微細集束イオンビームに対する $E \times B$ フィルタ の近似理論と Ga 同位体の二重像による検証

正 員 伴 悦 夫 (日本電子)
非会員 奥 貫 昌 彦 (日本電子)

1. ま え が き

最近、半導体の微細加工あるいは表面分析などの分野への集束イオンビームの応用が広く注目されてきている⁽¹⁾⁽²⁾。これらの目的のために、より微細で輝度の高いビームを得る技術が強く求められている。

このような用途をもつイオン光学系には、混合した幾つかの核種を含むビームから所要の核種を選択するために $E \times B$ (Wien) フィルタが使われている。このフィルタは良く知られているように、古くから荷電粒子フィルタとしていろいろな分野で応用され、ビーム光学的な特性の検討もされている。例えば、電子ビームを対象とする収差に関しては Legler 氏らによって調べられた⁽³⁾⁽⁴⁾。イオンビームに対しては、Wahlin 氏らによって検討された⁽⁵⁾⁽⁷⁾。

しかし、我々が技術、工学的な立場から調査を始めた時点においては、 $E \times B$ フィルタが既に得られていた微細集束イオンビーム (Fine Focused Ion Beam: 以下 FIB と略記)⁽⁸⁾ に対して何んらかの収差を与えないか、必ずしも明らかでなかった。この疑問に対する現実的な解答は、安定で高輝度のイオン源と光学系の完成をまって初めて具体的に与えられるものである。

以上の観点から、本論文は次のように構成されている。最初に $E \times B$ フィルタの特性について理論的に検討する。現時点におけるビームの集束度約 $0.1 \mu\text{m}$ ⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾ においては、座標について二次の近似で動作を記述すれば十分であることを示す。この近似によるビームの偏向量と色収差の式を与える。以上の考察より、ビ-

ームを中央面に入射させることによって $E \times B$ フィルタは収差を付加することなく、FIB の質量分離をなしうることを述べる。

次に、ガリウムの二つの安定同位体を例として上記の近似理論の与える結果を示す。また、分離された2本の集束ビームが標的面上に二重像を形成する可能性を指摘し、そのための条件を示す。

次に、実際の FIB 装置において、加速電圧 80 kV に対し 0.8 T まで磁束密度を変化させて観察された SEM の二重像を示す。それらにより測定された分離量を、近似理論によって検討し妥当な結果が得られることを述べる。

最後に、液体金属イオン源を用いることによって実現された微細集束イオンビームに対して、更に高度の諸機能を与えるうえで $E \times B$ フィルタがもつ可能性と有効性が実証された結果、新たに開かれた技術的な展望について簡単にふれる。

なお、本論文の理論的検討の部分は $E \times B$ フィルタの質量分離機能を表現するうえで、いわば零次の理論の範囲のものである。しかし、現実を得られた結果がその範囲においておおむね説明できたことは、技術、工学的な見地からすれば極めて重要なことである。読者はこのことの意味について留意してほしい。

2. 質量分離器としての $E \times B$ フィルタの 近似理論

微細な集束イオンビームの基本的な特徴は、その集束角が非常に小さい (数 m rad 以下) ことである。従って、ビーム集束角に関する級数展開によって特性を調べるのがよい。この展開において、零次の項は軸上ビームの質量分離量とエネルギー分散 (色収差) の二つの項を含む。そして、一次以上の項が幾何収差を

An Approximate Theory of $E \times B$ Filter for Fine Focused Ion Beam and Verification by Double Image of Gallium Isotopes.
By Etsuo Ban, Member & Masahiko Okunuki, Non-member
(JEOL Ltd.).

伴 悦夫: 正員, (株)日本電子
奥貫昌彦: 非会員, (株)日本電子 [現在, (株)キャノン]

図 1 $E \times B$ フィルタの模式図Fig. 1. Schematic construction of $E \times B$ filter.

表わす⁽⁴⁾。特性は低次の項から調べていくのが当然である。以下、我々はこの立場から議論の展開をしていく。

最初に、本論文での議論の基礎である $E \times B$ フィルタの基本方程式について述べる。我々は簡単な形の解析解が得られ、動作の基本的な特徴が表現できるようにするため次の仮定をする。

(1) 一つの粒子に働くローレンツ力のみを考え、粒子間の作用は無視する。

(2) 電、磁界の縁端効果は無視する。

(3) 電、磁界は直交している。

座標系を図1のようにとる。いま電荷 e 、質量 m をもつ粒子が速度 v で z 軸に沿って直進してきたとする。場の中に入ってからの運動は良く知られているように

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x} + \omega^2 x &= 0 \\ \ddot{y} + \omega^2 y &= f \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

に従う⁽³⁾。ここで、 $\omega^2 = \omega_0^2/2$ 、 $\omega_0^2 = \eta B$ 、 $\eta = e/m$ 、 $f = \eta(E - vB)$ である。いわゆる $E \times B$ 条件は $f = 0$ にすることである。

(2.1) 質量分離量と色収差 上述のように質量に対する分離量とエネルギー分散、あるいは色収差は軸上に沿って直進入射する粒子の運動から導かれる。この場合には、対称性から軌道は z の偶関数で表わされる。いま z^4 までの近似式を求めると

$$y = \frac{f z^2}{2 v^2} \left\{ 1 - \frac{1}{24} \left(1 + \frac{4f}{r_c \omega^2} \right) \left(\frac{z}{r_c} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (2)$$

となる。ここで、 r_c はイオンサイクロトロン半径で $v/\sqrt{2}\omega$ で与えられる。 f/ω^2 は軸からの偏差であるから、FIB では微量である。一方、 r_c は表1のように 150 mm 以上ある。従って、〔 〕中の第2項は無視でき、上式は

$$y = \frac{f z^2}{2 v^2} \left\{ 1 - \frac{1}{24} \left(\frac{z}{r_c} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (3)$$

となる。いま z^2 および z^4 までとったときの模式的な粒子の軌道を、図2に Op_1 破線、 Op_2 実線で示す。それぞれの場合のフィルタからの出射点 p_1 、 p_2 に

Op_1, S_1 : z^2 近似的軌道と虚像点

Op_2, S_2 : z^4 近似的軌道と虚像点

図 2 z^2 および z^4 近似における粒子の軌道図Fig. 2. Particle trajectory in z^2 and z^4 approximation.

表 1 ボロン、ガリウム、スチビウムの 100 kV 加速、1 T 磁束密度中のイオンサイクロトロン半径

Table 1. Ion cyclotron radii of 100 kV Boron, Gallium and Stibium in the magnetic flux density of 1 T.

種 類	質量 (amu)	サイクロン半径 (mm)
B ¹⁰	10. 01294	144. 1
B ¹¹	11. 00931	151. 1
Ga ⁶⁹	68. 92558	378. 2
Ga ⁷¹	70. 9247	383. 4
Sb ¹²¹	120. 9038	500. 6
Sb ¹²³	122. 9042	504. 8

における接線を原点側に延長して、 z 軸との交点を S_1 、 S_2 とする。 S_1 はフィルタの中央の点 $z = L/2$ になり、 S_2 は

$$\left. \begin{aligned} z_2 &= L(1 - \varepsilon)/2 \\ \varepsilon &= (L/r_c)^2/24 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

となる。すなわち、軸上の虚像点がフィルタの中央点から $\varepsilon L/2$ だけ原点側にずれる。

次に、上式の ε 補正項 (z^4 の項) の見積りをする。表1に代表例としてボロン、ガリウム、アンチモンの同位体のサイクロトロン角周波数 ω_0 、半径 r_c を示す。ただし、荷電、加速電圧、磁束密度はそれぞれ 1 価、100 kV、1 T である。 $L = 50$ mm に対して、例えばボロンでは $\varepsilon \approx 0.005$ となる。 ε と加速電圧 V (V)、磁束密度 B (T)、質量 m (amu) の関係は次式で与えられる。

$$\varepsilon = 2 \times 10^6 \left(\frac{e B^2 L^2}{m V} \right) \dots\dots\dots (5)$$

例えば、 $B = 0.8$ T なら $V = 32$ kV で $\varepsilon \approx 0.01$ になる。また、ガリウムでは $m \approx 70$ だから $B = 0.8$ T では $V \gtrsim 5$ kV で $\varepsilon \leq 0.01$ となる。以上により、実際の範囲において ε 補正項は無視しうることがわかる。

以下においては $\varepsilon = 0$ とする近似、すなわち z について二次の近似によって得られる結果を示す。図2の p_1 の y 座標 Y は f を変形して

図3 $E \times B$ フィルタの三つの基本特性量

Fig. 3. Three fundamental characteristics of $E \times B$ filter.

$$Y = \frac{eL^2}{4} \left(\frac{E}{U} - B \sqrt{\frac{2}{mU}} \right) \dots\dots\dots (6)$$

となる。

ここで、 E はフィルタの電界、 U は粒子のエネルギー、 ΔU は U の広がり幅である。上式から、図3に示す三つの基本量、すなわち軸上直進ビームの色収差 D_0 、 $E \times B$ 条件を満たさないビームの分離量および色収差 S, D_s は次のようになる。ここで、 D_0 は $(\partial Y / \partial U)_0 \times (\Delta U)_0$ として求める。 D_s も同様である。

$$D_0 = \frac{AL}{2} \left(\frac{\Delta U}{U} \right)_0$$

$$S = AF_1 L$$

$$D_s = AF_2 L \left(\frac{\Delta U}{U} \right)_s$$

A は無次元のパラメータで

$$A = \frac{1}{4} \left(\frac{L}{d} \right) \left(\frac{V_f}{V} \right) \dots\dots\dots (7)$$

である。ただし、 V はイオンの加速電圧、 d, V_f はそれぞれフィルタの電極間距離、電位差である。

上式からわかるように、 A は質量分離器としての能力の目安を与える量である。 F_1, F_2 は比電荷 η による無次元のパラメータで

$$F_1 = 1 - \sqrt{\eta_s / \eta_0}, \quad F_2 = (1 + F_1) / 2 \dots\dots\dots (8)$$

で与えられる⁽¹¹⁾。 F_1 はイオン種による分れやすさの目安を与える。例えば、同一種のイオンからなるビームでは、 $\eta_s = \eta_0$ だから $F_1 = 0, F_2 = 0.5$ となり、 $S = 0, D_s = D_0$ となる。

なお前述のように、ここでの近似ではフィルタの中央面に虚像点がある。投影面が異なれば、色収差は

$$D_0(z) = \frac{A}{2} (2z - L) \left(\frac{\Delta U}{U} \right)_0 \dots\dots\dots (9)$$

によって変化する。

〈2・2〉 軸上を直進するビームの幾何収差 次に、本章の初めに述べた方針に従い、 $E \times B$ 条件を満たし、色収差 D_0 をもって軸上を直進してフィルタを出ていくビーム、すなわち選択されたほうのビームの幾何収差について考える。

電子に対しては、第1焦点面における二次の幾何収差が検討されている⁽⁸⁾。しかし、イオンは重いから、そのような条件は現実的でない。いまの場合の条件では、前節で述べたようにフィルタの中央面に投影したときに色収差が零になる。このことを考慮して、本節では集束ビームのフィルタへの入射面 z_i を含む幾何収差の表現を求める。これはイオン光学系内における $E \times B$ フィルタの動作条件を把握しようとするためである。前述のように、軸上を直進してくる粒子の運動を表現する z 座標についての最低次数は二次である。しかし、集束ビームは軸から離れた点に斜入射する粒子を含み、その運動を表現する最低次数は一次になる。従って、ビームの集束半角 α についても一次から考えねばならない。

α の一次には、自由空間を直進するビーム自身の発散の項が含まれる。それは明らかに入射面（クロスオーバー面）において零である。上述のように、現在のところ FIB 装置で $E \times B$ フィルタがビームを再集束させるような強さで使用されることはない。しかし、ビーム入射面 z_i と観測面 z_o はイオン光学系において、上流側のコンデンサレンズ、下流側の対物レンズの動作条件にかかわる。従って、これらの間の関係を明らかにすることは実用上重要である。

さて、一般の入射条件に対し軌道の式は以下のようにになる。

図4に示すように、下流側から見てフィルタの入射面の第3象限に入射する粒子を考える。 y 軸に対する角度を ϕ 、 z 軸との交点を z_i とする。 $z=0$ における境界値を、これらのパラメータで表わせれば次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= -z_i \tan \alpha \sin \phi \\ y_0 &= -z_i \tan \alpha \cos \phi \\ (\dot{x})_0 &= v \sin \alpha \sin \phi \\ (\dot{y})_0 &= v \sin \alpha \cos \phi \\ (\dot{z})_0 &= v \cos \alpha \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

図4 斜入射粒子のパラメータ

Fig. 4. Parameters describing the inclined incident particle.

また、この場合(1)式の引き戻し力 f は

$$f = \sqrt{2} \omega [v(1 - \cos \alpha) + \sqrt{2} \omega y_0] \dots (11)$$

になる。

上述のように、(10)、(11)式の条件の粒子の軌道に含まれる z および α について、一次の項のみをとると、結局

$$\left. \begin{aligned} x &= (z - z_i) \alpha \sin \psi \\ y &= (z - z_i) \alpha \cos \psi \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

になる。これは自由空間を直進する集束ビームを表わすものにほかならない。すなわち、 $E \times B$ フィルタは一次の近似においては幾何収差を付加しない。この結果は、入射ビームの軸がフィルタの軸と一致しているとき、対称性からも予想されることである。

3. 数値計算例と FIB による二重像の形成の条件

次に、ガリウム、 Ga^{69} と Ga^{71} を分離する場合を例として、(7)、(8)式による計算結果を示す。

$L = 50 \text{ mm}$, $d = 4 \text{ mm}$, $V_f = 1.2 \text{ kV}$, $V = 60 \text{ kV}$ として $A = 0.0625$ になる。両イオンとも 1 価として F_1 , F_2 は 0.0142, 0.507 になる。従って、両イオンの分離量は $S = (0.0625)(0.0142)(50) \approx 44.4 \mu\text{m}$ になる。

また、ビームのエネルギー幅 ΔU を 10 eV とすれば、色収差 D_0 は

$$D_0 = \frac{1}{2} (0.0625)(50) \left(\frac{10}{60 \times 10^3} \right) \approx 0.26 \mu\text{m}$$

になる。 F_2 が 0.507 だから D_0 もこれとほとんど同じである。これらの量はいずれもフィルタの出口端での値である。

次に、分離された 2 本の FIB によって二重像が形成される可能性について説明する。

図 5 に示すように、A 点にある線源から 2 種のイオンが混合したビームが放射される。コンデンサレンズ CL によってビームは集束半角 α をもち、A' 点に向かって $E \times B$ フィルタに入射していく。 $E \times B$ 条件を満たすイオン種のビームは、実線のように軸上を進み、対物レンズ OL によって標的面と軸との交点 A'' に結像する。

一方、 $E \times B$ 条件を満たさないビームの中心は、フィルタ出口面で軸から S だけ離れた B'' 点を通る。いま簡単のために収差を無視すれば、OL が A' 点を含む面を見たときに最もシャープな像が見える。すなわち、B'' 点とフィルタの中央点 C を結ぶ線と入射面との交点 B' に B'' のシャープな虚像がある。この点

図 5 $E \times B$ フィルタによる二重ビーム像を説明する光路模式図

Fig. 5. Schematic optical path illustrating double beam imaging with $E \times B$ filter.

は OL によって破線のように標的面上の B'' 点に結像する。いま図において、 $\overline{A'B'} = S'$, $\overline{A''B''} = S$, $\overline{A''B''} = S''$ とすれば

$$M' = 1 - 2z_i/L \dots \dots \dots (13)$$

$$S' = M'S, S'' = MS' \dots \dots \dots (14)$$

となる。ここで、 M は OL の倍率である。

なお、図示の場合は $z_i < 0$ で $S' > S$ となっている。また前述のように、 $z_i = L/2$ すなわち A' が C に一致するようにビームを中央面に向けて入射させたときには M' 、従って S' , S'' は 0 になる。すなわち、B'' は A'' と一致し、見かけ上二重像は消失する。次に、このような二重像が観察される条件について考える。分離されたビームがフィルタを出てトリフト空間に入ると、 $\beta = 2S/L$ の角度で直進する。上記の例では、 1.8 mrad である。この角度範囲にスリットを設ければ、ビームはフィルタアウトされる。もし、スリットがなければ 2 本のビームは二重像を形成する可能性がある。しかし、それらが鮮明に観察されるのは次の条件が満たされるときである。すなわち、色収差とビーム自身の広がり角がいずれも分離量よりずっと小さいことと、ビーム自身の広がり角が偏向角よりずっと小さいことが必要である。これらを式で表わせば D_0 , $2|z_0 - z_i|\alpha \ll S$, $\alpha \ll \beta$ となる。

いま、上記の大小関係をそれぞれ一けたと仮定すれば、 $\beta \approx 1.8 \text{ mrad}$, $S \approx 44 \mu\text{m}$ を用いて $\alpha \sim 0.18 \text{ mrad}$, $|z_0 - z_i| \lesssim 0.1 S/2\alpha \approx 12 \text{ mm}$ 程度と見積られる。なお、本例での磁束密度は次のようになる。

速度 v は $13,900\sqrt{V/\text{m}}$ であるから、 60 kV , 70 amu に対し $4.1 \times 10^6 \text{ m/s}$ になる。 d と V_f をそれぞれ 4 mm , 1.2 kV とすれば、電界 E は $3 \times 10^5 \text{ V/m}$ になる。これらから $E \times B$ 条件を用いて $B = 0.73 \text{ T}$ が得られる。実際の測定値についての数値的な検討は

次章で行なう。

4. ガリウム同位体による二重像の観察と分離量の測定

我々は最大加速電圧 100 kV の FIB 装置において、前章で述べたような二重像を SEM 像として観察し、それらより分離量を測定した⁽¹²⁾。これは安定で高輝度なビームと、全体の光学系の完成によって初めて可能になったものである。以下に述べるように、二重像を用いて標的上のビーム分離量が正確に計測できる。また、全体の光学系の状況を推測することも可能である。

図 6 に、加速電圧が 80 kV のときの磁束密度に対する像の変化を示す。(a) 図はフィルタの電磁界が印加されていないときである。両イオンの混合した 1 本の集束ビームが、ピッチ 25 μm のニッケルメッシュの

SEM 像を作っている。(b) 図以後では電磁界が印加され、分離ビームによる二重像が作られている。ただし、(e) 図のときはちょうど 1 ピッチ分ずれているので重なって見えている。質量分散は下方を向いており、下側が Ga^{69} である。明るさが違うのは、二つの同位体の自然存在比 60.2, 39.8 の違いによる。メッシュをスケールにして標的面での両ビームの分離量 (図 5 の S'') を測ることができる。表 2 にそれぞれの結果をまとめて示す。

図 7 は加速電圧 V をパラメータとして、磁束密度に対し S'' をプロットしたものである。両者はほぼ直線的に変化している。いま (6) 式のパラメータ A において、電位差 V_f を磁束密度 B を用いて表わせば $A = vBL/V$ となる。加速電圧が一定ならば速度も一定だから、 S'' は磁束密度に比例する。表 2 には v , A , S の計算値も併記してある。

図 6 80 kV における Ga の SEM 二重像の磁束密度による変化

Fig. 6. Variation of Ga double SEM image with magnetic flux density at accelerating voltage 80 kV.

表 2 加速電圧 40, 60, 80 kV におけるガリウムイオンビームの分離の計算値と測定値の比較

Table 2. Comparison between measured separation on the target, S'' , and calculated separation, S , on the exit plane of $E \times B$ filter of Gallium beam accelerated with 40, 60 and 80 kV.

V (kV)	B (T)	S'' (μm)	A	v (km/s)	V_f (V)	S (μm)	S''/S
40	0.1	6.5	0.0105	3,347	134	7.45	0.87
	0.2	13.0	0.0209		268	14.83	0.88
60	0.2	8.5	0.0171	4,099	328	12.14	0.70
	0.4	16.5	0.0342		656	24.3	0.68
	0.6	25.5	0.0512		984	36.3	0.70
	0.8	34.5	0.0683		1,312	48.5	0.71
80	0.2	6.5	0.0148	4,733	379	10.5	0.62
	0.4	13.0	0.0296		757	21.0	0.62
	0.6	20.0	0.0444		1,136	31.5	0.63
	0.8	26.0	0.0592		1,514	42.0	0.62

図 7 $E \times B$ フィルタにより分離されたガリウムイオンビーム二重像より測定された標的上の分離量の磁束密度による変化

Fig. 7. Variation of Ga isotope separation with magnetic flux density measured by SEM image of double beam separated by $E \times B$ filter; acceleration voltage as a parameter.

$V=80, 60, 40$ kV において, z_i の計算値はそれぞれ $-38.5, -43.3, -42.6$ mm である。 M' は(13)式によってそれぞれ 2.70, 2.73, 2.54 になる。 OL の倍率 M は(14)式によってそれぞれ 0.23, 0.26, 0.35 となる。一方, 第3章で述べたように $|z_o - z_i| \approx 12$ mm と見積られているので, OL が見ている観測面 z_o は -30 mm 程度と推定される。

本実験においては直接測定されていないが, これらの値はおおむね妥当なものと判断されている。また, 図6の二重像の様子からわかるように, 2本のビームはいずれも同じ程度に集束されており, 第3章で与えた諸条件が満たされていることを示している。

なお, 第3章の数値計算例で用いたエネルギー幅

~ 10 eV は, 著者の一人 Okunuki ら⁽⁸⁾によって直接測定されているものである。これに対する色収差 D_0 は $0.26 \mu\text{m}$ と見積られた。誤解を避けるために再説すると, これはフィルタの出口端における値であり, 本光学系において観測されている量ではない。 OL はフィルタの入口端よりもっと上流にあるクロスオーバー点を物点として見込んでおり, 標的上にはその実像が結ばれている。そして, 標的面におけるビーム径は, 前述のように約 $0.1 \mu\text{m}$ と見積られている。

5. む す び

微細集束イオンビーム, FIB に対する $E \times B$ フィルタの動作を検討し, 以下の結論を得た。

(1) 現時点におけるビームの集束度約 $0.1 \mu\text{m}$ に対して, $E \times B$ フィルタの特性は軸上ビームの軌道について最低次の近似, すなわち二次の近似によって表現できる。この近似において $E \times B$ 条件を満たさないビームの偏向量 S , 満たすビームの色収差 D_0 は, 無次元の装置パラメータ A とイオン種によるパラメータ F_1 の積によって表わされる。

(2) 入射ビームを $E \times B$ フィルタの中央面に向けて打ち込み, 下流側にある対物レンズが同じ中央面を物面として見込むことによって, フィルタはビームに対して収差を付加することなく質量分離することができる。

(3) ビームの集束半角を α , 偏向角を β とし, $\alpha \ll \beta$, $D_0 \ll S$ の条件において分離された2本の集束ビームによる二重像を観察することができる。

(4) ガリウムの液体金属イオン源を用いた FIB 装置において, 加速電圧 40, 60, 80 kV に対してフィルタの磁束密度を 0.8 T まで変えガリウムの同位体 $\text{Ga}^{69}, \text{Ga}^{71}$ を分離した。

(5) 実際に観察された SEM 二重像から分離量 S を算定し, 上記の理論の妥当性が示された。

終わりに, FIB 装置における $E \times B$ フィルタの将来の課題について若干ふれた。

本論文でのガリウムの場合のような液体金属イオン源 (LMI) では, フィルタに入射されるビームの径は, 主に集束レンズ系の収差によって規定されている。本論文で詳述したように, $E \times B$ フィルタは単に選択的な偏向器として動作しており, 収差を付加することはない。この意味において, フィルタの基本性能に関しては現在の技術の範囲で支障ないと言える。しかし, 将来いろいろなイオン種を対象にして精密なビームの位置制御が必要とされるようになれば, フィルタの電界, 磁界の空間的, 時間的な制御精度に対する要求も

一段と高まると思われる。その場合には、単に $E \times B$ フィルタのみでなく、イオン光学系の全系にわたり詳細な再検討が必要になるであろう。

また、もしエネルギー幅のより小さい気相電界イオン源による陽子ビームなどが実用化されるならば、フィルタによる色収差が問題化する可能性はある。しかし、その場合においても本論文で述べたような基本的な動作モードが変わることはなく、幾何収差が問題となることはないと思われる。

いずれにしろ、 $E \times B$ フィルタはその直進形質量分離器としての特長を生かして、FIB 光学系の重要な要素として高信頼化、高機能化、高性能化に向かい、その他の構成素子の進歩と歩みをともにしていくと思われる。

本研究を進めるにあたり、 $E \times B$ フィルタの動作について御示唆をいただいた大阪大学基礎工学部 蒲生健次教授に感謝します。また、理化学研究所 金弼鉉氏、塩川高雄氏には実験に際し御配慮いただきました。また本研究の機会を与えられ、御べんたつをいただ

いた大阪大学基礎工学部 難波 進教授に感謝します。
(昭和59年6月27日受付)

文 献

- (1) T. Shiokawa, P.H. Kim, K. Toyoda, S. Namba, T. Matsui & K. Gamo: *J. Vac. Sci. & Technol.* B1(4), Oct.-Dec., p. 1117 (1983)
- (2) A. Takamori, E. Miyauchi, H. Arimoto, Y. Bamba & H. Hashimoto: *Japan. J. Appl. Phys. Lett.*, 23, L599 (1984)
- (3) W. Legler: *Zeit. Phys.*, 171, 424 (1963)
- (4) W.H.J. Anderson & J.B. Le Boole: *J. Phys. E: Sci. Instr.*, 3, 121 (1970)
- (5) L. Wahlin: *Nucl. Instrum. & Methods*, 27, 55 (1964)
- (6) R.G. Wilson & D.M. Jamba: *ibid.*, 91, 285 (1971)
- (7) R.L. Seliger: *J. Appl. Phys.*, 43, 2352 (1972)
- (8) M. Okunuki, R. Aihara & N. Anazawa: *Proc. 6th Symp. ISIAT, Tokyo*, p. 71 (1982)
- (9) H. Arimoto, A. Takamori, E. Miyauchi & H. Hashimoto: *Japan. J. Appl. Phys. Lett.*, 22, L780 (1983)
- (10) T. Shiokawa, Y. Aoyagi, P.H. Kim, K. Toyoda & S. Namba: *ibid.*, 23, L232 (1984)
- (11) E. Ban, N. Anazawa, R. Aihara & M. Okunuki: *Proc. 6th Symp. ISIAT, Tokyo*, p. 121 (1982)
- (12) 伴・穴沢・相原・奥貫・小松: 第30回応用物理学関係連合講演会予稿集, p. 271 (1983)