Hochauflösende optische Strahldiagnose mittels Synchrotronstrahlung am Beispiel der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA

Dissertation

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

vorgelegt von

Ulf Berges

Juli 2000

1. Gutachter: Prof. Dr. K. Wille
2. Gutachter: Prof. Dr. D. Husmann
Vertreter der wiss. Mitarbeiter: Dr. H. Hövel
Tag der mündlichen Prüfung: 07.09.2000

Hochauflösende optische Strahldiagnose mittels Synchrotronstrahlung am Beispiel der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA

Ulf Berges
Institut für Beschleunigerphysik
und Synchrotronstrahlung
Universität Dortmund
44221 Dortmund

Juli 2000

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Nutzung moderner Beschleunigeranlagen stellt stetig wachsende Anforderungen an deren Leistungsfähigkeit und damit an die Parameter einer Maschine. Dies ist eine stetige Herausforderung an die Beschleunigerphysik und -technologie. Gesteigert werden soll auf der einen Seite die Verfügbarkeit der Maschine, d. h. die Erhöhung der Zuverlässigkeit durch Verminderung von Ausfallzeiten und die Steigerung der Effizienz durch kürzere Injektionszeiten und Reproduzierbarkeit von Einstellungen und den damit verbundenen Parametern. Ferner sind in der Regel eine Erhöhung der Leuchtdichte und Brillanz bzw. der Luminosität gewünscht, um höhere Ereignisraten zu erzielen und damit die Meßzeit zu verkürzen. Dies alles zielt auf einen stabilen Betrieb mit minimalen Emittanzen und Strahlquerschnitten. Zur Beurteilung der Strahlqualität und zum frühzeitigen Erkennen von möglichen Problemen oder Abweichungen ist es unbedingt notwendig, die transversale Strahlgröße und damit die Strahlemittanz zu messen.

Diese Anforderungen gelten sowohl für neue, in der Planung oder im Aufbau befindliche Beschleunigeranlagen, als auch für bestehende Anlagen, um eine Optimierung der Betriebsparameter im Rahmen ihrer Möglichkeiten zu erreichen. Hier sind insbesondere die Synchrotronstrahlungsquellen zu nennen, also Elektronenspeicherringe, die dediziert der Erzeugung von Synchrotronstrahlung[1] dienen. Man unterscheidet hier die Synchrotronstrahlungsquellen der 2. und 3. Generation. Erstere sind ursprünglich für die Hochenergiephysik gebaute Beschleuniger, die entsprechend modifiziert wurden, und lediglich Emittanzen im Bereich von μm rad aufweisen. Die neuen sich im Aufbau oder im Betrieb befindlichen Synchrotronstrahlungsquellen der 3. Generation zeichnen sich hingegen durch spezielle Magnetstrukturen zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung und durch hinreichend lange gerade Strecken zum Einbau von Wigglern und Undulatoren aus [1]. Zudem weisen sie Emittanzen im Bereich nm rad auf und haben somit im Vergleich zu älteren Anlagen eine um mehrere Größenordnungen erhöhte Brillanz. Die Strahlgrößen liegen bei diesen Anlagen im Bereich weniger Mikrometer. In der Vertikalen sind diese Werte je nach eingestellter Kopplung der Maschine noch um Größenordnungen kleiner.

Das Institut für Beschleunigerphysik und Synchrotronstrahlung der Universität Dortmund betreibt die **D**ortmunder **El**ektronen **T**estspeicherring **A**nlage

[1] Synchrotronstrahlung ist die von geladenen Teilchen tangential zu einer radial beschleunigten Bewegung emittierte elektromagnetische Strahlung.

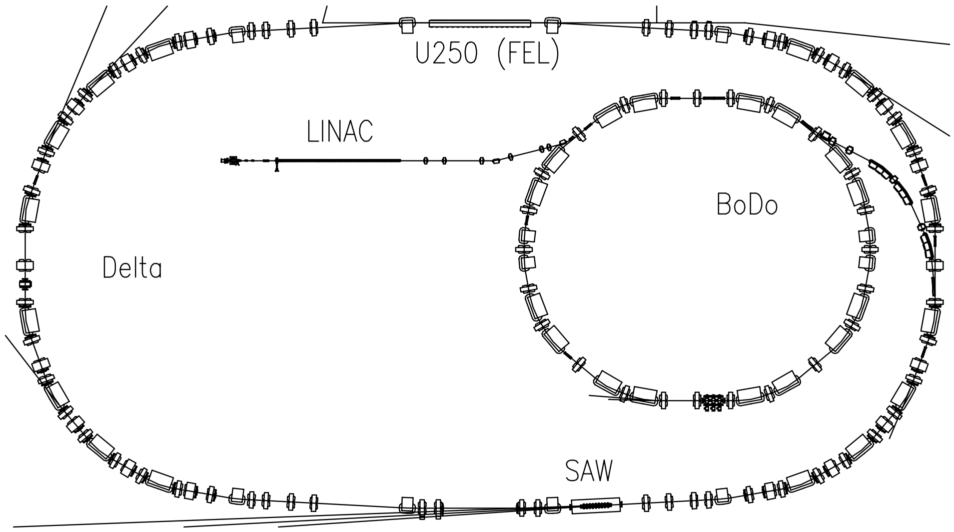

Abbildung 1.1: Die Testspeicherringanlage DELTA

DELTA, eine 1.5 GeV Elektronen-Speicherringanlage. DELTA weist eine Rennbahnovalform auf und bietet somit im Gegensatz zu den typischen Synchrotronstrahlungsquellen lediglich zwei lange Geraden zum Einbau besonderer Synchrotronstrahlungserzeuger. Aufgrund der erreichbaren Strahlparameter kann die Anlage gleichwohl zu den Synchrotronstrahlungsquellen der 3. Generation gezählt werden. DELTA bietet verschiedene Nutzungsmöglichkeiten:

- Test einzelner Beschleunigerkomponenten,
- FEL (Free Electron Laser) - Experimente,
- regionale Synchrotronstrahlungsquelle, insbesondere:
- Experimente am elektromagnetischen Undulator (U250),
- Experimente am supraleitenden asymmetrischen 5.5 T Wiggler (SAW),
- demnächst Experimente am Permanentmagnetundulator (U55).

Darüber hinaus dient die Anlage der Ausbildung von Physikern.

Die Beschleunigeranlage DELTA besteht aus drei einzelnen Beschleunigern, deren Anordnung in der Abbildung 1.1 dargestellt ist. Im Linearbeschleuniger (LINAC) werden die Elektronen auf 70 MeV beschleunigt. Über einen Transferkanal gelangen sie in den Vorbeschleuniger BoDo (**Bo**oster **Do**rtmund). Dort wird ihre Energie auf maximal 1.5 GeV erhöht. Anschließend erfolgt die Injektion in den eigentlichen Speicherring Delta[2], wo sie bei fester Energie eine Lebensdauer von mehr als zehn Stunden erreichen.

[2]DELTA bezeichnet die gesamte Testspeicherringanlage, Delta den äußeren Speicherring.

Die Synchrotronstrahlung bietet eine Reihe von Anwendungsmöglichkeiten in der Atom- und Festkörperphysik, in der Materialforschung für Strukturuntersuchungen, in Chemie und Biologie, in der Medizin sowie für Fertigungstechniken im Bereich der Mikrostrukturtechnik.

Insbesondere neue Meßmethoden zur Untersuchung von Proteinen und Kristallstrukturen stellen immer weiterreichende Anforderungen an die Emittanz von Elektronenbeschleunigern zur Erzeugung der Synchrotronstrahlung, weil sie bei der Untersuchung immer kleinerer Strukturen sonst auflösungsbegrenzt sind. Zur Verbesserung der Auflösung der Synchrotronstrahlungsexperimente wird die Kopplung und damit die vertikale Emittanz des Elektronenstrahls immer weiter reduziert. Diese Einstellungen sind im Standardbetrieb des Beschleunigers möglichst einfach zu kontrollieren. Dazu ist die Strahlgröße zu messen, wobei die Auflösungsgrenze des optischen Synchrotronlichtmonitors zu beachten ist. In der Regel wird diese erreicht. Damit sind zur Messung andere Verfahren anzuwenden. Eine Alternative ist die Verkürzung der Wellenlänge der zur Analyse verwendeten Synchrotronstrahlung, indem Röntgenstrahlung genutzt wird. Nachteil dieser Methode ist, daß sie einen komplett anderen Aufbau als der optische Synchrotronlichtmonitor benötigt. Hier ist meist eine eigene Strahllinie für diesen Zweck mit speziellen Linsen und Blenden aufzubauen. Weil man für den Routinebetrieb wegen seines Informationsgehaltes oftmals nicht auf das Bild des optischen Synchrotronlichtmonitors verzichten will, ist eine Methode mit verbesserter Auflösung unter Verwendung von sichtbarem Licht wünschenswert. Diese Vorteile bietet ein Synchrotronlichtinterferometer. Es kann einfach entweder parallel oder alternativ zum bestehenden optischen Synchrotronlichtmonitor aufgebaut und betrieben werden.

Am Speicherring Delta beträgt bei 1.5 GeV die theoretisch erwartete Emittanz etwa 20 nm rad. Bei 10 % Kopplung ist die vertikale Emittanz dann 2 nm rad und bei einer Betafunktion von ca. 10 m am Quellpunkt der Synchrotronstrahlung der Diagnosestrahllinie bei DELTA wird eine vertikale Strahlgröße von etwa 140 μm erwartet, bei 1% Kopplung dagegen nur noch 45 μm. Dies verdeutlicht die mögliche Verbesserung der Auflösung für Experimente bei Einstellung kleiner Kopplungen.

In dieser Arbeit wird am Beispiel von DELTA die optische Strahldiagnose mittels Synchrotronstrahlung dargestellt. Der dazu verwendete Synchrotronstrahlungsmonitor ist eine Weiterentwicklung und Modifikation eines im Rahmen meiner Diplomarbeit [32] am Vorbeschleuniger BoDo aufgebauten optischen Monitors, bei dem die Auflösung wegen der um etwa 2 Größenordnungen größeren Emittanz nicht kritisch war. Die Überlegungen zur Theorie der Emittanz, zu den theoretischen Grundlagen des optischen Synchrotronlichtmonitors und zum Vakuumaufbau mit dem speziell entwickelten OFHC-Cu-Planspiegel konnten hieraus übernommen werden. Im Rahmen dieser Dissertation erfolgen zum einen Untersuchungen zur Auflösungsgrenze der optischen Synchrotronstrahlungsmonitore. Mit diesem sind bei DELTA Elektronenstrahlgrößen oberhalb 100 μm meßbar. Zum anderen wird zur Messung kleiner Strahlgrößen ein Synchrotronlichtinterferometer entwickelt, aufgebaut und getestet, sowie bezüglich seiner Auflösungsgrenze untersucht. Dieses ermöglicht eine um eine Größenordnung bessere Auflösung, so daß sogar Strahlgrößen von 10 μm detektiert werden können.

Im zweiten Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Eigenschaften des Elektronenstrahls dargestellt, nämlich die Eigenschaften der Synchrotronstrahlung, die (natürliche) Emittanz und das transversale Strahlprofil des Elektronenstrahls. Hieran schließt sich eine Darstellung des Zusammenhangs zwischen Strahlgröße und Emittanz auf der einen Seite und den von Nutzern der Synchrotronstrahlung geforderten Parametern Leuchtdichte, Brillanz und Photonenfluß auf der anderen Seite an. Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen und das Prinzip des optischen Synchrotronlichtmonitors zur Messung der transversalen Strahldimensionen erläutert, die erforderlichen Korrekturen der gemessenen Strahldimension hergeleitet und die Auflösungsgrenze dieses Monitors dargestellt. Eine Darstellung der Motivation und Theorie des Synchrotronlichtinterferometers zur Messung kleiner transversaler Strahldimensionen erfolgt im vierten Kapitel.

In dem nachfolgenden Kapitel werden die Lage der beiden benutzten Meßplätze am Speicherring Delta gezeigt, detailliert die verwendeten Aufbauten dargestellt und das Programm zur Darstellung der Meßergebnisse beschrieben. Es folgt eine Betrachtung der erwarteten Eigenschaften des Elektronenstrahls an den beiden Quellpunkten der für die Messungen verwendeten Synchrotronstrahlung. Das sechste Kapitel besteht aus der Darstellung der durchgeführten Messungen und ihrer Ergebnisse. Es werden der Abbildungsmaßstab und Schärfentiefebereich des optischen Synchrotronlichtmonitors bestimmt, sowie Linearität und Dynamikbereich der verwendeten CCD-Kamera gemessen. Anhand von Dispersionsmessungen und mittels lokaler Orbitbeulen am Quellort der Synchrotronstrahlung erfolgt ein Vergleich der theoretischen Elektronenstrahloptik mit der tatsächlich eingestellten Optik. Hieran schließt sich eine Messung der Auflösungsgrenze des optischen Synchrotronlichtmonitors aufgrund von Beugung und ein Vergleich mit der Theorie an. Es folgt eine Bestimmung der Auflösunggrenze des Synchrotronlichtinterferometers. Mit Hilfe des optischen Synchrotronlichtmonitors wird die zeitliche Stabilität der Schwerpunktslage und transversalen Größe des Elektronenstrahls und der Einfluß der Betriebsweise des Vorbeschleunigers hierauf untersucht. Eine Meßreihe zum Einfluß des horizontalen und vertikalen Öffnungswinkels der Synchrotronstrahlung auf die gemessenen transversalen Elektronenstrahlgrößen beim optischen Synchrotronlichtmonitor ist Thema des nachfolgenden Abschnittes. Durch Variation des Doppelspaltabstandes beim Synchrotronlichtinterferometer und Messung der Sichtbarkeit des Interferogramms als Funktion des Doppelspaltabstandes wird die vertikale Elektronenstrahlgröße gemessen und mit dem Ergebnis des optischen Synchrotronlichtmonitors verglichen. In einer weiteren Meßreihe erfolgen bei verschiedenen Energien des Elektronenstrahls vergleichende Messungen der transversalen Strahlgrößen und Emittanzen mit dem optischen Synchrotronlichtmonitor und dem Synchrotronlichtinterferometer. Hieran schließt sich eine Diskussion der Problematik der Emittanzmessungen an.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der erreichten Ergebnisse und einem Ausblick auf mögliche Ergänzungen des Synchrotronlichtinterferometers.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen der Emittanz

In diesem Kapitel werden zunächst die theoretischen Grundlagen und Eigenschaften der Synchrotronstrahlung dargelegt, die in dieser Arbeit zur Diagnose der Größe des Elektronenstrahls genutzt wird. Danach wird die Emittanz eingeführt und ihr Zusammenhang mit der Strahlgröße erläutert. Damit wird deutlich gemacht, daß zur Bestimmung der Emittanz des Elektronenstrahls die Strahldimension zu bestimmen ist. Zum Abschluß dieses Kapitels werden die natürliche Emittanz einer idealen Maschine hergeleitet und die Begriffe Leuchtdichte und Brillanz eingeführt.

2.1 Die Synchrotronstrahlung

Nach den Gesetzen der klassischen Elektrodynamik strahlt jede beschleunigte Ladung Energie in Form von elektromagnetischen Wellen ab.

Die von einem beschleunigten Teilchen der Ladung e und Ruhemasse m_0, das sich nichtrelativistisch ($v \ll c$) mit dem Impuls $\vec{p} = m_0\vec{v}$ bewegt, abgestrahlte totale Leistung P_s wurde zuerst von Larmor berechnet [1]:

$$P_s = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0\, m_0^2\, c^3} \cdot \left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right)^2 . \tag{2.1}$$

Die geladenen Teilchen der Gesamtenergie E bewegen sich in Beschleunigern nahezu mit Lichtgeschwindigkeit ($v \approx c$), so daß Gleichung (2.1) in die Lorentz-invariante Form zu überführen ist [1]:

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{(m_0c^2)^2} \cdot \left[\left(\frac{d\vec{p}}{d\tau}\right)^2 - \frac{1}{c^2}\left(\frac{dE}{d\tau}\right)^2\right] . \tag{2.2}$$

Dabei sind zwei Extremfälle der Beschleunigungsrichtung zu unterscheiden:

a) Linearbeschleunigung : $\frac{d\vec{v}}{d\tau} \parallel \vec{v}$;

b) Kreisbeschleunigung : $\frac{d\vec{v}}{d\tau} \perp \vec{v}$.

Bei der linearen Beschleunigung ergibt sich mit dE/dx als Energieänderung pro Weglänge die abgestrahlte Leistung zu [1]:

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{(m_0 c^2)^2} \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)^2 . \tag{2.3}$$

Bei normalleitenden Linearbeschleunigern ist derzeit eine Energieänderung pro Weglänge von $dE/dx \approx 15\ \mathrm{MeV/m} = 2.4 \cdot 10^{-12}\ \mathrm{J/m}$ und damit eine abgestrahlte Leistung von $P_s \approx 4 \cdot 10^{-17}\ \mathrm{W}$ erreichbar. Bei der TESLA[1]-Test-Facility am DESY[2] in Hamburg werden mit supraleitenden Strukturen Energiegewinne von mehr als 25 MeV/m erreicht, was $4 \cdot 10^{-12}\ \mathrm{J/m}$ und damit einer Leistung von etwa $1 \cdot 10^{-16}\ \mathrm{W}$ entspricht. Somit ist die Abstrahlung von elektromagnetischer Energie in diesem Fall bei longitudinaler Beschleunigung vernachlässigbar. Hier werden andere Methoden zur Strahldiagnose verwendet [2].

Bei der Kreisbeschleunigung hingegen bleibt die Teilchenenergie konstant. Damit reduziert sich Gleichung (2.2) zu:

$$P_s = \frac{e^2 c \gamma^2}{6\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{(m_0 c^2)^2} \cdot \left(\frac{dp}{dt}\right)^2 \tag{2.4}$$

$$\text{mit } d\tau = \frac{1}{\gamma}\,dt;\ \gamma = \frac{E}{m_0\,c^2} = (1-\beta^2)^{-1/2} \text{ und } \beta = \frac{v}{c}\,.$$

Bei relativistischen Teilchen ($E \approx pc$) ergibt sich mit R als Ablenkradius der Teilchenbahn [5]:

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 R^2} \cdot \frac{E^4}{(m_0 c^2)^4} \tag{2.5}$$

$$= \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\gamma^4}{R^2}\,. \tag{2.6}$$

Die Synchrotronstrahlungsleistung steigt mit der vierten Potenz der Strahlenergie. Bei Elektronenbeschleunigern ist sie erst ab einigen 10 MeV meß- und nutzbar. Wegen der im Nenner in der vierten Potenz auftretenden Ruhemasse ist bei Protonenbeschleunigern die Synchrotronstrahlung erst bei extrem relativistischen Teilchen zu beachten, da hier die Ruhemasse um den Faktor 1836 größer ist. Deshalb steht in Protonenbeschleunigern die Synchrotronstrahlung oftmals nicht als Diagnosemittel zur Verfügung.
Zur Vereinfachung und wegen der Beschränkung auf das Beispiel DELTA werden im folgenden nur noch transversal beschleunigte Elektronen betrachtet.

Zur Berechnung des Energieverlustes pro Umlauf in einem Ringbeschleuniger ist das Linienintegral

$$\Delta E = \oint P_s\,dt = P_s\,t_b = P_s\,\frac{2\pi R}{c} \tag{2.7}$$

[1]**T**eV **E**nergy **S**uperconducting **L**inear **A**ccelerator [3] [4]

[2]**D**eutsches **E**lektronen **SY**nchrotron

zu berechnen, wobei t_b die Verweilzeit des Strahls in den Ablenkmagneten ist, da nur dort Synchrotronstrahlung emittiert wird. Diese Zeit ist kürzer als die Umlaufzeit T.

Aus Gleichung (2.6) und (2.7) ergibt sich [1]:

$$\Delta \mathrm{E} = \frac{e^2\gamma^4}{3\epsilon_0 \mathrm{R}} . \tag{2.8}$$

Damit ergibt sich die folgende Formel zur Berechnung des Energieverlustes pro Umlauf für ein Elektron:

$$\Delta \mathrm{E}\,[\mathrm{keV}] = 88.5\,\frac{(\mathrm{E}[\mathrm{GeV}])^4}{\mathrm{R}[\mathrm{m}]} . \tag{2.9}$$

Die von N Elektronen beim Umlauf abgestrahlte Gesamtleistung ergibt sich aus Gleichung (2.6) zu:

$$\mathrm{P}_0 = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\gamma^4}{\mathrm{R}^2}\,\mathrm{N} . \tag{2.10}$$

Durch Einführen des mittleren Strahlstromes

$$\mathrm{I} = \frac{\mathrm{N\,e}}{\mathrm{T}} = \frac{\mathrm{N\,e\,c}}{\mathrm{L}} \tag{2.11}$$

mit T als Zeit für einen Umlauf des Strahls in der Maschine mit dem Umfang L ergibt sich:

$$\mathrm{P}_0 = \frac{e\gamma^4 \mathrm{L}}{6\pi\epsilon_0 \mathrm{R}^2}\,\mathrm{I} . \tag{2.12}$$

Die Ausbreitungsrichtung und der Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung lassen sich relativ einfach abschätzen [1]. Im Ruhesystem des Elektrons hat die Strahlung die Charakteristik eines Hertz'schen Dipols. Unter maximalem Winkel wird ein Photon somit senkrecht zur Beschleunigung im Ruhesystem des Elektrons und senkrecht zur Bewegungsrichtung des Elektrons im Laborsystem emittiert. Durch Lorentztransformation des Viererimpulses dieses Photons aus dem Ruhesystem des Elektrons in das Laborsystem erhält man die Ausbreitungsrichtung des Photons im Laborsystem. Für den Winkel Θ zwischen Ausbreitungsrichtung des Photons und der Flugrichtung des Elektrons ergibt sich:

$$\tan\Theta \approx \frac{1}{\gamma} . \tag{2.13}$$

Im Laborsystem ergibt sich somit eine scharf in Richtung der Elektronengeschwindigkeit gebündelte Verteilung (vgl. Abbildung 2.1). Im hochrelativistischen Fall ist $\gamma \gg 1$ und damit $\tan\Theta \approx \Theta$. Damit ist im hochrelativistischen Fall $\Theta \approx 1/\gamma$. Der Gesamtöffnungswinkel der „Strahlungskeule“ ist $2\,\Theta$.

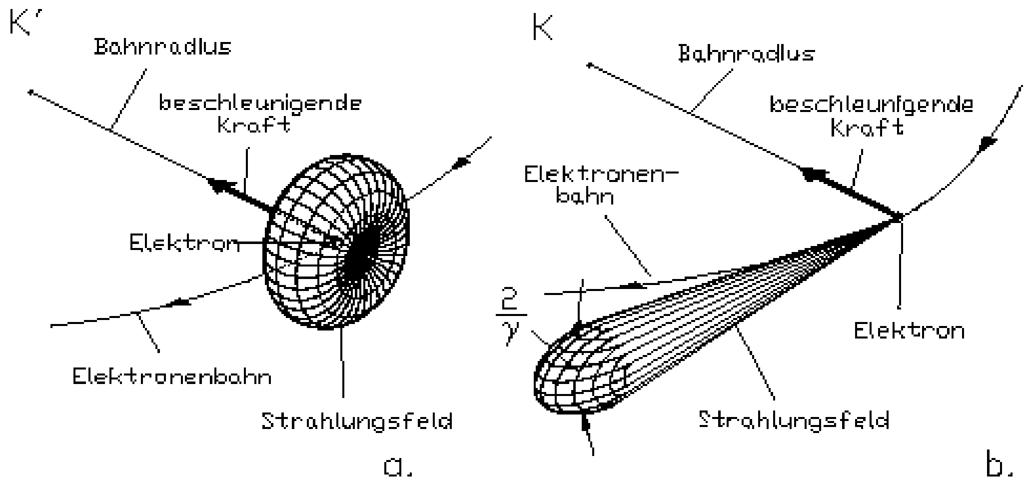

Abbildung 2.1: Transformation der axialsymmetrischen Strahlungsverteilung im Schwerpunktsystem (a.) in die scharf nach vorn gebündelte Verteilung im Laborsystem (b.) [1]

Die Zeitstruktur und das Frequenzspektrum der Synchrotronstrahlung sind von Hofmann [6] und Jackson [7] theoretisch betrachtet worden. Es gibt eine einfache Abschätzung dazu [1], die im folgenden dargelegt wird.

Das Elektron erzeugt bei jedem Vorbeiflug am Beobachter einen Puls der Dauer Δt, der periodisch mit der Umlauffrequenz ist. Daher besteht das Spektrum aus Harmonischen der Umlauffrequenz.

Aus der Abbildung 2.2 wird deutlich, daß Δt der Differenz zwischen der Flugzeit $\mathrm{t_e}$ des Elektrons auf der gekrümmten Bahn mit dem Biegeradius R im homogenen Magnetfeld und der Zeit $\mathrm{t_{ph}}$ entspricht, die das Photon benötigt, um die Strecke $\overline{\mathrm{AB}}$ zurückzulegen. Dabei wird an jedem Punkt der Elektronenbahn Synchrotronstrahlung mit dem horizontalen Öffnungswinkel $2\,\Theta$ emittiert. Zwischen den Punkten A und B gelangen Photonen aus diesem Konus zum Betrachter.

$$\Delta \mathrm{t} = \mathrm{t_e} - \mathrm{t_{ph}} \tag{2.14}$$

$$= \frac{2\mathrm{R}}{\mathrm{c}} \left(\frac{\Theta}{\beta} - \sin\Theta \right) \tag{2.15}$$

$$\approx \frac{4\mathrm{R}}{3\mathrm{c}\gamma^3} \tag{2.16}$$

Die typische Frequenz des Spektrums des Pulses der Dauer Δt ist:

$$\omega_{\mathrm{typ}} = \frac{2\pi}{\Delta \mathrm{t}} = \frac{3\pi \mathrm{c}\gamma^3}{2\mathrm{R}} \,. \tag{2.17}$$

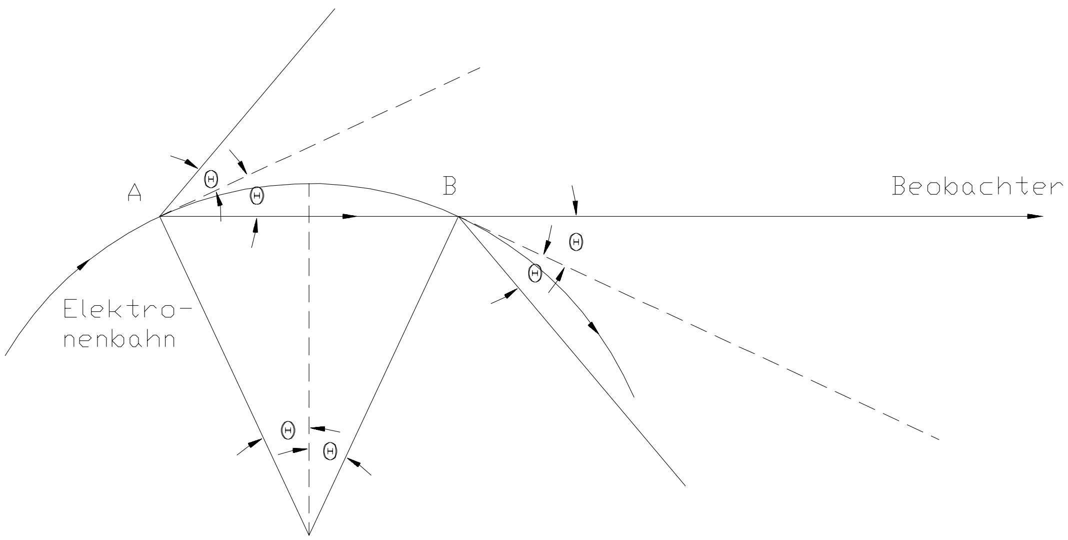

Abbildung 2.2: Abschätzung der Dauer des elektromagnetischen Pulses, den ein relativistisches Elektron während des Vorbeifluges am Beobachter erzeugt.

Daraus ergibt sich die kritische Frequenz $\omega_{\rm c}$ zu:

$$\omega_{\rm c} \quad = \quad \frac{\omega_{\rm typ}}{\pi} \quad = \quad \frac{3{\rm c}\gamma^3}{2{\rm R}} \, . \tag{2.18}$$

Sie teilt das Spektrum der Synchrotronstrahlung in zwei Bereiche gleicher Strahlungsleistung. Entsprechend kann die zugehörige kritische Wellenlänge $\lambda_{\rm c}$ eingeführt werden:

$$\lambda_{\rm c} \quad = \quad \frac{2\pi{\rm c}}{\omega_{\rm c}} \quad = \quad \frac{4\pi{\rm R}}{3\gamma^3} \, . \tag{2.19}$$

Das Spektrum der Synchrotronstrahlung eines DELTA – Ablenkmagneten für verschiedene Elektronenstrahlenergien ist als Beispiel in der Abbildung 2.3 gezeigt.

Schwinger hat 1949 die exakte Formel für die von einem Elektron pro Raumwinkel dΩ und pro Frequenzintervall dω abgestrahlte Energie abgeleitet [8]:

$$\begin{aligned} \frac{{\rm d}^2{\rm I}}{{\rm d}\omega{\rm d}\Omega} \quad &= \quad \frac{1}{4\pi\epsilon_0}\,\frac{{\rm e}^2}{3\pi^2{\rm c}}\left(\frac{\omega\rho}{\rm c}\right)^2\left(\frac{1}{\gamma^2}+\Theta^2\right) \\ &\quad \left\{\left[K_{\frac{2}{3}}\left(\xi\right)\right]^2+\frac{\Theta^2}{\gamma^{-2}+\Theta^2}\left[K_{\frac{1}{3}}\left(\xi\right)\right]^2\right\} \end{aligned} \tag{2.20}$$

$\mathrm{K}_{\frac{2}{3}}, \mathrm{K}_{\frac{1}{3}}$:	modifizierte Besselfunktionen,
Θ:	Beobachtungswinkel,
ρ:	Krümmungsradius der Bahn,
$\xi(\Theta) =$	$\frac{\omega\rho}{3{\rm c}}\left(\gamma^{-2}+\Theta^2\right)^{\frac{3}{2}}$.

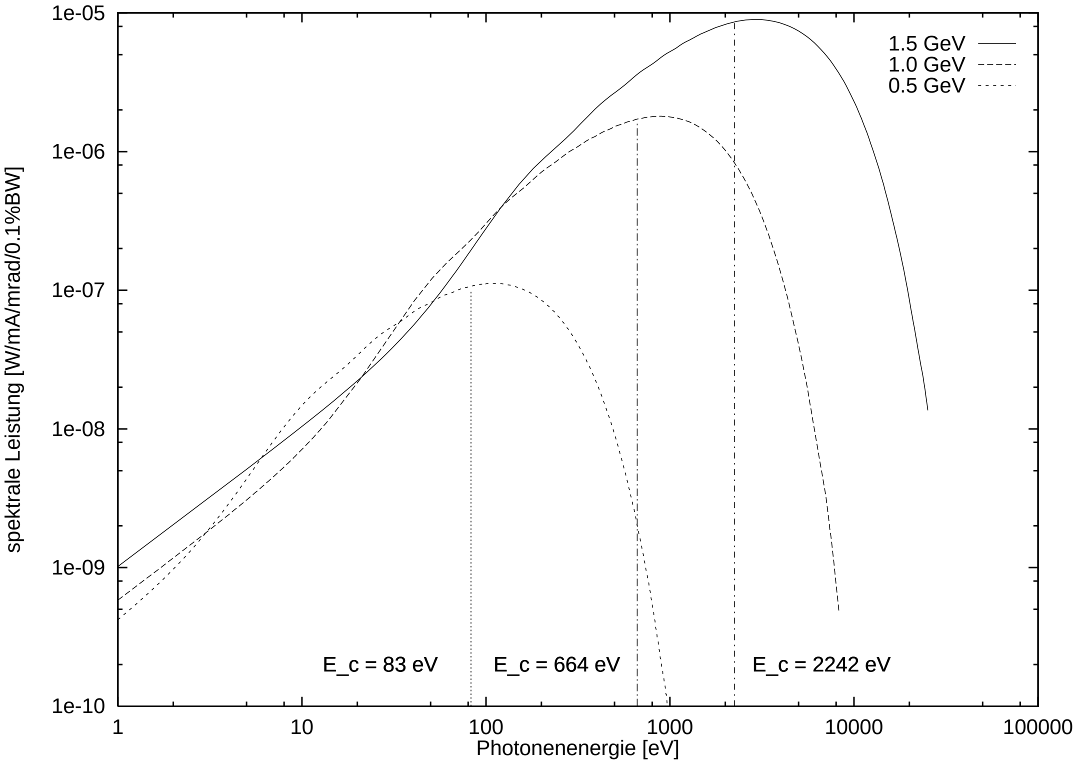

Abbildung 2.3: Spektrale Leistung (vertikal integriert, pro mrad horizontalem Öffnungswinkel und pro mA Strahlstrom bei 0.1% Bandbreite) der Synchrotronstrahlung, die in einem DELTA-Dipol entsteht, für Elektronenstrahlenergien von 0.5, 1.0 und 1.5 GeV. Eingetragen sind die zugehörigen kritischen Energien E_c.

In Gleichung (2.20) beschreibt $K_{\frac{2}{3}}(\xi)$ den bei ebenen Beschleunigern parallel zur Beschleunigerebene polarisierten Anteil der Synchrotronstrahlung, der zweite Term mit $K_{\frac{1}{3}}(\xi)$ hingegen den dazu senkrecht polarisierten Anteil. Dies ist wichtig, falls bei Experimenten die Polarisation der Synchrotronstrahlung eine Rolle spielt, wie z.B. beim später verwendeten Synchrotronlichtinterferometer.

Für den typischen vertikalen Gesamtöffnungswinkel Ψ_g der Synchrotronstrahlung ergeben sich hieraus folgende Abschätzungen [7]:

$$\Psi_g = \frac{2}{\gamma} \qquad \text{für } \omega \approx \omega_c \text{ bzw. } \lambda \approx \lambda_c\,, \tag{2.21}$$

$$\Psi_g = \frac{2}{\gamma}\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^{\frac{1}{3}} = \frac{2}{\gamma}\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{für } \omega \ll \omega_c \text{ bzw. } \lambda \gg \lambda_c\,, \tag{2.22}$$

$$\Psi_g = \frac{2}{\gamma}\left(\frac{\omega_c}{3\,\omega}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{2}{\gamma}\left(\frac{\lambda}{3\lambda_c}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{für } \omega \gg \omega_c \text{ bzw. } \lambda \ll \lambda_c\,. \tag{2.23}$$

Dabei ist Ψ_g mit Gleichung (2.20) durch $\xi(\Psi_\mathrm{g}/2) = \xi(0) + 1$ verknüpft. Aus Gleichung (2.19) und (2.22) ergibt sich für $\lambda \gg \lambda_\mathrm{c}$:

$$\Psi_\mathrm{g} = \frac{2}{\gamma}\left(\frac{\lambda}{4\pi\mathrm{R}/(3\gamma^3)}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{2.24}$$

$$= 2\left(\frac{3}{4\pi\mathrm{R}}\right)^{\frac{1}{3}}\lambda^{\frac{1}{3}}\,. \tag{2.25}$$

Somit ist der vertikale Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung für Photonen, deren Wellenlänge weit oberhalb der kritischen Wellenlänge liegt, von der Strahlenergie unabhängig. Für den Speicherring Delta ist dies bei Elektronenstrahlenergien oberhalb etwa 300 MeV ($\lambda_\mathrm{c} \approx 70$ nm) für sichtbares Licht erfüllt, also unter den gewöhnlichen Betriebsbedingungen. Abbildung 2.4 verdeutlicht dies. Die Intensität der Synchrotronstrahlung ist dem Strahlstrom proportional. Da die Synchrotronstrahlung in jedem Ablenkmagneten des Beschleunigers entsteht, ist es sinnvoll, sie zur Messung der Strahllage und -dimension und damit der Emittanz einzusetzen, zumal dadurch der Elektronenstrahl nicht beeinflußt wird.

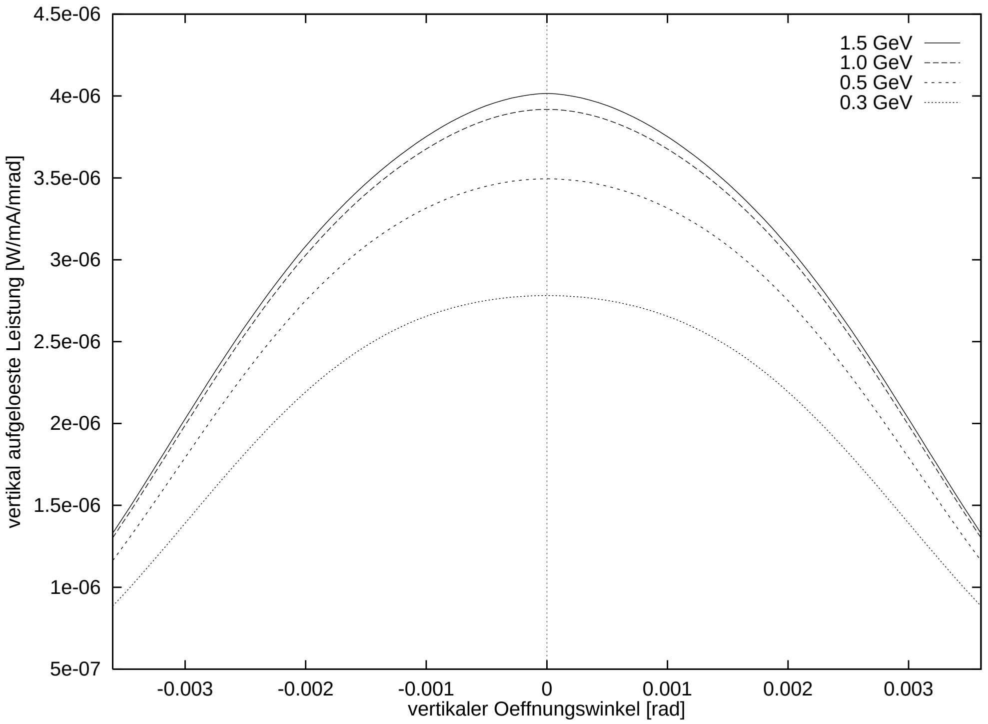

Abbildung 2.4: Leistung der Synchrotronstrahlung aus einem DELTA-Dipol in Watt pro mrad und mA Strahlstrom, integriert über den Spektralbereich von 300 nm bis 900 nm und über einen horizontalen Gesamtöffnungswinkel von 6.4 mrad für verschiedene Elektronenstrahlenergien.

2.2 Die Emittanz

Die durch die Konstruktion des Beschleunigers festgelegte Sollbahn der Elektronen wird als Orbit bezeichnet. Wegen der geringen Strahldimensionen im Verhältnis zur Gesamtdimension des Beschleunigers ist es zweckmäßig, die Bewegung der Teilchen in der unmittelbaren Orbitnähe zu betrachten. Deshalb wird ein mit dem Elektron mitbewegtes Koordinatensystem eingeführt, dessen Ursprung auf dem Orbit liegt. Seine s-Achse zeigt in Richtung der longitudinalen Teilchenbewegung (s. Abbildung 2.5). Der Ortsvektor $\vec{r}$ des Teilchens wird in diesem Koordinatensystem geschrieben als

$$\vec{r} \;=\; \vec{r}_0 + x\,\widehat{\vec{x}_0} + z\,\widehat{\vec{z}_0} + s\,\widehat{\vec{s}_0}\ . \tag{2.26}$$

Die Teilchenbahn entlang der Magnetstruktur des Beschleunigers wird mit den transversalen Bahnfunktionen x(s) bzw. z(s) und deren Winkelablagen x′(s) bzw. z′(s) beschrieben. Grundlage bei der Berechnung der linearen Strahloptik sind die linearen Bewegungsgleichungen für die Teilchen beim Durchlaufen der

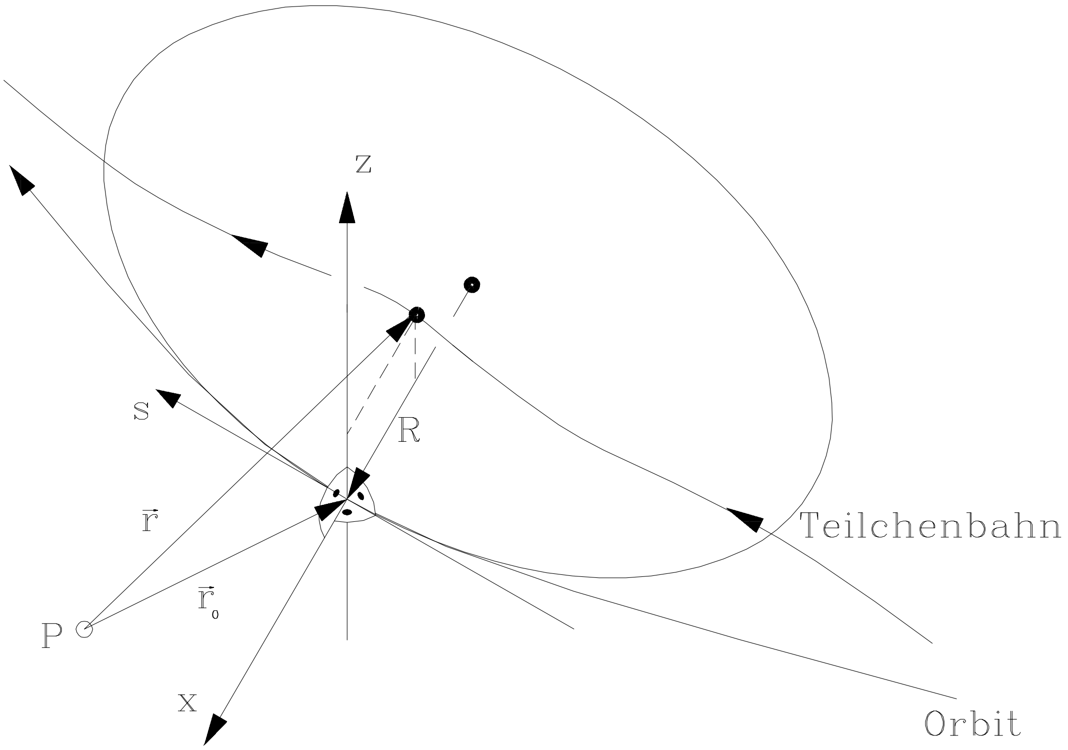

Abbildung 2.5: Mitgedrehtes Koordinatensystem zur Beschreibung der Teilchenbahn in Bezug auf den Orbit

Magnetstruktur einer ebenen Maschine (Hill'sche Differentialgleichungen):

$$x''(s) + \left(\frac{1}{R^2(s)} - k(s)\right) x(s) = \frac{1}{R(s)} \cdot \frac{\Delta p}{p} \qquad (2.27)$$

$$z''(s) + k(s)\, z(s) = 0 \qquad (2.28)$$

$\frac{\Delta p}{p}$: relative Impulsabweichung der Teilchen,
R: Krümmungsradius,
k: Quadrupolstärke.

Zur Beschreibung der Eigenschaften des Strahls als Kollektiv vieler Teilchen geht man von $1/R = 0$ und $\Delta p/p = 0$ aus. Die Teilchen führen transversale Bewegungen um den Orbit aus, die Betatronschwingungen. Die Bewegungsgleichung (2.27) läßt sich durch folgenden Ansatz lösen:

$$x(s) = \sqrt{\epsilon}\sqrt{\beta(s)} \cdot \cos\left[\Psi(s) + \Phi\right] . \qquad (2.29)$$

Die Betafunktion $\beta(s)$ beschreibt die Ortsabhängigkeit der Amplitude der Bahnfunktion x(s). Sie ist ein Maß für den Fokussierungsgrad des Elektronenstrahls, während die Emittanz ϵ ein konstanter Faktor ist. Die Enveloppe

$$E(s) = \sqrt{\epsilon}\sqrt{\beta(s)} \qquad (2.30)$$

markiert somit die äußere Grenze der Bewegung und legt damit die transversale Strahldimension fest.

Aus (2.29) erhält man die erste Ableitung der Bahnfunktion x(s):

$$x'(s) = -\frac{\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\beta(s)}}\left[\alpha(s) \cdot \cos\left(\Psi(s) + \Phi\right) + \sin\left(\Psi(s) + \Phi\right)\right] \qquad (2.31)$$

$$\text{mit } \alpha(s) := -\tfrac{1}{2}\,\beta'(s) .$$

Um einen Ausdruck zu erhalten, der die Teilchenbewegung in der x-x'–Phasenfläche beschreibt, muß man eine von $\Psi(s)$ unabhängige Gleichung finden. Nach einigen Umformungen erhält man aus den Gleichungen (2.31) und (2.29):

$$\gamma(s)\, x^2(s) + 2\,\alpha(s)\, x(s)\, x'(s) + \beta(s)\, x'^2(s) = \epsilon \qquad (2.32)$$

$$\text{mit } \gamma(s) := \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)} .$$

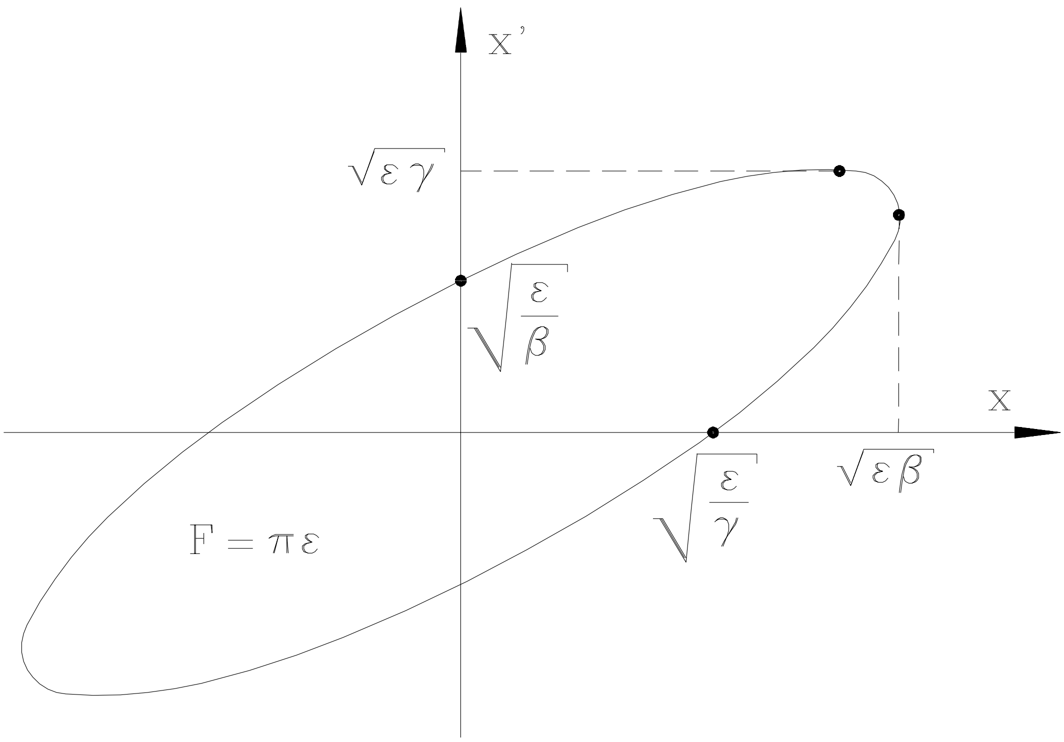

Abbildung 2.6: Phasenellipse der Teilchenbewegung in der $x - x'$–Fläche.

Gleichung (2.32) beschreibt eine Ellipse, deren Fläche $F = \pi\epsilon$ ist (vgl. Abbildung 2.6). Nach dem Satz von Liouville ist die Fläche F der Phasenellipse und somit auch die Emittanz eine Invariante der Teilchenbewegung, wenn die Teilchen kanonischen Bewegungsgleichungen gehorchen. Dies ist bei Kreisbeschleunigern der Fall, wenn man die Energieverluste durch Synchrotronstrahlung vernachlässigt. Diese betragen bei DELTA laut Gleichung (2.9) pro Umlauf 134 keV bei einer Elektronenstrahlenergie von 1.5 GeV. Die Form und Lage der Ellipse hingegen wird sich mit der Amplitudenfunktion β(s) bei der Bewegung entlang des Orbits ändern. Orientierung und Mittelpunkt der Ellipsen sind an einem Ort s für alle Teilchen dieselben. Teilchen mit kleinerer Emittanz bewegen sich im Phasenraum auf weiter innenliegenden Ellipsen, Teilchen mit größerer Emittanz auf weiter außenliegenden Ellipsen. Analog gelten die Aussagen für die vertikale Strahlrichtung, d. h. auch in z-Richtung gibt es Phasenellipsen und damit auch eine vertikale Emittanz.

Die Betafunktion kann durch die Magnetstruktur transformiert werden. Dazu wird die Betamatrix

$$B := \begin{pmatrix} \beta & -\alpha \\ -\alpha & \gamma \end{pmatrix} \tag{2.33}$$

eingeführt. Die bekannte Betamatrix B_0 an der Stelle s_0 kann gemäß

$$B_1 = M \cdot B_0 \cdot M^T \tag{2.34}$$

in eine Betamatrix B_1 an der Stelle s_1 des Beschleunigers transformiert werden. Dabei gilt für die Transformationsmatrizen M mit $\Omega = \sqrt{|k|}\, s$ und $\Sigma = s/R$:

$$M_{k<0} = \begin{pmatrix} \cos\Omega & \frac{1}{\sqrt{|k|}}\sin\Omega \\ -\sqrt{|k|}\sin\Omega & \cos\Omega \end{pmatrix} \tag{2.35}$$

$$M_{k=0} = \begin{pmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.36}$$

$$M_{k>0} = \begin{pmatrix} \cosh\Omega & \frac{1}{\sqrt{k}}\sinh\Omega \\ -\sqrt{k}\sinh\Omega & \cosh\Omega \end{pmatrix} \tag{2.37}$$

$$M_{Dipol} = \begin{pmatrix} \cos\Sigma & R\sin\Sigma \\ -\frac{1}{R}\sin\Sigma & \cos\Sigma \end{pmatrix} \tag{2.38}$$

Die Matrix für k=0 beschreibt eine Driftstrecke der Länge s, für $k < 0$ einen fokussierenden und für $k > 0$ einen defokussierenden Quadrupol der Länge s.

2.3 Strahllage und -profil

Der Strahl besteht aus vielen Teilchen, deren Verteilung nun betrachtet wird. Innerhalb des Elektronenstrahls kommt es zur stochastischen Anregung durch Synchrotronstrahlung in einem linearen Potential. Deshalb wird die zeitlich konstante Gleichgewichtsverteilung aller Teilchen bei Speicherringen in sehr guter Näherung durch eine zweidimensionale Gaußverteilung beschrieben. Damit ist die transversale Ladungsdichte gegeben durch

$$\rho(x,z) = \frac{Ne}{2\pi\sigma_x\sigma_z} \cdot \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(z-z_0)^2}{2\sigma_z^2}\right] \tag{2.39}$$

mit N als Zahl der Teilchen im Strahl und e als deren Ladung. Die Lage des Strahlschwerpunktes ist durch x_0 und z_0 festgelegt. Die Standardabweichungen σ_x und σ_z werden als horizontale bzw. vertikale Strahlbreite bezeichnet.

Allen Teilchen, deren Enveloppe gerade eine Standardabweichung von der Strahlachse entfernt ist, kann man nach

$$\sigma(s) = \sqrt{\epsilon_{STD}\,\beta(s)} \tag{2.40}$$

eine bestimmte Emittanz zuordnen, die als Emittanz des Gesamtstrahls verstanden wird. Sie wird auch als natürliche Emittanz bezeichnet.

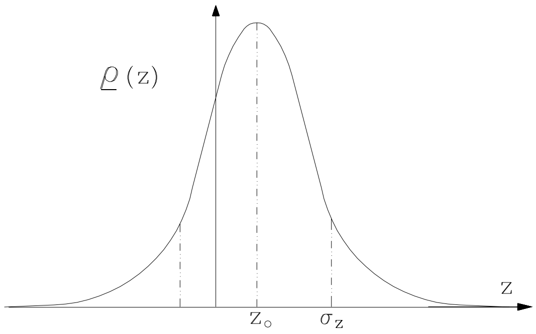

Abbildung 2.7: Vertikale gaußförmige Teilchendichteverteilung in einem Elektronenstrahl. Die horizontale Verteilung ist dazu analog.

In der horizontalen Richtung ist zusätzlich die Ablage der Teilchen vom Orbit durch die Energieabweichung zu berücksichtigen. Die Dispersion D in einem Dipolmagneten mit dem Krümmungsradius R beschreibt die Bahn für ein Teilchen mit $\Delta p = p$, d.h. mit 100 % Impulsabweichung:

$$\mathrm{D(s)} = \mathrm{D}(0) \cdot \cos\left(\frac{s}{R}\right) + \mathrm{D}'(0)\,\mathrm{R} \cdot \sin\left(\frac{s}{R}\right) + \mathrm{R}\left(1 - \cos\frac{s}{R}\right) . \quad (2.41)$$

Ein Teilchen mit der relativen Impulsabweichung $\Delta p/p$ weist die Gesamtablage

$$x_g(s) = x(s) + x_D(s) \quad (2.42)$$

$$= x(s) + D(s) \cdot \frac{\Delta p}{p} \quad (2.43)$$

auf. Ist die Energie gaußförmig um die Sollenergie verteilt, so gilt dies auch für die Verteilung der Dispersionsbahnen $x_D(s)$ um den Orbit. Die resultierende Teilchendichtefunktion $\rho(x)$ erhält man aus der Faltung der beiden Gaußfunktionen unter Berücksichtigung von Gleichung (2.42):

$$\rho_g(x) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x_D}{\sigma_{x_D}}\right)^2\right] \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - x_D}{\sigma_x}\right)^2\right] dx_D . \quad (2.44)$$

Das Ergebnis ist eine Gaußverteilung mit der neuen Standardabweichung

$$\sigma_g = \sqrt{\sigma^2 + \sigma_{x_D}^2} \quad (2.45)$$

$$= \sqrt{\epsilon_x\,\beta_x(s) + \left(D_x(s) \cdot \frac{\Delta p}{p}\right)^2} . \quad (2.46)$$

Durch Umstellen von Gleichung (2.46) ergibt sich für die Emittanz des Elektronenstrahls:

$$\epsilon_x = \frac{1}{\beta_x(s)}\left[\sigma_g^2(s) - \left(D_x(s) \cdot \frac{\Delta p}{p}\right)^2\right] . \quad (2.47)$$

Somit kann die Emittanz durch Messung der Strahlgröße an einem Ort des Speicherringes bestimmt werden, wenn die Strahloptik bekannt ist. Die Dispersion an diesem Ort kann über eine Messung bestimmt werden. Dazu wird die Ablage des Elektronenstrahls bei verschiedenen HF-Frequenzen des Speicherringes bestimmt. Dies kann entweder mittels eines elektronischen Strahllagemonitors (Beam-Position-Monitor oder BPM) oder des Synchrotronlichtmonitors erfolgen, der auch für die Strahlgrößenbestimmung genutzt wird. Letzterer hat den Vorteil, daß beide Messungen am gleichen Ort erfolgen, während BPM's in der Regel nicht in Dipolmagneten liegen und hier erst die gemessene Dispersion vom Meßort zum Quellpunkt der Synchrotronstrahlung transformiert werden muß.

Gemäß Gleichung (2.42) gilt für die Ablage des Strahlschwerpunktes von seiner Sollbahn, wenn er auf einer Dispersionsbahn umläuft:

$$\mathrm{x_D(s)} = \mathrm{D(s)} \cdot \frac{\Delta \mathrm{p}}{\mathrm{p}}. \tag{2.48}$$

Die relative Impulsabweichung ist mit der relativen Längenänderung der Umlaufbahn L durch die Änderung Δf der HF-Frequenz f über den Momentum-Compaction-Faktor α verknüpft [1]:

$$\alpha = \frac{\Delta \mathrm{L/L}}{\Delta \mathrm{p/p}} \tag{2.49}$$

$$= -\frac{\Delta \mathrm{f/f}}{\Delta \mathrm{p/p}}. \tag{2.50}$$

Damit ergibt sich für die Dispersion am Quellort der Synchrotronstrahlung als Funktion der Ablagenänderung des Elektronenstrahls bei Veränderung der HF-Frequenz:

$$\mathrm{D(s)} = -\,\alpha\, \mathrm{x_D(s)}\, \frac{\mathrm{f}}{\Delta \mathrm{f}}\,. \tag{2.51}$$

Somit kann die Dispersion am Quellort der Synchrotronstrahlung durch Variation der HF-Frequenz und Messung der daraus resultierenden Änderung der Schwerpunktslage bestimmt werden.

2.4 Natürliche Emittanz einer idealen linearen Maschine

Die Strahlemittanz wird durch die Teilchenerzeugung und den Beschleunigungsprozeß bestimmt. Die Amplitude der Teilchenschwingungen kann durch Anregungs- und Dämpfungseffekte aufgrund der Emission von Synchrotronstrahlung verändert werden. Bei Protonenbeschleunigern ist wegen der in der Regel fehlenden Synchrotronstrahlung viel mehr Wert auf eine möglichst kleine Emittanz der Vorbeschleuniger zu legen, weil hier die Emittanz durch die Anfangsbedingungen bestimmt ist, d.h. durch die Verteilung der in den Beschleuniger injizierten Teilchen im Phasenraum. Die Abstrahlung der Synchrotronstrahlung in Magnetfeldern führt bei Elektronen zu einer Reduktion der transversalen und longitudinalen Impulskomponenten. Letztere wird durch die Energiezufuhr im Cavity restauriert. Dies führt zu einer Dämpfung der transversalen Schwingungsamplitude.

Dem steht folgender Anregungsmechanismus gegenüber: Durch die quantenhafte Emission eines Photons der Synchrotronstrahlung ändert sich die Energie des Elektrons. Geschieht dies an einer Stelle mit Dispersion, begibt sich das Elektron auf eine Dispersionsbahn und beginnt Betatronoszillationen, die zu einer Vergrößerung des Phasenraumvolumens und damit der Emittanz führen.

Die Emittanz für Elektronen ist somit durch das Gleichgewicht von Anregung und Dämpfung im Kollektiv des Elektronenstrahls bestimmt. Für sie gilt nach [9] bei ausschließlich horizontaler Ablenkung:

$$\begin{aligned} \epsilon_x &= \frac{55}{32\sqrt{3}} \cdot \frac{\hbar}{mc}\gamma^2 \cdot \frac{\left\langle \frac{H(s)}{R^3(s)} \right\rangle}{J_x \left\langle \frac{1}{R^2(s)} \right\rangle} \\ \text{mit } H(s) &= \gamma\, D^2 + 2\,\alpha\, D\, D' + \beta\, D'^2 \,. \end{aligned} \tag{2.52}$$

$\langle \ldots \rangle$ bedeutet dabei die Mittelung über den Beschleunigerumfang. Für die horizontale Dämpfungskonstante J_x gilt bei Maschinen mit getrennten Ablenk- und Fokussiermagneten, d.h. starker Fokussierung, in guter Näherung $J_x \approx 1$.

Somit bestimmen im wesentlichen Biegeradius R, Betafunktion β und Dispersion D die Emittanz, also ist die Magnetstruktur entscheidend.

In der Regel findet in der vertikalen Ebene des Beschleunigers keine Ablenkung statt und auch die vertikale Dispersion verschwindet. Dadurch gibt es nur eine minimale vertikale Emittanz [10], weil es aufgrund des endlichen vertikalen Öffnungswinkels der Synchrotronstrahlung durch die Emission von Photonen auch in der vertikalen Ebene zu Winkelkicks und damit zu vertikalen Strahlbewegungen kommt. Diese führen allerdings nur zu einer vertikalen Emittanz im Bereich von 0.1 pm rad.

Durch Feld- oder Aufstellungsfehler der Strahlführungsmagnete, sowie durch Korrekturmagnete kommt es zu einer nicht verschwindenden vertikalen Dispersion und einer Kopplung der Betatron-Schwingungsebenen. Weiterhin kommt es zu einer Kopplung der Bewegungsebenen durch eine vertikale Ablage des Elektronenstrahls in Sextupolen und durch transversale Ablagen in um die s-Achse gedrehten Quadrupolen. Alle diese Effekte führen zu einer vertikalen Emittanz, die die geringe natürliche vertikale Emittanz in der Regel überwiegt, es sei denn der Beschleuniger erreicht durch optimale Einstellungen eine Kopplung von unter 0.1 %.

Sei $\epsilon_{\mathrm{x},0}$ die horizontale Gleichgewichtsemittanz. Für reine Betatron-Kopplung, d.h. reine Kopplung der beiden transversalen Ebenen, gibt man den Kopplungsfaktor $\kappa < 1$ an und gewinnt damit folgende Beziehung für die Emittanzen:

$$\epsilon_{\mathrm{x}} = \frac{1}{1+\kappa}\,\epsilon_{\mathrm{x},0} \tag{2.53}$$

$$\epsilon_{\mathrm{y}} = \frac{\kappa}{1+\kappa}\,\epsilon_{\mathrm{x},0} \tag{2.54}$$

Damit ergibt der Kopplungsfaktor κ als Verhältnis der transversalen Emittanzen:

$$\kappa = \frac{\epsilon_y}{\epsilon_x}\,. \tag{2.55}$$

Nachdem die natürliche Emittanz und die Kopplung eingeführt sind, werden nun die für die Nutzer der Synchrotronstrahlung wichtigen Parameter eingeführt.

2.5 Die Leuchtdichte und Brillanz

Die Emittanz ist für Experimente mit Synchrotronstrahlung speziell an Speicherringen wichtig, weil deren Möglichkeiten und Dauer hiervon abhängen. Der Photonenfluß F gibt den Photonenstrom, normiert auf den Strahlstrom, in einem bestimmten Energieintervall an:

$$\mathrm{F} = \frac{\mathrm{Photonen}}{\mathrm{s}\ 0.1\%\,\mathrm{BW}\ \mathrm{A}}\,. \tag{2.56}$$

Er ist damit ein Maß für die Intensität der Synchrotronstrahlung.

Bei Untersuchungen mit hoher Ortsauflösung ist eine möglichst punktförmige Quelle gewünscht, d. h. transversale Ausdehnung und Divergenz sollten minimal sein. Dieser Einfluß wird durch die Leuchtdichte S und die Brillanz B berücksichtigt. Die Leuchtdichte berücksichtigt die Winkeldivergenz des Elektronenstrahls:

$$\mathrm{S} = \frac{\mathrm{F}}{2\pi\ \sigma'_{\mathrm{x}}\ \sigma'_{\mathrm{z}}}\,. \tag{2.57}$$

Die Brillanz berücksichtigt zusätzlich die transversalen Strahldimensionen:

$$\mathrm{B} = \frac{\mathrm{F}}{4\pi^2\ \sigma_{\mathrm{x}}\ \sigma_{\mathrm{z}}\ \sigma'_{\mathrm{x}}\ \sigma'_{\mathrm{z}}}\,. \tag{2.58}$$

Aufgrund von Gleichung (2.40) gilt:

$$\sigma_{\mathrm{x,z}} = \sqrt{\epsilon_{\mathrm{x,z}}\,\beta_{\mathrm{x,z}}}\,. \tag{2.59}$$

Ferner ergibt sich aus Gleichung (2.32), da bei der Bestimmung der Divergenz $\mathrm{x(s)} = 0$ ist (vgl. Abbildung 2.6):

$$\sigma'_{\mathrm{x,z}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{\mathrm{x,z}}}{\beta_{\mathrm{x,z}}}} \,. \tag{2.60}$$

Damit kann die Brillanz auch in der Form

$$\mathrm{B} = \frac{\mathrm{F}}{4\pi^2 \, \epsilon_{\mathrm{x}} \, \epsilon_{\mathrm{z}}} \tag{2.61}$$

geschrieben werden.

Nachdem nun die theoretischen Grundlagen erarbeitet sind, werden im folgenden Kapitel die Grundlagen des optischen Synchrotronlichtmonitors betrachtet. Es folgt eine Betrachtung der Möglichkeiten zur Detektierung einer Strahlablage mittels des optischen Synchrotronlichtmonitors. Die erforderlichen Korrekturen der gemessenen Strahldimension werden hergeleitet, um daraus die Breite des Elektronenstrahls und damit die Emittanz zu bestimmen. Es folgt eine Diskussion der erreichbaren Auflösung des klassischen Synchrotronlichtmonitors.

Kapitel 3

Grundlagen des optischen Synchrotronlichtmonitors

In diesem Kapitel wird zunächst das allgemeine Prinzip des optischen Synchrotronlichtmonitors beschrieben. Weiterhin wird auf die Grenzen der Bestimmung der horizontalen Ablage eingegangen, anschließend werden erforderliche Korrekturen der gemessenen Strahldimension aufgrund des Abbildungsverfahrens beschrieben. Zum Ende des Kapitels wird die Auflösungsgrenze des optischen Synchrotronlichtmonitors betrachtet. Es wird deutlich gemacht, bis zu welcher Strahlgröße und damit bis zu welchen Emittanzen sinnvoll gemessen werden kann.

3.1 Das Prinzip des optischen Synchrotronlichtmonitors

Die Strahllage und -größe eines Elektronenstrahls läßt sich mittels Synchrotronstrahlung messen, die in einem Ablenkmagneten entsteht, indem man den Strahlungsquellpunkt auf einen geeigneten Detektor abbildet. Beim optischen Synchrotronlichtmonitor beschränkt man sich auf den sichtbaren Teil der Synchrotronstrahlung. Diese wird je nach gewünschtem Abbildungsmaßstab mittels einer Linse oder eines Linsensystems auf eine CCD-Kamera als Detektor abgebildet.

Das Abbild des Elektronenstrahls kann dann zum einen dem Operateur der Beschleunigeranlage zur visuellen Beurteilung zur Verfügung gestellt werden, zum anderen einer Digitalisierung mit nachfolgender Bildanalyse zugeführt werden. Damit ist eine Bestimmung der relativen oder, bei Vorhandensein von Referenzmarken im Bereich des Quellpunktes, der absoluten Strahllage möglich.

Ferner ist es möglich, die transversalen Strahldimensionen durch einen Gaußfit an das Bild des Elektronenstrahls zu bestimmen und damit die für Nutzer der Synchrotronstrahlung interessanten Größen Emittanz, Leuchtdichte und Brillanz. Instabilitäten und Resonanzen sind durch die entsprechende Strahlaufweitung oder durch periodische Veränderungen des Strahlquerschnittes erkennbar. Mittels Anregung des Strahls über einen geeigneten Anregungskicker wird der Arbeitspunkt aufgrund der Aufweitung des Strahles in horizontaler oder vertikaler Richtung über die Bestimmung der Anregungsfrequenz gemessen. Durch Variation der HF-Frequenz und Messung der daraus resultierenden Verschiebung des Schwerpunktes des Elektronenstrahls ist die Dispersion am Quellort bestimmbar (s. Kapitel 6.8).

Bei den kleinen Emittanzen moderner Synchrotronstrahlungsquellen und den damit verbundenen kleinen Strahlquerschnitten ist die Auflösungsgrenze der optischen Synchrotronlichtmonitore zu beachten (vgl. Kapitel 3.4). Entweder beschränkt man sich für die Messung auf kürzere Wellenlängen (z. B. Röntgenstrahlung mit Pinholekamera) und stellt dem Operateur weiterhin ein qualitatives Bild eines optischen Synchrotronlichtmonitors zur Verfügung, oder man verwendet ein Synchrotronlichtinterferometer (vgl. Kapitel 4).

3.2 Die Bestimmung der horizontalen Strahlablage

Beim optischen Synchrotronlichtmonitor ist der Elektronenstrahl auf den Detektor abzubilden, um eine Bildanalyse zu ermöglichen. Dabei ist zu beachten, daß es aufgrund wechselnder Einstellungen der Magnete des Beschleunigers zu unterschiedlichen Ablagen des Elektronenstrahls von seinem Sollorbit kommen kann. Diese Ablagen sind ebenfalls zu detektieren, um z. B. auch die Dispersionsmessungen (vgl. Kapitel 2.3) überhaupt durchführen zu können.

Durch Einsatz einer Blende kann eine horizontale Abweichung des Elekronenstrahls vom Sollorbit in der Beschleunigerebene bestimmt werden. Dazu ist die Verschiebung des Strahlungsschwerpunktes auf dem Detektor zu betrachten. Solange die Synchrotronstrahlung die Blende homogen ausleuchtet, liegt der Strahlungsschwerpunkt in der Mitte der Blende. Den Quellpunkt erhält man als Tangente an die Bahn des Elektronenstrahls, die gleichzeitig mittig durch die Blende verläuft. Dabei ist zu beachten, daß sich der Abstand L_0 zwischen Blende und Quellpunkt bei einer Ablage dR vom Orbit ändert, wie in der Abbildung 3.1 deutlich wird.

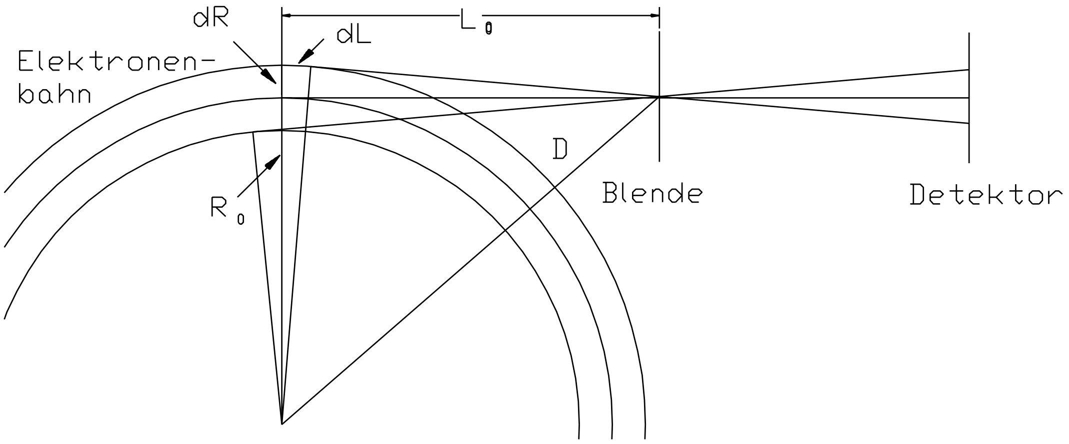

Abbildung 3.1: Bestimmung der horizontalen Ablage dR des Elektronenstrahls durch eine Blende, die den Synchrotronstrahlungsfächer begrenzt

Für den Elektronenstrahl auf dem Orbit sei der Krümmungsradius R_0. Mit D als Abstand zwischen Blende und Krümmungsmittelpunkt gilt nach Pythagoras:

$$L_0 = \sqrt{D^2 - R_0^2} \tag{3.1}$$

Damit ergibt sich für den Zusammenhang zwischen der Änderung von R_0 und der von L_0:

$$dL = \frac{dL}{dR}\, dR \tag{3.2}$$

$$\Rightarrow dL = -\frac{R_0}{L_0}\, dR\,. \tag{3.3}$$

Bei der Detektierung der horizontalen Ablage dR des Strahls von seinem Orbit ist zu beachten, daß eine Detektierung derselben mit der CCD-Kamera nur möglich ist, wenn die damit verbundene Änderung der Distanz zwischen Blende und Quellort so klein ist, daß der neue Quellort noch innerhalb des Schärfentiefebereichs des optischen Systems liegt.

Wie in Kapitel 5.3 dargelegt, ist bei dem gewählten Aufbau des Synchrotronlichtmonitors innerhalb der Strahlenschutzmauer der Abstand L_0 zwischen der Blende und dem Quellpunkt 2995 mm. Mit $R_0 = 3340$ mm als Krümmungsradius der 20°-Dipole bei DELTA ist somit $|dL| \approx |dR|$ in diesem Fall. Bei dem Synchrotronlichtmonitor außerhalb der Strahlenschutzmauer ist die Distanz bis zur

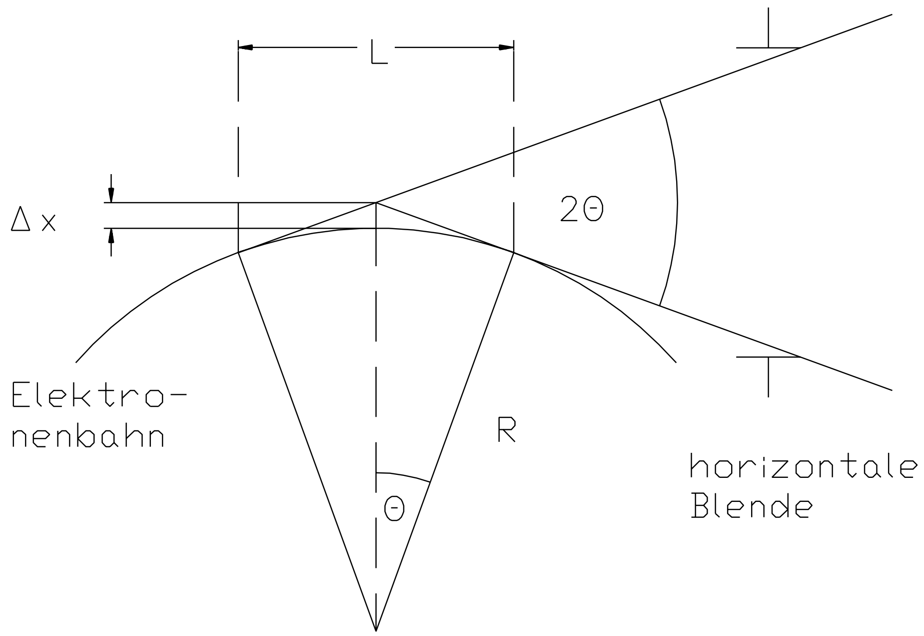

Abbildung 3.2: Horizontale Ausdehnung der Quelle aufgrund der Bewegung des Elektronenstrahls auf einer Kreisbahn im Dipolfeld

Blende 8210 mm. Mit $R_0 = 11173$ mm als Krümmungsradius der 3°-Dipole bei DELTA ist hier $|dL| \approx 1.36\ |dR|$.

Aufgrund der Konstruktion der DELTA-Vakuumkammer [11] [12] ist eine maximale Ablage in der Horizontalen vom Orbit von ca. ±35 mm möglich. Die Möglichkeit der Strahldetektierung in diesem Bereich ist bei beiden Synchrotronlichtmonitoren gewährleistet. Bei zu großer Ablage gelangt keine Synchrotronstrahlung mehr in die Apparatur. Die Schärfentiefe der verwendeten Apparatur wird im Kapitel 6.4 detaillierter untersucht.

Im folgenden wird der Einfluß verschiedener Effekte auf die gemessenen Strahldimensionen betrachtet.

3.3 Die Korrekturen der Strahldimension aufgrund des Abbildungsverfahrens

Die Abbildung des Synchrotronlichtes auf den Detektor geschieht mittels Blenden und Linsen (vgl. Kapitel 5). Durch die folgenden Mechanismen kommt es dabei zu einer Vergrößerung der gemessenen Strahldimension, so daß diese größer ist als die tatsächliche Elektronenstrahlabmessung [13] [14] [15] [16]:

1. Krümmung der Bahn des Elektronenstrahls am Quellpunkt der Synchrotronstrahlung
2. begrenzte Schärfentiefe des optischen Abbildungssystems
3. Beugung an den endlichen Blendenöffnungen
4. endliche Auflösung des Detektors durch die Pixel der CCD-Kamera

Die Beiträge der einzelnen Effekte werden im folgenden dargelegt.

3.3.1 Die Korrektur aufgrund der Bahnkrümmung

Der Elektronenstrahl bewegt sich in der Beschleunigerebene in dem Dipolfeld auf einer Kreisbahn. In jedem infinitesimalen Bogenstück der Bahn wird Synchrotronstrahlung emittiert, so daß der Beobachter einen Strahlungsfächer sieht. Aus Abbildung 3.2 wird deutlich, daß durch die Krümmung der Teilchenbahn die Quelle horizontal ausgedehnt ist, d. h. sie hat die Breite Δx, die eine Funktion des Krümmungsradius und des horizontalen Öffnungswinkels ist.

$$\cos\Theta = \frac{R}{R + \Delta x} \tag{3.4}$$

$$\Rightarrow \Delta x = R\left(\frac{1}{\cos\Theta} - 1\right) \tag{3.5}$$

Die Öffnungswinkel sind klein, so daß die Cosinus-Funktion entwickelt werden kann:

$$\cos\Theta \approx 1 - \frac{1}{2}\Theta^2 \tag{3.6}$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\cos\Theta} \approx 1 + \frac{1}{2}\Theta^2 \,. \tag{3.7}$$

Damit ergibt sich:

$$\Delta\mathrm{x} \approx \frac{1}{2}\mathrm{R}\Theta^2 \,. \tag{3.8}$$

Durch die horizontale Ausdehnung des Strahls sieht der Detektor die Überlagerung von Gaußfunktionen, deren Maxima zwischen $-\Delta\mathrm{x}/2$ und $\Delta\mathrm{x}/2$ liegen. Die Breite der sich überlagernden Gaußfunktionen bleibt dabei konstant. Approximiert man diese Überlagerung nach der Methode der kleinsten Abweichungsquadrate durch eine neue Gaußverteilung [18], deren Maximum in der Mitte des horizontal überstrichenen Bereichs liegt, so hat diese Gaußverteilung die Breite

$$\sigma_\mathrm{K} \approx \frac{1}{2}\mathrm{R}\Theta_\mathrm{h}^2 \,. \tag{3.9}$$

Dieses σ beschreibt die horizontale Verbreiterung des Strahlbildes durch die Krümmung der Teilchenbahn, wenn Synchrotronlicht mit dem horizontalen Öffnungswinkel von $2\,\Theta_\mathrm{h}$ auf den Detektor fällt. Dieser Effekt tritt wegen der Krümmung der Teilchenbahn in der Regel nur bei der horizontalen Strahlbreite in Erscheinung. Er kann durch eine möglichst kleine Blendenöffnung der Apparatur in der Beschleunigerebene minimiert werden, dem steht aber die dann eintretende Vergrößerung des beobachteten Strahlflecks durch Beugungseffekte entgegen (vgl. Kapitel 3.3.3).

3.3.2 Die Korrektur aufgrund der Schärfentiefe

Ein weiterer Effekt, der zu einer scheinbaren Strahlvergrößerung führt, ist die Schärfentiefe [17]. Das Abbildungssystem fokussiert nicht exakt auf einen Punkt, sondern läßt Licht aus einem bestimmten longitudinal ausgedehnten Bereich der Länge L auf den Detektor fallen. Es ist auf den mittleren Punkt dieses Bereichs exakt fokussiert. Somit gilt (s. auch Abbildung 3.3) für die Gegenstandsweite g dieses Punktes:

$$\mathrm{g} = \frac{1}{2}(\mathrm{g}_1 + \mathrm{g}_2) \,. \tag{3.10}$$

Die Linsenbrennweite sei f. Damit gilt für die Bildweiten b und b_2:

$$\mathrm{b} = \frac{\mathrm{f\,g}}{\mathrm{g} - \mathrm{f}} \tag{3.11}$$

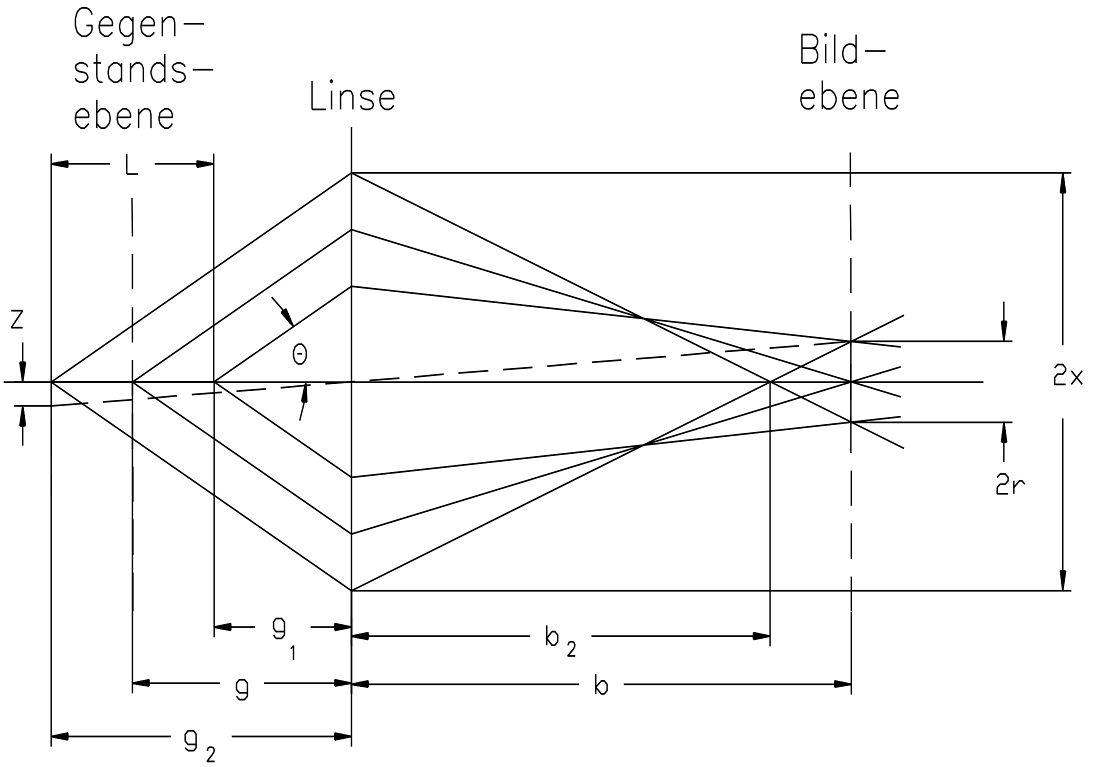

Abbildung 3.3: Endliche Ausdehnung des Quellpunktes aufgrund der Schärfentiefe, da es einen Quellbereich der Länge L gibt.

$$= \frac{\mathrm{f}\,(\mathrm{g}_1 + \mathrm{g}_2)}{\mathrm{g}_1 + \mathrm{g}_2 - 2\mathrm{f}} \tag{3.12}$$

$$\mathrm{b}_2 = \frac{\mathrm{f}\ \mathrm{g}_2}{\mathrm{g}_2 - \mathrm{f}} \tag{3.13}$$

Ferner ist (s. Abbildung 3.3):

$$\frac{\mathrm{r}}{\mathrm{b} - \mathrm{b}_2} = \frac{\mathrm{x}}{\mathrm{b}_2} \qquad \text{und} \tag{3.14}$$

$$\frac{\mathrm{x}}{\mathrm{g}_2} = \tan\Theta \approx \Theta. \tag{3.15}$$

$$\Rightarrow \mathrm{r} = \mathrm{g}_2\,\frac{\mathrm{b} - \mathrm{b}_2}{\mathrm{b}_2}\,\Theta \tag{3.16}$$

Ersetzt man b gemäß Gleichung (3.12) und b_2 gemäß Gleichung (3.13), so ergibt sich nach einigen Umformungen:

$$\mathrm{r} = \mathrm{f}\,\frac{\mathrm{g}_2 - \mathrm{g}_1}{\mathrm{g}_1 + \mathrm{g}_2 - 2\mathrm{f}}\,\Theta\,. \tag{3.17}$$

Für die zugehörige Gegenstandsgröße z gilt nach dem Strahlensatz (s. Abbildung 3.3):

$$z \;=\; g_2\,\frac{r}{b}\,. \tag{3.18}$$

Ersetzt man hier r gemäß Gleichung (3.17) und b gemäß Gleichung (3.12), so erhält man:

$$z \;=\; g_2\,\frac{g_2 - g_1}{g_2 + g_1}\,\Theta \tag{3.19}$$

$$\Rightarrow z \;=\; L\,\frac{g_2}{g_1 + g_2}\,\Theta \tag{3.20}$$

$$\approx\; \frac{1}{2}\,L\,\Theta \tag{3.21}$$

Somit kommt es durch die Schärfentiefe zu einer Überlagerung von Gaußverteilungen, deren Maxima alle auf der optischen Achse liegen, deren Breiten σ aber zwischen 0 und $0.5\,L\,\Theta$ variieren. Hieraus ergibt sich durch Approximation nach der Methode der kleinsten Abweichungsquadrate [18] eine Gaußverteilung mit der Breite

$$\sigma_T \;\approx\; \frac{1}{4}\,L\,\Theta. \tag{3.22}$$

Diese scheinbare Strahlvergrößerung wirkt sich sowohl horizontal als auch vertikal aus. Aus Abbildung 3.2 ist ersichtlich, daß

$$L \;=\; 2\,R\,\sin\Theta_h \tag{3.23}$$

$$\approx\; 2\,R\,\Theta_h \tag{3.24}$$

gilt. Damit ergibt sich für die horizontale Verbreiterung des Strahlbildes:

$$\sigma_{T,h} \;\approx\; \frac{1}{2}\,R\,\Theta_h^2. \tag{3.25}$$

Mit dem vertikalen Öffnungswinkel $2\,\Psi$ der Synchrotronstrahlung ergibt sich für die vertikale Verbreiterung des Strahlbildes:

$$\sigma_{T,v} \;\approx\; \frac{1}{2}\,R\,\Theta_h\,\Psi. \tag{3.26}$$

Die Korrekturen aufgrund der Schärfentiefe führen somit zu möglichst kleinen Blendenöffnungen der Apparatur in beiden Ebenen, dem aber die dann jeweils eintretende Vergrößerung des beobachteten Strahlflecks durch Beugungseffekte entgegensteht (vgl. Kapitel 3.3.3).

3.3.3 Die Korrektur aufgrund von Beugungseffekten

Durch die Vakuumkammer oder durch Blenden kommt es zu Beugungseffekten, die durch ihre Limitierung des Öffnungswinkels ebenfalls zu einer scheinbaren Strahlvergrößerung führen.

Bei einer rechteckigen Öffnung gilt für die Intensitätsverteilung des Lichtes der Wellenlänge λ [19] in der Fraunhofernäherung:

$$\frac{\mathrm{I}}{\mathrm{I}_0} = \left(\frac{\sin\beta}{\beta}\right)^2 \qquad \text{mit} \quad \beta = \frac{\pi \mathrm{D}}{\lambda}\sin\alpha\ . \tag{3.27}$$

Dabei ist α der halbe Öffnungswinkel auf der Bildseite, D die Größe der Blendenöffnung und I_0 die Intensität bei $\alpha = 0$ mrad, dem zentralen Maximum.

Nach dem Rayleigh-Kriterium [19] können zwei Objekte dann gerade noch getrennt werden, wenn das zentrale Beugungsmaximum des einen Objektes mit dem ersten Minimum des Beugungsbildes des anderen Objektes zusammenfällt. Das erste Minimum von Gleichung (3.27) liegt bei $\beta = \pi$. Für kleine Öffnungswinkel ist:

$$\sin\alpha \approx \alpha \approx \tan\alpha\ . \tag{3.28}$$

Mit B als Bildgröße und b als Bildweite gilt:

$$\tan\alpha = \frac{\mathrm{B}}{\mathrm{b}}\ . \tag{3.29}$$

Damit ergibt sich für die Gegenstandsgröße G mit g als Gegenstandsweite:

$$\mathrm{G} = \mathrm{B}\cdot\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{b}} \tag{3.30}$$

$$= \mathrm{g}\cdot\sin\alpha \tag{3.31}$$

$$= \mathrm{g}\,\lambda\cdot\frac{\beta}{\pi\mathrm{D}} \tag{3.32}$$

Für den gegenstandsseitigen halben Öffnungswinkel Θ gilt:

$$\Theta = \frac{\mathrm{D}}{2\,\mathrm{g}}\ . \tag{3.33}$$

Damit ergibt sich:

$$\mathrm{G} \approx \frac{\beta}{2\pi}\cdot\frac{\lambda}{\Theta} \tag{3.34}$$

Damit ergibt sich für die minimal auflösbare Gegenstandsgröße wegen $\beta = \pi$ nach dem Rayleigh-Kriterium:

$$\mathrm{G}_{\mathrm{min}} \approx \frac{1}{2}\cdot\frac{\lambda}{\Theta}. \tag{3.35}$$

Durch Beugung an einem Schlitz bekommt eine punktförmige Quelle somit durch die Abbildung auf den Detektor eine endliche Breite. Damit führt die Beugung an einer rechteckigen Öffnung sowohl in der Horizontalen als auch in der Vertikalen zu einer scheinbaren Strahlvergrößerung, die durch

$$\sigma_\mathrm{B} \approx 0.5\,\frac{\lambda}{\Theta} \tag{3.36}$$

gegeben ist. Dabei ist Θ der halbe Öffnungswinkel in der jeweiligen Richtung.

Bei einer runden Blende hingegen gilt für die Intensitätsverteilung [19] in der Fraunhofernäherung:

$$\frac{\mathrm{I}}{\mathrm{I_0}} = \left(\frac{2\mathrm{J_1(x)}}{\mathrm{x}}\right)^2 \qquad \text{mit} \quad \mathrm{x} = \frac{2\pi\,\mathrm{a}}{\lambda}\sin\alpha\,. \tag{3.37}$$

Dabei ist α der bildseitige halbe Öffnungswinkel, a der Blendenradius und $\mathrm{J_1(x)}$ die Besselfunktion der ersten Art der Ordnung 1. Hier liegt das erste Minimum des Beugungsbildes bei $\mathrm{x} = 3.83$. Analog zu den obigen Ausführungen ergibt sich dann nach dem Rayleigh-Kriterium für die minimal auflösbare Gegenstandsgröße:

$$\mathrm{G_{min}} \approx \frac{3.83}{2\pi}\cdot\frac{\lambda}{\Theta}\,. \tag{3.38}$$

Eine punktförmige Quelle bekommt durch Beugung an einer Iris bei der Abbildung auf den Detektor eine endliche Breite. Somit führt die Beugung an einer runden Öffnung sowohl in der Horizontalen als auch in der Vertikalen zu einer scheinbaren Strahlvergrößerung, die durch

$$\sigma_\mathrm{B} \approx 0.61\,\frac{\lambda}{\Theta} \tag{3.39}$$

gegeben ist.

Die Korrekturen aufgrund von Beugungseffekten führen somit sowohl bei einer rechteckigen Blende als auch bei einem runden Loch zu einer möglichst großen Blendenöffnung, um sie zu minimieren. Der maximal mögliche Öffnungswinkel ist in der Praxis durch die Vakuumkammer limitiert.

3.3.4 Die Korrektur aufgrund der Auflösung des CCD-Chips

Da der CCD-Chip eine endliche Auflösung hat, führt auch diese zu einer scheinbaren Strahlvergrößerung. Selbst eine ideal punktförmige Quelle bekommt durch die Auflösung des CCD-Chips eine bestimmte Größe. Genauer als die Auflösungsgrenze des CCD-Chips kann mit der Apparatur auf keinen Fall gemessen werden, selbst wenn man alle anderen bisher besprochenen Effekte vernachlässigen könnte. Diese Effekte überwiegen allerdings in der Regel, so daß die endliche Auflösung des CCD-Chips nur nach der Korrektur der gemessenen Strahldimension um obige

Effekte noch als prinzipielle Grenze zu berücksichtigen ist. Mit d als Gesamtbreite oder -höhe des CCD-Chips und A als Auflösung des Chips in dieser Richtung ergibt sich dieser Beitrag zu:

$$\sigma_{\mathrm{A}} \approx \frac{1}{\mathrm{V}} \frac{\mathrm{d}}{2\mathrm{A}} . \tag{3.40}$$

Dabei ist V der Abbildungsmaßstab des optischen Abbildungssystems. Die Horizontalauflösung von z.B. 380 Linien bedeutet, daß bei einer waagerechten Linie je 190 helle und dunkle Punkte getrennt werden können [20]. Dies bedeutet, daß selbst ein punktförmiges Objekt die Größe d/2/A auf dem CCD-Chip hat.

3.3.5 Die Gesamtkorrekturen

Die verschiedenen Effekte führen jeweils zu einer Strahlausdehnung σ_{i}, selbst wenn eine ideal punktförmige Quelle vorläge. In Kapitel 2.3 wurde bei dem Beitrag der Dispersion zur Strahlbreite erläutert, daß in solchen Fällen für die Gesamtkorrektur der Strahlabmessung σ^{kor} gilt:

$$\sigma^{\mathrm{kor}} = \sqrt{\sum_{\mathrm{i}} \sigma_{\mathrm{i}}^2} . \tag{3.41}$$

Die Schärfentiefe, die Teilchenbahnkrümmung, die Beugung und die endliche Auflösung des CCD-Chips führen somit in der Horizontalen zu einer σ-Korrektur von:

$$\sigma_{\mathrm{h}}^{\mathrm{kor}}(\Theta) = \sqrt{\sigma_{\mathrm{T}}^2 + \sigma_{\mathrm{K}}^2 + \sigma_{\mathrm{B}}^2 + \sigma_{\mathrm{A}}^2} \tag{3.42}$$

$$= \sqrt{\left(\frac{1}{2}\mathrm{R}\Theta^2\right)^2 + \left(\frac{1}{2}\mathrm{R}\Theta^2\right)^2 + \left(\epsilon\,\frac{\lambda}{\Theta}\right)^2 + \left(\frac{1}{\mathrm{V}}\frac{\mathrm{b}}{2\mathrm{A}_{\mathrm{h}}}\right)^2} . \tag{3.43}$$

Dabei ist ϵ der Vorfaktor für den Beugungsterm für den jeweiligen Blendentyp (für einen Rechteckspalt ist $\epsilon = 0.5$, für eine Iris gilt $\epsilon = 0.61$, vgl. Kapitel 3.3.3), b die Breite des CCD-Chips und $\mathrm{A_h}$ dessen horizontale Auflösung. Die Korrekturen werden für den horizontalen Öffnungswinkel gegenüber der Mittelachse

$$\Theta_{\mathrm{h}}^{\mathrm{opt}} = \left(\epsilon\,\frac{\lambda}{\mathrm{R}}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{3.44}$$

minimal. Bei diesem Winkel erreicht man für eine bestimmte Wellenlänge die beste horizontale Auflösung.

Analog dazu ergibt sich in der Vertikalen, wobei hier die Krümmung keinen Beitrag liefert, mit Ψ als vertikalem Öffnungswinkel gegenüber der Mittelachse:

$$\sigma_{\mathrm{v}}^{\mathrm{kor}}(\Theta) = \sqrt{\sigma_{\mathrm{T}}^2 + \sigma_{\mathrm{B}}^2 + \sigma_{\mathrm{A}}^2} \tag{3.45}$$

$$= \sqrt{\left(\frac{1}{2}\mathrm{R}\Theta\Psi\right)^2 + \left(\epsilon\,\frac{\lambda}{\Psi}\right)^2 + \left(\frac{1}{\mathrm{V}}\frac{\mathrm{h}}{2\mathrm{A}_{\mathrm{v}}}\right)^2} . \tag{3.46}$$

Dabei ist h die Höhe des CCD-Chips und A_v dessen vertikale Auflösung. Hier ist:

$$\Psi_v^{opt} = \left(2\epsilon \frac{\lambda}{R\Theta}\right)^{\frac{1}{2}} . \tag{3.47}$$

Für diesen vertikalen Öffnungswinkel gegenüber der Mittelachse werden die Korrekturen minimal, d. h. man erreicht für eine bestimmte Wellenlänge und einen vorgegebenen horizontalen Öffnungswinkel die beste vertikale Auflösung. Dabei ist zu berücksichtigen, daß für den vertikalen Öffnungswinkel außer durch Blenden evtl. auch eine natürliche Grenze gegeben ist, da die Synchrotronstrahlung in dieser Richtung stark kollimiert ist (vgl. Kapitel 2.1).

3.4 Die Auflösungsgrenze des optischen Synchrotronlichtmonitors

Für den optischen Synchrotronlichtmonitor gibt es eine beugungslimitierte Photonemittanz [10] [21]:

$$\epsilon_{ph} = \frac{\lambda}{4\pi} . \tag{3.48}$$

Diese limitiert die minimal meßbare Emittanz des Elektronenstrahls, weil minimal die Photonemittanz gemessen werden kann, wenn die Auflösung des Monitors ausreichend ist. Ist die Elektronenstrahlemittanz kleiner als die Photonemittanz, liegt eine räumlich kohärente oder beugungslimitierte Strahlungsquelle vor.

Über eben diese „Unschärferelation“ sind beim optischen Synchrotronlichtmonitor die minimal meßbare Photonenstrahlgröße σ_{ph} und der Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung in der jeweiligen Ebene verknüpft:

$$\sigma_{ph} = \frac{\lambda}{4\pi}\frac{1}{\Theta_{ph}} \tag{3.49}$$

Beim Speicherring Delta ergibt sich bei $\lambda = 500$ nm mit $R = 3340$ mm als Biegeradius der 20°-Dipole für den natürlichen halben vertikalen Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung (vgl. Kapitel 2.1 und Gleichung (2.25)):

$$\Psi = \left(\frac{3\,\lambda}{4\pi R}\right)^{\frac{1}{3}} \tag{3.50}$$

$$\Rightarrow \Psi \approx 3.3 \text{ mrad} .$$

Damit ergibt sich für die minimal meßbare vertikale Photonenstrahlgröße bei Delta bei Verwendung der Synchrotronstrahlung aus einem 20°-Dipol:

$$\sigma_{ph}^{min} \approx 12\ \mu\text{m} \tag{3.51}$$

und über $\epsilon = \sigma^2/\beta$ für die so minimal meßbare vertikale Strahlemittanz:

$$\epsilon_{\mathrm{v}}^{\mathrm{min}} \approx \frac{0.14}{\beta\,[\mathrm{m}]}\ \mathrm{nm\ rad}\ . \tag{3.52}$$

Beim Speicherring Delta gibt es noch einen weiteren Synchrotronlichtmonitor, der die Synchrotronstrahlung aus einem 3°-Dipol nutzt (vgl. Kapitel 5.1). Damit ergibt sich mit $\lambda = 500$ nm und R = 11173 mm als Biegeradius hier für den natürlichen halben vertikalen Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung:

$$\Psi \approx 2.2\ \mathrm{mrad}\ .$$

Damit ergibt sich für die minimal meßbare vertikale Photonenstrahlgröße bei Delta bei Verwendung der Synchrotronstrahlung aus einem 3°-Dipol:

$$\sigma_{\mathrm{ph}}^{\mathrm{min}} \approx 18\ \mu\mathrm{m} \tag{3.53}$$

und über $\epsilon = \sigma^2/\beta$ für die so minimal meßbare vertikale Strahlemittanz:

$$\epsilon_{\mathrm{v}}^{\mathrm{min}} \approx \frac{0.32}{\beta\,[\mathrm{m}]}\ \mathrm{nm\ rad}\ . \tag{3.54}$$

Auf der anderen Seite gibt es, wie im vorherigen Kapitel dargelegt, durch Schärfentiefe, Teilchenbahnkrümmung, Beugung und endliche Auflösung des CCD-Chips eine Begrenzung der erreichbaren Auflösung. Bei dem verwendeten Aufbau liegen diese Korrekturen bei ungefähr 80 μm (vgl. Kapitel 5.5) und damit deutlich über der minimal meßbaren Photonenstrahlgröße. Diese Einflüsse können zwar berechnet und damit auch berücksichtigt werden, machen aber eine Strahlgrössenmessung unterhalb etwa 100 μm wenig sinnvoll, da sie von der gemessenen Strahlgröße abzuziehen sind, um die Größe des Elektronenstrahls am Quellort der Synchrotronstrahlung zu erhalten und die Messung damit sehr ungenau wird. Damit ergibt sich für die minimal meßbare Strahlemittanz bei dem verwendeten Aufbau bei Delta aufgrund der erforderlichen σ-Korrekturen:

$$\epsilon^{\mathrm{min}} \approx \frac{6.4}{\beta\,[\mathrm{m}]}\ \mathrm{nm\ rad}\ . \tag{3.55}$$

Somit sind je nach am Meßort vorliegender Betafunktion Emittanzen unterhalb von etwa 10 bis 1 nm rad mit dem optischen Synchrotronlichtmonitor nicht mehr sinnvoll meßbar. Aus diesem Grunde wurde ein weiteres Meßverfahren, das Synchrotronlichtinterferometer, entwickelt, dessen Grundlagen im folgenden Kapitel erläutert werden.

Kapitel 4

Theoretische Grundlagen des Synchrotronlichtinterferometers

In diesem Kapitel wird eine neue Methode beschrieben, die zur Messung der Elektronenstrahlabmessungen ebenfalls sichtbare Synchrotronstrahlung nutzt. Vorteil dieses Verfahrens ist, daß die Auflösungsgrenze um etwa eine Größenordnung geringer ist als die der konventionellen Strahldimensionsbestimmung mittels optischem Synchrotronlichtmonitor (vgl. Kapitel 6.6).

4.1 Die Motivation des Synchrotronlichtinterferometers

Bei dieser Methode wird ebenfalls die Synchrotronstrahlung zur Bestimmung der Elektronenstrahlgröße am Quellort der Synchrotronstrahlung genutzt. Damit ist auch das Interferenzverfahren nicht strahlbeeinflusssend oder gar -zerstörend. Es hat somit gegenüber anderen Verfahren die gleichen Vorteile wie das zuvor beschriebene konventionelle Verfahren zur Bestimmung der Strahlgröße mittels Synchrotronstrahlung. Beim Interferenzverfahren sind aber die oben erwähnten Korrekturen der gemessenen Gaußverteilung durch Beugung, Schärfentiefe, Bahnkrümmung und die endliche Auflösung des CCD-Chips nicht erforderlich. Damit entfällt hier die Limitierung bzgl. der Auflösung und damit bzgl. der Meßbarkeit kleiner Strahlgrößen, bei denen die Korrekturen in der Größenordnung der gemessenen Gaußverteilung liegen. Ein Experiment zur Bestimmung der Auflösungsgrenze des bei DELTA verwendeten Synchrotronlichtinterferometer wird in Kapitel 6.6 beschrieben.

Beim Interferenzverfahren beschränkt man sich weiterhin auf sichtbares Licht, geht also nicht zu kleineren Wellenlängen (Röntgenbereich), was die andere Alternative zur Verbesserung der Auflösung wäre. Damit kann der gleiche Detektor (CCD-Kamera) und prinzipiell die gleichen optischen Elemente (z.B. Linsen, Blenden und Spiegel) wie beim konventionellen Verfahren verwendet werden. Lediglich der davor befindliche Aufbau zur Abbildung des Quellpunktes der Synchrotronstrahlung ist entsprechend zu modifizieren. Dies ist leichter und kostengünstiger zu realisieren als der Aufbau einer Strahllinie für Röntgenstrahlung mit ihren neuen optischen Elementen und Detektoren.

In dem nachfolgen Abschnitt wird die Theorie des Synchrotronlichtinterferometers, basierend auf einem Konzept von T. Mitsuhashi, KEK, Japan [22] [23] [24] [25] [26] [27] [28], hergeleitet. Auf den Aufbau und die Messungen an der Beschleunigeranlage DELTA wird in den beiden nachfolgenden Kapiteln detaillierter eingegangen.

4.2 Die Theorie des Synchrotronlichtinterferometers

Beim Interferenzverfahren wird, wie der Name sagt, die konstruktive Interferenz zweier Lichtstrahlen ausgenutzt, wenn sie bestimmten Kohärenzbedingungen genügen. Der Zentralteil der Synchrotronstrahlung ist räumlich betrachtet transversal kohärent, wenn man sich auf sichtbares Licht beschränkt. Damit kann der Quellpunkt als eine Punktquelle mit einer gegebenen Intensitätsverteilung betrachtet werden. Bei der Diagnose läßt man die Synchrotronstrahlung auf einen im Abstand s vom Quellort postierten Doppelspalt fallen (s. Abbildung 4.1). An jedem Spalt entstehen Beugungsringe, die durch die Interferenz zwischen den Spalten moduliert werden. Das entstehende Interferenzmuster wird mittels einer Linse auf einen geeigneten Detektor (CCD-Kamera) abgebildet. Dabei wird ein Bandpaßfilter mit einer Bandbreite von 10 nm eingesetzt, um einen quasimonochromatischen Lichtstrahl zu erhalten. Mit zunehmender Quellgröße verringert sich der Kohärenzgrad und damit die Modulationstiefe des Interferogramms. Aus der Messung des Betrages des komplexen Interferenzgrades γ der Synchrotronstrahlung kann bei bekannter Wellenlänge λ und bekanntem Spaltabstand D die Größe des Elektronenstrahls am Quellort der Synchrotronstrahlung bestimmt werden. Bei gleicher Intensität der Synchrotronstrahlung an den beiden Spalten ergibt sich für die Intensität des Interferenzmusters, normiert auf die Summe der Intensitäten an den beiden Einzelspalten:

$$\mathrm{I}(\Theta) \quad = \quad 1 + \gamma(\mathrm{D}) \cdot \cos[\mathrm{kD}(\Theta + \phi)]. \tag{4.1}$$

Dabei ist Θ der Beobachtungswinkel, unter dem das Interferogramm bezüglich der Ausbreitungsrichtung der Synchrotronstrahlung gesehen wird. ϕ repräsentiert die Phase der Interferenzringe. Wie in Kapitel 2 bereits dargelegt, besteht die Synchrotronstrahlung aus einem parallel zur Beschleunigerebene polarisierten Anteil

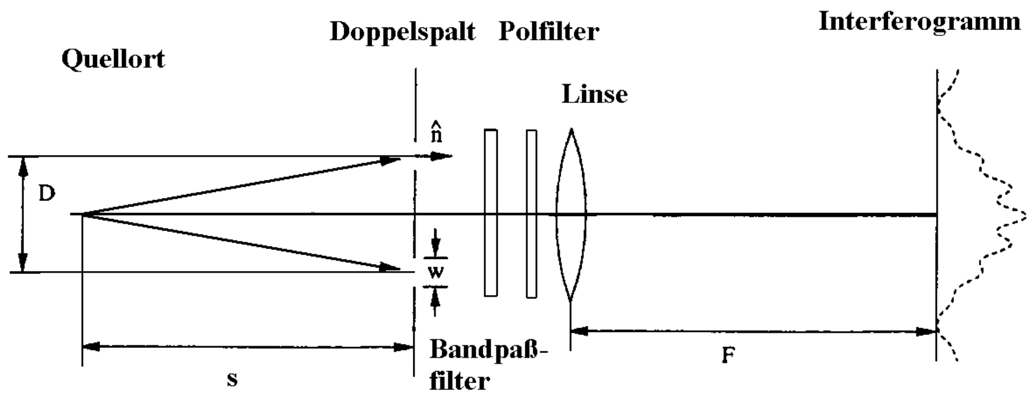

Abbildung 4.1: Prinzipzeichnung des Aufbaus eines Synchrotronlichtinterferometers zur Diagnose der Strahlgröße

und einem dazu senkrecht polarisiertem Anteil. In dem experimentellen Aufbau wird mittels eines linearen Polfilters die Beschränkung auf den horizontal polarisierten Anteil realisiert. Die vertikal polarisierte Komponente ändert in der Beschleunigerebene ihr Vorzeichen und würde damit im Interferogramm zu einer um π verschobenen Phase führen. Damit wäre bei $\Theta = 0$ mrad ein Minimum statt eines Maximums zu beobachten. Für die Messung problematisch ist lediglich die Mischung beider Polarisationen, da dies zu einer Änderung der Modulationstiefe aufgrund der Überlagerung zweier um π verschobener Interferogramme und nicht aufgrund einer Verbreiterung der Quelle führt. Im folgenden wird daher nur der horizontal polarisierte Anteil mit $\phi = 0$ mrad betrachtet.

Der Absolutbetrag des komplexen Interferenzgrades γ ist mit der Sichtbarkeit V des Interferenzmusters, d. h. der Modulationstiefe im Zentrum des Beugungsmusters, über die Intensitäten I_1 und I_2 an den beiden Spaltöffnungen verknüpft [28]:

$$|\gamma(\mathrm{D})| \;=\; 2 \cdot \frac{\sqrt{I_1\, I_2}}{I_1 + I_2} \cdot V(D)\ . \tag{4.2}$$

Bei gleicher Intensität an den beiden Spalten ergibt sich damit:

$$|\gamma(\mathrm{D})| \;=\; V(D)\ . \tag{4.3}$$

Mit $\mathrm{I}_{\mathrm{max}}$ als Intensität des zentralen Maximums und $\mathrm{I}_{\mathrm{min}}$ als Intensität des benachbarten Minimums im Interferenzmuster (s. Abbildung 4.2) gilt dann [19]:

$$\mathrm{V} \;=\; \frac{\mathrm{I}_{\mathrm{max}} - \mathrm{I}_{\mathrm{min}}}{\mathrm{I}_{\mathrm{max}} + \mathrm{I}_{\mathrm{min}}}. \tag{4.4}$$

Bei der Bestimmung der Intensitäten aus dem entsprechenden Interferogramm ist in der Praxis zu beachten, daß der allgemeine Rauschuntergrund zunächst abgezogen wird, d. h. die Intensitäten am Rande des Interferenzmusters müssen wirklich gleich Null sein. Ansonsten wird der Nenner des Termes, aus dem die Sichtbarkeit in der Praxis bestimmt wird, zu groß und man erhält einen falschen, zu kleinen Wert.

Nach dem van-Cittert-Zernicke-Theorem ist das Profil der Quelle die Fouriertransformierte des komplexen Kohärenzgrades [29]. Mit $\mathrm{f}(\Theta)$ als Profil am Quellpunkt der Synchrotronstrahlung gilt dann für den komplexen Kohärenzgrad:

$$\gamma(\mathrm{D}) \;=\; \int \mathrm{f}(\Theta) \cdot \exp[-\mathrm{ikD}\Theta]\, \mathrm{d}\Theta\ . \tag{4.5}$$

Dabei ist $\mathrm{k}=2\pi/\lambda$. Bei einem gaußverteilten Elektronenstrahl gilt für das Strahlprofil:

$$\mathrm{f}(\mathrm{y}) \;=\; \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma} \cdot \exp\left[-\frac{\mathrm{y}^2}{2\sigma^2}\right]\ . \tag{4.6}$$

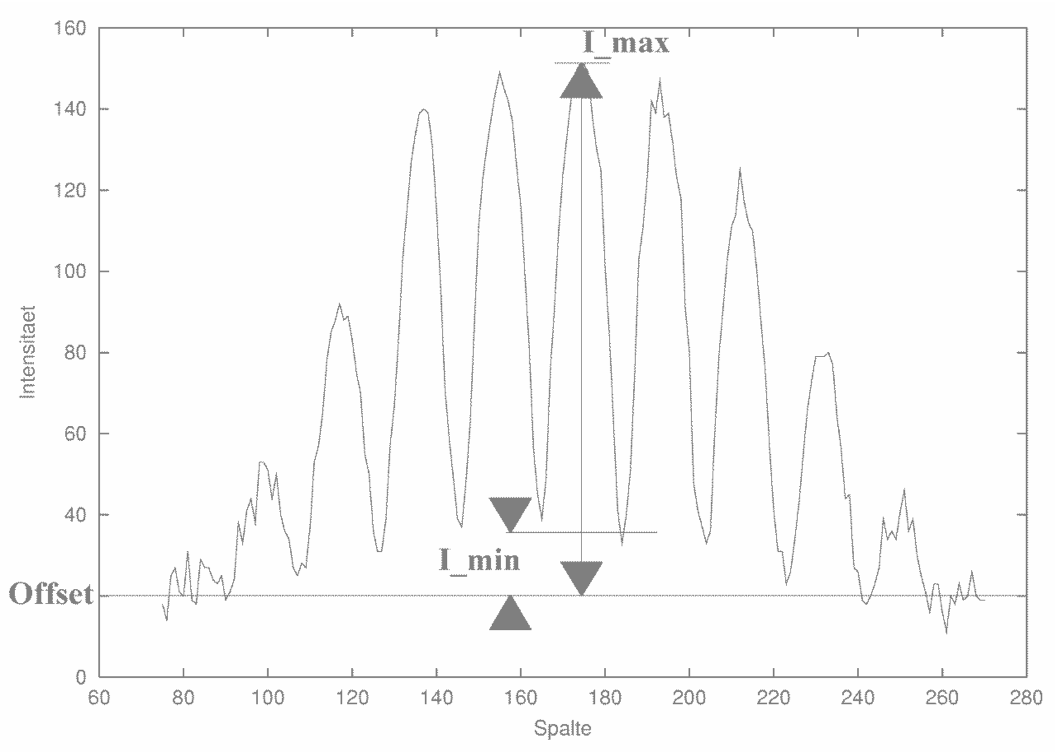

Abbildung 4.2: Beispiel für ein Interferogramm mit den Intensitätswerten des zentralen Maximums und seiner benachbarten Minima, sowie des Offsets (Rauschuntergrund)

Mit $\mathrm{y} = \Theta\,\mathrm{s}$ ergibt sich dann für das Profil der Quelle unter Berücksichtigung der Normierung auf 1:

$$\mathrm{f}(\Theta) \;=\; \frac{\mathrm{s}}{\sqrt{2\pi}\,\sigma} \cdot \exp\left[-\frac{\mathrm{s}^2\Theta^2}{2\sigma^2}\right] \;. \tag{4.7}$$

Somit ergibt sich für den komplexen Kohärenzgrad:

$$\begin{aligned} \gamma(\Theta) &= \frac{\mathrm{s}}{\sqrt{2\pi}\,\sigma} \int \exp\left[-\frac{\mathrm{s}^2\Theta^2}{2\sigma^2}\right] \cdot \exp\left[-\mathrm{ikD}\Theta\right] \mathrm{d}\Theta && (4.8) \\ &= \frac{\mathrm{s}}{\sqrt{2\pi}\,\sigma} \int \exp\left(-\beta^2\right) \cdot \exp\left[-\left(\frac{2\pi}{\lambda}\,\mathrm{D}\frac{\sigma}{\sqrt{2}\,\mathrm{s}}\right)^2\right] \frac{\sqrt{2}\sigma}{\mathrm{s}}\,\mathrm{d}\beta && (4.9) \\ \text{mit } \beta &= \frac{\mathrm{s}}{\sqrt{2}\,\sigma}\Theta + \mathrm{ikD}\frac{\sigma}{\sqrt{2}\,\mathrm{s}} \;. \end{aligned}$$

Dies vereinfacht sich zu:

$$\gamma(\Theta) \;=\; \exp\left[-\frac{2\pi^2(\mathrm{D}\,\sigma)^2}{(\lambda\,\mathrm{s})^2}\right] \;. \tag{4.10}$$

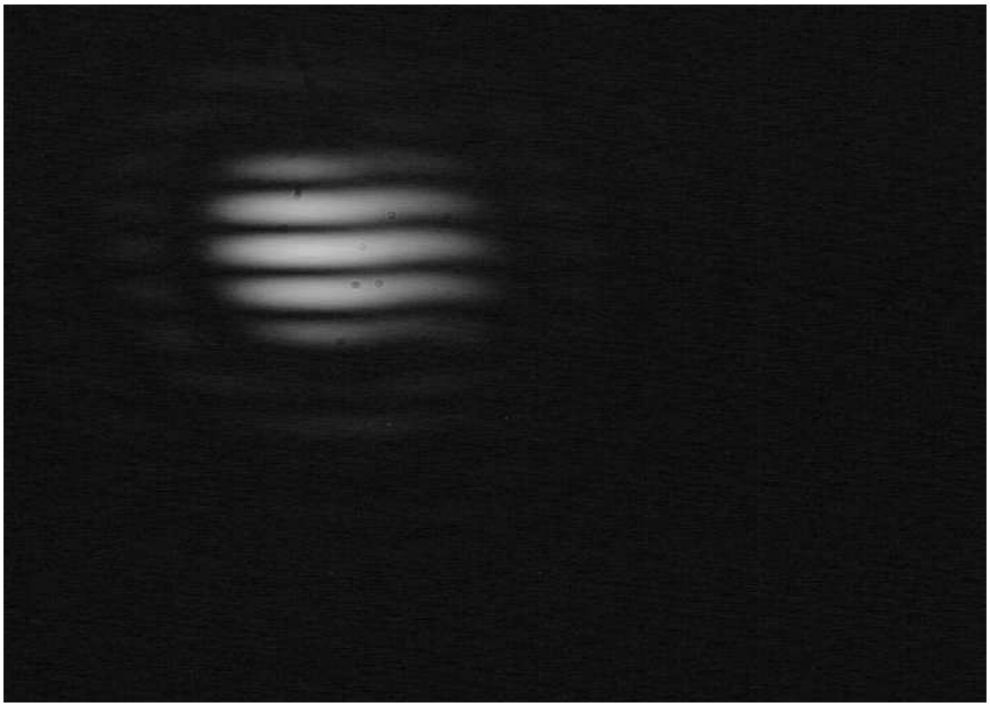

Abbildung 4.3: Interferenzbild bei 2 mm Doppelspaltabstand vertikal

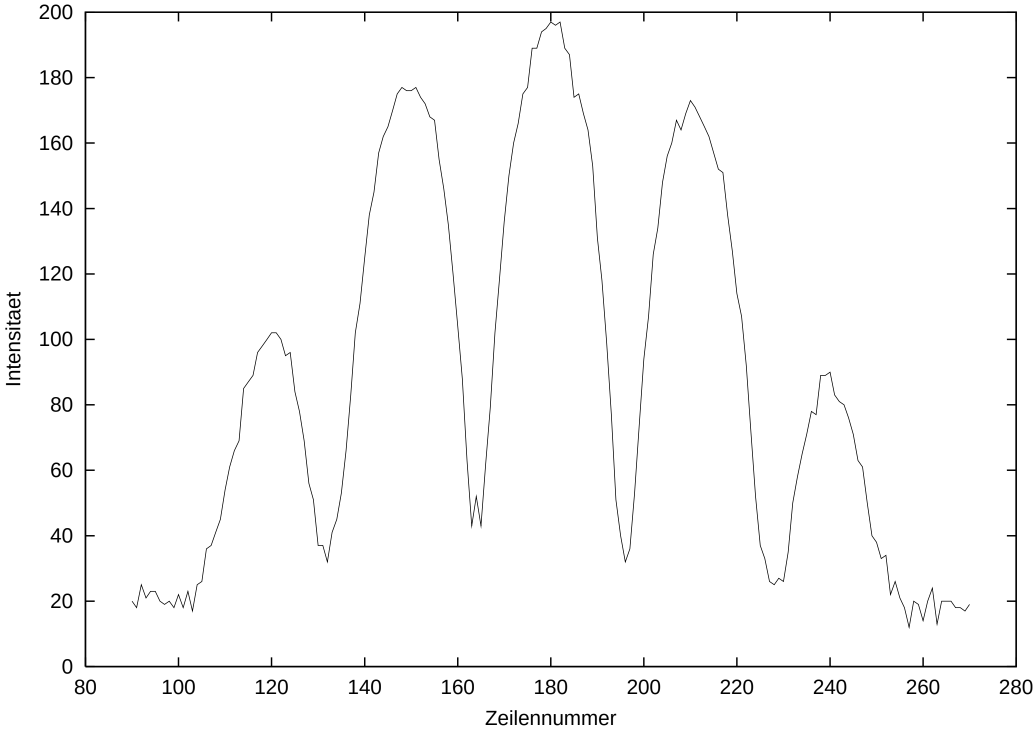

Abbildung 4.4: Interferogramm bei 2 mm Doppelspaltabstand vertikal

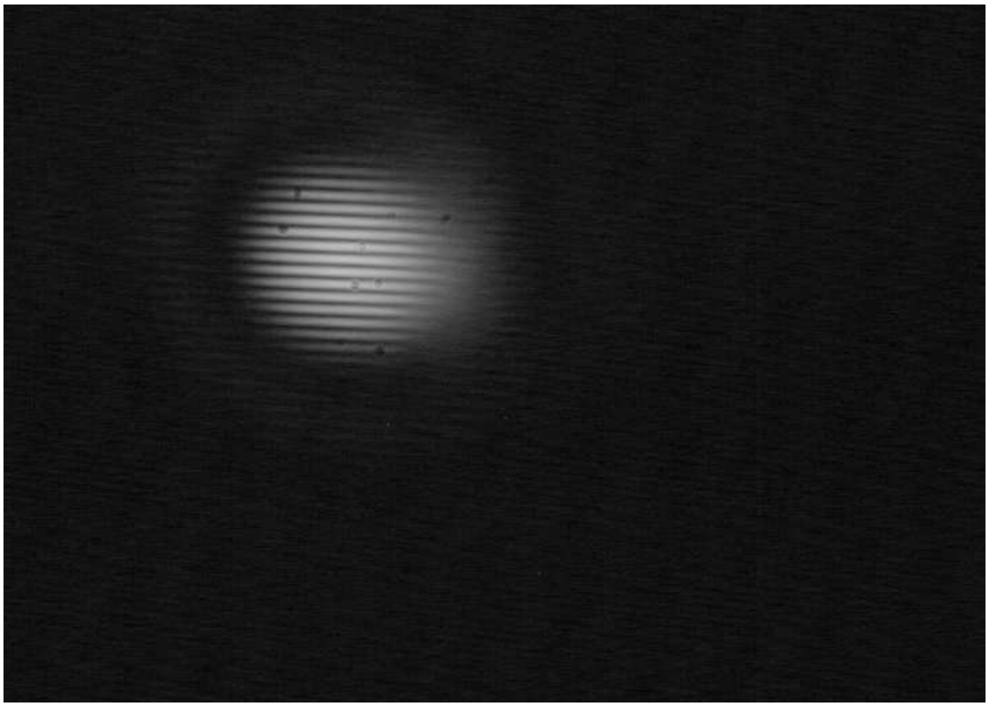

Abbildung 4.5: Interferenzbild bei 7 mm Doppelspaltabstand vertikal

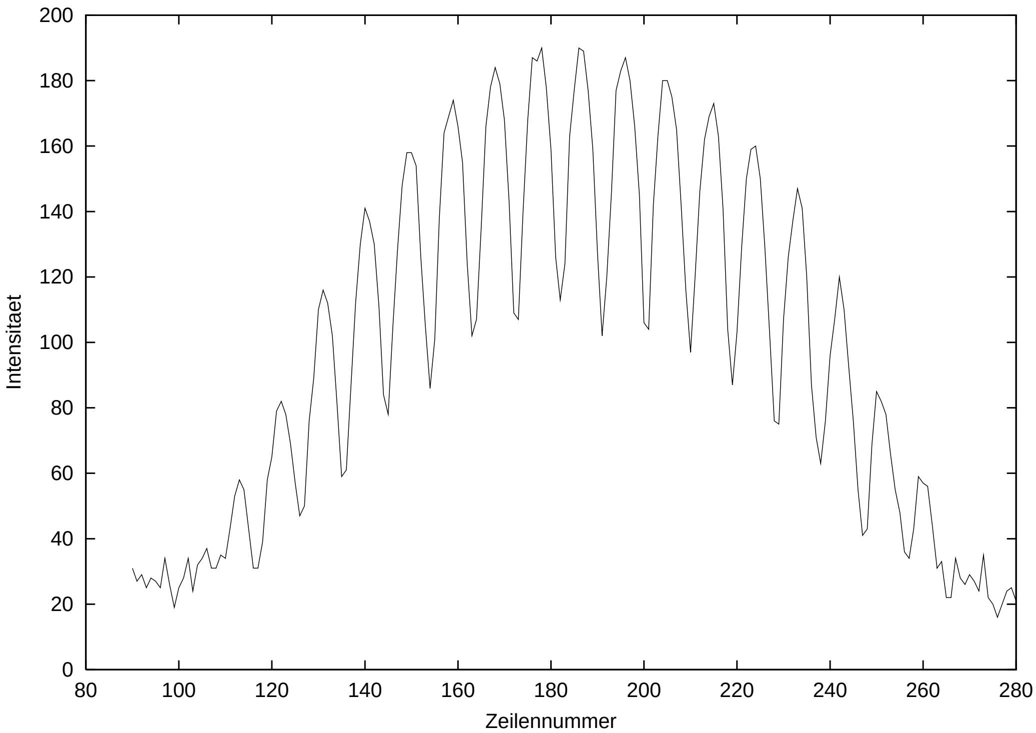

Abbildung 4.6: Interferogramm bei 7 mm Doppelspaltabstand vertikal

Unter Berücksichtigung von $\mathrm{V} = |\gamma(\Theta)|$ ergibt sich damit für die Sichtbarkeit:

$$\mathrm{V(D)} \quad = \quad \exp\left[-\frac{2\pi^2(\mathrm{D}\,\sigma)^2}{(\lambda\,\mathrm{s})^2}\right] . \tag{4.11}$$

Durch Umstellen erhält man für die Strahlbreite den folgenden Zusammenhang:

$$\sigma = \frac{\lambda\,\mathrm{s}}{\sqrt{2}\,\pi\,\mathrm{D}} \cdot \sqrt{\ln\frac{1}{\mathrm{V}}} . \tag{4.12}$$

Durch Messung der Sichtbarkeit V kann somit bei bekanntem Spaltabstand D mit Hilfe der Wellenlänge λ und dem Abstand s des Doppelspaltes von der Quelle die Strahlbreite unter der Annahme eines gaußförmigen Elektronenstrahls bestimmt werden.

In den Abbildungen 4.3 und 4.5 sind entsprechende Interferenzbilder dargestellt, die bei DELTA mit D = 2 mm bzw. D = 7 mm vertikalem Doppelspaltabstand aufgenommen worden sind. In den Abbildungen 4.4 und 4.6 sind die entsprechenden Interferogramme aufgtragen, d.h. die zugehörigen Vertikalschnitte durch die Interferenzbilder. Die geringere Modulationstiefe mit zunehmendem Doppelspaltabstand aufgrund der mit größer werdendem Abstand von der Mitte immer geringeren transversalen Kohärenz der Synchrotronstrahlung ist in diesen Abbildungen deutlich zu erkennen.

Nachdem nun die theoretischen Grundlagen des Synchrotronlichtinterferometers erläutert wurden, wird im folgenden Kapitel auf den detaillierten Aufbau sowohl der konventionellen Synchrotronlichtmonitore als auch der Synchrotronlichtinterferometer bei Delta eingegangen.

Kapitel 5

Aufbau der Meßapparatur

Mittels der in diesem Kapitel vorgestellten Apparatur erhält man über eine CCD-Kamera ein Abbild des Strahls. Neben dem qualitativen Informationsgehalt dieses Bildes (Strahlform und -qualität) wird aus ihm auch der Schwerpunkt und die Dimension des Elektronenstrahls bestimmt. Dies ermöglicht auch eine Emittanzmessung.

In diesem Kapitel wird zunächst die Lage der beiden verwendeten Meßplätze am Speicherring Delta beschrieben. Im nächsten Abschnitt wird ausführlich der Vakuumaufbau des überwiegend benutzten Meßplatzes innerhalb der Strahlenschutzmauer dargestellt. Danach wird kurz auf den Vakuumaufbau des Meßplatzes außerhalb der Strahlenschutzmauer eingegangen. Es folgt eine Beschreibung des verwendeten optischen Abbildungssystems, um das Strahlbild zu erhalten. Hierbei wird sowohl der optische Synchrotronlichtmonitor als auch das Synchrotronlichtinterferometer betrachtet. Im folgenden Abschnitt wird auf die Verarbeitung der Kamerasignale eingegangen, um die darin enthaltene Information

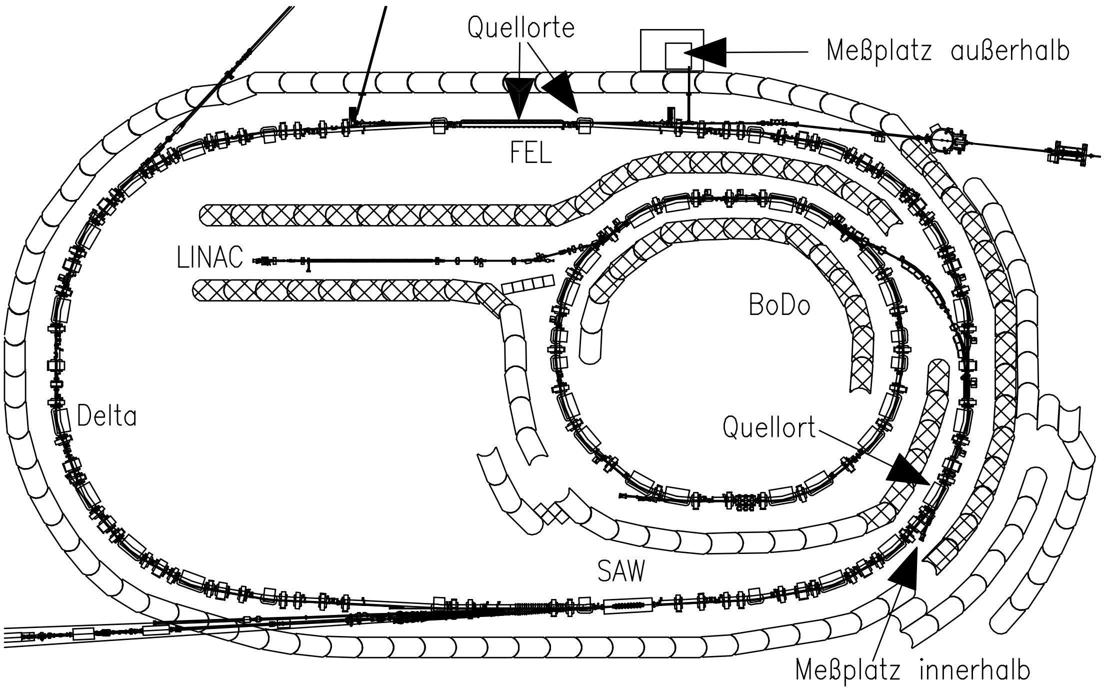

Abbildung 5.1: Lage der optischen Synchrotronlichtmeßplätze an Delta

auszuwerten. Insbesondere wird hier das Programm zur Analyse des digitalisierten Bildes beschrieben. Abschließend werden die an den Meßplätzen vorliegenden Eigenschaften des Elektronenstrahls dargelegt. Dabei wird auch auf die entsprechenden Korrekturen der gemessenen Strahldimension aufgrund des verwendeten Aufbaus eingegangen.

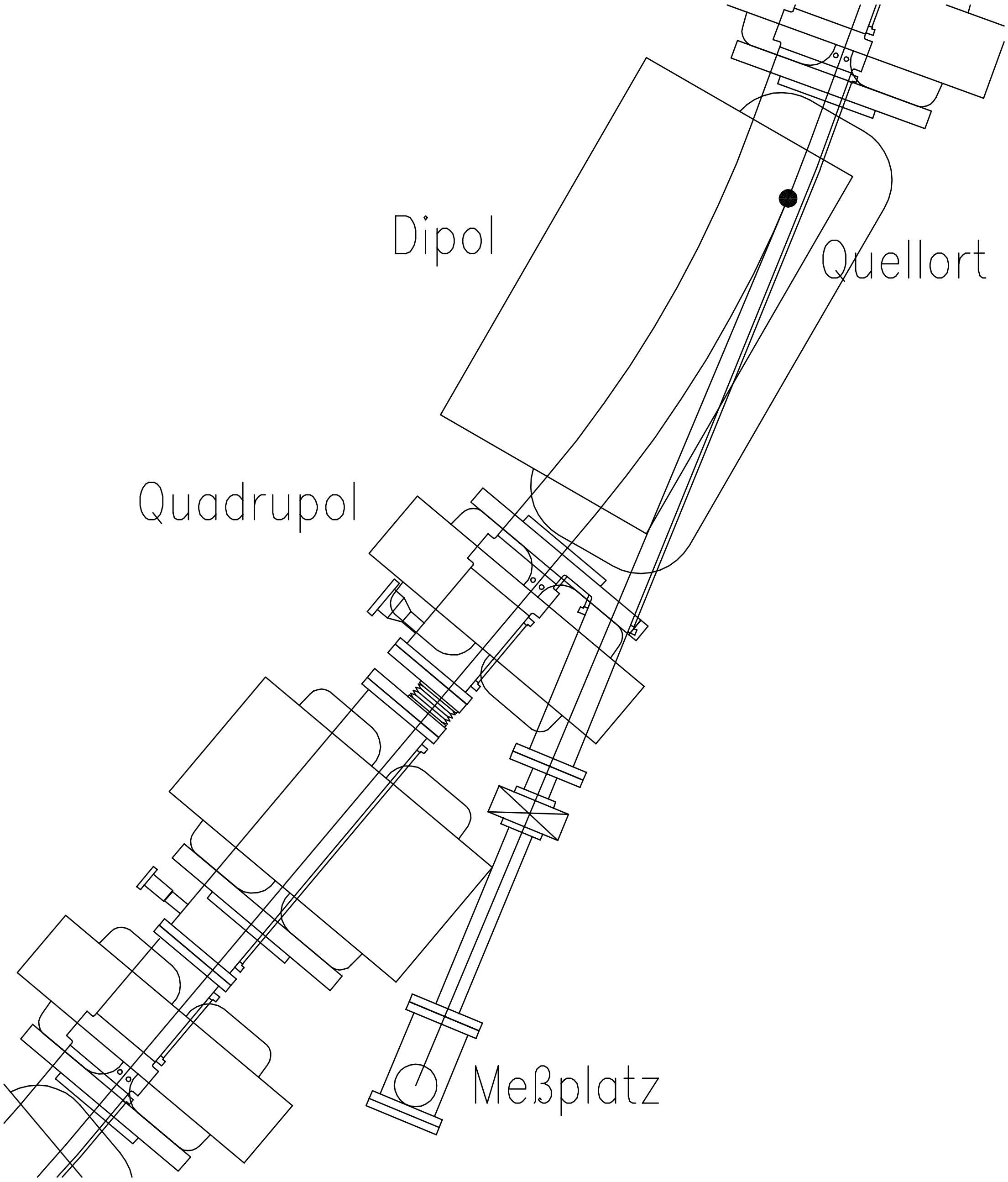

Abbildung 5.2: Detailzeichnung zur Lage des ersten Meßplatzes am Speicherring Delta innerhalb der Strahlenschutzmauer

5.1 Die Lage der Meßplätze bei Delta

Die zur Emittanzmessung genutzte Synchrotronstrahlung entsteht in den Dipolmagneten des Speicherringes Delta. Sie wird durch geeignete Auslaßkammern und Aufbauten bis zu den einzelnen Meßplätzen geführt, um dort durch die in diesem Kapitel beschriebenen Aufbauten zu Diagnosezwecken geeignet genutzt zu werden. Der Vorteil ist, daß der Elektronenstrahl durch diese Anwendung nicht gestört oder gar vernichtet wird.

Die Lage der beiden verwendeten Meßplätze am Speicherring Delta sind in der Abbildung 5.1 in einer Übersicht und im Detail in den Abbildungen 5.2 und 5.3 gezeigt.

Der eine Meßplatz liegt komplett innerhalb der Strahlenschutzmauer. Der Aufbau entspricht einer an den Speicherring Delta angepaßten Variante des für BoDo entwickelten Synchrotronlichtmonitors [32]. Sein Vorteil ist die ständige Verfügbarkeit der Synchrotronstrahlung und die Lage innerhalb eines der Bögen von Delta, so daß durch das günstige Verhältnis der Betafunktionen hier moderate Strahlgrößen erwartet werden (vgl. Kapitel 5.5). Aus Strahlenschutzgründen ist bei diesem Meßplatz während des Strahlbetriebs kein direkter Zugriff auf den Aufbau möglich, so daß alle Komponenten fernbedienbar sein müssen, was die Justage erschwert. Deshalb wurden erste Versuche und Messungen mit dem Synchrotronlichtinterferometer am zweiten Meßplatz außerhalb der Strahlenschutzmauer vorgenommen.

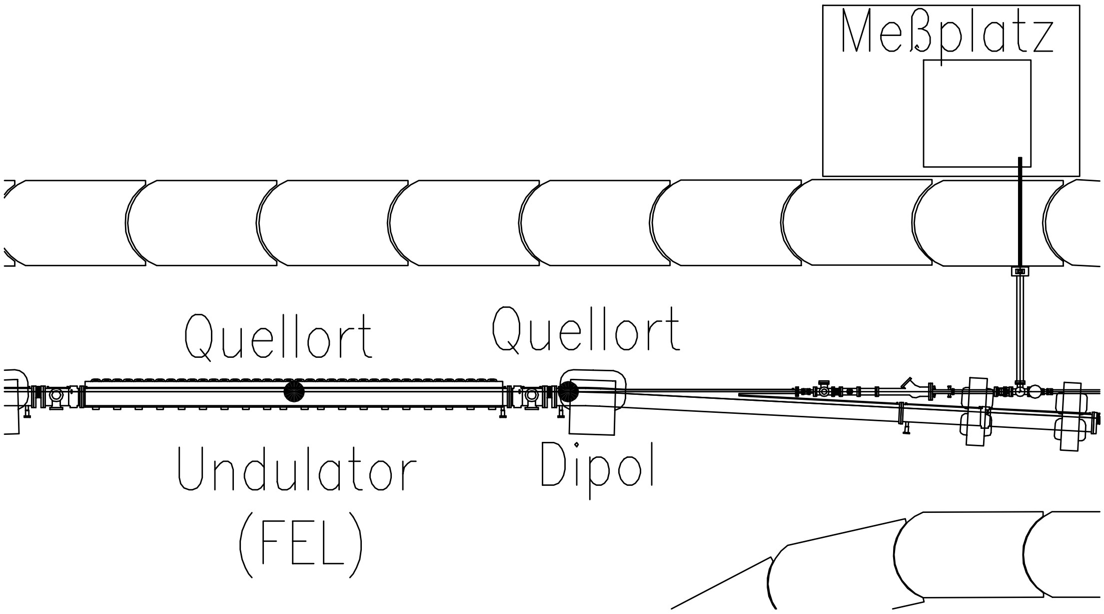

Abbildung 5.3: Detailzeichnung zur Lage des zweiten Meßplatzes am Speicherring Delta außerhalb der Strahlenschutzmauer

Der zweite Meßplatz benutzt die ursprünglich für das FEL-Experiment in Strahlabwärtsrichtung konzipierte Beamline. Diese hat den Vorteil, daß der sichtbare Anteil der Synchrotronstrahlung durch eine Öffnung in der Strahlenschutzmauer außerhalb derselben genutzt werden kann und ein Großteil der Komponenten des Aufbaus während des Strahlbetriebs zugänglich ist. Dies vereinfacht Justage und Analyse, insbesondere in der Testphase des Interferometers. Außerdem können hier sowohl Messungen mit der Dipolstrahlung aus einem 3°-Ablenkmagneten als auch mit der Undulatorstrahlung aus dem U250-Elektromagnetundulator durchgeführt werden [33]. Nachteilig bei diesem Meßplatz ist die Nichtverfügbarkeit der Beamline während der Injektion aus Strahlenschutzgründen und die sehr große Distanz zum Quellpunkt, verbunden mit einem sehr kleinen Öffnungswinkel, da die Beamline ursprünglich nicht für diesen Zweck gebaut wurde. Überwiegend wurde deshalb der Aufbau innerhalb der Strahlenschutzmauer für Messungen verwendet.

5.2 Der Aufbau des Vakuumsystems

5.2.1 Der Meßplatz innerhalb der Strahlenschutzmauer

In diesem Abschnitt wird der Aufbau der Apparatur am Meßplatz innerhalb der Strahlenschutzmauer im einzelnen beschrieben. Der schematische Aufbau dieser Apparatur (Vakuumsystem und optisches Abbildungssystem) ist in der Abbildung 5.4 dargestellt.

An die Auslaßkammer, die zum Vakuumsystem des Speicherringes Delta gehört, ist zunächst ein wassergekühltes Reduzierstück und ein Ganzmetallventil angeflanscht. Dann folgt ein Rohrstück, um genügend Platz für die eigentliche Spiegelkammer zu haben, in der Röntgenstrahlung und sichtbares Licht getrennt werden. Der gesamte Vakuumaufbau muß UHV-tauglich sein.

5.2.1.1 Die Spiegelkammer

Der Aufbau der Spiegelkammer ist in der Abbildung 5.5 dargestellt. Sie besteht aus einem CF150-Rohrstück, an das von unten ein CF100-Rohrstück angeschweißt ist. An dieses wird eine Ionengetterpumpe angeflanscht. Unter der Pumpe befindet sich ein Eckventil, an das ein mobiler Turbo-Pumpstand als Vorpumpe angeschlossen werden kann, da die Ionengetterpumpe erst unter 10^{-5} Pa pumpt [34].

Da der als Detektor verwendete CCD-Chip nur für den sichtbaren Anteil des Synchrotronstrahlungsspektrums empfindlich ist, der harte Röntgenanteil ihn aber schädigt, muß die Synchrotronstrahlung entsprechend aufgeteilt werden. Dies geschieht durch einen in die Spiegelkammer eingebauten OFHC-Cu[1]-Planspiegel. Auf ihn wird im Kapitel 5.2.1.2 näher eingegangen. Der Planspiegel

[1]**O**xygen **F**ree **H**igh **C**onductivity, also sauerstofffreies Kupfer

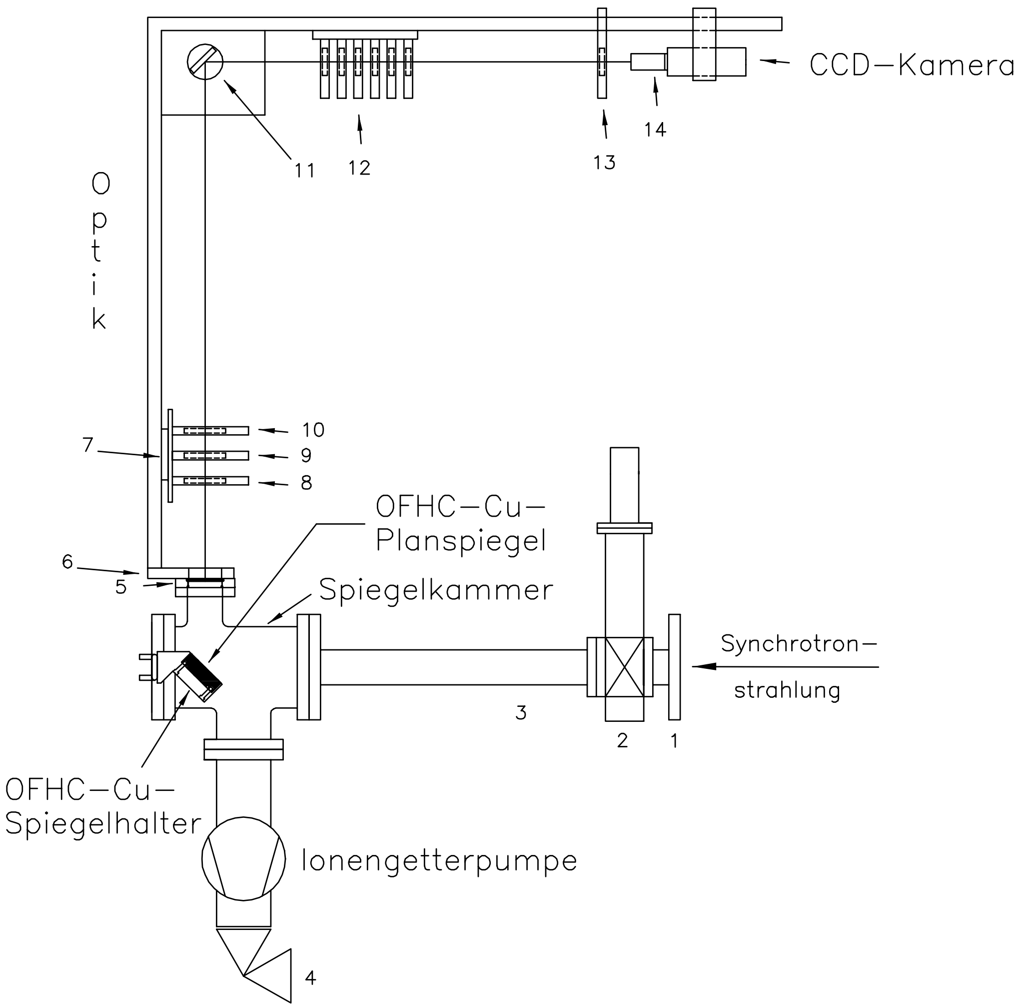

Abbildung 5.4: Seitenansicht des Aufbaus innerhalb der Strahlenschutzmauer:
1: Reduzierstück CF150-CF63,
2: Ganzmetallventil CF63,
3: CF63-Rohr,
4: Vakuumeckventil,
5: Vakuumglasfenster,
6: Grundplatte für den optischen Aufbau,
7: ferngesteuert fahrbarer Verschiebetisch zum Wechsel zwischen Synchrotronlichtmonitor und -interferometer,
8: Halter für Doppelspalt (Interferometer) bzw. Blende (Synchrotronlichtmonitor),
9: linearer Polfilter (nur Interferometer),
10: Linsenhalter für 1. Linse
11: ferngesteuert fahrbarer Justierspiegel für den optischen Aufbau,
12: Graufilterbox,
13: Halter für Bandpaßfilter,
14: Streulichtfalle.

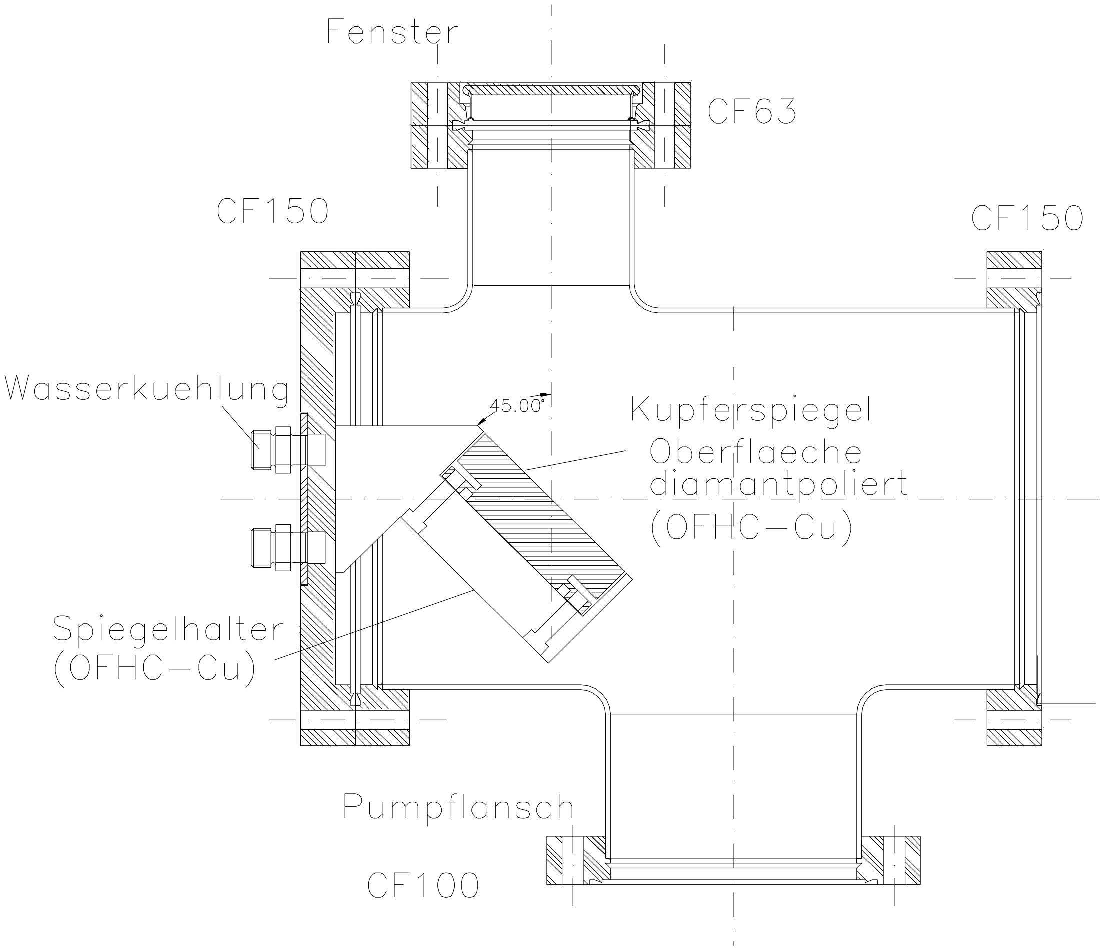

Abbildung 5.5: Seitenansicht der Spiegelkammer

reflektiert den sichtbaren Anteil der Synchrotronstrahlung senkrecht nach oben. Hier ist ein kurzes CF63-Rohrstück an die Spiegelkammer angeschweißt. Das Vakuum wird durch ein Glasfenster in einem CF63-Flansch abgeschlossen, das für den Wellenlängenbereich von 350 nm bis 900 nm eine gute Transmission hat [35]. Wegen der hohen Intensität der Synchrotronstrahlung ist hier eine Entspiegelung nicht erforderlich. Der weitere Teil der Meßapparatur befindet sich unter Normaldruck oberhalb des Auslaßfensters, da eine Messung im Vakuum sehr aufwendig wäre und nicht erforderlich ist.

Am Ende der Spiegelkammer befindet sich der Spiegelhalter aus OFHC-Cu. Er weist eine Vertiefung (Durchmesser 82 mm, Tiefe 25 mm) auf, die den Spiegel aufnimmt. Dieser wird mit Schrauben von der Rückseite befestigt. Die Schrauben sind vergoldet, um zu verhindern, daß sie im Vakuum mit dem Spiegel verschweißen und nach einem Belüften der Apparatur nicht mehr gelöst werden können. So kann der Spiegel einfach gewechselt werden, wenn seine optischen Eigenschaften sich durch die auftreffende Synchrotronstrahlungsleistung verschlechtert haben sollten. Dies ist bis jetzt – nach fast 5 Jahren Strahlbetrieb – nicht der Fall. Bei der Konstruktion wurde beachtet, daß man für alle Hohlräume zwischen Spiegel und Spiegelhalter Entlüftungsmöglichkeiten schafft, damit beim Auspumpen kein „inneres" Leck entsteht, das über längere Zeit ausgast. Der Spiegelhalter ist auf einem CF150-Blindflansch montiert. So ist der UHV-Bereich der Meßapparatur vakuumdicht abgeschlossen.

Da ein Großteil des Synchrotronstrahlungsspektrums von dem Kupferspiegel absorbiert wird, nimmt er die entsprechende Strahlungsleistung P auf. Für sie gilt gemäß [36] mit $\varphi = 1.64°$ als horizontalem Öffnungswinkel der Apparatur:

$$\mathrm{P[kW]} \quad = \quad 26.54 \cdot \mathrm{I[A]} \cdot \mathrm{B[T]} \cdot (\mathrm{E[GeV]})^3 \cdot \frac{\varphi[°]}{360°}\,; \qquad (5.1)$$

I: Strahlstrom,
B: Magnetfeldstärke,
E: Strahlenergie.

Damit ergibt sich im Maximalfall (E = 1.5 GeV, B = 1.5 T, I = 300 mA) eine Synchrotronstrahlungsleistung von 184 W. Um eine Erwärmung des Spiegels zu vermeiden, ist auf einen guten Wärmekontakt zum Spiegelhalter zu achten. Um eine gute Wärmeleitung zu erreichen, ist der Spiegelhalter ebenfalls aus OFHC-Cu gefertigt. Der CF150-Blindflansch ist an seiner Außenseite mit einer Wasserkühlung versehen, um die Wärme abzuführen. Eine zu starke Erwärmung des OFHC-Cu-Planspiegels würde zu einer Verformung führen, die dessen optische Eigenschaften negativ beeinflußt. Deshalb wird bei der **E**uropean **S**ynchrotron **R**adiation **F**acility (ESRF) in Grenoble z.B. mit einem „45 % - Spiegel" gearbeitet, der nur einem geringeren Teil der Synchrotronstrahlung ausgesetzt ist, indem er von oben nur knapp bis an den hochenergetischen Kern des Synchrotronlichtfächers herangefahren wird [16] [37], was mittels eines Thermoelementes kontrolliert wird. Aufgrund der geringeren Wärmeleistung, die auf den Spiegel fällt, und wegen der massiveren Spiegelkonstruktion mit seinem Halter, wird bei Delta hierauf verzichtet. Die mit 1.5 GeV gegenüber 6 GeV bei der ESRF deutlich geringere Maximalenergie des Elektronenstrahls ist hier der Hauptgrund für die entspanntere Situation.

Die Spiegelkammer mit dem Spiegelhalter wurde von der KFA Jülich konstruiert und gebaut. Sie wird von einem Gestell fixiert und unterstützt.

Die Spiegelanpreßebene des Spiegelhalters und der CF150-Blindflansch sind mit einer Koordinatenmeßmaschine vermessen worden. Die Standardabweichung eines Punktes der Anpreßebene von der Ausgleichsebene, die sich aus der Gauß'schen Ausgleichsbedingung ergibt, beträgt danach 2.8 μm. Bei der Vermessung ergibt sich der Winkel zwischen den beiden Ebenen zu 44.88°, was ausreichend gut mit dem Sollwert von 45° übereinstimmt.

5.2.1.2 Der OFHC-Cu-Planspiegel

Aufgabe des Kupferspiegels ist es, den sichtbaren Anteil des Synchrotronstrahlungsspektrums zu reflektieren und den höherenergetischen Anteil der Synchrotronstrahlung zu absorbieren.

Der Kupferspiegel muß also gleichzeitig eine hohe Reflektivität für Licht im sichtbaren Bereich und eine geringe Reflektivität für den höherenergetischen Röntgenanteil der Synchrotronstrahlung aufweisen. Wegen der hohen Intensität der Synchrotronstrahlung ist im optischen Bereich keine extrem hohe Reflektivität erforderlich. Zusätzlich muß der Spiegel UHV-tauglich sein und eine Oberflächenebenheit von $\lambda/10$ für sichtbares Licht aufweisen, um die optische Abbildung nicht zu beeinträchtigen.

In der Abbildung 5.6 sind die Reflektivitäten von Cu, Al, Au und Ag als Funktion der Energie aufgetragen [38]. Besonders Cu und Al erfüllen die oben bezüglich der Reflektivität gestellten Bedingungen. Die UHV-Tauglichkeit ist bei OFHC-Cu gegeben. Bei AlMg4.5Mn, einer speziellen Aluminiumlegierung, als Alternative ist zunächst eine genauere Prüfung der UHV-Tauglichkeit erforderlich.

Zudem war keine der angefragten Firmen, die Metallspiegel herstellt, in der Lage, einen AlMg4.5Mn-Spiegel in optischer Qualität zu liefern, d.h. mit einer Oberflächenebenheit besser als $\lambda/10$ für $\lambda \approx 550$ nm (E ≈ 2.3 eV). Die Ebenheit ist als Differenz zwischen höchstem und niedrigstem Punkt der Gesamtoberfläche definiert. Die Rauheit hingegen charakterisiert die Unebenheit auf einer kleinen Strecke von ca. 1 mm der Gesamtoberfläche. Ein Maß für die Rauheit ist der

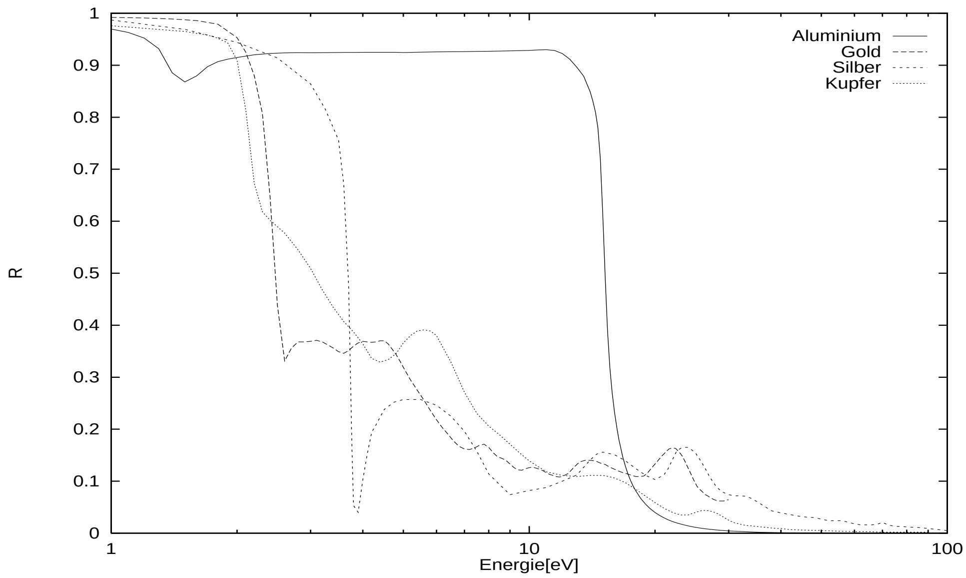

Abbildung 5.6: Reflektivitäten R von Cu, Al, Au, Ag bei Einfall unter 45° als Funktion der Energie der einfallenden Strahlung

Mittenrauhwert R_a. Dabei handelt es sich um den arithmetischen Mittelwert der Beträge aller Profilwerte des Rauheitsprofils [39]:

$$R_a = \frac{1}{l} \int_0^l |y(x)| \, dx \; . \tag{5.2}$$

Dabei ist l die Länge der Meßstrecke, auf der die Profilwerte genommen werden, und y(x) die Differenz zwischen genommenem Profilwert und mittlerer Linie. Die Grenze liegt bei Al aufgrund von Einschlüssen bei 5 nm für den R_a-Wert und bei etwa 200 nm für die Oberflächenebenheit. Bei OFHC-Cu hingegen ist die geforderte Oberflächenebenheit von 55 nm und ein R_a-Wert von ca. 1 nm erreichbar. Bei Si ist ein R_a-Wert von 5 Å und eine Oberflächenebenheit von ca. 25 nm möglich. Problematisch ist hier aber die Wärmeableitung und die größere Gefahr von Verspannungen bei der Befestigung, so daß von Si Abstand genommen wird.

Die Reflektivität des OFHC-CU-Planspiegels kann durch das Aufdampfen einer dünnen Al-Schicht bei Bedarf auf 90 % bis 92 % gesteigert werden [40]. Dann kann der Spiegel aber nicht nachpoliert werden, wenn seine Oberflächengüte sich durch die auftreffende Synchrotronstrahlung verschlechtert hat. Diese hohe Reflektivität wird wegen der erwarteten hohen Intensität der Synchrotronstrahlung auch nicht benötigt. Deshalb ist der Spiegel nicht beschichtet.

Abbildung 5.7 zeigt den Aufbau des OFHC-Cu-Planspiegels. Der Synchrotronstrahlungsfächer ist horizontal in Höhe des Spiegels maximal 73 mm breit. Da

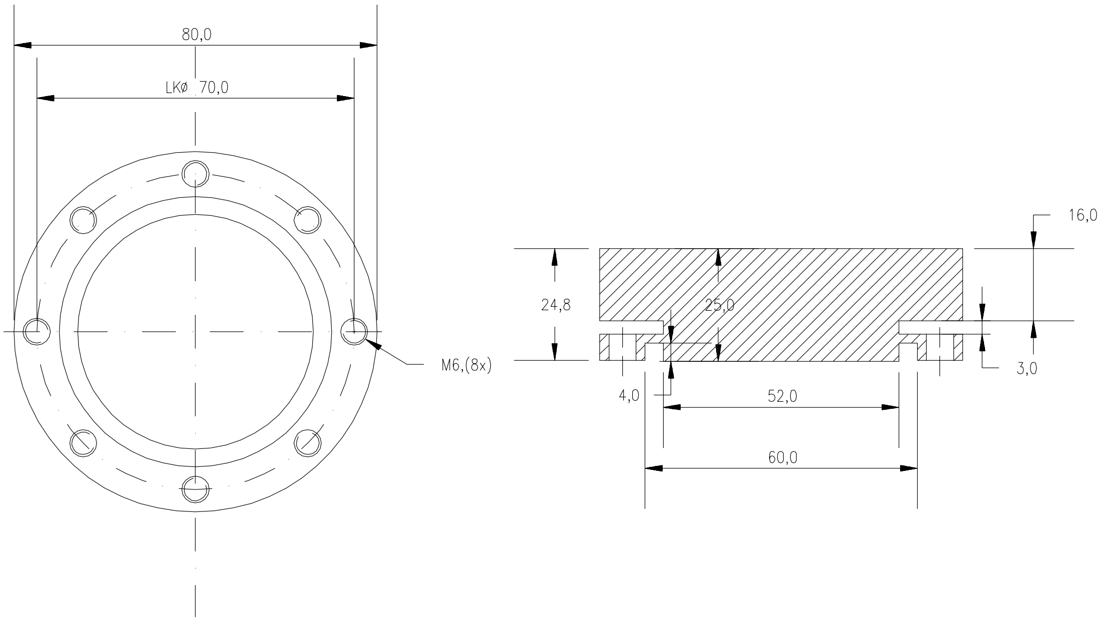

Abbildung 5.7: Aufbau des OFHC-Cu-Planspiegels; links: Ansicht von der Anpreßebene aus, rechts: Querschnitt.

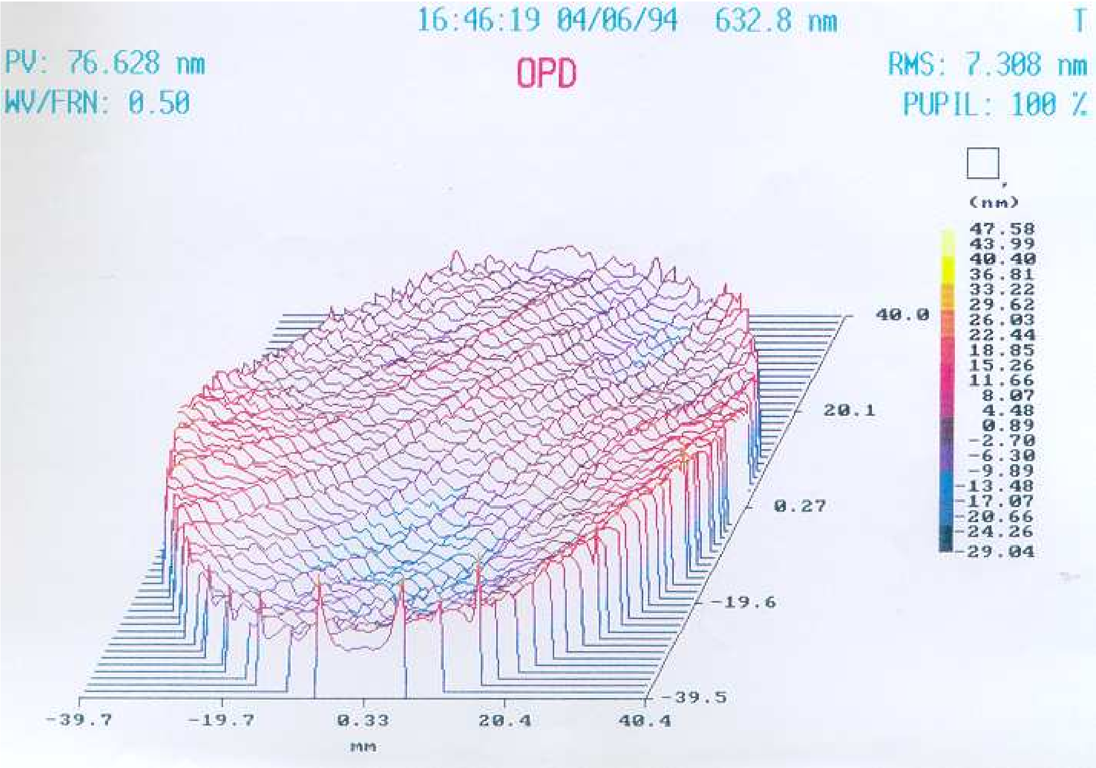

Abbildung 5.8: Interferometrische Vermessung der Oberfläche des OFHC-Cu-Planspiegels bei der ESRF

die Randbereiche des Spiegels aus technischen Gründen nicht ganz so eben sind wie der Mittelbereich, wird ein Spiegeldurchmesser von 80 mm gewählt. Um den guten Wärmekontakt zwischen Spiegel und Spiegelhalter zu gewährleisten, wird der Spiegel mit 8 Schrauben gegen den Spiegelhalter gepreßt. Die Anpreßebene des Spiegels hat einen Mittenrauhwert $R_a < 2\ \mu$m. Um Verspannungen des Spiegels durch das Anpressen zu vermeiden, weist der Spiegel eine Entspannungsnut auf.

Messung	Peakwert [nm]	RMS-Wert [nm]	R_a-Wert [nm]	R_c-Wert [m]
1	6.66	1.68	1.42	-166
2	9.67	1.89	1.52	-81.1
3	11.8	2.02	1.62	-336
4	8.58	1.86	1.51	-141
Mittelwert	9.2 ± 1.9	1.86 ± 0.12	1.518 ± 0.071	-181 ± 95

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Rauheitsmessung des OFHC-Cu Planspiegels

Die Spiegeloberfläche selber erreicht durch Diamantpolieren ihre optische Qualität. Die Ebenheit von $\lambda/10$ für $\lambda \approx 550$ nm ist über 90 % der Oberfläche erreicht. Dies zeigt die interferometrische Vermessung der Ebenheit der Spiegeloberfläche bei der Herstellerfirma mit einem Peakwert von 51 nm. Die Spiegeloberfläche wurde zusätzlich bei der ESRF interferometrisch vermessen.

Das Ergebnis der interferometrischen Messung der Ebenheit über die gesamte Spiegelfläche, die bei der ESRF durchgeführt wurde, ist in der Abbildung 5.8 dargestellt. Die Vermessung ist bei einer Wellenlänge von 632.8 nm erfolgt. Die maximale Differenz zwischen zwei Punkten der Spiegeloberfläche beträgt 76.628 nm. Hierbei geht die „schlechte“ Polierung am Rand ein. Die Standardabweichung beträgt 7.308 nm. Sie ist definiert als der quadratische Mittelwert aller Profilwerte der Ebenheitsmessung [39]:

$$\mathrm{RMS} = \sqrt{\frac{1}{l}\int_0^l \mathrm{y}^2(\mathrm{x})\mathrm{dx}}\ . \tag{5.3}$$

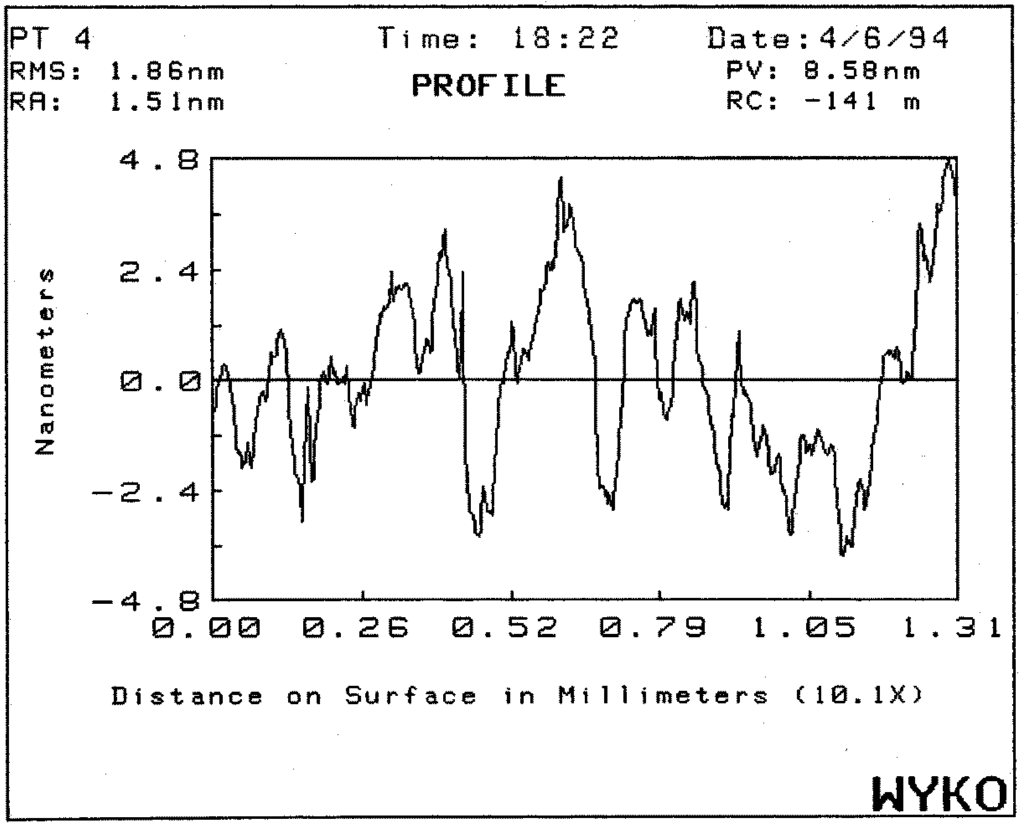

Abbildung 5.9: Interferometrische Messung der Oberflächenrauheit des Planspiegels (Material: OFHC-Cu) bei der ESRF

Bei der ESRF wurde zusätzlich eine interferometrische Rauheitsmessung des Planspiegels durchgeführt. An vier Stellen der Spiegeloberfläche wurde über eine Strecke von 1.31 mm ein Rauheitsprofil aufgenommen. Eine exemplarische Messung ist in der Abbildung 5.9 dargestellt. Gemessen wurden Peak-, R_a-, RMS- und R_c-Wert. Letzterer ist der arithmetische Mittelwert aus den Amplituden aller Spitzen und den negativen Amplituden aller Riefen [39]. Alle Werte sind auf die Mittellinie der jeweiligen Messung bezogen. Die Ergebnisse der interferometrischen Rauheitsmessung sind in der Tabelle 5.1 dargestellt.

Die beiden Meßreihen haben gezeigt, daß der Spiegel die an seine Oberfläche gestellten Anforderungen erfüllt. Die Ebenheit liegt bei ca. 50 nm in den zentralen 90 % der Oberfläche, die Rauheit ist eine Größenordnung kleiner. Der ins Vakuum eingebaute Kupferspiegel limitiert somit durch seine Oberflächenqualität nicht die Genauigkeit der Messungen.

5.2.2 Der Meßplatz außerhalb der Strahlenschutzmauer

Hier befinden sich die Vakuumaufbauten in der Verlängerung des Undulators. Da der Ablenkwinkel des Elektronenstrahls im trennenden Dipol nur 3° beträgt, ist die Distanz bis zum Spiegel im Vakuum länger. Der Spiegel muß fahrbar sein, weil die Undulatorstrahlung auch vom Forschungszentrum Jülich genutzt wird, deren experimenteller Aufbau in der weiteren Geradeausrichtung steht.

Deshalb wird hier an einer Lineardurchführung ein Planspiegel befestigt und von oben in den Photonenstrahl gefahren. Der optische Teil der Synchrotronstrahlung wird dann waagerecht um 90° abgelenkt, der harte Röntgenanteil geht durch den Spiegel hindurch in den dahinter befindlichen wassergekühlten Absorber. Hier wird ein Planspiegel in optischer Qualität verwendet, d. h. seine Ebenheit beträgt ebenfalls nach Herstellerangaben $\lambda/10$ für ca. 550 nm. Problematisch ist bei diesem Spiegel die fehlende Kühlung. Hier besteht sein einziger Vorteil in der geringeren Wärmeaufnahme aufgrund seiner geringeren Dicke von ca. 10 mm. Ein Großteil der harten Röntgenstrahlung wird in ihm nicht absorbiert. Nach der seitlichen Ablenkung ist ein Glasfenster zwecks Abtrennung des UHV-Bereiches angeordnet. Der Rest des Meßplatzes befindet sich unter normalem Luftdruck. Alle weiteren optischen Elemente stehen außerhalb der Strahlenschutzmauer an dem entsprechenden Meßplatz.

5.3 Das optische Abbildungssystem

In diesem Abschnitt wird die Auswahl eines geeigneten Abbildungssystems zur Messung der Strahllage und -dimension erläutert. Das optische Abbildungssystem dient dazu, den Quellpunkt der Synchrotronstrahlung und damit die Dimensionen des Elektronenstrahls auf den CCD-Chip abzubilden.

5.3.1 Der optische Synchrotronlichtmonitor innerhalb der Strahlenschutzmauer

Der optische Aufbau des optischen Synchrotronlichtmonitors ist in der Abbildung 5.10 dargestellt. Das gesamte optische Abbildungssystem befindet sich außerhalb des Vakuums oberhalb des Auslaßfensters. So kann die einzubringende Blende leicht verändert werden, falls dies erforderlich ist. Außerdem entfällt eine aufwendige UHV-Reinigung der Linsen. Eine Ausnahme bildet der oben erwähnte OFHC-Cu-Planspiegel. Wegen der Verschlechterung der Transmissionseigenschaften von Glas durch den Röntgenanteil der Synchrotronstrahlung werden die Linsen nicht vor den Kupferspiegel gesetzt.

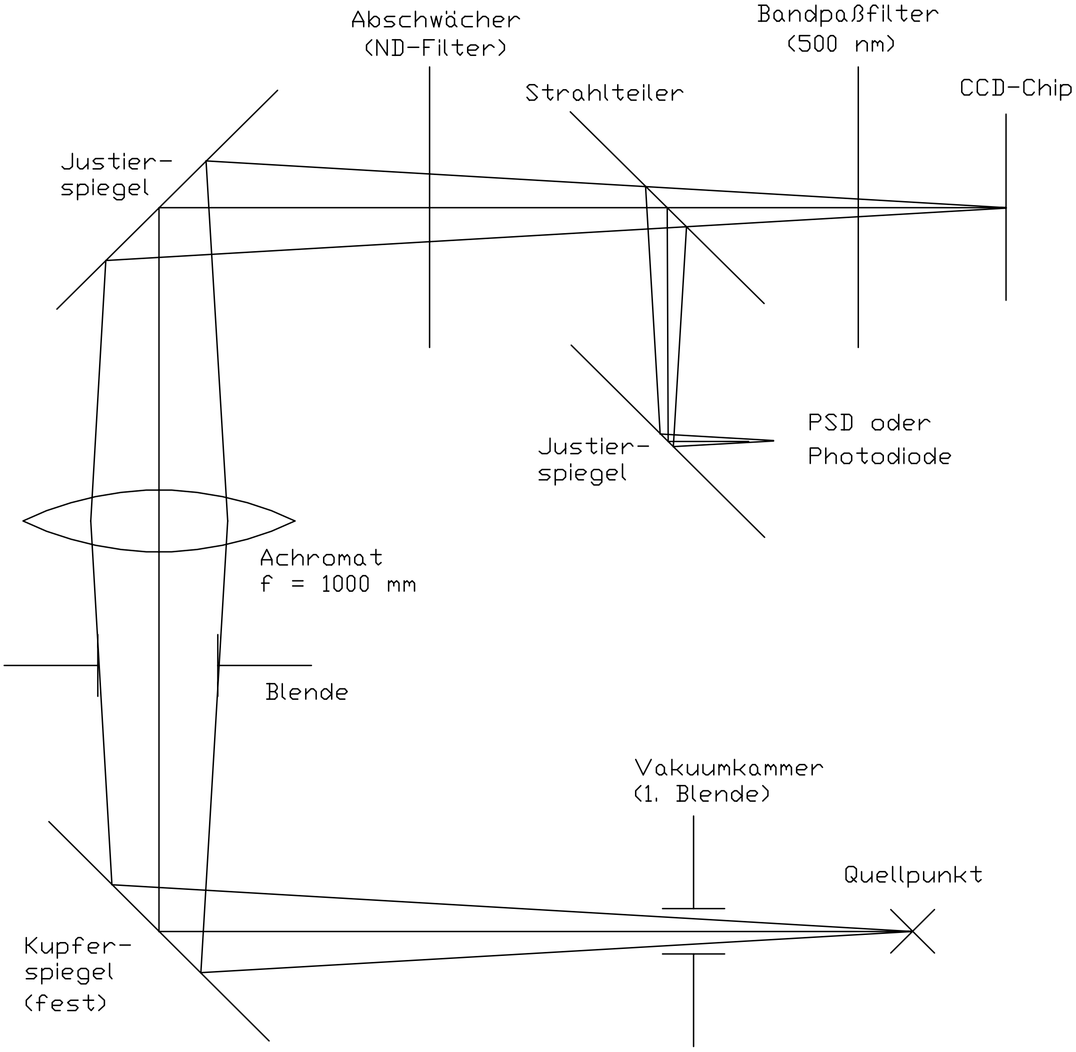

Abbildung 5.10: Schemazeichnung des optischen Aufbaus des optischen Synchrotronlichtmonitors innerhalb der Strahlenschutzmauer

Die Meßapparatur liefert auch in der horizontalen Achse Informationen, wie in Kapitel 3.2 dargelegt wurde, wenn man durch eine geeignete Blende den Strahlungsfleck und nicht den gesamten Strahlungsfächer beobachtet. Außerdem ist zur Minimierung der erforderlichen Korrekturen der gemessenen Strahldimension das Einbringen einer Blende erforderlich. Die Blende wird zweckmäßigerweise vor der ersten Linse montiert, um ihre Größe einfach berechnen und verändern zu können.

Die Größe der Blende ergibt sich aus Gleichung (3.44) für die horizontale Strahlachse und aus Gleichung (3.47) für die vertikale Strahlachse. Durch Einsetzen des Biegeradius R = 3.340 m der bei diesem Meßplatz verwendeten 20°-Dipole und der Wellenlänge λ = 500 nm, erhält man als optimale Winkelapertur für den halben transversalen Öffnungswinkel:

$$\begin{aligned} \Theta_{\mathrm{h}}^{\mathrm{opt}} &\approx 4.5 \text{ mrad}, \\ \Psi_{\mathrm{v}}^{\mathrm{opt}} &\approx 6.4 \text{ mrad}. \end{aligned}$$

Dabei wird horizontal wegen der besseren Zentrierbarkeit eine runde Blende genommen. Der optimale vertikale Öffnungswinkel liegt aber oberhalb des natürlichen Öffnungswinkels der Synchrotronstrahlung bei dieser Wellenlänge und der Elektronenstrahlenergie oberhalb von 300 MeV. Deswegen ist zur Berechnung der Korrekturen von einem halben vertikalen Öffnungswinkel von 3.3 mrad auszugehen (vgl. Kapitel 2.1).

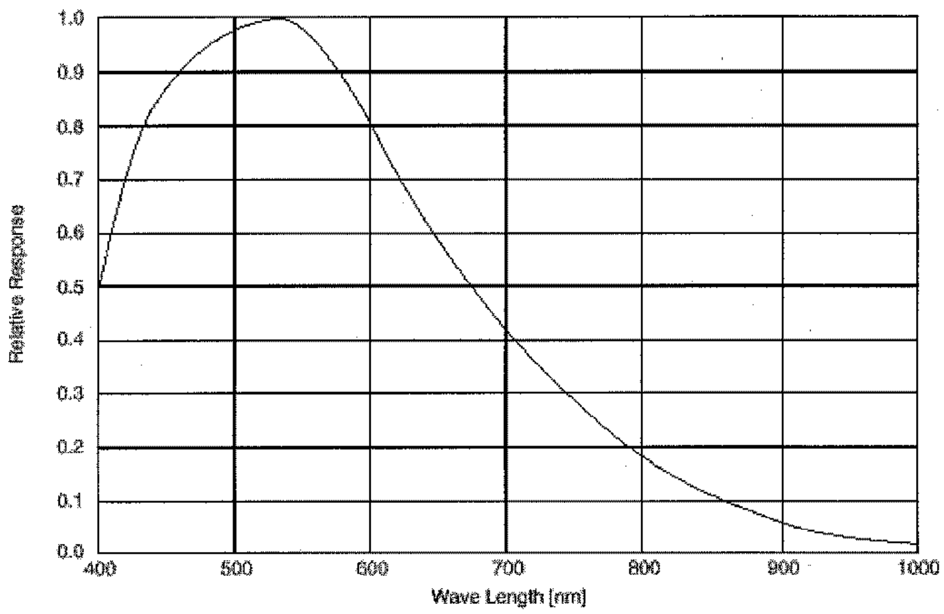

Abbildung 5.11: Die relative spektrale Empfindlichkeit der verwendeten CCD-Kamera Sony SSC-M-257 CE [41]

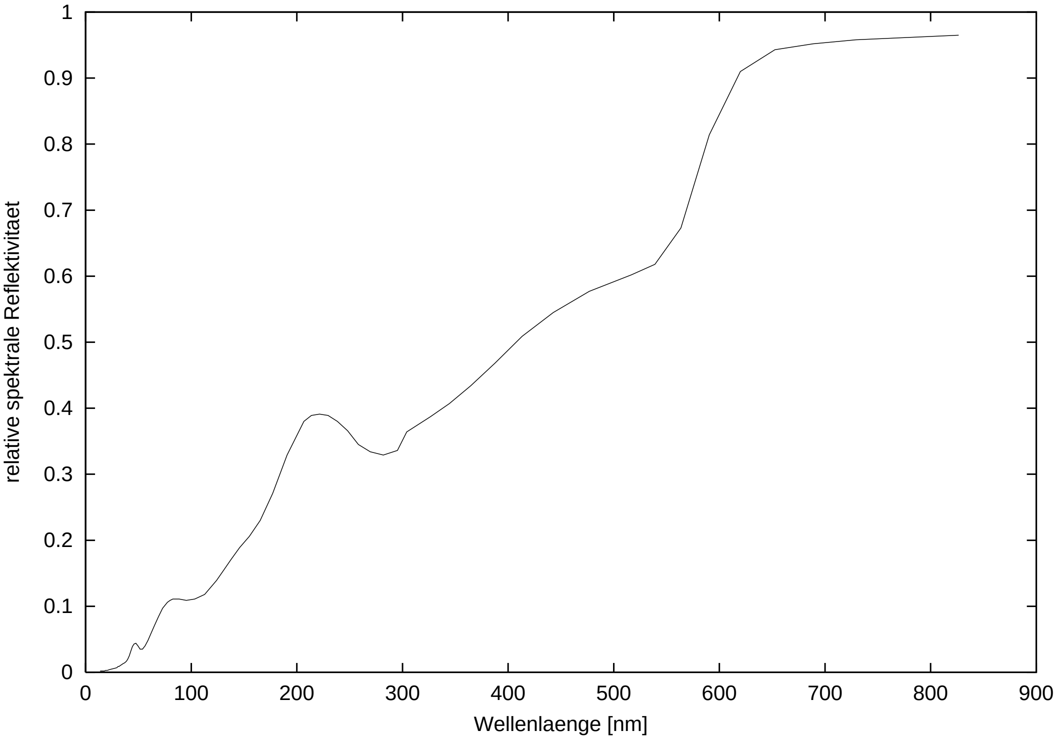

Abbildung 5.12: Die relative spektrale Reflektivität von Kupfer bei einem Einfallswinkel von 45° [38].

Die Wellenlänge von 500 nm ist ein Kompromiß zwischen einer möglichst kurzen Wellenlänge zur Minimierung der Korrekturen und der spektralen Empfindlichkeitskurve der CCD-Kamera (vgl. Abbildung 5.11), sowie der Reflektivitätskurve des Kupferspiegels (vgl. Abbildung 5.12), um hier eine ausreichende Empfindlichkeit des gesamten Aufbaus zu erreichen.

Die geringste technisch realisierbare Entfernung zwischen Strahlungsquellpunkt und erster Linse ist g = 2995 mm. Der Abbildungsmaßstab V, der als Quotient aus Bildweite b und Gegenstandsweite g gegeben ist, soll bei diesem System ca. 1:2 betragen, da zum einen der Elektronenstrahl möglichst formatfüllend auf den CCD-Chip abzubilden ist, um eine hohe Auflösung zu erreichen, zum anderen der Strahl aber bei kleineren Orbitänderungen ohne Nachjustage des Spiegels sichtbar bleiben sollte. Außerdem ist zu vermeiden, daß das Bild des Quellpunktes auf den Randbereich des CCD-Chips fällt, da dies zu einer Informationsverfälschung führt.

Die verwendete Kamera Sony SSC-M-257 CE hat einen 1/2 - Zoll CCD-Chip. Damit ist die aktive Fläche 6.35 mm (horizontal) x 4.83 mm (vertikal) groß [41]. Der Abbildungsmaßstab ist so gewählt, daß in der Horizontalen durch die Blende eine Strahldetektierung in einem Bereich von ca. 12 mm möglich ist. In diesem

Bereich ist sichergestellt, daß der Synchrotronstrahlungsfächer in die Meßapparatur gelangt. Der Abbildungsmaßstab kann ggf. auch nachträglich leicht verändert werden, z. B. weil sich der Strahl stabil in einem kleineren Bereich aufhält und so die Auflösung verbessert werden kann; es kann auch der Abbildungsmaßstab verkleinert werden, wenn der Strahl nicht detektiert werden kann oder sich in einem zu großen Bereich bewegt. Für den Routinebetrieb hat sich ein Abbildungsmaßstab von etwa 1:2 bewährt.

Der Durchmesser der ersten Linse muß größer sein als die oben bestimmte optimale Blendenöffnung. Es sind Achromaten als Linsen gewählt worden, weil damit das System von der Wellenlänge unabhängig ist, d. h. bei einem Austausch des Bandpaßfilters gibt es hier keine Einschränkung. Zugleich ist sicherzustellen, daß das Licht nicht auf den Randbereich der Linsen fällt, um Abbildungsfehler zu minimieren. Aus dem gleichen Grunde ist auf einen großen Krümmungsradius der Linsen zu achten, damit das Lot auf die Linsenoberfläche möglichst parallel zur optischen Achse verläuft, da die einfallenden Strahlen keinen großen Winkel mit der optischen Achse bilden. Weil die Brennweite einer Linse dem Krümmungsradius direkt proportional ist, ist eine möglichst große Brennweite zu wählen. Deshalb wurde $\mathrm{f} = 1000$ mm gewählt. Diese Linse gibt es kommerziell mit einem freien Durchmesser von 80 mm. Damit ist gewährleistet, daß selbst bei Fehlen der zusätzlichen Blende nicht die Linse ($\Theta = 13$ mrad) sondern das Vakuumsystem den maximalen Öffnungswinkel begrenzt, da das Glasfenster einen freien Durchmesser von 60 mm in einer Entfernung von 2705 mm vom Quellpunkt hat ($\Theta = 11$ mrad). Damit ergibt sich eine Distanz von 1501 mm zwischen Linse und CCD-Chip nach der Formel:

$$\frac{1}{\mathrm{b}} = \frac{1}{\mathrm{f}} - \frac{1}{\mathrm{g}}. \tag{5.4}$$

Für die Vergrößerung V gilt:

$$\mathrm{V} = \frac{\mathrm{B}}{\mathrm{G}} = \frac{\mathrm{b}}{\mathrm{g}}\,. \tag{5.5}$$

Damit ergibt sich bei diesem Aufbau:

$$\Rightarrow \mathrm{V} \approx 0.501\,.$$

Außerdem ist so auf der Strecke zwischen Linse und CCD-Kamera der ferngesteuerte Justierspiegel, die Filterbox mit ihren 6 verschiedenen Neutraldensityfiltern zur Anpassung der auf die Kamera fallenden Intensität und der Bandpaßfilter zur Limitierung der Wellenlänge auf (500 ± 5) nm [42] problemlos unterzubringen.

Aufgrund des Fehlens von absoluten Referenzmarken innerhalb der Vakuumkammer hat sich der ferngesteuerte Justierspiegel als unbedingt erforderlich erwiesen, um nach einer Vorjustage des Aufbaus ohne Elektronenstrahl die Apparatur während des Strahlbetriebs einrichten zu können, so daß die Synchrotronstrahlung auf die CCD-Kamera fällt. Dazu wird der Spiegel um seine Achse gedreht oder gekippt, um das Bild des Elektronenstrahls horizontal oder vertikal auf dem

CCD-Chip zu bewegen. Wurden keine Arbeiten am optischen Aufbau vorgenommen, so ist diese Einrichtung nicht erneut erforderlich, d.h. die Strahllage ist reproduzierbar. Außerdem kommt es durch nicht ganz exakt parallel stehende Filter der Filterbox zu Änderungen in der Position des Bildes des Elektronenstrahls auf dem CCD-Chip. Bei einer stärkeren Vergrößerung kann dies dazu führen, daß der Justierspiegel nachzufahren ist.

Die verwendete CCD-Kamera besitzt eine abschaltbare Shutterregelung, die die Belichtungszeit des CCD-Chips in Abhängigkeit von der Gesamtintensität des auftreffenden Lichtes zwischen 1/50 s und 1/10000 s regelt. Diese wird bei dem verwendeten Aufbau abgeschaltet, um die Vergleichbarkeit von Bildern zu gewährleisten. Außerdem versagt die integrale Regelung in vielen Fällen bei Strahlbildern, da hier nur ein kleiner Bereich hell und die Umgebung dunkel ist, so daß der Zentralbereich des Strahles überbelichtet ist. Zur Steuerung der auf die Kamera fallenden Lichtintensität wird deshalb eine fernsteuerbare Filterbox eingesetzt. Hier können Graufilter mit verschiedenen Transmissionsgraden in den Strahlengang gefahren werden. In der Praxis bewährt haben sich die optischen Dichten 0.3, 0.5, 1.0, 2.0, 4.0 und 5.0, wobei die optische Dichte als der negative dekadische Logarithmus des Transmissionsgrades definiert ist [43].

Zu beachten ist, daß die CCD-Kamera ein auf den Chip fallendes Bild automatisch um 180° dreht. Durch geeignete Orientierung der Kamera beim Einbau wird gewährleistet, daß bei dem Kamerabild alle Bildrichtungen korrekt wiedergegeben werden, wenn man in Bewegungsrichtung des Elektrons blickt.

Das gesamte optische Abbildungssystem wird nach der Justage gegen Streulicht abgeschirmt. Dies minimiert das Untergrundsignal des Bildes.

5.3.2 Der optische Synchrotronlichtmonitor außerhalb der Strahlenschutzmauer

Hier ist der prinzipielle Aufbau der gleiche wie bei dem zuvor beschriebenen. Die Synchrotronstrahlung wird bei diesem Aufbau horizontal abgelenkt. Es entfällt die Fernsteuerbarkeit der Komponenten außerhalb der Mauer, d. h. der Filterbox und des Justierspiegels. Bei diesem Aufbau kann zwischen zwei verschiedenen Quellpunkten gewählt werden, der Dipolstrahlung aus dem Anfang des 3°-Dipols und der Undulatorstrahlung aus der Mitte des U250.

Im ersten Fall ist die Distanz bis zur ersten Linse g = 8315 mm. Da der Platz hinter der ersten Linse beschränkt ist, wurde ebenfalls f = 1000 mm gewählt. Das Bild entsteht 1137 mm hinter der ersten Linse, die Vergrößerung ist 0.137. Durch Einsetzen eines Objektives mit 25 mm Brennweite unmittelbar vor der Kamera wird eine Nachvergrößerung des reellen Zwischenbildes um den Faktor 3.0 erreicht, so daß sich eine Gesamtvergrößerung von 0.41 ergibt.

Aufgrund der anderen Geometrie ist die Distanz g = 11250 mm bis zur ersten Linse, wenn auf die Mitte des Undulators fokussiert wird. Es wird die gleiche Linse verwendet, damit zwischen den beiden Quellpunkten nur durch Verschiebung der Kamera umgeschaltet werden kann. Damit ergibt sich 1098 mm hinter der Linse ein Bild des Quellpunktes mit einer Vergrößerung $V_1 = 0.098$. Auch hier erfolgt eine Nachvergrößerung des reellen Zwischenbildes um den Faktor 3.0, so daß sich eine Gesamtvergrößerung von 0.294 ergibt.

Problematisch bei diesem Monitor ist der Öffnungswinkel. Die Engstelle stellt ein Rohr mit 35 mm Innendurchmesser im Bereich der Strahlenschutzmauer dar. Ist der Quellpunkt die Undulatormitte, so ist $\Theta = \Psi = 1.6$ mrad, bei dem Dipolquellpunkt 2.1 mrad. Dies ist immer noch kleiner als der natürliche halbe vertikale Öffnungswinkel von 2.3 mrad der Synchrotronstrahlung aus dem 3°-Dipol (lt. Gleichung (2.25) mit R = 11173 mm).

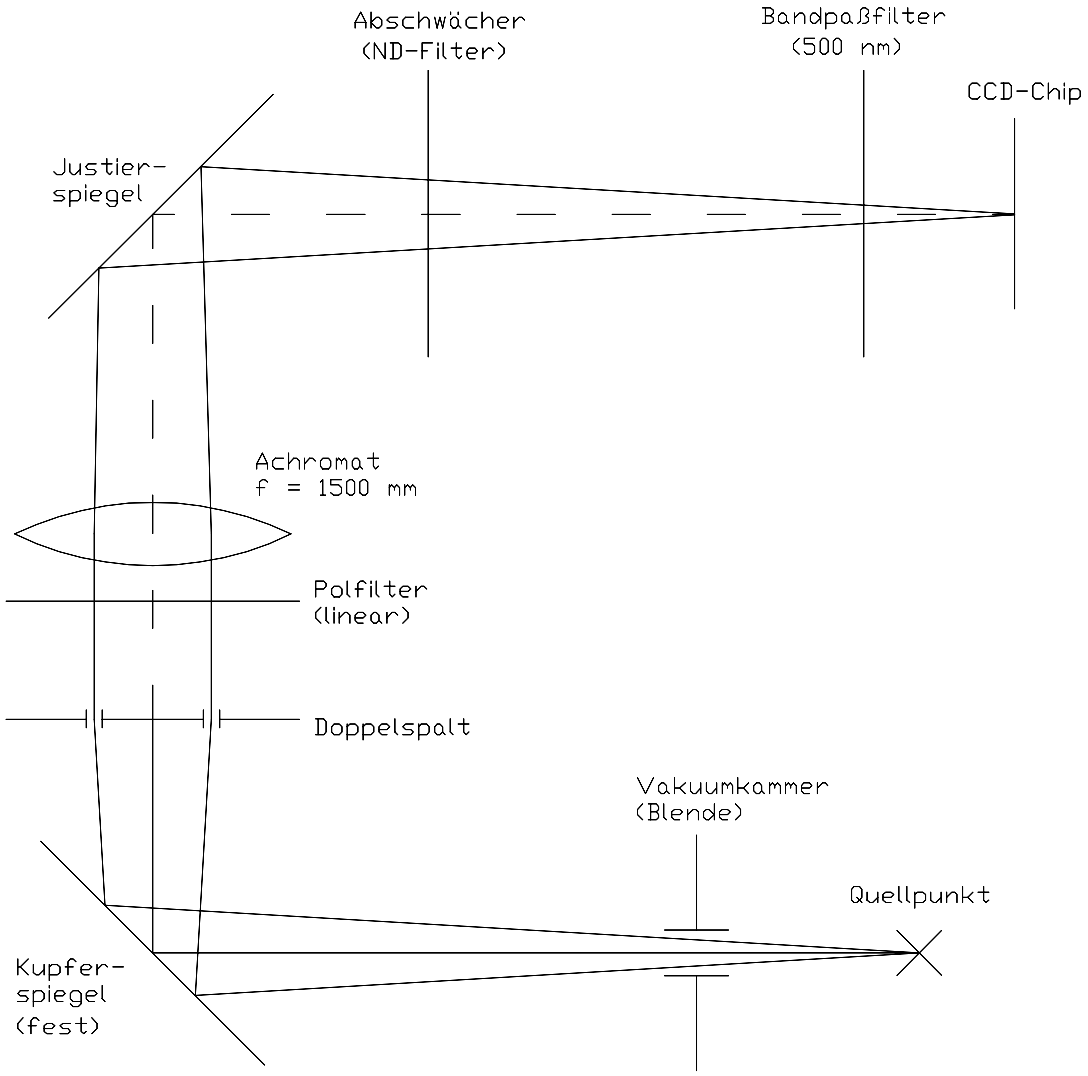

Abbildung 5.13: Schemazeichnung des Synchrotronlichtinterferometers innerhalb der Strahlenschutzmauer

5.3.3 Das Synchrotronlichtinterferometer

Beide Synchrotronlichtmonitore können durch einfache Modifikation zu einem Synchrotronlichtinterferometer umgebaut werden (s. Abbildung 5.13). Dazu wird kurz vor der ersten Linse ein Doppelspalt eingebracht. Dies ist eine lichtundurchlässige Platte mit zwei Löchern von 1 mm Durchmesser im Abstand D voneinander. Je nach Drehung der Platte sind die Löcher horizontal oder vertikal angeordnet, so daß alternativ die jeweilige transversale Strahldimension bestimmt werden kann. Bei DELTA werden verschiedene Platten mit Lochabständen von 2, 3, 4, 5, 6 und 7 mm verwendet.

Zusätzlich wird unmittelbar hinter dem Doppelspalt ein linearer Polfilter eingebracht. Dieser dient der Auswahl der entsprechenden Polarisationsrichtung der Synchrotronstrahlung, damit sich bei dem beobachten Interferogramm nicht Anteile mit unterschiedlichen Phasen aufgrund der Polarisation senkrecht oder parallel zur Beschleunigerebene überlagern. Die CCD-Kamera als Detektor ist in den Brennpunkt der ersten Linse zu stellen, um das Interferogramm zu beobachten.

Bei dem Synchrotronlichtmonitor außerhalb der Strahlenschutzmauer werden diese Modifikationen von Hand vorgenommen. Bei dem Meßplatz innerhalb der Mauer wird die erste Linse des Synchrotronlichtmonitors mittels eines Motors ferngesteuert aus dem Strahlengang gefahren. Gleichzeitig wird ein Aufbau mit Doppelspalt, anderer erster Linse und Polfilter hineingefahren. Lediglich Orientierung und Spaltabstand des Doppelspaltes sind bisher nicht ferngesteuert veränderbar.

Die Brennweite der ersten Linse beim Synchrotronlichtinterferometer innerhalb der Strahlenschutzmauer beträgt f = 1500 mm. Sie ist so auf dem fahrbaren Aufbau positioniert, daß die fest montierte CCD-Kamera in ihrem Brennpunkt steht. Dies ist aufgrund der Wahl der breiten Brennweiten der Linsen problemlos realisierbar, da die Bildweite beim Synchrotronlichtmonitor innerhalb der Strahlenschutzmauer 1501 mm beträgt.

Alle Größen, die den Weg des Synchrotronlichtes zur CCD-Kamera beschreiben, sind somit festlegt. Im folgenden wird die Signalauswertung erläutert.

5.4 Die Bildverarbeitung

In diesem Abschnitt wird die Digitalisierung der Bilder, die die CCD-Kamera liefert, beschrieben. Aus den digitalisierten Bildern sind beim Synchrotronlichtmonitor die Lage des Schwerpunktes der auf den CCD-Chip fallenden Synchrotronstrahlung und die Breite des Elektronenstrahls, der die Quelle der Synchrotronstrahlung ist, zu bestimmen. Dies geschieht mittels eines Gaußfits an das Strahlbild, der von einem Visual-Basic-Programm, dessen Aufbau in diesem Abschnitt beschrieben wird, durchgeführt wird. Die Bilder des Synchrotronlichtinterferometers werden ebenfalls digitalisiert und danach ausgewertet.

5.4.1 Die Bilddigitalisierung

Von der CCD-Kamera wird das Bildsignal als Videosignal bereitgestellt. Dieses wird über ein 75Ω-Koaxialkabel (RG 59 C/U) in den Kontrollraum übertragen. Dort ist ein passiver Videoisolationstrenntransformator zwischengeschaltet, um evtl. Masseschleifen zu verhindern. Über einen aktiven 4-fach Teiler wird das Videosignal aufgeteilt. Es wird zum einen direkt auf einem Schwarz-Weiß-Monitor dargestellt, zum anderen zu einem sogenannten Framegrabber, der Digitalisierungskarte eines PC, weitergeleitet. Bei Bedarf kann zusätzlich ein Videorekorder angeschlossen werden, um das Bild zu dokumentieren oder später auszuwerten.

Die Digitalisierung ist erforderlich, um aus dem Bild die gewünschten Informationen zu erhalten. Die Bilddigitalisierung erfolgt durch den DataTranslation DT3155 Framegrabber [44]. Hierbei handelt es sich um eine PCI-Einsteckkarte für einen IBM-kompatiblen PC (Intel-Pentium CPU 600MHz mit 256 MB RAM). Der Framegrabber kann Videosignale verschiedener Quellen digitalisieren, d.h. es können sowohl CCD-Kamerasignale direkt digitalisiert werden, als auch zunächst auf einem Videorekorder aufgezeichnete Kamerasignale. Der entsprechende Eingang wird über den Framegrabber ausgewählt. Es können sowohl getriggert als auch frei laufend Einzelbilder oder Bildsequenzen digitalisiert werden. Vorwiegend werden einzelne, ausgewählte Strahlfleckbilder digitalisiert. Die Möglichkeit zur Aufnahme von Videosequenzen wird zur kontinuierlichen Digitalisierung über einen kurzen Zeitraum genutzt. Hier ist der RAM-Speicher des PC bis ca. 10 s Aufnahmedauer ausreichend. Eine aufgenommene Videosequenz wird nach der Digitalisierung sofort analysiert. Die Einzelbilder können nacheinander betrachtet und im Windows-Bitmap-Format [45] abgespeichert werden.

Vorteil der direkten Digitalisierung von Bildern gegenüber der Zwischenspeicherung mittels Videorekorder ist, daß keine Informationen verlorengehen. Die Auflösung des Videorekorders geht nicht über 300 Linien hinaus, die der CCD-Kamera beträgt aber 380 Linien [41].

Bei der Digitalisierung wird dem Analogwert jedes Bildpunktes entsprechend seiner Helligkeit eine ganze Zahl zwischen 0 (schwarz) und 255 (weiß) zugeordnet, d.h. das Bild wird in 256 Graustufen digitalisiert. Dabei können die Schwellwerte für Weiß und Schwarz über die Bedienoberfläche eingestellt werden. Für den digitalisierten Intensitätswert eines Pixels beträgt der Fehler aufgrund des Framegrabbers gemäß Datenblatt des Herstellers DataTranslation $\pm$ 1.

Zum Lieferumfang des Framegrabbers gehören nur die Treiber für das Betriebssystem Microsoft Windows 9x und Windows NT. Zur Steuerung der Bildanalyse und -verarbeitung wird das Visual-Basic-Programm „Beam Distribution“ verwendet. Dieses wurde von DESY, Hamburg entwickelt und freundlicherweise DELTA zur Verfügung gestellt [30]. Es wurde an die Gegebenheiten bei DELTA angepaßt und um Programmteile erweitert, die zusätzlich der Abspeicherung der Ergebnisse, Schnitte durch den Schwerpunkt und Zeilen- bzw. Spaltensummen dienen. Eine Möglichkeit zur zeilenweisen Abspeicherung eines Bildes wurde ebenfalls integriert.

5.4.2 Das Programm zur Bildverarbeitung und -analyse

In diesem Abschnitt wird das bei DELTA verwendete Programm zur Bildverarbeitung und -analyse detailliert beschrieben.

Dieses Programm dient verschiedenen Zwecken:

1. Aufnahme der Videosignale,
2. Berechnung von Schwerpunkt und Größe des Strahlflecks,
3. ein- und zweidimensionale Darstellung des Bildes und der berechneten Daten,
4. Darstellung von Zeitabhängigkeiten der berechneten Schwerpunkte und Strahlgrößen in beiden Richtungen,
5. Veränderung der Skalierung (Umrechnung der Pixel in Absolutwerte und Festlegung des Ursprungs),
6. Einstellung der Schwellwerte der verwendeten Digitalisierungskarte für die Weiß- und Schwarzwerte,
7. Speicherung der dargestellten Bilder und
8. Laden gespeicherter Bilder.

Die eingestellten Parameter werden in einer Datenbank gespeichert und stehen beim nächsten Aufruf des Programms wieder zur Verfügung.

Ein Bild der graphischen Oberfläche des Programms findet sich in Abbildung 5.14.

Mittels des Programms kann zwischen freier und getriggerter Datennahme gewählt werden, d. h. bei Bedarf erfolgt die Videodigitalisierung erst nach einem externen Trigger. Zu beachten ist hierbei, daß die Datennahme mit dem Beginn des nächsten Halbbildes der CCD-Kamera beginnt, so daß ein Jitter von bis zu 20 ms auftreten kann, wenn Trigger und Kamera nicht synchronisiert sind.

In dem Programm kann eingestellt werden, wieviel Bilder zunächst im Hauptspeicher des PC in Livegeschwindigkeit gespeichert werden. Erst danach werden die entsprechenden Berechnungen der Parameter der einzelnen Bilder und des gemittelten Summenbildes von der CPU durchgeführt und für das jeweilige Bild dargestellt. Zwischen den einzelnen Bildern einer im Multibildmodus aufgenommenen Sequenz kann vor und zurück geblättert werden. Mit dem für die Messungen bei DELTA verwendeten PC liegt die Grenze für die Aufnahmedauer einer Sequenz im Multibildmodus bei ca. 10 s, bedingt durch die Größe des vorhandenen Hauptspeichers. Zur Zeit ist aufgrund der verwendeten Software zur Bildanalyse nur eine Aufnahme bis zu 5 s möglich, da das Programm ursprünglich nur für Dauern bis zu 2 s ausgelegt war [46]. Hier ist bei Bedarf eine Änderung einfach

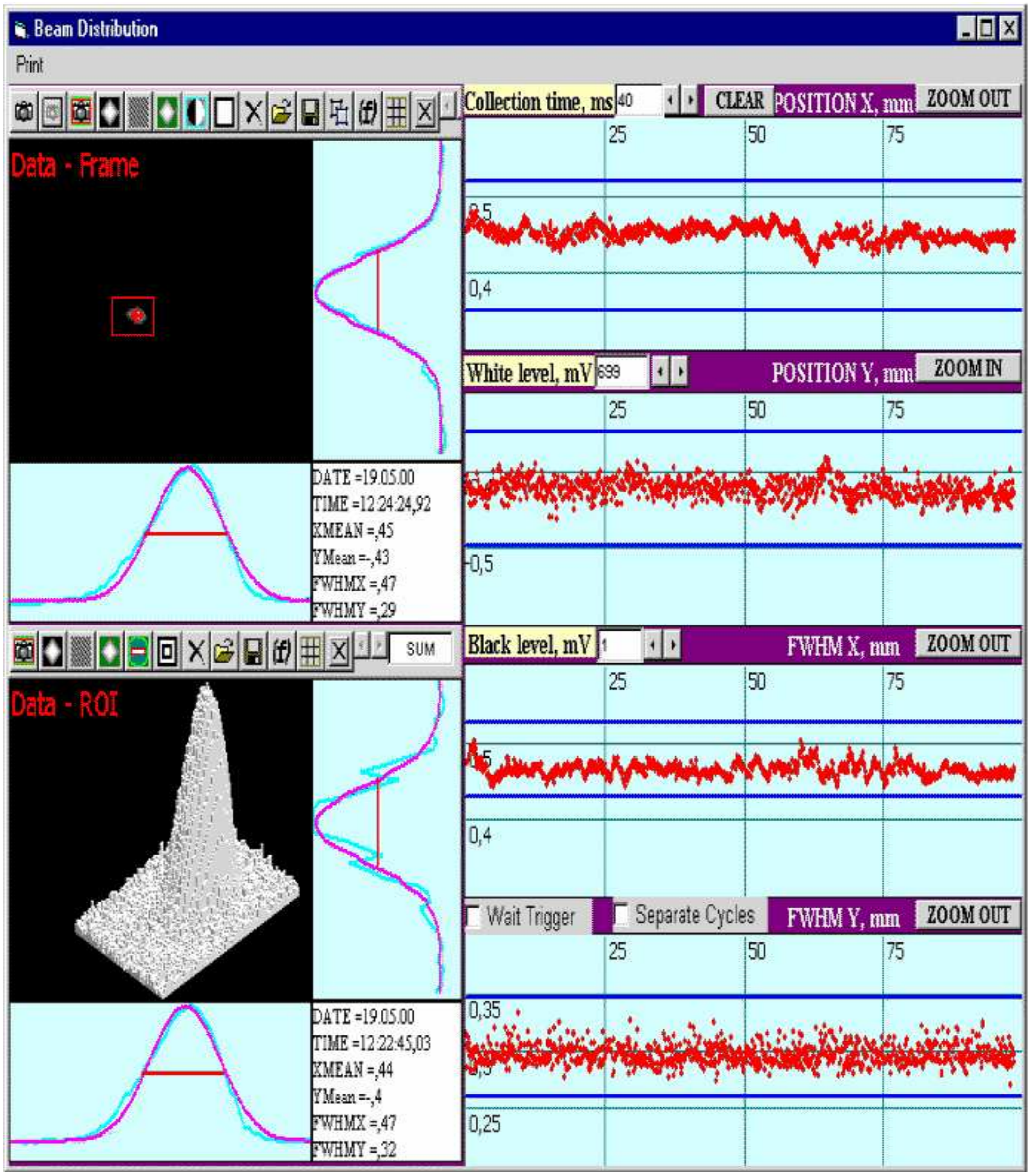

Abbildung 5.14: Die graphische Oberfläche zur Strahlprofil- und -lagemessung mittels der optischen Synchrotronlichtmonitore.

möglich. Wird nur ein Bild gespeichert und die Berechnung sofort durchgeführt, so ist eine Wiederholrate von ca. 11 Hz bei dem bei DELTA verwendeten System möglich.

Die Aufnahme der Bilder kann jederzeit über das Programm gestartet und gestoppt werden. Beim Start werden eingestellter Triggermodus und Zahl der eingestellten Bilder im Multibildmodus berücksichtigt.

Das jeweils letzte digitalisierte Bild wird in der linken oberen Ecke dargestellt. Es kann zwischen der Darstellung des Vollbildes und eines frei wählbaren rechteckigen Ausschnittes daraus (Region of Interest (ROI)) gewählt werden. Die Berechnung des Schwerpunktes und der Strahlgröße ist auf die Daten innerhalb der ROI begrenzt, um die Genauigkeit und Schnelligkeit der Berechnungen zu erhöhen. Dieses Bild kann als Datei auf der Festplatte gespeichert und später auch von dort wieder geladen werden. Eine Kopie dieses Bildes kann links unten permanent dargestellt werden.

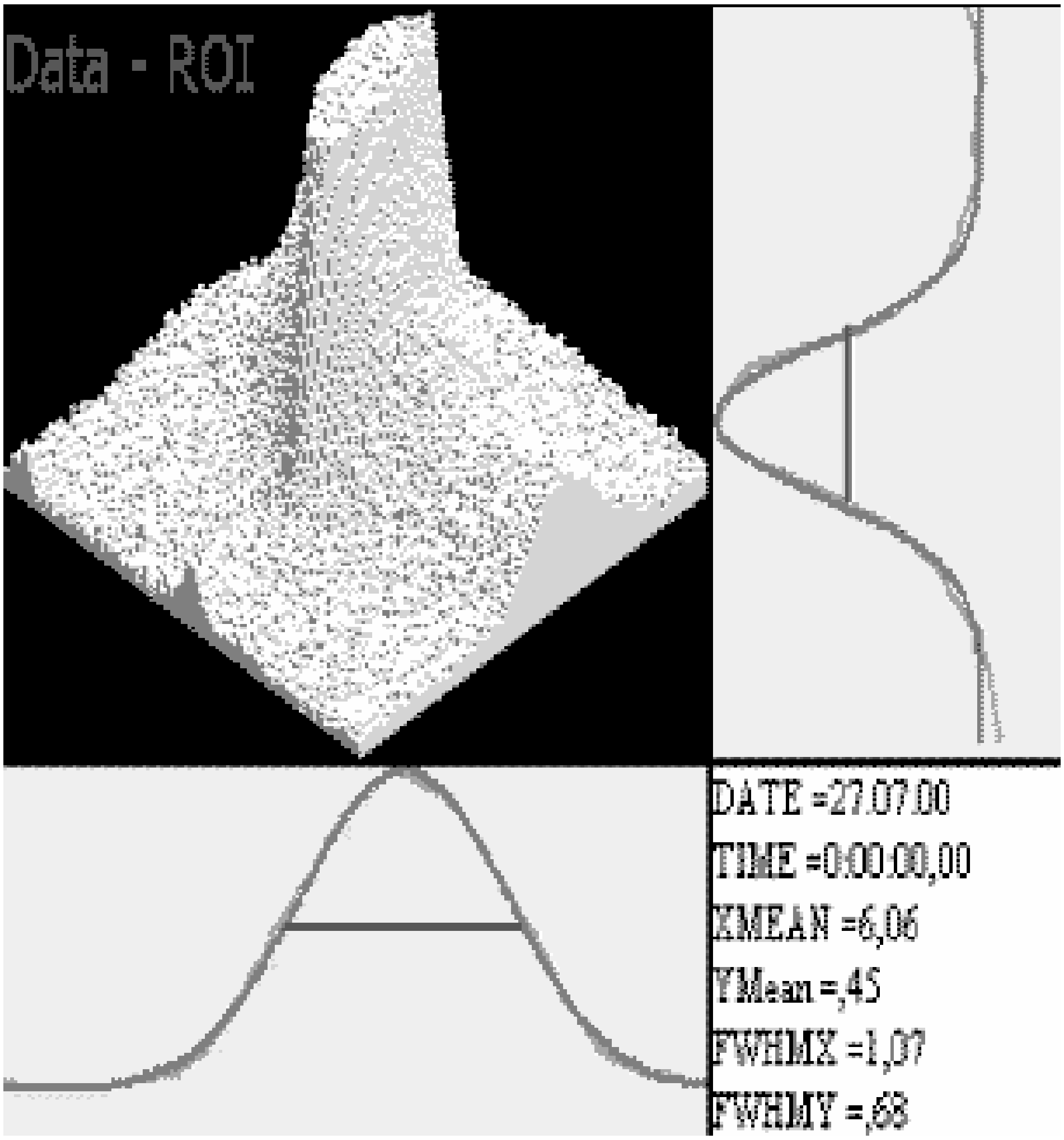

Abbildung 5.15: Dreidimensionale Darstellung eines Strahlbildes, das aufgrund zu geringer Abschwächung übersteuert ist.

Der zeitliche Verlauf der Schwerpunktskoordinaten und der transversalen Strahldimensionen wird für beide Richtungen getrennt im rechten Bereich des Bildschirms dargestellt. Die Darstellung wird laufend nach der Berechnung neuer Parameter aktualisiert. Standardmäßig werden hier die letzten 100 s dargestellt, dies kann aber eingestellt werden. Alternativ ist der zeitliche Verlauf der Parameter der Bilder einer im Multibildmodus aufgenommenen Sequenz darstellbar. Dann wird nur dieser Zeitraum dargestellt und mit der Aufnahme der nächsten Sequenz aktualisiert.

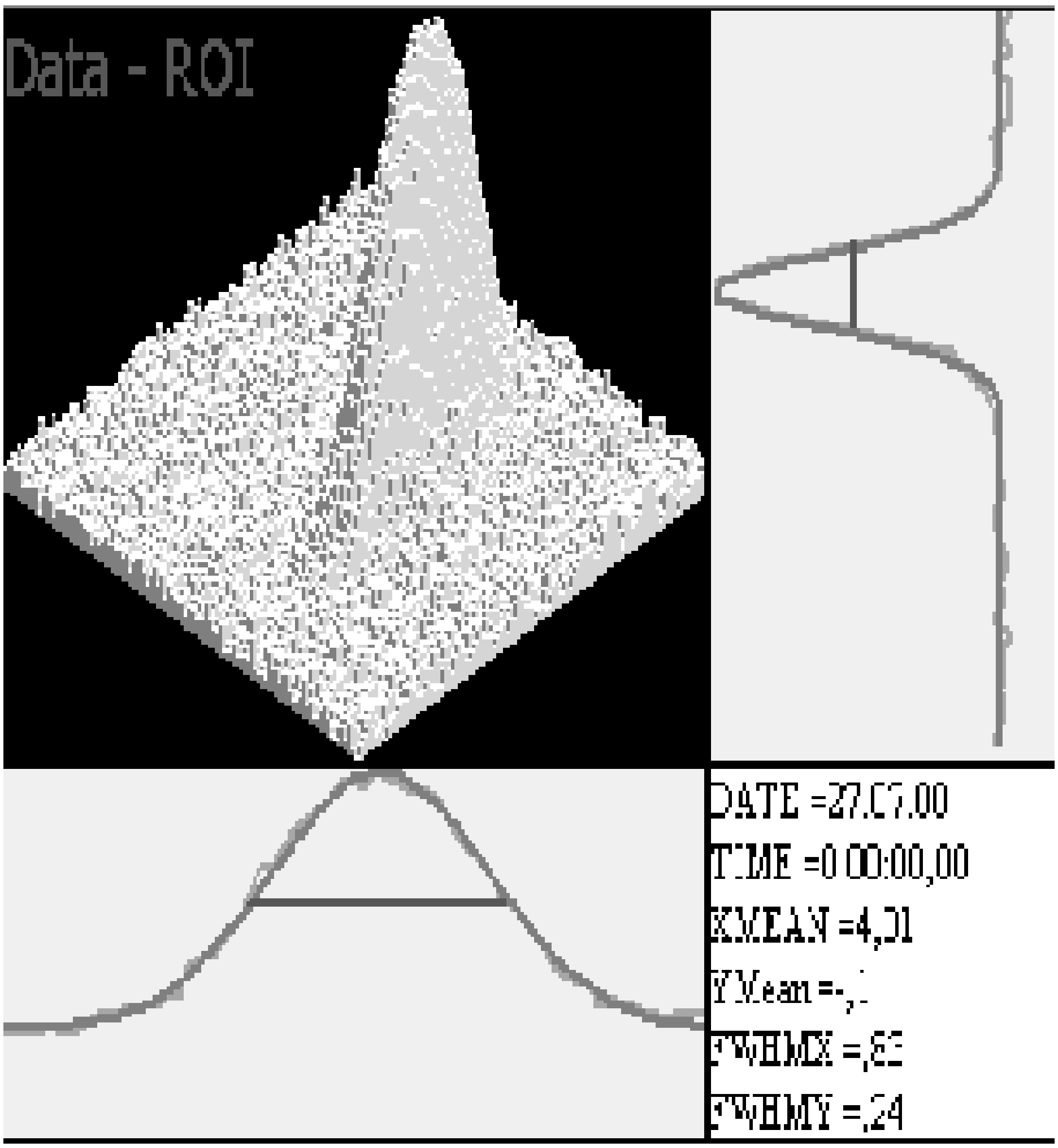

Abbildung 5.16: Dreidimensionale Darstellung eines Strahlbildes, das aufgrund zu richtiger Abschwächung nicht übersteuert ist.

Für eine verläßliche Berechnung der Parameter ist die Behandlung des Untergrundes wichtig. Es kann wahlweise ein Hintergrundbild abgezogen werden oder nicht. Ein solches Hintergrundbild erhält man entweder außerhalb des Strahlbetriebs oder durch ausreichend starke Abschwächung des Strahlbildes mittels ND-Filtern, so daß keine Struktur mehr zu erkennen ist. Im Normalfall wird das Hintergrundbild vor der Auswertung vom Strahlbild subtrahiert.

Jedes digitalisierte Bild kann auch zum Referenzbild für den Aufbau erklärt werden, so daß für den Operateur ein Vergleich einfach möglich ist. Es gibt eine Darstellungsform, in der die Differenz zwischen aktuellem Bild und Referenzbild in Falschfarben dargestellt wird.

Das aktuelle Bild wird zweidimensional dargestellt. Dabei kann zwischen dem normalen Kamerakontrast und einem verstärkten Kontrast gewählt werden. Alternativ ist die oben erwähnte Falschfarbendarstellung bezüglich des Referenzbildes möglich. Als besonders hilfreich zur Einstellung der korrekten optischen Abschwächung der zu analysierenden Bilder hat sich die dreidimensionale Histogramm-Darstellung des aktuellen Bildes erwiesen. Hier sind Übersteuerungen als „Tafelberg“ besonders gut zu erkennen. Durch die Übersteuerung erhält man in der Regel zu große Strahldimensionen. Dies verdeutlichen die Abbildungen 5.15 und 5.16, in denen der gleiche Strahlfleck mit unterschiedlicher Abschwächung analysiert worden ist.

An das Strahlbild wird von dem Programm, evtl. nach Subtraktion des Hintergrundbildes, standardmäßig eine Gaußverteilung

$$F(x) \quad = \quad X_{\text{Offset}} + X_{\text{Amplitude}} \cdot \exp\left[\frac{(x - x_0)^2}{2\,\sigma^2}\right] \tag{5.6}$$

mit den vier freien Parametern Offset, Amplitude, Schwerpunkt und Strahlabmessung σ nach der Methode der kleinsten Abweichungsquadrate angepaßt, weil bei einem Speicherring die Intensitätsverteilung innerhalb des Strahlfleckes im allgemeinen als gaußförmig angenommen wird (s. Kapitel 2.3). Dies geschieht getrennt für die beiden transversalen Richtungen. Ein Beispiel für eine angepaßte Gaußverteilung ist zusammen mit dem horizontalen Schnitt durch den Strahlschwerpunkt und der Strahlbreite in der Abbildung 5.17 dargestellt. Alternativ

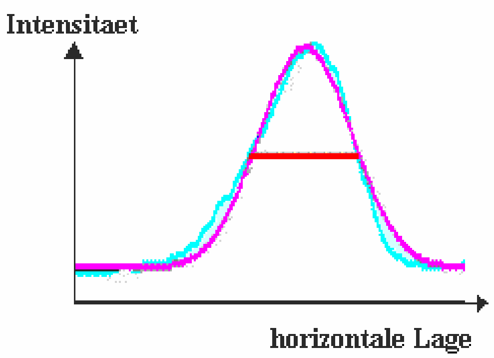

Abbildung 5.17: Angepaßte Gaußverteilung an ein Strahlbild mit der ermittelten Strahlbreite und der entsprechende horizontale Schnitt durch den Schwerpunkt. Aufgetragen ist die Pixelintensität gegen die horizontale Lage.

kann eine Gaußverteilung mit nur drei Parametern (Amplitude, Schwerpunkt und Strahlabmessung σ an das Strahlbild angepaßt werden, indem der Offset aus dem Mittelwert der Intensitäten in den vier Ecken des Bildes bestimmt wird.

In der Linearitätsuntersuchung der CCD-Kamera in Kapitel 6.2 wird dargelegt, daß nur dann von einem linearen Verhalten des CCD-Chips bezüglich der Intensität des auf ein Pixel fallenden Lichtes ausgegangen werden kann, wenn zuvor der allgemeine „Rauschpegel" des Bildes abgezogen wurde. Deshalb ist ein Offset zuzulassen. Nur so ist gewährleistet, daß die ermittelten σ-Werte und der ermittelte Schwerpunkt den Strahlschwerpunkt und die Strahldimension repräsentieren. Dies ist relativ leicht an den berechneten Schwerpunktkoordinaten überprüfbar, da bei einem zu niedrigem Offset ein Bildschwerpunkt berechnet wird, der bei kleinen Strahlfleckbildern in der Regel nicht mit dem Strahlschwerpunkt übereinstimmt. Das Abziehen des Offsets ist auch bei der Berechnung der Sichtbarkeit aus dem digitalisierten Bild bei dem Synchrotronlichtinterferometer wichtig, da von den entsprechenden Intensitätswerten zunächst dieser Untergrund abzuziehen ist; ansonsten ist die Normierung bei der Bestimmung der Sichtbarkeit nicht korrekt.

Bei der Bildverarbeitung wird per Konvention der Ursprung des Koordinatensystems in die linke obere Bildecke gelegt. Zeilen- und Spaltennummern beziehen sich auf dieses Koordinatensystem. Die ermittelten Strahlbreiten und Schwerpunktkoordinaten werden in Absolutwerte umgerechnet. Dabei wird gleichzeitig mit der Skalierung ein neuer Ursprung des Bezugskoordinatensystems eingeführt, mit der für ein solches Koordinatensystem üblichen Vorzeichenkonvention.

Die Schwerpunktkoordinaten und Strahlbreiten gibt das Programm auf dem Bildschirm aus. Zusätzlich werden sie im ASCII-Format in eine Datei mit dem Namen des Bildes unter der Endung „.erg" geschrieben. Hier sind auch Zeilen- und Spaltenzahl des Bildes, sowie die Ausschnittgrenzen vermerkt.

Ein weiteres Programm schreibt im Gnuplotformat [47] die Spaltennummer und -summe in eine Datei mit der Endung „.spa", die Zeilennummer und -summe in eine mit der Endung „.zei". Der horizontale Schnitt durch den Schwerpunkt wird im Gnuplotformat in eine Datei mit der Endung „.hor", der vertikale in eine mit der Endung „.ver" geschrieben. Dies wird für die gewählte ROI unter Berücksichtigung des Hintergrundbildes durchgeführt.

Das Programm wird auch zur Auswertung der Bilder des Synchrotronlichtinterferometers genutzt. Dessen Bilder werden ebenfalls digitalisiert. Der ROI-Bereich wird hier so gelegt, daß im zentralen Bereich des Interferogramms alle Interferenzstreifen erfaßt werden. Wichtig ist, daß auch der Untergrundbereich neben dem eigentlichen Interferogramm mit erfaßt wird. Je nach Ausrichtung des Doppelspalts (horizontal oder vertikal) wird der entsprechende Schnitt durch das Bild zur weiteren Analyse ausgewählt. Aus der Gnuplotdarstellung dieses Schnittes werden die Intensitätswerte des zentralen Maximums und seiner benachbarten Minima bestimmt, sowie der evtl. noch vorhandene allgemeine Untergrund des Bildes bestimmt, falls nach Abzug des Untergrundbildes noch ein solcher vorhanden ist. So kann die Sichtbarkeit des Interferogramms bestimmt werden.

5.5 Die Eigenschaften des Elektronenstrahls an beiden Quellpunkten

Bei Delta können die Elektronen aus dem Vorbeschleuniger BoDo mit einer Energie zwischen ca. 300 MeV und 1500 MeV eingeschossen werden [11]. Delta kann sowohl im „Single-Bunch-Betrieb“ als auch mit beliebigen Multibunchfüllungen betrieben werden. In der Regel wird für den Userbetrieb ein Bunchzug von ca. 7 aufeinanderfolgenden Bunchen injiziert. Die Füllstruktur ist in der Regel 2/3 – oder 3/4 – Füllung des Speicherringumfangs.

Da der Elektronenstrahl Quellpunkt der Synchrotronstrahlung ist, wird die Intensitätsverteilung der Synchrotronstrahlung durch das Strahlprofil bestimmt. Die Ausdehnung des Elektronenstrahls ist nach Gleichung (2.46) durch die Emittanz, die relative Impulsabweichung $\Delta p/p$, den Wert $\beta(s)$ der Betafunktion und den Wert D(s) der Dispersion am Quellpunkt der Synchrotronstrahlung gegeben. Diese Größen sind durch die Magnetstruktur des Beschleunigers bestimmt. Sie können mit Hilfe geeigneter Simulationsprogramme aufgrund der vorliegenden Magnetanordnung und Magnetfelstärken berechnet werden. In diesem Zusammenhang wird von der Strahloptik gesprochen.

Alle in dieser Arbeit beschriebenen Messungen (vgl. Kapitel 6) wurden in der DEL-100-Optik als Basis der Magnetpositionen und -stärken durchgeführt. Entsprechend der Magnetanordnung [48] wird für die horizontale Gleichgewichtsemittanz

$$\epsilon_{x,0}(E) = 9.12\,(E[\mathrm{GeV}])^2 \mathrm{nm\,rad} \tag{5.7}$$

erwartet.

Der Quellpunkt der Synchrotronstrahlung liegt bei dem Meßplatz innerhalb der Strahlenschutzmauer auf dem Designorbit s = 428 mm vor der Mitte des Dipolmagneten. Aus dem entsprechenden Optikfile [48] können die Werte für die Beta-, Alpha- und Dispersionsfunktionen am Quellort entnommen werden (vgl. Tabelle 5.2).

Mit der theoretischen relativen Energieunschärfe [48]

$$\frac{\Delta p}{p} = 4.61 \cdot 10^{-4} \cdot E[\mathrm{GeV}]$$

sind gemäß Gleichung (2.40) bzw. (2.46) aus diesen Werten die erwarteten Strahldimensionen nach Einstellung des Strahlungsgleichgewichtes bei 5 % Kopplung für verschiedene Energien am Meßplatz innerhalb der Strahlenschutzmauer in Tabelle 5.3 berechnet worden.

In der Beschreibung des optischen Abbildungssystems wurde für diesen Meßplatz ein optimaler halber horizontaler Öffnungswinkel von $\Theta = 4.5$ mrad für

Meßplatz	β_x [m]	β_z [m]	D_x [m]
innerhalb	0.82	11.68	0.08
außerhalb	6.08	13.02	0.03

Tabelle 5.2: Werte der optischen Funktionen am Quellpunkt der Synchrotronstrahlung beim Meßplatz innerhalb der Strahlenschutzmauer (Entfernung vor der Dipolmitte: s = 428 mm) bzw. außerhalb der Strahlenschutzmauer bei der Dipolstrahlung (am Dipolanfang) in der DEL-100-Optik.

eine runde Blende bestimmt. Aus der Gleichung (3.43) ergibt sich unter Verwendung des Krümmungsradius R = 3340 mm der 20°-Dipole, sowie der Horizontalauflösung von 380 Linien bei einer CCD-Chipbreite von 6.35 mm [41] und einer Vergrößerung von 0.501 für den horizontalen Korrekturterm der gemessenen Strahlgröße:

$$\sigma^{\mathrm{h}}_{\mathrm{korr}} = 83\,\mu\mathrm{m}\,.$$

Dabei beträgt die Korrektur aufgrund der endlichen Auflösung des CCD-Chips 17 μm und ist damit vernachlässigbar.

In der Vertikalen ist der natürliche Öffnungswinkel von $\Psi = 3.3$ mrad die Begrenzung. Damit ergibt sich aus Gleichung (3.46) unter Verwendung der Vertikalauflösung von 480 Linien bei einer Chiphöhe von 4.83 mm [41] und der Vergrößerung von 0.501 für den vertikalen Korrekturterm der gemessenen Strahlgröße:

$$\sigma^{\mathrm{v}}_{\mathrm{korr}} = 75\,\mu\mathrm{m}\,.$$

Dabei beträgt die Korrektur aufgrund der endlichen Auflösung des CCD-Chips 10 μm und ist damit vernachlässigbar.

Der Quellpunkt der Synchrotronstrahlung liegt bei dem Meßplatz außerhalb der Strahlenschutzmauer auf dem Designorbit direkt am Beginn des Dipolmagneten. Aus dem entsprechenden Optikfile [48] können ebenfalls die Werte für

E	[MeV]	550	750	960	1485
$\frac{\Delta p}{p}$	[10^{-4}]	2.53	3.46	4.42	6.84
ϵ_x	[nm rad]	2.6	4.9	8.0	19.2
σ_x	[μm]	50	69	88	137
ϵ_z	[nm rad]	0.13	0.24	0.40	0.96
σ_z	[μm]	39	53	68	106

Tabelle 5.3: Erwartete Elektronenstrahldimensionen am Quellort bei verschiedenen Strahlenergien E für den Aufbau innerhalb der Strahlenschutzmauer, basierend auf der DEL-100-Optik bei 5 % Kopplung.

E [MeV]	550	750	960	1485
$\frac{\Delta p}{p}$ $[10^{-4}]$	2.53	3.46	4.42	6.84
ϵ_x [nm rad]	2.6	4.9	8.0	19.2
σ_x [μm]	126	173	221	342
ϵ_z [nm rad]	0.13	0.24	0.40	0.96
σ_z [μm]	41	56	72	112

Tabelle 5.4: Erwartete Elektronenstrahldimensionen am Quellort (Dipolanfang) bei verschiedenen Strahlenergien E für den Aufbau außerhalb der Strahlenschutzmauer, basierend auf der DEL-100-Optik bei 5 % Kopplung.

die Beta-, Alpha- und Dispersionsfunktionen am Quellort entnommen werden (s. Tabelle 5.2).

Auch hier sind die erwarteten Strahldimensionen nach Einstellung des Strahlungsgleichgewichtes bei 5 % Kopplung für verschiedene Energien in Tabelle 5.4 berechnet worden.

Bei diesem Meßplatz stellt das runde Rohr in der Strahlenschutzmauer die Blende dar. Der halbe Öffnungswinkel beträgt in beiden Richtungen 2.1 mrad (vgl. Kapitel 5.3.2). Aus der Gleichung (3.43) ergibt sich unter Verwendung des Krümmungsradius R = 11173 mm der 3°-Dipole für den horizontalen Korrekturterm der gemessenen Strahlgröße:

$$\sigma^{\mathrm{h}}_{\mathrm{korr}} \;=\; 149\,\mu\mathrm{m}\,.$$

Die Korrektur aufgrund der endlichen Auflösung des CCD-Chips beträgt 21 μm bei der Dipol- und 29 μm bei der Undulatorstrahlung aufgrund der kleineren Vergrößerung und ist damit vernachlässigbar.

Aus Gleichung (3.46) ergibt sich für den vertikalen Korrekturterm der gemessenen Strahlgröße:

$$\sigma^{\mathrm{v}}_{\mathrm{korr}} \;=\; 149\,\mu\mathrm{m}\,.$$

Dabei beträgt die erforderliche Korrektur aufgrund der endlichen Auflösung des CCD-Chips 12 μm bei der Dipol- und 17 μm bei der Undulatorstrahlung aufgrund der kleineren Vergrößerung und ist damit ebenfalls vernachlässigbar.

Die Werte sind identisch, da der optimale halbe horizontale Öffnungswinkel bei diesem Aufbau gemäß Gleichung (3.44) 3.0 mrad beträgt. Damit überwiegt bei diesem Aufbau der Beugungsterm. Dieser ist aber in beiden Ebenen identisch, da die Öffnungswinkel gleich sind.

Kapitel 6

Messungen

Mit den im vorherigen Kapitel beschriebenen Meßaufbauten sind an Delta verschiedene Emittanzmessungen bei unterschiedlichen Energien durchgeführt worden. Zuvor sind verschiedene Tests und Messungen an den Aufbauten erfolgt.

Als erstes wird der Abbildungsmaßstab der optischen Systeme bestimmt. Dazu wird zum einen ein Maßstab in das System eingeblendet, zum anderen erfolgt eine Überprüfung der Strahloptik im Bereich des Synchrotronlichtmonitors innerhalb der Strahlenschutzmauer mittels einer Ablagebeule mit Hilfe von 4 Steuerspulen. Es folgt die Untersuchung der Linearität der CCD-Kamera bezüglich verschiedener Lichtintensitäten, sowie ihres Dynamikbereiches. Darüber hinaus wird die Schärfentiefe der Apparatur untersucht. Es folgt ein Experiment zur Bestimmung der Auflösungsgrenze durch Beugungseffekte am Synchrotronlichtmonitor, sowie ein weiteres Experiment zur Bestimmung der Auflösungsgrenze des Synchrotronlichtinterferometers. In einer Meßreihe mit Synchrotronstrahlung wird die zeitliche Stabilität des Elektronenstrahls untersucht und die Dispersion am Quellort der Synchrotronstrahlung bestimmt. Hieran schließt sich eine Untersuchung des Einflusses verschiedener Blenden bei gleichen Strahlbedingungen an. Bei 960 MeV Elektronenstrahlenergie wurden vergleichende Strahlgrößenmessungen mit dem optischen Synchrotronlichtmonitor und dem Synchrotronlichtinterferometer durchgeführt. Dabei ist beim Interferometer der Doppelspaltabstand variiert und sein Einfluß auf den Kohärenzgrad untersucht worden. Es folgen die Ergebnisse weiterer vergleichender Strahlbreitenmessungen bei Strahlenergien von 1485 MeV, 960 MeV, 750 MeV und 550 MeV. Das Kapitel schließt mit einer Diskussion der Probleme bei den durchgeführten Emittanzmessungen und einer Betrachtung der möglichen Gründe für die Abweichungen der gemessenen Emittanzen von den theoretisch erwarteten.

horizontal	Pixel/mm	μm/Pixel
Peaks alle 50 μm	60.02 ± 0.07	16.67 ± 0.02
Peaks jeden mm	60.04 ± 0.18	16.66 ± 0.05
Peaks alle 250 μm	60.00 ± 0.11	16.67 ± 0.03
Mittelung	60.02 ± 0.01	16.67 ± 0.01

Tabelle 6.1: Der horizontale Abbildungsmaßstab des Abbildungssystems des Synchrotronlichtmonitors innerhalb der Strahlenschutzmauer bei 768 Pixeln Auflösung.

6.1 Die Bestimmung des Abbildungsmaßstabes

Nach der Digitalisierung liegen die Werte in Pixeleinheiten vor. Diese sind in Millimeter auf der Gegenstandsseite umzurechnen, um die wahren Strahldimensionen und -ablagen zu erhalten. Dazu werden Maßstäbe mit äquidistanten Markierungen in verschiedenen Abständen mit dem optischen Abbildungssystem auf die CCD-Kamera abgebildet. Der Maßstab wird dazu mittels eines weiteren Spiegels außerhalb des Vakuums auf die CCD-Kamera abgebildet. Er wird in dem gleichen Abstand von der 1. Linse wie der „Sollquellpunkt“ vertikal oder horizontal positioniert und beleuchtet. Die Bildbereiche, in denen die Markierungen des Maßstabs liegen, werden digitalisiert und ausgewertet. Die Auflösung beträgt 768 Pixel (H) x 576 Pixel (V). Bei der horizontalen Skalierung werden dazu die Spaltensummen analysiert, bei der vertikalen die Zeilensummen. Die Markierungen sind an den Peaks der Summen zu erkennen. Ihnen kann damit eine Zeilen- oder Spaltennummer zugeordnet werden. Nach der Methode der übergreifenden Differenzen [49] werden die Markierungen ausgewertet. Dabei ist von einem Fehler von ± 1 Pixel für die Lage der Markierungen auszugehen, wie die Auswertung der Summen zeigt. Aus der so berechneten Pixelzahl pro Längeneinheit (je nach verwendetem Maßstab verschieden) wird die einem Pixel zugeordnete Größe in Mikrometern bestimmt. Der Fehler hierfür ergibt sich aus der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung. Die Ergebnisse sind in den Tabellen 6.1 und 6.2 für den Synchrotronlichtmonitor innerhalb der Strahlenschutzmauer dargestellt. Damit ergibt sich mit der Vergrößerung von 0.501 eine aktive Fläche des CCD-Chips von (6.41 ± 0.01) mm (H) x (4.78 ± 0.02) mm (V). Dies deckt sich mit den Herstellerangaben [41].

Zur Überprüfung der Strahloptik am Synchrotronlichtmonitor innerhalb der Strahlenschutzmauer wird eine lokale Orbitbeule [1] mittels vier Steuerspulen als reine Ablagebeule mit dem Quellpunkt der auf die CCD-Kamera fallenden Strahlung als Referenzpunkt verwendet.

Die vertikale Ablage wird in Schritten von 0.5 mm von -1.5 mm bis + 2.5 mm variiert und jeweils der Schwerpunkt und die Größe des Strahlbildes ermittelt. Die einzelnen Meßergebnisse stehen in Tabelle 6.3. Aus der Ausgleichsrechnung ergibt sich im Mittel aufgrund des Synchrotronlichtmonitors eine Verschiebung des vertikalen Schwerpunktes pro Schritt um $(631 \pm 23)\,\mu$m. Die Vertikalablage ist also um ca. 26 % größer als aufgrund der Solloptik erwartet.

vertikal	Pixel/mm	μm/Pixel
Peaks alle 500 μm	60.61 ± 0.18	16.50 ± 0.05
Peaks jeden mm	60.50 ± 0.22	16.53 ± 0.06
Peaks alle 250 μm	60.20 ± 0.11	16.61 ± 0.03
Mittelung	60.44 ± 0.12	16.55 ± 0.03

Tabelle 6.2: Der vertikale Abbildungsmaßstab des Abbildungssystems des Synchrotronlichtmonitors innerhalb der Strahlenschutzmauer bei 576 Pixeln Auflösung.

Ablage [mm]	$\overline{x}$ [mm]	$\overline{z}$ [mm]	$FWHM_x$ [mm]	$FWHM_z$ [mm]
-1.5	2.03	1.90	0.46	0.40
-1.0	2.01	1.36	0.52	0.38
-0.5	2.05	0.78	0.58	0.39
0.0	1.97	0.26	0.60	0.39
0.5	1.94	-0.39	0.60	0.41
1.0	1.94	-1.07	0.66	0.43
1.5	1.92	-1.74	0.67	0.45
2.0	1.94	-2.41	0.66	0.44
2.5	1.90	-3.00	0.66	0.43

Tabelle 6.3: Variation der Strahlparameter als Funktion einer vertikalen lokalen Orbitbeule (Ablage) mittels vier Steuerspulen am Synchrotronstrahlungsmonitor innerhalb der Strahlenschutzmauer bei 1485 MeV

Die gleiche Meßreihe wurde für die Horizontalablage zwischen -2.0 mm und +1.5 mm durchgeführt. Die Ergebnisse finden sich in der Tabelle 6.4. Aus der Ausgleichsrechnung ergibt sich im Mittel aufgrund des Synchrotronlichtmonitors eine Verschiebung des horizontalen Schwerpunktes pro Schritt um $(636 \pm 14)\,\mu$m, wenn man wegen der aufgetretenen Strahlverbreiterung nur die Meßwerte zwischen -0.5 mm und +1.5 mm berücksichtigt. Die Horizontalablage ist also um ca. 27 % größer als aufgrund der Solloptik erwartet.

Mögliche Gründe für die Abweichung sind vor allem Abweichungen der

Ablage [mm]	$\overline{x}$ [mm]	$\overline{z}$ [mm]	$FWHM_x$ [mm]	$FWHM_z$ [mm]
-2.0	5.37	-0.04	0.95	0.36
-1.5	4.21	0.04	0.78	0.33
-1.0	3.33	0.10	0.68	0.36
-0.5	2.57	0.17	0.64	0.37
0.0	1.99	0.23	0.61	0.37
0.5	1.35	0.31	0.58	0.39
1.0	0.73	0.36	0.55	0.40
1.5	0.10	0.42	0.52	0.41

Tabelle 6.4: Variation der Strahlparameter als Funktion einer horizontalen lokalen Orbitbeule (Ablage) mittels vier Steuerspulen am Synchrotronstrahlungsmonitor innerhalb der Strahlenschutzmauer bei 1485 MeV

	Pixel/mm	μm/Pixel
horizontal	49.19 ± 0.12	20.33 ± 0.05
vertikal	49.41 ± 0.15	20.24 ± 0.06

Tabelle 6.5: Der Abbildungsmaßstab des Abbildungssystems des Synchrotronlichtmonitors außerhalb der Strahlenschutzmauer für die Dipolstrahlung bei 768 (H) x 576 (V) Pixeln Auflösung.

tatsächlichen Strahloptik von der theoretischen Optik. Hier können bereits leichte Veränderungen der Quadrupolstärken in den Bögen deutliche Veränderungen der Betafunktionen verursachen [50]. Außerdem existieren Unsicherheiten bezüglich der Umrechnung von Quadrupolstärken in Ströme bei den mit Zusatzspulen bestückten Magneten. Ferner besteht noch eine Unsicherheit bei der Umrechnung der Kickstärken in Ströme bei den Korrekturmagneten [51]. Hinzu kommen nichtlineare Feldverläufe der Magnetfelder der Steuerspulen bei größeren Ablagen, sowie Unsicherheiten bzgl. des Feldstärken dieser Magnete. Damit sind auch die Abweichungen vom erwarteten Verlauf bei diesen Meßreihen bei größeren Ablagen zu erklären. Eventuell besteht bei dem Programm zur Berechnung der Kickstärken der Korrekturmagnete aufgrund der eingestellten Ablagen auch ein Skalierungsfehler. Hier sollte eine Überprüfung an weiteren Synchrotronstrahlungsmeßplätzen und mittels der BPM's nach Klärung der Unsicherheiten in der Strahloptik erfolgen. Diese Messung zeigt, daß hier eine nicht unerhebliche Unsicherheit bei der Bestimmung der Emittanzen aus den gemessenen Strahlgrößen besteht (s. auch Kapitel 6.12).

Aufgrund der guten Übereinstimmung zwischen den einzelnen Messungen mit den verschiedenen Maßstäben bei der Bestimmung des Abbildungsmaßstabes für den Synchrotronlichtmonitor innerhalb der Strahlenschutzmauer wird bei der Bestimmung des Abbildungsmaßstabes für den Synchrotronlichtmonitor außerhalb der Strahlenschutzmauer nur eine Messung mit der Millimeterteilung durchgeführt. Die Ergebnisse finden sich in den Tabellen 6.5 und 6.6.

Aufgrund des Abbildungssystems ist somit eine Auflösung von minimal 17 μm in beiden Richtungen erreichbar. Die Auflösung kann bei Bedarf durch Vergrößern des Abbildungsmaßstabes verbessert werden. Sie stellt aber aufgrund der obigen Ausführungen zu der Auflösungsgrenze aufgrund Beugung nicht die Begrenzung dar.

	Pixel/mm	μm/Pixel
horizontal	35.27 ± 0.12	28.35 ± 0.05
vertikal	35.43 ± 0.15	28.23 ± 0.06

Tabelle 6.6: Der Abbildungsmaßstab des Abbildungssystems des Synchrotronlichtmonitors außerhalb der Strahlenschutzmauer für die Undulatorstrahlung bei 768 (H) x 576 (V) Pixeln Auflösung.

6.2 Die Linearität der CCD-Kamera

Die Linearitätseigenschaften der CCD-Kamera sind näher zu untersuchen, bevor Strahlbreitenmessungen mit Synchrotronlicht erfolgen können. Deshalb wird zunächst der Zusammenhang zwischen einfallender Lichtintensität und den Pixelwerten nach der Digitalisierung des Kamerabildes untersucht. Für diese Untersuchung ist wie bei allen Messungen die automatische Shutterregelung der Kamera ausgeschaltet. Der Quellpunkt der Synchrotronstrahlung wird über den im Kapitel 5.3.1 beschriebenen Aufbau des Synchrotronlichtmonitors innerhalb der Strahlenschutzmauer auf den CCD-Chip abgebildet. Dabei werden die Strahlparameter nicht geändert und die Abnahme der Intensität durch die Abnahme des Strahlstromes ist aufgrund der kurzen Meßzeit von ca. 1 Minute bei einer typischen Lebensdauer des Elektronenstrahls von ca. 5 Stunden vernachlässigbar. Die Intensität der Synchrotronstrahlung wird durch Graufilter verschiedener optischer Dichten variiert. Die Graufilter sind bezüglich ihrer optischen Dichte für verschiedene Wellenlängen vom Hersteller vermessen. Damit kann die Transmission T gemäß folgender Formel aus der optischen Dichte D berechnet werden [42]:

$$\mathrm{T} = 10^{-\mathrm{D}}. \tag{6.1}$$

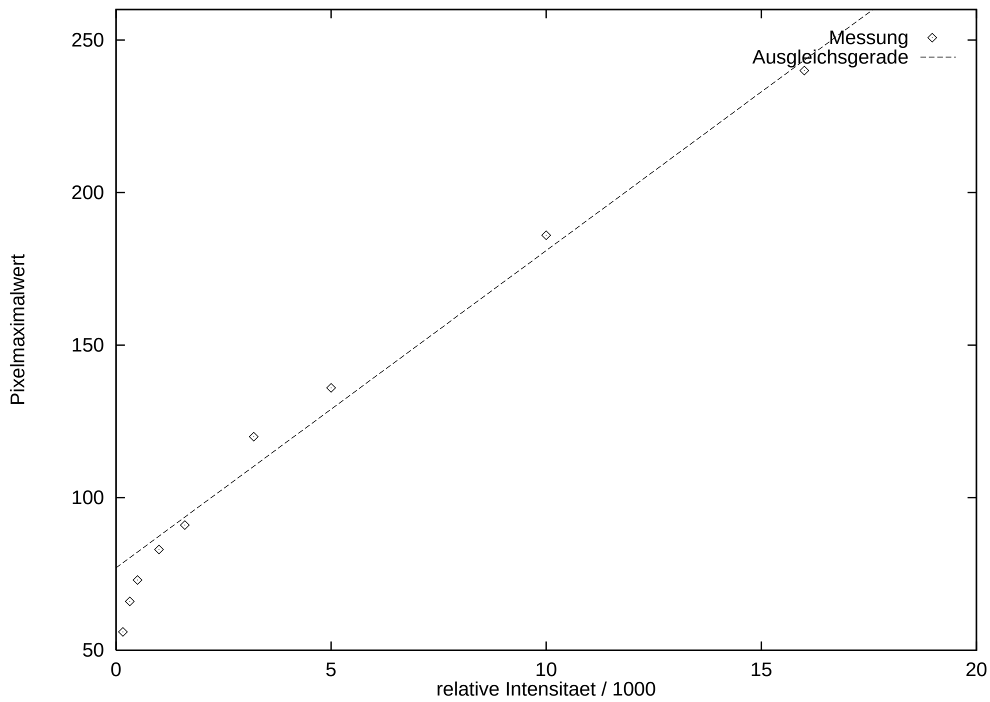

Abbildung 6.1: Messung der Linearität der CCD-Kamera durch Bestimmung des Pixelmaximalwertes als Funktion der einfallenden Intensität. I_0: Gesamtintensität der Synchrotronstrahlung ohne Graufilter.

Die digitalisierten Bilder der CCD-Kamera werden bei verschiedenen Intensitäten bezüglich des auftretenden Pixelmaximalwertes untersucht. Die Ergebnisse sind in der Abbildung 6.1 dargestellt. Bei Intensitäten oberhalb von $16 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{I}_0$ ist die Kamera übersteuert, der Pixelmaximalwert liegt oberhalb 250, das Kameraverhalten ist nichtlinear. Unterhalb von $0.32 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{I}_0$ ist in dem Kamerabild keine Struktur mehr zu erkennen, die Intensität der Synchrotronstrahlung reicht nicht mehr aus. Bereits unterhalb $1 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{I}_0$ wird das Kameraverhalten nichtlinear. Deshalb wird an die oberen 6 Meßwerte in der Abbildung 6.1 eine Ausgleichsgerade gefittet. Es ergibt sich:

$$\text{Pixelmaximalwert} \quad = \quad (10.4 \pm 1.1) \cdot 10^3 \, \frac{\mathrm{I}}{\mathrm{I}_0} + (77 \pm 7) \; . \qquad (6.2)$$

Damit liegt ein linearer Zusammenhang bei der CCD-Kamera zwischen einfallender Lichtintensität und Pixelwert vor, wenn der allgemeine Rauschpegel von allen Pixeln des Bildes abgezogen wird.

Wie in Kapitel 5.4.2 erläutert, wird bei der Bildverarbeitung der Untergrund subtrahiert. Eine spezielle Faltung zur Berücksichtigung von Nichtlinearitäten der Kamera ist somit nicht erforderlich, solange die aufgenommenen Bilder nicht zu dunkel sind.

6.3 Der Dynamikbereich der CCD-Kamera

In diesem Abschnitt wird der Bereich untersucht, in dem die CCD-Kamera empfindlich ist. Dazu wird mit dem in Kapitel 6.2 beschriebenen Aufbau die Synchrotronstrahlung auf den CCD-Chip abgebildet. Die Intensität des Lichtes wird mit Graufiltern variiert. Untersucht wird die Lage des Strahlschwerpunktes und die Strahldimension als Funktion der einfallenden Lichtintensität. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 6.2 und 6.3 für die CCD-Kamera bei abgeschaltetem automatischen Shutter dargestellt.

Wie bereits aus der oben durchgeführten Linearitätsmessung ersichtlich, beträgt der Dynamikbereich der CCD-Kamera etwas weniger als eine Größenordnung bezüglich der Variation der einfallenden Intensität. Daher ist eine Regelung

$< x >$ [μm]	$< y >$ [μm]	$< \sigma_{\mathrm{hor}} >$ [μm]	$< \epsilon_{\mathrm{hor}} >$ [nm rad]	$< \sigma_{\mathrm{ver}} >$ [μm]	$< \epsilon_{\mathrm{ver}} >$ [nm rad]
3843±38	1428±32	290±4	98 ± 3	143 ± 3	1.7 ± 0.1

Tabelle 6.7: Mittelwerte und Standardabweichungen der Strahldimensionen und der Schwerpunktkoordinaten, sowie der daraus auf der Basis der DEL-100-Optik berechneten Emittanzen, bei der Messung des Dynamikbereiches der CCD-Kamera bei 1485 MeV.

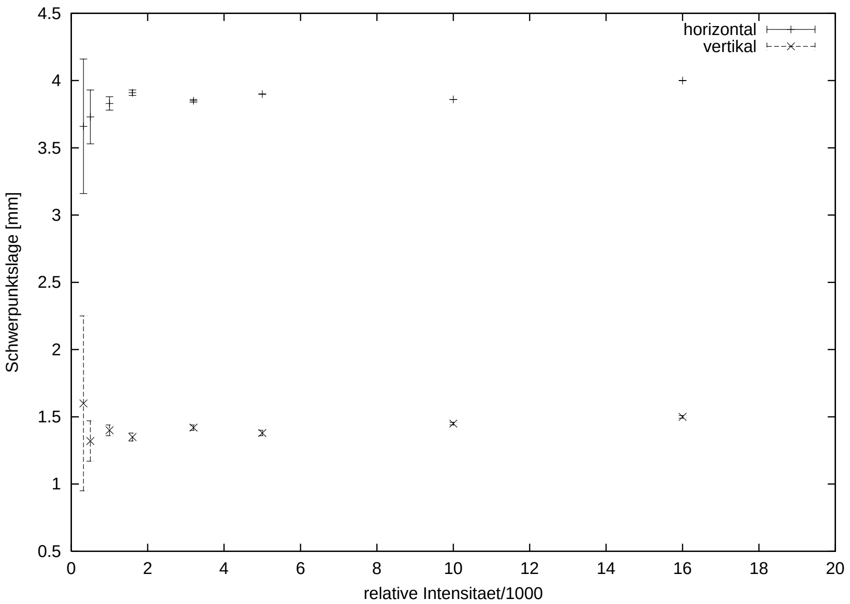

Abbildung 6.2: Messung der Schwerpunktkoordinaten als Funktion der Intensität des einfallenden Synchrotronlichtes bei abgeschalteter automatischer Shutterregelung der CCD-Kamera.

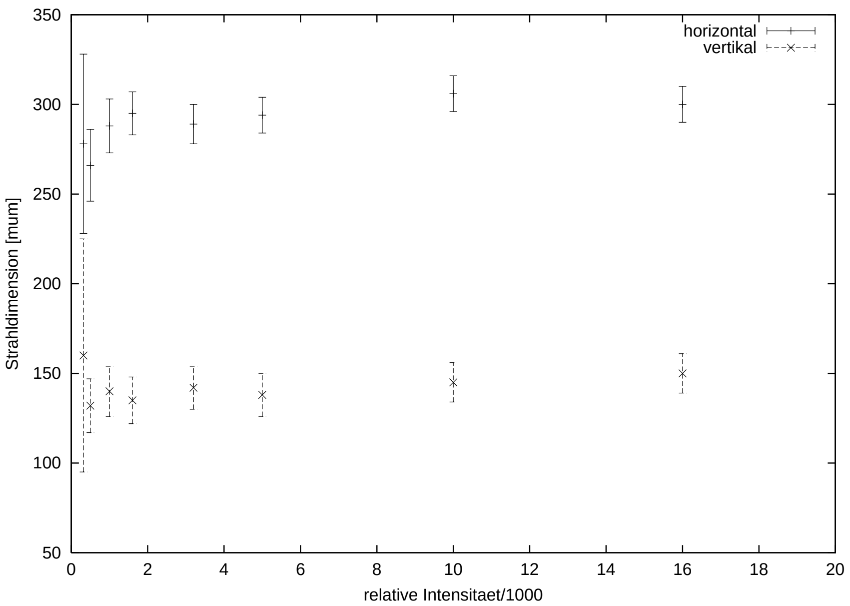

Abbildung 6.3: Messung der horizontalen und vertikalen Strahlbreite als Funktion der Intensität des einfallenden Synchrotronlichtes bei abgeschalteter automatischer Shutterregelung der CCD-Kamera.

der einfallenden Intensität mittels separater Graufilter erforderlich. Die Abstufung der Filter darf nicht zu grob gewählt werden, um den Dynamikbereich sinnvoll auszunutzen. Daher wird in dem Aufbau eine Filterbox mit optischen Dichten von 0.3, 0.5, 1.0, 2.0, 4.0 und 5.0 gewählt, die einzeln gefahren werden können.

Für Intensitäten innerhalb des Dynamikbereiches wurden Mittelwert und Standardabweichung der Schwerpunktkoordinaten und der Strahlabmessungen bestimmt. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 6.7 dargestellt. Aus den bei 1485 MeV Elektronenstrahlenergie gemessenen mittleren Strahldimensionen wurden die zugehörigen transversalen Emittanzen berechnet. Die Beta- und Dispersionsfunktionswerte am Quellort stammen aus der DEL-100-Optik (vgl. Tabelle 5.2).

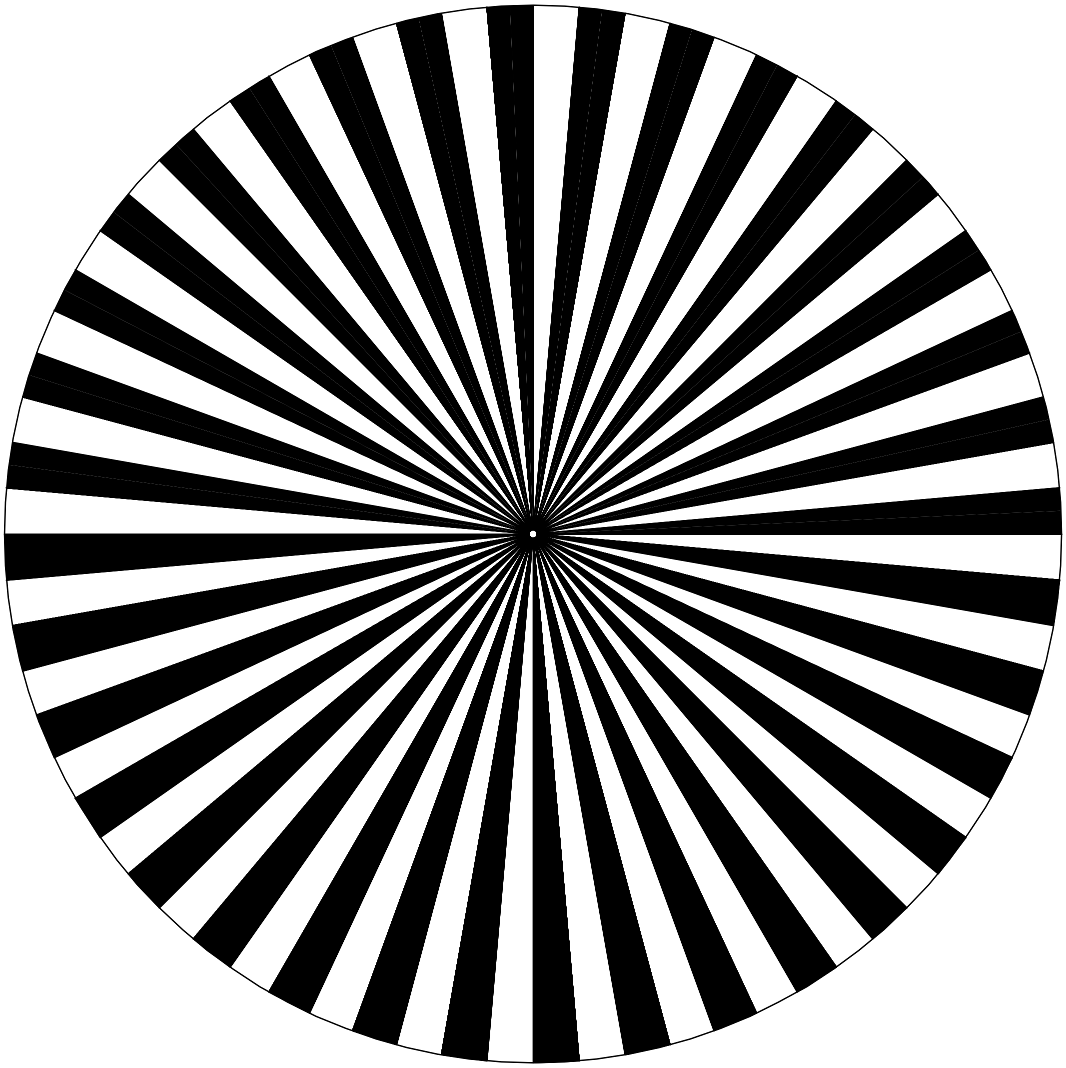

Abbildung 6.4: Aussehen eines Siemenssterns mit 5° Strichabstand zur Bestimmung der Schärfe und der Auflösungsgrenze

6.4 Die Bestimmung der Schärfentiefe

Ziel dieser Messung ist es, den longitudinalen Bereich zu bestimmen, aus dem Gegenstände scharf auf den CCD-Chip abgebildet werden. Dazu wird ein Raster aus Millimeterpapier auf den CCD-Chip abgebildet, mit dem Veränderungen des Abbildungsmaßstabes detektiert werden können. Zugleich erfolgt die Kontrolle der Schärfe durch Abbilden eines Textes, weil an der Schrift die Schärfe besser zu erkennen ist. Zur Kontrolle der Schärfe wird zusätzlich ein Siemensstern[1]verwendet, da hier Änderungen in der Schärfe gut zu erkennen sind.

Der Siemensstern wird bei dem Synchrotronlichtmonitor innerhalb der Strahlenschutzmauer aus einem Bereich von $\pm$ 50 mm um den Punkt herum, auf den exakt fokussiert wurde, scharf abgebildet. In diesem Bereich ändert sich der Abbildungsmaßstab nicht. Dies ist auf jeden Fall ausreichend, um bei horizontaler Strahlablage zu gewährleisten, daß der Quellpunkt der Synchrotronstrahlung innerhalb des Schärfentiefebereiches liegt. In Kapitel 3.2 wurde dargelegt, daß ein Schärfentiefebereich von ca. $\pm$ 35 mm wegen des Profils der Vakuumkammer ausreichend ist.

Bei dem Synchrotronlichtmonitor außerhalb der Strahlenschutzmauer wird bei der Dipolstrahlung der Siemensstern aus einem Bereich von $\pm$ 70 mm um den Punkt herum, auf den exakt fokussiert wurde, scharf abgebildet. In diesem Bereich ändert sich der Abbildungsmaßstab nicht. Bei diesem Aufbau ist wegen des anderen Krümmungsradius des 3°-Dipolmagneten ein Schärfentiefebereich von ca. $\pm$ 50 mm ausreichend.

6.5 Die Auflösungsgrenze durch Beugung am Synchrotronlichtmonitor

Zur Untersuchung der Auflösungsgrenze durch Beugung am Synchrotronlichtmonitor wurde ein Experiment am Aufbau innerhalb der Strahlenschutzmauer durchgeführt. Der Aufbau ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Wie bei der Bestimmung des Abbildungsmaßstabes wurde mittels eines zusätzlichen Spiegels außerhalb des Vakuums ein Siemensstern mit einem Strichabstand von 5° und einem Durchmesser von 25 mm auf den CCD-Chip abgebildet. Dieser wurde von hinten mit einer LED ($\lambda = 660$ nm) beleuchtet. Anstelle der bei Messungen mit Synchrotronlicht verwendeten Blende wurde eine runde Blende mit einem halben Öffnungswinkel von $\Theta = 12$ mrad verwendet. Die einzelnen Videozeilen des Bildes können nun mit einem geeigneten Oszilloskop mit TV-Triggeroption [52] analysiert werden [31]. Wegen des Rauschens der einzelnen Bilder und der Unsicherheit bei den Angaben zur lichtempfindlichen Fläche des CCD-Chips wird das Bild digitalisiert und zeilenweise analysiert. Es wird die Zeile bestimmt, in

[1]Testtafel mit im Kreis angeordneten, zur Mitte hin spitz zulaufenden schwarzen Keilen auf weißem Grund

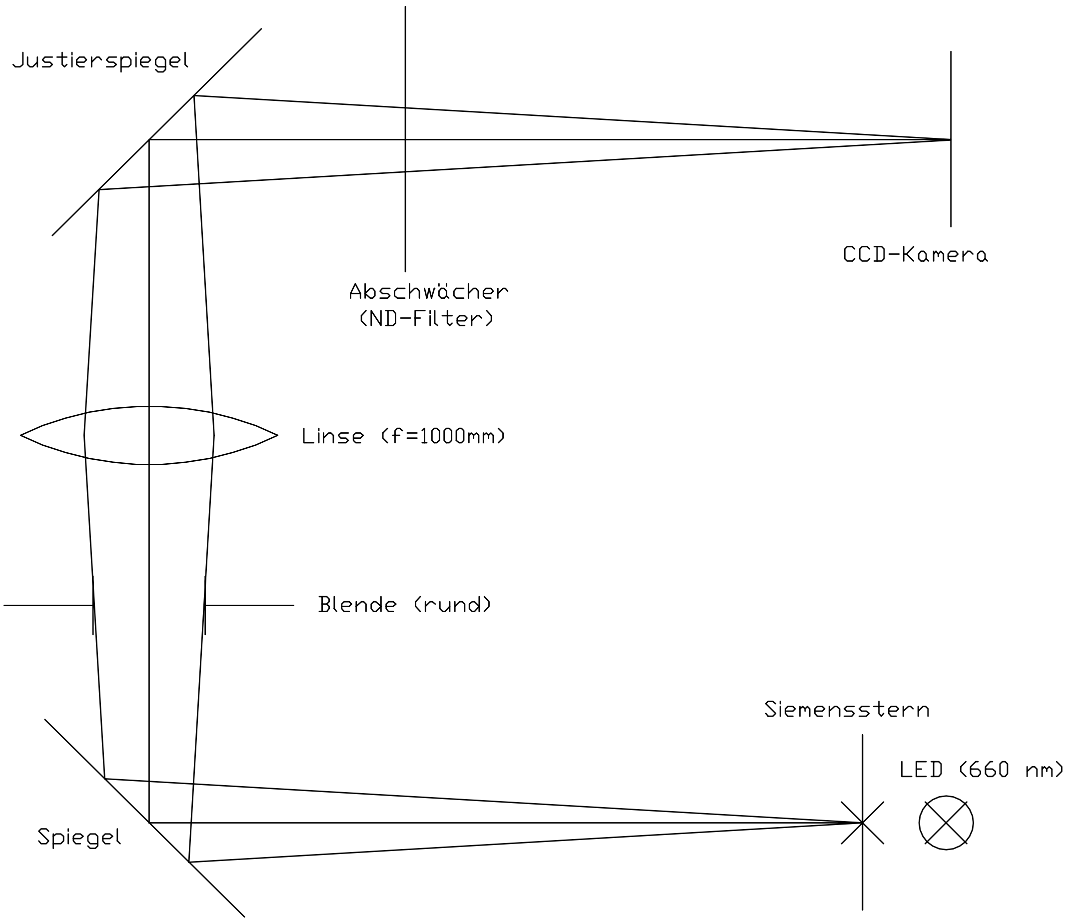

Abbildung 6.5: Schematische Darstellung des Experiments zur Bestimmung der Auflösungsgrenze aufgrund Beugung an einer runden Blende

der das Strichmuster gerade noch erkennbar ist. In dieser Zeile wird der Abstand zweier Maxima bestimmt. Dieser beträgt 80 $\pm$ 5 μm. Aus der Abbildung 6.6 wird deutlich, daß sich überlagernde Gaußkurven ein bezüglich der Maxima noch erkennbares Bild liefern, wenn die Maxima der einzelnen Kurven gerade ein FWHM voneinander entfernt sind, was 2.35 σ entspricht. Damit ergibt sich aus dieser Messung

$$\sigma = (34 \pm 2)\ \mu\text{m}\ .$$

Nach der Theorie ist

$$\sigma = 0.61\ \frac{\lambda}{\Theta} \tag{6.3}$$

$$\Rightarrow \sigma = 33.55\ \mu\text{m}$$

zu erwarten, eine sehr gute Übereinstimmung von Theorie und Experiment.

6.6 Experiment zur Bestimmung der Auflösungsgrenze des Synchrotronlichtinterferometers

Zur Untersuchung der Auflösungsgrenze am Synchrotronlichtinterferometer wurde ein Experiment am Aufbau innerhalb der Strahlenschutzmauer durchgeführt.

Der Aufbau ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Wie bei der Bestimmung der Auflösungsgrenze durch Beugung am Synchrotronlichtmonitor wurde mittels eines zusätzlichen Spiegels außerhalb des Vakuums ein Siemensstern, diesmal mit einem Strichabstand von 2.5° und einem Durchmesser von 60 mm auf den CCD-Chip abgebildet. Der Siemensstern weist innerhalb eines Kreises von 0.1 mm Durchmesser um seinen Mittelpunkt keine Keile auf [53]. Damit beträgt die kleinste auflösbare Gitterkonstante, d. h. Abstand Mitte schwarzer Keil bis zur Mitte des nächsten schwarzen Keils, ca. 4.4 μm. Er wurde von hinten mit einer LED ($\lambda = 660$ nm) beleuchtet.

Bis auf die Entfernung des Bandpaßfilters wurde der weitere Aufbau gegenüber dem für Messungen mit Synchrotronstrahlung verwendeten Aufbau nicht

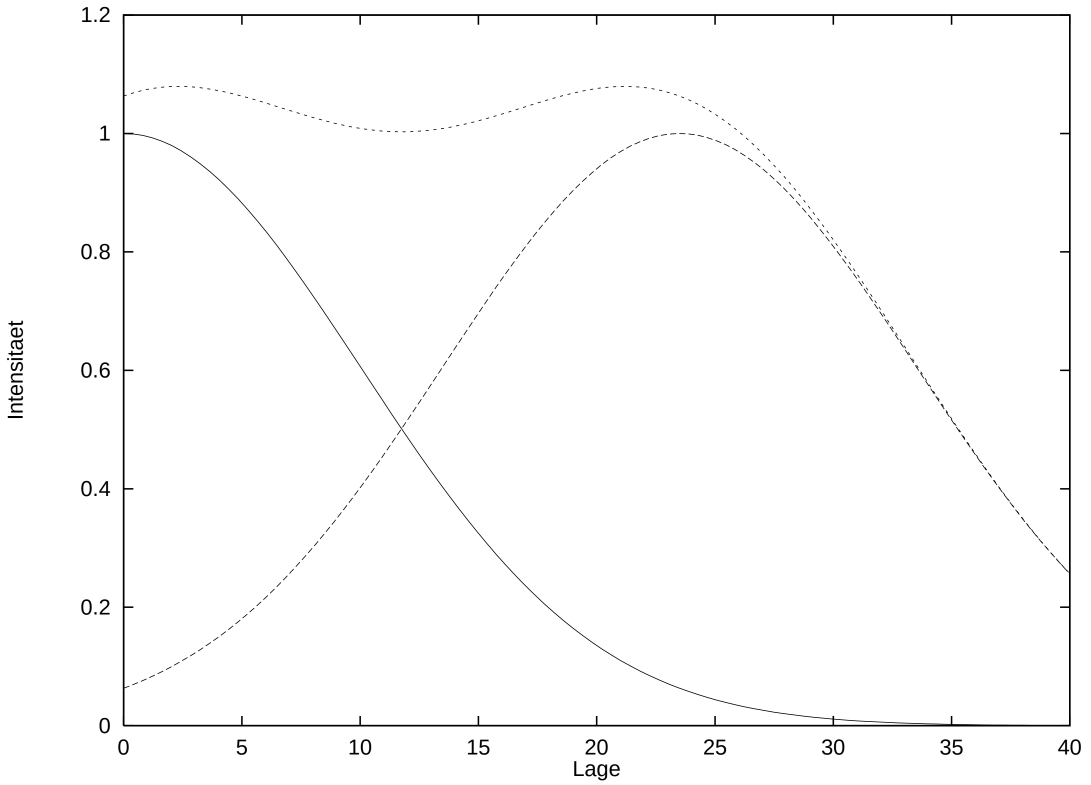

Abbildung 6.6: Addition zweier Gaußkurven ($\sigma = 10$), deren Maxima ein FWHM voneinander entfernt sind.

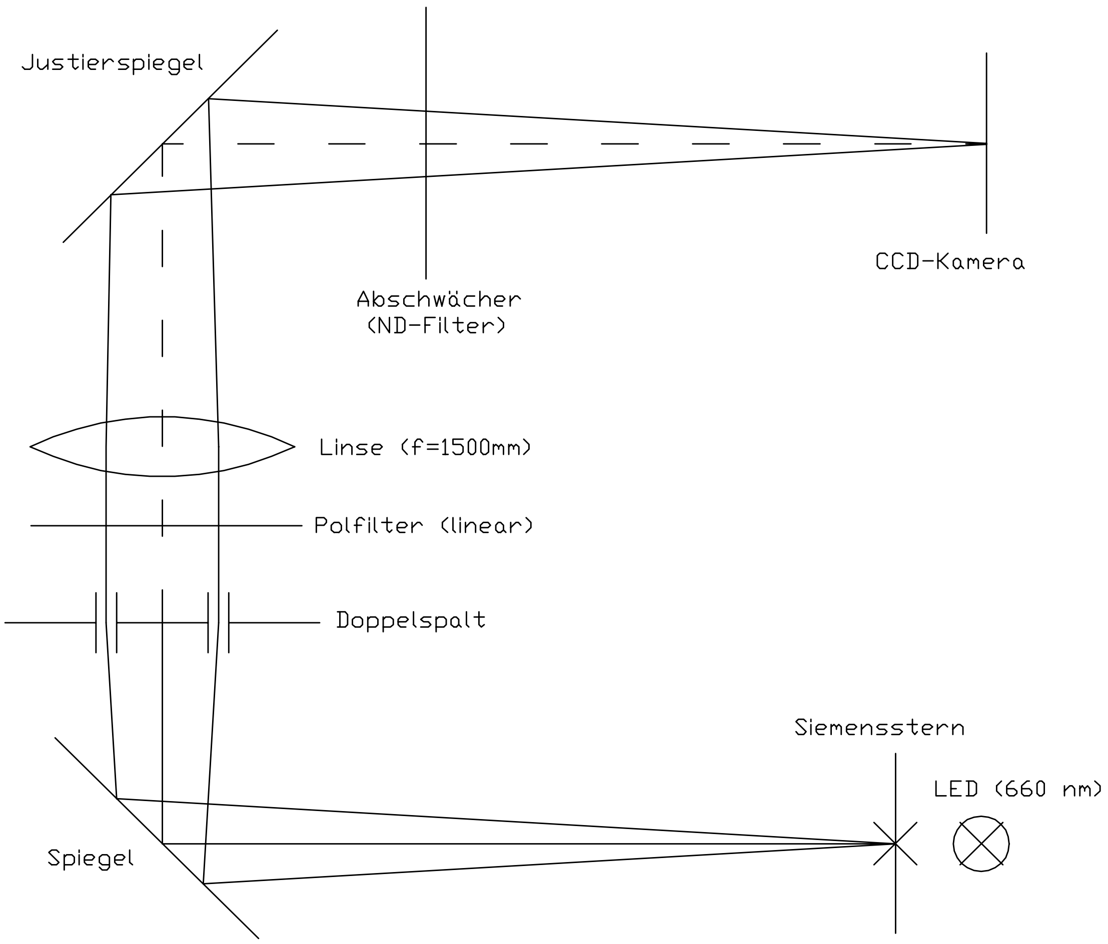

Abbildung 6.7: Schematische Darstellung des Experiments zur Bestimmung der Auflösungsgrenze des Synchrotronlichtinterferometers

verändert. Die Distanz zwischen Siemensstern und Doppelspalt beträgt damit s = 2950 mm. Der verwendete Doppelspaltabstand ist D = 7 mm. Auch hier wird das Bild digitalisiert und zeilenweise analysiert. Es wird das Interferogramm mit der größten Sichtbarkeit V aus den einzelnen Zeilen bestimmt. Dieses Interferogramm ist in der Abbildung 6.8 dargestellt. Aus ihm ergibt sich der Wert von 20 ± 1 für die Intensität des Untergrundes. Nach Abzug desselben erhält man für die Intensitäten I_{max} des zentralen Maximums und I_{min} des benachbarten Minimums:

$$I_{\mathrm{max}} = 135 \pm 5$$

$$I_{\mathrm{min}} = 10 \pm 5$$

Somit ergibt sich gemäß Gleichung (4.4) für die Sichtbarkeit V:

$$\Rightarrow V = (86.2 \pm 8.7)\%.$$

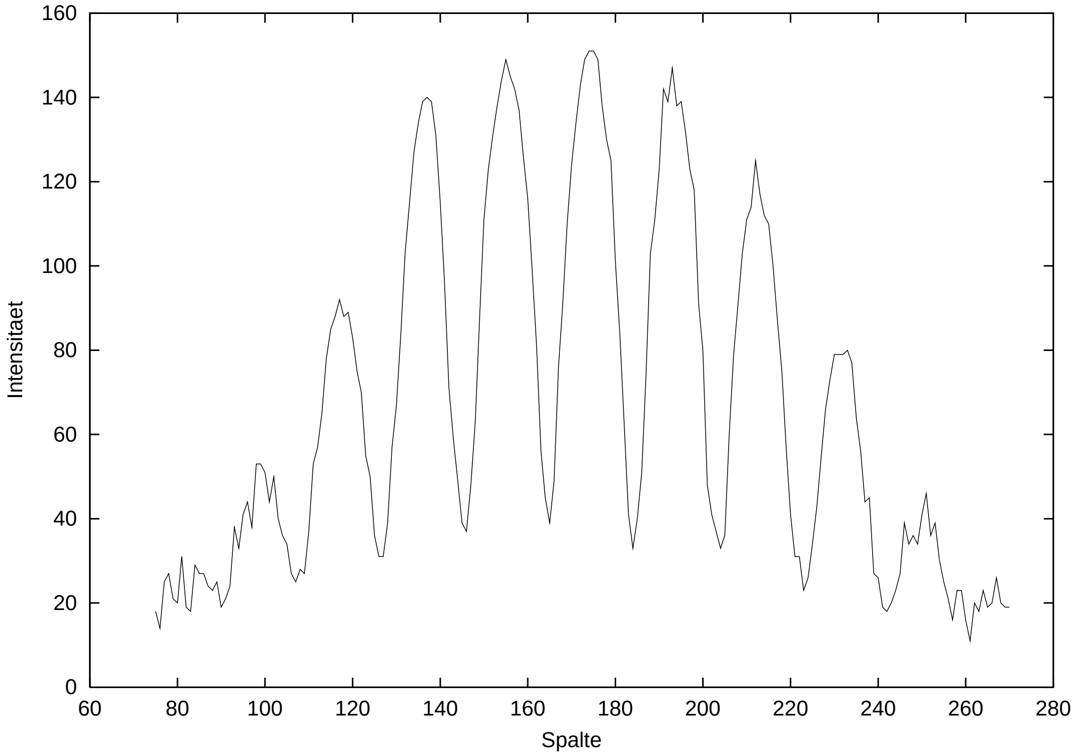

Abbildung 6.8: Interferogramm zur Bestimmung der Auflösungsgrenze des Synchrotronlichtinterferometers innerhalb der Strahlenschutzmauer bei 7 mm Doppelspaltabstand

Damit erhält man gemäß Gleichung (4.12) für die Größe b der Quelle:

$$\mathrm{b} \;=\; \frac{\lambda\,\mathrm{s}}{\sqrt{2}\,\pi\,\mathrm{D}} \cdot \sqrt{\ln\frac{1}{\mathrm{V}}} \tag{6.4}$$

Durch Einsetzen der bei diesem Experiment verwendeten Größen ergibt sich die Quellgröße zu:

$$\mathrm{b} \;=\; (24.1 \pm 8.1)\ \mu\mathrm{m}\ .$$

Diese Größe entspricht wiederum 2.35 σ (vgl. vorheriges Kapitel), so daß sich für die minimale Auflösungsgrenze des Interferometers

$$\sigma \;=\; (10.3 \pm 3.4)\ \mu\mathrm{m}$$

ergibt. Damit ist das Interferometer etwa eine Größenordnung besser in der Auflösung als der klassische optische Synchrotronlichtmonitor bei DELTA.

6.7 Die zeitliche Stabilität des Elektronenstrahls

Ein wichtiger Aspekt der Strahlqualität ist die Stabilität der Position des Elektronenstrahls. Dazu sind am Synchrotronlichtmonitor innerhalb der Strahlenschutzmauer Messungen durchgeführt worden.

Die zeitliche Stabilität ist über 5 s untersucht worden, indem mittels des zur Bildverarbeitung eingesetzten PC jedes Kamerabild gespeichert und analysiert worden ist. Dabei wurden zwei verschiedene Betriebsmodi des Vorbeschleunigers BoDo eingestellt. Bei der ersten Meßreihe war der Strahl in Delta bei 1485 MeV gespeichert und BoDo stand auf einer festen Energie von ca. 220 MeV. Dies ist der normale Betrieb während der Speicherzeiten von Delta. Bei der zweiten Meßreihe lief BoDo zyklisch weiter, eine Extraktion fand nicht statt, der Strahl in Delta war wie bei der ersten Meßreihe gespeichert. BoDo erreichte 1700 ms nach Beginn der Meßreihe die Maximalenergie von 1485 MeV. In beiden Meßreihen wurden die einzelnen Schwerpunktkoordinaten und transversalen Strahlbreiten bestimmt. Die Ergebnisse sind zusammen mit den jeweiligen Mittelwerten in den Abbildungen 6.9 bis 6.16 dargestellt, die Mittelwerte mit ihren Fehlern sind zusätzlich in der Tabelle 6.8 angegeben.

Die Ergebnisse zeigen einen Einfluß des dynamischen Betriebs von BoDo auf die transversale Schwerpunktlage und die Strahlabmessungen. Beim dynamischen Betrieb von BoDo sind die Standardabweichungen der Mittelwerte der Schwerpunktlagen deutlich größer. Bei der Darstellung des zeitlichen Verlaufs ist mit dem Beginn der Energieverringerung des Boosters eine Verschiebung des Strahlschwerpunktes um etwa 50 μm horizontal und 20 μm vertikal festzustellen. Gleichzeitig erfolgt eine Aufweitung beim FWHM um etwa 10 μm in beiden Richtungen. Die Verschiebung der Schwerpunktslage war von der verwendeten Kamera unabhängig zu beobachten, so daß hier eine Beeinflussung über die Spannungsversorgung der

BoDo		statisch	dynamisch
$\overline{\mathrm{x}}$	[mm]	2.5694 ± 0.0005	2.6991 ± 0.0024
$\overline{\mathrm{y}}$	[mm]	0.4300 ± 0.0004	0.4598 ± 0.0009
$\mathrm{FWHM_x}$	[mm]	0.6950 ± 0.0010	0.6490 ± 0.0010
$\mathrm{FWHM_y}$	[mm]	0.2473 ± 0.0006	0.3578 ± 0.0004
σ_{x}	[μm]	295.7 ± 0.4	276.2 ± 0.4
σ_{y}	[μm]	105.2 ± 0.3	152.3 ± 0.2
ϵ_{x}	[nm rad]	106.8 ± 0.3	92.9 ± 0.3
ϵ_{y}	[nm rad]	0.948 ± 0.005	1.986 ± 0.005

Tabelle 6.8: Zeitliche Mittelwerte des Strahlschwerpunktes und der transversalen Strahlgrößen des Speicherringes Delta bei 1485 MeV über 5 s Meßzeit bei statischem bzw. dynamischem Betriebsmodus des Vorbeschleunigers.

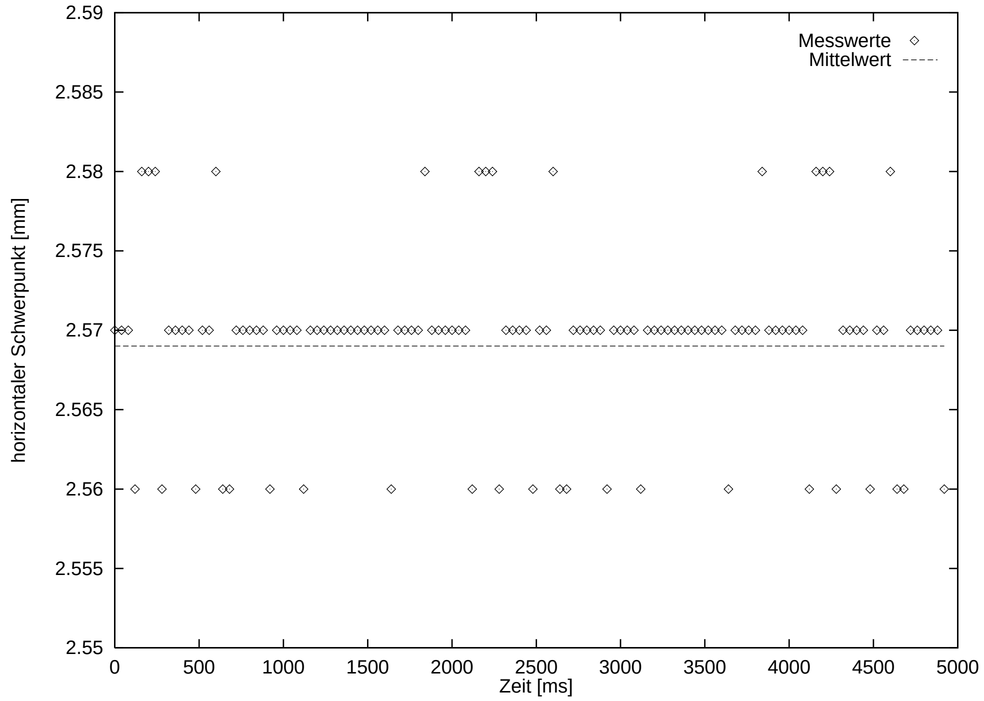

Abbildung 6.9: Zeitlicher Verlauf des horizontalen Strahlschwerpunktes des gespeicherten Elektronenstrahls bei Delta über 5 s bei statischem Betrieb von BoDo.

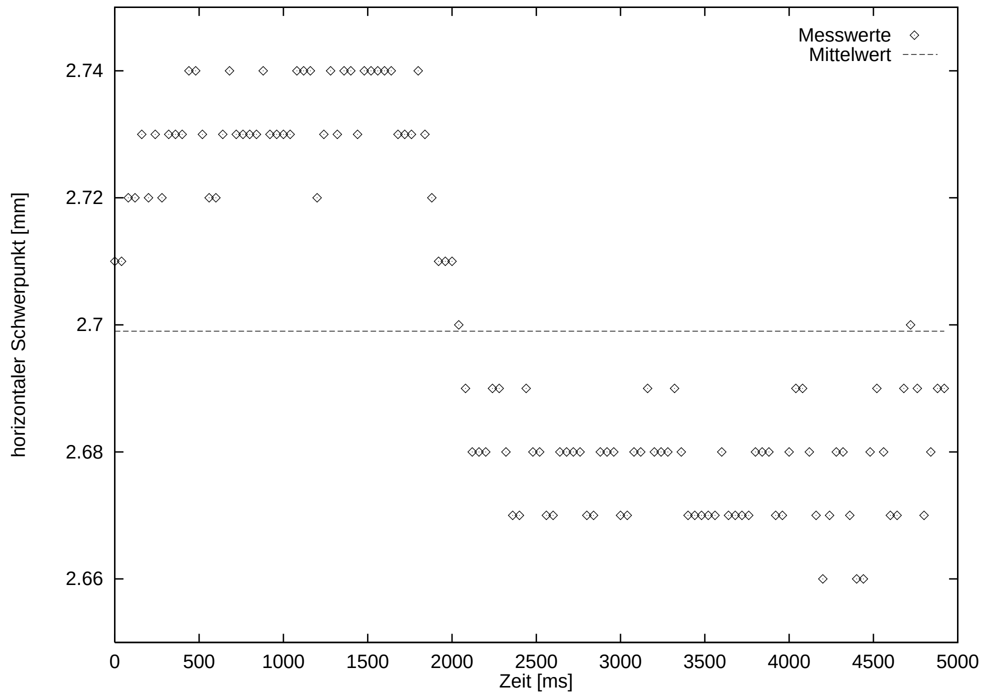

Abbildung 6.10: Zeitlicher Verlauf des horizontalen Strahlschwerpunktes des gespeicherten Elektronenstrahls bei Delta über 5 s bei dynamischem Betrieb von BoDo.

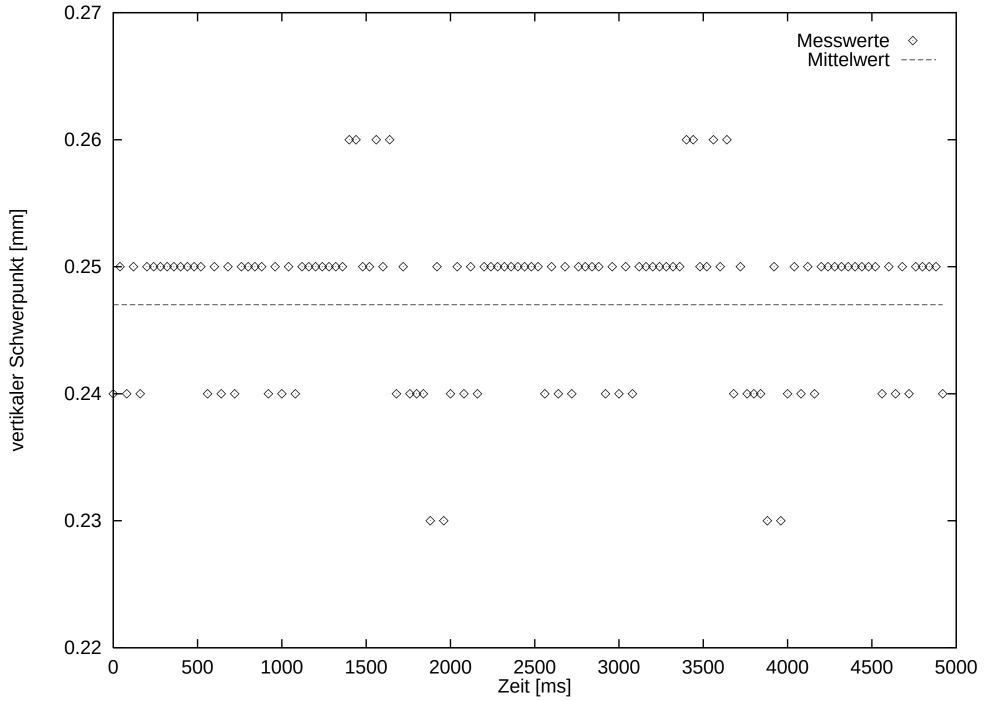

Abbildung 6.11: Zeitlicher Verlauf des vertikalen Strahlschwerpunktes des gespeicherten Elektronenstrahls bei Delta über 5 s bei statischem Betrieb von BoDo.

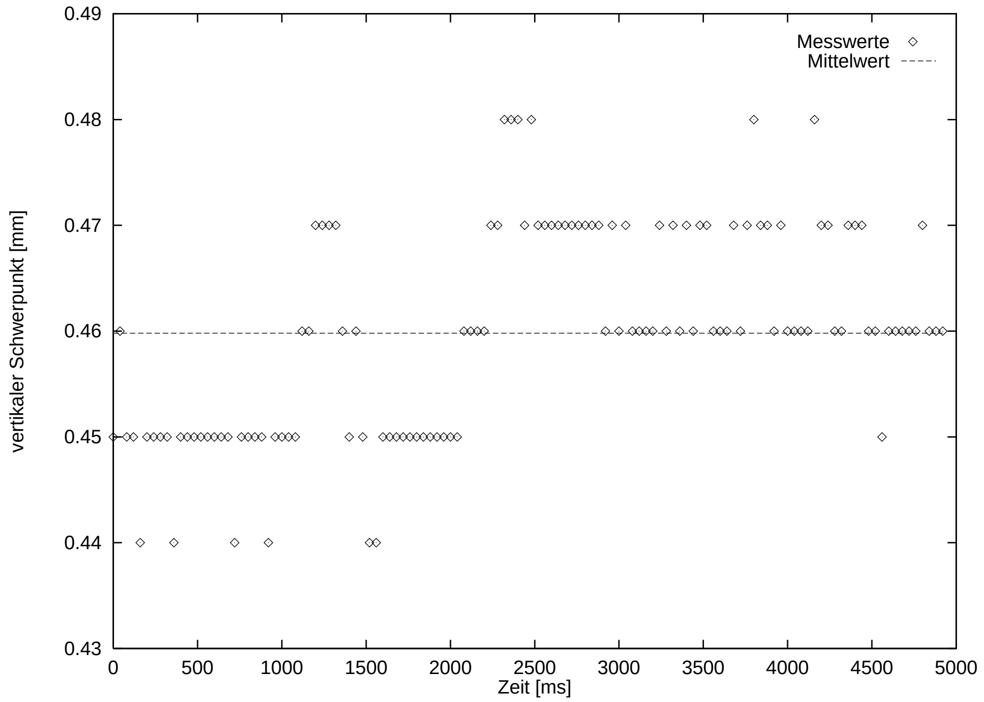

Abbildung 6.12: Zeitlicher Verlauf des vertikalen Strahlschwerpunktes des gespeicherten Elektronenstrahls bei Delta über 5 s bei dynamischem Betrieb von BoDo.

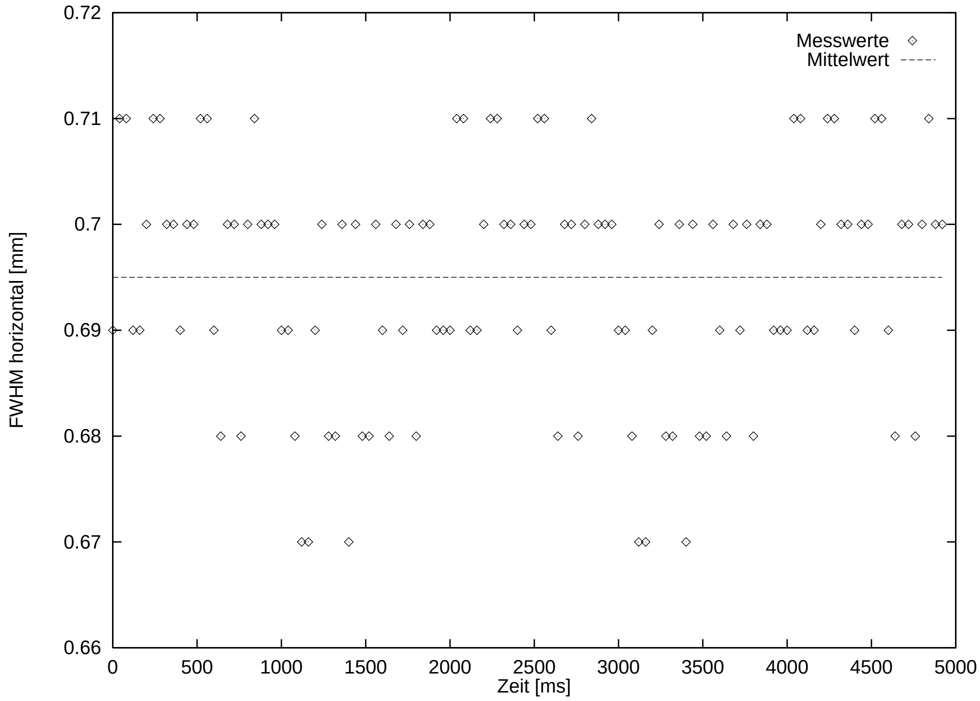

Abbildung 6.13: Zeitlicher Verlauf der horizontalen Strahlgröße des gespeicherten Elektronenstrahls bei Delta über 5 s bei statischem Betrieb von BoDo.

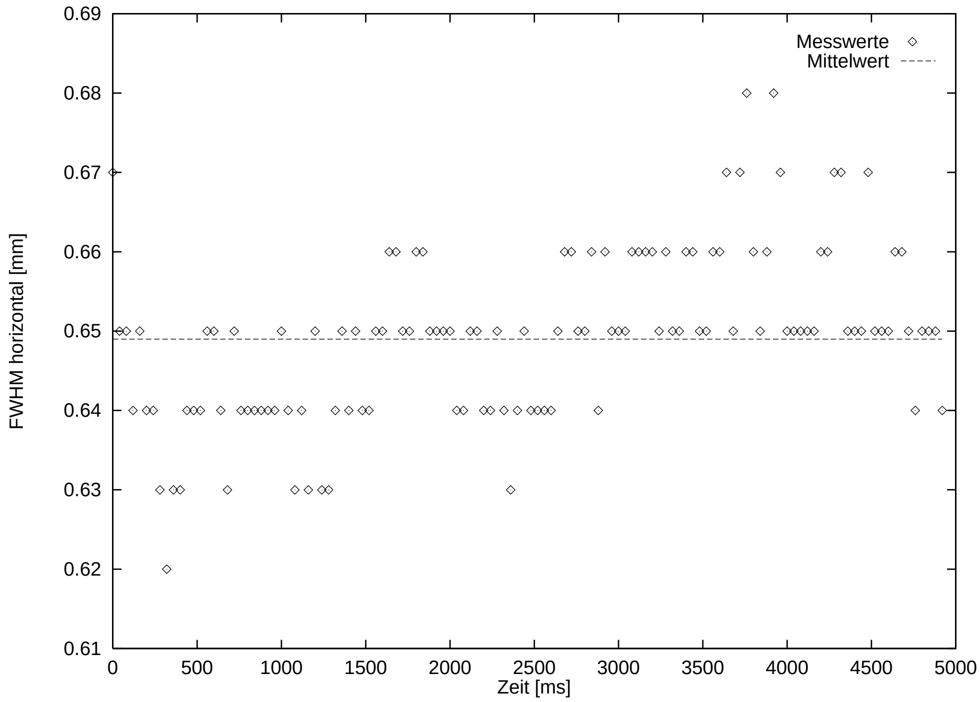

Abbildung 6.14: Zeitlicher Verlauf der horizontalen Strahlgröße des gespeicherten Elektronenstrahls bei Delta über 5 s bei dynamischem Betrieb von BoDo.

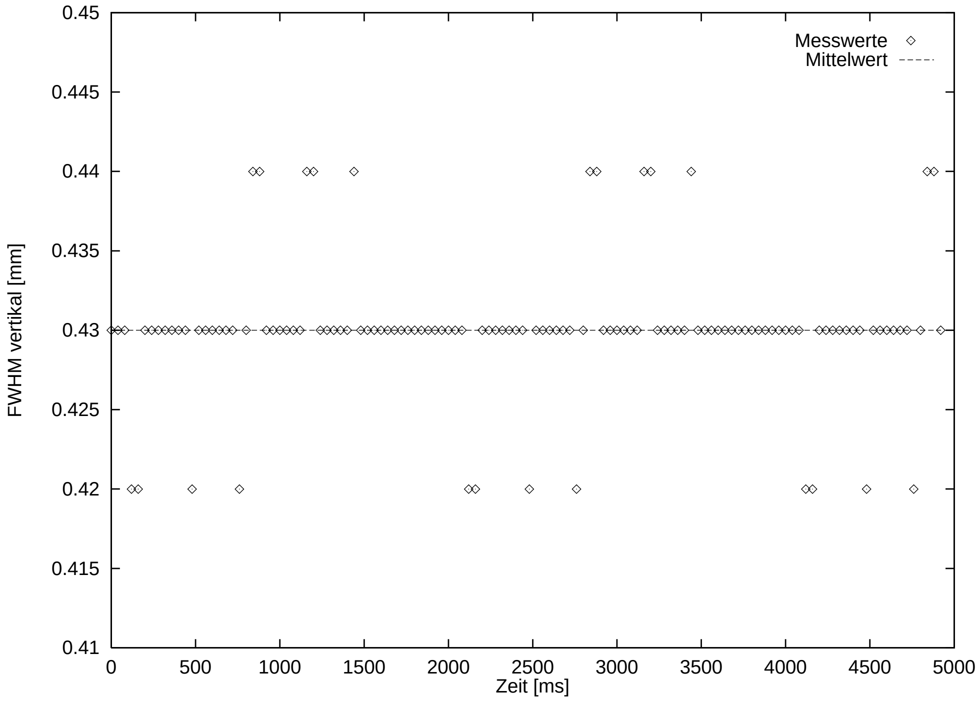

Abbildung 6.15: Zeitlicher Verlauf der vertikalen Strahlgröße des gespeicherten Elektronenstrahls bei Delta über 5 s bei statischem Betrieb von BoDo.

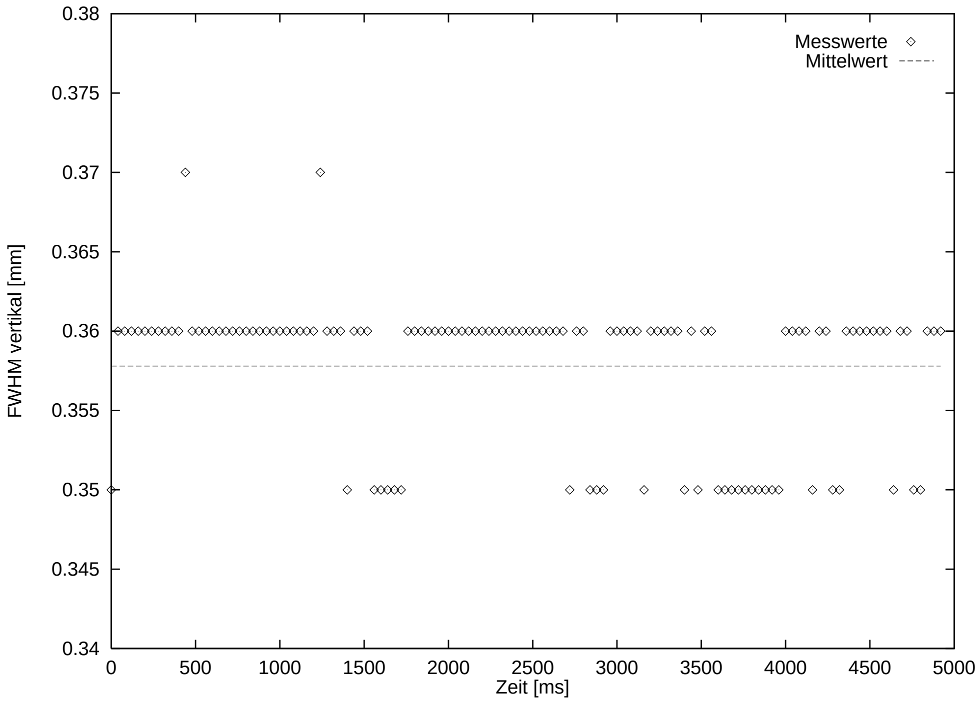

Abbildung 6.16: Zeitlicher Verlauf der vertikalen Strahlgröße des gespeicherten Elektronenstrahls bei Delta über 5 s bei dynamischem Betrieb von BoDo.

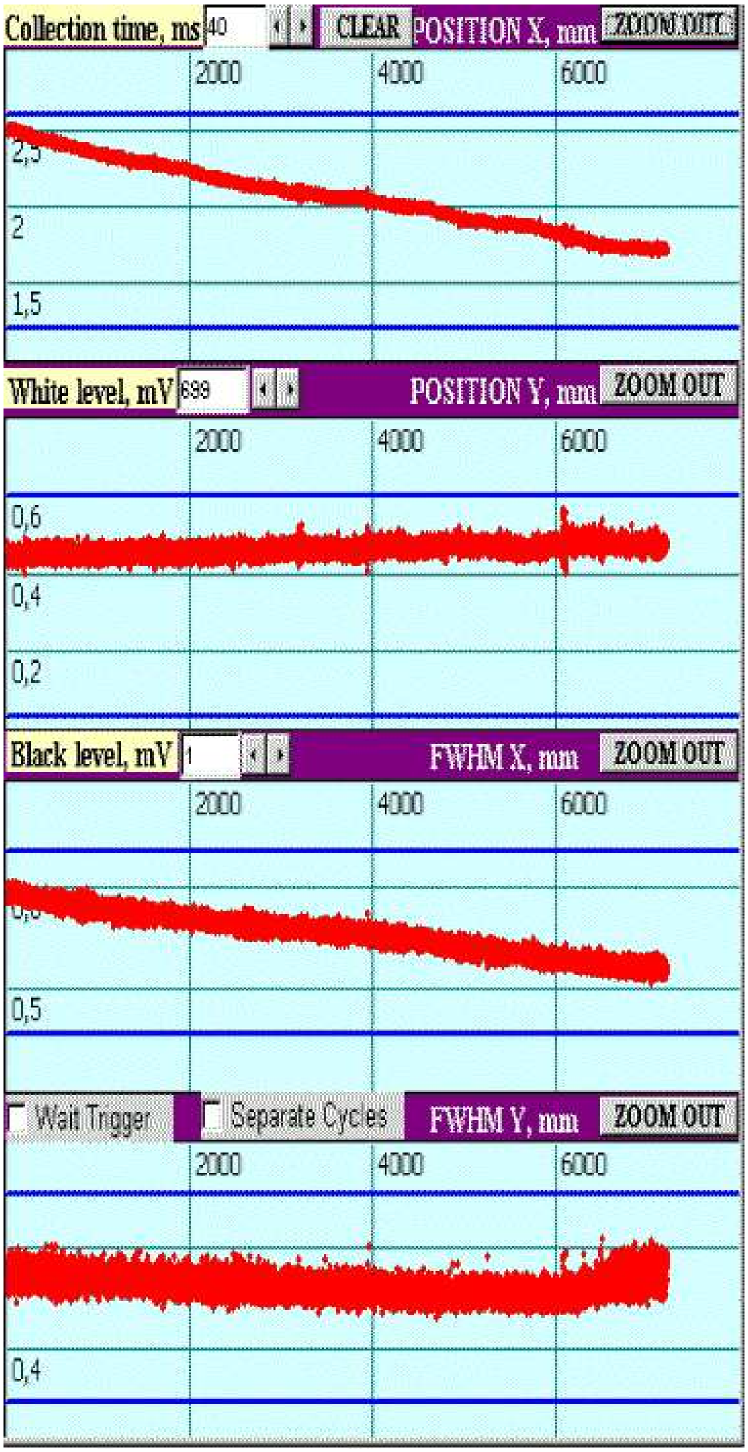

Abbildung 6.17: Messung der Langzeitstabilität der Schwerpunktslage und transversalen Strahlabmessung des Elektronenstrahls bei 1485 MeV über etwa 2 Stunden. Die Horizontalachse stellt die Zeit in Sekunden dar.

Kamera auszuschließen ist, da hier auch testweise eine Gleichspannungsversorgung über eine Batterie erfolgt ist.

In einer weiteren Meßreihe ist die Langzeitstabilität untersucht worden. Dazu ist über etwa 2 Stunden während einer Synchrotronstrahlungsnutzerschicht die Schwerpunktslage und die transversale Strahlgröße gemessen worden. Der Strahlstrom in Delta ist in dieser Zeit bei 1485 MeV von 50 mA auf 35 mA abgefallen. Der zeitliche Verlauf ist in der Abbildung 6.17 dargestellt.

Es zeigt sich bei der Messung eine Veränderung des horizontalen Schwerpunktes um etwa 700 μm nach außen. Zugleich nimmt die horizontale Strahlbreite um etwa 30 μm ab. In der Vertikalen hingegen bleiben die Strahllage und -abmessung konstant.

6.8 Die Bestimmung der Dispersion

Gemäß der Gleichung (2.51) wird die Dispersion am Quellort der Synchrotronstrahlung beim Aufbau innerhalb der Strahlenschutzmauer bestimmt. Die Messung erfolgte bei 1485 MeV in der DEL-100-Optik. Aus der Berechnung der Optik [48] ergibt sich der Momentum-Compaction-Faktor $\alpha = 0.515$ %. Ausgehend von der HF-Frequenz 499.812 MHz wird die Änderung der Schwerpunktslage bei Variation der Frequenz in 5 kHz-Schritten bestimmt. Dabei kann aus technischen Gründen die Frequenz 499.800 MHz bei gespeichertem Elektronenstrahl nicht unterschritten werden. Aus den fünf Meßwerten wird nach der Methode der übergreifenden Differenzen [49] die Dispersion zu $D = (0.071 \pm 0.010)$ m bestimmt. Dies ist kleiner als der theoretisch erwartete Wert von 0.08 m (vgl. Kapitel 5.5), was verdeutlicht, daß in der Horizontalen bei dem Meßplatz innerhalb der Strahlenschutzmauer der Dispersionsterm in der Regel kaum ins Gewicht fällt, falls man keine störenden kohärenten Energieschwingungen hat (vgl. Kapitel 6.12). Erst bei extrem kleinen Emittanzen ist er wieder von Bedeutung.

6.9 Eine Messung zum Einfluß des Öffnungswinkels

Bei einer Strahlenergie von 1485 MeV ist am Synchrotronstrahlungsmonitor innerhalb der Strahlenschutzmauer der Einfluß des Öffnungswinkels auf die gemessene und die aufgrund der erforderlichen Korrekturen daraus berechnete wahre Strahlgröße untersucht worden. Dazu wurde bei dem Aufbau der Durchmesser der runden Blende in dem Aufbau variiert, während die übrigen Einstellungen der Maschine nicht geändert wurden. Die Messung erfolgte immer beim gleichen Strahlstrom von 4 mA. Die verschiedenen digitalisierten Strahlbilder sind in den Abbildungen 6.18 bis 6.21 zu sehen. Es sind optisch unterschiedliche Strahlgrößen zu erkennen. Dies zeigen auch die Ergebnisse der digitalisierten Bilder, die in der Tabelle 6.9 aufgelistet sind. Aus den gemessenen horizontalen und vertikalen Strahldimensionen wurden die eigentlichen Elektronenstrahlgrößen gemäß

Abbildung 6.18: Bild des Elektronenstrahls bei $\Theta = 7.4$ mrad (horizontal) und $\Psi = 3.3$ mrad (vertikal)

Abbildung 6.19: Bild des Elektronenstrahls bei $\Theta = 5.6$ mrad (horizontal) und $\Psi = 3.3$ mrad (vertikal)

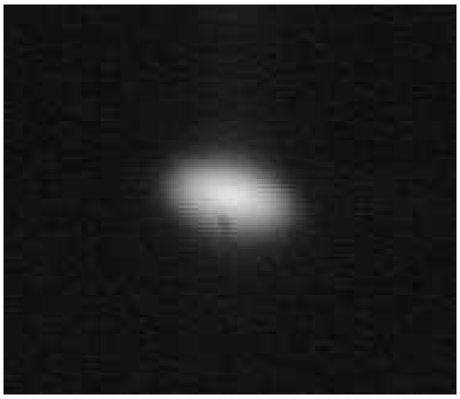

Abbildung 6.20: Bild des Elektronenstrahls bei $\Theta = 3.7$ mrad (horizontal) und $\Psi = 3.3$ mrad (vertikal)

Abbildung 6.21: Bild des Elektronenstrahls bei $\Theta = \Psi = 1.85$ mrad

Θ	[mrad]	7.4	5.6	3.7	1.85
Ψ	[mrad]	3.3	3.3	3.3	1.85
gemessenes σ_{h}	[μm]	270 $\pm$ 27	244 $\pm$ 24	228 $\pm$ 23	275 $\pm$ 27
gemessenes σ_{v}	[μm]	166 $\pm$ 17	162 $\pm$ 16	172$\pm$ 17	216 $\pm$ 21
$\sigma_{\mathrm{h}}^{\mathrm{beam}}$	[μm]	233 $\pm$ 31	226 $\pm$ 26	210 $\pm$ 25	220 $\pm$ 34
$\sigma_{\mathrm{v}}^{\mathrm{beam}}$	[μm]	132 $\pm$ 21	129 $\pm$ 20	144 $\pm$ 20	140 $\pm$ 32

Tabelle 6.9: Gemessene transversale Strahlgrößen als Funktion des Öffnungswinkels und unter Berücksichtigung der Korrekturen daraus berechnete transversale Elektronenstrahlgrößen.

Gleichung (3.43) bzw. (3.46) berechnet. Der halbe vertikale Öffnungswinkel Ψ ist bei dieser Meßreihe der natürliche Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung von 3.3 mrad (vgl. Kapitel 2.1), wenn er nicht durch die runde Blende weiter eingeschränkt wurde. Bei der Untersuchung ergibt sich, daß trotz der Unterschiede bei den gemessenen Strahlgrößen insbesondere bei den kleineren vertikalen Dimensionen die unter Berücksichtigung der erforderlichen Korrekturen daraus berechneten transversalen Elektronenstrahldimensionen gut übereinstimmen.

Durch Mittelung aus den vier Meßwerten ergeben sich folgende transversale Elektronenstrahlgrößen bei 1485 MeV Energie am Synchrotronlichtmonitor innerhalb der Strahlenschutzmauer:

$$\begin{aligned} \overline{\sigma}_{\mathrm{h}}^{\mathrm{beam}} &= (222 \pm 5)\ \mu\mathrm{m} \\ \overline{\sigma}_{\mathrm{v}}^{\mathrm{beam}} &= (136 \pm 3)\ \mu\mathrm{m} \end{aligned}$$

Mit den Theoriewerten aus der DEL-100-Optik [48] für die Betafunktionen, die Dispersion und die relative Energieunschärfe, die im Kapitel 5.5 berechnet wurden, ergibt sich für die transversalen Emittanzen:

$$\begin{aligned} \overline{\epsilon}_{\mathrm{h}} &= (56.2 \pm 2.5)\ \mathrm{nm\ rad} \\ \overline{\epsilon}_{\mathrm{v}} &= (1.58 \pm 0.07)\ \mathrm{nm\ rad}\ . \end{aligned}$$

Damit ergibt sich eine Kopplung von (2.8 ± 0.2) %.

6.10 Vergleich der beiden Meßmethoden bei 960 MeV

Mittels Dipolstrahlung wird an dem Aufbau außerhalb der Strahlenschutzmauer die transversale Strahlbreite bei 960 MeV bestimmt. Die Messung erfolgt zunächst mit dem Synchrotronlichtmonitor (vgl. Kapitel 5.3.2). Unter Berücksichtigung der erforderlichen Korrekturen für Beugung, Schärfentiefe, Krümmung und Auflösung von 149 μm (vgl. Kapitel 5.5) ergibt sich für die vertikale Strahlgröße bei $\lambda = 500$ nm:

$$\sigma_{\mathrm{v}} = (159 \pm 15)\,\mu\mathrm{m}\ .$$

Danach ist der Aufbau geändert worden, so daß Messungen mit dem Synchrotronlichtinterferometer erfolgen können. Dazu wird der vertikal angeordnete Doppelspalt kurz vor der ersten Linse (f = 1000 mm) und der lineare Polfilter in den Strahlengang eingebracht, sowie die CCD-Kamera entsprechend in den Brennpunkt der Linse verschoben und das Objektiv zur Nachvergrößerung entfernt. Mit diesem Aufbau wird die vertikale Strahlgröße bestimmt. Dazu wird der Doppelspaltabstand zwischen 2 und 7 mm in Millimeterschritten variiert. Gemessen wird mittels Auswertung der Interferogramme die Sichtbarkeit als Funktion des Doppelspaltabstandes. Die Ergebnisse sind in der Abbildung 6.22 dargestellt. Gemäß Gleichung (4.11) gilt beim Interferometer für die Sichtbarkeit Vals Funktion des Doppelspaltabstandes D:

$$\mathrm{V(D)} = \exp\left[-\frac{2\pi^2(\mathrm{D}\,\sigma)^2}{(\lambda\,\mathrm{s})^2}\right] . \tag{6.5}$$

Durch Umstellen ergibt sich mit s als Abstand vom Elektronenstrahl zum Doppelspalt:

$$\sqrt{\ln\left(\frac{1}{\mathrm{V}}\right)} = \frac{\sqrt{2}\,\pi\,\sigma}{\lambda\,\mathrm{s}}\,\mathrm{D} . \tag{6.6}$$

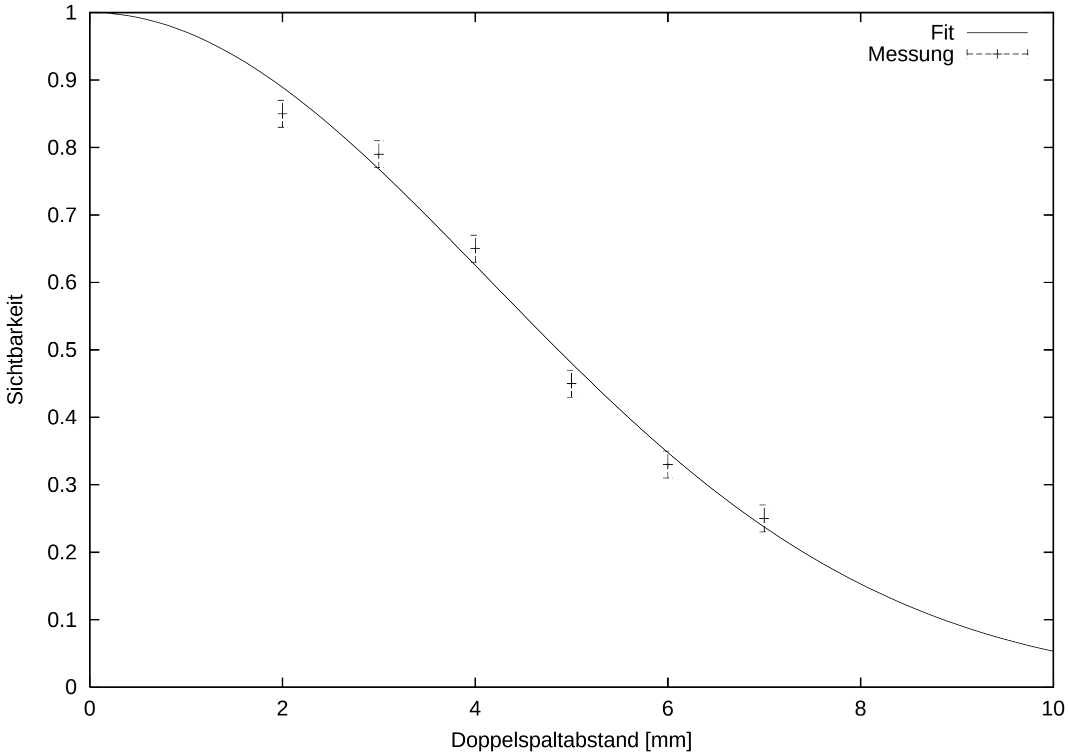

Abbildung 6.22: Ergebnis der vertikalen Strahlgrößenmessung mittels Synchrotronlichtinterferometer außerhalb der Strahlenschutzmauer bei 960 MeV.

	Synchrotronlichtmonitor		Synchrotronlichtinterferometer	
σ [μm]	unkorrigiert	Strahl	d = 2 mm	d = 3 mm
horizontal	310 ± 31	299 ± 29	243 ± 24	–
vertikal	139 ± 14	117 ± 12	150 ± 15	159 ± 16

Tabelle 6.10: Ergebnisse der transversalen Strahlbreitenmessungen bei 1485 MeV mittels Synchrotronlichtmonitor bzw. -interferometer mit 2 mm bzw. 3 mm Doppelspaltabstand, beide Aufbauten innerhalb der Strahlenschutzmauer. Beim Synchrotronlichtmonitor sind sowohl der Meßwert als auch die daraus berechnete Strahlbreite nach Abzug der Beiträge durch Beugung, Schärfentiefe, Krümmung und Auflösung angegeben.

Die Ausgleichsrechnung ergibt nach der Methode der kleinsten Abweichungsquadrate aus den obigen Meßwerten eine vertikale Strahlgröße von

$$\sigma_{\mathrm{v}} = (160 \pm 5)\,\mu\mathrm{m}\ .$$

Somit stimmen beide Meßverfahren sehr gut überein.

Aus der gemessenen vertikalen Strahlgröße ergibt sich die vertikale Emittanz nach:

$$\epsilon_{\mathrm{v}} = \frac{\sigma_{\mathrm{v}}^2}{\beta_{\mathrm{z}}}\ . \tag{6.7}$$

Setzt man die Betafunktion nach der DEL-100-Optik (vgl. Tabelle 5.2) ein, so ergibt sich die vertikale Emittanz zu

$$\epsilon_{\mathrm{v}} = (2.0 \pm 0.1)\,\mathrm{nm\,rad}\ .$$

Dies ist ebenfalls in guter Übereinstimmung mit den Emittanzwerten der im folgenden Kapitel beschriebenen Messungen am Meßplatz innerhalb der Strahlenschutzmauer mittels Synchrotronlichtmonitor und Interferometer.

	Synchrotronlichtmonitor		Synchrotronlichtinterferometer	
σ [μm]	unkorrigiert	Strahl	d = 2 mm	d = 3 mm
horizontal	239 ± 24	224 ± 22	227 ± 23	–
vertikal	128 ± 13	104 ± 10	130 ± 13	126 ± 13

Tabelle 6.11: Ergebnisse der transversalen Strahlbreitenmessungen bei 960 MeV mittels Synchrotronlichtmonitor bzw. -interferometer mit 2 mm bzw. 3 mm Doppelspaltabstand, beide Aufbauten innerhalb der Strahlenschutzmauer. Beim Synchrotronlichtmonitor sind sowohl der Meßwert als auch die daraus berechnete Strahlbreite nach Abzug der Beiträge durch Beugung, Schärfentiefe, Krümmung und Auflösung angegeben.

6.11 Vergleichende Emittanzmessungen mit beiden Meßverfahren bei unterschiedlichen Energien

Nachdem bei 960 MeV ausführlich der Einfluß des Doppelspaltabstandes beim Interferometer untersucht worden ist, um die transversalen Strahlbreitenmessungen mit dem Synchrotronlichtmonitor außerhalb der Strahlenschutzmauer und dem Synchrotronlichtinterferometer vergleichen zu können, sind bei verschiedenen Energien mit dem Synchrotronlichtmonitor und dem Interferometer innerhalb der Strahlenschutzmauer ebenfalls vergleichende Messungen erfolgt. Dazu ist bei den Energien 1485 MeV, 960 MeV, 750 MeV und 550 MeV die transversale Strahlbreite zunächst mit dem Synchrotronlichtmonitor bestimmt worden. Hier sind wiederum die entsprechenden Korrekturen berücksichtigt worden.

Nachdem diese Messung bei der jeweiligen Energie erfolgt ist, ist ferngesteuert auf den Synchrotronlichtinterferometeraufbau umgeschaltet worden. Hier ist die vertikale Strahlgröße mit einem Doppelspaltabstand von 2 mm und 3 mm gemessen worden, sowie die horizontale mit 2 mm Abstand, da aufgrund der größeren Quellgröße in dieser Richtung eine geringere Sichtbarkeit erwartet wird. Die Strahlparameter wie Q-Wert und Strahlstrom wurden zwischen den Messungen nicht geändert und sind auch den der Messungen bei 1485 MeV identisch. Bei den einzelnen Energien wurde mit einem korrigierten Orbit gemessen, d.h. es wurde jeweils mittels Orbitkorrektur eine maximale Ablage des Elektronenstrahls von der Mitte der BPM-Monitore [59] von weniger als 2 mm vertikal bzw. 3 mm horizontal erreicht.

Die Ergebnisse der transversalen Strahlbreitenmessung sind für die einzelnen Energien in den Tabellen 6.10 (1485 MeV), 6.11 (960 MeV), 6.12 (750 MeV) und 6.13 (550 MeV) dargestellt. Die daraus unter der Annahme, daß die DEL-100-Optik mit ihren Sollwerten für den Quellpunkt gilt (vgl. Tabelle 5.2), berechneten Emittanzen und Kopplungen sind in zwei weiteren Tabellen aufgelistet (s. Tabellen 6.14 und 6.15).

Die Tabellen zeigen eine gute Übereinstimmung bei den gemessenen Strahlgrößen und den daraus berechneten Emittanzen zwischen den beiden Meßverfahren. Unter Berücksichtigung der Korrekturen sind auch vertikal Strahlgrößen von

	Synchrotronlichtmonitor		Synchrotronlichtinterferometer	
σ [μm]	unkorrigiert	Strahl	d = 2 mm	d = 3 mm
horizontal	216 ± 21	199 ± 20	205 ± 20	–
vertikal	114 ± 11	86 ± 9	93 ± 9	103 ± 10

Tabelle 6.12: Ergebnisse der transversalen Strahlbreitenmessungen bei 750 MeV mittels Synchrotronlichtmonitor bzw. -interferometer mit 2 mm bzw. 3 mm Doppelspaltabstand, beide Aufbauten innerhalb der Strahlenschutzmauer. Beim Synchrotronlichtmonitor sind sowohl der Meßwert als auch die daraus berechnete Strahlbreite nach Abzug der Beiträge durch Beugung, Schärfentiefe, Krümmung und Auflösung angegeben.

	Synchrotronlichtmonitor		Synchrotronlichtinterferometer	
σ [μm]	unkorrigiert	Strahl	d = 2 mm	d = 3 mm
horizontal	199 ± 20	181 ± 18	195 ± 19	–
vertikal	93 ± 9	55 ± 6	64 ± 6	61 ± 6

Tabelle 6.13: Ergebnisse der transversalen Strahlbreitenmessungen bei 550 MeV mittels Synchrotronlichtmonitor bzw. -interferometer mit 2 mm bzw. 3 mm Doppelspaltabstand, beide Aufbauten innerhalb der Strahlenschutzmauer. Beim Synchrotronlichtmonitor sind sowohl der Meßwert als auch die daraus berechnete Strahlbreite nach Abzug der Beiträge durch Beugung, Schärfentiefe, Krümmung und Auflösung angegeben.

deutlich kleiner 100 μm mit dem Synchrotronlichtmonitor meßbar. Es bleibt hierbei allerdings eine größere Unsicherheit bzgl. der Ergebnisse. Das Synchrotronlichtinterferometer hat hier die entsprechenden Meßergebnisse bestätigt, so daß zumindest bei dem gewählten Aufbau auf die entsprechenden Korrekturen Verlaß ist. Es zeigt sich, daß eine Kopplung im Bereich weniger Prozent bei DELTA realisierbar ist. Auffallend ist die Zunahme der Kopplung mit steigender Energie des Elektronenstrahls. Die gemessenen Emittanzen liegen noch um Faktoren 2 bis 10 über den theoretisch erwarteten Emittanzen (vgl. Kapitel 5.5, insbesondere Tabellen 5.3 und 5.4). Hierfür gibt es eine Reihe von Gründen, auf die im folgenden Kapitel detaillierter eingegangen wird.

6.12 Die Problematik der Emittanzmessungen

Bei allen an DELTA durchgeführten Emittanzmessungen mittels Synchrotronstrahlung zeigt sich unabhängig vom verwendeten Aufbau (Synchrotronlichtmonitor oder -interferometer) eine Abweichung der gemessenen Werte von den Theoriewerten. Diese beträgt je nach Energie des Elektronenstrahls bis zu eine Größenordnung.

Eine mögliche Ursache sind Abweichungen in der Strahloptik und den damit verbundenen Werten für die Betafunktionen. Die Dispersionswerte und die rela-

Energie [MeV]	ϵ_{hor} [nm rad]	ϵ_{ver} [nm rad]	Kopplung [%]
1485	113 ± 23	1.1 ± 0.3	0.97 ± 0.3
960	62 ± 12	0.95 ± 0.19	1.5 ± 0.4
750	50 ± 10	0.63 ± 0.13	1.3 ± 0.4
550	41 ± 8	0.26 ± 0.05	0.6 ± 0.2

Tabelle 6.14: Ergebnisse der transversalen Emittanzmessungen bei 1485 MeV, 960 MeV, 750 MeV und 550 MeV mittels Synchrotronlichtmonitor innerhalb der Strahlenschutzmauer. Grundlage sind die Beta- und Dispersionsfunktionswerte am Quellort lt. DEL-100-Optik.

Energie [MeV]	ϵ_{hor} [nm rad]	ϵ_{ver} [nm rad]	Kopplung [%]
1485	76 ± 15	2.0 ± 0.4	2.6 ± 0.7
960	64 ± 12	1.4 ± 0.3	2.2 ± 0.6
750	53 ± 10	0.82 ± 0.2	1.5 ± 0.4
550	47 ± 9	0.34 ± 0.07	0.7 ± 0.2

Tabelle 6.15: Ergebnisse der transversalen Emittanzmessungen bei 1485 MeV, 960 MeV, 750 MeV und 550 MeV mittels Synchrotronlichtinterferometer innerhalb der Strahlenschutzmauer. Grundlage sind die Beta- und Dispersionsfunktionswerte am Quellort lt. DEL-100-Optik.

tive Energieunschärfe stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit mit den Theoriewerten überein (vgl. Kapitel 6.8 und [54]). Die Betafunktionen sind bei diversen Gelegenheiten und Einstellungen gemessen worden und weisen Diskrepanzen zu den Theoriewerten auf [55] [56]. Hier gibt es zum einen Abweichungen aufgrund von unklarem Sättigungsverhalten von Magneten, zum anderen führen bereits leichte Modifikationen von Magnetstärken in den Bögen laut entsprechender Optiksimulationen zu deutlich anderen Werten der lokalen Betafunktionen [50]. Auch im Bereich der Nordgeraden mit dem Quellpunkt des Synchrotronlichtmonitors außerhalb der Strahlenschutzmauer gibt es Abweichungen der Betafunktionen von ihrem Sollverlauf.

Ein weiterer Grund für mögliche Aufweitungen der Emittanz sind Strahlschwingungen. Die optische Strahlgrößenmessung mittelt über viele Umläufe des Elektronenstrahls, weil die Umlaufzeit bei Delta 384 ns beträgt, während die Shutterzeit der CCD-Kamera 1/50 s pro Halbbild beträgt. Eine Analyse der BPM-Monitore zeigt Schwingungen des Elektronenstrahls im Frequenzbereich bis zu einigen Kilohertz. Darüberhinaus reicht die Bandbreite der Monitore nicht aus. Diese Ergebnisse werden auch von Messungen mit optischen Monitoren bestätigt.

In dem in Kapitel 5.3.1 gezeigten Aufbau wurde ein zweidimensionaler Photoempfindlicher Detektor (PSD) [57] parallel zur Kamera eingebaut. Er erlaubt die Detektierung „langsamer“ Strahlschwingungen in dem Frequenzbereich der BPM's. Auch hier zeigten sich in einer Fourieranalyse des Signals Schwingungen, insbesondere mit Frequenzen bis zu 600 Hz, aber auch bis in den Kilohertzbereich. Da die Belichtungszeit der CCD-Kamera nach Ausschalten der Belichtungsautomatik fest 1/50 s beträgt, werden diese Schwingungen von der Kamera integriert. So erhält man eine Strahlvergrößerung auf dieser Zeitskala, die wiederum zu einer (scheinbaren) Emittanzvergrößerung in den Meßwerten führt.

Dazu wurden auch an beiden Meßplätzen Messungen mit einer speziellen CCD-Kamera durchgeführt [58], deren Verschlußzeit definiert in festen Schritten einstellbar ist. Sie zeigt bei einer Verschlußzeit von 1/10000 s optisch deutlich kleinere Strahlbilder. Problematisch ist hier, daß es sich um eine Farbkamera handelt, die nebeneinanderliegende Pixel hat, deren spektrale Empfindlichkeit variiert. Damit ist der Einsatz eines Bandpaßfilters in dem Aufbau nicht möglich, da dann nicht alle Pixel gleich empfindlich für die transmittierte Wellenlänge sind.

Verschlußzeit [s]	σ_{hor} [μm]	σ_{ver} [μm]
1/50	320 ± 35	150 ± 16
1/125	315 ± 32	142 ± 15
1/250	315 ± 32	138 ± 15
1/500	312 ± 32	134 ± 14
1/1250	307 ± 31	126 ± 13
1/2500	303 ± 30	120 ± 13
1/5000	290 ± 29	105 ± 12
1/10000	275 ± 28	95 ± 10

Tabelle 6.16: Gemessene unkorrigierte transversale Strahlbreite bei 1485 MeV Elektronenstrahlenergie als Funktion unterschiedlicher Belichtungszeiten der CCD-Kamera

Hier ist eine Korrektur der gemessenen Strahlbreiten gemäß Kapitel 3.3 nicht möglich, da der Beugungsterm bei den verwendeten Aufbauten während dieser Messsungen überwogen hat. In diesen Term geht aber essentiell die Wellenlänge ein. Deshalb werden hier nur die unkorrigierten transversalen Strahlgrößen des Meßplatzes außerhalb der Strahlenschutzmauer in der Tabelle 6.16 für die unterschiedlichen Verschlußzeiten bei 1485 MeV aufgelistet. Aus diesem Grunde wird auf eine Emittanzberechnung aus den Meßwerten verzichtet.

Die gemessenen Emittanzen sind aber auch durch Strahlschwingungen größer als theoretisch erwartet. Hier sind sowohl langsame Schwingungen bis zu einigen Kilohertz als auch Betatronschwingungen zu beachten. Diese Schwingungen können durch ein Feedbacksystem gedämpft werden. Bei DELTA ist bei diesen Messungen noch kein Feedbacksystem für den gespeicherten Strahl verfügbar gewesen. Beim FEL-Betrieb mit Single-Bunch-Füllung hat sich ein solches System als notwendig erwiesen, um den FEL betreiben zu können.

Hinzu kommen im gewissen Rahmen immer noch Unsicherheiten über die tatsächlich vorliegende Strahloptik und damit die Beatfunktionswerte am Quellort.

Durch Einsatz eines geeigneten Feedbacksystems zur Dämpfung von Betatronschwingungen und eines noch besseren Modells der Strahloptik sollte in naher Zukunft eine kleinere Emittanz auch auf diesen Zeitskalen meßbar sein, die dann auch den Nutzern anderer Experimente mit Synchrotronstrahlung zur Verfügung steht.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde am Beispiel der Beschleunigeranlage DELTA die optische Diagnose des Elektronenstrahls mittels Synchrotronstrahlung dargestellt. Ziel der Diagnose ist eine routinemäßige Messung der Strahlgröße, um hieraus aufgrund der eingestellten Elektronenstrahloptik die Emittanz des Elektronenstrahls zu bestimmen.

Die Messungen erfolgten zum einen mit einem optischen Synchrotronlichtmonitor, der den Quellpunkt mittels Linsen und Blenden auf einen geeigneten Detektor (CCD-Kamera) abbildet. Mit diesem Monitor ist gezeigt worden, daß bei dem gewählten Aufbau mittels geeigneter Abschwächer eine Strahldetektierung in dem gesamten Betriebsbereich von Delta (300 MeV bis 1485 MeV, mittlerer Strahlstrom zwischen wenigen μA und einigen 100 mA) möglich ist. Die verwendete CCD-Kamera ist ausreichend linear für die Messungen, so daß hier Nichtlinearitäten nicht zu berücksichtigen sind. Durch einen Bandpaßfilter von 500 nm zentraler Wellenlänge bei einer Bandbreite von 10 nm wird in dem verwendeten Aufbau sichergestellt, daß trotz der unterschiedlichen spektralen Empfindlichkeit der CCD-Kamera eine Faltung bzgl. der verwendeten Wellenlänge nicht erforderlich ist.

In einer Messung ist die Begrenzung der Auflösung des optischen Synchrotronlichtmonitors durch Beugungseffekte untersucht worden. Sie ist in sehr guter Übereinstimmung mit der Theorie. Aufgrund der Schärfentiefe, der Bahnkrümmung und der endlichen Auflösung des CCD-Chips kommt es zu weiteren Limitierungen der Auflösung. Alle diese Effekte führen zu einer scheinbaren Vergrößerung der gemessenen Strahlbreite, wobei die Auflösung des CCD-Chips mit einem Beitrag von 10 bis 20 μm vernachlässigbar ist gegenüber den anderen Beiträgen bei dem gewählten Aufbau. Im Routinebetrieb bei Delta liegt bei dem vorhandenen Aufbau innerhalb der Strahlenschutzmauer diese Limitierung bei 83 μm horizontal und 75 μm vertikal. Deshalb ist eine Messung von kleineren Strahlgrößen unter Berücksichtigung dieser Effekte zwar möglich, aber sehr fehlerbehaftet und unsicher. In einer Meßreihe ist der Einfluß des Öffnungswinkels der Apparatur auf die gemessenen Strahldimesionen untersucht worden. Unter Berücksichtigung der erforderlichen Korrekturen aufgrund der unterschiedlichen Öffnungswinkel stimmen die Elektronenstrahldimensionen innerhalb der Fehlergrenzen überein. Die Emittanz ergibt sich horizontal zu (56 ± 3) nm rad und vertikal zu (1.6 ± 0.1) nm rad, die Kopplung beträgt (2.8 ± 0.2) % bei 1485 MeV.

Für den optischen Synchrotronlichtmonitor ist eine graphische Oberfläche zur Darstellung der Ergebnisse weiterentwickelt worden. Die zuvor bestimmten Korrekturen der gemessenen Strahldimension sind hier in die Angabe der Ergebnisse eingeflossen. Mittels dieser Diagnosemöglichkeit ist die zeitliche Stabilität des Elektronenstrahls bzgl. seines Schwerpunktes und seiner transversalen Strahldimensionen untersucht worden. Hier zeigt sich ein Einfluß des dynamischen Betriebs des Boosters auf die horizontale Schwerpunktslage von etwa 50 μm und etwa 20 μm vertikal. Bei der Strahlgröße kommt es beim FWHM zu einer Aufweitung von etwa 10 μm in beiden Richtungen. Im Rahmen der durchgeführten Langzeitmessung über etwa 2 Stunden zeigt sich eine Horizontalverschiebung des Schwerpunktes um etwa 700 μm nach außen und eine horizontale Strahlverkleinerung um etwa 30 μm beim FWHM, die vertikale Lage und Strahlgröße bleibt konstant.

Zur Verbesserung der Auflösung bei der Bestimmung der transversalen Strahlgrößen kann der vorhandene optische Synchrotronlichtmonitor, wie in dieser Arbeit gezeigt, relativ einfach zu einem Synchrotronlichtinterferometer umgebaut werden. Die Alternative wäre eine teurere und umständlichere Verwendung von Röntgenstrahlung und eines Pinholes. Das bei Delta aufgebaute und eingesetzte Interferometer erreicht eine Auflösung von $(10 \pm 3)\,\mu$m, wie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Experimente zeigen. Vergleichsmessungen des optischen Synchrotronlichtmonitors mit dem Interferometer zeigen bei 960 MeV unter Berücksichtigung der Korrekturen des konventionellen Monitors eine sehr gute Übereinstimmung bei einer vertikalen Strahlbreite von $\sigma = (160 \pm 5)\,\mu$m. Hieraus ergibt sich eine vertikale Emittanz von (2.0 ± 0.1) nm rad. Auch bei weiteren vergleichenden Messungen bei verschiedenen Energien zeigen sich gute Übereinstimmungen beider Verfahren. Unter Berücksichtigung der Korrekturen liefert auch der optische Synchrotronlichtmonitor bei Strahlgrößen bis 50 μm mit dem Interferometer übereinstimmende Ergebnisse.

Da beim Routinebetrieb von Delta eine weitere Verringerung der Kopplung der Emittanzen angestrebt wird, ist nach dem erfolgten Test das Synchrotronlichtinterferometer zur Messung insbesondere der kleineren vertikalen Strahlgrößen geeignet. Der in dieser Arbeit entwickelte Aufbau erlaubt eine einfache Umschaltung zwischen dem optischen Synchrotronlichtmonitor und dem Interferometer. Für den weiteren Einsatz ist hier eine ferngesteuerte und variablere Einstellbarkeit des Doppelspaltabstandes wünschenswert. Ebenso sollte die Anordnung rotierbar sein, um alternativ die horizontale und die vertikale Dimension messen zu können.

Die mit beiden Aufbauten bis dato gemessenen Emittanzen weichen von den theoretisch erwarteten um bis zu eine Größenordnung nach oben ab. Hier sind zum einen Abweichungen von der theoretischen Strahloptik möglich, zum anderen ist bei Delta noch kein Feedbacksystem zur Dämpfung von Betatronschwingungen verfügbar. Hinzu kommen auch Strahlschwingungen im Bereich bis zu einigen Kilohertz, wie Untersuchungen mittels BPM's und PSD's, sowie CCD-Kameras mit Shutterzeiten bis zu 1/10000 s zeigen. Diese Schwingungen sollten durch ein geeignetes Feedbacksystem gedämpft werden können.

Anhang A

Konstruktionszeichnungen

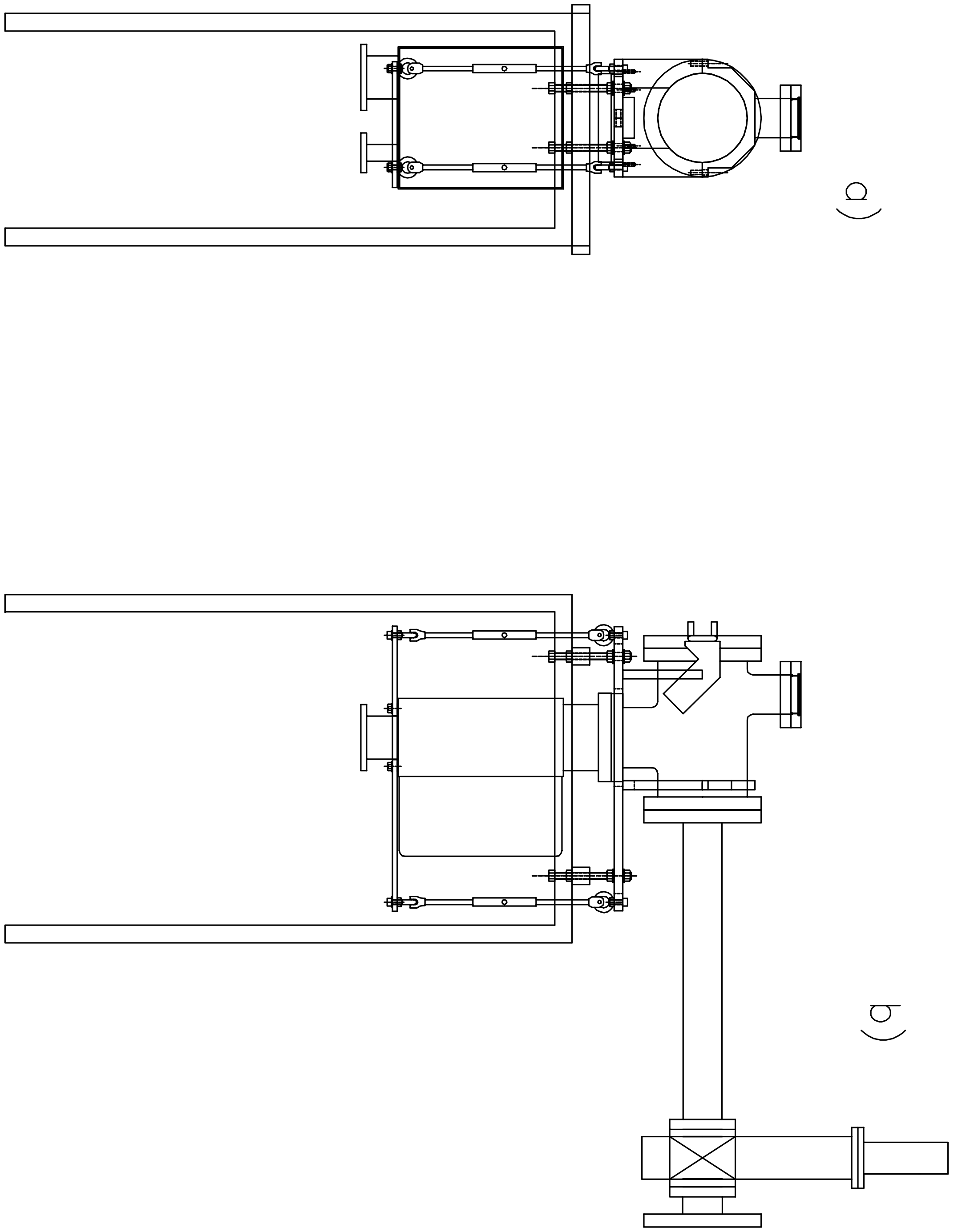

Abbildung A.1: Der Vakuumaufbau der Meßapparatur innerhalb der Strahlenschuzmauer:
a) Vorderansicht,
b) Seitenansicht.

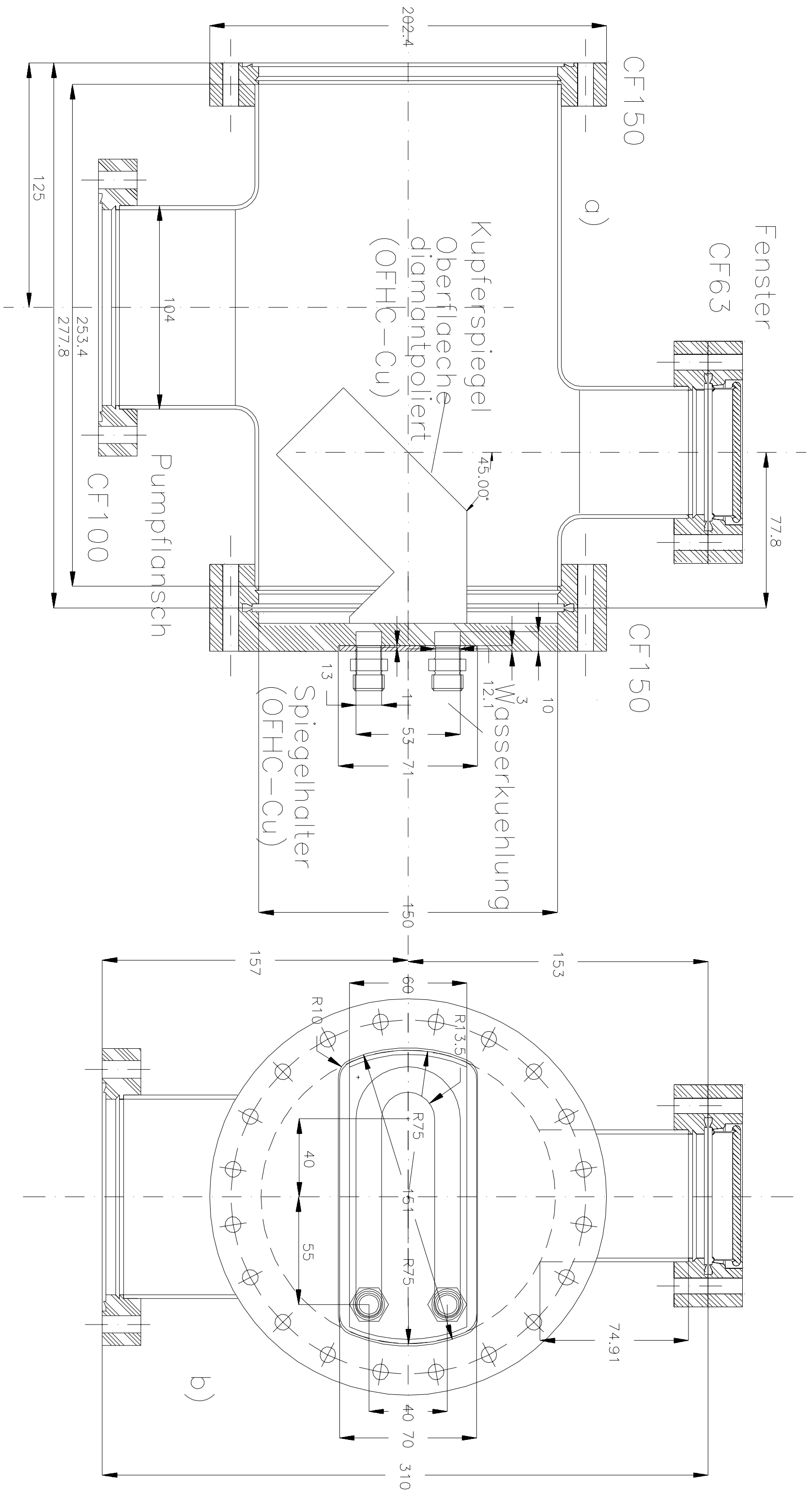

Abbildung A.2: a) Seiten- und b) Rückansicht der Spiegelkammer, die das Synchrotronstrahlungsspektrum teilt.

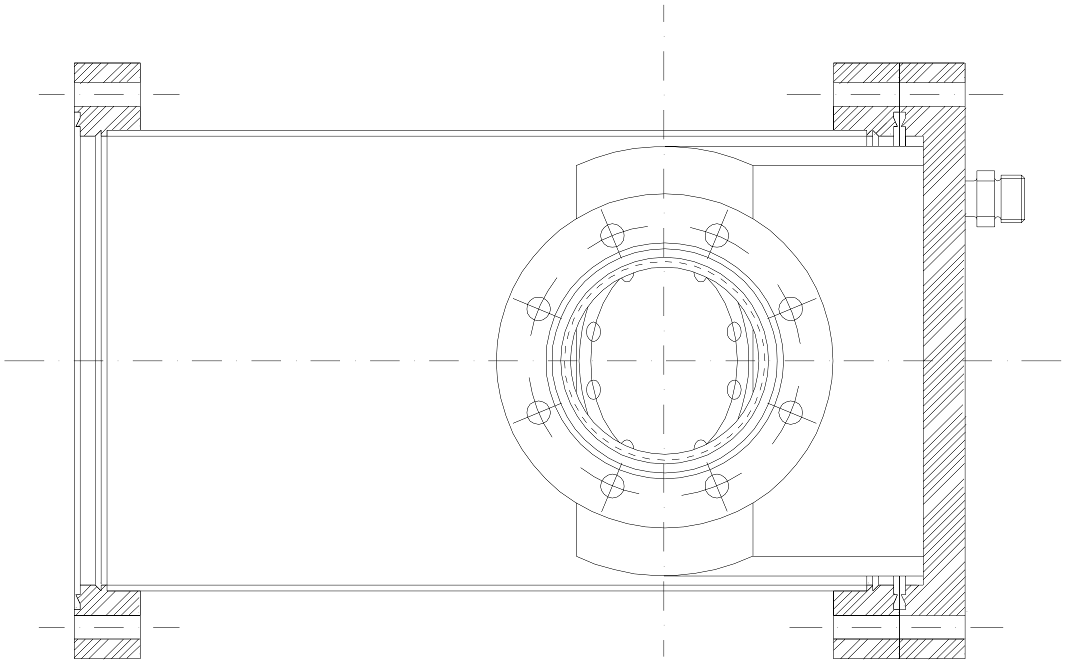

Abbildung A.3: Die Aufsicht auf die Spiegelkammer, die das Synchrotronstrahlungsspektrum teilt.

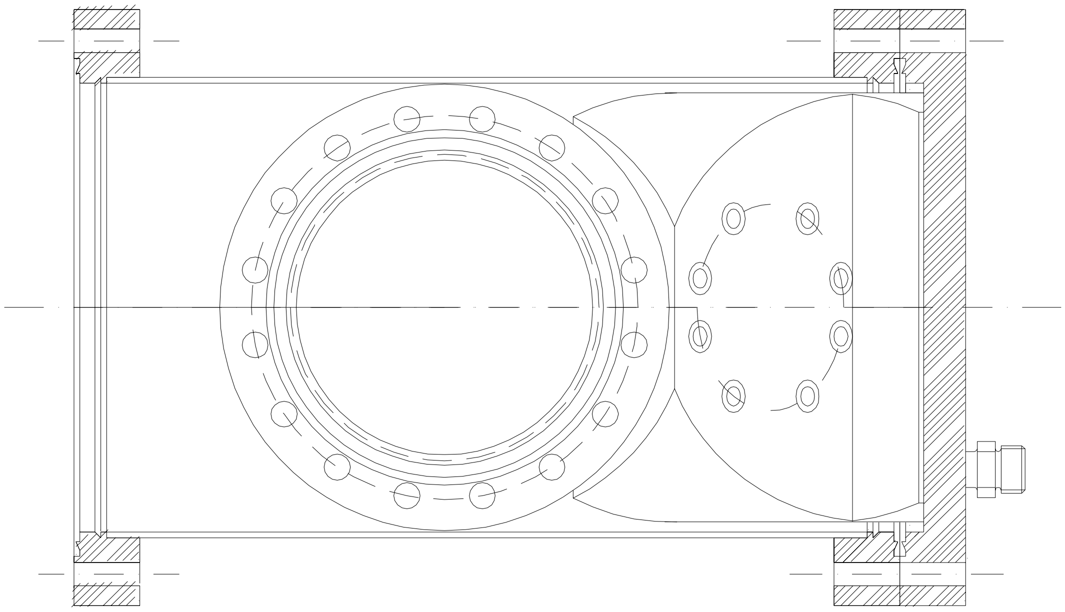

Abbildung A.4: Die Unteransicht der Spiegelkammer, die das Synchrotronstrahlungsspektrum teilt.

Anhang B

Verwendete Konstanten

Plancksches Wirkungsquantum:	$h = 6.62620 \cdot 10^{-34}$ Js
	$\hbar = 1.0546 \cdot 10^{-34}$ Js
Ruhemasse des Elektrons:	$m_e = 9.1081 \cdot 10^{-31}$ kg
Ruhemasse des Protons:	$m_p = 1.67236 \cdot 10^{-27}$ kg
Ruheenergie des Elektrons:	$m_0c^2 = 0.51100$ MeV
Lichtgeschwindigkeit im Vakuum:	$c = 2.997925 \cdot 10^{8}$ m/s
Dielektrizitätskonstante des Vakuums:	$\epsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12}$ As/(Vm)
Elementarladung:	$e = 1.602192 \cdot 10^{-19}$ C

Literaturverzeichnis

[1] K. Wille, Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen, Teubner Verlag, Stuttgart 1992, 1. Auflage

[2] K. Sabatkiewicz, Emittanzmessung am Linearbeschleuniger von DELTA, Diplomarbeit am Institut für Beschleunigerphysik der Universität Dortmund, Dortmund, 1995

[3] D. Trines et al., Status of the TESLA Design, Proceedings LINAC98, Chicago, USA, 1998

[4] G. Schmidt, TESLA-Test-Facility, DESY, private Mitteilung

[5] A. Lienard, L'Eclairage Elect., **16**, 5 (1898)

[6] A. Hofmann, Theory of Synchrotron Radiation, **38**, SSRL ACD-Note (1986)

[7] J.D. Jackson, Klassische Elektrodynamik, 2. verbesserte Aufl., de Gruyter, Berlin 1982

[8] J. Schwinger, Phys. Rev. **70**, 798 (1946), Phys. Rev. **75**, 1912-25 (1949)

[9] M. Sands, The Physics of Electron Storage Rings. An Introduction. Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, Editor B. Touschek, 1971

[10] H. Wiedemann, Particle Accelerator Physics, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1993

[11] DELTA-Gruppe, DELTA Status Report, Universität Dortmund, Fachbereich Physik, Dortmund, 1990

[12] B. Hippert und N. Marquardt, The DELTA Vacuum System, Proceedings of the EPAC 1996, Sitges, Spain, 1996

[13] R.J. Nawrocky, J. Galayda, L.H. Yu, D.M. Shu, A beam profile monitor for the NSLS VUV ring employing linear photodiode arrays, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32 (1985), Seite 1893 ff.

[14] G.R. Aiello, F. Cavazzoni, The beam profile monitors for ELETTRA, Sincrotrone Trieste, Padriciano 99, 34012 Trieste, Italy, unveröffentlicht

[15] A. Hofmann, Electron and proton beam diagnostics with synchrotron radiation, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-28 (1981), Seite 2132 ff.

[16] Brainstorming der ESRF No. 12/93, e- and x-ray beam emittance measurements

[17] K. Wittenburg, Strahlprofilmonitore für den HERA-Protonenring, DESY, Hamburg, Mai 1986

[18] S. Wolfram, Mathematica, System für Mathematik auf dem Computer, Version 2.2

[19] E. Hecht, Optik, Addison-Wesley, Bonn 1989

[20] B. Renner, Der Video 8 Systemführer, vfv Verlag, Gilching 1991

[21] R. Tamoschat, NIKHEF, Amsterdam, Niederlande, private Mitteilung

[22] T. Mitsuhashi, Beam Profile and Size Measurement by SR Interferometers, SR Beam Measurements, Proceedings Joint US-CERN-Japan-Russia school on Particle Accelerators, Montreux, Switzerland, 11-19 May 1998, pp. 399-427

[23] T. Mitsuhashi, H. Iwasaki, Y. Yamamoto, T. Nakayama, D. Amano, A measurement of beam size of Aurora by the use of SR-Interferometer at the SR-Center of Ritsumeikan University, KEK Preprint 97-152, September 1997

[24] T. Mitsuhashi, Spatial coherency of the SR at the visible light region and its application for the electron beam profile measurement, KEK Preprint 97-56, June 1997, also PAC 1997, Vancouver, Kanada

[25] T. Mitsuhashi et al., Meaurement of Beam Size at the ATF Damping Ring with the SR Interferometer, Proc. EPAC 1998 Stockholm, p. 1565

[26] J. Byrd, Beam measurements with synchrotron radiation, SR Beam Measurements, Proceedings Joint US-CERN-Japan-Russia school on Particle Accelerators, Montreux, Switzerland, 11-19 May 1998

[27] A. S. Fisher, M. Petree, E. L. Bong, A Synchrotron-Light Interferometer for PEP-II, Beam Instrumentation Workshop 2000, Cambridge, Massachusetts, 8 - 11 May 2000

[28] F. Iazzourene, M. B. Danailov, M. Ferianis, A. Boscolo, L. Sardo; Stellar Interferometry vs direct Imaging for Synchrotron Radiation Profile Measurements; EPAC 2000, Wien, Österreich, 26 - 30 Juni 2000

[29] M. Born, E. Wolf, Principles of Optics, 5th edition, Pergamon Press, Oxford, 1975

[30] F. Selodovnik, DT3155 sample programm: Principles of operations, DESY, Hamburg

[31] K. Wittenburg, R. Fischer, MDI, Synchrotronstrahlungs-Profilmonitor in HERA e, Internal Note DESY MDI-98-02

[32] U. Berges, Lage- und Profilauswertung des Elektronenstrahls am Booster BoDo über Synchrotronstrahlung, Diplomarbeit am Institut für Beschleunigerphysik der Universität Dortmund, 1995

[33] T. Schmidt, Aufbau des FEL-Experiments FELICITA I im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich am Speicherring DELTA, Dissertation am Institut für Beschleunigerphysik der Universität Dortmund, 1997

[34] B. Hippert, DELTA, private Mitteilung

[35] Fa. Leybold, Katalog der Vakuumkomponenten

[36] H. Winick, S. Doniach, Synchrotron Radiation Research, Plenum Press, New York 1980

[37] K. Scheidt, ESRF, Machine Group, private Mitteilung

[38] M.J. Weber, CRC Handbook of laser science and technology Optical materials, CRC Press, Boca Raton 1986

[39] Feinprüf Perthen GmbH Fertigungsmeßtechnik, Tabelle mit Definitionen und Oberflächenmeßgrößen, Göttingen

[40] Fa. Kugler, Saalem, private Mitteilung

[41] Datenblatt der Fa. Sony Deutschland GmbH über den ICX027BL CCD-Chip

[42] Melles Griot, Katalog der optischen Komponenten

[43] Fa. Itos, Gesellschaft für techniche Optik, Mainz

[44] Data Translation GmbH, Im Weilerlen 10, 74321 Bietigheim-Bissingen, DT 3155 PCI-Bus-Bildverarbeitungskarte

[45] M. Buchheit, Windows Programmierhandbuch, Sybex Verlag, Düsseldorf 1992

[46] F. Solodovnik, DESY, private Mitteilung zum DT3155 sample programm

[47] C. Kelley, T. Williams, „Gnuplot plotting program"

[48] K. Wille, „PC-Programm Optik", Optikfile: $\mathrm{DEL} - 100_{\mathrm{R}}\mathrm{ing.DAaT}$ und $\mathrm{DEL} - 100_{\mathrm{R}}\mathrm{ing.OPT}$, Standardoptik für Beschleunigerbetrieb

[49] S. Finke, Versuchsanleitungen zum Anfänger-Praktikum in Physik, 22. Auflage, Dortmund, September 1990

[50] B. Keil, DELTA, private Mitteilung

[51] D. Zimoch, DELTA, private Mitteilung

[52] Bedienungsanleitung des HP 54502A Digital-Oszilloskop, Hewlett-Peckard

[53] Katalog G5 der Firma LINOS Photonics GmbH, Göttingen, Seite C21

[54] K. Dunkel, DELTA, private Mitteilung

[55] M. Grewe, DELTA, private Mitteilung

[56] C. Stenger, Messung der lokalen Betafunktionen im Speicherring DELTA, Diplomarbeit am Institut für Beschleunigerphysik der Universität Dortmund, Dortmund, 1999

[57] S. Hohenecker, Aufbau und Test einer Strahllagemeßapparatur an DELTA, Diplomarbeit am Institut für Beschleunigerphysik der Universität Dortmund, Dortmund, 1995

[58] Bedienungsanleitung der VKC134 DSP Color CCD-Kamera der Firma Videor Technical

[59] A. Jankowiak, Strahldiagnose und Closed-Orbit-Charakterisierung mit HF-Strahllagemonitoren am Beispiel der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA, Promotion am Insititut für Beschleunigerphysik der Universität Dortmund, 2000

Danksagung

Ich danke meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Klaus Wille für die Betreuung, Unterstützung und Anregungen während der Doktorarbeit, sowie Herrn Prof. Dr. Dirk Husmann, der freundlicherweise das Koreferat übernommen hat.

Herrn Prof. Dr. Thomas Weis danke ich für seine immerwährende Diskussionsbereitschaft und seine Bereitschaft zum Korrekturlesen.

Meinen Kollegen und den Operateuren bei DELTA, die viele der notwendigen Meßschichten erst ermöglicht haben, gebührt mein besonderer Dank.

Besonderer Dank gebührt Herrn Fedor Selodovnik vom DESY, Hamburg. Er hat das Programm zur Bildverarbeitung geschrieben und ist auf viele meiner Änderungswünsche kurzfristig eingegangen. Sein Rat bei der Inbetriebnahme des Programms bei DELTA war unbezahlbar. Auch die Freigabe des Sourcecode, so daß ich noch spezielle Teile ergänzen konnte, war sehr hilfreich. Herrn Rainer Fischer vom DESY gebührt mein besonderer Dank für die Bereitstellung der Filterbox und der fernsteuerbaren Haltung für den Justierspiegel, sowie für seinen Rat zum Aufbau des Synchrotronlichtmonitors. Herrn Kay Wittenburg vom DESY danke ich für seine Unterstützung bei Fragen und Problemen, sowie für das Einleiten der Kontakte zu Herrn Fedor Selodovnik.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn K. Scheidt von der ESRF in Grenoble für die Hinweise zur Theorie der σ-Korrekturen und der damit verbundenen Möglichkeit, auch horizontale Strahlinformationen zu gewinnen. Dem Team der ESRF gebührt ferner mein Dank für die Vermessung des Spiegels und die Hinweise zu Spiegelmaterialien.

Weiterhin gilt mein Dank Herrn B. Hippert, der mich bei den Konstruktionen und bei vielen technischen Fragen beraten hat. Außerdem danke ich Herrn P. Kortmann und T. Dybiona aus der Mechanischen Werkstatt, die mich beim konstruktiven Teil der Arbeit unterstützt haben. Hier gebührt der KFA Jülich besonderer Dank für die Konstrunktion und den Bau der Spiegelkammer.

Bei Herrn G. Kosian aus der Didaktik der Physik möchte ich mich dafür bedanken, daß er mir kurzfristig verschiedene optische Linsen zur Verfügung gestellt hat.

Ich danke auch meinen Kommilitonen Andreas, Boris, Dirk, Elke, Henrich und Kai für die anregenden Ideen und Gespräche. Dr. A. Jankowiak, Elke Kasel und B. Keil danke ich für die kritische Durchsicht meiner Arbeit. Auch allen anderen Mitarbeitern von DELTA, die mich in vielfältiger Weise unterstützt haben, spreche ich meinen herzlichen Dank aus.

Meinen Eltern und meiner Schwester danke ich für die Unterstützung und das Verständnis während meiner Doktorarbeit.