

Institut für Kernphysik
Technische Hochschule Darmstadt



GEORG CHRISTOPH LÜTTGE

ENTWURF UND AUSLEGUNG EINES 40°-ENERGIEANALYSIERSYSTEMS
UND MODIFIKATION DES ISOCHRONEN INJEKTIONSBOGENS
AM DARMSTÄDTER SUPRALEITENDEN 130 MEV
ELEKTRONENBESCHLEUNIGER

DIPLOMARBEIT

OKTOBER 1990

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für das Strahlführungssystem des S-DALINAC (Superconducting Darmstadt Linear Accelerator) ein neues Energieanalysiersystem für Teilchenenergien bis zu 200 MeV entworfen. Außerdem erfolgte eine Modifikation des Injektionsbogens am S-DALINAC, dessen bisherige Auslegung sich als ungünstig für den Strahlbetrieb herausgestellt hatte.

Für den Entwurf des neuen Analysiersystems kamen zwei unterschiedliche Konfigurationen in Frage, die von LEBOUTET und PINEL bzw. von BROWN vorgeschlagen wurden. Aufgrund der geringen Fläche, die zum Aufbau des neuen Analysiersystems zur Verfügung steht, erwies sich die Konfiguration nach LEBOUTET und PINEL wegen ihrer Kompaktheit als die geeignetere Lösung. Das Auflösungsvermögen des neuen Analysiersystems beträgt $\Delta p/p = 6.6 \cdot 10^{-4}$ bei einer Apertur des zur Energieanalyse verwendeten Schlitzes von 0.41 mm und einer maximalen Divergenz der eintretenden Strahlen von 0.2 mrad.

Beim Betrieb des Injektionsbogens stellte sich heraus, daß die verwendeten Quadrupole bei geringen Strahlenergien unterhalb 10 MeV ungeeignet sind. Aus diesem Grund sind im Rahmen dieser Arbeit neue Quadrupole aus Hypermblechen gebaut worden, die sich wegen der geringen Remanenz von Hyperm auch zum Einsatz bei niedrigen Elektronenenergien eignen. Zur Erleichterung des Strahlbetriebs wurde für die neuen Quadrupole im Gegensatz zur bisherigen Auslegung eine spiegelsymmetrische Anordnung bezüglich der Mitte des Injektionsbogens gewählt. Die Berechnung der Feldgradienten der Quadrupole erfolgte mit dem Ziel, neben der Isochronizität für den Injektionsbogen, einen konstanten Strahldurchmesser für parallel eintretende Teilchen zu erhalten. Da ein konvergenter Strahleintritt in den Hauptbeschleuniger zur weiteren Beschleunigung der Elektronen erwünscht ist, wurde zur entsprechenden Anpassung des Elektronenstrahls an die Abbildungseigenschaften des Injektionsbogens ein Quadrupolpaar zwischen Injektor und Bogen vorgesehen. Diese beiden Quadrupole sind ebenfalls aus Hypermblechen gefertigt und wurden bereits in die Strahlführung des S-DALINAC integriert. Mit ihrer Hilfe hat man die Eigenschaften des Elektronenstrahls am Ausgang des Injektors gemessen. Dabei zeigte sich, daß ein einzelnes Quadrupolpaar nicht in allen Fällen zur gewünschten Anpassung des Elektronenstrahls ausreicht. Aus diesem Grund wird der Einbau mindestens eines weiteren Quadrupols hinter dem Injektor vorgeschlagen.

INHALTSVERZEICHNIS

Zusammenfassung

1 Einleitung	1
2 Aufbau des Beschleunigers und der Strahlführung	3
3 Grundlagen zur Teilchenoptik	5
3.1 Teilchen im Phasenraum	5
3.2 Abbildung durch optische Elemente	7
3.3 Spiegelsymmetrische Systeme	14
3.4 Energiedefinierende Schlitze	15
4 Entwurf und Auslegung des Analysiersystems	19
4.1 Konzept der neuen Strahlführung	19
4.2 Anforderungen an das neue System	19
4.3 Wahl der Konfiguration für das neue Analysiersystem	20
5 Modifikation des isochronen Injektionsbogens	29
5.1 Anforderungen an die Abbildungseigenschaften	29
5.2 Abbildung bei isochronen Systemen	30
5.3 Bisherige und neue Auslegung für den Injektionsbogen	32
5.4 Bau und Erprobung neuer Quadrupole für den Injektionsbogen	37
Anhang A: Randfeldeffekte	43
Anhang B : Ergebnisse aus den Berechnungen zum Analysiersystem	46
Anhang C: Ergebnisse aus den Messungen der Strahlparameter	57
Literaturverzeichnis	59

1 Einleitung

Bisher wurden am Institut für Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt Elektronenstreuexperimente mit dem inzwischen stillgelegten 60 MeV Elektronenbeschleuniger DALINAC [1] durchgeführt. Dieser Beschleuniger lieferte einen Elektronenstrahl mit einem Tastverhältnis von $7.5 \cdot 10^{-4}$ und ermöglichte deshalb Einarmexperimente vom Typus (e,e') , bei denen nur das gestreute Elektron nachgewiesen wurde. Um darüber hinausgehende Informationen über die Wechselwirkungen in Kernen zu erhalten, sind aber Streuexperimente vom Typus $(e,e'x)$ notwendig. Viele der am Streuprozeß beteiligten Teilchen ($x = \gamma, p, n, \alpha$) sind in Koinzidenz mit dem gestreuten Elektron nachzuweisen. Zur Realisierung solcher Experimente wird ein Dauerstrich - Elektronenstrahl benötigt, der von dem Beschleuniger DALINAC nicht geliefert werden konnte, da mit normalleitenden Beschleunigungsstrukturen ein solcher cw - Betrieb (continuous wave) nur bei niedrigen Beschleunigungsfeldstärken, die durch Hochfrequenzverluste in den Strukturen limitiert sind, möglich ist. Die Verwendung supraleitender Strukturen stellt dagegen eine Möglichkeit dar, aufgrund der nahezu verschwindenden Hochfrequenzverluste mit hohen Beschleunigungsfeldstärken zu arbeiten. Für die geplanten Koinzidenzexperimente wird ein Elektronenstrahl mit einer Energie von 130 MeV und einer Energieschärfe von $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ gefordert. Aus diesen Gründen wurde der neue supraleitende 130 MeV Beschleuniger S - DALINAC (Superconducting Darmstadt Linear Accelerator) [2] aufgebaut.

Für den Transport des Elektronenstrahls aus dem neuen Beschleuniger zu den Experimentierplätzen soll das bisherige Strahlführungssystem des DALINAC [3,4] dienen. Wichtiger Bestandteil dieser Strahlführung ist ein 40° - Ablensystem [5] zur Energieanalyse des Elektronenstrahls, das aber nur für Energien bis zu 110 MeV ausgelegt worden war. Es war ein Ziel dieser Arbeit, ein neues Analysiersystem für Strahlenergien bis zu 200 MeV zu entwerfen.

Eine weitere Aufgabe war es, den vorhandenen Injektionsbogen [6,7] des neuen Beschleunigers zu modifizieren. Durch den Injektionsbogen wird der Elektronenstrahl vom 10 MeV Injektorbeschleuniger in den 40 MeV Hauptbeschleuniger des S - DALINAC umgelenkt. Damit die Strahlführung im Injektionsbogen isochron erfolgt, ist die Verwendung von Quadrupolmagneten erforderlich. Während des Betriebs zeigte sich aber, daß für die geringen Strahlenergien im Injektionsbogen die notwendigen Feldstärken der Quadrupole zum Teil unterhalb der Remanenz des Polschuhmaterials liegen. Aus diesem Grund erfolgte im Rahmen dieser Arbeit der Bau neuer Quadrupole niedrigerer Remanenz.

Weiterhin stellte sich bei erstmals durchgeführten Messungen der Phasenraumellipse des Elektronenstrahls hinter dem Injektor heraus, daß die Annahmen, unter denen das bisherige Design des Injektionsbogens entwickelt worden ist, nicht erfüllt sind. Diese beruhen auf einer speziellen, theoretisch errechneten Phasenraumellipse [8]. Deshalb war ein weiteres Ziel dieser Arbeit durch eine neue Auslegung, eine möglichst große Akzeptanz des Bogens bezüglich unterschiedlicher Strahleigenschaften zu schaffen.

Im folgenden Kapitel wird der Aufbau des Beschleunigers und der Strahlführung erläutert. Das dritte Kapitel gibt einen Überblick über die Grundlagen der Teilchenoptik, die zur Berechnung des Injektionsbogens und des Analysiersystems notwendig sind. In Kap. 4 erfolgt die Beschreibung und der Vergleich zweier unterschiedlicher Konfigurationen, die für das Analysiersystem in Betracht gezogen worden sind, sowie die detaillierte Diskussion des gewählten Systems. Das fünfte Kapitel beschreibt den Bau und die Erprobung der neuen Quadrupole und die Veränderungen, die am Injektionsbogen des neuen Beschleunigers durchgeführt worden sind.

2 Aufbau des Beschleunigers und der Strahlführung

In diesem Kapitel wird der supraleitende Beschleuniger und die Strahlführung beschrieben. Abbildung 2.1 zeigt eine Gesamtübersicht über das bestehende Strahlführungssystem des Beschleunigers und der Experimentierhalle.

Der Beschleuniger besteht aus einer 250 keV Injektion, dem 10 MeV Injektorbeschleuniger, dem 40 MeV Hauptbeschleuniger und zwei Rezirkulationen (2,3) zur Rückführung des Elektronenstrahls in den Hauptbeschleuniger.

Der Elektronenstrahl wird in der Elektronenkanone (Gun) erzeugt und durch eine elektrostatische Vorbeschleunigung (PA) auf eine Energie von 250 keV vorbeschleunigt [9]. In der folgenden Chopper - Prebunchersektion (Ch,PB) erhält der Strahl die zur Hochfrequenzbeschleunigung notwendige Mikrostruktur. Er wird dabei mit der Betriebsfrequenz des Beschleunigers von 2997 MHz gepulst. Die so entstehenden Elektronenpakete besitzen am Eingang zum Injektor eine Phasenlänge von 6° bezüglich der Betriebsfrequenz. Mit einer supraleitenden 5-zelligen Einfangsektion und zwei supraleitenden 20-zelligen Beschleunigungsstrukturen im Injektor kann, bei einer Beschleunigungsfeldstärke der Strukturen von 5 MV/m, eine maximale Energie von 10 MeV erzielt werden. Hierbei werden die Elektronenpakete noch einmal auf eine Länge von 2° komprimiert. Danach wird der Elektronenstrahl durch den Injektionsbogen (1) in den Hauptbeschleuniger umgelenkt, der mit weiteren acht supraleitenden 20-zelligen Strukturen einen Energiegewinn von bis zu 40 MeV erlaubt. Mit Hilfe der beiden Rezirkulationen läßt sich anschließend der Hauptbeschleuniger noch bis zu zweimal für einen zusätzlichen Energiegewinn ausnutzen, so daß je nach Zahl der Strahlrückführungen Strahlenergien von 10 MeV bis zu 130 MeV für Experimente zur Verfügung stehen [7,10].

Nach der Auskopplung aus dem Beschleuniger kann der Elektronenstrahl durch zwei Ablenkmagnete (4) auf die Strahlachse (7) des ehemaligen 60 MeV Beschleunigers (7) gelenkt und dann in das existierende Strahlführungssystem der Experimentierhalle [11] eingeschossen werden. Hier passiert der Elektronenstrahl zunächst zwei Kollimatoren (K1,K2) und wird anschließend durch ein aus drei Ablenkmagneten bestehendes 40° - Analysiersystem (5) in die Streukammer des neuen QCLAM-Spektrometer mit großem Raumwinkel geschossen, das für hochauflösende Koinzidenzexperimente konzipiert worden ist [12,13]. Zur Energieanalyse des Elektronenstrahls dient ein wassergekühlter energiedefinierender Schlitz (S1), der sich zwischen den Polschuhen des mittleren Ablenkmagneten im 40° - System befindet. Mit dieser Anordnung läßt sich ein Impulsaufhebungsvermögen von $\Delta p/p = 1 \cdot 10^{-3}$ erreichen [5]. Wahlweise kann der Strahl nach Austritt aus dem 40° - System auch durch zwei 70° - Ablenkmagnete und mehrere Quadrupolmagnete (6) in das 169° - Spektrometer mit kleinem Raumwinkel, zur Durchführung von Einarmexperimenten, geführt werden [14,15].

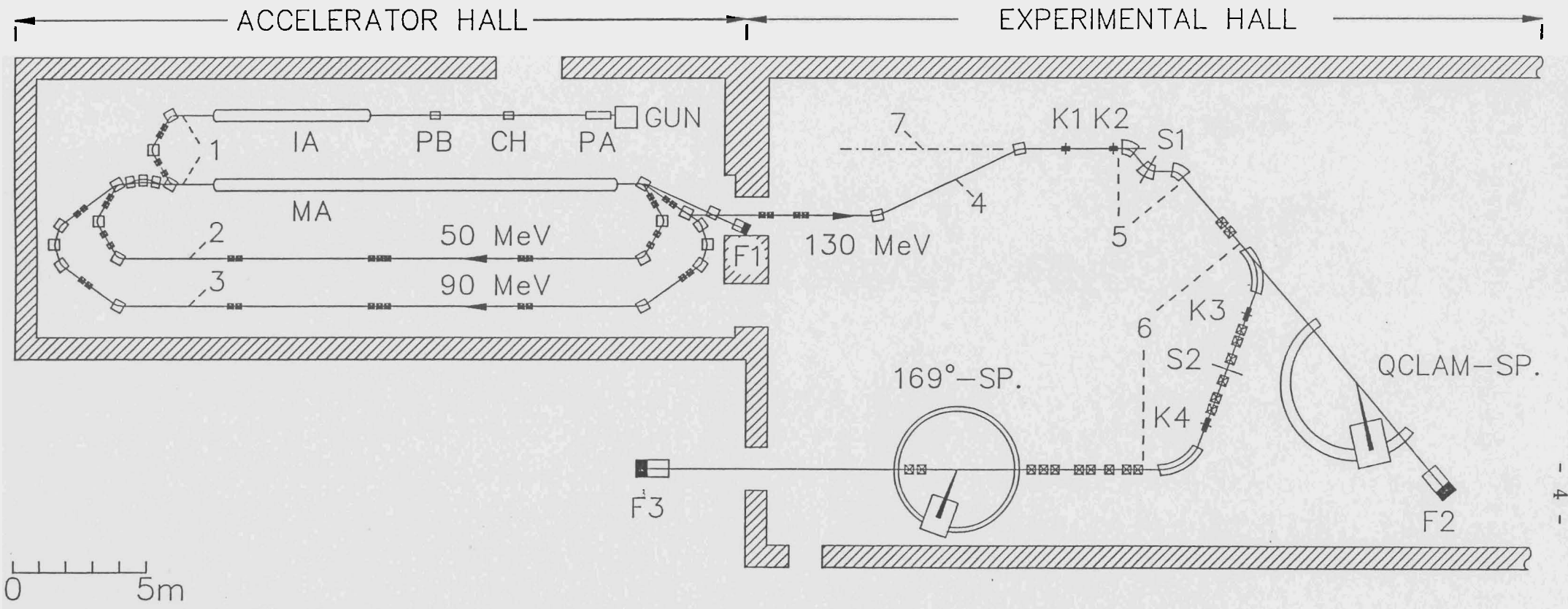


Abb. 2.1: Schematische Übersicht über die Strahlführung und die Experimentierhalle

Komponenten des Beschleunigers:	Abschnitte der Strahlführung:	Komponenten der Strahlführung
GUN: Elektronenkanone	1 : Injektionsbogen	S 1, S 2 : energiedefinierende Schlitze
PA : elektrostatischer Vorbeschleuniger	2 : erste Rezirkulation	K 1 - K 4 : Kollimatoren
CH : Chopper	3 : zweite Rezirkulation	F 1 - F 3 : Strahlfänger
PB : Prebuncher	4 : Strahlauskopplung	
	5 : 40° - Analysiersystem	
	6 : 70° - Strahlführungssystem	
	7 : Strahlachse des alten 60 - MeV Beschleunigers	

3. Grundlagen zur Teilchenoptik

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die Grundlagen der Teilchenoptik, die für die Strahltransportrechnungen im Rahmen dieser Arbeit notwendig waren. Es enthält eine Beschreibung des mathematischen Strahltransportformalismus [16] und eine Beschreibung der optischen Eigenschaften der Strahlführungselemente (wie Dipolmagnete und Quadrupolmagnete), die im Strahlführungssystem des Beschleunigers eingesetzt werden. Alle verwendeten Bezeichnungen und Vereinbarungen sind identisch mit der in [16] verwendeten Nomenklatur. Zum Verständnis der Funktionsweise der in den nachfolgenden Kapiteln 4 und 5 diskutierten Strahlführungssysteme sind die hier angeführten Grundlagen unbedingt erforderlich.

3.1 Teilchen im Phasenraum

Nach der Definition des Phasenraums [17] ist die vollständige dynamische Beschreibung eines Teilchens durch einen Punkt im Phasenraum gegeben. Der Ursprung des Phasenraums ist so gewählt, daß er mit einem Bezugsteilchen (Sollteilchen) zusammenfällt und mit diesem mitgeführt wird. Die Bahn des Bezugsteilchens wird als Sollbahn bezeichnet und ist identisch mit der optischen Achse jedes beliebigen Strahlführungssystems. Die Beschreibung eines einzelnen Elektrons (Abb. 3.1) durch den Vektor

$$\vec{x}_0 = (x_0, y_0, z_0, px_0, py_0, p - pz_0) \quad (3.1)$$

erfolgt somit relativ zur Position und zum Impuls p des Sollteilchens zu einer Zeit $t = t_0$. Die x -Richtung liegt in der Mittensymmetrieebene der magnetischen Strahlführungselemente, während die z -Achse des betrachteten Koordinatensystems immer in Richtung der Sollbahn zeigt. Unter der Annahme geringer Strahlaufweitung und hoher Teilchenenergien überwiegt der longitudinale Impulsvektor

$$pz \approx p \quad ; \quad py \ll p \quad ; \quad px \ll p \quad . \quad (3.2)$$

Somit lassen sich die Impulskordinaten folgendermaßen umschreiben

$$pz = \sqrt{p^2 - py^2 - px^2} = p \cdot \sqrt{1 - (py/p)^2 - (px/p)^2} \approx p \quad (3.3)$$

$$py = pz \cdot y' \approx p \cdot y' = \text{const.} \cdot y' \quad (3.4)$$

$$px = pz \cdot x' \approx p \cdot x' = \text{const.} \cdot x' \quad . \quad (3.5)$$

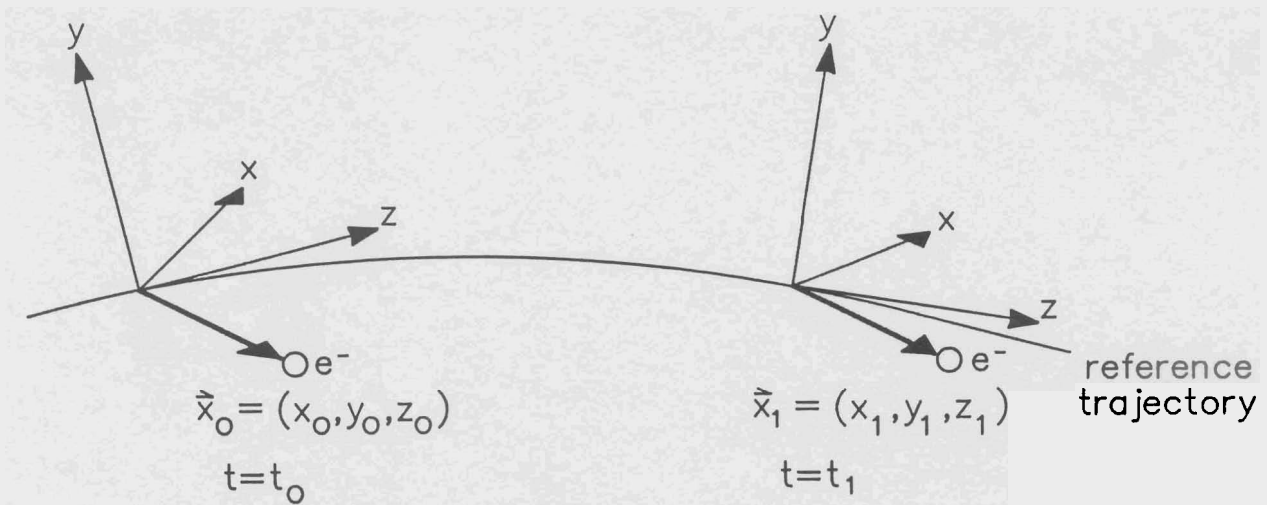


Abb. 3.1: Bewegung des räumlichen Koordinatensystems im Phasenraum

Ein Teilchen im Phasenraum lässt sich daher auch angeben durch

$$\vec{x}_0 = (x_0, x'_0, y_0, y'_0, z_0, \frac{\Delta p}{p}) . \quad (3.6)$$

Die Koordinaten x_0, y_0, z_0 beschreiben nun die räumliche Position - und Δp steht für die Impulsabweichung bezüglich des Sollteilchens. Die Größen x'_0 und y'_0 geben die Divergenz der Teilchenbahn bezüglich der z -Richtung an.

Statt den Elektronenstrahl durch individuelle Teilchen zu repräsentieren, wird die Gesamtheit aller Teilchen eines Elektronenstrahls durch ein Volumen im Phasenraum erfasst. Für dieses Volumen wird ein Ellipsoid verwendet, das sich als positiv definite Bilinearform darstellen lässt [16], und somit zur Darstellung der Eigenschaften des Elektronenstrahls im Rahmen des in Kap. 3.2 erläuterten Matrixformalismus geeignet ist. Gleichung (3.7) gibt im Zweidimensionalen die Bilinearform für die Phasenraumellipse an

$$\vec{x}^T \cdot (S)^{-1} \cdot \vec{x} = 1 \quad (3.7)$$

$$(S) = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix} . \quad (3.8)$$

Die geometrische Bedeutung der Matrixelemente σ_{ij} zeigt Abb. 3.2. Die Elemente $\sqrt{\sigma_{ii}}$ sind die Projektionen der Phasenraumellipse auf die Koordinatenachsen des Phasenraums und geben somit den Strahlradius $\sqrt{\sigma_{11}}$ bzw. die größte auftretende Divergenz $\sqrt{\sigma_{22}}$ an. Für eine Phasenraumellipse, deren Hauptachsen mit den Koordinaten-

achsen des Phasenraums zusammenfallen (Normallage), verschwinden die Matrixelemente auf der Nebendiagonalen. Ein Maß für die Strahlqualität ist die Emittanz ε , die als Fläche der Phasenraumellipse [18] definiert ist

$$\varepsilon = \pi \cdot \sqrt{\det S} \quad (3.9)$$

Die normierte Emittanz

$$\varepsilon_{\text{norm}} = \varepsilon \cdot \beta \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.10)$$

berücksichtigt zusätzlich die Energie der Teilchen im Elektronenstrahl und ist energieunabhängig bei "idealer" Beschleunigung. Hierbei ist E die Teilchenenergie, m_0 die Ruhemasse der Teilchen und $\beta = v/c$.

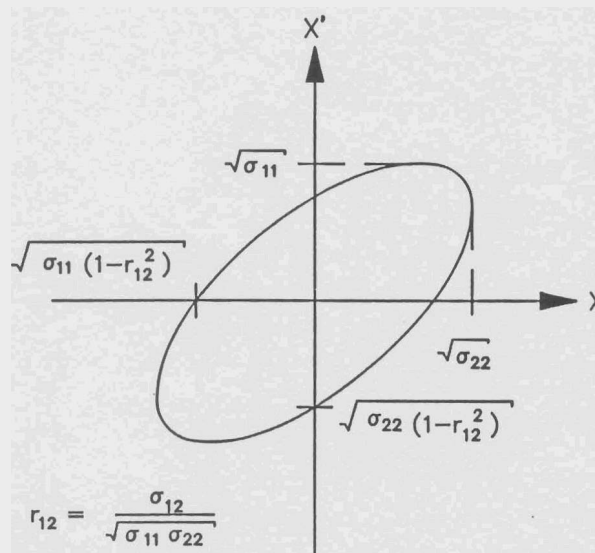


Abb. 3.2: Phasenraumellipse in der $\langle x, x' \rangle$ -Ebene des Phasenraums

3.2 Abbildung durch optische Elemente

Bei geringen Abweichungen von der Sollbahn lassen sich die Lösungen der Bewegungsgleichungen, die aus der Lorentzkraft resultieren, um die Sollbahn entwickeln [19]. Dann ist die Transformation eines Punktes im Phasenraum in 1. Näherung linear und läßt sich

als lineares Gleichungssystem mit der Transformationsmatrix (R)

$$\vec{x}_1 = (R) \cdot \vec{x}_0 \quad (3.11)$$

schreiben. Die entsprechende Transformation der Phasenraumellipse erhält man durch Einsetzen von (3.11) in Gleichung (3.7)

$$(S_1) = (R) \cdot (S_0) \cdot (R)^T \quad (3.12)$$

In der in Kapitel 2 beschriebenen Strahlführung kommen Dipolmagnete, Quadrupolmagnete und Driftstrecken als Strahlführungselemente zur Anwendung. Jedes dieser Elemente läßt sich durch eine entsprechende Transformationsmatrix (R) (oder Transportmatrix) repräsentieren. Ihre Abbildungseigenschaften werden durch die Matrixelemente von (R) beschrieben. Für ideale Elemente dieser Art lautet nach [16] die allgemeinste Form von (3.11)

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \\ y_1 \\ y'_1 \\ z_1 \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & 0 & 0 & 0 & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & 0 & 0 & 0 & R_{26} \\ 0 & 0 & R_{33} & R_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & R_{43} & R_{44} & 0 & 0 \\ R_{51} & R_{52} & 0 & 0 & 1 & R_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ y_0 \\ y'_0 \\ z_0 \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Bei der Abbildung durch einzelne Dipol- oder Quadrupolmagnete enthalten die Matrixelemente R_{ii} auf der Hauptdiagonalen Cosinus-Terme und die Elemente R_{12} , R_{21} , R_{34} und R_{43} Sinus-Terme. Das Matrixelement R_{16} repräsentiert die Dispersion, deren Definition im Folgenden gegeben wird. Zur besseren Unterscheidung erhalten die ersten zehn Matrixelemente der Transportmatrix (R) folgende Bezeichnungen

$$R_{11} = C_x \quad ; \quad R_{12} = S_x \quad ; \quad R_{33} = C_y \quad ; \quad R_{34} = S_y$$

$$R_{21} = C'_x \quad ; \quad R_{22} = S'_x \quad ; \quad R_{43} = C'_y \quad ; \quad R_{44} = S'_y$$

$$R_{16} = D \quad ; \quad R_{26} = D'$$

Wie aus der Gestalt von (R) in (3.13) deutlich wird, ist die Transformation in x-Richtung unabhängig von der Transformation in y-Richtung, so daß eine getrennte Betrachtung der beiden Richtungen möglich ist. Will man den Transport eines Teilchenstrahls durch mehrere Strahlführungselemente beschreiben, multipliziert man ihre zugehörigen Transportmatrizen in der Reihenfolge mit der diese Elemente im Strahlführungssystem auftreten. Auch für die resultierende Transformationsmatrix bleibt die Form von (R) in (3.13) erhalten.

Nach dem Theorem von LIOUVILLE [17] ist die normierte Emittanz ε_{norm} bei Einwirkung konservativer Kräfte konstant. Das Volumen des Phasenraumellipsoides zur Beschreibung der Strahleigenschaften bleibt somit unter den Punkttransformationen (R) im Phasenraum erhalten und es gilt

$$\det(R) = 1 \quad (3.14)$$

Als Abbildungen der Phasenraumellipse kommen daher nur Drehungen, Spiegelungen und Scherungen in Frage.

Einzelne Quadrupole wirken in einer Richtung fokussierend auf den Elektronenstrahl und gleichzeitig senkrecht dazu defokussierend. Zur Fokussierung der Teilchen werden deshalb Quadrupolmultiplets mit alternierender Polung verwendet, die in beiden Richtungen fokussierendes Verhalten zeigen. Für den Transport eines Teilchens durch einen Quadrupolmagneten gilt [19]

in x-Richtung (fokussierend)

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta & \frac{1}{k} \sin \Theta & 0 \\ -k \sin \Theta & \cos \Theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} \quad (3.15 a)$$

und in y-Richtung (defokussierend)

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh \Theta & \frac{1}{k} \sinh \Theta & 0 \\ k \sinh \Theta & \cosh \Theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} \quad (3.15 b)$$

Dabei werden die Abkürzungen $\Theta = k \cdot L$, $k = q \cdot G / p$, $G = \partial B_y / \partial x = \partial B_x / \partial y$ verwendet. Die Größe L ist die effektive Quadrupollänge, q ist die Ladung des Teilchens, B bezeichnet die magnetische Feldstärke und G den Feldgradienten. Die Gestalt der Matrix in (3.15) zeigt, daß ein Quadrupol eine Drehung der Phasenraumellipse hervorruft. Durch die Verwendung eines Quadrupolpaares erreicht man einen Einfluß auf die Drehung der Phasenraumellipse in x - und y - Richtung. Aus diesem Grund werden Quadrupolpaare zur Anpassung des Elektronenstrahls an bestimmte Strahleigenschaften (z.B. möglichst kleine Strahldivergenzen) eingesetzt, die für den Betrieb eines sich anschließenden Strahlführungssystems vorteilhaft sind.

Im Folgenden wird nun die Transformation durch einen Dipolmagneten betrachtet. Aufgrund des Gleichgewichts zwischen Zentrifugalkraft und Lorentzkraft ergibt sich mit $\rho =$ Krümmungsradius der Sollbahn und $v =$ Teilchengeschwindigkeit

$$m_0 \frac{v^2}{\rho} = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.16)$$

Für den Fall $\vec{v} \perp \vec{B}$ folgt

$$\rho = \frac{q \cdot B}{p} \quad (3.17)$$

Die Elektronen erfahren daher eine impulsabhängige Ablenkung. Dieser Effekt äußert sich als Änderung der Teilchenposition Δx in Abhängigkeit von der Impulsabweichung Δp und ist als Radialdispersion D_ρ definiert [18]

$$D_\rho := \frac{(\Delta x / \rho)}{(\Delta p / p)} \quad (3.18)$$

Die mit dem Krümmungsradius der Sollbahn multiplizierte Radialdispersion wird als Lineardispersion D bezeichnet

$$D = D_\rho \cdot \rho = \frac{\Delta x}{(\Delta p / p)} \quad (3.19)$$

In Abb. 3.3 ist die dispersive Wirkung eines Ablenkmagneten dargestellt. Neben der dispersiven Wirkung von Dipolfeldern tritt in der Beugungsebene außerdem eine fokussierende Wirkung auf, die für parallel eintretende Teilchen in Abb. 3.4 verdeutlicht ist.

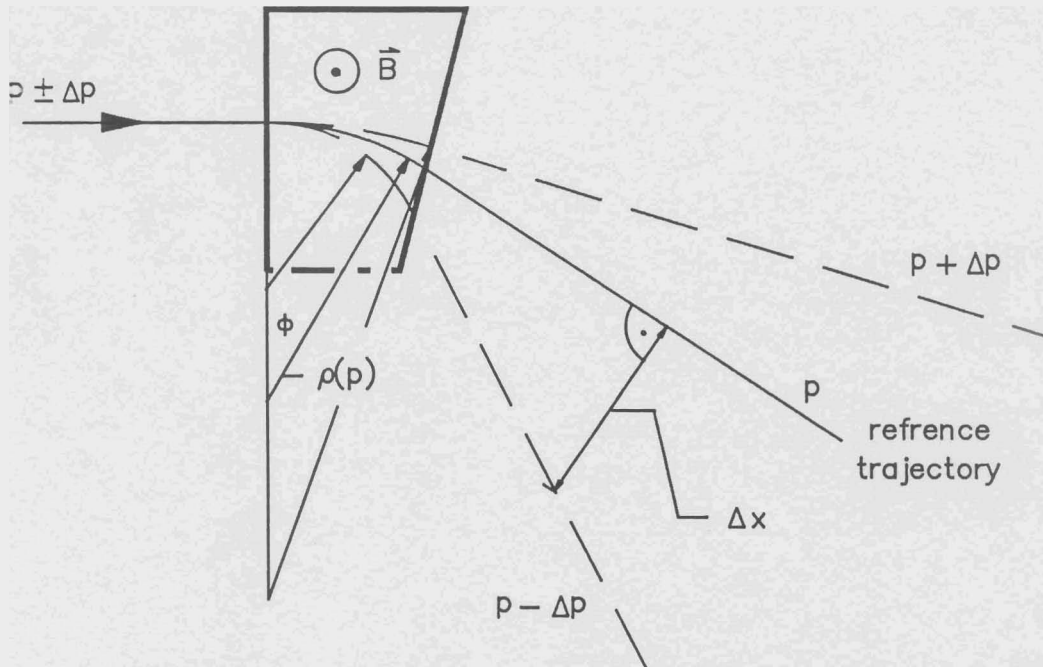


Abb. 3.3: Dispersive Wirkung eines Ablenkmagneten

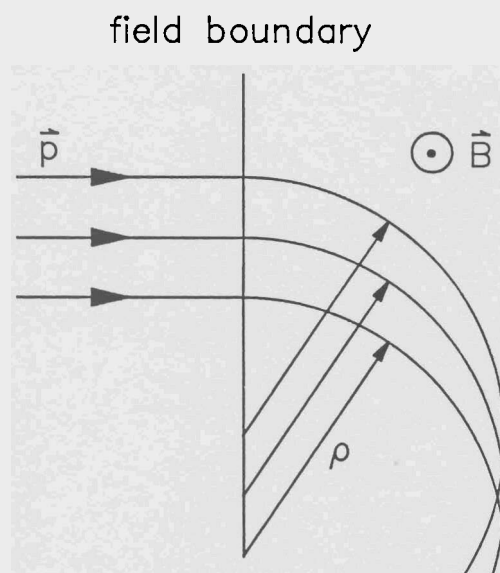


Abb. 3.4 Fokussierende Wirkung eines Ablenkmagneten

Für alle folgenden Betrachtungen wird für die Dipolmagnete ein kastenförmiger Feldverlauf in z - Richtung angenommen, der durch sogenannte effektive Feldkanten begrenzt ist (Abb. 3.5). Die Lage der effektiven Feldkanten ist so definiert, daß bei der Anwendung des kastenförmigen Feldverlaufes der gleiche Ablenkwinkel reproduziert wird, wie er aus dem realen, stetigen Feldverlauf resultiert. Randfeldeffekte, die durch diese Idealisierung unberücksichtigt bleiben, werden im Anhang A diskutiert. Die Transportgleichung für einen Dipolmagneten mit kastenförmigen Feldverlauf lautet [18]

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Phi & \rho \cdot \sin \Phi & \rho \cdot (1 - \cos \Phi) \\ -1/\rho \cdot \sin \Phi & \cos \Phi & \sin \Phi \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

fokussierende Wirkung
dispersive Wirkung

Die Größe Φ ist der Ablenkwinkel der Sollbahn.

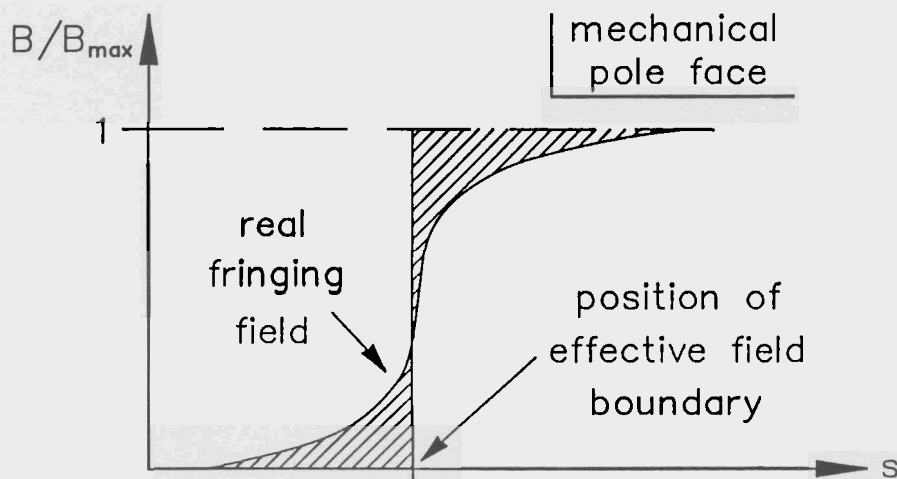


Abb. 3.5: Realer Randfeldverlauf und Lage der effektiven Feldkante:
Die schraffierten Flächen sind gleich groß.

Durch die Neigung der effektiven Feldkante senkrecht zur Sollbahn (Abb. 3.6) erhält man eine Fokussierung des Elektronenstrahls in einer Richtung und wie bei Quadrupolen senkrecht dazu eine Defokussierung. Aus diesem Grund wird der Neigung einer effektiven Feldkante eine eigene Transportmatrix zugeordnet [19].

Sie lautet in x - Richtung

$$(R_{\text{Feldkante}}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ \text{tg}\beta / \rho & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.21a)$$

und in y - Richtung

$$(R_{\text{Feldkante}}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ -\text{tg}\beta / \rho & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.21b)$$

Formal läßt sich somit die fokussierende Wirkung einer geneigten Feldkante wie die Wirkung eines separaten Strahlführungselements beschreiben. Die Matrix (3.21) wird daher in entsprechender Weise mit der Matrix in (3.20) für einen Dipol mit senkrechten Feldkanten multipliziert.

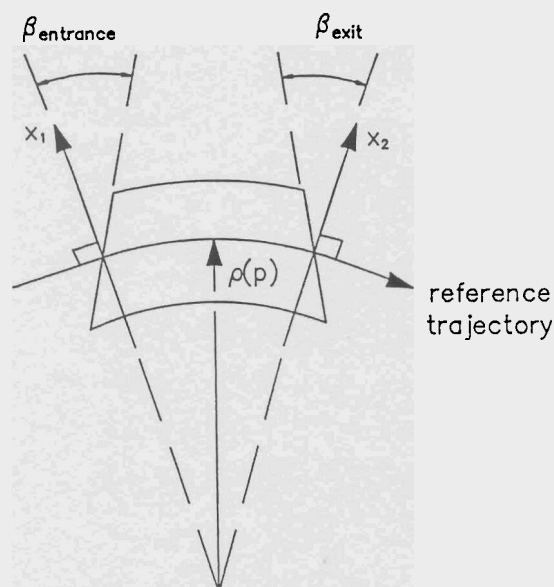


Abb. 3.6 Definition der Neigungswinkel der effektiven Feldkanten: Positive Neigungswinkel bedeuten Fokussierung in y - Richtung.

Da schon bei kleinen Strahlführungssystemen eine große Zahl von Abbildungsmatrizen miteinander multipliziert werden müssen, wurde zu allen Strahlführungsrechnungen im Rahmen dieser Diplomarbeit das Programm TRANSPORT [16] herangezogen.

3.3 Spiegelsymmetrische Systeme

Unter spiegelsymmetrischen Systemen versteht man Anordnungen, die in ihrer Geometrie und den magnetischen Feldern eine Symmetrie bezüglich einer Ebene senkrecht zur Sollbahn aufweisen [19]. Die Anwendung spiegelsymmetrischer Systeme bedeutet eine erhebliche Vereinfachung der Berechnungen und der Herstellung gegenüber asymmetrischen Anordnungen, erleichtert aber auch den Strahlbetrieb.

Im Folgenden wird gezeigt, wie die Form der Transformationsmatrix (R_{Symm}) am Ort der Symmetrieebene die Gestalt der Transformationsmatrix (R_{Ges}) des gesamten spiegelsymmetrischen Systems bestimmt. Die Matrix (R_{Symm}) wird dafür durch die allgemeine Form

$$(R_{\text{Symm}}) = \begin{pmatrix} C_X^* & S_X^* & D^* \\ C_X'^* & S_X'^* & D'^* \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

dargestellt. Der Index '*' bedeutet, daß es sich hierbei um Matrixelemente am Ort der Symmetrieebene handelt. Die sich anschließende Transportmatrix (R_{Spiegel}), für die Abbildung vom Ort der Symmetrieebene bis zum Ende des Systems, erhält man durch die Invertierung von (R_{Symm}), da hinter der Symmetrieebene die Reihenfolge der Strahlführungselemente umgekehrt ist, und anschließender Basistransformation von (R_{Symm})⁻¹ wegen der Spiegelsymmetrie

$$(R_{\text{Spiegel}}) = (M)^T \cdot (R_{\text{Symm}})^{-1} \cdot (M) \quad (3.23)$$

Dabei ist (M) die Spiegelmatrix

$$(M) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

Die Transportmatrix für das gesamte System (R_{Ges}) ergibt sich aus der Multiplikation von (R_{Symm}) mit (R_{Spiegel}) und der Anwendung des LIOUVILLESchen Theorems zu

$$(R_{\text{Ges}}) = \begin{pmatrix} C_X^* \cdot S_X'^* + S_X^* \cdot C_X'^* & 2 \cdot S_X^* \cdot S_X'^* & 2 \cdot S_X^* \cdot D'^* \\ 2 \cdot C_X'^* \cdot C_X^* & C_X^* \cdot S_X'^* + S_X^* \cdot C_X'^* & C_X^* \cdot D'^* \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

Beide Strahlführungssysteme, die im Rahmen dieser Arbeit berechnet wurden, sind spiegelsymmetrisch und doppeltachromatisch. "Doppeltachromatisch" bedeutet, daß Ort und Divergenz der austretenden Teilchen impulsunabhängig sind. Bei spiegelsymmetrischen Systemen wird diese Eigenschaft durch die Forderung

$$D^* = 0 \quad (3.26)$$

in der Symmetrieebene erreicht, da aus (3.25) für den Strahltransport durch das gesamte System

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_X^* \cdot S_X^* + S_X^* \cdot C_X^* & 2 \cdot S_X^* \cdot S_X^* & 0 \\ 2 \cdot C_X^* \cdot C_X^* & C_X^* \cdot S_X^* + S_X^* \cdot C_X^* & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ \Delta p/p \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

folgt. Gleichung (3.26) wird erfüllt, wenn die Dispersion in der Symmetrieebene ein Extremum einnimmt. Unter der zusätzlichen Voraussetzung

$$C_X^* = 0 \quad (3.28)$$

gilt mit $\text{Det}(R_{\text{Symm}}) = 1$

$$S_X^* \cdot C_X^* = 1 \quad (3.29)$$

Dadurch ist die Divergenz der austretenden Teilchen nach dem Transport durch das gesamte System die gleiche, wie die der eintretenden Teilchen

$$x'_1 = x'_0 \quad (3.30)$$

Die Voraussetzung (3.28) wird durch einen Fokus in der Symmetrieebene realisiert.

3.4 Energiedefinierende Schlitze

Zur Energieanalyse und zur Verbesserung der Energieschärfe des Elektronenstrahls werden energiedefinierende Schlitze verwendet. Hierbei wird die dispersive Wirkung von Dipolmagneten ausgenutzt. Abbildung 3.7 soll dieses Prinzip veranschaulichen. Jeder Pfeil am Ende einer Teilchenbahn repräsentiert die räumliche Verteilung aller Teilchen zu einem scharfen Impuls. Während vor dem Eintritt in den Ablenkma-

ten alle Pfeile aufeinanderfallen, verlangt die Dispersion nach dem Austritt eine Auffächerung nach Impulsen. Aufgrund von Gl. (3.19) beträgt der Abstand Δx zwischen den Pfeilspitzen des Sollimpulses p und des Impulses $p + \Delta p$

$$\Delta x = D \cdot \frac{\Delta p}{p} . \quad (3.31)$$

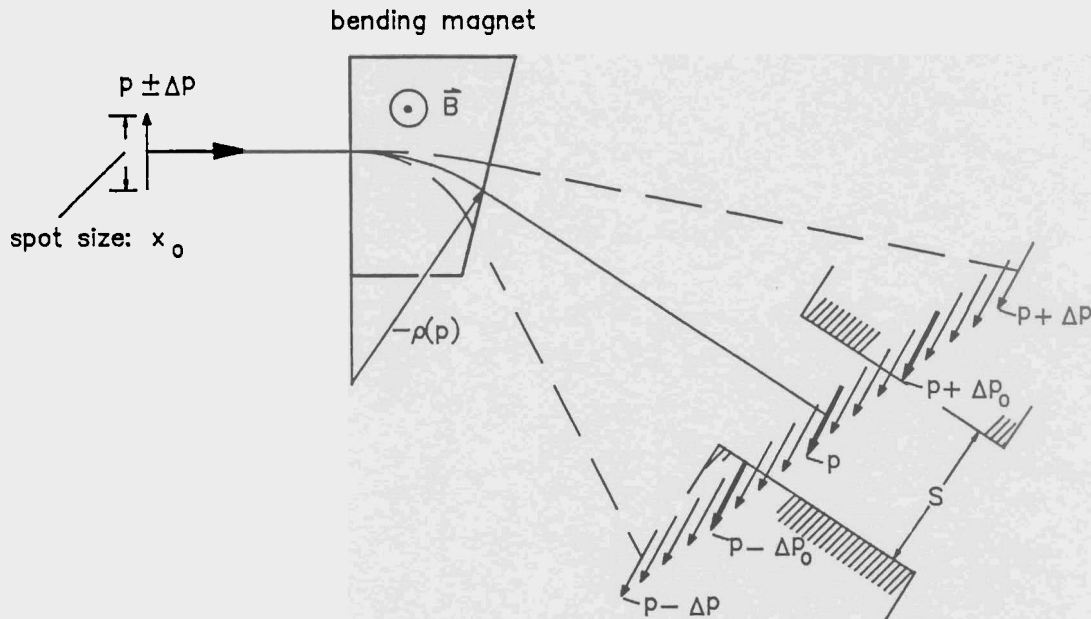


Abb. 3.7: Energiedefinierender Schlitz hinter einem Ablenkmagneten

Um die fokussierenden Wirkung des Dipolfeldes zu zeigen, sind die Pfeile hinter dem Brennpunkt des Magneten auf dem Kopf stehend gezeichnet. Die Pfeilspitze bei x_0 wird auf die Spitzen hinter dem Brennpunkt abgebildet. Die Mitte des eingezeichneten Schlitzes liegt auf der Sollbahn des Strahls. Die Apertur S des Schlitzes ist so gewählt, daß gerade alle Teilchen mit der Impulsabweichung $\Delta p \geq \Delta p_0$ vollständig durch den Schlitz ausgeblendet werden. Der Transport des Elektronenstrahls bis zum Ort des Schlitzes wird allgemein beschrieben durch

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \\ \Delta p_0/p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_x & S_x & D \\ C'_x & S'_x & D' \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ \Delta p_0/p \end{pmatrix} . \quad (3.32)$$

Hier gilt für den transmittierten Strahl

$$x_1 = S/2 \quad (3.33)$$

und somit

$$S/2 = C_x \cdot x_0 + S_x \cdot x'_0 + D \cdot \frac{\Delta p_0}{p} \quad (3.34)$$

Die Impulsschärfe Δp_0 des transmittierten Strahls wird durch die Apertur S des Schlitzes definiert.

Abbildung 3.8 zeigt die Intensitätsverteilung der transmittierten Teilchen bezüglich ihres Impulses. Das Auflösungsvermögen R_p^{-1} des Schlitzes ist definiert als Quotient der Halbwertsbreite aus dieser Verteilung und dem Sollimpuls p

$$R_p^{-1} := \frac{\Delta p(\text{FWHM})}{p} \quad (3.35)$$

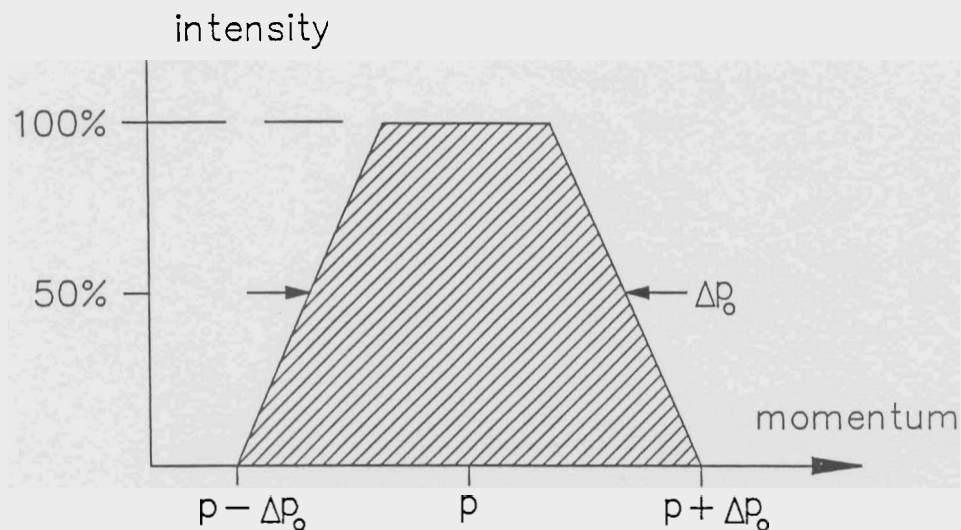


Abb. 3.8: Intensitätsverteilung der transmittierten Teilchen hinter einem energie-definierenden Schlitz

Ein optimales Auflösungsvermögen wird erzielt, wenn die Apertur S gerade so gewählt wird, daß nur die Teilchen zu 100% hindurchgelassen werden, die den Sollimpuls p besitzen (Abb. 3.9). Werden gerade alle Teilchen mit der Impulsabweichung $\Delta p \geq \Delta p_0$ durch den Schlitz vollständig ausgeblendet, so gilt

$$S = 2 \cdot (C_x \cdot x_0 + S_x \cdot x'_0) = D \cdot \frac{\Delta p_0}{p} \quad (3.36)$$

und für das Auflösungsvermögen

$$R_p^{-1} = \frac{S}{D} = \frac{\Delta p_0}{p} \quad (3.37)$$

Eine weitere Verengung der Schlitzöffnung führt zwar noch zu einer geringen Verbesserung des Auflösungsvermögens, aber auch zu einem Intensitätsverlust bei den Teilchen mit dem gewünschten Sollimpuls p .

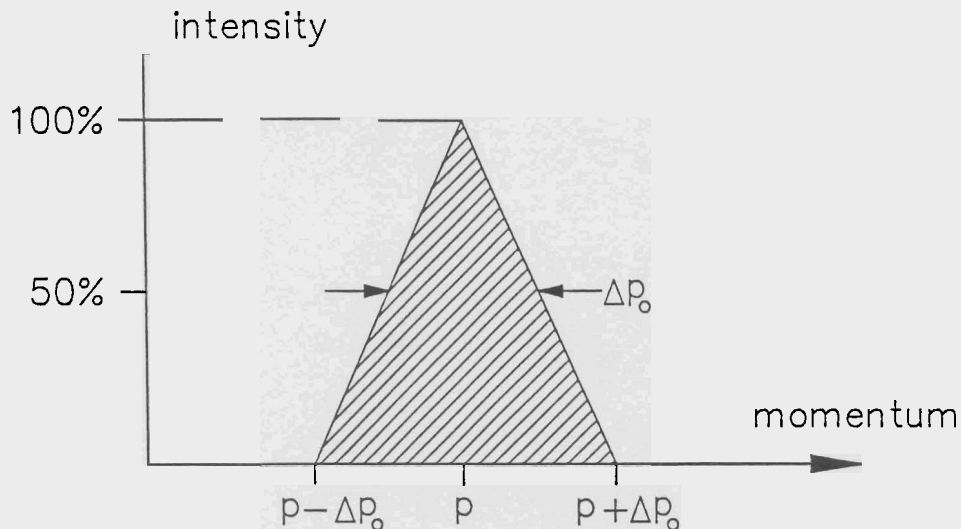


Abb. 3.9: Optimale Intensitätsverteilung hinter einem Schlitz, der nur die Teilchen mit dem Sollimpuls p vollständig durchläßt

Basierend auf den in diesem Kapitel gegebenen Erläuterungen zu den Abbildungseigenschaften von Quadrupol- und Dipolmagneten sowie spiegelsymmetrischen und doppeltachromatischen Strahlführungssystemen, werden in den beiden nächsten Kapiteln die im Rahmen dieser Arbeit berechneten Magnetsysteme beschrieben. Die Kenntnis der fokussierenden Wirkung geneigter effektiver Feldkanten ist wichtig zum Verständnis der in Kapitel 4 diskutierten Analysiersysteme. Mit Hilfe der Betrachtungen über energiedefinierende Schlitze wird im selben Kapitel das Auflösungsvermögen solcher in die Analysiersysteme eingebauten Schlitze berechnet.

4. Entwurf und Auslegung des Analysiersystems

In diesem Kapitel werden zwei Strahlführungssysteme diskutiert, die für den Ersatz des alten 40° -Analysiersystems in Frage kommen. Beide Konzepte wurden von Penner [20] beschrieben, wobei das eine von LEBOUTET und PINEL und das andere von BROWN vorgeschlagen wurde. Anschließend erfolgt ein Vergleich beider Vorschläge unter Berücksichtigung der Anforderungen am S-DALINAC.

4.1 Konzept der neuen Strahlführung

Das bisherige 40° -Analysiersystem ist für einen parallel eintretenden Elektronenstrahl ausgelegt worden. Um die Voraussetzung eines parallelen Elektronenstrahls bei einem endlichen Phasenraumvolumen möglichst gut zu erfüllen, wurden unmittelbar hinter dem alten Beschleuniger zwei Kollimatoren eingesetzt.

In der ersten Phase des Strahlbetriebs mit dem Elektronenstrahl des neuen S-DALINAC soll das gesamte alte Strahlführungssystem in der Experimentierhalle (s. Abb. 2.1) weiterverwendet werden. Die verbindende Strahlführung zwischen dem neuen Beschleuniger und der Experimentierhalle muß daher die Ausgangsbedingungen erfüllen, nach denen das alte Strahltransportsystem ausgelegt worden ist. Aus diesem Grund ist die bereits aufgebaute Strahlauskoppelung so konzipiert, daß sie beim Einmünden auf die Strahlachse des alten Beschleunigers dispersionsfrei ist und einen parallelen Elektronenstrahl liefert. Als weitere Option für eine eventuelle Korrektur der Strahleigenschaften sollen die Kollimatoren K1 und K2 beibehalten werden.

Die Ausgangsbedingungen für die Auslegung des neuen Analysiersystems bleiben somit die gleichen wie für das bestehende 40° -System. Andererseits muß beim Entwurf der neuen Anordnung die Konzeption des sich anschließenden 70° -Systems berücksichtigt werden.

4.2 Anforderungen an das Analysiersystem

Für den Entwurf und die Auslegung des neuen Analysiersystems gelten folgende Anforderungen:

- (i) Die übrige Strahlführung soll nicht verändert werden, deshalb muß der totale Ablenkwinkel wie im bisherigen Fall 40° betragen.
- (ii) Die neue Anordnung soll für Teilchenenergien bis zu 200 MeV ausgelegt werden.
- (iii) Zur optimalen Fokussierung der Elektronen in die Streukammer des QCLAM - Spektrometers ist ein möglichst paralleler Strahl erwünscht. Außerdem ist das sich anschließende 70° - Ablensystem für parallel eintretende Teilchen konzipiert. Darum soll das neue System die Parallelität des eintretenden Strahls erhalten.
- (iv) Die Konzeption des QCLAM-Spektrometers mit seinen Drahtkammern verlangt eine impulsunabhängige Fokussierung des Elektronenstrahls am Streutarget. Außerdem ist der Betrieb des 70° -Systems nur möglich, wenn auch hier der Strahleintritt unabhängig vom Impuls der Teilchen ist. Beim Entwurf ist daher ein doppeltachromatisches Ablensystem vorzusehen.
- (v) Die Auslegung des neuen Systems bezüglich seiner geometrischen Maße muß mit dem vorhandenen Raum auskommen.
- (vi) Das neue System soll sich zur Energieanalyse eignen.

4.3 Wahl der Konfiguration für das neue Analysiersystem

Alle Anforderungen werden von den bereits erwähnten Konfigurationen nach LEBOUTET und PINEL bzw. nach BROWN erfüllt. Zuerst soll als Lösungsvorschlag das Konzept nach LEBOUTET und PINEL betrachtet werden, nach dem auch das bisherige 40° -System ausgelegt worden ist. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 4.1 gegeben.

Die Konfiguration besteht aus drei identischen Ablenkmagneten, die alternierend gepolt sind, so daß der totale Ablenkwinkel mit dem Ablenkwinkel der einzelnen Magnete übereinstimmt. Das System ist spiegelsymmetrisch und doppeltachromatisch. Ein- und Austrittsstrahl sind in beiden Richtungen parallel. Während in y-Richtung das System als Driftstrecke betrachtet werden kann, erfolgt in x-Richtung eine Fokussierung von Strahlen gleicher Energie auf die Symmetrieebene. Strahlen einer anderen Energie werden ebenfalls unter 40° abgelenkt, aber ihr Fokus befindet sich an einem anderen Ort auf der Symmetrieebene.

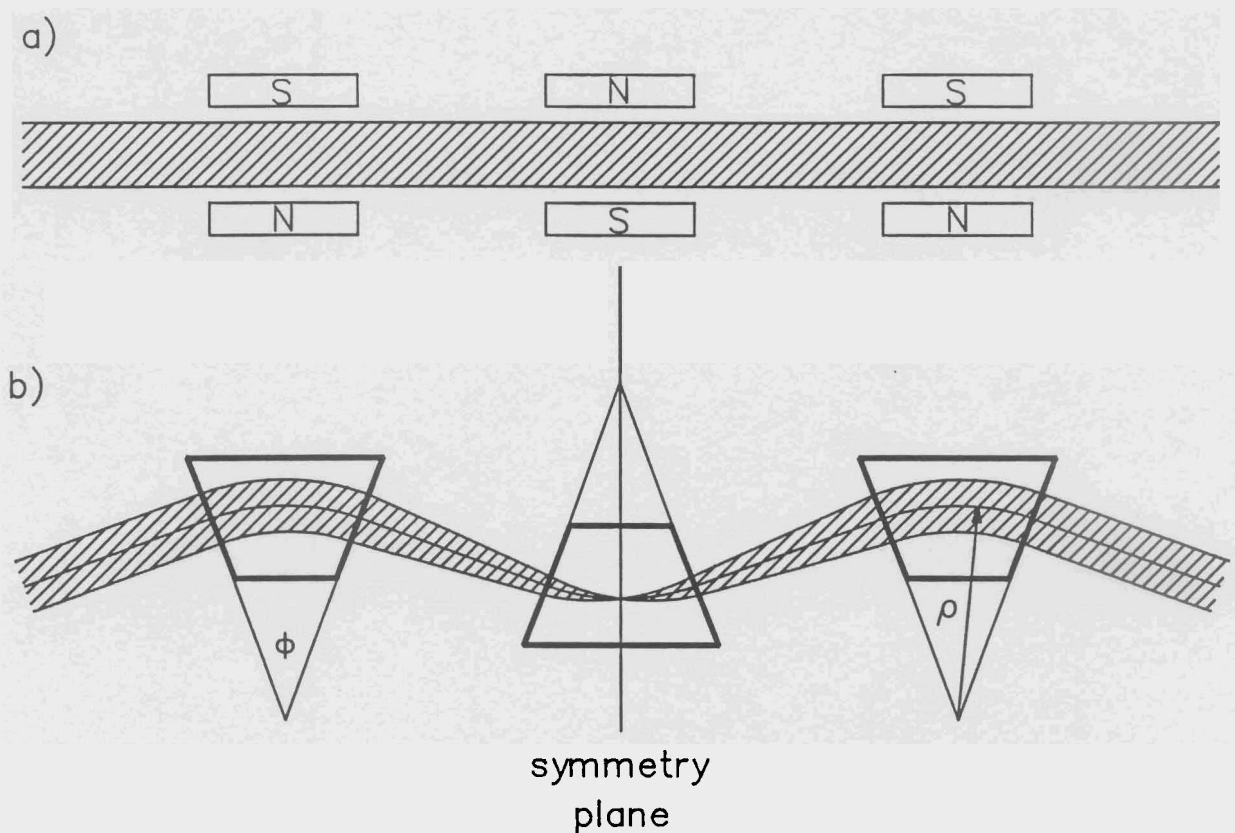


Abb. 4.1: Schematische Darstellung eines Ablensystems nach LEBOUTET und PINEL
 a): Strahlführung in y - Richtung b): Strahlführung in x - Richtung

Im Folgenden wird die Erfüllung der in Kapitel 4.2 aufgelisteten Anforderungen durch das LEBOUTET - System diskutiert:

zu (i): Punkt (1) wird durch die Wahl der Ablenkwinkel von jeweils 40° für die Dipolmagnete erfüllt.

zu (ii): Bei normalleitenden Magneten sind Felder von etwa 1 Tesla technisch realisierbar. Daher wird ein Beugungsradius von 0.667 m für die Sollbahn gewählt, so daß Teilchen mit einer Energie bis zu 200 MeV (vergl. Gleichung 3.17) abgelenkt werden können.

zu (iii): Die Neigung der effektiven Feldkanten ist so gewählt, daß in y - Richtung keinerlei Einfluß auf die Strahldivergenz ausgeübt wird. In x - Richtung wird mit der Festlegung der Magnetabstände dafür gesorgt, daß die Fokussierung des Strahls durch die Ablenkmagnete genau auf die Symmetrieebene erfolgt. Dadurch wird Gl. (3.28) erfüllt. Der Austrittsstrahl hat somit auch in x - Richtung die Divergenz des Eintrittsstrahls.

zu (iv): Durch die alternierende Polung und die identischen Abmessungen der Dipolmagnete wird die dispersive Wirkung der äußeren Magnete durch den mittleren Magneten genau kompensiert. Die Dispersion erreicht dabei ihr Maximum in der Symmetrieebene, damit wird Gl. (3.26) erfüllt.

zu (v): Die Punkte (i) bis (iv) bestimmen die geometrische Auslegung für das LEBOUTET-System vollständig. Der Abstand L zwischen den effektiven Feldkanten der Dipole ergibt sich aus der Berechnung der Transportmatrix (R_{Symm}) und den Gln (3.26) und (3.28) [20] zu

$$\frac{L}{\rho} = \cot \Phi - \tan \frac{\Phi}{2} . \quad (4.1)$$

Mit dem Krümmungsradius $\rho = 0.667$ m und den Ablenkwinkel $\Phi = 40^\circ$ folgt für den Abstand: $L = 0.552$ m. Wie im Anhang A genauer erläutert wird, wurden zur Korrektur der Fehler, verursacht durch die Berechnung mit kastenförmigen Feldverlauf, statt senkrechter Feldkanten Neigungswinkel von 1.2° für alle effektiven Feldkanten gewählt. Dadurch wird die Brennweite der Dipolmagnete in x -Richtung so vergrößert, daß sich für die endgültige Auslegung ein Abstand von $L = 0.611$ m ergibt. Aus Gl. (4.1) wird auch deutlich, daß sich ein LEBOUTET-System nur für Ablenkwinkel unterhalb von 60° einsetzen läßt, da L für Winkel $\Phi > 60^\circ$ negative Werte annimmt.

In Abb. 4.2 wird die Lage der Magnete des neuen Systems bezüglich der Position der angrenzenden Strahlführungselemente gezeigt. Hierbei ist bereits berücksichtigt worden, daß beim Aufbau des neuen 40° -Systems der zweite Kollimator K2 in Richtung Kollimator K1 um seine eigene Länge verschoben werden muß. Eine größere Ausdehnung der neuen Anordnung würde einerseits zu einem zu geringen Abstand zwischen den Kollimatoren K1 und K2 führen und andererseits auf der Ausgangsseite des 40° -Systems zu wenig Raum für Ventile, Ablenkspulen und Leuchtschirme zur Bestimmung der Strahlposition lassen. Ausserdem ist in Abb. 4.2 ein geplantes Quadrupolpaar auf der Eingangsseite der Kollimatoren eingezeichnet, das zur Anpassung des Elektronenstrahls an einen möglichst parallelen Eintrittsstrahl für das 40° -System verwendet werden soll.

zu (vi): Da in der Symmetrieebene einerseits die Dispersion ihr Maximum einnimmt und andererseits der Elektronenstrahl in x -Richtung seine kleinste Ausdehnung besitzt, eignet sich diese Position am besten zur Unterbringung eines energiedefinierenden Schlitzes. Die Höhe des Polschuhspaltes wurde deshalb zu 40 mm gewählt.

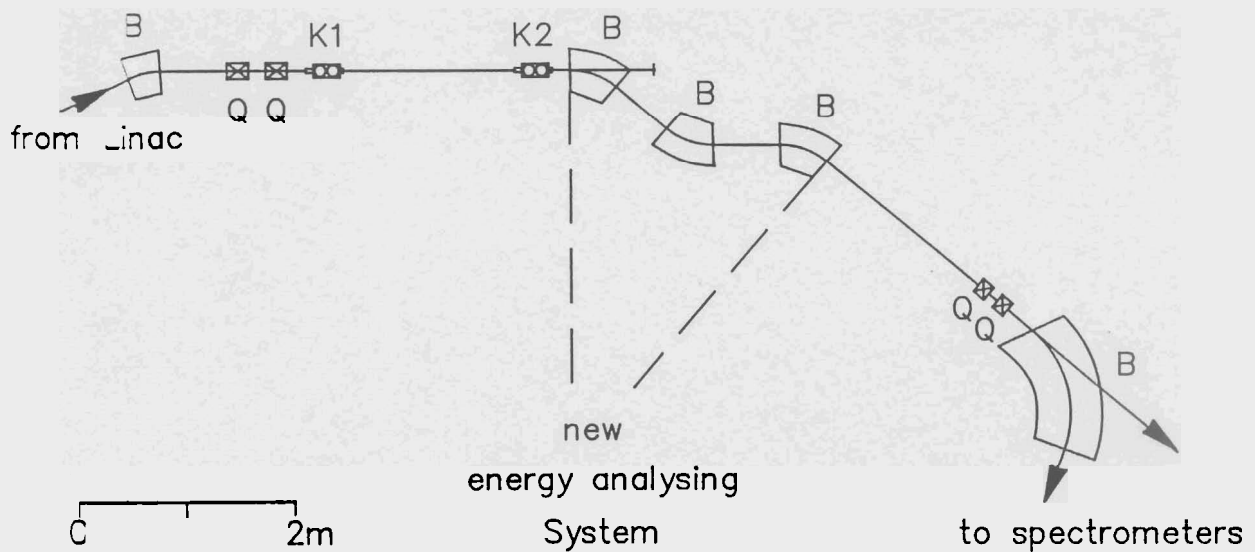


Abb. 4.2: Position des neuen Analysiersystems bezüglich der angrenzenden Strahlführungselemente

Zur Abschätzung des Auflösungsvermögens des energiedefinierenden Schlitzes wird die Transportmatrix für das LEBOUTET-System bis zur Symmetrieebene betrachtet [20]

$$(R)_{\text{Symm}} = \begin{pmatrix} 0 & \rho / (2 \cdot \sin \Phi / 2) & \rho \cdot (2 \cdot \cos \Phi / 2 - 1) \\ -2 / \rho \cdot \sin \Phi / 2 & 4 \cdot \cos \Phi / 2 - 3 / (\cos \Phi / 2) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Zur Vereinfachung der folgenden Rechnung ist Gleichung (4.2) nur für senkrechte Feldkanten dargestellt. Die vollständige Transportmatrix mit Berücksichtigung der Feldkantenneigungswinkel findet sich im Anhang A. Das damit berechnete Auflösungsvermögen ist in Tab. 4.1 eingetragen. Es unterscheidet sich nur unwesentlich von den hier gezeigten Abschätzungen.

Aus den Gln. (3.28), (3.29) und (4.2) folgt der Zusammenhang

$$\frac{S}{2} = \frac{\rho}{(2 \cdot \sin \Phi / 2)} \cdot x'_0 + \rho \cdot (2 \cdot \cos \frac{\Phi}{2} - 1) \cdot \frac{\Delta p_0}{p} \quad (4.3)$$

Im Idealfall eines parallel einfallenden Elektronenstrahls mit $x'_0 = 0$

gilt für das Auflösungsvermögen

$$\frac{\Delta p_0}{P} = \frac{S}{2 \cdot \rho \cdot (2 \cos \Phi / 2 - 1)} \quad (4.4)$$

Da aber ein realer Elektronenstrahl eine endliche Emittanz besitzt, müssen Teilchen berücksichtigt werden, deren Divergenz ungleich null ist. Je nachdem ob die Elektronen konvergent oder divergent in das Analysiersystem eintreten, liegt der Schnittpunkt ihrer Trajektorie mit der Sollbahn vor bzw. hinter der Symmetrieebene. Die Einhüllende aller Trajektorien gleicher Energie hat auf der Symmetrieebene die Aufweitung

$$A = \left| \frac{\rho}{(2 \cdot \sin \Phi / 2)} \cdot (-x'_0) \right| \quad (4.5)$$

Dabei hat x'_0 den Wert der größten auftretenden Strahldivergenz vor dem Eintritt in das Analysiersystem. Für ein optimales Auflösungsvermögen wird man daher als Schlitzweite

$$\frac{S}{2} = \left| -\frac{\rho}{(2 \cdot \sin \Phi / 2)} \cdot x'_0 \right| \quad (4.6)$$

wählen. Durch Weglassen der Betragsstriche auf der rechten Seite von (4.6) und Einsetzen in Gleichung (4.3) ergibt sich damit die Auflösung zu

$$\frac{\Delta p_0}{P} = \frac{x'_0}{(\sin \Phi / 2) \cdot (2 \cos \Phi / 2 - 1)} \quad (4.7)$$

Gleichung (4.7) zeigt, daß das Auflösungsvermögen bei der Konfiguration nach LEBOUTET und PINEL allein durch die Wahl des Ablenk winkels Φ und der Divergenz x'_0 des Eintrittsstrahls festgelegt ist.

Im Folgenden soll nun die Erfüllung der Forderungen (i - vi) für die von BROWN vorgeschlagene Konfiguration diskutiert werden, die in Abb. 4.3 schematisch dargestellt ist. Genau wie beim LEBOUTET - System handelt es sich auch hier um eine spiegelsymmetrische Anordnung, bei der Strahlein - und Strahlaustritt in x - und y - Richtung parallel erfolgt. Beim BROWN - System wird jedoch der mittlere Dipolmagnet zur Erfüllung von $D'^* = 0$ in Gl. (3.22) durch einen in x - Richtung fokussierenden Quadrupolmagneten ersetzt. Das hat zur Folge, daß die Fokussierung des Elektronenstrahls auf die Symmetrieebene auch in y - Richtung geschehen muß. Nur so kann die defokussierende Wirkung des Quadrupols in dieser Richtung umgangen werden. Zur Unterbringung des energie-

definierenden Schlitzes auf der Symmetrieebene werden an Stelle eines einzelnen Quadrupols zwei getrennte Quadrupole mit gleicher Polarität eingesetzt.

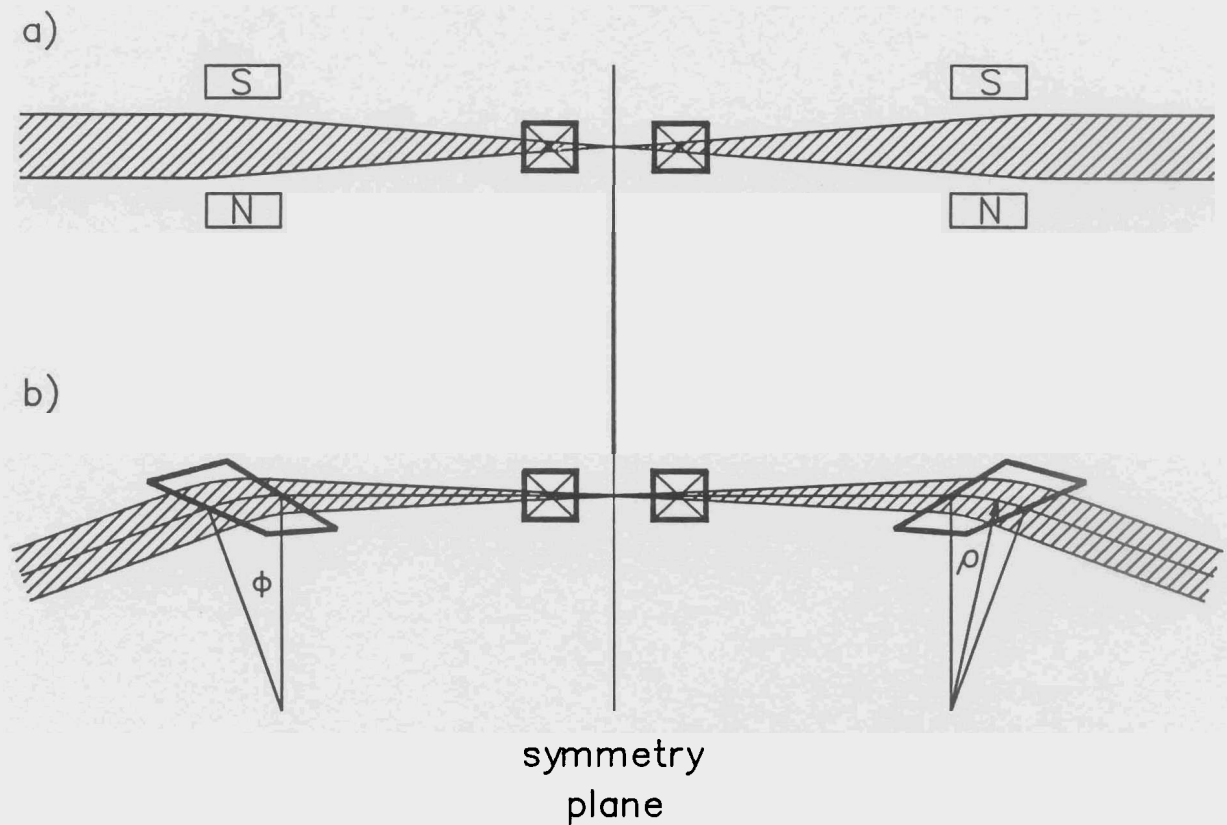


Abb. 4.3: Schematische Darstellung eines Ablensystems nach BROWN
a): Strahlführung in y-Richtung b): Strahlführung in x-Richtung

zu (i): Wegen des geforderten totalen Ablenkwinkels von 40° , haben die Dipolmagnete jeweils einen Ablenkwinkel von 20° .

zu (ii): Wie beim LEBOUTET - System ergibt sich auch hier ein Krümmungsradius von 0.667 m für die Sollbahn.

zu (iii): Die Erhaltung der Strahlparallelität resultiert aus der Erfüllung der Gl. (3.28) für x- und y-Richtung. Hierzu sind aber doppeltfokussierende Ablenkmagnete notwendig [18]. Durch eine geeignete Wahl der Kantenneigungswinkel wird für Ablenkmagnete in x- und y-Richtung dieselbe Brennweite erzielt.

Für $\tan(\beta(\text{Eintritt})) = t_1$ und $\tan(\beta(\text{Austritt})) = t_2$ folgt

$$t_2 = 1/2 \cdot \left(\frac{\tan\Phi - (t_1 + \rho/F)}{1 + \tan\Phi \cdot (t_1 + \rho/F)} - \frac{(t_1 - \rho/F)}{1 - \Phi \cdot (t_1 - \rho/F)} \right) \quad (4.8)$$

F ist die Brennweite. Haben die Neigungswinkel der Feldkanten entgegengesetzte Vorzeichen, so kommt ihnen die Funktion eines Quadrupolpaares zu. Je kleiner die Vorgabe der Brennweite ist, um so größer werden die erforderlichen Neigungswinkel.

zu (iv): Der Feldgradient der beiden Quadrupolmagnete ist genau so gewählt, daß die Dispersion auf der Symmetrieebene ihr Maximum einnimmt und somit die Voraussetzung (3.26) für doppeltachromatische Systeme erfüllt wird.

zu (v): Der Abstand der Dipolmagnete und damit die Vorgabe ihrer Brennweite wird nur begrenzt durch die verfügbare Aufbaufläche. Große Abstände führen zu einem besseren Auflösungsvermögen auf der Symmetrieebene (siehe Punkt vi) und bedeuten kleine Neigungswinkel für die Feldkanten. Für den sich anschließenden Vergleich von LEBOUTET-System und BROWN-System wird der Abstand der Dipolmagnete im BROWN-System so gewählt, daß die Position der ersten effektiven Feldkante am Systemeintritt in beiden Fällen übereinstimmt.

zu (vi): Analog zum LEBOUTET-System befindet sich die optimale Lage für einen energiedefinierenden Schlitz auf der Symmetrieebene. Ohne Einbeziehung der Quadrupole lautet die Transportmatrix an dieser Stelle

$$(R)_{\text{Symm}} = \begin{pmatrix} 0 & \rho \cdot b + (t_2 \cdot b + a) & \rho \cdot c + F \cdot (t_2 \cdot c + b) \\ \frac{1}{\rho} \cdot ((t_1 + t_2) \cdot a + b \cdot t_1 \cdot t_2 - b) & t_2 \cdot b + a & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

mit den Abkürzungen $a = \cos\Phi$, $b = \sin\Phi$ und $c = 1 - \cos\Phi$. (4.9)

Damit ergibt sich als Abschätzung für das Auflösungsvermögen

$$\frac{\Delta p_0}{p} = \frac{2 \cdot b + (t_2 \cdot b + a)}{c + F/\rho \cdot (t_2 \cdot c + b)} \quad (4.10)$$

bei einer nach Gleichung (3.36) optimalen Apertur des Schlitzes

$$\frac{S}{2} = 2 \cdot b + (t_2 \cdot b + a) \cdot x'_0 \quad (4.11)$$

Tabelle 4.1 enthält alle relevanten Größen beider Lösungsvorschläge für den Ersatz des bisherigen 40° - Analysiersystems. Die beiden Konfigurationen sind unter gleicher räumlicher Ausdehnung gegenübergestellt. Das Auflösungsvermögen ist jeweils für eine willkürlich angenommene maximale Divergenz des eintretenden Strahls von 0.2 mrad berechnet worden. Hierbei sind Transportmatrizen aus Rechnungen mit dem Programm TRANSPORT herangezogen worden, die bereits statt eines kastenförmigen Feldverlaufes ein ausgedehntes Randfeld der Dipolmagnete berücksichtigen. Besonders auffällig sind die großen Kantenwinkel in Tab. 4.1, die sich für die Magnete des BROWN - Systems ergeben, und deswegen aus den im Folgenden genannten Gründen eine Fertigung außer Frage stellen.

Das Auflösungsvermögen ist für das LEBOUTET - System etwa doppelt so gut. Ein wesentlicher Vorteil des BROWN - Systems liegt darin, daß sich der energiedefinierende Schlitz nicht zwischen den Polschuhen eines Magneten befindet. Dies erleichtert die Konstruktion und insbesondere die Kühlung des Analysatorschlitzes. Andererseits haben die sehr großen Neigungswinkel der effektiven Feldkanten folgende unerwünschte Konsequenzen:

- (i) einen verlängerten Weg der Teilchen durch das Randfeld der Ablenkmagneten und damit eine Verstärkung unerwünschter Randfeldeffekte und
- (ii) spitze Winkel in den mechanischen Polschuhen, deren Abrundung eine Verringerung der Polschuhbreite und damit eine Beeinträchtigung der Feldhomogenität bedeutet.

Zusammenfassend ist zu betonen, daß das Auflösungsvermögen des LEBOUTET - Systems durch den totalen Ablenkwinkel von 40° begrenzt ist, während sich bei der Konfiguration nach BROWN das Auflösungsvermögen mit größer werdendem Abstand der Dipolmagnete verbessert. Ein wesentlich höheres Auflösungsvermögen, als das des hier beschriebenen LEBOUTET - Systems, kann daher nur durch ein BROWN - System großer Ausdehnung erreicht werden. Da aber die bestehende Strahlführung, in die das neue Analysiersystem integriert wird, nur einen geringen räumlichen Spielraum beim Entwurf zugelassen hat, war die Realisierung eines BROWN - Systems, wie es Tab. 4.1 durch die großen Kantenwinkel verdeutlicht, nicht möglich. Dagegen wird das Konzept nach LEBOUTET und PINEL durch seine Kompaktheit dem geringen Raumangebot in der Experimentierhalle besser gerecht.

Aus diesem Grund ist der Bau eines LEBOUTET - Systems in Auftrag gegeben worden, dessen Lieferung im Januar 1991 erfolgen wird. Die in Tab. 4.1 angegebenen Größen für das LEBOUTET - System entsprechen den endgültigen Spezifikationen der bestellten Magnete.

Tabelle 4.1: Vergleich der Konfigurationen nach LEBOUTET und PINEL und nach BROWN für das neue Analysiersystem

Konfiguration	LEBOUTET & PINEL			BROWN – System			
	D	D	D	D	Q	Q	D
Gesamtlänge der Sollbahn	2.615 m			2.525 m			
Abstand der Dipolmagnete	0.611 m			2.060 m			
Lineardispersion auf der Symmetrieebene	0.630 cm / %			0.406 cm / %			
Auflösung des Analysatorschlitzes $\Delta p_0 / p$ ($x'_0 = 0.2$ mrad)	0.066 %			0.143 %			
erforderliche Apertur des Schlitzes	0.41 mm			0.58 mm			
Dipolmagnete:							
Polschuhspaltweite	40 mm			30 mm			
Beugungsradius der Sollbahn	0.667 m			0.667 m			
Feld bei 100 MeV Teilchenenergie	0.5 T			0.5 T			
Ablenkwinkel der Sollbahn	40°			20°			
effektive Länge der Sollbahn	0.465 m			0.233 m			
Kantenwinkel: β (Eintritt)	1.2°			-46.0°			
β (Austritt)	1.2°			58.5°			
Quadrupolmagnete:							
effektive Länge	–			0.160 m			
Apertur	–			30 mm			
Abstand zwischen den Feldkanten	–			0.240 m			
Feldgradient bei 100 MeV Teilchenenergie	–			4.66 T/m			

Im Anhang B finden sich die Ergebnisse der TRANSPORT-Simulationen für die gesamte Strahlführung vom Austritt aus dem Hauptbeschleuniger bis zum QCLAM-Spektrometer, die das neue LEBOUTET-System in seiner obigen Auslegung beinhalten.

5. Modifikation des isochronen Injektionsbogens

Die Modifikation des Injektionsbogens gliedert sich in zwei Abschnitte:

- (i) Ersatz des bisherigen asymmetrischen Aufbaus durch einen symmetrischen Entwurf unter Beibehaltung der vorhandenen Ablenkmagnete und ihrer Position.
- (ii) Auslegung und Bau neuer Quadrupole mit kleiner Remanenz.

Parallel dazu erfolgte die Erprobung zweier bereits vorhandener Quadrupole, die als Prototypen gebaut worden sind und zu Messungen der Phasenraumellipse am Austritt des Injektorbeschleunigers herangezogen wurden. Die Ergebnisse aus diesen Messungen flossen in die TRANSPORT-Simulationsrechnung für den Injektionsbogen ein.

Zuvor wird in diesem Kapitel allgemein der Strahltransport durch isochrone Systeme beschrieben.

5.1 Anforderungen an die Abbildungseigenschaften

Die Energieschärfe des Elektronenstrahls ist von der Länge der beschleunigten Elektronenpakete abhängig. Wenn das Sollelektron auf dem Maximum der elektrischen Welle des Beschleunigungsfeldes sitzt, wird ein Teilchen mit dem Phasenunterschied $\Delta\varphi$ zum Sollelektron weniger stark beschleunigt. Die daraus resultierende Impulsschärfe genügt der einfachen geometrischen Beziehung

$$\Delta p/p = (1 - \cos(\Delta\varphi)) \quad . \quad (5.1)$$

Um die Energieschärfe nicht zu verschlechtern, darf sich daher beim Transport des Elektronenstrahls vom Injektor in den Hauptbeschleuniger die Länge der Elektronenpakete nicht vergrößern. Dies ist dann der Fall, wenn alle Teilchen, unabhängig von ihrer Lage im Phasenraum (wie Impuls, Divergenz usw.), die gleiche Weglänge im Injektionsbogen zurücklegen. Strahltransportsysteme, die diese Bedingung erfüllen, werden allgemein isochron genannt [22].

Eine weitere Anforderung an den Injektionsbogen betrifft den Strahleintritt in den Hauptbeschleuniger. Damit im Kryostaten des Hauptbeschleunigers keine fokussierenden Elemente benötigt werden [6], soll der Strahleintritt in den Hauptbeschleuniger konvergent erfolgen.

5.2 Abbildung bei isochronen Systemen

Der Begriff Isochronizität eines Strahltransportsystems kann auch so formuliert werden, daß der Wegunterschied Δl für eine beliebige Teilchenbahn gegenüber der Sollbahn verschwindet

$$\Delta l = 0 . \tag{5.2}$$

In Driftstrecken und Quadrupolen kann, wie im Folgenden gezeigt wird, der Wegunterschied gegenüber der Länge eines Elektronenpaketes vernachlässigt werden. Der Wegunterschied Δl in einer Driftstrecke ergibt sich aus dem Satz von Pythagoras und Abb. 5.1 zu

$$\Delta l = s' - s = s \cdot (\sqrt{1 + x'^2} - 1) \tag{5.3}$$

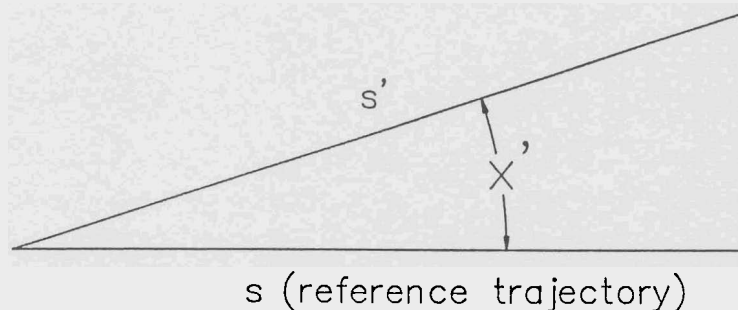


Abb. 5.1: Teilchenbahn s' eines Teilchens mit der Divergenz x' in einer Driftstrecke

Dabei ist s der zurückgelegte Weg des Sollteilchens und s' der zurückgelegte Weg eines beliebigen Teilchens im Elektronenstrahl. Für kleine Divergenzen $x' \ll 1$ folgt damit

$$\Delta l = 1/2 \cdot x'^2 \cdot s$$

Aus Gl. (5.4) geht hervor, daß der Wegunterschied in Driftstrecken nur mit dem Quadrat der Divergenz zunimmt. Repräsentiert man die fokussierende Wirkung eines Quadrupols analog zur Linsenoptik durch zwei Hauptebenen, so läßt sich hierfür dieselbe Argumentation anwenden, die für Driftstrecken zur Gl. (5.4) geführt hat. Bei geringen Divergenzen ist auch hier Δl klein gegen die Länge der Elektronenpakete. Daher braucht die Bedingung (5.2) nur für Wegstrecken innerhalb der Ablenkmagnete eines Strahlführungssystems untersucht zu werden.

Der gesamte Wegunterschied in allen zu betrachtenden Dipolmagneten ergibt sich nach [22] zu

$$\Delta l = \int_0^{\bar{s}} \frac{x(s)}{\rho} \cdot ds \quad (5.5)$$

Mit Hilfe von Gl. (3.13) läßt sich für $x(s)$ schreiben

$$x(s) = C_X(s) \cdot x_0 + S_X(s) \cdot x'_0 + D(s) \cdot \Delta p/p \quad (5.6)$$

Die Funktionen $C_X(s)$ bzw. $S_X(s)$ werden als cosinus- bzw. sinusartige Bahnen- und die Funktion $D(s)$ als Dispersionsbahn bezeichnet. Damit läßt sich Gl. (5.2): $\Delta l = 0$ durch folgende Beziehungen für die Matrixelemente der Transportmatrix eines isochronen Strahlführungssystems ersetzen:

$$\int_0^{\bar{s}} \frac{C_X(s)}{\rho} ds = 0 \quad (5.7)$$

$$\int_0^{\bar{s}} \frac{S_X(s)}{\rho} ds = 0 \quad (5.8)$$

$$\int_0^{\bar{s}} \frac{D(s)}{\rho} ds = 0 \quad (5.9)$$

Die Gln. (5.7) und (5.8) gelten analog für die y -Richtung. Zu Gl. (5.9) gibt es in y -Richtung kein Pendant, da in dieser Richtung keine Dispersion auftritt.

Forderung (5.9) wird nur durch doppeltachromatische Systeme erfüllt (siehe Abb. 5.3). Im Fall der 180° -Bögen im Strahlführungssystem des S-DALINAC sind daher Quadrupole zwischen den Ablenkmagneten notwendig, in denen die Dispersion ein Extremum einnimmt. Zur Vermeidung einer Defokussierung des Elektronenstrahls in y -Richtung werden statt einzelner Quadrupole Quadrupolpaare verwendet. Die

Forderung nach Isochronizität wird für eine Reihe verschiedener Einstellungen jeweils aller Quadrupolmagnete bei gleicher Teilchenenergie erfüllt. Neben den isochronen 180° -Bögen am S-DALINAC gibt es ähnliche Entwürfe für die Beschleunigerprojekte LISA in Italien [23] und FELIX in den Niederlanden [24].

5.3 Bisherige und neue Auslegung für den Injektionsbogen

Der Entwurf der gesamten Strahlführung des neuen Beschleunigers erfolgte im Rahmen der Dissertation von Weingarten [6]. Die endgültige Auslegung der Strahlführung in ihrer jetzigen Form wurde von Schanz [7] durchgeführt. Hierbei ist für die Auslegung des Injektionsbogens eine in [8] theoretisch ermittelte Phasenraumellipse zugrunde gelegt und für die Quadrupole eine asymmetrische Anordnung gewählt worden. Für abweichende Strahleigenschaften bezüglich dieser Phasenraumellipse ist in [7] keine Anpassung des Elektronenstrahls vorgesehen worden. Erste Messungen der Phasenraumellipse haben aber gezeigt, daß sich ihre Form und Lage im Phasenraum mit der Energie des Elektronenstrahls ändert und mit den in [8] errechneten Werten nicht übereinstimmen.

Die neue Auslegung des Injektionsbogens sieht jetzt eine symmetrische Position der Quadrupole vor, so daß der gesamte Bogen als spiegelsymmetrisches Ablenssystem betrieben werden kann. Die Suche nach den geeignetsten Feldgradienten, welche die Gln (5.7) bis (5.9) erfüllen, ist hierbei nicht mit dem Ziel verfolgt worden, ein Optimum für spezielle Strahleigenschaften zu finden, sondern hat sich an einem idealen Verlauf der cosinusartigen Bahnen orientiert (siehe Abb. 5.3). Wie aus Gl. (5.6) zu sehen ist, gibt die cosinusartige Bahn $C_x(s)$ für parallele Eintrittsstrahlen mit dem Sollimpuls ($x'_0 = 0$, $\frac{\Delta p}{p} = 0$) die Vergrößerung des Abstandes x_0 von der Sollbahn an. Die Wahl der Feldgradienten der Quadrupole wurde so getroffen, daß hinter dem Injektionsbogen in x- und y-Richtung keine Vergrößerung ($|C(s)| = 1$) stattfindet. Da die Werte für $C(s)$ nur Matrixelemente der Transportmatrizen enthalten, wird der Verlauf der cosinusartigen Bahnen nur durch die Parameter der Strahlführungselemente bestimmt. Dadurch wurde erreicht, daß die Einstellung der Feldgradienten unabhängig von den Eigenschaften des Elektronenstrahls ist und die Abbildungseigenschaften des Injektionsbogens vollständig festgelegt bleiben.

Um einen konvergenten Strahleintritt in den Hauptbeschleuniger für möglichst alle beim Strahlbetrieb auftretenden Phasenraumellipsen zu gewährleisten, ist eine Anpassung des Elektronenstrahls durch ein separates Quadrupolpaar (Q1 und Q2 in Abb. 5.2) am Austritt des Injektorbeschleunigers vorgesehen.

Bei der Modifikation des Injektionsbogens mußten die Positionen der Ablenkmagnete beibehalten werden, da andernfalls ein Versatz der gesamten Injektorachse einen unverhältnismäßig hohen Aufwand zur Folge gehabt hätte. Damit blieben als veränderliche Parameter lediglich die Position und die Feldgradienten der Quadrupolmagnete. Unter diesen Einschränkungen war es aber nicht möglich, eine spiegelsymmetrische Anordnung unter Einhaltung der Isochronizität zu finden. Um einen zusätzlichen Freiheitsgrad zu gewinnen, wurden daher anstelle von Quadrupolpaaren, Rechnungen mit Quadrupoltriplets zwischen den Dipolmagneten durchgeführt. Die daraus gewonnene spiegelsymmetrische Lösung ist in Abb. 5.2 dargestellt, und die dazugehörigen Parameter sind in Tab. 5.1 aufgelistet.

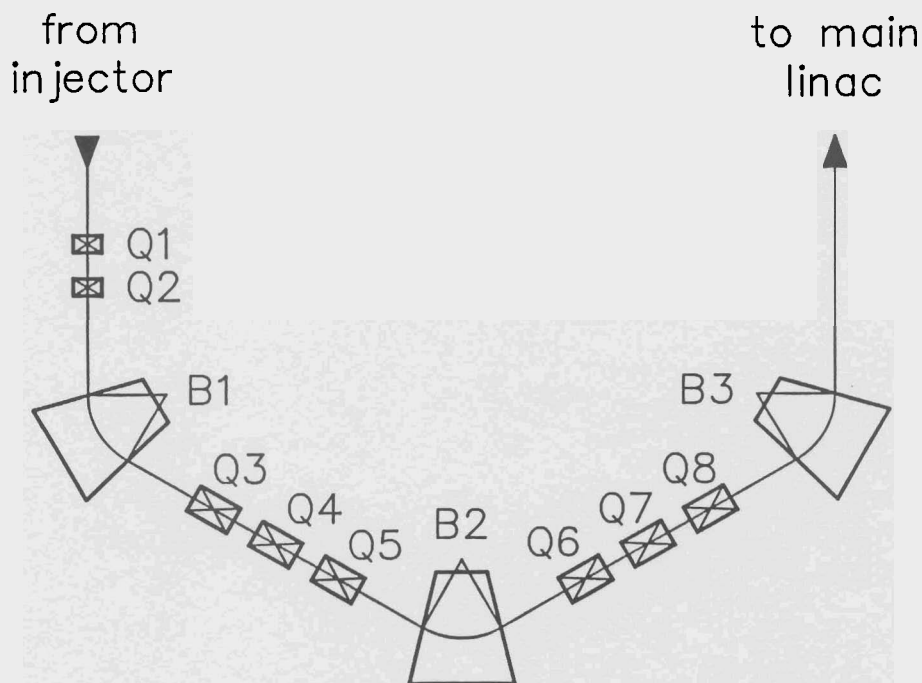


Abb. 5.2: Schematische Darstellung des neu ausgelegten Injektionsbogens

Abbildung 5.3 zeigt den Verlauf der cosinus- und sinusartigen Bahnen sowie der Dispersionsbahn des Injektionsbogens. Die Beziehungen (5.7), (5.8) und (5.9) werden mit Ausnahme der sinusartigen Bahn $S_y(s)$ in y -Richtung erfüllt. Für die sinusartige Bahn in y -Richtung kann aber gezeigt werden, daß ihr Einfluß auf den Wegunterschied Δl wie bei Driftstrecken, vernachlässigbar klein ist.

Die mit TRANSPORT berechnete Transportmatrix (R) für den Injektionsbogen (vom ersten bis zum dritten Ablenkmagneten) lautet in x -Richtung

$$R_x = \begin{pmatrix} 1 & 0.0417 \text{ cm/mrad} \\ 0 \text{ mrad/cm} & 1 \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

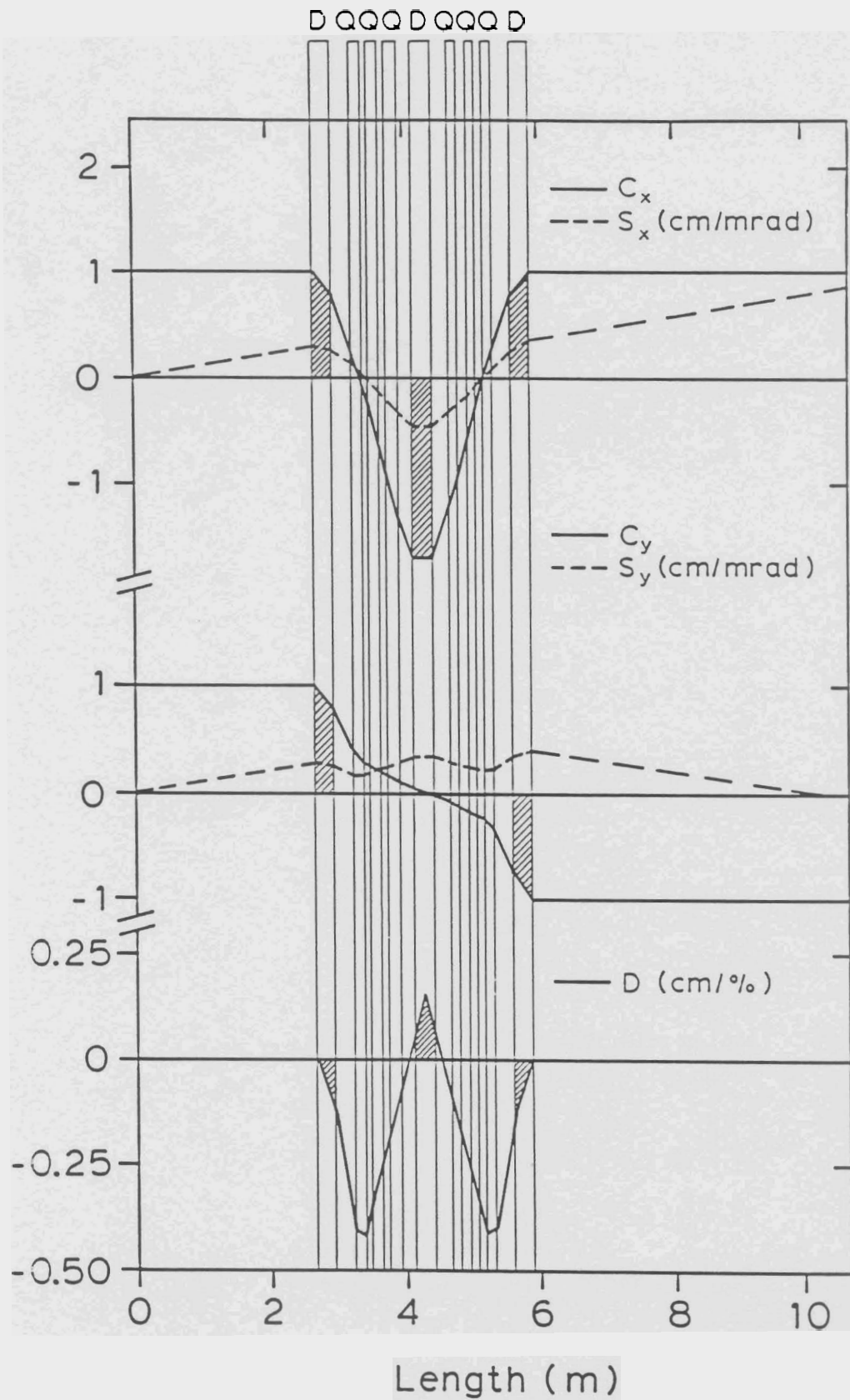


Abb. 5.3: Verlauf der charakteristischen Bahnen sowie der Dispersionsbahn im neu ausgelegten Injektionsbogen

Tabelle 5.1: Abstände zwischen den Dipolen und Quadrupolen sowie deren magnetische Feldstärken bzw. Feldgradienten für die Injektion bei $p = 10 \text{ MeV}/c$; positives (negatives) Vorzeichen entspricht Fokussierung in x - Richtung (y - Richtung).

opt. Element		Bezeichnung	effektive Länge	Feld /Feldgradient
Driftstrecke			1.9800 m	
Quadrupol		Q 1	0.0600 m	variabel
Driftstrecke			0.0900 m	
Quadrupol		Q 2	0.0600 m	variabel
Driftstrecke			0.3600 m	
Dipolmagnet		B 1	0.2869 m	0.1217 T
Driftstrecke			0.2663 m	
Quadrupol	I	Q 3	0.1600 m	0.861 T/m
Driftstrecke	N		0.0900 m	
Quadrupol	J	Q 4	0.1600 m	- 0.199 T/m
Driftstrecke	E		0.0900 m	
Quadrupol	K	Q 5	0.1600 m	0.161 T/m
Driftstrecke	T		0.2585 m	
Driftstrecke	I			
Dipolmagnet	O	B 2	0.2869 m	0.1217 T
Driftstrecke	N			
Driftstrecke	S		0.2585 m	
Quadrupol	B	Q 6	0.1600 m	0.161 T/m
Driftstrecke	O		0.0900 m	
Quadrupol	G	Q 7	0.1600 m	- 0.199 T/m
Driftstrecke	E		0.0900 m	
Quadrupol	N	Q 8	0.1600 m	0.861 T/m
Driftstrecke			0.2663 m	
Dipolmagnet		B 3	0.2869 m	0.1217 T
Driftstrecke			2.5500 m	

Hieraus und auch aus dem Verlauf der cosinus- und sinusartigen Bahn in x-Richtung wird deutlich, daß dem Injektionsbogen in dieser Richtung optisch die Bedeutung einer Driftstrecke der Länge $L = 0.417$ m zukommt. Für einen konvergenten Eintrittsstrahl in den Hauptbeschleuniger ist daher auch ein leicht konvergenter Eintrittsstrahl in den Injektionsbogen erforderlich.

Da in y-Richtung die fokussierende Wirkung der Dipolfelder entfällt, ist hier die Einwirkung der Quadrupole auf den Verlauf der cosinus- und sinusartigen Bahn wesentlich größer als in x-Richtung. Aus der cosinusartigen Bahn ist ersichtlich, daß ein ideal paralleler Eintrittsstrahl in dieser Richtung auf die Symmetrieebene fokussiert wird. In y-Richtung hat die berechnete Transportmatrix für den Injektionsbogen die Form

$$R_y = \begin{pmatrix} -1 & 0.6385 \text{ cm/mrad} \\ 0 \text{ mrad/cm} & -1 \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

Diese Matrix läßt sich in eine Scherung und eine anschließende Punktspiegelung der Phasenraumellipse aufspalten

$$R_y = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & -0.6385 \text{ cm/mrad} \\ 0 \text{ mrad/cm} & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.12)$$

Auch hier ist für einen konvergenten Einschub des Elektronenstrahls in den Hauptbeschleuniger ein konvergenter Eintrittsstrahl für den Injektionsbogen notwendig. In beiden Richtungen ist darauf zu achten, daß die Konvergenz des Eintrittsstrahls nicht zu groß ist, da sonst bereits ein Fokus vor dem Hauptbeschleuniger erzeugt wird. Hier wird deutlich, daß die Möglichkeiten, den Elektronenstrahl durch das separate Quadrupolpaar vor dem Injektionsbogen in gewünschter Weise anzupassen, begrenzt sind. Für geringe Strahlaufweitungen vor dem Quadrupolpaar ist ein fast paralleler Eintrittsstrahl in den Injektionsbogen erforderlich, damit es nicht zu einer Taille (waist) vor dem Hauptbeschleuniger kommt. Aufgrund der endlichen Emittanz des Elektronenstrahls ist es aber nicht möglich, beliebig geringe Strahldivergenzen mit dem separaten Quadrupolpaar zu erzeugen. In solchen Fällen ist daher mindestens ein zusätzlicher Quadrupol direkt hinter dem Injektorbeschleuniger einzusetzen, der für eine ausreichende Strahlaufweitung sorgt.

5.4 Bau und Erprobung neuer Quadrupole für den Injektionsbogen

Für die relativ niedrigen Strahlenergien bis zu maximal 10 MeV im Injektionsbogen werden Quadrupole mit kleiner Brechkraft benötigt. Da bisher Standard-Quadrupole im Injektionsbogen eingesetzt werden, deren Typ auch für die hohen Teilchenenergien von bis zu 130 MeV verwendet wird, ergeben sich hier zwangsläufig sehr kleine Feldgradienten. Hinzu kommt ein remanentes Feld von ca. 15 Gauß an den Polen, die aus massivem Magneteisen gefertigt sind. Das führt dazu, daß die erforderlichen Felder an den Polschuhen (Tipfelder) zum Teil unterhalb der Remanenz des Polschuhmaterials liegen. Daher wurde nach einem geeigneten Ersatz für die bisherigen Quadrupole gesucht. Dieser fand sich in Form von geblechten Quadrupolmagneten aus Hyperm, die im Institut für Kernphysik an der Universität Mainz entwickelt worden sind [25].

Durch das Ausglühen von Hyperm wird eine sehr niedrige Remanenz dieses Materials erzielt. Allerdings ist Hyperm in den für die neuen Quadrupole benötigten Mengen wirtschaftlich nur als Blech lieferbar. Deshalb werden diese Quadrupole als Stapel von Stanzteilen gefertigt. In Abb. 5.4 ist der Aufbau der laminierten Quadrupole dargestellt. Die in Mainz entworfenen Stanzprofile gibt es in Versionen für eine Apertur von 22.4 mm und 40.6 mm (Anhang C Abb. C1). Für das Quadrupolpaar direkt hinter dem Injektorbeschleuniger wurde die kleine Apertur von 22.4 mm gewählt, um dort möglichst hohe Feldgradienten zu erreichen. Wegen der großen Strahlaufweitung, die im Injektionsbogen auftreten kann, müssen hier jedoch für die Quadrupoltriplets die Bleche mit der größeren Apertur verwendet werden.

Die Stanzteile weisen Abweichungen von der Symmetrie des Polschuhprofils auf. Diese Fehler werden dadurch kompensiert, daß beim Zusammenbau die Bleche Stück für Stück um 90° gedreht und jeweils zu viert bezüglich der Stanzrichtung gewendet werden. Die Blechstapel werden jeweils zwischen zwei unmagnetischen Endplatten mit vier Stiften zusammengehalten. Die Spulen werden nach Art von Ankerwicklungen gefertigt und über die Polschuhe geschoben. Die Kanten der Endplatten dienen gleichzeitig als Referenz beim Zusammenbau und dem späteren Einbau der Quadrupole in die Strahlführung. An den Enden der Quadrupole sind Haltevorrichtungen vorgesehen, die eine direkte Befestigung am Strahlrohr erlauben.

Damit der Beitrag des Randfeldes zur effektiven Länge der geblechten Quadrupole möglichst gering ausfällt, ist einerseits eine große Länge angestrebt worden, andererseits war das begrenzte Platzangebot zwischen den Ablenkmagneten im Injektionsbogen zu berücksichtigen, so daß sich hier eine Anzahl von 144 Blechen (= 144 mm) für einen

Quadrupol ergeben hat. Die Auslegung der Erregerspulen hat sich an den Leistungen der Netzgeräte orientiert, die aus einem vorhandenen Bestand für den Betrieb der neuen Quadrupole ausgewählt worden sind und bei einer Spannung von 14 Volt einen maximalen Strom von 7 Ampère liefern. Unter Berücksichtigung der Zuleitungen zum Netzgerät darf der Wicklungswiderstand der Erregerspulen einen Gesamtwiderstand von 1.2 Ohm nicht überschreiten. Der aus der Zahl der Ampèrewindungen resultierende Feldgradient ergibt sich nach [22] zu

$$\partial B_y / \partial x = \partial B_x / \partial y = 2 \cdot n \cdot I \cdot \mu_0 / r_0^2 \quad (5.13)$$

Danach ist $n \cdot I$ die Zahl der Ampèrewindungen und r_0 der Aperturradius. Die wesentlichen Spezifikationen für die geblechten Quadrupole sind in Tabelle 5.2 aufgelistet.

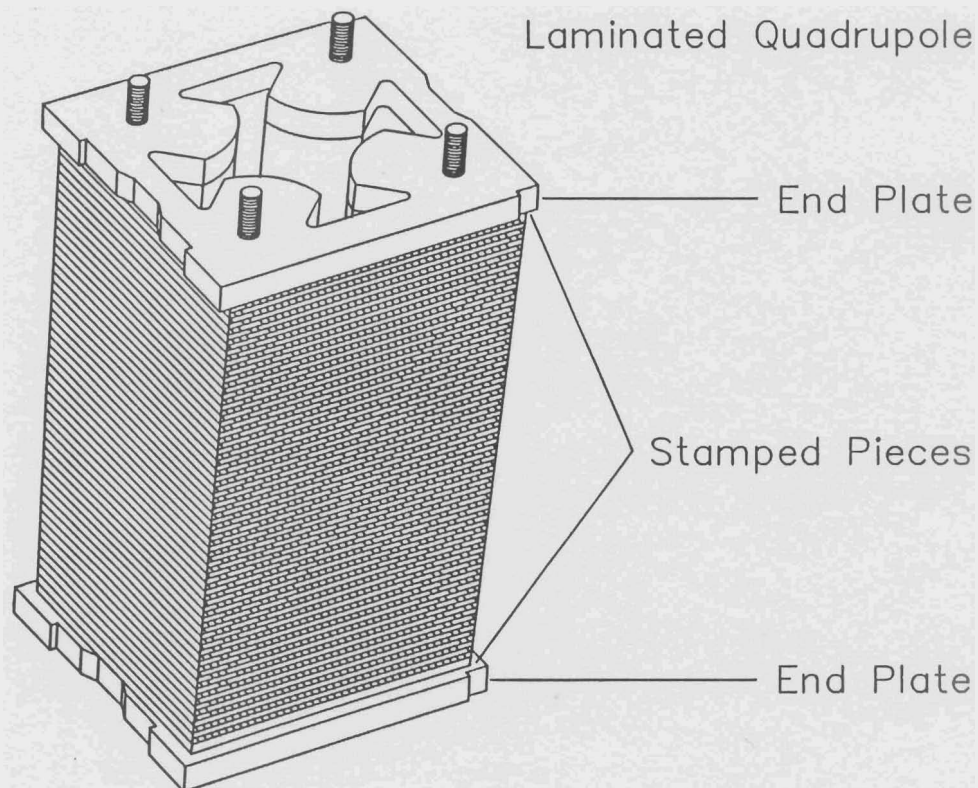


Abb. 5.4: Geblechter Quadrupol (ohne Erregerspulen)

Tabelle 5.2: Spezifikationen der geblechten Quadrupole mit den Aperturen von 40.6 mm (Typ I) und 22.4 mm (Typ II)

	Typ I	Typ II
Apertur	40.6 mm	22.4 mm
Zahl der Hyperbleche	144	50
Material	Hyperm 766	Hyperm 766
Gewicht: Polschuh	7.47 kg	-
Spulen	0.84 kg	-
Windungszahl/Pol	49	27
Drahtquerschnitt	1.5 mm ²	1.25 mm ²
Gesamtwiderstand bei 20 ^o C	1.20 Ω	1.20 Ω
max. Tipfeld bei 5 A	300 Gauss	300 Gauss
Feldgradient bei 5 A	1.43 T/m	2.70 T/m
Remanenz [25]	< 0.06 Gauss	< 0.06 Gauss
effektive magnetische Länge	160 mm	60 mm

Das Quadrupolpaar mit der kleineren Apertur von 22.4 mm ist bereits an seiner vorgesehenen Position hinter dem Injektorbeschleuniger eingebaut worden und konnte daher zur Erprobung dieses Quadrupoltyps herangezogen werden, die im Rahmen der Messungen der Phasenraumellipse erfolgte. Beim ersten Betrieb hat das Quadrupolpaar seine erwarteten optischen Eigenschaften gezeigt [siehe Anhang C Abb. C 2 - Abb. C 5], so daß es sofort in die Messanordnung zur Bestimmung der Phasenraumellipse mit folgendem einfachen Aufbau eingebunden wurde. Zu jeder Messung ist jeweils ein einzelner Quadrupol eingesetzt worden und dahinter im Abstand $F = 2.18$ m von der effektiven Feldkante des zweiten Quadrupols ein Drahtscanner, wie er in [9] beschrieben ist.

Mit dem Scanner wurde der Durchmesser des Strahlflecks bei unterschiedlichen Brennweiten des verwendeten Quadrupols, also in Abhängigkeit des Stroms I der Erregerspulen, bestimmt (Abb. 5.5). Die Messung der Strahlaufweitung erfolgte in x - und

y-Richtung getrennt und bei unterschiedlichen Teilchenenergien. Da vor dem Injektorbeschleuniger ein Solenoid zur Bündelung des Elektronenstrahls verwendet wird, sind außerdem drei verschiedene Einstellungen dieses Strahlführungselements bei der Messung berücksichtigt worden.

Mit der Bestimmung der Strahlaufweitung sind somit die Elemente $(\sigma_{11}^{(1)})$ in x-Richtung bzw. $(\sigma_{33}^{(1)})$ in y-Richtung der Phasenraumellipse am Ort des Scanners (mit Index $^{(1)}$ bezeichnet) bekannt. Außerdem kennt man die Strahltransportmatrix (R) vom betreffenden Quadrupol bis zum Scanner für jede eingestellte Brennweite. Hiermit läßt sich unter Anwendung von (3.12) zu jedem Meßpunkt folgendes Gleichungssystem für die Phasenraumellipse $S^{(0)}$ am Ort des verwendeten Quadrupols aufstellen

$$(S)^{(1)} = (R)^T \cdot (S)^{(0)} \cdot (R) \quad (5.14)$$

Die Matrix (R) setzt sich folgendermaßen zusammen

$$(R) = (R)(\text{Quadrupol}) \cdot (R)(\text{Driftstrecke: Quadrupol - Scanner}) \quad (5.15)$$

Für die mit dem Scanner gemessene Strahlausdehnung ergibt sich daraus der formale Zusammenhang

$$\sigma_{11}^{(1)} = k^4 \cdot \{L^2 \cdot F^2 \cdot \sigma_{11}^{(0)}\} - k^2 \cdot \{2 \cdot [(L+F) \cdot L \cdot \sigma_{12}^{(0)} + L \cdot F \cdot \sigma_{11}^{(0)}]\} \\ + \{ \sigma_{11}^{(0)} + (L+F^2) \cdot \sigma_{22}^{(0)} + 2 \cdot (L+F) \cdot \sigma_{12}^{(0)} \} \quad ;$$

oder abgekürzt

$$\sigma_{11}^{(1)} = k^4 \cdot a - k^2 \cdot b + c \quad (5.16)$$

Die Größen k und L sind aus Gl. (3.15) entnommen und F steht für den Abstand zwischen Scanner und Quadrupol. Wie aus (5.13) ersichtlich wird, ist

$$k \sim I \quad (5.17)$$

Die bis zu diesem Punkt noch unbekanntenen Koeffizienten a, b und c lassen sich daher aus der Anpassung eines Polynoms zweiten Grades an die Messpunkte, wie es Abbildung 5.5 zeigt, gewinnen.

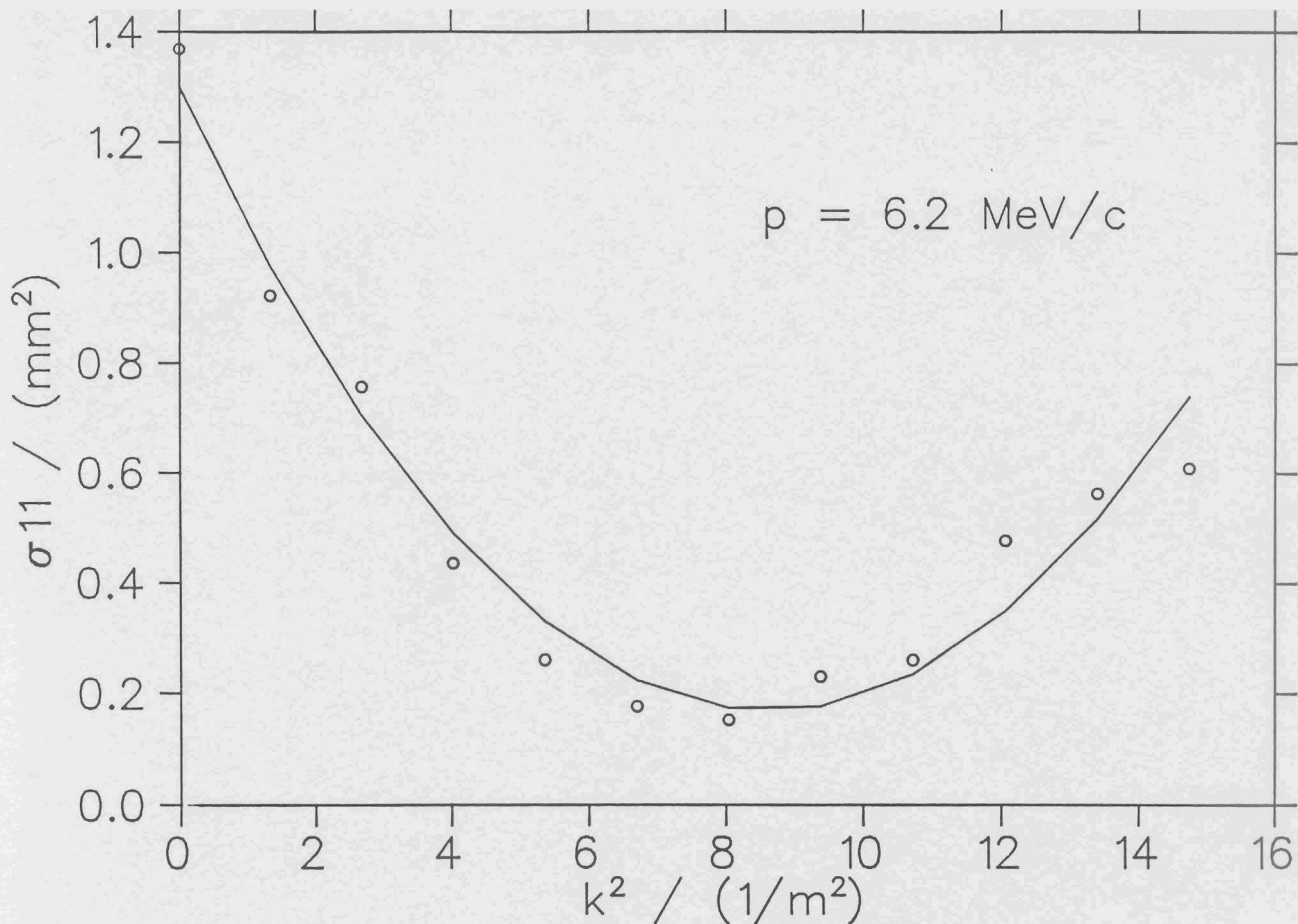


Abb. 5.5 : Messung der Abhängigkeit $\sigma_{11}(k^2)$ am Ort des Drahtscanners bei einer Teilchenenergie von 6.2 MeV mit einem an die Messpunkte angepassten Polynom 2. Grades

Mit der Bestimmung der drei genannten Koeffizienten lassen sich alle gesuchten Strahleigenschaften und damit Form und Lage der Phasenraumellipse folgendermaßen berechnen:

$$\sigma_{11}^{(0)} = \frac{a}{L^2 \cdot F^2} \quad (5.18)$$

$$\sigma_{12}^{(0)} = \frac{b \cdot L \cdot c - b}{2 \cdot L^2 \cdot F^2 \cdot (L + F)} \quad (5.19)$$

$$\sigma_{22}^{(0)} = \frac{c \cdot L^2 \cdot F^2 + a - b \cdot L \cdot F}{L^2 \cdot F^2 \cdot (L + F)} \quad (5.20)$$

Die Messungen und ihre Auswertung wurden von H. Weise und K. Alrutz-Ziemssen durchgeführt. Die Ergebnisse der durchgeführten Messreihen sind der Vollständigkeit halber in Anhang C aufgelistet. Hierbei stellte sich heraus, daß für eine der drei Einstellungen des Solenoids vor dem Injektor kleinere Emittanzen erzielt werden konnten als für die beiden anderen Fälle. Die aus dieser Einstellung gewonnenen Strahlparameter sind zu Simulationsrechnungen mit TRANSPORT für den neu entworfenen Injektionsbogen verwendet worden. Hierbei konnte gezeigt werden, daß die Auslegung des Quadrupolpaares zur Anpassung des Elektronenstrahls für einen konvergenten Strahleintritt in den Hauptbeschleuniger bei den Strahlenergien 4.5 MeV und 6.2 MeV allen optischen Anforderungen genügt. Für die gemessenen Strahlparameter bei einer Teilchenenergie von 5.5 MeV tritt der Fall ein, daß ein zusätzlicher Quadrupol zur Aufweitung des Elektronenstrahls eingesetzt werden muß. Seine Position ist für die Simulationsrechnung mit 0.7 m vor dem Quadrupolpaar und seine effektive Länge mit 0.06 m angenommen worden.

Rückblickend auf die in diesem und im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Lösungen für die Strahlführung des S-DALINAC ist nochmals zu unterstreichen, daß sie wesentlich durch folgendes Konzept geprägt sind:

- (i) Beide Strahlführungssysteme sind spiegelsymmetrisch. Dadurch wird insbesondere die Zahl der Parameter zur Regelung der magnetischen Felder um die Hälfte reduziert.
- (ii) Beide Konfigurationen sind doppeltachromatisch. Das bedeutet, daß vor und hinter den Systemen keine Dispersion auftritt (s. Abb. 5.3 und Abb. B1-B3). Unter dieser Voraussetzung kann eine Anpassung der Strahleigenschaften durch ein Quadrupolpaar oder Quadrupolmultiplett erfolgen, das sich im dispersionsfreien Abschnitt vor dem betreffenden System befindet (s. Abb. 4.2 und Abb. 5.2). Dadurch ist dieses System von der vorausgehenden Strahlführung entkoppelt.

Das hier angewandte Konzept hat einen modularen Aufbau der Strahlführung zur Folge. Es liegt nahe, bei erfolgreicher Modifikation des Injektionsbogens, auch die vier Bögen der Rezirkulationen (s. Abb. 2.1) nach diesem Konzept zu verändern.

Anhang A: Randfeldeffekte

Durch die kastenförmige Näherung des Feldverlaufes bei Dipolmagneten (auch als "Sharp Cut Off Fringe Field"- Näherung oder kurz SCOFF- Näherung bezeichnet) wird der reale Ablenkwinkel des Elektronenstrahls exakt reproduziert. Bei dieser Näherung wird aber nicht berücksichtigt, daß die Ablenkung der Teilchen bereits vor der effektiven Feldkante im ausgedehnten Randfeld stattfindet. Daher schneidet der Elektronenstrahl die effektive Feldkante an einem anderen Ort und unter einem anderen Winkel, als dies in der SCOFF - Näherung angenommen wird. Bei bekanntem Feldverlauf der betrachteten Dipolmagnete können diese Fehler ausgeglichen werden [21]. Die korrigierte Form der SCOFF - Näherung wird "Extended Fringe Field" - Näherung (kurz EFF - Näherung) genannt.

Es ergeben sich folgende Abweichungen zur SCOFF - Näherung [21]:

1.) Abweichung in y - Richtung:

In y - Richtung ist eine Korrektur des Matrixelementes $R_{43} = C_y$ aus Gleichung (3.21 b) notwendig, das die fokussierende Wirkung der geneigten Feldkante in dieser Richtung beschreibt. In SCOFF - Näherung lautet dieses Matrixelement

$$C_y = -\tan\beta / \rho \quad . \quad (A.1)$$

In EFF - Näherung nimmt das Matrixelement nach [21] dagegen die Form an

$$C_y = -\tan(\beta - \psi) / \rho \quad . \quad (A.2)$$

$$\text{mit} \quad \psi = G \cdot K_1 \cdot (1 + \sin^2\Phi) / (\rho \cdot \cos\Phi)$$

$$\text{und} \quad K_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} B(z) \cdot (B_0 - B(z)) / (G \cdot B_0) dz = \int_{-\infty}^{+\infty} (h(s) - h^2(s)) ds$$

$$\text{und} \quad h(s) = B(s) / B_0 \quad \text{und} \quad s = z / G$$

Mit G wird der Polschuhabstand, mit B die Magnetfeldstärke, und mit B_0 die maximale Feldstärke bezeichnet. Die Größe z ist der Abstand senkrecht zur mechanischen Polschuhkante. Das Feldintegral K_1 gibt an, wie gut der gemessene Feldverlauf dem kastenförmigen Verlauf aus der SCOFF - Näherung entspricht. Die Grenzfälle $K_1 = 0$ bzw. $K_1 = 1$ repräsentieren ein kastenförmiges Randfeld bzw. ein unendlich ausge-

dehntes Randfeld. Beim Bau von Magneten werden kleine K_1 -Werte angestrebt. Dies wird vor allem durch die Verwendung von Feldklammern oder Spiegelplatten [21 ,22] am Ein- und Austritt der Ablenkmagnete erreicht.

Zur Berechnung der Feldkantenneigungswinkel für die Magnete des neuen LEBOUTET - Systems ist für K_1 ein Wert von

$$K_1 = 0.34$$

verwendet worden. Dieser Wert resultiert aus Magnetfeldmessungen an Ablenkmagneten, die in der Form des Polschuhprofils und der Auslegung der Feldklammern den geplanten Dipolmagneten entsprechen. Damit in y -Richtung möglichst keine Defokussierung des Strahls durch das Randfeld stattfindet, werden alle effektiven Feldkanten des neuen Analysiersystems um $\beta = 1.2^\circ$ geneigt, so daß der rechte Teil in (A.2) Null wird.

2.) Abweichung in horizontaler Richtung:

In x -Richtung äußert sich eine Abweichung zur SCOFF-Näherung durch einen Parallelversatz Δx der EFF-Sollbahn am Ein- und Austritt eines Dipolmagneten bezüglich der SCOFF-Bahn (Abb. A.1).

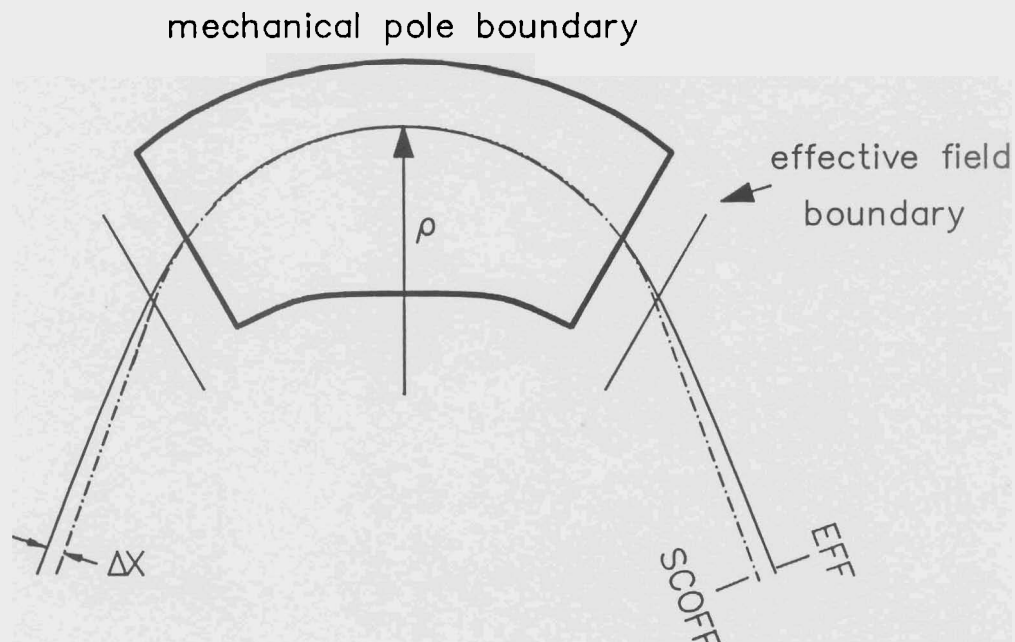


Abb. A.1 : Abweichung zwischen den Sollbahnen aus SCOFF- und EFF-Näherung, wenn die Bahnen im Inneren des Magneten übereinstimmen

Nach [21] ergibt sich für den Versatz Δx

$$\Delta x = G^2 \cdot I_1 / (\rho \cdot \cos^2 \Phi)$$

(A.3)

$$\text{mit } I_1 = \int_{-\infty}^{\infty} ds \int_{-\infty}^s (h_0 - h) ds$$

Gleichung (A.3) gilt, wenn im Bereich des homogenen Feldes im Inneren des Dipolmagneten SCOFF-Bahn und EFF-Bahn aufeinanderfallen. Beim Aufbau eines Magneten ist es aber notwendig die Abweichung der Bahnen an seinem Austritt zu kennen, wenn SCOFF- und EFF-Bahn vor dem Eintritt in den Dipol übereinstimmen (Abb. A.2). Unter dieser Betrachtung hat sich gezeigt, daß der Unterschied zwischen SCOFF- und EFF-Bahn im Fall des neuen Analysiersystems am Austritt der Magneten so gering ist, daß er beim Aufbau des Systems nicht berücksichtigt werden muß. Wie aus Abbildung A.2 deutlich wird, ist dieser Effekt jedoch für die korrekte Positionierung des energiedefinierenden Schlitzes in der Mitte des Magneten nicht zu vernachlässigen, da nun im Inneren der Ablenkmagnete die größte Abweichung zwischen SCOFF- und EFF-Bahn auftritt. Für das geplante LEBOUTET-System kann diese Abweichung erst berechnet werden, wenn aus dem vermessenen Randfeldverlauf der Wert des Integrals I_1 ermittelt worden ist.

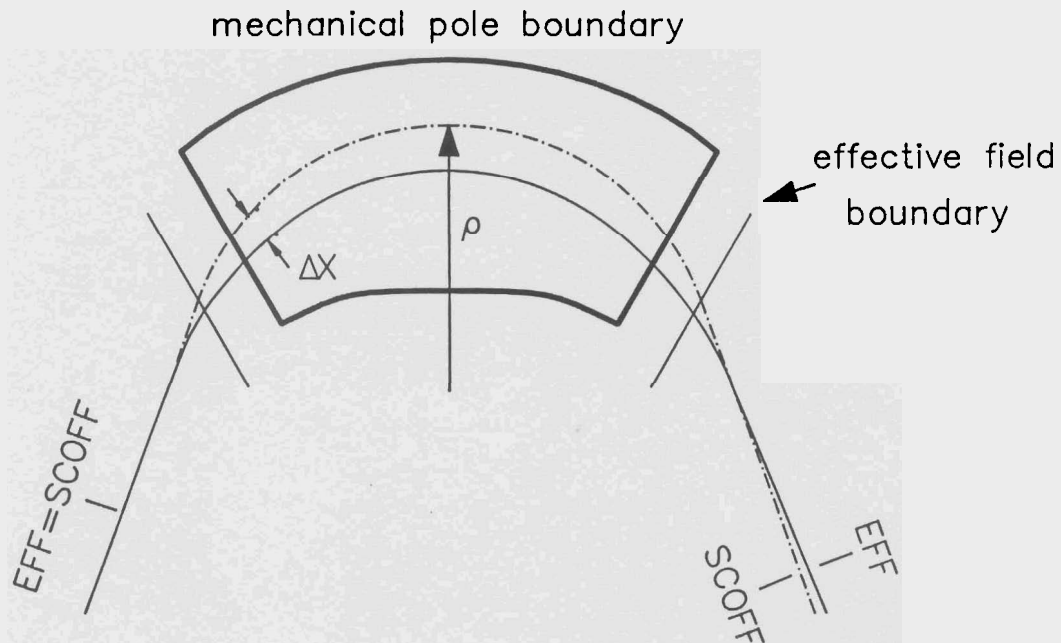


Abb. A.2: Abweichung zwischen den Sollbahnen aus SCOFF- und EFF-Näherung wenn die Bahnen vor dem Eingang des Magneten übereinstimmen

Anhang B: Ergebnisse aus den Berechnungen zum Analysiersystem

Die folgenden Gleichungen geben die Matrixelemente der vollständigen Transportmatrix für das Analysiersystem nach LEBOUTET und PINEL an, die den Strahltransport bis zur Symmetrieebene beschreibt.

$$C_X^* = a^* \cdot \left(u + \frac{L}{\rho} [t \cdot u + t \cdot a - b]\right) + b^* \cdot t \cdot \left(u + \frac{L}{\rho} [t \cdot u + t \cdot a - b]\right) + b^* \cdot (t \cdot u + t \cdot a - b)$$

Nach Gleichung (3.26) gilt $C_X^* = 0$.

$$S_X^* = a^* \cdot (\rho \cdot b + L \cdot u) + \rho \cdot t \cdot b^* \cdot b + \rho \cdot b^* \cdot u \cdot \left(\frac{L}{\rho} \cdot t + 1\right)$$

$$D^* = a^* \cdot (\rho \cdot c + L \cdot v) + \rho \cdot b^* \cdot \left(t \cdot c + v \cdot \left[\frac{L}{\rho} \cdot t + 1\right]\right) - \rho \cdot c^*$$

$$C_X'^* = -\frac{1}{\rho} \cdot b^* \cdot \left(u + \frac{L}{\rho} [t \cdot u + t \cdot a - b]\right) + a^* \cdot \frac{t}{\rho} \cdot \left(u + \frac{L}{\rho} [t \cdot u + t \cdot a - b]\right) + a^* \cdot \frac{1}{\rho} \cdot (t \cdot u + t \cdot a - b)$$

$$S_X'^* = -b^* \cdot b - \frac{L}{\rho} \cdot b^* \cdot u + t \cdot a^* \cdot b + a^* \cdot u \cdot \left(\frac{L}{\rho} \cdot t + 1\right)$$

$$D'^* = -b^* \cdot c - \frac{L}{\rho} \cdot b^* \cdot v + a^* \cdot \left(t \cdot c + v \cdot \left[\frac{L}{\rho} \cdot t + 1\right]\right) - b^* \cdot$$

Nach Gleichung (3.26) gilt $D'^* = 0$.

In den obigen Gleichungen wurden dabei folgende Abkürzungen und Bezeichnungen verwendet

$$\begin{aligned} a &= \cos \Phi & ; & \quad b = \sin \Phi & \quad ; & \quad c = (1 - \cos \Phi) \\ a^* &= \cos \Phi / 2 & ; & \quad b^* = \sin \Phi / 2 & \quad ; & \quad c^* = (1 - \cos \Phi / 2) \\ t &= \tan \beta & ; & \quad u = a + t \cdot b & \quad ; & \quad v = b + t \cdot c \end{aligned}$$

Φ : Ablenkwinkel der Dipolmagnete ; β : Neigungswinkel der effektiven Feldkanten

ρ : Ablenkradius der Sollbahn ; L: Abstand zwischen den effektiven Feldkanten der Dipolmagnete .

Wegen $D'^* = 0$ folgt für den Abstand L zwischen den effektiven Feldkanten der Dipolmagnete

$$\frac{L}{\rho} = \frac{a^* \cdot (t \cdot c + v) - b^* \cdot (c + 1)}{v \cdot (b^* - a^* \cdot t)}$$

Die folgenden Tabellen und Abbildungen stellen die Ergebnisse aus den Rechnungen mit TRANSPORT dar, die für den Strahltransport vom Austritt aus dem Hauptbeschleuniger bis zum QCLAM - Spektrometer ausgeführt wurden. Die Anfangsparameter des Elektronenstrahls sind aus [7] entnommen und basieren auf theoretischen Berechnungen. Die Ergebnisse aus den TRANSPORT-Rechnungen haben daher nur beispielhaften Charakter. Die endgültige Position der 40° -Magnete des neuen Analysiersystems kann erst nach Vermessung der Randfelder angegeben werden. Die hier gemachten Annahmen können um 1 cm bis 2 cm von den endgültigen Positionen abweichen.

Tabelle B1: Abstände zwischen den Dipolen und Quadrupolen sowie deren magnetische Feldstärken bzw. Feldgradienten für die Extraktion und das neue 40° - Analysiersystem bei $p = 50$ MeV/c; positives (negatives) Vorzeichen entspricht Fokussierung in x-Richtung (y-Richtung). Die Nomenklatur der Magnete sowie die Anfangsparameter des Elektronenstrahls sind aus [7] entnommen.

opt. Element	Bezeichnung	effektive Länge	Feld /Feldgradient
Dipolmagnet	B 111	0.3138 m	0.234 T
Driftstrecke		2.2768 m	
Dipolmagnet	BAU 2	0.2874 m	0.256 T
Driftstrecke		1.0136 m	
Quadrupol	QAU 1	0.1943 m	- 1.118 T/m
Driftstrecke		0.1657 m	
Quadrupol	QAU 2	0.1943 m	1.655 T/m
Driftstrecke		1.1539 m	
Quadrupol	QAU 3	0.1943 m	- 1.204 T/m
Driftstrecke		0.1657 m	
Quadrupol	QAU 4	0.1943 m	2.269 T/m
Driftstrecke		2.8480 m	
Dipolmagnet	BAU 3	0.2874 m	0.256 T
Driftstrecke		5.3660 m	
Dipolmagnet	BAU 4	0.2874 m	0.256 T
Driftstrecke		0.6230 m	
Quadrupol	QAU 5	0.1943 m	- 0.264 T/m
Driftstrecke		0.1657 m	
Quadrupol	QAU 6	0.1943 m	0.257 T/m
Driftstrecke		2.6232 m	
Dipolmagnet	BAU 5	0.4654 m	0.250 T
Driftstrecke		0.6108 m	
Dipolmagnet	BAU 6	0.4654 m	0.250 T
Driftstrecke		0.6108 m	
Dipolmagnet	BAU 7	0.4654 m	0.250 T
Driftstrecke		2.0713 m	
Quadrupol	QAU 7	0.1264 m	1.150 T/m
Driftstrecke		0.1036 m	
Quadrupol	QAU 8	0.1264 m	- 1.150 T/m
Driftstrecke		6.4256 m	
Target im QCLAM - Spektrometer			

Tabelle B2: Abstände zwischen den Dipolen und Quadrupolen sowie deren magnetische Feldstärken bzw. Feldgradienten für die Extraktion und das neue 40^{O} - Analysiersystem bei $p = 90 \text{ MeV}/c$; positives (negatives) Vorzeichen entspricht Fokussierung in x - Richtung (y - Richtung). Die Nomenklatur der Magnete sowie die Anfangsparameter des Elektronenstrahls sind aus [7] entnommen.

opt. Element	Bezeichnung	effektive Länge	Feld /Feldgradient
Dipolmagnet	B 211	0.3016 m	0.609 T
Driftstrecke		0.7186 m	
Quadrupol	Q 211	0.1943 m	- 1.171 T/m
Driftstrecke		0.1657 m	
Quadrupol	Q 212	0.1943 m	2.369 T/m
Driftstrecke		0.3396 m	
Dipolmagnet	BAU 1	0.2896 m	0.634 T
Driftstrecke		1.7797 m	
Quadrupol	QAU 1	0.1943 m	0.631 T/m
Driftstrecke		0.1657 m	
Quadrupol	QAU 2	0.1943 m	1.107 T/m
Driftstrecke		1.1539 m	
Quadrupol	QAU 3	0.1943 m	- 2.914 T/m
Driftstrecke		0.1657 m	
Quadrupol	QAU 4	0.1943 m	2.692 T/m
Driftstrecke		2.8480 m	
Dipolmagnet	BAU 3	0.2874 m	0.460 T
Driftstrecke		5.3660 m	
Dipolmagnet	BAU 4	0.2874 m	0.460 T
Driftstrecke		0.6230 m	
Quadrupol	QAU 5	0.1943 m	- 0.202 T/m
Driftstrecke		0.1657 m	
Quadrupol	QAU 6	0.1943 m	- 0.171 T/m
Driftstrecke		2.6232 m	
Dipolmagnet	BAU 5	0.4654 m	0.450 T
Driftstrecke		0.6108 m	
Dipolmagnet	BAU 6	0.4654 m	0.450 T
Driftstrecke		0.6108 m	
Dipolmagnet	BAU 7	0.4654 m	0.450 T
Driftstrecke		2.0713 m	
Quadrupol	QAU 7	0.1264 m	- 1.553 T/m
Driftstrecke		0.1036 m	
Quadrupol	QAU 8	0.1264 m	1.757 T/m
Driftstrecke		6.4256 m	
Target im QCLAM - Spektrometer			

Tabelle B 3: Abstände zwischen den Dipolen und Quadrupolen sowie deren magnetische Feldstärken bzw. Feldgradienten für die Extraktion und das neue 40° - Analysiersystem bei $p = 130 \text{ MeV}/c$; positives (negatives) Vorzeichen entspricht Fokussierung in x-Richtung (y-Richtung). Die Nomenklatur der Magnete sowie die Anfangsparameter des Elektronenstrahls sind aus [7] entnommen.

opt. Element	Bezeichnung	effektive Länge	Feld / Feldgradient
Dipolmagnet	B 311	0.3138 m	0.609 T
Driftstrecke		2.2768 m	
Dipolmagnet	BAU 2	0.2874 m	0.664 T
Driftstrecke		1.0136 m	
Quadrupol	QAU 1	0.1943 m	- 2.932 T/m
Driftstrecke		0.1657 m	
Quadrupol	QAU 2	0.1943 m	4.232 T/m
Driftstrecke		1.1539 m	
Quadrupol	QAU 3	0.1943 m	- 3.475 T/m
Driftstrecke		0.1657 m	
Quadrupol	QAU 4	0.1943 m	6.024 T/m
Driftstrecke		2.8480 m	
Dipolmagnet	BAU 3	0.2874 m	0.664 T
Driftstrecke		5.3660 m	
Dipolmagnet	BAU 4	0.2874 m	0.664 T
Driftstrecke		0.6230 m	
Quadrupol	QAU 5	0.1943 m	- 0.494 T/m
Driftstrecke		0.1657 m	
Quadrupol	QAU 6	0.1943 m	0.629 T/m
Driftstrecke		2.6232 m	
Dipolmagnet	BAU 5	0.4654 m	0.650 T
Driftstrecke		0.6108 m	
Dipolmagnet	BAU 6	0.4654 m	0.650 T
Driftstrecke		0.6108 m	
Dipolmagnet	BAU 7	0.4654 m	0.650 T
Driftstrecke		2.0713 m	
Quadrupol	QAU 7	0.1264 m	- 3.515 T/m
Driftstrecke		0.1036 m	
Quadrupol	QAU 8	0.1264 m	3.466 T/m
Driftstrecke		6.4256 m	
Target im QCLAM - Spektrometer			

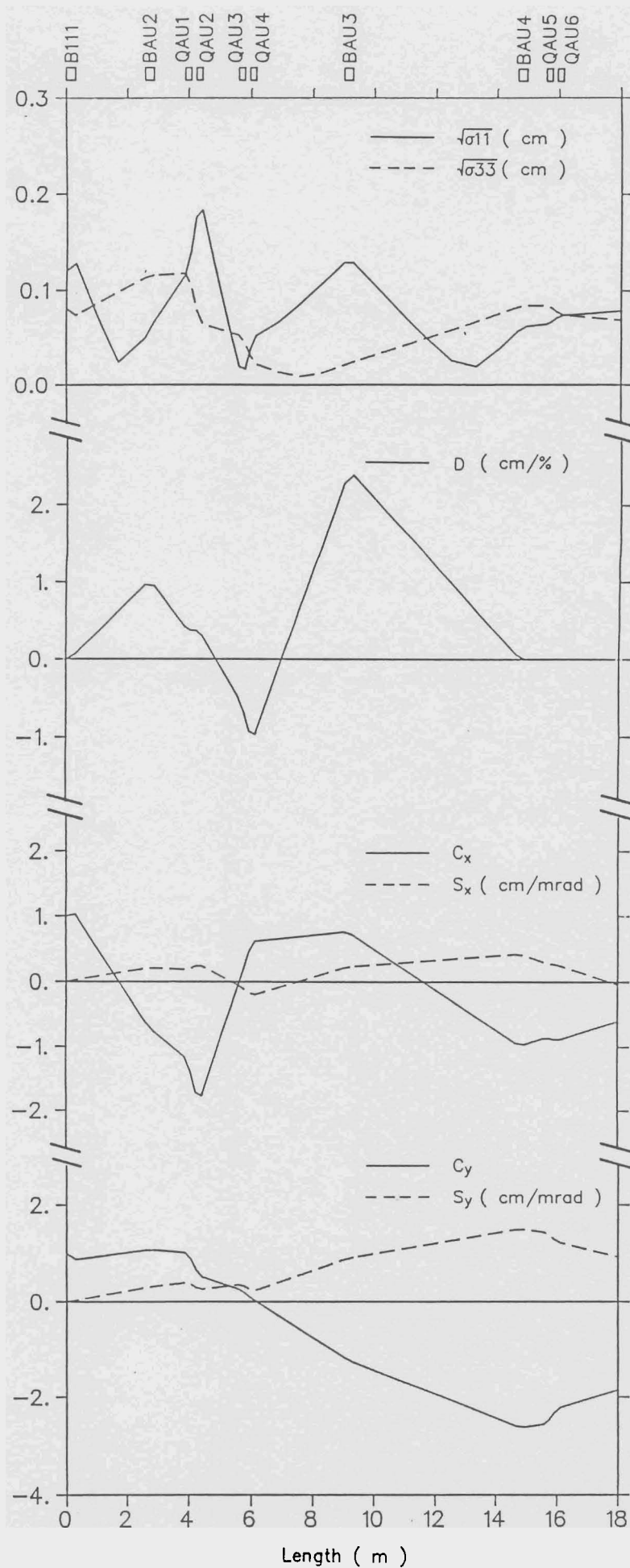


Abb. B1a: x- und y-Envelope, charakteristische Bahnen, sowie die Dispersionsbahn bei $E_0 = 50$ MeV für die Strecke 0m bis 18 m der Auskopplung

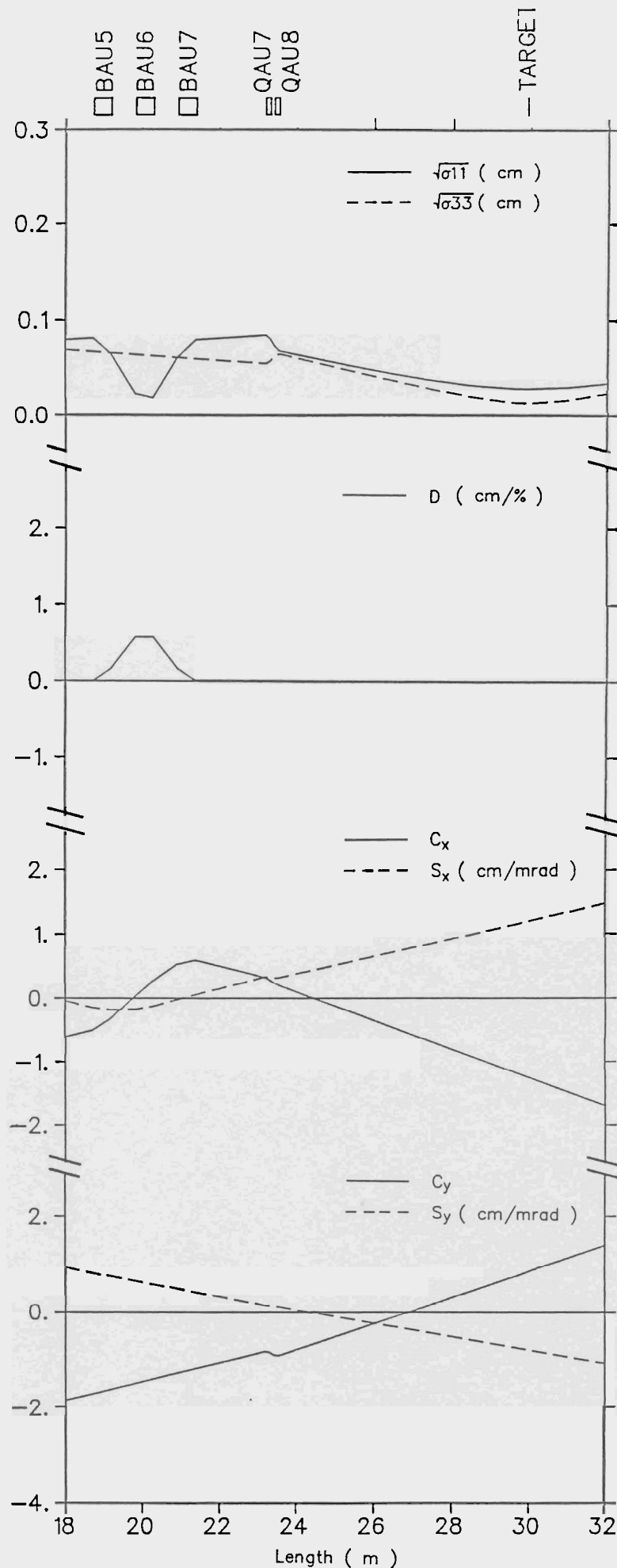


Abb. B1b: x- und y-Envelope, charakteristische Bahnen, sowie die Dispersionsbahn bei $E_0 = 50$ MeV für die Strecke 18 m bis 32 m der Auskopplung

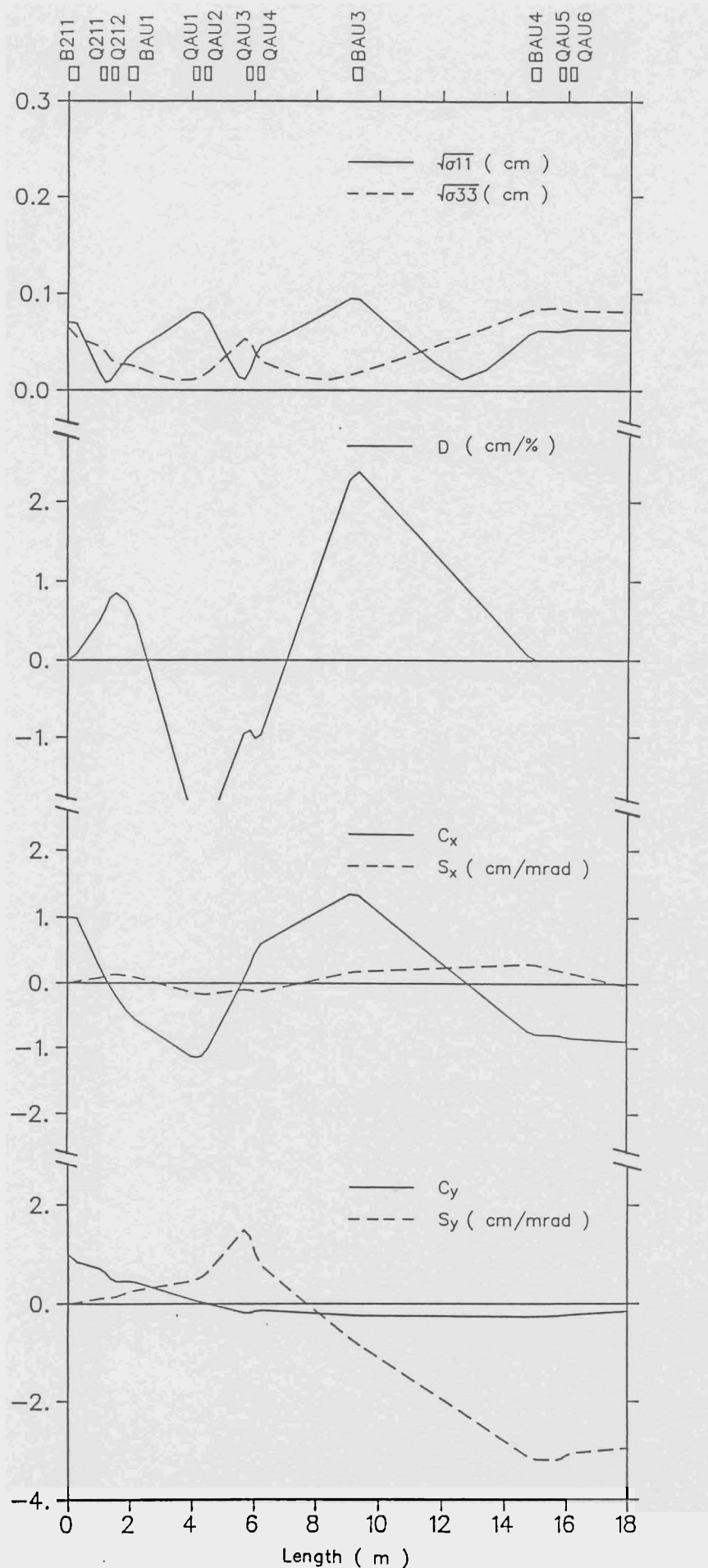


Abb. B2a: x- und y-Envelope, charakteristische Bahnen, sowie die Dispersionsbahn bei $E_0 = 90$ MeV für die Strecke 0 m bis 18 m der Auskopplung

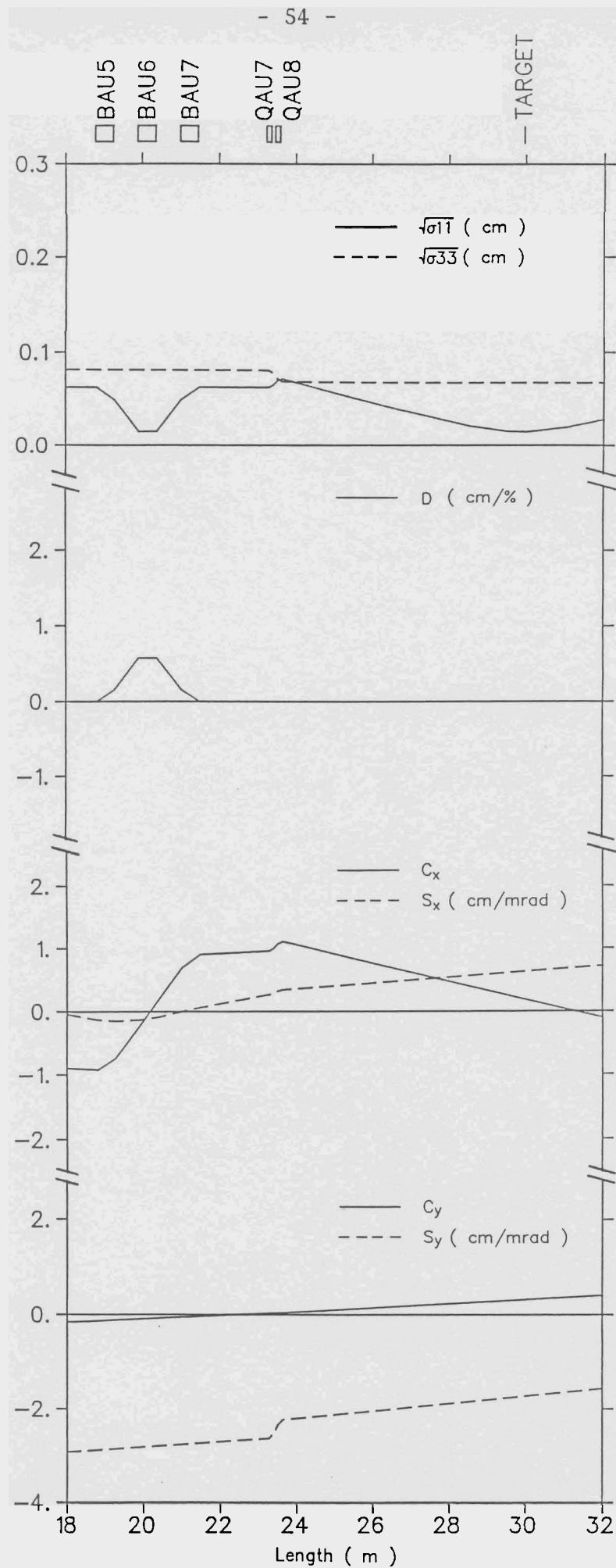


Abb. B2b: x- und y-Envelope, charakteristische Bahnen, sowie die Dispersionsbahn bei $E_0 = 90$ MeV für die Strecke 18 m bis 32 m der Auskopplung

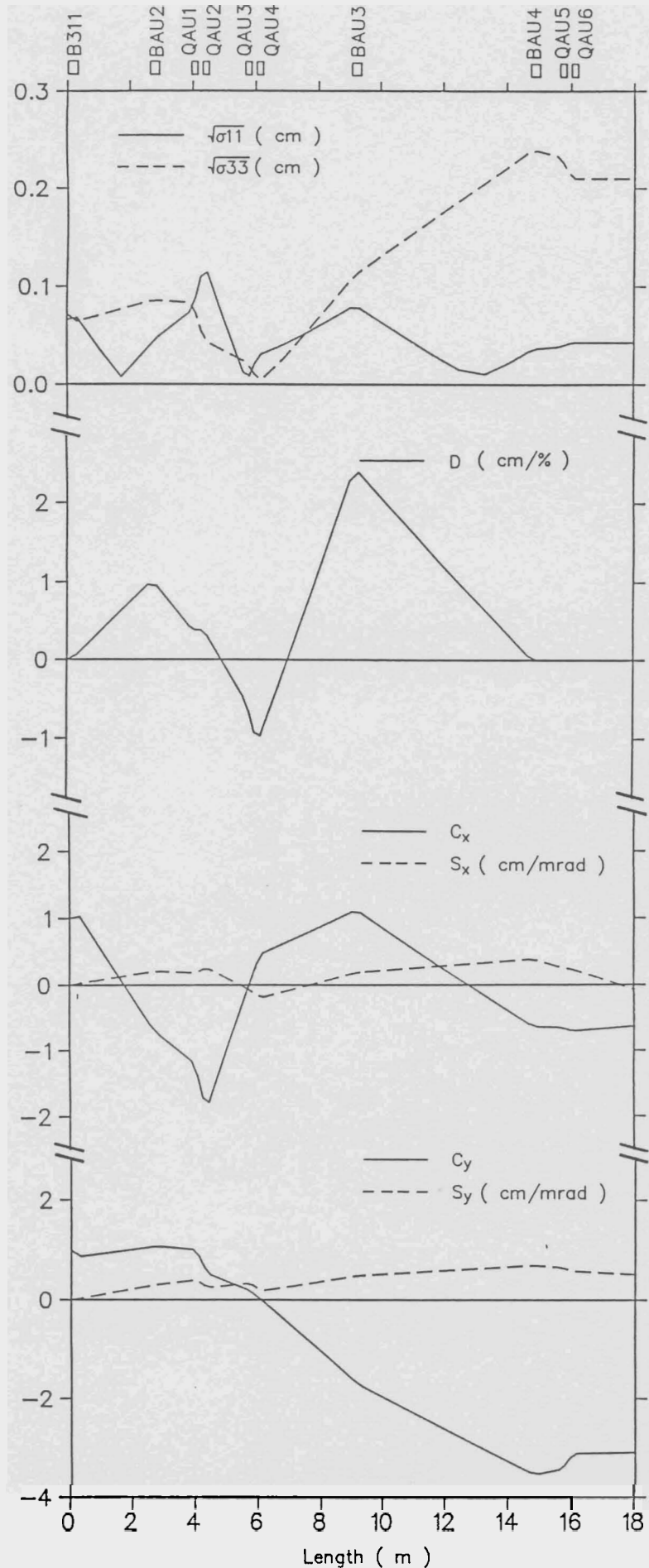


Abb. B3a: x- und y-Envelope, charakteristische Bahnen, sowie die Dispersionsbahn bei $E_0 = 130$ MeV für die Strecke 0 m bis 18 m der Auskopplung

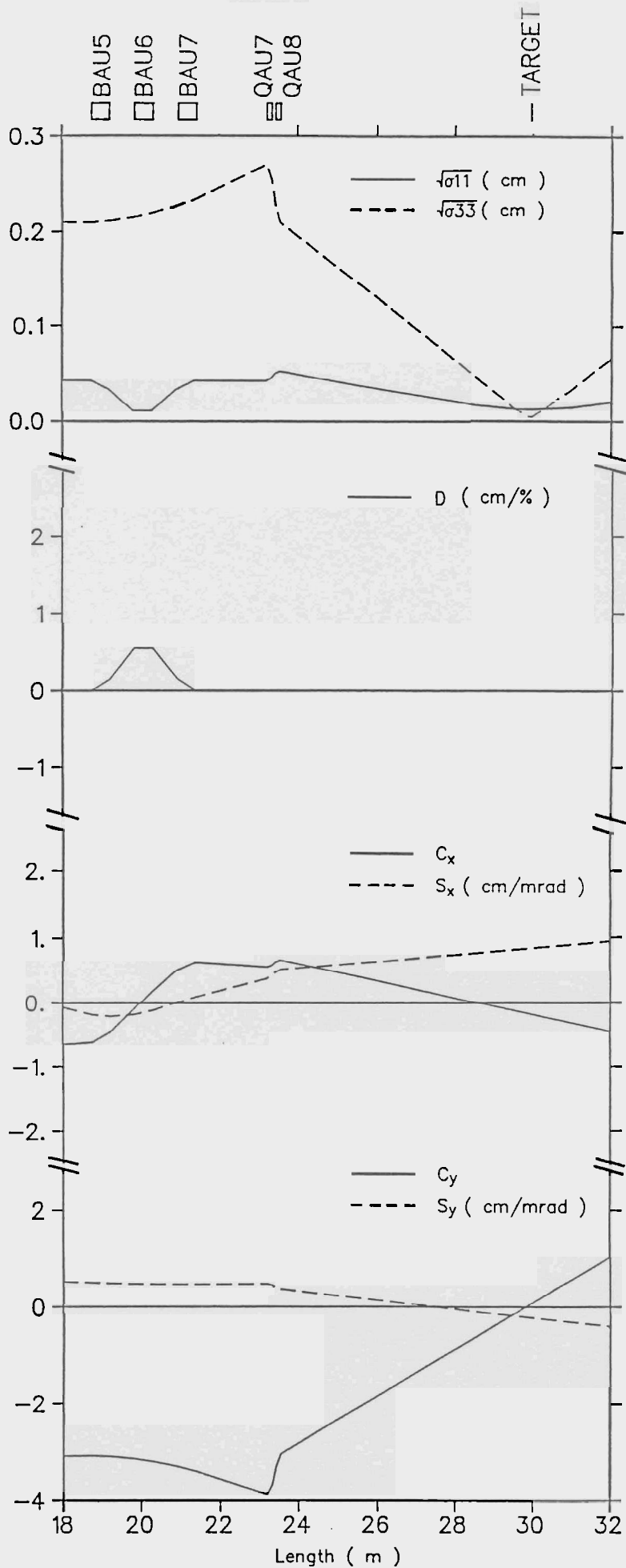


Abb. B3b : x- und y-Envelope, charakteristische Bahnen, sowie die Dispersionsbahn bei $E = 130$ MeV für die Strecke 18 m bis 32 m der Auskopplung

Anhang C : Ergebnisse aus den Messungen der Strahlparameter

Tabelle C 1: Gemessene Strahlparameter am Injektoraustritt sowie die Feldgradienten der Quadrupole vor dem Injektionsbogen zur Anpassung des Elektronenstrahls bei einer Solenoideinstellung von 1250 Skalenteilen, positives (negatives) Vorzeichen entspricht Fokussierung in x - Richtung (y - Richtung)

	Solenoid	1000 Skt.	1250 Skt	1500 Skt.
Energie				
4.5 MeV	$\sqrt{\sigma_{11}}$	0.85 mm	0.68 mm	0.94 mm
	$\sqrt{\sigma_{22}}$	0.29 mrad	0.27 mrad	0.28 mrad
	r_{12}	- 0.468	0.388	- 0.284
	ε_{norm}	1.48 π mm mrad	1.41 π mm mrad	2.47 π mm mrad
	$\sqrt{\sigma_{33}}$	1.52 mm	0.42 mm	0.31 mm
	$\sqrt{\sigma_{44}}$	0.51 mrad	0.22 mrad	0.17 mrad
	r_{34}	0.845	0.166	- 0.463
	ε_{norm}	3.49 π mm mrad	0.82 π mm mrad	1.31 π mm mrad
	Q 1	-	- 0.31 T/m	-
	Q 2	-	0.31 T/m	-
5.5 MeV	$\sqrt{\sigma_{11}}$	1.47 mm	0.44 mm	1.77 mm
	$\sqrt{\sigma_{22}}$	0.36 mrad	0.22 mrad	0.25 mrad
	r_{12}	- 0.466	- 0.449	- 0.437
	ε_{norm}	5.05 π mm mrad	0.91 π mm mrad	4.23 π mm mrad
	$\sqrt{\sigma_{33}}$	2.42 mm	1.87 mm	1.60 mm
	$\sqrt{\sigma_{44}}$	0.40 mrad	0.27 mrad	0.22 mrad
	r_{34}	0.892	0.881	- 0.460
	ε_{norm}	4.69 π mm mrad	0.56 π mm mrad	3.42 π mm mrad
	Q 0	-	- 0.22 T/m	-
	Q 1	-	- 0.09 T/m	-
Q 2	-	0.27 T/m	-	
6.2 MeV	$\sqrt{\sigma_{11}}$	1.89 mm	0.73 mm	1.35 mm
	$\sqrt{\sigma_{22}}$	0.31 mrad	0.19 mrad	0.27 mrad
	r_{12}	- 0.371	0.010	- 0.677
	ε_{norm}	6.62 π mm mrad	1.68 π mm mrad	2.97 π mm mrad
	$\sqrt{\sigma_{33}}$	1.75 mm	0.63 mm	1.51 mm
	$\sqrt{\sigma_{44}}$	0.26 mrad	0.15 mrad	0.21 mrad
	r_{34}	- 0.352	- 0.282	0.165
	ε_{norm}	1.91 π mm mrad	1.08 π mm mrad	3.86 π mm mrad
	Q 1	-	- 0.40 T/m	-
	Q 2	-	0.40 T/m	-

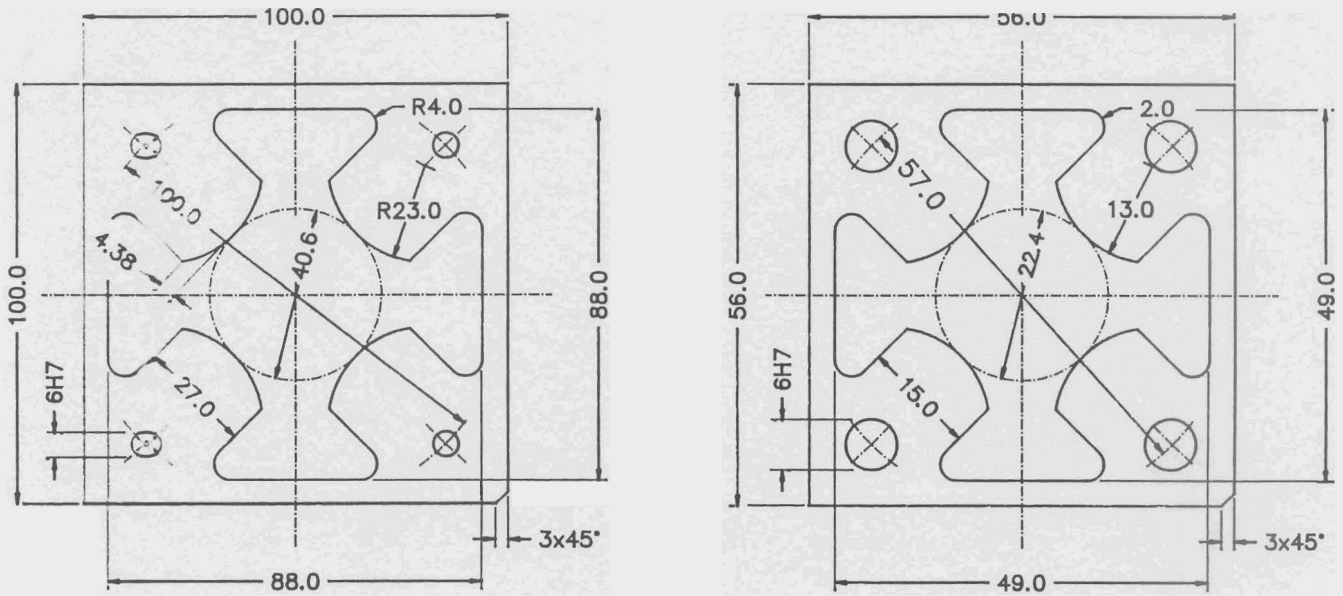


Abb. C1: Polschuhprofile der geblechten Quadrupole

Die folgenden Abbildungen zeigen Aufnahmen des Strahlflecks auf einem Leuchtschirm, der sich in einem Abstand von 1.05 m vom getesteten Quadrupolpaar hinter dem Injektor befindet.

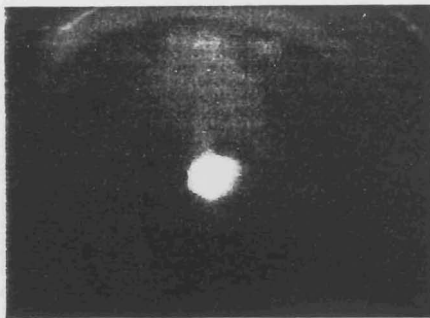


Abb. C2: Strahlfleck bei ausgeschalteten Quadrupolen



Abb. C3: in x- und y-Richtung fokussierter Elektronenstrahl

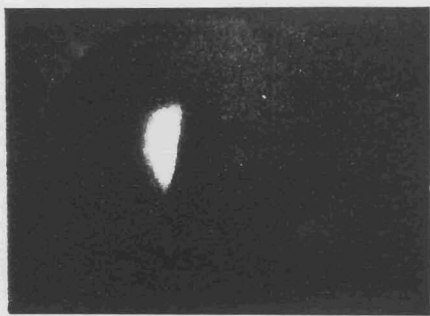


Abb. C4: in x-Richtung fokussierter Elektronenstrahl



Abb. C5: in y-Richtung fokussierter Elektronenstrahl

Literaturverzeichnis

- [1] K. Alrutz - Ziemssen, D. Flasche, H.-D. Gräf, V. Huck, M. Knirsch, W. Lotz, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, A. Stascheck, W. Voigt, H. Weise and W. Ziegler, Proc. 4th Workshop on RF Superconductivity, KEK 89-21, Tsukuba, Japan (1989) 53.
- K. Alrutz - Ziemssen, D. Flasche, H.-D. Gräf, V. Huck, M. Knirsch, W. Lotz, A. Richter, T. Rietdorf, P. Schardt, E. Spamer, A. Stascheck, W. Voigt, H. Weise and W. Ziegler, Proc. Part. Acc. Conf., Vol. 29, (1990) 53.
- [2] H. - D. Gräf, H. Miska, E. Spamer, O. Titze and Th. Walcher, Nucl. Instr. Meth. 153 (1978) 9
- [3] Th. Walcher, R. Frey, H. - D. Gräf, H. Miska, E. Spamer and H. Theissen, Nucl. Instr. Meth. 153 (1978) 17
- [4] Th. Walcher, Laborbericht (1970), TH Darmstadt, unveröffentlicht
- [5] H.G. Clerc und H.Liesem, Zeitschrift f. angew. Physik 17 (1964) 53
- [6] W. Weingarten, Dissertation (1979), Gesamthochschule Wuppertal, unveröffentlicht
- [7] M. Schanz, Dissertation (1986), TH Darmstadt, unveröffentlicht
- [8] T. Grundey, Dissertation (1983), Gesamthochschule Wuppertal, unveröffentlicht
- [9] K. Alrutz - Ziemssen, Diplomarbeit (1986), TH Darmstadt, unveröffentlicht
- [10] M. Knirsch, Diplomarbeit (1987), TH Darmstadt, unveröffentlicht
- [11] F. Lindqvist, Diplomarbeit (1988), TH Darmstadt, unveröffentlicht
- [12] M. Knirsch, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [13] K.D. Hummel, Dissertation, TH Darmstadt, in Vorbereitung
- [14] D. Schüll, J. Foh, H. - D. Gräf, H. Miska, R. Schneider, E. Spamer, H. Theissen, O. Titze and Th. Walcher, Nucl. Instr. Meth. 153 (1978) 29

- [15] Th. Walcher, Habilitationsschrift (1975), TH Darmstadt, unveröffentlicht
- [16] K.L. Brown, F. Rothacker, D.C. Carey and C.H. Iselin, TRANSPORT, Cern 80 - 04 (1980)
- [17] H. Goldstein, Klassische Mechanik, Aula - Verlag Wiesbaden, (1985)
- [18] J. F. Livingood, The Optics of Dipole Magnets, Academic Press, New York (1969)
- [19] A. Septier, Focussing of charged Particles Vol.2, Academic Press, New York (1967), p. 203
- [20] S. Penner, Rev. Sci. Instr. 32 (1961) 50
- [21] H.A. Enge, Rev. Sci. Instr. 35 (1964) 278
- [22] K.G. Steffen, High Energy Beam Optics, Interscience Pub., New York (1965)
- [23] A. Aragona, C. Biscari, R. Boni, M. Castelano, A. Cattoni, V. Chimenti, S. De Simone, G. Di Pirro, S. Faini, U. Gambardella, A. Chigo, S. Guiducci, S. Kulinski, L. Mariatato G. Montestino, P.Patteri, M. Preger, C. Sanelli, M. Serio, B. Spataro, S. Tazzari, F. Tazzioli, L. Trasatti, M. Vescovi, Europ. Particle Acc. Conf. 1 (1988) 52
- [24] P.W. van Amersfoort, R.W.B. Best, C.A. J. van der Geer, W. J. Mastrop, B. J.H. Meddens, A.F.G. van der Meer, D. Oets, The Felix Project, Status Report, (1988) 43
- [25] K.W. Nilles, Jahresbericht, Inst. f. Kernphys. Mainz (1986/87) 75
- [26] Krupp Widia, Hyperperm, Firmenbericht, Essen (1990)