扇形集束磁場に関する考察

On the Sector Type Magnetic Focusing Field

門 田 憲 章・石 田 精 一・金 川 哲 夫*

Noriaki Kadota, Seiichi Ishida, Tetsuo Kanagawa

(1958年9月15日受理)

質量分析計において加速イオン・ビームの質量分散ならびに集束に広く応用せられている $\pi/3$, $\pi/2$ および π 型の一次単集束形式の扇形磁場について、イオン・ビームに厚みがなくひろがりのみあるばあいと、厚みもひろがりもあるばあいについてコレクター面上に得られる像の位置を要素的に分解して計算し、それらの個別的な結果を総合して総像巾を純幾何学的に求めた。その結果イオン源の最終巾の決定等に関し数量的な知見を得ることができた。

I. 緒 言

荷電粒子線の質量分散ならびに集束については Heuneberg,¹⁾ Herzog,²⁾ Mattauch³⁾ 等によって系統的なイオン幾何光学的取扱いが集成せられており、質量分析のための集束条件については基礎的にはもはやほとんど論じつくされた観があるのであるが、細かい点に考察を進めるとまだ明らかにされていない点もいくつか存在する。集束磁場の理想は言うまでもなく少なくとも理論的には無収差であることであり、そのような見地に立って考察を進めれば一応 Kerwin⁴⁾ 場には誰も想到するところであろうが、実際に装置としての質量分析計を通観すると、他の原理によるものは別として現在国内に設置せられている質量分析計はすべて扇形磁場を有するものである。⁵⁾ したがって、現在の段階では一次単集束磁場についてイオン・ビームの集束を吟味することもあながち無意味ではないと考えられる。

本稿において対象とするのは一次単集束型質量分析計の構成上存在する各種の収差のうち、厚みがなくひろがりのみを持つイオン・ビームが理想的すなわち完全に幾何光学的行動を行うばあいについてイオンの偏向角と偏向半径のみに関係しイオン・ビームのひろがりの角度によって定められる幾何学的収差をはじめに取扱い、つぎにイオン・ビームに厚みのある実際の装置により近いばあいについてコレクター上に得られる像巾を考察する。考察の対象となる磁場は $\pi/3$ -, $\pi/2$ - および π - 型に限定し、またイオン源、偏向磁場およびコレクター・スリットの相対位置に関しては対称型

Barber⁶⁾ 配置であることを前提とし、磁場境界は理想的であるかあるいは Nier 近似が厳密に成立するものとして取扱いを進める。

II. 記号の規約

イオン・ビームには厚みがありひろがりがあるので、射出イオン・ビームならびにその到達点について各種の組合わせが考えられ、いちいち記述するのは煩雑であり、むしろ記号的に表現する方が便利であるので次のように統一的に記号を規約することにする。

- O: イオン源スリット最外端 (偏向中心から見て) から射出せられるイオン・ビーム
- O': このイオン・ビームがコレクター面上に到達する点の位置
- C: イオン源中心から射出せられるイオン・ビーム
- C': このイオン・ビームがコレクター面上に到達する点の位置
- I: イオン源スリット最内端から射出せられるイオン・ビーム
- I': このイオン・ビームがコレクター面上に到達する点の位置

これらの記号についてさらにイオン・ビームのひろがり角、スリット巾等イオン・ビームの性格を表示するため次のように添字を用いる。

- O, or C, or I ($\begin{smallmatrix} \circ \\ n \end{smallmatrix}$), or ($\pm\theta$): 射出イオン・ビームの中心束 ($\begin{smallmatrix} \circ \\ n \end{smallmatrix}$), 外側へのひろがりを中心束に対して $+\theta$ であるイオン・ビーム ($\pm\theta$), 内側へのひろがり $-\theta$ であるイオン・ビーム ($\begin{smallmatrix} \circ \\ n \end{smallmatrix}$).
- O or I ($\begin{smallmatrix} \circ \\ n \end{smallmatrix}$) or ($\pm\theta$): 射出イオン・ビームの厚みが偏向半径 r の $2/n$ (n : 厚み係数)であることを示す。したがって中心イオン・ビームは $C(\begin{smallmatrix} \circ \\ \infty \end{smallmatrix})$, $C(\pm\theta)$ である。

* 京都大学工学部燃料化学教室 (京都市左京区吉田本町)
Department of Fuel Chemistry of the Engineering
Faculty of Kyoto University (Yoshida Honmachi,
Sakyo ward, Kyoto, Japan).

例. $O\left(\frac{+\theta}{n}\right)$: 厚み係数 n のスリットの最外端から外側へ θ の角度で射出せられるイオン・ビームで、そのコレクター上の結像点である。

つぎにコレクター上にあらわれる像について次の記号を用いる。

S: コレクター上に出現する像のコレクター中心から離れた距離。

さらにこのSの性格を表示するため次のように添字を用いる。

$S_{\pi/3 \text{ or } \pi/2 \text{ or } \pi}$ (.....): イオン偏向角が $\pi/3, \pi/2$ あるいは π であることを示す。

$S_{O \text{ or } C \text{ or } I}$ (.....): O (.....), C (.....) あるいは I (.....) によって生じる像巾。

$S_{O \text{ or } I}\left(\frac{\pm\theta}{n}\right)$: $O\left(\frac{\circ}{n}\right), \left(\frac{\pm\theta}{n}\right)$ または $I\left(\frac{\circ}{n}\right), \left(\frac{\pm\theta}{n}\right)$ によって生じる像巾。

$S_C\left(\frac{\pm\theta}{\infty}\right)$: $C\left(\frac{\pm\theta}{\infty}\right)$ によって生じる像巾。

$S_{OI}\left(\frac{\circ}{n}\right)$: $O\left(\frac{\circ}{n}\right)$ と $I\left(\frac{\circ}{n}\right)$ との平行イオン・ビームによって生じる像巾。

$\mathcal{G}$: すべてのSの巾を総合してあらわれる最大の像巾。コレクター中心を原点としたばあい外側への像のひろがりをもつ S^+ , 内側へのひろがりをもつ S^-

とすると、

$$\mathcal{G} = S^+_{\max} + |S^-_{\max}|$$

で与えられる。

例. $S_{\pi}\left(\frac{\pm\theta}{n}\right)$: π -磁場において $O\left(\frac{\pm\theta}{n}\right)$ によって生じる像巾

II. 1. $S_{\pi/3}\left(\frac{\pm\theta}{\infty}\right)$ および $\mathcal{G}_{\pi/3}\left(\frac{\pm\theta}{\infty}\right)$

第1図において明らかなように、紙面に垂直方向に巾をもつイオン・ビームのうち、磁場に直角に入射する $C\left(\frac{\circ}{\infty}\right)$ のコレクター上の像位置 $C'\left(\frac{\circ}{\infty}\right)$ と、 $C\left(\frac{\circ}{\infty}\right)$ に対し $+\theta$ および $-\theta$ の開きをもって射出されるビームの $C\left(\frac{+\theta}{\infty}\right)$ および $C\left(\frac{-\theta}{\infty}\right)$ のそれぞれの像位置 $C'\left(\frac{+\theta}{\infty}\right)$ および $C'\left(\frac{-\theta}{\infty}\right)$ とがイオン像の巾を与えることは周知のとおりである。

この像巾を求める手順は解析幾何学の問題として取扱うことができる。座標を図のようにとると、開き角 $+\theta$ のビームは

$$y = x \cdot \tan \theta + r(2 + \sqrt{3} \tan \theta) \quad (1)$$

で表わされ、A点で磁場に入射しその曲率中心 $O' + (x', y')$ は

$$x' = r \sin \theta, \quad y' = r(2 + \sqrt{3} \tan \theta - \cos \theta) \quad (2)$$

となる。このビームは $y = \frac{1}{\sqrt{3}}x + r$ として表わされ

第1図 $\pi/3$ -型における像幅

$B(x_b, y_b)$ 点で磁場境界 O_0Y' を出てコレクター・プレートすなわち $y = \frac{1}{\sqrt{3}}x - r$ 直線上に $C'_{\infty}^{(+)}$ なる像を結ぶことになる。すると、 x_b, y_b は

$$\left. \begin{aligned} x_b &= \frac{\sqrt{3}}{4} \{ \sqrt{3}x' - r + y' \\ &\quad + \sqrt{r^2 + 6ry' - 3y'^2 - 2\sqrt{3}x'(r - y') - x'^2} \} \\ y_b &= \frac{1}{4} \{ \sqrt{3}x' + 3r + y' \\ &\quad + \sqrt{r^2 + 6ry' - 3y'^2 - 2\sqrt{3}x'(r - y') - x'^2} \} \end{aligned} \right\} (3)$$

であり、 $C'_{\infty}^{(+)}$ の座標 (x, y) は

$$\left. \begin{aligned} x &= \sqrt{3} \left\{ \frac{r^2 + (r + y')(y_b - y') + x'(x_b - x')}{\sqrt{3}(x_b - x') + (y_b - y')} \right\} \\ y &= \frac{r^2 + (r + y')(y_b - y') + x'(x_b - x') - r}{\sqrt{3}(x_b - x') + (y_b - y')} - r \end{aligned} \right\} (4)$$

となる。一方 $C'_{\infty}^{(+)}C'_{\infty}^{(0)} = 2y$ であるため、(4)式の y に (x', y') ; (x_b, y_b) を代入し $C'_{\infty}^{(-)}$ をもあわせて考えると S は次のようになる。

$$S_{\pi/3}^{C(\pm\theta)} = \frac{r}{2} \left[\frac{4 - (\varphi + \sqrt{3})^2 - 2\sqrt{3}(\varphi + \sqrt{3})}{\sqrt{1 - \varphi^2} - 2\sqrt{3}\varphi} + \sqrt{3}\tan\theta - 2\sin\left(\frac{\pi}{6} - \theta\right) - 1 \right] \quad (5)$$

ここに

$$\varphi = 3\tan\theta - 2\sin\left(\frac{\pi}{3} + \theta\right) \quad (6)$$

である。なお、この像巾の正負は図からも分るように正のときは $C'_{\infty}^{(0)}$ の外側に、負のときは内側に結像することを示している。 θ にいろいろの値を入れて計算してみると (第4図), $C'_{\infty}^{(+)}$, $C'_{\infty}^{(-)}$ いずれも内側

にありその上、

$$|S_{\pi/3}^{C(\pm\theta)}| \cong |S_{\pi/3}^{C(\mp\theta)}|$$

であるため、このばあいの S は $|S_{\pi/3}^{C(\pm\theta)}|$ のみを計算すればよいことになる。すなわち、

$$S_{\pi/3}^{C(\pm\theta)} = |S_{\pi/3}^{C(\pm\theta)}| \quad (7)$$

のように表わされる。

1.2. $S_{\pi/2}^{C(\pm\theta)}$ および $S_{\pi/2}^{C(\pm\theta)}$

座標を第2図のようにとって $\pi/3$ -型と同様に考えることができる。このばあいは計算は簡単で $C'_{\infty}^{(+)}$ ビームは

$$y = x\tan\theta + r(2 + \tan\theta) \quad (8)$$

として表わされ、その曲率中心 $O' + (x', y')$ は

$$x' = r\sin\theta, \quad y' = r(2 + \tan\theta - \cos\theta) \quad (9)$$

となり、コレクター上のその像位置 $C'_{\infty}^{(+)}$ を $C'_{\infty}^{(0)}$ の位置 $C'_{\infty}^{(0)}$ の座標 $(r, 0)$ から考えると、このばあいの像巾は、 $C'_{\infty}^{(-)}$ をもともに考えに入れると、

$$S_{\pi/2}^{C(\pm\theta)} = r \left[\sin\theta + \frac{1 - (2-t)(1-t)}{(2-t)t} - 1 \right] \quad (10)$$

となる。ここに

$$t = \cos\theta - \tan\theta \quad (11)$$

である。この結果は第4図に示されている。この像巾の正負の関係は $\pi/3$ -型のときと同一で、その上

第2図 $\pi/2$ -型における像幅

$$|S_{\pi/2}^{C(\pm\theta)}| \cong |S_{\pi/2}^{C(\pm\theta)}|$$

であるため、このばあいも、

$$\mathcal{S}_{\pi/2}^{C(\pm\theta)} = |S_{\pi/2}^{C(\pm\theta)}| \quad (12)$$

として表わされる。

I.3. $S_{\pi}^{C(\pm\theta)}$ および $\mathcal{S}_{\pi}^{C(\pm\theta)}$

第3図に示されているように座標をえらぶこととし、 $C_{(\infty)}^{(0)}$, $C_{(\infty)}^{(+\theta)}$ および $C_{(\infty)}^{(-\theta)}$ の3本のビームのコレク

を導入するかということであるが、これには前にも記したように n なる厚み係数の形で導入するのがもっとも取扱いが便利である。實用せられている質量分析計を考えると、通常 $n=500 \sim 5,000$ でこれは $r=180$ mm としてイオン源出口スリット巾 $0.007 \sim 0.7$ mm に相当するわけで、計算も大体この範囲について行えばよいことになる。

このように厚みを考慮に入れた計算では、中心ビー

第3図 π -型における像幅

ター上の結像位置を考えると、当然のことではあるが後者の2本のビームの像位置 $C_{(\infty)}^{(+\theta)}$ と $C_{(\infty)}^{(-\theta)}$ とは一致し $2r \cos \theta$ で表わされる。一方 $C_{(\infty)}^{(0)}$ の座標は $(2r, 0)$ であるため、このばあいの像巾はよく知られているように、

$$\mathcal{S}_{\pi}^{C(\pm\theta)} = |S_{\pi}^{C(\pm\theta)}| = |-2r(1 - \cos \theta)| \quad (13)$$

のようになる。 θ の各値に対する像巾は第4図にさきの両型のときとあわせ示されている。

II. $O_n^{(0)}$, $O_n^{(\pm\theta)}$ および $I_n^{(0)}$, $I_n^{(\pm\theta)}$ の集束

IIにおいては、ビームの厚みの極限として $n=\infty$ すなわち厚みを無視して、ひろがりだけをもったイオンビームを考えたが、実際には、かりに他の収差が無視し得るほど小さいとしても、少なくともイオン源の出口スリットの巾だけの厚みをもったイオン・ビームを考えなければならないので、IIの計算をさらに進めてこの厚みをも計算に入れることにする。

ここに問題となるのは、いかなる形でビームの厚み

ム $C_{(\infty)}^{(0)}$ に平行な $O_n^{(0)}$, $I_n^{(0)}$ を含めて総計9本のビームについて、それぞれのコレクター上の結像位置をすべて一応考えなければならないことになる。なお $C_{(\infty)}^{(0)}$ と $C_{(\infty)}^{(\pm\theta)}$ の3本についてはすでに前章で計算済みであるので省略する。

III.1. $S_{\pi/3}^{O_n^{(0)}}, S_{\pi/3}^{I_n^{(\pm\theta)}}$ および $\mathcal{S}_{\pi/3}^{C(\pm\theta)}$

考えなければならないビームを $O_n^{(\pm\theta)}$; $O_n^{(0)}$, $I_n^{(0)}$; $I_n^{(\pm\theta)}$ の3群に分けて計算を進めることにする。

III.1.a. $O_n^{(\pm\theta)}$ の集束

ビームの厚みのないときと違って、 $O_n^{(\pm\theta)}$ は、

$$y = x \tan \theta + r(2 + 1/n + \sqrt{3} \tan \theta) \quad (14)$$

で表わされることになり、このビームの曲率中心 O'' (x'', y'') は、

$$x'' = r \sin \theta, \quad y'' = r(2 + \frac{1}{n} + \sqrt{3} \tan \theta - \cos \theta) \quad (15)$$

となり、さきと同様な計算を行い、記号も同じものを

用いると、この2本のビームそれぞれによる像巾は、

$$S_{\pi/3}(\pm\theta) = \frac{r}{2} \times \left[\frac{4 - \left\{ \varphi + \sqrt{3} \left(1 + \frac{1}{n} \right) \right\}^2 - 2\sqrt{3} \left\{ \varphi + \sqrt{3} \left(1 + \frac{1}{n} \right) \right\}}{\sqrt{1 - \varphi^2 - 2\sqrt{3}\varphi - \frac{2\sqrt{3}}{n}\varphi - \frac{3}{n^2}(2n+1)}} \right. \\ \left. + \sqrt{3} \tan\theta - 2\sin\left(\frac{\pi}{6} - \theta\right) - \left(1 - \frac{1}{n}\right) \right] \quad (16)$$

となる。このばあいの符号の正負と像位置との関係もさきと同様であり、かつまた

$$|S_{\pi/3}(\pm\theta)| \geq |S_{\pi/3}(\mp\theta)| \quad (17)$$

であるため、

$$\ominus_{\pi/3}(\pm\theta) = |S_{\pi/3}(\mp\theta)|$$

となる。

第4図 $n=\infty$ のときの θ と像幅の関係

Ⅲ.1.b. $O_n^{(0)}$, $I_n^{(0)}$ の集束

この2本の平行ビームは

$$y=r \quad (18)$$

なる直線上で一度交わり、そのちふたび離散して $C_n^{(0)}$ の両側に結像し、それぞれの像巾は

$$S_{\pi/3}(\pm\theta) = 2r \left[\frac{4n^2 + (2n+1) \{ \sqrt{(2n+1)(2n-1)} - 3 \}}{4n\sqrt{(2n+1)(2n-1)}} - 1 \right] \quad (19)$$

および

$$S_{\pi/3}^I(\pm\theta) = 2r \left[\frac{4n^2 + (2n+1) \{ \sqrt{(2n+1)(2n-1)} + 3 \}}{4n\sqrt{(2n+1)(2n-1)}} - 1 \right] \quad (20)$$

となり、 $S_{\pi/3}(\pm\theta) < 0$, $S_{\pi/3}^I(\pm\theta) > 0$ であるため、

$$\ominus_{\pi/3}(\pm\theta) = r \left[\frac{6}{\sqrt{(2n+1)(2n-1)}} - \frac{1}{n} \right] \quad (21)$$

となる。これら2つの像をみると、 n が小さいとき、

すなわちビームにかなりの厚みがあるときは、

$$|S_{\pi/2}^O(\pm\theta)| < S_{\pi/2}^I(\pm\theta)$$

であり、 $O_n^{(0)}$ の方が $I_n^{(0)}$ より $C_n^{(0)}$ に関して遠くにあるが、 n が500以上では $C_n^{(0)}$ の両側対称位置に来ることが分る。

Ⅲ.1.c. $I_n^{(\pm\theta)}$ の集束

このビームは

$$y = x \tan\theta + r \left(2 - \frac{1}{n} + \sqrt{3} \tan\theta \right) \quad (22)$$

で表わされ、その曲率中心 $O_{\pm}'''(x''', y''')$ は

$$x''' = r \sin\theta, \quad y''' = r \left(2 - \frac{1}{n} + \sqrt{3} \tan\theta - \cos\theta \right) \quad (23)$$

となり、さきと同じように、厚みがないばあいの $\pi/3$ -型に用いたと同じ記号を用いると、この2本のビームのそれぞれによる像巾は、

$$S_{\pi/3}^I(\pm\theta) = \frac{r}{2} \left[\frac{4 - \left\{ \varphi + \sqrt{3} \left(1 - \frac{1}{n} \right) \right\}^2 - 2\sqrt{3} \left\{ \varphi + \sqrt{3} \left(1 - \frac{1}{n} \right) \right\}}{\sqrt{1 - \varphi^2 - 2\sqrt{3}\varphi + \frac{2\sqrt{3}}{n}\varphi - \frac{3}{n^2}(2n+1)}} \right. \\ \left. + \sqrt{3} \tan\theta - 2\sin\left(\frac{\pi}{6} - \theta\right) - \left(1 + \frac{1}{n}\right) \right] \quad (24)$$

となる。しかし、このばあいは、 $O_n^{(\pm\theta)}$ のときと異なり、その結像位置は開き角の θ , および n によって像巾の正負およびその大小が変化する。しかし、これまでの各ビームの結像位置の計算から、 $I_n^{(\pm\theta)}$ による像巾は $\theta=4^\circ$ までは総像巾 $\ominus$ の外には出ないため、この範囲では問題になくてもよいことになる。計算結果から分ることは、もっとも内側に結像するビームは $O_n^{(+\theta)}$ であり、もっとも外側に結像するビームは $I_n^{(0)}$ であるということで、それゆえに総像巾は

$$\ominus_{\pi/3}(\pm\theta) = |S_{\pi/3}(\pm\theta)| + S_{\pi/3}^I(\pm\theta) \quad (25)$$

として与えられることになる。この結果は第1表に示されている。表中符号の負は $S_{\pi/3}(\pm\theta)$ を示し、正は $S_{\pi/3}^I(\pm\theta)$ を示してをり、総像巾はこれら2数の絶対値の和となる。

なお、比較のため $n=\infty$ のばあいを併記してある。

Ⅲ.2. $S_{\pi/2}^O(\pm\theta)$, $S_{\pi/2}^I(\pm\theta)$ および $\ominus_{\pi/2}(\pm\theta)$

ビームの分け方は $\pi/3$ -型のときと同様にして計算する。

Ⅲ.2.a. $O_n^{(\pm\theta)}$ の集束

このビームは、

$$y = x \tan\theta + r \left(2 + \frac{1}{n} + \tan\theta \right) \quad (26)$$

で表わされ、その曲率中心 $O_{\pm}''(x'', y'')$ は、

$$x'' = r \sin\theta, \quad y'' = r \left(2 + \frac{1}{n} + \tan\theta - \cos\theta \right) \quad (27)$$

となる。このばあい厚みのないときに用いたと同じ記号によってそれぞれのビームによる像巾を求めると次のようになる。

$$S_{\pi/2, n}^{0(\pm\theta)} = r \left[\sin\theta + \frac{1 - (2-t - \frac{1}{n})(1-t - \frac{1}{n})}{\sqrt{(2-t - \frac{1}{n})(t - \frac{1}{n})}} - 1 \right] \quad (28)$$

このばあい、 $\pi/3-$ 型のとときと同じく

$$|S_{\pi/2, n}^{0(+\theta)}| \cong |S_{\pi/2, n}^{0(-\theta)}|$$

であるため、

$$\mathcal{S}_{\pi/2, n}^{0(\pm\theta)} = |S_{\pi/2, n}^{0(+\theta)}| \quad (29)$$

となる。

Ⅲ. 2. b. $O_n^{(0)}$, $I_n^{(0)}$ の集束

2本の平行ビームは射出側磁場境界において集束し、そのちふたたび離散し $C_{(\infty)}^{(0)}$ の両側に結像すること、これまた $\pi/3-$ 型のとときと同様である。それぞれのビームによる像巾は、

$$S_{\pi/2, n}^{0(0)} = \frac{r}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \left(1 - \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n} \right) \quad (30)$$

および

$$S_{\pi/2, n}^{I(0)} = \frac{r}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \left(1 - \frac{1}{n^2} + \frac{1}{n} \right) \quad (31)$$

であり、 $S_{\pi/2, n}^{0(0)} < 0$, $S_{\pi/2, n}^{I(0)} > 0$ であるため総像巾は、

$$\mathcal{S}_{\pi/2, n}^{0, I(0)} = \frac{2}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} \cdot \frac{r}{n} \quad (32)$$

すなわち、ビームの厚さの $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}}$ 倍となる。さらに、

$$|S_{\pi/2, n}^{0(0)}| \cong |S_{\pi/2, n}^{I(0)}|$$

であるため、ビームの厚みがかかなりあるときには、 $O_n^{(0)}$ の方が $C_{(\infty)}^{(0)}$ に対し $I_n^{(0)}$ より遠くにあるが $n=500$ 以上では、 $C_{(\infty)}^{(0)}$ を中心として両側のほぼ対称位置に両ビームが結像することになる。

Ⅲ. 2. c. $I_n^{(\pm\theta)}$ の集束

このビームは

$$y = x \tan\theta + r \left(2 - \frac{1}{n} + \tan\theta \right) \quad (33)$$

で表わされ、その曲率中心 $O_{\pi}'''(x''', y''')$ は、

$$x''' = r \sin\theta, \quad y''' = r \left(2 - \frac{1}{n} + \tan\theta - \cos\theta \right) \quad (34)$$

で、それぞれのビームによる像巾は、

$$S_{\pi/2, n}^{I(\pm\theta)} = r \left[\sin\theta + \frac{1 - (2-t + \frac{1}{n})(1-t + \frac{1}{n})}{\sqrt{(2-t + \frac{1}{n})(t + \frac{1}{n})}} - 1 \right] \quad (35)$$

となる。なお、記号は前と同じである。これらの像巾

の正負、あるいは大小はやはり n とか θ とかによって変化するが、 $\theta=4^\circ$ まではこれらは他のビームによる像巾から出ないので、この範囲では問題にしなくてもよいことになる。計算の示すところでは $O_n^{(+\theta)}$ および $I_n^{(0)}$ がそれぞれもっとも内側におよび外側に結像するので、 $\pi/3-$ 型のとときと全く同様に総像巾は (36) 式で示される。

$$\mathcal{S}_{\pi/2, n}^{(\pm\theta)} = |S_{\pi/2, n}^{0(+\theta)}| + S_{\pi/2, n}^{I(0)} \quad (36)$$

第1表 $\pi/3-$ 型の $\mathcal{S}$ の両端の位置 (単位: r)

θ n	1°	2°	3°	4°
100	-0.0106 0.0100	-0.0116 0.0100	-0.0140 0.0100	-0.0164 0.0100
500	-0.0025 0.0020	-0.0034 0.0020	-0.0053 0.0020	-0.0078 0.0020
1,000	-0.0015 0.0010	-0.0023 0.0010	-0.0041 0.0010	-0.0067 0.0010
2,000	-0.0010 0.0005	-0.0018 0.0005	-0.0037 0.0005	-0.0062 0.0005
5,000	-0.0006 0.0002	-0.0015 0.0002	-0.0033 0.0002	-0.0058 0.0002
∞	-0.0005	-0.0014	-0.0032	-0.0056

第2表 $\pi/2$ -型の $\mathcal{S}$ の両端の位置 (単位: r)

θ n	1°	1°	3°	4°
100	-0.0116 0.1000	-0.0117 0.0100	-0.0137 0.0100	-0.0162 0.0100
500	-0.0024 0.0020	-0.0033 0.0020	-0.0051 0.0020	-0.0074 0.0020
1,000	-0.0015 0.0010	-0.0023 0.0010	-0.0041 0.0010	-0.0064 0.0010
2,000	-0.0010 0.0005	-0.0018 0.0005	-0.0035 0.0005	-0.0059 0.0005
5,000	-0.0007 0.0002	-0.0015 0.0002	-0.0032 0.0002	-0.0056 0.0002
∞	-0.0005	-0.0014	-0.0031	-0.0053

この計算結果は第2表に示されている。なお、表中の符号、および総像巾の算出のしかたは第1表におけると同じである。

Ⅲ. 3. $S_{\pi}^{O, I(0)}$, $S_{\pi}^{O, I(\pm\theta)}$ および $\mathcal{S}_{\pi}^{(\pm\theta)}$

第1図から明らかなように、このばあい、もっとも内側に結像するのは $O_n^{(\pm\theta)}$ ($O_n^{(+\theta)}$ と $O_n^{(-\theta)}$ は一致する) であり、もっとも外側に結像するのは $I_n^{(0)}$ である。

III. 3. a. $O_n^{(\pm\theta)}$ の集束

$\pi/3$ - および $\pi/2$ - 型と違ってこの 2 本のビームの結像位置は同一で、像巾は、

$$\ominus_{\pi}^0(\pm\theta) = -\left[2r(1-\cos\theta) + \frac{r}{n}\right] \quad (37)$$

である。

III. 3. b. $O_n^{(0)}$, $I_n^{(0)}$ の集束

平行ビームはやはり一度交叉してからふたたび離散し、 $C_{\infty}^{(0)}$ の両側対称位置に結像する。

$$S_{\pi}^{(0)} = -\frac{r}{n}, \quad S_{\pi}^{I(0)} = \frac{r}{n} \quad (38)$$

それゆえに、

$$\ominus_{\pi}^{O, I(0)} = \frac{2r}{n} \quad (\text{ビームの厚み}) \quad (39)$$

となる。

III. 3. c. $I_n^{(\pm\theta)}$ の集束

この 2 本のビームも同一点に結像し、像巾は、

$$\ominus_{\pi}^I(\pm\theta) = -\left[2r(1-\cos\theta) - \frac{r}{n}\right] \quad (40)$$

であり、結局総像巾は

$$\ominus_{\pi}(\pm\theta) = 2r(1-\cos\theta) + \frac{2r}{n}$$

すなわち、ビームの厚みだけ像巾が増加することになる。

IV. 結 論

1. 一次単集束型の質量分析計設計上の知見を得る。

質量スペクトルにおける温度の影響について

Effect of Temperature on Mass Spectra

岡本 潤一*・角 田 実*・森 戸 望*・中 島 康 雄*

Junichi Okamoto, Minoru Kakuta, Nozomu Morito, Yasuo Nakajima

(昭和33年9月4日受理)

質量分析計において質量スペクトルの満足な再現性をうることはいずれの仕事に分析計が用いられても根本的に重要な問題である。質量スペクトルの再現性や正確度に影響を与える諸要素中イオン源の温度の影響について実験を行った。日立製 RMU-5 型質量分析計に T 型イオン源を取付け、イオン源を所定の 250°C に保った際のイオン源の温度分布、またイオン源の温度を 170~290°C に変化した時のパタン係数および感度の変動を測定した。精密級質量分析計ではパタン係数および感度の安定性の変動率は一般にそれぞれ $\pm 0.5\%$, $\pm 1\%$ 以内とされている。この要求を満足するにはイオン源の温度を 250°C において $\pm 0.25^\circ\text{C}$ に保たねばならないことがわかった。

〔I〕 緒 言

質量分析法は元来同位体存在比の測定によって発達

ために、 $\pi/3$ -, $\pi/2$ - および π - 型のそれぞれについて、コレクター上に得られる像巾を幾何学的方法で計算した。

2. イオン・ビームに厚みがなくてひろがりのみのあるばあいには、収差は $+\theta$ の側では $\pi/3 > \pi/2 > \pi$ の順で大きく、 $-\theta$ の側では $\pi > \pi/2 > \pi/3$ の順で大きいことを認めた。

3. イオン・ビームに厚みもひろがりもあるばあいには、 $\pi/3$ - 型と $\pi/2$ - 型とについては収差は大差なく、 π - 型が前二者に比して有利であることが認められた。

4. また総像巾をスリット巾と偏向半径の比の函数として計算しイオン源出口スリット設計上の知見を得た。

文 献

- (1) W. Heuneberg, Ann. d. Physik, **19**, 335 (1934).
- (2) R. Herzog, Z. f. Physik, **89**, 447 (1934).
- (3) J. Mattauch. ibid., **89**, 786 (1934).
- (4) L. Kerwin. Rev. Sci. Instr., **20**, 36; 381 (1949).
- (5) 質量分析, **10**, 85 (1958).
- (6) N. F. Barber, Proc. Leeds Philos. Soc., **2**, 427 (1933).

* 日立製作所中央研究所 (東京都北多摩郡国分寺町)
Hitachi Central Research Laboratory (Kokubunji-machi,
Kitatama-gun, Tokyo).

した物理的分析法であるが、今日では化合物の解離電離等の基礎的研究のみならず広く工業方面に応用されるようになった。研究用精密質量分析計またはパタン係数の複雑な炭化水素を分析するための質量分析計を設計するにあたっては種種の問題について考慮されなければならない。すなわち広範囲にわたる走査、高分