研究論文

粉末粒子の静電加速による特殊加工法の研究

(第6報)*

——帯電粉末粒子ビームの静電レンズによる集束——

井 出 敏** 森 勇 蔵*** 井 川 直 哉***

Studies on Powder Particle Beam Machining
by Electrostatic Acceleration (6th Report)

—Focusing of Charged Powder Particle Beam with Electrostatic Lens—

Takashi IDE, Yuzo MORI and Naoya IKAWA

In order to realize a new method of powder particle beam machining, a fundamental approach to obtain a dense beam of powder particles was made with an Einzel lens designed from electron optical theories. The mechanism of forming well-focused beam is theoretically analyzed by a graphical method based on the electron optics, so that each of the particle trajectory and density distribution is represented as a function of the optical values and dimension of the lens. The validity of the theoretical analysis was proved by comparing the calculated density distribution with the measured beam spot on target material. Furthermore it became clear that the off-axis trajectories affected by spherical aberration remarkably contribute to the beam-spot formation and that the average beam density in the focused spot can be increased by about thirty times that of non-focused beam.

Key words: electron-optical analysis, powder-particle beam focusing, Einzel lens, spherical aberration, particle-density distribution

1. 結 言

筆者らは、真空中で発生させた帯電粉末粒子の高速ビームを利用し、微量除去による高精度表面加工や粒子の衝撃付着による薄膜形成を行ってきた¹⁾²⁾。本加工では衝突粒子あたりの加工単位は微小であり、高能率加工のためには高密度粒子ビームの形成が不可欠である。その有効な手法として、イオンビームに適用されている静電集束法が考えられる。しかし、質量、比帯電量および速度がイオンとは著しく異なる帯電粉末粒子において、その実質的な静電集束挙動に関する研究例は少なく、これを理論的、実験的に究明して高密度ビーム化の可能性を明確にする必要がある。

一般に、静電レンズ場における近軸軌道方程式によれば、粒子軌道は比帯電量(帯電量/質量)には関係しない。したがって、粉末粒子ビーム用レンズの設計

や集束作用の解釈に対して、従来の電子幾何光学理論が適用できるものと考えられる。本論では、この理論に基づいて静電単一レンズを設計試作するとともに、集束ビーム内の粒子軌道および密度分布を作図的に解析する手法を考案した。また、この解析結果と測定した集束ビーム性状とを比較検討し、電子幾何光学的解析の妥当性と高密度粒子ビームの形成を実証した。

2. 粒子ビーム集束の電子幾何光学的解析

2.1 静電レンズの設計

表面加工用ビームとして、スポットの細束性よりも比較的広領域への高密度照射が望ましい。そこで、粉末粒子ビーム銃からの強発散性ビームを、近接したレンズ系に比較的大きな開き角で取り込み、これを平行性またはそれに近い集束ビームにすることをレンズ設計の目標とした。この場合、動作距離の短い強レンズを設計し、ビーム源(帯電電極)からレンズ主平面までの距離に見合った焦点距離とする必要がある。

レンズは、図1(a)のように、 z 軸まわりに回転対称な3枚の円孔電極から成る静電単一レンズとする。そのレンズ特性値(焦点距離 f 、球面収差係数 C_s 、

* 原稿受付 平成2年8月31日。昭和50年度精機学会秋季大会学術講演会(昭和50年11月24日)および昭和51年度精機学会関西地方定期学術講演会(昭和51年7月3日)にて発表

** 愛媛大学工学部(松山市文京町3)

*** 大阪大学工学部(吹田市山田丘2-1)

Fig. 1 Electrode configuration (a) and axial potential distribution (b) of lens used

色収差係数 C_c は、近軸軌道方程式*に鐘形電位分布関数** (図1 (b)) を与えて導出できる³⁾。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \frac{f}{d} &= \frac{64}{3\pi} \left(\frac{1-k^2}{k^4} \right) \\ \frac{C_s}{d} &= \frac{1}{2k^2} \left(\frac{f}{d} \right)^3 \\ \frac{C_c}{d} &= \frac{2f}{d} \left(\frac{1+k^2/4}{1-3k^2/4} \right) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

電位分布型の規定因子として、入射粒子の加速電圧 V_0 で規格化された軸上電位分布のピーク値 $\Phi(0)$:

$$k^2 = \frac{\Phi(0)}{V_0} \quad (2)$$

およびそのピーク値の半減幅 d は、円孔付き薄肉平板電極系における電位分布モデルを適用してレンズ形状と関連づけられる (付録)。したがって、各特性値はレンズ形状の諸元 (図1 (a) の z_1, z_2, R_1, R_2) を任意に与えて式 (1) より計算できる。

レンズ形状の決定は、 $z_1/R_1, z_2/R_1$ ($R_1=R_2$) および V_L/V_0 を変数とする焦点特性線図を描き、この線図上でレンズ電圧比 $V_L/V_0=0.90$ (V_L : レンズ中央電極の電位, V_0 : 入射粒子の加速電圧) のときに近軸軌道の焦点距離が前述の設計目標に適うよう、 $z_1/R_1=0.6, z_2/R_1=1.6$ を選定した。 $R_1(=R_2)$ の寸法は、開き角 0.1 rad の直進ビームを想定し、そのレンズ中面上での半径に等しく 25 mm とした。試作レンズの

* 回転対称座標系では

$$n_b''(z) + \frac{\Phi'(z)}{2\Phi(z)} n_b'(z) + \frac{\Phi''(z)}{4\Phi(z)} n_b(z) = 0$$

ただし、 $n_b(z)$: 粒子軌道半径, $\Phi(z)$: 電位分布関数

** $\Phi(z) = V_0 - \frac{\Phi(0)}{1+(z/d)^2} = V_0 \left[1 - \frac{k^2}{1+(z/d)^2} \right]$

ただし、 $k^2 = \Phi(0)/V_0$

Fig. 2 Dimensions (a) and setup (b) of designed lens

Table 1 Calculated lens parameters

V_L/V_0	k^2	d mm	f mm	z_H mm	$C_s/10^3$ mm	$C_c/10^2$ mm
1.00	0.811	34.2	68.5	4.45	1.37	4.10
0.95	0.771	34.2	82.2	3.40	2.22	5.13
0.90	0.730	34.2	106	2.50	3.59	6.16
0.85	0.689	34.2	137	1.71	7.70	6.84
0.80	0.649	34.2	171	1.20	13.7	8.55
0.75	0.608	34.2	226	0.79	24.6	10.6

z_H : derived from Kanaya et al.³⁾

寸法、外観を図2 (a), (b) に、また各種のレンズ電圧比に対して計算したレンズ特性値を表1にそれぞれ示す。

2.2 集束ビームスポットの解析

設計レンズの光学的特性値から幾何光学の概念に基づいて粒子軌道を求め、さらにこの軌道から集束ビームのスポット径と粒子密度分布とを作図的に解析した。

図3に示すように、粉末粒子ビーム銃の帯電電極をレンズ軸上に位置する点状源 (物点) とみなし、ここから加速される帯電粉末粒子ビームの結像状態を考える。レンズの近軸軌道を通る粒子はガウス像点 G_0 に到着する。その像点と物点の位置関係は、静電単一レンズでは前側と後側の焦点距離が等しいので、

Fig. 3 Diagram for the graphical analysis of spot size and density-distribution of powder particle beam focused on target plane

$$l_0^{-1} + l_1^{-1} = f^{-1} \quad (3)$$

ただし、 l_0, l_1 ：それぞれ主平面から物点および像点までの距離、 f ：焦点距離。しかし、比較的大きな開き角の軌道は、球面収差のためにこの結像式を満足しない。いま、 z - x 平面上で入射ビームの最大開き角 $\alpha_{\max}$ を n 等分割した入射軌道を想定し、それらの屈折軌道を球面収差を加味して求めてみる。 n 本の軌道のうち開き角 α_j を持つ j 番目の軌道 OP_j は、レンズ主平面での屈折後にガウス像点 G_0 から球面収差 $G_0G_j = MC_s\alpha_j^3$ ($M = l_1/l_0$ ：結像の倍率) だけはずれた位置 G_j に到着する。ここで、この軌道がターゲットに衝突する位置 T_j の x 座標 $x_t(j)$ は、点 $P_j(0, l_0\alpha_j)$ と点 $G_j(l_1, -MC_s\alpha_j^3)$ とを結ぶ直線と、直線 $z = s' + z_H$ の交点として求められる。すなわち、式 (3) から $l_1 = f(s - z_H)/(s - z_H - f)$ 、また $l_0 = s - z_H$ の関係を用いると、

$$x_t(j) = \alpha_j \left\{ s + s' - \frac{(s - z_H)(s' + z_H)}{f} - \frac{s' + z_H}{s - z_H} \cdot C_s \alpha_j^2 \right\} \quad (4)$$

ただし、 s, s', z_H ：レンズ中面からそれぞれビーム源、ターゲット、主平面までの距離。式 (4) は、図3のモデルのような実像の時だけでなく虚像条件 ($0 < l_0 < f, l_1 < 0$) でも成り立つ。この場合 $M < 0$ より、球面収差は実像のときの逆符号となり、 $z = l_1 < 0$ の位置で $x > 0$ の方向にとる。このように、ターゲット上には n 本の入射軌道に対応した交点 $T_1, \dots, T_n$ が求められ、これらの z 軸まわりの回転図形がビームスポットとなる。次に、屈折軌道の z 軸まわりの回転体が集束ビームを構成するものと想定し、ビーム内の粒子密度分布を解析する。まず、主平面を貫くビーム径を、前述の分割操作によって中央の円板とその周りの $(n-1)$ 個のリングに分ける。この n 個の分割要素は、式 (4) を用いてターゲット上に投影できる。投影された各要素には、元の分割要素に対する面積変化分に反比例した粒子密度の変化があるはずである。したがって、各分割要素内では粒子密度一定と仮定し、対応する投影要素上に变化した粒子濃度を塗り重ねて行くと、ターゲット上には集束ビームスポットの粒子密度分布が描かれることになる。いま、図3に示すように、主平面上のリング状分割要素 $P_{j-1}P_j$ に対するターゲット上のリング状投影要素 $T_{j-1}T_j$ の粒子密度の変化率 $\Delta\rho_p^{(j)}$ を面積変化の割合として求める。式 (4) から算出される $x_t^{(j)}$ と $x_t^{(j-1)}$ とが異符号の場合、投影要素の面積は、半径 $|x_t^{(j)}|$ および $|x_t^{(j-1)}|$

Fig. 4 Density distribution in focused spots on target, obtained from the present graphical analysis

を持つ2つの円板面積の和になることを考慮すると、

$$\Delta\rho_p^{(j)} = \frac{(2j-1)(x_p^{(1)})^2}{\frac{(x_t^{(j)})^3}{|x_t^{(j)}|} - \frac{(x_t^{(j-1)})^3}{|x_t^{(j-1)}|}} \quad (5)$$

$$(j: 1, 2, \dots, n)$$

ただし、 $x_p^{(1)} = l_0\alpha_1 = (s - z_H)\alpha_{\max}/n$ ：点 P_1 の x 座標。また、非集束ビーム ($V_L = 0$) に対する集束ビーム (V_L ：印加) の密度をターゲット上で比較し、これを変化率 $\Delta\rho_t^{(j)}$ で表すと

$$\Delta\rho_t^{(j)} = \left(\frac{s + s'}{s - z_H} \right)^2 \Delta\rho_p^{(j)} \approx \left(1 + \frac{s'}{s} \right)^2 \Delta\rho_p^{(j)} \quad (6)$$

本実験で使用したターゲット位置 l 、レンズ電圧比 V_L/V_0 の条件下で、作図解法によって求めた集束ビームスポットの密度分布を図4に示す。縦軸スケールは、主平面上の仮想密度（一定）を基準としたターゲット上の密度変化率 $\Delta\rho_p$ である。ターゲット上での非集束ビームに対する集束ビームの密度変化率 $\Delta\rho_t$ は、幾何学的関係より、 $l = 50$ mm では3.8倍、 $l = 70$ mm では4.6倍をスケールに乗じた値となる。 V_L/V_0 が0.80以下ではその増大につれてスポット径は一樣密度のまま縮小する。0.85以上での密度分布形状の変化は著しく、軌道解析（式(4)）によれば、これは球面収差の影響を強く受けたビーム周縁軌道の振舞

Fig. 5 Schematic apparatus for measuring the focusing properties of powder particle beam

いに起因する。すなわち、比較的低い V_L/V_0 では球面収差が大きく、周縁軌道はターゲットのかなり前方でレンズ軸をクロスしてスポットに薄いボケを与える。 V_L/V_0 が増加すると、その交点はターゲットに近づき、スポット中心部に高密度域が形成され出す ($V_L/V_0: 0.85 \sim 0.90$)。さらに高い V_L/V_0 では、 M 、 C_s ともに小さいために球面収差は比較的小さく、周縁軌道のみがスポット外周部に集められてそこに高密度域が形成される。なお、スポット直径の解析値は約 10 mm となる。

3. 実験装置および方法

試作レンズの集束特性を調べるため、図 5 のように、レンズ通過後の $\phi 0.5 \mu\text{m}$ タングステン粒子のビーム電流 (加速電圧 $V_0 = 40 \text{ kV}$) を、レンズ下面からの位置 $l = 50, 70 \text{ mm}$ のファラデーケージで測定した。またケージの代わりに置いたターゲット (シリコン鏡面) 上で照射スポット形状を観察した。このとき、粉末粒子ビーム銃からの発散性ビームはレンズ前段の固定絞りで一定の開き角 $\alpha_{\text{max}} = 0.13 \text{ rad}$ に制限した。ビーム源、レンズ中面、ファラデーケージ入口またはターゲット位置の関係は、図 3 の表示で $s = 104 \text{ mm}$ 、 $s' = l + 50 \text{ mm}$ となる。色収差の影響を少なくするために、ビーム銃の加速電圧 V_0 からの分割電圧 V_L をレンズ中央電極に印加し、絶縁破壊による電圧変動時でもレンズ電圧比 V_L/V_0 が一定に保持されるよう配慮した。ビーム電流として、 V_L の ON-OFF 切換操作において非集束ビーム ($V_L = 0$) から

集束ビーム (V_L : 印加) に変わったときの相対的な電流変化を測定した。この変化率をビーム密度増加率と定義しレンズ集束能の目安とした。また、ビームスポットは、シリコン鏡面上に衝突付着させた粒子の濃淡模様として EDP パターンアナライザで観測した。

4. 集束ビーム性状と高密度化の評価

4.1 ビームスポット

4.1.1 観察結果

入射ビームの加速電圧 $V_0 = 40 \text{ kV}$: 一定としてレンズ電圧比を漸次増加させると、 $V_L/V_0 \geq 0.60$ で集束ビームスポットの輪郭が明瞭に現れてくる。スポット模様の変化が著しい、比較的高いレンズ電圧比での観察結果を図 6 に示す。各種 V_L/V_0 のスポット模様とそれらから推測される結像状態との関連は、 $l = 50 \text{ mm}$ の場合を例にとって定性的に次のように説明される。すなわち、 $V_L/V_0 = 0.85$ のスポット周縁では、屈折軌道の包絡面とターゲットとの交線として現れるリング状の火線模様が明瞭であり、ビーム密度は他の部分に比べて高い。 $V_L/V_0 = 0.90$ になると、火線径は減少し、その周りに球面収差に起因した錯乱円がハロー状に生じる。これらの条件下では、スポットの模様は明らかに不足焦点のものであるが、その位置は最良像を結ぶ最小錯乱円面に近いといえる。さらに高い V_L/V_0 では錯乱円径が拡大して、スポット輪郭は低レンズ電圧比のときと同様に不明瞭と

Fig. 6 Focused-spot patterns of tungsten particle beam deposited on silicon target and the corresponding imaging action estimated

なる。一方、 $l=70$ mm の場合では、ターゲット位置が少しガウス像面に近づくため、各スポット形状は $l=50$ mm の場合のほぼ一段階低い V_L/V_0 での形状に対応し、最小錯乱円面も低レンズ電圧側にシフトするが変化傾向は同様である。なお、スポット形状がオムスビ型にひずんでいるのは、レンズ電極の支持柱まわりの電界が、この近傍を通るビーム周縁軌道に強いレンズ効果を及ぼしたためである。また、ループ状の細い黒線は等濃度輪郭線である。

最小錯乱円と見なされるスポットの直径は約 13 mm となり、主平面上に想定される集束前のビーム径（約 27 mm）のほぼ半分である。また、ビーム源からの距離約 200 mm で平行に近い集束ビームになることがわかった。

4.1.2 解析結果との比較

軌道解析からの密度分布（図 4）は、 $V_L/V_0=0.85$, 0.90 の条件では、観察された集束ビームスポットの濃淡模様およびその径の大きさをよく表現している。すなわち、球面収差に影響される周縁軌道の振舞いがスポット形成を支配するとした、2.2 節の電子幾何光学的解析結果の妥当性を示している。ところが、 $V_L/V_0 \geq 0.95$ の高レンズ電圧条件では、作図解がビーム周縁部に高濃度粒子を含む空洞ビームを示したのに対して、その実験結果では輪郭が不明りょうなスポットとなり両者の間に相違がある。これに対して、帯電粒子相互間の静電的反発力、いわゆる空間電荷電界に起因する 2 つの理由が推察される。その第一は、屈折軌道の交差による軌道の乱れが考えられる。第二の理由として、本実験では減速型レンズのために第一電極間ギャップでの減速粒子による密度上昇があり、その空間電荷効果によるビーム半径方向への静電分散が考えられる。このとき実質的なビーム開き角が増大して、球面収差の影響をより強く受ける。このような空間電荷電界の問題は、低速度の帯電粉末粒子ビームではその集束限界を規定するものと予測され、とくに強レンズ作用下での蔽密解を得る場合には十分な考慮が必要といえる。

軸対称の点状ビーム源では、本来、粒子エネルギーの変動割合 $\Delta V_0/V_0$ に起因する色収差の影響も考えねばならない。その発生要因として、(1) 粒子初速度のばらつき、(2) 帯電電極表面から離れた位置での、粒子の電界放射帯電による加速電圧のばらつき、(3) 電源電圧の変動が挙げられる。しかし、(1), (2) は速度分布の検討より無視でき、また、(3) は加速およびレンズ電圧の電源を共用することで軽減されるので、本実験では球面収差に比べて色収差の影響は少ないも

Fig. 7 Variation of the enhancement factor of beam density in focusing of $0.5 \mu\text{m}$ tungsten particle beam vs. normalized lens potential, represented as the parameters: (a) diameters of beam-detecting apertures and (b) distance between the aperture and lens

のと思われる。

4.2 ビーム密度

定義した集束ビームの密度増加率の測定に基づき、前述のスポット形状とその形成機構に関する知見の妥当性を検討し、また試作レンズの集束能を評価した。

ビーム密度増加率とファラデーケージの流入口径 D_f との関係、測定位置 $l=30$ mm の場合について求め図 7 (a) に示す。測定されるビーム密度は D_f を通過する平均密度であるから、 D_f が小さいほど密度変化の分解能は高い。その反面、誤差棒表示のように、ビーム変動、軸合わせ等の誤差要因によるばらつきが拡大する。レンズ電圧比 $V_L/V_0 \leq 0.80$ では D_f による密度増加率の差は小さく、 V_L/V_0 の増加に対してスポット径がほぼ一様な密度分布を保って縮小されるとみられる。しかし、 $V_L/V_0=0.85$ では、 $D_f=8$ mm の場合にのみ増加率の急上昇があり、このとき D_f と同径の火線模様の出現が考えられる。 $V_L/V_0=$

0.92 で増加率はピークに達し、ピーク値は $D_t=4$ mm と 8 mm ではほぼ等しい。これは、直径約 8 mm の一様に高密度なスポットの形成を意味する。この最適レンズ条件を越えると、前述のようにハロー状ビームとなり増加率が急減する。 $D_t=30$ mm でも減少傾向があり、ハロー円直径は 30 mm 以上と推察される。レンズ下の 3 か所の位置で測定したビーム密度増加率を図 7 (b) に示す。いずれの特性曲線もピークは急峻で、高密度化にとっての最適レンズ電圧条件がかなり狭い範囲で成立するといえる。この最適条件は前述の最小スポット径の形成条件と符合し、これが最小錯乱円の形成によることは明白である。また、 l が小さいほど最適レンズ電圧値が高くなるのは、最小錯乱円をレンズ側に近づけるために強レンズ作用を要することを意味し、レンズ作用の一般的関係に対して矛盾しない。なお、 l が小さいほど密度増加率の値が低下するのは、その算出基準の非集束ビーム密度の値が l の減少に伴って増加するためである。

最適レンズ電圧下では、ビーム密度は非集束ビーム密度に対して約 30 倍の増大となり、 1×10^{10} 個/s $\cdot$ cm 2 程度と評価される。これは粉末粒子ビームの高密度化に対する静電レンズの有用性を実証しており、今後各種の粒子ビームに適用できるものと考えられる。

5. 結 言

高密度粉末粒子ビームを発生させるために、静電単一レンズを設計試作して、その集束特性および性能を理論的、実験的に究明し、次の事柄が明らかになった。

- (1) 帯電粉末粒子ビームの静電集束作用に対して、電子幾何光学理論が適用できることを実証した。すなわち、この理論に準拠して集束ビーム密度およびスポット形状を解析的に求め得る作図的解法を開発し、その解析解は、とくに高いレンズ電圧比の場合を除いて実際の集束粉末粒子ビームの性状をよく説明する。
- (2) 粉末粒子ビーム密度が最大、スポット径が最小となる最良像は球面収差による最小錯乱円面の位置に得られることがわかり、その最適レンズ電圧条件を明確に把握できた。
- (3) 最適レンズ電圧条件では、集束ビーム密度 1×10^{10} 個/s $\cdot$ cm 2 ($\phi 0.5 \mu\text{m}$ タングステン粒子)、またその非集束ビーム密度に対する増加率は 30 倍に達し、試作レンズによる高密度ビームの形成ならびにその粉末粒子ビーム加工への適用を可能にした。

おわりに、本研究の遂行にあたり有益なご助言を賜った大阪大学工学部電子工学科裏克已教授に深謝の意を表しますとともに、本実験に協力された大阪大学

院生石田全寛氏 (現、(株)東芝)、山崎利之氏 (現、ソニー(株))、愛媛大学生深瀬久光氏 (現、ミノルタカメラ(株)) に厚く御礼申し上げます。

[付 録]

半径 R_1 の円孔付き薄肉平板電極の両側に平行平板状境界がある場合、その軸上電位分布は、 $\Phi(z) = a + bz + cz \tan^{-1}(z/R_1)$ 、ただし a, b, c は定数、与えられる⁵⁾。厚肉中央電極レンズ (図 1 (a)) にこのモデルを適用すると、 $z = -z_2, -z_1, z_1, z_2$ に位置する 4 枚の円孔平板まわりの電位分布を重ね合わせることで $\Phi(z)$ を導出できる。すなわち、4 つの連立方程式に境界条件を与えて定数消去すると、

$$\begin{aligned} \Phi(z) = V_L + \frac{V_{L0} - V_L}{B} \left\{ B' + (z + z_1) \tan^{-1} \left(\frac{z + z_1}{R_1} \right) \right. \\ + (z - z_1) \tan^{-1} \left(\frac{z - z_1}{R_1} \right) \\ - (z + z_2) \tan^{-1} \left(\frac{z + z_2}{R_2} \right) \\ \left. - (z - z_2) \tan^{-1} \left(\frac{z - z_2}{R_2} \right) \right\} \quad (\text{a-1}) \end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{aligned} B &= B' + R_2 - 2z_2 \tan^{-1} \left(\frac{2z_2}{R_2} \right) + (z_1 + z_2) \\ &\quad \times \tan^{-1} \left(\frac{z_1 + z_2}{R_1} \right) + (z_2 - z_1) \tan^{-1} \left(\frac{z_2 - z_1}{R_1} \right) \\ B' &= R_1 - 2z_1 \tan^{-1} \left(\frac{2z_1}{R_1} \right) + (z_1 + z_2) \\ &\quad \times \tan^{-1} \left(\frac{z_1 + z_2}{R_2} \right) + (z_2 - z_1) \tan^{-1} \left(\frac{z_2 - z_1}{R_2} \right) \end{aligned}$$

電位分布のピーク k^2 とレンズ形状の関係は、式 (a-1) からの $\Phi(0)$ を本文式 (2) に代入して求める。

また、その半減値幅 d との関係は、

$$\frac{d}{z_2} = \frac{A(k^2/2)}{k^2 - \Phi(z_2)/V_0} \quad (\text{a-2})$$

ただし、 $A = 8 \times 10^{-2} z_1/R_1 + 1.06$ なる実験式が知られており³⁾、これに式 (a-1) からの $\Phi(z_2)$ と前出の k^2 とを代入して求められる。

参 考 文 献

- 1) 井出 敏, 森 勇蔵, 井川直哉: 粉末粒子の静電加速による特殊加工法の研究 (第 4 報)——微粒子ビームによるシリコンの加工, 精密工学会誌, 56, 10 (1990) 1871.
- 2) 井出 敏, 森 勇蔵, 井川直哉: 粉末粒子の静電加速による特殊加工法の研究 (第 5 報)——タングステン微粒子の高速衝撃付着とその界面特性, 精密工学会誌, 57, 6 (1991) 999.
- 3) K. Kanaya, H. Kawakatsu, H. Yamazaki and S. Sibata: Electron Optical Properties of Three-Electrode Electron Lenses, J. Sci. Instrum., 43, (1966) 416.
- 4) 井出 敏, 森 勇蔵, 紺田 功, 井川直哉: 粉末粒子ビーム銃における加速特性——粉末粒子の静電加速による特殊加工法の研究 (第 3 報), 精密機械, 46, 7 (1980) 869.
- 5) H. Yamazaki: Practical Analysis of Symmetric Einzel Lenses, Optik, 38, 1, (1973) 9.