

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

Theoretische und experimentelle Untersuchungen zu Vielteilcheneffekten bei der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

von
Christoph Steier

In electron storage rings the circulating electrons interact with the residual gas and ionize molecules producing positive ions. The ions can be trapped by the electrical field of the electron beam. Trapped ions have many deteriorious effects on the electron beam, for example tune shift, emittance blow up and transverse instabilities. These effects limit the performance of the 3.5 GeV Electron Stretcher Accelerator ELSA for high beam currents, especially in storagemode operation. To understand the conditions which favour ion trapping the dynamics of the ion motion has been investigated by simulations. Moreover several methods to minimize the impact of ions on the beam quality have been tested and implemented into routine operation. Important beam parameters like lifetime and emittance have been improved up to a factor of three for high beam currents above 200 mA. Transverse coherent instabilities between the electron beam and the ion cloud could be successfully suppressed.

Post address:
Nußallee 12
53115 Bonn
Germany



BONN-IB-95-40
Bonn University
December 1995

UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

**Theoretische und experimentelle Untersuchungen
zu Vielteilcheneffekten bei der
Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA**

von
Christoph Steier

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

Angenommen am: 30.11.1995
Referent: Prof. Dr. D. Husmann
Korreferent: Prof. Dr. W. Schwille

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	3
1.1	Der Stretcherring ELSA	3
1.2	Motivation für die Untersuchung von Vielteilcheneffekten	5
1.3	Schwerpunktsetzung	7
2	Dynamik des Ioneneinfangs	9
2.1	Ionisationsprozeß	9
2.2	Longitudinale Bewegung der Ionen	12
2.3	Transversale Bewegung der Ionen im Feld eines gebunchten Strahles	15
2.4	Nichtlinearitäten der Bewegung	20
3	Auswirkungen des Ioneneinfangs	22
3.1	Lokale Vakuumdruckerhöhung	22
3.2	Inkohärente Arbeitspunktverschiebung	22
3.3	Phasenraumkopplung	24
3.4	Transversale kohärente Instabilitäten	25
4	Maßnahmen zur Entfernung eingefangener Ionen	28
4.1	Resonante Anregung des Strahles	28
4.2	Inhomogene Füllung	31
4.3	Statische elektrische Felder	31
4.4	Reduktion der Emittanzen	32
5	Simulation der Ionendynamik	34
5.1	Lineare Näherung	34
5.2	Nichtlineare Effekte	39
6	Messungen an ELSA	44
6.1	Transversale Spektren, resonante Strahlanregung	44
6.2	Absaugelektrode	48

6.3	Inhomogene Füllstruktur	52
6.4	Emittanzen	53
7	Impedanzen der Vakuumkammer	58
8	Zusammenfassung	65
A	Das Tastverhältnis	66
B	Simulation der Signalfunktion einer Monitorelektrode	67

Kapitel 1

Einführung

1.1 Der Stretcherring ELSA

Am Physikalischen Institut der Universität Bonn werden bereits seit 1958 Elektronensynchrotrone betrieben. Im Jahr 1987 wurde als neuester Beschleuniger in dieser Reihe die Elektronen-Stretcher-Anlage **ELSA** [Hus88] in Betrieb genommen. Sie stellt eine Erweiterung des bereits 1967 errichteten 2.5 GeV-Elektronensynchrotrons [Alt68] dar, das als Vorbeschleuniger (netz-synchroner Betrieb mit 50 Hz) weiterhin verwendet wird. Eine ihrer Aufgaben ist es dabei, durch Zwischenspeicherung der vom Synchrotron während einer kurzen Zeitspanne zur Verfügung gestellten Elektronenpakete einen „kontinuierlichen“ Nutzstrahl an den Experimenten zu ermöglichen. Dadurch kann der Anteil der Meßzeit an der gesamten Zykluszeit (das sogenannte makroskopische Tastverhältnis) von max. 5 % beim Synchrotron auf nahezu 100 % bei **ELSA** gesteigert werden. So werden zahlreiche Experimente der Mittelenergiephysik ermöglicht, die sonst aufgrund ihrer langen Meßzeit nicht durchführbar gewesen wären. Dieser Modus wird als *Stretchermodus* bezeichnet und ist für Elektronenenergien bis zu 1.6 GeV (darüber ist ein Transfer der Elektronen vom Vorbeschleuniger nach **ELSA** nicht mehr möglich) und externe Ströme von 10 pA bis 100 nA geeignet. Als Extraktionsmethode aus **ELSA** findet dabei die langsame Resonanzextraktion mit Hilfe einer drittelzahligen Resonanz, die durch Sextupole angeregt wird, Verwendung [Nec93].

Darüberhinaus ermöglicht **ELSA** eine Erweiterung des Energiebereiches der externen Elektronenstrahlen auf 3.5 GeV im sogenannten *Nachbeschleunigungsmodus*. Dabei werden mehrere Schüsse des Vorbeschleunigers in **ELSA** akkumuliert (10-100 Schüsse, entsprechend 200 ms bis 2 s Injektionszeit und 10-150 mA zirkulierendem Strahl). Dann werden die Magnetfamilien von **ELSA** synchron auf die gewünschte Endenergie verfahren (mit maximal 8.5 GeV/s) und schließlich wird der Elektronenstrahl mittels einer Resonanzextraktion während einer Zeitspanne von 2-60 s extrahiert.

Diese beiden Betriebsmodi werden von drei Experimenten der Mittelenergiephysik (ELAN, PHOENICS, SAPHIR; siehe Abb. 1.1) genutzt, wobei zwei der Experimente sogenannte "tagged photon" Experimente sind, also nicht direkt mit den extrahierten Elektronenstrahlen, sondern mit durch Bremsstrahlung erzeugten reellen Photonen arbeiten.

Bei der Konstruktion von **ELSA** war der Betrieb als Synchrotronstrahlungsquelle zunächst nicht vorgesehen. Da aber die Magnetstruktur (FODO-Struktur mit Sextupolen für die Chromatizitätskorrektur und nichtdispersiven Sektionen, in die die Hohlraumresonatoren für die Beschleunigung eingebaut sind, siehe Abb. 1.1 und Abb. 1.2) flexibel genug ausgelegt worden war, wird inzwischen auch dieser sogenannte *Speicherringmodus* während etwa eines Drittels der Be-

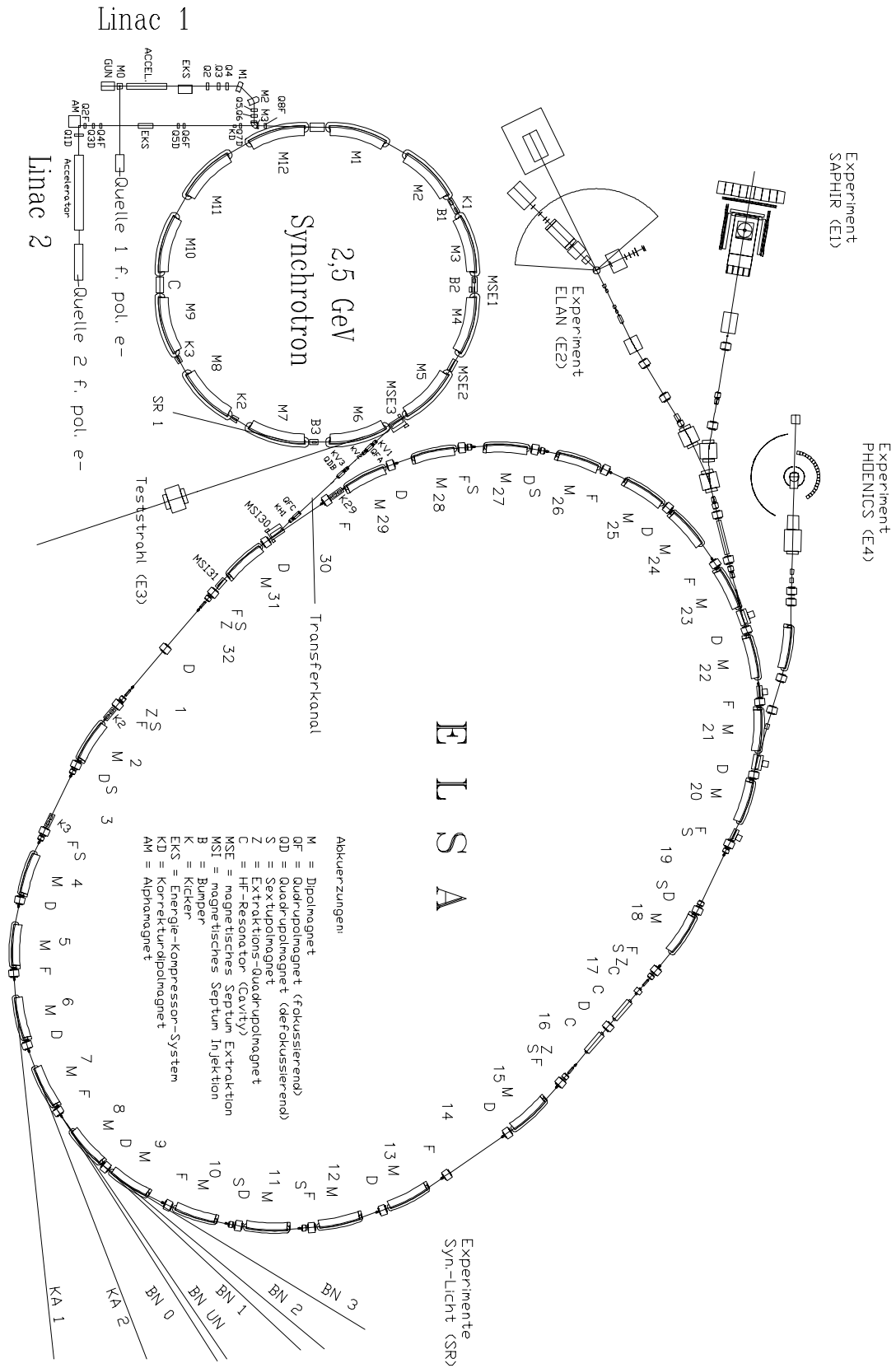


Abbildung 1.1: Die Beschleunigeranlage ELSA der Universität Bonn

triebszeit von **ELSA** genutzt. Dabei werden Ströme bis 100 mA, wobei diese Grenze dadurch zustande kommt, daß momentan noch keine Wasserkühlung der Vakuumkammer eingebaut ist, in **ELSA** akkumuliert und anschließend bei Energien bis derzeit 2.7 GeV gespeichert. Die Lebensdauern des Strahles liegen allerdings (aufgrund der Auslegung des Vakuumsystems) im Bereich von maximal 2 Stunden bei 2.3 GeV Strahlenergie und 20 mA zirkulierendem Strom.

1.2 Motivation für die Untersuchung von Vielteilcheneffekten

Bei der Auslegung des Stretcherrings **ELSA** war Vorrang auf den Betrieb im *Stretchermodus*, bei dem nur kleine Elektronenströme von maximal 5 mA in **ELSA** umlaufen, gelegt worden. Darüberhinaus war zunächst geplant, daß auch der Betrieb im *Nachbeschleunigungsmodus* im wesentlichen mit kleinen zirkulierenden Strömen (von weniger als 10 mA) und dafür hohen Rampgeschwindigkeiten durchgeführt werden sollte. Deshalb wurden in der Aufbauphase keine Studien zu Vielteilcheneffekten durchgeführt. Beispielsweise wurde das Vakuumsystem mit vielen Querschnittswechseln ausgeführt, was zu großen Impedanzen der Kammer führt und damit bei höheren umlaufenden Strömen zu zusätzlichen Energieverlusten der einzelnen Teilchen und auch zu kohärenten Instabilitäten [Kei94].

Inzwischen wird **ELSA** routinemäßig als Synchrotronlichtquelle mit hohen zirkulierenden Strömen von derzeit bis zu 100 mA betrieben. Dieser Bereich der Nutzung gewann über die letzten Jahre zunehmend an Bedeutung und nimmt nun fast ein Drittel der Strahlzeit ein. Es besteht sogar der Wunsch, zukünftig noch höhere Ströme in **ELSA** zu speichern, was ab Anfang 1996 möglich sein wird, da dann eine neue wassergekühlte Vakuumkammer eingebaut wird. Während des Betriebes haben sich aber mehrere Effekte gezeigt, die die Strahlqualität nachhaltig verschlechtern. Als Beispiel soll hier nur eine periodisch wiederkehrende Verschiebung des vertikalen kohärenten Arbeitspunktes, die mit einer vergrößerten Streuung der inkohärenten Arbeitspunkte und einer Emittanzserhöhung einhergeht, angeführt werden (siehe Abb. 1.3).¹

Auch im *Nachbeschleunigungsmodus* wird momentan mit wesentlich höheren Strahlströmen in **ELSA** gearbeitet als ursprünglich vorgesehen. Ein Grund dafür liegt in der Entwicklung einer neuen langsamen Extraktionsmethode, die während Extraktionszeiten von bis zu einer Minute einen sehr gleichmäßigen externen Strahl liefern kann. Dabei sind zwar nur kleine externe Ströme von einigen hundert pA erreichbar, dies ist für die mit getaggten Photonen arbeitenden Experimente aber ausreichend. Die Extraktionsmethode funktioniert am besten, wenn man Ströme von mehr als 50 mA in **ELSA** akkumuliert und dann auf höhere Energien nachbeschleunigt. Der Vorteil gegenüber den ursprünglich geplanten kürzeren Zyklen mit kleinen Strömen in **ELSA** liegt derzeit schon in einer größeren zeitlichen Konstanz der Intensität des extrahierten Strahles. Allerdings wird noch eine Zeitstruktur im Bereich von etwa 20 ms beobachtet, die eine leichte Reduktion des Tastverhältnisses² verursacht. Eine mögliche Erklärung für diesen Effekt ist die bereits erwähnte periodisch auftretende vertikale Arbeitspunktverschiebung, die wegen der im bisherigen Betrieb relativ großen Phasenraumkopplung (siehe Kapitel 4) auch Einfluß auf die eigentlich im horizontalen Phasenraum stattfindende Extraktion nehmen kann.

Schließlich soll **ELSA** in nächster Zeit auch für die Beschleunigung polarisierter Elektronenstrahlen genutzt werden. Dabei wird zunächst durch Photoeffekt an einem GaAs-Kristall ein polarisierter Elektronenstrahl erzeugt [Voi91]. Bei der Beschleunigung dieser Elektronen in Kreisbeschleunigern werden nun verschiedene Depolarisationsresonanzen durchquert [Jes93]. Um einen Polarisationsverlust in den sogenannten intrinsischen Resonanzen zu vermeiden, ist es notwen-

¹Die Erklärung für diesen Effekt wird in Kapitel 3 erfolgen, er sei hier nur als ein Beispiel angeführt.

²Zur Erklärung dieses Begriffes sei auf den Anhang A verwiesen.

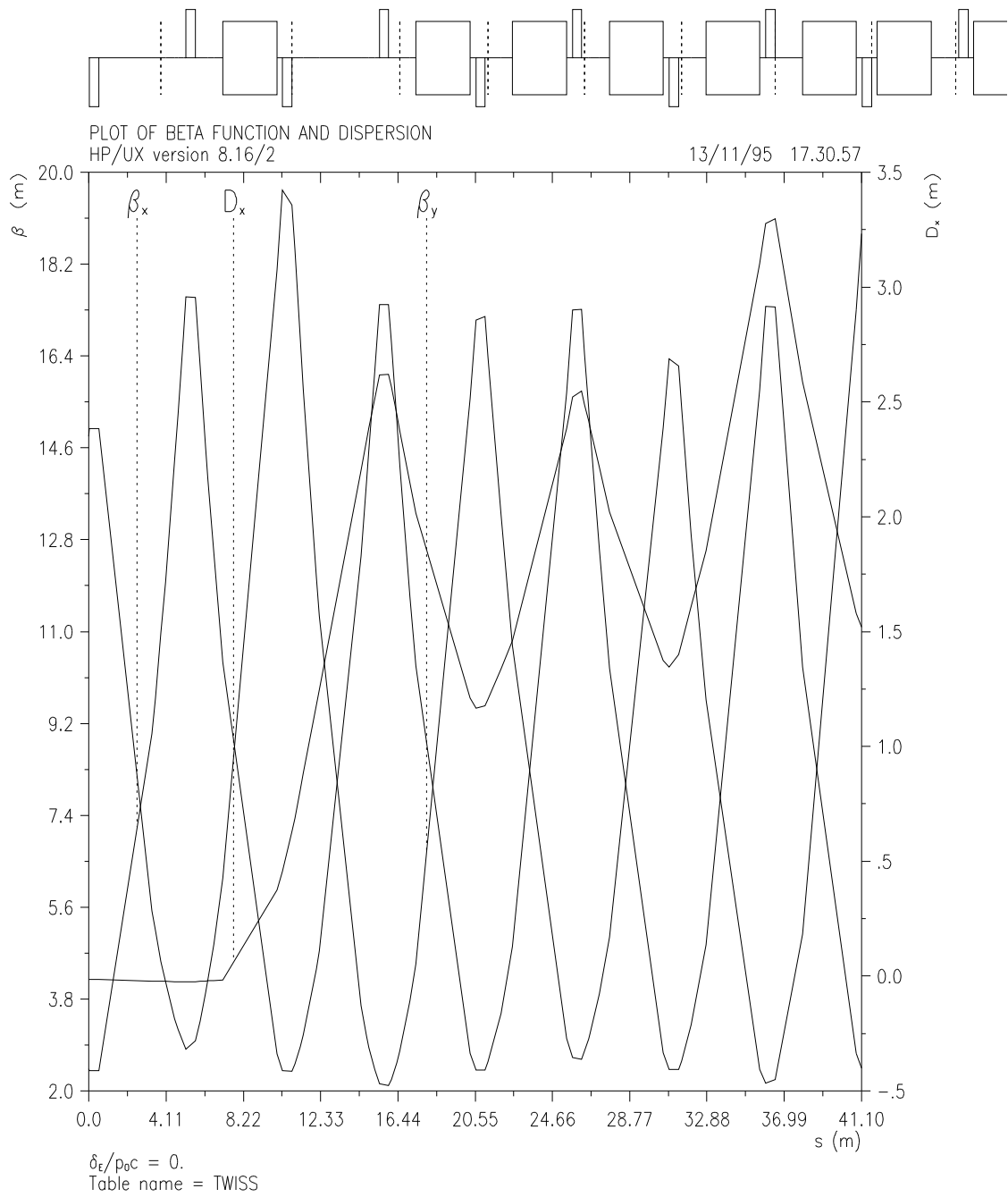


Abbildung 1.2: Die optischen Funktionen für ein Viertel des **ELSA**-Ringes

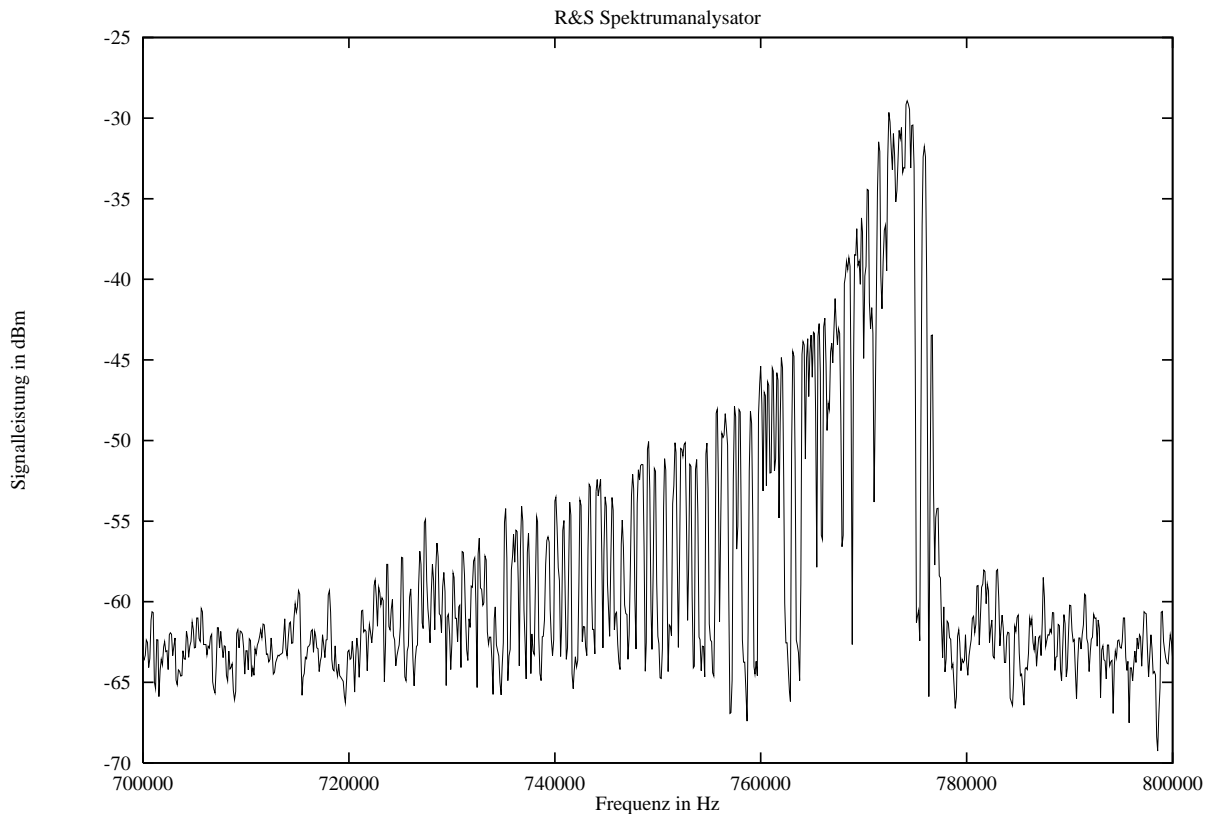


Abbildung 1.3: Vertikales Strahlspektrum, aufgenommen mit einem Strahllagemonitor (Umlauffrequenz $f_0 = 1.823$ MHz, Arbeitspunktseitenband $(5 - Q_z) \cdot f_0$)

dig, zu bestimmten Zeitpunkten der Energierampe Arbeitspunktsprünge durchzuführen. Diese Korrekturen werden aber durch die bereits erwähnten vertikalen Arbeitspunktverschiebungen erschwert, bzw. im schlimmsten Fall unmöglich gemacht. Zudem kann auch noch die Resonanzstärke der intrinsischen Resonanzen durch die periodische Emittanzerhöhung vergrößert werden.

Aus den vorgenannten Gründen ist es notwendig, die Ursachen zumindest der oben angesprochenen Effekte herauszufinden und Möglichkeiten für die Unterdrückung ihrer Auswirkungen zu entwickeln. Dies soll im Rahmen dieser Diplomarbeit geschehen, dabei werden gleichzeitig Konzepte diskutiert werden, die auch bei zukünftigen Erweiterungen des Betriebes (sprich: weiterer Erhöhung des umlaufenden Elektronenstromes) für die dann zu erwartenden Effekte Anwendung finden können.

1.3 Schwerpunktsetzung

Das erste Experiment, das sich über mangelhafte Strahlqualität beklagte, die eindeutig durch einen Vielteilcheneffekt verursacht wurde, war ein Telexperiment der Synchrotronlichtnutzer. Sie beobachteten eine vertikale Emittanzvergrößerung, die periodisch mit 30 bis 100 Hz auftrat. Die Frequenz war dabei im wesentlichen durch die Energie des Elektronenstrahles bestimmt. Bei Untersuchungen des Effektes wurde herausgefunden, daß er auf den Einfang von

Ionen durch den Elektronenstrahl zurückzuführen war. Aus diesem Grunde soll in dieser Arbeit schwerpunktmäßig die Behandlung von solchen Vielteilcheneffekten erfolgen, die durch Ionen verursacht werden. Zunächst wird dazu die notwendige Theorie eingeführt, dann werden die Beobachtungen erklärt und zum Abschluß dieses Teils der Arbeit Gegenmaßnahmen und ihr Test im realen Strahlbetrieb an **ELSA** diskutiert.

Kapitel 2

Dynamik des Ioneneinfangs

2.1 Ionisationsprozeß

Hochenergetische geladene Teilchen wechselwirken beim Vorbeiflug mit den Restgasmolekülen und können diese dabei ionisieren. Die entstehenden positiv geladenen Ionen können dann vom elektrischen Potential des negativ geladenen Strahles eingefangen werden. Die Produktionsrate für die Ionisation und damit die Geschwindigkeit des Neutralisierungsprozesses des Elektronenstrahls kann aus den Partialdrücken der Molekülsorten des Restgases und den Wirkungsquerschnitten für die Ionisation errechnet werden.

Da die Vakuumkammer des **ELSA**-Ringes aus Edelstahl gefertigt ist, erwartet man eine Zusammensetzung des Restgases im wesentlichen aus den folgenden Molekülsorten [Boc94]:

$$H, H_2, C, N, CH_4(O), OH, H_2O, CO(N_2), O_2, Ar, CO_2$$

mit den entsprechenden Massenzahlen:

$$1, 2, 12, 14, 16, 17, 18, 28, 32, 40, 44.$$

Zur Ermittlung der tatsächlichen Zusammensetzung des Restgases in **ELSA** wurden Messungen mit einem Massenspektrometer durchgeführt. Bei der Verwendung der so gewonnenen Daten muß berücksichtigt werden, daß die Drücke nur an einer Position des Ringes gemessen werden konnten, an der aufgrund der Nähe zu einem wassergekühlten Septummagneten ein hoher Wasseranteil im Restgas auftrat. Allgemein hängen die Drücke stark vom umlaufenden Elektronenstrom, der Teilchenenergie, der Kammergeometrie, dem Abstand zur nächstgelegenen Vakuumpumpe und von der Position im Beschleuniger (Emission von Synchrotronlicht in den Bögen, aber nicht in den geraden Sektionen; Hohlraumresonatoren; ...) ab.

Deshalb können die entsprechenden Produktionsraten nur Abschätzungen für die wahren Geschwindigkeiten des Neutralisierungsprozesses sein. Die Hauptaussagekraft dieser Raten besteht deshalb darin, daß die Ionisation des Restgases ein verhältnismäßig schneller Prozeß ist, so daß in allen Betriebsmodi des Beschleunigers große Zahlen an Ionen jeder Restgasspezies vom Strahl eingefangen werden können.

Die Ergebnisse der Massenspektrometrie am Extraktionsseptum MSE22 für einen im Speicherringbetrieb typischen Elektronenstrom von 50 mA bei einer Energie von 2.3 GeV sind in Abbildung 2.1 wiedergegeben und in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

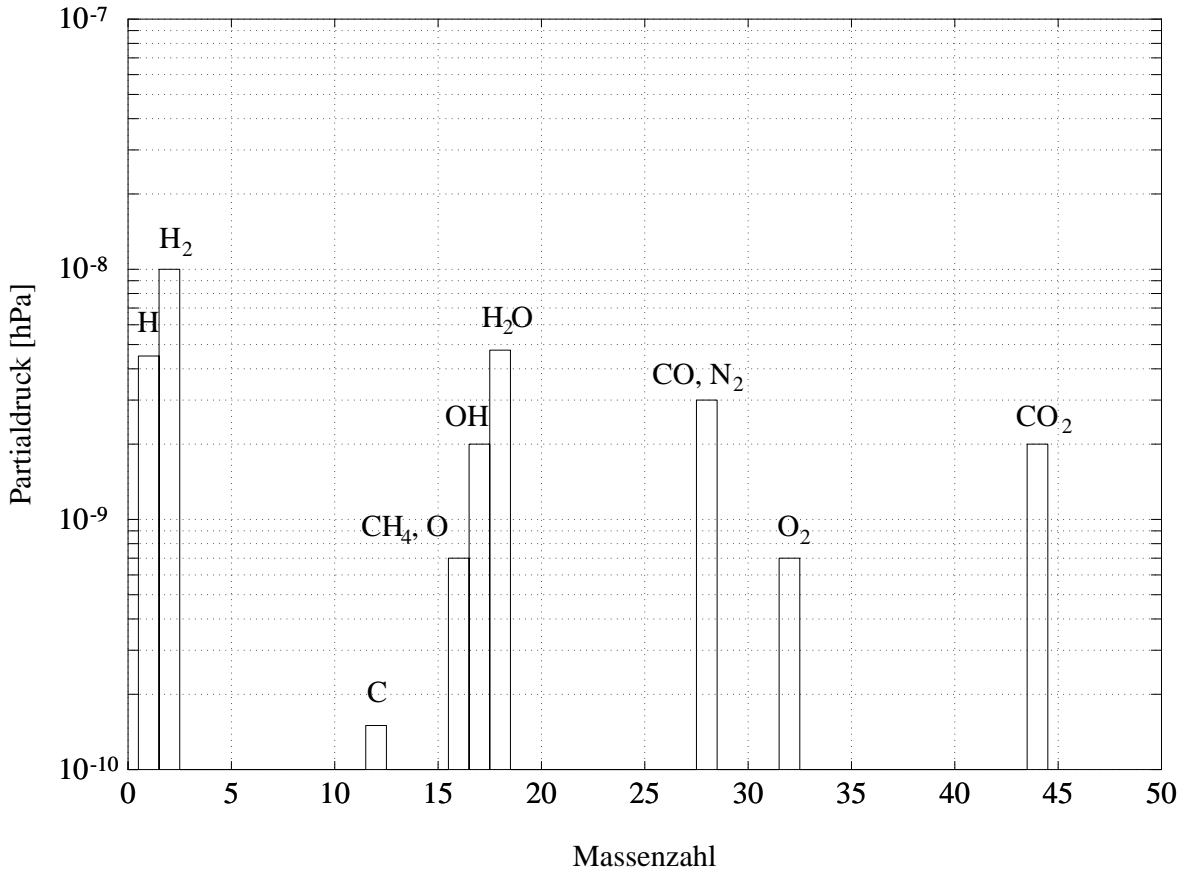


Abbildung 2.1: Massenspektrum des Restgases in **ELSA** (50 mA, 2.3 GeV)

Man sieht, daß das Restgas sich tatsächlich aus den erwarteten Komponenten zusammensetzt, wobei es allerdings kleine Modifikationen gibt. So treten atomarer Stickstoff und Argon nicht auf, dafür beobachtet man aber einen sehr großen Wasseranteil. Der Partialdruck von Wasser ändert sich dabei nur schwach bei einer Variation des zirkulierenden Stromes, er stammt also im wesentlichen nicht aus der durch Synchrotronlicht verursachten Desorption der Vakuumkammer, sondern vermutlich aus der (im Vakuumsystem befindlichen) Wasserkühlung der Septummagnete.

Die mittlere Zeit, die ein umlaufendes Elektron für die Erzeugung eines Ions benötigt, ist durch die folgende Gleichung gegeben [Bac84]:

$$\tau_m = \frac{1}{d_m \sigma_m \beta c}, \quad (2.1)$$

wobei βc die Geschwindigkeit des Elektrons, d_m die Teilchendichte der jeweiligen Molekülsorte in m^{-3} , die aus dem entsprechenden Partialdruck gemäß $d_m [\text{m}^{-3}] = 2.5 \cdot 10^{22} p_m [\text{hPa}]$ berechnet werden kann, und σ_m der Wirkungsquerschnitt für ihre Ionisation ist. Dieser Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch die Bethe-Bloch-Formel [Jack]:

$$\sigma_m = 4\pi \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^2 \left\{ M^2 \left[\frac{1}{\beta^2} \ln \left(\frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \right) - 1 \right] + \frac{C}{\beta^2} \right\}. \quad (2.2)$$

Molekülsorte	A	B	σ_m [10^{-23} m ²]	Partialdruck [10^{-9} hPa]	Anteil [%]	τ_m [s]	Zeit für 1 % Neutralisierung [ms]
H_2	1.0	7.6	3.0	10.0	36	0.44	44
N_2	7.4	31.1	17.5	1.5	5.5	0.50	50
CO	7.4	31.4	17.6	1.5	5.5	0.50	50
O_2	8.4	34.6	19.7	0.8	2.5	0.85	85
H_2O	6.4	29.1	15.5	4.8	17	0.17	17
CO_2	11.5	50.2	27.5	2.0	7.2	0.32	32

Tabelle 2.1: Wirkungsquerschnitte für die Restgasionisation und Neutralisierungszeiten (Der Bunching Faktor B beträgt bei **ELSA** etwa 10.)

Dabei sind M^2 und C Konstanten, die für die verschiedenen Molekülsorten in Tabellen gefunden werden können. Dies vereinfacht sich für einen Elektronenbeschleuniger ($\beta \approx 1$) zu:

$$\sigma_m = 1.874 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2 \{A \ln \gamma + B\}. \quad (2.3)$$

Die Konstanten A und B berechnen sich auf einfache Weise aus M^2 und C und sind für die relevanten Gassorten in Tabelle 2.1 aufgeführt. Bemerkenswert an dieser Gleichung ist, daß sie für hochrelativistische Elektronen nur sehr schwach (logarithmisch) von deren Energie abhängt. Deshalb ist es in guter Näherung möglich, für konkrete Berechnungen einfach eine mittlere Betriebsenergie von ELSA einzusetzen (z.B. 2.3 GeV $\rightarrow \gamma = 4500$). Die für diese Energie berechneten Wirkungsquerschnitte sind ebenfalls in Tabelle 2.1 eingetragen. Die totale Zeitkonstante für die Ionisation berechnet sich aus den Zeitkonstanten für die einzelnen Molekülsorten gemäß:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_m \frac{1}{\tau_m}. \quad (2.4)$$

Berechnet man dies auf der Basis der Zeitdauern in Tabelle 2.1, so ergibt sich, daß die totale Zeitkonstante für die Ionenproduktion in **ELSA** bei 2.3 GeV kleiner als 60 ms ist, dabei wurde allerdings noch nicht berücksichtigt, daß auch Mehrfachionisation stattfinden kann. Wie in Kapitel 5 gezeigt wird, sind die Verweildauern von Ionen mit höherer Ladungszahl in Strahlhöhe allerdings durchschnittlich kleiner, weshalb Mehrfachionisation die Problematik etwas entschärft und deshalb hier außer Acht gelassen wird.

Konkrete Zeitdauern bis zum Erreichen eines bestimmten Neutralisierungsgrades $\eta := \frac{N_i}{N_e}$ (wobei N_i die Anzahl aller (eingefangener) Ionen und N_e die Anzahl der Elektronen ist) des Elektronenstrahles kann man nun gemäß

$$t = \eta B \tau_m = \frac{\eta B}{d_m \sigma_m \beta c} \quad (2.5)$$

berechnen (wobei B der Bunching Faktor, d.h. das Verhältnis aus Bucketabstand und Bunchlänge ist). Wie sich später zeigen wird, haben bereits Werte von einigen Prozent für η schädliche Auswirkungen auf die Strahlqualität. Diese Werte werden bei den Restgasdrücken in **ELSA** aber bereits nach einigen zehn Millisekunden erreicht (siehe Tabelle 2.1).

Molekülsorte	Massenzahl	$v_{\text{rms}}[\frac{m}{s}]$	$v_{\parallel}[\frac{m}{s}]$
H	1	$2.7 \cdot 10^3$	$3.7 \cdot 10^3$
H_2	2	$1.9 \cdot 10^3$	$2.6 \cdot 10^3$
H_2O	18	$0.7 \cdot 10^3$	$1.0 \cdot 10^3$
CO/N_2	28	$0.5 \cdot 10^3$	$0.7 \cdot 10^3$
CO_2	44	$0.4 \cdot 10^3$	$0.6 \cdot 10^3$

Tabelle 2.2: Geschwindigkeiten der thermischen Bewegung (Alle Werte gelten für $T = 450$ K, dies ist eine für den Speicherringbetrieb bei **ELSA** typische Temperatur der Vakuumkammer.)

2.2 Longitudinale Bewegung der Ionen

2.2.1 Thermische Bewegung

Die Verteilung der Geschwindigkeiten von Molekülen der Masse m aufgrund thermischer Bewegung in einem Gas der Dichte d_m bei einer Temperatur T ist gegeben durch die Boltzmann-Gleichung

$$dn = \frac{1}{2} d_m \sqrt{\frac{m^3}{2\pi^3 k^3 T^3}} e^{-\frac{m}{2kT}(v_x^2 + v_z^2 + v_s^2)} dv_x dv_z dv_s, \quad (2.6)$$

wobei $k = 8.6 \cdot 10^{-5} \frac{\text{eV}}{\text{K}}$ die Boltzmann-Konstante ist, die beiden transversalen Koordinaten mit x (horizontal) und z (vertikal) und die longitudinale Koordinate mit s bezeichnet wird. Diese Bezeichnung der Koordinaten wird im weiteren Verlauf der Arbeit so beibehalten werden.

Die mittleren Geschwindigkeiten und Schnelligkeiten für die verschiedenen Raumrichtungen findet man nun durch Integration der Boltzmann-Gleichung. Wegen der räumlichen Isotropie der thermischen Bewegung verschwinden zunächst die Mittelwerte der jeweiligen Geschwindigkeiten

$$\langle v_x \rangle = \langle v_z \rangle = \langle v_s \rangle = 0. \quad (2.7)$$

Ganz anders verhält sich die mittlere Schnelligkeit. Für die longitudinale Komponente (für Ionen also entlang der Strahlachse) erhält man hier:

$$v_{\parallel} = \langle |v_s| \rangle = \frac{1}{d_m} \int_{-\infty}^{+\infty} |v_s| \frac{dn}{dv_s} dv_s = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}}. \quad (2.8)$$

Für die mittlere kinetische Energie eines Ions erhält man schließlich die bekannte Formel:

$$E = \langle \frac{m}{2} v^2 \rangle = \frac{m}{2} v_{\text{rms}}^2 = \frac{3}{2} kT. \quad (2.9)$$

In Tabelle 2.2 sind für verschiedene Molekülsorten die thermischen Geschwindigkeiten aufgeführt.

Die Zeiten, die die Ionen benötigen, um aufgrund ihrer thermischen Bewegung eine Halbzelle von **ELSA** zu durchqueren (d.h. etwa 5 m zurückzulegen), liegen in der Größenordnung von einigen Millisekunden und sind damit kleiner als die Zeitkonstanten für die Ionisation des Restgases. Falls man also an festen Stellen des Ringes die vom Strahl eingefangenen Ionen wieder entfernen möchte, so genügt es zumindest in den Sektionen ohne Ablenkmagnete, die entsprechenden Einrichtungen im Abstand von etwa einer Halbzelle vorzusehen (siehe auch Abschnitt 4.3).

2.2.2 Potential des Elektronenstrahls

Der umlaufende Elektronenstrahl in **ELSA** erzeugt ein elektrisches Feld, welches auf die positiv geladenen Ionen attraktiv wirkt. Nimmt man in erster Näherung zunächst einmal einen runden (Radius σ), nicht gebunchten Strahl an, so ist sein elektrisches Feld und das resultierende Potential in einer ebenfalls runden Vakuumkammer (Radius R) gegeben durch¹:

$$E(r) = -\frac{I}{2\pi\epsilon_0\beta c} \begin{cases} \left(\frac{r}{\sigma^2}\right) & r \leq \sigma \\ \left(\frac{1}{r}\right) & r > \sigma \end{cases}, \quad (2.10)$$

$$U(r) = \frac{I}{2\pi\epsilon_0\beta c} \begin{cases} \left(\frac{r^2}{2\sigma^2} - \frac{1}{2} - \ln\left(\frac{R}{\sigma}\right)\right) & r \leq \sigma \\ -\ln\left(\frac{R}{r}\right) & r > \sigma \end{cases}. \quad (2.11)$$

Der resultierende Potentialverlauf ist in Abb. 2.2 für einen zirkulierenden Strahl von 100 mA in Abhängigkeit vom Verhältnis aus Kammerdurchmesser und Strahldurchmesser $\frac{R}{\sigma}$ gezeigt. Die so gewonnenen Daten kann man nun auch für einen gebunchten Strahl anwenden, da die Potentialform während des Vorbeifluges eines Bunches an einem Ion dieselbe ist wie im Falle des "coasting beam". Nur die Tiefe des Potentials muß modifiziert werden (mit B , dem Bunching-Faktor). Das zeitgemittelte Potential des gebunchten Elektronenstrahls entspricht sogar genau dem hier berechneten Potential und die Schwingungsfrequenzen der Ionen im Feld des Elektronenstrahles sind bei **ELSA** langsam im Vergleich zum Zeitabstand zweier Bunche, so daß sie mit dem zeitlich gemittelten Potential berechnet werden können. In Tabelle 2.3 sind die Potentialtiefen und maximalen Feldstärken des Strahlpotentials für **ELSA** berechnet und werden mit den Werten anderer Beschleuniger verglichen [Mic89].

Man sieht, daß die entsprechenden Werte für **ELSA** denen für **DORIS** sehr ähnlich sind, während **DELTA** eine auf niedrige Emittanzen hin optimierte Optik besitzt und mit wesentlich höheren Elektronenströmen betrieben werden soll, so daß dort die Potentialtiefe sehr viel größer als bei **ELSA** ist.

Die Fähigkeit des Strahles Ionen einzufangen, nimmt allerdings nicht einfach mit der Tiefe des Potentials zu. Um hierüber Aussagen zu erhalten sind genauere Analysen der transversalen Ionenbewegung notwendig, die in den nachfolgenden Abschnitten erfolgen werden.

Da die Strahldurchmesser entlang des Ringumfanges gemäß den β -Funktionen variieren und zudem auch Querschnittswchsel der Vakuumkammer auftreten, ändert sich auch die Tiefe des Potentials. Dadurch entstehen longitudinale Gradienten (elektrische Felder), die auf die Ionen beschleunigend wirken. So beträgt beispielsweise das Verhältnis von maximaler zu minimaler β -Funktion bei **ELSA** etwa $\frac{15m}{3m} = 5$, was zu einem Potentialunterschied von 5 V und bei einer Halbzellenlänge von 5 m zu einer mittleren Feldstärke in Strahlrichtung von $1\frac{V}{m}$ führt.² Die maximalen Geschwindigkeiten aufgrund dieser Beschleunigung liegen bei $3200\frac{m}{s}$ (für H), sind also größer als die thermischen Geschwindigkeiten. Dies bedeutet, daß in einer durch einen Querschnittswchsel des Vakuumsystems (z.B. Kickertank) verursachten Potentialmulde Ionen longitudinal eingefangen werden können. Dies sollte man für spätere Überlegungen zu Gegenmaßnahmen im Gedächtnis behalten.

¹Wie man leicht durch Lösung der Maxwellgleichungen mit diesen Randbedingungen sieht.

²Zwar ändern sich beide Strahldimensionen gegenläufig, es dominiert aber typischerweise die vertikale.

	ELSA	DELTA	DORIS
σ	1.5 mm	0.1 mm	1 mm
R	35 mm	20 mm	30 mm
I	50 mA	500 mA	100 mA
U_{\max}	-11 V	-173 V	-23 V
E_{\max}	$2 \frac{\text{V}}{\text{mm}}$	$300 \frac{\text{V}}{\text{mm}}$	$6 \frac{\text{V}}{\text{mm}}$

Tabelle 2.3: Potentialtiefen bei verschiedenen Beschleunigern

2.2.3 Einfluß von Magnetfeldern

Die Bewegung eines geladenen Teilchens in einem homogenen Magnetfeld (z.B. eines Dipolmagneten) ist die sogenannte Zyklotronbewegung. Bei der Analyse dieser Bewegung kann man die Geschwindigkeit \vec{v} des Ions in zwei Komponenten zerlegen:

$$\begin{aligned} \vec{v}_{\parallel} & \quad \text{parallel zu } \vec{B}, \\ \vec{v}_{\perp} & \quad \text{senkrecht zu } \vec{B}, \end{aligned}$$

wobei natürlich $v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 = v^2$ gilt. Die Komponente v_{\parallel} wird vom Magnetfeld nicht beeinflusst, während die auf dem Magnetfeld senkrecht stehende Geschwindigkeitskomponente für eine Kraft sorgt:

$$m \frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = q\vec{v}_{\perp} \times \vec{B}. \quad (2.12)$$

Diese Kraft führt zu einer Kreisbewegung (bzw. unter Berücksichtigung der unveränderten parallelen Komponente \vec{v}_{\parallel} zu einer Spiralbewegung) mit der (nichtrelativistisch, was für die Ionen aber gegeben ist) von der Geschwindigkeit unabhängigen Frequenz:

$$\omega_c = \frac{qB}{m}. \quad (2.13)$$

ω_c nennt man die Zyklotronfrequenz.

Die longitudinale Bewegung geladener Teilchen aufgrund ihrer thermischen Energie bzw. der Potentialdifferenzen wird durch die Zyklotronbewegung in Dipolen verhindert, da die entsprechenden Bewegungskomponenten senkrecht zum Magnetfeld stehen, also in eine Kreisbewegung (mit sehr kleinem Kreisradius) übergehen. Ist im Dipol aber zusätzlich ein zum Magnetfeld senkrecht elektrisches Feld vorhanden, so ändert sich die Situation. Der Elektronenstrahl verursacht – wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben – solche elektrischen Felder. Dies führt zu der sogenannten $E \times B$ -Drift. Dabei heben sich im Gleichgewichtsfall die elektrische Kraft $q\vec{E}$, die der Elektronenstrahl auf die Ionen ausübt, und die magnetische Kraft $q \cdot \vec{v}_{\perp} \times \vec{B}$ aufgrund des Magnetfeldes gerade auf (d.h. $v_{\perp} = \frac{E}{B}$). Die zu diesem Gleichgewicht gehörende Geschwindigkeit ist für schwache elektrische und starke Magnetfelder (was in Dipolen bei typischen Elektronenströmen gegeben ist) kleiner als Lichtgeschwindigkeit und man kann zeigen, daß sie in diesem Fall aufgrund der Beschleunigung durch das elektrische Feld immer erreicht wird [Bac94].

Die Komponente der elektrischen Feldstärke senkrecht zum Magnetfeld der Dipole kann aufgrund Gleichung (2.10) für die Parameter von **ELSA** errechnet werden. Sie verschwindet im Zentrum des Strahles (hier gibt es also auch keine $E \times B$ -Drift) und hat verschiedene Vorzeichen für die beiden horizontalen Strahlränder (\Rightarrow verschiedene Driftrichtung der Ionen). Der maximale Betrag der Feldstärke senkrecht zur Strahlrichtung liegt bei **ELSA** (50 mA, 2.3 GeV) bei etwa $2 \frac{\text{V}}{\text{mm}}$ was zu einer maximalen Driftgeschwindigkeit von $3300 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ führt. Dies ist wiederum die

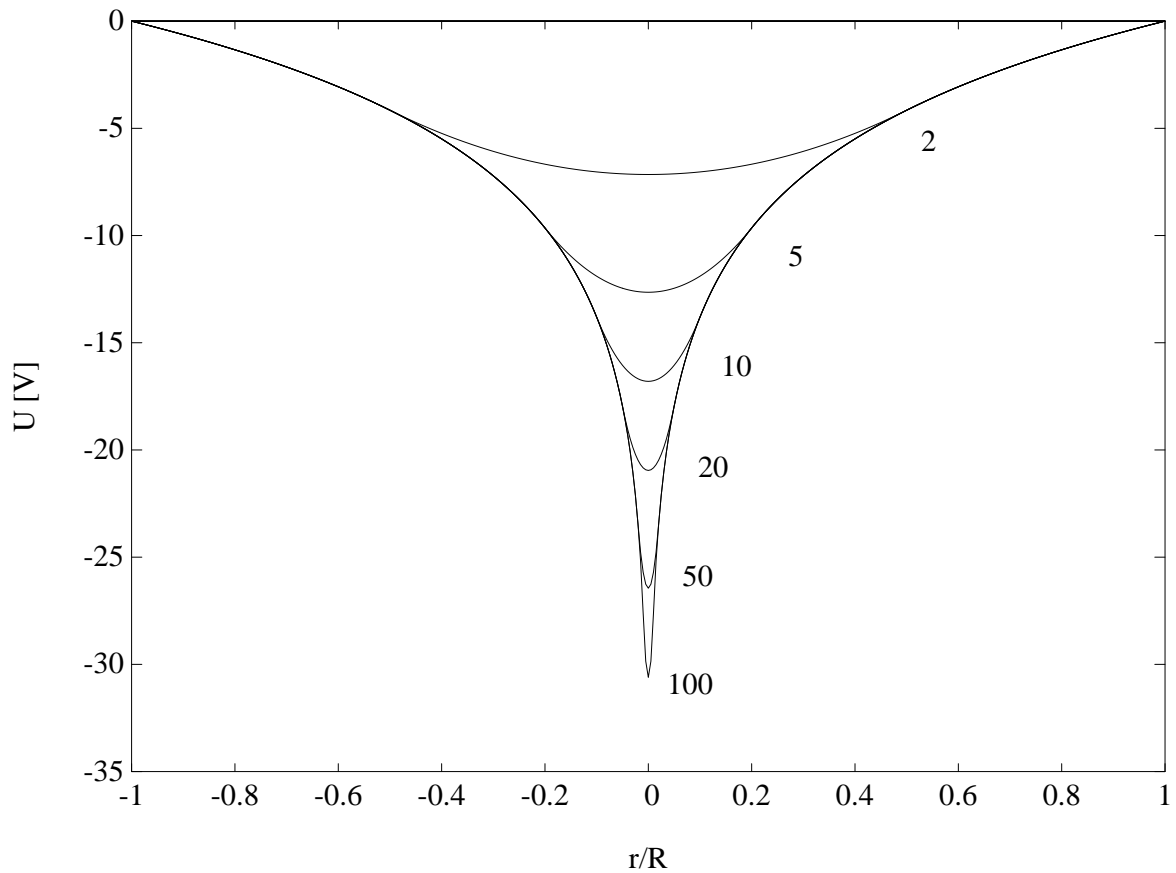


Abbildung 2.2: Verlauf des durch den Elektronenstrahl verursachten Potentials für verschiedene Verhältnisse $\frac{R}{\sigma}$ ($I = 100 \text{ mA}$)

gleiche Größenordnung wie sie in den beiden vorausgegangenen Abschnitten berechnet wurde. Alles dort gesagte gilt also sinngemäß weiterhin.

Die Einflüsse von Gradientenfeldern (Quadrupole, Endfelder) die allgemein z.B. als magnetische Spiegel wirken können (Umkehr der Bahn geladener Teilchen) sind bei **ELSA** vernachlässigbar.

2.3 Transversale Bewegung der Ionen im Feld eines gebunchten Strahles

2.3.1 Homogene Füllung des Speicherringes

Bei einem gebunchten Strahl ist die transversale Ionenbewegung etwas schwieriger zu beschreiben als im Fall des "coasting beam" mit dem zeitunabhängigen Potential. Die Ionen erfahren zwar weiterhin während der Passage des Bunches eine fokussierende (d.h. eine zur Strahlachse hin gerichtete) Kraft, während der restlichen Zeit aber bewegen sie sich geradlinig weiter.³ Die

³Dies ist natürlich nur eine Näherung, denn ein einzelnes Ion erfährt durch die abstoßende Wirkung aller anderen Ionen eine defokussierende Kraft; dies soll hier zunächst aber vernachlässigt werden.

adäquate mathematische Beschreibung ist zumindest in einer linearen Näherung die Matrixrepräsentation⁴ im zweidimensionalen Phasenraum, gebildet durch die Orts- und Winkelkoordinaten der Ionen. Der Vorbeiflug eines Bunches an einem sich sehr viel langsamer bewegenden Ion, das deshalb als ortsfest angenommen wird, kann durch eine fokussierende Matrix beschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \alpha & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

wobei die „Fokussierstärke“ α des Bunches in der vertikalen Ebene gegeben ist durch:

$$\alpha = \frac{\Delta \dot{z}}{z} = -\frac{N_e}{n} \frac{4r_p c}{b(a+b)} \frac{Q}{A}. \quad (2.15)$$

Dabei ist

$$\begin{aligned} \frac{N_e}{n} &: \frac{\text{Anzahl der Elektronen}}{\text{Anzahl der Bunche}}, \\ r_p &: \text{klassischer Protonenradius} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_p c^2} = 1.54 \cdot 10^{-18} m, \\ c &: \text{Lichtgeschwindigkeit}, \\ a, b &: \text{horizontaler, bzw. vertikaler Strahlradius} = \sqrt{2}\sigma_{x,z}, \\ \frac{Q}{A} &: \frac{\text{Ladungszahl}}{\text{Massenzahl}} \text{ des Ions.} \end{aligned}$$

Analog kann die Zeit zwischen der Passage zweier Bunche wie eine Driftstrecke beschrieben werden:

$$\begin{pmatrix} 1 & \Delta t \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.16)$$

Dabei ist Δt der Zeitabstand zweier Bunche (bei **ELSA** ist $\Delta t = \frac{548 \text{ ns}}{274} = 2 \text{ ns}$)

Die Bedingung für eine stabile (eingefangene) Bewegung des Ions im Feld des Elektronenstrahles ist nun, daß die Schwingungsamplitude des Ions beschränkt bleibt. Dies ist äquivalent zur Bedingung, daß der Betrag der Spur der resultierenden Matrix für einen Periodizitätszyklus der Kraft (bei homogener Füllung also die Spur des Produktes aus einer fokussierenden und einer Driftmatrix) kleiner gleich 2 sein muß. Dies führt bei gegebenen Strahlparametern zu einer Bedingung für das Verhältnis von Masse und Ladung eines Ions. Man erhält eine Grenze, die sogenannte kritische Masse, oberhalb derer die Ionenbewegung im Feld des Strahles stabil ist. Alle Ionen mit größeren Massen können also vom Elektronenstrahl eingefangen werden:

$$\frac{A_{\text{kritisch}}}{Q} = \frac{N_e r_p}{n} \frac{2\pi R}{\beta b^2 \left(1 + \frac{a}{b}\right)}. \quad (2.17)$$

Dabei ist $2\pi R$ der Ringumfang. In Abbildung 2.3 ist die Abhängigkeit der kritischen Masse vom vertikalen Strahldurchmesser dargestellt. Dabei wurde zur Berechnung des horizontalen Strahldurchmessers die natürliche Emittanz herangezogen. Man sieht, daß die kritische Masse für eine homogene Füllung bei **ELSA** immer kleiner als eine Protonenmasse ist. Dies heißt, daß alle Ionensorten vom Strahl eingefangen werden können.

Bemerkenswert ist, daß im Nenner des Ausdrucks für die kritische Masse die Strahldimension der betrachteten Ebene (hier also der vertikalen) quadratisch auftaucht, die der jeweils anderen

⁴in Analogie zur dünnen Linsennäherung der geometrischen Optik

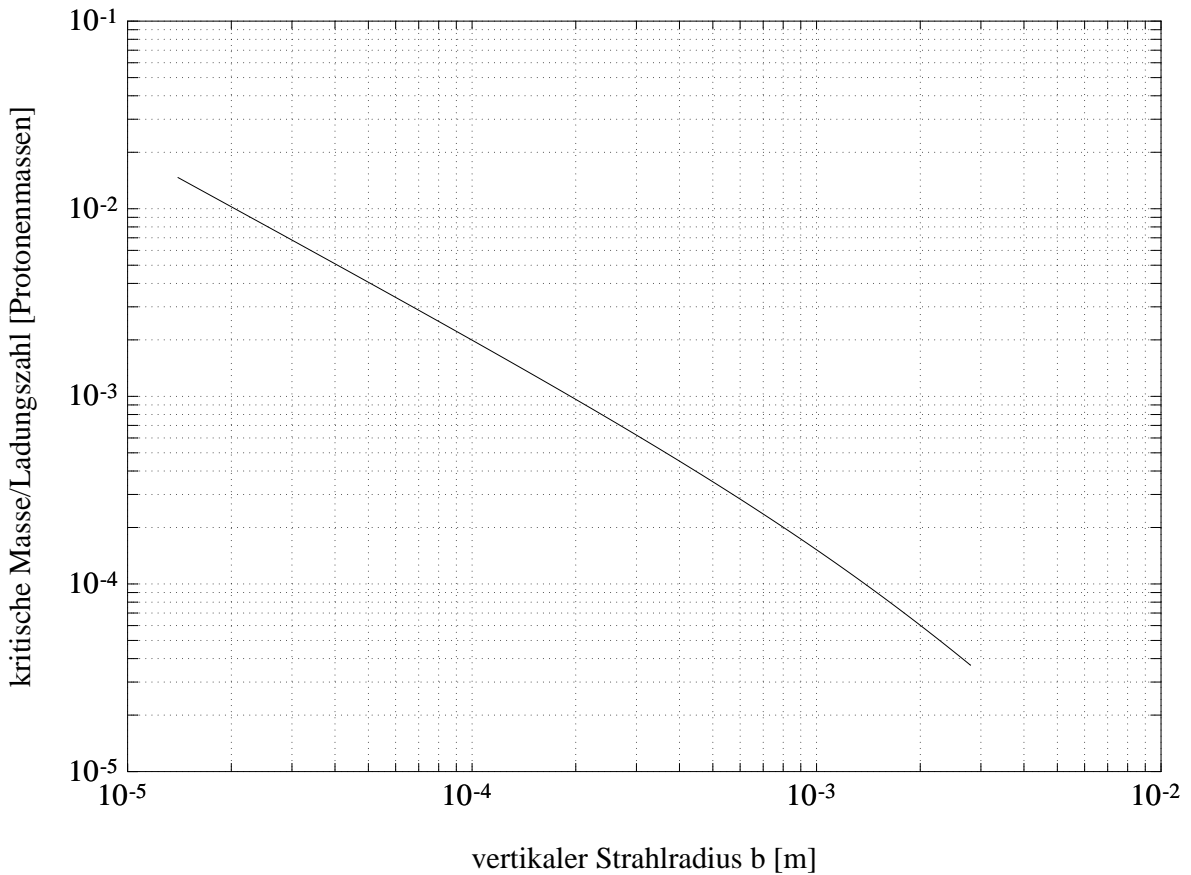


Abbildung 2.3: Kritische Masse in Abhängigkeit vom vertikalen Strahlradius für einen Elektronenstrom von 50 mA und einen horizontalen Strahlradius von $a = 2.8$ mm, entsprechend der natürlichen Emittanz von $0.46 \cdot 10^{-6} \pi$ m rad und einer mittleren β -Funktion von 8 m (Werte für 2.3 GeV)

Ebene aber nur linear. Elektronenbeschleuniger besitzen aufgrund der Tatsache, daß Anregung durch Synchrotronlichtabstrahlung nur an Orten mit Dispersion, also in der horizontalen Ebene, Dämpfung aber in beiden Ebenen stattfindet, einen sogenannten "flat beam", d.h. einen vertikal sehr viel kleineren Strahl (im Idealfall verschwindender Kopplung zwischen den Ebenen ist der vertikale Strahldurchmesser sogar null). Deshalb sind die errechneten kritischen Massen für die Bewegung in der vertikalen Schwingungsebene größer, d.h. mehr Ionen sind vom Einfang durch den Strahl ausgeschlossen. Die Analyse der horizontalen Bewegung braucht somit nicht durchgeführt werden, was einen positiven Nebeneffekt besitzt: Die Magnetfelder der Dipole sind (außer in den Endfeldern) vertikal und können deshalb bei der Analyse der vertikalen Ionenbewegung außer Acht gelassen werden (was nicht mehr möglich wäre, wenn man auch die horizontale Bewegung betrachten müßte).⁵

⁵Eine Berücksichtigung der Dipolfelder würde qualitativ zu einer weiteren Absenkung der kritischen Masse führen, was eine zusätzliche Rechtfertigung dafür ist, die horizontale Bewegung zu vernachlässigen.

2.3.2 Ungleichmäßige Füllung

In realen Beschleunigern gibt es immer kleine Schwankungen in der Elektronendichte zwischen den einzelnen gefüllten Buckets. Zudem bietet **ELSA** die Möglichkeit, durch gezielte Korrektur der Füllstruktur [Goe95] [Pic95] beispielsweise nur ein Drittel des Speicherringes zu füllen. In diesen Fällen ist die Betrachtung im vorausgegangenen Abschnitt zu stark vereinfacht. Es genügt nicht mehr, die Matrix für eine Bunchpassage und eine Driftstrecke zu multiplizieren, stattdessen ist die Kraft, die der Strahl auf ein Ion ausübt erst nach einem kompletten Umlauf periodisch. Deshalb müssen die individuellen Matrizen aller umlaufenden Bunche mit allen Driftmatrizen für die Zwischenräume multipliziert werden und erst dann kann die Spur gebildet werden, mit der man dann die Stabilitätsaussage erhält. Da **ELSA** mit einer Harmonischenzahl von 274 (entsprechend 500 MHz) betrieben wird, müssen also zunächst 548 Matrizen multipliziert werden.

Auch das Ergebnis der Stabilitätsanalyse ist nun nicht mehr so einfach, da sich als Spur das Inverse eines Polynoms vom Grad der Harmonischenzahl ergibt. Es existiert also keine einzelne kritische Masse mehr, sondern stattdessen viele „Inseln der Stabilität“, d.h. Bereiche von Ionenmassen, in denen ein Einfang stattfinden kann. Um die Abhängigkeit dieser Bereiche von den verschiedenen Strahlparametern zu untersuchen, wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein Computerprogramm erstellt, das auch die später diskutierten nichtlinearen Effekte mitberechnen kann. Es verfügt zusätzlich über die Möglichkeit, sich an die Datenbank des neuen **ELSA**-Kontrollsystems [Goe95][Pic95] anzukoppeln, und so während des Betriebes Berechnungen für die aktuellen Strahleigenschaften durchzuführen (umlaufender Strom, Füllstruktur, Optikeinstellungen, Emittanz, ...). Die Bedienungsoberfläche dieses Programmes basiert auf dem X11-Standard. Die Eingabe von Befehlen und Berechnungsparametern erfolgt graphisch und für die Darstellung der Ergebnisse wird das „Gnuplot“-Programm genutzt. Eine Ausgabe kann sowohl auf dem Bildschirm, als auch auf einem Drucker erfolgen. Die Oberfläche des Programmes ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Die Benutzung des Programmes und Ergebnisse der Simulationen werden ausführlich in Kapitel 5 behandelt werden.

2.3.3 Einfluß bereits eingefangener Ionen

In den beiden vorangegangenen Abschnitten wurde die Zeit zwischen dem Vorbeiflug zweier Bunche durch eine Driftstrecke angenähert. Sobald der Strahl Ionen eingefangen hat, beginnt diese Näherung schlechter zu werden, da die eingefangenen Ionen eine zusätzliche abstoßende (also defokussierende) Kraft auf alle anderen Ionen bewirken, die dem anziehenden (fokussierenden) Einfluß der Bunche entgegenwirkt. In der Matrix-Notation kann man dies berücksichtigen, indem man statt einer Driftmatrix die Matrix für eine dicke Linse verwendet, die der Defokussierung Rechnung trägt [Bac80]:

$$\begin{pmatrix} \cosh(g\Delta t) & \frac{1}{g} \sinh(g\Delta t) \\ g \sinh(g\Delta t) & \cosh(g\Delta t) \end{pmatrix}, \quad (2.18)$$

wobei Δt wiederum die Zeit zwischen zwei Bunchpassagen und g der (lokale) Gradientenparameter des durch die Ionen verursachten elektrischen Feldes ist:

$$g^2 = \frac{e}{Am_p} \frac{\partial E}{\partial z}. \quad (2.19)$$

Dabei sind die gleichen Bezeichnungen wie in den vorausgegangenen Kapiteln benutzt. E ist hier der Betrag der Feldstärke des durch die bereits eingefangenen Ionen verursachten elektrischen Feldes.

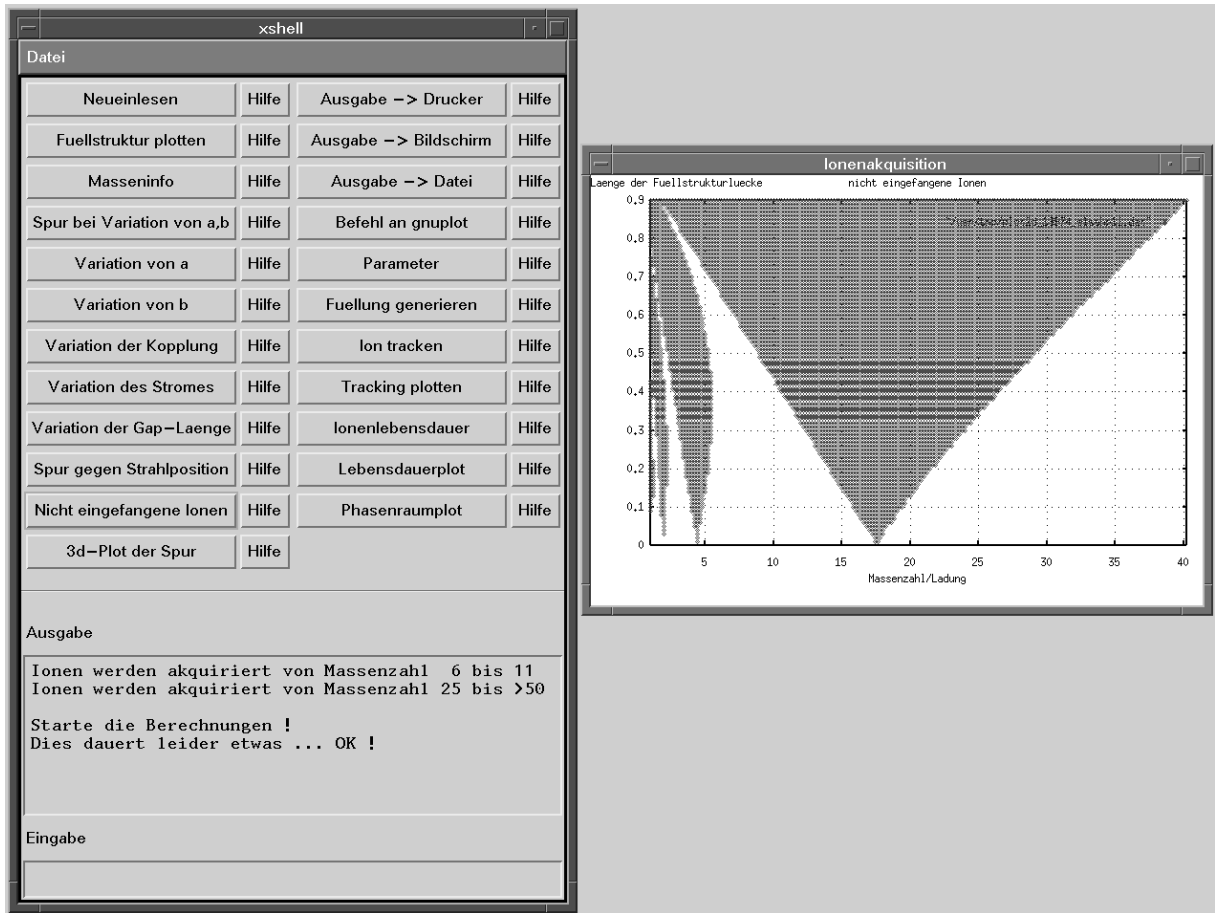


Abbildung 2.4: Bedienungsfläche des Simulationsprogrammes

Qualitativ sorgt die Berücksichtigung dieses Zusatztermes bei kleinen Neutralisierungsgraden für eine Absenkung der kritischen Masse. Sobald also eine (schwerere) Ionensorte vom Elektronenstrahl eingefangen wird, besteht die Möglichkeit, daß auch leichtere Ionensorten stabile Schwingungen im Feld des Strahles ausführen können. Falls solche Ionen vorhanden sind, werden sie also eingefangen. Dieser Prozeß bricht entweder irgendwann ab (Abstand zwischen zwei Ionensorten zu groß im Vergleich zur Absenkung der kritischen Masse), kann sich aber auch durchaus bis zum Wasserstoff als dem leichtesten Ion fortsetzen (wenn viele verschiedene Ionensorten mit nur knapp auseinanderliegenden Massen im Restgasspektrum vorkommen). In der englischsprachigen Literatur wird dieser Effekt als "ion ladder" bezeichnet. Deshalb ist bei der Interpretation der Simulationsergebnisse, die mittels der Formeln aus dem vorangegangenen Kapitel gewonnen wurden, zunächst einmal Vorsicht angesagt.

Bei großen Neutralisierungsgraden überwiegt irgendwann die defokussierende Kraft und der Strahl fängt keine weiteren Ionen mehr ein. Es ist allerdings nicht sinnvoll, diese Grenze hier zu errechnen, da in realen Situationen bereits bei Neutralisierungsgraden von einigen Prozent die Amplitude der Ionenbewegung durch andere Effekte so anwächst, daß sie auf die Kammerwand treffen. Diese Vorgänge werden in Abschnitt 3.4 detailliert beschrieben werden. Der Einfluß solch „kleiner“ Ionenanzahlen auf die übrigen Ionen ist aber vernachlässigbar.

2.4 Nichtlinearitäten der Bewegung

Die Kraft, die ein Bunch auf ein Ion ausübt ist in der Realität hochgradig nichtlinear. Deshalb sind die Rechnungen der vorangegangenen Abschnitte nur als Näherungen zu verstehen, die zu einfachen Formeln führen (und zumindest in Bezug auf kritische Massen bei der Akkumulation von Ionen relativ gute Ergebnisse liefern). Allerdings können sie natürlich nicht alle auftretenden Effekte erklären. Beim Verständnis der Wirkungsweise der Methode zur Entfernung eingefangener Ionen aus dem Strahl durch resonante Anregung wird der nichtlineare Charakter der Kräfte beispielsweise eine entscheidende Rolle spielen.

Andererseits sind Trackingstudien (d.h. die schrittweise Verfolgung einer Teilchentrajektorie) in der heutigen Zeit aufgrund schneller Computer keine Schwierigkeit mehr. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit auch eine Analyse der Ionenbewegung im Feld des Strahles unter Berücksichtigung nichtlinearer Kraftkomponenten durchgeführt, mit dem Ziel, genauere Angaben über die Lebensdauer verschiedener Ionensorten im Potential des Strahles zu erhalten.

Für diese Rechnungen wurde angenommen, daß die transversale Ladungsverteilung der Elektronen in einem Bunch gaußförmig ist:

$$\rho(x, z) = -\frac{N_e}{n} \frac{e}{2\pi\sigma_x\sigma_z} e^{-\left(\frac{x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right)}. \quad (2.20)$$

Dann wird die Geschwindigkeitsänderung, die ein Ion bei der Passage eines Bunches erfährt, durch

$$\begin{pmatrix} \Delta\dot{x} \\ \Delta\dot{z} \end{pmatrix} = \frac{N_e Q}{n A} r_p c \sqrt{\frac{2\pi}{(\sigma_x^2 - \sigma_z^2)}} \cdot \begin{pmatrix} -\text{Re} \\ \text{Im} \end{pmatrix} \left\{ W \left[\frac{x + iz}{\sqrt{2(\sigma_x^2 - \sigma_z^2)}} \right] - W \left[\frac{x \frac{\sigma_z}{\sigma_x} + iz \frac{\sigma_x}{\sigma_z}}{\sqrt{2(\sigma_x^2 - \sigma_z^2)}} \right] e^{-\left(\frac{x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right)} \right\} \quad (2.21)$$

beschrieben [Gyg87]. Dabei ist $W[y] = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-t^2} dt$ die komplexe Fehlerfunktion und alle anderen Bezeichnungen sind analog zu den vorausgegangenen Abschnitten gewählt. Der resultierende Verlauf für $\Delta\dot{x}$ ist in Abb. 2.5 zu sehen.

Die einzelnen Terme werden für $\sigma_x = \sigma_z = \sigma$ singulär, aber durch den Grenzübergang vereinfacht sich die Formel wesentlich und man erhält für einen runden Strahl:

$$\begin{pmatrix} \Delta\dot{x} \\ \Delta\dot{z} \end{pmatrix} = -\frac{N_e}{n} 4r_p c \frac{Q}{A} \begin{pmatrix} x \\ z \end{pmatrix} \frac{1 - e^{-\left(\frac{x^2+z^2}{2\sigma^2}\right)}}{x^2 + z^2} \quad (2.22)$$

Betrachtet man nun Gleichung (2.21) nahe dem Zentrum des Elektronenstrahles und führt eine Linearisierung durch, so erhält man Gleichung (2.15) zurück (unter Berücksichtigung von $a = \sqrt{2}\sigma_x, b = \sqrt{2}\sigma_z$).

Da Real- bzw. Imaginärteil der Fehlerfunktion auch Mischterme des Real- und Imaginärteils des Argumentes enthalten, ist die Bewegung in den beiden transversalen Ebenen nicht mehr entkoppelt. Zudem hängt eine Teilchentrajektorie stark von ihren Startwerten ab. Deshalb müssen zum Studium der nichtlinearen Ionenbewegung sogenannte Trackingrechnungen durchgeführt werden. Dabei berechnet man die Bahn der Teilchen stückweise. Das Resultat solcher Berechnungen sind nicht mehr Aussagen von der Art, daß sich eine Ionensorte stabil oder instabil im Feld des Strahles bewegt, sondern statistische Aussagen über die „Verweilzeit“ der einzelnen Ionensorten im Strahlpotential in Abhängigkeit von Startwerten der Bewegung. Die Ergebnisse werden in Kapitel 5 vorgestellt und besprochen werden.

Feld eines gaussförmigen Bunches

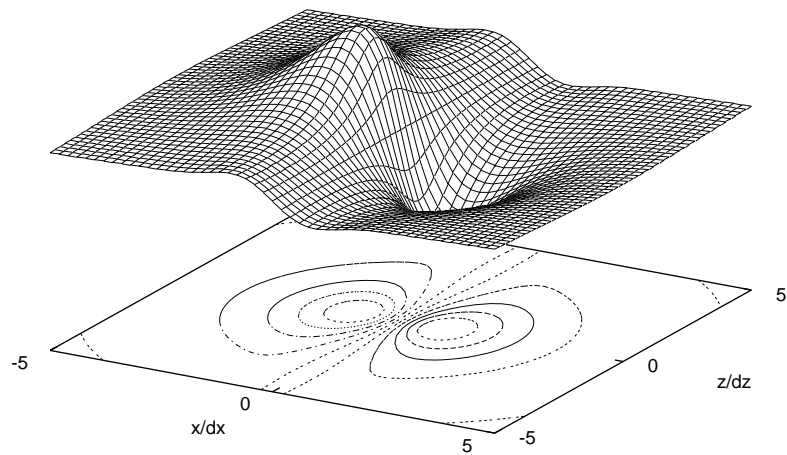


Abbildung 2.5: $\Delta \dot{x} \propto \vec{E} \cdot \vec{e}_x$ im Abhängigkeit von den transversalen Koordinaten des Ions ($\sigma_x = 3\sigma_z$)

Kapitel 3

Auswirkungen des Ioneneinfangs

3.1 Lokale Vakuumdruckerhöhung

Vom Elektronenstrahl eingefangene Ionen können durch die Vakuumpumpen nicht aus dem Potential des Strahles entfernt werden. Da zudem ständig durch Desorption aus der Vakuumkammer neue Restgasmoleküle gebildet werden, ist der Gesamtdruck des ungeladenen Restgases unabhängig von den vom Strahl eingefangenen Ionen. Somit addieren sich deren Partialdrücke zu denen des ungeladenen Restgases hinzu. Die Ionen nehmen über die Restgasstreuung Einfluß auf die Lebensdauer des Strahles und können durch Mehrfachstreuung auch zu einer Erhöhung der Emittanz führen [Zie89]. Zur Abschätzung der Größe dieser Effekte kann man die relative Dichte (bzw. den entsprechenden Druck) der Ionenwolke im Vergleich zu der des Restgases berechnen.

Die mittlere Dichte eines Elektronenstrahles ist gegeben durch:

$$d_e = \frac{I}{e\beta c} \frac{1}{\pi ab}. \quad (3.1)$$

Multiplizieren mit dem Neutralisierungsfaktor η ergibt die Ionendichte:

$$d_i = \eta d_e = \eta \frac{I}{e\beta c} \frac{1}{\pi ab}. \quad (3.2)$$

Den dazu gehörenden Druck kann man mittels

$$P \text{ [hPa]} = 4.0 \cdot 10^{-23} d \text{ [m}^{-3}] \quad (3.3)$$

errechnen.

Einsetzen typischer Parameter von **ELSA** (50 mA, 2.3 GeV $\Rightarrow ab \approx 2 \text{ mm}^2$) liefert einen „Ionendruck“ von $P_i = 1.3 \cdot 10^{-9} \text{ hPa}$ bei 10 % Neutralisation. Dies ist im Vergleich zum mittleren Druck des ungeladenen Restgases von $5 \cdot 10^{-8} \text{ hPa}$ vernachlässigbar. Sollte allerdings in Zukunft das Vakuumsystem von **ELSA** verbessert werden, so kann dieser Effekt deutlich an Relevanz gewinnen.

3.2 Inkohärente Arbeitspunktverschiebung

Die vom Strahl eingefangenen Ionen verursachen ein elektrisches Feld, das fokussierend auf den Elektronenstrahl wirkt. Somit sorgen sie (analog zur Auswirkung von Raumladungseffekten

[Sch95]) für eine Verschiebung des inkohärenten Arbeitspunktes¹ und zusätzlich für eine Arbeitspunktstreuung. Die Verschiebung des Arbeitspunktes ist insofern inkohärent, als sie für alle Elektronen des Strahles verschieden ist. Dies liegt daran, daß die Wirkung der Ionen z.B. von der Amplitude der Betatronbewegung des Elektrons abhängt. Ein Elektron mit verschwindender Schwingungsamplitude erfährt durch eine zur Strahlachse konzentrische Ionenwolke keine Kraft und damit auch keine Verschiebung seines inkohärenten Arbeitspunktes. Elektronen mit großen Bewegungsamplituden erfahren hingegen eine deutliche Verschiebung. Eine Berechnung der maximalen Arbeitspunktverschiebung gibt deshalb gleichzeitig auch die Streuung der inkohärenten Arbeitspunkte wieder.

Da es sich bei den Arbeitspunktverschiebungen um kleine Störungen der normalen Betatronbewegung handelt, kann man sie mit Hilfe von

$$\Delta Q_{x,z} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi R} \beta_{x,z}(s) \Delta k_{x,z}(s) ds \quad (3.4)$$

berechnen [Ros94]. Nimmt man an, daß die transversale Verteilung der Ionen derjenigen der Elektronen (siehe Gleichung 2.20) entspricht, so erhält man als mittlere Arbeitspunktverschiebung:

$$\Delta Q_{x,z} = \frac{r_e}{\gamma} \int_0^{2\pi R} \frac{\beta_{x,z}(s) d_i(s)}{1 + \sqrt{\frac{\epsilon_{x,z} \beta_{x,z}(s)}{\epsilon_{z,x} \beta_{z,x}(s)}}} ds, \quad (3.5)$$

wobei $\epsilon_{x,z}$ die horizontalen bzw. vertikalen Emittanzen, $d_i(s)$ die lokale Ionendichte, $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} = 2.82 \cdot 10^{-15} m$ der klassische Elektronenradius und $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ der Lorentzfaktor ist.

Da in realen Situationen die Dichteverteilung der Ionen um den Ring nicht ausreichend bekannt ist, schätzt man obiges Integral durch Verwendung von über den Ringumfang gemittelten Größen ab. Damit erhält man:

$$\Delta Q_x = r_e \frac{1}{\gamma} \frac{R}{Q_x} \frac{\eta N_e}{\pi a(a+b)},$$

$$\Delta Q_z = r_e \frac{1}{\gamma} \frac{R}{Q_z} \frac{\eta N_e}{\pi b(a+b)}, \quad (3.6)$$

$$(3.7)$$

wobei R der mittlere Ringradius, η der Neutralisierungsgrad, N_e die Anzahl der Elektronen des Strahles und a, b der mittlere horizontale bzw. vertikale Strahlradius ist.

Da bei einem Elektronenspeicherring gewöhnlich die vertikale Emittanz deutlich kleiner als die horizontale ist, ist die Verschiebung und Streuung des vertikalen Arbeitspunktes wesentlich größer als die des horizontalen. Für Betrachtungen der Stabilität eines Elektronenstrahles genügt es deshalb, die vertikale Arbeitspunktverschiebung zu untersuchen.

Für typische Strahlparameter des Speicherringmodus an **ELSA** ($Q_z = 4.56$, $E = 2.3$ GeV $\Rightarrow \gamma = 4500$, $a = 2.4$ mm, $b = 0.8$ mm, $I = 50$ mA $\Rightarrow N_e = 1.7 \cdot 10^{11}$) ergibt sich der sehr einfache Zusammenhang:

$$\Delta Q_z \approx 0.1 \cdot \eta. \quad (3.8)$$

¹Der inkohärente Arbeitspunkt ist die Anzahl der Betatronschwingungen in einen Umlauf für ein einzelnes Teilchen, während der kohärente Arbeitspunkt die entsprechende Größe für die Schwingung des Strahlschwerpunktes ist.

Dies bedeutet aber, daß bereits für Neutralisierungsgrade von etwa zehn Prozent die Arbeitspunktstreuung Werte erreicht, bei denen einzelne Teilchen durch Betatronresonanzen verloren gehen.² Ist zusätzlich der Neutralisierungsgrad nicht zeitlich konstant (was bei **ELSA**, wie später gezeigt wird, der Fall ist), so kann die dann ebenfalls zeitlich veränderliche Arbeitspunktstreuung das Tastverhältnis eines mittels Betatronresonanz extrahierten externen Strahls verschlechtern (durch Aufprägen einer Zeitstruktur im Zeitbereich der Ionisierungszeiten des Restgases also von einigen 10 ms). Dies wurde vom Experiment SAPHIR im Nachbeschleunigungsmodus mit Extraktionszeiten von etwa einer Minute bei einer Strahlenergie von 2.2 GeV auch tatsächlich beobachtet.

Zudem stellt die Streuung der inkohärenten Arbeitspunkte schon bei kleinen Neutralisierungsgraden ein wesentliches Problem für die Beschleunigung polarisierter Elektronen dar. Dies liegt daran, daß die intrinsischen Depolarisationsresonanzen ebenfalls Einteilcheneffekte sind und somit von den inkohärenten Arbeitspunkten abhängen. Deshalb müßten zur Vermeidung einer Depolarisation größere Arbeitspunktsprünge beim Durchqueren der Resonanzen während einer Energierampe durchgeführt werden. Einerseits sind aber schnell gepulste Quadrupole mit entsprechenden Amplituden technisch schwierig zu realisieren, andererseits sind auch die Stabilitätsbereiche im Arbeitspunktdiagramm von beschränkter Größe, so daß eine Erhöhung der Sprungamplituden voraussichtlich zu vergrößerten Strahlverlusten führt.

Messungen zur tatsächlichen Größenordnung der inkohärenten Arbeitspunktverschiebungen und Streuungen können leider nur schwer durchgeführt werden. Dies liegt daran, daß üblichen Arbeitspunktmessungen mit einem ortsauflösenden Detektor nur die Lage des Strahlschwerpunktes und damit der kohärente Arbeitspunkt zugänglich ist. Eine Abschätzung wäre einzig über eine Vermessung der Breite von Betatronresonanzen oder intrinsischer Depolarisationsresonanzen möglich. Bei solchen Messungen spielen aber auch noch andere Effekte wie die transversale Phasenraumverteilung des Elektronenstrahles eine Rolle, so daß sie mit großen Unsicherheiten behaftet wären und deshalb im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt wurden.

3.3 Phasenraumkopplung

Im Abschnitt 2.4 über nichtlineare Effekte in der Ionenbewegung wurde bereits eine exakte Formel für die Wechselwirkung zwischen einer ausgedehnten (doppelt gaußförmigen) Ladungsverteilung und einem geladenen Teilchen angegeben. Diese Gleichung (2.21) gilt natürlich umgekehrt auch für die Rückwirkung der Ionen auf den Strahl.³ Wichtig ist, daß die Gleichung in beiden Komponenten beide Ortskoordinaten enthält, also beispielsweise die Kraft in horizontaler Richtung auf ein Elektron sowohl von dessen horizontaler als auch vertikaler Position abhängt. Dies sorgt dafür, daß die Bewegung in den beiden transversalen Ebenen nicht mehr entkoppelt ist.

Daraus folgt nun, daß die vertikale Ausdehnung des Strahles, die für eine völlig ungekoppelte Bewegung sogar verschwände, wesentlich zunehmen kann. Dieser Effekt wurde bei **ELSA** beobachtet. Die entsprechenden Messungen werden im Kapitel 6 besprochen werden. Durch die zusätzliche Phasenraumkopplung können auch sogenannte Koppelresonanzen verstärkt werden. Dies sind Resonanzen, bei denen die Kombination aus horizontalem und vertikalem Arbeitspunkt die folgende Bedingung

$$k \cdot Q_x + l \cdot Q_z = m \quad (3.9)$$

²Da Betatronresonanzen Einteilcheneffekte sind, hängen sie von den inkohärenten Arbeitspunkten der einzelnen Teilchen ab.

³Da die transversale Verteilung der Ionen ebenfalls gaußförmig ist.

erfüllt. Dabei sind k, l und m ganze Zahlen und die Summe $|k| + |l|$ nennt sich Ordnung der Resonanz. Koppelresonanzen treten in **ELSA** nicht nur durch Ioneneffekte auf, da auch Aufstellfehler (Verkipnungen) von Quadrupolen zu Kopplungen der transversalen Phasenräume führen. Da in **ELSA** keine (absichtlich) verkippten Zusatzquadrupole vorhanden sind, mit denen man solche Störungen kompensieren könnte, sind deshalb Phasenraumkopplungen dauerhaft vorhanden [Goe95]. Die Koppelresonanzen wirken sich im Speicherringbetrieb störend aus, da sie (bis etwa zur fünften Ordnung) durchaus stark genug sind, um die Lebensdauer des Strahles um eine Größenordnung zu reduzieren. Messungen im Rahmen dieser Arbeit haben gezeigt, daß die Stärke der Resonanzen derzeit durch ioneninduzierte Effekte nur unwesentlich anwächst. Sollten in Zukunft jedoch Anstrengungen unternommen werden, die Phasenraumkopplung durch Magnetfehler in **ELSA** mittels Kompensationsquadrupolen zu verringern, um damit die vertikalen Emittanzen zu verringern, so werden die Ioneneffekte eine große Relevanz bekommen. Dann sind Methoden zur Bekämpfung des Ioneneinfangs dringend anzuraten. Konzepte dafür werden im Kapitel 4 besprochen werden.

3.4 Transversale kohärente Instabilitäten

Bisher wurden in diesem Kapitel nur Effekte behandelt, bei denen die Bewegung eines einzelnen Elektrons im elektrischen Feld der Ionenverteilung untersucht wurde. Es besteht aber zusätzlich auch die Möglichkeit, daß der Elektronenstrahl als Ensemble eine an die gesamte durch den Strahl eingefangene Ionenwolke gekoppelte Schwingung durchführt. Diese Schwingung kann man in orthogonale Moden zerlegen und dann einzeln die Stabilität der Moden untersuchen. Dabei können einzelne (im besonderen die niedrigen) Moden durchaus entdämpft sein.⁴ Die Schwingung wird durch vier (jeweils zwei für die horizontale und die vertikale Ebene) gekoppelte (und zunächst einmal nichtlineare) Differentialgleichungen beschrieben [Alv89] [Boc94]. Für die Zwecke dieser Arbeit genügt es aber, die beiden transversalen Ebenen getrennt zu behandeln und die Kopplung zwischen ihnen zu vernachlässigen. Weiterhin werden nur die linearisierten Gleichungen für den Dipolschwingungsmodus⁵ betrachtet. Diese lauten:

$$\ddot{y}_e + Q_y^2 \omega_0^2 y_e = -\omega_e^2 \cdot (y_e - y_i), \quad (3.10)$$

$$\ddot{y}_i = -\omega_i^2 \cdot (y_i - y_e). \quad (3.11)$$

Dabei ist:

$$\begin{aligned} y &= x, z \quad \text{eine der beiden transversalen Koordinaten,} \\ y_i &= \text{Schwerpunkt der Ionenverteilung,} \\ y_e &= \text{Schwerpunkt des Elektronenstrahles,} \\ Q_y &= \text{Arbeitspunkt des Elektronenstrahles,} \\ \omega_0 &= \frac{2\pi}{T}, \text{ wobei } T \text{ die Umlaufzeit der Elektronen ist,} \\ \omega_i^2 &= \frac{2\lambda_e r_p c^2}{A\sigma_y(\sigma_x + \sigma_z)}, \\ &\text{die mittlere Schwingungsfrequenz der Ionen, wobei } \lambda_e = \frac{N_e}{2\pi R}, \end{aligned}$$

⁴Diesen Effekt kann man in der englischsprachigen Literatur unter dem Begriff "two beam instability" finden, da die Beschreibung die gleiche ist wie bei der Strahl-Strahl-Wechselwirkung in Speicherringen mit kollidierenden Strahlen.

⁵Dabei schwingt der Schwerpunkt des Elektronenstrahls gegen den Schwerpunkt der eingefangenen Ionenwolke, es gibt also keine „Formänderung“ der beteiligten Teilchenverteilungen.

$$\omega_e^2 = \frac{2\lambda_i r_e c^2}{\gamma \sigma_y (\sigma_x + \sigma_z)} = \frac{A m_p}{\gamma m_e} \eta \omega_i^2,$$

die mittlere Schwingungsfrequenz der Elektronen im elektrischen Feld

$$\text{der Ionen, wobei } \lambda_i = \frac{N_i}{2\pi R} = \eta \frac{N_e}{2\pi R}.$$

Alle anderen Symbole sind genauso gewählt wie in früheren Kapiteln.

Das bereits mehrfach genutzte Argument der deutlich kleineren vertikalen Strahldimension kann auch hier wieder als Begründung dafür herangezogen werden, warum nur eine Betrachtung der vertikalen Bewegung notwendig ist. In beiden Differentialgleichungen hängen die Frequenzen und damit die Ankopplung der Elektronen an die Ionen stärker von der Strahldimension in der jeweils betrachteten Raumrichtung ab. Deshalb sind Ionen und Elektronen in der vertikalen Ebene wesentlich stärker gekoppelt. Falls also Instabilitäten auftreten, so sollte dies in der vertikalen Ebene der Fall sein.

Eine Lösung⁶ der obigen Differentialgleichungen ist:

$$z_e = A e^{i(n\theta - \omega t)}, \quad (3.12)$$

$$z_i = B e^{i\omega t}, \quad (3.13)$$

wobei n eine natürliche Zahl und $\theta = \frac{s}{R}$ ist. Setzt man dies in die obigen Differentialgleichungen ein und eliminiert A und B , so erhält man eine Bedingungsgleichung für ω :

$$\left(\nu^2 - \nu_i^2\right) \left[(\nu - n)^2 - \nu_e^2 - Q_z^2\right] = \nu_e^2 \nu_i^2, \quad \text{wobei } \nu_{i,e} = \frac{\omega_{i,e}}{\omega_0} \text{ und } \nu = \frac{\omega}{\omega_0}. \quad (3.14)$$

Löst man diese Gleichung vierten Grades in ν , so erhält man eine Aussage über die Stabilität der kohärenten Schwingung. Wenn die Strahlbedingungen (im besonderen der Neutralisierungsgrad η) dergestalt sind, daß ν bzw. ω komplex sind, so gehört eine der beiden Wurzeln zu einer entdämpften Schwingung. Die Amplitude der Schwingung wächst dann exponentiell an (d.h. die Emittanz des Strahles und die Amplitude der Ionenbewegung wächst), bis die Ionen verloren gehen und der Elektronenstrahl sich aufgrund von Synchrotronlichtabstrahlung bis in den Gleichgewichtszustand abdämpft. Dann startet der Prozeß mit wieder einsetzender Neutralisierung durch Ioneneinfang von vorne. Insgesamt erhält man also eine periodisch (mit den Neutralisierungszeiten als Periodendauer) auftretende Emittanzvergrößerung. Bei Protonenbeschleunigern kann die Emittanz des Strahles sogar soweit anwachsen, daß Strahlverluste auftreten.

Man kann nun für einzelne Ionensorten berechnen, bei welchen Neutralisierungsgraden für einen gegebenen Strahlstrom die Bewegung instabil wird. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt. Dabei wurde wieder von natürlichen Emittanzen für 2.3 GeV und 10 % Kopplung ausgegangen.

Das Ergebnis der Berechnungen ist, daß bei fast allen Strahlströmen oberhalb von 30 mA für mindestens eine Ionensorte bereits für moderate Neutralisierungsgrade die Schwingung instabil werden kann, d.h. die oben beschriebenen Emittanzvergrößerungen des Elektronenstrahles auftreten. Zudem führt eine kohärente Schwingung (auch solange sie noch stabil ist) zu einer Verschiebung des kohärenten Arbeitspunktes, der mittels Messungen mit den Strahllagemonitoren bestimmt werden kann. Diese Verschiebung wurde (genauso wie die periodische Emittanzvergrößerung) bei **ELSA** beobachtet; es ist der bereits in der Einführung (siehe Abbildung 1.3) erwähnte Effekt. Die Periodenzeit beider Effekte liegt bei den Messungen zwischen 15 und 25 ms, in guter Übereinstimmung mit den in Tabelle 2.1 berechneten Zeiten, die zum Erreichen der in Tabelle 3.1 angegebenen Schwellenneutralisierungen benötigt werden.

⁶Da es um Schwingungen des sogenannten "closed orbit" des Elektronenstrahls geht, der mit dem Umfang periodisch ist, läßt sich die Lage des Elektronenstrahls als Fourierreihe schreiben: $z_e(t=0) = \sum_n A_n e^{in\theta}$.

Strahlstrom	H	H_2	C	H_2O	CO
	$\eta_{kritisch}$	$\eta_{kritisch}$	$\eta_{kritisch}$	$\eta_{kritisch}$	$\eta_{kritisch}$
10 mA	stabil	stabil	stabil	stabil	stabil
20 mA	stabil	stabil	stabil	stabil	stabil
30 mA	stabil	stabil	0.8	stabil	stabil
40 mA	0.4	stabil	0.3	0.7	stabil
50 mA	0.02	stabil	0.08	0.4	0.8
60 mA	stabil	0.6	stabil	0.2	0.5
70 mA	0.9	0.3	stabil	0.09	0.4
80 mA	0.7	0.18	stabil	0.02	0.2
90 mA	0.5	0.07	stabil	stabil	0.16
100 mA	0.3	0.01	stabil	stabil	0.10

Tabelle 3.1: Schwellenneutralisierungen für das Anwachsen der vertikalen Schwingungsamplituden verursacht durch die kohärente Dipolschwingung (angenommen wurden $2.3 \text{ GeV} \rightarrow \epsilon_x = 0.47 \cdot 10^{-6} \pi \text{ m rad}$, 10 % Kopplung, $Q_z = 4.56$)

Kapitel 4

Maßnahmen zur Entfernung eingefangener Ionen

Da der Ionisationsprozeß des Restgases nicht verhindert werden kann und auch eine Verbesserung des Vakuumdruckes nur zu einer Verlangsamung der Ionenbildung aber nicht zu einem Unterbinden der dadurch verursachten Effekte führen kann, laufen alle möglichen Gegenmaßnahmen darauf hinaus, daß die Lebensdauer (Aufenthaltsdauer) der Ionen in der Nähe des Strahles verringert wird. Ionen mit großen Auslenkungen gegenüber dem Strahlzentrum beeinflussen die Elektronenbewegung kaum noch. Zusätzlich können solche Ionen durch Auftreffen auf die Vakuumkammer verloren gehen und unterliegen auch wieder der Wirkung der Vakuumpumpen.

Um die Lebensdauer der Ionen im Bereich des Strahles zu verringern, gibt es mehrere Methoden, die aber nicht getrennt betrachtet werden sollten, da sich ihre Wirkung gegenseitig verstärkt. Die Wirkungsweise der meisten dieser Methoden ist direkt einsichtig und soll in den nachfolgenden Abschnitten deshalb nur kurz abgehandelt werden. Einzig die resonante Strahlanregung ist etwas komplizierter zu verstehen und zu beschreiben, deshalb soll auf sie als erstes eingegangen werden.

4.1 Resonante Anregung des Strahles

Bei der resonanten Strahlanregung wird mit Hilfe eines elektromagnetischen Hochfrequenzfeldes der Elektronenstrahl an einer Stelle des Ringumfanges angeregt. Dies geschieht bei **ELSA** durch einen sogenannten „Stripline-Kicker“, eine Anordnung aus zwei parallelen Platten, die gegenphasig mit einer elektrischen Wechselspannung angeregt werden. Als maximale Anregungsleistung stehen 100 W zur Verfügung. Der Elektronenstrahl wird dadurch zu Schwingungen angeregt, die entlang des gesamten Ringumfanges auf die Ionen einwirken. Der Vorteil dieser Methode ist also, daß mittels eines einzigen Gerätes ein globaler Einfluß auf alle Ionen besteht.

Die mathematische Beschreibung der resultierenden Bewegung geschieht analog zu derjenigen bei den kohärenten Instabilitäten in Abschnitt 3.4. Die beiden (dort homogenen) Differentialgleichungen müssen dazu um den Anregungsterm des elektromagnetischen Wechselfeldes erweitert werden. Damit geht Gleichung (3.10) über¹ in [Alv89]:

$$\ddot{z}_e + Q_z^2 \omega_0^2 z_e + \omega_e^2 \cdot (z_e - z_i) = F \cdot e^{i\omega t}, \quad (4.1)$$

$$\ddot{z}_i + \omega_i^2 \cdot (z_i - z_e) = 0. \quad (4.2)$$

¹Betrachtet wird wieder nur die vertikale Ebene.

Allerdings genügt es nun nicht mehr, diese Gleichung in linearer Näherung zu betrachten, sondern zumindest für die Schwingungsfrequenz der Ionen im Feld des Strahles muß berücksichtigt werden, daß sie von der Schwingungsamplitude der jeweiligen Ionen abhängt, also $\omega_i = \omega_i(\hat{z}_i)$. Dies führt zwar dazu, daß die Differentialgleichungen geschlossen nicht mehr lösbar sind, man kann aber dennoch quantitative Aussagen zumindest über die Amplitude der Schwingung machen. Führt man die neue Größe

$$\tilde{\nu}_i = \tilde{\nu}_i(\hat{z}_i) := \frac{\omega_i(\hat{z}_i)}{\omega_0} \quad (4.3)$$

ein, wobei die Bezeichnungen ansonsten die gleichen sind wie in Abschnitt 3.4, so erhält man für die Amplituden \hat{z} der Bewegung:

$$\begin{aligned} \hat{z}_i &= F \frac{\tilde{\nu}_i^2}{D}, \\ \hat{z}_e &= F \frac{\tilde{\nu}_i^2 - \nu^2}{D}, \\ \Rightarrow \frac{\hat{z}_i}{\hat{z}_e} &= \frac{\tilde{\nu}_i^2}{\tilde{\nu}_i^2 - \tilde{\nu}^2}, \\ \text{wobei } D &= (\nu^2 - \tilde{\nu}_i^2) [(\nu - n)^2 - \nu_e^2 - Q_z^2] - \nu_e^2 \nu_i^2 \\ \text{und } \nu &= \frac{\omega}{\omega_0}. \end{aligned}$$

Diese Gleichungen gelten in der Näherung der sogenannten quasilinearen Bewegung, d.h. falls die Ionen sich aufgrund der Anregung nur „langsam“ zu höheren Amplituden hin bewegen, also auch nur eine adiabatische Änderung ihrer Schwingungsfrequenz erfahren.²

Falls nun $\tilde{\nu}_i$ konstant wäre (d.h. im linearen Fall), so wäre eine Anregung mit $\nu = \nu_i$ also mit der Resonanzfrequenz (für kleine Amplituden) der Ionen am besten geeignet, um die Ionen zu großen Amplituden anzuregen, den Elektronenstrahl aber kaum zu beeinflussen. In dem Fall wäre dann $\hat{z}_e \approx 0$ und $\hat{z}_i = -\frac{F}{\nu_e^2}$. Unter Berücksichtigung der Nichtlinearität ist dies aber nicht mehr die günstigste Anregungsfrequenz. In diesem Fall sollte die Anregung so gewählt werden, daß bereits für ein kleines F (100 W Leistung stellen eine kleine Anregung dar) eine große Wirkung erzielt wird. Dafür sollte D möglichst klein werden. Dies ist für

$$(\nu - n)^2 > (Q_z^2 + \nu_e^2) \quad (4.4)$$

realisiert, wobei größer im Sinne von fast gleich zu verstehen ist.³ Diese Frequenz kann nun durchaus um einiges von der Eigenfrequenz der Ionen verschieden sein. Bei **ELSA** sind beispielsweise die Schwingungsfrequenzen der meisten Ionensorten kleiner als die Frequenz des untersten Arbeitspunktseitenbandes. Die Ursache dafür, daß die Amplitude der Ionenbewegung dennoch deutlich größer werden kann als die der Strahlschwingung, ist der sogenannte "lock on"-Effekt [Orl89]. Zum Verständnis dieses Effektes muß zunächst noch einmal in Erinnerung gerufen werden, daß die Schwingungsfrequenz der Ionen nicht nur von deren Amplitude, sondern wegen des variierenden Strahldurchmessers auch von der Position entlang des Ringes abhängt. Bewegt sich nun ein Ion in longitudinaler Richtung, so kann man zwei Fälle unterscheiden, die als verschiedene Trajektorien in Abbildung 4.1 eingezeichnet sind:

²Es läßt sich zeigen, daß diese Bedingung gleichbedeutend damit ist, daß die Amplitude der Ionenbewegung deutlich größer ist als die der Schwingungen des Elektronenstrahles. Dies ist aber aufgrund der Dämpfung der Strahlschwingungen durch Synchrotronlichtabstrahlung gegeben.

³Typischerweise liegt die optimale Anregungsfrequenz etwa 10 kHz neben dem kohärenten Arbeitspunktseitenband.

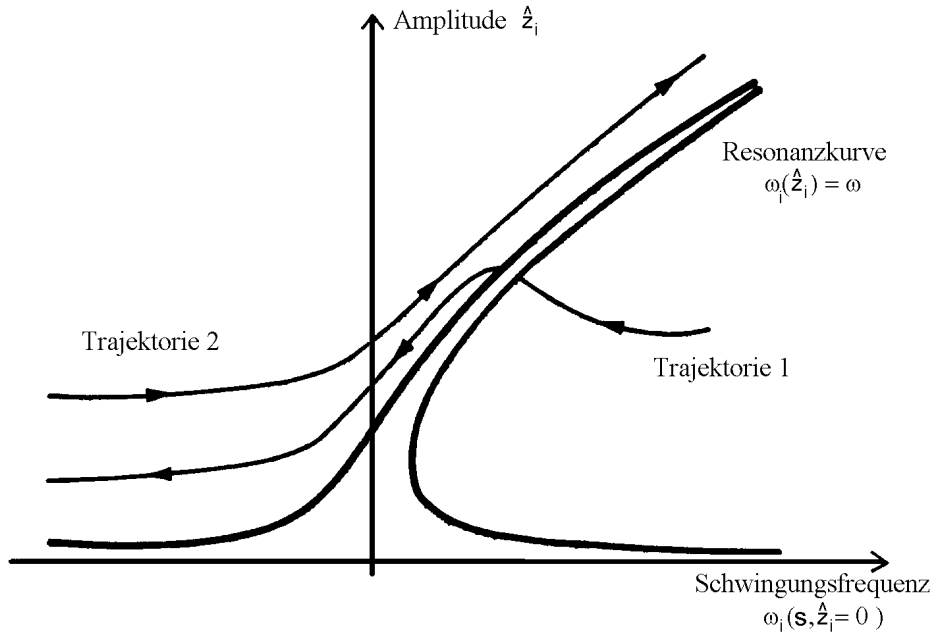


Abbildung 4.1: Teilchentrajektorien in der Nähe einer nichtlinearen Resonanz, "lock on"-Effekt (Auf der Abszisse ist die von der Strahlposition abhängige Schwingungsfrequenz der Ionen für kleine Amplituden, auf der Ordinate die Amplitude der transversalen Ionenbewegung aufgetragen.)

1. Das Ion bewegt sich in Richtung einer Abnahme der Schwingungsfrequenz. In diesem Fall vergrößert die Amplitudenerhöhung, die das Ion beim Kreuzen der Resonanz erhält, die Kreuzungsgeschwindigkeit (Teilchentrajektorie 1 in Abb. 4.1).
2. Das Ion bewegt sich in Richtung einer Zunahme der Schwingungsfrequenz. Nun führt die Erhöhung der Amplitude bei der Annäherung an die Resonanz dazu, daß das Ion auf einer Flanke der Resonanz zu immer größeren Amplituden angeregt werden kann, ohne die Resonanz zu durchqueren (Teilchentrajektorie 2). Das Ion wird also sozusagen in der Resonanzbedingung eingefangen und erfährt eine erhebliche Vergrößerung seiner Schwingungsamplitude. Die Bedingung für das Eintreten dieses Falles ist, daß die Geschwindigkeit der longitudinalen Ionenbewegung und damit die Geschwindigkeit der Änderung der Schwingungsfrequenz des Ions klein genug ist, so daß sie durch die Änderung der Resonanzfrequenz aufgrund des resonanten Amplitudenwachses ausgeglichen wird. Dies ist bei **ELSA** gut erfüllt. Wichtig ist nun, daß aufgrund des Einfangs des Ions in der Resonanz die Endamplitude \hat{z}_i seiner Bewegung unabhängig von der Amplitude der Strahlbewegung \hat{z}_e ist. Damit ist es also bereits mit kleinen Anregungen des Strahles möglich, die Ionen zu Schwingungen mit Amplituden weit außerhalb des Strahles anzuregen.

Die Ionen bewegen sich während ihrer longitudinalen Drift spätestens nach dem Durchqueren einer Halbzelle in die Richtung einer Zunahme ihrer Schwingungsfrequenz. Die Zeit die für das Zurücklegen dieser Strecke notwendig ist, ist aber nach den Rechnungen in Abschnitt 2.2 klein gegen die typischen Neutralisierungszeiten des Strahles. Deshalb stellt die resonante Strahlanregung eine wirksame Methode dar, die Verweildauer der Ionen im Bereich des Strahles auf

ein erträgliches Maß zu reduzieren [Mar90]. In Kapitel 6 werden Messungen bei **ELSA** vorgestellt, bei denen die in Abschnitt 3.4 beschriebenen kohärenten Instabilitäten mittels resonanter Anregung des Elektronenstrahles völlig unterdrückt wurden. Das bedeutet, daß es möglich ist, den Neutralisierungsfaktor η mit dieser Methode im Bereich von unterhalb wenigen Prozent zu halten.

4.2 Inhomogene Füllung

Die transversale Bewegung einzelner Ionen im Feld des Elektronenstrahles wurde in Abschnitt 2.3 ausführlich beschrieben. Sie setzt sich aus den fokussierenden Beiträgen der Vorbeiflüge der Bunche und den Driftstrecken für die restliche Zeit zusammen. Die Idee ist nun, nicht alle Buckets des Speicherringes gleichmäßig mit Elektronen zu füllen, sondern einen größeren Zwischenraum (die sogenannte „Ionenlücke“) nicht mit Elektronen zu füllen. Ist diese Driftstrecke groß genug, so kann sich ein Ion aufgrund seiner typischen transversalen Geschwindigkeit während dieser Zeit soweit vom Zentrum des Elektronenstrahles entfernen, daß die wieder einsetzende fokussierende Wirkung der Bunche nicht mehr ausreicht, um es einzufangen. Deshalb kann das Ion dann aus dem Potentialtopf des Strahles entkommen und beispielsweise auf die Vakuumkammer treffen.⁴

Verkompliziert wird dieses einfache Bild durch die nichtlinearen Komponenten der Wechselwirkung zwischen dem Ionenstrahl und den Elektronen. Im wesentlichen führt die Nichtlinearität der Kräfte allerdings nur dazu, daß Ionen mit größeren transversalen Amplituden schneller verloren gehen, als dies aufgrund der linearen Rechnungen zu erwarten wäre.

Zum Einfluß der Länge des Loches in der Füllstruktur auf die Stabilität der Ionenbewegung wurden Simulationsstudien durchgeführt, die in Kapitel 5 diskutiert werden.

Das Timingsystem und die Elektronenquellen von **ELSA** erlauben zwar keine Füllung einzelner Bunche, eine Füllung nur eines Teils des Ringes ist aber sehr wohl möglich [Goe95] [Pic95]. Die obere Grenze für die Länge der Lücke ist dabei etwa $2/3$ des Ringumfanges. Versuche mit solchen inhomogenen Füllungen wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt und zeigten, daß die Lebensdauer der Ionen dadurch deutlich reduziert werden konnte. Bei zirkulierenden Elektronenströmen von unter 40 mA war es bei einer Strahlenergie von 2.3 GeV möglich, das Auftreten der kohärenten Arbeitspunktverschiebungen zu unterdrücken. Die Ergebnisse der Messungen werden in Kapitel 6 im Detail vorgestellt.

4.3 Statische elektrische Felder

Zusätzlich zu der Möglichkeit der resonanten Einwirkung auf den Strahl mittels elektromagnetischer Wechselfelder, wie sie im Abschnitt 4.1 beschrieben wurde, besteht auch die Möglichkeit, durch statische elektrische Felder Einfluß auf die Ionenbewegung zu nehmen [Cas88]. Legt man an eine Elektrode eine negative Spannung an, deren Betrag größer ist als das zeitlich gemittelte Potential des Strahles, so werden Ionen in der Nähe dieser Elektrode nicht mehr vom Strahl eingefangen werden, sondern zu der entsprechenden Elektrode wandern. Dort geben sie ihre Ladung ab, induzieren also einen meßbaren Strom. Da die Ionen eine longitudinale Driftgeschwindigkeit besitzen, ist es nicht notwendig, die entsprechenden Elektroden überall entlang des Ringumfanges zu installieren, sondern es genügen diskrete Positionen. Aus den Abschätzungen der Driftgeschwindigkeiten im Abschnitt 2.2 kann man ableiten, daß es in den Sektionen

⁴Dies ist ein ähnlicher Effekt, wie er durch einen zu großen Abstand zweier aufeinanderfolgender Quadrupole in einer Beschleunigerstrahlführung auftritt.

ohne Ablenkmagnet ausreicht, etwa im Abstand einer Halbzelle Elektroden anzubringen (deren Durchmesser dann 5 mm nicht zu überschreiten braucht). In Sektionen mit Ablenkmagneten sollte man nach Möglichkeit in der Nähe jedes Dipolendfeldes eine Elektrode anbringen (da durch den Übergang von der durch $E \times B$ -Drift dominierten Bewegung in die durch Variation des Potentials des Elektronenstrahls dominierte am Ende eines Dipoles sehr kleine longitudinale Geschwindigkeiten auftreten können). Bei der FODO-Struktur in **ELSA** mit einem Dipol pro Halbzelle in den Bögen bedeutet dies also ebenfalls eine Elektrode pro Halbzelle. Eine vollständige Bestückung bestände für **ELSA** also aus 32 Elektroden.

Zusätzlich ist es noch wichtig, sich daran zu erinnern, daß sich bei plötzlicher Vergrößerung des Querschnitts des Vakuumsystems (z.B. bei Pumpenanschlüssen und Kickertanks) Potentialbarrieren bilden können, die in der Lage sind, Ionen longitudinal einzufangen. Im Idealfall sollte deshalb auch an jeder dieser Stellen eine Elektrode angebracht werden, was zumindest bei den Pumpenanschlüssen keine zusätzliche Anforderung ist, da es bei **ELSA** typischerweise einen solchen Anschluß pro Halbzelle gibt, der auch nah genug am Endfeld der Dipole liegt. Damit können die Elektroden grundsätzlich in solche Vakuumpumpenanschlüsse eingebaut werden.

4.4 Reduktion der Emittanzen

Wie im Abschnitt über die transversale Ionenbewegung gezeigt wurde, ist die kritische Masse für den Einfang von Ionen in etwa umgekehrt proportional zum Quadrat des vertikalen Strahldurchmessers. Dies bleibt auch unter Berücksichtigung der Bunchstruktur bzw. der Nichtlinearitäten der Bewegung weiterhin gültig. Eine Möglichkeit, große Teile der Ionenmassen von einer stabilen Bewegung im Feld des Strahles auszuschließen, um damit ihren Einfang zu verhindern, liegt also in der Reduktion besonders der vertikalen Emittanz. Wichtig ist dabei die Feststellung, daß diese Methode für sich allein betrachtet nicht ausreicht, um die kritische Masse auf ein akzeptables Niveau zu heben (siehe auch Abbildung 2.3). Sie macht nur dann Sinn, wenn sie zusammen mit einer der in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Maßnahmen, im besonderen einer inhomogenen Füllung angewandt wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Wege zur Reduktion der vertikalen Emittanz untersucht:

1. Reduktion der Phasenraumkopplung zwischen der horizontalen und der vertikalen Ebene durch Wahl einer geeigneten Arbeitspunktkombination. Dazu wurden Messungen durchgeführt, die in Kapitel 6 diskutiert werden.
2. Verbesserung der Korrektur des Closed-Orbits [Gen95]. Closed-Orbit-Fehler können beispielsweise eine von Null verschiedene vertikale Dispersionsfunktion am Ort der Hohlraumresonatoren verursachen, wodurch eine Kopplung des longitudinalen mit dem vertikalen Phasenraum zustande kommt. Der Beitrag zur Verbesserung der Closed-Orbit-Korrektur, der im Rahmen dieser Arbeit geleistet wurde, besteht darin, daß Simulationsrechnungen zur Feldverteilung in den Lagemonitoren von **ELSA** durchgeführt wurden. Damit läßt sich deren bisherige Eichung überprüfen, was notwendig erschien, da im besonderen die vertikalen Lagemeßwerte äußerst ungenau waren.

Ein Problem bei den Versuchen zur Reduktion der Phasenraumkopplung aufgrund von verkipperten Quadrupolen ist die Tatsache, daß an **ELSA** momentan noch kein schneller Emittanzmonitor existiert. Die einzige Möglichkeit vertikale Emittanzen zu messen, besteht darin, in einem Synchrotronlichtstrahlrohr eine Vermessung des Profils des Photonenstrahls vorzunehmen. Die

Meßeinrichtung dafür besteht aus einem Draht, der die Photoionisationsrate mißt und nur langsam (etwa eine Minute pro Profil) durch den Strahl gefahren werden kann. Zudem ist der Draht nicht dauerhaft in die Strahlführung eingebaut. Für kleine Emittanzen ist diese Meßmethode schließlich sehr ungenau, da sie nicht mit einer abbildenden Optik arbeitet und die Meßgröße dann fast ausschließlich durch den Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlungskeule bestimmt wird (der wellenlängenabhängig ist). Deshalb wurden im wesentlichen qualitative Messungen durchgeführt, die aber in naher Zukunft auch quantitativ weitergeführt und in die Einstellprozedur des Standardbetriebes integriert werden können, da ein Synchrotronlichtmonitor mit abbildender Optik unmittelbar vor der Fertigstellung steht.

Die Simulationen der Signalfunktionen der Monitorelektroden werden in Anhang B genauer beschrieben werden. Sie wurden notwendig, da die Meßwerte der Strahllagemonitore für die vertikale Ebene nicht reproduzierbar waren. Dadurch ist derzeit eine Korrektur des vertikalen Closed-Orbit nicht sinnvoll durchführbar [Gen95]. Diese wäre aber zwingend notwendig, um kleine Kopplungen der Phasenräume und damit kleine vertikale Emittanzen zu erzielen.⁵ In diesem Zusammenhang scheint sich der Verdacht aufzudrängen, daß die Eichung der Monitore auf einem xy-Meßtisch [Sch91] fehlerhaft durchgeführt worden ist. Dies bestätigte sich in den Simulationen und auch in der Nachmessung eines Monitors (Simulation und Neuvermessung stimmten dabei im Bereich von nur einigen Promille überein, während die Abweichung zur bisher benutzten Eichung einige Prozent betrug).

Zudem soll im nächsten Jahr eine neue Monitorelektronik in Betrieb genommen werden [Kei], die auf dem Prinzip der sequentiellen Auslese der vier Monitorelektroden basiert. Bei dieser wird eine Eichung allein aufgrund der Simulationsrechnungen, kombiniert mit Messungen am eingebauten Monitor möglich sein. Die umständliche und zeitaufwendige Eichung auf einem Meßtisch kann dann entfallen.

⁵Beispielsweise erzeugen vertikale Closed-Orbit-Ablagen in Sextupolen oder vertikale Stellfehler von Quadrupolen vertikale Dispersion.

Kapitel 5

Simulation der Ionendynamik

Die Simulationsstudien in diesem Abschnitt sind dazu gedacht, genauer zu untersuchen, in welcher Form die Strahlparameter sich auf die Dynamik der Ionenbewegung auswirken. Dadurch wird gleichzeitig eine Abschätzung dafür erarbeitet, wie weit die Methoden der inhomogenen Füllung, bzw. der Emittanzverringering die mittleren Neutralisierungsgrade des Strahles senken können.

Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Simulationsprogramm erstellt, das in der Lage ist, sowohl die lineare als auch die nichtlineare Bewegung der Ionen im Feld des gebunchten Strahles zu untersuchen. Ein Bild der graphischen Benutzeroberfläche wurde bereits in Abschnitt 2.3 gezeigt. Das Programm kann zu Strahlparametern, die vom Benutzer eingegeben werden, die entsprechende Dynamik errechnen. Zusätzlich besteht aber auch die Möglichkeit, über eine Anbindung an das **ELSA**-Kontrollsystem den aktuellen Zustand des Beschleunigers einzulesen. So existiert beispielsweise ein Intensitätsmonitor hoher Bandbreite [Kei94], mit dessen Hilfe die Füllstruktur gemessen werden kann. Die Ergebnisse dieser Messung können während des Betriebes direkt übernommen und darauf basierend dann eine Stabilitätsanalyse für die Ionenbewegung durchgeführt werden. Schließlich existiert auch eine Anbindung an Simulationsroutinen für die Strahloptik (die sogenannte SimLib [Wen94]), so daß beispielsweise natürliche Emittanzen und Beta-Funktionen nicht erst gesondert berechnet werden müssen, sondern automatisch ermittelt werden.

5.1 Lineare Näherung

Zunächst sollte vielleicht in Erinnerung gerufen werden, daß für eine vollkommen homogene Füllung von **ELSA** die kritische Masse deutlich kleiner als eine Protonenmasse ist. In diesem Fall werden also alle Ionensorten vom Elektronenstrahl eingefangen (völlig unabhängig von allen anderen Strahlparametern). Als Abhilfe kommen dann¹ nur die resonante Strahlanregung und der Einsatz von Clearing-Elektroden in Frage. Diese Methoden zur Verringerung der Ionenlebensdauer sind aber in linearer Näherung nicht zu beschreiben, deshalb ist es in diesem Abschnitt nur von Interesse, solche Füllstrukturen zu untersuchen, die ein Mindestmaß an Inhomogenität aufweisen.

Da die Beta-Funktionen und die Dispersionsfunktion nicht konstant sind, ändern sich entlang des gesamten Ringes die Strahldimensionen. Diese haben aber über die Stärke des elektrischen

¹Da **ELSA** zur Erzeugung externer Elektronenstrahlen mit hohem Tastverhältnis gedacht ist, wird in allen Betriebsmodi mit Extraktion mit sehr homogenen Füllstrukturen gearbeitet.

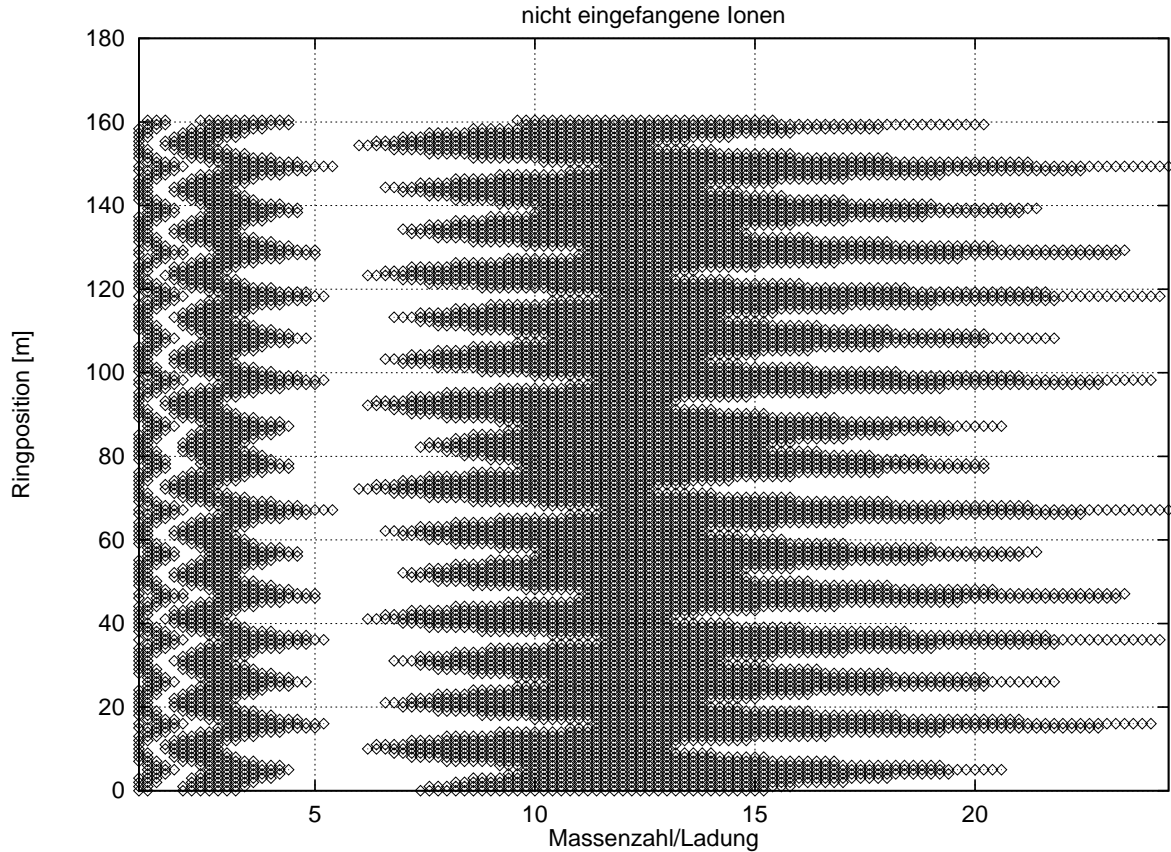


Abbildung 5.1: Abhängigkeit der Stabilität der Ionenbewegung von der Strahlposition (Massen, bei denen Ionen nicht eingefangen werden können, sind mit einer Raute markiert.)

Feldes einen direkten Einfluß auf die transversale Ionenbewegung. Deshalb erwartet man, daß sich die Stabilitätsbedingungen für die Ionen entlang des Ringumfanges deutlich ändern. Dies kann man in Abb. 5.1 auch sehen. Dabei wurde für einen Elektronenstrom von 50 mA, natürliche horizontale Emittanz (bei 2.3 GeV), 10 % Phasenraumkopplung und ein Verhältnis von gefülltem Ringumfang zu gesamten Ringumfang von $\frac{2}{3}$ die Spur der Stabilitätsmatrix (siehe Abschnitt 2.3) berechnet. Alle Ionenmassen, deren Bewegung im Feld des Strahles nicht stabil ist, sind durch Rauten markiert.

Die Simulation zeigt zunächst, daß bei diesen Bedingungen noch weite Massenbereiche (z.B. alle einfach geladenen Ionen mit Massen größer als etwa 20 u) eingefangen werden können, also zusätzliche Anstrengungen erforderlich sind, um die Lebensdauer der Ionen zu verkürzen. Zudem sieht man die Modulation der Kontur der instabilen Bereiche mit der Beta-Funktion. Dadurch variieren die maximal instabilen Massen fast um einen Faktor zwei. Es ist also durchaus möglich, daß eine Ionensorte in einem Teil des Ringes stabile Schwingungen im Feld des Strahles ausführen kann (also eingefangen wird, wodurch sich der Neutralisierungsgrad erhöht), in anderen Teilen aber sofort zu so hohen Amplituden kommt, daß die Ionen dort auf die Vakuumkammer treffen und (abgesehen von einer leichten Verschlechterung des Vakuums durch Herauslösen sekundärer Teilchen aus der Kammerwand) keine Probleme mehr verursachen. Eine Analyse allein mit den mittleren Strahldimensionen genügt also offensichtlich nicht, um zu entscheiden, ob eine Ionensorte eingefangen wird oder nicht. Für die Analyse des Einflusses der anderen Strahlparameter ist es dennoch sinnvoll, mit mittleren Strahldimensionen zu rechnen,

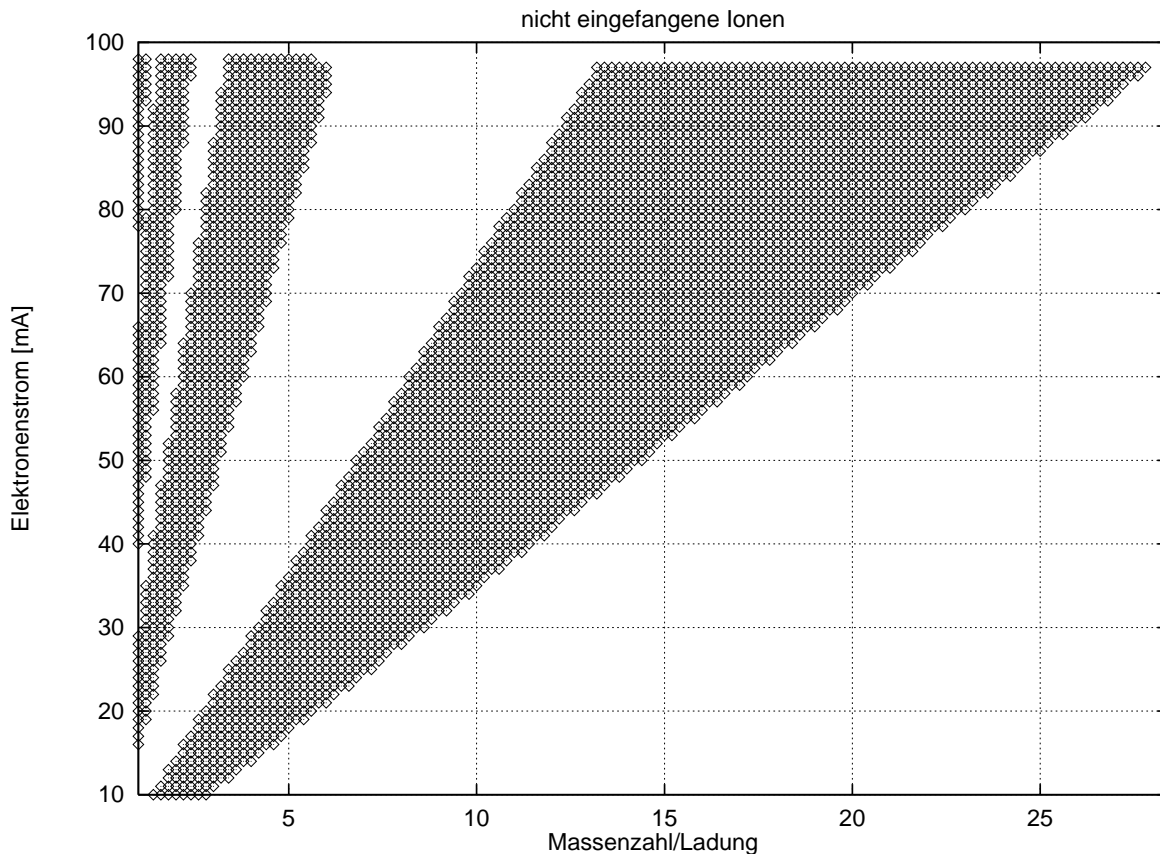


Abbildung 5.2: Abhängigkeit der Stabilität der Ionenbewegung vom Strahlstrom (Massen, bei denen Ionen nicht eingefangen werden können, sind mit einer Raute markiert.)

solange dabei nicht der Fehler gemacht wird, die gewonnenen Aussagen global auf den gesamten Ring anwenden zu wollen.

Die nächste Größe, deren Einfluß auf die Ionenbewegung untersucht werden soll, ist der Elektronenstrom. Die Feldstärke des durch den Elektronenstrahl erzeugten elektrischen Feldes ist proportional zum Elektronenstrom. Dies gilt auch für die Fokussierstärke eines Bunches. Deshalb nimmt die Schwingungsfrequenz der Ionen im Feld des Strahles mit ansteigendem Strom zu. Damit erhöht sich aber gleichfalls ihre mittlere transversale Geschwindigkeit. Somit wird die Effektivität einer Lücke in der Füllstruktur größer, obwohl die Rückstellkraft durch die Bunchpassagen zunimmt (Überfokussierung). Diesen Effekt kann man gut in Abb. 5.2 sehen. Die Größe der Bereiche, in denen kein Ioneneinfang möglich ist, wächst linear mit dem Strahlstrom an. Als Parameter für diese Simulation wurden die mittleren Strahldimensionen für die natürliche Emittanz (bei 2.3 GeV), 10 % Kopplung und eine 2/3-Füllung verwendet.

Da bei einem typischen Speicherzyklus in **ELSA** derzeit der Strom etwa zwischen 80 und 20 mA variiert, ergibt sich zeitlich also eine deutliche Änderung der Zustände in der Ionendynamik. Aus reinen Stabilitätsabwägungen scheint es hier so, als ob die Probleme mit Ionen bei kleineren Strahlströmen schlimmer werden sollten. Dem ist aber nicht so, da die kritischen Neutralisierungsgrade für das Auftreten der kohärenten Instabilitäten bei kleineren Strahlströmen wesentlich größer werden. Unterhalb von etwa 25 mA können die kohärenten Schwingungen zwischen dem Elektronenstrahl und der eingefangenen Ionenwolke sogar stabil werden (siehe Abschnitt 3.4).

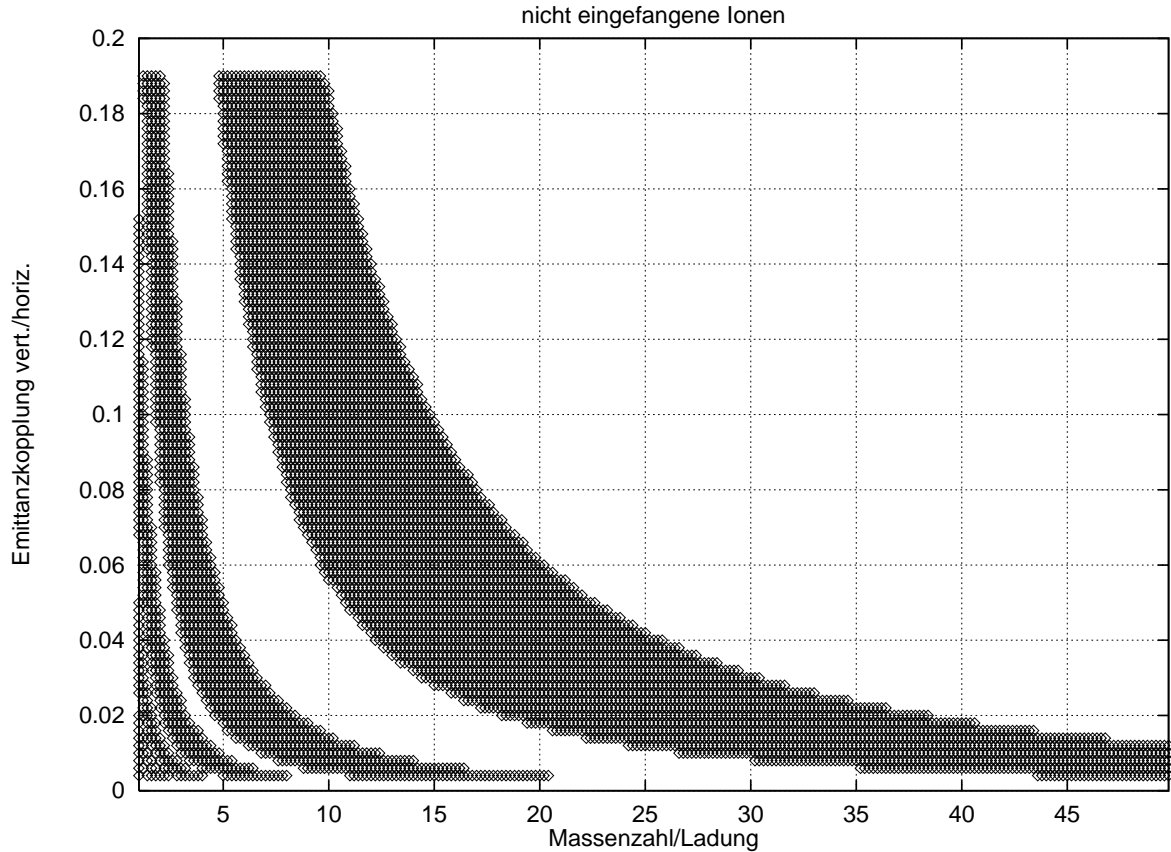


Abbildung 5.3: Abhängigkeit der Stabilität der Ionenbewegung von der Phasenraumkopplung x/z (Massen, bei denen Ionen nicht eingefangen werden können, sind mit einer Raute markiert.)

Da die vertikale Strahlbreite quadratisch in die Formeln für die Berechnung der Kickstärke einer Bunchpassage eingeht, spielt die Kopplung zwischen den transversalen Phasenräumen eine wesentliche Rolle dafür, wie groß die Bereiche sind, in denen Ionen nicht eingefangen werden können. In Abbildung 5.3 ist dieser Einfluß der Kopplung gezeigt. Als Parameter sind wieder die gleichen Werte wie bei den vorausgegangenen Abbildungen gewählt, nur ist jetzt der Strahlstrom konstant (50 mA) gehalten.

Die Übergänge zwischen den Bereichen, in denen Ioneneinfang stattfinden kann, und denen, wo die Bewegung instabil ist, zeigen die erwartete Hyperbelform ($\propto \frac{1}{\sigma_z}$). Um die Probleme mit dem Ioneneinfang auf ein akzeptables Niveau zu begrenzen, sollte die Emittanzkopplung auf Werte deutlich kleiner als 10 % reduziert werden. Dies ist aber (siehe Messungen in Kapitel 6) bisher noch nicht der Fall, so daß hierin ein erhebliches Optimierungspotential steckt.

Zum Abschluß soll noch der Einfluß der Länge der Lücke in der Füllstruktur auf die Stabilität der Ionenbewegung untersucht werden. Zunächst ist klar, daß für eine verschwindende Länge alle Ionen eingefangen werden können, da man es dann genau mit dem Fall zu tun hat, der bei der Berechnung der kritischen Masse herangezogen wurde. Bei zunehmender Länge der Lücke gibt es zwei Effekte, die dazu führen, daß die Massenbereiche, in denen kein Ioneneinfang stattfinden kann, größer werden. Zunächst einmal nimmt natürlich (da die Gesamtzahl der Elektronen eine Anforderung des Experimentes ist, also konstant gehalten werden muß) die Anzahl der Elektronen pro Bunch im gefüllten Teil des Ringes zu. Dadurch wird hier die Fokussierung stärker und die transversalen Geschwindigkeiten der Ionen am Ende des gefüllten Ringteils sind

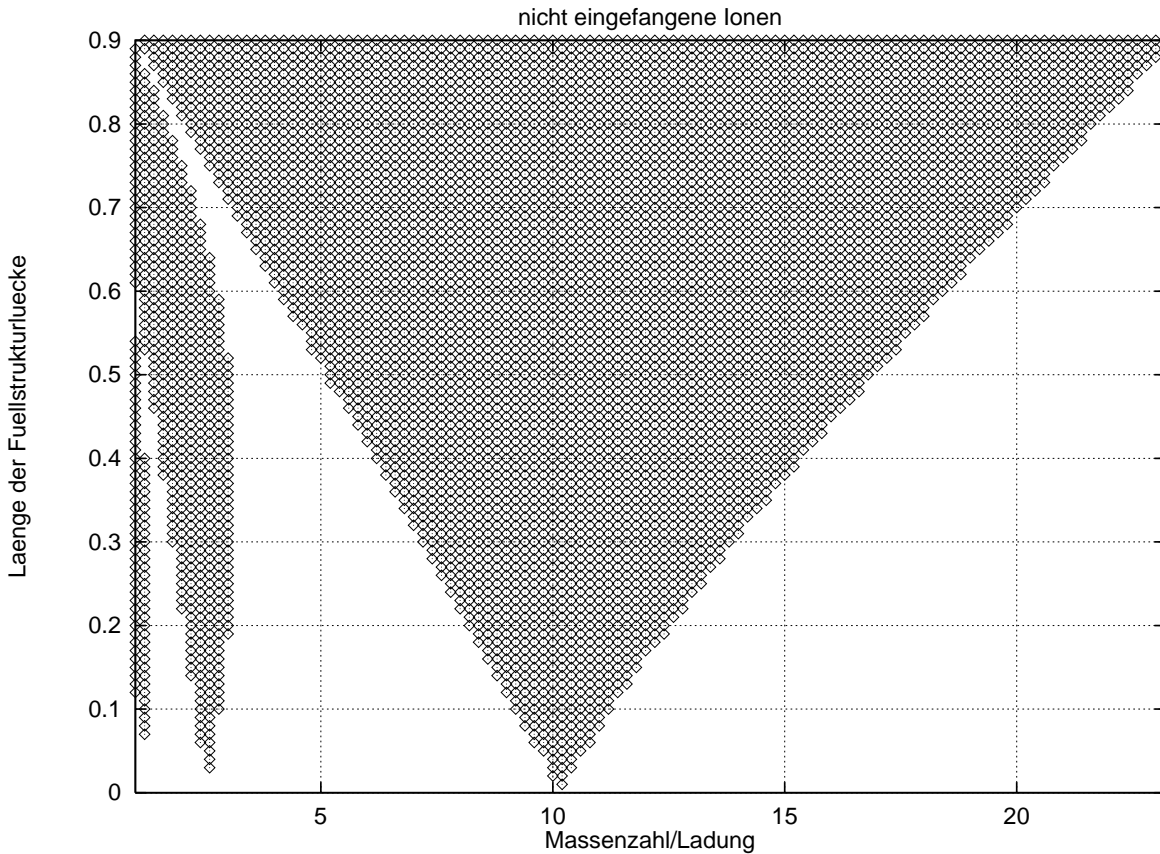


Abbildung 5.4: Abhängigkeit der Stabilität der Ionenbewegung von der Länge der Lücke in der Füllstruktur (Massen, bei denen Ionen nicht eingefangen werden können, sind mit einem Kreis markiert.)

größer. Andererseits wird aber auch die Dauer der freien Drift größer, so daß bereits bei gleichen transversalen Geschwindigkeiten mehr Ionen aus dem Einfluß des Strahles entkommen können. Dies kann man in Abb. 5.4 sehen, wobei die sonstigen Parameter der Berechnung die gleichen sind wie in den vorangegangenen Beispielen.

Man sieht, daß erst dann, wenn der nicht gefüllte Teil des Ringes mehr als die Hälfte des Ringumfanges einnimmt, die Mehrzahl der Ionensorten nicht mehr eingefangen wird. Solche Füllstrukturen zu erzeugen ist bei **ELSA** zwar durchaus möglich (bis etwa 2/3 des Ringes nicht gefüllt), diese sorgen aber für einige Probleme. Durch die grössere Elektronenzahl pro Bunch können Schwellen für kohärente Instabilitäten, die durch die Wechselwirkung zwischen dem Elektronenstrahl und der Vakuumkammer verursacht werden (siehe Kapitel 7), überschritten werden. Dies führt dazu, daß bei Füllstrukturlücken, die mehr als die Hälfte des Ringumfanges einnehmen, verringerte Akkumulationsgeschwindigkeiten bei der Injektion und erhöhte Strahlverluste während der Energierampe beobachtet werden können. Darüberhinaus bedingen die Anforderungen der Mittlere Energieexperimente an **ELSA**, daß zumindest in Betriebsmodi mit Extraktion das Tastverhältnis der Füllstruktur nicht zu schlecht und damit die Lücke nicht zu groß sein darf. Deshalb ist es im Betrieb als Synchrotronlichtquelle vermutlich ein vernünftiger Kompromiß, etwa die Hälfte des Ringumfanges mit Elektronen zu füllen. Werden hingegen Experimente mit externen Strahlen beliefert, so sind Lücken in der Füllstruktur von mehr als 10 % des Ringumfanges inakzeptabel und selbst solch kleine Werte sollten nur im äußersten Not-

fall genutzt werden, beispielsweise wenn die Arbeitspunktstreuung ansonsten einen zu großen Polarisationsverlust beim Durchqueren der intrinsischen Depolarisationsresonanzen verursachen sollte.

Als Fazit der Simulationen in diesem Abschnitt läßt sich festhalten, daß mittels realistischer Füllstrukturlücken von etwa 50 % im Speicherringbetrieb bei den typischen Elektronenströmen und Phasenraumkopplungen von 10 % der Einfang von Ionen nicht für alle Ionensorten verhindert werden kann. Zudem gibt es Bereiche des Ringes (solche mit besonders großen vertikalen Beta-Funktionen), wo unter diesen Bedingungen sogar fast die Hälfte aller leichten (d.h. mit Massen unter 50 u) Ionen eingefangen werden können. In näherer Zukunft wird es durch Reduktion der Phasenraumkopplungen zwar möglich sein, diese Situation für den Speicherringbetrieb deutlich zu verbessern. Für den Betrieb mit externen Elektronenstrahlen ist die Situation aber auch für deutlich kleinere Phasenraumkopplungen unbefriedigend. In beiden Fällen ist es empfehlenswert, zusätzlich mit resonanter Strahlanregung und/oder Elektroden mit statischen Hochspannungen zu arbeiten.

5.2 Nichtlineare Effekte

Zur Untersuchung der nichtlinearen Ionenbewegung wurden Trackingstudien durchgeführt. Dabei wird die Bahn eines Teilchens stückweise berechnet. Die Aussagen dieser Untersuchungen sind tatsächliche mittlere Lebensdauern der Ionen im Bereich des Strahles. Dabei können durchaus Ionensorten, für die im Rahmen der nichtlinearen Näherung eine stabile Bewegung vorhergesagt wurde, nach einer gewissen Zeitdauer (die meist allerdings recht groß ist) doch instabil werden. Andererseits ist es aber auch möglich, daß eine Ionensorte, die aufgrund der linearen Analyse nicht eingefangen werden sollte, dennoch (relativ) stabile Schwingungen im Feld des Strahls ausführt. Dies ist meist mit dem Auftreten starker Deformationen im Phasenraum, die zu stabilen Inseln auch bei großen Amplituden führen, verbunden.²

In Abb. 5.5 ist ein Beispiel dafür wiedergegeben, daß leichte Ionen (hier H_2^+) deren Bewegung im Feld des Elektronenstrahles im Rahmen der linearen Analyse als instabil berechnet worden war, bereits nach wenigen Umläufen des Elektronenstrahls verlorengehen (also eine Lebensdauer von wenigen μs besitzen). Solch kleine Lebensdauern im Feld des Strahles bedeuten aber, daß diese Ionen nur zu einem Neutralisierungsgrad des Strahles von unter einem Promille führen, was sehr wohl toleriert werden kann.³ Als Startwert für die Berechnung wurde ein ruhendes H_2^+ Ion gewählt, das bei $0.5 \cdot \sigma_x$ und $0.5 \cdot \sigma_z$ gebildet wurde. Für den Strahl wurde ein zirkulierender Strom von 50 mA und eine 2/3-Füllung des Speicherringes angenommen. Zudem wurde für die horizontale Strahldimension der aus der natürlichen Emittanz errechnete Wert bei 2.3 GeV (1.5 mm) und 10 % Kopplung vertikal/horizontal verwendet.

Bei den Trackingstudien stellte sich eine starke Abhängigkeit der Stabilität der Ionenbahn von den Startwerten heraus, wie man es für nichtlineare Dynamik auch erwarten sollte. Dies führt beispielsweise dazu, daß solche Ionen, die bei größeren Abständen vom Elektronenstrahl erzeugt wurden, und nach der linearen Analyse eigentlich stabil umlaufen sollten, dennoch instabil werden können. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 5.6 wiedergegeben. Als Parameter des Elektronenstrahls wurden in dieser Simulation die gleichen wie in der vorausgegangenen gewählt. Als Ion wurde nun CO^+ betrachtet und als Anfangsbedingung der Ionenbewegung wurde ein horizonta-

²Einen ähnlichen Effekt gibt es auch bei Oktupolfeldern in Beschleunigern, wo nicht nur ein stabiler Bereich um den Nullpunkt des Phasenraumes, sondern auch solche bei höheren Amplituden existieren.

³Die Zeitkonstanten für die Neutralisierung des Strahles liegen im Bereich von mehreren zehn Millisekunden, siehe Kapitel 2.1.

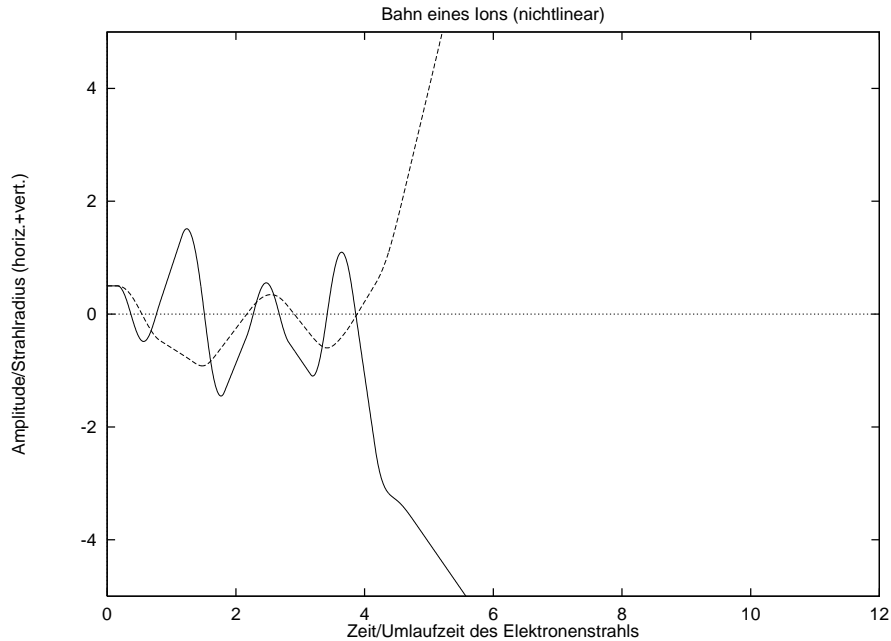


Abbildung 5.5: Unter Berücksichtigung der nichtlinearen Effekte durch Tracking ermittelte Bahn eines Ions im Feld des Elektronenstrahls (Die vertikale Trajektorie ist durchgezogen, die horizontale gestrichelt dargestellt. Simulationsparameter: Ionenmasse = 2 Protonenmassen, also H_2^+ , das in der linearen Näherung instabil war; Startpunkt horizontal $0.5 \sigma_x$, Startpunkt vertikal $0.5 \sigma_z$, Elektronenstrom 50 mA, 2/3 des Ringes gefüllt.)

ler Startpunkt bei σ_x und vertikaler bei σ_z gesetzt. Die Lebensdauer der bei großen Amplituden gebildeten Ionen im Feld des Elektronenstrahles ist also wesentlich kleiner als nach der linearen Analyse zu erwarten wäre. Dies hebt die kritische Masse in nichtlinearer Analyse etwas an.

Es gibt aber auch den entgegengesetzten Fall: Ionen die mit kleinen transversalen Abständen vom Strahlzentrum gebildet wurden, können sich durchaus lange Zeit stabil im Feld des Strahles bewegen, auch wenn sie nach der linearen Analyse instabil sein sollten. Diese Ionen können nicht (oder kaum) mit Hilfe einer Füllstrukturlücke aus dem Strahl entfernt werden. Stattdessen benötigt man zu ihrer Entfernung Absaugelektroden oder die resonante Strahlanregung. Ein Beispiel für diesen Fall ist in Abb. 5.7 wiedergegeben. Die Simulationsparameter sind die gleichen wie in der ersten Simulation, außer der anderen Ionensorte und dementsprechend anderer Masse (H_2O^+). Der Einfluß der resonanten Strahlanregung und von Absaugelektroden kann im Rahmen von solchen Trackingstudien ebenfalls untersucht werden und die Ergebnisse können beispielsweise bei der Platzierung von Absaugelektroden und der Dimensionierung der Hochspannung helfen. Deshalb werden entsprechende Berechnungsoptionen in das Simulationsprogramm eingebaut werden.

Zur Untersuchung der Lebensdauer verschiedener Ionensorten in Abhängigkeit von der Länge der Füllstrukturlücke wurden Rechnungen für jeweils 256 Ionen durchgeführt. Als Erzeugungsort = Startbedingung für die Simulation wurde ein äquidistantes 16×16 Gitter gewählt, wobei der maximale Abstand von der Strahlachse $3 \sigma_x$ und $3 \sigma_z$ betrug (wobei σ für die entsprechende Breite des Elektronenstrahles steht). Die Bahnen dieser Ionen wurden nun für 2000 Umläufe des Elektronenstrahles verfolgt und als Maß für die Lebensdauer der Ionensorte die Gesamtzahl an Umläufen genommen, während derer sich das entsprechende Ion stabil bewegte. Da ein im

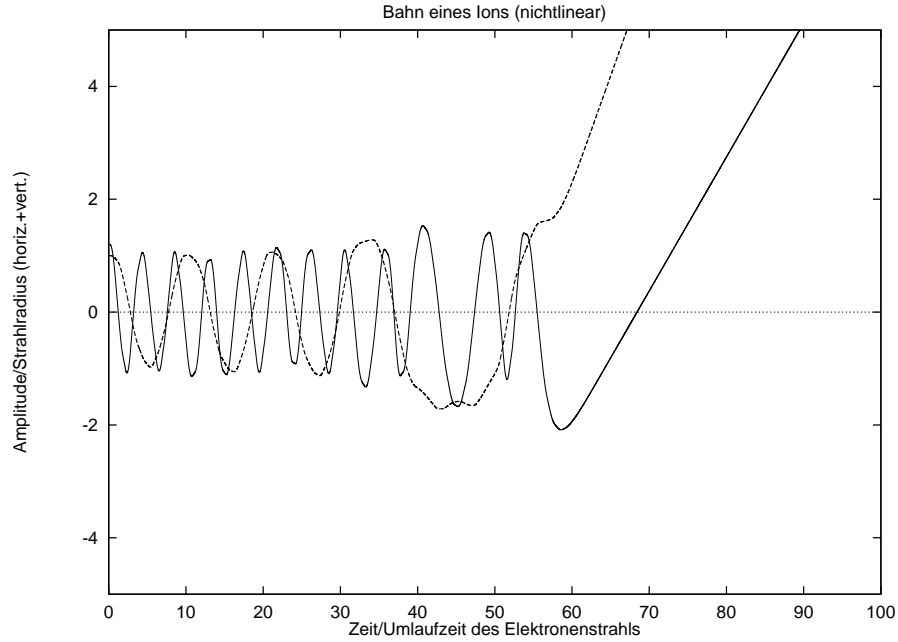


Abbildung 5.6: Unter Berücksichtigung der nichtlinearen Effekte durch Tracking ermittelte Bahn eines Ions im Feld des Elektronenstrahls (Die vertikale Trajektorie ist durchgezogen, die horizontale gestrichelt dargestellt. Simulationsparameter: Ionenmasse = 28 Protonenmassen, also CO^+ , das in linearer Näherung stabil war; Startpunkt horizontal σ_x , Startpunkt vertikal $1.2 \sigma_z$, Elektronenstrom 50 mA, 2/3 des Ringes gefüllt)

Zentrum des Strahles gebildetes Ion ohne zusätzliche Kräfte dauerhaft stabil bleibt und jedes Ion für 2000 Umläufe verfolgt wird, ist die Gesamtzahl der Umläufe aller Ionen also mindestens 2000. Da insgesamt die Bahnen von 256 Ionen für jeweils 2000 Umläufe verfolgt wurden, kann sie andererseits maximal 512000 betragen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 wiedergegeben, dabei wurde mit natürlichen Emittanzen für 2.3 GeV, 50 mA Strahlstrom und einer Phasenraumkopplung von 10 % gerechnet. Man sieht einerseits, daß die Lebensdauer mit der Masse des Ions monoton zunimmt. Andererseits nimmt sie mit zunehmender Länge der Füllstrukturlücke ab, wobei dieser Effekt bei den schwereren Ionen aber nicht so deutlich ausgeprägt ist wie bei den leichten.

Zum Abschluß dieses Kapitels sollen noch Phasenraumtrajektorien gezeigt werden, die den nichtlinearen Charakter der Wechselwirkung zwischen den Ionen und dem Strahl bei großen Schwin-

Massenzahl/Ladungszahl	Länge der Füllstrukturlücke		
	1/10	1/3	2/3
2	13800	5200	4400
12	87900	31600	18200
18	112600	64800	32800
28	154800	112100	67200
42	176500	148600	128700

Tabelle 5.1: Lebensdauer von 256 Ionen, die zwischen $(0,0)$ und $(3 \sigma_x, 3 \sigma_z)$ gebildet wurden. Die Lebensdauer ist dabei in Vielfachen der Umlaufzeit des Elektronenstrahls angegeben.

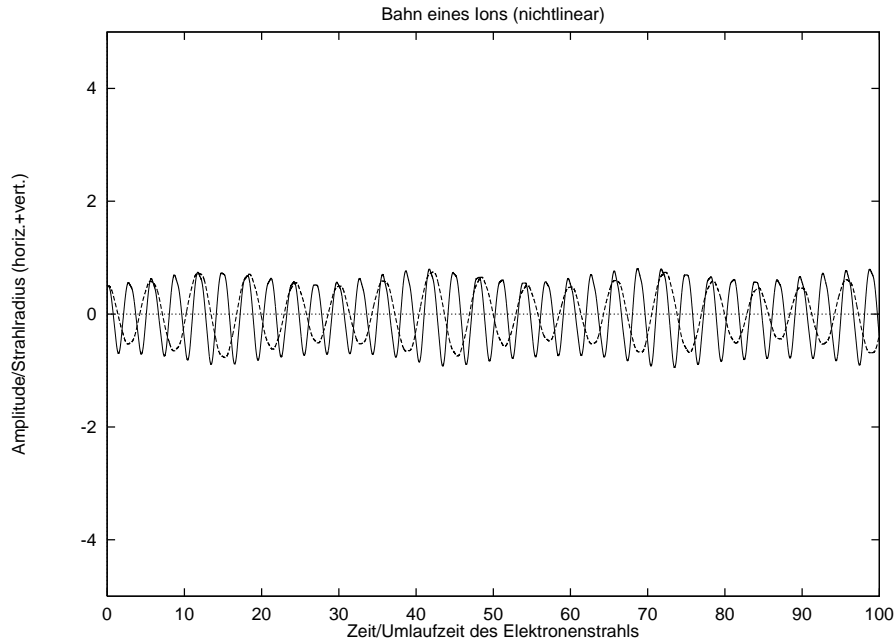


Abbildung 5.7: Unter Berücksichtigung der nichtlinearen Effekte durch Tracking ermittelte Bahn eines Ions im Feld des Elektronenstrahls (Die vertikale Trajektorie ist durchgezogen, die horizontale gestrichelt dargestellt. Simulationsparameter: Ionenmasse = 18 Protonenmassen, also H_2O^+ , das in linearer Näherung instabil war; Startpunkt horizontal $0.5 \sigma_x$, Startpunkt vertikal $0.5 \sigma_z$, Elektronenstrom 50 mA, 2/3 des Ringes gefüllt)

gungsamplituden deutlich machen. In Abb. 5.8 sind die Trajektorien für fünf Wasserionen H_2O^+ gezeigt, die bei den Koordinaten $(0.5 \sigma_x, 0)$, $(1.0 \sigma_x, 0)$, $(1.1 \sigma_x, 0)$, $(1.15 \sigma_x, 0)$ und $(1.25 \sigma_x, 0)$ gebildet wurden. Dabei wurde wieder von natürlichen Emittanzen für 2.3 GeV, 50 mA Strahlstrom, 10 % Phasenraumkopplung und einer Füllstrukturlücke von einem Drittel des Ringumfangs ausgegangen. Wasserionen sind unter diesen Bedingungen im Rahmen der linearen Analyse der Stabilität der transversalen Bewegung instabil. Bei allen obigen Startwerten blieben die Ionen aber für die Dauer der Simulation (3000 Umläufe des Elektronenstrahls) stabil im Feld des Strahles. Erst bei größeren Anfangsamplituden wurden sie schnell instabil.

Wie deutlich zu sehen ist, bewegt sich ein Ion im Innenbereich des Strahlpotentials noch fast wie im Potential eines harmonischen Oszillators. Zu größeren Amplituden hin treten zunehmend Phasenraumdeformationen auf und es entstehen stabile Inseln der Bewegung außerhalb des zentralen stabilen Bereiches.

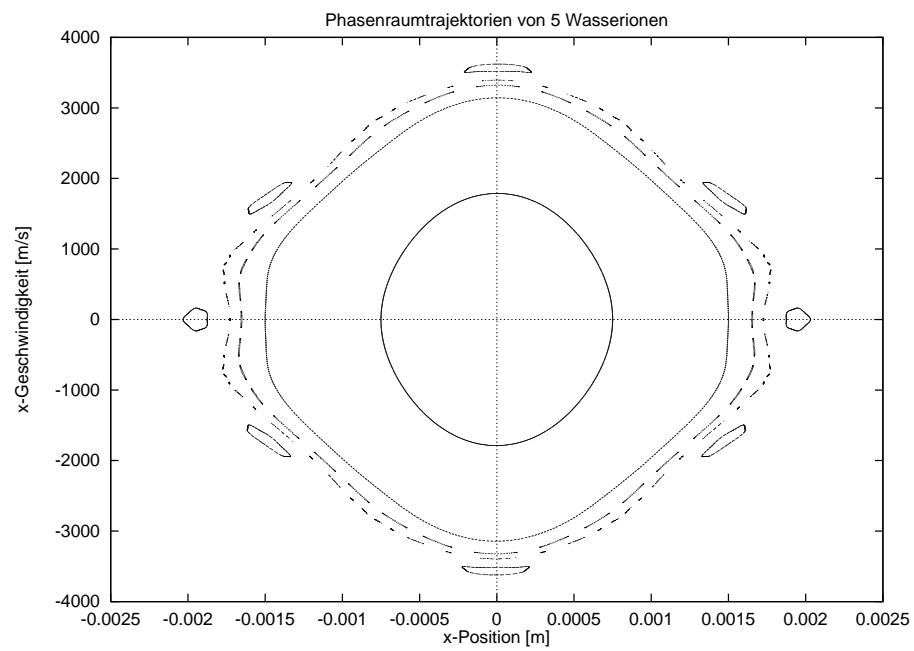


Abbildung 5.8: Unter Berücksichtigung der nichtlinearen Effekte durch Tracking ermittelte Phasenraumtrajektorien von fünf Wasserionen im Feld des Elektronenstrahls (Simulationsparameter: natürliche Emittanz für 2.3 GeV, 50 mA Strahlstrom, 10 % Phasenraumkopplung, 1/3 Füllstrukturlücke, jeweils 3000 Umläufe des Elektronenstrahls)

Kapitel 6

Messungen an ELSA

In diesem Kapitel werden Messungen vorgestellt werden, die sich im wesentlichen mit den möglichen Maßnahmen zur Verhinderung des Ioneneinfangs beschäftigen. Sie wurden zum Teil nicht nur in Maschinentestzeiten, sondern auch in Experimentierzeiten an **ELSA** durchgeführt, ohne daß dadurch schädliche Rückwirkungen auf andere Strahleigenschaften beobachtet wurden. Es war im Gegenteil sogar möglich, durch resonante Anregung des Strahles die kohärente Arbeitspunktverschiebung während der Injektionsphase zu unterdrücken und dadurch die Akkumulationsgeschwindigkeit zu erhöhen.

6.1 Transversale Spektren, resonante Strahlanregung

Wie bereits in der Einführung erwähnt, wurde der erste Effekt, der auf den Einfang von Ionen zurückgeführt werden konnte, von den Nutzern der Synchrotronstrahlung an **ELSA** beobachtet. Es handelte sich dabei um eine periodische Erhöhung der vertikalen Emittanz mit etwa 40-60 Hz. Damit korreliert tritt eine kohärente Arbeitspunktverschiebung auf. Beide Effekte sind mittels der in Abschnitt 3.4 vorgestellten Theorie einer kohärenten Instabilität zwischen dem Elektronenstrahl und einer vom Strahlpotential eingefangenen Ionenwolke erklärbar. In Abb. 6.1 ist ein Spektrum der vertikalen Strahlbewegung gezeigt, das mit einem Strahllagemonitor aufgenommen wurde.¹

Betrachtet wird der Frequenzbereich um das niedrigste Seitenband des vertikalen Arbeitspunktes. Dieser war auf 4.580 eingestellt, entsprechend einer Frequenz des $(5 - Q_z)$ -Seitenbandes von etwa 765 kHz. Die Strahlenergie lag bei 2.3 GeV und der Elektronenstrom bei etwa 50 mA. Der Spektrumanalysator wurde im Max-Hold-Modus betrieben, d.h. die angezeigten Amplituden sind die in einem Zeitintervall von 5 sec bei der jeweiligen Frequenz maximal aufgetretenen Werte. Man sieht zunächst, daß die Form des Gesamtspektrums keineswegs durch eine Gaußverteilung beschrieben werden kann. Zudem ist der Frequenzbereich, in dem kohärente Schwingungen gemessen werden, mit etwa 60 kHz (entsprechend einer Variation des Arbeitspunktes um etwa $\Delta Q_z = 0.030$) sehr groß. Die Arbeitspunktverteilung aufgrund der natürlichen Impulsunschärfe des Elektronenstrahls und der Chromatizität wäre um einen Faktor von mehr als 10 schmaler.

Die Ursache für die stark von einer Gaußverteilung abweichende Form des Spektrums liegt in der Periodizität der auftretenden kohärenten Instabilitäten. Wenn die Messung nur während eines sehr kurzen Zeitintervalls (deutlich kleiner als 20 ms) durchgeführt worden wäre, so bestände

¹Die Skizze des Aufbaus der **ELSA**-Strahllagemonitore ist in Anhang B abgebildet.

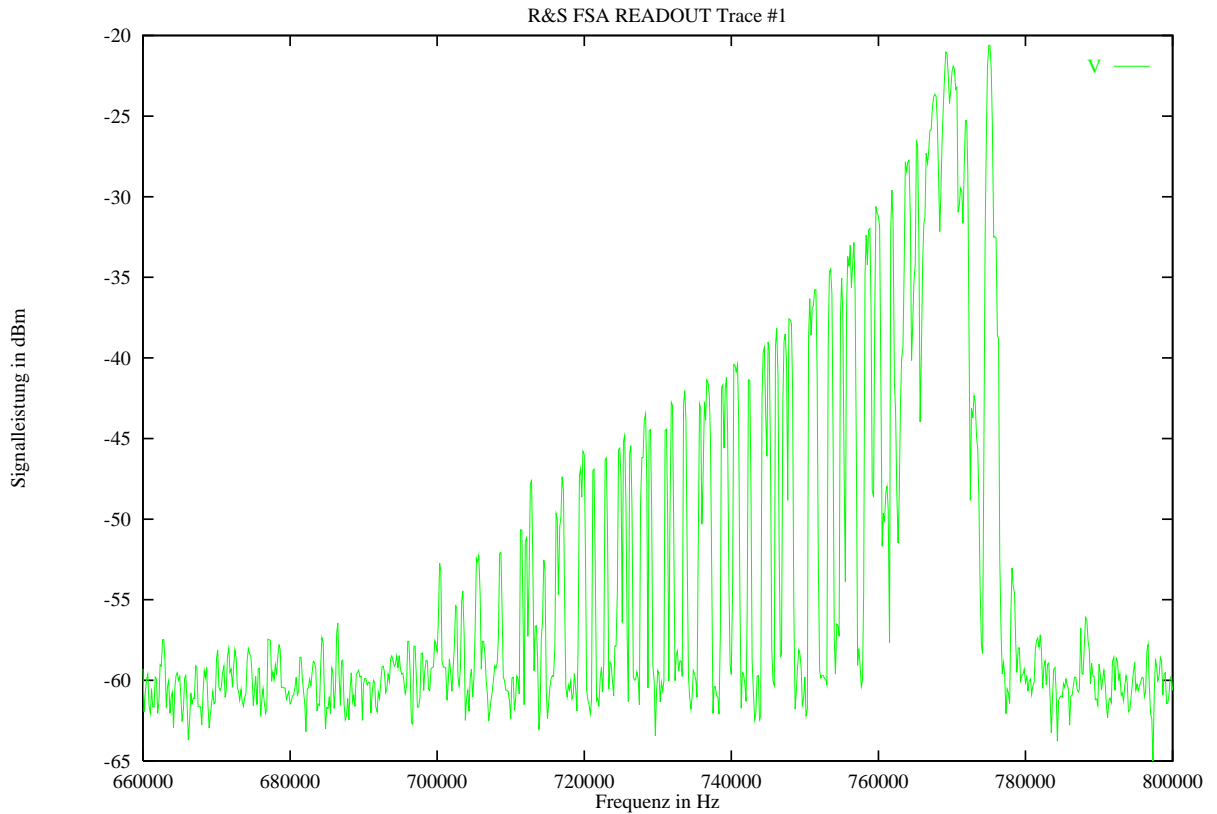


Abbildung 6.1: Spektrum der vertikalen Strahlbewegung, aufgenommen mit einem Strahllogger (Umlauffrequenz $f_0 = 1.823$ MHz, Arbeitspunktseitenband $(5 - Q_z) \cdot f_0 = 0.420 \cdot 1.823$ MHz)

das Spektrum nur aus einem einzigen schmalen Profil. Dessen Zentrum läge aber bei aufeinanderfolgenden Messungen jeweils bei unterschiedlichen Frequenzen. In der zeitintegrierten Darstellung in Abb. 6.1 führt die zeitabhängige Verschiebung der Frequenz aufgrund der kohärenten Instabilität aber zu der breit auslaufenden, asymmetrischen Verteilung. Die Periodizität der auftretenden Arbeitspunktverschiebung (die Ionen wirken fokussierend auf den Elektronenstrahl, also ist die Richtung der Verschiebung beim betrachteten Arbeitspunktseitenband zu niedrigeren Frequenzen hin) wurde bereits kurz im Abschnitt 3.4 erklärt. Sie resultiert daraus, daß erst eine gewisse Schwellenneutralisierung des Strahles überschritten werden muß (die Zeitkonstante dafür ist durch die Ionisierungsraten gegeben und liegt im Bereich von 20 ms), bevor die transversalen kollektiven Schwingungsmoden instabil werden. Während dieser Zeit ist die kohärente Strahl-Ionen-Schwingung zunächst noch stabil und die kohärente Verschiebung des Arbeitspunktes wird stetig größer (er wandert also in Abb. 6.1 zu niedrigeren Frequenzen). Gleichzeitig nimmt aber die Amplitude der Schwingung des Elektronenstrahles, die jener noch durch die Anregung beim letzten Durchlaufen der Instabilität besitzt, ab, da bei ihm die Strahlungsdämpfung wirkt (dies steht in Einklang mit der Abnahme der Signalhöhe zu niedrigeren Frequenzen hin). Sobald aber die kritische Neutralisierung überschritten wird, wächst die Amplitude der Schwingung exponentiell an. Die für die Instabilität typische Zeitkonstante liegt bei **ELSA** im Mikrosekundenbereich, der Amplitudenzuwachs ist also im Vergleich zur Meßzeit des Spektrumanalysators instantan. Dadurch wird die Ionenbewegung instabil, der Arbeitspunkt kehrt sprunghaft zum Ausgangswert des Zyklus (entsprechend verschwindender Neutralisierung) zurück und der Prozeß startet

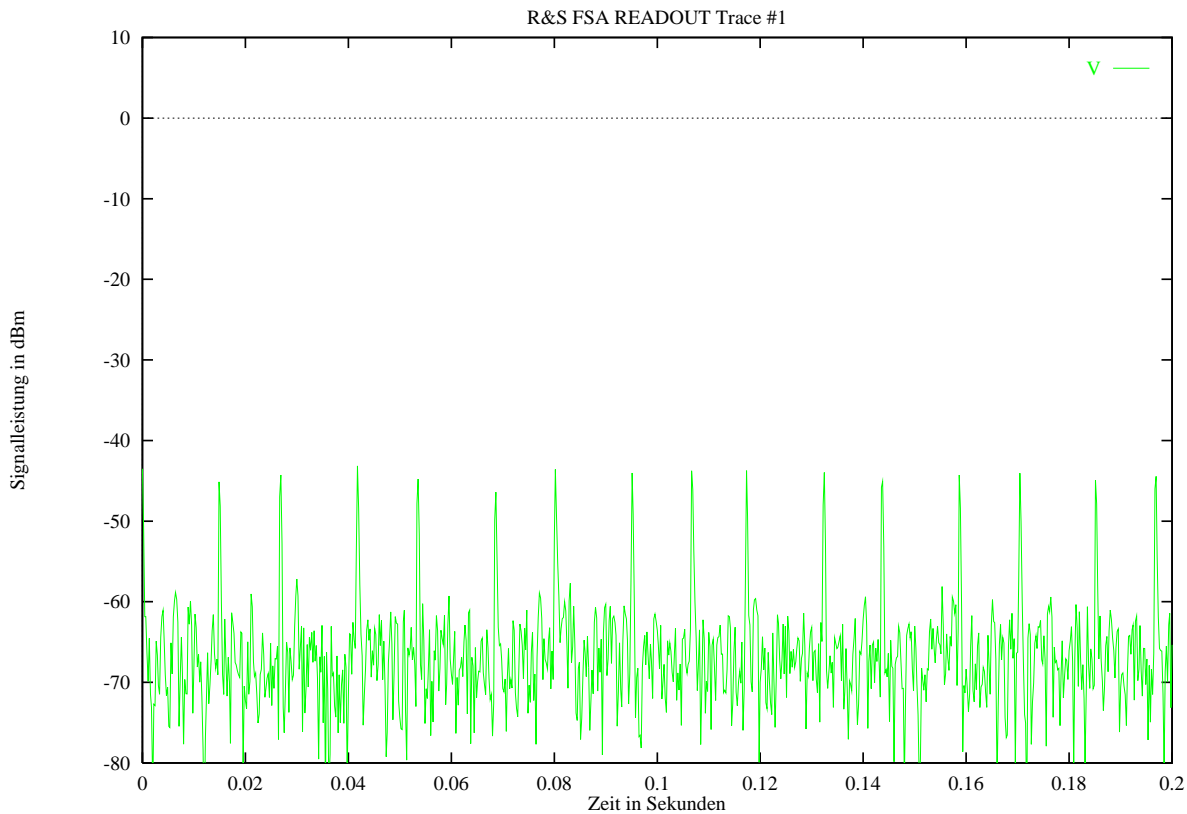


Abbildung 6.2: Amplitude der vertikalen Strahlbewegung, aufgenommen mit einem Strahllogger (Meßfrequenz 740 kHz)

von vorne.

Diese Erklärung kann noch mittels zweier weiterer Beobachtungen gestützt werden: Stellt man den Spektrumanalysator auf eine feste Frequenz ein und mißt die zeitliche Entwicklung der Amplitude bei dieser Frequenz, so ist diese mit etwa 14 ms periodisch. Eine solche Messung, die unmittelbar nach der in Abb. 6.1 gezeigten Messung durchgeführt wurde, ist in Abb. 6.2 gezeigt und die Periodendauer ist mit den errechneten Schwellenneutralisierungen für die kohärente Instabilität verträglich. Die Form des Spektrums in Abb. 6.1 wurde also tatsächlich durch eine zeitlich periodische Verschiebung des kohärenten vertikalen Arbeitspunktes verursacht.

Weiterhin ergibt die Messung der Periodendauer der vertikalen Emittanzvergrößerung wie sie von den Synchrotronlichtnutzern beobachtet wurde die gleichen Werte und beide Effekte treten immer korreliert auf.

Als Gegenmaßnahme zur Unterdrückung der vorgenannten Effekte wurde zunächst die resonante Strahlanregung² getestet. Bei einer Anregung im Frequenzbereich des untersten Arbeitspunktseitenbandes, die deshalb besonders erfolgversprechend ist, weil die Frequenzen der transversalen Ionenbewegung in **ELSA** eher noch kleiner sind, muß die Anregungsfrequenz nach den Überlegungen im Abschnitt 4.1 etwas unterhalb des Arbeitspunktseitenbandes liegen. Dieses läge unverschoben am rechten Rand der Verteilung, also bei etwa 765 kHz. Die Anregung erfolgte

²Sie wird im Englischen als "beam shaking" bezeichnet, weshalb dieser Ausdruck auch in einigen Abbildungen auftaucht.

mit 749 kHz und etwa 50 W Leistung und das resultierende Spektrum ist in Abb. 6.3 wiedergegeben.

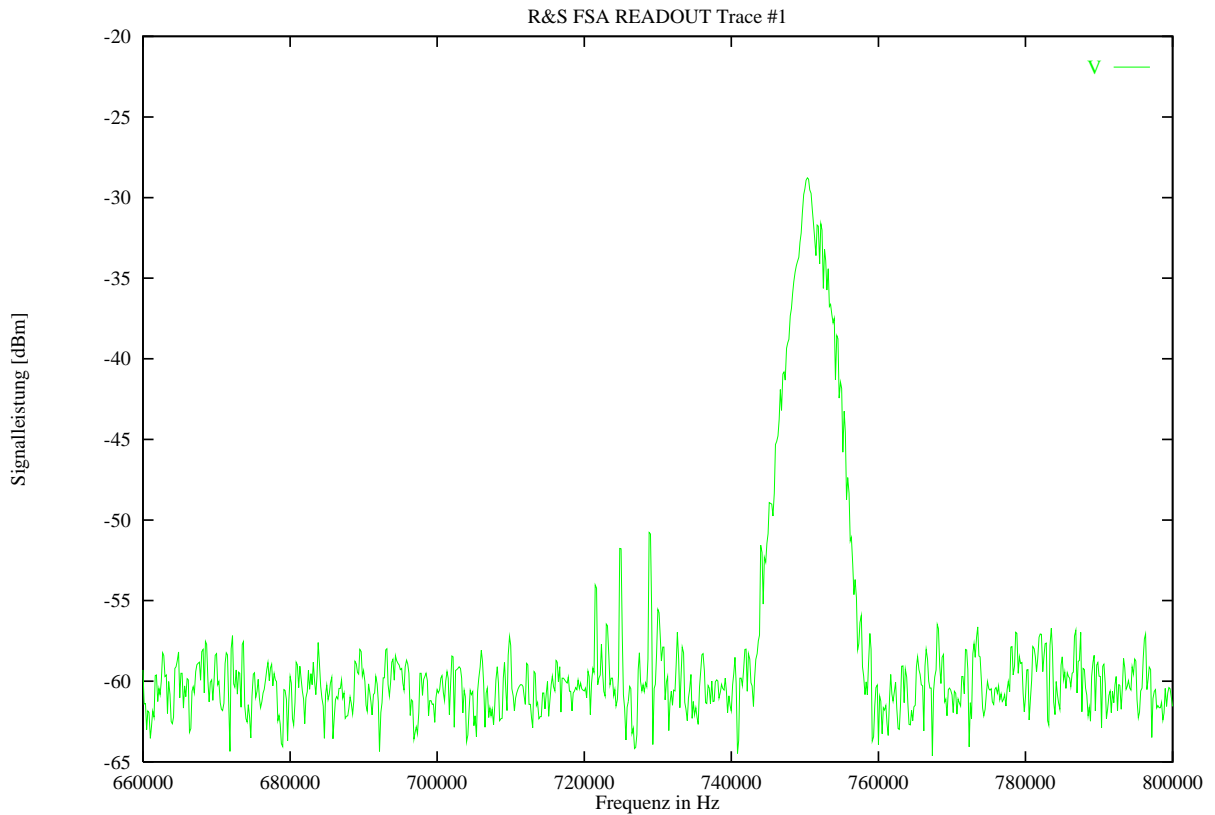


Abbildung 6.3: Spektrum der vertikalen Strahlbewegung, aufgenommen mit einem Strahllogger (Umlauffrequenz $f_0 = 1.823$ MHz, Arbeitspunktseitenband $(5 - Q_z) \cdot f_0 = 0.420 \cdot 1.823$ MHz); resonante Strahlanregung eingeschaltet (749 kHz, 50 W)

Die Meßmethode des Spektrumanalysators war die gleiche wie in Abb. 6.1, also der Max-Hold-Modus mit einer Zeitdauer von etwa 5 Sekunden. Es ist deutlich zu sehen, daß nahezu alle Anteile des Spektrums, die aufgrund der kohärenten Arbeitspunktverschiebung zustande kamen, nicht mehr auftreten. Der einzige Anteil, der im Spektrum noch deutlich zu sehen ist, ist ein Signal bei der Anregungsfrequenz, das aber gegenüber den in Abb. 6.1 auftretenden Amplituden um fast 10 dB unterdrückt ist. Sobald in den Spektren keine Arbeitspunktverschiebungen mehr zu erkennen waren, wurden auch in schnellen Messungen (mit Zeitaufösung im Millisekundenbereich) der Profile der Synchrotronstrahlung keine Schwankungen der vertikalen Emittanz mehr beobachtet. Es läßt sich also festhalten, daß mittels resonanter vertikaler Anregung des Elektronenstrahles die Neutralisierungsgrade des Strahls klein genug gehalten werden können, so daß die Schwellen für die kohärente Instabilität nicht mehr überschritten werden.

Die Lebensdauer des Elektronenstrahles im Speicherringmodus ist bei höheren Energien und Strahlströmen im wesentlichen durch das Vakuumsystem und die daraus resultierenden Restgasdrücke bestimmt. Die aufgrund der Wirkungsquerschnitte für die Restgasstreuung errechneten Lebensdauern stimmen für ein Restgasspektrum wie in Abb. 2.1 bereits gut mit den tatsächlich erreichten Lebensdauern von bis zu zwei Stunden bei 2.3 GeV und einen Strahlstrom von 20 mA

überein. Deshalb war nicht zu erwarten, daß die Unterdrückung des Ioneneinfangs hier zu wesentlichen Verbesserungen führen würde und es ist in der Tat nur ein sehr schwacher Einfluß festzustellen. Im wesentlichen treten bei eingeschalteter resonanter Strahlanregung plötzliche Einbrüche in der Lebensdauer seltener auf.

Ein Problem für die Implementierung dieser Methode im routinemäßigen Beschleunigerbetrieb ist, daß die Einstellung der Frequenz relativ kritisch ist.³ Der Frequenzbereich, in dem die resonante Anregung für eine effektive Reduktion der Strahlneutralisierung sorgt, liegt bei hohen Strahlströmen bei etwa 1 kHz und wächst bei niedrigeren Strömen auf etwa 10 kHz an. Da **ELSA** derzeit noch kein System besitzt, um die strahlstromabhängige kohärente Arbeitspunktverschiebung aufgrund der Strahl-Kammerwechselwirkung [Sch95] zu kompensieren, ändert sich der Arbeitspunkt aufgrund der Strahlstromabnahme aber deutlich während eines Speicherzyklus. Zudem verursacht bereits ein leicht falsches Tracking der Magnete in der Rampphase größere Arbeitspunktverschiebungen als einige kHz, wodurch die resonante Strahlanregung unwirksam wird. Während das erste Problem verhältnismäßig leicht gelöst werden kann und entsprechende Tests im Speicherringbetrieb erfolversprechend verliefen, ist das zweite Problem schwerwiegender Natur. Deshalb ist noch zu untersuchen, ob diese Methode zur Verringerung der Arbeitspunktstreuung beim Durchqueren von intrinsischen Depolarisationsresonanzen während der Energierampe eingesetzt werden kann.

6.2 Absaugelektrode

Für die Versuche mit statischen elektrischen Feldern wurde eine Elektrode eines **ELSA**-Strahl-lagemonitors (siehe Abbildung in Anhang B) genutzt.⁴ Da für Aussagen über die Effektivität dieser Methode zur Unterdrückung des Ioneneinfangs sehr kleine Ströme (in der Größenordnung von einigen nA) gemessen werden müssen, ist es notwendig, die Position der Elektrode sorgfältig auszuwählen. Durch Photoionisation aufgrund der Absorption von Synchrotronlicht entstehen typischerweise wesentlich größere Ströme, so daß eine Elektrode weit entfernt von sämtlichen Dipolen und möglichst sogar Quadrupolen gewählt werden sollte. Ausgewählt wurde schließlich eine Elektrode in Halbzelle 16 in der Nähe der Hohlraumresonatoren von **ELSA**. Dies ist etwa in der Mitte einer geraden Sektion und somit weit genug von Dipolen entfernt. Zudem ist die entsprechende Elektrode in Strahlrichtung gesehen vor einem Quadrupol eingebaut, so daß auch aus dieser Quelle kein Untergrund droht. Schließlich wurde eine der inneren Elektroden genutzt, was eine weitere Sicherheit gegen eventuell bis hierhin vorgedrunenes Synchrotronlicht darstellt.

Die Idee bei den Messungen mit einer Absaugelektrode ist nun, das Verhältnis des Ionenstromes, der durch diese aus dem Elektronenstrahl entfernt wird, zur Gesamtproduktionsrate aufgrund der Ionisation durch den Strahl zu bestimmen. Dies liefert dann eine Aussage darüber, welcher Anteil der Ringlänge mit einer Elektrode wirkungsvoll entleert werden kann. Zusätzlich können solche Messungen, da der Strom durch die Absaugelektrode proportional zum Neutralisierungsgrad des Strahles ist, auch als empfindliches Detektionselement für die Güte der anderen Maßnahmen zur Unterdrückung des Ioneneinfangs genutzt werden.

Der Aufbau für die Messungen bestand aus einem Hochspannungsnetzgerät (für negative Spannungen), in welches direkt ein Strommeßgerät eingebaut war. Da die Elektrode eines Strahl-lagemonitors genutzt wurde und die zugehörige 50 Ω -Vakuumdurchführung nur bedingt hochspan-

³Die Wahl einer geeigneten Anregungsamplitude bzw. Leistung ist hingegen unproblematisch, sofern ein Mindestwert, der je nach Strahlstrom zwischen 20 und 40 W schwankt, überschritten wird.

⁴Im englischen Sprachgebrauch werden solche Absaugelektroden als "clearing"-Elektroden bezeichnet. Deshalb taucht dieser Ausdruck in einigen Abbildungen auf.

nungsfest ist, waren die Versuche auf negative Spannungen bis etwa 1000 V begrenzt. Als Gegenelektrode diente direkt die geerdete Vakuumkammer, so daß die Strommessung im Netzgerät gegen Erde erfolgen konnte. Sowohl Hochspannung als auch Strom konnten mit Digitalvoltmetern, die mittels IEC-Bus vom Computer auslesbar waren, gemessen werden.

Zur Eichung des Aufbaus sind Untergrundmessungen notwendig. Dazu wurde zunächst ohne Elektronenstrom in **ELSA** eine Eichkurve des Dunkelstromes gegen die Hochspannung gemessen. Das Ergebnis ist in Abb. 6.4 (a) wiedergegeben. Die maximalen Ströme liegen bei etwa 30 nA und zeigen bei Spannungen um 1000 V eine Sättigungstendenz. Die Fehler der entsprechenden Meßwerte sind klein und die Ergebnisse ließen sich bei wiederholter Untergrundeichung gut reproduzieren. Der Offset bei verschwindender Hochspannung kam durch einen Spannungsoffset auf dem Meßausgang des Netzgeräts zustande und gibt somit keinen wirklichen Strom wieder.

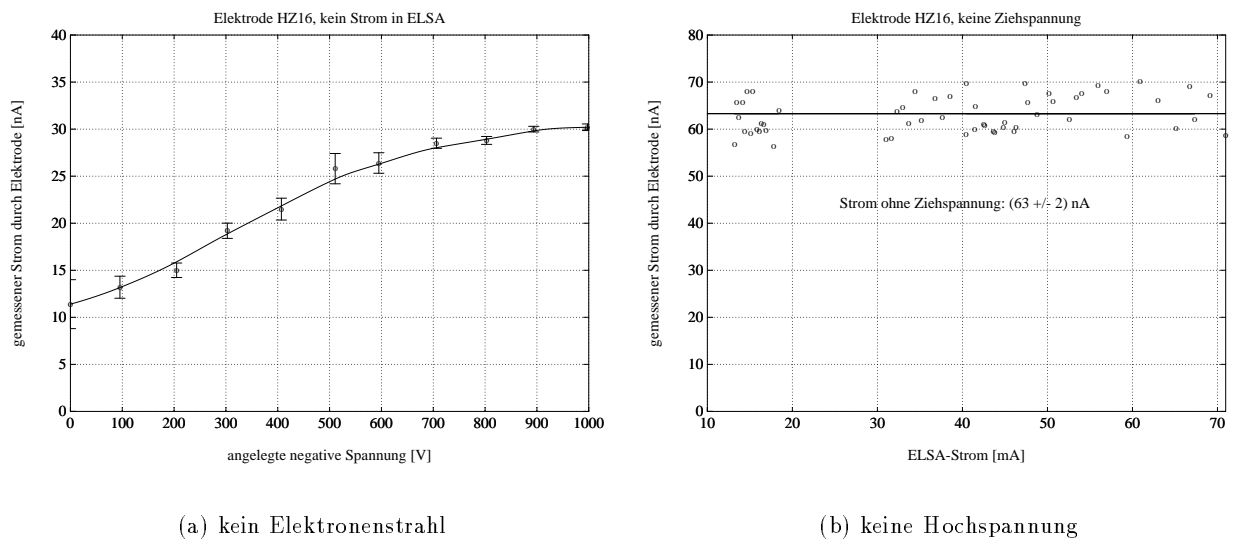


Abbildung 6.4: Untergrundmessung für Anordnung aus Absaug-Elektrode und Hochspannungsnetzgerät

Bei der zweiten Untergrundmessung wurde mit Elektronenstrahl aber ohne angelegte Ziehspannung gemessen. Dabei stellte sich heraus, daß dieser Untergrund deutlich größer als bei der Messung ohne Strahl in **ELSA** ist (siehe Abb. 6.4 (b)). Der Grund für diese Tatsache ist unklar, da der Untergrund andererseits völlig unabhängig vom Strahlstrom in **ELSA** ist, also nicht durch Synchrotronstrahlung verursacht wird. Allerdings beeinträchtigt dieser Untergrund die Messungen nicht weiter, da er sich bei Messungen an mehreren Tagen gut reproduzieren ließ, so daß er sich aus den Meßwerten zuverlässig herausrechnen läßt.

Mit dieser Vorarbeit ließen sich nun konkrete Messungen durchführen. Zunächst sollte der Einfluß der gewählten Hochspannung auf die Effektivität der Saugelektroden untersucht werden. Dazu wurde im Speicherringbetrieb eine Langzeitmessung durchgeführt, wobei jeweils einen Speicherzyklus von etwa anderthalb Stunden lang (bei einer Strahlenergie von 2.3 GeV) mit einer festen Ziehspannung gemessen wurde. Dies wurde für Spannungen von 200, 400, 600, 800 und 1000 V durchgeführt. Die (bereits untergrundkorrigierte) Messung ist in Abb. 6.5 wiedergegeben (dabei wurde mit einer relativ homogenen Füllstruktur gearbeitet, also ohne „Ionenlücke“).

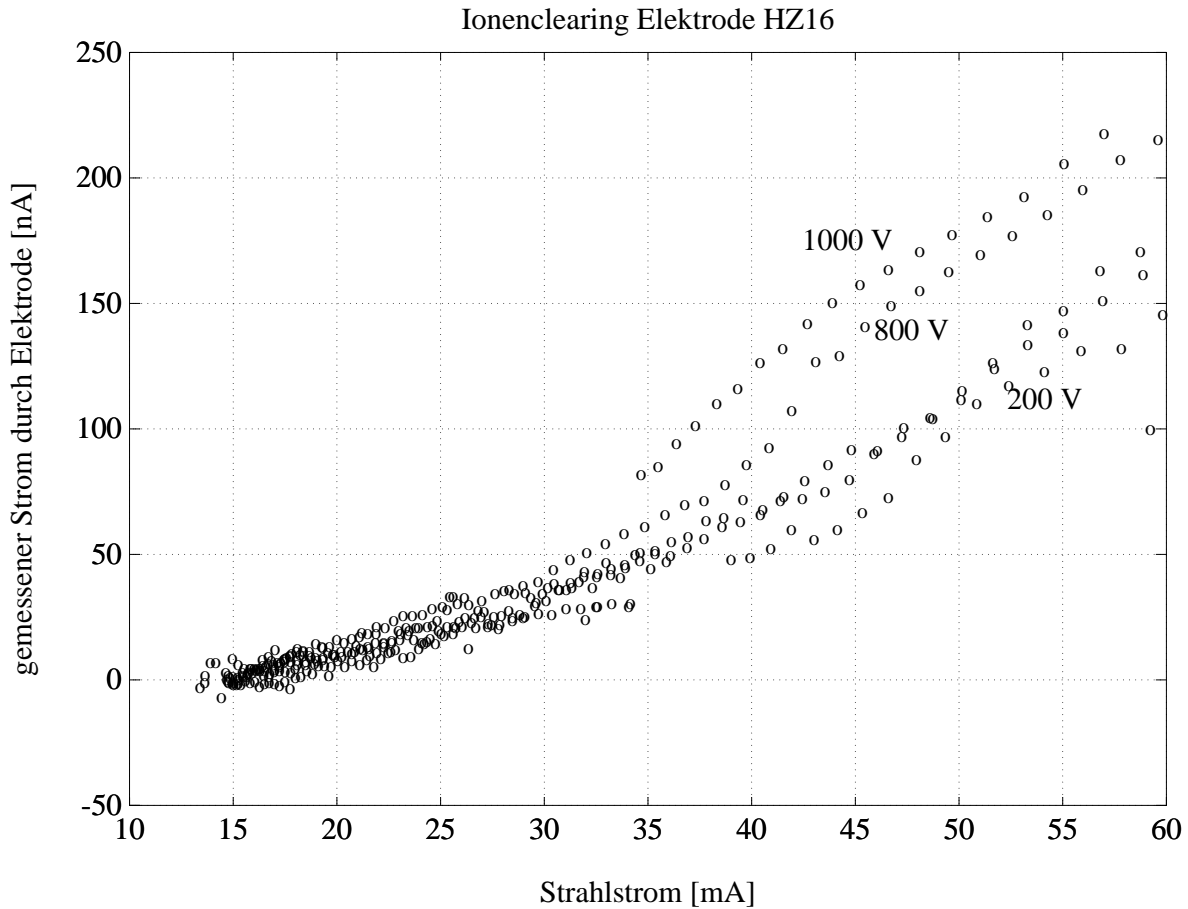


Abbildung 6.5: Messung zur Abhängigkeit des Clearing-Stromes von der angelegten Hochspannung

Qualitativ zeigt die Messung, daß sich die (dann aber auch sehr kleinen) Ionenströme bei kleinen Elektronenströmen kaum in Abhängigkeit von der angelegten Ziehspannung ändern. Bei höheren Strahlströmen von mehr als 40 mA ändert sich dies. Dann ergibt sich ein deutlicher Unterschied zwischen den größeren und kleineren Ziehspannungen (auch wenn dieser nur etwa einen Faktor 1.5 ausmacht, also viel kleiner ist, als der Faktor 5, um den sich die Ziehspannungen unterscheiden). Der Unterschied zwischen 800 und 1000 V Ziehspannung ist aber nur noch minimal, so daß eine Spannung von etwa 800 V bei Strahlströmen von unter 100 mA als ausreichend angesehen werden kann.

Quantitativ kann man mittels der in Abschnitt 2.1 berechneten Zeitkonstante für die Bildung eines Ions durch ein Elektron des Strahls ($\tau < 60$ ms bei 2.3 GeV) errechnen, daß pro Meter Ringumfang und mA Elektronenstrom etwa $3.5 \cdot 10^8$ Ionen pro Sekunde gebildet werden. Dies bedeutet, daß beispielsweise die 175 nA Ionenstrom, die bei 50 mA Elektronenstrom und einer Ziehspannung von 1000 V gemessen wurden, dem Strom aller auf einer Länge von etwa 55 m gebildeten Ionen entsprechen. Dies sind ein Drittel aller überhaupt erzeugten Ionen ! Die Elektrode arbeitet also dann sehr effektiv. Allerdings bedeutet dies nicht, daß eine sehr kleine Anzahl Absaugelektroden bereits als Bestückung für **ELSA** ausreichen würde. Dies liegt daran, daß während der Messung eine sehr homogene Füllstruktur in **ELSA** eingestellt war. Dadurch besaßen die Ionen sehr große Lebensdauern im Feld des Strahles und konnten somit weite longitudi-

dinale Strecken zurücklegen. Bei den typischen (ebenfalls in Kapitel 2.2 berechneten) longitudinalen Driftgeschwindigkeiten, benötigen die Ionen dafür aber etwa 100 ms, was gleichbedeutend mit hohen mittleren Neutralisierungsgraden und damit z.B. großen Arbeitspunktverschiebungen ist. Deshalb ist die Aussage, die gewonnen werden kann, nur, daß die Absaugelektrode bei Ziehspannungen zwischen 800 und 1000 V mit guter Effektivität arbeitet. Der Abstand sollte wegen obiger Abwägung der longitudinalen Driftgeschwindigkeit, die in Kapitel 4 in Detail ausgeführt wurde, die Länge einer Halbzelle nicht überschreiten.

Zur Untersuchung der Wirksamkeit der resonanten Strahlanregung und der inhomogenen Füllstruktur bei der Unterdrückung des Ioneneinfangs wurden ebenfalls Messungen mit der Absaugelektrode in Halbzelle 16 durchgeführt. Dazu wurde die Ziehspannung fest auf 800 V eingestellt und einen Speicherzyklus hindurch der Ionenstrom durch die Elektrode gemessen. In Abbildung 6.6 ist die entsprechende Messung zur Wirksamkeit der resonanten Strahlanregung gezeigt. Dabei wurde mit einer homogenen Füllstruktur in **ELSA** gearbeitet, um den Einfluß des Beamshakings besser sichtbar zu machen.

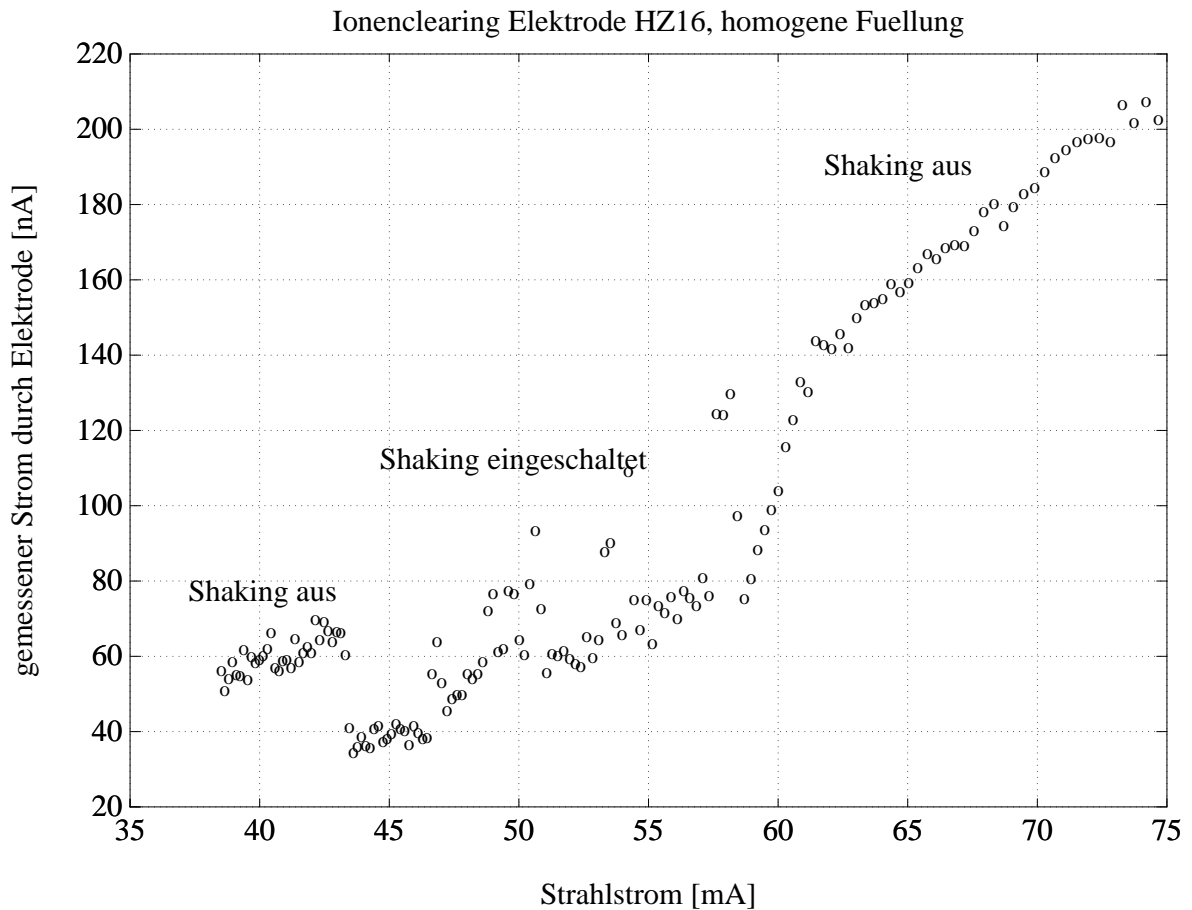
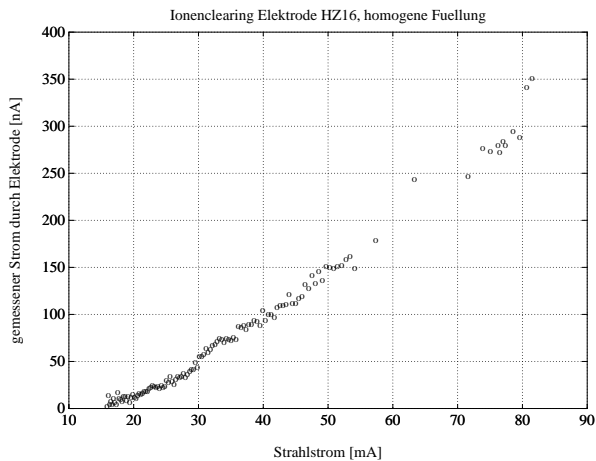
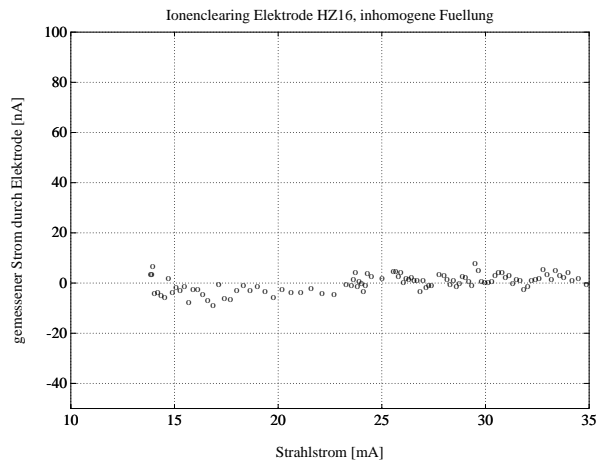


Abbildung 6.6: Auswirkung der resonanten Strahlanregung auf die Clearing-Ströme

Deutlich zu erkennen ist die Absenkung des gemessenen Ionenstromes beim Einschalten der Anregung (bei einem Strahlstrom von etwa 60 mA) auf etwa die Hälfte. Zur Verifizierung, daß die Anregung wirklich der einzige Einfluß war, der für diesen Abfall sorgte, wurde dann mehrmals die Anregung kurzzeitig ausgeschaltet (was man in der Abbildung als „Ausreißer“ nach oben



(a) homogene Füllstruktur



(b) inhomogene Füllstruktur

Abbildung 6.7: Auswirkung einer inhomogenen Füllstruktur auf die Clearing-Ströme

sehen kann). Dann wurde bei etwa 43 mA Strahlstrom die Anregung dauerhaft ausgeschaltet und die Kurve kehrte wieder auf den ursprünglichen Verlauf zurück. Es zeigt sich also auch hier deutlich, daß die resonante Strahlanregung geeignet ist, den Neutralisierungsgrad des Strahles abzusenken.

6.3 Inhomogene Füllstruktur

Zu inhomogenen Füllstrukturen wurden im Rahmen dieser Arbeit wiederholt Versuche durchgeführt. Diese hatten sehr ermutigende Ergebnisse, da auf relativ unkomplizierte Weise eine deutliche Entschärfung der Ionenproblematik erreicht werden konnte. Es stellten sich allerdings auch Probleme bei der Optimierung des Beschleunigerbetriebes heraus. Allgemein treten Strahlverluste in der Rampphase bei inhomogenen Füllungen etwas häufiger auf, falls der Beschleuniger nicht optimal eingestellt ist. Diese Nebeneffekte müssen deshalb noch weiter untersucht werden.

In Bezug auf eine Absenkung des Neutralisierungsgrades ist die inhomogene Füllung hingegen zumindest bei kleinen Strahlströmen sehr erfolgreich. Das Auftreten der kohärenten Instabilitäten kann bei Strömen unterhalb etwa 35 mA vollkommen unterbunden werden (in Verbindung mit der im nächsten Abschnitt beschriebenen Reduktion der Paserkopplung sogar unterhalb von etwa 60 mA). Diese Verringerung des Neutralisierungsfaktors ist sehr gut in Abb. 6.7 (a) und (b) zu sehen. Es handelt sich dabei wieder um eine Messung des Ionenstromes durch eine Absaugelektrode in Halbzelle 16 bei 2.3 GeV Strahlenergie und 800 V eingestellter Ziehspannung.

Man kann erkennen, daß bei der Messung mit inhomogener Füllung die Stromwerte gut mit Null verträglich sind⁵, während bei der Messung mit homogener Füllung im gleichen Strahlstrombereich immerhin bis zu 75 nA Ionenstrom auftreten.

⁵Aufgrund der Untergrundkorrektur treten einige leicht negative Ströme auf, diese sind aber im Rahmen ihrer Fehler noch mit Null verträglich.

Bei ersten Hochstromtests mit internen Strahlströmen von bis zu 250 mA in **ELSA** zeigte sich erstmals auch ein deutlicher Einfluß der Ioneneffekte (in Verbindung mit kohärenten Instabilitäten aufgrund der Strahl-Kammer Wechselwirkung [Hof95]; siehe auch Kapitel 7) auf die Lebensdauer des Elektronenstrahles. Diese Tests wurden bei 1.6 GeV Strahlenergie durchgeführt, da so hohe Ströme aufgrund der noch nicht vorhandenen Wasserkühlung der Vakuumkammer derzeit noch nicht zu höheren Energien nachbeschleunigt werden können. Bei 200 mA waren die Lebensdauern mit inhomogener Füllung (etwa 1/3 des Ringumfanges war dabei gleichmäßig mit Elektronen gefüllt) um einen Faktor drei besser als mit homogener Füllung. Ob mit einer resonanten Strahlanregung eine weitere Verbesserung erreicht werden kann, muß erst noch untersucht werden.

6.4 Emittanzen

Wie bereits in der Einführung erläutert wurde, war **ELSA** ursprünglich zur Erzeugung externer Nutzstrahlen konstruiert worden. Deshalb ist auch die Optik auf diesen Zweck hin optimiert worden. So wird beispielsweise die Unterdrückung der horizontalen Dispersion in den geraden Stücken mittels des "missing magnet"-Konzeptes erreicht. Dieses Konzept ist aber auf einen festen Arbeitspunkt hin optimiert, so daß größere Variationen des horizontalen Arbeitspunktes derzeit automatisch eine nichtverschwindende Dispersion in den Hohlraumresonatoren nach sich ziehen. Zudem wurden die ersten Betriebserfahrungen bei **ELSA** in Betriebsmoden mit Extraktion gesammelt. Deshalb werden im Speicherringbetrieb bisher noch Arbeitspunkte eingestellt, die nahe bei den eigentlich für die Extraktion optimierten Werten liegen ($Q_x \approx Q_z \approx 4.6$). Dies bedeutet einen Phasenvorschub pro FODO-Zelle von etwas mehr als 90° , was deutlich unterhalb des für die natürliche Emittanz der FODO-Struktur optimalen Werts von 135° liegt. Bei einer Erhöhung des horizontalen Arbeitspunktes auf einen Wert, der 135° Phasenvorschub entspricht, wächst zwar auch die horizontale Betafunktion an, insgesamt erhält man aber eine Verringerung der horizontalen (und bei fester Phasenraumkopplung) auch der vertikalen Strahldimensionen. Vertikal gibt es nur eine Dämpfung und keine Anregung des Strahles aufgrund von Synchrotronlichtabstrahlung, deshalb verschwindet die natürliche vertikale Emittanz. Die dennoch vorhandene vertikale Emittanz kommt aufgrund von Phasenraumkopplungen zustande. Man kann also die vertikalen Strahldimensionen wesentlich reduzieren, indem man kleinere vertikale Arbeitspunkte nutzt, die eine kleinere vertikale β -Funktion nach sich ziehen. Durch eine Erweiterung des Betriebsbereiches (die Magnete lassen Arbeitspunkte bis etwa 7 zu) sollte eine deutliche Verkleinerung vor allem des vertikalen Strahldurchmessers möglich werden. Dies hätte dann natürlich unmittelbar positive Auswirkungen auf die Probleme durch Ioneneinfang.

Eine weitere Optimierungsmöglichkeit, die bereits kurz angesprochen wurde, ist die Verringerung der Phasenraumkopplung. Da in **ELSA** keine absichtlich gedrehten Korrekturquadrupole eingebaut sind, besteht die wesentliche Möglichkeit (abgesehen von einer besseren Korrektur der Stellfehler durch geodätische Messungen) zur Reduktion dieser Kopplung in einer geschickten Arbeitspunktwahl zur Vermeidung möglichst vieler Ordnungen der Koppelresonanzen.

Zu beiden Bereichen wurden im Rahmen dieser Arbeit Versuche durchgeführt. Die Limitierung bei der möglichen Größe der Variation der Arbeitspunkte ist momentan noch durch das **ELSA**-Kontrollsystem [Goe95] gegeben. Es enthält nur Eichkurven für die Quadrupole für Arbeitspunktbereiche zwischen 4.2 und 4.8. Deshalb mußten sich die bisherigen Tests auf solche Arbeitspunkte beschränken.

In der Nähe einer Koppelresonanz (beispielsweise $Q_x - Q_z = 0$) was bei der bisher üblichen Wahl der Arbeitspunkte nicht weit von typischen Einstellungen entfernt ist, wird die vertikale Emit-

tanz sehr groß. Sie überschreitet dann sogar die natürliche Emittanz für die horizontale Ebene (siehe Abb. 6.8). Die Messungen der Emittanz wurden, wie bereits in einem früheren Kapitel erwähnt, indirekt über eine Profilmessung des Photonenstrahls im Synchrotronstrahlrohr BN1 in einer Entfernung von 13.6 m vom Quellpunkt der Synchrotronstrahlung durchgeführt. Die Rückrechnung der gewonnenen Meßwerte ist etwas problematisch, da sie für kleine Emittanzen mit großen Fehlern behaftet ist. Für relative Aussagen eignen sich die Messungen aber sehr wohl und es wurden auch Versuche zur Optimierung der Kopplung anhand dieser Messungen durchgeführt. Die Breite des Photonenstrahlprofils am Meßpunkt setzt sich aus zwei Komponenten zusammen. Derjenigen aufgrund der Strahlbreite und Divergenz am Quellpunkt und derjenigen aufgrund der $\frac{1}{\gamma}$ -Divergenz der Synchrotronstrahlungskeule. Beide sind unabhängig voneinander und müssen deshalb pythagoräisch addiert werden:

$$\sigma_{z,me ss} = \sqrt{\epsilon_z \beta_z(s) + \left(\frac{s}{\gamma}\right)^2}, \quad (6.1)$$

wobei $\sigma_{z,me ss}$ die gemessene Standardabweichung des Photonenstrahlprofils, ϵ_z die zu bestimmende vertikale Emittanz, $s = 13.6$ m der Abstand der Meßeinrichtung vom Quellpunkt, γ der Lorentzfaktor und $\beta_z(s)$ die Fortentwicklung der β -Funktion in einer Driftstrecke ist, die sich aus den optischen Funktionen am Quellpunkt gemäß

$$\beta_z(s) = \beta_{z,0} - 2\alpha_{z,0}s + \gamma_{z,0}s^2 \quad (6.2)$$

berechnet. Der große Unsicherheitsfaktor in der Rückrechnung der Emittanz aus dieser Formel ist nun die $\frac{1}{\gamma}$ -Divergenz der Synchrotronstrahlung. Dieser Wert ist nämlich eigentlich wellenlängenabhängig und deshalb müßte die genaue spektrale Empfindlichkeit des Drahtes für die Profilmessung bekannt sein, um befriedigende Ergebnisse zu erhalten. Da die Meßeinrichtung 13.6 m vom Quellpunkt entfernt ist, beträgt beispielsweise allein die Breite des Photonenstrahls aufgrund des Öffnungswinkels $\frac{1}{\gamma}$ etwa 3 mm (bei 2.3 GeV ist $\gamma = 4500$). In realen Messungen (siehe Abb. 6.10) wurden aber sogar Werte unterhalb dieser Grenze gemessen, was wohl daran liegt, daß die Messungen im wesentlichen im Röntgenbereich stattfanden, wo der Öffnungswinkel des Photonenstrahles kleiner als $\frac{1}{\gamma}$ wird.

Das Optimierungspotential für die vertikale Kopplung kann man durch Vergleich der Abbildungen 6.8 und 6.9 erkennen. Die wesentliche Änderung bestand dabei darin, daß die Arbeitspunkte möglichst weit von allen Koppelresonanzen bis 6. Ordnung entfernt wurden. Zusätzlich ist in Abbildung 6.9 noch der Einfluß der resonanten Strahlanregung zur Unterdrückung des Ioneneinfangs auf die Emittanz zu erkennen. Das schmalere und höhere Profil wurde unmittelbar nach dem breiteren flacheren vermessen und der einzige geänderte Parameter war das Einschalten der resonanten Strahlanregung. Zwar sieht rein optisch die Verbesserung nur sehr klein aus, sie entspricht aber, da die Profildbreite hier schon wesentlich durch den $\frac{1}{\gamma}$ -Term dominiert ist, einer Verkleinerung der vertikalen Emittanz im Beschleuniger selbst auf etwa die Hälfte (wobei dieser Wert aufgrund der oben erwähnten Unsicherheiten wohl eher zu vorsichtig geschätzt ist).

Schließlich soll in Abb. 6.10 noch das Beispiel eines Profils mit sehr kleiner Breite angeführt werden. Es wurde bei einem im Vergleich zu den derzeitigen Standardeinstellungen von **ELSA** kleineren vertikalen Arbeitspunkt von $Q_z = 4.31$ aufgenommen. Die stark von einem Gaußprofil abweichende Form liegt vermutlich daran, daß der Strahl bei diesem Arbeitspunkt außerhalb der Apertur des Strahlrohres lag. Da zum Zeitpunkt des Tests aber die Software zum Erzeugen lokaler Orbitbeulen gerade nicht aktiv war, wurde der Strahl einfach mit einem Korrektor in das Zentrum der Meßappartur verschoben. Dabei wurde aber wohl ein großer Winkel des Closed-Orbits am Quellpunkt verursacht, wodurch Teile des Strahles bereits an weiter vorne in der

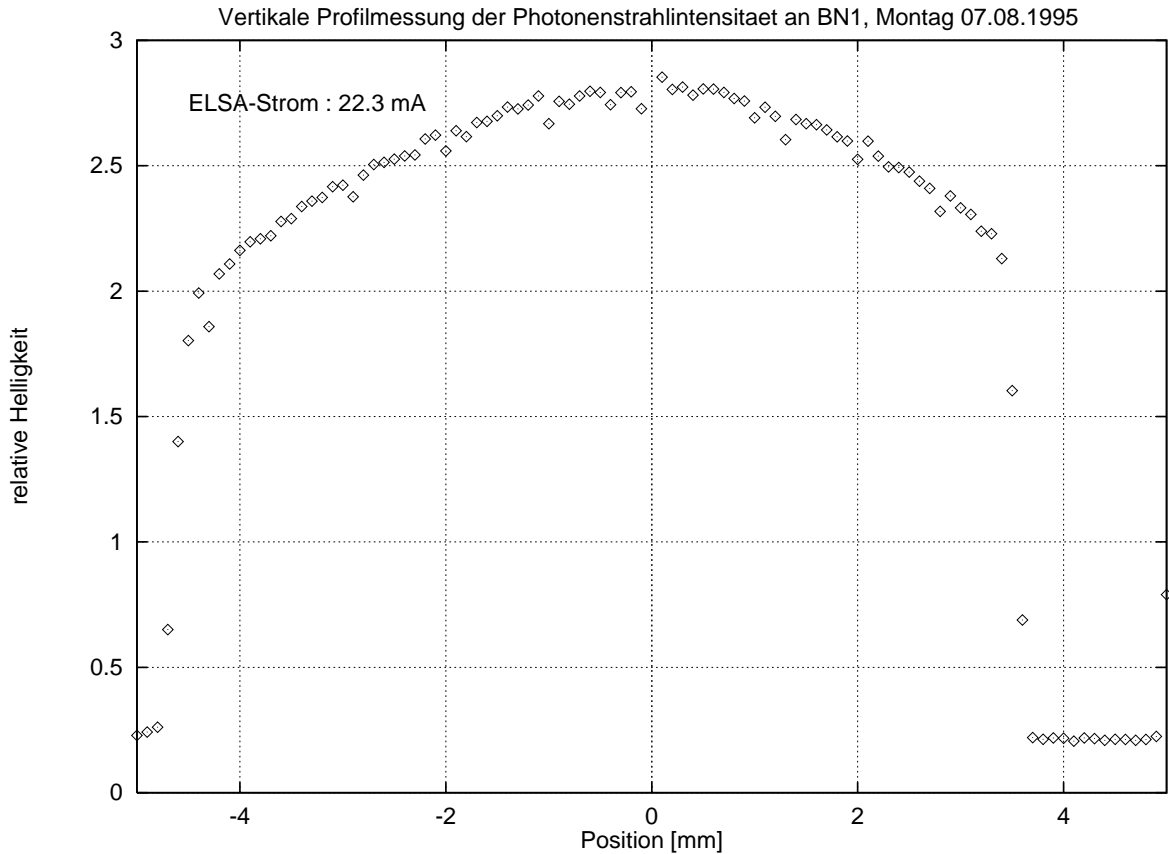


Abbildung 6.8: Beispiel eines Profils des Photonenstrahls im Synchrotronlichtstrahlrohr BN1 bei sehr großer vertikaler Emittanz (Der plötzliche Abfall an beiden Enden des Profils stammt von einer Blende, die eine Aperturbegrenzung im Strahlrohr vor der Meßeinrichtung darstellt.)

Strahlführung liegenden Kollimatoren verloren gingen. Vor der Verschiebung, als nur eine Flanke des Profils sichtbar war, hatte diese nämlich Gaußform.

Bemerkenswert ist, daß bei dieser Arbeitspunkteinstellung in Kombination mit einer inhomogenen Füllung unterhalb von etwa 60 mA Strahlstrom keine kohärenten Instabilitäten aufgrund von Ioneneinfang beobachtet wurden. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, daß die vertikale Emittanz wesentlich reduziert werden konnte.

Der Bereich der Reduktion der Phasenraumkopplungen zur Erlangung kleiner vertikaler Emittanzen erscheint deshalb für die Zukunft sehr attraktiv und bietet ein großes Entwicklungspotential. Zudem wird Anfang 1996 an **ELSA** ein Synchrotronlichtmonitor mit abbildender Optik in Betrieb genommen werden, mit dem sehr schnelle Emittanzmessungen möglich werden, so daß sich die Diagnosemöglichkeiten bei der Optimierung der Kopplung wesentlich verbessern sollten.

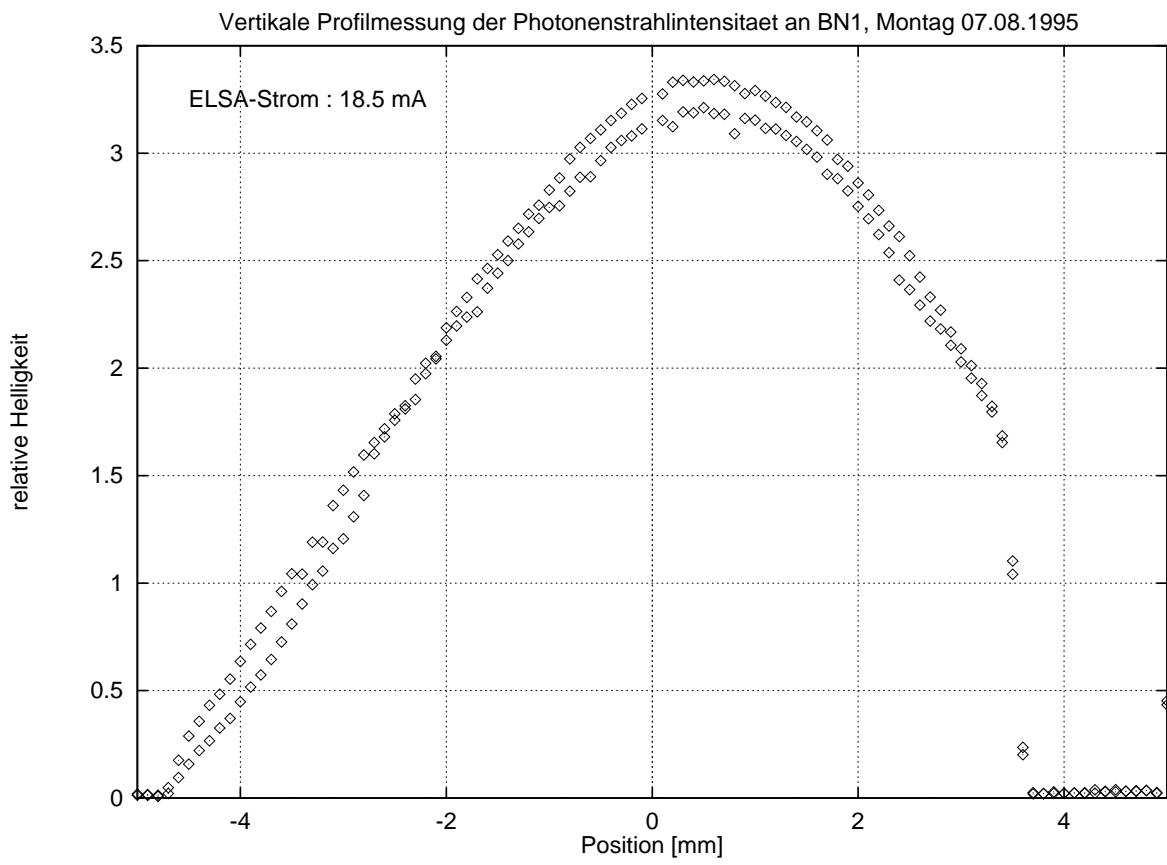


Abbildung 6.9: Strahlprofil bei kleiner vertikaler Emittanz mit und ohne resonante Strahlanregung zur Unterdrückung des Ioneneinfangs (Die beiden Profile wurden unmittelbar nacheinander gemessen.)

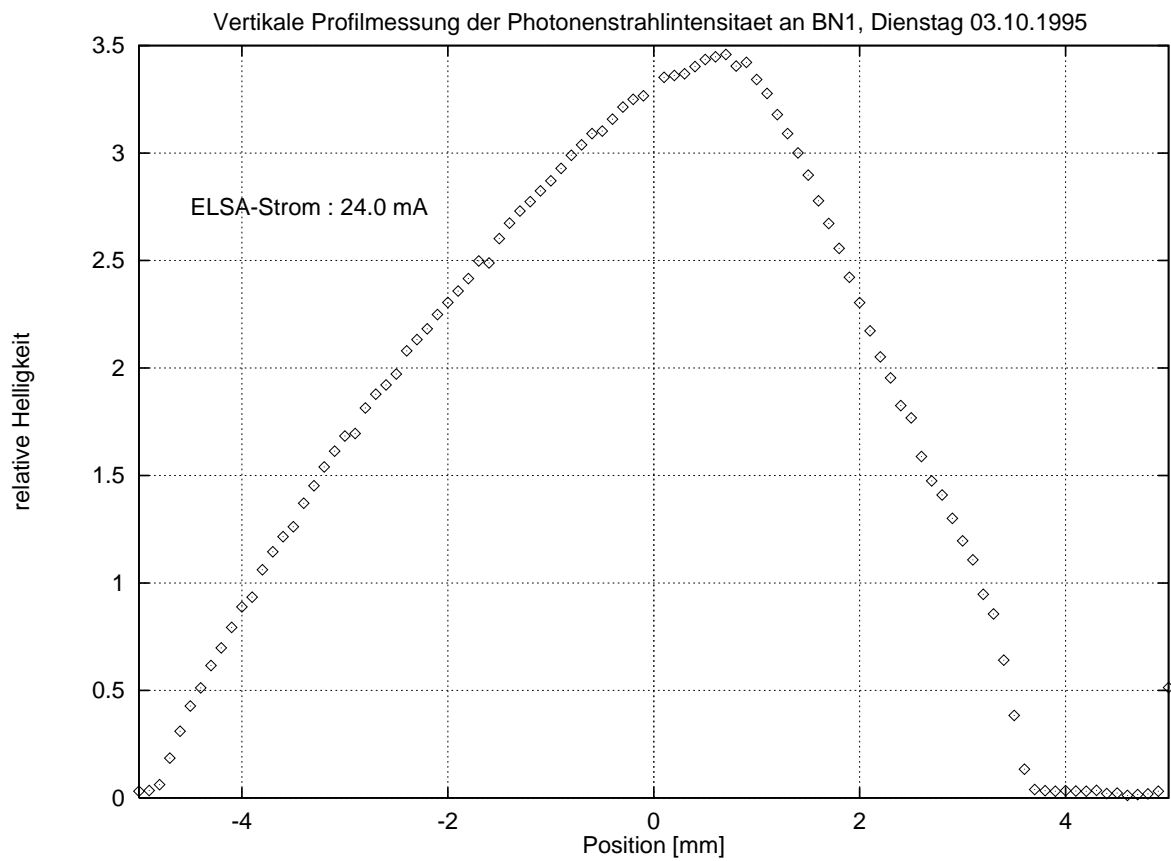


Abbildung 6.10: Strahlprofil bei Wahl eines kleineren vertikalen Arbeitspunktes ($Q_z = 4.31$)

Kapitel 7

Impedanzen der Vakuumkammer

Wie bereits in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt wurde, wird die Bewegung der Elektronen in einem Kreisbeschleuniger nicht allein durch Magnetfelder, Beschleunigungsspannung und Synchrotronlichtabstrahlung beschrieben, sondern es müssen auch Vielteilchenwechselwirkungen berücksichtigt werden. Bisher wurden dabei im wesentlichen solche zwischen den Elektronen des Strahles und den durch diesen eingefangenen Ionen betrachtet. Bei höheren Strömen spielen aber auch zunehmend Wechselwirkungen der Elektronen untereinander eine Rolle. Dabei sind bei hochenergetischen Elektronen die direkten (Raumladungs-) Wechselwirkungen vernachlässigbar, da die durch sie verursachten Auswirkungen (z.B. Arbeitspunktverschiebung) schnell mit der Energie abfallen ($\propto \frac{1}{\gamma^3}$). Wichtig sind aber Rückwirkungen des Elektronenstrahls auf sich selbst über die Wand der Vakuumkammer. Zunächst gibt es die direkte Rückwirkung über induzierte Bildladungen bzw. Bildströme in den Kammerwänden. Dadurch wird wiederum eine Arbeitspunktverschiebung verursacht, die aber proportional zu $\frac{1}{\gamma}$ ist und damit auch bei Elektronenbeschleunigern eine Rolle spielen kann [Sch95]. Dieser Effekt wurde bei **ELSA** bereits detailliert vermessen [Goe95].

Im Falle einer inhomogenen Vakuumkammer treten zusätzliche Phänomene auf. Solche Inhomogenitäten sind zwangsläufig an Übergängen vom Vakuumrohr zu Hohlraumresonatoren gegeben, sie treten bei **ELSA** aber auch an diversen anderen Stellen auf (Septum- bzw. Kickertanks, Kammerflansche, Pumpenansätze und Querschnittswechsel der Kammer). Wie bereits in der Einleitung erläutert wurde, ist die Häufigkeit solcher Inhomogenitäten im **ELSA**-Vakuumsystem darauf zurückzuführen, daß **ELSA** ursprünglich nicht für Betriebsarten mit hohen internen Strahlströmen von deutlich über 100 mA konstruiert wurde. An solchen Inhomogenitäten können nun ganz andere zum Teil resonante Vorgänge auftreten:

Eine Punktladung q , die sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegt, verursacht ein begleitendes elektromagnetisches Feld mit ausschließlich transversalen Komponenten. Für ultrarelativistische Geschwindigkeiten ist das Feld immer noch in sehr guter Näherung transversal, wobei der Öffnungswinkel $\frac{1}{\gamma}$ beträgt. Betrachtet man nun eine Ladung, die sich mit Lichtgeschwindigkeit entlang der Symmetrieachse durch eine zylindrische Struktur mit idealleitenden Oberflächen bewegt, so erfüllt das rein transversale Feld in diesem Fall offensichtlich die Randbedingungen an den Oberflächen.

Ändert sich aber an einer Stelle $s = s_0$ plötzlich der Radius des Zylinders, was im Beschleuniger bei Querschnittswechseln der Vakuumkammer oder Eintritt in einen Resonator geschieht, so erfüllt das rein transversale Feld nicht mehr die Randbedingung an dieser Stelle, denn das elektrische Feld steht nicht mehr senkrecht auf der idealleitenden Oberfläche. Deshalb wird ein zusätzliches Streufeld angeregt werden, welches allgemein als "wakefield" bezeichnet wird.

Solche Wakefelder besitzen auch longitudinale Komponenten und können einerseits direkt auf die erzeugende Punktladung zurückkoppeln, andererseits aber auch lang genug erhalten bleiben, um auf wesentlich später diese Stelle passierende Ladungen einzuwirken [Kur91].

Eine Ladung (die sich in Richtung \vec{e}_s also in longitudinaler Richtung bewegt) regt an solch einer Inhomogenität der Vakuumkammer also ein elektrisches $\vec{E}(x, z, s, t)$ und ein magnetisches Feld $\vec{B}(x, z, s, t)$ an. Betrachtet man nun eine Testladung e mit gleicher Geschwindigkeit und gleichen transversalen Koordinaten, die der ersten Punktladung im Abstand Δs folgt, so erfährt diese zur Zeit $\Delta t = \frac{\Delta s}{v}$ eine Kraft verursacht durch die Felder der ersten Ladung, wobei v die Geschwindigkeit der zweiten Ladung ist. Diese Kraft kann geschrieben werden als:

$$\vec{F}(x, z, s, t) = e \cdot \left(\vec{E}(x, z, s, t + \Delta t) + \vec{v} \times \vec{B}(x, z, s, t + \Delta t) \right). \quad (7.1)$$

Das Integral dieser Kraft entlang der s -Achse bezeichnet man nun als Wakepotential (bei der Integration muß man $t = \frac{s}{v}$ beachten):

$$\vec{W}(x, z, \Delta s) = \frac{e}{q} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\vec{E}(x, z, s, \frac{s}{v} + \Delta t) + \vec{v} \times \vec{B}(x, z, s, \frac{s}{v} + \Delta t) \right) ds. \quad (7.2)$$

Wichtig ist dabei, daß die Definition so nur für Punktladungen gilt und nicht für ausgedehnte Ladungsverteilungen. Die longitudinale Komponente des Wakepotentials gibt den totalen Energieverlust an, den die Testladung im Feld der ersten Punktladung erleidet, normiert auf deren Ladung. Die transversalen Komponenten beschreiben die Änderung der transversalen Impulskomponenten der Testladung wiederum dividiert durch die felderzeugende Ladung q .

Die Fouriertransformierte des Wakepotentials bezeichnet man als Kopplungsimpedanz:

$$\vec{Z}(\omega) = \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{W}(x, z, s) e^{-i\omega \frac{s}{v}} ds. \quad (7.3)$$

Gewöhnlich betrachtet man die einzelnen Komponenten der Kopplungsimpedanz getrennt, da transversale Impedanzen deutlich andere Auswirkungen auf die Strahldynamik besitzen als longitudinale. Die Impedanz hängt nur noch von der Frequenz und den transversalen Koordinaten ab und ist ein direktes Maß für die Wechselwirkung zwischen dem Strahl und der Struktur des Beschleunigers (Vakuumkammer, Resonatoren, ...), da sie den Zusammenhang zwischen den Frequenzkomponenten der Elektronenverteilung im Beschleuniger und den Frequenzkomponenten der dadurch verursachten elektromagnetischen Felder herstellt.

Eine andere Herangehensweise an das Wakepotential und die Kopplungsimpedanz, die besonders für resonante Strukturen wie Hohlraumresonatoren oder auch für die an Kammerflanschen entstehenden Hohlräume geeignet ist, ist die Beschreibung durch elektrotechnische Ersatzschaltungen [Hof95]. Dabei stellt man das Element, für das man die Kopplungsimpedanz berechnen möchte, durch ein RLC-Glied dar (eine Parallelschaltung aus Widerstand R_s , Induktivität L und Kapazität C). Wird der Schwingkreis nun durch einen Strom (in unserem Fall den Elektronenstrahl) angeregt, so erfüllt die Spannung über den Elementen des Schwingkreises die folgende Differentialgleichung:

$$\ddot{U}(t) + \frac{\omega_r}{Q} \dot{U}(t) + \omega_r^2 U(t) = \frac{\omega_r R_s}{Q} \dot{I}(t). \quad (7.4)$$

Dabei ist ω_r die Resonanzfrequenz, Q die Güte und R_s die Shuntimpedanz des Schwingkreises und es gelten die aus der Elektrotechnik bekannten Relationen $L = \frac{R_s}{\omega_r Q}$ und $C = \frac{Q}{R_s \omega_r}$. Die

Lösung des homogenen Teils dieser Differentialgleichung ist eine gedämpfte Schwingung:

$$U(t) = \hat{U} e^{-\alpha t} \cos \left(\sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}} \omega_r t + \phi \right), \quad (7.5)$$

wobei $\alpha = \frac{\omega_r}{2Q}$ ist.

Betrachtet man nun die Anregung des Schwingkreises durch eine Punktladung (Deltafunktion), so erhält man eine Komponente des Wakepotentials ausgedrückt durch die Eigenschaften des Resonators:

$$W(t) = 2k e^{-\alpha t} \left(\cos \left(\sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}} \omega_r t \right) - \frac{\sin \left(\sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}} \omega_r t \right)}{2Q \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}}} \right) \quad \text{für } t > 0. \quad (7.6)$$

Dabei ist $k = \frac{\omega_r R_s}{2Q}$ der sogenannte parasitäre Verlustfaktor, dessen Größe durch Verluste in den nicht idealeitenden Wänden der angeregten Struktur bestimmt wird. Für $t \leq 0$ gilt aus Kausalitätsgründen $W(t) = 0$.

Andererseits kann man aber auch untersuchen, was bei einer harmonischen Anregung

$$I(t) = \hat{I} e^{i\omega t} \quad \text{mit } -\infty \leq \omega \leq \infty \quad (7.7)$$

im Schwingkreis geschieht. Dann erhält man aus der Differentialgleichung (7.4) einen Zusammenhang zwischen dem anregenden Strom und der resultierenden Spannung, die Impedanz. Die Kopplungsimpedanz kann nämlich auch als das Verhältnis $\frac{U(t)}{I(t)}$ definiert werden, also:

$$Z(\omega) = R_s \frac{1 - iQ \frac{\omega^2 - \omega_r^2}{\omega \omega_r}}{1 + Q^2 \left(\frac{\omega^2 - \omega_r^2}{\omega \omega_r} \right)^2}. \quad (7.8)$$

Der Realteil der Impedanz verursacht ein Feld, das in Phase mit dem anregenden Strom ist, also Energie vom anregenden Elektronenbunch absorbieren kann. Er wird deshalb resistiver Teil genannt. Der Imaginärteil verursacht ein Feld, das außer Phase mit der Anregung ist, welches also keine Energie absorbiert. Er wird reaktiver Teil der Impedanz genannt und kann zu einer Wechselwirkung mit solchen Elektronen beitragen, die wesentlich später den Resonator passieren.

Da vorgesehen ist, zukünftig **ELSA** mit zirkulierenden Strömen von mehr als 100 mA zu betreiben, werden Auswirkungen von Impedanzen eine große Relevanz bekommen. Zu nennen sind kohärente Instabilitäten, Bunchverlängerung aber auch parasitäre Energieverluste. Auf die Beschreibung dieser Effekte soll hier nicht näher eingegangen werden. Zu betonen ist aber, daß beispielsweise longitudinale kohärente Instabilitäten in **ELSA** bereits bei den derzeit genutzten Strömen von 30-100 mA im Speicherringbetrieb beobachtet wurden [Kei94]. Um eine Abschätzung für die Größe der zu erwartenden Effekte zu erhalten, wurden im Rahmen dieser Arbeit Untersuchungen zur Impedanz einiger typischer Elemente des Vakuumsystems an **ELSA** durchgeführt. Vorgestellt werden soll dies hier am Beispiel der Flansche, die die Verbindung zwischen den Vakuumkammern der Magnete darstellen. Sie bilden jeweils einen kleinen Resonator und treten im Ring häufig auf, da jeder Dipol und jeder Quadrupol seine eigene Vakuumkammer besitzt. In **ELSA** gibt es also etwa hundert solcher Flansche.

Zur Berechnung der Parameter dieser kleinen Resonatoren wurde das elektromagnetische Simulationsprogramm MAFIA eingesetzt [Wei94]. Dieses besitzt die Möglichkeit, entweder im

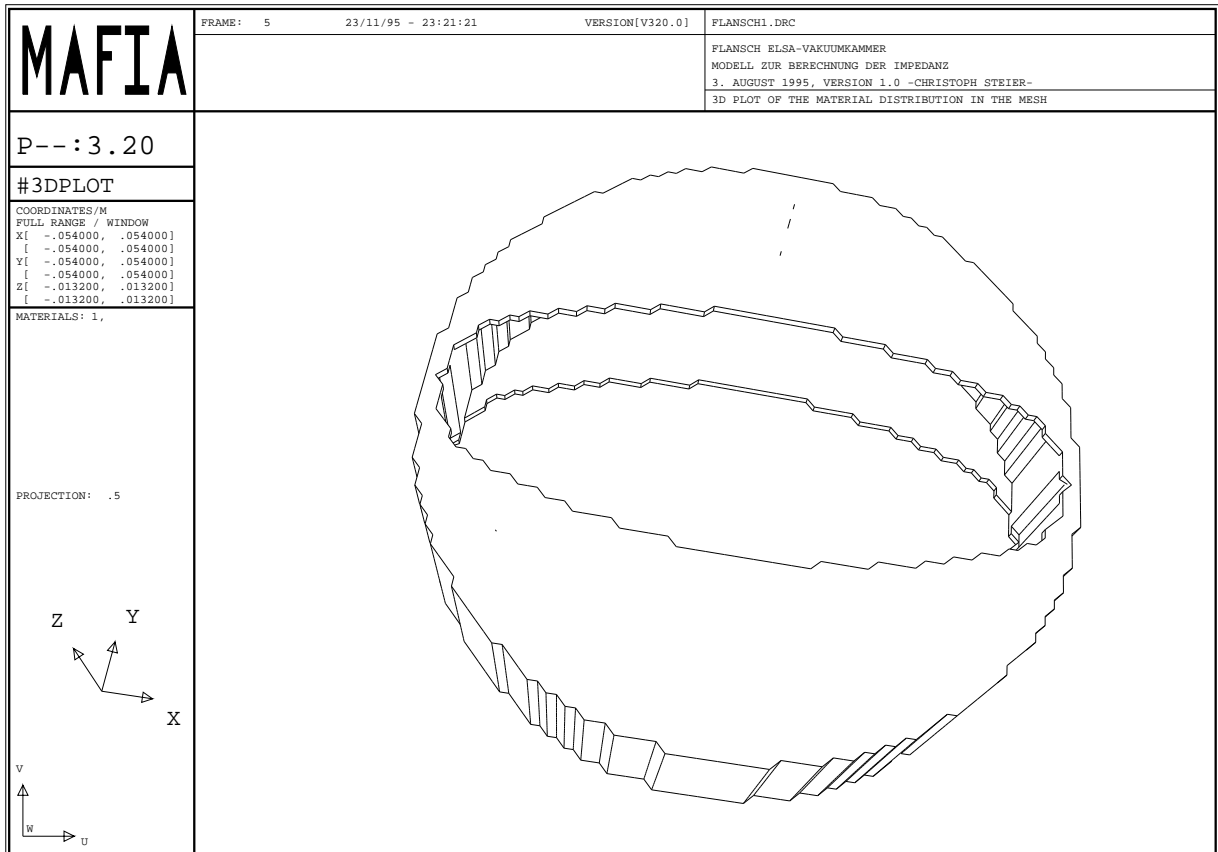


Abbildung 7.1: Geometrie des untersuchten Flansches

Zeitbereich die Entwicklung der Felder für einen die Struktur passierenden Bunch zu berechnen (Modul T3), was besonders für die Ermittlung der Wakefelder und Wakepotentiale geeignet ist, oder im Frequenzbereich die Eigenmoden eines Resonators zu bestimmen und dann unter Berücksichtigung der Wandverluste daraus die Güte und Shuntimpedanz zu ermitteln (Modul E). Beide Methoden wurden genutzt, es sollen aber hier nur die Ergebnisse der Untersuchungen im Frequenzbereich diskutiert werden.

Die Geometrie der untersuchten Anordnung ist in Abb. 7.1 wiedergegeben. Der eigentliche Resonator ist zylindersymmetrisch mit einem Radius von 53 mm und einer Länge von 23 mm. Daran schließt sich zu beiden Seiten die **ELSA**-Vakuumkammer an, die (in Dipolen und Quadrupolen) einen nahezu elliptischen Querschnitt besitzt.

Die Ergebnisse der Simulation sind für den Fundamentalmode dieses Resonators in Tab. 7.1 angegeben und die Feldverteilungen sind in Abb. 7.2 (elektrisches Feld) und Abb. 7.3 (Magnetfeld) graphisch dargestellt. Man sieht, daß das elektrische Feld longitudinal orientiert ist und sein Maximum auf der Strahlachse besitzt. Es kann deshalb gut mit dem Elektronenstrahl koppeln und einen deutlichen Energieverlust verursachen. Das Magnetfeld ist rein axial und besitzt sein Minimum auf der Strahlachse. Es hat also für Elektronen, die die Struktur auf der Sollbahn durchqueren keine Auswirkung, führt aber bei größeren Abständen der Elektronen von der Sollachse zu einer zunehmenden Änderung der transversalen Impulskomponenten.

Aus den Parametern des Resonators kann man nun die frequenzabhängige Kopplungsimpedanz berechnen. Das Ergebnis ist in Abb. 7.4 wiedergegeben. Da es sich um einen schmalbandigen

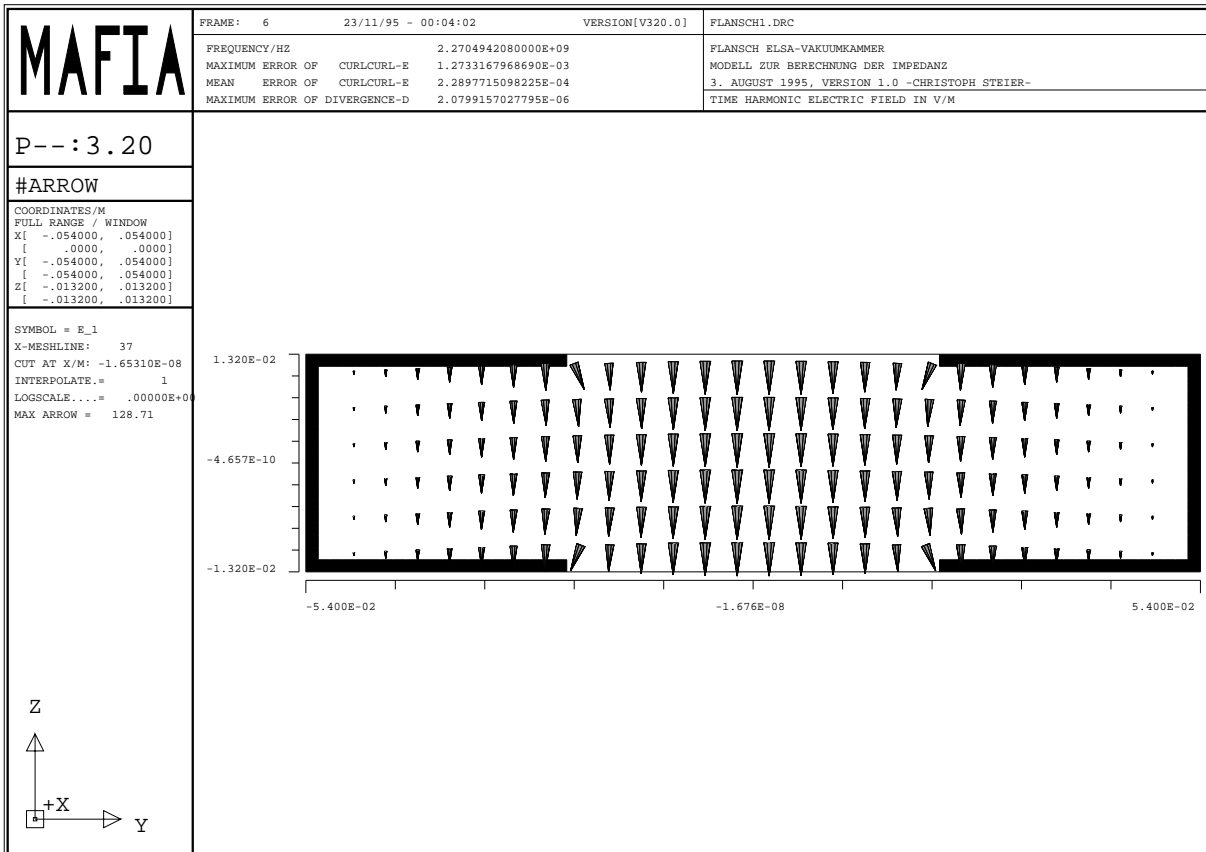


Abbildung 7.2: Elektrisches Feld für den Fundamentalmode (2.27 GHz), die Abbildung ist dabei in der Seitenansicht dargestellt

Resonator handelt, wird nur der Bereich in der Nähe der Resonanzfrequenz dargestellt. Der Verlauf für negative Frequenzen kann daraus einfach abgeleitet werden, da aufgrund des Kausalitätsprinzips Symmetrieeigenschaften gelten:

$$\operatorname{Re}(Z(-\omega)) = \operatorname{Re}(Z(\omega)), \quad (7.9)$$

$$\operatorname{Im}(Z(-\omega)) = -\operatorname{Im}(Z(\omega)). \quad (7.10)$$

Die aus der Simulation gewonnenen Werte des parasitären Verlustfaktors der **ELSA**-Flansche sind im Vergleich zu typischen Werten solcher Komponenten beispielsweise bei Synchrotronlichtquellen sehr groß. Man kann nun eine einfache Abschätzung des Energieverlustes für den Elektronenstrahl vornehmen. Ein Bunch mit beispielsweise $6.8 \cdot 10^9$ Elektronen, entsprechend einem Strom von 2 mA (dies ist derzeit der höchste Strom pro Bunch, der im Betrieb bei **ELSA**

Modentyp	TM ₀₁₀
$f_{res} = \frac{\omega_r}{2\pi}$	2.2705 GHz
R_s	185 kΩ
Q	2320
k	$0.57 \frac{V}{pC}$

Tabelle 7.1: Parameter des Fundamentalmodes eines Flansches

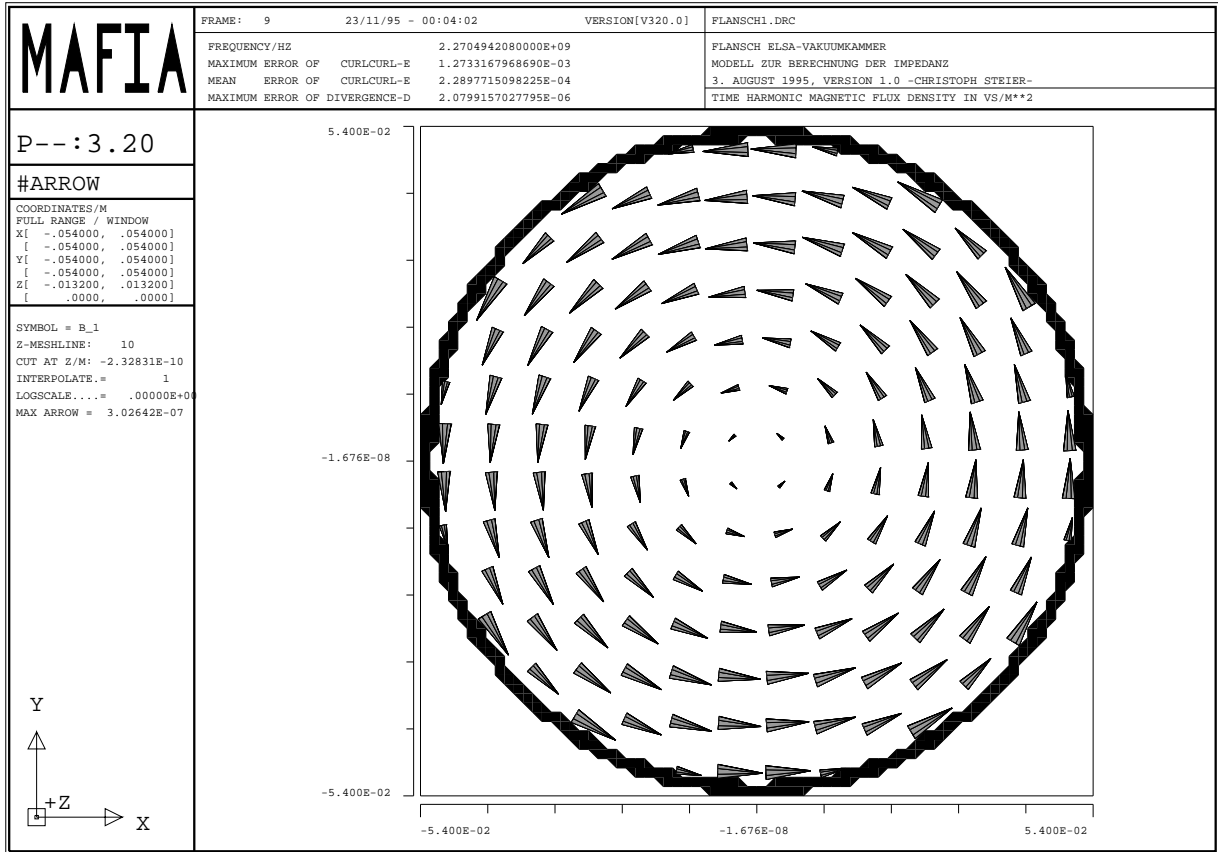


Abbildung 7.3: Magnetisches Feld für den Fundamentalmode (2.27 GHz), die Schnittebene der Abbildung ist dabei transversal, man sieht also in Strahlrichtung

erreicht wurde) verliert bei einer Passage durch diesen Resonator $6.8 \cdot 10^{-7}$ J, was bei hundert Bunchen mit diesem Strom (also 200 mA in **ELSA**) und hundert entsprechenden Flanschen einer totalen Verlustleistung von 12 kW entspräche. Dies ist allerdings deutlich zu groß abgeschätzt, da es nur für einen unendlich kurzen Bunch gelten würde. Die Elektronenbunche bei **ELSA** sind aber etwa 200 ps lang und ihr Spektrum weicht daher deutlich vom gleichverteilten Spektrum eines Deltapulses, wie er in der Herleitung der obigen Formeln zum Wakepotential verwendet wurde, ab. Das Spektrum eines gaußförmigen Bunches ist durch $\lambda(\omega) = e^{-\frac{1}{2}(\frac{\omega l}{c})^2}$ gegeben, wobei l die Bunchlänge und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Der Verlustfaktor für ausgedehnte Bunche berechnet sich nun gemäß

$$k = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Z(\omega) |\lambda(\omega)|^2 d\omega. \quad (7.11)$$

Dies reduziert obiges Ergebnis auf vernünftige Dimensionen (abhängig von Füllstruktur und exakter Bunchlänge um ein bis drei Größenordnungen).

Die obigen Abschätzungen zeigen, daß die Phänomene im Zusammenhang mit Kopplungsimpedanzen bei höheren Strömen bei **ELSA** eine wesentliche Rolle spielen. Deshalb werden die diesbezüglichen Studien, die im Rahmen dieser Arbeit begonnen wurden, fortgesetzt werden.

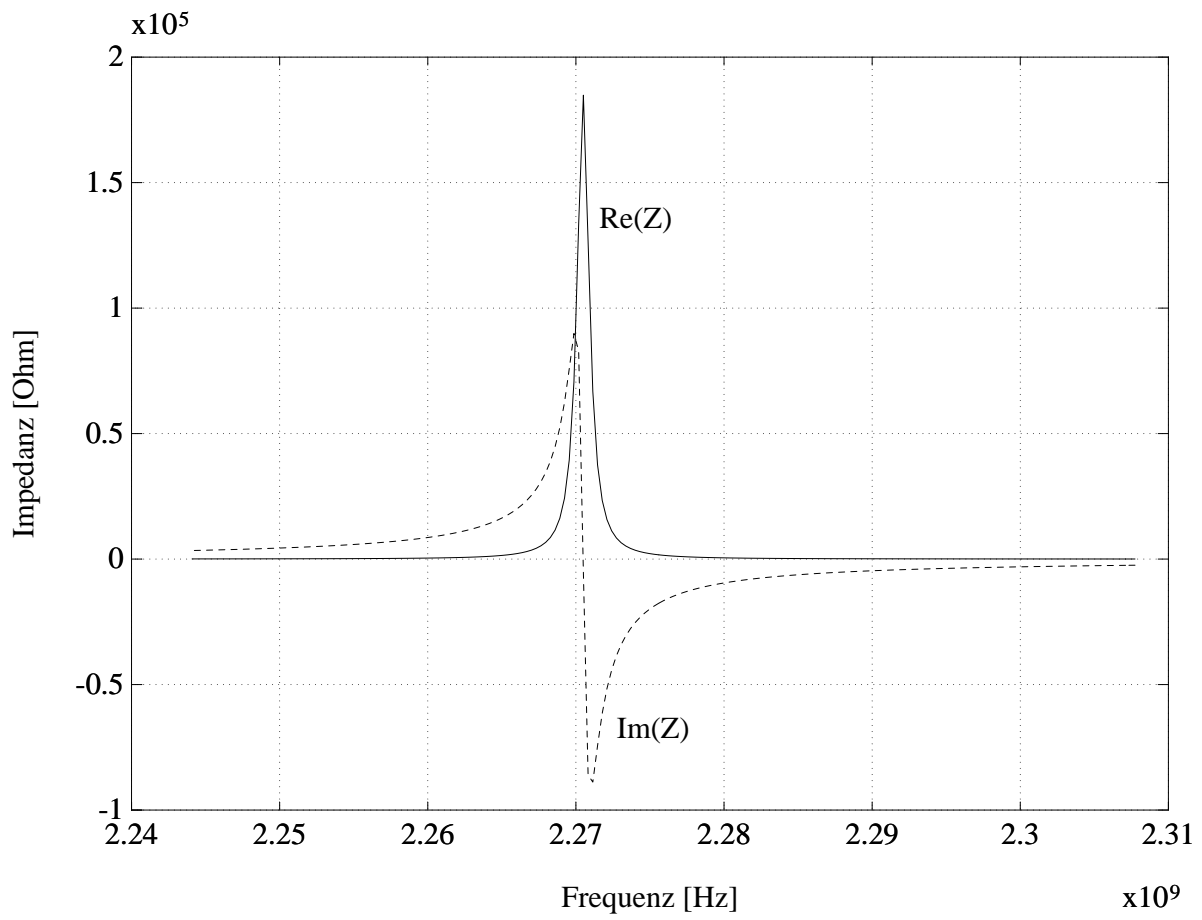


Abbildung 7.4: Kopplungsimpedanz für den Fundamentalmode

Kapitel 8

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Beschreibungen für den Einfluß des Einfangs von Ionen auf den Beschleunigerbetrieb bei **ELSA** erarbeitet. Als Resultat dieser Studien bleibt festzuhalten, daß der Ioneneinfang bei allen Betriebsmoden von **ELSA**, bei denen mit Elektronenströmen von über 20 mA gearbeitet wird, ein ernsthaftes Problem darstellt. Er äußert sich in Emittanzvergrößerungen, kohärenten Arbeitspunktverschiebungen und Instabilitäten. Dies verringert im Speicherringbetrieb die Strahlqualität für die Experimente mit Synchrotronlicht. Zusätzlich beeinflusst es aber auch die zeitliche Konstanz der Intensität der extrahierten Elektronenstrahlen bei langen Extraktionszeiten (wie sie im Nachbeschleunigungsbetrieb üblich sind). Schließlich stellt die Arbeitspunktstreuung aufgrund des Ioneneinfangs ein ernsthaftes Problem für die Korrektur von intrinsischen Depolarisationsresonanzen dar.

Die Dynamik der Ionenbewegung wurde detailliert in Simulationen studiert. Darüberhinaus wurden verschiedene Maßnahmen zur Unterdrückung des Ioneneinfangs vorgestellt und ihre Wirkungsweise erklärt. Diese wurden auch auf ihre Wirksamkeit und Realisierbarkeit im Beschleunigerbetrieb getestet. Dabei wurden deutliche Verbesserungen der Emittanz erreicht, und Instabilitäten konnten vollständig unterdrückt werden. Bei Tests mit Elektronenströmen von über 200 mA waren Verbesserungen der Lebensdauer des Strahles um einen Faktor drei möglich. In nächster Zeit sollen diese Maßnahmen deshalb in den Standardbetrieb übernommen werden und vor allem der Einbau eines Systems von Absaugelektroden vorrangig angegangen werden.

Außerdem wurden Simulationen mit dem Elektrodynamik-Simulationsprogramm MAFIA durchgeführt. Dabei wurde ein Fehler in der bisherigen Eichung der Strahllagemonitore entdeckt und die Methoden für eine Eichung eines neuen Monitorsystems vorbereitet. Zuletzt wurde als Ausblick auf andere Vielteilcheneffekte noch das Beispiel eines Vakuumkammerflansches berechnet. Diese stellen bei **ELSA** einen wesentlichen Beitrag zur Impedanz der Vakuumkammer dar und können ebenfalls Instabilitäten verursachen.

Anhang A

Das Tastverhältnis

Die Erweiterung der Beschleunigeranlagen in Bonn um den Stretcherring **ELSA** diene hauptsächlich dem Zweck, einen externen Elektronenstrahl mit einem möglichst hohen Tastverhältnis zur Verfügung zu stellen. Das Tastverhältnis $tv(T, dt)$ bei einer Meßdauer T und einer zeitlichen Auflösung dt ist definiert durch

$$tv(T, dt) := \frac{\left(\frac{1}{T} \int_0^T I(t) dt\right)^2}{\frac{1}{T} \int_0^T I^2(t) dt} = \left(\frac{I_{\text{avg}}}{I_{\text{eff}}}\right)^2, \quad (\text{A.1})$$

also als das Quadrat des Quotienten von Mittelwert und Effektivwert des Stromes $I(t)$ des extrahierten Strahles. Je stärker der extrahierte Strom im zeitlichen Verlauf schwankt, desto schlechter wird das Tastverhältnis.

Die Bedeutung des Tastverhältnisses für Experimente mit Koinzidenzmessungen liegt darin, daß die Anzahl der auftretenden Zufallskoinzidenzen mit abnehmendem Tastverhältnis ansteigt. Damit limitiert das Tastverhältnis die Intensität (bzw. Zählrate), mit der ein bestimmtes Experiment maximal betrieben werden kann. Eine Verbesserung des Tastverhältnisses bedeutet somit immer eine Verkürzung der benötigten Meßzeit.

ELSA besitzt auf mehreren Zeitskalen periodische Strukturen im extrahierten Strahl. Die kleinste Zeitstruktur ist die durch die Hochfrequenz (500 MHz entsprechend 2 ns) aufgeprägte Bunchstruktur. Da die Auflösungszeit für den Ereignistrigger der Experimente derzeit bei etwa 10 ns liegt, spielt diese Struktur für das Tastverhältnis keine Rolle. Die nächstlangsamere Struktur wird durch inhomogene Füllungen des Ringes im Zeitraster der Umlaufzeit von 548 ns verursacht (mikroskopisches Tastverhältnis). Da auch der Beschleunigerzyklus periodisch ist (mit 20 ms im Stretchermodus oder mit bis zu einer Minute im Nachbeschleunigungsmodus) ergibt sich auch hier wieder eine periodische Struktur des extrahierten Stromes (makroskopisches Tastverhältnis).

Anhang B

Simulation der Signalfunktion einer Monitorelektrode

In diesem Anhang sollen nur sehr kurz die Grundlagen der Strahllagemessung bei **ELSA** angeschnitten werden, sofern sie für das Verständnis der Simulationen notwendig sind. Für eine detaillierte Beschreibung sei auf [Sch91] verwiesen.

Als Monitortyp für die Bestimmung der Strahllage werden bei **ELSA** sogenannte kapazitive Pickup-Elektroden benutzt (siehe Abb. B.1). Bei diesem Monitortyp bildet eine Elektrode zusammen mit der Kammerwand einen Kondensator, auf dem der Strahl Ladungen verschiebt. Die dadurch entstehenden Spannungen können nun mit einer nachgeschalteten Elektronik verstärkt und analysiert werden. Bei der derzeitigen **ELSA**-Monitorelektronik werden zunächst mittels sogenannter 180°-Hybride Differenzen und Summen der Signale der vier Elektroden gebildet. Dann wird die 500 MHz-Komponente¹ der resultierenden Signale mit Hilfe eines synchronen Detektors gleichgerichtet und abschließend digitalisiert.

Wichtig ist nun die Rekonstruktion des Ortes, an dem der Strahl einen Monitor passiert, aus den gemessenen Spannungen an den vier Elektroden. Die Spannungen auf den einzelnen Elektroden hängen vom Ort des Strahles und vom Strahlstrom ab. Der Quotient aus einer Differenz der Signale mehrerer Elektroden und der entsprechenden Summe ist aber nur noch ortsabhängig. Zweckmäßigerweise bildet man bei vier Elektroden nun zwei solche Quotienten:

$$\begin{aligned}\frac{\Delta_x}{\Sigma} &= \frac{(1+3) - (2+4)}{1+2+3+4} \\ \frac{\Delta_z}{\Sigma} &= \frac{(1+2) - (3+4)}{1+2+3+4}\end{aligned}$$

Wobei mit den Zahlen 1-4 die Spannungen (Signale) U_i der Elektroden 1-4 (siehe Abb. B.1) bezeichnet werden. Der Quotient $\frac{\Delta_x}{\Sigma}$ hängt im wesentlichen von der horizontalen und der Quotient $\frac{\Delta_z}{\Sigma}$ von der vertikalen Position des Strahles ab.

Um die Strahllage aus einer Messung beider Quotienten rekonstruieren zu können, müssen diese Quotienten also für alle möglichen Strahllagen zunächst einmal ermittelt werden (zumindest auf einem Gitter, das einen ausreichend feinen Gitterabstand besitzt, so daß eine genaue Interpolation zwischen den Gitterpunkten möglich ist).

¹Dies ist die niedrigste Frequenz, die unabhängig von der Füllstruktur immer im Strahlspektrum vorkommt, da es die Frequenz der Beschleunigungsspannung ist.

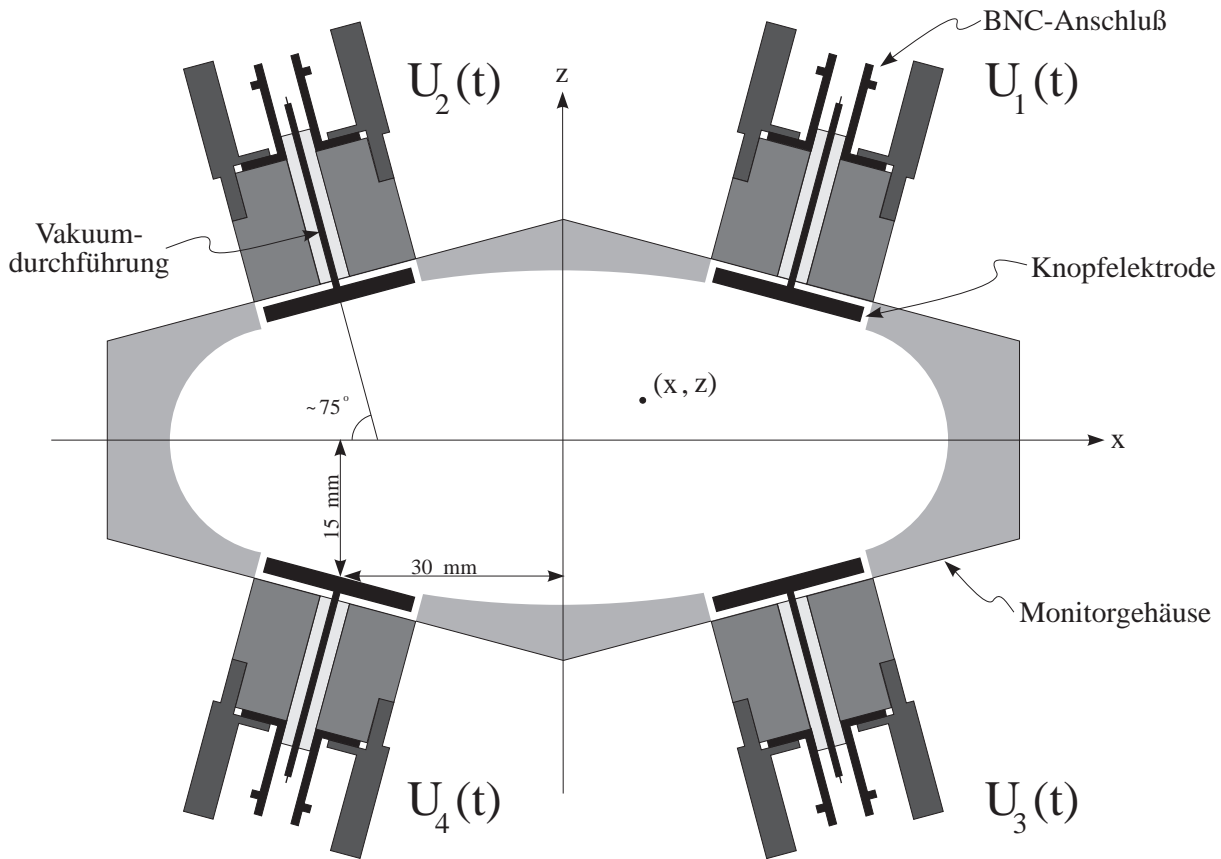


Abbildung B.1: Aufbau eines **ELSA**-Lagemonitors (Abbildung aus [Kei94])

Dies geschah bisher durch Vermessung des Monitors auf einem Eichtisch mit einer sogenannten Antennenmethode. Dabei wird das Feld des Elektronenstrahls durch einen Koaxialleiter, der in Strahlrichtung durch den zu vermessenden Monitor gelegt wird, simuliert. In diesen Leiter wird ein Hochfrequenzsignal (500 MHz) eingespeist, das zu einer Feldkonfiguration im Monitor führt, die der eines Elektronenstrahls, der den Monitor an der Stelle des Drahtes durchquert, in guter Näherung entspricht.

Ein wesentlicher Nachteil dieser Methode ist die Tatsache, daß dabei die Monitore ausgebaut und auf einem Eichtisch vermessen werden müssen. Ein Vorteil ist die große Genauigkeit der Methode.

Da die Strahllagemessungen für den vertikalen Orbit bei **ELSA** nicht reproduzierbare Werte lieferten, und sich die vertikalen Ablagen des Strahles auch nicht mittels Closed-Orbit-Korrekturen in die Nähe von Null bringen ließen, entstand der Verdacht, daß die Vermessung der Monitore fehlerhaft durchgeführt worden war. Deshalb wurde versucht, die Abhängigkeit der Quotienten von der Strahllage auf eine andere Art zu bestimmen. Gewählt wurde eine Methode, bei der die Signalfunktionen einer Monitorelektrode mit Hilfe des Programmpakets MAFIA [Wei94] berechnet werden. Aus diesen können dann die oben definierten Quotienten errechnet werden.

Die Methode macht Gebrauch von einigen Umständen, die die Berechnung wesentlich vereinfachen. Zunächst ist für einen ultrarelativistischen Elektronenstrahl das begleitende elektrische Feld im Laborsystem rein transversal. Zudem liegt die Bandbreite der Meßelektronik deutlich unterhalb von 500 MHz, so daß die Bunchstruktur des Strahles nicht aufgelöst wird. Damit kann

die Feldverteilung des Elektronenstrahls auf diejenige einer Linienladung zurückgeführt werden. So wird das Problem aber translationsinvariant und kann deshalb zweidimensional betrachtet werden.² In diesem zweidimensionalen Problem wird die Linienladung durch eine Punktladung an der Stelle des Durchstoßpunktes des Elektronenstrahls durch die betrachtete Schnittebene ersetzt [Jan94].

Als nächste Vereinfachung kann man Gebrauch vom sogenannten Reziprozitätstheorem machen. Dieses besagt (angewandt auf den vorliegenden Spezialfall), daß man zum Errechnen der Signalfunktionen $U_i(x, z)$ der Elektrode i für eine gegebene Ladung q auch das umgekehrte Problem betrachten kann. Löst man nämlich die zweidimensionale Laplacegleichung:

$$\vec{\nabla}^2 \phi_i(x, z) = 0 \quad (\text{B.1})$$

mit der Randbedingung, daß die i -te Elektrode auf einem festen Potential ϕ_0 gegenüber der (geerdeten) Vakuumkammer liegt, so ist die Signalfunktion proportional zu dieser Lösung:

$$U_i(x, z) = k\phi_i(x, z). \quad (\text{B.2})$$

Die Proportionalitätskonstante k braucht man in diesem Fall aber nicht zu kennen, da sie bei der Quotientenbildung herausfällt. Nur die Quotienten sind aber überhaupt von Interesse, da nur sie unabhängig vom Strahlstrom sind.

Durch den Gebrauch des Reziprozitätstheorems verringert sich der Berechnungsaufwand enorm. Wäre es sonst notwendig, die Maxwellgleichungen für jede neue Strahlposition erneut zu berechnen, genügt es nun, die Laplacegleichung einmal zu lösen. Bei den in der Simulation verwendeten Gitterabständen verringert dies die Anzahl der Rechnungen um fünf Größenordnungen.

Bei der Reduktion auf ein zweidimensionales Problem wurde noch die Geometrie der Elektrode außer Acht gelassen. Sie ist rund, ändert also in Strahlrichtung betrachtet ihre Breite. Dies kann in der Simulation berücksichtigt werden, indem die Elektrode in Streifen zerlegt wird und dann getrennt für jede entstehende Streifenbreite das zweidimensionale Problem berechnet wird. Abschließend müssen dann die Einzelergebnisse (gewichtet mit der Streifentiefe) aufaddiert werden.

Als Gitter für die Simulation wurde ein äquidistantes Gitter mit einem Gitterpunktabstand von 0.25 mm verwendet. Die runde Elektrode wurde ebenso mit einer Auflösung von 0.25 mm in Streifen zerlegt. Dies führt unter Ausnutzung der Halbkreissymmetrie zu 23 Streifen, für die die Simulation einzeln durchgeführt werden muß. Der Gitterabstand von 0.25 mm erwies sich als guter Kompromiß, da für ihn die Rechenzeit noch in vernünftigen Größenordnungen lag (etwa zwei Stunden für eine komplette Simulation auf einer Hewlett-Packard 9000/712-80 Workstation). Die Vorteile des kleinen Gitterabstandes sind, daß die Geometrie des Monitors gut auch auf dem Gitter anzunähern ist und die Lösungen von MAFIA sehr kleine Restresiduen besitzen, d.h. die Abweichung der erhaltenen Simulation von der nichtdiskretisierten Lösung der Maxwell-Gleichung sehr klein ist. Schließlich werden auch die Interpolationsfehler bei der späteren Weiterverwendung der Daten für die Orbitmessung sehr klein, sie entsprechen Fehlern bei der Orbitmessung von weniger als 5 μm .

Das Ergebnis einer solchen Simulation für die Signalfunktion eines Monitors ist als Abb. B.2 gezeigt. Dabei gibt die Abbildung die zweidimensionale Simulation für die größte Breite eines Elektrodenstreifens wieder. Um die wirkliche Signalfunktion zu erhalten, müssen nun noch

²Die Translationsinvarianz gilt zwar wegen des begrenzten Umfangs eines realen Beschleunigers nur näherungsweise, die Näherung ist aber sehr gut, da beispielsweise bei **ELSA** der Ringumfang 164.4 m, der Elektrodendurchmesser aber nur etwa 10 mm beträgt.

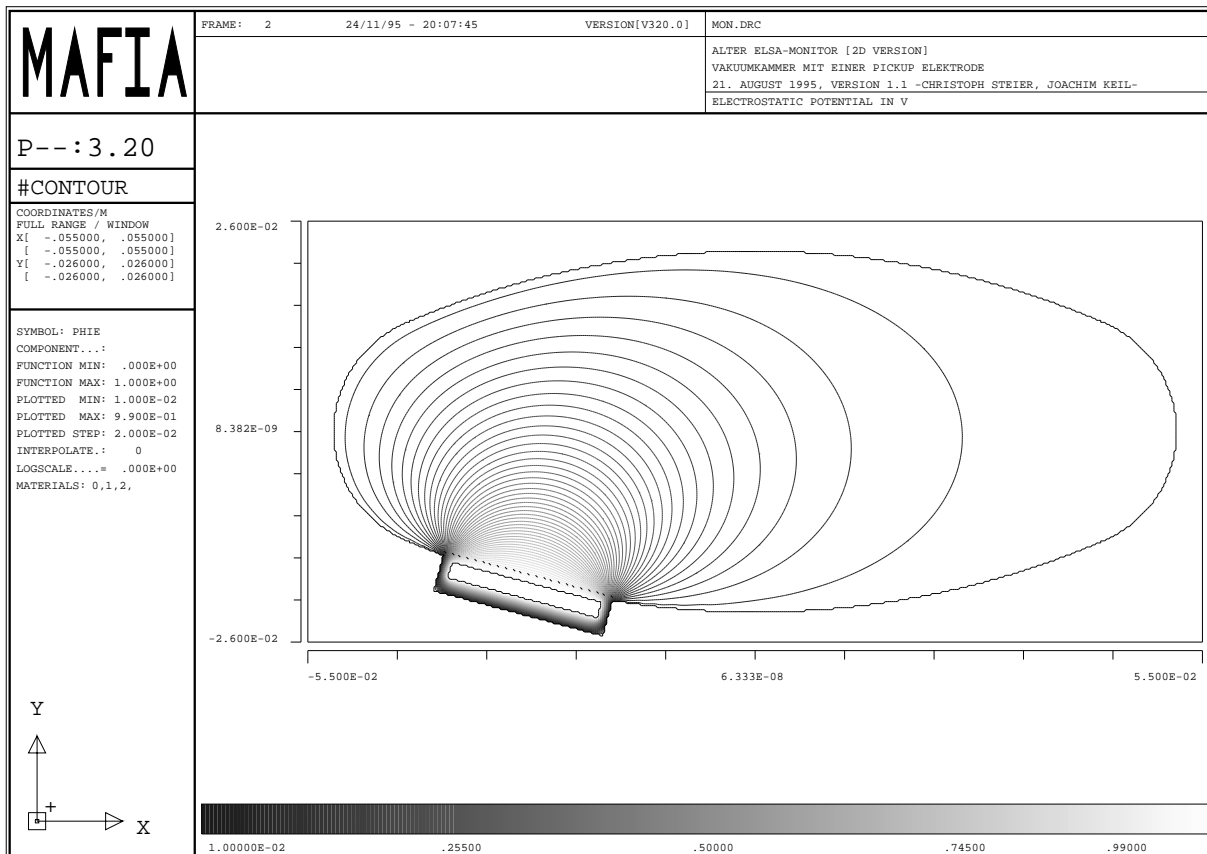


Abbildung B.2: Simulation der Signalfunktion einer Monitorelektrode unter Ausnutzung des Reziprozitätstheorems

die Ergebnisse für die einzelnen Streifenbreiten gewichtet aufsummiert werden. Dafür wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Hilfsprogramm (maf2sig) geschrieben, welches die verschiedenen Textausgabedateien von MAFIA einliest, interpretiert, die Summation durchführt und die resultierende Signalfunktion in der schneller bearbeitbaren Form einer binären Datei wieder sichert.

Weiterhin wurden noch einige Hilfsprogramme implementiert, die die Monitorquotienten auf dem Gitter errechnen (sig2quot), die Ergebnisse graphisch darstellen (quot2plot) und einige wichtige Kenngrößen ermitteln können (calc_mon_const). Das Ergebnis der Berechnung der Quotienten für den gesamten Monitor ist in Abbildung B.3 dargestellt.

Man sieht deutlich, daß im Innenbereich zunächst der vertikale Quotient linear von der vertikalen Ablage und ebenso der horizontale linear von der horizontalen Ablage abhängt. Für größere Ablagen wird die Situation hingegen sehr viel komplizierter und die Rückeichung deutlich ungenauer, da sich die Äquipotentiallinien für $\frac{\Delta x}{\Delta y}$ und $\frac{\Delta z}{\Delta y}$ nur noch sehr flach schneiden.

Die Simulationen stimmten mit neu durchgeführten Eichmessungen an einem Monitor auf wenige Promille überein und bieten zudem die Möglichkeit, den Einfluß von Baufehlern zu ermitteln [Kei]. Mit der zukünftig an **ELSA** verwendeten Signalverarbeitungselektronik, die sequentiell die Spannungen an den einzelnen Elektroden ermitteln wird, werden die Simulationen zusammen mit einer Hochfrequenzmeßmethode zur Ermittlung der Abschwächung der einzelnen Elektroden eine Eichung der Monitore im eingebauten Zustand ermöglichen [Jan94]. Damit entfällt der sehr zeitaufwendige Ausbau der Monitore für eine Eichung oder Nacheichung. Eine solche ist nämlich

Isolinien fuer Δ_x/Σ , Δ_z/Σ , (alter ELSA Monitor)

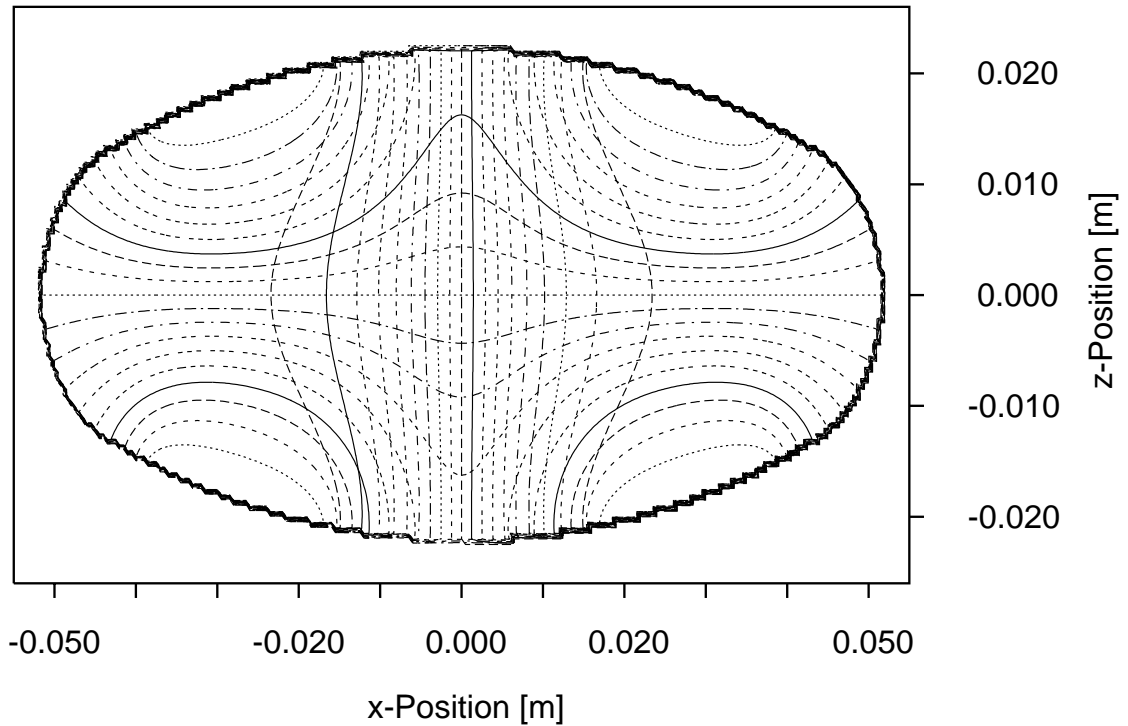


Abbildung B.3: Äquipotentiallinien der Quotienten $\frac{\Delta_x}{\Sigma}$ und $\frac{\Delta_z}{\Sigma}$ für einen **ELSA**-Monitor

bei der bisherigen Monitorelektronik prinzipiell notwendig, sobald z.B. wegen Strahlenschäden einzelne Bauteile ausgewechselt wurden.

Als Fazit der Simulationen läßt sich festhalten, daß sie geholfen haben eine bisher vorhandene Fehlkalibration der Monitore zu diagnostizieren. Weiterhin werden sie in Zukunft die Eichung der neuen Monitorelektronik wesentlich vereinfachen.

Literaturverzeichnis

- [Alt68] K.-H. Althoff et al.: *The 2.5 GeV Electron Synchrotron of Bonn University*, Nuclear Instruments and Methods, volume 61, 1968
- [Alv89] R. Alves-Pires et al.: *On the theory of coherent instabilities due to coupling between a dense cooled beam and charged particles from the residual gas*, CERN/PS/89-14 (AR), 1989
- [Bac80] Y. Baconnier und G. Brianti: *The stability of ions in bunched beam machines*, CERN/SPS/80-2 (DI), 1980
- [Bac84] Y. Baconnier, CERN/PS/PSR 84-24 (1984)
- [Bac94] Y. Baconnier, A. Poncet und P.F. Tavares: *Neutralisation of accelerator beams by ionisation of the residual gas*, CERN 94-01, 1994
- [Boc94] C.J. Bocchetta: *The trapping and possible cure of ions in the ANKA storage ring*, Forschungszentrum Karlsruhe, 1994
- [Cas88] F. Caspers et al.: *EPA beam vacuum interaction and ion clearing system*, CERN PS-88-037 (ML), 1988
- [Gen95] M. Gentner: *Der Closed-Orbit der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA: Simulation, Messung und Korrektur*, Diplomarbeit in Vorbereitung, Bonn 1995
- [Goe95] T. Götz: *Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems zur Steuerung der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Anforderungen des Nachbeschleunigungsbetriebs bis 3.5 GeV*, BONN-IR-95-03, 1995
- [Gyg87] M. Gygi-Hanney und B. Zotter: *Field strength in a bi-gaussian beam*, LEP theory note 44, 1987
- [Hof95] A. Hofmann: *Instabilities*, Vorlesung der CERN Accelerator School 1995 in Eger
- [Hus88] D. Husmann, W. Schwille: *ELSA – die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage*, Physikalische Blätter, 44(2), 1988
- [Jack] J.D. Jackson: *Classical Electrodynamics*, John Wiley and son Inc.
- [Jan94] A. Jankoviak: *Kalibration der DELTA Strahllagemonitore*, Diplomarbeit, Dortmund 1994
- [Jes93] R. Jessenberger: *Erarbeitung analytischer Zusammenhänge zur Beschreibung polarisierter Teilchenstrahlen in Beschleunigern und deren Anwendung auf das Kühlersynchrotron COSY*, Berichte des Forschungszentrums Jülich, Jül-2754, 1993

- [Kei94] J. Keil: *Aufbau eines breitbandigen Intensitätsmonitors zur Messung, Überwachung und Optimierung der ELSA-Füllstruktur*, BONN-IB-94-18, 1994
- [Kei] J. Keil: *Ein Feedback-System zur schnellen Lagekorrektur des Elektronenstrahles*, Dissertation in Vorbereitung
- [Kur91] S.S. Kurennoy: *Beam-chamber coupling impedance, calculation methods*, CERN SL/91-31 (AP), 1991
- [Mar90] J. Marriner et al.: *Experiments and practice in beam shaking*, Particle Accelerators 1990, Vol. 30, pp 13-20
- [Mic89] M. Michel: *Speculations on ion problems especially in DELTA and BoDo*, DELTA report 89-012, 1989
- [Nec93] M. Neckenig: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Verbesserung der Zeitstruktur des extrahierten Elektronenstrahles aus dem Stretcherring ELSA*, BONN-IR-93-16, 1993
- [Orl89] Y. Orlov: *The suppression of transverse instabilities caused by trapped ions in the AA by shaking of the \bar{p} -beam*, CERN PS-89-001 (AR), 1989
- [Pic95] M. Picard: *Entwurf, Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems für die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Extraktion im Nachbeschleunigungsbetrieb bis 3.5 GeV*, BONN-IR-95-01, 1995
- [Ros94] J. Rossbach und P. Schmüser: *Basic course on accelerator optics*, CERN 94-01, 1994
- [Sag91] D. Sagan: *Ion trapping in the CESR B-Factory*, CBN 91-2, 1991
- [Sch91] M. Schillo: *Das Strahldiagnosesystem für ELSA*, BONN-IR-91-77, 1991
- [Sch95] K. Schindl: *Space Charge*, Vorlesung der CERN Accelerator School 1995 in Eger
- [Voi91] S. Voigt: *Aufbau und Test einer Quelle polarisierter Elektronenstrahlen für den Einschub in die Bonner Beschleunigeranlage ELSA*, BONN-IR-91-33, 1991
- [Wei94] T. Weiland: *MAFIA version 3.20, The ECAD System*, Darmstadt 1994
- [Wen94] J. Wenzel: *Entwicklung und Test eines Simulators der Teilchenbewegung in der Bonner 3.5 GeV-Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, BONN-IR-94-13, 1994
- [Zie89] V. Ziemann: *Lifetime degradation due to ions*, DELTA internal report 89-001, 1989

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. D. Husmann für die Möglichkeit danken, die mir durch die Themenstellung dieser Arbeit gegeben war. Zudem war er immer zu Gesprächen und Hilfen bei Problemen bereit, selbst wenn diese nicht direkt mit der Diplomarbeit zusammenhängen.

Herrn Prof. Dr. W. Schwille danke ich für die Übernahme des Korreferates.

Herrn Dr. W. v. Drachenfels danke ich für viele anregende Diskussionen und die Hilfe bei Maschinentests.

Meinen Betreuern Herrn Dipl. Phys. J. Keil und Herrn Dr. J. Wenzel schulde ich besonderen Dank für das freundschaftliche Arbeitsklima, viele hilfreiche Diskussionen und tatkräftige Hilfe bei Maschinentestschichten zum Teil bis tief in die Nacht hinein.

Herrn Dr. C. Nietzel und Herrn J. Welt bin ich dankbar für ihre Bereitschaft, bei Computer- oder Elektronikproblemen intensiv an der Lösung mitzuarbeiten und auch kurzfristig beim Aufbau von Meßaufbauten behilflich zu sein.

Der gesamten Betriebsmannschaft der Beschleunigeranlagen möchte ich ebenfalls meinen Dank aussprechen. Ohne ihre Hilfe wären viele der Beschleunigertests nicht durchführbar gewesen.

Schließlich möchte ich vor allem meinen Eltern danken, die mir meine gesamte Ausbildung erst ermöglicht haben und immer ein großer Beistand waren, auch nachdem sie die Ausbildung nicht mehr selbst aktiv mitgestalten konnten.