多電極を用いた重畳場型二重収束質量分析装置の開発

Development of a Double-focusing Mass Analyzer with Crossed Field Using a Multielectrode

山田貴久*・内藤統広・山本陽一・最上明矩

Takahisa YAMADA, Motohiro NAITO, Youiti YAMAMOTO, and Akinori MOGAMI

(平成2年4月4日受理)

A double-focusing mass analyzer ($r=150$ mm) with crossed electric and magnetic field is developed. A newly designed multielectrode is used to make the electric field in the narrow gap between the magnet pole pieces. Experimental results verify the following features of this mass analyzer as predicted theoretically; 1) much wider energy window of approximately 1 keV, 2) mass spectrum available by voltage scanning as well, 3) high mass resolution of 1,700 obtained with the wide main slit of 0.1 mm.

1. はじめに

通常の二重収束質量分析装置は電場セクターと磁場セクターを直列に並べたものが多い。この型の質量分析装置では、まず電場によってエネルギー分散を作り、続いて磁場による運動量分散でエネルギー分散を打ち消して最終的に質量のみの分散を得ようになっている。一方、電場と磁場を同じセクターの中で直交して重畳させても二重収束が得られることが示されている^{1,2)}。この重畳場型質量分析装置でエネルギー収束させるとセクター中ではエネルギー分散を起こすところがない。したがってエネルギーの広がったイオンビームの質量分析ができるので高感度な分析が可能である。また、質量スペクトル測定は磁場掃引でも電場掃引でも行うことができる。

重畳場型質量分析装置を試作した例は過去にもあるが³⁾、二重収束は得ていない。それは、二重収束を得るためには大きな磁束密度が必要でありその磁場の中で制御された電位分布を作る必要があるが、それが技術的に困難であったからである

う。そこで新しい型の電極構造である多電極を開発して、二重収束を行うことのできる重畳場型質量分析装置を製作し、評価を行った。その評価のための実験として、二重収束条件を求める実験・電場掃引による質量スペクトル測定・質量分解能の測定を行った。

本論文ではまずはじめに多電極の構造・制御法について詳しく述べ、次に実験について述べる。最後に実験結果と理論より予想される結果との比較を行いながら多電極を用いた電位分布制御の評価および質量分析装置としての評価を行う。なお、付録に簡単なイオン光学の理論^{1,2,4,5)}をまとめた。本文中で使用する記号は主にそこで説明した。

2. 多電極

付録に示したように、電場磁場重畳型質量分析装置を用いて二重収束を得る場合には磁場による単収束の場合に比べて2倍の磁束密度が必要である。例えば、本装置の軌道回転半径150 mmで運動エネルギー5 keV、質量数50のイオンを曲

* 日本電子株式会社 (東京都昭島市武蔵野 3-1-2)
JEOL Ltd. (1-2, Musashino 3-chome, Akishima, Tokyo 196, Japan)

Fig. 1. Schematic of the multielectrode plate. Twenty-three line electrodes are printed on a ceramics plate.

げるために、1T 近い磁束密度が必要である。本実験では、そのような磁束密度を得るために磁極間隔を 15 mm として、その空間内に所望の電位分布を得ることを考えた。

磁極間にトロイダル電場を作る方法として最も単純なのはトロイダル電極を使う方法である。しかし、この方法では、磁極間が電極の間隔に比べて十分に広い場合は有効であるが、本装置のように磁極間距離が 15 mm と狭い場合には、電極の端面の場の乱れが大きすぎて電場の制御が困難である。つまり、電場制御のためには電極間隔より電極が十分に大きい必要がある。そこで、軌道平面の上下から挟み込むような形の電極を考えた。このような形の電極で電位分布を制御できれば 15 mm の磁極間でも端面の影響を受けることがない。この時、電極間に所望のトロイダル電場を得るために、付録の (A1) 式に境界条件を与えるような次の電圧分布を電極上に作る必要がある。

$$\phi(x, y) = -E_0 \left[x + \left(\frac{1}{2} \right) \lambda_1 x^2 - \left(\frac{1}{2} \right) (\lambda_1 + h_0) y_0^2 \right]$$

y_0 は、軌道平面と電極との距離である。このような動径方向の電圧分布を得るために、本実験では、動径方向に多くの電極を並べて電位制御を行う多電極を考案し、これを実験に用いた。

多電極は、Fig. 1 に示すように、アルミナセラミクス上に同心円上の線状電極を 1.8 mm 間隔で 23 本印刷した一対を製作した。これらの多電極板は、軌道平面から 5 mm はなれた位置に対向さ

Fig. 2. Schematic of the multielectrode. Resistive film is coated upon the multielectrode plates. Multielectrode plates are placed face to face with each other, on the upper and the lower side of the trajectory plane.

せて配置した。多電極の全体を Fig. 2 に示す。対抗する 2 枚のセラミクスだけではなくそれらに挟まれる側面のセラミクスにも電極を印刷して、電位分布の制御をより確実にした。イオンビームの入口と出口にあたる多電極の端面は、電極を回転軸方向にも伸ばし、Herzog シャントとの組み合わせで電場の端面の制御を行った⁶⁾。

また、各電極間はセラミクスがむき出しのままでは不都合で、次の条件を満たす必要がある。

1. チャージアップを防ぐために導電性であること。
 2. 電極電圧の制御のためなるべく高抵抗 (1 MΩ 以上) であること。
 3. 電位は動径方向に滑らかに変化すること。
- このために 150 MΩ[□] の高抵抗薄膜を均質に塗布した。その結果、チャージアップを起こさずに、各電極の電圧の制御を行うことができた。

電圧の制御は、Fig. 3 に示すような抵抗網と二次微調を用いた。軌道平面上で欲しい電位分布は x に比例して $x=0$ の場所で 0V になるような形であるが、付録で示したように等電位面は回転軸方向に並行ではないので、多電極上では $x=0$ でも 0V ではなく数 V のオフセット電圧 ($\phi_0 =$

$E_0[(1/2)(\lambda_1 + h_0)y^2])$ が生じる。このオフセット電圧と一次の電位勾配 ($\phi_1 = -E_0x$) をつくるため

Fig. 3. Voltage control circuit for the multi-electrode. The resistor network makes zeroth and first order of electrode voltages, and the fine tuning adds second order on them.

に、抵抗網を用いた。各端子間の抵抗は約 20 k Ω 程度と多電極の各電極間の抵抗約 1 M Ω の 2% 程度として、電圧制御を確実にできるようにした。端面場の影響を考えない理論では、この 0 次及び一次の項だけで二重収束するが、実際には端面場の影響で収束性が変わってしまう。そこで、この質量分析装置の方向収束性を変えられるように、抵抗網で発生させた電圧に二次の微調項

$$\phi_2 = -E_0 \times [(1/2) \lambda_1 x^2]$$

を加えた。

多電極の各々の電極に加えられる微調項の電圧は、 λ_1 の値を自由に選ぶために、一度調節しておけば一つの変可抵抗で二次関数を保ったまま変化するように工夫した。 λ_1 は、 $\pm 0.2 h_0$ の範囲で変えられるようになっている。焦点距離で言えば、+11 cm, -6 cm の変化である。

3. 実験方法

多電極を用いた重畳場型質量分析装置の評価装置の全体図を Fig. 4 に示す。評価用のイオンビームは、加速電圧 4.5 keV の振動型電子衝撃イオン源からの Ar⁺ ビームを用いた。主スリットに入るイオンビームのエネルギーをあらかじめ選択す

Fig. 4. Experimental setup. Mass analyzer with crossed field is tested using 4.5 keV Ar⁺ beam analyzed by 20° electric static analyzer.

Fig. 5. Energy dispersion as a function of electric field strength and energy spread. The condition of energy focus is determined by fitting the experimental result to the theory using the least square fit method.

るために、静電型 20° 偏向器を用いた。主スリットから重畳場の入り口端面、重畳場の出口端面からコレクタースリットまでの距離は、共に回転半径と同じ 150 mm とした。重畳場の入口には角度制限用の α スリットを設けた。コレクタースリットを通過したイオンビームは、ファラデーカップで受けて電流測定を行った。

質量分析装置には、最初は磁場のみを作り、単収束で Ar^+ ビームを通し、徐々に多電極に電圧を加えながら、ビームを逃がさないように磁束密度も調節して実験を開始した。初めに、次の手順で二重収束条件を求める実験を行った。まず電場による力と磁場による力の割合を変えながら、エネルギー分散の大きさを測定する。エネルギー分散の測定では、 Ar^+ ビームのエネルギーを変えて、 20° 偏向の電圧も常に最適にして行った。こ

Fig. 6. Variation of mass resolution as a function of the second order coefficient of multielectrode voltages. Double focus is achieved at the best mass resolution condition.

のエネルギー分散量の電場による力と磁場による力の割合に対する変化から、エネルギー収束条件が求められる。次に、この条件を保ったまま多電極電圧の二次微調を変えて、 Ar^+ のピークの幅が最も小さくなる条件を求めた。この時、エネルギー収束条件と方向収束条件を同時に満たす二重収束条件となる。この条件のもとで、 Ar^+ ビームのエネルギーを変化させてやることで重畳場型質量分析装置のエネルギー窓の大きさを調べた。また、電場掃引・磁場掃引を行ったときの質量分解能の変化も調べた。これらの実験結果と理論から予想される結果を比較して、多電極を用いた電位分布制御法の評価を行った。

4. 実験結果

4.1. 二重収束条件

まず初めに、電場強度と磁場強度の割合を変えながらエネルギー収束条件を求めた。Fig. 5 にその結果を示す。縦軸のエネルギー分散量 ϵ は、4,500 eV の Ar^+ のピーク位置とビームエネルギーを変えたときのピーク位置のずれを電場掃引により求めたものである。横軸は電場の強さの相対値である。電場掃引時の ϵ は、 h_0 と h_e の関数として理論的に次式でかける。

Fig. 7. Shape of an Ar⁺ peak at the double focus condition. This spectrum was measured by electric field scanning.

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \frac{h_0 + h_e}{h_e} \delta + \frac{1}{8} \frac{h_0 - h_e}{h_e} \delta^2$$

この関数に実験データが最も合うように電場の強さと h_e の関数を求め、エネルギー収束条件 ($h_e = -h_0$) となる電場の強さを求めた。図中には矢印で示した。この時エネルギー分散は二次の項のみとなっている。

エネルギー収束条件を保ちながら多電極電圧の二次微調の電圧のみを変化させて質量分解能の変化を調べたのが、Fig. 6 である。その結果、二次微調を変化させることで焦点距離が変わるのが確認された。この測定では主スリット・コレクタースリット共に幅 0.2 mm としているので、エネルギー分散・方向分散共に 0 の理論分解能は 1500 である。実験によると、二次微調とともに変化しながら $\lambda_1 = -0.04 h_0$ 付近で最大値を得ているので、ここで方向収束していることが分かる。エネルギー収束条件が保たれているので、二重収束が得られたことになる。二重収束条件での $m/z = 40$ (z はイオンの価数) のピークの拡大図を Fig. 7 に示す。これは、ピーク位置で二重収束条件を得て電場掃引により測定したものである。半値幅で計算した質量分解能は 1,336 であり、二次以上の分散を考慮しない理論値の 1,500 に近い値を得た。したがって多電極がほぼ理論どおり制御された電位分布を作り、その結果二重収束を得

Fig. 8. Experimental result of energy window measurement. It shows that this mass analyzer has an energy window of 1 keV.

ることができたと結論できる。ピークの形が左右非対称になっているが、これは二次以上の分散によるものである。

4.2. エネルギー窓

次に、エネルギー窓の大きさを調べるために質量分析装置は $m/z = 40$ 、エネルギー 4.5 keV のビームに対して二重収束条件として、ビームのエネルギーを変化させて分析後のビームのビーム電流測定を行った。この時 20° 偏向の電場の強さもビームエネルギーに追従して変化させた。その結果を Fig. 8 に示す。この図からエネルギー幅で約 1 keV の窓を持つことが分かった。

4.3. 二重収束質量スペクトル

4.5 keV の Ar⁺ ビームに対する二重収束条件から、電場の強さを一定に保ったまま磁束密度のみを変えていくと、二重収束を保ったまま質量スペクトルをとることができる。こうして得た質量スペクトルを Fig. 9 に示す。質量 (正確には m/z) の同定には付録の (A15) 式を用いた。二重収束条件のもとで電場掃引する分解能測定により、質量 1 から 44 までの各質量スペクトルはいずれも分解能 1,300 以上で得られることが確認できた。 $m/z = 20, 40$ 以外のピークは、イオン源内の残留ガスがイオン化・加速されて検出されたものである。

Fig. 9. Mass spectrum measured by magnetic field scanning keeping double focus condition.

Fig. 10. Mass spectrum measured by electric field scanning. Magnetic flux density was controlled so as to achieve double focus at $m/z=28$.

4.4. 電場掃引質量スペクトル

重畳場型質量分析装置の大きな特徴の一つは付録でも示したように電場の強さを変えることでも質量スペクトルの測定が可能なことである。 $m/z=28$ のピークに対して二重収束条件となるように磁束密度を決定して電場掃引により質量スペクトルを測定した。その結果を Fig. 10 に示す。この場合には二重収束条件は保たれないので各ピークの高さは分解能の変化とともに変わる。分解能の変化は理論的にも求まるが実験でも確かめた。

それを Fig. 11 に示す。理論値は $\delta=6.7 \times 10^{-4}$ ($\Delta U \sim 3$ eV), $\alpha=4.6 \times 10^{-3}$ (α スリット幅 1 mm) としたときの分解能を示す。 $h_e=-1$ では二重収束, $h_e=0$ では方向収束をしている。実験と理論の比較から、この重畳場型質量分析装置はほぼ理論どおりの動作をしていることが分かった。

4.5. 最大分解能

また、主スリットやコレクタースリット、 α スリットを狭めていけば質量分解能は向上する。そのようすを Fig. 12 に示す。一次の分散のみを考

Fig. 11. Variation of mass resolution as a function of a_0/a_e . Solid curve is theoretical value and the circles indicate experimental results.

えた理論カーブと実験値はずれているが、これは二次以上の分散によると思われる。また、スリットの機械精度のために、スリット幅 0.1 mm 以下の実験は行えなかった。今回の実験で得られた最大の分解能は 1,700 であった。

5. ま と め

狭い空間内に制御された電位分布を作るための新しい型の電極構造である多電極を考案して、電場磁場重畳型質量分析装置を製作、実験を行った。その結果、二重収束させることができ、スリット幅が 0.2 mm 以上のときはほぼ理論値並みの質量分解能を得た。このことから、多電極を用いた電位分布制御が意図したとおりに行われていることが分かる。したがって、本実験のように、2 枚のトロイダル電極などでは制御不可能な狭い空間での電位分布制御に、多電極を用いるのが有効であるのが実証された。

また、重畳場型質量分析装置型が一つのセクターで二重収束が可能であること、そのためにエネルギー窓が約 1 keV と、通常の $E-B$ 直列型の質量分析装置の数 100 eV や四重極型質量分析装置の数 eV に比較して大きいことから、従来のものと比べて小型で感度のよい質量分析装置であると言える。また、質量分解能も 1500 以上で、四

Fig. 12. Variation of mass resolution as a function of the width of the main and the collector slits, and the α slit.

重極質量分析装置と同等の分解能を有することが分かった。また、電場掃引によっても質量スペクトル測定が可能であることが分かった。

謝 辞 本実験装置の機械系の製作に当たり、協力をしていただいたコムテック(株)の佐藤正幸氏に感謝します。また、本論文をまとめるに当たり助言をいただきました大阪大学の松田久名誉教授に感謝します。

文 献

- 1) H. Nakabushi, T. Sakurai, and H. Matsuda, *Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys.*, **49**, 89 (1983).
- 2) 松田 久, 質量分析, **21**, 271 (1973).
- 3) M. Naito, Y. Naito, M. Takeuchi, H. Matsuda and M. Ishibashi, "Advances in Mass Spectrometry", Vol. 7B, ed. by N. R. Daly, Heyden & Son Ltd., London, 1978, p. 846.
- 4) 内藤統広, 質量分析, **37**, 281 (1989).
- 5) 内藤統広, 質量分析 (投稿中).
- 6) 松田 久, 質量分析, **30**, 123 (1965).

Keywords

Crossed field
Mass analyzer
Double focus
Multielectrode

付 録

重畳場のイオン光学

軌道平面について対称な軸対称電場（これをトロイダル電場と呼ぶ）の軌道平面近傍の電位分布 $\phi(x, y)$ は、一般的に次のように表される。使用した記号は Fig. A1 に示した。

$$\phi(x, y) = -E_0 \left[x + \frac{1}{2} \lambda_1 x^2 - (\lambda_1 + h_0) y^2 \right] \quad (A1)$$

ここで E_0 は中心軌道上での電場の強さ、 x, y は Fig. A1 に示したように、中心軌道を原点としたときの動径方向及び回転軸方向の座標、 E_0 は中心軌道上での電場の強さ、 h_0 は中心軌道の回転半径 a_0 の逆数 $1/a_0$ である。 y^2 の係数は Maxwell の方程式を満たすように x^2 の係数と h_0 を用いて定められている。

このようなトロイダル電場と一様磁場との重畳場の中での一次のイオン光学について述べる。重畳場セクターの中での近軸軌道方程式を考えると文献 1 より

$$\left. \begin{aligned} x &= Cx_0 + Sa_0 + (1/k_x)(1-C)C_7\gamma \\ &\quad + (1/k_x)(1-C)C_8\delta \\ \alpha &= -k_x Sx_0 + Ca_0 + SC_7\gamma + SC_8\delta \\ C &= \cos(\sqrt{k_x}z) \\ S &= (1/k_x)\sin(\sqrt{k_x}z) \\ C_7 &= (1/2)(h_0 - h_e) \\ C_8 &= (1/2)(h_0 + h_e) \\ \gamma &= (m - m_0)/m_0 \end{aligned} \right\} \quad (A2)$$

$$\delta = (U - U_0)/U_0$$

x_0, α_0 は重畳場への入射位置および中心軌道とのなす角、 z は中心軌道に沿った重畳場の入口からの距離、 α は近軸軌道と中心軌道のなす角、 h_e は磁場を消したときの電場のみによるイオンの軌道半径 a_e の逆数 $1/a_e$ 、 m_0, U_0 は中心軌道を通るイオンの質量と運動エネルギー、 m, U は近軸を通るイオンの質量と運動エネルギーである。 k_x は焦点距離を表すパラメータで次式で表される。

$$k_x = h_e \lambda_1 + h_0(h_e + h_0) + h_e^2 \quad (A3)$$

この重畳場でエネルギー収束条件を求めると、(A2) 式の第 4 項の δ の係数が 0 になれば良いので、

$$h_e = -h_0 \quad (A4)$$

を満たすことである。この式から磁場による力と電場による力の関係を求めると、Fig. A2(a) に示したようになり、磁束密度は磁場のみによる単収束の時の 2 倍となり、磁場による力の半分を電場による力が打ち消す方向に働く。このような条件を作ることによってセクター中でもビームはエネルギー分散がなく、純粋に質量のみによる分散が作られる。また、エネルギー収束条件の成り立っているとき、(A3) 式は簡単になり、次のように書ける。

$$k_x = h_0^2 - h_0 \lambda_1 \quad (A5)$$

次に方向収束条件を求めると、この場合には重畳場にはいる前と出た後の自由空間のことを考慮する必要がある。主スリット側とコレクタースリット側のドリフト長さをそれぞれ z_m, z_c とするとコレクタースリット上でのビームの変位 x_c 、

Fig. A1. Curvilinear coordinate system used in the calculations. The radius of the center beam is a_0 and the drift lengths from the main slit and to the collector slit are both z_0 .

Fig. A2. a) Relation of the magnetic force and the electric force at the double focus condition. b) Cross section of the equipotential surface of the electric field at the double focus condition.

近軸軌道と中心軌道のなす角 α_c は次のような計算によって得られる。

$M_s =$

$$\begin{pmatrix} C & S & (1/k_x)(1-C)C_\gamma & (1/k_x)(1-C)C_\delta \\ -k_x S & C & SC_\gamma & SC_\delta \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$M_m = \begin{pmatrix} 1 & z_m & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad M_c = \begin{pmatrix} 1 & z_c & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

とすると

$$\begin{pmatrix} x_c \\ \alpha_c \\ \gamma \\ \delta \end{pmatrix} = M_c M_s M_m \begin{pmatrix} x_0 \\ \alpha_0 \\ \gamma \\ \delta \end{pmatrix} \quad (A7)$$

である。 x_c は $x_0, \alpha_0, \gamma, \delta$ で表現され、その係数はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} x_0: & C - k_x S \\ \alpha_0: & S z_m + C + (-k_x S z_m + C) z_c \\ \gamma: & S C z_c + (1/k_x)(1-C) C_\gamma \\ \delta: & S C z_c + (1/k_x)(1-C) C_\delta \end{aligned} \right\} \quad (A8)$$

であり、方向収束は α_0 の係数が 0 となればよい。その条件は簡単な計算から

$$z_c = \frac{(1/\sqrt{k_x})\sin(\sqrt{k_x}z_m) + \cos(\sqrt{k_x}z_m)z_m}{\sqrt{k_x}\sin(\sqrt{k_x}z_m) - \cos(\sqrt{k_x}z_m)} \quad (A9)$$

となる。(A9) 式を満たす z_m, z_c, z, k_x の組み合わせは無数にあるが、重畳場の実験を行う場合、磁場のみによる単収束でビームを通すことがある。そのため Barber の法則を満たすような z_m, z_c, z の大きさを求め、装置を作る必要がある。 ω をセクターの回転角とすると Barber の法則は幾何の計算から

$$z_c = \frac{(1/h_0)\sin(\omega) + \cos(\omega)z_m}{h_0\sin(\omega) - \cos(\omega)} \quad (A10)$$

であるので、重畳場条件のときにも Barber の法則を満たす条件は (A10) 式を (A9) 式と比べて

$$k_x = h_0^2 \quad (A11)$$

である。(A5), (A11) 式より二重収束条件は

$$\lambda_1 = 0 \quad (A12)$$

であることが分かる。この時、重畳場内の電位分布は (A1) 式より、

$$\phi(x, y) = -E_0[x - h_0 y^2] \quad (A13)$$

となる。この時、軌道平面内では動径方向の電場の強さは均一であり、等電位面は $-h_0 y^2$ の項の存在のため Fig. A2(b) で示したような自転車のリム状の形となる。以上をまとめると、 $h_e = -h_0$ 、 $\lambda_1 = 0$ と設定することで Barber の法則を満たすような二重収束となることが分かる。

端面場を考えない理論では以上に述べたような条件で二重収束するが、端面場を考えた場合必ず方向収束点はずれる。そこでもう一度 (A5) 式、(A9) 式を見ると、 z_c は z_m, z, h_0, λ_1 だけの関数であるが、 z_m, z, h_0 は装置の大きさで決まってしまうので、実際には λ_1 だけの関数となる。 λ_1 の大きさはエネルギー収束条件には関係ないので、重畳場型質量分析装置ではエネルギー収束条件を保ったまま x^2 の係数である λ_1 の大きさを制御することにより、方向収束点の距離 z_c だけを独立して変えることができる。(A9) 式に (A5) 式を代入して今回の実験装置の値 $z = a_0(\pi/2)$ を代入して $\lambda_1 = 0$ の近傍で展開すると次式のようなになる。

$$z_c = \frac{1}{h_0^2 z_m} \left[1 - \left(1 + \frac{\pi}{4} \frac{1}{h_0 z_m} + \frac{\pi}{4} h_0 z_m \right) \times \left(\frac{\lambda_1}{h_0} \right) \right] \quad (\text{A14})$$

最後に、分析されるイオンの質量と磁束密度と電場の強さの関係を示す。分析されるイオンの質量 m_0 は次式の関係を満たす。

$$h_0 = -\frac{eE_0}{2U_0} + \frac{eB_0}{\sqrt{2m_0U_0}} \quad (\text{A15})$$

h_0 は質量分析装置の大きさで決定され、イオンのエネルギー U_0 を一定とすると、磁束密度 B_0 を変えても電場の強さ E_0 を変えても、分析されるイオンの質量 m_0 を変えることができる。磁場掃引を行うと二重収束条件を保ったまま質量スペクトルがとれる。一方、電場掃引を行うと磁場設定で決まる質量以外では二重収束はしなくなってしまうが、やはり質量スペクトルをとることができる。