

UNTERSUCHUNG  
UND VERBESSERUNG DES  
STABILITÄTSVERHALTENS  
EINES INTENSIVEN  
ELEKTRONENGEKÜHLTEN  
TEILCHENSTRAHLES IN COSY

Dissertation

zur Erlangung des akademischen  
Grades eines Doktors  
der Naturwissenschaften  
im Fachbereich Physik  
der Universität Dortmund

vorgelegt von

Vsevolod Kamerdzhev

Oktober 2003

1. Gutachter: PD Dr. J. Dietrich

2. Gutachter: Prof. Dr. T. Weis

Vertreter der wiss. Mitarbeiter: Dr. G. Schmidt

Tag der mündlichen Prüfung: 17.12.2003



# Abstract

The cooler synchrotron COSY provides proton and deuteron beams in the energy range of 45 MeV – 2,7 GeV and 75 MeV – 2,2 GeV, respectively, for precision experiments in medium energy physics. High beam quality is achieved by means of electron and stochastic cooling. Electron cooling is applied right after injection. However, in case of intense electron cooled proton (deuteron) beams fast particle losses due to transverse coherent beam oscillations are regularly observed. Unstable behaviour of the intense COSY beam, in particular of the electron cooled one, is investigated. The transverse stability is discussed in terms of transverse coupling impedances. Tune shifts due to high phase space densities are calculated. Possible cures of instabilities are analysed. Active damping of instabilities using a transverse feedback system is considered to be a suitable method to improve beam intensity and quality.

A transverse damping system utilizing a pick-up, signal processing electronics, a power amplifier and a stripline deflector was designed, installed and successfully commissioned. Beam current, profile and Schottky spectra measurements with the feedback system turned on and off are presented.

The feedback system allows to increase the cooled beam intensity by at least a factor of four when cooling and stacking of repeated injections is applied. Such a procedure is especially useful to increase the luminosity in internal experiments with the polarized beam which has a low injection intensity. For the experiments with unpolarized beams the significant increase of luminosity can be achieved without a decrease of the machine's duty factor. External experiments profit from the small diameter beams and the reduced halo.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>1 Beschleunigeranlage COSY</b>	<b>5</b>
1.1 Cooler Synchrotron	5
1.2 Elektronenkühlung	8
<b>2 Grundlagen der kollektiven Strahleffekte und der zugehörigen Strahldiagnose</b>	<b>13</b>
2.1 Spiegelladungs- und Raumladungskräfte	13
2.1.1 Arbeitspunktverschiebung	14
2.2 Strahldiagnose mittels elektrostatischer Pick-ups	16
2.2.1 Longitudinales Pick-up Signal	16
2.2.2 Transversales Pick-up Signal	19
2.3 Wake-Felder und Koppelimpedanzen	22
2.4 Anwendung für COSY	27
2.5 Dämpfung der kohärenten Strahlinstabilitäten	32
2.6 Beam transfer function	33
<b>3 Untersuchung des instabilen Strahlverhaltens in COSY</b>	<b>36</b>
3.1 Transversale Effekte - Messungen im Zeitbereich	36
3.2 Transversale Effekte - Messungen im Frequenzbereich	38
3.2.1 Schottky-Spektren	39
3.2.2 BTF-Messungen	44
3.3 Longitudinale Effekte	48
3.4 Eigenschaften des COSY-Strahls	50
<b>4 Transversales Feedback System</b>	<b>52</b>
4.1 Möglichkeiten der Realisierung	52
4.2 Ermittlung der Bandbreite des Systems	54

4.3	Hardware	55
4.3.1	Pick-up	56
4.3.2	Elektronik	58
4.3.2.1	Vorverstärker	58
4.3.2.2	Analoge BPM-Elektronik	59
4.3.2.3	Beam Offset Suppressor (BOS)	59
4.3.2.4	Verzögerung	61
4.3.2.5	Leistungsverstärker	61
4.3.3	Kicker	63
4.4	Messung der Systemparameter	68
<b>5</b>	<b>Anwendung des Feedback Systems</b>	<b>70</b>
5.1	Dämpfung der Betatronseitenbänder	70
5.2	Auswirkungen auf die Strahlintensität	72
5.3	Einfluss der Schleifenverzögerung	75
5.4	Verstärkung der Feedbackschleife, Auswirkung auf den Strahl	76
5.5	Strahlqualität	77
<b>6</b>	<b>Ausblick</b>	<b>81</b>
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>83</b>
	<b>Anhang A</b>	<b>85</b>
	<b>Anhang B</b>	<b>86</b>
	<b>Anhang C</b>	<b>88</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>93</b>

# Einleitung

Seit den zwanziger Jahren tragen Teilchenbeschleuniger als wichtiges Instrument der modernen Experimentalphysik zur Erweiterung unseres Verständnisses der Struktur der Materie bei. Die Auslegungsparameter, hauptsächlich der Energiebereich eines Beschleunigers, legen das Einsatzgebiet der Maschine in der Physik fest. Dabei spielt die Strahlintensität eine entscheidende Rolle. Um Präzisionsexperimente im Bereich der Mittelenergiephysik durchführen zu können, braucht man Teilchenstrahlen mit möglichst kleiner Impulsunschärfe und kleinen transversalen Emittanzen. Aus diesem Grund gehört ein Elektronenkühler zur Standardausrüstung eines modernen Ionenspeicherrings.

Das Cooler Synchrotron COSY, das polarisierte und unpolarisierte Protonen und Deuteronen liefert, vereinigt eine sehr gute Strahlqualität mit hoher Intensität. Diese Kombination wird durch Elektronenkühlung bei Injektionsenergie von 45 MeV für Protonen und 75 MeV für Deuteronen und durch stochastische Kühlung bei höheren Energien erreicht. Allerdings ist die Intensität eines elektronengekühlten Ionenstrahls hoher Phasenraumdichte in COSY durch kollektive Verlustmechanismen begrenzt.

Seit Inbetriebnahme des Elektronenkühlers wurden bei COSY Teilchenverluste während der Elektronenkühlung beobachtet. Im Jahre 2001 während der Kühlerexperimente wurden Verluste des gekühlten Ionenstrahls mit kohärenten Strahlinstabilitäten in Verbindung gebracht. Seitdem wurde das instabile Strahlverhalten in COSY und insbesondere der Einfluss des Elektronenkühlers auf die Strahlstabilität systematisch untersucht.

Kapitel 1 dieser Arbeit beschreibt die Beschleunigeranlage COSY. Kapitel 2 gibt eine Einführung in die Theorie der kollektiven Effekte, der Strahlstabilität und der Strahldiagnose in Ringbeschleunigern. Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem instabilen Strahlverhalten in COSY und der Analyse der möglichen Maßnahmen zur Erhöhung der Strahlstabilität. Darüber hinaus werden die an anderen Beschleunigern eingesetzten Lösungen analysiert. Ein transversales Feedback System zur Dämpfung der kohärenten Strahloszillationen wird im Kapitel 4 beschrieben. Die

Experimente und Messungen mit dem elektronengekühlten Protonenstrahl unter Einsatz des vertikalen Feedback Systems werden im Kapitel 5 vorgestellt. Die Bedingungen für den optimalen Betrieb und die Wirkung der Systemparameter auf den Strahl werden untersucht. Im Ausblick am Ende der Arbeit sind weitere für COSY mögliche Untersuchungen und Maßnahmen zur Stabilisierung einer hohen Strahlintensität zusammengefasst.

# 1 Beschleunigeranlage COSY

Die Beschleunigeranlage COSY (Abbildung 1) besteht aus Ionenquellen für polarisierte und unpolarisierte  $H^-$ ,  $D^-$ -Ionen, dem Zyklotron JULIC, der Injektionsstrahlführung, dem COSY-Ring, den Extraktionsstrahlführungen und externen sowie internen Experimentierplätzen [1]. Im Zyklotron werden die Ionen auf einen Impuls von 296 MeV/c ( $H^-$ ) und 540 MeV/c ( $D^-$ ) beschleunigt [2]. Das Zyklotron, dient als Injektor für das Cooler Synchrotron COSY das gleichzeitig ein Speicherring ist. COSY arbeitet in dem Impulsbereich von 296 MeV/c bis 3650 MeV/c. Zur Verkleinerung der Emittanz (siehe Abschnitt 1.2) stehen in dem COSY-Ring der Elektronenkühler und das stochastische Kühlsystem zur Verfügung.

## 1.1 Cooler Synchrotron

Das Kühlersynchrotron COSY besteht aus zwei 52 m langen  $180^\circ$ -Bogensektionen, die durch zwei 40 m lange gerade Sektionen verbunden sind. Zur Strahlführung und Fokussierung dienen 24 Dipolmagnete und 56 Quadrupolmagnete. Weitere 32 Sextupolmagnete stehen unter anderem für Korrekturen der Chromatizität zur Verfügung. Jede Bogensektion ist aus drei gleichen, spiegelsymmetrischen Einheitszellen aufgebaut, was zu einer sechsfachen optischen Ringsymmetrie führt. Jede Einheitszelle hat eine D-Bend-F-Bend-Bend-F-Bend-D Struktur, die eine sehr flexible Arbeitspunkteinstellung erlaubt. Jede gerade Sektion besteht aus vier Quadrupolfamilien, die als DFFD- oder FDDF -Tripletstrukturen betrieben werden können. Da die geraden Sektionen in Folge der 1:1 Abbildung mit dem Betatron-Phasenvorschub von  $2\pi$  optisch transparent sind, werden sie auch als Teleskope bezeichnet [3]. Sie bieten Platz für Elektronenkühler, Pick-ups und Kicker des stochastischen Kühlsystems, Beschleunigungsstrukturen und Diagnosesysteme unterschiedlicher Art, aber auch für die physikalischen Experimente wie ANKE [4], PISA [5], EDDA [6] mit internen Targets [7] (Abbildung 1). Voraussetzung für den Einsatz interner Targets ist eine kleine Betafunktion am Ort der Targets. Die damit verbundene große Strahldivergenz (siehe Abschnitt 1.2) gewährleistet geringste Strahlaufstreuung.

# COoler SYnchrotron

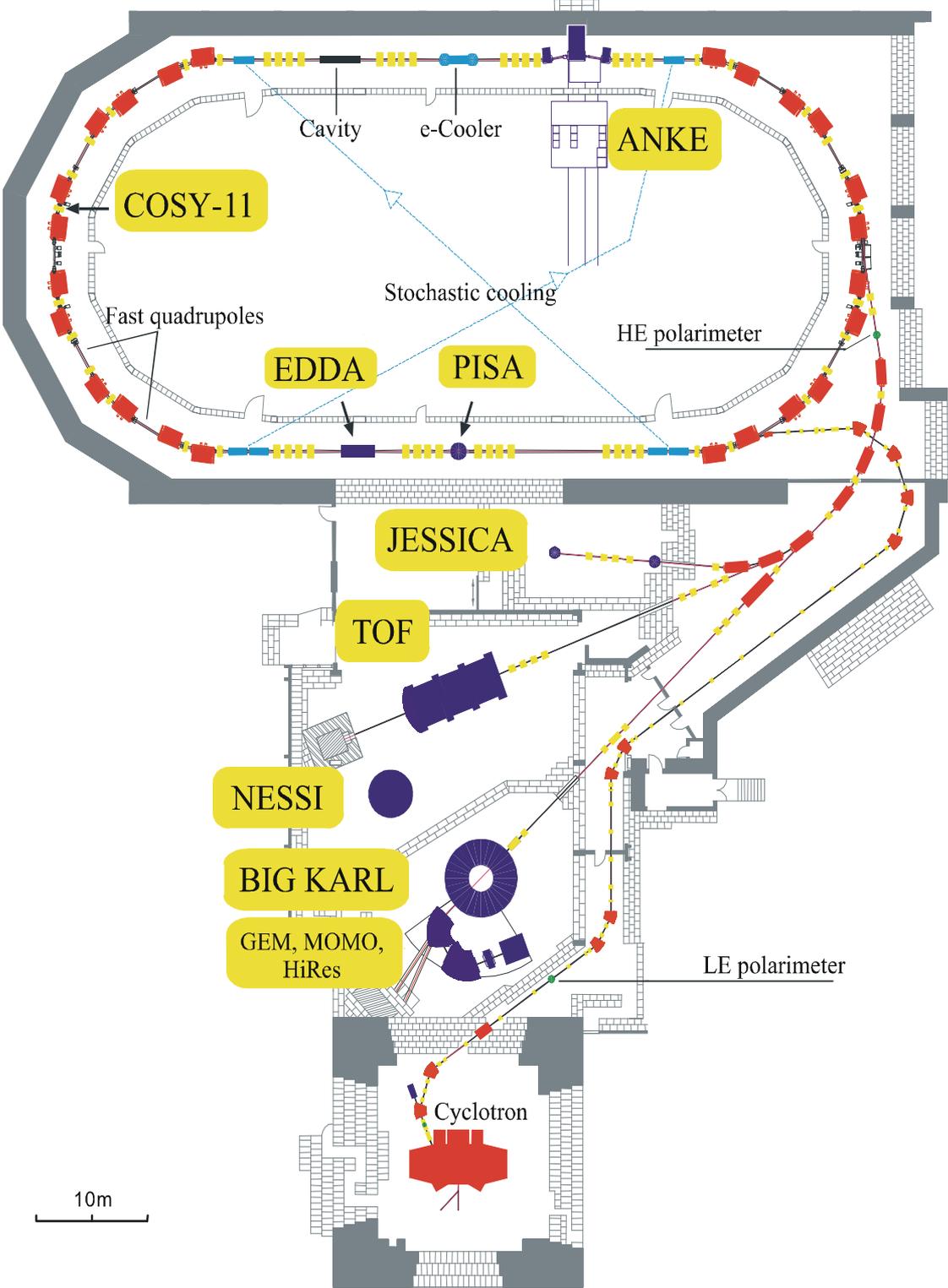


Abbildung 1: Beschleunigeranlage COSY.

Die Injektion in den COSY-Ring erfolgt über Ladungsaustausch in einer Stripperfolie, in der die Elektronen der  $H^-$ - oder  $D^-$ -Ionen abgestreift werden. Der Ring wird innerhalb von 10 bis 20 ms gefüllt. Danach kann der Strahl elektronengekühlt und bis zum Maximalimpuls von 3650 MeV/c beschleunigt werden [8]. Der gespeicherte Strahl kann mittels ultralangsamere stochastischer oder schneller Extraktion extrahiert und anschließend zu den externen Experimentierplätzen (BIG KARL, TOF, JESSICA) transportiert werden.

Eine weitere „optische“ Eigenschaft von COSY besteht darin, dass die Übergangsenergie bei maximaler Superperiodizität und üblichen Arbeitspunkten im Energiebereich der Maschine liegt. Um während der Beschleunigung Strahlverluste beim Kreuzen der Übergangsenergie zu vermeiden, wird die Dispersion des Rings mittels der Quadrupolmagnete der Einheitszellen dynamisch so verändert, dass die Übergangsenergie während der Beschleunigung immer oberhalb der momentanen Strahlenergie liegt.

COSY-Ring	
Teilchen	Protonen und Deuteronen (unpolarisiert and polarisiert)
Typ der Injektion	$H^-$ , $D^-$ <i>stripping</i> -Injektion, 20...25 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Kohlenstofffolie
Injektionsenergie	45 MeV für Protonen, 75 MeV für Deuteronen
Maximalenergie	2830 MeV für Protonen, 2230 MeV für Deuteronen
Intensität bei Maximalenergie	bis zu $10^{11}$ Teilchen im Ring
Form des Ringes	Rennbahn Typ, zwei gerade Sektionen und zwei Bögen
Umfang	183,473 m
Strahlrohrabmessungen	rund in den geraden Sektionen, $d = 0,15$ m; rechteckig in den Bögen, 0,15 m horizontal ( $x$ ), 0,06 m vertikal ( $y$ )
typischer Arbeitspunkt	einstellbar zwischen 3,55 und 3,70 in beiden Ebenen
Frequenzdispersion	$\eta = 0,7$ (bei Injektionsenergie)
Chromatizität	$\xi_x \approx -2$ , $\xi_y \approx -2$
Optische Funktionen am Elektronenkühler	$\beta_x = 7$ m, $\beta_y = 15$ m, $D = -6$ m (typische Werte)

Tabelle 1: COSY Parameter.

## 1.2 Elektronenkühlung

Der in einem Speicherring mit einem bestimmten Impuls  $p$  umlaufende Ionenstrahl ist durch seine transversalen Emittanzen [9]  $\varepsilon_x = x x'$ ,  $\varepsilon_y = y y'$  und seine longitudinale Impulsbreite  $\Delta p$  charakterisiert.  $x$  bzw.  $y$  beschreiben die transversale Strahlgröße und  $x'$  bzw.  $y'$  die Strahldivergenz.  $x, y, x', y'$  und  $\Delta p$  sind als charakteristische Größen der Verteilungsfunktionen der transversalen Koordinaten der Einzelteilchenbewegung im Ionenstrahl bzw. der Abweichung  $\Delta p$  des Impulses eines Teilchens vom Sollimpuls  $p$  zu betrachten, z. B. die einfache ( $1\sigma$ , oder auch mehrfache) Standardabweichung dieser Verteilungen.  $\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$ , und  $\Delta p$  (im Falle eines  $dc$ -Teilchenstrahles) sind im Rahmen der linearen Optik Erhaltungsgrößen. Strahlgröße und Strahldivergenz variieren dagegen von Ort zu Ort im Ring, wobei ausgedrückt durch die ortsabhängigen Twiss-Parameter  $\alpha(s)$ ,  $\beta(s)$ ,  $\gamma(s)$  mit

$$\gamma(s) = \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)} \quad (1)$$

gilt [10]:

$$x(s) = \sqrt{\varepsilon_x \beta_x(s)} \quad y(s) = \sqrt{\varepsilon_y \beta_y(s)} \quad (2)$$

$$x'(s) = \sqrt{\varepsilon_x \gamma_x(s)} \quad y'(s) = \sqrt{\varepsilon_y \gamma_y(s)}. \quad (3)$$

An Orten mit Dispersion  $D(s)$  wird der Strahl horizontal zusätzlich verbreitert:

$$x(s) = \sqrt{[\varepsilon_x \beta_x(s)]^2 + \left[ D(s) \frac{\Delta p}{p} \right]^2}. \quad (4)$$

Die Erhaltungsgrößen  $\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$  und  $\Delta p$  sind nach dem Liouvillschen Satz mit ionenoptischen Maßnahmen nicht beeinflussbar [9]. Nichtkonservative (dissipative) Kräfte sind nötig, um die Emittanzen herabzusetzen, d.h. die Phasenraumdichte durch Verkleinerung des Strahlquerschnitts und der Impulsbreite zu erhöhen. Die Elektronenkühlung ist eine der Techniken mit denen dies gelingt. Auf einer geraden Strecke des Rings wird dem Ionenstrahl ein intensiver, monoenergetischer Elektronenstrahl gleicher Geschwindigkeit überlagert. Durch elastische Stöße der "heissen" Ionen mit den "kalten" Elektronen wird Energie an die Elektronen übertragen, wodurch Transversalimpuls und Impulsbreite des Ionenstrahls verringert werden.

Der Elektronenstrahl wird üblicherweise in einer Glühkathode erzeugt und elektrostatisch beschleunigt. Geführt von einem longitudinalen Magnetfeld, bestehend aus Solenoiden und Toroiden, wird der Elektronenstrahl in den Ionenstrahl ein- und wieder ausgelenkt und nach Abbremsung (Energierückgewinnung) in einem Kollektor aufgefangen, vgl. Bild 2. Dieses Verfahren der Elektronenkühlung wurde 1966 von G.I. Budker [11] vorgeschlagen und 1974 am NAP-M Speichering in Novosibirsk [12] erstmals experimentell verwirklicht. Heute gehört ein Elektronenkühler, neben der stochastischen Strahlkühlung [13], zur Standardausrüstung vieler Speicherringe, an denen über Fragen der Mittelenergiephysik geforscht wird. Der Arbeitsbereich derzeitiger Elektronenkühler ist aus technischen Gründen auf Elektronenenergien unterhalb 300 keV beschränkt. Die Elektronenkühlung kommt zum Einsatz zur Strahlpräparation, d.h. Phasenraumkomprimierung nach der Injektion der Ionen in den Speicherring, und – soweit es die Energie erlaubt – zur Kompensation von Strahlaufweitung und Energieverlust bei internen Targetexperimenten (Die Energien von Elektronen- und Ionenstrahl sind durch das Massenverhältnis gegeben, z. B. entsprechen 300 keV Elektronenenergie 550 MeV Protonenenergie).

Der Kühlprozess im Bereich der sich überlappenden Strahlen, der Drift- oder Kühlstrecke, ist im Schwerpunktsystem des mitbewegten Elektronenstrahls zu betrachten. Die ungerichtete Bewegung der schnellen Ionen wird in elastischen Stößen durch Impulsübertrag an die Elektronen abgebremst (Coulombwechselwirkung), wodurch die transversalen und die longitudinalen Geschwindigkeitskomponenten der Ionen verringert werden. Diesen Vorgang kann man in Analogie zur Mischung zweier Gase betrachten, wobei die Temperatur des Ionenstrahls nach genügend Wechselwirkungszeit, der Kühlzeit [14], sich der Temperatur  $T_e$  des kälteren Elektronenstrahls angleicht. Nach dem Gleichverteilungssatz der kinetischen Gastheorie gilt im Schwerpunktsystem des Elektronenstrahls für die kinetische Energie  $E_S$  für jeden der drei Freiheitsgrade:

$$E_S = \frac{1}{2} M v_I^2 \rightarrow \frac{1}{2} m v_e^2 = \frac{1}{2} k T_e, \quad v_I \rightarrow v_e \sqrt{\frac{m}{M}}. \quad (5)$$

Die Dynamik des Kühlvorgangs wird durch die Kühllkraft beschrieben, die aus der Coulombwechselwirkung zwischen den Ionen und den Elektronen abgeleitet wird [12]. Die Kühllkraft wird im Schwerpunktsystem als Funktion der Relativgeschwindigkeit  $v_{\text{rel}}$  zwischen Ionen und Elektronen dargestellt. Sie ist eine für kleine  $v_{\text{rel}}$  zunächst linear ansteigende Funktion, die bei der mittleren Geschwindigkeit der

Elektronen ein Maximum erreicht, und dann für größere  $v_{\text{rel}}$  mit  $1/v_{\text{rel}}^2$  abfällt. Diese charakteristische Eigenschaft der Elektronenkühlung hat zur Folge, dass - im Gegensatz zur stochastischen Kühlung - große Betatronamplituden, d.h. große Emittanzen, langsamer gekühlt werden als kleine. Aus der Kühlkraft lässt sich auch ein analytischer Ausdruck für die Kühlzeit ableiten [12]. Kühlkraft, sowie Kühlzeit sind proportional der Elektronenstromdichte, d.h. bei fester Elektronenenergie und gegebenem Elektronenstrahldurchmesser proportional dem Elektronenstrom.

Transformiert ins Laborsystem ergeben sich daraus Divergenz  $x', y'$  und relative Impulsbreite  $\delta$  des Ionenstrahls in Abhängigkeit von der „Elektronenstrahltemperatur“  $kT_e$ . Der relativistische bzw. nichtrelativistische Zusammenhang von Impuls und Energie lautet:

$$(pc)^2 = E_k^2 + 2Mc^2E_k \quad \text{bzw.} \quad p_s^2 = 2ME_s. \quad (6)$$

Hierbei sind  $p$  und  $E_k$  Impuls und kinetische Energie des Ionenstrahls im Laborsystem,  $p_s$  der im Rahmen des einfachen Modells (5) für jeden Freiheitsgrad gleiche Impuls und  $E_s$  die gleichverteilte Energie der Ionen pro Freiheitsgrad im Schwerpunktsystem. Transversalimpuls  $p_{tr}$  und Impulsbreite  $\Delta p$  des Ionenstrahls sind nach Transformation in das Laborsystem damit durch  $kT_e$  und die Ionenmasse  $M$  gegeben:

$$p_{tr}^2 = p_s^2 = MkT_e \quad \text{und} \quad \Delta p^2 = \gamma^2 p_s^2 = \gamma^2 MkT_e. \quad (7)$$

Longitudinal ist der Faktor  $\gamma^2$  zu beachten, da beim Übergang zum Laborsystem die longitudinale Impulskomponente  $p_s$  ebenfalls relativistisch zu transformieren ist. Die Ausdrücke für die Divergenzen  $x', y'$  und die relative Impulsbreite  $\delta$  lauten dann:

$$x', y' = \frac{p_{tr}}{p} = \sqrt{\frac{p_{tr}^2}{p^2}} = \sqrt{\frac{kT_e}{E_k^2 / Mc^2 + 2E_k}} \approx \sqrt{\frac{kT_e}{2E_k}} \quad (8)$$

$$\delta = \Delta p / p = \sqrt{\frac{\Delta p^2}{p^2}} = \sqrt{\frac{\gamma^2 kT_e}{E_k^2 / Mc^2 + 2E_k}} \approx \gamma \sqrt{\frac{kT_e}{2E_k}}. \quad (9)$$

Für kleine Ionenenergien, z.B. unterhalb 500 MeV für Protonen, kann man in nichtrelativistischer Näherung sagen, dass Divergenz und relative Impulsbreite proportional zur Wurzel aus dem Verhältnis von „Elektronenstrahltemperatur“ zu

doppelter kinetischer Energie des Protonenstrahls sind. Je kleiner die Temperatur des Elektronenstrahls ist, desto kleinere Divergenzen und Impulsbreiten sollten erzielt werden.

Übliche Glühkathoden (Bariumoxid Dispenserkathoden) arbeiten bei ca. 1300 K, entsprechend einer „Temperatur“  $kT_e = 0,13$  eV. Durch Störeinflüsse bei der Beschleunigung und in der Strahlführung erwartet man in der Praxis etwas höhere transversale „Temperaturen“, etwa 0,2 bis 0,3 eV. Mit einer Ionenenergie von 50 MeV und  $kT_e = 0,25$  eV ergeben sich Divergenzen von  $5 \cdot 10^{-5}$  rad ( $1\sigma$ -Breite) sowie relative Impulsbreiten von  $\delta = 5 \cdot 10^{-5}$ . Die Emittanz ist dann durch Formel (2) mit dem Wert der Betafunktion am Ort des Elektronenkühler verknüpft, mit beispielsweise  $\beta = 10$  m und  $\alpha = 0$  (aufrechte Phasenraumellipse) ergibt sich theoretisch als untere Grenze  $\varepsilon = 0,025$   $\mu\text{mrad}$ . Longitudinal müsste man sogar mit einer kleineren Temperatur rechnen, da die Geschwindigkeitsverteilung infolge der elektrostatischen Beschleunigung abgeflacht ist [15]. Darüber hinaus ist in der verfeinerten Theorie, wie sie nach 1974 in Novosibirsk weiterentwickelt wurde, der Einfluss des longitudinalen Magnetfeldes zu berücksichtigen [15].

In COSY dient der Elektronenkühler vorwiegend der Phasenraumkomprimierung des Ionenstrahls nach der *stripping*-Injektion von  $\text{H}^-$  oder  $\text{D}^-$  Ionen die naturgemäß mit großen Betatronamplituden, also großen Emittanzen verbunden ist. Die Elektronenenergie liegt bei ca. 25 keV entsprechend der Protonen-Injektionsenergie von 45 MeV. Im Hinblick auf eine mögliche Erhöhung der Injektionsenergie wurde der Elektronenkühler für 100 keV Betriebsspannung ausgelegt. Abbildung 2 zeigt einen Längsschnitt durch den COSY Elektronenkühler. In der Tabelle 2 sind die Auslegungs- und die typischen Betriebsparameter zusammengestellt [16].

Die erste Kühlung von Protonen erfolgte im Mai 1993 [17]. Die kleinste erreichte Emittanz mit Protonenströmen um 0,1 mA lag nach einer Kühlzeit von 5 bis 10 s bei  $\varepsilon_x, \varepsilon_y = 0,1$   $\mu\text{mrad}$  ( $1\sigma$ -Breite), die relative Impulsbreite bei  $\Delta p/p = 10^{-4}$  (FWHM) [16]. Die Emittanz von 0,1  $\mu\text{mrad}$  ist äquivalent einer transversalen Protonenstrahltemperatur von etwa 1 eV, bzw. einer Divergenz von 0,1 mrad. Der theoretische Grenzfall, die Temperatur des Elektronenstrahls, wird also nicht erreicht, was sowohl auf physikalische Effekte als auch auf technische Unzulänglichkeiten zurückzuführen ist, wie z.B. Inhomogenitäten des longitudinalen Magnetfeldes oder die nur schwer zu erreichende äußerst exakte Ausrichtung von Elektronen- und Protonenstrahl [14].

Dennoch wird eine so hohe Phasenraumdichte erreicht, dass in COSY von Anfang an auch bei kleinen Strahlströmen kohärente Strahlinstabilitäten auftraten, die den nutzbaren Strahlstrom begrenzen.

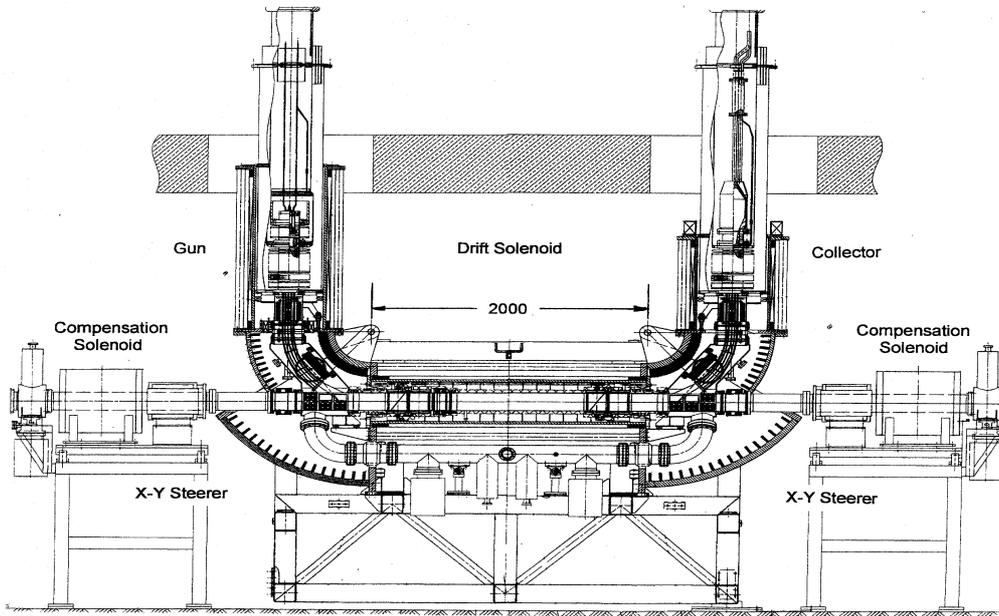


Abbildung 2: COSY Elektronenkühler.

Mit der in dieser Arbeit beschriebenen Gegenkopplungstechnik (Feedback System) gelang es dann, diese kohärente Strahlinstabilitäten wirksam zu bekämpfen. Mit wiederholten Injektionen bei laufender Kühlung (*stacking*) konnten damit bis zu 9,2 mA Protonenstrom bei Injektionsenergie stabil gekühlt werden. Allerdings führen solch hohe Strahlströme zwangsläufig zu größeren Emittanzen, die auf die strahlaufheizende Wirkung der strahlinternen Streuung der Ionen [18] untereinander (*intra-beam scattering*) zurückzuführen sind (siehe Abschnitt 5.5).

COSY Elektronenkühler	Auslegung	verwendet	
Mechanische Länge des Driftsolenoids	2.00		m
Effektive Kühlstrecke	1.5		m
Strahlrohrdurchmesser im Elektronenkühler	0.15		m
Elektronenstrahldurchmesser	0.0254		m
Magnetfeld	80 ... 165	80	mT
Elektronenenergie	100	24.5	keV
Maximaler Strom bei 100 keV	4		A
Maximaler Strom bei 25 keV	1.8	0.05 ... 0.5	A
Vakuum	5 ... 10 x 10 <sup>-9</sup>	5 x 10 <sup>-9</sup>	hP

Tabelle 2: Parameter des COSY-Elektronenkühlers

## 2 Grundlagen der kollektiven Strahleffekte und der zugehörigen Strahldiagnose

Dieses Kapitel ist den möglichen Ursachen der für COSY relevanten Intensitätsbegrenzungen gewidmet. Es hat unter anderem zum Ziel, einen Überblick über Raumladungseffekte, Arbeitspunktverschiebungen (*tune shift*) und kohärente Strahloszillationen zu geben. Es werden Fragen zu Ursachen der Strahlinstabilitäten in Ringbeschleunigern so wie deren Dämpfung aufgegriffen. Der Schwerpunkt der Beschreibung liegt auf den transversalen Effekten unter den Voraussetzungen eines ungebunchten Strahls (*coasting beam*) bei konstantem Magnetfeld und ausgeschalteter Hochfrequenz (HF).

### 2.1 Spiegelladungs- und Raumladungskräfte

Die quasiharmonische ungestörte Betatronbewegung der Teilchen in der vertikalen Ebene wird durch die Gleichung

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + Q_y^2 \omega_0^2 y = 0 \quad (10)$$

mit  $y$  der vertikalen Koordinate,  $Q_y$  dem vertikalen Arbeitspunkt und  $\omega_0$  der Umlauffrequenz beschrieben. Diese Bewegung wird von Eigenfeldern beeinflusst, die durch andere Teilchen im Strahl entstehen. Der Einfluss anderer Teilchen auf das Testteilchen kann durch die Lorentzkraft im rechten Teil der Gleichung in der Form

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + Q_y^2 \omega_0^2 y = \frac{q}{m\gamma} [E_y(\hat{y}, y) - v_s B_x(\hat{y}, y)] \quad (11)$$

ausgedrückt werden, wobei  $q$  und  $m$  die Ladung und die Masse des Teilchens,  $E_y$  und  $B_x$  die entsprechende Komponenten des elektrischen und magnetischen Feldes,  $v_s$  die longitudinale Komponente der Teilchengeschwindigkeit und  $\hat{y}$  den

Strahlversatz bezeichnen [10]. Um die Anzahl der Gleichungen zu reduzieren, wird hier nur die vertikale Bewegung betrachtet. Der rechte Term beschreibt die Wirkung der Raumladungsfelder, Felder die durch lokale Spiegelströme entstehen und *wake*-Felder.

Im Falle eines elliptischen Teilchenstrahls ist das radiale elektrische Feld im Strahl durch

$$E_y = \frac{\lambda y}{\epsilon_0 \pi b (a + b)} \quad (12)$$

und das magnetische Feld durch

$$B_x = \frac{\mu_0 \lambda v_s y}{\pi b (a + b)} \quad (13)$$

mit  $\lambda$  der Linienladungsdichte,  $a$  und  $b$  der halben Strahlbreite und -höhe,  $\epsilon_0$  der absoluten Dielektrizitätskonstante und  $\mu_0$  der Permeabilität des freien Raums gegeben [10].

Ein Strahl geladener Teilchen induziert in den Wänden der Vakuumkammer eine Spiegelladung und dementsprechend auch einen Spiegelstrom. Dieser Strom ist ebenfalls eine Quelle von Störfeldern.

### 2.1.1 Arbeitspunktverschiebung

Im realen Teilchenstrahl, der in guter Näherung durch eine Gauß-Verteilung der Ladungsdichte zu beschreiben ist, unterscheidet man zwischen inkohärenter und kohärenter Arbeitspunktverschiebung. Inkohärent heißt, dass die einzelnen Teilchen eine Arbeitspunktverschiebung abhängig von der transversalen Koordinate erfahren. Dieser Effekt führt zu einer Arbeitspunktverschmierung (*tune spread*). Dabei werden die Teilchen mit den größten Betatronamplituden am wenigsten beeinflusst [19]. Im Gegensatz zu Raumladungsfeldern, die nur eine inkohärente Arbeitspunktverschiebung verursachen können, führen die Spiegelströme auch zu kohärenten Arbeitspunktverschiebungen. In diesem Fall ist die Arbeitspunktänderung für alle Teilchen gleich.

Die inkohärente Arbeitspunktverschiebung kann durch die Formel

$$\Delta Q_{inc} = -\frac{Nr_0\hat{\beta}_y}{\pi\beta^2\gamma} \left( \underbrace{\frac{1}{\gamma^2} \frac{\varepsilon_{0,y}}{b^2}}_1 + \underbrace{\frac{\varepsilon_{1,y}}{h^2}}_2 + \beta^2 \underbrace{\frac{\varepsilon_{2,y}}{g^2}}_3 \right) \quad (14)$$

mit  $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_0 c^2}$  dem klassischen Teilchenradius (für Protonen  $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-18}$  m),

$N$  der Anzahl der Teilchen im Ring,  $\hat{\beta}_y$  der mittleren Betafunktion,  $\beta$  und  $\gamma$  den relativistischen Parametern,  $h$  der halben Höhe der Vakuumkammer,  $g$  der Hälfte des Magnetpollabstands,  $\varepsilon_{0,y}, \varepsilon_{1,y}, \varepsilon_{2,y}$  den Laslett-Koeffizienten [20] beschrieben werden. Der Term links der Klammer beinhaltet die Strahlparameter, der Term 1 in der Klammer steht für das Raumladungsfeld, der Term 2 drückt den Einfluss der elektrischen Spiegelladung in der Vakuumkammer aus und der Term 3 den Einfluss der magnetischen Spiegelladung in den Magnetpolen [10].

Die kohärente Arbeitspunktverschiebung hängt von der Betatronfrequenz ab. Da die Eindringtiefe der niederfrequenten Felder groß ist, können sie in bestimmten Fällen die Magnetpole erreichen. Dann ist die Arbeitspunktverschiebung durch

$$\Delta Q_{coh} = -\frac{Nr_0\hat{\beta}_y}{\pi\beta^2\gamma} \left( \underbrace{\frac{\xi_{1,y}}{h^2}}_1 + \beta^2 \underbrace{\frac{\xi_{2,y}}{g^2}}_2 \right) \quad (15)$$

mit  $\xi_{1,y}, \xi_{2,y}$  den weiteren Laslett-Koeffizienten gegeben. Term 1 steht für die elektrische Spiegelladung in der Vakuumkammer und Term 2 für die magnetische Spiegelladung in den Magnetpolen. Falls die durch den Strahl erzeugten Felder die Vakuumkammer nicht durchdringen können, gilt

$$\Delta Q_{coh} = -\frac{Nr_0\hat{\beta}_y}{\pi\beta^2\gamma} \left( \underbrace{\frac{\xi_{1,y}}{h^2}}_1 + \beta^2 \underbrace{\frac{\varepsilon_{2,y}}{g^2}}_2 - \beta^2 \underbrace{\frac{\xi_{1,y} - \varepsilon_{1,y}}{h^2}}_3 \right). \quad (16)$$

Term 2 beschreibt die  $dc$ -Komponente des magnetischen Abbildes in den Magnetpolen und Term 3 die  $ac$ -Komponente des magnetischen Abbildes in der Vakuumkammer [10]. Die Laslett-Koeffizienten können für unterschiedliche Vakuumkammer- und Strahlgeometrien berechnet werden [20] [21]. Detailliertere Beschreibungen findet man unter anderem in [22] und [23].

## 2.2 Strahldiagnose mittels elektrostatischer Pick-ups

Zuerst wollen wir auf eines der wichtigsten Ionenstrahl-Diagnoseinstrumente in der Beschleunigerphysik eingehen – den kapazitiven Signalaufnehmer (Pick-up). Die einfachste Ausführung besteht aus zwei Elektroden, die in der Vakuumkammer des Beschleunigers untergebracht sind. Jede der zwei Elektroden, besitzt einen elektrischen Anschluss, der mittels einer Vakuumdurchführung nach außen ausgeführt ist. Wenn ein geladenes Teilchen den Pick-up passiert, erzeugt es eine Spiegelladung an den Elektroden. Abhängig von der Elektrodenkapazität misst man an den Anschlüssen eine Spannung. Die Summe der beiden Elektrodensignale wird als longitudinales- oder Summensignal ( $\Sigma$ -Signal) und die Differenz als Deltasignal ( $\Delta$ -Signal) bezeichnet. Das  $\Sigma$ -Signal enthält Information über die longitudinale Verteilung der Teilchen, wobei das  $\Delta$ -Signal die Position des Ladungsschwerpunktes des Strahls wiedergibt. Die Elektroden können in Größe und Form sehr unterschiedlich sein, abhängig von Parametern wie Empfindlichkeit, Breitbandigkeit oder Linearität. Solche Pick-ups werden in der Literatur oft als Schottky-Pick-ups und die Signale, die sie liefern, als Schottky-Signale oder Schottky noise bezeichnet [24]. Wir werden uns auf den  $dc$ -Strahl beschränken. Die Betrachtung des gebunchen Strahls erfolgt analog zu der unten aufgeführten Beschreibung [25].

### 2.2.1 Longitudinales Pick-up Signal

Gegeben sei ein idealer Pick-up mit einer unendlichen Bandbreite, der an der Winkelposition  $\theta$  im Ring montiert ist. Ein Testteilchen umläuft den Maschinenumfang mit dem Impuls  $p$ , was der Umlauffrequenz  $\omega$  und der Periode  $T$  entspricht. Dabei passiert es die Position  $\theta = 0$  zum Zeitpunkt  $t = 0$ . Dann fliegt es zum Zeitpunkt

$$t_{0,n} = \frac{2\pi \cdot n + \theta}{\omega_0}$$

am Pick-up vorbei ( $n$  ist eine ganze Zahl). Wir definieren die Koordinaten

$$\tau \text{ und } \dot{\tau} = \frac{d\tau}{dt}$$

als zeitliche Verzögerung und deren Ableitung zwischen dem Referenz- und dem Testteilchen, die dieselbe Stelle im Ring passieren [26]. Der Ursprung ist das

Referenzteilchen mit dem Sollimpuls  $p_0$  und der Umlauffrequenz  $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}$ .  $\tau$  und  $\dot{\tau}$  sind die Koordinaten des Testteilchens im longitudinalen Phasenraum

$$\frac{d\tau}{dt} = \frac{dT}{T} = -\eta \frac{dp}{p} \quad \text{und} \quad \tau = \tau_0 + \frac{d\tau}{dt} t \quad . \quad (17)$$

Die Frequenzdispersion  $\eta$  wird als

$$\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_r^2} \quad (18)$$

mit  $\gamma$  dem relativistischen Faktor und  $\gamma_r$  der kritischen Übergangsenergie definiert [27].

Das Testteilchen hat eine Verzögerung um  $\tau_0$  Sekunden zum Zeitpunkt  $t = 0$  und erreicht den Pick-up zum Zeitpunkt

$$t_n = t_{0,n} + \tau = \tau_0 + t_{0,n} \left( 1 + \frac{d\tau}{dt} \right).$$

In jedem Umlauf erzeugt das Testteilchen einen Puls am Pick-up (PU) Ausgang. Der zeitliche Abstand zwischen den Pulsen ist durch  $T$  gegeben.

$$T = T_0 \left( 1 + \frac{d\tau}{dt} \right) = T_0 \left( 1 + \eta \frac{p - p_0}{p_0} \right). \quad (19)$$

Dann ist der am PU gemessene Strom

$$s_{\parallel}(t, \theta) = q \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \delta \left[ t - \tau - \frac{1}{\omega_0} (\theta + 2\pi \cdot n) \right], \quad (20)$$

wobei  $\delta$  die Dirac-Funktion,  $q$  die Ladung der Teilchen und  $n$  eine ganze Zahl sind. Die Umschreibung in exponentieller Form und Anwendung der Fourier Transformation mit  $\omega$  als Laufvariable der Frequenz ergeben [26]

$$s_{\parallel}(\omega, \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_{t=-\infty}^{t=\infty} s_{\parallel}(t, \theta) \exp(-i\omega t) dt = \frac{q\omega_0}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \delta[\omega - n\omega_0(1 - \dot{\tau})] \exp-in(\omega_0\tau_0 + \theta). \quad (21)$$

Die Abbildung 3a zeigt das PU-Summensignal (Gleichung (21)) im Frequenzbereich.

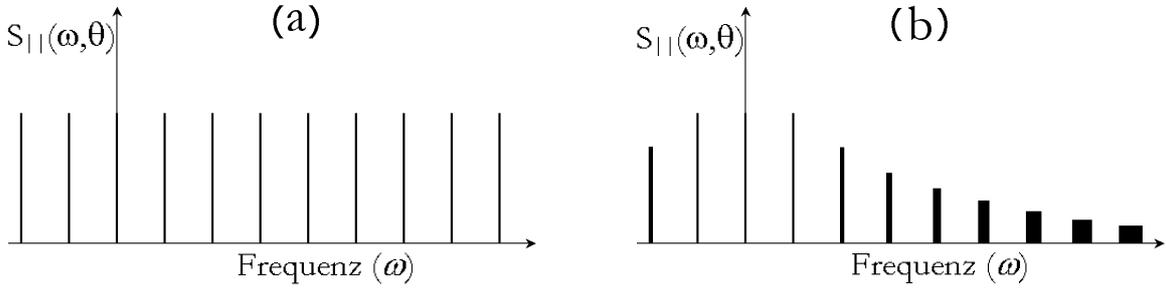


Abbildung 3: Longitudinales Spektrum eines einzelnen Teilchen (a) und eines Teilchenstrahles mit homogener Impulsverteilung (b).

Das Frequenzspektrum besteht aus unendlich schmalen Linien gleicher Amplitude. Wenn man aber annimmt, dass viele Teilchen mit unterschiedlichen homogen verteilten Impulsen sich im Ring bewegen, dann wird die Linienbreite mit zunehmendem  $n$  größer und die Amplitude kleiner (Abbildung 3b) [24].

Ein realer Teilchenstrahl kann mit Hilfe einer Verteilungsfunktion  $\Psi(\tau, \dot{\tau}, t)$ , die die Teilchendichte im zweidimensionalen Phasenraum repräsentiert, beschrieben werden. Dann ist das mit dem PU gemessene Signal gegeben durch

$$S_{||}(t, \theta) = N \int_{\tau=0}^{\tau=T_0} \int_{\dot{\tau}=-\infty}^{\dot{\tau}=\infty} \Psi(\tau, \dot{\tau}, t) s_{||}(t, \theta) d\tau d\dot{\tau}, \quad (22)$$

wobei  $N$  die Anzahl der Teilchen im Ring und die Normierung durch

$$\int_{\tau=0}^{\tau=T_0} \int_{\dot{\tau}=-\infty}^{\dot{\tau}=\infty} \Psi(\tau, \dot{\tau}, t) d\tau d\dot{\tau} = 1$$

gegeben sind. Wenn die Teilchenverteilung stationär ist, entspricht das einem idealen  $dc$ -Strahl, was automatisch ein zeitlich konstantes longitudinales Signal  $S_{||}(t, \theta) = I$  bedeutet. Physikalisch macht es Sinn, den realen Strahl in einem Kreisbeschleuniger mit einer stationären Verteilung  $g_0(\dot{\tau})$  und einer kleinen periodischen Störung  $g(\dot{\tau}) \exp(i(n\omega_0\tau + \omega_{||n}t))$  zu beschreiben

$$\Psi(\tau, \dot{\tau}, t) = g_0(\dot{\tau}) + g(\dot{\tau}) \exp(i(n\omega_0\tau + \omega_{||n}t)), \quad (23)$$

wobei  $\omega_{||n}$  der Frequenzversatz und

$$\int g_0(\dot{\tau}) d\dot{\tau} = \frac{1}{T_0} \quad \text{und} \quad \int g(\dot{\tau}) \exp i(n\omega_0 \tau + \omega_{||n} t) d\tau d\dot{\tau} = 0$$

die Normierung sind. Die Störung führt zu einer Umverteilung der Teilchen, ändert aber deren Anzahl nicht [26]. Wenn der Imaginärteil von  $\omega_{||n}$  negativ ist, wächst die Störung exponentiell an (23) und der Strahl wird mit der Harmonischen  $n$  gebuncht [28].

Das PU-Signal kann jetzt in der Form

$$S_{||}(t, \theta) = I + S_{||n}(t, \theta)$$

mit

$$S_{||n}(t, \theta) = IT_0 \exp i[(n\omega_0 + \omega_{||n})t - n\theta] \int g(\dot{\tau}) d\dot{\tau} \quad (24)$$

geschrieben werden. Die Fourier Transformation ergibt dann das Spektrum der Störung

$$S_{||n}(\omega, \theta) = IT_0 \exp(-in\theta) \delta[\omega - (n\omega_0 + \omega_{||n})] \int g(\dot{\tau}) d\dot{\tau}. \quad (25)$$

Das Spektrum des PU-Signals enthält dann eine spektrale Linie bei  $\omega = 0$  und bei  $\omega = n\omega_0 + \omega_{||n}$  (Gleichung (25)).

## 2.2.2 Transversales Pick-up Signal

Zuerst beschreiben wir das transversale Signal eines einzelnen Teilchens. Wir nehmen an, dass das Teilchen aufgrund der Fokussierung harmonisch [9]

$$y = \hat{y} \cos \varphi(t) \quad (26)$$

um die Referenzbahn mit der Amplitude  $\hat{y}$  und der Betatronphase  $\varphi(t)$  oszilliert.

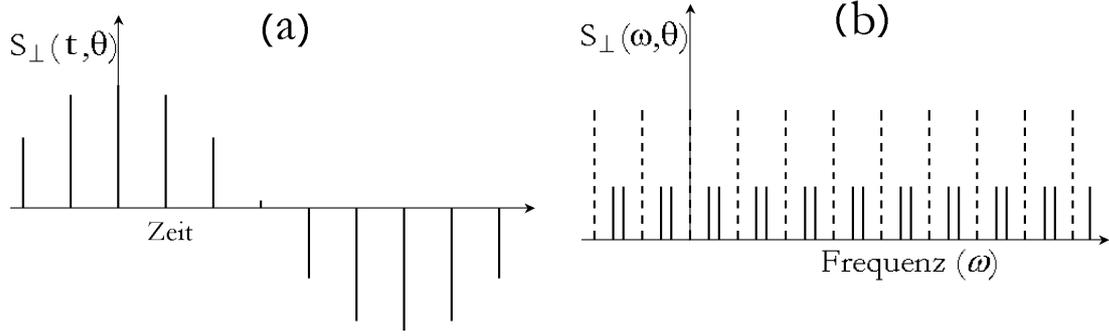


Abbildung 4: Transversales Signal im Zeitbereich (a) und im Frequenzbereich (b) eines einzelnen Teilchens. Die gestrichelten Linien stellen Umlauffrequenzkomponenten dar, die bei einem im PU  $z$ -zentrierten Strahl nicht vorkommen.

Unter Berücksichtigung von (20) kann das transversale Signal (Abbildung 4a) durch folgende Gleichung

$$s_{\perp}(t, \theta) = q\hat{y} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \delta \left[ t - \tau - \frac{1}{\omega_0} (\theta + 2\pi \cdot n) \right] \cos \varphi(t) \quad (27)$$

oder in exponentieller Form [29] durch

$$s_{\perp}(t, \theta) = \frac{q\omega_0\hat{y}}{4\pi} \sum \exp -i(n\theta + \varphi_0) (\exp i\omega_n^+ t + \exp i\omega_n^- t) \quad (28)$$

beschrieben werden. Hierbei sind  $\omega_n^+$  (*fast wave*) und  $\omega_n^-$  (*slow wave*) Frequenzen, die als Linien rechts und links von der Harmonischen im Spektrum abgebildet werden (Abbildung 4b).

Sie werden als Betatronseitenbänder bezeichnet

$$\omega_n^+ = (n + Q_x) \omega_0 \quad \omega_n^- = (n - Q_x) \omega_0 . \quad (29)$$

In guter Näherung bestimmt die Impulsverteilung die Breite der Betatronseitenbänder

$$\Delta\omega_n^+ = ((n + Q_{x0})\omega_0 + \omega_{\xi}) \dot{t} \quad \Delta\omega_n^- = ((n - Q_{x0})\omega_0 - \omega_{\xi}) \dot{t} , \quad (30)$$

wobei die chromatische Frequenz

$$\omega_\xi = \omega_0 Q_{x0} \frac{\xi}{\eta} \quad (31)$$

ist. Die Gleichung (30) zeigt, dass der Einfluss der Impulsverteilung auf die Seitenbänder über die Chromatizität  $\xi$

$$\xi = \frac{\Delta Q p_0}{Q_0 \Delta p} \quad (32)$$

abhängig ist von der Harmonischenzahl  $n$ . Von großer Bedeutung ist, dass bei bestimmten Harmonischen  $n$ , für die

$$-(n + Q_{x0})\omega_0 \approx \omega_\xi \quad \text{oder} \quad (n - Q_{x0})\omega_0 \approx \omega_\xi \quad (33)$$

gilt, die Betatronseitenbänder sehr schmal werden [29]. Das hat, wie wir später sehen werden, direkte Folgen für die Strahlstabilität.

Um transversale Signale realer Teilchenstrahlen beschreiben zu können, müssen wir auch hier, analog zu dem im Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Verfahren, die Verteilungsfunktion, die aus einem stationären Term  $\Psi_0$  und einem Störungsterm  $\Delta\Psi_n$  besteht, einführen [29]:

$$\Psi(\varphi, \hat{y}, \tau, \hat{t}, t) = \Psi_0 + \Delta\Psi_n = g_0(\hat{t})f_0(\hat{y}) + g_n(\hat{t})f_n(\varphi, \hat{y})\exp i(n\omega_0\tau + \omega_{\perp n}t), \quad (34)$$

wobei  $\omega_{\perp n}$  ein Frequenzversatz ist. Außerdem gilt die Normierung

$$\int g_0(\hat{t})d\hat{t} = \frac{\omega_0}{2\pi} \quad \text{und} \quad \int f_0(\hat{y})\hat{y}d\hat{y} = \frac{1}{2\pi}. \quad (35)$$

Die Gleichung

$$\omega_{\perp n} = -\omega_0(Q_{x0} + \Delta Q_{xn}) \quad (36)$$

repräsentiert den Frequenzversatz als die Summe der inkohärenten Betatronfrequenz  $Q_{x0}\omega_0$  und dem kohärenten transversalen Frequenzversatz  $\Delta Q_{xn}\omega_0$ .

Bei der Integration von Einzelteilchensignalen über die Verteilung erhält man das Strahlsignal in der Form

$$S_{\perp}(t, \theta) = \int \Psi(\varphi, \hat{y}, \tau, \hat{\tau}, t) s_{\perp}(t, \theta) dv . \quad (37)$$

Bezeichnet  $\Theta$  das Integral

$$\Theta = \int g_n(\hat{\tau}) f_n(\varphi, \hat{y}) \hat{y}^2 \cos \varphi d\varphi d\hat{y} d\hat{\tau} , \quad (38)$$

dann ist das transversale Strahlsignal im Zeitbereich (Abbildung 4a) durch

$$S_{\perp}(t, \theta) = \frac{2\pi I\Theta}{\omega_0} \exp i((n\omega_0 + \omega_{\perp n})t - n\theta) \quad (39)$$

und im Frequenzbereich durch

$$S_{\perp}(\omega, \theta) = \frac{2\pi I\Theta}{\omega_0} \exp(-in\theta) \delta(\omega - (n\omega_0 + \omega_{\perp n})) \quad (40)$$

gegeben. Die Gleichung (40) zeigt, dass nur die Seitenbandfrequenzen durch eine Störung angeregt werden können.

## 2.3 Wake-Felder und Koppelimpedanzen

Im Abschnitt 2.1 wurde bereits auf die Eigenfelder, die mit dem Strahl in Phase sind, eingegangen. In Wirklichkeit können die Phasenverhältnisse sehr unterschiedlich sein. Unter *wake*-Feldern versteht man zeit- und ortsabhängige elektromagnetische Felder, die durch den Strahl selbst angeregt werden und beliebige Phasenverhältnisse aufweisen. Bei kleinen Strahlintensitäten bleibt der Einfluss dieser Felder vernachlässigbar klein. Intensive Strahlen können aber unter Umständen *wake*-Felder erzeugen, die stark genug sind, den Strahl „sichtbar“ abzulenken. Eigenschaften der Strahlumgebung spielen hier eine entscheidende Rolle.

Die Wechselwirkung des Strahls mit seiner Umgebung kann mit Hilfe der Koppelimpedanz  $Z(\omega)$  beschrieben werden. Sie ist letztendlich ein Maß für den Einfluss der Strahlumgebung auf den Strahl (einzelne Komponenten der Vakuumkammer oder des ganzen Rings). Solche Effekte, wie die endliche Leitfähigkeit des Strahlrohres und Querschnittsänderungen, sind oft für größere Impedanzen verantwortlich. Man unterscheidet breitbandige und schmalbandige Impedanzen. Die ersten nehmen Einfluss nur auf die Teilchen, die unmittelbar auf die erzeugen-

den Teilchen folgen, weil die Abklingzeit kurz ist. Die zweiten entstehen typischerweise durch resonatorähnliche Strukturen mit hoher Güte und können daher auch auf entferntere Teilchen wirken. Die longitudinale und die transversale Koppelimpedanz werden getrennt behandelt.

Als Beispiel für eine Impedanzquelle wird ein Resonator genommen, da sehr viele Komponenten eines Beschleunigers resonatorähnliche Eigenschaften aufweisen. Ein Resonator (Abbildung 5) verhält sich wie ein RCL-Kreis (Abbildung 6) und kann in erster Näherung als solcher betrachtet werden [30]. Ein Schwingkreis kann durch die Resonanzfrequenz  $\omega_r$ , den Qualitätsfaktor  $Q$  und die Dämpfungsrate  $\alpha$  beschrieben werden [30].

Letztere Größen sind definiert durch

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad Q = R\sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{R}{L\omega_r} = RC\omega_r, \quad \alpha = \frac{\omega_r}{2Q}. \quad (41)$$

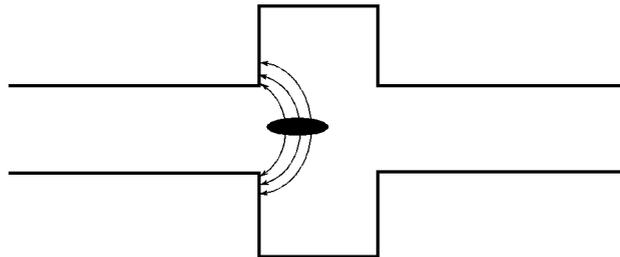


Abbildung 5: Wechselwirkung eines Teilchenstrahls mit einem Resonator.

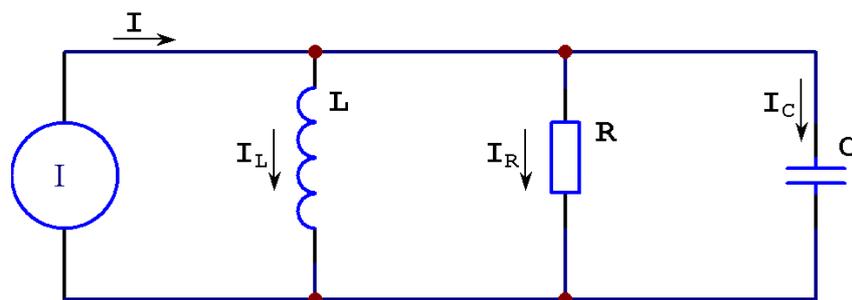


Abbildung 6: Ersatzschaltbild eines Resonators.

Speisen dieser Schaltung mit dem Strom  $I$  ergibt die Spannung an allen Elementen

$$V_R = I_R R, \quad V_C = \frac{1}{C} \int I_C dt, \quad V_L = L \frac{dI_L}{dt}, \quad (42)$$

wobei

$$V = V_R = V_L = V_C \quad \text{und} \quad I = I_R + I_C + I_L \quad (43)$$

gilt.

Differenzierung der letzten Gleichung nach der Zeit und Verwendung von

$$L = \frac{R}{Q\omega_r} \quad \text{und} \quad C = \frac{Q}{R\omega_r}$$

ergibt die folgende Differenzialgleichung

$$\frac{d^2}{dt^2} V + \frac{\omega_r}{Q} \frac{d}{dt} V + \omega_r^2 V = \frac{R\omega_r}{Q} \frac{d}{dt} I. \quad (44)$$

Die Lösung der homogenen Differenzialgleichung ist eine gedämpfte Schwingung

$$V(t) = e^{-\alpha t} \left( A \cos \left( \omega_r t \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}} \right) + B \sin \left( \omega_r t \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}} \right) \right). \quad (45)$$

Die Reaktion des Resonators auf eine Anregung bei  $t=0$  mit der Deltafunktion  $I(t) = q\delta(t)$  kann mit der Gleichung

$$V(t) = \frac{\omega_r q R}{Q} e^{-\alpha t} \left( \cos \left( \omega_r t \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}} \right) + \frac{\sin \left( \omega_r t \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}} \right)}{2Q \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}}} \right) \quad (46)$$

beschrieben werden [30].

Die Spannung  $V(t)$ , erzeugt durch die Punktladung  $q$  bei  $t=0$ , wirkt auf eine andere Punktladung  $q^*$ , die den Resonator bei  $t$  passiert. Dabei ändert sich die Energie der Punktladung  $q^*$  um

$$\Delta E = -q^* V(t). \quad (47)$$

Diese Energieänderung wird als *wake*-Potenzial einer Punktladung oder Green-Funktion bezeichnet. In unserem Fall erhält man für die Green-Funktion

$$G(t) = \frac{\omega_r R}{Q} e^{-\alpha t} \left( \cos \left( \omega_r t \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}} \right) + \frac{\sin \left( \omega_r t \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}} \right)}{2Q \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}}} \right). \quad (48)$$

Abbildung 7 zeigt die Green-Funktion [31].

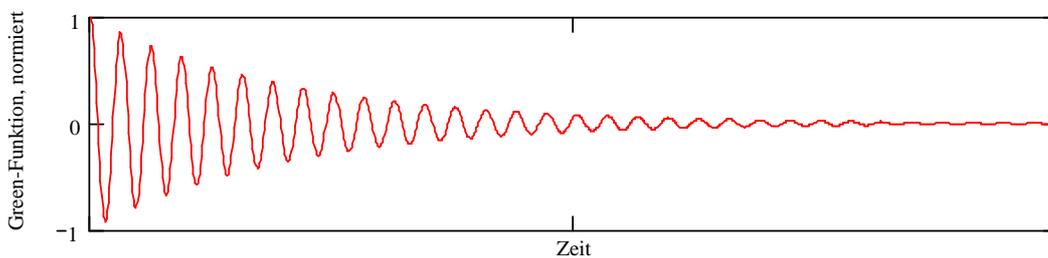


Abbildung 7: Green-Funktion eines Resonators.

Die mit Hilfe der harmonischen Anregung  $I = \hat{I} \cos(\omega t)$  am Resonator induzierte Spannung berechnet sich nach [30] zu

$$V(t) = \hat{I} R \frac{\cos(\omega t) + Q \frac{\omega^2 - \omega_r^2}{\omega_r \omega} \sin(\omega t)}{1 + Q^2 \left( \frac{\omega^2 - \omega_r^2}{\omega_r \omega} \right)^2}. \quad (49)$$

Man sieht, dass die Spannung  $V(t)$  einen Kosinusterm besitzt, der sich in Phase mit dem Strom befindet. Er kann also Energie absorbieren und wird resistiver Term genannt. Der Sinusterm ist außer Phase und kann keine Energie absorbieren. Daher wird er als reaktiver Term bezeichnet. Der Quotient aus Spannung und Strom ist die Koppelimpedanz. Sie ist eine Funktion der Frequenz. Diese Impedanz hat einen resistiven Teil  $Z_r(\omega)$  und einen reaktiven Teil  $Z_i(\omega)$

$$Z_r(\omega) = R \frac{1}{1 + Q^2 \left( \frac{\omega^2 - \omega_r^2}{\omega_r \omega} \right)^2}, \quad Z_i(\omega) = -R \frac{Q \frac{\omega^2 - \omega_r^2}{\omega_r \omega}}{1 + Q^2 \left( \frac{\omega^2 - \omega_r^2}{\omega_r \omega} \right)^2}. \quad (50)$$

Der resistive Teil der Impedanz ist immer positiv. Der reaktive Teil ist positiv bei  $\omega < \omega_r$ , er wird bei  $\omega > \omega_r$  negativ [30].

Jetzt gehen wir zum allgemeinen Fall über. Bezeichnen wir das elektrische Feld, das entlang des Strahlrohres durch die komplexe Strahlanregung  $\hat{I}(\omega)$  entsteht als  $E_s(\omega)$ , dann ist die longitudinale Koppelimpedanz der Maschine unter Vernachlässigung des Magnetfeldes durch

$$Z_{\parallel} = - \frac{\oint E_s(\omega, s) ds}{\hat{I}(\omega)} \quad (51)$$

gegeben. Das Integral wird über einen Umlauf genommen [10]. Die longitudinale Koppelimpedanz ist die Fourier-Transformierte der Green-Funktion und wird in Ohm [ $\Omega$ ] gemessen.

Für den transversalen Fall spielen magnetische Felder eine große Rolle. Die Gleichung (47) muss in die Form

$$\Delta E = qq^* \hat{y} W_{\perp}(t) \quad (52)$$

umgeschrieben werden, wobei  $W_{\perp}(t)$  das transversale *wake*-Potential und  $q\hat{y}$  das transversale Dipolmoment bezeichnen. Die allgemeine Definition der transversalen Koppelimpedanz lautet dann

$$Z_{\perp}(\omega) = -i \frac{\oint [\bar{E}(\omega, s) + \vec{v} \times \bar{B}(\omega, s)] ds}{\beta I y(s)} \quad (53)$$

mit  $y(s)$  dem Strahlversatz,  $I$  dem Strahlstrom und  $\beta = \frac{v}{c}$ . Die transversale Koppelimpedanz wird in [ $\Omega/m$ ] gemessen.

## 2.4 Anwendung für COSY

Berechnen wir zuerst die möglichen Arbeitspunktverschiebungen, die bei COSY auftreten können. Die mit den Formeln (15) und (16) für  $10^{11}$  Teilchen im Ring bei der Injektionsenergie ( $\beta = 0,3$ ;  $\gamma \approx 1$ ) errechneten  $\Delta Q_{cob}$  Werte liegen im Bereich zwischen 0,002 und 0,003, was für den praktischen Beschleunigerbetrieb vernachlässigbar ist.

Die inkohärente raumladungsbedingte Arbeitspunktverschiebung  $\Delta Q_{inc}$  hängt von dem Strahlquerschnitt ab (14). Für einen runden Teilchenstrahl mit Gauß-Verteilung lässt sie sich mit der Formel

$$\Delta Q_{inc}^{sc} = -\frac{Nr_0}{\pi\beta^2\gamma^3\epsilon} \quad (54)$$

mit  $N$  der Anzahl der Teilchen im Ring,  $r_0$  dem klassischen Protonenradius und  $\epsilon$  der Strahlemittanz ( $2\sigma$ -Breite) beschreiben [10]. Die nach (54) für  $10^{10}$  umlaufende Protonen im Ring errechnete inkohärente Arbeitspunktverschiebung beträgt 0,045. Dieser Fall entspricht dem in der Abbildung 13 gezeigten Strahlstrom von 1,2 mA nach abgeschlossener Elektronenkühlung. Die Emittanz wurde mit Hilfe des mit dem H<sup>0</sup>-Monitor gemessenen Profils ausgerechnet und betrug  $1,2 \mu\text{m}\cdot\text{rad}$  (siehe Abschnitt 5.5).

Die *fast waves* eines *dc*-Strahls haben die richtige Phase, um den natürlichen Stabilisierungsprozess der Landau-Dämpfung [32] zu unterstützen. Für *slow waves* ist diese Bedingung nicht erfüllt, deswegen hängt die Stabilität des gesamten Strahls von der Effektivität der Landau-Dämpfung bei *slow waves* ab [28]. Die Dämpfungsstärke hängt von der Verteilung der Seitenbandfrequenzen ab, die letztendlich aus der Arbeitspunktverschmierung und dementsprechend aus der Impulsunschärfe resultiert (siehe Gleichung (32)). Aus diesem Grund ist es entscheidend wichtig, das richtige Vorzeichen für die Chromatizität zu wählen [33]. Aus Gleichung (30) erkennt man, dass unterhalb der kritischen Übergangsenergie bei keiner Harmonischen  $n$  die Seitenbandbreite verschwindet, wenn eine negative Chromatizität eingestellt ist [28]. Allerdings, bei einem elektronengekühlten Strahl, ist die Impulsverteilung sehr schmal, was in der Regel zu einer schwachen Dämpfung führt. Unter diesen Bedingungen kann der Strahl schon bei geringen Strömen und vergleichbar kleinen Impedanzen instabil werden.

Integral gesehen entzieht die Wechselwirkung des Strahls mit seiner Umgebung ihm Energie, da er die einzige Energiequelle in diesem System ist. Unter bestimmten Bedingungen kann diese Wechselwirkung das im Strahl schon vorhandene Rauschen kohärent verstärken. In diesem Fall kann die Energie für die transversale Oszillation aus der longitudinalen Bewegung entnommen werden [10]. Ohne Hochfrequenz kann der Elektronenkühler kleinere Energieverluste in der longitudinalen Ebene kompensieren. Eine übersichtliche Klassifikation der kohärenten Strahlinstabilitäten ist unter anderem in [10] zu finden.

Um die Ursachen der kohärenten Instabilitäten bei COSY besser verstehen zu können, ist es sinnvoll, die unterschiedlichen Komponenten der transversalen Koppelimpedanz des Rings qualitativ zu analysieren. Ihre Hauptkomponenten sind die Raumladungsimpedanz, die *resistive wall* (RW) Impedanz, die breitbandige Impedanz und die Resonatorimpedanz. Die Raumladungsimpedanz ist durch die Geometrie des Strahls und der Vakuumkammer gegeben. Die RW-Impedanz kommt durch die endliche Leitfähigkeit der Vakuumkammer zustande. Die breitbandige Impedanz wird verursacht durch Querschnittsänderungen, Bälge, Pumpen und anderer Komponenten des Beschleunigers. Die Resonatorimpedanz ist normalerweise auf die Kavität oder resonatorähnliche Strukturen mit hoher Güte zurückzuführen.

Die Raumladungsimpedanz für runde Querschnitte des Strahls und des Strahlrohrs kann mit Hilfe der Formel

$$Z_{\perp LC} = \frac{iRZ_0}{\beta^2\gamma^2} \left( \frac{1}{r_b^2} - \frac{1}{r_p^2} \right) \quad (55)$$

mit  $R$  dem Maschinenradius,  $\beta$  und  $\gamma$  den relativistischen Faktoren,  $r_b$  dem Strahlradius und  $r_p$  dem Strahlrohrradius und  $Z_0$  der Impedanz des freien Raums berechnet werden [35].

Für die COSY-Parameter  $R \approx 30$  m,  $\beta = 0,3$ ,  $\gamma \approx 1$ , (Injektionsenergie),  $r_p = 0,075$  m und  $Z_0 = 377 \Omega$ , ergibt sich die in Abbildung 8 dargestellte Abhängigkeit der transversalen Raumladungsimpedanz vom Strahlradius. Die Raumladungsimpedanz ist rein imaginär.

Es zeigt sich, dass schon „kleinere“ Verringerungen des Strahlquerschnitts die Raumladungsimpedanz drastisch vergrößern. Das ist einer der Gründe, warum ein

elektronengekühlter Strahl instabil werden kann. Eine weitere Eigenschaft der Elektronenkühlung, nämlich eine starke Verkleinerung der Impulsbreite und dementsprechend eine Verringerung der Landau-Dämpfung, resultiert aus der longitudinalen Elektronentemperatur, die viel kleiner ist als die transversale (siehe Abschnitt 1.2). In der Praxis bedeutet das, dass die Reduzierung der Landau-Dämpfung schneller geschieht als die Verkleinerung der transversalen Emittanzen und dementsprechend erfolgt ein Anstieg der Raumladungsimpedanz [36].

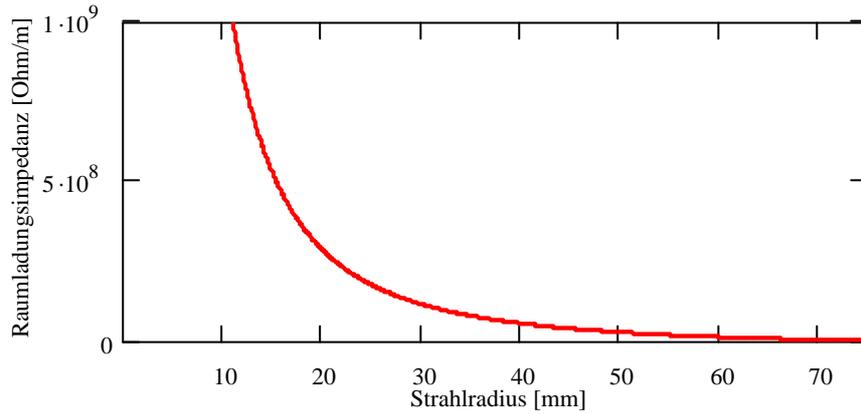


Abbildung 8: Raumladungsimpedanz in Abhängigkeit vom Strahlradius.

Die RW-Impedanz lässt sich mit

$$Z_{\perp RW} = (1+i) \frac{RZ_0}{r_p^3} \delta \sqrt{\frac{\omega_0}{\omega}} \quad (56)$$

beschreiben [35], wobei die Dicke  $\delta$  der Skineffekt-Schicht als

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu \omega}} \quad (57)$$

mit  $\rho$  als spezifischem elektrischem Widerstand und  $\mu$  der Permeabilität definiert ist.

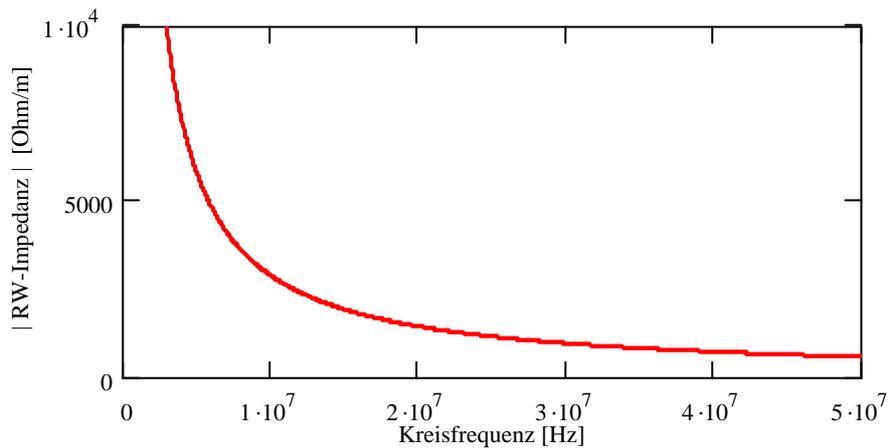


Abbildung 9: Absolutwert der RW-Impedanz in Abhängigkeit von der Kreisfrequenz.

Abbildung 9 zeigt deutlich, dass die RW-Impedanz bei niedrigen Frequenzen große Werte erreicht.

Zusätzlich sind im COSY-Ring drei Abschnitte des Strahlrohres mit einer Gesamtlänge von etwa 5,7 m und HF-Abschirmstrukturen der Bälge (30 Stück) aus Inconel gefertigt, dessen spezifischer elektrischer Widerstand um 70% höher ist als bei Edelstahl.

Außerdem ist die metallische Vakuumkammer in den Luftquadrupolen durch eine keramische ersetzt. Das war für den möglichst schnellen Feldaufbau im Strahlbereich für die Korrektur depolarisierender Resonanzen notwendig [37]. Die innere Oberfläche der Kammer wurde mit einer 10  $\mu\text{m}$  Titanbeschichtung ausgestattet. Durch Ersetzen von  $\omega$  durch  $2\pi f$  in der Formel (57) lässt sich die Dicke  $\delta$  der Skinschicht berechnen. Die Abbildung 10 zeigt die Skindicke in Abhängigkeit von der Frequenz  $f$  im logarithmischen Maßstab. Der spezifische elektrische Widerstand des Titans ist mit  $\rho = 43 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$  und die relative Permeabilität mit  $\mu = 1,00001$  angegeben. Die Tatsache, dass die Beschichtung auf eine raue Oberfläche aufgetragen wurde, wodurch sich der elektrische Widerstand vergrößert, ist bei dieser Abschätzung ignoriert worden. Erst ab einer Frequenz von 1 GHz beträgt die Skindicke weniger als 10  $\mu\text{m}$ . Dies bedeutet, dass solche Kammern eine zusätzliche RW-Impedanz im Frequenzbereich unter 1 GHz darstellen.

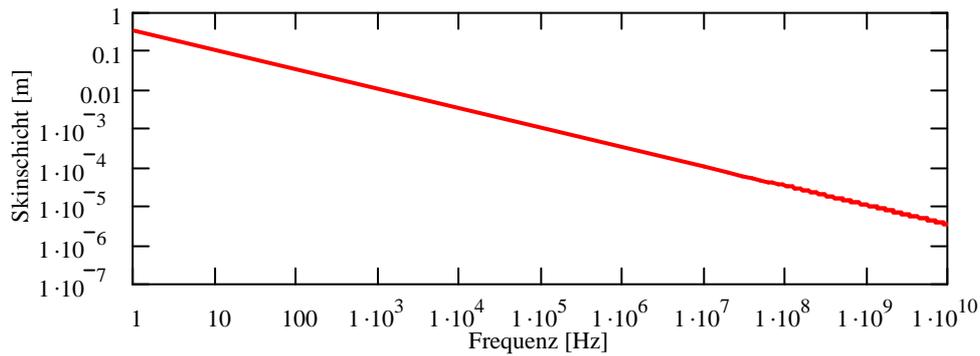


Abbildung 10: Dicke der Skinschicht in Abhängigkeit von der Frequenz (logarithmischer Maßstab).

In [38] und [39] wurden speziell die Fragen der Impedanzberechnung für Kammern mit dünner Innenbeschichtung aufgegriffen und die Formel

$$Z_{\perp RW} = \frac{2RZ_0\rho}{\mu d r_p^3} \frac{\omega - i\omega_{ch}}{\omega^2 - \omega_{ch}^2} \quad (58)$$

mit  $d$  der Beschichtungsdicke und  $\omega_{ch} = \frac{R_l}{L_l}$  der Resonanzfrequenz vorgeschlagen, wobei  $R_l$  und  $L_l$  der Widerstand und die Induktivität der Beschichtung sind. Die Abbildung 11 zeigt das Impedanzverhalten solch einer Kammer mit  $\omega_{ch} = 100 \text{ kHz}$ .

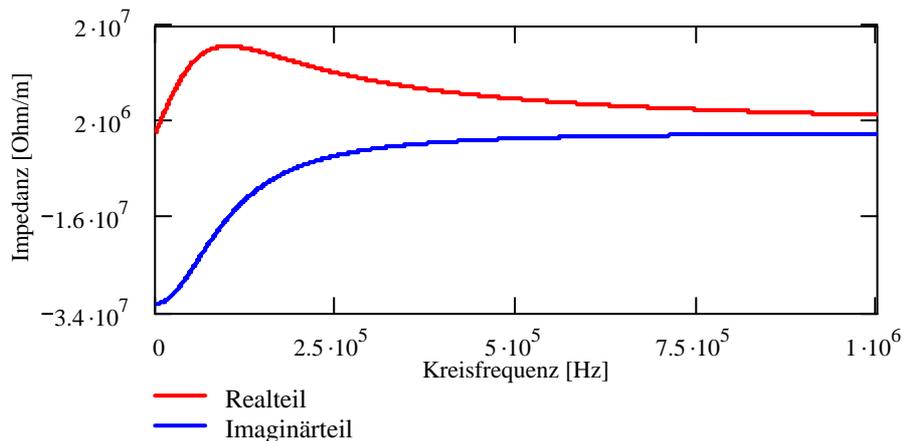


Abbildung 11: RW-Impedanz einer keramischen Kammer mit einer dünnen Innenbeschichtung.

Wie bereits erwähnt ist die Breitbandimpedanz auf Querschnittsänderungen, Bälge, Pumpengehäuse und andere Komponenten zurückzuführen. Als konkrete Beispiele

können die Kammern der internen Experimente ANKE und PISA, die Tanks der stochastischen Kühlung, nicht abgeschirmte Bälge und einige Diagnosekomponenten angeführt werden. Um die Impedanz einzelner Komponenten genau zu bestimmen, bedarf es entweder einer Messung am Teststand [40] [41] oder der Berechnung mit Computerprogrammen wie zum Beispiel MAFIA oder Micro Wave Studio [34]. Da Teststandmessungen bereits eingebauter Komponenten praktisch undurchführbar sind und die Computersimulation einen großen Aufwand erfordert, setzen wir auf die experimentelle Bestimmung der Strahlumgebungseigenschaften mittels *beam transfer function* Messungen (siehe Abschnitte 2.6 und 3.2.2).

Der Einfluss der Ion-Elektron-Wechselwirkung im Elektronenkühler auf die Ionenoszillationen und die daraus resultierende Kühlerimpedanz, sowie die Abschätzung des für die Strahlstabilität noch akzeptablen maximalen Elektronenstroms wurde in zahlreichen Publikationen von V.V. Parkhomchuk [42] [43] und anderen Autoren [44] [45] diskutiert.

## 2.5 Dämpfung der kohärenten Strahlstabilitäten

Um die Strahlstabilität bei hohen Strömen zu gewährleisten, muss man den „natürlichen“ stabilisierenden Prozess der Landau-Dämpfung mit allen Mitteln unterstützen [32]. Das ist besonders für niedrigere Frequenzen sehr aktuell, weil die Breite der Seitenbandfrequenzverteilung in diesem Bereich „natürlicherweise“ klein ist. Zum Beispiel zeigt die Messung des Arbeitspunkts schmale Betatronseitenbänder hoher Amplitude bei kleineren Harmonischen. Je höher die Harmonische für die Messung ist, desto breiter sind die Seitenbänder und desto besser funktioniert die Landau-Dämpfung. Eine der Möglichkeiten die Betatronfrequenzverteilung breiter zu machen, ist der Einsatz von Oktupolmagneten [46]. Bei COSY steht diese Option nicht zur Verfügung. Allerdings können die parasitären Oktupolkomponenten der Magnete zu einer stabilisierenden Wirkung führen [47]. Die Chromatizitätskorrektur mittels Sextupolmagneten führt ebenfalls zur Verbesserung der Strahlstabilität [48].

Bei unzureichender Landau-Dämpfung wird der Strahl instabil, was zu einer Vergrößerung der Emittanz führt. Dadurch wird die Betatronfrequenzverteilung breiter und die Dämpfung funktioniert wieder besser. Das bedeutet, dass dieses Gleichgewicht nur mit Vergrößerung der Emittanzen möglich ist. Eine ausführliche Beschreibung der Landau-Dämpfung und deren Wirkung auf die kohärente

Strahloszillation findet man in [47] und [49]. In Abschnitt 2.4 wurde gezeigt, dass gerade in dem Frequenzbereich, in dem der Strahl besonders empfindlich ist, die größten Koppelimpedanzen entstehen. Aus diesem Grund betrachten wir eine alternative Methode zur Strahlstabilisierung – ein Strahlrückkopplungssystem (Feedback System).

Die kohärenten Strahloszillationen werden mit Hilfe eines Pick-ups detektiert und mittels eines geeigneten Kickers gedämpft [50]. Solche Systeme werden oft als *dampfer* bezeichnet. Der Vorteil ist, dass diese Methode unabhängig von der optischen Einstellung der Maschine funktioniert und Strahlintensitäten ermöglicht, die mit keinem anderem Verfahren erzielt werden können.

## 2.6 Beam transfer function

Die *beam transfer function* (BTF) bietet die Möglichkeit, die Eigenschaften des Strahl und die seiner Umgebung zu untersuchen [51] [52]. Um die BTF zu bestimmen, muss der Strahl mit Hilfe eines Kickers angeregt und seine Antwort mit einem PU gemessen werden. Als Anregungssignale können zum Beispiel bandbegrenztes Rauschen oder ein Frequenzsweep (linearer Frequenzdurchlauf) verwendet werden. Der Quotient aus Antwortsignal zu Anregungssignal im Frequenzbereich wird als BTF bezeichnet. Man unterscheidet zwischen dem Verhältnis  $r$ , das keine Kopplungseffekte des Strahls mit seiner Umgebung beschreibt und dem gemessenen Wert  $r_s$ , der durch die Kopplung beeinflusst ist [53]. Die Antwortfunktion  $r$  des umlaufenden Strahls im Falle einer sinusförmigen Anregung ist proportional zum Dispersionsintegral  $D(\omega)$  [54]. Für die longitudinale Ebene gilt:

$$D_{\parallel}(\omega) = \int \frac{\partial \psi / \partial \omega_r}{\omega - n\omega_r} d\omega_r = CH \int \frac{\partial \psi / \partial \omega_r}{\omega - n\omega_r} d\omega_r + i \frac{\pi \omega \psi(\omega_r)}{n \partial \omega_r} \Big|_{\omega_r = \omega/n}, \quad (59)$$

wobei  $\omega$  die Anregungsfrequenz,  $\psi(\omega_r)$  – die Verteilung der Umlauffrequenz mit der Normierung  $\int \psi d\omega_r = 1$ ,  $\omega_r$  die Teilchenumlauffrequenz,  $\omega_0 = 2\pi f_0$  die mittlere Teilchenumlauffrequenz,  $CH$  der Cauchysche Hauptwert und  $n$  die Nummer der Harmonischen sind.

Mit

$$r_0^{\parallel} = iI \frac{\eta}{\gamma\beta^2} \frac{q}{m c^2} \omega_0^2 D_{\parallel}(\omega), \quad (60)$$

wobei  $I$  den Ionenstrom,  $q$  die Ionenladung,  $m$  die Ionenmasse,  $\eta$  die Frequenzdispersion und  $\beta$ ,  $\gamma$  die relativistischen Faktoren bezeichnen, erhält man die BTF  $r_c^{\parallel}$  unter Berücksichtigung der Koppelimpedanz  $Z_{\parallel}$

$$r_c^{\parallel}(\omega) = \frac{r_0^{\parallel}(\omega)}{1 + Z_{\parallel} r_0^{\parallel}(\omega)} = \frac{r_0^{\parallel}(\omega)}{\varepsilon_{\parallel}}, \quad (61)$$

wobei  $\varepsilon_{\parallel}$  die sogenannte „dielektrische Funktion“ oder den „Abschirmfaktor“ bezeichnet. Wenn  $Z_{\parallel} r_0^{\parallel}(\omega) = -1$  gilt, wird der Nenner gleich Null und damit die BTF unendlich [53]. Mit anderen Worten, bei bestimmten Impedanzen kann der Strahl instabil werden. Die grafische Darstellung der invertierten BTF

$$\frac{1}{r_c^{\parallel}(\omega)} = \frac{1}{r_0^{\parallel}(\omega)} + Z_{\parallel} \quad (62)$$

in der komplexen Ebene, auch Stabilitätsdiagramm genannt, erweist sich als sehr hilfreich. Der Strahl wird instabil falls die Verschiebung des Diagramms durch den Impedanzvektor groß genug ist, d.h. wenn die Kurve den Koordinatenursprung berührt.

Für die transversale Ebene gilt:

$$D_{\perp}(\omega) = \pm \frac{1}{2Q} \int \frac{\psi(\omega_{\beta})}{\omega_{\beta} - \omega} d\omega_{\beta} = \pm \frac{1}{2Q} \left[ CH \int \frac{\psi(\omega_{\beta})}{\omega_{\beta} - \omega} d\omega_{\beta} - i\pi\psi(\omega_{\beta}) \Big|_{\omega_{\beta}=\omega} \right], \quad (63)$$

dabei bezeichnet  $\omega_0$  die nominale Umlauffrequenz und  $\omega_{\beta} = (n \pm Q)\omega_0$  die Frequenz der entsprechenden Mode [53]. Analog zu (60)–(62) gilt für  $r_0^{\perp}$  [55]:

$$r_0^{\perp} = iI \frac{c}{\gamma\beta} \frac{q}{m c^2} D_{\perp}(\omega), \quad (64)$$

und  $r_c^{\perp}$

$$\frac{1}{r_c^\perp(\omega)} = \frac{1}{r_0^\perp(\omega)} + Z_\perp . \quad (65)$$

Die Gleichungen (62) und (65) bieten die Möglichkeit, die Ringimpedanz zu bestimmen indem man die gemessene BTF invertiert und in der komplexen Ebene darstellt. Die Impedanz ist dann der Vektor, um den das Stabilitätsdiagramm vom Koordinatenursprung verschoben ist.

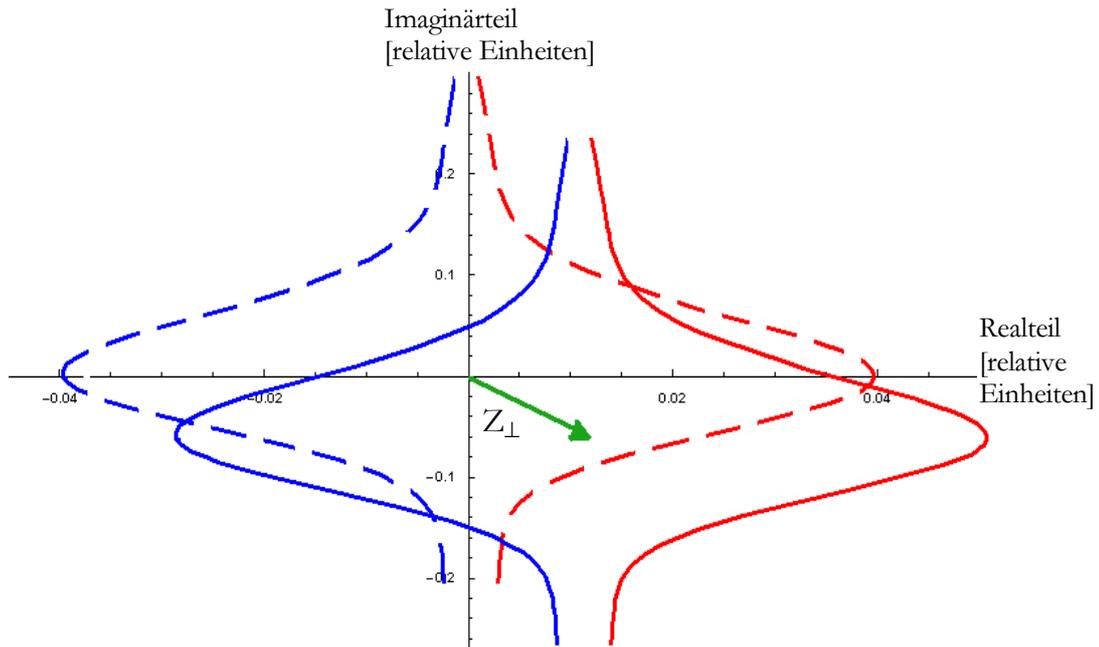


Abbildung 12: Transversales Stabilitätsdiagramm ohne den Einfluss der Koppelimpedanz (gestrichelte Linien) und mit ihm (ununterbrochene Linie). Die blaue Farbe entspricht der *slow wave*, die rote der *fast wave*. Die transversale Koppelimpedanz ist als Verschiebungsvektor  $Z_\perp$  dargestellt.

Die Fläche zwischen den *slow wave* und *fast wave* Kurven wird als stabiler Bereich bezeichnet. Je größer dieser Bereich ist, desto größere Koppelimpedanzen kann der Strahl vertragen, ohne instabil zu werden.

## 3 Untersuchung des instabilen Strahlverhaltens in COSY

In diesem Kapitel beschäftigen wir uns mit dem instabilen Strahlverhalten in COSY. Es werden Strahlstrommessungen, Signale der *beam position monitore* (BPM) und des Schottky Pick-ups im Zeit- und Frequenzbereich vorgestellt und diskutiert. Darüber hinaus werden Impedanzmessungen mittels BTF analysiert. Die Eigenschaften des COSY-Strahls und seiner Umgebung werden dann im Abschnitt 3.4 zusammengefasst.

### 3.1 Transversale Effekte - Messungen im Zeitbereich

Starke Strahlverluste nachdem der Strahl gekühlt ist wurden bereits im Jahre 1993 nach der Inbetriebnahme des Elektronenkühlers schon bei  $10^9$  Teilchen im Ring beobachtet. Systematische Untersuchungen dieses Effekts begannen im Jahr 2001 [56]. Seitdem konnte er wiederholt bei unterschiedlichen Maschineneinstellungen und während der E-Kühler Experimente beobachtet werden. Eine Optimierung der Maschineneinstellungen hat dazu geführt, dass die Verluste erst bei  $10^{10}$  Teilchen im Ring auftraten. Die Abbildung 13 zeigt eine Strahlstrommessung des elektronengekühlten Protonenstrahls mit Hilfe des Beam Current Transformers (BCT) [57]. Das zweite Signal auf dem Bild ist die Zählrate der in der Kühlersektion entstehenden neutralen Teilchen (Wasserstoffatome –  $H^0$ ), die mit einem Szintillator-Zähler [36] nachgewiesen werden. Die Zählrate ist ein Maß für die Kühlqualität und proportional zum Protonen- und Elektronenstrom. Die Messung wurde bei Injektionsenergie durchgeführt, der konstante Elektronenstrom betrug 170 mA [36] [56]. Der BCT ist so kalibriert, dass das Ausgangssignal von 100 mV einem Strahlstrom von 1 mA entspricht. Die Teilchenzahl  $N$  im Ring lässt sich mit der zugeschnittenen Größengleichung

$$N = \frac{U_{BCT} [mV]}{q[C]f_0 [Hz]10^5} \quad (66)$$



Schwingung fast zweimal größer ist als die der horizontalen und die vertikale Apertur nur 60 mm statt 150 mm der horizontalen Ebene beträgt.

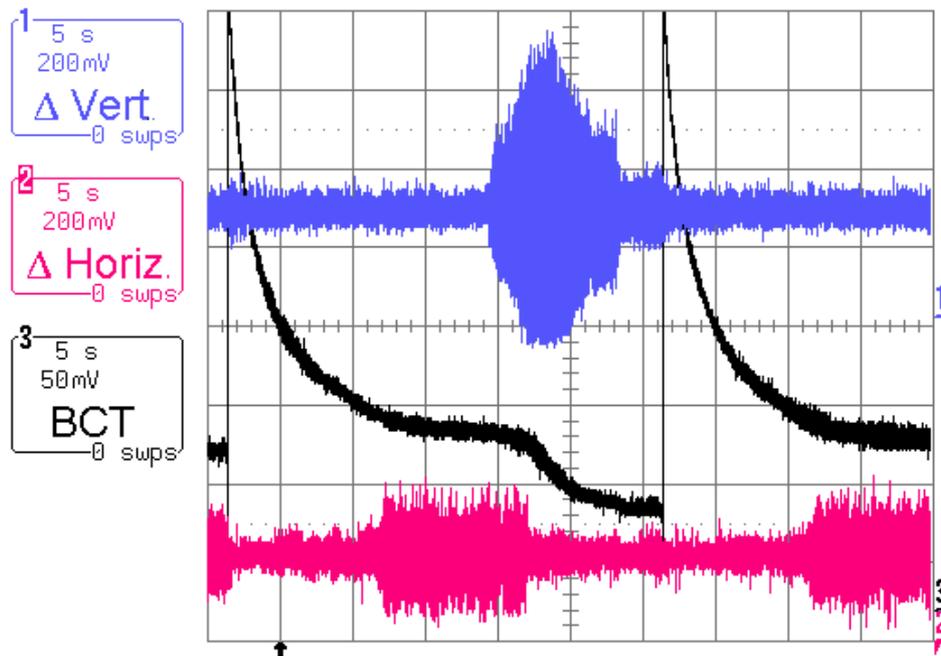


Abbildung 14: BCT- und  $\Delta$ -Signale während der E-Kühlung. Ein Zeitintervall von 50 Sekunden ist dargestellt. (Abbildung 15 bis Abbildung 22 zeigen die Delta-Signale im Frequenzbereich).

Die Amplitude der vertikalen Oszillation lässt nach mit Abnahme des Strahlstroms. Unter Umständen kommt es zu einem Strahlverlust von bis zu 90% (siehe Abbildung 50). Die Anwachszeiten liegen im Bereich von einigen hundert Millisekunden.

### 3.2 Transversale Effekte - Messungen im Frequenzbereich

In diesem Abschnitt werden die transversalen Instabilitäten im Frequenzbereich untersucht. Neben Schottky-Messungen (ohne äußere Anregung des Teilchenstrahls) wurde auch die BTF gemessen. Eine detaillierte Analyse der Messungen und eine Zusammenfassung der Strahleigenschaften sind in Abschnitt 3.4 zu finden.

### 3.2.1 Schottky-Spektren

Weitere Untersuchung der Strahlstabilität erfolgten mit Hilfe des kapazitiven Schottky Pick-ups (vertikal und horizontal) [60] [61], und eines Echtzeit Signalanalyzers [62]. Die Messung erfolgte bei einem horizontalen Arbeitspunkt von 3,59 und einem vertikalen von 3,69. Ziel war es u.a., die Anzahl der angeregten Moden festzustellen, was entscheidend für die Wahl der Dämpfungsmaßnahmen ist.

In den folgenden Abbildungen ist auf den horizontalen Achsen die Frequenz dargestellt. In den Spektren stellen die vertikalen Achsen die Amplitude der Frequenzkomponenten des  $\Delta$ -Signals in  $\mu\text{V}_{\text{rms}}$  dar, in den Spektrogrammen die Zeit, wobei die Amplitude durch Farben entsprechend der Farbskala abgebildet ist. Um die Lesbarkeit zu verbessern, wurde die Skalierung für Spektren und Spektrogramme unterschiedlich gewählt. Die schwarze Linie in den Spektrogrammen markiert den Zeitpunkt für die Spektrenaufnahme. Spektren und Spektrogramme sind in den Frequenzintervallen 0 – 8 MHz, 7,4 MHz - 12,6 MHz, 11 MHz – 19 MHz, 18 MHz - 24,8 MHz dargestellt (Abbildung 15 - Abbildung 22).

Die horizontalen bzw. die vertikalen Spektren zeigen Betatronseitenbänder für die entsprechende Ebene. In Spektrogrammen, die mit einem für eine bestimmte Ebene eingestellten PU gemessen wurden, sind Betatronseitenbänder der beiden Ebenen sichtbar. Die Seitenbänder der „unerwünschten“ Ebene erscheinen stark gedämpft. Dieses Verhalten kann durch die Elektrodengeometrie des verwendeten Schottky Pick-ups erklärt werden. Hier trägt dieser Effekt zum Verständnis der zeitlichen Abhängigkeiten bei.

Man stellt fest, dass die horizontalen Betatronseitenbänder große Amplituden bei niedrigen Frequenzen aufweisen. Dennoch sind die vertikalen Seitenbänder im Durchschnitt stärker ausgeprägt. In Verbindung mit der kleineren Apertur führt die vertikale Instabilität zu erheblichen Strahlverlusten. Außerdem erstreckt sie sich über einen größeren Frequenzbereich bis etwa 40 MHz. Die vertikalen Spektren sind mit dem vertikalen Schottky PU gemessen worden, die horizontalen Spektren entsprechend mit dem horizontalen Schottky PU.

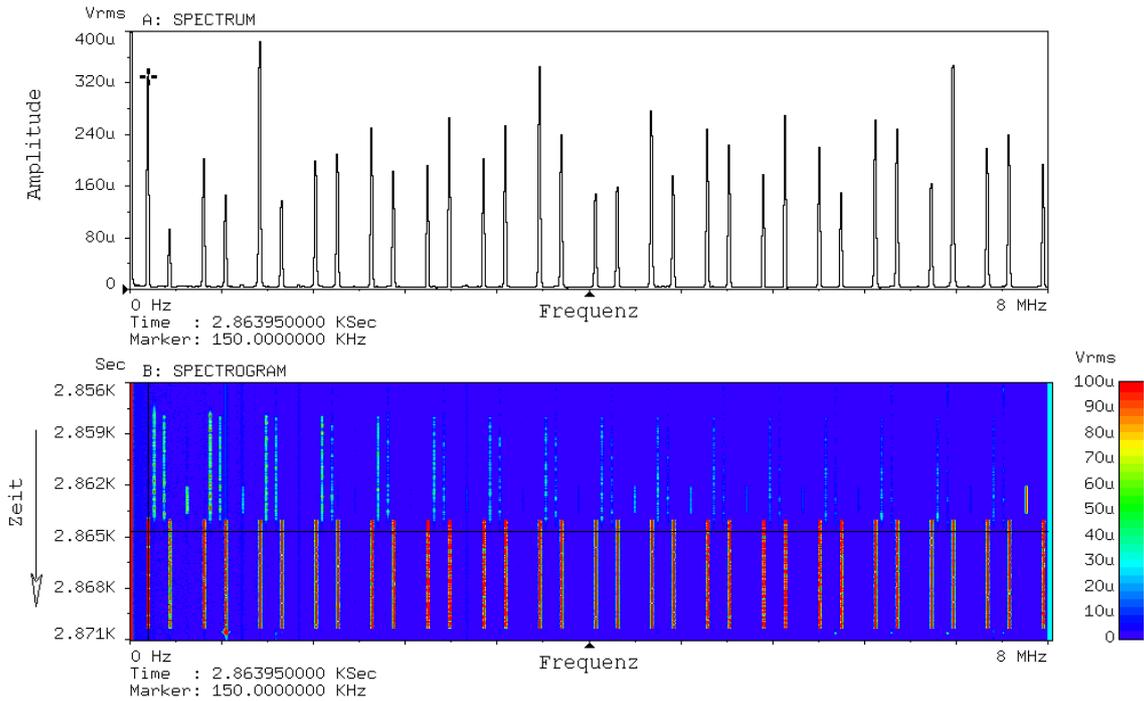


Abbildung 15: Vertikales Schottky-Signal im Frequenzbereich von 0 bis 8 MHz. Das Spektrum A enthält ausschließlich vertikale Betatronseitenbänder und entspricht dem auf dem Spektrogramm B mit einer schwarzen Linie markierten Zeitpunkt. Das Spektrogramm B stellt ein Zeitintervall von 15 s dar. Die Amplitude ist entsprechend der Farbskala abgebildet. Im oberen Teil des Spektrogramms B erscheinen horizontale Seitenbänder. Sie sind nur schwach sichtbar, weil der PU auf die vertikale Ebene eingestellt war. Außerdem sind im Spektrogramm B die Harmonischen der Umlauffrequenz  $n = 1, 2, 9, 10, 16$  für einige Sekunden sichtbar (Zeitmarkierung 2.863K). Bei der Betrachtung des Spektrogramms B von oben nach unten (zeitlicher Verlauf) stellt man fest, dass die horizontalen Betatronseitenbänder ( $q_x = 0,59$ ) zuerst angeregt werden. Im weiteren Verlauf erscheinen die vertikalen Seitenbänder ( $q_y = 0,69$ ), wobei die horizontalen verschwinden. Dieses Verhalten entspricht einem Übergang der horizontalen Strahloszillation in die vertikale (Abbildung 14 zeigt diesen Übergang im Zeitbereich), was auf eine Kopplung zwischen der Betatronbewegung in beiden transversalen Ebenen des Beschleunigers zurückzuführen ist.

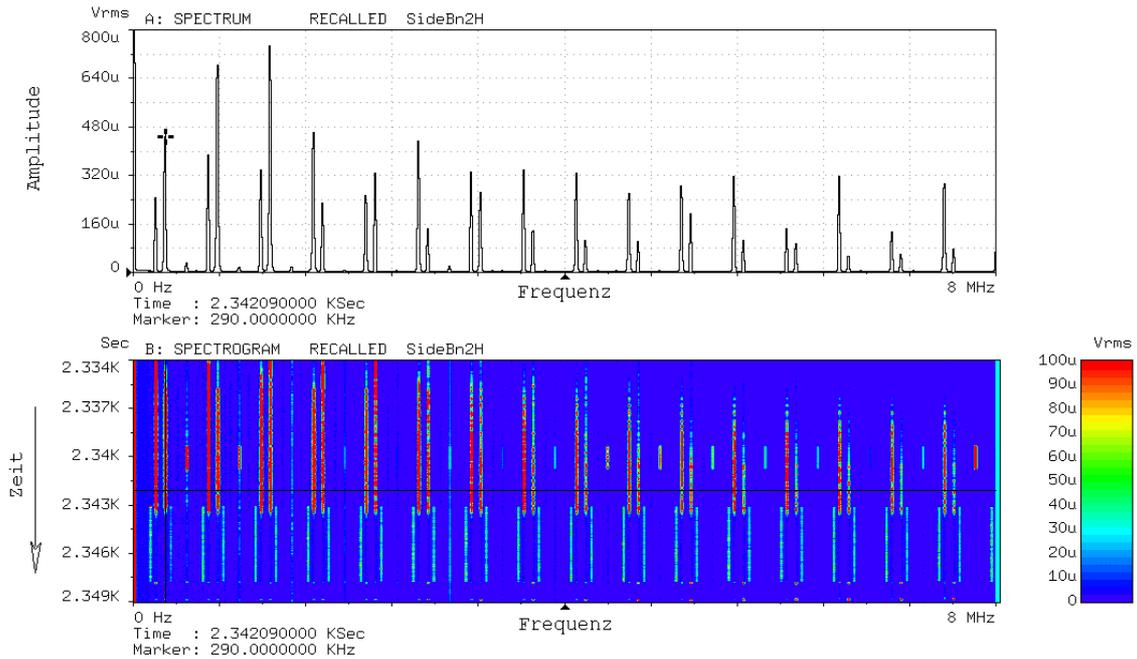


Abbildung 16: Horizontales Schottky-Signal im Frequenzbereich von 0 bis 8 MHz. Das Spektrum A enthält ausschließlich horizontale Betatronseitenbänder und entspricht dem auf dem Spektrogramm B mit einer schwarzen Linie markierten Zeitpunkt. Das Spektrogramm B stellt ein Zeitintervall von 15 s dar. Im unteren Teil des Spektrogramms B erscheinen die vertikalen Seitenbänder ( $q_y = 0,69$ ). Sie sind nur schwach sichtbar, weil der PU auf die horizontale Ebene eingestellt war. Außerdem sind im Spektrogramm B die Harmonischen der Umlauffrequenz für einige Sekunden erkennbar (Zeitmarkierung 2.34K).

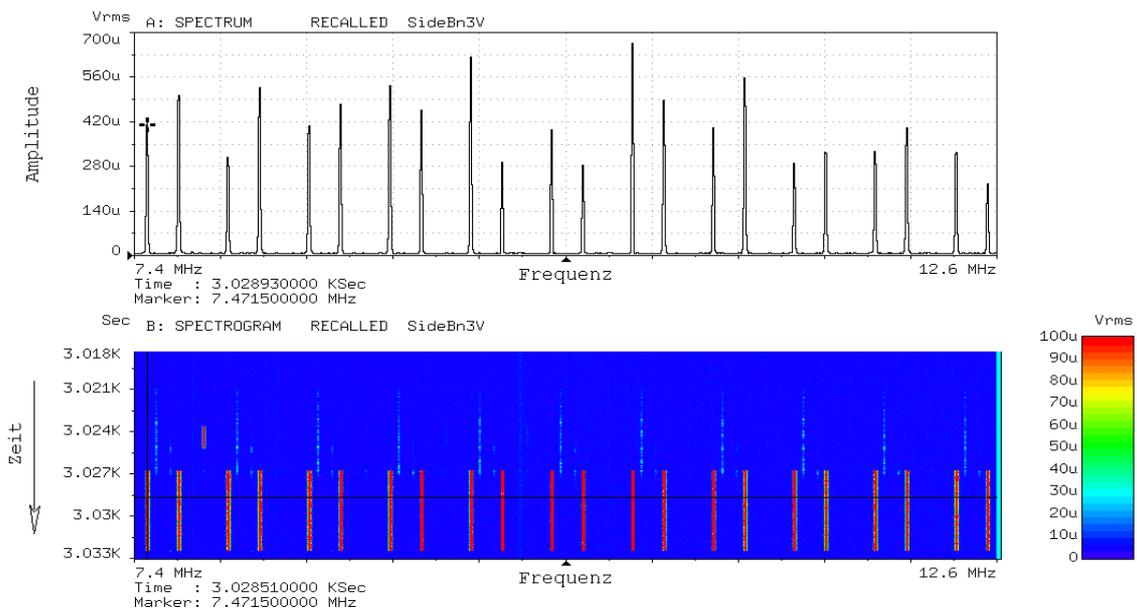


Abbildung 17: Vertikales Schottky-Signal im Frequenzbereich von 7,4 MHz bis 12,6 MHz (siehe Erläuterung zur Abbildung 15).

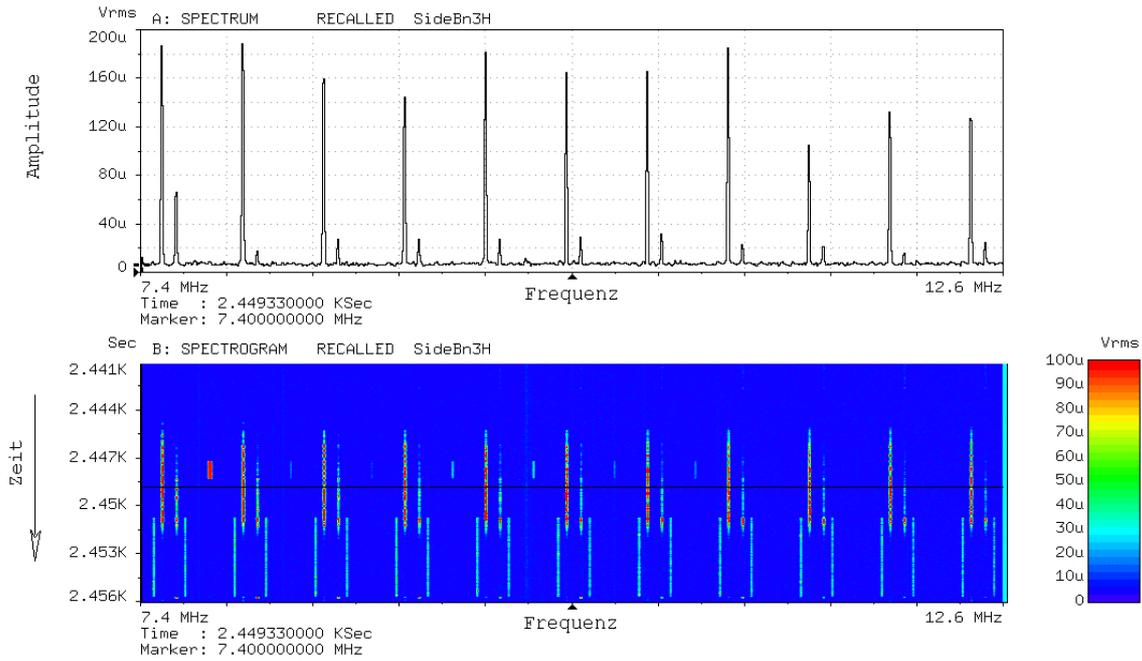


Abbildung 18: Horizontales Schottky-Signal im Frequenzbereich von 7,4 MHz bis 12,6 MHz (siehe Erläuterung zur Abbildung 16).

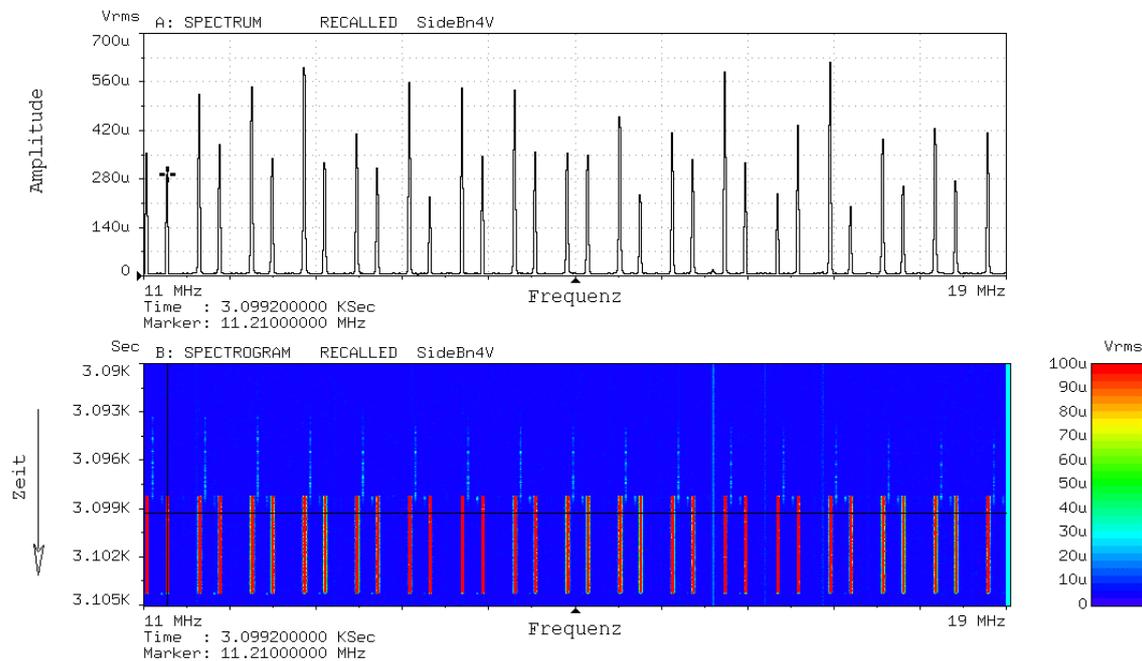


Abbildung 19: Vertikales Schottky-Signal im Frequenzbereich von 11 MHz bis 19 MHz (siehe Erläuterung zur Abbildung 15).

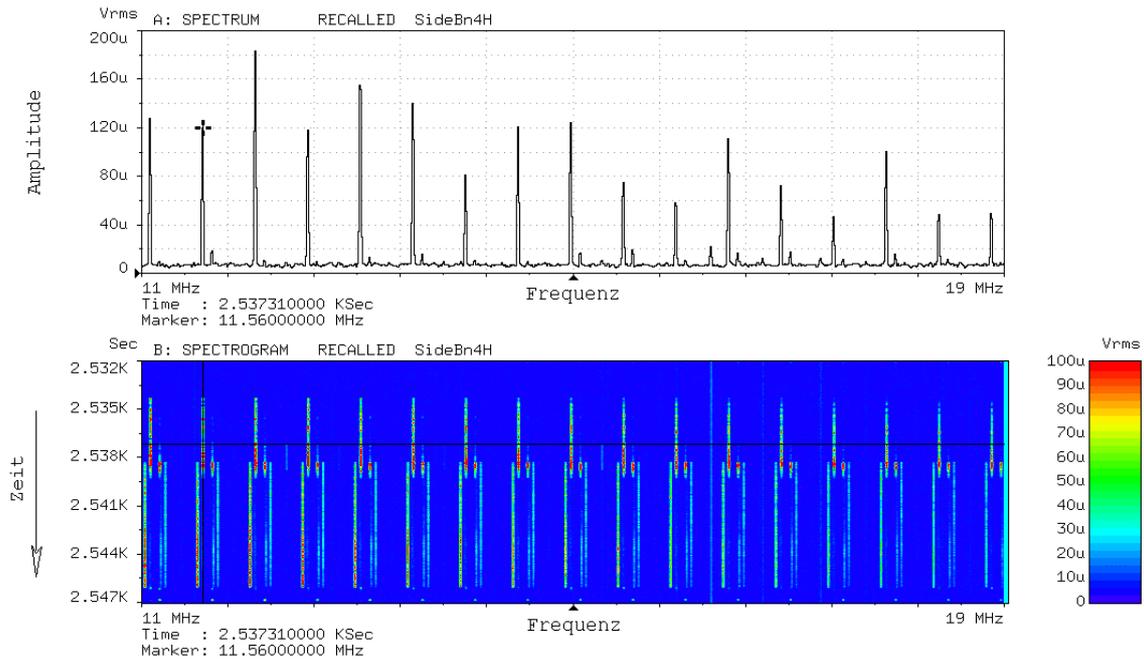


Abbildung 20: Horizontales Schottky-Signal im Frequenzbereich von 11 MHz $\zeta$  bis 19 MHz $\zeta$  (siehe Erläuterung  $\zeta$  zur Abbildung 16).

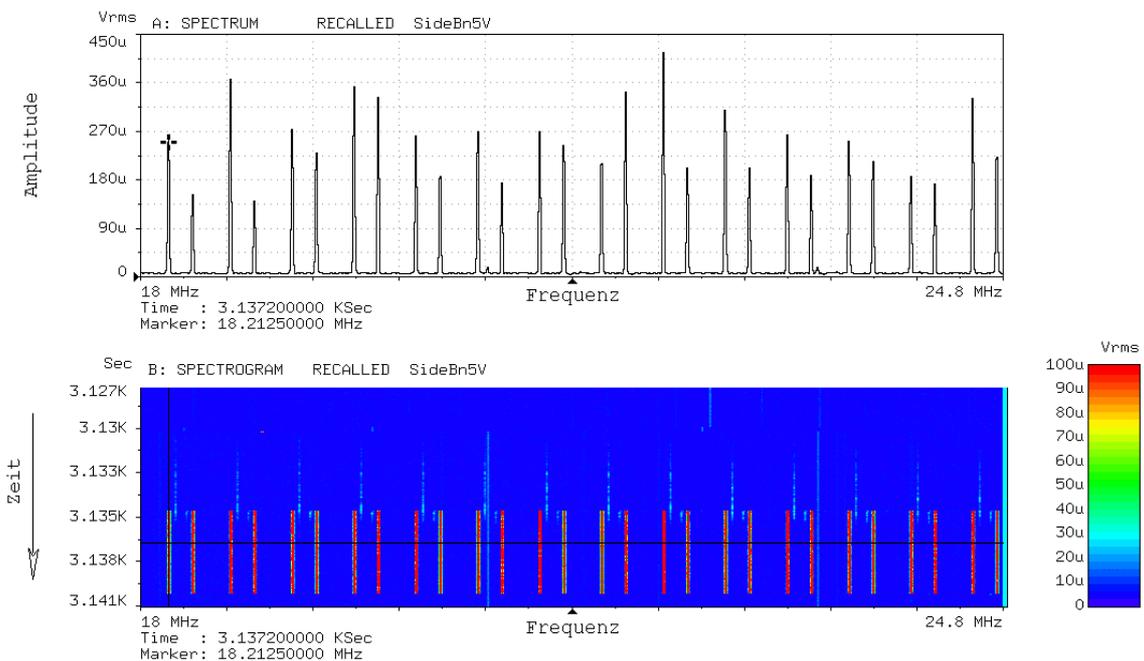


Abbildung 21: Vertikales Schottky-Signal im Frequenzbereich von 18 MHz $\zeta$  bis 24,8 MHz $\zeta$  (siehe Erläuterung  $\zeta$  zur Abbildung 15).

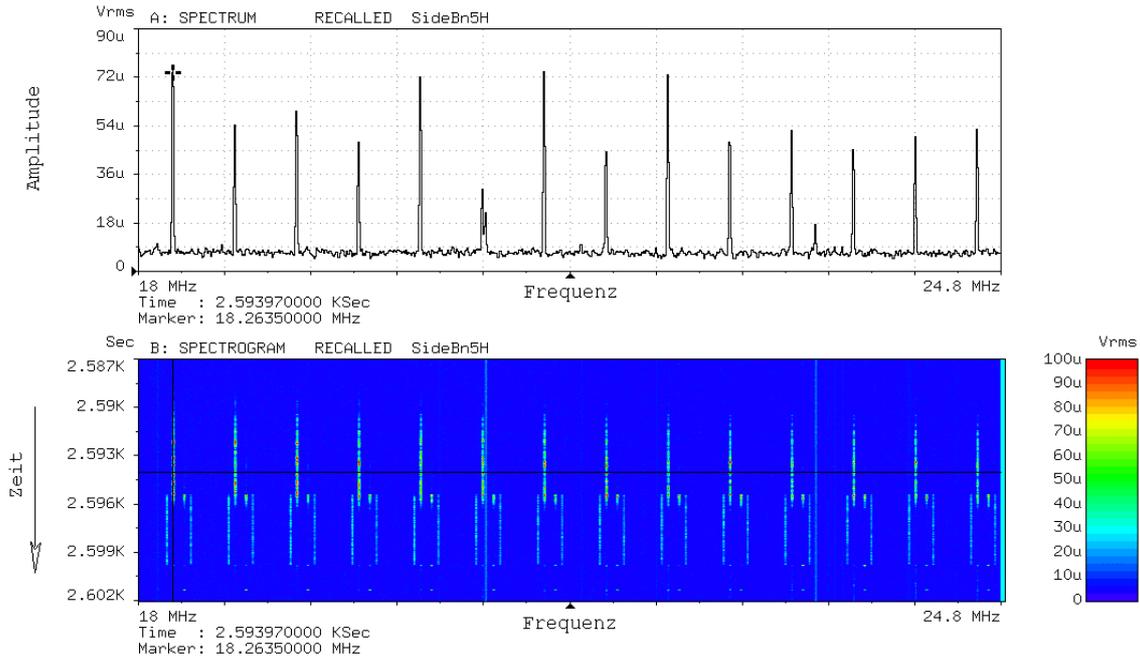


Abbildung 22: Horizontales Schottky-Signal im Frequenzbereich von 18 MHz bis 24,8 MHz (siehe Erläuterung zur Abbildung 16).

Die obigen Abbildungen zeigen, dass die horizontalen *fast waves* schon ab 14 MHz nicht mehr angeregt werden. Die Kopplung zwischen beiden transversalen Ebenen hat zur Folge, dass die horizontale Oszillation kurze Zeit nach dem Einsetzen der vertikalen verschwindet. Die horizontale Strahloszillation geht in die vertikale über. Ein umgekehrter Übergang konnte bisher nicht registriert werden. Auch eine Koexistenz der Oszillationen in beiden Ebenen über längere Zeit konnte bei einer anderen Maschineneinstellung nachgewiesen werden. Eine der Ursachen der gekoppelten Betatronbewegung der Teilchen ist der Einfluss der Kühlersolenoiden. Abhängig von der Maschineneinstellungen kommt es auch zur Strahloszillation nur in der vertikalen Ebene.

### 3.2.2 BTF-Messungen

Die BTF-Messungen wurden mit einem ungekühlten Protonenstrahl bei Injektionsenergie und  $3,8 \cdot 10^{10}$  Teilchen im Ring (3 mA) durchgeführt. Die BTF wurde mit einem 4396B Netzwerkanalysator der Firma Agilent gemessen. Die sinusförmige Anregung erfolgte mit Hilfe der Streifenkickers (*stripline unit*) [63]. Als PU diente ein BPM [64]. Für die horizontale Ebene wurden *slow waves*  $(n+1-q)f_0$  und *fast waves*  $(n+q)f_0$  bei den Harmonischen der Umlauffrequenz mit  $n = 1, 2, 10, 20, 30, 41, 51, 72$  und für die vertikale Ebene mit  $n = -1, 3, 11, 21, 31, 41, 51$  angeregt.

Der Netzwerkanalysator speichert Real- und Imaginärteil der BTF. Für die Auswertung der Messdaten wurde die im Rahmen von [55] entwickelte Software modifiziert. Da die gemessenen Signale besonders bei kleinen  $n$  stark verrauscht sind, wurde die *time gating* Methode [65] zur Unterdrückung des Rauschens angewendet. Das Ziel war es, die Koppelimpedanz des COSY-Rings abzuschätzen. Eine Einführung in das Prinzip der Impedanzbestimmung mittels BTF wurde im Abschnitt 2.6 gegeben.

Die Abbildung 23 zeigt das Stabilitätsdiagramm für unterschiedliche Harmonische. Aufgetragen ist der Imaginärteil der vertikalen invertierten BTF gegenüber dem Realteil. Die *slow waves* und die *fast waves* sind paarweise in der gleichen Farbe dargestellt.

Der stabile Bereich (siehe Abschnitt 2.6) vergrößert sich mit  $n$ , das ist eine direkte Folge der breiteren Verteilungen der Seitenbandfrequenzen. Je höher die Seitenbandfrequenz desto effektiver ist die Landau-Dämpfung. Andererseits sind die *slow waves* bei  $n = -1$  und  $n = 3$  besonders gefährdet. Die Seitenbänder bei niedrigen Frequenzen haben einen stark resonanten Charakter. In solchen Fällen wurde das Zeitfenster für *time gating* besonders eng eingestellt mit dem Ziel, die Diagramme zu glätten.

Die vertikale Koppelimpedanz wurde als Verschiebungsvektor des Diagramms vom Koordinatenursprung berechnet. Die Datenauswertung zeigt, dass die Impedanzwerte sehr stark von der rechnerischen Korrektur der Verzögerung und der Phase abhängen. Außerdem geht die Information über schmalbandige Resonanzen bei der Rauschunterdrückung mittels *time gating* zum Teil verloren. Dies gilt besonders für niedrige Frequenzen. Daher können die in der Abbildung 24 gezeigten Werte des Real- und Imaginärteils der vertikalen Koppelimpedanz nur als Orientierungswerte betrachten werden.

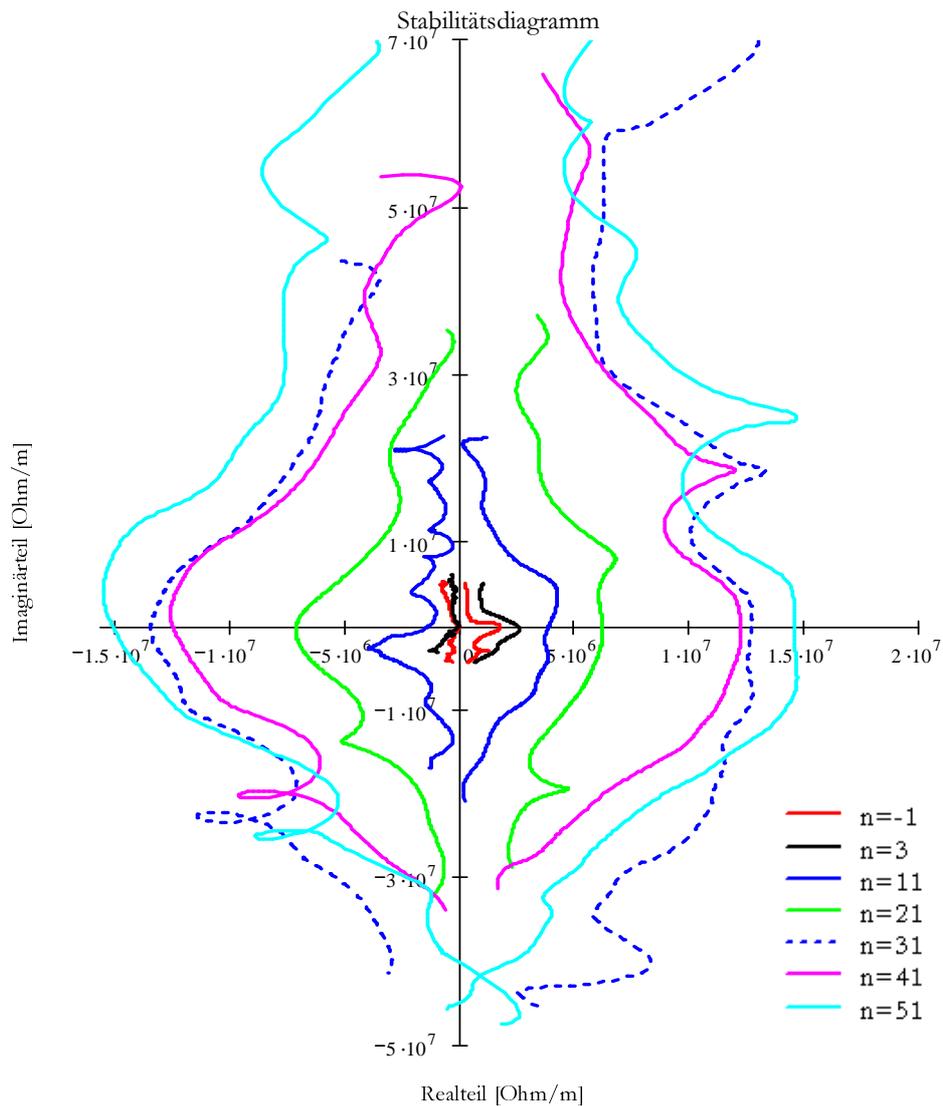


Abbildung 23: Stabilitätsdiagramm eines ungekühlten Protonenstrahls in der vertikalen Ebene für unterschiedliche Harmonische  $n$ .

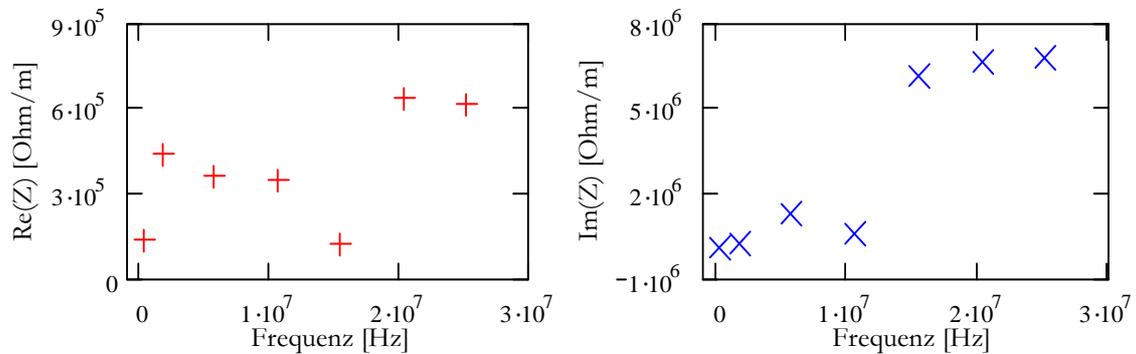


Abbildung 24: Real- und Imaginärteil der vertikalen Koppelimpedanz in Abhängigkeit von der Frequenz.

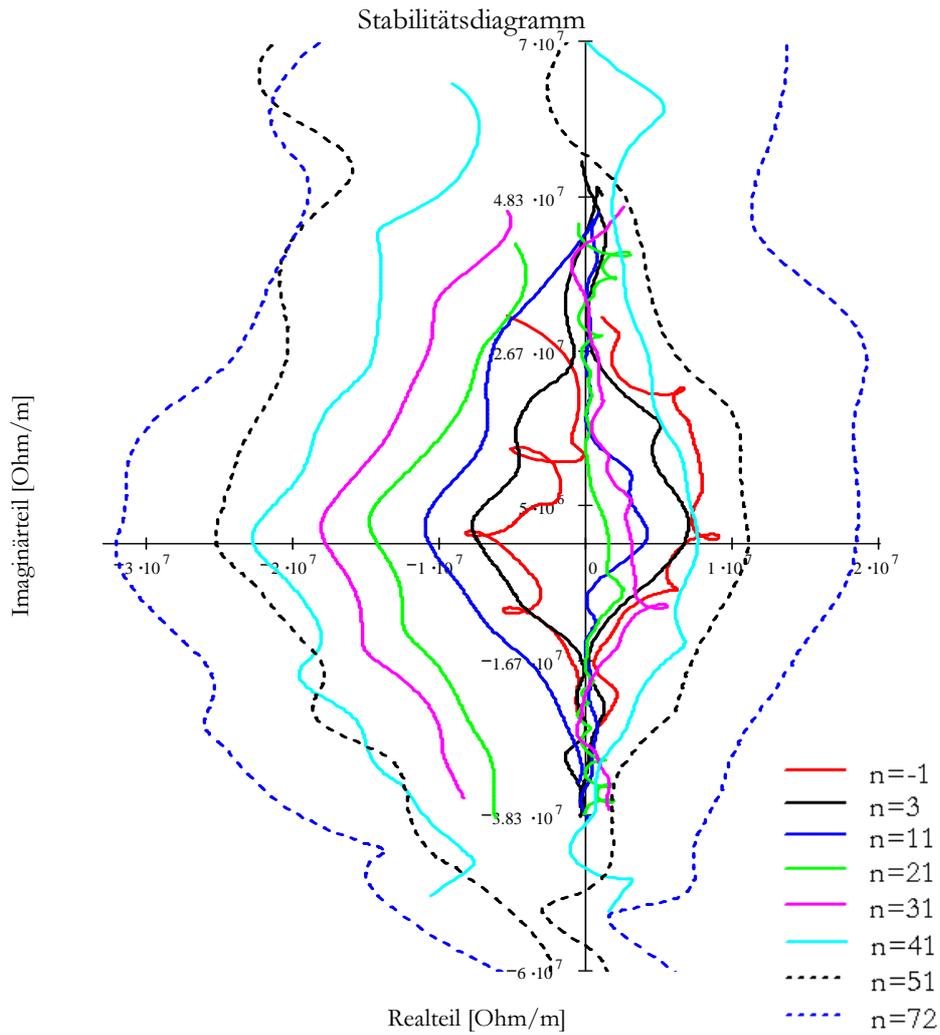


Abbildung 25: Stabilitätsdiagramm eines ungekühlten Protonenstrahls in der horizontalen Ebene für unterschiedliche Harmonische  $n$ .

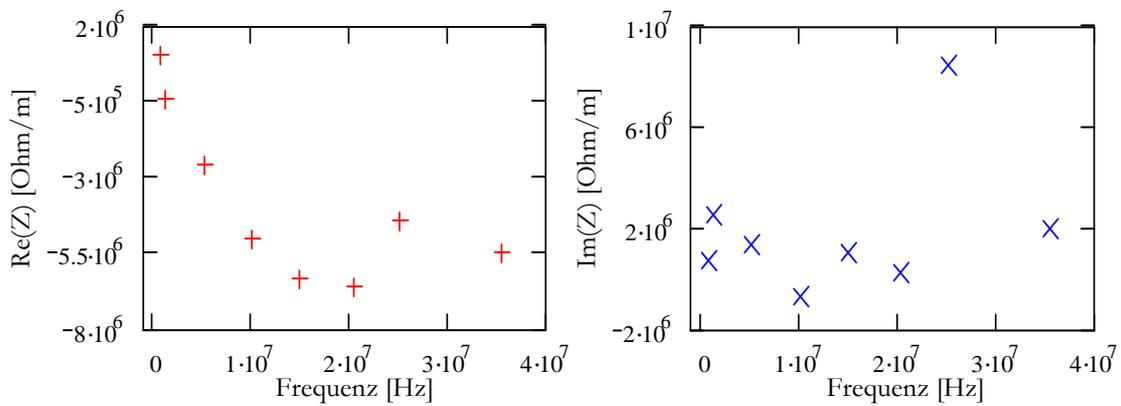


Abbildung 26: Real- und Imaginärteil der horizontalen Koppelimpedanz in Abhängigkeit von der Frequenz.

Schon während der Messung der horizontalen BTF fiel auf, dass die *fast wave* Seitenbänder einen viel schärferen Peak größerer Amplitude gegenüber den *slow wave* Seitenbändern aufzeigten. Im Stabilitätsdiagramm ergibt das einen größeren stabilen Bereich für die *slow waves*. Die Abbildung 26 zeigt die horizontale Koppelimpedanz, die aus dem Stabilitätsdiagramm bei unterschiedlichen Harmonischen berechnet wurde. Als Folge der stabileren *slow waves* ergibt der Realteil der Impedanz negative Werte. Ein negativer Realteil sollte strahlstabilisierend wirken. Dies bleibt jedoch unverstänlich, da passive Komponenten des Beschleunigers physikalisch gesehen keine negativen Realteile der Koppelimpedanzen erzeugen können. Allerdings sind Fehlerquellen im Messverfahren selbst nicht auszuschließen.

Eine mögliche Erklärung basiert auf der Tatsache, dass die BTF-Messung bei einer Maschineneinstellung nahe an einer Differenzresonanz ( $Q_x = 3,62$ ,  $Q_y = 3,63$ ) durchgeführt wurde. Das kann zu einer Kopplung zwischen beiden transversalen Ebenen führen, wodurch die Betatronoszillation von einer Ebene in die andere übergeht. Solche Effekte wurden für den elektronengekühlten Protonenstrahl beobachtet (siehe Abschnitt 3.2.1). Man konnte einen Übergang der horizontalen Betatronoszillation in die vertikale Ebene feststellen, wodurch die ursprüngliche horizontale Oszillation aufhörte. Ein solches Verhalten entspräche einer stabilisierenden Wirkung auf die Betatronbewegung in der horizontalen Ebene. Falls ein Übergang der Betatronoszillation von der vertikalen Ebene in die horizontale Ebene möglich ist, kann dies die relativ kleinen Werte der berechneten Realteile der vertikalen Koppelimpedanz erklären.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die aus der qualitativen Analyse des vertikalen Stabilitätsdiagramms gewonnenen Erkenntnisse mit den theoretischen Erwartungen übereinstimmen. Allerdings liefert die Analyse des horizontalen Stabilitätsdiagramms unerwartete Ergebnisse. Ein Unterschied dieser Art erfordert weitere spezielle Untersuchungen. BTF-Messungen bei unterschiedlichen Arbeitspunkten können hier Klarheit schaffen.

### 3.3 Longitudinale Effekte

Auch die longitudinale Selbstanregung, die auf die Kavität zurückzuführen ist, wurde in COSY beobachtet. Bei hoher Intensität des elektronengekühlten Strahls kommt es zu einem periodischen Anwachsen der  $\Sigma$ -Signalamplitude. Abbildung 27

zeigt das Summensignal eines BPMs. Mit der Periodizität von 1 Sekunde wächst die Amplitude der longitudinalen Modulation an und verschwindet dann wieder.

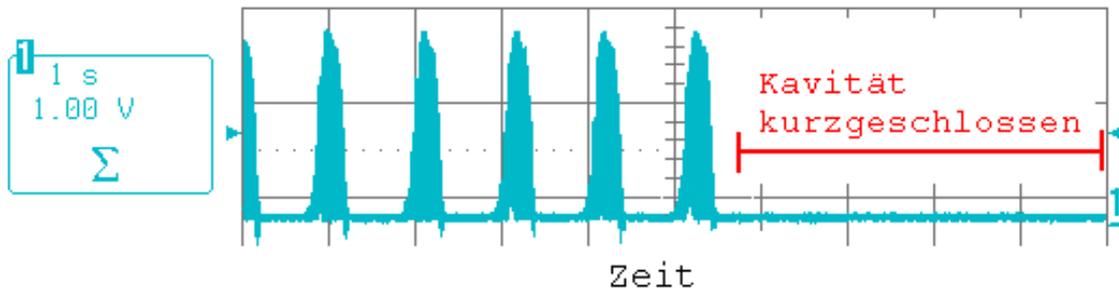


Abbildung 27: Longitudinale Selbstanregung des gekühlten Strahls. Dargestellt ist ein Zeitintervall von 10 s.

Die Abbildung 28 zeigt, dass die longitudinale Strahlmodulation der Umlauffrequenz entspricht. Wenn man das Kavitätsgap elektrisch kurzschließt [67], verschwindet die Selbstanregung vollständig.

Diese Messung ist ein signifikantes Beispiel für die im Abschnitt 2.3 beschriebene Resonatorimpedanz. Das periodische Verhalten der Strahlmodulation kann durch einen geringen Unterschied zwischen der Umlauffrequenz und der Kavitätsresonanzfrequenz erklärt werden.

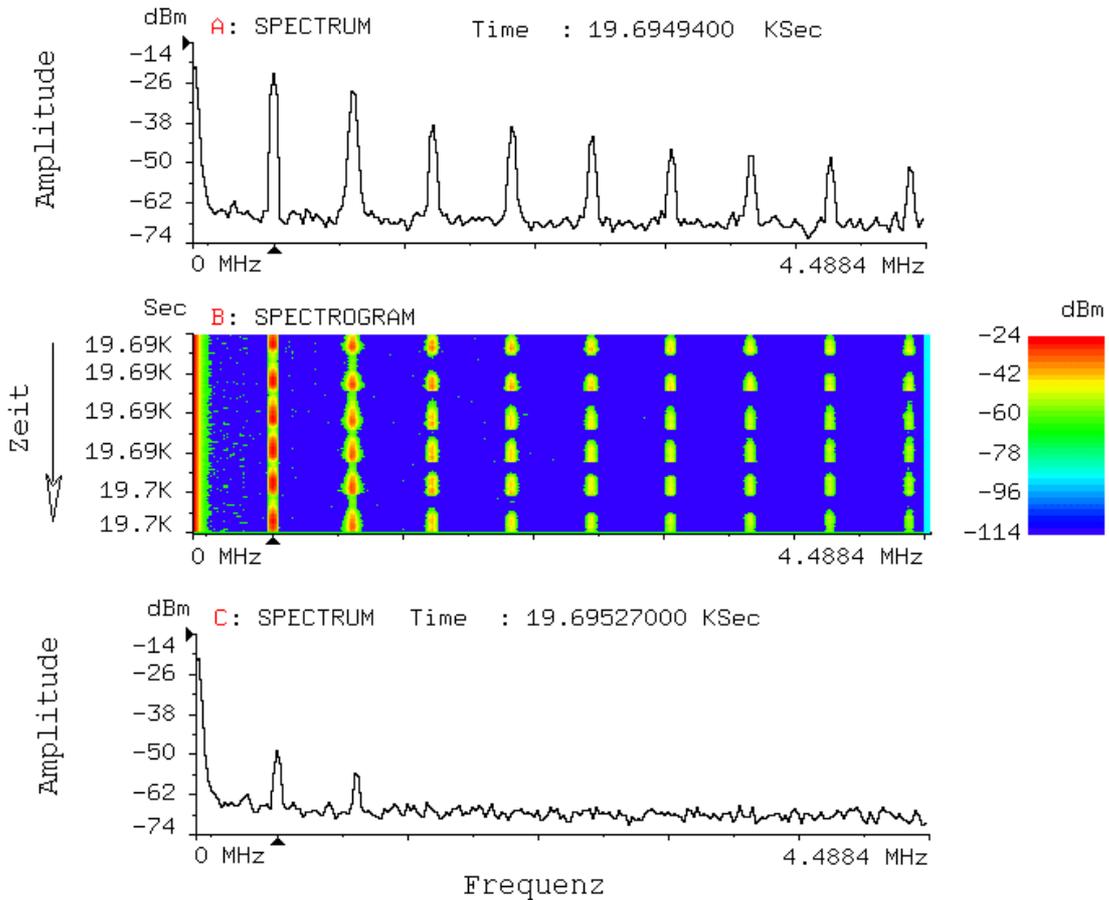


Abbildung 28: Summensignal eines BPMs im Frequenzbereich während der longitudinalen Selbstanregung des elektronengekühlten Protonenstrahls bei  $10^{10}$  Teilchen im Ring (Kavität nicht kurzgeschlossen). Spektrum (A) zeigt das Signals bei maximaler Amplitude. Spektrogramm (B) spiegelt den zeitlichen Verlauf wieder, wobei die Amplitude durch Farbe entsprechend der Skala abgebildet ist. Spektrum (C) wurde bei minimaler Amplitude des Signals aufgenommen.

### 3.4 Eigenschaften des COSY-Strahls

Wir wollen hier kurz den Inhalt dieses Kapitels zusammenfassen und die möglichen Maßnahmen zur Erhöhung der Strahlstabilität in COSY diskutieren.

Die Störung in der longitudinalen Ebene wurde durch die Kavität verursacht. Um dies zu verhindern, genügte das elektrische Kurzschließen des Gaps (Abbildung 27) [67].

Die transversale Instabilität ist auf die unzureichende Landau-Dämpfung und die große Raumladungsimpedanz bei stark gekühltem Strahl zurückzuführen. Hinzu kommt noch die RW-Impedanz, die bei niedrigen Frequenzen besonders groß ist. Die Raumladungsimpedanz lässt sich nur mit der Vergrößerung der transversalen Emittanz reduzieren, was aber dem Konzept der Elektronenkühlung widerspricht. Die nächste Möglichkeit wäre die Landau-Dämpfung mit Hilfe der longitudinalen Rauschanregung oder durch die Vergrößerung der Arbeitspunktverschmierung zu verstärken. Beide Techniken wurden bei COSY mit Erfolg eingesetzt [68]. Die Vergrößerung der Arbeitspunktverschmierung erfordert in der Praxis eine Chromatizitätskompensation mit Hilfe der Sextupolmagnete [69], weil die Impulsbreite mit der Arbeitspunktverschmierung durch die Chromatizität verknüpft ist. Da Korrekturen der Chromatizität mit Optikveränderungen verbunden sind [29] und die Obergrenze der Arbeitspunktverschmierung durch Resonanzen [46] gegeben ist, kann man diese Methode nur begrenzt anwenden.

Mit einem transversalen Feedback Systems [68] können die transversalen Strahloszillationen ohne Eingriff in die Maschinenoptik unterdrückt werden. Zudem ist die technische Realisierung im unteren Frequenzbereich einfacher. Bezogen auf die Strahlblage stellt ein solches System eine negative proportionale Rückkopplung dar. Es wird oft auch als resistives Feedback bezeichnet, weil die Amplitude der Betatronoszillation gedämpft wird ohne die Frequenz zu ändern.

## 4 Transversales Feedback System

In diesem Kapitel wird eine Methode zur Strahlstabilisierung vorgestellt, die auf der aktiven Dämpfung der kohärenten Strahloszillationen basiert.

Ein PU erfasst die Strahloszillationen in einer bestimmten Ebene. Sein Ausgangssignal dient als Korrektursignal für den Kicker, der die Oszillation dämpft [70]. Um eine resistive Wirkung zu erzielen, sollte der Betatronphasenvorschub zwischen dem Pick-up und dem Kicker ein ungeradzahliges Vielfaches von  $90^\circ$  betragen, weil der PU positionsempfindlich ist und der Kicker den Winkel verändert [50].

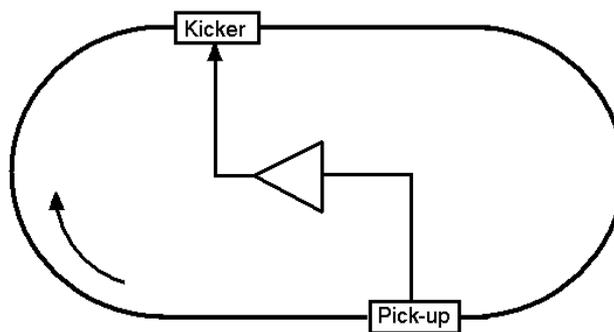


Abbildung 29: Grundprinzip des Strahlfeedbacks.

Die Signalverzögerung, die durch elektronische Komponenten und Kabel verursacht wird, muss genau mit der Flugzeit der Teilchen vom PU zum Kicker übereinstimmen. Die effiziente Dämpfung der kohärenten Strahloszillationen ohne einen störenden Einfluss auf den Strahl ist nur unter dieser Bedingung möglich.

### 4.1 Möglichkeiten der Realisierung

Zur Zeit sind viele longitudinale sowie transversale Feedback Systeme (FBS) in anderen Beschleunigern im Einsatz. Der longitudinale Fall wird hier nicht weiter verfolgt. Die meisten transversalen Systeme sind für gebunchte Strahlen ausgelegt und deshalb mit aufwendigen Möglichkeiten zur Signalverarbeitung ausgestattet. Die

wichtigste Aufgabe dabei ist die Umlauffrequenzkomponenten aus dem PU-Signal herauszufiltern, wobei die Phaseninformation erhalten bleiben muss [71]. Dies stellt ein nichttriviales technisches Problem dar [72]. Da die Amplitude der störenden spektralen Komponenten um einige Größenordnungen höher ist als die Amplitude der Komponenten die der transversalen Strahloszillation entsprechen, sind Kammfilter mit sehr hoher Steilheit notwendig. Eine der Möglichkeiten ein solches Filter zu realisieren, liegt in der Verwendung von Verzögerungen, die auf herkömmlichen Kabeln oder Lichtleitern basieren. Diese Methode hat zur Folge, dass bei niedrigen Frequenzen sehr große Mengen an Kabel benötigt werden. Außerdem ist die Änderung der Notchfrequenz umständlich. Aus diesem Grunde werden immer häufiger digitale Lösungen vorgeschlagen, zumal die kommerziell verfügbaren elektronischen Komponenten immer leistungsfähiger werden. Die digitalen Systeme sind in der Regel flexibler als die analogen, außerdem sind sie einfacher zu erweitern, oft genügt schon eine Softwarekorrektur. Zum Beispiel erlaubt ein moderner Digitaler Signal Prozessor (DSP) sehr komplexe Filterungsalgorithmen zu implementieren. Oft werden Final Impuls Response (FIR) Filter als Kammfilter eingesetzt, weil sie einen linearen Phasenverlauf gewährleisten.

Falls es notwendig ist, das FBS während der Beschleunigung einzusetzen, muss die Schleifenverzögerung kontinuierlich an die Teilchenflugzeit angepasst werden, was praktisch mit angemessenem Aufwand und erforderlichen Eigenschaften nur für digitale Systeme realisierbar ist. Variable Verzögerungen mit großem dynamischen Bereich und feinen Schritten können auf der Basis von zwei-Port-Speichern (FIFO) gebaut werden. Um die Informationsverluste während der Änderung der Verzögerung zu vermeiden, ist es in vielen Fällen sinnvoll, die Taktfrequenz der digitalen Signalverarbeitungseinheiten proportional zur Umlauffrequenz zu verändern, womit die automatische Verzögerungsanpassung an die aktuelle Teilchenumlauffrequenz erreicht wird.

Oft besteht die Notwendigkeit einzelne Bunche zu überwachen und deren Position unabhängig voneinander zu korrigieren. Das erfordert in der Regel sehr große Bandbreiten (Hunderte MHz) und mehrere unabhängige Signalverarbeitungskanäle. In solchen Fällen ist die Anzahl der Kanäle durch die Anzahl der Bunche im Ring und die Leistungsfähigkeit der Komponenten bestimmt. Für die Dämpfung der TMCI (*transverse mode coupling instability*) werden reaktive FBS eingesetzt [73]. Die Aufgabe dieser Systeme ist es, die Veränderung der Mode-Frequenzen mit steigendem Strahlstrom zu verhindern. Es wird hauptsächlich die Frequenz der transversalen Moden verändert und nicht die Amplitude. Die resistiven FBS

dämpfen dagegen ausschließlich die Amplitude der Strahloszillation. Wenn auftretende Instabilitäten unterschiedliche Ursachen haben, ist es manchmal notwendig, kombinierte Systeme mit reaktiver und resistiver Wirkung einzusetzen [74]. Um eine reaktive Wirkung zu erzielen, sollte der Kicker  $180^\circ$ -Betatronphasenvorschub zum PU haben. Die Theorie solcher Systeme ist in [75] ausführlich beschrieben. Reaktive Systeme erlauben es, den kohärenten Arbeitspunkt gezielt zu verändern.

Für COSY ist ein resistives System notwendig. Zur Zeit besteht keine Notwendigkeit den gebunchten Teilchenstrahl bei höheren Energien mit Hilfe eines Feedbacks zu stabilisieren. Aus diesem Grunde wird das System für einen *dc*-Strahl bei Injektionsenergie konzipiert. Dennoch werden Erweiterungsmöglichkeiten offen gelassen. Es bedarf einer breitbandigen Dämpfung, weil in COSY viele transversale Moden angeregt werden.

Die existierenden FBS verfügen über Leistungsverstärker mit Ausgangsleistungen im Bereich von wenigen Watt (Halbleitertechnologie) bis mehreren Kilowatt (Röhrentechnik) [71]. Da die Injektionsenergie nur 45 MeV und die kürzeste bisher gemessene Anstiegszeit der vertikalen Instabilität 300 ms betragen, reicht für COSY eine Leistung unter 150 W. Daher kann die Halbleitertechnologie verwendet werden.

## 4.2 Ermittlung der Bandbreite des Systems

Die Bandbreite des FBS ist für die ausreichende Dämpfung der kohärenten Strahloszillationen von prinzipieller Bedeutung. Denn alle instabilen Betatronseitenbänder müssen gedämpft werden. Die minimale Frequenz  $f_{min}$ , bei der das System noch einwandfrei funktionieren muss, entspricht dem untersten Seitenband im transversalen Strahlspektrum

$$f_{min} = \min(|n \pm Q|f_0), \quad (67)$$

wobei  $f_0$  die Teilchenumlauffrequenz,  $Q$  den Arbeitspunkt bezeichnet. Für die Auslegung des FBS wird der für COSY typischer Arbeitspunktbereich von 3,55 – 3,80 gewählt. Damit ergibt sich aus der Gleichung (67) die minimale Frequenz von  $f_{min} = 97,6$  kHz.

Die obere Grenze ist durch die Landau-Dämpfung und die Koppelimpedanzen des Ringes festgelegt. Da die Methoden zur Impedanzbestimmung keine sehr genauen Werte liefern, ist es schwierig, die obere Frequenz der Instabilitäten theoretisch genau zu bestimmen. Aus diesem Grund wird sie anhand der höchsten bisher registrierten instabilen transversalen Mode festgelegt. Die Untersuchungen des instabilen Strahlverhalten (siehe Kapitel 3) zeigen, dass die vertikale Instabilität sich bis etwa 40 MHz erstreckt. Um auf der sicheren Seite zu sein, wird für das FBS 50 MHz als die obere Frequenz gewählt.

### 4.3 Hardware

An dieser Stelle beschäftigen wir uns mit der Hardware des Feedback Systems. Es wird auf das Design des Pick-ups und des Kickers sowie der elektronischen Komponenten eingegangen.

Die Abbildung 30 zeigt das Blockschaltbild des FBS. Das Korrektursignal wird mit Hilfe eines elektrostatischen Pick-ups und dazugehöriger analoger Elektronik gewonnen. Nach dem das zwischenverstärkte  $\Delta$ -Signal das Verzögerungsglied und den  $180^\circ$ -Splitter passiert hat, dient es als Eingangssignal für die Leistungsverstärker, die einen *stripline* Kicker antreiben.

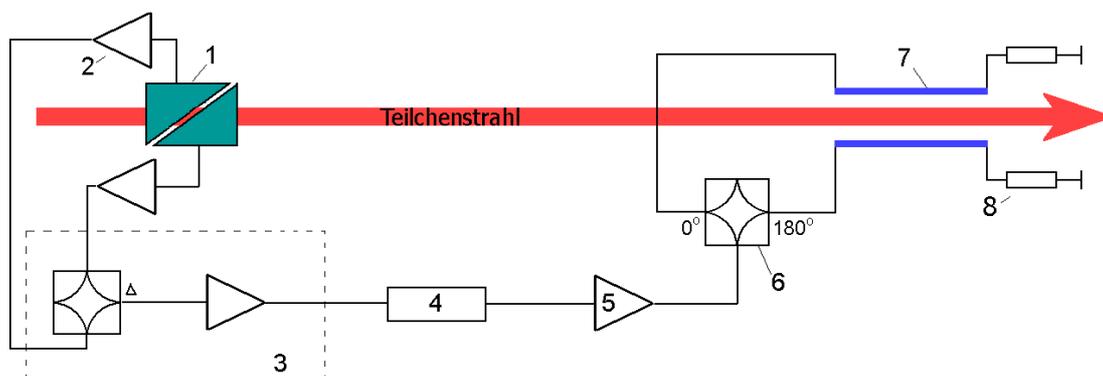
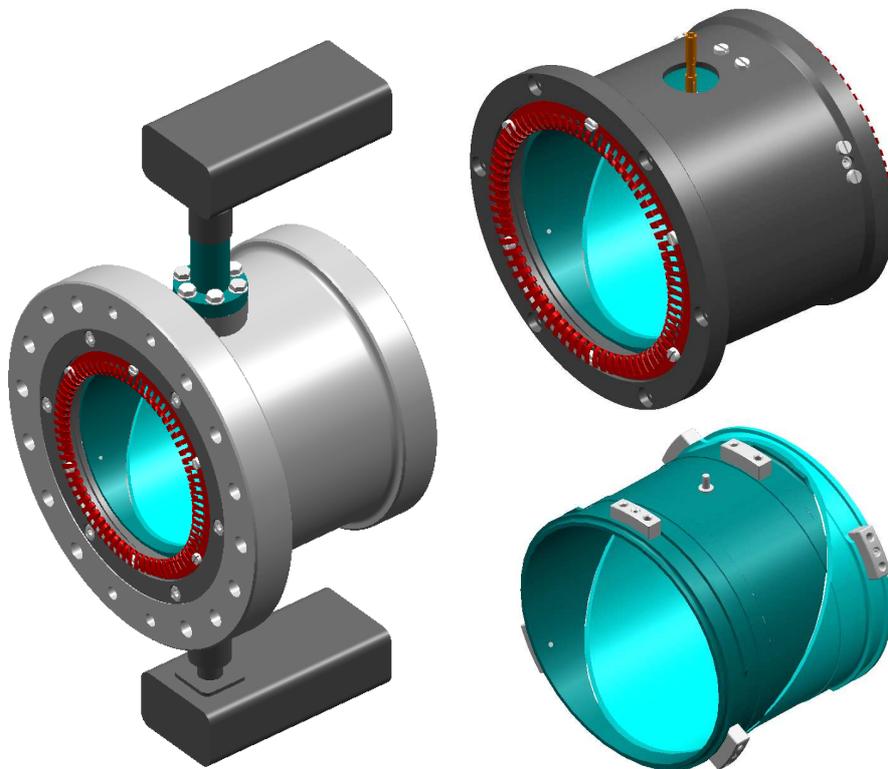


Abbildung 30: Blockschaltbild des FBS. Pick-up (1), Vorverstärker (2), Analoge BPM Elektronik (3), Verzögerung (4), Leistungsverstärker (5),  $180^\circ$ -Splitter (6), Kicker (7), Abschlusswiderstand (8).

In den weiteren Abschnitten werden die einzelnen Komponenten genauer beschrieben.

### 4.3.1 Pick-up

Als Pick-up wird einer der BPMs (Abbildung 31) verwendet. Die Wahl des BPMs erfolgt nach der Berechnung des Betatronphasenvorschubes zwischen allen 30 BPMs und dem Kicker. Für die vertikale Ebene ist der DPOS22V geeignet, der sich am Ende des Kühlerteleskops befindet. Der Betatronphasenvorschub zu dem Kicker lässt sich einfach abschätzen. Zwischen dem Kicker und dem ausgewählten PU befindet sich das Kühlerteleskop, das einen Phasenvorschub von  $2\pi$  verursacht. Bei einem vertikalen Arbeitspunkt  $Q_y = 3,7$  ist der gesuchte Phasenvorschub  $\mu_{p-k} \approx 3,7 \cdot 2\pi - 2\pi = 2,7 \cdot 2\pi$ . Die Rechnung mit dem MAD (Methodical Accelerator Design) Programm [76] ergab den Wert  $\mu_{p-k} = 2,767 \cdot 2\pi$  [77]. Von Bedeutung für das FBS ist jedoch nur der Phasenwinkel  $\varphi_{p-k} = 2,767 \cdot 360^\circ - n \cdot 180^\circ = 96^\circ$  mit  $n = 1, 2, 3, \dots$ , da der Splitter (Abbildung 30) umgepolt werden kann. Im Idealfall sollte  $\varphi_{p-k} = 90^\circ$  sein, also liefert DPOS22V eine gute Näherung. Die vertikale Betafunktion am Ort des DPOS22V beträgt 15 m. Eine große Betafunktion am PU erlaubt es, die Strahlbewegung effektiv zu detektieren und führt zur Verbesserung des Signal/Rausch Verhältnisses.



*Abbildung 31: COSY Strahllagemonitor (BPM). Mit Außengehäuse und Vorverstärker (links), ohne Außengehäuse (rechts oben), nur Elektroden (rechts unten).*

Die Abbildung 31 zeigt den runden vertikalen BPM mit den Außengehäuse und Vorverstärkern (links). Rechts unten sind die Elektroden dargestellt. Das Ersatzschaltbild des BPMs ist in der Abbildung 32 dargestellt.

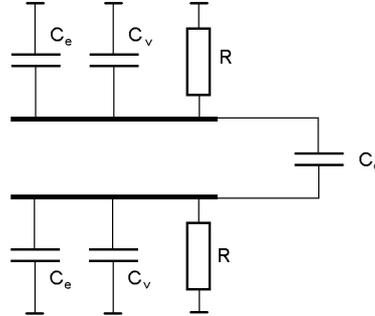


Abbildung 32: Ersatzschaltbild des BPMs.

Hier bezeichnen  $C_e$  die Kapazität der Elektrode zur Masse,  $C_v$  die Eingangskapazität des Vorverstärkers,  $C_d$  die Koppelkapazität zwischen beiden Elektroden, und  $R$  den Eingangswiderstand des Vorverstärkers. In guter Näherung gilt für die Positionsempfindlichkeit  $\varepsilon_y$

$$\varepsilon_y = \frac{2}{D} \cdot \frac{1 - \frac{C_d}{C_d + C_e + C_v}}{1 + \frac{C_d}{C_d + C_e + C_v}}, \quad (68)$$

wobei  $D$  der Elektrodendurchmesser ist [64]. Die mit (68) berechnete Positionsempfindlichkeit des runden BPMs beträgt  $\varepsilon_y = 9,6 \mu\text{m}^{-1}$ . Mit  $\Delta$  als Differenz zwischen beiden Elektrodensignalen,  $\Sigma$  der Summe dieser Signale und  $y_0$  als die elektrische Mitte des BPMs für die Strahlposition  $y$ , gilt

$$y = \frac{\Delta}{\Sigma} \cdot \frac{1}{\varepsilon_y} + y_0. \quad (69)$$

Abbildung 33 stellt den Frequenzgang eines BPMs mit hochohmigem ( $500 \text{ k}\Omega$ ) und niederohmigem ( $50 \Omega$ ) Vorverstärker dar. Das Bild beweist, dass mit dem optimalen Eingangswiderstand des Vorverstärkers von  $500 \text{ k}\Omega$  der Amplitudenverlauf im Bereich von  $20 \text{ kHz}$  bis  $100 \text{ MHz}$  nahezu konstant ist [64].

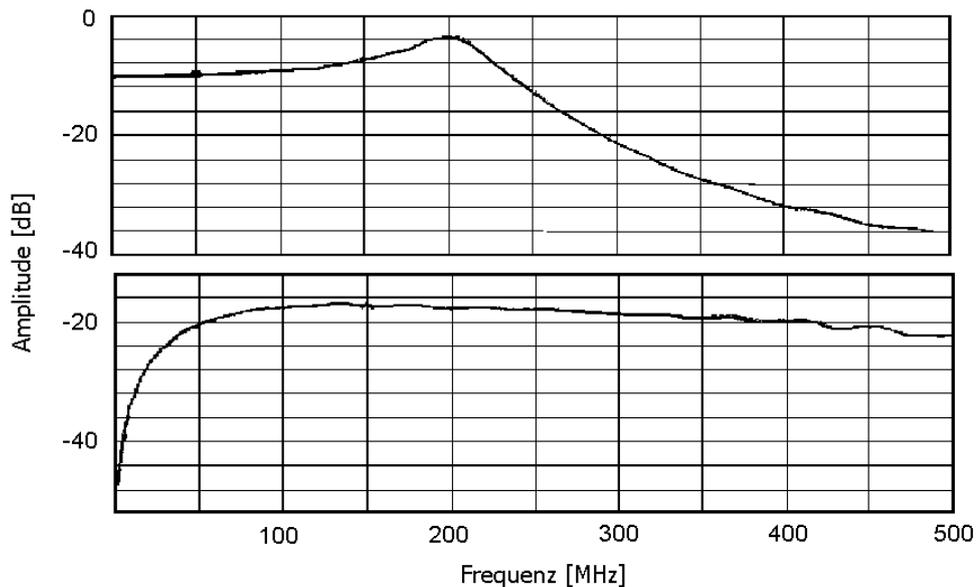


Abbildung 33: Frequenzgang eines BPMs mit hochobrigem (oben) und niederobrigem Vorverstärker (unten).

## 4.3.2 Elektronik

Die Strahllagemonitorelektronik besteht aus drei funktionellen Einheiten: Vorverstärker, analoge Signalverarbeitungs-Einheit und Datenerfassung/Interface-Einheit [78]. Da die dritte Einheit hauptsächlich zur Datenaufnahme in das Kontrollsystem dient, wird an dieser Stelle nur auf die ersten beiden Einheiten eingegangen.

### 4.3.2.1 Vorverstärker

Die Signale der kapazitiven Sonden werden von der Vorverstärker- und Impedanz-Transformations-Einheit mit einem hohen Eingangswiderstand (etwa  $0.5 \text{ M}\Omega$ ) empfangen, in geringem Maße (13.5 dB) verstärkt, und mit einer niedrigen Ausgangsimpedanz ( $50 \text{ }\Omega$ ) übertragen. Der Vorverstärker ist gegen äußere Störsignale durch ein dickwandiges Aluminium-Abschirmgehäuse geschützt. Die Einheit schließt sich unmittelbar an die PU-Ausgänge am Strahlrohr an, die verstärkten Signale werden über ein doppelt abgeschirmtes 1 m langes Kabel zur weiteren Verarbeitung übertragen. Jede Messebene ist mit zwei aufeinander abgestimmten Vorverstärkern ausgerüstet (0.1 dB Amplitudengleichlauf sowie Phasenverschiebung kleiner als  $2^\circ$  im Frequenzband 0.1 - 60 MHz). Weitere technische Daten sind in der Tabelle 3 aufgelistet [79].

Eingangs-Impedanz	Ausgangs-Impedanz	Verstärkung	Frequenzgang	Temp. Koeff.	Äquivalentes Eingangsrauschen	Gleichlauffehler
0,5 M $\Omega$	50 $\Omega$	13,5 dB	100 Hz-100 MHz (-3 dB) 60 MHz (-1 dB)	$\leq 0,05\%/^{\circ}\text{C}$ (10-45 $^{\circ}\text{C}$ )	$< 6,5\mu\text{V}_{\text{rms}}$ im 0,1-10 MHz Bereich	$\leq \pm 0,1$ dB

Tabelle 3: Eigenschaften des Vorverstärkers

#### 4.3.2.2 Analoge BPM-Elektronik

Die BPMeA analoge Signalverarbeitungseinheit befindet sich in einer abgeschirmten VXI Mechanik. Über die Rückseiten-Anschlussstecker (BUS) erhält das Modul ausschließlich die Speisespannungen. Die Verstärkung und Bandbreiten einstellenden TTL Steuersignale kommen aus der BPMeD Datenerfassungs/Interface-Einheit über mehrpolige Anschlussstecker an der Frontplatte. Die Steuersignaldecoder und der Pegelkonverter befinden sich unmittelbar an der Grundplatine [80]. Die vorverstärkten Analogsignale werden über die Anschlussstecker Type "N" an der Frontplatte unmittelbar an das Eingangspaar (L/U, R/D) der BPMeA-AMP Sub-Einheit zugeführt. Aus den Signalen bildet eine mit einem Breitband-Transformator aufgebaute Schaltung Summen- und Differenzsignale (SUM, DIF) [78]. Diese Signale werden mit dualen, im Bereich 0 dB - 66 dB in 6 dB Schritten programmierbaren Breitbandverstärkern verstärkt, dessen obere Grenzfrequenz mit einem Tiefpassfilter auf 70 MHz eingestellt wird [81].

Wir gehen davon aus, dass der Anstieg der Amplitude des Korrektursignals mit dem Strahlstrom sich positiv auf die Effizienz des FBS auswirken wird. Da die Anstiegszeiten der Instabilität mit wachsendem Strahlstrom kürzer werden, muss auch die Dämpfungsrate erhöht werden. Aus diesem Grund wird das vom PU und seiner Elektronik gelieferte Delta-Signal als Korrektursignal verwendet. Die Normierung des Delta-Signals mit dem Summensignal, wie es für die Positionsmessung der Fall ist, entfällt.

#### 4.3.2.3 Beam Offset Suppressor (BOS)

Für die Unterdrückung der im PU-Signal eventuell vorhandenen Umlauffrequenz wurde ein Prototyp des sogenannten *beam offset suppressors* (BOS) gebaut [81]. Die Schaltung basiert auf der Idee einer einstellbaren Signalabschwächung. Eines der beiden PU-Signale wird so abgeschwächt, dass das aus diesen Signalen gebildete Differenzsignal minimal wird. Solche Geräte haben sich in der Praxis sehr gut bewährt. Die am CERN entwickelte BOS-Schaltung [82] ist z.B. am PS-Booster und am SIS [83] bei der GSI im Einsatz. Mit diesem Verfahren wird der Strahl

elektronisch in die Mitte des PU verschoben. Der BOS wird zwischen den Vorverstärkern und der differenzbildenden Elektronik angeschlossen. Die hier vorgestellten Messungen wurden mit einem ersten, sehr einfachen Prototyp durchgeführt.

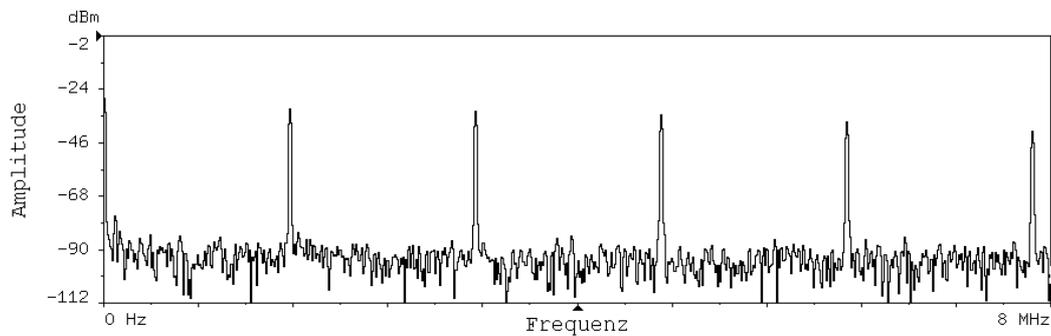


Abbildung 34: Frequenzspektrum des vertikalen Delta-Signals bei gebunchtem Strahl ohne Einsatz des BOS.

Wenn der Strahl den PU genau in der Mitte passiert, sollte er so gut wie kein Delta-Signal erzeugen, da dann die Spannung an beiden Elektroden gleich ist. Die Abbildung 34 zeigt ein Frequenzspektrum des vertikalen Delta-Signals, das kurz nach der Beschleunigung eines Protonenstrahls (gebuncht) ohne BOS-Einsatz aufgenommen wurde. Man sieht, dass die Amplitudenspitzenwerte, die den Harmonischen der Umlauffrequenz entsprechen, Werte bis -33 dBm erreichen.

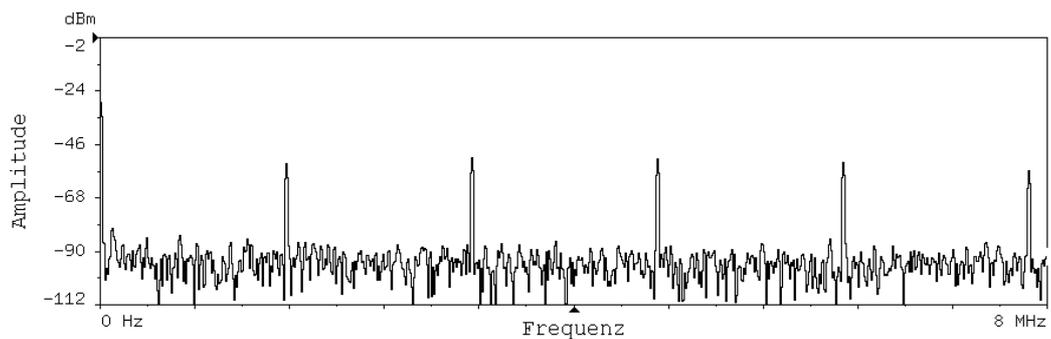


Abbildung 35: Frequenzspektrum des vertikalen Delta-Signals bei gebunchtem Strahl mit dem Einsatz des BOS.

Die Abbildung 35 illustriert die Reduzierung der Umlauffrequenzanteile dank des BOS-Einsatzes. Hier beträgt die maximale Amplitude ungefähr -53 dBm. Der BOS dämpft also die Umlauffrequenzkomponente um etwa 20 dB.

#### 4.3.2.4 Verzögerung

Eine genau eingestellte Verzögerung ist für die Effizienz des gesamten FBS sehr wichtig. Bei Injektionsenergie (45 MeV) sind die Protonen schon  $9 \cdot 10^7$  m/s schnell. Praktisch bedeutet das, dass sie nur 11 ns brauchen, um den Kicker von 1 m Länge zu passieren. Da die richtige Signalverzögerung von prinzipieller Bedeutung für die Dämpfung der Betatronoszillation ist, scheint 1 ns die angemessene Anforderung für die Genauigkeit der Verzögerungseinstellung zu sein.

Experimentell wurde festgestellt, dass bereits ein Fehler von 10 ns zu deutlicher Verschlechterung der Dämpfung führt.

Für die Dämpfung bei Injektionsenergie ist es möglich, die Verzögerung sehr einfach mit einem Stück Kabel entsprechender Länge zu realisieren. Für diesen Zweck wurde ein Koaxialkabel (Cellflex LCF) verwendet. Die Kabellänge  $L_k$  berechnet sich aus:

$$L_k = (\Delta t_p - \Delta t_e) \cdot v_e,$$

wobei  $\Delta t_p$  die Flugzeit der Teilchen vom PU zum Kicker,  $\Delta t_e$  die Signalverzögerung in der Elektronik und  $v_e$  die Signalgeschwindigkeit in dem Kabel sind.

#### 4.3.2.5 Leistungsverstärker

Als Kickerendstufen werden Leistungsverstärker der Firma Amplifier Research (AR) Model 150A100B verwendet. Dank der push-pull MOSFET Schaltung zeichnen sich die Verstärker durch sehr geringe Signalverzerrung, verbesserte Stabilität und sicheren Betrieb aus, unabhängig von der Lastimpedanz (Tabelle 4). Die Fernsteuerung per RS-232 oder IEEE-488 (GPIB) ist verfügbar [84].

Abbildung 36 zeigt das typische Leistungsspektrum [84]. Obwohl der Leistungsverstärker mit 150 W Ausgangsleistung spezifiziert ist, kann er Leistungen bis 240 Watt (3 dB Dämpfung) liefern.

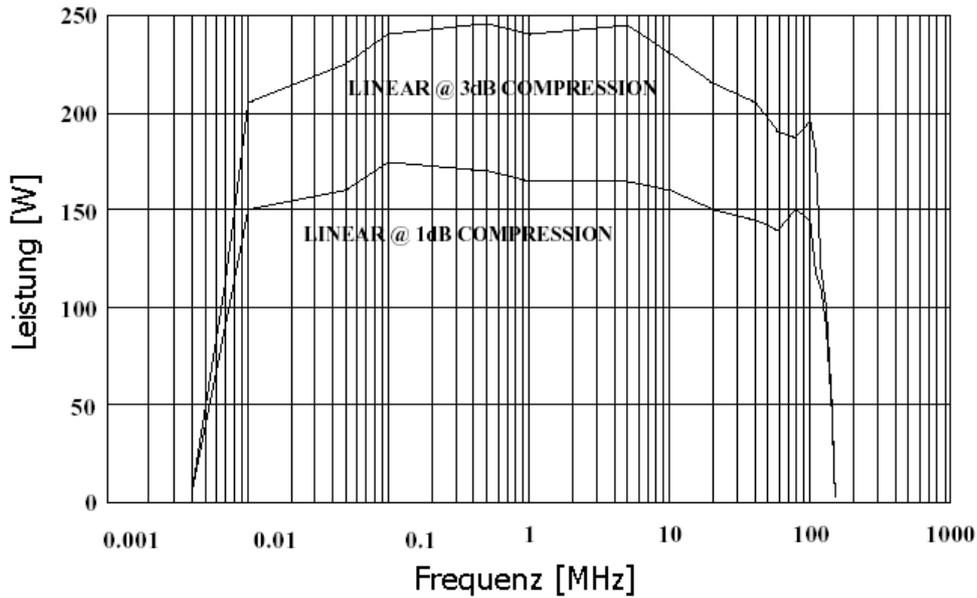


Abbildung 36: Leistungsspektrum des AR 150A100B Leistungsverstärkers (nach Herstellerangaben).

Der im Frequenzbereich von 100 kHz bis 80 MHz gemessene Amplituden- und Phasengang der Leistungsverstärker ist in Abbildung 37 und Abbildung 38 dargestellt. Der Verstärkungsfaktor (*gain*) der Leistungsverstärker wird mit  $G$  bezeichnet. Dabei handelt es sich um eine Zahl, die via Fernsteuerung als Sollwert zum Leistungsverstärker geschickt wird. Die Abhängigkeit der Ausgangleistung von  $G$  ist sehr nichtlinear (siehe Abbildung 57 im Anhang B).

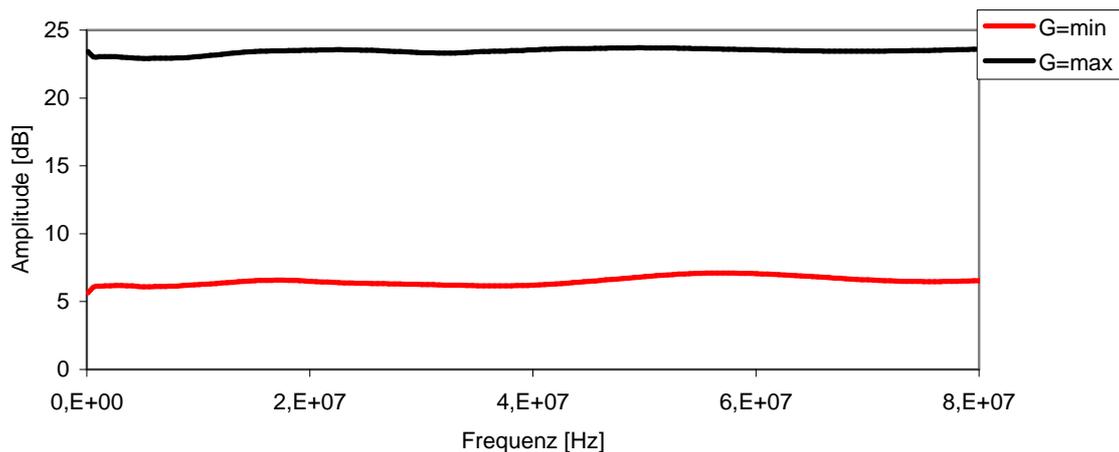


Abbildung 37: Amplitudengang des AR 150A100B Leistungsverstärkers.

Die Messung des Amplitudenganges des Leistungsverstärkers zeigt, dass im für uns interessanten Frequenzbereich die Amplitudenabweichung weniger als 2 dB beträgt. Der Phasengang weist Abweichungen von weniger als  $15^\circ$  auf.

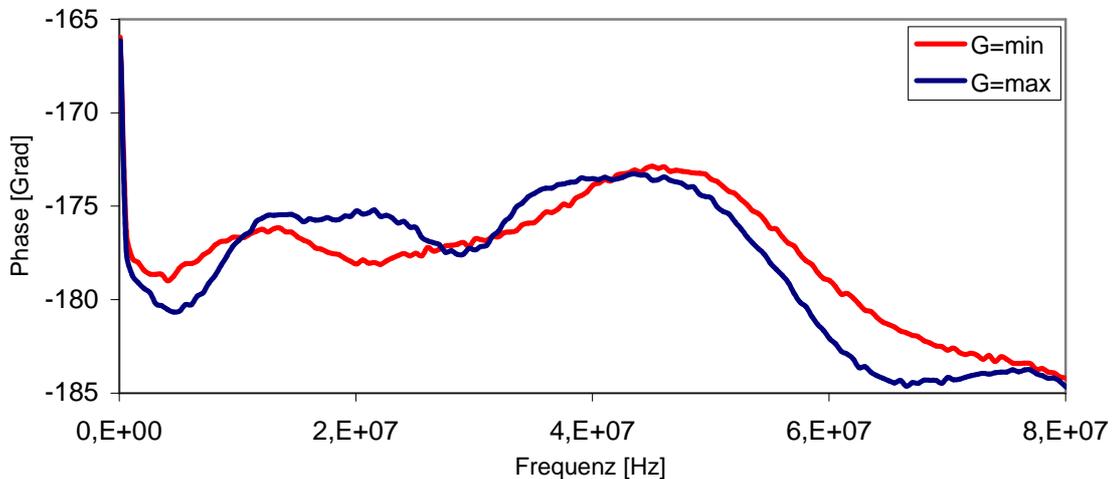


Abbildung 38: Phasengang des AR 150A100B Leistungsverstärkers.

### 4.3.3 Kicker

Die Aufgabe eines Kickers ist es, die Teilchen um einen bestimmten Winkel abzulenken. Im Falle eines transversalen FBS ist der Ablenkwinkel direkt proportional zur Strahlablage, die mit dem PU gemessen wird. Da im COSY-Ring kein freier Platz für den Einbau des Kickers zu Verfügung stand, musste dieser in ein Triplett eingebaut werden (Anhang C). Diese Anforderung beeinflusst stark das Design des Kickers. Die äußeren Maße sind durch den Polabstand in den Quadrupol- und Sextupolmagneten begrenzt (siehe Anhang C). Andererseits können die Elektroden nicht zu nahe am Strahl positioniert werden, da die Apertur der Vakuumkammer an dieser Stelle reduziert würde. Aus diesen Gründen wurde das CERN-Design gewählt (Abbildung 39).

Es handelt sich um einen *stripline*-Kicker, der im Differenz-Mode betrieben wird (Abbildung 30). In der Literatur wird er auch als *transmission-line* Kicker bezeichnet [85]. Ein Elektrodenpaar ist in horizontaler ( $x$ ) und das andere in vertikaler ( $y$ ) Richtung angeordnet, wodurch eine bessere Trennung zwischen beiden Ebenen im Vergleich zu einer um  $45^\circ$  Grad gedrehten Anordnung der Elektroden gewährleistet ist.

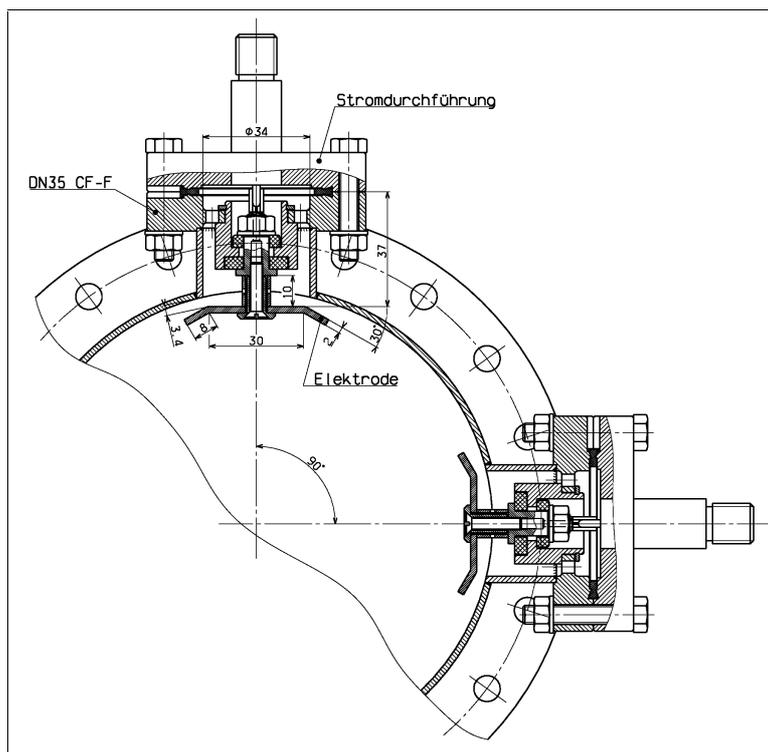


Abbildung 39: Elektrodenanordnung des Kickers. Nur zwei von vier Elektroden sind dargestellt.

Der Kicker zeichnet sich durch eine kombinierte magnetische und elektrische Wirkung auf die Teilchen aus [85]. Die mit dem MAFIA Programm [86] berechnete Verteilung des elektrisches Feldes ist in Abbildung 40 dargestellt [87]. Weitere Ergebnisse der MAFIA-Simulation sind im Anhang C aufgeführt. Für die Simulation wurde eine Anregung mit der festen Frequenz von 1 MHz verwendet. Die Felder zwischen der Elektrode und dem Außengehäuse sind nicht dargestellt.

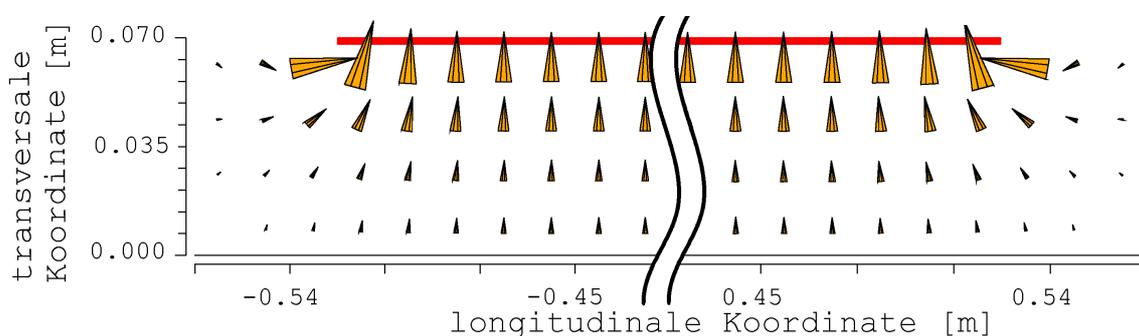


Abbildung 40: Elektrisches Feld im Strahlbereich. Die angesteuerte Elektrode ist in rot dargestellt. Der Ursprung der transversalen Koordinate befindet sich auf der Strahlachse. Die Pfeilgröße ist ein Maß für die elektrische Feldstärke.

Die Elektrodenimpedanz sowie der Abschlusswiderstand betragen  $50 \Omega$ . Daraus ergibt sich die Amplitude der Spannung  $U_{El}$  an den Elektroden im Betrieb

$$U_{El} = \sqrt{2} \sqrt{PR} = \sqrt{2} \sqrt{150W \cdot 50\Omega} \approx 122,5 V, \quad (70)$$

und die Amplitude des Stroms  $I_{El}$ , der durch jede Elektrode fließt

$$I_{El} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{P}{R}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 150W}{50\Omega}} \approx 2,5 A, \quad (71)$$

wobei  $P$  die Verstärkerleistung und  $R$  der Lastwiderstand sind.

Bei gegebenem Abstand zwischen zwei Elektroden  $d = 136 \text{ mm}$  lässt sich auch das elektrische Feld  $E_{El}$  zwischen zwei im Gegentakt betriebenen Elektroden berechnen:

$$E = \frac{2 \cdot U_{El}}{d} \approx 1,8 \cdot 10^3 \frac{V}{m}. \quad (72)$$

Für das magnetische Feld das zwischen zwei mit dem Strom  $I_{El}$  durchflossenen Elektroden entsteht, wobei die Ströme in entgegengesetzter Richtung fließen, gilt

$$H = \frac{2 \cdot I_{El}}{\pi d} = \frac{2 \cdot 2,5 A}{\pi \cdot 0,136 m} \approx 11,7 \frac{A}{m} \quad (73)$$

$$B = \mu_0 \mu_r H \approx 14,7 \mu T. \quad (74)$$

Damit können die elektrostatische  $\theta_E$  und magnetische  $\theta_B$  Ablenkung der Teilchen mit den Parametern  $\beta = 0,3$  und  $p = 296 \text{ MeV}/c$  berechnet werden, wobei die Kickerlänge  $l = 1 \text{ m}$  beträgt:

$$\theta_E \approx \frac{El}{\beta p} \approx 20,3 \mu rad \quad (75)$$

$$\theta_B = 0,3 \frac{Bl}{p} \approx 14 \mu rad. \quad (76)$$

Angenommen der Leistungsverstärker liefert  $150 \text{ W}$ , dann ergibt sich der maximal erreichbare Ablenkwinkel [85] zu:

$$\theta = \theta_E + \theta_B \approx 34 \mu\text{rad} . \quad (77)$$

Die elektrischen Eigenschaften des Kickers wurden mit Hilfe eines Teststandes (Abbildung 64 im Anhang C) gemessen. Zur Simulation des Teilchenstrahls wurde ein Draht im Kicker gespannt. Die Anordnung kann als eine Koaxialleitung mit dem Außenleiterdurchmesser  $D = 150 \text{ mm}$ , dem Innenleiterdurchmesser  $d = 1 \text{ mm}$ , dem Wellenwiderstand des freien Raums  $Z_0$  und dem Wellenwiderstand  $Z_L$

$$Z_L = \frac{Z_0}{2\pi} \ln \frac{D}{d} \quad (78)$$

betrachtet werden. Damit erhält man  $Z_L = 300,64 \Omega$ .

Abbildung 41 zeigt die Elektrodenimpedanz in Abhängigkeit von der Frequenz. Der Netzwerkanalysator misst den Streuparameter  $S_{11}$  und errechnet daraus die Impedanz, die nahe an  $50 \Omega$  liegt.

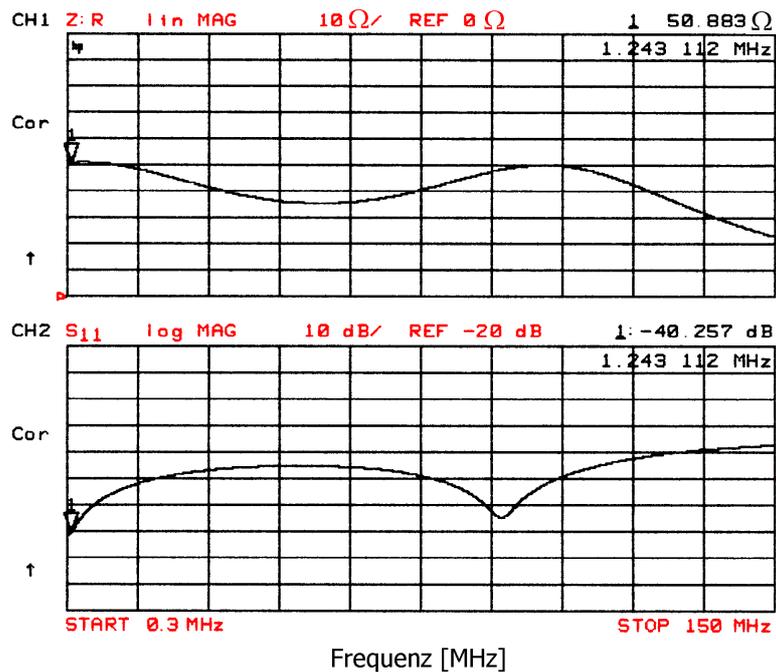


Abbildung 41: Elektrodenimpedanz (oben) und der  $S_{11}$  Parameter (unten) des Kickers.

Da die Ein/Ausgänge des HP 8753 C Netzwerkanalysators und des HP 85047 A S-Parameter Test Sets auf  $50 \Omega$  ausgelegt sind, müssen sie auf  $300 \Omega$  angepasst werden. Für diesen Zweck wurde ein passives Anpassungsglied gebaut.

Die nächste Messung charakterisiert die Strahl-Kicker-Wechselwirkung. Das Eingangssignal wurde in den Draht eingespeist und das Ausgangssignal der Elektrode entnommen, wobei die nicht verwendeten Anschlüsse mit dem charakteristischen Widerstand abgeschlossen wurden. Diese Messung spiegelt die Pick-up Eigenschaften des Kickers wieder, aus der man auch auf die eigentliche Kickerwirkung schließen kann, weil zwischen den beiden Eigenschaften ein eindeutiger Zusammenhang besteht. Abbildung 42 zeigt den Transmissions-Parameter  $S_{21}$  und die daraus berechnete Transmissions-Impedanz  $Z_T$ . Weitere Messungen am Kicker sind im Anhang C enthalten.

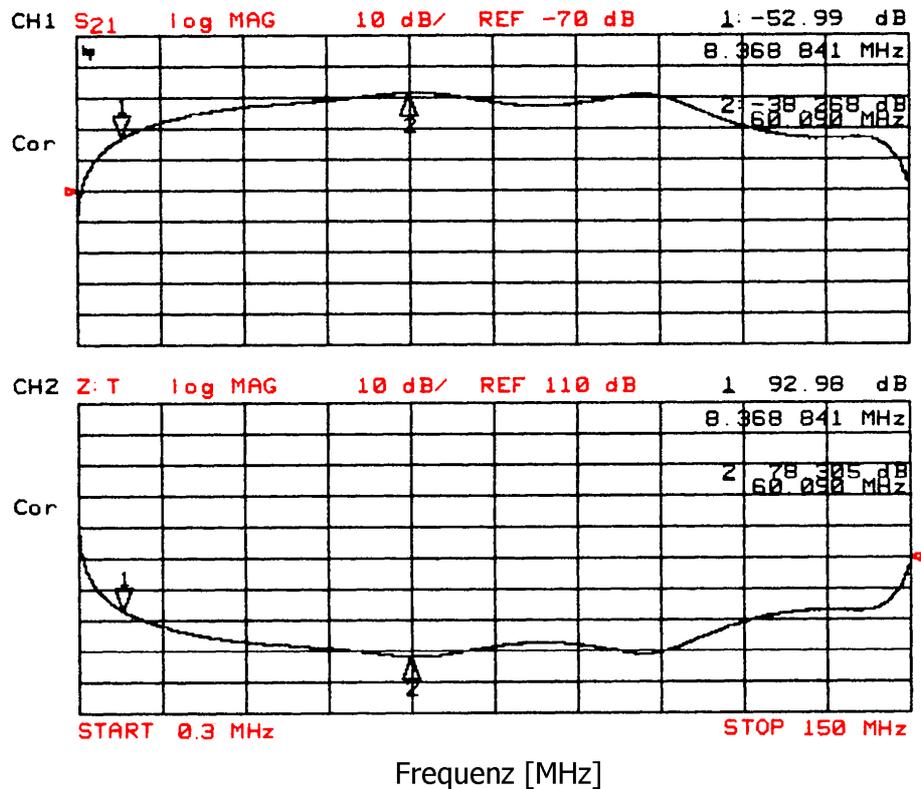


Abbildung 42:  $S_{21}$  - Parameter (oben) und die Transmissions-Impedanz (unten) des Kickers im Falle eines Einsatzes als Pick-up.

Die Auswahl der Einbauposition erfolgte nach der Berechnung der Betafunktion im Ring (Abbildung 43). Damit der Kicker effizient arbeitet, soll die Betafunktion an dieser Stelle möglichst groß sein.

Bei COSY ist die Anzahl möglicher Einbaustellen sehr begrenzt. Der Kicker wurde in den Quadrupol 2MQT20 (siehe Abbildung 65) bei 97,45 m eingebaut. Die Betafunktion beträgt in beiden Ebenen etwa 7 m (Abbildung 43). Wegen der großen

Betafunktion  $\beta_y = 15$  m und des optimalen Betatronphasenvorschubs von  $96^\circ$  wurde der BPM DPOS22V als PU für die vertikale Ebene ausgewählt.

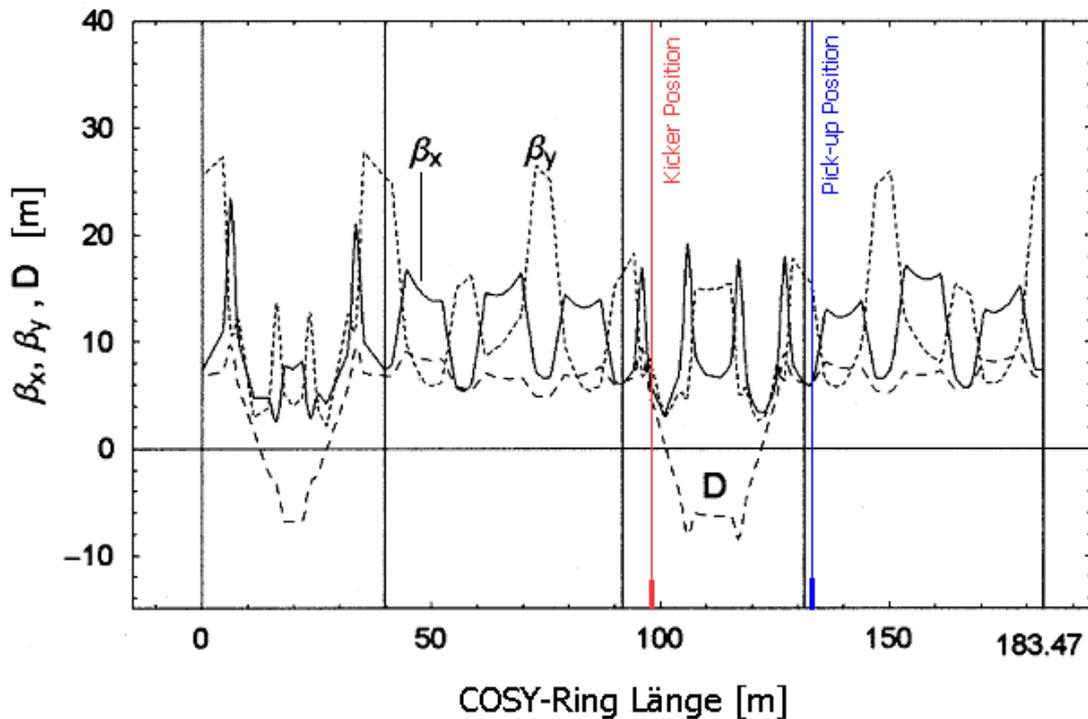


Abbildung 43: Betafunktionen und Dispersion im Ring bei Injektionsenergie für eine typische Maschineneinstellung mit eingeschaltetem E-Kühler, berechnet mit einem speziellen Latticemodell [36].

#### 4.4 Messung der Systemparameter

Abbildung 44 und Abbildung 45 zeigen den Amplituden- und Phasengang des gesamten FBS bei unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren  $G$  und  $g$  des AR150A100B Leistungsverstärkers und der BPM-Elektronik. Die Messung wurde mit einem Netzwerkanalysator des Typs 4396B der Firma Agilent durchgeführt. Das Signal wurde in den BPM-Vorverstärker eingespeist und dem 30 dB Dämpfungsglied, das als Abschlusswiderstand der Kicker-Elektrode eingesetzt war, wieder entnommen (siehe Abbildung 30). Damit spiegelt diese Messung das Verhalten aller elektronischen Komponenten des Systems im Frequenzbereich wider, einschließlich Kabel und Kicker-Elektrode. Wie man den Graphen in Abbildung 44 und Abbildung 45 entnehmen kann, bleibt die Amplitude von 100 kHz (untere Messgrenze des Netzwerkanalysators) bis 63 MHz nahezu konstant. Die Phasenfehler bleiben unter  $15^\circ$  bis 50 MHz und überschreiten die  $90^\circ$ -Grenze erst bei

Frequenzen höher 65 MHz. Fazit, das System entspricht den gestellten Anforderungen.

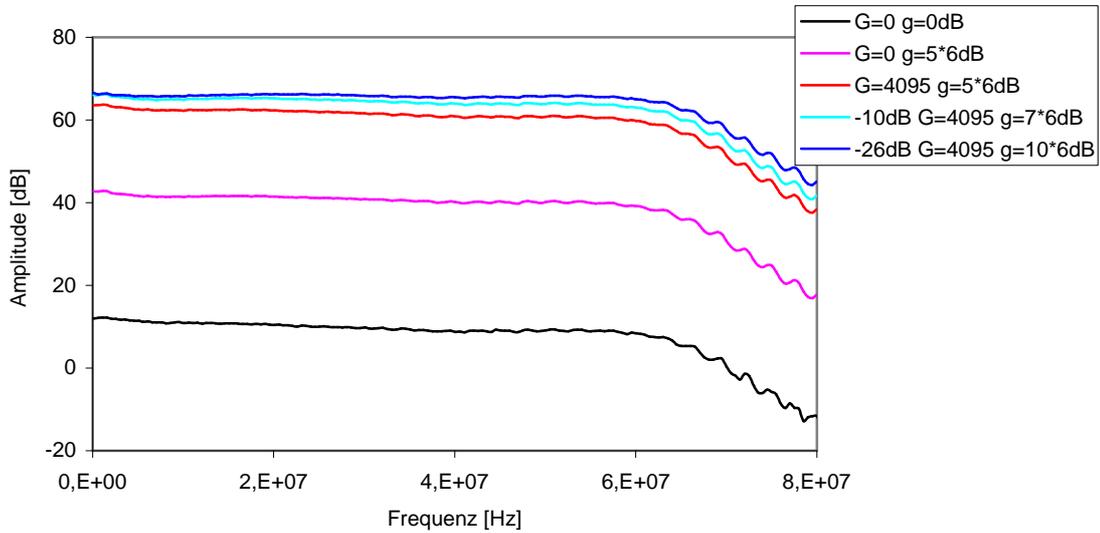


Abbildung 44: Übertragungsfunktion der Feedback Elektronik bei verschiedenen Verstärkungsfaktoren  $G$  (Leistungsverstärker) und  $g$  (BPM-Elektronik).

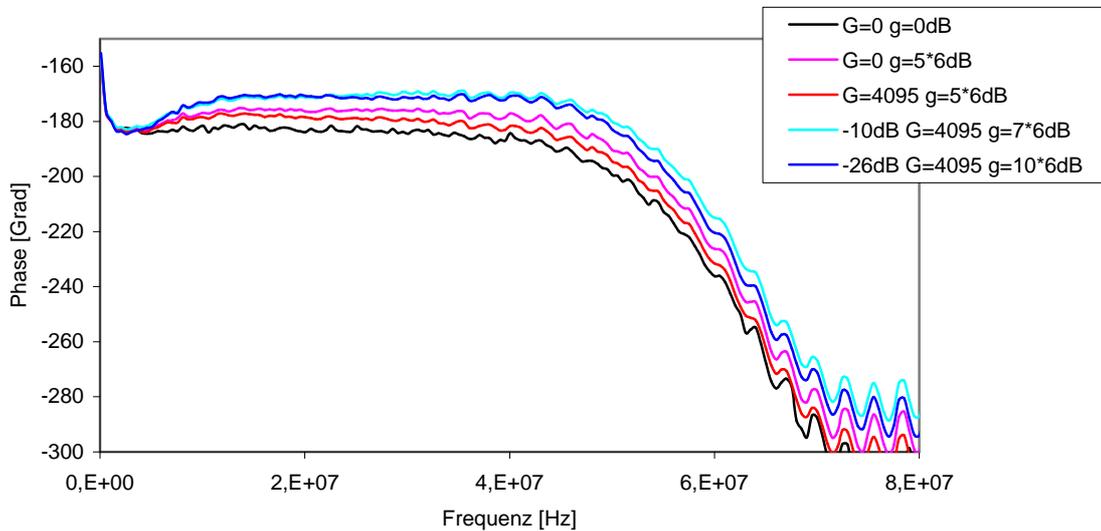


Abbildung 45: Phasengang der Feedback Elektronik bei verschiedenen Verstärkungsfaktoren. Verstärkungsfaktoren  $G$  (Leistungsverstärker) und  $g$  (BPM-Elektronik).

## 5 Anwendung des Feedback Systems

In diesem Kapitel werden die Feedback Experimente mit dem Protonenstrahl vorgestellt. Es werden die Vorteile für den Beschleunigerbetrieb beschrieben, die durch den Einsatz des transversalen Feedback Systems entstehen. Wesentliches Ergebnis ist der Intensitätsgewinn um einen Faktor 4 bei Mehrfachinjektion (*stacking*) des elektronegekühlten Protonenstrahls. Messungen im Zeit- und Frequenzbereich werden vorgestellt und diskutiert.

### 5.1 Dämpfung der Betatronseitenbänder

In Abbildung 46 ist das PU Signal des DPOS22V im Frequenzbereich dargestellt. Bei ausgeschaltetem FBS sind die vertikalen Betatronseitenbänder deutlich sichtbar. Unmittelbar nach dem Einschalten des Systems kann man die Betatronseitenbänder nicht mehr erkennen. Die Messung wurde mit einem Echtzeit-Signalanalysator [62] durchgeführt (siehe Abschnitt 3.2.1).

Der gleiche Einschaltvorgang ist auch in der Abbildung 47 zu sehen. Die Daten sind hier in Form von Spektren und Farbspektrogrammen dargestellt. Die blaue Farbe entspricht einem Schwellwert von 92 dBm. Diese Einstellung wurde für die bessere optische Erkennbarkeit des Spektrogramms vorgenommen.

Das Rauschen unterhalb 1,5 MHz in beiden Bildern wurde durch externe Störsignale verursacht, die von der Messleitung eingefangen wurden. Abbildung 48 zeigt das gleiche Signal ohne Strahl. Man sieht, das es keinerlei Zusammenhang zwischen dem Rauschen und dem Strahl besteht.

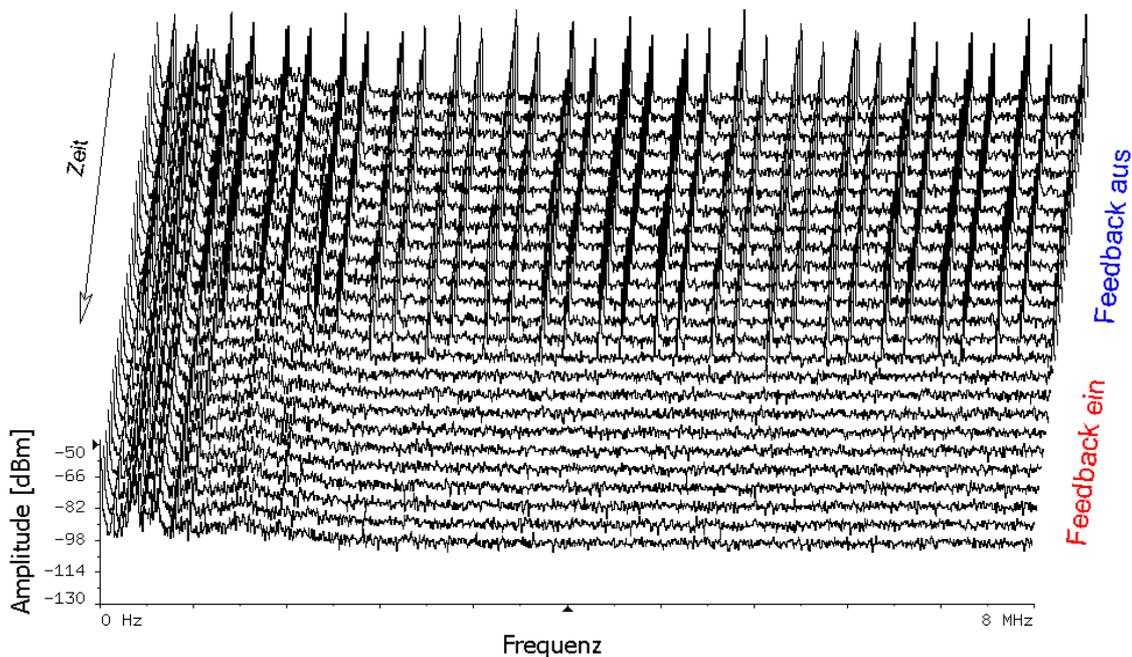


Abbildung 46: Wasserfallspektrum des vertikalen PU Signals vor und nach dem Einschalten des FBS. Vor dem Einschalten sind vertikale Betatronseitenbänder zu sehen, danach sind sie vollständig gedämpft. Das Rauschen bei niedrigen Frequenzen ist ein mit der Messleitung aufgenommenes Störsignal (siehe Abbildung 48).

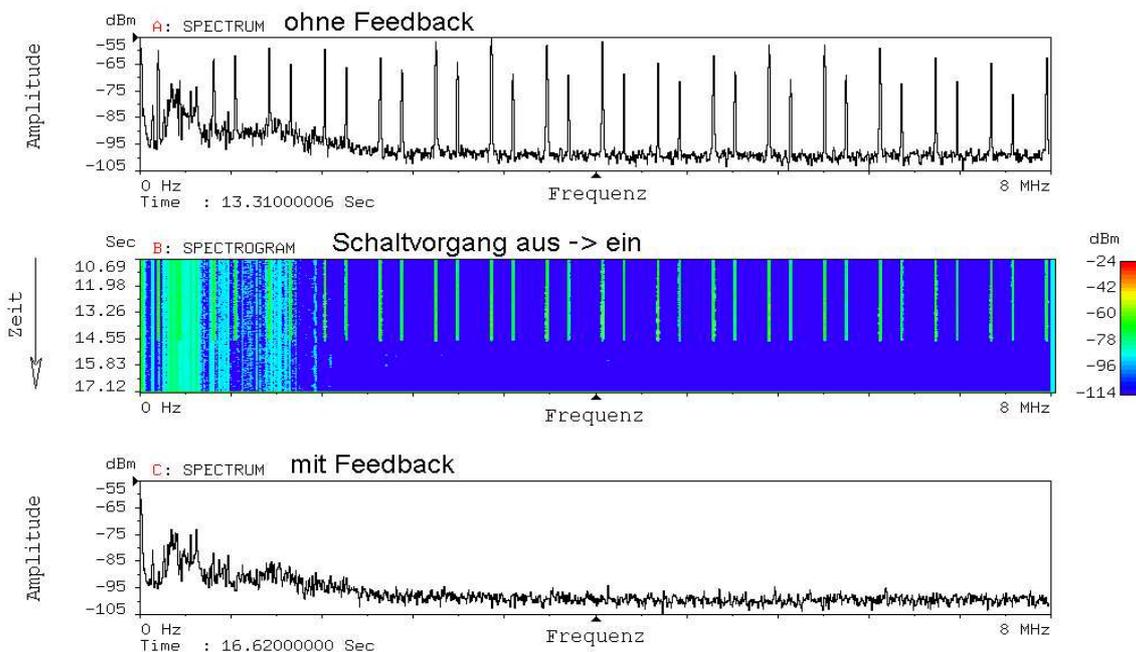


Abbildung 47: Einschalten des FBS. Feedback aus (A); Einschalten des Feedbacks (B); Feedback ein (C). Das Rauschen bei niedrigen Frequenzen ist ein mit der Messleitung aufgenommenes Störsignal (siehe Abbildung 48).

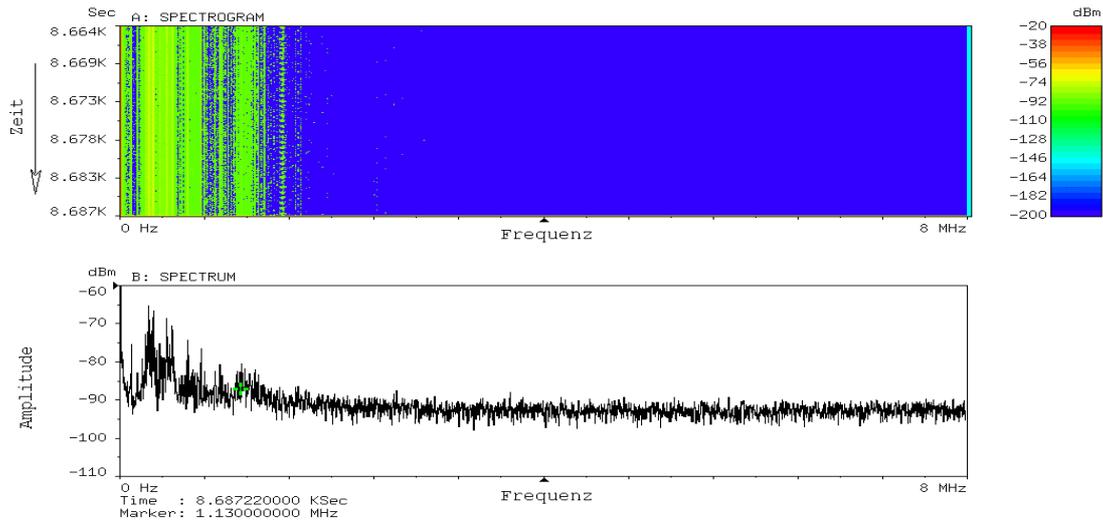


Abbildung 48: Externe Störsignale ohne Teilchenstrahl. Die Empfindlichkeit des Messgeräts wurde im Vergleich zu Abbildung 47 erhöht.

## 5.2 Auswirkungen auf die Strahlintensität

Die starken kohärenten Strahlverluste, wie sie in Kapitel 3 beschrieben sind, können mittels des Feedback Systems verhindert werden. In Abbildung 49 sind Strahlstrom und  $H^0$ -Zählrate dargestellt. Ohne Feedback tritt ein starker Strahlverlust nach zehn Sekunden Elektronenkühlung auf. Dies geschieht nicht mehr, wenn das Feedback eingeschaltet wird.

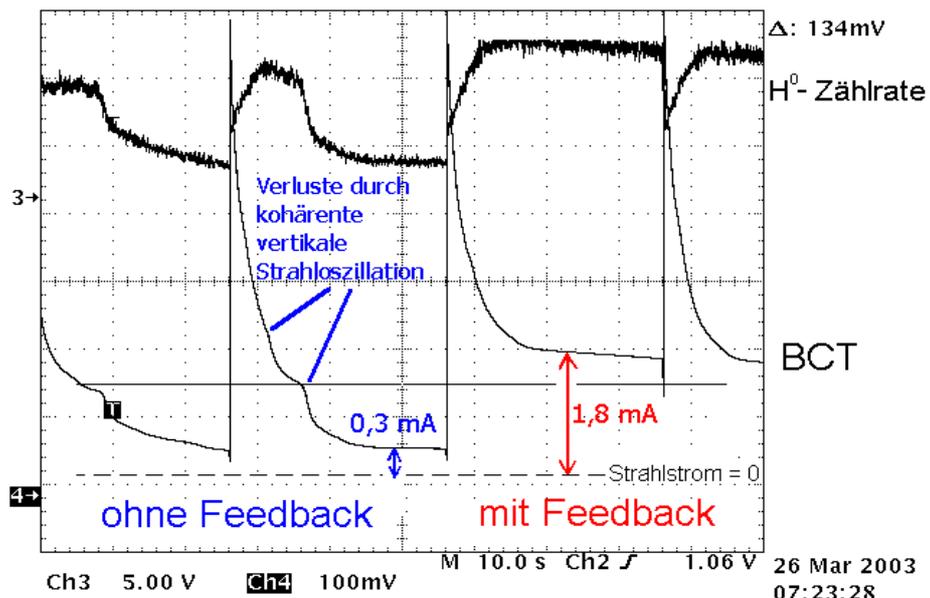


Abbildung 49: BCT-Signal ( $100\text{mV}$  entsprechen  $1\text{mA}$  Strahlstrom) und  $H^0$ -Signal ohne/mit Feedback. Das Bild stellt ein Zeitintervall von  $100\text{ s}$  dar.

Der Strahlstrom am Ende des Zyklus betrug in diesem Fall ohne Feedback 0,3 mA und mit eingeschaltetem FBS etwa 1,8 mA. Die Anfangsverluste in den ersten Sekunden der E-Kühlung [16] werden vom Feedback nicht beeinflusst, da deren Ursprung nicht kohärenter Natur ist. Abbildung 50 zeigt die Reaktion des Strahls auf eine kurze Abschaltung des FBS. Es erfolgten insgesamt vier Abschaltungen für etwa 0,5 s, 0,8 s, 1 s und 4 s. Man sieht, dass in den beiden ersten Fällen die vertikale Oszillation zwar sofort einsetzt, aber es zu keinem Strahlverlust kommt. Abschaltung für 1 s führt zu einem sehr geringen Verlust. Ein 70%iger Teilchenverlust resultiert aus der 4 s Pause. Bei 2,2 mA Strahlstrom (vor dem Verlust) beträgt die Verlustrate ungefähr  $300\mu\text{A}/\text{s}$ . Dieser Wert steigt drastisch je höher der Strahlstrom ist. Da das FBS bislang nur für die vertikale Ebene realisiert wurde, ist im horizontalen PU-Signal praktisch keine Wirkung zu sehen.

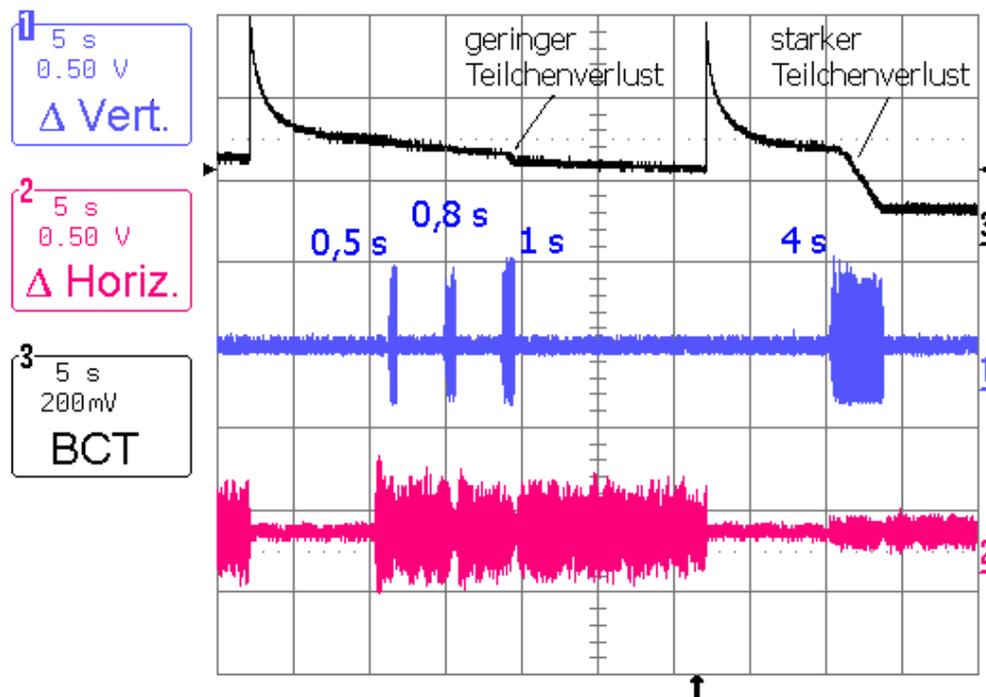


Abbildung 50: Verhalten des elektronengekühlten Strahls während kurzer Abschaltungen (0,5 s, 0,8 s, 1 s, 4 s) des Feedbacks. Dargestellt ist ein Zeitintervall von 50 s.

Maximale Intensität wurde erreicht, wenn während der Elektronenkühlung mehrfach neue Teilchen in den COSY-Ring injiziert wurden (Abbildung 51). Durch die Kühlung wird ein Teil des transversalen Phasenraums wieder frei, dies führt zu einer Intensitätserhöhung mit jeder neuen Injektion. Die Injektionen erfolgen alle 5 s. Nach 30 Injektionen erreichte der Strahlstrom die 8 mA Marke und blieb konstant. Verkürzung der Injektionsperiode auf 2 Sekunden steigerte den Strom um

etwa 1 mA. Der maximal erreichte Strahlstrom betrug 9,2 mA, entsprechend  $1,2 \cdot 10^{11}$  Protonen im Ring.

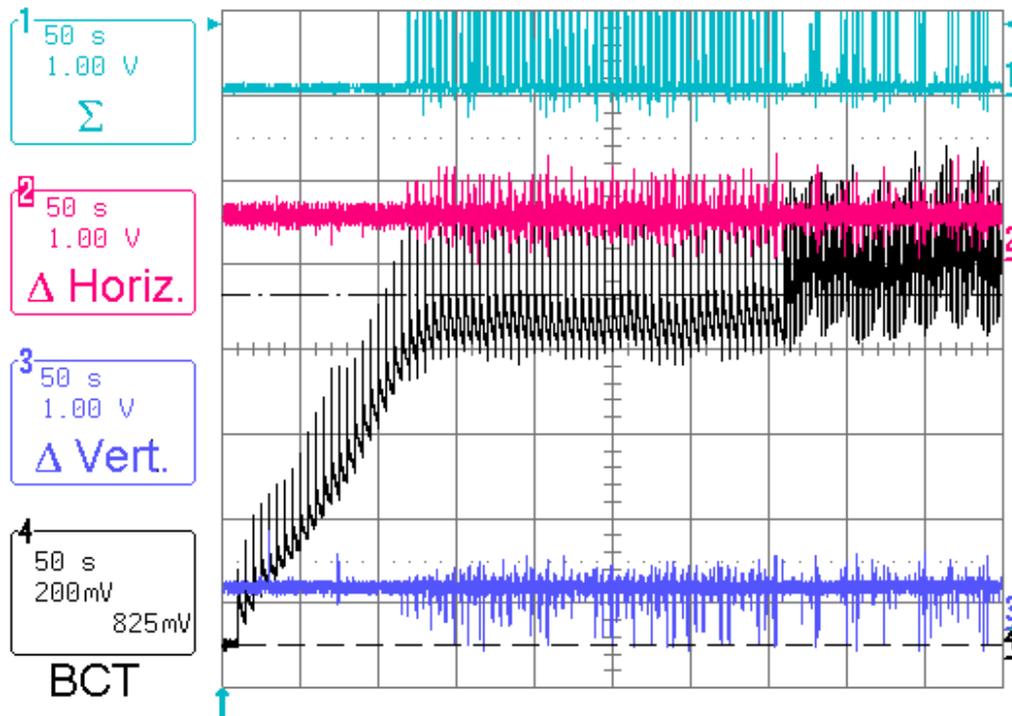


Abbildung 51: Stacking des Protonenstrahls. Injektion zunächst alle 5s, dann alle 2s (siehe BCT-Signal). Ein Zeitbereich von 500 s ist dargestellt.

Bei gekühlten Strahlen kommt die Kühlkraft nach einer gewissen Zeit mit Effekten wie *intra-beam scattering* und Streuung am Restgas ins Gleichgewicht. Wenn dies der Fall ist, steigt die Teilchendichte nicht mehr an. Das führt dazu, dass der Strahlquerschnitt mit jeder Injektion größer wird. Die Lebensdauer der Teilchen, die die Kühlersektion außerhalb des Elektronenstrahls passieren, ist sehr gering [88]. Mit der Annahme, dass keine weiteren Störfaktoren, z.B. Aperturbegrenzungen, im Spiel sind, ist die maximale Strahlintensität durch die Kühlkraft und den Elektronenstrahlquerschnitt gegeben. Große Summensignalamplituden in der Abbildung 51 und Abbildung 53 (obere Kurve) kommen wahrscheinlich durch Teilchenverluste zustande. Beide Beschleunigungsstrukturen waren während dieser Messungen „kurzgeschlossen“ [89] [67], daher erwartet man keine longitudinale Selbstanregung, wie es in dem der Abbildung 27 gezeigten Beispiel der Fall war.

### 5.3 Einfluss der Schleifenverzögerung

Wie bereits in dem Abschnitt 4.3.2.4 erwähnt, ist die Signalverzögerung ein sehr kritischer Parameter für die Effizienz des gesamten Feedback Systems. An dieser Stelle soll das experimentell untersucht werden. Der Betatronphasenfehler  $\Delta\varphi$  errechnet sich zu

$$\Delta\varphi = 2\pi f_0 \Delta t Q.$$

Mit  $f_0 = 488.3$  kHz und  $Q_y = 3,65$  entspricht ein Verzögerungsfehler von  $\Delta t = 50$  ns dem Phasenfehler von  $\Delta\varphi = 32^\circ$ . Kurve 2 in Abbildung 52 zeigt den Strahlstrom bei optimaler Einstellung der Verzögerung. Kurve 3 und 4 spiegeln das Strahlverhalten bei Verzögerungsfehlern von +50ns und -50 ns wider. Deutlich zu sehen ist ein sehr schneller Strahlverlust unmittelbar nach der Injektion und schlechte Lebensdauer bei zu großer Verzögerung (Kurve 3). In diesem Fall wird ein Teil des Teilchenstrahls durch das FBS vernichtet. Andererseits ist die Dämpfung unzureichend, wenn die Signalverzögerung zu klein ist.

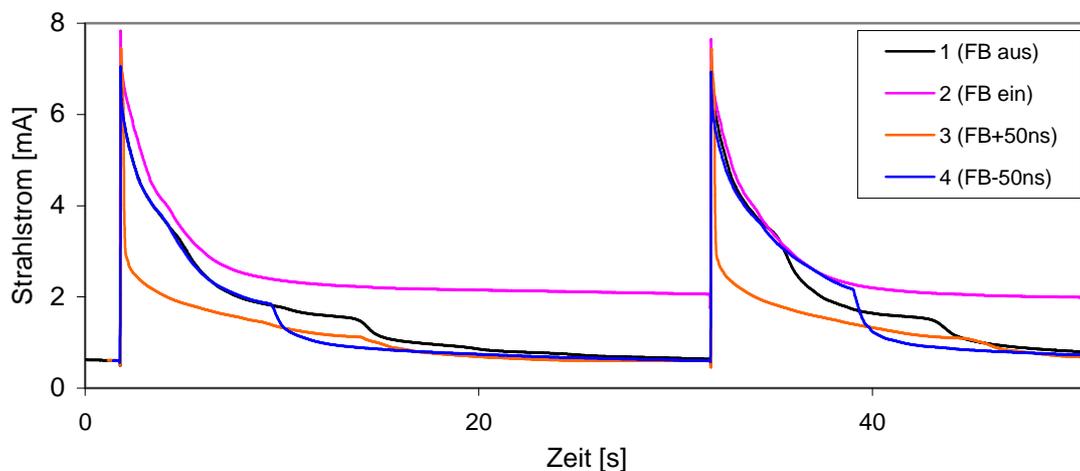


Abbildung 52: Einfluss der Signalverzögerung auf die Effizienz des FBS ( $G=4095$ ,  $DPOS22V-18dB$ ,  $t_{inj}=20ms$ ).

Dieses Experiment zeigt, dass ein verzögerungsbedingter Phasenfehler von  $30^\circ$  im FBS zum Ausfall des Systems oder sogar zu zusätzlichen Strahlverlusten führt.

## 5.4 Verstärkung der Feedbackschleife, Auswirkung auf den Strahl

Der Einfluss der Schleifenverstärkung wurde experimentell untersucht, in dem man diesen Wert schrittweise geändert hat und gleichzeitig die Delta- und Summensignale des PU (BPM) zusammen mit dem BCT-Signal mit Hilfe eines Oszilloskops gemessen hat. Um das Signal zu Rausch Verhältnis zu verbessern, wurde der *gain*  $G$  der Leistungsverstärker auf einen kleinen (siehe Anhang B) Wert ( $G=1000$ ) eingestellt. Die Änderung der Gesamtschleifenverstärkung erfolgte mit Hilfe der PU Elektronik in 6dB Schritten. In Abbildung 53 sind die PU- und BCT-Signale im Zeitbereich dargestellt.

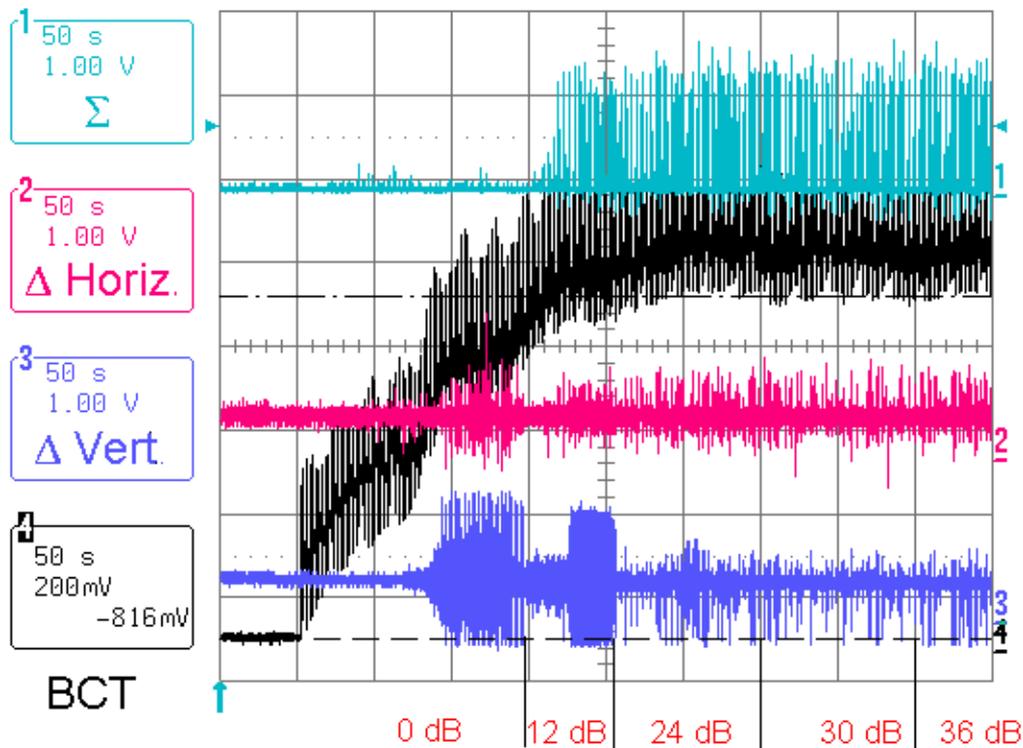


Abbildung 53: Effizienz des FBS bei unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren. Summensignal (1), horizontales- (2), vertikales Delta-Signal (3) und BCT-Signal (4). Ein Zeitbereich von 500 s ist dargestellt.

Die Markierung 0 dB – 36 dB bezeichnet den Verstärkungsfaktor  $g$  der BPM-Elektronik. Der Verstärkungsfaktor  $G$  des Leistungsverstärkers blieb während dieser Messung unverändert. Das *stacking* begann mit eingeschaltetem FBS. Nach etwa 80 s begann der Strahl vertikal zu oszillieren (langsames Wachstum der Schwingungsamplitude). Mit einer Erhöhung der Verstärkung um 12 dB gelang es die Amplitude

der Oszillation zu reduzieren. Bei etwa 8 mA Strahlstrom setzte die vertikale Strahloszillation erneut ein. Dieses Mal war die Anwachszeit deutlich kürzer. Eine weitere Erhöhung der Verstärkung um 12 dB half die Oszillation zu dämpfen. Die weitere Erhöhung der Schleifenverstärkung bewirkte keine wesentlichen Änderungen in den  $\Delta$ -Signalen sowie im BCT-Signal.

## 5.5 Strahlqualität

Die Fragen zur transversalen Strahlqualität lassen sich mit Hilfe der  $H^0$ -Strahlprofilmessungen beantworten. Diese Strahlprofile entstehen durch Nachweis der im E-Kühler durch Rekombination erzeugten neutralen Wasserstoffatome ( $H^0$ ) mit einer zweidimensionalen Vieldrahtkammer ( $H^0$ -Profilmonitor) nach dem ersten Dipolmagneten am Ende des Kühlerteleskops. Die gemessenen Profile entsprechen dem bereits gekühlten Teil des Strahls, da die Rekombination nur zwischen „kalten“ Protonen und Elektronen statt findet. Die Drähte in der Vieldrahtkammer (MWPC) [90] sind mit einem Abstand von 1 mm angeordnet. Der Konvention entsprechend [9] geben wir die Strahlemittanz an mit

$$\varepsilon_{2\sigma} = \frac{(2\sigma)^2}{\beta_{H^0}}, \quad (79)$$

wobei  $\sigma$  die Standardabweichung des  $H^0$ -Profils und  $\beta_{H^0}$  die Betafunktion des neutralen Strahls am  $H^0$ -Profilmonitor sind. Für eine aufrechte Phasenraumellipse am Entstehungsort der Neutralteilchen im E-Kühler ergibt sich nach der Drift  $L_D = 24,3$  m bis zum  $H^0$ -Profilmonitor

$$\beta_{H^0} = \beta_K + \frac{L_D^2}{\beta_K}, \quad (80)$$

mit  $\beta_K$  der Betafunktion am Ort des E-Kühlers [27]. Damit kann eine Aussage über Größe und Divergenz des gekühlten Protonenstrahls im E-Kühler gemacht werden. Dann errechnet sich die Strahldivergenz nach

$$z = \sqrt{\varepsilon_{2\sigma z} \beta_{Kz}} \quad z' = \sqrt{\frac{\varepsilon_{2\sigma z}}{\beta_{Kz}}}, \quad (81)$$

wobei für  $\xi$  die entsprechende transversale Koordinate  $x$  oder  $y$  einzusetzen ist. Die Abbildung 54 zeigt zwei Beispiele der bei 0,1 mA und 9,2 mA Strahlstrom gemessenen  $H^0$ -Strahlprofile, jeweils gefittet mit einer Gaußverteilung.

Die in der Abbildung 54 links gezeigten Strahlprofile entsprechen den kleinsten erreichten Werten für Strahlquerschnitt und Strahldivergenz. Horizontal ist die Strahldivergenz in diesem Fall 0,16 mrad, die vertikale 0,13 mrad, was sich einem theoretischen durch die Elektronentemperatur gegebenen Wert nähert (siehe Abschnitt 1.2).

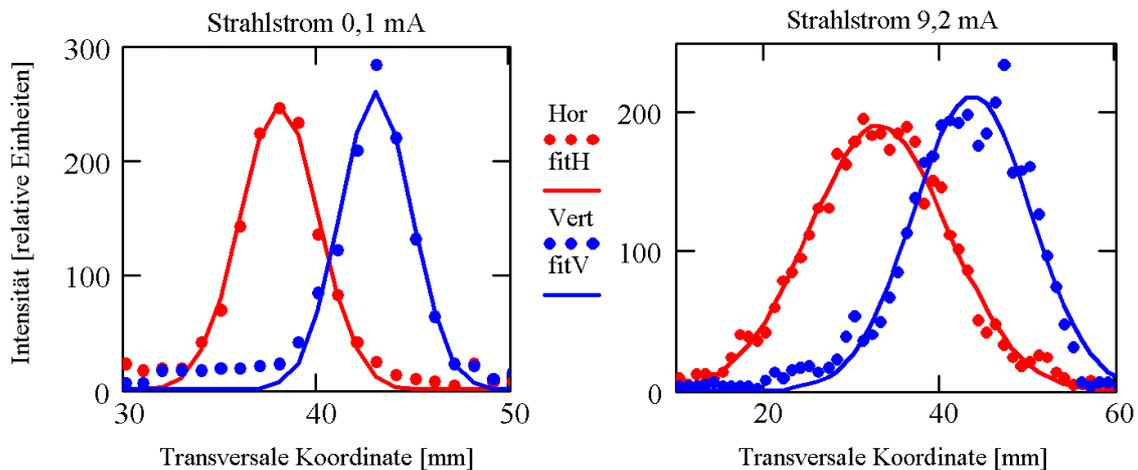


Abbildung 54: Gemessene horizontale (Hor) und vertikale (Vert)  $H^0$ -Strahlprofile bei 0,1 und 9,2 mA Protonenstrom mit Gauß-Fit.

Die Abbildung 55 zeigt die Standardabweichung der  $H^0$ -Strahlprofile und die mit (81) und (79) berechneten Emittanzen, Strahldurchmesser und Strahldivergenzen und in Abhängigkeit vom Strahlstrom. Bei Emittanz, Strahldurchmesser und Divergenz handelt es sich um  $2\sigma$ -Werte, die sich auf 95% des Strahls pro Ebene beziehen. Für die Rechnung nach (79) - (81) wurden folgende Parameter eingesetzt:  $\beta_{H^0_x} = 91$  m,  $\beta_{H^0_y} = 54$  m, für die Betafunktionen am Ort des E-Kühlers  $\beta_{Kx} = 7$  m,  $\beta_{Ky} = 15$  m (siehe Abbildung 43).

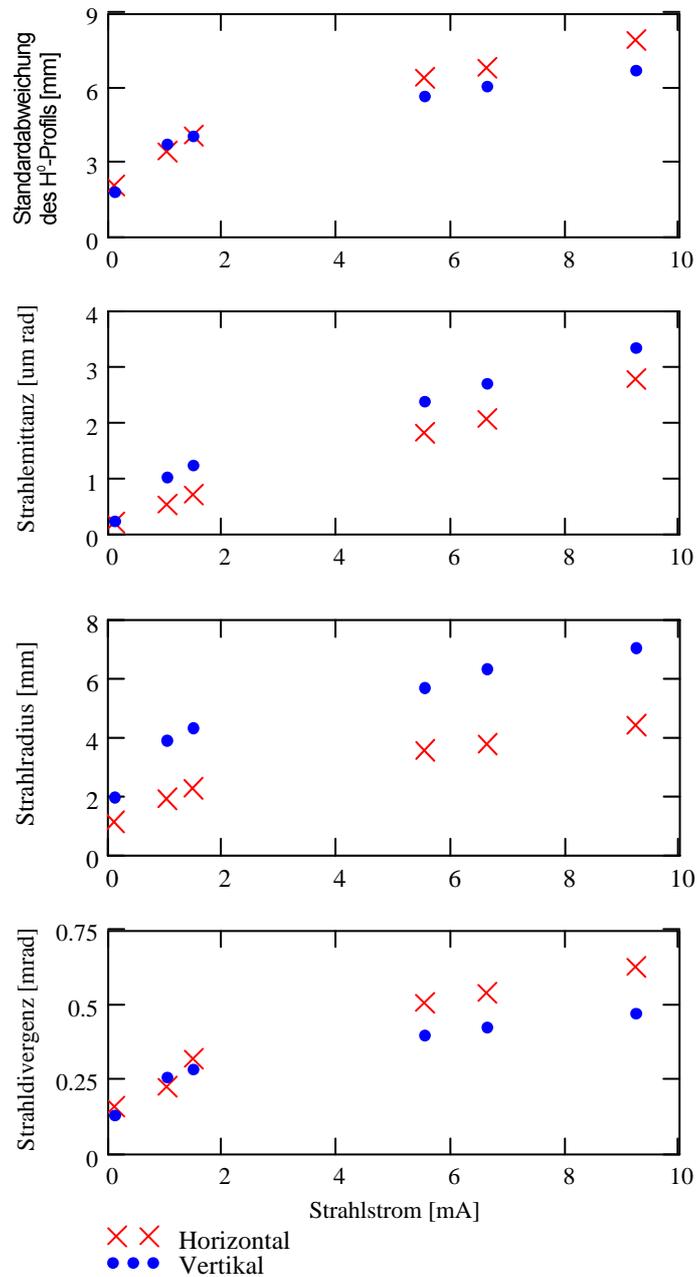


Abbildung 55: Standardabweichung des gemessenen  $H^0$ -Profils und die daraus resultierenden  $2\sigma$ -Werte für Emittanz, Strahldurchmesser und Strahldivergenz in Abhängigkeit vom Strahlstrom.

Der berechnete Strahldurchmesser zeigt, dass auch bei der höchsten Strahlintensität der Elektronenstrahl den Protonenstrahl voll überdeckt.

Die höheren Ströme wurden mittels mehrfacher Injektion (*stacking*) unter Verwendung des FBS erreicht. Da die Profile mit leicht unterschiedlichen Maschineneinstellungen aufgenommen wurden, kann kein quantitativer Vergleich durchgeführt werden. Allerdings gibt diese Messung das qualitative Strahlverhalten wieder. Strahldivergenz und Emittanz steigen mit zunehmendem Strahlstrom an. Die Divergenzen in beiden Ebenen kann man im Rahmen der Messgenauigkeit als etwa gleich groß betrachten, was man auch ausgehend von gleichen Elektronentemperaturen in beiden transversalen Ebenen erwartet. Die Unterschiede in den Emittanzen kommen durch die unterschiedlichen Werte der Betafunktion in der Kühlersektion zustande. Bisher konnten keine Hinweise auf einen negativen Einfluss des FBS auf die Strahlqualität gefunden werden. Das Einschalten des Systems bei stabilem elektronengekühltem Strahl geringer Intensität und bei ungekühltem Strahl hat zu keiner Veränderung im Strahlverhalten geführt.

## 6 Ausblick

Die zahlreiche Experimente haben gezeigt, dass die horizontale kohärente Strahloszillation nicht den entscheidenden Verlustmechanismus im gekühlten Strahl darstellt, dennoch führt sie zu langsamen Teilchenverlusten. Es ist wünschenswert das FBS auf die horizontale Ebene zu erweitern. Vorbereitende Arbeiten sind bereits angelaufen. Für die bessere Bedienbarkeit der beiden FBS werden sie in das COSY Kontrollsystem integriert.

Die BTF-Messungen in der horizontalen Ebene mit einem ungekühlten Protonenstrahl zeigten eine bessere Stabilität der *slow waves* gegenüber den *fast waves*. Die als Verschiebungsvektor berechnete Koppelimpedanz wies einen negativen Realteil auf. Einer der möglichen Erklärungen dieses Effekts kann die Kopplung zwischen beiden Ebenen sein (siehe Abschnitt 3.2.2). Die gleichzeitige Messung der Strahlantwort in beiden Ebenen bei Anregung in einer Ebene wird bei der Überprüfung dieser Erklärung helfen. Die Vergleichsmessungen bei unterschiedlichen Arbeitspunkten der Maschine würden mehr Klarheit verschaffen.

Die BTF-Messungen erwiesen sich als sehr zeitintensiv. Damit sie im großen Frequenzbereich schneller und zuverlässiger durchgeführt werden können, ist eine Automatisierung der Geräteeinstellung und der Datenerfassung notwendig. Eine online BTF-Messung ist ein mächtiges Diagnosemittel und kann bei der Optimierung der Maschineneinstellungen und weiteren Untersuchungen der Verlustmechanismen helfen.

Eine BTF-Messung mit dem elektronengekühlten Strahl ist für die nächste Elektronenkühler-Strahlzeit vorgesehen. Auch die experimentelle Untersuchung der Effizienz (Dämpfungsrate) des Feedback Systems mittels BTF und der Impedanz des Systems ist von großem Interesse. Beim Einsatz des transversalen Feedback Systems erwartet man eine Vergrößerung des stabilen Bereichs in dem transversalen Stabilitätsdiagramms. Das ist insbesondere für die *slow waves* bei kleinen Harmonischenzahlen notwendig.

Die Strombegrenzung von 9,2 mA des gekühlten Strahls nach mehrfacher Injektion (*stacking*) erfordert weitere Untersuchungen. Eine der möglichen Ursachen ist die

vertikale Akzeptanz der Maschine in Verbindung mit der begrenzten Kühlkraft des Elektronenkühlers. Die Abschätzung der inkohärenten Arbeitspunktverschiebung nach (54) liefert  $\Delta Q_{inc} = 0,16$  für 9,2 mA Strahlstrom, was zu Teilchenverlusten bei der halbzahligen Resonanz führen kann.

Während der Kühlerexperimente hat sich eine Abhängigkeit des erreichbaren Strahlstroms nach mehrfacher Injektion von den Injektionsparametern ergeben. Eine systematische Untersuchung der Instabilitätsschwelle in Abhängigkeit vom Arbeitspunkt wird zum besseren Verständnis des instabilen Strahlverhaltens in COSY beitragen. Mittels solcher Untersuchungen wäre es möglich, einen tieferen Einblick in die Kopplungseffekte zu gewinnen.

Zur Zeit steht für die Strahlprofilmessungen bei hoher Intensität nur der H<sup>0</sup>-Monitor zur Verfügung. Die mit dieser Methode gemessenen Strahlprofile entsprechen nur dem gekühlten Teil des Strahls. Eine Erweiterung des Restgasmotors für Profilmessungen bei hohen Strahlintensitäten und die Entwicklung nicht strahlstörender Methoden zur Strahlprofilmessung in einzelnen Umläufen sind empfehlenswert.

# Zusammenfassung

Die mit Hilfe der modernen Teilchenbeschleuniger durchgeführten Präzisionsexperimente im Bereich der Mittelenergiephysik erfordern neben einer hohen Strahlintensität eine sehr gute Strahlqualität, d.h. kleine transversale Emittanzen und eine kleine Impulsbreite. Aus diesem Grund kommt in COSY ein Elektronenkühler zur Ionenstrahlpräparation nach der *stripping*-Injektion zum Einsatz. Die dabei entstehende hohe Phasenraumdicke des Ionenstrahls macht ihn für Instabilitäten, die zu Teilchenverlusten führen, anfällig.

Ziel dieser Arbeit ist es, die kohärenten Instabilitäten und die damit verbundenen Verlustmechanismen des Ionenstrahls zu untersuchen und auf dieser Grundlage strahlstabilisierende Maßnahmen zur Erhöhung der Strahlintensität unter Erhalt der kleinen Emittanzen zu erarbeiten.

Mit der *stripping*-Injektion wird der COSY-Ring bis zur Akzeptanzgrenze gefüllt. Die resultierenden Emittanzen des *dc*-Ionenstrahls (*coasting beam*) sind daher sehr groß. Bei Einsatz des Elektronenkühlers werden starke Strahlverluste beobachtet, deren Ursache in zwei unterschiedlichen Mechanismen zu suchen sind. In den ersten Sekunden des Kühlvorgangs ist bei COSY der Ionenstrahlquerschnitt noch größer als der Elektronenstrahlquerschnitt. Nach derzeitiger Erkenntnis ist das nichtlineare elektrische Feld außerhalb des Elektronenstrahls verantwortlich für die Anregung von Resonanzen, die zu Strahlverlusten inkohärenter Natur führen. Mit fortschreitender Kühlung bildet sich im Ionenstrahl ein Kern hoher Phasenraumdicke aus, der dann transversal kohärent oszilliert und weitere Teilchenverluste verursacht. Die Strahlintensität sinkt dadurch weiter ab und begrenzt die am Ende des Kühlvorgangs zur Beschleunigung verfügbare Teilchenzahl.

Die Hauptursachen für die kohärente Instabilität sind die während der Elektronenkühlung stark anwachsende Raumladungsimpedanz und die schwach werdende Landau-Dämpfung. Nach wenigen Sekunden Kühlung erreicht die Raumladungsimpedanz solche Werte, dass die Landau-Dämpfung nicht mehr in der Lage ist, den Strahl stabil zu halten. In diesem Fall wächst die Amplitude der kohärenten

Betatronoszillation insbesondere in der vertikalen Ebene so stark an, dass es zu erheblichen Strahlverlusten kommt.

Die Analyse der möglichen Gegenmaßnahmen zeigt, dass mit ionenoptischen Methoden zur Unterstützung der Landau-Dämpfung keine entscheidende Verbesserung möglich ist. Aus diesem Grund wurde ein vertikales Feedback System aufgebaut und in Betrieb genommen, womit die kohärenten Instabilitäten ohne Eingriff in die Maschinenoptik effektiv gedämpft werden können.

Mit dem Einsatz dieses Systems bei COSY wurde eine reproduzierbare Dämpfung der vertikalen kohärenten Strahloszillationen und als Folge dessen eine wesentliche Erhöhung der Strahlintensität bei kleinen Emittanzen erzielt. Bisher wurde ein Intensitätsgewinn um mindestens einen Faktor vier und in einzelnen Fällen einen Faktor sechs erreicht. Der maximale Stromwert für einen elektronengekühlten *dc*-Protonenstrahl, betrug 9,2 mA entsprechend  $1,2 \cdot 10^{11}$  Teilchen im Ring. Dieser Stromwert wurde mittels vieler aufeinanderfolgender Injektionen (*stacking*) erreicht.

Mit diesem Verfahren, das zur Strahlakkumulierung längere Zeit benötigt, stehen für interne Experimente mit langen *flat top* Zeiten Strahlen höherer *brightness* zur Verfügung.

Experimente am extrahierten Strahl, die wegen der geforderten Winkelauflösung kleinste Strahldurchmesser bei gleichzeitig kleinster Emittanz benötigen, werden durch die Elektronenkühlung effizienter. Der Intensitätsgewinn durch das transversale Feedback System eröffnet zusätzlich neue Möglichkeiten zur Untersuchung von Reaktionen mit kleinen Wirkungsquerschnitten.

Da die in COSY eingesetzte Ionenquelle für polarisierte Teilchen geringere Intensitäten liefert, ist das *stacking* im transversalen Phasenraum mit Hilfe der Elektronenkühlung unter Einsatz des transversalen Feedback System vor der Beschleunigung für Experimente mit polarisierten Teilchen besonders attraktiv.



## Anhang B

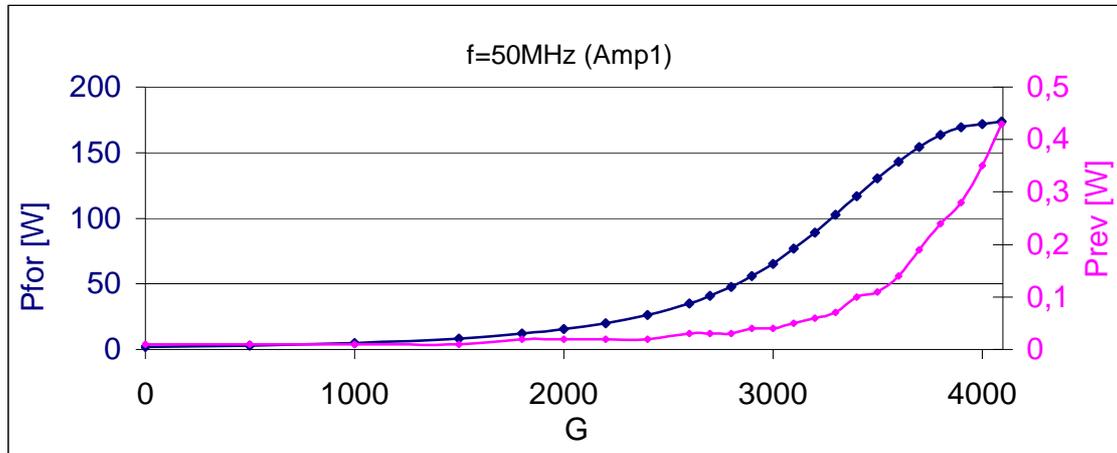


Abbildung 57: Vorlauf- ( $P_{for}$ ) und Rücklaufleistung ( $P_{rev}$ ) des an den Kicker angeschlossenen Leistungsverstärkers in Abhängigkeit von dem Verstärkungsfaktor  $G$  bei fester Frequenz ( $f = 50$  MHz).

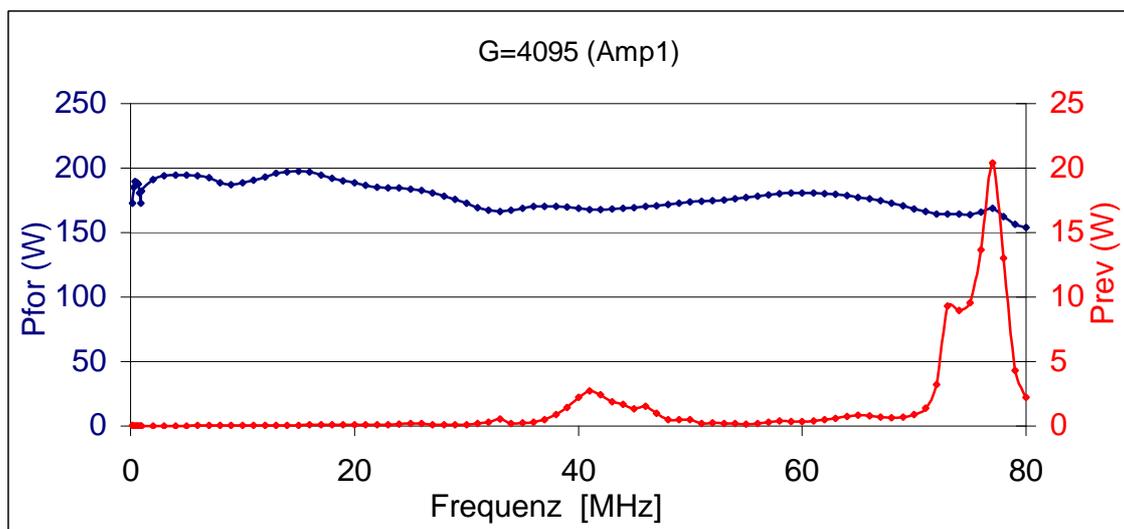


Abbildung 58: Vorlauf- ( $P_{for}$ ) und Rücklaufleistung ( $P_{rev}$ ) des an den Kicker angeschlossenen Leistungsverstärkers in Abhängigkeit von der Frequenz bei maximalem Verstärkungsfaktor ( $G = 4095$ ).

RATED POWER OUTPUT	150 watts
INPUT FOR RATED OUPUT	1.0 milliwatt maximum
POWER OUTPUT @ 3db COMPRESSION	
Nominal	220 watts
Minimum	180 watts
POWER OUPUT @ 1db COMPRESSION	
Nominal	155 watts
Minimum	125 watts
FLATNESS	$\pm 1.5$ dB maximum
FREQUENCY RESPONSE	10 kHz - 100 MHz instantaneously
GAIN	52 dB minimum
GAIN ADJUSTMENT RANGE	18 dB minimum
HARMONIC DISTORTION	Minus 20 dBc maximum at 125 watts
COOLING	Forced air (self contained fans)

*Tabelle 4: Parameter des Leistungsverstärkers AR 150A100B.*

## Anhang C

Simulation der Feldverteilungen im Kicker mit dem MAFIA Programm. Der Kicker wird mit einer Frequenz von 1 MHz angesteuert. Die Felder zwischen der Elektrode und dem Außengehäuse sind nicht dargestellt.

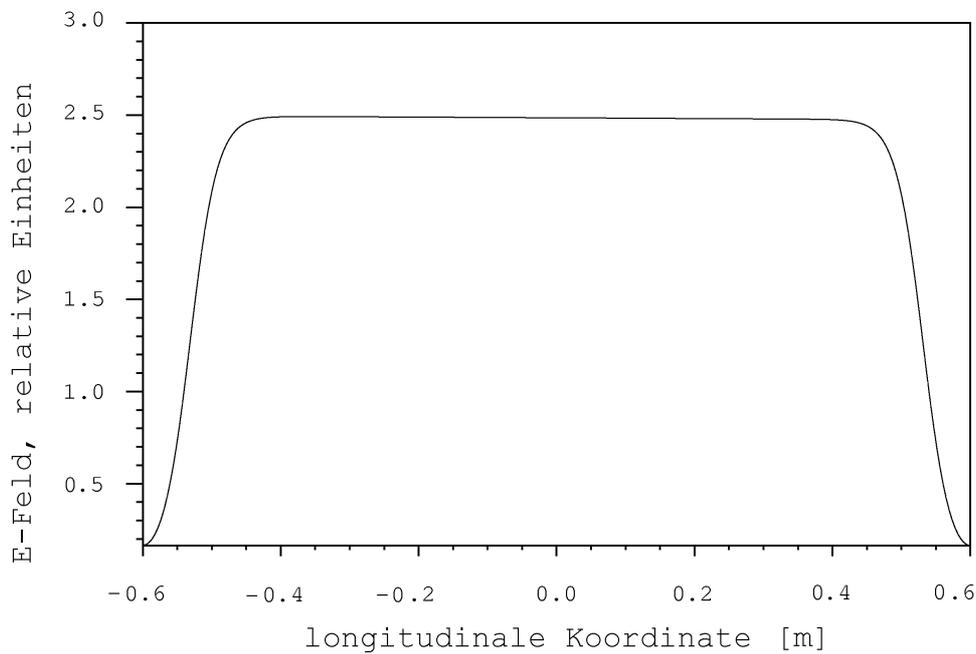


Abbildung 59: Elektrisches Feld,  $y$ -Komponente.

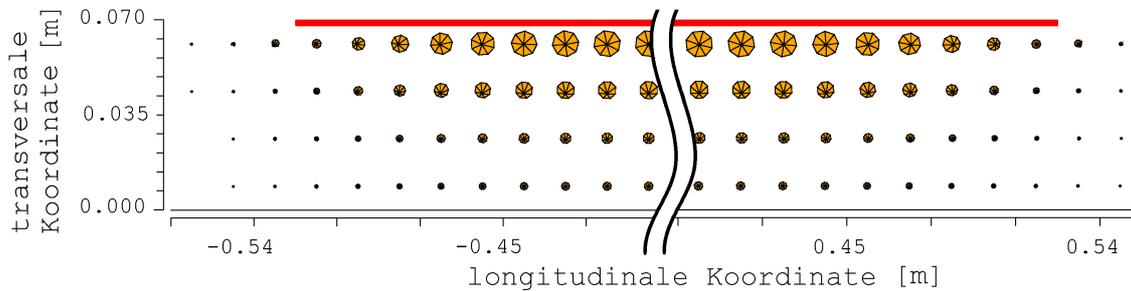


Abbildung 60: Magnetisches Feld im Strahlbereich. Die angesteuerte Elektrode ist in rot dargestellt. Der Ursprung der transversalen Koordinate befindet sich auf der Strahlachse. Die Pfeilgröße ist ein Maß für die magnetische Induktion.

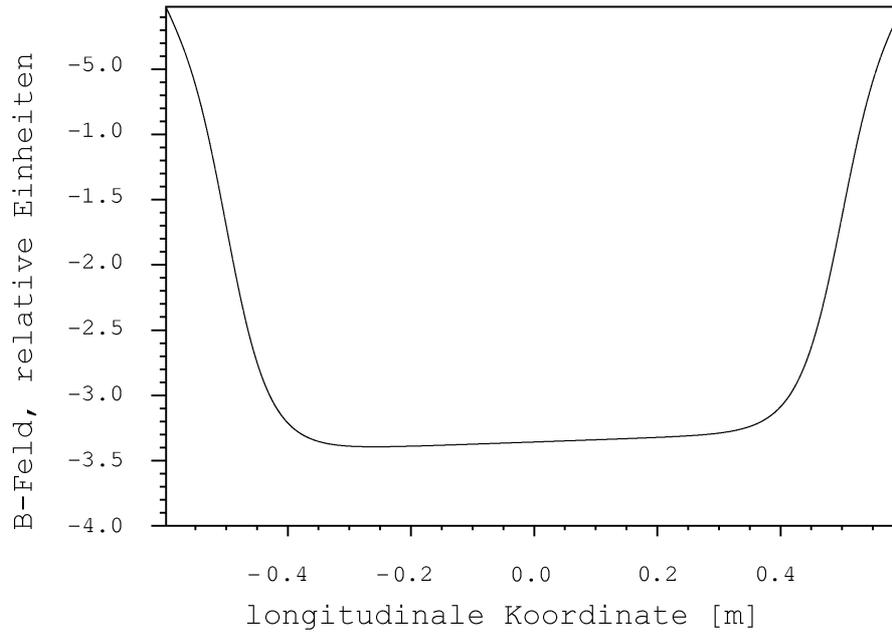


Abbildung 61: Magnetisches Feld,  $x$ -Komponente.

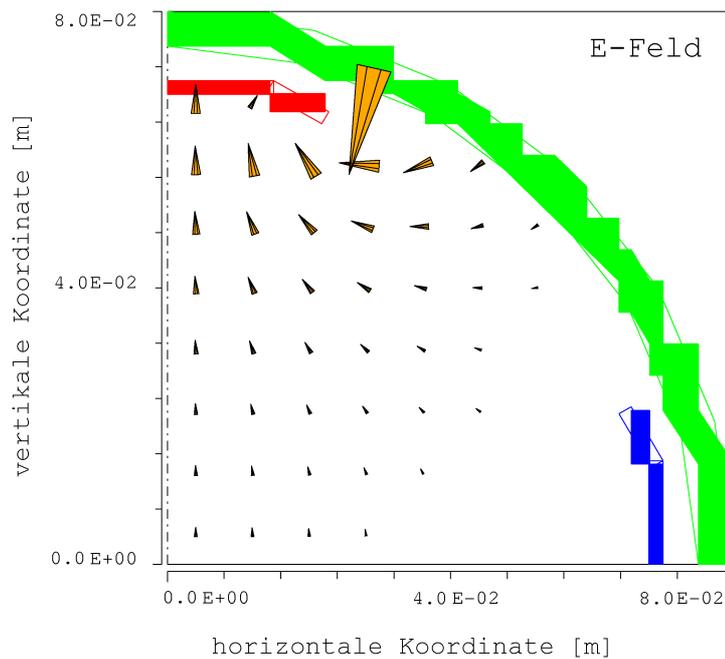


Abbildung 62: Elektrisches Feld im Strahlbereich, 2D-Verteilung. Gezeigt ist ein Viertel des Kickerquerschnittes. Die angesteuerte Elektrode ist in rot dargestellt. Der Ursprung der transversalen Koordinate befindet sich auf der Strahlachse. Die Pfeilgröße ist ein Maß für die elektrische Feldstärke.

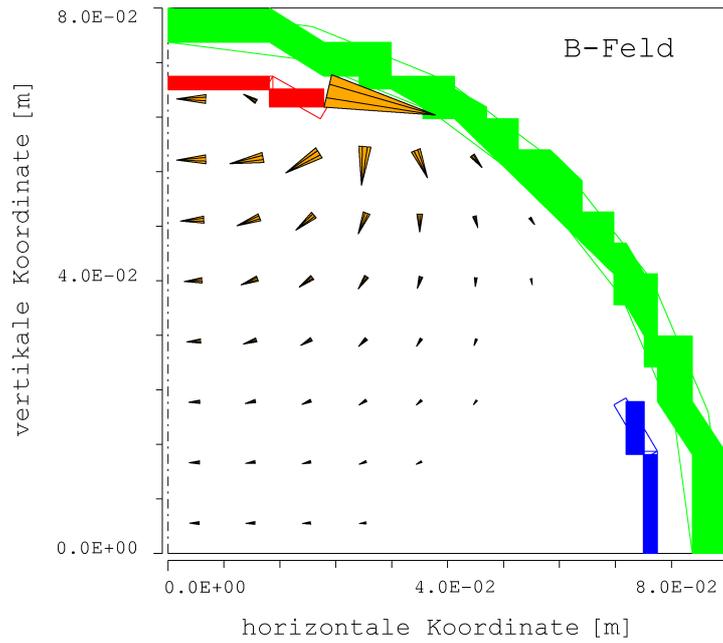


Abbildung 63: Magnetisches Feld im Strahlbereich, 2D-Verteilung. Gezeigt ist ein Viertel des Kickerquerschnittes. Die angesteuerte Elektrode ist in rot dargestellt. Der Ursprung der transversalen Koordinate befindet sich auf der Strahlachse. Die Pfeilgröße ist ein Maß für die magnetische Feldstärke.

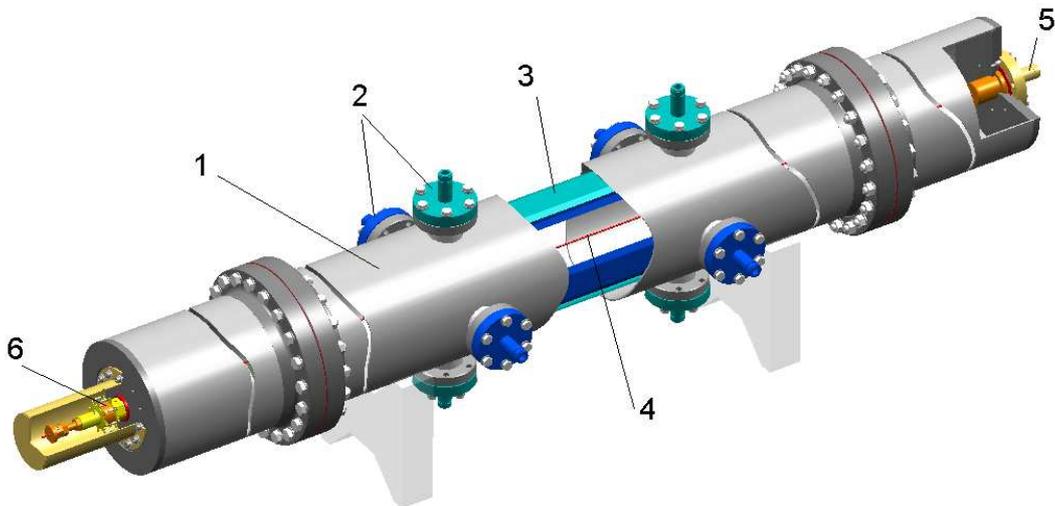


Abbildung 64: Kickerteststand. Vakuumkammer (1), Vakuumdurchführungen (2), Kickerelektroden (3), Draht (4), Signalanschluss (5), Abschlusswiderstände (6).

# Feedback-Elektrode

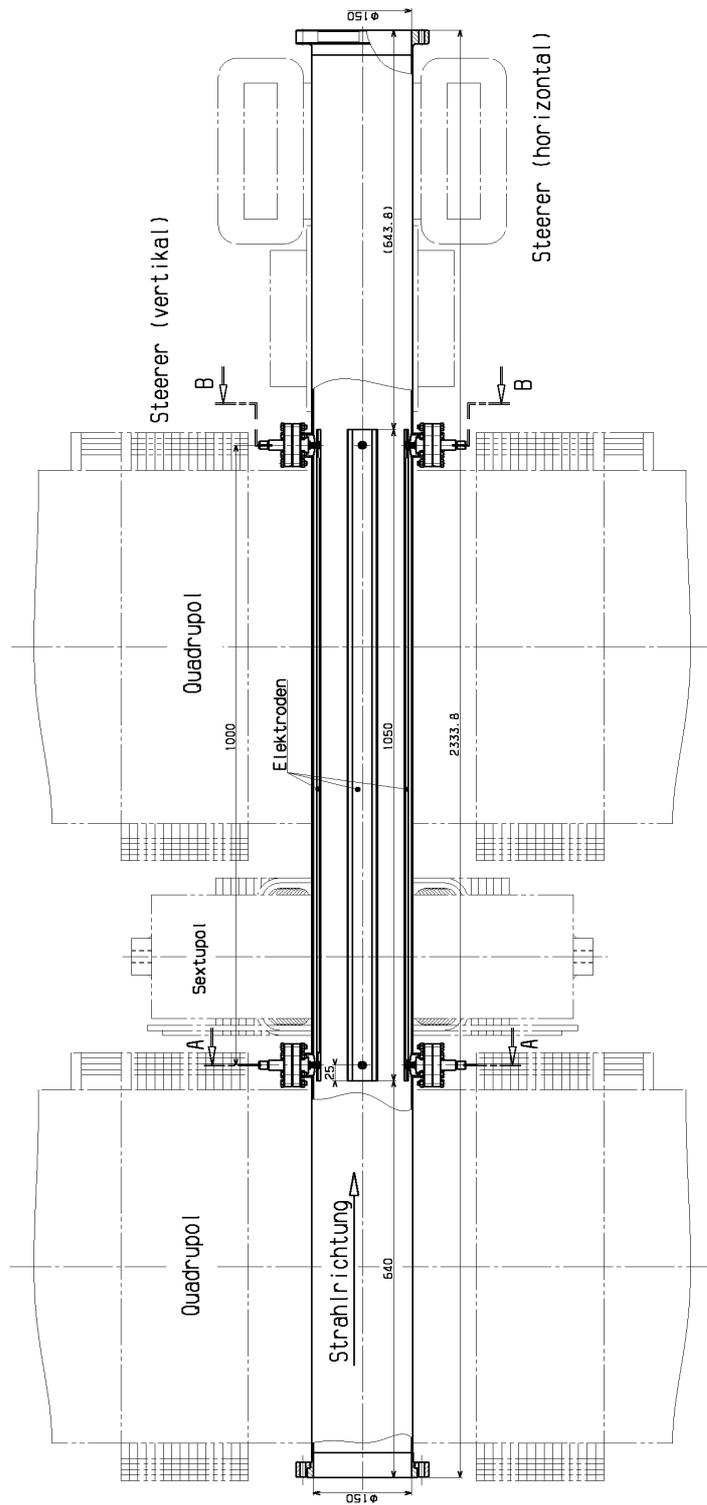


Abbildung 65: Eingebauter Kicker.

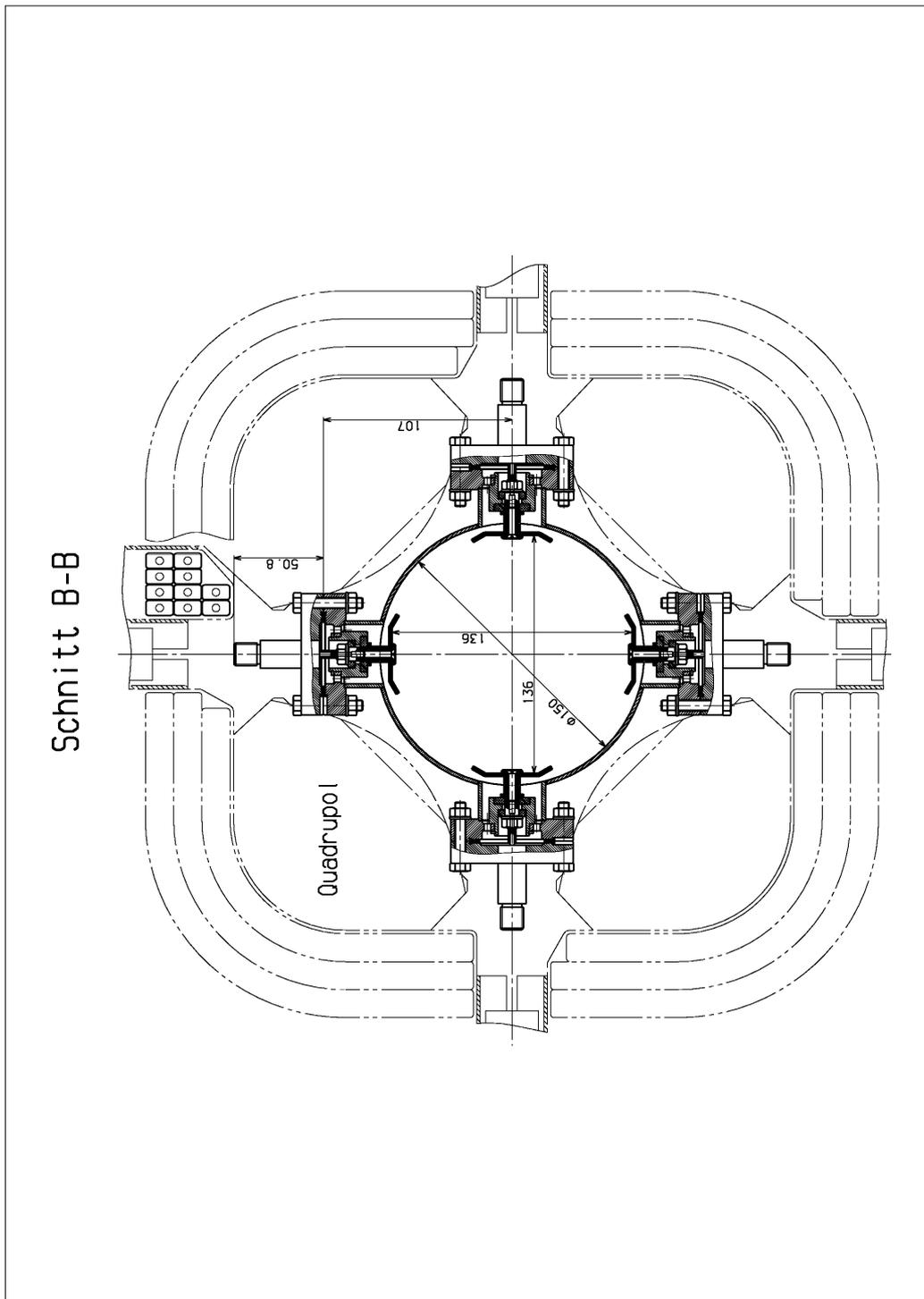


Abbildung 66: Eingebauter Kicker, Schnitt B-B (siehe Abbildung 65).

## Literaturverzeichnis

- [1] R. Maier, U. Bechstedt, J. Dietrich, S. Martin, D. Prasuhn, A. Schnase, H. Schneider, H. Stockhorst and R. Tölle, Cooler synchrotron COSY, Nuclear Physics A, Volume 626, Issues 1-2, 17 November 1997, Pages 395c-403c
- [2] W. Bräutigam, H. Beuscher, R. Brings, H.G. Böge, R. Maier, M. Rogge, P. Wucherer, Commissioning of the Injector Complex of COSY-Jülich, XIII Int. Conf. on Cyclotrons and Their Applications, Vancouver, Canada, July 1992
- [3] A. Lehrach, L.H.A. Leunissen, H.J. Stein, R. Maier, Tuning of the COSY Telescopes, IKP Ann. Rep. 1996
- [4] S. Barsov, U. Bechstedt, W. Bothe, N. Bongers, G. Borchert, W. Borgs, W. Bräutigam, M. Büscher, W. Cassing, V. Chernyshev et al., ANKE, a new facility for medium energy hadron physics at COSY-Jülich, NIM A 462 (2001) 364–381
- [5] R. Barna, V. Bollini, A. Bubak, A. Budzanowski, D. De Pasquale, D. Filges, S. V. Förtsch, F. Goldenbaum, A. Heczko, H. Hodde et al., PISA - an Experiment for fragment spectroscopy measurement at the internal beam of COSY, accepted in NIM 2003
- [6] D. Prasuhn, R. Maier, U. Bechstedt, J. Dietrich, U. Hacker, S. Martin, H. Stockhorst, R. Tölle, D. Grzonka, C. Nake and F. Mosel, First internal and external experiments at COSY Juelich, NIM A362 (1995) 16-19
- [7] S. Brauksiepe, D. Grzonka, K. Kilian, W. Oelert, E. Roderburg, M. Rook, T. Sefzick, P. Turek, M. Wolke, U. Bechstedt et al., COSY-11, an internal experimental facility for threshold measurements, NIM A376 (1996) 397-410
- [8] R. Maier, D. Prasuhn, H.J. Stein, J.-D. Witt, Acceleration of a cooled proton beam in COSY, IKP Ann. Rep. 1995
- [9] E. Wilson, Transverse beam dynamics, CAS 1984, CERN 85-19
- [10] P.J. Bryant, K. Johnsen, The principles of circular accelerators and storage rings, Cambridge University Press 1993

- [11] G.I. Budker, *Atomnaya Energia* 22, 346 (1967); Proc. Int. Symp. on Electron and Positron Storage Rings, Saclay, 1966 (Presses Universitaires de France, 1967)
- [12] G.I. Budker et al., Proc. 4th All-Union Conf. on Charged Particle Accelerators Vol. 2, Nauka, Moscow, 1975; Part. Accel. 7, 1976; *Atomnaya Energiya* 40 1976
- [13] D. Möhl, Stochastic Cooling, CAS 16-27 Sept. 1985, CERN 87-03, Vol. II
- [14] I.N. Meshkov, Electron cooling – first 30 years and thereafter, NIM A391, 1997
- [15] V.V. Parkhomchuk, A.N. Skrinsky, *Fiz. Elem. Chastits At. Yadra* 12, 1981
- [16] H.J. Stein K. Fan, J. Dietrich, V. Kamerdzhev, R. Maier, D. Prasuhn, H. Stockhorst, I.N. Meshkov, A.O. Sidorin, V.V. Parkhomchuk, Present performance of electron cooling at COSY- Jülich, to be published in the proceedings of RUPAC 2002, Obninsk
- [17] D. Prasuhn, V. Derissen, R. Maier, U. Pfister, W. Schwab, U. Schwarz, M. Sedlacek, K. Sobotta, H.J. Stein, J. Wimmer, J. Witt, A. Zmuloh, Technical features and final electron beam tests of the COSY electron cooler and first proton beam cooling, in proceedings of the Workshop on Beam Cooling and Related Topics, Montreux 1993, CERN Report 94-03, 1994
- [18] A. Piwinski, Intra-beam scattering, CAS 16-27 Sept., CERN 87-03 Vol. 1
- [19] S.D. Holmes, Low energy aspects of circular accelerators, frontiers of particle beams: intensity limitations, US-CAS, USA, 7-14 Nov. 1990
- [20] L.J. Laslett, On intensity limitations imposed by space-charge effects in circular particle accelerators, BNL-Report 7534, 324-67
- [21] A.V. Fedotov, Effect of boundary conditions at the walls of a beam pipe on present SNS space-charge simulations, BNL/SNS Technical Note No. 078, June 1, 2000
- [22] B.W. Zotter, Coherent Q-shift of a relativistic particle beam in metallic vacuum chamber, CERN ISR-TH/72-8
- [23] B.W. Zotter, Image fields of an off-center particle beam in an elliptic vacuum chamber, CERN ISR-TH/74-11
- [24] D. Boussard, Schottky noise and beam transfer function diagnostics, CAS 16-27 Sept., CERN 87-03, Vol. 2
- [25] J.L. Laclare, Bunched Beam Coherent Instabilities, CERN 87-03

- [26] J.L. Laclare, Coasting beam longitudinal coherent instabilities, CERN 94-01, Vol 1
- [27] K. Wille, Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen, Teubner, 1996
- [28] J. Gareyte, Observation and correction of instabilities in circular accelerators, CERN SL/91-09 (AP)
- [29] J.L. Laclare, Coasting beam transversal coherent instabilities, CERN 94-01, Vol. 1
- [30] A. Hofmann, Transverse instabilities head-tail effect, CAS-2001
- [31] V.G. Vaccaro, L. Palumbo, Wake fields, impedances and Green's funktion, CERN 87-03, Vol. 1
- [32] H.G. Hereward, Landau damping, CERN 87-03
- [33] H. Stockhorst, FZ-Jülich, IKP, private Mitteilung
- [34] A.W. Chao, M. Tigner, Handbook of accelerator physics and engineering, edited by World Scientific 1998
- [35] G. Rumolo, Theory of transverse instabilities of coasting beams in accelerator rings. Application to SIS, 27 February 1998
- [36] H.J. Stein, FZ-Jülich, IKP, private Mitteilung
- [37] A. Lehrach, Erarbeitung und Umsetzung eines Konzepts zur Beschleunigung polarisierter Protonen im Kühlersynchrotron COSY, Doktorarbeit, Universität Bonn, 1998
- [38] J. Gareyte, Impedances: measurements and calculations for non-symmetric structures, Proc. EPAC-2002
- [39] S.S. Kurennoy, Using a ceramic chamber in kicker magnets, Proc. PAC-1993
- [40] U. Blell, Measurement of the kicker coupling impedances in the SIS and ESR at GSI, Proc. PAC-1997
- [41] F. Caspers, T. Scholz, Resonator method for impedance determination, Particle Accelerators, 1995, Vol. 50, pp. 125-132
- [42] V.V. Parkhomchuk, D. Pestrikov, Proceedings of the Workshop on Beam Cooling and Related Topics, Geneva, CERN 94-03, p. 327
- [43] V.V. Parchomchuk, Proceedings of the Workshop on Beam Cooling, Dubna, 1998
- [44] A.V. Burov, Proceedings of Workshop on Beam Cooling and Related Topics, Geneva, CERN 94-03, p. 230

- [45] P.R. Zenkevich, A.E. Bolshakov, Influence of electron cooler on dipole ion oscillations in high-current storage ring, NIM A 441 (2000)
- [46] E. Wilson, Non-linearities and resonances, CAS 1984, CERN 85-19
- [47] D. Möhl, On Landau damping of dipole modes by non-linear space charge and octupols, Particle Accelerators, 1995, Vol. 50
- [48] Wen-Hao Cheng, Andrew M. Sessler, and Jonathan S. Wurtele, Increase of the transverse strong head-tail stability threshold by an alternating chromaticity, Proc. PAC 1997
- [49] D.V. Pestrikov, Vlasov equation and Landau damping, Proc. of the Joint US-CERN-JAPAN-RUSSIA Accelerator School, St. Petersburg and Moscow, 1-14 July 2000
- [50] D. Boussard, Cures of instabilities, CERN 95-06, 22 Nov. 1995, Vol. I
- [51] M. Chanel, U. Oeftiger, Results from beam transfer function measurements at the low-energy antiproton ring (LEAR), CERN/PS 93-44 (AR)
- [52] U. Schaaf, K. Beckert, D. Budicin, H. Eickhoff, B. Franzke, I. Hofmann, G. Kalisch, F. Nolden, P. Spädtke, M. Steck, Impedances and instability studies at the ESR, Proc. EPAC-1992
- [53] J. Bossert, M. Chanel, R. Ley, D. Möhl, U. Oeftiger, G. Tranquille, Electron cooling and beam instability studies at LEAR, CERN/PS 92-45 (AR)
- [54] K. Hübner, V.G. Vaccarro, Dispersion relations and stability of coasting particle beams, CERN-ISR-TH/70-44, 1970
- [55] U. Oeftiger, Measurement of beam properties and beam environment in LEAR and COSY using RF excitation methods, Doktorarbeit, FZ-Juelich 1994, Jül-2977, ISSN 0944-2952
- [56] I.N. Meshkov, J. Dietrich, V. Kamerzhiev, R. Maier, V.V. Parkhomchuk, D. Prasuhn, A. Sidorin, H.J. Stein, H. Stockhorst, J.-D. Witt, Observation of instabilities of electron cooled proton beams, IKP Ann. Rep. 2001
- [57] J.-D. Witt, J. Bojowald, Beam current transformer tests, IKP Ann. Rep. 1993
- [58] A. Sidorin, Erzeugung intensiver Ionenstrahlen in Speicheringen mit Umladungsinjektion und Elektronenkühlung, Doktorarbeit (in Russisch), Dubna 2003
- [59] J. Dietrich, FZ-Jülich, IKP, private Mitteilung
- [60] J. Dietrich, J. Bojowald, V. Kamerzhiev, I. Mohos, Recent beam diagnostic developments at COSY Juelich, Proc. of the PAC-2001, Chicago

- [61] J. Bojowald, J. Dietrich, Considerations for the design of a new Schottky-pickup, IKP Ann. Rep. 1998
- [62] A. Schnase, J. Dietrich, F.-J. Etzkorn, R. Maier, H. Stockhorst, VXI-based realtime vectoranalyser with embedded RISK-workstation, IKP Ann. Rep. 1997
- [63] J. Bojowald, K. Bongardt, J. Dietrich, R. Maier, H. Stockhorst, Stripline unit, IKP Ann. Rep. 1991
- [64] J. Bojowald, K. Bongardt, J. Dietrich, H. Labus, G. Lürken, R. Maier, H. Stockhorst Beam position monitors, IKP Ann. Rep. 1991
- [65] F. Caspers, M. Chanel, U. Oeftiger, A novel method of noise suppression in beam transfer function measurements, proc. PAC-1993
- [66] D. Prasuhn, FZ-Jülich, IKP, private Mitteilung
- [67] F.-J. Etzkorn, M. Böhnke, A. Schnase, H. Stockhorst, Timing controlled short-circuit at the acceleration gap of the COSY-cavity, IKP Ann. Rep. 1997
- [68] V. Kamerdzhev, J. Dietrich, R. Maier, I.N. Meshkov, I. Mohos, D. Prasuhn, A. Sidorin, H.J. Stein, H. Stockhorst, Instability phenomena of electron-cooled ion beams at COSY, eingereicht für die Publikation in NIM
- [69] L.H.A. Leunissen, R. Tölle, C. Haberbosch, R. Maier, Chromaticity correction, IKP Ann. Rep. 1997
- [70] L. Vos, Damping of coherent oscillations, NIM A 391 (1997)
- [71] F. Pedersen, Feedback systems, CERN PS/90-49 (AR)
- [72] R. Rojko, New concepts for the transverse beam stability in the high current heavy ion synchrotrons, Doktorarbeit, TU Darmstadt 2000
- [73] S. Myers, Stabilisation of fast head-tail instability by feedback, proc. Workshop on Impedance and Current Limitations, Grenoble, 1988
- [74] W. Chou, J. Peterson, Issues of the transverse feedback systems design at the SSC, proc. PAC 1993
- [75] M.M. Karliner, Theory of a feedback to cure transverse mode coupling instability, Budker INP 2001-37
- [76] MAD manual
- [77] R. Tölle, FZ-Jülich, IKP, private Mitteilung

- [78] J. Biri, M. Blasovszky, J. Bojowald, J. Dietrich, J. Gigler, U. Hacker, R. Maier, I. Mohos, K. Somlai, Zs. Zarandi, Beam Position Monitor Electronics at the Cooler Synchrotron COSY-JÜLICH, Proc. of REAL-TIME Conf., Vancouver, 1993 (RT'93) and IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 41, 1994
- [79] BPMeP Vorverstärker, technische Dokumentation, KFKI-MSzKI, 1992
- [80] BPMeA analoge Elektronik, technische Dokumentation, KFKI-MSzKI, 1992
- [81] I. Mohos, FZ-Jülich, IKP, private Mitteilung
- [82] L. Søby, CERN, AB, private Mitteilung
- [83] U. Blell, GSI, private Mitteilung
- [84] 150A100B operating and service manual, Amplifier Reserch
- [85] J.L. Gonzalez, Correction des instabilités transversales des faisceaux de protons de haute densité, dans l'accélérateur PS, CERN/PS 93-17 (BD)
- [86] H. Wolter et al., Broadband Calculation of Scattering Parameters in the Time Domain. IEEE Trans. on Magnetics, Vol. 30, No. 5, 1994
- [87] R. Eichhorn, FZ-Jülich, IKP, private Mitteilung
- [88] A. Simonsson, Simulations of electron heating, TSL-Note 93-09
- [89] M. Böhnke, F.-J. Etzkorn, S. Papureanu, A. Schnase, H. Stockhorst, Status and development of RF-systems at COSY, IKP Ann. Rep. 1995
- [90] J. Dietrich, N. Dolfus, H. Labus, Beam profile measurements in the COSY extraction beamline, IKP Ann. Rep. 1993

# Danksagung

Diese Arbeit wäre nicht möglich ohne die Hilfe und die freundliche Unterstützung einer Vielzahl von Personen. Mein besonderer Dank gilt

in erster Linie meinem Betreuer Herrn Priv. Doz. Dr. J. Dietrich für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe Diagnose. Er hat sein Wissen und Erfahrung in der Beschleunigerphysik insbesondere in der Strahldiagnose mit mir geteilt und die Arbeit täglich gefördert. Sein Organisationstalent, der sehr angenehme Umgang und sein persönlicher Einsatz haben das Gelingen der Arbeit ermöglicht.

Herrn Prof. Dr. R. Maier für die Anregung und Unterstützung der Arbeit und für die Möglichkeit sie in der Abteilung Großgeräte des Instituts für Kernphysik des FZ- Jülich durchzuführen.

Herrn I. Mohos für die Hilfe mit Rat und Tat bei den Messungen, Auslegung und Aufbau der Elektronik. Zahlreiche Diskussionen erweiterten mein Verständnis der Strahldiagnose.

Herrn Dr. H.J. Stein. Die zahlreichen gemeinsamen Experimente und Diskussionen, insbesondere im Bereich der Elektronenkühlung haben zu dieser Arbeit ganz wesentlich beigetragen. Für das kritische Lesen des Manuskripts und eine Vielzahl von Verbesserungsvorschlägen bin ich ihm sehr dankbar.

Herrn Dr. D. Prasuhn für die Organisation der vielen Messschichten an der Maschine sowie für seine Geduld. Wann immer ich zu ihm mit einer Frage kam, hat er sie beantwortet.

Prof. Dr. T. Weis für die Unterstützung meines Promotionsvorhabens und freundliche Übernahme des Koreferats.

Herrn Dr. H. Stockhorst für die zahlreichen Diskussionen über die theoretischen Aspekte der Strahlstabilität und hilfreichen Korrekturen des Manuskripts.

Herrn Dr. R. Eichhorn für die unverzichtbare Hilfe bei der Computersimulation des Kickers.

Herrn Dr. A. Schnase, Herrn F.J. Etzkorn und Herrn Dr. J. Bojowald für ihre Hilfsbereitschaft und die Möglichkeit im HF Labor bzw. Elektroniklabor zu arbeiten.

Herrn F. Klehr (ZAT-PB) für die einwandfreie Konstruktion und Fertigung des Kickers sowie für die Bereitstellung aller Zeichnungen und 3D-Darstellungen.

der Vakuumgruppe unter der Leitung von Herrn Dr. U. Bechstedt für den kurzfristig geplanten Einbau des Kickers.

der COSY Betriebsmannschaft für die Mithilfe bei der Durchführung von Maschinenexperimenten.

Herrn Dr. N.Ya. Rukhlyada aus Obninsk für die organisatorische Unterstützung der Arbeit.

den Herren Dr. J. Bosser, M. Chanel, J.L. Gonzalez, L. Søby, Dr. W. Höfle, L. Vos, Dr. F. Caspers und Prof. Dr. A. Hofmann für die fruchtbaren Diskussionen während meines CERN-Besuchs.

Die Kühlerexperimente verliefen in enger Zusammenarbeit mit Herrn Prof. Dr. I.N. Meshkov und Dr. A.O. Sidorin aus Dubna und Prof. Dr. V.V. Parkhomchuk aus Novosibirsk.