

Erweiterung der optischen Strahldiagnose an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

Tobias Schiffer

Masterarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

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

November 2014

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

Bonn,
Datum

.....
Unterschrift

1. Gutachter: PD Dr. Wolfgang Hillert
2. Gutachterin: Prof. Dr. Ulrike Thoma

Inhaltsverzeichnis

1	Die Elektronen-Stretcher-Anlage	1
2	Synchrotronstrahlung	5
2.1	Grundlagen der Synchrotronstrahlung	5
2.2	Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung	6
2.3	Strahlungsspektrum der Synchrotronstrahlung	8
3	Strahldynamik von Elektronenstrahlen	13
4	Nicht-destruktive Messung von Strahlströmen im Nanoampere-Bereich	17
4.1	Die Strahlstrommessung mittels Strahlstromtransformator	17
4.2	Der Synchrotronlichtmonitor am Dipol M28	18
4.3	Strommessung mittels Photomultiplier	19
4.4	Aufbau zur Messung des Strahlstroms mittels Synchrotronlicht	22
4.4.1	Optischer Messaufbau	22
4.4.2	Verarbeitung des Signals	23
4.4.3	Erste Einsätze der Zählerelektronik	25
4.5	Messungen	27
5	Planung und Aufbau eines Synchrotronlichtmonitors am 2,5 GeV Synchrotron	33
5.1	Das 2,5 GeV Synchrotron	33
5.2	Planung des Synchrotronlichtmonitors	36
5.2.1	Prinzip der Synchrotronlichtmonitore	37
5.2.2	Aufbau der Vakuumstrahlführung des Synchrotronlichtmonitors	37
5.2.3	Das Vakuum des Synchrotronlichtmonitors	44
5.2.4	Die geplanten Diagnoseaufbauten	46
5.3	Vorläufige Messungen	48
5.3.1	Messung am Booster-Synchrotron	49
5.3.2	Messung der Injektion in den Stretcherring	51
6	Zusammenfassung und Ausblick	53
	Literatur	55
	Abbildungsverzeichnis	57

Die Elektronen-Stretcher-Anlage

Das Physikalische Institut der Universität Bonn betreibt seit 1987 die **Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA** in ihrer heutigen Form (vergleiche Abb. 1.1). Es handelt sich um eine dreistufige Beschleunigeranlage, an welcher unter anderem seit 2004 mit dem DFG¹-Sonderforschungsbereich Transregio 16 (SFB/TR16) „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ die Struktur der Hadronen untersucht wird.

Dies geschieht mit den Hadronenphysikexperimenten Crystal Barrel und BGO-OD. Die Experimente nutzen die aus ELSA extrahierten Elektronen zur Erzeugung von spinpolarisierten und unpolarisierten Photonen durch Bremsstrahlung. Die spinpolarisierten Photonen werden dann zur Anregung polarisierter Deuterium- oder Wasserstoffkerne genutzt. Desweiteren werden an ELSA Detektortests mit monoenergetischen Elektronen durchgeführt, für welche zur Zeit ein Messplatz für Detektortests aufgebaut wird [1].

Die optische Strahldiagnose besteht an ELSA zur Zeit aus zwei Synchrotronlichtmonitoren, welche sich beide am Stretcherring befinden. Mit diesen kann der Strahl sowohl longitudinal als auch transversal untersucht werden.

In der Beschleunigeranlage ELSA werden polarisierte oder unpolarisierte Elektronen im LINAC 2 auf eine Energie von 26 MeV beschleunigt und in das Booster-Synchrotron injiziert. Dort werden die Elektronen innerhalb weniger Millisekunden auf eine Energie von 1,2 GeV beschleunigt. Danach werden die Elektronen in den Stretcherring injiziert. Dort kann dann einer von drei Betriebsmodi ausgewählt werden:

- Im **Stretchermodus** wird der vom Booster-Synchrotron injizierte Strahl über 20 ms zu den Experimenten extrahiert. So wird erreicht, dass dem Experiment ein fast kontinuierlicher Elektronenstrahl mit Intensitäten von einigen zehn Nanoampere zur Verfügung gestellt wird. Dabei wird die Strahlenergie durch das Booster-Synchrotron festgelegt.
- Im **Nachbeschleunigermodus** werden mehrere Injektionen aus dem Boostersynchrotron im Stretcherring akkumuliert und dann auf eine Energie von bis zu 3,2 GeV beschleunigt. Dabei werden Strahlströme bis 100 mA im Stretcherring erreicht. Diese werden dann über mehrere Sekunden extrahiert und den Experimenten zur Verfügung gestellt.
- Im **Speichermodus** wird auch ein hoher Strahlstrom im Stretcherring akkumuliert und dann beschleunigt. Danach verbleibt der Strahl jedoch im Stretcherring und der Beschleuniger kann als

¹ Deutsche Forschungsgemeinschaft

Synchrotronlichtquelle genutzt werden. Jedoch nimmt der Strahlstrom aufgrund seiner begrenzten Lebenszeit ab und es wird nach Unterschreiten eines Minimalstromes neu gefüllt werden.

Im Nachbeschleunigermodus werden zur Zeit im Stretcherring Strahlströme von einigen Nanoampere, für Detektortests, bis 200 mA für zukünftige Hadronenphysikexperimente nachgefragt. Bei Strahlströmen im Nanoampere-Bereich funktioniert die herkömmliche Messung des Strahlstroms nicht mehr. Für Detektortests ist es jedoch wichtig einen konstanten Strahlstrom von einigen Attoampere bis Picoampere zu extrahieren. Daher ist es nötig in ELSA Strahlströme im Bereich einiger zehn Nanoampere kontrollieren zu können. Zu diesem Zwecke wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Diagnosemöglichkeit mittels Synchrotronlicht zur Messung von Strahlströmen im Nanoampere-Bereich entwickelt und in Betrieb genommen.

Im Rahmen der Erweiterung der Beschleunigeranlage hin zu Strahlströmen von 200 mA ist es wichtig, möglichst hohe Injektionsströme zu erreichen. Dazu ist es wichtig möglichst viele Diagnoseelemente am Injektor, also dem Booster-Synchrotron, zu haben. Daher wurde ein Synchrotronlichtmonitor für das Booster-Synchrotron konzipiert und mit dem Aufbau begonnen.

Synchrotronstrahlung

Wird ein geladenes Teilchen beschleunigt, emittiert elektromagnetische Strahlung aus. Handelt es sich um ein relativistisches Teilchen, wird diese Strahlung als Synchrotronstrahlung bezeichnet. Diese tritt sowohl in Linearbeschleunigern als auch in Kreisbeschleunigern auf, ist aber in Linearbeschleunigern um ein Vielfaches schwächer, sodass sie dort im Allgemeinen vernachlässigt werden kann. In den folgenden Abschnitten wird daher nur auf die, für diese Arbeit relevanten, Synchrotronstrahlungseffekte in Kreisbeschleunigern näher eingegangen.

2.1 Grundlagen der Synchrotronstrahlung

Bei der Beschleunigung einfach geladener Teilchen wird von diesen elektromagnetische Strahlung emittiert. Für ein nicht-relativistisches Teilchen, dessen Impuls sich mit \vec{p} ändert, lässt sich die gesamte abgestrahlte Leistung wie folgt berechnen [2]:

$$P_L = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2}{3} \frac{e^2}{m_0^2 c^3} |\dot{\vec{p}}|^2. \quad (2.1)$$

Dies ist die wohlbekannte Larmorformel für ein Teilchen der Masse m_0 und der Ladung e , wobei ϵ_0 die Permittivität des Vakuums und c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist. Diese muss für den relativistischen Fall verallgemeinert werden. Hierzu wird die Lorentz-invariante Form der Gleichung aufgestellt. Hierbei werden die Zeit t und der Impuls \vec{p} , welcher durch den Viererimpuls p_ν ersetzt wird, folgendermaßen transformiert:

$$\begin{aligned} dt &\longrightarrow d\tau = \frac{1}{\gamma} dt \\ |\dot{\vec{p}}|^2 &\longrightarrow \left(\frac{p_\nu}{d\tau}\right)^2 = \left(\frac{d\vec{p}}{d\tau}\right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{d\tau}\right)^2, \end{aligned} \quad (2.2)$$

wobei $\gamma = E/m_0c^2$ der Lorentzfaktor ist. Somit ergibt sich die Lorentz-invariante Form der Larmorformel zu:

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

Bewegt sich das Teilchen durch ein homogenes Magnetfeld, so wird es durch die Lorentzkraft auf eine Kreisbahn gezwungen. Diese Kraft wirkt senkrecht zur Bewegungsrichtung und die hieraus entstehende Beschleunigung wirkt zum Kreismittelpunkt hin. Daher ändert sich die Richtung des Impulsvektors sehr schnell (die Umlauffrequenz des Teilchens sei ω), wohingegen sich die Energie pro Umlauf kaum ändert:

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

Somit kann Formel (2.3) vereinfacht werden, und es ergibt sich für die abgestrahlte Leistung eines Elektrons in einem Kreisbeschleuniger:

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

Wird nun die Relation für den Strahlstrom $I = Nec/L$ eingesetzt, wobei L der Umfang des Beschleunigers und N die Anzahl der Elektronen ist, und die Impulsänderung eines hochrelativistischen Elektrons durch den Ausdruck $\frac{d\vec{p}}{dt} = E/R$ ersetzt, mit der Elektronenenergie E und dem Radius der Elektronenbahn R , so ergibt sich für die durch alle im Kreisbeschleuniger befindlichen Elektronen abgestrahlte Leistung P_{ges} :

$$P_{\text{ges}} = \frac{eL}{6\pi\epsilon_0} \frac{I}{(m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2}. \quad (2.6)$$

Anhand dieser Formel lässt sich erkennen, dass die Synchrotronstrahlung mit zunehmender Masse der Teilchen an Bedeutung verliert, da die Leistung proportional zum Reziproken der vierten Potenz der Ruhemasse m_0 ist. Daher spielt die Synchrotronstrahlung vor allem in Elektronenbeschleunigern eine große Rolle.

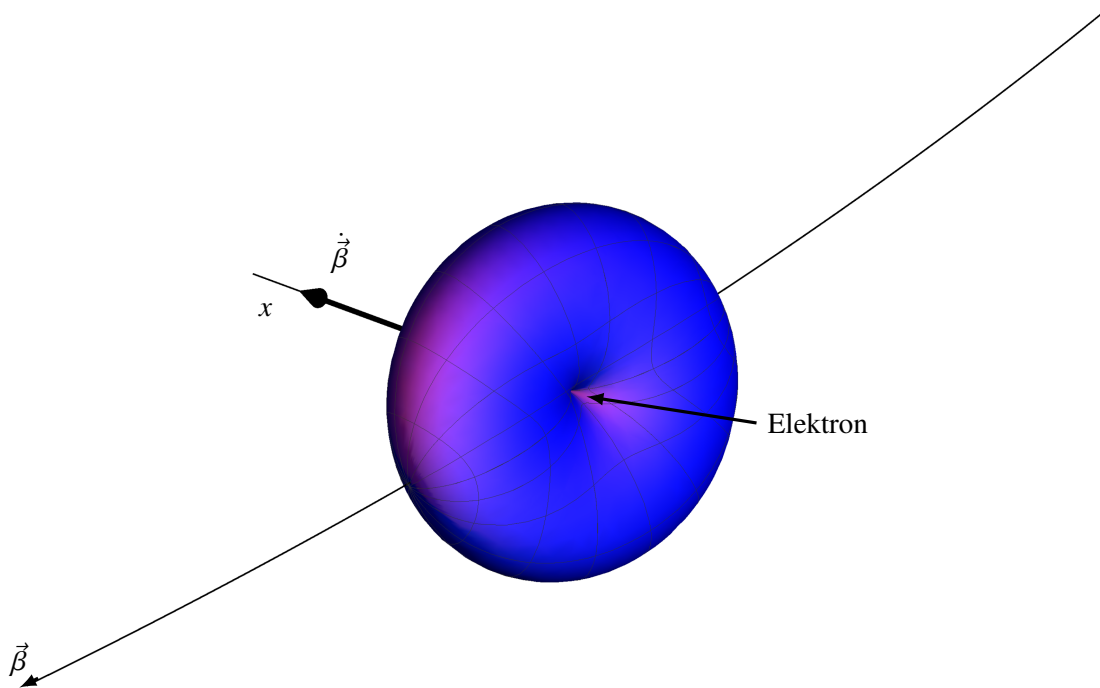
2.2 Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung

Für die Entwicklung eines Synchrotronlichtmonitors ist es wichtig die Abstrahlcharakteristik der Synchrotronstrahlung näher zu untersuchen. Hierzu soll zunächst die Winkelverteilung der Synchrotronstrahlung betrachtet werden. Daher betrachtet man zunächst ein mit dem Elektron mitbewegtes Schwerpunktkoordinatensystem \mathcal{K}' . In diesem wirkt nur eine Beschleunigung in x -Richtung. Somit entspricht die Abstrahlcharakteristik der eines Hertz'schen Dipols. Dies ist in Abb. 2.1 gezeigt. Um nun die Winkelverteilung im Laborsystem zu erhalten, muss das Koordinatensystem \mathcal{K}' in das Laborsystem \mathcal{K} überführt werden. Dies kann mittels einer Lorentz-Transformation erreicht werden. Ein einfaches Beispiel soll verdeutlichen, was durch diese Lorentz-Transformation geschieht.

Es wird im folgenden angenommen, dass ein Photon mit dem Impuls $p'_0 = E'_p/c$ unter einem Winkel ϕ' zur x -Achse in die xy -Ebene emittiert wird. Somit ergibt sich für dessen Viererimpuls

$$P'_\nu = \begin{pmatrix} p_t \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E'_p/c \\ p'_0 \cos \phi' \\ p'_0 \sin \phi' \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Wird nun \mathcal{K}' mittels einer Lorentztransformation in \mathcal{K} überführt, ergibt sich die Propagationsrichtung


 Abbildung 2.1: Abstrahlcharakteristik des Synchrotronlichtes bei $\beta = 0,01$. Diese ähnelt dem Hertz'schen Dipol.

des Photons im Laborsystem (mit $\beta = \frac{v}{c}$)

$$P_\nu = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E'_p/c \\ p'_0 \cos \phi' \\ p'_0 \sin \phi' \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma E'_p/c \\ p'_0 \cos \phi' \\ p'_0 \sin \phi' \\ -\beta\gamma E'_p/c \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Es zeigt sich, dass die Lorentztransformation die Propagationsrichtung des Photons in Richtung der z -Achse transformiert. Somit ergibt sich eine stark nach vorne, in Strahlrichtung, gebündelte Abstrahlcharakteristik. Dies ist beispielhaft für einen Vektor \vec{p} in Abbildung 2.2 gezeigt. Betrachtet man den Emissionswinkel $\langle \theta^2 \rangle^{1/2}$, so ergibt sich:

$$\langle \theta^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{\left(\frac{\sqrt{p_x^2 + p_y^2}}{p_z} \right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\sqrt{p_0'^2 (\cos^2 \phi' + \sin^2 \phi')}}{-\beta\gamma E'_p/c} \right)^2} = \sqrt{\left(\frac{p'_0}{-\beta\gamma p'_0} \right)^2} \approx \frac{1}{\gamma}. \quad (2.9)$$

Somit ist der Emissionswinkel von der Energie der Elektronen abhängig. Die in diesem vereinfachten Fall hergeleitete Abhängigkeit lässt sich auch in der tatsächlichen Abstrahlcharakteristik wiederfinden. Dort gilt der Zusammenhang allerdings nur für den mittleren Emissionswinkel, also den Bereich, in den die Hälfte der gesamten abgestrahlten Leistung emittiert wird.

Um die exakte Abstrahlcharakteristik zu erhalten wird die Lorentz-Transformation unter Berücksich-

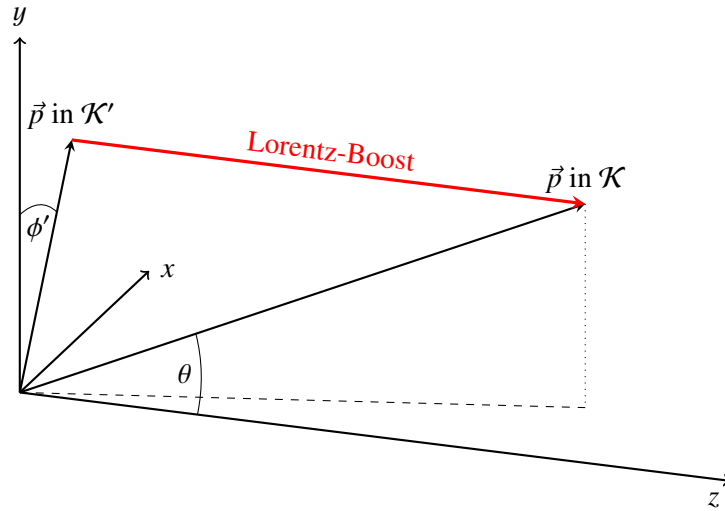


Abbildung 2.2: Verhalten des Vektors \vec{p} unter einer Lorentztransformation mit $\beta = 0,9$.

tigung aller Abstrahlrichtungen ausgeführt. Damit ergibt sich folgender Zusammenhang[3]:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^2 |\dot{\vec{v}}|^2}{16\pi\epsilon_0 c^3} \frac{1}{(1 - \beta \cos \theta)^3} \left[1 - \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \phi}{\gamma^2 (1 - \beta \cos \theta)^2} \right]. \quad (2.10)$$

Diese Abstrahlcharakteristik ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Der zuvor erwähnte mittlere Emissionswinkel $\langle \theta^2 \rangle^{1/2} \approx \frac{1}{\gamma}$ ist eingezeichnet und lässt sich auch für das tatsächliche Spektrum bestätigen (eine genaue Herleitung des mittleren Emissionswinkels findet sich in [3]). Allerdings kann dieser nicht einfach auf das für einen Synchrotronlichtmonitor geeignete Spektrum, welches im Bereich der sichtbaren Wellenlängen liegt, angewendet werden, da die kritische Frequenz ω_c , also jene Frequenz, die das Synchrotronlichtspektrum in zwei Hälften gleicher Strahlungsleistung teilt, nur für eine sehr geringe Strahlenergie im Bereich des sichtbaren Spektrums liegt. Betrachtet man diesen Bereich ergibt sich aus [3]:

$$\omega_c = \frac{3\gamma^3 c}{2R} \Leftrightarrow \gamma = \sqrt[3]{\frac{2R\omega_c}{3c}} \quad (2.11)$$

für einen Wellenlängenbereich von 380 nm bis 790 nm ein γ von 209 bis 264 und somit eine Strahlenergie von 107 MeV bis 135 MeV für die Beschleunigeranlage ELSA. Dies entspricht nicht den typischen Energien von 1200 MeV bis 3200 MeV.

Dies bedeutet, dass es unverzichtbar ist, die Frequenzabhängigkeit der Synchrotronstrahlung näher zu untersuchen.

2.3 Strahlungsspektrum der Synchrotronstrahlung

Um das Frequenzspektrum der Synchrotronstrahlung analytisch zu erfassen, wird zunächst die zuvor hergeleitete schmal gebündelte instantane Abstrahlung mit einem Öffnungswinkel $\theta = 1/\gamma$ betrachtet. Das Elektron, welches sich auf einer kreisförmigen Trajektorie bewegt, sendet diesen Lichtkonus also zu jedem Zeitpunkt aus. Ein an einer Position B befindlicher Beobachter sieht also die Abstrah-

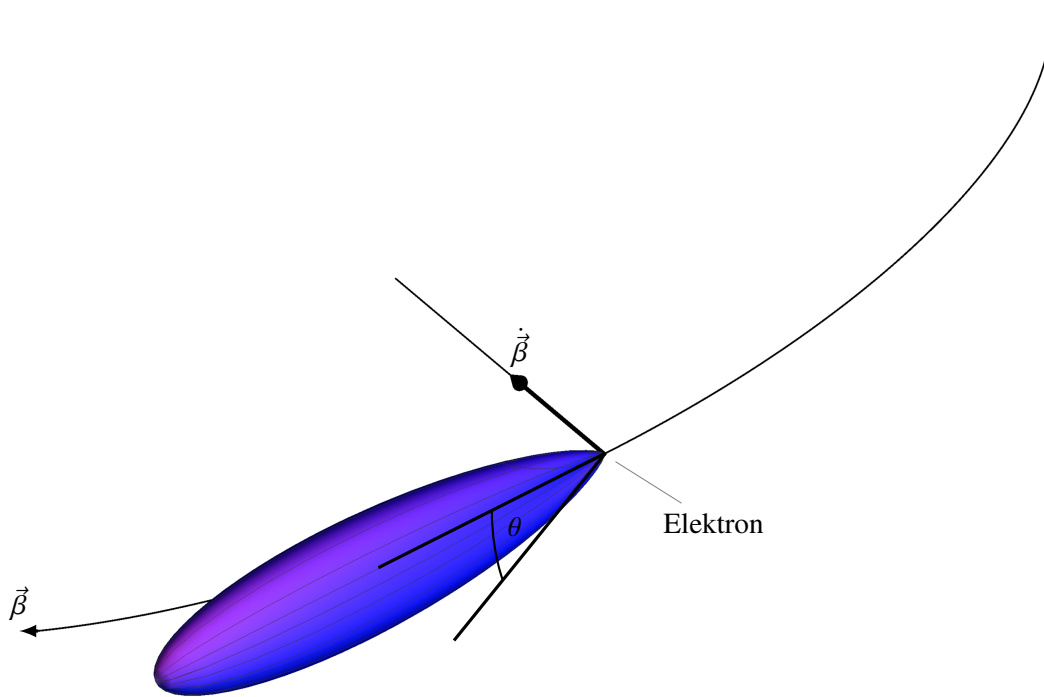


Abbildung 2.3: Abstrahlcharakteristik des Synchrotronlichtes bei $\beta = 0,9$.

lung des Elektrons über eine gewisse Strecke und somit über einen gewissen Zeitraum Δt . Dies wird in Abbildung 2.4 verdeutlicht. Der so erzeugte sehr kurze elektromagnetische Puls sorgt für eine große

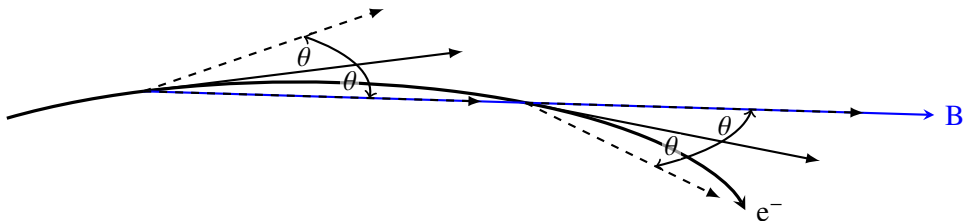


Abbildung 2.4: Beobachtung von Synchrotronstrahlung. Ein am Punkt B befindlicher Beobachter sieht die Synchrotronstrahlung über einen gewissen Zeitraum Δt .

Frequenzbandbreite. Hinzu kommt, dass die verschiedenen Frequenzen nicht alle unter demselben Öffnungswinkel θ abgestrahlt werden, sondern dass dieser zu größeren Photonenergien hin immer kleiner wird. Diese frequenzabhängige abgestrahlte Leistung $P(\omega)$ pro Raumwinkelement $d\Omega$ ist durch [3]

$$\frac{dP}{d\omega d\Omega} = \frac{3e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c} \gamma^2 \left(\frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 (1 + \gamma^2 \theta^2)^2 \left[K_{2/3}^2 \left(\frac{\omega}{2\omega_c} (1 + \gamma^2 \theta^2)^{\frac{3}{2}} \right) + \frac{\gamma^2 \theta^2}{1 + \gamma^2 \theta^2} K_{1/3}^2 \left(\frac{\omega}{2\omega_c} (1 + \gamma^2 \theta^2)^{\frac{3}{2}} \right) \right] \quad (2.12)$$

gegeben. Hierbei ist ω die Frequenz des Photons, ω_c die aus Gleichung (2.11) bekannte kritische Frequenz und $K_{1/3}(\xi)$ und $K_{2/3}(\xi)$ sind die modifizierten Besselfunktionen zweiter Gattung. Es zeigt sich,

dass auch die Energie des Elektronenstrahls einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Winkelverteilung hat. Trägt man die abgestrahlte Leistung pro Raumwinkelement gegen die Energie auf, so ergibt sich die in Abbildung 2.5 gezeigte Grafik. Hieran lässt sich sehr gut der zuvor erwähnte Zusammenhang erkennen. Auch zeigt sich, dass das Intensitätsprofil zwei Maxima hat. Diese Tatsache führt dazu, dass bei der Konzeption eines Synchrotronlichtmonitors sehr darauf geachtet werden muss, dass die Winkelakzeptanz groß genug ist, um einen Großteil der emittierten Leistung zu den Messaufbauten zu führen.

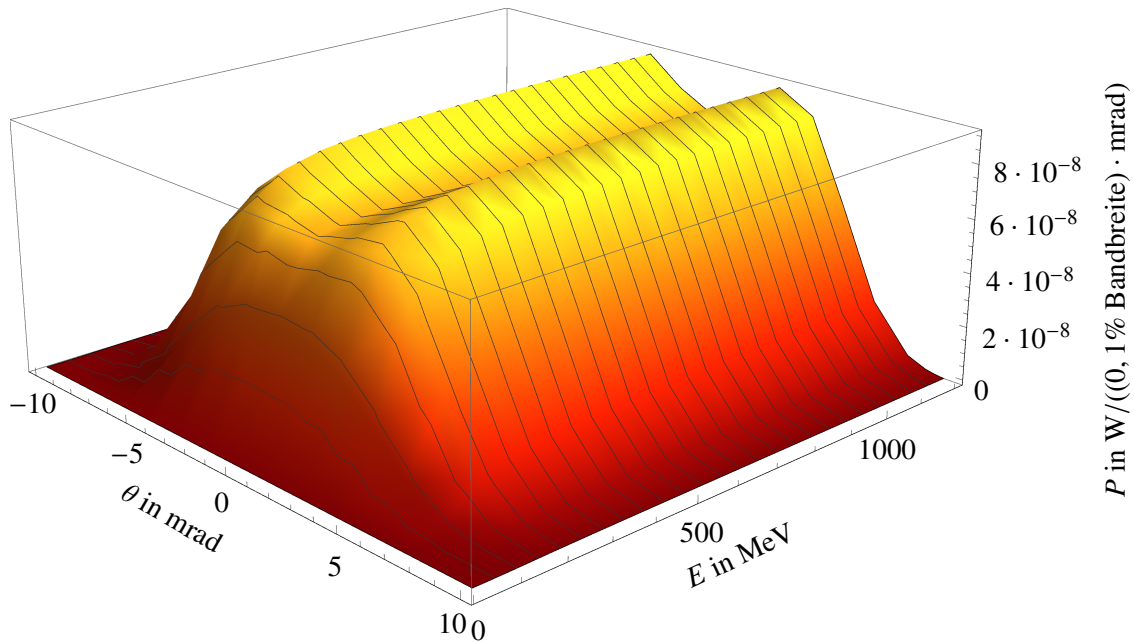


Abbildung 2.5: Änderung des Öffnungswinkels der Synchrotronstrahlung bei einer Wellenlänge von $5 \mu\text{m}$ und einem Strahlstrom von 10 mA für Strahlenergien von 0 bis 1200 MeV . Der Öffnungswinkel nähert sich asymptotisch einem Maximum an, welches bei $1,2 \text{ GeV}$ schon näherungsweise erreicht ist.

Um das Frequenzspektrum selbst zu berechnen, muss Gleichung (2.12) über alle Raumwinkel integriert werden. Das Ausführen des Integrals ergibt[3]:

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{\sqrt{3}e^2}{4\pi\epsilon_0 c} \gamma \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx. \quad (2.13)$$

Diese Gleichung gilt jedoch nur für ein Elektron während eines Umlaufs. Um das Spektrum für den zuvor behandelten Fall von vielen Elektronen und mehreren Umläufen berechnen zu können, muss Gleichung (2.13) gemäß

$$I(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^2}{4\pi\epsilon_0 c} \underbrace{\frac{\vartheta}{2\pi}}_{\text{horizontaler Öffnungswinkel}} \underbrace{\frac{IL}{ec}}_{\text{Strahlstrom}} \underbrace{\frac{c}{L}}_{\text{Rate}} \underbrace{\frac{\omega}{1000}}_{\text{0,1\% Bandbreite}} \gamma \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx. \quad (2.14)$$

normiert werden, wobei zum besseren Verständnis die Normierungen angegeben sind. Wird dieser Zu-

sammenhang nun für verschiedene Energien in ELSA aufgetragen, ergibt sich das in Abb. 2.6 gezeigte Frequenzspektrum. Es ist zu erkennen, dass mit zunehmender Energie nur der hochenergetische Teil des Spektrums anwächst, nicht jedoch der kenntlich gemachte Anteil des sichtbaren Spektrums. Somit ist die Strahlenergie für die Diagnostik unerheblich, solange die Energie oberhalb eines kritischen Bereiches liegt. Darunter ist die Intensität von der Energie abhängig. Diese Abhängigkeit wird in Kapitel 5.2.4 näher betrachtet.

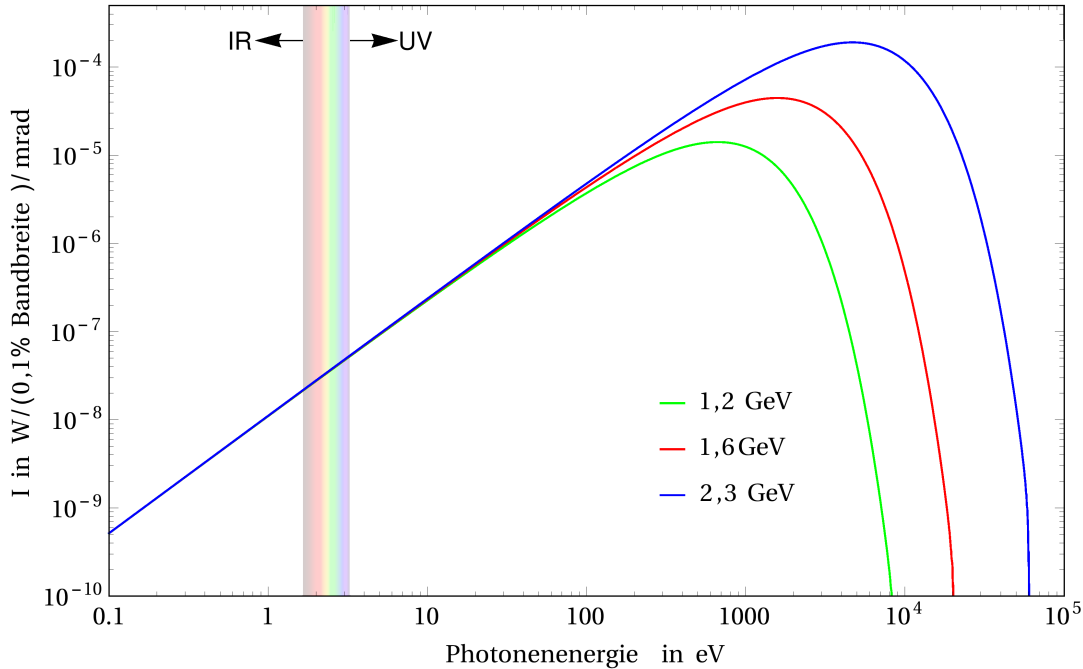


Abbildung 2.6: Spektrum der Synchrotronstrahlung bei einem Strahlstrom von 20mA für verschiedene Energien am ELSA-Stretcherring. Das Spektrum des sichtbaren Lichts ist eingezeichnet.

Ändert sich der Strahlstrom, so ändert sich auch die Zahl der Elektronen. Da jedes Elektron im Mittel gleich viel Intensität emittiert, ist der Zusammenhang zwischen Strahlstrom und Intensität linear. Dies lässt sich auch aus Gleichung (2.14) schließen. Wird das Frequenzspektrum der Synchrotronstrahlung für verschiedene Strahlströme aufgetragen, wie in Abb. 2.7 gezeigt, so zeigt sich dieser lineare Zusammenhang. Somit lässt sich mit Hilfe eines Synchrotronlichtmonitors der Strahlstrom bestimmen.

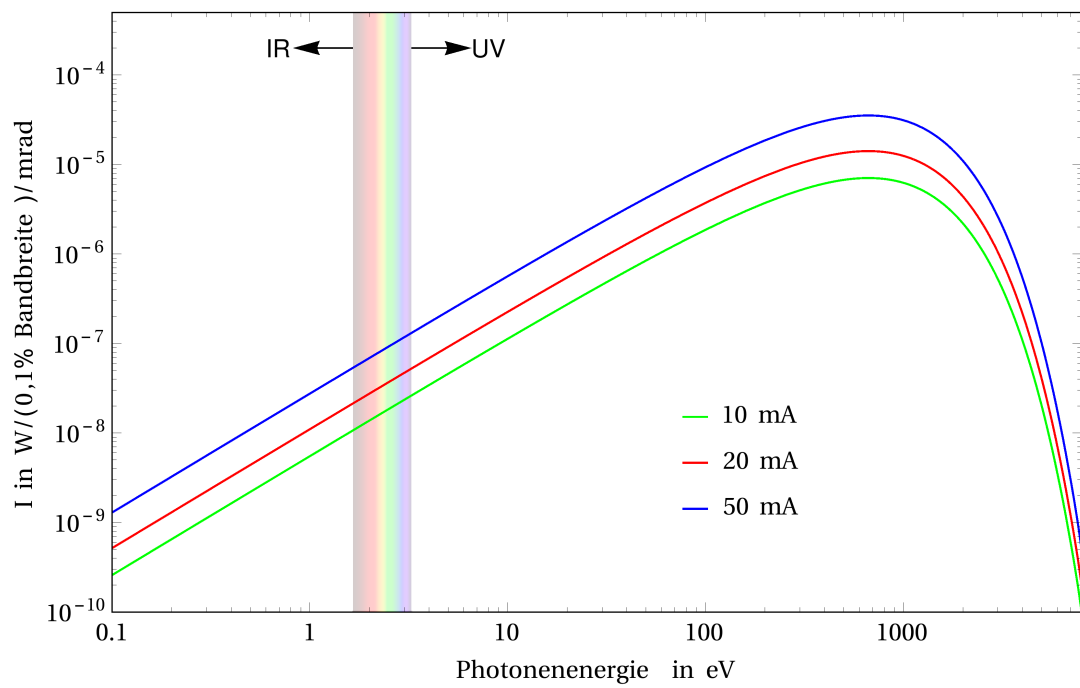


Abbildung 2.7: Spektrum der Synchrotronstrahlung bei einer Energie von 1,2 GeV für verschiedene Ströme am ELSA-Stretcherring. Das Spektrum des sichtbaren Lichts ist eingezeichnet.

Strahldynamik von Elektronenstrahlen

Um die Dynamik eines Elektronenstrahls in Elektronenbeschleunigern zu verstehen, ist es sinnvoll, nicht nur ein einzelnes Elektron zu betrachten, sondern die Enveloppe eines Ensembles von Elektronen und somit des gesamten Strahls. Hierzu wird zunächst die Hill'sche Differentialgleichung für die horizontale Teilchenbahn betrachtet, auch wenn sie nur die Bewegung $x(s)$ eines einzelnen Elektrons beschreibt. Die Strahldynamik der vertikalen Teilchenbahn lässt sich auf die selbe Weise herleiten und liefert vergleichbare Ergebnisse. Unter der Annahme, dass die Impulsunschärfe $\Delta p/p = 0$ und die ortsabhängige Quadrupolstärke $k(s)$ mit dem Radius $R(s)$ durch die fokussierende Funktion $K(s) = \frac{1}{R^2(s)} - k(s)$ gegeben ist, ergibt sich[4]:

$$x''(s) - K(s)x(s) = 0. \quad (3.1)$$

Gleichung (3.1) kann durch den Ansatz

$$x(s) = A(s) \cos[\Phi(s) + \Psi] \quad (3.2)$$

allgemein gelöst werden. Wird nun der Amplitudenfaktor $A(s)$ durch $\sqrt{\varepsilon\beta(s)}$ ersetzt, lässt sich Gleichung (3.2) zu

$$x(s) = \sqrt{\varepsilon\beta(s)} \cos[\Phi(s) + \Psi] \quad (3.3)$$

mit

$$\Phi(s) = \int_0^s \frac{d\xi}{\beta(\xi)} \quad (3.4)$$

umschreiben, wobei die Emittanz ε und Ψ Integrationsparameter sind, welche durch die Anfangsbedingungen festgelegt werden. Die Funktion $x(s)$ beschreibt die Bahn eines um den Sollorbit schwingenden Teilchens. Diese Schwingung hat die Phase $\Phi(s)$ und die Amplitude $\sqrt{\varepsilon\beta(s)}$. Eine solche Schwingung wird als Betatronschwingung bezeichnet. Die Amplitude der Betatronschwingung setzt sich aus zwei Teilen zusammen: Der konstanten Emittanz ε und der ortsabhängigen Betafunktion $\beta(s)$. Die Betafunktion wird durch die Magnetoptik des Beschleunigers festgelegt und ist ein Maß für den Strahlquerschnitt

an der Stelle s . Wird die Ableitung von Gleichung (3.3) gebildet, ergibt sich:

$$x'(s) = -\frac{\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\beta(s)}} \left[-\frac{\beta'(s)}{2} \cos(\Phi(s) + \Psi) + \sin(\Phi(s) + \Psi) \right].$$

Wobei in der Literatur häufig die Definition $\alpha(s) := -\frac{\beta'(s)}{2}$ eingeführt wird, womit sich

$$x'(s) = -\frac{\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\beta(s)}} [\alpha(s) \cos(\Phi(s) + \Psi) + \sin(\Phi(s) + \Psi)] \quad (3.5)$$

ergibt. Wird Gleichung (3.3) zu

$$\cos[\Phi(s) + \Psi] = \frac{x(s)}{\sqrt{\varepsilon\beta(s)}} \quad (3.6)$$

umgeformt und in Gleichung (3.5) eingesetzt, ergibt sich nach einer Umformung:

$$\sin(\Phi(s) + \Psi) = \frac{\sqrt{\beta(s)}x'(s)}{\sqrt{\varepsilon}} + \frac{\alpha(s)x(s)}{\sqrt{\varepsilon\beta(s)}}. \quad (3.7)$$

Weitere Umformungen ergeben:

$$\begin{aligned} \sin^2(\Phi(s) + \Psi) &= \left[\frac{\sqrt{\beta(s)}x'(s)}{\sqrt{\varepsilon}} + \frac{\alpha(s)x(s)}{\sqrt{\varepsilon\beta(s)}} \right]^2 \\ \Leftrightarrow 1 - \cos^2(\Phi(s) + \Psi) &= \frac{1}{\varepsilon} \left[\sqrt{\beta(s)}x'(s) + \frac{\alpha(s)x(s)}{\sqrt{\beta(s)}} \right]^2 \\ \Leftrightarrow 1 - \frac{x^2(s)}{\varepsilon\beta(s)} &= \frac{1}{\varepsilon} \left[\sqrt{\beta(s)}x'(s) + \frac{\alpha(s)x(s)}{\sqrt{\beta(s)}} \right]^2 \\ \Leftrightarrow \varepsilon &= \left[\sqrt{\beta(s)}x'(s) + \frac{\alpha(s)x(s)}{\sqrt{\beta(s)}} \right]^2 + \frac{x^2(s)}{\beta(s)} \\ \Rightarrow \varepsilon &= \gamma(s)x^2(s) + 2\alpha(s)x(s)x'(s) + \beta x'^2(s), \end{aligned} \quad (3.8)$$

wobei die Definition

$$\gamma(s) := \frac{1 + \alpha^2(s)}{\beta(s)} \quad (3.9)$$

eingesetzt wurde. Hierbei entspricht Gleichung (3.8) einer Ellipsengleichung im $x-x'$ -Phasenraum. Diese ist schematisch in Abb. 3.1 dargestellt. Ein Elektron bei konstanter Energie im Beschleuniger würde sich also auf dieser Ellipse bewegen. Die Form der Ellipse sowie ihre Orientierung werden durch die Magnetoptik des Beschleunigers für jeden Ort s festgelegt. Diese Betrachtung gilt jedoch nur für ein einzelnes Elektron.

Um nun einen Emittanzbegriff für ein Ensemble von Elektronen zu erhalten, muss zunächst das Ensemble selbst betrachtet werden. Bei einem Elektronenstrahl kann für dieses in sehr guter Näherung eine Gaußverteilung in horizontaler und vertikaler Richtung angenommen werden. Somit lässt sich das Ensemble von Elektronen gut über die Standardabweichungen σ_x und σ_z für die horizontale und vertikale

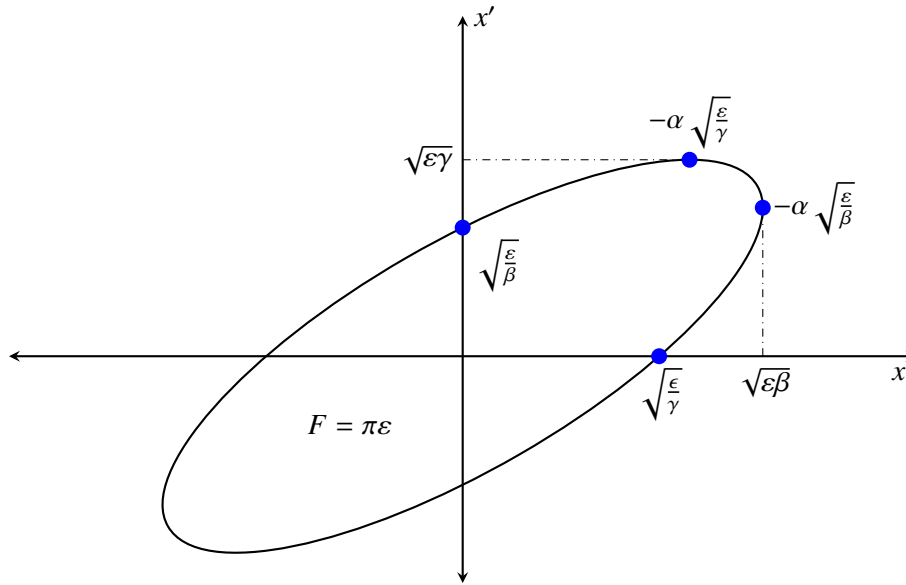


Abbildung 3.1: Emittanzellipse im Phasenraum und ihr Bezug zu den Größen α , β und γ

Strahlbreite charakterisieren. Die Standardabweichung $\sigma(s)$ lässt sich auch mithilfe einer Ensembleemittanz ε_{Ens} und der Betafunktion $\beta(s)$ als

$$\sigma(s) = \sqrt{\varepsilon_{\text{Ens}}\beta(s)} \quad (3.10)$$

beschreiben. Die Ensembleemittanz erfüllt die selben Eigenschaften wie die zuvor hergeleitete Emittanz für ein Teilchen. Daher wird im Folgenden mit ε immer die Ensembleemittanz bezeichnet. Somit ergibt sich auch eine Phasenraumellipse wie in Abb. 3.1. Die dort eingeführten Parameter α , β und γ werden Twissparameter genannt und haben folgende Bedeutung:

- $\alpha(s)$ ist die Kopplungsstärke zwischen x und x'
- $\sqrt{\beta(s)}$ entspricht der auf $\sqrt{\varepsilon}$ normierten Standardabweichung σ_x der Strahlhüllenden
- $\sqrt{\gamma(s)}$ entspricht der auf $\sqrt{\varepsilon}$ normierten Standardabweichung $\sigma_{x'}$ der Strahldivergenz.

Ein weiterer Faktor, der sich auf das Strahlprofil auswirkt, ist die Dispersion $D(s)$ des Teilchenensembles, welche in den bisherigen Berechnungen vernachlässigt wurde. Als Dispersion in einem Beschleuniger lässt sich die impulsabhängige Verschiebung der Teilchenbahn durch ein homogenes Magnetfeld verstehen. Wird also ein Teilchenensemble mit einer Impulsunschärfe $\Delta p/p$ betrachtet, so werden die einzelnen Teilchen ein Dipolfeld mit verschiedenen Ablagen $\Delta x(s)$ verlassen. Die Dispersion lässt sich durch

$$\Delta x(s) = D(s) \frac{\Delta p}{p} \quad (3.11)$$

definieren und führt somit zu einer Verbreiterung des Strahlprofils. Um also einen vollständigen Ausdruck für die Strahlbreite $\sigma(s)$ zu bekommen, muss die Dispersion in Gleichung (3.10) einbezogen

werden. Unter Berücksichtigung dieser ergibt sich dann:

$$\sigma(s) = \sqrt{\varepsilon\beta(s) + \left(D(s)\frac{\Delta p}{p}\right)^2}. \quad (3.12)$$

Somit ist es notwendig, sowohl die Betafunktion als auch die Dispersionsfunktion und die Impulsschärfe zu kennen, um aus der Strahlbreite die Emittanz zu bestimmen. Sowohl die Dispersionsfunktion als auch die Betafunktion sind jedoch primär von der Magnetoptik abhängig und können daher mittels numerischer Simulationen bestimmt werden.

Nicht-destruktive Messung von Strahlströmen im Nanoampere-Bereich

Um an ELSA Detektortests mit einem extrahierten primären Elektronenstrahl durchzuführen, ist es wichtig, einen konstanten Strahlstrom niedriger Intensität zu extrahieren, um die Detektoren nicht zu zerstören. Hierzu sollte der Beschleuniger selbst nur mit einem sehr geringen Strom im Bereich einiger 10 nA gefüllt werden. So kann sichergestellt werden, dass auch im Falle eines Fehlers während der Extraktion nur eine begrenzte Zahl an Elektronen den Detektor erreicht. Um den Strahlstrom zu überwachen, ist eine nicht-destruktive Messung des Strahlstroms erforderlich, was bei solch geringen Strahlströmen mithilfe der bestehenden Messeinrichtungen nicht mehr möglich ist. Hieraus folgt, dass eine andere nicht-destruktive Methode den Strahlstrom zu messen erforderlich ist. Hierzu kann Synchrotronlicht genutzt werden. Dies bietet sich an, da Synchrotronlicht immer emittiert wird und somit eine parasitäre Messung, welche den Strahl nicht beeinflusst, möglich ist.

4.1 Die Strahlstrommessung mittels Strahlstromtransformator

Die bisherige Strahlstrommessung am Beschleuniger erfolgt mittels eines Strahlstromtransformators. Vereinfacht besteht dieser aus einer Spule welche toroidal um das Strahlrohr gelegt ist und als Sekundärspule fungiert. Der Elektronenstrahl im Beschleuniger koppelt an diese Spule als Primärwindung. Somit wird in die Sekundärspule ein zum Strahlstrom proportionaler Strom induziert, welcher über einen Widerstand als Spannung abgegriffen und weiterverarbeitet wird. Das so gewonnene Spannungssignal wird zunächst aufgeteilt und verschiedenen Elementen zur Verfügung gestellt:

- Einem ADC¹ welcher das analoge Ausgangssignal in ein digitales wandelt und dem Kontrollsystem zur Verfügung stellt. Dieses Signal wird mit einer Rate von 100 Hz ausgelesen und zyklussynchron angezeigt und steht somit auch in der Historiendatenbank des Kontrollsystems zur Verfügung.
- Der Abschaltschwelle, welche die Injektion bei Erreichen des Sollstroms abschaltet.
- Einem Millivoltmeter, welches die Spannung digitalisiert und dem Kontrollsystem mit einer Rate von 1 Hz zur Verfügung stellt. Auch wird das Spannungssignal von dem Millivoltmeter auf ein Oszilloskop übertragen, welches als Überwachungsmonitor im Kontrollraum dient.

¹ Analog-Digital-Wandler

Der Strahlstromtransformator hat jedoch nur einen eingeschränkten dynamischen Bereich. Dieser liegt zwischen $250\ \mu\text{A}$ und $250\ \text{mA}$ [5] als Maximalwert. Somit ist er nicht zur Messung von Strahlströmen im Mikro- oder Nanoampere-Bereich geeignet. Mit Synchrotronlicht ist eine solche Messung jedoch möglich. Hierzu wird der bestehende Synchrotronlichtmonitor am ELSA Dipol M28 genutzt.

4.2 Der Synchrotronlichtmonitor am Dipol M28

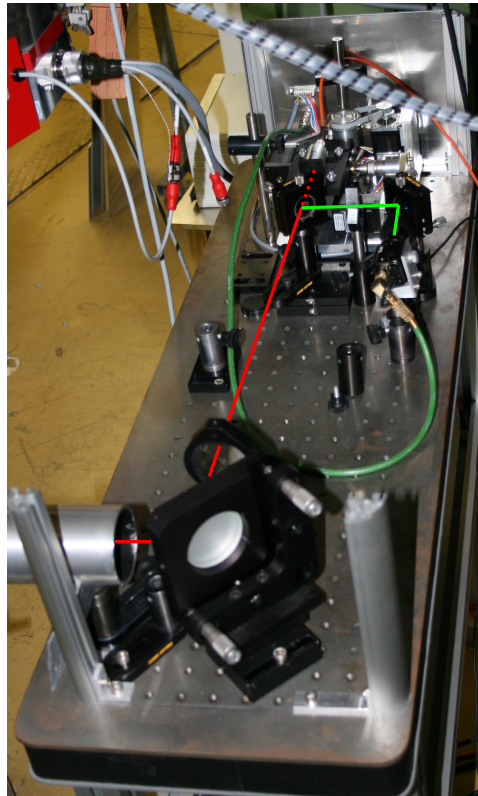


Abbildung 4.1: Optischer Aufbau des Synchrotronlichtmonitors am M28. Der Strahlverlauf zur Glasfaser ist rot eingezeichnet, der zur Kamera grün. Die Glasfaser ist in orange in Hintergrund zu erkennen.

Der Synchrotronlichtmonitor am Dipol M28 wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [6] aufgebaut und im Rahmen weiterer Arbeiten [7],[8] erweitert. Das zugrundeliegende Prinzip eines solchen ist in Kapitel 5.2.1 zu finden. Im Folgenden wird der Aufbau des Synchrotronlichtmonitors am M28 kurz erläutert. Das Synchrotronlicht wird durch ein tangential vom Quellpunkt laufendes Rohr zu einem Primärspiegel geleitet, welcher dieses aus der Beschleunigerebene reflektiert. Der Spiegel sorgt des Weiteren dafür, dass der hochenergetische Teil des Spektrums absorbiert oder hindurchgelassen wird und somit nur der gewollte sichtbare Bereich des Lichtes auf die weiteren Optiken fällt. Nach dem Spiegel verlässt der Strahl das Vakuum und wird über einen Sekundärspiegel auf einen optischen Tisch unterhalb des Dipols geleitet. Auf diesem können Messaufbauten erstellt und verändert werden. Zur Zeit befinden sich dort zwei Aufbauten. Diese sind in Abb. 4.1 gezeigt. Zum einen steht eine CCD-Kamera² zur Verfügung, welche genau auf den Quellpunkt der Synchrotronstrahlung fokussiert ist und eine transversale

² Typ: WAT 502B

Strahldiagnose ermöglicht. Zum anderen ist eine Glasfasereinkopplung aufgebaut, welche das Licht aus dem Beschleunigertunnel heraus in ein externes Labor leitet, wo es zu zeitaufgelösten Diagnosezwecken genutzt werden kann. Der große Vorteil des externen Labors ist, dass weitaus empfindlichere Detektoren und Instrumente genutzt werden können, da keine Strahlenbelastung auftritt und darüber hinaus die Aufbauten während des Betriebs des Beschleunigers geändert werden können. Dies ist im Beschleunigertunnel wegen der Strahlenbelastung nicht möglich. Um einen parallelen Betrieb mit Glasfaser und CCD zu ermöglichen wurde ein Strahlteiler eingebaut, welcher nur einen bestimmten Wellenlängenbereich aus dem Strahl heraus reflektiert. Dieser ausgekoppelte Anteil wird dann über einen weiteren Spiegel auf die CCD-Kamera projiziert. Dieser Aufbau über zwei Spiegel ermöglicht einerseits, dass der Strahl gut auf dem CCD-Sensor positioniert werden kann, andererseits ist so ein möglichst platzsparender Aufbau möglich, was für den Aufbau der Glasfasereinkopplung unabdingbar ist.

Die Glasfasereinkopplung

Die Glasfasereinkopplung wurde im Rahmen einer Bachelorarbeit [9] geplant und aufgebaut. Die Einkopplung ist so aufgebaut, dass die Glasfaser während des Beschleunigerbetriebs in allen drei Raumrichtungen verfahrbar ist, um eine optimale Einkopplung des Synchrotronlichtes in die Glasfaser zu ermöglichen. Die Glasfaser selbst ist hierbei auf einem 3-Achsen Mikrometer-Verfahrtisch montiert. Über die an diesen angeschlossenen Schrittmotoren ergibt sich eine Einstellgenauigkeit von $0,1 \mu\text{m}$. Durch diese Genauigkeit ist es möglich die Glasfaser im Brennfleck der einkoppelnden Optik zu positionieren, sodass ein Maximum an Intensität im Labor zur Verfügung steht. Die Verstellbarkeit wird über Schrittmotoren erreicht, welche über eine SPS³ an das Kontrollsystem der Beschleunigeranlage angeschlossen sind.

4.3 Strommessung mittels Photomultiplier

Das durch die Glasfaser im Labor zur Verfügung stehende Synchrotronlicht lässt sich sehr gut zur Messung des Strahlstromes nutzen, da sich die Intensität, wie in Gleichung (2.14) gezeigt, linear zum Strom verhält. Ein weiterer Vorteil ist, dass für die Elektronenenergien, welche typischerweise bei ELSA genutzt werden, eine vernachlässigbare Abhängigkeit von der Energie gegeben ist (siehe Abb. 2.6 in Kapitel 2.3). Der Zusammenhang lässt sich auch aus Gleichung (2.13) herleiten, indem sie für Photonenergien $\omega \ll \omega_c$ genähert wird [2]:

$$\frac{dI}{d\omega} \sim \frac{eIL}{c^2} \left(\frac{\omega R}{c} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (4.1)$$

Die Intensität des Synchrotronlichtes ist also zusammengefasst eine direkt messbare strahlenergieunabhängige Messgröße für den Strom im Beschleuniger, welche parasitär nutzbar ist. Es ist also von Interesse, eine Methode zur Bestimmung des Strahlstromes mittels Synchrotronlicht zu entwickeln.

Um den Strahlstrom auch bei sehr niedrigen Strömen im Bereich von Nanoampere messen zu können, ist es notwendig, einen sehr empfindlichen Detektor zu verwenden, welcher eine hohe Quantenausbeute besitzt und somit die wenigen vorhandenen Photonen optimal nutzt. Diese Eigenschaften lassen sich bei einem Photomultiplier finden.

³ Speicherprogrammierbare Steuerung

Funktionsprinzip eines Photomultipliers

Ein Photomultiplier ist ein Detektor, welcher einen zur Anzahl der einfallenden Photonen proportionalen Strompuls erzeugt. In einem Photomultiplier werden aus eintreffenden Photonen über eine Photokathode Sekundärelektronen erzeugt. Diese Elektronen werden dann auf sogenannte Dynoden beschleunigt, aus welchen sie weitere Elektronen herausschlagen. Die Beschleunigung der Elektronen wird durch das Anlegen einer Hochspannung zwischen den Dynoden erreicht. Diese werden dann wiederum zur nächsten Dynode beschleunigt und der Vorgang wiederholt sich. Durch eine geschickte Anordnung von etwa zehn Dynoden werden Spannungspulse erzeugt, welche dann über eine Messanordnung weiter verarbeitet werden können. Somit ist das Zählen einzelner Photonen möglich, wobei als untere Schwelle circa 10^3 Photonen pro Sekunde angenommen werden können [10]. Dieser Wert ist jedoch ausschließlich durch den thermischen Dunkelstrom⁴ gegeben. Als Obergrenze können etwa 10^8 Photonen angenommen werden. Oberhalb dieser Rate wird der Stromfluss zwischen den Dynoden zu groß. Dabei entstehen zwei Probleme: Erstens ist das Ausgangssignal nicht mehr proportional zur Photonenzahl und zweitens können die Dynoden irreversible Schäden erhalten, sodass der Verstärkungsfaktor kleiner wird. Daher ist es wichtig, einen im Betrieb befindlichen Photomultiplier vor Umgebungslicht zu schützen.

Um mit einem Photomultiplier den Strahlstrom zu bestimmen, muss also zunächst die Zahl der abgestrahlten Photonen in dem Wellenlängenbereich bestimmt werden, in dem der verwendete Photomultiplier empfindlich ist. Diese Anzahl lässt sich aus folgenden Überlegungen herleiten.

Synchrotronstrahlung wird über Photonen der Energie $E_{\text{ph}} = \hbar\omega$ emittiert. Wird nun also die Zahl der abgestrahlten Photonen $n(E_{\text{ph}})dE_{\text{ph}}$ pro Zeitintervall und Frequenzintervall $d\omega = dE_{\text{ph}}/\hbar$ betrachtet ergibt sich:

$$E_{\text{ph}}n(E_{\text{ph}})dE_{\text{ph}} = I(\omega)\frac{dE_{\text{ph}}}{\hbar}. \quad (4.2)$$

Wird nun $I(\omega)$ aus Gleichung (2.13) eingesetzt, ergibt sich durch Koeffizientenvergleich

$$n(E_{\text{ph}}) = \frac{\sqrt{3}}{8\pi^2} \frac{e^2\gamma}{\hbar\epsilon_0 R} \frac{1}{E_{\text{ph}c}} \int_{E_{\text{ph}}/E_{\text{ph}c}}^{\infty} K_{5/3}(x)dx, \quad (4.3)$$

wobei die kritische Energie durch $E_{\text{ph}c} = \hbar\omega_c$ definiert ist. Hieraus lässt sich durch einfaches Integrieren die Zahl der abgestrahlten Photonen pro Sekunde in einem Energiebereich von $E_{\text{ph}1}$ bis $E_{\text{ph}2}$ bestimmen:

$$N = \int_{E_{\text{ph}1}}^{E_{\text{ph}2}} n(E_{\text{ph}})dE_{\text{ph}}. \quad (4.4)$$

Die Energie des Photons soll nun durch seine Wellenlänge ersetzt werden. Ebenso soll die kritische

⁴ Als thermischer Dunkelstrom wird die Rate bezeichnet, welche durch thermisches Rauschen erzeugt wird, wenn der Photomultiplier keinem Licht ausgesetzt ist.

Energie ersetzt werden. Zunächst werden folgende Terme in Gleichung (4.3) ersetzt:

$$\begin{aligned} E_{\text{phc}} &= \hbar\omega_c = \frac{3\gamma^3 c \hbar}{2R} \\ \frac{E_{\text{ph}}}{E_{\text{phc}}} &= \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega_c} = \frac{2R\omega}{3\gamma^3 c} = \frac{4\pi R c}{3\gamma^3 c \lambda}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Somit ergibt sich:

$$n(\lambda) = \frac{1}{4\pi^2 \sqrt{3}} \frac{e^2}{\epsilon_0 \hbar^2 c} \frac{1}{\gamma^2} \int_{\frac{4\pi R c}{3\gamma^3 c \lambda}}^{\infty} K_{5/3}(x) dx. \quad (4.6)$$

Wird dies in das Integral (4.4) eingesetzt folgt:

$$N = \frac{1}{4\pi^2 \sqrt{3}} \frac{e^2}{\epsilon_0 \hbar^2 c} \frac{1}{\gamma^2} \int_{E_{\text{ph}}=E_{\text{ph1}}}^{E_{\text{ph}}=E_{\text{ph2}}} \int_{\frac{4\pi R c}{3\gamma^3 c \lambda}}^{\infty} K_{5/3}(x) dx dE_{\text{ph}}. \quad (4.7)$$

Wird das Integral mit $E_{\text{ph}} = \frac{2\pi \hbar c}{\lambda}$ substituiert ergibt sich:

$$\begin{aligned} N &= \frac{1}{4\pi^2 \sqrt{3}} \frac{e^2}{\epsilon_0 \hbar^2 c} \frac{1}{\gamma^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} -\frac{2\pi \hbar c}{\lambda^2} \int_{\frac{4\pi R c}{3\gamma^3 c \lambda}}^{\infty} K_{5/3}(x) dx d\lambda \\ &= \frac{1}{2\pi \sqrt{3}} \frac{e^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{1}{\gamma^2} \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \frac{1}{\lambda^2} \int_{\frac{4\pi R c}{3\gamma^3 c \lambda}}^{\infty} K_{5/3}(x) dx d\lambda. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Hieran fällt auf, dass die Indizes der Wellenlängen in den Integralgrenzen getauscht sind. Dies lässt sich leicht einsehen, da die Wellenlänge antiproportional zur Photonenenergie ist. Somit ist das Integral weiterhin positiv definiert. Zum besseren Verständnis sollen die Indizes im weiteren Verlauf jedoch umbenannt werden, sodass sich eine intuitivere Darstellung von (4.8) mit $\lambda_1 < \lambda_2$ ergibt:

$$N = \frac{1}{2\pi \sqrt{3}} \frac{e^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{1}{\gamma^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^2} \int_{\frac{4\pi R c}{3\gamma^3 c \lambda}}^{\infty} K_{5/3}(x) dx d\lambda. \quad (4.9)$$

Dieses Integral gilt jedoch nur für den Fall *eines* gespeicherten Elektrons und für die Abstrahlung über den gesamten Umfang des Beschleunigers. Daher ist es notwendig die Gleichung zu normieren (vgl. Normierungen in Gleichung 2.14). Es ergibt sich

$$N = \frac{\vartheta}{2\pi^2 \sqrt{3}} \frac{eIL}{\epsilon_0 \hbar c} \frac{1}{\gamma^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{1}{\lambda^2} \int_{\frac{4\pi R c}{3\gamma^3 c \lambda}}^{\infty} K_{5/3}(x) dx d\lambda. \quad (4.10)$$

Löst man diese Gleichung numerisch und trägt das Ergebnis graphisch auf, ergibt sich für den Syn-

chrotronlichtmonitor am Dipol M28 der in Abb. 4.2 gezeigte Verlauf. Hierbei wurde ein Wellenlängenintervall von 300 nm bis 600 nm gewählt, welches im Wesentlichen der spektralen Akzeptanz des für die Messungen in ELSA verwendeten Photomultipliers⁵ entspricht. Anhand der Abbildung zeigt sich, dass sich die Kurve zu größeren Energien hin asymptotisch einem Wert von $7,09 \cdot 10^7 \frac{\text{Photonen}}{\text{s mrad nA}}$ nähert. Dies ist wie bereits in Gleichung (4.1) gezeigt zu erwarten. Trotzdem gibt es eine Variation für die in ELSA typischen Energien, welche aber maximal 3,5% beträgt. Diese, wenn auch recht geringe Abweichung sollte jedoch bei der Strahlstrommessung bedacht werden. Dies ist vor allem bei der Verwendung von Kalibrationen entscheidend.

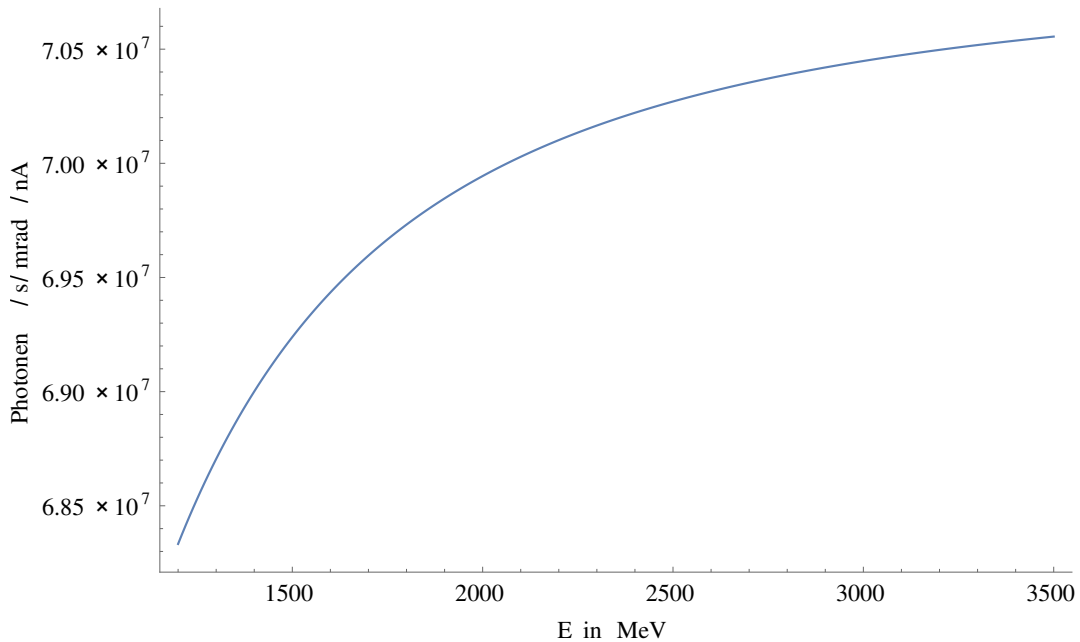


Abbildung 4.2: Anzahl der in einem Wellenlängenintervall von 300-600 nm abgestrahlten Photonen am Synchrotronlichtmonitor.

4.4 Aufbau zur Messung des Strahlstroms mittels Synchrotronlicht

4.4.1 Optischer Messaufbau

Um den Strahlstrom mittels eines Photomultipliers zu bestimmen, wurde im Labor ein Messaufbau erstellt, welcher in Abb. 4.3 gezeigt ist. In diesem Labor steht das Synchrotronlicht über eine Glasfaser zur Verfügung. Diese Glasfaser wird in eine lichtdichte Box gekoppelt, in welcher sich der Photomultiplier befindet. Dies ist nötig damit der Photomultiplier möglichst wenig Störeinflüssen durch externe Lichtquellen ausgesetzt ist. Des Weiteren kann so auch sichergestellt werden, dass im Labor weiterhin andere Arbeiten durchgeführt werden können, wenn Messungen mit dem Photomultiplier stattfinden. Während der Messungen wird die Box zusätzlich mit einem lichtdichten schwarzen Stoff umhüllt, dies sorgt nochmals für eine bessere Abschottung gegen äußere Störeinflüsse. In der lichtdichten Box wird das aus der Glasfaser austretende Licht zunächst über eine Linse ($f = 25 \text{ mm}$) auf den Photomultiplier abgebildet. Zwischen der Linse und dem Photomultiplier befindet sich eine Anordnung von Abschwächern, mit

⁵ Photonis XP2262

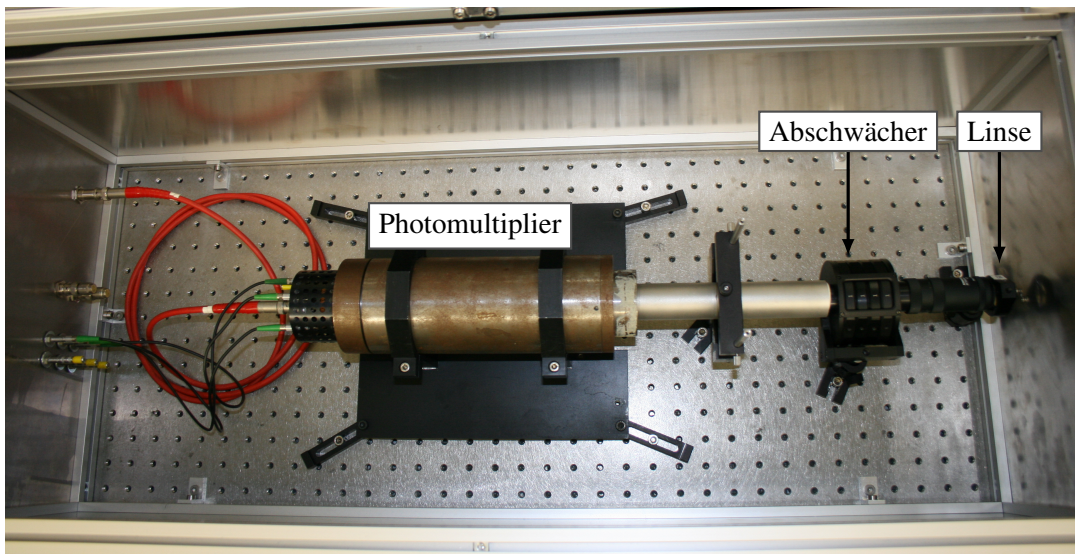


Abbildung 4.3: Aufbau des Photomultipliers im Labor. Die Glasfaser wird rechts eingekoppelt.

einem einstellbaren Bereich von $\tau = 0$ bis $\tau = 9,35^6$, über welche die Intensität des Synchrotronlichts verringert werden kann. Dies ist für die Messung hoher Strahlströme notwendig, da sonst zu viele Photonen auf den Photomultiplier treffen und diesen zerstören würden. Der gesamte Strahlweg befindet sich in einem Rohr als weitere Abschirmung gegen mögliche Störeinflüsse. An der Rückseite des Photomultipliers befinden sich die Versorgungsanschlüsse und Abgriffe der Anode und 12. Dynode. Diese werden über Durchführungen aus der Box herausgeführt und können dort verschiedenen Messinstrumenten zur Verfügung gestellt werden. Die Hochspannungsversorgung, wird auch mittels einer Durchführung aus der Box geführt und ist an einen Hochspannungsgenerator⁷ angeschlossen.

4.4.2 Verarbeitung des Signals

Das an der Anode des Photomultipliers abgegriffene Signal wird zunächst im Labor mithilfe eines Diskriminators⁸ vom Untergrund bereinigt und als NIM⁹-Signal zur Weiterverarbeitung bereitgestellt. Eine Übersicht über die angeschlossenen Module ist in Abb. 4.4 gezeigt. Das NIM-Signal wird im Labor in eine Zählerkarte eingespeist, welche zur Einstellung der Abschwächer, und damit der Pulsrate des Photomultipliers genutzt wird. Ebenso werden die Signale im Timingraum¹⁰ der Beschleunigeranlage verwendet. Dort werden die Signale zunächst diskriminiert und dann folgenden Elementen zur Verfügung gestellt:

- Einer weiteren Zählerkarte zur Abschätzung der ankommenden Rate.
- Einem Presetscaler, welcher auf eine bestimmte Anzahl von Pulsen eingestellt werden kann. Wird diese Schwelle erreicht, so gibt der Scaler ein Signal aus, welches als Abschaltschwelle genutzt werden kann. Dazu muss die Zählleinheit durch ein regelmäßiges Signal zurückgesetzt werden.

⁶ Ein Abschwächung von $\tau = 1$ bedeutet, dass die Intensität um eine Größenordnung verringert wird.

⁷ iseg NHQ 213M

⁸ Le Croy 821

⁹ Nuclear Instrumentation Module

¹⁰ Als Timingraum wird der Raum bezeichnet in dem die Triggersignal für den Beschleuniger erzeugt werden.

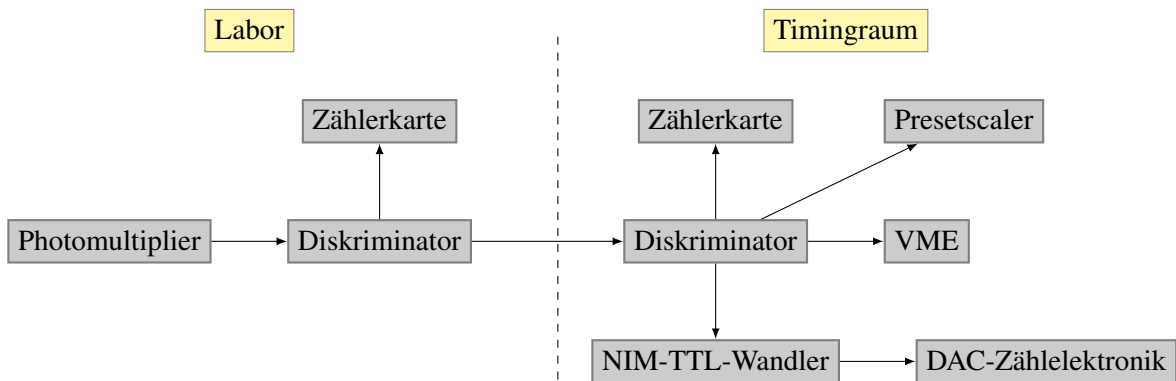


Abbildung 4.4: Signalverarbeitung des Photomultiplier Signals.

Die Reaktionszeit dieser Abschaltswelle ist nur von der Verarbeitungszeit der internen Elektronik abhängig. Die Abschaltung erfolgt bei zu hohen Strahlströmen sobald die eingestellte Schwelle überschritten wurde. Somit reagiert diese schneller als eine softwareseitige Lösung welche immer mindestens einen Integrationszyklus benötigt um eine Abschaltung zu generieren.

- Einer VME-Zählerkarte, welche die Pulse über einen Zeitraum von 20 ms zählt und bei überschreiten einer softwareseitig eingestellten Schwelle ein Signal ausgibt welches auch als redundante Abschaltswelle genutzt werden kann. Die Zählerkarte schickt die so gezählten Pulse auch in Abständen von einigen Sekunden an das Kontrollsystem, welche dort dargestellt und gespeichert werden.
- Einer DAC-Zählelektronik, welche ein Analogsignal proportional zur Anzahl der gezählten Pulse pro Zeitintervall ausgibt. Dieses Signal wird dem Millivoltmeter zur Verfügung gestellt, welches im Normalbetrieb den Strahlstrom des Strahlstromtransformators auf den Überwachungsmonitor gibt. Somit gibt es auch im Niedrigstrombetrieb eine ständig aktualisierte Strahlstromanzeige.

Diese DAC-Zählelektronik wurde im Rahmen dieser Arbeit erstellt und wird nun näher erläutert. Das Signal des Photomultipliers wird, nachdem es diskriminiert wurde, in ein TTL¹¹-Signal umgewandelt. Dieses Signal wird auf die Microcontrollergesteuerte Zählkarte gegeben, welche eine Analogspannung proportional zur Zählrate ausgibt. Ein Blockschaltbild dieser Steuerkarte ist in Abb. 4.5 gezeigt. Das

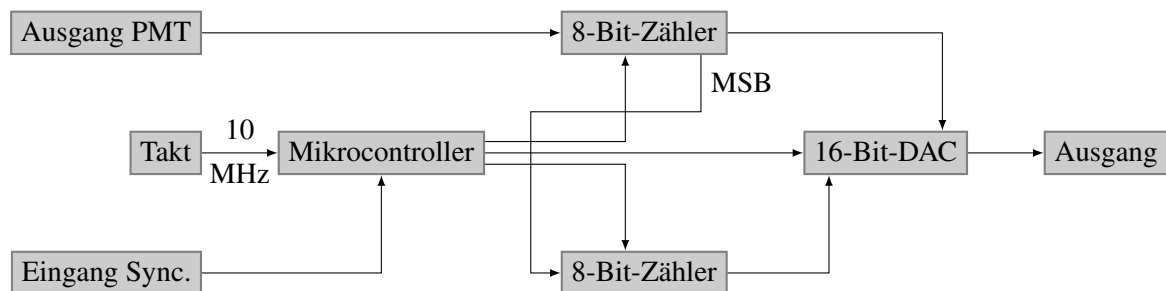


Abbildung 4.5: Blockdiagramm zum Aufbau der Zählelektronik.

Signal des Photomultipliers wird am *Eingang PMT* in die Schaltung eingespeist und von dort zu den

¹¹ Transistor-Transistor-Logik

beiden 8-Bit-Binärzählern geleitet. Die beiden Zähler sind so miteinander verschaltet, dass sie einen 16-Bit-Zähler bilden. Die Zähler haben parallele Ausgänge, über welche dann die Zählwerte dem 16-Bit-DAC¹² als Eingangswert zur Verfügung gestellt werden. Dieser gibt dann eine zur anliegenden binären Zahl proportionale Spannung auf den Ausgang. Um sowohl die 8-Bit-Zähler als auch den DAC zu steuern wird ein Mikrocontroller¹³ genutzt. Dieser steuert zum einen die Integrationszeit der 8-Bit-Zähler. Diese ist im Bereich von 100 μ s bis 20 ms frei wählbar, wobei auch längere Integrationszeiten gewählt werden können, sofern dies als sinnvoll erachtet wird. Ist das Ende der Integrationszeit erreicht, so gibt der Microcontroller zum einen die Befehle für die Signalweitergabe an die Zähler und den DAC. Zum anderen gibt er die Signale zum Zurücksetzen der Zähler. Der DAC hat mehrere Speicherstufen, sodass die Analogspannung am Ausgang solange gehalten wird bis die nächste Integrationsphase vorbei ist. Der Mikrocontroller verfügt zusätzlich über einen Synchronisationseingang *Eingang Sync.*, über welchen er mit einem externen Trigger synchronisiert werden kann. Erste Einsätze bestätigen die Funktionsweise der Zählerkarte. Mit diesem Aufbau ist es jetzt möglich eine zum Strahlstrom proportionale Spannung auf einem Oszilloskop anzuzeigen.

4.4.3 Erste Einsätze der Zählerelektronik

Während der ersten Einsätze der Zählerelektronik wurde der Beschleuniger im Nachbeschleunigermodus mit einem Strahlstrom von unter 100 nA betrieben.

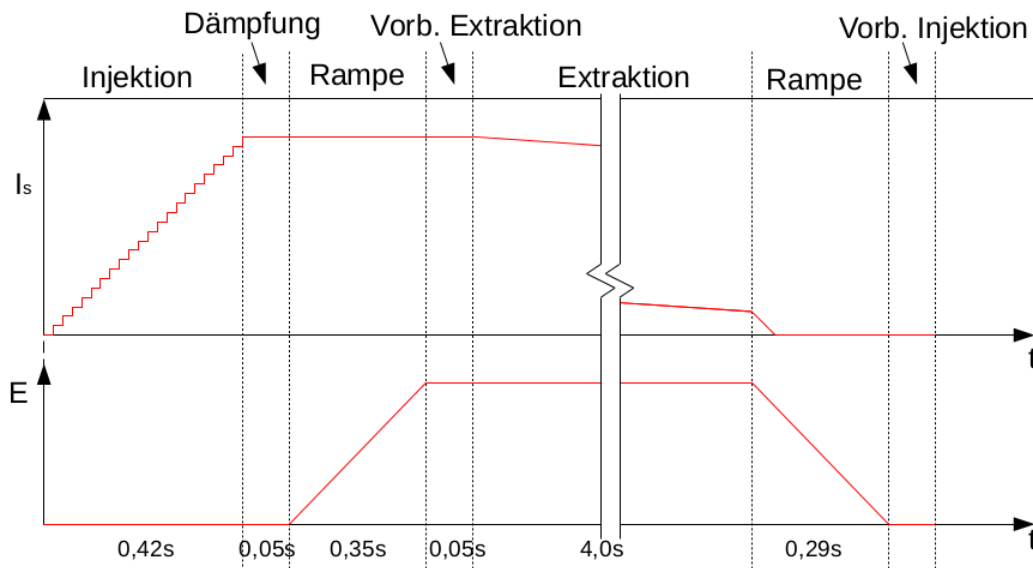


Abbildung 4.6: Theoretischer Zyklus im Nachbeschleunigermodus.

Bei diesem Betriebsmodus handelt es sich um einen sich periodisch wiederholenden Beschleunigerzyklus, welcher, wie in Abb. 4.6 gezeigt, aus Injektion, Dämpfung, Beschleunigung, Extraktion und der Präparation der nächsten Injektion besteht. Während der Injektionsphase werden Elektronen in einer der beiden Linac-Strukturen vorbeschleunigt, dann in das Booster-Synchrotron zur Vorbeschleunigung eingespeist, auf 1,2 GeV beschleunigt und anschließend in den Stretcherring injiziert. Aufgrund des Umfangverhältnisses zwischen Booster-Synchrotron und Stretcherring von 3/7 werden maximal

¹² Digital-Analog-Wandler; Typ: DAC712P

¹³ Typ: Atmel ATMEGA8

21 Füllungen mit einem zeitlichen Abstand von 20 ms injiziert, um eine gleichmäßige Füllstruktur im Stretcherring zu erhalten. Der zeitliche Abstand von 20 ms ist durch das mit 50 Hz betriebene Booster-Synchrotron bedingt. Nach der so erfolgten Injektion gibt es eine kurze Dämpfungsphase, welche die durch die Injektion erzeugten Strahlschwingungen abklingen lässt. Nun werden die Elektronen kontinuierlich, durch Änderung der Magnetfelder der Führungsmagnete, auf ihre Endenergie beschleunigt¹⁴. Hat der Strahl die gewünschte Energie erreicht, so wird die Extraktionsphase eingeleitet. Hierbei wird eine drittelzahlige Resonanz¹⁵ angeregt und mithilfe von Septummagneten ein Teil des Strahls ausgeleitet. Nach Ablauf der Extraktionsphase kann der eventuell noch im Beschleuniger vorhandene Reststrahl vernichtet werden und die Vorbereitungen für die nächste Injektion beginnen.

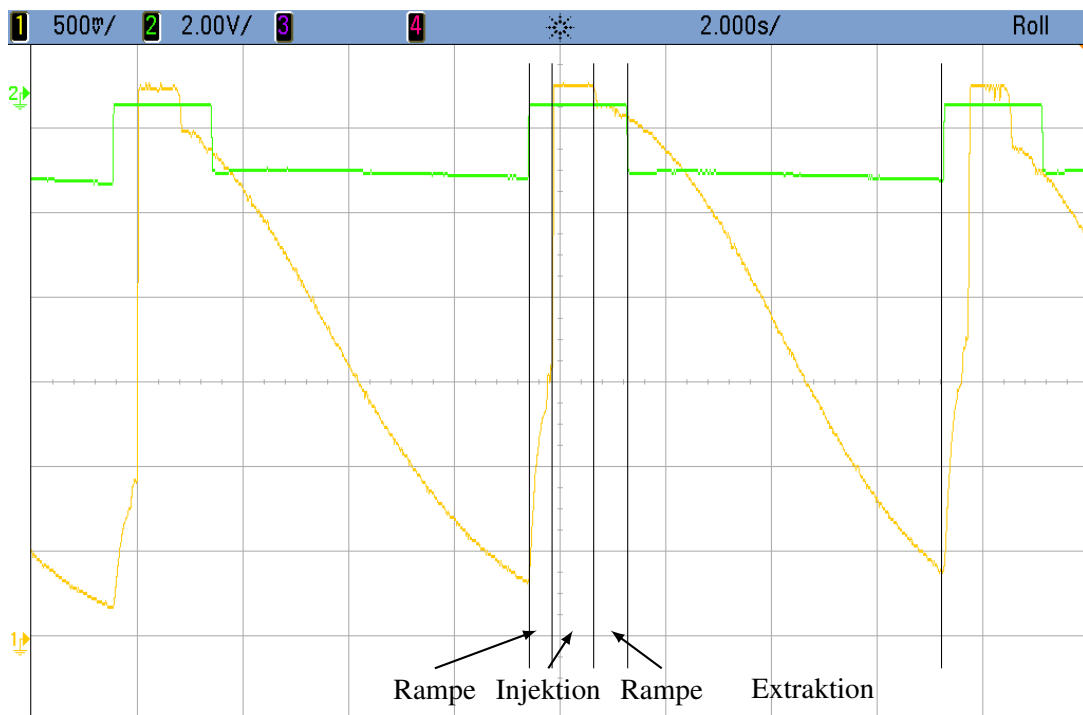


Abbildung 4.7: Erste Messungen mit der Zählerkarte im Niedrigstrombetrieb. Die gelbe Kurve zeigt das durch die Zählerkarte digitalisierte Signal des Photomultipliers. Die grüne zeigt den Strom in den Luftquadrupolen, welche die Extraktion des Strahls steuern. Die Phasen eines Zyklus sind eingezeichnet.

Mit der Zählerkarte sollte sich also eine Struktur ähnlich der in Abb. 4.6 gezeigten abbilden lassen. Dies ist wie in Abb. 4.7 gezeigt gelungen. Es sind zwei komplette Zyklen (gelb) zu sehen. Auch lässt sich erkennen, dass während des Herunterrampens der Energie¹⁶ scheinbar der Strom steigt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass sich vermutlich die Strahlage geändert hat und somit mehr Synchrotronlicht in die Glasfaser eingekoppelt wurde. Der gleiche Effekt führt auch zu dem plötzlichen Abfall des Strahlstromes während der Erhöhung der Strahlenergie. Verschiebungen der Strahlage und somit des Orbits werden normalerweise durch ein Korrektorsystem ausgeglichen. Dies ist aber bei einem Strahlstrom von weniger als 100 μA nicht mehr möglich [11], da die Lage des Strahls nicht mehr gemessen werden kann. Somit ist es auch nicht möglich den Orbit des Strahls zu bestimmen und daraus die nötigen

¹⁴ Die Energiezufuhr geschieht über die Hochfrequenz-Anlage.

¹⁵ Weiterführende Informationen zur Resonanzextraktion finden sich in [8].

¹⁶ Mit Energierampe wird in der Beschleunigerphysik die stetige Erhöhung oder Verringerung der Strahlenergie bezeichnet.

Parameter für eine optimale Korrektur zu bestimmen.

Es zeigt sich somit, dass die Zählrate und somit die Proportionalität zum Strahlstrom vom Orbits abhängig ist. Somit ist es wichtig diese Abhängigkeit zu untersuchen, wenn quantitative Aussagen über den Strahlstrom im Niedrigstrombetrieb getroffen werden sollen.

4.5 Messungen

Um die quantitative Bestimmung des Strahlstromes im Nanoampere-Bereich zu ermöglichen ist es zunächst von großer Wichtigkeit, die Linearität des Messaufbaus zu untersuchen. Hierzu wurde der Beschleuniger im Speicherringbetrieb mit einem Strom von 55 mA gefüllt und dann die Zählrate des Photomultipliers, bei fest eingestelltem Abschwächer, mit der Strahlstrommessung des Strahlstromtransformators verglichen. Hierzu wurden jeweils Werte über 2 Sekunden gemittelt, sodass kurzzeitige statistische Schwankungen keinen Einfluss haben. Über die Zeit nimmt der Strahlstrom aufgrund der begrenzten Lebensdauer des Elektronenstrahls langsam ab. Werden die Daten aufgetragen, ergibt

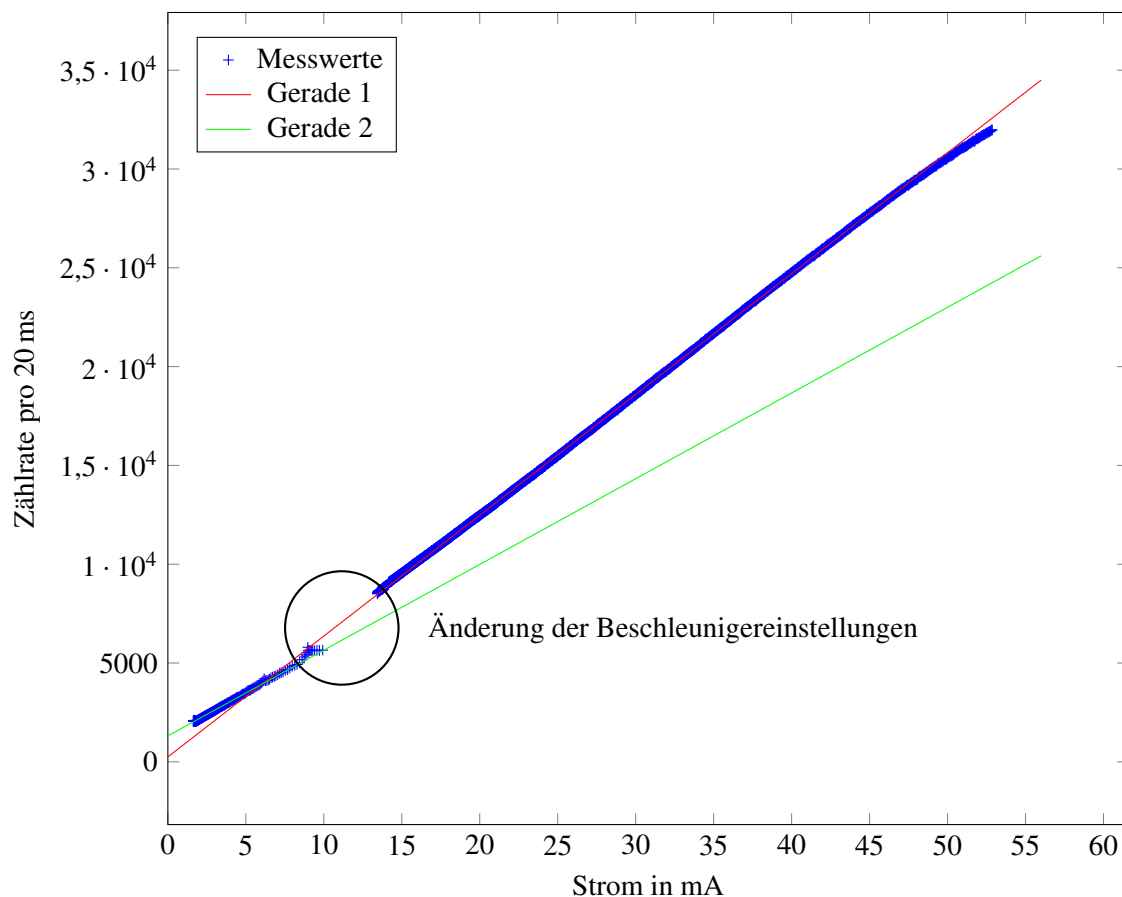


Abbildung 4.8: Untersuchung der Linearität der Strahlstrommessung mit dem Photomultiplier bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV. Die Fehlerbalken wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet. Es wurden zwei Geraden an die Messwerte angepasst. Eine Gerade an die Daten vor der Änderung der Beschleunigereinstellung und eine an die Daten nach der Änderung (Abschwächung=10000, HV=2300 V, Diskriminatorschwelle=320 mV).

sich der in Abb. 4.8 gezeigte Graph. Es lassen sich zunächst zwei wesentliche Eigenschaften anhand

des Graphen ermitteln: Erstens zeigt sich der erwartete lineare Zusammenhang zwischen Zählrate und Strahlstrom. Hieraus lässt sich schließen, dass der Messaufbau keine Auswirkungen auf den linearen Zusammenhang hat. Dies gilt jedoch nur bis zu einer Zählrate von $3 \cdot 10^4$ pro 20 ms, was 1,5 MHz entspricht. Darüber lässt sich eine Abweichung von der angepassten Gerade feststellen. Dies liegt daran, dass die VME-Zählerkarte eine Bandbreite von 4 MHz hat. Somit wird ein Teil der Poisson-verteilten Zählrate nicht korrekt registriert. Zweitens zeigt sich anhand der Geradenanpassungen, dass eine Änderung der Beschleunigereinstellungen offensichtlich einen Einfluss auf die Steigung der Geraden und somit auf die Proportionalität zwischen dem Strahlstrom und der Zählrate hat. Außerdem ging während der Änderung der Beschleunigereinstellungen auch Strahl verloren, was durch die markierte Lücke in Abb. 4.8 ersichtlich wird. Strahlverluste treten primär durch zwei Effekte auf. Zum einen, wenn sich die Strahlage ändert und der Strahl an eine Apertur stößt. Zum anderen, wenn der Strahl auf eine optische Resonanz trifft.

Verschiebt sich die Strahlage und somit die Position des Quellpunktes der Synchrotronstrahlung, so ändert sich auch die Einkopplungseffizienz in die Glasfaser und somit die Intensität des Lichts welches auf den Photomultiplier trifft. Damit muss sich auch das Verhältnis von Strahlstrom, welcher sich natürlich nicht durch eine Strahlageänderung ändert, zu Zählrate ändern. Somit ist es wichtig Kenntnis darüber zu haben wie die Zählrate von einer Änderung des Orbits abhängt. Um dies zu untersuchen kann der Quotient aus Strahlstrom und Zählrate gebildet werden und dieser mit der horizontalen bzw. vertikalen Verschiebung des Orbits verglichen werden. Eine solche Verschiebung des Orbits kann durch das Korrektorsystem erzeugt und mithilfe von Strahlpositionsmonitoren (BPM's¹⁷) gemessen werden.

Diese Messungen sind für den horizontalen Orbit in Abb. 4.9 und für den vertikalen Orbit in Abb. 4.10 aufgetragen. Die bereits erwartete Abhängigkeit des Proportionalitätsfaktors zwischen Zählrate und Strahlstrom lässt sich eindeutig erkennen. Eine Anpassung von Polynomen zweiten Grades ist erfolgt und erscheint mit den Messwerten verträglich. Die angepassten Polynome sind:

$$f(x) = (-48,51 \pm 0,75) \frac{1}{\text{ms mA mm}^2} x^2 + (-212,48 \pm 0,77) \frac{1}{\text{ms mA mm}} x + (658,09 \pm 0,51) \frac{1}{\text{ms mA}}$$

für die horizontale Orbitverschiebung und

$$f(x) = (-4,54 \pm 0,13) \frac{1}{\text{ms mA mm}^2} x^2 + (58,84 \pm 0,39) \frac{1}{\text{ms mA mm}} x + (763,78 \pm 0,67) \frac{1}{\text{ms mA}}$$

für die vertikale Orbitverschiebung. Es kann verwundern, dass Polynome 2. Grades so gut passen, da eigentlich eine gaußförmige Änderung der Intensität zu erwarten wäre. Eine Gaußfunktion ließe sich auch an die Messwerte anpassen. Dies ist jedoch nur mit einem großen Fehler möglich, da die Messwerte ausschließlich aus einer Flanke des Gaußprofils entstammen. Dies liegt daran, dass die Glasfasereinkopplung, nach Umbauten am Beschleuniger, zum Zeitpunkt der Messungen nicht mehr optimal positioniert war. Auch ist es mit dem derzeitigen Korrektorsystem nicht möglich größere Strahlablagen zu erzeugen[12]. Aus den angepassten Polynomen ergibt sich eine Verschiebung des Maximums von der Nulllage, also dem Sollorbit, von -2,2 mm horizontal und 6,4 mm vertikal. Beim der Korrektur der Position des Einkoppeltisches, muss zum einen der Vergrößerungsfaktor des Synchrotronlichtmonitors von 0,125 [8], wobei die Einkopplung nicht in der Brennebene liegt, beachtet werden. Zum anderen muss von einer Kopplung der horizontalen und vertikalen Verschiebung ausgegangen werden. Dies bedeutet, wie in Abb. 4.11 gezeigt, dass das Verschieben des Strahls in horizontaler Richtung einen Einfluss auf das Intensitätsmaximum in vertikaler Richtung hat. Wenn dies der Fall ist, so müsste zunächst eine der beiden Ebenen korrigiert werden um dann die Andere erneut zu vermessen. Eine solche Messung sollte

¹⁷ Beam Position Monitor

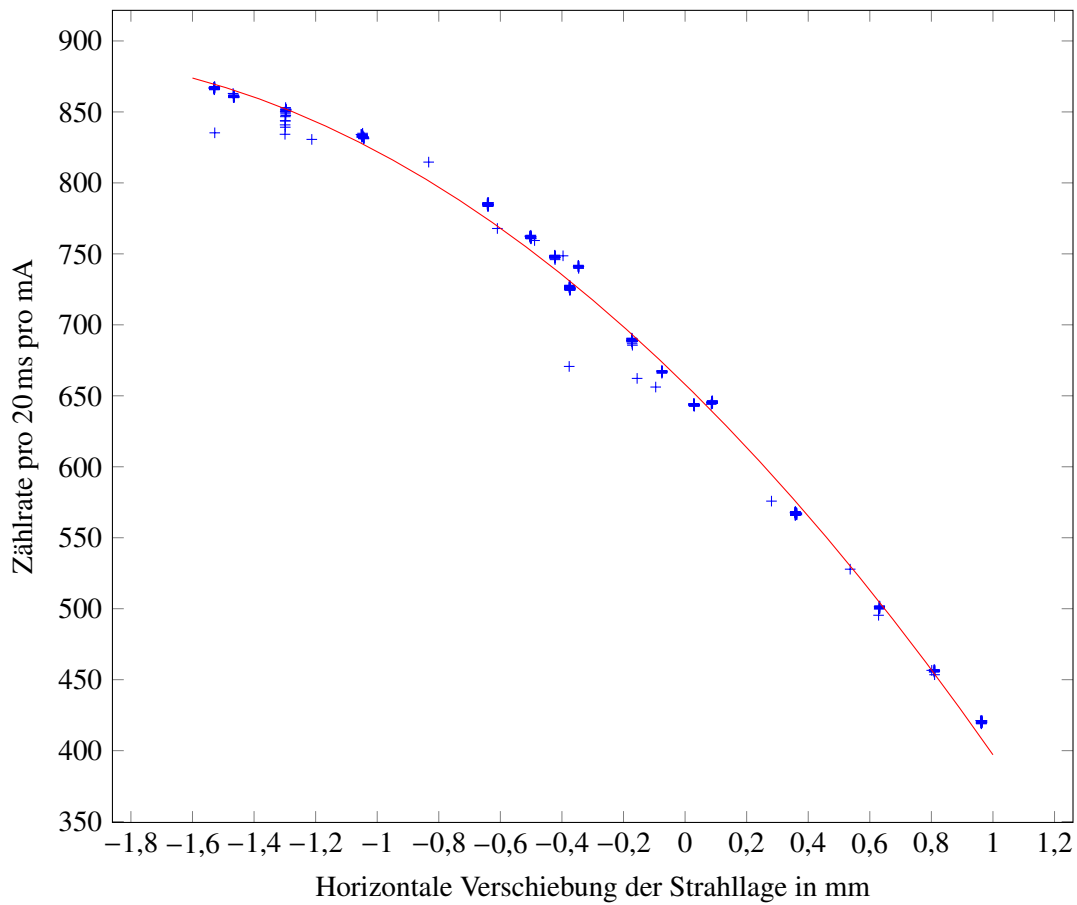


Abbildung 4.9: Messung der Abhängigkeit der Strahlstrommessung vom horizontalen Orbit bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV. Die Fehlerbalken wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet (Abschwächung=10000, HV=2300 V, Diskriminatorschwelle=320 mV).

mithilfe des Korrektorsystems möglich sein.

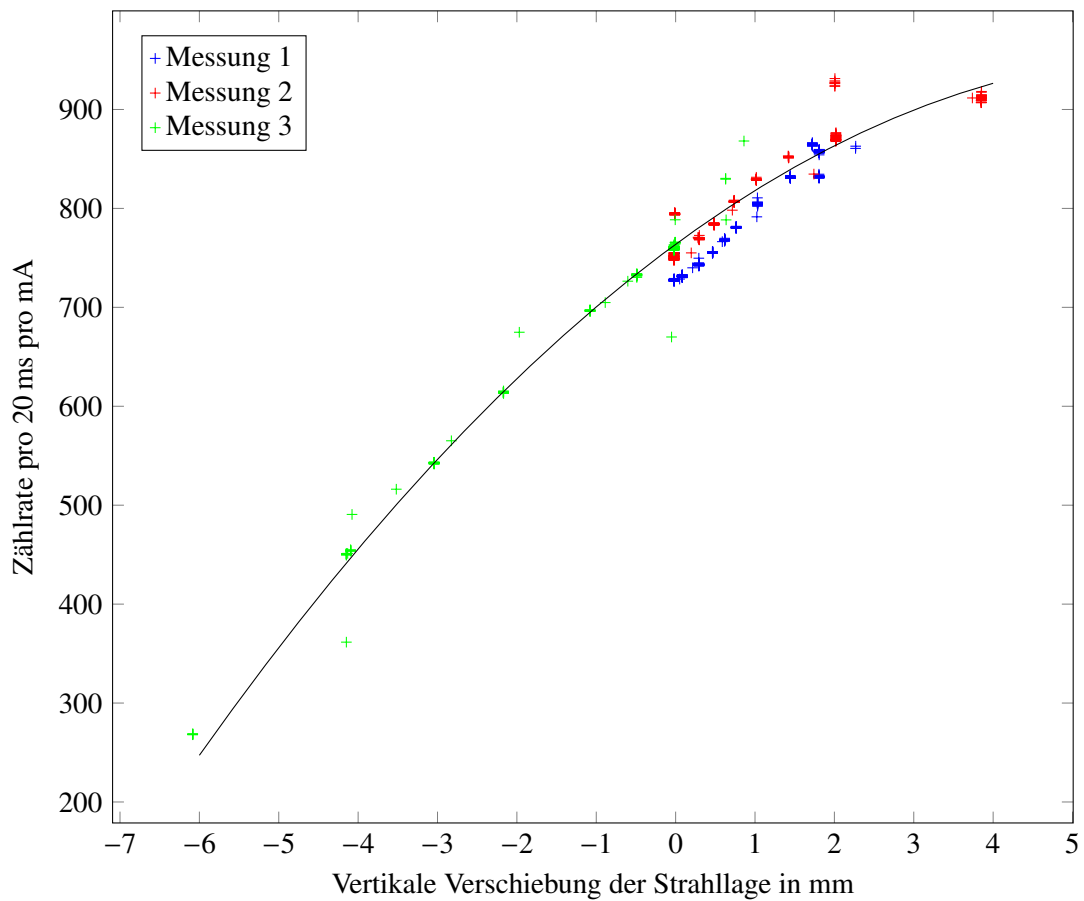


Abbildung 4.10: Messung der Abhängigkeit der Strahlstrommessung vom vertikalen Orbit bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV. Die Fehlerbalken wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet (Abschwächung=10000, HV=2300 V, Diskriminatorschwelle=320 mV).

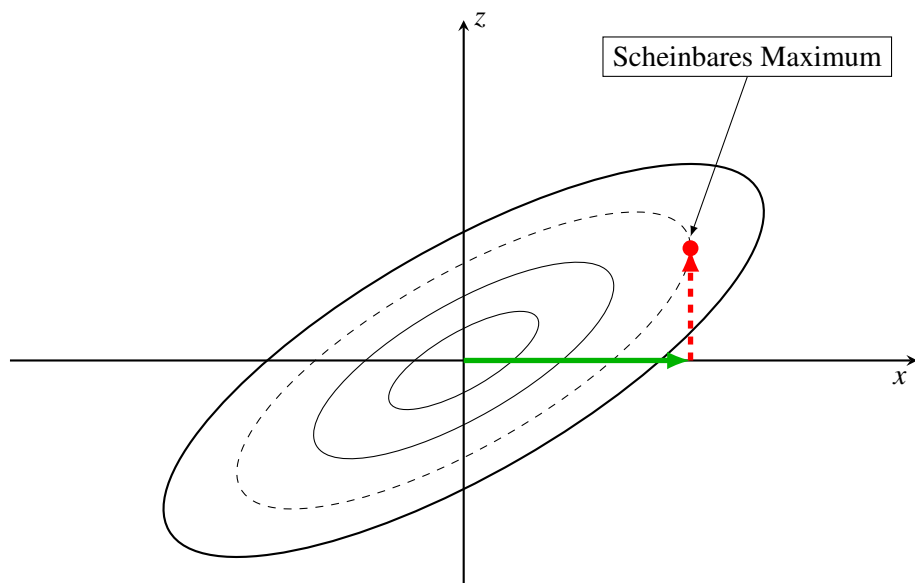


Abbildung 4.11: Schematische Darstellung des Strahlabbildes am M28. Eine Verschiebung der Einkopplung in x -Richtung (grüner Pfeil) erzeugt eine scheinbare Abweichung der Intensität in z -Richtung (roter Pfeil).

Planung und Aufbau eines Synchrotronlichtmonitors am 2,5 GeV Synchrotron

Das 2,5 GeV-Synchrotron ist seit 1967 in Betrieb und fungiert heutzutage als Injektor für den ELSA-Stretcherring. Im Rahmen der Erweiterung der Beschleunigeranlage hin zu größeren Strahlströmen ist es von großem Interesse die Injektionseffizienz zu steigern, um ein möglichst gutes makroskopisches Tastverhältnis zu erreichen. Daher sind nicht-destruktive Untersuchungen des Strahls im Synchrotron von Interesse. Bisher stehen jedoch kaum Strahldiagnoseelemente am Synchrotron zur Verfügung. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Konzept für einen Synchrotronlichtmonitor am Synchrotron erarbeitet und mit dem Aufbau begonnen.

5.1 Das 2,5 GeV Synchrotron

Um die Anforderungen der optischen Strahldiagnose am Synchrotron besser zu verstehen, sollen zunächst die Besonderheiten des Synchrotrons näher erläutert werden. Das Synchrotron wurde als stark-fokussierendes Combined-Function-Synchrotron¹ gebaut. Ein Bild des Synchrotrons aus der Bauzeit ist in Abb. 5.1 zu sehen. Es lassen sich die Magnete, welche nach der Fertigstellung des Synchrotrons vollständig mit Beton abgedeckt wurden, erkennen.

Heutzutage wird das Synchrotron ausschließlich als Injektor für den ELSA-Stretcherring genutzt. Daher wird es auch als Booster-Synchrotron² bezeichnet. Typischerweise werden die Elektronen auf eine Energie von 1,2 GeV beschleunigt und dann in den Stretcherring injiziert. Durch Umbauten am Synchrotron ist es tatsächlich nur noch möglich, Elektronen auf eine Maximalenergie von 1,6 GeV zu beschleunigen. Wie bereits erwähnt, ist das Booster-Synchrotron mit Combined-Function Magneten ausgestattet. Es gibt 12 dieser Magnete, welche den Strahl auf eine Kreisbahn mit einem Umfang von 69,5 m ablenken. Der Radius der Ablenkung in den Magneten beträgt $R_{BS} = 7,65$ m, wobei jeder Magnet folgende Struktur aufweist: Beim Eintritt in den Magneten wirkt ein fokussierendes³ (F) Qua-

¹ (Englisch für kombinierte Funktion) Es bezeichnet Dipolmagnete, in welche durch Verkippung der Polschuhe zusätzliche Quadrupolfeldanteile eingebracht sind.

² Booster: engl. für vergrößern, verstärken

³ Fokussierend heist in diesem Fall, dass der Strahl in der horizontalen Ebene fokussiert und in der vertikalen Ebene defokussiert wird

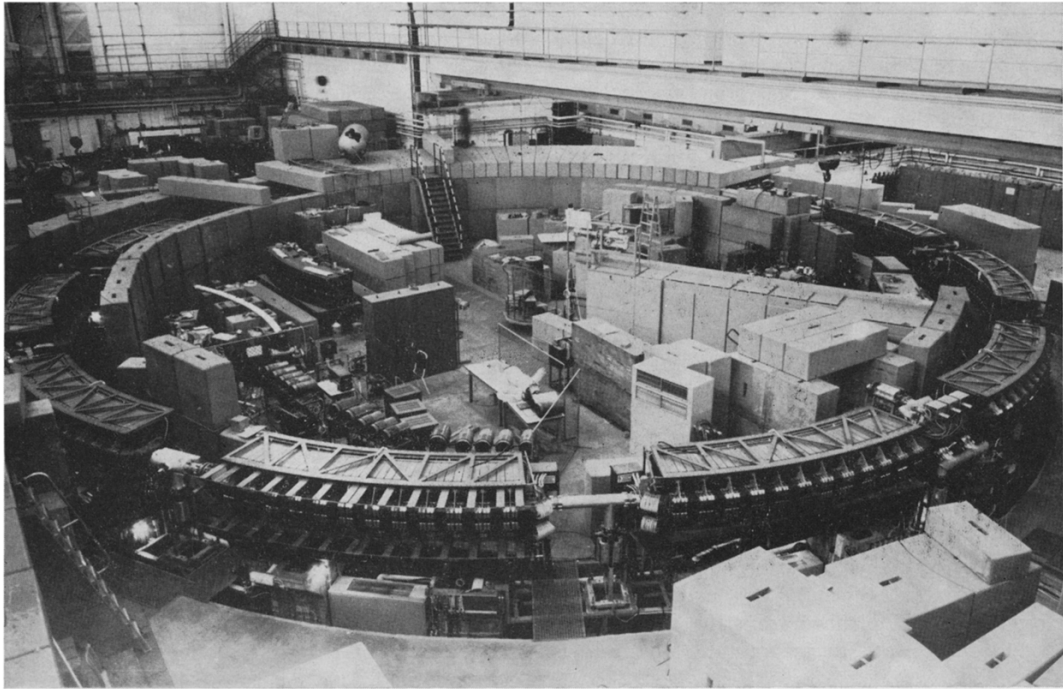


Abbildung 5.1: Das Synchrotrons bevor die Betonabschirmung vollständig geschlossen wurde.[13]

drupolmoment auf den Strahl, welches genau in der Mitte des Magneten durch ein defokussierendes (D) Quadrupolmoment abgelöst wird. Vor und nach jedem Magneten gibt es eine freie Driftstrecke welche mit (O) bezeichnet wird. Somit ergibt sich die Struktur des Synchrotrons aus 12 identischen Einheitszellen der Struktur $O/2FDO/2$. Durch die Kombination dieser fokussierenden und defokussierenden Quadrupolfelder wird erreicht, dass der divergente Elektronenstrahl, welcher bereits bei der Injektion ins Synchrotron divergent ist, abwechselnd in beiden transversalen Strahlebenen fokussiert wird. Werden diese Quadrupolfelder geschickt gewählt, ist es möglich, den Strahl in beiden transversalen Ebenen zu fokussieren und somit über viele Umläufe im Synchrotron zu behalten, ohne, dass die Vakuumkammern in denen der Strahl umläuft enorme Ausmaße annehmen müssen.

Um den Bahnradius für den Elektronenstrahl immer auf 7,65 m zu halten, passt sich mit zunehmendem Magnetfeld auch die Energie des Elektronenstrahls stetig an. Die Änderung des Stromes in den Magneten erfolgt beim Booster-Synchrotron netzsynchron mit 50 Hz. Dies bedeutet, dass auch die Beschleunigung der Elektronen mit 50 Hz erfolgt. Die Injektion durch den Linac 2 erfolgt bei 26 MeV, was zu einer erforderlichen Magnetfeldstärke von

$$B_{\text{inj}} = \frac{E}{cR_{\text{BS}}} = 11,3 \text{ mT} \quad (5.1)$$

bei der Injektion führt. Soll der Strahl bei 1,2 GeV extrahiert werden, so muss zum Zeitpunkt der Extraktion eine Feldstärke von $B_{\text{ext}} = 0,523 \text{ T}$ erreicht werden. Danach wird die Feldstärke wieder bis zur nächsten Injektion auf 11,3 mT gesenkt. Um diesen Feldverlauf zu erzeugen, wird ein sinusförmiger Wechselstrom I_{AC} mit einem Gleichstrom I_{DC} überlagert, da der negative Teil des Wechselstromes zur Beschleunigung nicht verwendet werden kann. Wird der Quotient $\kappa = I_{\text{AC}}/I_{\text{DC}}$ gebildet, lässt sich der

zeitliche Verlauf des Magnetstromes durch folgende Gleichung beschreiben:

$$I(t) = I_{\text{DC}} \cdot (1 - \kappa \cos(\omega_s t)), \quad (5.2)$$

wobei ω_s die Frequenz des Wechselstroms ist. Es ist hilfreich, Nulldurchgänge im Magnetfeld zu erzeugen⁴. Dies lässt sich leicht durch einen kurzfristigen negativen Strom realisieren. Um dies zu realisieren, wird der Proportionalitätsfaktor κ so gewählt, dass er geringfügig größer als 1 ist. Am Booster-Synchrotron ist der Proportionalitätsfaktor auf $\kappa = 1,0689$ festgelegt.

Aus dem in Gleichung (5.2) bestimmten zeitlichen Verlauf des Magnetstromes lässt sich auch die Verweildauer des Strahls im Synchrotron bestimmen. Da das Magnetfeld, bis auf eine Phasenverschiebung, proportional zum Strom in den Magnetspulen ist, lässt sich der zeitliche Verlauf des Magnetfeldes durch

$$B(t) = B_{\text{DC}} \cdot (1 - \kappa \cos(\omega_s t + \phi_0)) \quad (5.3)$$

beschreiben, wobei B_{DC} der durch den Gleichstrom erzeugte Anteil des Magnetfeldes und ϕ_0 die Phasenverschiebung zwischen Strom und Magnetfeld ist. Diese Phasenverschiebung soll jedoch im Folgenden vernachlässigt werden, da sie für die nachfolgenden Berechnungen unerheblich ist. Die maximale und mittlere Änderung des Magnetfeldes lassen sich hieraus zu:

$$\begin{aligned} \Delta B_{\text{max}} &= B'(t = 15 \text{ ms}) \approx 85 \frac{\text{T}}{\text{s}} \\ \bar{B}' &\approx 60 \frac{\text{T}}{\text{s}}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

berechnen. Der zeitliche Verlauf des Magnetfeldes ist in Abb. 5.2 dargestellt. Gut zu erkennen sind die beiden Nulldurchgänge des Magnetfeldes in jedem Zyklus. Auch der Injektions- und Extraktionszeitpunkt, sowie der Injektionszeitpunkt des nächsten Zyklus sind eingezeichnet. Um diese berechnen zu können, wird Gleichung (5.3) nach der Zeit umgestellt. Es ergibt sich:

$$t = \frac{1}{\omega} \arccos \left[\frac{1 - B(t)/B_{\text{DC}}}{\kappa} \right]. \quad (5.5)$$

Der Feldanteil B_{DC} soll nun durch das Magnetfeld während der Extraktion B_{ext} ersetzt werden:

$$B_{\text{ext}} = B_{\text{AC}} + B_{\text{DC}} = \kappa B_{\text{DC}} + B_{\text{DC}} = B_{\text{DC}}(\kappa + 1). \quad (5.6)$$

Wird dies sowie $\omega = 2\pi f$ eingesetzt, ergibt sich:

$$t = \frac{1}{2\pi f} \arccos \left[\kappa^{-1} - \frac{B(t) \cdot (\kappa^{-1} + 1)}{B_{\text{ext}}} \right], \quad (5.7)$$

oder über die Strahlenergie ausgedrückt:

$$t(E) = \frac{1}{2\pi f} \arccos \left[\kappa^{-1} - \frac{E \cdot (\kappa^{-1} + 1)}{E_{\text{ext}}} \right]. \quad (5.8)$$

Mithilfe dieser Gleichung lassen sich nun sowohl der Injektionszeitpunkt als auch der Extraktionszeit-

⁴ Aus den Nulldurchgängen lässt sich ein Triggersignal ermitteln, welches zur Bestimmung von Injektions- und Extraktionszeitpunkt genutzt wird.

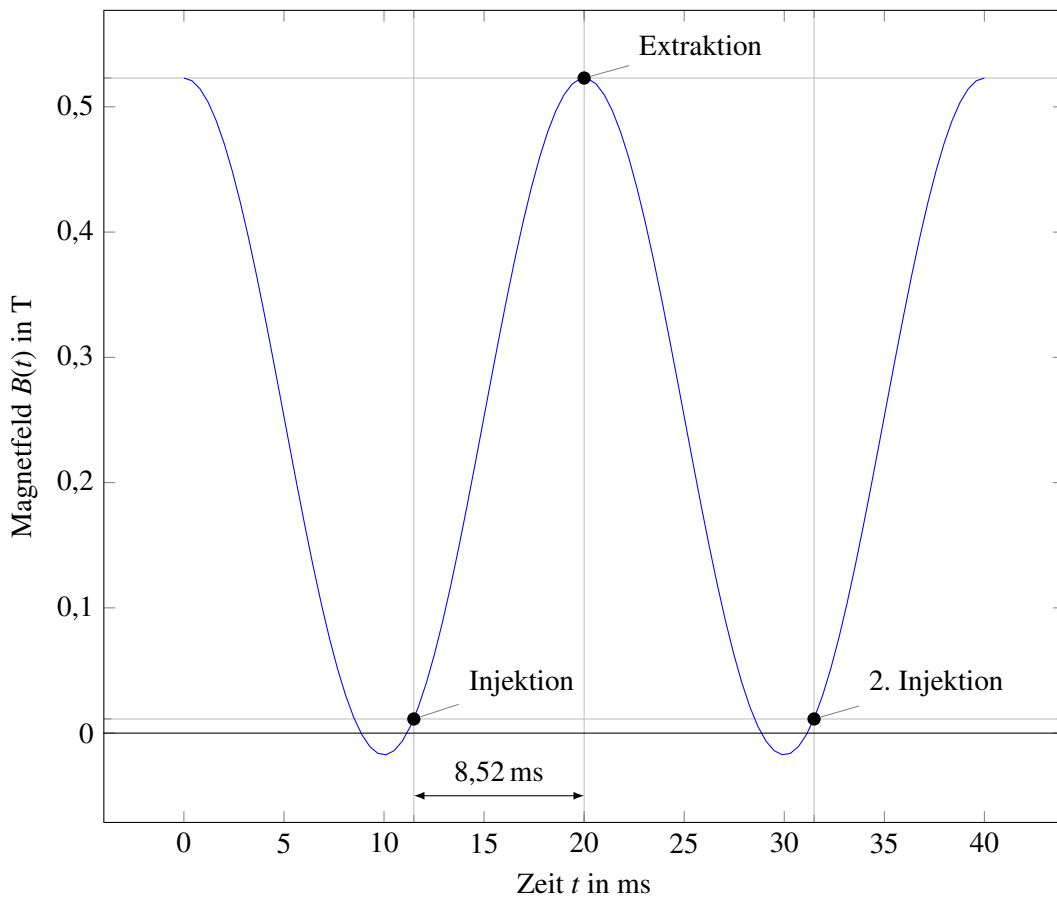


Abbildung 5.2: Zeitlicher Verlauf des Magnetfeldes in den Synchrotronmagneten. Eingezeichnet ist auch der Injektionszeitpunkt und der Extraktionszeitpunkt.

punkt bestimmen und daraus die Zeit, die der Strahl im Synchrotron verbleibt. Die Berechnung der Gesamtzeit ergibt eine Beschleunigungszeit von 8,51 ms. Dies bedeutet, dass die Strahlenergie sehr schnell, mit durchschnittlich $\frac{dE}{dt} = 138 \text{ GeV/s}$, erhöht werden muss. Die Diagnoseelemente müssen daher Messungen auf kurzen Zeitskalen zulassen. Eine solche Diagnosemöglichkeit hätte den Vorteil, dass sich mit ihr die Injektionsparameter des Injektors bestimmen lassen. Auch lässt sich untersuchen, wie sich eine sehr schnelle Energierampe auf den Strahl auswirkt. Natürlich sind auch Untersuchungen der Änderung des Orbits und der transversalen Strahlparameter von Interesse, da es im Synchrotron, wie bereits erwähnt, bisher kaum Diagnosemöglichkeiten gibt.

5.2 Planung des Synchrotronlichtmonitors

Das grundsätzliche Funktionsprinzip eines Synchrotronlichtmonitors ist recht einfach: Das Licht, welches im Ablenkmagneten entsteht, wird über einen tangentialen Abzweig aus der Strahlkammer und dem Vakuum geleitet. Danach folgen die optischen Aufbauten, welche im einfachsten Falle aus einer Kamera bestehen. Auf diese wird das Strahlprofil über eine Linse abgebildet. Die Umsetzung eines Synchrotronlichtmonitors bedarf jedoch detaillierter Planung, da sich viele der Komponenten später nicht mehr oder nur mit großem Aufwand ändern lassen. Es ergeben sich bei der Planung einige Probleme, welche im Folgenden behandelt werden sollen. Zunächst soll jedoch das grundsätzliche Konzept näher

erläutert werden.

5.2.1 Prinzip der Synchrotronlichtmonitore

Ein Synchrotronlichtmonitor lässt sich in 2 Teile gliedern: Der erste Teil führt das Synchrotronlicht aus dem Beschleuniger heraus bis zu einem Vakuumfenster, durch welches es dann den zweiten Teil erreicht, den Diagnoseteil, welcher die optischen Aufbauten und Instrumente beherbergt. Der erste Teil, welcher als Vakuumstrahlführung bezeichnet werden kann, bildet, wie der Name bereits andeutet, eine Hochvakuumanlage. Diese leitet den Strahl aus dem Beschleuniger zu dem Primärspiegel, welcher sich auch im Vakuum befindet und den Strahl um 90° aus der Beschleunigerebene ablenkt. Dabei sorgt er dafür, dass der hochenergetische Teil der Synchrotronstrahlung vom niederenergetischen Anteil getrennt wird. Dies geschieht, da das Spiegelmaterial hochenergetische Photonen nicht reflektiert sondern sie absorbiert oder transmittiert. Der Primärspiegel muss gekühlt werden, da sich sonst seine optischen Eigenschaften durch Wärmeausdehnung und die dadurch entstehende Oberflächenkrümmung verändern würden. Ein weiterer Punkt ist, dass der Spiegel sich im Ultrahochvakuum befinden muss, da es sonst zu einer Schwärzung der Spiegeloberfläche [14] durch Reaktionen des Restgases mit dem hochenergetischen Synchrotronlicht kommt. Um am Spiegel ein Ultrahochvakuum zu erreichen, muss die Strahlführung auch als differentielle Pumpstrecke dienen. Eine schematische Zeichnung eines Synchro-

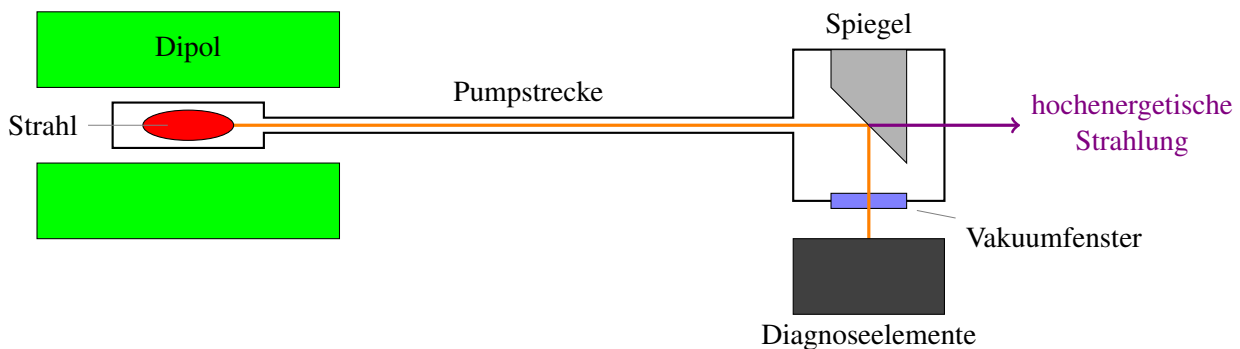


Abbildung 5.3: Schematischer Aufbau eines Synchrotronlichtmonitors. Das Synchrotronlicht ist in Orange dargestellt.

tronlichtmonitors ist in Abb. 5.3 dargestellt. Das von den im Dipol abgelenkten Elektronen abgestrahlte Synchrotronlicht wird durch eine differentielle Pumpstrecke hin zu dem Primärspiegel geleitet, welcher es aus der Beschleunigerebene auslenkt. Der hochenergetische Anteil wird nicht abgelenkt und sollte durch eine Blei- oder Betonabschirmung absorbiert werden. Hinter dem Spiegel folgt das Vakuumfenster, welches den Austritt des Synchrotronlichts aus dem Ultrahochvakuum ermöglicht. Dann folgen die Elemente der optischen Diagnose. Da diese sich außerhalb des Vakuums befinden, sind sie leicht zugänglich und können einfach geändert werden.

5.2.2 Aufbau der Vakuumstrahlführung des Synchrotronlichtmonitors

Der Synchrotronlichtmonitor für das Synchrotron wird am Magneten M7 aufgebaut. Dieser bietet sich an, da dort früher bereits eine Strahlführung für Synchrotronstrahlungsexperimente eingerichtet war und somit an der Vakuumkammer bereits ein tangentialer Abzweig vorhanden ist. Dies war eine Grundvoraussetzung, da die Strahlkammern im Synchrotron aus Aluminiumoxyd bestehen. Dies bedeutet, dass nicht einfach ein tangentialer Abzweig eingebaut werden kann, da sich Aluminiumoxyd nur sehr

schlecht bearbeiten lässt. Ein weiterer wichtiger Faktor für die Wahl des Abzweiges am M7 ist, dass das Synchrotronlicht aus dem, in Strahlenschutzbeton eingehausten, Synchrotron herausgeleitet werden kann, an einen Ort, welcher auch während des Beschleunigerbetriebs betreten werden kann. Dies eröffnet die Möglichkeit, Änderungen an den Diagnoseaufbauten auch dann vorzunehmen, wenn die Beschleunigeranlage in Betrieb ist. Nachdem also ein geeigneter Bauplatz gefunden ist, soll nun der geplante Aufbau der Vakuumstrahlführung näher erläutert werden. Eine Übersicht über den geplan-

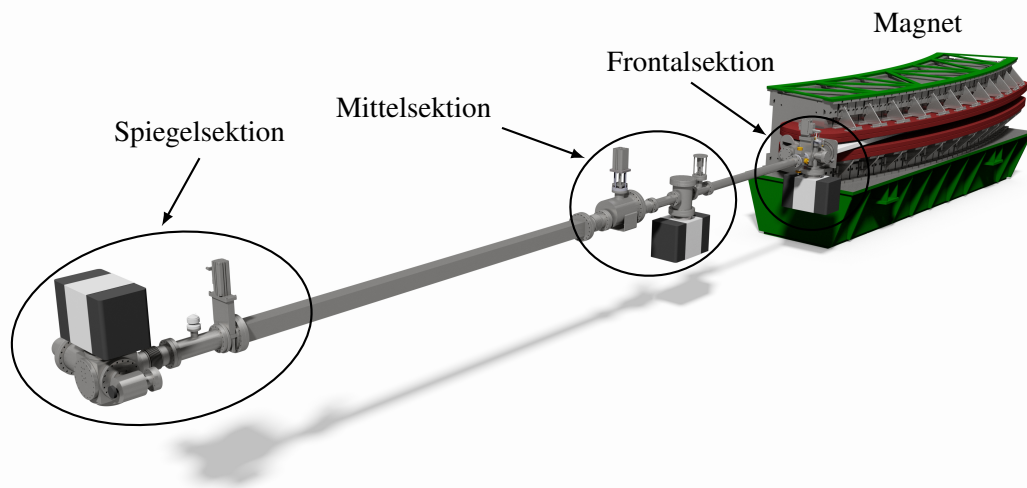


Abbildung 5.4: 3D-Modell des geplanten Synchrotronlichtmonitors.

ten Aufbau ist in Abb. 5.4 zu sehen. Der ablenkende Magnet, in Grün, mit dem tangential zum Strahl laufenden Abzweig der Keramikammer ist rechts im Bild zu sehen. An diesen Abzweig schließt die Frontalsektion an. Diese beherbergt zum einen den Hauptteil der differentiellen Pumpstrecke, zum anderen aber auch wichtige Komponenten zur Strahlkontrolle. Darauf folgt die Mittelsektion, welche ein Zielkreuz zur Ausrichtung der Optiken und einen Strahlverschluss enthält. Danach folgt der letzte Teil der Strahlführung, welcher als Spiegelsektion bezeichnet werden soll und den Primärspiegel beherbergt. Dieser lenkt das Synchrotronlicht nach unten ab, wo es in den Diagnoseteil eintritt. Diese drei Sektionen sollen nun in strahlchronologischer Reihenfolge näher vorgestellt werden.

Die Frontalsektion

Die Frontalsektion des geplanten Synchrotronlichtmonitors ist in Abb. 5.5 gezeigt. Der Magnet ist rechts im Bild, dort liegt auch der Quellpunkt des Synchrotronlichts. Das Synchrotronlicht wird durch den tangentialen Abzweig auf ein in das ursprüngliche Strahlrohr des Abzweigs eingelassenes Keramikrohr treffen. Dieses reduziert den Querschnitt der Vakuumkammer von einem rechteckigen Querschnitt von $120 \times 35 \text{ mm}^2$ auf einen runden Querschnitt mit einem Durchmesser von 20 mm. Dieses Rohr ist 700 mm lang und dient als differentielle Pumpstrecke, welche in Kapitel 5.2.3 näher beschrieben wird. Um das Keramikrohr nach dem Einbau in den Beschleuniger noch justieren zu können, wird es in einer kardani-schen Aufhängung montiert, sodass der Winkel des Rohres von aussen optimiert werden kann. An das Keramikrohr mit seiner Aufhängung schließt ein Kreuzstück an. An diesem sind mehrere Komponenten

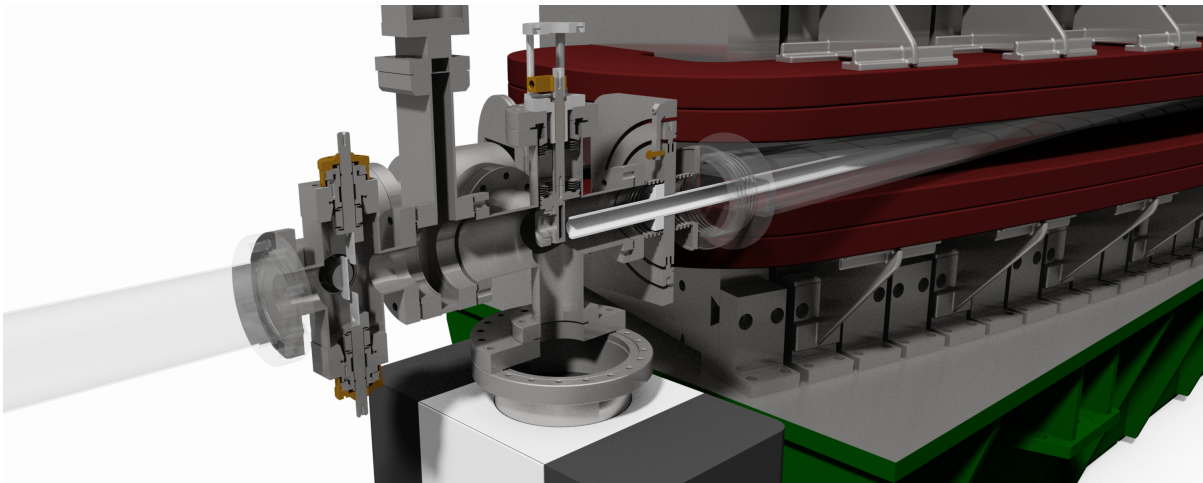


Abbildung 5.5: Schnitt durch die Frontalsektion. Der Strahl propagiert von rechts nach links.

montiert: Zum Erzeugen des Ultrahochvakuums ist eine IGP⁵ angebracht. Da diese jedoch nur funktioniert, wenn in der Strahlführung bereits ein Hochvakuum erzeugt wurde, ist zusätzlich ein Eckventil angebracht, welches zum montieren einer TVP⁶ vorgesehen ist. Diese erzeugt das von der IGP benötigte Hochvakuum. Danach kann sie wieder entfernt werden, weshalb zwischen TVP und Kreuzstück ein Ventil eingeplant ist. Des Weiteren ist am Kreuzstück eine sogenannte Wasserklappe angebracht. Diese ist sehr wichtig, da sie die Synchrotronstrahlung blockiert, wenn der Synchrotronlichtmonitor nicht genutzt wird. Dies ist nötig, um die nachfolgenden Komponenten in der Strahlführung vor der hochenergetischen Synchrotronstrahlung zu schützen. Dies ist besonders bei den Ventilen von großer Wichtigkeit, da diese durch Langzeitbestrahlung mit hochenergetischer Strahlung undicht werden⁷. Da sich das Metall der Wasserklappe aufgrund der Energiedeposition des Synchrotronlichts erwärmt, und keine Energie durch Konvektion abgegeben werden kann, muss sie wassergekühlt werden. Hinter dem Kreuzstück befindet sich das erste Schieberventil, dieses schützt die weitere Strahlführung vor Vakuumbrüchen und sorgt im Falle einer Belüftung des Synchrotrons für eine Abschottung des Vakuums der Strahlführung vom Vakuum des Synchrotrons. Dann folgt eine Blende welche eine Einstellung der Aperturöffnung am Anfang der Strahlführung ermöglicht. Diese Einstellmöglichkeit ist notwendig, da sich mit ihr unerwünschte Reflexionen vermeiden lassen. Ausserdem ist die Schärfe der transversalen Abbildung von der Apertur abhängig. Dieses sogenannte blendenabhängige Auflösungsvermögen wird von drei Phänomenen bestimmt: Der Abbildungsverbreiterung durch die Bahnkrümmung, der Beugung und der Tiefenschärfe, welche in [7] behandelt werden. Die Blende ist ebenso bei der Justage der optischen Aufbauten hilfreich. Wird die Blende angeleuchtet, so reflektiert sie einen Teil des Lichtes. Die Kanten heben sich dann vom dunklen Hintergrund ab. Da die Blende eine rechteckige Apertur erzeugt, lässt sich aus der Abbildung durch die Optiken feststellen, ob diese sich auf der optischen Achse befinden und ob sie verdreht sind. Nach der Blende folgt ein Strahlrohr mit einem Durchmesser von 63 mm, welches den Strahl zur Mittelsektion leitet.

⁵ Ionen-Getter-Pumpe

⁶ Turbopumpenpumpe

⁷ Diese sogenannten Schieberventile besitzen Dichtungen aus Gummi, welche durch die hochenergetische Strahlung ihre dichtenden Eigenschaften verlieren.

Die Mittelsektion

Die Mittelsektion beherbergt nur 3 wesentliche Komponenten. Die erste ist das optische Zielkreuz welches zusammen mit der zuvor beschriebenen Blende die Justage der optischen Komponenten erleichtern soll. Ein 3D-Model des Zielkreuzes ist in Abb. 5.6 gezeigt. Dieses kann, wenn es benötigt wird, über

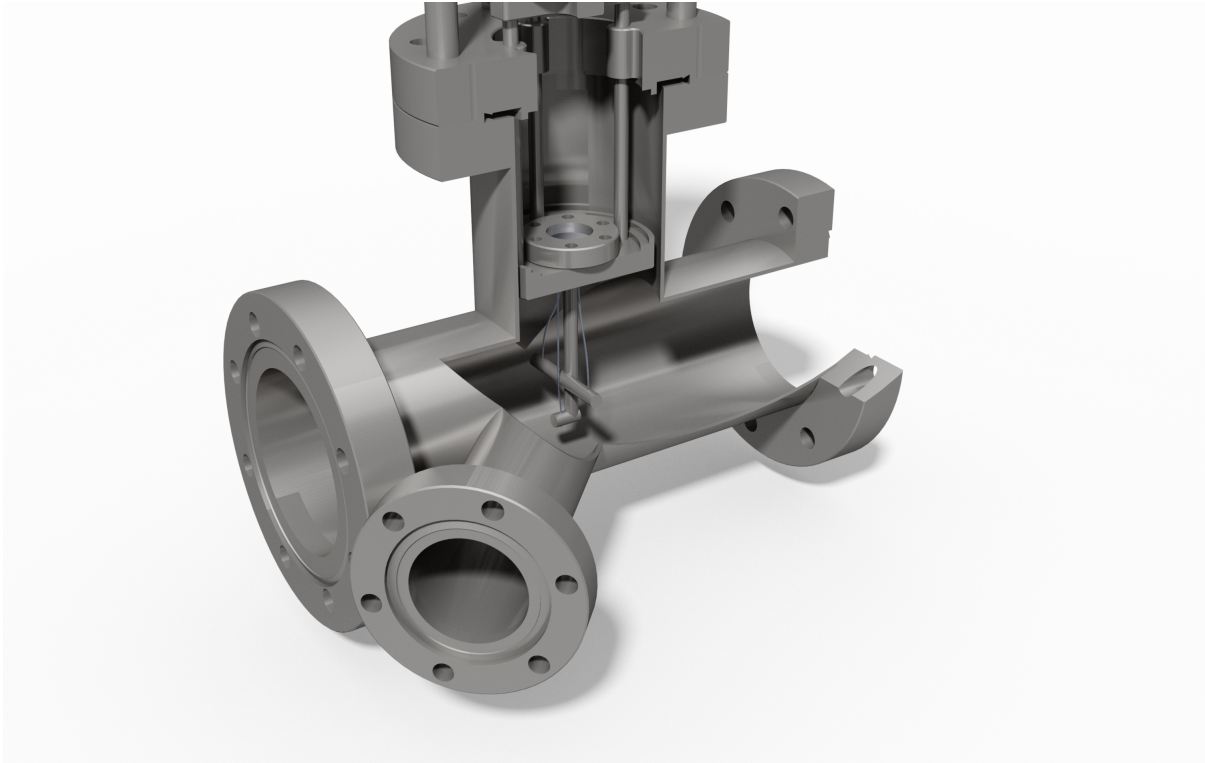


Abbildung 5.6: Das Zielkreuz zur Justage optischer Komponenten. Strahlpropagation von rechts nach links.

einen Hubzylinder in das Strahlrohr hinein und danach wieder hinausgefahren werden. Dies ist unverzichtbar, da die Synchrotronstrahlung, würde sich das Kreuz immer im Strahlengang befinden, zum Teil absorbiert werden würde und somit Messungen verfälscht werden würden. Das Zielkreuz selbst befindet sich in einem T-Stück, an welches ein zusätzlicher Abzweig angebracht ist. Dieser ist unter einem Winkel von 45° auf die zum Beobachter zeigende Seite des Zielkreuzes gerichtet und wird mit einem Vakuumfenster versehen, welches die Inspektion des Zielkreuzes ermöglicht. Dies ist notwendig, da sich einige filigrane Komponenten am Zielkreuz befinden, welche während der Montage leicht zerstört werden können. Es ist auch als Notbeleuchtung für das Kreuz gedacht, sollte die eigentliche Beleuchtung des Kreuzes nicht mehr funktionieren und das Vakuumsystem nicht für eine Reperatur belüftet werden.

Die eigentliche Beleuchtung des Zielkreuzes ist mithilfe von Glasfasern geplant. Werden diese an einem Ende beleuchtet so leiten sie das Licht an das andere Ende, ohne dabei allzu viel Streulicht zu erzeugen. Dies ist wichtig da Streulicht die Justage optischer Komponenten erschweren kann. Für das Zielkreuz sind drei Glasfasern vorgesehen. Ein Detailbild des beschriebenen Zielkreuzes findet sich in Abb. 5.7. Diese werden von oben durch ein kleines Vakuumfenster beleuchtet und leiten das Licht dann an drei spezielle Punkte. Die Enden der Glasfasern an diesen Punkten werden unter einem 45° Winkel geschliffen, sodass sie einen Großteil des Lichtes in Beobachterraichtung emittieren. Somit ergeben

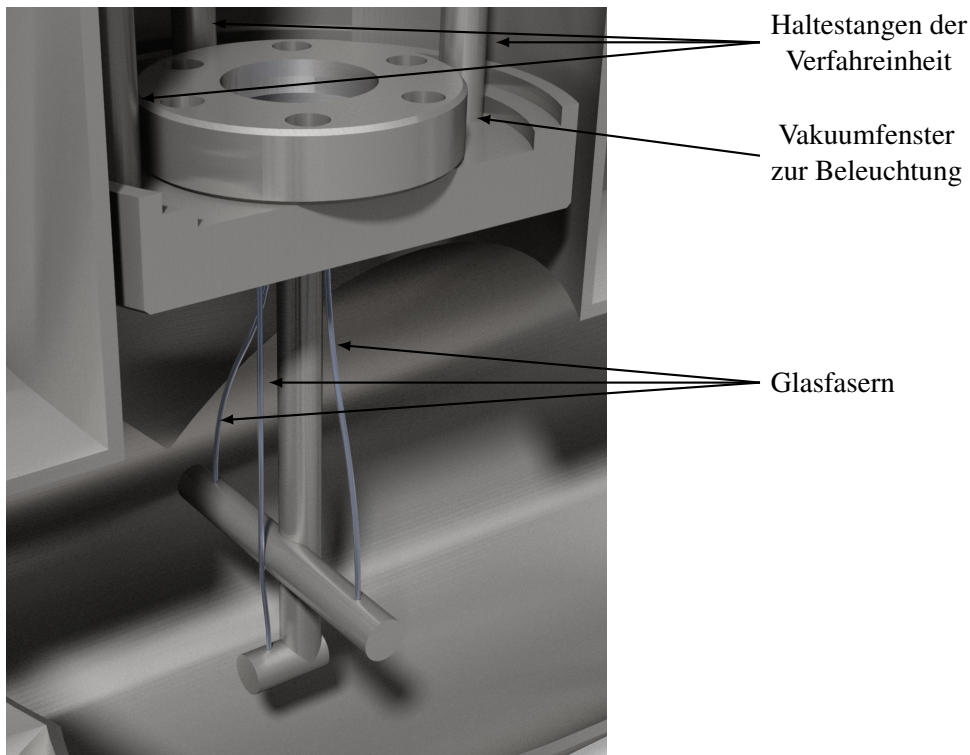


Abbildung 5.7: Detailbild des Zielkreuzes. Die Glasfasern und das Vakuumfenster zur Beleuchtung dieser sind eingezeichnet.

sich drei hell leuchtende Punkte aus welchen die Strahlachse rekonstruiert werden kann. Der Vorteil eines selbstleuchtenden Objekts ist zum einen eine wesentlich größere Helligkeit der Leuchtpunkte, zum anderen ein wesentlich kontrastreicheres Bild. Dies ist vor allem für die grundlegende Justage sehr hilfreich, da sich ein sehr helles kontrastreiches selbstleuchtendes Objekt viel leichter finden lässt als ein von außen angeleuchtetes. Aus den drei Lichtpunkten lässt sich dann die Strahlachse des Synchrotronlichtstrahls bestimmen und die Optiken können auf dieser positioniert werden, um ein möglichst fehlerfreies Abbild zu erhalten. Ebenso lässt sich der Quellpunkt des Synchrotronlichts mithilfe der, in der Frontalsektion befindlichen, Blende und des Zielkreuzes rekonstruieren. Dies gelingt durch eine geschickte Wahl der Abstände von Quellpunkt und Blende sowie von Blende und Zielkreuz. Dieses Zielkreuz ist so in der Strahlführung positioniert, dass der Abstand zwischen Zielkreuz und Blende die Hälfte des Abstandes zwischen dem vermuteten Quellpunkt der Synchrotronstrahlung und der Blende beträgt. Durch diese Wahl ist es später möglich, aus dem Abstand der Fokuspunkte von Blende und Zielkreuz den Abstand des Fokuspunktes des Quellpunktes zu bestimmen. Somit lassen sich die Linsensysteme zur transversalen Strahlabbildung schneller grob justieren.

Nach dem Zielkreuz folgt eine weitere IGP, welche für eine weitere Verbesserung des Vakuums gebraucht wird. Danach folgt der Strahlverschluss, welcher direkt vor dem Strahlrohr montiert wird, welches das Synchrotronlicht aus der Betoneinhausung des Synchrotrons herausleitet. Dieser besteht aus einem Blei- oder Densimet^{®8}-absorber, welcher in die Strahlführung gefahren wird, wenn sie nicht in Betrieb ist. Somit kann keine Strahlung aus dem Synchrotron in den hinter der Betonabschirmung befindlichen Bereich propagieren. Hinter dem Beamshutter befindet sich ein Rechteckrohr mit einem

⁸ Densimet[®] ist eine Legierung, welche eine höhere Dichte besitzt als Blei und zu einem Großteil aus Wolfram besteht.

Außenmaß von $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Dieses wurde so groß gewählt, da die Winkelakzeptanz des Synchrotronlichtmonitors sehr groß sein soll, da er später auch für Infrarotstrahlung genutzt werden soll⁹. Das rechteckige Rohr mit diesen Dimensionen wurde auch gewählt, da es sich besser mit den bereits vorhandenen Bleisteinen abschirmen lässt als ein rundes.

Die Spiegelsektion

Nachdem das Strahlrohr die Wand wieder verlassen hat, schließt erneut ein rundes Rohr mit 100 mm Durchmesser an. Als erstes befindet sich ein weiteres Schieberventil im Strahlengang. Dieses sorgt für eine zusätzliche Abschottung der Spiegelsektion vom Rest der Strahlführung. Dies ist notwendig, um den sehr niedrigen angestrebten Druck im Bereich von 10^{-10} mbar dauerhaft zu erreichen. Beide in der Strahlführung eingepflanzten Schieberventile werden, wenn der Synchrotronlichtmonitor nicht in Betrieb ist, geschlossen gehalten, sodass auch ein versehentliches Belüften eines Teils der Anlage keinen Effekt auf die anderen Teile hat. Hinter dem Ventil befindet sich ein T-Stück, in welches eine Druckmessröhre¹⁰ eingebaut ist. Diese kann Drücke bis $5 \cdot 10^{-9}$ mbar [15] messen. Eine Druckmessung ist an dieser Stelle erforderlich, um den Spiegel vor einen nicht bemerkten Vakuumeinbruch zu schützen. Der Spiegel selbst befindet sich in einer würfelförmigen Vakuumkammer. Zusätzlich zum Spiegel ist an diese Vakuumkammer auch eine NEG¹¹ und eine dritte IGP angebracht. Diese Vakuumpumpen sorgen dafür, dass der Druck in direkter Spiegelumgebung so niedrig wie möglich gehalten wird. Der Spiegel lenkt das Licht nach unten ab, wo es dann durch ein Vakuumfenster mit einem Sichtdurchmesser von 89 mm das Vakuum verlässt. Der Spiegel ist für die Qualität der Abbildung ein entscheidender Faktor, daher sind an ihn besondere Anforderungen zu stellen. Zum einen muss die Spiegeloberfläche möglichst eben und für ein möglichst großes Wellenlängenintervall hoch reflektierend sein, zum anderen muss der Spiegel aber auch vakuumtauglich sein, der Strahlenbelastung standhalten und so groß sein, dass er das Sichtfenster möglichst gut ausnutzt. Um dies zu erreichen, muss der Spiegel eine Fläche von $90 \times 127 \text{ mm}^2$ haben. Die Strahlenbelastung des Spiegels macht sich vor allem durch den Energieeintrag und somit durch Erwärmen des Spiegels bemerkbar. Wird der Spiegel wärmer, so dehnt er sich aus und wodurch sich seine optischen Eigenschaften ändern, da sich die Oberfläche wölben kann. Um dies zu verhindern, erscheint es sinnvoll, den Spiegel mit Wasser zu kühlen. Ein wassergekühlter Spiegel sollte mittels FEM¹² untersucht werden. Dies ist notwendig um zu verhindern, dass die Hohlräume durch welche das Wasser fließt zu einer stärkeren Deformierung bei Wärmeeintrag führen als dies bei einem massiven Spiegel der Fall wäre. In Abb. 5.8 sind die Reflektivitäten verschiedener Metalle aufgetragen. Daraus lässt sich erkennen, dass sich als Material für einen solchen Spiegel vor allem Aluminium anbietet, da es über einen sehr großen Wellenlängenbereich eine sehr gute Reflektivität aufweist. Eine Alternative wäre Silber, dieses hat im sichtbaren und nahinfraroten Wellenlängenbereich sogar eine höhere Reflektivität als Aluminium, weist dafür aber im ultravioletten fast keine Reflektivität mehr auf. Ausserdem oxydiert Silber sehr schnell und verliert dadurch seine reflektiven Eigenschaften. Daher ist Aluminium das Material der Wahl. Die Oxydschicht, welche sich bei Aluminium bildet ist geschlossen, sodass das darunter liegende Aluminium nicht weiter oxydiert [17]. Diese beeinträchtigt die Reflektivität auch nicht, da das sich bildende Al_2O_3 transparent ist. Ein weiterer entscheidender Faktor für die Qualität der optischen Abbildung ist das Vakuumfenster durch welches das Licht das Vakuum verlässt. Bei diesem

⁹ Dies wird im Kapitel 5.2.4 näher erläutert.

¹⁰ Typ Pfeiffer PKR 261

¹¹ (Non-Evaporable Getter) Hierbei handelt es sich um eine Vakuumpumpe mit einer sehr großen Oberfläche, welche durch starkes Erhitzen mit einem Material beschichtet wird, welches Restgasatome an sich bindet.

¹² (Finite-Elemente-Methode) Es handelt sich um ein numerisches Verfahren zur Lösung von partiellen Differentialgleichungen zur ingenieurtechnischen Festkörpersimulation.

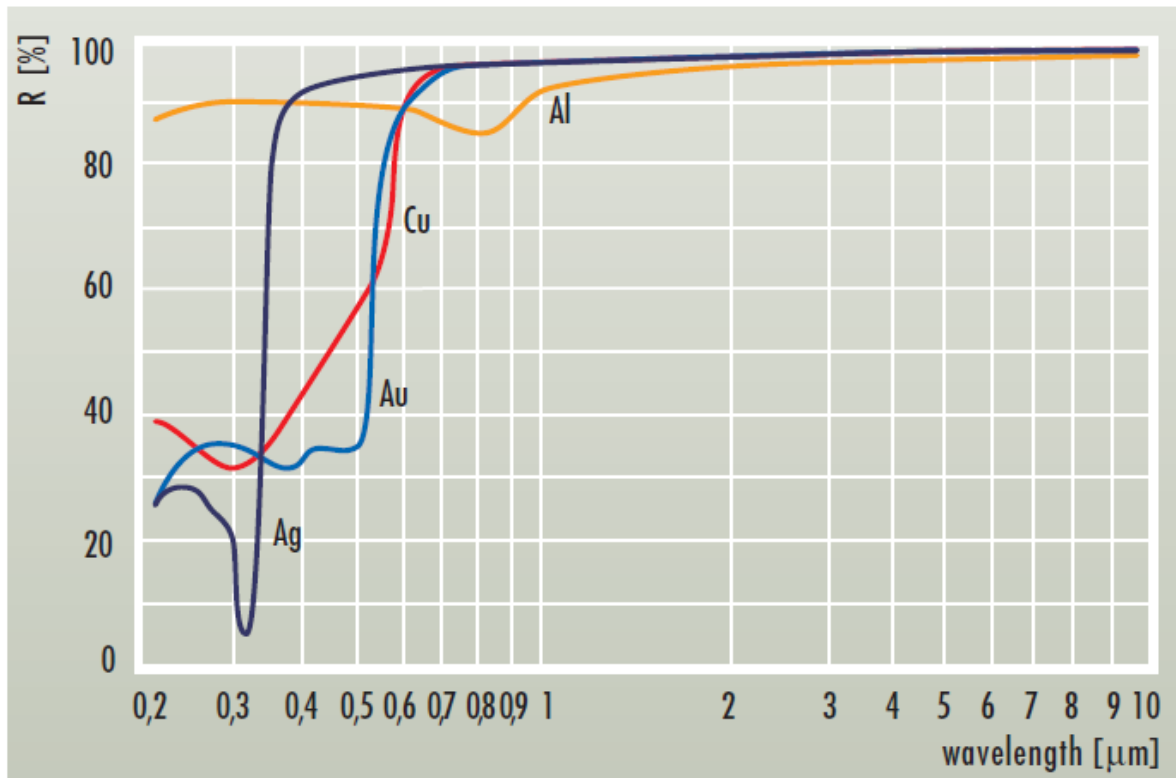


Abbildung 5.8: Reflexionskurven verschiedener Metalle.[16]

sollte auf eine möglichst hohe Transmittivität geachtet werden, sodass ein möglichst großer Anteil des vom Spiegel reflektierten Synchrotronlichts zu den Messaufbauten gelangt. Aus diesem Grund soll ein Vakuumfenster aus kristallinem Calciumfluorid eingesetzt werden. Dieses besitzt eine Transmittivität von über 95% [18] über einen sehr großen Wellenlängenbereich von etwa 120 nm bis 7 μm . Das Vakuumfenster besitzt auch eine sehr ebene Oberfläche, sodass es nicht zu Verzerrungen des Strahlbildes kommt.

Der Spiegel lenkt, wie bereits in Kapitel 5.2.1 angemerkt, nur den niedrigerenergetischen Teil der Synchrotronstrahlung ab. Der hochenergetische Teil passiert den Spiegel hingegen fast ungehindert. Daher ist es notwendig, die Vakuumkammer, welche den Spiegel beinhaltet, mit einer Bleiabschirmung zu versehen. Diese sollte vor allem in Strahlrichtung, in welche die meiste hochenergetische Strahlung propagiert, eine Dicke von mindestens 20 cm aufweisen. Die Absorption der hochenergetischen Strahlung durch Blei wurde mit der Simulationssoftware FLUKA¹³ untersucht. Für die Simulation wurden Photonenenergien bis 1 MeV genutzt um sicher zu gehen, dass die Abschirmungen auch ausreichen. Tatsächlich sind bei 1,6 GeV jedoch nur etwa 20 keV zu erwarten. Das Ergebnis der Simulation ist in Abb. 5.9 zu sehen. Es zeigt sich, dass Bleiabschirmungen von 20 cm im vorderen und 10 cm im seitlichen Bereich ausreichen um die Photonen abzuschirmen. Sekundärteilchen sind hier vernachlässigbar. Der Sekundärspiegel, welcher das Synchrotronlicht wieder in die horizontale Ebene projiziert, sollte auch in dieser Bleiabschirmung stehen, da ein Teil der hochenergetischen Strahlung auch durch Bragg-Reflexion am Spiegelmaterial in alle anderen Raumrichtungen gestreut wird.

¹³ FLUKA ist eine MonteCarlo Simulation für hochenergetische Teilchen. Für nähere Informationen siehe [19]

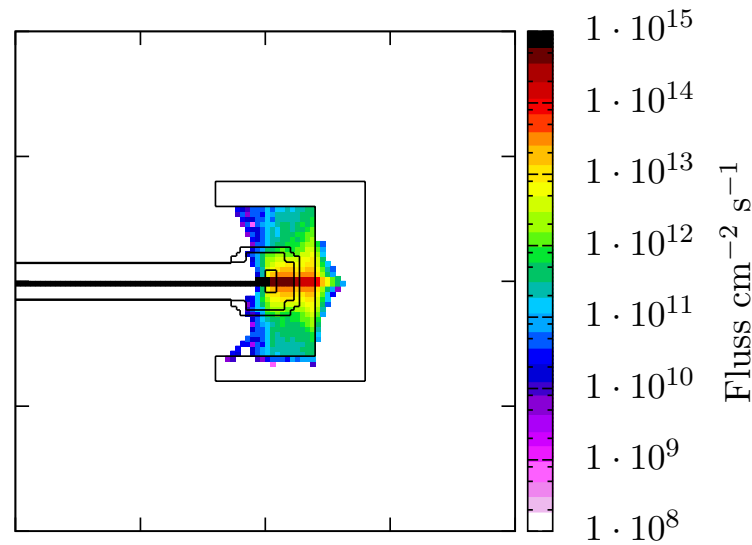


Abbildung 5.9: Simulation des Photonenflusses im Bereich des Spiegels. Die Bleiabschirmungen sind im vorderen Bereich 20 cm und an den Seiten 10 cm dick. Die Abschirmung der Photonen ist ersichtlich [20].

5.2.3 Das Vakuum des Synchrotronlichtmonitors

Im Bereich des Primärspiegels muss ein sehr gutes Vakuum herrschen, da dieser sonst durch Kohlenstoff-Crack-Reaktionen geschwärzt wird [14]. Um dies zu erzeugen, ist eine differenzielle Pumpstrecke unverzichtbar. Soll in einem Rohr ein Vakuum erzeugt werden, so wird es mit einer Vakuumpumpe evakuiert. Dabei entsteht zunächst eine viskose Strömung durch das Rohr, bis nur noch wenige Gasteilchen übrig sind, also ein niedriger Druck p herrscht. So ergibt sich eine größer werdende mittlere freie Weglänge Λ [21]:

$$\Lambda = \frac{k_B T}{\sqrt{2}\pi(r_1 + r_2)^2 p}. \quad (5.9)$$

In dieser Gleichung bezeichnet k_B die Boltzmannkonstante, T die Temperatur des Gases, sowie r_1 und r_2 die Stoßradien zweier Gasteilchen. Ist die mittlere freie Weglänge schließlich sehr viel größer als der Durchmesser $d = 2r$ eines Rohres, so tritt keine viskose sondern eine molekulare Strömung auf. Herrscht an den Enden eines Rohres der Länge l , wobei $l \gg r$ sein sollte, eine Druckdifferenz, so bildet sich eine molekulare Strömung aus. Da der Druck in einem Synchrotron im Allgemeinen im Bereich von 10^{-7} mbar liegt, kann immer von einer molekularen Strömung ausgegangen werden. Für ein rundes Rohr wird diese durch den Leitwert [21]:

$$L = \frac{2\pi r^3}{3l} \bar{v} \quad (5.10)$$

beschrieben, wobei \bar{v} die mittlere thermische Geschwindigkeit des Gases ist. Anhand der Gleichung ist zu sehen, dass eine Reduktion des Radius des Rohres eine drastische Reduktion des Leitwertes zur Folge hat, da dieser mit der dritten Potenz in die Gleichung eingeht. Über eine größere Länge des Rohres ist der Leitwert auch zu reduzieren, die Länge geht jedoch nur linear in den Leitwert ein. Je geringer der Leitwert des Rohres ist, umso größer kann das Druckgefälle von einem zum anderen Ende

werden. Werden nun an einem Ende des Rohres dauerhaft soviele Restgasteilchen durch eine IGP oder TVP adsorbiert, wie durch das Rohr nachströmen, so bildet sich ein dauerhaftes Druckgefälle im Rohr aus. Dies ist das Prinzip einer differentiellen Pumpstrecke, welches in der Vakuumphysik häufig genutzt wird. Eine schematische Darstellung einer solchen differentiellen Pumpstrecke ist in Abb. 5.10 gegeben.

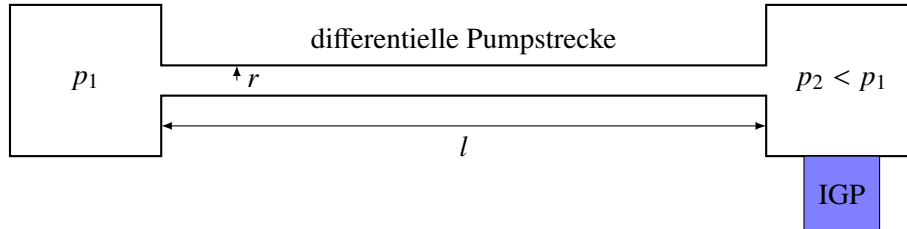


Abbildung 5.10: Schematischer Aufbau einer differentiellen Pumpstrecke. Der Druckunterschied $p_2 < p_1$ bleibt durch dauerhaftes Pumpen erhalten. Da über eine lange Strecke mit einem geringen Querschnitt der Leitwert sehr niedrig ist strömt nur wenig Gas nach.

Aus diesen Ausführungen kann nun darauf geschlossen werden, dass sich für ein langes dünnes Rohr ein wesentlich größerer Druckgradient ausbildet als für ein langes Rohr mit großem Durchmesser. Somit sollte versucht werden, die Strahlführung des Synchrotronlichtmonitor so lang und dünn wie möglich zu bauen. In der Länge der Strahlführung gibt es jedoch die Begrenzung durch den verfügbaren Raum und die Dünne des Rohres muss der Aufweitung des Synchrotronlichtstrahles genügen. Somit können nur im Anfangsbereich der Strahlführung sehr dünne Rohre verbaut werden. Daher wird am Anfang der Strahlführung ein Keramikrohr in die bestehende Kammer des Synchrotrons eingebaut. Es hat einen Durchmesser von 20 mm auf einer Länge von 700 mm, somit dient es sehr gut als differentielle Pumpstrecke und sorgt für einen Druckabfall von etwa 2 Größenordnungen. Es ist allerdings von großem Interesse, zu wissen, wie sich das Druckprofil in der gesamten Strahlführung ändert und vor allem, welcher Druck am Primärspiegel herrscht. Um dies zu simulieren ist es wichtig, zu wissen, wie sich die Leitwerte der unterschiedlichen Rohrquerschnitte berechnen. Der Leitwert eines runden Rohres ist bereits in Gleichung (5.10) gegeben. Für ein Rechteckrohr mit den Seitenlängen a und b ist der molekulare Leitwert durch [22]:

$$L = \frac{a^2 b}{4l} F\left(\frac{a}{b}\right) \bar{v} \quad (5.11)$$

gegeben. Hierbei wird die Funktion $F(\chi)$ durch:

$$F(\chi) = \frac{1}{\chi} \ln\left(\chi + \sqrt{1 + \chi^2}\right) + \ln\left(\frac{1 + \sqrt{1 + \chi^2}}{\chi}\right) + \frac{1}{3\chi^2} \left[1 + \chi^3 - (1 + \chi^2)^{\frac{3}{2}}\right]$$

beschrieben. Andere Querschnitte für Rohre existieren in der Strahlführung nicht. Somit lässt sich aus diesen Informationen das Druckprofil bestimmen. Dies wurde mithilfe der Simulationssoftware CALCVAC [23] ausgeführt. Es ergibt sich der in Abb. 5.11 gezeigte Verlauf. Zur Orientierung wurden auch einige der in Kapitel 5.2.2 beschriebenen Elemente eingezeichnet. Der Enddruck, welcher selbst bei einem Startdruck von $3 \cdot 10^{-6}$ mbar noch am Spiegelwürfel herrscht, liegt im Bereich von $1,25 \cdot 10^{-10}$ mbar. Dies erfüllt die an die Strahlführung gestellten Bedingungen.

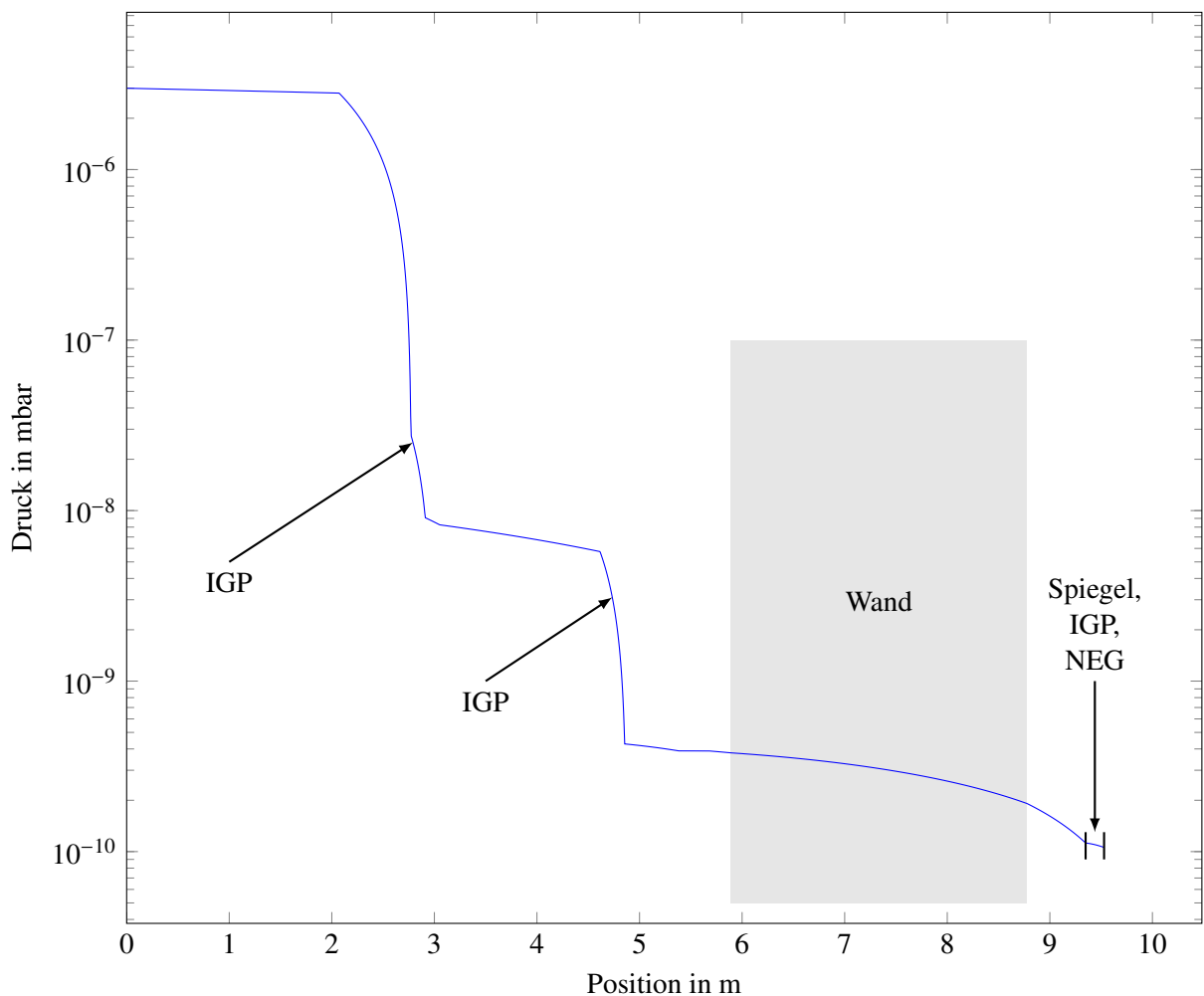


Abbildung 5.11: Druckprofil des geplanten Synchrotronlichtmonitors bei einem hohen Eingangsdruck von $3 \cdot 10^{-6}$ mbar. Dieser sollte auch während eines längeren Betriebes des Synchrotrons nicht überschritten werden. Am Spiegel liegt der Druck in einem Bereich von ca. $1,25 \cdot 10^{-10}$ mbar, was den Bereich, in welchem eine Schwärzung des Spiegels verhindert werden kann, trifft.

5.2.4 Die geplanten Diagnoseaufbauten

Der Diagnoseteil des Synchrotronlichtmonitors muss einige spezielle Anforderungen erfüllen. Einerseits, bedingt durch die sehr schnelle Rampgeschwindigkeit und die kurze Verweildauer des Elektronenstrahls im Synchrotron, müssen die Kameras, welche die Strahldynamik untersuchen, sehr große Bildwiederholraten im Bereich mehrerer 100 Bilder pro Sekunde haben. Andererseits müssen die Messinstrumente einen sehr großen dynamischen Bereich aufweisen, damit sie auch bei den geringen Anfangsenergien, und somit geringen Intensitäten, noch etwas messen. Denn wenn die Synchrotronstrahlung im Bereich von Strahlenergien unter 100 MeV betrachtet wird, so ist die Intensität dieser nicht mehr unabhängig von der Strahlenergie. Wird die Intensität der Synchrotronstrahlung für eine bestimmte Wellenlänge betrachtet, so zeigt sich, dass zur Messung bei niedrigen Strahlenergien vor allem große Wellenlängen in Frage kommen. In Abb. 5.12 ist eine solche Berechnung exemplarisch für drei Wellenlängen gezeigt. Aus der Abbildung lässt sich entnehmen, dass bei einer Wellenlänge von $5 \mu\text{m}$ die Detektionsgrenze einer Infrarotkamera, mit einer Lichtempfindlichkeit ähnlich der der zur Zeit einge-

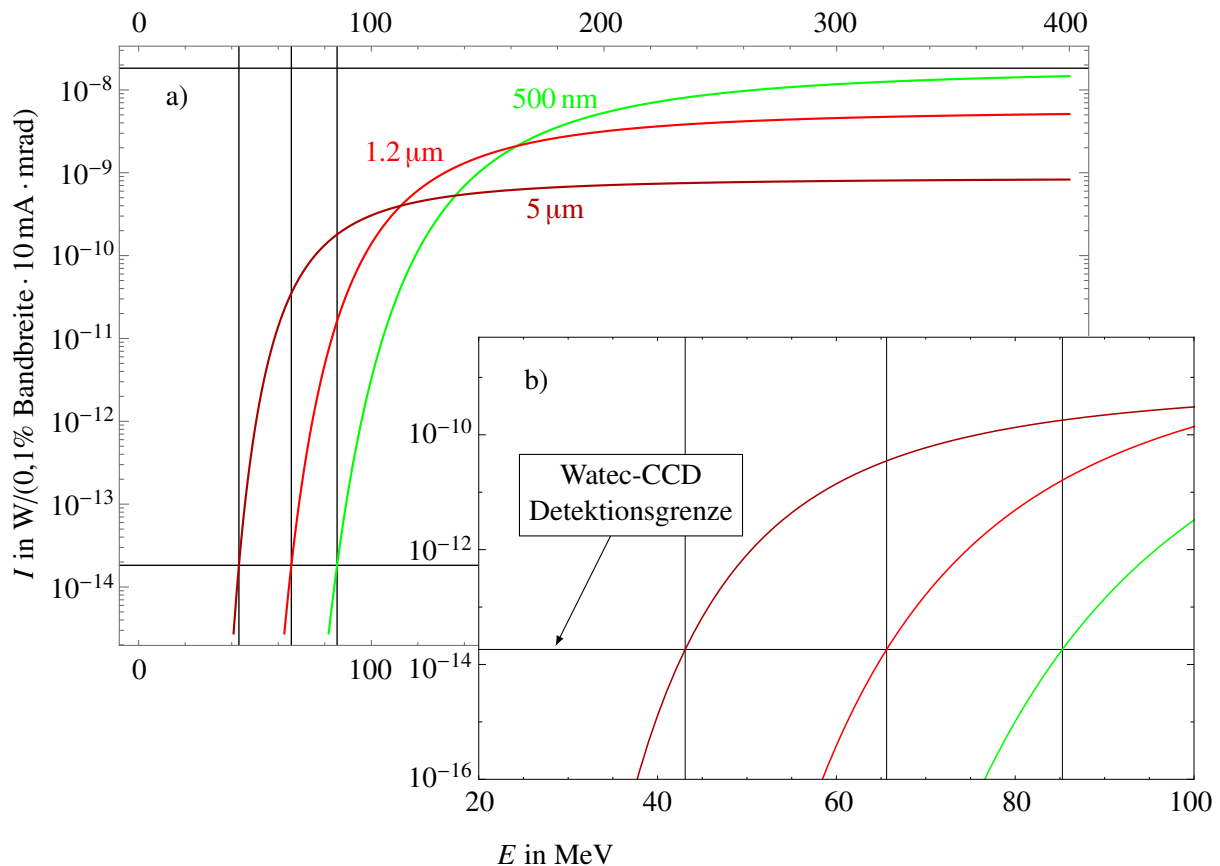


Abbildung 5.12: Die Änderung der Intensität des Synchrotronlichts während der Strahl beschleunigt wird, aufgetragen für verschiedene Wellenlängen. In a) ist der Bereich von 0 MeV bis 400 MeV gezeigt. In b) ist ein vergrößerter Ausschnitt der Darstellung für den Energiebereich von 20 MeV bis 100 MeV gezeigt.

setzten Kameras, bei etwa 45 MeV liegt, während bei einer Wellenlänge von 500 nm der Strahl erst bei etwa 85 MeV zu detektieren wäre. Diese sehr starke Energieabhängigkeit kommt dadurch zustande, dass die kritische Energie der Synchrotronstrahlung im Bereich der betrachteten Wellenlänge liegt und man sich somit im Bereich des Maximums des Strahlungsspektrums befindet (vergleiche Kapitel 2.2). Daher ist die gesamte Strahlführung darauf ausgelegt, dass auch eine Diagnose mit infrarotem Licht ermöglicht wird. Dies macht sich besonders bei der Größe des Primärspiegels, sowie bei der Wahl des Vakuumfensters bemerkbar. Der Spiegel muss groß sein, um ausreichend Intensität des Synchrotronlichts im Bereich der infraroten Wellenlängen zu reflektieren. Dies ist nötig, da das infrarote Synchrotronlicht unter einem größeren Winkel emittiert wird als das Synchrotronlicht bei sichtbaren Wellenlängen. Ein Vergleich macht dies deutlich: Wird der Emissionswinkel bei dem die Leistung auf $1/e$ der maximalen Leistung abgefallen ist, dass heißt der Bereich in dem der größte Teil der Leistung emittiert wird, für verschiedene Wellenlängen verglichen, so ergibt sich:

Wellenlänge in nm	Emissionswinkel in mrad
500	3
5000	6,5

Die Werte in der Tabelle wurden für eine Strahlenergie von 1,2 GeV berechnet und entsprechen somit den maximalen Emissionswinkeln. Es zeigt sich, dass der Emissionswinkel für Licht der Wellenlänge

5 μm etwa doppelt so groß ist wie der für 500 nm. Somit muss auch ein Spiegel die doppelte Größe besitzen.

Für die optische Diagnose sind zwei parallel betriebene Messeinrichtungen geplant. Der Aufbau dieser ist in Abb. 5.13 zu sehen. Die beiden Messaufbauten unterscheiden sich zunächst einmal grund-

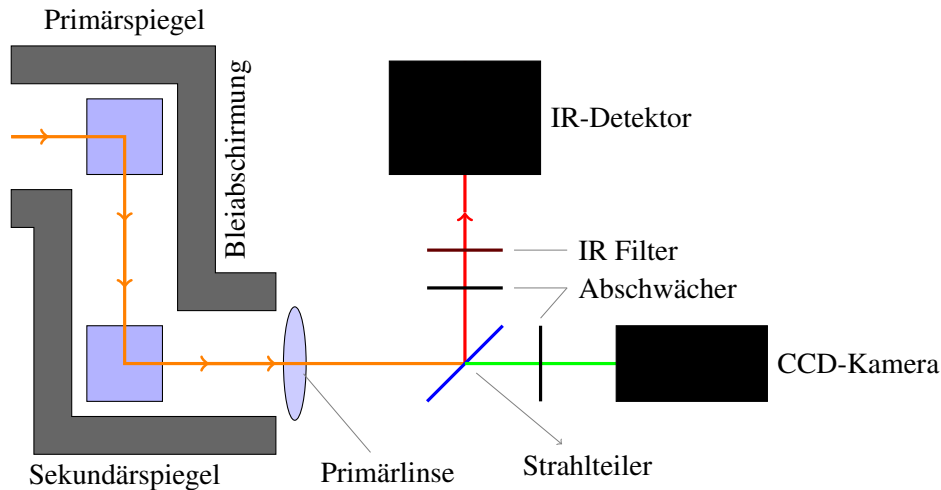


Abbildung 5.13: Schematische Darstellung des geplanten Diagnoseaufbaus. Das einfallende Synchrotronlicht (orange) passiert die Bleiabschirmung über zwei Spiegel und wird dann mittels der Primärlinse fokussiert. Danach trifft es auf einen Strahlteiler, welcher es in einen infraroten (IR) Strahl (rot) und einen sichtbaren Strahl (grün) teilt. Diese werden dann mittels unterschiedlicher Kameras untersucht.

gend durch die Verwendung unterschiedlicher Wellenlängenbereiche. Ein Messaufbau verwendet das infrarote Spektrum. Dieses eignet sich besonders gut für eine Untersuchung der dynamischen Prozesse des Strahls, da es Messungen während der gesamten Energierampe zulässt. Ein weiterer entscheidender Vorteil ist der geringere dynamische Bereich, der als Anforderung an ein solches Messsystem gestellt werden muss, da die maximale Intensität für infrarotes Licht geringer ist als für sichtbares. Somit wird die Sättigungsgrenze der Kamera erst später erreicht. Für solche Messungen können kommerzielle Wärmebildkameras mit einer hohen Bildwiederholrate genutzt werden. Ein Problem bei einer solchen Messung ist sicherlich, dass die Intensität über die Messung trotzdem sehr stark zunimmt und Kameras dadurch leicht in Sättigung geraten. Daher muss ein Abschwächer eingebaut werden, dessen Abschwächung sich im Bereich von 1 ms regeln lässt.

Der zweite Messaufbau nutzt den sichtbaren Teil des Synchrotronlichtes und dient der Analyse der Strahlposition, sowie der Bestimmung der Emittanz des Strahls. Hierzu kann eine der bereits erwähnten Watec-Kameras zum Einsatz kommen. Eine Bestimmung der Strahlposition kann sehr hilfreich sein, wenn versucht wird einen idealen Orbit durch das Synchrotron zu finden, sodass ein höherer Strahlstrom im Booster-Synchrotron beschleunigt und somit im Stretcherring schneller Strahlstrom akkumuliert werden kann. Um dies zu realisieren müssten auch Korrektoren am Synchrotron angebracht werden, welche die Strahlage korrigieren können.

5.3 Vorläufige Messungen

Um einen ersten Eindruck zu bekommen, welche Phänomene am Booster-Synchrotron zu erwarten sind, wurden erste Messungen mit einem temporären Synchrotronlichtmonitor gemacht. Auch wurde

das Injektionsverhalten des Booster-Synchrotrons in den Stretcherring untersucht. Diese Messungen zeigen vielversprechende Ergebnisse, welche nun vorgestellt und erläutert werden.

5.3.1 Messung am Booster-Synchrotron

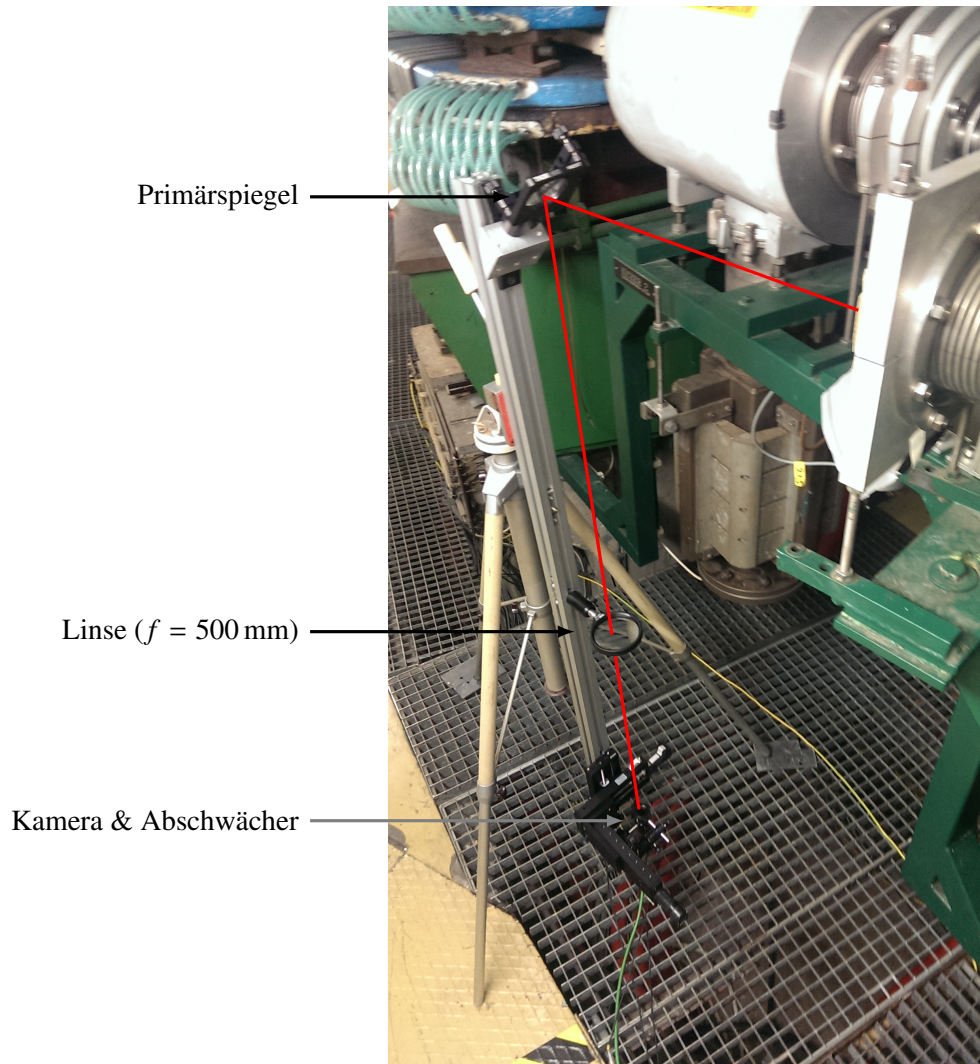


Abbildung 5.14: Aufbau des temporären Synchrotronlichtmonitors. Der Strahlweg ist in Rot eingezeichnet. Die wichtigsten Komponenten sind benannt.

Für eine erste Messung mit Synchrotronlicht am Booster-Synchrotron wurde am Ort des zukünftigen Synchrotronlichtmonitors ein temporärer Synchrotronlichtmonitor aufgebaut. Der Aufbau ist in Abb. 5.14 gezeigt. Dort ist auch der Strahlgang des Synchrotronlichts eingezeichnet. Das Synchrotronlicht wird aus dem tangentialen Abzweig durch ein Vakuumfenster ausgekoppelt und trifft dann auf den Primärspiegel. Dieses Vakuumfenster schwärzt sich jedoch mit der Zeit durch Oberflächen-Crack-Reaktionen [14]. Daher ist nur eine kurze Einsatzdauer dieses Monitors vorgesehen. Nachdem der Spiegel getroffen wird, trifft der Strahl auf die Primärlinse mit einer Brennweite von $f = 500$ mm und einer Kamera, welche sich im Fokus der Linse befindet. Um diese Fokussierung zu gewährleisten wurde die Kamera auf drei

elektrisch verfahrbaren Positioniertischen befestigt, welche eine Justage der Kameraposition in allen 3-Raumrichtungen erlauben. Um den Primärspiegel vor dem auskoppelnden Fenster positionieren zu können ist der gesamte Synchrotronlichtmonitor an einem Stativ befestigt. Da die Kamera durch die Intensität des Synchrotronlichtes in Sättigung geraten würde, ist vor dieser ein Abschwächer eingebaut. Die Kamera befindet sich in einem Abstand von $b = 580$ mm zur Primärlinse. Damit ergibt sich aus der Abbildungsgleichung:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b}, \quad (5.12)$$

wobei g die Gegenstands- und b die Bildweite bezeichnet, die Gleichung für die Vergrößerung M des Bildes:

$$M = \frac{b}{g} = \frac{f - b}{f}. \quad (5.13)$$

Es ergibt sich eine Vergrößerung der Abbildung des Synchrotronlichtmonitors von $M = -0,16$. Dies bedeutet, dass der Gegenstand um 180° gedreht und verkleinert auf der Kamera abgebildet wird. Als Kamera wurde eine Watec-CCD-Kamera¹⁴ benutzt. Mit diesem Aufbau sollte die Emittanz des Strahls im Synchrotron bestimmt werden. Hierzu wurde an die in Abb 5.15 gezeigte Aufnahme eine Gaußfunktion angepasst. Diese Anpassung erfolgt automatisiert und ergibt:



Abbildung 5.15: Emittanzbestimmung am Booster-Synchrotron. Der rosafarbene Kasten bestimmt den Bereich in dem eine Gaußfunktion an die Intensitätsverteilung angepasst wurde. Zur Bestimmung dieser werden die Pixel der Kamera vertikal bzw. horizontal aufsummiert.

¹⁴ Typ: WAT 502B

Ebene	Breite σ in mm
Horizontal	$2,79 \pm 0,15$
Vertikal	$1,45 \pm 0,09$

Aus diesen Werten kann mithilfe von Gleichung (3.12) die horizontale Emittanz über:

$$\varepsilon_x = \frac{\sigma_x^2 - \left(D_x \frac{\Delta p}{p}\right)^2}{\beta_x} \quad (5.14)$$

bestimmt werden. Für die vertikale Emittanz gilt dieselbe Gleichung, jedoch vereinfacht sie sich zu:

$$\varepsilon_z = \frac{\sigma_z^2}{\beta_z}, \quad (5.15)$$

da der Strahl in der vertikalen Ebene nahezu dispersionsfrei ist.

Um diese Gleichung lösen zu können werden also noch die Parameter β_x , β_z , D_x und $\Delta p/p$ benötigt. Die ersten drei Parameter können durch eine Simulation bestimmt werden. Diese wurde mit den Programmen ELEGANT [24] und MADX [25] durchgeführt und ergibt folgende Werte:

Simulation	β_x in m	β_z in m	D_x in m
Elegant	4,7114	4,7114	1,1980
MADX	4,7104	4,7111	1,1948
Mittel	4,7109	4,7112	1,1964

Beim Vergleich der Werte zeigt sich, dass die Simulationsergebnisse von ELEGANT und MAD-X in der 3. oder 4. Nachkommastelle voneinander abweichen. Auch der Mittelwert aus beiden Simulationen wurde berechnet und soll im Folgenden genutzt werden. Als letzter Parameter muss noch die Impulsunschärfe $\Delta p/p$ des Booster-Synchrotrons bestimmt werden. Um diese zu bestimmen, wird zunächst die Impulsunschärfe während der Injektion betrachtet. Diese beträgt $(\Delta p/p)_{inj} = 0,5\%$ [13]. Diese wird im Booster-Synchrotron während der Energierampe adiabatisch gedämpft. Für die adiabatische Dämpfung der Impulsunschärfe gilt [26]:

$$\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{\frac{\gamma_{inj}}{\gamma}} \left(\frac{\Delta p}{p} \right)_{inj}. \quad (5.16)$$

Daraus ergibt sich eine Impulsunschärfe bei der Extraktion von 0,01%. Nachdem nun alle Parameter bekannt sind lassen sich die Emittanzen bestimmen. Es ergeben sich folgende Werte:

Ebene	Emittanz in mm mrad
Horizontal	1650 ± 170
Vertikal	446 ± 55

Der Wert für die horizontale Emittanz stimmt mit der im Stretcherring, kurz nach der Injektion bestimmten Emittanz [8] überein, während der Wert für die vertikale Emittanz wesentlich größer ist. Dies könnte unter anderem an einer Verschiebung der vertikalen Strahllage während der Messung liegen, da die eingesetzte Kamere über zwei Zyklen des Booster-Synchrotrons integriert

5.3.2 Messung der Injektion in den Stretcherring

Am Stretcherring gibt es neben dem Synchrotronlichtmonitor am M28 einen weiteren Synchrotronlichtmonitor. Dieser befindet sich am Dipolmagneten M7 und nutzt das Synchrotronlicht, welches aus dem

Beschleunigertunnel durch eine Vakuumstrahlführung in ein Labor geführt wird. Dort wird es einer Streak-Kamera zur Verfügung gestellt, welche Untersuchungen im Nanosekundenbereich erlaubt. Eine Beschreibung des Synchrotronlichtmonitors und des Messaufbaus finden sich in [7] und [27]. Mit der Streakkamera ist es möglich den vom Booster-Synchrotron in den Stretcherring injizierten Strahl näher zu untersuchen. Um aus diesen Untersuchungen Rückschlüsse auf das Booster-Synchrotron und den Transferkanal zwischen Synchrotron und Stretcherring ziehen zu können, wurde der Strahl nur in den ersten Umläufen im Stretcherring untersucht. Solch eine Messung ist in Abb. 5.16 gezeigt.

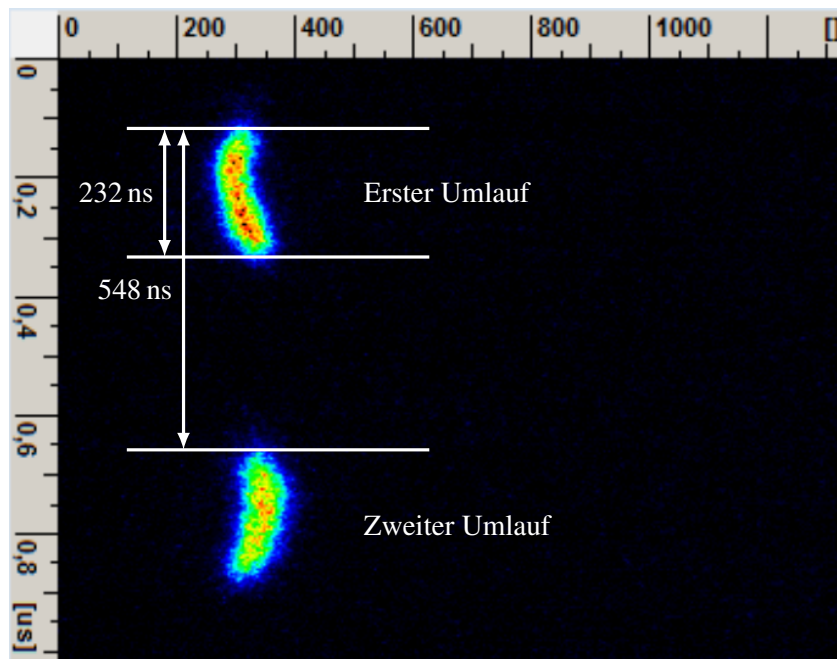


Abbildung 5.16: Messung des horizontalen Strahlprofils während den ersten zwei Umläufen nach der Injektion in den Stretcherring. Die Lücke in der Füllstruktur des Beschleunigers kommt durch die Umfangsdifferenz von Booster-Synchrotron und Stretcherring zustande.

An dieser Messung lassen sich mehrere Effekte sehen. Zunächst fällt die Krümmung des Bunchtrains¹⁵ auf. Diese kommt vermutlich durch eine Überlagerung mehrerer Effekte im Extraktions- und Injektionsprozess zustande. So wird die Krümmung voraussichtlich mit der endlichen Anstiegszeit des Extraktionskickers in Zusammenhang stehen. Auch zeigt sich das der Bunchtrain während des zweiten Umlaufs an eine Apertur gestoßen sein muss, da er im hinteren Bereich deutlich an Intensität verloren hat. Ein genaueres Studium solcher Effekte wird durch eine gleichzeitige Messung am Booster-Synchrotron und am Stretcherring möglich werden, wenn der Synchrotronlichtmonitor am Booster-Synchrotron fertiggestellt wurde.

Somit könnte die Injektionseffizienz vom Booster-Synchrotron in den Stretcherring gesteigert werden.

¹⁵ Als Bunchtrain wird der Strahl bezeichnet, da dieser aus Elektronenpaketen (Bunchen) besteht.

Zusammenfassung und Ausblick

Es ist gelungen eine Strahlstrommessung für Strahlströme im Bereich einiger Nanoampere an ELSA in Betrieb zu nehmen. Diese Strahlstrommessung wird im regulären Betrieb genutzt und funktioniert zuverlässig. Auch wurden Abschaltsschwellen über die Strahlstrommessung eingerichtet, um bei Detektortest die Detektoren vor zu hohen Strahlströmen zu schützen.

Eine Kalibration der Strahlstrommessung konnte nur unzureichend durchgeführt werden. Daher ist es nötig zunächst die Position der Einkopplung zu korrigieren und dann erneut die Abhängigkeiten von der Strahllage zu vermessen. Ist der Fehler, welcher durch eine Strahllageverschiebung im Betrieb entsteht, nur im Bereich einiger Prozent, so kann eine Kalibration durchgeführt werden und diese auf spätere Messungen angewendet werden. Ansonsten muss die Strahllage während des Betriebs mitgemessen werden und eine zusätzliche Korrektur des ermittelten Strahlstromes durchgeführt werden. Eine solche Messung der Strahllage kann bei Strahlströmen von einigen Nanoampere mithilfe der CCD-Kamera am Synchrotronlichtmonitor durchgeführt werden. Für die Korrektur müssten Kalibrationskurven aufgenommen werden, welche die Strahllage auf der CCD mit der gemessenen Intensität bei gleichbleibendem Strahlstrom, in Verbindung setzen.

Die DAC-Zählelektronik ist aufgebaut und in Betrieb. Jedoch fehlt die Anbindung an das Kontrollsystem. Diese sollte über eine Ethernetanbindung erfolgen. Hierzu müsste entweder ein Ethernet-Controller eingesetzt werden, welcher direkt mit dem Microcontroller kommuniziert oder ein Micro-Computer, welcher mit dem Kontrollsystem kommuniziert und dann über eine RS-232 Schnittstelle an den Microcontroller angeschlossen wird.

Ebenso sollte ein Umschalter installiert werden, welcher, je nach Betriebsmodus der Beschleunigeranlage, entweder das Signal des Strahlstromtransformators oder das der DAC-Karte auf das Oszilloskop im Kontrollraum legt.

Die Planung der Strahlführung des Synchrotronlichtmonitors ist weitestgehend abgeschlossen. Erste Komponenten sind gefertigt und können montiert werden. Andere befinden sich in der Fertigung oder wurden bestellt. Mit dem Aufbau der Unterkonstruktion des Synchrotronlichtmonitors wurde begonnen. Ebenso wurden erste vorläufige Messungen durchgeführt, welche zeigen, dass sich nach der Fertigstellung des Synchrotronlichtmonitors die Injektion in den Stretcherring im Hochstrombetrieb verbessern lassen kann. Außerdem könnte die Strahldynamik während der sehr schnellen Energierampe untersucht werden.

Literatur

- [1] N. Heurich, Dissertation in Vorbereitung.
- [2] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3. Aufl., John Wiley & Sons, Inc., 1998.
- [3] S. Y. Lee, *Accelerator Physics*, 2. Aufl., World Scientific, 2004.
- [4] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, 2. Aufl., Teubner Studienbücher, 1996.
- [5] Bergoz, *Parametric Current Transformer 'BONN'*, Instruction Manual, 1989.
- [6] U. Bonin, „Ein Synchrotronlichtmonitor für die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA“, Diplomarbeit: Universität Bonn, 1995.
- [7] S. Zander, „Strahldiagnose mit Synchrotronlichtmonitoren an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA“, Diplomarbeit: Universität Bonn, 2008.
- [8] S. Zander, „Optische Strahldiagnose an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA“, Diss.: Universität Bonn, 2013.
- [9] T. Schiffer, „Aufbau einer Glasfasereinkopplung zur optischen zeitaufgelösten Strahldiagnose an ELSA“, Bachelorarbeit: Universität Bonn, 2012.
- [10] Photonis, Datenblatt zu Photonis XP2262.
- [11] J. Keil, „Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA“, Diss.: Universität Bonn, 2000.
- [12] J.-P. Thiry, Mündliche Mitteilungen, 2014.
- [13] K. H. Althoff u. a., „The 2.5 GeV Electron Synchrotron of the University of Bonn“, *Nuclear Instruments and Methods* 61 (1968) 1–30.
- [14] K. Soller, „Kohlenstoffkontamination der Oberflächen optischer Elemente im Synchrotronlicht“, Diplomarbeit: Universität Hamburg, 1982.
- [15] Pfeiffer Vacuum GmbH, Hrsg., *The Vacuum Technology Book Volume II*, 1. Aufl., Pfeiffer Vacuum GmbH, 2013.
- [16] Layertec, URL: <https://www.layertec.de/de/capabilities/coatings/metallic>.
- [17] J. Reprich, H. Nielsen und W. v. Zwehl, *Aluminium Taschenbuch*, 12. Aufl., AluminiumVerlag, 1963.
- [18] Vacom, Produktkatalog.

- [19] FLUKA, URL: www.fluka.org.
- [20] Zur Verfügung gestellt von Nikolas Heurich.
- [21] C. Edelmann, *Vakuumphysik und -technik*, 1. Aufl., Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., 1978.
- [22] L. Holland, W. Steckelmacher und J. Yarwood, *Vacuum Manual*, 1. Aufl., E. & F.N.Spon Ltd., 1974.
- [23] M. Hoffmann, *CALCVAC/VACLIN V.2.00 Benutzerhandbuch*, 2011, URL: <https://xfel-wiki.desy.de/images/2/2b/Calcvac-manual.pdf>.
- [24] M. Borland, *elegant: A Flexible SDDS-Compliant Code for Accelerator Simulation*, 2000.
- [25] MAD-X, URL: <http://mad.web.cern.ch/mad/>.
- [26] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics*, 3. Aufl., Springer, 2007.
- [27] M. T. Switka, „Optical Beam Diagnosis at ELSA Based on a Streak Camera System with Picosecond Temporal Resolution“, Masterarbeit: Universität Bonn, 2013.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersichtsplan der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA	3
2.1	Abstrahlcharakteristik des Synchrotronlichtes bei $\beta = 0,01$. Diese ähnelt dem Hertz'schen Dipol.	7
2.2	Verhalten des Vektors $\vec{\beta}$ unter einer Lorentztransformation mit $\beta = 0,9$	8
2.3	Abstrahlcharakteristik des Synchrotronlichtes bei $\beta = 0,9$	9
2.4	Beobachtung von Synchrotronstrahlung. Ein am Punkt B befindlicher Beobachter sieht die Synchrotronstrahlung über einen gewissen Zeitraum Δt	9
2.5	Änderung des Öffnungswinkels der Synchrotronstrahlung bei einer Wellenlänge von $5 \mu\text{m}$ und einem Strahlstrom von 10mA für Strahlenergien von 0 bis 1200MeV . Der Öffnungswinkel nähert sich asymptotisch einem Maximum an, welches bei $1,2 \text{GeV}$ schon näherungsweise erreicht ist.	10
2.6	Spektrum der Synchrotronstrahlung bei einem Strahlstrom von 20mA für verschiedene Energien am ELSA-Stretcherring. Das Spektrum des sichtbaren Lichts ist eingezeichnet.	11
2.7	Spektrum der Synchrotronstrahlung bei einer Energie von $1,2 \text{GeV}$ für verschiedene Ströme am ELSA-Stretcherring. Das Spektrum des sichtbaren Lichts ist eingezeichnet.	12
3.1	Emittanzellipse im Phasenraum und ihr Bezug zu den Größen α, β und γ	15
4.1	Optischer Aufbau des Synchrotronlichtmonitors am M28. Der Strahlverlauf zur Glasfaser ist rot eingezeichnet, der zur Kamera grün. Die Glasfaser ist in orange in Hintergrund zu erkennen.	18
4.2	Anzahl der in einem Wellenlängenintervall von $300\text{-}600 \text{nm}$ abgestrahlten Photonen am Synchrotronlichtmonitor.	22
4.3	Aufbau des Photomultipliers im Labor. Die Glasfaser wird rechts eingekoppelt.	23
4.4	Signalverarbeitung des Photomultiplier Signals.	24
4.5	Blockdiagramm zum Aufbau der Zählerelektronik.	24
4.6	Theoretischer Zyklus im Nachbeschleunigermodus.	25
4.7	Erste Messungen mit der Zählerkarte im Niedrigstrombetrieb. Die gelbe Kurve zeigt das durch die Zählerkarte digitalisierte Signal des Photomultipliers. Die grüne zeigt den Strom in den Luftquadrupolen, welche die Extraktion des Strahls steuern. Die Phasen eines Zyklus sind eingezeichnet.	26

4.8	Untersuchung der Linearität der Strahlstrommessung mit dem Photomultiplier bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV. Die Fehlerbalken wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet. Es wurden zwei Geraden an die Messwerte angepasst. Eine Gerade an die Daten vor der Änderung der Beschleunigereinstellung und eine an die Daten nach der Änderung (Abschwächung=10000, HV=2300 V, Diskriminatorschwelle=320 mV).	27
4.9	Messung der Abhängigkeit der Strahlstrommessung vom horizontalen Orbit bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV. Die Fehlerbalken wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet (Abschwächung=10000, HV=2300 V, Diskriminatorschwelle=320 mV).	29
4.10	Messung der Abhängigkeit der Strahlstrommessung vom vertikalen Orbit bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV. Die Fehlerbalken wurden aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet (Abschwächung=10000, HV=2300 V, Diskriminatorschwelle=320 mV).	30
4.11	Schematische Darstellung des Strahlabbildes am M28. Eine Verschiebung der Einkopplung in x -Richtung (grüner Pfeil) erzeugt eine scheinbare Abweichung der Intensität in z -Richtung (roter Pfeil).	31
5.1	Das Synchrotrons bevor die Betonabschirmung vollständig geschlossen wurde.[13]	34
5.2	Zeitlicher Verlauf des Magnetfeldes in den Synchrotronmagneten. Eingezeichnet ist auch der Injektionszeitpunkt und der Extraktionszeitpunkt.	36
5.3	Schematischer Aufbau eines Synchrotronlichtmonitors. Das Synchrotronlicht ist in Orange dargestellt.	37
5.4	3D-Model des geplanten Synchrotronlichtmonitors.	38
5.5	Schnitt durch die Frontalsektion. Der Strahl propagiert von rechts nach links.	39
5.6	Das Zielkreuz zur Justage optischer Komponenten. Strahlpropagation von rechts nach links.	40
5.7	Detailbild des Zielkreuzes. Die Glasfasern und das Vakuumfenster zur Beleuchtung dieser sind eingezeichnet.	41
5.8	Reflexionskurven verschiedener Metalle.[16]	43
5.9	Simulation des Photonenflusses im Bereich des Spiegels. Die Bleiabschirmungen sind im vorderen Bereich 20 cm und an den Seiten 10 cm dick. Die Abschirmung der Photonen ist ersichtlich [20].	44
5.10	Schematischer Aufbau einer differentiellen Pumpstrecke. Der Druckunterschied $p_2 < p_1$ bleibt durch dauerhaftes Pumpen erhalten. Da über eine lange Strecke mit einem geringen Querschnitt der Leitwert sehr niedrig ist strömt nur wenig Gas nach.	45
5.11	Druckprofil des geplanten Synchrotronlichtmonitors bei einem hohen Eingangsdruck von $3 \cdot 10^{-6}$ mbar. Dieser sollte auch während eines längeren Betriebes des Synchrotrons nicht überschritten werden. Am Spiegel liegt der Druck in einem Bereich von ca. $1,25 \cdot 10^{-10}$ mbar, was den Bereich, in welchem eine Schwärzung des Spiegels verhindert werden kann, trifft.	46
5.12	Die Änderung der Intensität des Synchrotronlichts während der Strahl beschleunigt wird, aufgetragen für verschiedene Wellenlängen. In a) ist der Bereich von 0 MeV bis 400 MeV gezeigt. In b) ist ein vergrößerter Ausschnitt der Darstellung für den Energiebereich von 20 MeV bis 100 MeV gezeigt.	47
5.13	Schematische Darstellung des geplanten Diagnoseaufbaus. Das einfallende Synchrotronlicht (orange) passiert die Bleiabschirmung über zwei Spiegel und wird dann mittels der Primärlinse fokussiert. Danach trifft es auf einen Strahlteiler, welcher es in einen infraroten (IR) Strahl (rot) und einen sichtbaren Strahl (grün) teilt. Diese werden dann mittels unterschiedlicher Kameras untersucht.	48

5.14	Aufbau des temporären Synchrotronlichtmonitors. Der Strahlweg ist in Rot eingezeichnet. Die wichtigsten Komponenten sind benannt.	49
5.15	Emittanzbestimmung am Booster-Synchrotron. Der rosafarbene Kasten bestimmt den Bereich in dem eine Gaußfunktion an die Intensitätsverteilung angepasst wurde. Zur Bestimmung dieser werden die Pixel der Kamera vertikal bzw. horizontal aufsummiert.	50
5.16	Messung des horizontalen Strahlprofils während den ersten zwei Umläufen nach der Injektion in den Stretcherring. Die Lücke in der Füllstruktur des Beschleunigers kommt durch die Umfangsdifferenz von Booster-Synchrotron und Stretcherring zustande. . . .	52

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Herrn PD Dr. Wolfgang Hillert für die Vergabe des interessanten Themas bedanken.

Ich möchte mich bei Frau Prof. Dr. Ulrike Thoma für das Koreferat bedanken.

Auch bedanke ich mich bei der gesamten ELSA-Arbeitsgruppe für die gute Zusammenarbeit, die freundliche Arbeitsatmosphäre und den vielen Spaß den wir, nicht nur in der Uni, hatten. Ich möchte vorallem Thomas Perlitius, Dennis Proft, Manuel Schedler, Jan Schmidt, Michael Switka und Jens-Peter Thiry für das Korrekturlesen der Arbeit danken. Ein besonderer Dank gilt den Bürokollegen Oliver Bold, Florian Hinterkeuser, Rebecca Koop, Michael Switka und Sven Zander für die vielen konstruktiven, hilfreichen und oft erheiternden Bürogespräche.

Nikolas Heurich möchte ich besonders für die Unterstützung bei den Vakuum- und Strahlenschutzsimulationen danken.

Ganz besonders danken möchte ich auch Philipp Hänisch für die große Hilfe beim Planen der Strahlführung.

Ebenso möchte ich mich bei allen Technikern der Arbeitsgruppe für die Unterstützung bei der technischen Umsetzung bedanken.

Ein besonderer Dank gilt natürlich meinen Eltern für die viele Unterstützung und die Kraft die sie mir über die Jahre gegeben haben. Ohne die das Physikstudium sicher nicht möglich gewesen wäre.

Ich möchte mich auch bei allen nicht genannten Personen bedanken die mir während des Studiums und während dieser Arbeit zur Seite standen.