
**Strahldiagnose mit
Synchrotronlichtmonitoren an der
Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA**

Diplomarbeit in Physik
von
Sven Zander

angefertigt am
Physikalisches Institut der Universität Bonn

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Februar 2008

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: PD Dr. W. Hillert
Korreferent: Prof. Dr. R. Maier

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Synchrotronstrahlung und Synchrotronlichtmonitore	5
2.1	Synchrotronstrahlung	5
2.2	Twissparameter und Emittanz	10
2.3	Blendenabhängiges Auflösungsvermögen	13
3	Der Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten M28	18
3.1	Aufbau	18
3.2	Spiegel	19
3.3	Optik	25
3.4	Auflösungsvermögen	27
4	Der Synchrotronlichtmonitor am Strahlrohr Karlsruhe 2	28
4.1	Aufbau	28
4.2	Spiegel	29
4.3	Optik	31
4.4	Auflösungsvermögen	31
5	Vergleichsanalyse der Spiegel	34
5.1	Reflexion einer Punktquelle	34
5.2	Reflexion bei ausgeleuchtetem Spiegel	34
5.3	Oberflächenanalyse am Forschungszentrum CAESAR	38
6	Synchrotronlichtmonitore in der externen Strahlführung	40
6.1	Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten MB3	41
7	Emittanzmessung	44
7.1	Natürliche Emittanz	44
7.2	Kopplung	46
7.3	Resonanzextraktion und horizontale Emittanz bei der Extraktion	47
7.4	Messung der Dispersion	51
7.5	Emittanzmessungen am extrahierten Strahl	52
7.6	Diskussion der Ergebnisse	54
8	Ausblick	57
8.1	Longitudinales Auflösungsvermögen	57
8.2	Streakkamera	58
9	Zusammenfassung	59
	Anhang	61
A	Messwerte des Quadrupolscans	61
B	Technische Zeichnungen	63
	Literaturverzeichnis	66

Danksagung

67

1 Einleitung

Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA an der Universität Bonn besteht aus drei Beschleunigerstufen (s. Abbildung 1.1): dem Injektor, dem Booster-Synchrotron und dem Stretcherring. Im Bereich des Injektors stehen sowohl unpolarisierte wie polarisierte Elektronen zur Verfügung. Nach dem Durchgang durch den Injektions-LINAC werden sie im Booster-Synchrotron vorbeschleunigt und im folgenden Stretcherring auf ihre Endenergie von bis zu 3,5 GeV gebracht. Die Elektronen können zu einem der beiden Experimentierplätze extrahiert oder im Stretcherring zur Produktion von Synchrotronstrahlung gespeichert werden.

Im Rahmen des Sonderforschungsbereichs (SFB)/ Transregio 16 wird mit dem Crystal-Barrel-Experiment an ELSA die innere Struktur der Hadronen untersucht. Dazu werden Experimente mit unpolarisierten und polarisierten Elektronen bis zu einer Energie von 3,5 GeV durchgeführt. In Kombination mit dem polarisierten Festkörpertarget sind so Doppelpolarisationsexperimente möglich.

Bei solchen Experimente der Mittelenergiephysik ist für eine hohe Ereignisrate ein gleichmäßiger und hoher Strahlstrom wünschenswert, zudem ist eine hohe Stabilität der Strahlposition notwendig. Die für das Crystal-Barrel-Experiment benötigten Photonen werden durch Bremsstrahlung an einem Radiator erzeugt. Der Elektronenstrahl muss hier auf eine Genauigkeit von $\pm 0,5$ mm positioniert sein. Eine Möglichkeit der Erzeugung von polarisierten Photonen ist die kohärente Bremsstrahlung an Kristallen im Goniometer des Crystal-Barrel-Experimentes. Um eine ausreichende Intensität der kohärenten Bremsstrahlung zu erhalten, sind eine möglichst geringe Divergenz und Strahlbreite des Strahls erforderlich.

Die Nutzung von ELSA als Synchrotronstrahlungsquelle stellt andere Ansprüche an die Strahlqualität. Hier sind ein hoher Photonenfluss, eine möglichst hohe Brillanz und eine lange Lebensdauer des Elektronenstrahls im Beschleuniger nötig.

Zur Erfüllung dieser Kriterien Bedarf es einer guten Kenntnis der verschiedenen Strahlparameter und somit einer umfangreichen Strahldiagnose. Dabei ist eine Untersuchung des Elektronenstrahls sowohl im Stretcherring (s. Abbildung 1.1) als auch direkt an den Experimentierplätzen erforderlich.

Die Strahlbreiten- und Strahllagemessung mit Synchrotronlichtmonitoren sind hierbei wichtige Elemente der Diagnose. Mit ihnen erhält man ein direktes Abbild des Strahls, ohne dabei den umlaufenden Elektronenstrahl zu beeinflussen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau und der Planung weiterer Synchrotronlichtmonitore an ELSA sowie mit der Messung der Strahlparameter in der externen Strahlführung zum Crystal-Barrel-Experiment.

In zweiten Abschnitt werden die für die Konstruktion eines Synchrotronlichtmonitors wichtigsten Eigenschaften der Synchrotronstrahlung vorgestellt. Die in der externen Strahlführung gemessenen Strahlparameter werden eingeführt. Die Berechnung der Verbreiterung des Strahlabbildes durch Synchrotronlichtmonitore wird erläutert.

Zur Strahldiagnose im Stretcherring ist 1995 im Rahmen der Diplomarbeit von Uwe Bonin [3] ein Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten M28 konstruiert worden. Nach dem späteren Einbau von wassergekühlten Vakuumkammern stimmte der Tangentialpunkt dieser Kammer nicht mehr mit dem ursprünglichen Quellpunkt überein, so dass seither dieser Synchrotronlichtmonitor nicht mehr betrieben werden konnte. Zudem war die Qualität des Strahlprofils aufgrund der

geringen Spiegelqualität stark eingeschränkt. Die Verbesserungen des Spiegels und der Aufbau dieses Synchrotronlichtmonitors wird in Abschnitt 3 dargestellt.

Um das Strahlprofil im Stretcherring mit einem höheren Auflösungsvermögen messen zu können, ist ein weiterer Synchrotronlichtmonitor im Synchrotronlichtlabor am Strahlrohr Karlsruhe 2 vorgesehen. Die Planungen zu diesem Synchrotronlichtmonitor werden in Abschnitt 4 vorgestellt.

Ein wichtiger Bestandteil eines Synchrotronlichtmonitors ist der aus der Strahlungsebene umlenkende Spiegel. Von ihm hängt maßgeblich die Qualität des Strahlprofilabbildes ab. Die Analyse der untersuchten Spiegel wird in Abschnitt 5 beschrieben.

Durch die an ELSA angewandte Resonanzextraktion wird das Strahlprofil beeinflusst. Um die Strahlparameter an den Experimentierplätzen zu kennen, sind Synchrotronlichtmonitore in beide Strahlführungen zu den Experimenten eingebaut worden. Diese werden in Abschnitt 6 vorgestellt. Insbesondere wird hier auf den Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten MB3 eingegangen, da mit diesem die Messung der Emittanzen in der externen Strahlführung durchgeführt wurde.

In Abschnitt 7 wird zunächst diskutiert, welche Emittanzen in der externen Strahlführung zu erwarten sind. Danach wird die verwendete Messmethode erläutert und die Messungen der Emittanzen dargestellt.

Die mögliche Erweiterung eines Synchrotronlichtmonitors im Synchrotronlichtlabor zur Messung des longitudinalen Strahlprofils wird in Abschnitt 8 geprüft.

Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)

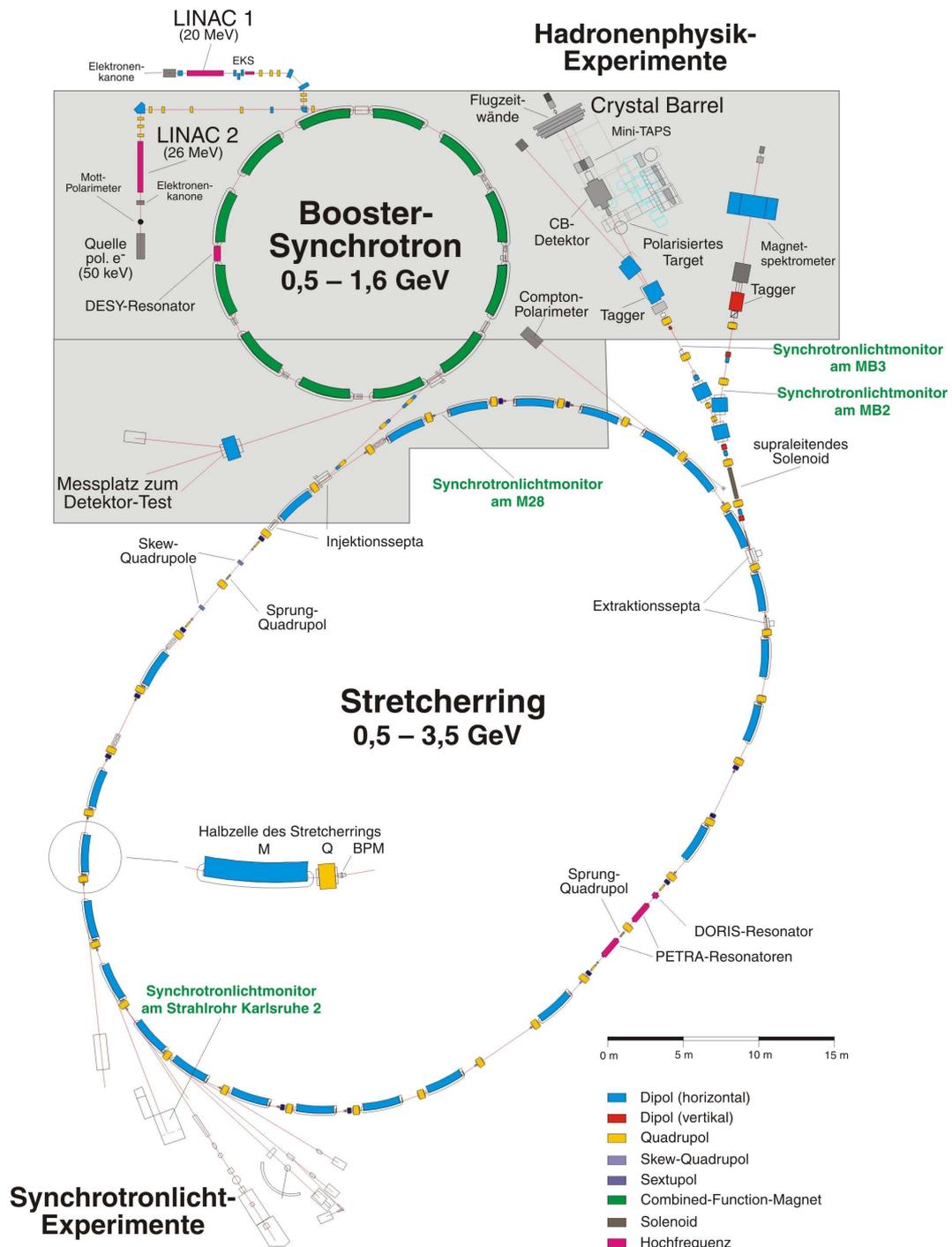


Abbildung 1.1: Lageplan von ELSA mit Standorten der Synchrotronlichtmonitore (Stand Januar 2008).

2 Grundlagen der Synchrotronstrahlung und Synchrotronlichtmonitore

2.1 Synchrotronstrahlung

Ein Synchrotronlichtmonitor detektiert die in den Dipolmagneten emittierte Strahlung des im Beschleuniger umlaufenden Elektronenstrahls. Die Eigenschaften dieser Strahlung sind entscheidend für den Aufbau eines Synchrotronlichtmonitors. Die abgestrahlte Leistung der Elektronen legt die Ansprüche an die Bauteile des Synchrotronlichtmonitors, die der Strahlung ausgesetzt sind, fest. Die Winkelverteilung der Strahlung gibt die Position vor. Das Spektrum der Strahlung ist für die Wahl der vom Synchrotronlichtmonitor detektierten Wellenlänge wichtig. Im folgenden Abschnitt sollen die wesentlichen Eigenschaften der Synchrotronstrahlung zusammengefasst werden.

2.1.1 Strahlungsleistung einer beschleunigten Ladung

Jede beschleunigte Ladung strahlt Energie in Form elektromagnetischer Wellen ab. Für nicht-relativistische Geschwindigkeiten $v \ll c$ wird die abgestrahlte Leistung P eines beschleunigten Teilchens der Ladung e und Impuls \vec{p} durch die Larmorsche Formel beschrieben (vgl. [10]):

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^2} \frac{d\vec{p}^2}{dt}. \quad (2.1)$$

Deren relativistische Verallgemeinerung lautet

$$P = -\frac{2}{3} \frac{e^3}{m^2 c^3} \left(\frac{dp_\nu}{d\tau} \frac{dp^\nu}{d\tau} \right), \quad (2.2)$$

wobei die Zeittransformation $dt = \frac{1}{\gamma} d\tau$ durchgeführt wurde. Mit der Definition des Viererimpulses ergibt sich

$$P = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^2} \left[\left(\frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{d\tau} \right)^2 \right]. \quad (2.3)$$

Zur weiteren Vereinfachung des Ausdrucks werden die Eigenschaften eines Kreisbeschleunigers genutzt. In einem Kreisbeschleuniger ändert der Impuls eines umlaufenden Teilchens schnell seine Richtung, während die Energieänderung pro Umlauf klein ist:

$$\left| \frac{d\vec{p}}{d\tau} \right| = \gamma \omega |\vec{p}| \gg \frac{1}{c} \frac{dE}{d\tau} \quad (2.4)$$

$$\Rightarrow P = \frac{e^2 c \gamma^2}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^2} \left(\frac{dp}{dt} \right)^2. \quad (2.5)$$

Dies ergibt

$$P = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2}. \quad (2.6)$$

Die abgestrahlte Leistung hängt mit der vierten Potenz von der reziproken Masse des Teilchens ab. Somit ist die Synchrotronstrahlung besonders an Elektronenbeschleunigern zu berücksichtigen. Die abgestrahlte Leistung steigt ebenfalls mit der vierten Potenz der Energie, was zur Folge hat, dass die Änderung der Energie der beschleunigten Teilchen eine starke Intensitätsänderung des Synchrotronlichts nach sich zieht. Die abgestrahlte Leistung wird zumeist in

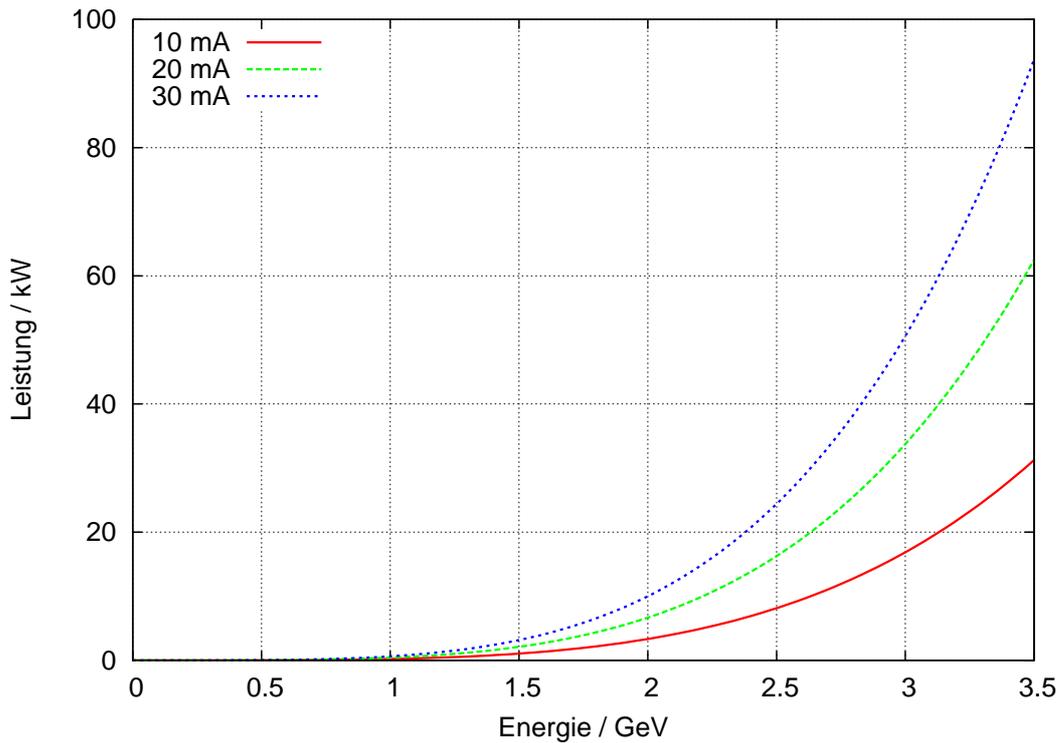


Abbildung 2.1: Abgestrahlte Leistung der Synchrotronstrahlung an ELSA.

Abhängigkeit des Strahlstroms angegeben. Der Strom hängt wie folgt vom Umfang U und der Anzahl N der Elektronen im Kreisbeschleuniger ab:

$$I = \frac{Nec}{U}. \quad (2.7)$$

Die Gesamtleistung in Abhängigkeit des Strahlstroms ist gegeben durch

$$P = \frac{eU}{6\pi\epsilon_0 R^2} I \gamma^4. \quad (2.8)$$

Für die verschiedenen Einstellungen von ELSA bezüglich des Strahlstroms und der Energie ist ein Leistungsbereich von 0,01-100 kW zu erwarten. Abbildung 2.1 gibt die Leistungen in Abhängigkeit der Energie an ELSA wieder.

2.1.2 Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung

In einem mitbewegten Schwerpunktsystem K' würde die Abstrahlung eines Elektrons, wie vom Hertzschen Dipol bekannt, eine $\sin^2 \Theta$ -Winkelverteilung besitzen. Als Abschätzung wird nun die Abstrahlung senkrecht zur Bewegungsrichtung betrachtet (s. Abbildung 2.2). Das Photon besitzt den Impuls

$$\vec{p}'_y = \frac{E'}{c} \vec{n}. \quad (2.9)$$

Hierbei gibt E' die Energie des Photons an und \vec{n} die Flugrichtung. Für den Vierervektor dieses Photons ergibt sich

$$P'_\mu = \begin{pmatrix} E'/c \\ 0 \\ p'_y \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

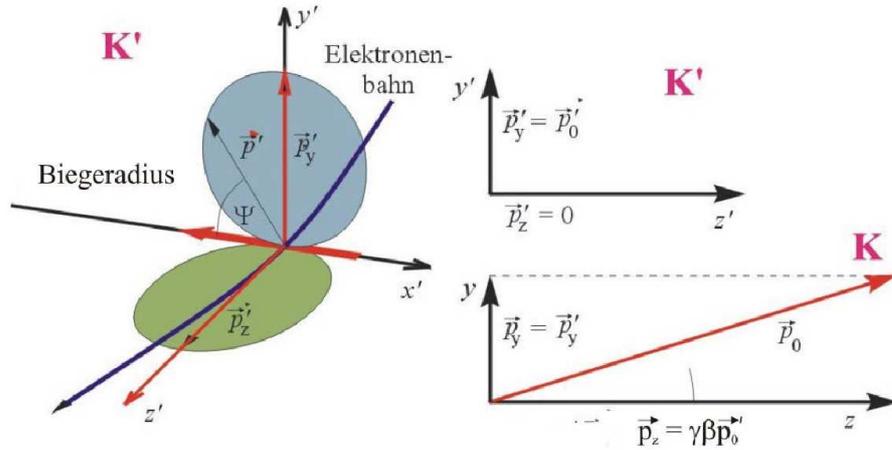


Abbildung 2.2: Lorentzboost des Hertzischen Dipols [18].

Mit Hilfe der Lorentztransformation des Viererimpulses erhält man die Ausbreitungsrichtung des Photons im Laborsystem K

$$P_\mu = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & \beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'/c \\ 0 \\ p'_y \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma E'/c \\ 0 \\ p'_y \\ \gamma\beta E'/c \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

So ergibt sich für den Winkel Θ im Laborsystem S zwischen den Impulsen p_y und p_z entlang der Bewegungsrichtung

$$\tan \Theta = \frac{p_y}{p_z} = \frac{p'_y}{\gamma\beta p'_y}. \quad (2.12)$$

Da für Elektronen mit nahezu Lichtgeschwindigkeit Θ sehr klein ist, kann in guter Näherung

$$\Theta = \frac{1}{\gamma} \quad (2.13)$$

angenommen werden. So wird das Synchrotronlicht in einem vorwärtsorientierten Kegel mit dem Öffnungswinkel 2Θ ausgesandt. Der Öffnungswinkel des Synchrotronlichtes ist allerdings frequenzabhängig und die Relation $\Theta = \frac{1}{\gamma}$ gilt für den mittleren Emissionswinkel. Man erhält für die frequenzabhängige Winkelverteilung im Bereich $\omega \gg \omega_c$ die Näherung

$$\Theta_c \simeq \frac{1}{\gamma} \left(\frac{2\omega_c}{3\omega} \right)^{1/2}. \quad (2.14)$$

Der kritische Winkel Θ_c beschreibt hierbei den Winkel, bei dem die Intensität auf ein e-tel ihres Wertes bei $\Theta = 0$ abgesunken ist. Für Winkel $\omega \ll \omega_c$ gilt die Näherung

$$\Theta_c \simeq \frac{1}{\gamma} \left(\frac{2\omega_c}{\omega} \right)^{1/3}. \quad (2.15)$$

Im Vergleich zu der im Mittel emittierten Strahlung werden die niederfrequenten Anteile unter größeren Winkeln abgestrahlt. Die Hochfrequenzkomponenten werden hingegen in sehr viel kleineren Winkeln emittiert. Die an ELSA verwendeten und geplanten Synchrotronlichtmonitore

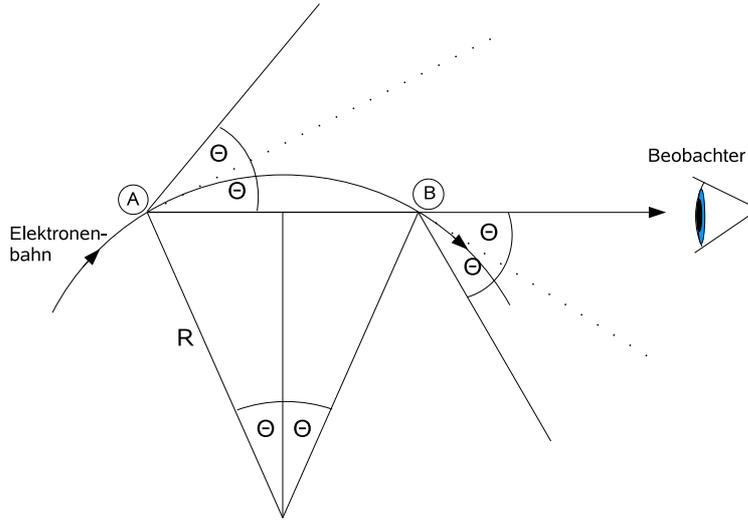


Abbildung 2.3: Beobachteter Zeitpuls eines Elektrons.

werden im Bereich des sichtbaren oder ultravioletten Lichtes betrieben. Für diesen Bereich der Synchrotronstrahlung gilt die Näherung $\omega \ll \omega_c$. Mit der Definition für die kritische Frequenz aus Abschnitt 2.1.3 ergibt sich der kritische Winkel Θ_c direkt als Funktion der Wellenlänge und des Bahnradius R

$$\omega_c = \frac{3c}{2R}\gamma^3, \quad (2.16)$$

$$\Theta_c = \left(\frac{3\lambda}{2\pi R} \right)^{1/3}. \quad (2.17)$$

Somit ist der kritische Winkel Θ_c unabhängig von der Energie. Die Optik der Synchrotronlichtmonitore muss also nicht energieabhängig variiert werden.

2.1.3 Frequenzspektrum

Das Frequenzspektrum des Synchrotronlichtes eines Kreisbeschleunigers kann über die Dauer Δt des elektromagnetischen Impulses bestimmt werden. Aufgrund der periodischen Umläufe besteht das Spektrum aus Harmonischen der Umlauffrequenz f_u .

Das Spektrum wird somit durch die Breite des Pulses bestimmt. Aufgrund der oben diskutierten kegelförmigen Ausbreitung des Synchrotronlichtes sieht der Beobachter das Licht schon bei einem Winkel $\Theta = -\frac{1}{\gamma}$ zur Flugrichtung. Erst nach dem Überstreichen bis zum Punkt $\Theta = \frac{1}{\gamma}$ ist der Puls für den Beobachter nicht mehr sichtbar. Die Pulslänge wird also durch die Zeitdifferenz des beobachteten Photons und des umlaufenden Elektrons von Punkt A zu B (siehe Abbildung 2.3) bestimmt:

$$\Delta t = t_e - t_\gamma = \frac{2R\Theta}{c\beta} - \frac{2R\sin\Theta}{c} = \frac{2R}{c} \left(\frac{\Theta}{\beta} - \Theta + \frac{\Theta^3}{3!} - \frac{\Theta^5}{5!} + \dots \right). \quad (2.18)$$

Mit Gleichung (2.13) und $\gamma\beta \approx \gamma - 1/2\gamma$ erhält man

$$\Delta t \approx \frac{2R}{c} \left(\frac{1}{\gamma\beta} - \frac{1}{\gamma} + \frac{1}{6\gamma^3} \right) \approx \frac{4c}{3c\gamma^3}. \quad (2.19)$$

Diese Pulslänge entspricht einer typischen Frequenz von

$$\omega_{\text{typ}} = \frac{2\pi}{\Delta t} = \frac{3\pi c\gamma^3}{2R}. \quad (2.20)$$

Häufig wird die kritische Frequenz ω_c gebraucht:

$$\omega_c = \frac{\omega_{\text{typ}}}{\pi}. \quad (2.21)$$

Diese Frequenz teilt das Spektrum in zwei Teile gleichgroßer Strahlungsleistung. Die kritischen Frequenzen ω_c für ELSA sind in Tabelle 2.1 angegeben.

Energie / GeV	γ	ω_c / Hz
1	1957	$3,063 \cdot 10^{17}$
3,5	6849	$1,313 \cdot 10^{19}$

Tabelle 2.1: Kritische Frequenzen bei ELSA.

2.1.4 Frequenzabhängigkeit der Strahlungsenergie

Um das Spektrum der Synchrotronstrahlung zu erhalten, betrachtet man die abgestrahlte Energie in ein Raumelement [10]:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{3\pi^2 c} \left(\frac{\omega R}{c} \right)^2 \left(\frac{1}{\gamma^2} + \Theta^2 \right)^2 \left[K_{2/3}^2(\eta) + \frac{\Theta^2}{(1/\gamma^2) + \Theta^2} K_{1/3}^2(\eta) \right]. \quad (2.22)$$

Hier ist $\eta = \frac{\omega \rho}{3c} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \Theta^2 \right)^{\frac{2}{3}}$ und $K_{\frac{2}{3}}$, $K_{\frac{1}{3}}$ sind die modifizierten Besselfunktionen. Das Spektrum der Synchrotronstrahlung erhält man durch Integration über alle Raumwinkel:

$$\frac{dI}{d\omega} = \sqrt{3} \frac{e^2}{c} \gamma \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx. \quad (2.23)$$

Für Frequenzen $\omega \ll \omega_c$ ergibt sich die Näherung:

$$\frac{dI}{d\omega} \sim \frac{e^2}{c} \left(\frac{\omega \rho}{c} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.24)$$

Diese Näherung ist für Messungen an allen Synchrotronlichtmonitoren an ELSA gut erfüllt. Die Intensität ist in diesem Spektralbereich energieunabhängig. Wie aus Abbildung 2.4 hervorgeht, führt eine höhere Energie der umlaufenden Elektronen zu einer Zunahme des hochenergetischen Anteils der Synchrotronstrahlung. Dieser hochenergetische Anteil sorgt für eine hohe Belastung der ihr ausgesetzten Bauteile.

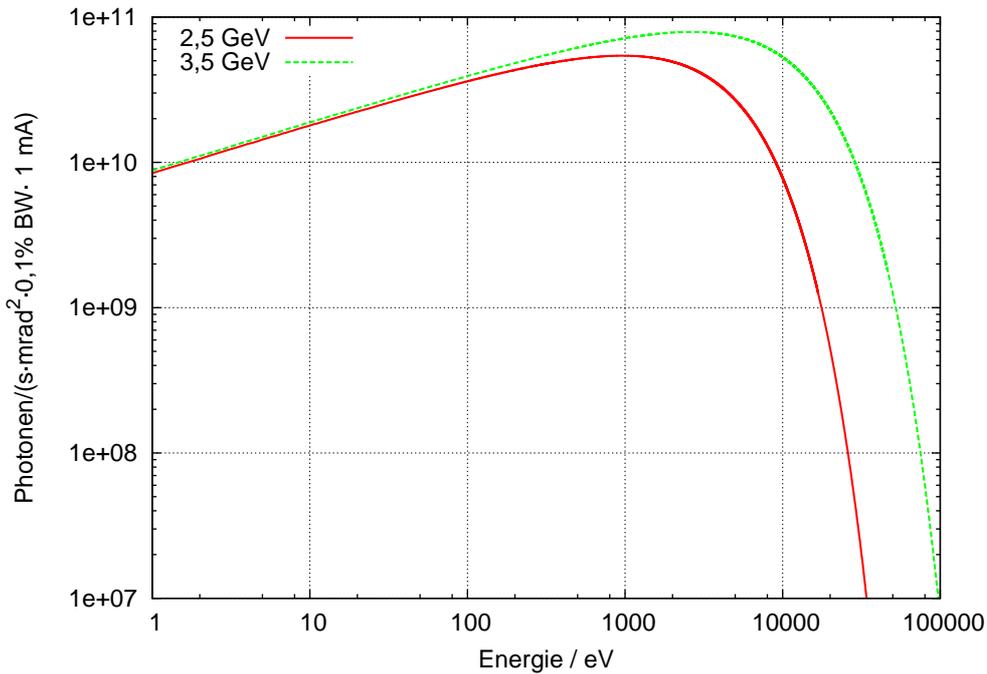


Abbildung 2.4: Synchrotronlichtspektrum an ELSA bei verschiedenen Energien.

2.2 Twissparameter und Emittanz

Es ist möglich, die Teilchenbewegung eines einzelnen Elektrons zu berechnen. Von größerem Interesse ist allerdings die Bewegung des Gesamtstrahls. Im Folgenden werden die sogenannten Twissparameter eingeführt, mit deren Hilfe eine Beschreibung der Gesamtstrahldynamik möglich ist, sowie die Emittanz, die eine wichtige Größe eines Beschleunigers ist, da von ihr die Strahlbreite und die Brillanz abhängt. Zur Herleitung wird von der Hillschen Differentialgleichung ausgegangen. Sie beschreibt die Bahnbewegung eines einzelnen Elektrons

$$x''(s) - k(s)x(s) = 0. \quad (2.25)$$

Hierbei wurde $1/R = 0$ und $\delta p/p = 0$ vorausgesetzt [18]. Dies entspricht einer Schwingungsgleichung um den Orbit. Diese Schwingung wird Betatronschwingung genannt. k ist die vom Ort s abhängige Quadrupolstärke. Diese Gleichung wird durch den Ansatz

$$x(s) = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta(s)} \cos[\Phi(s) + \phi] \quad (2.26)$$

gelöst. $\beta(s)$ ist hierbei die Amplitudenfunktion und wird Betafunktion genannt. Die Betafunktion ist von der Strahlfokussierung abhängig und ein Maß für die Strahlbreite. Die Emittanz ϵ ist der Amplitudenfaktor. Die Amplitude $A(s)$ des Teilchens gibt die Grenze der transversalen Bewegung an und wird Enveloppe genannt:

$$A(s) = \sqrt{\epsilon \beta(s)}. \quad (2.27)$$

Aus der ersten Ableitung des Ansatzes erhält man die Divergenz $x'(s)$:

$$x'(s) = -\frac{\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{\beta(s)}} [\alpha(s) \cos(\Phi(s) + \phi) + \sin(\Phi(s) + \phi)]. \quad (2.28)$$

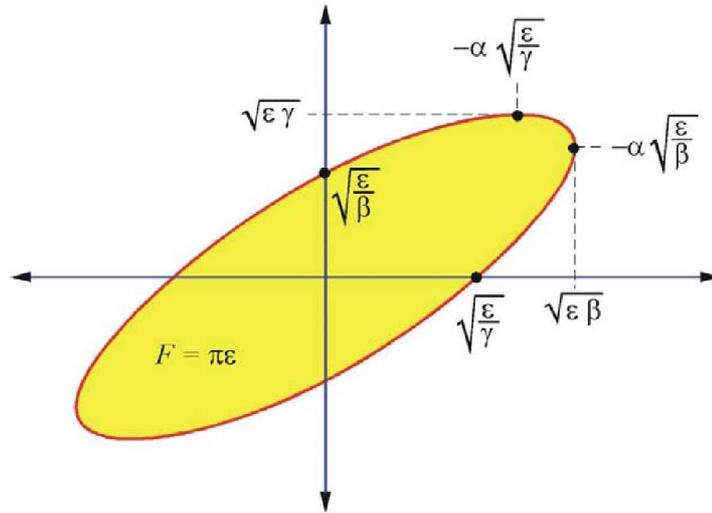


Abbildung 2.5: Phasenraumellipse mit Twissparametern [18].

Hierbei ist $\alpha(s) := -\frac{\beta'(s)}{2}$. Setzt man den Ansatz und seine erste Ableitung ineinander ein, so erhält man unter Ausnutzung der Beziehung $\sin^2 \theta + \cos^2 \theta = 1$ und der Definition

$$\gamma(s) := \frac{1 + \alpha(s)}{\beta(s)} \quad (2.29)$$

für die Emittanz ϵ eine Ellipsengleichung:

$$\epsilon = \gamma(s)x^2(s) + 2\alpha(s)x(s)x'(s) + \beta(s)x'^2(s). \quad (2.30)$$

Somit beschreibt die Emittanz ϵ eine Ellipse im Phasenraum (vgl. Abbildung 2.5). Die Fläche dieser Ellipse $F = \pi\epsilon$ ist eine Invariante der Teilchenbewegung. Die in Gleichung (2.27) definierte Emittanz beschreibt die Phasenraumellipse eines einzelnen Teilchens. Da sich im Strahl eine Vielzahl an Teilchen unterschiedlicher Amplitude und somit unterschiedlicher Emittanzen befinden, ist es notwendig, eine Emittanz des Gesamtstrahls zu definieren. Bei der Betrachtung eines Elektronenbeschleunigers, wie ELSA, kann das Strahlprofil durch eine Gaussverteilung angenähert werden:

$$\rho(x, z) = \frac{Ne}{2\pi\sigma_x\sigma_z} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right). \quad (2.31)$$

Die Strahlbreiten σ_x und σ_z entsprechen einer Standardabweichung der statistischen Teilchenverteilung. Der daraus erhaltenen Strahlbreite σ_{Strahl} kann die Emittanz des Strahles ϵ_{Strahl} zugeordnet werden.

$$\sigma_{\text{Strahl}}(s) = \sqrt{\epsilon_{\text{Strahl}}\beta(s)} \quad (2.32)$$

Dies bezeichnet man als die Emittanz des Strahls.

Die dazugehörigen Twissparameter $\alpha(s)$, $\beta(s)$ und $\gamma(s)$ haben folgende Bedeutung:

- $\sqrt{\beta(s)}$ beschreibt das quadratische Mittel der Strahlenveloppe normiert auf die Emittanz.
- $\gamma(s)$ gibt das quadratische Mittel der Divergenz normiert auf die Emittanz an.
- $\alpha(s)$ ist proportional zur Korrelation zwischen $x(s)$ und $x'(s)$.

2.2.1 Transformation der Twissparameter

Im Rahmen dieser Arbeit ist eine Emittanzmessung an der Strahlführung des extrahierten Strahls durchgeführt worden. Die hierbei verwendete Messmethode des sogenannten Quadrupolscans beinhaltet die Transformation der Twissparameter. In diesem Abschnitt soll der verwendete Formalismus dargestellt werden.

Geht man von einem Bahnvektor

$$\vec{X}_0 = \begin{pmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{X}_0^T = (x_0, x'_0) \quad (2.33)$$

aus, kann man mit Hilfe der Definition der Betamatrix

$$B_0 := \begin{pmatrix} \beta_0 & -\alpha_0 \\ -\alpha_0 & \gamma_0 \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

die Ellipsengleichung (2.30) für die Emittanz ϵ umschreiben:

$$\epsilon = \vec{X}_0^T B_0^{-1} \vec{X}_0. \quad (2.35)$$

Aufgrund des Liouville'schen Satzes, aus dem folgt, dass die Emittanz ϵ für den ganzen Beschleuniger konstant bleibt, gilt

$$\vec{X}_0^T B_0^{-1} \vec{X}_0 = \vec{X}_1^T B_1^{-1} \vec{X}_1. \quad (2.36)$$

\vec{X}_0 kann mit Hilfe der Transformationsmatrix M vom Ort s_0 nach s überführt werden:

$$\vec{X}_1 = M \vec{X}_0. \quad (2.37)$$

Hieraus kann die Transformation der Betamatrix B_0 zu B_1 über Transformationsmatrizen ausgedrückt werden:

$$B_1 = M B_0 M^T. \quad (2.38)$$

Durch explizites Einsetzen der Transformationsmatrizen

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad M^{-1} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{21} \\ m_{12} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

erhält man durch Koeffizientenvergleich die Twissparameter

$$\beta(s) = m_{11}(s)^2 \beta_0 - 2m_{12}(s)m_{11}(s)\alpha_0 + m_{12}(s)^2 \gamma_0, \quad (2.40)$$

$$\alpha(s) = -m_{21}(s)m_{11}(s)\beta_0 + (m_{22}(s)m_{11}(s) + m_{12}(s)m_{21}(s))\alpha_0 - m_{22}(s)m_{12}(s)\gamma_0, \quad (2.41)$$

$$\gamma = m_{21}(s)^2 \beta_0 - 2m_{22}(s)m_{21}(s)\alpha_0 + m_{22}(s)^2 \gamma_0. \quad (2.42)$$

Somit ist es möglich, bei bekannter Magneto-optik die Twissparameter an einem beliebigen Punkt des Beschleunigers zu berechnen.

2.3 Blendenabhängiges Auflösungsvermögen

Das Bild einer punktförmigen Lichtquelle wird durch eine optische Apparatur nicht punktförmig abgebildet. Das Auflösungsvermögen gibt an, wie weit zwei Punkte voneinander entfernt sein müssen, um noch getrennt durch die Apparatur wahrgenommen zu werden. Im Falle des Synchrotronlichtmonitors handelt es sich bei der Quelle um das Strahlprofil. Bei der Annahme eines gaußförmigen Strahlprofils wird bei einer punktförmigen Quelle das Abbild durch eine Gaußform angenähert. Die Breite dieser Gaußverteilung ist ein Maß für das Auflösungsvermögen eines Synchrotronlichtmonitors. Durch die Wahl der Blende des Synchrotronlichtmonitors wird diese Verbreiterung des Abbildes festgelegt. Die Verbreiterung durch die Bahnkrümmung und die Schärfentiefe werden für kleine Blenden minimal, wohingegen die Verbreiterung der Abbildung durch Beugung für eine möglichst große Blende klein wird. Die Wahl der Blende hat somit einen entscheidenden Einfluss auf die Abbildung des Synchrotronlichtmonitors.

2.3.1 Verbreiterung des Strahlprofils durch Bahnkrümmung

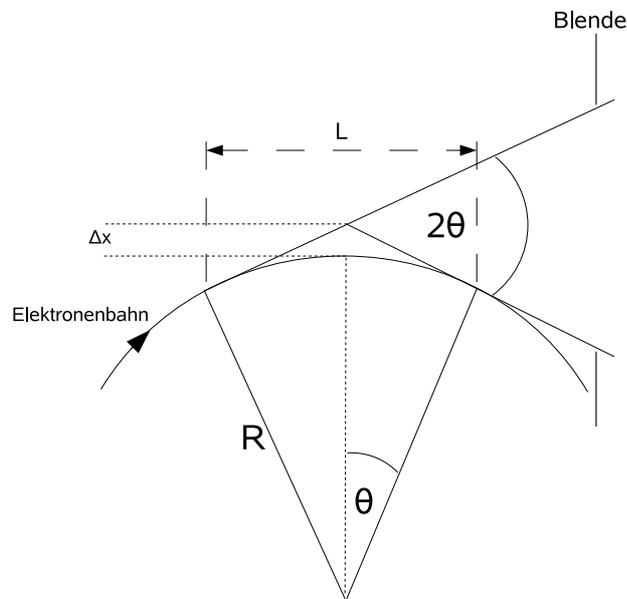


Abbildung 2.6: Verbreiterung durch Bahnkrümmung.

Durch die Krümmung der Teilchenbahn erscheint die Quelle des Synchrotronlichtes horizontal ausgedehnt. Sie hat die Breite Δx und ist eine Funktion des Krümmungsradius und des horizontalen Öffnungswinkels.

$$\cos \Theta = \frac{R}{R + \Delta x} \quad (2.43)$$

$$\Rightarrow \Delta x = R \left(\frac{1}{\cos \Theta} - 1 \right). \quad (2.44)$$

Aufgrund der kleinen Öffnungswinkel kann die Cosinus-Funktion mit Hilfe einer Taylor-Entwicklung dargestellt werden:

$$\cos \Theta \approx 1 - \frac{1}{2} \Theta^2 \quad (2.45)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\cos \Theta} \approx 1 + \frac{1}{2} \Theta^2. \quad (2.46)$$

Daraus ergibt sich:

$$\Delta x \approx \frac{1}{2} R \Theta^2. \quad (2.47)$$

Durch die horizontale Ausdehnung des Strahls sieht der Detektor eine Überlagerung von Gaußfunktionen, deren Maxima zwischen $-\frac{\Delta x}{2}$ und $\frac{\Delta x}{2}$ liegen. Die Breite dieser Gaußfunktionen bleibt konstant. Nähert man diese Überlagerung durch eine weitere Gaußfunktion an, ergibt sich für deren Breite [1]

$$\sigma_k \approx \frac{1}{2} R \Theta^2. \quad (2.48)$$

Die Bahnkrümmung beeinflusst nur die horizontale Ebene des Strahlprofilbildes. Die Verbreiterung des Abbildes durch die Bahnkrümmung nimmt mit kleinerer Blende ab.

2.3.2 Verbreiterung des Strahlprofils durch Beugung

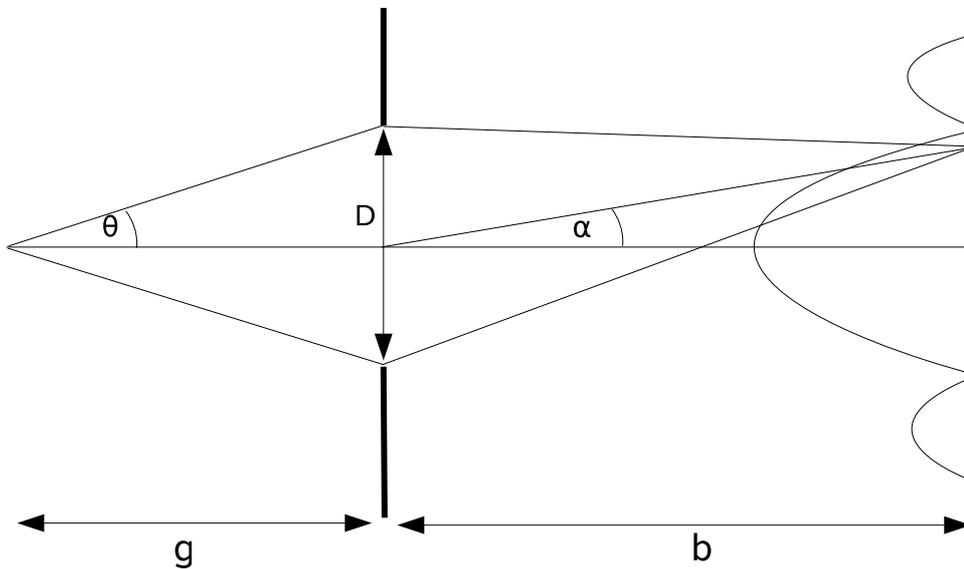


Abbildung 2.7: Verbreiterung durch Schärfentiefe.

Durch Verwendung einer Blende kommt es zur Beugung an deren Rändern und es entsteht ein Beugungsbild, welches zu einer Verbreiterung des Bildes führt. Im Falle des Synchrotronlichtmonitors ist der Abstand von Quelle zur Blende groß im Vergleich zur Blendenöffnung. Somit ist die Bedingung für Fraunhoferbeugung erfüllt. Hiernach ergibt sich eine Intensitätsverteilung

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2} \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{\pi D}{\lambda} \sin \alpha. \quad (2.49)$$

D ist die Größe der Blendenöffnung, α ist der bildseitige Öffnungswinkel und I_0 die Intensität auf der optischen Achse. Diese Verteilung kann man durch eine Gaußverteilung annähern:

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x^2}{\epsilon^2}\right) \quad (2.50)$$

mit

$$\epsilon = \frac{\pi D}{\lambda} \sin \alpha. \quad (2.51)$$

Aus der Annäherung der Gaußverteilung an die Intensitätsverteilung der Fraunhoferbeugung ergibt sich $\epsilon = 1,15$. Für kleine Öffnungswinkel ist $\sin \alpha \approx \alpha \approx B/b$, wobei es sich bei B um die Bildgröße und bei b um die Bildweite handelt:

$$G = g \frac{B}{b} \quad (2.52)$$

$$\Rightarrow G \approx \frac{\lambda}{2\pi} \frac{g}{D/2} \epsilon.$$

Mit dem gegenstandseitigen Öffnungswinkel

$$\Theta \approx \frac{D}{2g} \quad (2.53)$$

erhält man einen Ausdruck für die Verbreiterung einer punktförmigen Quelle durch Beugung:

$$\Rightarrow \sigma_b \approx 0,18 \frac{\lambda}{\Theta}. \quad (2.54)$$

Die Verbreiterung des Abbildes durch Beugung ist proportional zur Wellenlänge des gewählten Lichtes und wird für kleinere Öffnungswinkel größer.

2.3.3 Verbreiterung des Strahlprofils durch Schärfentiefe

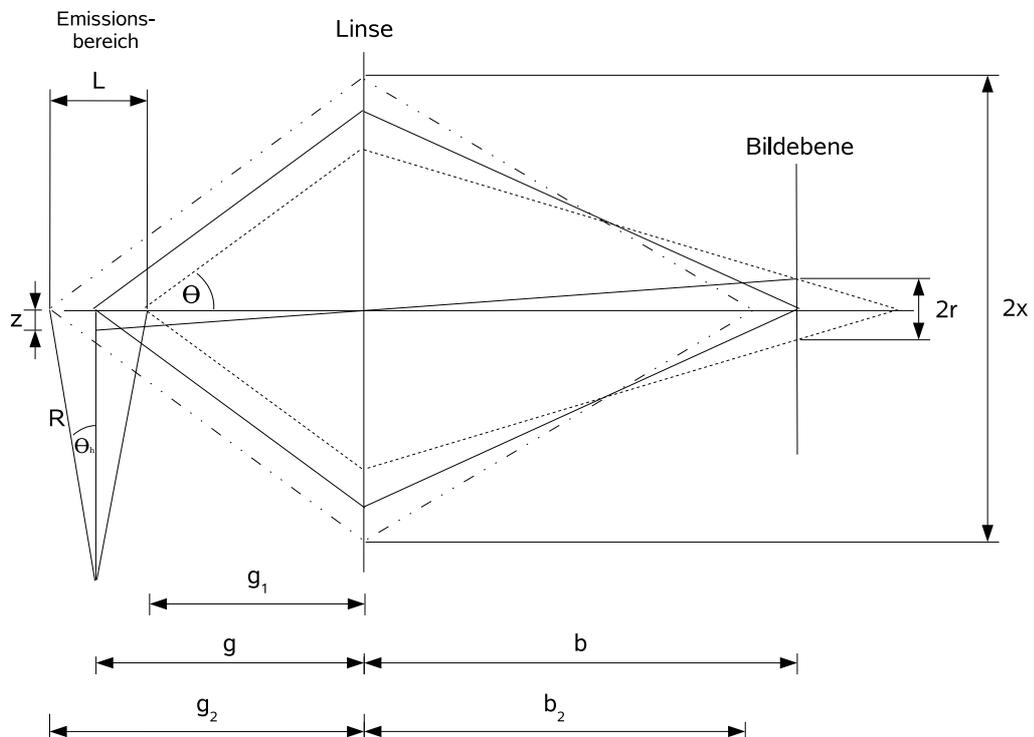


Abbildung 2.8: Verbreiterung durch Schärfentiefe

Das Bild des Strahls wird durch direktes Fokussieren auf den Quellpunkt der Synchrotronstrahlung erzeugt. Durch die endliche Länge L des Emissionsbereichs kommt es zu einem Abbildungsfehler, der sowohl in horizontaler wie auch in vertikaler Richtung entsteht. Da das Licht aus dem

Emissionsbereich der Länge L stammt, hat die Quelle eine scheinbare Breite Δx_s . Das Abbildungssystem fokussiert auf die Gegenstandsweite g . Die Gegenstandsweiten g_1 und g_2 bezeichnen die minimale und maximale Gegenstandsweite, die abgebildet wird. Die Gegenstandsweite g liegt hierbei in der Mitte des Emissionsbereichs, weshalb g durch g_1 und g_2 ausgedrückt werden kann:

$$g = \frac{1}{2}(g_1 + g_2). \quad (2.55)$$

Aus der Linsengleichung folgt

$$b = \frac{fg}{g - f}. \quad (2.56)$$

Mit Ausdruck (2.55) ergibt sich

$$b = \frac{f(g_1 + g_2)}{g_1 + g_2 - 2f}. \quad (2.57)$$

Für b_2 gilt

$$b_2 = \frac{fg_2}{g_2 - f}. \quad (2.58)$$

Mit Hilfe des Strahlensatzes

$$\frac{r}{b - b_2} = \frac{x}{b_2}, \quad \frac{x}{g_2} = \tan \Theta \approx \Theta \quad (2.59)$$

erhält man einen Ausdruck

$$r = g_2 \frac{b - b_2}{b_2} \Theta. \quad (2.60)$$

Setzt man hier (2.57) und (2.58) ein, so erhält man

$$f \frac{g_2 - g_1}{g_1 - g_2 - 2f} \Theta. \quad (2.61)$$

Die scheinbare Gegenstandsgröße z erhält man über den Strahlensatz

$$z = g_2 \frac{r}{b}. \quad (2.62)$$

Durch Einsetzen von b und g_2 ergibt sich:

$$z = g_2 \frac{g_2 - g_1}{g_1 + g_2} \Theta. \quad (2.63)$$

Durch Ersetzen der Differenz $g_2 - g_1 = L$ durch die Emissionslänge L und unter Berücksichtigung, dass $L \ll g_1, g_2$ ist, erhält man

$$z \approx \frac{1}{2} L \Theta. \quad (2.64)$$

Da die Emissionslänge L durch den Krümmungsradius R und den horizontalen Öffnungswinkel Θ_h gegeben ist, ergibt sich die maximale Ausdehnung zu:

$$z \approx R \Theta_h \Theta. \quad (2.65)$$

Das Abbild entspricht einer Überlagerung von Gaußverteilungen mit gemeinsamen Maxima auf der Strahlachse und verschiedenen Breiten zwischen 0 und $R \Theta_h \Theta$. Diese Überlagerung kann durch eine Gaußverteilung mit der Breite

$$\sigma_s \approx \frac{1}{2} R \Theta_h \Theta \quad (2.66)$$

angenähert werden. Θ bezeichnet hier den Öffnungswinkel der jeweils betrachteten Ebene. Für die horizontale Verbreiterung hängt der Fehler quadratisch vom horizontalen Öffnungswinkel ab. In der vertikalen Ebene ist die Verbreiterung linear von beiden Öffnungswinkeln abhängig. Das hat zur Folge, dass die Wahl der Blendenöffnung nicht für beide Ebenen unabhängig getroffen werden kann, sondern dass die Wahl des horizontalen Öffnungswinkels Auswirkung auf die vertikale Verbreiterung hat.

2.3.4 Transversaler Gesamtfehler der Optik

Aufgrund der verschiedenen Fehlerquellen für die horizontale und vertikale Richtung sind diese beiden Strahlverbreiterungen zu unterscheiden. Für die horizontale Richtung hängt die Strahlverbreiterung von der Bahnkrümmung, Schärfentiefe und Beugung ab:

$$\sigma_x = \sqrt{\sigma_k^2 + \sigma_s^2 + \sigma_b^2}. \quad (2.67)$$

Die Gesamtverbreiterung des Aufbaus hängt vom Radius des Beschleunigers R , der zu beobachtenden Wellenlänge λ und des horizontalen Öffnungswinkels Θ_h ab:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{R^2 \Theta_h^4}{2} + \frac{0,183^2 \cdot \lambda^2}{\Theta_h^2}}. \quad (2.68)$$

Die Strahlverbreiterung aufgrund der Bahnkrümmung wirkt sich nur horizontal aus. Die vertikale Strahlverbreiterung ist nur durch die Beiträge der Schärfentiefe und Beugung gegeben:

$$\sigma_z = \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_b^2}. \quad (2.69)$$

Die vertikale Verbreiterung ist abhängig vom horizontalen Öffnungswinkel. Die jeweiligen Öffnungswinkel und die dadurch verursachten Strahlverbreiterungen können also nicht unabhängig voneinander gewählt werden:

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{R^2 \Theta_h^2 \Theta_v^2}{4} + \frac{0,183^2 \cdot \lambda^2}{\Theta_h^2}}. \quad (2.70)$$

Falls der vertikale Öffnungswinkel größer als der Winkel des Synchrotronstrahlungskegels ϕ ist, hat eine weitere Vergrößerung der Blende keine Auswirkung mehr und man kann schreiben:

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{R^2 \Theta_h^2 \phi^2}{4} + \frac{0,183^2 \cdot \lambda^2}{\phi^2}} \quad \text{falls } \Theta_v \geq \phi. \quad (2.71)$$

3 Der Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten M28

Der Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten M28 ist im Rahmen der Diplomarbeit von Uwe Bonin [3] konstruiert und aufgebaut worden. Ziel des Aufbaus des Synchrotronlichtmonitors war die Strahldiagnose, insbesondere die Messung der transversalen Strahlbreiten, ohne den umlaufenden Elektronenstrahl zu beeinflussen. Im Rahmen von Umbauten an ELSA wurden wassergekühlte Vakuumkammern installiert. Der Tangentialpunkt dieser Kammer stimmte nicht mehr mit dem ursprünglichen Quellpunkt überein, wodurch es nicht mehr möglich war, den Fokus des Synchrotronlichtmonitors auf einen Quellpunkt des Synchrotronlichtes auszurichten. Ein weiteres Problem des ursprünglichen Synchrotronlichtmonitors war die Oberflächenrauigkeit des Spiegels, welcher zur Reflexion des Synchrotronlichtes aus der Strahlebene diente. Bei Messungen der Strahlbreiten in Abhängigkeit der Zeit wurde zudem eine wärmebedingte Verformung des Spiegels festgestellt. Aus diesen Gründen wurde der Synchrotronlichtmonitor im Rahmen dieser Diplomarbeit modifiziert und neu aufgebaut.

3.1 Aufbau

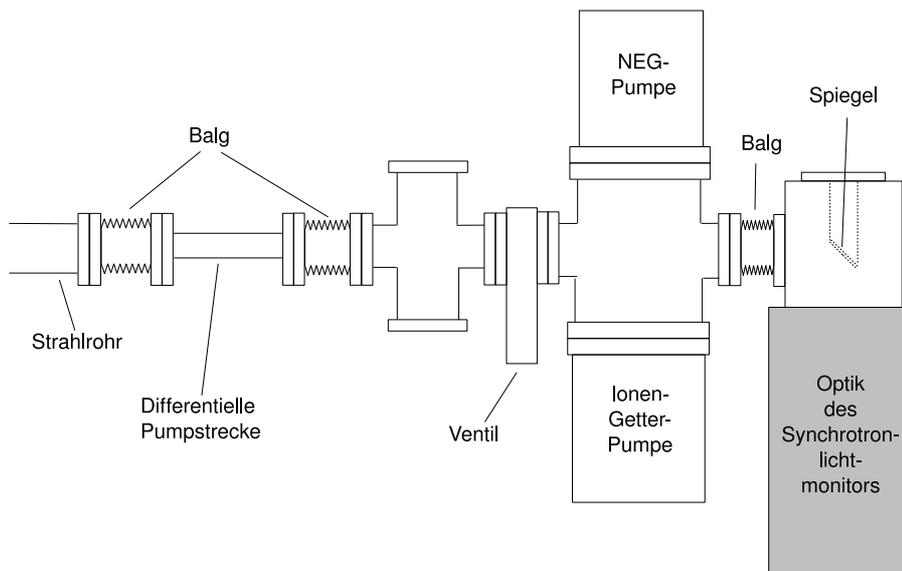


Abbildung 3.1: Aufbau des Synchrotronlichtmonitors am M28.

Der Synchrotronlichtmonitor befindet sich am tangential abzweigenden Rohr der Dipolvakuumkammer M28 (s. Abbildung 1.1). Der Aufbau ist in Abbildung 3.1 skizziert. Die Vakuumkammer, in der sich der Spiegel des Synchrotronlichtmonitors befindet, und die Dipolkammer sind durch eine differenzielle Pumpstrecke verbunden. Diese ist notwendig, um das Vakuum im Bereich des Spiegels ($p < 10^{-9}$ mbar) vom Vakuum im Beschleuniger ($p \approx 10^{-7}$ mbar) zu trennen. Die Pumpstrecke hat eine Länge von 750 mm, einem Durchmesser von 20 mm und einen Leitwert von ca. 1,3 l/s. Durch die Saugleistung der nachfolgenden Ionengetterpumpe von 100 l/s kann eine Druckuntersetzung von 1/80 erreicht werden [3]. Zur weiteren Verbesserung des Vakuums im Bereich des Spiegels wird eine NEG-Pumpe installiert. Dies ist nötig, um mögliche Crackreaktionen¹ und somit Schwärzungen auf dem Spiegel zu vermeiden. Zwischen den Vakuumpumpen und der differentiellen Pumpstrecke befindet sich ein Ventil, das bei Druckanstieg zufällt, um

¹Die an der Spiegeloberfläche haftende Kohlenstoffverbindungen bilden unter der Bestrahlung mit Synchrotronstrahlung eine Schicht atomaren Kohlenstoffs. Diese ist als Schwärzung des Spiegels sichtbar [14].

eine Beschädigung des Spiegels zu vermeiden. Die differentielle Pumpstrecke ist von zwei Bälgen umgeben, um die Justage des Synchrotronlichtmonitors zu vereinfachen. Ein weiterer Balg verbindet den Flanschwürfel, in dem sich der Spiegel befindet, mit der restlichen Apparatur. Die Konstruktionspläne zur Halterung des Synchrotronlichtmonitors befinden sich im Anhang B. Nach der Umlenkung durch den Spiegel tritt das Synchrotronlicht durch ein Saphirfenster aus der Vakuumkammer aus und trifft auf einen der vier möglichen Transmissionsfilter. Diese befinden sich in einem Revolver und können je nach Intensität des Synchrotronlichtes in den Strahlengang gedreht werden. Zur Bergrenzung des Frequenzbereiches folgt ein Interferenzfilter mit einer Wellenlänge von (486 ± 10) nm. Vor der Kamera befindet sich eine Sammellinse mit 300 mm Brennweite. Sie dient der Abbildung des Quellpunktes auf den CCD-Chip der Kamera. Die CCD-Kamera ist das Modell XC-75 von der Firma Sony mit einer Chipgröße von $7,95 \text{ mm(h)} \times 6,45 \text{ mm(v)}$ und einer Pixelgröße von $8,6 \mu\text{m} \times 8,3 \mu\text{m}$ [15]. Die Kamera ist ca. 360 cm vom Quellpunkt entfernt.

3.2 Spiegel

Der Spiegel übernimmt eine entscheidende Rolle beim geplanten Aufbau des Synchrotronlichtmonitors. Er spiegelt das Synchrotronlicht aus der Ebene der Abstrahlung heraus und ist somit das einzige Bauteil, welches der gesamten Leistung des Synchrotronlichtes ausgesetzt ist. Dies gibt die Anforderungen an das Spiegelmaterial vor. Zusätzlich fungiert der Spiegel als Blende, wodurch seine Dimensionierung direkte Auswirkungen auf die Abbildungsfehler sowohl in horizontaler wie auch in vertikaler Richtung hat. Eine gekrümmte oder raue Oberfläche würde zu einer Verzerrung oder Unschärfe des Bildes führen. Also ist bei der Fertigung auf eine hohe Ebenheit und geringe Rauigkeit des Spiegels zu achten. Außerdem sollte ein Ausdehnen des Spiegels durch Erwärmung verhindert werden. Diese hängt von der Dicke des Spiegels und von der Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Materials ab. Die Wärmemenge, die durch die Synchrotronstrahlung im Spiegel deponiert wird, muss durch eine Wasserkühlung abtransportiert werden. Auch hinsichtlich der Wasserkühlung muss auf die Dicke des Spiegels geachtet werden, da es durch den Wasserdruck auf der Rückseite zur Wölbung des Spiegels kommen kann.

3.2.1 Abmessung der Spiegeloberfläche

Der Spiegel des Synchrotronlichtmonitors wird die Aufgabe einer Blende übernehmen, wodurch die Abmessungen des Spiegels direkte Auswirkung auf das Auflösungsvermögen des Synchrotronlichtmonitors haben. Die aus der Wahl der Spiegelabmessungen resultierende Verbreiterung der horizontalen Strahlbreite ist nach Gleichung (2.68) gegeben. Die für den Interferenzfilter durchlässige Wellenlänge beträgt (486 ± 10) nm. In Abbildung 3.2 ist die horizontale Verbreiterung des Bildes in Abhängigkeit des Öffnungswinkels aufgetragen. Die minimale horizontale Verbreiterung liegt bei einem Öffnungswinkel von $2\Theta_h = 4$ mrad. Die vertikale Verbreiterung ist durch Gleichung (2.70) gegeben.

Sie ist abhängig von der Wahl des horizontalen Öffnungswinkels. Bei kleinerem horizontalen Öffnungswinkel nimmt die vertikale Verbreiterung des Strahlbildes ab. So ist ein Kompromiss zwischen horizontaler und vertikaler Strahlbreite zu finden. Da die vertikale Strahlbreite weitaus kleiner als die horizontale zu erwarten ist, kann eine größere Verbreiterung in der horizontalen Ebene zur Reduzierung der vertikalen Verbreiterung akzeptiert werden. Abbildung 3.3 zeigt die vertikale Verbreiterung in Abhängigkeit des vertikalen Öffnungswinkels bei einem horizontalen Öffnungswinkel von 3,1 mrad. Bei weiterer Verringerung des horizontalen Öffnungswinkels würde die horizontale Verbreiterung aufgrund von Beugung stark zunehmen. In Abbildung 3.3 ist zusätzlich die Verbreiterung dargestellt, die ohne Verwendung einer Blende durch den Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung verursacht würde. Der Öffnungswinkel des

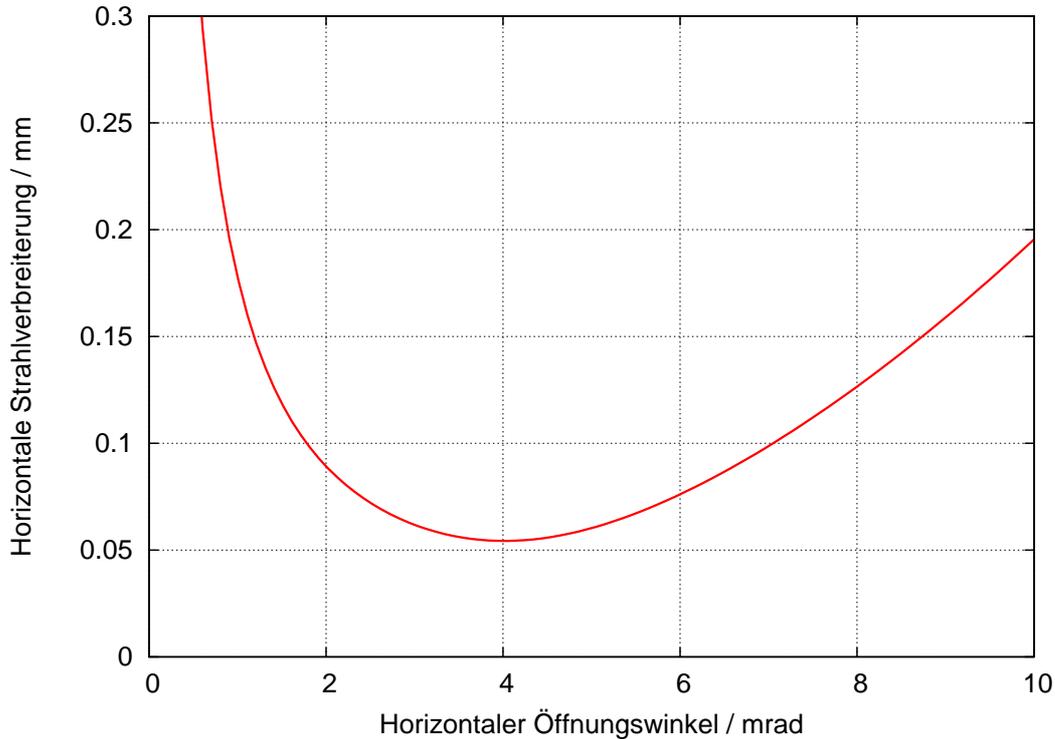


Abbildung 3.2: Horizontale Verbreiterung in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel.

	Öffnungswinkel	Bildfehler	Bildgröße
horizontal	3,1 mrad	60 μm	1 cm
vertikal	6,25 mrad	40 μm	2,8 cm

Tabelle 3.1: Abmessungen des Spiegels.

natürlichen Strahlkegels beträgt 5,52 mrad. Wie aus Abbildung 3.3 deutlich wird, führt die Wahl eines kleineren vertikalen Öffnungswinkels nicht zur Abnahme der Verbreiterung. Deshalb wird auf eine Blende in vertikaler Ebene verzichtet.

Die für den Spiegel berechneten Abmessungen sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

3.2.2 Material und Dicke des Spiegels

Durch die große Leistung, der der Spiegel ausgesetzt ist, sind die Ansprüche an das Material des Spiegels sehr hoch. Hierbei ist zu beachten, dass sich die Leistung auf das gesamte Energiespektrum der Synchrotronstrahlung verteilt. Das Spektrum reicht von wenigen eV bis hin zu mehreren hundert keV. Das Material sollte eine hohe Reflektivität im Bereich der erwünschten Wellenlänge von 486 nm besitzen, wohingegen alle anderen Frequenzen möglichst keine Energie im Spiegel deponieren sollten. Insbesondere der hochenergetische Bereich der Synchrotronstrahlung sollte nicht vom Material absorbiert werden. Da die Absorption mit steigender Kernladungszahl zunimmt, wäre ein Material mit geringer Kernladungszahl zu bevorzugen. Zusätzlich ist eine hohe Wärmeleitfähigkeit erforderlich, um einen schnellen Wärmeabtransport garantieren zu können. Es wurde Kupfer mit einer Nickelbeschichtung als zu verwendendes Material gewählt, da es die gestellten Anforderungen erfüllt und eine Bearbeitung im Physikalischen Institut möglich ist. Im Folgenden werden die Belastungen des Materials dargestellt.

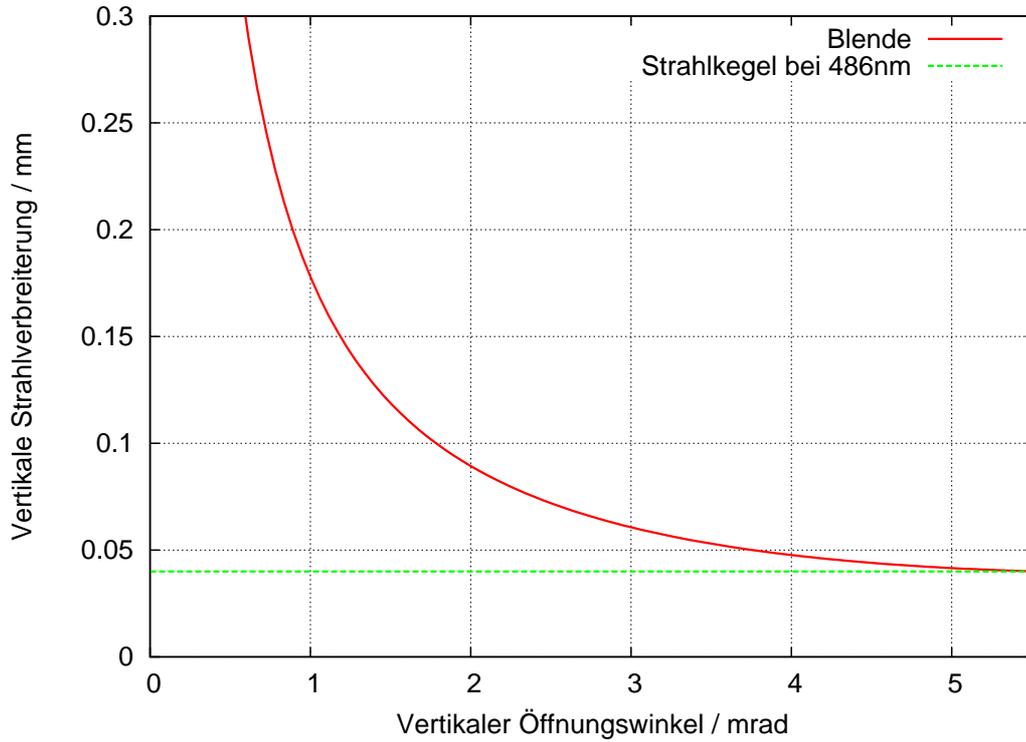


Abbildung 3.3: Vertikale Strahlverbreiterung in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel.

Zur Erhöhung der Reflektivität und um ein Anlaufen des Kupfers zu vermeiden, wird der Spiegel zusätzlich mit einer Nickelschicht bedampft. Die Reflektivität der Nickelschicht liegt im Bereich von 55% (siehe Abbildung 3.7). Es wurde eine Reflektivität von $(50\% \pm 2\%)$ des verwendeten OFHC-Kupfers bei einer Wellenlänge von 532 nm gemessen. Die Reflektivität reicht aus, da aufgrund der hohen Intensität der Synchrotronstrahlung eher eine weitere Abschwächung des Synchrotronlichtes als eine Intensitätssteigerung durch höherer Reflektivität notwendig wird.

Eine eventuelle Temperaturdifferenz innerhalb des Spiegels verursacht eine unterschiedliche Ausdehnung des Spiegels und kann zur Wölbung führen. Die Temperaturdifferenz ΔT innerhalb des Spiegels hängt von der auf den Spiegel treffenden Leistung P , von der Dicke d , der Spiegelfläche A und der Leitfähigkeit μ ab:

$$\Delta T = \frac{d}{\mu A} P \quad (3.1)$$

Die auf den Spiegel treffende Leistung ergibt sich aus der Leistung der Synchrotronstrahlung:

$$P = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2}. \quad (3.2)$$

Für die in den Winkel des Synchrotronlichtmonitors abgestrahlte Leistung gilt:

$$P = \frac{eU}{6\pi\epsilon_0 R^2} I \cdot \gamma^4 \frac{2\Theta_x}{2\pi}. \quad (3.3)$$

Hierbei beträgt der Umfang von ELSA $U=164,4$ m, der Radius in der Biegesektion $R=11,01$ m und der gesamte horizontale Öffnungswinkel $2\Theta_x = 3,1$ mrad. Somit hängt die auf den Spiegel

Energie / GeV	Strahlstrom / mA	Leistung / W
2,4	30	45
3,5	200	298
5	200	1242

Tabelle 3.2: Leistung der auf den Spiegel treffenden Synchrotronstrahlung.

Leistung / W	Spiegeldicke 1 mm	Spiegeldicke 3 mm
44,8	0,39°	1,12°
298	2,65°	7,96°
1242	11,06°	33°

Tabelle 3.3: Temperaturdifferenz in Kelvin innerhalb eines Kupferspiegels

treffende Leistung vom Strahlstrom I und der Energie der Elektronen ab. Momentan wird ELSA bei maximal 3,5 GeV betrieben. Dies entspricht einem Wert für $\gamma \approx 7000$. Zum jetzigen Zeitpunkt wird ein Strahlstrom von $I = 30$ mA nicht überschritten. Aus diesen Werten resultiert die auf den Spiegel auftreffende Leistung. Allerdings ist mittelfristig angedacht, den Strahlstrom auf bis zu $I = 200$ mA zu erhöhen. Dementsprechend würde sich auch die Leistung der Synchrotronstrahlung erhöhen. Eine weitere Option für ELSA ist eine Energieerhöhung auf maximal 5 GeV. Die jeweils resultierenden Leistungen sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Kupfer zeichnet sich durch eine sehr gute Wärmeleitfähigkeit aus. In Tabelle 3.3 sind die Temperaturdifferenzen bei verschiedenen Dicken für die verschiedenen Leistungen angegeben. Hierbei wurde die in Abschnitt 3.2.1 berechnete Oberfläche vorausgesetzt.

Die zu erwartende Temperaturdifferenz ΔT zwischen bestrahlter Oberfläche des Spiegels und dessen Rückseite wird niedriger sein als die Werte aus Tabelle 3.3. Bei der Berechnung der Temperaturdifferenz wurde davon ausgegangen, dass sämtliche Leistung vom Spiegel absorbiert wird. Die absorbierte Leistung hängt jedoch von der Spiegeldicke und der Energie der Strahlung ab. In Abbildung 3.4 ist die absorbierte Energie gegen die Materialdicke aufgetragen. Da der hochenergetische Anteil der Synchrotronstrahlung in einem kleineren Öffnungswinkel als der niederenergetische Anteil emittiert wird, ist die größte Materialbelastung innerhalb des mittleren Öffnungswinkels $\Theta = \frac{1}{\gamma}$ zu erwarten. Die Reduzierung der Spiegeldicke würde zu einer Verringerung der Absorption führen.

Zum schnellen Wärmetransport wird der Spiegel wassergekühlt. Der hierdurch entstehende Druck auf die Spiegelrückseite verursacht eine Biegung des Spiegels. Das Durchbiegen aufgrund des Wasserdrucks wird mit geringerer Spiegeldicke zunehmen.

So ist ein Kompromiss zwischen Stabilität und geringer Erwärmung des Spiegels zu finden. Ein Spiegel mit verringerter Materialdicke im Bereich der höchsten Strahllast wird eine geringere Absorption der Synchrotronstrahlung aufweisen. Durch die größere Dicke im restlichen Bereich des Spiegels wird eine ausreichende Stabilität garantiert. Die Deformation durch den Wasserdruck wurde für einen Spiegel mit einer konstanten Dicke von 3 mm und für einen Spiegel, der ebenfalls 3 mm dick ist, jedoch im Bereich des mittleren Öffnungswinkels eine Dicke von 1 mm aufweist, simuliert. Die Simulation wurde mit der Belastungsanalyse des Programms InventorTM der Firma Autodesk durchgeführt. Der Querschnitt des speziellen Spiegels ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Der mittlere Öffnungswinkel hängt reziprok von der Energie der Elektronen ab. Der Öffnungswinkel wurde hier für die Energie von 2,4 GeV gewählt, da es sich hierbei um eine häufig genutzte Elektronenenergie an ELSA handelt. Die Belastungsanalyse ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

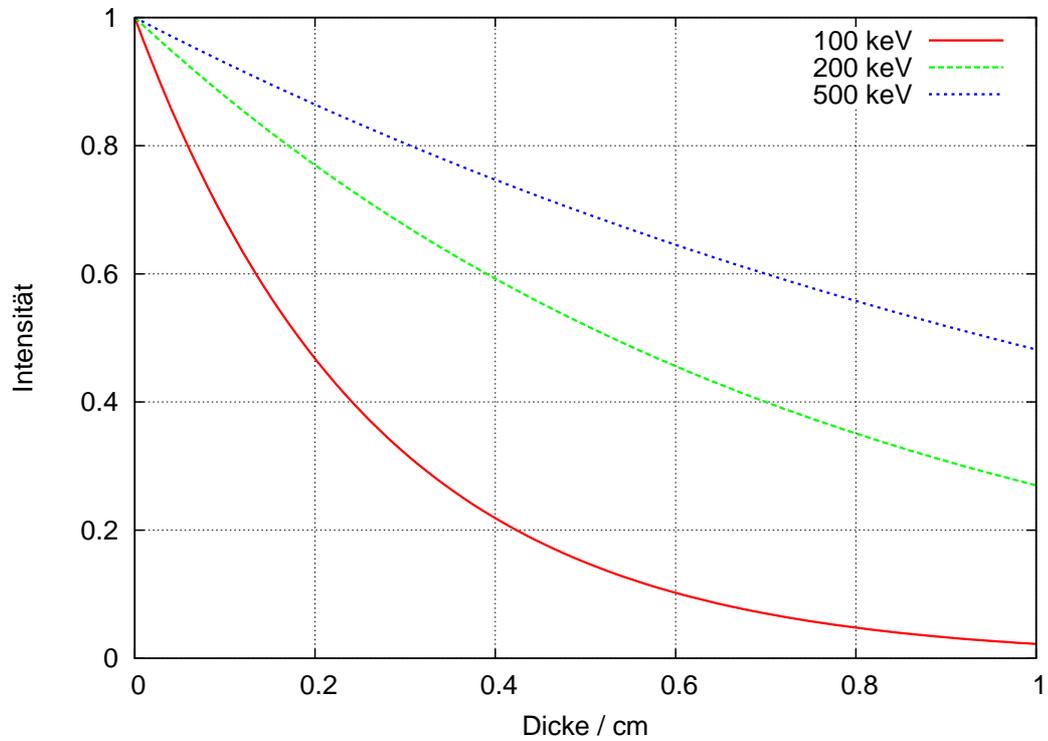


Abbildung 3.4: Absorption von Kupfer in Abhängigkeit der Dicke.

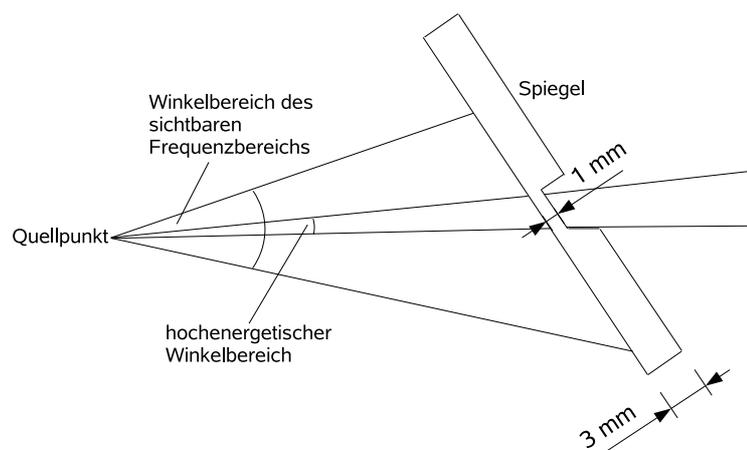


Abbildung 3.5: Funktionsweise des Spiegels mit verdünntem Mittelbereich.

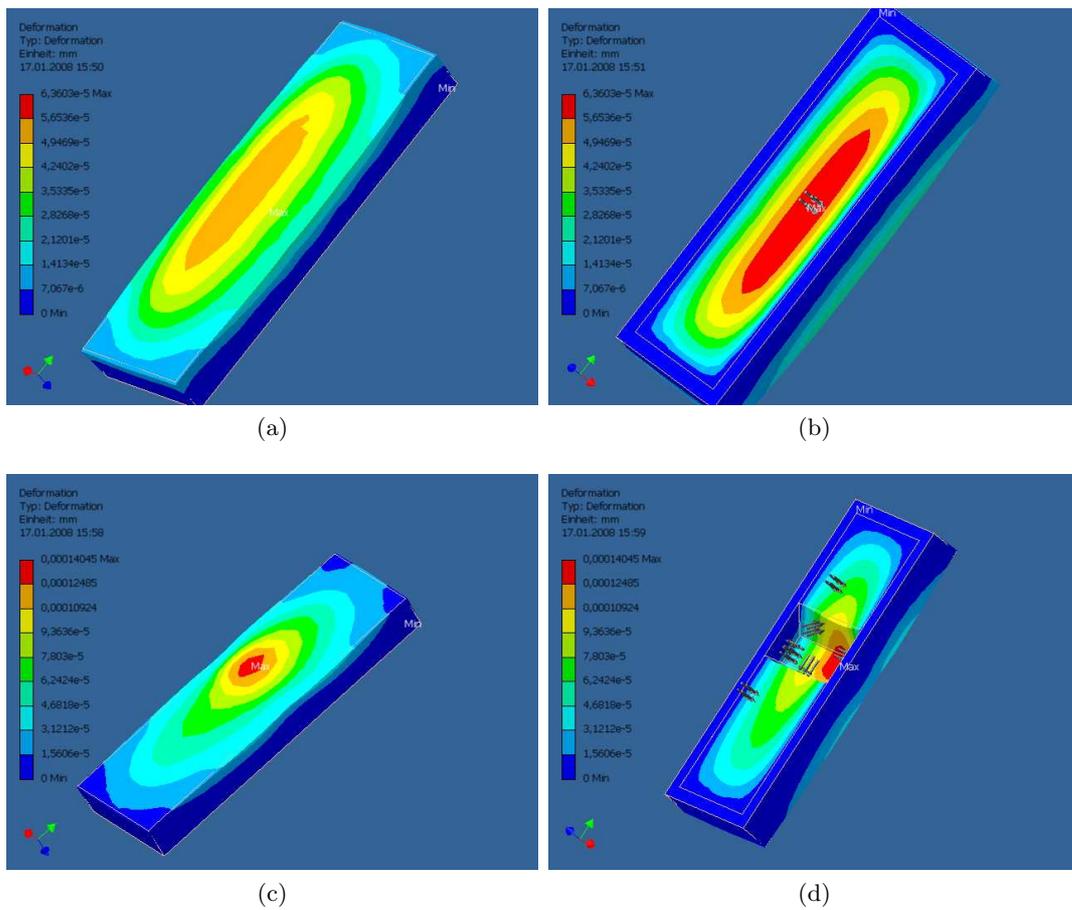


Abbildung 3.6: 3.6a, 3.6b Belastungsanalyse des Spiegel mit 3 mm Dicke 3.6c, 3.6d Belastungsanalyse des Spiegel mit 1 mm dünnem Mittelbereich.

Spiegel	maximale Deformation	Radius	Brennweite	Verbreiterung des Bildes
3 mm Dicke	63 nm	198 m	-99 m	30 μm
verdünnte Mitte	140 nm	89 m	-44,6 m	68 μm

Tabelle 3.4: Verbreiterung des Strahlbildes aufgrund des rückseitigen Wasserdrucks.

Der Spiegel mit einer Dicke von 3 mm erfährt eine maximale Deformation Δd von 63 nm. Die Durchbiegung des Spiegels mit verdünntem Mittelbereich liegt bei 140 nm. Um eine Abschätzung der Auswirkungen auf das Strahlbild zu erhalten, wurde eine gleichmäßige Biegung des Spiegels mit einem Radius R angenommen. Man erhält aus der maximalen Deformation d und der Länge L der Deformation den Radius R :

$$R = \frac{L^2 + 4(\Delta d)^2}{8\Delta d}. \quad (3.4)$$

Da die Länge der Deformation $L \ll \Delta d$ ist, vereinfacht sich der Ausdruck für den Radius zu:

$$R \approx \frac{L^2}{8\Delta d}. \quad (3.5)$$

Im Folgenden wird die Biegung entlang der kurzen Seite des Spiegels betrachtet, da diese größer zu erwarten ist. Mit dieser Abschätzung erhält man Biegeradien von 198,4 m für den 3 mm dicken Spiegel und für den Spiegel mit dem dünneren Mittelbereich von 89,3 m. Dies entspricht eine Zerstreuungslinse mit der Brennweite $f = -\frac{R}{2}$. Zur Abschätzung der Bildverbreiterung σ_{spiegel} wird die sogenannte “back focal length” bfl eingeführt [7]. Dies ist die Brennweite eines Linsensystems von der bildseitigen Linse aus gesehen:

$$bfl = \frac{f_s(s - f_z)}{s - (f_s + f_z)}. \quad (3.6)$$

f_s ist die Brennweite der Sammellinse, f_z die Brennweite des Spiegels und s der Abstand zwischen Spiegel und Sammellinse. Die Brennweite verschiebt sich um die Differenz zwischen Brennweite der Sammellinse f_s und der “back focal length” bfl . Mit dem Strahlensatz lässt sich die resultierende Verbreiterung σ_{Spiegel} berechnen:

$$\frac{\sigma_{\text{Spiegel}}}{bfl - f_s} = \frac{b}{bfl}, \quad (3.7)$$

wobei es sich bei b um die Größe der Blende handelt. Über diese Relation kann die Verbreiterung durch die Spiegelwölbung abgeschätzt werden. Die Abschätzungen zur Wölbung der Spiegel sind in Tabelle 3.4 angegeben. Die Bildverbreiterung des Spiegels mit verdünntem Mittelbereich ist zwar ungefähr um den Faktor 2 größer als bei einem 3 mm dicken Spiegel, liegt jedoch in der Größenordnung der Verbreiterung durch die Wahl der Blende (siehe Tabelle 3.1). Hingegen war die ursprüngliche Verbreiterung durch die Erwärmung des Spiegels im alten Aufbau des Synchrotronlichtmonitors in der Größenordnung von 1–2 mm in vertikaler Richtung (siehe [3]). Dieser Effekt sollte durch die Reduzierung der Spiegeldicke von 3,5 auf 1 mm im Bereich der hochfrequenten Anteile der Synchrotronstrahlung deutlich verringert werden.

3.3 Optik

Die Optik des Synchrotronlichtmonitors besteht aus einer Sammellinse mit einer Brennweite von 300 mm. Der Abstand zum Quellpunkt beträgt etwa 3,30 m. Daraus ergibt sich eine Bildweite von 33 cm. Die Vergrößerung der Abbildung liegt bei $M = 0,097 \pm 0,001$. Mit einer Pixelgröße von $8,6 \mu\text{m} \times 8,3 \mu\text{m}$ ergibt sich die Gegenstandsgröße pro Pixel:

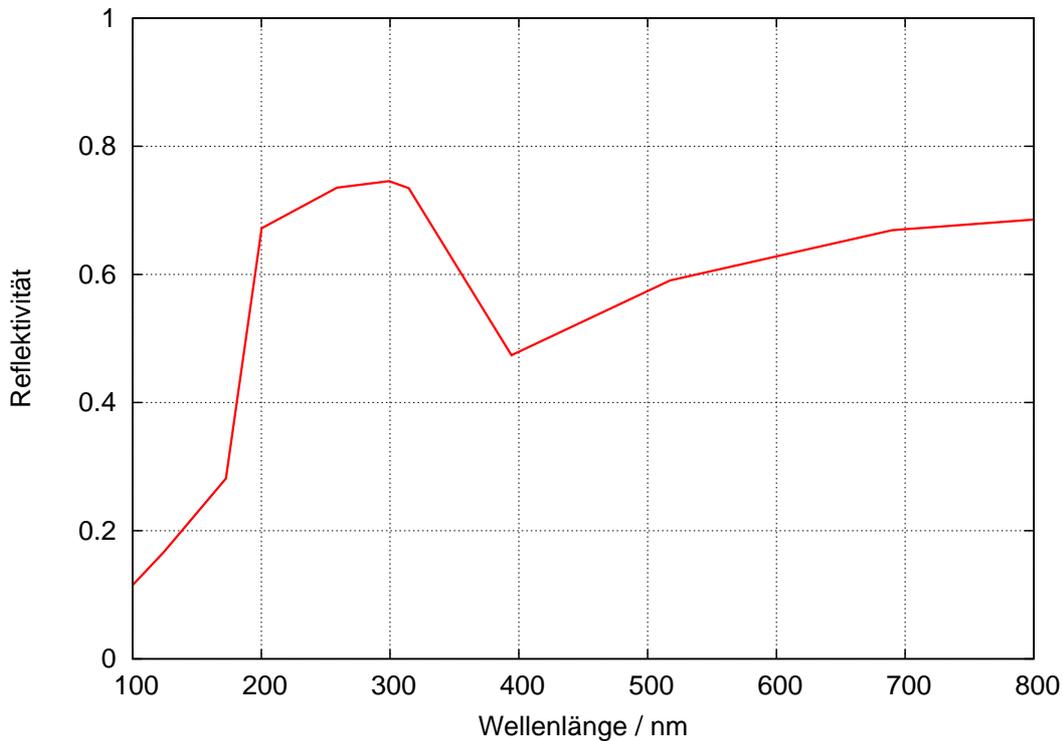


Abbildung 3.7: Wellenlängenabhängige Reflektivität von Nickel

Pixel horizontal $(89 \pm 1,5) \mu\text{m}$

Pixel vertikal $(86 \pm 1,5) \mu\text{m}$

Die Intensität des Synchrotronlichtes kann durch einen der vier Transmissionsfilter abgeschwächt werden. So ist der Einsatz der Kamera bei Strahlströmen von nA bis hin zu 100 mA möglich.

Die Kamera XC-75 der Firma Sony hat eine maximale Empfindlichkeit bei 500 nm (siehe Abbildung 3.8), die dicht bei der durch den Interferenzfilter gegebenen Wellenlänge von 486 nm liegt.

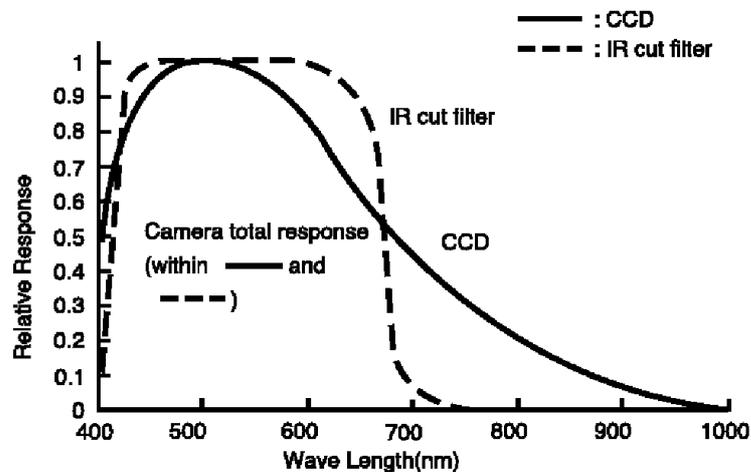


Abbildung 3.8: Frequenzabhängige Empfindlichkeit der Kamera [Sony].

3.4 Auflösungsvermögen

Für den Einsatz in der Strahldiagnose ist es wichtig zu wissen, welche Emittanzen mit dem eingesetzten Synchrotronlichtmonitor noch gemessen werden können. Im folgenden Abschnitt wird aus dem Auflösungsvermögen der Strahlbreite das Auflösungsvermögen der Emittanz bestimmt.

	horizontale Verbreiterung / μm	vertikale Verbreiterung / μm
Blende	60	40
Wasserdruck	68	13
Pixelgröße	89	86
Ebenheit	140	-
Gesamt	189	96

Tabelle 3.5: Die Verbreiterung des Strahlbildes des Synchrotronlichtmonitors am M28.

Das Auflösungsvermögen des Synchrotronlichtmonitors wird durch verschiedene Einflüsse bestimmt. Wie in Abschnitt 2.3.4 erläutert wurde, ist durch die Wahl der Blende mit einer Verbreiterung des Strahlbildes zu rechnen. Eine weitere Verbreiterung wird durch die Wölbung des Spiegels aufgrund des Wasserdrucks und durch die Unebenheit der Spiegeloberfläche verursacht. Die Pixelgröße der CCD-Kamera beschränkt ebenfalls das Auflösungsvermögen. Die verschiedenen Beiträge der Verbreiterung und die Gesamtverbreiterung des Bildes sind in Tabelle 3.5 aufgeführt.

Das resultierende Auflösungsvermögen der Emittanz $\epsilon_{x/z}$ ist über

$$\sigma_{x/z} = \sqrt{\epsilon_{x/z} \cdot \beta_{x/z}(s)} \quad (3.8)$$

gegeben. Mit den Betafunktionen $\beta_x = 9,5$ m und $\beta_z = 6,0$ m am Quellpunkt des Synchrotronlichtmonitors bei einem ELSA-Arbeitspunkt von $Q_x = 4,617$ und $Q_z = 4,431$ ergibt sich das Auflösungsvermögen der Emittanz zu

$$\Delta\epsilon_x = 3,8 \text{ nm} \cdot \text{rad},$$

$$\Delta\epsilon_z = 1,5 \text{ nm} \cdot \text{rad}.$$

Bei zu erwartenden horizontalen Emittanzen von 100–1000 nm·rad ist dies eine akzeptable Begrenzung des Auflösungsvermögens. Die vertikalen Emittanzen sind von 10–100 nm·rad zu erwarten. Bei einem $\Delta\epsilon_z$ von 1,5 nm·rad ist eine Genauigkeit der vertikalen Emittanzmessung von mindestens 10% möglich.

4 Der Synchrotronlichtmonitor am Strahlrohr Karlsruhe 2

Zur Erweiterung der Strahldiagnose ist ein weiterer Synchrotronlichtmonitor an ELSA geplant. Der Aufbau ist nicht direkt im Beschleunigertunnel, sondern im Synchrotronlichtlabor am Strahlrohr Karlsruhe 2 (Ka2) vorgesehen. Mit diesem Synchrotronlichtmonitor wird eine Verbesserung des Auflösungsvermögens gegenüber den bestehenden Synchrotronlichtmonitoren angestrebt. Zu diesem Zweck soll die Wellenlänge, bei der der Monitor betrieben werden soll, bei 200 nm liegen. Dies verbessert das beugungsbegrenzte Auflösungsvermögen. Da sich das Synchrotronlichtlabor außerhalb des ELSA-Tunnels befindet, ist ein Zugang auch während des Strahlbetriebes möglich. Die Synchrotronlichtmonitore am M28 und in der Extraktion mussten sehr platzsparend gebaut werden. Im Synchrotronlabor besteht die Möglichkeit, die Optik auf einem optischen Tisch aufzubauen, der jederzeit frei zugänglich ist. Dies ermöglicht eine nachträgliche unkomplizierte Veränderung der Optik. Auch ein Umbau des Synchrotronlichtmonitors für zusätzliche Aufgaben ist leichter zu realisieren (siehe Abschnitt 8.2).

4.1 Aufbau

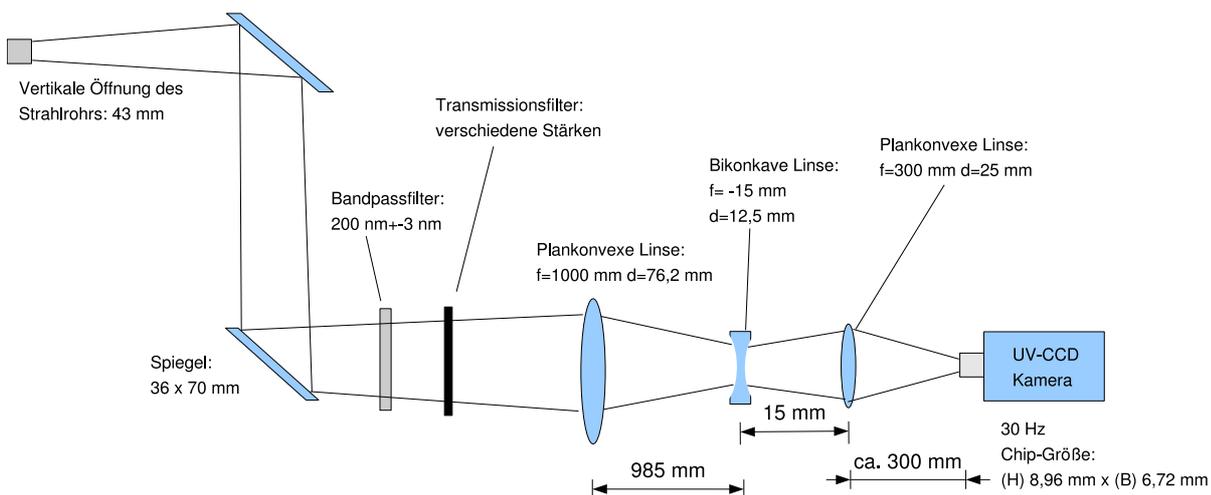


Abbildung 4.1: Möglicher Aufbau eines Synchrotronlichtmonitors im Karlsruhelabor.

Der Aufbau des Synchrotronlichtmonitors am Ka2 wird aufgrund der Lage außerhalb des ELSA-Tunnels eine große Entfernung zum Quellpunkt besitzen (siehe Abbildung 1.1). Ein Strahlrohr von 12 m Länge verbindet die Dipolkammer, in der der Quellpunkt der Synchrotronstrahlung liegt, mit dem Synchrotronlabor. Kurz hinter der ELSA-Tunnelwand befindet sich bereits jetzt ein Schnellschlussventil, welches bei eventuell erhöhtem Druck schließt, um den Spiegel vor Schwärzung zu schützen. Am Ende des Strahlrohres ist ein Flanschwürfel vorgesehen, an dem eine NEG-Pumpe zur Garantie eines hohen Vakuums befestigt wird, sowie die Wasserleitungen zur Kühlung des Spiegels. Der Spiegel befindet sich im Inneren des Flanschwürfels und reflektiert das Synchrotronlicht unter einem Winkel von 90° durch ein Austrittsfenster aus dem Bereich des Vakuums heraus. Um eine bessere Justage zu ermöglichen, soll die Optik des Synchrotronlichtmonitors waagrecht ausgerichtet sein. Dies wird mit einem zweiten Spiegel, der das Synchrotronlicht ebenfalls um 90° umlenkt, realisiert. Dieser zweite Spiegel und die folgende Optik werden auf einem 150 cm \times 60 cm großen optischen Tisch aufgebaut. Diese Optik sollte aus einem 200 nm-Passfilter, variierbaren Transmissionsfiltern mit unterschiedlichen Transmissionsstärken und einer abbildenden Optik bestehen, die das Synchrotronlicht auf die UV-fähige

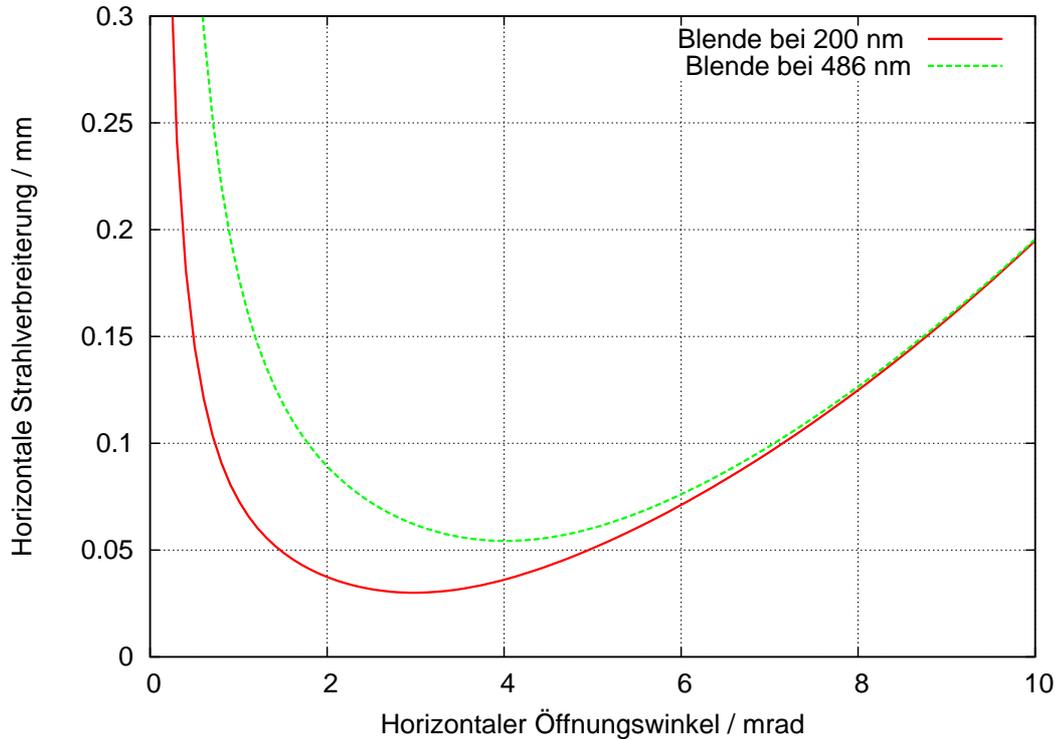


Abbildung 4.2: Horizontale Strahlverbreiterung in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel.

CCD-Kamera fokussiert.

4.2 Spiegel

Der Spiegel des geplanten Synchrotronlichtmonitors hat einen Abstand von 12 m zum Quellpunkt der Synchrotronstrahlung. Die Aufweitung des Strahlkegels aufgrund des großen Abstandes zwischen Spiegel und Quellpunkt hat eine relativ große Spiegeloberfläche zur Folge. Die Anforderungen ähneln denen des Spiegels des Synchrotronlichtmonitors am M28. Durch die größere Fläche wird die Durchbiegung des Spiegels bei gleicher Spiegeldicke größer sein. Um jedoch das beugungsbegrenzte Auflösungsvermögen zu erreichen, muss eine geringere Durchbiegung des Spiegels als am M28 erreicht werden. Auch die Rauigkeit und Ebenheit des Spiegels sollten soweit verringert werden, dass sie das Auflösungsvermögen des Synchrotronlichtmonitors nicht begrenzen. Die Funktion der Blende übernimmt ebenfalls der Spiegel. Die Abmessungen des Spiegels für die minimale Verbreiterung des Strahlbildes wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

4.2.1 Abmessungen des Spiegels am Ka2

Wie in Gleichung (2.68) erläutert, hängt der Abbildungsfehler in horizontaler Richtung vom Öffnungswinkel des Synchrotronlichtes ab. Bei einer Wellenlänge von 200 nm ergibt sich ein minimaler Abbildungsfehler von $\sigma_h = 30 \mu\text{m}$ bei einem Gesamtöffnungswinkel von $2\Theta_h = 3 \text{ mrad}$. In Abbildung 4.2 ist die Strahlverbreiterung in Abhängigkeit des Öffnungswinkels aufgetragen. Zum Vergleich ist zusätzlich die horizontale Strahlverbreiterung des Synchrotronlichtmonitors am M28 eingezeichnet, es wird die geringere Verbreiterung bei 200 nm Wellenlänge deutlich. Dies ermöglicht ein besseres Auflösungsvermögen des Synchrotronlichtmonitors.

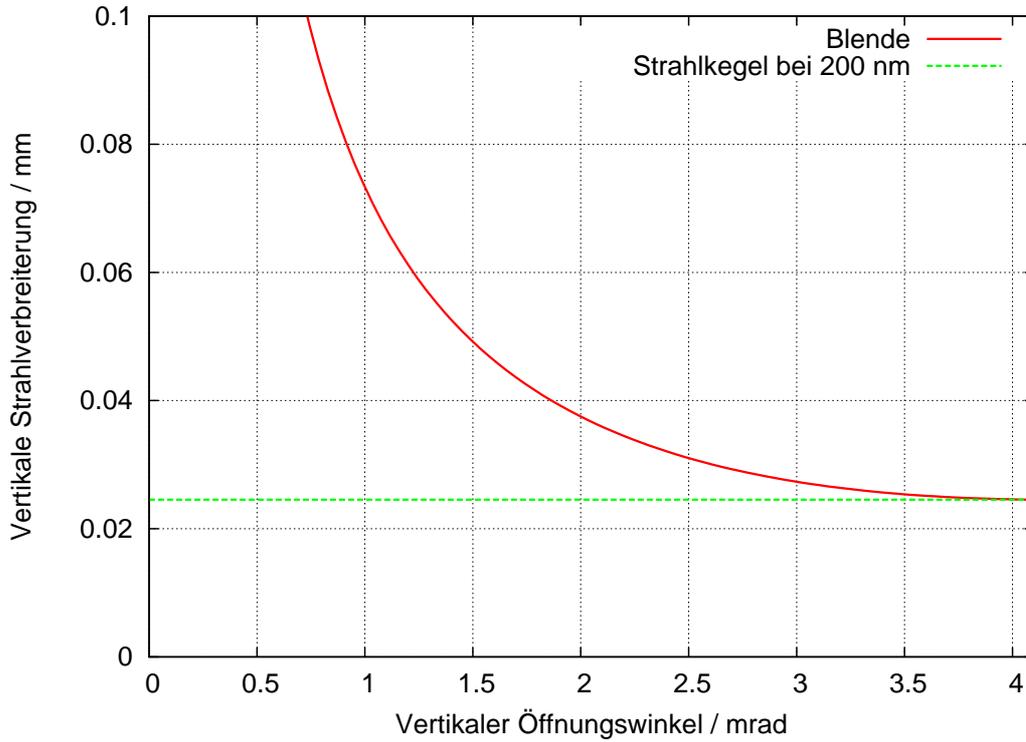


Abbildung 4.3: Vertikale Strahlverbreiterung in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel.

	Öffnungswinkel / mrad	Bildfehler / μm	Bildgröße / cm
horizontal	3	30	3,58
vertikal	4,1	24,5	7,176

Tabelle 4.1: Abmessungen des Spiegels für den Synchrotronlichtmonitor im Karlsruhelabor.

Wie in Gleichung (2.70) erläutert, ist der vertikale Abbildungsfehler sowohl vom horizontalen als auch vertikalen Öffnungswinkel abhängig.

Für den horizontalen Öffnungswinkel wird der Winkel für den minimalen horizontalen Fehler angenommen. Hierfür ergibt sich bei einem gesamten vertikalen Öffnungswinkel von $2\Theta_v = 4,22$ mrad die minimale Verbreiterung $\sigma_v = 24,5$ μm des Strahlbildes. Da der natürliche Strahlkegel des Synchrotronlichtes für die Wellenlänge von 200 nm einen Öffnungswinkel von $2\Theta_{\text{nat}} = 4,1$ mrad besitzt, wird der minimale vertikale Fehler durch den Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung festgelegt. Die vertikale Abmessung des Spiegels sollte also dem Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung entsprechen, wobei ein größerer Öffnungswinkel keine weitere Auswirkung auf die vertikale Verbreiterung des Bildes hat. In Abbildung 4.3 ist die vertikale Verbreiterung in Abhängigkeit des Öffnungswinkels aufgetragen, zusätzlich ist noch der Abbildungsfehler für die natürliche Strahlbreite eingezeichnet. Der Abstand l zwischen dem Quellpunkt der Synchrotronstrahlung und der Position des Spiegels beträgt ca. 12 m. Mit den oben bestimmten Öffnungswinkeln Θ ergibt sich über $b = \tan \Theta \cdot l$ die Spiegelgröße. Dessen Abmessungen sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Spiegel	maximale Deformation	Radius	Brennweite	Verbreiterung des Bildes
3mm Dicke	476 nm	26,3 m	-13,13 m	230 μm
verdünnte Mitte	748 nm	16,7 m	-8,36 m	358 μm

Tabelle 4.2: Verbreiterung des Strahlbildes aufgrund des rückseitigen Wasserdrucks.

4.2.2 Material und Dicke des Spiegels im Karlsruhelabor

Die Ansprüche, die an das Material des Synchrotronlichtmonitors gestellt werden, entsprechen prinzipiell denen des Synchrotronlichtmonitors am M28. Bei der Wahl des Spiegelmaterials ist zu beachten, dass es eine ausreichende Reflektivität im Bereich von 200 nm besitzt, damit die durch die Synchrotronlichtstrahlung eingebrachte Wärmeenergie durch eine geeignete Kühlung abtransportiert werden kann. Die auf den Spiegel treffende Leistung entspricht ungefähr derjenigen am M28 (siehe Tabelle 3.2). Aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit bietet sich Kupfer auch hier als Spiegelmaterial an. Durch die größere Entfernung zum Quellpunkt ist die Leistungsdichte auf der Oberfläche des Spiegels geringer als beim Synchrotronlichtmonitor am M28. Dies wird die Kühlung des Spiegels erleichtern, wohingegen die große Spiegelfläche die Verformung des Spiegels aufgrund des Wasserdrucks im Kühlkreislauf begünstigt.

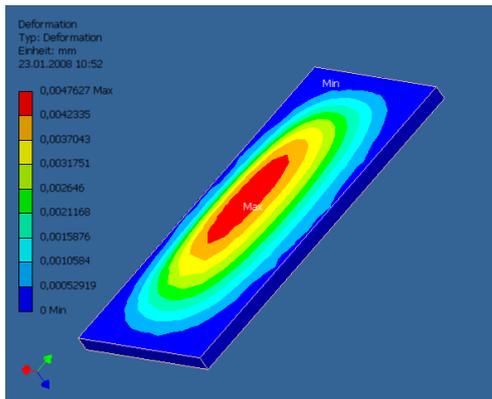
Das Prinzip der Spiegelgeometrie mit verdünntem Spiegel im Bereich des Strahlkegels der hochenergetischen Anteile der Synchrotronstrahlung, wie es auch beim Synchrotronlichtmonitor am M28 umgesetzt wurde, ist auch für diesen Spiegel geprüft worden. Der mittlere Öffnungswinkel bei einer Energie von 2,4 GeV würde in der Entfernung von 12 m vom Quellpunkt einer vertikalen Ausdehnung von 5 mm entsprechen. Durch den Einfallswinkel von 45° auf die Spiegeloberfläche entspricht dies einer geminderten Spiegeldicke auf einer vertikalen Ausdehnung von 7 mm. Diese Spiegelgeometrie wurde ebenfalls mit der Belastungsanalyse des Programms InventorTM der Firma Autodesk simuliert (siehe Abbildung 4.4). Die Ergebnisse dieser Belastungsanalyse sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Die Ausdehnung des verbreiterten Strahlbildes liegt bei 230 bzw. 358 μm . Es wird deutlich, dass das Konzept des Spiegels vom Synchrotronlichtmonitor am M28 nicht übernommen werden kann. Entweder müssten rückseitige Verstärkungen angebracht werden oder es müssten andere Materialien verwendet werden.

4.3 Optik

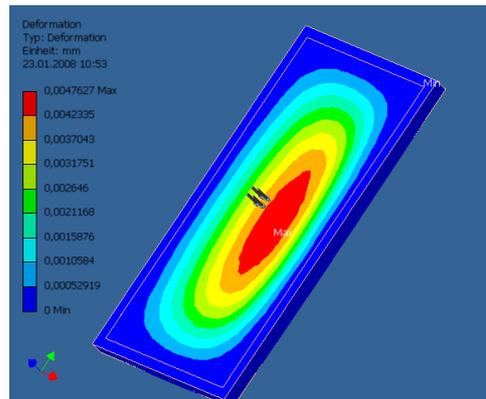
Die Optik muss aufgrund der großen Entfernung zum Quellpunkt neben der Fokussierung auch eine Vergrößerung des Bildes bewirken. Deshalb ist ein Fernrohr, bestehend aus einer Sammellinse mit einer Brennweite von 1000 mm und einer Zerstreuungslinse von 15 mm geplant. Dies sorgt für eine 66fache Vergrößerung, die für eine Ausnutzung der Gesamtfläche des CCD-Chips der Kamera sorgt. Die Kamera muss für den UV-Bereich geeignet sein. Zur Verbesserung der Strahl-diagnose ist es wünschenswert, die Veränderung des Strahlprofils während der Energieerhöhung der Elektronen im Nachbeschleunigungs-Modus zu messen. Die Energierampe hat eine ungefähre Dauer von 0,5 Sekunden. Somit sollte die Kamera eine Bildwiederholrate von mindestens 30 Hz besitzen.

4.4 Auflösungsvermögen

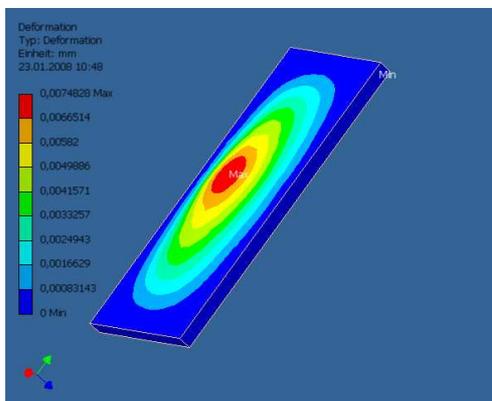
Das Auflösungsvermögen des geplanten Synchrotronlichtmonitors im Karlsruhelabor soll durch die Wahl der niedrigeren Wellenlänge von 200 nm gegenüber dem Monitor am M28 höher sein. Die durch Beugung verursachte Verbreiterung ist sehr gering. Diese begrenzt das maximal erreichbare Auflösungsvermögen des Synchrotronlichtmonitors. Mit den Werten der Betafunktionen $\beta_x = 9,8$ m und $\beta_z = 5,0$ m am Quellpunkt des Monitors im Karlsruhelabor ergibt sich das



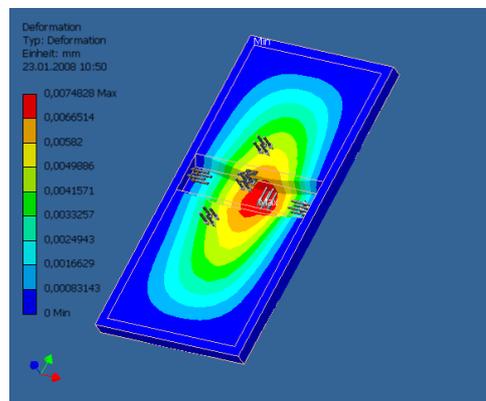
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 4.4: 4.4a, 4.4b Belastungsanalyse des Spiegel mit 3 mm Dicke 4.4c, 4.4d Belastungsanalyse des Spiegel mit 1 mm dünnem Mittelbereich (Autodesk InventorTM).

mögliche Auflösungsvermögen der Emittanz zu

$$\Delta\epsilon_x = 0,09 \text{ nm} \cdot \text{rad},$$

$$\Delta\epsilon_z = 0,12 \text{ nm} \cdot \text{rad}.$$

Im Vergleich mit dem Auflösungsvermögen des Synchrotronlichtmonitors am M28, das eine Größenordnung schlechter ist, wird die weitaus exaktere Bestimmung der Emittanz deutlich.

5 Vergleichsanalyse der Spiegel

Das Auflösungsvermögen des ursprünglichen Synchrotronlichtmonitors am M28 wurde stark durch die Oberflächenstruktur des Spiegels beeinflusst. Die Unebenheiten auf der Oberfläche sind bei der Herstellung verursacht worden. Es wurde mit einer Hochglanzfräse gearbeitet und aufgrund des hohen Nickelanteils im verwendeten Material ist es zum schnellen Abstumpfen der Fräse gekommen. So sind Strukturen im Abstand des Fräsenvorschubs entstanden. Diese wirken auf das einfallende Licht wie ein Reflexionsgitter und verursachen ein Interferenzmuster. Für die neuen Synchrotronlichtmonitore gilt es, die Qualität der Spiegeloberfläche zu steigern. Bei den Testspiegeln handelt es sich um Kupferspiegel, die erst nach der Bearbeitung mit einer Nickelschicht überzogen werden, um die Schwierigkeiten des Fräsen von Nickel zu umgehen. Es wurden verschiedene Herstellungsverfahren getestet, um eine möglichst geringe Rauigkeit und hohe Ebenheit des Spiegels zu erreichen. Zum Vergleich der verschiedenen Testspiegel wurden zwei optische Verfahren angewandt.

5.1 Reflexion einer Punktquelle

Es wurde ein Laserstrahl mit einer Wellenlänge von 532 nm über den Testspiegel umgelenkt, auf einem Schirm abgebildet und mit einer Digitalspiegelreflexkamera fotografiert. Der Durchmesser des Laserstrahls betrug 1 mm. Das Abbild des über den Kupfer-Nickel-Spiegels umgelenkten Laserstrahls zeigt deutliche Interferenzmuster (vgl. Abbildung 5.2). Die Orientierung des Interferenzbildes ändert sich beim Drehen des Spiegels mit der Richtung des Fräsvorschubs. Somit kann die Ursache des Interferenzmusters eindeutig den durch das Fräsen entstandenen Unebenheiten zugeordnet werden. Das Bild des Kupferspiegels zeigt hingegen eine punktförmige Abbildung (vgl. Abbildung 5.1).



Abbildung 5.1: Spiegelung einer punktförmigen Quelle am Kupferspiegel.

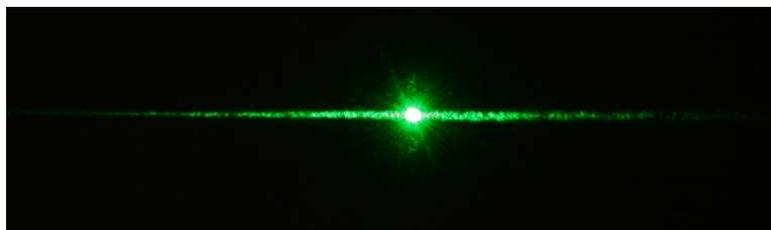


Abbildung 5.2: Spiegelung einer punktförmigen Quelle am Kupfer-Nickelspiegel.

5.2 Reflexion bei ausgeleuchtetem Spiegel

Als zweite Analyse wurde der Laserstrahl mit Hilfe einer Zerstreuungslinse auf den ganzen Spiegel aufgeweitet, auf den Schirm umgelenkt und fotografiert. Hierdurch wurde die Ober-

flächenstruktur des Spiegels sichtbar. Beim Vergleich des Kupferspiegels mit dem Kupfer-Nickel-Spiegel wird zunächst deutlich, dass der ursprünglich genutzte Kupfer-Nickel-Spiegel sehr starke Unebenheiten aufweist (vgl. Abbildung 5.4). Allerdings weist auch der Kupferspiegel eine Frässtruktur auf. Um diese Struktur zu minimieren, wurden verschiedene Einstellungen der Fräse miteinander verglichen. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Fräseinstellungen werden weitaus geringer erwartet als zwischen dem Kupfer- und dem Kupfer-Nickel-Spiegel. Hier reicht ein optischer Vergleich nicht aus.

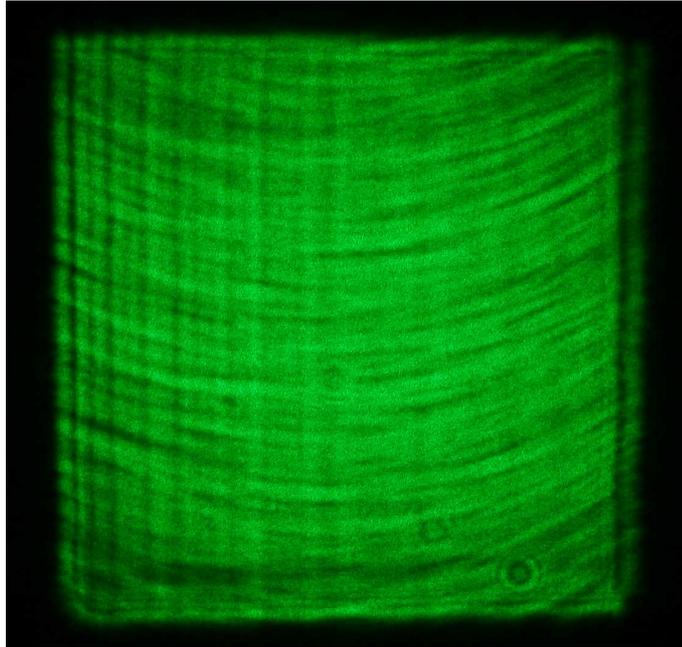


Abbildung 5.3: Bild der Reflexion des Laserstrahls am Kupferspiegels (Spiegelfläche: 2 cm × 2,8 cm).

Deshalb wurde ein Intensitätsprofil längs einer Pixelzeile der Kamera angefertigt. Die Werte für die Intensität liegen zwischen 0 und 255 (vgl. Abbildung 5.5). Um eine Vergleichbarkeit der Bilder zu gewährleisten, wird die Kamera fest justiert, eine Belichtungszeit von 1/40 s und eine Blendengröße von $F = 5,6$ gewählt. Es wurden Fräsvorschub und Frästiefe variiert. Aus dem Intensitätsprofil wurde die mittlere Intensität und die Standardabweichung berechnet. Die relative Abweichung gibt die auf die Intensität normierte Standardabweichung an. In Tabelle 5.1 sind die verschiedenen Spiegel und die Werte ihres Intensitätsprofils angegeben. Hierbei wurden für jeden Spiegel zwei Intensitätsprofile angefertigt: Eines im oberen Drittel und eines im unteren Drittel der Spiegelfläche.

Die bei der Herstellung des Kupfer-Nickel-Spiegels verwendeten Einstellungen des Fräsvorschubs und der Frästiefe sind leider nicht mehr bekannt. Die Analyse zeigt einen starken Unterschied zwischen dem bisher genutzten Spiegel und den neu gefrästen Spiegeln. Der Vergleich der relativen Standardabweichung zeigt keine signifikante Änderung durch Variation von Fräsvorschub und -tiefe.

Im Vergleich mit einem industriell hergestellten Laserspiegel wird die Möglichkeit zur weiteren Optimierung des Spiegels deutlich. Das reflektierte Abbild des Laserspiegels ist in Abbildung 5.6 gezeigt.

Es ist zu erwarten, dass das Bedampfen des Kupferspiegels mit Nickel zu einer Verringerung der Rauigkeit führt, da sich das Nickel in die Vertiefungen des Kupfers setzt. Jedoch ist die



Abbildung 5.4: Bild der Reflexion des Laserstrahls am Kupfer-Nickel-Spiegel (Spiegelfläche: 2 cm \times 2,8 cm).

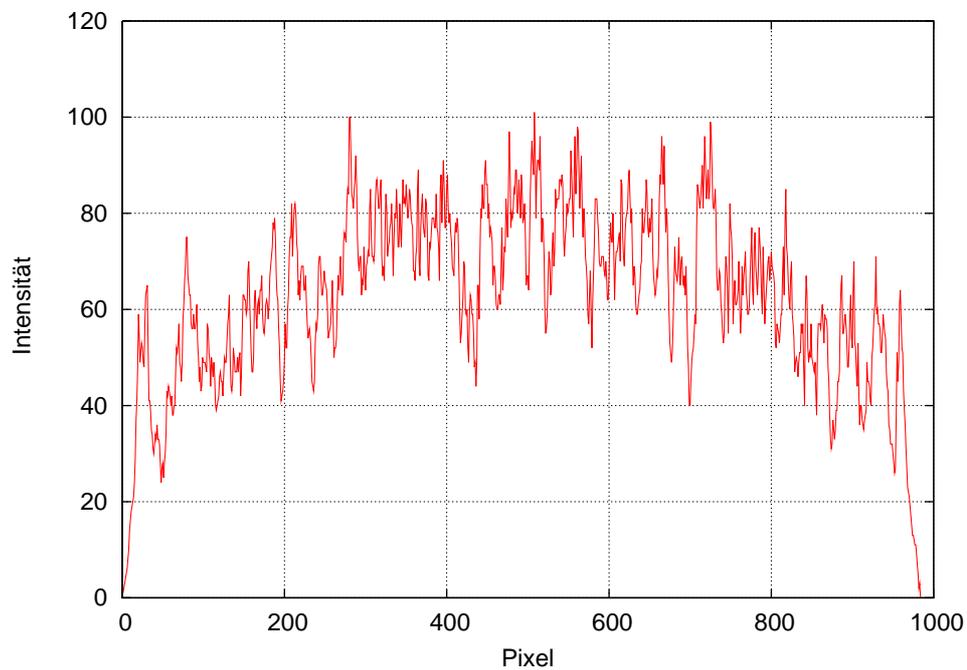


Abbildung 5.5: Intensitätsprofil entlang des Fräsvorschubs.

Frässtruktur weiterhin vorhanden. Zur weiteren Optimierung könnte ein neuer Fräsdiamant und die Wartung der Polierfräse beitragen.

	alter Spiegel	Spiegel 1	Spiegel 2	Spiegel 3	Spiegel 4
Vorschub / mm/s	?	1,5	1,5	1,5	1,5
Tiefe / 10^{-6} m	?	3	1	3	3
Geschwindigkeit / U/s	?	2500	2500	2500	2500
Intensität (oben):					
Durchschnitt	36,43	62,83	66,54	64,29	46,78
Standardabweichung	39,45	13,95	19,01	14,94	11,99
relative Abweichung	1,08	0,22	0,29	0,23	0,26
Intensität (unten):					
Durchschnitt	38,39	50,61	69,05	62,71	44,72
Standardabweichung	32,60	12,50	20,02	16,68	12,44
relative Abweichung	0,85	0,25	0,29	0,27	0,28
Intensität (gesamt):					
Durchschnitt	37,41	56,72	67,80	63,50	45,75
Standardabweichung	36,03	13,23	19,52	15,81	12,22
relative Abweichung	0,97	0,23	0,29	0,25	0,27

Tabelle 5.1: Vergleich der poliergefrästen Spiegel.

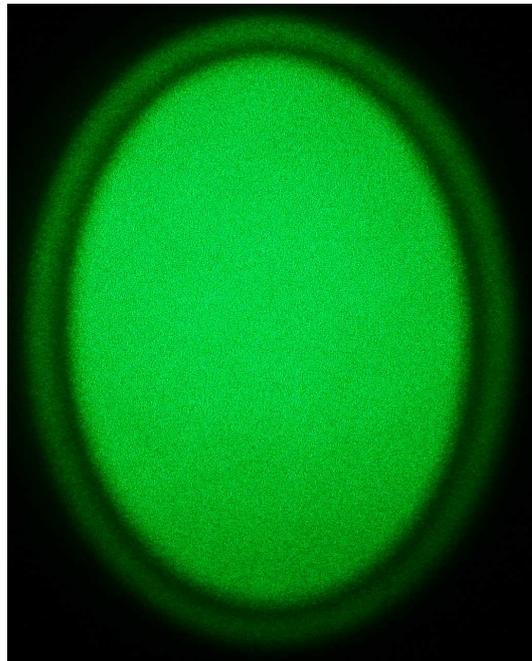


Abbildung 5.6: Bild der Reflexion des Laserstrahls an einem Laserspiegel.

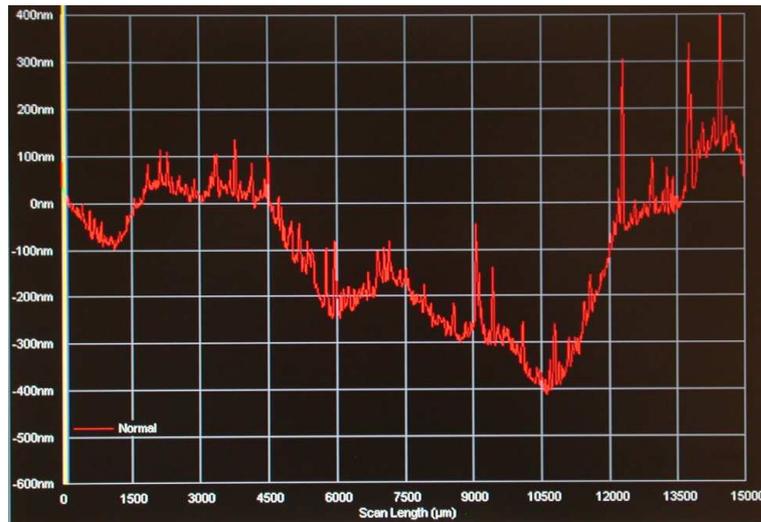


Abbildung 5.7: Oberflächenprofil entlang der Fräsrichtung des Spiegels [5].

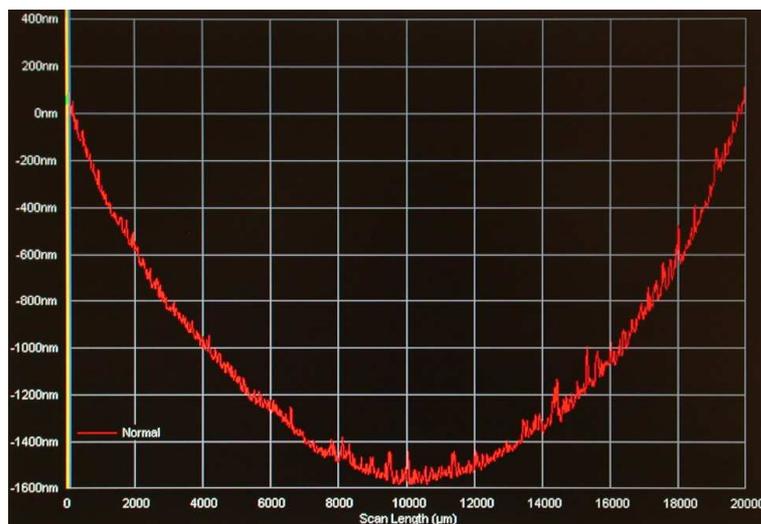


Abbildung 5.8: Oberflächenprofil quer zur Fräsrichtung des Spiegels [5].

5.3 Oberflächenanalyse am Forschungszentrum CAESAR

Zur qualitativen Betrachtung reichte eine wie im Abschnitt 5.2 beschriebene Analyse aus. Diese konnte vor Ort durchgeführt und schnell für verschiedene Spiegel vorgenommen werden. Um auch eine quantitative Aussage über die Rauigkeit und Ebenheit der Spiegel zu treffen, wurde in Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum CEASAR¹ die Oberfläche der Spiegel mit einem Rasterelektronenmikroskop untersucht. Es wurde quer zur Fräsrichtung (Abbildung 5.8) und entlang (Abbildung 5.7) der Fräsrichtung gemessen.

Die Oberflächenrauigkeit entlang des Fräsvorschubs beträgt etwa 1600 nm. Auffällig ist hier die parabelförmige Wölbung der Spiegeloberfläche. Diese Wölbung ist der Verkippung der Rotationsachse des Fräskopfes zuzuschreiben. Die Neigung der Rotationsachse ist für den Fräsvorgang unumgänglich und kann nicht vollständig behoben werden. Die Wölbung entspricht einem Hohl-

¹Eines der Forschungsgebiete des in Bonn-Bad Godesberg ansässigen Forschungszentrums CAESAR ist die Materialwissenschaft, insbesondere die Analyse und Entwicklung von Dünnschichten.

spiegel, der zu einer Verschiebung der Brennweite von 3 mm führt. Die Rauigkeit quer zum Fräsvorschub beträgt etwa 100 nm und ist somit für den Einsatz im Synchrotronlichtmonitor am M28 gut geeignet. Entlang des Fräsvorschubs ist die Rauigkeit weitaus größer. Die wenigen starken Peaks des Diagramms sind auf Staubkörner zurückzuführen. Die Ebenheit beträgt ungefähr 600 nm. Problematisch ist hierbei die starke Unregelmäßigkeit des Oberflächenprofils; da hierdurch die Auswirkung auf das resultierende Strahlbild weitaus schlechter zu berechnen ist. Wegen der starken Wölbung entlang nur einer Achse ist mit Astigmatismus zu rechnen. Die Ebene in der eine scharfe Abbildung erreicht wird, kann bei der Justage frei gewählt werden. Wenn man von der Brennweitendifferenz $\Delta f = 3$ mm ausgeht, bedeutet dies eine Verbreiterung der Abbildung von 140 μm in der nicht fokussierten Ebene. Da das Strahlprofil in der horizontalen Ebene größer sein wird, ist ein schlechteres Auflösungsvermögen durch eine größere Verbreiterung in dieser Ebene eher akzeptabel. Die Wölbung des Spiegels ist allerdings der Wölbung durch den Wasserdruck entgegengesetzt und es ist zu erwarten, dass es zu einer gegenseitigen Abschwächung der Effekte kommt. Die Verbreiterung durch die Unebenheit der Spiegeloberfläche liegt eine Größenordnung oberhalb der Verbreiterung durch die Wahl der Blende oder durch die Verbreiterung aufgrund des Wasserdrucks. Daher wird das Auflösungsvermögen des Synchrotronlichtmonitors am M28 durch die Spiegeloberfläche und die Verformung aufgrund der Erwärmung begrenzt.

Für den geplanten Synchrotronlichtmonitor im Karlsruhelabor müsste die Ebenheit der Spiegeloberfläche also weiter gesteigert werden, um die Verbesserung des beugungsbegrenzten Auflösungsvermögens nutzen zu können.

6 Synchrotronlichtmonitore in der externen Strahlführung

Durch die an ELSA angewandte Resonanzextraktion wird das Strahlprofil und die Emittanz maßgeblich verändert. Um das Strahlprofil zu bestimmen, welches an den Experimentierplätzen zur Verfügung steht, reicht daher eine Messung im ELSA-Ring nicht aus.

Zur Messung der Strahlprofile in der externen Strahlführung stehen zwei Synchrotronlichtmonitore zur Verfügung (s. Abbildung 6.1). Der Synchrotronlichtmonitor am MB3 kann für Strahlprofilmessungen vor dem Crystal-Barrel-Experiment genutzt werden. Der Synchrotronlichtmonitor am MB2 ist zur Messung des Strahlprofils vor Experimenten im ehemaligen SAPHIR-Bereich vorgesehen.

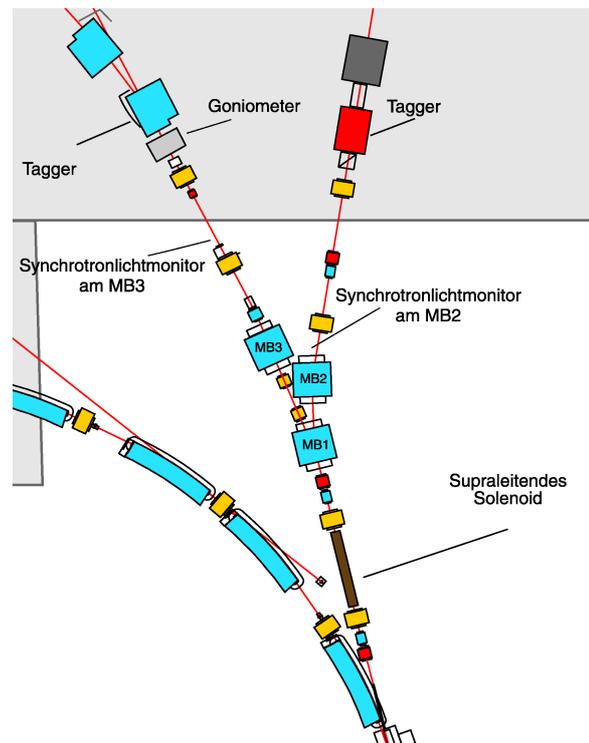


Abbildung 6.1: Synchrotronlichtmonitore in der externen Strahlführung.

Die besondere Schwierigkeit der Synchrotronlichtmonitore in der externen Strahlführung liegt in der sehr geringen Lichtintensität des detektierten Synchrotronlichtes. Die extrahierten Ströme liegen im Bereich von wenigen nA, wohingegen in ELSA Ströme im Bereich von mA beschleunigt werden. Da die abgestrahlte Leistung proportional zum Strom ist, sind die in der Extraktion zu erwartenden Intensitäten um einen Faktor 10^{-6} kleiner als in ELSA.

Dies stellt besondere Anforderungen an die verwendeten Synchrotronlichtmonitore dar. Der verwendete Spiegel benötigt aufgrund der geringen Leistung der Synchrotronstrahlung keine Wasserkühlung. Das verwendete Material muss keine besonders gute Wärmeleitfähigkeit besitzen. Jedoch ist eine hohe Reflektivität notwendig. Es sind keine Crackreaktionen zu erwarten, somit kann darauf verzichtet werden, den Spiegel im Vakuum zu positionieren. Die verwendete Kamera muss eine sehr hohe Lichtempfindlichkeit aufweisen, um die geringen Intensitäten detektieren zu können.

Die geringe Intensität des Synchrotronlichtes erhöht die Empfindlichkeit der Synchrotronlichtmonitore auf andere Lichtquellen. Es ist aufgrund der hohen Intensitäten innerhalb des ELSA-Ringes mit Restlicht in der externen Strahlführung zu rechnen. So konnte ein weiterer Syn-

chrotronlichtmonitor am MB1 (siehe Abbildung 6.1) nicht zur Messung genutzt werden, da an diesem Standort das Restlicht aus ELSA noch zu stark war.

Der in Abbildung 6.1 grau unterlegte Bereich stellt die Halle der Experimente dar. Das eingezeichnete Goniometer verfügt über ein Fenster, durch das das Tageslicht der Halle in die Strahlführung gelangt. So ist auch eine Positionierung der Monitore zu dicht am Experiment zu vermeiden.

Die Synchrotronlichtmonitore am MB2 und MB3 sind baugleich. Da der Synchrotronlichtmonitor am MB3 im Rahmen dieser Arbeit zur Emittanzmessung genutzt wurde, wird er im folgenden Abschnitt exemplarisch vorgestellt.

6.1 Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten MB3



Abbildung 6.2: Synchrotronlichtmonitor am Dipol MB3.

Zur Messung der Strahlbreite in der Extraktionsphase ist im Rahmen dieser Arbeit der Synchrotronlichtmonitor am Dipolmagneten MB3 in Betrieb genommen worden. Wie in Abschnitt 6 beschrieben, ist der Aufbau der Synchrotronlichtmonitore in der externen Strahlführung aufgrund des geringen Strahlstroms anders, als es im ELSA-Ring notwendig wäre.

Der Synchrotronlichtmonitor am MB3 befindet sich am letzten Dipolmagneten vor dem Experimentierbereich. Durch den zwischen MB3 und dem ELSA-Ring liegenden MB1 ist die Strahlführung leicht abgelenkt und es gelangt kein Synchrotronlicht aus ELSA an den Quellpunkt.

Die Entfernung zum Goniometer und dem hier in die Strahlführung gelangenden Tageslicht ist groß genug, um eine Beeinflussung der Strahlprofilmessungen zu verhindern. Die Entfernung des ablenkenden Spiegels zum Quellpunkt beträgt 1,66 m. Das gesamte tangentiale Strahlrohr, an dem der Synchrotronlichtmonitor montiert ist, befindet sich außerhalb des Vakuumbereiches. Aufgrund der geringen Leistungen auf der Spiegeloberfläche kann auf eine evakuierte Kammer im Bereich des Spiegels verzichtet werden.

Die im ELSA-Ring verwendeten Spiegel der Synchrotronlichtmonitore müssen eine hohe Wärmeleitfähigkeit besitzen, um die in ihnen deponierte Leistung über die rückseitige Wasserkühlung schnell abzugeben. Durch die geringe Leistung der Synchrotronstrahlung in der externen Strahlführung kann auf eine Wasserkühlung des Spiegels verzichtet werden. Ebenso ist die hohe Wärmeleitfähigkeit des Spiegelmaterials hier unnötig. Somit können herkömmliche Spiegelsubstrate benutzt werden, wie sie auch im Bereich der Laseroptik Anwendung finden. So ist ein

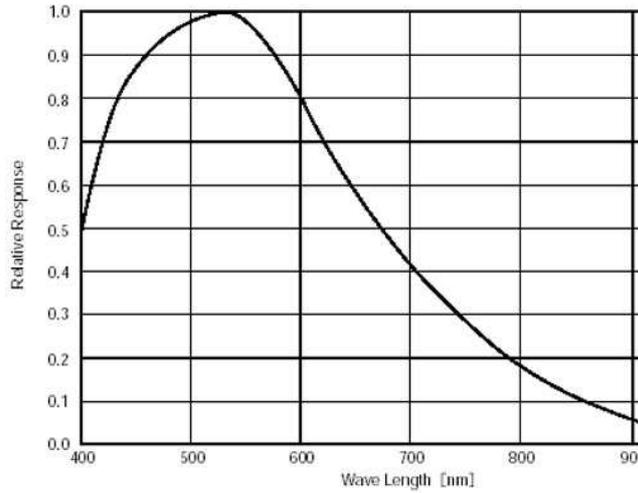


Abbildung 6.3: Spektrale Empfindlichkeit der Kamera WAT-502B [16].

einfacher Spiegel mit einem Durchmesser von 5 cm zur Ablenkung des Synchrotronlichtes ausreichend. Es handelt sich hierbei um einen hochreflektierenden Spiegel mit einer Reflektivität von 99,9%.

Hohe Anforderungen werden an die verwendete Kamera gestellt. Durch die geringe Intensität des Synchrotronlichtes ist eine hohe Empfindlichkeit das Hauptkriterium bei der Wahl der Kamera gewesen. Es wurde die Kamera WAT-502B der Firma WATEC installiert. Mit ihr kann eine minimale Intensität von $I = 0,003$ Lux bei einer Blendenzahl von $F = 1,4$ aufgenommen werden. Der CCD-Chip hat eine Größe von $537(\text{H}) \times 505(\text{V})$ Pixeln und die Pixelgröße beträgt $9,6 \mu\text{m}(\text{H}) \times 7,5 \mu\text{m}(\text{V})$ [16]. Die spektrale Empfindlichkeit ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Um das Auflösungsvermögen des Synchrotronlichtmonitors zu steigern, wäre ein zusätzlicher Bandpassfilter notwendig. Dieser würde allerdings die Intensität des Synchrotronlichtes reduzieren. So wurde auf den Einsatz eines Bandpassfilters zu Gunsten einer höheren Lichtausbeute verzichtet. Die eingebaute Blende wurde komplett geöffnet, um die Empfindlichkeit der Kamera nicht zu verschlechtern. Die Kamera verfügt über eine eingebaute Optik. Ihr Durchmesser von ca. 2 cm legt den Öffnungswinkel von $2\Theta = 11,1$ mrad des Synchrotronlichtmonitors fest. Der horizontale und vertikale Öffnungswinkel sind hierbei identisch. Im Vergleich zu den Öffnungswinkeln der Synchrotronlichtmonitore in ELSA ist der Öffnungswinkel hier viel größer und somit auch die daraus resultierende Verbreiterung des Strahlbildes:

$$\sigma_{\text{hor}} = 460 \mu\text{m}$$

$$\sigma_{\text{ver}} = 330 \mu\text{m}.$$

Auch hier wird zugunsten der Lichtausbeute auf ein höheres Auflösungsvermögen verzichtet. Je nach Einstellung der externen Strahlführung variiert die Betafunktion am Quellpunkt des Synchrotronlichtmonitors. Somit ist das Auflösungsvermögen der Emittanz von der Einstellung der externen Strahlführung abhängig. Bei einer angenommenen horizontalen Betafunktion von $\beta_x = 10 - 15$ m ergibt sich ein Auflösungsvermögen der horizontalen Emittanz von

$$\Delta\epsilon_x = 14 - 21 \text{ nm} \cdot \text{rad}.$$

Für eine angenommene vertikale Betafunktion von $\beta_z = 5 - 10$ m beträgt das Auflösungsvermögen der Emittanz

$$\Delta\epsilon_z = 11 - 21 \text{ nm} \cdot \text{rad}.$$

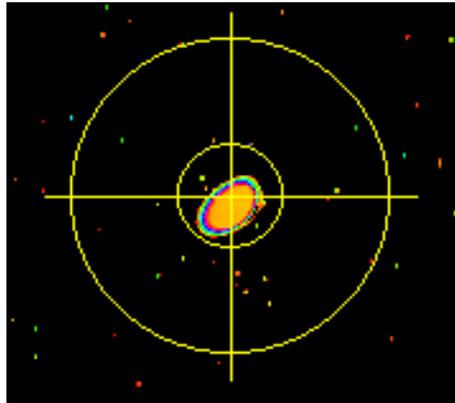


Abbildung 6.4: Strahlprofil aufgenommen mit dem Synchrotronlichtmonitor am MB3.

Da die zu messenden Emittanzen in der Extraktion größer sein werden, als es im ELSA-Ring zu erwarten ist (siehe Abschnitt 7.5), ist dieses Auflösungsvermögen durchaus ausreichend. Ein mit dem Synchrotronlichtmonitor am MB3 aufgenommenes Strahlprofil ist in Abbildung 6.4 gezeigt.

7 Emittanzmessung

In diesem Kapitel wird die Strahldiagnose mit Synchrotronlichtmonitoren anhand der Emittanzmessung in der Strahlführung für den extrahierten Strahl vorgestellt. Die Messungen wurden mit dem Synchrotronlichtmonitor am MB3 durchgeführt. Die vertikale Emittanz in der Extraktion entspricht der vertikalen Emittanz in ELSA. Deshalb wird zunächst eine Betrachtung der natürlichen Emittanz in ELSA und der Emittanzkopplung vorgenommen. Hieraus folgt eine Abschätzung der vertikalen Emittanz.

Die horizontale Emittanz in der Extraktion ist von der Extraktionsmethode abhängig. Deshalb werden zunächst die theoretischen Grundlagen der an ELSA verwendeten Resonanzextraktion vorgestellt.

Zur Messung der Emittanz wurde ein sogenannter Quadrupolscan durchgeführt. Die hierfür notwendige Vorgehensweise wird geschildert und die Ergebnisse dargestellt.

7.1 Natürliche Emittanz

Bei der Betrachtung der Emittanz eines Beschleunigers muss generell zwischen Protonen- und Elektronenbeschleunigern unterschieden werden. Die Emittanz eines Protonenbeschleunigers wird durch die Teilchenerzeugung und durch den Beschleunigungsprozess bestimmt. Bei einem Elektronenbeschleuniger ist die Emittanz durch die Dämpfung und Anregung des Strahls gegeben. Die Dämpfung wird durch die Abstrahlung während der Betatronschwingungen verursacht. Der Impuls des Elektron verringert sich um den Impuls des abgestrahlten Photons. Während der Verlust in der longitudinalen Komponente des Impulses durch die Beschleunigung im Resonator wieder kompensiert wird, kommt es in der transversalen Ebene zu einer Verringerung des Impulses. Die Amplitude der vertikale Betatronschwingung wird gedämpft. Diese Dämpfung wird durch die Dämpfungskonstante α_z beschrieben [18]:

$$\alpha_z = -\frac{\Delta A}{A\Delta t} = \frac{W_0}{2ET_0}. \quad (7.1)$$

ΔA ist hierbei die mittlere Amplitudenänderung pro Umlauf, W_0 der Gesamtverlust der Energie pro Umlauf, E die Teilchenenergie und T_0 die Umlaufzeit des Teilchens. Wäre dies der einzige Effekt, der die Emittanz bestimmt, würde diese beliebig klein werden. Jedoch kommt es bei Abstrahlung von Synchrotronstrahlung innerhalb einer dispersiven Strecke zu einer Anregung des Strahls. Da die vertikale Dispersion sehr klein ist, kann die Anregung in der vertikalen Ebene vernachlässigt werden.

In Abbildung 7.1 ist das Prinzip der Strahlanregung dargestellt. Das betrachtete Elektron mit Impuls p befindet sich auf der Sollbahn und hat somit eine Emittanz $\epsilon = 0$. Auf dem Weg durch einen Dipolmagneten gibt das Elektron Synchrotronstrahlung ab. Es wird ein Photon mit dem Impuls Δp emittiert. Der verringerte Impuls des Elektrons $p - \Delta p$ führt zu einer neuen Gleichgewichtsbahn, die von der Dispersion D und ihrer Steigung D' abhängt:

$$\delta x = D \frac{\Delta p}{p}, \quad \delta x' = D' \frac{\Delta p}{p}. \quad (7.2)$$

Die Emittanz des Elektrons ist nun von Null verschieden und kann nach

$$\epsilon = \gamma \delta x^2 + 2\alpha \delta x \delta x' + \beta \delta x'^2 \quad (7.3)$$

berechnet werden. Ausgedrückt durch die Dispersion und ihre Steigung erhält man:

$$\epsilon = \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 (\gamma D^2 + 2\alpha D D' + \beta D'^2), \quad (7.4)$$

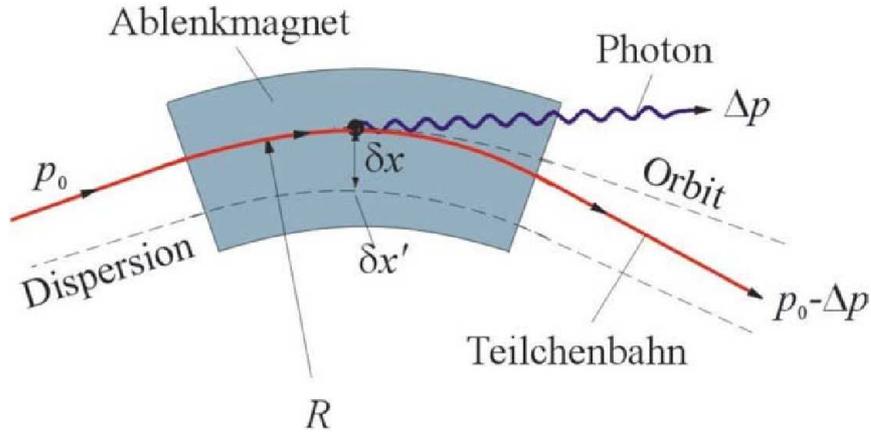


Abbildung 7.1: Entstehung der Strahlanregung [18].

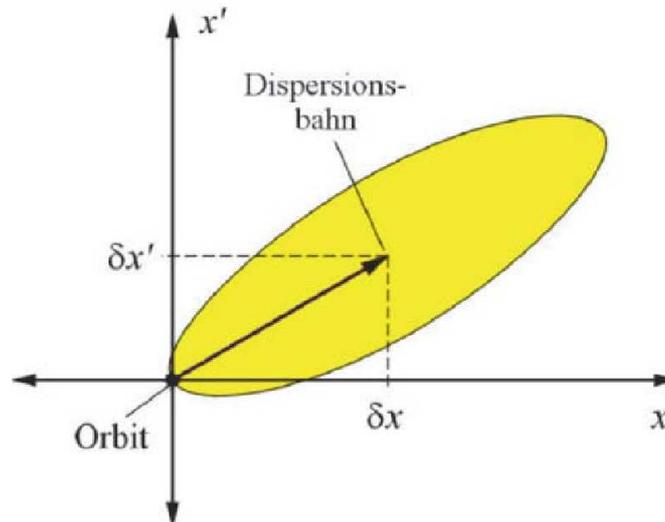


Abbildung 7.2: Phasenraumellipse und Verschiebung durch Photonemission [18].

$$= \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 H(s). \quad (7.5)$$

Die Funktion $H(s)$ beschreibt die Form der Phasenraumellipse. In Abbildung 7.2 ist die Phasenraumellipse und die Verschiebung durch die veränderte Gleichgewichtsbahn eingezeichnet. Die Ellipsengleichung beschreibt die Emittanz eines einzelnen Elektrons. Um die Emittanz des Elektronenstrahls zu erhalten, muss über die Photonenenergie und Emissionswahrscheinlichkeit gemittelt werden. Hieraus ergibt sich die horizontale Emittanz des Beschleunigers:

$$\epsilon_x = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar}{mc} \gamma^2 \frac{\langle \frac{1}{R^3} H(s) \rangle}{J_x \langle \frac{1}{R^2} \rangle}. \quad (7.6)$$

Die natürliche Emittanz hängt somit stark von der Dispersion und der Energie des Beschleunigers ab. Die natürliche Emittanz für ELSA ist für verschiedene Energien berechnet worden, die Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 zu finden.

Energie / GeV	Emittanz / nm·rad
1,2	123,3
2,4	493,2
3,2	876,7

Tabelle 7.1: Natürliche Emittanzen an ELSA.

7.2 Kopplung

Die vertikale Emittanz in der Strahlführung der Extraktion entspricht der vertikalen Emittanz in ELSA, da die an ELSA angewandte Resonanzextraktion im horizontalen Phasenraum durchgeführt wird und keine Auswirkungen auf den vertikalen Phasenraum hat. Die vertikale Emittanz von ELSA kann aus der vertikalen Strahlbreite σ_z abgeleitet werden:

$$\sigma_z = \sqrt{\epsilon_z \beta_z(s) + \left(D_z(s) \frac{\Delta p}{p} \right)^2}. \quad (7.7)$$

Bei einem völlig fehlerfreien Beschleuniger sind sowohl die vertikale Emittanz ϵ_z sowie die vertikale Dispersion D_z Null. Aufgrund von Feld- und Aufstellungsfehlern ist diese Situation in einem realen Beschleuniger nicht gegeben. Die mittlere vertikale Dispersion in ELSA beträgt $\bar{D}_z \approx 0,07$ m [11]. Mit einer Impulsbreite von $\frac{\Delta p}{p} = 0,09\%$ ergibt sich ein dispersiver Anteil von etwa 63 μm . Der weitaus größere Anteil der vertikalen Strahlbreite ist durch die vertikale Emittanz zu erwarten.

Wie im Abschnitt 7.1 erwähnt, ist in der vertikalen Ebene eines Elektronenbeschleunigers zwar mit Strahldämpfung, aber nicht mit Strahlanregung zu rechnen. Dies würde bei einem idealen Beschleuniger zu einer verschwindenden vertikalen Emittanz führen. Jedoch führt eine Kopplung der horizontalen mit der vertikalen Ebene zu einer von Null verschiedenen vertikalen Emittanz. Diese Kopplung wird durch vertikale Kräfte verursacht, die auf den Elektronenstrahl mit horizontaler Ablage wirken.

Dies ist bei einem um die Strahlachse gedrehten Quadrupol der Fall: $k = \frac{e}{p_0} \frac{dB_x}{dx}$. Durch ebenfalls gedrehte Korrektur-Quadrupole, sogenannte Skew-Quadrupole, kann diese Kopplung kompensiert werden. An ELSA befinden sich zwei Skew-Quadrupole. Tests mit diesen Skew-Quadrupolen im Rahmen dieser Arbeit führten allerdings nicht zu einer Verringerung der Kopplung. Zur Verbesserung dieser Korrekturlemente müsste eine Analyse der Strahlage innerhalb der Skew-Quadrupole und eine Vermessung des Magnetfeldes erfolgen.

Eine vertikale Ablage in einem Sextupolmagneten führt ebenfalls zur Kopplung. Diese wird durch eine Korrektur der vertikalen Strahlage minimiert. Ebenso können elektrische Felder von Ionen des Restgases eine Kopplung bewirken.

Sind koppelnde Felder im Beschleuniger vorhanden, so ist die Stärke der Kopplung von den Arbeitspunkten Q_x und Q_z der horizontalen und der vertikalen Ebene abhängig. Die Kopplung ist maximal, wenn die Arbeitspunkte Q_x und Q_z die Bedingung einer Koppelresonanz erfüllen:

$$Q_x + lQ_z = q, \quad (7.8)$$

wobei $q \in \mathbb{N}$ ist und die stärkste Koppelresonanz bei $q = pN$ auftritt. Hierbei ist $p \in \mathbb{N}$ und N gibt die Superperiodizität des Beschleunigers an. Für ELSA beträgt die Superperiodizität $N = 2$.

Es werden zwei Arten von Koppelresonanzen unterschieden. Charakteristisch für die Art der Resonanz ist das Vorzeichen von l :

Arbeitspunkt Q_x	4,612
Arbeitspunkt Q_z	4,431

Tabelle 7.2: Typische Arbeitspunkte an ELSA.

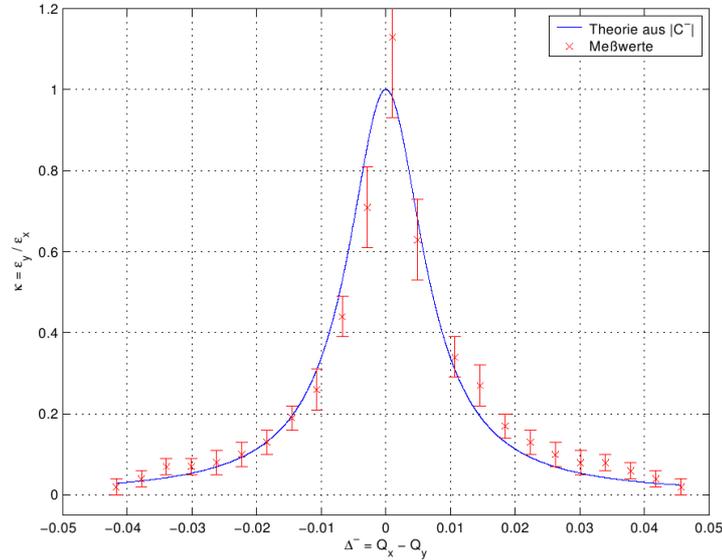


Abbildung 7.3: Emittanzkopplung in Abhängigkeit des Resonanzabstandes [11].

- Resonanzen mit $l = -1$ werden Differenzresonanzen genannt. In der Nähe dieser Resonanz ist die Summe $\epsilon_x + \epsilon_z = \epsilon_0$ eine Erhaltungsgröße und dies führt zur Umverteilung der natürlichen Emittanz ϵ_0 .
- Bei $l = 1$ handelt es sich um eine Summenresonanz. Hierfür ist $\epsilon_x - \epsilon_z$ eine Erhaltungsgröße und wirkt strahlzerstörend.

Die Stärke der Kopplung wird durch den Abstand Δ zu den benachbarten Summen- und Differenzresonanzen bestimmt:

$$\Delta = Q_x + lQ_z - q. \quad (7.9)$$

Die an ELSA benutzten Arbeitspunkte sind aus Tabelle 7.2 zu ersehen. Die nächste Differenzresonanz ist $Q_x - Q_z = 0$ und der Abstand beträgt $\Delta = 0,181$. Es wurden Messungen der Emittanzkopplung durchgeführt (siehe [11]). In Abbildung 7.3 ist die Emittanzkopplung gegen den Abstand zur Differenzresonanz $Q_x - Q_z = 0$ aufgetragen.

Es wird deutlich, dass die Kopplung schon in direkter Nähe der Resonanz stark abnimmt. Für den an ELSA zutreffenden Resonanzabstand von $\Delta = 0,181$ kann die Kopplung mit maximal $k = 5\%$ abgeschätzt werden. Dies führt aufgrund der in Abschnitt 7.1 angegebenen Werte der natürlichen Emittanz zu den vertikalen Emittanzen in Tabelle 7.3.

7.3 Resonanzextraktion und horizontale Emittanz bei der Extraktion

Im Folgenden soll näher auf die horizontale Emittanz bei der Extraktion eingegangen werden. Die horizontale Emittanz ist hierbei von der an ELSA angewandten Extraktionsmethode abhängig. Diese wird im nächsten Abschnitt erläutert. Im darauffolgenden Abschnitt wird die Abhängigkeit der horizontalen Emittanz von den Parametern der Extraktion dargestellt.

Energie / GeV	Emittanz / nm · rad
1,2	6,165
2,4	24,66
3,2	43,83

Tabelle 7.3: Vertikale Emittanzen an ELSA.

7.3.1 Resonanzextraktion

An ELSA kommt die Methode der Resonanzextraktion zur Anwendung. Durch sie kann eine langsame Extraktion und somit ein hohes Tastverhältnis erreicht werden. Das Tastverhältnis gibt die Extraktionszeit pro Beschleunigungszyklus an. Für die eigentliche Ejektion ist es nötig, die Elektronen mit Hilfe eines Dipolfeldes zu extrahieren, ohne den umlaufenden Elektronenstrahl zu beeinflussen. Dies geschieht mit Hilfe von Septummagneten. Dies sind Dipolmagnete, die dicht an die Sollbahn gestellt werden und deren Feld durch ein Septum vom Strahl abgeschirmt ist. Um eine langsame Extraktion zu erreichen, müssen die zu extrahierenden Elektronen von einem Umlauf zum nächsten einen Amplitudensprung ihrer Betatronschwingung von mindestens der Septumstärke vollziehen, während der Elektronenstrahl stabil umläuft. Das bedeutet, dass der Phasenraum aus einem stabilen und einem instabilen Anteil bestehen muss. Dieses Kriterium ist nahe einer nichtlinearen Resonanz erfüllt. Die durch Sextupole angeregte drittelzählige Resonanz ist eine solche nichtlineare Resonanz.

Zunächst ist zu klären, wie die Elektronen vom stabilen in den instabilen Bereich des Phasenraums gelangen. Ihr Phasenraumdiagramm ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Es besteht aus der dreieckigen Separatrix, die den stabilen Bereich des Phasenraums begrenzt, und den instabilen Separatrixästen. Der Abstand a_{fix} der instabilen Fixpunkte von der Mitte des Phasenraums

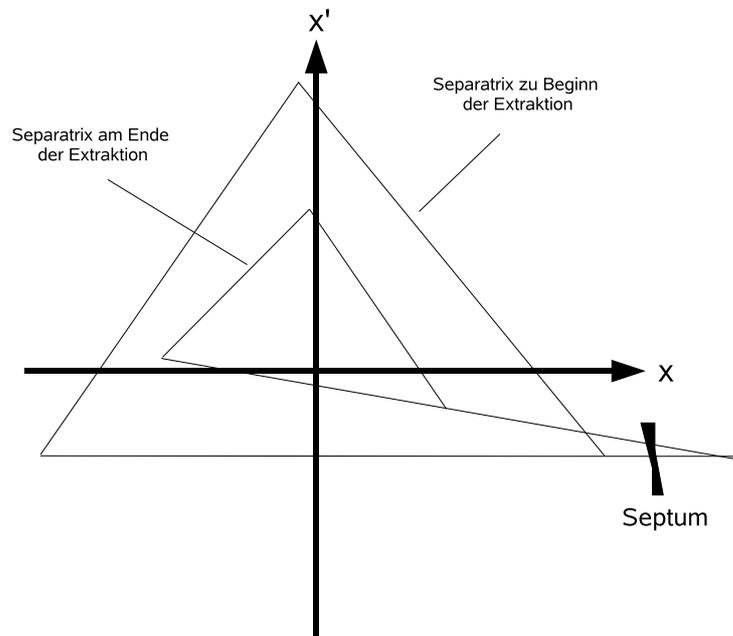


Abbildung 7.4: Veränderung der Separatrix während der Extraktion.

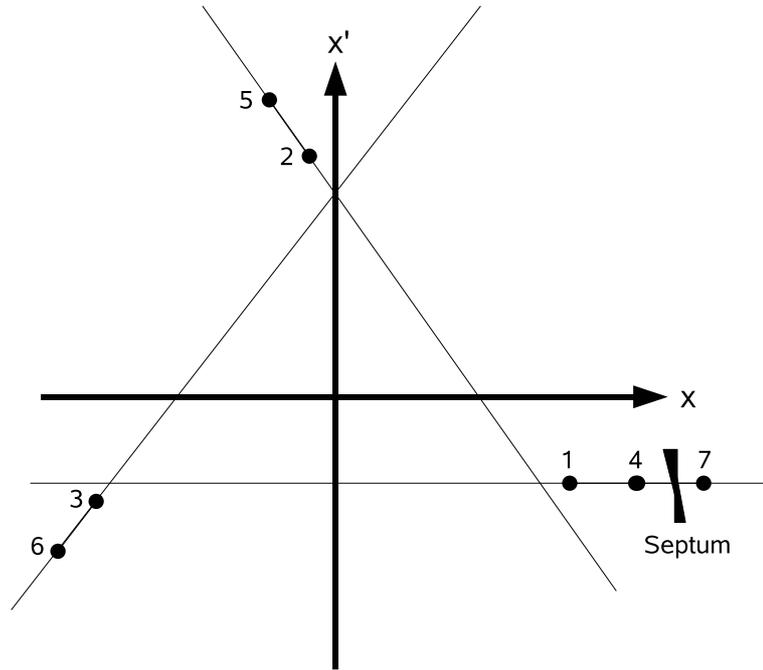


Abbildung 7.5: Bewegung auf den Separatrixästen.

schrumpft bei Annäherung an den Resonanzarbeitspunkt:

$$a_{\text{fix}} \approx \frac{(Q - Q_{\text{Res}})}{g}. \quad (7.10)$$

g bezeichnet hierbei die Sextupolstärke. Der horizontale Arbeitspunkt wird mit Hilfe von Luftquadrupolen zum resonanten Arbeitspunkt hin verschoben:

$$\Delta Q_x = \frac{1}{4\pi} kl\beta_x. \quad (7.11)$$

Die Arbeitspunktverschiebung ist abhängig von der Betafunktion β_x am Standort der Luftquadrupolmagnete. Deshalb sind die Luftquadrupole an Orten mit großer horizontaler Betafunktion β_x und geringer vertikaler Betafunktion β_z aufgestellt. So verursacht eine Verschiebung des horizontalen Arbeitspunktes nur eine geringe Verschiebung des vertikalen Arbeitspunktes.

Die Annäherung des horizontalen Arbeitspunktes an die Resonanz führt zu einer Verkleinerung der Separatrix. Dadurch gelangen die Elektronen in den instabilen Bereich.

Befinden sich die Elektronen außerhalb des stabilen Bereichs bewegen sie sich auf den Separatrixästen. Hierbei sollte einer der Äste der Separatrix möglichst parallel zur x -Achse liegen. Somit ist gewährleistet, dass der Amplitudensprung der Betatronschwingung gleichbedeutend mit einem Ablagenzuwachs gegenüber der Sollbahn ist und nicht nur zur Erhöhung der Divergenz führt. Betrachtet man in Abbildung 7.5 ein Teilchen, das sich an Position 1 befindet, wird dieses Teilchen durch den Arbeitspunkt nahe $Q_x = 4\frac{2}{3}$ eine Rotation von vier ganzen Drehungen und zusätzlichen 240° im Phasenraumdiagramm innerhalb eines Umlaufes vollziehen. Durch den Amplitudenzuwachs befindet es sich zusätzlich weiter außen auf dem Separatrixast (Position 2). Nach zwei weiteren Umläufen befindet es sich wieder auf dem ursprünglichen Separatrixast. Den Amplitudenzuwachs der x -Koordinate über diese drei Umläufe nennt man Sprungweite. Diese Sprungweite muss größer als die Septumdicke sein, damit eine Extraktion möglich ist. Die Differenz zwischen Arbeitspunkt und Resonanz führt dazu, dass die Drehung nicht exakt einem

Vielfachen von 120° entspricht und es zu einer geringen Drehung der Separatrix über den Verlauf einer Extraktion kommt (siehe Abbildung 7.4). Dadurch hat der gleiche Amplitudensprung am Ende der Extraktion einen kleineren Zuwachs der x -Koordinate zur Folge und die Verluste am Septum steigen [12].

7.3.2 Horizontale Emittanz in der Extraktion

Das Verhältnis zwischen Sprungweite Δx_{sep} und Septumdicke d_{sep} gibt die Extraktionseffizienz E an:

$$1 - E = 1 - \frac{N_{\text{ext}}}{N_{\text{tot}}} = \frac{d_{\text{sep}}}{\Delta x_{\text{sep}}}. \quad (7.12)$$

Für den Fall, dass $\Delta x_{\text{sep}} > d_{\text{sep}}$ ist, kann das Septum übersprungen werden. Da die Teilchen statistisch auf dem Separatrixast verteilt sind, haben die Teilchen einen Abstand von 0 bis $(\Delta x_{\text{sep}} - d_{\text{sep}})$ vom Septum. Dies ist gleichbedeutend mit der Anfangsstrahlbreite in der Extraktion. So führt eine Erhöhung der Extraktionseffizienz durch Erhöhung der Sprungweite auch zu einer Erhöhung der Emittanz in der Extraktion. Die Emittanz wächst hierbei quadratisch mit der Sprungweite an.

Die Emittanz bleibt über die Extraktionsphase nicht konstant. Durch das Schrumpfen des stabilen Phasenraums über die Extraktion wächst der Abstand der Fixpunkte der Separatrix zum Septum. Bei größerem Abstand zum Fixpunkt wächst der Amplitudensprung pro Umlauf an. Wie in Abschnitt 7.3.1 beschrieben, führt die Drehung der Separatrix zu einem Verlust am Septum. Der Zuwachs des Amplitudensprungs aufgrund der kleiner werdenden Separatrix dominiert jedoch und hat eine Erhöhung der Sprungweite zum Ende der Extraktion zur Folge und somit eine Erhöhung der Emittanz.

Zur Abschätzung der horizontalen Emittanz wird von einer Sprungweite von $\Delta x_{\text{sep}} = 1$ cm und einer effektiven Septumdicke von $d_{\text{sep}} = 1 - 4$ mm ausgegangen [17]. Die berechnete horizontale Betafunktion beträgt $\beta_x = 14,49$ m. Die Strahlbreite nach der Resonanzextraktion ergibt sich aus

$$\sigma_{\text{ext}} = \Delta x_{\text{sep}} - d_{\text{sep}}. \quad (7.13)$$

Mit der Betafunktion ergibt sich hieraus eine erwartete horizontale Emittanz in der Extraktion von

$$\epsilon_{\text{hor}} = 2400 - 5500 \text{ nm} \cdot \text{rad}.$$

In diesem Bereich sollte die gemessene horizontale Emittanz in der Extraktion liegen.

7.4 Messung der Dispersion

Zur Ermittlung der horizontalen Emittanz ist eine Bestimmung der horizontalen Dispersion nötig. Aufgrund der Impulsbreite $\frac{\Delta p}{p}$ trägt sie zur Strahlbreite bei (siehe Abschnitt 7.5.2).

Teilchen mit einer Impulsabweichung $\frac{\Delta p}{p}$ haben eine verschobene Sollbahn gegenüber jenen Elektronen mit $\frac{\Delta p}{p} = 0$. Die Dispersion gibt den Zusammenhang zwischen Impulsabweichung und Verschiebung der Sollbahn x_D an.

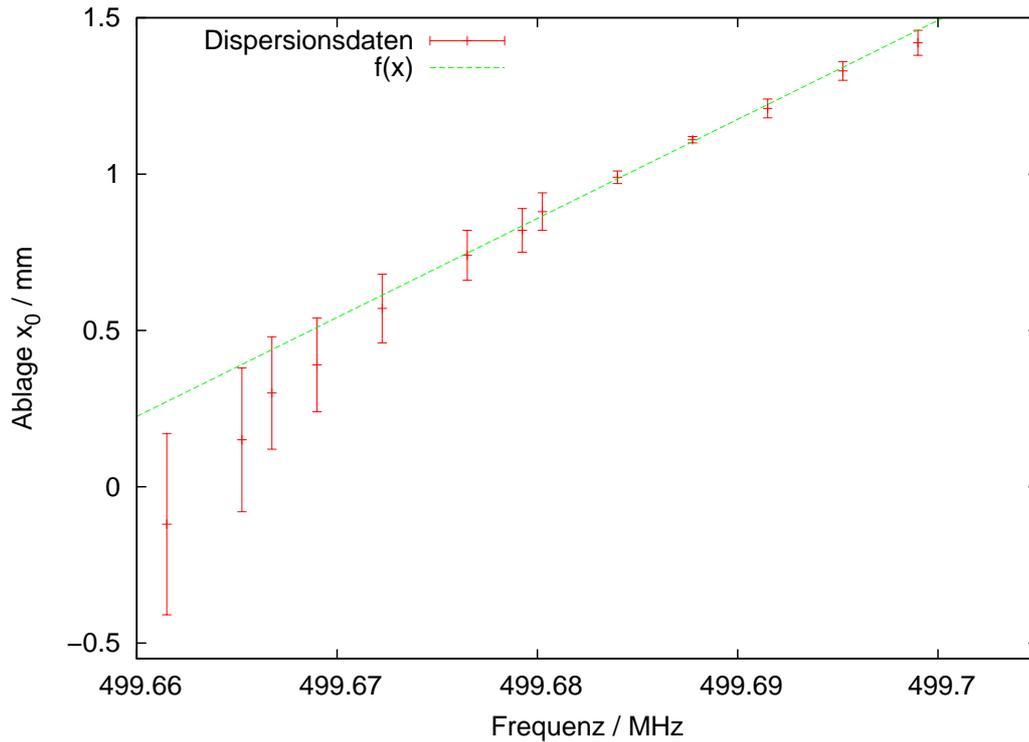


Abbildung 7.6: Bestimmung der Dispersion.

$$x_D(s) = D(s) \frac{\Delta p}{p} \quad (7.14)$$

Durch die Abweichung von der Sollbahn ergibt sich eine Bahnlängenänderung, die proportional zur Impulsänderung ist. Der Proportionalitätsfaktor wird Momentum-Compaction-Factor genannt:

$$\alpha = \frac{\frac{\Delta L}{L}}{\frac{\Delta p}{p}}. \quad (7.15)$$

Da die Bahnlänge ein Vielfaches der Wellenlänge sein muss, folgt aus der Variation der Wellenlänge eine Bahnlängenänderung. Drückt man diese durch die Variation der Hochfrequenz aus, folgt daraus die frequenzabhängige Bahnlängenänderung:

$$\frac{\Delta L}{L} = -\frac{\Delta \nu_{\text{HF}}}{\nu_{\text{HF}}}. \quad (7.16)$$

Die Ablage von der Sollbahn in Abhängigkeit der Frequenzverschiebung $\Delta \nu_{\text{HF}}$ ergibt:

$$\Rightarrow x_D(s) = -\frac{D(s)}{\alpha} \frac{\Delta \nu_{\text{HF}}}{\nu_{\text{HF}}}. \quad (7.17)$$

So kann durch bekannte Veränderung der Hochfrequenz und der am Synchrotronlichtmonitor abzulesenden Ablage $x_D(s)$ auf die Dispersion $D(s)$ geschlossen werden. Aus diesen Daten ergibt sich aus dem Fit in Abbildung 7.6 mit einem Momentum-Compaction-Factor von $\alpha = 0,0625$ eine Dispersion von

$$D(s) = (0,99 \pm 0,04) \text{ m.}$$

Diese Dispersion ist abhängig von der Quadrupolstärke. Zur vollständigen Beschreibung der Dispersion ist also auch die Steigung der Dispersion D' notwendig. Hierzu müsste eine Messung der Dispersion in Abhängigkeit der Quadrupolstärke durchgeführt werden. Die Dispersion auf Höhe des Synchrotronlichtmonitors hängt wie folgt von der Dispersion D_0 und der Steigung D'_0 am Quadrupol ab:

$$D(s) = m_{11}(s)D_0 + m_{12}(s)D'_0 + m_{16}(s). \quad (7.18)$$

$m_{11}(s), m_{12}(s)$ und $m_{16}(s)$ sind hier die Einträge der Transformationsmatrix. Hier kann $m_{16}(s) = 0$ gesetzt werden. Somit ermöglicht ein Fit die Bestimmung von D_0 und D'_0 und auch eine Bestimmung der Dispersion in Abhängigkeit von der Quadrupolstärke k . Diese Messung konnte nicht mehr im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt werden.

7.5 Emittanzmessungen am extrahierten Strahl

Zur Bestimmung der Emittanz in der externen Strahlführung wird ein Quadrupolscan durchgeführt. Hierfür wird die Quadrupolstärke eines Quadrupolmagneten variiert und das Strahlprofil mit dem Synchrotronlichtmonitor am MB3 aufgenommen.

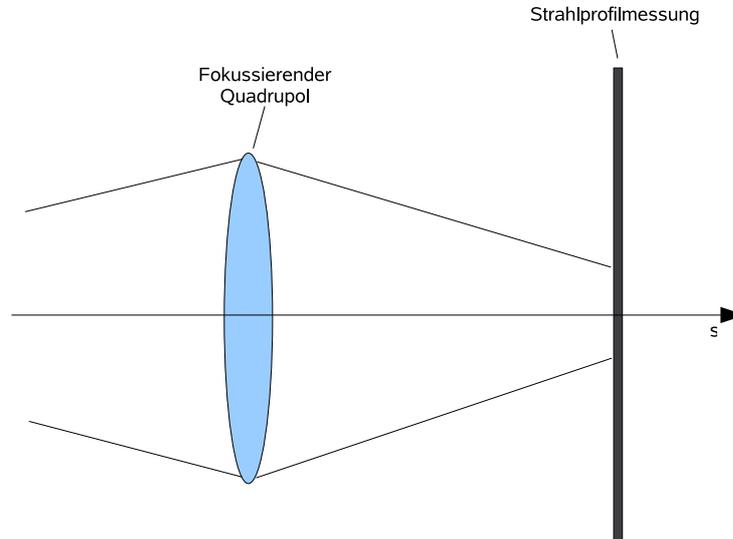


Abbildung 7.7: Quadrupolscan zur Emittanzmessung.

Aus dem Formalismus zur Transformation der Strahlparameter aus Abschnitt 2.2.1 ist bekannt, dass sich die Betafunktion am Quellpunkt des Synchrotronlichtmonitors $\beta(s)$ durch die Funktionen am Startpunkt der Strahlführung ausdrücken lässt:

$$\beta(s) = m_{11}(s)^2\beta_0 - 2m_{11}(s)m_{12}(s)\alpha_0 + m_{12}(s)^2\frac{1 + \alpha_0^2}{\beta_0}, \quad (7.19)$$

wobei die Matrixelemente m_{11} und m_{12} von der Optik zwischen Synchrotronlichtmonitor und dem zu variierenden Quadrupol abhängen. Formt man (7.19) mit Hilfe von $\sigma(s) = \sqrt{\beta(s)\epsilon}$ um,

so erhält man

$$\sigma^2 = m_{11}(s)^2(\epsilon\beta_0) - 2m_{11}(s)m_{12}(s)(\epsilon\alpha_0) + m_{12}(s)^2(\epsilon\gamma_0). \quad (7.20)$$

Die Messung der Strahlbreite σ in Abhängigkeit der Quadrupolstärke ermöglicht einen dreiparametrischen Fit mit den Parametern $(\epsilon\beta_0)$, $(\epsilon\alpha_0)$, $(\epsilon\gamma_0)$. Zur eindeutigen Bestimmung der Emittanz ϵ wird die Quadrupolstärke soweit verändert, dass die Strahlbreite ein Minimum durchschreitet, also die Strahltaile im Messbereich liegt.

Die allgemeine Transformation des Twissparameters γ erhält man aus Gleichung (2.38):

$$\gamma(s) = m_{21}(s)^2\beta_0 - 2m_{21}(s)m_{22}(s)\alpha_0 + m_{22}(s)^2\gamma_0 \quad (7.21)$$

Für die Strahltaile ist $\gamma_t = \frac{1}{\beta_t}$. Die Betafunktion β kann nun wieder durch die Strahltaillenbreite σ_t ausgedrückt werden und führt auf einen Ausdruck für die Emittanz ϵ :

$$\epsilon^2 = \sigma_t^2 \left(m_{21}(s)^2(\epsilon\beta_0) - 2m_{21}(s)m_{22}(s)(\epsilon\alpha_0) + m_{22}(s)^2(\epsilon\gamma_0) \right). \quad (7.22)$$

Mit Hilfe der vorher bestimmten Parameter $(\epsilon\beta_0)$, $(\epsilon\alpha_0)$ und $(\epsilon\gamma_0)$ ist eine eindeutige Bestimmung der Emittanz möglich. Die Transfermatrix M hat aufgrund der ausgeschalteten Korrekturmagnete zwischen Quadrupol und Synchrotronlichtmonitor die einfache Form

$$M = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (7.23)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos \Omega - L\sqrt{k} \sin \Omega & \frac{1}{\sqrt{k}} \sin \Omega + L \cos \Omega \\ -\sqrt{k} \sin \Omega & \cos \Omega \end{pmatrix}.$$

7.5.1 Vertikale Emittanzmessung

Für die vertikale Emittanzmessung wurde die Quadrupolstärke am QD1 variiert und die vertikal fokussierenden Elemente bis zum Synchrotronlichtmonitor am MB3 ausgeschaltet. Die auf dem Monitor zu beobachtende Strahlbreite setzt sich aus einem Emittanzteil und einem dispersiven Teil zusammen:

$$\sigma_z(s) = \sqrt{\sigma_{\text{Emittanz}}^2 + \sigma_{\text{Dispersion}}^2} \quad (7.24)$$

Bei der durchgeführten Messung der vertikalen Emittanz kann der disperseive Teil vernachlässigt werden. Aus dem sich daraus ergebenden dreiparametrischen Fit und der Strahlbreite der Strahltaile können die Emittanz ϵ , sowie die Twissparameter $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ an der Stelle des Quadrupolmagneten bestimmt werden. Zu beachten ist hier die vertikale Verbreiterung des Strahlbildes des Synchrotronlichtmonitors von 260 μm . In Abbildung 7.8 ist die Strahlbreite quadratisch gegen die Quadrupolstärke aufgetragen. Es wird sofort ersichtlich, dass die Bedingung einer Strahltaile im Messbereich erfüllt ist. Die Ergebnisse der vertikalen Emittanzmessung sind in Tabelle 7.4 zusammengefasst.

Emittanz / nm·rad	$197,5 \pm 16,1$
α_0	$-3,45 \pm 0,12$
β_0 / m	$9,74 \pm 0,13$
γ_0 / $\frac{1}{\text{m}}$	$1,24 \pm 0,11$

Tabelle 7.4: Ergebnisse der vertikalen Emittanzmessung

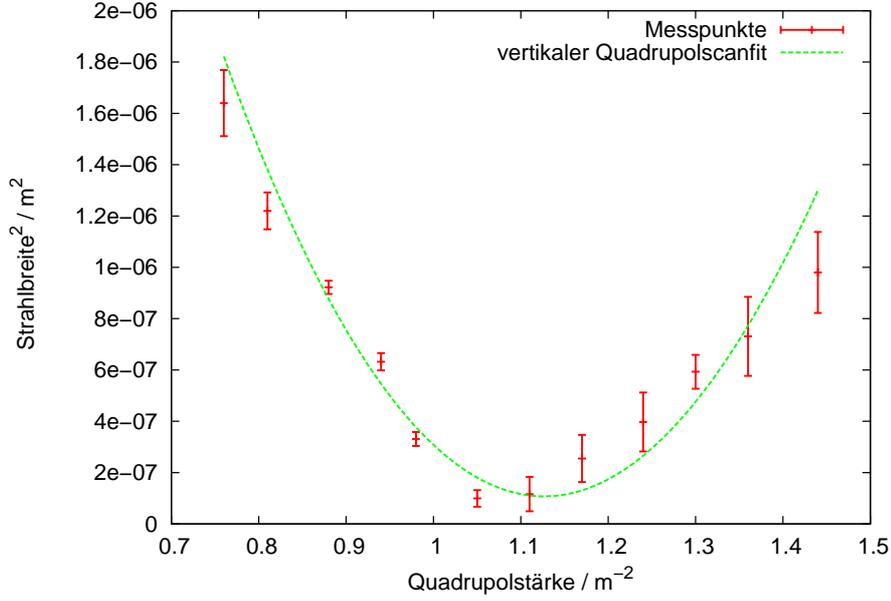


Abbildung 7.8: Vertikaler Quadrupolscan in der Extraktion.

7.5.2 Horizontale Emittanzmessung

Für die horizontale Emittanzmessung wurde die Quadrupolstärke am QF1 variiert und die horizontal fokussierenden Elemente bis zum Synchrotronlichtmonitor am MB3 ausgeschaltet. Im Gegensatz zur vertikalen Strahlbreite kann der dispersive Anteil nicht vernachlässigt werden. Wie aus Gleichung (7.26) ersichtlich wird, hängt der dispersive Anteil der Strahlbreite von der Impulsbreite ab:

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\sigma_{\text{Emittanz}}^2 + \sigma_{\text{Dispersion}}^2} \quad (7.25)$$

$$\Rightarrow \sigma_x(s) = \sqrt{\epsilon_x \cdot \beta_x(s) + \left(D_x(s) \cdot \frac{\Delta p}{p} \right)^2}. \quad (7.26)$$

Der horizontale Quadrupolscan wurde bei einer Energie von 2,4 GeV durchgeführt und es kann für die Geschwindigkeit der Elektronen $v \approx c$ angenommen werden. Somit kann die Impulsbreite durch die Energiebreite ersetzt werden. Die Energiebreite ist gegeben durch:

$$\left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 = \frac{55}{32\sqrt{3}} \frac{\hbar c \gamma^2}{J_s m_0 c^2} \frac{1}{R}. \quad (7.27)$$

Für ELSA ergibt sich bei einer Energie von 2,4 GeV eine Energieunschärfe von $\frac{\Delta E}{E} = 0,09\%$. Die Dispersion $D(s)$ wurde aus der Dispersionsmessung entnommen. Diese ist nicht exakt, da die Dispersion $D(s)$ ebenfalls von der Quadrupolstärke k abhängt. Für eine exakte Berechnung müsste $D(s)$ in Abhängigkeit von k bestimmt werden (siehe Abschnitt 7.6). In Abbildung 7.9 ist die quadratische Strahlbreite gegen die Quadrupolstärke k aufgetragen. Auch hier ist die Bedingung einer Strahltille im Messbereich erfüllt. In Tabelle 7.5 sind die sich aus dem Fit ergebenden Twissparameter und die horizontale Emittanz angegeben.

7.6 Diskussion der Ergebnisse

Die Messung der vertikalen Emittanz in der Strahlführung der Extraktion ergab $\epsilon_{\text{ver}} = (197 \pm 16,1)$ nm-rad und liegt damit eine Größenordnung über dem theoretisch erwarteten Wert. Die

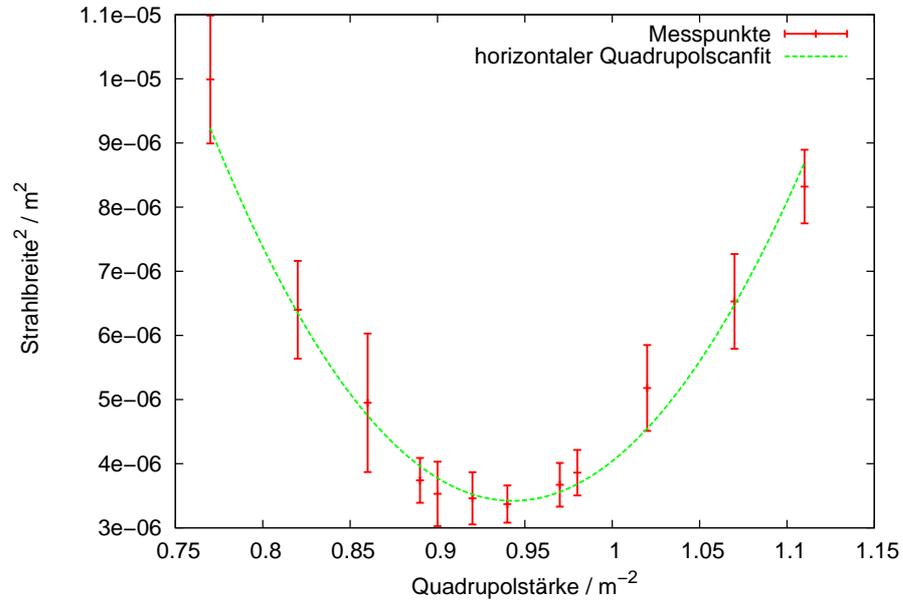


Abbildung 7.9: Horizontaler Quadrupolscan in der Extraktion

Emittanz / nm·rad	2495 ± 102
α_0	$-3,67 \pm 0,07$
β_0 / m	$14,1 \pm 0,07$
$\gamma_0 / \frac{1}{\text{m}}$	$1,02 \pm 0,07$

Tabelle 7.5: Ergebnisse der horizontalen Emittanzmessung.

Abschätzung der Kopplung beruhte auf Daten, die im Jahr 2000 aufgenommen wurden. Die seitdem durchgeführten Veränderungen an ELSA lassen durchaus eine andere Kopplung erwarten. Eine Kopplung oberhalb von mehr als $k = 10 \%$ ist jedoch sehr unwahrscheinlich.

Das Auflösungsvermögen des Synchrotronlichtmonitors beträgt zwar ungefähr 30% der vertikalen Strahlbreite, erklärt allerdings keine Abweichung um eine ganze Größenordnung. Auffällig ist hierbei die Abweichung der Messpunkte vom Fit (siehe Abbildung 7.4). Hier ist zu prüfen, ob sich die Ergebnisse der vertikalen Emittanzmessung reproduzieren lassen. Eine hierfür erneute Messung der vertikalen Emittanz konnte nicht mehr im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt werden. Zur weiteren Analyse ist eine synchrone Messung der Emittanz im ELSA-Ring notwendig, um zu klären, ob die Ursache für dieser große vertikale Emittanz im Stretcherring oder in der Resonanzextraktion liegt.

Die horizontale Emittanz von $\epsilon_{\text{hor}} = (2495 \pm 102)$ nm·rad entspricht hingegen der aus der Resonanzextraktion resultierenden Abschätzung. Die horizontale Emittanz in der Strahlführung ist somit weitaus größer als die für ELSA berechnete natürliche Emittanz (siehe Tabelle 7.1). Zwar wäre eine geringere horizontale Emittanz wünschenswert, wie in Abschnitt 7.3.2 beschrieben, würde dies jedoch zu einer geringeren Extraktionseffizienz führen.

8 Ausblick

Mit den Synchrotronlichtmonitoren lässt sich das transversale Strahlprofil des Elektronenstrahls in ELSA abbilden. Für die Erweiterung der Strahl diagnose an ELSA wäre eine optische Analyse des longitudinalen Strahlprofils wünschenswert. Eine solche optische Messung der Bunchlänge setzt ein hohes zeitliches Auflösungsvermögen voraus. Ähnlich dem transversalen Auflösungsvermögen hängt auch das longitudinale Auflösungsvermögen von der Wahl der Blende ab. Durch das große Platzangebot im Synchrotronlichtlabor würde sich ein Aufbau zur longitudinalen Strahlprofilmessung an diesem Standort anbieten. Im folgenden Abschnitt wird geprüft, ob die für den Synchrotronlichtmonitor am Ka2 geplante Spiegelgröße das longitudinale Auflösungsvermögen zur Bunchlängenmessung besitzt. Im Abschnitt 8.2 wird ein Kamerasystem vorgestellt, dessen zeitliches Auflösungsvermögen eine Messung des longitudinalen Strahlprofils erlauben würde.

8.1 Longitudinales Auflösungsvermögen

Durch den endlichen horizontalen Öffnungswinkel wird das von einem Elektron ausgesandte Synchrotronlicht für einen gewissen Zeitraum sichtbar. Dieser Zeitraum hängt von der Größe des Öffnungswinkels ab. Innerhalb dieser Pulslänge wäre das Synchrotronlicht eines weiteren Elektrons nicht zu unterscheiden. Diese Pulslänge beschränkt also das zeitliche Auflösungsvermögen des Synchrotronlichtmonitors.

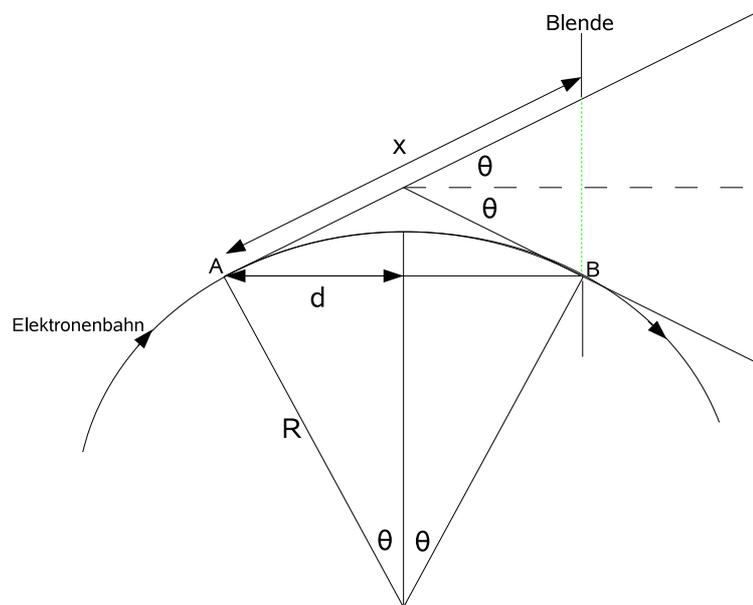


Abbildung 8.1: Longitudinales Auflösungsvermögen.

Die Zeitdifferenz zwischen dem am Punkt A und dem am Punkt B abgestrahlten Lichts beträgt:

$$\delta t = \frac{x}{v_1} - \frac{y}{v_2}. \quad (8.1)$$

y ist hierbei das Bogenstück, welches das Elektron bis zum Punkt B zurücklegt, x die Strecke, die das Licht bis zur Höhe des Punktes B zurücklegt; die sich wie folgt berechnen lässt:

$$x = \frac{2d}{\cos \Theta} \quad d = R \cdot \sin \Theta \quad \Rightarrow \quad x = \frac{2R \sin \Theta}{\cos \Theta} = 2R \tan \Theta$$

$$\Rightarrow \delta t = \frac{2R \tan \Theta}{c} - \frac{2R\Theta}{c\beta}. \quad (8.2)$$

Zusätzlich muss der Zeitimpuls aufgrund des Strahlkegels berücksichtigt werden (siehe 2.19):

$$\delta t \approx \frac{4R}{3c\gamma^3}. \quad (8.3)$$

Ingesamt erhält man einen Zeitpuls von

$$\delta t = \frac{2R}{c} \left(\tan \Theta - \frac{\Theta}{\sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}} \right) + \frac{4R}{3c\gamma^3}. \quad (8.4)$$

Für einen horizontalen Öffnungswinkel von $2\Theta_h = 3 \cdot 10^{-3}$ mrad und $\gamma = 2000$ ergibt dies eine Pulslänge von $\delta t = 7,49 \cdot 10^{-5}$ ps. Dies bedeutet keine Einschränkung hinsichtlich der Bunchlängenmessung, da die erwarteten Bunchlängen in der Größenordnung von 50–100 ps liegen werden.

8.2 Streackkamera

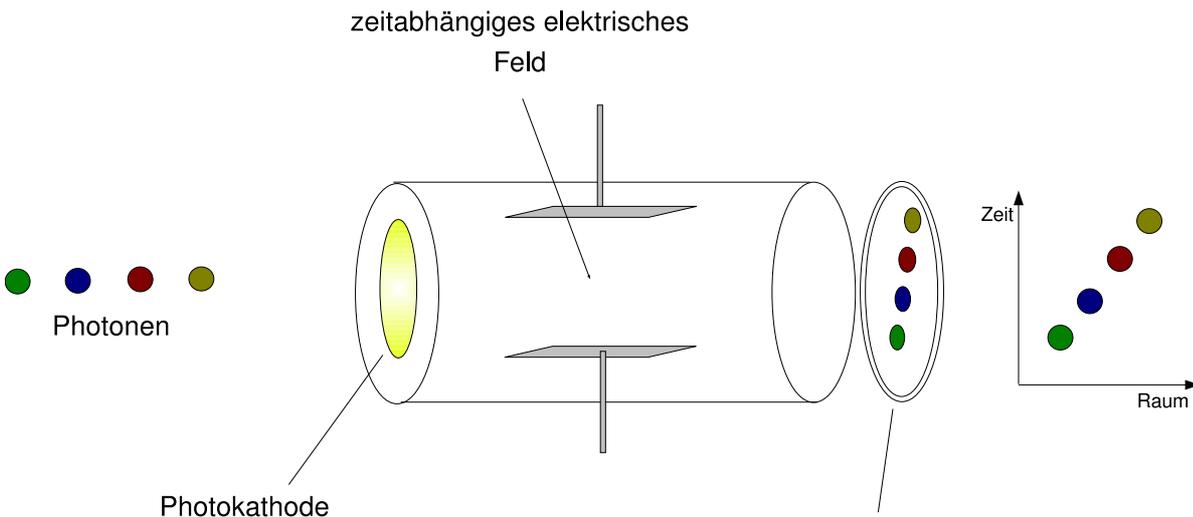


Abbildung 8.2: Prinzip einer Streackkamera.

Zur Messung der Bunchlänge wird ein Kamerasystem benötigt, das ein zeitliches Auflösungsvermögen von wenigen Picosekunden erreicht. Ein Kamerasystem, welches diese Anforderung erfüllt, ist eine Streackkamera. Mit ihr ist es möglich, eine Zeitauflösung im Femtosekundenbereich zu erreichen. Durch das Messprinzip ist allerdings nur eine räumliche Dimension messbar. Die Funktionsweise ist in Abbildung 8.2 dargestellt. Photonen mit einem zeitlichen Versatz Δt treffen auf eine Photokathode und erzeugen mittels Photoeffekt Elektronen. Die zeitliche Differenz der Photonen bleibt dabei erhalten. Die Elektronen bewegen sich durch ein hochfrequentes Wechselfeld. Je nach Zeitdifferenz erfahren die Elektronen eine unterschiedliche Ablenkung in diesem Feld und treffen in unterschiedlicher Höhe auf dem folgenden phosphorierenden Schirm auf. Die unterschiedliche Ablenkung führt also zu einer der Zeitdifferenz Δt proportionalen räumlichen Trennung. Entscheidend für das Auflösungsvermögen der Streackkamera ist hierbei die Frequenz des Wechselfeldes. Diese müsste im Falle einer Nutzung im Beschleunigerbetrieb mit der Hochfrequenz des Resonators synchronisiert werden.

9 Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Strahldiagnose an ELSA zu verbessern. Hierfür wurden die zu Verfügung stehenden Diagnoseelemente durch Synchrotronlichtmonitore erweitert. Diese ermöglichen die Strahldiagnose, ohne den umlaufenden Elektronenstrahl zu beeinflussen. Um eine Analyse des Strahlprofils bzw. der Emittanz in ELSA zu erhalten, ist es notwendig diese sowohl im ELSA-Ring wie auch in der Strahlführung zu den Experimenten messen zu können. Hierdurch kann die durch die Resonanzextraktion erzeugte Emittanz bestimmt werden.

Zur Bestimmung der Emittanz während der Extraktionsphase wurde der Synchrotronlichtmonitor am MB3 in Betrieb genommen. Hiermit ist zum einen die Strahlprofilmessung und somit die Bestimmung der Emittanz möglich, zum anderen kann dieser Monitor zusätzlich zur Strahllagemessung genutzt und bei gleichzeitiger Messung der Position des Photonenstrahls an der Photonkamera hinter dem Crystal-Barrel-Experiment zur Optimierung der Strahllage bezüglich des Targets verwendet werden.

Es wurde eine Bestimmung der Emittanz in der Extraktion mit der Methode des Quadrupol-scans durchgeführt. Die horizontale Emittanz stimmt mit der theoretischen Vorhersage überein. Das Ergebnis der vertikalen Emittanzmessung liegt eine Größenordnung oberhalb des erwarteten Wertes. Zur Bestätigung dieses Ergebnisses sollte die Messung der vertikalen Emittanz wiederholt werden.

Eine Strahlprofilmessung ohne Strahlverlust war im ELSA-Ring lange Zeit nicht durchführbar. Durch den neuen Aufbau des Synchrotronlichtmonitors am M28 wird eine Emittanzmessung in ELSA wieder möglich werden. Aufgrund der Entwicklung des verwendeten Spiegels, in Zusammenarbeit mit dem Forschungszentrum CAESAR, ist ein besseres Auflösungsvermögen zu erwarten. Die Abmessungen des Spiegels sorgen hierbei für eine minimale Verbreiterung des Strahlbildes.

Die so mögliche Messung der Emittanz in ELSA und der Messung der Kopplung werden Rückschlüsse auf die Emittanz in der Extraktion geben und eine genauere Beurteilung der Ergebnisse des Quadrupol-scans in der externen Strahlführung zulassen.

Zur Verbesserung des Auflösungsvermögens ist die Planung eines weiteren Synchrotronlichtmonitors im Synchrotronlichtlabor am Strahlrohr Karlsruhe 2 durchgeführt worden. Es wurde die Größe der Spiegelfläche zur Minimierung der Verbreiterung des Strahlbildes berechnet sowie Simulationen zur Belastung durch den Druck der Wasserkühlung durchgeführt. Als mögliches Herstellungsverfahren wurde die gleiche Methode wie für den Spiegel des Synchrotronlichtmonitors am M28 in Betracht gezogen. Die Ebenheit der Testspiegel sind noch nicht ausreichend, um das verbesserte Auflösungsvermögen durch die Wahl der kürzeren Wellenlänge von 200 nm ausschöpfen zu können. Hier ist eine weitere Optimierung des Herstellungsverfahrens des Spiegels notwendig.

Es wurde geprüft, ob sich der Standort im Synchrotronlichtlabor am Ka2 auch zu einer longitudinalen Strahlprofilmessung eignet. Die Berechnungen haben ergeben, dass das longitudinale Auflösungsvermögen für eine Strahlprofilmessung ausreichend ist. Es ist also möglich, eine optische Bunchlängenmessung mit Hilfe eines Synchrotronlichtmonitors an ELSA durchzuführen.

A Messwerte des Quadrupolscans

Strom(Ist) / A	Strom(Soll) / A	Quadrupolstärke / $1/m^2$	Strahl / mm	Fehler / mm
379,64	349,96	1,437	1,32	0,06
357,92	329,88	1,355	1,19	0,06
343,81	316,89	1,302	1,1	0,03
327,1	301,5	1,239	0,96	0,06
309,1	284,92	1,171	0,84	0,06
292,48	269,54	1,108	0,67	0,05
275,68	254,16	1,045	0,65	0,03
259,16	238,86	0,982	0,91	0,02
243,75	224,67	0,942	1,13	0,01
230,85	212,8	0,875	1,29	0,01
214,23	197,41	0,812	1,44	0,02
200,03	184,42	0,759	1,61	0,04

Tabelle A.1: Messwerte des vertikalen Quadrupolscans.

Strom (Ist) / A	Strom (Soll) / A	Quadrupolstärke / $1/m^2$	Strahl / mm	Fehler / mm
276,06	269,95	1,11	3,29	0,08
265,21	259,35	1,07	2,96	0,13
254,45	248,85	1,02	2,68	0,13
244,74	239,41	0,98	2,37	0,07
234,06	228,89	0,94	2,24	0,06
223,13	218,29	0,9	2,28	0,11
213,85	208,96	0,86	2,63	0,21
204,05	189,54	0,82	2,93	0,13
191,06	187,83	0,77	3,56	0,14
229,16	224,14	0,92	2,26	0,09
220,85	216	0,89	2,34	0,08
240,01	234,75	0,97	2,32	0,07

Tabelle A.2: Messwerte des horizontalen Quadrupolscans.

B Technische Zeichnungen

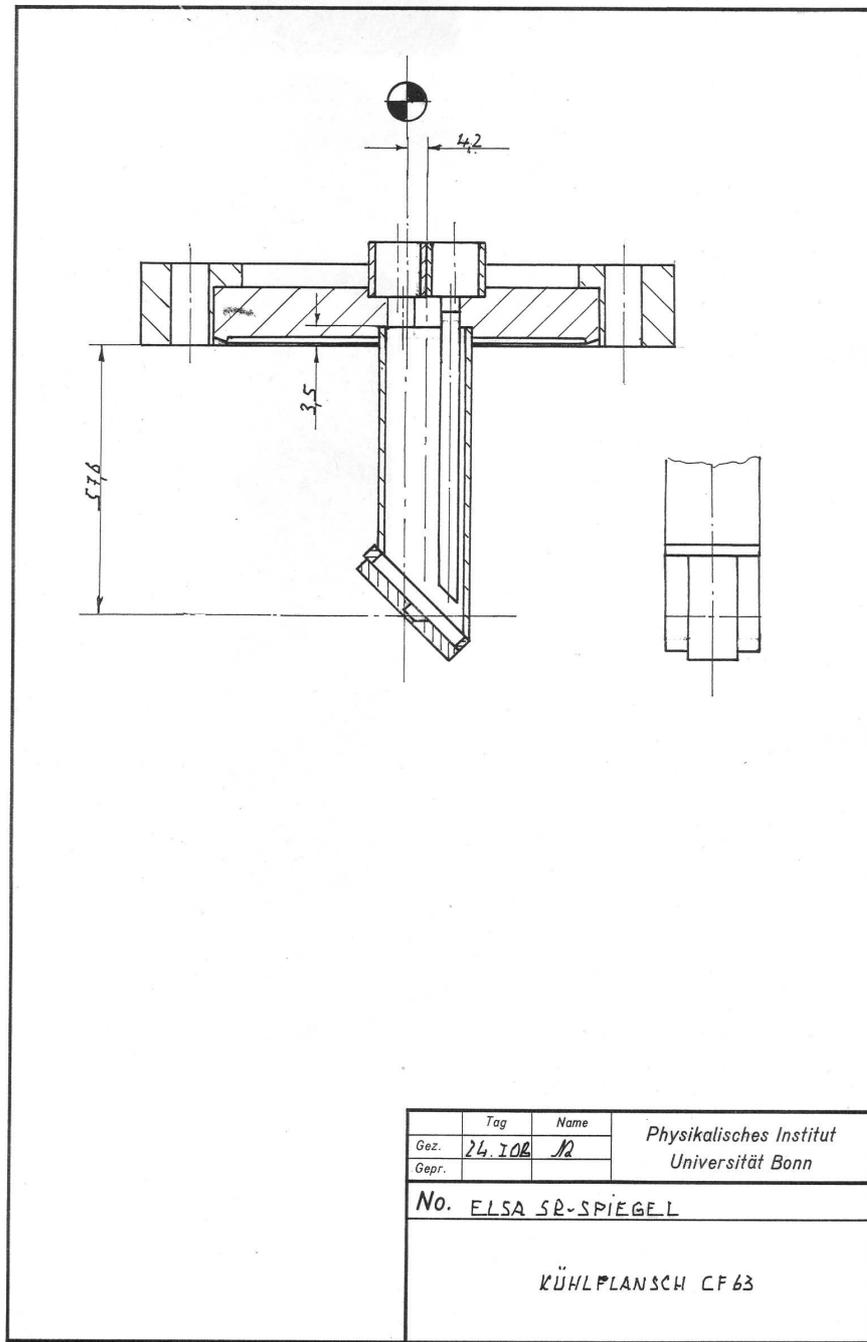


Abbildung B.1: Spiegelhalterung des Synchrotronlichtmonitors am M28[13]

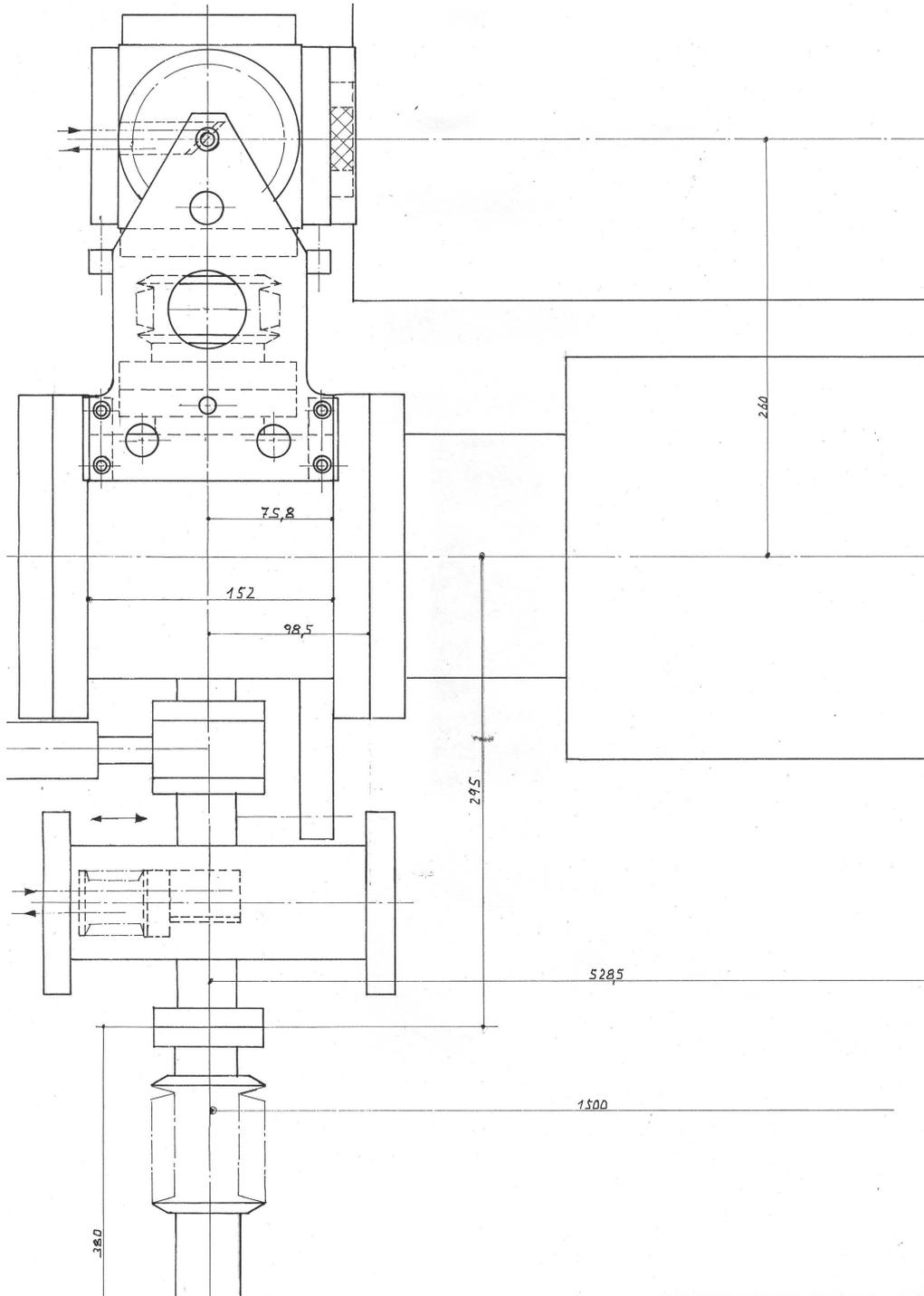


Abbildung B.2: Aufbau des Synchrotronlichtmonitors am M28 [13].

Literatur

- [1] Aiello, G.R.; Cavazzoni, F.: *The Beam Profile Monitors for ELETTRA*, 2nd European Particle Accelerator Conference Vol.1, Page 747 ff., Nice 1990
- [2] Berges, Ulf: *Lage- und Profilauswertung des Elektronenstrahls am Booster BoDo über Synchrotronstrahlung*, Dortmund März 1995
- [3] Bonin, Uwe: *Ein Synchrotronlichtmonitor für die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Bonn 1995
- [4] Editor in Chief: Boss, Michael: *Handbook of Optics Vol.2, 2nd Edition Devices, Measurements and Properties*, Orlando, Florida 1995
- [5] Forschungszentrum CAESAR: *Ergebnisse der Oberflächenanalyse*, Bad Godesberg, Januar/Februar 2008
- [6] Gentner, Michael: *Präparation von Teilchenstrahlen für Experimente der Hadronenphysik: langsame Extraktion an ELFE@DESY und ELSA, sowie Strahlkühlung an HERA*, Bonn Februar 1999
- [7] Hecht, Eugene: *Optics 3rd Edition*, Addison Wesley 1998
- [8] Hillert, Wolfgang: *The Bonn Electron-Stretcher-Accelerator ELSA: Past and Future*, Eur. Phys. Jour. A28 , 1996, Nr.1, S.139-148
- [9] Hillert, Wolfgang; Maier, Rudolf: *Physik der Teilchenbeschleuniger 2*, Universität Bonn, Vorlesungsskript des Wintersemesters 2007/08.
- [10] Jackson, John David: *Klassische Elektrodynamik 4. Auflage*, Berlin: de Gruyter 2006
- [11] Keil, Joachim: *Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Bonn Juli 2000
- [12] Neckenig, Markus: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Verbesserung der Zeitstruktur des extrahierten Elektronenstrahls aus dem Stretcherring*, Bonn März 1993
- [13] Neff, Bernhold: *Konstruktionszeichnungen zur Halterung des Synchrotronlichtmonitors am M28*, Bonn 2008
- [14] Soller, K.: *Kohlenstoffkontamination der Oberflächen optischer Elemente im Synchrotronlicht, Experimentelle physikalische Diplomarbeit des Fachbereichs Physik der Universität Hamburg*, Hamburg 1982
- [15] Sony: *Datenblatt zur CCD-Kamera xc-75/73*
- [16] WATEC: *Datenblatt zur CCD-Kamera WAT-502B*
- [17] Wenzel, Johannes: *Entwicklung und Test eines Simulators der Teilchenbewegung in der Bonner 3,5 GeV-Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Bonn November 1994
- [18] Wille, Klaus: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Stuttgart: Teubner 1992

Danksagung

Ich möchte mich bei Herrn PD Dr. Wolfgang Hillert für das interessante und vielseitige Thema bedanken. Er war zu jeder Zeit bei der Beantwortung theoretischer Fragen wie auch bei der Lösung praktischer Probleme eine große Hilfe.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Dr. Rudolf Maier für die Übernahme des Korreferats.

Mein Dank gilt Herrn Dr. Pascal und Herrn Lacher vom Forschungszentrum CAESAR für die große Unterstützung bei der Analyse der Spiegeloberflächen sowie Herrn Rinner bei der Vernickelung der Spiegel.

Ich möchte mich bei Herrn Dr. Frank Frommberger für die Beantwortung der Fragen zum Kontrollsystem und der Unterstützung bei Softwareproblemen bedanken.

Ich danke der ganzen ELSA-Gruppe für die gute Arbeitsatmosphäre und viel Spaß während und auch außerhalb der Arbeitszeit.

Oliver Preisner, André Roth, Maren Eberhardt und Thorsten Pusch möchte ich für das Korrekturlesen dieser Arbeit danken.

Jürgen Wittschen danke ich für die Unterstützung, wenn es um Fragestellungen der Optik ging, sowie den interessanten Messebesuch der LASER 2007.

Ebenso danke ich Fabian Klarner, Sebastian Aderhold und Oliver Boldt für manche problemlösende Diskussion und die schöne Zeit im Büro.

Ich möchte mich bei Herrn Bernhard Neff für die große Unterstützung bei der Konstruktion und dem Aufbau des Synchrotronlichtmonitors am M28 bedanken.

Großer Dank gilt Bettina Steitz, mit der sowohl gute wie auch schwere Zeiten meines Studiums soviel leichter zu meistern waren und deren Unterstützung ich mir immer gewiss sein konnte.

Ich bedanke mich bei meiner Familie, insbesondere bei meinen Eltern, für jegliche Unterstützung. Ohne sie wäre mein Physikstudium nicht möglich gewesen.

Meinen Dank gilt allen nicht namentlich genannten Personen, die mir in der Zeit meines Studiums und insbesondere in der Zeit dieser Arbeit zur Seite standen, mir bei fachlichen Problemen weitergeholfen haben oder einfach für mich da waren.