

**Aufbau und Inbetriebnahme eines Strahlführungssystems für
hochauflösende Elektronenstreuexperimente am
S-DALINAC**

DIPLOMARBEIT

von

Steffen Watzlawik



Institut für Kernphysik

Technische Universität Darmstadt

August 1999

Zusammenfassung

Das Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt verfügt am supraleitenden Darmstädter Elektronenbeschleuniger S-DALINAC über ein dispersionsfreies Energieverlustsystem, bestehend aus Spektrometer und Strahlführungssystem, das hochauflösende Elektronenstreuexperimente an schweren Kernen mit hohen Niveaudichten ermöglicht. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dieses ca. 25 Jahre alte Strahlführungssystem zum 169°-Spektrometer grundlegend modernisiert. Von der alten Strahlführung wurden die Dipol- und Quadrupolmagnete sowie das Spektrometer übernommen. Alle weiteren Elemente wurden entweder durch neue Standardkomponenten ersetzt oder entsprechend den neuen Anforderungen modifiziert. Eine weitere Hauptaufgabe bestand darin, für diese Strahlführung ein komplett neues Vakuumsystem, das den gestiegenen Anforderungen des supraleitenden Beschleunigers genügt, zu konzipieren, aufzubauen und in Betrieb zu nehmen. Die Ansteuerung und Kontrolle jeglicher Elemente, sowie Strahldiagnose und Vakuumüberwachung entsprechen nun den vom übrigen Beschleuniger bekannten Standards und fügen sich in das Gesamtkonzept des S-DALINAC ein.

Weiterhin wurde der Strahltransport der Energieverluststrahlführung mit Hilfe des interaktiven Programms X-BEAM simuliert, um Soll-einstellungen zu finden und die Empfindlichkeit bezüglich der Einschußparameter zu untersuchen.

Diese Ergebnisse ermöglichen die Wiederinbetriebnahme des Energieverlustsystems für Elektronenstreuexperimente mit höchster Auflösung.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Beschleuniger	3
2.1	DALINAC	3
2.2	S-DALINAC	4
3	Strahloptik	7
3.1	Lorentzkraft	7
3.2	Koordinatensystem	8
3.3	Bewegungsgleichung	9
3.4	Matrixschreibweise	10
3.5	Phasenraumellipse und Emittanz	13
4	Strahlführungssystem	16
4.1	Früheres Strahlführungssystem	16
4.1.1	Konventioneller Modus	17
4.1.2	Energieverlustmodus	18
4.2	Arbeiten am neuen Strahlführungssystem	21
4.3	Simulation des Energieverlustmodus mit X-BEAM	25
5	Vakuumsystem	32
5.1	Altes Vakuumsystem	32
5.2	Anforderungen an das neue Vakuumsystem	34
5.3	Aufbau eines neuen Vakuumsystems	35
5.3.1	Vorvakuumsystem	35
5.3.2	Strahlvakuumsystem	36
5.3.3	Vakuummesssystem	40

5.4	Inbetriebnahme des Vakuumsystems	42
6	Ausblick	44
A	Anhang	45
A.1	Bezeichnungen der Strahlführungskomponenten	45
A.2	Vermessung der Magnetpositionen	48
A.3	X-BEAM Datenfile	51
A.4	Vakuumdurchführungen für Kabel an der Streukammer	53
A.5	Schaltplan für das Klapptarget in der Streukammer	55
	Literatur	56
	Danksagung	59

1 Einleitung

Am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt werden eine Vielzahl von kernphysikalischen Experimenten durchgeführt. Neben Strahlungsphysik und optischen Experimenten mit dem Freie-Elektronen-Laser (FEL) liegt der Schwerpunkt der Experimente bei der Elektronenstreuung zur Untersuchung angeregter Zustände in Atomkernen bei niedrigem Impulsübertrag.

Das Werkzeug, das man für all diese Experimente benutzt, ist ein Elektronenbeschleuniger. Das Institut für Kernphysik nahm daher schon 1964 seinen ersten 60 MeV Elektronen-Linearbeschleuniger DALINAC (Darmstadt Linear Accelerator) in Betrieb [1]. Um auch schwere Kerne mit hohen Niveaudichten sowie die Feinstruktur von Riesenresonanzen in Elektronenstreuung studieren zu können, muß eine sehr gute Energieauflösung erreicht werden. Diese ist jedoch in der Regel hauptsächlich durch die vom Beschleuniger gelieferte Strahlenergieunschärfe begrenzt. Deshalb wurde 1974 ein aus einer Strahlführung und einem Spektrometer bestehendes Energieverlustsystem aufgebaut, das von der vom Beschleuniger gelieferten Energieunschärfe unabhängig ist [2-6].

Einer der größten Erfolge, die man mit dem DALINAC an diesem Energieverlustsystem erzielte, war 1984 die Entdeckung einer bis dahin unbekannt, elementaren magnetischen Kernanregung, der sogenannten Scissors-Mode [7].

Seit 1990 verfügt das Institut für Kernphysik über den supraleitenden Elektronen - Linearbeschleuniger S-DALINAC (Superconducting Darmstadt Linear Accelerator), der den alten DALINAC ersetzt [8]. Dieser neue Beschleuniger erzeugt einen kontinuierlichen Elektronenstrahl (continuous wave = cw bzw. Tastverhältnis 1). Die Betriebsfrequenz beträgt 3 GHz und die Mikropulslänge 2 ps. In dieser Betriebsart ist ein Strahlstrom von wenigen nA bis zu 20 μ A bei einer Elektronenenergie von bis zu 130 MeV möglich. Kontinuierliche Elektronenstrahlen ermöglichen vor allem die Durchführung von Koinzidenzexperimenten und damit das Studium von Zerfallseigenschaften angeregter Zustände in Atomkernen. Dabei werden beim Nachweis des gestreuten Elektrons meist nicht so hohe Anforderungen an die Energieauflösung gestellt.

Um Kernstrukturuntersuchungen an schweren Kernen mit hohen Niveaudichten durchführen zu können, benötigt man aber eine höhere Energieschärfe als sie mit vorhandenen konventionellen Mitteln erreicht werden kann. Aus diesem Grund entschloß man sich, das seit 1989 nicht mehr im Routinebetrieb befindliche Energieverlustsystem erneut in Betrieb zu nehmen. Dieses war, bevor es wieder eingesetzt werden kann, instandzusetzen und in das bestehende System aus Beschleuniger und Experimentiereinrichtungen einzubinden. Hierzu war es nötig, das unzuverlässige Vakuumsystem zu erneuern, die Experimentsteuerung sowie die Steuerung sämtlicher Vakuum- und Strahlführungselemente an das bestehende Steuerungssystem anzupassen und ein neues Detektorsystem aufzubauen.

Diese Diplomarbeit beschäftigt sich mit der Instandsetzung des Strahlführungssystems, das einen Teil des Energieverlustsystems darstellt, sowie dem Aufbau eines neuen Vakuumsystems für diesen Teil der Strahlführung.

Im zweiten Kapitel werden kurz der alte und der neue Beschleuniger am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt beschrieben. Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit den mathematischen Grundlagen der Strahlführungsrechnung. Die Strahlführung selbst und die Arbeiten, die im Rahmen dieser Diplomarbeit an ihr durchgeführt wurden, sowie eine Strahltransportsimulation mit X-BEAM werden im vierten Kapitel beschrieben. Das fünfte Kapitel befaßt sich mit dem Konzept des alten und des neuen Vakuumsystems. Ein Ausblick sowie technische Detailangaben zu dieser Arbeit im Anhang schließen die Arbeit ab.

2 Beschleuniger

2.1 DALINAC

Bei dem im Jahre 1964 in den Dienst gestellten Elektronenbeschleuniger DALINAC handelte es sich um einen normalleitenden Linearbeschleuniger. Mit ihm konnten Elektronenpulse mit einer Energie von 20 bis zu 60 MeV bei einem Tastverhältnis von 6×10^{-4} und Strahlströmen bis $40 \mu\text{A}$ erzeugt werden.

In Abb. 2.1 sind der Grundriß der Beschleunigerhalle mit dem DALINAC, den Strahlführungen zu den Spektrometern und die beweglichen Betonabschirmungen gezeigt.

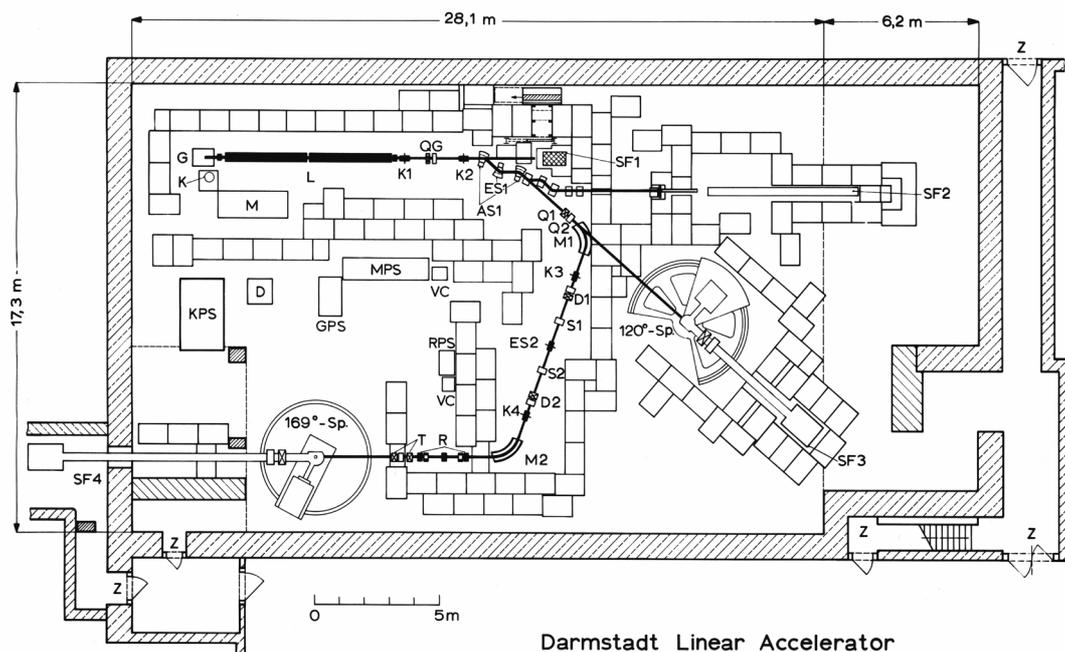


Abb. 2.1: Grundriß des alten DALINAC und der Experimentiereinrichtungen. Links oben ist der Beschleuniger, links unten und rechts in der Mitte sind die zwei Spektrometer zu sehen.

Am DALINAC wurden vorwiegend Experimente zur elastischen und inelastischen Elektronenstreuung als Einarmexperimente durchgeführt. Hierzu gab es zu Anfang ein 120°-Spektrometer, später kam zur Untersuchung von schweren Kernen mit hohen Niveaudichten ein 169°-Spektrometer hinzu. Dieses ist Bestandteil eines Energieverlustsystems, das zusammen mit der entsprechenden Strahlführung von der Energieschärfe des Beschleunigers weitgehend unabhängig ist.

Entsprechend der normalleitenden Betriebsart des Beschleunigers bestanden auch in Bezug auf seine Peripherie, bestehend aus Strahlführungen und dazugehörigem Vakuumsystem, keine höheren Anforderungen. Dies bedeutete besonders bei der Konzeption des Vakuumsystems eine Vereinfachung, da auf Grund der geringeren Empfindlichkeit des Beschleunigers gegenüber Verunreinigungen des Vakuums, auch auf nicht ölfreie Vakuumpumpen zurückgegriffen werden konnte.

2.2 S-DALINAC

Der supraleitende S-DALINAC ersetzte den normalleitenden DALINAC im Jahre 1990. Auch er ist ein Linearbeschleuniger, der aus einem Injektor mit vier (davon zwei Einfangstrukturen) und dem Hauptbeschleuniger mit acht supraleitenden Beschleunigerstrukturen besteht. Jede 20-zellige supraleitende Beschleunigerstruktur kann die Elektronen um bis zu 5 MeV beschleunigen. Durch zweimaliges Rezirkulieren durch den Hauptbeschleuniger ist es daher möglich, einen Elektronenstrahl mit bis zu 130 MeV zu erzeugen, dessen Strahlstrom im Bereich von einigen nA bis zu 20 μ A frei wählbar ist. Diese Parameter machen eine Vielzahl von verschiedenen Experimenten am S-DALINAC möglich. Der Grundriß des Institutes mit Beschleunigerhalle, Experimentierhalle und den sich darin befindenden verschiedenen Experimentiereinrichtungen ist in Abb. 2.2 gezeigt. Man erkennt, daß der neue Beschleuniger in einer separaten Halle (linker Teil der Abbildung) untergebracht ist, so daß unter gewissen Voraussetzungen auch während des Beschleunigerbetriebes in Teilen der Experimentierhalle gearbeitet werden kann. In der neuen Beschleunigerhalle und am Standort des alten Beschleunigers (siehe Abb. 2.1) befinden sich neue Experimentiereinrichtungen.

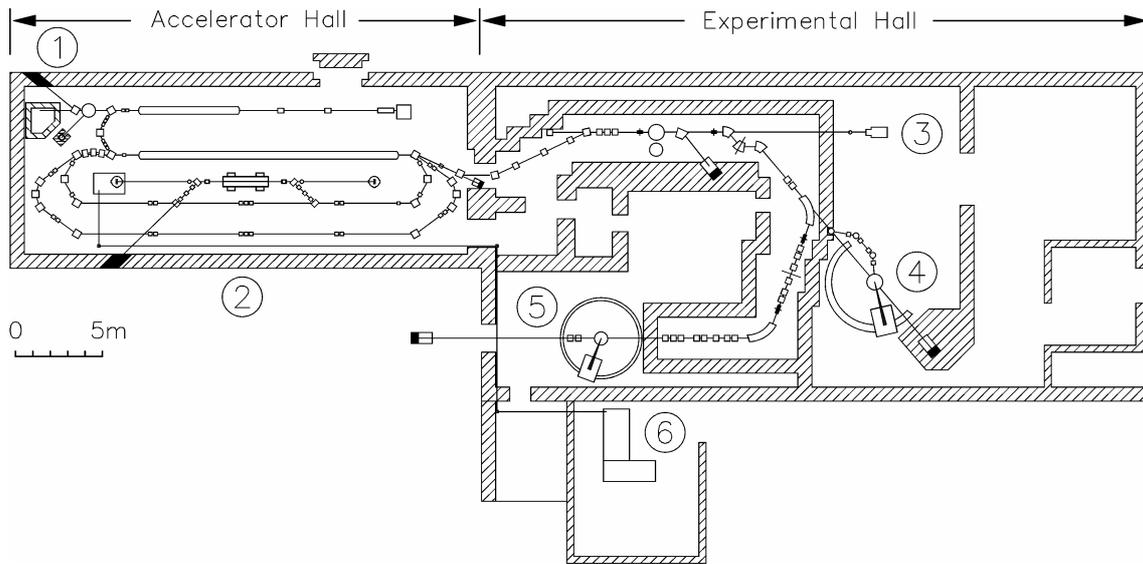


Abb. 2.2: Grundriß des S-DALINAC und der Experimentierhalle. ①: Channeling und (γ,γ') Experimente, ②: Freie-Elektronen-Laser (FEL), ③: Hochenergie-Channeling, ④: QCLAM-Spektrometer und 180° -System, ⑤: 169° -Spektrometer, ⑥: Optisches Labor.

Die gute Strahlqualität des Beschleunigers ermöglicht Experimente im Bereich der Strahlungsphysik mit (Hoch- und Niederenergie-) Channelingstrahlung [9, 10], parametrischer Röntgenstrahlung [11] und Photonenstreuung (γ,γ') [12], und den Betrieb des Freie-Elektronen-Lasers (FEL) [13]. Für Elektronenstreuexperimente wird derzeit das mit dem S-DALINAC neu installierte Spektrometer vom QCLAM-Typ verwendet, das sich durch einen großen Raumwinkel von 35 msr und eine große Impulsakzeptanz ($\pm 10\%$) auszeichnet [14]. Diese Eigenschaften haben sich für Koinzidenzexperimente des Typs $(e,e'x)$ [15] sowie für Einarm-Elektronenstreuung unter extremen Rückwärtswinkeln ($\Theta = 180^\circ$) als vorteilhaft erwiesen.

Am 169° -Spektrometer, das z.Z. nicht in Betrieb ist, sollen in Zukunft wieder Einarm-Elektronenstreuexperimente (e,e') an schweren Kernen stattfinden. Am QCLAM-Spektrometer sind nur Messungen mit einer Energieauflösung von etwa 50 keV (bei einer Energie von 85 MeV) möglich. Aus diesem Grund soll das Energieverlustsystem mit seinem 169° -Spektrometer, das eine höhere Auflösung ermöglicht, wieder in Betrieb genommen werden. Dazu mußten Modifikationen am Strahlführungssystem und besonders am Vakuumsystem vorgenommen werden.

Da der S-DALINAC Kavitäten mit sehr empfindlichen Oberflächen besitzt, wird ein möglichst gutes Vakuum benötigt. Daher war es sinnvoll, das neue Vakuumsystem der Strahlführung zum 169°-Spektrometer in das Vakuumgesamtkonzept des Beschleunigers einzubinden.

3 Strahloptik

Die Aufgabe eines jeden Strahlführungssystems ist es, den im Beschleuniger erzeugten Strahl aus geladenen Teilchen an vorhandene Experimentiereinrichtungen zu transportieren. Dies geschieht entlang einer sogenannten Soll- oder auch Referenzbahn, auf der sich theoretisch alle beschleunigten Teilchen bewegen sollen. Es gibt zwei Arten von Strahlführungselementen, die dies sicherstellen: strahlablenkende und strahlfokussierende.

Strahlablenkende Elemente, realisiert durch Dipolmagnete, werden zur Dispersionserzeugung oder zur Änderung der Ausbreitungsrichtung des Teilchenstrahles benötigt. Dies geschieht meist aufgrund der räumlichen Gegebenheiten.

Strahlfokussierende Elemente, die durch Quadrupolmagnete realisiert werden, sorgen dafür, daß die Teilchen sich stets nahe genug entlang der geplanten Sollbahn bewegen.

Die Wirkung der Strahlführungselemente erfolgt aufgrund der Lorentzkraft, die durch elektrische und/oder magnetische Felder vermittelt wird.

Dieses Kapitel erläutert kurz den Formalismus der Strahloptik, der den Transport von geladenen Teilchen durch eine Anzahl von Strahlführungselementen beschreibt [16-20].

3.1 Lorentzkraft

Auf ein einfach geladenes Teilchen, das sich mit der (relativistischen) Geschwindigkeit \vec{v} bewegt, wirkt in einem magnetischen und/oder elektrischen Feld die Lorentzkraft

$$\vec{F} = e\vec{E} + e(\vec{v} \times \vec{B}), \quad (3.1)$$

hierbei sind e die elektrische Einheitsladung $e = 1,6 \times 10^{-19}$ C, \vec{v} der Geschwindigkeitsvektor des Teilchens und \vec{E} und \vec{B} die Feldvektoren des elektrischen, bzw. des magnetischen Feldes. Zur Betrachtung der Strahldynamik ist es aufgrund von kleinen Ablagen und kleinen Winkeln meist ausreichend, nur lineare Felder zu betrachten, die nur vom Abstand der Teilchen von der Sollbahn abhängig sind. Man spricht hier auch von linearer Strahldynamik.

Weiterhin bedient man sich in Strahlführungssystemen für hochenergetische Teilchen meist nur magnetischer Felder, da elektrische Felder in entsprechender Größe meist schwieriger zu erzeugen sind als entsprechende magnetische.

3.2 Koordinatensystem

Zur Entwicklung einer mathematischen Beschreibung eines Strahlführungssystems ist es notwendig, ein sinnvolles Koordinatensystem zu definieren, das einerseits mathematisch möglichst einfach ist, andererseits aber trotzdem die Physik genau beschreibt.

In Abb. 3.1 sieht man das Standardkoordinatensystem der Beschleunigerphysik: Es ist ein sich auf der Sollbahn eines idealen Teilchens mitbewegtes, orthogonales, rechtshändiges Koordinatensystem $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{s})$.

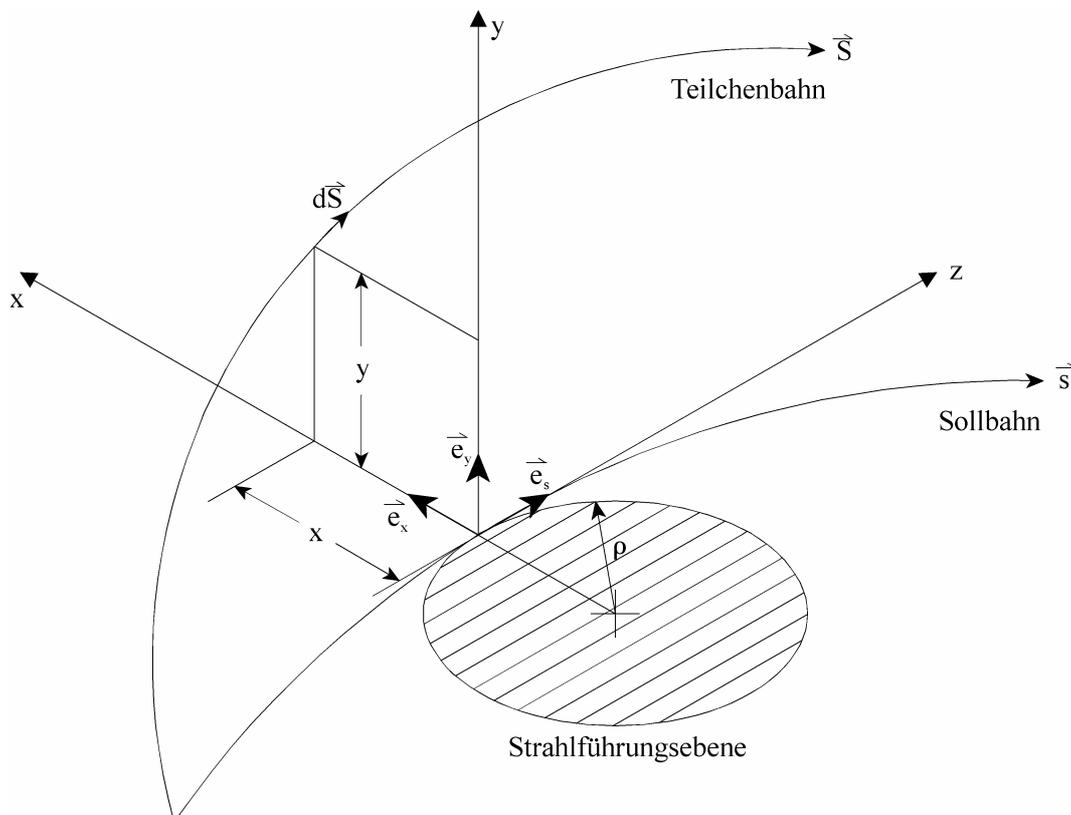


Abb. 3.1: Das Standardkoordinatensystem der Beschleunigerphysik.

Der sich mitbewegende Vektor \vec{s} zeigt im Gegensatz zum Vektor \vec{z} eines ortsfesten Koordinatensystems stets tangential in Richtung der Sollbahn. Die Vektoren \vec{x} und \vec{s} spannen eine Ebene auf, die der Strahlführungsebene entspricht. In Strahlrichtung zeigt \vec{s} nach vorne, \vec{x} nach links und \vec{y} nach oben. Die Vektoren \vec{x} und \vec{y} beschreiben die horizontale und vertikale Abweichung eines Teilchens von der Sollbahn, die longitudinale Ablenkung wird durch $\tau c \vec{e}_s$ beschrieben, wobei c die Lichtgeschwindigkeit und τ die zeitliche Abweichung gegenüber den Sollteilchen ist. Somit läßt sich die Position eines Teilchens in diesem Koordinatensystem durch

$$\vec{r} = x\vec{e}_x + y\vec{e}_y + \tau c \vec{e}_s \quad (3.2)$$

beschreiben.

3.3 Bewegungsgleichung

Aus (3.1) und den besprochenen Überlegungen folgt die Bewegungsgleichung eines Elektrons

$$\frac{d}{dt} \vec{p} = -e(\vec{v} \times \vec{B}). \quad (3.3)$$

Aus dieser Bewegungsgleichung lassen sich entkoppelte Differentialgleichungen aufstellen, die sog. Hillschen Bewegungsgleichungen

$$x'' - \left(k(s) - \frac{1}{\rho^2(s)} \right) x = \frac{1}{\rho(s)} \frac{\Delta p}{p_0} \quad (3.4)$$

$$y'' + k(s)y = 0. \quad (3.5)$$

Folgende Definitionen werden benutzt: Ableitungen, z.B. $x'' = \frac{\partial^2 x}{\partial s^2}$, verstehen sich jeweils als Ableitungen nach der Bahnlänge s . Der Krümmungsradius $\rho(s)$ der Strahlführung ist definiert über den Ablenkradius der Dipolmagnete $\frac{1}{\rho} = \left| \frac{e}{p} B_y \right|$, d.h. bei Abwesenheit von Dipolmagneten (gerade Strahlführung) ist $\rho(s) = \infty$.

Die Abweichung des Impulses vom Sollimpuls wird mit $\Delta p = p - p_0$ bezeichnet. Die

Brechkraft der Quadrupolmagnete $k = \frac{e}{p_0} \frac{\partial B_y}{\partial x}$ wird auch Quadrupolstärke genannt.

Da die Hillschen Gleichungen entkoppelt sind, kann man die horizontale und vertikale Bewegung getrennt voneinander betrachten. Daher wird nur die Lösung der ersten der zwei Hillschen Bewegungsgleichungen angegeben

$$x(s) = C(s)x_0 + S(s)x'_0 + D(s)\frac{\Delta p}{p_0}, \quad (3.6)$$

$$x'(s) = C'(s)x_0 + S'(s)x'_0 + D'(s)\frac{\Delta p}{p_0}. \quad (3.7)$$

Die Abweichung von der Sollbahn $x(s)$ und die Winkelabweichung oder Divergenz

$x'(s) = \frac{\partial x}{\partial s}$ sind also eine Kombination aus den beiden linear unabhängigen Lösungen

der homogenen Differentialgleichung $C(s)$ und $S(s)$, und der Lösung der inhomogenen Differentialgleichung $D(s)$. $C(s)$ und $S(s)$ heißen aufgrund ihrer Anfangsbedingungen $C(0) = 1$, $C'(0) = 0$, $S(0) = 0$ und $S'(0) = 1$ sinus- und cosinusartige, die spezielle

Lösung $D(s)$ für $\frac{\Delta p}{p_0} = 1$ heißt dispersive Bahn.

3.4 Matrixschreibweise

Die Lösungen (3.6) und (3.7) der Bewegungsgleichung (3.4) lassen sich auch in

Matrixschreibweise darstellen (mit $\delta = \frac{\Delta p}{p_0}$)

$$\begin{bmatrix} x(s) \\ x'(s) \\ \delta(s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C(s) & S(s) & D(s) \\ C'(s) & S'(s) & D'(s) \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_0 \\ x'_0 \\ \delta_0 \end{bmatrix} = R \cdot \bar{x}_0 = \bar{x}(s). \quad (3.8)$$

Der Vektor \bar{x}_0 beschreibt den Anfangsort eines Teilchens, der Vektor $\bar{x}(s)$ den Ort des Teilchens nach dem Durchgang durch ein Strahlführungselement, das durch die Matrix R repräsentiert wird.

Ein Teilchen ist jedoch durch den in (3.8) verwendeten Vektor $\bar{x}(s)$, der nur den x -Anteil und die relative Impulsdifferenz enthält, noch nicht eindeutig charakterisiert. Hierzu benötigt man einen sechsdimensionalen Vektor

$$\bar{r} = (x, x', y, y', \delta s, \delta). \quad (3.9)$$

Die Koordinate δs beschreibt die relative Pfadlänge eines Teilchens, also seine Position innerhalb eines Pulses, und ist nur der Vollständigkeit halber hier aufgeführt.

Aus (3.9) ergibt sich nun für R eine 6×6 Matrix, die sogenannte Transportmatrix, deren Elemente durch verschiedene Voraussetzungen vereinfacht werden. So verschwinden z.B. eine Vielzahl von Elementen, wenn die optische Achse des Systems im Ursprung liegt und wenn nur in der Horizontalen eine Strahlablenkung stattfindet. Weiterhin gilt $r_{6i} = \delta_{6i}$, wenn sich der Impuls des Teilchens nicht ändert.

Es folgt also

$$R = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & 0 & 0 & 0 & r_{16} \\ r_{21} & r_{22} & 0 & 0 & 0 & r_{26} \\ 0 & 0 & r_{33} & r_{34} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r_{43} & r_{44} & 0 & 0 \\ r_{51} & r_{52} & 0 & 0 & 1 & r_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.10)$$

Hat das betrachtete System keine Schlitze oder sonstige Engstellen, die den Phasenraum begrenzen (jedes Strahlführungselement begrenzt durch seine Apertur den Phasenraum, den der Elektronenstrahl ausfüllen kann), d.h. ist die Akzeptanz des Systems groß genug, so erreichen alle (Teilchen-) Vektoren mit dem Startwert \bar{x}_0 am Anfang des Systems den Punkt $\bar{x}(s)$ am Ausgang des Systems, das Phasenraumvolumen wird erhalten [21].

Das mathematische Äquivalent zu dieser physikalischen Aussage ist, daß die Determinante der Matrix R eins ist. Dies bedeutet, daß nicht alle Matrixelemente

voneinander unabhängig sind, was das Berechnen der Matrixelemente vereinfacht. Weiterhin sieht man, daß δs von den anderen Koordinaten entkoppelt ist, so daß man δs für weitere Betrachtungen vernachlässigen kann. Dies ermöglicht die Separation der Matrix R in zwei kleinere Matrizen, eine für den horizontalen und eine für den vertikalen Teil der Abbildung. Jede Matrixoperation, die an R durchgeführt wird, kann in der Regel, nämlich wenn vertikaler und horizontaler Teil entkoppeln, auch separat an den zwei kleinen Matrizen

$$R_h = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{16} \\ r_{12} & r_{22} & r_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

und

$$R_v = \begin{bmatrix} r_{33} & r_{34} \\ r_{43} & r_{44} \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

durchgeführt werden.

Vorsicht ist nur geboten, wenn bestimmte Strahlführungselemente, wie z.B. der Rotator in der Energieverluststrahlführung (siehe Kap. 4.1.2), im System existieren, die die horizontalen und vertikalen Koordinaten koppeln. Der Einfachheit halber betrachten wir jedoch in Zukunft stets nur eine dieser Matrizen, nämlich die Matrix R_h (3.11), die die Ablenkungen in der Horizontalen beschreibt.

Jedes Strahlführungselement wird durch eine Matrix R beschrieben, die je nach Element eine andere Form hat. Die gängigsten und wichtigsten Elemente bei Linacs und Strahltransportsystemen sind Dipolmagnete (mit Krümmungsradius ρ und Ablenkwinkel α) und Quadrupolmagnete (mit der Quadrupolstärke k und der effektiven Länge l). Bei der Berechnung ganzer Strahlführungen kommt noch ein „Element“ hinzu, die Driftstrecke (mit der Länge der Driftstrecke d) zwischen den einzelnen Strahlführungselementen, auf der auf die Teilchen keine Kräfte wirken.

Die Matrizen dieser Elemente lauten

$$R_{Dipol-x} = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \rho \sin \alpha & \rho(1 - \cos \alpha) \\ -\left(\frac{1}{\rho}\right) \sin \alpha & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \text{ (ablenkend),} \quad (3.13)$$

$$R_{Quadrupol-x} = \begin{bmatrix} \cos(l\sqrt{|k|}) & \sin(l\sqrt{|k|})/\sqrt{|k|} & 0 \\ -\sqrt{|k|} \sin(l\sqrt{|k|}) & \cos(l\sqrt{|k|}) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \text{ (fokussierend),} \quad (3.14)$$

$$R_{Quadrupol-y} = \begin{bmatrix} \cosh(l\sqrt{|k|}) & \sinh(l\sqrt{|k|})/\sqrt{|k|} \\ \sqrt{|k|} \sinh(l\sqrt{|k|}) & \cosh(l\sqrt{|k|}) \end{bmatrix} \text{ (defokussierend),}$$

$$R_{Drift} = \begin{bmatrix} 1 & d & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.15)$$

In horizontaler Richtung lenkt der Dipolmagnet ab, in vertikaler Richtung entspricht er einer Driftstrecke. Ein Quadrupolmagnet fokussiert in einer Richtung und defokussiert in der anderen.

Um nun die vollständige Bahn eines Teilchens durch die gesamte Strahlführung mit ihren Komponenten R_1, R_2, \dots, R_n zu beschreiben, muß man sämtliche Matrizen schrittweise auf den Anfangsvektor \bar{x}_0 anwenden

$$\bar{x}_n = R_n \cdot \dots \cdot R_2 \cdot R_1 \cdot \bar{x}_0 = R \cdot \bar{x}_0, \quad (3.16)$$

d.h. die Matrix $R = R_n \cdot \dots \cdot R_2 \cdot R_1$ transformiert die Anfangskoordinaten der Teilchen durch das Strahlführungssystem.

3.5 Phasenraumellipse und Emittanz

Bisher wurde nur das theoretische Verhalten einzelner Elektronen mit festen Anfangsbedingungen in einem Strahlführungssystem betrachtet. Von Interesse ist jedoch der „tatsächliche“ Elektronenstrahl, d.h. ein Ensemble aus vielen Elektronen mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen.

Gesucht ist also eine Beschreibung vieler Elektronen bzw. ihrer Vektoren \vec{x} . Geht man davon aus, daß die Anfangswerte des Gesamtstrahls in allen Koordinaten gaußverteilt sind, kann der Gesamtstrahl durch Ellipsen im Phasenraum beschrieben werden.

Betrachtet man sich eine Projektion zweier Koordinaten, beispielsweise x und x' , so befinden sich 63.8 % der Elektronen (entsprechend der Definition der σ -Umgebung einer Gaußverteilung) innerhalb der Ellipse. Aufgrund des Liouvilleschen Theorems der Erhaltung des Phasenraumvolumens bei konservativen Kräften hat die Phasenraumellipse an jeder Stelle der Strahlführung das gleiche Volumen und läßt sich als Bilinearform

$$\vec{x}^T \cdot \sigma^{-1} \cdot \vec{x} = 1 \quad (3.17)$$

beschreiben.

Die symmetrische Sigmamatrix

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

enthält, wie man in Abb. 3.2 sieht, die wichtigsten Strahlparameter, nämlich den maximalen Strahlradius $x_{\max} = \sqrt{\sigma_{11}}$, die maximale Strahldivergenz $x'_{\max} = \sqrt{\sigma_{22}}$ und Informationen über die Orientierung der Phasenraumellipse $\tan(2\varphi) = \frac{2\sigma_{12}}{\sigma_{11} - \sigma_{22}}$.

Jetzt ist es möglich, an jedem Punkt i der Strahlführung die wichtigsten Strahlparameter mit Hilfe der Sigmamatrix zu berechnen, indem man mit Hilfe der entsprechenden Transportmatrix R folgende Transformation durchführt

$$\sigma_i = R \cdot \sigma_0 \cdot R^T, \quad (3.19)$$

wobei σ_0 die Anfangsparameter des Strahls enthält.

Eine weitere wichtige Größe ist die sog. Emittanz

$$\varepsilon = \frac{A_{\text{Ellipse}}}{\pi} = \sqrt{\det(\sigma)}. \quad (3.20)$$

Sie ist als die stets gleichbleibende Fläche der Phasenraumellipse definiert und ist ein Maß für die Strahlqualität (je kleiner die Emittanz, desto besser die Strahlqualität).

Weiterhin ist eine normierte Emittanz ε_n definiert, die auch bei Beschleunigung der Teilchen eine Erhaltungsgröße ist. Sie lautet

$$\varepsilon_n = \beta\gamma\varepsilon, \quad (3.21)$$

mit $\beta = v/c$ und dem Lorentzfaktor $\gamma = E/E_0$.

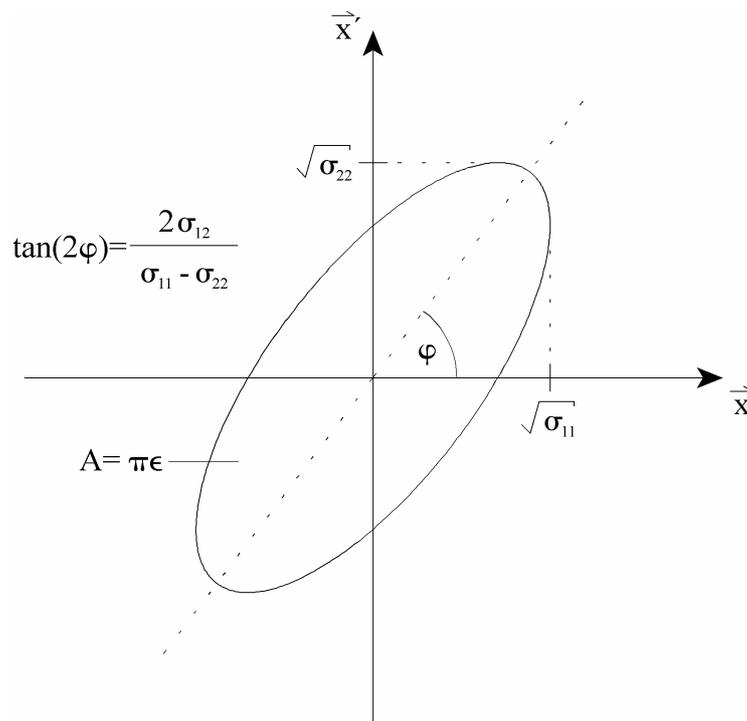


Abb. 3.2: Phasenraumellipse in (x, x') mit Parametern.

4 Strahlführungssystem

4.1 Früheres Strahlführungssystem

Das Strahlführungssystem zum 169°-Spektrometer (siehe Abb. 2.1) wurde 1970 von Th. Walcher im Rahmen seiner Dissertation entworfen [22]. Die Form, bzw. die geometrische Aufteilung ergab sich aus einigen Randbedingungen, wie beispielsweise dem vorhandenen Platz in der Experimentierhalle und der Tatsache, daß keine Beeinträchtigung der restlichen Anlage während des Aufbaus stattfinden sollte. Zusätzlich sollte die Möglichkeit bestehen, die Strahlführung in zwei verschiedenen Betriebsmodi zu betreiben.

Die Strahlführung beginnt bereits mit den zwei Quadrupolmagneten Q1 und Q2 vor dem ersten 70°-Dipolmagneten M1.¹ Dieser 70°-Dipolmagnet ermöglicht ein „Umschalten“ des Elektronenstrahls von der Strahlführung E3 in Richtung des QCLAM-Spektrometers auf die Strahlführung E4 in Richtung des 169°-Spektrometers. Die sechs Quadrupolmagnete zwischen den zwei 70°-Dipolmagneten, aufgeteilt in eine symmetrische Anordnung zweier Singulets und zweier Dubletts, dienen der Fokussierung und geeigneten Einstellung für die verschiedenen Betriebsmodi. Hinter dem zweiten 70°-Dipolmagneten M2 folgen fünf Quadrupolmagnete, Rotator genannt, die im „energy-loss“ Modus für die Drehung der Dispersionsebene sorgen (siehe Kap. 4.1.2). Vor der Streukammer folgt noch ein symmetrisches Quadrupoltriplett, das den Elektronenstrahl auf das Target fokussiert. Hinter der Streukammer befindet sich ein weiteres Quadrupoldublett, das den Elektronenstrahl nach der Streuung in der Streukammer wieder fokussiert, so daß der volle Strahlstrom definiert den Strahlfänger erreicht. Dies ist zu Normierungszwecken und zur Minimierung von Aktivierungen an der Strahlführung erforderlich. Nähere Angaben und Spezifikationen über die Dipol- und Quadrupolmagnete sind in [6, 22] zu finden.

¹ Man beachte, daß alle Strahlführungselemente sowohl eine alte, als auch eine neue Bezeichnung haben. Je nach Bezug werden entweder die alten oder die neuen Bezeichnungen benutzt. Im ersten Kapitel des Anhangs können beide Nomenklaturen eingesehen werden, sie werden dort gegenübergestellt.

4.1.1 Konventioneller Modus

Die Strahlführung wurde, wie bereits angedeutet, so konzipiert, daß man sie in zwei verschiedenen Modi betreiben kann. Einer dieser Modi ist der sog. Konventionelle Modus.

In ihm wird der Elektronenstrahl dispersionsfrei und möglichst punktförmig auf das Target abgebildet. Erst durch die Dispersion des Spektrometers werden die Elektronen entsprechend ihres Impulses unterschiedlich in die Bildebene abgelenkt. Die Auflösung $(\Delta p/p)_{\text{total}}$ einer solchen konventionellen Anordnung ist hauptsächlich durch die relative Impulsunschärfe $\Delta p/p_0$ des Elektronenstrahls gegeben. Kleineren Einfluß auf die Auflösung haben die Abbildungsfehler von Spektrometer und Strahlführung sowie der unterschiedliche Energieverlust im Target.

Um nun den Anteil der relativen Impulsunschärfe $\Delta p/p_0$ des Elektronenstrahls zu verkleinern, ist es notwendig, mit einem energiedefinierenden Schlitzsystem Teile des Elektronenstrahls auszublenden. Nachteile dieser Vorgehensweise liegen auf der Hand: Je nach Größe des ausgeblendeten Teils sinkt der Strahlstrom am Target, was die Meßzeit verlängert. Der Elektronenstrahl wird von den Quadrupolmagneten Q1 und Q2 „parallel“ gemacht, d.h. die Phasenraumellipse hat beim Eintritt in den ersten 70°-Dipolmagneten Hauptachsenform mit maximaler Ausdehnung in (x,y) und Minimum in (x',y') . Nun wird der Elektronenstrahl durch das symmetrisch betriebene System, bestehend aus dem ersten 70°-Dipolmagneten M1, den Quadrupolmagneten D1, S1, S2 und D2 und dem zweiten 70°-Dipolmagneten M2, dispersionsfrei um 140° abgelenkt und relativ parallel zum Quadrupoltriplett T geführt, das nun den Strahl auf das Target in der Streukammer fokussiert. Der Rotator ist nicht in Betrieb.

Im Vorfeld der ursprünglichen Inbetriebnahme des früheren Strahlführungssystems zum 169°-Spektrometer wurden mit Hilfe des Programms zur Strahlführungsrechnung TRANSPORT [23] die Strahleinhüllenden (Strahlenveloppen) und die Dispersion des Systems berechnet [6]. In Abb. 4.1 werden die Strahlenveloppen für die \bar{x} -Richtung (horizontal) und die \bar{y} -Richtung (vertikal) sowie die Dispersion für die konventionelle Betriebsart gezeigt.

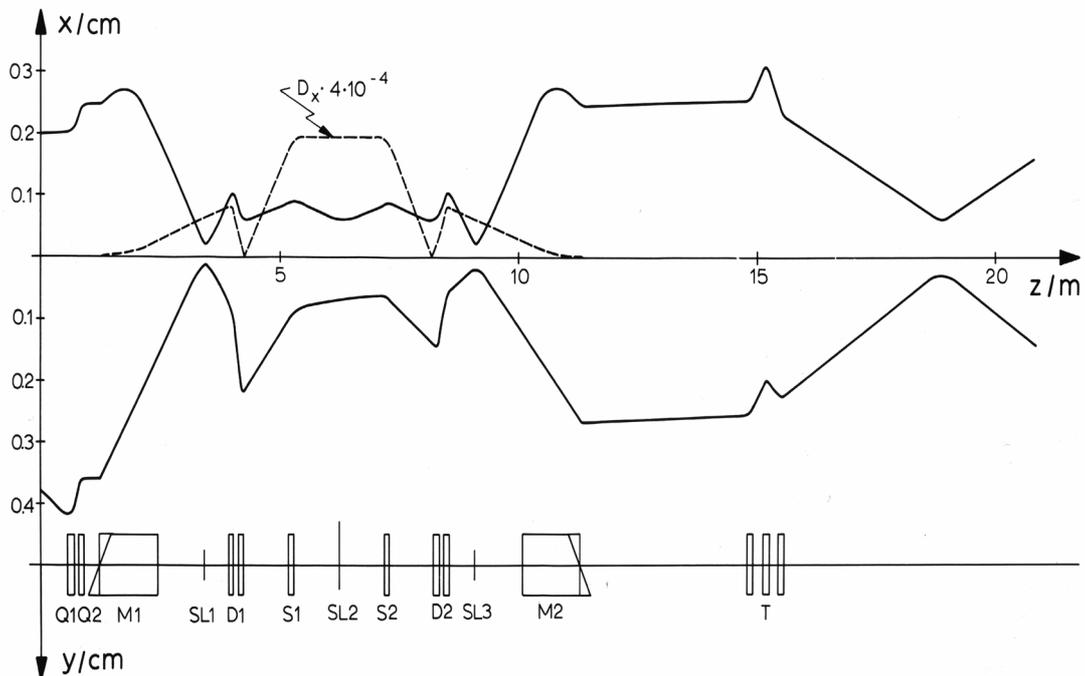


Abb. 4.1: Enveloppen der früheren Strahlführung im konventionellen Betrieb, berechnet mit TRANSPORT. Die Dispersion des Systems ist gestrichelt dargestellt. Unten sind die Positionen der Strahlführungselemente eingezeichnet.

Deutlich ist zu erkennen, daß die Dispersion im ersten 70°-Dipolmagneten entsteht, vom Quadrupolsingulett S1 „konstant gemacht“ wird (Verschwinden der Winkeldispersion) und schließlich durch das symmetrische Betreiben der Strahlführung im zweiten 70°-Dipolmagneten wieder verschwindet. Außerdem ist der fokussierende Einfluß des Quadrupoltripletts T am Ende der Strahlführung gut zu erkennen.

4.1.2 Energieverlustmodus

Neben dem konventionellen Modus kann die Strahlführung auch im Energieverlustmodus betrieben werden. Dies ist auch der Modus, in dem das Strahlführungssystem in Zukunft betrieben werden soll.

In ihm wird der Elektronenstrahl dispersionsfrei in die Fokalebene des Spektrometers abgebildet. Dies bedeutet, daß alle Elektronen die am Target die gleiche Energie verlieren, auch am selben Ort der Bildebene des Spektrometers abgebildet werden, unabhängig von ihrer ursprünglichen Energie (siehe auch Abb. 4.2).

Das wird durch Erzeugung einer an die des Spektrometers angepaßte Dispersion ermöglicht. Durch das asymmetrische Betreiben der Quadrupolmagnete S1 und S2 wird die durch den ersten 70°-Dipolmagneten erzeugte horizontale Dispersion durch den zweiten 70°-Dipolmagneten nicht wieder aufgehoben. Da jedoch Elektronenspektrometer aus vielerlei Gründen (großer Streuwinkelbereich, gut definierter Streuwinkel, großer Abstand zwischen Target und Detektor, niedrigerer Untergrund) vertikal gebaut sind, muß die Dispersionsebene mit Hilfe des Rotators [24] um 90° in die Vertikale gedreht werden.

Der Rotator besteht aus fünf Quadrupolmagneten, deren Orientierung gegenüber der der Quadrupolmagnete, die zur Fokussierung dienen, um 45° um die Strahlachse gedreht ist. Dies bewirkt eine symmetrische Kopplung der sonst entkoppelten x - und y -Phasenräume. Bei geeigneter Einstellung bewirkt dies gerade ein Vertauschen der x - und y -Koordinaten.

Das Quadrupoltriplett T bildet nun den Strahl wieder auf das Target ab. Mit ihm und dem Quadrupol S2 kann man die Dispersion verändern.

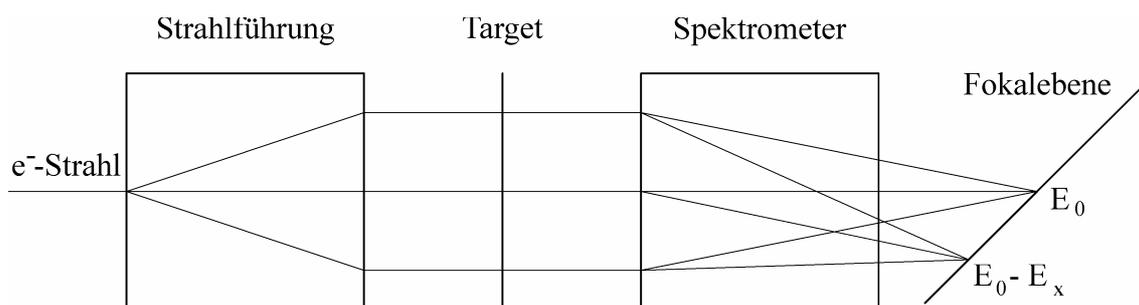


Abb. 4.2: Prinzip des Energieverlustsystems: Die Elektronen werden durch die Strahlführung dispersiv aufgeweitet, treffen das Target und werden entsprechend ihres dortigen Energieverlustes durch das Spektrometer in die Fokalebene abgebildet.

In Abb. 4.3 sind wieder die mit TRANSPORT berechneten Enveloppen und die Dispersion des Systems im Energieverlustmodus dargestellt. Gut zu erkennen ist, daß ihr Verlauf bis zum Quadrupolmagnet S2 dem des konventionellen Betriebs gleicht. Erst dieser verändert die Dispersion so, daß sie vom zweiten 70°-Dipolmagneten nicht wieder aufgehoben werden kann. Gut ist auch der Einfluß des Rotators zu erkennen: Er vertauscht gerade die x - und y -Komponenten. Im Rotator selber sind x - und y -Komponenten gekoppelt, hinter ihm sind sie wieder entkoppelt.

Mit dieser Anordnung kann im Idealfall bei hoher Gesamtauflösung der gesamte Strahlstrom des Beschleunigers am Target zur Verfügung gestellt werden, da die Auflösung nicht mehr von der relativen Impulsunschärfe des Elektronenstrahls abhängig ist.

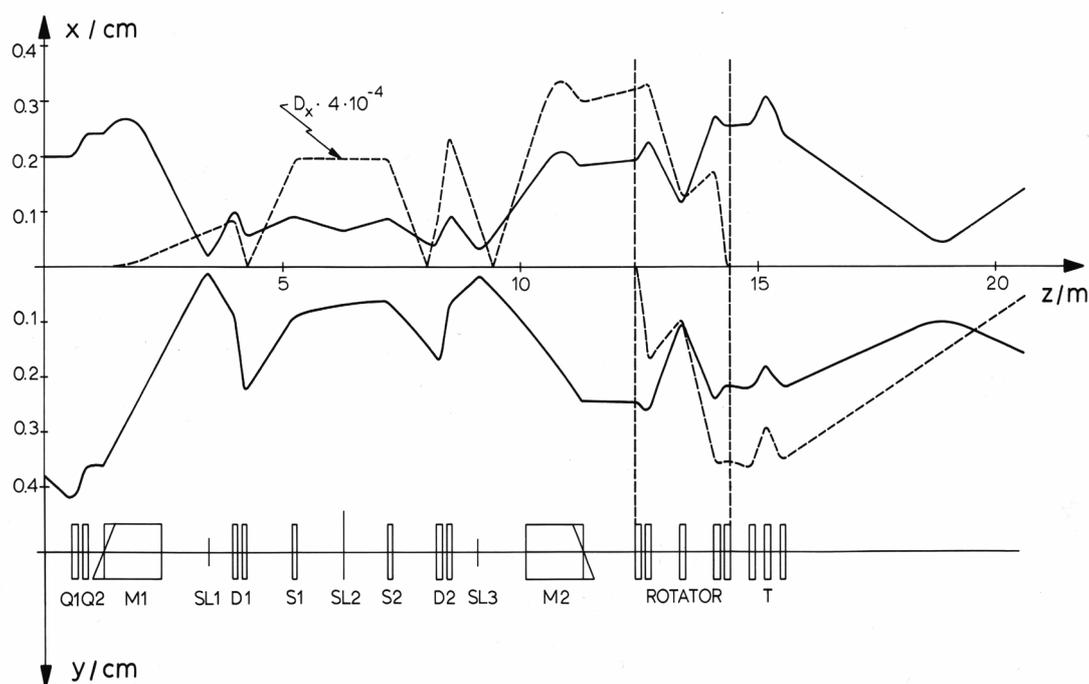


Abb. 4.3: Enveloppen der früheren Strahlführung im „energy-loss“-Betrieb, berechnet mit TRANSPORT. Die Dispersionen sind gestrichelt dargestellt.

4.2 Arbeiten am neuen Strahlführungssystem

Da die wichtigsten Elemente des alten Strahlführungssystems, nämlich die Magnete mit Netzteilen, das Spektrometer, die Streukammer und der Strahlfänger, in der neuen Strahlführung erhalten bleiben, bestand die Hauptaufgabe darin, die Funktionalität dieser Elemente sicherzustellen bzw. wiederherzustellen. Im Rahmen weiterer Diplomarbeiten wurden die Quadrupolmagnetnetzteile in das bestehende Steuerungssystem [25] einbezogen [26] und ein neues Detektorsystem für das Spektrometer entworfen [27].

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden unter anderem folgende Arbeiten an der Strahlführung vorgenommen:

Zuerst wurde in enger Zusammenarbeit mit dem Strahlenschutz das bisherige Aluminiumstrahlrohr, die zwei nicht mehr benötigten Kollimatorgehäuse sowie das komplette Vakuumsystem demontiert. Als nächstes wurde neben der gesamten Betonabschirmung auch die Strahlführungselemente vermessen, um ihre Positionierung zu überprüfen und eine verlässliche Datenbasis für Strahlführungssimulationen zu haben. Die Ergebnisse der Messungen sind im Kap. A.2 des Anhangs nachzulesen, mit ihrer Hilfe wurde die Zeichnung der neuen Strahlführung in Abb. 4.4 erstellt. Leider waren keine Sollwerte über die Positionen der Magnete in der Literatur zu finden, einzige Quelle war ein altes X-BEAM-File, das jedoch offensichtliche Fehler enthält. Die durchgeführten Veränderungen der Positionen der Magnete beruhen daher auf den Symmetrieeigenschaften des Strahlführungssystems.

Neben der Vermessung in Strahlrichtung wurde auch eine Messung in x - und in y -Richtung durchgeführt, um die Abweichung von der theoretischen Sollbahn bzw. der optischen Achse des Systems zu bestimmen. Eine Einmessung der Strahlführungselemente mit Theodoliten, wie sie beim Aufbau des Systems vorgenommen wurde, war wegen der Betonabschirmung nicht möglich. Statt dessen wurde ein Fernrohr eingesetzt, das über ein horizontal und vertikal verschiebbares Fadenkreuz verfügt, um die Abweichungen von der optischen Achse relativ zu dem ersten 70° -Dipolmagneten bzw. zum letzten Quadrupolmagneten des Triplett zu bestimmen. Genauere Angaben über die Messung und die erhaltenen Werte sind

ebenfalls dem Kap. A.2 des Anhangs zu entnehmen. Leider fehlen auch hier ursprüngliche Sollwerte. Bekannt ist nur, daß an sämtlichen Quadrupolmagneten die magnetische Achse ausgemessen wurde, und die Magnete dann beim Aufbau so eingemessen wurden, daß diese der Strahlachse entspricht.

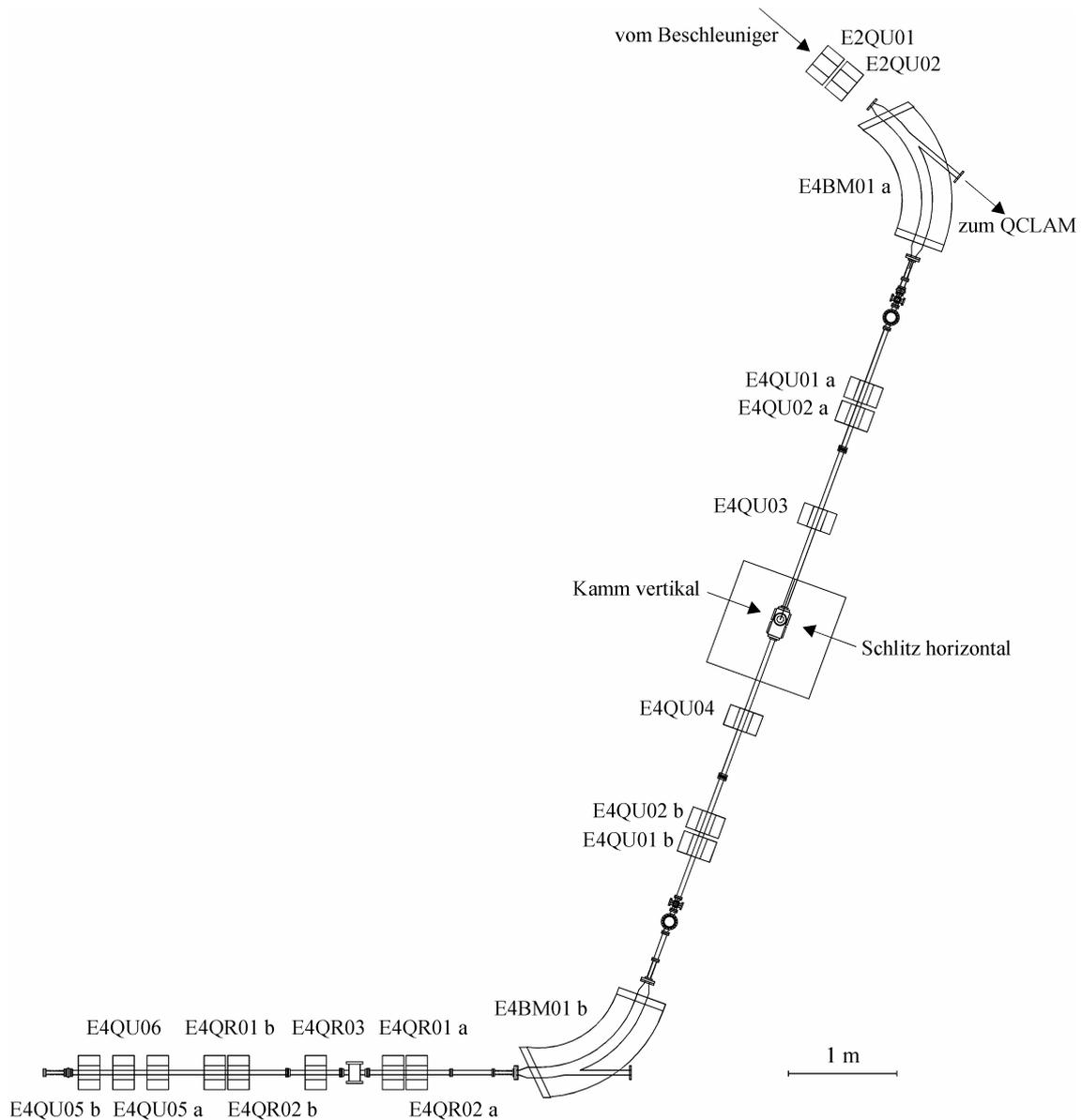


Abb. 4.4: Kernelement der Energieverluststrahlführung E4 mit neuen Bezeichnungen.

Dies kann auch aufgrund der Meßergebnisse angenommen werden, da die Abweichung bezüglich der optischen Achse bis zu 2 mm beträgt. Da aber keine Sollwerte vorhanden sind, kann nicht nachgeprüft werden, ob die Werte noch stimmen. Aufgrund der Ergebnisse der letzten Messungen die mit dieser Strahlführung im Rahmen der Inbetriebnahme eines Vieldrahtdriftkammer-Detektorsystems im Jahr 1995 durchgeführt wurden, wird davon ausgegangen, daß die Position der Magnete noch stimmt. Im konventionellen Modus wurde damals bei einer Energie $E_0 = 32$ MeV die Energieunschärfe zu $\Delta E_{(FWHM)} = 45$ keV bestimmt [28].

Weiterhin wurde das mittlere Kollimatorgehäuse (siehe Abb. 4.5), das ehemals das energiedefinierende Schlitzsystem ES01 enthielt, zusammen mit den zu übernehmenden

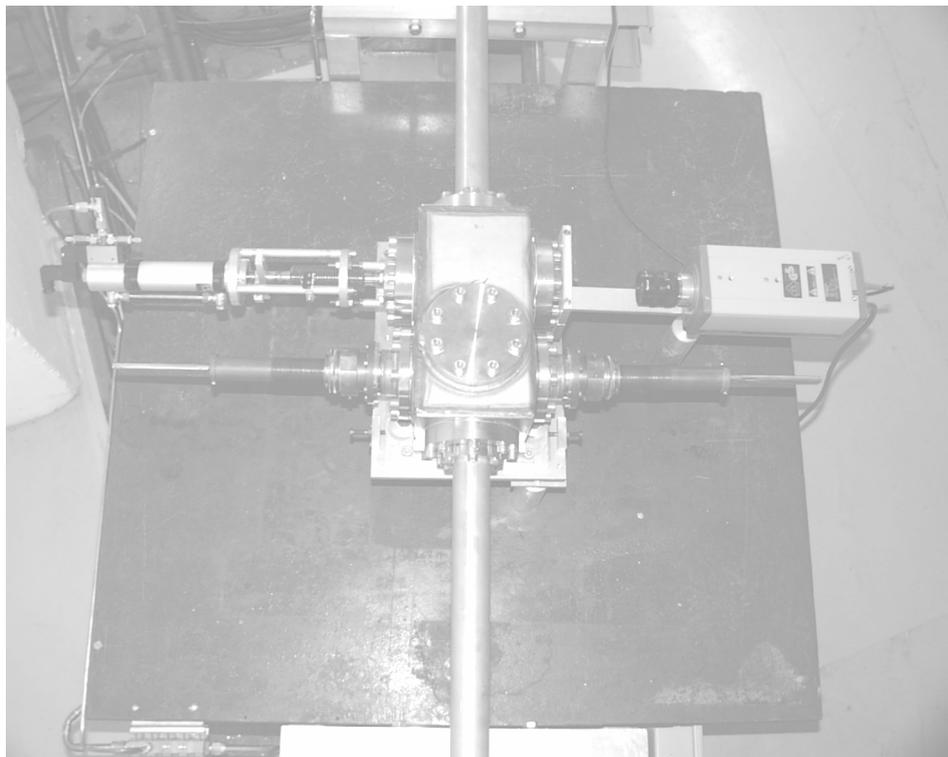


Abb. 4.5: Kollimatorgehäuse mit horizontalen Schlitzsystem (waagrecht unten), pneumatischer Targetschieber (links oben) und Videokamera (rechts oben); an Stelle des in der Mitte zu sehenden Flansches wird der Kamm eingebaut werden; Ansicht von oben, Abmessung des Tisches ca. 1×1 m².

horizontalen Schlitzkomponenten gereinigt und mechanisch überholt, der Entwurf und Aufbau des Schlitzantriebes mit zugehöriger Steuerung steht noch aus. An Stelle des vertikalen Schlitzes wird an dem Kollimatorgehäuse ein Kamm eingebaut. Er besteht aus einem wassergekühlten Kupferblock, in den fünf jeweils 1mm breite Schlitze im Abstand von je 2 mm eingesägt wurden. Der Kamm kann bei Bedarf mit Hilfe eines Standard-Pneumatikzylinders vom Kontrollraum aus in den Strahl eingebracht werden. Er wird zur Strahloptimierung im Energieverlustmodus benötigt. Da in diesem Bereich der Strahlführung der Strahl in der Horizontalen dispersiv aufgeweitet ist, gelangen jeweils Elektronen einer anderen Energie durch die einzelnen Schlitze. Aufgrund der Dispersionsfreiheit des gesamten Strahlführungssystems und der damit verbundenen Punkt-zu-Punkt Abbildung bezüglich der Fokalebene des Spektrometers wird das „Bild“ des Kamms, d.h. die fünf Streifen, am Detektor in einem Punkt abgebildet. Dies bedeutet, daß die Strahleinstellung dann optimal ist, wenn am Detektor ein Fleck minimaler Größe abgebildet wird.

Des weiteren wurde für die gesamte Strahlführung eine neue Aluminiumtischkonstruktion entworfen und aufgebaut (siehe Abb. 4.6) sowie neue Versorgungsleitungen für Druckluft, Kühlwasser und Strom verlegt.

Im Bereich zwischen den beiden 70°-Dipolmagneten wurden drei Berylliumoxid-Leuchttargets zur Strahlanalyse eingebaut, die sich vom Kontrollraum aus pneumatisch in den Strahl fahren lassen. Zur Beobachtung der Leuchttargets dienen Videokameras, deren Bilder im Kontrollraum beobachtet werden können. Ein weiteres Leuchttarget, das der Strahllokalisierung dient, befindet sich in der Streukammer kurz vor dem Streutarget. Es besitzt einen mechanischen Klappmechanismus zum Einfahren in den Elektronenstrahl. Dieser wurde vollständig überholt, sämtliche Steuerungskabel sowie ihre Durchführung aus dem Vakuum wurden erneuert (vgl. Kap. A.4 und A.5).

Die Streukammer selbst wurde ebenfalls, mit Ausnahme des Targetaufzugs, gereinigt und überholt.



Abb. 4.6: Blick entlang der neuen Strahlführung, Blickrichtung vom zweiten 70°-Dipolmagneten in Richtung des ersten. Zu sehen sind die neue Tischkonstruktion, die Quadrupolmagnete sowie einige Vakuumkomponenten.

4.3 Simulation des Energieverlustmodus mit X-BEAM

Um die alten TRANSPORT-Rechnungen zu verifizieren, wurden die Daten der Strahlführung in X-BEAM eingegeben, um den Strahlverlauf im Energieverlustmodus zu simulieren.

X-BEAM ist ein interaktives, graphisches Strahlsimulationsprogramm, das am Institut für Kernphysik der TU Darmstadt entwickelt wurde [29]. Es ist ein auf Client-Server-

Struktur beruhendes Rechnerprogramm, das auf AXP- oder VAX-Workstations unter dem Betriebssystem VMS läuft. Das Programm berechnet Strahlführungen mit Hilfe des in Kap. 3 eingeführten Matrixformalismus in 1. Ordnung nach Vorbild und Notation von TRANSPORT. Zusätzlich zu den bereits in TRANSPORT umgesetzten Möglichkeiten zur Strahlsimulation bietet X-BEAM weitere Eigenschaften, die die Bedienung vereinfachen und die Möglichkeiten der Strahlsimulation erweitern. Hierzu zählt unter anderem das direkte Entwerfen einer Strahlführung am Rechner, kontinuierliches Verändern aller Parameter (z.T. der realen Steuerung am S-DALINAC nachempfunden), Berechnung und Darstellung der Phasenraumellipsen und der Strahleinhüllenden und die Simulation von Justierfehlern beim Aufstellen von Strahlführungselementen.

Unter Verwendung alter Strahlparameter, die für eine 90% Umgebung gemessen wurden, der daraus folgenden Sigmamatrix

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 4 & 0.07 \\ 0.07 & 0.04 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

bzw.

$$\sigma_y = \begin{pmatrix} 14.44 & 2.6 \\ 2.6 & 0.4624 \end{pmatrix}, \quad (4.2)$$

und den normierten Emittanzen $\varepsilon_x = 45.8 \text{ mm mrad}$ und $\varepsilon_y = 27 \text{ mm mrad}$ wurden die in Abb. 4.3 gezeigten Enveloppen und Dispersionskurven mit X-BEAM nachvollzogen. Als Ergebnis existiert nun ein Satz von Magneteinstellungen für den Energieverlustbetrieb der Strahlführung zum 169° -Spektrometer für eine Energie von 60 MeV, der in Tab. 4.1 zu sehen ist.

In einem weiteren Schritt wurde der Strahlverlauf für einen Elektronenstrahl des neuen Beschleunigers betrachtet. Da am Beginn der Strahlführung E4 keine gemessenen Strahlparameter existieren und damit die Sigma-Matrix unbekannt ist, wurden die normierten x - und y -Emittanzen an diesem Ort auf jeweils 10 mm mrad (für eine 1σ -Umgebung) abgeschätzt.

Durch Normierung der alten Sigmamatrix entstand eine neue Sigmamatrix

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0.8734 & 0.0153 \\ 0.0153 & 0.0087 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

bzw.

$$\sigma_y = \begin{pmatrix} 5.3481 & 0.9630 \\ 0.9630 & 0.1713 \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

die die Orientierung der alten besitzt, aber die neuen abgeschätzten Emittanzen berücksichtigt. Diese neuen Anfangsbedingungen wurden nun zur Strahlsimulation des Energieverlustmodus mit den vorher bestimmten Magneteinstellungen verwendet. Der entsprechende X-BEAM-Parametersatz befindet sich im Kap. A.3 des Anhangs.

Als Ergebnis der Simulation sind in Abb. 4.7 die berechneten Strahlenveloppen sowie in Abb. 4.8 die Strahldispersion aufgetragen. Auf der \bar{x} -Achse wird die Strahlführung schematisch aufgezeigt, Quadrupolmagnete werden durch kleine Rechtecke symbolisiert, Dipolmagnete durch große. Aus der Simulation geht hervor, daß bei einer

Tab. 4.1: Solleinstellungen der Quadrupolmagnete für 60 MeV.

Strahlführungselement	Bezeichnung	Feld-Gradient (T/m)
Quadrupolmagnet	E2QU01	-1.251
Quadrupolmagnet	E2QU02	1.105
Quadrupolmagnet	E4QU01	5.959
Quadrupolmagnet	E4QU02	-5.099
Quadrupolmagnet	E4QU03	1.829
Quadrupolmagnet	E4QU04	3.034
Quadrupolmagnet Rotator	E4QR01	-3.405
Quadrupolmagnet Rotator	E4QR02	3.819
Quadrupolmagnet Rotator	E4QR03	-5.714
Quadrupolmagnet	E4QU05	-1.450
Quadrupolmagnet	E4QU06	2.743

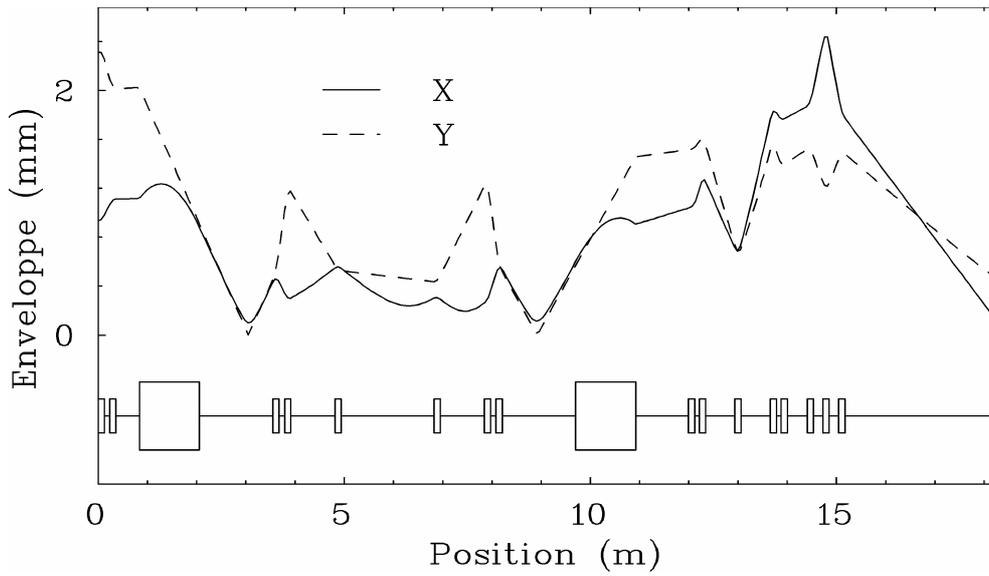


Abb. 4.7: Mit X-BEAM berechnete Strahlenveloppen für einen Elektronenstrahl einer Energie von 60 MeV und einer normierten Emittanz von 10 mm mrad im Energieverlustbetrieb ohne Berücksichtigung der Strahlenergieunschärfe.

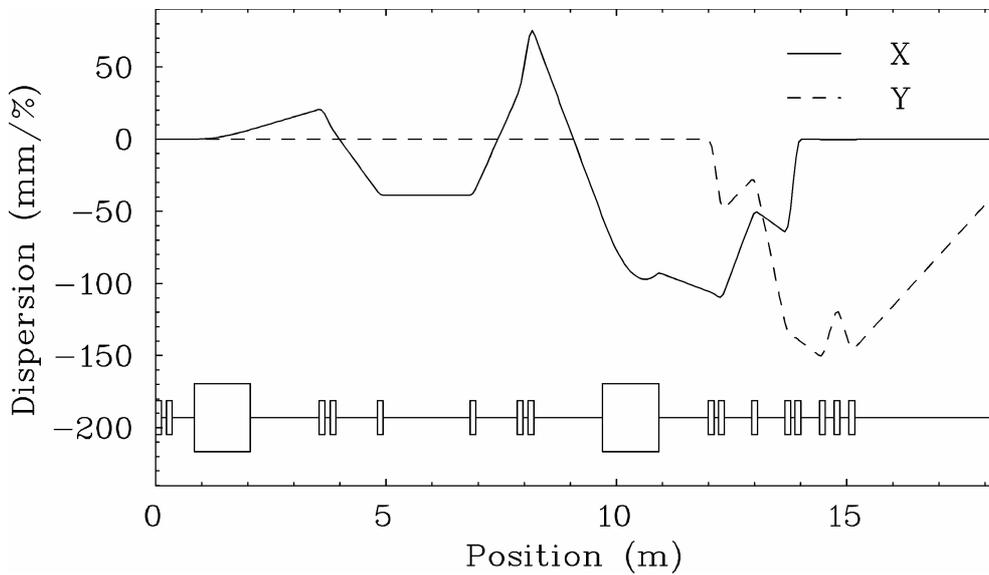


Abb. 4.8: Mit X-BEAM berechnete Dispersion für einen Elektronenstrahl einer Energie von 60 MeV im Energieverlustbetrieb ohne Berücksichtigung der Strahlenergieunschärfe.

auf dem Target geforderten y -Dispersion von ca. 38 mm/%, die der Dispersion des Spektrometers entspricht, der Strahlfleck eine Größe von ca. $0.25 \times 1.0 \text{ mm}^2$ besitzt (1σ -Umgebung). Dies bedeutet eine Auflösung von ca. 2.6×10^{-4} .

Für Elektronen der Energie 60 MeV, einer Energieunschärfe von $\Delta E = 60 \text{ keV}$ und der gegebenen Dispersion von 38 mm/% ergibt sich eine Strahlfleckgröße am Target von ca. 3.8 mm. Während der Simulation fiel auf, daß die Größe des Strahlflecks, und damit auch die Auflösung, von der Parallelität des Strahls direkt vor dem ersten 70° -Dipolmagneten abhängt. Die Parallelität des Strahls an dieser Stelle ist ein Maß für die Güte der Abbildung des Energieverlustsystems. Parallelität des Strahls bedeutet, daß die Phasenraumellipse Hauptachsenform hat, d.h. $\varphi = 0^\circ$ oder $\varphi = 90^\circ$. Zur Einstellung eines möglichst parallelen Strahls stehen die beiden Quadrupolmagnete E2QU01 und E2QU02 vor dem ersten 70° -Dipolmagnet zur Verfügung.

Um die Empfindlichkeit dieser Bedingung zu untersuchen, wurde das Magnetfeld des ersten Quadrupolmagneten E2QU01 verändert, so daß damit direkt vor dem 70° -Dipolmagneten auch Phasenraumellipsen erzeugt wurden, die keine Hauptachsenform besitzen, sondern die um den Winkel φ gedreht sind. Erwartet wird nun eine Veränderung der Strahlfleckgröße auf dem Target.

Das Ergebnis ist, jeweils für die \bar{x} - und \bar{y} -Richtung getrennt, in Abb. 4.9 und Abb. 4.10 aufgetragen. Man sieht, daß der kleinste Strahldurchmesser für $\varphi = 0^\circ$ erzielt wird. Überraschend ist die Tatsache, daß die Fokussierung in \bar{x} -Richtung am Targetort sehr viel empfindlicher ist als die in \bar{y} -Richtung.

Der Graph, der den Strahlfleckdurchmesser in Abhängigkeit des relativen Feld-Gradienten des Quadrupolmagneten E2QU01 darstellt, hat in der \bar{y} -Richtung eine relativ flache Parabelform, eine 5%ige Gradientenänderung hat eine etwa 10%ige Strahlfleckgrößenänderung zur Folge. In \bar{x} -Richtung hat schon eine sehr viel kleinere Änderung des Feld-Gradienten eine erheblich größere Auswirkung auf die Strahlfleckgröße, da diese laut Simulation sehr klein werden kann.

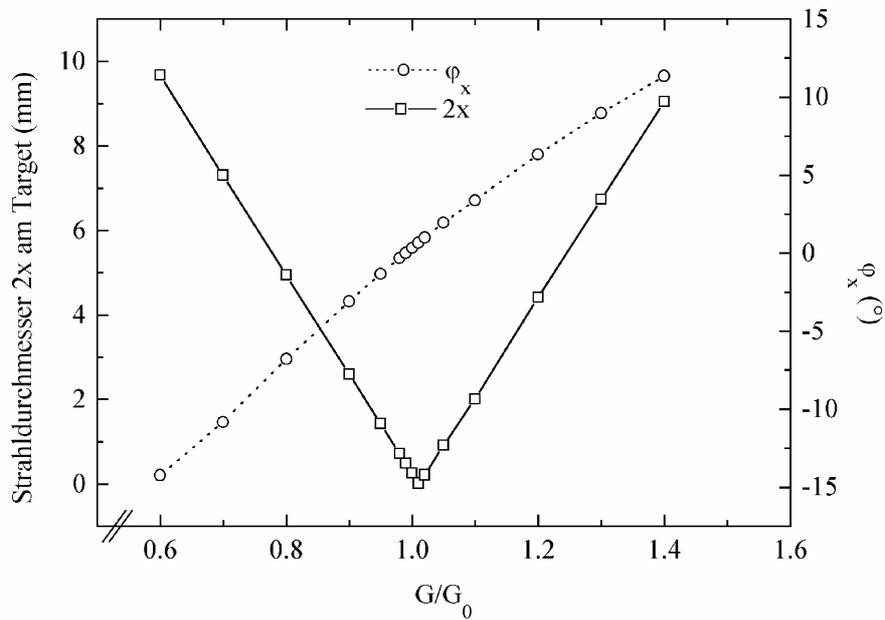


Abb. 4.9: Strahldurchmesser $2x$ auf dem Target und Pasenraumellipsenwinkel ϕ_x vor dem 70° -Dipolmagneten in Abhängigkeit des relativen Feld-Gradienten G/G_0 von E2QU01.

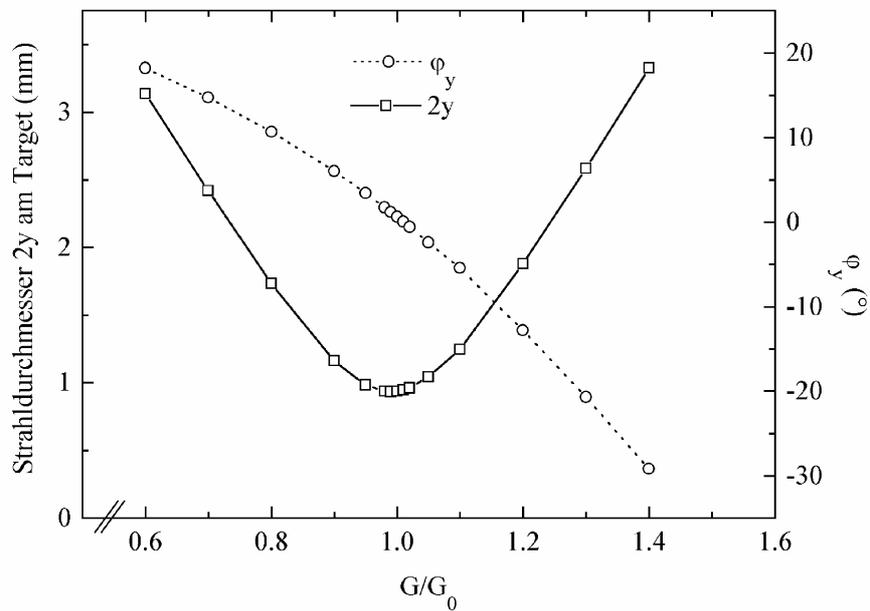


Abb. 4.10: Strahldurchmesser $2y$ auf dem Target und Pasenraumellipsenwinkel ϕ_y vor dem 70° -Dipolmagneten in Abhängigkeit des relativen Feld-Gradienten G/G_0 von E2QU01.

Zusammenfassend kann man sagen, daß eine Voraussetzung für den optimalen Betrieb des Strahlführungssystems im Energieverlustmodus eine möglichst gute Parallelität des Elektronenstrahls vor dem Eintritt in den ersten 70° -Dipolmagneten ist, was gleichbedeutend mit Fokussierung auf das Streutarget ist.

5 Vakuumsystem

Grundlage und Voraussetzung für den Betrieb eines Elektronenbeschleunigers und für einen einwandfreien Strahltransport innerhalb eines Strahlführungssystems ist ein gutes Vakuum. Würden sich die Elektronen in Luft ausbreiten, wäre ihre Reichweite, je nach ihrer Energie, auf einige Meter beschränkt. Selbst bei Ausbreitung im Vakuum wechselwirken die Elektronen mit Restgasmolekülen, die Folge ist eine Verschlechterung der Strahlintensität und der Strahlqualität. Im allgemeinen ist in Beschleunigern bzw. Strahlführungen ein Restdruck von ca. 10^{-6} mbar ausreichend, um den gegebenen Ansprüchen zu genügen. Spezielle Anforderungen an das Vakuum stellen luftempfindliche Streutargets oder besondere Typen von Beschleunigern, wie z.B. der S-DALINAC, dessen supraleitende Beschleunigerstrukturen extrem empfindlich gegen jede Art von Verunreinigungen und Restgasen sind.

Das Vakuum und dessen Erzeugung ist daher sehr von den gegebenen Umständen abhängig. Je nach Anforderungen, vorhandenen Mitteln und vertretbarem Aufwand muß ein Konzept erstellt werden, das beispielsweise die Art der Vakuumerzeugung (ölfreie Pumpen, Ölabscheider, Kryopumpen, etc.) oder die Art der Vakuumkomponenten (Dichtungen etc.) festlegt.

5.1 Altes Vakuumsystem

In Abb. 5.1 ist eine Übersicht über das alte Vakuumsystem gezeigt [2]. Man erkennt sofort, daß sowohl im Bereich des Beschleunigers als auch im Bereich der Strahlführungen ein einheitliches System zur Vakuumerzeugung benutzt wurde.

Es handelte sich um ein dreistufiges System. In der ersten Phase der Vakuumerzeugung fingen Vorvakuumumpumpen (VP) an, das Strahlrohrvolumen auf Vorvakuumniveau vorzupumpen. Anschließend übernahmen in Phase zwei Turbomolekularpumpen, die ebenfalls von den Vorvakuumumpumpen vorgepumpt wurden, das weitere Evakuieren des Strahlrohrvolumens. Ab einem Druck von ca. 10^{-4} mbar wurden in der dritten Phase zusätzlich noch Ionengetterpumpen eingeschaltet, um den angestrebten Enddruck von

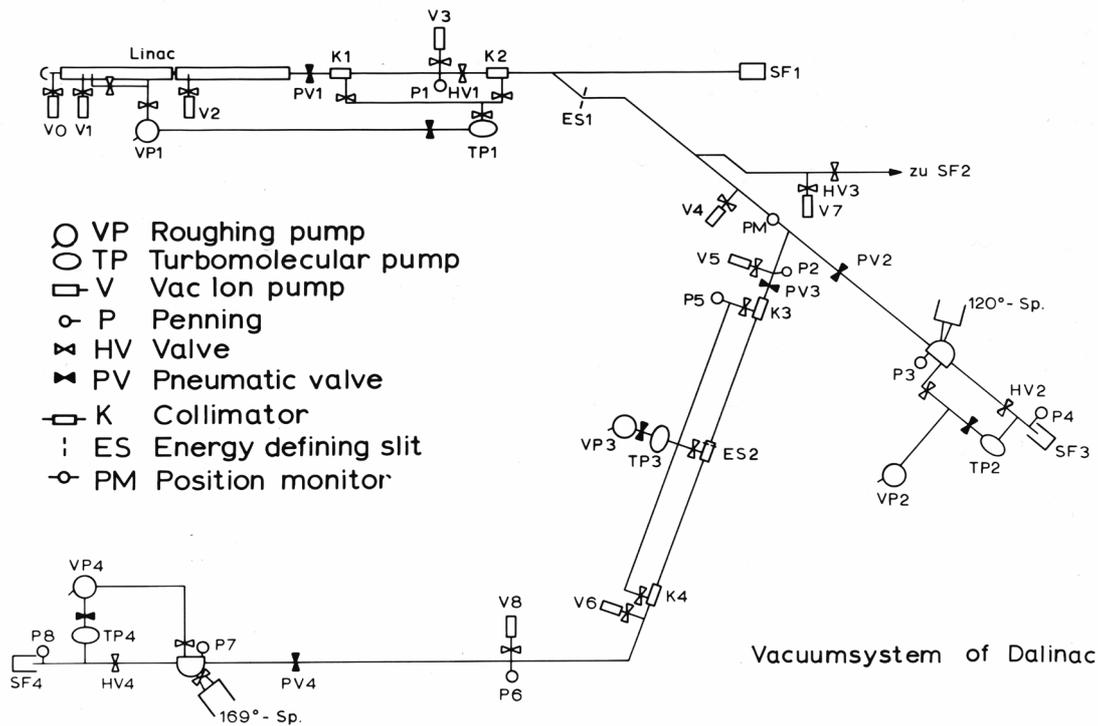


Abb. 5.1: Schematische Übersicht über das alte Vakuumsystem des DALINAC.

ca. 10^{-7} mbar zu erreichen. Jede Phase wurde manuell vor Ort durch das Einschalten der jeweiligen Pumpen bzw. durch das Betätigen von entsprechenden Handventilen gesteuert. Vor Ort bedienbare Pneumatikventile gab es zur Abgrenzung des Vorvakuums vom Strahlvakuum. Automatische bzw. von außerhalb der Experimentierhalle betätigbare Pneumatikventile wurden nur an strategischen Punkten in der Strahlführung verwendet, um das Vakuum vor Vakuumeinbrüchen, z.B. hervorgerufen durch Lecks, zu schützen und um separat an Teilen der Strahlführung arbeiten zu können. Eins befand sich direkt hinter dem ersten 70° -Dipolmagneten M1, das zweite kurz vor der Streukammer.

In der Strahlführung des Energieverlustsystems sorgten zwei Turbomolekularpumpen mit je einer Vorvakuumpumpe für die ersten zwei Phasen der Vakuumerzeugung. Eine dieser Vorvakuumpumpen, die hinter der Streukammer stand, konnte zusätzlich zu der Turbomolekularpumpe noch über die Streukammer das Strahlrohr pumpen.

Um die Saugleistung der zweiten Turbomolekularpumpe, die zwischen den zwei 70°-Dipolmagneten M1 und M2 saß, zu erhöhen, pumpte sie über ein Aluminiumbypassrohr das Strahlrohr an drei Stellen (vgl. Abb. 5.1). Insgesamt sorgten die Vakuumpumpen in der Strahlführung für einen Druck von ca. 1.3×10^{-7} mbar und in der Streukammer von ca. 1.3×10^{-6} mbar [2].

Da der Elektronenstrahl einen relativ großen Durchmesser hatte und man davon ausging, daß Teile des Strahls das Strahlrohr treffen, war es aus weniger aktivierbarem Aluminium gefertigt und hatte einen Innendurchmesser von 40 mm. Als Dichtungen wurden Ultra-Dichtscheiben aus Aluminium verwendet.

Das Vakuummeßsystem bestand aus fünf Penning-Vakuummeßsonden, die entlang der Strahlführung verteilt waren (vgl. Abb. 5.1).

Ein großes Problem dieses Vakuumsystems war der Betrieb von nicht-ölfreien Vorvakuumumpen, die die gesamte Strahlführung, insbesondere das Strahlrohr, die Streukammer und das Spektrometer, mit Öl verunreinigten. Darüber hinaus ist der Betrieb von Ionengetterpumpen zusammen mit anderen ölenden Pumpen kritisch, da die Ionengetterpumpen sehr anfällig gegenüber Verschmutzungen sind.

5.2 Anforderungen an das neue Vakuumsystem

Abgesehen von dem unzuverlässigen Betriebszustand des Vakuumsystems entsprach auch das alte Vakuumkonzept nicht mehr den Anforderungen des neuen Beschleunigers.

Wegen der sehr empfindlichen Oberflächen der supraleitenden Beschleunigerstrukturen wird in diesem Bereich des Beschleunigers ein Druck im Bereich von ca. 10^{-8} mbar angestrebt. Dies wird durch die Verwendung von Kryopumpen erreicht, die zusätzlich noch sicherstellen, daß sich in der Nähe der Strukturen kein Pumpenöl niederschlagen kann. In den Rezirkulationen werden hauptsächlich Ionengetterpumpen verwendet.

Je weiter man sich vom Beschleuniger entfernt, desto geringer werden die Anforderungen an Restgasdruck und Sauberkeit. Kurz hinter dem Beschleuniger, im Bereich der Extraktion, wird das Vakuum durch Turbomolekular- und

Ionengetterpumpen erzeugt, im Bereich der Spektrometer reichen Turbomolekularpumpen alleine aus.

Entsprechend diesem Gesamtkonzept wurde auch das neue Vakuumsystem der Energieverluststrahlführung ausgelegt. Es soll dem bereits vorhandenen System in Betrieb, Bedienungskomfort und Wartung entsprechen. Ein großes Anliegen war es, die meisten alten Komponenten durch neue, bereits erprobte Standardkomponenten zu ersetzen. Vakuumkomponenten wie Strahlrohr, Doppelkreuze, Vorvakuumrohr, Klappen und Ventile, Vakuumpumpen, Bälge, Flansche, Dichtungen, Übergangsstücke etc. sind in Standardgrößen relativ leicht und günstig zu besorgen bzw. waren bereits vorhanden. Der Umgang mit solchen Komponenten, die bereits in anderen Strahlführungszweigen des S-DALINAC verwendet werden, bereitet außerdem keine größeren Schwierigkeiten bei der Einbindung in bereits vorhandene Steuerungs- und Monitorstrukturen. Weitere Vorteile liegen in der Verwendung modernerer Elemente, z.B. Vakuumpumpen, deren Betrieb im Vergleich zu den alten Pumpen sehr viel unkomplizierter ist.

Ein anderes Anliegen war es, bestimmte Teile des alten Vakuumsystems zu übernehmen, z.B. die Streukammer, ein Kollimatorgehäuse und die zwei Vakuumkammern der 70°-Dipolmagnete. Dies erforderte umfassendes Überholen, Reinigung und Testen dieser Komponenten auf Funktionstüchtigkeit sowie die Anfertigung entsprechender Übergangselemente.

5.3 Aufbau eines neuen Vakuumsystems

5.3.1 Vorvakuumssystem

Das Herz des neuen Vorvakuumsystems bildet eine ölfreie Kolbenvorvakuumpumpe (E4VP01) des Typs ECODRY-L der Firma Leybold Vakuum [30]. Die Pumpe besitzt ein Saugvermögen von 330 l/s. Bei Testläufen im neuen Vakuumsystem (Vor - und Strahlvakuum) sorgte dies für den Soll-Enddruck von ca. 5×10^{-2} mbar. Die Vorvakuumpumpe ist außerhalb der beweglichen Betonabschirmung plaziert, knapp oberhalb des Rotators (siehe Abb. 2.1), d.h. sie ist offen zugänglich, was die Bedienung

und Wartung vereinfacht. Über ein Verteilersystem, das aus drei manuell bedienbaren Kugelhahnventilen in unmittelbarer Nähe der Vorvakuumpumpe besteht, ist es möglich, drei verschiedene Untersysteme getrennt voneinander oder gemeinsam zu evakuieren. Die Untersysteme bestehen aus Standard $42 \times 1,5$ mm Kupferrohren, die weich miteinander verlötet sind, bzw. mit Standard DN 40 KF oder DN 25 KF Flanschverbindungen verbunden sind.

Wie man in Abb. 5.2 sehen kann, führt Untersystem eins zur Turbomolekularpumpe E4TP04 hinter der Streukammer, die sich auch separat pumpen läßt. Die zwei Turbomolekularpumpen (E4TP01 und E4TP02) im Bunkerbereich zwischen den beiden 70° -Dipolmagneten werden von Untersystem zwei versorgt. Untersystem drei versorgt die Turbomolekularpumpe E4TP03 kurz hinter dem zweiten 70° -Dipolmagneten. Außerdem hat man hier die Möglichkeit über ein Handventil das Strahlrohr direkt auf Vorvakuumniveau zu pumpen.

5.3.2 Strahlvakuumsystem

Das neue Vakuumsystem besteht aus vier Turbomolekularpumpen der Firma Pfeiffer Vacuum. Die drei Pumpen E4TP01 bis E4TP03 befinden sich in der Strahlführung vor dem Spektrometer und sind vom Typ TPU 170 (E4TP01 und E4TP02) bzw. TPH 170 und besitzen ein Saugvermögen von 170 l/s [31]. Sie sind jeweils direkt über ein Pumprohr (Durchmesser 100 mm), durch das das Strahlrohr hindurchgeht, mit dem Strahlvakuum verbunden. Durch diese Konstruktion wird sichergestellt, daß das Pumpvolumen, das an der Pumpe anliegt, und damit auch die Saugleistung, maximal ist [32].

Zwischen Strahlrohrvolumen und Turbomolekularpumpen befinden sich jeweils Vakuumklappen E4PK01 bis E4PK03 der Firma Cetec (E4TP01 und E4TP02) bzw. VAT (E4TP03). Die Vakuumklappen werden pneumatisch betrieben, ihre Steuerung erfolgt über die Steuergeräte (TCP 121 der Firma Pfeiffer Vacuum) der Turbomolekularpumpen. Statt einer Vakuumheizung sind an die entsprechenden Ausgänge X2 [33] die Vakuumklappen angeschlossen, die sich manuell von den Steuergeräten aus öffnen und schließen lassen. Beim Ausfall einer Pumpe schließen die Klappen automatisch und erhalten so das Vakuum.

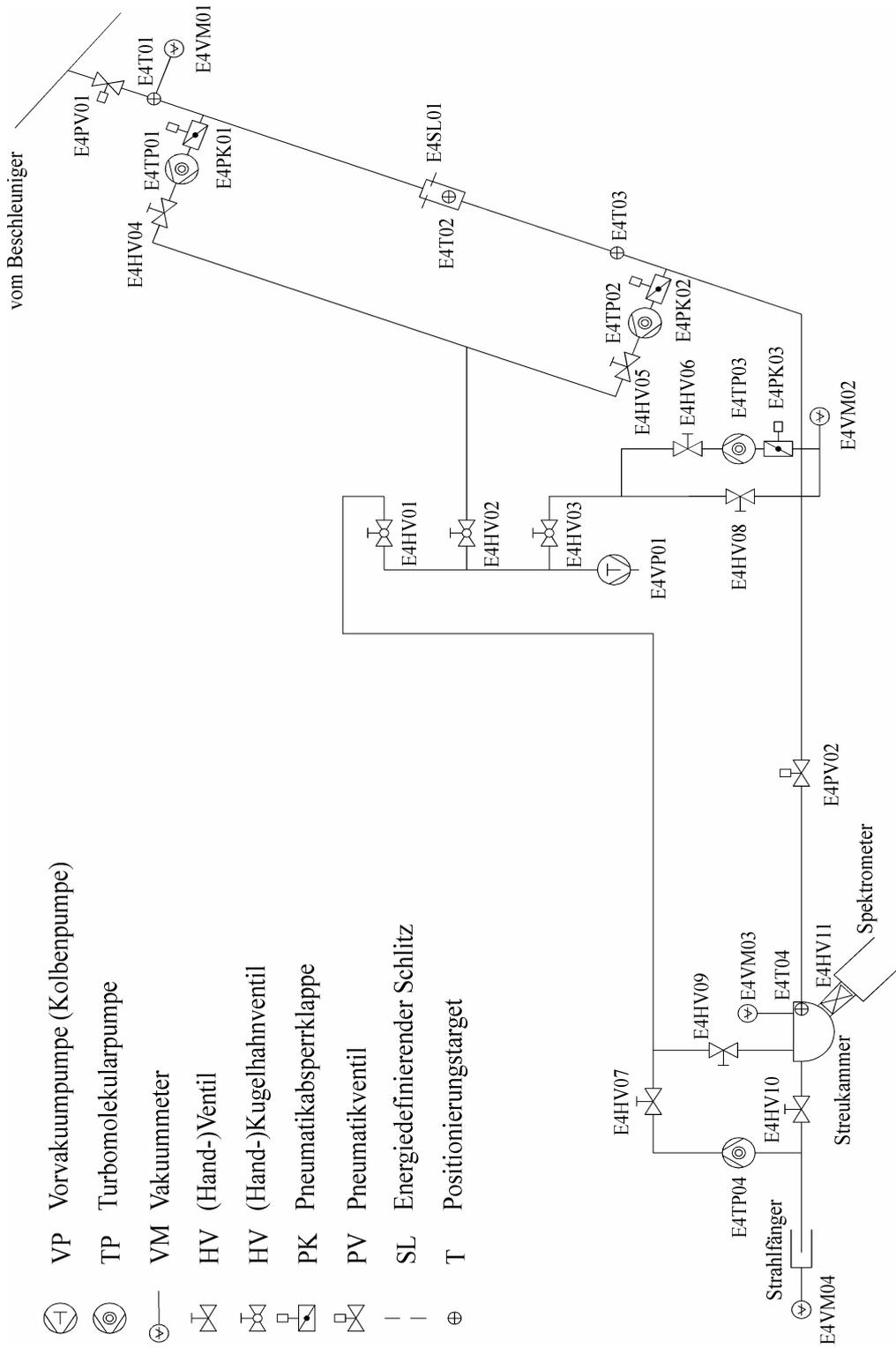


Abb. 5.2: Schematische Übersicht über das neue Vakuumsystem des Strahlführungssegmentes E4.

Zusätzlich schützen die Klappen die empfindlichen Turbinenräder der Turbomolekularpumpen bei Arbeiten vor mechanischen Schäden. Die Steuergeräte sind auch für die Luftkühlung der Turbomolekularpumpen zuständig; über Ausgang X1 sind dafür vorgesehene Lüfter an den Pumpen angeschlossen.

In Abb. 5.3 wird diese Konstruktion anhand des Beispiels der Turbomolekularpumpe E4TP02 gezeigt. Diese ist wie die Pumpe E4TP01 senkrecht unter dem Strahlrohr angebracht. Die Turbomolekularpumpe E4TP03 ist waagrecht, also in einen Winkel von 90° um das Strahlrohr herum gedreht, eingebaut, da die vorhandene Tischkonstruktion für die Quadrupolmagnete einen hängenden Einbau nicht erlaubt.



Abb. 5.3: Turbomolekularpumpe E4TP02 mit Anbindung an Strahlrohr und Pneumatikklappe.

Die vierte Turbomolekularpumpe E4TP04 befindet sich hinter den zwei Quadrupolmagneten E4QU07 und E4QU08 hinter der Streukammer und wurde nach einer Generalüberholung aus dem alten Aufbau übernommen und wieder eingesetzt.

Es handelt sich hier um den Typ TPH 330 der Firma Pfeiffer Vacuum mit einer Saugleistung von 330 l/s. Die Pumpe und ihre Kühlung, die bedingt durch die zweiflutige Bauweise aus zwei Luftkühlern besteht, werden über ein Steuergerät TCP 380 der Firma Pfeiffer Vacuum gesteuert. Eine Vakuumklappe, die das Strahlvakuum von der Pumpe trennt, ist nicht vorhanden, da hinter der Streukammer die Anforderungen an das Strahlvakuum nicht mehr so hoch sind.

In der Strahlführung befinden sich zwei pneumatische Vakuumschieber. E4PV01 ist ein DN 38 CF Pneumatikschieber der Firma VAT und befindet sich direkt hinter dem ersten 70°-Dipolmagneten. Er schützt das Strahlvakuum im Bereich der Extraktion (E1 und E2) und des Beschleunigers vor Vakuumzusammenbrüchen im Bereich der Strahlführung E4. Das zweite Ventil E4PV02 ist ebenfalls ein DN 38 CF Pneumatikschieber der Firma VAT, der jedoch auf 39 mm Durchmesser aufgedreht wurde, um der dispersiven Strahlcharakteristik in diesem Teil der Strahlführung zu genügen. Es schützt den Rest der Strahlführung vor Vakuumzusammenbrüchen im Bereich der Streukammer, bzw. läßt Arbeiten an der geöffneten Streukammer zu. Beide Ventile lassen sich manuell von den entsprechenden Standard-Ventilsteuereinheiten im Klystronraum bzw. im Kontrollraum steuern. Zusätzlich zu den entsprechenden Steuereinheiten der Klappventile und der Strahlrohrventile gibt es im Kontrollraum in den entsprechenden Schautafeln des Beschleunigers Betriebszustands-LEDs.

Beim Strahlrohr handelt es sich um ein 42.4×1.6 mm Standard-Edelstahlrohr mit 39.2 mm Innendurchmesser. Als Verbindungselemente dienen angeschweißte Standard DN 40 CF Flansche mit Kupferdichtungen. Da es nötig war, einzelne Elemente der alten Strahlführung zu übernehmen, mußten verschiedene Adapterflansche gefertigt werden, um die Verbindung mit den DN 40 CF Flanschen zu ermöglichen. Beispiele hierfür sind Adapterflansche für die Vakuumkammern der beiden 70°-Dipolmagnete, das Kollimatorgehäuse, die Streukammer, etc. Eine weitere Besonderheit bilden modifizierte DN 40 CF Flansche, die es ermöglichen, Flansche auch durch die Strahlrohröffnungen der Quadrupolmagnete zu schieben und somit das Schweißen vor

Ort überflüssig machen. Weitere verwendete Strahlrohrelemente sind Standard DN 40 CF Bälge und Doppel-Kreuzstücke.

5.3.3 Vakuummeßsystem

Bei der Planung des Vakuummeßsystems fiel die Entscheidung zugunsten eines neuen Konzeptes. Es kommen vier über die serielle Schnittstelle eines PCs auslesbare Meßsonden zum Einsatz. Hiermit wurde ein Meßsystem etabliert, das nahezu unbeschränkt erweiterbar ist und es ermöglicht, sämtliche Meßsonden zentral zu überwachen.

Das Herz des Systems ist ein PC, der sich lokal in der Nähe der Meßsonden befindet. Je nach Anzahl vorhandener serieller Schnittstellen dieses Rechners können auch dementsprechend viele Meßsonden über diese Schnittstelle verwaltet und angesprochen werden. In unserem Fall ist der Rechner mit einer 8-fach-seriellen Schnittstelle der Firma Brain Boxes versehen.

Über Netzwerk kann nun eine Vielzahl solcher lokalen Rechner miteinander verbunden werden, so daß es möglich ist, von einem zweiten Rechner im Kontrollraum jederzeit die Vakuumdaten aller lokalen Rechner einzusehen und zu überwachen. Das Schema dieses Meßsystems wird in Abb. 5.4 noch einmal verdeutlicht. Voraussetzung für ein solches System ist eine geeignete Software, die im Rahmen einer Diplomarbeit [27] entwickelt wurde. Eine mögliche Vakuumanzeige eines Meßsensors am PC wird in Abb. 5.5 gezeigt.

Bei den Meßsonden handelt es sich um drei Ionisationsvakuummeter ITR 100 (E4VM01, E4VM02 und E4VM04) und um ein Kombinationsvakuummeter "COMBIVAC CM 31" der Firma Leybold Vakuum GmbH (E4VM03). Bei dem ITR 100 handelt es sich um ein Heißkathoden-Ionisationsvakuummeter mit einem Weitbereichs-Bayard-Alpert-Sensor, der neun Druckdekaden (1×10^{-10} bis 0.1 mbar) erfaßt [34]. Dieser Sensor besitzt eine RS232-Schnittstelle (serielle Schnittstelle), die zur Meßwerterfassung und zur Steuerung und Einstellung der Gerätefunktionen dient. Je eine dieser Meßsonden befindet sich vor der Turbomolekularpumpe E4TP01, an der Turbomolekularpumpe E4TP03 und direkt am Strahlfänger am Ende der Strahlführung.

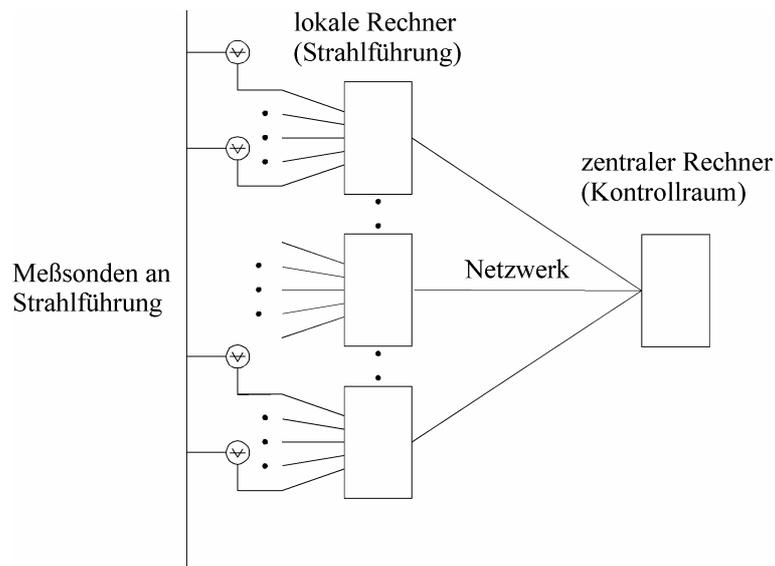


Abb. 5.4: Das neue Konzept des Vakuummeßsystems.

Das COMBIVAC CM 31 erlaubt durch die Kombination der beiden Meßprinzipien Pirani (Thermovac) und Penning [32] eine lückenlose Messung und Kontrolle des Druckes zwischen 1×10^{-9} mbar und Atmosphärendruck [35]. Es können ein PENNINGVAC-Sensor und bis zu zwei THERMOVAC-Sensoren angeschlossen werden.

Auch das COMBIVAC besitzt eine RS232-Schnittstelle, die den rechnergesteuerten Betrieb und den Meßdatenaustausch zwischen Rechner und COMBIVAC ermöglicht. Eingesetzt wird das COMBIVAC wegen des großen Meßbereichs an der Streukammer, angeschlossen sind ein THERMOVAC TR 211 und ein PENNINGVAC PR 36.

Die vorliegende Version der Software zur Vakuummessung „Vacuum Control Center“ VCC besitzt folgende Eigenschaften :

- Universelle Erweiterbarkeit
- Verschiedenste Möglichkeiten zum Aufstellen von Vakuumstatistiken
- Unabhängigkeit von lokalen Schnittstellen
- Überwachung von unbegrenzt vielen Meßsonden über Netzwerk
- Automatisches Erstellen von Protokolldateien

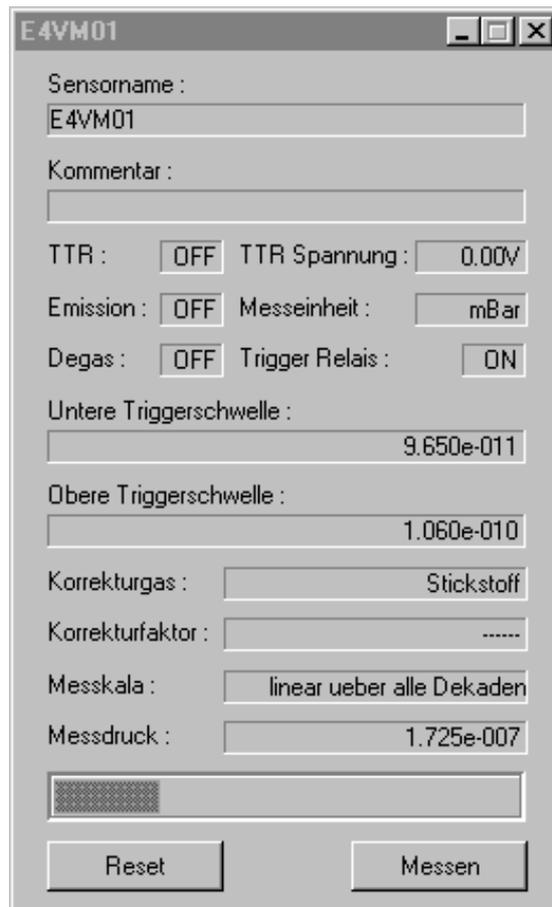


Abb. 5.5: Vakuumanzeige für den Meßsensor E4VM01 am Bildschirm eines PCs.

5.4 Inbetriebnahme des Vakuumsystems

Im Laufe der Arbeiten am Vakuumsystem konnten verschiedene Vakuumtestläufe durchgeführt werden. Zunächst wurde das Vorvakuum zwischen den beiden Strahlrohrpneumatikventilen E4PV01 und E4PV02 getestet (Vorvakuumuntersystem zwei und drei, siehe Kap. 5.3.1), hinter denen blindgeflanscht wurde. Dazu wurde an der Turbomolekularpumpe E4TP03 das Strahlrohr vorgepumpt. Hierbei wurde direkt an der Vorvakuumpumpe ein Druck von 5×10^{-2} mbar gemessen.

In einem späteren Stadium der Aufbauarbeiten wurden die drei Turbomolekularpumpen in diesem Abschnitt in Betrieb genommen und mit dem VCC erste Vakuummessungen durchgeführt.

Sowohl das Vakuumsystem als auch das neue Meßsystem erfüllen die gestellten Erwartungen. Es stellte sich ein Enddruck von ca. 1×10^{-7} mbar ein, der durch Ausheizen des Gesamtsystems nach Abschluß sämtlicher Arbeiten noch verbessert werden wird.

6 Ausblick

Mit dem Aufbau eines neuen Vakuumsystems und der Modernisierung des Strahlführungssystems ist der erste Schritt zur erneuten Inbetriebnahme des 169°-Spektrometers für hochauflösende Elektronenstreuexperimente im „energy-loss“-Modus getan.

Der Aufbau des Vakuumsystems ist abgeschlossen, erste Testläufe erfüllen die Anforderungen und die Erwartungen. Die Funktionalität des Strahlführungssystems wurde in X-BEAM simuliert.

Zeitgleich zu den Arbeiten am Vakuumsystem und der Strahlführung wurde im Rahmen einer weiteren Diplomarbeit [26] an der Einbindung der entsprechenden Magnetnetzteile der Strahlführung in das bestehende Kontrollsystem gearbeitet, in einer anderen Diplomarbeit wurde ein Prototyp eines Siliziumstreifendetektors für das 169°-Spektrometer mitsamt Meßelektronik entwickelt [27].

Somit sind die wesentlichen Voraussetzungen für eine baldige Inbetriebnahme des gesamten Komplexes - Strahlführung und Spektrometer - erfüllt.

Dennoch sind vor ersten Experimenten an dieser Strahlführung noch folgende Aufgaben zu erledigen: Tests der einzelnen Strahlführungskomponenten und ihrer Ansteuerung. Weiterhin muß die Kontrolle und die Ansteuerung des Schlitzsystems zwischen den 70°-Dipolmagneten, des Blendensystems des Spektrometers sowie des Targetaufzugs in der Streukammer gewährleistet sein. Gegebenenfalls ist eine Neujustierung der Quadrupolmagnete mit einem zu entwickelnden Meßverfahren (evtl. ähnlich dem in der Beschleunigerhalle verwendeten [36]) durchzuführen.

A Anhang

A.1 Bezeichnungen der Strahlführungskomponenten

Im Rahmen der Erneuerung der Strahlführung wurden die alten aus Veröffentlichungen bekannten Bezeichnungen der verschiedenen Strahlführungs- und Vakuumkomponenten an das mittlerweile gängige Bezeichnungskonzept der Beschleunigersteuerung angeglichen.

Strahlführungskomponenten, die symmetrisch betrieben werden, und somit ein gemeinsames Netzteil haben, bekommen zusammen eine Bezeichnung, unterschiedliche Magnete werden durch angehängte Kleinbuchstaben in alphabetischer Reihenfolge gekennzeichnet. Die Bezeichnungen haben im allgemeinen folgende Form:

$$XXYYZZ \text{ bzw. } XXYZZ$$

Die ersten zwei Zeichen (XX) bezeichnen das Strahlführungssegment (siehe Tab. A.1), die nächsten ein oder zwei Buchstaben (Y bzw. YY) bezeichnen die Komponente (siehe Tab. A.2), und die letzten zwei Zahlen sind eine fortlaufende Numerierung.

Tab. A.1: Beschreibungen der Strahlführungselemente (XX).

Strahlführungssegment	Beschreibung
I0	Normalleitender Injektor, Pulsformung
I1	Supraleitender Injektor, Injektorbogen
A1	Supraleitender Hauptbeschleuniger (Accelerator)
F0, F1, F2	1. Rezirkulation (First Rec.)
S0, S1, S2	2. Rezirkulation (Second Rec.)
E0, E1, E2	Extraktion
E3	Strahlführung zum QCLAM-Spektrometer
E4	Strahlführung zum 169°-Spektrometer

Tab. A.2: Beschreibungen der neuen Komponentenbezeichnungen (Y bzw. YY).

Bezeichnung	Beschreibung
BM	Dipolmagnet (bending magnet)
F	Faradaycup / Strahlfänger
HV	Handventil
IG	Ionengeretterpumpe
KR	Kryopumpe
LE	Magnetische Linse
PK	Pneumatikabsperrklappe
PV	Pneumatikventil
QR	Quadrupolmagnet des Rotators
QU	Quadrupolmagnet
SH	Steerer horizontal
SL	Energiedefinierender Schlitz
SV	Steerer vertikal
T	Positionierungstarget
TP	Turbomolekularpumpe
VM	Vakuummeter
VP	Vorvakuumpumpe

In Tab. A.3 ist eine Aufstellung aller übernommener Strahlführungskomponenten des Strahlführungssegmentes E4 mit ihren neuen und ihren alten Bezeichnungen zu sehen:

Tab. A.3: Übernommene Strahlführungskomponenten mit alten und neuen Bezeichnungen.

Element	alte Bezeichnung	neue Bezeichnung
Dipolmagnete	M1	E4BM01 a
	M2	E4BM01 b
energiedefinierende Schlitze	ES2	E4SL01
Quadrupolmagnet	Q1	E2QU01
	Q2	E2QU02
	D1	E4QU01 a
	D1	E4QU02 a
	S1	E4QU03
	S2	E4QU04
	D2	E4QU02 b
	D2	E4QU01 a
	T, Triplett	E4QU05 a
	T, Triplett	E4QU06
T, Triplett	E4QU05 b	
Quadrupolmagnete des Rotators	R, ROTATOR	E4QR01 a
	R, ROTATOR	E4QR02 a
	R, ROTATOR	E4QR03
	R, ROTATOR	E4QR02 b
	R, ROTATOR	E4QR01 b

A.2 Vermessung der Magnetpositionen

In Tab. A.4 sind die relativen Abstände der Dipol- und Quadrupolmagnete der Energieverluststrahlführung E4 zu sehen. Spalte 1 beinhaltet die Bezeichnungen der Magnete, Spalte 2 die gemessenen Istwerte vom August 1998, Spalte 3 die vorgenommenen Änderungen und Spalte 4 die zur Strahlsimulation mit X-BEAM verwendeten Werte. Leider beinhaltet die Tabelle keine Orientierungswerte vom Aufbau des Systems, da keine entsprechenden Daten mehr existieren.

Tab. A.4: Abstände der Dipol- und Quadrupolmagnete der Strahlführung E4, gemessen wurde von Spiegelplatte zu Spiegelplatte, Maße in mm.

Magnete	Istwerte (08.98)	Änderungen (in Strahlrichtung)	X-BEAM Datenfile
E2QU01	32.5		32.5
E2QU02	373		373
E4BM01 a	1390		1390
E4QU01 a	37		36.4
E4QU02 a	820		822.6
E4QU03	1815	3	1812
E4QU04	823		822.6
E4QU02 b	37		36.4
E4QU01 b	1390		1390
E4BM01 b	970		970
E4QR01 a	22		20
E4QR02 a	518	-2	520
E4QR03	520		520
E4QR02 b	21		20
E4QR01 b	330		330
E4QU05 a	120		120
E4QU06	120		120
E4QU05 b	3082.5		3082.5

Gemessen wurde jeweils der Abstand von der Spiegelplatte eines Magneten zur Spiegelplatte des nächsten. Die Messung erfolgte mit einem Zollstock, der Fehler der Meßwerte liegt somit bei maximal ± 2 mm.

In einer weiteren Messung, deren Ergebnisse in Tab. A.5 und Tab. A.6 zu sehen sind, wurde die Abweichungen der Quadrupolmagnete, bzw. die von Markierungstargets auf den Magneten, von einer zur theoretischen Sollbahn bzw. der optischen Achse des Systems parallelen Achse bestimmt.

Wegen der Betonabschirmungen waren keine Theodolitmessungen möglich. Statt dessen wurde ein Fernrohr mit horizontal und vertikal parallelverschiebbarem Fadenkreuz auf die optische Achse der Strahlführung eingesetzt (mit passender, dafür angefertigter Halterung auf die Markierungstargethalter vom Dipolmagnet E4BM01b).

Tab. A.5: Relativer Höhen- und Seitenversatz der Markierungstargets in mm.

Magnet	Loch	horizontal (+/-)	vertikal (+/-)	Fehler (+/-)
E4BM01 a	1	0	0	0.2
E4BM01 a	2	0	-0.4	0.2
E4QU01 a	1	-0.9	-0.4	0.15
E4QU01 a	2	-1.0	-0.3	0.15
E4QU02 a	1	-0.94	0	0.15
E4QU02 a	2	-1.2	0	0.15
E4QU03 a	1	-1.25	0	0.15
E4QU03 a	2	-1.12	0	0.15
E4QU04 a	1	>2.0	1.22	0.1
E4QU04 a	2	2.02	1.1	0.1
E4QU02 b	1	0.5	0.8	0.07
E4QU02 b	2	0.52	0.7	0.05
E4QU01 b	1	1.2	0.66	0.05
E4QU01 b	2	1.3	0.6	0.05

Mit diesem wurden einmal alle Quadrupolmagnete E4QU01a bis E4QU01b relativ zu einem Markierungstarget auf E4BM01a eingemessen.

Die Quadrupolmagnete des Rotators (E4QR01a bis E4QR01b) und zwei Quadrupolmagnete des Quadrupoltripletts E4QU05a und E4QU06 wurden relativ zu einem Markierungstarget auf dem dritten Tripletquadropol E4QU05b vermessen.

Da jeder Quadrupolmagnet zwei Justierlöcher besitzt, wurden diese jeweils strahlabwärts durchnummeriert. Die Verschiebungswerte geben in Peilrichtung den Versatz der Peiltargets relativ zu einer zur optischen Achse parallelen Achse an, in der Horizontalen bedeutet minus rechts, in der Vertikalen bedeutet minus unten.

Leider fehlen auch hier Daten über die ursprünglichen Werte, es wird daher davon ausgegangen, daß alle Magnete noch richtig positioniert sind.

Tab. A.6: Relativer Höhen- und Seitenversatz der Markierungstargets in mm.

Magnet	Loch	horizontal (+/-)	vertikal (+/-)	Fehler (+/-)
E4QU05 b	2	0	0	0.1
E4QU05 b	1	0	-0.2	0.1
E4QU06	2	0	-0.16	0.1
E4QU06	1	0	-0.04	0.1
E4QU05 a	2	0.04	-0.12	0.1
E4QU05 a	1	0.18	-0.2	0.1
E4QR01 b	2	-0.12	-0.85	0.06
E4QR01 b	1	-0.08	-0.92	0.06
E4QR02 b	2	0.26	-0.70	0.05
E4QR02 b	1	0.62	-0.77	0.05
E4QR03	2	0.43	-1.04	0.05
E4QR03	1	0.95	-0.60	0.05
E4QR02 a	2	XX	XX	0.04
E4QR02 a	1	< -2.0	-0.42	0.04
E4QR01 a	2	0.62	-0.96	0.04
E4QR01 a	1	0.7	-0.94	0.04

A.3 X-BEAM Datenfile

X-BEAM-Parametersatz für eine Strahlenergie von 60 MeV, mit der in Kap. 4.3 gezeigten Sigmamatrix. Man beachte, daß die Länge der Driftstrecken nicht den Werten aus Tab. A.4 entspricht, da in X-BEAM die effektiven und nicht die physikalischen Längen der Quadrupolmagnete einfließen.

```
'sigma' 0.9340 0.0935 2.3126 0.4138
0.0140 0.0100 60.0000 ;
'rotsig' 0.1750 0.0000 0.0000 0.0000 0.0000 1.0000 0.0000 0.0000
0.0000 0.0000 0.0000 0.0000 0.0000 0.0000 0.0000 ;
'quad' 'E2QU01' 0.1264 -1.2506 ;
'drift' " 0.1061 ;
'quad' 'E2QU02' 0.1264 1.1045 ;
'drift' " 0.4758 ;
'fring2' " 25.0000 2.5000 0.5050 ;
'dipol' 'E4BM01' 1.2217 70.0000 ;
'fring2' " 0.0000 2.5000 0.5050 ;
'drift' " 1.4928 ;
'quad' 'E4QU01' 0.1264 5.9591 ;
'drift' " 0.1106 ;
'quad' 'E4QU02' 0.1264 -5.0988 ;
'drift' " 0.8966 ;
'quad' 'E4QU03' 0.1264 1.8288 ;
'drift' " 1.8856 ;
'quad' 'E4QU04' 0.1264 3.0339 ;
'drift' " 0.8966 ;
'quad' 'E4QU05' 0.1264 -5.0990 ;
'drift' " 0.1106 ;
'quad' 'E4QU06' 0.1264 5.9590 ;
'drift' " 1.4928 ;
```

'fring2' " 0.0000 2.5000 0.5050 ;
'dipol' 'E4BM02' 1.2217 70.0000 ;
'fring2' " 25.0000 2.5000 0.5050 ;
'drift' " 1.0728 ;
'rota' " 45.0000 ;
'quad' 'E4QR01' 0.1264 -3.4050 ;
'drift' " 0.0936 ;
'quad' 'E4QR02' 0.1264 3.8190 ;
'drift' " 0.5936 ;
'quad' 'E4QR03' 0.1264 -5.7140 ;
'drift' " 0.5936 ;
'quad' 'E4QR04' 0.1264 3.8190 ;
'drift' " 0.0936 ;
'quad' 'E4QR05' 0.1264 -3.4050 ;
'rota' " -45.0000 ;
'drift' " 0.4036 ;
'quad' 'E4QU07' 0.1264 -1.4500 ;
'drift' " 0.1936 ;
'quad' 'E4QU08' 0.1264 2.7430 ;
'drift' " 0.1936 ;
'quad' 'E4QU09' 0.1264 -1.4500 ;
'drift' " 3.1193 ;

A.4 Vakuumdurchführungen für Kabel an der Streukammer

Die Abb. A.1 zeigt eine Übersicht über die Pinbelegung der Vakuumdurchführungen für Kabel im Bereich der Streukammer. Jeweils an der schwarzen Strichmarkierung fängt die Numerierung je Durchführung an. Die Kontakte werden innerhalb der Streukammer an eine Nüsterklemmenleiste weitergegeben. Auf dieser sind jeweils Kabel 1 und Kabel 24 markiert, die anderen Kabel lassen sich leicht über den in der folgenden Tab. A.7 beschriebenen Farbcode identifizieren.

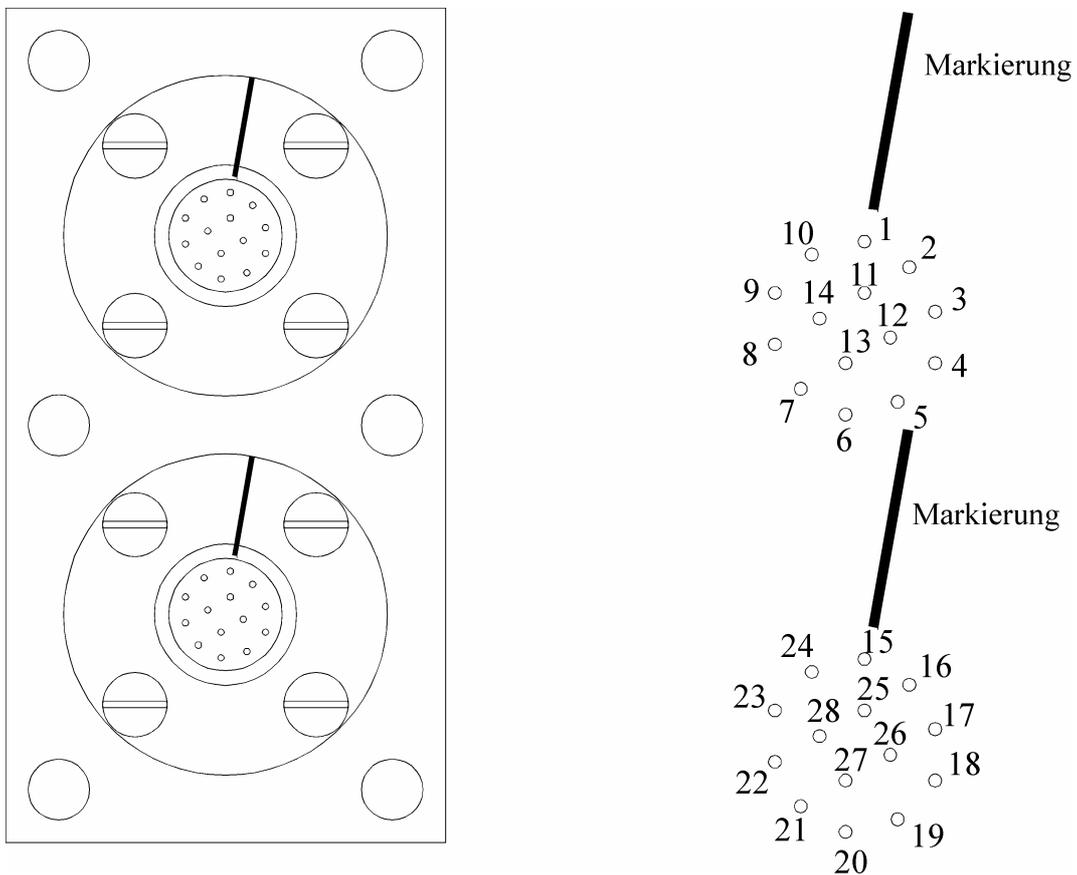


Abb. A.1: Pinbelegung der Vakuunkabeldurchführungen im Bereich der Streukammer.

Tab. A.7: Farbbelegung der Nüsterklemmenleiste in der Streukammer.

PinNr.	Farbcode
1	blau
2	grün
3	gelb
4	orange
5	rot
6	braun
7	schwarz
8	weiß
9	grau
10	violett
11	blau
12	grün
13	gelb
14	orange
15	rot
16	braun
17	schwarz
18	weiß
19	grau
20	violett
21	blau
22	grün
23	gelb
24	orange

Bis jetzt sind Nummer 1 bis Nummer 9 belegt, sie dienen der Steuerung des Klapptargets (siehe Kap. A.5 des Anhangs).

A.5 Schaltplan für das Klapptarget in der Streukammer

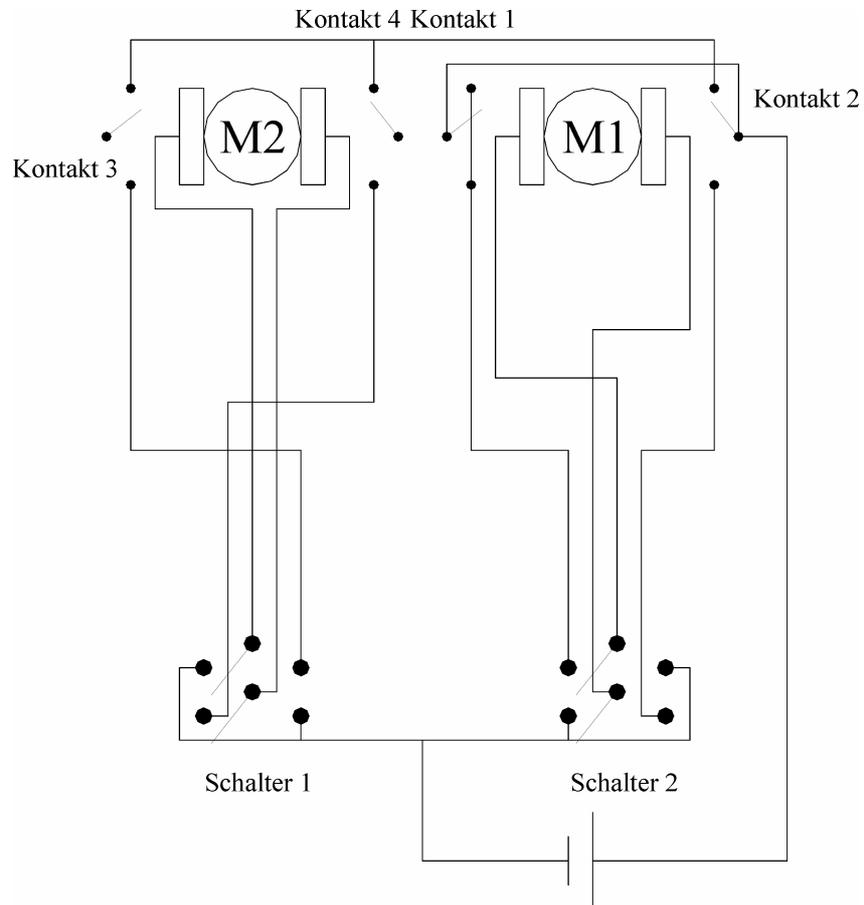


Abb. A.2: Schaltplan für das Klapptarget in der Streukammer.

Literatur

- [1] F. Gudden, G. Fricke, H.-G. Clerc, P. Brix, *Z. Phys.* **181** (1964) 453.
- [2] H.-D. Gräf, H. Miska, E. Spamer, O. Titze, Th. Walcher, *Nucl. Instr. Meth.* **153** (1978) 9-15.
- [3] Th. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer, H. Theissen, *Nucl. Instr. Meth.* **153** (1978) 17-28.
- [4] D. Schüll, J. Foh, H.-D. Gräf, H. Miska, R. Schneider, E. Spamer, H. Theissen, O. Titze, Th. Walcher, *Nucl. Instr. Meth.* **153** (1978) 29-41.
- [5] J. Foh, R. Frey, R. Schneider, D. Schüll, A. Schwierczinski, H. Theissen, O. Titze, *Nucl. Instr. Meth.* **153** (1978) 43-50.
- [6] Th. Walcher, Habilitationsschrift, TH Darmstadt, 1974, unveröffentlicht.
- [7] D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A. E. L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo, O. Scholten, *Phys. Lett.* **137B** (1984) 27.
- [8] A. Richter, Proc. 5th Europ. Particle Acc. Conference, Barcelona 1996, ed. by S. Myers et al., IOP Publishing, Bristol, Philadelphia (1996), 110.
- [9] H. Genz, L. Groening, P. Hoffmann-Stascheck, A. Richter, M. Höfer, J. Hormes, U. Nething, J. F. P. Sellschop, C. Toepffer, M. Weber, *Phys. Rev.* **B 53** (1996) 8922.
- [10] P. M. Weinmann, G. Buschhorn, R. Kotthaus, M. Rzepka, K. H. Schmidt, H. Genz, P. Hoffmann-Stascheck, A. Richter, *Nucl. Instr. Meth.* **A 387** (1997) 450.
- [11] J. Freudenberger, H. Genz, V. V. Morokhovskii, A. Richter, V. L. Morokhovskii, U. Nething, R. Zahn, J. F. P. Sellschop, *Appl. Phys. Lett.* **70** (1997) 267.
- [12] P. Mohr, J. Enders, T. Hartmann, H. Kaiser, D. Schiesser, S. Schmitt, S. Volz, F. Wissel, A. Zilges, *Nucl. Instr. Meth.* **A 423** (1999) 480.
- [13] M. Brunken, S. Döbert, R. Eichhorn, H. Genz, H.-D. Gräf, H. Loos, A. Richter, B. Schweizer, A. Stascheck, T. Wesp, *Nucl. Instr. Meth.* **429** (1999).

- [14] M. Knirsch, Dissertation, TH Darmstadt (1991), **D17**.
- [15] S. Strauch, Nucl. Phys. **A 649** (1999) 85c.
- [16] H. Wiedemann, Particle accelerator physics Vol. 1, Springer Verlag, Heidelberg, 1993.
- [17] H. Wollnik, Optics of charged particles, Academic Press, Inc., Orlando, 1987.
- [18] A. M. van den Berg, Spectrometers, Vortrag TMR Kurs Groningen, 1998.
- [19] M. Schippers, Optics of charged particles, Vortrag TMR Kurs Groningen, 1998.
- [20] S. Kostial, Diplomarbeit, TU Darmstadt (1998), unveröffentlicht.
- [21] R. Eichhorn, Dissertation, TU Darmstadt (1999), **D17**.
- [22] Th. Walcher, Dissertation, TH Darmstadt (1970), **D17**.
- [23] K. L. Brown, F. Rothacker, D. C. Carey, Ch. Iselin, **Cern 80-04** (1980).
- [24] S. Kowalski, H. Enge, Proceedings Fourth International Conference on Magnet Technology, New York 1972, USAEC report no. Conf-720908 (1972).
- [25] J. Horn, Dissertation, TH Darmstadt (1997), **D17**.
- [26] M. Platz, Diplomarbeit, TU Darmstadt (1999), unveröffentlicht.
- [27] A. W. Lenhardt, Diplomarbeit, TU Darmstadt (1999), unveröffentlicht.
- [28] H. Bauer, Diplomarbeit, TU Darmstadt (1994), unveröffentlicht.
- [29] T. Winkler, Diplomarbeit, TH Darmstadt (1993), unveröffentlicht.
- [30] Leybold Vakuum, Operation Instructions ECODRY-L Oil-Free Vacuum Pump, GA 01.700/1.02.
- [31] Pfeiffer Vacuum, Bedienungsanleitung, TPU / TPH 170, PM 800 164 BD, E, F, 3. Ausgabe, 8801/N2625.
- [32] M. Wutz, H. Adam, W. Walcher, Theorie und Praxis der Vakuumtechnik, 4. Auflage, Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig, 1988.
- [33] Pfeiffer Vacuum, Bedienungsanleitung TCP 121, PM 800 166 BN/J (9804).

- [34] Leybold Vakuum, Gebrauchsanweisung Ionisationsvakuummeter ITR 100, GA 09.414/3.01.
- [35] Leybold Vakuum, Gebrauchsanleitung COMBIVAC CM 31, GA 09.504/5.01.
- [36] T. Wesp, Dissertation, TU Darmstadt (1998), **D17**.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen recht herzlich danken, die zu der Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle danke ich Herrn Professor Dr. Dr. h. c. mult. Achim Richter für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und für die Möglichkeit, zum Neuaufbau der Strahlführung zum Energieverlustspektrometer einen Anteil beitragen zu können. Ebenfalls danke ich für die Ermöglichung der Teilnahme an in- und ausländischen Tagungen und Schulen.

Herrn Priv.-Doz. P. v. Neumann-Cosel danke ich für Betreuung und Diskussionen während der Entstehung meiner Diplomarbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. H.-D. Gräf und Herrn Dr. A. Stascheck für Tips und Anregungen beim Aufbau des Strahlführungssystems, sowie Betreuung und Diskussionen während der Entstehung meiner Diplomarbeit.

Besonders danke ich auch meinem Betreuer Herrn Dipl.-Phys. J. Enders, der mich stets in allen Fragen der Physik, der Diplomarbeit und der Bürokratie unterstützte.

Für die bereitwillige Hilfe bei der Lösung von allerlei Problemen danke ich Herrn Dipl.-Phys. S. Döbert, Dr. R. Eichhorn (jetzt GSI Darmstadt), Dr. J. Freudenberger (jetzt Siemens), sowie allen Diplomanden, Doktoranden, Doktoren und sonstigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe und des Institutes.

Für Zusammenarbeit in außergewöhnlichem Maße danke ich allen Mitarbeitern der Mechanikwerkstatt und der Betriebsgruppe.

Danken möchte ich auch meinen beiden Mitdiplomanden A. W. Lenhardt und M. Platz für steten Rat, langjährige Zusammenarbeit, Hilfsbereitschaft und außerphysikalische Aktivitäten.

Schließlich gilt mein Dank auch meiner Familie für stete Unterstützung in allen Bereichen und meinen Freunden (besonders allen „Wohnheimlern“) für Unterstützung, Beistand, Dasein, Ablenkung, Nachsehen, lange Nächte und alles andere.

Hiermit erkläre ich an Eides statt, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und nur die angegebenen Hilfsmittel eingesetzt habe.

Darmstadt, im August 1999