

Aufbau einer Glasfasereinkopplung zur zeitaufgelösten optischen Strahldiagnose an ELSA

Tobias Schiffer

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

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

September 2012

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

Referent: PD Dr. Wolfgang Hillert
Koreferentin: PD Dr. Elisabeth Soergel

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Synchrotronstrahlung	3
3	Optik	7
4	Aufbau einer Glasfasereinkoppelung	11
4.1	Konfektionierung von Glasfasern	11
4.2	Synchrotronlichtmonitor am Dipol M28	12
4.3	Aufbau eines fernsteuerbaren Einkoppeltisches	12
4.4	Ansteuerung der Schrittmotoren	13
5	Messungen	17
5.1	Kalibrierung der Photodiode	17
5.2	Messung eines Zyklus	18
5.3	Messung im Synchrotronlicht Modus	20
6	Ausblick und Fazit	23
6.1	Ausblick	23
6.1.1	Bunchlängenmessung	23
6.1.2	Gleichzeitige transversale und longitudinale Strahldiagnose	23
6.2	Fazit	23
	Literatur	25
	Abbildungsverzeichnis	27
	Danksagung	29

Kapitel 1

Einleitung

Die Universität Bonn betreibt mit der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA einen Teilchenbeschleuniger welcher für Experimente der Hadronenphysik genutzt wird. Die heutige Anlage besteht aus 2 Linearbeschleunigern LINAC 1 und LINAC 2, einem Boostersynchrotron und dem Stretcherring. Der Linearbeschleuniger LINAC 2 wird über eine Elektronenquelle mit thermische Elektronen oder über eine Quelle polarisierter Elektronen versorgt, und beschleunigt diese auf eine Energie von 26 MeV. Der Linearbeschleuniger LINAC 1 beschleunigt thermische Elektronen auf eine Energie von 20 MeV und wurde im Hinblick auf einen Singlebunchbetrieb konzipiert. Von diesen Linearbeschleunigern aus werden die Elektronen zunächst in das Boostersynchrotron überführt und dort auf eine Energie von 1,2 GeV beschleunigt. Dann werden sie in den Stretcherring injiziert und dort auf die gewünschte Endenergie von 1,6 GeV bis 3,2 GeV beschleunigt. Nun können die Elektronen zu einem der beiden Experimentierplätze über mehrere Sekunden mit konstantem Strom extrahiert werden oder im Stretcherring gespeichert werden. Der Gesamtaufbau der Beschleunigeranlage ist in Abb. 1.1 zu sehen.

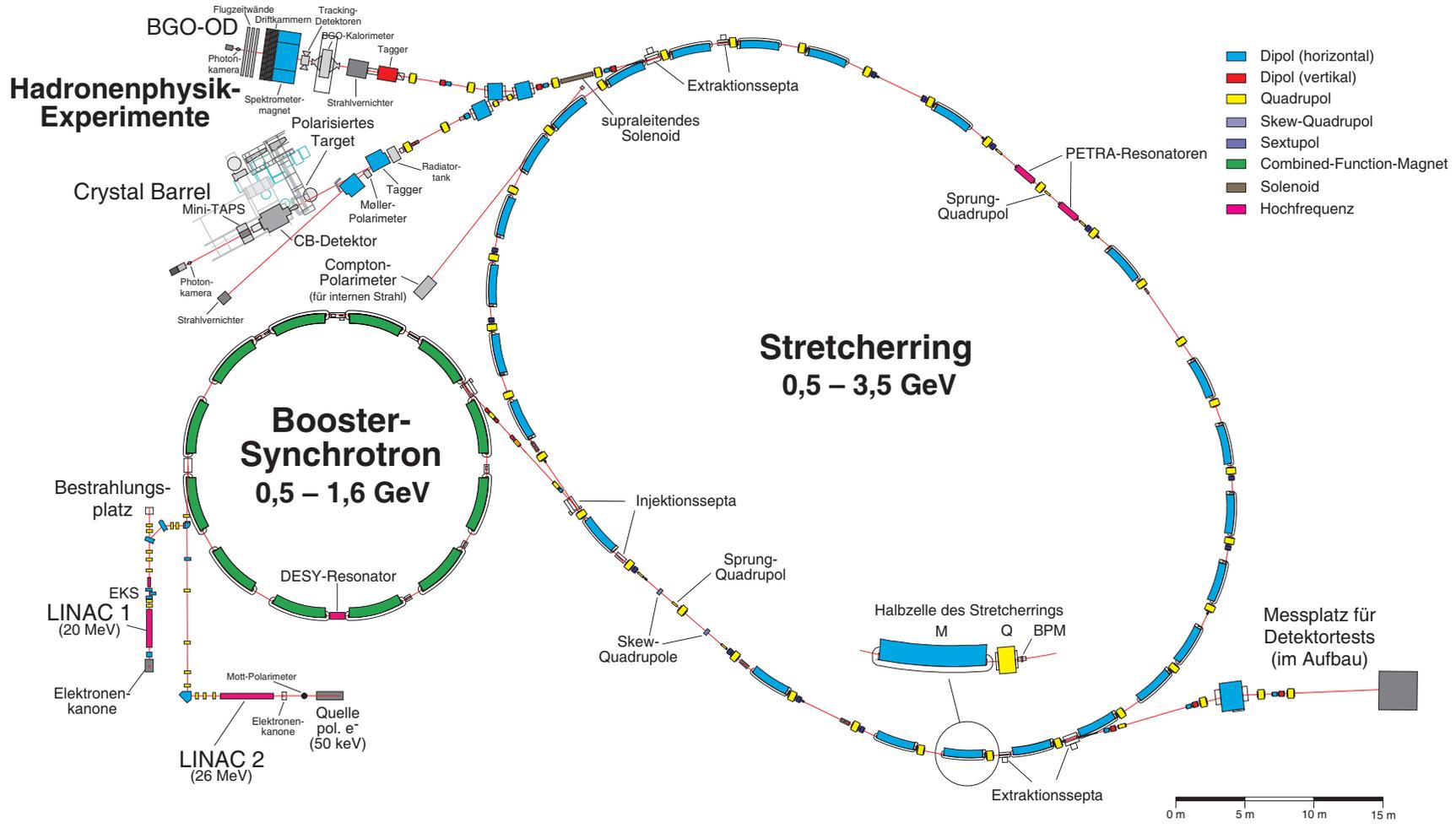
Um eine optimale Strahlqualität zu erreichen, müssen die Strahlparameter möglichst genau bekannt sein. Es ist also wichtig eine vielseitige Strahldiagnose zur Verfügung zu haben. Hierzu kann Synchrotronlicht ein probates Mittel sein, da Messungen den Strahl nicht beeinflussen und somit kontinuierlich Auskunft über Strahlparameter und deren Veränderung geben können. Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau einer Glasfasereinkopplung zur zeitaufgelösten Strahldiagnose mittels Synchrotronlicht. Hierzu soll das Synchrotronlicht aus dem Beschleuniger, in eine Glasfaser eingekoppelt werden und in einem Labor zur Verfügung stehen.

Somit können auch Messaufbauten gegebenenfalls während des Betriebes geändert werden und es können strahlungsanfällige Diagnoseelemente genutzt werden.

In den Kapiteln 2 und 3 soll zunächst ein Überblick über die Eigenschaften der Synchrotronstrahlung und insbesondere des sichtbaren Anteils, sowie eine kurze Einführung in die Optik der Glasfaser und der für die Einkopplung nötigen Komponenten gegeben werden.

In Kapitel 4 wird die Konfektionierung der Glasfaser sowie der Aufbau der Einkoppelanlage beschrieben. Diese wurde so gebaut, dass das Synchrotronlicht ferngesteuert in eine Glasfaser eingekoppelt werden kann. Desweiteren wurde darauf geachtet, dass der bereits bestehende Synchrotronlichtmonitor am Einkoppelort in seiner Funktion bestehen bleibt.

In Kapitel 5 werden die erfolgten Messungen vorgestellt und diskutiert.



- Dipol (horizontal)
- Dipol (vertikal)
- Quadrupol
- Skew-Quadrupol
- Sextupol
- Combined-Function-Magnet
- Solenoid
- Hochfrequenz

Abbildung 1.1: Lageplan der ELSA-Beschleunigeranlage

Kapitel 2

Synchrotronstrahlung

Als Synchrotronstrahlung wird jene Strahlung bezeichnet, welche bei der Beschleunigung von geladenen relativistischen Teilchen entsteht. Diese Strahlung entsteht somit sowohl in Linearbeschleunigern als auch in Kreisbeschleunigern. Allerdings ist sie in Linearbeschleunigern um ein vielfaches schwächer als in Kreisbeschleunigern und kann dort vernachlässigt werden. Im Folgenden soll auch hier nur auf die Synchrotronstrahlung von Kreisbeschleunigern eingegangen werden.

Für die Beschleunigung eines geladenen Teilchens der Ladung e berechnete Larmor (vgl.[1]), dass die gesamte abgestrahlte Leistung durch

$$P_L = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 m_0^2 c^3} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (2.1)$$

gegeben ist. Wenn ein geladenes Teilchen durch ein homogenes Magnetfeld auf eine Kreisbahn gezwungen wird, so wirkt eine Kraft und somit auch eine Beschleunigung zum Kreismittelpunkt hin. Die Beschleunigung steht also senkrecht zur Bewegungsrichtung. Aufgrund der relativistischen Geschwindigkeiten von Teilchen in Beschleunigern muss auf die klassische Gleichung eine Lorentz-Transformation angewendet werden. Aus diesen Überlegungen folgt somit für die abgestrahlte Leistung:

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

Es lässt sich hieran sehen, dass die Synchrotronstrahlung nur für Teilchen mit geringer Ruhemasse m_0 , wie etwa Elektronen eine Rolle spielt, da die Leistung proportional zum Reziproken der vierten Potenz der Ruhemasse m_0 ist.

Die Winkelverteilung dieser Strahlung lässt sich durch eine Transformation des Ruhesystems des Elektrons in das Laborsystem herleiten. Da im Ruhesystem des Elektrons dieses nur in eine Richtung beschleunigt wird, gleicht die Abstrahlcharakteristik der des Hertz'schen Dipols. Wird dies nun mittels Lorentz-Transformation in das Laborsystem überführt, ergibt sich eine Abstrahlcharakteristik wie in Abb. 2.1 gezeigt, mit dem Öffnungswinkel θ in Bewegungsrichtung:

$$\tan(\theta) = \frac{1}{\beta\gamma}, \quad (2.3)$$

wobei $\beta = \frac{v}{c}$ und $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ sind.

Der Winkel θ ist für hohe Energien, wie sie typischerweise in Beschleunigeranlagen auftreten sehr klein. Daher lässt sich obige Gleichung gut mit

$$\theta = \frac{1}{\beta\gamma} \approx \frac{1}{\gamma} \quad (2.4)$$

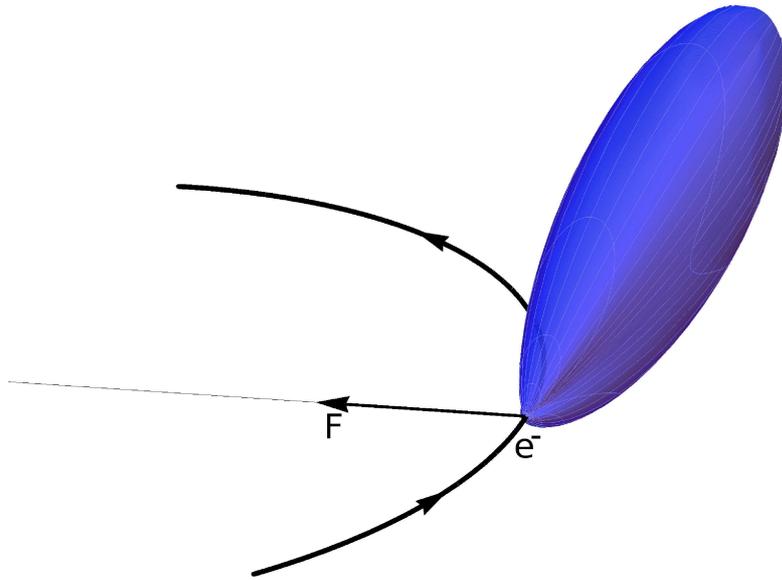


Abbildung 2.1: Abstrahlcharakteristik eines hochrelativistischen Elektrons in einem Kreisbeschleuniger

nähern. Dies ist der mittlere Öffnungswinkel. Wird der Öffnungswinkel für das sichtbare Licht betrachtet, so ist dieser größer. Dieser kleine Öffnungswinkel sorgt bei den an ELSA genutzten Energiebereich für eine sehr geringe Divergenz des Synchrotronlichts.

Betrachtet man nun die Abhängigkeit der Leistung des Synchrotronlichtes von der Energie der Photonen, so ergibt sich das Spektrum der Synchrotronstrahlung. Eine vollständige Abhandlung dieser Phänomene ist in [1] zu finden. Maßgeblich wird das Spektrum durch die Zeit bestimmt, in der das Elektron unter dem gegebenen Winkel $\theta = \pm \frac{1}{\gamma}$ in den Sichtbereich des Beobachters emittiert wird. Diese ist in guter Näherung gegeben durch (vgl. [2]):

$$\Delta t \approx \frac{2R}{c} \left(\frac{1}{\beta\gamma} - \frac{1}{\gamma} + \frac{1}{6\gamma^3} \right) \approx \frac{4R}{3c\gamma^3}. \quad (2.5)$$

Ein solcher Puls erzeugt ein Spektrum mit einer typischen Frequenz von:

$$\omega_{\text{typ}} = \frac{2\pi}{\Delta t} = \frac{3\pi c\gamma^3}{2R}. \quad (2.6)$$

Aus der typischen Frequenz lässt sich nun aber auch die kritische Frequenz ω_c bestimmen, welche das Spektrum energetisch halbiert. Sie ist definiert über

$$\omega_c = \frac{\omega_{\text{typ}}}{\pi} = \frac{3c\gamma^3}{2R}. \quad (2.7)$$

Somit ergeben sich für die typischen Energien am Beschleuniger ELSA:

Energie in GeV	γ	ω_c in Hz
1,6	3131	$1,25 \cdot 10^{18}$
2,3	4501	$3,72 \cdot 10^{18}$
3,2	6262	$1,00 \cdot 10^{19}$

Um nun das Spektrum der Synchrotronstrahlung zu berechnen, wird die abgestrahlte Energie in ein Raumwinkelelement $\text{tex}d\Omega$ betrachtet (vgl. [1]):

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{3\pi^2 c} \left(\frac{\omega\rho}{c}\right)^2 \left(\frac{1}{\gamma^2 + \theta^2}\right)^2 \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{\left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2\right)} K_{1/3}^2(\xi) \right]. \quad (2.8)$$

Hierbei sind $K_{1/3}(\xi)$ und $K_{2/3}(\xi)$ die modifizierten Besselfunktionen und $\xi = \frac{\omega\rho}{3c} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2\right)^{\frac{2}{3}}$. Das gesamte Spektrum der Synchrotronstrahlung ergibt sich hieraus durch eine Integration über alle Raumwinkel. Dies ergibt:

$$\frac{dI}{d\omega} = \sqrt{3} \frac{e^2}{c} \gamma \frac{\omega}{\omega_c} \int_{\omega/\omega_c}^{\infty} K_{5/3}(x) dx. \quad (2.9)$$

Für die Beschleunigeranlage ELSA sieht das Spektrum wie in Abb. 2.2 und 2.3 aus. Wird der Graph

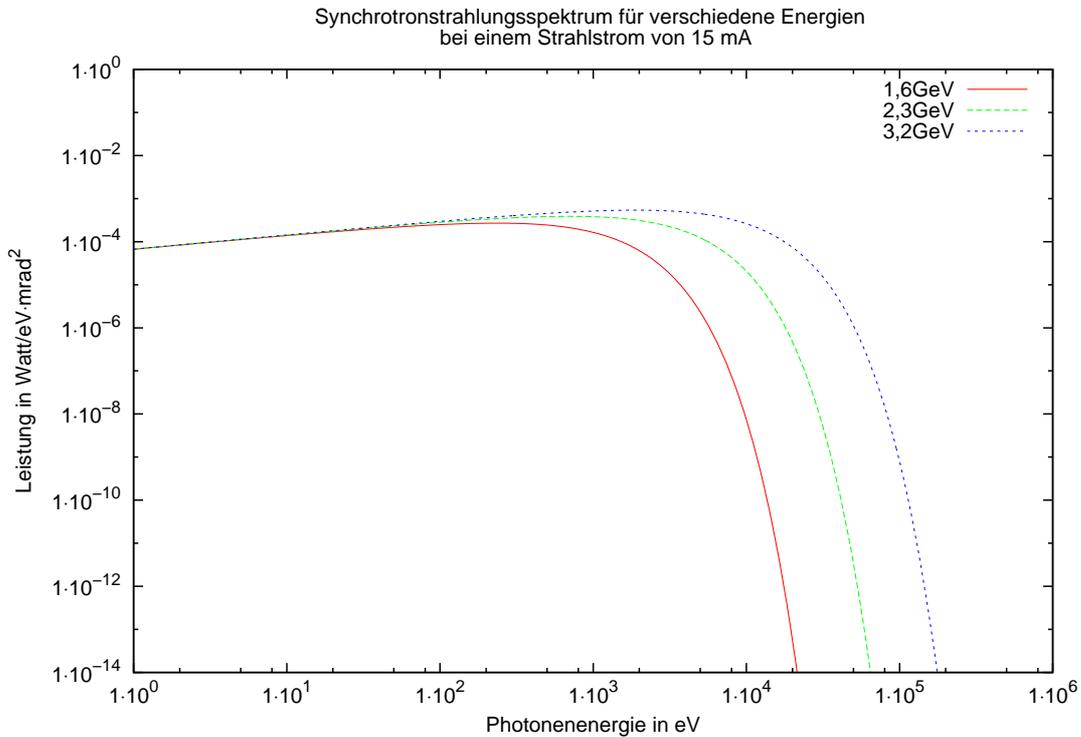


Abbildung 2.2: Spektrum der Synchrotronstrahlung für verschiedene Energien am Beschleuniger ELSA

für verschiedene Energien betrachtet, so lässt sich feststellen, dass das Spektrum im Bereich niedriger Photonenergien kaum mehr von der Energie der Elektronen abhängt. Dies lässt sich auch zeigen, indem nur Frequenzen, die weit unterhalb der kritischen Frequenz liegen betrachtet werden. Für $\omega \ll \omega_c$ ergibt sich als Näherung:

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

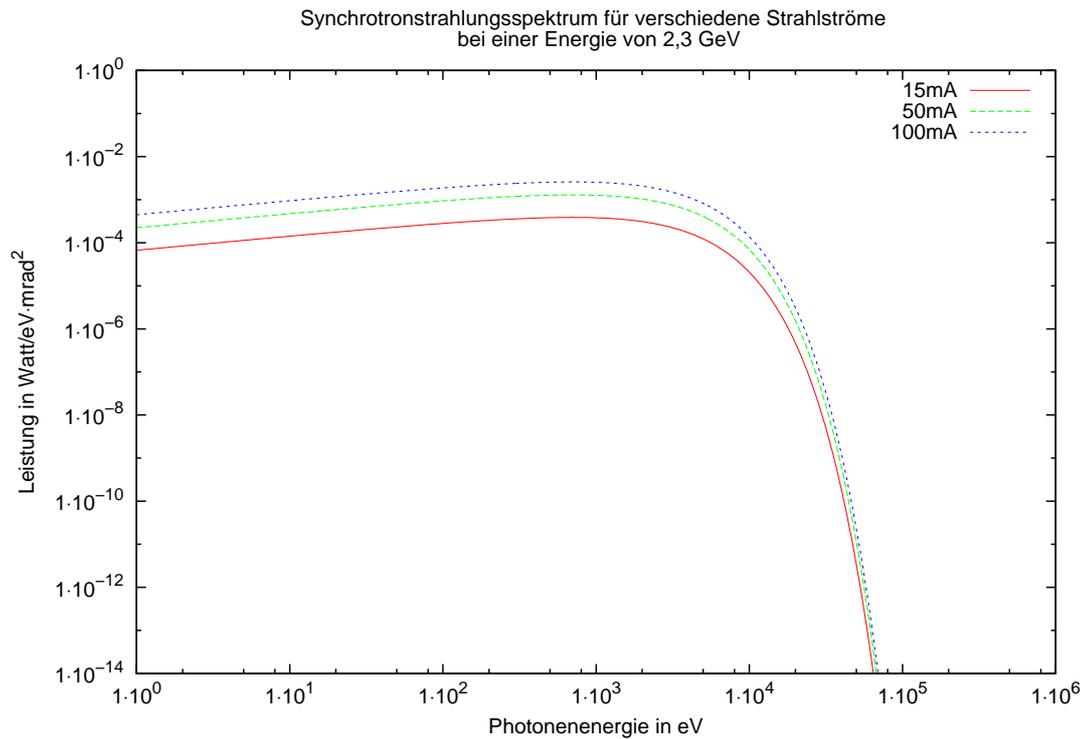


Abbildung 2.3: Spektrum der Synchrotronstrahlung für verschiedene Strahlströme am Beschleuniger ELSA

Dieser Teil des Spektrums, welcher auch den sichtbaren Wellenlängenbereich enthält, soll für die optische Strahldiagnose genutzt werden.

Es zeigt sich allerdings eine lineare Abhängigkeit des niedrig energetischen Spektrums vom Strahlstrom, wie in Abb.: 2.3 zu sehen ist.

Kapitel 3

Optik

Eine Glasfaser ist ein dünner Glasfaden, welcher aus einem Kern und einem Mantel besteht. Diese sind im einfachsten Fall aus zwei verschiedenen Glassorten aufgebaut welche sich durch ihren Brechungsindex unterscheiden, wobei die Kernsorte einen höheren Brechungsindex als die äußere hat. Der Kern ist also optisch dichter als der Mantel. Typische Durchmesser solcher Fasern liegen zwischen wenigen Mikrometern und circa einem Millimeter. Es gibt verschiedene Typen, welche sich durch ihren Aufbau und ihre Lichtleitfähigkeiten unterscheiden. Allen gemein ist das sie Licht durch das Prinzip der Totalreflexion leiten. Diese tritt auf wenn eine Lichtwelle unter einem von einem optisch dichteren (Brechungsindex n_1) in ein optisch dünneres (Brechungsindex n_2) Medium übertritt. Ist dies der Fall, es gilt also $n_1 > n_2$, so wird ein Lichtstrahl, welcher unter einem genügend großen Winkel θ_c auf die Grenzfläche trifft vollständig reflektiert. Dieser kritische Winkel lässt sich aus dem Snellius' schen Brechungsgesetz

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad (3.1)$$

herleiten. Der kritische Winkel ist gegeben, wenn der Ausfallswinkel des Lichtstrahls mindesten 90° beträgt. Damit gilt

$$\sin(\theta_c) = \sin(\theta_1) = \frac{n_2}{n_1} \quad (3.2)$$

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right). \quad (3.3)$$

Hieraus ergibt sich, dass es einen maximalen Winkel θ_{\max} gibt unter welchem Licht in eine Glasfaser

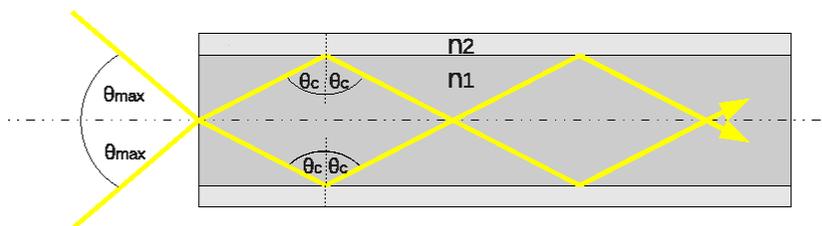


Abbildung 3.1: Einkopplung und Lichtleitung in einer Glasfaser

eingekoppelt werden kann (siehe Abb. 3.1). Dieser lässt sich auch über das Snellius'sche Brechungsgesetz

setz herleiten. Das Medium außerhalb der Glasfaser habe den Brechungsindex n_0 dann gilt:

$$\begin{aligned}
 n_0 \sin(\theta_{\max}) &= n_1 \sin(90^\circ - \theta_c) & (3.4) \\
 \sin(\theta_{\max}) &= \frac{n_1}{n_0} \cos(\theta_c) \\
 &= \frac{n_1}{n_0} \sqrt{(\cos(\theta_c))^2} \\
 &= \frac{n_1}{n_0} \sqrt{1 - (\sin(\theta_c))^2} \\
 &= \frac{n_1}{n_0} \sqrt{1 - \left(\sin \left(\arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right) \right) \right)^2} \\
 &= \frac{n_1}{n_0} \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2} \\
 \sin(\theta_{\max}) &= \frac{1}{n_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} & (3.5)
 \end{aligned}$$

Wird nun als äußeres Medium Luft angenommen so gilt $n_0 = 1$. Somit lässt sich die Relation zu

$$\theta_{\max} = \arcsin \left(\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \right) \quad (3.6)$$

vereinfachen. Für die verwendete Glasfaser mit den Brechungsindizes $n_1 = 1,6$ und $n_2 = 1,585$ (aus [3]) ergibt sich $\theta_{\max} = 12,6^\circ$. Um nun eine einfache, vergleichbare Größe zu erhalten, wird für Glasfaser sehr oft die numerische Apertur NA angegeben. Dies ist eine dimensionslose Größe, welche den maximalen Akzeptanzwinkel widerspiegelt. Sie ist durch

$$NA = n \cdot \sin(\alpha) \quad (3.7)$$

gegeben, wobei α in diesem Fall der maximale Akzeptanzwinkel ist. Zumeist wird die numerische Apertur für einen Brechungsindex von $n = 1$, also dem von Luft, angegeben. Somit ist die numerische Apertur der Glasfaser gegeben durch:

$$NA = \sin(\theta_{\max}) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (3.8)$$

Diese Größe wird zu vielen anderen optischen Elementen angegeben, sodass sie sich gut vergleichen lassen.

Um Licht in eine Glasfaser einzukoppeln, sollte die numerische Apertur der fokussierenden Optik mit der der Glasfaser übereinstimmen. Ist die numerische Apertur der Optik zu groß, so wird ein Teil des Lichtes unter einem zu großen Winkel in die Glasfaser gekoppelt, sodass er im Mantel der Faser verloren geht. Ist die numerische Apertur hingegen sehr viel kleiner, so ist der Brennfleck unter Umständen zu groß um vollständig in die Faser einzukoppeln. Dessen Radius r_b folgt aus der Gauss'schen Optik und ist im Idealfall durch (vgl.[4])

$$r_b = \frac{f \cdot \lambda}{\pi r_0 \sqrt{1 + \left(\frac{f \cdot \lambda}{\pi r_0^2} \right)^2}} \approx \frac{f \cdot \lambda}{\pi r_0} \quad (3.9)$$

gegeben. Hierbei ist f die Brennweite der Optik und r_0 der Radius des eintretenden Lichtstrahls. Damit ergibt sich für das, in dem im Rahmen dieser Arbeit erstellten Aufbaus verwendeten, Mikroskopobjektives ($f = 1,2 \text{ mm}$) bei einer Wellenlänge von 500 nm ein minimaler Brennfleck mit dem Radius $r_b = 35 \text{ nm}$. Dieses Ergebnis ist allerdings idealisiert. Es kommen noch Linsenfehler hinzu und das Ergebnis ist nur für eine einzige Wellenlänge gültig, sodass es sich nicht auf das Synchrotronlicht anwenden lässt. Daher ist ein deutlich größerer Brennfleckradius zu erwarten.

Kapitel 4

Aufbau einer Glasfasereinkoppelung

Um longitudinale Strahldiagnose vornehmen zu können und einen möglichst vielseitigen Experimentierstandort für Synchrotronlicht zu bekommen, wird das Synchrotronlicht aus dem Beschleuniger mittels einer Glasfaser in einen Laborraum geleitet, sodass im laufenden Beschleunigerbetrieb der Messaufbau geändert werden kann oder strahlungsanfällige Diagnoseelemente eingesetzt werden können. Die hierfür benötigte Glasfaser wurde im Rahmen dieser Arbeit konfektioniert. Bei der verwendeten Glasfaser handelt es sich um eine Multimodefaser mit einem Kerndurchmesser von $600\ \mu\text{m}$.

4.1 Konfektionierung von Glasfasern

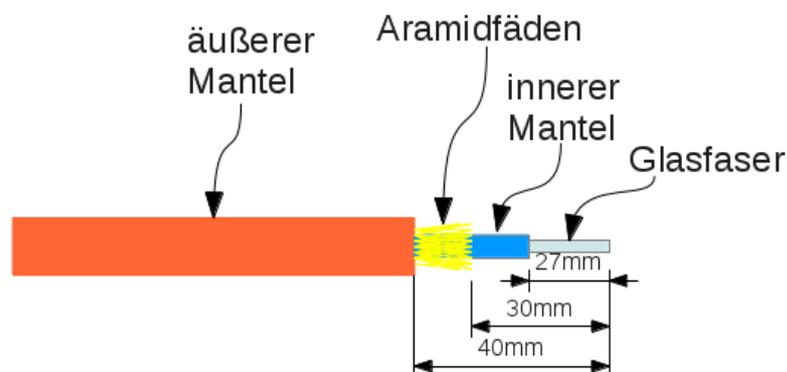


Abbildung 4.1: Aufbau einer Glasfaser

Zur Konfektionierung wird die Glasfaser auf die benötigte Länge gekürzt. Nun werden die einzelnen Schichten der Glasfaser, siehe Abb. 4.1 auf die richtigen Längen gekürzt. Hierzu wird zunächst der äussere Mantel der Faser um 40 mm gekürzt, sodass die darunter liegenden Aramidfasern sichtbar werden. Diese werden mithilfe einer Kevlarschere, welche auch nur zum Kürzen der Aramidfasern genutzt werden sollte, da sie sonst stumpf wird, um 30 mm gekürzt. Nun kommt der innere Mantel der Glasfaser zum Vorschein. Dieser wird vorsichtig, ohne die Glasfaser zu zerbrechen, um 27 mm gekürzt.

Die so präparierte Glasfaser kann nun testweise in den Konnektor eingeführt werden. Wenn alles passt und die Glasfaser noch etwa 1 cm aus dem Konnektor heraussteht, kann mit dem Anbringen des Konnektors begonnen werden. Hierfür wird dieser zunächst wieder von der Faser entfernt und als erstes der Knickschutz sowie die Krimphülse auf die Faser geschoben. Nun wird Epoxydharz angemischt und mithilfe einer Spritze und einer passenden Nadel in den Konnektor eingebracht. Hierbei ist darauf zu achten, dass insbesondere im vorderen Teil des Konnektors genügend Epoxydharz eingebracht wird. Nun muss die Faser wieder in den Konnektor eingeführt werden und es muss darauf geachtet werden

das sich ein kleiner Tropfen Epoxydharz um die Faser auf dem Konnektor bildet. Dies ist wichtig, da so sichergestellt werden kann das die Faser korrekt eingeklebt ist. Nun muss das Epoxydharz vollständig aushärten.

Ist dies geschehen, wird die Glasfaser vor dem Epoxydharztropfen mit einem Glasfaserschneider vorsichtig eingeritzt und über eine Kante abgebrochen. Hierbei ist zu beachten, dass sehr kleine Glassplitter entstehen können.

Um Reflexionen an der Oberfläche der Glasfaser zu vermeiden, muss diese möglichst eben sein. Hierzu wird die Oberfläche geschliffen. Es sollte immer vom gröbsten zum feinsten Schleifpapier hin gearbeitet werden. Mit dem gröbsten Schleifpapier wird zunächst die Faser und der Epoxydharztropfen bis fast auf den Konnektor abgeschliffen. Zum Schleifen wird das Schleifpapier auf eine zuvor gereinigte Glasplatte gelegt und die Glasfaser in einen passenden Halter gesteckt. Das Schleifen erfolgt dann in Form einer Acht. Ist der Schleifvorgang mit dem gröbsten Schleifpapier abgeschlossen, wird Schritt für Schritt mit den jeweils nächst feineren Schleifpapier die Oberfläche der Faser bearbeitet. Dabei reicht es im Schnitt aus jeweils ein- bis zweimal in Form einer Acht zu schleifen. Ist das Schleifen abgeschlossen, wird das geschliffene Ende mit Isopropanol gereinigt und es sollte eine Oberflächenkontrolle mittels eines Mikroskops erfolgen. Hierbei sollte der Kern dunkel erscheinen. Sind Kratzer oder Unebenheiten zu sehen so muss die Faser, wenn möglich ein weiteres mal geschliffen werden. Ist die Oberfläche eben, so ist die Glasfaser für den Einsatz präpariert.

4.2 Synchrotronlichtmonitor am Dipol M28

Die Einkopplung für das Synchrotronlicht wird am Synchrotronlichtmonitor am Dipol M28 aufgebaut, da hier bereits die Möglichkeit besteht das Synchrotronlicht aus dem Beschleuniger zu leiten. Der Synchrotronlichtmonitor am Dipol M28 wurde im Rahmen einer Diplomarbeit von Herrn Uwe Bonin[5] 1995 aufgebaut und im Rahmen der Diplom- und Doktorarbeit von Herrn Sven Zander[6] umgebaut und erweitert. Der aktuelle Aufbau sieht wie folgt aus: Die Synchrotronstrahlung wird aus dem Dipol heraus auf einen wassergekühlten Kupferspiegel gelenkt. Dies ist notwendig um die durch Absorption der Synchrotronstrahlung entstehende Wärme abführen zu können. Im weiteren Verlauf wird das Licht über zwei weitere Spiegel auf einen optischen Tisch geleitet, wo es mit einer Linse der Brennweite $f = 500$ mm auf das Mikroskopobjektiv fokussiert wird. Dies ist auch in Abb. 4.2 zu sehen. Auf dem optischen Tisch befindet sich auch ein weiterer Aufbau, welcher der tatsächliche Synchrotronlichtmonitor ist. Dieser besteht aus einer Kamera welche über zwei Spiegel, durch drei Abschwächer und einen Bandpassfilter (480 nm) über die Linse der Brennweite 500 mm auf den Quellpunkt der Synchrotronstrahlung fokussiert. Dieser Monitor wird zur Strahlprofilmessung genutzt. Einer der Spiegel in diesem Aufbau kann entfernt werden, sodass das Licht in die dahinter positionierte Einkopplung fällt.

4.3 Aufbau eines fernsteuerbaren Einkoppeltisches

Um nun das Synchrotronlicht in die Glasfaser einkoppeln zu können, ist es sinnvoll eine fernsteuerbare Einkopplung zu bauen, da so eine optimale Positionierung während des Beschleunigerbetriebes vorgenommen werden kann. Dies ist notwendig, da der Durchmesser einer typischen Glasfaser unter einem Millimeter liegt und somit eine hohe Positioniergenauigkeit erreicht werden muss. Hierzu wird ein 3-Achsen Mikrometer-Verfahrtisch verwendet, mit welchem die Faser zur fokussierenden Optik positioniert werden kann.

Dieser Tisch wurde mit drei Schrittmotoren versehen, wie in Abb. 4.3 gezeigt, durch welche die Verstellung der Mikrometerschrauben vorgenommen werden kann. Hierbei ergibt sich das Problem des

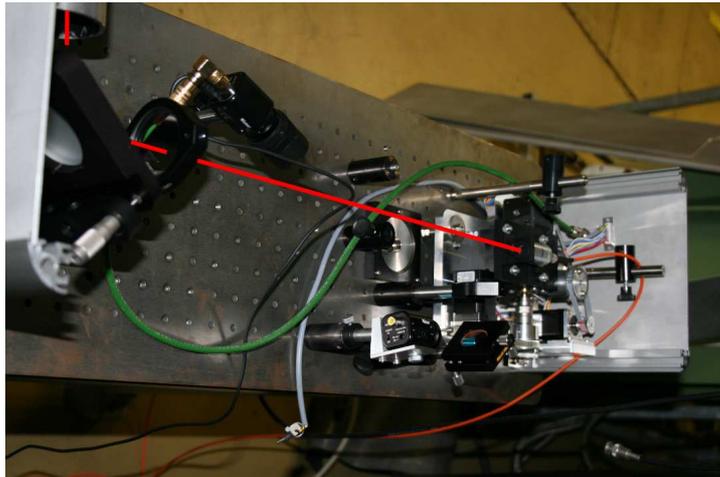


Abbildung 4.2: Synchrotronlichtmonitor am M28: Der neue Einkoppeltisch ist eingebaut und der Spiegel des Synchrotronlichtmonitors herausgenommen. In rot ist der Weg des Synchrotronlichtes eingezeichnet

eingeschränkten Bauplatzes, da der optische Tisch vollständig mit einer Abdeckung versehen werden muss und der Aufbau für die Strahlprofilmessung weiterhin zur Verfügung stehen sollte. Die Schrittmotoren wurden über eine SPS¹ mit dem Kontrollsystem der Beschleunigeranlage verbunden, sodass der Tisch über dieses ansteuerbar ist. Die Genauigkeit dieses Einkoppeltisches ist über die Schrittweite des Motors ($1,8^\circ$), die Übersetzung (2:1) und die Mikrometerschrauben ($40 \frac{\mu\text{m}}{\text{Umdrehung}}$) gegeben. Damit ergibt sich eine Auflösung von

$$\frac{40 \mu\text{m}}{360^\circ / 1,8^\circ \cdot 2} = 0,1 \mu\text{m}. \quad (4.1)$$

Dies erscheint für die Anwendung ausreichend und wurde so umgesetzt. Der gesamte Aufbau ist in Abb. 4.4 zu sehen. Es ist auch die Optik zur Einkopplung zu sehen. Es handelt sich dabei um ein Mikroskopobjektiv mit einer 20-fachen Vergrößerung, einer Brennweite von 1,2 mm und einer numerischen Apertur von 0,4. Auch der Halter für die Glasfaser ist bereits montiert. Diese hat eine numerische Apertur von 0,22. Daraus ist natürlich leicht ersichtlich, dass die numerischen Aperturen nicht übereinstimmen. Hier sei darauf verwiesen, dass der Aufbau auch für andere Glasfasern nutzbar sein soll, sodass ein Kompromiss gefunden werden musste. Dieses so angefertigte System wurde nun in dem bereits vorhandenen Synchrotronlichtmonitor am Dipol M28 aufgebaut und ausgerichtet.

4.4 Ansteuerung der Schrittmotoren

Die Schrittmotoren werden über eine Schrittmotorsteuerung des Typs EMIS SMCflex genutzt. Diese kann bis zu drei Schrittmotoren ansteuern. Die Ansteuerung der Schrittmotorsteuerung wird über eine SPS gewährleistet. Allerdings ist für die Ansteuerung der Motoren je ein Takt notwendig, welcher der Schrittmotorsteuerung extern zugeführt werden muss. Da die SPS jedoch nur Gleichspannungen zur Verfügung stellen kann, ist jeweils ein Spannung-Frequenzwandler zwischengeschaltet. Dieser setzt die einstellbare Gleichspannung in eine Frequenz um. Im Fall des, in dieser Arbeit erstellten, Aufbaus ist dieser so eingestellt, dass er Frequenzen zwischen 0 Hz und 100 Hz zur Verfügung stellt. Desweiteren

¹ Speicherprogrammierbare Steuerung

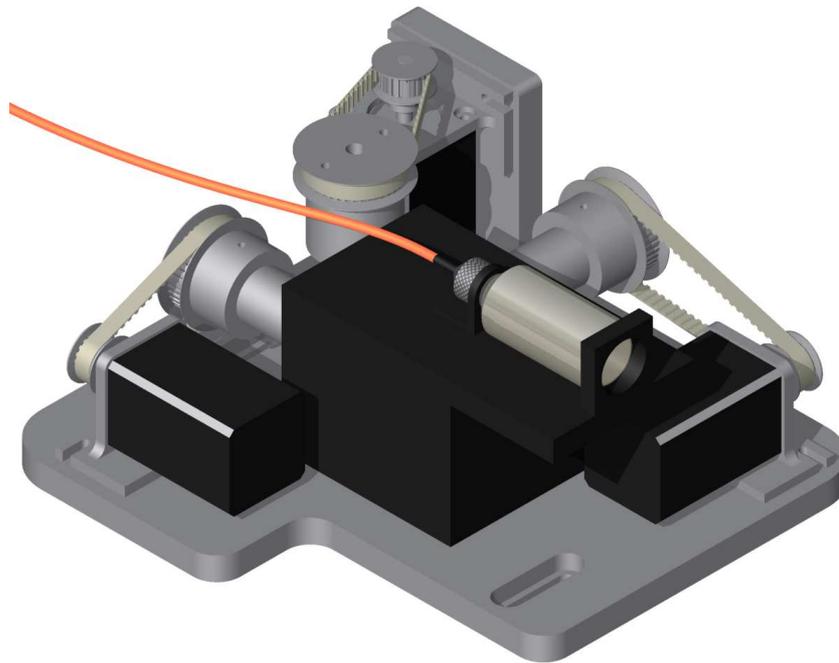


Abbildung 4.3: Inventorzeichnung des Einkoppeltisches. Die Glasfaser ist in Orange dargestellt, auch die Mikroskopoptik ist eingefügt

hat die Steuerkarte pro Motor je einen Anschluss der die Drehrichtung festlegt und einen Freigabe-Anschluss. Somit können die an ihr angeschlossenen Motoren unabhängig voneinander angesteuert werden.

Nun müssen natürlich die Spannungen der SPS entsprechend ansteuerbar sein. Hierzu wurde ein Menü in das Kontrollsystem integriert². Dies wurde, wie in Abb. 4.5 zu sehen, aufgebaut. Es kann zu jeder Verfahrrichtung eine Frequenz gewählt werden, welche die Rotationsgeschwindigkeit des Motors widerspiegelt. Desweiteren kann die Richtung festgelegt werden. Sind diese Parameter eingestellt, so kann mittels der Start und Stop Knöpfe mit dem Verfahren begonnen werden.

Mit diesem Aufbau kann nun, während des Beschleunigerbetriebes, die optimale Einstellung gefunden werden.

² Um zu verhindern dass der empfindliche Verfahrtisch durch falsche Bedienung zerstört wird, wurde das Menü mit dem Passwort *grundahnung* geschützt.

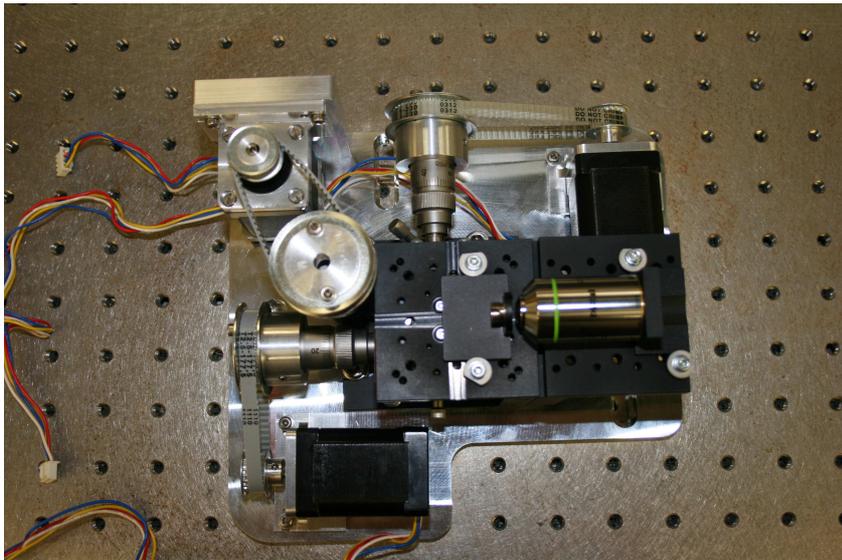


Abbildung 4.4: Fertig aufgebauter Einkoppeltisch vor dem Einbau

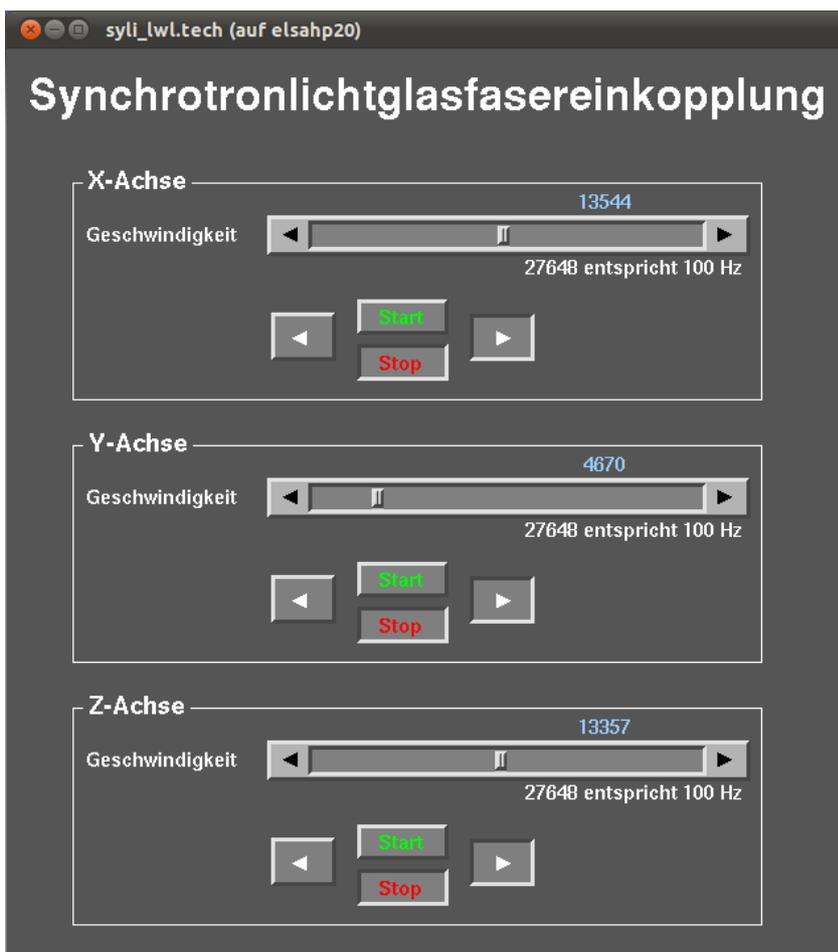


Abbildung 4.5: Menü für die Glasfasereinkopplung im Kontrollsystem

Kapitel 5

Messungen

Nach der grundlegenden Ausrichtung war nun die Lichteinkopplung funktionsfähig und es konnte während des Betriebes Licht aus der Glasfaser ausgekoppelt werden (siehe Abb. 5.1). Zur Messung wurde



Abbildung 5.1: Synchrotronlicht in der Glasfaser

die Glasfaser mit einer Photodiode verbunden. Diese gibt eine zur Leistung des Lichtes proportionale Spannung aus, welche dann mit einem Oszilloskop gemessen wurde. Dieser Aufbau ist in Abb. 5.2 zu sehen.

5.1 Kalibrierung der Photodiode

Zunächst wurde die Photodiode kalibriert. Hierzu wurde ein Aufbau mit einem Laserstrahl der Wellenlänge 532 nm gewählt. Dieser wurde über Blenden und Abschwächer in eine Glasfaser eingekoppelt. Somit war die Leistung variierbar. Die Lichtleistung wurde mit einem Leistungsmesser gemessen. Danach wurde die Ausgangsspannung der Photodiode gemessen. Bei der Messung der Spannung über das Oszilloskop wurde dieses mit einem Widerstand von $R = 1 \text{ M}\Omega$ abgeschlossen. Aus den Messwerten ergibt sich der in Abb. 5.3 gezeigte lineare Zusammenhang. Aus der Geradenanpassung ergibt sich als Umrechnung der Spannung U] in die Lichtleistung P somit

$$P = \frac{U}{0.206 \frac{\text{V}}{\mu\text{W}}}. \quad (5.1)$$



Abbildung 5.2: Messaufbau im Labor. Die Glasfaser (Orange) ist rechts zu sehen

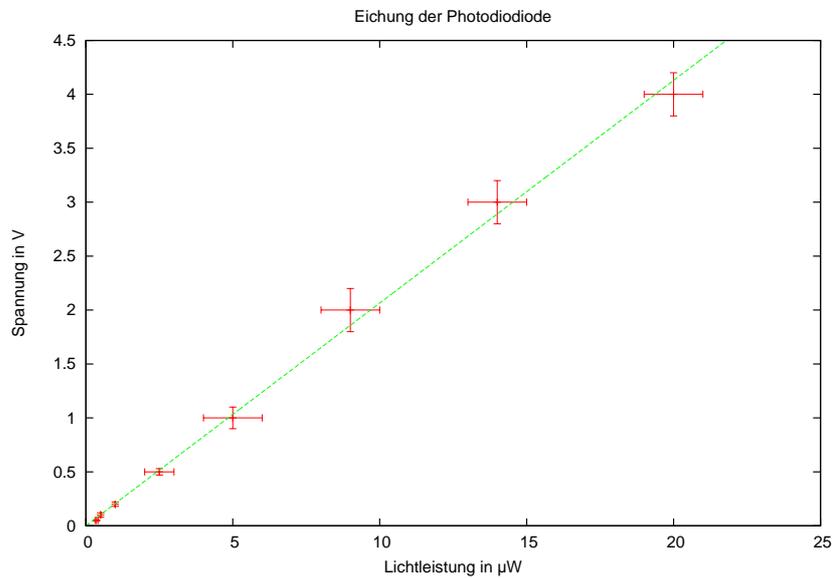


Abbildung 5.3: Kalibrierung der Diode

Dieser Umrechnungsfaktor ist jedoch nur bedingt auf die spätere Messung anzuwenden, da dieses Ergebnis mit einer einzigen Wellenlänge gemessen wurde, das Synchrotronlicht aber das gesamte sichtbare Wellenlängenspektrum enthält. Somit kann es höchstens einer groben Abschätzung dienen und es zeigt dass der Zusammenhang zwischen Leistung und Spannung linear ist.

5.2 Messung eines Zyklus

Der Beschleuniger ELSA wird während der Stahlzeiten der Experimente der Hadronenphysik im Nachbeschleuniger Modus betrieben. Dieser Betriebsmodus sorgt für einen sich periodisch wiederholenden Beschleunigerzyklus, welcher, wie in Abb. 5.4 gezeigt, aus Injektion, Dämpfung, Beschleunigung, Extraktion und der Präparation der erneuten Injektion besteht. Bei der Injektion werden Elektronen in einer der beiden Linac-Strukturen vorbeschleunigt und dann in das Booster-Synchrotron zur Vorbeschleunigung eingespeist, auf 1,2 GeV beschleunigt und in den Stretcherring injiziert. Aufgrund des

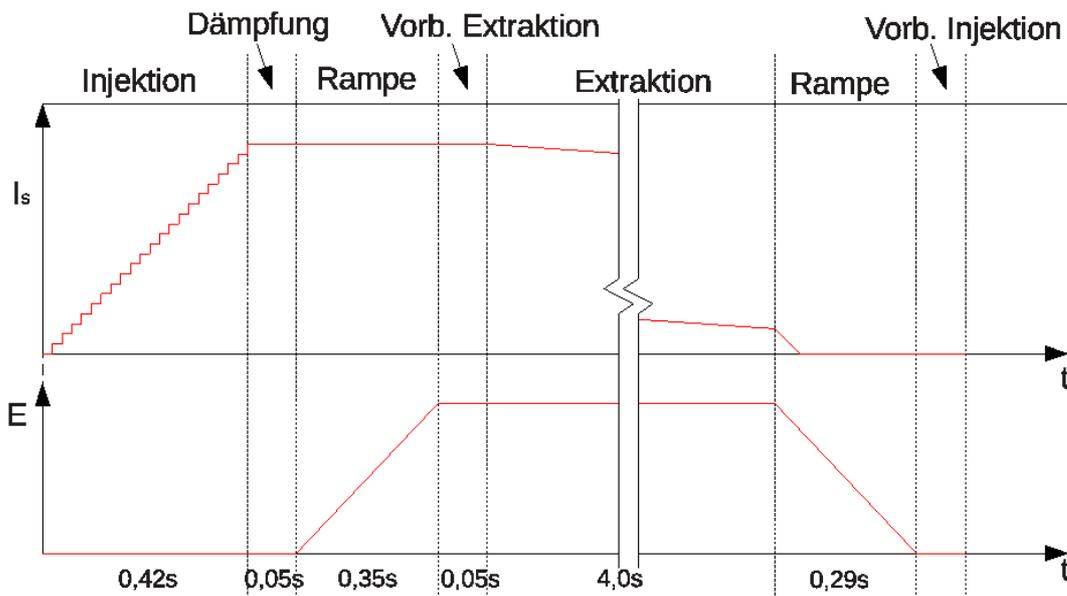


Abbildung 5.4: Theoretischer Ablauf des Zyklus im Nachbeschleuniger Modus

Umfangverhältnisses zwischen Boostersynchrotron und Stretcherring von $3/7$ werden 21 Füllungen mit einem zeitlichen Abstand von 20 ms injiziert, um eine gleichmäßige Füllstruktur im Stretcherring zu erhalten. Nach der so erfolgten Injektion gibt es eine kurze Dämpfungsphase, welche die durch die Injektion erzeugten Strahlschwingungen abklingen lässt. Nun werden die Elektronen kontinuierlich auf ihre Endenergie beschleunigt, wobei natürlich die Magnetfelder der Führungsmagnete ständig mitangepasst werden müssen. Hat der Strahl die gewünschte Energie erreicht, so wird die Extraktionsphase eingeleitet. Hierbei wird, mithilfe von Septummagneten, ein Teil des Strahls tangential zur Krümmung der Bahn ausgelenkt. Nach Ablauf der Extraktionsphase wird nun der eventuell noch im Beschleuniger vorhandene Reststrahl vernichtet und die Vorbereitungen für die nächste Injektion beginnt. Dieser Zyklus kann nun mithilfe der neuen Strahldiagnose über ein Oszilloskop aufgenommen und analysiert werden. Eine solche Messung ist in Abb. 5.5 zu sehen.

In der Abbildung sind bereits die verschiedenen Stadien des Zyklus eingezeichnet. Es lässt sich zu Beginn des Zyklus sehr deutlich sehen, dass während der Injektionsphase die Spannung zunächst wie erwartet linear ansteigt, denn sie ist proportional zur Lichtleistung und somit proportional zum Strahlstrom, dann aber abflacht. Nach dieser Abflachung fällt sie rasch ab und steigt dann wieder. Dies kann nicht durch eine Veränderung des Strahlstromes hervorgerufen werden, da dieser nach der Injektionsphase nur abfallen kann. Somit muss die Lichtleistung durch einen weiteren Faktor beeinflusst werden. Der einzige mögliche weitere Parameter ist die Lage des Strahls. Verändert sich die Lage des Strahls, so verlagert sich auch der Quellpunkt der Synchrotronstrahlung. Somit kann sie durch Rohrwände abgeschattet werden oder sie trifft nicht exakt mittig auf die Mikroskopoptik. Somit wird ein Teil des Synchrotronlichtes nicht mehr korrekt in die Glasfaser eingekoppelt und es kommt zu einem Leistungsverlust. Wenn der Strahl dann wieder die gewünschte Position erreicht hat, wird das Maximum an Leistung wieder eingekoppelt.

Im weiteren Verlauf lässt sich erkennen, dass der Strahl auch während der Energierampe seine Lage verändert. Dies lässt darauf schließen, dass die Ansteuerung der verschiedenen Magnetfamilien des Be-

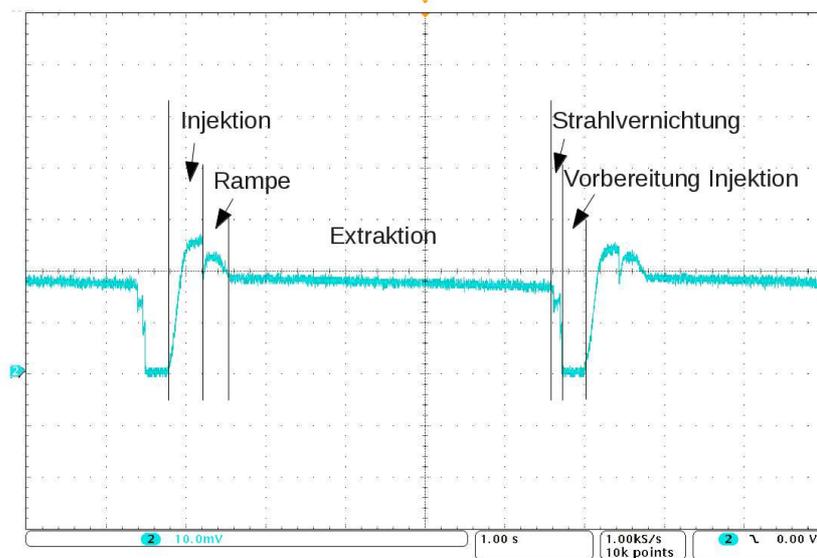


Abbildung 5.5: Aufnahme des Zyklus

schleuniger (Dipole, Quadrupole, Korrektormagnete) nicht exakt synchron erfolgte. In der Phase der Extraktion zeigt sich, dass eigentlich nicht extrahiert wurde. Die Spannung fällt zwar über die Zeit leicht ab, ein solcher Abfall müsste während der Extraktion aber deutlich steiler erfolgen. Der leichte Abfall des Strahlstromes ist durch Verluste im Beschleuniger zu begründen. Nach der Extraktionsphase folgt dann die Strahlvernichtung, welche sehr deutlich zu sehen ist. Dann beginnt die Vorbereitung für den nächsten Zyklus.

5.3 Messung im Synchrotronlicht Modus

Im Synchrotronlichtmodus werden die Elektronen im Stretcherring gespeichert. Somit ist für ein kontinuierliche periodische Abstrahlung von Synchrotronlicht gewährleistet, wobei die periodizität im Bereich von Nanosekunden liegt. Auch in diesem Modus wurde eine erste Messung gemacht und es zeigte sich die in Abb. 5.6 dargestellte periodische Struktur. Diese kommt sehr wahrscheinlich von einer Lageinstabilität des Strahls.

Durch die zeitliche Auflösung und die sofortige Rückmeldung bei Änderungen ist es somit möglich diese oder ähnliche Phänomene der Lageinstabilitäten besser zu untersuchen. Limitiert wird diese zeitliche Auflösung durch die Bandbreite f_{BW} der Photodiode. Diese ist abhängig vom Lastwiderstand R_{Last} , wobei sie sich durch [7]:

$$f_{BW} = \frac{1}{2\pi R_{Last} c_j} \quad (5.2)$$

ergibt. Hierbei ist c_j die Kapazität der Diode.

Die maximale Bandbreite von 1,2 GHz für die genutzte Photodiode kann also nur bei einem Lastwiderstand von 50Ω erreicht werden. Dies führt aber zu einer Minderung der gemessenen Amplitude, was bei der vorhandenen Eingangsleistung zum Verschwinden des Messsignals führt. Also muss die Diode mit einem größeren Lastwiderstand von $1\text{ M}\Omega$ abgeschlossen werden. Dadurch verringert sich aber die Bandbreite auf etwa 60 kHz.

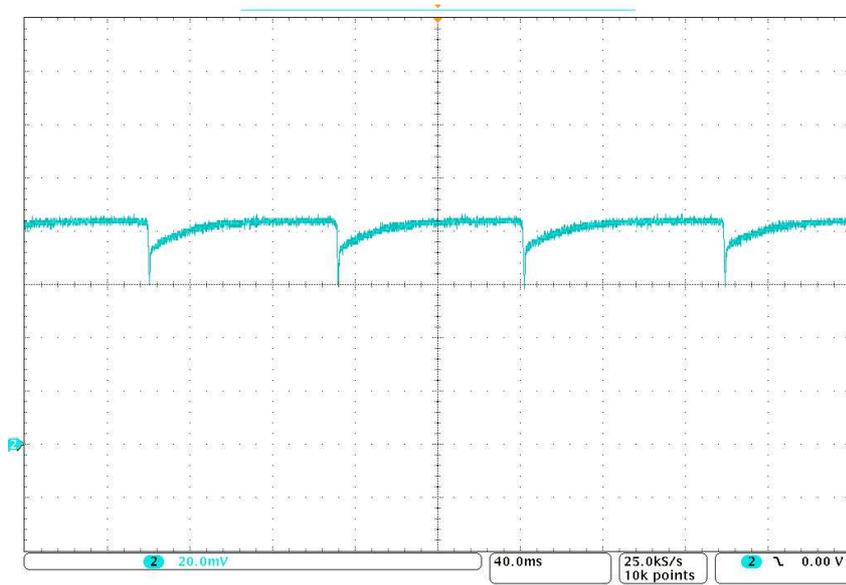


Abbildung 5.6: Aufnahme einer 11 Hz Struktur im Synchrotronlicht Modus

Kapitel 6

Ausblick und Fazit

6.1 Ausblick

Mit der im Rahmen dieser Arbeit geschaffenen Glasfasereinkopplung und des somit im Labor zur Verfügung stehenden Synchrotronlichtes lassen sich verschiedene Möglichkeiten der Strahldiagnose durchführen.

6.1.1 Bunchlängenmessung

Die Auflösung der longitudinalen Strahlstruktur und somit der im Beschleuniger befindlichen Elektronenpakete (Bunche genannt) ist eine mögliche Anwendung. Ein hierzu geeigneter Messaufbau bestünde aus einer Photodiode, welche eine geeignete Bandbreite besitzt und einem Oszilloskop, welches die Zeitauflösung der Photodiode wiedergeben kann. Die an die Photodiode gestellten Kriterien sind folgende: Sie sollte eine sehr hohe zeitliche Auflösung besitzen, sodass Veränderungen im Bereich von Picosekunden auflösbar sind. Genauso muss mit der sehr geringen Lichtleistung ein gut messbares Signal erzeugt werden können, sodass auch geringe Veränderungen im Synchrotronlicht nachweisbar sind. Eventuell müsste noch eine Signalverstärkung erfolgen.

6.1.2 Gleichzeitige transversale und longitudinale Strahldiagnose

Um die Strahldiagnose weiter zu verbessern, wäre es sinnvoll den Aufbau des Synchrotronlichtmonitors so zu modifizieren, dass gleichzeitig ein longitudinales und ein transversales Abbild des Strahls zur Verfügung steht. Dies könnte mithilfe eines Strahlteilers umgesetzt werden. Somit ließen sich Strahllagevariationen von anderen Effekten trennen.

6.2 Fazit

Das Ziel der Arbeit war es eine zeitaufgelöste Strahldiagnose mittels Synchrotronlicht zu ermöglichen. Dies ist weitestgehend gelungen.

So ist es erstmals an der Elektronen-Strecher-Anlage ELSA gelungen Synchrotronlicht in eine Glasfaser einzukoppeln und aus dem Beschleuniger heraus in ein Labor zu führen. Dies erleichtert die Auswahl sowie den Aufbau von Messinstrumenten sehr deutlich.

Auch wurde die Einkopplung so weit automatisiert, dass sie fernsteuerbar ist und somit direkt vom Labor aus vorgenommen werden kann. Dies sorgt dafür, dass die Einstellgenauigkeit erhöht und der Zeitaufwand für die Feineinstellung deutlich gesenkt wird.

Auch wurde mithilfe des neuen Einkoppeltisches die eingekoppelte Leistung deutlich erhöht, sodass nun ein stärkeres Signal zur Verfügung steht.

Mit einer Auflösung im Bereich von Mikrosekunden gibt es nun ein Diagnosewerkzeug mit einer guten Zeitauflösung, welches sicherlich ein großes Potential besitzt.

Es wurden auch bereits erste Messungen gemacht die vielversprechende Ergebnisse lieferten.

Literatur

- [1] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Third, Wiley, 1998.
- [2] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Teubner, 1992.
- [3] S. Nakamura, »Production and Acceleration of Polarized Electrons at ELSA«, Department of Physics of the University of Nagoya, 1999.
- [4] A. Yariv, *Quantum Electronics*, Third, John Wiley & Sons, 1989.
- [5] U. Bonin, »Ein Synchrotronlichtmonitor für die Elektronen-Strecher-Anlage ELSA«, Diplomarbeit, Universität Bonn, 1995.
- [6] S. Zander, »Strahldiagnose mit Synchrotronlichtmonitoren an der Elektronen-Strecher-Anlage ELSA«, Diplomarbeit, Universität Bonn, 2008.
- [7] Thorlabs, *User Guide zum Detektor DET02AFC*, 2012.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Lageplan der ELSA-Beschleunigeranlage	2
2.1	Abstrahlcharakteristik eines hochrelativistischen Elektrons in einem Kreisbeschleuniger	4
2.2	Spektrum der Synchrotronstrahlung für verschiedene Energien am Beschleuniger ELSA	5
2.3	Spektrum der Synchrotronstrahlung für verschiedene Strahlröme am Beschleuniger ELSA	6
3.1	Einkopplung und Lichtleitung in einer Glasfaser	7
4.1	Aufbau einer Glasfaser	11
4.2	Synchrotronlichtmonitor am M28	13
4.3	Inventorzeichnung des Einkoppeltisches	14
4.4	Fertig aufgebauter Einkoppeltisch vor dem Einbau	15
4.5	Menü für die Glasfasereinkopplung im Kontrollsystem	15
5.1	Synchrotronlicht in der Glasfaser	17
5.2	Messaufbau im Labor	18
5.3	Kalibrierung der Diode	18
5.4	Theoretischer Ablauf des Zyklus im Nachbeschleuniger Modus	19
5.5	Aufnahme des Zyklus	20
5.6	Aufnahme einer 11 Hz Struktur im Synchrotronlicht Modus	21

Danksagung

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

Ich möchte mich bei Frau PD Dr. Elisabeth Soergel für das Koreferat bedanken.

Besonders möchte ich Sven Zander für die nette Betreuung der Arbeit danken. Er stand mir immer mit Rat und Tat helfend zur Seite.

Auch bedanke ich mich bei der gesamten ELSA-Arbeitsgruppe für die außerordentlich nette Aufnahme, die gute Zusammenarbeit, die freundliche Arbeitsatmosphäre und den vielen Spaß den wir nicht nur in der Uni hatten. Ich möcht auch Dennis Proft für das Korrekturlesen der Arbeit danken. Ein besonderer Dank gilt Oliver Boldt, Rebecca Koop und Sven Zander für die vielen konstruktiven, hilfreichen und oft erheiternden Bürogespräche.

Ganz besonders danken möchte ich auch Philipp Hänisch für die große Hilfe beim Planen und bei der Umsetzung des Einkoppeltisches.

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.