

# **Elektrostatische Korrektur der chromatischen und sphärischen Aberration von Teilchenlinsen**

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)  
genehmigte Dissertation

von  
**Dipl.–Phys. Christoph Weißbäcker**  
aus Dieburg

Referent: Prof. Dr. H. Rose  
Korreferent: Prof. Dr. T. Tschudi

Tag der Einreichung: 01.02.2001  
Tag der Prüfung: 07.05.2001

Darmstadt 2001  
D 17

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>6</b>
2.1	Auflösungsvermögen unkorrigierter Teilchenlinsen . . . . .	6
2.2	Geometrische Teilchenoptik . . . . .	7
2.2.1	Exakte Bewegungsgleichung . . . . .	8
2.2.2	Iterative Lösung der Bewegungsgleichung . . . . .	9
2.3	Ersatzladungsverfahren . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Prinzip der elektrostatischen Korrektur</b>	<b>15</b>
3.1	Anschauliche Erklärung des Korrekturprinzips . . . . .	15
3.2	Abstrakte Formulierung (Scherzer-Bedingung) . . . . .	18
<b>4</b>	<b>Elektrostatischer Korrektor mit einfachsymmetrischem Strahlengang (ECO)</b>	<b>21</b>
4.1	Korrektoraufbau . . . . .	21
4.2	Korrektormodell mit dünnen Quadrupolen . . . . .	23
4.2.1	Potentialverteilung und Einstellung der Felder . . . . .	23
4.2.2	Berechnung und Optimierung des Farbfehlers . . . . .	24
4.2.3	Überblick über den Lösungsraum . . . . .	26
4.2.4	Untersuchung zweier unterschiedlich langer Korrektoren . . . . .	28
4.3	Korrektormodell mit kastenförmigen Quadrupolverläufen . . . . .	32
4.4	Optimierung des Frontquadrupols . . . . .	39
4.5	Feldsimulation realistischer Elektrodenformen . . . . .	41
4.6	Öffnungsfehlerkorrektur . . . . .	42
4.7	Auflösung . . . . .	47

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	2
4.8 Stabilitätsanforderungen an die Spannungsversorgung . . . . .	51
<b>5 Elektrostatischer Aplanat (DECO)</b>	<b>54</b>
5.1 System mit drei Korrekturstücken . . . . .	54
5.2 Aufbau und Vorteile des doppelsymmetrischen Korrektors . . . . .	61
5.3 Analytische Optimierung . . . . .	62
5.4 Feldsimulation realistischer Elektrodenformen . . . . .	65
5.5 Auflösung . . . . .	69
5.6 Stabilitätsanforderungen an die Spannungsversorgung . . . . .	71
<b>6 Zusammenfassung</b>	<b>73</b>
<b>A Bahnverlauf für die analytisch lösbaren Korrektormodelle</b>	<b>76</b>
A.1 Bahnverlauf für dünne Quadrupole . . . . .	76
A.2 Bahnverlauf für kastenförmige Quadrupole . . . . .	77

# Kapitel 1

## Einleitung

Teilchenoptische Strahlführungssysteme in der Elektronen- und Ionenoptik sind üblicherweise aus statischen (1), raumladungsfreien (2) und rotationssymmetrischen (3) elektromagnetischen Linsen aufgebaut. Diese Linsen besitzen nach Scherzer [1] immer positive Farb- und Öffnungsfehler:

*„Chromatische und sphärische Aberration sind unvermeidbare Fehler der raumladungsfreien Elektronenlinse“.*

Diese beiden Fehler beschränken die Auflösung der teilchenoptischen Systeme wesentlich. Bei Elektronenmikroskopen beträgt das Auflösungsvermögen ungefähr das Hundertfache der Teilchenwellenlänge.

Der Verzicht auf eine der drei oben erwähnten Eigenschaften konventioneller Systeme erlaubt die Korrektur der auflösungsbegrenzenden Fehler [2]. Die Korrektur der chromatischen und sphärischen Aberration in einem Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskop (LVSEM) gelang erstmals 1995 Zach und Haider [3, 4]. Bei einer Elektronenenergie von 1 keV konnte eine Auflösung von 2 nm nachgewiesen werden. Im unkorrigierten Fall beschränkt allein der Farbfehler die maximal erreichbare Auflösung auf 6 nm. Der Korrektor besteht aus einem System von vier elektromagnetischen Quadrupolen, die mit Oktopolfeldern überlagert sind. Er kompensiert den axialen Farbfehler erster Ordnung ersten Grades und den Öffnungsfehler dritter Ordnung. Das System von vier elektromagnetischen Quadrupolen allein korrigiert den axialen Farbfehler ersten und zweiten Grades [5]. Die überlagerten Oktopole beseitigen den Öffnungsfehler dritter Ordnung [6].

Darüber hinaus ermöglicht die Hinzunahme von Dodekapolen [7] die Korrektur des Öffnungsfehlers fünfter Ordnung, der Koma und des dreizähligen Astigmatismus schiefer Bündel (Aplanat). Mit dem Aplanaten als Korrektiv wurde der axiale Farbfehler erster Ordnung ersten Grades und der Öffnungsfehler dritter Ordnung kompensiert [8]. Ebenso konnte der experimentelle Nachweis der Farb- und Öffnungsfehlerkorrektur mit Hilfe eines Spiegelkorrektors durch Rempfer [9] und Hartel [10] gezeigt werden. Zur Trennung der ein- und auslaufenden Elektronen wird ein magnetischer Strahlteiler [11] benötigt. Sowohl mit dem Aplanaten als auch mit dem Spiegelkorrektor konnte jedoch (noch) kei-

ne Auflösungsverbesserung erzielt werden. Daneben gibt es weitere Konzepte zur Farb- und Öffnungsfehlerkorrektur, zum Beispiel durch eine Kombination aus nichtdispersivem Wien-Filter und Hexapolkorrektor [12]. Die bisher vorgestellten Korrektoren – einschließlich der notwendigen Elemente, wie des Strahlteilers – bestehen aus unrunder elektrischen und magnetischen Multipolelementen.

Die chromatische Korrektur von Teilchenlinsen mit *rein* elektrischen Feldern besitzt gegenüber den bisher vorgestellten Korrekturmöglichkeiten mit elektrischen *und* magnetischen Feldern mehrere Vorteile. Elektrische Felder lassen sich schnell, präzise und reproduzierbar einstellen. Dies ist bei Magnetfeldern wegen der Remanenz der Spulenkerns und der damit verbundenen Hysterese-Effekte nicht möglich. In der Ionenoptik, zum Beispiel in der Sekundärionenmassenspektroskopie (SIMS), ist bei Energien von 10 keV bis 20 keV die Korrektur mit realisierbaren magnetischen Feldern wegen der linearen Abhängigkeit der Brennweite von der Teilchenmasse nicht durchführbar. Da die Fokussierung mit elektrischen Feldern nur von der Beschleunigungsspannung und nicht von der Teilchenmasse abhängt, ist bei diesen Energien die Korrektur mit rein elektrischen Feldern möglich.

Bereits 1947 skizziert Scherzer [2] die chromatische Korrektur mittels der Überlagerung von elektrostatischen Rundlinsen und Quadrupolen. Er zeigt die Farbfehlerkorrektur in einem Schnitt exemplarisch für einen speziellen Potentialverlauf. Dabei legt er seinen Betrachtungen eine feste Beziehung zwischen dem elektrischen Potential längs der optischen Achse und der Quadrupolstärke zugrunde, die *Scherzer-Bedingung*. Jedoch gibt er keine allgemeingültige mathematische oder anschauliche Begründung für diese Bedingung. Die Bereiche im Korrektor, in denen die Scherzer-Bedingung erfüllt ist, werden im folgenden als *Korrekturstücke* bezeichnet.

Archard untersucht 1955 zwei Möglichkeiten, diese Idee von Scherzer in einen Korrektoraufbau umzusetzen [13]. Allerdings schätzt er unerwünschte positive Farbfehlerbeiträge des Gesamtsystems, die von Scherzer noch gänzlich vernachlässigt wurden, nur grob ab. Um einen ausreichend negativen Farbfehler zur Korrektur von Teilchenlinsen zu erzeugen, bedarf es jedoch einer exakten Untersuchung gerade dieser Beiträge (Kapitel 4.2.2 und 5.3). Darüber hinaus geht Archard von der im allgemeinen falschen Annahme aus, daß in korrigierten Systemen die höheren Aberrationen ebenso vernachlässigbar sind wie in unkorrigierten Systemen. Ein Gegenbeispiel hierzu findet sich im Kapitel 5.2.

Bisher wurde noch kein realisierbarer Korrektor zur Beseitigung des Farb- und des Öffnungsfehlers gefunden, der ausschließlich mit elektrischen Feldern arbeitet.

Im folgenden Kapitel wird die Notwendigkeit der Farb- und Öffnungsfehlerkorrektur zur Steigerung des Auflösungsvermögens von teilchenoptischen Systemen gezeigt. Anschließend folgt eine kurze Einführung in die theoretische Teilchenoptik (Kapitel 2). Das Korrekturprinzip wird mit diesen Kenntnissen zunächst anschaulich anhand eines lichteptischen Analogons erklärt. Daran schließt sich die abstrakte Formulierung und Begründung der Scherzer-Bedingung an (Kapitel 3). Aus diesen Überlegungen wird, der ursprünglichen Idee Scherzers folgend, der Aufbau eines elektrostatischen Korrektors abgeleitet, der aus einer minimalen Anzahl von Elementen besteht (Kapitel 4.1). Dieser Korrektor-

typ ist aufgrund der außeraxialen Fehler nur im Rasterbetrieb einsetzbar. In der ersten Beschreibung zur Optimierung der Anordnung werden die Rundlinsfelder durch begrenzte homogene Feldbereiche und die Quadrupole durch Deltafunktionen approximiert. Der Farbfehler läßt sich dann analytisch als Funktion der Systemparameter berechnen. Dadurch erhält man einen guten Überblick über das Verhalten des Korrektors und die Möglichkeit, diesen gezielt zu optimieren (Kapitel 4.2). Im nächsten Schritt werden die Quadrupolfelder kastenförmig modelliert. Aus der Untersuchung dieses Modells ergeben sich wesentliche Forderungen an den Verlauf der Multipolstärken im realistischen System (Kapitel 4.3). Als Abschluß der analytischen Berechnungen wird das Eingangselement des Korrektors optimiert, das die axialen Bahnen astigmatisch aufspaltet (Kapitel 4.4). Ausgehend von den optimierten Lösungen aus den einfachen, analytisch lösbaren Modellen werden realistische Elektrodenformen mit Hilfe eines Ersatzladungsverfahren diskutiert und ein optimales System hinsichtlich Elektrodengeometrie und Potentialbelegung zur Farbfehlerkorrektur vorgestellt (Kapitel 4.5). Anschließend wird der Öffnungsfehler dritter Ordnung korrigiert (Kapitel 4.6). Die höheren Fehler, die dann die Auflösung des Systems begrenzen, werden in Kapitel 4.7 berechnet. Die Untersuchung dieses Systems schließt mit einer Betrachtung der Stabilitätsanforderungen an die Spannungsversorgung (Kapitel 4.8).

In Kapitel 5 werden erstmals Aufbauten zur Farb- und Öffnungsfehlerkorrektur vorgestellt, die nicht nur zur Rasterung, sondern auch zur Übertragung eines Bildfeldes eingesetzt werden können. Hierzu müssen die außeraxialen Fehler durch zusätzliche Quadrupole klein gehalten werden. Systeme, die aus drei Korrekturstücken aufgebaut sind und prinzipiell ein Bildfeld übertragen könnten, weisen einen so großen Öffnungsfehler fünfter Ordnung auf, daß die Auflösung im korrigierten System niedriger als im unkorrigierten ist (Kapitel 5.1). Aus der Untersuchung dieses Korrektortyps wird ein aplanatischer Korrektor entwickelt, der sich durch einen doppelsymmetrischen Aufbau auszeichnet. Dieser Korrektor beseitigt den Farbfehler erster Ordnung ersten Grades und den Öffnungsfehler dritter Ordnung. Bei Übereinstimmung der komafreien Bahnen von Korrektor und Objektivlinse verschwindet der Komafehler des gesamten Systems und – in guter Näherung – der Farbfehler der Vergrößerung. Dabei wird wegen des kleinen Öffnungsfehlers fünfter Ordnung eine merkliche Auflösungsverbesserung gegenüber der unkorrigierten Objektivlinse erzielt. Dieses System wird nach der Vorstellung seines Aufbaus und der Darlegung seiner Vorteile (Kapitel 5.2) in der gleichen Weise wie das erste System untersucht und optimiert: Zunächst wird es mit den oben erwähnten einfachen Modellen analytisch optimiert (Kapitel 5.3). Die optimalen Längen aus den analytischen Rechnungen dienen als Ausgangspunkt für die Simulation realistischer Elektrodenformen. Der Korrektor wird hinsichtlich des Farbfehlers (Kapitel 5.4), des Auflösungsvermögens (Kapitel 5.5) und der Stabilitätsanforderungen (Kapitel 5.6) untersucht.

# Kapitel 2

## Grundlagen

### 2.1 Auflösungsvermögen unkorrigierter Teilchenlinsen

Das Auflösungsvermögen rotationssymmetrischer, statischer, raumladungsfreier Teilchenlinsen wird durch die unvermeidliche chromatische und sphärische Aberration eingeschränkt [1]. Geladene Teilchen mit einer höheren Energie als der Sollenergie schneiden die optische Achse hinter dem Gaußschen Bildpunkt (chromatische Aberration, Abbildung 2.1). Der Radius des zugehörigen Farbfehlerscheibchens  $r_C$  hängt von der relativen

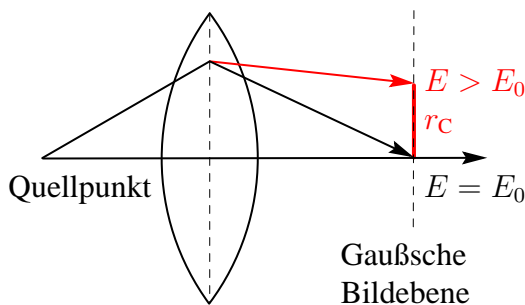


Abbildung 2.1: Farbfehler.

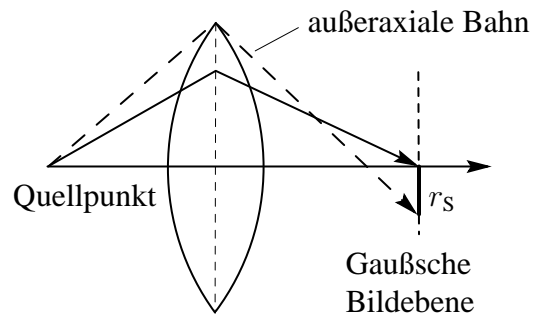


Abbildung 2.2: Öffnungsfehler.

Energieabweichung  $\kappa = \frac{\Delta E}{\Phi_{\text{Obj}}}$  mit  $\Phi_{\text{Obj}}$  als Objektpotential, dem Aperturwinkel  $\alpha$  und dem Farbfehlerkoeffizienten  $C_C$  der Linse ab,

$$r_C = \alpha \kappa C_C. \quad (2.1)$$

Teilchen, die innerhalb der Linse einen größeren Abstand zur optischen Achse aufweisen, treffen vor dem Gaußschen Bildpunkt auf die optische Achse (sphärische Aberration, Abbildung 2.2). Der entsprechende Radius des Öffnungsfehlerscheibchens

$$r_S = \alpha^3 C_S \quad (2.2)$$

ist durch den Aperturwinkel  $\alpha$  und den Öffnungsfehlerkoeffizienten  $C_S$  gegeben. Je kleiner der Aperturwinkel zur Verminderung des Farb- und Öffnungsfehlerscheibchens gewählt wird, um so größer wird der Radius des Beugungsscheibchens

$$r_B = \frac{0,6 \lambda}{\alpha}. \quad (2.3)$$

Die Elektronenwellenlänge  $\lambda$  eines Elektrons der Energie  $E$  ist im nichtrelativistischen Grenzfall durch

$$\lambda = \sqrt{\frac{1,5 \text{ eV}}{E}} \text{ nm} \quad (2.4)$$

gegeben. Soll das Fehlerscheibchen kleiner als das Beugungsscheibchen mit dem Radius  $r_B$  sein, müssen die Fehlerkoeffizienten die Bedingungen

$$C_C < \frac{r^2}{0,6 \lambda \kappa} \quad \text{und} \quad C_S < \frac{r^4}{(0,6 \lambda)^3} \quad (2.5)$$

erfüllen. Beispielsweise müssen in einem Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskop (LVSEM) mit einem Objektpotential von 1 kV, einer Brennweite  $f$  von 5 mm, der Energiebreite einer Feldemissionsquelle von 0,5 eV und einer gewünschten Auflösung von 1 nm die folgenden Anforderungen

$$C_C < 0,086 \text{ mm} \quad \text{und} \quad C_S < 0,080 \text{ mm} \quad (2.6)$$

an die Fehlerkoeffizienten gestellt werden. Für fehleroptimierte Linsen gilt näherungsweise

$$C_C \simeq f = 5 \text{ mm}, \quad C_S \simeq \frac{f}{2} \dots 2f = 2,5 \text{ mm} \dots 10 \text{ mm}. \quad (2.7)$$

Um bei einer Elektronenenergie von 1 kV einen Rasterfleck mit einem Radius von 1 nm zu erreichen, müssen also auf jeden Fall die chromatische und die sphärische Aberration korrigiert werden.

## 2.2 Geometrische Teilchenoptik

Die Bewegung eines einzelnen geladenen Teilchens in Elektronenmikroskopen, Ionenstrahlolithographiegeräten und Teilchenbeschleunigern wird durch gewöhnliche, schwach nichtlineare Differentialgleichungen beschrieben. Daher werden zunächst die linearisierten Bewegungsgleichungen gelöst. Nach der Berechnung des linearen Bewegungsanteils werden die nichtlinearen Effekte sukzessive durch ein Iterationsverfahren bestimmt. Bisher wurden verschiedene Verfahren entwickelt und angewandt [15]. In dieser Arbeit wird als Iterationsverfahren die *Bahnmethode* verwendet. Ihre Darstellung wird im folgenden auf den Spezialfall eines nichtrelativistischen, elektrostatischen Systems mit gerader Symmetrieachse beschränkt. Denn der Einsatz des Korrektors

in der Niederspannungs-Elektronenmikroskopie oder in der Sekundärionenmassenspektroskopie erlaubt wegen der geringen Elektronenenergie von maximal 10 keV beziehungsweise der großen Ionenmasse eine nichtrelativistische Betrachtung. Desweiteren wird die Darstellung der Bahnmethode auf elektrostatische Systeme mit Zweischnittsymmetrie beschränkt.

Die Bewegung des Teilchens wird in diesem speziellen Fall einer geraden Symmetrieachse in einem kartesischen Koordinatensystem als Funktion der  $z$ -Koordinate beschrieben. Dabei wird als  $z$ -Achse die optische Achse gewählt, die zweckmäßigerweise mit der Symmetrieachse übereinstimmt. In der Teilchenoptik ist es üblich, die Flächen, die die optische Achse enthalten, als *Schnitte* zu bezeichnen. Flächen senkrecht zur optischen Achse heißen *Ebenen*.

Eine allgemeine und detaillierte Betrachtung teilchenoptischer Systeme mit gekrümmter Symmetrieachse wird in zahlreichen Veröffentlichungen, zum Beispiel [14, 16, 17, 18], vorgestellt.

### 2.2.1 Exakte Bewegungsgleichung

In konservativen Systemen wird die verkürzte Wirkungsfunktion  $S$  entlang der Teilchenbahn extremal. Dies wird durch das Prinzip der kleinsten Wirkung

$$\delta S = \delta \int \vec{p}_{\text{kan}} d\vec{r} = 0 \quad (2.8)$$

beschrieben, wobei  $\vec{p}_{\text{kan}}$  den kanonischen Impuls bezeichnet. Bei Einführung der komplexen Größen

$$w = x + i y, \quad \bar{w} = x - i y \quad (2.9)$$

zur Beschreibung des Ortes in einer Ebene  $z = \text{konst.}$  lautet die verkürzte Wirkungsfunktion  $S$  in elektrostatischen Systemen mit dem elektrischen Potential  $\varphi$ , der Ladung  $q$  und der Masse  $m$  des Teilchens

$$S = \sqrt{2|q|m} \int F(w, \bar{w}, w', \bar{w}'; z) dz \quad \text{mit} \\ F(w, \bar{w}, w', \bar{w}'; z) = \sqrt{\varphi(1 + w'\bar{w}')}. \quad (2.10)$$

Am Nullpunkt des Potentials ( $\varphi = 0$ ) verschwindet per Definition die Geschwindigkeit ( $v = 0$ ). Die dem Variationsprinzip (2.8) entsprechende Euler-Lagrange Gleichung lautet

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{\partial F}{\partial w'} \right) - \frac{\partial F}{\partial w} = 0. \quad (2.11)$$

Aus den Gleichungen (2.10) und (2.11) folgt die exakte Bewegungsgleichung

$$w'' + \frac{w'\bar{w}' + 1}{\varphi} \left( -\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{w}} + \frac{w'}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = 0. \quad (2.12)$$

## 2.2.2 Iterative Lösung der Bewegungsgleichung

Im allgemeinen sind die geometrischen Abweichungen der Teilchenbahn von der Sollbahn, der optischen Achse, in teilchenoptischen Systemen klein. Daher erfolgt die Entwicklung des Potentials  $\varphi$ , das im feldfreien Raum die Laplace-Gleichung ( $\Delta\varphi = 0$ ) erfüllt, um die optische Achse bezüglich der Achsenabstände  $w$  und  $\bar{w}$  [17],

$$\varphi = \sum_{\nu=0}^{\infty} \sum_{\lambda=0}^{\infty} (-1)^{\lambda} \frac{\nu!}{\lambda! (\lambda + \nu)!} \left( \frac{w\bar{w}}{4} \right)^{\lambda} \operatorname{Re} \{ \Phi_{\nu}^{[2\lambda]}(z) \bar{w}^{\nu} \}. \quad (2.13)$$

Dabei ist  $\Phi_{\nu}$  die Multipolstärke der Zähligkeit  $\nu$ . Die Potentialverteilung der Zähligkeit  $\nu$  bleibt bei Rotation um den Winkel  $2\pi/\nu$  unverändert.

Die auftretende Energieabweichung  $\Delta E$  des Teilchens von der Sollenergie, die aus der natürlichen Energiebreite der Quelle resultiert, wird auf das Objektpotential  $\Phi_{\text{Obj}}$  bezogen,

$$\kappa = \frac{\Delta E}{\Phi_{\text{Obj}}}. \quad (2.14)$$

Die Summe der Exponenten der geometrischen Entwicklungsparameter, die noch zu definieren sind, nennt man üblicherweise *Ordnung*. Der Exponent des Farbfehlerparameters  $\kappa$  gibt den *Grad* an. Die Summe aus Grad und Ordnung wird als *Stufe* bezeichnet. Bei Einführung weiterer Kleinheitsparameter (zum Beispiel zur Beschreibung kleiner Störfelder) nennt man die Summe der Exponenten aller Entwicklungsparameter *Rang*.

Das Einsetzen der Multipolentwicklung (2.13) in die Bewegungsgleichung (2.12) ergibt eine Differentialgleichung der Form

$$w'' + f(\vec{w}_{\kappa}; z) = 0 \quad \text{mit} \quad \vec{w}_{\kappa} = (w, \bar{w}, w', \bar{w}', \kappa). \quad (2.15)$$

Da die Abstände der Teilchenbahnen von der optischen Achse  $w$  und  $\bar{w}$ , die zur optischen Achse lateralen Impulskomponenten  $w'$  und  $\bar{w}'$  und die relative Energieabweichung  $\kappa$  klein sind, wird die Funktion  $f$  in einer Taylor-Reihe um den Ursprung im Phasenraum  $\vec{w}_{\kappa,0} = (0, 0, 0, 0, 0)^T$  bezüglich der kleinen Koordinaten  $w, \bar{w}, w', \bar{w}'$  und  $\kappa$  entwickelt,

$$f(\vec{w}_{\kappa}, z) = \sum_{k=0}^{\infty} f^{(k)}(\vec{w}_{\kappa}, z). \quad (2.16)$$

Dabei gibt  $f^{(k)}(\vec{w}_{\kappa}, z)$  die  $k$ -te Ordnung der Taylorentwicklung von  $f$  an. Analog erfolgt die formale Entwicklung der Bahn  $w$  nach den oben beschriebenen Kleinheitsparametern,

$$w = \sum_{r=0}^{\infty} w^{(r)}. \quad (2.17)$$

In dem Summanden  $w^{(r)}$  sind alle Terme mit dem Rang  $r$  zusammengefaßt. Nach dem Einsetzen der Entwicklungen (2.16) und (2.17) in die Bewegungsgleichung (2.15) werden

die Ausdrücke nach dem Rang sortiert. Der nullte, erste und  $n$ -te Rang lauten

$$w^{(0)''} + f(\vec{0}; z) = 0, \quad (2.18)$$

$$L^{(1)} [w^{(1)}] = s^{(1)}(z), \quad (2.19)$$

$$L^{(1)} [w^{(n)}] = s^{(n)}(w^{(1)}, \dots, w^{(n-1)}; z) \quad (2.20)$$

mit

$$L^{(1)} [w] = w'' + f^{(1)}(w, \bar{w}, w', \bar{w}', 0; z), \quad (2.21)$$

$$s^{(1)}(z) = -\left. \frac{\partial f}{\partial \kappa} \right|_{\vec{0}} \kappa, \quad (2.22)$$

$$s^{(n)}(w^{(1)}, \dots, w^{(n-1)}; z) = -\sum_{k=2}^n \left[ f^{(k)} \left( \sum_{r=1}^{n-1} w^{(r)}, \sum_{r=1}^{n-1} \bar{w}^{(r)}, \sum_{r=1}^{n-1} w^{(r)'}, \sum_{r=1}^{n-1} \bar{w}^{(r)'}, \kappa; z \right) \right]_n. \quad (2.23)$$

Dabei stehen die eckigen Klammern  $[ \dots ]_n$  für das homogene Polynom  $n$ -ten Ranges, das der eingeschlossene Term enthält.

Falls die gerade optische Achse eine Teilchenbahn darstellt, ist

$$w^{(0)} = 0 \quad (2.24)$$

eine Lösung der exakten Bewegungsgleichung (2.12). Diese Bedingung ist für Systeme ohne elektrisches Dipolfeld und damit ohne Dispersion erfüllt,

$$\Phi_1 = 0, \quad s^{(1)}(z) = 0. \quad (2.25)$$

Die Linearisierung der Bewegungsgleichung (2.12) liefert die paraxiale Bewegungsgleichung,

$$L^{(1)} [w^{(1)}] = w^{(1)''} + \frac{1}{2} \frac{\Phi'}{\Phi} w^{(1)'} + \frac{1}{4} \frac{\Phi''}{\Phi} w^{(1)} - \frac{\Phi_2}{\Phi} \bar{w}^{(1)} = 0. \quad (2.26)$$

Eine mögliche Wahl des Fundamentalsystems bezüglich der Objektebene  $z = z_{obj}$  lautet

$$w_\alpha = x_\alpha, \quad x_\alpha(z_{obj}) = 0, \quad x'_\alpha(z_{obj}) = 1, \quad (2.27)$$

$$w_\beta = iy_\beta, \quad y_\beta(z_{obj}) = 0, \quad y'_\beta(z_{obj}) = 1, \quad (2.28)$$

$$w_\gamma = x_\gamma, \quad x_\gamma(z_{obj}) = 1, \quad (2.29)$$

$$w_\delta = iy_\delta, \quad y_\delta(z_{obj}) = 1. \quad (2.30)$$

Damit folgt für die paraxiale Bahn

$$w^{(1)} = \alpha w_\alpha + \beta w_\beta + \gamma w_\gamma + \delta w_\delta. \quad (2.31)$$

Durch die Wahl der obigen Fundamentalbahnen geben  $\alpha$  und  $\beta$  den Aperturwinkel der Objektivlinse sowie  $\gamma$  und  $\delta$  die halbe Bildfeldlänge an. Diese vier geometrischen Größen

sind mit der relativen Energieabweichung  $\kappa$  die fünf *Entwicklungsparameter*, nach denen die exakte Bewegung entwickelt wird. Falls die Symmetrieebenen der Quadrupole mit der  $xz$ - und der  $yz$ -Ebene des Koordinatensystems zusammenfallen, sind der Real- und der Imaginärteil der paraxialen Bewegungsgleichung entkoppelt,

$$\Phi x'' + \frac{1}{2}\Phi' x' + \left(\frac{1}{4}\Phi'' - \Phi_2\right)x = 0, \quad (2.32)$$

$$\Phi y'' + \frac{1}{2}\Phi' y' + \left(\frac{1}{4}\Phi'' + \Phi_2\right)y = 0. \quad (2.33)$$

Die Beiträge höheren Ranges zur Teilchenbewegung geben die Fehlerabweichungen von der paraxialen Bahn  $w^{(1)}$  an. Die lineare Näherung  $w^{(1)}$  wird auch als *Gaußsche Dioptrik* bezeichnet.

Für rein elektrostatische Felder stehen die Teilchenbahnen stets senkrecht auf den Flächen konstanter Wirkung  $S$ ,

$$\vec{p}_{\text{kin}} = \vec{\nabla} S. \quad (2.34)$$

Position und Neigung zweier Bahnen sind somit über die Fläche konstanter Wirkung miteinander verknüpft (Helmholtzscher Satz). Daraus resultieren die Erhaltungsgrößen

$$C_{\mu\nu} = \sqrt{\Phi} \operatorname{Re} \{ \bar{w}'_{\mu} w_{\nu} - w'_{\nu} \bar{w}_{\mu} \} = \text{konst.}, \quad \mu, \nu \in \{\alpha, \beta, \gamma, \delta\}. \quad (2.35)$$

Aus der Lösung der paraxialen Bewegungsgleichung (2.26) wird die nichtlineare Bewegung mit dem Verfahren der Variation der Konstanten bestimmt. Setzt man den Ansatz

$$w_{\text{nichtlin}}^{(n)} = \sum_{i=1}^4 G_i^{(n)}(z) w_i(z), \quad n \geq 1, \quad (2.36)$$

in die inhomogene Differentialgleichung (2.20) ein, folgen aus der Forderung, daß keine zweiten Ableitungen von  $G_i^{(n)}$  auftreten, die beiden Gleichungen

$$\sum_{i=1}^4 G_i^{(n)'} w_i = 0 \quad \text{und} \quad (2.37)$$

$$\sum_{i=1}^4 G_i^{(n)'} w_i' = s^{(n)}(z). \quad (2.38)$$

Aus der Differenz ((2.38)  $\cdot \bar{w}_j$  - (2.37)  $\cdot \bar{w}_j'$ ) resultiert unter Berücksichtigung des Helmholtzschens Satzes (2.35)

$$\sum_{i=1}^4 G_i^{(n)'} C_{ij} = \sqrt{\Phi} \operatorname{Re} \{ s^{(n)}(z) \bar{w}_j \}, \quad n = 1, \dots, \infty. \quad (2.39)$$

Unter Verwendung der Randbedingungen der Fundamentalbahnen (2.27) bis (2.30) ergibt sich durch Integration von (2.39) die partikuläre Lösung  $n$ -ten Ranges als eine Integration

über die Bewegung bis zum Rang  $n - 1$ ,

$$\begin{aligned}
w_{\text{nichtlin}}^{(n)}(z) = & - \int_{z_{\text{obj}}}^z \sqrt{\frac{\Phi(\tilde{z})}{\Phi(z_{\text{obj}})}} \operatorname{Re} \{ s^{(n)}(\tilde{z}) \bar{w}_\alpha(\tilde{z}) \} d\tilde{z} w_\gamma + \\
& + \int_{z_{\text{obj}}}^z \sqrt{\frac{\Phi(\tilde{z})}{\Phi(z_{\text{obj}})}} \operatorname{Re} \{ s^{(n)}(\tilde{z}) \bar{w}_\gamma(\tilde{z}) \} d\tilde{z} w_\alpha + \\
& - \int_{z_{\text{obj}}}^z \sqrt{\frac{\Phi(\tilde{z})}{\Phi(z_{\text{obj}})}} \operatorname{Re} \{ s^{(n)}(\tilde{z}) \bar{w}_\beta(\tilde{z}) \} d\tilde{z} w_\delta + \\
& + \int_{z_{\text{obj}}}^z \sqrt{\frac{\Phi(\tilde{z})}{\Phi(z_{\text{obj}})}} \operatorname{Re} \{ s^{(n)}(\tilde{z}) \bar{w}_\delta(\tilde{z}) \} d\tilde{z} w_\beta . \quad (2.40)
\end{aligned}$$

Unter den Annahmen, daß die Abbildung stigmatisch und verzeichnungsfrei in der Zwischenbildebene  $z_q$  ist,

$$x_\alpha(z_q) = y_\beta(z_q) = 0, \quad (2.41)$$

$$x_\gamma(z_q) = y_\delta(z_q) = V, \quad (2.42)$$

ergibt die Berechnung der partikulären Lösung zweiter Stufe

$$w_{\text{nichtlin}}^{(2)} = -V C_{\alpha\kappa} \alpha\kappa - iV C_{\beta\kappa} \beta\kappa + V C_{\gamma\kappa} \gamma\kappa + iV C_{\delta\kappa} \delta\kappa \quad (2.43)$$

mit den axialen Farbfehlerkoeffizienten erster Ordnung ersten Grades

$$C_{\alpha\kappa} = -\sqrt{\Phi_{\text{Obj}}} \int_{z_{\text{obj}}}^{z_q} \frac{x_\alpha x_\alpha''}{\sqrt{\Phi}} dz \quad \text{und} \quad (2.44)$$

$$C_{\beta\kappa} = -\sqrt{\Phi_{\text{Obj}}} \int_{z_{\text{obj}}}^{z_q} \frac{y_\beta y_\beta''}{\sqrt{\Phi}} dz \quad (2.45)$$

sowie den außeraxialen Koeffizienten erster Ordnung ersten Grades

$$C_{\gamma\kappa} = \sqrt{\Phi_{\text{Obj}}} \int_{z_{\text{obj}}}^{z_q} \frac{x_\alpha x_\gamma''}{\sqrt{\Phi}} dz \quad \text{und} \quad (2.46)$$

$$C_{\delta\kappa} = \sqrt{\Phi_{\text{Obj}}} \int_{z_{\text{obj}}}^{z_q} \frac{y_\beta y_\delta''}{\sqrt{\Phi}} dz . \quad (2.47)$$

Dabei ist der Farbfehler auf die Vergrößerung  $V$  bezogen und das Vorzeichen so gewählt, daß rotationssymmetrische Felder einen positiven axialen Farbfehler erzeugen. Analog werden die Fehler höherer Stufe berechnet.

In einem teilchenoptischen System, das aus mehreren Elementen aufgebaut ist, pflanzt sich die Fehlerbahn eines Elements in den darauffolgenden Elementen fort. Die fehlerbehaftete Fortsetzung einer Fehlerbahn bezeichnet man als *Kombinationsfehler*, während zum Beispiel der Farb- und der Öffnungsfehler sogenannte *direkte Fehler* sind.

Die Bahnmethode stellt eine Möglichkeit zur iterativen Berechnung der exakten Bewegung dar. Bei den gewählten Anfangsbedingungen (2.27) bis (2.30) für die paraxialen Bahnen entspricht diese Methode formal einer Entwicklung der exakten Bewegung in den kleinen Größen Startort, Startwinkel und relative Energieabweichung des Teilchens von der Sollenergie.

## 2.3 Ersatzladungsverfahren

Der axiale Farbfehler erster Ordnung ersten Grades wird durch eine Überlagerung von rotationssymmetrischen und zweizähligen Feldern korrigiert (Kapitel 3). Durch zusätzliche Oktopolfelder wird der Öffnungsfehler dritter Ordnung der Objektivlinse kompensiert (Kapitel 4.6). Nach der Korrektur dieser beiden Fehler begrenzen der Farbfehler des Öffnungsfehlers sowie der Öffnungsfehler fünfter Ordnung das Auflösungsvermögen des Systems. Zu dem Öffnungsfehler fünfter Ordnung liefert neben dem Achsenpotential  $\Phi$ , der Quadrupolstärke  $\Phi_2$  und der Oktopolstärke  $\Phi_4$  auch die Dodekapolstärke  $\Phi_6$  einen Beitrag. Die verwendeten Elektrodenformen für die Quadrupole sind in der  $xy$ -Ebene näherungsweise wie eine Hyperbel geformt, so daß unerwünschte sechszählige Potentialanteile in guter Näherung verschwinden. Erzeugt man hingegen mittels einer 8-Pol Anordnung ein Quadrupolfeld, so werden merkliche sechszählige Potentialanteile erzeugt [20]. Um die sechszähligen Anteile gänzlich vernachlässigen zu können, werden daher 12-Pol Anordnungen zur gleichzeitigen Erzeugung von Quadrupol- und Oktopolfeldern verwendet. Wir benötigen also ein Verfahren zur Berechnung von  $\Phi$ ,  $\Phi_2$  und  $\Phi_4$  für die Untersuchung realistischer Elektroden. Insbesondere interessiert der genaue Verlauf von  $\Phi$  und  $\Phi_2$  für unterschiedliche Elektrodenformen und die damit verbundene Abhängigkeit des erzeugten Farbfehlers von der Elektrodengeometrie.

In einem Ersatzladungsverfahren wird das Gesamtpotential  $\varphi(\vec{r})$  im Raum durch die geeignete Verteilung von  $N$  Ladungselementen approximiert,

$$\varphi(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N q_i \varphi_i(\vec{r}) . \quad (2.48)$$

Dabei sitzen die Ladungselemente der Stärke  $q_i$  innerhalb der Elektroden, so daß die Laplace-Gleichung im ladungsfreien Raum erfüllt bleibt. Falls die Potentiale  $\varphi_i$  der gewählten Ladungselemente im Bereich nichtverschwindender Ladungsdichte keine Polstellen besitzen, können die Elemente auch auf der Elektrodenoberfläche positioniert werden. Die Koeffizienten  $q_i$  werden durch die Lösung eines  $N \times N$ -Gleichungssystems so bestimmt, daß das Potential auf den Elektroden an  $N$  Kontrollpunkten den jeweils vorgeschriebenen konstanten Wert

$$\varphi(\vec{r}_j) = \sum_{i=1}^N q_i \varphi_i(\vec{r}_j) , \quad j = 1, \dots, N \quad (2.49)$$

annimmt. Zwischen den Kontrollpunkten ist das Potential auf der Elektrodenoberfläche nur näherungsweise konstant.

Wir betrachten ausschließlich Systeme mit Zweischnittsymmetrie. Für das Potential gilt dann

$$\varphi(x, y, z) = \varphi(-x, y, z) = \varphi(-x, -y, z) = \varphi(x, -y, z). \quad (2.50)$$

In diesem Fall sind die Multipolstärken gerader Zähligkeit reell und die Multipolstärken ungerader Zähligkeit verschwinden,

$$\Phi_{2k} = \bar{\Phi}_{2k}, \quad \Phi_{2k+1} = 0, \quad k \in \mathbb{N}. \quad (2.51)$$

Aus der Potenzreihenentwicklung (2.13) für eine gerade optische Achse folgt

$$\Phi_{\mu} = \frac{2}{\mu!} \frac{\partial^{\mu} \varphi}{\partial \bar{w}^{\mu}} \Big|_{w, \bar{w}=0}, \quad (2.52)$$

so daß zur Berechnung von  $\Phi$ ,  $\Phi_2$  und  $\Phi_4$  die partiellen Ableitungen des Potentials bis zur vierten Ordnung bestimmt werden müssen. Durch Differentiation der analytisch gegebenen Potentialverteilung des gewählten Ladungselements lassen sich die benötigten Ableitungen mit hoher Genauigkeit berechnen. Daher ist in diesem Fall das Ersatzladungsverfahren einer Feldsimulation vorzuziehen, die auf finiten Elementen beruht. Denn die partielle Ableitung muß bei der Methode der finiten Elemente mit den diskreten Gitterpunkten, an denen das Potential bekannt ist, bis zur vierten Ordnung numerisch berechnet werden. Um die Fehler für die vierte Ableitung hinreichend klein zu halten, muß das Raumgitter sehr fein gewählt werden. Dies erhöht die Rechenzeit sehr stark.

Als Ladungselement wird im Rahmen dieser Arbeit eine Dreiecksfläche gewählt, deren Flächenladungsdichte linear entlang der Dreieckskanten verläuft. Die Ladungsverteilung eines einzelnen Dreiecks ist demnach durch die Werte der Flächenladung in den Ecken des Dreiecks eindeutig bestimmt. An der gemeinsamen Kante zweier Dreiecke verläuft die Oberflächenladung stetig. Diese Wahl des Ladungselements besitzt insbesondere bei schwach gekrümmten Oberflächen, zum Beispiel bei dünnen Blenden, einige Vorteile. So kann die Zahl der benötigten Ladungselemente gegenüber dem Ersatzladungsverfahren mit Punktladungen erheblich reduziert werden<sup>1</sup>. Die Verwendung von geladenen Dreiecksflächen zur Feldsimulation und zur Berechnung der Multipolstärken einschließlich der Oktopolstärke wurde erstmals von Kahl [18] im Rahmen seiner Dissertation entwickelt. Seine Betrachtungen enthalten den allgemeinen Fall einer gekrümmten optischen Achse. In seiner Dissertation wird die Berechnung der Potentialverteilung eines Elementardreiecks sowie der Multipolelemente ausführlich beschrieben. Seine Implementierung dieses Verfahrens, die er mir dankenswerterweise zur Verfügung stellte, wurde für die speziellen Systeme mit einer geraden optischen Achse und Zweischnittsymmetrie umgeschrieben. Mit den so berechneten Multipolstärken werden die Bewegungsgleichungen durch einen Integrator achter Ordnung mit Schrittweitensteuerung [21] gelöst.

---

<sup>1</sup>Zu Beginn der Untersuchungen war die Frage nach der Elektrodenform noch weitgehend offen. Insbesondere war noch völlig ungeklärt, wie die Elektrodenformen aussehen müssen, um die Scherzer-Bedingung zu erfüllen und so einen ausreichend negativen Farbfehler zu erzeugen.

# Kapitel 3

## Prinzip der elektrostatischen Farbfehlerkorrektur

### 3.1 Anschauliche Erklärung des Korrekturprinzips

Wir betrachten ein lichtoptisches System (Abbildung 3.1), das aus zwei identischen Sammellinsen und einer dazwischen liegenden Zerstreuungslinse doppelter Brechkraft besteht. Obwohl sich die Brechkräfte der drei Linsen kompensieren, wirkt das System sammelnd, sobald zwischen den Linsen ein Abstand hergestellt wird. Denn der Achsenabstand des Lichtstrahls in den Sammellinsen ist größer als in der Zerstreuungslinse, so daß der Lichtstrahl in den Sammellinsen stärker als in der Zerstreuungslinse gebrochen wird.

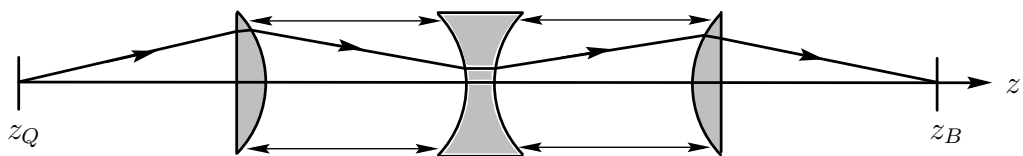


Abbildung 3.1: Lichtoptischer Achromat aus drei Linsen.

Glaslinsen mit normaler Dispersion brechen Licht kürzerer Wellenlänge stärker als Licht längerer Wellenlänge. Die Sammellinse (Abbildung 3.2) liefert somit einen positiven Beitrag zum Farbfehler, die Zerstreuungslinse (Abbildung 3.3) einen negativen. Die Verwendung von Zerstreuungslinsen erlaubt daher die Korrektur der chromatischen Aberration lichtoptischer Linsen (Achromat<sup>1</sup>).

Bestehen die drei Linsen des oben beschriebenen lichtoptischen Systems aus derselben Glassorte, überwiegt aufgrund des größeren Achsenabstandes des Lichtstrahls in den

---

<sup>1</sup>Lichtoptische Achromaten können bereits aus einer Sammellinse und einer Zerstreuungslinse aufgebaut werden.

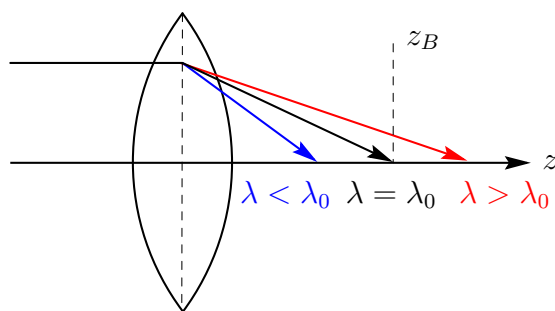


Abbildung 3.2: Schematischer Verlauf der Lichtstrahlen unterschiedlicher Wellenlänge in einer Sammellinse.

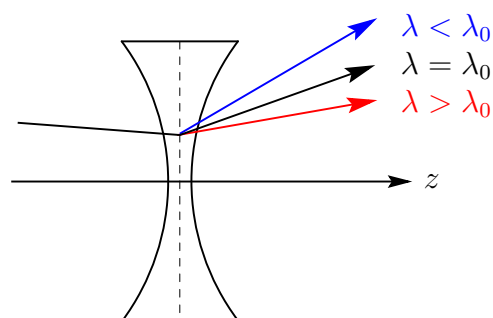


Abbildung 3.3: Schematischer Verlauf der Lichtstrahlen unterschiedlicher Wellenlänge in einer Zerstreuungslinse.

Sammellinsen der positive Farbfehler. Das optische System wirkt wie eine einzelne Sammellinse passender Brechkraft mit positivem Farbfehler. Wählen wir hingegen für die Zerstreuungslinse eine Glassorte mit höherer Dispersion, so ist es möglich, den Farbfehler des Systems zu beseitigen.

Dieses aus der Lichtoptik bekannte Korrekturprinzip wird nun auf die Elektronenoptik übertragen.

Betrachten wir eine elektrostatische Einzellinse, so entspricht dem lichtoptischen System in Abbildung 3.1 eine beschleunigende Einzellinse. Sie besteht aus drei Lochblenden, wobei sich die äußeren Lochblenden auf gleichem Potential befinden und die mittlere auf höherem Potential liegt (Abbildung 3.4). In der Nähe der beiden äußeren Blenden werden die Elektronen fokussiert, in der Umgebung der mittleren Blende defokussiert.

Elektronen mit einer höheren Energie als der Sollenergie werden aufgrund einer kürzeren Verweildauer im elektrostatischen Feld schwächer abgelenkt als die Elektronen der Sollenergie. In der Elektronenoptik hängt der Betrag des Farbfehlers von der Strahlenergie ab: Je größer die Sollenergie, um so kleiner der Beitrag zum Farbfehler.

Daher ist der Farbfehler der mittleren Blende vom Betrag her kleiner als die Farbfehlerbeiträge der äußeren Blenden, so daß der positive Farbfehlerbeitrag überwiegt. In einer verzögernden Einzellinse (Abbildung 3.5) liegt der Bereich des größten Farbfehlerbeitrages in der mittleren Blendenebene, jedoch werden dort die Elektronen fokussiert statt defokussiert. Der Farbfehler einer verzögernden Einzellinse ist ebenfalls positiv.

In einem Schnitt können wir die richtige Verteilung von kleinem positiven und großem negativen Farbfehlerbeitrag auf die drei Elemente erhalten, indem wir einer verzögernden Einzellinse stärker brechende Quadrupole überlagern (Abbildung 3.6). Nun liegt das zerstreuernde Element auf niedrigerem Potential und liefert damit den gewünschten größeren Beitrag zum Farbfehler.

Im Schnitt, in dem nicht korrigiert wird, verstärkt das ursprünglich zur Korrektur eingesetzte Quadrupolfeld die Fokussierung des rotationssymmetrischen Feldes in der Mitte

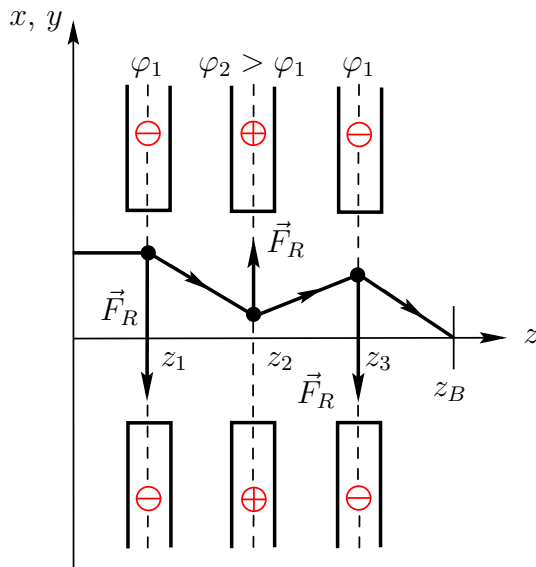


Abbildung 3.4: Beschleunigende Einzel-linse.

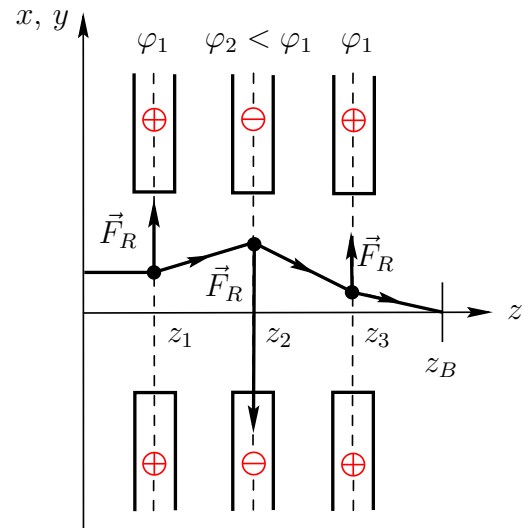


Abbildung 3.5: Verzögernde Einzellinse.

Korrekturstück

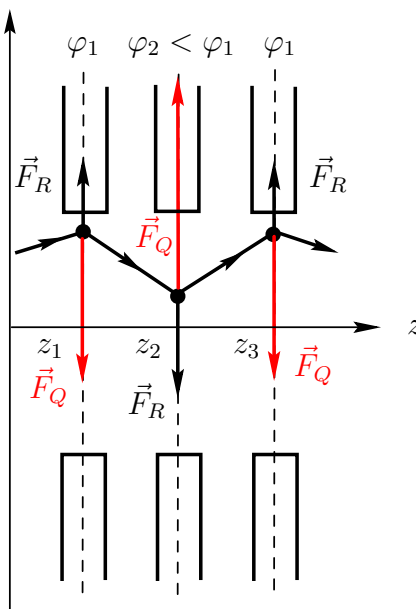


Abbildung 3.6: Korrekturstück.

des Korrekturstücks und vergrößert somit den positiven Farbfehler in diesem Schnitt. Die unerwünschte Fokussierung und damit der unerwünschte positive Beitrag zum Farbfehler sind um so kleiner, je kleiner der Achsenabstand der axialen Bahn in diesem Schnitt ist. Der positive Farbfehlerbeitrag der axialen Bahn in diesem Schnitt wird minimal, wenn diese Bahn in der Mitte des Korrekturstücks eine Nullstelle besitzt. In der Mitte des Korrekturstücks liegt dann ein astigmatisches Zwischenbild.

Nach obigen Überlegungen muß die Brechkraft der Quadrupole vom Betrag her größer als die Brechkraft des Rundlinsenfeldes sein, um einen negativen Farbfehler zu erhalten. Andererseits ist eine Korrektur mit einem sehr schwachen, im Grenzfall verschwindenden rotationssymmetrischen Feld nicht möglich. Deshalb existiert bei einer festen Wahl der drei Quadrupolstärken ein Optimum für das Immersionsverhältnis, das durch den Quotienten  $\varphi_2/\varphi_1$  der Spannungen auf den Elektroden gegeben ist (Abbildung 3.6). Dieses Optimum wird mathematisch durch die Scherzer-Bedingung beschrieben, die im nächsten Kapitel vorgestellt wird: Die Brechkraft der Quadrupole in den Blendenebenen ist ungefähr doppelt so groß wie die Brechkraft des rotationssymmetrischen Feldes.

### 3.2 Abstrakte Formulierung (Scherzer-Bedingung)

Weder rotationssymmetrische noch zweizählige Felder allein reichen zur chromatischen Korrektur einer Teilchenlinse aus. Für rotationssymmetrische Felder ergibt sich durch Einsetzen von (2.32) in (2.44) und partieller Integration

$$C_{\alpha\kappa} = C_{\beta\kappa} = \sqrt{\Phi_{\text{Obj}}} \int_{z_i}^{z_f} \frac{3}{8} \frac{\Phi'^2}{\sqrt{\Phi}^5} x_\alpha^2 dz > 0. \quad (3.1)$$

Somit ist der Farbfehler einer Rundlinse, wie Scherzer schon 1936 erkannte [1], immer positiv. Zweizählige Felder mit  $\Phi = \Phi_{\text{Obj}} = \text{konst.}$  besitzen bei einer Punkt-zu-Punkt-Abbildung ebenfalls einen positiven Farbfehler, da aus den Gleichungen (2.44) und (2.45) mit partieller Integration

$$C_{\alpha\kappa} = \int_{z_i}^{z_f} x_\alpha'^2 dz > 0 \quad \text{und} \quad (3.2)$$

$$C_{\beta\kappa} = \int_{z_i}^{z_f} y_\beta'^2 dz > 0 \quad (3.3)$$

folgt. Eine geeignete Überlagerung von rotationssymmetrischen und zweizähligen elektrostatischen Feldern ermöglicht jedoch die chromatische Korrektur einer Rundlinse. Erfüllen das Achsenpotential  $\Phi$  und die Quadrupolstärke  $\Phi_2$  die Bedingung

$$\Phi_{2, \text{Scherz}} = \frac{1}{2} \Phi'' - \frac{1}{16} \frac{\Phi'^2}{\Phi}, \quad (3.4)$$

die erstmals von Scherzer in [2] erwähnt und im folgenden *Scherzer-Bedingung* genannt wird, ist der Integrand des axialen Farbfehlers im  $xz$ -Schnitt negativ definit. Um dies

zu zeigen, werden zunächst in den axialen Farbfehlern  $C_{\alpha\kappa}$  (2.44) und  $C_{\beta\kappa}$  (2.45) die vorkommenden zweiten Ableitungen durch partielle Integration eliminiert,

$$C_{\alpha\kappa} = \sqrt{\Phi_{\text{Obj}}} \int_{z_i}^{z_f} \frac{1}{\sqrt{\Phi}} \left[ x'_\alpha{}^2 - \frac{1}{2} \frac{\Phi'}{\Phi} x_\alpha x'_\alpha \right] dz, \quad (3.5)$$

$$C_{\beta\kappa} = \sqrt{\Phi_{\text{Obj}}} \int_{z_i}^{z_f} \frac{1}{\sqrt{\Phi}} \left[ y'_\beta{}^2 - \frac{1}{2} \frac{\Phi'}{\Phi} y_\beta y'_\beta \right] dz. \quad (3.6)$$

Anschließend wird die Koordinatentransformation

$$X := \left( \frac{\Phi}{\Phi_{\text{Obj}}} \right)^{\frac{1}{4}} x, \quad x' = \left( \frac{\Phi}{\Phi_{\text{Obj}}} \right)^{-\frac{1}{4}} \left( X' - \frac{1}{4} \frac{\Phi'}{\Phi} X \right) \quad (3.7)$$

in (3.5) eingesetzt,

$$C_{\alpha\kappa} = \Phi_{\text{Obj}} \int_{z_i}^{z_f} \frac{1}{\Phi} \left[ \left( X' - \frac{1}{2} \frac{\Phi'}{\Phi} X \right)^2 - \frac{1}{16} \frac{\Phi'^2}{\Phi^2} X^2 \right] dz. \quad (3.8)$$

Aus der Forderung nach verschwindenden positiven Beiträgen resultiert die Differentialgleichung

$$\frac{X'}{X} = \frac{1}{2} \frac{\Phi'}{\Phi} \quad (3.9)$$

mit der Lösung  $X = \text{konst.} \cdot \sqrt{\Phi}$ . Durch Einsetzen dieser Lösung in die Bewegungsgleichung von  $X$

$$X'' + \frac{3}{16} \frac{\Phi'^2}{\Phi^2} X = \frac{\Phi_2}{\Phi} X \quad (3.10)$$

folgt die Scherzer-Bedingung (3.4). Aus der Gleichung (3.8) resultiert neben der Forderung nach der Einhaltung der Scherzer-Bedingung auch die Forderung nach einem möglichst großen Achsenabstand  $x$  beziehungsweise  $X$  der axialen Bahnen im Korrekturstück, um einen betragsmäßig großen negativen Farbfehler zu erzeugen.

Der Farbfehler im  $yz$ -Schnitt dagegen ist positiv. Der positive Beitrag ist nach Gleichung (2.45) um so kleiner, je kleiner der Achsenabstand der  $y_\beta$ -Bahn im Korrekturstück ist.

Es stellt sich nun die Frage, welchen Verlauf die Quadrupolstärke (3.4) entlang der Achse im Fall des Achsenpotentials einer verzögernden Einzellinse annimmt. Das Potential einer einzelnen, kreisförmigen Blende in der Ebene  $z = 0$  mit den konstanten Feldstärken  $\vec{E}(z \rightarrow -\infty) = E_{-\infty} \vec{e}_z$  und  $\vec{E}(z \rightarrow +\infty) = E_{+\infty} \vec{e}_z$  in unendlich großer Entfernung von der Blende läßt sich nach [17] im gesamten Raum analytisch durch

$$\varphi_{\text{Bl}}(z, E_{-\infty}, E_{+\infty}) = -\frac{E_{+\infty} + E_{-\infty}}{2} z + \frac{-E_{+\infty} + E_{-\infty}}{\pi} z \left( \arctan u + \frac{1}{u} \right) \quad (3.11)$$

angeben. Verwendet werden hierbei oblate Sphäroidkoordinaten  $(u, v, \phi)$ , die nach [19] wie folgt mit den Zylinderkoordinaten  $(\rho, \phi, z)$  verknüpft sind:

$$z = R u v, \quad (3.12)$$

$$\rho^2 = R^2 (1 + u^2) (1 - v^2), \quad u \in ]-\infty, +\infty[, \quad v \in [0, 1], \quad (3.13)$$

$$u = \frac{\tilde{z}}{v}, \quad (3.14)$$

$$v = \sqrt{\frac{1}{2} \left[ -(\tilde{\rho}^2 + \tilde{z}^2 - 1) + \sqrt{(\tilde{\rho}^2 + \tilde{z}^2 - 1)^2 + 4\tilde{z}^2} \right]}. \quad (3.15)$$

Dabei sind die Längen  $\tilde{z} = z/R$  und  $\tilde{\rho} = \rho/R$  auf den Bohrungsradius  $R$  der Blende normiert.

Das Gesamtpotential  $\varphi_{\text{Einz}}$  der Einzellinse setzt sich unter der Annahme eines großen Blendenabstandes  $d$  im Vergleich zum Bohrungsradius  $R$  in guter Näherung aus den Potentialen dreier einzelner Blenden und eines konstanten Beitrages zusammen,

$$\varphi_{\text{Einz}} = \varphi_{\text{Bl}}(z + d, 0, E) + \varphi_{\text{Bl}}(z, E, -E) + \varphi_{\text{Bl}}(z - d, -E, 0) + (\Phi_0 + E d). \quad (3.16)$$

Aus den Darstellungen des Achsenpotentials der Einzellinse  $\Phi_{\text{Einz}}$  (Abbildung 3.7) und

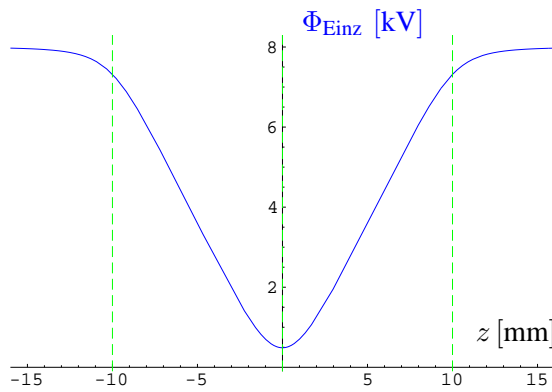


Abbildung 3.7: Achsenpotential  $\Phi_{\text{Einz}}$  der Einzellinse.

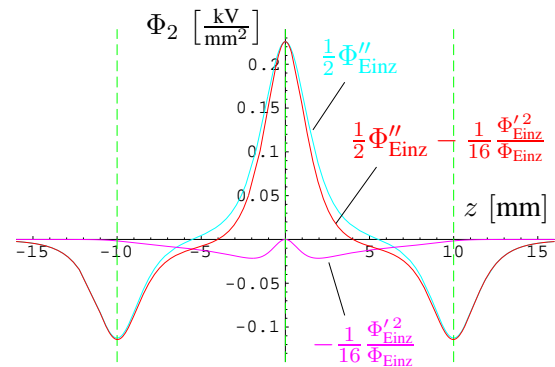


Abbildung 3.8: Anwendung der Scherzer-Bedingung auf die Einzellinse.

des aus (3.4) folgenden genauen Quadrupolfeldes (Abbildung 3.8) läßt sich erkennen, daß zur hinreichenden Erfüllung der Scherzer-Bedingung (3.4) mindestens drei räumlich getrennte Quadrupole notwendig sind: Die Zentren der Quadrupole liegen an den Stellen der Blenden der Einzellinse. Wegen der Symmetrie der Einzellinse haben die äußeren Quadrupole die gleiche Stärke. Die Abbildungen 3.7 und 3.8 zeigen das Achsenpotential und die Quadrupolstärke für den speziellen Fall  $\Phi_0 = 8 \text{ kV}$ ,  $d = 10 \text{ mm}$ ,  $E = -0,89 \text{ kV/mm}$  und  $R = 2,5 \text{ mm}$ . Der Verlauf der Quadrupolstärke auf der optischen Achse wird vor allem durch den Term  $1/2 \Phi''_{\text{Einz}}$  der Scherzer-Bedingung bestimmt, während im Vergleich dazu der Beitrag durch den zweiten Term  $-1/16 \Phi'^2_{\text{Einz}}/\Phi_{\text{Einz}}$  gering ist.

Die abstrakte Formulierung des Korrekturprinzips in der Scherzer-Bedingung (3.4) führt zum gleichen Aufbau des Korrekturstücks wie die anschaulichen Überlegungen im vorausgehenden Abschnitt. Darüber hinaus liefert die Scherzer-Bedingung ein Kriterium, um den Verlauf der Multipolstärken  $\Phi$  und  $\Phi_2$  verschiedener Elektrodenformen zu vergleichen und hinsichtlich eines betragsmäßig großen negativen Farbfehlers zu optimieren.

# Kapitel 4

## Elektrostatischer Korrektor mit einfachsymmetrischem Strahlengang (ECO)

Mit den Kenntnissen über das Korrekturstück, die wir in Kapitel 3 aus anschaulichen und theoretischen Überlegungen gewonnen haben, wird der Korrektoraufbau untersucht, der aus der ursprünglichen Idee Scherzers resultiert [2]. Der Aufbau besteht aus der kleinstmöglichen Anzahl an Elementen, die zur Umsetzung der Idee benötigt werden. Aufgrund dieses ökonomischen Vorteils wird dieser Korrektortyp im folgenden ECO („Electrostatic Corrector“) genannt.

### 4.1 Korrektoraufbau

Der Korrektor ECO kann in einem Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskop (LVSEM = low-voltage scanning electron microscope) oder in Rasterionenstrahlgeräten zur Beseitigung der chromatischen und sphärischen Aberration der Objektivlinse eingesetzt werden. In dieser Arbeit wird der Korrektor ECO für einen Einsatz in einem LVSEM (Abbildung 4.1) untersucht und optimiert. Als Objektivlinse des Mikroskops wird die Immersionslinse EDOL (Electrostatic Detector Objective Lens) [3, 4] angenommen. Die Sekundärelektronen werden durch das rotationsymmetrische Feld der Objektivlinse zum Detektor geführt, der sich innerhalb der Linse befindet (Abbildung 4.1). Der Korrektor sitzt in der Säule vor dem Ablenkelement, um bei der Rasterung im Korrektor keine zusätzlichen außeraxialen Fehler zu erzeugen.

Der elektrostatische Korrektor besteht in seinem grundsätzlichen Aufbau aus vier in Richtung der geraden optischen Achse hintereinander angeordneten Elementen, nämlich – ausgehend vom Objektiv – zunächst aus einem Quadrupol, zwei sich hieran anschließenden Korrekturstücken und schließlich ausgangsseitig aus einem weiteren Quadrupol (Abbildung 4.2). Die beiden Korrekturstücke wiederum setzen sich jeweils aus drei elektrischen

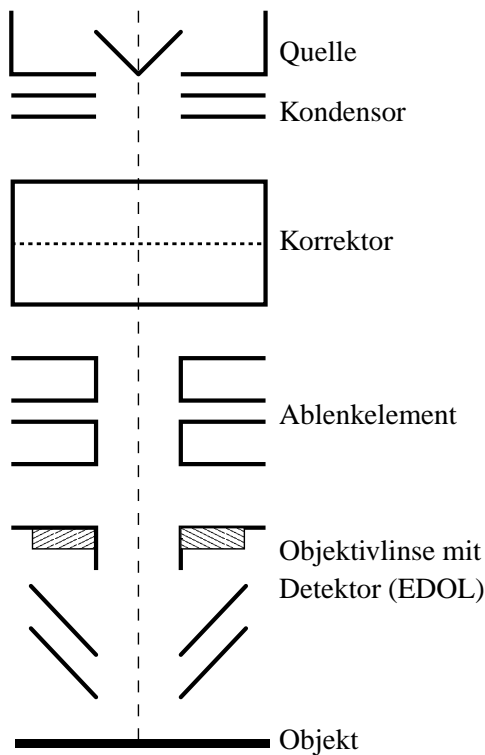


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau der LVSEM-Säule mit Korrektor.

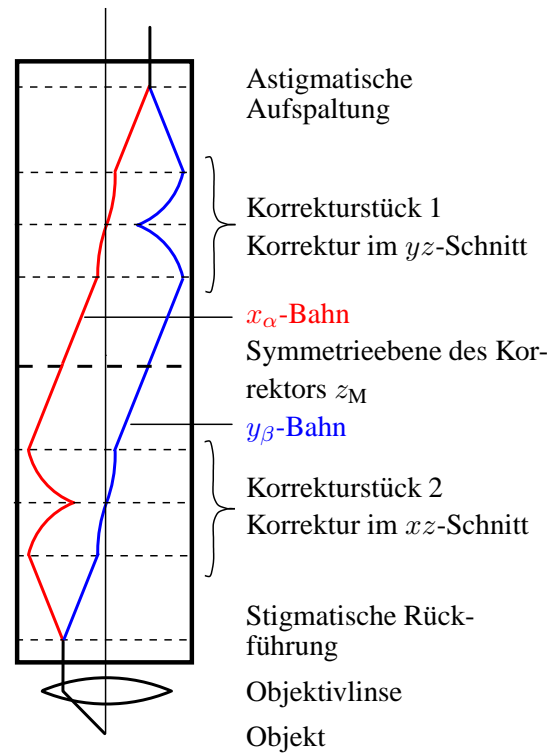


Abbildung 4.2: Vereinfachter axialer Strahlengang innerhalb des Korrektors.

Quadrupolen mit überlagertem Rundlinsenfeld zusammen (Abbildung 4.3), die jedoch in beiden Korrekturstücken relativ zueinander um einen Winkel von  $\pi/2$  um die optische Achse gedreht sind. Somit ist die Scherzer-Bedingung (3.4) zunächst in dem einen, anschließend im anderen Schnitt erfüllt. In der Mitte der Korrekturstücke muß nach den Überlegungen aus dem vorangegangenen Kapitel der Achsenabstand der axialen Bahn in dem Schnitt maximal sein, in dem korrigiert wird. Diese axiale Bahn soll innerhalb des Korrekturstücks symmetrisch zur Korrekturstückmitte verlaufen. Da in dem anderen Schnitt die axiale Bahn nahe der optischen Achse, im optimalen Fall auf der optischen Achse verlaufen muß, wird in die Mitte des Korrekturstücks ein astigmatisches Zwischenbild gelegt (Abbildung 4.2). Als besonders bevorzugt gelten Aufbauten, bei denen ein symmetrischer Verlauf der Felder und Bahnen zur Korrektormitte  $z_M$  vorgesehen ist: Das Achsenpotential  $\Phi$  verläuft symmetrisch zur Mittelebene, die Quadrupolstärke  $\Phi_2$  antisymmetrisch. Die  $x_\alpha$ -Bahn in der zweiten Korrektorstückhälfte wird durch die Spiegelung der  $y_\beta$ -Bahn am Mittelpunkt  $z_M$  des Korrektors und umgekehrt die  $y_\beta$ -Bahn durch Spiegelung der  $x_\alpha$ -Bahn fortgesetzt (Abbildung 4.2). Durch die Wahl des symmetrischen beziehungsweise antisymmetrischen Feld- und Bahnverlaufs wird eine stigmatische und in erster Ordnung verzeichnungsfreie Abbildung gewährleistet. Der axiale Farbfehler des Korrektors wird rotationssymmetrisch. Darüber hinaus heben sich zahlreiche Fehlerintegrale auf oder vereinfachen sich, was wesentlich zur Transparenz und zum besseren Verständnis des Korrektorverhaltens bei verschiedenen Geometrien und Einstellungen beiträgt. So reduziert sich das Farbfehlerintegral  $C_K$  des Korrektors in den Darstellungen (3.5) und (3.6)

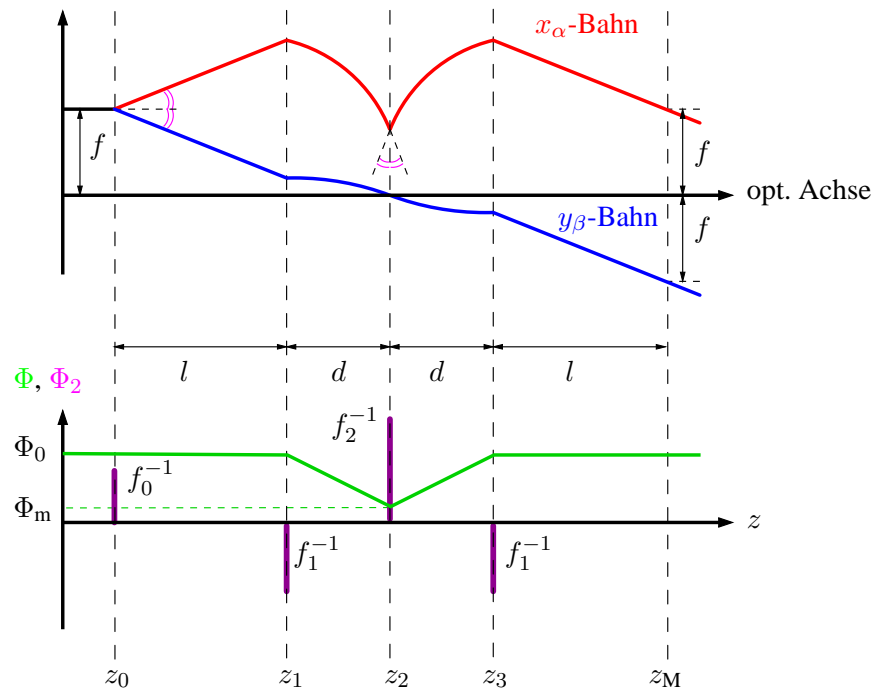


Abbildung 4.3: Schematischer axialer Bahnverlauf und Potentialverlauf in der ersten Korrektorhälfte. Hierbei bezeichnet  $f$  die Brennweite der Objektivlinse und  $f_i$  die Brennweiten der Quadrupole.

auf die Integration bis zur Mittelebene des Korrektors:

$$C_K := C_{\alpha\kappa, \text{Korr}} = C_{\beta\kappa, \text{Korr}} = C_{\alpha\kappa} \Big|_{z_0}^{z_M} + C_{\beta\kappa} \Big|_{z_0}^{z_M}. \quad (4.1)$$

Weiterhin vereinfacht sich durch die gewählte Symmetrie nicht nur die Justierung, sondern die Handhabung generell, da weniger Potentiale eingestellt werden müssen.

Im vorgestellten Aufbau sind die wesentlichen Forderungen aus Kapitel 3 (Einhaltung der Scherzer-Bedingung, großer Achsenabstand der Bahn in dem Schnitt, in dem korrigiert wird, kleiner Achsenabstand im jeweils anderen Schnitt) bei geeigneter Wahl der Elektrodenform, des Immersionsverhältnisses im Korrekturstück und der Brechkkräfte prinzipiell erfüllt. Bei der Suche nach der optimalen Position für die einzelnen Elemente wird der Korrektor zunächst in dem analytisch lösbaren Modell dünner Quadrupole betrachtet.

## 4.2 Korrektormodell mit dünnen Quadrupolen

### 4.2.1 Potentialverteilung und Einstellung der Felder

Ein einfaches Modell, in dem die Scherzer-Bedingung näherungsweise erfüllt ist, besteht aus dünnen Quadrupolen mit den Brennweiten  $f_i$  ( $i = 0, 1, 2$ ) und einem kastenförmigen Rundlinsenfeld, in dem das elektrische Feld stückweise konstant ist (Abbildung 4.3).

Im Rahmen dieser Näherung haben das Rundlinsenpotential  $\Phi = \Phi(z)$  und die Quadrupolstärke  $\Phi_2 = \Phi_2(z)$  in der ersten Korrektorthälfte die Form

$$\Phi = \begin{cases} \Phi_0 + E(z - z_1) & \text{für } z_1 \leq z \leq z_2 \\ \Phi_0 + E d - E(z - z_2) & \text{für } z_2 \leq z \leq z_3, \\ \Phi_0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.2)$$

$$\Phi_m := \Phi(z_2) = \Phi_0 + E d, \quad (4.3)$$

$$\Phi_2 = \frac{\Phi_0}{f_0} \delta(z - z_0) - \frac{\Phi_0}{f_1} \delta(z - z_1) + \frac{\Phi_m}{f_2} \delta(z - z_2) - \frac{\Phi_0}{f_0} \delta(z - z_3). \quad (4.4)$$

Bei der Wahl des Potentials  $\Phi$  gemäß Gleichung (4.2) gilt

$$\Phi'' = E [\delta(z - z_1) - 2\delta(z - z_2) + \delta(z - z_3)]. \quad (4.5)$$

Durch die geeignete Wahl der Brechkkräfte  $f_i$  der Quadrupole kann die Scherzer-Bedingung zu

$$\Phi_2 = \frac{1}{C} \Phi'' \quad \text{mit } C = 2 \quad (4.6)$$

eingestellt werden. Hierbei fehlt der Term  $-1/16 \cdot \Phi'^2/\Phi$  (vgl. Gleichung (3.4) und (4.6)). Deshalb weicht der Proportionalitätsfaktor  $C$  bei optimaler Einstellung des Systems geringfügig von 2 ab. Er wird mittels geeigneter Wahl der Brennweiten  $f_1$  und  $f_2$  optimal angepaßt. Die Vorteile dieses einfachen Modells liegen (a) in der analytischen Lösbarkeit des Farbfehlerintegrals sowie dem daraus resultierenden Verständnis über das Verhalten des Korrektors und (b) in der Möglichkeit zur analytischen Optimierung und zu ersten Untersuchungen der auftretenden Feldstärken auf ihre Realisierbarkeit hin.

## 4.2.2 Berechnung und Optimierung des Farbfehlers

Der Farbfehler des gesamten Systems wird in einen Linsenanteil  $C_L$  und einen Korrektoranteil  $C_K$  zerlegt, so daß

$$C_{\alpha\kappa} = C_{\beta\kappa} = C_K + C_L \quad (4.7)$$

gilt. Für den Korrektoranteil erhält man aus (4.1) unter Ausnutzung der Symmetrie innerhalb einer Korrektorthälfte

$$C_K = 2n \int_{z_0}^{z_2} \sqrt{\frac{\Phi_0}{\Phi}} (x'_\alpha{}^2 + y'_\beta{}^2) - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\Phi_0}{\Phi}} \frac{\Phi'}{\Phi} (x_\alpha x'_\alpha + y_\beta y'_\beta) dz. \quad (4.8)$$

Der Integrand des Farbfehlerkoeffizienten resultiert aus der partiellen Integration von (2.44) und (2.45). Die dimensionslose Größe  $n = \sqrt{\Phi_{\text{Obj}}/\Phi_0}$  gibt das Immersionsverhältnis der Objektivlinse an.

Der Farbfehler des Korrektors  $C_K$  wird in diesem Modell zweckmäßig auf die Brennweite  $f$  der Objektivlinse, die Driftlänge  $l$  des Korrektors (Abbildung 4.3) und das Immersionsverhältnis  $n$  normiert:

$$C_K^* = \frac{l}{n f^2} C_K. \quad (4.9)$$

Die Länge  $d$  sowie die Brechkräfte  $f_i^{-1}$  werden auf die Länge  $l$  bezogen,

$$\nu = \frac{d}{l}, u = \frac{l}{f_2}, v = \frac{l}{f_1}, x = \frac{l}{f_0}. \quad (4.10)$$

Die Stärke des elektrischen Feldes, die in der Gleichung (4.2) durch die vorzeichenbehaftete Größe  $E$  gegeben ist, wird ebenso durch die Wurzel aus dem Immersionsverhältnis des Korrekturstücks oder durch die Brechkraft  $f_B^{-1}$  der äußeren, dünnen Blende des Korrekturstücks beschrieben,

$$m = \sqrt{\frac{\Phi_m}{\Phi_0}}, \frac{1}{f_B} = \frac{E}{4\Phi_0}. \quad (4.11)$$

Die beiden Forderungen an den Bahnverlauf aus Kapitel 4.1 sind der symmetrische Verlauf der  $x_\alpha$ -Bahn sowie der antisymmetrische der  $y_\beta$ -Bahn:

$$x'_\alpha(z_{2+}) = -x'_\alpha(z_{2-}), y_\beta(z_2) = 0. \quad (4.12)$$

Dabei bezeichnet  $x'_\alpha(z_{2-}) := x'_\alpha(z_2 - \varepsilon)$  die Steigung der  $x_\alpha$ -Bahn unmittelbar vor dem dünnen Quadrupol in der Mitte des Korrekturstücks und  $x'_\alpha(z_{2+}) := x'_\alpha(z_2 + \varepsilon)$  die Steigung unmittelbar hinter diesem Quadrupol.

Wegen der kleineren Brennweite  $f_2$  im Vergleich zu  $f_1$  und wegen des Immersionsverhältnisses  $\Phi_m/\Phi_0$  erzeugt der mittlere Quadrupol des Korrekturstücks den betragsmäßig größten Beitrag zum negativen Farbfehler des Korrektors. Die Brennweite  $f_2$  und damit auch der Farbfehler hängen wegen der geforderten Symmetrie des Bahnverlaufs von der Steigung der  $x_\alpha$ -Bahn am Ort  $z_2$  ab (Abbildung 4.3). Die notwendige Quadrupolstärke  $f_2^{-1}$  und damit der Betrag des negativen Farbfehlers der  $x_\alpha$ -Bahn werden um so größer, je größer der Betrag der Steigung der  $x_\alpha$ -Bahn bei  $z_2$  ist. Diese Steigung wird durch das Gegenfeld  $E$  und die Brennweite  $f_1$  festgelegt. Durch eine Verringerung des Potentials  $\Phi_m$  oder eine Verkürzung der Korrekturstücklänge  $d$  werden das elektrische Gegenfeld  $E$  und damit der Betrag des Farbfehlers größer. Die Brennweite  $f_1$  wird dadurch optimiert, daß der Betrag der Steigung der  $x_\alpha$ -Bahn hinter dem ersten Quadrupol des Korrekturstücks möglichst groß wird und der induzierte positive Beitrag des Farbfehlers im  $yz$ -Schnitt hinreichend klein bleibt. Die Brennweite  $f_0$  des Frontquadrupols ist durch den Nulldurchgang der  $y_\beta$ -Bahn in der Mitte des Korrekturstücks festgelegt. Somit bleiben zwei Parameter frei wählbar: Die Länge des Korrekturstücks  $d$  und das Gegenfeld  $E$ .

Im Minimum des Farbfehlers gilt nach den Überlegungen aus Kapitel 3

$$d \ll l. \quad (4.13)$$

Daher wird die Brennweite  $f_0$  des Frontquadrupols bei kleinen Änderungen der Felder im Korrekturstück in guter Näherung konstant bleiben. Der Farbfehler

$$C_K^* = C_K^*(m, \nu, x, v) \quad (4.14)$$

wird demzufolge unter der Annahme  $x = l/f_0 = \text{konst.}$  durch Variation der normierten Brechkraft  $v = l/f_1$  der äußeren Quadrupole des Korrekturstücks optimiert:

$$\left( \frac{\partial C_K^*}{\partial v} \right)_{x=\text{konst.}} = 0. \quad (4.15)$$

Ohne die Annahme  $x = \text{konst.}$  entstünden wegen der exakt zu erfüllenden Nullstellenbedingung der  $y_\beta$ -Bahn algebraische Gleichungen vierten Grades, die die folgende analytische Berechnung zunichte machten. Setzt man in die Nullstellenbedingung der  $y_\beta$ -Bahn (4.12) die durch Gleichung (4.15) berechnete optimierte Quadrupolstärke  $v_{\text{opt}}$  ein,

$$v_{\text{opt}} = \frac{l}{f_{1,\text{opt}}} = v_{\text{opt}}(m, \nu, x), \quad (4.16)$$

erhält man  $x$ , wie oben beschrieben, als Funktion der freien Parameter  $m$  und  $\nu$ ,

$$x = x(m, \nu). \quad (4.17)$$

Die normierte Quadrupolstärke  $u = l/f_2$  folgt nach Einsetzen von (4.16) und (4.17) aus der Symmetriebedingung an die  $x_\alpha$ -Bahn. Sie wird zusätzlich mit dem Immersionsverhältnis  $m^2$  normiert,

$$\tilde{u} = m^2 u = \tilde{u}(m, \nu). \quad (4.18)$$

Der Bahnverlauf und der Farbfehler sind in Anhang A.1 angegeben.

Im Grenzfall infinitesimal kleiner Korrekturstücklängen  $d$  ist die Scherzer-Bedingung bei diesem Korrektormodell exakt erfüllt, da beim Grenzübergang der Feldanteil  $-1/16 \cdot \Phi'^2/\Phi$  in der Scherzer-Bedingung (3.4) verschwindet. Die vorgenommene Optimierung geht dann, wie erwartet, in die Scherzer-Bedingung über,

$$\frac{1}{f_{1,\text{opt}}} \xrightarrow{d \rightarrow 0} \frac{1}{f_{1,\text{Scherz}}} = -\frac{2}{f_B}. \quad (4.19)$$

Die Optimierung nach Gleichung (4.15) führt zur günstigsten Einstellung, um einen vom Betrag her maximalen Farbfehler bei vorgegebener Mindestteilchenenergie zu finden. Bei starken Gegenfeldern zur Erzeugung eines vom Betrag her großen Farbfehlers nimmt die Geschwindigkeit der Elektronen in der Mitte des Korrekturstücks sehr stark ab. Dadurch vergrößert sich der Einfluß äußerer Störfelder sowie die Strahlaufweitung des Teilchenbündels durch Coulomb-Wechselwirkung. Die vorgenommene Optimierung des Korrektors stellt bereits eine geeignete Maßnahme zu seiner Stabilisierung dar, da der notwendige negative Farbfehler bei einer möglichst hohen Teilchenenergie erzeugt wird.

### 4.2.3 Überblick über den Lösungsraum

Die Abbildungen 4.4 und 4.5 zeigen dreidimensionale Darstellungen des Farbfehlers. Während in Abbildung 4.4 die optimierten Werte für die Brennweite  $f_1 = f_{1,\text{opt}}$  aus Gleichung (4.16) zugrunde liegen, wird in Abbildung 4.5 der „feste“ Wert  $f_1 = -\frac{1}{2}f_B$  verwendet, der im Grenzfall  $d \rightarrow 0$  (4.19) mit der optimierten Wahl übereinstimmt. Die bisherigen Überlegungen aus Kapitel 4.2.2 zum Verlauf des Farbfehlers in Abhängigkeit von  $m$  und  $\nu$  werden bestätigt: Für kleine  $m$  oder  $\nu$ , also für ein starkes Gegenfeld, lassen sich beliebig hohe negative Farbfehler erreichen. Der Vergleich der optimierten mit der „festen“ Einstellung zeigt eine Einschränkung des nutzbaren Bereichs im nicht opti-

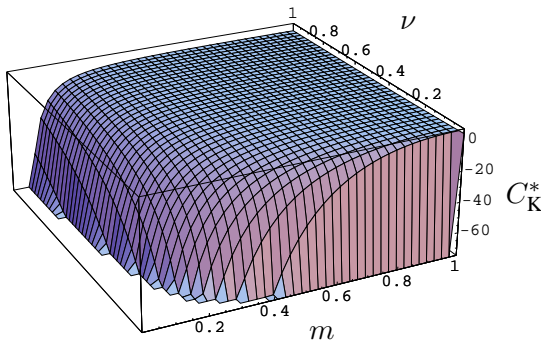


Abbildung 4.4: Normierter Farbfehler  $C_K^* = C_K^*(m, \nu)$  bei optimierter Korrektoreinstellung.

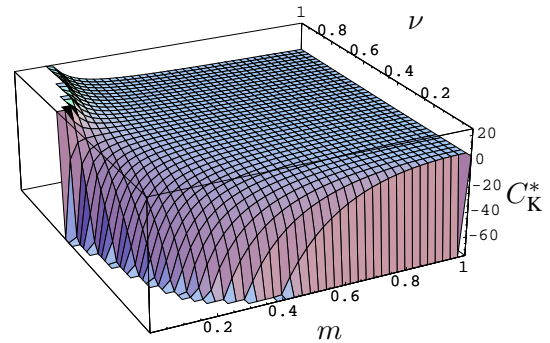


Abbildung 4.5: Normierter Farbfehler  $C_K^* = C_K^*(m, \nu)$  bei „fester“ Korrektoreinstellung.

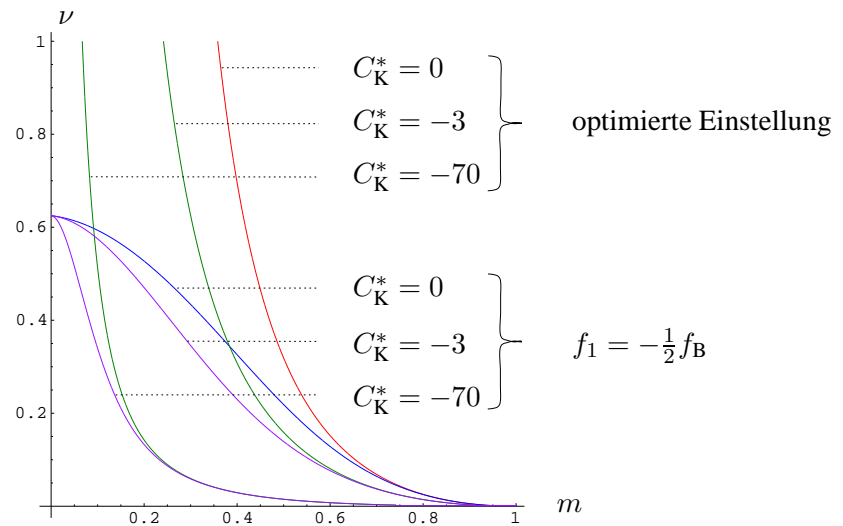


Abbildung 4.6: Implizite Kurven  $C_K^* = \text{konst.}$  bei „fester“ und optimierter Einstellung

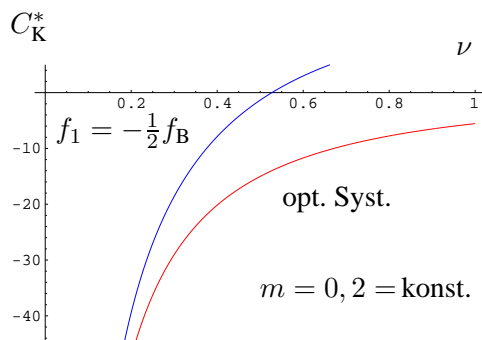


Abbildung 4.7:  $C_K^* = C_K^*(m = 0, 2; \nu)$  bei „fester“ und optimierter Einstellung.

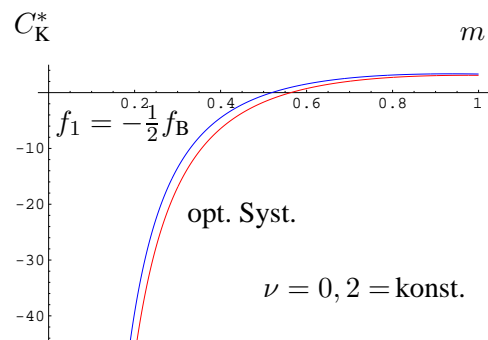


Abbildung 4.8:  $C_K^* = C_K^*(m; \nu = 0, 2)$  bei „fester“ und optimierter Einstellung.

mierten System auf Werte unterhalb von  $\nu = 5/8$  (Abbildung 4.5). Für  $\nu = 5/8$  wird die fokussierende Wirkung der äußeren Blende des Korrekturstücks so schwach, daß die  $x_\alpha$ -Bahn bei Eintritt in das Korrekturstück waagrecht verläuft, während oberhalb dieses Wertes die Steigung sogar positive Werte annimmt. Im Grenzfall des Spiegels ( $m \rightarrow 0$ ) besitzt der Farbfehler somit bei  $\nu = 5/8$  eine Singularität mit Vorzeichenwechsel. Diese Einschränkung bestätigen die impliziten Kurven  $C_K^* = \text{konst.}$  (Abbildung 4.6). Darüber hinaus zeichnet sich das optimierte System durch einen flacheren Flächen- und Kurvenverlauf des Farbfehlers aus (Abbildung 4.7). Im Grenzfall kleiner Längen  $d$  des Korrekturstücks im Vergleich zur Driftstrecke  $l$  ( $\nu = d/l \ll 1$ ) gehen beide Einstellungen, wie in Kapitel 4.2.2 erläutert wurde, ineinander über (Abbildung 4.8).

#### 4.2.4 Untersuchung zweier unterschiedlich langer Korrektoren

Die Möglichkeit der elektrostatischen Korrektur des Farbfehlers wird an zwei Systemen mit unterschiedlich langen Driftstrecken ( $l = 20 \text{ mm}$ ,  $l = 55 \text{ mm}$ ) demonstriert. Die Korrektoren sind 100 mm und 240 mm lang. Der normierte Farbfehler  $C_K^*$  gemäß (4.9), den diese beiden Korrektoren zur Kompensation eines typischen Immersionsobjektivs (Tabelle 4.1) erzeugen sollen, liegt für den kürzeren Korrektor im Bereich  $[-26; -3]$  und für den längeren im Intervall  $[-70; -8]$ . Die Abbildung 4.6

Parameter	Wert
$\Phi_{\text{Obj}}$ [kV]	1
$\Phi_0$ [kV]	10
$\frac{C_K}{f}$	$\frac{1}{2} \dots 2$
$f$ [mm]	5 ... 10

Tabelle 4.1: Parameterbereich des Immersionsobjektivs

zeigt die impliziten Kurven  $C_K^* = -3$  und  $C_K^* = -70$  für die *optimierte* Einstellung  $f_1 = f_{1,\text{opt}}$ , die in Kapitel 4.2.2 berechnet wurde. Zusätzlich wird eine Mindestenergie der Elektronen in der Mitte des Korrekturstücks von 0,5 keV gefordert, weshalb  $m$  im Intervall  $[0,224; 1]$  liegen muß. Demnach sollte der Abstand  $d$  der Quadrupole innerhalb des Korrekturstücks bei einer zulässigen Maximalfeldstärke von  $E_{\text{max}} \simeq -6 \text{ kV/mm}$  mindestens 1,6 mm lang sein, so daß die untere Grenze für  $\nu$  beim kurzen System 0,08 und beim langen 0,03 beträgt. Jedoch sollte  $d$  auch im Hinblick auf die Randfelder der Elektroden ausreichend groß gewählt werden.

Innerhalb der oben beschriebenen Anforderungen soll bei fester Wahl der Geometrie durch Variation des Gegenfeldes der gesamte jeweilige Farbfehlerbereich der beiden Systeme abgedeckt werden. Die implizite Darstellung dieser Anforderungen als Funktion der freien Parameter  $m$  und  $\nu$  (Abbildung 4.9 und 4.10) zeigt für beide Systeme einen möglichen schraffierten Bereich, in dem alle Bedingungen erfüllt sind. Aus den aufgeführten Gründen wird der Kompromiß zwischen niedrigem Potential  $\Phi_m$ , folglich kleinem  $m = \sqrt{\Phi_m/\Phi_0}$ , und kleiner Länge  $d$  und somit kleinem  $\nu$  gesucht, der im Fall  $l = 20 \text{ mm}$  bei  $\nu = 0,25$  und für  $l = 55 \text{ mm}$  bei  $\nu = 0,09$  gefunden wird. Die Abbildungen 4.11 und 4.12 zeigen den axialen Bahnverlauf für den jeweils kleinsten benötigten Farbfehler der beiden Systeme, deren vollständige Einstellungen in Tabelle 4.2 aufgeführt sind. Das

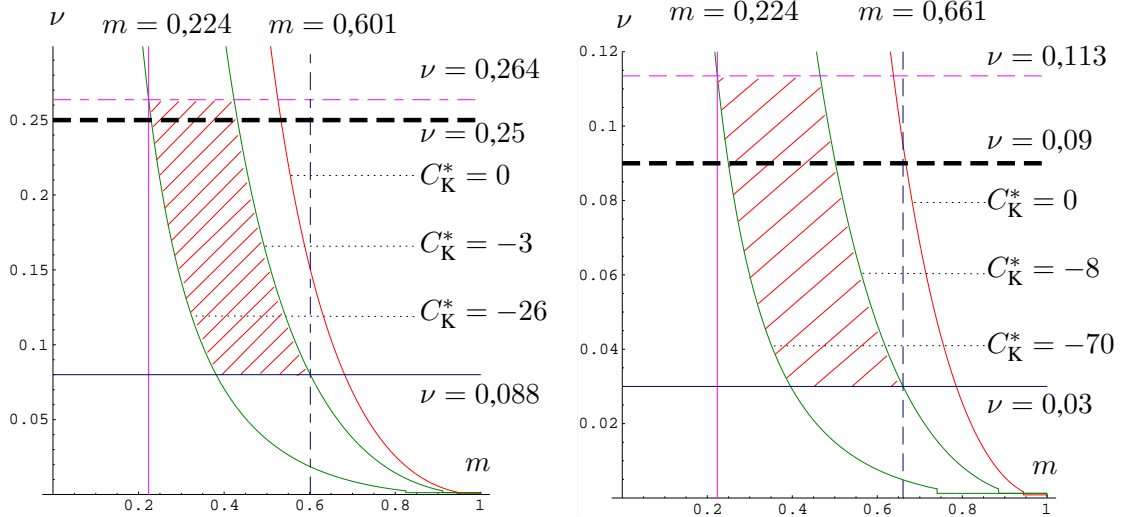


Abbildung 4.9: Implizite Darstellung der Anforderungen für das kurze System ( $l = 20$  mm).  
 Abbildung 4.10: Implizite Darstellung der Anforderungen für das lange System ( $l = 55$  mm).

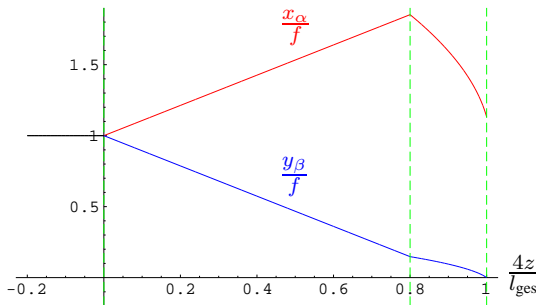


Abbildung 4.11: Axialer Bahnverlauf im ersten Viertel des Korrektors bei einer Korrektorlänge von 100 mm.

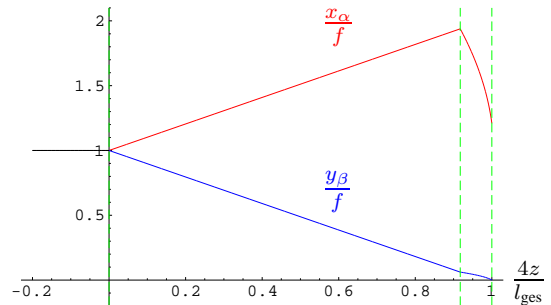


Abbildung 4.12: Axialer Bahnverlauf im ersten Viertel des Korrektors bei einer Korrektorlänge von 240 mm.

Verhältnis der Achsenabstände von  $x_\alpha$ - und  $y_\beta$ -Bahn bei Eintritt in das Korrekturstück

	$l = 20 \text{ mm}$	$l = 55 \text{ mm}$
$C_K^*$	-26,0	-70,0
$m$	0,230	0,250
$\Phi_m$ [kV]	0,527	0,623
$d$ [mm]	5	4,95
$f_0$ [mm]	23,47	58,61
$f_1$ [mm]	8,46	9,65
$f_2$ [mm]	0,403	0,470
$l_{\text{ges}}$ [mm]	100	240

Tabelle 4.2: Ausgewählte Einstellungen der Korrektoren in den Abbildungen 4.11 und 4.12

beträgt ungefähr 30 und sollte bei Übergang zu ausgedehnten Quadrupolen weiterhin in dieser Größenordnung bleiben. Der Verlauf der jeweiligen relativen Quadrupolstärken im relevanten Intervall von  $m \in [0, 2; 0, 7]$  und  $\nu \in [0, 02; 0, 3]$  (Abbildung 4.13 und 4.14) bestätigt für das optimierte System die gemachten Voraussagen. So variiert die relative Quadrupolstärke  $x = l/f_0 \in [0, 84; 1]$  (Abbildung 4.13) nur gering in einem Bereich unterhalb des Grenzwertes 1 und nähert sich diesem für kleine  $\nu$ . Daneben nimmt die relative Brechkraft  $\tilde{u}$  bei konstantem Gegenfeld mit abnehmendem  $\nu$  zu. Für das System  $l = 55 \text{ mm}$  verdeutlichen dies nochmals die Abbildungen 4.15 bis 4.18, die jeweils im Schnitt  $\nu = 0,09 = \text{konst.}$  den Farbfehler und die Brennweiten der drei Quadrupole als Funktion des Gegenfeldes zeigen. Die geringe Variation der Brennweite  $f_0$  in dem relevanten Bereich (Abbildung 4.16) bekräftigt die bei der Optimierung (4.15) gemachte Annahme. Die maximal auftretende Feldstärke des Gegenfeldes beträgt in diesem einfachen Modell  $1,9 \text{ kV/mm}$ . Bei den realistischeren Modellen bedarf es einer genaueren Abschätzung der Feldstärken zwischen den Quadrupolelektroden. Die Brechkraft des mittleren Quadrupols ist rund 25 mal stärker als die Brechkräfte der äußeren Quadrupole des Korrekturstücks und rund 120 mal stärker als der Frontquadrupol am Korrektorbeginn. Aus den Abbildungen 4.15 bis 4.18 läßt sich für jeden Farbfehler die zugehörige Einstellung der Brennweiten ablesen.

Die Konstante  $C$  aus Gleichung (4.6) weicht vom Wert 2 ab, da die Scherzer-Bedingung nicht exakt erfüllt ist. Für den ersten Quadrupol des Korrekturstücks erhält man  $a := C_1 = 1,83$ , für den mittleren Quadrupol  $b := C_2 = 2,85$ .

Die hier vorgestellten Rechnungen anhand eines einfachen Modells zeigen die Verwendbarkeit des Systems zur Korrektur des chromatischen Fehlers erster Ordnung ersten Gra-

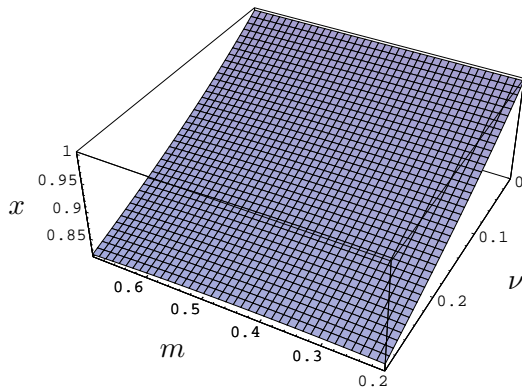


Abbildung 4.13: Normierte Brechkraft des Eingangsquadrupols  $x = x(m, \nu)$ .

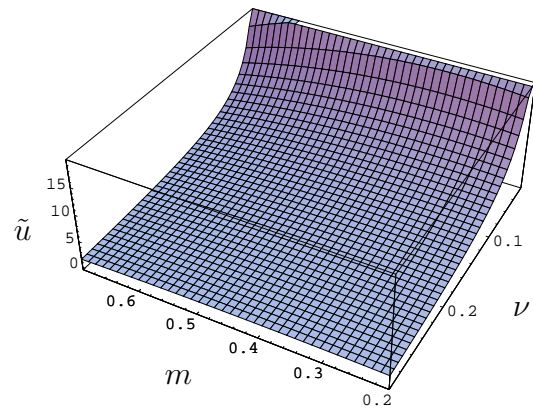


Abbildung 4.14: Normierte Brechkraft des zentralen Quadrupols des Korrekturstücks  $\tilde{u} = \tilde{u}(m, \nu)$ .

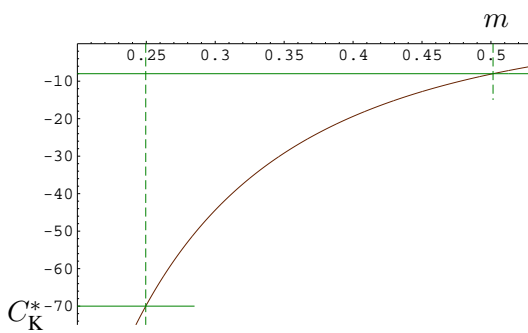


Abbildung 4.15: Normierter Farbfehler  $C_K^* = C_K^*(m; \nu = 0, 09)$ .

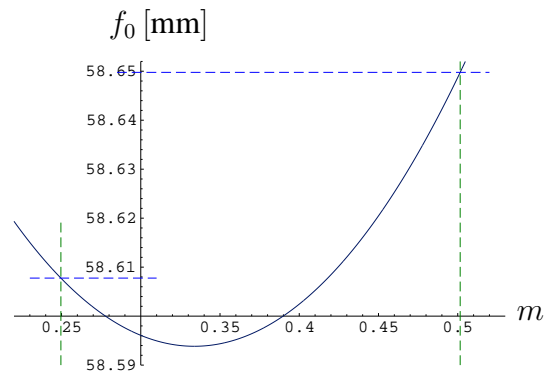


Abbildung 4.16: Brennweite des Eingangsquadrupols  $f_0 = f_0(m; \nu = 0, 09)$ .

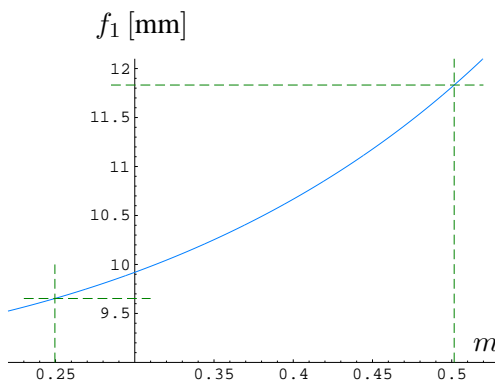


Abbildung 4.17: Brennweite der äußeren Quadrupole des Korrekturstücks  $f_1 = f_1(m; \nu = 0, 09)$ .

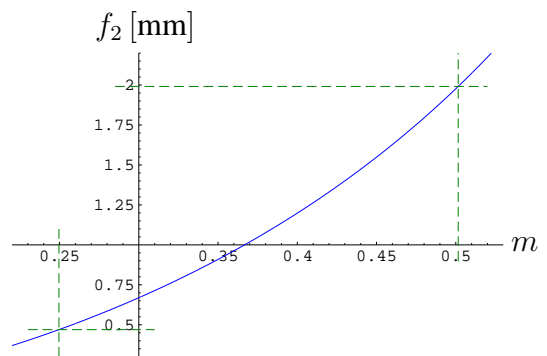


Abbildung 4.18: Brennweite des zentralen Quadrupols des Korrekturstücks  $f_2 = f_2(m; \nu = 0, 09)$ .

des. Grundsätzlich besteht die Möglichkeit, den Farbfehler des Systems aus Objektivlinse und Korrektor durch die Veränderung des Immersionsverhältnisses des Korrekturstücks beliebig einzustellen.

### 4.3 Korrektormodell mit kastenförmigen Quadrupolverläufen

Das Prinzip und die Realisierbarkeit der elektrostatischen Korrektur des Farbfehlers wurden im vorangegangenen Abschnitt mit dem einfachen Modell dünner Quadrupole aufgezeigt. Bei der Ausdehnung der Quadrupolfelder zu einem Kastenfeld muß das Rundlinsefeld innerhalb des Korrekturstücks geeignet gewählt werden. In der Kastenfeld-Näherung ist die Quadrupolstärke  $\Phi_2$  innerhalb des Quadrupols konstant und fällt am Rand unstetig auf Null ab. Gemäß der Scherzer-Bedingung (3.4) muß das Achsenpotential  $\Phi$  in den Bereichen konstanten Quadrupolfeldes parabelförmig verlaufen. Ist dies eine zwingende Bedingung?

Im Fall einer überlagerungsfreien Anordnung von Rundlinse und Quadrupolfeld (Abbildung 4.19) liefert der Korrektor nur im trivialen Fall verschwindender Elektrodenlänge (dünner Quadrupole) einen negativen Farbfehler. Obwohl alle zur Korrektur notwendigen Elemente vorhanden sind, ist die Scherzer-Bedingung an keinem Punkt des Korrekturstücks erfüllt. Auch wenn nur der mittlere Quadrupol, der das wesentliche Element des Korrekturstücks darstellt, ausgedehnt ist, bleibt der Farbfehler bei einer überlagerungsfreien Anordnung von Rundlinsen- und Quadrupolfeld positiv. Überlagern wir den mittleren, ausgedehnten Quadrupol des Korrekturstücks mit einem linear verlaufenden Achsenpotential (Abbildung 4.20), findet sich ebenfalls kein negativer Farbfehler. Bei einem parabelförmigen Verlauf des Achsenpotentials im Bereich des mittleren Quadrupols (Abbildung 4.21) korrigiert das System bei geeigneter Einstellung den positiven Farbfehler der Objektivlinse. Das Ergebnis bekräftigt nach den Überlegungen aus Kapitel 3 nochmals die Notwendigkeit, die Scherzer-Bedingung so exakt wie möglich einzuhalten.

Zur genaueren Untersuchung des Korrekturstücks in der Kastenfeld-Näherung werden die drei Quadrupole des Korrekturstücks gemäß der Scherzer-Bedingung mit einem parabelförmig verlaufenden Achsenpotential überlagert (Abbildung 4.22). Die rechnerische Behandlung dieses Modells wird exemplarisch für die Systeme vorgeführt, die in diesem Abschnitt bisher untersucht wurden (Abbildung 4.19 bis 4.22). Das Achsenpotential und die Quadrupolstärke im ersten Viertel des Korrektors sind abschnittsweise definiert (Abbildung 4.22),

$$\Phi = \begin{cases} \Phi_0 + \frac{E}{4L} [z - (z_1 - L)]^2 & \text{für } z_1 - L \leq z \leq z_1 + L, \\ \Phi_0 + E(z - z_1) & \text{für } z_1 + L < z \leq z_2 - L, \\ \Phi_m - \frac{E}{2L} (z - z_2)^2 & \text{für } z_2 - L < z \leq z_2, \\ \Phi_0 & \text{sonst,} \end{cases} \quad (4.20)$$

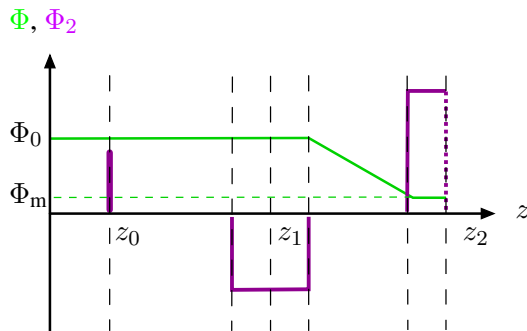


Abbildung 4.19: Überlagerungsfreie Anordnung des Achsenpotentials  $\Phi$  und der Quadrupolstärke  $\Phi_2$ .

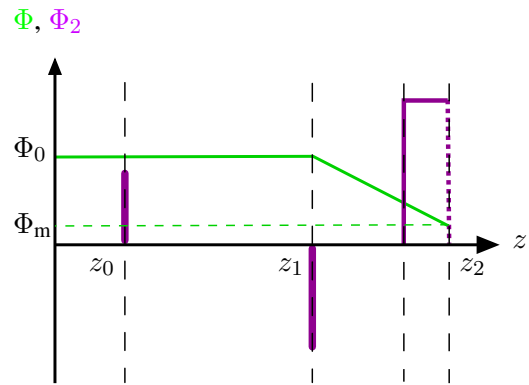


Abbildung 4.20: Überlagerung des mittleren Quadrupols des Korrekturstücks mit einem linear verlaufenden Achsenpotential  $\Phi$ .

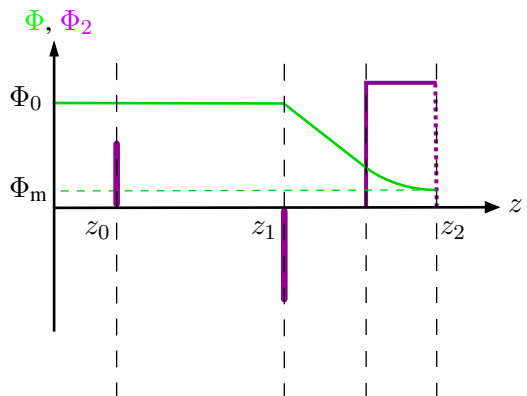


Abbildung 4.21: Überlagerung des mittleren Quadrupols des Korrekturstücks mit einem parabelförmig verlaufenden Achsenpotential  $\Phi$ .

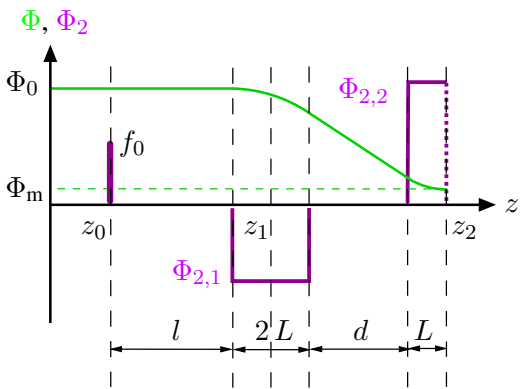


Abbildung 4.22: Überlagerung der Quadrupole des Korrekturstücks mit einem parabelförmig verlaufenden Achsenpotential  $\Phi$ .

$$\begin{aligned}\Phi_2 &= \frac{\Phi_0}{f_0} \delta(z - z_0) + \Phi_{2,1} [\Theta(z - (z_1 - L)) - \Theta(z - (z_1 + L))] \\ &\quad + \Phi_{2,2} [\Theta(z - (z_2 - L)) - \Theta(z - z_2)]\end{aligned}\quad (4.21)$$

mit

$$\Phi_m := \Phi(z_2) = \Phi_0 + E \left( d + \frac{3}{2}L \right), \quad (4.22)$$

$$\Phi_{2,1} = \frac{1}{a} \Phi'' \Big|_{(z-z_1) \in [-L, L]} = \frac{1}{a} \frac{E}{2L}, \quad (4.23)$$

$$\Phi_{2,2} = \frac{1}{b} \Phi'' \Big|_{(z-z_2) \in [-L, L]} = -\frac{1}{b} \frac{E}{L}. \quad (4.24)$$

Die ausgedehnten Quadrupole des Korrekturstücks besitzen die gleiche Länge  $2L$ . Der Frontquadrupol wird wiederum im Modell dünner Quadrupole betrachtet, damit die Symmetrie innerhalb einer Korrektorthälfte weiterhin erhalten bleibt. Der Bahnverlauf wird analytisch im gesamten Korrektor berechnet (siehe Anhang A.2).

Der Farbfehler des Korrektors  $C_K$ , die geometrischen Längen und die Brennweiten der Quadrupole werden analog zum Fall dünner Quadrupole normiert,

$$C_K^* = \frac{1}{2} \frac{C_K}{n f^2} L, \quad m = \sqrt{\frac{\Phi_m}{\Phi_0}}, \quad \nu = \frac{d}{L}, \quad \lambda = \frac{l}{L}, \quad \eta = \frac{f_0}{l} = \frac{1}{\lambda} \frac{f_0}{L}, \quad (4.25)$$

wobei  $f$  wiederum die Brennweite und  $n$  das Immersionsverhältnis der Objektivlinse angeben. Die Quadrupolstärken  $\Phi_{2,1}$  und  $\Phi_{2,2}$  werden auf die Länge der Quadrupole, das Achsenpotential und das Immersionsverhältnis im Korrekturstück normiert,

$$\tilde{\Phi}_{2,1} = \frac{\Phi_{2,1}}{\frac{\Phi_0(1-m^2)}{L^2}} = \frac{1}{a(3+2\nu)}, \quad (4.26)$$

$$\tilde{\Phi}_{2,2} = \frac{\Phi_{2,2}}{\frac{\Phi_0(1-m^2)}{L^2}} = \frac{2}{b(3+2\nu)}. \quad (4.27)$$

Die Bahnbedingungen

$$x'_\alpha(z_2) = 0, \quad y_\beta(z_2) = 0 \quad (4.28)$$

werden analytisch nach den Größen  $\lambda = \lambda(m, \nu, \eta, a, b)$  und  $\eta = \eta(m, \nu, a, b)$  aufgelöst. Der Farbfehler  $C_K^* = C_K^*(m, \nu, a, b; l_{\text{ges}})$  muß in den Bereichen, in denen Rundlinsen- und Quadrupolfelder überlagert sind, numerisch berechnet werden. Die fest vorgegebene Gesamtlänge  $l_{\text{ges}}$  ist eine zusätzliche Randbedingung, die an das System gestellt wird.

In den weiteren Rechnungen werden wir das System für die EDOL als Objektivlinse optimieren (siehe Tabelle 4.3). Da wegen der numerischen Berechnung des Farbfehlers eine Optimierung in analytischer Form nicht mehr möglich ist, erfolgt die Suche nach der optimalen Lösung durch Abrasterung des Lösungsraums: Bei fest vorgegebener Gesamtlänge wird für bestimmte Werte von  $\nu = d/L$  das System mit dem betragsmäßig größten Farbfehler gesucht. Der Farbfehler und die Brechkräfte werden in den

Parameter	Wert
$\Phi_{\text{Obj}}$ [kV]	1
$\Phi_0$ [kV]	8
$f$ [mm]	4,77
$C_L$ [mm]	2,89

Tabelle 4.3: Parameter der Immersionslinse EDOL

Abbildungen 4.23 bis 4.26 als Funktion des geometrischen Längenverhältnisses  $\nu$  des Korrekturstücks aufgetragen:

$$C_K^* = C_K^*(m(\nu), \nu, a(\nu), b(\nu); l_{\text{ges}}) \quad (4.29)$$

Wie im Fall dünner Quadrupole erhält man einen betragsmäßig größeren Farbfehler für ein kleiner gewähltes  $m$ . Da die Mindestenergie wiederum 0,5 keV betragen soll, liegen die Minima des Farbfehlers auf der dreidimensionalen Schnittfläche des Parameter-raums  $m = 0,25 = \text{konst.}$ .

Zunächst wird die Gesamtlänge  $l_{\text{ges}}$  des Systems auf maximal 300 mm beschränkt. Man findet das gleiche Lösungsverhalten wie im Fall dünner Quadrupole: Je kleiner  $\nu = d/L$  ist, um so größer wird das Gegenfeld. Dann nimmt die normierte Quadrupolstärke  $\tilde{\Phi}_{2,2}$  aufgrund der Symmetrieforderungen an die axialen Bahnen zu (Abbildung 4.23). Dies führt zu einem größeren Betrag des Farbfehlers (Abbildung 4.24). Da der mittlere Quadrupol des Korrekturstücks die  $x_\alpha$ -Bahn ungefähr doppelt so stark ablenkt wie der erste Quadrupol des Korrekturstücks, erwartet man wegen der kleineren Geschwindigkeit der Teilchen in der Mitte der Korrekturstücke (Abbildung 4.23)

$$\tilde{\Phi}_{2,1} < \tilde{\Phi}_{2,2} < 2 \tilde{\Phi}_{2,1} . \quad (4.30)$$

Wie im Fall dünner Quadrupole ist die Brechkraft des Quadrupols in der Mitte der Korrekturstücke etwas schwächer als die Quadrupolstärke, die aus der Scherzer-Bedingung resultiert (Abbildung 4.25):

$$b \simeq 2,7 > b_{\text{Scherz}} = 2 . \quad (4.31)$$

Die äußeren Quadrupole des Korrekturstücks sind hingegen mehr als doppelt so stark wie das entgegengerichtete Rundlinsenfeld (Abbildung 4.25):

$$a \simeq 1,8 < a_{\text{Scherz}} = 2 . \quad (4.32)$$

Das erläuterte Verhalten findet sich in der beschriebenen Art und Weise nur in Umgebung der optimalen Lösung. Aufgrund der diskreten Abrasterung des Lösungsraums, die aus Gründen der Rechenzeit nicht beliebig fein erfolgen kann, sind die Punkte mit kleinen numerischen Ungenauigkeiten behaftet (siehe Abbildung 4.26). Bei der Untergliederung des Parameterraumes  $(m, \nu, a, b)$  werden rund  $2 \cdot 10^7$  Systeme hinsichtlich der vorgegebenen Bedingungen (Gesamtlänge, Farbfehler, physikalisch sinnvolle Lösungen mit positiven Längen, zulässige Feldstärke) untersucht. Der Lösungsraum, in dem diese Bedingungen erfüllt sind, nimmt nur einen schmalen Bereich im Parameterraum ein. Zu seiner Darstellung werden dreidimensionale Schnitte  $\nu = \text{konst.}$  des vierdimensionalen Parameterraumes für  $\nu = 0,35$  und  $\nu = 0,45$  betrachtet (Abbildung 4.27 und 4.28). Dargestellt sind mit schwarzen Punkten Systeme mit einem Farbfehler im Bereich von

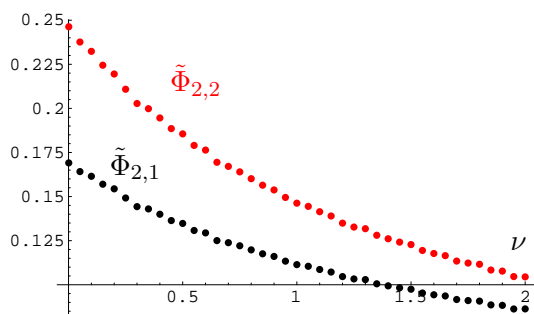


Abbildung 4.23: Normierte Brechkraft  $\tilde{\Phi}_{2,1}(\nu)$  und  $\tilde{\Phi}_{2,2}(\nu)$  der Quadrupole im Korrekturstück.

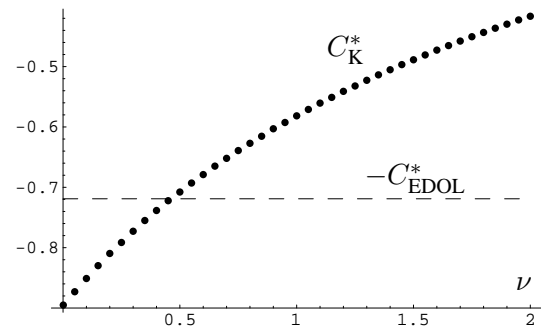


Abbildung 4.24: Normierter Farbfehler  $C_K^*(\nu)$ .

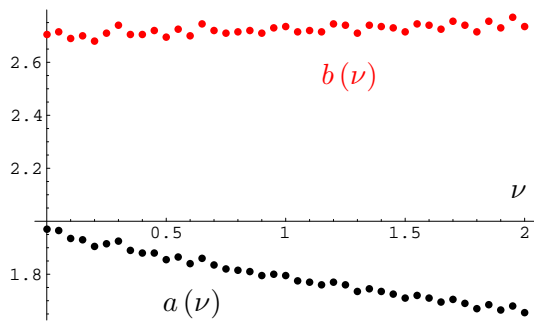


Abbildung 4.25: Relatives Verhältnis  $a(\nu)$  und  $b(\nu)$  des Rundlinsenfelds zu den beiden ausgedehnten Quadrupolen.

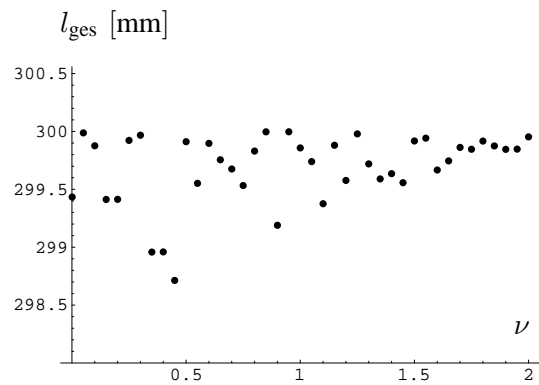


Abbildung 4.26: Gesamtlänge  $l_{ges}(\nu)$ .

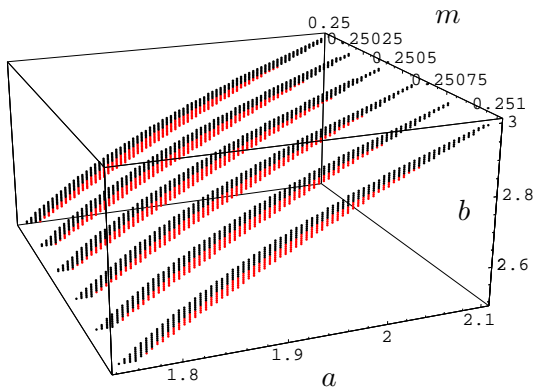


Abbildung 4.27: Schnitt  $\nu = 0,35$  durch den Lösungsraum.

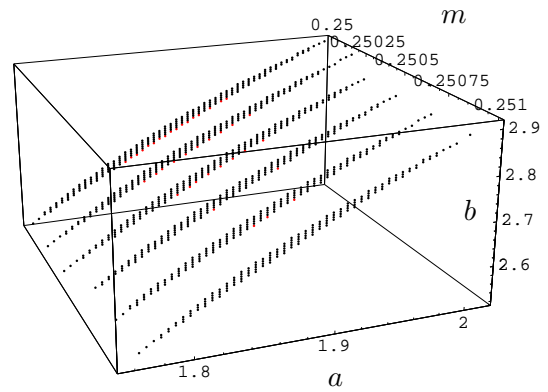


Abbildung 4.28: Schnitt  $\nu = 0,45$  durch den Lösungsraum.

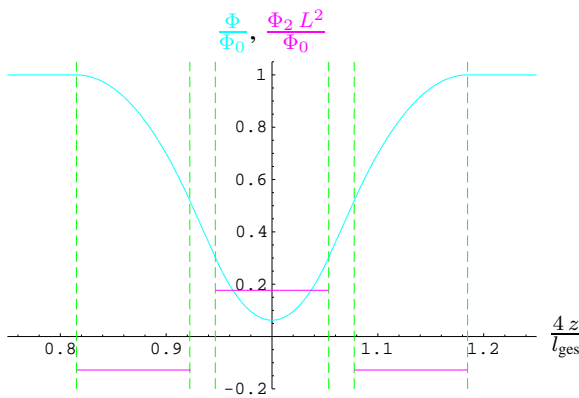


Abbildung 4.29: Achsenpotential  $\Phi$  und Quadrupolstärke  $\Phi_2$ .

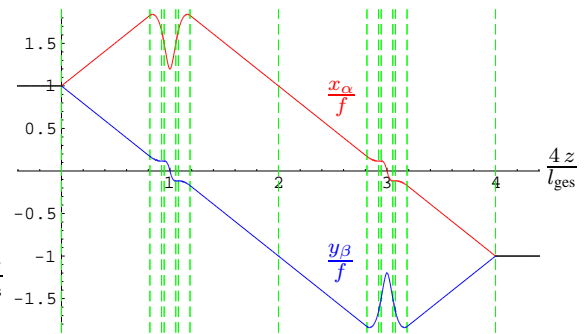


Abbildung 4.30: Axiale Bahnen eines Korrektors mit  $C_K^* = -0,72$ .

$-0,72 < C_K^* < -0,7$  und mit roten Punkten Systeme mit  $C_K^* < -0,72$ , die zur Korrektur der EDOL ausreichend sind. Die Gesamtlänge der dargestellten Systeme überschreitet 300 mm nicht. Außerhalb der dargestellten Bereiche ist eine der geforderten Bedingungen verletzt.

Das Achsenpotential, die Quadrupolstärke und der Bahnverlauf sind für einen Korrektor der Länge 300 mm mit einem Farbfehler von  $C_K^* = -0,72$  in den Abbildungen 4.29 und 4.30 dargestellt.

Eine Erhöhung der zulässigen Gesamtlänge des Korrektors erlaubt die Vergrößerung des Verhältnisses  $|x_\alpha/y_\beta|$  innerhalb des Korrekturstücks. Daher können mit Korrekturen größerer Länge betragsmäßig größere Farbfehler erzeugt werden. Die Abbildung 4.31 zeigt den optimierten Farbfehler für Systeme unterschiedlicher Länge im relevanten Farb-

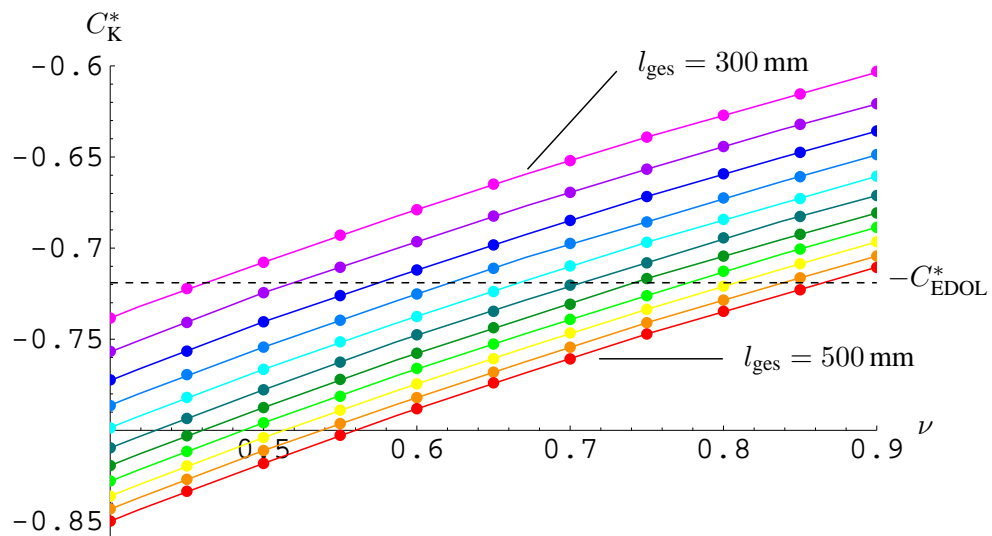


Abbildung 4.31: Normierter Farbfehler  $C_K^* = C_K^*(\nu; l_{ges})$ .

fehlerbereich als Funktion des geometrischen Längenverhältnisses  $\nu = d/L$ . Die Längen variieren zwischen 300 mm und 500 mm mit einer Schrittweite von 20 mm. Die diskreten Punkte ergeben sich aus der Abrasterung des Lösungsraums und sind durch ein Interpolationspolynom sechster Ordnung verbunden.

Die Untersuchungen zum kastenförmigen Quadrupolmodell bestätigen die Forderung nach einer guten bis sehr guten Erfüllung der Scherzer-Bedingung. Daher wird ihre Einhaltung bei der Untersuchung realistischer Elektrodenformen ein wesentliches Kriterium zur Beurteilung der Elektrodenformen darstellen.

Der parabelförmige Rundlinsenverlauf (Abbildung 4.29) entspricht zwar in guter Näherung dem realistischen Verlauf einer verzögernden Einzellinse. Das kastenförmige Quadrupolfeld wäre hingegen nur durch Hinzunahme von Blenden erzeugbar. Günstiger erscheint die Erfüllung der Scherzer-Bedingung durch eine geeignete Elektrodengeometrie des Korrekturstücks (siehe Kapitel 4.5).

Bevor realistische Elektrodenformen untersucht werden, wird eine Verkürzung des Kor-

rektors angestrebt. Denn die Korrekturlänge beträgt in dem vorgestellten Modell mit kastenförmigen Quadrupolen mindestens 300 mm.

## 4.4 Optimierung des Frontquadrupols

Die Länge der Korrekturstücke in den bisherigen Modellen beträgt lediglich 20 % der gesamten Korrekturlänge. Die verbleibenden Längen sind Driftstrecken, die zur astigmatischen Aufspaltung der axialen Bahnen oder zur Wiederherstellung der stigmatischen Abbildung dienen. Daher soll untersucht werden, ob durch ein Quadrupoldublett anstelle eines einzelnen Frontquadrupols die Korrekturlänge verkürzt werden kann. Gleichzeitig muß das Verhältnis  $|x_\alpha/y_\beta|$  der axialen Bahnen im Korrekturstück weitgehend unverändert bleiben, um den erzeugten negativen Farbfehler des Korrektors nicht zu verschlechtern. Die Quadrupole des Dubletts und der Korrekturstücke werden zunächst im Modell dünner Quadrupole betrachtet. Das Gegenfeld wird als Kastenfeld modelliert (Abbildung 4.32). Die Symmetrie der Potentiale und Bahnen in einer Korrektorhälfte bezüglich der Mitte des Korrekturstücks bleibt vorerst erhalten. Die Berechnung der axialen Bahnen und des Farbfehlers sowie die Optimierung erfolgt analog zu der Berechnung des Modells in Kapitel 4.2.2.

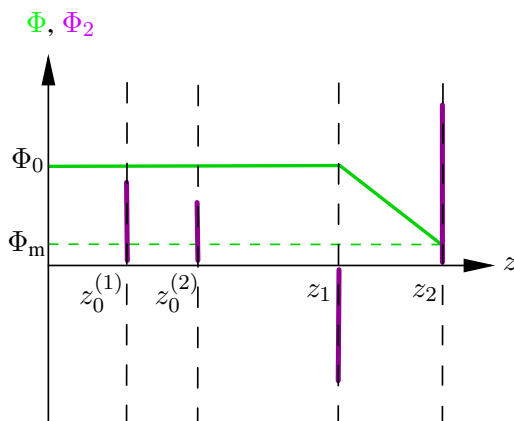


Abbildung 4.32: Korrektorviertel mit einem Quadrupoldublett anstelle eines einzelnen Frontquadrupols.

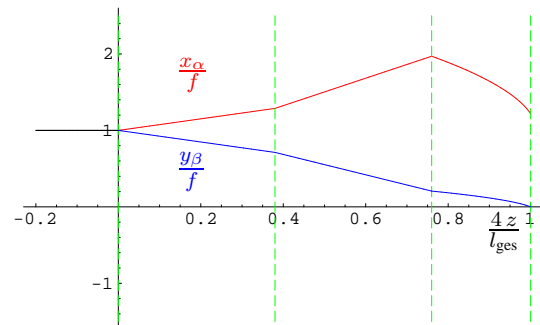


Abbildung 4.33: Optimierter Strahlengang der axialen Bahnen in einem Viertel des Korrektors.

In der optimalen Einstellung defokussieren die beiden Quadrupole des Dubletts im  $xz$ -Schnitt und fokussieren im  $yz$ -Schnitt (Abbildung 4.33). Der zweite Quadrupol des Dubletts bricht in dieser Einstellung die  $x_\alpha$ -Bahn wegen des größeren Achsenabstands stärker als die  $y_\beta$ -Bahn, so daß das Verhältnis  $|x_\alpha/y_\beta|$  im Korrekturstück größer wird. Alternativ kann bei unverändertem Verhältnis  $|x_\alpha/y_\beta|$  und damit nahezu unverändertem Farbfehler die Driftstrecke erheblich reduziert werden. Die beiden dünnen Quadrupole des Frontdubletts werden aufgrund der gleichen Orientierung in der optimalen Einstel-

lung zu einem dicken Quadrupol zusammengefaßt, so daß die Zahl der benötigten Elemente (zwei Quadrupole, zwei Korrekturstücke) im Vergleich zu den vorausgegangenen Kapiteln unverändert bleibt. Da wegen des ausgedehnten Frontquadrupols die Symmetrie der Potentiale und Bahnen innerhalb einer Korrektorthälfte zur Mitte des Korrekturstücks nicht mehr gegeben ist, müssen die Felder so eingestellt werden, daß die axialen Bahnen die gleichen Achsenabstände und Steigungen in der Mitte des Korrektors besitzen:

$$x_\alpha(z_M) = -y_\beta(z_M) \quad \text{und} \quad x'_\alpha(z_M) = y'_\beta(z_M) . \quad (4.33)$$

Zur Optimierung des Korrektors mit ausgedehntem Frontquadrupol werden die Quadrupole des Korrekturstücks im Modell dünner Quadrupole und der Frontquadrupol in der Kastenfeld-Näherung betrachtet (Abbildung 4.34). Die Quadrupollänge wird so klein wie

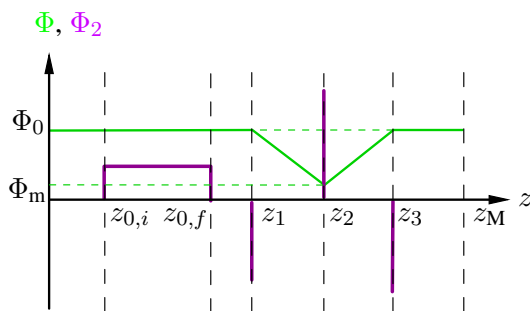


Abbildung 4.34: Korrektorthälfte mit einem ausgedehnten Frontquadrupol in Kastenfeld-Näherung.

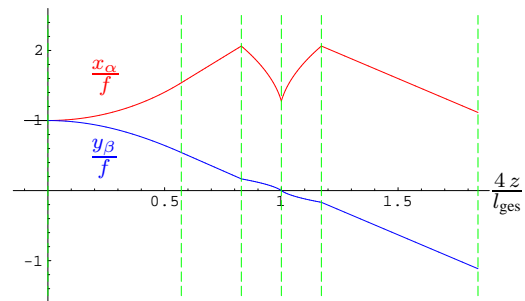


Abbildung 4.35: Optimierter Strahlengang bei einem ausgedehnten Frontquadrupol in Kastenfeld-Näherung.

möglich gewählt, um noch einen ausreichenden Farbfehler zur Korrektur der EDOL zu erzeugen. Damit bleibt nicht nur die Gesamtlänge des Korrektors, sondern auch der Achsenabstand der axialen Bahnen klein, womit wiederum die auflösungsbegrenzenden Fehler höherer Ordnung reduziert werden. Die Mindestenergie beträgt unverändert 0,5 keV. Die Abbildung 4.35 zeigt den optimierten Bahnverlauf in der ersten Hälfte des Korrektors, der 130 mm lang ist und einen Farbfehler von  $C_K = -8,65$  mm erzeugt. Die Einstellung des vom Betrag her großen Farbfehlers berücksichtigt bereits, daß durch die Ausdehnung der Quadrupole im realistischen Modell die  $y_\beta$ -Bahn in der Korrekturstückmitte positive Beiträge liefert und so den Betrag des Farbfehlers senkt (siehe folgende Kapitel 4.5 und 4.6). Im Vergleich zu den bisherigen Korrektormodellen mit dünnem Frontquadrupol erlaubt die Verwendung eines ausgedehnten Frontquadrupols die Halbierung der Korrektorlänge.

Die Optimierung des Frontquadrupols bildet den Abschluß der analytischen Berechnungen von Bahnen und Farbfehler für das System ECO. Die Rechnungen liefern neben dem erweiterten Verständnis der elektrostatischen Korrektur im allgemeinen und des Korrektors ECO im speziellen ein Startsystem für die Feldsimulation realistischer Elektrodenformen, das hinsichtlich Farbfehler, Länge, Mindestenergie und damit Teilchen-Teilchen Wechselwirkung sowie Stabilität optimiert ist.

## 4.5 Feldsimulation realistischer Elektrodenformen

Die Elektrodenform der Quadrupole im Korrekturstück bestimmt den Randfeldverlauf des Achsenpotentials  $\Phi$  und der Quadrupolstärke  $\Phi_2$  und legt damit den Farbfehler des Korrektors fest. Die notwendige Einhaltung der Scherzer-Bedingung für verschiedene Elektrodenformen wird durch die Gütezahl

$$Q_K = \frac{\int_{\text{Korr.stück}} (\Phi_2 - \Phi_{2,\text{Scherz}})^2 dz}{\int_{\text{Korr.stück}} \Phi_2^2 dz} \quad (4.34)$$

überprüft. Die Gütezahl  $Q_K$  gibt die normierte quadratische Abweichung der tatsächlichen Quadrupolstärke  $\Phi_2$  vom Verlauf der Quadrupolstärke  $\Phi_{2,\text{Scherz}}$  nach der Scherzer-Bedingung (3.4) innerhalb des Korrekturstücks an.

Die Elektrodengeometrie und die Potentialbelegung werden hinsichtlich des Farbfehlers optimiert, wobei das Startsystem der Untersuchungen aus den analytischen Rechnungen stammt. Hilfreich sind auch die Überlegungen zum Korrektorverhalten: Bei kleinen Potentialänderungen sollte sich das optimierte System wie in den bisherigen einfachen Modellen verhalten. Aufgrund der benötigten Rechenzeit zur Simulation realistischer Elektrodenformen ist die Suche nach einem ausreichend negativen Farbfehler ohne die Kenntnisse aus den analytisch lösbaren Modellen nicht möglich.

Zunächst wird die Erfüllung der Scherzer-Bedingung in einem realistischem Korrekturstück untersucht. Dazu ist die alleinige Feldsimulation des Korrekturstücks ausreichend. Der Frontquadrupol wird daher im Modell dünner Quadrupole betrachtet. Der Farbfehler  $C_K$  des Korrektors wird als Funktion der Quadrupolstärke des mittleren Quadrupols des Korrekturstücks minimiert. Der Farbfehler ist in Abbildung 4.36 als Funktion der Spannung  $U_2$  zwischen den benachbarten Elektroden des mittleren Quadrupols des Korrekturstücks aufgetragen. Bei einer Gütezahl von  $Q_K = 7,6\%$  (Abbildung 4.37) wird in diesem Modell mit realistischem Korrekturstück und dünnem Frontquadrupol ein Farbfehler von  $C_K = -5,6$  mm erreicht. Die Energie der geladenen Teilchen in der

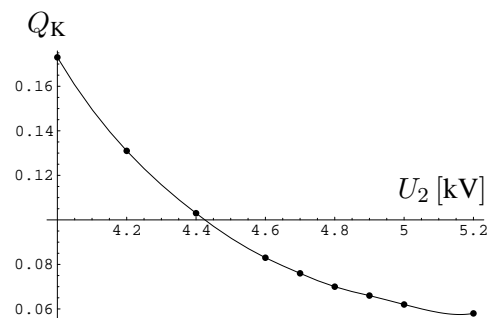
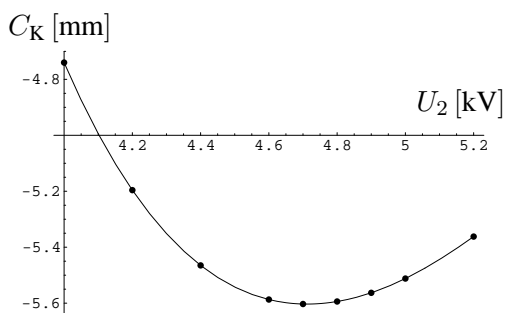


Abbildung 4.36: Axialer Farbfehler  $C_K = C_K(U_2)$ .      Abbildung 4.37: Gütezahl  $Q_K = Q_K(U_2)$ .

Mitte des Korrekturstücks beträgt  $\Phi(z_2) = 0,5$  keV. Die gewählte Elektrodenform der Quadrupole ist hierbei hinsichtlich ihrer Geometrie (Länge, Bohrungsradius, Abstand der

benachbarten Quadrupole und Form) und der angelegten Spannungen einschließlich der Abschirmblenden, die das Korrekturstück umgeben, optimiert: Die kleine Gütezahl von  $Q_K = 7,6\%$  zeigt, daß sich die gefundene Elektrodenform nahe an einer Elektrodenform befindet, die die Scherzer-Bedingung exakt erfüllt. Obwohl die Scherzer-Bedingung bei fester Elektrodengeometrie mit steigender Spannung  $U_2$  besser erfüllt ist (Abbildung 4.37), nimmt der Farbfehler bei größeren Spannungen oberhalb von 4,7 kV wieder zu. Für größere Spannungen verkleinert sich das Verhältnis  $|x_\alpha/y_\beta|$  der axialen Bahnen innerhalb des Korrekturstücks. Dies verdeutlicht die Abhängigkeit des Farbfehlers vom Potential- und Bahnverlauf.

Im nächsten Schritt wird der Frontquadrupol in die Simulation einbezogen. Da aus Kapitel 4.4 eine günstige Länge für den Frontquadrupol in der Kastenfeld-Näherung ermittelt wurde, und nun auch eine geeignete Geometrie für das Korrekturstück bekannt ist, sind bei der Suche nach der besten Einstellung des Gesamtsystems nur noch kleine Potentialänderungen nötig. Allerdings reduziert sich bei der Ausdehnung des Frontquadrupols der Betrag des Farbfehlers, da die axialen Bahnen im ausgedehnten Frontquadrupol im Gegensatz zum Modell dünner Quadrupole einen positiven Beitrag zum Farbfehler liefern.

Die ausführliche Darstellung des Korrekturstücks, der Multipolstärken einschließlich der Oktopolfelder, die zur Korrektur des Öffnungsfehlers benötigt werden, sowie der axialen und außeraxialen Bahnen folgt nach der Vorstellung der Öffnungsfehlerkorrektur am Ende des nächsten Abschnitts.

## 4.6 Öffnungsfehlerkorrektur

Der Öffnungsfehler dritter Ordnung begrenzt nach der Korrektur des axialen Farbfehlers erster Ordnung ersten Grades die Auflösung des Systems. Die Beiträge des Öffnungsfehlers in der Bahnentwicklung lauten

$$w_{Cs}^{(3)} = C_{\alpha\alpha\alpha} \alpha^3 + C_{\alpha\beta\beta} \alpha\beta^2 + i (C_{\alpha\alpha\beta} \alpha^2\beta + C_{\beta\beta\beta} \beta^3) \quad \text{mit} \quad (4.35)$$

$$C_{\alpha\alpha\beta} = C_{\alpha\beta\beta} \quad \text{und} \quad (4.36)$$

$$C_{\alpha\alpha\alpha} = C_{\beta\beta\beta}. \quad (4.37)$$

Die Beziehung (4.36) gilt allgemein, während die Gleichung (4.37) aus der gewählten Symmetrie von Potential und Bahnen zur Korrektormitte resultiert. Die Öffnungsfehlerkoeffizienten werden analog zu den Farbfehlerkoeffizienten (vgl. Kapitel 2.2.2) berechnet. Die Beiträge der Oktopolstärke  $\Phi_4$  zu den Koeffizienten lauten

$$C_{\alpha\alpha\alpha} = -\frac{2}{\sqrt{\Phi_{\text{Obj}}}} \int \frac{\Phi_4}{\sqrt{\Phi}} x_\alpha^4 dz + \dots, \quad (4.38)$$

$$C_{\beta\beta\beta} = -\frac{2}{\sqrt{\Phi_{\text{Obj}}}} \int \frac{\Phi_4}{\sqrt{\Phi}} y_\beta^4 dz + \dots, \quad (4.39)$$

$$C_{\alpha\alpha\beta} = \frac{6}{\sqrt{\Phi_{\text{Obj}}}} \int \frac{\Phi_4}{\sqrt{\Phi}} x_\alpha^2 y_\beta^2 dz + \dots. \quad (4.40)$$

Zur Berechnung des Öffnungsfehlers des Korrektors ist wegen der Symmetrie die Kenntnis über den Verlauf der Potentiale und Bahnen bis zur Korrektormitte ausreichend,

$$C_{\alpha\alpha\alpha,K} = C_{\beta\beta\beta,K} = C_{\alpha\alpha\alpha} \Big|_{z_0}^{z_M} + C_{\beta\beta\beta} \Big|_{z_0}^{z_M}, \quad (4.41)$$

$$C_{\alpha\beta\beta,K} = C_{\alpha\alpha\beta,K} = C_{\alpha\beta\beta} \Big|_{z_0}^{z_M} + C_{\alpha\alpha\beta} \Big|_{z_0}^{z_M}. \quad (4.42)$$

Im folgenden Kapitel 4.7 wird die Auflösung eines Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskops berechnet, dessen Farb- und Öffnungsfehler mit dem Korrektor ECO kompensiert werden. Das Mikroskop setzt sich aus einer Kondensorlinse, dem Korrektor ECO und der Objektivlinse EDOL zusammen. Der Öffnungsfehler des unkorrigierten Systems (Kondensorlinse und EDOL) beträgt  $C_S = 13,1$  mm.

Die Korrektur des Öffnungsfehlers bei Verwendung von drei Oktopolen wurde bereits von Scherzer [2] genauer untersucht: Zwei Oktopole, die in ihrer Geometrie und ihrer Spannungsbelegung identisch sind, liegen in den astigmatischen Zwischenbildern in der Mitte der beiden Korrekturstücke. Der dritte Oktopol wird in der Korrektormitte positioniert, in der die Wirkung auf die beiden axialen Bahnen gleich ist. Die Symmetrie der elektrostatischen Felder bezüglich der Korrektormitte wird bei dieser Anordnung der Oktopole aufrecht erhalten. Der Beitrag des Oktopols in der Korrektormitte kompensiert die Fehlerkoeffizienten  $C_{\alpha\alpha\beta} = C_{\alpha\beta\beta}$  (4.40). Anschließend beseitigen die Oktopole in den Korrekturstücken die Koeffizienten  $C_{\alpha\alpha\alpha}$  (4.38) und  $C_{\beta\beta\beta}$  (4.39). Damit ist der Öffnungsfehler dritter Ordnung korrigiert.

Die gleichzeitige Erzeugung der Quadrupol- und Oktopolfelder in der Mitte der Korrekturstücke erfolgt, wie in Kapitel 2.3 erwähnt, mit einem 12-Pol. Dadurch verändern sich im allgemeinen der Verlauf des Achsenpotentials  $\Phi$  und der Verlauf der Quadrupolstärke  $\Phi_2$  in der Mitte des Korrekturstücks. Wählt man die Elektrodenform des 12-Pols im Schnitt längs der optischen Achse so wie die entsprechende Elektrodenform der optimierten Quadrupole, bleibt die Scherzer-Bedingung ähnlich gut erfüllt. Ersetzt man im optimierten Korrektoraufbau mit dünnem Frontquadrupol aus Kapitel 4.5 den Quadrupol in der Mitte der Korrekturstücke durch einen so gewählten 12-Pol, ergibt sich bei der Optimierung der Spannungen ein nahezu unveränderter Farbfehler  $C_K$  von  $-5,65$  mm anstelle von  $-5,60$  mm.

Die Ladungssimulation einschließlich der Öffnungsfehlerkorrektur ergibt einen Farbfehler  $C_K = -4,58$  mm bei einer Gütezahl  $Q_K = 11,5\%$ . Die Gütezahl hat sich durch eine Vergrößerung der Bohrungsradien verschlechtert. Durch diese Maßnahme werden die Fehler höherer Stufe reduziert und somit die Auflösung verbessert (siehe folgendes Kapitel). Der erzeugte Öffnungsfehler beträgt  $C_S = -13,12$  mm. Durch kleine Variationen an der Geometrie der Elektroden (zum Beispiel Vergrößerung des Abstands der Elektroden eines Quadrupols) wurde die maximal auftretende Feldstärke auf der Elektrodenoberfläche ohne eine merkliche Verschlechterung der Scherzer-Bedingung minimiert. Sie beträgt in dem vorgestellten System  $9,25$  kV/mm.

Die Abbildungen 4.38 bis 4.42 zeigen das triangulierte Korrekturstück, das Achsenpotential  $\Phi$ , die Multipolstärken  $\Phi_2$  und  $\Phi_4$  sowie die axialen Bahnen. Interessanterweise zeigt

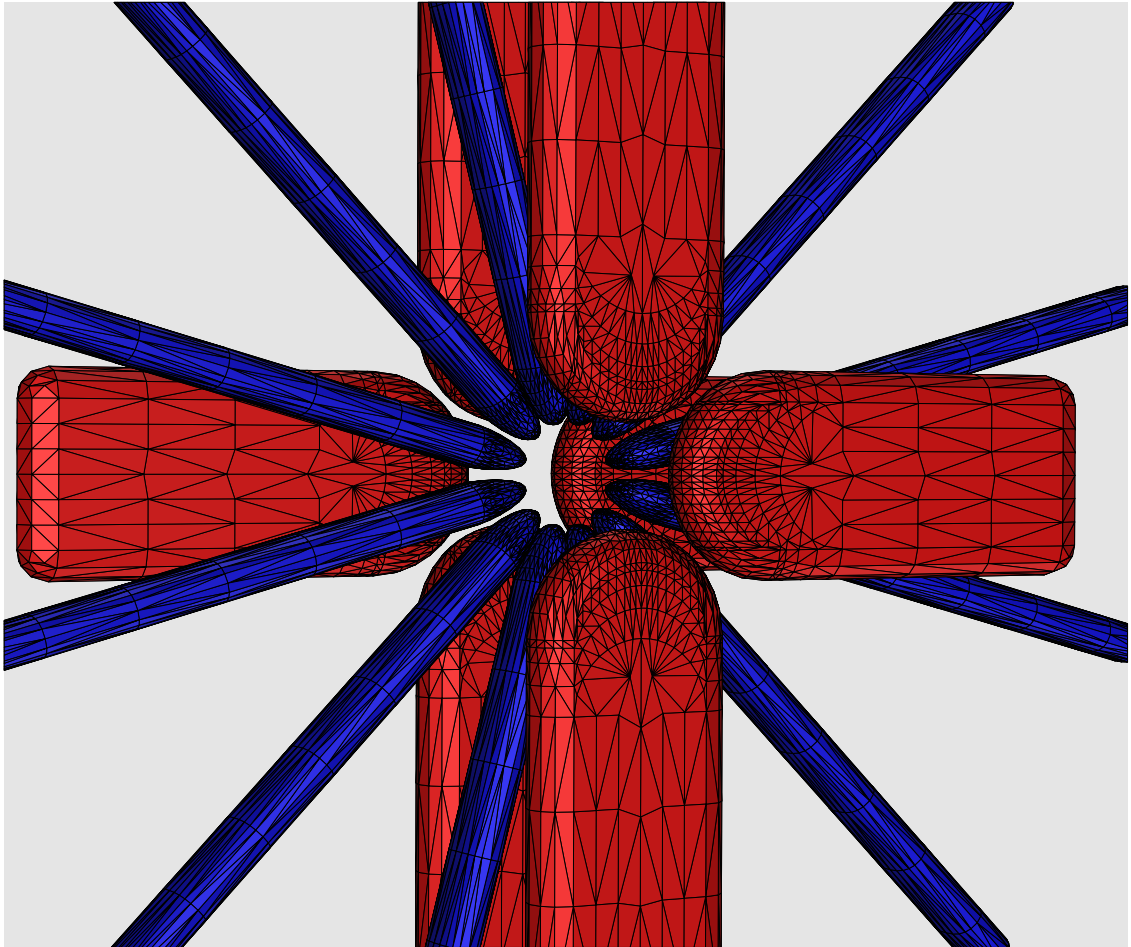


Abbildung 4.38: Trianguliertes Korrekturstück mit einem 12-Pol in der Mitte. Zur besseren Einsicht ist eine Elektrode des äußeren Quadrupols entfernt.

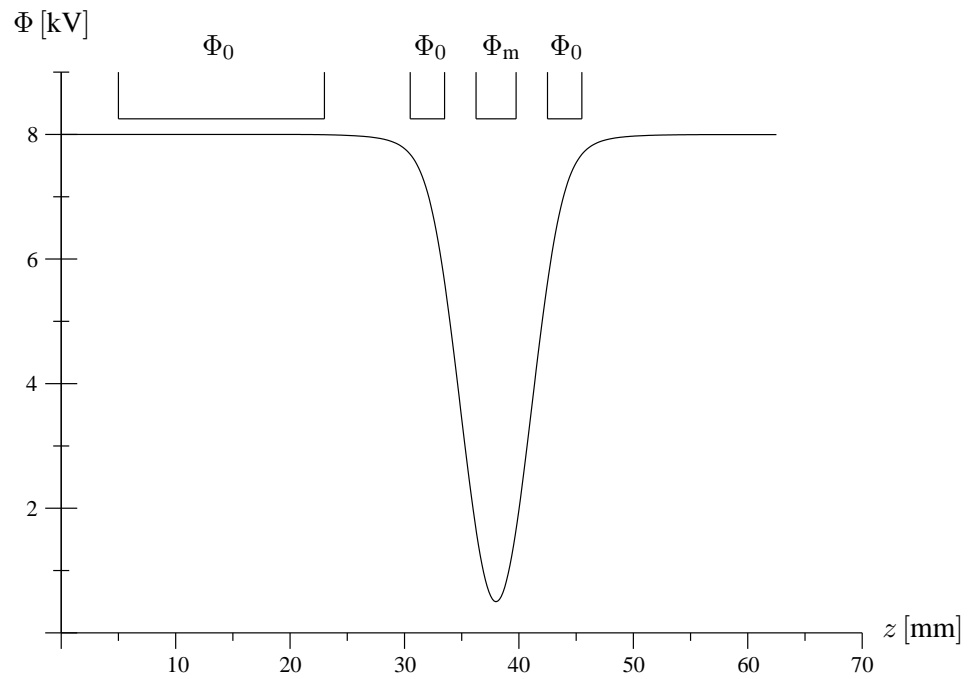


Abbildung 4.39: Achsenpotential  $\Phi$  in der ersten Korrektorhälfte.

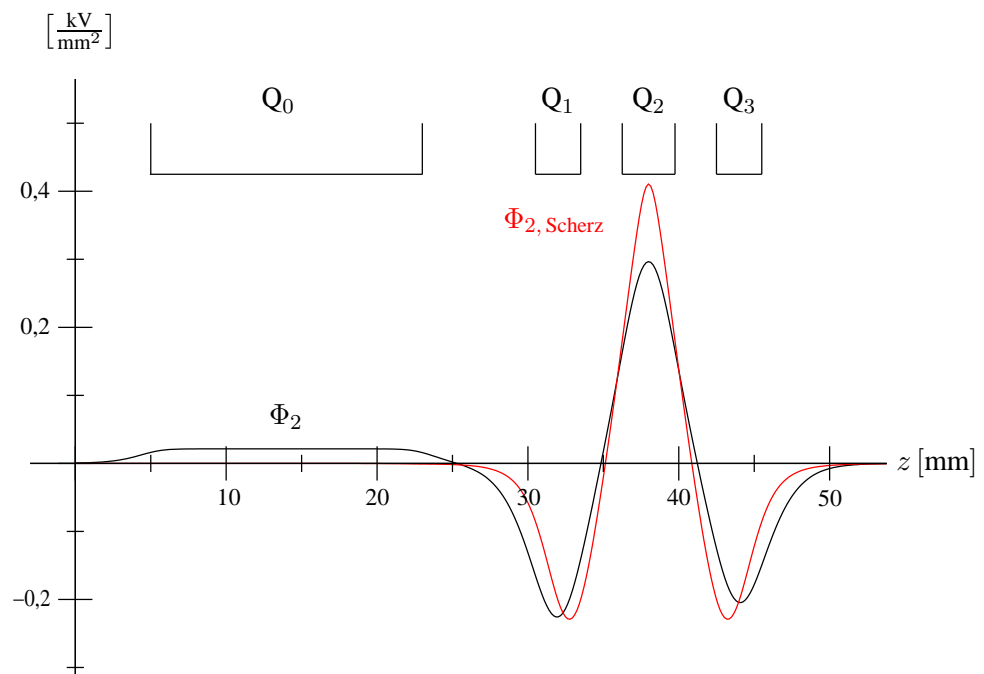


Abbildung 4.40: Quadrupolstärke  $\Phi_2$  im Vergleich zum Verlauf  $\Phi_{2, \text{Scherz}}$  gemäß der Scherzer-Bedingung in der ersten Korrektorhälfte.

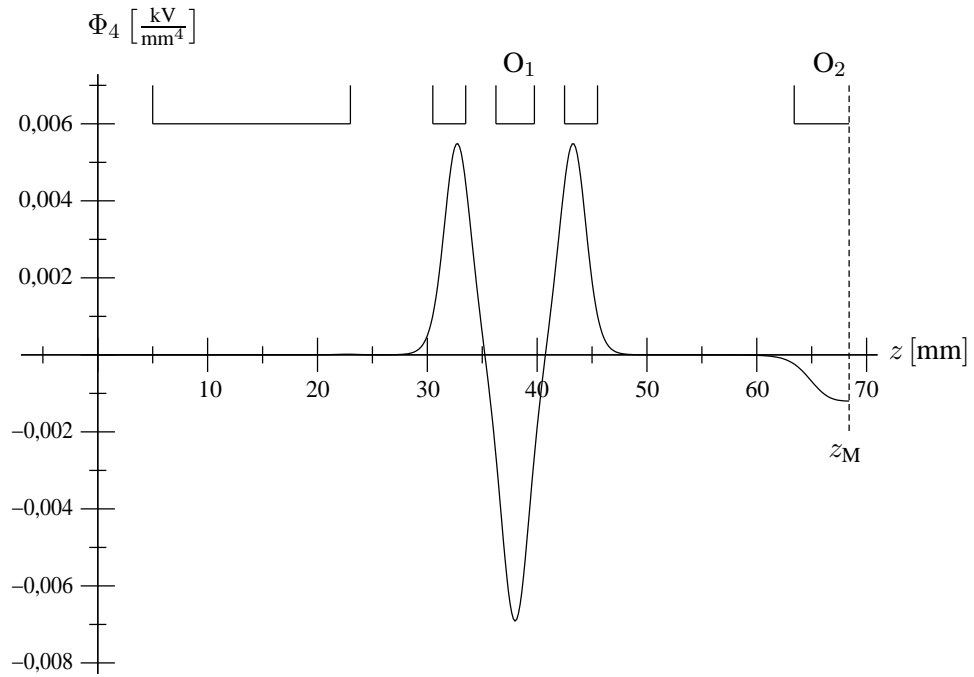


Abbildung 4.41: Oktopolstärke  $\Phi_4$  in der ersten Korrektorhälfte.

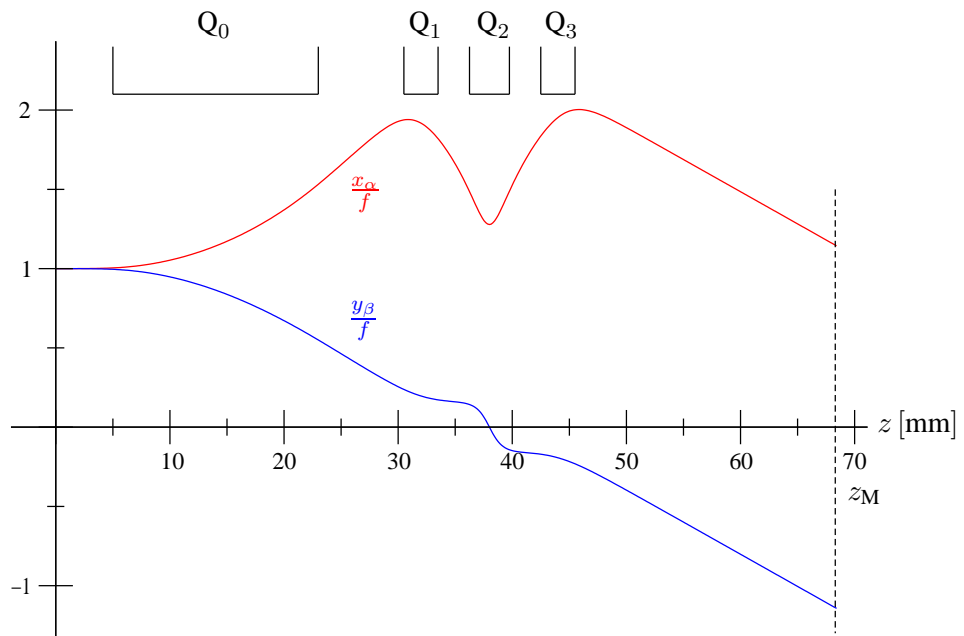


Abbildung 4.42: Axiale Bahnen  $x_\alpha$  und  $y_\beta$  in der ersten Korrektorhälfte.

der Verlauf der Oktopolstärke  $\Phi_4$  im Korrekturstück drei Extrema, obwohl nur ein Oktopolfeld in der Mitte des Korrekturstücks erregt wird. Das rotationssymmetrische Feld, das das Teilchen zunächst abbremst und anschließend wieder beschleunigt, greift durch die vierzählige Elektrodengeometrie der äußeren Multipolelemente des Korrekturstücks nach außen. Dabei werden in den äußeren Multipolelementen, die als Vierpole ausgebildet sind, aufgrund der vierzähligen Elektrodengeometrie Oktopolfelder erregt. Im folgenden wird der Einfluß dieser Oktopolfelder auf die Öffnungsfehlerkorrektur untersucht.

Setzt man das Korrekturstück aus drei 12-Polen zusammen, erzeugt das durchgreifende Rundlinsenfeld 12-zählige und höherzählige Anteile. Der Verlauf der Oktopolstärke (Abbildung 4.43) enthält somit nur ein Maximum, das zur Korrektur des Öffnungsfehlers benötigt und im mittleren 12-Pol erregt wird. Die Oktopolstärke in der Mitte des Korrekturstücks zeigt im Vergleich zu Abbildung 4.41 vom Betrag her nahezu den gleichen Verlauf, besitzt jedoch das entgegengesetzte Vorzeichen. In dem Korrekturstück, das aus zwei Quadrupolen und einem zentralen 12-Pol aufgebaut ist, muß also der Oktopol, der im zentralen 12-Pol erregt wird, die Korrektur der Oktopolfelder kompensieren, die in den äußeren Quadrupolen des Korrekturstücks durch Influenz entstehen. Die maximal auftretende Feldstärke in dem Korrekturstück aus drei 12-Polen liegt bei der verwendeten Elektrodenformen bei 11,1 kV/mm, so daß die Verwendung dreier 12-Pole im Korrekturstück von Nachteil ist.

Die Anfangssteigung der Feldbahnen in der Objektebene ist in den Gleichungen (2.29) und (2.30) noch nicht festgelegt. Sie wird so eingestellt, daß die Feldbahn  $x_\gamma$  in der zweiten Korrektorthälfte spiegelsymmetrisch zur  $y_\delta$ -Bahn in der ersten Korrektorthälfte verläuft:

$$x_\gamma(z - z_M) = y_\delta(z_M - z), \quad (4.43)$$

$$y_\delta(z - z_M) = x_\gamma(z_M - z). \quad (4.44)$$

Analog gilt Gleichung (4.44) für die  $y_\delta$ -Bahn in der zweiten Korrektorthälfte. Die außersaxialen Bahnen  $x_\gamma$  und  $y_\delta$  verlaufen demnach symmetrisch zueinander bezüglich der Korrektormitte, während die axialen Bahnen  $x_\alpha$  und  $y_\beta$  antisymmetrisch zueinander sind. Also erfüllen die Feldbahnen (Abbildung 4.44) in der Korrektormitte die Bedingungen

$$x_\gamma(z_M) = y_\delta(z_M) \quad \text{und} \quad x'_\gamma(z_M) = -y'_\delta(z_M). \quad (4.45)$$

## 4.7 Auflösung

Fehler vierter und höherer Stufe begrenzen nach der Korrektur des axialen Farbfehlers erster Ordnung ersten Grades und des Öffnungsfehlers dritter Ordnung die Auflösung. Um die Kombinationsfehler (siehe Kapitel 2.2.2) von Objektivlinse und Korrektor zu berücksichtigen, werden die Fehler höherer Stufe für ein Niederspannungsrasterelektronenmikroskop berechnet. Das Mikroskop besteht aus einer Kondensorlinse, dem elektrostatischen Korrektor und der EDOL als Objektivlinse. Das System aus Kondensorlinse und EDOL besitzt bei einer Apertur von  $\alpha = 5,7$  mrad eine Auflösung von

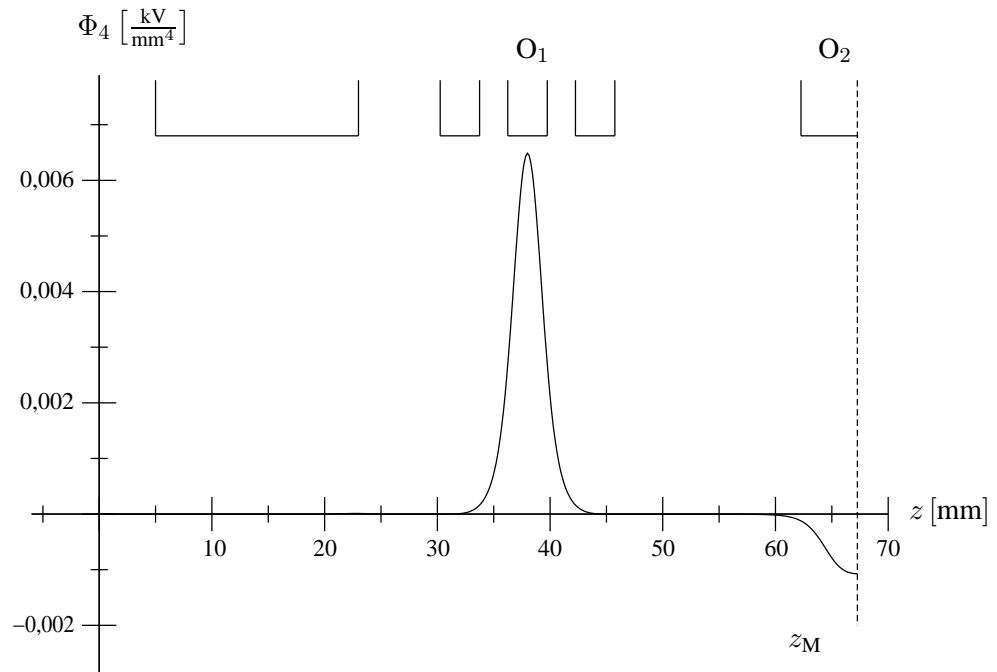


Abbildung 4.43: Oktopolstärke  $\Phi_4$  bei einem Korrekturstück aus drei 12-Polen.

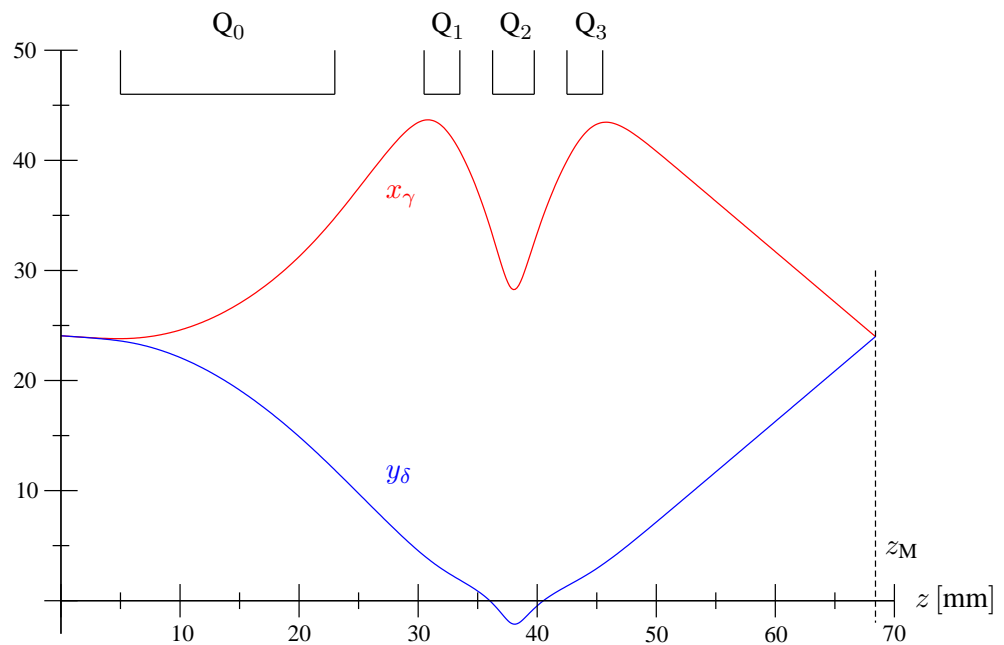


Abbildung 4.44: Feldbahnen  $x_\gamma$  und  $y_\delta$  in der ersten Korrektorhälfte.

rund 6 nm [22]. Die Kondensorlinse wird so eingestellt, daß die Feldbahnen  $x_\gamma$  und  $y_\delta$  die Bedingungen (4.43) und (4.44) erfüllen. Deshalb zeigen die Abbildungen 4.39 bis 4.42 und 4.44 den weiterhin gültigen Potential- und Bahnverlauf innerhalb des Korrektors. Die Beiträge des Korrektors zum Farb- und Öffnungsfehler des gesamten Systems bleiben somit unverändert. Außerhalb des Korrektors wird durch eine geeignete Wahl der Driftstrecken und der Erregung der Kondensorlinse eine Punkt-zu-Punkt-Abbildung eingestellt.

Die Verwendung von Kreisblenden mit kleinen Bohrungsradien in Umgebung der Korrekturstücke erlaubt zwar eine bessere Erfüllung der Scherzer-Bedingung. Sie führt jedoch auch zu größeren Krümmungen von  $\Phi$ ,  $\Phi_2$  und  $\Phi_4$ . Damit erhöhen sich die Fehler höherer Stufe. Dank zahlreicher Optimierungen kann man eine leichte Abkehr von der Scherzer-Bedingung zugunsten der Vergrößerung der Bohrungsradien in Kauf nehmen. Hierdurch werden die Fehler höherer Stufe reduziert und damit die Auflösung verbessert. Durch eine Vergrößerung der Bohrungsradien gelingt die Reduktion einzelner Fehlerkoeffizienten bis zu 20 %.

Die Fehler höherer Stufe für das Gesamtsystem wurden von Uhlemann und Zach mit dem Programm SIMS berechnet [22]. Die Auflösung wird durch den farbabhängigen Öffnungsfehler dritter Ordnung ersten Grades und durch den Öffnungsfehler fünfter Ordnung beschränkt. Die Berechnung ergibt für die Fehlerkoeffizienten des farbabhängigen Öffnungsfehlers

$$C_{\alpha\alpha\alpha\kappa} = -1,48 \text{ m}, \quad (4.46)$$

$$C_{\alpha\alpha\beta\kappa} = C_{\alpha\beta\beta\kappa} = -0,15 \text{ m}, \quad (4.47)$$

$$C_{\beta\beta\beta\kappa} = -0,39 \text{ m} \quad (4.48)$$

sowie für die Fehlerkoeffizienten des Öffnungsfehlers fünfter Ordnung

$$C_{\alpha\alpha\alpha\alpha\alpha} = 3,56 \text{ m}, \quad (4.49)$$

$$C_{\alpha\alpha\alpha\alpha\beta} = 0,43 \text{ m}, \quad (4.50)$$

$$C_{\alpha\alpha\alpha\beta\beta} = 0,85, \quad (4.51)$$

$$C_{\beta\beta\beta\beta\beta} = 2,30 \text{ m}. \quad (4.52)$$

Die übrigen Fehlerkoeffizienten vierter und höherer Stufe liefern Beiträge zum Fehlerscheibchen, die kleiner als  $10^{-2}$  nm sind. Der Farb- und der Öffnungsfehler des Gesamtsystems verschwinden. Jedoch kann durch die Einstellung eines kleinen Defokus, eines kleinen Astigmatismus und eines kleinen Öffnungsfehlers dritter Ordnung der Öffnungsfehler fünfter Ordnung teilweise kompensiert werden. Dadurch erhöht sich die Auflösung. Ebenso ermöglicht die Einstellung eines kleinen axialen Farbfehlers erster Ordnung ersten Grades die partielle Korrektur des farbabhängigen Öffnungsfehlers dritter Ordnung. Die genaue Korrektur des positiven Farb- und Öffnungsfehlers der Objektivlinse ist in der Praxis ohnehin nicht möglich. Vielmehr wird der *Punkt kleinster Verwirrung*, die Einstellung des Systems mit der höchsten Auflösung, gesucht.

Zur Optimierung des Fehlerscheibchens wird bei Verwendung einer Feldemissionsquelle eine gaußförmige Energieverteilung der Elektronen mit der Halbwertsbreite von 0,5 eV

( $\kappa = 2,5 \cdot 10^{-4}$ ) angenommen. Die Winkelverteilung der Elektronen sei gleichmäßig bis zum Aperturwinkel, das Bildfeld quadratisch. Durch kleine Variationen der oben beschriebenen Fehler wird der Radius  $r_F$  des Fehlerscheibchens nach zwei verschiedenen Kriterien minimiert: Beim ersten Kriterium („70%“) liegen innerhalb des Kreises mit dem Radius  $r_F$  70 % der Gesamtintensität, beim zweiten Kriterium („90%“) 90 % der Gesamtintensität.

Der Radius des Beugungsscheibchens  $r_B$  wird gemäß dem Rayleigh-Kriterium durch

$$r_B = \frac{0,6 \lambda}{\alpha} \quad (4.53)$$

berechnet. Die Auflösung als Funktion des Aperturwinkels ergibt sich aus der quadratischen Addition von Fehler- und Beugungsscheibchen,

$$r_{\text{aufl}}(\alpha) = \sqrt{r_B^2(\alpha) + r_F^2(\alpha)}. \quad (4.54)$$

Die Optimierung von  $r_{\text{aufl}}$  als Funktion des Aperturwinkels  $\alpha$  liefert die theoretisch erreichbare Auflösung des Systems.

Der minimale Radius des Fehlerscheibchens für verschiedene Aperturen wurde mit Hilfe eines Programms berechnet, das von Preikszas zur Verfügung gestellt wurde. Die Auflösung des Systems ist jeweils in der Objektmitte ( $r_{\text{aufl}}^M$ ) zusammen mit dem zugehörigen Radius des Fehlerscheibchens ( $r_F^M$ ) und am Bildfeldrand ( $r_{\text{aufl}}^R$ ) mit dem entsprechenden Fehlerscheibchen ( $r_F^R$ ) angegeben (Tabelle 4.4). Für das 70 %-Kriterium beträgt die

Kriterium	$\alpha$ [mrad]	$r_B$	$r_F^M$	$r_{\text{aufl}}^M$	Bildfeld	$r_F^R$	$r_{\text{aufl}}^R$	Bildpunkte
70%	21	1,13	0,37	1,2	30	0,95	1,5	20
90%	20	1,19	0,64	1,4	30	1,31	1,8	17

Tabelle 4.4: Auflösung des Systems mit ECO als Korrektur (Längenangaben in Nanometern).

theoretisch erreichbare Auflösung in der Objektmitte 1,2 nm, für das 90 %-Kriterium 1,4 nm. Die Abbildung 4.45 zeigt die Fehlerfigur in der Bildfeldmitte bei optimaler Einstellung für das 90 %-Kriterium. Aufgrund der starken Quadrupole erhält man eine zweizählige Fehlerfigur. Das erste durchlaufene Korrekturstück korrigiert im  $xz$ -Schnitt, in dem große Fehler höherer Stufe auftreten. Der Fehlerbeitrag im  $yz$ -Schnitt ist wegen des astigmatischen Zwischenbildes klein. Somit ähnelt die Fehlerfigur, die aus dem ersten Korrekturstück resultiert, einer flachen Ellipse, deren kleine Hauptachse entlang der  $y$ -Achse liegt. Da die Kombinationsfehler klein sind, wird diese Fehlerfigur im zweiten Korrekturstück leicht in Richtung der  $x$ -Achse verzerrt. In  $y$ -Richtung erhält man die unverzerrte Fehlerfigur. Durch die partielle Kompensation der auflösungsbegrenzenden Fehler ist die erwartete stark ausgeprägte Zweizähligkeit der Fehlerfigur reduziert.

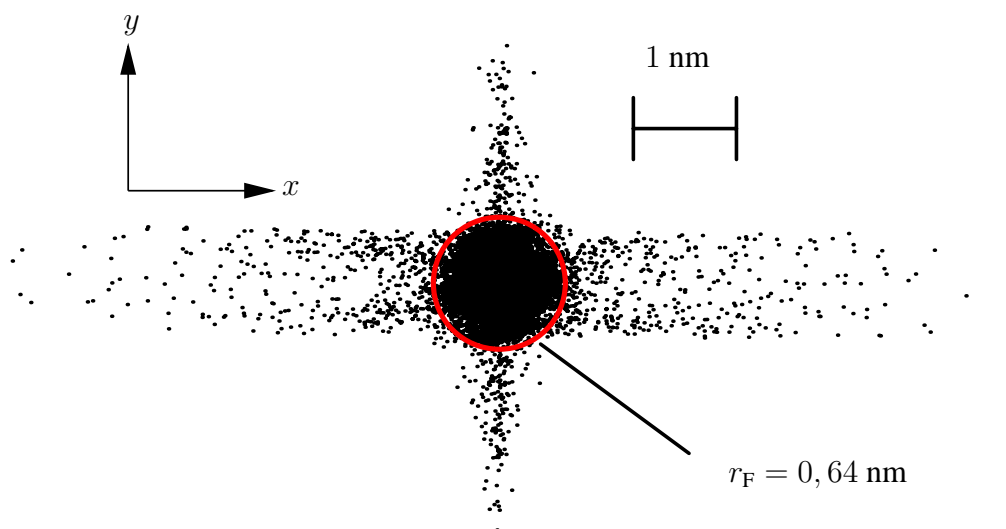


Abbildung 4.45: Fehlerfigur bei optimierter Einstellung für das 90 %-Kriterium in der Bildfeldmitte.

Die Auflösung am Rand des Bildfeldes verschlechtert sich durch die außeraxialen Fehler. Das Bildfeld wird durch den Komafehler

$$C_{\beta\beta\delta} = -4,55 \cdot 10^2 \quad (4.55)$$

begrenzt. Im Rastermodus, in dem bei einer Feldemissionsquelle der Sondendurchmesser in der Objektebene ungefähr 1 nm ( $\gamma = \delta = 0,5$  nm) beträgt, sind die Beiträge der außeraxialen Fehler kleiner als 0,1 nm. Hingegen führt bereits die Übertragung eines Bildfeldes von  $17 \times 17$  Bildpunkten zu einer merklichen Verschlechterung der Auflösung am Bildfeldrand (siehe Tabelle 4.4).

Die Übertragung eines größeren Bildfeldes ist mit ECO wegen der großen außeraxialen Fehler nicht möglich. Im Rastermodus verbessert sich die Auflösung des Systems bei Verwendung des Korrektors von 6,0 nm auf 1,4 nm.

## 4.8 Stabilitätsanforderungen an die Spannungsversorgung

Durch die Verbesserung der Auflösung steigen die Anforderungen an die mechanische und elektrische Stabilität des Systems. Zur Abschätzung dieser Anforderungen werden die exakten Potentiale auf den Elektroden geringfügig variiert und die dejustierten axialen Bahnen mit dem Ersatzladungsverfahren im gesamten Korrektor berechnet. Aus der Steigungsänderung der axialen Bahnen am Ende des Korrektors wird der Radius des Instabilitätsscheibchens in der Objektebene bestimmt. Bei der Variation wird angenommen,

daß die Elektroden eines Elements, die im gleichen Schnitt und auf gleichem Potential liegen, aus der gleichen Spannungsquelle versorgt werden. Die instabilen Spannungen erzeugen deshalb nur einen Defokus und einen zweizähligen Astigmatismus. Weiter nehmen wir an, daß die zueinander symmetrischen Elektroden der ersten und zweiten Korrektorthälfte aus der gleichen Spannungsquelle versorgt werden. Die Spannungen sollen eine solche Stabilität besitzen, daß der Radius des Instabilitätsscheibchens kleiner als die halbe Auflösung bleibt. Die Tabelle 4.5 zeigt die benötigte relative Spannungsstabilität für die einzelnen Elemente bei einer Auflösung von 1,2 nm und einem Aperturwinkel von 21 mrad.

Element	$\frac{\Delta U}{U}$
Frontquadrupol	$1,9 \cdot 10^{-5}$
Erster Quadrupol des Korrekturstücks	$5,7 \cdot 10^{-6}$
Zweiter Quadrupol des Korrekturstücks	$1,9 \cdot 10^{-7}$
Dritter Quadrupol des Korrekturstücks	$7,1 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 4.5: Benötigte relative Spannungsstabilitäten  $\frac{\Delta U}{U}$  im Korrektor ECO.

Die höchsten Anforderungen an die Stabilität treten bei der Versorgung des mittleren Quadrupols des Korrekturstücks auf, da dort die Teilchen geringer Energie sehr starken Feldern ausgesetzt sind. Die Anforderungen an die übrigen Spannungen sind um einen Faktor 30 kleiner und stellen daher keine große Herausforderung dar.

Bei der Untersuchung der Stabilität sind wir von zwei Annahmen ausgegangen. Das Aufgeben dieser Annahmen werden wir qualitativ diskutieren. Wählen wir verschiedene Spannungsquellen für die Elektroden im gleichen Schnitt, werden durch die Instabilitäten Dipolfelder erzeugt. Dann sind die Anforderungen an die Spannungsquellen des mittleren Quadrupols des Korrekturstücks sicher nicht mehr realisierbar. Daher darf diese Symmetrie in der Mitte der Korrekturstücke auch in der Praxis nicht gebrochen werden.

Gibt man die zweite Annahme synchroner Spannungsversorgung in der ersten und zweiten Korrektorthälfte auf, addieren sich die Fehler, die durch instabile Quadrupole in der Mitte der beiden Korrekturstücke erzeugt werden, unabhängig voneinander auf. Denn wegen der astigmatischen Zwischenbilder in der Mitte der Korrekturstücke führen die Schwankungen der Spannungen nur in einem Schnitt zu Bahnabweichungen. Die Stabilitätsforderung an den mittleren Quadrupol des Korrekturstücks, die für eine synchrone Spannungsversorgung der beiden Korrektorthälften berechnet wurde, gilt somit auch für eine getrennte Versorgung der beiden Hälften.

Die Anforderungen an die Stabilität der Spannungsversorgung, die speziell für den mittleren Quadrupol des Korrekturstücks sehr hoch sind, können nach dem heutigen Stand der

Technik erfüllt werden [22]. In anderen Systemen, in denen der elektrostatische Korrektor eingesetzt werden könnte (zum Beispiel in der Ionenoptik), sind vergleichbare hohe Anforderungen an die Stabilität zu erwarten. Deshalb muß die Frage nach der Spannungsstabilität hinsichtlich des jeweiligen Systems, vor allem der jeweiligen Objektivlinse, neu untersucht werden.

Generell wird man ein Verfahren zur Einstellung der Bahnen und des Farbfehlers benötigen. Ein solches Verfahren wurde erstmals von Zach und Haider für den elektromagnetischen Korrektor [5] in einem Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskop [4] und für den Hexapolkorrektor [23] in einem Transmissionselektronenmikroskop von Haider [24] gefunden. Daher besteht die berechtigte Hoffnung, daß von Seiten der Experimentatoren ein solches Verfahren auch für den vorgestellten elektrostatischen Korrektor entwickelt werden kann.

# Kapitel 5

## Elektrostatischer Aplanat (DECO)

Im Korrektor ECO verhindert der große Komafehler die Übertragung eines ausgedehnten Bildfelds (vgl. Kapitel 4.7). Daher wird ein elektrostatischer Korrektor zur Farb- und Öffnungsfehlerkorrektur mit einer ausgezeichneten Ausgangsebene gesucht, in der die Koma und die Farbabhängigkeit der Vergrößerung verschwinden. Stimmt die komafreie Bahn der elektrostatischen Objektivlinse mit der komafreien Bahn des Korrektors überein, hebt sich auch der Komafehler des gesamten Systems auf. Da die achromatische Blende ebene nahe an der komafreien Blende der Objektivlinse liegt, wird neben dem Komafehler in guter Näherung auch der Farbfehler der Vergrößerung beseitigt. Analog zur Lichoptik bezeichnen wir ein solches System als Aplanat. Für den Korrektor läßt sich die Anforderung durch die Einstellung zweier Symmetrien für die paraxialen Bahnen erfüllen. Der erforderliche doppelsymmetrische Aufbau benötigt im Vergleich zum Korrektor ECO eine größere Anzahl an teilchenoptischen Elementen. Aufgrund der zusätzlichen Symmetrie wird dieser Korrektortyp als DECO („Double-symmetric Electrostatic Corrector“) bezeichnet.

### 5.1 System mit drei Korrekturstücken

Das System, das zunächst betrachtet wird, besteht aus einem Frontquadrupol zur astigmatischen Aufspaltung der axialen Bahnen, drei Korrekturstücken, in denen die Scherzer-Bedingung erfüllt ist, und aus einem abschließenden Quadrupol, der die stigmatische Ab-

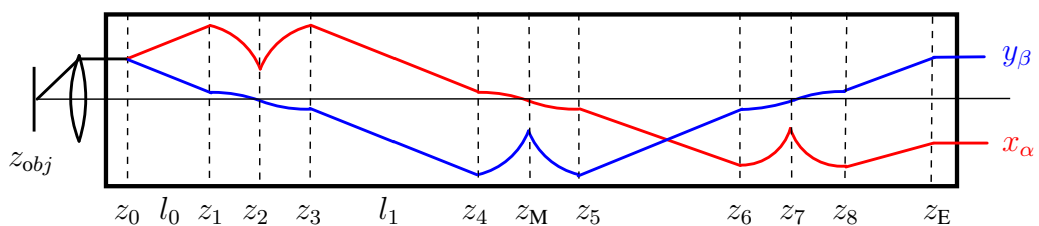


Abbildung 5.1: Korrektor mit drei Korrekturstücken.

bildung gewährleistet (Abbildung 5.1). Das erste und das dritte Korrekturstück beseitigen den axialen Farbfehler erster Ordnung ersten Grades im  $xz$ -Schnitt, das zweite Korrekturstück den Farbfehler im  $yz$ -Schnitt. Die Multipolstärken  $\Phi_\nu$  ( $\nu = 0, 2, 4$ ) verlaufen symmetrisch zur Mitte des Korrektors  $z_M$ , die mit der Mitte des zweiten Korrekturstücks zusammenfällt:

$$\Phi_\nu(z - z_M) = \Phi_\nu(z_M - z), \quad \nu = 0, 2, 4. \quad (5.1)$$

Fordern wir einen symmetrischen oder antisymmetrischen Bahnverlauf der vier paraxialen Bahnen, bestehen nach dem Helmholtz-Satz je zwei Möglichkeiten im  $xz$ - und im  $yz$ -Schnitt,

$$(1) \quad x_\alpha(z - z_M) = x_\alpha(z_M - z), \quad x_\gamma(z - z_M) = -x_\gamma(z_M - z), \quad (5.2)$$

$$(2) \quad x_\alpha(z - z_M) = -x_\alpha(z_M - z), \quad x_\gamma(z - z_M) = x_\gamma(z_M - z), \quad (5.3)$$

$$(1) \quad y_\beta(z - z_M) = y_\beta(z_M - z), \quad y_\delta(z - z_M) = -y_\delta(z_M - z), \quad (5.4)$$

$$(2) \quad y_\beta(z - z_M) = -y_\beta(z_M - z), \quad y_\delta(z - z_M) = y_\delta(z_M - z). \quad (5.5)$$

Aufgrund der gewählten Symmetrie der Multipolstärken (5.1) heben sich für (5.2) bis (5.5) alle außeraxialen Fehler des Korrektors in seiner Austrittsebene auf, die eine ungeradzahlige Summe ( $k + l$ ) der Exponenten von  $\gamma^k$  und  $\delta^l$  in der Bahnentwicklung (2.17) besitzen. Dazu gehören der Farbfehler der Vergrößerung erster Ordnung ersten Grades und der Komafehler. So ist zum Beispiel der Integrand des Farbfehlers der Vergrößerung  $C_{\gamma\kappa}$  für (5.2) und (5.3) eine punktsymmetrische Funktion zum Mittelpunkt  $z_M$  des Korrektors,

$$C_{\gamma\kappa} \sim \int \frac{x_\alpha}{\sqrt{\Phi}^3} \left( -\frac{1}{2} \Phi' x'_\gamma - \left( \frac{1}{4} \Phi'' - \Phi_2 \right) x_\gamma \right) dz. \quad (5.6)$$

Die Symmetriemöglichkeiten in der Korrektormitte werden durch die Forderung nach maximalem Achsenabstand der  $y_\beta$ -Bahn eingeschränkt. Die Bahn im  $yz$ -Schnitt muß daher die Gleichungen (5.4) erfüllen, die äquivalent zu den Bedingungen

$$y'_\beta(z_M) = 0, \quad y_\delta(z_M) = 0 \quad (5.7)$$

sind. Analog bevorzugen wir im ersten Korrekturstück eine zur Korrekturstückmitte  $z_2$  symmetrische  $x_\alpha$ -Bahn,

$$x'_\alpha(z_2) = 0. \quad (5.8)$$

Die Symmetrie der  $y_\beta$ -Bahn im ersten Korrekturstück sowie der  $x_\alpha$ -Bahn im zweiten ist frei wählbar. Im System mit drei Korrekturstücken existieren somit einschließlich der Gleichungen (5.2), (5.3), (5.7) und (5.8) vier verschiedene Möglichkeiten zur Fokussierung der paraxialen Bahnen:

$$(1) \quad x'_\alpha(z_2) = 0 \quad y'_\beta(z_M) = 0 \quad y_\delta(z_M) = 0 \quad y_\beta(z_2) = 0 \quad x_\alpha(z_M) = 0 \quad x'_\gamma(z_M) = 0, \quad (5.9)$$

$$(2) \quad x'_\alpha(z_2) = 0 \quad y'_\beta(z_M) = 0 \quad y_\delta(z_M) = 0 \quad y'_\beta(z_2) = 0 \quad x_\alpha(z_M) = 0 \quad x'_\gamma(z_M) = 0, \quad (5.10)$$

$$(3) \quad x'_\alpha(z_2) = 0 \quad y'_\beta(z_M) = 0 \quad y_\delta(z_M) = 0 \quad y_\beta(z_2) = 0 \quad x'_\alpha(z_M) = 0 \quad x_\gamma(z_M) = 0, \quad (5.11)$$

$$(4) \quad x'_\alpha(z_2) = 0 \quad y'_\beta(z_M) = 0 \quad y_\delta(z_M) = 0 \quad y'_\beta(z_2) = 0 \quad x'_\alpha(z_M) = 0 \quad x_\gamma(z_M) = 0. \quad (5.12)$$

Da die axialen Bahnen  $x_\alpha$  und  $y_\beta$  nicht mehr zueinander symmetrisch sind, ist im allgemeinen der Farbfehler in beiden Schnitten unterschiedlich. Die Brennweiten der Korrekturstücke müssen deshalb so gewählt werden, daß der axiale Farbfehler des Korrektors rotationssymmetrisch wird,

$$C_K = 2 C_{\alpha\kappa} \Big|_{z_0}^{z_M} \stackrel{!}{=} 2 C_{\beta\kappa} \Big|_{z_0}^{z_M}. \quad (5.13)$$

Das System, das die Bedingungen (5.9) und (5.13) erfüllt (Abbildung 5.1), wird in analoger Weise zum Korrektor ECO zuerst im Modell dünner Quadrupole optimiert (Abbildung 5.2). Da die Korrektur im  $xz$ -Schnitt in zwei Korrekturstücken erfolgt, muß der

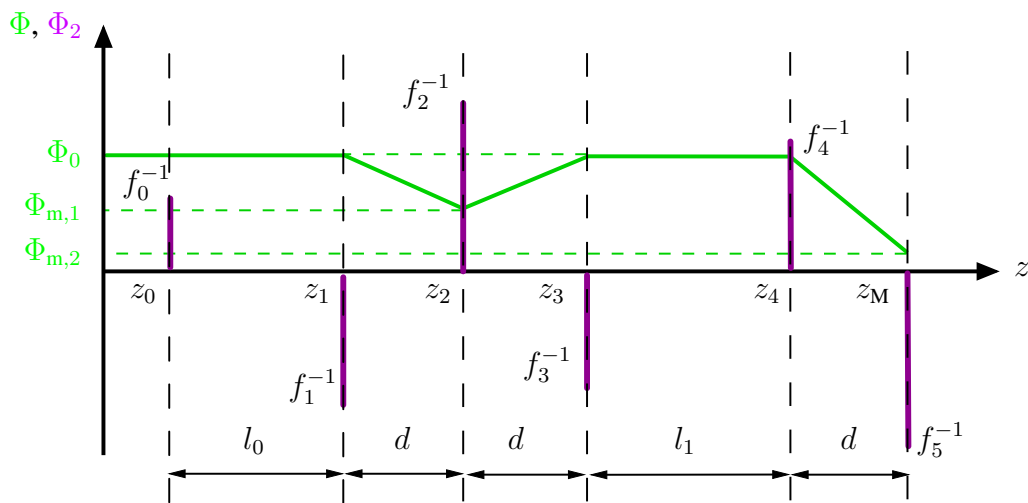


Abbildung 5.2: Korrektor mit drei Korrekturstücken im Modell dünner Quadrupole.

Betrag des dort erzeugten negativen Farbfehlers entsprechend den Überlegungen aus Kapitel 4.2.2 durch eine schlechtere Bahneinstrahlung oder durch ein kleineres Gegenfeld verringert werden, um die Gleichung (5.13) zu erfüllen. Fordern wir in der Mitte der drei Korrekturstücke die gleiche Energie von 0,5 keV und damit ein festes Gegenfeld, existiert bei vorgegebener Gesamtlänge  $l_{\text{ges}} = 240$  mm eine optimale Wahl für die Driftstrecken ( $l_0, l_1$ ), für die der Farbfehler  $C_K$  minimal wird.

Da die Bedingungen (5.9) und (5.13) nicht mehr vollständig analytisch lösbar sind, wird dieses optimale Paar ( $l_0, l_1$ ) durch Abrastern des Parameterraums ähnlich dem Vorgehen in Kapitel 4.3 bestimmt: Bei einer Gesamtlänge von 239,2 mm beträgt  $l_0 = 25$  mm und  $l_1 = 76,6$  mm bei einem minimalen Farbfehler von  $C_K = -15,1$  mm. Die Abbildungen 5.3 und 5.4 zeigen die zugehörigen paraxialen Bahnen in einer Korrektorhälfte.

Die Ausdehnung des Frontquadrupols erlaubt wie im Korrektor ECO die Verkürzung der Korrektorlänge. Dabei ermöglicht die Wahl eines längeren Frontquadrupols eine günstigere Einstrahlung in das erste Korrekturstück, so daß dadurch ein vom Betrag her größerer Farbfehler im  $xz$ -Schnitt erzeugt werden kann. Somit übernimmt die Länge  $L_0$  des

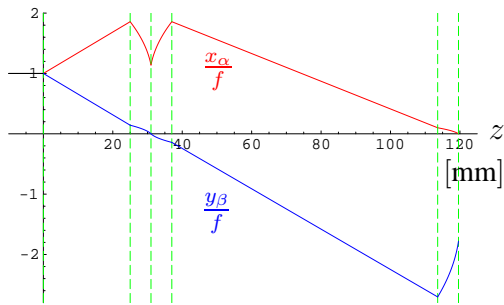


Abbildung 5.3: Axiale Bahnen in der ersten Korrektorthälfte für einen dünnen Frontquadrupol.

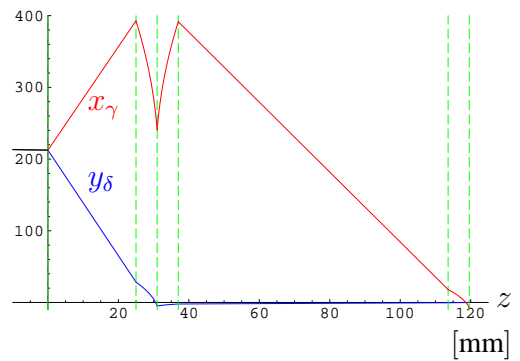


Abbildung 5.4: Feldbahnen in der ersten Korrektorthälfte für einen dünnen Frontquadrupol.

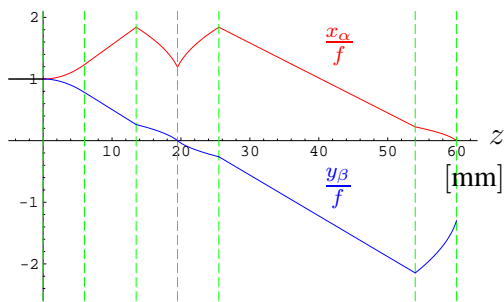


Abbildung 5.5: Axiale Bahnen in der ersten Korrektorthälfte für einen kastenförmigen Frontquadrupol.

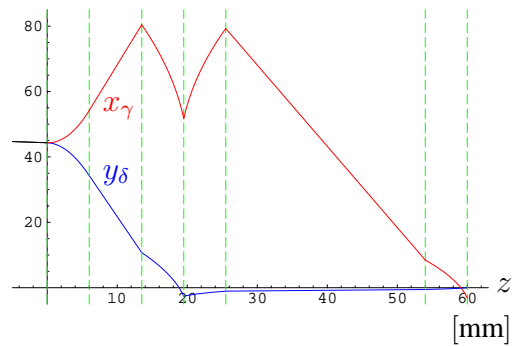


Abbildung 5.6: Feldbahnen in der ersten Korrektorthälfte für einen kastenförmigen Frontquadrupol.

Frontquadrupols bei der Optimierung dieses Systems die Funktion der Driftstrecke  $l_0$  aus dem vorangegangenen Modell eines dünnen Frontquadrupols (Abbildung 5.2). Zur Optimierung werden der Frontquadrupol vereinfachend in der Kastenfeld-Näherung und die Quadrupole des Korrekturstücks in der Näherung dünner Quadrupole betrachtet. Da im vorgestellten System mit dünnem Frontquadrupol (Abbildung 5.3 und Abbildung 5.4) der Farbfehler der Objektivlinse EDOL stark überkorrigiert ist, werden die Driftstrecken vor und zwischen den Korrekturstücken verringert. Auf diese Weise werden die axialen Bahnen für die Farbfehlerkorrektur ungünstiger in das Korrekturstück eingestrahlt. Zusätzlich wird die Teilchenenergie in der Mitte der äußeren Korrekturstücke erhöht. Mit diesen beiden Maßnahmen wird der Betrag des negativen Farbfehlers reduziert und so an den Farbfehler der EDOL angepaßt. Unter Berücksichtigung des notwendigen Abstands zwischen Frontquadrupol und erstem Korrekturstück, zwischen denen eine kreisförmige Abschirmblende sitzt, beträgt eine günstige Länge des Frontquadrupols 6 mm bei einer Driftstrecke von 28,5 mm zwischen den Korrekturstücken (Abbildung 5.5 und Abbildung 5.6). Die Teilchen besitzen in der Mitte der äußeren Korrekturstücke eine Energie von 0,72 keV und in der Mitte des Korrektors eine Energie von 0,5 keV. Der Korrektor, der durch Variation der freien Parameter optimiert ist, erzeugt bei einer Gesamtlänge von 120 mm einen Farbfehler von  $C_K = -7,56$  mm.

Basierend auf den Parametern, die aus dem Modell mit ausgedehntem Frontquadrupol resultieren, und der optimierten Geometrie des Korrekturstücks aus dem Korrektor ECO (Kapitel 4.5) werden realistische Aufbauten mit dem Ersatzladungsverfahren simuliert. Der mittlere Quadrupol des ersten Korrekturstücks liefert im Modell dünner Quadrupole wegen des astigmatischen Zwischenbildes keinen Beitrag zum Farbfehler  $C_{\beta\kappa}$ . Der positive Beitrag, den die  $y_\beta$ -Bahn bei Ausdehnung dieses Quadrupols erzeugt, reduziert den Betrag des Farbfehlers. Der Farbfehler wird durch kleine Variationen von Geometrie und Spannungen auf  $C_K = -5,58$  mm minimiert (Abbildung 5.7 und Abbildung 5.8). Die Berechnung der auflösungsbegrenzenden Fehler für dieses System (vgl. Kapitel 4.7), die wegen der fehlenden Öffnungsfehlerkorrektur ursprünglich nur vorläufigen Charakter hatte, liefert einen inakzeptablen Öffnungsfehler fünfter Ordnung [22],

$$C_{\alpha\alpha\alpha\alpha} = 2,49 \text{ km} . \quad (5.14)$$

Da dieser Fehler um einen Faktor 700 größer ist als im System ECO, kann er nicht direkt in einem der drei Korrekturstücke entstehen, sondern muß aus einem Kombinationsfehler resultieren. Ein Kombinationsfehler zwischen erstem und zweitem oder zwischen zweitem und drittem Korrekturstück hätte bereits bei dem einfachen System ECO auftreten müssen. Folglich kombiniert der Fehler aus dem ersten Korrekturstück mit dem Fehler aus dem dritten.

In den Koeffizienten  $C_{\alpha\alpha\alpha\alpha}$  des Öffnungsfehlers fünfter Ordnung gehen neben den axialen Bahnen (Abbildung 5.7) auch die Feldbahnen (Abbildung 5.8) ein. Da die Knotenpunkte der Feldbahnen<sup>1</sup> über Kreuz und 230 mm von den Korrektorenden entfernt liegen,

<sup>1</sup>Die Tangente, die an die Feldbahn an einem Ende des Korrektors gelegt wird, schneidet die optische Achse in dem *Knotenpunkt der Feldbahn*.

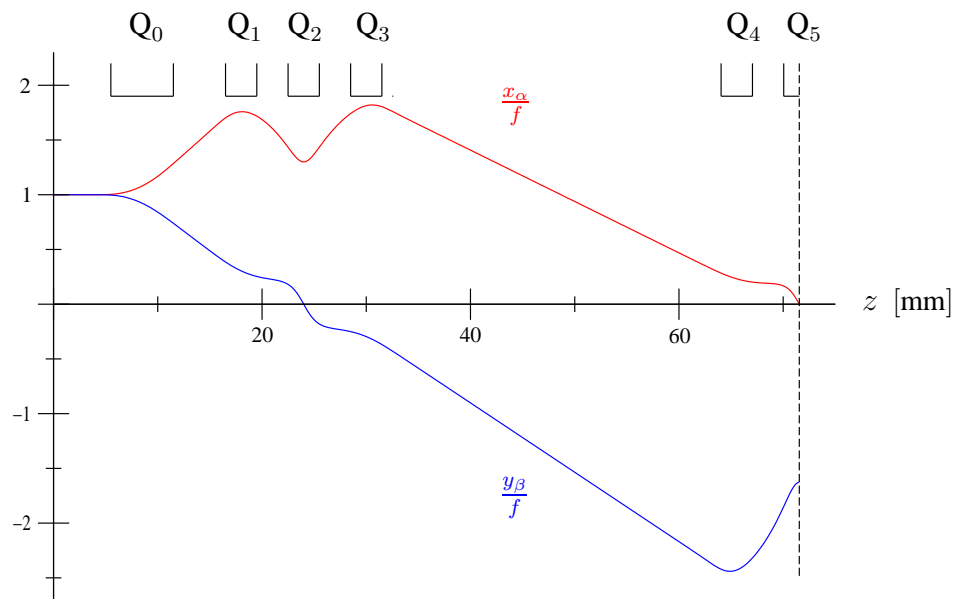


Abbildung 5.7: Axiale Bahnen in der ersten Korrektorhälfte für realistische Elektrodenformen.

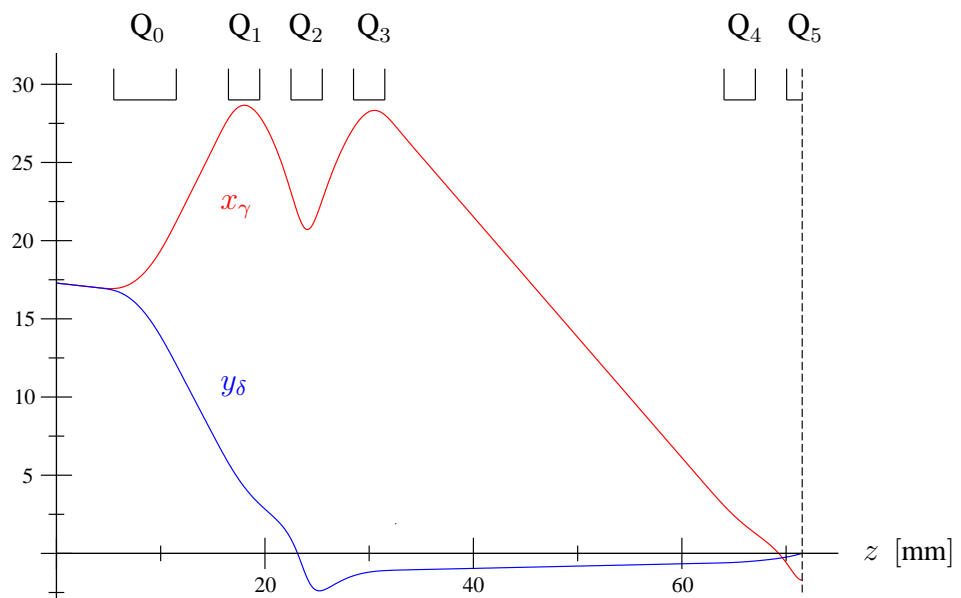


Abbildung 5.8: Feldbahnen in der ersten Korrektorhälfte für realistische Elektrodenformen.

ähneln die Feldbahnen (Abbildung 5.8) den axialen Bahnen (Abbildung 5.7) im gleichen Schnitt. Dies gilt insbesondere für die  $x_\alpha$ - und die  $x_\gamma$ -Bahn. Dadurch erhält man als Lösung der Bewegungsgleichung für jeden Schnitt zwei nahezu linear abhängige Lösungen. Ein solches System von paraxialen Bahnen erweist sich häufig als sehr problematisch hinsichtlich seiner auflösungsbegrenzenden Fehler und seiner Stabilitätsanforderungen. Im gesuchten Aufbau für den Aplanaten müssen als Konsequenz aus diesem Ergebnis die Knotenpunkte der Feldbahnen nahe am Korrektor liegen.

Bei der Erfüllung der Bahnbedingungen entsprechend den Gleichungen (5.10) oder (5.11) anstelle von (5.9) findet man keine Lösungspunkte im Parameterraum, die einen ausreichend negativen Farbfehler und dicht am Korrektor liegende Knotenpunkte besitzen. Solche Lösungen existieren im Modell dünner Quadrupole (Abbildung 5.2) nur für die Bahnbedingungen (5.12). Da die Quadrupole in der Mitte der Korrekturstücke zur Erfüllung dieser Bedingungen ausgedehnt werden müssen, werden sie durch zwei dünne Quadrupole halber Brechkraft ersetzt, die durch eine kurze Driftstrecke voneinander getrennt sind. Eine weitere Bedingung,

$$y_\delta(z_2) = 0, \tag{5.15}$$

erweist sich als erforderlich: Sie „bändigt“ den Verlauf der  $y_\delta$ -Bahn in der Mitte der äußeren Korrekturstücke, in der die Teilchen bei geringer Energie starken Quadrupolkräften ausgesetzt sind.

Je größer die Driftstrecken vor den Korrekturstücken gewählt werden, um so größer wird der Abstand der Feldbahnen von der optischen Achse bei Eintritt in den mittleren Quadrupol des Korrekturstücks (Abbildung 5.10). Dies führt zu einem scharfen Knick der  $x_\gamma$ - und der  $y_\delta$ -Bahn am Beginn und Ende der Driftstrecken, die in der Mitte der Korrekturstücke

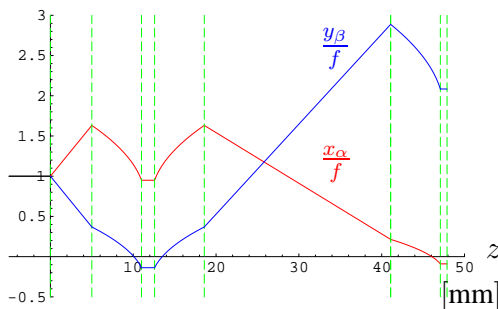


Abbildung 5.9: Axiale Bahnen in der ersten Korrektorhälfte für dünne Quadrupole bei Einstellung der Bahnbedingungen (5.12).

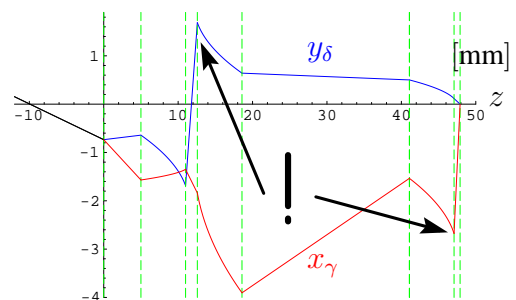


Abbildung 5.10: Feldbahnen in der ersten Korrektorhälfte für dünne Quadrupole bei Einstellung der Bahnbedingungen (5.12).

liegen. Diese unstetigen Steigungsänderungen sind in dieser Form ein künstliches Produkt des Modells dünner Quadrupole und können durch realistische Quadrupolverläufe nicht erreicht werden. Eine Ausdehnung der mittleren Quadrupole, mit deren Hilfe die gewünschten Bedingungen doch noch eingestellt werden könnten, macht die notwendige Erfüllung der Scherzer-Bedingung und damit die Farbfehlerkorrektur zunichte. Klei-

nerer Driftstrecken vor und zwischen den Korrekturstücken, mit denen die großen Steigungsänderungen reduziert werden, haben einen positiven Farbfehler des Korrektors zur Folge.

In der Tat scheidet der Versuch einer Fokussierung aller Bedingungen (5.12), (5.13) und (5.15) für realistische Systeme, die wiederum mit dem Ersatzladungsverfahren simuliert werden: Der Lösungsvektor springt zwischen zwei Einstellungen, in denen entweder die  $x_\gamma$ -Bahn oder die  $y_\delta$ -Bahn in der Mitte des Korrektors gut fokussiert ist.

Eine erfolgversprechende Lösung ist die Hinzunahme je eines weiteren Quadrupols vor jedem Korrekturstück. Folglich würden 15 Quadrupole benötigt. Darüberhinaus müßte der Farbfehler in einem Schnitt wegen der fehlenden Symmetrie der  $x_\alpha$ - zur  $y_\beta$ -Bahn an den Farbfehler im anderen Schnitt angeglichen werden (siehe Gleichung (5.13)). Die Einführung einer Doppelsymmetrie vereinfacht die theoretische und experimentelle Behandlung des komafreien elektrostatischen Korrektors.

Aus diesen Bemühungen wird die Schlußfolgerung gezogen, daß das gesuchte System anstelle eines einzelnen Frontquadrupols ein Frontdublett und in der Mitte  $z_{\text{Mitte}}$  der Korrekturstücke eine Beugungsebene besitzen muß:

$$x'_\alpha(z_{\text{Mitte}}) = 0, y'_\beta(z_{\text{Mitte}}) = 0, x_\gamma(z_{\text{Mitte}}) = 0, y_\delta(z_{\text{Mitte}}) = 0. \quad (5.16)$$

## 5.2 Aufbau und Vorteile des doppelsymmetrischen Korrektors

Im elektrostatischen Aplanat umgibt je ein Quadrupoldublett das Korrekturstück, in dem wie zuvor die Scherzer-Bedingung in einem Schnitt erfüllt ist. Das Korrekturstück bildet zusammen mit den zwei Quadrupoldubletts eine Korrekturereinheit (Abbildung 5.11), die zur Farbfehlerkorrektur in einem Schnitt dient. Die Multipolstärken  $\Phi_\nu$  ( $\nu = 0, 2, 4$ ) sind symmetrisch bezüglich der Mitte der Korrekturereinheit, die mit der Mitte des Korrekturstücks zusammenfällt. Die axialen Bahnen werden durch die Korrekturereinheit teleskopisch 1 : 1 abgebildet, wobei sie spiegelsymmetrisch zur Mitte des Korrekturstücks verlaufen. Die Feldbahnen sind antisymmetrisch zur Mitte des Korrekturstücks.

Zwei identische Korrekturereinheiten, die hintereinander angeordnet und gegeneinander um  $\pi/2$  gedreht sind, korrigieren den axialen Farbfehler erster Ordnung ersten Grades in beiden Schnitten. Im Gegensatz zum System mit drei Korrekturstücken ist der Farbfehler des gesamten Korrektors bereits wegen der Symmetrie der  $x_\alpha$ -Bahn zur  $y_\beta$ -Bahn bezüglich der Mitte des Korrektors identisch: Die  $x_\alpha$ -Bahn in der zweiten Korrekturereinheit ist spiegelsymmetrisch zur  $y_\beta$ -Bahn in der ersten. Umgekehrt verläuft die  $y_\beta$ -Bahn in der zweiten Korrekturereinheit symmetrisch zur  $x_\alpha$ -Bahn in der ersten. Gleiches gilt für den Verlauf der Feldbahnen im  $xz$ - und im  $yz$ -Schnitt. Folglich zeichnet sich der Korrektor DECO („Double-symmetric Electrostatic Corrector“) durch eine Doppelsymmetrie zur Korrektormitte und zur Mitte der Korrekturereinheiten aus. Aufgrund der Symmetrie innerhalb einer Korrekturereinheit verschwinden sämtliche außeraxialen Fehler, die eine

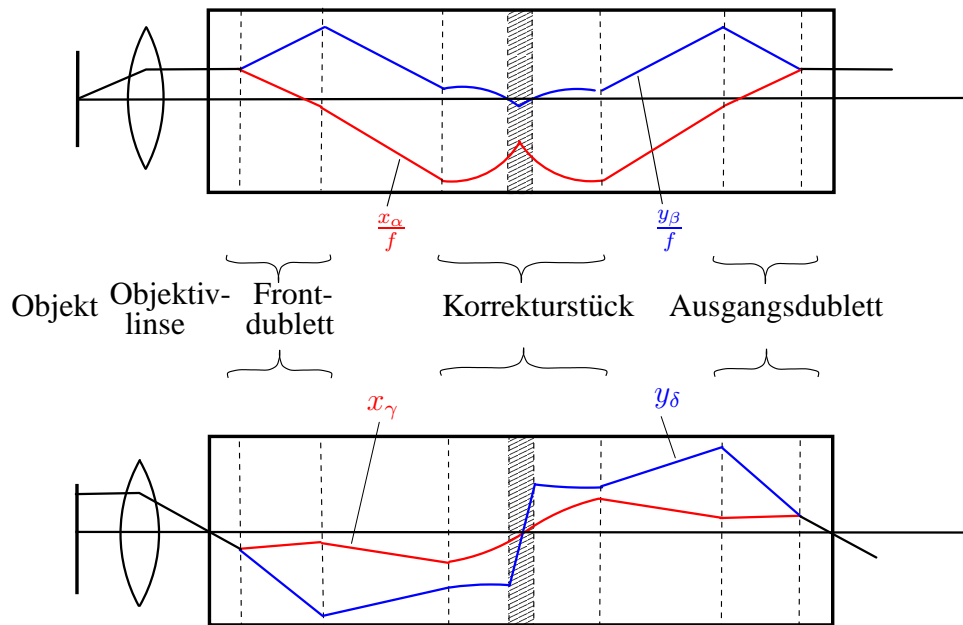


Abbildung 5.11: Schematischer Strahlengang in einer Korrekturereinheit.

ungeradzahlige Summe der Exponenten von  $\gamma$  und  $\delta$  besitzen, in der Ausgangsebene der Korrekturereinheit. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Beugungsebene in die Knotenebene der Korrekturereinheit gelegt wird. Der bildfeldbegrenzende Komafehler des Korrektors ist somit korrigiert.

Der positive Öffnungsfehler der Objektivlinse wird entsprechend dem in Kapitel 4.6 erwähnten Verfahren mit drei Oktopolen, die in die Mitte der Korrekturereinheiten und in die Mitte des Korrektors gesetzt werden, kompensiert. Die Korrektur des Farb- und des Öffnungsfehlers beeinflusst das Bildfeld nur wenig, da die Korrekturen in den Beugungsebenen des Korrektors durchgeführt werden.

Dieser neue Korrektoraufbau, der im Rahmen dieser Arbeit erstmals vorgeschlagen wird, korrigiert den axialen Farbfehler und den Öffnungsfehler, erfüllt die geforderte Symmetrie (5.16) in der Mitte der Korrekturstücke und beseitigt so den bildfeldbegrenzenden Komafehler des Korrektors.

### 5.3 Analytische Optimierung

Im Modell dünner Quadrupole (Abbildung 5.12) muß die gesuchte Einstellung des Korrektors DECO neben den Bahnbedingungen

$$x'_\alpha(z_2) = 0, y'_\beta(z_2) = 0, x_\gamma(z_2) = 0, y_\delta(z_2) = 0 \quad (5.17)$$

weitere Forderungen erfüllen. Durch die Festlegung einer maximalen Gesamtlänge von 300 mm werden alle Systeme eliminiert, deren äußere Knotenpunkte zu weit vom Korrektor entfernt liegen. Die Gesamtlänge des Korrektors ist durch die vierfache Länge zwischen zwei benachbarten Beugungsebenen in einer Korrekturereinheit gegeben (Abbildung 5.11). Der Abstand der axialen Bahnen von der optischen Achse sollte wegen

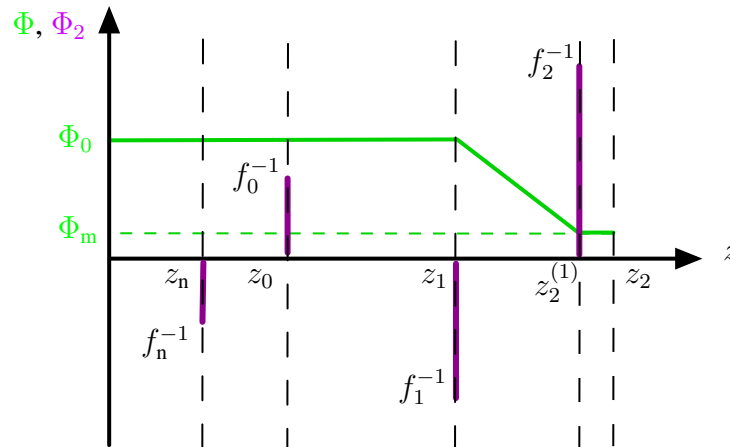


Abbildung 5.12: Korrekturereinheit im Modell dünner Quadrupole.

der auflösungsbegrenzenden Fehler höherer Stufe so klein wie möglich bleiben. Daraus resultiert die Bedingung

$$|x_\alpha(z_1)| \leq 3f. \quad (5.18)$$

Die auftretenden Steigungsänderungen der Feldbahnen in der Mitte des Korrekturstücks und damit ihre Achsenabstände sollten nach den Erfahrungen aus Kapitel 5.1 ebenfalls klein gehalten werden:

$$|y_\delta(z_2^{(1)})| < 2. \quad (5.19)$$

Der Korrektor muß bei einer Mindestenergie von 0,5 keV einen ausreichenden Farbfehler von

$$C_K < -6,0 \text{ mm} \quad (5.20)$$

erzeugen. Die Abbildungen 5.13 und 5.14 zeigen die paraxialen Bahnen für ein System, das alle oben aufgeführten Forderungen erfüllt. Der Farbfehler  $C_K$  des Korrektors beträgt  $-6,05 \text{ mm}$  bei einer Korrektorlänge von 271 mm.

Lösungstypen, in denen die beiden Quadrupole des Dubletts die gleiche Polarität besitzen, wurden bei der Abrasterung des Parameterraums nicht gefunden. Dies stimmt mit den Erkenntnissen aus dem System mit drei Korrekturstücken (Kapitel 5.1) überein: Ein einziger ausgedehnter Frontquadrupol reicht zur Fokussierung der Bahnen nicht aus, wenn im zentralen Quadrupol des Korrekturstücks eine Beugungsebene liegt und die axialen Bahnen symmetrisch zur Mitte dieses Quadrupols verlaufen. Dies wiederum ist nach den Überlegungen aus Kapitel 5.1 die einzige Möglichkeit, die Knotenpunkte an den Korrektor heranzuziehen und so zwei sich deutlich unterscheidende Lösungen für die axialen Bahnen und die Feldbahnen zu gewinnen.

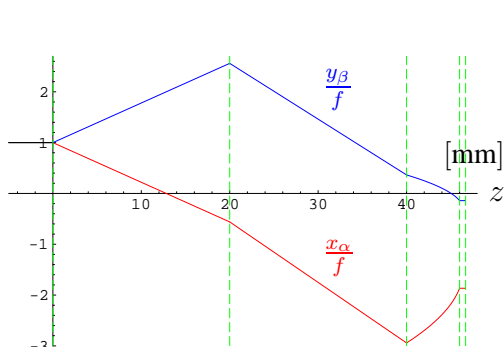


Abbildung 5.13: Axiale Bahnen in der ersten Hälfte einer Korrektereinheit im Modell dünner Quadrupole.

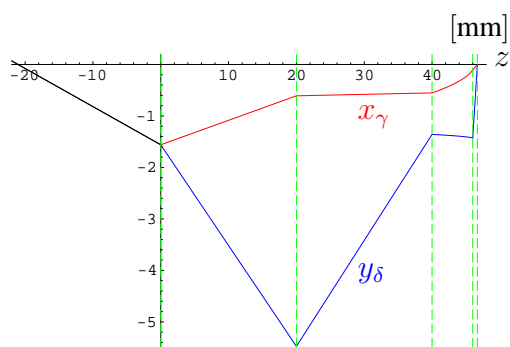


Abbildung 5.14: Feldbahnen in der ersten Hälfte einer Korrektereinheit im Modell dünner Quadrupole.

Zur Bestimmung der optimalen Quadrupollängen des Dubletts betrachten wir das Frontdublett in der Kastenfeld-Näherung und das Korrekturstück im Modell dünner Quadrupole (Abbildung 5.15). Die Bahnen, der Farbfehler und die optimale Einstellung werden analog zu den Modellen in Kapitel 4.4 berechnet.

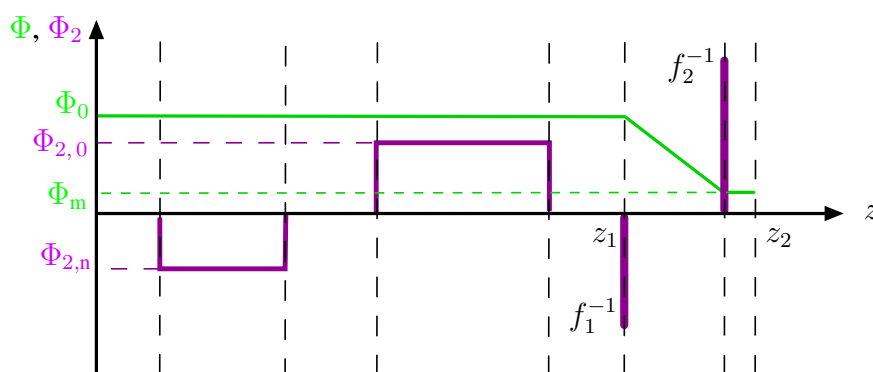


Abbildung 5.15: Korrektereinheit mit Frontdublett in der Kastenfeld-Näherung.

Durch die Ausdehnung der Frontquadrupole nehmen die positiven Farbfehlerbeiträge der axialen Bahnen im Bereich des Dubletts zu. Zu ihrer Kompensation wird der Abstand der  $x_\alpha$ -Bahn im Korrekturstück erhöht. Daher wird die Bedingung (5.18) gelockert,

$$|x_\alpha(z_1)| \leq 3,3 f. \tag{5.21}$$

Die übrigen Anforderungen (5.17), (5.19) und (5.20) bleiben unverändert. Der Korrektor sollte sich bezüglich des Farbfehlers in einem lokalen Minimum befinden, damit bei der Umsetzung in ein realistisches System die kleinen unvermeidlichen Abweichungen von der idealen Geometrie nur eine geringfügige Veränderung des Farbfehlers verursachen.

Wird der zweite Quadrupol des Dubletts verlängert, kann wie im System ECO eine günstigere Einstrahlung der axialen Bahnen in das Korrekturstück gefunden werden. Durch eine

Vergößerung der Korrekturlänge und durch eine kleinere Teilchenenergie in der Mitte der Korrekturstücke ist daher jeder beliebige negative Farbfehler einstellbar. Ebenso wie im System ECO wird im Aplanat der Farbfehler als Funktion der Brechkraft  $f_1^{-1}$  des ersten Quadrupols im Korrekturstück minimal (Abbildung 5.16). Für Brennweiten  $f_1$ , die kleiner als 7,78 mm sind (Abbildung 5.16), ist stets eine der aufgestellten Forderungen verletzt. Die paraxialen Bahnen für das optimale System sind in den Abbildungen 5.17 und 5.18 dargestellt.

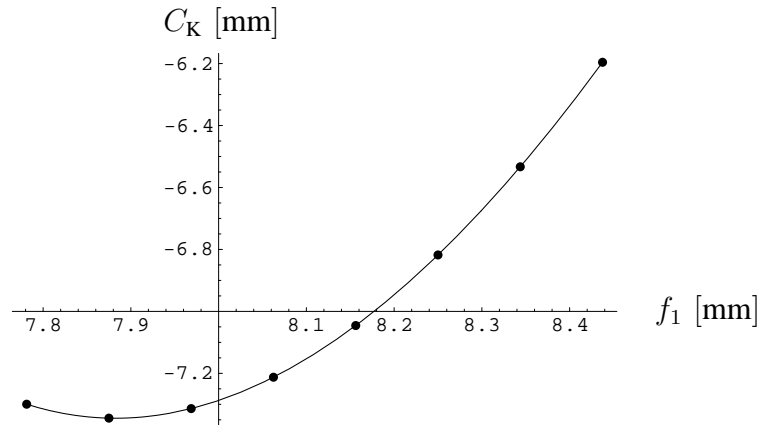


Abbildung 5.16: Farbfehler  $C_K$  bei optimal gewählten Quadrupollängen des Dubletts als Funktion der Brennweite  $f_1$  des ersten Quadrupols des Korrekturstücks.

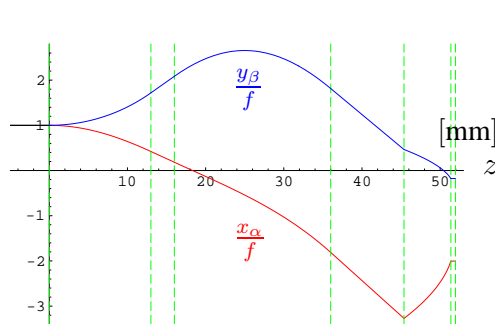


Abbildung 5.17: Axiale Bahnen in der ersten Hälfte einer Korrekturereinheit für ein Frontdublett in der Kastenfeld-Näherung.

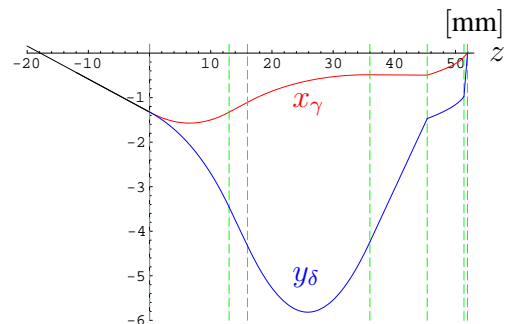


Abbildung 5.18: Feldbahnen in der ersten Hälfte einer Korrekturereinheit für ein Frontdublett in der Kastenfeld-Näherung.

## 5.4 Feldsimulation realistischer Elektrodenformen

Die optimalen Quadrupollängen des Frontdubletts aus dem vorangegangenen Kapitel 5.3 und das für ECO optimierte Korrekturstück (Kapitel 4.5) dienen als Ausgangspunkt für die Simulation des Korrektors DECO mit dem Ersatzladungsverfahren. Zur Verkürzung

der Rechenzeit werden die Quadrupole des Dubletts und das Korrekturstück zunächst getrennt simuliert und die Bahnen stückweise integriert. Das Quadrupoldublett und das Korrekturstück werden von Kreisblenden getrennt. Daher unterscheidet sich das Ergebnis aus der stückweisen Simulation nur geringfügig von der exakten Berechnung einer gesamten Korrekturereinheit.

Der Farbfehler besitzt, wie bereits in Kapitel 5.3 beschrieben, ein Minimum als Funktion der Spannung  $U_2$  zwischen benachbarten Elektroden des mittleren Quadrupols des Korrekturstücks (Abbildung 5.19).

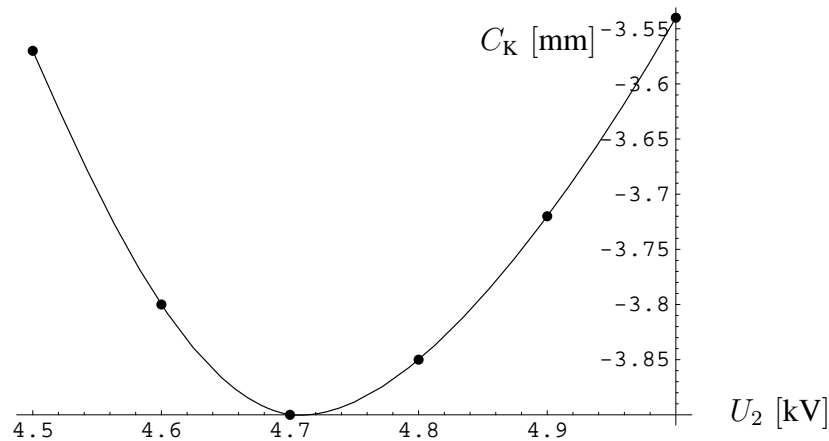


Abbildung 5.19: Farbfehler  $C_K$  als Funktion der Spannung  $U_2$  zwischen den Elektroden des mittleren Quadrupols im Korrekturstück.

Im zweiten Schritt wird eine vollständige Korrektorhälfte, ausgehend von der optimalen Justierung, die für das obige „gestückelte“ System gefunden wurde, simuliert. Zusätzlich wird zur Korrektur des Öffnungsfehlers im Korrekturstück der mittlere Quadrupol durch einen 12-Pol ersetzt und ein zusätzlicher 12-Pol in der Korrektormitte hinzugefügt (vgl. Kapitel 5.2). Die Abbildungen 5.20 bis 5.24 zeigen die Multipolstärken  $\Phi$ ,  $\Phi_2$  und  $\Phi_4$  einschließlich der Oktopolstärken zur Öffnungsfehlerkorrektur sowie die paraxialen Bahnen. Die vier Bahnbedingungen (5.17) lassen sich im Gegensatz zu den Bahnen im Korrektoraufbau mit drei Korrekturstücken (Kapitel 5.1) ohne größere Mühen einstellen.

Die dargestellte Justierung des Aplanaten erzeugt einen axialen Farbfehler von  $C_K = -4,30$  mm und einen Öffnungsfehler dritter Ordnung von  $C_S = -13,12$  mm. Der Korrektor ist 288,3 mm lang. Die auftretenden elektrischen Feldstärken bleiben unterhalb von 9,0 kV/mm. Der maximale Abstand der  $x_\alpha$ -Bahn von der optischen Achse beträgt 3,8 f. Die strenge Grenze von 3,3 f, die in Gleichung (5.21) für das einfachere Modell in Abbildung 5.15 gefordert wurde, verhindert die Erzeugung eines ausreichenden negativen Farbfehlers.

Im Vergleich zum Korrektor ECO (Abbildung 4.42) verdoppelt sich der Achsenabstand der  $x_\alpha$ -Bahn innerhalb des Korrekturstücks. Mit diesem größeren Abstand und den damit erzielten größeren negativen Farbfehlerbeiträgen im Korrekturstück werden die großen positiven Beiträge der  $y_\beta$ -Bahn kompensiert, die im Frontdublett entstehen. Wegen des großen Achsenabstands der  $y_\beta$ -Bahn (vor allem im zweiten Quadrupol des Dubletts, siehe

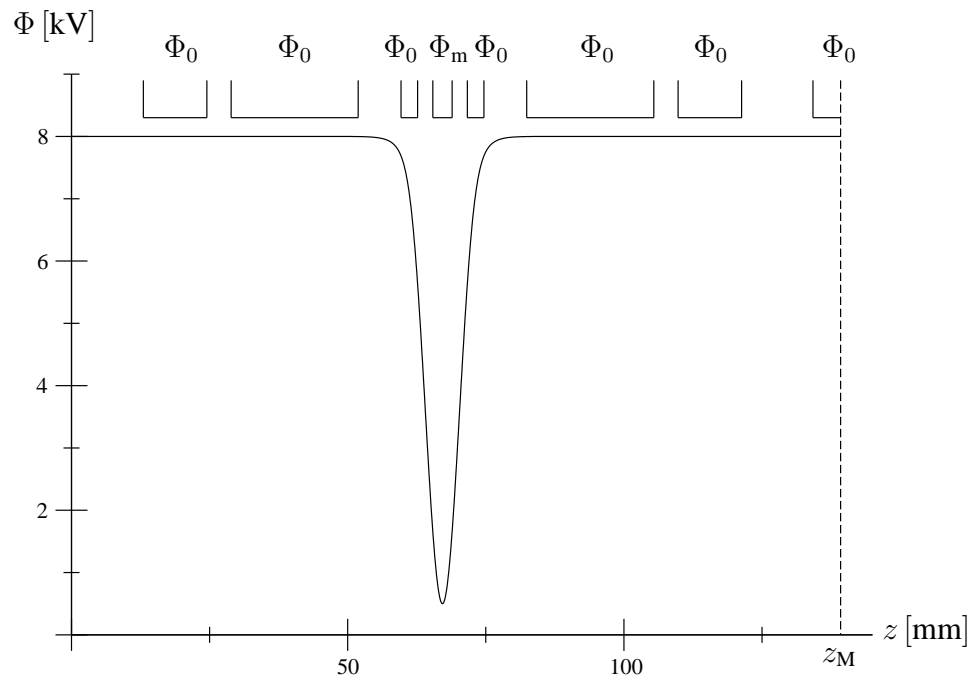


Abbildung 5.20: Achsenpotential  $\Phi$  in einer Korrekturereinheit.

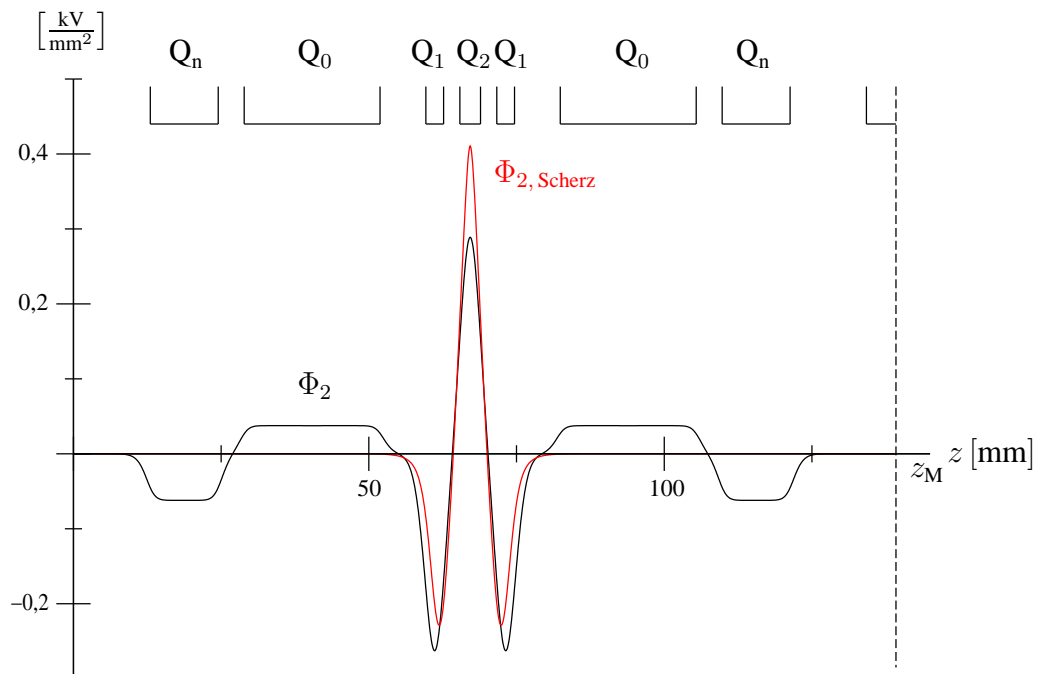


Abbildung 5.21: Quadrupolstärke  $\Phi_2$  im Vergleich zum Verlauf  $\Phi_{2,Scherz}$  gemäß der Scherzer-Bedingung in der ersten Korrekturhälfte.

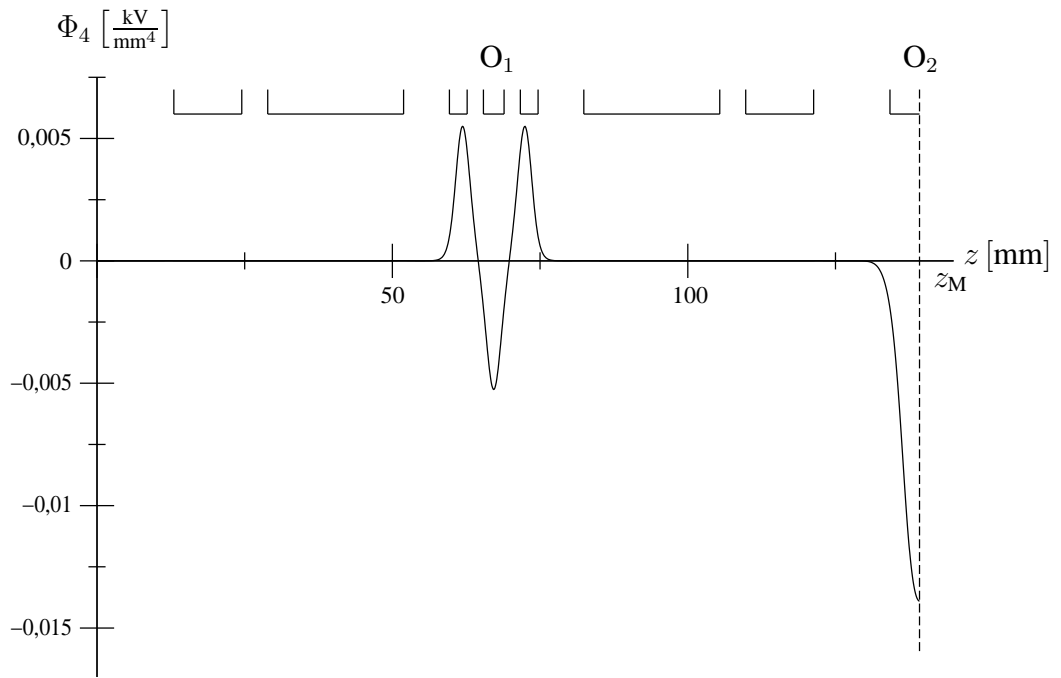


Abbildung 5.22: Oktopolstärke  $\Phi_4$  in einer Korrekturereinheit.

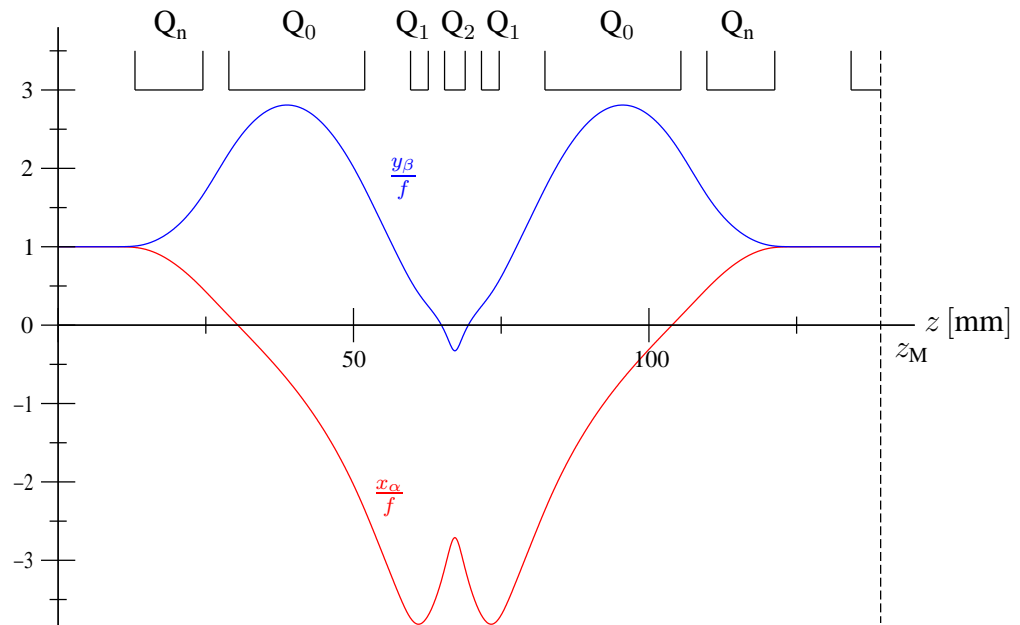


Abbildung 5.23: Axiale Bahnen  $x_\alpha$  und  $y_\beta$  in der ersten Korrektorhälfte.

Abbildung 5.23!) übersteigt der positive Farbfehler, der in diesem Abschnitt des Korrektors im  $yz$ -Schnitt erzeugt wird, mit  $C_{\beta\kappa} = +11,5$  mm den zu korrigierenden Farbfehler der EDOL um den dreifachen Wert.

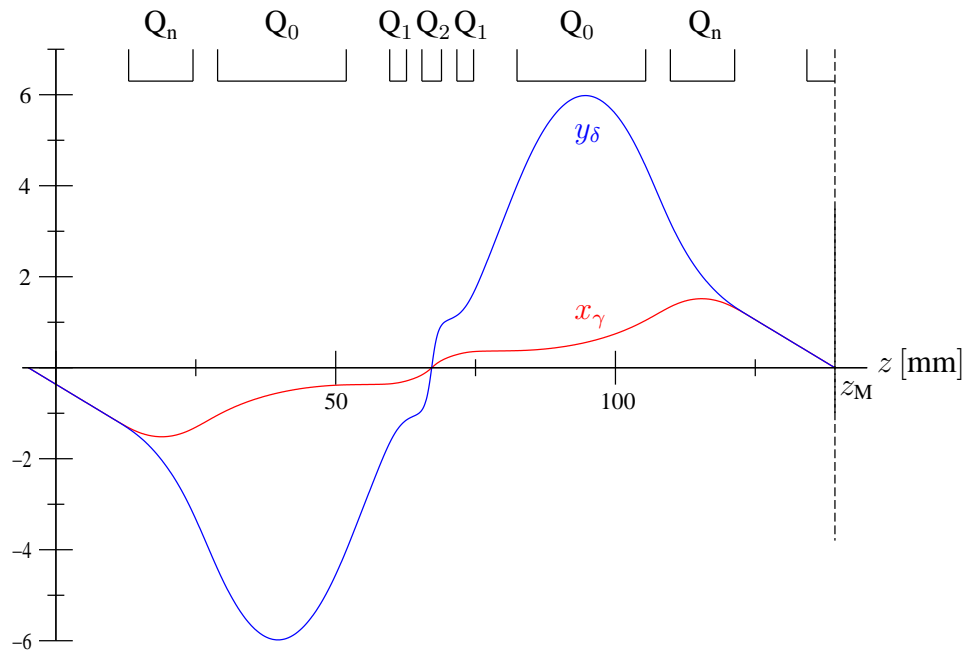


Abbildung 5.24: Feldbahnen  $x_\gamma$  und  $y_\delta$  in der ersten Korrektorhälfte.

Durch den größeren Achsenabstand erhöhen sich die auflösungsbegrenzenden Fehler vierter und höherer Stufe und die Stabilitätsanforderungen.

## 5.5 Auflösung

Wir betrachten zur Berechnung der Auflösung ein einfaches Niederspannungs-Elektronenmikroskop, das sich aus einer Kondensorlinse, dem Korrektor DECO und der EDOL als Objektivlinse zusammensetzt. Die Beugungsebene wird durch eine geeignete Einstellung der Kondensorlinse in die erste Knotenebene des Korrektors DECO gelegt, so daß die paraxialen Bahnen entsprechend den Darstellungen in den Abbildungen 5.23 und 5.24 verlaufen. Die Multipolstärken  $\Phi = \Phi(z)$ ,  $\Phi_2 = \Phi_2(z)$ ,  $\Phi_4 = \Phi_4(z)$  und die fokussierten paraxialen Bahnen aus den Abbildungen 5.20 bis 5.24 werden dann direkt in das Programm zur Berechnung der Fehler höherer Stufe eingesetzt. Die Fehler wurden von Zach mit dem Programm SIMS berechnet [22]. Der auflösungsbegrenzende Fehler vierter Stufe ist der farbabhängige Öffnungsfehler dritter Ordnung

$$C_{\alpha\alpha\alpha\kappa} = -1,28 \text{ m}, \quad (5.22)$$

$$C_{\alpha\alpha\beta\kappa} = C_{\alpha\beta\beta\kappa} = -0,73 \text{ m}, \quad (5.23)$$

$$C_{\beta\beta\beta\kappa} = -1,26 \text{ m} . \quad (5.24)$$

In fünfter Stufe beschränkt der Öffnungsfehler fünfter Ordnung die Auflösung,

$$C_{\alpha\alpha\alpha\alpha} = 3,62 \text{ m} , \quad (5.25)$$

$$C_{\alpha\alpha\alpha\alpha\beta} = 1,54 \text{ m} , \quad (5.26)$$

$$C_{\alpha\alpha\alpha\beta\beta} = 3,07 \text{ m} , \quad (5.27)$$

$$C_{\alpha\alpha\beta\beta\beta} = 2,97 \text{ m} , \quad (5.28)$$

$$C_{\alpha\beta\beta\beta\beta} = 1,49 \text{ m} , \quad (5.29)$$

$$C_{\beta\beta\beta\beta\beta} = 3,54 \text{ m} . \quad (5.30)$$

Aufgrund der Doppelsymmetrie des Systems stimmen die folgenden Fehlerkoeffizienten überein:

$$C_{\alpha\alpha\alpha\kappa} = C_{\beta\beta\beta\kappa} , \quad (5.31)$$

$$C_{\alpha\alpha\alpha\alpha} = C_{\beta\beta\beta\beta} , \quad (5.32)$$

$$C_{\alpha\alpha\alpha\alpha\beta} = C_{\alpha\beta\beta\beta\beta} , \quad (5.33)$$

$$C_{\alpha\alpha\alpha\beta\beta} = C_{\alpha\alpha\beta\beta\beta} . \quad (5.34)$$

Die kleinen Abweichungen der Fehlerkoeffizienten in den beiden Schnitten resultieren aus kleinen Symmetriebrechungen, die beim Zusammensetzen (Fitfehler) des Gesamtsystems mit SIMS entstanden sind.

Kriterium	$\alpha$ [mrad]	$r_B$	$r_F^M$	$r_{\text{aufl}}^M$	Bildfeld	$r_F^R$	$r_{\text{aufl}}^R$	Bildpunkte
70 %	22	1,08	0,59	1,2	1500	1,27	1,7	880
90 %	20	1,19	0,76	1,4	1500	1,69	2,1	710

Tabelle 5.1: Auflösung des Systems mit DECO als Korrektor (Längen in Nanometer).

Die theoretisch erreichbare Auflösung  $r_{\text{aufl}}^M$  des korrigierten Mikroskops, die analog zum Vorgehen in Kapitel 4.7 berechnet wird, beträgt in der Objektmitte beim 70 %-Kriterium 1,2 nm, beim 90 %-Kriterium 1,4 nm (Tabelle 5.1). In der Abbildung 5.25 ist die Fehlerfigur bei optimierter Einstellung für das 90 %-Kriterium dargestellt. Da Kombinationsfehler im Korrektor wegen der Doppelsymmetrie nicht auftreten, erhält man exakt eine vierzählige Fehlerfigur.

Nach der Korrektur des Komafehlers beschränkt die Bildfeldwölbung die Größe des Bildfeldes:

$$C_{\alpha\gamma\gamma} = 5,09 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{m}} , \quad (5.35)$$

$$C_{\alpha\gamma\delta} = -1,42 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{m}} , \quad (5.36)$$

$$C_{\alpha\delta\delta} = 1,95 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{m}} , \quad (5.37)$$

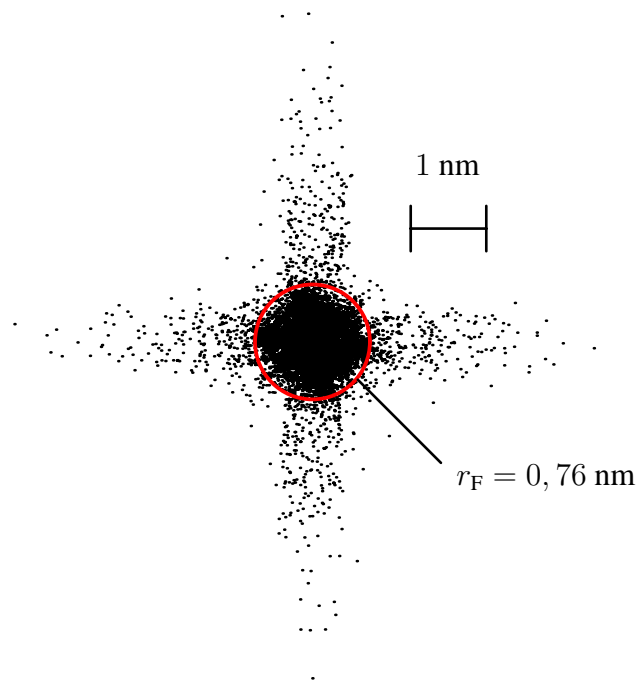


Abbildung 5.25: Fehlerfigur in der Bildfeldmitte für das 90 %-Kriterium bei optimaler Einstellung.

$$C_{\beta\gamma\gamma} = 1,94 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{m}}, \quad (5.38)$$

$$C_{\beta\gamma\delta} = -1,42 \cdot 10^3 \frac{1}{\text{m}}, \quad (5.39)$$

$$C_{\beta\delta\delta} = 5,09 \cdot 10^4 \frac{1}{\text{m}}. \quad (5.40)$$

Beim 90 %-Kriterium verringert sich die Auflösung bei der Übertragung von  $710 \times 710$  Bildpunkten von  $r_{\text{aufl}}^{\text{M}} = 1,4 \text{ nm}$  in der Bildfeldmitte auf  $r_{\text{aufl}}^{\text{R}} = 2,1 \text{ nm}$  am Bildfeldrand (Tabelle 5.1). Im Vergleich zu ECO erhöht sich die Zahl der übertragbaren Bildpunkte entlang des Bildfeldes um einen Faktor 40.

Der Korrektor DECO ist somit der erste elektrostatische Korrektor für den Farb- und Öffnungsfehler, der die Übertragung eines ausgedehnten Bildfeldes erlaubt.

## 5.6 Stabilitätsanforderungen an die Spannungsversorgung

Das Instabilitätsscheibchen, das aus der Schwankung der Spannungsversorgungen resultiert, soll wie im Korrektor ECO (Kapitel 4.8) einen Radius besitzen, der kleiner als die halbe Auflösung ist. Die Untersuchung einer Korrekturereinheit reicht aus, da im Zentrum

des Korrekturstücks, dem kritischen Bereich, zwei astigmatische Zwischenbilder liegen. Weil die zugehörige Bahn (in der Abbildung 5.23 die  $y_\beta$ -Bahn) somit nahe an der optischen Achse verläuft, ist der Einfluß von Instabilitäten auf diese Bahn sowie auf die Feldbahnen (Abbildung 5.24) an diesen sensiblen Stellen vernachlässigbar klein. Darüber hinaus werden die entstehenden Bahnabweichungen durch die folgende Korrekturereinheit 1 : 1 abgebildet.

Bei kleinen Änderungen der Sollspannungen werden die axialen Bahnen mit dem Ersatzladungsverfahren neu berechnet. Die Steigungsänderung der axialen Bahnen beim Verlassen der Korrekturereinheit, die aus den kleinen Abweichungen der Spannungen von den Sollwerten resultiert, ist ein Maß für die erforderliche Stabilität der Spannungsquellen. Die Elektroden eines teilchenoptischen Elements, die im gleichen Schnitt liegen, werden analog zum Vorgehen in Kapitel 4.8 aus der gleichen Spannungsquelle versorgt. Bei einer Auflösung von 1,2 nm mit einem Aperturwinkel von 22 mrad (siehe Tabelle 5.1!) muß der mittlere Quadrupol des Korrekturstücks eine relative Spannungsstabilität von  $(\Delta U)/U = 3,4 \cdot 10^{-8}$  besitzen (Tabelle 5.2). Beim momentanen Stand der Technik ist diese Anforderung nicht einzuhalten. Ist man mit einer Auflösung von 2,0 nm bei entsprechend kleinerem Aperturwinkel zufrieden, sinken die Anforderungen auf  $(\Delta U)/U = 6,7 \cdot 10^{-8}$ , die in naher Zukunft realisierbar erscheinen. Die notwendigen Stabilitäten der übrigen Spannungsversorgungen können bereits heute eingehalten werden.

Element	$\frac{\Delta U}{U}$
Erster Quadrupol des Dubletts	$9,6 \cdot 10^{-5}$
Zweiter Quadrupol des Dubletts	$3,8 \cdot 10^{-5}$
Erster Quadrupol des Korrekturstücks	$1,0 \cdot 10^{-6}$
Mittlerer Quadrupol des Korrekturstücks	$3,4 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 5.2: Benötigte relative Spannungsstabilitäten  $\frac{\Delta U}{U}$  im Korrektor DECO.

Wie im Korrektor ECO (vgl. Kapitel 4.8) werden an den mittleren Quadrupol des Korrekturstücks aufgrund der großen Brechkraft die höchsten Stabilitätsanforderungen gestellt. Im System DECO steigen diese im Vergleich zum Korrektor ECO deutlich an, da im Korrekturstück von DECO ein betragsmäßig größerer negativer Farbfehler erzeugt werden muß, um die positiven Farbfehlerbeiträge durch die zusätzlichen Quadrupole zu kompensieren (vgl. Kapitel 5.5).

Das Korrekturprinzip des Korrektors DECO ist auf jede Objektivlinse übertragbar, die im Niederspannungsbereich arbeitet. Tauscht man die Objektivlinse EDOL gegen eine Linse mit veränderten Kenngrößen (Säulenpotential, Objektpotential, Brennweite, Farbfehler) aus, verändern sich die Anforderungen. Im günstigen Fall reduzieren sich die geforderten Spannungsstabilitäten auf Werte, die heute bereits technologisch realisiert werden können.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung

Die chromatische und die sphärische Aberration sind in runden, statischen, raumladungsfreien Teilchenlinsen unvermeidlich. Zu ihrer Beseitigung wurden bisher *elektromagnetische* Korrektoren entworfen und eingesetzt. In dieser Arbeit werden erstmals realisierbare, rein elektrostatische Korrektoren mit gerader Achse vorgestellt, die gegenüber den elektromagnetischen Korrektoren eine remanenzfreie und damit zügige, reproduzierbare Einstellung erlauben. Darüber hinaus erfordert der Einsatz eines Korrektors in Rasterionenstrahlgeräten die Beschränkung auf rein elektrische Felder, da dort die bisher bekannten elektromagnetischen Korrektoren wegen der großen Ionenmasse und der geringen Teilchenenergie nicht verwendet werden können.

Der Korrektor ECO („Electrostatic Corrector“) geht in seinem Aufbau auf eine Idee Scherzers zurück. In dieser Arbeit wurden erstmals eine anschauliche und eine theoretische Begründung für Scherzers Prinzip der elektrostatischen Farbfehlerkorrektur mittels Immersion gegeben. Beide Begründungen führen unabhängig voneinander zu dem gleichen Aufbau des Korrekturstücks, in dem der positive Farbfehler der Objektivlinse in einem Schnitt kompensiert wird.

Der Aufbau wird in mehreren Schritten von der oben beschriebenen theoretischen Formulierung bis zu einem fertigen Design entwickelt: Analytisch lösbare Modelle, die nach der Berechnung der Bahnen und des Farbfehlers die rasche und vollständige Untersuchung des Parameterraums ermöglichen, dienen zu einem ersten Überblick über das Korrektorverhalten und zur Optimierung des Farbfehlers. Mit Hilfe eines Ersatzladungsverfahrens, das auf geladenen Dreiecksflächen als Elementarladung basiert, wird die ideale Elektrodengeometrie zur Erfüllung der Scherzer-Bedingung gesucht. Ausgehend von einfachen Elektrodenformen wird hierbei durch Variation von Geometrie und Spannungen unter Zuhilfenahme einer Gütezahl die optimale Elektrodengeometrie gefunden. Diese Elektroden sind in Abstimmung mit Experimentatoren bestimmt, so daß anhand der gefundenen Geometrie der Korrektor gebaut werden kann. Zusätzliche Oktupolfelder korrigieren den Öffnungsfehler dritter Ordnung.

In einem Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskop mit der Objektivlinse EDOL (Electrostatic Detector Objective Lens) verbessert der Korrektor ECO die Auflösung von

6,0 nm auf 1,4 nm. Durch die Auflösungsverbesserung steigen die Anforderungen an die Stabilität der Spannungsversorgung. Im Korrektur ECO sind diese gewachsenen Anforderungen nach dem heutigen Stand der Technik erfüllbar. Die Justierverfahren, die für den Gebrauch des Korrektors notwendig sind, wurden bereits für den elektromagnetischen Korrektur entwickelt, so daß auch hier das notwendige Wissen vorhanden ist. Dem Bau und Einsatz des Korrektors ECO steht somit nichts im Wege.

Der Korrektur ECO setzt sich aus der minimalen Anzahl an teilchenoptischen Elementen zusammen, die zur elektrostatischen Farbfehlerkorrektur benötigt werden. Zur Übertragung eines ausgedehnten Bildfelds ist dieser aufgrund des großen außeraxialen Komafehlers ungeeignet.

Ein möglicher Korrekturaufbau aus drei Korrekturstücken, in dessen Ausgangsebene sich der Komafehler aufhebt, scheidet an dem großen Öffnungsfehler fünfter Ordnung. Die Überwindung dieses Hindernisses führt beinahe zwangsläufig zu einem doppelsymmetrischen Aufbau. Die einzuhaltenden Bedingungen, die aus dem Aufbau mit drei Korrekturstücken gewonnen werden, helfen wesentlich bei der Eingrenzung des Parameterraums des doppelsymmetrischen Systems auf sinnvolle Lösungsbereiche.

Im doppelsymmetrischen Korrektur DECO („Double-symmetric Electrostatic Corrector“) ist wie im System ECO der axiale Farbfehler erster Ordnung ersten Grades aus Symmetriegründen rotationssymmetrisch. Durch die Ausbildung dreier Oktopole wird der Öffnungsfehler der Objektivlinse bei unveränderter Farbfehlerkorrektur kompensiert. Aufgrund der Doppelsymmetrie verschwindet der bisher bildfeldbegrenzende Komafehler des Korrektors in dessen Ausgangsebene. Die Übereinstimmung der komafreien Bahnen von Objektivlinse und Korrektur ergibt ein komafreies Gesamtsystem.

In einem Niederspannungs-Elektronenmikroskop mit der Objektivlinse EDOL wird bei der Korrektur mit dem Korrektur DECO in der Bildfeldmitte eine Auflösung von 1,4 nm erreicht. Während der Korrektur ECO gerade einmal ein Bildfeld von  $17 \times 17$  Bildpunkten erlaubt, verringert sich die Auflösung am Bildfeldrand im Korrektur DECO bei  $710 \times 710$  Bildpunkten auf 2,1 nm. Im Vergleich zu ECO gelingt durch die Verwendung von sechs zusätzlichen Quadrupolen mit dem Korrektur DECO die Übertragung eines ausgedehnten Bildfelds. Allerdings sind die Stabilitätsanforderungen mit den zur Zeit erhältlichen Spannungsquellen noch nicht realisierbar. Es besteht jedoch berechtigte Hoffnung, daß in Kombination mit anderen Objektivlinsen (veränderte Brennweite, Farbfehler usw.) die Stabilitätsanforderungen sinken.

Die Korrektoren ECO und DECO sind für die Korrektur einer speziellen Objektivlinse, der EDOL, optimiert. Die Elektrodengeometrie und die Potentialbelegung, bei der ein ausreichend negativer Farbfehler erzeugt wird, wurden bei minimaler Gesamtlänge, vorgegebener Mindestenergie und möglichst kleinem Achsenabstand der axialen Bahnen gesucht. Durch die Wahl einer möglichst kleinen Gesamtlänge werden die mechanischen Schwingungen der Mikroskopsäule, die Einflüsse von Störfeldern und die Strahl-Strahl-Wechselwirkung auf ein Minimum begrenzt. Da eine Mindestenergie in der Mitte der Korrekturstücke eingehalten wird, bleibt die Strahl-Strahl-Wechselwirkung und der Einfluß äußerer Störfelder auch an diesen empfindlichen Stellen kleiner Teilchenenergie

so gering wie möglich. Durch den kleinen Achsenabstand der axialen Bahnen werden die auflösungsbegrenzenden Fehler höherer Stufe minimiert. So wird die maximale Auflösung erzielt.

Durch eine Verringerung der Teilchengeschwindigkeit in der Mitte der Korrekturstücke und durch eine Verlängerung des Korrektors kann man mit den Korrektoren ECO und DECO beliebige Werte für den axialen Farbfehler einstellen. Damit ist bei Einbau dreier zusätzlicher Oktopole die Korrektur der chromatischen und sphärischen Aberration jeder Teilchenlinse, die im Niederspannungsbereich arbeitet, möglich.

# Anhang A

## Bahnverlauf für die analytisch lösbaeren Korrektormodelle

### A.1 Bahnverlauf für dünne Quadrupole

Zur Berechnung der axialen Bahnen des Korrektors bei dünnen Quadrupolen (Abbildung 4.3) reicht aus Symmetriegründen die Kenntnis des Bahnverlaufs im ersten Viertel des Korrektors aus. Innerhalb der Driftstrecke  $z \in [z_0, z_1+]$  mit  $z_1+ = z_1 + \varepsilon$  berechnet man den Bahnverlauf einschließlich des Quadrupols bei  $z_1$  zu

$$x_\alpha = f \left( 1 + \frac{z - z_0}{f_0} \right), \quad x'_\alpha(z_1-) = +\frac{f}{f_0}, \quad (\text{A.1})$$

$$y_\beta = f \left( 1 - \frac{z - z_0}{f_0} \right), \quad y'_\beta(z_1-) = -\frac{1}{f_0}, \quad (\text{A.2})$$

$$x'_\alpha(z_1+) = x'_\alpha(z_1-) - x_\alpha(z_1) \left( \frac{1}{f_B} + \frac{1}{f_1} \right), \quad (\text{A.3})$$

$$y'_\beta(z_1+) = y'_\beta(z_1-) - y_\beta(z_1) \left( \frac{1}{f_B} - \frac{1}{f_1} \right). \quad (\text{A.4})$$

Der axiale Bahnverlauf im Bereich des Gegenfeldes  $z \in [z_1, z_2]$  ist durch

$$x_\alpha = x_\alpha(z_1) + x'_\alpha(z_1+) \frac{f_B}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{4}{f_B} (z - z_1)} - 1 \right) \quad \text{und} \quad (\text{A.5})$$

$$y_\beta = y_\beta(z_1) + y'_\beta(z_1+) \frac{f_B}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{4}{f_B} (z - z_1)} - 1 \right) \quad (\text{A.6})$$

gegeben. Man erhält bei der analytischen Lösung der Gleichungen (4.12) und (4.15) für den normierten Farbfehler und die normierten Brechkräfte

$$C_K^* = \frac{1}{144 m^2 (\mathbf{H}^2 + 36) \nu} \left[ 3 (1 - m^2)^2 (\mathbf{H}^2 - 108) (\mathbf{H}^2 - 12) + 16 \mathbf{H}^2 (\mathbf{H}^2 + 72m^2 - 36) \nu + 16 \mathbf{H}^4 \nu^2 \right],$$

$$\begin{aligned}
 x &= -\frac{2^{\frac{4}{3}} \mathbf{C} + \mathbf{F} \left( 2 + 2^{\frac{2}{3}} \mathbf{F} - 2m(2 + 3m) + 8\nu \right)}{6 \mathbf{B} \mathbf{F}}, \\
 v_{\text{opt}} &= \frac{x}{1 + x^2} \left( 1 + \frac{1 - m^2}{\nu} \right), \\
 \tilde{u} &= \frac{\tilde{u}_Z}{\tilde{u}_N}, \\
 \tilde{u}_Z &= (1 + m) \left[ 3(1 - m^2) (\mathbf{H} + 6) (24(1 + 3m) \mathbf{H}^2 + (1 - m) \mathbf{G}^2 + \right. \\
 &\quad \left. 4(1 + 3m) \mathbf{B} \mathbf{G} \right) + 4\nu(1 - 3m) \mathbf{B} \mathbf{H}^2 \mathbf{G} \Big] \quad \text{und} \\
 \tilde{u}_N &= 2\nu \left[ (1 + m) (\mathbf{H} + 6) (72(1 + m) \mathbf{B}^2 + 12(1 + m) \mathbf{B} \mathbf{G} + (3 - m) \mathbf{G}^2) \right. \\
 &\quad \left. + 4\nu \mathbf{B} \mathbf{H}^2 \mathbf{G} \right]
 \end{aligned} \tag{A.7}$$

mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A} &= 5 + 2m - 3m^2 + 8\nu, \\
 \mathbf{B} &= (3 - m)(1 + m) + 4\nu, \\
 \mathbf{C} &= 10 + 18m^4 + 4\nu(5 + 4\nu) - 8m(2 + 5\nu) - 4m^2(11 + 15\nu), \\
 \mathbf{D} &= -4(5 - 3m)^2(1 + m)^3(7 + 3m) + 48(1 + m)^2(-37 + 3m(4 + 3m))\nu \\
 &\quad - 96(1 + m)(11 + 3m)\nu^2 + 128\nu^3, \\
 \mathbf{E} &= \sqrt[3]{-\mathbf{D} + \sqrt{\mathbf{D}^2 - 4\mathbf{C}^3}}, \\
 \mathbf{F} &= \sqrt[3]{\mathbf{D} + \sqrt{\mathbf{D}^2 - 4\mathbf{C}^3}}, \\
 \mathbf{G} &= -4\mathbf{A} + \frac{2^{\frac{4}{3}} \mathbf{C}}{\mathbf{E}} + 2^{\frac{2}{3}} \mathbf{E}, \\
 \mathbf{H} &= 6 + \frac{\mathbf{G}}{\mathbf{B}}.
 \end{aligned} \tag{A.8}$$

## A.2 Bahnverlauf für kastenförmige Quadrupole

Der paraxiale Bahnverlauf innerhalb der kastenförmig modellierten Quadrupole, die mit einem parabelförmigen Achsenpotential überlagert sind (Abbildung 4.22), wird analytisch berechnet. Im Bereich  $(z - z_1) \in [-L, L]$  (siehe Abbildung 4.22!) ist der Bahnverlauf durch

$$\begin{aligned}
 x &= x(z_1 - L) \cos \left[ \sqrt{\frac{4 - a}{2a}} \mu \right] + \\
 &\quad 2\sqrt{\frac{2a}{4 - a}} \sqrt{\frac{2\Phi_0}{(-E)}} x'(z_1 - L) \sin \left[ \sqrt{\frac{4 - a}{2a}} \mu \right] \quad \text{und} \\
 y &= y(z_1 - L) \cosh \left[ \sqrt{\frac{4 + a}{2a}} \mu \right] +
 \end{aligned} \tag{A.9}$$

$$+2\sqrt{\frac{2a}{4+a}}\sqrt{\frac{2\Phi_0}{(-E)}}y'(z_1-L)\sinh\left[\sqrt{\frac{4+a}{2a}}\mu\right] \quad (\text{A.10})$$

gegeben mit der Abkürzung

$$\mu = \arcsin\left[\frac{1}{2}\sqrt{\frac{(-E)}{2\Phi_0}}(z-(z_1-L))\right]. \quad (\text{A.11})$$

Für den Bereich  $(z-z_2) \in [-L, L]$  erhält man

$$x = x(z_2-L)\cosh\left[\sqrt{\frac{4-b}{2b}}\xi\right] + \sqrt{\frac{2b}{4-b}}\sqrt{\left(2-\frac{EL}{\Phi_m}\right)\frac{L\Phi_m}{(-E)}}x'(z_2-L)\sinh\left[\sqrt{\frac{4-b}{2b}}\xi\right], \quad (\text{A.12})$$

$$y = y(z_2-L)\cos\left[\sqrt{\frac{4+b}{2b}}\xi\right] + \sqrt{\frac{2b}{4+b}}\sqrt{\left(2-\frac{EL}{\Phi_m}\right)\frac{L\Phi_m}{(-E)}}y'(z_2-L)\sin\left[\sqrt{\frac{4+b}{2b}}\xi\right] \quad (\text{A.13})$$

mit

$$\xi = \operatorname{arcsinh}\left[\sqrt{\frac{(-E)L}{2\Phi_m}}\right] + \operatorname{arcsinh}\left[\sqrt{\frac{(-E)}{2L\Phi_m}}(z-z_2)\right]. \quad (\text{A.14})$$

# Literaturverzeichnis

- [1] O. Scherzer. Über einige Fehler von Elektronenlinsen. *Z. Phys.* **101** (1936) 593. 3, 6, 18
- [2] O. Scherzer. Sphärische und chromatische Korrektur von Elektronen-Linsen. *Optik* **2** (1947) 114. 3, 4, 18, 21, 43
- [3] J. Zach. Design of a high-resolution low-voltage scanning electron microscope. *Optik* **83** (1989) 30. 3, 21
- [4] J. Zach, M. Haider. Aberration correction in a low voltage SEM by a multipole corrector. *Nucl. Instr. Method A* **363** (1995) 316. 3, 21, 53
- [5] H. Rose. Berechnung eines elektronenoptischen Apochromaten. *Optik* **31** (1970) 144. 3, 53
- [6] H. Rose. Abbildungseigenschaften sphärisch korrigierter elektronenoptischer Achromate. *Optik* **33** (1971) 1. 3
- [7] H. Rose. Elektronenoptische Aplanate. *Optik* **34** (1971) 285. 3
- [8] W. Bernhard. Erprobung eines sphärisch und chromatisch korrigierten Elektronenmikroskops. *Optik* **57** (1980) 73. 3
- [9] G. F. Rempfer, D. M. Desloge, W. P. Skoczylas, O. H. Griffith. Simultaneous correction of spherical and chromatic aberrations with an electron mirror: An electron optical achromat. *Microsc. Microanal.* **3** (1997) 14. 3
- [10] P. Hartel. Aufbau und Erprobung eines Spiegelkorrektors für Niederspannungselektronenmikroskope. *Dissertation*, TU Darmstadt (2000) D17. 3
- [11] D. Preikszas. Korrektur des Farb- und Öffnungsfehlers eines Niederspannungselektronenmikroskops mit Hilfe eines Elektronenspiegels. *Dissertation*, TH Darmstadt (1995) D17. 3
- [12] H. Rose. Inhomogeneous Wien filter as a corrector compensating for the chromatic and spherical aberration of low-voltage electron microscopes. *Optik* **84** (1990) 91. 4

- [13] G. D. Archard. A Possible Chromatic Correction System for Electron Lenses. *Proc. Phys. Soc.* **68 II-B** (1955) 817. 4
- [14] H. Rose. Hamiltonian Magnetic Optics. *Nucl. Instr. Method A* **258** (1987) 374. 8
- [15] G. H. Hoffstätter. Successive approximation for charged particle motion. *Ultramicroscopy* **81** (2000) 111. 7
- [16] S. Uhlemann. Aufbau und Leistungsgrenzen korrigierter analytischer Transmissions-Elektronenmikroskope. *Dissertation*, TH Darmstadt (1995) D17. 8
- [17] H. Rose. Skriptum zur Vorlesung „Teilchenoptik“, TU Darmstadt (1994). 8, 9, 19
- [18] F. Kahl. Design eines Monochromators für Elektronenquellen. *Dissertation*, TU Darmstadt (2000) D17. 8, 14
- [19] E. Madelung. Die mathematischen Hilfsmittel des Physikers. *Springer* **3**, Berlin (1957). 19
- [20] M. Haider, W. Bernhard, H. Rose. Design and test of an electric and magnetic dodecapole lens. *Optik* **63** (1982) 9. 13
- [21] E. Hairer, S. P. Norsett, G. Wanner. Solving Ordinary Differential Equations I. *Springer*, Berlin, Heidelberg, New York (1991) 181. 14
- [22] J. Zach, S. Uhlemann. Persönliche Mitteilungen (2000). 49, 53, 58, 69
- [23] H. Rose. Outline of a spherically corrected semiaplanatic medium-voltage transmission electron microscope. *Optik* **85** (1990) 19. 53
- [24] M. Haider, H. Rose, S. Uhlemann, E. Schwan, B. Kabius, K. Urban. A spherical-aberration-corrected 200 kV transmission electron microscope. *Ultramicroscopy* **75** (1998) 53. 53

## Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Harald Rose. Auf seine Anregung hin entstand diese Arbeit. Sein Interesse und seine Unterstützung, die insbesondere in vielen hilfreichen Diskussionen zum Ausdruck kamen, waren für den Erfolg dieser Arbeit ausschlaggebend.

Bei Herrn Dr. Joachim Zach und Herrn Dr. Stephan Uhlemann von der CEOS GmbH in Heidelberg bedanke ich mich für die Berechnung der Fehler dritter und höherer Stufe aus meinen simulierten Potential- und Bahnverläufen. Darüber hinaus möchte ich ihnen für zahlreiche Gespräche danken, die mir die Überprüfung meiner Entwürfe auf ihre Realisierbarkeit ermöglichten.

Dankenswerterweise stellte mir Herr Dr. Frank Kahl sein Ersatzladungsprogramm zur Verfügung, das auf Dreiecksflächenladungen basiert. Beim Einbau der notwendigen Änderungen stand er mir mit Rat und Tat zur Seite, wofür ich ihm ebenfalls danken möchte.

Herrn Dr. Dirk Preikszas danke ich für die Bereitstellung seines Programms zur Optimierung der Auflösung. Ihm sowie Herrn Dipl. Phys. Peter Hartel und Herrn Dr. Rainer Spehr sei herzlich für die Korrektur meines Manuskripts gedankt.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Licht- und Teilchenoptik möchte ich meinen Dank für die angenehme Atmosphäre und für viele anregende Diskussionen aussprechen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die finanzielle Unterstützung gedankt.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern.

# Lebenslauf

## Persönliche Daten:

Name:	Christoph Weißbäcker
Geburtsdatum:	25.03.1973
Geburtsort:	Dieburg
Familienstand:	ledig
Staatsangehörigkeit:	deutsch

## Ausbildung:

1979 – 1983	Grundschule Dieburg (Marienschule)
1983 – 1992	Kronberg-Gymnasium in Aschaffenburg
Juli 1992	Abitur
1992 – 1993	Grundwehrdienst
1993 – 1998	Studium an der TU Darmstadt
Oktober 1995	Vordiplom Physik
Juli 1998	Diplom Physik
	Diplomarbeit: „Nichtlineare Effekte der Spindynamik in Protonenbeschleunigern“
	Betreuer: Prof. Dr. H. Rose
seit August 1998	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Physik der TU Darmstadt