

圖・本 集

薄膜レンズによる電子レンズの
球面収差補正に関する研究

市 橋 幹 雄

目 次

第1章	緒言 — 研究の概要 —	1
第2章	序論	5
第1節	電子レンズの球面収差補正の意義	5
第2節	電子レンズにおける球面収差の不可避性	9
第3節	球面収差補正の可能性とその方法	13
	参考文献	18
第3章	球面収差補正に用いる凹レンズ	20
第1節	本研究における球面収差補正の基礎概念	20
第2節	補正用薄膜レンズの光学的諸性質	26
(2.1)	円孔電極の厚さを無視した場合の対位分布	27
(2.2)	円孔電極の厚さを考慮した場合の対位分布	30
(2.3)	電子光学的特性の解析	33
	参考文献	39
第4章	球面収差測定法	40
第1節	陰影電子顕微鏡法と球面収差	40
第2節	実験装置と方法	46
(2.1)	装置の概略と薄膜レンズ	46
(2.2)	陰影顕微鏡像の撮影条件	50
第3節	球面収差の多項式近似	51
	参考文献	54

第5章	実験結果	55
第1節	磁界レンズの球面収差	55
第2節	薄膜レンズの球面収差	57
第3節	組合せレンズの球面収差 —薄膜レンズによる補正された磁界レンズ—	61
第6章	薄肉レンズ近似による解析	63
第1節	組合せレンズの球面収差解析	63
第2節	組合せレンズの計算値と実験結果の比較	66
第3節	薄膜レンズの電極配置と収差補正効果	70
第7章	電算機による数値計算	78
第8章	結言	82
	謝辞	85
	發表論文	86

第1章 緒言 —研究の概要—

電子レンズの球面収差は、電子線装置の基本的性能で電子顕微鏡に用いる場合にはその理論分解能を制限する最大の要因となる。しかも通常の電子レンズでは、第2章第2節で述べるように凸レンズしか存在せず、その球面収差は不可避な収差である。この球面収差を除去できれば、理論分解能の向上および像コントラストの向上を期待でき、そのため電子顕微鏡の機能は著しく改善される。それゆえ、以前から多くの補正法が提案されているが、これらは理論的に議論、考察されたのみで実現に対するほとんど悲観的結論しか示されておらず、いまだ実際に成果を發揮する補正法は全くないといつて過言でない(第2章第3節)。

本研究においては、この多種な補正法を検討したうえ、新しい考案を加えれば実用化可能という観点から、帯電薄膜を光軸上に導入する補正法を採用した。この方法に関する歴史は、古く1950年頃に理論的に取扱われた結果、球面収差補正のために必要な薄膜印加電圧が極端に大きくなることがわかり、静電力による薄膜破損が問題となり放棄されていった。上記の理論を検討して、この破損の問題解決のための薄膜印加電圧を低減し、しかも本方法を実現可能にする新しい電極配置を考案した(第3章第2節)。この解決は、帯電薄膜と円孔電極から構成される電極配置に帰結し、この円孔電極付近に強い発散作用をもたらすことにより得られた。また、帯電薄膜を用いる方法に付随する、この薄膜による電子線散乱の問題に関するところも、電子顕微鏡や走査電子顕微鏡の対物レンズに応用する場合には試料自体あるいは試料支持膜を前記の補正用薄膜として利用するという新しい提案により制限とはならない。さて、強い発散作用を持つ上記の電極配置、すなわち薄膜レンズは凹レンズを形成することが理論的に証明され(第3章第2節)、実験的にも確認された(第5章第2節)。

この薄膜レンズによる通常の電子レンズの球面収差補正を実験し、定量的に収差の減少を測定した。補正効果は $\sim 10^{-3}$ rad 以下の小さい開口角に対して顕著であることが認められた(第5章第3節)。また、薄膜レンズ自体の球面収差も測定し、この球面収差の性質から前述した球面収差の補正結果を定性的に解釈することができた(第5章第2節および第3節)。

本研究で球面収差の測定は陰影電子顕微鏡法を利用したため、広範囲の開口角に関する球面収差の情報が得られる。薄膜レンズの軸回転対称性によつて、球面収差は開口角の偶数次項の無限級数に展開できるので、測定値をそのようなく多项式で近似すれば、開口角の小さい領域での球面収差測定の「バラツキ」を比較的測定誤差の少ない開口角の大きい領域での値も使用して評価できるという有利性のあることが認められた(第4章第3節)。通常の磁界レンズの測定結果は3次の球面収差だけではなくて多項式で近似できた。しかし、薄膜レンズの球面収差の測定結果をこの多项式により表わしたところ、磁界レンズと異なり高次収差の影響は大きいが、3次、5次、および7次の球面収差の項までとする必要があることを見出した。また、上記の各球面収差係数の符号を決定することもできた(第5章第2節)。さらに、球面収差補正に有効な薄膜レンズは3次の収差係数が大きく、5次の収差係数が小さいという性質を持たねばならないことが結論された(第5章第3節)。

前記の結論は、補正効果をあげるための薄膜レンズの定性的説明であったが、定量的にこの補正効果を検討するために、薄膜レンズ電極配置に関する軸上電位分布が近似計算により解析された。これは近似解ではあるが、本研究に用いた電極配置については、電算機による結果との比較から約3%の誤差範囲でよく一致していることが認められた(第7章)。陰影像による電子軌道の実験結果および電算機の軌道計算の結果から、

この薄膜レンズは薄肉レンズ近似で取扱えることがわかったので、前述の軸上対位分布を用いて薄膜レンズのガウス焦点距離(式(3.31)), および正面位置(式(3.30))を求めた。また、同様の議論を遠軸光線にも適用して、薄膜レンズの球面収差を近似的に解析し、3次収差係数(式(3.41))が得られた(第3章第2節)。これにより、円孔対極の穴径を小さくし、同時に帶対薄膜との距離を小さくすれば、3次収差係数を大きくできることが示唆された。この対極配置によって薄膜印加電圧の低減が可能となり、薄膜破損の問題が解決された。以上は円孔対極の厚さを無視した議論である。各種対極配置をもつ薄膜レンズの電子光学特性に関して実験値と計算値を定量的に比較したところ、円孔対極の厚さが焦点距離、球面収差とともにかなりの影響を及ぼすことがわかった(第6章第3節)。球面収差の計算値は誤差が大きく、円孔対極の厚さだけでなく形状も含めてさらに詳しく考慮すべきであろう。

また、補正結果の定性的解釈が薄膜レンズの球面収差の性質から得られるることは既述したが、この定量的説明のため薄肉レンズ近似によって薄膜レンズ正面における屈折を解析した。磁界レンズと薄膜レンズのそれぞれ独立した実験結果だけを利用して、それらで構成される組合せレンズの焦点距離および球面収差を算出した。この計算曲線と実験結果とは測定誤差の範囲内でよい一致を示した。されば、薄肉レンズ近似より導かれる、組合せレンズの球面収差(式(6.7))は本報告の実験条件のもとでは妥当であると結論できた(第6章第1節および第2節)。さらに、薄膜レンズ固有の球面収差の補正能力はその収差係数だけでなく、焦点距離の4乗との比で定義するのが合理的である。薄膜印加電圧はできるだけ小さい方が望ましいため、薄膜レンズの対極配置に関する選択が重要である。この補正能力の対極配置への依存性を前述の薄肉レンズ近似

の解析から求めた。これより、平板円孔窓極の場合には、補正能力を最大にする、最適な窓極厚さが存在することがわかる(第6章第3節)。

上記のように、薄膜レンズの円孔窓極の厚さおよび形状が球面収差補正に及ぼす影響は大きい。しかし、厚さと形状を考慮する場合には軸上窓位分布が解析的に得られないこと、球面収差の正確な値はレンズ領域における複雑な数値積分による必要のあることなどの理由から、円孔窓極の影響を解析的に把握できない。この影響を評価したとしても、測定誤差内にはいるため最適補正かどうかの実験的な比較が困難となるので、窓算機を併用する必要が生じる。その可能性について、予備的な窓位分布および軌道計算を行ない、実験結果と比較した。軌道計算から主面位置に関する有用な情報が得られ、また薄膜レンズの球面収差もほとんど実験値と一致した。それゆえ、窓算機はとくに円孔窓極の形状効果に関する知識を得るために利用する価値があることがわかった(第7章)。

第2章 序論

第1節 電子レンズの球面収差補正の意義

電子顕微鏡が物質の極微構造を直接観察する研究装置であるという
最重要な機能に着眼すれば、その分解能を性能の基準とすることは妥当
であろう。電子顕微鏡の実際的な分解能を決定する要因は、

- (1) 回折収差による限界
- (2) 電子レンズの幾何光学収差による限界
- (3) 装置自体の電気的・機械的不安定による限界

に大別できる。これらが装置の分解能に及ぼす影響について以下に概説
する。まず、(1)光学系の回折収差は電子の波動性に起因した不可避の
現象であり、これによる分解能(δ_d)の限界は周知の Abbe の公式によ
て与えられる。

$$\delta_d = 0.61 \lambda / \alpha \quad (2.1)$$

ここで、 λ は電子の de-Broglie 波長、 α は光学系の物側における半開口
角(図 2.1 参照)である。式(2.1)で定義された分解能は Airy 強度分
布における最初の零点までの距離を表す。

つぎに、(2)光学レンズの Seidel の 5 収差に対応して、電子レンズ
もこれと同種の幾何光学収差を持つことはよく知られている^{1,2)}。電子
顕微鏡の機能を發揮するために高倍率観察を行なう場合には、検鏡試料
の光軸付近の極微部分が拡大結像されることになる。幾何光学収差のな
かで顕著な影響を及ぼすのは球面収差のみである。その理由は、球面収
差は試料面上の位置座標に関係なく、光軸上の試料点も光軸外の点と同
様に有限な半径をもつ円にボケて結像されるためである。

通常の電子レンズにおいて、動径方向にレンズ作用を生ずる電磁界

が、これと直角な光軸方向に電極または磁極を配置した電磁界の“まわりこみ”によって形成される。しかし、レンズの屈折角が光軸からの距離に正比例しては増加しないので、球面収差が必ず存在することは理論的に証明されていいる(次節参照)。このために図2.1に示すように、近軸光線に比較して遠軸光線はより強く屈折されるため一点に集束されない。この収差は光軸上の試料点に関する現われることになる。

簡単な幾何学的考察により、球面収差のみによる分解能(δ_s)は図中の最小錯乱円(least confusion circle)と記入した量で与えられる。ただし、この量を物面上に換算するためには倍率(M)で除れて、次式で定義するのが通例である。

$$\delta_s = \frac{1}{4} C_s \alpha^3 \quad (2.2)$$

ここで、 C_s は3次の球面収差係数である。

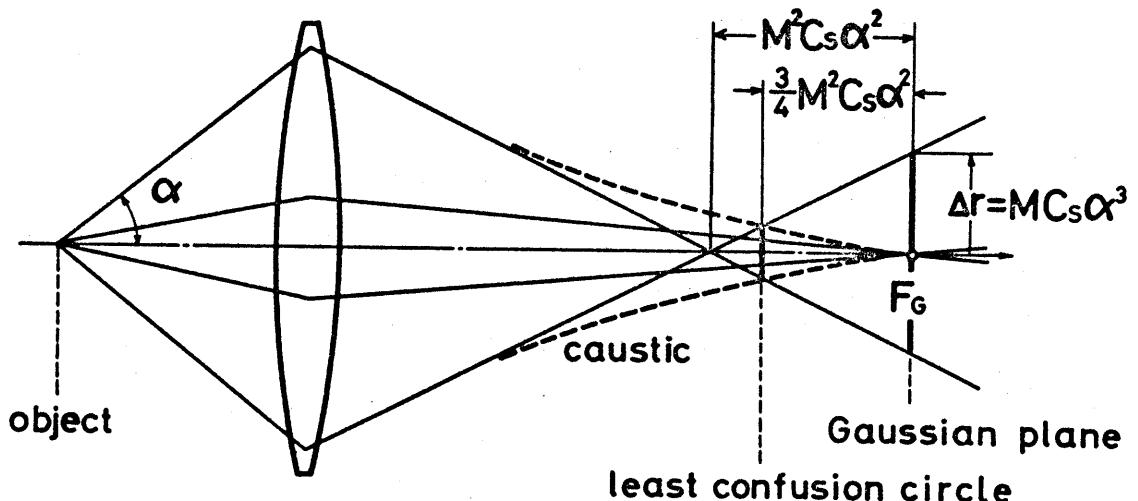


図2.1 球面収差による電子線軌道

像側での電子線束の包絡面が火面(caustic)を形成。ボケは火面と最周縁電子線で決まる。

最後に、(3) 装置の電気的・機械的不安定性による分解能の制限は
複数の原因がある。これらを列挙すれば、

- (i) 機械工作精度の限界、磁気回路材料の不均一性およびコンタミネーションの付着などによる非点収差。
- (ii) 電源の不安定性、あるいは試料中の電子のエネルギー損失による色収差。
- (iii) 浮遊漏洩電磁界の影響
- (iv) 試料の機械的振動、および温度変化に依存する機械的ドリフト
- (v) レンズの軸調整の不十分に起因するもの

が存在する。装置の現実の分解能は非点収差によって重要な制限が課せられ、これが補正されたのち色収差および振動などが問題となる場合が多い。これらはいずれも設計段階で最善の対策を講じ、また調整時に細心の注意と補正を行えば、原理的には無視しうる程度まで減少させることが可能であるため、理論分解能を制約するものではない。

上記の議論より、理論分解能は光学系に不可避の回折収差と電子レンズの球面収差による光極的制限をうけ、それらを同時に考慮して求められることがわかった。本来、電子の波動性³⁾を考え、さらには電子線束の密度分布⁴⁾を導入して決定するべきであるが、簡単のためにこれら収差がたがいに独立であると仮定すれば、式(2.1), (2.2)より理論分解能とそれを与える最適開口角は

$$\delta = 0.65 C_s^{1/4} \lambda^{3/4} \quad (2.3)$$

$$\alpha_{opt} = 1.1 (\lambda/C_s)^{1/4} \quad (2.4)$$

で求められる。

現在、電子顕微鏡においては球面収差の影響を減少するためビーム

開口角 α をレンズ絞りにより制限しているが、これはビーム電流の減少だけでなく式(2.1)でわかるように回折収差の増大をもたらす。したがって式(2.4)で示す最適値 α_{opt} が存在する。理論分解能を本質的に改善するには電子レンズの球面収差自体を減少あるいは除去して大きな開口角を用いることが必須の条件であることは明白である。

球面収差補正が達成されれば、分解能の向上に伴う電子顕微鏡の極微構造観察という本来の性能が改善されるのみならず、大きなビーム開口角まで利用できるので明るい像観察が可能となり、特に高倍率での観察機能は一層良好となる。また、波動光学的考察⁵⁾によれば球面収差の減少は像のコントラストを向上させることも期待できる。さらに視点を移せば、走査形電子顕微鏡、X線質量分析機、ビーム加工機、陰極線管などの電子プローブ装置の性能はそのプローブ径によって決まる。このプローブ径は既述の両収差と電流密度に関連したショット・ノイズによる制約を考慮して理論的限界が与えられる。それゆえ、球面収差補正によって電子プローブ径の減少、および高電流密度のプローブが得られるため、電子プローブ装置の機能の向上が期待できる。

第2節 寛子レンズにおける球面収差の不可避性

前節で寛子レンズの球面収差が理論分解能を制限する要因であり、球面収差の補正が寛子顕微鏡の性能向上をもたらすことを述べた。ところで H. Busch 以来、寛子光学と光学の類似性が指摘されていて、球面収差補正に関する多くの類似的取扱いが可能であろうか。光学レンズでは異符号の球面収差をもつ凸レンズと凹レンズを組合せることにより収差を除去する方法がとられよう。寛子レンズに関する同様の補正法が存在するかという問題について以下二点を考察する。

(1) 回転対称寛磁界を利用する通常の寛子レンズは集束作用を持つのみである、換言すれば寛子レンズには凸レンズしか存在しない。近軸寛子線の軌道方程式は次式で与えられる。

$$\sqrt{\frac{1}{\gamma(z)}} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{\frac{1}{\gamma(z)}} \frac{dr}{dz} \right) = -\frac{r}{4} \frac{1}{\gamma''(z)} - \frac{e r}{8m} B^2(z) \quad (2.5)$$

ここで、 $r(z)$ は光軸 (z 軸) からの寛子の距離、 $\gamma(z)$ は軸上寛位、 $B(z)$ は軸上磁束密度の z 成分、 e/m は寛子の比寛気量である。 $'$ (prime) 記号は z に関する微分を表わす。式 (2.5) で $r \gamma^{1/4} = R(z)$ なる変数変換⁶⁾ をすると、

$$R'' = -T R \quad (2.6)$$

$$\text{ただし, } T(z) = \frac{3}{16} \left(\frac{\gamma'}{\gamma} \right)^2 + \frac{e B^2}{8m \gamma} \quad (2.7)$$

と変形できる。上式で $\gamma(z_0) = 0$ は寛子の速度が零である点 ($z = z_0$) にとっているので、 $\gamma(z) > 0$ である。それゆえ、 $T(z) > 0$ であり、式 (2.7) の換算軌道 $R(z)$ は z-R 平面内で負の曲率をもつ曲線となる、すなわち軌道 $R(z)$ は光軸に対しても常に凹状をなす。これより実際の寛子軌道 $r(z) = R(z)/\gamma^{1/4}(z)$ について次の結論を得る。

(i) 磁界レンズでは $\gamma(z)$ が一意であるので、 $r(z)$ も光軸に対しても常に

凹状であり、凸レンズにしかなりえない。式(2.5)または(2.6)より焦点距離(f)を求めれば、

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8m\Phi_0} \int_{z_0}^{z_i} B^2(z) dz \quad (2.8)$$

であり、 $f > 0$ となることがわかる。ここで、 Φ_0 は加速電圧； z_0, z_i はそれぞれ物点、像点の座標を示す。

(ii) 静電レンズについては前述の磁界レンズと状況が異なり、レンズ界のいたるところ集束作用をもつてはいない。軌道 $r(z)$ の様子は、 $R(z)$ と $\Phi''(z)$ の曲率の関係で論ずる必要がある。 $(\Phi'') > 0$ で曲線 $\Phi''(z)$ が凸である領域では集束作用となるが、 $(\Phi'') < 0$ の領域では発散作用があらわれる。式(2.5)を用い、ある領域(A)へ平行入射した電子線の通過後の軌道は、

$$\sqrt{\Phi(z)} r'(z) = -\frac{1}{4} \int_A \frac{\Phi''}{r^2} r dz \quad (2.9)$$

となる。上式で $\Phi > 0$ であるので、 $\Phi'' < 0$ (すなわち、 $\Phi''' < 0$)の領域で電子線は発散作用($r'(z) > 0$)をうける。しかるに、レンズ界全体を通過した電子線について式(2.9)から焦点距離は次式で与えられる。

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{8\sqrt{\Phi_0}} \int_{z_0}^{z_i} \frac{\Phi'^2}{\Phi^{3/2}} dz \quad (2.10)$$

これより $f > 0$ であり、静電レンズも凸レンズとなることがわかる。実際に使用されていいる Einzel レンズ(図 2.2)を例にとれば、同図(b)の軸上電位分布の変化から外側の両電極附近では発散作用が生ずる。しかし、この領域では電子の速度が大きいため、全体としては集束作用の方が強くなり(図 2.2(a)の電子軌道 $r(z)$ 参照)，Einzel レンズは凸レンズを形成する。

(2) 電子レンズの球面収差は不可避である。

これについては O. Scherzer⁶⁾によって議論されていいる。電子レンズの

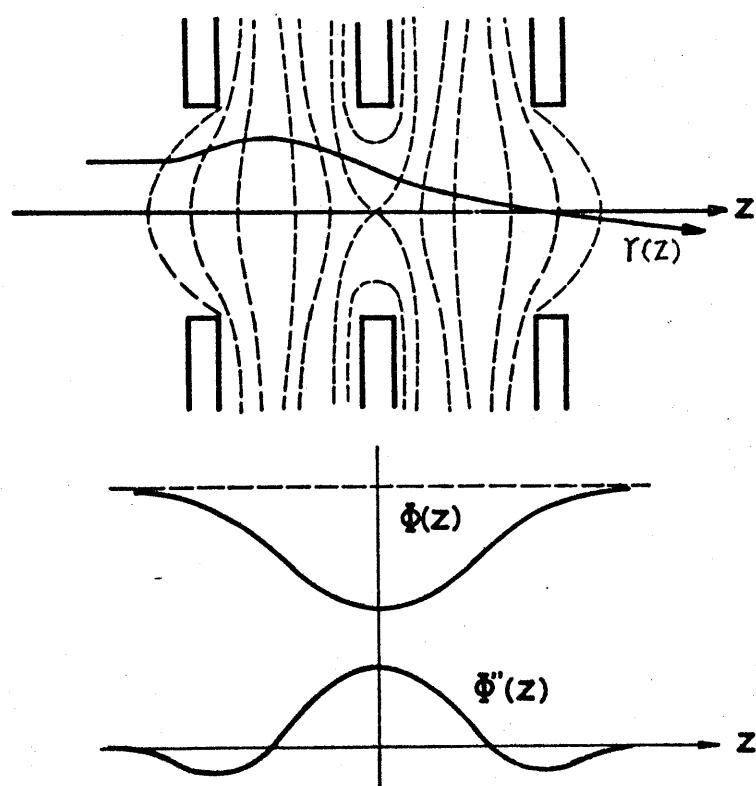


図 2.2 Einzel Lens の集束作用
(a) 等電位面と軌道, (b) 軸上電位分布

3次の球面収差 (Δr) は次式で与えられる^{*)}。

$$\Delta r = \alpha^3 \cdot \frac{M}{16\sqrt{\Phi_0}} \int_{z_0}^{z_i} \sqrt{\Phi} \left[\frac{5}{4} \left(\frac{\Phi''}{\Phi} + \frac{\Phi'}{\Phi} \cdot \frac{r_\alpha'}{r_\alpha} - \frac{\Phi'^2}{\Phi^2} \right)^2 + \left(\frac{\Phi'}{\Phi} \right)^2 \cdot \left(\frac{r_\alpha'}{r_\alpha} + \frac{7}{8} \frac{\Phi'}{\Phi} \right)^2 \right. \\ \left. + \frac{e}{m\Phi} \cdot \left(B' + B \cdot \frac{r_\alpha'}{r_\alpha} - \frac{5}{4} B \cdot \frac{\Phi'}{\Phi} \right)^2 + \frac{e}{m} \cdot \frac{B^2}{\Phi} \left(\frac{r_\alpha'}{r_\alpha} + \frac{1}{4} \frac{\Phi'}{\Phi} \right)^2 \right. \\ \left. + \frac{1}{64} \left(\frac{\Phi'}{\Phi} \right)^4 + \frac{e^2}{4m^2} \frac{B^4}{\Phi^2} + \frac{eB^2}{32m} \frac{\Phi'^2}{\Phi^3} \right] r_\alpha^4 dz \quad (2.11)$$

ここで, M は倍率であり, $r_\alpha(z)$ は物面で $r_\alpha(z_0) = 0$, $r_\alpha'(z_0) = 1$ を満足する軌道方程式 (2.5) の特解を表す。

上式 (2.11) の被積分項。括弧内は平方項の和であるから、球面収差は必ず“正の量”であることが証明された。また、物面と像面の間で $\Phi' = 0$,

^{*)} O. Scherzer の文献⁶⁾。式(6)に軸上の試料点から半開口角 α で出た電子による、像面上の球面収差を求めるため、 $r = \alpha r_\alpha(z)$ を代入して式(9)を用いた。

$B=0$ という特別な場合は $\Delta r=0$ であるが、これは電界も磁界も存在しない場合であり電子は何ら力をうけず、もはやこの解は電子レンズたりえない。

ところで、磁界レンズに関して W. Glaser⁷⁾ は球面収差を式(2.11)を部分積分して次式を導いた。

$$\Delta r = \alpha^3 \cdot \frac{e}{96m\Phi_0} \int_{z_0}^{z_1} \left(\frac{2e}{m\Phi_0} B^4 + 5B'^2 - BB'' \right) r_\alpha^4 dz \quad (2.12)$$

この被積分項が零となるような磁界分布が実現できれば、その電子レンズの球面収差は完全に除去され得るはずであり、積分積分を用いて上記条件を満す磁界を算出した。しかし、R. Rebsch⁸⁾, A. Recknagel⁹⁾ により、この理想的磁界はレンズ作用がほとんどなく式(2.11)を部分積分する際に用いた条件、すなわちレンズが実像を結ぶという条件を満さないことが判明した。また、静電レンズについても球面収差のない電位分布が計算されたが、磁界レンズの場合と同様にほとんど屈折力がないことも証明された⁹⁾。

以上の議論の結果、回転対称電磁界を用いた通常の電子レンズは、レンズ界全体として集束作用をもち凸レンズにしかなりえない。同時にその球面収差は常に正の量であり、零にすることも不可能であることがわかった。それゆえ、球面収差補正に関しては光学レンズとの類似性はなく、通常の電子レンズを如何に組合せても球面収差の補正ができるないことが結論される。

第3節 球面収差補正の可能性とその方法

電子顕微鏡の理論分解能を改善し、その性能を向上するためには球面収差の補正が不可欠の要因である。しかるに、球面収差のない理想的な電子レンズは存在せず、現実の電子レンズは必ず正の球面収差を有する凸レンズとなる。このため、既存の電子レンズを組合せて球面収差を補正することは不可能である。以上が前節までの結論である。

ところで、電子レンズに関する球面収差の不可避性を表わした、式(2.11)が導出された条件を検討することによって、球面収差補正の可能性が示唆される。O. Scherzer⁶⁾が与えた式(2.11)が適用できる、通常の電子レンズは以下の性質を持つ。

- (1) 光軸上に電荷および電流が存在しない。
- (2) 回転対称な静電場界、すなわち
- (3) 時間的に変化しない電場界により
- (4) 物点の実像を結ぶ。

したがって、上記のいずれか一条件でも満足しない電子レンズについては球面収差補正の可能性があることになる。この可能性に対する理論的概説は O. Scherzer¹⁰⁾によつて報告されてゐる。

本節では、従来提案された各種の球面収差補正法の概要を記述し、同時にそれらの内で本研究の方法と類似な補正法をとりあげて基本概念の相異について簡単に説明する。

(1.1) 空間電荷を光軸上に適当な分布を持たせ封じ込み、球面収差を補正する方法について、D. Gabor¹¹⁾が軸からの距離に逆比例する密度分布をもつ空間電荷に対する議論を行なつた。最近 Von D. Typke¹²⁾によつても同様な電子レンズの球面収差が計算されてゐる。G. Haufe¹³⁾は静電レン

ズに電子を注入し、空間電荷レンズの実験を計画した。この補正法の理論的取扱いは比較的に容易であるが、理論と合致した空間電荷分布を形成し、是常的に保持することは困難である。さらに、空間電荷自体での、またそれと結像電子線との相互作用という難解な問題も付隨する。

(1.2) 超伝導体を光軸近傍に導入し、永久電流による磁界を利用した補正法は、最近の研究・技術の開発に伴って関心が寄せられる。L. Marton¹⁴⁾は軸上に積円体状の超伝導体を導入し、遠軸光線による結像を提唱した。また、N. H. Dekkers¹⁵⁾によつて超伝導体の薄い輪環を用いた、球面収差補正の試みが実際に研究されている。

(1.3) 光軸に垂直に帶電薄膜を導入する方法は O. Scherzer¹⁶⁾によつて提唱された。さらに、同様な 2 枚の平行薄膜間の減速電界を利用する方法は U. F. Gianola¹⁷⁾により理論的に検討された。これらに関しては、本研究の補正法と比較して後述する。

(1.4) 軸上電極をもつ同軸レンズによる方法は D. Gabor,¹⁸⁾ J. W. Dungey¹⁹⁾らにより提案され、計算機を用いて理論的性能が検討された。同軸レンズは複雑な電極構成を必要とするため、電極位置およびその軸調整が補正に対して重要な影響を及ぼす。また、軸外電子線を利用して結像する困難さもあり実用化されていない。

(1.5) 通常の電子レンズと逆符号の球面収差をもつ電子ミラー^{20), 21)}による補正法も考えられる。ただ、電子ミラーではレンズ中央部が結像に使用できず、さらに反射面において電子速度が零になるために浮遊漏渦電磁界の悪影響を受けやすい。E. G. Ramberg²²⁾, E. Kasper²³⁾はこの補正法の理論的検討を報告しているが、問題解決の対策には至っていない。

(2) 軸非対称電極で構成される電子光学系はガウス曲光学による解析が可能であるため、この非対称電極を利用した補正法について多くの研

究が報告されている。G. Möllenstedt²⁵⁾による完全な補正系は非点収差補正器、4重極レンズ、および8重極レンズの複雑な組合せにより構成される。このため、各レンズエレメントの配置調整、電位調整、さらに全光学系の軸調整などきわめて煩雑な実用上の困難がある。R. Seeliger²⁶⁾、W. E. Meyer²⁷⁾らの研究はある程度の成功をおさめているが、通常の電子レンズに比肩するまでは達していない。

(3) 電子ビームをパルス化して高周波窓界を利用する方法の原理は、電子速度を光軸からの距離とともに増加してレンズの屈折力の変化を補償することにある。あるいは、開口角の相差で生ずる光路差に対応してレンズ自体の屈折力を時間的に変化する方式も等価である。この補正法は、小さな開口角による光路差の微小な差異を利用するためには、数千MHzの高周波を用い、電子ビームの到着時間とレンズの屈折力変化を同期する必要がある。R. Kompfner²⁸⁾、V. K. Zworykin²⁹⁾、O. Scherzer¹⁰⁾によって検討されている。現在の電子回路技術の進歩は高周波現象を観察する stroboscopic 走査電子顕微鏡を完成させているので、将来は実現の可能性はあるが、いまだ実用されていない。この補正法は電子ビームの初速度の分散による限界をもち、結像電子の干渉性維持も困難となる。

以上、Scherzer の式(2.11)の制約を破棄することで多種の球面収差補正法が提案され、理論的に検討されているが、実験段階にまで研究が進められているのは前述(1.2)および(2)の補正法だけである。これらの方法もまだ解決を要する多くの問題点が存在する。

さらに、D. Gabor³⁰⁾の提案による "Diffraction Microscopy" すなわち "Holography" という手段がある。この方法は球面収差をもつ電子レンズで電子線の干渉によりホログラムと呼ばれる像をつくり、これと同量の

球面収差の光学系で収差のない像を再生する方法である。この補正法は電子線の干渉性が不十分であり、現在の電子顕微鏡の程度までに達していない。また結像レンズにしか応用できないという欠点がある。

本節の最後に、(1.3)で既述した O. Scherzer¹⁶⁾ や U.F. Gianola¹⁷⁾ が提起した方法と本研究の帶電薄膜による補正法との相異点と、さらに本研究の基礎概念を述べる。

図2.3(a)は Scherzer の提案による構成を示す。3個の円筒電極の中央に固定した一枚の薄膜上で、表面電荷密度が外側の電極の影響で光軸付近では距離とともに増加することを利用する方法である。この配置で $D=2d$ とした場合に加速電圧を V とすれば、収差補正のため薄膜に印加する電圧 $V = \frac{E_0}{8}$ が必要であると結論されている。つぎに、図2.3(b)に

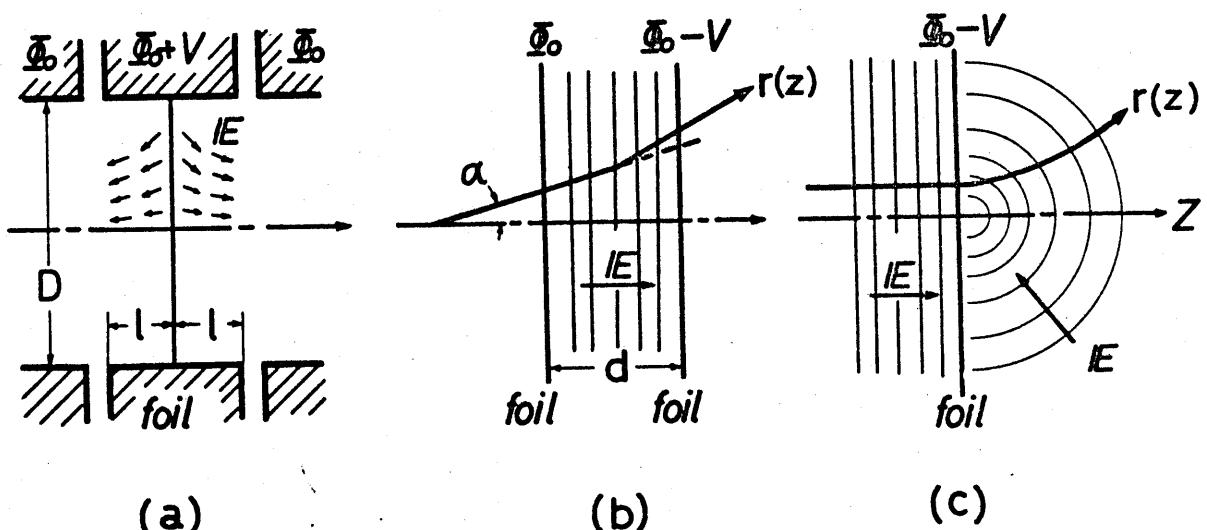


図2.3 帯電薄膜による球面収差補正法

- (a) Scherzer, (b) Gianolaによる提案模型
- (c) 本研究の補正概念を表わす電位分布模型

Gianola の検討した二枚の帶電薄膜による補正法を示す。この薄膜間の減速平等窓界は電子速度の動径方向成分には影響せず、光軸方向成分のみ減少させるので、この窓界により電子軌道は発散させられる。この効果は遠軸光線に対するものほど大きいため収差補正が行なわれる。被補正レンズの焦点距離を f 、薄膜間距離を d とすれば $d=f$ のとき、 $V=0.7V_0$ が必要となると計算された。このどちらの場合にも、加速窓圧 V は通常例数 10 kV 以上であることを考えれば薄膜に印加すべき窓圧 V はきわめて高くなる。この結果、電子線に対する散乱作用をほとんど持たないようだ、帶電薄膜は静電力のため破損してしまうために、実際問題としてこれら方法による収差補正是いずれも不可能であると結論されてい。

ところで、両提案の実現を妨げている薄膜印加窓圧 V を大きくしなければならない理由、すなわち補正効果が弱すぎるという理由について考察してみよう。まず、図 2.3(a) の場合は両側の窓極径 D が大きく、同時に薄膜までの距離 d が大きいので、薄膜上の表面窓荷密度の変化がたしかに起らぬいためと推測される。さらに、図 2.3(b) では、窓子顕微鏡で通常使用される開口角 α ($\sim 10^{-2}\text{ rad}$ 以下) が小さいので、平等窓界の作用する光軸方向成分は近軸、遠軸光線間にほとんど差異がないため補正効果がきわめて弱いものと考えられる。それゆえ、球面収差補正の効果をより一層大きくするためには、何らかの方法で図 2.3(c) で示すような窓位分布を帶電薄膜と窓極の形状および配置を適当に選択して形成することができればよいと考えた。これにより前述の静電力による帶電薄膜の破損という、この補正法を放棄せざるに至り、大根本的問題が解決できることはである。この方法は現在ある程度の期待をもたれている既述の超伝導体輪環や多重極レンズを用いる補正法と比較して、技術的および構造的にきわめて簡単になる。あわせて、光軸上に窓位の不連続面が挿入

されただけで回転対称という条件はそのままで維持されているので、レンズ場の解析も比較的に容易である。さらに、図2.3(c)の対位分布は一様な散乱作用をもつ凹レンズを形成するので、光学レンズの場合と同様に凹レンズによる球面収差補正という類似性も再現することになる。

ただ、帶対位膜による補正法では常に起きる、この薄膜内の電子線散乱は重要な問題を生ずる。しかしながらこの方法を電子顕微鏡、走査形電子顕微鏡の対物レンズに適用する場合には、試料自身あるいは試料支持膜をこの補正用帶対位膜として利用するという本研究の新しい提案によつて、補正膜による累加的な散乱という問題もこの補正法の実質的制約にはならないことになった。

参考文献

- 1) W. Glaser; Z. Phys., 83 104 (1933)
- 2) O. Scherzer; in H. Busch und E. Brüche "Beiträge zur Elektronenoptik" (J.A. Barth Leipzig, 1937) p.33-41
- 3) M. E. Haine and T. Mulvey; J. Sci. Instrum., 31 326 (1954)
- 4) W. Glaser; Z. Phys., 121 647 (1943)
- 5) M. E. Haine and V. E. Cosslett; "The Electron Microscope" (E & F. N. Spon Ltd., London, 1961) p 51-86
- 6) O. Scherzer; Z. Phys., 101 593 (1936)
- 7) W. Glaser; Z. Phys., 116 19 (1940)
- 8) R. Rebsch; Z. Phys., 116 729 (1940)
- 9) A. Recknagel; Z. Phys., 117 67 (1940)
- 10) O. Scherzer; Optik, 2 114 (1947)
- 11) D. Gabor; Proc. Roy. Soc. A183 436 (1945)
- 12) Von D. Typke; Optik, 28 488 (1968)
- 13) G. Haufe; Optik, 15 521 (1958)
- 14) L. Marton; Rev. Sci. Instrum., 38 130 (1967)
- 15) N. H. Dekkers; "Correction of Spherical Aberration" Delftsche Uitgevers Maatschappij N.V. DELFT 1969

- 16) O. Scherzer ; J. appl. Phys., 20 20 (1949)
- 17) U. F. Gianola ; Proc. Phys. Soc., B63 1037 (1950)
- 18) D. Gabor ; Nature, 158 198 (1946)
- 19) J. W. Dungey and C. R. Hull ; Proc. Phys. Soc., 59 828 (1947)
- 20) C. Hottenroth ; Z. Phys., 103 460 (1936)
- 21) A. Recknagel ; Z. tech. Phys., 17 643 (1936)
- 22) E. G. Ramberg ; J. appl. Phys., 20 183 (1949)
- 23) E. Kasper ; Optik, 28 54 (1968)
- 24) O. Scherzer ; Optik, 5 497 (1949)
- 25) G. Möllenstedt ; Optik, 13 209 (1956)
- 26) R. Seeligier ; Optik, 8 311 (1951)
- 27) W. E. Meyer ; Optik, 18 69 (1961)
- 28) R. Kompfner ; Phil. Mag., (Ser.7) 32 410 (1941)
- 29) V. K. Zworykin et al. ; "Electron Optics and the Electron Microscope"
(John Wiley & Sons. Inc., New York, 1945) p632
- 30) D. Gabor ; Proc. Roy. Soc., A197 454 (1949)
and Proc. Phys. Soc., B64 449 (1951)

第3章 球面収差補正に用いる凹レンズ

第1節 本研究における球面収差補正法の基礎概念

前章第3節で、適当な曲面電位分布を形成するように電極配置を構成すれば、帯電薄膜による球面収差の補正効果が強くなるため、この方法の実現化を妨げていた静電力による帯電薄膜の破損が回避できることを指摘した。さらに、この曲面電位分布は凹レンズを形成するので、収差補正に関して光学レンズの場合と同様な取扱いが可能であることも既述した。

本節では、図2.3(c)に理想化して示した電位分布を実現するために、図3.1のような半球状帯電膜模型について検討する。まず、これが凹レンズを形成し、球面収差補正により有効に作用することを示す。ついで

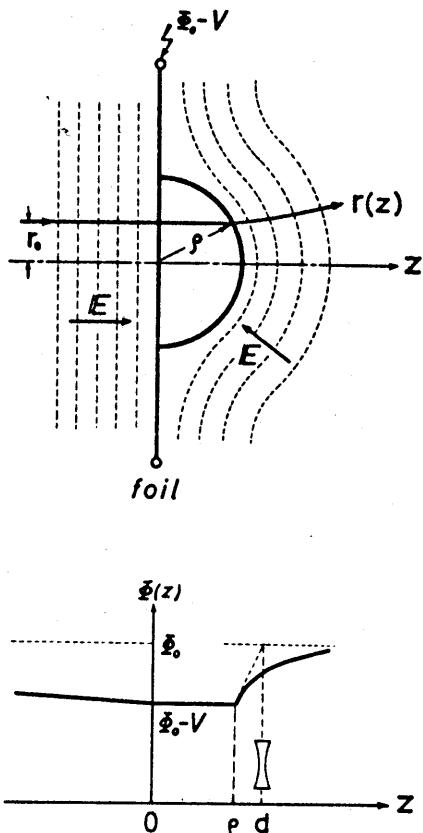


図3.1 半球状帯電薄膜模型と軸上電位分布

実際に研究したいいくつかの電極配置について記述し、本研究の主題である平板円孔電極と平面帶電薄膜による凹レンズに帰結した理由を明らかにする。さらに、光学レンズとの類似性から本研究における球面収差の定義を行なう。

図3.1の曲面電位分布が収散作用、すなわち凹レンズを形成することは前章の議論より明らかであるが、収差補正に有効な電極配置を考察する目的で近似的な数式化をする。この模型で帶電薄膜がある $Z=0$ において電位が不連続になるが、平行入射を考えてここで電子が屈曲されないことに注意すれば、レンズ作用をするのは半球状帶電膜の外部領域 ($Z > p$) だけである。この領域について近軸軌道方程式(2.5)から次式がえられる。

$$\left(\sqrt{\frac{dr}{dz}}\right)_{z=b} - \left(\sqrt{\frac{dr}{dz}}\right)_{z=p} = - \int_p^b \frac{\Phi''}{4\sqrt{\Phi}} r dz \quad (3.1)$$

上式で、図示のように $(dr/dz)_{z=p}=0$ なる平行入射軌道に対して考え、またレンズ内で $r=r_0$ (一定) で与えられる薄肉レンズ近似が成立すると仮定し、 $\Phi \gg V$ を考慮すれば、

$$\left(\frac{dr}{dz}\right)_{z=b} = -\frac{r_0}{4\Phi} [\Phi'(b) - \Phi'(p)] \quad (3.2)$$

である。式(3.2)は次節で述べるように、凹レンズの球面収差の近似的尺度に関する(式(3.39)参照)ので簡単にその意味を考察しておこう。

上式は、実際の軸上電位 $\Phi(z)$ の変化を近似的に破線で表わしたような電位分布(図3.1参照)を考え、 $Z=d$ で分割される二つの領域の境界によって電子軌道が決まる事を示す。すなわち、現実のレンズ作用が $Z=d$ に集約されたと仮定した取扱いである。光軸方向(+Z方向)をもつ量を正として測れば、このレンズの焦点距離(f)は $\Phi'(b)=0$ であるので、

$$f = \frac{r_0}{-(\frac{dr}{dz})_{z=b}} = -\frac{4\Phi_0}{\Phi'(p)} \quad (3.3)$$

となる。ここで、半球状帶電膜を一様な表面電荷密度の導体球に置換し、レンズ領域の電位分布を表わすような粗い仮定を入れる。この仮定は光軸近傍に関してはそれほどわるい近似ではないであろう。軸上電位分布は簡単に $\Psi(z) = -V \cdot (g/z)$ と求められ、式(3.3)は次式となる。

$$f = -\frac{4g\Psi_0}{V} \quad (3.4)$$

これより、図 3.1 の電位分布が凹レンズを形成することが証明された。上式はさらに、物理的に興味ある示唆を与える。O.Scherzer¹⁷⁾によつて提示された電極配置(図 2.3(a)参照)では、D, l および外側円筒の長さが大きいために、式(3.4)の曲率半径 ρ に対応する値が大きくなりすぎる。したがつて、収差補正に $V = \Psi_0/8$ ほどの高い薄膜印加電圧が必要となつた。凹レンズの発散力($1/f$)を増加することがこの補正法を実現可能にし、さらに補正作用に関しても一応の尺度^{*)}になるとすれば、曲率半径 ρ ができるだけ小さくなる電極配置を考案すべきである。

ところで、半球状帶電膜模型と類似した図 3.2 に描いた電極配置を持つ凹レンズを試作実験した。この凹レンズの構成は、シートメッシュ(A)上に置かれた半球状薄膜と、シートメッシュ(B)上の平面薄膜を、図示のように重ね合せて作成され、図 3.1 の模型に近いものとした。さらに、円筒電極(C)を設ける理由は、薄膜印加電圧の導入線や周囲の非回転対称物による電界が凹レンズを形成する曲面状電位分布に影響を及ぼさないようにするためである。円筒電極(C)の円孔は半球状薄膜の曲率半径に比較してはるかに大きい。この凹レンズの実験では期待した補正効果

*) 補正作用が実際には凹レンズの焦点距離にのみ依存するのではなくないことは第6章式(6.4)および(6.7)を参照。

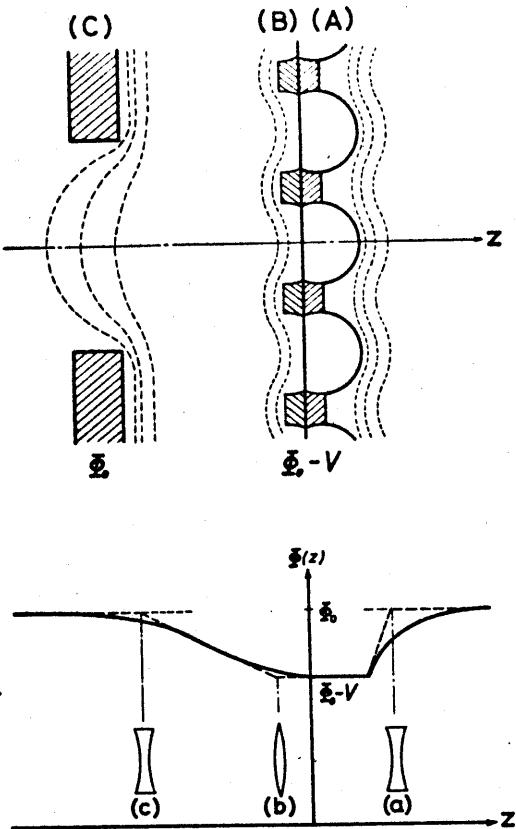


図 3.2 半球状薄膜レンズとそのレンズ作用

を得るのは困難であった。この原因は図 3.2 に示した軸上窓位分布を検討すれば明らかになる。所期の目的である半球状帯窓膜で生ずる凹レンズ(a)のほかにも、平面帯窓膜を支持しているシートメッシュ(B)の厚さ部分の小孔での曲面窓位が逆の作用をする凸レンズ(b)を形成する。(b)そのため(a)の作用はほとんど相殺されて、補正効果が小さかったと考えられる。さらに、凹レンズ(a)の発散作用自体も隣接する半球の影響で平滑化により弱くなることにもよる。上述の凸レンズ(b)の発生は単に技術的問題で、シートメッシュ(A)に直接、平面帯窓膜を置く方法が考案されれば解決する。さらに、重要で困難な技術的制約は軸回転対称な半球状薄膜の作成である。この条件が満足されなければ、非点収差および歪像などがこの凹レンズで付加される原因となる。

シートメッシュと帯窓薄膜による別の窓極構成なども含めて、これら

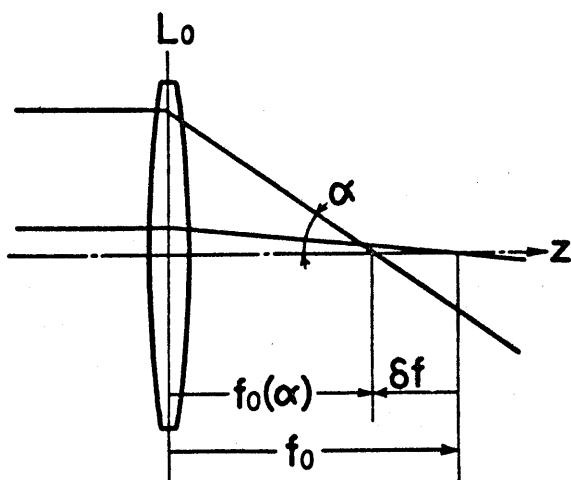
困難な方法を繰り返すうちに、前記問題の技術的解決を計るよりも簡便な方法があることに気が付いた。電極(C)はレンズ作用により円孔部の擾乱を防ぐ目的で備えられたが、この円孔開口部の曲面境界もやはり凹レンズ(C)を形成する(図3.2参照)。したがって、凹レンズ(C)の作用を強くするためには、積極的に円孔を小さくすればよいことが式(3.4)より推察され、本研究の対象である円孔電極と平面帶電膜による補正レンズがとりあげられた。この配置は製作が容易であり、帶電薄膜が一枚となるために電子線の累加的散乱も軽減される。また、対物レンズにこの補正法を応用する際には、試料自体または試料支持膜を補正用帶電膜とする考案によって散乱の問題は解決される。この凹レンズについては第2節で詳述する。

最後に、球面収差補正という観点より光学レンズとの類似から、本報告で用いる各種物理量を定義しておく(図3.3参照)。電子レンズの球面収差は、凸、凹レンズいずれの場合も電磁界の屈折力が光軸からの距離に正比例して増加しないで、遠軸光線の方が相対的に強く屈折されるために生ずる。 f_0, f_1 をそれぞれ凸および凹レンズのガウス焦点距離として、 α, β をそれぞれの屈折角として、 α, β の符号の定義は集束作用(時計方向)の時を正、發散作用(反時計方向)の時を負とする。また、 α, β をそれぞれの屈折角として、 α, β の符号の定義は集束作用(時計方向)の時を正、發散作用(反時計方向)の時を負とする。球面収差を表わす量として、ガウス焦点距離との差

$$\delta f(\alpha) = \frac{\Delta r}{\alpha} = f(\alpha) - f_0 < 0 \quad (3.5)$$

$$\delta f(\beta) = \frac{\Delta r}{\beta} = f(\beta) - f_1 > 0 \quad (3.6)$$

を用い、符号も含めて考える。それゆえ、本研究は通常の電子レンズの球面収差 $\delta f(\alpha)$ をこんど逆符号の補正レンズの球面収差 $\delta f(\beta)$ で除去し

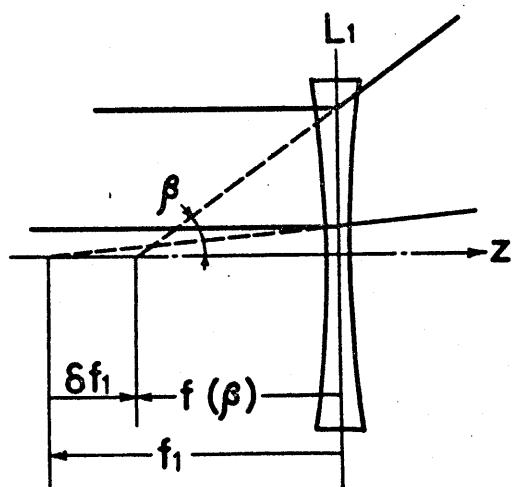


$$f_0; f(\alpha) > 0$$

$$\alpha > 0$$

$$\delta f(\alpha) = f(\alpha) - f_0 < 0$$

(a) positive lens



$$f_1; f(\beta) < 0$$

$$\beta < 0$$

$$\delta f(\beta) = f(\beta) - f_1 > 0$$

(b) negative lens

図 3.3 球面収差と屈折角の符号定義

ようといふ考え方である。これは光学レンズと類似の概念であり、既述の U.F. Gianola²⁾の減速平等窓界による方法とは着想が異なる。ただ、彼も2枚の帯窓薄膜における電子線散乱の問題のみを考慮して、後方の帯窓薄膜を円孔金属板に置き換えることを提唱している。しかし、その場合にも円孔板は減速平等窓界を乱さないように間隔(d)に比較して円孔径を小さくすればよいと結論している。これは誤りであり、 $V=0.7\%$ の高電圧を $d (= f)$: 対物レンズの焦点距離)に印加すれば円孔部に生ずる、強い凸レンズ作用(次節図3.4参照; 印加電圧の極性が逆になることに注意)のため、減速平等窓界の補正作用は打ち消されてしまうであろう。

第2節 補正用薄膜レンズの光学的諸性質

半球状薄膜レンズを用いた予備実験においては、半球状膜作製の技術的問題のため収差補正効果をあげることが困難であった。前節で述べたように、その技術的解決ならびに帶電薄膜による電子線散乱の軽減される電極配置を考え出した。本節では、円孔平板電極と平面帶電薄膜により構成される薄膜レンズ(foil lens)の軸上電位分布の近似解析解を求め、またその誤差について検討する。この軸上電位分布を用いて補正用薄膜レンズの焦点距離およびレンズ正面位置などの電子光学特性を、薄肉レンズ近似により導出する。さらに、遠軸光線に対しても同様の近似を適用し、その屈折角の評価から球面収差の性質について考察する。

本研究の球面収差補正の対象である、薄膜レンズの概略図を図3.4に示す。このレンズの帶電薄膜の後方(右側)に、さらに一枚の円孔電極を配置してこれと先の円孔電極を接続すれば、この領域にも凹レンズが

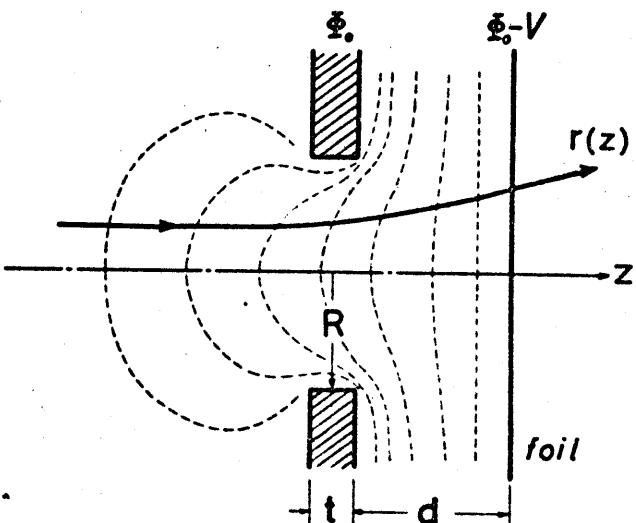


図3.4 薄膜レンズの電極配置

形成されるが、本研究では薄膜レンズの性質を議論する便宜さのために
薄膜と同対称の円筒を設けこの領域は自由空間とした。

図3.4の電極配置に関する対称分布の正確な解析解を求めるることは
できないが、物理的にある程度許容できる近似を用いて得られた対称分布
から有用な示唆が与えられる。それゆえ、その近似の意味を明らかに
するため、幾分冗長になるが以下にその方法を述べる。

(2.1) 円孔電極の厚さ(t)を無視した場合の対称分布

図3.5に示すように、円孔電極が無限に薄く($t \rightarrow 0$)これと平行で
光軸に垂直な無限に広い平面電極による対称分布は回転慣用座標により
解ける³⁾。すなわち、円筒座標(ρ, φ, z)において、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\rho^2}{u^2 + R^2} + \frac{z^2}{U^2} &= 1 \\ \frac{\rho^2}{R^2 - U^2} - \frac{z^2}{U^2} &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

で与えられる慣用座標(u, v, ϕ)を用いる。これを逆に解けば円筒座標は

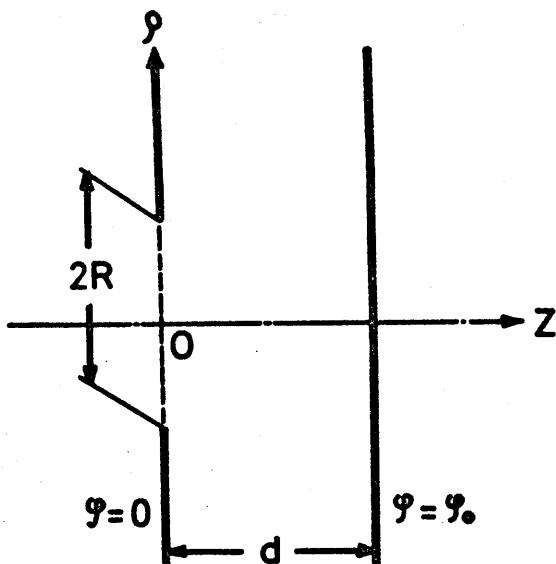


図3.5 対称分布解析の根拠図(その1)
円孔電極の厚さ $t=0$ の場合

次式で求められる。

$$\left. \begin{aligned} Z &= \frac{uv}{R} \\ \rho &= \frac{1}{R} \sqrt{(R^2 - u^2)(u^2 + R^2)} \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

電極構成が Z 軸について回転対称であることを考慮すれば、電位 ψ に対する Laplace の方程式は、

$$\frac{\partial}{\partial u} [(R^2 + u^2) \frac{\partial \psi}{\partial u}] + \frac{\partial}{\partial v} [(R^2 - v^2) \frac{\partial \psi}{\partial v}] = 0 \quad (3.9)$$

である。上式を変数分離し、 $\psi(u, v) = M(u)N(v)$ とおけば、

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{du^*} [(u^{*2} + 1) \frac{dM}{du^*}] &= \lambda M \\ \frac{d}{dv^*} [(v^{*2} - 1) \frac{dN}{dv^*}] &= \lambda N \end{aligned} \right\} \quad (3.10)$$

となる。ここで入は分離定数であり、 $u^* = u/R$, $v^* = v/R$ とした。

さて、式(3.10)を解くため次の境界条件を導入する。

(i) 円孔電極の電位を零とする。

円孔電極の座標は、 $Z=0$, $\rho \geq R$ であるので式(3.8)より、

$$v=0 \text{ における } \psi=0$$

(ii) 円孔半径 R と電極間距離 d の間に $d \gg R$ なる関係があれば、

任意の ρ に対しても Z が大きい点、すなわち $u \rightarrow \infty$ で ψ は Z に比例すると仮定する。

$$\psi_{u \rightarrow \infty} \propto uv$$

上記条件(ii)より、 v の任意の値で ψ は $Z (= uv/R)$ に比例するから、 $N(v^*) \propto v^*$ である。これを式(3.10)へ代入すれば分離定数 $\lambda = 2$ がえられる。式(3.10)の第1式は、

$$\frac{d}{du^*} [(u^{*2} + 1) \frac{dM}{du^*}] = 2M \quad (3.11)$$

となり、これを解けば電位分布が求められる。上式は式(3.10)の N に対

するものと同形であるので $M(u^*) = u^*$ は特解の一つである。式(3.11)の一般解も次式のように求められる。

$$M(u^*) = Au^* + Bu^*(\arctan u^* + 1/u^*) \quad (3.12)$$

ここで、A, Bは積分定数である。されば、電位 $\psi = MN$ は、

$$\psi = \frac{A}{R}z + \frac{B}{R}z[\arctan(\frac{u}{R}) + \frac{R}{u}] \quad (3.13)$$

$$\text{ただし, } u = \pm \sqrt{\frac{1}{2}(z^2 + p^2 - R^2) + \frac{1}{2}\sqrt{(z^2 + p^2 - R^2)^2 + 4z^2R^2}}$$

である(u の符号は z の符号と一致)。さて、

$$\arctan x = \begin{cases} \frac{\pi}{2} - \arctan \frac{1}{x} & (x > 0) \\ \arctan \frac{1}{|x|} - \frac{\pi}{2} & (x < 0) \end{cases}$$

を用いれば、式(3.13)は次式となる。

$$\psi = (\pm \frac{A}{R} + \frac{\pi}{2} \frac{B}{R})|z| - B|\frac{z}{u}|(|\frac{u}{R}| \arctan |\frac{R}{u}| - 1) \quad (3.14)$$

積分定数 A, B は境界条件 $\psi_{z \rightarrow +\infty} = \frac{\phi_0}{d}z$, $\psi_{z \rightarrow -\infty} = 0$ を用い、 $|z| \rightarrow \infty$ で式(3.14)の第2項が零であることを考慮すれば、 $A = \frac{R}{2d}\phi_0$, $B = \frac{R}{\pi d}\phi_0$ と求められるので、電位分布 ψ が決まる。

$$\psi = \frac{\phi_0}{2d}z + \frac{1}{\pi} \frac{\phi_0}{d}z[\arctan(\frac{u}{R}) + \frac{R}{u}] \quad (3.15)$$

上記の電位 $\psi(z, \phi)$ は、図3.5の電極配置で $d \gg R$ の条件のもとに得た近似解であり、その第2項は円孔周縁の帶電による影響を示す。

図3.4の補正用薄膜レンズの軸上電位分布 $\Psi(z)$ は、 $t=0$; $d \gg R$ の条件で式(3.15)に $u=z$ を代入し、帶電薄膜上に $z=0$ を移動すれば、

$$\Psi(z) = \Psi_0 - \frac{V}{d} \left[\frac{z+d}{2} + \frac{z+d}{\pi} \arctan \left(\frac{z+d}{R} \right) + \frac{R}{\pi} \right] \quad (z < 0 \text{ に對して}) \quad (3.16)$$

である。上式で加速電圧 Ψ_0 を重畳した。式(3.16)の妥当性を検討するため帶電薄膜($z=0$)における電位を求めると、実際の電位 $(\Psi_0 - V)$ に對して次式で与えられる誤差 ϵ が存在する。

表3.1 軸上電位の相対誤差(%)

d/R	10	5	3	2	1	0.8	0.4
誤差	0.011	0.083	0.37	1.2	6.8	11	42

$$\Psi(0) = \Psi_0 - V(1+\varepsilon) \quad (3.17)$$

$$\text{ただし, } \varepsilon = \frac{1}{\pi} \left(\frac{R}{d} - \arctan \frac{R}{d} \right)$$

この誤差 ε をいくつかの(d/R)の値について評価した結果を表3.1に示した。これより、元来の近似条件である(d/R)の大きい場合には、この誤差はさわめて小さい値であることがわかる。

(2.2) 円孔電極の厚さ(t)を考慮した場合の電位分布

前記の式(3.16)の軸上電位分布は円孔平板電極の厚さを無視して得た近似解であった。球面収差に及ぼす円孔平板の厚さ(t)の影響(第6章第3節)についての概略を知るため図3.6のように、帶電薄膜による鏡像電荷を考えることにより軸上電位分布を計算する。計算方法は電子銃内の電位計算をしたM. Ploke⁴⁾による手法を応用した。

帶電薄膜による円孔平板電極の鏡像を考慮して、それとの面上での電荷密度が求められれば、軸上のP点の電位 $\Psi(z)$ は次式により計算される。

$$\Psi(z) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_S \frac{\omega_q dS}{\overline{PQ}} \quad (3.18)$$

ここで、 \overline{PQ} は点Pから表面電荷密度 ω_q をもつ面素 dS までの距離である。上式の面積積分は円孔平板電極とその鏡像の全ての表面に行なう。円孔近傍では境界の“まわり込み”的影響があるが、 $R \gg d$ および $R \gg t$ を仮定するならば、電極面における表面電荷密度は、近似的に各面上で

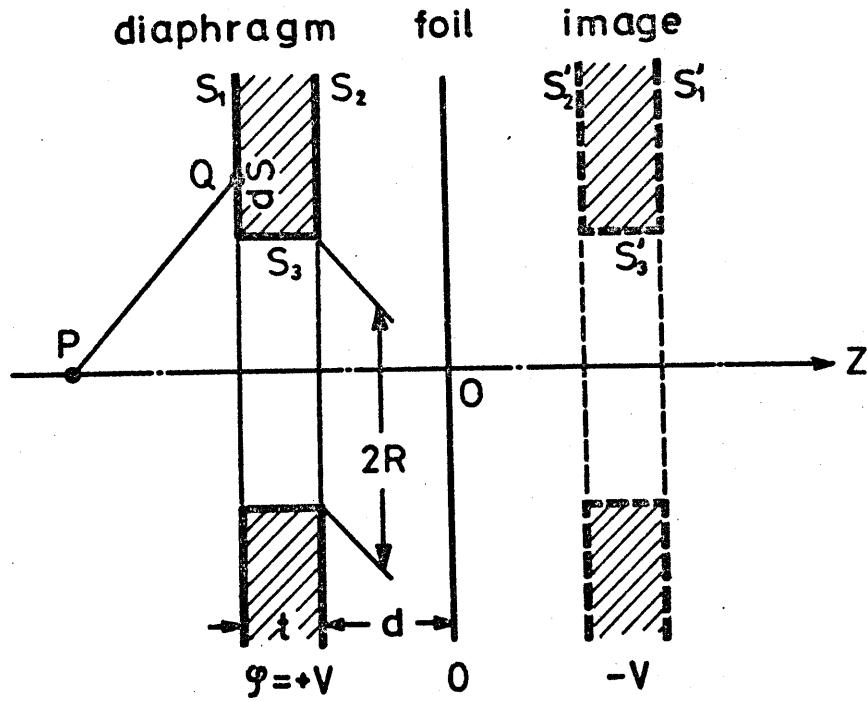


図 3.6 電位分布解析の概略図(その2)
円孔電極の厚さを考慮した場合

一定であると考えられる。円孔電極左側の面 S_1 については、この左方は自由空間であり電界が存在しないので、 $\omega_1 = -\omega'_1 = 0$ である。また右側の面 S_2 については、これが鏡像面 S'_2 とつくる電界 $E = V/d$ より表面電荷密度 $\omega_2 = -\omega'_2 = \epsilon_0 V/d$ となる。つぎに、円孔の厚さ(t)部分の面 S_3 上では平均的電界 $E = V/(d + \frac{t}{2})$ による $\omega_3 = -\omega'_3 = \epsilon_0 V/(d + \frac{t}{2})$ が生ずるとする。上記の表面電荷の軸上電位への寄与を重畠すればよい。

まず、面 S_2 と S'_2 上の電荷密度 $\omega_2 = -\omega'_2$ の寄与は次式で求められる。

$$\begin{aligned}\Phi_2(z) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_R^\infty \left[\frac{\omega_2}{\sqrt{(d+z)^2 + r^2}} + \frac{\omega'_2}{\sqrt{(d-z)^2 + r^2}} \right] 2\pi r dr \\ &= -\frac{V}{2d} \left[\sqrt{(d+z)^2 + R^2} - \sqrt{(d-z)^2 + R^2} \right]\end{aligned}\quad (3.19)$$

つぎに、面 S_3 と S'_3 上の電荷密度 $\omega_3 = -\omega'_3$ の寄与は、

$$\Phi_3(z) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_d^{d+t} \left[\frac{\omega_3}{\sqrt{(p+z)^2 + R^2}} + \frac{\omega'_3}{\sqrt{(p-z)^2 + R^2}} \right] 2\pi R dp$$

を積分すれば容易に求まるが、その結果は煩雑な式となるために有用な示唆を得るためにむしろ不便である。そこで、さらに仮定を導入して表面電荷密度 ω_3 による面 S_3 の全電荷が S_3 の中央部に凝集していると考える。面 S'_3 に関する同様な仮定をすれば、円孔部分の軸上電位への寄与は簡単に表わされ、

$$\begin{aligned}\Psi_3^*(z) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\omega_3 \cdot 2\pi R t}{\sqrt{(d+\frac{t}{2}+z)^2 + R^2}} + \frac{\omega_3' \cdot 2\pi R t}{\sqrt{(d+\frac{t}{2}-z)^2 + R^2}} \right] \\ &= \frac{VRt}{2(d+\frac{t}{2})} \left[\frac{1}{\sqrt{(d+\frac{t}{2}+z)^2 + R^2}} + \frac{1}{\sqrt{(d+\frac{t}{2}-z)^2 + R^2}} \right]\end{aligned}\quad (3.20)$$

となる。図 3.6 と図 3.4 を比較して薄膜の電位が $(\Psi_0 - V)$ である、補正用薄膜レンズの軸上電位は式(3.19), (3.20)より次式でえられる。

$$\begin{aligned}\Psi(z) &= \Psi_0 - V + \Psi_2(z) + \Psi_3^*(z) \\ &= \Psi_0 - V \left\{ 1 - \frac{1}{2d} [\sqrt{(d-z)^2 + R^2} - \sqrt{(d+z)^2 + R^2}] \right. \\ &\quad \left. - \frac{Rt}{2(d+\frac{t}{2})} \left[\frac{1}{\sqrt{(d+\frac{t}{2}+z)^2 + R^2}} - \frac{1}{\sqrt{(d+\frac{t}{2}-z)^2 + R^2}} \right] \right\},\end{aligned}\quad (3.21)$$

($z < 0$ に対して)

上式は帶電膜面で正しい値を与える軸上電位分布であり、円孔電極の厚さ(t)を考慮して得られたものである。ただ、平板電極の円孔周辺における表面電荷分布の変化を無視して、どの面に関しても一様分布とするという近似により導かれたことに留意すべきである。

以上の議論から、補正用薄膜レンズ(図 3.4 参照)の軸上電位 $\Psi(z)$ は $R \ll d$ なる電極配置に対しても式(3.16)で、 $R \gg d$ なる配置については式(3.21)でえられる。この軸上電位 $\Psi(z)$ はいずれもレンズ領域($z < 0$)で一様に $\Psi''(z) < 0$ であるので、式(3.1)からこれは凹レンズを形成することは明らかである。つぎに、補正用薄膜レンズの焦点距離、主面位置

および球面収差をこの軸上電位分布を用いて、薄肉レンズ近似から評価する。

(2.3) 電子光学的特性の解析

薄肉レンズ近似の条件は、レンズ領域で電子軌道 $r(z)$ がほとんど不变である場合に成立する。第1節で述べたように薄肉レンズ近似は、連続的なレンズ作用を平面(Z_L)に集約して、レンズ領域の両端における電界だけで電子線の屈折を評価する方法である。補正用薄膜レンズ内の軌道 $r(z)$ が上記の条件を満していることは実験結果より確かめられた。

図3.7に補正用薄膜レンズの軸上電位分布と平行入射した電子軌道 a の変化の概略を示した。式(3.16)と(3.21)から、薄膜直前($Z=-0$)における電界は次式で与えられる。

$$\Psi'(-0) = \begin{cases} -\frac{V}{d} \left[1 - \frac{1}{\pi} \left\{ \arctan(\frac{R/d}{t}) - \frac{R/d}{1 + (R/d)^2} \right\} \right] \approx -\frac{V}{d} & (d \gg R) \\ -V \left[\frac{1}{(d^2 + R^2)^{1/2}} + \frac{Rt}{\left\{ (d + \frac{t}{2})^2 + R^2 \right\}^{3/2}} \right] \approx -\frac{V}{\sqrt{d^2 + R^2}} & (d \ll R) \end{cases} \quad (3.22.a)$$

$$(3.22.b)$$

さて、レンズ位置は $Z_L = V/\Psi'(-0)$ であるから、

$$Z_L = \frac{V}{\Psi'(-0)} \approx \begin{cases} -d & (d \gg R) \\ -\sqrt{d^2 + R^2} & (d \ll R) \end{cases} \quad (3.23.a)$$

$$(3.23.b)$$

となる。本節では対比のため $t=0$ として取扱うこととする。近軸軌道方程式(2.5)を用いて、平行入射した電子線のレンズ面 Z_L における屈折を考えると、

$$r'(Z_L+) = -\frac{r_0}{4\Psi_0} \Psi'(-0) = -\frac{r_0}{4\Psi_0} \cdot \frac{V}{Z_L} \quad (3.24)$$

つぎに、レンズ面と帶電薄膜間の平等電界中での電子軌道は $\Psi''(z)=0$ であることを考慮すれば、

$$\sqrt{\Psi(z)} r'(z) = \sqrt{\Psi_0} r'(Z_L+) \quad (3.25)$$

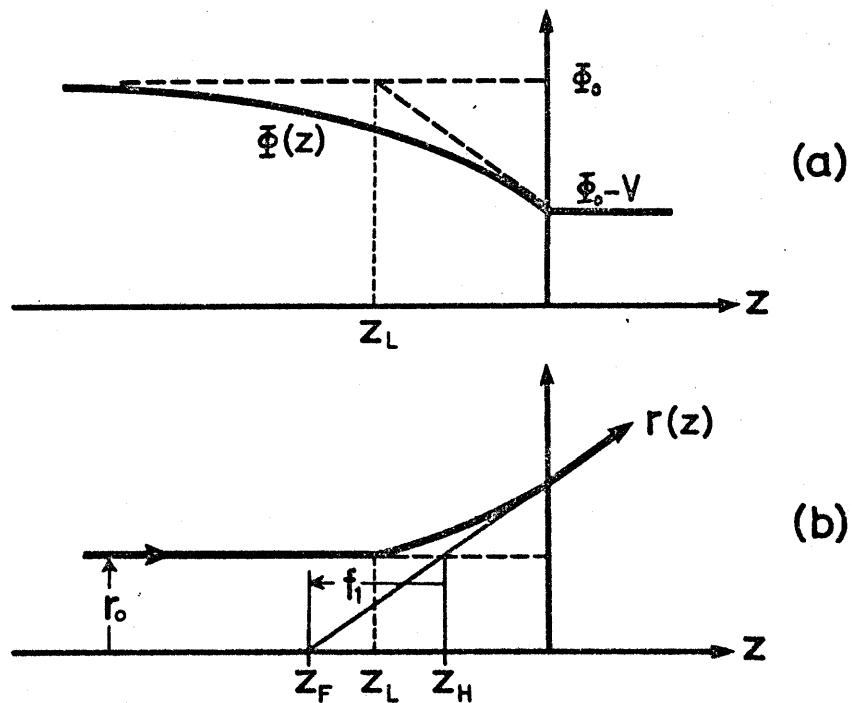


図 3.7 薄肉レンズ近似による軸上電位分布と
薄膜レンズの電子光学特性の解析

$$\Phi(z) = \Phi_0 - \Phi'(-0) \cdot (z_L - z) \quad (3.26)$$

であるから、薄膜面における軌道が求められる。

$$r'(-0) = -\frac{\Phi'(-0)}{4\sqrt{\Phi_0(\Phi_0 - V)}} r_0 \quad (3.27)$$

$$r(-0) = \frac{r_0}{2} \left(3 - \sqrt{1 - \frac{V}{\Phi_0}} \right) \quad (3.28)$$

したがって、補正用薄膜レンズはレンズ面 z_L の屈折作用とそれに続く減速平等境界の散乱作用を電子線に及ぼし、その焦点位置 z_F とレンズ主面位置 z_H (図 3.7 参照) は式 (3.27), (3.28) から次式となる。

$$z_F = 2 \frac{\Phi_0}{\Phi'(-0)} \sqrt{1 - \frac{V}{\Phi_0}} \left(3 - \sqrt{1 - \frac{V}{\Phi_0}} \right) \quad (3.29)$$

$$z_H = 2 \frac{\Phi_0}{\Phi'(-0)} \sqrt{1 - \frac{V}{\Phi_0}} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{V}{\Phi_0}} \right) \quad (3.30)$$

$$\begin{aligned} &= \begin{cases} -d \left(1 - \frac{1}{2} \frac{V}{\Phi_0} \right) & (d \gg R) \\ -\sqrt{d^2 + R^2} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{V}{\Phi_0} \right) & (d \ll R) \end{cases} \end{aligned} \quad (3.30.a) \quad (3.30.b)$$

これより、薄膜レンズのガウス焦点距離 $f_1 (= z_F - z_H)$ は、

$$f_1 = 4 \frac{\Phi_0}{\Phi'(0)} \sqrt{1 - \frac{V}{\Phi_0}} \quad (3.31)$$

$$\doteq \begin{cases} -\frac{4d\Phi_0}{V} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{V}{\Phi_0}\right) & (d \gg R) \\ -\frac{4\sqrt{d^2 + R^2} \cdot \Phi_0}{V} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{V}{\Phi_0}\right) & (d \ll R) \end{cases} \quad (3.31.a) \quad (3.31.b)$$

上式 (3.31.a) より (3.31.b) と半球状帶窓膜模型 (図 3.1) の焦点距離を表わす式 (3.4) を比較すれば、半球の曲率半径 ρ はそれぞれ $\rho = d (d \gg R)$; $\rho = \sqrt{d^2 + R^2} (R \gg d)$ であることがわかる。それゆえ、薄膜印加窓圧 V を小さくし、薄膜レンズによる補正を実行可能にするためには、窓極寸法 d より R を小さくする必要があることがわかった。

つぎに、薄膜レンズの 3 次の球面収差の近似的導出を行なう。本来、球面収差は式 (2.11) で示されるように、近軸光線の特殊解をも含んだレンズ領域での複雑な積分によって与えられる。しかしこのような仮定を採用して近似的であれ薄膜レンズの球面収差を得ることは、補正効果の有効性に関する情報を知るため意義がある。議論は、前述の薄肉レンズ近似を遠軸光線に関しても適用することから始められる。これは実験結果より窓算機による軌道解析の結果から認められるように、薄膜レンズ内で遠軸光線の軌道変化も顕著ではないためである。そこで、 z 軸に平行に入射した軌道 $r(z)$ に沿った軸外窓位 $\varphi(z, r)$ が次式で近似できることを仮定する。

$$\varphi(z, r) = \varphi(z, r^*) \quad (3.32)$$

ただし、 $r^* = r^*(z)$ は一定

これを用いて前述の近軸光線の場合と同様に、窓位分布が $z = z_L^*$ で不連続に変化する、二個の平等窓界領域に分割されるとすれば式 (3.23) に代る関係式として、

$$z_L^* = \frac{V}{\varphi'(-0, r^*)} \quad (3.33)$$

となる。この面 z_L^* において平行入射した対称子線の屈折角は式(3.24)と同様に、

$$\gamma'(z_L^*+) = -\frac{r^*}{4\Phi_0} \varphi'(-0, r^*) \quad (3.34)$$

と書ける。屈折角を定義した上式(3.34)から、球面収差の簡単な検討を行なうこととする。

一般に回転対称場の電位 $\varphi(z, r)$ は軸上電位 $\Phi(z)$ を用いて、 r の無限級数に展開され、

$$\varphi(z, r) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\Phi^{(2n)}(z)}{(n!)^2} \left(\frac{r}{2}\right)^{2n} \quad (3.35)$$

で与えられるので、

$$\varphi'(-0, r^*) \doteq \Phi'(-0) - \frac{r^{*2}}{4} \Phi'''(-0) \quad (3.36)$$

である。式(3.36)を式(3.34)に代入すれば屈折角は次式となる。

$$\gamma'(z_L^*+) = -\frac{r^*}{4\Phi_0} \Phi'(-0) + \frac{r^{*3}}{16\Phi_0} \Phi'''(-0) \quad (3.37)$$

上式で第1項は r に正比例して増加(式(3.22)より $\Phi'(-0) < 0$)し、式(3.24)の近軸光線の屈折角と一致するので、薄膜レンズのガウス焦点距離を与えるものである。また、第2項は屈折角の r^3 に比例する部分で、これがいわゆる3次の球面収差を与えるものと考えられる(図3.3参照)。^{※)}
ここで、遠軸光線に対する焦点距離 $f(\beta)$ が近似的に次式で求められるとする。

$$f_1(\beta) \doteq \frac{r^*}{-\gamma'(z_L^*+)} = \frac{4\Phi_0}{\Phi'(-0)} \left(1 + r^{*2} \frac{\Phi'''(-0)}{4\Phi'(-0)}\right) \quad (3.38)$$

したがって、式(3.22), (3.31)から $f_1 = 4\Phi_0/\Phi'(-0)$ を考慮すれば、式(3.6)の

※) 式(3.34)や仮に正しい屈折角を与えるとしても、注目しているレンズ面 z_L^* (式(3.33)や r の関数であるために、式(3.37)の第2項は厳密には球面収差を表わすものではない)。

定義から球面収差は次のようく表わせる。

$$\delta f(\beta) = C_{s1} \beta^2 \\ = f_1^3 \beta^2 \frac{\Phi''(-0)}{4\Phi(-0)} \quad (3.39)$$

ここで、 C_{s1} は薄膜レンズの3次の球面収差係数である。

本研究の球面収差補正の基礎概念は第1節で述べたように、薄膜レンズの球面収差 $\delta f(\beta)$ で通常の電子レンズの $\delta f(\alpha)$ を除去しようという考え方である。それゆえ、焦点距離 f_1 の等しい薄膜レンズならば、補正効果をあげるために式(3.39)における $\Phi''(-0)/4\Phi(-0)$ の値が大きいものを選べばよいことがわかる。式(3.16)および式(3.21)から

$$\Phi''(-0) = \begin{cases} \frac{8V}{\pi} \frac{R^3}{(R^2 + d^2)^3} & (d \gg R) \\ 3V \frac{R^2}{(R^2 + d^2)^{5/2}} & (d \ll R) \end{cases} \quad (3.40.a)$$

$$(3.40.b)$$

であり、式(3.22)を用いれば薄膜レンズの3次の収差係数は、

$$\frac{C_{s1}}{-f_1^3} = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \frac{R^3 d}{(R^2 + d^2)^3} & (d \gg R) \end{cases} \quad (3.41.a)$$

$$\begin{cases} \frac{3}{4} \frac{R^2}{(R^2 + d^2)^{5/2}} & (d \ll R) \end{cases} \quad (3.41.b)$$

となる。上式は種々の近似から得られた結果ではあるが、 $C_{s1}/-f_1^3$ が薄膜レンズの電極配置に関する、間隔 d と円孔半径 R だけで決まり、電位には依存しないことを表わしている。これは磁界レンズを弱励磁で動作する場合には、 C_s/f^3 が磁極間隔および開口直径の幾何的寸法にのみ関連して、その励磁電流に依存しないという実験事実⁵⁾ と符合しており興味のある結論である。

さて、式(3.41)の値、すなわち薄膜レンズの3次の球面収差係数が大きくなるような電極配置は、

(i) $d \gg R$ の時は、 d を小さくして R を大きくする。

(ii) $d \ll R$ の時は、 d を小さくして R も小さくする。

ことが必要である。この条件は一見、矛盾しているようであるが、 d を固定して考えれば理解できるように、付帯条件の許す範囲内で寛極間隔 d も円孔半径 R も同時に小さくした方が収差補正に“より効果的”であると、いう同様な寛極配置に導く。ただ、はたして $d=R$ の時に最も収差補正効果が得られるか否かの議論は、式(3.16), (3.21)の軸上電位を解析する際の仮定から明確な結論は得られない。また、寛極の厚さおよび形状効果に関しては、電位分布への影響を正確に評価できないので、式(3.21)を用いて第6章で実験値との比較を行なう。

本章は、本研究における球面収差補正の基礎概念を説明したものであった。従来、帶寛薄膜を使用して寛子レンズの球面収差を補正しようと提案された、D. Scherzer および U.F. Gianola の方法と本研究の補正法の相異点が明らかにされた。そして、これら提案の実現を阻止していた、静電力による帶寛薄膜の破損という問題を解決するためには、発散電界の等電位面の曲率半径を小さくすれば薄膜印加電圧が減少できることを指摘した(式(3.4))。また、本研究の対象である、円孔平板寛極と平面帶寛薄膜によつて構成される、薄膜レンズ(図3.4)に到達した理由を説明するとともに、この電界が凹レンズを形成することを示した。そのガウス焦点距離 $f_1 (< 0)$ は、薄因レンズ近似から式(3.31)で与えられることもわかった。

ところで、薄膜レンズの球面収差 $\delta f(\beta)$ が正の量であることは、近似解析から求めた、式(3.41)からわかる。それゆえ、通常の寛子レンズの球面収差 $\delta f(\alpha) (< 0)$ は、これと逆符号をもつ $\delta f(\beta)$ によつて補正でき

るという、光学レンズの場合との類似性が見出された。また、式(3.41)より、補正作用を効果的にするためには、薄膜レンズの対極寸法について対極間隔 d も開孔半径 R もともに小さいものを採用すべきであるという結論を得た。ただし、通常の電子レンズをこの薄膜レンズで補正した、組合セレンズの球面収差を計算する場合には、薄膜レンズの有効性を評価した式(3.41)はいくらか修正されたものとなることは第6章で検討する。

次章で、本報告の球面収差測定に利用した、陰影電子顕微鏡法と実験装置について説明し、第5章で通常の電子レンズを収差補正した実験結果を記述する。この実験結果の理論的解析は本章の議論にとづいて第6章で行なう。

参考文献

- 1) O. Scherzer ; J. appl. Phys., 20 20 (1949)
- 2) U. F. Gianola ; Proc. Phys. Soc., B63 1037 (1950)
- 3) たとえば、谷安正；“静対場”(河出書房) p212
- 4) M. Ploke ; Z. angew. Phys., 12 441 (1952)
- 5) M. E. Haine and V. E. Cosslett ; “The Electron Microscope”
(E. & F. N. Spon Ltd., London, 1961) p7-14

第4章 球面収差測定法

第1節 陰影電子顕微鏡法と球面収差

電子レンズの球面収差を測定する方法として、結晶性試料を利用する電子線回折法が現在も一般に使われている。H. MahlとA. Recknagel¹⁾は Debye-Scherrer 環の“ズレ”により、また C. E. Hall²⁾は近軸電子線と回折電子線による像の“ズレ”から球面収差を測定する方法を報告している。しかし、この方法は焦点(ピント)合せの不十分さによって生ずる誤差が大きいという欠点を持つ。

本研究の球面収差測定は陰影電子顕微鏡法(shadow electron microscopy)を利用した。これは F. Heise と O. Rang³⁾ また Y. Sakaki と S. Maruse⁴⁾ によって報告された測定法である。前述の方法と比較して焦点合せの問題ではなく、球面収差が陰影像の歪みとしてあらわされること、および開口角の変化の大きな範囲まで測定できることが利点である。

陰影電子顕微鏡法というものは、電子レンズと写真乾板の間に試料を置き、電子レンズで試料付近に形成された電子プローブを点光源として試料の陰影を乾板上に拡大する方法である。この倍率は、試料とプローブ位置およびカメラ長のみで決定される。また、通常の電子顕微鏡法と異なりその性質から焦点合せは不要である。厳密に点光源が形成されれば陰影像に歪みは生じないが、実際には電子レンズの球面収差のために電子プローブは点光源にはならぬ。このプローブの様子は図4.1で示したように、近軸光線と遠軸光線とでは投影中心の位置が異なるため、倍率の相違による陰影像の歪みが生ずる。したがって、陰影像の歪みから球面収差の測定が可能である。

ここで図4.1を参照して陰影像の性質について簡単に説明しよう。

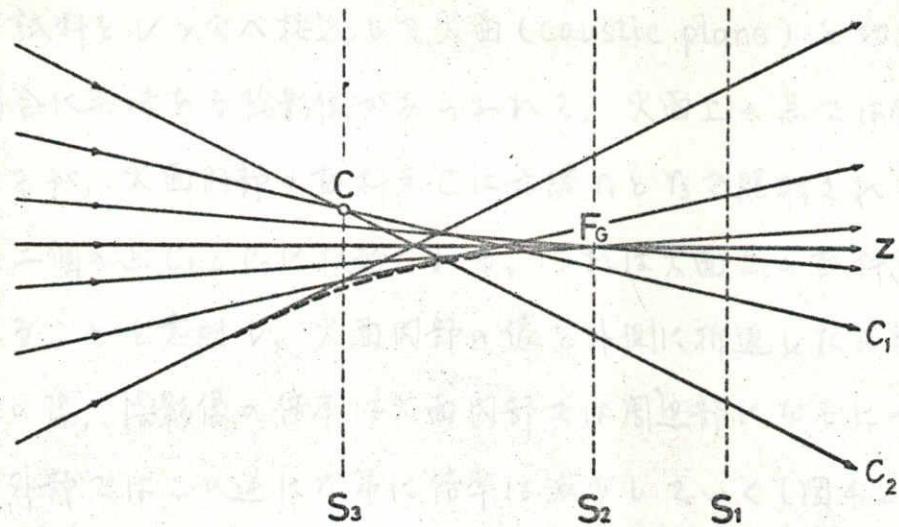


図 4.1 球面収差によるプローブ内の電子軌道

S_1, S_2, S_3 は試料位置、破線は火面を表わす。

S_3 に試料がある場合には火面上の点 C は陰影像
で C_1, C_2 の二点に投影される。(図 4.2(c) 参照)



(a) S_1 面

(b) S_2 面

(c) S_3 面

図 4.2 陰影格子像の試料位置に対する変化

(試料位置 S_i は図 4.1 に対応)

試料が S_1 面にある場合には、遠軸光線の投影中心よりも近軸光線に関する投影中心の方が試料に近いため、陰影像の倍率は中央部では大きく、周辺部ほど順次小さくなっていく(図 4.2(a))。つぎに、試料をレンズ側へ近づけて、ガウス点 F_g なる S_2 面と一致させた場合は、試料上の点 F_g の倍率は無限大となり、周辺部ではやはり倍率は減少していいく(図 4.2(b))。

さらに、試料をレンズへ接近して火面 (caustic plane) を切断する S_3 面に置く場合に興味ある陰影像があらわれる。火面上の点では倍率無限大の像となるが、火面内部の試料点 C は光線 r_1 と r_2 で照射されるため、陰影像上で二個の点 C_1 と C_2 に投影される。これは火面上の試料点の両側にあらわれるこことを意味し、火面内部の像を外側に折返したように観察される。この際、陰影像の倍率は火面内部では周辺部になるにつれて増加し、火面外部ではこの逆に次第に倍率は減少していく(図4.2(c))。

そこで、光軸からの距離が決つてある回折格子のような試料を所定の位置に挿入して陰影像を撮影すれば、一枚の陰影像からすべての電子線の軌道が決定される。電子レンズの球面収差 δf もいろいろな角度に関して同時に評価することが可能になる。たとえば、試料を火面内に置いた場合(図4.3参照)には、カメラ長を L 、光軸からの試料上および陰影

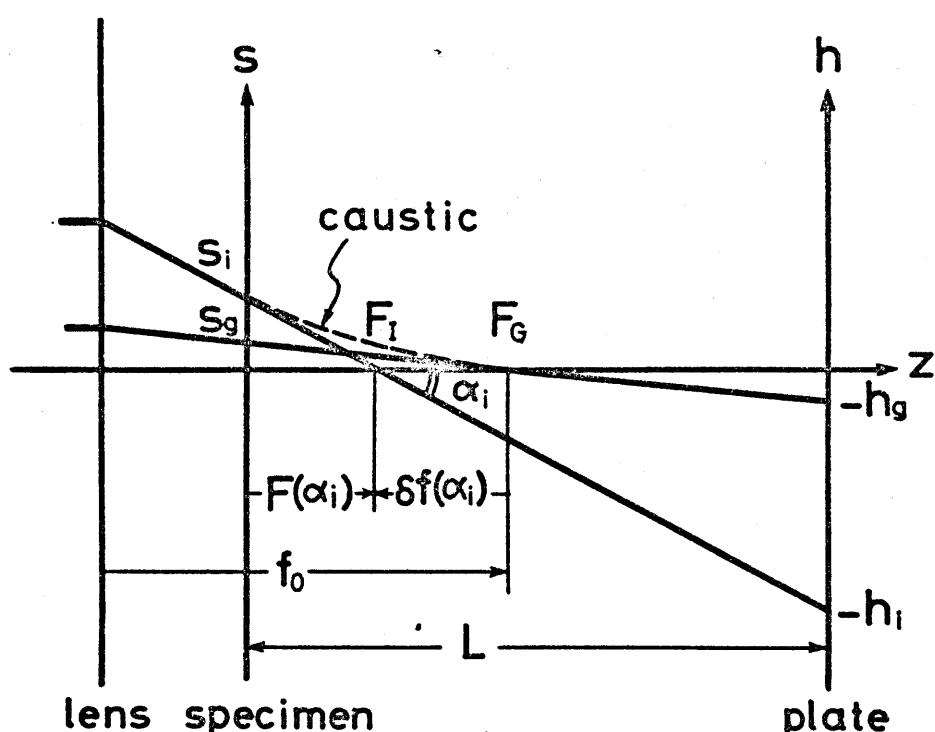


図4.3 磁界レンズの陰影像と球面収差の測定法

F_g : ガウス焦点位置

F_I : 開口角 α_i に対する焦点位置

像上の距離をそれぞれ s, h とすれば、球面収差 $\delta f(\alpha)$ はただちに次式で求められる。

$$\begin{aligned}\delta f(\alpha_i) &= C_{so} \alpha_i^2 \\ &= L \left(\frac{s_i}{h_i + s_i} - \frac{s_g}{h_g - s_g} \right) \\ \text{ここで, } \alpha_i &= \frac{h_i + s_i}{L}\end{aligned}\quad (4.1)$$

上式の C_{so} は、通常の電子レンズすなわち凸レンズの 3 次の球面収差係数である。ただ、式 (4.1) のガウス焦点に対する s_g, h_g の決定は非常に困難であることに留意しなければならない。

図 4.4 に陰影像における $s-h$ の関係 (図 4.3 参照) を示した。同図中 (a)~(c) はそれぞれ図 4.2 (a)~(c) に対応する。なお、原点における各曲線の接線は球面収差のない場合の直線関係を表わす。

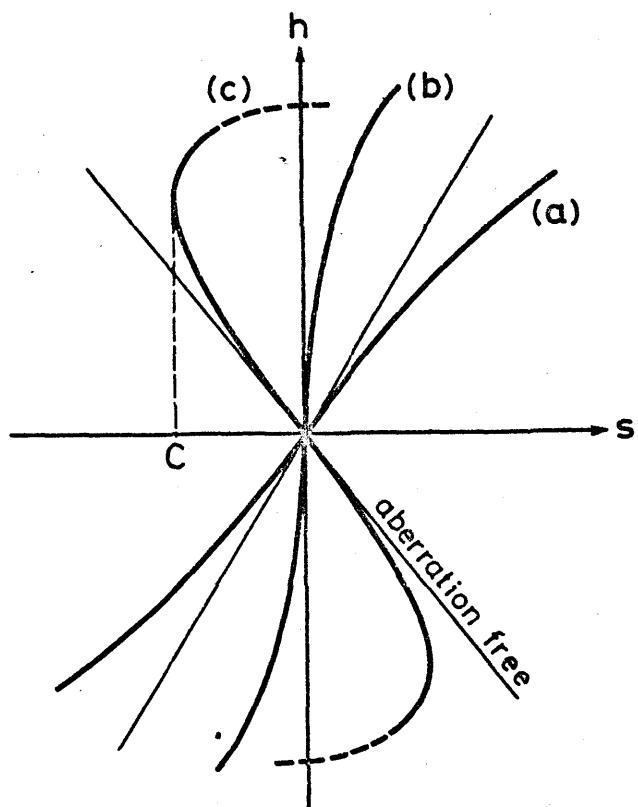


図 4.4 磁界レンズの陰影像における $s-h$ 曲線
(a), (b), (c) は図 4.2 に対応。C: 火面

以上のように、通常の電子レンズでは火面が実存するため、試料位置により、 \pm 陰影像は種々の様相を示した。しかるに、薄膜レンズのような凹レンズでは“虚の火面”(virtual caustic) (図4.5参照)のため、ただ一種類の陰影像があらわれるだけである。この場合、球面収差 $\delta f(\beta)$ は、

$$\begin{aligned}\delta f(\beta_i) &= C_{s_i} \beta_i^2 \\ &= L \left(\frac{s_i}{h_i - s_i} - \frac{s_g}{h_g - s_g} \right) \\ \text{ここで, } \beta_i &= \frac{h_i - s_i}{L}\end{aligned}\quad (4.2)$$

で求められる。 C_{s_i} は薄膜レンズの3次の球面収差係数である。

また、図4.6に薄膜レンズによる陰影像の $s-h$ の関係を示す。この図の直線も球面収差のない場合の関係である。

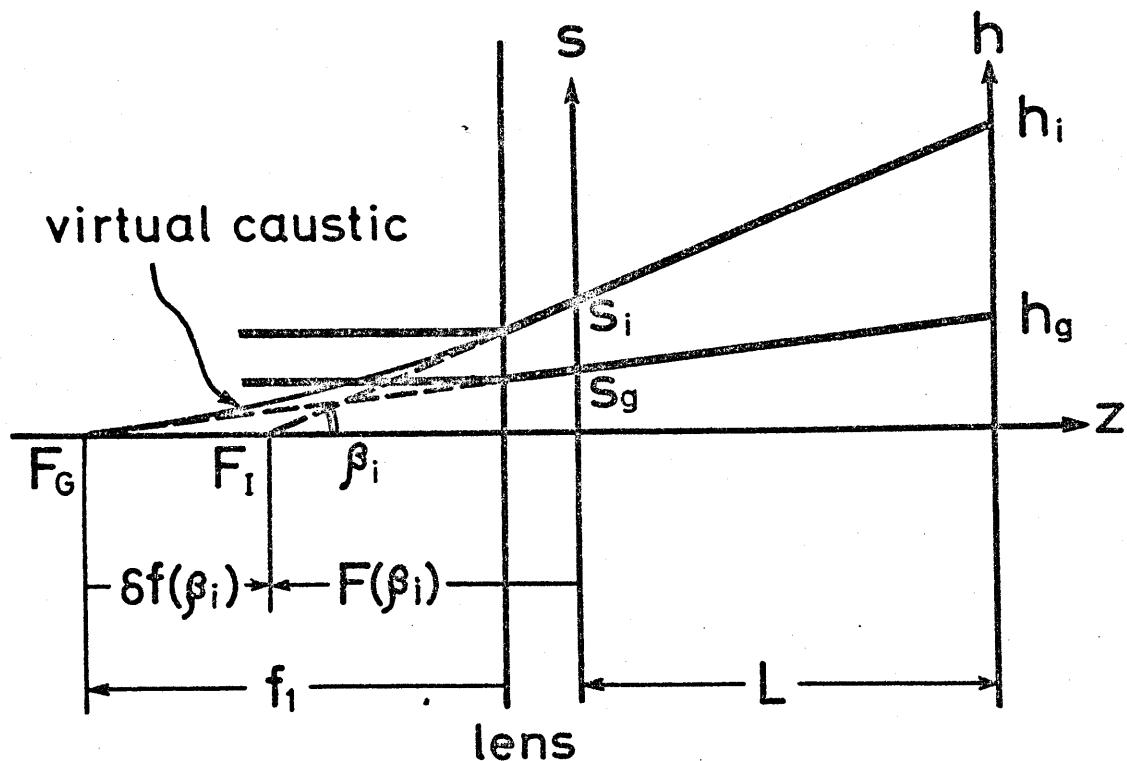


図4.5 薄膜レンズの陰影像と球面収差の測定
虚の火面(virtual caustic)が形成される。

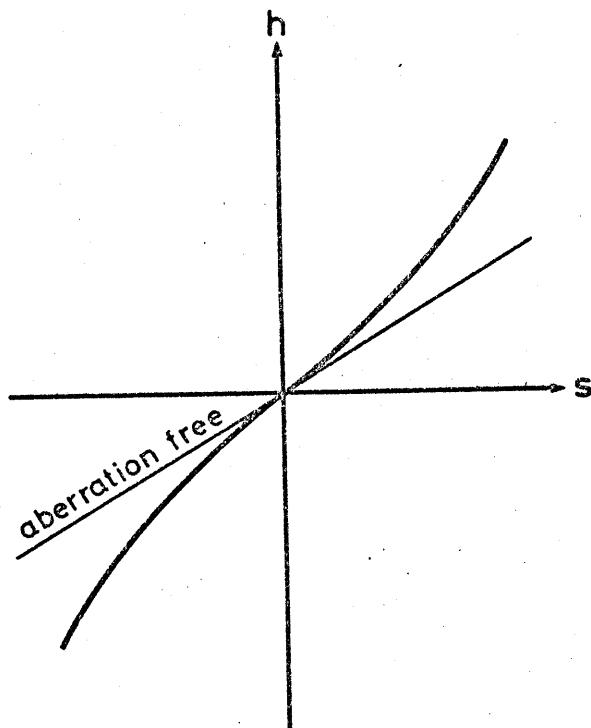


図4.6 薄膜レンズの陰影像におけるS-h曲線

図4.4と図4.6の陰影像におけるS-h曲線を比較しても、球面収差補正の可能性が示唆されてい。通常の電子レンズの球面収差による、S-h曲線(図4.4)は時計方向に回転する傾向がある。一方、薄膜レンズのS-h曲線(図4.6)は反時計方向の特性を持つので、これらを組合せることにより修正が起り、収差のない直線関係に近づくのである。

第2節 実験装置と方法

(2.1) 装置の概略と薄膜レンズ

実験装置の概略断面を図4.7に示した。電子銃、第1、第2集束レンズおよび対物レンズまでは普通の電子顕微鏡と同じ移動条件で使用した。そして、対物レンズによる電子源の像を陰影電子顕微鏡法の光源として中間レンズで試料付近にプローブを形成し、陰影像を写真乾板上に投影した。回折試料室に組入れられた、薄膜レンズの帶電膜は同時に陰影頭

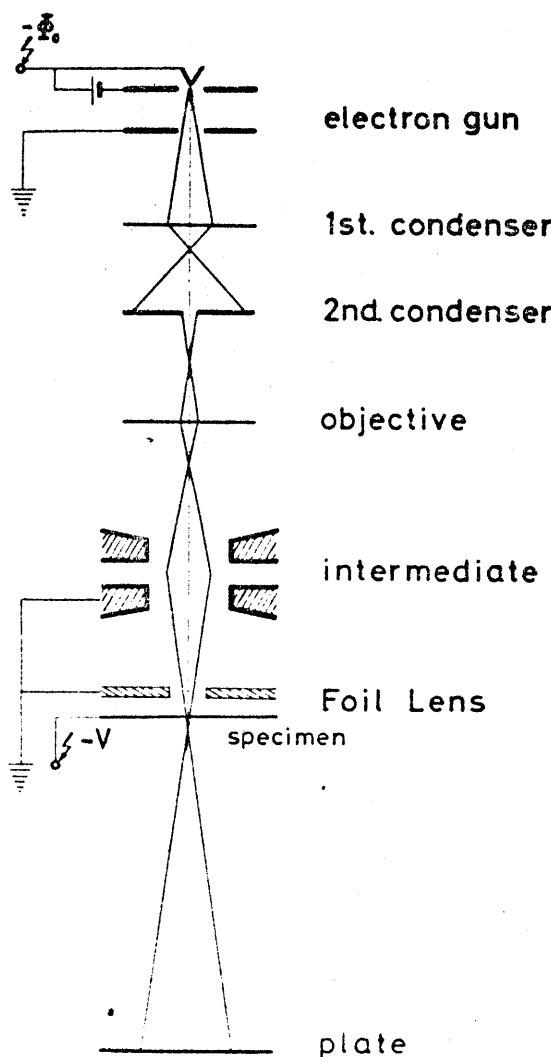


図4.7 実験装置概略図

微鏡の試料としても利用されるという重要な役割をもつ。薄膜レンズはこの帶電膜に電圧($-V$)を印加することによって、その直前にある円孔平板電極とともに第3章第2節で解析したように、凹レンズとして動作する。そして、この凹レンズ作用により中間レンズの球面収差が如何に補正されるかを、薄膜印加電圧($-V$)、薄膜レンズの幾何寸法(間隔: d 、円孔径: $2R$ 、電極厚: t)、および中間レンズと薄膜レンズの相対距離(D)を変化して実験する(図4.8参照)。実験の際、陰影像の開口角を制限しないように、薄膜レンズの後方にある投射レンズ(図4.7では省略してある)の磁極片は取り除かれる。

図4.8に、被補正レンズである中間レンズと薄膜レンズの断面図を示す。中間レンズの寸法に比較して、薄膜レンズは故意に拡大して描かれている。この薄膜レンズの構成について説明する。まず、薄膜レンズ

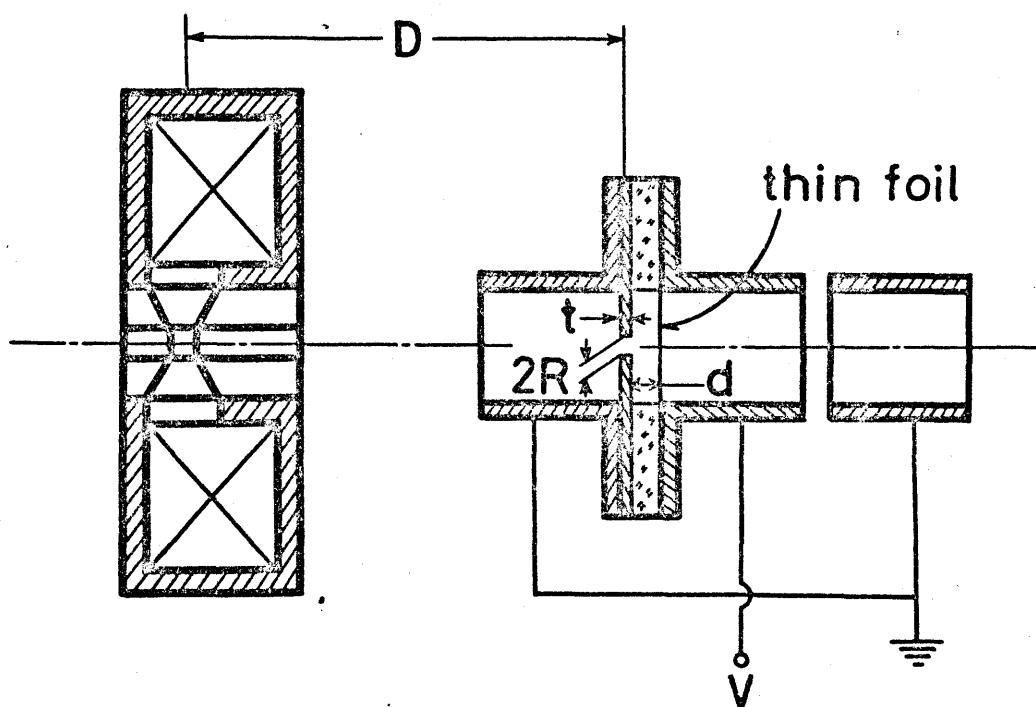


図4.8 磁界レンズと薄膜レンズの断面図

の円孔電極は、厚さ $t=0.1\text{ mm}$ の銅板に直径 $2R$ の小円孔をあけたものを使用した。この円孔が真円でないとその影響のため、方位角に関する補正の程度が異なり、非点収差の原因となる。

つぎに、帶電薄膜は前述したように陰影顕微鏡の試料となるため、光軸からの距離を与える尺度としての性質が要求される。本研究で使用した試料は次の2種類である。第1は、電子顕微鏡用試料の作成技術としてよく知られた、光回折格子(間隔: $1/720\text{ mm}$)のカーボン・レプリカ膜をシートメッシュ上にすくったものである。第2は、円孔(3 mm 中)をもつ銅板上に、vidicon用に製作された薄い銅製の正方格子メッシュ(間隔: $25.4\text{ }\mu\text{m}$)を導電性ペイントで固定し、コロジオン膜を被せた後、真空蒸着でカーボン膜を数 100 \AA 厚まで付着したものである。

前者のカーボン・レプリカ膜は被補正レンズ、および薄膜レンズを同時に働かせた組み合せレンズの球面収差測定には適していながら、薄膜レンズだけの収差を直接測定することはできない。その理由は、静電力による帶電膜破損以下の印加電圧では、薄膜レンズはさほど短い焦点距離の凹レンズにはならず、陰影像の倍率が小さいためである。ただ、投射レンズによる陰影像の拡大も考えられるが、投射レンズの球面収差の影響が無視できず、解析を複雑にするためこの利用は避けた。本研究では、球面収差補正効果を薄膜レンズ自体の収差を同時に測定し解析することを目的とする。後者の正方格子試料は前者と比較して、格子間隔が大きく、コントラストが高いために、薄膜レンズの球面収差測定には適していいる。

薄膜レンズは上記の円孔平板電極と帶電薄膜を、絶縁物(間隔: d)で隔ててこの両者の間に電圧($-V$)を印加する構成である。図4.8に示す3個の円筒電極は、直径が薄膜レンズの円孔直径($2R$)にくらべてはる

かに大きく、それと同図に表わした対位に保たれている。これら円筒電極は、薄膜印加電圧の導入線などによって薄膜レンズの軸回転対称性が擾乱されるのを防ぐ目的をもつ。さらに、中央円筒電極が薄膜と同対位に維持されるのは、前記帶対薄膜試料を支持する銅板の円孔部において、またシートメッシュや正方格子メッシュ自身の厚さによる小孔部において、凸レンズ作用をもつ微小対界が発生するのを防ぐためである。この中央円筒電極の下端にもやはり弱い凸レンズ作用があらわれると、これを相殺するために第3の円筒電極が設けられている。

上述の構成をもつ薄膜レンズは回折試料台に取付けられた(図4.9参照)後、回折試料室に組込まれる。また、被補正用中間レンズとの相対距離 D を変化するための調整機構を薄膜レンズは備えている。さらに、薄膜レンズは対子顕微鏡動作中に軸合せ可能である。

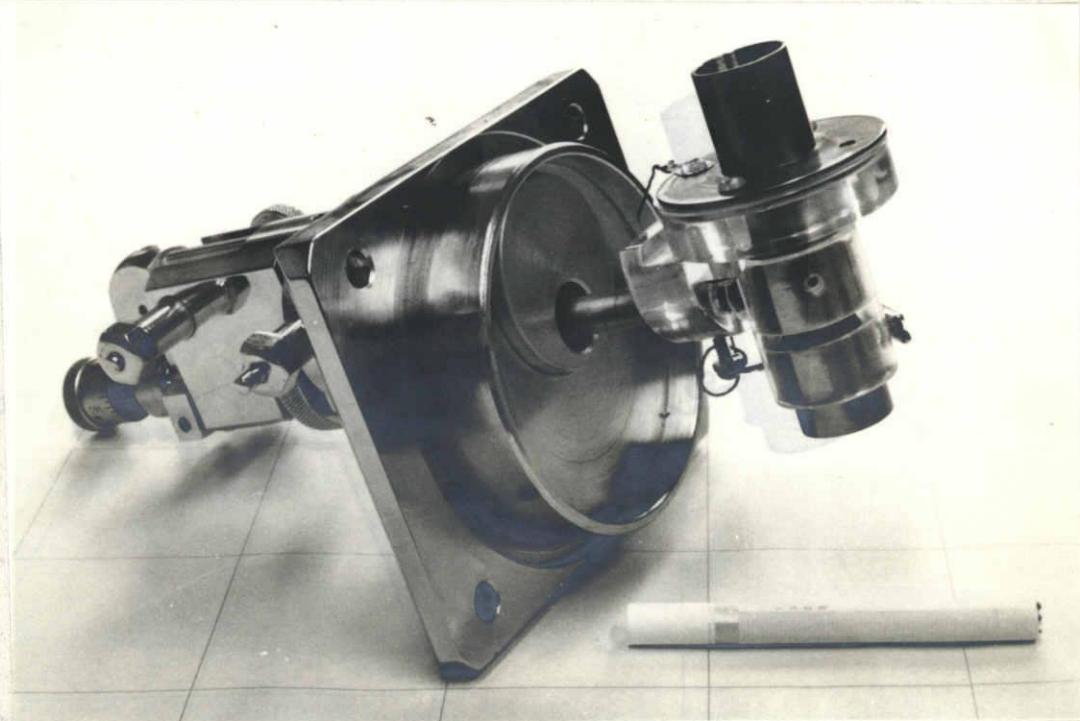


図4.9 回折試料台に取付けた薄膜レンズ

(2.2) 陰影顕微鏡像の撮影条件

陰影像の倍率変化から球面収差を測定することは第1節で述べた。

本研究では、薄膜レンズによって被補正用中間レンズ（以後、磁界レンズと略す）の球面収差が如何に補正されるかを、光学レンズとの類似性から薄肉レンズ近似を用いて解析する。また、収差補正への薄膜レンズの電極寸法の影響、および磁界レンズと薄膜レンズの相対距離の影響について検討する。この目的のため、つぎの一連の陰影像が撮影された。

(i) 首先、磁界レンズの励磁電流を調整して試料付近に電子プローブを形成し、試料の陰影像を撮影する。この陰影像の倍率変化から、補正される磁界レンズの焦点距離 f_0 および球面収差 $\delta f(\alpha)$ が測定される。

(ii) つぎに、磁界レンズの励磁電流は変化せず、薄膜レンズに電圧(-V)を印加して、組合せレンズとしての陰影像を撮影する。この陰影像を同様に測定すれば、組合せレンズとしての焦点距離 f_0 、球面収差 $\delta f(\beta)$ が求められる。この結果から補正効果を検討することができます。

(iii) さらに、磁界レンズの励磁電流を調整し平行ビームで薄膜レンズを照射する。この状態で撮影した陰影像から薄膜レンズ自体の焦点距離 f_0 、および球面収差 $\delta f(\beta)$ が測定できる。上述の平行ビームは薄膜レンズの印加電圧を切り、この平板電極の円孔直径と同じ間隔のスリットを備えたFaraday cageを乾板上に置いて、磁界レンズの励磁電流を調整して得られた。

上記条件で撮影した陰影像による球面収差の解析方法を次節で示す。また、磁界レンズと薄膜レンズの実験結果 $\delta f(\alpha)$ 、 $\delta f(\beta)$ を用いて薄肉レンズ近似によった計算結果と、組合せレンズの実験結果 $\delta f(\beta)$ の比較は第6章で行なう。

第3節 球面収差の多項式近似

前節の各撮影条件における、帶電薄膜試料の陰影像の倍率変化から式(4.1), (4.2)を用いて、それぞれの動作状態での電子レンズの球面収差を評価する。このため、陰影像写真乾板を万能投影機で光学的に拡大して、図4.4, 図4.6に示したS-h曲線を計測した。この計測は円孔電極による非点収差の影響を除外して平均化するため、直角をなす2方向について行なった。ところで、球面収差 $\delta f (= f - f_g)$ はガウス焦点距離 f_g との差で表わされる(式(3.5), (3.6)参照)ので、S-h曲線から f_g を求める必要がある。これはS-h曲線の原点における接線、すなわち無収差を表す直線を決定することに対応する。ただ、この方法で測定される f_g は接線の引き方でわずかではあるが誤差を生ずる。その理由は、S-h曲線が実験誤差を含むこと、また電子顕微鏡的尺度での近軸光線に対応させるにはどんな試料を使用しても陰影像における S_g の値が大きすぎるためである。しかし、ガウス焦点距離 f_g 自体の誤差はわずかでも、これとの差から計算される球面収差係数 C_s には重大な影響を及ぼす。薄膜レンズについて図4.10に一例を示す。これは許容しうる範囲で極端な接線を引いた場合であるが、 f_g の誤差は小さいにもかかわらず、開口角の小さい領域では C_s はその傾向すら不明瞭であることがわかる。

球面収差係数の測定法は多くあるが、いずれもその測定値は“ガウス焦点距離 f_g ”の決定によって大きな誤差を生ずる。すなわち、第1節で述べた電子回折法では微小開口角における測定ができないため同程度の誤差を生ずる。しかし、本研究に使用した帶電薄膜試料(第2節参照)による陰影電子顕微鏡法では、この困難さは克服できる。それは、この方法では大きな開口角まで同時に測定できるので、S-h曲線の多点測定点が得られるという理由からである。従来の方法のようにS-h曲線の最

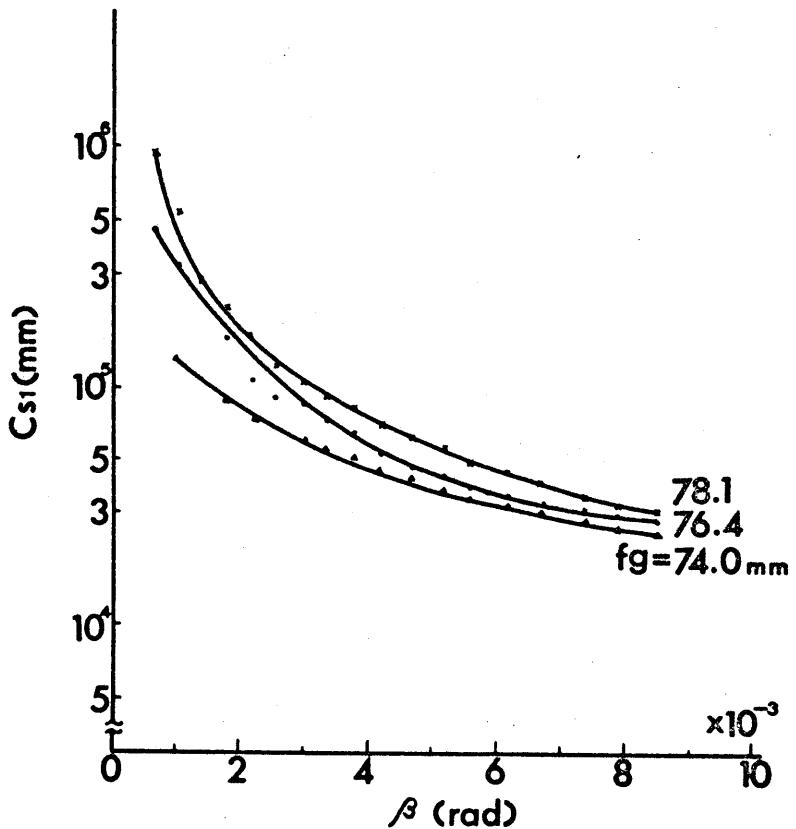


図 4.10 S-h 曲線に対する接線の影響

小測定値 S_g を採用してこれを接線とみなすことをせず、後述のような多項式近似を導入して直接にガウス焦点距離 f_g と球面収差 S_E を決定する方法を考えた。このため、測定した S-h 曲線を開口角 α_i と試料から投影中心 F_I までの距離 $F(\alpha_i)$ (図 4.3, 図 4.5 参照) の関係に変える。大きな誤差をともなう S_g (すなわち、小さい α_i) によってガウス焦点距離 f_g を評価する方法をとらず、誤差の影響が小さい開口角が大きい領域の測定点を用いて $F(\alpha_i)$ を多項式で近似する。

ここで、この多項式の性質について考察する。本研究におけるレンズ対称性の軸回転対称性は保持されているので、収差に関する以下の議論が帶対称薄膜の両側でそれぞれ成立する。軸回転対称性から電位 $\psi(z, r)$ 、ベクトル・ポテンシャル $A_\psi(z, r)$ (ψ は方位角) は、軸上電位 $\psi(z)$ より軸上磁束密度の z 成分 $B(z)$ を用いて r の無限級数に展開できる。

$$\Psi(z, r) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\Phi^{(2n)}(z)}{(n!)^2} \left(\frac{r}{2}\right)^{2n} \quad (4.3)$$

$$A_4(z, r) = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{B^{(2n)}(z)}{n!(n+1)!} \left(\frac{r}{2}\right)^{2n+1} \quad (4.4)$$

ところで、電子軌道方程式を導くために必要な境界の r 成分 E_r 、および磁束密度の r 、 θ 成分 B_r, B_θ は

$$E_r = -\frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad (4.5)$$

$$B_r = -\frac{\partial A_4}{\partial z} \quad (4.6)$$

$$B_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial(r A_4)}{\partial r} \quad (4.7)$$

であり、これに式(4.3), (4.4)の展開式を代入して、エネルギー保存則および Lorentz 方程式から変数変換を行なえば、軌道方程式は

$$\Psi u'' + \frac{1}{2} \Psi' u' + \frac{1}{4} \Psi'' u + \frac{eB^2}{8m} u = C_0 \quad (4.8)$$

$$\text{ここで } C_0 = C_3 + C_5 + C_7 + \dots$$

$$\text{また, } u = w e^{i\xi}, \quad \xi = \sqrt{\frac{e}{8m}} \int_{z_0}^{z_i} \frac{B}{\sqrt{\Psi}} dz$$

$$w = x + iy, \quad w \bar{w} = r^2; \quad \gamma = \frac{d}{dz} \text{である。}$$

で与えられる。上式で $C_0 = 0$ といつた場合は、式(2.5)の近軸軌道方程式となる。式(4.8)の右辺に關して、 C_3 は位置座標 u の 3 次を含む項を表わしており、いわゆる 3 次の収差に対応する。以下同様に、 C_5, C_7 等は 5 次、7 次等の収差を与える⁵⁾。したがって、球面収差 $\Delta r (= \alpha_i \delta f(\alpha_i))$ も次式に示すように奇数次の項だけを含む多項式で表現できることという結論が得られる。

$$\Delta r = \alpha_i \cdot \delta f(\alpha_i) = C_s \alpha_i^3 + C'_s \alpha_i^5 + C''_s \alpha_i^7 + \dots \quad (4.9)$$

ここで、 $C_s, C'_s, C''_s \dots$ はそれぞれ 3 次、5 次、7 次…の球面収差係数である。

式(4.9)を上述の陰影像から測定される $F(\alpha_i)$ について書き直せば次式となる。

$$F(\alpha_i) = F_g + \delta f(\alpha_i) = F_g + C_s \alpha_i^3 + C'_s \alpha_i^5 + C''_s \alpha_i^7 + \dots \quad (4.10)$$

したがって、陰影像から得られる測定結果 $F(\alpha_i)$ を開口角 α_i の偶数次項だけを含む多項式で近似する方法は、ガウス焦点距離 f_g の決定に際して大きな開口角に対する誤差の小さい測定値も同時に寄与させることができる。式(4.10)から、多項式近似における定数項 F_0 がガウス焦点距離 f_g に関する量を与える、 α_i の 2 次以上の項の和が球面収差 $\delta f(\alpha_i)$ を与えることになる。さらに、 $\delta f(\alpha_i)$ の $\alpha_i^2, \alpha_i^4, \alpha_i^6 \dots$ 項の係数は、それぞれ 3 次、5 次、7 次 … の球面収差係数である。

次章で、上記の多項式近似による磁界レンズ、薄膜レンズおよびこれらを同時に動作した組合せレンズの焦点距離と球面収差係数の測定結果について述べる。

参考文献

- 1) H. Mahl and A. Recknagel ; Z. Phys., 122 660 (1944)
- 2) C. E. Hall ; J. appl. Phys., 20 631 (1949)
- 3) F. Heise and O. Rang ; Optik, 5 201 (1949)
- 4) Y. Sakaki and S. Maruse ; J. Electron Microscopy 2 8 (1954)
- 5) たとえば、金谷光一；電気試験所研究報告第495号（昭和24年）

第5章 実験結果

本章で述べる実験結果は以下の電子レンズ構成に関するものである。磁界レンズ(被補正用)は磁極片間隔 16 mm , 開口直径 30 mm^{ϕ} をもち, 薄膜レンズの電極配置は $2R = 0.5\text{ mm}^{\phi}$, $t = 0.1\text{ mm}$, $d = 0.1\text{ mm}$ の場合である。また、磁界レンズと薄膜レンズの相対距離は $D = 75\text{ mm}$ である(以上、図4.8参照)。帯電薄膜から写真乾板までの距離、すなわちカメラ長は $L = 508\text{ mm}$ である。上記構成において、電子加速電圧 $\Phi_0 = 50\text{ kV}$ で第4章第2節の撮影条件による陰影像の倍率変化から計測された $\alpha_i - F(\alpha_i)$ の関係を多項式近似する。磁界レンズ、薄膜レンズおよび組合せレンズの電子光学特性の実験結果を順次述べる。

第1節 磁界レンズの球面収差

薄膜レンズを動作しない状態で、磁界レンズの励磁電流によるガウス焦点距離 f_0 と球面収差 $\delta f(\alpha)$ の変化を測定した。陰影像の倍率変化から得られる $\alpha_i - F(\alpha_i)$ (図4.3参照)を式(4.10)によって多項式で表わす。この際、使用する測定点の選び方によらず曲線 $F(\alpha)$ は実験誤差の範囲内において一致を示した。これから、実験結果の接線からガウス焦点距離を求め球面収差を評価する従来の方法における困難さを解決した、この多項式近似は誤差の大きい、小開口角での測定点のみならず、大開口角における測定点も含めて近似できることの有用性を持つことが確認された。

電子レンズの球面収差を表わす際に、その3次係数 C_s と焦点距離 f_0 の比 (C_s/f_0) が習慣的によく用いられる。電子レンズの倍率を決める重要な物理量とその分解能に関連する球面収差係数 C_s を直接に比較するためのものである。本報告においても、この慣例にしたがい等価な物理量 $\frac{1}{f_0} \left(\frac{\delta f}{\alpha^2} \right)$ で球面収差を表わし、評価する。

図5.1は、磁界レンズの焦点距離を変化した場合の実験結果を α 対 $\frac{1}{f_0}(\frac{\delta f(\alpha)}{\alpha^2})$ で表わした曲線である。これより、磁界レンズの球面収差に関してよく知られた次の結論が得られる。球面収差が α に対してもほぼ一定値であるのは、3次の球面収差に比較して5次以上の高次収差はほとんど無視できることを示す。すなわち、3次係数 C_{30} と5次係数 C'_{30} の比は $C'_3/C_{30} \approx 10$ の桁であり $\alpha = 1 \times 10^{-2} \text{ rad}$ を考えても高次収差の寄与は1%以下である。されば、磁界レンズの球面収差 $\delta f(\alpha)$ はよい近似で、

$$\delta f(\alpha) = C_{30} \alpha^2 \quad (5.1)$$

における。なお、測定された球面収差の数値の例を示せば、 $f_0 = 83.8 \text{ mm}$ で $C_{30} = -1.7 \times 10^3 \text{ mm}$; $f_0 = 117.4 \text{ mm}$ で $C_{30} = -4.8 \times 10^3 \text{ mm}$ である。

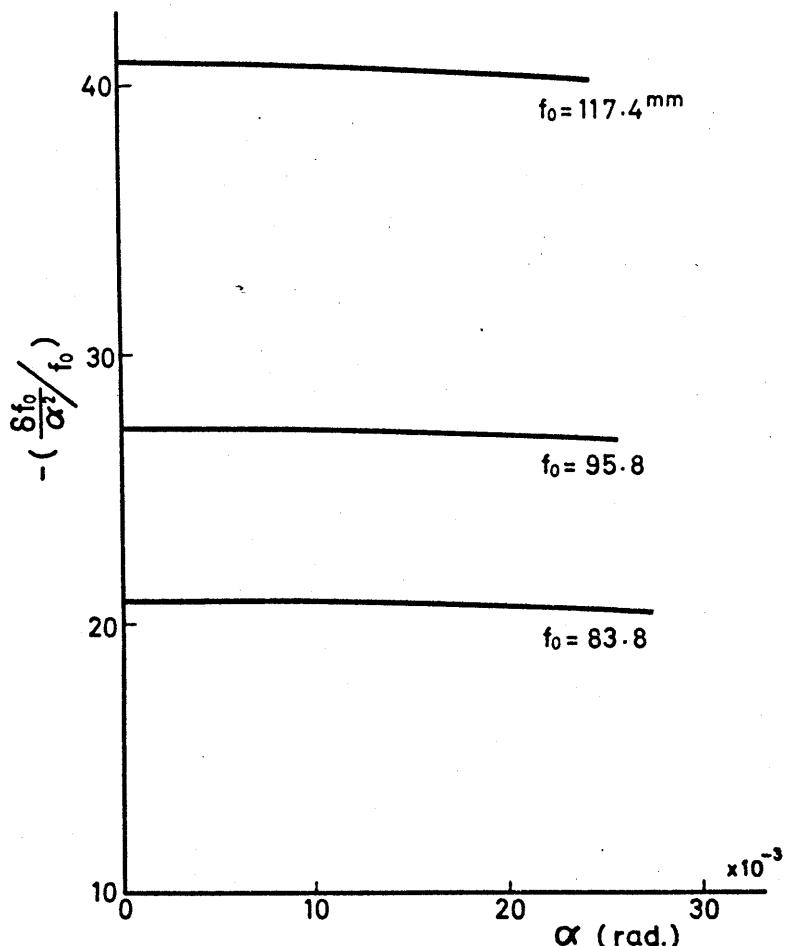


図5.1 磁界レンズの球面収差測定結果
(spacing: 16 mm, bore-diameter: 30 mm)

第2節 薄膜レンズの球面収差

球面収差の測定結果を記述する前に、帶電膜に負の印加電圧を与えると薄膜レンズが凹レンズを形成することの実例を図5.2に示す。これは、平行ビームを薄膜レンズに入射して試料の陰影像を撮影した例であり、図5.2(a)は負の印加電圧を、同図(b)は正の印加電圧を供給した場合である。写真下部の試料と陰影像の説明図から、負の電圧では薄膜レンズは凹レンズを形成し、正の電圧では凸レンズを形成することがわかる。

薄膜レンズの球面収差測定は第4章第2節で述べた、平行ビームで照射して撮られた陰影像から前節と同様に $\beta_i - F(\beta_i)$ の関係を求めて、これを多項式近似した。この結果、薄膜レンズの球面収差に関する次の事

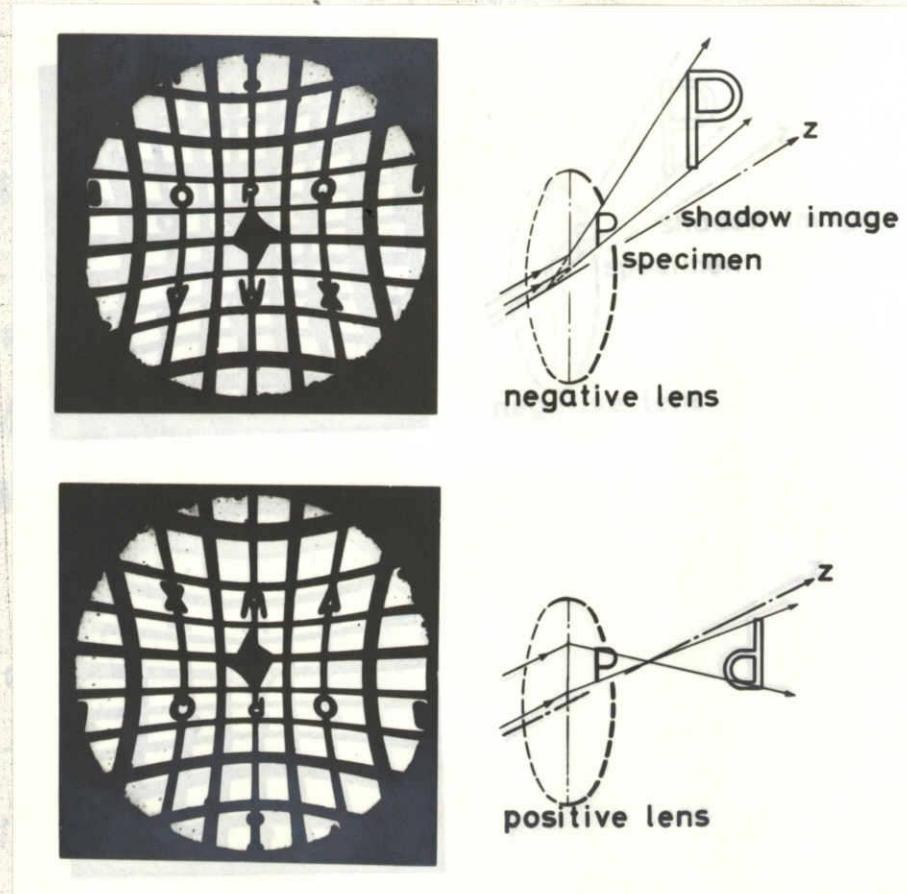


図 5.2 薄膜印加電圧の極性とレンズ作用

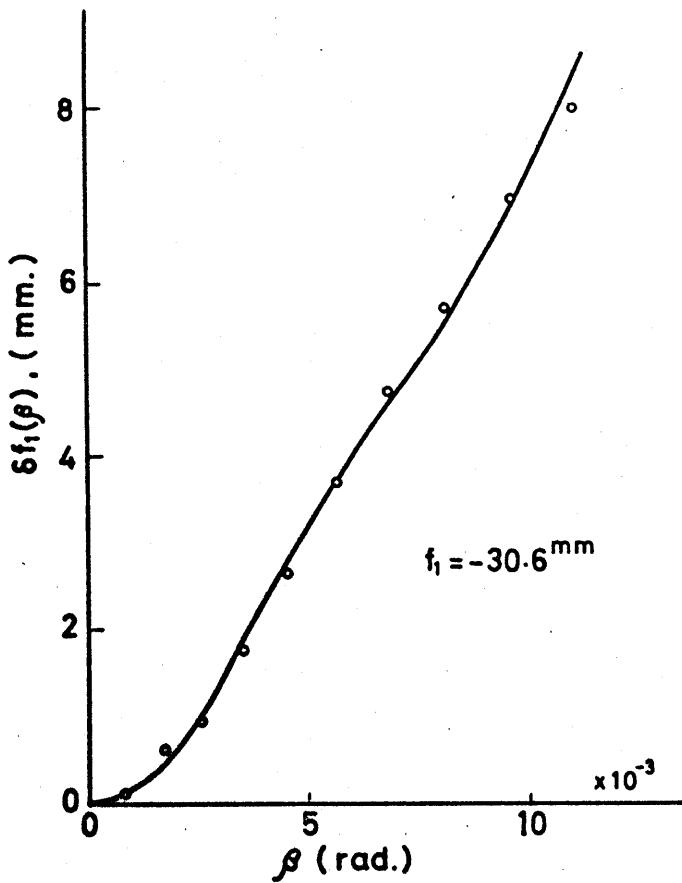


図 5.3 薄膜レンズ球面収差の多項式近似

実が確認された。測定値 $F(\beta_i)$ を式(4.10)の β^2 項までの多項式を用いた場合には、測定点全体の傾向すら近似できなかつた。 β^4 項までとっても同様に不可能であることがわかつた。しかるに、図 5.3 に示すように β^6 項まで考慮してはじめて測定結果とよく一致させることができた。これより、薄膜レンズの球面収差 $\delta f(\beta)$ は次式で求められる。

$$\delta f(\beta) = C_{s1} \beta^2 + C_{s1}' \beta^4 + C_{s1}'' \beta^6 \quad (5.2)$$

すなわち、磁界レンズの $\delta f(\alpha)$ と異なり、薄膜レンズでは 3 次の球面収差に比べて、5 次および 7 次の高次収差が無視できない影響をもつことが判明した。収差係数の比は、 $C_{s1}'/C_{s1} \approx 10^4$, $C_{s1}''/C_{s1} \approx 10^7$ の行であり、磁界レンズの $C_{s0}'/C_{s0} \approx 10$ と相異れて、 $\beta = 5 \times 10^{-3} \text{ rad.}$ においても高次収差の寄与が数 10%, および 数 % と大きい。

つぎに、実験結果を整理して球面収差係数の符号は $C_{s1} > 0$, $C_{s1}' < 0$, $C_{s1}'' > 0$ であることもわかった。この結果は第3章第2節で薄肉レンズ近似によつて予想したものであるが、3次の球面収差を与える式(3.41)に $r^* = f_1 \beta$ を代入すれば理解できる。ところで、式(3.41)を導く際に屈折角(式(3.37)参照)に現われる対数 $\psi'(-0, r^*)$ を軸上対数による展開式の r^{*2} 項までとつて近似したのは、3次の球面収差だけを考慮した理由による。展開式(3.35)で r^{*4} , r^{*6} 項まで用いれば、

$$\psi'(-0, r^*) = \Phi'(-0) - \frac{r^{*2}}{4} \Phi''(-0) + \frac{r^{*4}}{64} \Phi^{(IV)}(-0) - \frac{r^{*6}}{2304} \Phi^{(VI)}(-0) \quad (5.3)$$

となり、これを式(3.34)へ代入し屈折角より球面収差を評価する同様の議論を採用すれば、上式(5.3)の第1項がガウス焦点距離を与えるもので、以下順に3次、5次、7次の球面収差に対応するものであることがわかる。それゆえ、 $f_1 < 0$, $C_{s1} > 0$, $C_{s1}' < 0$, $C_{s1}'' > 0$ であることは、上記薄肉レンズ近似からも推察できる。

薄膜レンズの球面収差測定の一例として、対極配置 $2R = 0.5\text{mm}$, $t = 0.1\text{mm}$, $d = 0.1\text{mm}$ に関する結果を図5.4に、 β 対 $\frac{1}{f_1} \left(\frac{\delta f(\beta)}{\beta^2} \right)$ で表す。球面収差係数は $V = -1545V$ の場合、 $f_1 = -30.6\text{mm}$ となり $C_{s1} = 1.7 \times 10^5\text{mm}$, $C_{s1}' = -2.1 \times 10^9\text{mm}$, $C_{s1}'' = 1.1 \times 10^{13}\text{mm}$ である。これら収差係数は前節の磁界レンズの C_{s0} と比較して桁違いに大きいことがわかった。上図の測定結果から、薄膜レンズの印加対極圧が増加すれば焦点距離 f_1 は短かくなり、同時に $\frac{1}{f_1} \left(\frac{\delta f(\beta)}{\beta^2} \right)$ の値は減少することが知られる。なお、薄膜レンズに関する他の実験結果も含めて、電子光学特性の対極配置および印加対極圧依存性に対する理論値(第3章第2節)との定量的比較は次章で行なう。

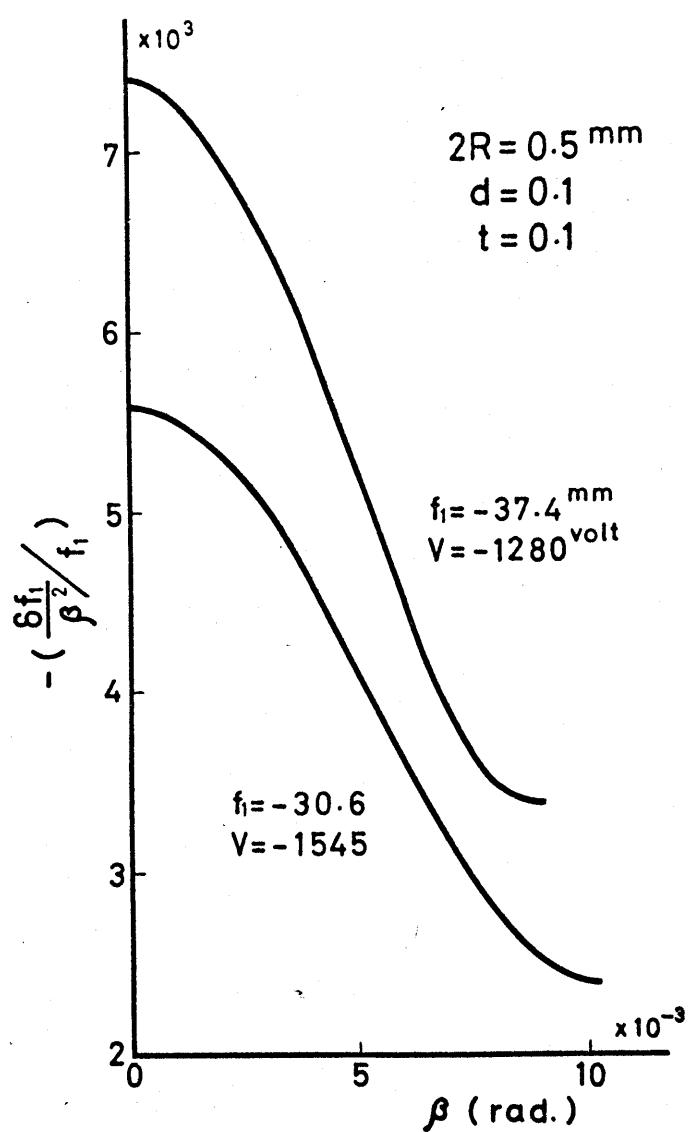


図 5.4 薄膜レンズの球面収差測定結果
(電極配置: $2R = 0.5 \text{ mm}$, $t = 0.1 \text{ mm}$, $d = 0.1 \text{ mm}$)

第3節 組合セレンズの球面収差

— 薄膜レンズによる補正された磁界レンズ —

磁界レンズと薄膜レンズを同時に動作させて、すなわち組合セレンズによって得られた陰影像の倍率変化から、前節と同様の処理によって求めた実験結果より $\frac{1}{f} \left(\frac{\delta f(\gamma)}{\gamma^2} \right)$ を図5.5に示す。これら曲線は、図5.1の焦点距離 $f_0 = 83.8\text{mm}$ の磁界レンズに、図5.4の電極配置をもつ薄膜レンズの印加電圧を変化させて作用させた際の組合セレンズの球面収差を表わす。したがって、 $V = -1545\text{V}$ の薄膜レンズは焦点距離 $f_1 = -30.6\text{mm}$ であり、組合セレンズとの値は $f = 117.4\text{mm}$ に長くなる。

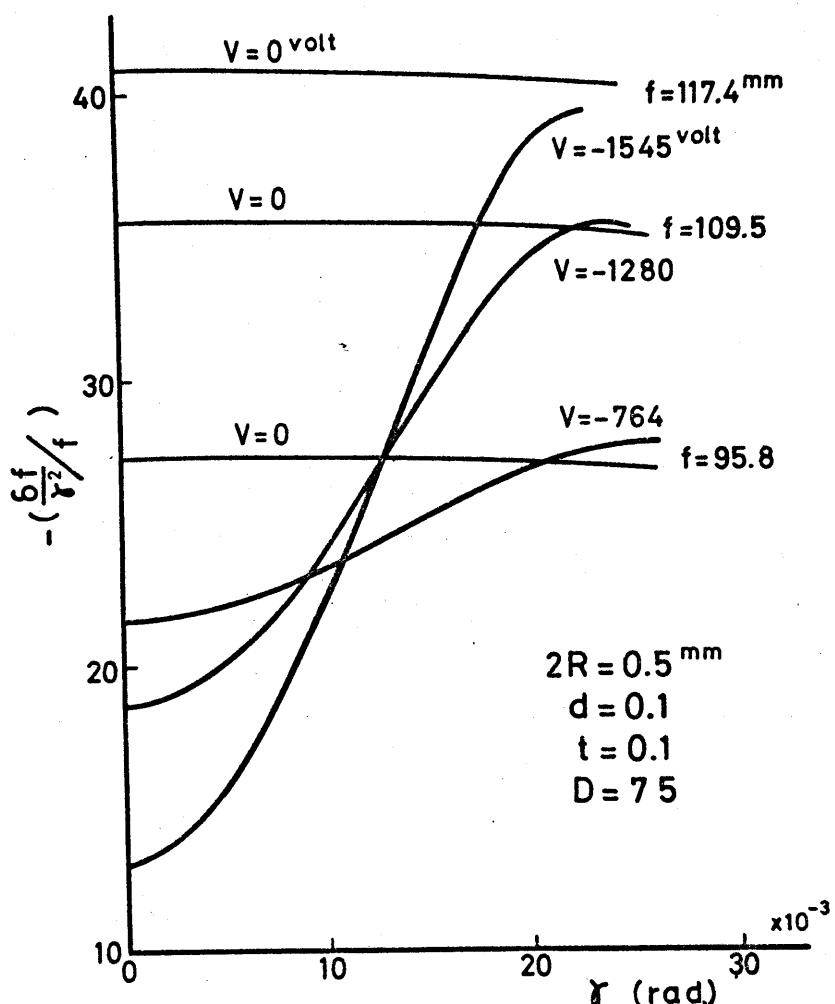


図5.5 組合セレンズの球面収差測定結果

焦点距離 f の3個について補正による収差の減少を示す。 $V = 0 \text{ volt}$ は図5.1の磁界レンズの測定結果。薄膜レンズは図5.4と同一。

ところで、球面収差補正が達成されているか否かは、同一焦点距離をもつ、磁界レンズだけの球面収差と組合せレンズのそれを比較すればわかる。このため、図5.1の磁界レンズの球面収差を $V=0$ として再掲した。図5.5の曲線対を比較すれば、組合せレンズの球面収差の方がほとんど全開口角に関して小さいことがわかる。一例を示せば、 $f=117.4\text{mm}$ の場合、磁界レンズの球面収差係数 $C_{s0}=-4.8 \times 10^3\text{ mm}$ であったものが、組合せレンズでは $C_s=-1.5 \times 10^3\text{ mm}$ に減少した。それゆえ、本研究の対象である薄膜レンズを用いれば、以前 O. Scherzer や U.F. Gianola によって提唱された際の帶電薄膜の静電力による破損を解決して、球面収差補正が達成できることが実験的に確認された。

さらに、図5.5に示した曲線の変化から、球面収差補正の効果は角度の小さい領域では顕著にあらわれるが、大きい角度になると伴ってしだいに補正効果が小さくなることも認められる。この事実は薄膜レンズの球面収差を考慮すれば定性的にはつきのように解釈できる。磁界レンズの球面収差係数 $C_{s0}(<0)$ は、角度の小さい範囲では薄膜レンズの逆符号の収差係数 $C_{s1}(>0)$ によって補正される。しかし、角度の増加とともに薄膜レンズの5次収差 $C_{s1}'(<0)$ の項の影響が C_{s1} に比較して無視できなくなるので、この同符号収差のため補正効果は減少して組合せレンズの収差は磁界レンズの値に近づく。さらに角度が大きくなると、つぎの7次収差 $C_{s1}''(>0)$ の項の寄与により前述の増加は抑えられるので全体として磁界レンズに近いある飽和値になる。

以上は組合せレンズの球面収差の定性的説明であるが、次章ではこれを定量的に検討するため、本章の磁界レンズの測定値(図5.1)と薄膜レンズの測定値(図5.4)だけを用いて薄肉レンズ近似で解析を行なう。

第6章 薄肉レンズ近似による解析

組合せレンズで磁界レンズの球面収差補正が可能であることの定量的な解釈は前章第3節で述べた。本章ではこれら組合せレンズを構成する、磁界レンズおよび薄膜レンズの別々に測定した実験結果を用いて、薄肉レンズ近似によりこの定量的証明を行なう。さらに、この結果の考察から球面収差補正を有効に遂行するために、薄膜レンズが如何なる性質を備えるべきかを検討し、対極配置の異なる薄膜レンズの球面収差と補正効果の実験結果について理論との比較を行なう。

第1節 組合せレンズの球面収差解析

光学レンズとの類似性から薄肉レンズ近似を用いて、定量的に組合せレンズの解析をする。図6.1は本実験の場合と同様なレンズ配置を示す。図中で磁界レンズ L_0 と薄膜レンズ L_1 からなる、組合せレンズとして

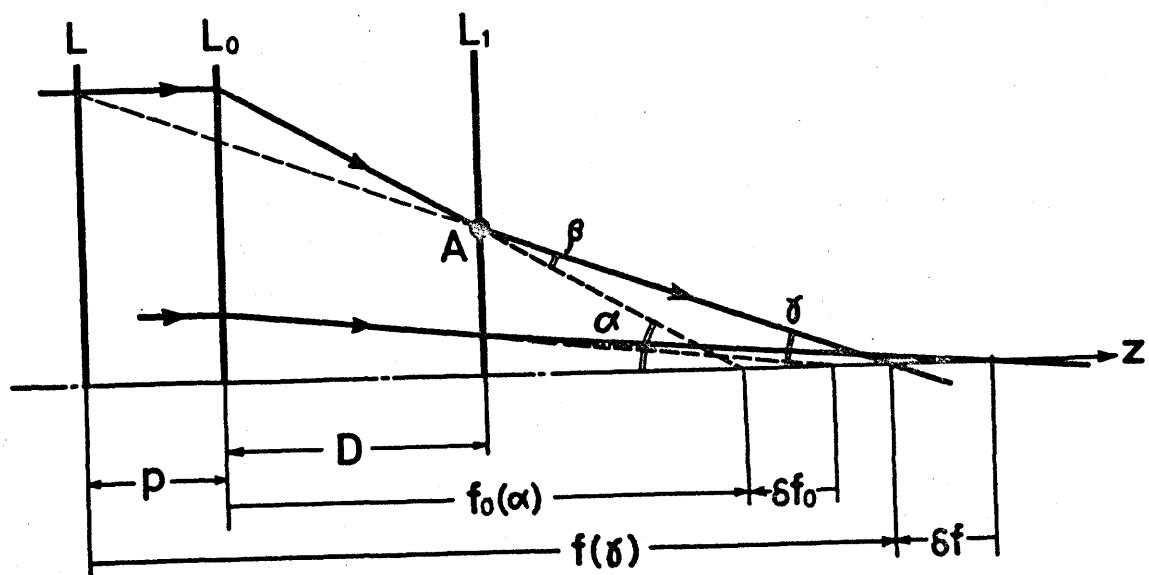


図6.1 組合せレンズの軌道解析
磁界レンズ L_0 と薄膜レンズ L_1 内で電子軌道
の屈折により、組合せレンズ正面は L となる。

で表わす。 L_0 と L_1 の2個の電子レンズの正面位置($z=L_0$, $z=L_1$)で、電子軌道が屈折されると考えて、近軸光線および遠軸光線の様子を模型的に示した。薄膜レンズ L_1 上のA点における屈折角を焦点距離 $f_1(\beta)$ によるとすれば、薄肉レンズ近似による軌道の屈折は次式で与えられる。

$$-\frac{1}{F_0(\alpha)} + \frac{1}{F(\gamma)} = \frac{1}{f_1(\beta)} \quad (6.1)^*$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここで, } F_0(\alpha) &= f_0(\alpha) - D = F_0 + \delta F_0 \\ F(\gamma) &= f(\gamma) - (D + p) = F + \delta F \\ f_1(\beta) &= f_1 + \delta f_1 \end{aligned} \right\} \quad (6.2)$$

式(6.2)で F_0 , F , f_1 はガウス焦点距離またはそれに関連した量であり、開口角が比較的小さい場合には球面収差自体が小さいため

$$F_0 \gg |\delta f_0|, \quad F \gg |\delta F|, \quad -f_1 \gg \delta f_1 \quad (6.3)$$

が成立する。上記条件が成立する角度範囲では次の関係を得る。

$$\delta f(\gamma) = \frac{\delta f(\alpha) + \delta f(\beta) \left(\frac{f_0 - D}{f_1} \right)^2}{\left(1 + \frac{f_0 - D}{f_1} \right)^2} \quad (6.4)$$

上式を導く際、ガウス焦点距離に対する式(6.1)の関係を用いた。式(6.4)は条件式(6.3)が成立する場合に、磁界レンズの球面収差 $\delta f(\alpha) (< 0)$ が薄膜レンズの $\delta f(\beta)$ によって補正される効果を定量的に表わす。

さらに、電子顕微鏡で実際に使用するような非常に小さい開口角領域の様子を知るために、 $\alpha \rightarrow 0$ の極限での値を考慮する。この場合は3次の球面収差だけを考慮すればよく、式(6.4)で $\delta f(\alpha) = C_{s0}\alpha^2$, $\delta f(\beta) = C_{s1}\beta^2$,

*) 本章で用いる $F_0(\alpha)$, $F(\gamma)$ などは薄膜レンズ正面からの距離である。

第5章第1節で、測定曲線からの $F(\alpha)$ は試料面からの距離を表わしたことにして注意。また第3章第1節の定義から $f_1(\beta) < 0$, $\beta < 0$ である。

および $\delta f(\gamma) = C_s \gamma^2$ と置くことができる。また、薄肉レンズ近似における式(6.1)と等価な角度関係式、

$$\gamma = \alpha + \beta \quad (6.5)$$

さらに、極限値 $\alpha \rightarrow 0$ に対する条件、

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \left(\frac{\beta}{\alpha} \right) = \frac{f_0 - D}{f_1} \quad (6.6)$$

を用いて整理すれば、組合セレンズの3次の球面収差係数 C_s は、

$$C_s = \frac{C_{s0} + C_{s1} \left(\frac{f_0 - D}{f_1} \right)^4}{\left(1 + \frac{f_0 - D}{f_1} \right)^4} \quad (6.7)$$

となる。また、組合セレンズの正面位置の移動量 p (図6.1参照) は次式で求められる。^{*)}

$$p = D \frac{F}{f_1} = D \frac{\frac{f_0 - D}{f_1}}{1 + \frac{f_0 - D}{f_1}} \quad (6.8)$$

式(6.8)は近軸光線に対する値であり、遠軸光線に関しては収差の影響により移動量は上式と異なることは注意すべきである。

前章第3節で述べた、組合セレンズの球面収差の開口角 γ に対する変化の定量的な証明が式(6.4)で与えられた。また、薄膜レンズの3次収差係数 C_{s1} は磁界レンズの C_{s0} に比較して桁違いに大きいにも拘らず、その補正作用は式(6.7)から知られるように C_{s1} のままで効くのではなく、因数 $(f_0 - D/f_1)^4$ によって制約されることが明らかとなった。本節の考察にもとづき、磁界レンズと薄膜レンズの実験結果から算出する組合セレンズの球面収差を実験結果と比較して次節で検討する。その際、陰影像の倍率を大きくするため、投影中心を試料附近にしているので条件式(6.3)が全角度について成立しないことは注意を要する。

*) 組合セレンズで生ずる正面の移動は図5.5ではすでに考慮されている。

第2節 組合セレンズの計算値と実験結果の比較

前節の条件式(6.3)は大きな開口角では実験条件より十分に満足されなくなるため、組合セレンズの球面収差の開口角に対する変化は薄肉レンズ近似による式(6.1)から直接に評価する必要がある。薄膜レンズ正面における電子軌道の屈折を考慮する際に、つぎの2つの仮定を導入する。

(1) 薄膜レンズの正面は $z = z_H$ (式(3.30)参照) で平面をなす。

正面位置は、式(3.33)と(3.36)を式(3.30)に代入すれば、光軸からの距離の関数であることが理解できるが、第1近似としてこれを平面とみなす。正面 z_H については次章で議論する。

(2) 薄膜レンズにより屈折される角度は光軸からの距離だけの関数であり、入射角度には依存しない。

上記の仮定のもとで、第5章に述べた磁界レンズの実験結果(図5.1)と薄膜レンズの結果(図5.4)を用いて、組合セレンズの焦点距離および球面収差をすべて計算によって求めた。この計算結果を実験結果(図5.5)と比較して図6.2に示す。計算曲線の上限は式(3.30.a)から得られる正面 z_H における軌道の屈折を考えた結果であり、下限は式(3.30.b)を用いた場合の結果である。これら計算曲線は開口角の小さい範囲($\delta < 1 \times 10^{-2}$ rad)では正面位置 z_H の近似誤差の影響により、いずれの場合も実験結果とかなりの相異がある。これは、正面の動きによる薄膜レンズの屈折角 β の差はわずかであるにも拘らず、球面収差 $Sf(\delta)$ は開口角 $\delta (= \alpha + \beta)$ の逆数で算出されるので、それにより大きな差異が生ずるためである。しかし、開口角が大きい範囲($\delta > 1 \times 10^{-2}$ rad)では、屈折角 β 自体が大きいので上述の影響は小さくなり実験結果にほぼ等しい計算値が得られる。

この計算曲線と実験結果を比較する場合、次章の図7.3に示す薄膜

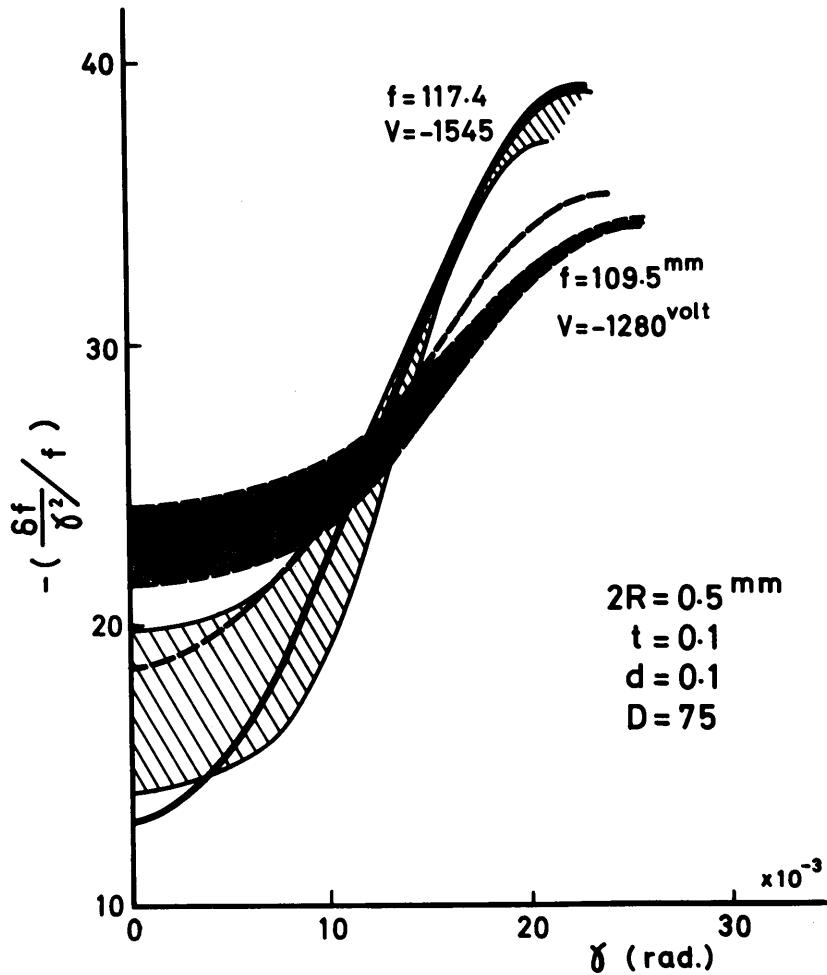


図 6.2 組合せレンズ球面収差(図5.5)の解析
計算結果は上限、下限の幅をもつ。

レンズ主面位置の平面からの偏りを考慮する必要がある。次の結論は、近軸光線に関する主面位置は式(3.30.b)に近いが、一方遠軸光線ではむしろ式(3.30.a)に接近することである。それゆえ、計算結果は開口角の小さい範囲では計算値下限がより良い近似であり、開口角の増加に伴って次第に計算値上限に移行するものと考えられる。 $f = 117.4 \text{ mm}$ の場合は計算値と実験結果がよく一致していることがわかる。しかし、 $f = 109.5 \text{ mm}$ の場合は、薄膜レンズの屈折作用が弱いため球面収差の多項式近似における誤差の影響が大きくなり、実験結果との相異はいくぶん大きくなっている。

以上の議論から、第5章の実験条件のように磁界レンズと薄膜レンズの相対距離Dが大きい場合は、第1節の薄肉レンズ近似を用いた解析

から実験結果を定量的に説明できることがわかった。そこで、この近似が相対距離Dを変化した場合にも成立するかどうかを確かめるため、Dを減少して実験を行なった。図6.3はD=28mmにおける実験結果であり、磁界レンズの球面収差が薄膜レンズによって補正されているのがわかる。

薄肉レンズ近似による球面収差解析の妥当性を検討する。組合せレンズの3次収差係数 C_3 を与える式(6.7)から求めた $\theta \rightarrow 0$ の極限での値(C_3/f)は測定誤差を考慮して実験値とほぼ一致している。しかし、開口角 θ の変化に対する球面収差の計算値は、実験結果のように変化ではなくほとんど(C_3/f)に等しく、 θ に伴ってわずかに増加するにすぎない。この理由は以下のように考えられる。まず、薄肉レンズ近似の仮定(1)の主面が平面であるという条件が正確でないことは既述したが、この実験

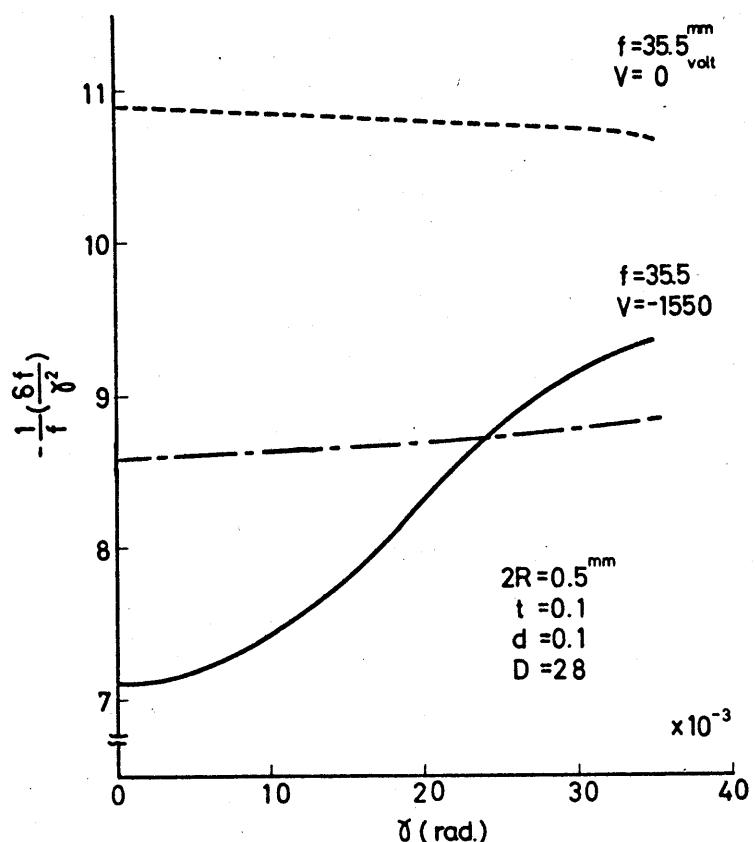


図6.3 相対距離(D=28mm)に対する補正実験
 ———；組合せレンズ, --- ; 磁界レンズのみ
 - - - ; 組合せレンズの解析結果

配置のように D が小さい場合には、正面の評価誤差による影響はより大きくなる。光軸からの距離による正面位置の変化を知ることが必要となるが、本研究の 1 枚の試料による陰影像から正面についての情報は得られない。試料を 2 枚用いた陰影顕微鏡法も考えられるが、実験的に正確な評価は困難であった。つぎに、仮定(2)に関する D が小さいため薄膜レンズに大きな角度で入射するので、このような電子線の屈折を平行入射に対する屈折角から算出することによる誤差が大きくなる。それゆえ、薄膜レンズの屈折作用を光軸からの距離だけでなく、入射角度の関数として取扱うことが必要となる。ただ、 $\alpha \rightarrow 0$ の極限では近軸光線であるために、この仮定(2)による制約は緩和される。

以上の実験結果との比較から、薄肉レンズ近似による組合せレンズの解析についてつきの結論を得る。相対距離 D が大きい場合(図 6.2)には、組合せレンズの 3 次収差係数 C_3 (式(6.7)) はもとより球面収差の角度依存性も定量的に説明できまる。 D が比較的小さい場合(図 6.3)にも、 C_3 を表わす式(6.7)は成立するが、角度依存性を解析するためには正面位置と屈折作用についての正確な情報が必要となる。さらに、 D を減少して磁界レンズと薄膜レンズの磁界および電界が重畠して同時に電子線に作用するような場合には、これらのレンズを別々に取扱う薄肉レンズ近似の方法自体の検討・修正が必要になる。

第3節 薄膜レンズの電極配置と収差補正効果

磁界レンズと薄膜レンズの電磁界が重畠しない程度の相対距離では、補正された組合せレンズの3次の球面収差はそれを構成する各レンズの電子光学特性から式(6.7)により定量的に解析できることは前節で述べた。本節では、薄膜レンズの電極配置について次の観点から検討する。まず、薄膜レンズ自体の電子光学特性をその電極配置(円孔電極:直徑=2R, 厚さ=t; 間隔=d ……図4.8参照)で表わした解析的な結果として求め、実験結果と比較する。つぎに、薄膜レンズによる球面収差補正を効果的に遂行するためには、電極配置への依存性に関して考察する。

図6.4に3種の電極配置をもつ薄膜レンズの実験結果を示す。この

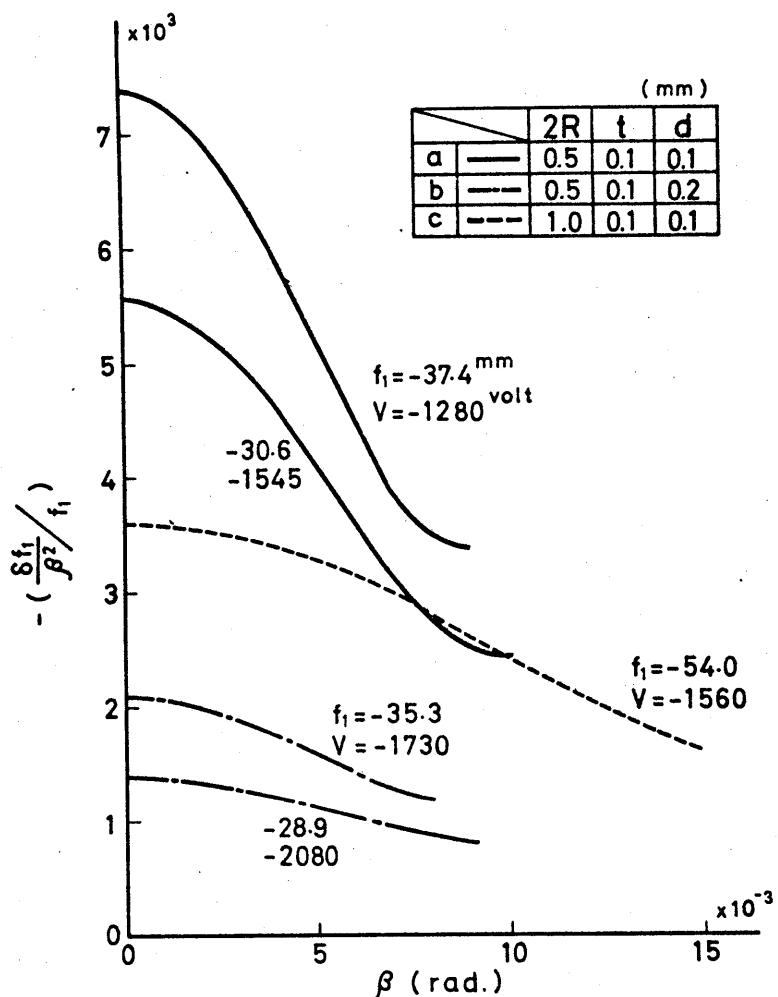


図6.4 薄膜レンズ電極配置の電子光学特性への影響

結果から、焦点距離 f_1 と半開口角 $\beta=0$ に対する球面収差 $C_{S1}/(-f_1)$ の実験値を表6.1の第1欄に与える。第3章の議論は円孔電極の厚さ t を無視して進めたが、 t を考慮して $R > d$ に対する軸上電位分布(式(3.21))を用いれば、焦点距離と3次の球面収差係数はそれぞれ式(3.31)および式(3.39)から次式で求められる。

$$\frac{-f_1}{R} = 4 \frac{\Phi_0}{V} \left[\frac{1}{\sqrt{1+k_1^2}} + \frac{2k_2}{\{1+(k_1+k_2)^2\}^{3/2}} \right]^{-1} \quad (6.9)$$

$$\frac{C_{S1}}{-f_1} = \frac{3}{16} \frac{V}{\Phi_0} \left(\frac{f_1}{R} \right)^3 \left[\frac{1}{(1+k_1^2)^{5/2}} + \frac{2k_2 \{3-2(k_1+k_2)^2\}}{\{1+(k_1+k_2)^2\}^{7/2}} \right] \quad (6.10)$$

$$\text{ここで}, \quad k_1 = d/R, \quad k_2 = t/2R$$

上式から図6.4の電極配置に対する計算結果を表6.1の第2欄に掲げる。また、第3章の式(3.31.b)および式(3.41.b)を用いて、 $t=0$ の場合の同様な計算値も参考のために第3欄に示す。まず、焦点距離に関して検討する。式(6.9)の計算値は実験値より10~15%小さい誤差をもつが、ほぼよい一致を示す。電極配置に対する焦点距離 f_1 の依存性を式(6.9)により

表6.1 薄膜レンズ電極配置による電子光学特性

	2R	t	d (mm)	-V (volt)	実験値		計算値		計算値($t=0$)	
					$f_1^{(mm)}$	C_{S1}/f_1	$f_1^{(mm)}$	C_{S1}/f_1	$f_1^{(mm)}$	C_{S1}/f_1
(a)	0.5	0.1	0.1	-1545	-30.6	-5.6	-27.4	-7.6	-34.8	-10.8
				-1280	-37.4	-7.4	-33.1	-11.1	-42.0	-15.7
(b)	0.5	0.1	0.2	-2080	-28.9	-1.4	-26.1	-2.9	-30.7	-4.2
				-1730	-35.3	-2.1	-31.3	-4.2	-37.0	-6.1
(c)	1.0	0.1	0.1	-1560	-54.0	-3.6	-55.4	-10.5	-65.4	-11.9
							式(6.9)	(6.10)	式(3.31.b)	(3.41.b)

計算した結果を図 6.5 に示す。縦軸は $4\pi_0/V$ で規格化されてい。薄膜レンズの焦点距離は、円孔半径 R および変数 $k_1 (= d/R)$ の減少とともに短くなる。さらに、変数 $k_2 (= t/2R)$ 、すなわち円孔電極の厚さ (t) は薄膜レンズの発散作用を強くし焦点距離を短くする。換言すれば、 t の増加は等価的に R を減少する効果を持つことがわかる。これは、同表の第 3 欄に示す、円孔電極の厚さを無視した式(3.31. b)の焦点距離と比較しても明らかである。

また、球面収差に関する式は、式(6.10)の計算値は実験値と 2~3 の因数だけ大きい。この相異は、実験誤差と同時に式(3.39)を導いた薄肉レンズ近似による理論誤差の両者に関連したものであろう。同表第 3 欄の $t=0$ を仮定した式(3.41. b)の計算値よりも、式(6.10)による計算値の方が実験値に近い数値を与える。これは円孔電極の厚さの影響は軸外電位分布に対してより強く、遠軸光線の軌道がより正確に評価されるためである。球面収差係数の電極配置への依存性は式(6.10)から概算できる。この結果を図 6.6 にまとめた。縦軸は収差係数と焦点距離の比 C_{S1}/f_1 を $12(\pi_0/V)^2$ で規格化されてい。図 6.6

焦点距離および球面収差係数の電極寸法を陽に含む解析式(6.9)と(6.10)は、実験値との誤差をもつが、薄膜レンズの電子光学特性を概略的に把握するための有用な示唆を与える。ただ、上式は $R \gg d$, $R \gg t$ なる条件から電位分布を求め、薄肉レンズ近似により導いたことは留意すべきである。

つぎに、薄膜レンズの球面収差の補正効果について検討する。組合せレンズの補正後の収差係数は式(6.7)によって解析できることがわかった。されば、薄膜レンズの実質的な補正能力 (figure of merit) を式

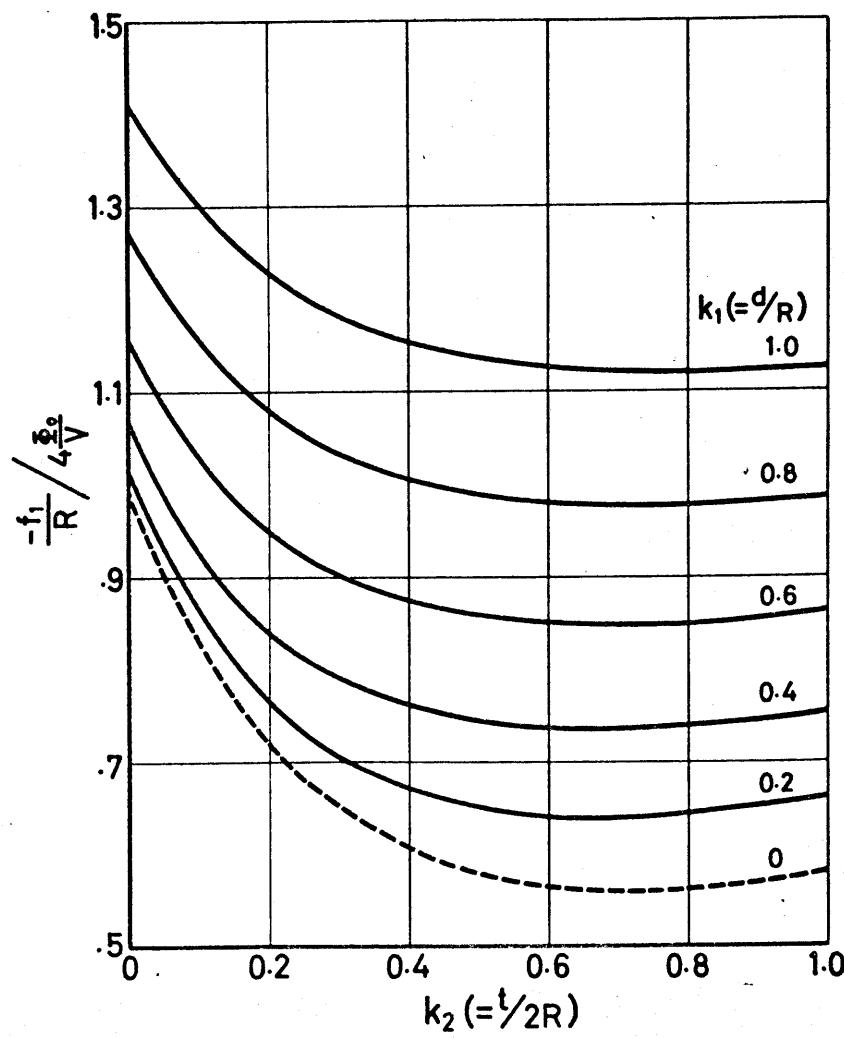


図 6.5 薄膜レンズ焦点距離(式(6.9))

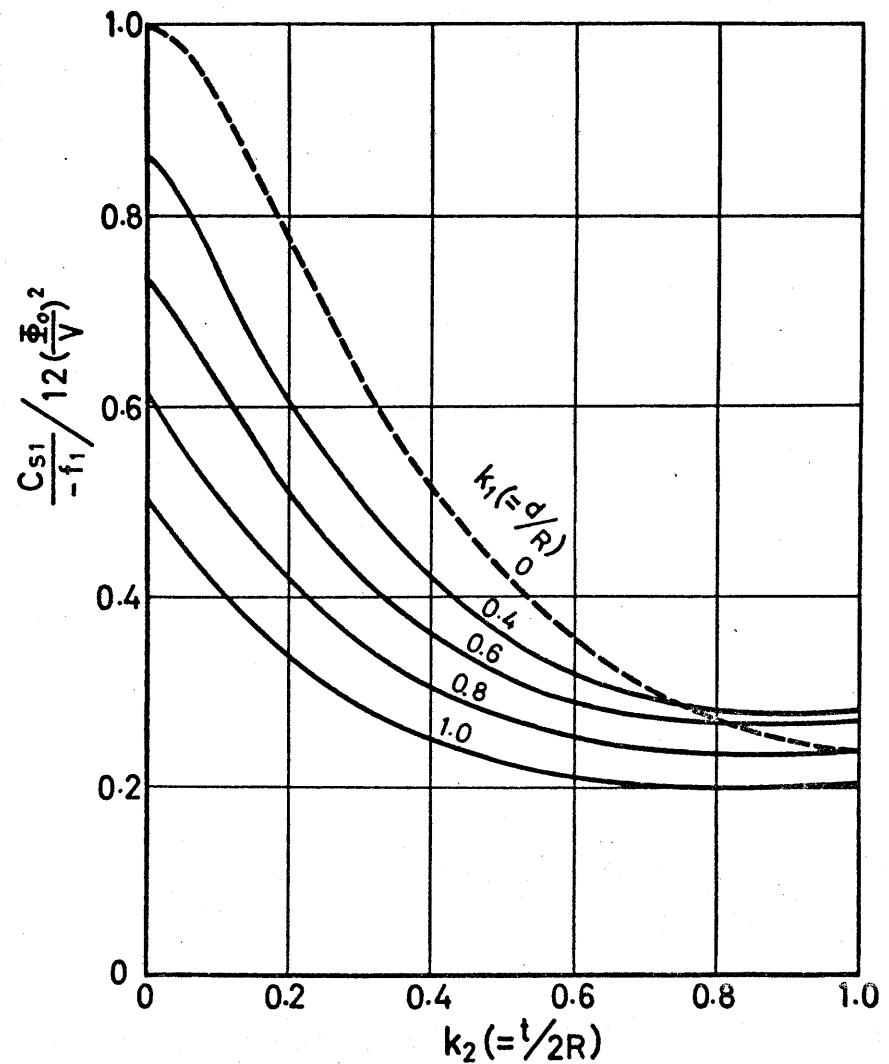


図 6.6 薄膜レンズ球面収差係数(式(6.10))

(6.7)における球面収差係数と焦点距離による比 C_{S1}/f_1^4 を表わすことは合理的であろう。表 6.2 に、薄膜レンズの補正能力 C_{S1}/f_1^4 の実験値と計算値を比較して示す。ここで、記号 (a), (b), (c) は表 6.1 の電極配置にそれぞれ対応する。 C_{S1}/f_1^4 の数値は、補正効果の最も大きい電極配置に対する値で正規化して表わす。これより、薄膜レンズの補正能力は数値的には実験値と計算値とで相異するが、電極配置による変化の傾向はおたがいに類似していることがわかる。ある帶電膜印加電圧で収差補正の効果を最大にするような、薄膜レンズの最適電極配置を知ることは重要である。その理由は、静電力により帶電薄膜が破損しないように印加電圧はできるだけ小さくすることが必要となるためである。式 (6.10) から、薄膜レンズの補正能力を図 6.7 に示す。縦軸はやはり電圧比で規格化して示した。薄膜レンズの電極配置は円孔半径 R と変数 $k_1 (= d/R)$ を小さくすべきであることが知られる。また、円孔電極の厚さ t に関する限りは、変数 $k_2 (= t/2R)$ のある値で最適条件が存在する。任意の電極形状とその厚さについては解析的には求められないため、電算機の利用によらねばならない。

図 5.1 の焦点距離 $f_0 = 83.8 \text{ mm}$, 球面収差係数 $C_{S0} = -1.7 \times 10^3 \text{ mm}$ の磁界

表 6.2 薄膜レンズ電極配置に対する補正能力

$(C_{S1}/f_1^4)_{\text{cal}}$ は式 (6.10) から, C_S/f は実験値を用いて式 (6.7) から計算した。

電極配置	(a)	(b)	(c)	
-V	-1545 ^V	-1280	-2080	-1730
$(C_{S1}/f_1^4)_{\text{exp.}}$	100%	89	29	28
$(C_{S1}/f_1^4)_{\text{cal.}}$	100	69	46	32
C_S/f	100	123	248	206
				164

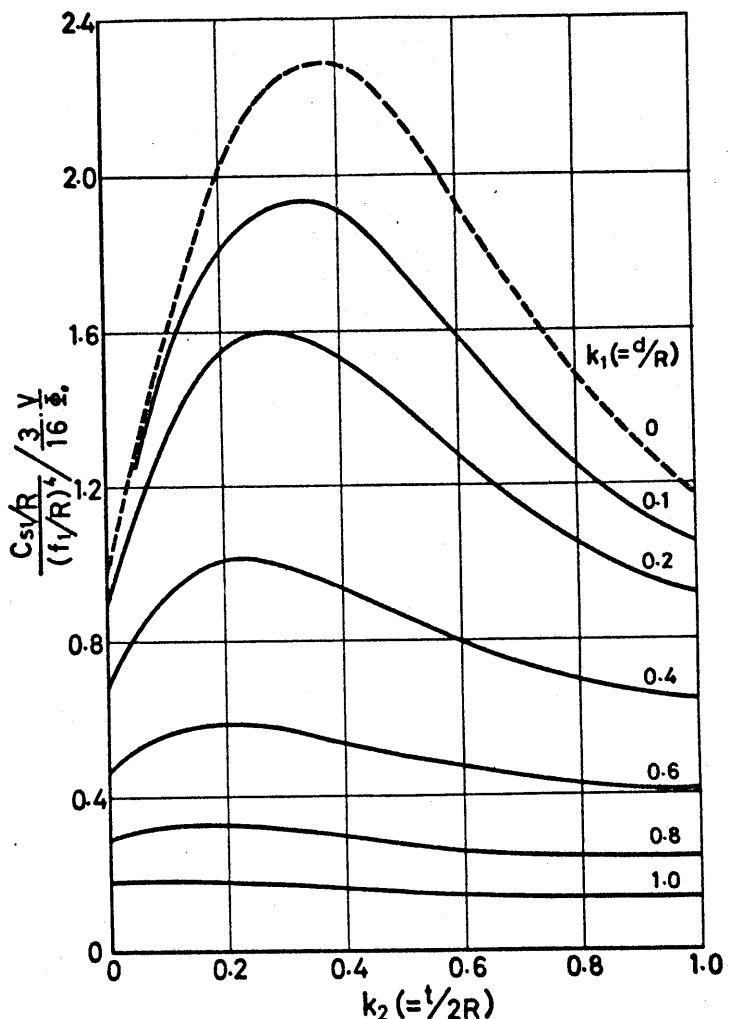


図 6.7 補正能力の電極配置依存性

レンズを相対距離 $D=75\text{ mm}$ として、薄膜レンズの実験値 E_1, C_s (表 6.1 参照) を用いて式 (6.1), (6.7), および (6.8) から計算だけを求めた、組合せレンズの補正後の収差係数と焦点距離の比 C_s/E を表 6.2 の第 3 列に示す。この値も補正効果が最大の電極配置に関して正規化して表わした。この結果は薄膜レンズの補正能力だけに対応するのではなく、式 (6.7) の分母として組合せレンズの条件によって変わることを示す。したがって、ある動作条件の磁界レンズを補正するための薄膜レンズの最適電極配置は、図 6.5 と図 6.7 の電子光学特性を用いて、式 (6.7) から決定しなければならない。

さて、電子顕微鏡の対物レンズの球面収差を補正する場合を考察し

表 6.3 完全補正に対する相対距離の評価

f_0 (mm)	15	10	5
D (mm)	9.5	6.0	2.7
	10.5	6.6	3.0

みる。この際、既述したように薄膜レンズの電界と対物レンズの磁界が重畠する場合もありうるため、これらレンズを独立に考える薄肉レンズ近似による取扱いは厳密には成立せず、理論の修正が必要になる。しかし、非常に粗い近似であるが、本章の議論を対物レンズにも応用できるとして次の条件における球面収差の補正を試算する。被補正対物レンズは磁極片間隔 5 mm, 開口直径 5 mm をもち、表 6.1 の電極配置(a), 薄膜印加電圧 $V = -1545 V$ の薄膜レンズを用いるとする。対物レンズの焦点距離 f_0 を変化した場合に、その球面収差を完全に除去するために必要な相対距離 D の値を式(6.7)から求め、表 6.3 に示す。この表で上段は、薄膜レンズの実験結果を用いた場合であり、下段は式(6.9), (6.10)による計算結果を用いた場合の D の値である。

本章の考察から、球面収差補正に用いる薄膜レンズの電子光学特性は、薄肉レンズ近似によって得られる電極寸法を陽に含んだ解析式(6.9)および式(6.10)で求められること、補正能力は C_{S1}/f_0^4 で表わせることがわかった。また、補正後の組合セレンズの球面収差は式(6.7)で与えられ、これから被補正磁界レンズの動作条件を考慮して薄膜レンズの電極配置が選択できることもわかった。ただ、円孔電極の形状とその厚さは補正能力に関して重要な効果のあることが図 6.7 で示唆されたが、この

場合には解析的に求められないので電算機による数値解析を考慮すべきであろう。また、薄肉レンズ近似による計算は第2節で記述した、主面位置と屈折作用に対する仮定が必要であるが、本研究の1枚の試料による陰影像からはその情報は得られないため、正確な評価には電算機の利用が必要となる。

7章 電算機による数値計算

前章では薄肉レンズ近似によつて、薄膜レンズ自体のガウス焦点距離(式(6.9))、球面収差(式(6.10))などの電子光学特性について、あるいは補正後の組合せレンズの球面収差(式(6.7))について議論した。この議論の出発点となつた、第3章第2節で導いた薄膜レンズの軸上電位分布の解析解(式(3.21))の妥当性を検討する必要がある。また、薄膜レンズの正面位置における電子軌道の屈折から算出される、組合せレンズの球面収差は正面位置による影響を大きくうけることもわかつた。しかし、本研究のように1枚の試料による陰影像から正面位置は決定できないので、薄膜レンズ正面を平面(式(3.30))であると仮定したことの影響を評価すべきである。このため、電算機を利用して Laplace 方程式を数値解析し

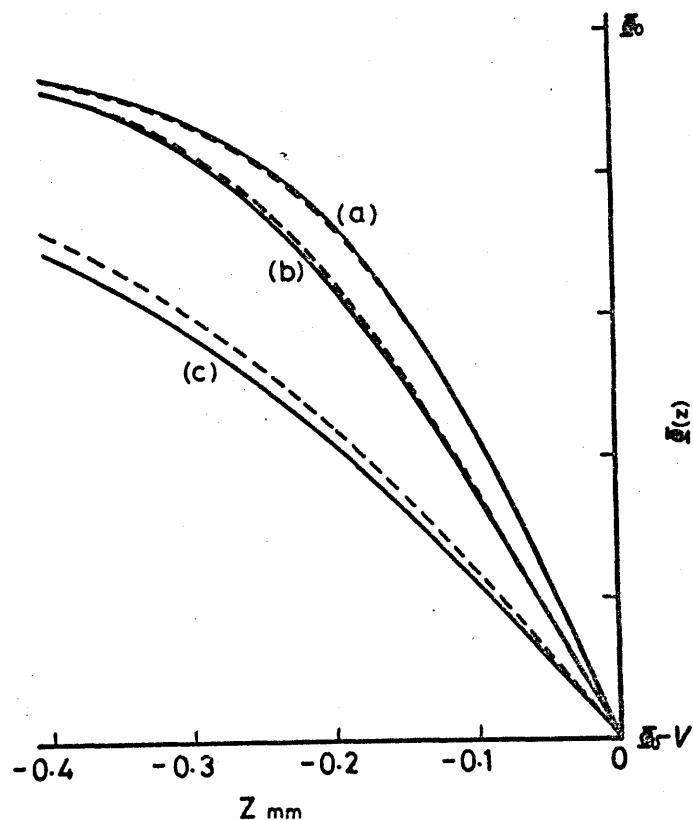


図 7.1 軸上電位分布の解析結果との比較
 ((a), (b), (c) の電極配置は表 6.1 参照)
 ———；式(3.21)の解析結果, - - - ; 電算機

寛位分布を求めた。これを用いて軌道計算から、薄膜レンズの電子光学特性を得て実験結果と比較し、また主面位置について検討する。

図7.1に、薄膜レンズの軸上寛位分布の式(3.21)による解析結果(実線)と電算機による計算結果(破線)を比較して示す。ここで、記号(a), (b), (c)は前章表6.1の寛極配置にそれぞれ対応する。これから、両曲線は3~4%以内でよく一致しており、本研究の寛極配置に関する軸上寛位分布は式(3.21)で解析的に求められることがわかる。

つぎに、電算機による軌道計算から求めた、薄膜レンズの電子光学特性の一例(寛極配置(a), 薄膜印加寛圧 $V = -1545V$)を図7.2に示す。同図の曲線は球面収差の実験結果を開口角 θ で多項式近似したものである(図5.3参照)。ガウス焦点距離の電算機による計算値 $f_{\text{com}} = 29.4 \text{ mm}$ と

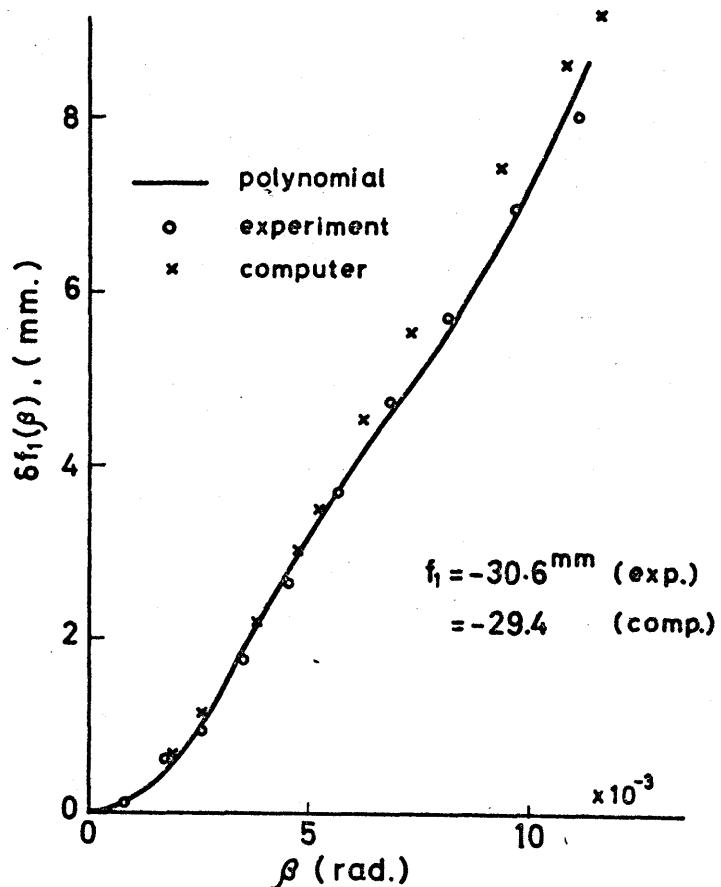


図7.2 電算機による薄膜レンズの解析結果
と実験結果(図5.3)の比較

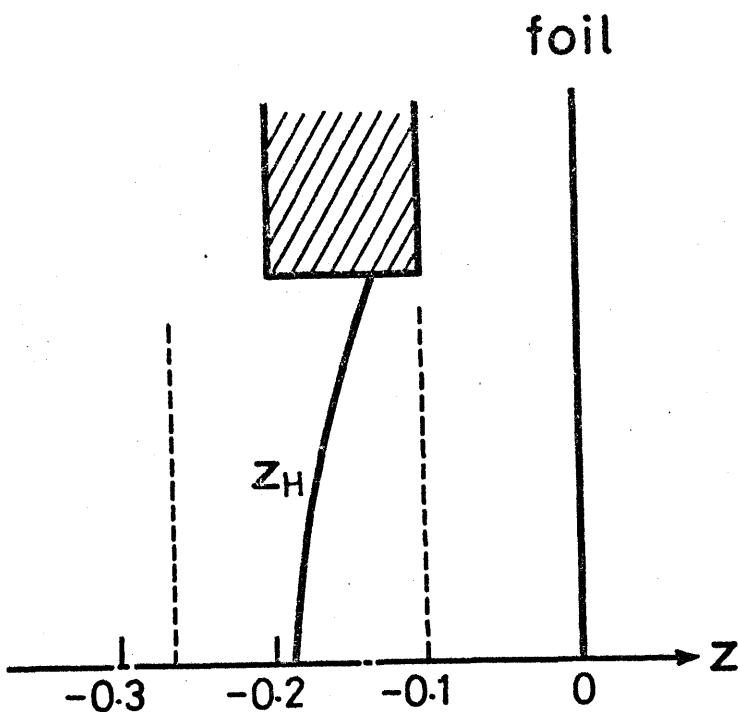


図7.3 薄膜レンズ($2R=0.5\text{mm}$, $t=0.1\text{mm}$, $d=0.1\text{mm}$;
 $V=-1545V$)の主面位置。破線は式(3.30.a, b)による。

実験値 $f_{\text{exp}}=30.6\text{mm}$ の差異は4%であり、これは薄膜レンズの実験条件(第4章第2節参照)において入射ビームの平行度測定に対する誤差範囲内に含まれる。また、式(6.9)による解析値 $f_{\text{cal}}=27.4\text{mm}$ は f_{com} と6%程度の誤差をもち、薄肉レンズ近似による薄膜レンズの解析が妥当であることを示す。さらに、開口角に対する球面収差の変化についても、電算機の計算結果は実験結果とほとんど一致している。されば、薄膜レンズによる球面収差の補正効果を最大にするような電極配置の選択には、解析式(6.10)から補正能力の概要を把握し、電算機を用いてその電極配置について数値解析する方法が有効であると思われる。その理由は、測定誤差の影響によって、最適電極配置の実験的決定が困難になるためである。

図7.3は、軌道計算から得られた薄膜レンズ主面位置の光軸からの距離に対する変化の一例である。薄膜レンズの電極配置および印加電圧は図7.2と同様である。薄肉レンズ近似による主面位置、 $Z_H=d$ (式(3.

30.a) および $Z_H = \sqrt{d^2 + R^2}$ (式(3.30.b)) を与えられる平面も参考のため図示した。これから、薄膜レンズの正面位置は光軸からの距離が大きいほど帶電薄膜側に近づく傾向のある曲面を形成することがわかる。したがって、磁界レンズと薄膜レンズの独立した実験結果から計算した、組合せレンズの球面収差(図6.2)に関する、開口角が小さい範囲では計算曲線の下限(式(3.30.b)に関連)がよい近似であり、開口角が大きくなるとその上限(式(3.30.a)に関連)へ移行するという議論の妥当性が示された。

以上の電算機による予備的な検討から、本研究の理論解析に用いた、薄膜レンズの軸上電位分布の妥当性が明確となり、また補正後の球面収差の定量的解析に用いた、薄膜レンズの正面位置に対する知見が得られた。また、薄膜レンズの電子光学特性に関する、電算機の計算結果は実験結果とほとんど一致していることが示された。前章で指摘したように、円孔電極の形状とその厚さは補正能力に重要な役割を持つが、この場合には軸上電位分布を解析的に求められないので、電算機による評価が期待される。さらに、薄膜レンズの屈折作用は光軸からの距離と入射角度に依存するが、正面位置と同様に1枚の試料による陰影像はその情報を含まないので電算機の利用が必要である。ただ、電算機による球面収差は、数値解析に用いる理論の近似精度と計算処理の誤差に直接関連するため、これらの評価が重要である。

第8章 結 言

既存の電子レンズにおける球面収差の不可避性が理論的に証明され以来、その理論において電子レンズに必要とされている条件を外すことにより球面収差補正を達成する方法が数多く提案されてきたが、そのほとんどは原理的 possibility を述べているにとどまっている。現在までに実験に着手されている補正法も二、三あるが、未解決の問題が多く、実用化の可能性は遠い。本論文では補正法の実用化という観点も重視して検討した結果、帶電薄膜による方法を探りあげた。これに関連した補正法の議論も過去に二例発表されており、理論計算により薄膜印加電圧がさわめて高くなり、帶電膜の破損という現実的問題のため実験的研究は放棄されていった。この懸案を解決するためには、電子線に対する強い収束作用を与えることが必要であることを出し、円孔電極と平面帶電膜よりなる新しい構成を考案した。これが本研究の対象である薄膜レンズである。また、対物レンズを補正する場合には、試料またはその支持膜を帶電膜とした構成の提唱により、電子線散乱の問題も解決される。

この薄膜レンズの帶電膜を試料として、陰影電子顕微鏡法によって球面収差の測定を行なった。陰影像は大きな開口角範囲 ($\sim 3 \times 10^{-2}$ rad) までの情報を同時に与えるので、この測定結果を開口角の偶数次項だけの多項式で表わす方法は、従来のものに比較して実験誤差の影響を小さくできることを示した。この実験結果の要点をまとめると、

- (1) 薄膜レンズは凹レンズを形成し、既存の電子レンズと逆符号の球面収差をもつこと。
- (2) 磁界レンズの球面収差がこの薄膜レンズで補正できること。
- (3) この補正結果は、被補正レンズと薄膜レンズの独立に測定した実験結果を用いて定量的に説明できること。

である。上記の各要点の内容を簡単に述べる。

結果(1)に関しては、薄膜レンズの球面収差の開口角に対する変化は3次収差係数 C_{s1} だけでは説明できないが、5次、7次の高次収差係数 C_{s1}' , C_{s1}'' までを考慮すればよいことを示した。これは、3次収差係数 C_{s0} のみで解説できた通常の磁界レンズとは相異する事実である。また、収差係数の符号は磁界レンズの $C_{s0}<0$ に対して、薄膜レンズでは $C_{s1}>0$, $C_{s1}'<0$, $C_{s1}''>0$ であることがわかった。これから、光学レンズと同様に、レンズを組合せて球面収差を補正する原理が電子レンズに関しても応用できることが示された。

つぎに結果(2)において、磁界レンズの球面収差の減少が開口角の小ささ($<10^{-3}$ rad)領域で顕著に認められた。これは結果(1)から C_{s0} が逆符号の C_{s1} によって補正されるが、開口角の増加に伴って同符号の高次収差 C_{s1}' の影響が大きくなり補正作用が低下するためであることは定性的に説明できた。この補正効果を定量的に解析したのが次の結果である。

結果(3)で、光学レンズとの類似性から、磁界レンズと薄膜レンズの実験結果を用いて、これらを組合せた場合の収差補正効果を評価した計算値が実験結果と一致することがわかった。換言すれば、薄膜レンズの電子光学特性を知れば、磁界レンズの動作条件に対して補正結果が予測できることを示す。さらに、薄膜レンズの印加電圧に制約があるため、収差補正に適した電極配置の選択が重要となる。

この目的から、薄膜レンズの電子光学的諸特性の電極寸法に対する依存性を解析した。本研究の薄膜レンズに関して得られた、軸上電位分布はよい近似を与えることが示された。また、薄肉レンズ近似によつて薄膜レンズを解析することの妥当性が実験的に確認された。そこで、上述の軸上電位分布を用いて、主面、焦点距離、および球面収差を導くこ

とができた。補正後の球面収差に関するも、この電子光学特性を用いて薄肉レンズ近似で軌道の屈折から評価した計算値は、実験結果をほぼ満足に説明できた。これより、薄膜レンズの収差補正能力は球面収差係数 C_{s1} だけではなく、焦点距離 f_1 との比 C_{s1}/f_1^4 で表現するのが合理的であると結論できた。

本研究の理論的解析は3次球面収差について行なわれたものである。ところで、実験結果(2)の説明で述べたように薄膜レンズの5次収差は収差補正に対して逆作用をもつため、この検討も必要である。しかし、薄肉レンズ近似で高次収差を扱う妥当性が問題であること、また電子顕微鏡で使用する開口角領域($< 1 \times 10^{-2} \text{ rad}$)ではまだ5次収差による補正効果の減少が許容できることの理由から、高次収差については議論しなかった。

以上のべたように、電子レンズの球面収差補正が、新しい対極構成の薄膜レンズによって、はじめて実験的に確認され、理論的にも説明できた。あわせて、その設計に対する基礎資料が得られた。今後、実際に各種の電子線機器への応用が行なわれるであろう。

謝　辞

本研究の遂行ならびに本論文の作製にあたって、終始御懇切なる御指導と御鞭撻を賜わった名古屋大学教授工学博士丸勢 進先生、同教授工学博士神 米一郎先生に衷心より感謝の意を表わします。

本論文をまとめにあたって、数々の有益なる御教示をいただきました名古屋大学教授工学博士奥田孝美先生に深甚なる感謝の意を表わします。

さらに、本研究を進めるにあたって数々の御便宜と御教示を頂きました名古屋大学工学部電気学科、電気第二学科、電子工学科の諸先生に深く御礼申し上げます。

本研究の一部は、愛知工業大学教授竹松英夫先生、大同製鋼製作所平竹 進氏、名古屋大学超高压電頭室森田千明氏の御協力を得て行われたものであり、ここに深甚なる謝意を表わします。

最後に日頃、研究にあたり惜しみない御援助と有益な御討論を頂きました、名古屋大学教授工学博士内山 晋先生、同講師工学博士日比野倫夫先生、同技官伊佐治立三郎氏をはじめ、丸勢研究室の諸氏に対する厚く御礼申し上げる次第です。

著者の発表論文

<u>論文表題</u>	<u>掲載雑誌</u>	<u>共著者名</u>
1. The Ion-Induced Emission Electron Microscope and an Image Contrast Due to Specimen Contamination	Japan. J. appl. Phys., 8 (1969) 436	Y. Uchikawa M. Kojima S. Maruse
2. Ion Energy of the Ion-Induced Emission Electron Microscope	J. Electron Microscopy, 18 (1969) 13	Y. Uchikawa S. Maruse
3. Korrektur vom Öffnungsfehler der Elektronenlinse	Japan. J. appl. Phys., 9 (1970) 1549	S. Hiratake S. Maruse
4. Korrektur des Öffnungsfehlers mittels einer durchstrahlen Folie	Proc. 7th Intern. Cong. on Electron Microscopy, Grenoble, 1970, vol. 2, p.1	S. Hiratake S. Maruse
5. Correction of Spherical Aberration by Means of Thin Conducting Foil	J. Electron Microscopy, 20 (1971) 167	S. Maruse
6. Optical Properties of the Foil Lens for the Correction of the Spherical Aberration	J. Electron Microscopy, 22 (1973) 321	S. Maruse