

# UNIVERSITÄT BONN

## Physikalisches Institut

**Ein Synchrotronlichtmonitor für die  
Elektronen-Stretcher-Anlage  
ELSA**

von  
Uwe Bonin

Post address:  
Nußallee 12  
53115 Bonn  
Germany



Bonn University  
July 1996

UNIVERSITÄT BONN  
Physikalisches Institut

**Ein Synchrotronlichtmonitor für die  
Elektronen-Stretcher-Anlage  
ELSA**

von  
Uwe Bonin

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

Angenommen am: 30.07.1996  
Referent: Prof. Dr. B. Schoch  
Korreferent: Prof. Dr. F. von Busch



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Synchrotronstrahlung</b>	<b>7</b>
2.1	Die abgestrahlte Leistung . . . . .	7
2.2	Das Frequenzspektrum der Synchrotronstrahlung . . . . .	7
2.3	Der Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Optik des Synchrotronlichtmonitors</b>	<b>11</b>
3.1	Die abbildende Optik . . . . .	11
3.2	Abbildungsfehler der Optik . . . . .	12
<b>4</b>	<b>Aufbau des Synchrotronlichtmonitors</b>	<b>17</b>
4.1	Der Metallspiegel . . . . .	17
4.2	Die Vakuumkammer . . . . .	21
4.3	Die optischen Elemente . . . . .	23
4.4	Die Elektronik . . . . .	26
<b>5</b>	<b>Computersteuerung</b>	<b>29</b>
5.1	Die Struktur des ELSA-Kontrollsystems . . . . .	29
5.2	Der VME-Rechner für den Synchrotronlichtmonitor . . . . .	30
5.3	Die Software für den Synchrotronlichtmonitor . . . . .	33
<b>6</b>	<b>Messungen</b>	<b>39</b>
6.1	Überprüfung der Längenskalierung . . . . .	39
6.2	Überprüfung der Interferenz durch den Spiegel . . . . .	39
6.3	Messung zur Wärmeausdehnung . . . . .	42
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>45</b>
<b>A</b>	<b>Strahlbilder</b>	<b>47</b>
<b>B</b>	<b>Konstruktionszeichnungen und Schaltpläne</b>	<b>49</b>



# Kapitel 1

## Einführung

Am Physikalischen Institut der Universität Bonn wird seit 1987 die **EL**ektronen-**St**retcher-Anlage ELSA betrieben. Sie bildet eine Erweiterung eines 2.5 GeV Synchrotrons aus dem Jahre 1967, das seitdem als Vorbeschleuniger dient. ELSA liefert zur Zeit drei Experimenten der Mittlereichteilchenphysik einen Elektronenstrahl. Dazu werden die Elektronen zunächst gespeichert und können auf eine Energie bis zu 3.5 GeV nachbeschleunigt werden. Anschließend wird der Elektronenstrahl langsam über mehrere Sekunden extrahiert. Weiterhin kann ELSA als Synchrotronstrahlungsquelle betrieben werden, indem der Elektronenstrahl über Zeiträume von mehr als einer Stunde gespeichert wird. Abbildung 1.1 zeigt einen Überblick von ELSA.

Beim Betrieb eines Teilchenbeschleunigers besteht ein grundsätzliches Interesse an einer hohen Strahlqualität. Das bedeutet unter anderem, daß man eine möglichst kleine Emittanz und deshalb eine möglichst kleine transversale Strahlbreite erreichen möchte. Die Strahlbreite läßt sich durch verschiedene Elemente des Beschleunigers beeinflussen. Die Einstellung dieser Elemente ist in einem bestimmten Umfang berechenbar. Allerdings können kleine Justagefehler - z.B. Aufstellungsfehler der Magnete - empfindliche Einflüsse haben. Letztendlich ist eine optimale Einstellung nur experimentell möglich. Das setzt ein Diagnoseelement zur Bestimmung der Strahlbreite voraus. Dieses sollte den folgenden Anforderungen genügen:

- Die Messung selbst darf keine Einflüsse auf den Strahl ausüben, da sie ja gerade den Einfluß verschiedener Parameteränderungen bestimmen soll.
- Sie sollte einen direkten visuellen Eindruck des Strahls liefern, so daß die Strahlveränderungen aufgrund von Parameteränderungen ohne merkliche Verzögerung sichtbar werden.
- Es sollen die vertikale und die horizontale Strahlbreite bestimmt werden, da diese aus beschleunigerphysikalischen Gesetzmäßigkeiten miteinander verknüpft sind.

Diese Anforderungen werden von einem Synchrotronlichtmonitor erfüllt. Mit ihm wird die Synchrotronstrahlung des Elektronenstrahls zur Bestimmung seiner Breite genutzt. Dabei wird mit den sichtbaren Komponenten der Synchrotronstrahlung eine optische Abbildung des transversalen Intensitätsprofils des Elektronenstrahls erzeugt.

Die vorliegende Arbeit behandelt den Aufbau eines Synchrotronlichtmonitors an ELSA und insbesondere die Entwicklung einer rechnergestützten Steuerung, Überwachung und Verarbeitung von Bilddaten. Zunächst sollen dazu einige Eigenschaften der Synchrotronstrahlung und das Funktionsprinzip des Synchrotronlichtmonitors erläutert werden. Anschließend wird die Realisierung des Aufbaus und die Computerkontrolle sowie die entwickelte Software dargestellt. Zum Abschluß werden einige Messungen im Strahlbetrieb diskutiert.



## Kapitel 2

# Synchrotronstrahlung

Im Kapitel 1 wurde erwähnt, daß ein Synchrotronlichtmonitor aus den sichtbaren Komponenten der Synchrotronstrahlung eines Elektronenkreisbeschleunigers eine Abbildung des transversalen Intensitätsprofils des Elektronenstrahls erzeugt. Bevor auf die Funktionsweise des Synchrotronlichtmonitors genauer eingegangen wird, sollen noch einige wichtige Eigenschaften der Synchrotronstrahlung erläutert werden. Eine genaue theoretische Betrachtung läßt sich z.B. in [1] finden.

### 2.1 Die abgestrahlte Leistung

Die gesamte abgestrahlte Leistung eines Elektrons mit der Ladung  $e$  und der Ruhemasse  $m_0$ , das transversal mit einer Kraft  $\frac{d\vec{p}}{dt}$  beschleunigt wird, ist (vgl. [1])

$$P = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{\gamma^2}{(m_0 c^2)^2} \left( \frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2. \quad (2.1)$$

Bewegt sich das Elektron mit einer Energie  $E$  auf einer Kreisbahn mit dem Radius  $R$ , ist

$$P = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{\gamma^2}{(m_0 c^2)^2} \frac{E^2}{R^2} = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{R^2} \gamma^4. \quad (2.2)$$

Bei einem Kreisbeschleuniger ist es handlicher, die Strahlungsleistung in Abhängigkeit vom Strahlstrom  $I = \frac{ecN}{U}$  anzugeben. Dabei bezeichnet  $N$  die Anzahl der Elektronen und  $U$  den Umfang des Kreisbeschleunigers. Die gesamte Abstrahlung ist dann

$$P = \frac{eU}{6\pi\epsilon_0 R^2} I \gamma^4. \quad (2.3)$$

Für die möglichen Einstellungen von ELSA (d.h.  $E \simeq 1 - 3$  GeV und  $I \simeq 1 - 100$  mA) erhält man eine Strahlungsleistung zwischen etwa 0.02 und 200 kW. Sie führt hauptsächlich zur Erwärmung der Strahlrohre und wird dem Teilchenstrahl durch Hochfrequenzsender wieder zugeführt, um ihn auf einer konstanten Energie zu halten.

### 2.2 Das Frequenzspektrum der Synchrotronstrahlung

Die Strahlung eines beschleunigten relativistischen Elektrons ist in einem in Bewegungsrichtung geöffneten Kegel verteilt, dessen Symmetrieachse tangential an der Elektronenbahn liegt. Die



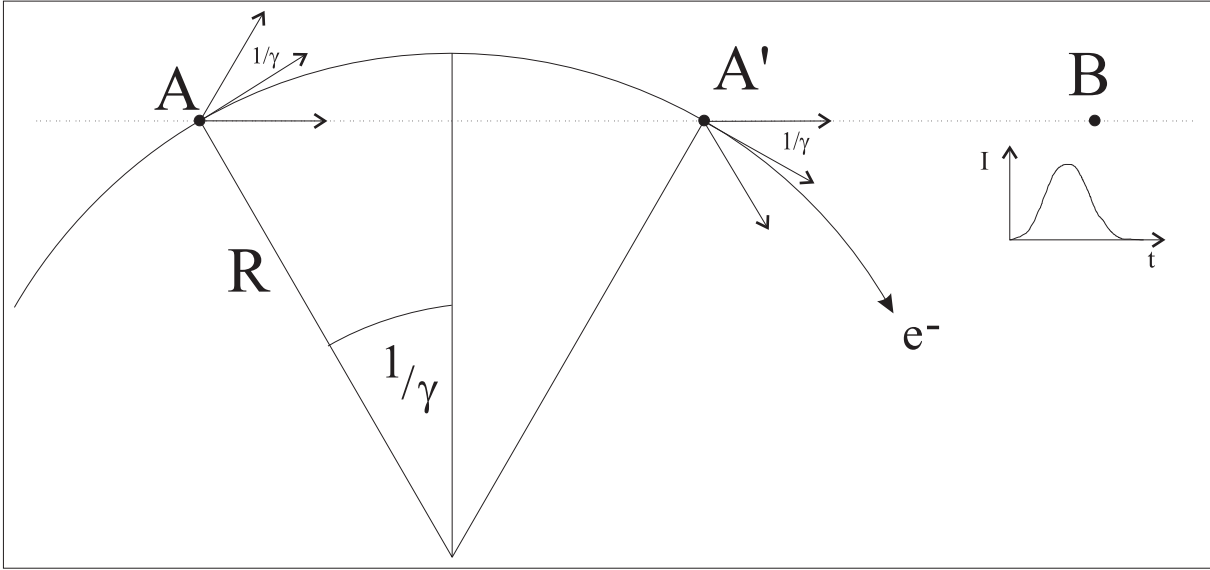


Abbildung 2.1: Die Zeitstruktur eines Strahlungspulses. Das Diagramm zeigt etwa den zeitlichen Verlauf der Intensität  $I$ .

Strahlungsleistung hat ihr Maximum in Richtung der Symmetrieachse und fällt wie  $1/(1+x^2)^3$  ab. Der halbe Öffnungswinkel dieses Kegels ist (falls  $\beta \simeq 1$ ) [1]

$$\phi = \frac{1}{\gamma}. \quad (2.4)$$

Aus dieser Eigenschaft lassen sich einige Aussagen über das Frequenzspektrum der Synchrotronstrahlung machen. Abbildung 2.1 macht qualitativ deutlich, daß die Länge eines Strahlungspulses, der am Punkt B beobachtet wird, näherungsweise durch die Differenz der Flugzeit  $\Delta t_e$  eines Elektrons mit der Geschwindigkeit  $v$  und der Flugzeit  $\Delta t_\gamma$  eines Photons von A nach A' gegeben ist.

$$\Delta t = t_{e^-} - t_\gamma = \frac{2R}{v} \frac{1}{\gamma} - \frac{2R}{c} \sin\left(\frac{1}{\gamma}\right). \quad (2.5)$$

Mit  $\sin\left(\frac{1}{\gamma}\right) \simeq \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{6\gamma^3} + \dots\right)$  ergibt sich

$$\Delta t \simeq \frac{2R}{\gamma\beta c} \left(1 - \beta + \frac{\beta}{6\gamma^2}\right). \quad (2.6)$$

Schließlich führt die Näherung  $\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \simeq \left(1 - \frac{1}{2\gamma^2} + \dots\right)$  auf

$$\Delta t \simeq \frac{2R}{\gamma c} \left(\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{1}{6\gamma^2}\right) \simeq \frac{4R}{3c\gamma^3}. \quad (2.7)$$

Ein Beobachter sieht am Punkt B also einen Strahlungspuls der Breite  $\Delta t = \frac{4R}{3c\gamma^3}$ . Eine Fourier-Zerlegung dieses Strahlungspulses führt darauf, daß er Frequenzkomponenten bis zu einer kritischen Frequenz  $\omega_c \sim \frac{1}{\Delta t} \sim \frac{c}{R}\gamma^3$  enthält.

Eine genauere Betrachtung ergibt (vgl. [1]), daß die kritische Frequenz, ab der die Intensität vernachlässigt werden kann,

$$\omega_c = \frac{3c}{R}\gamma^3 \quad (2.8)$$

ist.

Andere Autoren definieren die kritische Frequenz als die Frequenz, die das Spektrum in zwei Bereiche gleicher Leistung teilt. Dann gilt  $\omega_c = \frac{3c}{2R}\gamma^3$ . Im folgenden wird  $\omega_c$  immer nach der Gleichung 2.8 berechnet werden.

Die spektrale Intensitätsverteilung der Synchrotronstrahlung hat einen charakteristischen Verlauf. Die von einem Elektron in ein Raumwinkelement  $d\Omega = d\phi d \cos \Theta$  und ein Frequenzintervall  $d\omega$  abgestrahlte Intensität  $I$  ist (vgl [1])

$$\frac{d^3 I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{3\pi^2 c} \left(\frac{\omega R}{c}\right)^2 \left(\frac{1}{\gamma^2} + \Theta^2\right)^2 \left[ K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\Theta^2}{1/\gamma^2 + \Theta^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] \quad (2.9)$$

Dabei sind

$$\xi = \frac{\omega R}{3c} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \Theta^2\right)^{3/2},$$

$R$  der Elektronenbahnradius und  
 $K_{1/3}, K_{2/3}$  die modifizierten Besselfunktionen.

Die spektrale Intensitätsverteilung der Synchrotronstrahlung erhält man durch Integration der Gleichung 2.9 über alle Raumwinkel.

Es gilt für  $\omega \ll \omega_c$

$$\frac{dI}{d\omega} \sim \frac{e^2}{c} \left(\frac{\omega R}{c}\right)^{1/3} \quad (2.10)$$

Die Intensität der sichtbaren Komponenten der Synchrotronstrahlung ist also unabhängig von der Energie des Elektrons. Bei einem Elektronenstrahl hängt sie linear vom Strahlstrom ab.

Der Synchrotronlichtmonitor, der die sichtbaren Komponenten verwendet, muß also so ausgelegt sein, daß er Lichtintensitäten in einem Bereich verarbeiten kann, der so groß ist wie der Bereich der üblichen Strahlstromeinstellungen. ELSA wird üblicherweise mit Strömen zwischen 1 mA und 100 mA betrieben. Der Meßbereich des Synchrotronlichtmonitors sollte sich also über 2-3 Größenordnungen erstrecken.

## 2.3 Der Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung

Der o.g. halbe Öffnungswinkel der Synchrotronstrahlung  $\phi = \frac{1}{\gamma}$  ergibt sich streng genommen aus der Wurzel des mittleren quadratischen Emissionswinkels. Der Öffnungswinkel des Strahlungskegels für eine bestimmte Frequenz ist aber von der Frequenz abhängig. Der Öffnungswinkel für den Niederfrequenzbereich ist größer. Für  $\omega \ll \omega_c$  gilt (vgl. [1])

$$\phi = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^{1/3} \quad (2.11)$$

Mit Gleichung 2.8 folgt daraus

$$\phi = \left( \frac{3\lambda}{2\pi R} \right)^{1/3}. \quad (2.12)$$

Für hohe Elektronenstrahlenergie (z.B.  $E=1\text{GeV}$  bei  $R=11\text{m}$ ) ist die Grenzfrequenz  $\omega_c$  viel größer als die Frequenz des sichtbaren Lichtes ( $\omega_c = 655 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{s}} \gg \omega_{\text{Licht}} \simeq 3 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{s}}$ ). Der Öffnungswinkel kann dann nach Gleichung 2.12 berechnet werden. Dieser Winkel ist *unabhängig* von der Energie der Elektronen.

## Kapitel 3

# Optik des Synchrotronlichtmonitors

Die Synchrotronstrahlung, die von jedem Punkt eines transversalen Querschnittes des Elektronenstrahls ausgestrahlt wird, ist proportional zur Stromdichte an dieser Stelle. Mit einer optischen Abbildung der sichtbaren Anteile der Synchrotronstrahlung läßt sich also ein Bild des transversalen Intensitätsprofils des Elektronenstrahls erzeugen. Auf einer solchen Abbildung basiert die Funktionsweise des Synchrotronlichtmonitors. Sie soll im folgenden genauer erläutert werden. Anschließend wird auf die Abbildungsfehler eingegangen.

### 3.1 Die abbildende Optik

Die abbildende Optik wird im einfachsten Fall durch eine Blende zur Aperturbegrenzung und eine Sammellinse realisiert. Bei Synchrotronstrahlung ist zu beachten, daß sich durch die hohe Intensität im UV-Bereich die Oberfläche der Linse schwärzen würde und sie dadurch unbrauchbar würde (vgl. Kapitel 4.1.2). Darüber hinaus wirkt eine Linse nur im Bereich um die sichtbaren Frequenzanteile. Es besteht also die Notwendigkeit, die optischen Anteile aus dem übrigen Spektrum herauszufiltern und die Optik nur diesen Anteilen auszusetzen. Eine einfache Möglichkeit dazu bietet eine spiegelnde Metalloberfläche. Ein Metallspiegel reflektiert nur in einem engen Frequenzbereich um das sichtbare Licht. Die anderen Anteile des Synchrotronlichtspektrums werden weitgehend absorbiert.

Die Abbildung 3.1 zeigt schematisch die Funktion der abbildenden Optik. Durch die horizontale Breite der Blende wird die Größe des Kreissegmentes und dadurch die Länge des Emissionsbereiches, der abgebildet wird, festgelegt. Die Abbildung wird durch eine Sammellinse erzeugt. Insgesamt entsteht in der Bildebene ein zweidimensionales Bild des transversalen Elektronenstrahlprofils.

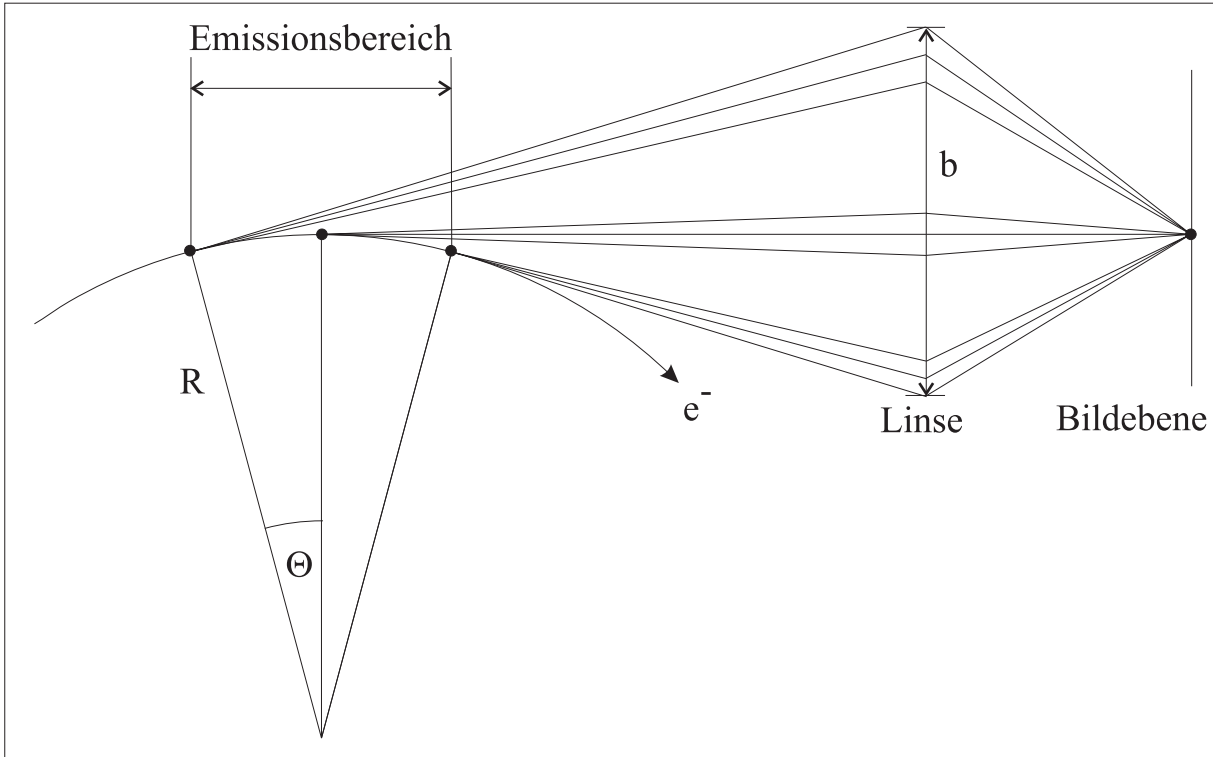


Abbildung 3.1: Das Prinzip der Abbildung für Synchrotronlicht. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde der Spiegel nicht eingezeichnet. Er bewirkt keine prinzipielle Veränderung.

## 3.2 Abbildungsfehler der Optik

Als Auflösung eines optischen Systems wird der Abstand zweier Punkte definiert, die gerade noch getrennt werden können. Für den vorliegenden Fall, in dem ein Gaußprofil abgebildet wird, ist es aber aufschlußreicher, eine andere Größe zu betrachten. Das Bild, das eine punktförmige Lichtquelle erzeugt, hat eine endliche Ausdehnung und kann durch eine Gaußverteilung angenähert werden. Deren  $1\sigma$ -Breite wird als Verbreiterung der Strahlbildes durch die Abbildungsfehler definiert [10]. Für den Synchrotronlichtmonitor sind drei wesentliche Abbildungsfehler zu betrachten.

### 3.2.1 Verbreiterung durch die Krümmung der Bahn

Im Kapitel 3.1 wurde dargestellt, daß das sichtbare Licht nur aus einem endlichen Kreissegment abgebildet wird. Seine Bogenlänge wird durch die Blende begrenzt. Die Abbildung 3.2 zeigt, daß Licht eines Teilchens scheinbar von verschiedenen Punkten stammt. Diese Punkte sind annähernd gleichmäßig über die Breite  $\Delta x_k$  verteilt. Sie ergibt sich aus dem halben horizontalen Öffnungswinkel  $\Theta_h$  und dem Radius des Dipolmagneten  $R$ . Es gilt

$$\cos(\Theta_h) = \frac{R}{R + \Delta x_k} \quad (3.1)$$

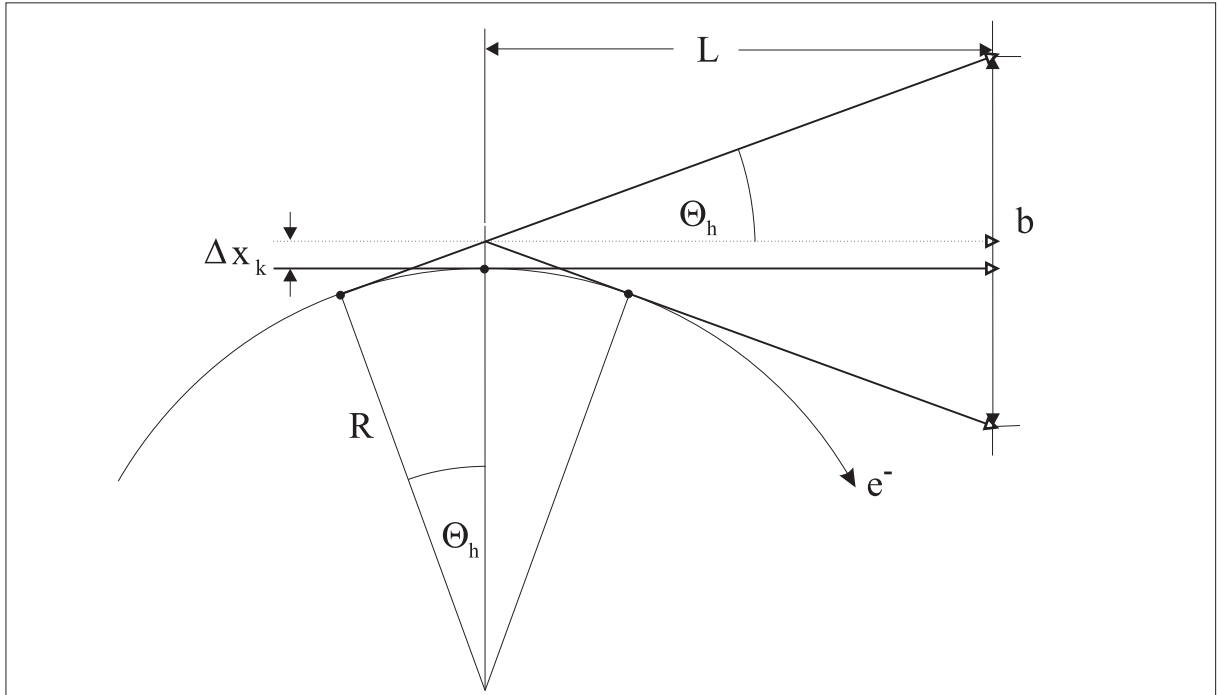


Abbildung 3.2: Verbreiterung des Bildes durch die Krümmung der Elektronenbahn

Daraus ergibt sich

$$\Delta x_k = \frac{R}{\cos(\Theta_h)} - R . \quad (3.2)$$

Für kleine Winkel  $\Theta_h$  kann die Näherung  $\frac{1}{\cos \Theta_h} \simeq \left(1 + \frac{1}{2} \Theta_h^2 + \dots\right)$  verwendet werden. Das führt zu

$$\Delta x_k \simeq \frac{1}{2} R \Theta_h^2 . \quad (3.3)$$

Um die verschiedenen Abbildungsfehler miteinander vergleichen zu können, wird die Verteilung der scheinbaren Quellpunkte durch eine Gaußfunktion genähert. Die Breite der Verteilung ist (vgl [10])

$$\sigma_k \simeq \frac{1}{2} R \Theta_h^2 . \quad (3.4)$$

Es ist zu beachten, daß diese Verbreiterung nur horizontal wirkt, da der Strahl vertikal in einer Ebene bleibt.

### 3.2.2 Verbreiterung durch die Schärfentiefe

Ein weiterer Abbildungsfehler, der zu einer Verbreiterung führt, ist ebenfalls auf die endliche Länge des Emissionsbereichs, der abgebildet wird, zurückzuführen. Er entsteht in horizontaler und vertikaler Richtung.

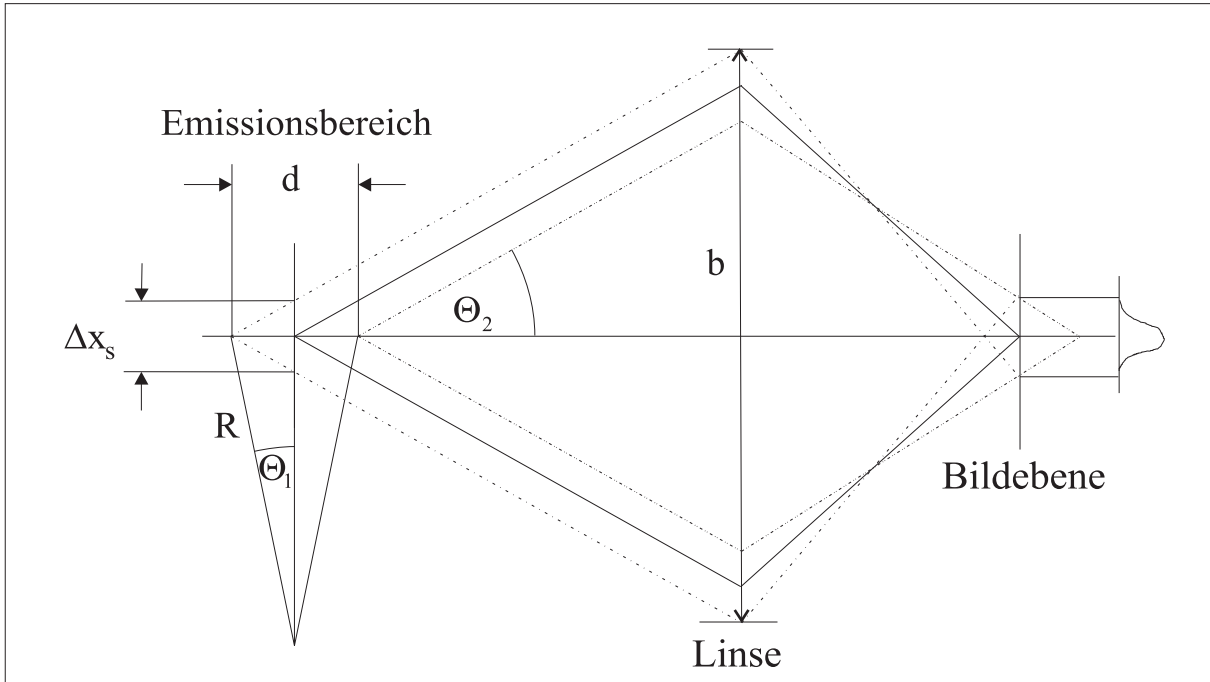


Abbildung 3.3: Verbreiterung des Bildes durch die Tiefe des Emissionsbereiches

Aus Abbildung 3.3 wird deutlich, daß das Licht einer punktförmigen Quelle nicht auf einen Punkt fokussiert wird. Da es aus dem Emissionsbereich der Länge  $d$  stammt, hat die Quelle scheinbar die Breite  $\Delta x_s$ . Aus geometrischen Betrachtungen wird klar, daß  $\Delta x_s$  durch  $\tan \Theta_2 = \frac{\Delta x_s}{d}$  und  $\sin \Theta_1 = \frac{d}{2R}$  bestimmt wird. Für kleine Winkel  $\Theta_1$  und  $\Theta_2$  gilt dann

$$\Rightarrow \Delta x_s \simeq 2R\Theta_1\Theta_2 . \quad (3.5)$$

Eine punktförmige Quelle erscheint also über die Breite  $\Delta x_s$  verteilt, wobei in der Mitte ein Maximum entsteht. Eine Gaußfunktion, die an diese Verteilung angenähert wird, hat die Breite (vgl. [10])

$$\sigma_s \simeq \frac{1}{2}R\Theta_1\Theta_2 . \quad (3.6)$$

$\Theta_1$  und  $\Theta_2$  werden in horizontaler Richtung durch die horizontale Breite der Blende festgelegt ( $\Theta_1 = \Theta_2 \simeq \frac{b_h}{2L}$ ). In vertikaler Richtung ergibt sich  $\Theta_1$  ebenfalls aus der horizontalen Blendenöffnung, die die Emissionslänge bestimmt.  $\Theta_2$  wird entweder durch die vertikale Blendenöffnung ( $\Theta_2 \simeq \frac{b_v}{2L}$ ) oder durch den Öffnungswinkel des Strahlungskegels  $\phi = \left(\frac{3\lambda}{2\pi R}\right)^{1/3}$  bestimmt, je nachdem, welcher Winkel kleiner ist.

### 3.2.3 Verbreiterung durch Beugung

Die vorangegangenen Abbildungsfehler lassen sich durch einen möglichst kleinen Öffnungswinkel, also eine kleine Blende, verringern. Eine Blende verursacht allerdings eine Beugung des Lichtes. Ist die Entfernung der Lichtquelle im Vergleich zur Blendenöffnung sehr groß, kann die Beugung in Fraunhoferscher Näherung behandelt werden. In Abbildung 3.4 ist das schematisch dargestellt,

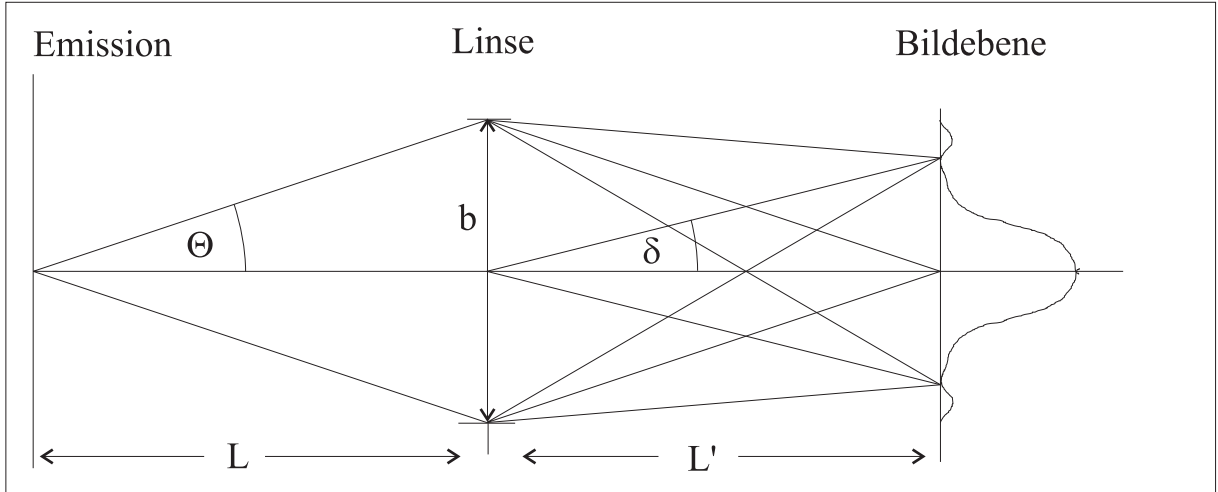


Abbildung 3.4: Verbreiterung des Bildes durch Beugung des Synchrotronlichtes an der Blende

wobei die Länge  $L$  aus Gründen der Übersichtlichkeit kleiner gewählt wurde. Das Licht einer punktförmigen Quelle im Unendlichen bildet eine Intensitätsverteilung der Form  $\frac{\sin^2 \beta}{\beta^2}$  mit  $\beta = \frac{\pi b}{\lambda} \sin(\delta)$ . Wird diese Verteilung durch eine Gaußfunktion angenähert, so ist deren  $1\sigma$ -Breite  $\beta \simeq 2\pi \cdot 0.1830$  [10]. Dann gilt für kleine Winkel  $\delta$

$$\delta \simeq 0.183 \cdot \frac{2\lambda}{b}. \quad (3.7)$$

Die scheinbare Verbreiterung des Elektronenstrahls ergibt sich mit der Vergrößerung der Abbildung  $M = \frac{L'}{L}$  zu

$$\sigma_b = \frac{L'}{M} \tan \delta \simeq 0.183 \cdot \frac{2L\lambda}{b}. \quad (3.8)$$

Mit  $\Theta \simeq \frac{b}{2L}$  gilt dann

$$\sigma_b \simeq 0.183 \cdot \frac{\lambda}{\Theta}. \quad (3.9)$$

In horizontaler Richtung wird  $\Theta$  durch die horizontale Öffnung der Blende bestimmt. In vertikaler Richtung ist  $\Theta$  wie schon zuvor durch die vertikale Blendenöffnung oder den Öffnungswinkel des Strahlungskegels festgelegt.

### 3.2.4 Gesamtfehler der Optik

Als Gesamtverbreiterung ergibt sich in horizontaler Richtung

$$\sigma_{hor} = \sqrt{\sigma_k^2 + \sigma_s^2 + \sigma_b^2}. \quad (3.10)$$

Durch Einsetzen der Einzelfehler erhält man daraus

$$\sigma_{hor} = \sqrt{\frac{R^2 \Theta_h^4}{2} + \frac{0.183^2 \cdot \lambda^2}{\Theta_h^2}}. \quad (3.11)$$



Für die vertikale Richtung gilt

$$\sigma_{ver} = \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_b^2}. \quad (3.12)$$

Die Verbreiterung in vertikaler Richtung ist dann je nach Größe des vertikalen Öffnungswinkels  $\Theta_v$

$$\sigma_{ver} = \sqrt{\frac{R^2 \Theta_h^2 \Theta_v^2}{4} + \frac{0.183^2 \cdot \lambda^2}{\Theta_v^2}} \quad \text{für } \Theta_v \leq \phi, \quad (3.13)$$

$$\sigma_{ver} = \sqrt{\frac{R^2 \Theta_h^2 \phi^2}{4} + \frac{0.183^2 \cdot \lambda^2}{\phi^2}} \quad \text{für } \Theta_v \geq \phi. \quad (3.14)$$

$\phi$  ist der halbe Öffnungswinkel des Synchrotronstrahlungskegels für die sichtbaren Komponenten (vgl. Gleichung 2.12).  $\Theta_v = \phi$  ist also die Grenze, ab der eine weitere Vergrößerung der vertikalen Blende keine Veränderung des Abbildungsfehlers mehr bewirkt. Ein Optimum der Blendengröße läßt sich nicht eindeutig bestimmen, da die horizontale Blendenöffnung sowohl den horizontalen, als auch den vertikalen Abbildungsfehler beeinflusst. Die vertikale Verbreiterung nimmt linear mit kleinerem Öffnungswinkel ab:

$$\sigma_{ver} \sim \Theta_h. \quad (3.15)$$

Bei kleinem  $\Theta_h$  steigt die horizontale Verbreiterung aber mit

$$\sigma_{hor} \sim \frac{1}{\Theta_h} \quad (3.16)$$

an.

Eine geeignete Wahl wird im Kapitel 4.3 diskutiert.

# Kapitel 4

## Aufbau des Synchrotronlichtmonitors

Im Kapitel 3 wurde das Funktionsprinzip des Synchrotronlichtmonitors erklärt. Seine wesentlichen Bestandteile werden im folgenden beschrieben.

### 4.1 Der Metallspiegel

Wie schon erwähnt, werden die optischen Anteile der Synchrotronstrahlung mit einem Metallspiegel aus dem übrigen Frequenzspektrum herausgespiegelt. Der Spiegel ist die einzige Komponente der Optik, die direkter Synchrotronstrahlung ausgesetzt ist. Das hat zwei für den Aufbau wichtige Folgen, die nun eingehender diskutiert werden sollen. Anschließend wird der Aufbau des Spiegels beschrieben.

#### 4.1.1 Die Erwärmung des Spiegels durch Synchrotronstrahlung

Die Absorption der Synchrotronstrahlung führt zu einer Erwärmung des Spiegels. Um die Wärme abzuführen, wird er mit Wasser gekühlt. Der Spiegel ist eine Platte der Dicke  $d = 3.5$  mm, die auf eine Halterung mit der Wasserkühlung aufgelötet ist, so daß die gesamte Unterseite der Platte mit dem Kühlwasser in Berührung kommt. Eine Erwärmung der Spiegeloberfläche führt durch Wärmeausdehnung zu einer Verformung, die die optische Abbildung beeinflusst. Die Art und Stärke der Verformung soll nun abgeschätzt werden.

Die Synchrotronstrahlungsleistung eines Kreisbeschleunigers wird durch Gleichung 2.3 beschrieben. Der Teil der Strahlungsleistung, der zur Erwärmung des Spiegels führt, stammt aus dem Kreissegment mit dem Öffnungswinkel  $\Theta \simeq b/L$ , wobei  $L$  der Abstand zum Emissionsort ist. Damit ist

$$P = \frac{eU}{6\pi\epsilon_0 R^2} I \gamma^4 \cdot \frac{b/L}{2\pi}. \quad (4.1)$$

Der Spiegel wird auf seiner vollen Breite  $b$  beleuchtet (vgl. Kapitel 3.1), jedoch nur auf einer Höhe  $h = L \frac{2}{\gamma}$ , die durch den Öffnungswinkel des Strahlungsbündels bestimmt wird. Außerdem steht er unter einem Winkel von  $45^\circ$  zur senkrechten Achse, da er das Licht aus der Beschleunigerebene

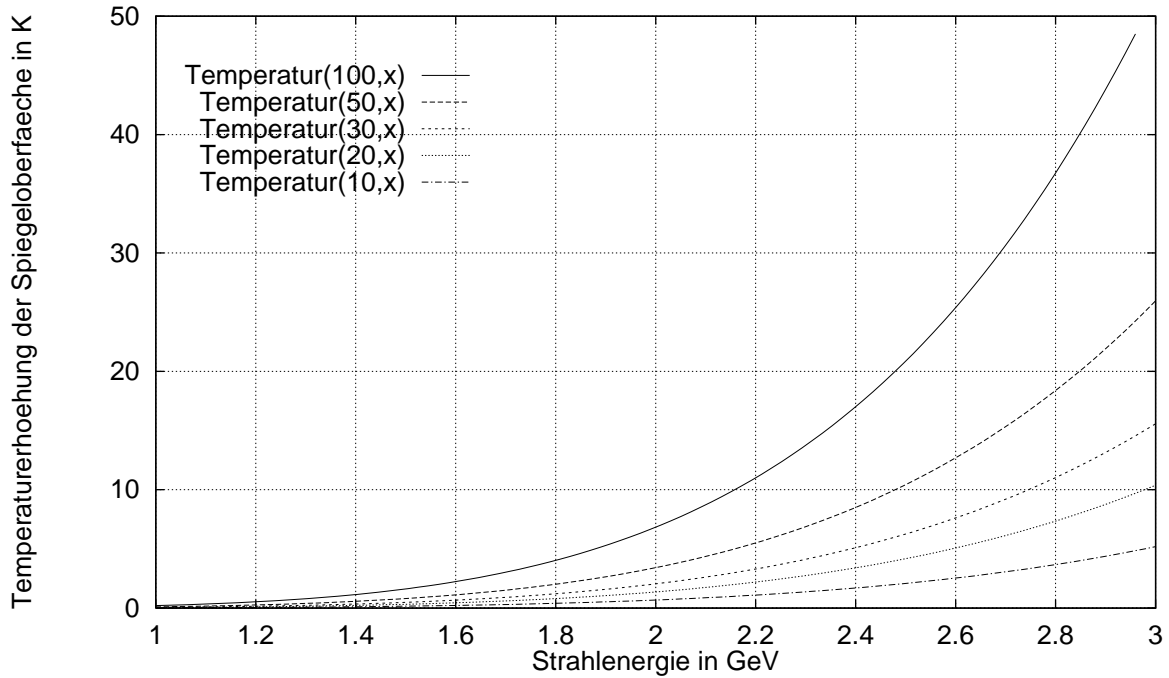


Abbildung 4.1: Temperaturgefälle  $\Delta T$  in K von der Oberfläche zum Spiegelinneren für die Strahlströme 10 mA, 20 mA, 30 mA, 50 mA, 100 mA (von unten nach oben)

heraus spiegeln soll. Die bestrahlte Fläche ist also

$$A = \sqrt{2} b L \frac{2}{\gamma} . \quad (4.2)$$

Die Erwärmung aufgrund von Strahlungsabsorption findet hauptsächlich an der Oberfläche des Spiegels statt. Von dort wird die Wärme durch Wärmeleitung zur Unterseite des Spiegels transportiert und durch das Kühlwasser abgeleitet. Es entsteht ein Gleichgewichtszustand. In diesem Fall ist die Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Spiegelunterseite

$$\Delta T = \frac{d}{\mu A} P, \quad (4.3)$$

wobei  $\mu$  die Wärmeleitfähigkeit ist. Damit gilt

$$\Delta T = \frac{d U e}{\sqrt{2} 24 \pi^2 \mu \epsilon_0 L^2 R^2} I \gamma^5 . \quad (4.4)$$

In Abbildung 4.1 sind die Temperaturdifferenzen dargestellt, die sich aus den Daten des Synchrotronlichtmonitors und denen von ELSA ergeben ( $U = 164,5\text{m}$ ,  $R = 10.88\text{m}$ ,  $L = 3,2\text{m}$ ,  $d = 3,5\text{mm}$ ,  $\mu_{\text{Cu}} = 384 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$ ).

Die Synchrotronstrahlung wird in einem Kegel mit dem halben Öffnungswinkel  $\frac{1}{\gamma}$  ausgestrahlt, wobei die Strahlungsleistung in der Mitte ihr Maximum hat und nach außen hin abfällt. Dadurch wird der Spiegel in vertikaler Richtung in der Mitte stärker erwärmt als außen, und es entsteht durch unterschiedliche Ausdehnung eine Wölbung. Dieser Effekt konnte bei einer Energie oberhalb von 2 GeV auch beobachtet werden. Eine sehr grobe Abschätzung erhält man durch die

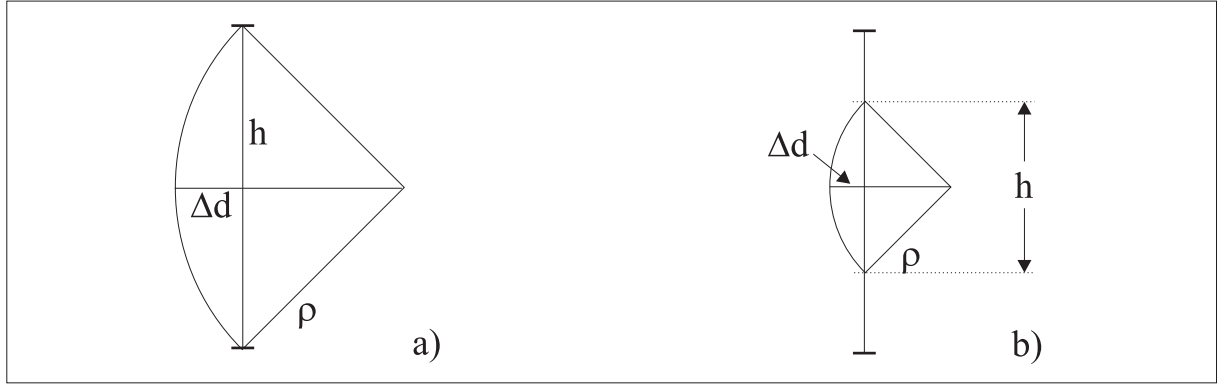


Abbildung 4.2: Wölbung des Spiegels: a) auf der gesamten Höhe und b) auf einer Höhe  $h = \sqrt{2\frac{L}{\gamma}}$ .

Annahme, daß eine kreisförmige Wölbung entsteht. Nimmt man weiter an, daß die Unterseite des Spiegels ausreichend gekühlt wird, so daß sie sich nicht erwärmt, so ist die Ausdehnung  $\Delta d$  in der Mitte des Spiegels in Richtung des Lots auf die Spiegelfläche

$$\Delta d = \alpha d \frac{\Delta T}{2} . \quad (4.5)$$

$\alpha$  ist der Ausdehnungskoeffizient ( $\alpha_{Cu} = 16.8 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$ ). Aus geometrischen Betrachtungen (vgl. Abbildung 4.2 a) ergibt sich ein Radius für die Wölbung von

$$\rho = \frac{h^2 + 4(\Delta d)^2}{8\Delta d} . \quad (4.6)$$

Dabei ist  $h = \sqrt{2} \cdot 20 \text{ mm}$  die Länge des Spiegels. Da  $\Delta d \ll h$ , folgt

$$\rho \simeq \frac{h^2}{8\Delta d} . \quad (4.7)$$

Bei einer Erwärmung von 5 K erhält man zum Beispiel einen Radius von  $\rho = 250 \text{ m}$ . Diese Abschätzung führt auf einen zu großen Radius, da die Strahlung nur in einem schmalen Kegel mit dem vollen Öffnungswinkel  $\Theta = \frac{2}{\gamma}$  abgestrahlt wird.

Eine engere Abschätzung wäre die Annahme, daß eine Ausdehnung nur auf der Breite der durch diesen Kegel beleuchteten Fläche stattfindet (vgl. Abbildung 4.2 b). Dann ist  $b = \sqrt{2\frac{L}{\gamma}}$ , und es gilt

$$\rho \simeq \frac{L^2}{\gamma^2 \Delta d} . \quad (4.8)$$

Bei einer Erwärmung von 5 K und einer Energie von 2.5 GeV ergibt sich dann ein Radius von  $\rho \simeq 10 \text{ m}$ . Ein realistischer Wert wird zwischen diesen beiden Abschätzungen liegen.

Ein Konvexspiegel mit dem Radius  $\rho$  hat in einer Optik etwa die gleichen Auswirkungen wie eine Zerstreuungslinse der Brennweite  $f_z$ , wenn  $f_z = -R/2$  ist. Da die verwendete Optik nur aus einer Sammellinse der Brennweite  $f_s$  besteht, läßt sich die Auswirkung der Spiegelwölbung durch ein System aus einer Zerstreuungslinse und einer Sammellinse beschreiben. Eine Gleichung für

die s.g. *hintere Brennweite*  $bfl^1$  eines solchen Systems läßt sich z.B. in [9] finden. Wenn  $s$  der Abstand zwischen den beiden Linsen ist, gilt

$$bfl = \frac{f_s(f_z - s)}{(f_z + f_s) - s}. \quad (4.9)$$

Da in dem vorliegenden Aufbau  $s \simeq f_s$  ist, vereinfacht sich die Gleichung auf

$$bfl = f_s \left(1 - \frac{f_s}{f_z}\right). \quad (4.10)$$

Da weiterhin die Bildweite etwa gleich der Brennweite ist (vgl Kapitel 4.3), vergrößert sich die Bildweite um denselben Faktor. Unter Berücksichtigung des Strahlensatzes sieht man, daß eine punktförmige Quelle auf eine Breite

$$\delta \simeq b \frac{-f_s}{f_z} \quad (4.11)$$

abgebildet wird, wenn  $b$  die vertikale Blendenöffnung ist. Es ist zu erwarten, daß sich das Strahlbild bei einer Erwärmung des Spiegels um den Wert von  $\delta$  vertikal vergrößern wird. Bei der verwendeten Linse mit  $f_s = 300$  mm und einer Blende von  $b = 20$  mm ergibt sich für eine Wölbung mit dem Radius  $R = 10$  m eine Verbreiterung von  $\delta \simeq 1$  mm. Für  $R = 100$  m ist  $\delta \simeq 0.1$  mm. Im Kapitel 6.3 wird eine Messung der Verbreiterung des Elektronenstrahlbildes mit diesen berechneten Werten verglichen.

#### 4.1.2 Oberflächenschwärzung durch Synchrotronstrahlung

Auf Oberflächen, die mit Synchrotronstrahlung bestrahlt werden, bildet sich durch Crackreaktionen von Kohlenstoffverbindungen (Kohlenwasserstoffe,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ , ...) des an der Oberfläche haftenden Gases mit der Zeit eine Schicht aus atomarem Kohlenstoff. Das führt zu einer Schwärzung, die die Reflexionseigenschaft des Spiegels verschlechtert. In einer Studie, die im Rahmen einer Diplomarbeit an der Universität Hamburg durchgeführt wurde, sind diese Vorgänge untersucht worden [2]. Im folgenden sind einige der wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt:

- Die Crackreaktionen werden von Elektronen ausgelöst, die durch Photoeffekt an der Oberfläche erzeugt werden, und finden in den ersten Gasatomlagen über der Oberfläche statt. Direkte, durch Photonen ausgelöste Reaktionen können dagegen vernachlässigt werden.
- Die Kontaminationsgeschwindigkeit verringert sich deutlich bei einem Druck von  $p < 10^{-9}$  mbar. Sie kommt in einen Sättigungsbereich, in dem sie unabhängig von der Strahlungsintensität wird.

Insbesondere aus dem zweiten Punkt läßt sich eine wichtige Anforderung an die Konstruktion des Synchrotronlichtmonitors ableiten (vgl. Kapitel 4.2).

---

<sup>1</sup> $bfl$  = back focal length; Die hintere Brennweite bezeichnet den Abstand der letzten Fläche eines optischen Systems zu seinem hinteren Brennpunkt. Im Gegensatz dazu ist die Brennweite als Abstand der Hauptebene zum Brennpunkt definiert:  $f = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{s}{f_1 f_2}$ .

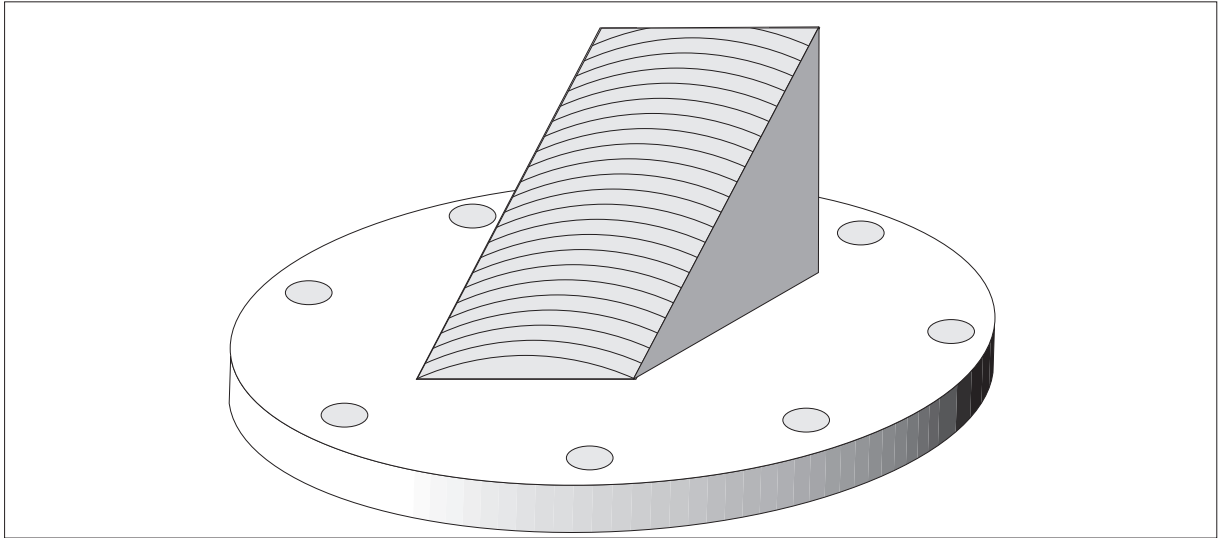


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Metallspiegels

### 4.1.3 Eigenschaften des Spiegels

Wie schon erwähnt, soll der Spiegel für einen Druck von  $p < 10^{-9} \text{ mbar}$  geeignet sein. Deshalb wurde er aus einer Kupfer-Nickel-Legierung (CuNi44) hergestellt. Diese Legierung ließ sich mit den institutseigenen Möglichkeiten hochvakuumtauglich löten. Die spiegelnde Oberfläche wurde mit einer Hochglanzfräse erzeugt. Allerdings wurde das Fräswerkzeug durch den Nickelanteil sehr schnell stumpf, so daß Unebenheiten auf der Spiegeloberfläche entstanden sind. Sie sind mit dem Auge gerade noch erkennbar. Ihre Zahl war deshalb nur schwer zu schätzen. Über die gesamte Länge des Spiegels sind es etwa 10-20 Stück (vgl. Abbildung 4.3). Die Unebenheiten sind regelmäßig angeordnet und bilden deshalb ein Reflexionsgitter. Bei vertikal sehr schmalen Strahlbreiten des Elektronenstrahls sind die Nebenmaxima des Interferenzbildes gut zu erkennen. In Kapitel 6 werden Meßergebnisse diskutiert, die einen Zusammenhang zwischen der Unebenheiten und den Interferenzbildern belegen.

## 4.2 Die Vakuumkammer

Das Abzweigrohr für den Synchrotronlichtmonitor befindet sich am Strahlrohr des Dipolmagneten M28 (vgl. Abbildung 1.1). Der Bereich, aus dem Strahlung in die Apparatur gelangt, liegt etwa nach einem Drittel der Dipollänge. Aus diesem Bereich wird das transversale Elektronenstrahlprofil abgebildet. An dem Abzweigrohr befindet sich die Vakuumkammer<sup>2</sup> (vgl. Abbildung 4.4), in der der Spiegel montiert ist. Dieser reflektiert die optischen Komponenten der Synchrotronstrahlung senkrecht nach unten. Sie treten durch ein Saphirfenster, das auch für UV-Licht durchlässig ist, aus der Vakuumkammer aus. Im Kapitel 4.1.2 wurde erläutert, daß sich der Spiegel in einem möglichst guten Vakuum befinden sollte ( $p < 10^{-9} \text{ mbar}$ ). Da in den ELSA-Strahlrohren bei Strahlbetrieb üblicherweise nur ein Druck von  $p \simeq 10^{-7} - 10^{-8} \text{ mbar}$  erreicht wird, wurde die Verbindung mit einer differentiellen Pumpstrecke versehen. Das Abzweigrohr hat auf einer Länge von 750 mm einen Durchmesser von 20 mm. Damit ergibt sich ein Leitwert

<sup>2</sup>Einige technische Zeichnungen befinden sich im Anhang.

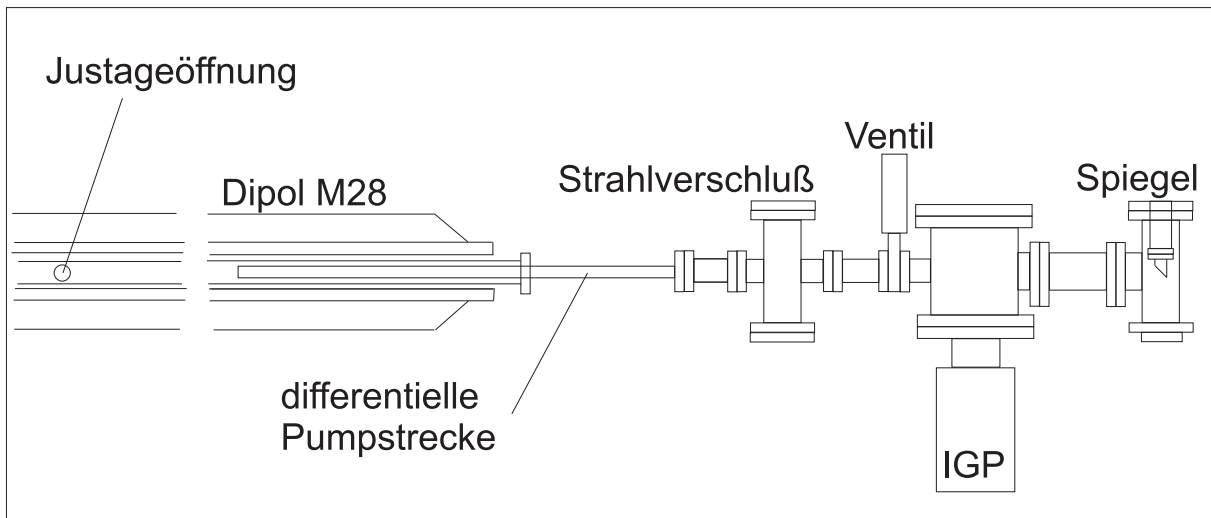


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Vakuumkammer

von etwa 1.3 l/s. Durch eine Ionengetterpumpe mit einer Saugleistung von ca. 100 l/s wird bei Vernachlässigung der Desorptionsraten der Apparatur dann eine Druckuntersetzung von etwa 1/80 erreicht. Das Vakuum des Synchrotronlichtmonitors wird also ein bis zwei Größenordnungen unter dem ELSA-Vakuum liegen, wodurch der Druck von  $10^{-9}$  mbar unterschritten wird.

Die Vakuumkammer kann durch ein Ventil von der ELSA-Kammer getrennt werden. Es wird über eine Elektronik gesteuert und kann über einen Rechner ferngesteuert geöffnet und geschlossen werden (vgl. Kapitel 4.4.2 und 5.3.1). Das Ventil erfüllt eine wichtige Funktion zum Schutz des Spiegels. Das Vakuum wird mit einem Ionisationsmanometer überwacht. Sobald eine einstellbare Druckschwelle überschritten ist, wird das Ventil durch die Elektronik automatisch geschlossen. Dadurch wird verhindert, daß der Spiegel der Strahlung bei zu hohen Drücken ausgesetzt wird. Außerdem ist es durch das Ventil möglich, beide Vakuumsysteme zu Wartungszwecken separat zu belüften.

Das Abzweigrohr kann mit einem Strahlverschuß geschlossen werden. Dieser bietet einen Schutz des Ventils, dessen Vitondichtungen keiner direkten Synchrotronstrahlung ausgesetzt werden sollten. Um das zu gewährleisten, ist die Elektronik so geschaltet, daß der Strahlverschuß nur dann geöffnet werden kann, wenn das Ventil offen ist, und das Ventil nur geschlossen werden kann, wenn der Strahlverschuß geschlossen ist.

Alle Teile der Vakuumkammer sind frei beweglich. Mit einem Theodoliten wurden sie waagrecht ausgerichtet. Durch eine seitliche Öffnung am Ort des abgebildeten Emissionsbereiches wurde eine Lampe in die ELSA-Dipolkammer gebracht. Mit dem Theodoliten wurden alle Abschattungen beseitigt, indem durch die Vakuumkammer hindurch die Lampe beobachtet wurde. Durch die Lampe bot sich weiterhin die Möglichkeit, die Optik zu justieren. Sie wurde so eingestellt, daß eine scharfe Abbildung des Glühfadens entstand. Die seitliche Öffnung der Dipolkammer hat sich als sehr nützliche Einrichtung zur Justage der Optik erwiesen, da der Synchrotronlichtmonitor bei Strahlbetrieb nicht zugänglich ist.

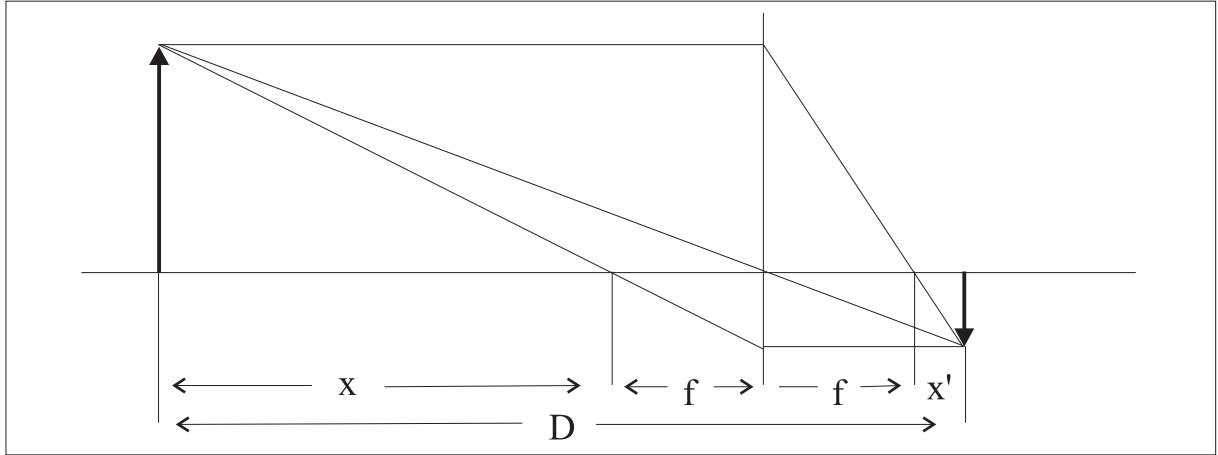


Abbildung 4.5: Vergrößerung der optischen Abbildung

### 4.3 Die optischen Elemente

Nach der Reflexion am Spiegel tritt das Licht durch ein Saphirfenster aus der Vakuumkammer aus. Unterhalb des Fensters sind alle weiteren optischen Elemente zum Schutz gegen Streulicht in einem Gehäuse untergebracht.

Die optische Abbildung geschieht durch eine Linse der Brennweite  $f = 300\text{mm}$ . Die Vergrößerung der Abbildung ist (vgl. Abbildung 4.5)

$$M = \frac{f}{x} . \quad (4.12)$$

Für  $x \gg x'$  gilt dann

$$M \simeq \frac{f}{x + x'} = \frac{f}{D - 2f} . \quad (4.13)$$

Der Abstand der Bildebene zum Emissionspunkt der Synchrotronstrahlung ist ( $D = 3,70 \pm 0.05\text{m}$ ). Damit ist die Vergrößerung der Abbildung

$$M = 0,097 \pm 0.001 . \quad (4.14)$$

Als Detektor wird eine CCD-Kamera eingesetzt. Um sie vor einer zu hohen Lichtintensität zu schützen, können verschiedene Abschwächer in den Strahlengang gebracht werden. Sie befinden sich auf einem drehbaren Rad, das fünf Halterungen hat. Das Abschwächerrad wird über einen Elektromotor angetrieben. Für jede der fünf Sollpositionen gibt es einen Endabschalter, der betätigt wird, sobald die entsprechende Sollposition erreicht ist. Dadurch kann über fünf Steuerleitungen jeder einzelne Abschwächer gewählt werden.

Das Rad ist mit vier Abschwächern bestückt. Sie haben Transmissionswerte von 10%, 1%, 0.1% und 0.01%. Eine Halterung ist für 100% Transmission freigelassen. Es ist dadurch möglich, Lichtintensitäten und dadurch Strahlströme über einen Bereich von mehr als fünf Größenordnungen zu detektieren. Die obere Grenze liegt bei einem Strahlstrom von etwa 100 mA und die



untere Grenze bei etwa 1 nA. Das entspricht etwa 3500 gespeicherten Elektronen. Theoretisch können noch kleinere Ströme detektiert werden, da sich ein Interferenzfilter im Strahlengang befindet (siehe unten), das noch eine Abschwächung bewirkt, und der Verstärker der Kamera nicht benutzt wird. Es ist also vorstellbar, 10-100 gespeicherte Elektronen zu sehen. Die beschriebene Auswahl der Abschwächer war in der ersten Testphase des Synchrotronlichtmonitors wichtig, um Erfahrungen bei sehr unterschiedlichen Strahleinstellungen sammeln zu können und weitere Einsatzmöglichkeiten eines solchen Systems zu untersuchen<sup>3</sup>. In Zukunft werden Abschwächer mit Abstufungen von einem Faktor drei eingesetzt werden, da sich herausgestellt hat, daß die Verstärkungsfunktion des A/D-Wandlers der Bildverarbeitungskarte zur computergestützten Bildanalyse nur eine nutzbare Verstärkung um etwa diesen Faktor zuläßt (vgl. Kapitel 5.2).

Ein weiteres optisches Element ist ein Interferenzfilter. Es selektiert Licht einer Wellenlänge von  $\lambda = 486 \text{ nm}$  bei einer vollen Halbwertsbreite von 10 nm. Dadurch werden chromatische Abbildungsfehler weitgehend vermieden. Die selektierte Wellenlänge liegt etwa beim Maximum der spektralen Empfindlichkeit der Kamera (vgl. Abbildung 4.8).

Der Halter für das Interferenzfilter dient gleichzeitig als Strahlverschluß für das sichtbare Licht, das aus der Vakuumkammer herausgespiegelt wird. Das Filter kann aus dem Strahlengang herausgefahren werden, so daß die Kamera abgeschattet wird. Das geschieht immer dann, wenn sich das Abschwächerrad dreht. Es wird dadurch vermieden, daß die Kamera einer zu hohen Lichtintensität ausgesetzt wird, wenn beim Wechsel zu einem stärkeren Abschwächer alle schwächeren durchfahren werden.

Als Aperturbegrenzung dient zur Zeit noch der Spiegel mit einer senkrecht zur Strahlrichtung projizierten Fläche von 20 mm x 20 mm. In Zukunft soll eine Blende eingesetzt werden, die die horizontale Richtung einschränkt und so die Abbildungsfehler, die durch die endliche Länge des Emissionsbereiches entstehen, verringert. Die Gleichungen 3.11 und 3.13 geben die gesamten Abbildungsfehler an.

Mit den Daten der fertigen Apparatur läßt sich das Optimum für die Blende bestimmen. Der Radius eines ELSA- Dipolmagneten beträgt  $R = 10.88 \text{ m}$ , der Abstand des Emissionspunktes bis zum Spiegel ist  $L = 3.2 \text{ m}$ , und die durch eine Interferenzfilter gewählte Wellenlänge ist  $\lambda = 486 \text{ nm}$ . Abbildung 4.6 zeigt den horizontalen Abbildungsfehler in Abhängigkeit von der Größe der Blende. Das Minimum ergibt sich bei ca. 10 mm.

Der Öffnungswinkel des Synchrotronstrahlungskegels ist bei der gewählten Wellenlänge  $\phi = 2.76 \text{ mrad}$ . In einem Abstand von 3.2 m entspricht das einer Breite von 17.7 mm. Wählt man die vertikale Blendengröße größer als diese Breite, so bewirkt das keine weitere Verbesserung des Auflösungsvermögens. Abbildung 4.7 zeigt den vertikalen Abbildungsfehler in Abhängigkeit von der vertikalen Größe der Blende für verschiedene horizontale Blendenöffnungen. Als geeignet erscheint eine horizontale Blendengröße von etwa 6 mm. Bei diesem Wert entspricht die Verbreiterung etwa der Pixelgröße. Das ist bei üblichen horizontalen Breiten von 20-30 Pixeln akzeptabel. Das Optimum für die vertikale Blendengröße liegt bei etwa 19 mm und damit oberhalb der Größe des Strahlungskegels. Bei dieser Wahl erscheint der Elektronenstrahl vertikal um ca. eine halbe Pixelgröße verbreitert. Eine weitere Verringerung, die nur bei Vergrößerung der horizontalen Verbreiterung möglich wäre, ist nicht sinnvoll.

---

<sup>3</sup>Es ist z.B. denkbar, die Strahlführungen zu den Experimenten mit Synchrotronlichtmonitoren auszustatten, die aufgrund der geringen Ströme, die dort herrschen, einen wesentlich einfacheren Aufbau haben könnten.

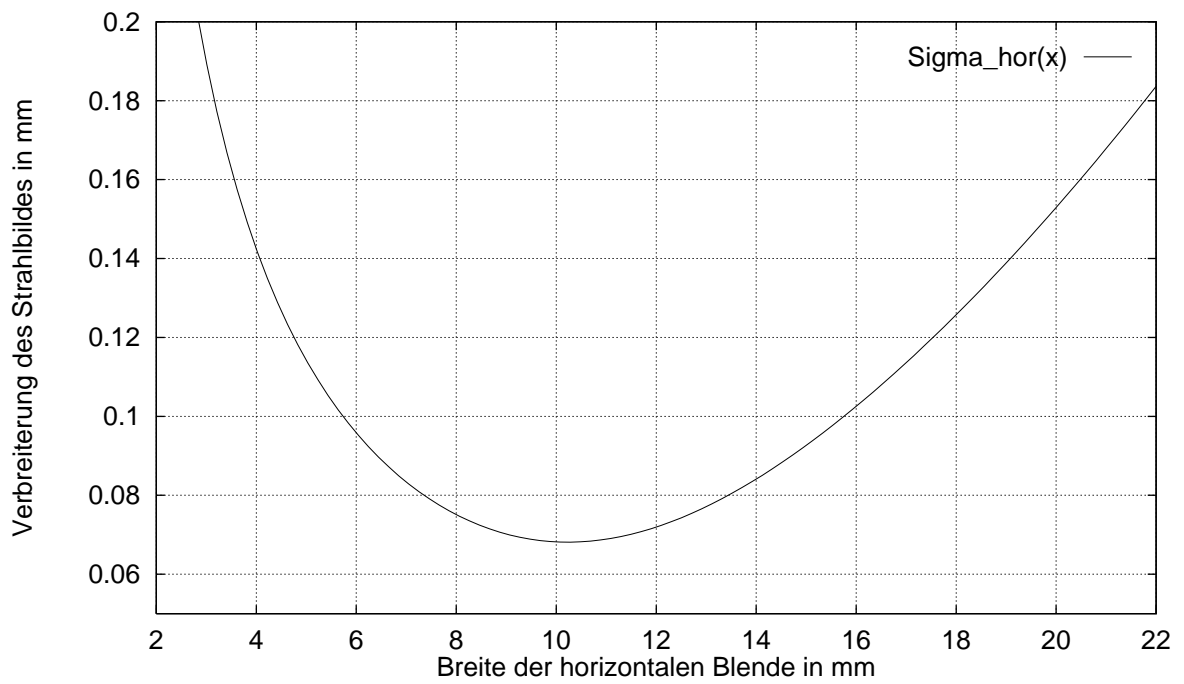


Abbildung 4.6: Verbreiterung des Strahlbildes in horizontaler Richtung in Abhängigkeit von der Blendengröße

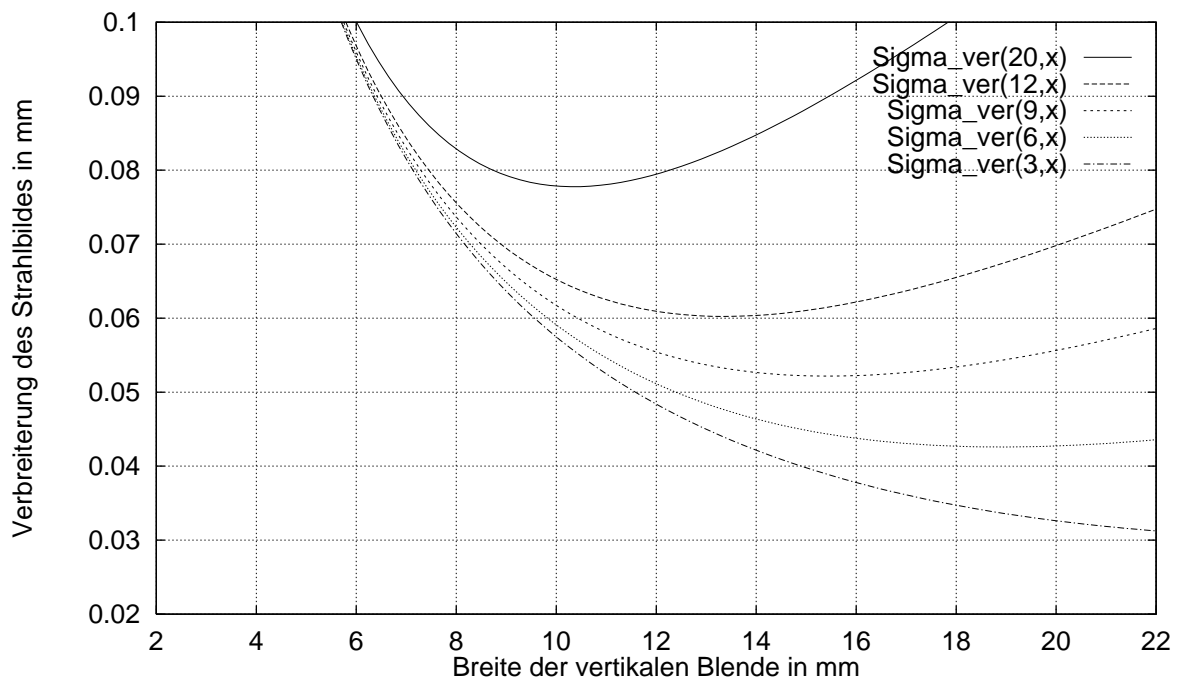


Abbildung 4.7: Verbreiterung des Strahlbildes in vertikaler Richtung in Abhängigkeit von der vertikalen Blendengröße für horizontale Blenden von 20mm, 12mm, 9mm, 6mm, 3mm

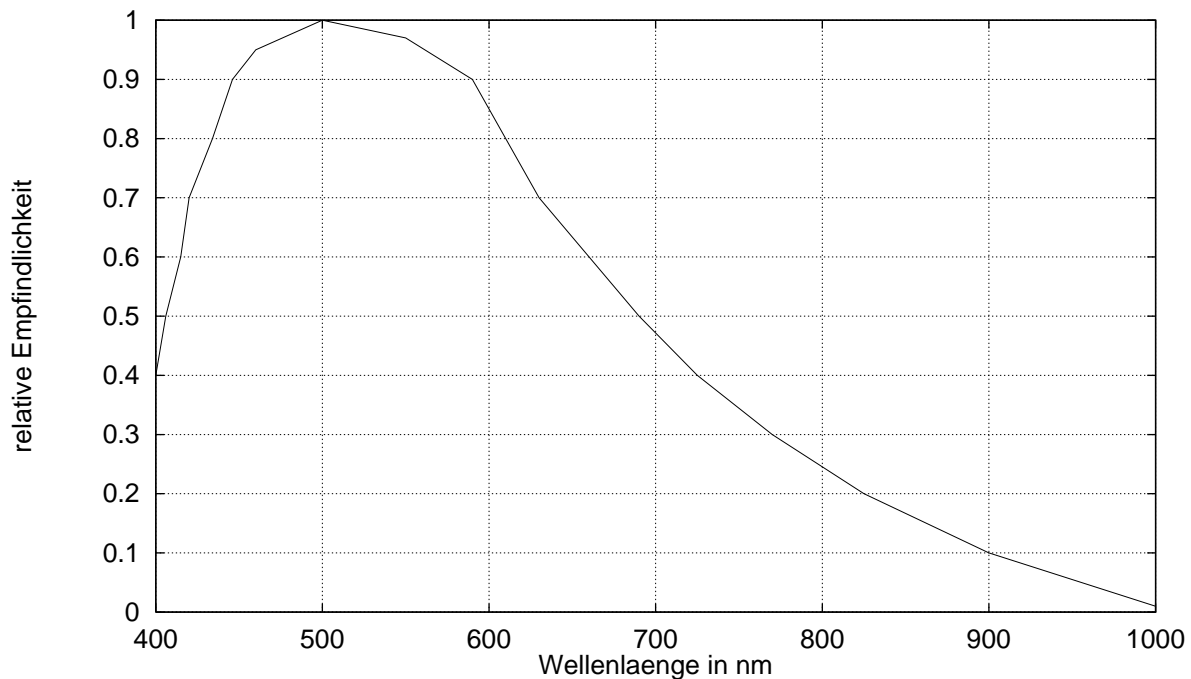


Abbildung 4.8: Spektrale Empfindlichkeit des Kamera

#### 4.3.1 Die CCD-Kamera

Als Detektor für das Bild des Elektronenstrahls dient eine CCD-Kamera XC-75 der Firma Sony [6]. Sie liefert ein CCIR (d.h. 625 Bildzeilen) Schwarzweiß-Videosignal. Die Aussteuerungsautomatik des eingebauten Verstärkers läßt sich ausschalten. Diese Eigenschaft ist wichtig, da üblicherweise integrierende Regelungen für eine automatische Verstärkung eingesetzt werden. Solche Regelungen führen aber bei kleinen und sehr hellen Objekten - wie z.B. einem Elektronenstrahl - zur Übersteuerung. Eine Bildanalyse wird dann fehlerhaft. Die Abbildung 4.8 zeigt die spektrale Empfindlichkeit der Kamera. Sie hat ihr Maximum bei  $500\text{nm}$ . Das Interferenzfilter wurde ungefähr für diesen Wert gewählt.

### 4.4 Die Elektronik

Um die Eingliederung der Anlage in das Computerkontrollsystem von ELSA zu gewährleisten (vgl. Kapitel 5), werden die Elemente des Vakuumsystems und der Optik durch einen VME-basierten Rechner gesteuert und überwacht. Solche Rechner stellen einen Standard der Computersteuerung für ELSA dar. Es ist erforderlich, daß alle Elemente des Synchrotronlichtmonitors Schnittstellen zu einem VME-Rechner besitzen.

#### 4.4.1 Die Vakuumüberwachung

Das Vakuum wird mit einem Vakuummeßgerät (IONIVAC IM 21) der Firma Leybold, das mit einem Ionisationsmanometer arbeitet, überwacht [3]. Der Meßbereich reicht von  $1 \cdot 10^{-10}$  mbar bis  $9,99 \cdot 10^{-3}$  mbar. Darüber hinaus verfügt das Meßgerät über zwei druckabhängige Relaischalter, deren Schaltschwellen frei einstellbar sind. Sie werden zur Steuerung des Ventils eingesetzt. Alle

Bedienfunktionen sind über eine IEC 625 Rechnerschnittstelle steuerbar. Der Meßwert und die Betriebszustandsmeldungen sind ebenfalls über diese Schnittstelle abrufbar.

#### 4.4.2 Die Steuerung

Zur Steuerung der anderen Komponenten, das sind der Strahlverschluß des Abzweigrohres und der vor der Kamera, das Ventil, der Antriebsmotor für das Abschwächerrad und die Spannungsversorgung der Kamera, wird eine Relaisschaltung<sup>4</sup> eingesetzt. Sie hat die Aufgabe, die Schaltzustände einer VME-Karte (vgl. Kapitel 5.2) in Schaltspannungen der entsprechenden Komponenten umzusetzen. Dazu verfügt sie über sieben Steuereingänge, davon fünf zur Wahl des Abschwächers, einen für den Strahlverschluß und einen für das Ventil.

Über einen Ausgang der Relaisschaltung wird ein 24V-Signal an die VME-Karte gegeben, solange der Motor für das Abschwächerrad eingeschaltet ist. Auf diesem Weg wird dem Rechner und letztlich auch dem Bediener der Anlage diese Information zugänglich gemacht. Da während dieser Zeit (das Rad dreht sich nur mit ca. zwei Umdrehungen pro Minute) der Strahl nicht zu sehen ist, könnte ansonsten Unklarheit über die Funktionsfähigkeit des Synchrotronlichtmonitors entstehen.

---

<sup>4</sup>Ein Schaltplan der Relaisschaltung befindet sich im Anhang B.1.



# Kapitel 5

## Computersteuerung

Zur Steuerung von ELSA ist ein Kontrollsystem in Betrieb, das aus einem verteilten Rechnersystem besteht. Da ein Synchrotronlichtmonitor einen integralen Bestandteil der Beschleunigerdiagnose bildet, war es notwendig, eine Steuer- und Datenverarbeitungssoftware zu entwickeln, die in das ELSA-Kontrollsystem eingebunden werden kann. Die Funktionen dieser Software werden in diesem Kapitel beschrieben. Zuvor wird noch auf das verwendete Computersystem und seine Eingliederung in das ELSA-Kontrollsystem eingegangen.

### 5.1 Die Struktur des ELSA-Kontrollsystems

Das ELSA-Kontrollsystem wurde im Rahmen zweier Dissertationen [4] [5] entwickelt. Alle näheren Informationen dazu sind in diesen Arbeiten zu finden. Abbildung 5.1 zeigt vereinfacht die Struktur des ELSA-Kontrollsystems. Dazu sollen an dieser Stelle einige kurze Erläuterungen gemacht werden. Sie beschränken sich darauf, zu beschreiben, wie sich das Kontrollsystem dem Benutzer und dem Anwendungsentwickler zeigt.

Das Kontrollsystem ist in drei Schichten aufgebaut.

- Die oberste Schicht des Kontrollsystems bildet die Kontrollebene. Sie besteht aus mehreren vernetzten RISC-Workstations. Hier werden in einer verteilten Datenbank alle Beschleunigerdaten gehalten. Die Benutzerschnittstelle ist ebenfalls auf dieser Ebene angesiedelt. Sie wird unter anderem durch eine grafische Bedienungsoberfläche gebildet.
- Die nächste Schicht bildet die Prozeßebene. Sie besteht aus VME-basierten Rechnersystemen, die unter dem Echtzeitbetriebssystem VxWorks betrieben werden. Die Verbindung zur Kontrollebene findet über mehrere Prozeßnetze statt. Auf dieser Ebene laufen die Steuerungsapplikationen ab. Die Ansteuerung der einzelnen Endgeräte erfolgt über verschiedene Ein- und Ausgabekarten.
- Die dritte Schicht bildet die Feldbusebene. Sie stellt ein weiteres Bindeglied zu verschiedenen Endgeräten dar, das einfache Steueraufgaben übernimmt.

Der Datenaustausch zwischen Kontrollebene und Prozeßebene stellt sich für den Anwendungsprogrammierer als Schreib- und Lesezugriffe auf Parameter dar, die in einer lokalen Datenbank gehalten werden. Der Datenaustausch mit den Kontrollrechnern wird - für den Anwendungsprogrammierer unsichtbar - durch das Kontrollsystem geregelt. Lesezugriffe können direkt von einer Applikation ausgelöst werden (polling) oder über einen Datenkollektorprozeß erfolgen, der

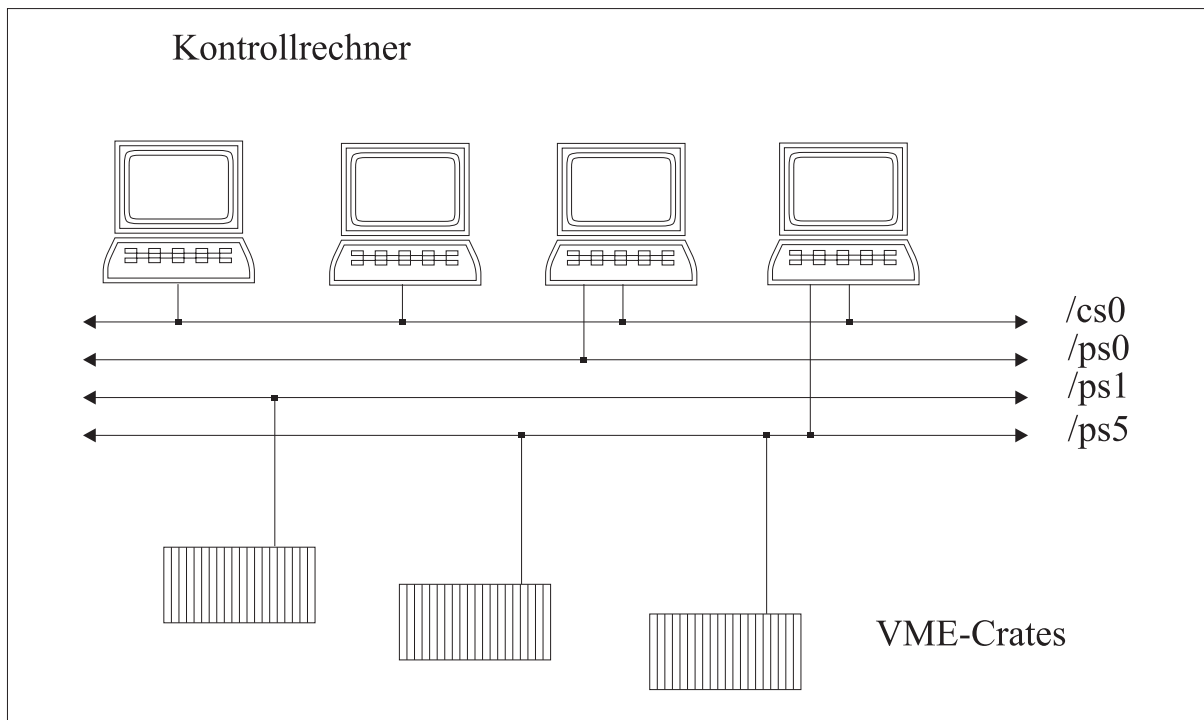


Abbildung 5.1: Hardwarestruktur des Kontrollsystems

immer dann ein Datenpaket erhält, wenn ein Parameterwert auf der Kontrollebene geändert wurde. Der Kollektorprozeß aktiviert dann eine entsprechende Servicefunktion, deren Aufgabe durch den Anwendungsprogrammierer definiert wird. So wird ein ereignisorientierter Programmablauf erzeugt.

## 5.2 Der VME-Rechner für den Synchrotronlichtmonitor

Die komplette Steuerung, Überwachung und Datenverarbeitung des Synchrotronlichtmonitors erfolgen lokal durch ein VME-basiertes Rechnersystem. Abbildung 5.2 zeigt die Komponenten des Rechnersystems. Sie sollen nun im einzelnen beschrieben werden.

- Die CPU-Karte verfügt über einen Motorola 68030 Prozessor. Sie ist mit 4MB-Hauptspeicher ausgestattet. Außerdem hat sie eine Ethernetschnittstelle. Über diese ist sie mit dem Prozeßnetz /ps5 des ELSA-Kontrollsystem, über das der Datenaustausch mit den Kontrollrechnern stattfindet, verbunden.
- Die Verbindung mit dem IONIVAC-Vakuummessgerät wird über eine IEC-Bus-Karte hergestellt (vgl. Kapitel 4.4.1).
- Die VdOut32-Schnittstellenkarte hat 32 digitale Ausgänge und 8 digitale Eingänge. Die Ausgangskanäle arbeiten als Transistorschalter und können 24 V Signale bis zu einem maximalen Strom von 500 mA schalten. Die Eingangskanäle benötigen ein 24 V Signal. Über diese Karte erhält die Relaischaltung ihre Signale (vgl. Kapitel 4.4.2).

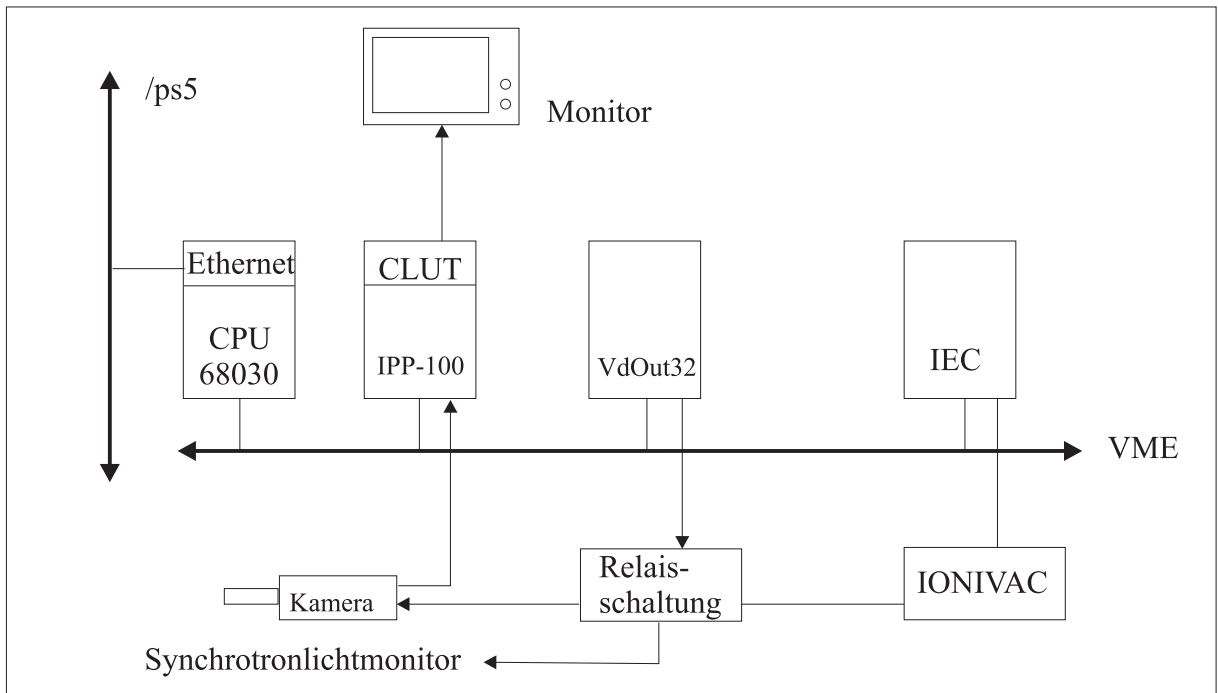


Abbildung 5.2: VME-CPU für den Synchrotronlichtmonitor

- Die IPP-100 Bildverarbeitungskarte der Fa. ELTEC dient zur Digitalisierung des Videosignals. Sie verfügt über vielfältige Bildverarbeitungsmöglichkeiten, von denen hier nur diejenigen beschrieben werden, die auch Verwendung gefunden haben. Eine umfassende Beschreibung der Karte ist in [6] zu finden.

Die Karte besitzt vier Videoeingänge, die über einen Multiplexer einzeln auf einen 8 Bit A/D-Wandler geschaltet werden. Das digitalisierte Bild wird in einem von zwei möglichen Bildspeichern abgelegt. Diese sind jeweils 1024x1024 Bildpunkte (1 MB) groß. Jedem Byte wird die Information eines CCD-Pixels zugeordnet. Da das Videosignal nur aus 625 Zeilen besteht, bleiben Teile des Speichers jeweils leer.

Zusätzlich gibt es noch einen weiteren 1024x1024 Punkte großen Speicherbereich für ein Überlagerungsbild. Hier können Bilder erzeugt werden, die dem Videobild überlagert werden. Dafür stehen für jeden Punkt 4 Bit zur Verfügung, wodurch 15 Farben erzeugt werden können. Dadurch ist es z.B. möglich, zusätzlich zum Videobild Textinformationen in Echtzeit auf einem Monitor anzuzeigen.

Ein D/A-Wandler verknüpft die Bildebenen und erzeugt ein RGB-Videosignal. Die Umrechnung der Intensitätswerte des Schwarzweiß-Eingangsbildes in die entsprechenden Rot-, Grün- und Blauwerte des Farbsignals wird über eine programmierbare Tabelle (Color Lookup Table - CLUT) gesteuert. Durch die Wahl einer geeigneten Farbtabelle kann so ein Falschfarbenbild erzeugt werden. Die Farbtabelle wird in einem vierten 1 MB großen Speicherbereich abgelegt.

Hier befinden sich auch alle weiteren Register, die zur Steuerung der Karte notwendig sind. Über eines dieser Register lassen sich Nullpunkt und Verstärkung des A/D-Wandlers einstellen. Das wird dadurch erreicht, daß über ein 16-Bit-Wort die Referenzspannungen für den Schwarz- und den Weißwert in 100 mV Schritten gesetzt werden. Von Interesse für die Anwendung ist vor allem die Wahl der Verstärkung. Es lassen sich Verstärkungsfaktoren



horizontal:	1 Pixel	$\hat{=}$	$(89 \pm 1,5)\mu m$
vertikal:	1 Pixel	$\hat{=}$	$(86 \pm 1,5)\mu m$

Tabelle 5.1: Umrechnung von CCD-Pixeln in  $\mu m$

zwischen 1 und 256 einstellen. Der Verstärkungsfaktor ergibt sich aus dem Registerwert  $r = [0..255]$  nach der Gleichung

$$f = \frac{256}{r + 1}. \quad (5.1)$$

Eine weitere Funktion bietet die Möglichkeit, zwischen Live- und Standbilddarstellung umzuschalten. Im Livemodus wird das Videosignal in Echtzeit digitalisiert, gespeichert und als RGB-Videosignal wieder ausgegeben. Im Standbildmodus wird das gespeicherte Bild als RGB-Signal ausgegeben.

Über den VME-Bus besteht Zugriff auf den gesamten Speicher der Karte. Es ist also möglich, digitalisierte Bilder in den Hauptspeicher der CPU-Karte zu übertragen und bereits gespeicherte Bilder in die IPP-100-Karte zu laden. Diese sind dann auch auf einem Monitor sichtbar.

Die Bildverarbeitungskarte speichert die Bildinformation in einer Matrix. Jedem Pixel des CCD-Chips wird ein solches Matrixelement zugeordnet. Dadurch liegt jede Ortsinformation in Einheiten von CCD-Chip-Pixeln vor. Diese Information soll in physikalische Einheiten umgerechnet werden. Laut Hersteller der Kamera ist eine Zelle horizontal  $8.6\mu m$  und vertikal  $8.3\mu m$  groß [7].

Unter Verwendung der Vergrößerung der Optik, die im Kapitel 3.1 berechnet wurde, läßt sich ein Umrechnungsfaktor für Pixeleinheiten in Längeneinheiten angeben (Tabelle 5.1). Im Kapitel 6.1 werden diese Werte mit einer Eichmessung durch kontrollierte Strahlablagen verglichen.



Abbildung 5.3: Kontrollsystemmenü zur Steuerung des Synchrotronlichtmonitors

## 5.3 Die Software für den Synchrotronlichtmonitor

### 5.3.1 Die Steuerung

Für Auslese und Steuerung des IONIVAC-Vakuummeßgerätes konnte auf eine bereits bestehende Softwarekomponente zurückgegriffen werden [12]. Diese beinhaltet einen Treiber für die IEC-Karte und Routinen, die zyklisch den Druck und die Statuswerte auslesen und an entsprechende Kontrollsystemparameter übergeben. Außerdem können die Werte für die beiden Schaltschwellen gesetzt werden. Diese Software wurde um ein Modul zur Steuerung der VdOut32-Karte erweitert. Es wurden ein Treiber für diese Interfacekarte und einige Ein- und Ausgaberroutinen entwickelt. Letztere werden ereignisorientiert über Kontrollsystemparameter aktiviert. Für die Steuerung und Überwachung des Synchrotronlichtmonitors gibt es ein Kontrollsystemmenü (Abbildung 5.3).

### 5.3.2 Die Bildverarbeitung

Die Bildverarbeitungssoftware bildet den Hauptteil des Synchrotronlichtmonitor-Softwarepaketes. Sie läßt sich in folgende Bereiche gliedern.

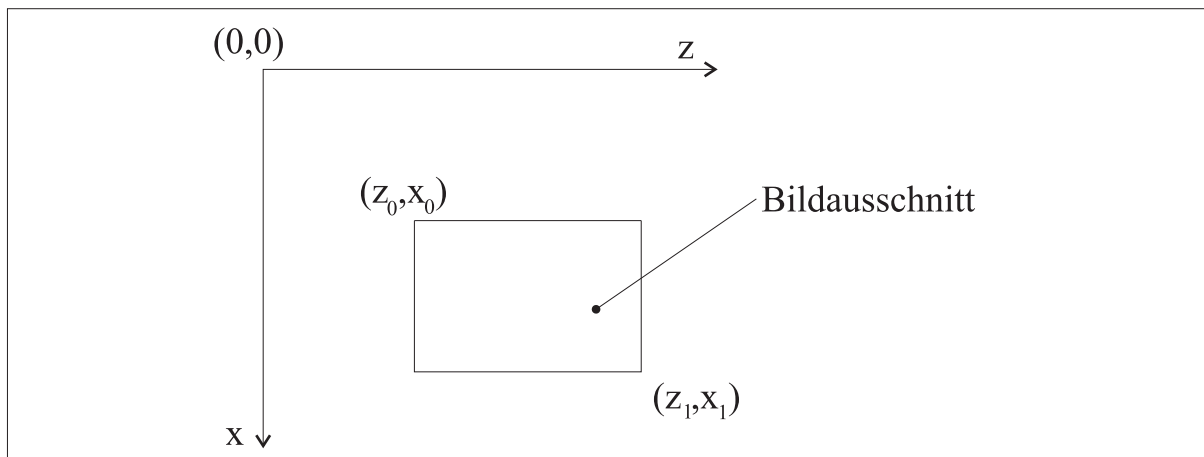


Abbildung 5.4: Koordinatensystem

### Die Treiber für die IPP-100-Bildverarbeitungskarte

Die IPP-100-Bildverarbeitungskarte der Firma ELTEC wurde mit einem Treiberpaket ausgeliefert. Dieses war allerdings für das Betriebssystem OS-9 entwickelt. Da die VME-CPU mit dem Betriebssystem VxWorks betrieben wird, waren einige Anpassungen erforderlich. Die Treibersoftware übernimmt den Datenaustausch zwischen Bildverarbeitungssoftware und der IPP-100-Karte. Dazu gehören einerseits alle notwendigen Steuerbefehle (vgl. [6]), andererseits das Auslesen der Bildinformation aus dem Speicher der Karte in den Speicher der CPU.

### Die Verarbeitung von Bilddaten

An dieser Stelle soll zunächst einmal das verwendete Koordinatensystem eingeführt werden (vgl. Abb. 5.4). Da die Kamera aus technischen Gründen um  $90^\circ$  um die Längsachse gedreht ist, erscheint das Bild in dieser gedrehten Lage. Der Grund für die Drehung liegt darin, daß die Bildverarbeitungskarte auch die Möglichkeit bietet, Halbbilder, die von der Kamera mit der doppelten Frequenz geliefert werden, zu verarbeiten. Bei diesem Modus wird nur jede zweite Zeile des CCD-Chips ausgelesen. Dabei geht jetzt aber nur Information in horizontaler Richtung des Elektronenstrahls verloren, was keine deutliche Einschränkung darstellt, da der Stahl in dieser Richtung ohnehin 20-30 Pixel breit ist. In vertikaler Strahlrichtung, in der das Bild je nach Beschleunigereinstellung nur 2-3 Pixel breit ist, wäre es nicht möglich, auf jeden zweiten Wert zu verzichten. Deshalb hat sich diese Lage der Kamera als vorteilhaft erwiesen. Die Bildinformation ist in einem linearen Speicherbereich zeilenweise angeordnet. Es bietet sich also ein Koordinatensystem an, dessen Ursprung in der linken oberen Ecke des Bildes liegt. Die Achsen werden so benannt, daß sie mit den Beschleunigerkoordinaten übereinstimmen ( x horizontal, z vertikal). Das heißt, in waagerechter Bildrichtung liegt die z-Koordinate und in senkrechter Bildrichtung die x-Koordinate.

Für die Verarbeitung von Bilddaten stehen mehrere Routinen zur Verfügung. Sie sollen nun im einzelnen beschrieben werden:

- Zur Übertragung von Bildern in den Hauptspeicher der CPU-Karte gibt es eine Routine, die einen Bildausschnitt von maximal  $300 \times 300$  Punkten überträgt. Diese Bildinformation entspricht einer Fläche von  $26.7 \text{ mm} \times 25.8 \text{ mm}$ . Bei üblichen horizontalen Elektronen-

strahlbreiten von  $\sigma \simeq 2 - 3\text{mm}$  sollte diese Größe ausreichen. Größere Bilder würden die Verarbeitungszeit unnötig verlängern. Die Position dieses Ausschnittes kann in der gesamten Bildebene frei gewählt werden. Als Orientierungshilfe kann ein Rahmen, der den Bildausschnitt festlegt, über die Überlagerungsebene der IPP-100-Karte eingeblendet werden.

- Eine weitere Routine ermittelt den maximalen Intensitätswert des Bildes und dessen Position. Diese Routine stellt eine sehr schnelle (100-200ms), aber nicht sehr genaue Bestimmung des Zentrums der Verteilung dar, das etwa den Koordinaten des Maximums entspricht. Die Koordinaten stimmen üblicherweise nur bis auf 1-2 Bildpunkte, also ca. 0.1-0.2 mm mit den tatsächlichen Zentrumskoordinaten überein. Von größerem Interesse ist dagegen der Wert des Maximums. Durch ihn kann erkannt werden, ob das Bild übersteuert wird. Er sollte immer einen Wert kleiner als 255 haben.
- Da man davon ausgehen kann, daß es sich bei dem transversalen Strahlquerschnitt und dadurch auch bei seinem Bild um eine Gaußverteilung handelt, läßt sich das Zentrum und die Breite durch Bestimmung der ersten und zweiten Momente dieser Verteilung finden [8]. Zur Berechnung der Momente werden nun folgende Definitionen vorgenommen:

$$S := \sum_{j=x_0}^{x_1} \sum_{i=z_0}^{z_1} I(i, j),$$

$$S_x := \sum_{j=x_0}^{x_1} \sum_{i=z_0}^{z_1} j \cdot I(i, j),$$

$$S_z := \sum_{j=x_0}^{x_1} \sum_{i=z_0}^{z_1} i \cdot I(i, j),$$

$$S_{x^2} := \sum_{j=x_0}^{x_1} \sum_{i=z_0}^{z_1} j^2 \cdot I(i, j),$$

$$S_{z^2} := \sum_{j=x_0}^{x_1} \sum_{i=z_0}^{z_1} i^2 \cdot I(i, j).$$

Diese Werte können in einem einzigen Schleifendurchlauf über alle Bildpunkte berechnet werden. Das Zentrum der Verteilung entspricht den Erwartungswerten der z und x Koordinaten.

$$\langle x \rangle = \frac{S_x}{S} \quad (5.2)$$

$$\langle z \rangle = \frac{S_z}{S} \quad (5.3)$$

Die Breite der Verteilung ergibt sich aus der Wurzel der Varianz.

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{S_{x^2}}{S} - \langle x \rangle^2} \quad (5.4)$$

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{S_{z^2}}{S} - \langle z \rangle^2} \quad (5.5)$$

Der Wert  $S$  ist ein Maß für die gesamte Lichtintensität, die die Kamera trifft.

- Ein Simulationsprogramm des Kontrollsystems stellt die Daten für die Betafunktion und die Dispersion am Emissionspunkt sowie die natürliche Impulsunschärfe zur Verfügung [13]. Sie werden in eigens dafür vorgesehenen Kontrollsystemparametern abgelegt. Eine Routine der Bildverarbeitungssoftware greift auf diese Daten zu und berechnet mit ihnen aus den Strahlbreiten die Emittanz in horizontaler und vertikaler Richtung.
- Ein weitere Routine liefert einen visuellen Eindruck des Strahls. Hier werden entweder in x und z-Richtung Schnitte durch die Zentrumskoordinaten gelegt oder jeweils Zeilen- und Spaltensummen gebildet. Man erhält dadurch in horizontaler und vertikaler Richtung ein Strahlprofil. Darüberhinaus werden alle Koordinaten, an denen die Verteilung 60.6% ihrer Maximalintensität hat, in einem Feld gespeichert und an einen Kontrollsystemparameter übergeben. Diese Koordinaten entsprechen etwa den Orten, die sich im Abstand  $1\sigma$  der Breite vom Schwerpunkt der Verteilung befinden. Ein Plot dieser Koordinaten ergibt eine Ellipse, die einen guten Eindruck der Strahlage und der Orientierung des Strahls vermittelt.

## Die Aufnahme von Bildsequenzen

Um eine schnelle Veränderung der Strahleigenschaften erfassen zu können, gibt es die Möglichkeit, Bildsequenzen aufzuzeichnen. Dabei werden Bilder nacheinander in einem festen zeitlichen Abstand abgespeichert. Der minimale Zeitabstand hängt von der Bildgröße ab und ist nach unten dadurch begrenzt, daß die Kamera 50 Halbbilder pro Sekunde liefert. Bilder der Größe 300x300 Punkte können mit etwa 8-10 Bildern pro Sekunde aufgezeichnet werden. Die Bilder können anschließend einzeln betrachtet und ausgewertet oder als Film abgespielt werden.

## Die Farbtabelle

Für die Falschfarbendarstellung der Bilder können verschiedene Farbtabelle erzeugt werden. Es stehen folgende Tabellen zur Verfügung:

- Graustufen  
Es wird ein Schwarzweißbild erzeugt. Dabei wird das Eingangssignal auf allen drei Farbkämen unverändert übernommen.
- Spektrum  
Es wird ein Farbspektrum erzeugt. Die Intensitäten werden in einen Farbverlauf rot, gelb, grün, türkis, blau und violett umgewandelt. Den Intensitäten 0 und 1 wird schwarz zugeordnet.
- Hotiron  
Diese Farbtabelle suggeriert den Farbverlauf, der bei glühendem Metall entsteht. Es werden die Farben schwarz, rot, gelb und weiß erzeugt.

In einer Falschfarbendarstellung lassen sich Kontraste wesentlich besser erkennen als in einem Schwarzweißbild. Das ist insbesondere bei den Bildern der Strahlprofile von Vorteil, da diese keine scharfen Konturen enthalten. Die Graustufentabelle ist erforderlich, damit bei einem Betrieb mit einem Schwarzweißmonitor, der nur einen Kanal des RGB-Signals nutzen kann, keine Verfälschung des Bildes entsteht. Da in vielen Fällen der Synchrotronlichtmonitor genutzt wird, um über den rein visuellen Eindruck die Strahleigenschaften zu optimieren, stellt die Möglichkeit der Falschfarbendarstellung ein nützliches Hilfsmittel dar.



Abbildung 5.5: Kontrollsystemmenü zur Aufnahme von Bildsequenzen

### Die Ein- und Ausgaberroutinen

Zur späteren Analyse und zu Dokumentationszwecken können Bilder auf einer Festplatte gespeichert werden. Sie liegen dann in binärer Form vor. Mit einer Konvertierungsroutine können sie im Anschluß in ein Format gebracht werden, in dem sie mit Standardbildverarbeitungssoftware beliebig weiterverarbeitet werden können. Diese Konvertierung kann auch Falschfarbendarstellungen erzeugen. Außerdem können Bilder geladen und über die Analyseroutinen erneut ausgewertet werden.

### Die Benutzerschnittstelle

Die Kommunikation zwischen der Bildverarbeitungssoftware und dem Anwender erfolgt wie schon bei der Steuerungssoftware über ein Kontrollsystemmenü (Abbildung 5.6). Hier können die Bildverarbeitungsroutinen gestartet werden. Außerdem erfolgt von hier die Steuerung der Bildverarbeitungskarte. Dieses Menü dient gleichzeitig zur Anzeige der berechneten Daten. Die Strahlprofile und die  $1\sigma$ -Ellipse werden grafisch dargestellt. Um einen Eindruck der Zuverlässigkeit der berechneten Daten zu vermitteln, wird den Profilen jeweils der Plot einer Gaußfunktion, die aus den Strahlprofilen berechnet wird, überlagert.

Die Aufnahme von Bildsequenzen wird über ein separates Menü gesteuert (Abbildung 5.5).

Als weitere Ausgabeinheit dient ein Monitor, auf dem ein Livebild des Strahls zu sehen ist. Über den Überlagerungsspeicher der Bildverarbeitungskarte werden hier noch die Werte für Strahlhöhe und Strahlbreite eingeblendet.

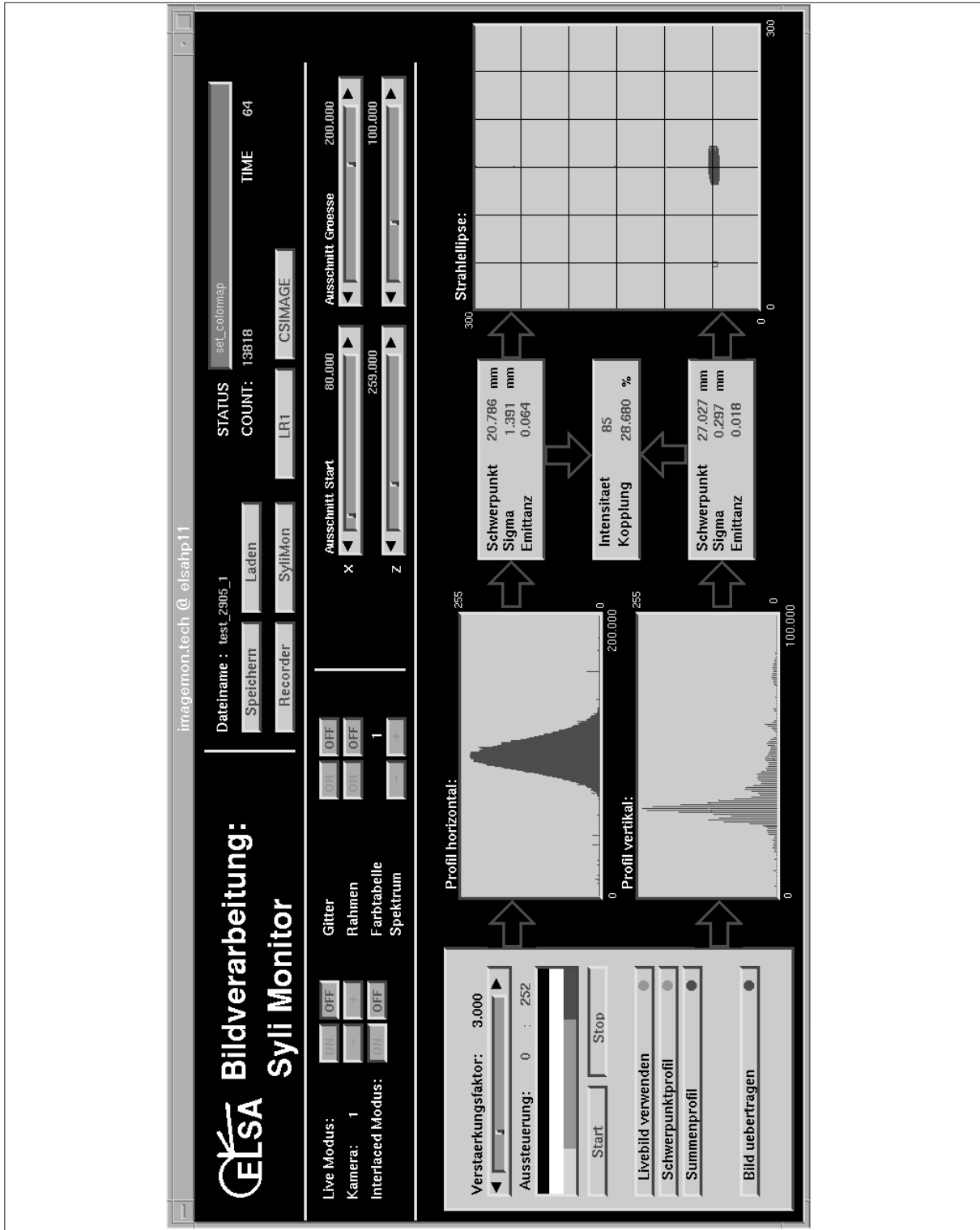


Abbildung 5.6: Kontrollsystemmenü zur Steuerung der Bildverarbeitung

# Kapitel 6

## Messungen

### 6.1 Überprüfung der Längenskalierung

In 5.2 wurden Faktoren für die Umrechnung von Pixeleinheiten in Längeneinheiten berechnet. Nun sollen diese Faktoren anhand einer Messung überprüft werden. Dazu wurde der Strahl in Schritten von 1 mm vertikal und horizontal verschoben. Von den Strahlbildern wurden die Schwerpunkte in Pixeleinheiten berechnet. Abbildung 6.1 zeigt die erhaltenen Daten, an die jeweils eine Regressionsgerade angepaßt wurde. Aus den Kehrwerten der Steigungen ergeben sich die Umrechnungsfaktoren (siehe Tabelle 6.1). Die Strahlablagen können relativ zueinander mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.01\text{mm}$  erzeugt werden. Der systematische Fehler der Erzeugung, der sich auf die Steigung der Geraden auswirkt, beträgt nach einer Schätzung dagegen etwa  $\pm 10\%$  [11]. Die Meßwerte stimmen gut mit den berechneten Werten überein. Sie zeigen, daß der systematische Fehler bei der Erzeugung der Strahlablagen kleiner als  $\pm 10\%$  ist.

### 6.2 Überprüfung der Interferenz durch den Spiegel

In Kapitel 4.1 wurde bereits erwähnt, daß der Spiegel produktionsbedingt in regelmäßigen Abständen Unebenheiten auf seiner Oberfläche hat. Es liegt die Vermutung nahe, daß dadurch Interferenzen auftreten. Tatsächlich bestehen die Strahlbilder aus einem Hauptmaximum und mehreren kleinen Nebenmaxima. Dieser Effekt wird insbesondere bei sehr schmalen vertikalen Strahlbreiten gut sichtbar, da die Nebenmaxima dann vom Strahlbild weniger überlagert werden. Abbildung 6.2 zeigt das vertikale Profil des Elektronenstrahls bei einer Energie von  $E = 1.2$  GeV und einem Strom von  $I \simeq 1$  mA. Die Falschfarbendarstellung dieses Bildes befindet sich im Anhang A.1. Anhand der Abstände der Nebenmaxima zum Hauptmaximum läßt sich eine Rückrechnung auf die Abstände der Gitterlinien durchführen.

	Steigung		Umrechnungsfaktoren	
			gemessen	berechnet
horizontal:	$1.12 \pm 0.1$	1 Pixel $\hat{=}$	$89 \pm 9\mu\text{m}$	$89 \pm 1,5\mu\text{m}$
vertikal:	$1.15 \pm 0.1$	1 Pixel $\hat{=}$	$86 \pm 9\mu\text{m}$	$86 \pm 1,5\mu\text{m}$

Tabelle 6.1: Umrechnung von Pixeleinheiten in  $\mu\text{m}$



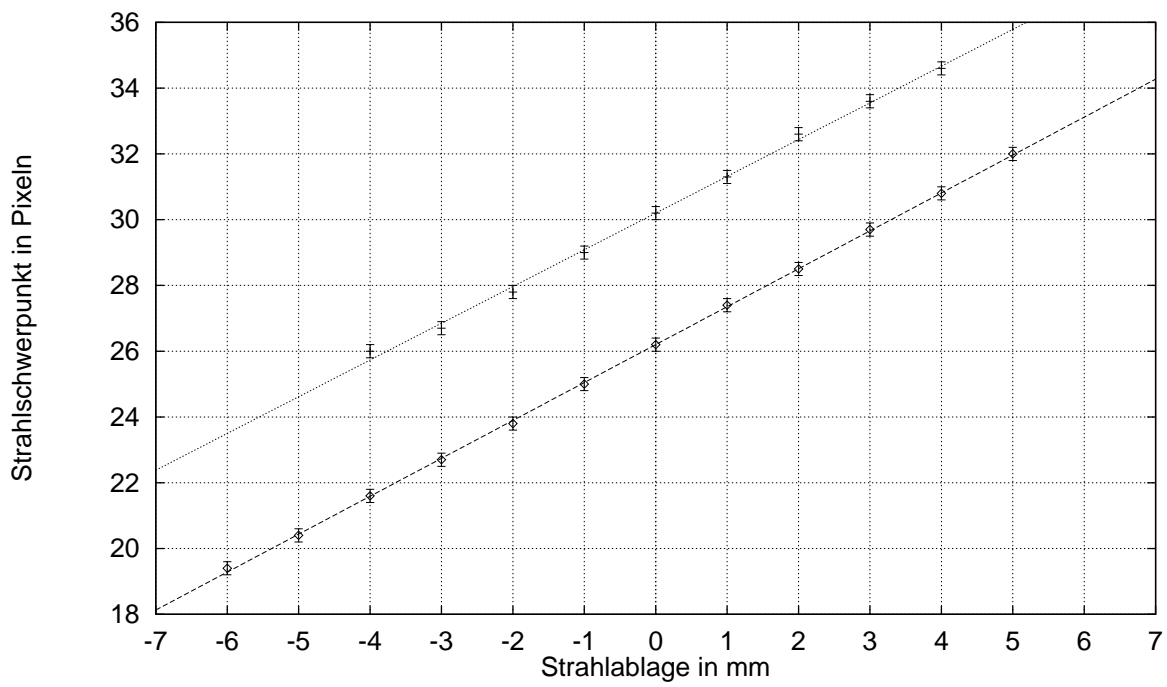


Abbildung 6.1: Regressionsgerade zur Längeneichung: gepunktete Linie für Strahlablagen in vertikaler Richtung; gestrichelte Linie für Strahlablagen in horizontaler Richtung.

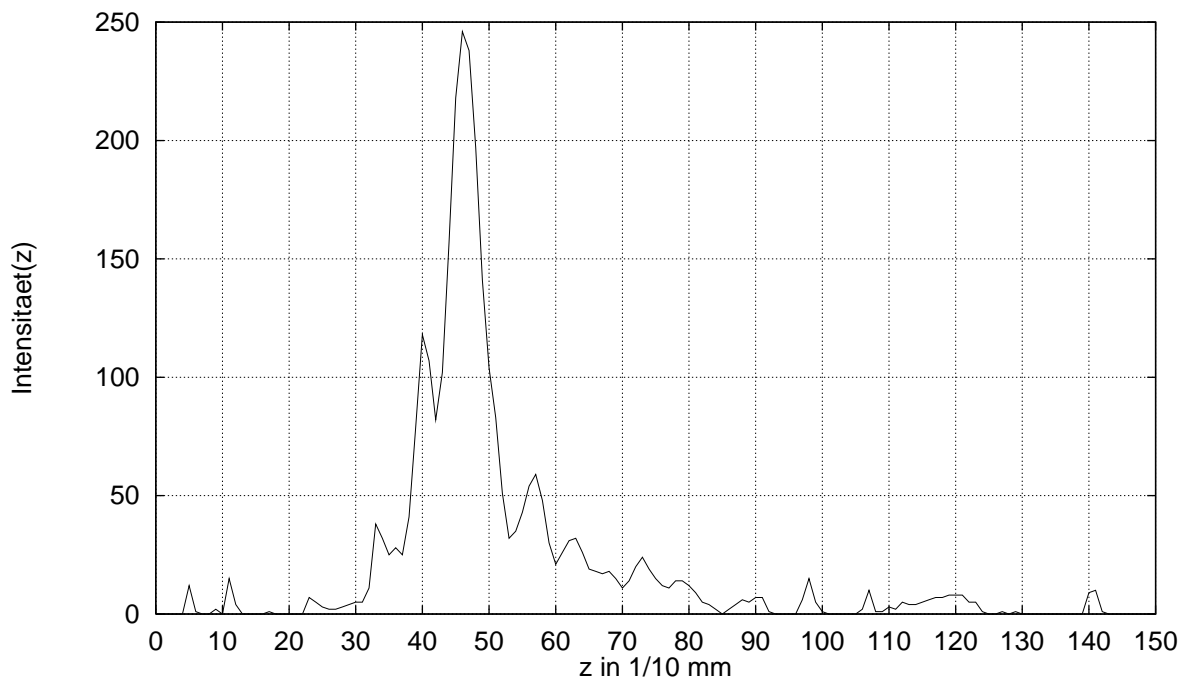


Abbildung 6.2: Vertikales Profil des Elektronenstrahls bei 1.2 GeV und ca. 1 mA.

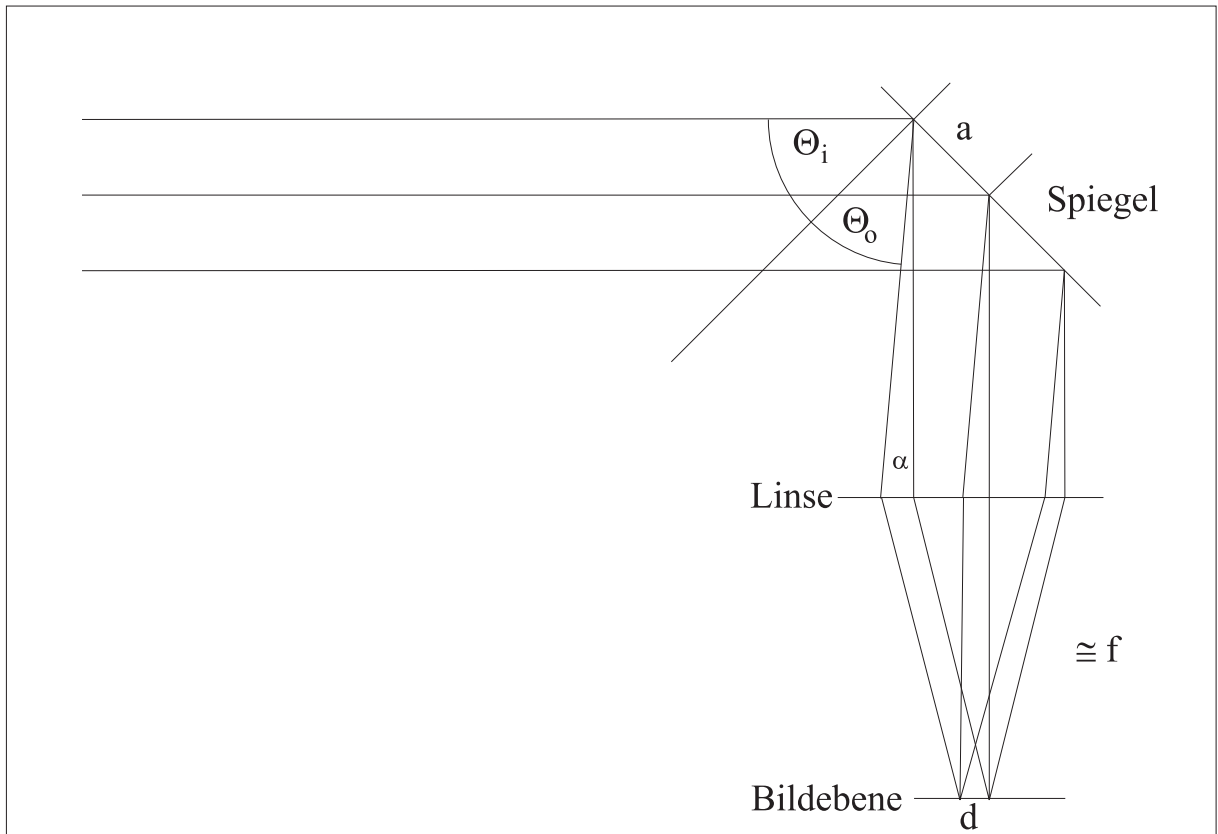


Abbildung 6.3: Interferenz an einem Reflexionsgitter bei einem Einfallswinkel  $\Theta_i$

Abbildung 6.3 zeigt das Prinzip der Interferenz an einem Reflexionsgitter. Bei einem Gitterabstand  $a$  gilt für das Nebenmaximum der Ordnung  $m$  [9]

$$m\lambda = a(\sin(\Theta_o) - \sin(\Theta_i)) = a\left(\sin\left(\frac{\pi}{4} - \alpha\right) - \sin(\Theta_i)\right). \quad (6.1)$$

Der Abstand  $d$  dieses Nebenmaximums zum Hauptmaximum in der Bildebene beträgt

$$d \simeq f \tan(\alpha). \quad (6.2)$$

Für  $\Theta_i = \frac{\pi}{4}$  und kleines  $\alpha$  gilt dann

$$\frac{d}{f} \simeq \frac{\sqrt{2} m \lambda}{a}. \quad (6.3)$$

Damit ist

$$a \simeq \frac{\sqrt{2} m \lambda f}{d}. \quad (6.4)$$

Mit  $\lambda = 486 \text{ nm}$ ,  $f = 300 \text{ mm}$  und der vertikalen Pixelgröße von  $8,3 \mu\text{m}$  kann man bei richtiger Zuordnung der Nebenmaxima den Gitterabstand berechnen.

Pixel	m	$a[mm]$
10	2	4.4
16	3	4.1
21	4	4.2
26	5	4.2
32	6	4.1
-6	1	3.7
-13	2	3.4

Tabelle 6.2: Zuordnung der Nebenmaxima

Tabelle 6.2 zeigt die Ergebnisse. Darin sind die Nebenmaxima auf der rechten Seite positiv angegeben. Die Bestimmung der Nebenmaxima auf der linken Seite ist sehr ungenau, da sie noch stark von dem Hauptmaximum überlagert werden. Die Maxima auf der rechten Seite zeigen, daß ein Gitter mit einem Gitterabstand von  $a \simeq 4,2$  mm vorliegen muß. Das entspricht etwa 7 Gitterlinien auf dem Spiegel. Die Abweichung vom optischen Eindruck, nach dem es etwa 10-20 Linien waren, läßt sich dadurch erklären, daß die Linien nur schwach zu erkennen waren. Außerdem ist es möglich, daß sich auf dem Spiegel noch eine feinere Linienstruktur befindet, die aber zu schwach ausgebildet ist oder zu unregelmäßig ist, um eine Interferenz zu erzeugen.

Das Auftreten der Nebenmaxima läßt sich also auf die Oberflächenbeschaffenheit des Spiegels zurückführen. Dieser Effekt sollte mit einem verbesserten Spiegel zu beseitigen sein.

### 6.3 Messung zur Wärmeausdehnung

Eine weitere Messung wurde zur Überprüfung der Auswirkung der Erwärmung des Spiegels gemacht. Dazu wurde bei einer Energie von  $E = 2.3$  GeV und einem Strom von  $I \simeq 30$  mA eine Bildsequenz aufgenommen und dabei der Strahlverschluß geöffnet. Die Abbildung A.2 im Anhang zeigt einige Bilder dieser Sequenz. Es ist zu erkennen, daß das Strahlbild in vertikaler Richtung umso breiter wird, je länger der Strahlverschluß geöffnet ist. Dieser Effekt wird noch deutlicher in der Abbildung 6.4. Hier wurden die vertikalen Profile des ersten und des letzten Bildes bestimmt. Das Strahlbild hat nach 2.2 sec etwa die doppelte Breite erreicht. Der  $1\sigma$ -Wert vergrößert sich von 0.48 mm auf 0.81 mm. Die gesamte Breite vergrößert sich also um etwa 0,7 mm. Das Maximum verschiebt sich dabei etwas nach links (unten) und es werden nach rechts (oben) hin die ersten Nebenmaxima des Beugungsbildes erkennbar. Die horizontale Breite verändert sich nicht. Dieser Effekt deutet darauf hin, daß sich durch die ungleichmäßige Temperaturerhöhung in vertikaler Richtung eine Wölbung bildet, die dafür sorgt, daß das Strahlbild nicht mehr in die Kameraebene fokussiert wird. Die in Kapitel 4.1.1 abgeschätzte Verbreiterung des Strahlbildes von etwa 0.1 - 1 mm stimmt mit dieser Messungen überein.

Da die Strahlverbreiterungen doch erheblich sind, werden verlässliche Aussagen über die vertikalen Strahlprofilen nur eingeschränkt zu erhalten sein. Eine Möglichkeit besteht in einer Offline-Analyse, bei der zuerst eine Bildsequenz während des Öffnens des Strahlverschlusses aufgenommen wird und anschließend das erste Bild dieser Sequenz ausgewertet wird.

Eine Verringerung der temperaturbedingten Wölbung ist nur schwer zu erreichen. Zwar ließe sich durch eine kleinere vertikale Blende die Verbreiterung des Strahlbildes verringern (vgl. Gleichung 4.11), allerdings vergrößert sich dadurch der Abbildungsfehler durch Beugung. Eine Möglichkeit wäre es, den Spiegel möglichst weit vom Quellpunkt zu entfernen, da die Tempera-

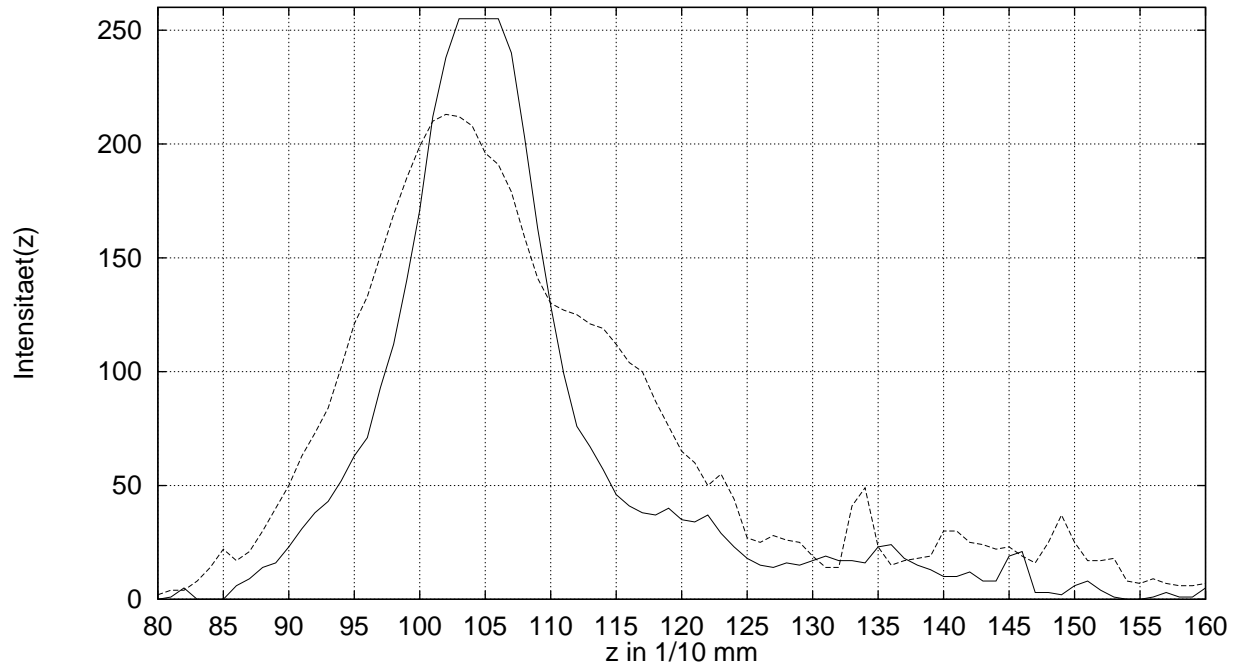


Abbildung 6.4: Veränderung der vertikalen Profile des Strahlbildes nach Öffnen des Strahlverschlusses (durchgezogen Linie: nach 0.0 sek; gestrichelte Linie: nach 2.2 sek). Die Energie war  $E = 2.3$  GeV bei einem Strom von  $i \simeq 30$  mA.

tererhöhung proportional zu  $\frac{1}{L^2}$  ist (vgl. Gleichung 4.4). Das ist am derzeitigen Standort aber aus Platzgründen nur schlecht durchführbar.



# Kapitel 7

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Aufbau eines Synchrotronlichtmonitors für die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA beschrieben. Er wurde mit einer rechnergestützten Steuerung, Überwachung und Bildverarbeitung ausgestattet. Die dazu nötige Software wurde so entwickelt, daß sie in das ELSA-Kontrollsystem eingebunden werden konnte. Dadurch stehen dem Benutzer die gesamten Funktionen und die Meßdaten des Synchrotronlichtmonitors über die Bedienkonsolen des Kontrollsystems zur Verfügung.

Der Synchrotronlichtmonitor wurde am Elektronenstrahl getestet. Dabei wurde seine Funktionsfähigkeit nachgewiesen. Allerdings ergaben sich einige Schwierigkeiten, die in Zusammenhang mit den Eigenschaften des Metallspiegels stehen. Sie führen insbesondere bei höheren Energien zu einer thermisch verursachten Wölbung des Spiegels und dadurch zur Verbreiterung des Strahlbildes in vertikaler Richtung. Dadurch ist die Messung der vertikalen Strahlbreite nur eingeschränkt möglich.

Da dieser Effekt jedoch nur bei hohen Energien verbunden mit hohen Strömen auftritt und bei vielen Messungen auch relative Daten ausreichende Information liefern, bewirkt er keine wesentliche Einschränkung für die praktische Anwendung des Synchrotronlichtmonitors.



## Anhang A

### Strahlbilder

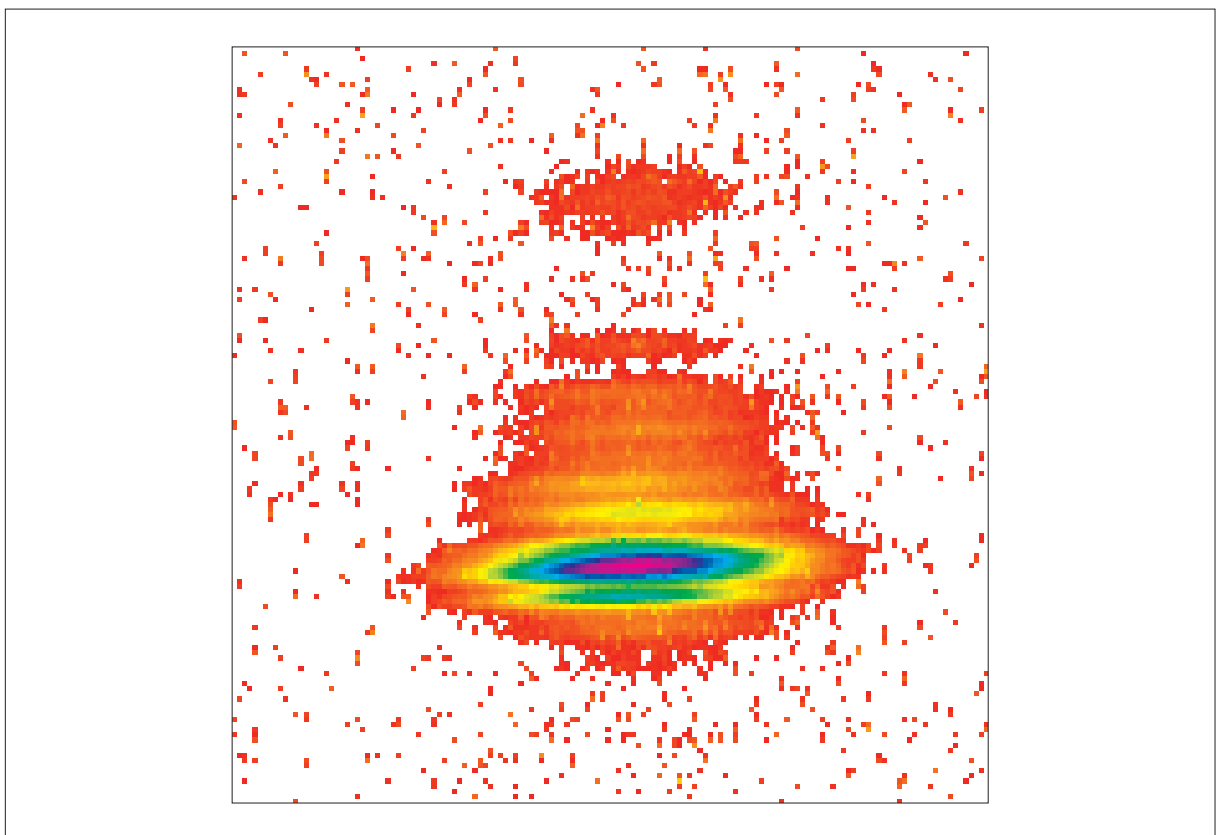


Abbildung A.1: Falschfarbenbild des Elektronenstrahls bei 1,2 GeV und ca. 1 mA. Das Bild entspricht einer Querschnittsfläche von ca. 13.3 mm \* 13.0 mm. Anhand dieses Bildes wurden Interferenzerscheinungen untersucht, die durch Rillen auf der Spiegeloberfläche erzeugt werden.



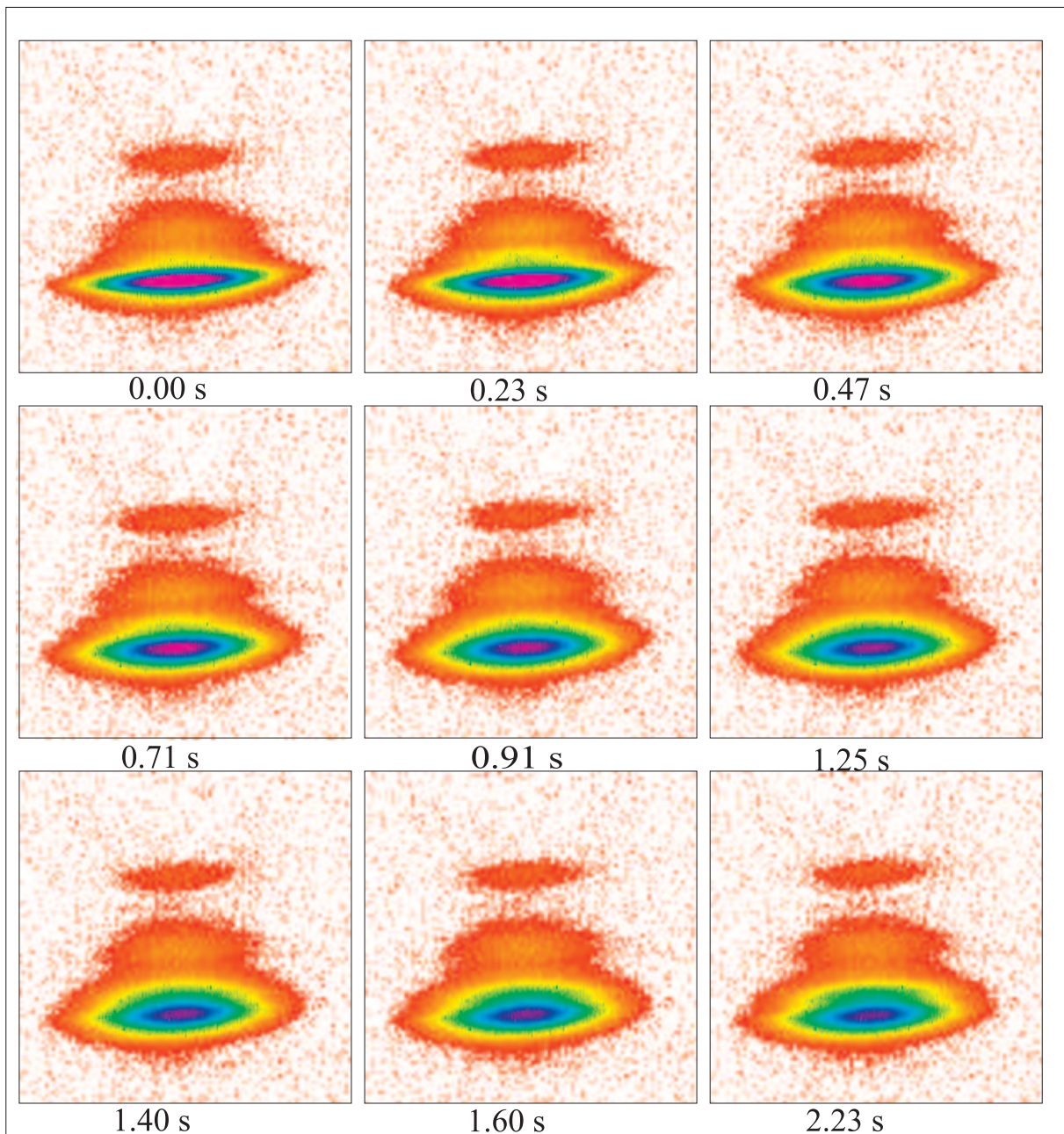


Abbildung A.2: Bildsequenz bei 2.3 GeV und ca. 40 mA. Die Bilder entsprechen einer Querschnittsfläche von ca. 17.9 mm \* 17.3 mm. Diese Sequenz wurde aufgenommen, während der Strahlverschluß geöffnet wurde. Es ist deutlich eine Verbreiterung des Strahlbildes in vertikaler Richtung und eine Verringerung der Maximalintensität erkennbar. Das läßt auf eine Wölbung des Spiegels schließen.

## Anhang B

# Konstruktionszeichnungen und Schaltpläne

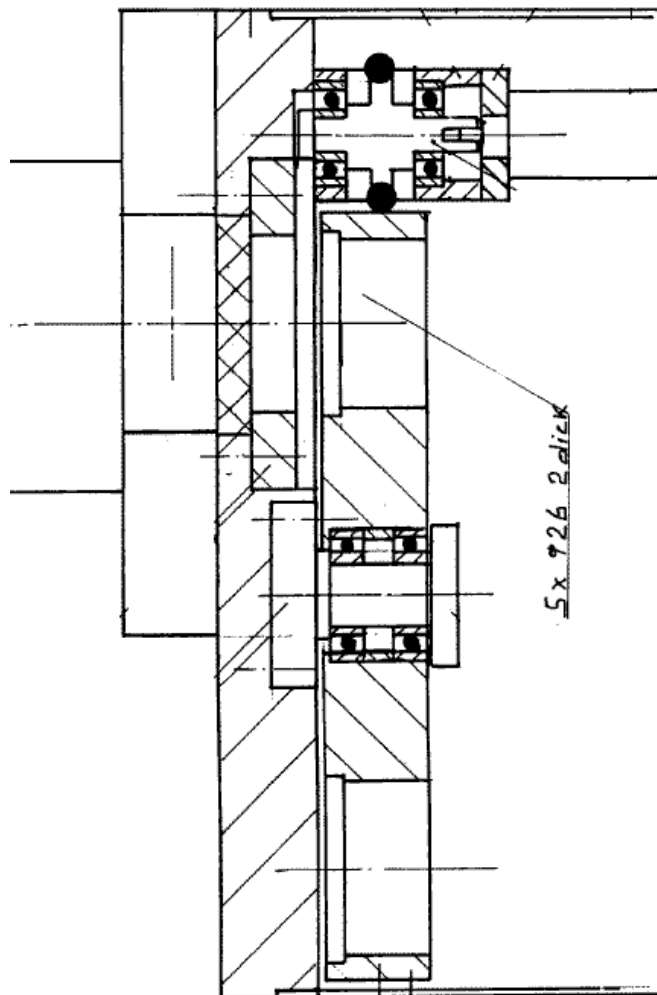


Abbildung B.1: Rad mit Halterungen für die Abschwächer [14]

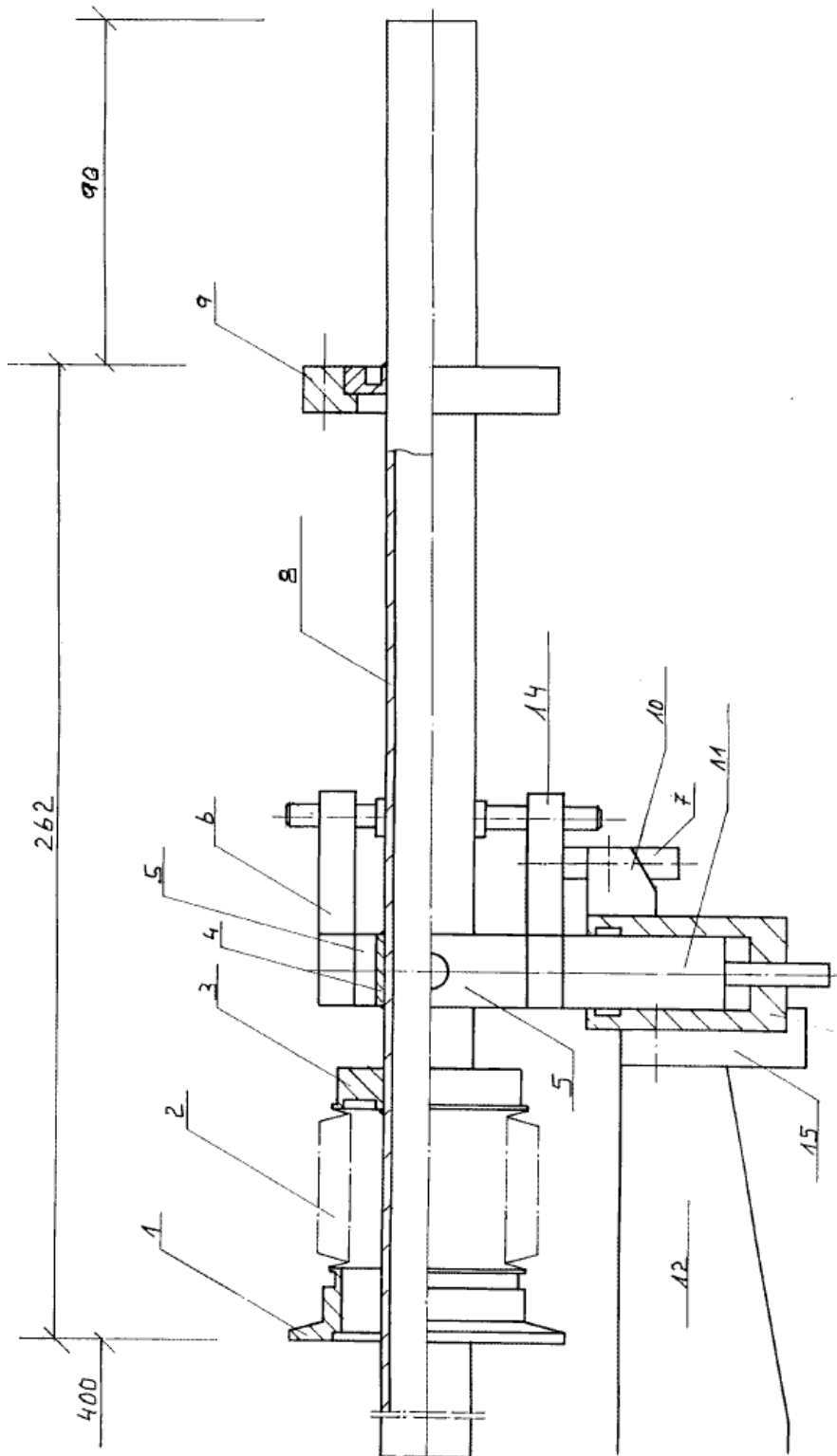


Abbildung B.2: Differenzielle Pumpstrecke [14]

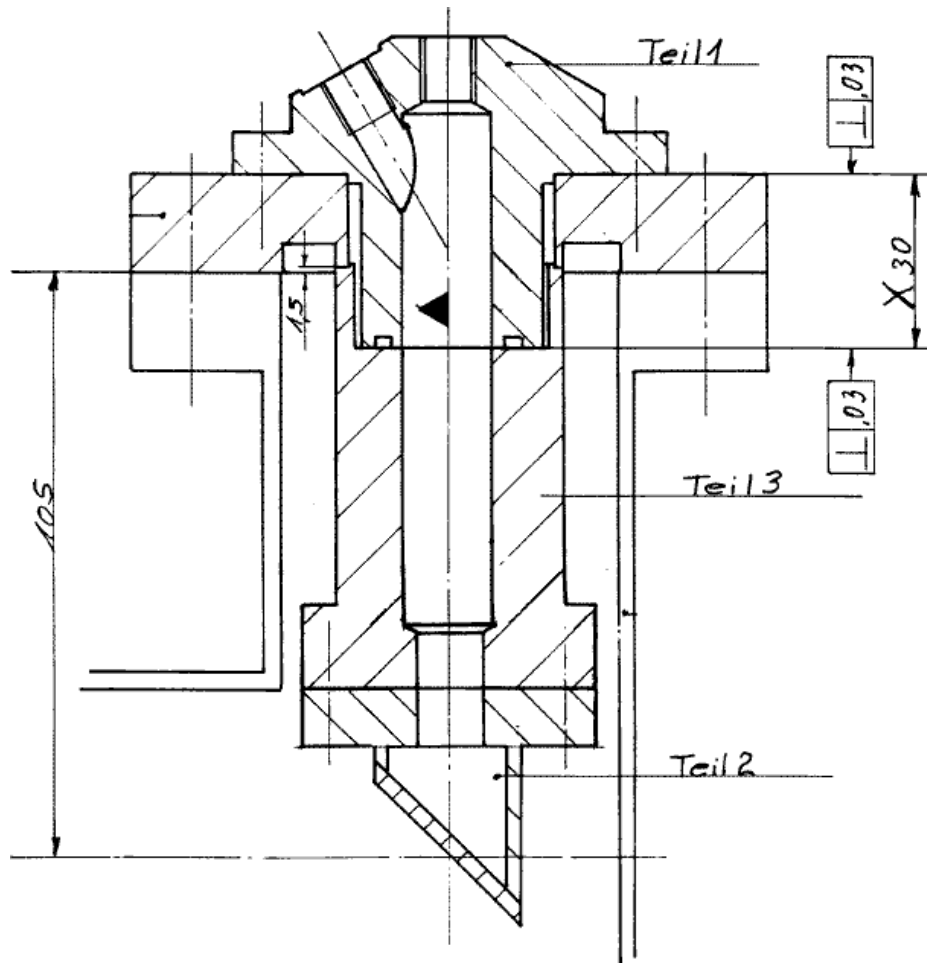


Abbildung B.3: Metallspiegel mit Halterung und Kühlwasserzuführung [14]

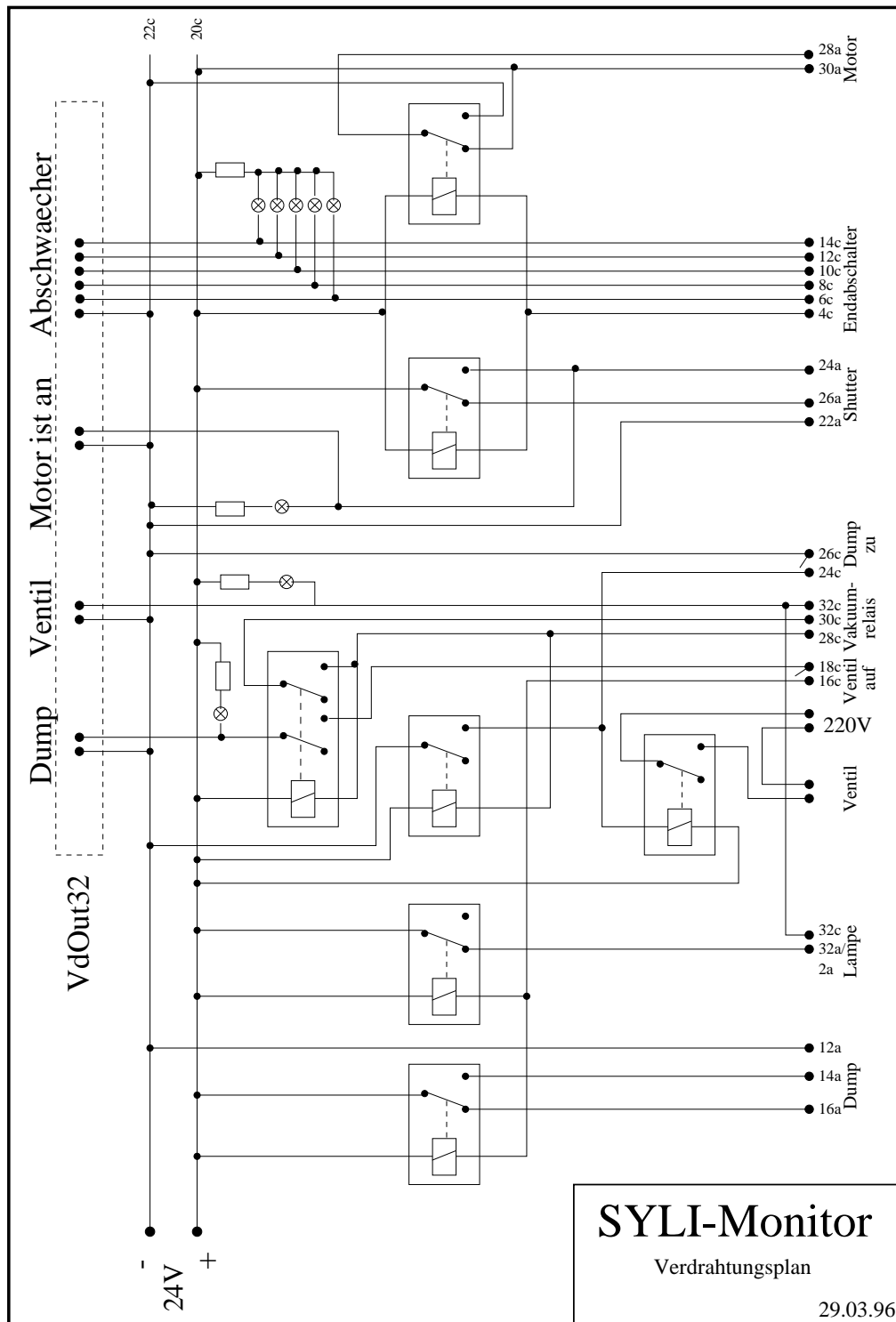


Abbildung B.4: Schaltplan für die Relaisschaltung

# Literaturverzeichnis

- [1] J.D. Jackson: *Klassische Elektrodynamik 2., verb. Auflage*, Walter de Gruyter, Berlin New York, 1983
- [2] K. Soller: *Kohlenstoffkontamination der Oberflächen optischer Elemente im Synchrotronlicht, Experimentelle physikalische Diplomarbeit des Fachbereichs Physik der Universität Hamburg*, Hamburg 1982
- [3] Fa. Leibold: *Bedienungsanleitung des IONIVAC IM 221*
- [4] T. Götz: *Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems zur Steuerung der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Anforderungen des Nachbeschleunigungsbetriebs bis 3.5 GeV*, BONN-IR-95-03, 1995
- [5] M. Picard: *Entwurf, Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems für die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Extraktion im Nachbeschleunigungsbetrieb bis 3.5 GeV*, BONN-IR-95-01, 1995
- [6] ELTEC GmbH Mainz: *IPP Hardwaremanual, Ipp Toolpack Manual, Revision 1A*, Mainz 1991
- [7] SONY: *Bedienungsanleitung der CCD-Kamera XC-75 der Fa. Sony*
- [8] Bronstein - Semendjajew: *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 1989
- [9] E. Hecht: *Optik*, Addison-Wesley Verlag(Deutschland) GmbH, 1989
- [10] G. R. Aiello, F. Cavazzoni: *The Beam Profile Monitors For ELETTRA*, 2nd European Particle Accelerator Conference Vol. 1, Page 747, Nice 1990
- [11] J. Keil, C. Steier: *persönliche Mitteilung*, Bonn, 07.1994
- [12] J. Keil: *Aufbau eines breitbandigen Intensitätsmonitors zur Messung, Überwachung und Optimierung der ELSA-Füllstruktur*, BONN-IB-94-18, 1994
- [13] J. Wenzel: *Entwicklung und Test eines Simulators der Teilchenbewegung in der Bonner 3.5-GeV-Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, BONN-IR-94-13, 1994
- [14] B. Neff: *Konstruktionszeichnungen für den Synchrotronlichtmonitor*, Bonn, 1995



# Danksagung

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. B. Schoch für die Themenstellung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. F. von Busch danke ich für die Übernahme des Korreferates.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. W. Hillert für seine Betreuung und die vielen Gespräche, die mir über mein Thema hinaus eine Gesamtsicht der Bonner Beschleuniger-Anlage vermittelten.

Den Herren Dipl.Phys. J. Keil, Dipl.Phys. M. Gentner und Dipl.Phys C. Steier danke ich für die zahlreichen Tips zum Umgang mit dem ELSA-Kontrollsystem und die vielen Verbesserungsvorschläge während der Testphase des Synchrotronlichtmonitors.

Allen Mitgliedern der ELAN-Gruppe danke ich für gute Atmosphäre, in der diese Diplomarbeit stattgefunden hat.

Schließlich danke ich besonders meinen Eltern, die mir mein Studium überhaupt erst ermöglicht haben.