

Diplomarbeit

**Strahldiagnostik und Analyse der optischen  
Eigenschaften des Strahlführungssystems  
von MAMI**

Marco Dehn

Mai 2004



# Inhaltsverzeichnis

<b>I. Einführung</b>	<b>5</b>
1. Mainzer Mikrotron MAMI	6
<b>II. Strahloptik</b>	<b>7</b>
2. Strahloptische Vermessung	8
2.1. Matrixformalismus . . . . .	8
2.1.1. Driftstrecke . . . . .	11
2.1.2. Dipol . . . . .	11
2.1.3. Quadrupol . . . . .	13
2.2. Prinzip der Vermessung . . . . .	14
2.2.1. Vorgehensweise bei der Bestimmung der Matrixelemente . . . . .	14
2.3. Messroutine . . . . .	16
2.3.1. Eingangsparameter vor Beginn einer Messung . . . . .	16
2.3.2. Eingangsparameter vor jeder Messreihe . . . . .	17
2.3.3. Ein Messzyklus . . . . .	17
2.4. Optische Einstellungen . . . . .	17
2.5. Auswertung . . . . .	19
2.5.1. Aufstellen der Matrix . . . . .	19
2.5.2. Fehleranalyse . . . . .	19
2.6. Ergebnis: Anpassung des Modells . . . . .	21
<b>III. Strahldiagnostik</b>	<b>23</b>
3. HF-Lagemonitore	24
3.1. Grundlagen der HF-Lagemonitore . . . . .	24
3.2. Aufbau des <i>xy</i> -Monitorsystems . . . . .	25
3.2.1. Der <i>xy</i> -Monitor . . . . .	25
3.2.2. Die Messelektronik . . . . .	26
3.2.3. Kalibration der Messelektronik . . . . .	26
3.3. Messungen mit Strahl . . . . .	29
3.4. Nichtlinearität der Empfindlichkeit des <i>xy</i> -Monitors . . . . .	34

<b>4. Kalibration eines HF-Lagemonitors</b>	<b>37</b>
4.1. Die Hebemechanik . . . . .	37
4.1.1. Prinzip der Hebemechanik . . . . .	38
4.1.2. Kalibration der Hebemechanik . . . . .	41
4.1.3. Biegung der verjüngten Gewindebolzen . . . . .	42
4.1.4. Belastung des Getriebes . . . . .	43
4.1.5. Leistung des Motors . . . . .	44
4.2. Die Kalibration der Signale bei Strahlbetrieb . . . . .	45
4.2.1. Einstellen der Referenzphase . . . . .	45
4.2.2. Kalibration mit c.w.-Strahl . . . . .	45
4.2.3. Kalibration mit Diagnosepulsen . . . . .	45
<b>5. COBRA-Multiplexer</b>	<b>48</b>
5.1. Einführung in das bisherige System . . . . .	48
5.2. Technische Parameter . . . . .	50
5.2.1. Ansteuerung des Multiplexers . . . . .	50
5.2.2. Triggern des Oszilloskops . . . . .	50
5.3. Untersuchung zum Jitter . . . . .	52
5.4. Aufbau des COBRA-Zusatzmoduls . . . . .	53
5.4.1. Hardware . . . . .	53
5.4.2. Software . . . . .	53
5.5. Das Ergebnis . . . . .	55
<b>6. Zusammenfassung</b>	<b>56</b>
6.1. Strahloptische Vermessung . . . . .	56
6.2. HF-Lagemonitore . . . . .	56
6.3. Der COBRA-Multiplexer . . . . .	57
<b>Danksagung</b>	<b>58</b>
<b>IV. Anhang</b>	<b>59</b>
<b>A. Korrekturmagnete</b>	<b>60</b>
A.1. Zusammenstellung der wichtigsten Daten . . . . .	62
<b>B. Quadrupole</b>	<b>64</b>
B.1. Einfache Überprüfung der Stärke eines Quadrupols . . . . .	64
B.1.1. Punkt-zu-Punkt-Abbildung . . . . .	64
<b>C. Theorie der HF-Monitore (von H. Herminghaus)</b>	<b>68</b>
C.1. Felder in zylindrischen Hohlleitern . . . . .	68
C.2. Stehende Wellen in Resonatoren . . . . .	69
C.3. Das relativistische Teilchen im HF-Feld . . . . .	70
C.4. Rotationssymmetrische Resonatoren . . . . .	71

**Teil I.**

# **Einführung**

# **1. Mainzer Mikrotron MAMI**

Das Institut für Kernphysik betreibt für kernphysikalische Experimente und Versuche zur Erzeugung und Anwendung kohärenter Röntgenstrahlung seit 1990 das Mainzer Mikrotron MAMI B, das einen Dauerstrich-Elektronenstrahl bis zu einer Maximalenergie von 855 MeV liefert.

## **Über die Arbeit**

Ziel dieser Arbeit ist eine Verbesserung der Strahldiagnostik im Strahlführungssystem vom Beschleuniger zu den Experimentierhallen und die Analyse der optischen Eigenchaften eines Abschnitts dieses System. Dazu wurde eine Apparatur entwickelt, die eine genaue Kalibration von HF-Strahllagemonitoren während des Strahlbetriebs erlaubt.

Daneben wurde zur Verkürzung der Einstellzeiten und zur einfacheren Überwachung der Strahlpositionen in den Transportsystemen auf der Basis eines Mikroprozessorsystems eine Schaltung entwickelt, die die Anzeige mehrerer solcher Monitore scheinbar gleichzeitig ermöglicht.

Im Anhang wird die Vermessung der eingesetzten Korrekturmagnete beschrieben. Außerdem ist dort die Theorie der HF-Monitore, die in verschiedenen Vorlesungen am Institut beschrieben wurde, in einer Zusammenfassung dargestellt.

**Teil II.**

## **Strahloptik**

## 2. Strahloptische Vermessung

Das Strahlführungssystem im Anschluss an den Beschleuniger soll den Elektronenstrahl verlustfrei und in der vom Experiment geforderten Fokussierung zum jeweiligen Experimentierplatz transportieren. Dabei besteht es aus verschiedenen Unterabschnitten, die soweit wie möglich hinsichtlich einfacher und überschaubarer Transformationseigenschaften dimensioniert wurden. In der Regel sollen die einzelnen Ablenksysteme achromatisch sein und sich wie einfache Driftstrecken verhalten.

Die eigentliche Strahlfokussierung erfolgt mit Hilfe von Quadrupollinsen, die sich zwischen den Abschnitten befinden. Mit Hilfe einer solchen Anordnung ist es möglich, sich an die von der Ausschussenergie abhängigen Strahleigenschaften anzupassen und flexibel auf unterschiedliche Anforderungen der Experimente zu reagieren.

Auf Grund von Einstellungsunsicherheiten bei Quadrupolen und unbekannten Feldinhomogenitäten in den Ablenkdiopoden weicht das tatsächliche Verhalten der Ablenksysteme jedoch mehr oder weniger stark vom jeweiligen Konzept ab und verursacht dadurch Schwierigkeiten bei der Strahleinstellung.

Im Rahmen dieser Arbeit sollte die Möglichkeit untersucht werden, die Abbildungseigenschaften mit Hilfe des Elektronenstrahls möglichst sicher zu bestimmen. Als Beispiel wurde die zweite Hälfte des im Zuge des Umbaus für MAMI C im Jahr 2001 umgebauten Transfersystems gewählt (im Folgenden T2-System genannt), da *vor* diesem Abschnitt ausreichend Platz für zwei kleine Korrekturmagnete ist und *dahinter* mehrere HF-Lagemonitore zur Verfügung stehen.

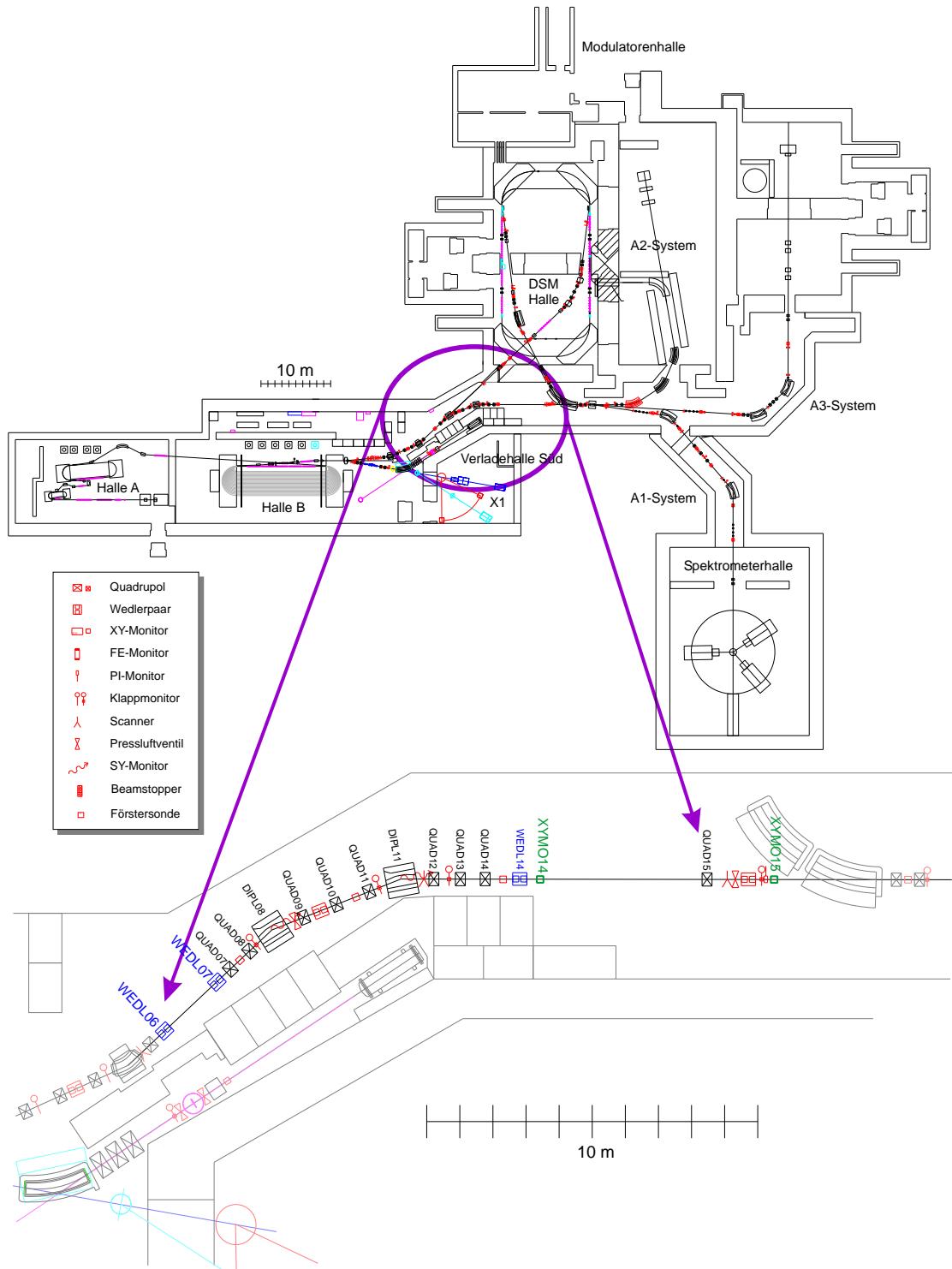
Zur Vermessung der Strahlführung wurden Lage und Richtung des Elektronenstrahls am Eingang des zu vermessenden Abschnitts definiert mit diesen Wedlern variiert und die Positions- und Richtungsänderungen in HF-Lagemonitoren am Ausgang gemessen.

Im Prinzip hätten hierfür auch in der Nähe befindliche Leuchtschirme benutzt werden können. Nachteilig hierbei wäre aber, dass die Position des Strahls dort nur mit einer Genauigkeit von 0.1 mm abgelesen und dieses Vorgehen nicht in einfacher Weise automatisiert eingesetzt werden könnte. Im Gegensatz dazu stellen HF-Lagemonitore Signale bereit, die sich auf einfache Weise digitalisieren lassen und somit in einer automatischen Messroutine einsetzbar sind.

### 2.1. Matrixformalismus

Die Untersuchung der Strahloptik erfolgte auf Basis der Matrizenrechnung, die den Zusammenhang zwischen Ein- und Ausgangskoordinaten  $a_1$  und  $a_n$  eines Teilchens beim Durchlaufen eines optischen Systems mit  $n$  Elementen in linearer Näherung beschreibt.

Position und Impuls eines Teilchens werden durch Angabe seiner Phasenraum-



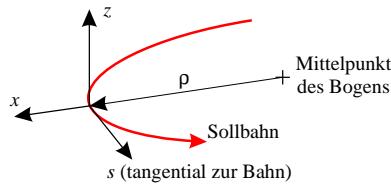
**Abbildung 2.1.:** Oben: Übersicht der Beschleunigeranlage  
Unten: Zweiter Abschnitt des Transfersystems (T2-System)

## 2. Strahloptische Vermessung

koordinaten als Vektor  $a$  dargestellt:

$$a = \begin{pmatrix} x \text{ [mm]} \\ x' \text{ [mrad]} \\ z \text{ [mm]} \\ z' \text{ [mrad]} \\ s \text{ [mm]} \\ \frac{\Delta p}{p} [\%] \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Dabei sind  $(x, x')$  die horizontale und  $(z, z')$  die vertikale Position und Richtung in Bezug zu einem Teilchen, dass sich auf der Sollbahn befindet (Sollteilchen).  $s$  und  $\frac{\Delta p}{p}$  sind die Längskoordinate und die Impulsabweichung relativ zum Sollteilchen.



**Abbildung 2.2.:** mit dem Sollteilchen mitbewegtes Koordinatensystem

Dieser Vektor  $a$  wird beim Durchqueren der verschiedenen Elemente transformiert, wobei im Falle einer linearen Optik die Transformation jeweils durch eine Matrix  $M_i$  beschrieben wird (die Elemente seien mit 1 beginnend durchnumeriert):

$$\begin{aligned} a_n &= M_n \cdot M_{n-1} \cdot M_{n-2} \cdots M_1 \cdot a_1 \\ &= \widetilde{M} \cdot a_1 \end{aligned} \quad (2.2)$$

Dabei liefert die Matrix  $\widetilde{M}$  die Transformation bezüglich des Gesamtsystems. In einem Strahlführungssystem, wie dem hier untersuchten, sind die  $x$ - und  $z$ -Bewegungen in guter Näherung entkoppelt, so dass die zugehörigen Phasenräume getrennt behandelt werden können. Die longitudinalen Parameter  $s$  und  $\Delta p$  sind hier nur der Vollständigkeit halber aufgeführt; sie sind mit den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Methoden nicht direkt erfassbar. Damit wird aus Gleichung 2.2

$$a_{n_x} = \begin{pmatrix} \tilde{m}_{11} & \tilde{m}_{12} \\ \tilde{m}_{21} & \tilde{m}_{22} \end{pmatrix} \cdot a_{1_x} = \widetilde{M}_x \cdot a_{1_x} \quad (2.2' a)$$

$$a_{n_z} = \begin{pmatrix} \tilde{m}_{33} & \tilde{m}_{34} \\ \tilde{m}_{43} & \tilde{m}_{44} \end{pmatrix} \cdot a_{1_z} = \widetilde{M}_z \cdot a_{1_z} \quad (2.2' b)$$

Im Folgenden werden die Matrizen für die Strahlführungskomponenten eingeführt. Eine detaillierte Herleitung findet man zum Beispiel in [CAS84], [CAS86], [SLC72] oder [Bro80].

### 2.1.1. Driftstrecke

Die einfachste Transformation leistet eine Driftstrecke der Länge  $l$ : Die Flugbahn der Teilchen wird nicht beeinflusst.

$$M_x = M_z = \begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

### 2.1.2. Dipol

Die zur Aufstellung der Abbildungsmatrix eines Dipol-Ablenkmagneten mit dem mittleren Magnetfeld  $B$  wichtigen Parameter sind der durch die Lorentzkraft festgelegte Radius  $\rho$

$$\rho = \frac{p}{eB} \quad (2.4)$$

für das Sollteilchen mit Impuls  $p$  und der Ladung  $e$ . Daraus folgt sein Ablenkinkel  $\varphi$  und die Polkantenwinkel  $\delta_1$  und  $\delta_2$  (siehe Abbildung 2.3). Durch die Gestalt des Randfeldes werden die Parameter

$$k_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{B_z(u)(B_0 - B_z(u))}{gap \cdot B_0^2} du \quad (2.5)$$

$$k_2 = 4.4 \quad (2.6)$$

definiert. Dabei ist  $B_z(u)$  der Verlauf der vertikalen Feldkomponente entlang der Normalen zur Ein- bzw. Austrittskante,  $B_0$  das Magnetfeld im Inneren des Dipols und  $gap$  die Luftspalthöhe. Der Parameter  $k_2$  trägt der Form des Randfeldes Rechnung. Für das in unserem Fall vorliegende Rogowski-Profil der Magnetpole ergibt sich ein relativ weit reichendes Randfeld (siehe Abbildung 2.4), das nach [Bro80] mit  $k_2 = 4.4$  zu charakterisieren ist. Diese beiden Parameter wiederum dienen als Korrektur des Eintrittswinkels  $\delta_i$  ([Bro80], [SLC72]):

$$\psi_i = k_1 \frac{gap}{\rho} \left( \frac{1 + \sin^2 \delta_i}{\cos \delta_i} \right) \left( 1 - k_1 k_2 \frac{gap}{\rho} \tan \delta_i \right) \quad (2.7)$$

Weiterhin ist es möglich, einen radialen Feldgradienten durch Angabe des Feldindexes

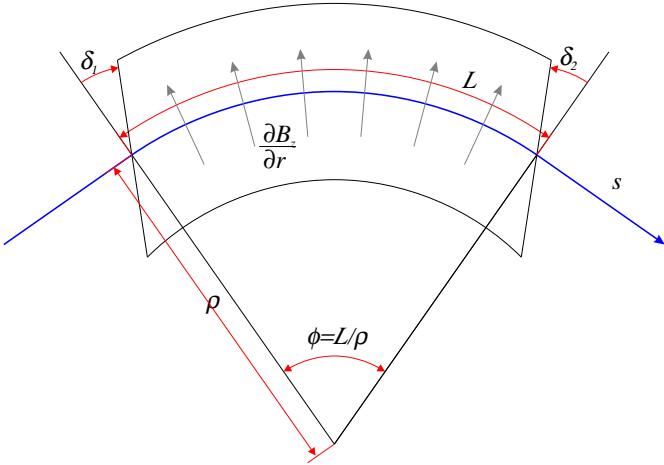
$$n = -\frac{\rho}{B_0} \frac{\partial B_z}{\partial r} \Big|_{r=\rho} \quad (2.8)$$

zu berücksichtigen.

Die Transformationsmatrix  $M_{Dipol}$  eines solchen Ablenkmagneten ergibt sich aus der Hintereinanderschaltung dieser Matrizen:

$$M_{Dipol} = M_{Austritt} \cdot M_{Sektormagnet} \cdot M_{Eintritt} \quad (2.9)$$

## 2. Strahloptische Vermessung



**Abbildung 2.3.:** allgemeiner Ablenkmagnet mit Ein- und Austrittswinkel (Vorzeichenkonvention nach [SLC72]), sowie einem Feldgradienten

$M_{Eintritt}$  und  $M_{Austritt}$  wirken dabei wie zwei unendlich dünne Linsen, die für  $\delta_i - \psi_i > 0$  den Strahl vertikal fokussieren.  $M_{Sektor}$  ist die Matrix eines Sektormagneten ohne Randfeld, in den der Strahl senkrecht zu den Polkanten ein- und austritt.

Nach [SLC72] erhält man<sup>1</sup>:

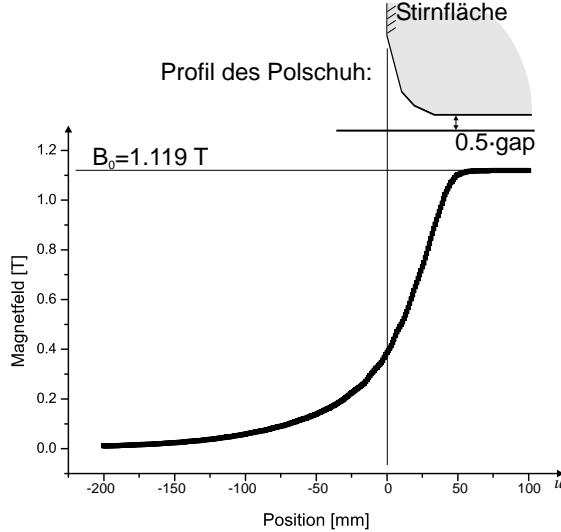
$$M_{x_{Dipol}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \delta_2}{\rho} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{1-n}\varphi) & \frac{\rho}{\sqrt{1-n}} \sin(\sqrt{1-n}\varphi) \\ -\frac{\sqrt{1-n}}{\rho} \sin(\sqrt{1-n}\varphi) & \cos(\sqrt{1-n}\varphi) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\tan \delta_1}{\rho} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.9' (a))$$

$$M_{z_{Dipol}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan(\delta_2 - \psi_2)}{\rho} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{n}\varphi) & \frac{\rho}{\sqrt{n}} \sin(\sqrt{n}\varphi) \\ -\frac{\sqrt{n}}{\rho} \sin(\sqrt{n}\varphi) & \cos(\sqrt{n}\varphi) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\tan(\delta_1 - \psi_1)}{\rho} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.9' (b))$$

Die beiden baugleichen Ablenkmagnete des T2-Abschnittes stammen aus der Strahlführung des ehemaligen 300 MeV-Linearbeschleuniger des Instituts und wurden durch Reduktion der Luftspalthöhe auf 28 mm an größere Strahlenergien angepasst.

---

<sup>1</sup>Der Übersicht halber sind hier die  $x$ - und  $z$ -Koordinaten getrennt dargestellt.



**Abbildung 2.4.:** Feldverlauf von DIPL11 mit FEMM simuliert: Die effektive Feldgrenze stimmt mit der Stirnfläche des Magneten überein.

Da aus Zeitgründen keine Feldvermessungen durchgeführt werden konnten, wurde das Randfeld mit Hilfe des zweidimensional rechnenden Simulationsprogrammes FEMM berechnet (siehe Abbildung 2.4) und der für die Abbildungseigenschaften relevante Parameter  $k_1 = 0.84$  bestimmt. Sie besitzen parallele Ein- und Austrittskanten und lenken den Strahl um jeweils um  $21.5^\circ$  ab. Dabei beträgt der effektive Krümmungsradius 2.45 m. Da die Ein- und Austrittswinkel gleich sind, gilt  $\delta_1 = \delta_2 = \varphi/2$ .

### 2.1.3. Quadrupol

Nach [CAS84] gilt für die horizontale und vertikale Abbildungsmatrix eines Quadrupolmagneten mit dem Feldgradient  $g = \frac{\partial B_x}{\partial z}$  und der effektiven Länge  $l$ :

$$\begin{aligned} M_{x_{Quadrupol}} &= \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{k} \cdot l) & \sin(\sqrt{k} \cdot l)/\sqrt{k} \\ -\sin(\sqrt{k} \cdot l)\sqrt{k} & \cos(\sqrt{k} \cdot l) \end{pmatrix} \\ M_{z_{Quadrupol}} &= \begin{pmatrix} \cosh(\sqrt{k} \cdot l) & \sinh(\sqrt{k} \cdot l)/\sqrt{k} \\ \sinh(\sqrt{k} \cdot l)\sqrt{k} & \cosh(\sqrt{k} \cdot l) \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Dabei ist  $k = g \cdot \frac{e}{p}$ . Für positives  $k$  ist der Quadrupol horizontal fokussierend und vertikal defokussierend.

## 2.2. Prinzip der Vermessung

Der strahloptisch zu vermessende Abschnitt T2 des Transfersystems (siehe Abbildung 2.1) wurde, wie in Abbildung 2.5 skizziert, mit Hilfe von zwei Wedlern (WEDL06 und WEDL07) ausgeleuchtet, deren Eigenschaften in Anhang A im Einzelnen beschrieben sind. Zur Bestimmung von Ort und Richtung des Elektronenstrahls dienten zwei HF-Lagemonitore am Austritt (XYMO14 und XYMO15). Die Details der Kalibration dieser Monitore sind in Kapitel 3 und 4 zu finden.

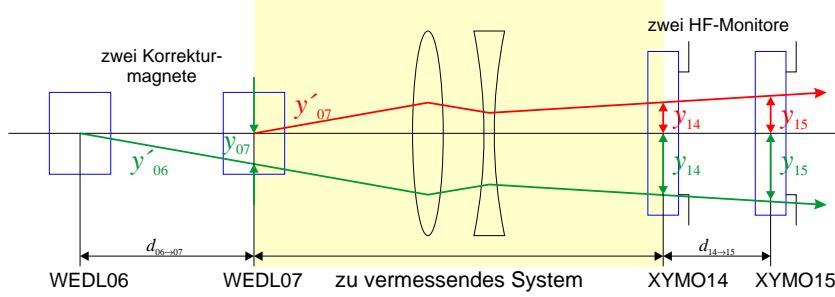


Abbildung 2.5.: Prinzip bei der Vermessung des T2-Systems

### 2.2.1. Vorgehensweise bei der Bestimmung der Matrixelemente

Um die Matrixelemente  $m_{ij}$  der Transfermatrix  $M$  zu bestimmen, müssen vier Messungen durchgeführt und nach folgender Gleichung ausgewertet werden:

$$\begin{pmatrix} x_{14} \\ x'_{14} \\ z_{14} \\ z'_{14} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & 0 & 0 \\ m_{21} & m_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{33} & m_{34} \\ 0 & 0 & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_{07} \\ x'_{07} \\ z_{07} \\ z'_{07} \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

In Anlehnung an [CAS84] sei im Folgenden  $y$  stellvertretend sowohl für die  $x$ - als auch für die  $z$ -Komponente zu verstehen.

#### 1. Messung:

Die erste Messung wurde mit WEDL07 (Variation der Strahlrichtung  $y'_{07}^a$ ) durchgeführt, dessen Position gleichzeitig den Eingang des T2-Systems definiert. Während die Ablage hinter dem System direkt mit XYMO14 als  $y_{14}^a$  mm gemessen werden konnte, musste die Richtung aus der Differenz der Anzeige von XYMO15 und XYMO14 und deren Abstand bestimmt werden. Damit ergibt sich die Gleichung

$$\begin{pmatrix} y_{14}^a \\ y'_{14}^a \end{pmatrix} = M_y \begin{pmatrix} 0 \\ y'_{07}^a \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

mit  $y'_{14}^a = \frac{y_{15}^a - y_{14}^a}{d_{14-15}}$ .

**2. Messung:**

Bei dieser Messung wurde mit WEDL06 ( $y'_{06}^b$ ) die Strahlrichtung *vor* dem T2-System verändert. Damit bewirkte man am Eingang des Systems sowohl eine Variation des Ortes als auch der Richtung. Der Ort wurde wieder in XYMO14 als  $y'_{14}^b$  gemessen, die Richtung  $y'_{14}^b$  wurde wie oben bestimmt. Man erhält mit dem Abstand  $d_{06 \rightarrow 07}$  zwischen WEDL06 und WEDL07  $y'_{07}^b = y'_{06}^b \cdot d_{06 \rightarrow 07}$  und  $y'_{07}^b = y'_{06}^b$  die Gleichung

$$\begin{pmatrix} y'_{14}^b \\ y'_{14}^b \end{pmatrix} = M_y \begin{pmatrix} y'_{07}^b \\ y'_{07}^b \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

**Berechnung der Matrixelemente:**

Zur Verringerung des statistischen Fehlers wurde jede der oben angeführten Messungen für viele verschiedene  $y'_{06}$  bzw.  $y'_{07}$  durchgeführt. Damit konnten auch die Linearität sowie die Verkopplungsfreiheit der Optik überprüft werden.

Aus diesen zwei Sätzen von Messungen sollten die Matrixelemente bestimmt werden. Aus Gleichung 2.12 (1. Messung) folgt:

$$m_{12} = \frac{y'_{14}^a}{y'_{07}^a} \quad (2.12' (a))$$

$$m_{22} = \frac{y'_{14}^a}{y'_{07}^a} = \frac{\frac{y'_{15}^a - y'_{14}^a}{d_{14 \rightarrow 15}}}{y'_{07}^a} \quad (2.12' (b))$$

Mit Hilfe von Gleichung 2.13 und den oben bestimmten Matrixelementen  $m_{12}$  und  $m_{22}$  wurden die fehlenden zwei Matrixelemente  $m_{11}$  und  $m_{21}$  berechnet (2. Messung):

$$m_{11} = \frac{y'_{14}^b}{y'_{07}^b} = \frac{y'_{14}^b}{y'_{06}^b \cdot d_{06 \rightarrow 07}} - \frac{y'_{06}^b}{d_{06 \rightarrow 07}} \cdot m_{12} \quad (2.13' (a))$$

$$m_{21} = \frac{y'_{14}^b}{y'_{07}^b} = \frac{\frac{y'_{15}^b - y'_{14}^b}{d_{14 \rightarrow 15}}}{y'_{06}^b \cdot d_{06 \rightarrow 07}} - \frac{y'_{06}^b}{d_{06 \rightarrow 07}} \cdot m_{22} \quad (2.13' (b))$$

Beide Messungen wurden sowohl für die Horizontale als auch für die Vertikale durchgeführt.

## 2. Strahloptische Vermessung

### 2.3. Messroutine

#### 2.3.1. Eingangsparameter vor Beginn einer Messung

##### Ausleuchtung mit Hilfe von Wedlern

Aus den in Anhang A beschriebenen Wedlerkalibrationen ergab sich für die Empfindlichkeit der unterschiedlich gebauten Wedler

$$\frac{y'_{06}}{I} = 0.952 \pm 0.015 \frac{\text{mrad}}{\text{A}}$$

$$\frac{y'_{07}}{I} = 0.682 \pm 0.015 \frac{\text{mrad}}{\text{A}}$$

Um Hysteresiseffekte zu vermindern, durchliefen die Wedler vor dem Einstellen des gewünschten Ablenkwinkels einen Zyklus (+4 A, -4 A, 0 A; jeweils etwa 200 ms lang, im Folgenden mit „cycling“ bezeichnet), um eine möglichst vergleichbare Vorgesichte zu haben.

##### Parameter des Elektronenstrahls

Die Messungen wurden mit Diagnosepulsen durchgeführt, deren Amplitude bei allen Messungen auf einen konstanten Spitzenwert von  $50 \mu\text{A}$  eingestellt wurde. Die Folgefrequenz betrug 640 Hz, so dass durch 64 Mittelungen der Einfluss des Netzbrumms minimiert werden konnte (Genaueres zu den Diagnosepulsen in 3.3 und Unterabschnitt 4.2.3).

##### Kalibration der $xy$ -Monitore

Die Signale des  $xy$ -Monitor XYMO14 wurden mit der in Kapitel 4 beschriebenen Mechanik direkt kalibriert. Für den zweiten Monitor XYMO15, der nicht mit diesem System ausgestattet war, musste die Kalibration mit Hilfe des Elektronenstrahls erfolgen, indem der dicht vor XYMO14 befindliche Wedler WEDL14 ebenfalls kalibriert wurde (siehe Abbildung 2.6). Wie man in Abbildung 2.1 erkennt, befindet sich zwischen den beiden Monitoren der Quadrupol QUAD15, der zwar ausgeschaltet war, aber aufgrund seines Remanenzfeldes bei der Kalibration berücksichtigt werden musste. Auf die genauen Eigenschaften der Monitore wird näher in Kapitel 3 bzw. [Her78] und auf die Kalibration in Kapitel 4 eingegangen.

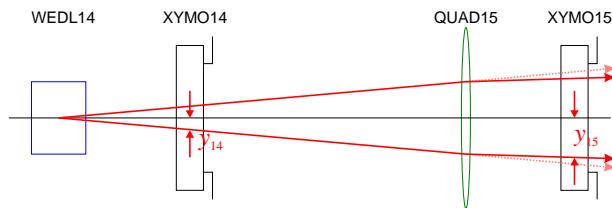


Abbildung 2.6.: Kalibration von XYMO15

##### Referenzbahn

Vor Beginn einer Messung wurde die Referenzbahn definiert. Dazu wurde der Strahl durch eine Standard-Optimierungsroutine zentral in die Quadrupole und Lagemonitore gelegt.

### 2.3.2. Eingangsparameter vor jeder Messreihe

#### Eingestellte Strahlablagen

Zur Bestimmung des auszuleuchtenden Bereiches wurde der Strahl von der Sollbahn so weit abgelenkt, dass die erreichte Ablage  $y_{14}$  oder  $y_{15}$  in den  $xy$ -Monitoren jeweils knapp 2 Millimeter betrug. Der Strahl sollte während der Messung nicht auf das Strahlrohr oder andere Hindernisse treffen, da ein gestreuter Strahl im  $xy$ -Monitor ebenfalls ein Signal erzeugen würde, dass wiederum nur schwer von einem *echten* Signal zu unterscheiden wäre.

#### Parameter der Messroutine

Mit der Software ließ sich bestimmen, ob der Wedlerstrom in jedem Zyklus horizontal und vertikal linear verändert oder zufällig eingestellt werden sollte. Der Vorteil des zufälligen Einstellens bestand darin, dass sich sowohl Hysteresiseffekte als auch eine langsame Drift des Strahls über die Mittelung aufheben (siehe Abbildung 2.8). Der größte Teil der Messungen wurde daher nach diesem Verfahren durchgeführt.

### 2.3.3. Ein Messzyklus

Das Messprogramm stellte während jeder Messreihe in einem Zyklus den Wedlerstrom ein und wartete nach dem Quittierungssignal der Wedleransteuerung 250 Millisekunden. Wartezeiten größer als 250 Millisekunden brachten keine signifikante Veränderung der Messergebnisse. Anschließend ließ die Routine das Oszilloskop 64 Pulssignale der  $xy$ -Monitore mitteln, übertrug das gemittelte Pulssignal auf den Rechner und bestimmte das Integral vom Anfang des Pulses bis zu dessen Nulldurchgang. Wedlerstrom und das Pulsintegral wurden zusammen in einer Datei gespeichert, die später ausgewertet wurde, was anhand eines Beispiels in Abbildung 2.8 gezeigt ist.

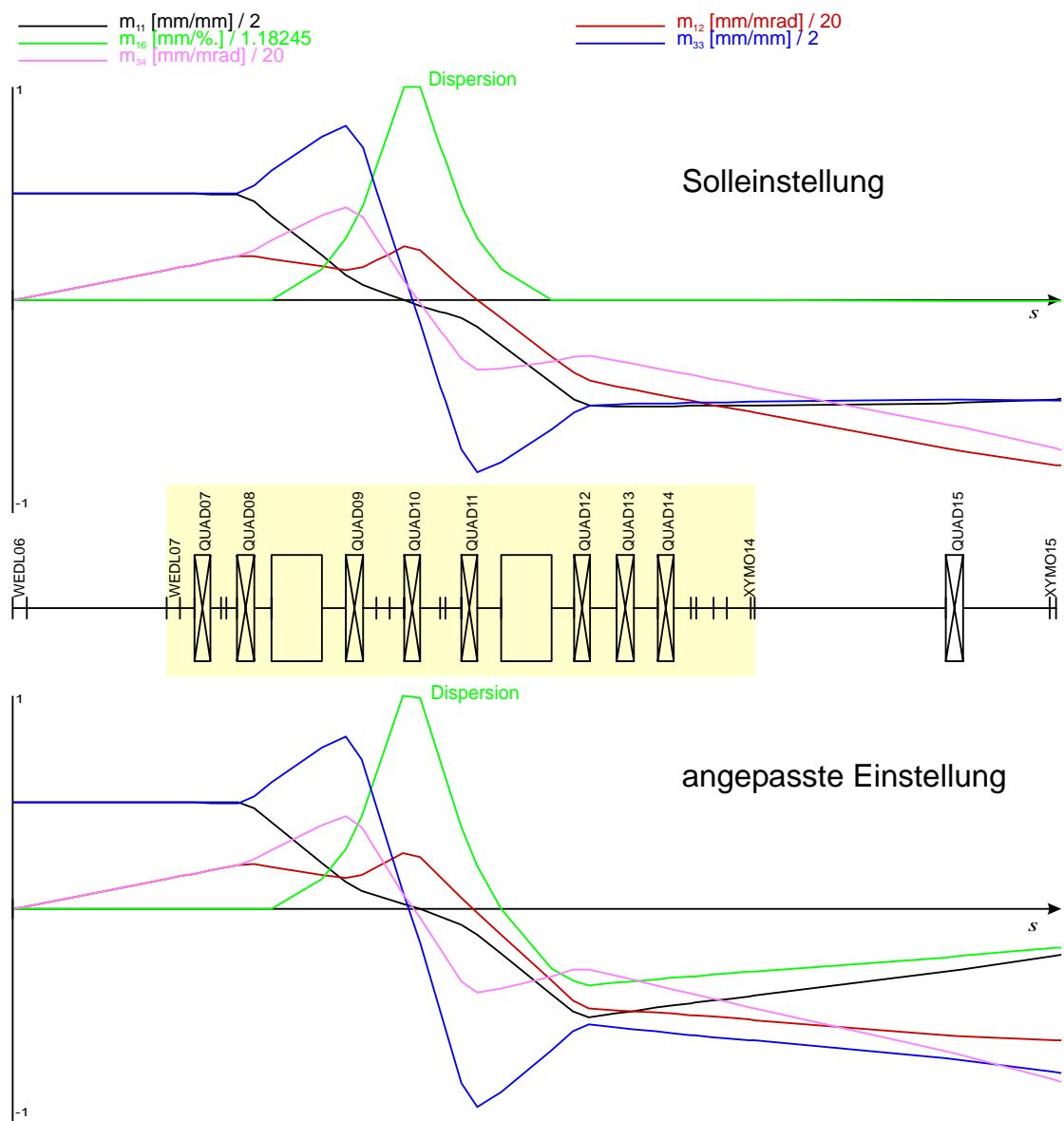
## 2.4. Optische Einstellungen

Die idealen optischen Eigenschaften des von QUAD07 bis QUAD13 symmetrisch aufgebauten T2-Systems sind in Abbildung 2.7 (*oben*) veranschaulicht. Es ist telezentrisch und achromatisch. Die effektiven Driftstrecken in der horizontalen und vertikalen Ebene liegen in der gleichen Größenordnung (Matrixelemente  $m_{12}$  und  $m_{34}$  der Matrix  $M_{ideal}$ ). Mit dem interaktiven Simulationsprogramm BEAMOPTIK [Shv00] wurde die transversale Abbildungsmatrix  $M_{ideal}$  bestimmt.

$$M_{ideal} = \begin{pmatrix} -0.991 & -7.726 & 0 & 0 \\ 0.005 & -0.967 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0.961 & -5.420 \\ 0 & 0 & 0.007 & -1.001 \end{pmatrix}$$

Damit wurden auch die für diese Einstellung benötigten Quadrupolstärken der acht Quadrupole festgelegt. Um die Erregerströme der Quadrupole zu bestimmen, wurde die

## 2. Strahloptische Vermessung



**Abbildung 2.7.:** Dargestellt sind die horizontalen und die vertikalen Trajektorien und zusätzlich die Dispersion entlang des T2-Systems.

oben: Solleinstellung

unten: später an Messung angepasstes Modell

Quadrupolstärke zunächst linear auf Basis der Datenblattwerte ohne Berücksichtigung von Remanenz- und Sättigungseffekten in den benötigten Erregerstrom umgerechnet<sup>2</sup>.

## 2.5. Auswertung

### 2.5.1. Aufstellen der Matrix

Aus den Rohdaten der oben beschriebenen Messroutine wurde der Zusammenhang Strahlposition  $y_i$  gegen Ablenkinkel  $y'_i$  durch eine Gerade angepasst, deren Steigung  $a$  die gewünschte Messgröße (zum Beispiel  $a = \frac{y_{14}}{y'_{07}}$  wie in Abbildung 2.8 (a)) lieferte. In diesem Beispiel ist weiter zu erkennen, dass die Annahme einer linearen Abbildungsmatrix gerechtfertigt ist. Ebenso ist keine systematische Verkopplung zwischen horizontaler und vertikaler Ebene erkennbar, was in Abbildung 2.8 (b) dargestellt ist. Falls eine Verkopplung vorhanden wäre, müsste in diesem Beispiel der Betrag des vertikalen Pulsintegrals von der horizontalen Ablenkung abhängen (also  $a_{14z}^{07x} \neq 0$ ). Mit den so bestimmten Koeffizienten  $a$  konnten nun nach Gleichung 2.12' (a) bis 2.13' (b) die Matrixelemente berechnet werden:

$$M = \begin{pmatrix} -1.182 \pm 0.53 & -8.423 \pm 0.34 & 0 & 0 \\ 0.042 \pm 0.06 & -0.607 \pm 0.05 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1.449 \pm 0.26 & -5.583 \pm 0.17 \\ 0 & 0 & -0.077 \pm 0.05 & -0.977 \pm 0.04 \end{pmatrix}$$

Die Fehler der Matrixelemente berechnen sich aus den Messfehlern der Kalibration sowie aus der statistischen Unsicherheit der oben bestimmten linearen Koeffizienten.

### 2.5.2. Fehleranalyse

Ein Kriterium für die Qualität der Messung ist die Determinante der so bestimmten Matrix. Nach dem Satz vom Liouville<sup>3</sup> muss die Determinante gleich Eins sein. Das gilt auch für die beiden (2x2)-Untermatrizen separat, da keine Verkopplungen zwischen horizontalem und vertikalem Phasenraum vorliegen.

Die Determinanten dieser Untermatrizen betragen  $\det_x = 1.074 \pm 0.248$  für die horizontale Matrix und  $\det_z = 0.986 \pm 0.080$  für die vertikale Ebene, das heißt, sie sind im Rahmen ihrer Unsicherheiten mit Eins verträglich.

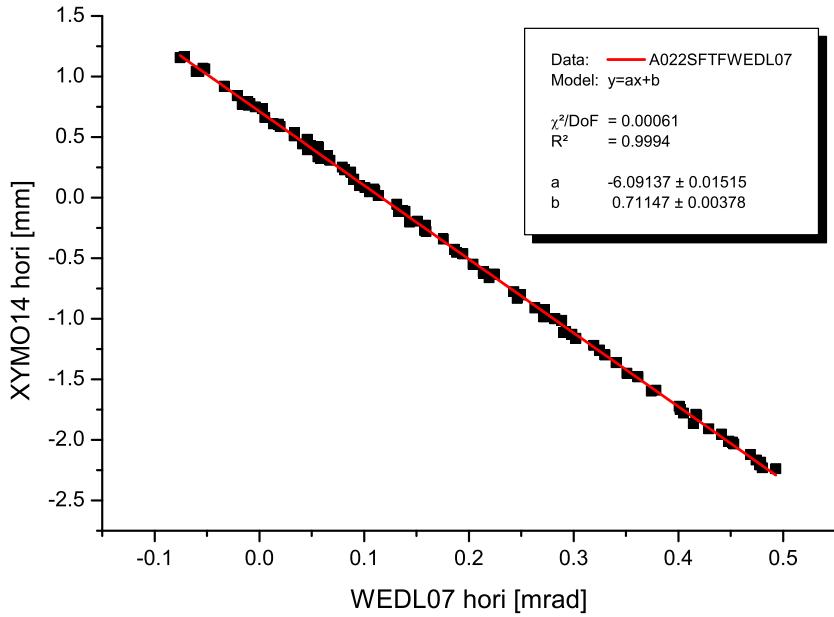
Um den Vergleich mit den Simulationsrechnungen zu vereinfachen, wurden die Kalibrationsfaktoren der Wedler und der  $xy$ -Monitore durch minimale und innerhalb der Fehler liegende Veränderung so angepasst, dass sich als Wert für die Determinanten in horizontaler und vertikaler Ebene jeweils Eins ergab. Dieses Vorgehen führte zu  $\tilde{\det}_x = 1.000 \pm 0.229$  und  $\tilde{\det}_z = 1.000 \pm 0.081$ . Die Matrixelemente selbst wurden durch

---

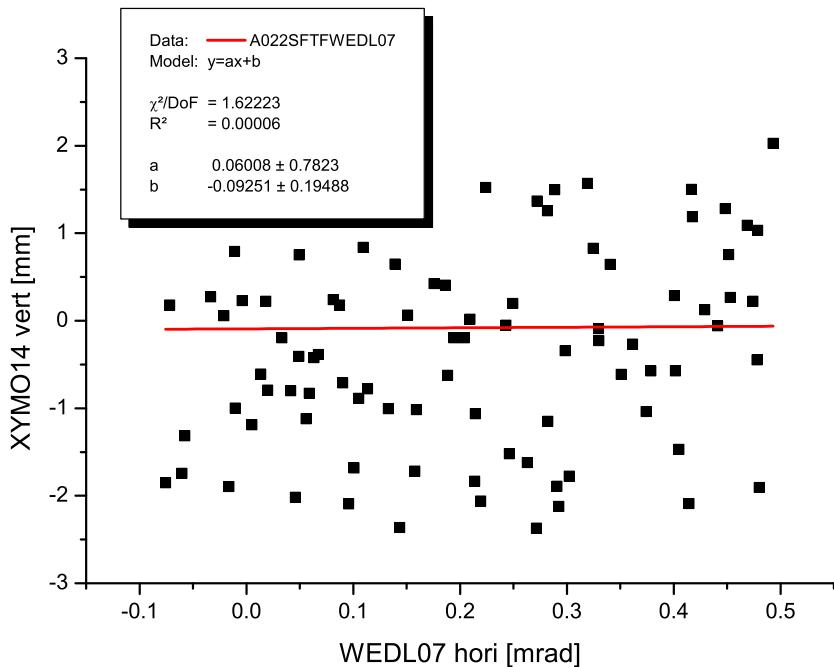
<sup>2</sup>Das Quadrupolmodell, wie in Abbildung B.1 gezeigt, wurde erst später entwickelt; aus diesem Grund weichen die tatsächlich eingestellten Quadrupolstärken teilweise stark von der Sollstärke ab.

<sup>3</sup>Die Herleitung findet man einschlägiger Literatur wie [Wil96].

## 2. Strahloptische Vermessung



(a) Bestimmung des Messpunktes  $a_{14x}^{07x} = \frac{y_{14x}}{y_{07x}'} \text{ (linear angepasst)}$



(b) Überprüfung auf Verkopplung ( $a_{14z}^{07x} \simeq 0 \Rightarrow$  vernachlässigbar)

**Abbildung 2.8.:** Gemessene Ablagen in XYMO14 als Funktion der horizontalen Winkeländerung durch WEDL07 mit Geradenfit durch die Messwerte. Das Ergebnis in (b) zeigt, dass kein messbarer Einfluss der Horizontalbewegung auf die vertikale Ablage besteht.

dieses Vorgehen nur geringfügig verändert:

$$\widetilde{M} = \begin{pmatrix} -1.146 \pm 0.54 & -8.098 \pm 0.36 & 0 & 0 \\ 0.042 \pm 0.07 & -0.578 \pm 0.04 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1.455 \pm 0.26 & -5.614 \pm 0.17 \\ 0 & 0 & -0.078 \pm 0.05 & -0.989 \pm 0.04 \end{pmatrix}$$

## 2.6. Ergebnis: Anpassung des Modells

Zur Anpassung des Computermodells des T2-Systems (dargestellt durch die Matrix  $BO$ ) an die gemessene Abbildungsmatrix wurde ein Algorithmus entwickelt, der die acht Quadrupole sowie die Feldgradienten der Ablenkmagnete so variiert, dass sich nach Gleichung 2.14 eine möglichst gute Übereinstimmung zwischen gemessener und simulierter Matrix ergibt. Als Ergebnis lieferte das Programm eine BEAMOPTIK-kompatible Ausgabedatei mit den für diese Einstellung benötigten Stärken der Quadrupole.

Der Fitalgorithmus minimierte die Summe der quadratischen Abweichungen von gemessenen ( $m_{ij}$ ) und berechneten ( $bo_{ij}$ ) Matrixelementen:

$$d = \frac{1}{N} \sqrt{\sum_{i,j=1}^4 \left( \frac{bo_{ij} - m_{ij}}{\Delta m_{ij}} \right)^2} \rightarrow \min \quad (2.14)$$

Bei Abwesenheit von Verkopplungen beträgt  $N = 8$ , da die verkoppelnden Matrixelemente gleich Null sind.

Das Ergebnis des Fitvorgangs war die Transfermatrix  $BO$ :

$$BO = \begin{pmatrix} -1.153 & -8.112 & 0 & 0 \\ 0.041 & -0.580 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1.461 & -5.628 \\ 0 & 0 & -0.079 & -0.990 \end{pmatrix}$$

Einen anschaulichereren Überblick liefert Abbildung 2.7 unten. Hier sind die wichtigsten Trajektorien der an die Messung angepassten Matrix  $BO$  dargestellt.

### Quadrupolstärken

In Tabelle 2.1 sind die zu  $BO$  passenden Quadrupolstärken aufgelistet. Die teilweise recht großen Abweichungen zwischen  $s_{ideal}$  und  $s_{BO}$  liegen zu einem großen Teil an der nichtlinearen Erregerkurve (siehe Abbildung B.1), was allerdings erst nach dieser Vermessung festgestellt wurde. Vor allem bei kleineren Erregerströmen wird die Quadrupolstärke nicht gut durch die Datenblätter und der Annahme einer linearen Abhängigkeit beschrieben, was bei QUAD12 besonders deutlich zu sehen ist. Für QUAD07, QUAD13 und QUAD14 wurde bei der Bestimmung von  $M_{ideal}$  zumindest teilweise ein abgeschätztes Restfeld berücksichtigt.

## 2. Strahloptische Vermessung

**Tabelle 2.1.:** Aufstellung der Quadrupolstärken: Die Werte unter  $s_{ideal}$  repräsentieren die Matrix  $M_{ideal}$ , unter  $s_{BO}$  sind die zu  $BO$  passenden Werte aufgelistet.

Quadrupol	$s_{ideal}$ [T]	$s_{Fit}$ [T]	Abw. [%]	Strom [A]
QUAD07	.033	.015	n.a.	0.00
QUAD08	1.177	1.020	-13.4	7.46
QUAD09	3.254	3.402	4.6	20.64
QUAD10	4.028	4.173	3.6	30.16
QUAD11	3.254	3.031	-6.8	20.64
QUAD12	1.116	1.460	30.8	8.36
QUAD13	.040	.030	n.a.	0.00
QUAD14	.002	.054	n.a.	0.00

### Feldindizes der Ablenk dipole

Die Feldindizes in Tabelle 2.2, die der Fitalgorithmus ermittelte, können durch Fertigungstoleranzen beim Umbau entstanden sein. Aus dem maximalen gefundenen Feldindex  $n_{max}$  extrapoliert man mit Gleichung 2.8 unter Annahme eines konstanten Gradien ten die Veränderung des Magnetfeldes über die Breite  $\Delta r$  des Polschuhs:

$$\frac{\partial B}{\partial r} = \frac{\Delta B}{\Delta r} = n_{max} \cdot \frac{B_0}{\rho} \quad (2.15)$$

$$\Rightarrow \Delta B = n_{max} \cdot \frac{B_0}{\rho} \Delta r \quad (2.16)$$

Mit der Annahme  $\frac{\Delta B}{B_0} = \frac{\Delta gap}{gap}$  folgt daraus für die Veränderung der Luftspalthöhe

$$\Delta gap = \frac{\Delta B}{B_0} \cdot gap = \left( n_{max} \cdot \frac{\Delta r}{\rho} \right) \cdot gap \quad (2.17)$$

Setzt man nun die bekannten Werte für  $B_0 = 1.119$  T,  $\rho = 2.45$  m,  $n_{max} = 0.04$ ,  $\Delta r \sim 0.3$  m ein, so erkennt man, dass ein Fehler der Luftspalthöhe  $\Delta gap \sim 0.2$  mm einen Feldindex dieser Größenordnung bewirkt.

**Tabelle 2.2.:** Aufstellung der gefüllten Feldindizes

Dipol	$n_{ideal}$	$n_{BO}$
DIPL08	0.000	-0.030
DIPL11	0.000	-0.039

**Teil III.**

**Strahldiagnostik**

# 3. HF-Lagemonitore

## 3.1. Grundlagen der HF-Lagemonitore

Die Messung der Strahllage bei MAMI erfolgt unter anderem mit Hilfe von HF-Monitoren. Sie sind an vielen Stellen innerhalb der Mikrotrone und in den Strahlführungen eingebaut und erlauben eine störungsfreie Messung der Strahlpositionen sowohl während des Einfahrens mit Diagnosepulsen als auch während des Experimentierbetriebs mit c.w.-Strahl.

Die Herleitung der Theorie zu den HF-Monitoren wurde weitgehend in einer Vorlesung von H. Herminghaus im Sommersemester 1978 [Her78] behandelt und ist der Vollständigkeit halber in Anhang C zu finden.

### Kurze Einführung:

Die HF-Lagemonitore sind als  $TM_{110}$ -Resonatoren [Kla67] aufgebaut, deren Resonanzfrequenzen auf die Bunchfolgefrequenz  $\nu_0 = 2.44953$  GHz des Beschleunigers abgestimmt sind. Das Schema des Monitors und der Verlauf der zur Positionsmessung wichtigen Feldkomponente  $E_z(x, y)$  sind in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Befindet sich der Strahl auf der Achse, so wird keine Schwingung dieser Mode angeregt. Bei einer Ablage regen die einzelnen Bunche des Strahls eine erzwungene Schwingung an, deren Amplitude mit wachsender Ablage für hochrelativistische Teilchen nahezu linear zunimmt.

Elektrisch gesehen stellt der Resonator einen ortsabhängigen Widerstand dar (Shuntimpedanz  $r_{S110}$ ), der vom Strahlstrom  $i$  durchflossen wird. Dabei gilt für die im Resonator gespeicherte Leistung ( $k = 2\pi/\lambda$  ist die Wellenzahl der angeregten Frequenz):

$$P_{Cav} = i^2 \cdot r_{S110} = i^2 \cdot r_m \cdot (k \cdot x)^2 \quad (3.1)$$

mit dem nur von der Geometrie des Resonators, der Frequenz und dem Material abhängenden Parameter  $r_m = 0.845 \text{ M}\Omega$ , der mit dem Programm URMEL in einer Simulation [Eut98] bestimmt wurde. Für die mit Hilfe kleiner Antennen ausgekoppelte Leistung gilt:

$$P_{HF} = i^2 \cdot r_{S110} \cdot \frac{\kappa}{(\kappa + 1)^2} \cdot \frac{1}{1 + \left( \frac{Q_0}{\kappa+1} \right) \left( \frac{\nu_0}{\nu_{Res.}} - \frac{\nu_{Res.}}{\nu_0} \right)^2} \quad (3.2)$$

Hier wird die Ankopplung  $\kappa = 1.99$ , die unbelastete Güte  $Q_0 = 12610$  sowie die Resonanzfrequenz  $\nu_{Res.} = 2.44964$  GHz und die später im Mischer als Referenz (Local Oscillator) benötigte Frequenz  $\nu_0 = 2.44953$  GHz eingeführt. Die angeführten Zahlenwerte von  $\kappa$ ,  $Q_0$  und  $\nu_{Res.}$  beziehen sich auf den Resonator für die horizontale Anzeige des zu kalibrierenden XYSO14.

## 3.2. Aufbau des *xy*-Monitorsystems

### 3.2.1. Der *xy*-Monitor

Der *xy*-Monitor besteht aus zwei hintereinander angeordneten Hohlraumresonatoren aus Aluminium, die einen gemeinsamen Mittelteil besitzen. Die Länge dieses Mittelteils ist mit 30 mm groß genug, um eine ausreichende Entkopplung zwischen dem *x*- und dem *y*-Resonator in der Größenordnung von -50 dB zu erreichen. Der Durchmesser der Resonatoren beträgt 148 mm, der Durchmesser des Strahllochs beträgt 20 mm, die Länge 55.6 mm. Damit kann eine  $TM_{110}$ -Mode bei einer Frequenz von  $\nu_0 = 2.44953$  GHz angeregt werden.

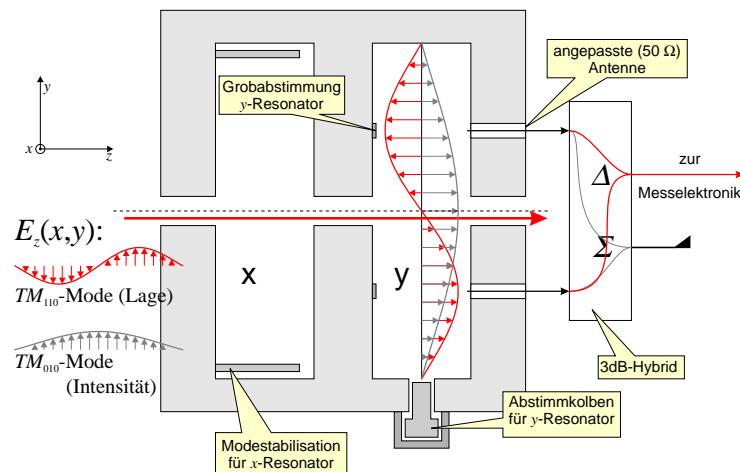


Abbildung 3.1.: Schematischer Aufbau eines *xy*-Monitors (Typ Schumann)

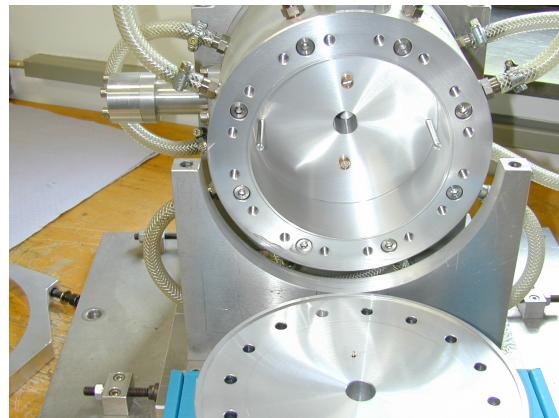


Abbildung 3.2.: Ein geöffneter „high-Q“-Lagemonitor: Zu erkennen sind die zwei Modestabilisatoren am linken und rechten Rand des Resonators, durch die hier die horizontale  $TM_{110}$ -Mode unterdrückt wird. (Foto Schumann)

In den äußeren Flanschen sind die Antennenpaare eingelassen (Abbildung 3.2), die

### 3. HF-Lagemonitore

einen Teil des von den Strahlbunchen angeregten Feldes kapazitiv auskoppeln. Zur Grob-abstimmung der Resonanzfrequenz sind für jeden Resonator zwei Kapazitätszylinder vorhanden, deren Höhe von etwa 4 mm die Resonanzfrequenz beeinflusst. Nachdem der Resonator nun grob abgestimmt und zusammengebaut ist, kann der Abstimmkolben (links in Abbildung 3.2) zur Feinabstimmung genutzt werden. Die Aufhebung der Entartung der  $TM_{110}$ -Mode erfolgt mit Hilfe von zwei langen zylindrischen Stäben, die die Resonanzfrequenz der unerwünschten  $TM_{\perp 110}$ -Mode um etwa 80 MHz im Vergleich zur Bunchfrequenz anheben. Bei einer unbelasteten Güte der Größenordnung  $10^4$  wird diese Mode nicht resonant angeregt, was zur Folge hat, dass ihr Signal in Bezug zu der  $TM_{110}$ -Mode um  $90^\circ$  phasenverschoben ist ( $\Rightarrow$  Unterdrückung im DBM) und weiter nur sehr kleine Amplituden zu erwarten sind.

#### 3.2.2. Die Messelektronik

Das Prinzipschaltbild ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die von den beiden Antennen um  $180^\circ$  phasenverschoben ausgekoppelten Signale werden in einem 3dB-Hybrid subtrahiert und nach Passieren eines Tiefpass-Filters, der möglicherweise vorhandene höhere Frequenzkomponenten unterdrücken soll, in einem HF-Verstärker verstärkt. Anschließend wird das Signal in einem „Double Balanced Mixer“ (kurz DBM) mit der HF-Referenz gemischt, der im Fall gleicher Phase und gleicher Frequenz eine maximale Ausgangsspannung liefert. Die Komponenten mit der Summenfrequenz werden in einem integrierten Tiefpass herausgefiltert, so dass am Ausgang des DBM nur noch eine mit der Differenzfrequenz  $\Delta\omega = \omega_{HF} - \omega_{LO}$  modulierte Spannung  $U_{DBM}$  anliegt ( $A$  sei ein willkürlicher Amplitudenfaktor):

$$U_{DBM} = A \cdot \cos(\Delta\omega \cdot t + \Delta\varphi) \quad (3.3)$$

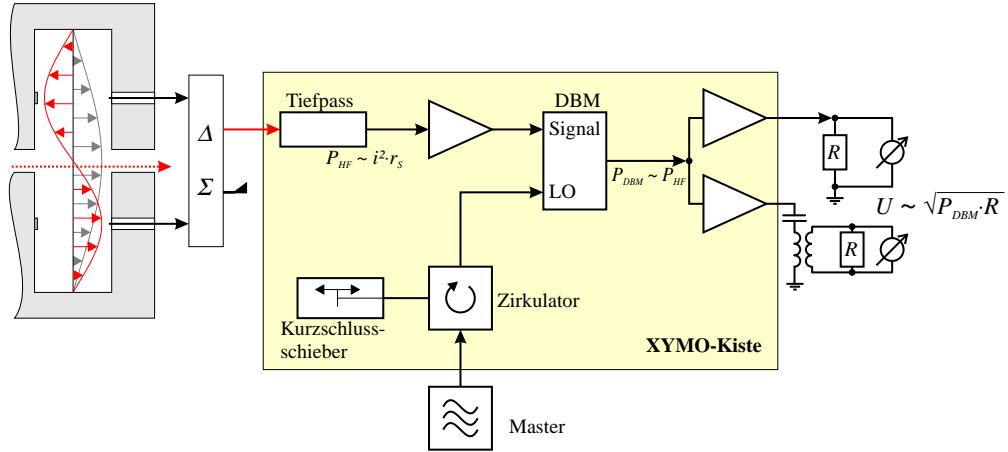
Die Phasendifferenz  $\Delta\varphi$  kann mit Hilfe des aus Zirkulator und Kurzschlusschieber bestehenden Phasenschieber beeinflusst werden.

Mit Hilfe von LF-Verstärkern wird das Signal noch weiter verstärkt (der Diagnosepulszweig ist zusätzlich galvanisch getrennt) und dem Multiplexer zugeführt. Durch entsprechende Ansteuerung des Multiplexer (Abbildung 5.1) kann das gewünschte Signal in den Bedienraum geleitet werden.

#### 3.2.3. Kalibration der Messelektronik

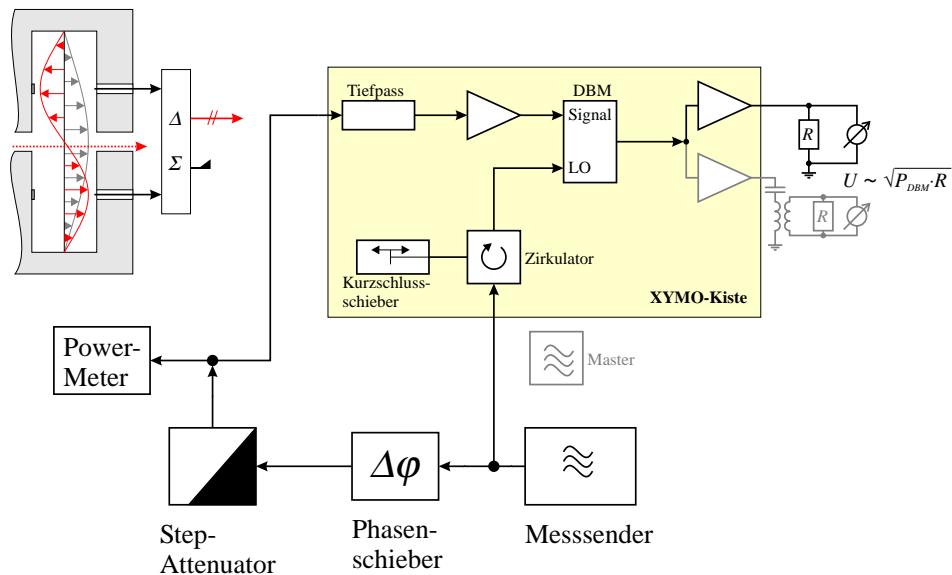
Um die Empfindlichkeit und die Linearität der an den HF-Monitor angeschlossene Schaltung zu überprüfen, wurde hinter dem 3dB-Hybrid des horizontalen Resonators das Signal eines Messsenders eingespeist. Die Referenz wurde ebenfalls von diesem Messsender versorgt, da sonst keine Phasenstabilität (Schwebung durch Verstimmung zweier Sender) gewährleistet wäre. Abbildung 3.4 zeigt schematisch den Messaufbau. Das in Abbildung 3.5 (a) dargestellte Ergebnis zeigt, wie nach Abbildung 3.3 erwartet, eine nahezu lineare Abhängigkeit zwischen der Ausgangsspannung  $U_x$  und der Wurzel der Eingangsleistung  $\sqrt{P_{HF}}$ . Für die horizontale Signale verarbeitende Elektronik wurde dabei die Eingangsleistung von etwa  $0.7 \mu\text{W}$  über vier Größenordnungen mit dem Step-Attenuator gedämpft. In einem zweiten Durchgang wurde bei konstanter Leistung die

### 3.2. Aufbau des xy-Monitorsystems



**Abbildung 3.3.:** Schema der Signalverarbeitung eines HF-Monitors (Konzept H. Mussel)

Phase des Signals gegenüber der Referenzphase durchgestimmt. Auch hier arbeitet die Messelektronik wie nach Gleichung 3.3 zu erwarten (Abbildung 3.5 (b)).

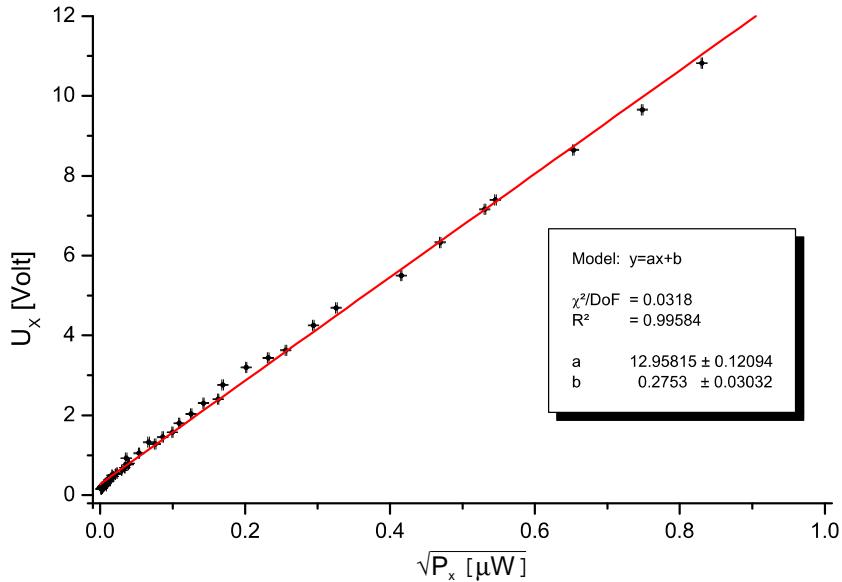


**Abbildung 3.4.:** Anordnung zur Kalibration der Messelektronik (schematisch)

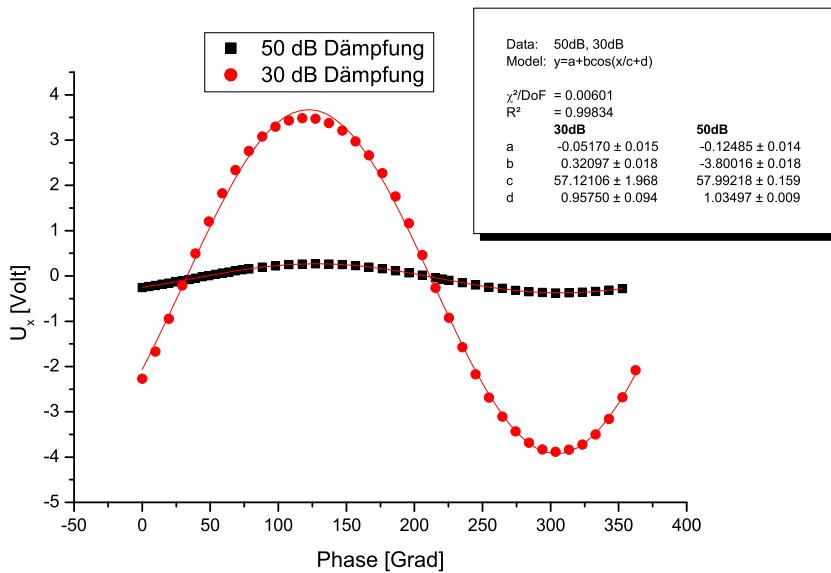
Als Kalibration erhält man aus dieser Messung

$$U_x = 13.0 \cdot \sqrt{P_{HF} [\mu\text{W}]} + 0.1 \quad (3.4)$$

### 3. HF-Lagemonitore



(a) Ausgangsspannung der Messelektronik als Funktion der Wurzel aus der HF-Leistung am Eingang des Tiefpass (siehe Abbildung 3.4)



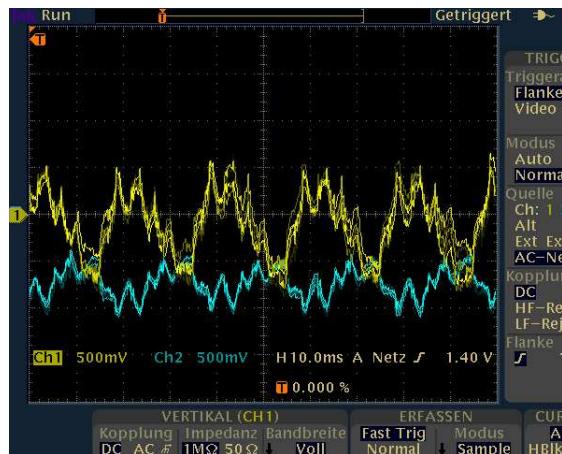
(b) Ausgangsspannung der Messelektronik als Funktion der Referenzphase am LO-Eingang des DBM (mit angepasster Sinuskurve)

**Abbildung 3.5.:** Kalibration der Messelektronik

Zusammenfassend kann nun das erwartete Signal mit Gleichung 3.2 berechnet werden. Für eine unbelastete Güte  $Q_0 = 12610$ , Ankopplung  $\kappa = 1.99$ , der Resonator- sowie der Referenzfrequenz von 2.44953 GHz errechnet man eine erwartete ausgekoppelte Leistung von  $P_x = 0.493 \text{ nW}/(\text{mm} \cdot \mu\text{A})$ . Diese Leistung sollte nach Gleichung 3.4 eine Signalspannung von  $U_x = 0.409 \pm 0.09 \text{ V}/(\text{mm} \cdot \mu\text{A})$  erzeugen. Die Leistung  $P_{\perp x}$  der unerwünschten  $TM_{\perp 110}$  Mode sollte bei einer Verstimmung um 80 MHz und der selben Güte nur noch 0.027 nW betragen. Zusätzlich ist die Phase dieser *nichtresonant* angeregten Mode praktisch um  $90^\circ$  verschoben, so dass durch die Mischung im DBM kein messbarer Beitrag zu erwarten ist.

### 3.3. Messungen mit Strahl

Um die Empfindlichkeit dieses *xy*-Monitors im Strahlbetrieb zu untersuchen, wurde ein Oszilloskop zur Digitalisierung der Spannungssignale der Messelektronik eingesetzt. Wie in Abbildung 3.6 zu erkennen ist, erhält man neben dem Gleichspannungssignal auch einen Wechselspannungsanteil mit einer Grundfrequenz von 50 Hz, das von den unvermeidlichen „Brumm“-Einstreuungen auf dem Strahl herrührt. Zur Auswertung wurde das Signal daher immer über eine Netzperiode von 20 ms gemittelt.



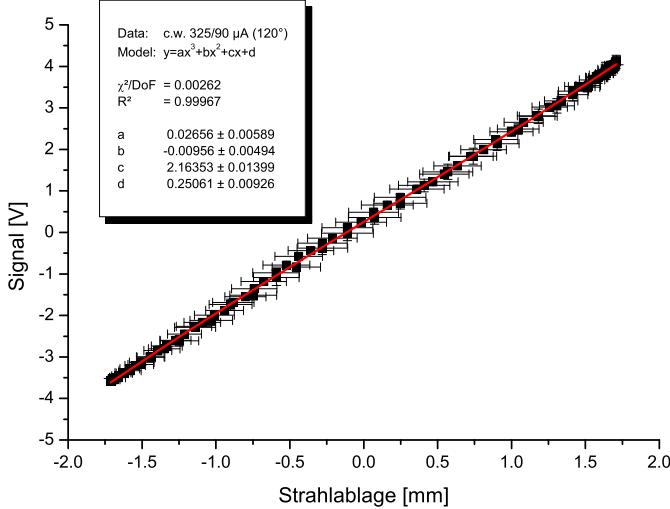
**Abbildung 3.6.:** Signal der horizontalen (gelb) und vertikalen (blau) Strahlablage im XYMO14 als Funktion der Zeit bei einem c.w.-Strahl von  $10 \mu\text{A}$

#### Ortsempfindlichkeit

Zur Bestimmung der Ortsempfindlichkeit wurde der HF-Lagemonitor XYMO14 mit der in Kapitel 4 beschriebenen Kalibrationsmechanik etwa um 1.5 mm in beiden Richtungen aus seiner Solllage verschoben. Aus dem in Abbildung 3.7 gezeigten Fit lässt sich eine Signalspannung  $U_x = 2.16 \text{ V/mm}$  ablesen (das entspricht  $U_x = 0.599 \text{ V}/(\text{mm} \cdot \mu\text{A})$ ).

Dieser Wert ist um 46 % größer als der theoretisch vorhergesagte. Dieser Unterschied kann durch Abweichungen der Resonatorparameter und Toleranzen in den Mikrowellen-

### 3. HF-Lagemonitore



**Abbildung 3.7.:** Kalibration der Ablagesignale bei einem Strahlstrom von  $3.6 \mu\text{A}$  bei  $855.15 \text{ MeV}$

komponenten erklärt werden. Unter der Verwendung der Kalibration aus Abbildung 3.7 ergäbe sich dann für die gemessene Shuntimpedanz  $r'_m = 1.238 \text{ M}\Omega$  für den horizontalen Resonator.

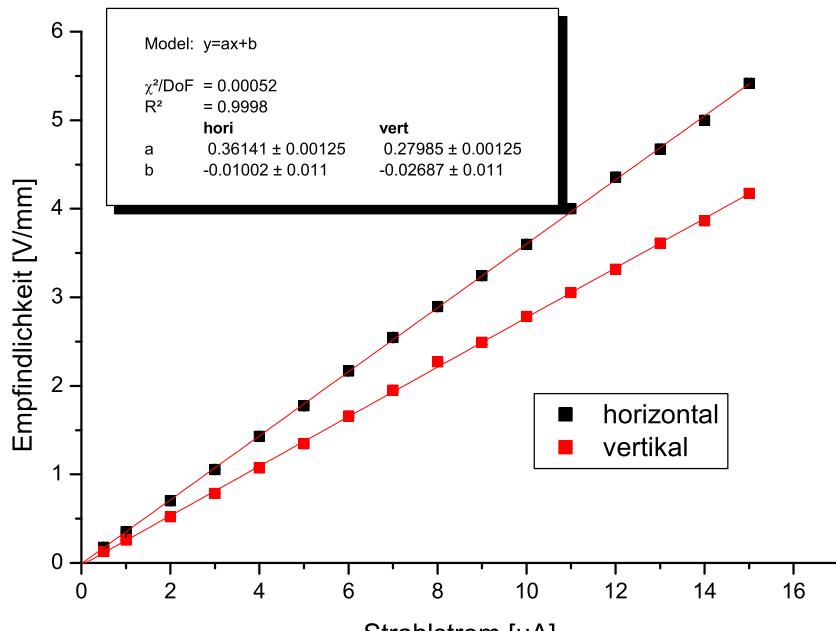
### Strahlstromempfindlichkeit

Messungen der gleichen Art wurden zwischen einigen  $0.5 \mu\text{A}$  und  $15 \mu\text{A}$  sowie zwischen  $10 \mu\text{A}$  und  $100 \mu\text{A}$  Strahlstrom durchgeführt. Im  $2.45 \text{ GHz}$ -Zweig wurde am Ausgang des  $3\text{dB}$ -Hybrids für den ersten Satz ein  $6 \text{ dB}$ -Abschwächer, für den zweiten Satz ein  $20 \text{ dB}$ -Abschwächer eingesetzt, um das Signal im Bereich von  $\pm 5 \text{ Volt}$  zu halten. Dennoch wurde bei Strahlströmen über  $40 \mu\text{A}$  das horizontale und ab  $60 \mu\text{A}$  auch das vertikale Signal bei großen Ablagen abgeschnitten, so dass diese Bereiche nicht in der Auswertung berücksichtigt wurden.

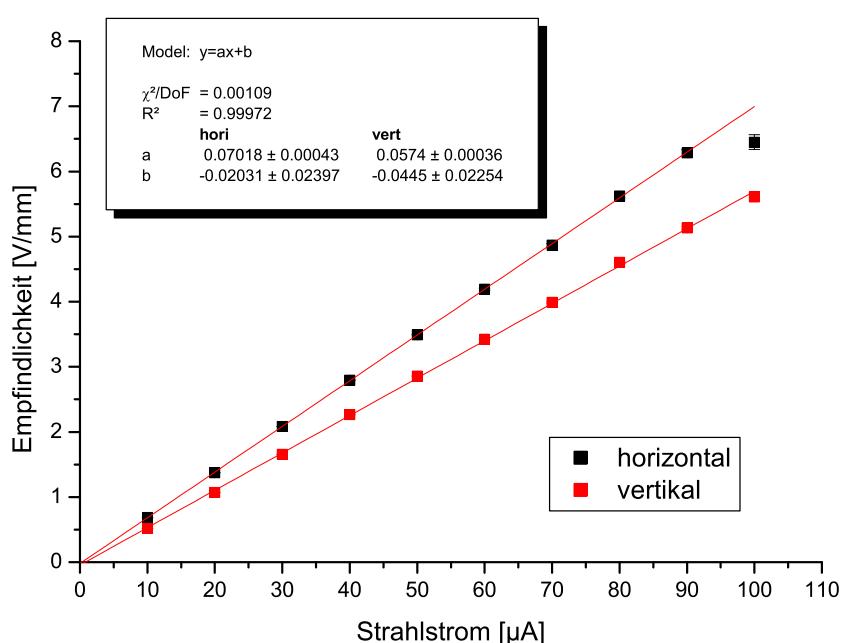
In Abbildung 3.8 ist das Ergebnis aller dieser Messungen dargestellt. Die Empfindlichkeit des Monitors ist tatsächlich proportional zum Strahlstrom  $i$ , wie die Theorie vorhersagt.

**Tabelle 3.1.:** Strahlstromempfindlichkeit XYMO14

Dämpfer	hori [ $\text{mV}/(\text{mm} \cdot \mu\text{A})$ ]	vert [ $\text{mV}/(\text{mm} \cdot \mu\text{A})$ ]
0 dB	$599.0 \pm 1 \%$	$446.5 \pm 1 \%$
6 dB	$361.0 \pm 1 \%$	$279.9 \pm 1 \%$
20 dB	$70.2 \pm 1 \%$	$57.4 \pm 1 \%$



(a) 6dB-Dämpfer zwischen 0.5 und 15  $\mu\text{A}$



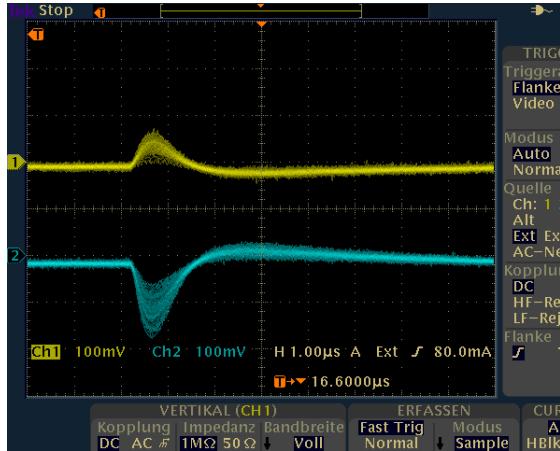
(b) 20dB-Dämpfer zwischen 10 und 100  $\mu\text{A}$

**Abbildung 3.8.:** Die Empfindlichkeit von XYMO14 in Abhängigkeit des Strahlstromes kann als linear angesehen werden.

### 3. HF-Lagemonitore

#### Diagnosepulse

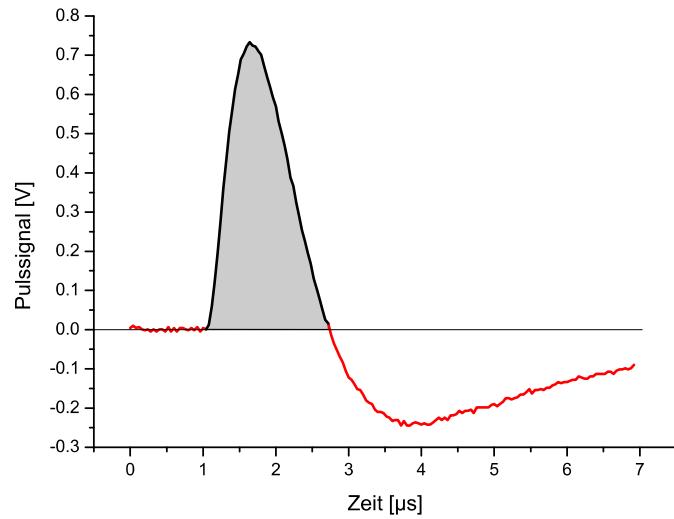
Auch im Strahlbetrieb mit Diagnosepulsen verhält sich der Monitor wie erwartet (siehe Abbildung 3.11). Die Diagnosepulse sind 12 ns lang, besitzen eine typische Amplitude von  $100 \mu\text{A}$  und eine Folgefrequenz von 10 kHz. Sie haben gegenüber dem c.w.-Strahl den Vorteil, dass bei einem sehr niedrigen durchschnittlichen Strom, dessen Verlust in der Strahlführung nicht zu Beschädigungen führt, in den HF-Monitoren trotzdem ein klares Signal erzeugt wird. Diese Art des Strahlbetriebs eignet sich damit sehr gut zur Einstellung der Maschine und wurde auch zur strahloptischen Vermessung verwendet.



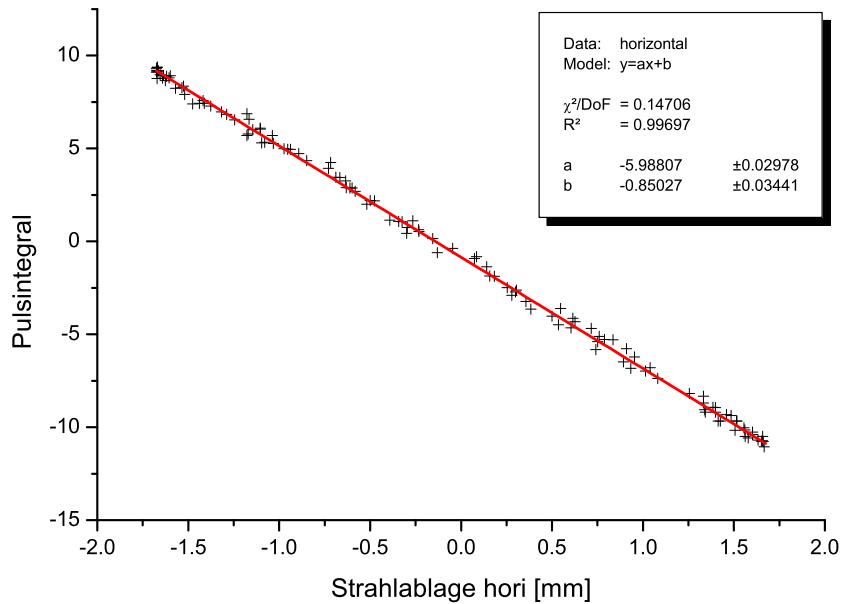
**Abbildung 3.9.:** Signal der horizontalen (gelb) und vertikalen (blau) Strahlablage im XYMO14 im Diagnosepulsbetrieb

Das Ausgangssignal des DBM wird zur Unterdrückung von Störsignalen zunächst analog integriert ( $\tau \sim 3 \text{ ns}$ ). Der Überschwinger mit entgegengesetzter Polarität wird durch die galvanische Trennung verursacht; das Signal muss im Schnitt den Wert Null haben.

Anstatt der vergleichsweise schwierigen Bestimmung der Pulsamplitude wird als Maß für die Höhe des Signals die Fläche von dessen Beginn bis zu dessen Nulldurchgang numerisch bestimmt (Abbildung 3.10). Dazu wird das Signal mit Hilfe eines Digitaloszilloskop digitalisiert und in den Rechner übertragen.



**Abbildung 3.10.:** Numerische Pulsintegration: Der Bereich vom Beginn bis zum ersten Null-durchgang (grauer Bereich) wird summiert.



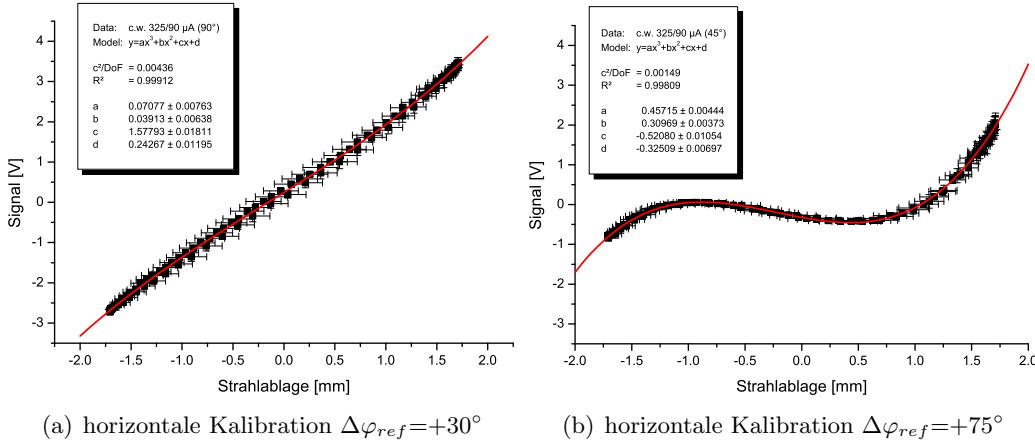
**Abbildung 3.11.:** Kalibration der Ablagesignale bei Diagnosepulsbetrieb bei 855.15 MeV

### 3. HF-Lagemonitore

#### 3.4. Nichtlinearität der Empfindlichkeit des $xy$ -Monitors

Unter Benutzung der Hebemechanik wurden während verschiedener Strahltests, bei denen auch unterschiedliche Strahlenergien eingestellt waren, zahlreiche Empfindlichkeitsmessungen durchgeführt. Bei einigen Messungen zeigten sich leichte s-förmige Verbiegungen der Empfindlichkeitskurven für die horizontale Strahlablage (wie in Abbildung 3.12 (a) dargestellt), die ganz klar außerhalb des statistischen Fehlers lagen und auch nicht von einer Nichtlinearität der Positionseichung herrühren konnten.

Um weitere Informationen über den nichtlinearen Effekt zu erhalten, wurden die Empfindlichkeitskurven bei verschiedenen Phasen der Referenzwelle aufgenommen. Wie in Abbildung 3.12 (b) zu erkennen, verstärkte sich dabei die Nichtlinearität und erreichte bei einer Verdrehung der Referenzphase um  $\Delta\varphi_{ref} \simeq 90^\circ$  ihr Maximum. Ähnliche Effekte zeigten sich erwartungsgemäß auch im Zweig für die  $y$ -Ablage. Sie werden hier aber nicht weiter behandelt, da sie keine wesentlich andere Information enthalten.



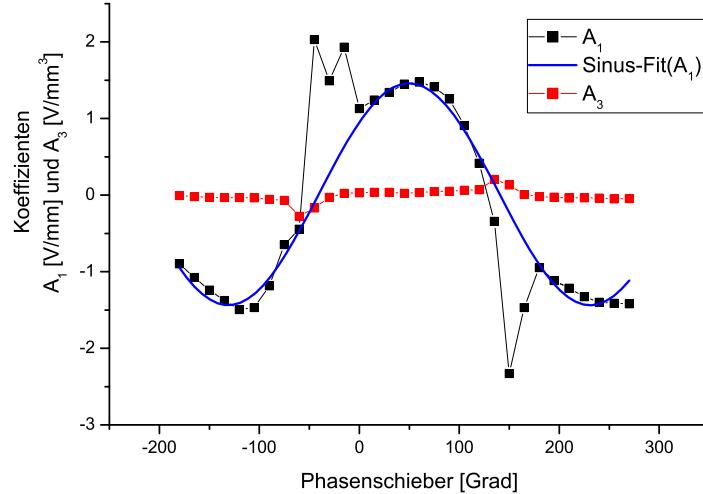
**Abbildung 3.12.:** Beispiele zur Kalibration der Ablagesignale bei einem Strahlstrom von  $3.6 \mu\text{A}$  wie in Abbildung 3.7

Die zunächst naheliegende Vermutung, dass es sich hier um eine Beimischung der  $TM_{310}$ -Mode handele, die nach [Her78] eine kubische Anregungscharakteristik besitzt und, ebenso wie die  $TM_{110}$ -Mode, durch Subtraktion der beiden Antennensignale verstärkt ausgekoppelt wird, bestätigte sich nicht. Messungen mit einem Netzwerkanalysator zeigten nämlich, dass diese bei 4.1 GHz resonante Schwingungsform eine belastete Güte  $Q_L = 4130$  besitzt und somit bei 2.45 GHz lediglich einen Beitrag der Größenordnung  $10^{-5}$  im Vergleich zur resonanten  $TM_{110}$ -Amplitude liefern kann.

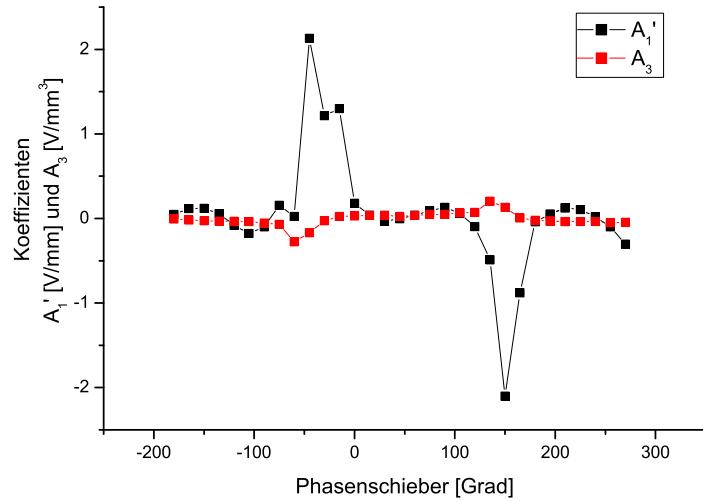
Zu weiteren Untersuchungen wurden die gemessenen Empfindlichkeitskurven für jeden Wert der eingestellten Referenzphase hinsichtlich ihres linearen und kubischen Anteils analysiert. In Abbildung 3.13 (a) sind die entsprechenden Koeffizienten als Funktion der Phase der Referenzwelle aufgetragen. Wie man sieht, weicht die Kurve für den linearen Anteil bei bestimmten Werten von  $\varphi_{ref}$  stark vom sinusförmigen Verlauf ab, der sich im Falle einer reinen  $TM_{110}$ -Mode ergäbe. (Durch Eingabe des Signal aus einem Mess-

### 3.4. Nichtlinearität der Empfindlichkeit des $xy$ -Monitors

sender wurde zuvor sichergestellt, dass die Messelektronik auch tatsächlich eine solche Sinuskurve liefert, wie in Abbildung 3.5 (b) dargestellt). Der kubische Anteil liefert im Abstand von  $180^\circ$  über eine Phasenbreite von lediglich ungefähr  $30^\circ$  recht große Beiträge mit unterschiedlichem Vorzeichen, in den Bereichen dazwischen ist der Beitrag nahezu Null.



(a) Sinuskurve für  $A_1$  angepasst



(b) Sinuskurve abgezogen für  $A_1'$

**Abbildung 3.13.:** Verlauf der linearen und kubischen Anteile ( $\sim x$  und  $\sim x^3$ )

Unter der Annahme, dass die  $TM_{110}$ -Mode in idealer Form im Resonator angeregt wird, wurde im nächsten Schritt die entsprechende Sinuskurve subtrahiert. Die abzuziehende Kurve wurde ermittelt, indem die stark abweichenden Punkte bei der Kurvenanpassung nicht berücksichtigt wurden (blau durchgezogene Kurve in Abbildung 3.13 (a)).

### *3. HF-Lagemonitore*

Das in Abbildung 3.13 (b) dargestellte Ergebnis zeigt, dass der verbliebene lineare Anteil in dem Phasenbereich, in dem auch der kubischen Beitrag von Null verschieden ist, besonders hohe Spitzen besitzt. Außerhalb ist die Amplitude wesentlich kleiner und andeutungsweise wellenförmig.

Dieses Verhalten gibt Anlass zu der Frage, ob es sich bei der beobachteten Nichtlinearität um Oberwellen handelt, die aufgrund der sehr kurzen Bunchlänge der Elektronenpakete mit großer Amplitude angeregt werden können und trotz der Maßnahmen zu ihrer Unterdrückung im DBM gleichgerichtet werden. Der hinter dem Hybrid eingegebauten Tiefpassfilter wirkt nämlich nur von 2.7 GHz (3dB-Punkt) bis etwa 8 GHz und verliert selektiv seine Wirkung mehr und mehr bei höheren Frequenzen. Inwieweit der HF-Verstärker für sehr hohe Frequenzen durchlässig ist, und ob zum Beispiel Überkopplungen vom Local Oscillator zum Signal-Eingang des DBM eine Gleichrichtung ermöglichen, konnte leider aufgrund der begrenzt zur Verfügung stehenden Zeit im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr untersucht werden.

# 4. Kalibration eines HF-Lagemonitors

Zur Bestimmung der Abbildungseigenschaften des T2-Systems werden an dessen Ausgang zwei kalibrierte Positionsmonitore benötigt, die einen möglichst großen Abstand voneinander haben.

Hierfür eignen sich besonders XYMO14 und XYMO15 (siehe Abbildung 2.1). Diese Monitore waren jedoch bisher nicht oder nur sehr grob kalibriert. In Vorüberlegungen wurden zwei Möglichkeiten der Kalibration verglichen:

**1. Kalibration durch Ändern der Strahlposition:** Eine Möglichkeit der Kalibration besteht darin, die Strahlposition definiert durch einen Wedler zu verändern. Neben dem Problem der Eichung dieses Wedlers kann man hierbei nur kleine Strahlströme einstellen, da Strahlverluste im nachfolgenden System nur schwer vermeidbar sind.

**2. Kalibration durch Ändern der Monitorposition:** Eine weitere Methode besteht darin, nicht den Strahl, sondern den zu kalibrierenden Monitor präzise zu bewegen und damit die Signale zu kalibrieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die zweite Methode realisiert, da sie eine höhere Genauigkeit versprach und bei beliebigen Strahlstromstärken eingesetzt werden kann. Hier wird nun die Mechanik beschrieben, mit der XYMO14 während des Strahlbetriebes bewegt wurde. Auf den Einbau der gleichen Mechanik für XYMO15 musste wegen des relativ großen Aufwands zunächst verzichtet werden. Statt dessen wurde dieser Monitor unter Benutzung der Eichung von XYMO14 durch definierte Bewegung des Strahls im ungefährlichen Diagnosepulsbetrieb kalibriert.

## 4.1. Die Hebemechanik

Es wurde eine Hebemechanik für den HF-Lagemonitor XYMO14 entworfen, die folgende Anforderungen erfüllen sollte:

- Der Hub sollte größer als die Strahlpositionsänderungen im normalen Strahlbetrieb sein. Ziel war eine Verschiebung von etwa zwei Millimetern in beide Richtungen.
- Die Geschwindigkeit musste groß genug sein, damit ein Driften der Strahlposition während der Kalibration nicht zu großen Fehlern führen konnte. Allerdings sollte sie klein genug sein, um über mindestens eine Netzperiode mitteln zu können.
- Das System sollte möglichst im Transfersystem von MAMI eingesetzt werden, damit der Monitor jederzeit unabhängig vom verwendeten Strahlfänger genutzt werden könnte. Eine geeignete Position ist XYMO14, der sich hinter dem in Kapitel 2 strahloptisch zu vermessenden T2-System befindet (siehe Abbildung 2.1).

## 4. Kalibration eines HF-Lagemonitors

### 4.1.1. Prinzip der Hebemechanik

Die Hebemechanik wurde in das vorhandene Justiergestell (Abbildung 4.1 (a)) integriert. Der rechte zur Höhenjustage dienende Gewindebolzen wurde wie in Abbildung 4.1 (b) skizziert durch eine Hebemechanik mit Taumelscheibe<sup>1</sup> ersetzt. Um eine definierte Drehachse zu erhalten und um das Widerstandsmoment gegen die Verbiegung der zwei linken Gewindebolzen zu reduzieren, wurden diese Bolzen im mittleren Bereich durch Abdrehen von 12 mm auf 6 mm verjüngt.

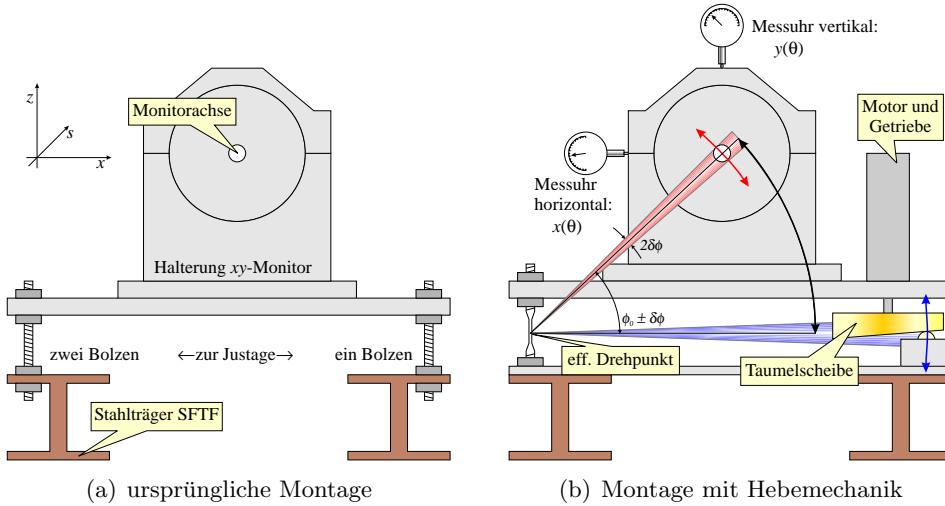


Abbildung 4.1.: Schema des Gestells von XYMO14 vor und nach Einbau der Hebemechanik

Die Bewegung auf der Strahlachse des Monitor, die aus der Rotation der Taumelscheibe folgt, ist durch den roten Pfeil angedeutet.

### Taumelscheibe

In Abbildung 4.2 ist das Prinzip der Taumelscheibe verdeutlicht. Die Scheibe wurde linear in  $x$ -Richtung angeschrägt (untere Darstellung). Ihre Neigung ist durch den Winkel  $\varepsilon$  gegeben:

$$\varepsilon = \arctan\left(\frac{\Delta h_{Scheibe}}{2r_{Scheibe}}\right) \quad (4.1)$$

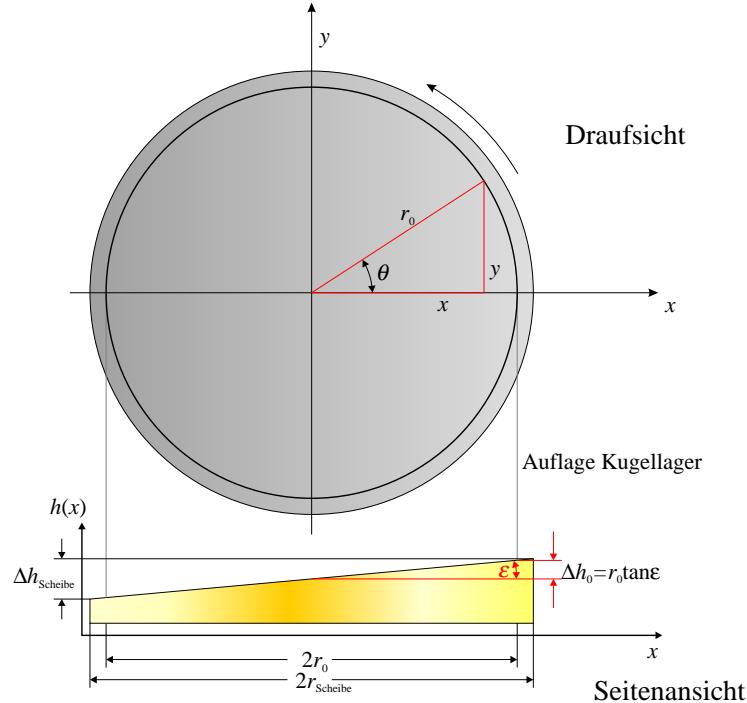
$$h(x, y) = h_0 + \tan \varepsilon \cdot x \quad (4.2)$$

Der Auflagepunkt ist durch den Winkel  $\theta$  zur  $x$ -Achse und seinen Abstand  $r$  zur Scheibenbenachse definiert. Weiter ist o. B. d. A.  $h_0 = 0$ . Mit Übergang in Polarkoordinaten erhält man daraus die Höhenvariation  $\delta h(r, \theta)$ :

$$h(r, \theta) = r \tan \varepsilon \cdot \cos \theta = \Delta h \cos \theta \quad (4.3)$$

<sup>1</sup>W. Klag: priv. Mitteilungen 2003

Das Kugellager läuft dabei auf der als dicke schwarze Kurve markierten Bahn, während sich die Taumelscheibe unter dem Lager wegdreht. Mit den Parametern  $2r_{Scheibe} = 110$  mm und  $\Delta h_{Scheibe} = 8$  mm gilt  $\varepsilon = 4.16^\circ$ . Mit  $2r_0 = 100$  mm beträgt der Wert des maximal erreichbaren Hubs  $\Delta h_0 = r_0 \tan \varepsilon = 3.64$  mm.



**Abbildung 4.2.:** Taumelscheibe (Prinzip)

### Bewegung des Resonators

Wie in Abbildung 4.1 (b) und Abbildung 4.3 angedeutet, wird die durch die Taumelscheibe bewirkte vertikale Bewegung in eine Überlagerung aus horizontaler und vertikaler Bewegung der Resonatorachse überführt, da durch die Verjüngung der Gewindestößel eine Drehachse definiert wurde. Für die Position der Monitorachse gilt in Polarkoordinaten:

$$r_{Cav} = \sqrt{x_{0_{Cav}}^2 + y_{0_{Cav}}^2} \quad (4.4)$$

$$\phi_0 = \arctan \left( \frac{y_{0_{Cav}}}{x_{0_{Cav}}} \right) \quad (4.5)$$

Die vertikale Bewegung äußert sich in einer Drehung des Aufbaus um den Winkel  $\delta\phi(\theta)$ :

$$\delta\phi(\theta) = \arctan \left( \frac{h(r_0, \theta)}{d_0} \right) = \arctan \left( \frac{\Delta h_0 \cdot \cos \theta}{d_0} \right) \quad (4.6)$$

#### 4. Kalibration eines HF-Lagemonitors

Die Position der Resonatorachse in Abhängigkeit der Taumelscheibenstellung  $\theta$  wird durch den Winkel  $\phi_0 + \delta\phi(\theta)$  beschrieben:

$$x_{Cav}(\theta) = r_{Cav} \cdot \cos(\phi_0 + \delta\phi(\theta)) \quad (4.7)$$

$$y_{Cav}(\theta) = r_{Cav} \cdot \sin(\phi_0 + \delta\phi(\theta)) \quad (4.8)$$

Diese exakten Ausdrücke für die Position der Monitorachse können nun für kleine  $\delta\phi(\theta)$  entwickelt werden:

$$x_{Cav}(\theta) = r_{Cav} \cdot \cos(\phi_0) - r_{Cav} \cdot \sin(\phi_0)\delta\phi(\theta) + O(\delta\phi^2(\theta)) \quad (4.9)$$

$$y_{Cav}(\theta) = r_{Cav} \cdot \sin(\phi_0) + r_{Cav} \cdot \cos(\phi_0)\delta\phi(\theta) + O(\delta\phi^2(\theta)) \quad (4.10)$$

Mit Gleichung 4.4 und 4.5 sowie Vernachlässigen von  $O(\delta\phi^2(\theta))$  findet man näherungsweise:

$$\tilde{x}_{Cav}(\theta) = x_0 - r_{Cav} \cdot \sin(\phi_0)\delta\phi(\theta) \quad (4.11)$$

$$\tilde{y}_{Cav}(\theta) = y_0 + r_{Cav} \cdot \cos(\phi_0)\delta\phi(\theta) \quad (4.12)$$

Nun wird mit Gleichung 4.6 die  $\theta$ -Abhängigkeit ausgeschrieben:

$$\tilde{x}_{Cav}(\theta) = x_0 - r_{Cav} \cdot \sin(\phi_0) \cdot \arctan\left(\frac{\Delta h_0 \cdot \cos \theta}{d_0}\right) \quad (4.13)$$

$$\tilde{y}_{Cav}(\theta) = y_0 + r_{Cav} \cdot \cos(\phi_0) \cdot \arctan\left(\frac{\Delta h_0 \cdot \cos \theta}{d_0}\right) \quad (4.14)$$

Für  $\Delta h_0 \ll d_0$  gilt  $\arctan(x) = x + O(x^3)$  und die Amplituden  $\Delta x$  und  $\Delta y$  können identifiziert werden:

$$\Delta x = r_{Cav} \cdot \sin \phi_0 \cdot \frac{\Delta h_0}{d_0} \quad (4.15)$$

$$\Delta y = r_{Cav} \cdot \cos \phi_0 \cdot \frac{\Delta h_0}{d_0} \quad (4.16)$$

Damit lauten die Ausdrücke der Monitorposition:

$$\tilde{x}_{Cav}(\theta) \simeq x_{0_{Cav}} - \Delta x \cdot \cos(\theta) \quad (4.17)$$

$$\tilde{y}_{Cav}(\theta) \simeq y_{0_{Cav}} + \Delta y \cdot \cos(\theta) \quad (4.18)$$

Die maximale Differenz  $|x_{Cav} - \tilde{x}_{Cav}|$  beträgt 4  $\mu\text{m}$ , so dass im Folgenden von einer sinusförmigen Bewegung ausgegangen wurde. Setzt man die durch die Justage bedingten Abmessungen ( $d_0 = 470$  mm,  $x_{0_{Cav}} = 225$  mm und  $y_{0_{Cav}} = 211$  mm) ein so findet man  $\Delta x = 1.63$  mm sowie  $\Delta y = 1.74$  mm.

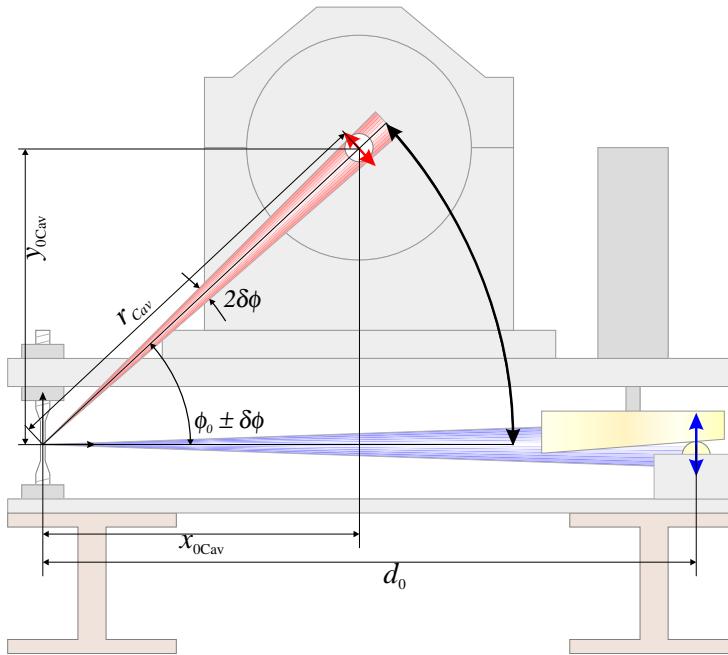


Abbildung 4.3.: Skizze zur Berechnung des Hubs in  $x$ - und in  $y$ -Richtung

#### 4.1.2. Kalibration der Hebemechanik

Nach der Fertigung und ersten mechanischen Tests im Labor wurde die Hebemechanik in der Strahlführung eingebaut. Zur Kalibration dienten Messuhren (siehe Abbildung 4.1 (b)), mit deren Hilfe die Position des Resonators in  $x$ - und  $y$ -Richtung mit einer Genauigkeit von  $5 \mu\text{m}$  in Abhängigkeit vom Drehwinkel der Taumelscheibe bestimmt werden konnte.

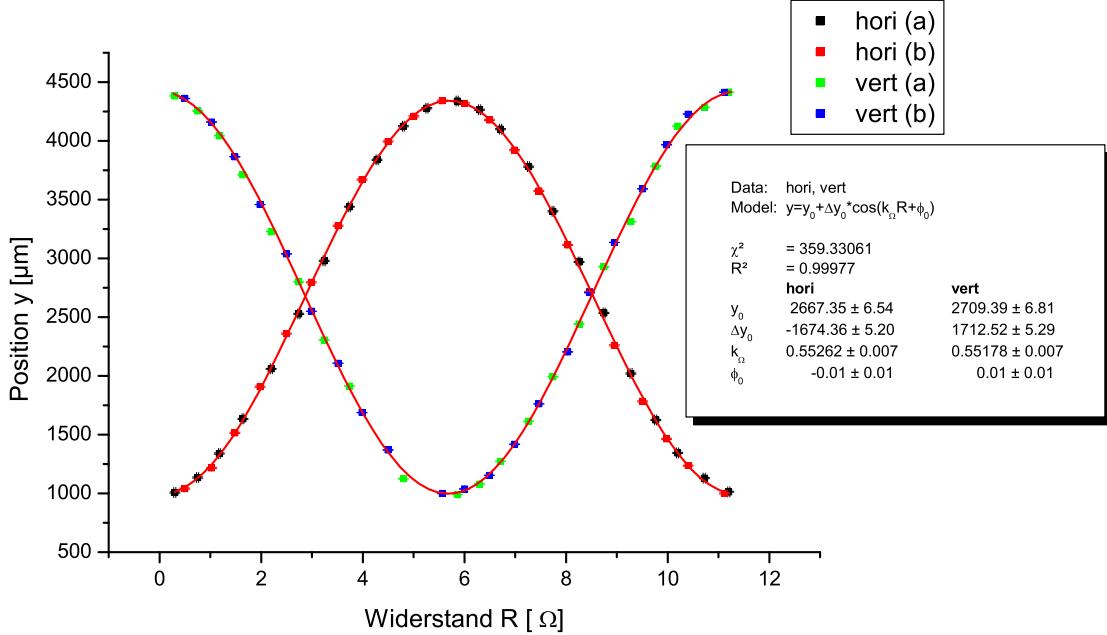
Als Anzeige des Winkels diente ein an der Getriebeachse unterhalb der Taumelscheibe befestigtes angeschlagfreies Drehpotentiometer (in Abbildung 4.6 grün markiert).

Die in Abbildung 4.4 gezeigten Messpunkte wurden über zwei Umdrehungen der Taumelscheibe gemessen (Durchlauf (a) und (b)), um mögliche Fehlpositionierungen zu erkennen. Die Messpunkte lassen sich, wie in Gleichung 4.17 und 4.18 gezeigt, sehr gut durch sinusförmige Kurven anpassen:

$$y = y_0 + \Delta y_0 \cdot \cos(k_\Omega R + \phi_0) \quad (4.19)$$

mit  $y_0 [\mu\text{m}]$  als additive Konstante,  $\Delta y_0 [\mu\text{m}]$  als Amplitude der Bewegung, dem Winkelparameter  $k_\Omega = 2\pi/R_0 [1/\Omega]$  und  $\phi_0$  als Phasenkorrektur. Dabei beträgt die mittlere Abweichung der Messpunkte in  $x$ - und in  $y$ -Richtung  $5 \mu\text{m}$ . Die so bestimmten Amplituden  $\Delta x_0 = 1.67 \text{ mm}$  und  $\Delta y_0 = 1.71 \text{ mm}$  stimmen auf etwa 2 % mit den nach Gleichung 4.15 und 4.16 berechneten Werten von  $\Delta x$  und  $\Delta y$  überein.

#### 4. Kalibration eines HF-Lagemonitors



**Abbildung 4.4.:** Zu sehen sind horizontale und vertikale Position in Abhängigkeit vom Taumelscheibenwinkel (mit Drehpotentiometer gemessen).

#### 4.1.3. Biegung der verjüngten Gewindegelenken

Wie oben erwähnt, wurden die zwei Gewindegelenke zur Minderung der benötigten Biegekraft abgedreht. Hier soll gezeigt werden, dass sich das Abdrehen in der Kräftebilanz positiv auswirkt.

Nach [Dub01] beträgt das zur Verbiegung eines zylindrischen Bolzens benötigte Drehmoment  $M(\alpha, r, L)$ :

$$M(\alpha, r, L) = \frac{2\alpha}{L} \cdot E_{Eisen} \cdot I_r(r) \quad (4.20)$$

Dazu benötigt man das Flächenmoment 2. Ordnung:

$$I_r(r) = \frac{\pi r^4}{4} \quad (4.21)$$

Setzt man das Elastizitätsmodul  $E_{Eisen} = 211 \cdot 10^9 \text{ Pa}$ , den Radius  $r = 3 \text{ mm}$  und die Länge  $L = 30 \text{ mm}$  ein, beträgt dieses zusätzliche rückstellende Drehmoment für  $\alpha_{max} = \delta\phi_{max} = 0.44^\circ$  maximal  $M(\alpha_{max}, r = 3 \text{ mm}, L) = 6.9 \text{ Nm}$  pro Bolzen im Vergleich zu  $M(\alpha_{max}, r' = 6 \text{ mm}, L) = 110.4 \text{ Nm}$  ohne Abdrehen. Mit  $F_{(Bolzen)} = M/d_0$  kommt auf die Taumelscheibe eine zusätzliche Belastung von maximal 14.7 N pro Schraube dazu. Dieser Betrag ist im Vergleich zu der Unsicherheit der bewegten Masse jedoch vernachlässigbar.

#### 4.1.4. Belastung des Getriebes

##### Radiale Kräfte

Bei den folgenden Abschätzung wurde von einer zeitlich konstanten Kraft auf die Taumelscheibe ausgegangen, wobei die maximale durch die Gewindegelenke verursachte Kraft in  $F_0$  nach Gleichung 4.22 berücksichtigt wurde. Die maximale auf die Taumelscheibe wirkende Kraft

$$F_0 \simeq \frac{1}{2} \cdot m_0 g + 2 \cdot F_{(Bolzen)} \quad (4.22)$$

beträgt damit bei einem Gesamtgewicht  $m_0 \simeq 37$  kg 200 N. Der Faktor  $\frac{1}{2}$  in Gleichung 4.22 berücksichtigt, dass die Taumelscheibe nur etwa die Hälfte des Gewichtes tragen muss, die andere Hälfte wird durch die Schrauben getragen, da sich der HF-Monitor ungefähr über der Mitte der Grundplatte befindet. Aufgrund der Neigung der Taumelscheibe verursacht diese Auflagekraft eine Komponente

$$F_{\perp} = F_0 \sin \varepsilon \quad (4.23)$$

von 14.5 N parallel zu ihrer schrägen Unterseite. Das durch  $F_{\perp}$  verursachte Drehmoment

$$M = |\vec{F}_{\perp} \times \vec{L}_2| \quad (4.24)$$

von 0.44 Nm muss vom Lager der Getriebewelle abgefangen werden, wobei das maximal zulässige radiale Drehmoment auf die Achse allerdings mit  $M_{max} = 1.68$  Nm spezifiziert wird (blaue Kraftvektoren in Abbildung 4.5).

##### Toleranzen

Das Problem der mechanischen Überbestimmung des Systems ist unkritisch, trotz der starren Befestigung an der Achse und an den zwei Lagerpunkten. Zum einen sind die Unebenheiten der Taumelscheibe durch die Fertigung auf der Drehbank sehr klein ( $< 50 \mu\text{m}$ ), zum anderen ist für das Getriebe ein maximales Radialspiel  $\Delta x = 0.14$  mm (5 mm ab Getriebeausgang) angegeben. Dieses Radialspiel führt zu einem Winkelpiel

$$\Delta\alpha = \arctan \left( \frac{\Delta x}{L_1 + 5 \text{ mm}} \right) \quad (4.25)$$

von  $0.3^{\circ}$ <sup>2</sup> äußert (roter waagerechter Pfeil in Abbildung 4.5). Dieses Spiel wiederum äußert sich am oberen Kugellager in einem zulässigen Spiel

$$\Delta y = \sqrt{(L_1 + L_2)^2 + r_0^2} \cdot \sin \Delta\alpha \quad (4.26)$$

Der Wert für  $\Delta y$  (roter senkrechter Pfeil in Abbildung 4.5) beträgt damit 0.38 mm und wird mit Sicherheit nicht ausgeschöpft.

---

<sup>2</sup>pessimistische Annahme:  $L_1 = 1/2L_0$ ; Getriebewelle sei in der Mitte des Getriebes ohne Toleranz befestigt (Abbildung 4.5).

#### 4. Kalibration eines HF-Lagemonitors

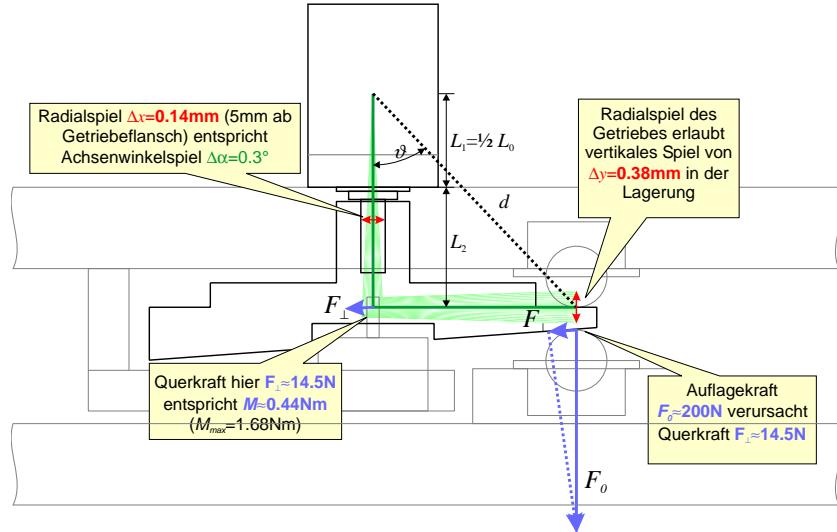


Abbildung 4.5.: Im System auftretende Querkräfte und Toleranzen durch das Achsenspiel

##### 4.1.5. Leistung des Motors

Vor der endgültigen Fertigung wurden Berechnungen zur Dimensionierung von Motor und Getriebe angestellt. Die potentielle Energie als Funktion der Zeit beträgt

$$E(t) = \int_0^t F_0 \cdot ds = \int_0^t F_0 \cdot \frac{dh}{dt} dt = \int_0^t F_0 \cdot \dot{h}(t) dt \quad (4.27)$$

Ableitung nach der Zeit bringt die benötigte Leistung als Funktion der Zeit:

$$P(t) = \frac{\partial E(t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^t F_0 \cdot \dot{h}(\theta(t)) dt = F_0 \cdot \dot{h}(t) \quad (4.28)$$

Die Zeitabhängigkeit von  $h$  ergibt sich durch Einsetzen von  $\theta = \omega t$  in Gleichung 4.3, wobei  $\omega$  die Winkelgeschwindigkeit der Taumelscheibe ist:

$$h(t) = \Delta h_0 \cdot \cos(\omega t) \quad (4.29)$$

$$\Rightarrow \dot{h}(t) = -\Delta h_0 \cdot \omega \sin(\omega t) \quad (4.30)$$

Damit erhält man für die Leistung

$$P(t) = -F_0 \cdot \Delta h_0 \cdot \omega \sin(\omega t) \quad (4.31)$$

Die größte Leistung muss der Antrieb zum Zeitpunkt  $t_0 = \frac{3\pi}{2\omega}$  bewältigen ( $\frac{\partial}{\partial t} P(t) = 0$  für  $t_0 = \frac{3\pi}{2\omega}$ ):  $P(t = t_0) \simeq 4.6$  W bei einer Umlauffrequenz von 1 Hz. Das Getriebe ist mit

einem maximalen Wirkungsgrad  $\eta = 70\%$  spezifiziert, wodurch die mit einem Sicherheitsabstand minimal zufordernde Leistung des Motors zwischen 7 bis 8 W liegen sollte. Im späteren Betrieb wurde der Motor mit einer Spannung von 12 V versorgt. Der im Betrieb maximal verbrauchte Strom  $I_{max}$  erreichte knapp 0.6 A, was die Abschätzung oben bestätigt.

## 4.2. Die Kalibration der Signale bei Strahlbetrieb

### 4.2.1. Einstellen der Referenzphase

Vor Beginn einer Messung mit einem HF-Monitor muss in jedem Fall überprüft werden, ob die Phase des Referenzsignals mit der Phase des Strahls (siehe Abbildung 3.5 (b)) übereinstimmt und gegebenenfalls korrigiert werden. Dazu verwendet man i.A. unkritische Diagnosepulse, die *nicht* mittig durch den Monitor geschossen werden. Die Referenzphase wird nun so lange variiert, bis das Ablagesignal maximal wird.

Allerdings geht eine Fehleinstellung der Sollphase nur cosinusförmig in die Kalibration ein, was bedeutet, dass sich kleine Abweichungen von der idealen Phase zunächst nur geringfügig auswirken.

### 4.2.2. Kalibration mit c.w.-Strahl

Hier gestaltet sich die Kalibration sehr einfach. Der gewünschte Strahlstrom wird eingestellt und die Mechanik in Gang gesetzt. Bereits nach einem Umlauf der Taumelscheibe liegt eine vollständige Kalibration vor, die mit dem Oszilloskop gespeichert werden kann. Um den statistischen Fehler zu verringern und den Einfluss der unvermeidlichen Strahlagefluktuationen zu beschränken, wurde die Mittelung über mehrere Durchläufe ausgedehnt. Die Resultate sind bereits in Abbildung 3.7 dargestellt.

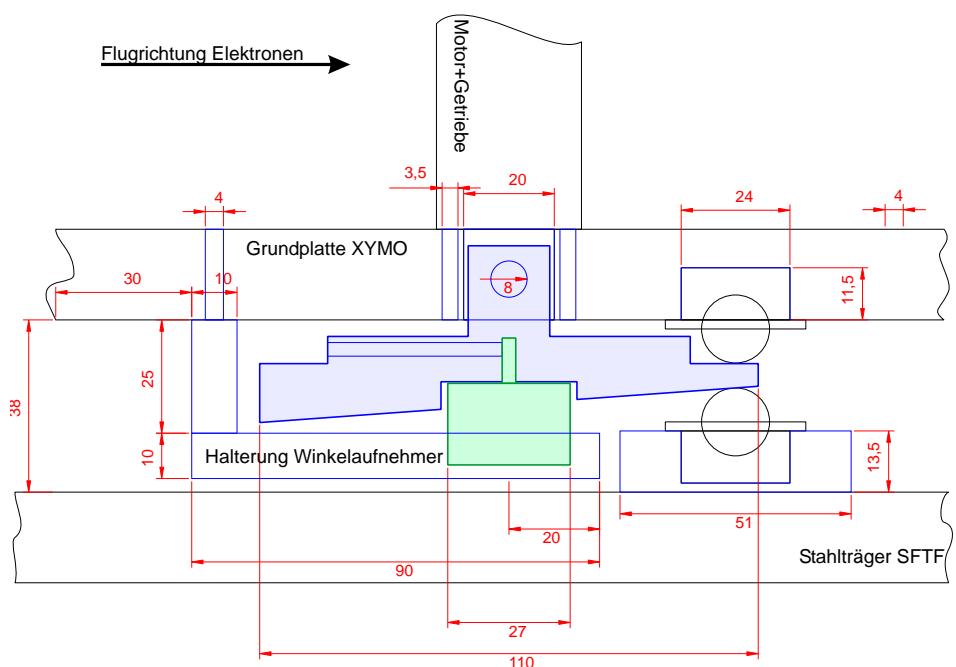
### 4.2.3. Kalibration mit Diagnosepulsen

Beim Strahlbetrieb mit Diagnosepulsen verläuft die Kalibration anders. Als Maß für die Signalgröße dient hier das Integral über den Puls von dessen Beginn bis zum Null-durchgang.

Da das Signal nun ein Puls ist und nicht kontinuierlich vorliegt, müssen einzelne Pulssüge als „Schnappschuss“ digitalisiert werden. Um eine ausreichend gute Statistik zu erhalten, müssen mindestens 100 solcher „Schnappschüsse“ gemacht werden, die später offline analysiert werden. Weil dieser Vorgang jedoch einige Zeit beansprucht (ein „Schnappschuss“ pro Umlauf) und der Strahl währenddessen häufig etwas wegdriftet, ist der Fehler der Empfindlichkeit (repräsentiert durch den Koeffizient  $a$  [1/mm] in Abbildung 3.11) normalerweise etwas größer als im c.w.-Betrieb.

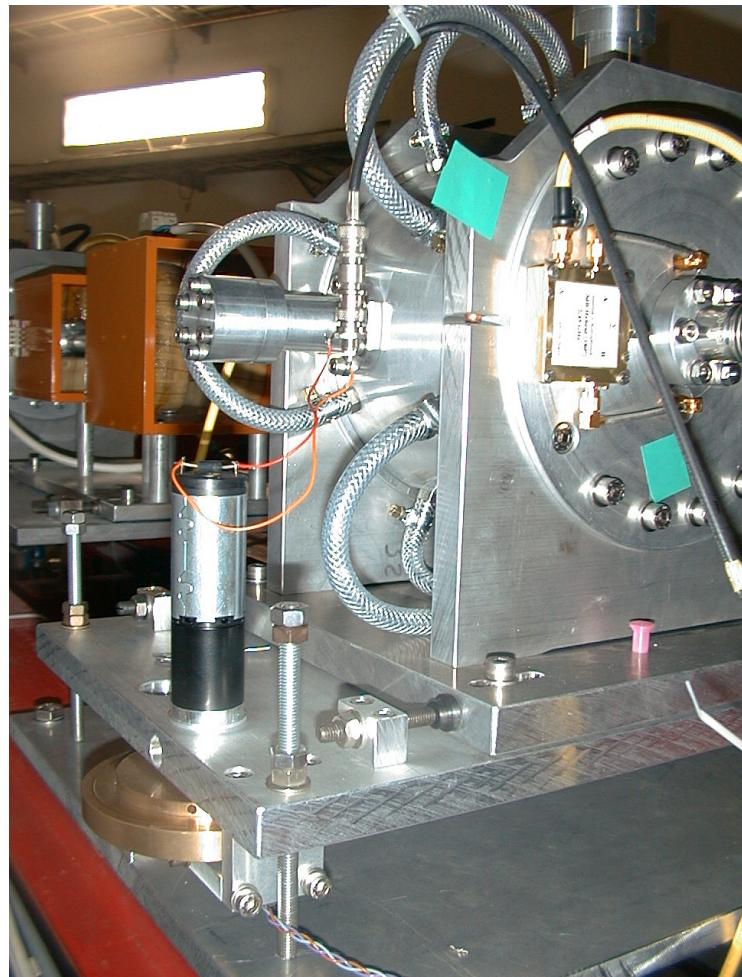
Das Ergebnis einer solchen Kalibration ist bereits in Abbildung 3.11 dargestellt.

#### 4. Kalibration eines HF-Lagemonitors



**Abbildung 4.6.:** Ansicht der Hebemechanik von der Seite, Bemaßung in Millimetern, zu fertigende Teile und Bohrungen sind blau markiert, Exzenter und Drehpotentiometer ausgefüllt

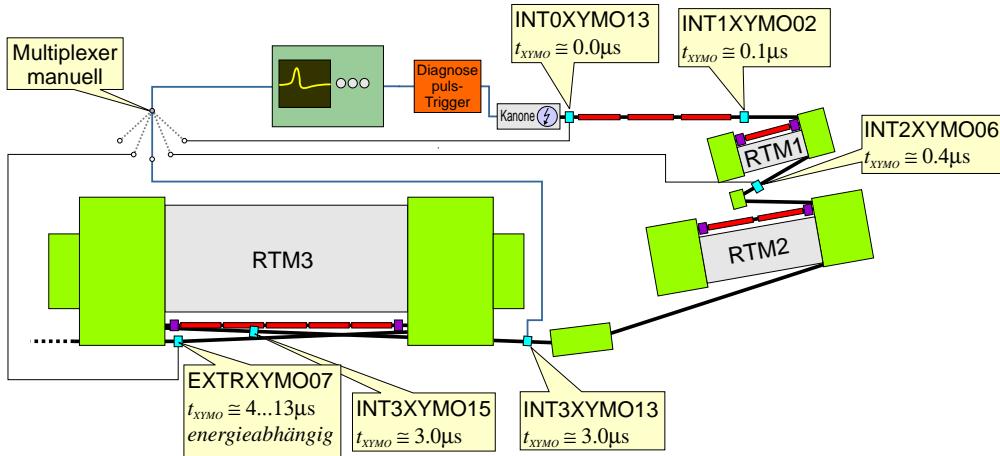
## 4.2. Die Kalibration der Signale bei Strahlbetrieb



**Abbildung 4.7.:** Fertig aufgebaute Kalibrationsmechanik von XYMO14: links aus Messing ist die Taumelscheibe zu erkennen

# 5. COBRA-Multiplexer

## 5.1. Einführung in das bisherige System



**Abbildung 5.1.:** Skizze zur Positionierung der HF-Monitore von der Kanone bis hin zur Extraktion (855 MeV). Zusätzlich sind die verschiedenen Laufzeiten des Strahls von der Kanone bis zur jeweiligen Position angegeben.

Das nun folgende Kapitel widmet sich der Verbesserung der Diagnosemöglichkeit in Verbindung mit den Diagnosepulsen.

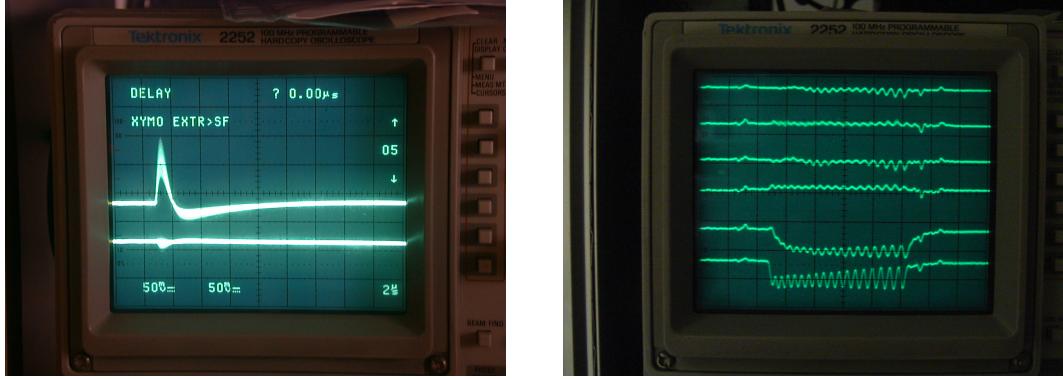
### Vorbild: die Mikrotronen

In den Mikrotronen werden die Diagnosepulse auf der Linac-Achse durch „low-Q“-Monitore detektiert, deren Zeitkonstante  $T_{Signal}$  aufgrund der geringen belasteten Güte von etwa 40 in der Größenordnung von einigen Nanosekunden liegt und damit nur unwesentlich länger als die Umlaufzeit im kleinsten Mikrotron ist. Beim Durchfliegen eines solchen Pulses erzeugt dieser in jedem der dort montierten Monitore  $n$  zeitlich hintereinanderliegende Pulse, wobei  $n$  die Zahl der Umläufe ist (Abbildung 5.2 (b)). Ändert man in einem Umlauf zum Beispiel die Strahlrichtung, kann die Reaktion des Strahls in den nachfolgenden Umläufen auf sehr einfache Weise beobachtet werden.

### Die aktuelle Situation in den Strahlführungen

Im Injektorlinac sowie in den Strahlführungssystemen zwischen den Mikrotronen und hinter dem RTM3 werden „high-Q“-Monitore eingesetzt, um auch bei kleinen c.w.-

## 5.1. Einführung in das bisherige System



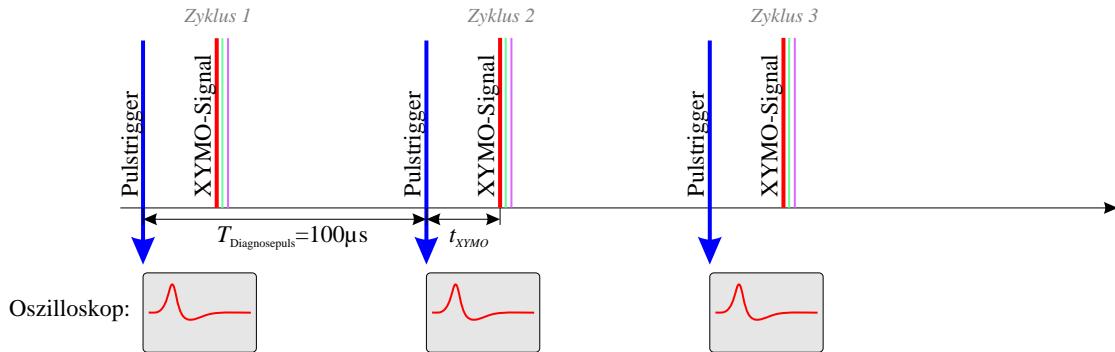
(a) typisches Signal eines HF-Monitors im Diagnosepulsbetrieb: Das Signal ist bis zum ersten Nulldurchgang 2 bis 3  $\mu\text{s}$  lang.

(b) 4 Ablage- sowie Phasen- und Intensitätssignal des RTM1. Die Signale der „low-Q“-HF-Monitore müssen kürzer sein als die Zeit für einen Umlauf ( $\sim 20$  ns)

**Abbildung 5.2.:** Diagnosepulse auf dem Bedienoszilloskop (Foto)

Strömen Intensität und Lage des Strahls messen zu können. Bei Betrieb mit Diagnosepulsen erhält man ein bis zu 10  $\mu\text{s}$  langes Signal, dessen Maximalwert in etwa proportional zur Strahlablage ist.

Mit Hilfe des Multiplexers kann ein beliebiger Monitor angewählt und dessen  $x$ - und  $y$ -Signale auf einem Oszilloskop im Bedienraum dargestellt werden (Abbildung 5.2 (a)). Schematisch ist dies in Abbildung 5.3 dargestellt: Mit dem Pulstrigger wird gleichzeitig auch das Oszilloskop getriggert, so dass nach der Laufzeit des Elektronenstrahls durch den Beschleuniger das Signal des angewählten  $xy$ -Monitors auf dem Oszilloskop erscheint.



**Abbildung 5.3.:** Pulstrigger und Signale (altes System)

Um die Zeit für die Einstellung und Korrektur des Strahls zu verringern und auftretende Fehler wie zum Beispiel die Instabilität von Strahlführungskomponenten besser analysieren zu können, wurde eine gleichzeitige Darstellung aller XYMO-Signale eines Strahlführungsabschnittes gefordert. Da Verzögerungsleitungen aufgrund der großen

## 5. COBRA-Multiplexer

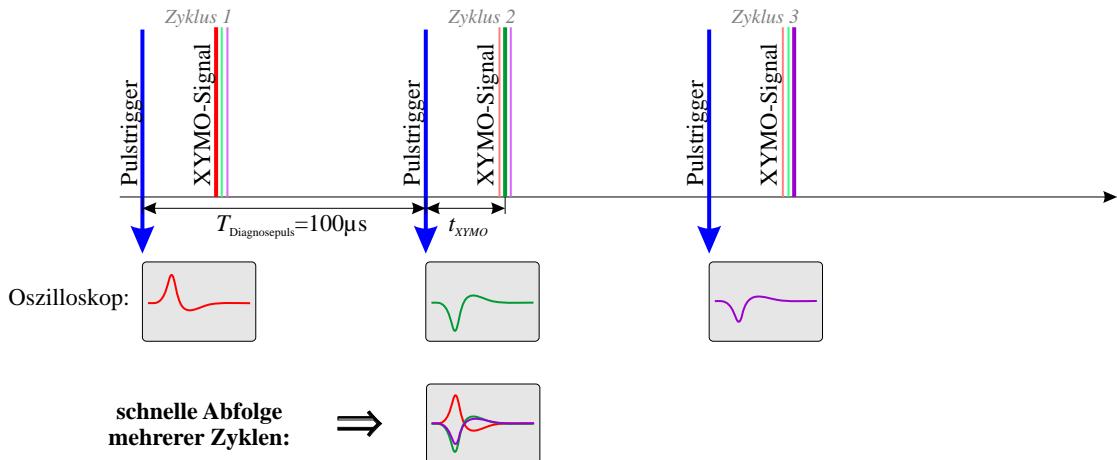
Signallängen von einigen  $\mu\text{s}$  unpraktikabel sind, wurde nach einem Vorschlag aus der MAMI-Betriebsgruppe<sup>1</sup> das im Folgenden beschriebene System aufgebaut.

### 5.2. Technische Parameter

#### 5.2.1. Ansteuerung des Multiplexers

Zur parallelen Darstellung musste der manuell angesteuerte Multiplexer zunächst schneller angesteuert werden, damit ein zeitlich gut abgestimmtes Umschalten zwischen den einzelnen Monitoren eines Strahlführungsabschnittes möglich wurde.

Dadurch konnte nun eine Anzahl von Signalen gleichzeitig übereinander gemischt beobachtet werden (Abbildung 5.4).



**Abbildung 5.4.:** Pulstrigger und Signale (nur automatische Kanalumschaltung)

Die Elektronik des Multiplexers ist in der Lage, maximal alle  $100\ \mu\text{s}$  den Kanal zu wechseln. Allerdings ist das *Kontrollsystem* nicht dafür ausgelegt, den Multiplexer so schnell und regelmäßig anzusprechen. Hier sollte der ursprüngliche Multiplexer erweitert werden, indem die Kanalauswahl mit Hilfe eines zweiten Systems angesteuert wurde. Dieses System sollte frei programmierbar sein und später vom Kontrollsystem nur noch die Information bekommen, welche Gruppe von HF-Monitoren alternierend durchgeschaltet werden sollte.

#### 5.2.2. Triggern des Oszilloskops

Um die Signale nun wiederum optisch zu trennen, ist es notwendig, für jeden Monitor einer Gruppe individuelle Triggerzeitpunkte für das Oszilloskop zuzuordnen.

Die Länge  $T_{\text{Signal}}$  der darzustellenden Einzelsignale beträgt ungefähr  $3\ \mu\text{s}$ . Damit die Qualität der Darstellung nicht unter dem Jitter des Triggerzeitpunktes leiden sollte,

<sup>1</sup>J. MÜLLER: priv. Mitteilungen 2003

wurde eine Obergrenze von 10 % der Signallänge gefordert.

$$\Delta t_{Jitter} \ll T_{Signal} \quad (5.1)$$

Von der Firma *SenTec* wurde ein auf einem RISC-Prozessor aufbauendes Mikroprozessorsystem bestellt (Motorola ColdFire MCF 5272 mit 66 MHz Taktrate entsprechend einer Taktdauer von 15 ns). Das Basisboard bietet zum einen serielle V24-Anschlüsse, über die auf einfache Weise die Kommunikation mit dem Kontrollsysteum abgewickelt werden könnte. Zum anderen stehen sowohl externe Port- als auch Interruptleitungen zur Verfügung, die direkt mit dem Prozessor verdrahtet sind, wodurch eine sichere Triggerung des Oszilloskops erreicht werden sollte. Parallel zur Triggerung wurde dieses Modul auch mit einem Interface zu dem Multiplexer ausgestattet.

Die für einen beliebigen *xy*-Monitor erforderliche Verzögerung richtet sich zum einen nach der Laufzeit der Elektronen von der Kanone bis zum Monitor als auch nach der gewünschten Position des Signalzuges auf dem Oszilloskop:

$$\Delta t_{Trigger}(xy) = T_{Diagnosepuls} + t_{XYMO}(xy) - t_{Osz}(xy) \quad (5.2)$$

Dabei ist  $\Delta t_{Trigger}$  (siehe Abbildung 5.5) die erforderliche Verzögerung des Triggers bezogen auf den ursprünglichen Pulstriggers,  $T_{Diagnosepuls}$  die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen,  $t_{XYMO}$  die Laufzeit der Elektronen von der Kanone zu dem entsprechenden Monitor und  $t_{Osz}$  letztlich die Position auf dem Oszilloskop.

Um nun die einzelnen Pulssignale zu separieren, sollte das Oszilloskop für jeden darzustellenden Monitor individuell getriggert werden. Dadurch sollte in Anlehnung an die Mikrotronosignale der Eindruck der gleichzeitigen Darstellung vermittelt werden (Abbildung 5.5).

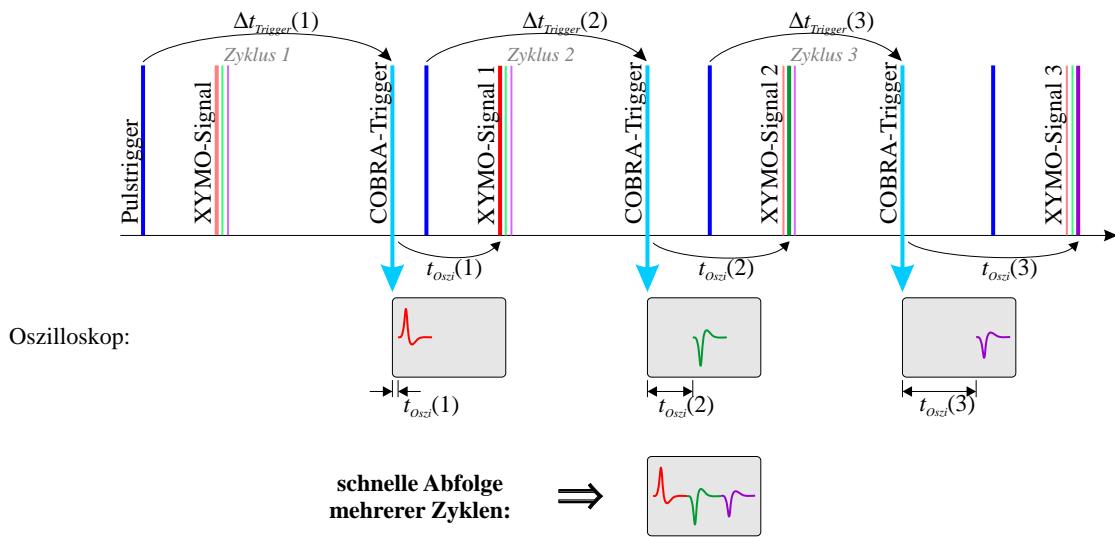
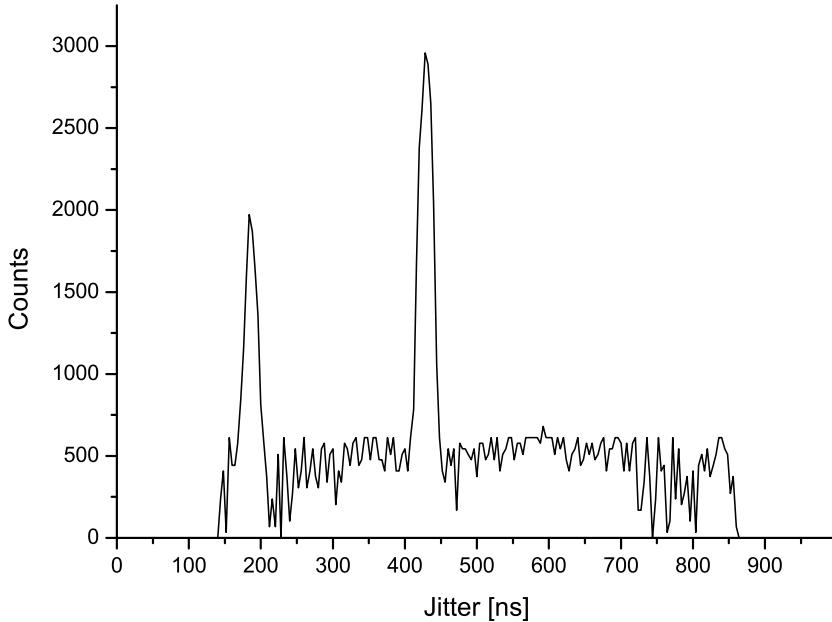


Abbildung 5.5.: Pulstrigger und Signale (automatische Umschaltung und Triggerung)

### 5.3. Untersuchung zum Jitter

Die erste Untersuchung zu dem Modul betraf den Jitter (Abbildung 5.6). Dabei stellte sich heraus, dass es zwei Häufungspunkte gibt, die etwa 230 ns (14 Taktzyklen entsprechend) auseinanderliegen und dass die Breite der Häufungspunkte ungefähr 50 ns beträgt. Die gesamte Verteilung ist sogar etwas mehr als 800 ns breit, allerdings ist Verhältnis Signal zu Untergrund ausreichend.



**Abbildung 5.6.:** Zu sehen ist ein Histogramm der über  $10^5$  Triggerzyklen aufgenommenen Latenzenzeiten, der Zeitnullpunkt ist willkürlich.

#### Versuch der Erklärung der Jitter-Verteilung

Detaillierte Informationen zum Timing des ColdFire-Prozessors findet man in [MCF98]. Zusammengefasst liegt die Ursache der nicht konstanten Antwortzeit wohl darin, dass der Prozessor in einer kleinen Schleife wartet, bis vom Pulstrigger ein Interrupt ausgelöst wird. Um den Interrupt abzuarbeiten, muss diese Schleife unterbrochen, der Zustand der Register auf dem Stack gespeichert und der Interrupt behandelt werden. Dieser Vorgang kann je nach Vorgeschichte dazu führen, dass der Cache-Controller Programmcode aus dem langsameren SD-RAM in den Cache geladen muss (was eine Zeitverzögerung bedeutet), bevor sie ausgeführt werden können. Dieses Problem könnte jedoch prinzipiell vermieden werden, indem statt eines Mikroprozessorsystems ein DSP<sup>2</sup> eingesetzt werden würde, bei dem alle Befehle unter allen Umständen zeitlich definiert ausgeführt werden. Auf den Aufbau eines DSP-Systems wurde jedoch aus Kostengründen verzichtet.

---

<sup>2</sup>DSP: Digital Signal Processor

## 5.4. Aufbau des COBRA-Zusatzmoduls

### 5.4.1. Hardware

Das COBRA-Zusatzmodul zum Multiplexer wurde aus verschiedenen Komponenten aufgebaut:

- Die Kommunikation mit dem Kontrollsysteem sollte über die serielle UART<sup>3</sup> - Schnittstelle des Basisboard mittels Hardware-Interrupt abgewickelt werden.
- Der Pulstrigger wurde direkt auf eine EXT-Interruptleitung des Prozessors gelegt und sollte ebenfalls einen Hardware-Interrupt generieren.
- Die Umschaltung des Multiplexers sollte mit Hilfe einer Schaltung erfolgen, die über die GPIO<sup>4</sup> -Portausgänge des Prozessors angesprochen werden sollte.
- Die Trigger-Signale sollten ebenfalls über die GPIO-Portausgänge des Prozessors generiert werden.
- Für die Austastung des Oszilloskopes wurde eine separate fest verdrahtete Verzögerungsschaltung konzipiert, die ebenfalls von den GPIO-Portausgängen des Prozessors getriggert werden sollte.

In Abbildung 5.7 ist dies durch eine graphische Übersicht verdeutlicht.

### 5.4.2. Software

Die Software zum COBRA-System ist in zwei Teile gegliedert. Auf der Kontrollsysteiseite existiert eine Serviceroutine, die das COBRA-System steuert und überwacht. Dort wiederum läuft das eigentliche Multiplexerprogramm, das die Umschaltung der Kanäle steuert und die Triggersignale generiert.

#### Initialisierung

Bei der Initialisierung des Systems löst der Kontrollsysteiprozess einen automatischen Reset des Boardes durch. Dadurch wird die von Werk her installierte Firmware dBUG [DBG99] gestartet. Der Kontrollsysteiprozess veranlasst jetzt die Firmware, das eigentliche Multiplexerprogramm über die serielle V24-Schnittstelle herunterzuladen und zu starten. Damit ist das System einsatzbereit.

#### a) Kontrollsyste-Prozess

Wenn ein Strahlführungsabschnitt angezeigt werden soll, sendet der Kontrollsysteiprozess dem Multiplexerprogramm die nötigen Daten (Multiplexerkanäle, Delayzeiten). Diese Daten befinden sich in entsprechenden Datenbankeinträgen der Kontrollsysteindatenbank und können dort flexibel editiert werden.

---

<sup>3</sup>UART: Universal Asynchronous Receiver and Transmitter

<sup>4</sup>GPIO: General Purpose Input Output

## 5. COBRA-Multiplexer

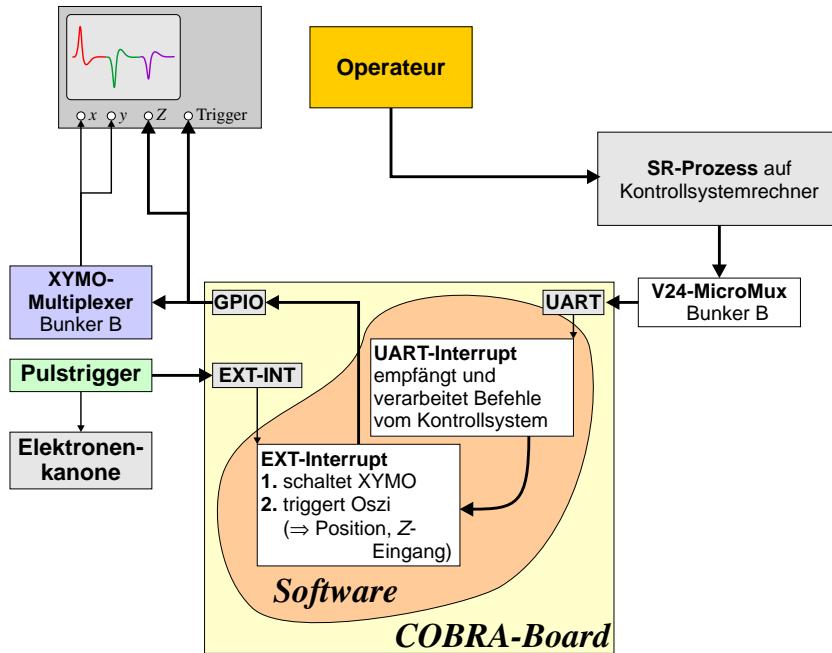


Abbildung 5.7.: Blockschaltbild des COBRA-Systems

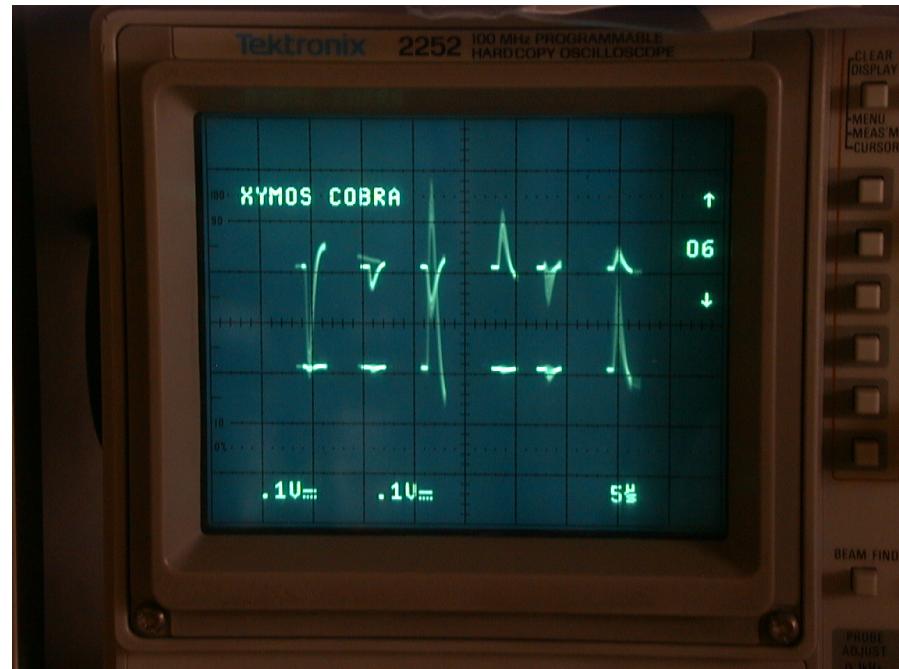
### b) COBRA-Prozess

Die Multiplexersoftware auf dem COBRA-System wartet in einer Endlosschleife, bis eines der folgenden Ereignisse eintritt:

**UART-Interrupt:** Befehle und Daten vom Kontrollsysteem werden zeichenweise in einen Puffer des Programms geschrieben, bis ein Zeilenende gesendet wurde. Anschließend wird der Befehl bearbeitet.

**EXT-Interrupt:** Nur wenn das System aktiviert wurde, wird der Multiplexer umgeschaltet und das Oszilloskop entsprechend getriggert.

## 5.5. Das Ergebnis



**Abbildung 5.8.:** *xy*-Monitore der SFTF-Strahlführung (oben horizontale, unten vertikale Signale)

Abbildung 5.8 zeigt das fertige Ergebnis. Hier sind die sechs HF-Lagemonitore der Strahlführung (siehe Abbildung 2.1) zu sehen.

# **6. Zusammenfassung**

## **6.1. Strahloptische Vermessung**

Aus den Ergebnissen zur Anpassung des Modells an die gemessene Matrix können nun in Verbindung mit den individuellen Quadrupolmodellen die benötigten Erregerströme neu berechnet werden, um der Solleinstellung des Systems näher zu kommen. Aus zeitlichen Gründen konnte dies im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht mehr überprüft werden.

Außerdem kann eine automatisierte Routine entwickelt werden, die die Transfermatrix dieses Teilausschnitts in kurzer Zeit bestimmt.

Neben der Vermessung des T2-Abschnitts ist aber auch wünschenswert, den Abschnitt von QUAD02 bis QUAD06 (T1-Abschnitt) ebenso systematisch zu untersuchen. Dazu sind allerdings zusätzliche Korrekturmagnete und HF-Lagemonitore nötig.

### **Verwendete Geräte**

Zur Vermessung der strahloptischen Eigenschaften wurden die Signale von HF-Lagemonitoren mit einem Oszilloskop der Marke Tektronix (TDS3014B) digitalisiert. Dieses Oszilloskop erlaubt den automatisierten Einsatz und kann darüberhinaus bereits Manipulationen am zu speichernden Signal vornehmen. Dabei kam hauptsächlich die Mittelung über  $2^n$  Triggerereignisse ( $n$  natürliche Zahl) zum Einsatz.

## **6.2. HF-Lagemonitore**

Die hier dargestellten Ergebnisse zeigen, dass sich die in Kapitel 4 beschriebene Mechanik sehr gut dazu eignet, Präzisionsuntersuchungen am Elektronenstrahl durchzuführen. Damit ist dieses Instrument auch für Experimente, wie das aktuelle A4-Experiment zur Paritätsverletzung, eine gute Möglichkeit sicherzustellen, dass die Positionssignale der Lagemonitore bei der Auswertung auch tatsächlich realistische Ablagewerte angeben und nicht aufgrund einer schlechten Referenzwellenphase in nichtlineare Bereiche gelangen.

### **Verbesserungsvorschläge bei Neuaufbau:**

- Die Lagerung der Taumelscheibe sollte bei einem Neuaufbau überdacht werden, um das Getriebe zu entlasten.
- Das Getriebe sollte durch eine Schnecke vom Motor angetrieben werden, damit der Monitor an der gewünschten Position stehenbleiben kann.

- Falls ein Schneckengetriebe zum Einsatz kommt, ist es vorteilhaft, einen Motor mit durchgeführter Welle einzusetzen, da dann über diese Welle der Monitor „von Hand“ bewegt werden kann.

**Offene Fragen zu den HF-Lagemonitoren:**

- 1. Diagonale Bewegung bei Kalibration:** Da die Bewegung des Monitors „diagonal“ durchgeführt wird, d. h. eine  $x$ -Ablage immer mit einer  $y$ -Ablage einhergeht, wäre es sinnvoll zu untersuchen, ob der Monitor nach einer Drehung um  $43.2^\circ$  anders hinsichtlich des Kalibrationscharakters reagiert.
- 2. Einfluss der Modestabilisatoren:** Nicht detailliert untersucht ist der Einfluss der Modestabilisatoren auf die  $TM_{110}$ -Mode. Verformt sich das Feld, wenn die Mode diagonal angeregt wird? Hier sollte eine Untersuchung *ohne* die Stabilisatoren Klarheit bringen.
- 3. Höhere Frequenzkomponenten:** Der Einfluss höherer Frequenzkomponenten auf die Messtechnik ist nicht systematisch untersucht worden. Der nichtlineare Effekt könnte durchaus durch eine Gleichrichtung unerwünschter Signalkomponenten entstehen.

### 6.3. Der COBRA-Multiplexer

Die Anzeige mehrerer HF-Monitore auf dem Bedienoszilloskop baut auf dessen Möglichkeit auf, die Helligkeit des Signalverlaufes zu beeinflussen ( $Z$ -Eingang). Zur Darstellung von  $n$  Monitorsignalen muss das Oszilloskop  $n$ -mal getriggert werden. Damit wird auch die Nulllinie ebensooft gezeichnet und erscheint damit entsprechend heller. Diese Möglichkeit zur Helligkeitsmodulation ist leider bei den meisten Digitaloszilloskopen nicht verfügbar.

# **Danksagung**

Die vorliegende Arbeit wurde vom Mai 2003 bis zum Mai 2004 am Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität angefertigt.

Ich danke Herrn Professor Dr. Th. Walcher, die Diplomarbeit in seiner Beschleunigerarbeitsgruppe ermöglicht zu haben. Insbesondere schulde ich Herrn Dr. K.-H. Kaiser Dank, der stets als kompetenter Ansprechpartner zur Verfügung stand.

Weiter möchte ich mich bei allen Mitgliedern der Beschleunigerarbeitsgruppe für die hilfreiche Unterstützung und nette Arbeitsatmosphäre bedanken, insbesondere bei H. Euteneuer, F. Fichtner, B. Gutheil, A. Jankowiak, P. Jennewein, W. Klag, H.J. Kreidel, U. Ludwig-Mertin, J. Müller, A. Nuck, J. Röthgen, S. Schumann, B. Seckler, M. Wöll, T. Zschocke, sowie K. Aulenbacher.

Außerdem möchte ich mich bei allen Institutsmitgliedern bedanken, die mir bei der Arbeit behilflich waren. Ein besonderer Dank geht dabei an Herrn Jung aus der mechanischen Werkstatt, der bei der Entwicklung der Hebemechanik konstruktiv mitgewirkt hat.

Ein besonderer Dank gilt Monika Weis für ihre Unterstützung während der Erstellung dieser Diplomarbeit. Auch bei meiner Familie möchte ich mich bedanken, da sie mir das Studium überhaupt ermöglicht haben.

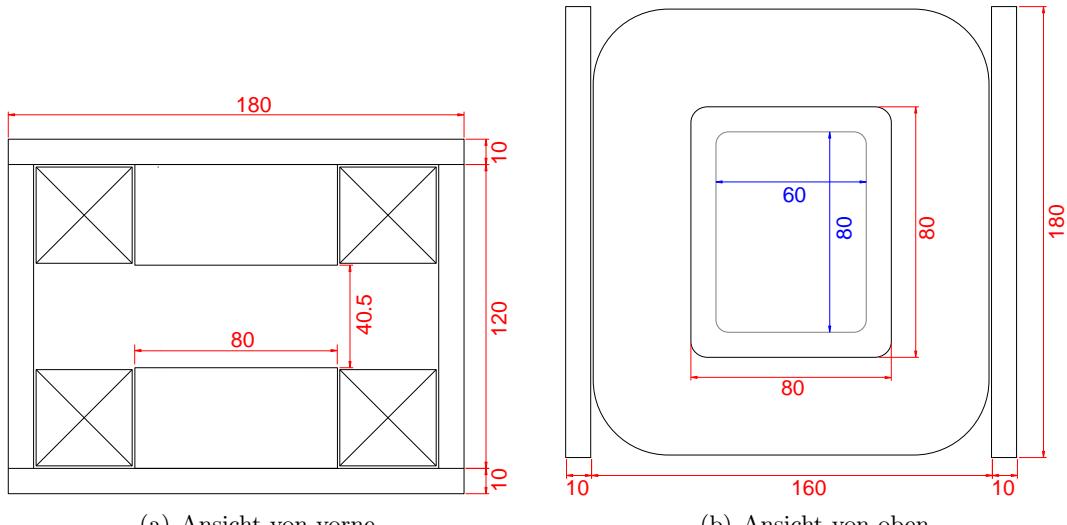
Marco Dehn, im Mai 2004

**Teil IV.**

**Anhang**

## A. Korrekturmagnete

Um die Matrix eines Systems zu bestimmen, muss genau bekannt sein, welche Ablenkung der Strahl beim Durchfliegen eines Korrekturmagneten (Wedler) erfährt.



**Abbildung A.1.:** Skizze des eingesetzten Wedlers Typ1. Für Typ2 ist die Fläche des Polschuh auf  $80 \times 60 \text{ mm}^2$  (blau) verkleinert worden (Eisenkörper aus Blankstahl ST37).

Es sind zwei Bauarten im Einsatz, die sich durch ihre Spulenmaße unterscheiden (Typ1 mit  $2.4 \Omega$  bei  $100 \times 80 \text{ mm}^2$  Polschuh und Typ2 mit  $1.2 \Omega$  bei  $80 \times 60 \text{ mm}^2$  Polschuh).

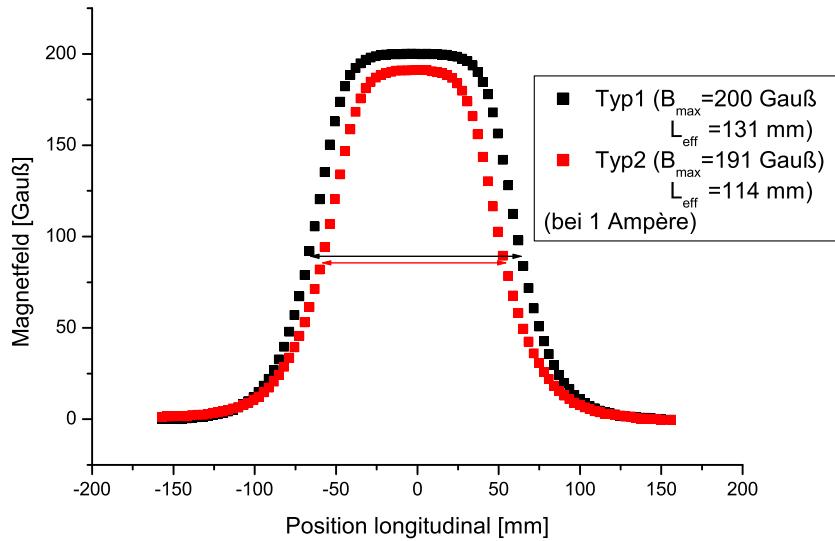
Für beide Wedlertypen wurden Feldkarten bei eingestellten Strömen von 0, 1, 2, 3 und 4 Ampère angefertigt (siehe Abbildung A.2). Mit Hilfe dieser Feldkarten kann aus den longitudinalen Schnitten entlang der Strahlachse der Ablenkinkel  $\vartheta_0$  bestimmt werden. Aus der Lorentzkraft erhält man dafür:

$$\vartheta_0(i) = \frac{e}{p} \int B(i) \cdot ds = \frac{e}{p} \cdot B_0(i) \cdot L_{eff} \quad (\text{A.1})$$

mit dem maximalen Magnetfeld  $B_0(i)$  entlang des Integrationsweges:

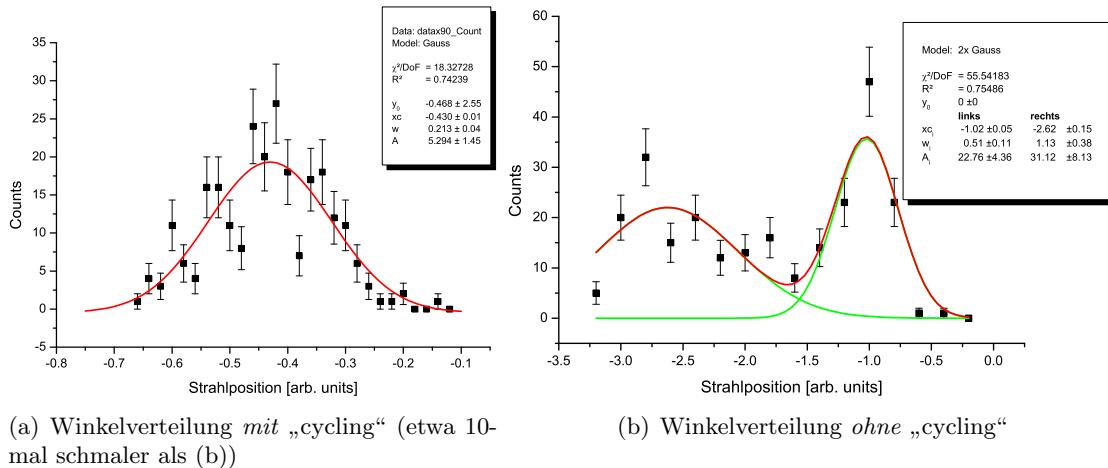
$$B_0(i) = a_0 + a_1 \cdot i + O(i^2) \quad (\text{A.2})$$

Insbesondere der Koeffizient  $a_0$  hängt sehr von der Vorgeschichte des Wedlers ab, Maximalwerte von 20 Gauß wurden gemessen. Um in einfacher Weise eine möglichst gut definierte Vorgeschichte zu erzeugen, wurde der Wedler vor der Einstellung des gewünschten Ablenkinkels zunächst für je 200 ms auf +4 A, dann auf -4 A und anschließend auf Null gefahren. Um die



**Abbildung A.2.:** longitudinaler Feldverlauf bei 1 Ampère

Verbesserung dieser „cycling“-Prozedur zu überprüfen, wurden zwei Messungen am Strahl durchgeführt, bei der der Wedler vor jeder Einstellung des Referenzwinkels gewürfelte Werte einstellte: die eine Messung benutzte die „cycling“-Prozedur, die zweite Messung nicht. Im Vergleich brachte das „cycling“ eine Verkleinerung der Streuung von  $\vartheta_0(0)$  (und damit von  $B_0$  und  $a_0$ ) um eine Größenordnung (siehe Abbildung A.3). Zu dieser Vermessung und auch während der Strahltests



**Abbildung A.3.:** Wirkung des Wedler-„cycling“

wurde eine Pause von 200 ms gewählt, so dass die „cycling“-Prozedur nicht zu viel Zeit beanspruchte. Längere Wartezeiten (einige Sekunden) im Labor brachten allerdings eine Verbesserung um nahezu zwei Größenordnungen (allerdings bei einer schlechten Statistik von nur 10 Werten).

## A. Korrekturmagnete

### Einfluss von Fehljustagen

Um den Einfluss kleiner Fehljustagen der Wedler auf den Ablenkinkel zu bestimmen, wurde  $\vartheta_0$  nicht nur entlang der Strahlachse bestimmt, sondern auch bis zu einer Entfernung von 12 mm jeweils links und rechts davon (Abbildung A.4).

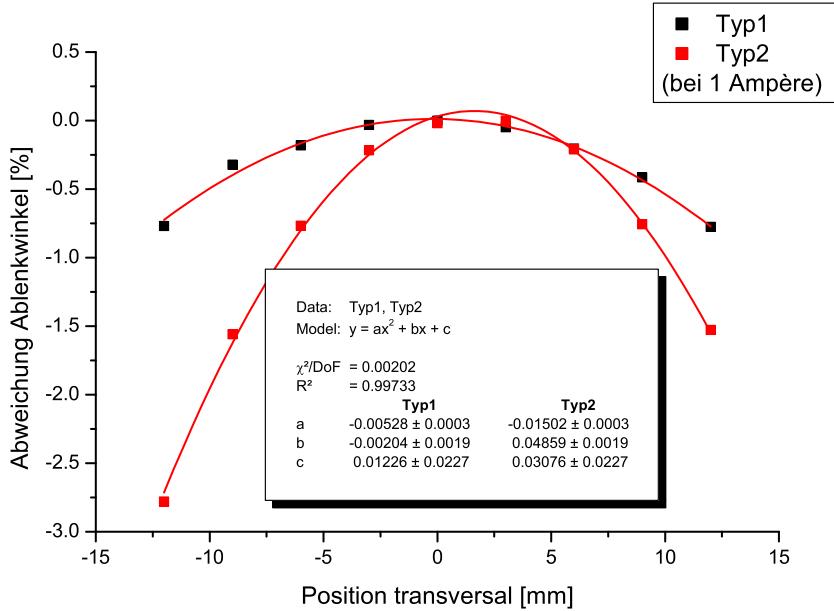


Abbildung A.4.: Abweichung des Ablenkwinkels (transversal) bei 1 Ampère

Man muss Gleichung A.1 mit der transversalen Abhängigkeit (wie in Abbildung A.4 gezeigt) ergänzen, um diesen Effekt zu berücksichtigen:

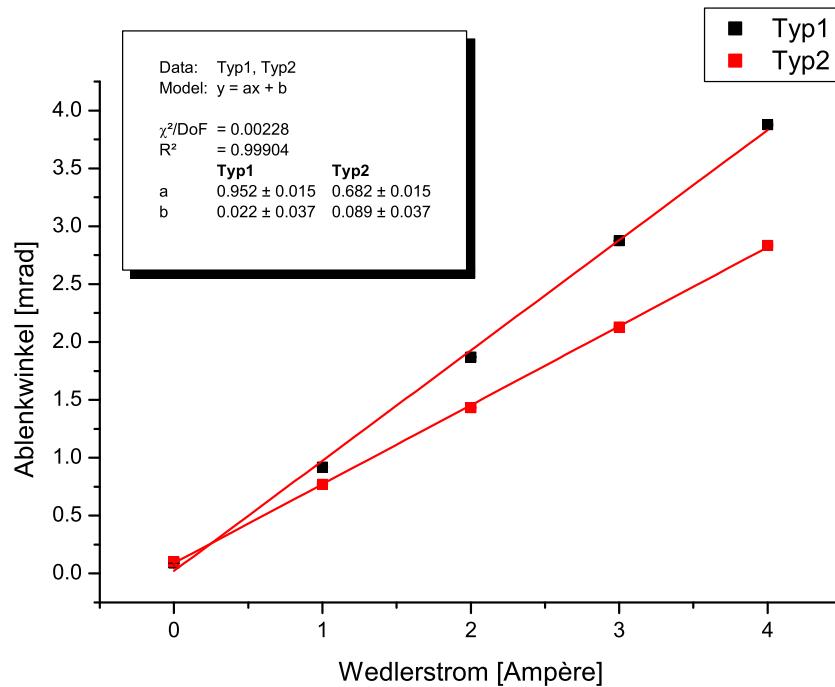
$$\vartheta(i, x) = \vartheta_0(i) \cdot (1 - \delta \cdot x^2) \quad (\text{A.3})$$

Der Wert für  $\delta$  beträgt für Typ1  $5.1 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^{-2}$ , für Typ2  $10.4 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^{-2}$ . Das bedeutet, dass der Betrag des Ablenkwinkels für Typ1 10 mm von der Achse entfernt um 0.5 % abnimmt, bei Typ2 jedoch bereits 1 % kleiner wird (siehe Abbildung A.4).

## A.1. Zusammenstellung der wichtigsten Daten

Aus den longitudinalen Profilen wurde zu jeder Stromstärke der Ablenkinkel  $\vartheta(i)$  bestimmt. Die Steigung der Geraden in Abbildung A.5 entspricht der Empfindlichkeit  $\vartheta_0$ . Da die additive Konstante von der jeweiligen Vorgeschiechte des Materials abhängt, wird sie in Tabelle A.1 nicht aufgeführt.

### A.1. Zusammenstellung der wichtigsten Daten



**Abbildung A.5.:** Ablenkinkel der Wedler, über sieben Longitudinalprofile ermittelt

**Tabelle A.1.:** Aufstellung der Wedlerdaten

	Typ1	Typ2
$\vartheta_0$ [mrad/A]	$0.952 \pm 0.015$	$0.682 \pm 0.015$
$\delta$ [mm $^{-2}$ ]	$5.1 \cdot 10^{-5}$	$10.4 \cdot 10^{-5}$

## B. Quadrupole

### B.1. Einfache Überprüfung der Stärke eines Quadrupols

In dem zu untersuchenden Abschnitt des Strahlführungssystem (siehe Abbildung 2.1) sind Quadrupole der Firmen Bruker und Danfysik eingesetzt. Sie sind in ihren technischen Daten (Apertur, Windungszahl, effektive Feldlänge) sehr ähnlich, unterscheiden sich jedoch recht deutlich in den Erregerkurven (siehe Abbildung B.1).

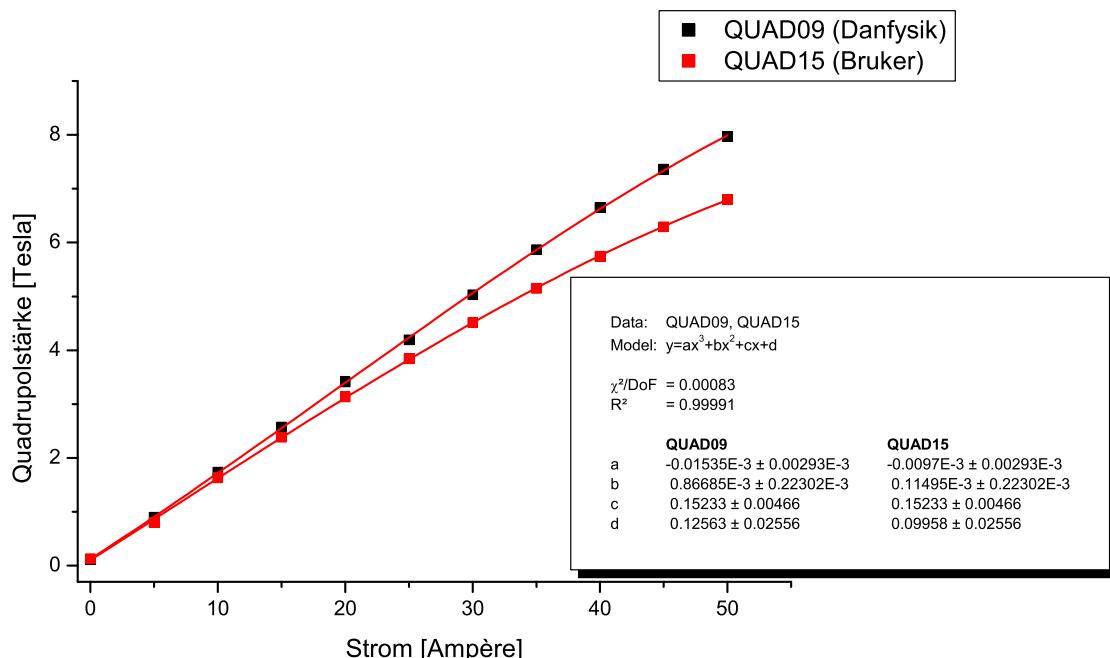


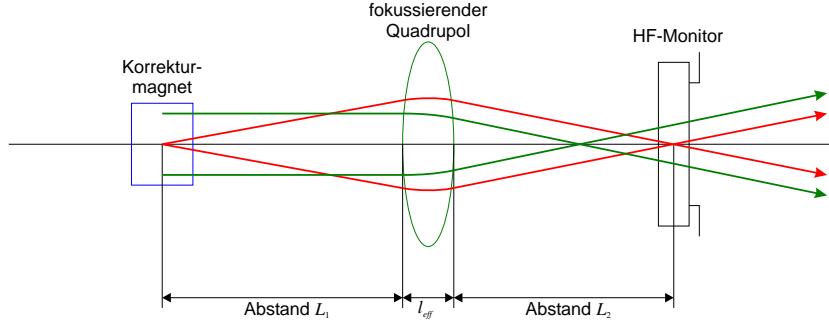
Abbildung B.1.: Modell der Quadrupolstärke als Funktion des Erregerstroms - Danfysik QUAD09 im Vergleich zu Bruker QUAD15

#### B.1.1. Punkt-zu-Punkt-Abbildung

Um den Quadrupol QUAD15 auf möglichst einfache Weise zu kalibrieren und mit dem Modell in Abbildung B.1 zu vergleichen, wurde das Prinzip der Punkt-zu-Punkt-Abbildung (siehe Abbildung B.2) benutzt. Aus den bekannten Abständen der Elemente sowie der in den Datenblättern angegebenen effektiven Länge von QUAD15 wurde die tatsächliche Quadrupolstärke  $s$  berechnet und mit dem Modell Abbildung B.1 verglichen.

Der Abstand zwischen Wedlermitte und Quadrupoleintritt beträgt  $L'_1 = 4.37$  m und  $L'_2 = 1.70$  m zwischen Quadrupolaustritt und  $xy$ -Monitor. Die mechanische Länge des Quadrupol beträgt  $L_{Quad} = 280$  mm, die effektive Länge  $L_{eff}$  (im Folgenden mit  $l$  abgekürzt) allerdings

## B.1. Einfache Überprüfung der Stärke eines Quadrupols



**Abbildung B.2.:** Punkt-zu-Punkt-Abbildung mit fokussierendem Quadrupol

296 mm; dieser Unterschied muss für die effektiven Driftstrecken  $L_1$  und  $L_2$  berücksichtigt werden. Die Transfermatrix setzt sich damit aus drei Elementen zusammen: eine Driftstrecke, ein Quadrupol und eine zweite Driftstrecke:

$$m = \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{k} \cdot l) & \sin(\sqrt{k} \cdot l)/\sqrt{k} \\ -\sin(\sqrt{k} \cdot l) \cdot \sqrt{k} & \cos(\sqrt{k} \cdot l) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

Nun bedeutet Punkt-zu-Punkt-Abbildung, dass die Strahlrichtung zu Beginn des Systems beliebig gewählt werden kann, ohne den Strahlort am Ausgang des Systems zu beeinflussen<sup>1</sup>. Damit muss für das Matrixelement  $m_{12} = 0$  gelten.

Hierzu veränderte WEDL14 laufend seinen Ablenkinkel in horizontaler Richtung. Währenddessen wurde von Hand der Erregerstrom ermittelt, bei dem in XYMO15 keine Strahlbewegung mehr zu erkennen war. Das Ergebnis dieser und bei verschiedenen anderen Stahlenergien durchgeführten Messungen ist in Abbildung B.3 dargestellt.

Um die Auswirkung der Hysterese zu bestimmen, wurde zu jeder Energie der Strom einmal von 0 A aus eingestellt und in einem zweiten Durchgang vom Maximalstrom von 50 A aus.

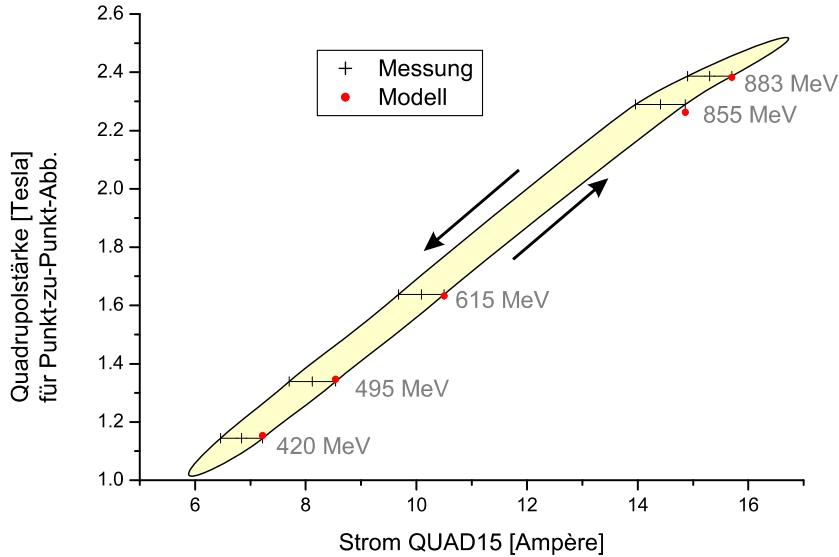
Der Vorteil dieser Punkt-zu-Punkt-Abbildung ist, dass diese Methode völlig unabhängig vom durch den Wedler verursachten Ablenkinkel ist und außerdem keine Kalibration des *xy*-Monitor nötig ist.

**Tabelle B.1.:** Aufstellung der Quadrupolstärken mit dem dazugehörigen Erregerstrom für Punkt-zu-Punkt-Abbildung sowie die dazugehörigen Quadrupolstärken des Modells  $\tilde{s}(i)$  mit ihrer Abweichung von der Messung

Energie	Strom [A]	Messung [T]	$\tilde{s}(i)$ [T]	Abweichung
420 MeV	6.46...7.22	1.110	$1.130 \pm 3.8\%$	1.8 %
495 MeV	7.70...8.54	1.303	$1.319 \pm 3.7\%$	1.2 %
615 MeV	9.68...10.50	1.626	$1.599 \pm 3.7\%$	-1.7 %
855 MeV	13.96...14.86	2.250	$2.215 \pm 3.9\%$	-1.5 %
883 MeV	14.90...15.70	2.334	$2.333 \pm 4.0\%$	0.0 %

<sup>1</sup>O. B. d. A. sei der Ort sowohl am Eingang als auch am Ausgang des Systems identisch Null.

## B. Quadrupole



**Abbildung B.3.:** Aus Punkt-zu-Punkt-Abbildung gemessene Quadrupolstärke als Funktion des Erregerstroms. Dabei wurde eine effektive Länge  $l_{eff} = 296$  mm aus den Datenblättern zugrunde gelegt.

### Quadrupoldaten

In Tabelle B.2 sind die Koeffizienten zur Bestimmung der Quadrupolstärke

$$s(i) = g(i) \cdot l = \frac{\partial B_x(i)}{\partial z} \cdot l \quad (\text{B.2})$$

nach Gleichung B.3 angegeben (Der Index „0“ soll andeuten, dass die Quadrupolstärke aus dem ausgeschalteten Zustand wiedergegeben werden soll).

$$s(i) = a \cdot i^3 + b \cdot i^2 + c \cdot i + d \quad (\text{B.3})$$

Die in Abbildung B.3 dargestellten roten Punkte sind die aus dem Modell  $\tilde{s}(i)$  (Gleichung B.4) berechneten Quadrupolstärken. Da der Quadrupol im Einsatz immer aus dem ausgeschalteten Zustand auf seinen Stromwert gefahren wird, wurde dieses Modell durch einen multiplikativen Faktor angepasst, um die Lage der Punkte möglichst gut durch die *untere* Hysteresiskurve beschreiben zu können:

$$\tilde{s}(i) = s(i) \cdot 0.94 \quad (\text{B.4})$$

Allerdings müsste diese Untersuchung der Quadrupolstärke auch für die übrigen Quadruopole durchgeführt werden. Erst dann kann mit Sicherheit entschieden werden, ob diese Korrektur statistische oder systematische Ursachen hat.

B.1. Einfache Überprüfung der Stärke eines Quadrupols

**Tabelle B.2.:** Aufstellung der Koeffizienten zur Bestimmung der Quadrupolstärke nach  $s(i) = a \cdot i^3 + b \cdot i^2 + c \cdot i + d$

Quad	Ser.nr.	a	b	c	d
QUAD07	89333	-0.01158E-3 ±0.002E-3	0.65596E-3 ±0.140E-3	0.14675 ±0.003	0.11986 ±0.016
QUAD08	89335	-0.00768E-3 ±0.002E-3	0.36418E-3 ±0.140E-3	0.15409 ±0.003	0.05934 ±0.016
QUAD09	89348	-0.01509E-3 ±0.002E-3	0.85364E-3 ±0.140E-3	0.14703 ±0.003	0.1194 ±0.016
QUAD10	612 2000/13	-0.00567E-3 ±0.002E-3	-0.17044E-3 ±0.192E-3	0.17884 ±0.004	0.11627 ±0.022
QUAD11	89336	-0.01176E-3 ±0.002E-3	0.62542E-3 ±0.140E-3	0.15177 ±0.003	0.07267 ±0.016
QUAD12	612 2000/14	-0.00847E-3 ±0.007E-3	0.00830E-3 ±0.177E-3	0.17476 ±0.04	0.11292 ±0.019
QUAD13	612 2000/15	-0.00678E-3 ±0.007E-3	-0.19171E-3 ±0.175E-3	0.17991 ±0.004	0.11473 ±0.019
QUAD14	612 2000/10	-0.00919E-3 ±0.006E-3	-0.03330E-3 ±0.162E-3	0.17810 ±0.003	0.10743 ±0.018
QUAD15	612 2000/8	-0.01107E-3 ±0.004E-3	0.13075E-3 ±0.248E-3	0.17386 ±0.005	0.11366 ±0.028

# C. Theorie der HF-Monitore (von H. Herminghaus)

Der folgende Abschnitt ist aus der Herminghaus-Vorlesung im Sommersemester 1978 [Her78] entnommen.

## C.1. Felder in zylindrischen Hohlleitern

Sowohl die Strahlrohre als auch die HF-Monitore sind zylindrische Objekte. Zur Beschreibung der Feldkonfigurationen bieten sich somit Zylinderkoordinaten an. Dann können die Lösungen der Maxwellgleichungen in der Form

$$F(r, \vartheta, z, t) = f_1(r) \cdot f_2(\vartheta) \cdot f_3(z) \cdot f_4(t)$$

separiert werden.

Als konkrete Lösungen enthält man zwei allgemeine Typen von Lösungen: sogenannte *H*-Wellen (d. h. Felder mit  $H_z \neq 0$ ) und *E*-Wellen ( $E_z \neq 0$ ). Wir gehen im Folgenden nur auf die *E*-Wellen ein, die *H*-Wellen können analog behandelt werden. Die allgemeine Form der Lösung ist dann ( $A$  sei ein beliebiger Amplitudenfaktor mit der Dimension einer Spannung:  $E \sim A \cdot k \Rightarrow E [\text{V/m}]$  und  $B \sim A \frac{k^2}{\omega} \Rightarrow B [\text{Vs/m}^2]$ ):

$$E_r = \pm A J'_m(k_r r) \cos(m\vartheta) e^{j(\omega t \mp k_z z)} \quad (\text{C.1})$$

$$E_\vartheta = \mp A \frac{m J_m(k_r r)}{k_r r} \sin(m\vartheta) e^{j(\omega t \mp k_z z)} \quad (\text{C.2})$$

$$E_z = j A \frac{k_r}{k_z} J_m(k_r r) \cos(m\vartheta) e^{j(\omega t \mp k_z z)} \quad (\text{C.3})$$

$$B_r = \frac{A}{c} \frac{k_0}{k_z} \frac{m J_m(k_r r)}{k_r r} \sin(m\vartheta) e^{j(\omega t \mp k_z z)} \quad (\text{C.4})$$

$$B_\vartheta = \frac{A}{c} \frac{k_0}{k_z} J'_m(k_r r) \cos(m\vartheta) e^{j(\omega t \mp k_z z)} \quad (\text{C.5})$$

$$B_z = 0 \quad (\text{C.6})$$

mit der Separationsbedingung

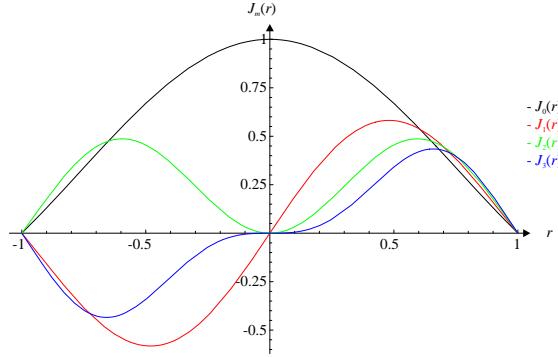
$$k_z^2 + k_r^2 = k_0^2 \quad (\text{C.7})$$

wobei die Vakuumwellenzahl  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \frac{\omega}{c}$  Verwendung findet.

Der Ausdruck  $e^{j(\omega t \mp k_z z)}$  beschreibt die Orts- und Zeitabhängigkeit und bedeutet, dass die Welle im Falle *minus* entlang der *positiven z-Achse* läuft.

Die  $J_m$  sind die Besselfunktionen  $m$ -ter Ordnung. Da an der metallischen Hohlleiterwand  $B_r$  und  $E_\vartheta$  verschwinden müssen, folgt aus Gleichung C.1 bis C.6 bei einem Hohlleiterradius  $a$  der Zusammenhang

$$J_m(k_r a) = 0 \quad (\text{C.8})$$



**Abbildung C.1.:** Die Besselfunktionen  $J_m(r)$  beschreiben die Feldstärke  $E_z(r)$  im zylindrischen Resonator. Bedingung für leitende Oberfläche ist  $J_m(k_r a) = 0$ , hier sind die Funktionen bis zur ersten Nullstelle dargestellt.

Gleichung C.8 hat für gegebenes  $a$  und  $m$  unendlich viele Lösungen, allerdings gibt es nach Gleichung C.7 die eine sogenannte „cutoff“-Wellenzahl für die jeweilige Mode, bei der noch eine Wellenausbreitung in  $z$ -Richtung möglich ist. Nach Gleichung C.7 geht nämlich  $k_z$  gegen Null, wenn  $k_r$  wächst. Für noch kleinere Frequenzen wird  $k_z$  imaginär werden und es ist keine Wellenausbreitung mehr möglich, die Felder klingen exponentiell ab.

Die Moden der  $E$ -Wellen werden mit  $E_{mn}$  oder  $TM_{mn}$  bezeichnet, wobei in Gleichung C.1 bis C.6  $m$  das azimutale Verhalten und  $n$  als  $n$ -te Nullstelle von Gleichung C.8 das radiale Verhalten der Felder beschreibt.

## C.2. Stehende Wellen in Resonatoren

Überlagert man zwei entgegengesetzt laufende Wellen mit gleichem Amplitudenbetrag, erhält man eine stehende Welle. Bei *gleicher* Amplitude entsteht aus dem zeitabhängigen Anteil von Gleichung C.1 bis C.6

$$e^{j(\omega t - k_z z)} + e^{j(\omega t + k_z z)} = 2 \cos(k_z z) e^{j\omega t} \quad (\text{C.9})$$

Bei den Feldkomponenten, bei denen sich das Vorzeichen mit der Laufrichtung umkehrt, wird daraus

$$e^{j(\omega t - k_z z)} - e^{j(\omega t + k_z z)} = -2j \sin(k_z z) e^{j\omega t} \quad (\text{C.10})$$

Damit ergibt sich aus Gleichung C.1 bis C.6

### C. Theorie der HF-Monitore (von H. Herminghaus)

$$E_r = -2jA J'_m(k_r r) \cos(m\vartheta) \sin(k_z z) e^{j\omega t} \quad (\text{C.1}')$$

$$E_\vartheta = 2jA \frac{m J_m(k_r r)}{k_r r} \sin(m\vartheta) \sin(k_z z) e^{j\omega t} \quad (\text{C.2}')$$

$$E_z = 2jA \frac{k_r}{k_z} J_m(k_r r) \cos(m\vartheta) \cos(k_z z) e^{j\omega t} \quad (\text{C.3}')$$

$$B_r = 2 \frac{A}{c} \frac{k_0}{k_z} \frac{m J_m(k_r r)}{k_r r} \sin(m\vartheta) \cos(k_z z) e^{j\omega t} \quad (\text{C.4}')$$

$$B_\vartheta = 2 \frac{A}{c} \frac{k_0}{k_z} J'_m(k_r r) \cos(m\vartheta) \cos(k_z z) e^{j\omega t} \quad (\text{C.5}')$$

$$B_z = 0 \quad (\text{C.6}')$$

### C.3. Das relativistische Teilchen im HF-Feld

Für die weitere Betrachtung gehen wir von Teilchen aus, deren Bewegung entlang der  $z$ -Achse stattfindet und eine transversale Ablenkung vernachlässigt werden kann. „Relativistisch“ ist so zu verstehen, dass auch die Geschwindigkeit der Teilchen als annähernd konstant angesehen werden kann und damit die Zeit mit dem Ort auf einfache Weise zusammenhängt:

$$t = t_0 + \frac{z}{v} \quad (\text{C.11})$$

Die Zeitabhängigkeit der Felder habe folgende Gestalt:

$$E(r, \vartheta, z, t) = E(r, \vartheta, z) e^{j\omega t} \quad (\text{C.12})$$

Weiter führen wir eine Fourierentwicklung der Felder entlang der  $z$ -Achse durch:

$$\mathcal{F}(r, \vartheta, k_z) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(r, \vartheta, z) e^{jk_z z} dz \quad (\text{C.13})$$

mit der Umkehrung

$$E(r, \vartheta, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{F}(r, \vartheta, k_z) e^{-jk_z z} dk \quad (\text{C.14})$$

Wenn nun ein Teilchen der Ladung  $e$  ein zeitlich veränderliches Feld  $E(r, \vartheta, z, t)$  durchquert, so beträgt seine Energieänderung in Elektronenvolt ( $E \cdot ds$  sei in Volt ausgedrückt)

$$\Delta T = \int_S E_{||}(r(z), \vartheta(z), z, t(z)) \frac{ds}{dz} dz \quad (\text{C.15})$$

wobei die Flugbahn  $s(t)$  durch  $r(z)$  und  $\vartheta(z)$  beschrieben wird und  $E_{||}$  die Tangentialfeldstärke zur Flugbahn bedeutet. Für ein parallel zur  $z$ -Achse fliegendes Teilchen werden  $r, \vartheta = \text{const}$  und  $s \equiv z$ . Dann wird aus Gleichung C.15

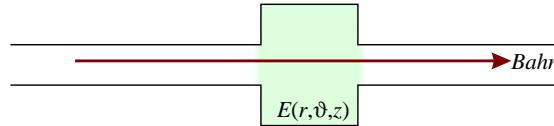
$$\Delta T = \int_S E_z(r, \vartheta, z, t(z)) dz \quad (\text{C.16})$$

Mit Gleichung C.11 und Gleichung C.12 wird die Energieänderung zu

$$\Delta T = e^{j\omega t_0} \int_S E_z(r, \vartheta, z) e^{jk_T z} dz \quad (\text{C.17})$$

umgeschrieben, wobei  $\frac{\omega}{v} \equiv k_T$  gesetzt ist. Damit ist  $k_T$  die Wellenzahl einer Welle, deren Phasengeschwindigkeit der Teilchengeschwindigkeit  $v$  entspricht. Der Phasenfaktor  $e^{j\omega t_0}$  bedeutet, dass der Energiegewinn sinusförmig von der Phasenlage des Teilchens abhängt.

Nun betrachten wir ein Teilchen, das einen felddurchsetzten Raum durch ein Strahlrohr erreicht und auch wieder verlässt (siehe Abbildung C.2). Das Feld in den Strahlrohren befindet sich



**Abbildung C.2.:** Teilchen durchfliegt Resonator

dabei im „cutoff“-Bereich und klingt damit außerhalb des Resonators schnell ab. Das Integral für den Energiegewinn erstreckt sich von  $-\infty$  bis  $+\infty$  und lautet dann

$$\Delta T = e^{j\omega t_0} \int_{-\infty}^{+\infty} E_z(r, \vartheta, z) e^{jk_T z} dz = \mathcal{F}(r, \vartheta, k_T) \quad (\text{C.18})$$

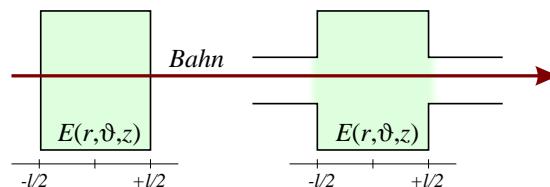
Das Teilchen wird also nur durch diejenige räumliche Fourierkomponente beeinflusst, deren Phasengeschwindigkeit mit der eigenen Teilchengeschwindigkeit übereinstimmt!

## C.4. Rotationssymmetrische Resonatoren

Nun wird der Fall eines rotationssymmetrischen Resonators der Länge  $l$ , in dem eine stehende Welle aus *einer* Mode existieren soll, behandelt:

$$E(r, \vartheta, z) = S(k_r r, \vartheta) \frac{e^{j k_l z} + e^{-j k_l z}}{2} \quad (\text{C.19})$$

mit  $S(k_r r, \vartheta)$  als Amplitude des elektrischen Feldes für  $z = 0$ .  $S$  enthält damit auch die  $r$ - und  $\vartheta$ -Abhängigkeiten:  $S(k_r r, \vartheta) = A J_m(k_r r) \cos(m\vartheta)$ , wobei natürlich auch  $k_l^2 + k_r^2 = k_0^2$  gilt. Der felderfüllte Raum soll sich von  $-l/2$  bis  $+l/2$  erstrecken (siehe Abbildung C.3). Der Fall des Re-



**Abbildung C.3.:** Resonator ohne (links) und mit Loch (rechts) im Deckel

### C. Theorie der HF-Monitore (von H. Herminghaus)

sonator mit Loch im Deckel lässt sich allgemein betrachten: Wir stellen uns das Feld im zylindrischen Resonator als Integral über alle Lösungen der Maxwellgleichungen in Zylinderkoordinaten dar ( $k_r = \sqrt{k_0^2 - k_z^2}$ ):

$$E(r, \vartheta, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(k_z) J_m(k_r r) \cos(m\vartheta) e^{-jk_z z} dk_z \quad (\text{C.20})$$

Vergleicht man dies mit der Umkehrung der Fouriertransformation aus Gleichung C.14, so erhält man

$$A(k_z) J_m(k_r r) \cos(m\vartheta) = 2\pi \mathcal{F}(r, \vartheta, k_z) \quad (\text{C.21})$$

und daraus wird wiederum mit Gleichung C.18

$$\Delta T = e^{j\omega t_0} A(k_T) J_m(k_r r) \cos(m\vartheta) \quad (\text{C.22})$$

Hierbei werden durch die  $z$ -Integration von  $-\infty$  bis  $+\infty$  auch die Randfelder in den Strahlrohren berücksichtigt.

Nun lässt sich das Argument der Besselfunktion noch etwas an unsere Bedürfnisse anpassen:

$$k_r = \sqrt{k_0^2 - k_T^2} = jk_T \sqrt{1 - \left(\frac{k_0}{k_T}\right)^2} = \frac{j\omega}{v} \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} = \frac{j\omega}{v} \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{\beta} = \frac{jk_0}{\beta\gamma} \quad (\text{C.23})$$

mit  $\beta = \frac{v}{c}$  und  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ . Mit  $\beta\gamma$  führt man den Teilchen*impuls*  $p$  in Einheiten von  $m_0 c$  in die Rechnung ein:

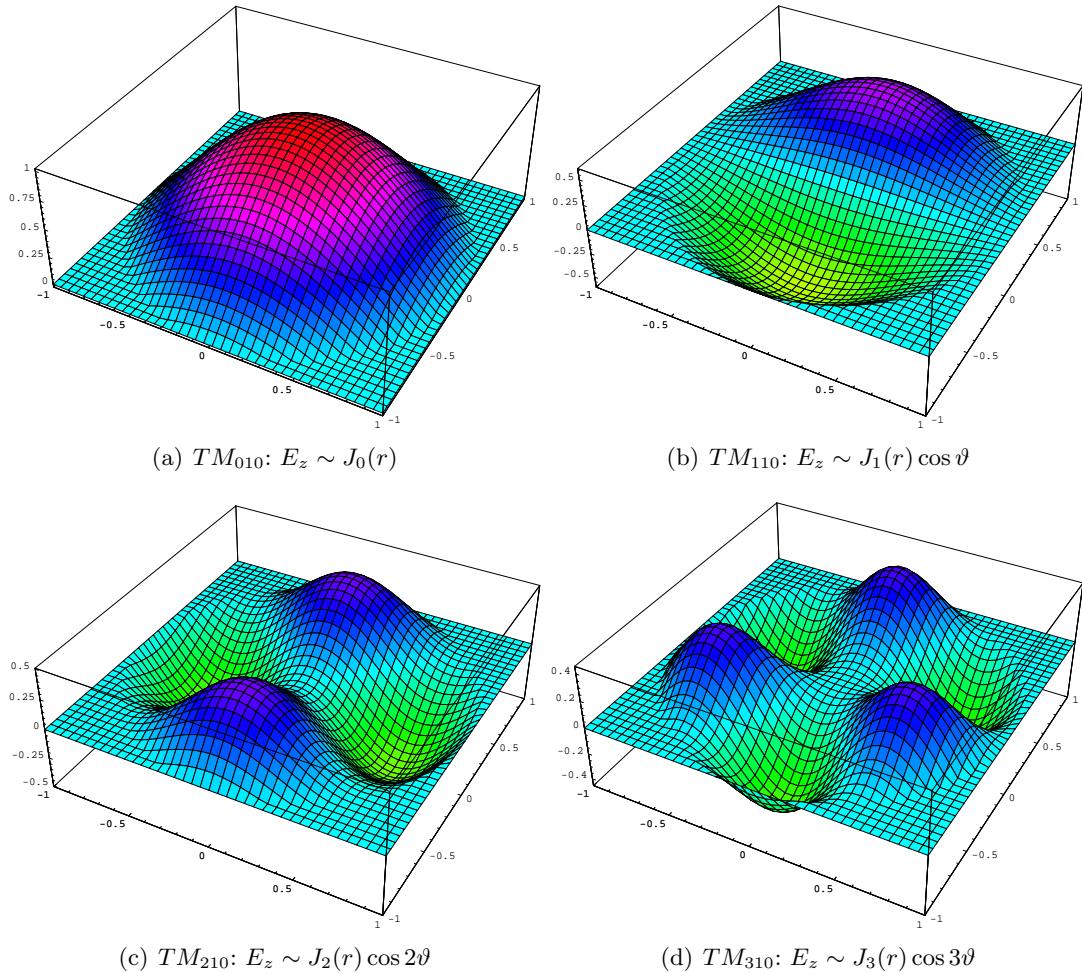
$$p = \beta\gamma m_0 c \quad (\text{C.24})$$

und man kann den Energiegewinn weiter mit Hilfe der modifizierten Besselfunktionen, für die  $I_m(x) = J_m(jx)$  gilt, umformen:

$$\Delta T = e^{j\omega t_0} A(k_T) I_m \left( \frac{k_0 r}{\beta\gamma} \right) \quad (\text{C.25})$$

Aufgrund des notwendigen „cutoffs“ im Bereich des Strahlrohres kann  $k_0 r$  höchstens von der Größenordnung 1 sein, was aus der geometrischen Anordnung zu erkennen ist. Damit wird das Argument der modifizierten Besselfunktion für ein relativistisches Teilchen mit  $\beta\gamma \gg 1$  klein gegen 1 und  $I_m(x)$  kann für kleine  $x$  um 0 entwickelt werden:

$$\begin{aligned} I_0(x) &\simeq 1 + \frac{x^2}{4} \\ I_1(x) &\simeq \frac{x}{2} + \left(1 + \frac{x^2}{8}\right) \\ I_2(x) &\simeq \frac{x^2}{8} + \left(1 + \frac{x^2}{12}\right) \\ I_3(x) &\simeq \frac{x^2}{48} + \left(1 + \frac{x^2}{16}\right) \\ \text{allg.: } I_m(x) &= \frac{(x/2)^m}{m!} + \frac{(x/2)^{m+2}}{(m+1)!} + \frac{(x/2)^{m+4}}{2(m+2)!} + \frac{(x/2)^{m+6}}{6(m+3)!} + \dots \end{aligned} \quad (\text{C.26})$$



**Abbildung C.4.:** Feldverteilungen  $E_z(r, \vartheta)$  im Zylinderresonator; dargestellt ist nur jeweils *eine* der Lösungen (cosinus). Gleicher Farbton bedeutet gleiche Feldstärke. Die Antennen sitzen an der Position  $(0, 0.481)$  - dort ist  $E_z$  der  $TM_{110}$ -Mode am größten.

### C. Theorie der HF-Monitore (von H. Herminghaus)

Setzt man diesen Ansatz in Gleichung C.25 ein, so erhält man für die ersten Moden letzten Endes den Energiegewinn

$$\Delta T \simeq e^{j\omega t_0} \begin{cases} A(k_T) \left[ 1 + \frac{1}{4} \left( \frac{k_0 r}{\beta\gamma} \right)^2 \right] & \text{für } m = 0 \\ B(k_T) k_0 r \left[ 1 + \frac{1}{8} \left( \frac{k_0 r}{\beta\gamma} \right)^2 \right] \cos \vartheta & \text{für } m = 1 \\ C(k_T) (k_0 r)^2 \left[ 1 + \frac{1}{12} \left( \frac{k_0 r}{\beta\gamma} \right)^2 \right] \cos 2\vartheta & \text{für } m = 2 \\ D(k_T) (k_0 r)^3 \left[ 1 + \frac{1}{16} \left( \frac{k_0 r}{\beta\gamma} \right)^2 \right] \cos 3\vartheta & \text{für } m = 3 \\ \text{usw.} & \end{cases} \quad (\text{C.27})$$

Mit wachsendem Impuls wird also die  $r$ -Abhängigkeit immer genauer proportional zu  $r^m$ . Damit sind zwei dieser Fälle in der Beschleunigerphysik besonders interessant:

**1. Die  $E_0$ -Moden:**  $\Delta T \rightarrow \text{const}$  in  $r$  (geeignet für Beschleunigungssektionen sowie Phasen- und Intensitätsmonitore)

**2. Die  $E_1$ -Moden:**  $\Delta T \rightarrow \sim r$  (geeignet für Positionsmonitore)

Für Elektronen bei einer Energie von 855.15 MeV liegt der Wert für  $\beta\gamma$  bereits bei 1673.48, was die nächsten Terme höherer Ordnung bereits um 7 Größenordnungen unterdrückt (Allerdings muss in den HF-Monitoren bis nach dem Injektorlinac (3.5 MeV) mit Nichtlinearität gerechnet werden).

# Abbildungsverzeichnis

2.1.	Übersicht der Beschleunigeranlage . . . . .	9
2.2.	Koordinatensystem . . . . .	10
2.3.	Ablenkmagnet (schematisch) . . . . .	12
2.4.	Feldverlauf von DIPL11 . . . . .	13
2.5.	Prinzip bei der Vermessung des T2-Systems . . . . .	14
2.6.	Kalibration von XYMO15 . . . . .	16
2.7.	Solleinstellung mit BEAMOPTIK . . . . .	18
2.8.	Bestimmung des Messpunktes $a_{14}^{07}$ mit WEDL07 auf XYMO14 . . . . .	20
3.1.	Schematischer Aufbau eines $xy$ -Monitors (Typ Schumann) . . . . .	25
3.2.	geöffneter „high-Q“-Lagemonitor (Foto) . . . . .	25
3.3.	Schema der Signalverarbeitung eines HF-Monitors . . . . .	27
3.4.	Anordnung zur Kalibration der Messelektronik (schematisch) . . . . .	27
3.5.	Kalibration der Messelektronik . . . . .	28
3.6.	Signal des c.w.-Strahl auf Tektronix-Oszilloskop . . . . .	29
3.7.	c.w.-Kalibration bei $3.6 \mu\text{A}$ . . . . .	30
3.8.	Empfindlichkeit gegen Strahlstrom . . . . .	31
3.9.	Signal des Diagnosepuls auf Tektronix-Oszilloskop . . . . .	32
3.10.	Numerische Pulsintegration . . . . .	33
3.11.	Diagnosepulskalibration . . . . .	33
3.12.	c.w.-Kalibration mit verstellten Referenzphasen . . . . .	34
3.13.	Verlauf der linearen und kubischen Anteile ( $\sim x$ und $\sim x^3$ ) . . . . .	35
4.1.	Schema des Gestells von XYMO14 vor und nach Einbau der Hebemechanik . . . . .	38
4.2.	Taumelscheibe (Prinzip) . . . . .	39
4.3.	Bewegung des $xy$ -Monitors (Prinzip) . . . . .	41
4.4.	Positionseichung des Monitors . . . . .	42
4.5.	Querkräfte und Achsenspiel . . . . .	44
4.6.	Bemaßung der Hebemechanik . . . . .	46
4.7.	Kalibrationsmechanik im SFTF (Foto) . . . . .	47
5.1.	Positionen der HF-Monitore inklusive Extraktion . . . . .	48
5.2.	Diagnosepulse auf dem Bedienoszilloskop (Foto) . . . . .	49
5.3.	Pulstrigger und Signale (altes System) . . . . .	49
5.4.	Pulstrigger und Signale (nur automatische Kanalumschaltung) . . . . .	50
5.5.	Pulstrigger und Signale (automatische Umschaltung und Triggerung) . . . . .	51
5.6.	Jitter des COBRA-Triggers . . . . .	52
5.7.	Blockschatzbild des COBRA-Systems . . . . .	54
5.8.	$xy$ -Monitore der SFTF-Strahlführung . . . . .	55

## Abbildungsverzeichnis

A.1. Skizze eines Korrekturmagneten . . . . .	60
A.2. longitudinaler Feldverlauf bei 1 Ampère . . . . .	61
A.3. Wirkung des Wedler-„cycling“ . . . . .	61
A.4. Abweichung des Ablenkwinkels (transversal) bei 1 Ampère . . . . .	62
A.5. Ablenkinkel der Wedler . . . . .	63
B.1. Quadrupolstärke QUAD09 und QUAD15 . . . . .	64
B.2. Punkt-zu-Punkt-Abbildung . . . . .	65
B.3. Messung der Quadrupolstärke bei verschiedenen Energien . . . . .	66
C.1. Besselfunktionen $J_m(r)$ . . . . .	69
C.2. Strahlrohr und Resonator . . . . .	71
C.3. Resonator mit und ohne Loch im Deckel . . . . .	71
C.4. Feldverteilungen $E_z(r, \vartheta)$ im Zylinderresonator . . . . .	73

# **Tabellenverzeichnis**

2.1. Aufstellung der gefitteten Quadrupolstärken . . . . .	22
2.2. Aufstellung der gefitteten Feldindizes . . . . .	22
3.1. Strahlstromempfindlichkeit XYMO14 . . . . .	30
A.1. Aufstellung der Wedlerdaten . . . . .	63
B.1. Aufstellung der Quadrupolstärken für Punkt-zu-Punkt-Abbildung . . . . .	65
B.2. Aufstellung der Quadrupoldaten . . . . .	67

# Literaturverzeichnis

- [Bro80] K.L. BROWN ET AL.: *TRANSPORT, a computer program for designing charged particle beam transport systems* (auch als SLAC-r-091 erschienen)  
(CERN 80-04, <http://pc102.psi.ch/ftp/CERN-80-04/>)  
(SLAC 91-03, <http://www.npl.uiuc.edu/~debevec/mulan/documentation/>)
- [CAS84] CERN ACCELERATOR SCHOOL: *General Accelerator Physics*, Gif-sur-Yvette, Paris, France 3-14 September 1984 (CERN 85-19)
- [CAS86] CERN ACCELERATOR SCHOOL: *Second General Accelerator Physics Course*, Scanticon Conference Centre, Aarhus, Denmark 15-26 September 1986 (CERN 87-10)
- [DBG99] MOTOROLA: *dBUG Reference Manual*, Revision 0.21, April 8, 1999, Motorola 1999
- [Dub01] W. BEITZ, K.-H. GROTE: *Taschenbuch für den Maschinenbau*, 20. Auflage, Springer-Verlag Berlin 2001
- [Eut98] H. EUTENEUER, A. ALIMOV: *Bemerkungen und Daten zu den HF-Monitoren in den MAMI-Strahlführungen*, Interne Notiz 02/98, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1998
- [Gre03] MARC GREWE: *Anwendungen der SVD in der Beschleunigerphysik*, MAMI-Seminar 27.11.2003, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 2003
- [Her78] H. HERMINGHAUS: *Vorlesungsscriptum „Physikalische Prinzipien der Hochfrequenzbeschleuniger“*, Sommersemester 1978, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1978
- [Kla67] G. KLAGES: *Einführung in die Mikrowellenphysik*, Dr. Dietrich Steinkopf Verlag, Darmstadt 1967
- [Kre81] HANS-JOACHIM KREIDEL: *Das System zur selbsttätigen Optimierung der Strahllage im Mainzer Mikrotron - seine Entwicklung und Erprobung an der 14 MeV-Stufe*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1981
- [MCF98] MOTOROLA: *ColdFire® 2/2M Integrated Microprocessor User's Manual*, Handbuch, Motorola 1998  
([http://e-www.motorola.com/files/netcomm/doc/ref\\_manual/COLDFIRE2UM.pdf](http://e-www.motorola.com/files/netcomm/doc/ref_manual/COLDFIRE2UM.pdf))
- [Mee03] DAVID MEEKER: *Finite Element Method Magnetics - User's Manual*, Version 3.3, May 24, 2003 (<http://femm.berlios.de>)
- [Mit92] DIETMAR MITTWICH: *Entwicklung und Erprobung eines Hochfrequenzmonitors zur Messung der Intensität und der Lage eines 855 MeV Elektronenstrahls*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz, 1992
- [SLC72] SLAC REPORT NO. 75 REVISION 3: *A First- and Second Order Matrix Theory for the Design of Beam Transport Systems and Charged Particle Spectrometers (Karl L. Brown)*, Stanford University, Stanford, California August 1972  
(SLAC 75-03, <http://www.npl.uiuc.edu/~debevec/mulan/documentation/>)

- [Shv00] I. SHVEDUNOV: *BeamOptik*, INP/MSU, Moskau, priv. Mitteilungen, Juli 2000
- [Wil96] K. WILLE: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner Verlag 1996  
(<http://www.delta.uni-dortmund.de/BP.html>)