

# UNIVERSITÄT BONN

## Physikalisches Institut

**Strahllagemessung in Elektronenbeschleunigern zur Korrektur  
der Gleichgewichtsbahn und ihre Anwendung zur Minimierung  
der vertikalen Strahlemittanz**

von  
Oskar Asvany

A new beam position monitor system and closed orbit correction system is being built up for future experiments at the *Electron Stretcher Accelerator ELSA* of Bonn University. In this context, beam position monitor electronics have been tested under low current conditions and strong electromagnetic interference. The sensitivity required of the electronics is less than  $5 \mu\text{m}$  at moderate beam currents. Initial testing of the beam position measurement system consisted of placing 5 modules in the ring to observe the closed orbit at the extraction region of ELSA.

As an additional part of this diploma thesis the vertical emittance of the accelerator PETRA in Hamburg is simulated. Results obtained from these calculations show the feasibility of minimizing the vertical emittance in the accelerator.

Post address:  
Nußallee 12  
53115 Bonn  
Germany



BONN-IB-98-11  
Bonn University  
May 1998

UNIVERSITÄT BONN  
Physikalisches Institut

**Strahllagemessung in Elektronenbeschleunigern zur Korrektur  
der Gleichgewichtsbahn und ihre Anwendung zur Minimierung  
der vertikalen Strahlemittanz**

von  
Oskar Asvany

Dieser Forschungsbericht wurde als Diplomarbeit von der Mathematisch - Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am: 31.7.1997  
Referent: Prof. Dr. D. Husmann  
Korreferent: Prof. Dr. F. Hinterberger

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Die Beschleunigeranlage ELSA . . . . .	1
1.2	Motivation für eine Closed-Orbit-Korrektur . . . . .	1
1.3	Anforderungen an die neue Strahllegeelektronik . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Strahllagemessung</b>	<b>4</b>
2.1	Strahllagemonitore . . . . .	4
2.2	Die BERGOZ-Elektronik . . . . .	5
2.3	Die FZJ-Elektronik . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Testmessungen der Elektroniken</b>	<b>10</b>
3.1	Messungen der relativen Auflösung . . . . .	10
3.2	Die Stabilität der Strahllagemessung bei variierenden Strahlintensitäten . . . . .	12
3.3	Der Dynamikbereich . . . . .	13
3.4	Linearität der FZJ-Elektronik . . . . .	16
3.5	Messung der Konstanten der BERGOZ-Elektronik . . . . .	17
3.6	Der experimentelle Aufbau der BERGOZ-Elektronik . . . . .	20
3.7	Erfahrungen im ELSA-Betrieb . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Kleine vertikale Emittanzen in PETRA</b>	<b>25</b>
4.1	Die Beschleunigeranlage PETRA bei DESY . . . . .	25
4.2	Die Undulatorstrahlung . . . . .	26
4.3	Warum wünscht man kleine Emittanzen im Undulatorbetrieb? . . . . .	27
<b>5</b>	<b>Die Berechnung der Emittanzen bei Phasenraumkopplung</b>	<b>28</b>
5.1	Die Emittanz einer idealen Maschine . . . . .	28
5.2	Die vertikale Emittanz . . . . .	29
5.3	Ursachen der vertikalen Dispersion und Kopplung . . . . .	32
5.4	Nach welchem Prinzip berechnet MAD die Emittanzen? . . . . .	33

<b>6 Simulationen für PETRA</b>	<b>35</b>
6.1 Auswirkungen der Aufstellungsfehler . . . . .	36
6.2 Korrektur des Closed-Orbits . . . . .	41
6.3 Momentaner Zustand von PETRA . . . . .	43
6.4 Minimierung der vertikalen Emittanz . . . . .	45
<b>7 Zusammenfassung</b>	<b>50</b>
<b>A Positionsangaben zusätzlicher Monitore für PETRA</b>	<b>51</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Die Beschleunigeranlage ELSA

An der Universität Bonn wird seit 1953 Beschleunigerphysik betrieben und seit dieser Zeit entstanden ein 500 MeV-Synchrotron<sup>1</sup>, ein 2.5 GeV-Synchrotron [Alt68] und schließlich 1987 die *Elektronen-Stretcher-Anlage* ELSA [Hus88]. ELSA wurde hauptsächlich gebaut, um das Tastverhältnis des vom 2.5 GeV-Synchrotron gelieferten Strahles zu erhöhen, ist aber auch in der Lage, den Strahl bis auf 3.5 GeV nachzubeschleunigen. Das (makroskopische) Tastverhältnis ist das Verhältnis zwischen der Zeit mit extrahiertem Strahlstrom und der Gesamtzeit eines Beschleunigungszyklus. Die Maximierung dieses Tastverhältnisses ist für die externen Experimente wichtig, da einerseits ihre Detektoren aufgrund von Zufallskoinzidenzen nur einen niedrigen Strom verkraften können, andererseits die Datennahme zu lange dauern würde, falls dieser Strom nur für einen kleinen Bruchteil des Zyklus zur Verfügung gestellt würde.

ELSA wird momentan in drei Modi betrieben:

- Im **Stretchermodus** werden bei Energien bis zu 1.6 GeV die Elektronen im 50 Hz-Zyklus vom Synchrotron nach ELSA transferiert und durch eine langsame Resonanzextraktion den externen Experimenten zugeführt.
- Der **Nachbeschleunigungsmodus** bietet die Möglichkeit, die Experimente mit Elektronen höherer Energie zu beliefern. Dazu werden zunächst mehrere Schüsse aus dem Synchrotron in ELSA akkumuliert, um dann auf die gewünschte Endenergie beschleunigt und über mehrere Sekunden extrahiert zu werden.
- Im **Synchrotronstrahlungsmodus** wird ein Elektronenstrom in ELSA akkumuliert, und eventuell nachbeschleunigt, um dann gespeichert zu werden. Bei einer Energie von 2.3 GeV und einem Strom von 80 mA erreicht man Lebendauern von bis zu 3 Stunden bedingt durch das Vakuum. Das dabei in den Ablenkmagneten entstehende Synchrotronlicht wird dann über Strahlrohre (siehe Abbildung 1.1) Experimenten zugeführt.

### 1.2 Motivation für eine Closed-Orbit-Korrektur

Die Mittelenergieexperimente an ELSA sollen in Zukunft mit polarisierten Elektronen als „Sonden“ betrieben werden. Dies eröffnet eine Zahl von neuen interessanten Experimenten, da man

---

<sup>1</sup> heute im Deutschen Museum Bonn zu besichtigen

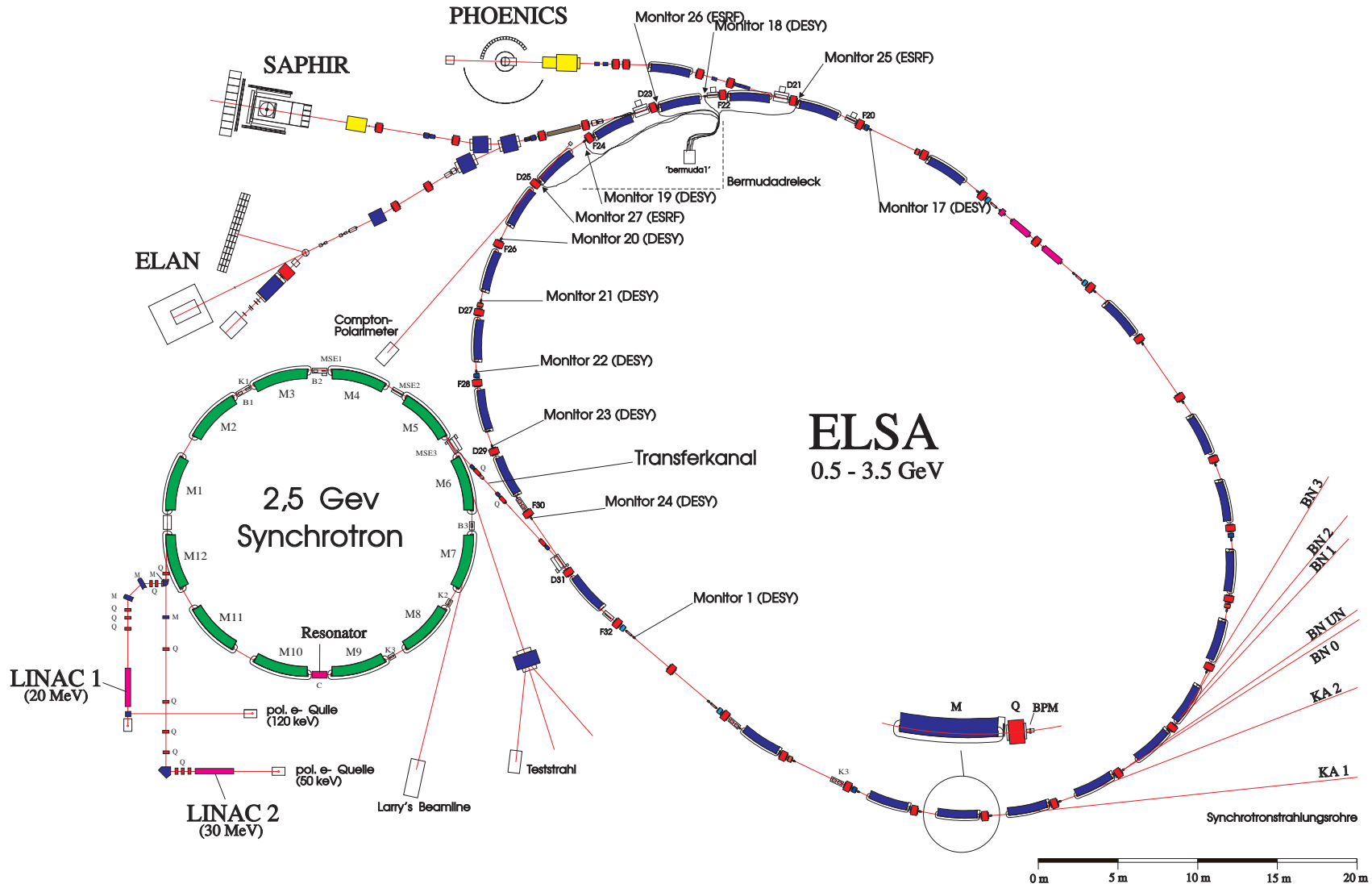


Abbildung 1.1: Die Bonner Beschleunigeranlage

auf Grund der Polarisierung der Elektronen spinabhängige Komponenten der Wechselwirkung studieren kann.

Da die in Kreisbeschleunigern auftretende Selbstpolarisation (Sokolov-Ternov-Effekt) bei den gegebenen Betriebsparametern von ELSA zu lange dauert, um den Experimenten ausreichende Ströme mit hohem Tastverhältnis zu liefern, ist man darauf angewiesen, die Elektronen schon von Anfang an polarisiert einzuschießen. Dazu sind seit einigen Jahren zwei Quellen für polarisierte Elektronen im Betrieb bzw. im Aufbau [Nak96]. Ein Problem, welches bei der Beschleunigung polarisierter Elektronen zu überwinden ist, sind depolarisierende Resonanzen in ELSA, die bei bestimmten Energien während der Rampphase auftreten. Dabei gibt es zwei Haupttypen von Resonanzen: Die sogenannten intrinsischen Resonanzen sind bedingt durch die vertikale Betatronschwingung bzw. vertikale Emittanz, und sind durch schnelle Resonanzkreuzung mit Hilfe von Tunejump-Quadrupolen zu unterdrücken [Ste97]. Die Imperfection-Resonanzen werden hervorgerufen durch vertikale Abweichungen der Gleichgewichtsbahn des Elektronenstrahles von dem idealen Orbit. Daher ist es wichtig, die Gleichgewichtsbahn, im folgenden auch Closed-Orbit genannt, zu korrigieren.

Es gibt aber auch andere Gründe, den Closed-Orbit zu korrigieren. In Synchrotronstrahlungsquellen ist es z.B. wichtig, den Quellpunkt der Synchrotronstrahlung bei verschiedenen Betriebsparametern gut fixieren zu können, um den Synchrotronlichtnutzern stabile Verhältnisse für ihre Experimente zu geben. Durch Korrektur insbesondere des vertikalen Closed-Orbits kann man aber auch die vertikale Dispersion und vertikale Emittanz reduzieren, welches die Brillanz des ausgesandten Synchrotronlichtes vergrößert. Dies soll anhand des Beschleunigers PETRA ab Kapitel 4 behandelt werden.

### 1.3 Anforderungen an die neue Strahlageelektronik

Die zur Closed-Orbit-Korrektur erforderliche Elektronik zur Erfassung der Strahllagewerte, im folgenden auch BPM-Elektronik (*Beam Position Measurement*) genannt, soll in dem für ELSA üblichen Strahlstrombereich von 0.1 mA bis 250 mA operieren können und dabei eine Auflösung von unter 5  $\mu\text{m}$  bei moderatem Strahlstrom haben [Kei95]. Dazu muß z.B. das Rauschen der Elektronik entsprechend gering sein. Zur Messung des Closed-Orbits auf der Energierampe soll eine Datenerfassung der Strahllagewerte mit einer Meßrate von mindestens 1 kHz erfolgen.

## Kapitel 2

# Strahllagemessung

### 2.1 Strahllagemonitore

Wie in der Einleitung erwähnt wurde, ist es in Beschleunigern notwendig, den Closed-Orbit zu korrigieren. Dazu ist zuerst die transversale Lage des Elektronenstrahles bezüglich der Vakuumkammermitte zu messen. In den meisten Elektronenbeschleunigern werden dazu sogenannte Knopfmonitore verwendet, die die transversale Position des Elektronenstrahles im Submillimeterbereich zerstörungsfrei feststellen können. Abbildung 2.1 zeigt die Skizze eines solchen Monitors. Pakete von hochenergetischen Elektronen (sogenannte „Bunche“) fliegen nahezu mit

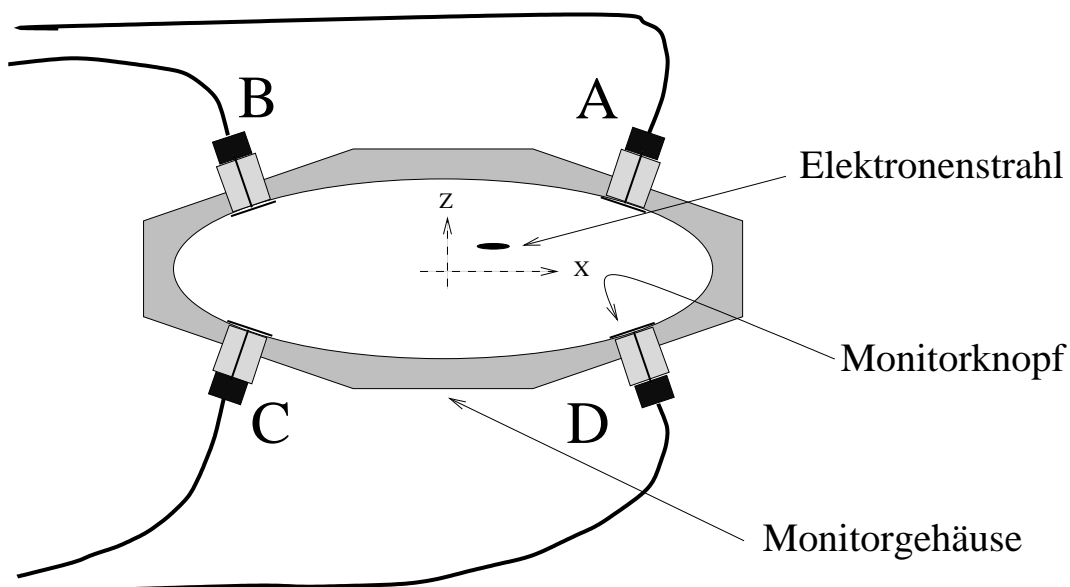


Abbildung 2.1: Skizze eines Strahllagemonitors

Lichtgeschwindigkeit an den gegen die Vakuumkammer isolierten Monitorknöpfen vorbei und induzieren aufgrund ihres elektrischen Feldes auf ihnen Ladungen. Die dadurch hervorgerufene Spannung zwischen den Knöpfen und der Vakuumkammer kann dann von Koaxialkabeln an eine Elektronik weitergeleitet und dort verarbeitet werden. Da in Ringbeschleunigern die Elektronenpakete nach einem Umlauf wieder denselben Monitor passieren, wird das Frequenzspektrum der Signale, die die Monitorknöpfe abgeben, nur aus Harmonischen der Umlauffrequenz bestehen



(wenn man vereinfachend von kohärenten transversalen und longitudinalen Schwingungen der Elektronen absieht). Haben alle Elektronenpakete gleiche Ladung (d.h. der Ring ist homogen mit Elektronen gefüllt), so besteht das Frequenzspektrum sogar nur aus Harmonischen der Bunchfolgefrequenz, die nichts anderes ist als die Frequenz der Mikrowellen, welche in den Hohlraumresonatoren zur Beschleunigung genutzt werden. Da diese Frequenz unabhängig von der Füllstruktur des Ringes immer im Ausgangsspektrum der Knöpfe enthalten ist und man aufgrund möglichst großer Unempfindlichkeit gegen Störungen und zur Unterdrückung des Rauschens schmalbandig arbeiten möchte, ist die Elektronik so eingestellt, daß sie nur diese Hochfrequenz herausfiltert und weiterverarbeitet. Bei ELSA ist die Resonatorfrequenz  $f_0 \approx 500$  MHz und die Umlauffrequenz  $f_0/h \approx 1.8$  MHz mit der Harmonischenzahl  $h = 274$ . Die Strahlageelektroniken, die an ELSA getestet wurden, sind entsprechend auf eine schmalbandige Verarbeitung um 500 MHz eingestellt. Bei den getesteten Elektroniken handelt es sich um eine kommerziell hergestellte von der Firma BERGOZ, und eine Entwicklung von Herrn István Mohos vom Forschungszentrum Jülich (FZJ) für ELSA.

Wie man sich anhand der Abbildung 2.1 klarmachen kann, hängen die Amplituden der 500 MHz-Signale von der relativen Position des Elektronenstrahles zu den Knöpfen ab. Somit kann man auf die Strahlage zurückschließen und die unten angegebene lineare Näherung (die nur im Bereich der Kammermitte Gültigkeit besitzt) zur Berechnung der Strahlposition ansetzen. Der Summenausdruck im Nenner ist dabei notwendig, um auf die Intensität des Elektronenstrahles zu normieren:

$$\frac{v_A - v_B - v_C + v_D}{v_A + v_B + v_C + v_D} = f_x(x, z) \approx k_x \cdot x \quad , \quad (2.1)$$

$$\frac{v_A + v_B - v_C - v_D}{v_A + v_B + v_C + v_D} = f_z(x, z) \approx k_z \cdot z \quad . \quad (2.2)$$

Die  $v_i$  stellen die Amplituden der 500 MHz-Komponente der Knopfsignale (bezeichnet mit A,B,C und D) und  $(x, z)$  die horizontale und vertikale Strahlablage dar. Die Monitorkonstante  $k$  ist eine Größe, die von der speziellen Geometrie des Monitorgehäuses und den Knöpfen abhängt und entweder experimentell auf einem Teststand zur Simulation der Feldverteilung des Elektronenstrahls oder mit Programmen zur Simulation elektromagnetischer Felder bestimmt werden kann. In ELSA sind zur Zeit zwei Typen von Monitoren bzw. Monitorknöpfen im Einsatz. Der ursprüngliche Typ ist der sog. DESY-Monitor mit BNC-Anschlüssen; der neuerdings verwendete ESRF-Monitor hat kleine SMA-Anschlüsse und läßt sich daher gut in den Quadrupolen anbringen, was mit den bisherigen DESY-Monitoren nicht möglich war. Wegen der kleineren Knopfradien haben die ESRF-Monitore eine kleinere Empfindlichkeit und auch andere Monitorkonstanten, wie die folgende Tabelle zeigt:

Monitorkonstanten	DESY	ESRF
$1/k_x$ [mm]	14.5	14.1
$1/k_z$ [mm]	42.9	48.3

Die obigen Werte stammen aus [Kei98, Ste95] und wurden mit dem Simulationsprogramm MA-FIA berechnet.

## 2.2 Die BERGOZ-Elektronik

An ELSA stehen momentan fünf analoge Meßelektroniken für Strahlagemonitore („Module“) der Firma BERGOZ zur Verfügung. Die Funktionsweise dieser Elektronik kann in [Hin95] oder

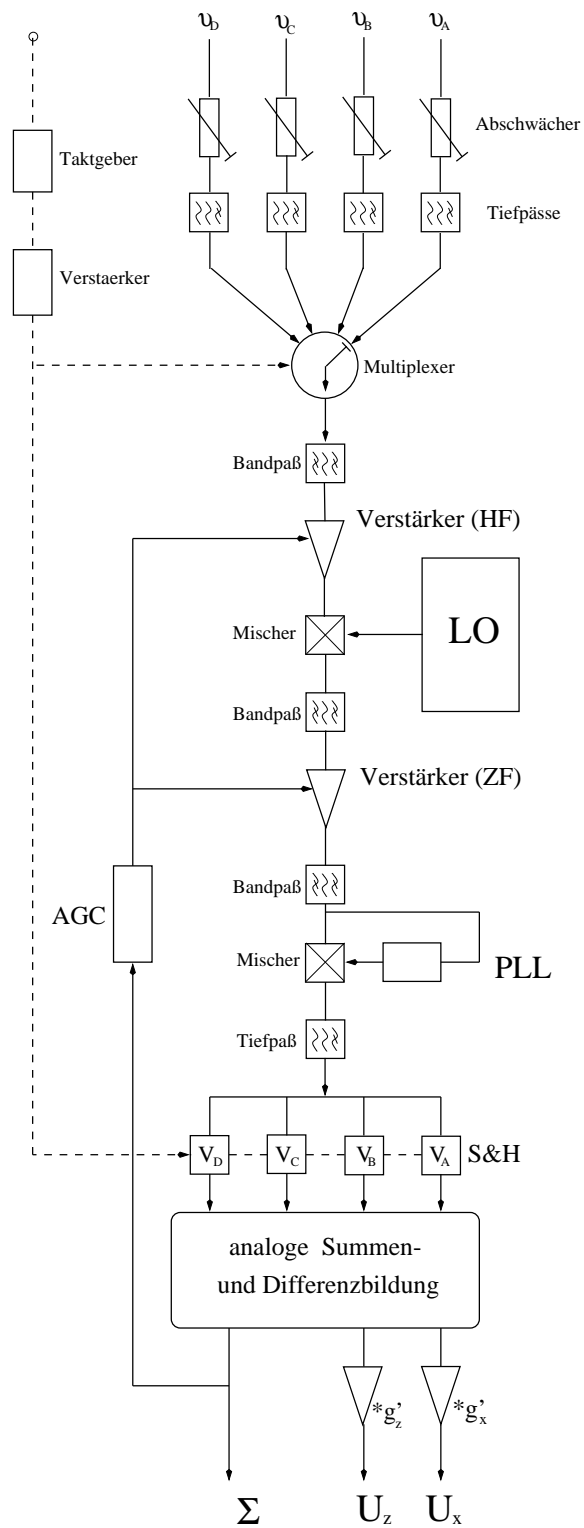


Abbildung 2.2: Blockschaltbild der BERGOZ-Elektronik

[Ber96] nachgelesen werden und ist in Abbildung 2.2 noch einmal veranschaulicht. Diese Elektronik besitzt 4 Eingänge, die mit den 4 Monitorknöpfen (A bis D, siehe Abbildung 2.1) verbunden werden. Abschwächer an den Eingängen der Elektronik können genutzt werden, um die unterschiedlichen Dämpfungen auf den Koaxialkabeln auszugleichen. Mit einer Frequenz von 8 kHz wird zwischen den Eingängen umgeschaltet (Multiplexing) und ihre Signale, deren 500 MHz-Amplituden in der Abbildung mit  $v_A$  bis  $v_D$  bezeichnet werden, nacheinander einer Elektronik zugeführt, die das herausgefilterte 500 MHz-Signal demoduliert. Dies geschieht in zwei Stufen, indem das Signal mit einem eingebauten lokalen Oszillator (LO) erst einmal auf eine gängige Zwischenfrequenz (21.4 MHz) heruntergemischt wird und erst dann mit einem zweiten Mischer demoduliert wird. Der zweite Mischer ist ein synchroner Detektor mit einer „phase locked loop“ (PLL), die ein reines Sinussignal auf der Signalfrequenz, d.h. ungefähr der Zwischenfrequenz zum Mischen bereitstellt. Zwischengeschaltete Tief- und Bandpaßfilter dienen dazu, störende Frequenzen (z.B. Phasenmodulation auf Grund kohärenter longitudinaler Schwingungen) herauszufiltern und das Rauschen zu vermindern. Dadurch, daß alle Kanäle denselben Signalfad durchlaufen, erhalten sie alle dieselbe Verstärkung; man hat also z.B. keine Probleme mit einer Drift in den Verstärkerstufen, wie in der bis jetzt benutzten BPM-Elektronik [Sch91]. Anschließend werden die demodulierten Spannungen, bezeichnet mit  $V_A$  bis  $V_D$ , verteilt (Demultiplexing) und 4 Sample&Hold-Schaltungen zugeführt. Dann wird analog das Summensignal  $\Sigma = V_A + V_B + V_C + V_D$  bestimmt und durch eine Rückkopplungsschaltung (AGC: Automatic Gain Control), die die Verstärkung der Elektronik steuert, auf einen festen Wert geregelt. Die Ausgabe der Strahllagewerte erfolgt schließlich über zwei analoge Ausgänge für  $x$  und  $z$ , die eine zur Strahlposition näherungsweise proportionale Spannung abgeben. Diese  $x$ - und  $z$ -Ausgänge erhalten mit Hilfe von Operationsverstärkern die Spannungswerte  $U_x = g'_x(V_A - V_B - V_C + V_D)$  und  $U_z = g'_z(V_A + V_B - V_C - V_D)$ , wobei  $g'_x$  und  $g'_z$  mit Potentiometern einstellbare Verstärkungen sind. Damit erhält man folgende Zusammenhänge zwischen der  $x$ -Ausgangsspannung  $U_x$  der BERGOZ-Elektronik und der wahren  $x$ -Strahlpositionen in dem Monitor (die Formeln für die  $z$ -Richtung sind entsprechend):

$$U_x = g'_x(V_A - V_B - V_C + V_D) = g'_x \cdot \Sigma \cdot \frac{V_A - V_B - V_C + V_D}{V_A + V_B + V_C + V_D} \quad (2.3)$$

$$= g'_x \cdot \Sigma \cdot \frac{v_A - v_B - v_C + v_D}{v_A + v_B + v_C + v_D} \approx g'_x \cdot \Sigma \cdot k_{xx} = g_x k_{xx} = c_{xx} . \quad (2.4)$$

Es ist:

$g_{x,z}$	der Verstärkungsfaktor, abhängig von der Elektronik,
$k_{x,z}$	die Monitorkonstante, abhängig von der Monitorgeometrie,
$c_{x,z} = g_{x,z} k_{x,z}$	die Kalibrierkonstante.

Es gilt außerdem die Beziehung  $g'_x \cdot \Sigma = g_x$  und Gleichung (2.1). Die Verstärkung  $g'_x$  wird so eingestellt, daß  $g_x k_{xx} = c_x$  bei etwa 1 V/mm liegt. Bei einer maximalen Ausgangsspannung der analogen Ausgänge  $U_x$  und  $U_z$  von  $\pm 10$  V erhält man somit einen Erfassungsbereich der Elektronik von ungefähr  $\pm 10$  mm. Das Gleichheitszeichen von (2.3) nach (2.4) gilt, da die demodulierten Spannungen  $V$  proportional zu den Amplituden  $v$  sind und sich der zwischen ihnen liegende Faktor (der von der jeweiligen momentanen Verstärkung der AGC abhängt) im Bruch herauskürzt. Allerdings weist jeder Demodulator eine gewisse Nichtlinearität auf, so daß es kleine Abweichungen von der Proportionalität zwischen den Spannungen  $V$  und den Amplituden  $v$  gibt, die die Meßergebnisse verfälschen können. Auf dieses Verhalten soll in den Abschnitten 3.4 und 3.5 eingegangen werden.

Da zwischen den 4 Eingängen mit 8 kHz umgeschaltet wird, erhält man mit einer Rate von 2 kHz die  $U_x$ - bzw.  $U_z$ -Werte. Man kann allerdings die Elektronik extern mit bis zu 40 kHz triggern und

würde so eine Rate von 10 kHz erreichen. Dies ist bei einigen Betriebsmodi von ELSA auch sinnvoll, da die Elektronik bei kleinen Multiplexingfrequenzen und schnellen Intensitätsänderungen des Strahls Scheinablagen liefert (siehe auch Abschnitt 3.6).

## 2.3 Die FZJ-Elektronik

Die FZJ-Elektronik funktioniert etwa nach dem gleichen Meßprinzip wie die BERGOZ-Elektronik, d.h. es wird ein Multiplexer benutzt, um die vier Knopfsignale auf einen Signalpfad zu leiten, damit sie dann von zwei Mischern weiterverarbeitet werden. Der erste Mischer ist nur ein „Downconverter“, der zweite demoduliert das Signal. Die Multiplexingfrequenz ist hier so eingestellt, daß man mit einer Rate von 1 kHz Strahlablageinformationen erhält. Allerdings besitzt die FZJ-Elektronik im Gegensatz zu BERGOZ einen Digitalteil, der die 4 demodulierten Knopfspannungen (nach einer einstellbaren Tiefpaßfilterung) mit einer Auflösung von 12 Bit digitalisiert. Im späteren Betrieb sollen diese 4 Werte über ein serielles Kabel an einen VME-Rechner geschickt werden, der die Strahlablagen mit den Formeln (2.1) und (2.2) berechnet [Kei95]. Diese direkte digitale Erfassung bietet den Vorteil, daß keinerlei Elektronikkonstanten (wie bei BERGOZ) in die Strahlpositionsberechnungen eingehen; man muß lediglich die Monitorkonstante  $k$  kennen. Außerdem hat die Elektronik dadurch einen im Prinzip unbegrenzten Strahlpositionserfassungsbereich. Auch ist die direkte Verfügbarkeit der Meßwerte der einzelnen Knöpfe für Kalibrationsmessungen besonders günstig.

Die FZJ-Elektronik hat außer einer manuellen Verstärkerregelung (MGC: manual gain control) eine AGC-Regelung (automatic gain control), die einen Zwischenfrequenzverstärker so regelt, daß der A/D-Wandlerbereich optimal genutzt wird. Der A/D-Wandlerbereich reicht von 0 bis 5 Volt; die Regelung ist so eingestellt, daß das Stärkste der 4 Knopfsignale in einem Bereich

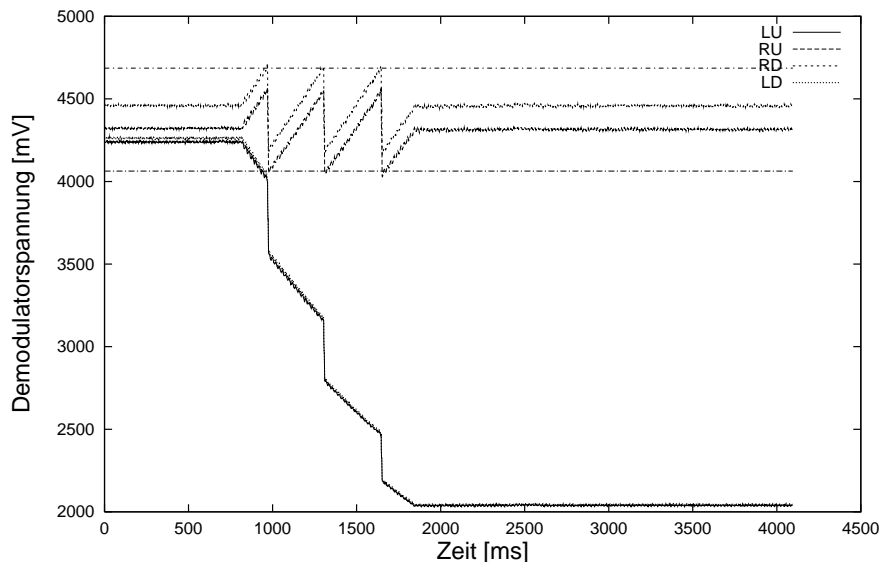


Abbildung 2.3: Die Schaltschwellen der FZJ-Elektronik

zwischen den beiden Schaltschwellen von 4.1 V und 4.7 V liegt (diese beiden Werte können aber beliebig über die Software der Elektronik eingestellt werden). Allerdings wird der Demodulator

oberhalb von 4.7 V stark nichtlinear (vgl. Abb. 3.7(b)). Ist das stärkste der Knopfsignale außerhalb dieses Bereiches, wird entsprechend nachgeregelt und die Verstärkung für den kommenden Abtastzyklus zunächst konstant gelassen. Die Abbildung 2.3 zeigt einen Regelvorgang, bei dem mit Hilfe einer Antenne auf einem Meßtisch eine Strahlverschiebung von -5 mm in  $x$ -Richtung simuliert wurde. Bei dieser Antennenfahrt werden zwei Signale (entsprechend den Knöpfen A und D in Abbildung 2.1) immer stärker, die anderen beiden immer schwächer. Das Stärkste der Signale (RD für right down) erreicht dabei dreimal den oberen Schwellenwert (als Gerade eingezeichnet) und die AGC setzt die Verstärkung entsprechend immer weiter herunter, was an den Sprüngen in allen vier Signalen zu erkennen ist. Regelt die AGC schnell genug, so daß in jedem Meßzyklus die Verstärkung konstant ist, so sieht man in den nach (2.1) und (2.2) berechneten  $x$ - und  $z$ -Positionen allerdings keine Sprünge, sondern eine kontinuierliche Fahrt in  $x$ -Richtung, siehe Abbildung 2.4. In der Abbildung sieht man auch, daß der gleichmäßigen Veränderung der

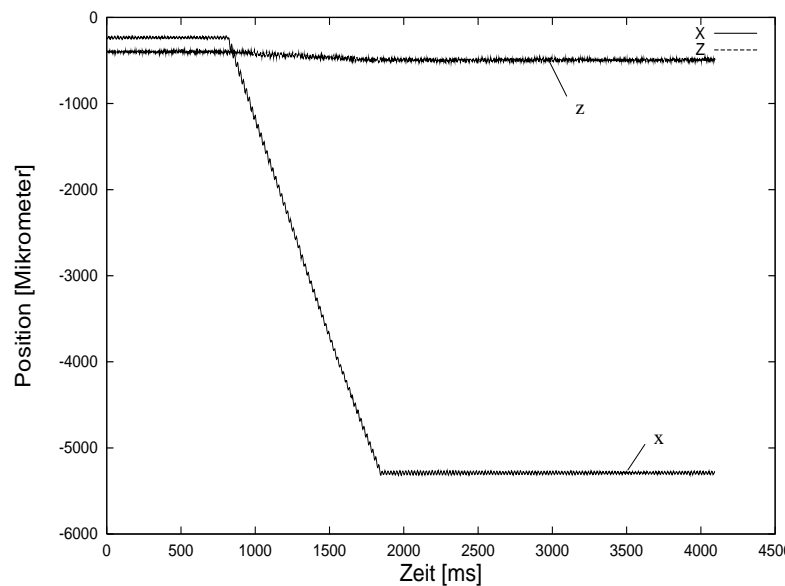


Abbildung 2.4: Fahrt der Antenne um -5 mm in  $x$ -Richtung

$x$ -Position eine Schwingung überlagert ist, welche von der mechanischen Schwingung der Antenne, die durch die Fahrt angeregt wird, stammt. Zu sehen ist außerdem eine leichte Drift der  $z$ -Werte, die durch die von der Monitorgeometrie hervorgerufene Nichtlinearität verursacht wird (siehe nächstes Kapitel).

# Kapitel 3

## Testmessungen der Elektroniken

### 3.1 Messungen der relativen Auflösung

Die ersten Messungen, die überhaupt mit den Elektroniken gemacht wurden, waren Rauschmessungen bei verschiedenen Eingangsepegeln. Solche Messungen sind wichtig, da das Rauschen maßgeblich die Auflösung der BPM bestimmt. Das Rauschen setzt sich dabei aus dem vom Eingangsepegel unabhängigen Digitalisierungsrauschen und dem Rauschen der analogen Bauteile zusammen. Das RMS<sup>1</sup>-Digitalisierungsrauschen ist im Falle der BERGOZ-Module nur durch den bei den Messungen verwendeten A/D-Wandler bedingt und liegt im Bereich von ungefähr 1.2 mV. Dieser Wert berechnet sich aus der Hälfte eines Bitflips, welcher bei einer Auflösung von 12 Bit und einem Wandlerbereich von  $\pm 5$  V etwa 2.4 mV ist. Bei der FZJ-Elektronik ist das RMS-Digitalisierungsrauschen der Ablagen bei bekannter Auflösung des A/D-Wandlers durch die Formeln (2.1) und (2.2) gegeben und beträgt ungefähr 1  $\mu\text{m}$  in  $x$ -Richtung und 3  $\mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung.

Der für diese Messungen verwendete Versuchsaufbau bestand aus einem 500 MHz-Signalgenerator und einem Vierfach-Leistungsteiler, der an die vier Eingänge der Elektroniken angeschlossen wurde. Damit wurde eine zentrale Strahlrichtung simuliert. Es wurde darauf geachtet, daß die Messungen für die beiden Elektroniken immer unter den gleichen Bedingungen ausgeführt wurden. Die Abbildung 3.1 zeigt die Messung eines BERGOZ-Moduls, welches automatisch ausgemessen wurde, die Abbildung 3.2 die selbe Messung für ein FZJ-Modul.

Auf der vertikalen Achse ist das RMS-Rauschen in Mikrometern aufgetragen (Umrechnungsfaktor 1.2 V/mm) und die beiden Kurven stellen  $x$ - bzw.  $z$ -Ausgang dar. Der Faktor zwischen diesen beiden Kurven ist ungefähr drei, da auch die Verstärkung  $g$  (siehe Abschnitte 2.2 und 3.5) in beiden Ausgängen um diesen Faktor unterschiedlich ist. Bei hohen Pegeln sackt dieser Faktor allerdings ab, da dann das Rauschen des horizontalen Signals durch das Digitalisierungsrauschen bestimmt ist. In diesem Bereich hat der  $x$ -Ausgang ein durchschnittliches Rauschen von etwa 1.3  $\mu\text{m}$  und der  $z$ -Ausgang von 3  $\mu\text{m}$ .

Bei der FZJ-Elektronik<sup>2</sup> läßt sich die Signalbandbreite vor der Digitalisierung durch schaltbare Tiefpaßfilter auswählen (50, 100, 200, 500 Hz) und entsprechend ist auch das Rauschverhalten unterschiedlich, wie die folgenden Abbildungen zeigen. Es wurde für die 50 Hz- und 500 Hz-Tiefpaßfilter das Rauschen für die  $x$ - und  $z$ -Ausgabe gemessen. Auf der horizontalen Achse ist der Pegel des Signalgenerators aufgetragen. Bei -20 dBm wurde ein interner Abschwächer der

---

<sup>1</sup>Root Mean Square

<sup>2</sup>Für die Messungen stand lediglich ein Prototyp zur Verfügung.

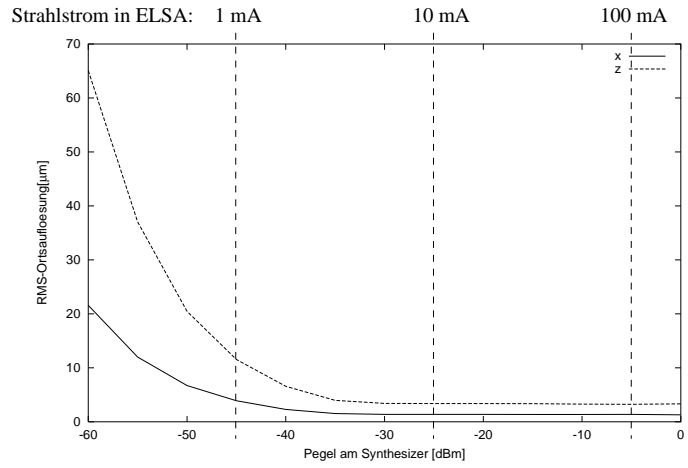
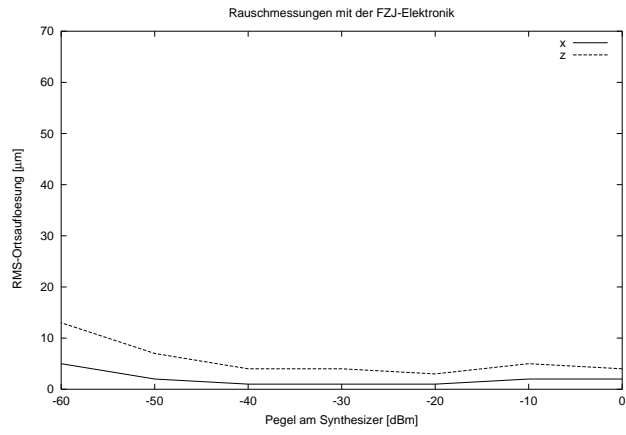
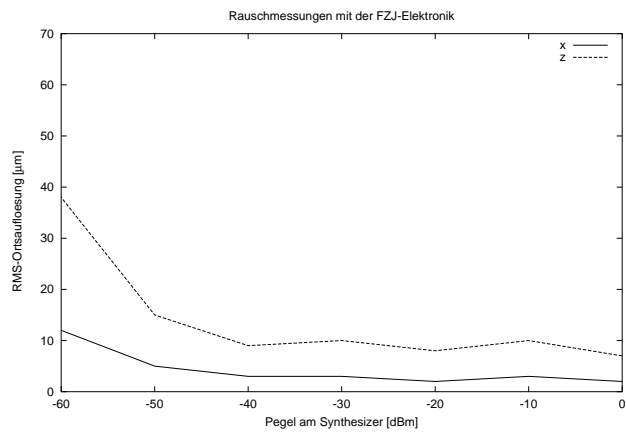


Abbildung 3.1: Das Rauschen der BERGOZ-Elektronik



(a) 50 Hz



(b) 500 Hz

Abbildung 3.2: Rauschen der FZJ-Elektronik bei verschiedenen Bandbreiten

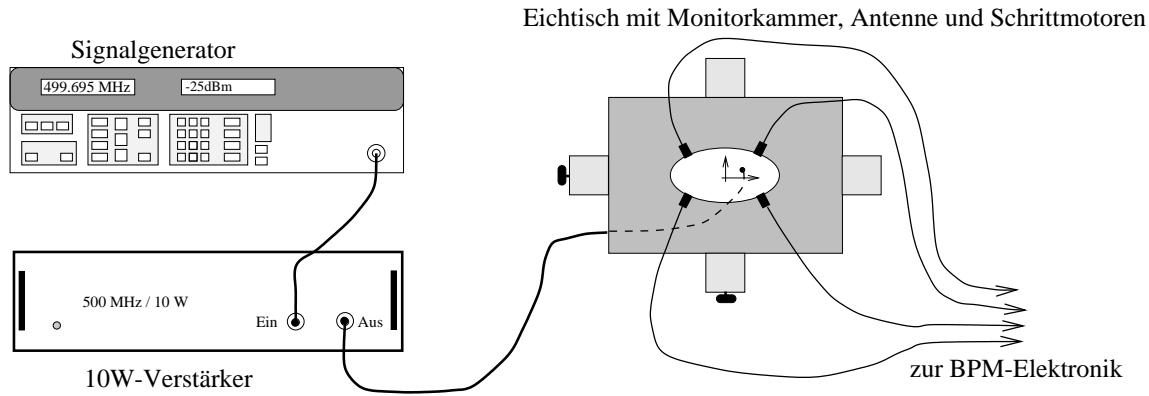


Abbildung 3.3: Messung mit dem Eich Tisch

Elektronik dazwischengeschaltet, da die 500 MHz-Vorstufe der FZJ-Elektronik sonst in Sättigung geht. Deshalb erhält man im oberen Pegelbereich eine leichte Erhöhung der Rauschwerte. Die untere Grenze des Rauschens ist auch hier durch das Digitalisierungsrauschen gegeben; bei hohen Synthesizer-Pegeln (vor dem Einsetzen des Abschwächers bei -20 dBm) erreicht die 50 Hz-Kurve ein Rauschen von  $1 \mu\text{m}$  für  $x$  und  $3 \mu\text{m}$  für die  $z$ -Richtung.

Vergleicht man die Elektroniken in ihrem Rauschverhalten, so muß man feststellen, daß die BERGOZ-Elektronik im oberen Pegelbereich ein kleineres Rauschverhalten aufweist, trotz ihrer größeren Ausgangsbandbreite von knapp 1 kHz. (Diese Bandbreite wurde von der Firma BERGOZ genannt und nicht nachgemessen.) Im unteren Pegelbereich haben die beiden Elektroniken aber vergleichbare Rauschwerte, wenn man auf die entsprechenden Bandbreiten umrechnet.

Es ist auch interessant zu wissen, wie sich das Rauschen im Frequenzspektrum verteilt. Bei der BERGOZ-Elektronik hat man im wesentlichen weißes Rauschen mit einem kleinen unwesentlichen Peak bei 2 kHz, der durch das Multiplexing zustandekommt. Die FZJ-Elektronik hat allerdings in ihrem Spektrum einen Peak von bis zu  $2 \mu\text{m}$  Amplitude bei 250 Hz (dieser kann auch durch Faltung entstehen), der die oben beschriebene Auflösung wesentlich bestimmt. Die Ursache dieses Peaks ist noch unverstanden, seine Beseitigung würde aber das Rauschen der FZJ-Elektronik wesentlich verringern und den Einsatz eines A/D-Wandlers mit höherer Auflösung sinnvoll machen.

### 3.2 Die Stabilität der Strahllagemessung bei variierenden Strahlintensitäten

Zur Simulation der Strahllagemessung in einem Monitor besitzt die ELSA-Gruppe einen Eich Tisch (Abbildung 3.3), auf dem ein Vakuummotorkammerstück mit eingesetztem DESY-Monitor montiert werden kann. Das elektromagnetische Feld des Elektronenstrahles wird mit einer Antenne simuliert, welche ein 500 MHz-Signal abstrahlt. Dieses Signal wird von einem Signalgenerator mit nachgeschaltetem Verstärker erzeugt. Ablagen des Elektronenstrahles bezüglich der Motorkammermitte können durch Positionierung der Antenne mittels Schrittmotoren simuliert werden.

Bei den hier beschriebenen Messungen wurden neun verschiedene Positionen auf dem Eich Tisch angefahren (Nullablage,  $\pm 2 \text{ mm}$  und  $\pm 5 \text{ mm}$  in beide Achsenrichtungen), bei jeder fixierten Antennenstellung die Strahlposition mehrmals gemessen und über die Meßwerte gemittelt (um



z.B. Antennenschwingungen herauszufiltern). Um nun zu sehen, wie sich die gemessene Strahlposition mit dem Eingangspegel ändert (idealerweise sollte sie dies nicht tun), wurden diese Messungen für mehrere Signalgeneratorpegel im Bereich von -60 dBm bis 0 dBm in 5 dB-Schritten gemacht. Diese Pegel entsprechen einem Dynamikbereich von -18 dBm bis -68 dBm an den Monitorknöpfen oder einem ELSA-Strahlstrom von 45 mA bzw. 0.14 mA.

Die Messungen der BERGOZ-Module wurden automatisch ausgeführt und es wurden pro Pegelwert und Antennenposition 10 000 Mittelungen gemacht; bei der FZJ-Elektronik wurde nur über 4096 Werte gemittelt. Die Resultate sind in den Abbildungen 3.4 für die FZJ-Elektronik und in den Abbildungen 3.5 für ein BERGOZ-Modul dargestellt, wobei jeweils (a) und (b) das Gesamtergebn zeigen und die unteren Bilder zur besseren Veranschaulichung die Differenzen zum jeweiligen Mittelwert einer Ablage. Die horizontalen Achsen zeigen den Pegel des Synthesizers und die vertikalen die gemessene Position bzw. deren Änderung. Für große Antennenablagen ( $\pm 5$  mm) sind die Änderungen der gemessenen Strahlposition mit dem Pegel besonders deutlich. Bei den BERGOZ-Modulen bewegt sich diese Änderung in einem Bereich von  $\pm 35 \mu\text{m}$  in  $x$ -Richtung (Abbildung 3.5(c)) und  $\pm 42 \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung (Abbildung 3.5(d)). In einem Pegelbereich unterhalb -25 dBm sind diese Werte bei der FZJ-Elektronik wesentlich kleiner, sie betragen ungefähr  $\pm 20 \mu\text{m}$  in  $x$ -Richtung und  $\pm 30 \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung, über -25 dBm werden die Abweichungen aber wesentlich größer.

### 3.3 Der Dynamikbereich

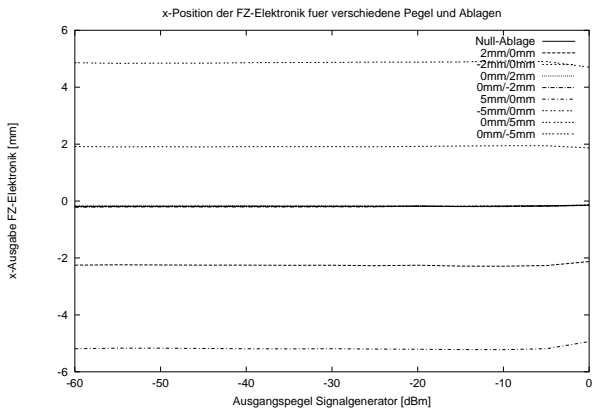
Es ist wichtig zu wissen, in welchem Dynamikbereich bzw. Strahlstrombereich die Elektroniken zuverlässig arbeiten. Spezifiziert wurde für einen Strombereich von 0.1 mA bis 250 mA in ELSA. Messungen haben ergeben, daß ein Strom von 1 mA einen Pegel von etwa -51 dBm an einem DESY-Monitorknopf entspricht [Kei95] und von -61 dBm an einem ESRF-Knopf.

Es ist schwierig, bei den getesteten Elektroniken eine genaue untere Dynamikgrenze zu ziehen, weil man keinen Punkt angeben kann, ab dem die Elektroniken nicht mehr arbeiten, aber die im folgenden beschriebenen Tests sollen die Größenordnung des unteren Dynamikbereiches aufzeigen. Zu diesen Tests wurde wiederum ein Signalgenerator mit Leistungsteilern benutzt. Praktische Erfahrungen im Strahlbetrieb werden in Abschnitt 3.7 vorgestellt.

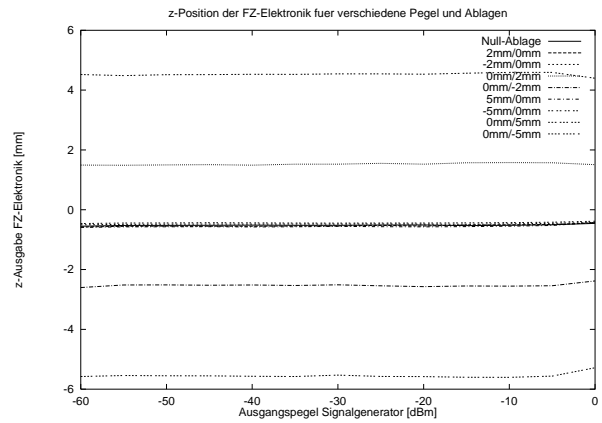
#### 3.3.1 FZJ-Elektronik

Zur Messung des unteren Dynamikbereichs der FZJ-Elektronik wurde diese auf manuelle Verstärkungsregelung (MGC) mit maximaler Verstärkung eingestellt und der Pegel am Signalgenerator soweit heruntergefahren, bis die demodulierte Spannung (0 bis 5 Volt) die untere Schaltschwelle von 4.1 V unterschritt. Dies war bei -69 dBm (Signalgenerator) der Fall, welches einem Knopfpegel von -75 dBm und einem ELSA-Strom von  $63 \mu\text{A}$  (DESY-Monitor) entspricht. Man muß aber hierbei betonen, daß die FZJ-Elektronik auch unterhalb der Schaltschwellen noch arbeitet, so daß der oben angegebene Wert nur ein grober Richtwert ist.

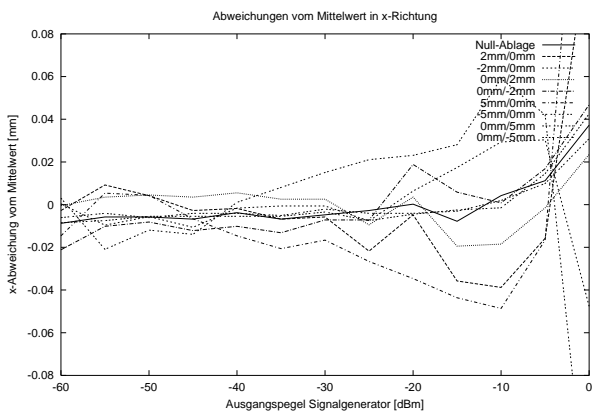
Wie schon in Abschnitt 3.1 erwähnt, besitzt die FZJ-Elektronik einen 30 dB-Abschwächer am Eingang, der ab einem Pegel von -20 dBm pro Knopf zugeschaltet werden muß, da sonst die Vorstufe der Elektronik in Sättigung geht. Diese Zuschaltung muß also bei Strahlströmen oberhalb von 35 mA erfolgen.



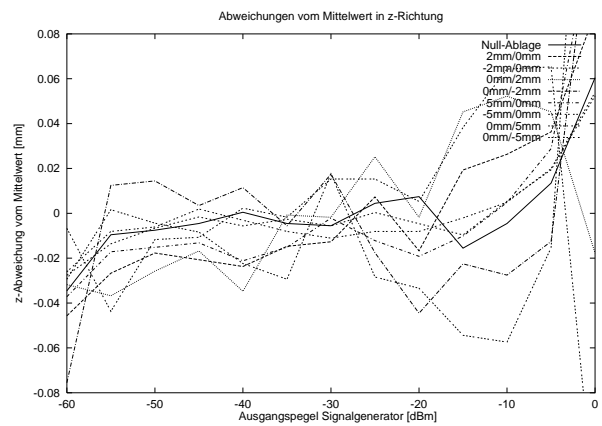
(a)  $x$ -Position absolut



(b)  $z$ -Position absolut

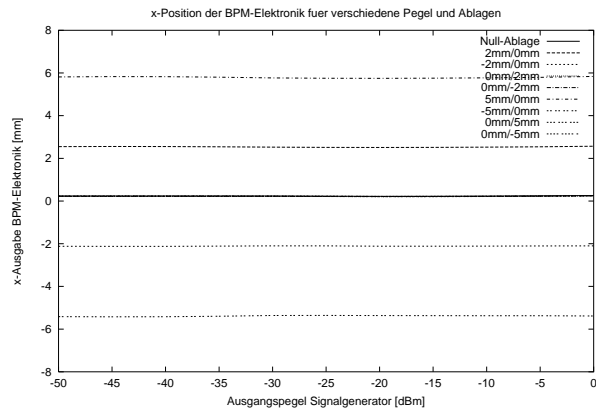


(c)  $x$ -Position relativ

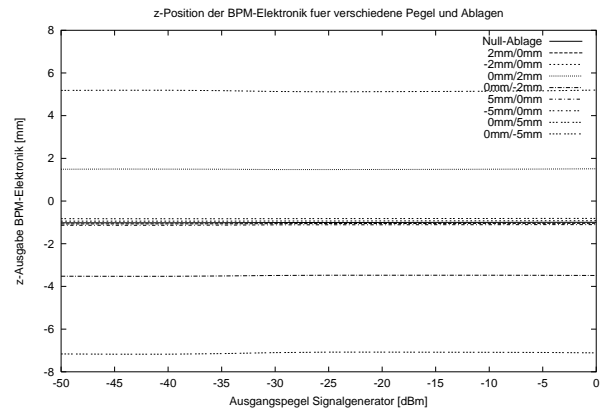


(d)  $z$ -Position relativ

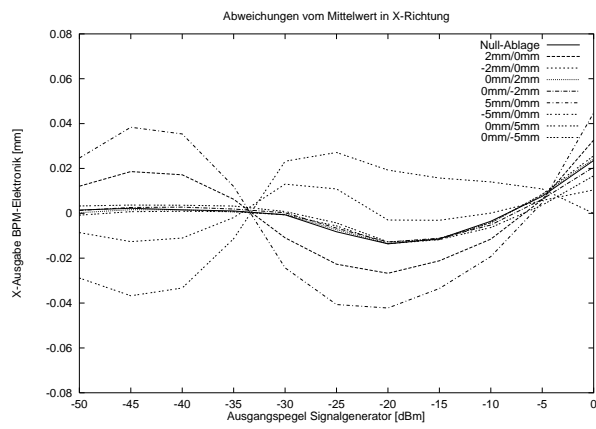
Abbildung 3.4: Lagestabilität der FZJ-Elektronik



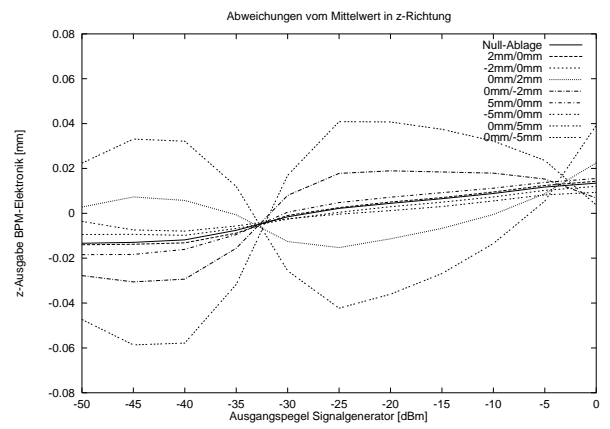
(a)  $x$ -Position absolut



(b)  $z$ -Position absolut



(c)  $x$ -Position relativ



(d)  $z$ -Position relativ

Abbildung 3.5: Lagestabilität der BERGOZ-Elektronik

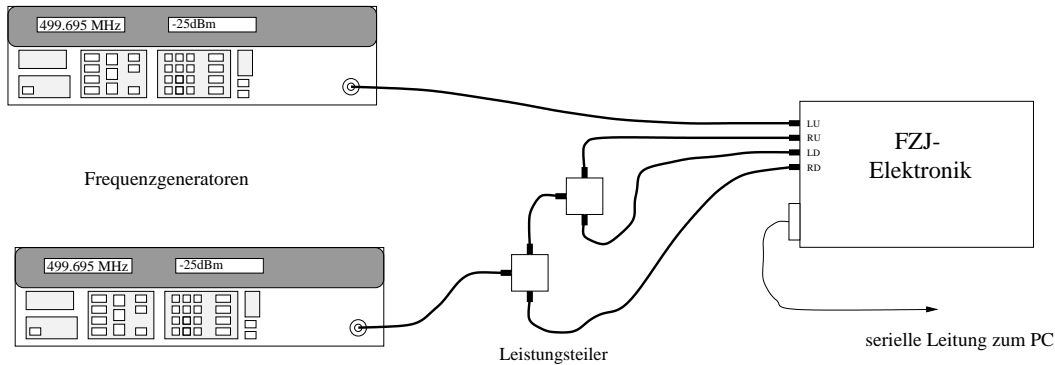


Abbildung 3.6: Messaufbau zur Messung der Demodulatorlinearität

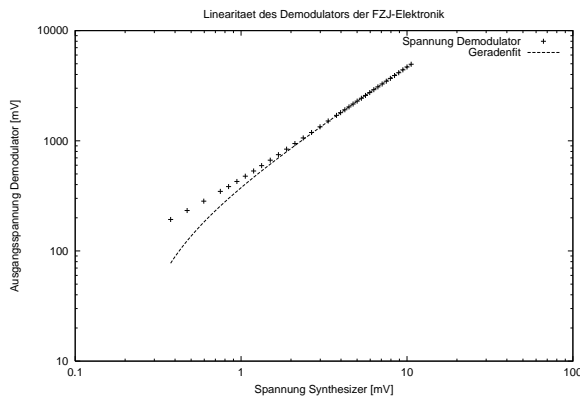
### 3.3.2 BERGOZ-Elektronik

Die untere Dynamikgrenze der BERGOZ-Module ist weit schwieriger festzustellen, da diese für uns eine „black box“ darstellen und nicht so gute Diagnosemöglichkeiten zulassen wie die FZJ-Elektronik. Man konnte aber sehen, daß unter den gleichen Meßbedingungen die BERGOZ-Elektronik eine simulierte Strahlablage bis zu Pegeln von unter -80 dBm (Signalgenerator) detektieren kann (also entsprechende Ströme von weniger als  $40 \mu\text{A}$ ). Dieser Dynamikbereich ist auch in den BERGOZ-Datenblättern angegeben [Ber96]. Allerdings haben beim Einsatz der BERGOZ-Elektronik (Abschnitt 3.6) die langen Kabel zwischen den Monitorstationen und den BERGOZ-Modulen eine Abschwächung von bis zu 9 dB (ca. 30 m Koaxialkabel), man kann aber dennoch in einem Strombereich unterhalb von etwa  $100 \mu\text{A}$  messen.

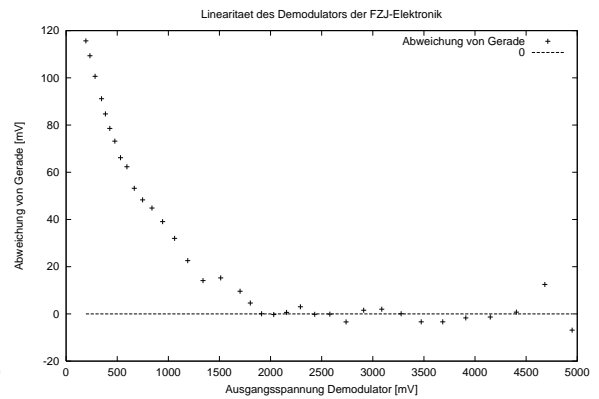
### 3.4 Linearität der FZJ-Elektronik

Da es die FZJ-Elektronik im Gegensatz zu der BERGOZ-Elektronik erlaubt, die einzelnen Knopfsignale zu betrachten, kann man die Linearität des Demodulators direkt nachmessen. Linearität bedeutet, daß die Amplitude des eingespeisten 500 MHz-Hochfrequenzsignals proportional zu der Gleichspannung sein soll, die der Demodulator am Ausgang hat. Treten kleine Nichtlinearitäten auf, so kann das zu Abweichungen in der Lagemessung führen. Wie stark diese Abweichungen sein können, sollen die folgenden Messungen zeigen (Abbildung 3.6). Ein Synthesizer wurde für diese Messungen direkt mit einem Eingang der Elektronik („LU“ für left upper) verbunden, die anderen drei Eingänge wurden mit einem zusätzlichen Signalgenerator ebenfalls mit dem Hochfrequenzsignal versorgt. Zur besseren Kontrolle der Messung wurde die Elektronik in eine Betriebsart mit fester Verstärkung gestellt (MGC). Durch Variation der Ausgangsleistung des ersten Signalgenerators erhält man die in Abbildung 3.7 gezeigten Ergebnisse, in denen die Ausgabe des Demodulators der FZJ-Elektronik über der Eingangsleistung aufgetragen ist. Zur besseren Verdeutlichung wurde eine Gerade angeglichen und die Differenz dazu aufgetragen. Man erkennt eine Abweichung von der Linearität, wenn der Demodulator sehr stark angesteuert ist (oberhalb 4.5 V) und unterhalb von 2 V. Wegen der Nichtlinearität im oberen Dynamikbereich sollte man daher die Schwellen so legen, daß die obere Grenze von 4.5 V nicht überschritten wird.

Bei Ablagen des Elektronenstrahles über 1 mm sind die Pegel an einigen Knöpfen so niedrig, daß der untere nichtlineare Bereich erreicht wird. Um dies zu nachzumessen, wurden mit zwei R&S-Frequenzgeneratoren in der Art von Abbildung 3.6 Strahlablagen simuliert und bestimmt,

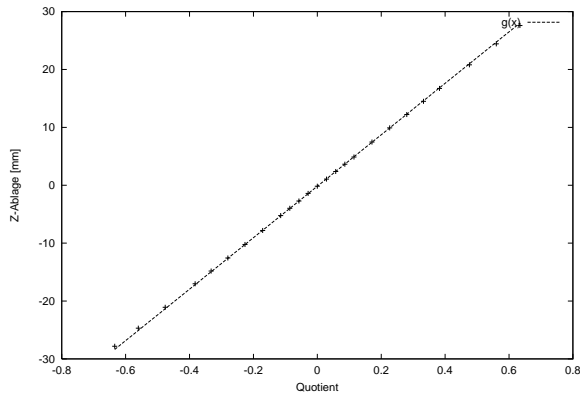


(a)

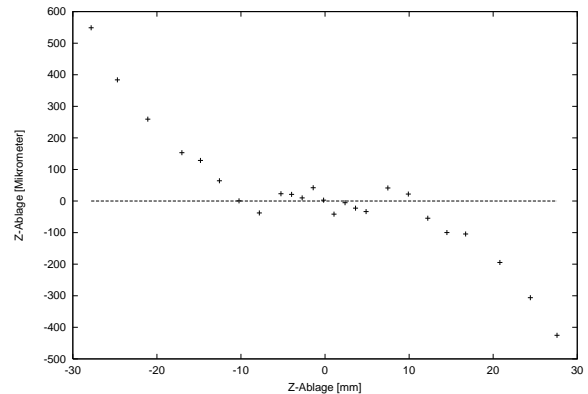


(b)

Abbildung 3.7: Linearität des Demodulators



(a)



(b)

Abbildung 3.8: Abweichung von der Linearität

bei welchen Ablagen der lineare Bereich verlassen wird. Macht man bei diesen Messungen wiederum eine Geradenanpassung und betrachtet die Abweichungen von dieser Geraden, so erhält man Abbildung 3.8. Darin sieht man, daß schon bei Strahlablagen unter 10 mm Abweichungen bis zu 100  $\mu\text{m}$  möglich sind.

### 3.5 Messung der Konstanten der BERGOZ-Elektronik

#### 3.5.1 Messung des Verstärkungsfaktors $g$

Der Nachteil der BERGOZ-Elektronik gegenüber der FZJ-Elektronik ist, daß sie eine innere Verstärkungskonstante  $g_i$  besitzt (siehe Abschnitt 2.2), welche für genaue Strahlagemessungen bekannt sein muß; die FZJ-Elektronik besitzt aufgrund ihres Meßprinzips keine solche Konstante.

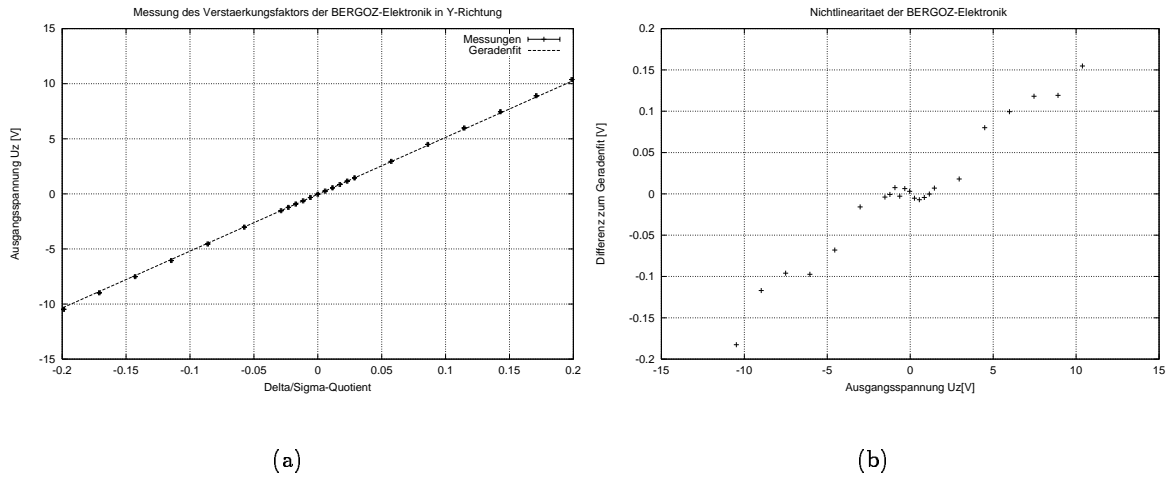


Abbildung 3.9: Vermessung von Modul #130

Modul	$g_x$ [V]	$g_z$ [V]
#130	$15.82 \pm 0.03$	$51.6 \pm 0.1$
#131	$16.86 \pm 0.04$	$51.6 \pm 0.1$
#132	$15.44 \pm 0.03$	$51.0 \pm 0.1$
#133	$15.75 \pm 0.03$	$50.9 \pm 0.1$
#134	$15.93 \pm 0.03$	$51.3 \pm 0.3$

Tabelle 3.1: Die Verstärkungsfaktoren der BERGOZ-Elektronik

Da die BERGOZ-Module leider falsch kalibriert geliefert wurden, wurden ihre Verstärkungen noch einmal eingestellt und nachgemessen. Neuere Messungen wurden daher mit 2 Frequenzgeneratoren und 2 Leistungsteilern gemacht, mit denen Ablagen in  $x$ - und  $z$ -Richtung simuliert wurden. Aus den Signalpegeln wurden nach Formeln (2.3) und (2.4) die entsprechenden Quotienten

$$\frac{v_A - v_B - v_C + v_D}{v_A + v_B + v_C + v_D} = \frac{U}{g} \quad (3.1)$$

berechnet und über diesen die gemessenen Ausgangsspannungen  $U_x$  bzw.  $U_z$  aufgetragen. Die Steigung der Geraden ergibt dann den Verstärkungsfaktor  $g$ . Eine Messung zur Bestimmung von  $g_z$  des Moduls #130 zeigt die Abbildung 3.9. Um den Verstärkungsfaktor  $g$  zu erhalten, wurden an die Meßwerte in einem kleinen Bereich um den Nullpunkt Geraden angepaßt; die resultierenden Faktoren sind in der Tabelle 3.1 aufgelistet. Aufgrund der in Abschnitt 2.2 beschriebenen Nichtlinearität des Demodulators gibt es kleine Abweichung von dem Geradenfit, die in der Abbildung 3.9 rechts dargestellt sind. Dort erkennt man, daß man bei einer Ausgangsspannung von etwa 5 Volt (entspricht einer Strahlablage von 5 mm) eine Abweichung von 0.1 Volt (entsprechend 100  $\mu\text{m}$ ) erhält. Die Abweichungen von der Linearität in  $x$ -Richtung sind etwa gleich groß.

### 3.5.2 Messung der Kalibrierkonstanten $k$

Die oben beschriebenen Messungen wurden zusätzlich durch eine Eichtischmessung ergänzt, bei der die BERGOZ-Elektronik an dem DESY-Monitor angeschlossen war und die Ausgabe der Elektronik durch einen A/D-Wandler ausgelesen wurde.

Zu dieser Messung positioniert man die Monitorkammer möglichst genau auf dem Eichtisch und ermittelt mit Hilfe von Antennenaufsätzen den mechanische Mittelpunkt der Monitorkammer. Für jedes Modul wurde eine Antennenfahrt gemacht, bei der die Antenne einen Bereich von  $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$  um den Mittelpunkt in  $0.25 \text{ mm}$ -Schritten abtastete und bei jedem Haltepunkt die  $x$ - und  $z$ -Ausgabe über  $10 \text{ Sekunden}$  gemessen wurde. Über die einzelnen Meßwerte wurde dann gemittelt. Eine solche Messung dauerte etwa  $6 \text{ Stunden}$  pro Modul. Ergebnisse einer solchen Messung für das Modul #130 zeigt die Abbildung 3.10. Die horizontalen Achsen zeigen die Position der Antenne in  $x$ - und  $z$ -Richtung (wie durch das Meßprogramm vorgegeben) und die vertikalen Achsen zeigen die gemessenen  $x$ - und  $z$ -Ausgangsspannungen der Elektronik. Man

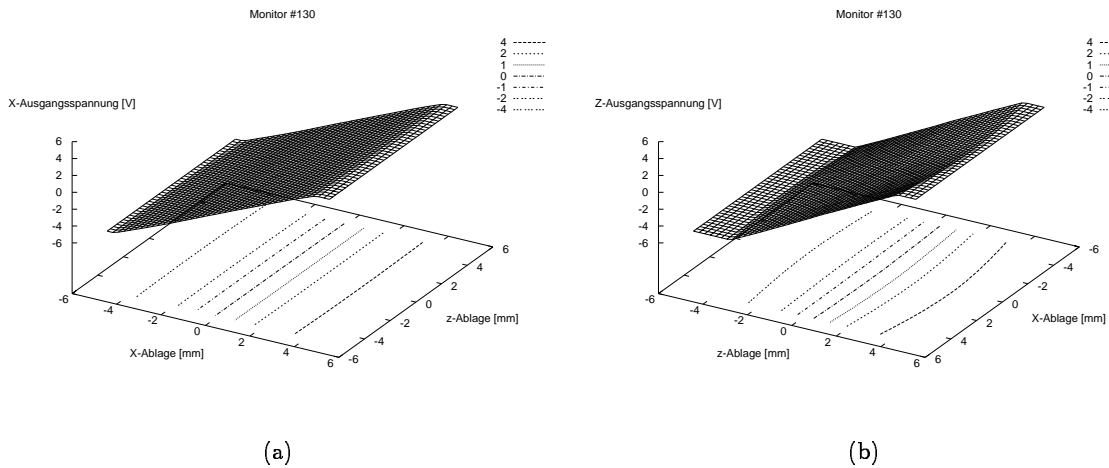


Abbildung 3.10: Modul #130 auf dem Meßtisch

erkennt einen linearen Zusammenhang zwischen den Positionen und den Ausgangsspannungen, der jedoch außerhalb der Kammermitte durch das nichtlineare Verhalten der Monitorkammergeometrie modifiziert wird. Dies sieht man deutlich an den gebogenen Höhenlinien im Bild für die  $z$ -Ausgabe. Die Plateaus an den Rändern der schiefen Ebenen kommen durch den maximalen Wandlerbereich des A/D-Wandlers von  $\pm 5 \text{ V}$  zustande.

Zur Ermittlung der Kalibrierkonstanten wurde in einem kleinen Bereich von  $\pm 1 \text{ mm}$  um den Nullpunkt eine Ebene an die gemessenen Daten angepaßt. Es wurde bewußt ein sehr kleiner Bereich ausgewählt, um die nichtlinearen Bereiche der Monitorkammer zu vermeiden und so die Kalibrierkonstante bezogen auf den Monitormittelpunkt zu erhalten. Die so gewonnenen Ebenensteigungen sind in der Tabelle 3.2 aufgelistet. Wie man erkennt, liegen die Werte in einem Bereich von  $1 \text{ V/mm}$ , was eine leichte Umrechnung von Spannungs- in Positionswerte erlaubt. Diese Werte werden für zukünftige Messungen mit dem BERGOZ-System benutzt.

Der Quotient aus den Werten der beiden vorigen Tabellen, also der Quotient aus dem Verstärkungsfaktor  $g$  und der Kalibrierkonstante  $c$ , ergibt die Monitorkonstante  $k$ , die in Abschnitt 2.1 mit den theoretischen Werten  $1/k_x = 14.5 \text{ mm}$  und  $1/k_z = 42.9 \text{ mm}$  angegeben wurde. Bei der Quotientenbildung der hier vorliegenden Werte erhält man im Durchschnitt

Modul	$c_x$ [V/mm]	$c_z$ [V/mm]
#130	$1.130 \pm 0.001$	$1.230 \pm 0.002$
#131	$1.203 \pm 0.001$	$1.338 \pm 0.002$
#132	$1.106 \pm 0.001$	$1.236 \pm 0.002$
#133	$1.126 \pm 0.001$	$1.236 \pm 0.002$
#134	$1.141 \pm 0.001$	$1.243 \pm 0.002$

Tabelle 3.2: Die Kalibrierkonstanten der BERGOZ-Elektronik

kleinere Werte, nämlich  $1/k_x = 14.0$  mm und  $1/k_z = 41.2$  mm.

### 3.6 Der experimentelle Aufbau der BERGOZ-Elektronik

Die ersten Tests der BERGOZ-Elektronik wurden mit Monitorstationen in der Nähe des Transferkanals zwischen dem Synchrotron und ELSA durchgeführt (siehe Abbildung 1.1), da dort der Anschluß an das Kontrollsystem über einen VME-Rechner einfach zu bewerkstelligen war. Es wurden Testmessungen bezüglich der optimalen Verkabelung der Elektroniken gemacht und der Einfluß elektromagnetischer Störstrahlung studiert. Der Transferkanalbereich ist für diese Untersuchungen besonders geeignet, da diese Gegend durch den Elektronenstrahl im Synchrotron und die gepulsten Injektions- und Extraktionselemente elektromagnetisch stark „verseucht“ ist.

So konnte man im Frequenzspektrum der aufgenommenen Daten bei inhomogener Füllung von ELSA und langen Kabeln zwischen der BERGOZ-Elektronik und dem A/D-Wandler, der die analogen Daten digitalisiert, das 1.8 MHz-Umlaufsignal feststellen, das in die Kabel eingestreut wird (alle Frequenzen oberhalb von etwa 1 kHz können nicht von den BERGOZ-Modulen kommen, da die Ausgänge über Tiefpaßfilter verfügen). Andererseits konnte festgestellt werden, daß das 500 MHz-Signal, welches von dem gebunchten Elektronenstrahl im Synchrotron durch dessen Keramikammern nach außen gelangt, in die Koaxialkabel zwischen der Monitorstation und der BERGOZ-Elektronik eingestreut wird und somit die eigentlichen Strahlungsmessungen verfälscht. Es ist daher sinnvoll, die Kabel zwischen der BERGOZ-Elektronik und dem A/D-Wandler möglichst kurz zu halten und die Koaxialkabel von den Monitoren zu den BERGOZ-Modulen gut abzuschirmen und von 500 MHz-Störquellen fernzuhalten.

Nachdem doppelt abgeschirmte Koaxialkabel der entsprechenden Länge verlegt worden waren, wurde ein mobiles Rack bestehend aus dem BERGOZ- und VME-Crate zunächst im „Bermuda-Dreieck“ (siehe Abbildung 1.1) aufgebaut, um die Strahlungsmessung im Extraktionsbereich vorzunehmen (dieser Aufbau soll voraussichtlich später in den Bereich der Synchrotronstrahlungsrohre verlegt werden).

Der Rack-Aufbau ist in Abbildung 3.11 skizziert. Von den fünf Monitorstationen im Extraktionsbereich führen jeweils 4 Koaxialkabel zu dem BERGOZ-Crate, in dem die Module #130 bis #134 (entlang der Strahlrichtung nummeriert) die Hochfrequenzsignale aufnehmen. Die analogen  $x$ - und  $z$ -Ausgangsspannungen der Module werden von einer VME A/D-Wandlertarte (VDAD) mit einer Rate von 1 kHz ausgelesen und von einer Force30-CPU über das Ethernet an das Kontrollsystem weitergegeben. Der VDAD besitzt 16 einzelne A/D-Kanäle, von denen 10 zur Auslese benötigt werden (auf einen Betrieb des VDAD im sogenannten „Differential-Mode“ wurde wegen Schwierigkeiten verzichtet). Somit stehen 6 Kanäle für eventuell weitere Analogeingänge zur Verfügung. Alle Kanäle des VDAD haben eine Auflösung von 12 Bit, der Spannungsbereich der A/D-Wandlung ist mit Steckkontakten zwischen  $\pm 5$  V und  $\pm 10$  V wähl-



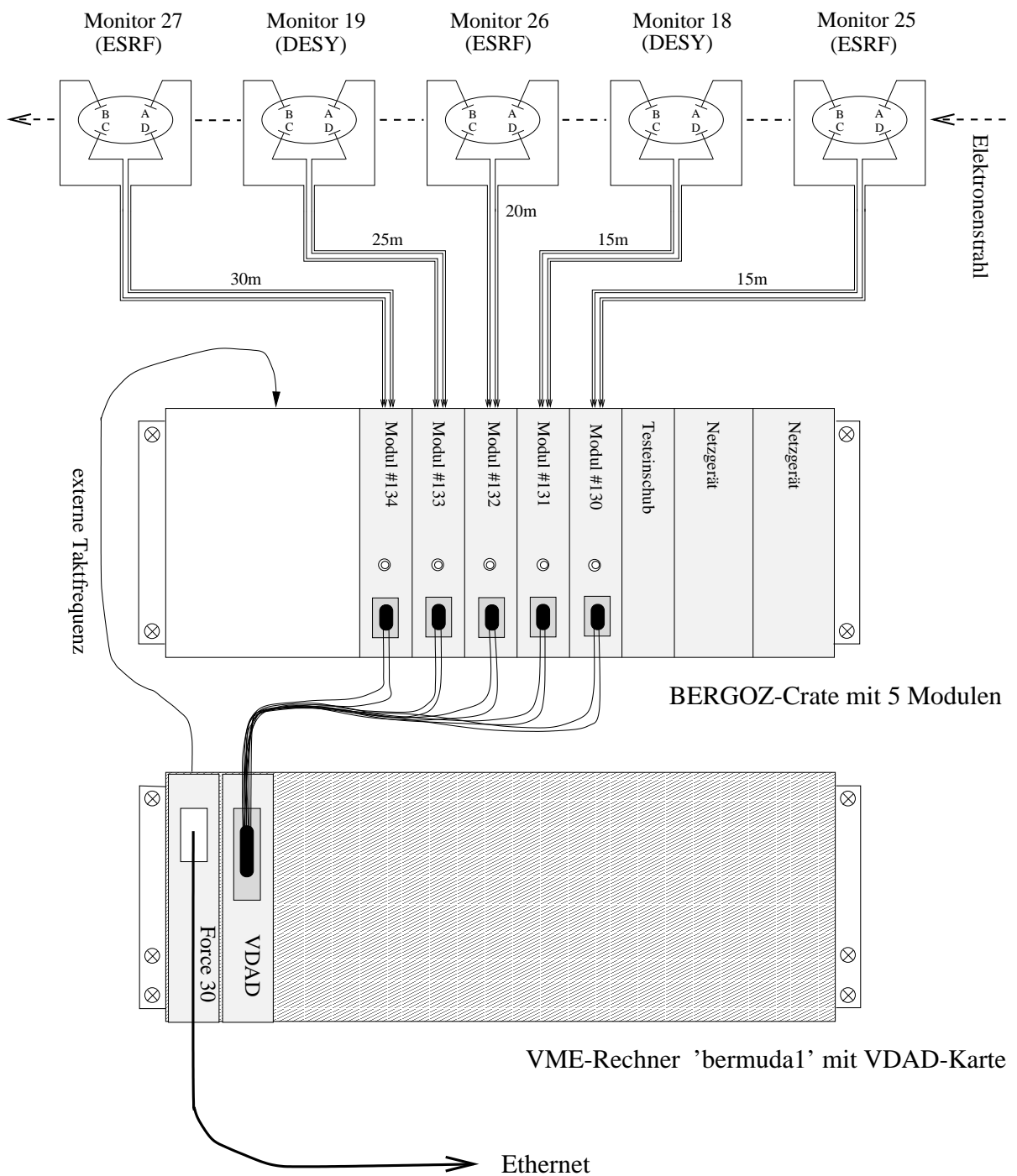


Abbildung 3.11: Das Crate im „Bermudadreieck“

bar. Bei der Wahl von  $\pm 10$  V hat man einen Spannungsbereich, der der BERGOZ-Elektronik genau angepaßt ist und eine durch die A/D-Wandlung bedingte Strahlpositionsaufösung von etwa  $5 \mu\text{m}$ . Bei der Einstellung  $\pm 5$  V hat man natürlich die doppelte Auflösung, aber dafür nur den halben Erfassungsbereich von  $\pm 5$  mm. (Alle Angaben beziehen sich auf eine Kalibrierkonstante von 1 V/mm.)

Wie schon früher erwähnt, wird zwischen den vier Hochfrequenzeingängen der BERGOZ-Elektronik mit einer internen Frequenz von 8 kHz umgeschaltet. Man kann aber auch durch Anlegen eines externen „Clocksignals“ die Abtastung bis zu einer Frequenz von etwa 40 kHz laufen lassen. Ein Betrieb mit höheren Abtastfrequenzen hat den Vorteil, daß

- bei plötzlichen Intensitätsänderungen des Elektronenstrahles (z.B. Injektion, Extraktion oder Strahlverlust) die scheinbaren Strahlablageänderungen, die durch die sequentielle Abtastung des sich verändernden Strahles verursacht werden, verringert werden, und
- man die Möglichkeit erhält, durch Veränderung der Abtastfrequenz die „wirklichen“ Frequenzen von Strahlschwingungen, die durch „Aliasing“ verfälscht worden sind, herauszufinden. Hierzu folgendes Beispiel: Angenommen, der Strahl führe eine transversale Schwingung einer Frequenz von 4.1 kHz aus, so würde man bei einer Abtastfrequenz von 8 kHz im Frequenzspektrum der analogen Ausgänge ein Signal bei 3.9 kHz sehen, so als würde der Strahl wirklich eine solche Schwingung ausführen. Durch Variation der Abtastfrequenz kann man aber eine reale 3.9 kHz-Linie von einer durch „Aliasing“ erhaltenen Linie unterscheiden, da sich diese Linie bei Änderung der Abtastfrequenz im Frequenzspektrum verschiebt.

Mit Hilfe eines sogenannten „baud rate generator“ eines Bauelementes der Force30 kann man alle Module des BERGOZ-Crates mit fünf diskreten Frequenzen im Bereich von 9.6 kHz bis 38.4 kHz takten. Über ein Menüfenster des Kontrollsystems kann man diese Frequenzen einstellen oder aber auch wieder auf die interne Clock umschalten.

Außerdem wird durch einen parallelen Eingang des VDAD die Auslese der PLLock-Signale der einzelnen Module ermöglicht. Diese TTL-Signale geben an, ob die jeweilige PLL (phase locked loop, siehe Abschnitt 2.2) sich auf die Zwischenfrequenz (21.4 MHz) „einklinken“ konnte, was soviel bedeutet, daß die empfangenen Signale an den 4 Eingängen ausreichen, um vernünftige Aussagen über die Strahlage zu machen. Bei den bisherigen Tests konnte man sehen, daß die Elektronik (je nach Kabeldämpfung und Monitortyp) Strahlströme bis unterhalb von 0.5 mA gut detektieren konnte (siehe nächster Abschnitt). Diese PLLock-Signale können in Form von grünen bzw. roten Lämpchen in einem Kontrollsystemmenü betrachtet werden. Allerdings muß man hinzufügen, daß diese Kontrolle nicht immer einwandfrei arbeitet, so gibt es z.B bei großen Signalpegeln ein Übersprechen zwischen den Kanälen.

## 3.7 Erfahrungen im ELSA-Betrieb

### 3.7.1 FZJ-Elektronik

Die FZJ-Elektronik wurde meistens am DESY-Monitor 22 (siehe Abb. 1.1) getestet, wobei die Elektronik mit 4 kurzen Koaxialkabeln direkt mit dem Monitor verbunden und, um sie vor Strahlung zu schützen, unter einem Dipolmagneten angebracht wurde. Über ein serielles Kabel von 100 m Länge wurden dann die Daten der 4 Monitorknöpfe an einen PC im Kontrollraum weitergeleitet, wo die Ablagewerte berechnet wurden.

In Abschnitt 3.3 wurde mit Hilfe eines Signalgenerators abgeschätzt, bis zu welchen Intensitäten die FZJ-Elektronik die Strahlage bestimmen kann. Dabei wurde eine Grenze von etwa  $60 \mu\text{A}$

angegeben, welche in einem ELSA-Test auch bestätigt werden konnte. Dort lag die Grenze etwas niedriger bei etwa  $20 \mu\text{A}$ , wobei allerdings die untere Schaltschwelle der Elektronik schon unterschritten wurde. Bei Benutzung von ESRF-Monitoren liegt diese Grenze um einen Faktor 3.2 (entsprechend 10 dB) höher, also bei ungefähr  $190 \mu\text{A}$  bzw.  $64 \mu\text{A}$ . In diesen Tests wurde auch die Sicherheit der Datenübertragung der seriellen Kabel in Gebieten großer elektromagnetischer Störungen überprüft. Dabei konnte ein von Herrn Mohos geschriebenes Testprogramm keine Datenverluste feststellen, obwohl das serielle Kabel bei diesem Test über das Gehäuse der pulsenden Kicker im Transferkanalbereich gewickelt war.

Im ersten ELSA-Test mit der FZJ-Elektronik im Mai 1997 konnte die Funktionsfähigkeit der Elektronik und deren relative Meßgenauigkeit am Strahl überprüft werden. Dazu wurden u.a. Verschiebungen der beschleunigenden Hochfrequenz von  $\Delta f = 100 \text{ Hz}$  bzw.  $\Delta f = 1 \text{ kHz}$  gemacht, so daß sich der Closed-Orbit gemäß

$$\Delta x = -D_x \frac{1}{\alpha} \frac{\Delta f}{f} \quad (3.2)$$

auf eine Dispersionsbahn verschiebt. Bei einer Ausgangsfrequenz von  $f_0 = 499.6948 \text{ MHz}$ , einem Momentum-Compaction-Faktor von  $\alpha = 0.0638$  und einer Dispersion am Monitor 22 von  $D_x = 2.497 \text{ m}$  (diese Werte wurden von dem Simulationsprogramm „XSim“ berechnet [Wen94]), erhält man für  $\Delta f = 1 \text{ kHz}$  eine Closed-Orbit-Verschiebung von  $\Delta x = -78.4 \mu\text{m}$ , welche auch tatsächlich beobachtet wurde (im Durchschnitt  $85 \mu\text{m}$ ). Selbst kleinere Closed-Orbit-Verschiebungen von etwa  $8 \mu\text{m}$  (bei  $\Delta f = 100 \text{ Hz}$ ) konnten bei ausreichender Mittelung über die Ablagewerte gemessen werden.

### 3.7.2 BERGOZ

Den Einsatz der BERGOZ-Elektronik im Strahlbetrieb zeigt die Abbildung 3.12, die während eines sogenannten Møller-Runs (Messung der Polarisation der Elektronen in einer der externen Beamlines) aufgenommen wurde. Da die Quelle für polarisierte Elektronen nur einen geringen Strom liefern kann und die Transfereffizienz zwischen den Vorbeschleunigern klein ist, erhält man in ELSA einen geringen akkumulierten Strahlstrom. Bei dem in der Abbildung gezeigten Beschleunigungszyklus wurden etwa  $0.5 \text{ mA}$  in ELSA akkumuliert, von  $1.2 \text{ GeV}$  auf  $2.1 \text{ GeV}$  beschleunigt und dann über  $1.01 \text{ Sekunden}$  extrahiert; die gesamte Zeitdauer des Zyklus betrug  $2.12 \text{ Sekunden}$ . Die vertikalen Linien in der Abbildung verdeutlichen die einzelnen Zeitpunkte des Zyklus: Injektionsstart und -stop, Extraktionsstart und -stop und die dazwischenliegenden Rampen. Die starken „Ausreißer“ in den Messungen zeigen die 20 Injektionsschüsse aus dem Synchrotron. Während der Extraktion ist die Lagemessung auch bis zu kleinen Strömen stabil (abgesehen vom Rauschen) und die Lagemessung scheint sogar während der abfallenden Rampe möglich zu sein (wahrscheinlich ist noch etwas Reststrom in ELSA vorhanden, welches die BERGOZ-Module detektieren können). Bei Monitor 27 (unteres Bild), von welchem lange Koaxialkabel von  $30 \text{ m}$  Länge zu dem BERGOZ-Modul führen, beobachtet man eine große Closed-Orbit-Ablage von etwa  $5.5 \text{ mm}$  in  $z$ -Richtung, wobei man noch berücksichtigen muß, daß die wahre Closed-Orbit-Ablage bezüglich des Monitorgehäuses wahrscheinlich noch größer sein wird, da die Kabel für Monitor 27 fälschlicherweise mit leicht unterschiedlichen Längen geliefert worden sind.

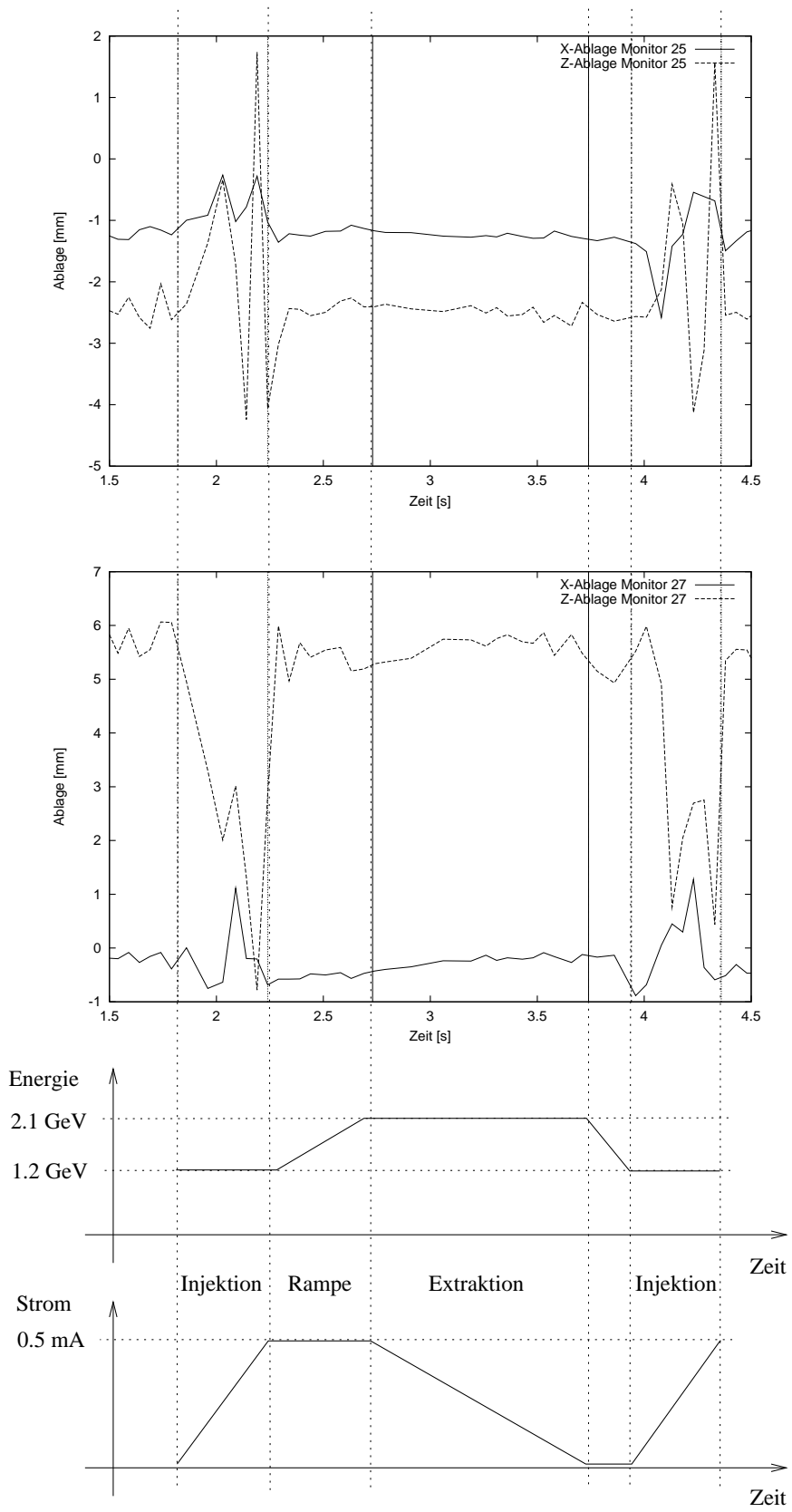


Abbildung 3.12: Messungen während des Møller-Runs am 29.6.1997

## Kapitel 4

# Kleine vertikale Emittanzen in PETRA

### 4.1 Die Beschleunigeranlage PETRA bei DESY

Zu der Hamburger Forschungseinrichtung DESY gehört die Beschleunigeranlage PETRA, die ursprünglich als Elektronen-Positronen-Collider gebaut wurde, aber mittlerweile zu einem Positronen-, Elektronen- und Protonen-Booster für den Collider HERA umfunktioniert wurde. PETRA hat einen Umfang von 2304 m und besteht aus 4 langen geraden Stücken im Norden, Osten, Süden und Westen, 4 kurzen geraden Stücken (ehemalige Wechselwirkungspunkte) und 8 Kreisbögen, siehe Abbildung 4.1.

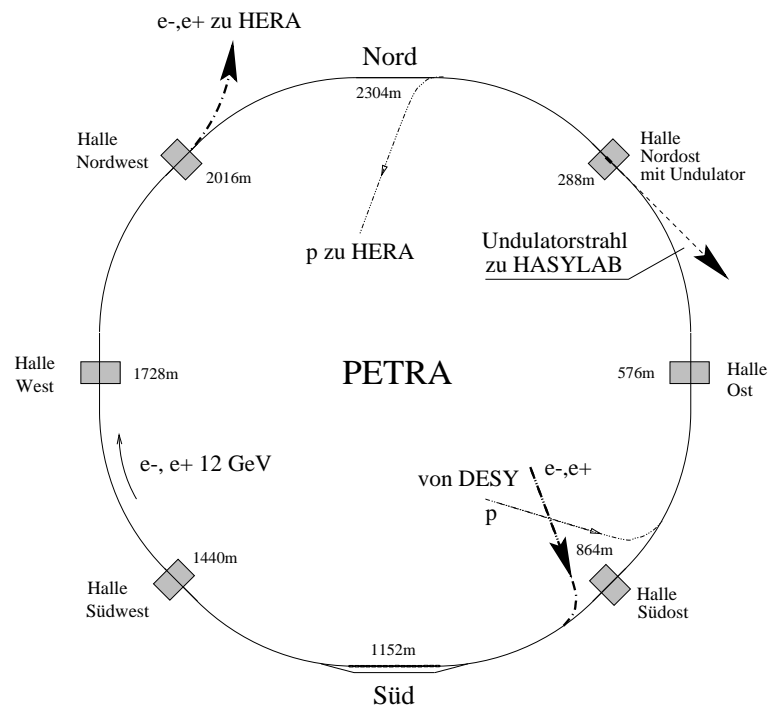


Abbildung 4.1: PETRA bei DESY

PETRA besitzt 224 Dipolmagnete, von denen 83 Zusatzwindungen zur Closed-Orbit-Korrektur in horizontaler Richtung haben. Weiterhin dienen zur Closed-Orbit-Korrektur 112 vertikale Korrektoren, 23 separate horizontale Korrektoren und 116 Strahllagemonitore. Zur Kontrolle der Kopplung beider transversaler Ebenen stehen außerdem zwei um  $45^\circ$  gedrehte Quadrupole (im folgenden „Skew-Quadrupole“ genannt) zur Verfügung.

Wird PETRA nicht als Vorbeschleuniger für HERA benötigt, so kann es als Synchrotronstrahlungsquelle bis max. 13 GeV Strahlenergie genutzt werden. Dazu steht in der Halle Nordost ein 4 m langer Undulator zur Verfügung, der aus 121 Perioden der Länge  $\lambda_0 = 33$  mm besteht [Bal95]. Dieser Undulator besitzt eine besondere Vakuumkammer, eine sogenannte „Schlüssellochkammer“, die in horizontaler Richtung verschoben werden kann, um im Protonen-Boosterbetrieb eine große Apertur und im Undulatorbetrieb einen kleinen vertikalen Abstand (10 mm gesamt) bereitzustellen, so daß sich die Polschuhe des Undulators bis auf 14 mm nähern können. Bei diesem minimalen Polschuhabstand ist das maximale  $B$ -Feld im Undulator  $B_0 = 0.59$  T.

## 4.2 Die Undulatorstrahlung

Bei Wigglern und Undulatoren definiert man gewöhnlich die Größe

$$K = \frac{eB_0\lambda_0}{2\pi m_e c} = 0.934 \cdot \lambda_0[\text{cm}] \cdot B_0[\text{Tesla}] ,$$

Wiggler- bzw. Undulatorparameter genannt [Bre89].  $e$  ist die Ladung eines Elektrons,  $m_e$  ist dessen Ruhemasse und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Diese Größe ist ein Indikator dafür, wie stark der Elektronenstrahl in einem Wiggler bzw. Undulator abgelenkt wird. Ist  $K$  klein ( $K \leq 1$ ), so spricht man von einem Undulator. In diesem Fall tritt zwischen den einzelnen ausgesandten Wellenzügen Interferenz und das entstehende Spektrum weist Peaks bei bestimmten Wellenlängen auf. Die Wellenlänge der ersten Harmonischen ist bei Beobachtung in Geradeausrichtung gegeben durch

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \Theta_0^2 \right) , \quad (4.1)$$

$$\Theta_0 \approx 1/\gamma$$

und es können auch höhere Harmonische im Spektrum auftreten, falls  $K$  nicht wesentlich kleiner als 1 ist. In der obigen Formel ist  $\gamma$  der relativistische Lorentzfaktor des Elektrons.

Für  $K \gg 1$  werden die Elektronen stärker abgelenkt, so daß die emittierten Photonen weniger interferieren. Ein Magnet mit einem solchem  $K$  wird als „Wiggler“ bezeichnet und sein Ziel ist lediglich, das Synchrotronstrahlungsspektrum im Vergleich zu einem gewöhnlichen Ablenkmagneten zu intensivieren.

Mit den oben angegebenen Werten hat der PETRA-Undulator einen Parameter von  $K = 1.82$ . Bei einer Strahlenergie von 12 GeV (entsprechend  $\gamma = 23483$ ) erhält man eine Wellenlänge der ersten Harmonischen von  $\lambda \approx 8 \cdot 10^{-11}$  m, welches einer Photonenenergie von 15.5 keV entspricht. Höhere Energien für die 1. Harmonische können erreicht werden, indem man  $K$  verkleinert, d.h. die Undulatorpolschuhe auseinanderfährt.

### 4.3 Warum wünscht man kleine Emittanzen im Undulatorbetrieb?

Allgemein strebt man bei Synchrotronstrahlungsquellen an, die Brillanz des Photonenstrahles

$$B = \frac{F}{4\pi^2 \epsilon_x \epsilon_z} \quad (4.2)$$

zu maximieren. Dabei ist  $F$  der Photonenfluß (dies ist die auf 1 Ampere Strahlstrom normierte Anzahl der emittierten Photonen pro Zeit und 0.1%-Energieintervall [Wil92]), und  $\epsilon_x$  bzw.  $\epsilon_z$  ist die horizontale bzw. vertikale Emittanz des Elektronenstrahles. Somit berücksichtigt die Brillanz in Erweiterung zum Photonenfluß die Ausdehnung und Winkeldivergenz des Elektronenstrahles am Quellort, also die transversale Ausdehnung und Divergenz des Photonenstrahles. Zur Erhöhung der Brillanz ist es also erstrebenswert, die Emittanzen zu minimieren.

Für den Einsatz des PETRA-Undulators wurden bei DESY verschiedene Optiken mit verminderter horizontaler Emittanz theoretisch untersucht und getestet, darunter eine mit der Bezeichnung „pesynopt“, welche eine horizontale Emittanz von  $\epsilon_x = 25$  nmrad bei 12 GeV besitzt (entsprechend 8 nmrad bei 7 GeV). Thema dieses Teils der Diplomarbeit war es, die Minimierung der vertikalen Emittanz durch eine verbesserte Closed-Orbit-Korrektur und den Einsatz der Skew-Quadrupole zu untersuchen. Benutzt wurde dazu das Simulationsprogramm MAD [Gro96]. Die momentane vertikale Emittanz in PETRA beträgt etwa 3% der horizontalen; anzustreben ist eine Verbesserung der vertikalen Emittanz um mindestens einen Faktor 2 [Bal96].

# Kapitel 5

## Die Berechnung der Emittanzen bei Phasenraumkopplung

### 5.1 Die Emittanz einer idealen Maschine

Als ideale Maschine sei hier ein ebener Elektronenbeschleuniger bezeichnet, dessen Führungsmagnete keinerlei Stell- oder Feldfehler aufweisen. Außerdem sollen in diesem Beschleuniger keine Elemente vorhanden sein, die die Bewegungen der Elektronen in x- und z-Richtung koppeln. In einer solchen Maschine führt ein Elektron aufgrund der Fokussierung in beiden transversalen Ebenen Schwingungen um die Sollbahn aus, die durch

$$x(s) = \sqrt{\epsilon_x} \sqrt{\beta_x(s)} \cos(\Psi_x(s) - \Psi_{x0}) \quad (5.1)$$

$$z(s) = \sqrt{\epsilon_z} \sqrt{\beta_z(s)} \cos(\Psi_z(s) - \Psi_{z0}) \quad (5.2)$$

beschrieben werden. Die Wurzeln der Betafunktionen  $\sqrt{\beta_x(s)}$ ,  $\sqrt{\beta_z(s)}$  sind durch die Magnetstruktur des Beschleunigers bestimmt und geben die entlang der Sollbahn veränderlichen Amplitudenfaktoren der Schwingungen an. Die Emittanzen  $\epsilon_x$  und  $\epsilon_z$  sind dagegen Konstanten der Bewegung und stellen eine globale Amplitude des betrachteten Elektrons dar.  $\Psi_x(s)$  und  $\Psi_z(s)$  beschreiben schließlich die Phasenvorschübe der pseudoharmonischen Schwingungen.

Berücksichtigt man nun die Synchrotronstrahlung, die ein Elektron in den Ablenkmagneten aussendet, so ist die Emittanz eines Elektrons keine Konstante mehr, sondern verändert sich fortlaufend. Betrachtet man eine größere Anzahl von Elektronen, so sind ihre Emittanzen zu jeder Zeit gaußförmig verteilt und man definiert daher die Emittanz des Elektronenstrahls als die Standardabweichung dieser Gaußverteilung.

In einer idealen Maschine werden die vertikalen Betatronschwingungen durch Synchrotronabstrahlung abgedämpft, so daß die vertikale Emittanz  $\epsilon_z$  verschwindet. Es ergibt sich lediglich eine von Null verschiedene horizontale Emittanz durch das Gleichgewicht einer Dämpfung und Anregung. Die Dämpfung rührt von dem Zusammenspiel der beschleunigenden Resonatoren und der fortwährenden Synchrotronabstrahlung her und die Anregung entsteht durch die quantenhaften Energieverluste der Elektronen in Strecken mit Dispersion. Die fast verschwindende vertikale Emittanz ist also durch eine verschwindende vertikale Dispersion in einer idealen Maschine zu



erklären. Die horizontale Emittanz ist gegeben durch

$$\epsilon_{xo} = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{mc} \gamma_o^2 \frac{\langle \frac{1}{R^3} \mathcal{H}_x(s) \rangle}{\mathcal{J}_x \langle \frac{1}{R^2} \rangle} \quad , \quad (5.3)$$

mit der Funktion

$$\mathcal{H}_x(s) = \gamma_x(s) D_x^2(s) + 2\alpha_x(s) D_x(s) D'_x(s) + \beta_x(s) D_x'^2(s) \quad . \quad (5.4)$$

Dabei treten folgende Größen auf:

$\gamma_o$	Lorentzfaktor
$\mathcal{J}_x$	horizontale Dämpfungspartitionszahl
$\alpha_x(s), \beta_x(s), \gamma_x(s)$	horizontale optische Funktionen
$D_x(s), D'_x(s)$	horizontale Dispersionsfunktionen
$R(s)$	lokale Krümmung des Closed-Orbits

In der zu untersuchenden PETRA-Optik „pesynopt“ ist, wie im vorigen Kapitel schon erwähnt, die horizontale Emittanz etwa  $\epsilon_x = 25$  nm rad bei 12 GeV und wegen der  $\gamma_o^2$ -Abhängigkeit  $\epsilon_x = 8$  nmrad bei 7 GeV. MAD berechnet diese Größen zu  $\epsilon_x = 25.2$  nm rad bzw.  $\epsilon_x = 8.6$  nmrad und natürlich  $\epsilon_z \cong 0$  nmrad (ideale Maschine). Allerdings bestimmt MAD die Emittanz nicht nach der obigen analytischen Formel, sondern nach einer Matrix-Methode, siehe Abschnitt 5.4.

## 5.2 Die vertikale Emittanz

Tritt in einem Speicherring vertikale Dispersion oder Kopplung zwischen den beiden transversalen Ebenen auf, so verschwindet die vertikale Emittanz nicht mehr. Dies ist dann der Fall, wenn (unvermeidlich) Stellfehler der Führungsmagnete vorhanden sind oder bewußt Magnete in den Ring gestellt worden sind, die die Kopplung oder vertikale Dispersion beeinflussen (z.B. Solenoide, Skew-Quadrupole, vertikal ablenkende Magnete). Abbildung 5.1 soll die Zusammenhänge anschaulich darstellen.

Die Wasserstände in den beiden Wasserbottichen sollen die horizontale und vertikale Emittanz im Gleichgewichtszustand darstellen. Zulauf erhalten die Wasserstände durch die Anregung der Betatronschwingung, hervorgerufen durch die Emission von Photonen in dispersiven Gegenden der jeweiligen transversalen Ebene; die Abflüsse stellen die Dämpfung der Betatronschwingungen dar. Wegen der viel größeren horizontalen Dispersion ist der Zulauf in den horizontalen Bottich und damit auch der Wasserstand größer. Die Kopplung wird dargestellt durch ein Verbindungsrohr, durch das wegen des höheren Drucks in dem horizontalen Bottich Wasser in den vertikalen Bottich fließt.

In einer analytischen Näherung wird dieser Sachverhalt durch eine Formel aus [Gui87] beschrieben, die wegen ihrer Komplexität hier nicht aufgeführt werden soll. Hier sollen nur zwei Spezialfälle betrachtet werden:

- verschwindende Kopplung  
In einem Ring ohne Kopplung beider transversaler Ebenen, d.h. keine Skew-Quadrupole, keine Drehfehler der Quadrupole und ausgeschaltete Sextupole, ist die vertikale Emittanz

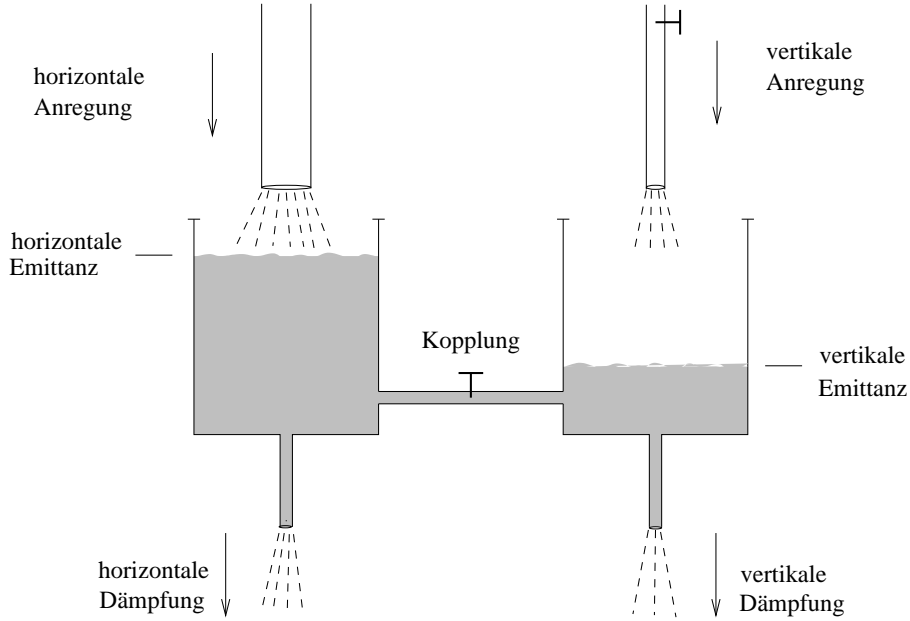


Abbildung 5.1: Das Emittanz-Wassermodell

lediglich durch die ungewollte vertikale Dispersion gegeben und in diesem Falle ist die Formel zur Berechnung genau wie in der Horizontalen:

$$\epsilon_z = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{mc} \gamma_o^2 \frac{\langle \frac{1}{R^3} \mathcal{H}_z(s) \rangle}{\mathcal{J}_z \langle \frac{1}{R^2} \rangle} \quad (5.5)$$

mit  $\mathcal{H}_z(s) = \gamma_z(s)D_z^2(s) + 2\alpha_z(s)D_z(s)D'_z(s) + \beta_z(s)D_z'^2(s)$ .

Die hier auftretenden Funktionen entsprechen denen der horizontalen Ebene, berücksichtigen sollte man aber, daß  $R(s)$  die gesamte Krümmung des Closed-Orbits an der betrachteten Stelle  $s$  ist und nicht nur die Krümmung in der Vertikalen bzw. Horizontalen darstellt.  $\mathcal{J}_z$  ist die vertikale Dämpfungspartitionszahl und für ungekoppelte Maschinen gilt  $\mathcal{J}_z = 1$ .

- verschwindende vertikale Dispersion

Ist die vertikale Dispersion  $D_z(s) = 0$  und besteht eine Kopplung zwischen beiden Ebenen z.B. durch Skew-Quadrupole der Stärken  $\underline{k}$  (diese Skew-Quadrupole sollten der Einfachheit halber in Abschnitten mit  $D_x(s) = 0$  stehen, da sonst die Dispersionsfunktionen koppeln und  $D_z(s) \neq 0$  wird), so berechnet man mit der Näherungsannahme, daß der Arbeitspunkt  $Q$  der Maschine nahe einer Differenzresonanz 2. Ordnung steht (dies ist bei der PETRA-Optik „pesynopt“ der Fall) die Kopplungskonstante  $\kappa$  [Gui87]:

$$\kappa = \frac{1}{2\pi} \oint_{\text{Ring}} \sqrt{\beta_x(s)\beta_z(s)} \underline{k}(s) e^{i[\Psi_x(s) - \Psi_z(s) - \Delta \frac{s}{R}]} ds \quad , \quad (5.6)$$

wobei

$\Delta$	Abstand von $Q$ zur nächsten Differenzresonanz 2. Ordnung
$\underline{k}(s) = \frac{1}{B\rho} \frac{\partial B_x}{\partial x}$	Quadrupolstärke der Skew-Quadrupole
$\Psi_x(s), \Psi_z(s)$	horizontale bzw. vertikale Betatronphase
$R = \frac{L}{2\pi}$	mittlerer Radius des Beschleunigers

ist.

Diese Kopplungskonstante ist eine komplexe Größe und gibt die über den Ring integrierte Wirkung der gedrehten Quadrupole an. Die vertikale Emittanz selbst berechnet sich dann zu

$$\frac{\epsilon_z}{\epsilon_x} = \frac{|\kappa|^2}{\Delta^2 + |\kappa|^2} \quad (5.7)$$

mit der Nebenbedingung  $\epsilon_x(\kappa) + \epsilon_z(\kappa) = \epsilon_{x0}$  in der Nähe der Differenzresonanz. Das Verhältnis  $\epsilon_z/\epsilon_x$  ist in der Abbildung 5.2 für die „pesynopt“-Arbeitspunkte  $Q_x = 33.23$  und  $Q_z = 26.31$  (d.h.  $\Delta = Q_x - Q_z - 7 \approx -0.08$ ) in Abhängigkeit von  $\kappa$  dargestellt. Man erkennt, daß mit wachsender Kopplung  $\kappa$  die vertikale und horizontale Emittanz sich einander nähern. Möchte man die von den Kippfehlern der gewöhnlichen Quadrupole verursachte

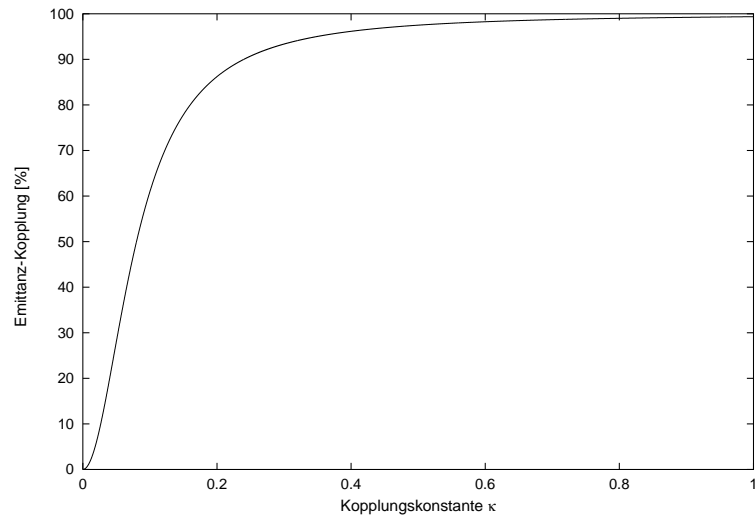


Abbildung 5.2: Die Emittanzkopplung

Kopplung kompensieren, so braucht man nach der Näherungsformel (5.6) mindestens zwei Skew-Quadrupole mit geeigneten Phasenabständen, die in der Lage sind, das von den verkippten Quadrupolen erzeugte komplexe  $\kappa$  zu kompensieren. Als ein Beispiel seien in der Tabelle 5.1 einige wichtige optische Parameter am Ort der beiden PETRA-Skew-Quadrupole zusammengestellt.

Name	Position [m]	$\beta_x$ [m]	$\beta_z$ [m]	$\Psi_x$ [ $2\pi$ ]	$\Psi_z$ [ $2\pi$ ]	$D_x$ [m]
SQ1	300.8	16.5	65.0	4.2	3.4	-0.043
SQ2	2265.6	37.2	20.8	32.7	25.7	0.079

Tabelle 5.1: Daten der beiden PETRA-Skew-Quadrupole

Die Phasenvorschübe und die Positionen der Skew-Quadrupole sind so gewählt, daß der in der Formel (5.6) auftretende Term  $\Psi_x - \Psi_z - \Delta \frac{s}{R}$  eine Differenz von ungefähr  $82^\circ$  zwischen den beiden Skew-Quadrupolen hat (im Idealfall sollten es  $90^\circ$  sein). Mit dieser Einstellung läßt sich jede komplexe Zahl  $\kappa$  sehr gut kompensieren, vorausgesetzt, daß die Netzgeräte der Skew-Quadrupole ausreichende Skew-Quadrupolstärken  $\underline{k}$  erzeugen können.

## 5.3 Ursachen der vertikalen Dispersion und Kopplung

Im vorigen Abschnitt wurde festgestellt, daß die vertikale Emittanz durch die Phasenraumkopplung und die vertikale Dispersion entsteht. Hier soll nun kurz aufgelistet werden, wo die Ursachen für die vertikale Dispersion und Phasenraumkopplung zu suchen sind.

### 5.3.1 Vertikale Dispersion

Vertikale Dispersion entsteht durch Ablenkung des Elektronenstrahles in vertikaler Richtung. In einem ebenen Beschleuniger wie PETRA kommt dies durch Justierungsfehler, wie z.B. vertikale Stellfehler der Quadrupole oder Verkippungen der Dipole um die longitudinale Achse, oder Feldfehler zustande. Man sollte sich aber im Klaren sein, daß durch die Phasenraumkopplung die in der Horizontalen erzeugte Dispersion in die Vertikale verschoben wird.

### 5.3.2 Kopplung

Im folgenden soll die Kopplungswirkung der in einem Ringbeschleuniger aufgestellten Quadrupole und Sextupole genauer beschrieben werden.

#### Quadrupole

Durch Verkippen von gewöhnlichen Quadrupolen um die longitudinale Achse erhält man Skew-Quadrupolanteile,

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} B_x \\ B_z \end{pmatrix} = B\rho\underline{k} \begin{pmatrix} x \\ -z \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

mit der Skew-Quadrupolstärke  $\underline{k}$ . Durch das Auftreten des Terms  $(x, -z)$  sind die beiden transversalen Ebenen linear gekoppelt, d.h. eine horizontale Ablage bewirkt eine vertikale Rückstellkraft und umgekehrt. Geht der Elektronenstrahl nicht mittig durch solch ein Feld, so ändert dies nichts an dessen Kopplungswirkung, der Elektronenstrahl wird dann nur durch zusätzliche Dipolterme abgelenkt. Skew-Quadrupole werden dediziert zur Kontrolle der Kopplung in Beschleunigern eingesetzt, durch ungewollte longitudinale Kippfehler erhält man aber auch Skew-Quadrupolanteile in gewöhnlichen Quadrupolen, deren Verteilung  $\underline{k}(s)$  entlang des Ringes dann allerdings unbekannt ist.

#### Sextupole

Das Feld eines Sextupolmagneten ist gegeben durch (siehe z.B. [Wie93])

$$\vec{B} = \begin{pmatrix} B_x \\ B_z \end{pmatrix} = B\rho m \begin{pmatrix} xz \\ \frac{1}{2}(x^2 - z^2) \end{pmatrix} \quad , \quad (5.9)$$

$m$  wobei  $[m^{-3}]$  ist die Sextupolstärke ist.

Wegen des  $x$ -Terms in  $B_x$  und des  $z$ -Terms in  $B_z$  koppelt auch ein Sextupol die beiden transversalen Bewegungen, allerdings nichtlinear. Diese nichtlineare Kopplung wird von MAD nicht berücksichtigt, sondern nur die lineare Kopplung aufgrund von Closed-Orbit-Fehlern. Geht der Elektronenstrahl nämlich aufgrund von Closed-Orbit-Störungen nicht mittig durch den Sextupol

hindurch, sondern mit einer Ablage  $(x_a, z_a)$ , so sieht der Strahl folglich folgende Feldkomponenten:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} B'_x \\ B'_z \end{pmatrix} &\propto \begin{pmatrix} (x + x_a)(z + z_a) \\ \frac{1}{2}((x + x_a)^2 - (z - z_a)^2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} xz + xz_a + x_a z + x_a z_a \\ \frac{1}{2}(x^2 - z^2) + x x_a - z z_a + \frac{1}{2}(x_a^2 - z_a^2) \end{pmatrix} \\ &= \underbrace{\begin{pmatrix} xz \\ \frac{1}{2}(x^2 - z^2) \end{pmatrix}}_{\text{Sextupol}} + \underbrace{x_a \begin{pmatrix} z \\ x \end{pmatrix}}_{\text{Quadrupol}} + \underbrace{z_a \begin{pmatrix} x \\ -z \end{pmatrix}}_{\text{Skew-Quadrupol}} + \underbrace{\begin{pmatrix} x_a z_a \\ \frac{1}{2}(x_a^2 - z_a^2) \end{pmatrix}}_{\text{Dipol}}. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Hieran erkennt man, daß man Skew-Quadrupolfeldanteile erhält, die proportional zur vertikalen Ablage  $z_a$  sind. Daher tragen in einem Sextupol nur die vertikalen Closed-Orbit-Störungen zur Emittanzkopplung bei.

### Sonstige Kopplungsursachen

Der Vollständigkeit halber soll hier noch erwähnt werden, daß auch Solenoide, wie sie in Wechselwirkungspunkten von Collidern verwendet werden, Kopplung verursachen. Longitudinale Magnetfelder können aber auch ungewollt durch Verkippen von Dipolen entstehen. Außerdem können durch vom Strahl eingefangene Restgasionen die transversalen Phasenräume koppeln [Ste95]. All diese Phänomene sollen in dieser Arbeit jedoch nicht berücksichtigt werden.

## 5.4 Nach welchem Prinzip berechnet MAD die Emittanzen?

MAD benutzt keine analytische Näherung zur Berechnung der Emittanzen, wie in den vorigen Abschnitten angegeben, sondern eine Matrix-Methode [Cha79], welche ganz allgemein Strahlverteilungsparameter unter voller Berücksichtigung der Kopplung der Phasenräume und der Synchrotronstrahlung berechnen kann.

Um die Strahlparameter zu erhalten, berechnet MAD bei vorgegebenen Maschinendaten zuerst den Closed-Orbit. Dazu wird die  $7 \times 7$ -Matrix  $\mathcal{M}$  gebildet, die den Vektor  $X_0 = (x, x', z, z', s, \delta, 1)$  über einen Umlauf transformiert. Diese Matrix  $\mathcal{M}$  ist das Produkt der Transformationsmatrizen der einzelnen Elemente des Ringes. Die siebte Dimension bzw. die 1 an der siebten Stelle des Vektors  $X_0$  wird benötigt, um additive Veränderungen der kanonischen Koordinaten (z.B. Winkelkicks oder Energieänderung durch Abstrahlung, Energiezunahme in den Hohlraumresonatoren etc.) zu berücksichtigen. Der Closed-Orbit ergibt sich dann als Eigenvektor der Matrix  $\mathcal{M}$  zum Eigenwert 1:

$$\mathcal{M} \cdot X_0 = 1 \cdot X_0 \quad (5.11)$$

Nichtlineare Elemente, die bisher vernachlässigt wurden, werden eingefügt, indem ihre Felder in der Nähe des Closed-Orbits linearisiert werden und die obige Eigenvektorrechnung iteriert wird. Dabei kann es gerade bei großen Maschinen wie PETRA vorkommen, daß die Iteration bei simulierten Stellfehlern der Magnete nicht konvergiert und MAD die Berechnungen abbricht (siehe Kapitel 6).

Hat man den Closed-Orbit einmal erhalten, so betrachtet man in linearer Näherung nur noch Schwingungen  $X = (x, x', z, z', s, \delta)$  der Elektronen um den Closed-Orbit und die entsprechende  $6 \times 6$ -Transformationsmatrix  $\mathcal{N}$ , welche die Elektronen unter voller Berücksichtigung der longitudinalen und transversalen Dämpfung durch den Ring transformiert. Löst man wiederum eine

Eigenwertgleichung der Form

$$\mathcal{N} \cdot X_k = \lambda_k \cdot X_k \quad , \quad (5.12)$$

so erhält man sechs komplexe Eigenwerte  $\lambda_k = \exp(-\alpha_k \pm i2\pi Q_k)$ , welche die drei Strahlungsdämpfungskonstanten  $\alpha_k$  und Arbeitspunkte  $Q_k$  enthalten. Mit den Werten dieser Dämpfungskonstanten und der Integration der Schwingungsmoden  $X_k$  über den Ringumfang ist es dann möglich, allgemeine Strahlparameter zu erhalten, darunter auch die horizontale und vertikale Emittanz (auf Einzelheiten soll hier nicht näher eingegangen werden).

## Kapitel 6

# Simulationen für PETRA

Ziel der folgenden Simulationen ist es, die vertikale Emittanz in PETRA zu minimieren bzw. die Wirksamkeit entsprechender Maßnahmen zu untersuchen. Wie im vorigen Kapitel beschrieben wurde, wird die vertikale Emittanz bedingt durch die vertikale Dispersion und die Phasenraumkopplung, die wiederum durch Stellfehler der Führungsmagnete hervorgerufen werden. Da die Stellgenauigkeiten und Feldfehler der Magnete nur unzureichend bekannt waren, wurde zunächst der momentane Zustand von PETRA modelliert, d.h. es wurde versucht, Fehlertoleranzen der Magnete zu finden, die einem Emittanzverhältnis  $\epsilon_z/\epsilon_x$  von etwa 3% und einem korrigierten Closed-Orbit von 1 bis 2 mm (RMS<sup>1</sup>) in beiden transversalen Ebenen entsprechen. Dies geschieht in Abschnitt 6.3. Zuvor jedoch wird in Abschnitt 6.1 untersucht, welche Auswirkungen die einzelnen Fehler der unterschiedlichen Magnettypen haben und wie die dadurch entstehende vertikale Emittanz und die Abweichung des Closed-Orbits mit den Fehlern skalieren. Konkrete Vorschläge, wie durch eine verbesserte Closed-Orbit-Korrektur, welche man durch zusätzliche Strahllagemonitore erreichen kann, und die Benutzung der Skew-Quadrupole die Emittanz verringert werden kann, soll dann in Abschnitt 6.4 gemacht werden.

Da die genauen Aufstellungs- und Feldfehler der einzelnen Magnete unbekannt sind, wurden in den Simulationen gaußförmige Zufallsfehler für diese verwendet. Dabei wurde der Einfachheit halber angenommen, daß alle Magnettypen dieselben Aufstellungsungenauigkeiten haben und es wurde nur zwischen Positionierungsfehlern und Winkelfehlern der Magnete unterschieden, deren Standardabweichungen mit  $\sigma_{\text{pos}}$  und  $\sigma_{\text{win}}$  bezeichnet werden. Da relative Quadrupolfeldfehler keinen direkten Einfluß auf den Closed-Orbit haben und nur den Arbeitspunkt verschieben, wurden diese Fehler vernachlässigt und nur relative Dipolfeldfehler berücksichtigt, die mit  $\Delta B/B$  bezeichnet werden. Für dieses  $\Delta B/B$  wurde eine Standardabweichung von  $5 \cdot 10^{-4}$  angenommen (vgl. [Gen95]). Die Positionierungsfehler in horizontaler, vertikaler und longitudinaler Richtung werden mit  $\Delta x$ ,  $\Delta z$  und  $\Delta s$  bezeichnet;  $\Delta\phi$ ,  $\Delta\theta$  und  $\Delta\psi$  sind Verdrehungen der Magnete um die horizontale, vertikale und longitudinale Achse.

Um eine ausreichende Statistik zu erhalten, wurden für die Untersuchungen mit MAD jeweils 1000 Fehlerkonfigurationen simuliert und für jede berechnete Konfiguration die RMS-Werte der Dispersionsfunktionen (in den folgenden Abschnitten „DXRMS“ und „DZRMS“ genannt) und die Abweichungen des Closed-Orbits („XRMS“ und „ZRMS“) in eine Datei geschrieben. Diese RMS-Werte bildet MAD über die Anfangs- und Endpositionen sämtlicher Elemente entlang des Ringes. Natürlich wurde in diesen Untersuchungen für jede betrachtete Fehlerkonfiguration auch das Emittanzverhältnis  $\epsilon_z/\epsilon_x$  notiert. Durch anschließende Mittelwertbildung der eben genannten Größen erhält man dann einen Überblick, wie stark sich z.B. ein Magnetfehler auf den Closed-Orbit auswirkt oder wie sich zusätzliche bei der Closed-Orbit-Korrektur Strahllagemo-

---

<sup>1</sup>Root Mean Square

$\epsilon_z/\epsilon_x$ [%]	XRMS [mm]	ZRMS [mm]	DXRMS [mm]	DZRMS [mm]
0	0.110	0	476.9	0 <sup>2</sup>

Tabelle 6.1: PETRA ohne Stellfehler

nitore bemerkbar machen.

Die allgemeinen Bedingungen, unter denen diese Simulationen liefen, sollen hier noch einmal kurz zusammengefaßt werden: Es wurde die PETRA-Optik „pesynopt“ bei einer Energie von 12 GeV ohne Berücksichtigung des Undulators verwendet. MAD berechnet die horizontale Emittanz dann zu 25.017 nmrad. Bei Nichtvorhandensein von Stell- und Feldfehlern sind alle relevanten Größen in der Vertikalen gleich Null; der horizontale Closed-Orbit „XRMS“ verschwindet aufgrund des Energieverlustes durch Synchrotronstrahlung allerdings nicht ganz, wie die Tabelle 6.1 zeigt.

## 6.1 Auswirkungen der Aufstellungsfehler

In diesem Abschnitt sollen die Effekte der Aufstellungsfehler der Magnettypen (Dipole, Quadrupole und Sextupole) einzeln untersucht werden. Dabei werden (falls nicht anders angegeben) für die Positionierung eine Standardabweichungen von  $\sigma_{\text{pos}} = 0.3$  mm und für die Winkelaufstellung eine Standardabweichung von  $\sigma_{\text{win}} = 0.3$  mrad bei unkorrigiertem Closed-Orbit angenommen. Gleichzeitig können die genaue Ursache und die Skalierung der vertikalen Emittanz und des Closed-Orbits mit den Fehlern studiert werden. Bei fehlender Kopplung kann man die Formeln (5.3) und (5.5) für eine Abschätzung verwenden: In einem Beschleuniger mit getrennten Ablenk- und Fokussierungsmagneten („Separated Function“-Maschine) hat man eine natürliche Dämpfungsverteilung, d.h. die Dämpfungspartitionszahlen sind  $\mathcal{J}_x \approx 1$  und  $\mathcal{J}_z = 1$ . Da die Emittanzen  $\epsilon$  über die Funktionen  $\mathcal{H}$  quadratisch von den Dispersionsfunktionen  $D$  abhängen, ist das Verhältnis  $\epsilon_z/\epsilon_x$  näherungsweise proportional zu  $(\text{DZRMS}/\text{DXRMS})^2$ , wobei man DXRMS in etwa als konstant ansehen kann. Die RMS-Werte des Closed-Orbits und der vertikalen Dispersion sind aber proportional zu den sie verursachenden Aufstellungsfehlern (vgl. Formel (6.2)). Daher ist im Falle ohne Kopplung  $\epsilon_z/\epsilon_x$  quadratisch proportional zu Stellfehlern, die vertikale Dispersion erzeugen. Sind andererseits die transversalen Phasenräume gekoppelt, so ergibt sich mit einer Taylorentwicklung der Gleichung (5.7), daß für kleine Skew-Quadrupolstärken bzw. Drehfehler der gewöhnlichen Quadrupole das Emittanzverhältnis  $\epsilon_z/\epsilon_x$  in erster Näherung ebenfalls quadratisch proportional zu den Stellfehlern ist. Diese Abschätzungen können in den folgenden Simulationen eine Hilfe sein, um festzustellen, wie  $\epsilon_z/\epsilon_x$  mit den Feldfehlern skaliert und inwiefern die vertikale Emittanz durch die Kopplung oder Dispersion bedingt ist.

### 6.1.1 Stellfehler und relative Feldfehler der Dipole

Die Daten für die Dipolfehler sind in Tabelle 6.2 zusammengestellt; die Standardabweichungen der erhaltenen Werte wurden nur gelegentlich angegeben. Wie man erkennt, kommt der hauptsächlichste Anteil der vertikalen Emittanz bei Dipolstellfehlern von Verdrehungen der Dipole um die longitudinale Achse ( $\Delta\psi$ ). Dann wirken nämlich die Dipole auch in vertikaler Richtung und erzeugen vertikale Dispersion mit einem durchschnittlichen RMS-Wert von 18.7 mm (bei  $\sigma_{\text{win}} = 0.3$  mrad). Sieht man von der geringen Kopplungswirkung der Sextupole einmal ab, so



Fehlertyp	$\epsilon_z/\epsilon_x$ [%]	XRMS [mm]	ZRMS [mm]	DXRMS [mm]	DZRMS [mm]
$\Delta x$	0	0.110	0	476.9	0
$\Delta z$	$\approx 0$	0.110	$0.005 \pm 0.002$	476.9	$0.10 \pm 0.04$
$\Delta s$	0	$0.16 \pm 0.03$	0	476.9	0
$\Delta \phi$	$0.008 \pm 0.001$	0.110	$0.002 \pm 0.001$	476.9	$0.04 \pm 0.01$
$\Delta \theta$	0	0.110	0	476.9	0
$\Delta \psi$	$0.24 \pm 0.16$	0.110	$1.0 \pm 0.4$	476.9	$18.7 \pm 7.6$
$\Delta B/B$	0	$1.4 \pm 0.6$	0	$477.5 \pm 1.3$	0

Tabelle 6.2: Die Auswirkungen der Dipolfehler ( $\sigma_{\text{pos}} = 0.3$  mm,  $\sigma_{\text{win}} = 0.3$  mrad,  $\sigma_B = 5 \cdot 10^{-4}$ )

kann man die oben angegebene Abschätzung anwenden und das Emittanzverhältnis zu

$$\epsilon_z/\epsilon_x = c \cdot (\text{DZRMS}/\text{DXRMS})^2 = c \cdot (18.7 \text{ mm}/476.9 \text{ mm})^2 = 0.24 \% \quad (6.1)$$

angeben mit einem erhaltenen Proportionalitätsfaktor  $c \approx 1.55$ .

Phasenraumkopplung liegt allerdings vor, wenn die Dipole um die horizontale Achse gekippt werden ( $\Delta \phi$ ), wenn also longitudinale Magnetfelder in den Dipolen auftreten. Dann erhält man natürlich auch eine geringe vertikale Dispersion (DZRMS = 0.04 mm) durch die Kopplung der transversalen Dispersionsfunktionen, diese ist aber für die vertikale Emittanz nicht ausschlaggebend, wie man mit der Faustformel (6.1) nachrechnen kann.

Die Feldfehler  $\Delta B/B$  haben natürlich keinen direkten Einfluß auf die vertikale Emittanz, aber stören den horizontalen Closed-Orbit erheblich (XRMS = 1.4 mm). Bei Phasenraumkopplung kann dies aber auch den vertikalen Closed-Orbit und die vertikale Emittanz beeinflussen.

### 6.1.2 Stellfehler der Quadrupole

Wegen der großen Anzahl der Quadrupole, der Empfindlichkeit des Closed-Orbits auf deren horizontale und vertikale Stellfehler und den daraus resultierenden Fehlberechnungen<sup>3</sup> von MAD werden in der Tabelle 6.3 für  $\Delta x$  und  $\Delta z$  kleinere Standardabweichungen von  $\sigma_{\text{pos}} = 0.05$  mm benutzt.

Bei vertikalen Stellfehlern der Quadrupole ( $\Delta z$ ) tritt keine Kopplung der Phasenräume auf (abgesehen von der durch die Sextupole verursachten Phasenraumkopplung). Die Emittanz  $\epsilon_z$  hat ihren Ursprung also nur in der vertikalen Dispersion. Anders dagegen ist es bei Verkippung der Quadrupole um die longitudinale Achse ( $\Delta \psi$ ), bei der die Quadrupole Skew-Quadrupolanteile erhalten (siehe Abschnitt 5.3.2) und die Phasenräume somit koppeln. Mit der Abschätzungsformel (6.1) kann man aber auch sehen, daß für solche  $\Delta \psi$ -Fehler auch die Dispersion zur vertikalen Emittanz beiträgt. Erstaunlicherweise reagiert PETRA sehr empfindlich auf die Verkippung der Quadrupole um die  $x$ -Achse ( $\Delta \phi$ ), wobei eine vertikale Dispersion von durchschnittlich 58.9 mm und ein Emittanzverhältnis von 2.2 % erzeugt wird. Dies hat seine Ursache darin, daß durch diese Verkippung vertikal ablenkende Felder in dem Quadrupol wirksam werden. Gerade bei langen Quadrupolen mit großem Feldgradienten (in PETRA sind die längsten Quadrupole gut 1 m lang) werden diese Effekte besonders stark.

Ein Beispiel für die Verteilung der Emittanzverhältnisse  $\epsilon_z/\epsilon_x$  bei 1000 simulierten Winkelfeh-

<sup>3</sup>Hierbei handelt es sich nicht um falsche Werte, sondern vielmehr um Konvergenzprobleme bei der Bestimmung des Closed-Orbits.

lern um die horizontale Achse ( $\Delta\phi$ ) zeigt die Abbildung 6.1. Der Mittelwert von 2.2 % ist durch eine vertikale Linie gekennzeichnet.

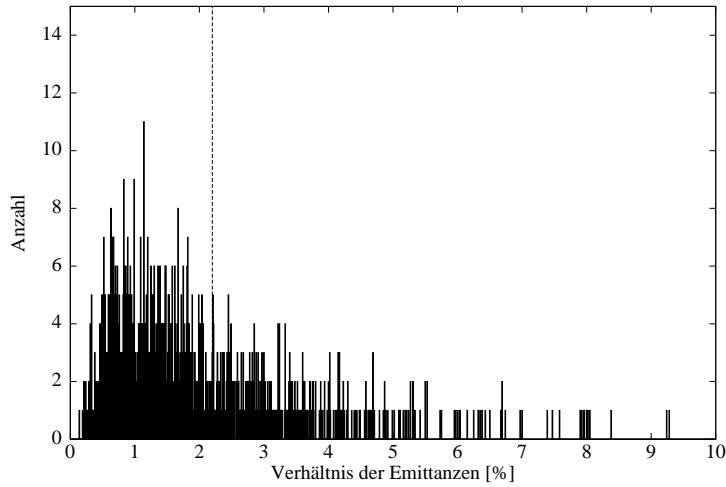


Abbildung 6.1: Verteilung von  $\epsilon_z/\epsilon_x$  bei 1000 Simulationen

### 6.1.3 Aufstellfehler der Sextupole

Wegen der relativ kleinen Anzahl und schwachen Erregung der Sextupole sind die Effekte auf die Dispersion und Emittanz natürlich klein; am größten sind die Auswirkungen bei der vertikalen Fehlstellung der Sextupole ( $\Delta z$ ), bei der nach Gleichung (5.10) Skew-Quadrupolterme im Sextupol auftreten, die einerseits direkt über die Kopplung vertikale Emittanz hervorrufen, andererseits auch über die vertikale Dispersion „DZRMS“ vertikale Emittanz erzeugen. Dieser Anteil läßt sich wiederum mit der Abschätzung (6.1) zu  $1.55 \cdot (13.2 \text{ mm}/476.9 \text{ mm})^2 \approx 0.12 \%$  angeben (von insgesamt 0.25 %).

### 6.1.4 Simulationen mit sämtlichen Stellfehlern

Nun soll bei unkorrigiertem Closed-Orbit der Einfluß sämtlicher Stellfehler (Feldfehler  $\Delta B/B$  wurden hier weggelassen) untersucht und das Verhalten der Emittanz mit wachsenden Fehlern

Fehlertyp	$\epsilon_z/\epsilon_x$ [%]	XRMS [mm]	ZRMS [mm]	DXRMS [mm]	DZRMS [mm]
$\Delta x$	0	$1.2 \pm 0.5$	0	$477 \pm 1$	0
$\Delta z$	$0.32 \pm 0.27$	$0.111 \pm 0.002$	$1.25 \pm 0.47$	476.9	$22.8 \pm 9.9$
$\Delta s$	0	0.110	0	476.9	0
$\Delta\phi$	$2.2 \pm 2.0$	$0.142 \pm 0.04$	$3.2 \pm 1.1$	$477.1 \pm 0.6$	$58.9 \pm 24.9$
$\Delta\theta$	0	$2.9 \pm 1.2$	0	$479.1 \pm 3.2$	0
$\Delta\psi$	$0.098 \pm 0.077$	0.110	0.001	476.9	$5.6 \pm 2.0$

Tabelle 6.3: Die Stellfehler der Quadrupole ( $\sigma_x = \sigma_z = 0.05 \text{ mm}$ ,  $\sigma_s = 0.3 \text{ mm}$ ,  $\sigma_{\text{win}} = 0.3 \text{ mrad}$ )

betrachtet werden. Die Stellgenauigkeit der Elemente beim Einjustieren war ungefähr 0.3 mm, durch Bodenbewegungen könnten aber die Aufstellfehler mittlerweile größer sein [Bal96]. Über die Winkelaufstellungsgenauigkeit der Magnete lag keine Auskunft vor, diese sollte aber in der Größenordnung von 0.3 mrad oder größer liegen. Da MAD ohne Closed-Orbit-Korrektur bei diesen Stellfehlern häufig die Berechnungen abbricht, werden erst einmal kleinere Stellfehler betrachtet (Tabelle 6.5), um dann auf den Closed-Orbit und die vertikale Emittanz bei den oben genannten Fehlern zu extrapolieren. In der ersten Spalte der Tabelle sind die Positionierungs- und Winkelfehler angegeben (es wurde jeweils derselbe Fehlerwert für die Position und den Winkel verwendet). XRMS, ZRMS und DZRMS steigen linear mit diesen Fehlern an. Aus Gründen, die am Anfang dieses Abschnittes erläutert wurden, wächst  $\epsilon_z/\epsilon_x$  dagegen in erster Näherung quadratisch mit den Feldfehlern. In den Abbildungen 6.2 bis 6.4 sind diese Werte mit entsprechenden Anpassungskurven aufgetragen. Bei Stellfehlern von  $\sigma_{\text{pos}} = 0.4$  mm und  $\sigma_{\text{win}} = 0.4$  mrad würde bei unkorrigiertem Closed-Orbit PETRA ein durchschnittliches Emittanzverhältnis von ungefähr  $\epsilon_z/\epsilon_x = 32$  % und RMS-Werte von gut 10 mm für den Closed-Orbit und 200 mm für die vertikale Dispersion haben.

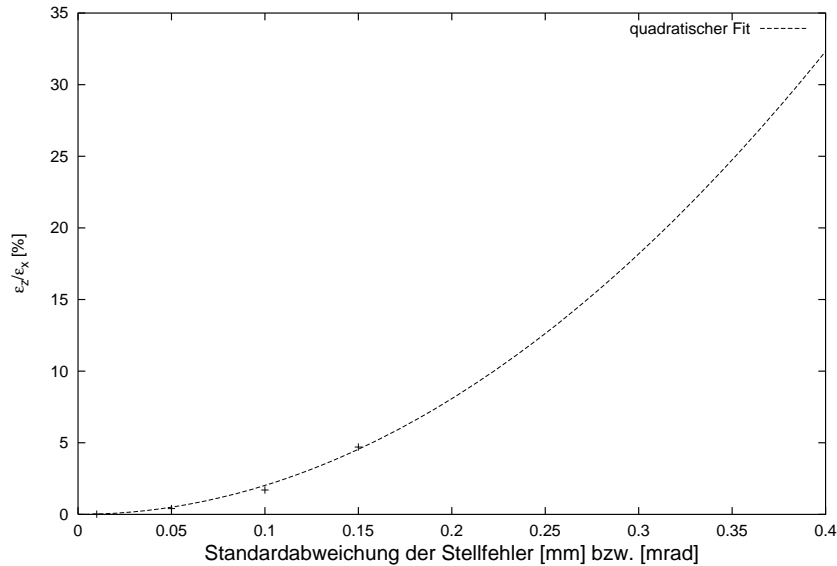


Abbildung 6.2: Abhängigkeit des Emittanzverhältnisses  $\epsilon_z/\epsilon_x$  von den Stellfehlern

Fehlertyp	$\epsilon_z/\epsilon_x$ [%]	XRMS [mm]	ZRMS [mm]	DXRMS [mm]	DZRMS [mm]
$\Delta x$	0	0.110	0	477.1	0
$\Delta z$	$0.25 \pm 0.17$	0.110	$0.003 \pm 0.001$	476.9	$13.2 \pm 4.7$
$\Delta s$	0	0.110	0	476.9	0
$\Delta \phi$	$0.005 \pm 0.003$	0.110	$\approx 0$	476.9	$1.8 \pm 0.7$
$\Delta \theta$	0	0.110	0	476.9	0
$\Delta \psi$	0	0.110	0	476.9	$0.005 \pm 0.002$

Tabelle 6.4: Die Stellfehler der Sextupole

$\sigma_{\text{pos}}$ [mm] = $\sigma_{\text{win}}$ [mrad]	$\epsilon_z/\epsilon_x$ [%]	XRMS [mm]	ZRMS [mm]	DZRMS [mm]
0.01	$0.016 \pm 0.011$	$0.28 \pm 0.1$	$0.28 \pm 0.1$	$5.0 \pm 2.0$
0.05	$0.4 \pm 0.3$	$1.3 \pm 0.5$	$1.4 \pm 0.5$	$24.8 \pm 10.2$
0.10	$1.7 \pm 1.3$	$2.5 \pm 1.1$	$2.8 \pm 1$	$49.9 \pm 20.4$
0.15	$4.7 \pm 4.9$	$3.9 \pm 1.7$	$4.2 \pm 1.5$	$75.8 \pm 31.1$

Tabelle 6.5: PETRA mit sämtlichen Aufstellungsfehlern

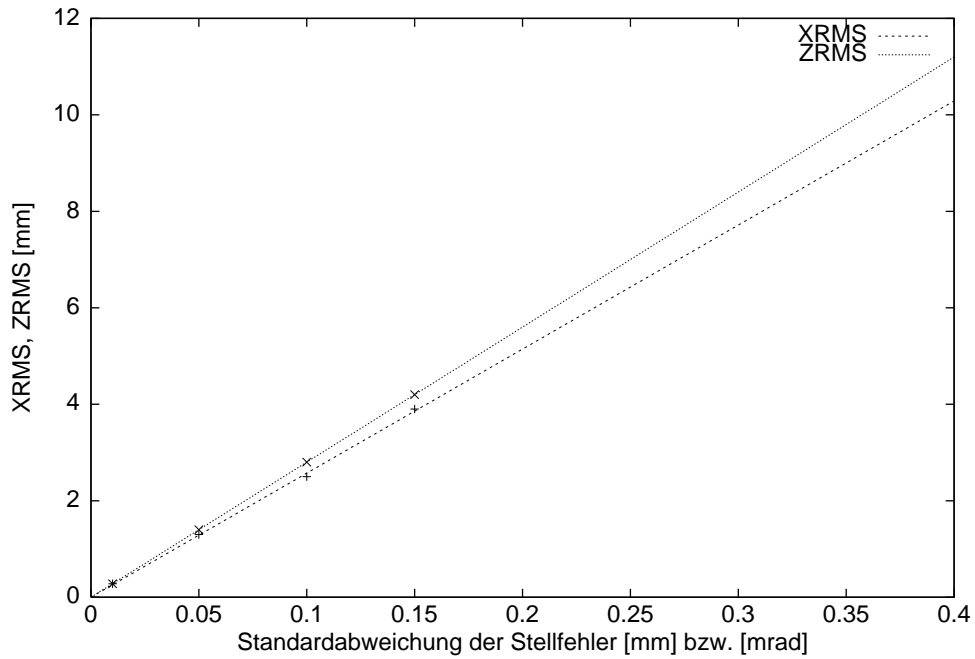


Abbildung 6.3: Abhängigkeit des Closed-Orbits von den Stellfehlern

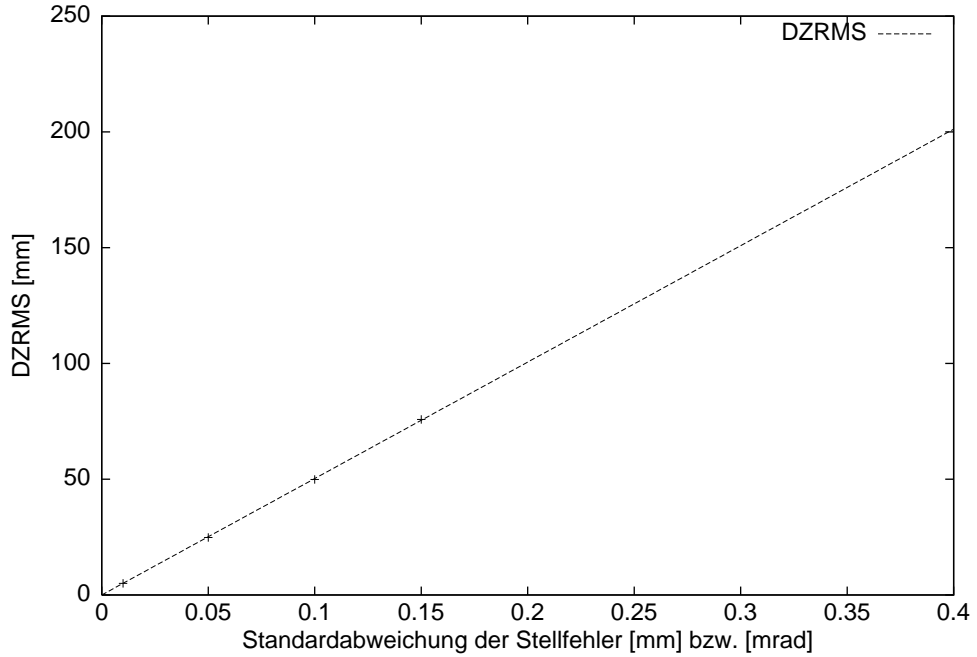


Abbildung 6.4: Abhängigkeit der vertikalen Dispersion von den Stellfehlern

## 6.2 Korrektur des Closed-Orbits

### 6.2.1 Theorie

Die Korrektur des Closed-Orbits geschieht in den heutigen Beschleunigern meistens mit Hilfe von Strahllagemonitoren (BPMs) und kleinen zusätzlichen Dipolmagneten, genannt Korrektoren. Die BPMs können die transversale Lage des Strahlschwerpunktes im Submillimeterbereich detektieren. Die Korrektoren wirken i.A. nur auf eine transversale Strahlebene und machen Winkelkicks in der Größenordnung von mrad. PETRA besitzt 116 Strahllagemonitore, 112 vertikal und 106 horizontal wirkende Korrektoren. Von diesen 106 horizontalen Korrektoren sind 83 als Zusatzwindungen um die Joche der Hauptdipole ausgeführt (sogenannte „back leg windings“), die anderen sind wie die vertikalen Korrektoren separat aufgebaut. Der maximale Strom in den Korrektoren beträgt 13.5 Ampere [Bal96], dies ergibt umgerechnet einen maximalen Winkelkick von 1.98 mrad für die „back leg windings“ und 0.64 mrad für alle anderen Korrektoren (12 GeV).

Die Wirkung eines Korrektors auf den Closed-Orbit am Ort eines Monitors hängt von den optischen Funktionen ab und wird in den korrigierten Ebenen beschrieben durch:

$$\Delta x_{\text{BPM}} = \frac{\sqrt{\beta_{x,\text{BPM}} \cdot \beta_{x,\text{Korr}}}}{2 \sin(\pi Q_x)} \cdot \cos(\pi Q_x - |\Psi_{x,\text{BPM}} - \Psi_{x,\text{Korr}}|) \cdot \delta x', \quad (6.2)$$

mit

$\Delta x_{\text{BPM}}$	Änderung des Closed-Orbits am Ort des BPMs
$\beta_{\text{BPM}}, \beta_{\text{Korr}}$	Betafunktionen am Ort des Monitors bzw. Korrektors
$\Psi_{\text{BPM}}, \Psi_{\text{Korr}}$	Phasenfunktionen am Ort des Monitors bzw. Korrektors
$Q_x$	Arbeitspunkt
$\delta x'$	Kickwinkel des Korrektors

Eine entsprechende Gleichung gilt auch für die vertikale Ebene. Wie man sieht, gehen hier die Betafunktionen am Ort des Korrektors und des Beobachtungspunktes (BPM) ein. Möchte man die Korrektoren effektiv einsetzen, sollte man also die horizontalen Korrektoren an Stellen maximaler horizontaler Betafunktion positionieren, also möglichst nahe an die F-Quadrupole. Entsprechendes gilt natürlich auch für die vertikalen Korrektoren (D-Quadrupole). Außerdem ist es für eine bessere Empfindlichkeit der Monitore auf Closed-Orbit-Störungen von Vorteil, daß sie auch nahe an den Quadrupolen liegen oder am besten direkt an diese starr befestigt sind; dann ist nämlich auch eine absolute Kalibration der BPMs auf die magnetischen Mitten der Quadrupole möglich [Kei98].

In einer idealen Maschine mit einer linearen Optik, d.h. mit ausgeschalteten Sextupolen überlagern sich die „Closed-Orbit“-Störungen der einzelnen Korrektoren linear; die Wirkung der Korrektoren auf den Closed-Orbit an den BPM-Positionen kann dann durch zwei Matrixgleichungen

$$\vec{x} = M_x \cdot \vec{k}_x \quad , \quad (6.3)$$

$$\vec{z} = M_z \cdot \vec{k}_z \quad (6.4)$$

beschrieben werden. Dabei ist  $\vec{k}_x$  bzw.  $\vec{k}_z$  ein Vektor mit  $N_{x,\text{Korr}}$  bzw.  $N_{z,\text{Korr}}$  Einträgen ( $N_{\text{Korr}}$  ist dabei die Anzahl der Korrektoren einer jeweiligen transversalen Ebene im Ring), der die Winkelkicks der Korrektoren enthält.  $\vec{x}$  und  $\vec{z}$  sind ebenfalls Vektoren mit  $N_{\text{BPM}}$  Einträgen, die die Closed-Orbit-Ablagen an den Monitoren beinhalten.  $M_x$  und  $M_z$  werden als „Orbit-Response-Matrizen“ bezeichnet und beschreiben die Wirkung der Korrektoren auf die Strahlposition an den BPMs. Die Einträge in den Orbit-Response-Matrizen sind die in Gleichung (6.2) angegebenen Koeffizienten der Art

$$\frac{\sqrt{\beta_{\text{BPM}} \cdot \beta_{\text{Korr}}}}{2 \sin(\pi Q)} \cdot \cos(\pi Q - |\Psi_{\text{BPM}} - \Psi_{\text{Korr}}|) \quad (6.5)$$

und können entweder rechnerisch mit Optik-Programmen bestimmt oder direkt gemessen werden.

Die Closed-Orbit-Korrektur wird nun folgendermaßen ausgeführt (behandelt wird hier der Einfachheit halber nur die horizontale Ebene): Nach der Messung des unkorrigierten Closed-Orbits an den BPMs ( $\vec{x}_{\text{gemessen}}$ ) versucht man die Korrektoren so einzustellen, daß die neuen Closed-Orbit-Ablagen an den BPMs verschwinden, d.h.

$$\vec{x}_{\text{gemessen}} + M_x \cdot \vec{k}_x = \vec{0} \quad (6.6)$$

Da es aber meistens in einem Beschleuniger mehr BPMs als Korrektoren gibt ( $N_{\text{BPM}} > N_{\text{Korr}}$ ), ist das obige Gleichungssystem überbestimmt und kann nicht exakt gelöst, sondern nur eine Norm minimiert werden:

$$\|\vec{x}_{\text{gemessen}} + M_x \cdot \vec{k}_x\| = \text{Minimum} \quad (6.7)$$

Durch Umformen von Gleichung (6.6) kann man zeigen [Aut73], daß mit dem Setzen der Korrektoren auf

$$\vec{k}_x = - (M_x^T \cdot M_x)^{-1} \cdot M_x^T \cdot \vec{x}_{\text{gemessen}} \quad (6.8)$$

die quadratische Summe der Orbitablagen an den Monitorpositionen minimiert werden kann. Zu diesem Zweck muß man lediglich die Matrix  $(M_x^T \cdot M_x)$  für die in Frage kommende Optik vorher invertiert haben, was aber immer möglich ist, falls die Matrix  $M_x$  maximalen Rang hat.

Trotzdem ist dieses Verfahren nicht für alle praktischen Fälle brauchbar, da zur Korrektur Korrektorstärken  $\vec{k}_x$  notwendig sein könnten, die viel zu stark sind und daher nicht realisierbar sind. Dies ist auch deshalb unbrauchbar, weil bei starker Aussteuerung der Korrektoren die Gefahr besteht, daß in Gebieten des Beschleunigers mit kleiner BPM-Dichte der Closed-Orbit zwischen den BPMs weiter verschlechtert wird. Deshalb gibt es Closed-Orbit-Korrekturalgorithmen, die nur eine Auswahl der vorhandenen Korrektoren des Ringes einsetzen, darunter der MICADO-Algorithmus (*MI*nimisation des *C*arrés des *D*istortions d'*O*rbite) [Aut73]. MICADO ist als Korrekturalgorithmus in MAD implementiert und wird auch für die Closed-Orbit-Korrektur in PETRA verwendet.

### 6.2.2 Der MICADO-Algorithmus

Bei dem MICADO-Algorithmus wird von den vorhandenen  $N_{\text{Korr}}$  Korrektoren einer Ebene nur eine vorher anzugebende maximale Anzahl von  $N$  eingesetzt ( $N_{\text{Korr}} \geq N$ ). Welche Korrektoren letztendlich ausgewählt werden, entscheidet der Algorithmus: Nach dem Messen des Closed-Orbits testet MICADO rechnerisch jeden einzelnen der  $N_{\text{Korr}}$  Korrektoren, d.h. berechnet die Korrektorstärke (6.8) und das Minimum (6.7), und wählt denjenigen Korrektor aus, der den Closed-Orbit an den BPM-Positionen am besten zu minimieren vermag. Danach wählt sich MICADO aus den verbleibenden  $N_{\text{Korr}} - 1$  Korrektoren noch einen aus, der zusammen mit dem zuerst ausgewählten Korrektor den Closed-Orbit am besten korrigiert. Dies wird so lange fortgesetzt, bis die  $N$  effektivsten Korrektoren bestimmt sind (oder schon vorher ein zuvor gesetztes Minimum des Closed-Orbit unterschritten wurde).

Aufgrund von Phasenraumkopplung und Nichtlinearitäten im Beschleuniger und kleinen Fehlern bei der Closed-Orbit-Messung und dem Korrektorsystem wird man die oben beschriebene Korrektur nicht in einem Schritt ausführen, sondern iterieren. Dazu gibt es in MAD einen Befehl (bezeichnet mit „CORRECT“), der diese Iteration automatisch macht: Nach dem Ausführen des MICADO-Algorithmus werden die berechneten Korrektoren gesetzt und danach der neue Closed-Orbit, natürlich unter Berücksichtigung der Sextupole, bestimmt. Die neuen BPM-Werte dienen dann einer neuen MICADO-Berechnung, dessen berechnete Korrektorstärken dann zu den bereits vorhandenen Korrektoreinstellungen dazuaddiert werden. Bei dieser Prozedur können in MAD die Anzahl der Iterationen („ITERATE“) und eine Fehlerschwelle, ab der die Korrektur beendet werden soll, („ERROR“) angegeben werden.

## 6.3 Momentaner Zustand von PETRA

Wie bereits in den vorigen Abschnitten erwähnt wurde, besitzen 83 Dipolmagnete in PETRA zusätzliche Korrektorspulen. Da diese „back leg windings“ in MAD nicht implementiert sind, mußten die entsprechenden Dipole in 2 Teile aufgeteilt werden, um in ihre Mitte einen Korrektor der Länge Null zu plazieren. Dies beeinflußt aus numerischen Gründen die berechnete Optik nicht, die Änderungen in DXRMS in Tabelle 6.6 rühren von den zusätzlichen Stützstellen im

Dipol her. Dieser Unterschied soll aber an der Grundaussage der folgenden Simulationen nichts ändern. Zum jetzigen Zeitpunkt beträgt das Verhältnis der Emittanzen in PETRA bei korrigier-

Korrekturspulen	$\epsilon_x$ [nmrad]	XRMS [mm]	DXRMS [mm]	$Q_x$	$Q_z$
mit	25.06	0.1090	474.2	33.23197014	26.31159521
ohne	25.02	0.1097	476.9	33.23197015	26.31159522

Tabelle 6.6: Einfügen von Korrekturspulen

tem Closed-Orbit etwa 3%; der RMS-Wert des korrigierten Closed-Orbits selbst ist in PETRA 1 bis 2 mm in beiden transversalen Richtungen. Zur Korrektur des Closed-Orbits wird der MICADO-Algorithmus verwendet, denn bei vorkorrigiertem Closed-Orbit bis zu 5 Korrektoren zum Einsatz kommen [Ba196]. Es wurde nun versucht, diese Situation mit MAD zu simulieren, um damit eine Basis für weitere Berechnungen zu haben. Durch „Ausprobieren“ wurden Fehler- und Korrekturereinstellungen gesucht, mit denen sich die oben angegebenen Werte reproduzieren lassen. Für die Fehler- und Korrekturparameter wurden schließlich die in Tabelle 6.7 angegebenen Werte gewählt. Bei den Winkel- und Stellfehlern wurde die Gaußverteilung nach

Stellfehler $\Delta x, \Delta z, \Delta s$	Winkelfehler $\Delta \phi, \Delta \theta, \Delta \psi$	Feldfehler $\Delta B/B$	Iterationen	ERROR
$\sigma_{\text{pos}} = 0.3 \text{ mm}$	$\sigma_{\text{win}} = 0.3 \text{ mrad}$	$5 \cdot 10^{-4}$	3	0.6 mm

Tabelle 6.7: Ausgewählte Fehler- und Korrekturdefinitionen

zwei Standardabweichungen abgeschnitten, da Stellfehler z.B. über 1 mm auszuschließen sind. Feldfehler der Quadrupole wurden, wie schon erwähnt, nicht berücksichtigt. Die realen Fehler in PETRA könnten durchaus etwas größer sein (Standardabweichungen von 0.5 mm bzw. 0.5 mrad sind eher anzunehmen), aber da MAD bei größeren Fehlerdefinitionen Schwierigkeiten hat, den Closed-Orbit zu finden und deshalb bei bestimmten Fehlerkonfigurationen die Rechnungen abbricht (siehe Erläuterungen Abschnitt 5.4), wurden die in der Tabelle angegebenen moderaten Fehler benutzt. Unter Anwendung des „CORRECT“-Befehles wurde dreimal iteriert und die Closed-Orbit-Korrektur beendet, falls der RMS-Wert des Closed-Orbits an den BPM-Stationen schon vorher die Schwelle von 0.6 mm („ERROR“) unterschritten hat. Die Simulationen wurden für eine unterschiedliche Anzahl von Korrektoren („NCORR“) ausprobiert. Pro Einstellung wurden über 1000 Fehlerkonstellationen gerechnet; die erhaltenen Ergebnisse sind in der Tabelle 6.8 aufgelistet. Bei Benutzung von fünf Korrektoren erhält man ein Verhältnis  $\epsilon_z/\epsilon_x=2.68 \%$  und RMS-Werte des Closed-Orbits von etwas über 1 mm, was in etwa der realen Situation von PETRA entspricht. Deshalb soll diese Einstellung im folgenden Abschnitt weiteren Untersuchungen dienen. Wie man in Tabelle 6.8 ebenfalls erkennt, gibt es eine optimale Zahl von angewendeten Korrektoren bei NCORR=20, für die die vertikale Emittanz und die vertikale Dispersion „DZRMS“ minimal werden.

Dieses Minimum von  $\epsilon_z/\epsilon_x=1.26 \%$  ist in Abbildung 6.5 veranschaulicht. Die Ursache dieses Minimums ist darin zu suchen, daß der MICADO-Algorithmus den RMS-Wert des Closed-Orbits nur an den Positionen der BPMs minimiert, nicht aber den globalen RMS-Wert. Ein kleiner RMS-Wert an den Monitorstationen muß also nicht unbedingt auch einen kleineren globalen RMS-Wert herbeiführen. Mit wachsender Korrektorzahl hat der MICADO-Algorithmus natürlich bessere Möglichkeiten, den Closed-Orbit an den Monitorpositionen zu verkleinern, ab der Korrektorzahl NCORR=20 ist aber der Punkt erreicht, wo sich der globale ZRMS-Wert



NCORR	$\epsilon_z/\epsilon_x$ [%]	XRMS [mm]	ZRMS [mm]	DXRMS [mm]	DZRMS [mm]
5	$2.67 \pm 1.76$	$1.15 \pm 0.20$	$1.33 \pm 0.19$	$476.71 \pm 3.27$	$50.50 \pm 19.43$
10	$1.72 \pm 1.52$	$0.84 \pm 0.10$	$0.91 \pm 0.15$	$475.44 \pm 2.26$	$33.66 \pm 12.95$
15	$1.38 \pm 1.85$	$0.80 \pm 0.15$	$0.77 \pm 0.20$	$475.21 \pm 2.05$	$26.69 \pm 10.97$
20	$1.32 \pm 1.52$	$0.79 \pm 0.08$	$0.76 \pm 0.19$	$475.10 \pm 1.95$	$25.96 \pm 10.61$
25	$1.51 \pm 2.24$	$0.79 \pm 0.13$	$0.77 \pm 0.27$	$474.97 \pm 1.85$	$26.03 \pm 11.18$
30	$1.69 \pm 2.38$	$0.79 \pm 0.08$	$0.79 \pm 0.29$	$474.99 \pm 1.91$	$26.07 \pm 11.71$
35	$1.74 \pm 2.17$	$0.79 \pm 0.11$	$0.80 \pm 0.33$	$474.89 \pm 1.92$	$26.39 \pm 12.29$
40	$1.93 \pm 3.29$	$0.80 \pm 0.10$	$0.81 \pm 0.35$	$474.95 \pm 1.93$	$26.42 \pm 12.33$
50	$1.96 \pm 3.65$	$0.80 \pm 0.09$	$0.81 \pm 0.34$	$474.96 \pm 1.93$	$26.39 \pm 12.26$
60	$1.94 \pm 3.77$	$0.80 \pm 0.10$	$0.81 \pm 0.34$	$474.96 \pm 1.93$	$26.39 \pm 12.25$

Tabelle 6.8: Die Emittanz und der Closed-Orbit nach Korrektur mit verschiedenen Korrektorzahlen

des Closed-Orbits eher verschlechtert und somit auch das Emittanzverhältnis  $\epsilon_z/\epsilon_x$ . Das Sättigungsverhalten von  $\epsilon_z/\epsilon_x$  und YRMS bei größeren Korrektorzahlen ist dadurch zu verstehen, daß bei diesen Simulationen die Iteration bei Erreichen der Schwelle von ERROR=0.6 mm für den RMS-Wert des Closed-Orbits beendet wurde und somit größere Korrektorzahlen keine Wirkung mehr zeigen.

Die Anwendung der Abschätzung (6.1) kann bei diesen Daten sehr nützlich sein. Wendet man diese auf die Simulation mit NCORR=10 an, so kann man den Anteil der vertikalen Emittanz, der durch die Dispersion hervorgerufen wird, abschätzen zu  $1.55 \cdot (33.66/475.44)^2 \approx 0.78$  %; dies ist weniger als die Hälfte der gesamten erzeugten vertikalen Emittanz. In den anderen Simulationen sind die Verhältnisse entsprechend. Daraus läßt sich der vorsichtige Schluß ziehen, daß durch die Korrektur der Phasenraumkopplung mit Hilfe der Skew-Quadrupole ein wesentlicher Anteil der vertikalen Emittanz minimiert werden kann.

## 6.4 Minimierung der vertikalen Emittanz

### 6.4.1 Anwendung der Skew-Quadrupole

In PETRA stehen zur Zeit zwei Skew-Quadrupole zur Verfügung, einer in unmittelbarer Nähe zum Undulator im Nordosten, der andere im Norden. Sie sind beide jeweils 1.042 m lang und haben zwei unabhängige Netzgeräte, die maximale Stromstärken von 81 A liefern können. Mit dem Umrechnungsfaktor  $c = 1.10584 \text{ G}/(\text{A} \cdot \text{cm})$  für diesen Magnettypen erhält man einen maximalen Gradienten von  $g_{max} = 81 \text{ A} \cdot c = 90 \text{ G/cm}$  und eine Skew-Quadrupolstärke von  $\underline{k}_{max} = 0.0225 \text{ m}^{-2}$  bei 12 GeV (bzw.  $\underline{k}_{max} = 0.038 \text{ m}^{-2}$  bei 7 GeV). Einige wichtige Daten für die beiden Skew-Quadrupole wurden bereits in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

In den nun folgenden Simulationen wurde getestet, ob durch den Einsatz dieser beiden Skew-Quadrupole die vertikale Emittanz hinreichend verringert werden kann. Dazu wurden wie auch in den vorigen Abschnitten den Magneten Stellfehler und den Dipolen Feldfehler aufgeprägt und dann der Closed-Orbit mit MICADO korrigiert. Als Basis wurden die Fehlerdefinitionen und Korrektoreinstellungen aus Tabelle 6.8 gewählt. Danach wurden die beiden Skew-Quadrupole zugeschaltet, ihre Stärken innerhalb der oben angegebenen Grenzen von  $\underline{k} = \pm 0.0225 \text{ m}^{-2}$  unabhängig voneinander variiert und die jeweils erreichte minimale vertikale Emittanz in eine Datei geschrieben. Wegen langer Rechenzeiten wurden aber in etwa nur 500 Konfigurationen pro Si-

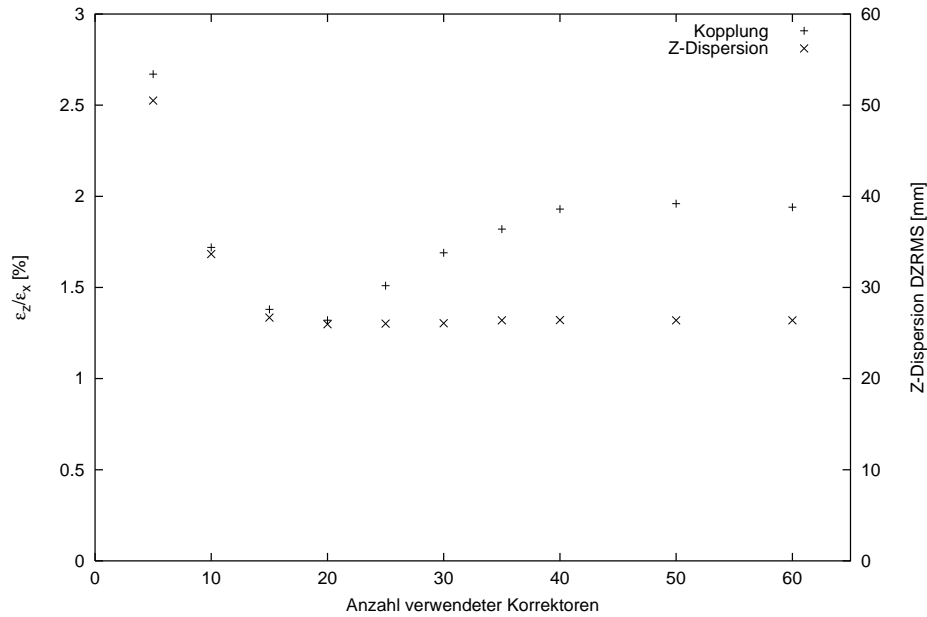


Abbildung 6.5: Minimum des Emittanzverhältnisses und der vertikalen Dispersion

mulation berechnet, so daß die Werte für die Emittanzberechnungen ohne Skew-Quadrupole von denen der Tabelle 6.8 durchaus ein bißchen abweichen können. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.9 für Simulationen mit unterschiedlicher Anzahl der zur MICADO-Korrektur benutzten Korrektoren zusammengestellt.

Anzahl Korrektoren	$\epsilon_z/\epsilon_x$ [%] vorher	$\epsilon_z/\epsilon_x$ [%] nachher
5	$2.7 \pm 1.7$	$1.4 \pm 1.1$
10	$1.6 \pm 1.1$	$0.7 \pm 0.5$
40	$1.6 \pm 1.3$	$0.5 \pm 0.4$

Tabelle 6.9: Anwendung der beiden Skew-Quadrupole nach einer MICADO-Korrektur mit angegebener Korrektorzahl

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Skew-Quadrupole sehr gut in der Lage sind, die vertikale Emittanz zu minimieren. Die Verringerung der vertikalen Emittanz um einen Faktor 2 scheint gut möglich zu sein, allerdings muß die statistische Natur der hier vorgestellten Simulationen betont werden. Dies bedeutet, daß eine durchschnittliche Verringerung der vertikalen Emittanz in den Simulationen nicht unbedingt bedeuten muß, daß diese Verringerung um denselben Faktor auch für PETRA möglich ist.

In Abbildung 6.6 ist beispielhaft für die Simulation mit 5 Korrektoren die Verteilung der Skew-Quadrupolstärken  $\underline{k}$  dargestellt, die zum Erreichen des Emittanzminimums notwendig waren. Es wurden hierbei 510 Fehlerkonstellationen durchgerechnet. Bei dieser Simulation geht man von einem durchschnittlichen Emittanzverhältnis von knapp 3% aus, und man erkennt, daß die zur Minimierung benötigten Skew-Quadrupolstärken sehr gut innerhalb der durch die Netzgeräte gesteckten Grenzen liegen. Ein konkretes Beispiel für die Minimierung der vertikalen Emittanz mit Hilfe der beiden gedrehten Quadrupole ist in der Abbildung 6.7 zu sehen,

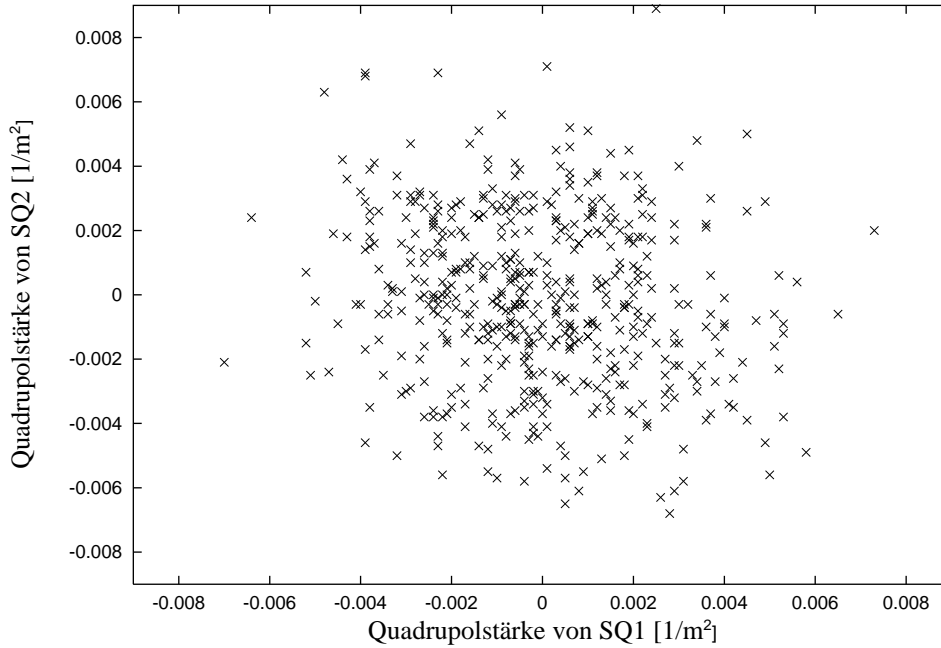


Abbildung 6.6: Verteilung der Skew-Quadrupolstärken

wo bei einer ausgewählten Fehlerkonfiguration zunächst der Closed-Orbit korrigiert wurde (es wurden 3 Iterationen gemacht, bei denen jeweils 5 Korrektoren benutzt wurden) und dann die Quadrupolstärken  $\underline{k}$  der beiden Skew-Quadrupole in einem Bereich von jeweils  $0.01 \text{ m}^{-2}$  bis  $-0.01 \text{ m}^{-2}$  variiert wurden. In der Abbildung ist das erhaltene Emittanzverhältnis  $\epsilon_z/\epsilon_x$  über den Skew-Quadrupolstärken aufgetragen. Dieses Emittanzverhältnis ist ohne Benutzung der Skew-Quadrupole etwa 2.2 %, bei Quadrupolstärken von  $\underline{k}_1 = -0.0023 \text{ m}^{-2}$  und  $\underline{k}_2 = -0.0006 \text{ m}^{-2}$ , entsprechend Magnetströmen von 8.3 A bzw. 2.16 A, wird das Minimum von 1.1 % erreicht. Diese Kurve entspricht im Zweidimensionalen der Abbildung 5.2, allerdings kann dieser Vergleich nur näherungsweise gezogen werden, da sich Abbildung 5.2 bzw. die Formel 5.6 auf den Fall ohne Dispersion im Beschleuniger beziehen. Deshalb kann auch in Abbildung 6.7 die vertikale Emittanz nicht vollständig auf Null korrigiert werden, da die durch die Dispersion entstehende Emittanz nicht durch die Skew-Quadrupole unterdrückt werden kann.

#### 6.4.2 Verbesserte Closed-Orbit-Korrektur durch zusätzliche BPMs

Durch den Einbau neuer BPMs soll in diesem Abschnitt untersucht werden, inwieweit der Closed-Orbit verbessert werden kann und wie die Auswirkungen auf die vertikale Emittanz sind. Zur Entscheidungshilfe, wo die neuen Monitore eingesetzt werden sollen, dient Abbildung 6.8, die die Betatronphasenvorschübe zwischen den Monitoren für die horizontale und vertikale Ebene zeigt. Auf der Abszisse sind die Nummern der 116 Strahllagemonitore aufgetragen (die Nummerierung erfolgt vom Norden aus entlang der Strahlrichtung) und auf der Ordinate die Phasenvorschübe  $\Delta\Psi_x$  und  $\Delta\Psi_z$  zum jeweiligen vorhergehenden Monitor in Einheiten von  $2\pi$ . Gemäß einer Faustformel sollten pro Betatronwellenlänge mindestens zwei BPMs vorhanden sein.

Dies ist auch immer der Fall, allerdings gibt es einige Stellen in den langen geraden Stücken von PETRA, wo die Phasenvorschübe wesentlich über dem Durchschnitt liegen (diese sind in

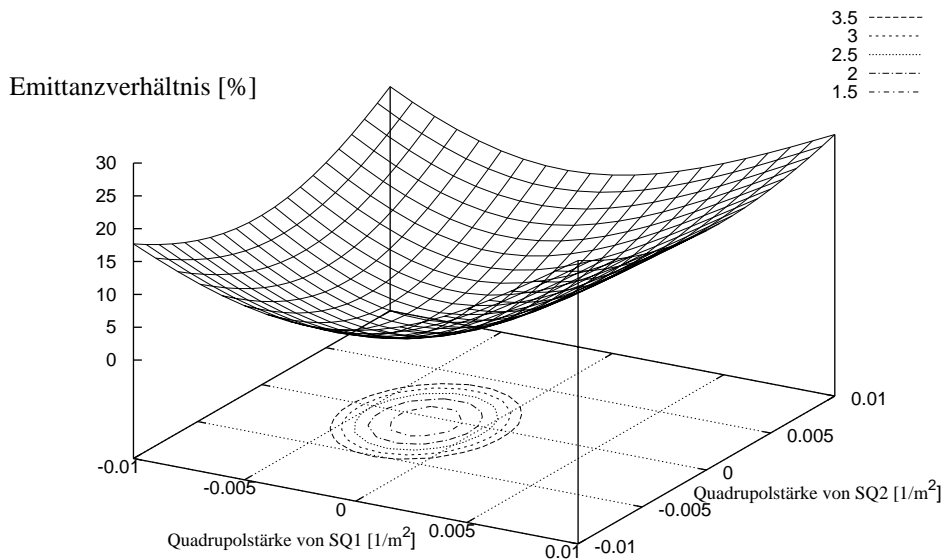


Abbildung 6.7: Minimierung der vertikalen Emittanz mit Skew-Quadrupolen

der Abbildung 6.8 als herausragende Kreuze zu erkennen). In diesen Bereichen wurden in den Simulationen zusätzliche Monitore angebracht, und zwar wegen der in Abschnitt 6.2.1 genannten Gründe möglichst nahe an den Quadrupolen. Es wurde die Wirkung verschiedener Sätze von neuen Monitoren getestet, deren Positionsangaben in Anhang A aufgelistet sind.

Die Wirkung der neuen Monitore läßt sich am besten beurteilen, wenn man die MICADO-Korrektur häufig iteriert. Deshalb wurden in den folgenden Simulationen zehn Iterationen pro Closed-Orbit-Korrektur ausgeführt. Außerdem wurden auch die Stell- und Winkelfehler der Magnete auf  $\sigma_{\text{pos}} = 0.4$  mm bzw.  $\sigma_{\text{win}} = 0.4$  mrad angehoben. Die in Anhang A angegebenen neuen Monitore wurden kombiniert benutzt, d.h. es wurde in manchen Simulationen von allen Monitoren Gebrauch gemacht (dann ist die Gesamtzahl neuer BPMs 23) oder es wurden nur die ersten sechs Monitore aus der Tabelle A.1 benutzt. Die in den folgenden Berechnungen auftretenden Bezeichnungen der simulierten Monitorsätze ist folgendermaßen: „ohne“ bezeichnet Simulationen ohne zusätzliche BPMs, „6BPM“ Simulationen mit Monitoren aus Tabelle A.1, „15BPM“ bzw. „15BPM\_Z“ Simulationen mit BPM's aus Tabelle A.1 und Tabelle A.2 bzw. Tabelle A.3, und „alle“ bezeichnet Simulationen mit allen 23 zusätzlichen Monitoren aus Anhang A. In dem Monitorsatz „15BPM\_Z“ wurde besonderen Wert auf die Beobachtung des vertikalen Closed-Orbits gelegt.

Beispielhaft sind in der folgenden Tabelle die Resultate für eine Simulation mit fünf zur MICADO-Korrektur verwendeten Korrektoren zusammengestellt. Wie man sieht, sind die Ergebnisse auch für eine große Zahl zusätzlicher Korrektoren nicht zufriedenstellend. In dem Fall mit allen 23 zusätzlichen Monitoren („alle“) kann das Emittanzverhältnis  $\epsilon_x/\epsilon_z$  nur von 2.54 % auf 2.15 % gedrückt werden, was nicht der erhofften Verringerung entspricht. Simulationen mit anderen Fehler- und Korrektoreinstellungen zeigen ebenfalls ein nicht befriedigendes Ergebnis.

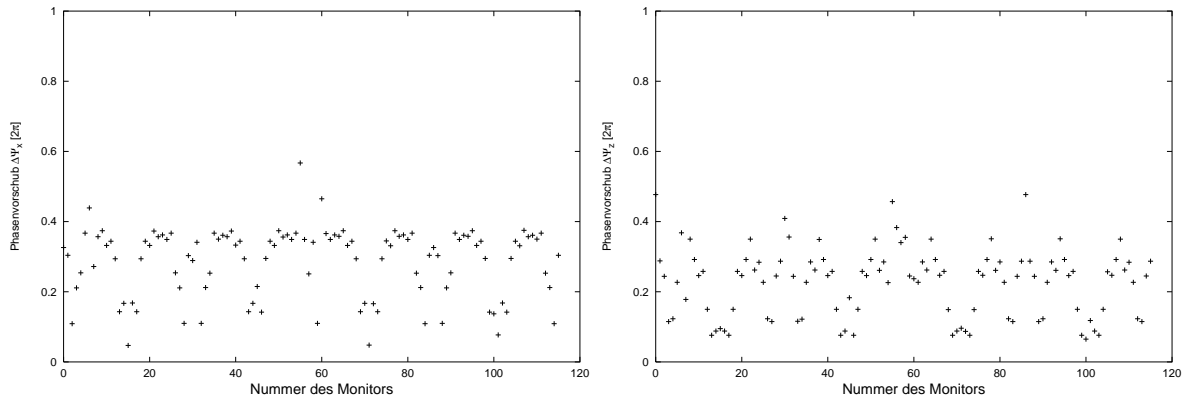


Abbildung 6.8: Die Phasenvorschübe zwischen den Monitorstationen

	$\epsilon_z/\epsilon_x$ [%]	XRMS [mm]	ZRMS [mm]	DZRMS [mm]
„ohne“	$2.54 \pm 1.88$	$1.02 \pm 0.18$	$1.10 \pm 0.19$	$38.2 \pm 14.9$
„6BPM“	$2.56 \pm 1.82$	$1.04 \pm 0.38$	$1.03 \pm 0.21$	$34.9 \pm 14.8$
„15BPM“	$2.24 \pm 1.74$	$1.01 \pm 0.17$	$1.02 \pm 0.15$	$34.6 \pm 13.1$
„15BPM <sub>Z</sub> “	$2.25 \pm 1.59$	$1.01 \pm 0.17$	$1.02 \pm 0.13$	$33.6 \pm 13.5$
„alle“	$2.15 \pm 1.95$	$1.01 \pm 0.18$	$1.02 \pm 0.19$	$34.0 \pm 13.3$

Tabelle 6.10: Resultate mit zusätzlichen BPMs

# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Tests mit neuen Elektroniken zur Messung der transversalen Strahllage in ELSA durchgeführt. Ein neues Strahllagemeißsystem wird in ELSA notwendig, da die bis jetzt benutzte Elektronik aufgrund ihres Meßprinzips einen erheblichen Kalibrieraufwand erfordert und außerdem große Meßungenauigkeiten aufweist. Eine genaue Messung und Korrektur des Closed-Orbits in vertikaler Richtung ist aber gerade für die Beschleunigung polarisierter Elektronen sehr wichtig.

Die Testmessungen ergaben, daß die neuen Elektroniken in der Lage sind, die Position des Elektronenstrahles mit einer relativen Genauigkeit von  $5 \mu\text{m}$  und einer Meßrate von  $1 \text{ kHz}$  zu messen. Die Strahllagemessung bei sehr kleinen Strömen unterhalb von  $0.5 \text{ mA}$  bereitet den Elektroniken keine Schwierigkeiten, allerdings ist unter diesen Umständen die relative Auflösung bei Einzelmessungen durch das Rauschen der Elektronik auf ungefähr  $100 \mu\text{m}$  beschränkt.

Die für den Synchrotronlichtbetrieb von PETRA erwünschte Verminderung der vertikalen Emittanz wurde mit dem Programm MAD simuliert. Dabei wurde einerseits versucht, den Closed-Orbit mit Hilfe zusätzlicher Strahllagemonitore besser zu korrigieren, und andererseits wurden Berechnungen dazu ausgeführt, welche Auswirkungen die beiden bereits in PETRA vorhandenen Skew-Quadrupole haben. Aufgrund der Tatsache, daß die Skew-Quadrupole sowohl die Phasenraumkopplung korrigieren können als auch die vertikale Dispersion beeinflussen, liefern sie sehr gute Möglichkeiten, die vertikale Emittanz zu minimieren. Die Simulationsergebnisse zeigen, daß im Durchschnitt eine Verringerung um einen Faktor 2 möglich sein sollte.

Die Simulationen mit zusätzlichen Strahllagemonitoren in PETRA liefern ebenfalls eine kleinere vertikale Emittanz, allerdings nicht in der gewünschten Größenordnung. Es wurden verschiedene Konstellationen mit zusätzlichen Monitoren bei unterschiedlichen Korrektoreinstellungen des Closed-Orbits getestet; diese zusätzlichen Monitore konnten aber im Durchschnitt die vertikale Emittanz nur um einen geringen Faktor senken.

# Anhang A

## Positionsangaben zusätzlicher Monitore für PETRA

**Tabelle A.1:**

Lageangaben von sechs BPMs, die an Stellen mit großen Phasenvorschüben in beiden transversalen Ebenen platziert wurden.

Position [m]	an Quadrupol
103.6	Q6B (fok.)
577.0	Q0N (defok.)
1099.7	Q9N (defok.)
1212.0	Q0B (fok.)
1729.0	Q0N (defok.)
2303.0	Q0N (defok.)

**Tabelle A.2:**

Lageangaben neun weiterer BPMs.

Position [m]	an Quadr.
184.4	QD
391.6	QD
760.4	QD

Position [m]	an Quadr.
967.6	QD
1134.43	Q3N (fok.)
1336.4	QD

Position [m]	an Quadr.
1543.6	QD
1912.4	QD
2119.6	QD

**Tabelle A.3:**

Lageangaben neun weiterer BPMs, die an Stellen mit großen Phasenvorschüben in der vertikalen Ebene angebracht wurden.

Position [m]	an Quadr.
421.6	QD
593.5	Q3N (fok.)
997.6	QD

Position [m]	an Quadr.
1134.43	Q3N (fok.)
1169.6	Q3N (fok.)
1306.4	QD

Position [m]	an Quadr.
1573.6	QD
1882.4	QD
2149.6	QD

# Literaturverzeichnis

- [Alt68] K.-H. Althoff et al.: *The 2.5 GeV Electron Synchrotron of Bonn University*, Nuclear Instruments and Methods, volume 61, 1968
- [Aut73] B. Autin, Y. Marit: *Closed orbit correction of A.G. machines using a small number of magnets*, CERN ISR-MA/73-17
- [Bal95] K. Balewski et al.: *An Undulator at PETRA II - A new synchrotron radiation source at DESY*, DESY-M-95-08G
- [Bal96] K. Balewski: *mdl. Mitteilung*
- [Ber96] BERGOZ: *Beam Position Monitor User's Manual*
- [Bre89] W. Brefeld, P. Gürtler: *Synchrotron Radiation Sources*, DESY internal report HASY-LAB 89-01
- [Cha79] A.W. Chao: *Evaluation of beam distribution parameters in an electron storage ring*, Journal of Applied Physics, 50:595-598, 1979
- [Gen95] M. Gentner: *Der Closed-Orbit der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA: Simulationen, Messung und Korrektur*, BONN-IB-95-37
- [Gro96] H. Grote, F.C. Iselin: *The MAD Program (Methodical Accelerator Design, Version 8.19)*, Genf 1996 CERN/SL/90-13 (AP)
- [Gui87] G. Guignard: *Betatron coupling with radiation*, CERN 87-03
- [Hin95] J. Hinkson, K. Unser: *Precision Analog Signal Processor for Beam Position Measurements in Electron Storage Rings*, Proceedings of the 2nd DIPAC, Travemünde 1995
- [Hus88] D. Husmann, W. Schulle: *ELSA-die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage*, Physikalische Blätter, 44(2), 1988
- [Kei95] J. Keil: *Spezifikationen für die Entwicklung einer Elektronik für die ELSA-Strahllagemonitore*, interner Bericht, Dezember 1995
- [Kei98] J. Keil: *Dissertation in Vorbereitung*
- [Nak96] Nakamura et al.: *Polarized Electron Source at Bonn*, Proceedings of the 1996 SPIN Conference, Amsterdam 1996
- [Roej94] Peter Roejsel: *A beam position measurement system using quadrupole magnets magnetic centra as position reference*, Nuclear Instruments and Methods A343(1994) pp.374-382



- [Sch91] M. Schillo: *Das Strahldiagnosesystem für ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, Oktober 1991, Bonn-IR-91-77
- [Ste95] C. Steier: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zu Vielteilcheneffekten bei der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Bonn-IB-95-40
- [Ste97] C. Steier, D. Husmann: *Correction of Depolarizing Resonances in ELSA*, Proceedings of the Particle Accelerator Conference 1997, Vancouver
- [Wen94] J. Wenzel: *Entwicklung und Test eines Simulators der Teilchenbewegung in der Bonner 3.5 GeV-Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Universität Bonn 1990, BONN-IR-90-36
- [Wie93] H. Wiedemann: *Particle Accelerator Physics: Basic Principles and linear Beam Dynamics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 1993
- [Wil92] Klaus Wille: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner 1992

# Danksagung

Diese Diplomarbeit stand unter der Leitung von Prof. Dr. D. Husmann, dem ich für die interessante Aufgabenstellung und die Möglichkeit der Zusammenarbeit mit DESY danken möchte. Ebenfalls danke ich für die Betreuung durch Herrn Dipl.-Phys. Joachim Keil.

Für die Übernahme des Korreferats danke ich Herrn Prof. Dr. F. Hinterberger.

Aus der technischen Mannschaft danke ich besonders Frau Susanne Zigann, Herrn Müller und Herrn Welt. Besonderen Dank schulde ich Herrn Kriesten für die vielen anregenden Diskussionen.

Herrn István Mohos vom Forschungszentrum Jülich sei Dank für die gute Zusammenarbeit und die ungarische Gastfreundschaft während der Testphasen der FZJ-Elektronik.

Vielen Dank sei ausgedrückt für die Herren Doktoren Christian Nietzel und Frank Frommberger für die Unterstützung in Computerfragen.

Für ein offenes Ohr und viele interessante Gespräche danke ich Christoph Steier, Harald H.J. Bongartz und Shinsuke Nakamura.