

Aufbau eines Monitorsystems zur Erfassung von Strahlverlust am ELSA-Stretcherring

Dennis Proft

Diplomarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

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

August 2011

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: Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert
Koreferent: Prof. Dr. Hartmut Schmieden

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Lineare Strahloptik	5
2.1.1	Lineare Bewegungsgleichungen	5
2.1.2	Strahlquerschnitt	6
2.1.3	Dispersion	7
2.1.4	Arbeitspunkt und Resonanzen	8
2.1.5	FODO-Struktur	9
3	Strahlverlust	11
3.1	Ursachen für Strahlverlust	11
3.2	Detektion des Strahlverlusts	13
3.2.1	Indirekter Nachweis	13
3.2.2	Direktes Nachweisprinzip	14
3.2.3	Anforderungen an die Detektoren	15
3.2.4	Mögliche Detektoren	16
3.2.5	Wahl des Detektortyps	18
4	Halbleiterdetektoren	19
4.1	Allgemeine Eigenschaften von Halbleitern	19
4.2	pn-Übergang im Halbleiter	21
4.2.1	Verhalten des pn-Übergangs bei Photoneneinstrahlung	24
4.2.2	pin-Diode	24
4.2.3	pin-Dioden zur Detektion von ionisierender Strahlung	24
4.2.4	Einfluss von Synchrotronstrahlung	25
5	Aufbau des Strahlverlustsystems	29
5.1	Komponenten des Strahlverlustsystems	29
5.1.1	Halbleiterdetektoren: BLMs	29
5.1.2	Signalverarbeitung: BSCs	35
5.2	Auslesesoftware	38
5.2.1	Schnittstelle zur Hardware	39
5.2.2	Parallele Kommunikation auf den sechs Segmenten	40
5.2.3	Programmablauf der Auslese	41
5.2.4	Datenspeicherung und spätere Visualisierung	41
5.3	Einbindung in das ELSA-Kontrollsystem	42
5.3.1	Geografische Übersicht	42
5.3.2	Detailansicht jedes BLMs	43
5.3.3	Konfiguration des Strahlverlustsystems	43

6 Messungen des Strahlverlusts	47
6.1 Rauschen der Detektoren	47
6.2 Injektionsphase	48
6.3 Injektions- und Rampphase	49
6.4 Extraktionsphase	52
7 Zusammenfassung	55
A Anbindung von C++-Applikationen an das ELSA-Prozesssystem	57
A.1 Kurzbeschreibung des Kontrollsystems	57
A.1.1 Struktur des Kontrollsystems	57
A.1.2 Übersicht über Parameter-Typen	58
A.2 Die C++-Schnittstelle zum Prozesssystem	58
A.2.1 Anforderungen an die Parameterklasse	59
A.2.2 Erweiterung des Benachrichtigungssystems	59
A.2.3 Beispielprogramm zur Anbindung einer C++-Anwendung an das Prozesssystem	60
B Programmübersicht	65
B.1 Liste der Programme	65
B.2 Kompilieren der Programme	67
C Tabellen und Listings	69
Literatur	73

Kapitel 1

Einleitung

An der Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA (siehe Abbildung 1.1) können Elektronen in einer dreistufigen Beschleunigerstruktur bis zu einer Energie von 3,5 GeV beschleunigt werden. In der ersten Stufe werden Elektronen wahlweise in einer thermischen Quelle oder einer 50 keV-Quelle für spinpolarisierte Elektronen erzeugt, und anschließend mit Hilfe eines Linearbeschleunigers auf 26 MeV vorbeschleunigt. Es folgt eine Beschleunigung auf eine Energie von typischerweise 1,2 GeV in der zweiten Beschleunigungsstufe, dem Booster-Synchrotron. Es wird netzsynchron mit 50 Hz betrieben und dient als Injektor für die dritte Stufe, den ELSA-Stretcherring.

Der Strom im Stretcherring kann auf einige 10 mA akkumuliert werden, indem über mehrere Beschleunigungszyklen des Synchrotrons injiziert wird. Dann erfolgt eine Beschleunigung mit einer schnellen Energierampe von 4 GeV/s auf variable Endenergien zwischen 1,2 GeV und 3,5 GeV. Mit Hilfe der sogenannten Resonanzextraktion wird der gespeicherte Strom über einen Zeitraum mehrerer Sekunden zu einem der beiden Experimentierplätze extrahiert. Über diesen Zeitraum steht ein Elektronenstrahl mit konstanten Stromstärken von einigen 100 pA an den Experimentierplätzen zur Verfügung.

Mit den beiden Experimentieraufbauten, Crystal-Barrel (CB@ELSA) sowie BGO-OD, wird im Rahmen des Sonderforschungsbereichs/Transregio 16 (SFB/TR16) die innere Struktur des Nukleons untersucht. Mit Hilfe des polarisierten Elektronenstrahls können am Crystal-Barrel-Experiment Doppelpolarisationsexperimente an einem polarisierten Target durchgeführt werden. Hinzu kommt das in der Fertigstellung befindliche BGO-Experiment, bei dem die Produktion von Mesonen aus Photonen an Nukleonen untersucht wird.

Zukünftige Experimente benötigen, um eine ausreichende Ereignisrate zu erhalten, einen höheren externen Strahlstrom, was bei unverändertem Tastverhältnis¹ direkt zu einem höheren Strom im Stretcherring führt. Geplant ist daher eine Erhöhung des internen Stroms auf bis zu 200 mA.

Als erster Schritt zur Stromerhöhung soll der Strahlverlust minimiert werden. Die bisher am ELSA-Stretcherring vorhandenen Strahldiagnoseelemente bieten nur sehr begrenzte Möglichkeiten zur Detektion von Strahlverlust. Die alleinige Messung des gespeicherten Stroms gibt darüber nur indirekt Auskunft. Weiterhin lassen sich so weder kontinuierliche Verluste nachweisen, noch lässt sich der Ort des Strahlausfalls, innerhalb des Beschleunigerrings, bestimmen.

Ziel dieser Arbeit war daher der Aufbau eines neuen Diagnosesystems zur geografischen Erfassung von Strahlverlusten innerhalb des Stretcherrings.

¹Als *Tastverhältnis* wird das Verhältnis zwischen der Zeit in der am Experimentierplatz ein Nutzstrahl zur Verfügung steht und der Dauer des gesamten Beschleunigungszyklus bezeichnet.

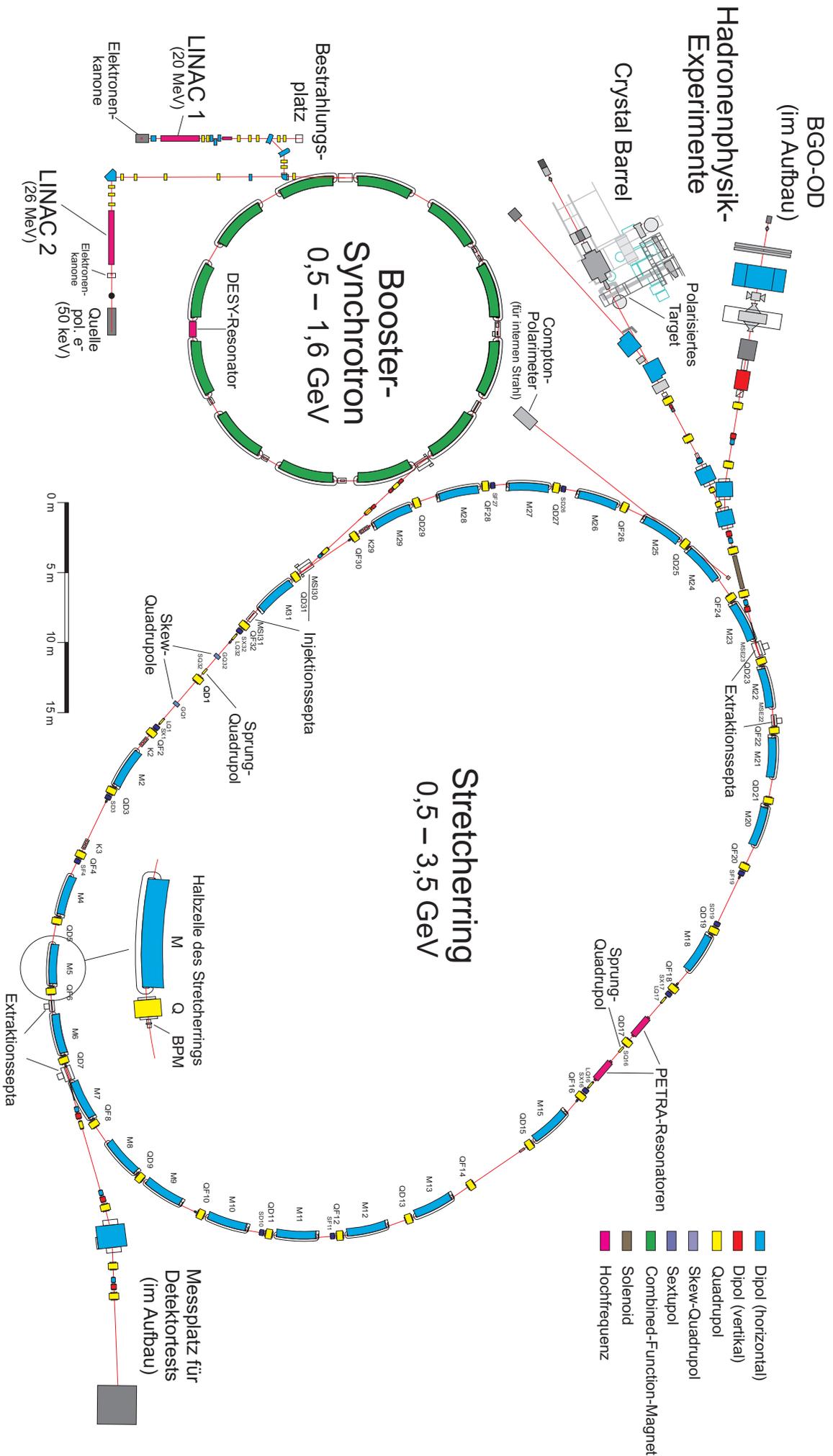
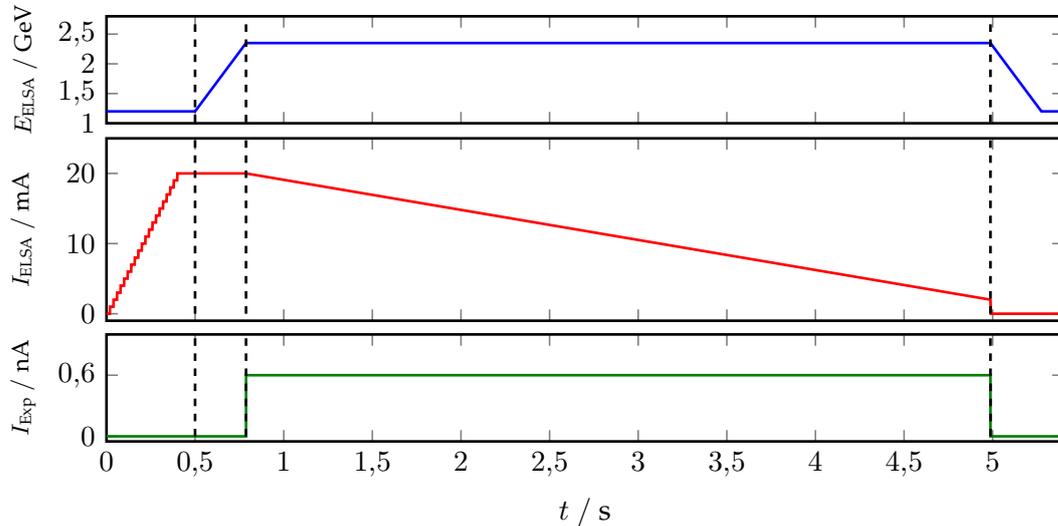


Abbildung 1.1: Plan der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA.

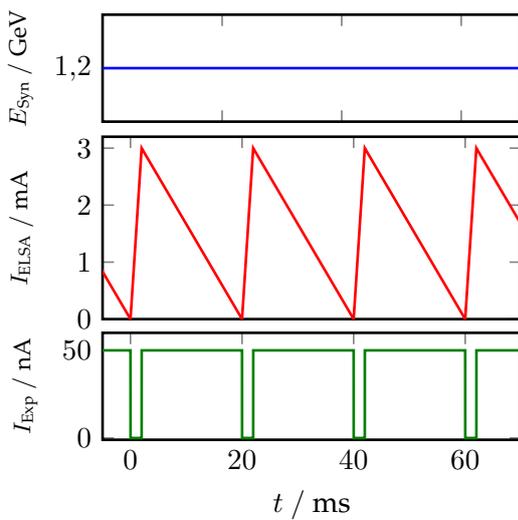
Betriebsmodi der Anlage

Die Beschleunigeranlage kann in drei Modi betrieben werden, wobei für heutige Experimente nur noch der *Nachbeschleunigungsmodus* (*Booster-Mode*) Verwendung findet. Die beiden anderen Modi wurden für frühere Experimente genutzt, stehen aber weiterhin zu Diagnosezwecken des Beschleunigers zur Verfügung. Abbildung 1.2 zeigt eine schematische Darstellung der Betriebsmodi.

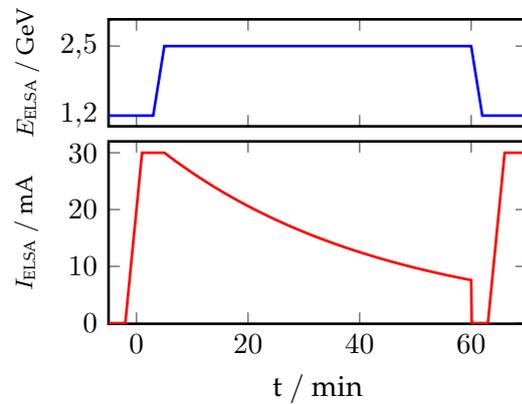
- **Nachbeschleunigungsmodus:** Durch Injektion mehrerer Synchrotron-Füllungen in den Stretcherring lässt sich der gespeicherte Strom auf wenige 10 mA akkumulieren. Es folgt eine schnelle Energierampe auf Endenergien von bis zu 3,5 GeV. Der Elektronenstrahl kann nun über einen Zeitraum, von wenigen Sekunden bis zu mehreren Minuten, langsam zu einem der Experimentierplätze mittels der Resonanzextraktion extrahiert werden. Nach Abschluss der Extraktion wird die Energie wieder zur Injektionsenergie von 1,2 GeV heruntergefahren und ein neuer Zyklus kann beginnen.
- **Stretchermodus:** Der Stretcherring wird in diesem Modus wie das Synchrotron mit 50 Hz betrieben. Es findet eine einzelne Injektion in ELSA ohne folgende Nachbeschleunigung statt. Die Endenergie ist durch die Extraktionsenergie des Synchrotrons auf 0,5 GeV bis 1,6 GeV festgelegt. Während der Beschleunigungsphase des Synchrotrons kann so der in ELSA transferierte Elektronenstrahl kontinuierlich zum Experiment mit Hilfe der Resonanzextraktion extrahiert werden, was zu einem sehr großen Tastverhältnis führt.
- **Speicherringmodus:** Im Speicherringmodus werden viele Synchrotronfüllungen im Stretcherring akkumuliert. Bei Erreichen einer oberen Schwelle von maximal 100 mA wird die Injektionsphase abgeschlossen. Es folgt eine langsame Energierampe auf bis zu 3,5 GeV. Die in den Ablenkmagneten entstehende Synchrotronstrahlung wurde zu Experimentierplätzen geleitet. Je nach gespeichertem Strom und Energie sind Strahlensdauern von mehreren Stunden möglich. Heute wird dieser Modus nur noch zu diagnostischen Zwecken eingesetzt – alle Synchrotronstrahlungs-Experimentierplätze wurden zurückgebaut.



(a) Nachbeschleunigungsmodus (*Booster-Mode*)



(b) Stretcher-Modus



(c) Speicherring-Modus (*Syli-Mode*)

Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Betriebsmodi der Beschleunigeranlage ELSA. I_{ELSA} bezeichnet den im Stretcherring gespeicherten Strahlstrom (—), I_{Exp} den zu den Experimentierplätzen extrahierten Strom (—) und E_{ELSA} die Energie der im Stretcherring gespeicherten Elektronen (—). Bei den gezeigten Daten handelt es sich um typische Werte für I_{ELSA} , I_{Exp} und E_{ELSA} (vgl. [Kei00]).

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Bewegungsgleichungen von Teilchen in einem Kreisbeschleuniger und deren Lösung vorgestellt. Weiterhin werden wichtige Teilcheneigenschaften, wie die *Emittanz* sowie die optischen Funktionen eines Beschleunigers vorgestellt. Durch ungünstige Wahl des *Arbeitspunkts* kann der Teilchenstrahl durch Magnetfeldfehler resonant angeregt werden. Weiterhin kann eine Strahlablage aufgrund von Impulsabweichung der Teilchen zu Verlusten führen. Daher wird der Begriff der *Dispersionbahn* eingeführt. Neben dieser Ablage verursacht die Impulsabweichung ebenfalls eine veränderte Fokussierungsstärke in den Quadrupolen. Eine ausführlichere Darstellung dieser Theorie findet sich beispielsweise in [Wil96] und [Hin97].

2.1 Lineare Strahloptik

2.1.1 Lineare Bewegungsgleichungen

In einem Kreisbeschleuniger werden geladene Teilchen durch Magnetfelder \vec{B} auf eine Kreisbahn gezwungen. Hierzu werden Ablenkmagnete mit homogenem Magnetfeld verwendet. In diesen wirkt die LORENTZ-Kraft \vec{F}_L auf geladene Teilchen mit der Ladung q in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit \vec{v} :

$$\vec{F}_L = q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad . \quad (2.1)$$

Bewegt sich ein Teilchen in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld, stellt sich ein Gleichgewicht zwischen LORENTZ-Kraft und Zentrifugalkraft eines Teilchens der Masse m ein:

$$qvB = \frac{mv^2}{R} \quad (2.2)$$

$$\Leftrightarrow qB = \frac{p}{R} \quad , \quad (2.3)$$

wobei die Kreisbahn mit dem Radius R durch die Magnetfeldstärke B und den Teilchenimpuls p festgelegt ist.

Neben der Ablenkung durch Magnetfelder, muss in einem Kreisbeschleuniger ebenfalls eine Fokussierung durch Magnete stattfinden, um die Divergenz des Elektronenstrahls zu verhindern. Hierzu werden Quadrupolmagnete verwendet, die einen konstanten Magnetfeldgradienten $\frac{dB_z}{dx}$ aufweisen. Damit lässt sich die Fokussierungsstärke k des Quadrupols zu

$$k = \frac{q}{p} \frac{dB_z}{dx} \quad (2.4)$$

definieren. Ein solcher Quadrupol wirkt aufgrund der geometrischen Anordnung der Pole in einer Ebene fokussierend, in der Ebene senkrecht dazu hingegen defokussierend. Um einen, in der Summe, fokussierenden Einfluss zu erhalten, werden sowohl fokussierende als auch defokussierende Quadrupole in die Magnetstruktur eines Kreisbeschleunigers eingebaut (vgl. Abschn. 2.1.5).

Die Bewegungsgleichungen eines Teilchens lassen sich nun in linearer Näherung beschreiben. Dazu wird ein, wie in der Beschleunigerphysik üblich, auf der Idealbahn der Teilchen mitbewegtes, kartesisches Koordinatensystem verwendet. Die longitudinale Achse wird dabei mit s und die transversalen Achsen mit x und z bezeichnet. Die fundamentalen HILLSchen Differentialgleichungen zur Bahnbeschreibung der Teilchen lauten (nach [Wil96, Gl. (3.21)])

$$x''(s) + \left(\frac{1}{R^2(s)} - k(s) \right) \cdot x(s) = \frac{1}{R(s)} \frac{\Delta p}{p} \quad , \quad (2.5)$$

$$z''(s) + k(s) \cdot z(s) = 0 \quad . \quad (2.6)$$

Die Größe $\frac{\Delta p}{p}$ bezeichnet dabei die relative Abweichung vom Sollimpuls der Teilchen. Die Ableitung findet im folgenden nach der Variablen s statt (gekennzeichnet mit $'$).

Nimmt man den homogenen Fall der Differentialgleichungen an, also Teilchen, die sich mit Sollimpuls ($\frac{\Delta p}{p} = 0$) bewegen, lautet die Lösung der Gleichungen (nach [Wil96])

$$x(s) = \sqrt{\epsilon_x} \sqrt{\beta_x(s)} \cdot \cos(\Psi_x(s) + \Psi_{x,0}) \quad , \quad (2.7)$$

$$z(s) = \sqrt{\epsilon_z} \sqrt{\beta_z(s)} \cdot \cos(\Psi_z(s) + \Psi_{z,0}) \quad . \quad (2.8)$$

Die Teilchen führen demnach eine harmonische Schwingung, die *Betatronschiwingung* genannt wird, mit der ortsabhängigen Amplitude $\sqrt{\epsilon} \sqrt{\beta(s)}$ durch. $\beta(s)$ bezeichnet dabei die so genannte Betafunktion, die sich allein aus der Magnetstruktur ergibt. Die Phase $\Psi(s)$ der Schwingung wird durch

$$\Psi(s) = \int_0^s \frac{d\sigma}{\beta(\sigma)} \quad (2.9)$$

festgelegt. ϵ bezeichnet die *Emittanz*. Bei dieser Größe handelt es sich, sofern die Bewegungsgleichungen linear sind, um eine Invariante der Bewegung.

2.1.2 Strahlquerschnitt

Jedem Teilchen im Beschleuniger kann mit der Ortsablage $x(s)$ und der Winkelablage $x'(s)$ ein Punkt im Phasenraum zugeordnet werden. Betrachtet man eine Vielzahl an Umläufen durch den Beschleuniger, so liegen alle möglichen Phasenraumpunkte an einem Ort s_0 auf einer Ellipse, der so genannten *Phasenellipse*. Deren Lage im Phasenraum wird allein durch die Betafunktion und damit durch die Magnetoptik vorgegeben. Ihre Fläche ist bei kanonischen Bewegungen, wie sie im Allgemeinen bei Beschleunigern angenommen werden können, konstant und proportional zur Emittanz des Teilchens.

Die Emittanz wird zwar durch die Startbedingungen festgelegt, kann aber durch äußere Einflüsse verändert werden. Die Betatronschiwingung kann, insbesondere bei Elektronenbeschleunigern, durch Synchrotronstrahlung (vgl. Abschn. 4.2.4) gedämpft werden, was zu einer Reduzierung der Emittanz führt. Diese Dämpfung findet so lange statt, bis eine minimale Emit-

tanz erreicht wird. Diese sogenannte natürliche Strahlemittanz wird durch den stochastischen Charakter der Synchrotronstrahlung verursacht. Innerhalb eines Ablenkmagneten erfährt ein Elektron auf der Gleichgewichtsbahn mit Sollimpuls ($\Delta p = 0$), durch die diskrete Abstrahlung eines Photons, einen Energieverlust und bewegt sich fortan auf einer Dispersionsbahn (siehe Gl. (2.13)). Aufgrund der entstandenen Ablage durch die Dispersion findet eine Fokussierung und damit verbundene Betatronschwingung um die Sollbahn statt. Die Existenz einer von Null verschiedenen Schwingungsamplitude weist auf eine von Null verschiedene Emittanz hin (vgl. [Wil96, Abschn. 6.4.1]).

Die einzelnen Teilchen innerhalb eines Elektronenstrahls weisen, neben den verschiedenen Phasen der Betatronschwingung, auch alle verschiedenen Schwingungsamplituden, und damit auch unterschiedliche Emittanzen auf. Zur Definition der Emittanz des gesamten Strahls sowie des Strahlquerschnitts nutzt man daher einen statistischen Ansatz. Die Dichteverteilung eines Elektronenstrahls lässt sich in den beiden transversalen Ebenen näherungsweise als Gaußverteilung schreiben [Wil96, Gl. (3.136)]:

$$\rho(x, z, s) = \frac{Ne}{2\pi\sigma_x(s)\sigma_z(s)} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x(s)^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z(s)^2}\right), \quad (2.10)$$

wobei N die Anzahl der Teilchen im Strahl bezeichnet. Durch $\sigma_x(s)$ beziehungsweise $\sigma_z(s)$ wird die Strahlbreite an der Position s in der entsprechenden Achse definiert.

Die Strahlbreite ist von der jeweiligen positionsabhängigen Betafunktion abhängig. Dem gesamten Strahl kann über die Strahlbreite eine Emittanz $\epsilon_{i,STA}$ zugeordnet werden (nach [Wil96, Gl. (3.138)])

$$\sigma_i(s) = \sqrt{\epsilon_{i,STA}\beta_i(s)} \quad (2.11)$$

$$\Leftrightarrow \epsilon_{i,STA} = \frac{\sigma_i^2(s)}{\beta_i(s)} \quad \text{mit } i \in [x, z]. \quad (2.12)$$

2.1.3 Dispersion

Bei den homogenen Lösungen der HILLSchen Differentialgleichungen wurde die Strahlablage aufgrund von Impulsabweichungen $\frac{\Delta p}{p}$ der Teilchen im Strahl vernachlässigt. Die horizontale Verschiebung des Strahls lässt sich mit der Dispersionsfunktion $D(s)$ beschreiben. Sie entspricht der theoretischen Ablage eines Teilchens bei einer Impulsabweichung von $\frac{\Delta p}{p} = 1$. Damit ergibt sich die geänderte Teilchenbahn zu (vgl. [Wil96, Gl. (3.104)]):

$$x_d(s) = D(s) \frac{\Delta p}{p}, \quad (2.13)$$

$$x(s) = x_{\text{hom}}(s) + x_d(s) = x_{\text{hom}}(s) + D(s) \frac{\Delta p}{p}. \quad (2.14)$$

Die Betatronschwingungen finden nicht mehr um die Idealbahn, sondern um eine von der Dispersionsfunktion vorgegebene Bahn statt. Dies führt zu einer Vergrößerung der Strahlbreite in der horizontalen Richtung:

$$\sigma_x(s) = \sqrt{\epsilon_x\beta_x(s) + \left(D(s)\frac{\Delta p}{p}\right)^2} \quad (2.15)$$

da alle Teilchen des Strahls unterschiedliche Impulsabweichungen aufweisen. Die Ablage tritt nur in der horizontalen Ebene auf, da nur hier Dipolmagnete zur Ablenkung verwendet werden.¹

2.1.4 Arbeitspunkt und Resonanzen

In Abschnitt 2.1.1 wurde bereits die Phase $\Psi(s)$ der Betatronschwingung eingeführt. Da diese nur von der Magnetstruktur abhängt, wächst sie pro Umlauf um einen bestimmten Betrag $\Delta\Psi$ an. Damit wird der *Arbeitspunkt* Q als Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf definiert:

$$Q := \frac{\Delta\Psi}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_s^{s+L} \frac{d\sigma}{\beta(\sigma)} \quad (2.16)$$

L bezeichnet dabei die Gesamtlänge und s eine beliebige Position des Kreisbeschleunigers.

Die Magnete eines Beschleunigers können im Allgemeinen nicht perfekt gefertigt und aufgestellt werden. Die Gleichgewichtsbahn wird durch die entstandenen Feldfehler verändert. Die Betatronschwingungen finden dann um eine gestörte Gleichgewichtsbahn statt (siehe Abb. 2.1). Mit der Annahme von infinitesimal kurzen Dipolfeldstörungen $\frac{\delta B}{B}$, lässt sich die Winkeländerung $\Delta x'$, die der Elektronenstrahl erfährt, schreiben als [Hin97, Gl. (7.1)]

$$\Delta x' = -\frac{\delta B}{BR} \Delta s \quad (2.17)$$

Alle über den Beschleunigerring verteilten Feldfehler lassen sich in einer s -abhängigen Funktion $F(s)$ zusammenfassen. Die neue gestörte Gleichgewichtsbahn x_c lässt sich dann an der Position s als

$$x_c(s) = \frac{\sqrt{\beta(s)}}{2 \sin Q\pi} \int_s^{s+L} F(s') \sqrt{\beta(s')} \cos(\Psi(s') - \Psi(s) - Q\pi) ds' \quad (2.18)$$

(vgl. [Hin97, Gl. (7.10)]) beschreiben. Zu beachten ist die Proportionalität der Ablage zum Term $\frac{1}{\sin Q\pi}$. Bei Wahl eines ganzzahligen Arbeitspunkts Q wächst diese Ablage bis ins Unendliche an, was unbedingt vermieden werden muss. Ähnliche Überlegungen bei Feldfehlern mit höherer Ordnung (siehe z.B. [Hin97, Abschn. 7.2]) führen zu verbotenen Arbeitspunkten $n \cdot Q = p$ mit $n, p \in \mathbb{Z}$, wobei die Auswirkung der Resonanzen mit steigender Ordnung stark abnimmt. Es sind ebenfalls Koppelresonanzen zwischen den beiden transversalen Ebenen² möglich, die zu folgender Resonanzbedingung führen [Hin97, Gl. (7.39)]:

$$n \cdot Q_x + m \cdot Q_z = p \quad \text{mit} \quad n, m, p \in \mathbb{Z} \quad (2.19)$$

¹Das gilt nur für einen idealen Beschleuniger. In der Praxis sind die beiden transversalen Ebenen gekoppelt, was auch zu einer Dispersionsablage in der vertikalen Ebene führt. Beim ELSA-Stretcherring liegt die Kopplung der beiden Ebenen, je nach Wahl des Arbeitspunkts, zwischen 3% und 10% [Pre07].

²Die Teilchen führen in der longitudinalen Ebene ebenfalls Synchrotronschwingungen aus. Dies führt zu einer weiteren Resonanzbedingung: $n \cdot Q_s = p$.

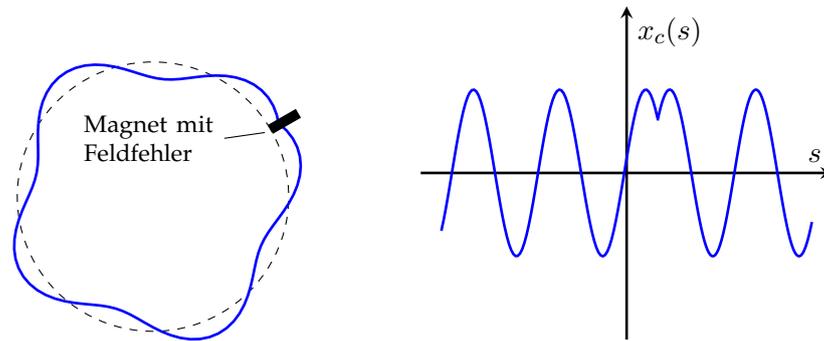


Abbildung 2.1: Durch eine Dipolfeldstörung („Winkel-Kick“) verursachte Änderung der Gleichgewichtsbahn (—).

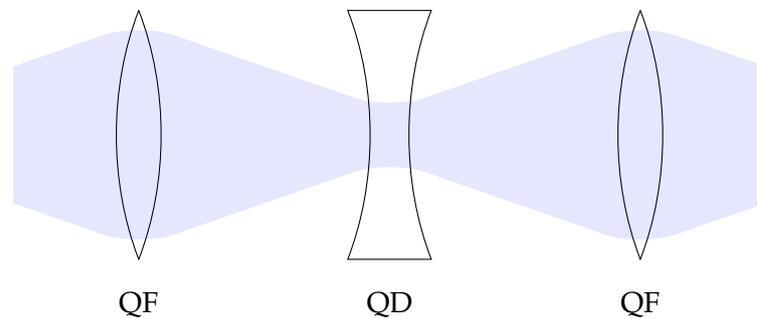


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung einer FODO-Struktur. Die FODO-Zelle umfasst dabei die Quadrupole QF und QD sowie die beiden angrenzenden Driftstrecken. Die Strahleinhältnisse (also die ortsabhängige Amplitude der Betatronschwingungen, auch „Envelope“ genannt) ist hellblau hinterlegt dargestellt.

2.1.5 FODO-Struktur

Um in einem Kreisbeschleuniger die geforderte Fokussierung des Teilchenstrahls zu gewährleisten, müssen die Quadrupolmagnete entsprechend angeordnet werden. Durch die Geometrie der Magnete wirken diese in einer transversalen Ebene fokussierend, in der jeweils anderen transversalen Ebene defokussierend. Durch entsprechende Umpolung eines Quadrupols erhält man das umgekehrte Verhalten. Bei der FODO-Struktur werden die Quadrupolmagnete nacheinander mit abwechselndem Fokussierungscharakter angeordnet. So erhält man in der Summe, bei geeigneter Wahl des Abstands zwischen den Magneten, eine fokussierende Struktur. Zwischen den Magneten befindet sich jeweils eine Driftstrecke in der keine Fokussierung stattfindet, sondern nur eine Ablenkung durch eventuell vorhandene Dipolmagnete. Eine entsprechende schematische Darstellung ist in Abbildung 2.2 gezeigt.

Neben der einfachen und kompakten Anordnung hat diese Struktur einen weiteren Vorteil. Die Periodizität der Magnete führt ebenfalls zu einer Periodizität der β -Funktion. Diese weist daher in fokussierend wirkenden Quadrupolmagneten stets ein Maximum auf, in defokussierend wirkenden ein Minimum.

Kapitel 3

Strahlverlust

3.1 Ursachen für Strahlverlust

Strahlverlust tritt immer dann auf, wenn die umlaufenden Elektronen mit der Vakuumkammerwand kollidieren. Die Ursachen lassen sich in zwei Kategorien einteilen: unvermeidbarer sowie vermeidbarer Verlust.

Bei den unvermeidbaren Verlusten handelt es sich meist um kontinuierlich auftretende Verluste. Beispiele hierfür sind Verluste an Aperturbeschränkungen oder Stöße mit Restgas. Diese lassen sich aber nur mit erheblichem Aufwand und Eingriffen in den Aufbau des Beschleunigers reduzieren. Dazu gehört ebenfalls der unvermeidbare Verlust an Extraktionselementen. Die unvermeidbaren Verluste geben die maximale Lebensdauer des umlaufenden Strahls vor.

In der zweiten Kategorie finden sich sowohl kontinuierliche Verluste als auch spontane Verluste wieder. Im Falle von unerwünscht auftretenden Resonanzen kommt es meist zu einem erheblichen Strahlverlust, in der Größenordnung einer 10 %, innerhalb einer kleinen Anzahl von Umläufen des Elektronenstrahls im Beschleuniger. Es sind aber ebenfalls kontinuierliche Verluste (z.B. in Form von Aperturbeschränkungen) möglich, die die Strahllebensdauer erheblich reduzieren können. Im weiteren Verlauf werden mögliche Ursachen für Strahlverlust am Stretcherring der Beschleunigeranlage ELSA aufgeführt.

Stöße mit Restgas

Der Elektronenstrahl wird zur Reduzierung der Wechselwirkung mit der Luft in einer Vakuumkammer geführt. Für den ELSA-Stretcherring liegt der typische Druck innerhalb der Kammern zwischen 1×10^{-8} mbar und 2×10^{-7} mbar¹. Die Wechselwirkung mit dem Restgas findet hauptsächlich über die Abgabe von Bremsstrahlung im elektrischen Feld von Hüllenelektronen und Atomkernen statt. Weiterhin findet ebenfalls eine Ionisation der Atome des Gases statt, wobei der Energieverlust durch Bremsstrahlung bei Strahlenergien im GeV-Bereich überwiegt. Der Energieverlust führt zu einer Energieabweichung der Elektronen bezüglich ihrer Sollenergie, wodurch ihre Gleichgewichtsbahn durch die Dispersion verschoben wird (Gl. (2.14)). Zur Erzeugung einer Ablage in der Größenordnung der physikalischen Apertur ist eine Energieabweichung von circa 1,5 % nach Gleichung (2.13) und unter Annahme des Maximums der Dispersionsfunktion von $D_{\max} = 3,33$ m sowie des Vakuumkammerradius von 5 cm nötig.

Neben den inelastischen Stößen ist weiterhin RUTHERFORD-Streuung am Atomkern sowie an Hüllenelektronen möglich. Der Energietransfer ist in diesem Fall sehr gering, allerdings kann die elastische Streuung zu einer Ablenkung der Elektronen führen, sodass sie an der Kammerwand verloren gehen [Mø99].

¹Abgelesen im Kontrollsystem bei ausgeschalteter Anlage.

Aperturbeschränkungen und verschobene Gleichgewichtsbahn

Die Vakuumkammern, in denen der Teilchenstrahl umläuft, müssen der Strahlbreite angepasst sein. Bei einem Elektronenstrahl sollte die Vakuumkammer mindestens um den Faktor 7 (vgl. [Wil96, Abschn. 3.9]) größer sein als die Strahlbreite σ_x , um erhöhten Strahlverlust zu vermeiden. Neben den Vakuumkammern sind innerhalb des Beschleunigers verschiedene Komponenten mit stark unterschiedlicher physikalischer Apertur vorhanden. Hierzu gehören insbesondere auch die Injektions- sowie Extraktionssepta². Der geforderte Kammerdurchmesser von $7\sigma_x$ ist dann nicht mehr gewährleistet. Dadurch kommt es in diesem Bereich zu erhöhten Verlusten und einem Abnehmen der Lebensdauer des Strahls. Zusätzlich können durch den Einbau neuer Komponenten weitere ungewollte Aperturlimitationen hinzukommen.

Die Gleichgewichtsbahn, um die die Elektronen Betatronoszillationen ausführen, kann durch Aufstellungs- oder Feldfehler der Magnete verschoben sein (vgl. Abschn. 2.1.4). Bei zu großen Verschiebungen, besonders in Bereichen mit beschränkter Apertur, kann dies zu erheblichen Strahlverlusten führen. In Kreisbeschleunigern werden Korrektormagnete, über den Ring verteilt eingebaut, mit denen die Gleichgewichtsbahn wieder der Sollbahn angenähert werden kann.

Resonanzen

In Abschnitt 2.1.4 wurde bereits auf die Wahl des Arbeitspunkts und den damit verbundenen Strahlverlust hingewiesen. Im Normalbetrieb werden Arbeitspunkte weit von starken Resonanzen entfernt gewählt. Durch Messung des Strahlverlusts bei verschiedenen Arbeitspunktpaaren (horizontal und vertikal) kann ein optimales Paar mit den geringsten Verlusten gefunden werden. Weiterhin ist der Arbeitspunkt während des ELSA-Zyklus aber keineswegs konstant. Der während der Beschleunigungsphase gewählte Wert für den horizontalen Arbeitspunkt muss vor Beginn der Extraktionsphase in die Nähe der drittelzahligen Resonanz bei $Q_x = 4\frac{2}{3}$ verschoben werden. Die Änderung kann nur mit begrenzter Geschwindigkeit (vorgegeben durch die Ansteuerung der Netzgeräte) durchgeführt werden, was bei Durchquerung einer Resonanz zu Strahlverlust führt.

Ohne Korrektur kann es beispielsweise auch während der Energierampe durch Wirbelströme in der elektrisch leitenden Vakuumkammerwand zu einer ungewollten Änderung der Arbeitspunkte kommen. Studien haben eine Verschiebung des horizontalen Arbeitspunkts von $\Delta Q_x \approx 0,021$ bei einer Rampengeschwindigkeit von $\frac{dE}{dt} = 4 \text{ GeV/s}$ ergeben [Ebe10].

Multi-Bunch Instabilitäten

Die im Beschleuniger umlaufenden Elektronenpakete induzieren in der leitfähigen Vakuumkammer eine Spiegelladung. Die Ladung folgt der Flugbahn des Elektronenpakets innerhalb der Kammer. Durch die begrenzte Leitfähigkeit der Kammer können sich die Spiegelladungen allerdings nur mit einer geringeren Geschwindigkeit bezüglich der relativistischen Elektronenpakete bewegen. Zusätzlich ist die zurückzulegende Wegstrecke durch Querschnittsänderungen der Kammer größer, als die der Elektronen. Dadurch bilden sich an der Position der

²Bei einem Septum handelt es sich um einen Ablenkarmagneten, der ein räumlich begrenztes Magnetfeld besitzt. So kann der zu injizierende oder extrahierende Teilchenstrahl abgelenkt werden, ohne den umlaufenden Strahl zu beeinflussen.

Querschnittänderung elektromagnetische Wellen aus. Trifft das nächste Elektronenpaket an dieser Stelle vor Abklingen der elektromagnetischen Welle ein, kann das Feld eine resonante Anregung aller Elektronen im Paket verursachen. Die Stärke der sogenannten Wake-Felder hängt von dem im Beschleuniger gespeicherten Strom ab (s.[Ng06, S. 2]). Eine Dämpfung findet, sofern keine aktive Dämpfung durch zusätzliche Komponenten vorgenommen wird, nur aufgrund von Synchrotronstrahlung statt. Bei Überschreiten einer kritischen Stromschwelle des gespeicherten Strahls, reicht die Dämpfung nicht mehr aus und es tritt Strahlverlust auf.

Defekte an Komponenten

Eine weitere Ursache für Strahlverlust können Defekte an Komponenten oder Netzgeräten sein. Hierzu gehören beispielsweise Stromrippel. Dabei handelt es sich um ungewollte Wechselstromkomponenten, die dem eigentlichen Gleichstrom überlagert sind. Weiterhin muss auf die zeitgleiche Ansteuerung der einzelnen Magnettypen geachtet werden. Die Ströme der zugehörigen Netzgeräte müssen während der Beschleunigungsphase synchron erhöht werden. Bereits geringe Abweichungen können zu Arbeitspunktverschiebungen und damit zu Strahlverlust führen.

Injektionsoptimierung

Bei der Extraktion des Elektronenstrahls aus dem Booster-Synchrotron und Injektion in den Stretcherring müssen Extraktionsenergie sowie Injektionsenergie übereinstimmen. Bei einer Abweichung verschiebt sich die Gleichgewichtsbahn (siehe Gl. (2.14)) was zu Strahlverlust in Sektoren des Beschleunigers mit großer Dispersionsfunktion führen kann. Weiterhin muss bei der Injektion auf die korrekte Einstellung der Injektionssepta geachtet werden, da ein falscher Ablenkwinkel zu einer großen Strahlablage führen kann. Das Strahlverlustsystem kann so direkt zur Optimierung der Injektionsparameter genutzt werden.

3.2 Detektion des Strahlverlusts

3.2.1 Indirekter Nachweis

Selbst ohne ein dediziertes Strahlverlustsystem, lässt sich bereits mit üblicherweise in Kreisbeschleunigern eingebauten Strahltransformatoren Strahlverlust nachweisen.

Aus der zeitlichen Änderung des Strahlstroms lässt sich die Lebensdauer des gespeicherten Strahls bestimmen:

$$I(t) = I_0 \cdot \exp(-\lambda t) \quad . \quad (3.1)$$

I_0 bezeichnet den Strahlstrom zu Beginn der Messung, λ repräsentiert die Lebensdauer des Strahls. Die Ableitung von (3.1) liefert die Größe $\frac{dI(t)}{dt}$, welche proportional zum Elektronenverlust ist. Hiermit lassen sich kontinuierliche Verluste aufzeigen.

Während des Standardbetriebs wird der im Stretcherring gespeicherte Elektronenstrahl über einen Zeitraum von wenigen Sekunden kontinuierlich verringert, indem ein Teil der Elektronen zu den Experimentierplätzen extrahiert wird. Dies macht den Nachweis von Strahlverlust über die oben genannte Methode unmöglich, da die Lebensdauer typischerweise mehrere Minuten bis 1 h beträgt. Es lassen sich allerdings immer noch spontane Verluste nachweisen:

Tritt spontaner Strahlverlust auf (z.B. durch eine Resonanz, vgl. Abschnitt 3.1), so führt dies im Allgemeinen zu einem starken Abfall des gespeicherten Stahlstroms über eine kleine Anzahl an Umläufen im Beschleunigerring. In der Anzeige des gespeicherten Stroms lässt sich der Verlust als eine „Kante“ identifizieren. Ein Beispiel des typischen Stromverlaufs während eines ELSA-Zyklus im *Nachbeschleunigungsmodus* ist in Abbildung 6.3 (siehe Abschn. 6.3) gezeigt. Weiterhin lässt sich durch diese Methode keine Analyse des Strahlverlusts bei der Injektion durchführen, da hier der gespeicherte Strom erhöht wird, und Verluste so nicht sichtbar sind.

3.2.2 Direktes Nachweisprinzip

Zum direkten Nachweis des Strahlverlusts eignet sich die Detektion der Elektronen aus den Teilenschauern, die beim Durchqueren der Strahlelektronen durch die Vakuumkammerwand entstehen.

Geladene Teilchen wechselwirken beim Durchqueren von Materie mit den dort vorhandenen Hüllenelektronen. Hierbei finden elastische Stöße statt, durch die Energie auf die Elektronen übertragen wird. Die von den Primärteilchen deponierte Energie pro Wegstrecke hängt sehr stark von der Masse der Teilchen sowie deren kinetischer Energie ab. Weiterhin haben die Dichte sowie die Kernladungszahl der durchquerten Materie einen großen Einfluss. Die BETHE-BLOCH-Formel ermöglicht die Berechnung des Energieverlusts pro Wegstrecke. Dabei werden alle vorgenannten Parameter berücksichtigt [Leo87, Gl. (2.26)]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e \rho \frac{z^2}{A \beta^2} \left(\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right), \quad (3.2)$$

mit

r_e : klassischer Elektronenradius	β : v/c
m_e : Ruhemasse des Elektrons	v : Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens
N_a : Avogadro-Konstante	γ : Energie des einfallenden Teilchens in Einheiten seiner Ruhemasse
I : Mittleres Ionisationspotential ³	δ : Dichte-Effekt-Korrekturen
Z : Ordnungszahl des Absorbermaterials	C : Schalenmodell-Korrektur
A : Nukleonenzahl des Absorbermaterials	W_{\max} : maximaler Energietransfer bei Einzelkollisionen.
ρ : Dichte des Absorbermaterials	
z : Ladung des einfallenden Teilchens	

Als Beispiel ist in Abbildung 3.1 der Energieverlust pro Wegstrecke von Elektronen durch Ionisation in Silizium mit einer Dichte von $\rho = 2,329 \text{ g/cm}^3$ bei Zimmertemperatur (vgl. [PDG10]) in Abhängigkeit der kinetischen Energie E_{kin} gezeigt. Die Teilchen mit minimalem Energieverlust pro Wegstrecke werden *minimal ionisierende Teilchen* (kurz *MIP*⁴) genannt. Deren

³Das *Mittlere Ionisationspotential* stellt einen der wesentlichen Parameter der BETHE-BLOCH-Formel dar. Er wird experimentell aus $\frac{dE}{dx}$ -Messungen gewonnen.

⁴Akronym für *Minimum Ionizing Particle*.

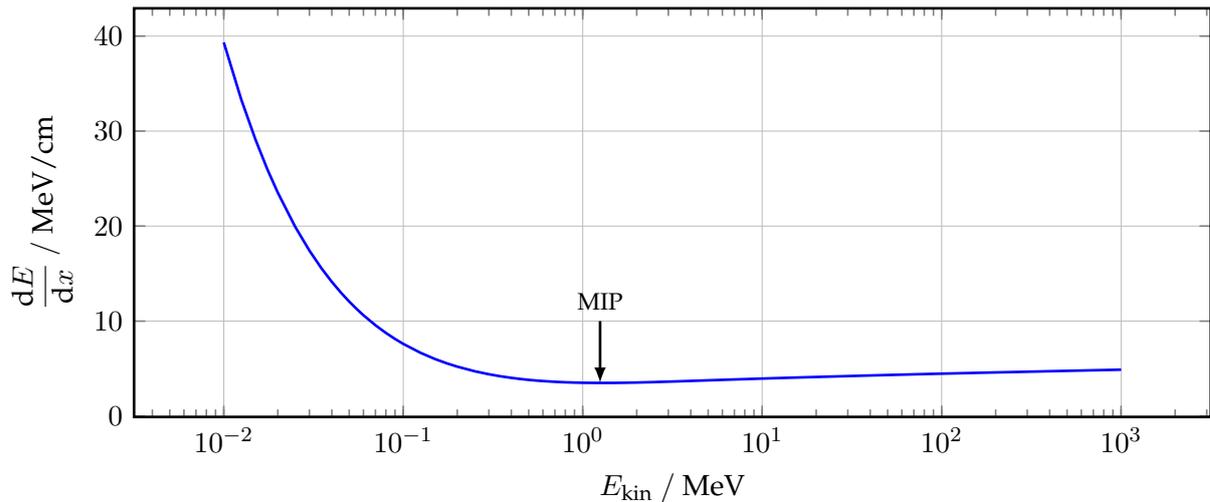


Abbildung 3.1: Elektronenenergieverlust pro Wegstrecke durch Ionisation in Silizium (Dichte $\rho = 2,329 \text{ g/cm}^3$) [ESTAR11].

Energieverlust reicht für eine untere Abschätzung der deponierten Energie im Detektormaterial aus. Für Silizium liegt das Minimum bei (vgl. [PDG10, S. 302, Tab. 6.1])

$$\frac{dE}{dx}_{\min} \approx 3,87 \text{ MeV/cm} \quad (3.3)$$

3.2.3 Anforderungen an die Detektoren

Basierend auf den Ursachen für Strahlverlust, sind verschiedene Anforderungen an die Detektoren des Strahlverlustsystems zu stellen.

- **Proportionalität:** Die Detektoren sollen im Zählmodus betrieben werden, um so für jedes detektierte Ereignis ein Signal erzeugen zu können, das mit einem Frequenzzähler gezählt werden kann. Die Zählrate ist damit direkt proportional zur Anzahl der Strahlverlust-Ereignisse pro Zeiteinheit.
- **Pulslänge:** Die Pulslänge sollte zusammen mit der Totzeit des Detektors möglichst klein sein, da sie die maximale Zählrate einschränken. Jedes Elektronenpaket passiert den Detektor mit einer Umlauffrequenz von etwa 1,82 MHz. Der Detektor sollte demnach in der Lage sein alle 500 ns ein Signal zu erzeugen, um eine Detektion des Strahlverlusts bei jedem Umlauf zu ermöglichen.
- **Geografische Lokalisation:** Die Detektoren müssen im Beschleunigerring verteilt aufgebaut werden, damit der Entstehungsort des Strahlverlusts zurückverfolgt werden kann, was insbesondere zur Lokalisierung von Aperturbeschränkungen notwendig ist.
- **Größe:** Zwischen den Komponenten steht nur begrenzter Platz (effektiv 7 cm zwischen Quadrupol und Dipol) zur Verfügung. Daher ist eine möglichst kompakte Ausführung des Detektors erforderlich (vgl. Abb. 3.2).

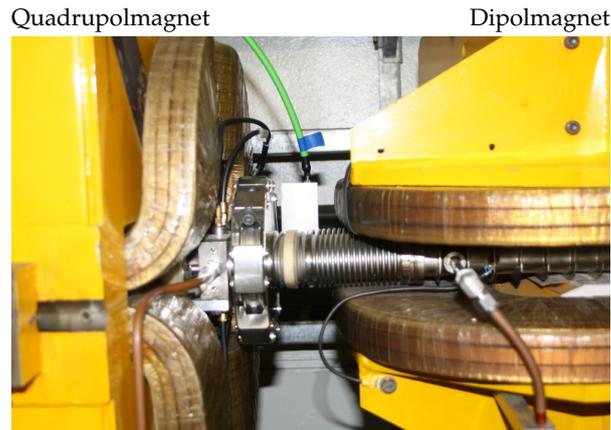


Abbildung 3.2: Verfügbare Platz zur Montage eines Strahlverlust-Detektors nach einem Quadrupol. Der Abstand zum nächsten Dipol beträgt 7 cm.

- **Synchrotronstrahlung:** Innerhalb der ablenkenden Magnete entsteht Synchrotronstrahlung, auf die die Detektoren nicht reagieren dürfen.
- **Einfache Ansteuerung:** Es muss eine einfache Integration in die vorhandene Infrastruktur möglich sein, insbesondere die Einbindung in das Kontrollsystem.

3.2.4 Mögliche Detektoren

Photomultiplier

Der Photomultiplier ist ein Detektor für Lichtpulse. Ein solcher Detektor besteht aus einer metallischen Photokathode, in der durch den Photoeffekt erzeugte Elektronen mit einer Quantenausbeute von etwa 25 % ausgelöst werden (vgl. [Kle92]). Danach folgt eine Kaskade von 10 bis 20 Elektroden, die Dynoden genannt werden. Zwischen diese wird eine Spannung von typischerweise einigen 100 V angelegt. Das primäre Elektron wird durch einen Potentialunterschied in Richtung der ersten Dynode beschleunigt. Die gewonnene kinetische Energie reicht aus, um beim Auftreffen auf der nächsten Dynode, drei bis fünf weitere Sekundärelektronen auszulösen. Diese werden nun ihrerseits wieder zur nächsten Dynode beschleunigt, wobei das Primärelektron vervielfacht wird. Die Gesamtverstärkung liegt bei etwa 1×10^6 bis 3×10^7 . Die Ladung, die zur letzten Dynode gelangt, erzeugt an einem mit 50Ω abgeschlossenen Ausgang einen Spannungsimpuls von einigen 100 mV. Die charakteristische Anstiegszeit dieses Impulses liegt bei etwa 2 ns, mit einer Signalverzögerung durch die Laufzeit der Elektronen zwischen den Dynoden von etwa 40 ns.

Der Photomultiplier kann ebenfalls zur direkten Detektion von Strahlverlust genutzt werden (als sogenannter Sekundärelektronenvervielfacher). Hierbei werden durch auftreffende Elektronen auf der Kathode Sekundärelektronen herausgeschlagen und in Richtung der ersten Dynode beschleunigt. Die Effizienz lässt sich durch den Ersatz der Photokathode mit einer Aluminiumfolie verbessern.

Szintillator

Der Szintillations-Detektor besteht im Wesentlichen aus einem sogenannten Szintillatorkristall mit nachfolgendem Photomultiplier. Die Atome des Kristalls werden bei Wechselwirkung mit Photonen oder geladenen Teilchen angeregt. Diese Anregung wird in Form von sichtbarem Licht wieder abgegeben und kann mit einem nachgeschalteten Photomultiplier detektiert werden.

Es werden sowohl anorganische, als auch organische Szintillatoren verwendet. Anorganische Szintillatoren sind Kristalle, die mit sogenannten Aktivatorzentren dotiert wurden. Trifft ionisierende Strahlung auf den Kristall, so werden Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die Elektronen und Löcher können sich frei bewegen und dabei auf ein solches Aktivatorzentrum treffen. Durch Rekombination des Elektron-Loch-Paars wird Energie freigegeben, die in die Anregung des Aktivatorzentrums fließt. Durch Abregung wird die Energie wieder frei und in Form von sichtbarem Licht abgegeben. Die Lichtausbeute ist abhängig vom verwendeten Kristall und beschreibt die Anzahl der erzeugten Photonen pro deponierter Energie. Diese liegt zum Beispiel bei Natriumiodid als verwendetem Kristall bei circa 40 000 Photonen/MeV. Problematisch ist die große Abklingzeit der anorganischen Szintillatoren. Diese liegt aufgrund der großen Lebensdauer der angeregten Aktivatorzustände bei ca. 230 ns. Weiterhin wird das Kristallmaterial auch durch hochenergetische Strahlung zerstört, was die Lebensdauer des gesamten Kristalls stark reduziert.

Eine Alternative stellen die organischen Szintillatoren dar. Hier werden direkt Moleküle durch die einfallende Strahlung angeregt, die dann bei der Rückkehr in den Grundzustand Energie in Form von UV-Licht abgeben. Das abgestrahlte Licht wird von anderen Molekülen wieder absorbiert, sodass das Licht nicht aus dem Material austreten kann. Daher mischt man einen Fluoreszenzstoff hinzu, der das UV-Licht in sichtbares Licht umwandelt. Dieses kann aufgrund seiner geringeren Energie nicht mehr von den Molekülen absorbiert werden. Vorteil dieser Materialien ist die sehr geringe Abklingzeit von bis zu 5 ns. Die Lichtausbeute entspricht dabei mit 25 % der des NaI-Kristalls.

Die zeitliche Auflösung wird in beiden Fällen durch den nachfolgenden Photomultiplier nicht nennenswert eingeschränkt. Sie liegt bei beiden Szintillator-Materialien innerhalb der Anforderungen.

Ionisationskammern

Grundbestandteil einer Ionisationskammer ist ein mit einem Gas oder einer Flüssigkeit gefülltes Volumen. In diesem befinden sich zwei Kathoden, zwischen denen eine Spannung angelegt wird. Durch den Energieverlust von geladenen Teilchen, die das Gasvolumen passieren, wird das Gas entlang der Flugbahn des Teilchens ionisiert. Die Elektronen und Gasionen werden im elektrischen Feld separiert und beschleunigt. Die Signalverarbeitung erfolgt über die Detektion der zu den Elektroden transportierten Ladung.

Daraus lassen sich zwei unterschiedliche Arten von Detektoren für Strahlverlust ableiten. Zum einen eine kompakte Version, die an Orten mit erwartetem Strahlverlust aufgebaut werden kann. Die Größe des Gasvolumens beträgt dabei einige 100 mL bis 1 L. Zum anderen kann auch eine wesentlich „längere“ Version verwendet werden. Hierzu wird ein hohles Koaxialkabel mit einem großen Durchmesser (mehrere cm) verwendet, dessen Innen- und Außenleiter die Elektroden darstellen. Dieses Kabel wird entlang der Vakuumkammer verlegt. Eine Lokalisierung des Strahlverlusts lässt sich über eine Laufzeitanalyse des Signals auf dem

Koaxialkabel erreichen. Für den Betrieb in einem Ringbeschleuniger ist diese Technik nur bedingt anwendbar, da sich die Signale mehrerer Strahlverlust-Ereignisse überlappen können. Dadurch geht die Ortsinformation praktisch verloren, was nur durch eine Separation des Kabels in kleinere Abschnitte kompensiert werden kann.

Betrachtet man eine Ionisationskammer mit 5 cm Driftstrecke, ergibt sich bei einer, zwischen den Elektroden angelegten, Spannung von 2500 V eine Driftzeit der Elektronen von circa 1 μ s (vgl. [Kle92]). Dies entspricht den in Abschnitt 3.2.3 gemachten Anforderungen an die Zeitauflösung. Die geografische Lokalisation lässt sich über den Aufbau verschiedener Messstationen erreichen.

pin-Diode

Die Detektion von Strahlverlust kann auch mit Hilfe einer pin-Photodiode erfolgen. Das Detektionsprinzip ist mit dem einer Ionisationskammer vergleichbar. Als Wechselwirkungsmedium wird ein dotierter Halbleiter verwendet. Innerhalb der pin-Diode werden durch ionisierende Teilchen Elektron-Loch-Paare erzeugt, die zu Anode und Kathode abgesaugt werden. Diese Ladungen lassen sich durch eine geeignete Verstärkerelektronik zu einem Spannungspuls verstärken. Die Ladungsseparation innerhalb der Diode findet dabei innerhalb von typischerweise 2 ns statt. Der nachfolgende Verstärker kann Pulse mit einer Breite von ca. 50 ns erzeugen. Die genaue Funktionsweise dieser Detektoren wird in Kapitel 4 erläutert.

3.2.5 Wahl des Detektortyps

Ein Halbleiterdetektor auf Basis einer pin-Diode ist optimal für den Aufbau des Strahlverlustsystems am Stretcherring geeignet. Synchrotronstrahlung verursacht in einem Detektor eine permanente Untergrundrate, die die Detektion von schwachen Strahlverlusten unmöglich macht. Bei pin-Dioden lässt sich dies zu großen Teilen durch Anwendung einer Koinzidenzschaltung aus zwei Dioden vermeiden. Prinzipiell ist dieses Vorgehen auch bei anderen Detektortypen möglich, erfordert aber erheblich mehr Platz, der nicht zur Verfügung steht. Halbleiterdetektoren und die erforderliche Verstärkerelektronik können auf Platinen mit Maßen von wenigen Zentimetern aufgebaut werden. Neben diesem gibt es weitere Vorteile:

- **Versorgungsspannung:** Für die pin-Dioden reicht eine Sperrspannung von wenigen 10 V aus, um ein ausreichend großes elektrisches Feld zur Ladungsträgerseparation zu erhalten. Bei anderen Detektoren sind dafür meist Hochspannungen im Bereich von mehreren 1000 V erforderlich, die weitere Anforderungen an die Infrastruktur stellen.
- **Dynamikbereich⁵:** Durch die Koinzidenzanordnung (siehe Abschn. 4.2.4) liegt die Untergrundzählrate bei 1 Hz bis 0,1 Hz. Bei einer maximalen Zählrate von 10 MHz lässt sich ein dynamischer Bereich der Zählrate von 1×10^7 bis 1×10^8 erreichen.
- **Wartung:** Die Detektoren müssen wenig bis gar nicht gewartet werden. Es tritt lediglich ein Alterungseffekt durch die ionisierende Strahlung ein, der die Empfindlichkeit der Halbleiterkomponenten vermindert. Die pin-Dioden lassen sich leicht und kostengünstig ersetzen.

⁵Der *Dynamikbereich* gibt das Verhältnis vom größten zum kleinsten möglichen Wert einer Größe an.

Kapitel 4

Halbleiterdetektoren

Als Strahlverlustdetektoren werden am Stretcherring Halbleiterdioden mit entsprechender Verstärkerschaltung verwendet. In diesem Kapitel werden daher die notwendigen Grundlagen der Halbleitertechnik erklärt. Hierzu werden die beiden wichtigsten Modelle, das Bindungsmodell sowie das Bändermodell kurz vorgestellt. Außerdem wird das Detektionsprinzip von ionisierender Strahlung durch Photodioden gezeigt. Eine detaillierte Einführung in dieses Themenfeld liefert [Lut99].

4.1 Allgemeine Eigenschaften von Halbleitern

Als Halbleiter bezeichnet man Stoffe, deren spezifischer Widerstand zwischen dem von Isolatoren (etwa $10 \times 10^{10} \Omega \text{ m}$) und Metallen (etwa $10 \times 10^{-6} \Omega \text{ m}$) liegt [Mü84]. Dabei können Halbleiter sowohl als 4-wertiges¹ Element (Elementhalbleiter genannt) als auch in Form einer Verbindung aus einem 3-wertigen und 5-wertigen Element (Verbindungshalbleiter genannt) vorkommen.² Beispiele für einen Elementhalbleiter sind Silizium oder Germanium. Bei diesen bildet sich unter geeigneten Bedingungen für die Kristallisation eine Diamantstruktur aus, wobei die Bindungen der Atome rein kovalent sind. In Abbildung 4.1 ist die Projektion einer Ebene der Diamantstruktur gezeigt. Bei den meisten Verbindungshalbleitern bildet sich hingegen eine Zinkblendestruktur aus. Diese wird sowohl durch kovalente Bindung als auch durch Ionenbindung hergestellt.

Zur Beschreibung der möglichen Energiezustände innerhalb des Kristalls verwendet man das *Bändermodell*. Durch die Nähe der Einzelatome zueinander überlappen die Elektronenwellenfunktionen³ untereinander, was zu einem Übergang von diskreten Energieniveaus zu einem Energieband führt. In diesem liegen die einzelnen Energieniveaus so nahe beieinander, dass man sie als kontinuierlich annehmen kann. Relevant sind in diesem Fall nur das Valenzband, welches von den, an Bindungen beteiligten Valenzelektronen, besetzt ist und das Leitungsband. Bei der Temperatur $T = 0 \text{ K}$ befinden sich alle Elektronen im Valenzband, wodurch der Halbleiter als Isolator fungieren würde. Bei größeren Temperaturen reicht die thermische Energie des Kristalls aus, um einzelne Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband anzuheben und damit die entsprechenden Atome zu ionisieren. Dies ist in Abbildung 4.2 schematisch

¹Als *4-wertig* bezeichnet man Elemente, die über vier Valenzelektronen verfügen und damit vier kovalente Bindungen eingehen können. Diese Elemente befinden sich entsprechend in der IV. Hauptgruppe des Periodensystems der Elemente.

²Weiterhin gibt es auch Verbindungshalbleiter bestehend aus Verbindungen aus den Elementen der II. und VI. Hauptgruppe. Diese finden aber vorwiegend in der optischen Halbleitertechnik bei Leuchtdioden sowie Laserdioden Verwendung.

³Die *Wellenfunktion* eines Teilchens beschreibt seinen quantenmechanischen Zustand. Sie entspricht quadriert der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Teilchens.

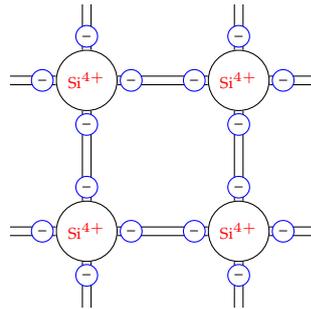


Abbildung 4.1: Projektion einer Gitterebene des kristallisierten Halbleiters. Gezeigt sind die Ionenrümpfe von Silizium in rot sowie die zugehörigen Elektronen in blau. Diese sind hier symbolisch lokalisiert gezeichnet, um die Zugehörigkeit zu den ursprünglichen Atomrümpfen zu verdeutlichen.

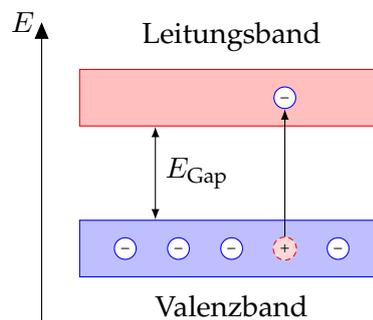


Abbildung 4.2: Bandstruktur des Halbleiters: Gezeigt ist die Lage der beiden relevanten Bänder. Das Leitungsband liegt energetisch höher als das Valenzband. Elektronen, die ins Leitungsband angehoben werden, können zur Leitung beitragen. Dazu wird die Energie E_{Gap} benötigt. Durch die Anhebung des Elektrons entsteht ein positiv geladenes Loch.

gezeigt. Dabei muss eine Energie aufgewendet werden, die bei typischen Halbleitern in der Größenordnung von $E_{\text{Gap}} \approx 1 \text{ eV}$ (Silizium: $E_{\text{Gap}} = 1,12 \text{ eV}$, vgl. [Lut99, Abschn. 2.6.3]) liegt.

Durch diesen Vorgang entsteht ein Elektron-Loch-Paar. Das Elektron trägt direkt zur Leitfähigkeit bei, da es sich im Leitungsband frei über den Kristall bewegen kann. Das entstandene Loch, auch *Defektelektron* genannt, trägt ebenfalls zur Leitung bei, indem der freie Platz durch benachbarte Elektronen aus dem Valenzband besetzt wird und neue Fehlstellen erzeugt werden. Auf diese Weise ist ein Ladungstransfer möglich, der zur Leitfähigkeit in nahezu⁴ gleichem Maße wie die Elektronenleitung beiträgt. Die so entstandene Leitfähigkeit nennt man *Eigenleitung*. Das Loch selbst kann zum einfacheren Verständnis als positive bewegliche Ladung interpretiert werden. Die Ladungsträgerdichte n bzw. p liegt dabei bei Raumtemperatur und Silizium bei $n = p \approx 1,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (vgl. [Lut99]).

Neben der Eigenleitung kommt bei nicht-reinen Halbleitern ein weiterer Effekt hinzu, der zur Leitfähigkeit beiträgt. Verunreinigungen können einerseits bei der Herstellung nicht vollständig aus dem Kristall entfernt werden, andererseits werden sie auch gezielt hinzugefügt, um die Leitfähigkeit zu beeinflussen. Diesen Vorgang nennt man *Dotierung* – unterschieden wird zwischen n- und p-Dotierung. Die relative Dichte der Fremdatome liegt typischerweise

⁴Die Leitfähigkeit hängt unter anderem von der Beweglichkeit der Ladungsträger ab. Die Beweglichkeit der Löcher ist geringer als die der Elektronen (vgl. [Mü84, Abb. 21]).

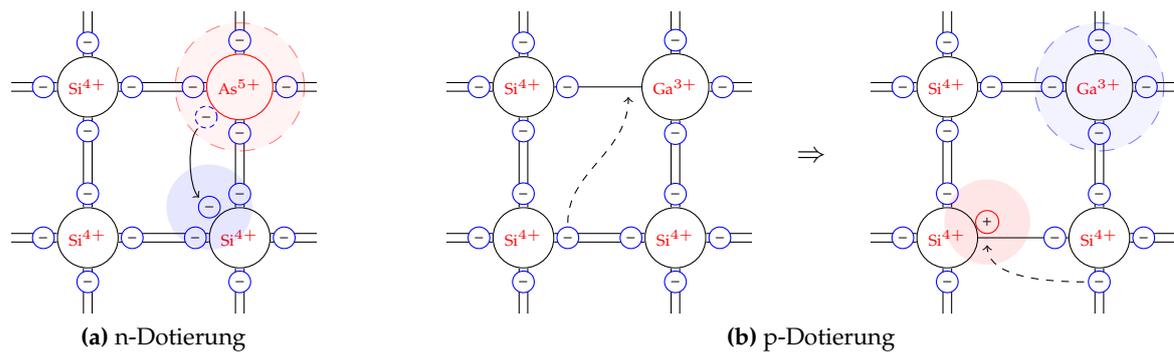


Abbildung 4.3: Gezeigt ist die Veränderung des Halbleiters durch gezieltes Einbringen von Fremdatomen. Das überzählige Elektron bzw. das Loch stehen für die Leitung zur Verfügung. Positive Ladungen sind rot dargestellt, negative blau. Handelt es sich um eine ortsfeste Ladung, ist diese mit einer gestrichelt umrandeten Fläche hinterlegt. Bewegliche Ladungen wurden nur farblich hinterlegt.

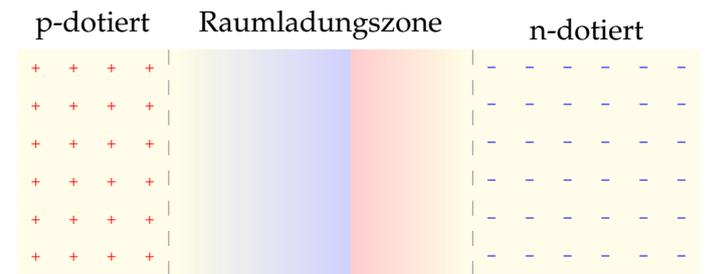
in der Größenordnung von 1×10^{-10} bis 1×10^{-4} . Bei einem n-dotierten Halbleiter werden als Fremdatome Elemente der V. Hauptgruppe (sog. Donatoren) eingebracht. Hierbei wird im Gitter ein vorhandenes Atom der Gruppe IV ersetzt. Dadurch stehen die vier Valenzelektronen für die Bindung sowie ein zusätzliches Elektron zur Verfügung. Da dieses nur sehr schwach ($E_{\text{Ion}} \approx 0,05 \text{ eV}$, [Gug62]) gebunden ist, steht es schon bei sehr kleinen Temperaturen als Leitungselektron zur Verfügung, wie in Abbildung 4.3a dargestellt. Da das Elektron nicht mehr an seinen Atomkern gebunden ist, befindet sich an dessen Stelle im Gitter eine ortsfeste positive Ladung.

Die Veränderungen bei der p-Dotierung sind vergleichbar: Am eingebrachten Atom der III. Hauptgruppe (Akzeptor) fehlt ein Valenzelektron. Diese Fehlstelle kann durch ein Valenzelektron aus der Umgebung aufgefüllt werden. Hierdurch befindet sich am Fremdatom nun eine überschüssige ortsfeste negative Ladung. Das entstandene freie Loch kann zur Leitung beitragen, was in Abbildung 4.3b schematisch dargestellt ist.

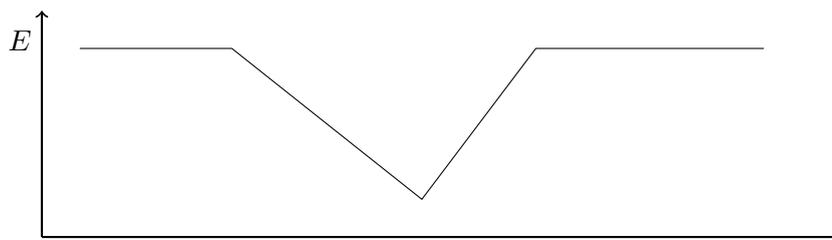
Der Dotierungstyp entscheidet demnach, ob hauptsächlich Löcher- oder Elektronenleitung stattfindet. Der Ladungsträgertyp mit der höchsten Konzentration wird als *Majoritätsladungsträger* bezeichnet. Dies entspricht den Elektronen bei der n-Dotierung und den Löchern bei der p-Dotierung. *Minoritätsladungsträger* hingegen bezeichnen die jeweils anderen Ladungsträger, da diese nur durch thermische Ionisation (wie bei der Eigenleitung im undotierten Halbleiter) entstehen können.

4.2 pn-Übergang im Halbleiter

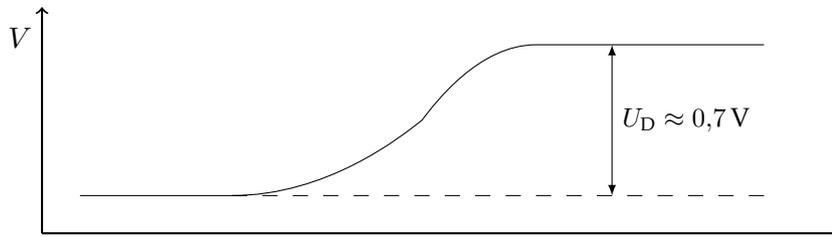
Die grundlegendste Halbleiterstruktur ist der pn-Übergang, bei dem ein n-dotierter Halbleiter in elektrischen Kontakt mit einem p-dotierten gebracht wird. An der Kontaktstelle herrscht ein starkes Gefälle der Ladungsträgerkonzentration, wodurch *Diffusionsströme* der Majoritätsladungsträger ausgelöst werden, die zu einer Gleichverteilung führen. In der Kontaktzone sind nun sowohl freie Löcher als auch Elektronen vorhanden. Das thermische Gleichgewicht gibt eine Ladungsträgerkonzentration vor, wodurch die Elektronen und Löcher rekombinieren. Die



(a) Elektronen- (-) und Löcherdichte (+). Im Hintergrund: Ladungsdichte



(b) Elektrisches Feld, das sich aufgrund der Ladungsträgerdiffusion aufbaut.



(c) Aus dem elektrischen Feld erzeugte Potentialdifferenz.

Abbildung 4.4: Verhalten des Halbleiters beim Übergang von p-dotiertem zu n-dotiertem Material (nach [Mü84, Abb. 82]).

frei gewordene Energie geht über in Phononen⁵ sowie Photonen. Durch diesen Vorgang nimmt die Anzahl der Majoritätsladungsträger, also Elektronen und Löcher, an der Kontaktzone ab (s. Abb. 4.4a). Diese Zone nennt man *Raumladungszone* oder *Verarmungszone*, da hier die Anzahl der freien Ladungsträger auf ein Minimum reduziert wurde.

Der Diffusionsstrom erzeugt außerdem ein Ladungsungleichgewicht. Zum einen wurden die Majoritätsladungsträger bewegt, zum anderen sind die ortsfesten Ladungen immer noch vorhanden. Hierdurch baut sich ein elektrisches Feld auf (siehe Abb. 4.4b), das einen Driftstrom von Elektronen zurück in den n-dotierten Bereich sowie von Löchern zurück in den p-dotierten Bereich bewirkt. Der Strom fließt in umgekehrter Richtung zum Diffusionsstrom, und es stellt sich ein Gleichgewicht der Ladungsträgerverteilung ein, bei dem die Summe aus beiden Strömen Null ist:

$$\vec{j}_{\text{Diffusion}} + \vec{j}_{\text{Drift}} = 0 \quad .$$

Das elektrische Feld erzeugt ein Potential U_D , welches über der Raumladungszone abfällt (siehe Abb. 4.4c) Damit lässt sich nun zeigen, dass das Verhalten des pn-Übergangs dem einer Diode⁶ entspricht. Legt man zwischen den Kontakten⁷ an der p-Schicht und der n-Schicht eine zusätzliche positive Spannung U an, wird die Diffusionsspannung U_D um diesen Betrag reduziert. Das elektrische Feld innerhalb der Raumladungszone wird dadurch abgeschwächt. Der Diffusionsstrom $\vec{j}_{\text{Diffusion}}$ wird dann nicht mehr durch den Driftstrom \vec{j}_{Drift} kompensiert. Dies führt dazu, dass sich am Rand der Raumladungszone eine hohe Konzentration der jeweiligen Minoritätsladungsträger bildet, die sich mittels Diffusion in die restliche, ungeladene Schicht verteilt, um eine Gleichverteilung herzustellen.

Innerhalb der p-Schicht befindet sich nun ein Überschuss an freien Elektronen, die zur Anode (positiver Kontakt) gelangen und „abgesaugt“ werden. Auf der anderen Seite wird der Löcherüberschuss innerhalb der n-Schicht durch Elektronen rekombiniert, die von der Kathode geliefert werden. Solange die Spannungsquelle für einen Elektronentransfer von Anode zu Kathode sorgt, bleibt der pn-Übergang leitend.

Der umgekehrte Fall tritt ein, wenn die Vorspannung der Kontakte negativ gewählt wird. Hierdurch fällt über der Sperrschicht insgesamt eine höhere Spannung ab, die zu einem größeren elektrischen Feld führt, das dem Driftstrom der Minoritätsladungsträger stärker entgegenwirkt. Am Rand der Sperrschicht befinden sich dadurch keine, bis auf die thermisch erzeugten Minoritätsladungsträger mehr. Die restlichen Minoritätsladungsträger werden zu den Kontakten hin abgesaugt und führen zu einem nahezu vernachlässigbaren, spannungsunabhängigen *Sperrstrom*. Unter Vernachlässigung des Sperrstroms fungiert der pn-Übergang als Isolator.

Neben dem pn-Übergang gibt es auch noch weitere Möglichkeiten, verschieden dotierte Halbleiter zu kombinieren. Beispielsweise lässt sich mit der Kombination von drei unterschiedlich dotierten Schichten in der Reihenfolge pnp, beziehungsweise npn, ein Bipolartransistor aufbauen. Einen guten Überblick über weitere Halbleiterbauelemente gibt [Mü91].

⁵Bei *Phononen* handelt es sich um Quasiteilchen. Diese werden verwendet, um Gitterschwingungen in der Festkörperphysik zu quantisieren.

⁶Bei einer *Diode* handelt es sich um ein elektronisches Bauteil, durch das Strom nur nennenswert in einer Richtung fließen kann. In der anderen Richtung fungiert es als Isolator.

⁷Zur elektrischen Verbindung werden Kontakte am Halbleitermaterial angebracht, welche als Ohmsche Kontakte angenommen werden können.

4.2.1 Verhalten des pn-Übergangs bei Photoneneinstrahlung

Beleuchtet man die Sperrzone des pn-Übergangs mit Photonen einer Energie E_γ , die größer ist als die Ionisationsenergie des Halbleitermaterials E_{Ion} , werden Elektron-Loch-Paare gebildet. Die entsprechenden Ladungsträger werden durch das vorhandene elektrische Feld innerhalb der Raumladungszone abgesaugt. An den Kontakten bildet sich ein Potentialunterschied, der durch die überschüssigen Ladungen erzeugt wurde.

Um diesen Effekt zu verstärken, benötigt man eine möglichst große Wechselwirkungszone. Da nur in Bereichen des elektrischen Feldes eine Ladungstrennung stattfindet, ist die Wechselwirkungszone identisch mit der Raumladungszone. Die Ausdehnung der Raumladungszone kann durch Anlegen einer äußeren Sperrspannung U_{Bias} (negative Vorspannung) vergrößert werden. Geht man von einem asymmetrischen pn-Übergang aus, bei dem die Donatordichte n_{D} viel größer als die Akzeptordichte n_{A} ist, lässt sich die Ausdehnung der Raumladungszone durch

$$d \approx \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon U_{\text{Bias}}}{en_{\text{A}}}}$$

berechnen (vgl. [Kle92, Gl. (2.38)]). Demnach führt eine Erhöhung des äußeren Potentials, zu einer Vergrößerung der Sperrschicht. Die Diode kann allerdings bei zu hohen Feldstärken durchbrechen, was zu einem sprunghaften Anstieg des Stroms in Sperrrichtung führt.

4.2.2 pin-Diode

Eine weitere Möglichkeit die Sperrschicht zu vergrößern besteht darin, zwischen den p- und n-leitenden Teil einen sogenannten „*intrinsic conducting*“ Bereich einzufügen. Dabei handelt es sich um einen intrinsischen, also rein eigenleitenden Bereich. Den zugehörigen Diodentyp nennt man *pin*-Diode. Schon bei sehr kleinen Sperrspannungen wird der intrinsische Bereich komplett von freien Ladungsträgern befreit. Die Sperrschicht umfasst daher den gesamten intrinsischen Bereich, wobei die angrenzende Verarmung innerhalb der dotierten Bereiche vernachlässigbar klein ist. Weiterhin ist eine Spannung U_{Bias} in Sperrrichtung, über den Vorwiderstand R_{Bias} , angeschlossen. Das zusätzliche elektrische Feld bewirkt eine effektivere Separierung der Elektronen und Löcher nach ihrer Erzeugung, was zu einer kleineren Rekombinationsrate führt. Eine schematische Zeichnung mit nachfolgendem Vorverstärker ist in Abbildung 4.5 gezeigt.

Die Ausdehnung der intrinsischen Schicht ist durch den Herstellungsprozess begrenzt. Möglich sind Schichten mit einer Ausdehnung von bis zu 5 mm (vgl. [Kle92]). Für die hier beschriebene pin-Diode wird im weiteren der Begriff *Photodiode* verwendet, da sie auf Lichteinstrahlung reagiert. Typische Photodioden, wie sie auch für diese Arbeit verwendet wurden, haben eine Sperrschichtdicke von 100 μm , bei einer angelegten Spannung von 24 V (vgl. [Wit00], [BPW97]).

4.2.3 pin-Dioden zur Detektion von ionisierender Strahlung

Die Detektion ionisierender Strahlung geschieht bei der pin-Diode nach dem in Abschnitt 3.2.2 angesprochenen Prinzip. Bei einer Ausdehnung der Sperrschicht von 100 μm ist der Energieverlust der einfallenden Elektronen so klein, dass die Teilchenenergie als konstant angenommen

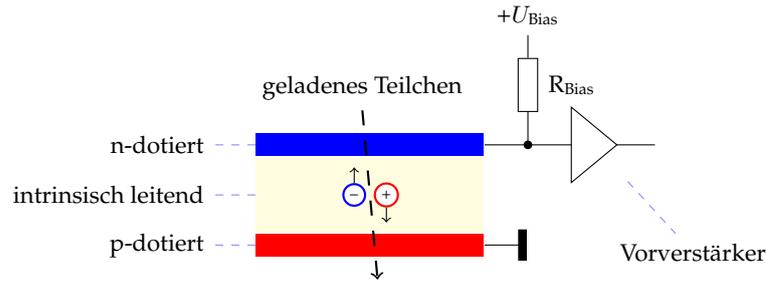


Abbildung 4.5: Schematische Zeichnung einer Photodiode (pin-Diode) mit Verstärker.

werden kann. Eine entsprechende Integration von Gleichung (3.3) ergibt

$$E_{\text{Ion}} = \int_{0 \mu\text{m}}^{100 \mu\text{m}} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{min}} \approx 38,7 \text{ keV} \quad .$$

Die Ionisation findet dabei entlang des Wegs durch das Silizium statt. Das Elektron hinterlässt also eine Spur aus Elektron-Loch-Paaren. Nun lässt sich die Anzahl an erzeugten Elektron-Loch-Paaren berechnen. Hierzu wird die mittlere durchschnittliche Ionisationsenergie im Silizium verwendet. Diese beträgt $E_{\text{Ion}} = 3,6 \text{ eV}$ ([Lut99]), obwohl der Abstand des Valenz- und Leitungsbands nur $E_{\text{Gap}} = 1,12 \text{ eV}$ beträgt. Die restliche Energie fließt in die Anregung von Gitterschwingungen [Leo87, Abschn. 10.4.1]. Hieraus ergibt sich eine Anzahl von

$$N_{\text{Paar}} \approx 10\,000$$

Elektron-Loch-Paaren pro MIP.

4.2.4 Einfluss von Synchrotronstrahlung

Bei der Beschleunigung elektrisch geladener Teilchen wird Energie in Form von elektromagnetischen Wellen abgestrahlt. Der Anteil bei transversaler Beschleunigung durch Ablenkmagnete überwiegt den Anteil, der bei longitudinaler Beschleunigung abgestrahlt wird. Die abgestrahlte Leistung für Teilchen mit Ruhemasse m_0 , Impuls \vec{p} und Energie E mit einer Elementarladung in einem Ablenkmagneten des Radius R beträgt

$$P = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2} \quad (4.1)$$

(vgl. [Wil96, Gl. (2.15)]).

Das Frequenzspektrum lässt sich ebenfalls abschätzen. Bei jedem Umlauf des Elektrons wird an einem ortsfesten Beobachtungspunkt ein Puls elektromagnetischer Strahlung mit einer Länge Δt erzeugt. Das Spektrum besteht dabei aus Harmonischen der Umlauffrequenz f_U , wobei die Breite im Wesentlichen durch Δt bestimmt wird. Entsprechende Überlegungen (vgl. [Wil96, Abschn. 2.3]) führen mit $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$ zu der Beziehung

$$\frac{2\pi}{\Delta t} = \omega_{\text{typ}} = \frac{3\pi c \gamma^3}{2R} \quad (4.2)$$

für die typische ω_{typ} Frequenz des Spektrums. Weiterhin lässt sich die kritische Frequenz ω_c als

$$\omega_c = \frac{\omega_{\text{typ}}}{\pi} \quad (4.3)$$

definieren. Eine Integration über den Frequenzbereich von 0 bis ω_c des Strahlungsspektrums ergibt genau die Hälfte der Strahlungsleistung. Damit teilt ω_c den Frequenzbereich in zwei Teile gleicher Strahlungsleistung [Wil96].

Aus der typischen Frequenz lässt sich die typische Energie der Photonen nach Gleichung (4.2) und

$$E_{\text{typ}} = \hbar\omega_{\text{typ}} \quad (4.4)$$

zu $E_{\text{typ}} = 8,7 \text{ keV}$ berechnen. Die erforderlichen Parameter des Stretcherrings lauten $\gamma = 6849$ bei einer Endenergie von $E = 3,5 \text{ GeV}$ und $R = 10,879 \text{ m}$ für den Ablenkradius der Dipolmagnete.

Bei Einwirkung der Synchrotronstrahlung auf das Halbleitermaterial findet ebenfalls eine Ionisierung statt. Im vorhandenen Energiebereich der Photonen überwiegt der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts gegenüber dem der Compton-Streuung. Die für Paarbildung erforderliche Mindestenergie ist im Spektrum der Synchrotronstrahlung zwar enthalten, die Intensität in diesem Energiebereich ist aber vernachlässigbar klein. Die Wechselwirkung findet daher über Ionisation der Atome des Halbleiters durch den Photoeffekt statt. Die Energie des absorbierten Photons steht, aufgrund der geringen Ionisationsenergie von $3,6 \text{ eV}$, nahezu komplett für die kinetische Energie des Elektrons zur Verfügung.

Das entstandene Elektron ionisiert seinerseits entlang seiner Flugbahn Atome und es entstehen Elektron-Loch-Paare. Die geringe Reichweite von wenigen Mikrometern führt zu einer räumlich stark begrenzten Verteilung der Ladungsträger innerhalb des Halbleiters. Liegt die Photonenenergie in der gleichen Größenordnung, wie die durch Elektronen im Halbleiter deponierte Energie (vgl. Abschn. 4.2.3), kann das Signal eines Synchrotronstrahlungs-Photons nicht von dem eines Strahlverlust-Elektrons unterschieden werden.

Der Ausschluss von Ereignissen, verursacht durch Synchrotronstrahlung, lässt sich weitestgehend durch eine Koinzidenzschaltung aus zwei Photodioden erreichen. Der Energieverlust der zu detektierenden Elektronen ist gegenüber ihrer kinetischen Energie klein, wodurch sie in der Lage sind, das Halbleitermaterial der ersten Diode wieder zu verlassen und weitere Energie in der zweiten zu deponieren. Hierdurch ergibt sich ein koinzidentes Signal beider Photodioden. Bei der Synchrotronstrahlung hingegen spricht nur eine der Photodioden an, da das Photon in einer der Dioden bereits vernichtet wurde. In Abbildung 4.6 ist eine schematische Zeichnung der Koinzidenzanordnung gezeigt.

Einschränkungen sind allerdings bei hohen Photonenenergien gegeben. Eine erhöhte Energie des Photoelektrons erhöht ebenfalls seine Reichweite. Findet die Wechselwirkung am Rand einer der Photodioden statt, kann das entstehende Photoelektron in die andere Diode gelangen, was ebenfalls zu einem koinzidenten Signal führen würde. Die Photodioden sind allerdings in einem Plastikgehäuse untergebracht, welches bereits große Anteile dieser Elektronen absorbiert. Ein weiteres Problem können zufällige Koinzidenzen bei hohen Strahlungsintensitäten sein, welche sich mit der vorgestellten Technik nicht ausschließen lassen. Aus diesem Grund sollten die Detektoren in Bereichen montiert werden, wo sie keiner direkten Synchrotronstrahlung ausgesetzt werden.

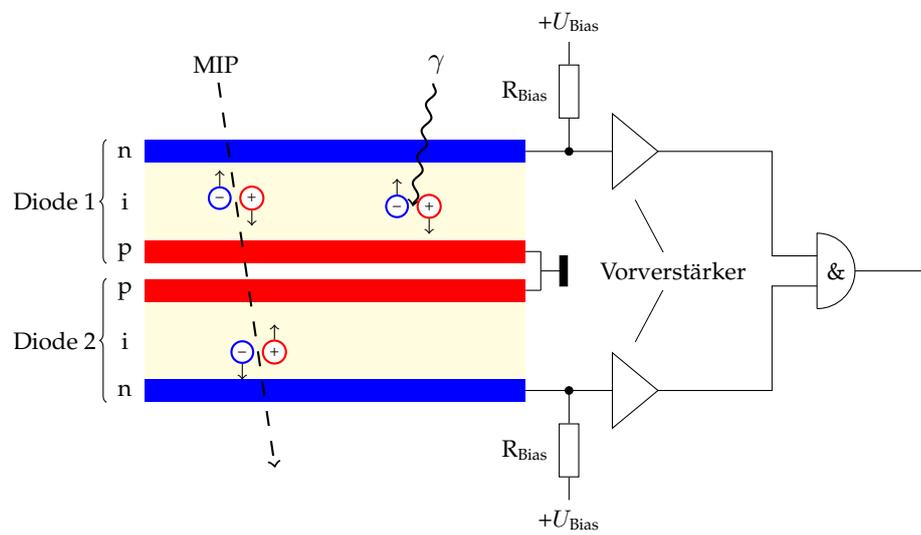


Abbildung 4.6: Schematischer Aufbau zweier Photodioden mit nachfolgendem Verstärker in Koinzidenzschaltung.

Kapitel 5

Aufbau des Strahlverlustsystems

Das am Stretcherring neu aufgebaute Strahlverlustsystem besteht aus drei Komponenten. An erster Stelle stehen die Halbleiterdetektoren, die den Strahlverlust detektieren und elektronisch aufbereiten. Nachfolgend werden die Signale durch eine mikroprozessorgestützte Elektronik ausgewertet und zwischengespeichert. Dies ermöglicht eine auf dem ELSA-Zyklus basierende Auslese der Strahlverlustereignisse durch eine Software, welche die dritte Komponente darstellt. Die Vorstellung der Hardware erfolgt im ersten Teil dieses Kapitels. Im zweiten Teil wird die erstellte Software zur Kommunikation mit der Hardware sowie die erforderliche Integration in das Kontrollsystem der Beschleunigeranlage erläutert.

5.1 Komponenten des Strahlverlustsystems

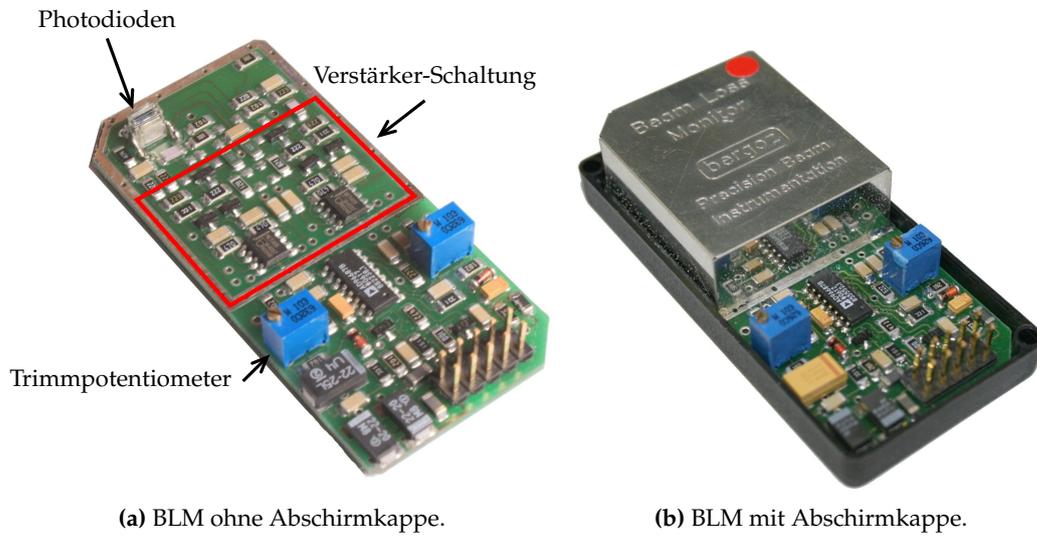
5.1.1 Halbleiterdetektoren: BLMs

Als Detektoren für den Strahlverlust werden kommerziell erhältliche Halbleiterdetektoren verwendet. Bei diesen handelt es sich um den *Beamloss Monitor* der Firma BERGOZ, kurz BLM¹ genannt. Er zeichnet sich durch seine kompakte Ausführung und einfache Handhabung aus. Abbildung 5.1 zeigt ein Foto des Detektors. Der gesamte Aufbau ist schematisch in Abbildung 5.2 dargestellt. Dieser umfasst die Photodioden, die Verstärkerelektronik, die Koinzidenzschaltung sowie einen Ausgangstreiber. Die dafür erforderliche Elektronik wurde ursprünglich an der Beschleunigeranlage DESY entwickelt. Die wichtigsten Eigenschaften der Detektoren sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

¹Akronym für Beamloss Monitor

Eigenschaft	Wert
Photodioden	Typ BPW-34B
Sperrspannung	24 V
Aktive Fläche	2,73 mm × 2,73 mm = 7,45 mm ²
Spannungsversorgung	±5 V, 24 V
Ausgang	50 Ω

Tabelle 5.1: Wichtige Eigenschaften der Beamloss Monitore.



(a) BLM ohne Abschirmkappe.

(b) BLM mit Abschirmkappe.

Abbildung 5.1: Foto eines *Beamless Monitor* der Firma *Bergoz*. Größe: 3 cm × 6 cm

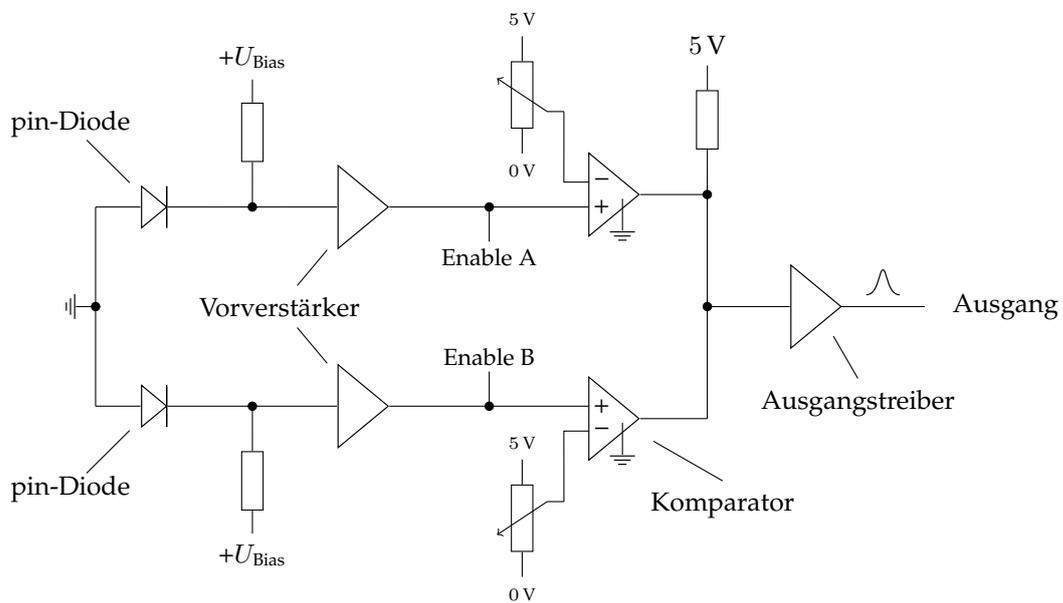


Abbildung 5.2: Schematischer Schaltplan der BLM-Verstärkerelektronik.

Photodioden

Als Photodioden werden in den Detektoren Dioden des Typs *BPW-34B* der Firma *Siemens*² verwendet. Sie bestehen aus einem $2,73 \text{ mm} \times 2,73 \text{ mm}$ großen Siliziumchip. Damit ist die aktive Fläche, in der der Chip auf ionisierende Strahlung reagiert, $7,45 \text{ mm}^2$ groß. Beide Dioden sind so angebracht, dass sich ihre aktiven Flächen überlappen, was für die Koinzidenzanordnung notwendig ist (vgl. Abschn. 4.2.4). Die Dioden zeichnen sich besonders durch ihren geringen Dunkelstrom (Sperrstrom) von $I_d = 2 \text{ nA}$ bei einer Sperrspannung von 10 V aus. Die Dioden werden mit einer Sperrspannung von 24 V betrieben, was den Sperrstrom auf bis zu $I_d = 30 \text{ nA}$ anwachsen lassen kann [BPW97].

Verstärkerelektronik

Auf der Platine des gesamten BLMs sind alle notwendigen Komponenten zur Detektion sowie Verstärkung der Strahlverlustereignisse integriert. Der vordere Teil des Aufbaus, in dem sich die Photodioden sowie Verstärker befinden, ist durch eine Schutzkappe aus Blech abgedeckt. Die Kappe selbst ist mit der Masse verbunden und dient der Abschirmung von elektromagnetischen Störungen der empfindlichen Elektronik. Die zu detektierenden Elektronen können das Blech mit einer Dicke von $400 \mu\text{m}$ mit geringem Energieverlust durchqueren. Weiterhin ist die Abschirmung auch zum Abdunkeln der Photodioden notwendig. Diese reagieren auf Photonen im Wellenlängenbereich von $\lambda = 350 \text{ nm}$ bis $\lambda = 1100 \text{ nm}$ mit einer hohen Empfindlichkeit [BPW97]. Dieser Bereich umfasst ebenfalls sichtbares Licht, wodurch es ohne Abschirmung zu einer unerwünschten und sehr hohen Untergrundrate durch zufällige Koinzidenzen käme.

Der Dunkelstrom der Photodioden wird ebenfalls vom Vorverstärker verstärkt. Daher wird nachfolgend ein Komparator in der Schaltung verwendet, der eingehende Spannungspulse mit einer Referenzspannung vergleicht. Auf diese Art lässt sich die Rate der Rauschereignisse reduzieren. Die Schwelle lässt sich für jeden Verstärkerkreis mit Hilfe eines Trimpotentiometers³ einstellen. Auf die Kalibrierung der BLMs wird später eingegangen.

Koinzidenzprüfung

Die Koinzidenzprüfung ist durch den Einsatz einer diskreten UND-Schaltung realisiert (siehe Abb. 5.2). Die Ausgänge beider Komparatoren sind über einen Pullup-Widerstand⁴ mit der 5 V -Stromversorgung verbunden. Wird die Eingangsschwelle an einem der Komparatoren unterschritten, so schließt dieser seinen Ausgang mit der Masse kurz. Dadurch liegt am Eingang des nachfolgenden Ausgangstreibers Massepotential an. Bei Überschreiten der Schwelle schalten die Komparatoren in einen hochohmigen Modus. Nur wenn beide Komparatoren hochohmig sind, liegt durch den Pullup-Widerstand am Eingang des Ausgangstreibers ein Signal an. Eine noch erforderliche Plausibilitätsprüfung der Pulslänge wird von der Ausleseelektronik übernommen (siehe Abschn. 5.1.2). Die Koinzidenzprüfung kann zur Kalibration der Detektoren für die einzelnen Kanäle deaktiviert werden. Dafür stehen die Eingänge `Enable A` sowie `Enable B` zur Verfügung. Im letzten Teil der Schaltung folgt eine weitere

²Dieser Typ Photodiode wird auch von anderen Herstellern, beispielsweise *Osram* angeboten. Die wesentlichen Eigenschaften der Dioden sind herstellerunabhängig.

³*Trimpotentiometer* dienen dem Abgleich einer Schaltung und sind meist nur mit einem Schraubendreherschlitz versehen.

⁴Der *Pullup-Widerstand* sorgt in der Schaltung für ein definiertes Potential, wenn alle Treiber, in diesem Fall die beiden Komparatoren, ihren Ausgang in einen hochohmigen Modus versetzt haben.

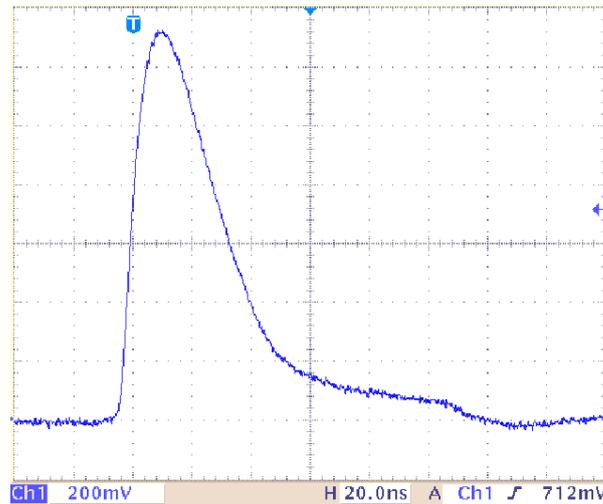


Abbildung 5.3: Ausgangssignal des BLMs. Die Maximalamplitude beträgt ca. 1,3V, die Länge des Pulses etwa 40 ns.

Treiberstufe, um den Anschluss von Verbindungskabeln (koaxial, 50 Ω) mit bis zu 100 m Länge zu ermöglichen [BLM01].

Die von der Gesamtschaltung generierten Impulse können mit einem Oszilloskop überprüft werden. Hierzu wurde an den Signalausgang des BLMs eine zusätzliche Leitung angeschlossen, um die von der Elektronik erzeugten Signale während des standardmäßigen Betriebs, zu überwachen. Der Abgriff des Oszilloskops erfolgt über einem Spannungsteiler im Verhältnis 1 : 2 (verursacht durch die Belastung des 50 Ω -Ausgangstreibers mit jeweils 50 Ω durch Oszilloskop *und* Ausleseelektronik).

Abbildung 5.3 zeigt den typischen Verlauf eines, von einem der BLMs generierten, Spannungspuls. Das Signal weist eine steile, steigende Flanke und eine Maximalspannung von 1,3 V bei einer Pulslänge von etwa 40 ns auf, und zeigt somit das erwartete Verhalten. Die gesamte Elektronik ist nach weiteren 50 ns⁵ wieder bereit (vgl. [BLM01]), den nächsten Puls zu generieren. Dies resultiert in einer maximalen Repetitionsrate von 10 MHz, was der maximalen, durch den Hersteller angegebenen Zählrate des Detektors entspricht. Leider war es nicht möglich, entsprechende Signale nach dem Vorverstärker aufzuzeichnen. Das Signal ist in diesem Teil der Schaltung noch zu empfindlich auf äußere, elektromagnetische Strahlung.

Zufällige Koinzidenzen

Die Rate der detektierten koinzidenten Signale setzt sich aus der wahren und zufälligen Koinzidenzrate zusammen:

$$R_{\text{koinz}} = R_w + R_z$$

wobei die zufälligen Koinzidenzen auf das Rauschen der Dioden und Verstärker sowie Synchrotronstrahlungs-Ereignisse zurückzuführen sind.

Ohne Strahlbetrieb lässt sich auf beiden Kanälen durch die Trimpotentiometer die Untergrundzählrate aufgrund von Rauschen einstellen. Die Untergrundzählrate kann zur Abschät-

⁵Die Begrenzung ist vermutlich in der Zeitkonstante des RC-Glieds des ladungsintegrierenden Vorverstärkers zu finden.

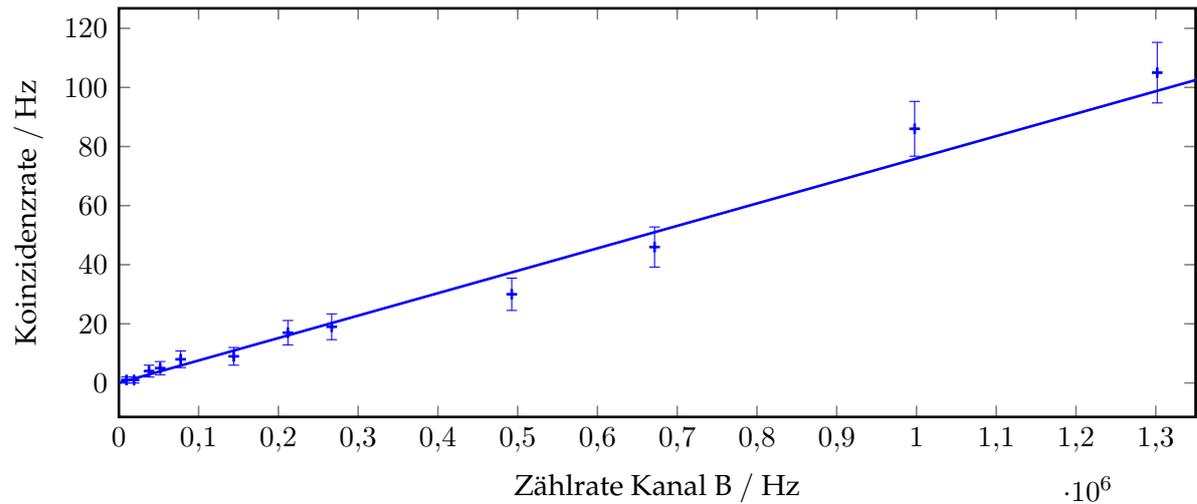


Abbildung 5.4: Zählrate der zufälligen Koinzidenzen bei verschiedenen Zählraten des Kanals B und konstanter Rate von Kanal A. $R_A = 10\,769\text{ Hz} \pm 412\text{ Hz}$.

zung der zufälligen Koinzidenzen verwendet werden. Hierzu wurde die Zählrate von Kanal A auf eine feste Rate von $R_A = 10\,769\text{ Hz} \pm 412\text{ Hz}$ eingestellt. Mit der zweiten Schwelle wurden verschiedene Raten R_B zwischen 9,5 kHz und 1,3 MHz eingestellt. Die daraus resultierenden zufälligen Koinzidenzen sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Es lässt sich eine lineare Abhängigkeit zwischen der Koinzidenzrate und der Zählrate des Kanals B feststellen. Mit Hilfe einer Geradenanpassung lässt sich die Funktion der Geraden zu

$$R_{\text{koinz}} = (75,9 \pm 3,1) \cdot 10^{-6} \cdot R_B$$

bestimmen.

Eine vergleichbare Messung wurde ebenfalls bei Veränderung der Zählraten beider Kanäle durchgeführt. Die Proportionalität der zufälligen Koinzidenzen zu der Zählrate *eines* Kanals lässt die Abhängigkeit

$$R_{\text{koinz}} \propto R_A \cdot R_B$$

vermuten. In Abbildung 5.5 ist daher die Koinzidenzrate gegen $R_A \cdot R_B$ aufgetragen. Bei niedrigen Raten ($R_i < 1\text{ MHz}$) stimmt die Vermutung mit den gemessenen Daten überein, die Geradengleichung lautet hier:

$$R_{\text{koinz}} = (6,35 \pm 0,31) \cdot 10^{-9}\text{ Hz}^{-1} \cdot R_A \cdot R_B \quad .$$

Im Bereich hoher Zählraten weichen die Messwerte stark von der Geraden ab. Bei Zählraten der Kanäle von $R_B = 1,908\text{ MHz}$ und $R_B = 1,992\text{ MHz}$ beträgt die Koinzidenzrate bereits 61,5 kHz.

Kalibrierung der BLMs

Durch die vorhandene Koinzidenzschaltung ist es nicht notwendig, die Zählrate aufgrund des Rauschens jedes einzelnen Kanals zu minimieren. Die Schwelle sollte so gewählt werden,

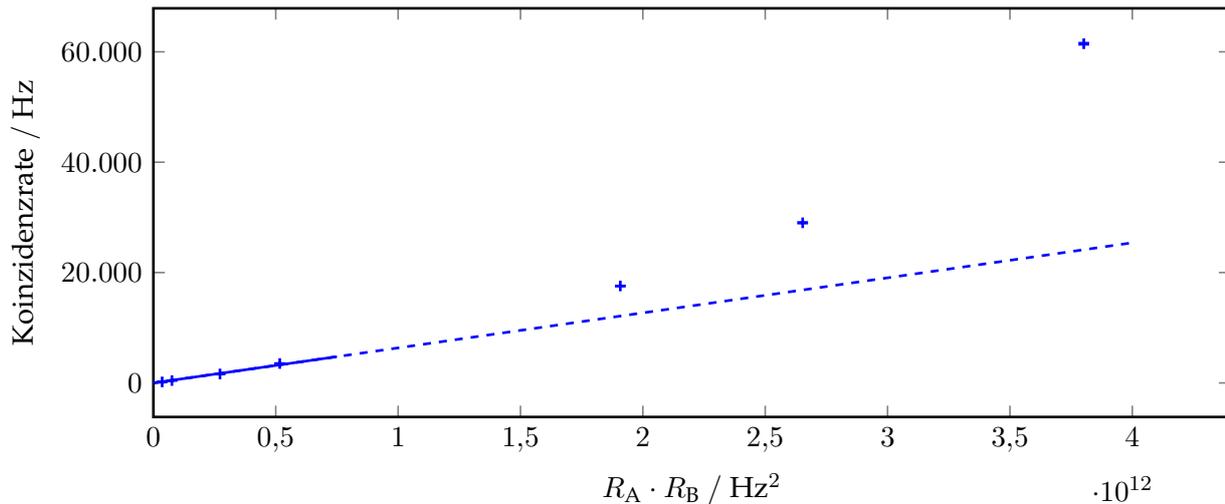


Abbildung 5.5: Zufällige Koinzidenzrate bei verschiedenen Zählraten beider Kanäle.

dass die Zählrate für jeden der beiden Kanäle ca. 10 kHz beträgt (vgl. [BLM01]).⁶ Die Rate der zufälligen Koinzidenzen liegt damit in der Größenordnung von 1 Hz.

Nach Herstellen der Stromversorgung, muss einer der beiden Kanäle zur Kalibrierung ausgewählt werden. Dies geschieht durch Anlegen einer Spannung von 5 V an die Anschlüsse *Enable A* oder *Enable B*. Der jeweilige Komparator wird dadurch überbrückt und die direkte Zählrate des anderen Kanals kann gemessen werden. Das Ausgangssignal kann mit Hilfe eines Oszilloskops oder eines Frequenzzählers analysiert werden. Die Frequenz, mit der die Pulse erzeugt werden, kann dann auf 10 kHz eingestellt werden. Mit dem zweiten Kanal wird analog vorgegangen.

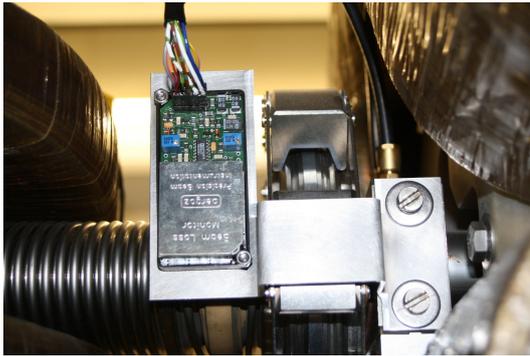
Der Dunkelstrom der Diode hängt von der Temperatur ab. Bevor ein Messwert genommen wird, sollte die Schaltung daher einige Zeit an der Stromversorgung angeschlossen sein. So kann sich eine stabile Temperatur einstellen. Zusätzlich zur „Offline“-Kalibrierung an einem Frequenzzähler kann diese auch „Online“, also während der Detektor mit dem standardmäßig eingesetzten Auslesesystem verbunden ist, durchgeführt werden. Hierzu wurden zwei verschiedene Programme erstellt, auf die in Abschnitt 5.3.3 näher eingegangen wird. Die Kalibrierung kann damit unter realen Bedingungen (insbesondere bei Betriebstemperatur des Beschleunigers) mit den Detektoren an ihren Montagepositionen durchgeführt werden.

Positionierung der BLMs

Die aktive Fläche der Detektoren mit $2,73 \text{ mm} \times 2,73 \text{ mm}$ ist verglichen mit dem Durchmesser der Kammer⁷ sehr klein. Daher ist eine exakte Positionierung in Höhe der Gleichgewichtsbahn des Elektronenstrahls wichtig. Weiterhin müssen die Detektoren so angebracht werden, dass einfallende Elektronen senkrecht auf die aktive Fläche der Dioden auftreffen (vgl. Abschn. 5.1.1). Nahezu alle Dioden wurden, im Vergleich zum Auslieferungszustand durch den

⁶Der Wert von 10 kHz wird vom Hersteller empfohlen. Diese Zählrate entspricht einer Einstellung der Schwelle, die etwa der durch 10 000 Elektron-Loch-Paare erzeugten Ladung entspricht.

⁷An fast allen Montage-Orten der BLMs befindet sich ein elliptisches Strahlrohr mit einem Durchmesser von $10 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$. Vereinzelt werden auch runde (Durchmesser 10 cm) Strahlrohre verwendet.



(a) Provisorische Montage. Links: Dipol, Rechts: Quadrupol



(b) Endgültige Montage in neuem Gehäuse.

Abbildung 5.6: BLM nach einem horizontal fokussierendem Quadrupol. Elektronenstrahl-Richtung von rechts nach links.

Hersteller, um 90° gedreht.⁸

Durch die Magnetstruktur des ELSA-Rings sind weiterhin die Bereiche mit erwartetem Strahlverlust vorgegeben. Dieser tritt hauptsächlich in Bereichen auf, in denen der Strahl besonders breit ist. Aus Gleichung (2.7) und Abbildung 2.2 lässt sich dies einfach bestimmen: In der horizontalen Ebene ist der Strahl in den horizontal fokussierenden Quadrupolmagneten am breitesten. Daher sind in dieser Ebene die BLMs auf der zur Ringmitte gewandten Seite der Vakuumkammer montiert. Dies umfasst alle 16 Quadrupolmagnete mit geraden Nummern. Die Montage auf der von der Ringmitte abgewandten Seite der Kammer ist wegen der hier austretenden hohen Synchrotroneinstrahlung nicht geeignet. In der vertikalen Ebene findet die Montage ober- oder unterhalb der Vakuumkammerwand statt. Nach der endgültigen Montage aller Monitore sind noch systematische Studien notwendig. Die Position sollte so verändert werden, dass der jeweilige Monitor einen Maximalwert des detektierten Verlusts aufweist.

Weiterhin sollten die Monitore in longitudinaler Richtung direkt nach dem jeweiligen Quadrupolmagnet angebracht werden. Grund hierfür ist die Divergenz des aufgeschauerten Elektronenstrahls, der in der Kammerwand entsteht. In großer Entfernung vom Wechselwirkungsort ist dieser zu groß aufgefächert, um von den Monitoren noch mit ausreichender Zählrate detektiert werden zu können. In den meisten Fällen befindet sich direkt nach dem Quadrupolmagnet ein BPM⁹ sowie eine Schelle zur Verbindung der nachfolgenden Vakuumkammer. Nach dieser ist ausreichend Platz für die Montage vorhanden. Ein provisorisch angebrachter BLM ist in Abbildung 5.6a sowie der Prototyp der endgültigen Halterung in Abbildung 5.6b gezeigt.

5.1.2 Signalverarbeitung: BSCs

Neben der Detektion des Strahlverlusts, muss auch eine nachfolgende Signalverarbeitung stattfinden. Diese umfasst die Summierung der aufgetretenen Ereignisse über einen festgelegten

⁸Auf dem Abschirmdeckel der entsprechenden Monitore befindet sich eine Markierung, die die Soll-Einfallsrichtung der Elektronen vorgibt.

⁹Akronym für *Beam Position Monitor*, ein Monitor mit dem die transversale Strahlposition innerhalb der Vakuumkammer bestimmt werden kann.

Zeitraum. In den Anforderungen (vgl. Abschn. 3.2.3) wurde die minimale Zeitauflösung mit 20 ns angegeben. Eine entsprechende Elektronik muss für alle BLMs zur Verfügung gestellt werden, weshalb auch hier auf ein kommerzielles Produkt zurückgegriffen wurde. Es handelt sich dabei um die sogenannten *BLM Signal Conditioner* (kurz BSC) der Firma *Cosylab*. Jedes dieser Geräte verfügt über eine Schnittstelle für zwei BLMs und ist speziell auf die Verarbeitung der generierten Pulse der verwendeten *Beamless Monitore* zugeschnitten. Neben der reinen Signalverarbeitung werden auch die Versorgungsspannung der BLMs sowie die Signale zum Überbrücken der Koinzidenzschaltung zur Verfügung gestellt.

Alle eingehenden Signale der BLMs werden durch die Elektronik mit Hilfe eines FPGAs¹⁰ auf Plausibilität geprüft. Diese Prüfung beinhaltet im ersten Schritt eine Analyse der Spannungsamplitude des BLM-Signals. Das Signal wird mit einem Referenzsignal eines DACs¹¹ durch einen Komparator verglichen. So lässt sich eine Mindestsignalamplitude festlegen, durch die Störpulse und Rauschen auf der Signalleitung unterdrückt werden. Es findet weiterhin eine Untersuchung der Pulslänge statt. Liegt diese unterhalb von 28 ns¹², wird das Ereignis nicht weiter ausgewertet und als ungültig verworfen. Wird eine Pulslänge von 210 ns überschritten, handelt es sich sehr wahrscheinlich um ein Signal, das aus mehreren, fast zeitgleich am BLM eintreffenden Elektronen, hervorgerufen wurde. Dieses Ereignis wird zwar weiterverarbeitet, aber entsprechend als „fehlerhaft“ markiert. Dies weist eventuell auf einen Betrieb des Detektors an seiner maximalen Zählrate hin. In diesem Bereich ist die Anzahl der generierten Impulse nicht mehr proportional zur Anzahl der verlorenen Elektronen.

Betriebsmodi und Datennahme der BSCs

Die gewonnene Summe an Strahlverlust-Ereignissen pro Zeitintervall wird von den BSCs zwischengespeichert. Hierfür stehen pro angeschlossenem BLM 3800 Speicherplätze zur Verfügung. Diese werden bei der Datennahme sequentiell gefüllt. Die BSCs verfügen über insgesamt vier unterschiedliche Betriebsmodi:

- **Zeitbasierter Modus:** In diesem Modus wird, ab Beginn der softwareseitig gestarteten Datennahme, der erste Speicherplatz gefüllt. Nach Ablauf der konfigurierbaren Intervalllänge von 70 μ s bis 10 s wird die Datennahme automatisch im jeweils nachfolgenden Speicherplatz fortgesetzt. Nach Befüllung aller Plätze ist die Datennahme beendet. Die maximale Anzahl der zu füllenden Speicherplätze lässt sich im Bereich von 1 bis 3800 frei wählen.
- **Gate-basierter Modus:** Bei Wahl dieses Modus, ist die voreingestellte Länge der Zeitintervalle pro Speicherplatz unerheblich. Die Datennahme findet so lange statt, wie ein positives, externes *Gate*-Signal anliegt, ansonsten wird die Datennahme pausiert. Bei jeder positiven Flanke des *Gate*-Signals wird der momentan zu füllende Speicherplatz um eins inkrementiert. Die Datennahme stoppt, sobald der letzte Platz gefüllt ist.
- **Trigger-basierter Modus:** Dieser Modus ist mit dem *Gate-basierten* vergleichbar. Hier wird bei jedem Triggerpuls der zu füllende Speicherplatz inkrementiert.

¹⁰Akronym für *Field Programmable Gate Array*: Bei einem *FPGA* handelt es sich um einen Baustein, in den logische Schaltungen einprogrammiert werden können.

¹¹Akronym für *Digital-Analog-Converter*: Eine integrierte elektronische Schaltung, die aus einem digital vorliegenden Wert eine analoge Spannung erzeugt.

¹²Die Pulslängen sind fest in der Hardware der BSCs einprogrammiert.

- **Getriggert zeitbasierter Modus:** Dieses Modus entspricht dem *zeitbasierten* Modus. Die Datennahme wird allerdings erst durch eine positive, externe Triggerflanke gestartet.

Von den vier zur Verfügung stehenden Betriebsmodi der BSCs kommen im Moment nur der *zeitbasierte* sowie der *getriggerte zeitbasierte* Modus zum Einsatz.

Kommunikationsprotokoll

Die Steuerung und Auslese der BSCs findet über eine RS485-Schnittstelle statt. Hierbei handelt es sich um einen Standard zur seriellen Datenübertragung. Es findet eine symmetrische¹³ Signalübertragung statt, was die Datenübermittlung weniger anfällig gegenüber elektromagnetischen Störungen macht. Die Schnittstelle beschreibt dabei nur die physische Datenübertragung, sodass das Kommunikationsprotokoll selbst definiert werden kann. Weiterhin handelt es sich bei der RS485-Schnittstelle um ein Bussystem. Dies ermöglicht, im Gegensatz zu einer Punkt-zu-Punkt-Verbindung, den Anschluss einer Vielzahl von Geräten an der gleichen physischen Leitung. In den meisten Anwendungsfällen fungiert eines der angeschlossenen Geräte als „Bus-Master“. Seine Aufgabe ist es, die Kommunikation auf dem Bus zu organisieren, sodass keine Kollisionen durch gleichzeitig schreibenden Zugriff zustande kommen. Die BSCs sind rein passiv organisiert und übermitteln nur Daten auf dem Bus, wenn sie zuvor vom Bus-Master dazu aufgefordert wurden. Die Rolle des Bus-Masters übernimmt ein PC mit entsprechender Schnittstellenkarte¹⁴.

Das verwendete Kommunikationsprotokoll basiert auf einem vom Hersteller definierten Klartext-Befehlssatz¹⁵. Jeder der Befehle wird um eine eindeutige Adresse erweitert, mit der jeder der BSCs eindeutig auf dem Bus identifiziert wird. Mit diesen Adressen ist eine gezielte Konfiguration jedes BSCs gewährleistet. Eine Übersicht über die Befehle, die zur Verfügung stehen, gibt [BLMS10, Abschn. 3.2].

Neben der RS485-Schnittstelle steht an jedem der *BLM Signal Conditioner* ebenfalls ein Eingang für einen externen Trigger zur Verfügung. Durch diesen kann die Datennahme, im Falle des *getriggert zeitbasierten* Modus (vgl. Abschn. 5.1.2, Betriebsmodi der BSCs), gestartet werden. Vorteil eines Hardware-Triggers gegenüber eines Software-Triggers ist der synchrone Start der Datennahme auf allen BSCs. Abbildung 5.7 zeigt einen schematischen Anschlussplan der BSCs.

Durch das verwendete RS485-Protokoll ist die Datenrate, mit der Bus-Master und BSCs Daten austauschen können, begrenzt. Die BSCs operieren bei einer Datenrate von 115,2 kbit/s. Unter dieser Voraussetzung ist es nicht sinnvoll, alle BSCs an die gleiche Busleitung anzuschließen. Der Auslesevorgang von allen 3800 Datensätzen und 32 BLMs würde mehr als eine Minute in Anspruch nehmen. Das System soll aber eine Datennahme und Visualisierung in nahezu Echtzeit zur Verfügung stellen. Aus diesem Grund wurden insgesamt sechs Bussegmente aufgebaut. Diese umfassen jeweils circa ein Sechstel der BLMs, und ermöglichen so den Anschluss von zwei bis drei BSCs pro Bussegment.

¹³Die Übertragung eines Datenbits findet physisch mit einem invertierten und einem nichtinvertierten Pegel auf zwei getrennten Leitungen statt.

¹⁴Hierbei handelt es sich um eine handelsübliche PCI-Steckkarte. Diese erweitert die Schnittstellen des Rechners um weitere acht serielle RS485-Ports, die getrennt angesteuert werden können.

¹⁵Die Befehle bestehen aus druckbaren Zeichen. Der Befehl `es012` beendet beispielsweise die Datennahme des BSCs mit der Adresse 12.

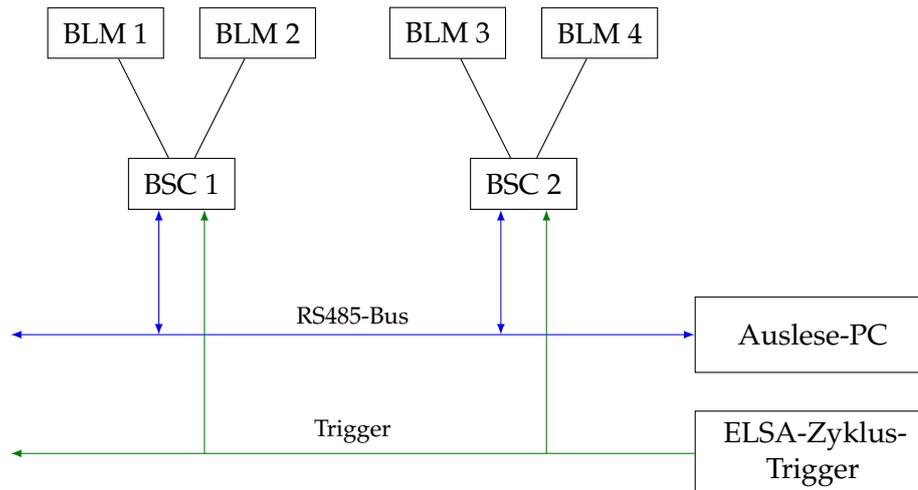


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung der Kommunikations- und Triggerleitungen eines Segments. Der Auslese-PC verwaltet sechs solcher Segmente.

5.2 Auslesesoftware

Die Beschleunigeranlage ELSA verfügt über ein verteiltes Kontrollsystem¹⁶ zur Steuerung und Überwachung der Beschleunigerkomponenten. Dieses stellt sowohl Eingabemasken für Soll-Werte, als auch die Anzeige von Ist-Werten bereit. Die Werteanzeige kann in Form von Diagrammen erfolgen, was ebenfalls für das Strahlverlustsystem genutzt werden soll. Hierzu ist eine Anbindung an das Kontrollsystem notwendig. Diese muss einerseits Soll-Werte von Kontrollsystem-Rechnern verarbeiten können und andererseits die verarbeiteten und aufbereiteten Daten der Verlust-Ereignisse an diesen Rechner zurückgeben.

Neben der Kommunikation mit dem Kontrollsystem muss ebenfalls eine Schnittstelle zur Hardware, den BSCs, des Systems hergestellt werden. Hierfür steht eine Schnittstellenkarte zur Verfügung, über die die BSCs, angeschlossen an sechs Bussegmente, angesprochen werden können. Die Kommunikation sollte dabei möglichst effizient durchgeführt werden. Hierzu ist es unerlässlich, die Daten der BSCs an den sechs Segmenten jeweils parallel auszulesen.

Bei den im Kontrollsystem verwalteten Werten handelt es sich um den aktuellen Status der Anlage. Insbesondere heißt das, dass keine Historie der Ist-Werte zur Verfügung steht. Da das System ebenfalls zur Optimierung der Betriebsparameter verwendet werden soll, ist ein Vergleich von Daten, die über einen längeren Zeitraum aufgezeichnet wurden, wichtig. Neben der reinen Echtzeitanzeige der Ereignisse über das Kontrollsystem, ist daher eine Vorrichtung zum Speichern der Daten notwendig. Dies umfasst ebenfalls eine grafische Benutzerschnittstelle zur späteren Anzeige und Analyse.

Die Auslesesoftware stellt somit eine wesentliche Komponente des Systems dar. Abbildung 5.8 zeigt die benötigten Schnittstellen. Die Software wurde in der Programmiersprache C++ geschrieben. Deshalb war es nötig, eine Programmbibliothek zur Anbindung von C++-Programmen an das Kontrollsystem zu entwickeln. In Anhang A wird diese Bibliothek kurz vorgestellt. Eine aus den Quelltext-Kommentaren automatisch erzeugte Schnittstellen-Dokumentation wurde hierfür ebenfalls erstellt, aber der Arbeit nicht beigelegt.

¹⁶Im Anhang A.1 wird eine kurze Einführung in das Kontrollsystem von ELSA gegeben.

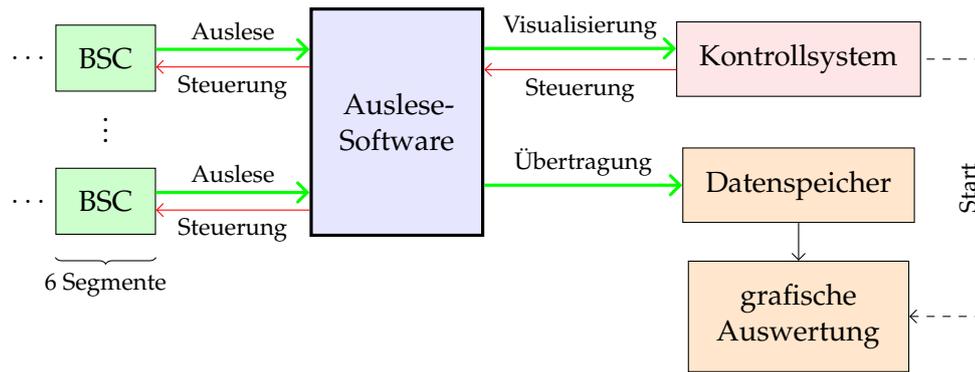


Abbildung 5.8: Schematische Darstellung der Kommunikationswege der Auslesesoftware. Die Kommunikationsrichtung wurde durch Pfeile verdeutlicht.

5.2.1 Schnittstelle zur Hardware

Die Hauptaufgabe der Schnittstellen-Software ist die Ansteuerung und Auslese der vorgestellten Hardware. Grundlage hierfür stellt eine Programmbibliothek zur Kommunikation mit den BSCs, über den zuvor genannten Bus, dar. Für alle im Kommunikationsprotokoll definierten Befehle wurde eine äquivalente Funktion innerhalb der Bibliothek zur Verfügung gestellt. Dies ermöglicht einen abstrakten Zugriff auf die Einstellungen der BSCs. Die Bibliothek wurde bereits vor Entwicklung der Auslesesoftware für erste Tests des BLM-Systems geschrieben. Sie konnte mit einigen Modifikationen weiterverwendet werden.

Als Programmiersprache wird die Hochsprache C++ verwendet. Vorteil dieser, gegenüber ihrem Vorgänger C, ist die Einführung der objektorientierten Programmierung. Dies hat zu großen Teilen die Entscheidung für C++ beeinflusst: Die bereits in der Hardware vorgesehene Unterteilung in sechs unabhängige Segmente sollte auch in der Software widergespiegelt werden. Einerseits bietet dies Vorteile bei der parallelen Auslese (vgl. Abschn. 5.2.2), andererseits lässt sich das Auslesesystem so um weitere Strahlverlust-Monitore in anderen Beschleunigerteilen (z.B. dem Linearbeschleuniger oder dem Booster-Synchrotron) leicht erweitern.

Im Wesentlichen wurde hierzu eine Klasse *Segment* entwickelt. Diese bietet die komplette Funktionalität, um die Datennahme auf einem der Segmente zu steuern. Bei der Instanziierung¹⁷ der Klasse wird ein Objekt erzeugt, das dem Zustand einem der Segmente entspricht. Grundlegende Attribute der Klasse sind eine eindeutige Identifikations-Nummer (*ID* genannt) sowie eine zugeordnete serielle Schnittstelle, über die die Kommunikation mit den BSCs stattfindet. Weiterhin muss eine Liste von BSC-Adressen, die auf diesem Segment angeschlossen sind, übergeben werden. Diese beinhaltet ebenfalls die Zuordnung von BSC-Adressen zu Sektor-Nummern des ELSA-Rings, um eine geografische Lokalisation des Strahlverlusts vornehmen zu können. Alle zur Konfiguration der BSCs innerhalb eines Segments nötigen Informationen werden aus einer Konfigurationsdatei eingelesen. Eine Beschreibung dieser Datei befindet sich im Anhang C in Listing¹⁸ C.1.

Die bereits genannten Eigenschaften sind alle statisch und werden nur zum Programmstart einmalig konfiguriert. Neben diesen gibt es auch eine Reihe Konfigurations-Optionen, die zur

¹⁷Eine *Instanz* bezeichnet in der objektorientierten Programmierung ein Objekt, das aus einer Klasse erzeugt wurde. Sie bietet Speicherplatz für alle Attribute der Klasse.

¹⁸Ein *Listing* bezeichnet den Ausdruck eines Computerprogramms (hier einer Konfigurationsdatei) in von Menschen lesbarer Form.

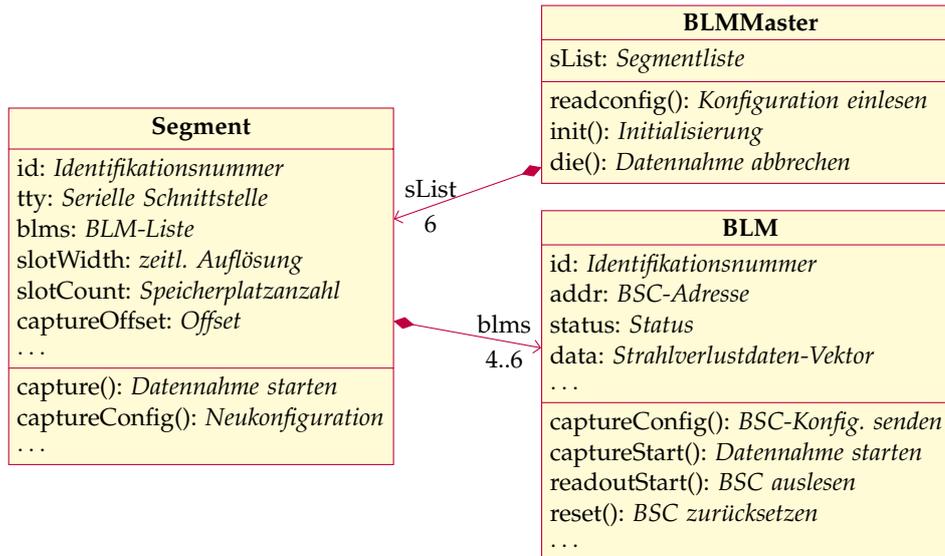


Abbildung 5.9: Vereinfachtes UML-Diagramm der wichtigsten Klassen der Auslesesoftware.

Laufzeit des Programms vom Kontrollsystem der Anlage bezogen werden. Diese Optionen liegen nur im Kontrollsystem vor, da sie durch den Benutzer der grafischen Kontrollsystemoberfläche geändert werden können. Wichtigster Parameter ist hierbei der Zeitbereich der Datenerfassung. Die drei möglichen Bereiche hierfür sind „ELSA-Zyklus“, „Injektion“ sowie „Injektion + Rampe“. Eine detaillierte Vorstellung der entsprechenden Datenbereiche findet in Abschnitt 5.3.3 statt. Weiterhin lässt sich über das Kontrollsystem die bereits angesprochene zeitliche Auflösung, mit der die Datennahme erfolgen soll, festlegen. Prinzipiell lässt sich für jedes der sechs Segmente diese Laufzeitkonfiguration getrennt vornehmen. Da aber die sechs Segmente alle im ELSA-Ring lokalisiert sind, beziehen sie ihre Konfiguration alle aus der gleichen Quelle. Damit ist die Datennahme der sechs Segmente immer gleich eingestellt.

Neben der Abbildung der Segmente auf eine Klasse wurde dies ebenfalls für die BSCs beziehungsweise BLMs vorgenommen. Jeder der 16 BSCs verfügt über zwei Adressen, mit denen auf die Daten des jeweiligen, angeschlossenen BLMs zugegriffen werden kann. Demnach reicht es, in der Software, eine Klasse *BLM* zu entwickeln, die aktuelle Strahlverlust-Daten beinhaltet. Diese werden bei Aktualisierung an das Kontrollsystem weitergesendet. Für die BLMs selbst gibt es keine weitere Laufzeitkonfiguration durch das Kontrollsystem (vgl. Abschn. 5.3.2).

In Abbildung 5.9 werden die vorgestellten Klassen und ihre Relationen untereinander zusammengefasst in einem Diagramm dargestellt.

5.2.2 Parallele Kommunikation auf den sechs Segmenten

Die Auslese und Kommunikation läuft auf den sechs Segmenten parallel ab. Hierzu wurden in der Software *Threads* verwendet. Unter *Threads* versteht man in der Informatik einen Teil eines Prozesses, dessen Befehlskette parallel mit dem eines anderen Threads oder des Hauptprogramms ausgeführt wird. Da der Prozessor des Systems den Programmcode nur sequentiell abarbeiten kann, wird die Parallelisierung durch häufigen Wechsel zwischen den Threads simuliert. Dies bietet insbesondere den Vorteil, dass die Programmausführung an einen anderen Thread abgegeben werden kann, wenn im eigenen gerade auf die Ausfüh-

ung einer Ein-/Ausgabeoperation¹⁹ gewartet wird. Die Datenrate der RS485-Schnittstelle ist verglichen mit der Ausführungsgeschwindigkeit des Ausleseprogramms auf modernen Prozessoren langsam. Daher erweist sich der Einsatz von Threads als nützlich: Während in einem Auslese-Thread gerade auf weitere Daten der seriellen Schnittstelle gewartet wird, können die empfangenen Daten eines anderen Segments in dessen Thread verarbeitet werden. Die Datennahme der sechs Segmente findet so in nahezu der gleichen Zeit statt, die auch für die Auslese eines einzelnen Segments benötigt wird.

5.2.3 Programmablauf der Auslese

Die Auslese der Strahlverlustereignisse läuft innerhalb jedes Threads in einer Endlosschleife ab. Die einzelnen Schritte dabei sind:

1. **Vorbereiten der Datennahme:** Im ersten Schritt müssen alle BSCs auf die Datennahme vorbereitet werden. Dies umfasst einerseits das Löschen der Speicherbereiche, in denen sich noch Daten des zuletzt aufgezeichneten Zyklus, befinden. Andererseits wird die Hardware so vorbereitet, dass sie bei Signalisierung des nächsten ELSA-Zyklus-Triggers über die Trigger-Leitung die Datennahme automatisch startet.
2. **Datennahme und Auslese:** Nach dem Start der Datennahme werden sequentiell die internen Speicherbereiche der BSCs mit Daten aufgefüllt. Nachdem der letzte Speicherplatz beschrieben wurde, gilt die Datennahme für diesen Zyklus als abgeschlossen. Die Software wartet währenddessen auf Fertigstellung der Datennahme. Danach werden die gewonnenen Ereignisse aus den BSCs seriell ausgelesen.
3. **Aufbereitung der Daten:** Sobald die Auslese abgeschlossen ist, können die gewonnenen Daten aufbereitet werden. Hierzu werden sie normiert, sodass der Strahlverlust in der Einheit „Ereignisse pro Zeitintervall“ vorliegt. Danach werden sie als aktuelle Ist-Werte an das Kontrollsystem übermittelt.
4. **Speichern der Daten:** Das Speichern der Daten ist optional. Sofern aktiviert, werden alle Strahlverlustereignisse zur späteren Detailanalyse gespeichert (siehe Abschn. 5.2.4).
5. **Synchronisation der Threads:** Bevor die Auslese erneut gestartet werden kann, muss auf die Fertigstellung des aktuellen Datennahme-Zyklus durch die anderen Threads gewartet werden. Nachdem diese ebenfalls die Auslese und Aufbereitung der Daten abgeschlossen haben, beginnt der nächste Zyklus mit der Vorbereitung der nächsten Datennahme.

5.2.4 Datenspeicherung und spätere Visualisierung

Neben der Anzeige im Kontrollsystem soll ebenfalls die Möglichkeit bestehen, alle genommenen Daten in einer Datei auf der Festplatte zu speichern. Dies schließt, neben dem aufgezeichneten Strahlverlust der einzelnen BLMs, ebenfalls weitere Betriebsparameter der Anlage

¹⁹Der Zugriff auf einzelne Ressourcen (z.B. Zugriff auf Daten einer Festplatte oder einer Schnittstelle) erfolgt bei modernen Computern und Betriebssystemen asynchron. Das bedeutet, dass der Prozessor nicht aktiv auf die Beantwortung einer Datenanfrage bei der Peripherie wartet. Die Wartezeit wird mit der Ausführung anderer Prozesse überbrückt. Der Prozessor springt, sobald die Anfrage bearbeitet wurde, zurück in die Ausführung des ursprünglichen Prozesses.

mit ein. Zu diesen gehören neben der Injektions- sowie Extraktionsenergie ebenfalls wichtige Zeitpunkte des ELSA-Zyklus. Also der Zeitpunkt, zu dem die Injektion abgeschlossen ist, der Beginn und das Ende der Energierampe sowie der Beginn und das Ende der Extraktionsphase. Diese Daten sind notwendig, um später den Strahlverlust den einzelnen Stadien des ELSA-Zyklus zuordnen zu können. Die Daten der BSC-Konfiguration (Auflösung, Datenbereich, Anzahl der Datenpunkte) werden ebenfalls in der Datei gespeichert. Alle Daten werden in einem block-orientierten Dateiformat gespeichert. Die Daten der einzelnen ELSA-Zyklen werden dabei mit Zeitstempel (Datum und Uhrzeit der Datennahme), fortlaufend in die Datei geschrieben. Die Datei wird während der Erzeugung automatisch komprimiert, um Speicherplatz zu sparen.

Nach Abschluss der Datennahme können die gemessenen Strahlverlust-Ereignisse in einer, eigens für diesen Zweck entwickelten, grafischen Benutzeroberfläche ausgewertet werden. Diese basiert auf dem am CERN entwickelten Programmpaket zur Datenanalyse in der Teilchenphysik *ROOT*²⁰. Nach dem Laden eines Datensatzes ermöglicht es die Auswahl der Daten zu einem bestimmten Zeitpunkt sowie einer Teilmenge oder aller Strahlverlustmonitore. Somit lassen sich die Absolutwerte bestimmter BLMs in verschiedenen Zyklen miteinander vergleichen. Die Software kann über das Kontrollsystem-Menü zum Strahlverlust aufgerufen werden. Für zukünftige Applikationen dieser Art wurde die Schnittstelle zum Einlesen der Daten aus den gespeicherten Datensätzen in eine Programmbibliothek ausgelagert. Diese kann sowohl nativ unter *ROOT* eingebunden werden, als auch in reinen C++-Programmen verwendet werden.

5.3 Einbindung in das ELSA-Kontrollsystem

Die Einbindung in das Kontrollsystem der Beschleunigeranlage findet über entsprechende Benutzer-Menüs statt. Hierzu wurde ein Menü erstellt, in dem eine geografische Lokalisation des Strahlverlusts möglich ist. Neben diesem wurde ebenfalls für jeden der 32 Monitore ein Menü entwickelt, in dem der jeweilige Strahlverlust zeitlich aufgelöst dargestellt ist. Weiterhin wurden Menüs erstellt, in denen sich das BLM-System konfigurieren lässt.

5.3.1 Geografische Übersicht

Mit dem Strahlverlustsystem soll es sowohl möglich sein den Strahlverlust zeitlich im Bezug auf den Beschleunigungszyklus anzuzeigen, als auch eine geografische Lokalisation zu ermöglichen. Hierzu wird der Strahlverlust während der gesamten Datennahme aufintegriert. Damit steht die Gesamtanzahl der detektierten, verlorenen Elektronen des Zyklus zur Verfügung. Zur einfacheren Übersicht wird der Wert nicht direkt zur Anzeige gebracht, sondern mit Hilfe eines Ampelfarben-Systems visualisiert. Dabei entspricht eine grüne Anzeige wenig Strahlverlust, eine rote Anzeige viel Strahlverlust. Zwischenfarbwerte sind ebenfalls möglich. Wurden für einen BLM während des Zyklus keine Ereignisse registriert, wird dies durch einen grauen Indikator gekennzeichnet. In diesem Fall ist der BLM nicht angeschlossen, defekt oder der Strahlverlust ist so gering, dass keine Ereignisse aufgezeichnet wurden. Das geografische Menü ist in Abbildung 5.10 gezeigt.

²⁰Die eingesetzte Version von *ROOT* ist 5.26.00. Weitere Informationen unter <http://root.cern.ch/>

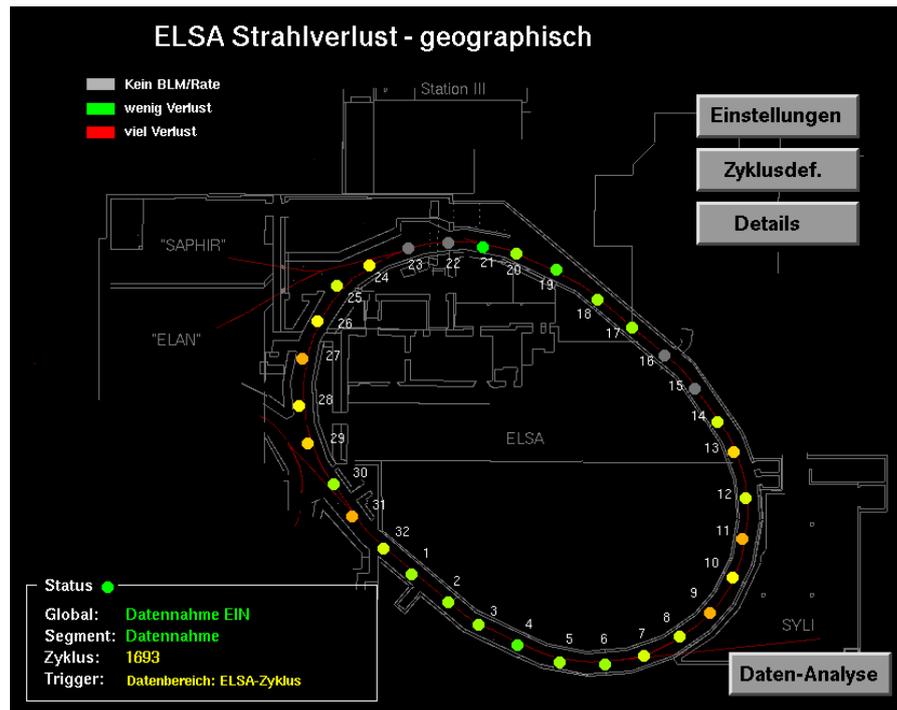


Abbildung 5.10: Kontrollsystemmenü zur geografischen Lokalisation von Strahlverlust.

5.3.2 Detailansicht jedes BLMs

In der Detailansicht jedes BLMs wird der zeitliche Verlauf des Strahlverlusts während des Zyklus dargestellt. Hier wird der Strahlverlust pro Zeiteinheit gegen die Zykluszeit, aufgetragen. Eine Achsenskalierung kann ebenfalls über das Menü, für jeden der BLMs, vorgenommen werden. Zur besseren Orientierung werden ebenfalls wichtige Zyklus-Zeitpunkte (z.B. der Beginn der Energierampe) im Diagramm angezeigt. Die Detailansicht ist exemplarisch für den BLM in der Nähe von Quadrupol D9 in Abbildung 5.11 gezeigt. Eine detaillierte Auswertung des hier beispielhaft gezeigten Strahlverlusts findet in Abschnitt 6.4 statt.

5.3.3 Konfiguration des Strahlverlustsystems

Neben einem Menü für allgemeine Einstellungen (z.B. Ein-/Ausschalten der Datennahme oder Ein-/Ausschalten der Datenaufzeichnung, siehe Abb. 5.12a) wurde ein weiteres Menü zur Konfiguration der Datennahme erstellt. Hierzu stehen, wie in Abbildung 5.12b gezeigt, verschiedene Optionen bereit:

- **ELSA-Zyklus:** In diesem Modus werden die Daten eines gesamten ELSA-Zyklus aufgezeichnet. Die Datennahme beginnt jeweils zum Start des Zyklus und endet zum Start des nächsten. Weiterhin kann die zeitliche *Auflösung* im kompletten von den BSCs zur Verfügung stehenden Bereich von $\Delta t = 70 \mu\text{s}$ bis $\Delta t = 10 \text{s}$ gewählt werden. Der Parameter *Offset* hat in diesem Modus der Aufzeichnung keinen Effekt. Die Anzahl der Datenpunkte wird aus der Gesamtlänge eines ELSA-Zyklus (typischerweise $t_{\text{Zykl}} = 5,28 \text{s}$) und der gewählten Auflösung nach $N = \frac{t_{\text{Zykl}}}{\Delta t}$ berechnet. Wird eine zu kleine Auflösung gewählt,

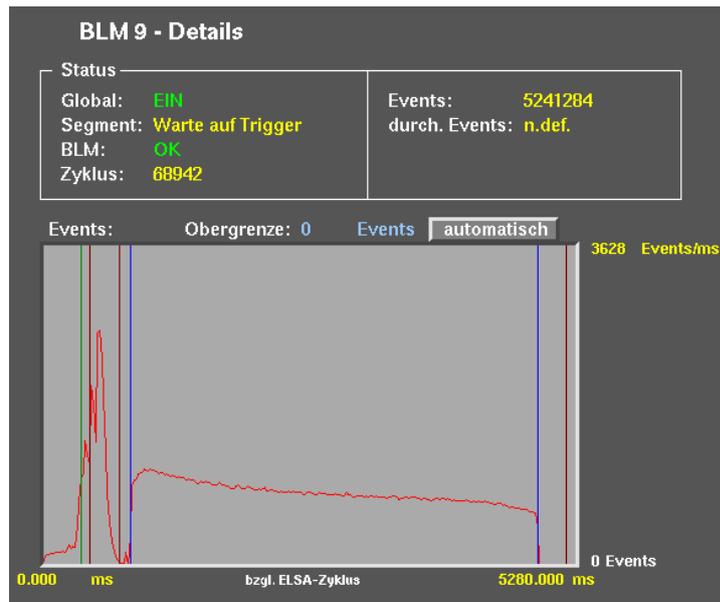


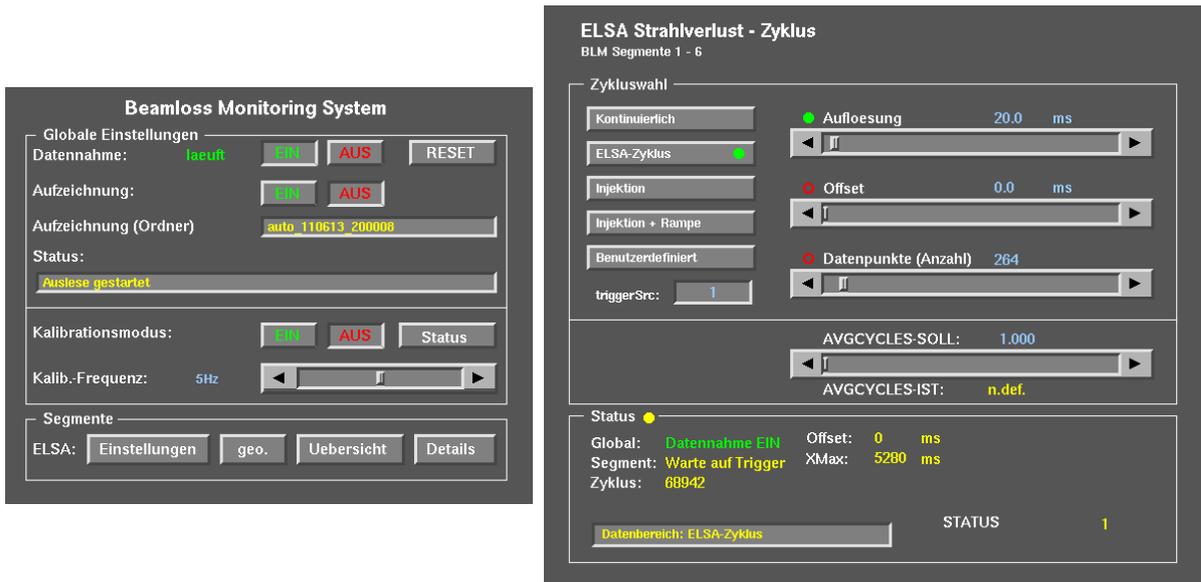
Abbildung 5.11: Detailansicht jedes BLMs. Gezeigt ist hier der auftretende Elektronenverlust im Bereich von QD9. Die Aufzeichnung erfolgte während eines CB-Runs im Juni 2011.

erreicht die Anzahl der Datenpunkte das Maximum von 3800 und kann nicht weiter erhöht werden. In diesem Fall wird die Aufzeichnungsdauer automatisch reduziert. Wird eine Auflösung von $\Delta t \geq 7$ ms gewählt, erfolgt die Erfassung der Strahlverlust-Daten in jedem zweiten Beschleunigungszyklus (1. Zyklus Datennahme, 2. Zyklus Auslese), andernfalls wird mehr Zeit zur Auslese benötigt.

- **Injektion** sowie **Injektion+Rampe:** In diesem Modus findet die Datennahme nur über den jeweiligen Teilbereich des ELSA-Zyklus statt. Bei geeigneter Wahl der Auflösung ($\Delta t \geq 1,5$ ms) erfolgt der Auslesevorgang der BSCs aufgrund der geringeren Datenmenge innerhalb des Beschleunigungszyklus in dem auch die Datennahme stattgefunden hat. Die Erfassung findet so in jedem Zyklus des Beschleunigers statt. Wird die Auflösung kleiner gewählt, benötigt das System einen zweiten Beschleunigungszyklus für die Auslese.
- **Benutzerdefiniert:** In diesem Modus kann die Datennahme nach eigenen Wünschen konfiguriert werden. Zusätzlich zur *Auflösung* steht nun der Parameter *Offset* zur Verfügung. Durch diesen kann eine Verzögerung des Datennahme-Starts bezüglich des ELSA-Zyklus-Triggers vorgenommen werden. Hiermit lässt sich beispielsweise die Datennahme auf die Extraktionsphase begrenzen. Die Dauer der Datennahme lässt sich über die Anzahl der Datenpunkte steuern. Bei diesem Modus ist zu beachten, dass der Hardware-Trigger nicht verwendet werden kann (dieser steht nur zum Zyklus-Beginn zur Verfügung). Die Datennahme wird hier durch einen Software-Trigger gestartet, was zu Verzögerungen von etwa 50 ms beim Start führen kann. Dies muss bei der nachfolgenden Auswertung beachtet werden.
- **Kontinuierlich:** In diesem Aufzeichnungsmodus findet keine Synchronisation mit dem ELSA-Zyklus statt. Die Aufzeichnung des Strahlverlusts des jeweils nächsten Zyklus

beginnt mit Fertigstellung der Auslese. Dieser Modus ist zu verwenden, wenn der Strahlverlust beispielsweise im *Synchrotronlicht*-Modus (vgl. Abschn 1) aufgezeichnet wird. In diesem Betriebsmodus der Anlage steht der ELSA-Zyklus-Trigger nicht zur Verfügung.

Ein weiteres Menü (s. Abb. 5.12c) ermöglicht die Anzeige der Daten der Kalibrierung. Dadurch kann eine einfache Kontrolle der Komparator-Schwellen der BLMs vorgenommen werden. Während dieses Modus wird die standardmäßige Datennahme angehalten. Die in anderen Menüs angezeigten Strahlverluste verlieren damit ihre Bedeutung.



(a) Globale Konfigurations-Optionen.

(b) Konfigurations-Optionen für die Datennahme.

Monitor	Status	Channel A	Channel B	Monitor	Status	Channel A	Channel B
01	●	10979	5667	17	●	17685	27176
02	●	187563	42736	18	●	10299	13078
03	●	25102	28931	19	●	19942	16412
04	●	10014	8952	20	●	7136	5388
05	●	12025	15818	21	●	10120	4899
06	●	10978	8310	22	●	0	0
07	●	8196	11212	23	●	0	0
08	●	9366	9003	24	●	17921	19179
09	●	18725	5241284	25	●	8940	14692
10	●	12330	127538	26	●	41822	49111
11	●	9379	21356	27	●	14319	12742
12	●	26840	17285	28	●	14392	15950
13	●	8282	6907	29	●	4325	3196780
14	●	11787	10273	30	●	9075	774
15	●	0	0	31	●	23998	19673
16	●	0	0	32	●	11676	6534

Soll-Rate: 10000
 ● kein BLM
 ● > 100% Abweichung
 ● > 50% Abweichung
 ● < 50% Abweichung

(c) Kalibrierungs-Daten

Abbildung 5.12: Bildschirmfotos der Konfigurationsmenüs.

Kapitel 6

Messungen des Strahlverlusts

Parallel zur Erstellung der Auslesesoftware war es möglich, Strahlverlust-Daten für den regulären Experimentierbetrieb aufzuzeichnen. Dazu wurden die Detektoren provisorisch an der Kammerwand befestigt und an die Ausleseelektronik angeschlossen. Aufgrund der provisorischen Befestigungsmethode war es nicht möglich, die Detektoren exakt auf Höhe der Strahlposition zu fixieren, wodurch Abweichungen des aufgezeichneten Strahlverlusts vom tatsächlich vorhandenen, auftreten können.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird kurz auf das Rauschverhalten der Detektoren eingegangen. Nachfolgend werden exemplarische Auszüge aus den bereits aufgezeichneten Daten gezeigt. Hierzu findet eine Analyse der einzelnen Injektionsschüsse aus dem Booster-Synchrotron in den Stretcherring statt. Ebenfalls wird die zeitliche Struktur des Strahlverlusts während der gesamten Injektionsphase sowie der nachfolgenden Rampphase untersucht. Abschließend wird der detektierte Elektronenverlust während der Extraktionsphase in drei Sektoren des Beschleunigers, im Bereich des Quadrupols QF24, QD25 sowie QD9, vorgestellt.

6.1 Rauschen der Detektoren

Wie in Abschnitt 5.1.1 vorgestellt, wurden alle BLMs im Labor kalibriert. Nach diesem Vorgang wurden bei nahezu allen Detektoren die Photodioden um 90° gedreht, wodurch einige der Dioden durch neue ausgetauscht werden mussten.¹ Nachfolgend hat keine erneute Kalibrierung stattgefunden. Aufgrund von Rauschen weichen die Zählraten der beiden Kanäle deutlich von dem durch den Hersteller vorgegebenen Wert ab. Eine Übersicht über die Werte befindet sich im Anhang C in Tabelle C.1. Nach der endgültigen Montage sollte eine erneute Kalibrierung bei Betriebstemperatur der Beschleunigeranlage erfolgen.

Zur Bestimmung der Untergrundzählrate der BLMs wurde eine Datenaufzeichnung direkt nach Abschalten der Elektronenquelle durchgeführt. Der Beschleuniger befand sich zu diesem Zeitpunkt im *Stretcher-Modus*. Die gemessenen Zählraten sind in Abbildung 6.1 gezeigt. Die Rate wurde aus dem arithmetischen Mittel über den Zeitraum von zehn Zyklen gebildet. Die drei gezeigten Datensätze unterschieden sich durch den Zeitpunkt der Aufzeichnung nach Abschalten der Elektronenquelle. Die Zählrate von BLM 9 sowie BLM 32 sinkt während der Aufzeichnung im Gegensatz zu den Zählraten der übrigen BLMs stark ab. Dies ist ein Hinweis auf eine Aktivierung der Maschinenteile in diesem Sektor durch erhöhten Strahlverlust, welcher im Bereich von BLM 32 durch eines der Injektionssepta auftritt. Der Strahlverlust bei Quadrupol 9 wird in Abschnitt 6.4 behandelt.

¹Durch die mechanische und thermische Belastung beim Austausch haben sich bei einigen Photodioden die metallischen Kontakte von der Siliziumschicht gelöst.

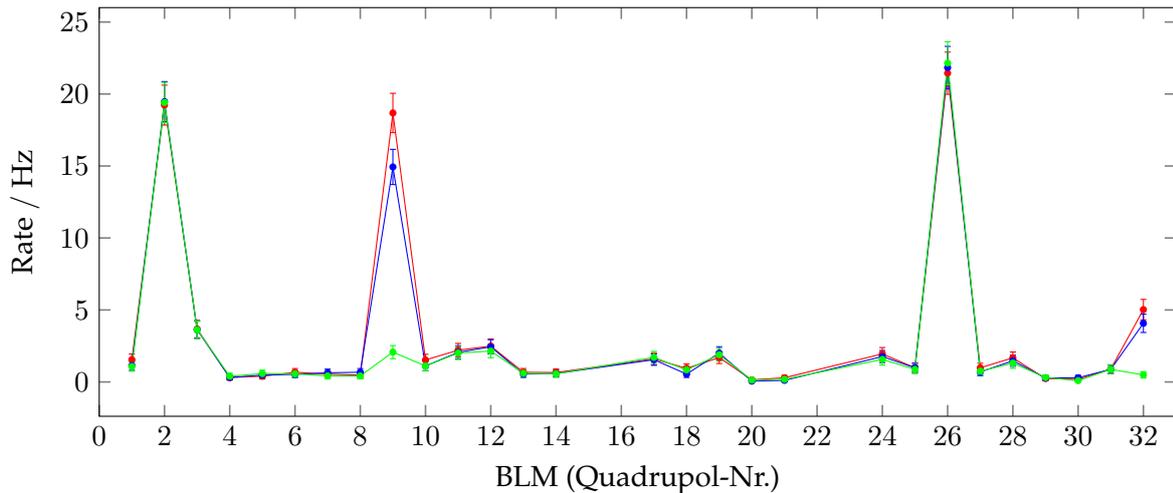


Abbildung 6.1: Gezeigt ist die durchschnittliche Detektionsrate der BLMs (gemittelt über 10 Zyklen) bei ausgeschalteter Elektronenquelle, aber eingeschalteter Maschine: (—●—) 1 min, (—●—) 3 min und (—●—) 50 min nach Abschalten der Elektronenquelle. Die Temperatur innerhalb des Tunnels (an den BSCs) beträgt 27 °C – 29 °C.

Die erhöhte Untergrundzählrate bei BLM 2 sowie BLM 26 sind auf eine unzureichende Kalibrierung zurückzuführen. Eine erhöhte Rate der einzelnen Kanäle führt hier zu einer Erhöhung der zufälligen Koinzidenzen des Detektors und damit zu einer hohen Untergrundzählrate (vgl. Tab. C.1, Anhang C).

6.2 Injektionsphase

Zur Analyse des Strahlverlusts bei der Injektion wurden Daten eines B1-Testruns am 03.06.2011 verwendet. In Tabelle 6.1a am Ende des Kapitels ist eine Übersicht über die Betriebsparameter zum Zeitpunkt der Datenaufzeichnung gegeben. Bei der verwendeten Abschaltsschwelle für den im Stretcherring gespeicherten Strom von $I_S = 10$ mA waren nur 14 bis 15 Einschüsse aus dem Booster-Synchrotron erforderlich. Die Strahlverlust-Daten jedes BSCs wurden für jeden der Einschüsse über den Zeitraum von 20 ms integriert und sind in Abbildung 6.2 gezeigt.

Betrachtet man die einzelnen Einschüsse, so lässt sich in allen Sektoren eine Erhöhung des Strahlverlusts mit jedem der Injektionsschüsse erkennen. Die pro Schuss aus dem Synchrotron transferierte Ladung bleibt aber ungefähr konstant (zum Ausschluss von Schwankungen wurden die Daten über 17 Zyklen gemittelt). Der Strahlverlust steigt daher mit dem im Beschleuniger gespeicherten Strom an, wodurch die Injektionseffizienz sinkt. Dies ist insbesondere auch makroskopisch im *Synchrotronlicht*-Modus bei hohen Strahlströmen im Stretcherring ab 40 mA sichtbar.²

Bei der geografischen Verteilung des Strahlverlusts muss beachtet werden, dass in einigen Bereichen keine Detektoren zur Verfügung stehen. Dazu gehören insbesondere die BLMs 15 und 16, deren Ausleselektronik momentan nicht zur Verfügung steht (siehe Tab. C.1). Weiterhin sind in den Sektoren 22 und 23 keine Detektoren angebracht, da hier kein Platz zur

²Basierend auf Beobachtungen des im Stretcherring gespeicherten Stroms während der Injektionsphase des Synchrotronlicht-Modus.

provisorischen Montage vorhanden ist. Die Befestigung des BLMs 21 hat sich während des Experimentierbetriebs gelöst, wodurch sich der Detektor um einige Zentimeter verschoben hat. Der detektierte Strahlverlust fällt daher, aufgrund der Verschiebung sehr schwach aus.

In Abbildung 6.2 ist erhöhter Strahlverlust in den Sektoren 6 bis 12 sowie den Sektoren 24 bis 28 sichtbar. In diesen nimmt die Dispersionsfunktion vergleichsweise große Werte an, wohingegen sie in den geraden Stücken des Beschleunigers (Sektoren 15 bis 19 sowie 31 bis 3, siehe Abb. 1.1) nahezu Null ist [Pre07]. Der erhöhte Verlust in den Sektoren großer Dispersionsfunktion weist auf eine Impulsabweichung vom Sollimpuls der Teilchen bei der Injektion hin. Diese Abweichung kann von Unterschieden zwischen der Extraktionsenergie des Booster-Synchrotrons und Injektionsenergie des Stretcherrings stammen. Es müssen noch detailliertere Untersuchungen durchgeführt werden, in denen eine der beiden Energien variiert wird um herauszufinden, ob sich der Strahlverlust dadurch reduzieren lässt. In der dispersionsfreien Strecke an BLM 32 tritt erhöhter Strahlverlust, wie bereits im vorherigen Abschnitt angesprochen, bei der Injektion auf.

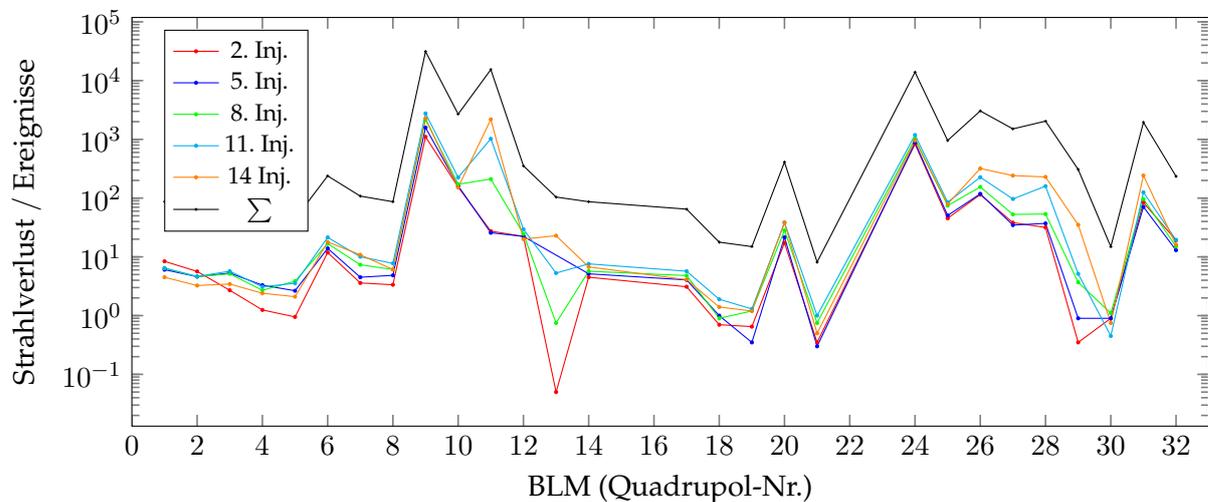


Abbildung 6.2: Durchschnittliche, integrierte Strahlverlust-Ereignisse pro Injektionsschuss (gemittelt über 17 Zyklen).

6.3 Injektions- und Rampphase

Strahlverluste während der Rampphase lassen sich bereits mit dem im Stretcherring eingebauten Stromtransformator aufzeigen. In Abbildung 6.3 ist der typische Stromverlauf, in einem Diagramm des Kontrollsystems, gezeigt. Es läßt sich Strahlverlust von circa $250 \mu\text{A}$ zu Beginn der Energierampe (c) sowie von circa $2,3 \text{ mA}$ während der Präparation der Extraktion erkennen (f). Zusätzlich wird der am Ende des Beschleunigungszyklus noch im Stretcherring gespeicherte Elektronenstrahl vernichtet (g). Der auftretende Strahlverlust läßt sich ebenfalls mit dem Strahlverlustsystem zeigen: In Abbildung ?? ist der Strahlverlust an den Quadrupolen QF24 und QD25 (siehe Abb. 6.4) während eines CB-Runs im März 2011 (vgl. Tabelle 6.1b) gezeigt. Die zeitliche Auflösung für diese Datennahme wurde auf $260 \mu\text{s}$ eingestellt, um die zeitliche Struktur des Verlusts bei den einzelnen Injektionsschüssen sowie der nachfolgen-

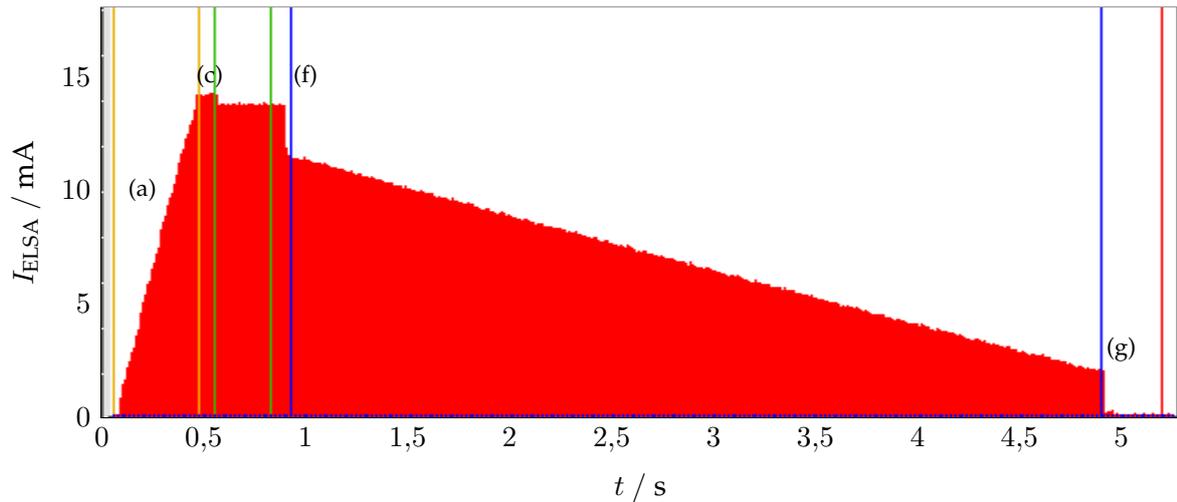


Abbildung 6.3: Verlauf des in ELSA gespeicherten Strahlstroms während eines Zyklus im Nachbeschleunigungsmodus. Die relevanten Zeitpunkte sind mit Buchstaben gekennzeichnet. Siehe auch: Abbildung ??.

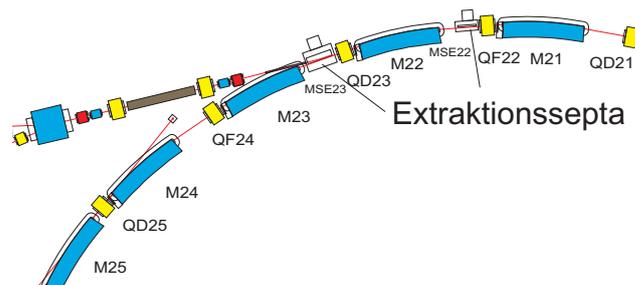
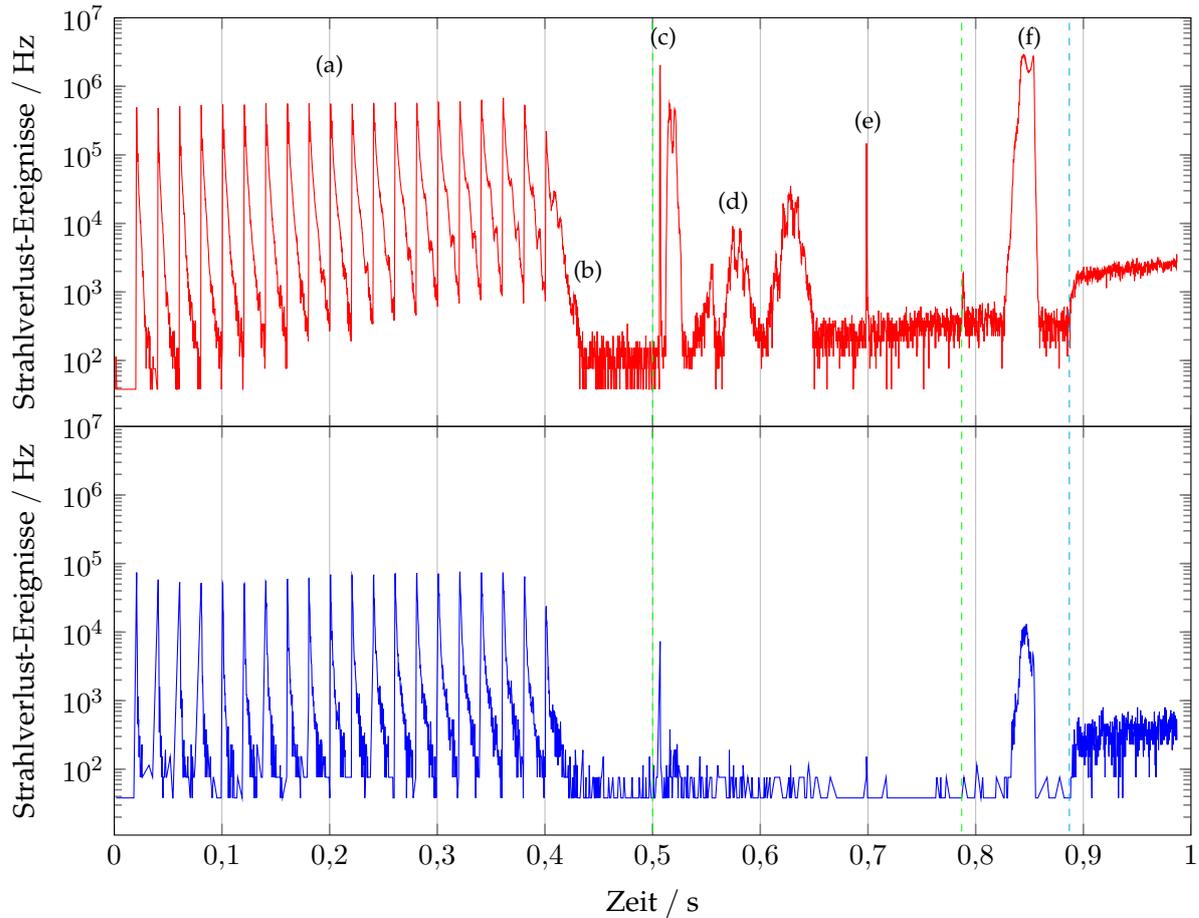


Abbildung 6.4: Ausschnitt des ELSA-Plans: Extraktionselemente.

den Energierampe darstellen zu können. In der Abbildung sind die einzelnen Phasen des Beschleunigungszyklus durch gestrichelte Linien angedeutet.

Während der Injektionsphase (a) lassen sich die Zeitpunkte der Einschüsse deutlich erkennen. Unmittelbar nach jedem der Einschüsse tritt weiterhin Strahlverlust auf. Dieser lässt einen exponentiellen Abfall vermuten. Ursache hierfür kann eine Anregung des Elektronenstrahls nach der Injektion sein, welche durch kontinuierliche Abstrahlung von Synchrotronstrahlung gedämpft wird. Nach dem letzten Einschuss bei $t = 0,4$ s (b) lässt sich dieses Abklingen deutlich erkennen.

Der zum Beginn der Rampphase auftretende Strahlverlust lässt sich hier ebenfalls erkennen (c). Während der Energierampe sieht man weiteren Verlust, der in Abbildung 6.3 nicht auszumachen war: Insbesondere in der ersten Hälfte (d) werden, in der horizontalen Ebene, Ereignisse detektiert. Ein möglicher Grund hierfür kann die absichtlich verursachte Verschiebung des Elektronenstrahls in der vertikalen Ebene durch Korrektormagnete sein. Über bestimmte Zeiträume wird hier, über den Beschleuniger verteilt, ein periodisches Magnetfeld appliziert,



um Magnetfeldfehler, die zu depolarisierenden Imperfektionsresonanzen³ führen würden, zu kompensieren. Diese Hypothese kann allerdings nicht überprüft werden, da momentan noch Strahlverlust-Daten mit einem Beschleunigerbetrieb ohne die Korrektormagnetfelder fehlen. Außerdem lässt sich nicht ohne weiteres nachvollziehen, warum dadurch nur Strahlverlust in der horizontalen Ebene verursacht wird, obwohl die Korrekturmagnetfelder den Strahl nur in der vertikalen Ebene ablenken.

Weiterhin werden an ELSA sogenannte Tunejump-Quadrupole zur Polarisierungserhaltung eingesetzt. Dabei handelt es sich um Luftquadrupole, die den vertikalen Arbeitspunkt Q_z innerhalb weniger μs verschieben können. Diese Sprünge müssen bei bestimmten Energien durchgeführt werden, um die Kreuzungsgeschwindigkeit von intrinsischen Resonanzen⁴, zu erhöhen [Hof98]. Dieser Sprung muss bei einer Energie von $E = 1983 \text{ MeV}$ durchgeführt werden, was einem Zeitpunkt⁵ $t = 695,4 \text{ ms}$ bezüglich des Zyklusstarts entspricht. Die Stärke des Sprungs war auf $\Delta Q_z = -0,053$ eingestellt. Zum Zeitpunkt der Arbeitspunktveränderung

³Als *Imperfektionsresonanzen* beschreibt man den resonanten Effekt, verursacht durch Aufstellungsfehler der Magnete, die zu einer Depolarisation des Elektronenstrahls bei bestimmten Energien führt.

⁴Bei *intrinsischen Resonanzen* handelt es sich um depolarisierende Resonanzen, die von den Betatronschwingungen in der vertikalen Ebene, dem vertikalen Arbeitspunkt Q_z und der Strahlenergie abhängen.

⁵Der Zeitpunkt ergibt sich aus dem Start der Energierampe bei $t = 0,5 \text{ s}$ und einer Rampgeschwindigkeit von $\frac{dE}{dt} = 4 \text{ GeV/s}$. Die Energie der Resonanz wurde im Kontrollsystem abgelesen.

lässt sich erhöhter Strahlverlust detektieren (e).

Der sehr hohe Strahlverlust von 2,3 mA während der Präparationsphase der Strahlextraktion ist ebenfalls sichtbar (f). Während der Energierampe wird ein horizontaler Arbeitspunkt von $Q_x = 4,612$ gewählt, der möglichst weit entfernt von umgebenden Resonanzlinien liegt. Während der Präparationszeit für die Extraktionsphase wird der Arbeitspunkt gezielt auf $Q_x = 4,64^6$ verschoben, um ihn nahe an die drittelzahlige Resonanz bei $Q_x = 4\frac{2}{3}$ heranzubringen, wodurch die Resonanzextraktion ermöglicht wird. Bei dieser Umstellung wird vermutlich eine Koppelresonanz gequert, die den Strahl resonant anregt und damit zu Strahlverlust führt.

6.4 Extraktionsphase

Auch während der Extraktionsphase lässt sich Strahlverlust nachweisen. Dieser tritt vornehmlich in zwei unterschiedlichen Bereichen auf. In Abbildung 6.5 ist der Strahlverlust im Bereich der Extraktionselemente des Beschleunigers gezeigt. Da direkt in den Bereichen von Quadrupol QF22 und QD23, in denen sich die Extraktionssepta befinden, keine Detektoren montiert sind, wird auf die Ereignisse der Detektoren nach Quadrupol QF24 und QD25 zurückgegriffen.

Die aus 20 Zyklen gemittelten Daten eines CB-Runs (vgl. Tabelle 6.1c) weisen bei QF24 eine deutliche Abhängigkeit von dem in ELSA gespeicherten Strahlstrom auf. Hierbei handelt es sich vermutlich um Verluste, die an einer der Septumschneiden auftreten und den noch umlaufen Strahl betreffen. Weiterhin ist Strahlverlust proportional zum extrahierten Strom bei BLM 24 (konstanter Anteil des Strahlverlusts) und BLM 25 ersichtlich. Diese gemessene Abhängigkeit des vertikalen Strahlverlusts an QD25 vom extrahierten Strom bleibt allerdings noch ungeklärt und bedarf weiterer Untersuchungen.

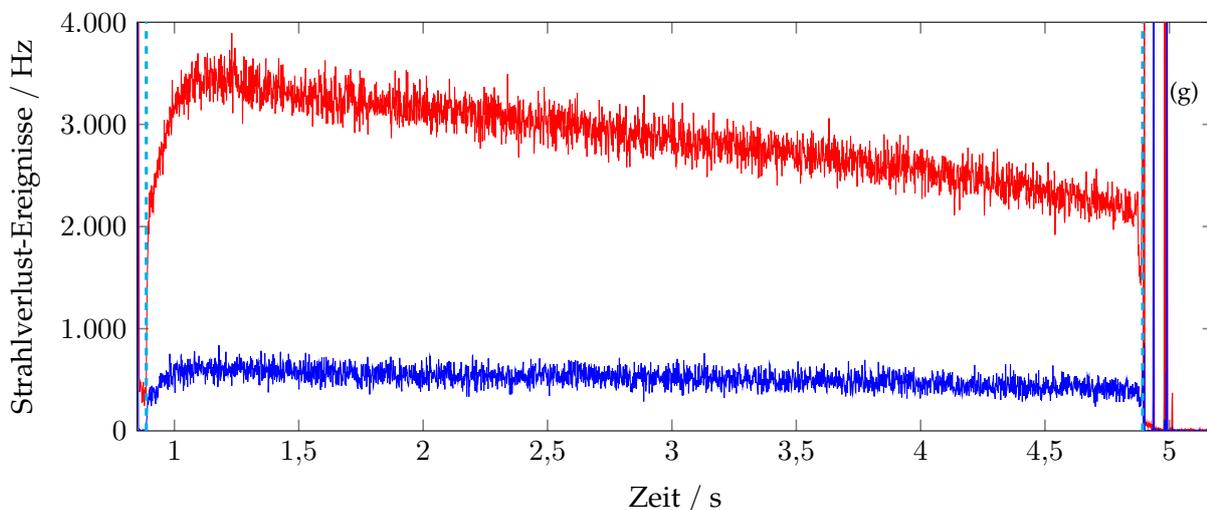


Abbildung 6.5: Zeitlicher Verlauf des Strahlverlusts an Quadrupol QF24 (—) sowie Quadrupol QD25 (—) während der Extraktionsphase.

Im letzten Abschnitt des Beschleunigungszyklus wird die Energie des gespeicherten Elektronenstrahls wieder reduziert, um eine erneute Injektion durch das Booster-Synchrotron zu ermöglichen. Gleichzeitig muss der verbliebene Elektronenstrahl vernichtet werden, da im

⁶Die Sollarbeitspunkte wurden dem Parameterprotokoll des Kontrollsystems vom 10.03.2011 entnommen.

Falle des Betriebs mit spinpolarisierten Elektronen die Helizität der Elektronen bei jedem Zyklus geändert wird. Die Vernichtung des Reststrahls wird durch resonante Anregung einer halbzahligen Resonanz erreicht. Dazu wird 130 ms nach Beginn der negativen Energierampe der horizontale Arbeitspunkt auf $Q_x = 4,5$ eingestellt (siehe Abb. 6.5, (g)).⁷

In der vertikalen Ebene, bei BLM 9, tritt ebenfalls erhöhter Strahlverlust während der Extraktionsphase auf (B1-Testrun, Tabelle 6.1d). In Abbildung 6.6 ist der zeitliche Verlauf während des gesamten ELSA-Zyklus dargestellt. Durch das Resonanzextraktionsverfahren wird der Teilchenstrahl nahe an eine $\frac{2}{3}$ -Resonanz gebracht, wodurch der Elektronenstrahl teilweise instabil wird. Die Elektronen mit instabilen Bewegungen werden an der Septumschneide extrahiert, der gesamte Strahl wird zusätzlich aufgeweitet. Eine mögliche Ursache für den Strahlverlust in diesem Sektor könnte daher eine Aperturbeschränkung vor dem Quadrupol sein. Hier sind ebenfalls noch weitere Untersuchungen erforderlich. Der Strahlverlust sollte sich beispielsweise durch Verschiebung des Elektronenstrahls, mit Hilfe einer sogenannten „Beule“, in diesen Sektoren reduzieren lassen. Ist das der Fall, sollte die Vakuumkammer auf mögliche Engstellen untersucht werden.

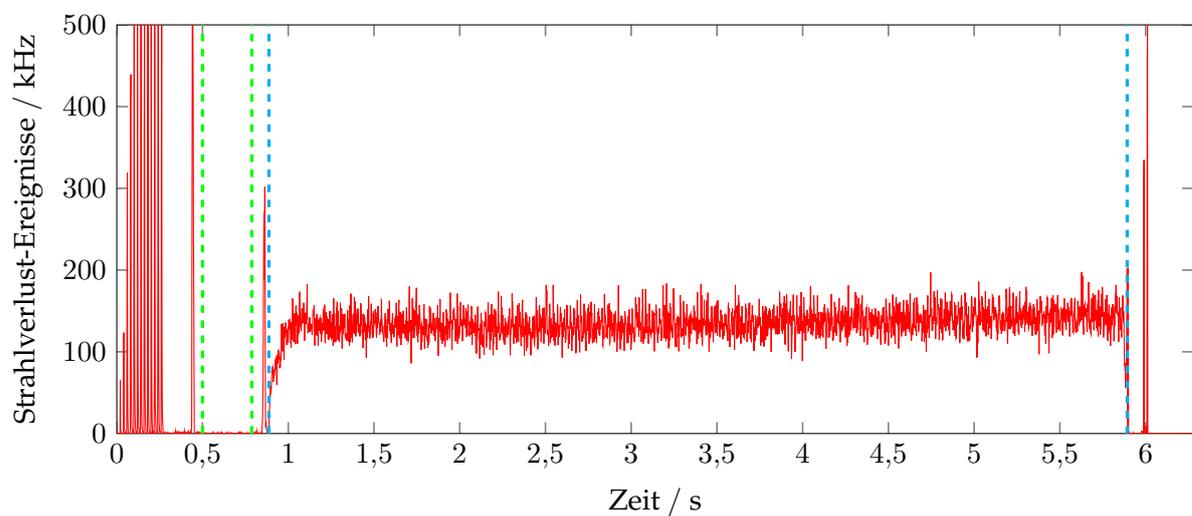


Abbildung 6.6: Zeitlicher Verlauf des Strahlverlusts an Quadrupol QD9 (—) während eines Beschleunigungszyklus.

⁷Die Werte wurden aus dem Parameterprotokoll des Kontrollsystems vom 03.06.2011 entnommen.

Betriebsparameter		Betriebsparameter	
Datum	03.06.2011	Datum	10.03.2011
Elektronenquelle	thermisch	Elektronenquelle	polarisiert
Extraktionsenergie	2,35 GeV	Extraktionsenergie	2,35 GeV
Experiment	BGO	Experiment	Crystal Barrel
Abschaltschwelle	10 mA	Abschaltschwelle	15 mA
ELSA-Zyklus-Dauer	5,28 s	ELSA-Zyklus-Dauer	5,28 s
Strahlverlustsystem		Strahlverlustsystem	
Auflösung	1 ms	Auflösung	260 μ s
gemittelte Zyklen	17	gemittelte Zyklen	20

(a) (b)

Betriebsparameter		Betriebsparameter	
Datum	10.03.2011	Datum	03.06.2011
Elektronenquelle	polarisiert	Elektronenquelle	thermisch
Extraktionsenergie	2,35 GeV	Extraktionsenergie	2,35 GeV
Experiment	Crystal Barrel	Experiment	BGO
Abschaltschwelle	15 mA	Abschaltschwelle	10 mA
ELSA-Zyklus-Dauer	5,28 s	ELSA-Zyklus-Dauer	6,28 s
Strahlverlustsystem		Strahlverlustsystem	
Auflösung	1,4 ms	Auflösung	1,7 ms
gemittelte Zyklen	20	gemittelte Zyklen	1

(c) (d)

Tabelle 6.1: Betriebsparameter des Beschleunigers während der Aufzeichnung von Strahlverlustdaten.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Ziel der Arbeit war die Erweiterung der Strahldiagnoseelemente des ELSA-Stretcherrings um ein System zur Detektion von Strahlverlust. Dieses ermöglicht eine geografische Lokalisation sowie das Auflösen der zeitlichen Struktur des Strahlverlusts während eines Beschleunigungszyklus. Hierzu wurden 32 Halbleiterdetektoren, sogenannte *Beamloss Monitore*, an der Außenseite der Vakuumkammer angebracht und mit einer Zähllektronik verbunden.

Zur Ansteuerung der Hardware war die Entwicklung einer Softwareschnittstelle notwendig. Diese ermöglicht die Kommunikation mit der Hardware über ein Bus-Protokoll. Weiterhin wurde die Software modular aufgebaut, um eine beliebige Anzahl an Strahlverlust-Detektoren unterstützen zu können und um einfache Erweiterungsfähigkeit zu bieten. Die Umsetzung fand in der Programmiersprache C++ statt, da schon eine Programmbibliothek für den Zugriff auf das Kontrollsystem in C vorhanden ist. Die erforderliche C++-Schnittstelle zum Kontrollsystem der Beschleunigeranlage wurde ebenfalls erstellt und steht für zukünftige Softwareentwicklungen in Form einer Bibliothek zur Verfügung.

Im Kontrollsystem wurden mehrere Menüs zur Konfiguration sowie Visualisierung erstellt. Diese umfassen eine Darstellung des Strahlverlusts im geografischen Überblick sowie der zeitlichen Struktur während des Beschleunigungszyklus. Die gewonnenen Daten können gespeichert und in einer dazu entwickelten Software auf Basis von *ROOT* ausgewertet werden.

Die Datennahme und Auswertung wurde erfolgreich während des regulären Experimentierbetriebs getestet und zeigt, dass das Monitorsystem funktionsfähig ist. Zukünftig können nun gezielte Untersuchungen zur Reduzierung des Strahlverlusts durchgeführt werden. Hierzu gehört insbesondere die Untersuchung des erhöhten Strahlverlusts im Bereich von Quadrupol QD9 des Stretcherrings. Ebenfalls kann die Injektionseffizienz vom Synchrotron in den Stretcherring mit Hilfe des Strahlverlustsystems erhöht werden.

Zusätzlich können, in Zusammenarbeit mit dem neu aufgebauten transversalen und longitudinalen Feedbacksystem¹, die Ursachen für den bei hohen Strahlströmen auftretenden Strahlverlust untersucht werden.

¹Ein System zur aktiven Dämpfung von Betatron- und Synchrotronschwingungen.

Anhang A

Anbindung von C++-Applikationen an das ELSA-Prozesssystem

A.1 Kurzbeschreibung des Kontrollsystems

A.1.1 Struktur des Kontrollsystems

Das Kontrollsystem der Beschleunigeranlage ist als verteiltes System ausgeführt. Im Gegensatz zu einem zentralen System wird bei einem verteilten System die Aufgabe der Kontrolle auf mehrere unabhängig arbeitende Rechner aufgeteilt. Die Verteilung ermöglicht eine effiziente Nutzung der Ressourcen und spiegelt die Parallelität der anfallenden Aufgaben wider. Die einzelnen Kontrollsystemrechner kommunizieren über eine Netzwerkschnittstelle miteinander, um eine Gesamtansicht aller Beschleunigerparameter zu ermöglichen.

Die Hardware des gesamten Systems ist in drei Ebenen gegliedert. Die Kontrollrechner stellen dabei die oberste Schicht dar. Sie bieten Module für beschleunigerphysikalische Berechnungen, Simulationen sowie die Strahldiagnose. Weiterhin wird über sie die Bedienung des Beschleunigers durch eine grafische Benutzerschnittstelle bereitgestellt. Ebenfalls werden hier Anwendungen ausgeführt, die eine Gesamtansicht aller Parameter der Anlage erfordern.

Zum Aufgabenbereich der zweiten Schicht, der Prozessebene, gehört die Datenerfassung, Datenreduktion sowie Datenvorverarbeitung. Die Aufgaben sind weniger allgemein gefasst, als in der darüber liegenden Kontrollsystem-Schicht, und konkreter auf die Ansteuerung einzelner Endgeräte zugeschnitten. Zum Aufgabenbereich gehört beispielsweise die Bildverarbeitung von CCD-Kameras oder die Berechnung von Frequenzspektren. Die Hardware ist größtenteils in Form von VME-Systemen¹ realisiert. Für PCs mit Linux-Betriebssystem ist ebenfalls eine Softwareschnittstelle vorhanden, die Zugriff auf Parameter ermöglicht. Die zugehörige Programmbibliothek² ist als C-Bibliothek³ ausgeführt.

Die unterste Hardware-Ebene wird Feldebene genannt. Diese Systeme sind zur direkten Hardwareansteuerung vorgesehen. Dazu gehört die Ist-Werterfassung und die Übermittlung an das Prozesssystem sowie die Vorgabe von Soll-Werten, die vom Prozesssystem übergeben wurden.

Eine umfassende Beschreibung des Kontrollsystems gibt [Gö95].

¹Akronym für *Versa Module Eurocard*, ein Bussystem aus der Steuerungstechnik.

²Nicht selbstständig ausführbarer Programmcode, in dem Funktionen eines bestimmten Aufgabenbereichs hinterlegt sind. Die Funktionen können so in verschiedenen anderen Programmen verwendet werden.

³Eine Programmbibliothek, die in Programmen verwendet werden kann, die in der Programmiersprache C beziehungsweise C++ geschrieben werden.

A.1.2 Übersicht über Parameter-Typen

Die im ELSA-Kontrollsystem verwendeten Parameter sind als lokale Parameter auf den Systemen der Prozessebene definiert. Sie werden im Wesentlichen durch ihren Typ sowie deren Interpretation unterschieden. Eine Aufstellung der verschiedenen Typen und deren Bedeutung befindet sich in Tabelle A.1. Bei der Interpretation eines Parameters gibt es drei Fälle zu unterscheiden. Es kann sich zum einen um *controlled*-Parameter handeln. Diese werden für Werte genutzt, die im Kontrollsystemmenü bzw. von Programmen auf den Kontrollrechnern gesetzt werden können, und stellen damit Soll-Werte dar. Auf diese sollte von Prozesssystemkomponenten nur lesend zugegriffen werden. Im Gegensatz dazu werden *measured*-Parameter für Ist-Werte verwendet. Diese sollten nur im Prozesssystem geschrieben werden, und werden im Kontrollsystemmenü entsprechend angezeigt. Als dritte Variante stehen *data*-Parameter zur Verfügung, die nicht im Zugriff limitiert sind und zum beidseitigen Datenaustausch sowohl aus dem Kontroll- als auch aus dem Prozesssystem gedacht sind. Die Namen der Parameter werden um einen Suffix XY erweitert, der Datentyp ($X \in [A, D, B, S]$) und Interpretation ($Y \in [C, M, D]$) beinhaltet.

Parameter-Typ	Zeichen	Bedeutung	Repräsentation
analog	A	Analog-Werte	Fließkommazahl
digital	D	Digitalwerte (z.B. Ein/Aus)	Ganzzahl
byte	B	8 bit Werte (z.B. Kommandos an Geräte)	char ⁴
string	S	Text	char[]

Tabelle A.1: Parametertypen des Kontrollsystems

Die interne Repräsentation der verschiedenen Typen unterscheidet sich auf dem Prozesssystem bei lokal definierten Parametern des Typs AC sowie AM von denen in Tabelle A.1 angegebenen. Hier wird für die Repräsentation der Fließkommazahlen ebenfalls eine Ganzzahl verwendet, die anschließend mit einem Skalierungsfaktor in eine reelle Zahl umgerechnet werden muss. Nicht-lokal definierte Parameter sind hiervon nicht betroffen - deren Datentyp ist, wie angegeben, eine Gleitkommazahl.

Jeder der Parameter kann als Skalar, Vektor oder Matrix ausgeführt sein. Zur Klassifikation lässt sich die „Größe“ des Parameters zu 1 (Skalar), N (Vektor) oder $N \cdot M$ (Matrix) festlegen.

A.2 Die C++-Schnittstelle zum Prozesssystem

Auf dem Prozesssystem für Linux-Rechner steht bereits eine C-Bibliothek zum Zugriff auf Parameter im Kontrollsystem zur Verfügung. Diese ist als statische Programmbibliothek ausgeführt und kann so in jedem Programm eingebunden werden. Die Auslese-Schnittstelle für das BLM-System wurde allerdings in C++ geschrieben. Hierzu ist also noch eine Abbildung der Kontrollsystem-Funktionen auf eine C++-Schnittstelle nötig. Die Anforderungen an diese neu entwickelte Parameterklasse werden hier kurz vorgestellt.

⁴Ein *char* bezeichnet einen Datentyp, der genau ein Zeichen (normalerweise 8 bit) repräsentiert. Mit *char[]* ist ein Vektor von Zeichen gemeint, der somit eine Zeichenkette speichern kann.

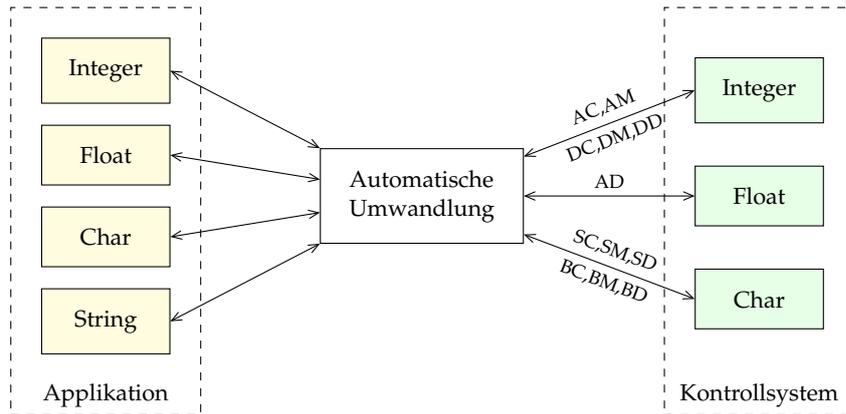


Abbildung A.1: Automatische Typenkonversion beim Setzen bzw. Lesen von Werten.

A.2.1 Anforderungen an die Parameterklasse

Wie bereits in Kapitel 5.2.2 erwähnt, arbeitet die Ausleseschnittstelle des BLM-Systems mit mehreren parallel ausgeführten Threads. Da nicht sichergestellt ist, dass die C-Bibliothek des Prozesssystems unter diesen Umständen einwandfrei funktioniert, muss in der untersten Ebene der C++-Schnittstelle sichergestellt sein, dass nur jeweils ein Zugriff auf die Kontrollsystemfunktionen zeitgleich stattfindet. Hierzu wurde der Mechanismus der *mutual exclusion*⁵ (kurz *Mutex*) in allen relevanten Programmteilen verwendet. Kritische Programmteile können so nur von einem Thread betreten werden und die Ausführung aller anderen, die Zugriff erlangen wollen, wird angehalten.

Auf der zweiten Ebene soll ein ELSA-Parameter abstrakt abgebildet werden. Hierbei sollte es unerheblich sein, aus welchem der vier Datentypen er besteht und ob es sich um einen *measured*-, *controlled*- oder *data*-Parameter handelt. Eine Unterscheidung in lokale sowie nicht-lokale Parameter soll nicht erfolgen. Eine entsprechende Typenumwandlung soll automatisch durchgeführt werden. Hierzu werden eine Reihe von Funktionen angeboten, die Werte setzen können und als Argument jeweils *integer*-, *float*-, *char*- oder *string*-Werte erwarten.

Der Zugriff auf Vektor- und Matrixparameter soll ebenfalls möglich sein. Zum einen soll der gesamte Vektor gelesen sowie geschrieben werden können. Weiterhin soll es möglich sein, gezielt auf einzelne Elemente des Vektors zuzugreifen. Da hierzu in der C++-Standardbibliothek die *vector*-Klasse bereits existiert, wird diese als Grundlage verwendet. Der Typ des Vektors muss nicht dem für den ELSA-Parameter erforderlichen Datentyp entsprechen, eine automatische Typenkonversion soll auch hier durchgeführt werden. Ein Schema der Konversion ist in Abbildung A.1 dargestellt.

A.2.2 Erweiterung des Benachrichtigungssystems

Eine weitere wichtige Funktion, die auch bereits in der C-Bibliothek vorhanden ist, ist ein Benachrichtigungssystem bei Änderung des Wertes eines Parameters. Diese Änderung findet im Allgemeinen asynchron zur normalen Programmausführung statt. Dem Programm muss

⁵*Mutual exclusion* (deutsch: wechselseitiger Ausschluss) beschreibt ein Verfahren, mit dem verhindert wird, dass mehrere nebenläufige Prozesse gleichzeitig auf gemeinsam genutzte Datenstrukturen zugreifen können. Dies wird dadurch realisiert, dass der Zugang zu kritischen Abschnitten auf einen Prozess beschränkt wird.

daher die Möglichkeit gegeben werden, auf dieses Ereignis zu reagieren. Die Signalisierung findet dabei auf Betriebssystemebene über den Versand eines *signals*⁶ an den entsprechenden Prozess statt. Diese Signale müssen im Programm abgefangen werden und dann entsprechend bearbeitet werden, da auch hier die kontrollsystemnahen Implementierungen sehr komplex sind, wird diese Funktionalität ebenfalls von der Parameterklasse angeboten. Dies wird über eine *Hook*⁷-Schnittstelle realisiert.

Zur Verwendung eines solchen Parameter-Hooks genügt es, eine eigene Klasse von der Klasse `ParameterCallback` abzuleiten. Die virtuelle⁸ Methode

```
virtual void onParameterChange(Parameter *p, void*data) muss ebenfalls implementiert werden. Diese wird auf einer Instanz der eigenen Klasse aufgerufen, sobald sich ein zuvor mit Parameter::callbackRegister(ParameterCallback *, void *) registrierter Parameter ändert. Beim Registrieren kann über das zweite Argument noch ein Zeiger auf Nutzdaten hinterlegt werden. Beim entsprechenden Aufruf der Callback-Funktion9 wird dieser Zeiger mit übergeben. In Kapitel A.2.3 ist ein Beispiel zur Implementierung gezeigt.
```

Der *Callback*-Funktion selbst wird ein Zeiger auf den geänderten Parameter sowie die bereits erwähnten Nutzerdaten übergeben. Hier kann dann auf die Änderung des Werts entsprechend reagiert werden. Zu beachten ist, dass der Einstiegspunkt in die Funktion, wie bereits angesprochen, asynchron zur normalen Programmausführung stattfindet. Hier sind dann weitere Sicherheitsmechanismen, beispielsweise zur Limitation des Zugriffs auf gemeinsam genutzte Daten im Speicher (durch *Mutexe*), erforderlich.

A.2.3 Beispielprogramm zur Anbindung einer C++-Anwendung an das Prozesssystem

Hier wird ein kurzes Beispiel gezeigt, wie sich mit der C++-Bibliothek sehr einfach Programme an das Prozesssystem anbinden lassen. Zur Demonstration wird eine Verbindung mit dem Kontrollsystem hergestellt sowie ein *Hook* für einen nicht-lokalen Parameter eingerichtet. Zum Verständnis ist der Quellcode selbst kommentiert, hier sollen aber zusätzlich die wichtigsten Abschnitte angesprochen werden.

Nach dem Einbinden der erforderlichen Header-Dateien beginnt die Deklaration der Hauptklasse in Zeile 16 des Listings A.1. Da das Benachrichtigungssystem genutzt werden soll, muss von der Klasse `ParameterCallback` geerbt werden (siehe Abb. A.2). Innerhalb der Hauptklasse wird ein Konstruktor¹⁰ definiert, der zu Beginn der Instanzierung der Klasse stets durch C++ automatisch aufgerufen wird. Die Aufgabe des Konstruktors besteht in diesem Fall in der

⁶Bei einem *signal* (deutsch: Signal, Systemnachricht) handelt es sich um eine Benachrichtigung an einen Prozess durch das Betriebssystem. Diese kann durch das Betriebssystem selbst ausgelöst werden, oder eine Nachricht eines anderen Prozesses sein, und dient so der Interprozesskommunikation. Hier wird das Signal `SIGUSR1`, ein vom Benutzer frei verwendbares Signal, verwendet.

⁷Ein *Hook* stellt in der Programmierung eine Schnittstelle dar, durch die fremder Programmcode in bestehende Anwendungen integriert werden kann.

⁸Die Speicheradresse, zu der ein Sprung beim Aufruf einer Methode stattfindet, wird bei *virtuellen* Methoden erst zur Laufzeit definiert. So können bei der Vererbung Funktionen überschrieben werden.

⁹Der Begriff *Callback-Funktion* wird in diesem Zusammenhang genutzt, um auf die durch den Hook definierte Rückruffunktion zu verweisen. Der Name wurde hier in Anlehnung an die Bezeichnung der Funktionen in der C-Bibliothek des Prozesssystems gewählt, obwohl er in der Programmierung normalerweise nur für direkt übergebene Rückruffunktionen verwendet wird.

¹⁰Der *Konstruktor* (abgeleitet vom englischen *constructor*, zu deutsch Erbauer) einer Klasse wird zum Zeitpunkt der Instanzierung der Klasse automatisch aufgerufen. Er dient der eventuell erforderlichen Initialisierung der Instanz.

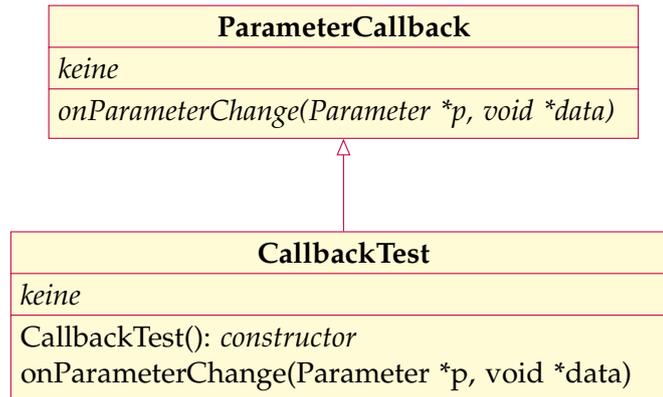


Abbildung A.2: UML-Diagramm der Testklasse.

Erzeugung der Instanz eines Parameters `ELSA::Parameter`. Dies wird automatisch durch die statische Methode `getRemoteParam` in Zeile 27 erledigt. Vorteil der Kapselung in diese Methode ist, dass die Instanz jedes Parameters programmweit nur exakt einmal erzeugt werden muss und dann für spätere Anforderungen im Speicher vorgehalten wird. Wichtig ist hier insbesondere, dass ein nicht-lokal definierter Parameter mit der Methode `getRemoteParam` angefordert wird, lokale Parameter hingegen mittels `getLocalParam`. Diese Unterscheidung ist notwendig, da das Verhalten zum Registrieren am Benachrichtigungssystem und die intern vom Kontrollsystem verwendeten Datentypen sich bei lokalen und nicht-lokalen Parametern unterscheiden.

Nun kann die Instanz am Benachrichtigungssystem angemeldet werden (Zeile 28), um bei einer Werteänderung reagieren zu können. Die Anmeldung erfolgt über den Aufruf der Methode `registerCallback`. Diese erwartet als Argument zum einen die Instanz der Klasse, die kontaktiert werden soll, andererseits zusätzliche Daten, die vom Benutzer bereitgestellt und in Form eines Zeigers übergeben, werden. Sofern keine Zusatzdaten (wie im Beispiel) erforderlich sind, kann der `NULL`-Zeiger übergeben werden.

Im Falle einer Änderung eines registrierten Parameters wird die, in Zeile 34 definierte, virtuelle Methode `onParameterChange` durch das *Hook*-System aufgerufen. Als Argumente werden ein Zeiger auf die Instanz des geänderten Parameters sowie die Zusatzdaten übergeben. Hier kann nun auf die neuen Werte reagiert werden. In diesem Fall wird einfach der Name des Parameters sowie der neue Wert (im Falle eines Vektors der erste Eintrag) ausgegeben.

Beginnend ab Zeile 41 wird die `main`-Funktion als Haupteinstiegspunkt des Programms deklariert. Zu Beginn muss sich das Programm selbst am Kontrollsystem anmelden. Dies geschieht mit der statischen Methode `PCS::attach`. Erst danach stehen alle weiteren Funktionen des Kontrollsystems zur Verfügung. Sollte die Anmeldung nicht erfolgreich sein, wird eine *exception*¹¹ des Typs `EPCS` ausgelöst, die die weitere Programmausführung abbricht. Da alle weiteren, auf das Kontrollsystem zugreifenden, Methoden ebenfalls *exceptions* des Typs `EParameter` auslösen können, werden diese im folgenden `try`-Block in Zeile 46 abgefangen und im nachfolgenden `catch`-Block (Zeile 61) ausgegeben.

¹¹Bei einer *exception* (deutsch: Ausnahme) handelt es sich in der Computertechnik um ein Verfahren, mit dem Informationen (z.B. auftretende Fehler) an andere Programmebenen weitergereicht werden können. Die Behandlung der Ausnahme findet dabei in einem, vom normalen Programmcode (innerhalb des „try“-Blocks) separierten, Teil (dem „catch“-Block) statt. Die Ausnahme wird so lange in der Programmhierarchie nach oben weitergereicht, bis eine Behandlung stattgefunden hat.

Um die gewünschte Funktionalität des Programms herzustellen, wird nun nur noch eine Instanz der zuvor deklarierten `CallbackTest`-Klasse benötigt. Nachdem die Instanz erzeugt wurde (Zeile 48), wird das Benachrichtigungssystem initialisiert und die weitere Ausführung des Programms wird blockiert. Es wartet bis zu seiner Beendigung auf geänderte Werte der Parameter. Sollen hier zeitgleich noch andere Aufgaben erledigt werden, muss die Schleife ab Zeile 51 in einen neuen Thread ausgelagert werden.

Bei Signalisierung eines im Kontrollsystem geänderten Parameters, wird die Methode `onParameterChange` der Instanz `test` der Klasse `CallbackTest` mit einem Zeiger auf den geänderten Parameter als Argument aufgerufen und erzeugt die gewünschte Ausgabe.

```
/** Einbindung relevanter Header */
#include <parameter.hpp>
#include <pcs.hpp>
#include <string>
5  #include <iostream>
#include <iomanip>
#include <unistd.h>
#include <csignal>

10

/** Namensraum für C++-StdLib sowie für ELSA-Parameter in diesen übernehmen */
using namespace std;
using namespace ELSA;

15 /** Test-Klasse zur Demonstration des Callbacksystems */
class CallbackTest : public ParameterCallback {
public:
    /**
    * Konstruktor der Test-Klasse
    * 1) Hier wird eine Instanz des Parameters "ELS_DIAG_ACCUMON.CYCLE_DM"
    *   angefordert. Wenn eine Instanz bereits zu einem früheren
    *   Zeitpunkt erzeugt wurde, wird diese zurückgegeben ansonsten
    *   wird eine neue erzeugt.
    * 2) Registrieren des Parameters als Callback.
    */
25  CallbackTest() {
    Parameter *p = Parameter::getRemoteParam("ELS_DIAG_ACCUMON.CYCLE_DM");
    p->callbackRegister(this, NULL);
    }
30

    /**
    * Diese Funktion wird bei Änderung eines Parameters aufgerufen.
    */
35  virtual void onParameterChange(Parameter *p, void *data) {
    cout << "Parameter hat sich geändert: " << p->getName()
        << "[0] = " << p->getFloat(0) << endl;
    }
};

40

int main(int argc, char *argv[]) {
    /** Am Kontrollsystem anmelden */
    PCS::attach();

45  /** Fehler Abfangen */
    try {
```

```
50  /** Instanz der Klasse erzeugen **/  
    CallbackTest test;  
    /** Callback-System vorbereiten **/  
    Parameter::callbackInit();  
    while (1) {  
        /**  
         * In diesem Thread wird sich nur um Callbacks gekümmert.  
         * Sollen weiterhin parallel Aufgaben erfüllt werden müssen  
55     * diese in einem separaten Thread gestartet werden.  
         **/  
        Parameter::callbackWait();  
    }  
60  /** Fehler behandeln **/  
    catch (EParameter e) {  
        cout << "Fehler: " << e.what() << endl;  
    }  
65  /** Ressourcen der erzeugten Parameter-Instanzen freigeben. **/  
    Parameter::freeParams();  
    /** Vom Kontrollsystem abmelden. **/  
    PCS::detach();  
}
```

Listing A.1: Beispielprogramm zur Anbindung einer C++-Anwendung an das Prozesssystem

Anhang B

Programmübersicht

B.1 Liste der Programme

Dieses Kapitel stellt die Programme des BLM-Systems und deren Zweck kurz vor. Weiterhin wird auf erforderliche Kommandozeilenargumente eingegangen.

blm

Hauptprogramm. Ermöglicht Auslese der BSCs und Kommunikation mit dem Kontrollsystem.

Argument	Bedeutung
<i>datei.conf</i>	Name der XML-Konfigurationsdatei, in der BLM-Segment-Zuordnungen hinterlegt sind (vgl. Listing C.1).

run

Hilfsprogramm zum Aufruf von `blm`. Mit Kommandozeilenargumenten kann der Aufruf von `blm` beeinflusst werden, sodass es mit Hilfsprogrammen zur Speicherdiagnose oder Thread-Debugging gestartet wird. Zum Debuggen wird das *valgrind*-Programmpaket verwendet. Der Beispielaufruf `run drd logfile.txt` führt *drd* zum Thread-Debugging aus, und schreibt die Ergebnisse in die Log-Datei `logfile.txt`.

Argument	Bedeutung
<code>none</code>	Aufruf der Auslesesoftware ohne Debugging
<code>memcheck</code>	Speicherdiagnose (z.B. um Speicherlecks zu finden)
<code>helgrind</code>	Thread-Synchronisations-Debugging mit <i>helgrind</i>
<code>drd</code>	Thread-Debugging mit <i>drd</i>
<code>logfile.log</code>	Name der Log-Datei (optional)

blmgui

Anwendung zum Auswerten der gespeicherten Strahlverlust-Daten. Es sind keine weiteren Kommandozeilenargumente notwendig. In Abbildung B.1 ist ein Bildschirmfoto der Anwendung gezeigt.

extract

Programm zum Extrahieren von Strahlverlust-Daten in einem menschenlesbaren Format aus einer aufgezeichneten Binärdatei. Hierbei handelt es sich um ein reines Kommandozeilenprogramm. Die Daten werden auf der Standardausgabe ausgegeben und müssen bei Bedarf

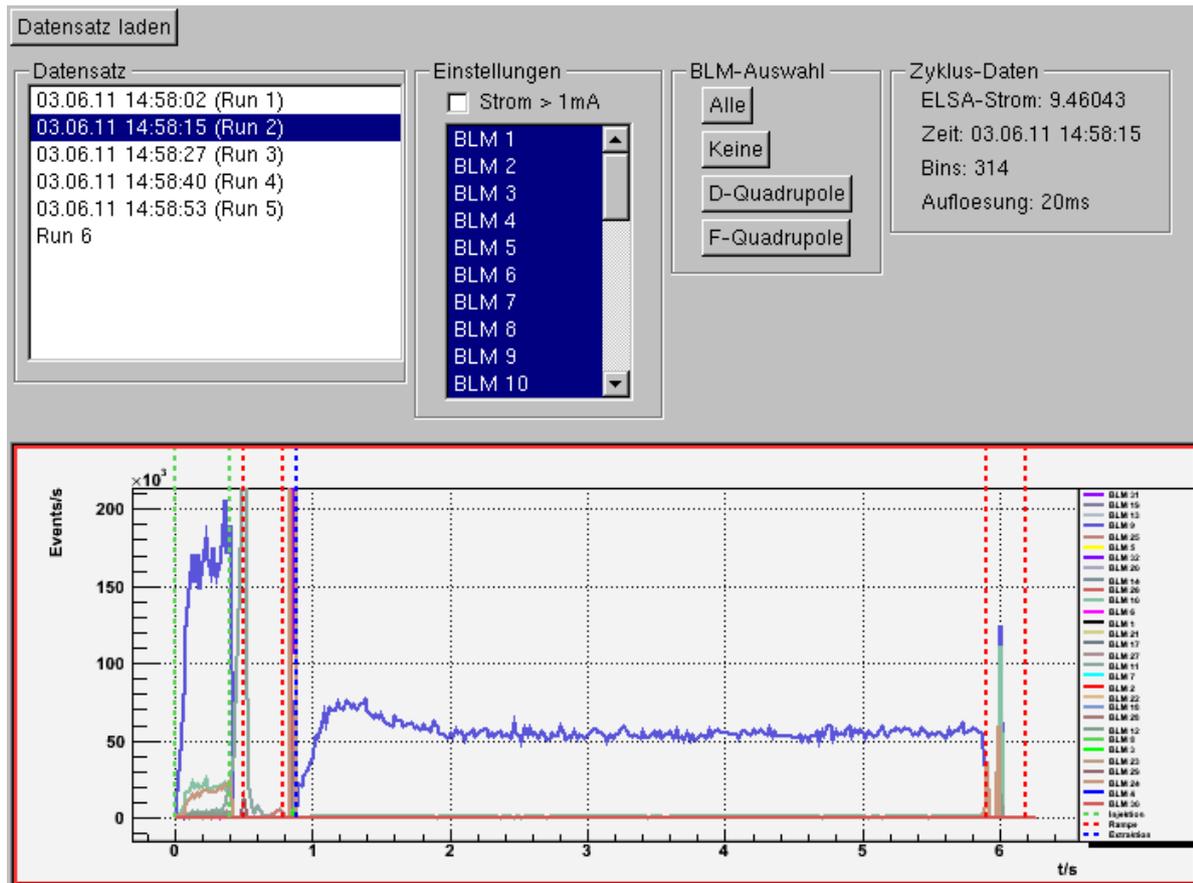


Abbildung B.1: bmgui: Programm zum Auswerten von aufgezeichneten Strahlverlust-Daten.

in eine Datei umgeleitet werden. Über Kommandozeilenargumente können die Datensätze ausgewählt werden, wobei eine automatische Bildung des Mittels über alle Datensätze stattfindet.

Argument	Bedeutung
-f <i>datei</i>	Angabe der Datei mit Strahlverlust, aus der extrahiert werden soll
-r	Ausgabe einer Liste aller Datensätze mit zugehörigen IDs
-i <i>IDs</i>	Angabe der zu extrahierenden Datensätze, Bereichsangaben sind möglich. Beispiel: 65-79, 82, 87-90
-b <i>BLMs</i>	Liste mit zu exportierenden BLMs. Wenn die Option nicht angegeben wird, werden die Daten aller BLMs exportiert. Bereichseingaben wie bei der Option -i sind möglich.

port_probe

Das Programm führt eine Suche nach BSCs auf allen seriellen Ports des PCs durch. Auf der Standardausgabe erfolgt eine Ausgabe aller gefundenen BSC-Adressen mit zugehörigen ttyS-Gerätenamen.

Argument	Bedeutung
-t <i>wert</i>	Timeout in μ s, nach dem die Suche nach BSCs abgebrochen wird. Standard: 50 000
-n <i>nmax</i>	Höchste BSC-Adresse, bis zu der gesucht werden soll. Standard: 1000, Empfohlen: 35
-h	Hilfe

calib

Hilfsprogramm zur Kalibrierung der BLMs. Das Programm sucht selbstständig nach allen verfügbaren BSCs und zeigt danach die Raten der Einzelkanäle der BLMs sowie die Temperatur der BSCs (gemessen an einem Sensor im Gehäuseinneren) an. Das Programm wird mit „Q“ beendet, und benötigt keine Kommandozeilenargumente.

B.2 Kompilieren der Programme

Um den Kompilervorgang einfach zu halten wurde auf das „GNU Build System“, die *autotools*, zurückgegriffen. Das Shell-Script `autogen.sh` erzeugt mit Hilfe der *autotools* ein *configure*-Script zur automatischen Erzeugung von *makefiles*. Der Aufruf von *configure* erfolgt, wie bei anderen Computerprogrammen auf Basis der *autotools*. Insbesondere auf 64 bit-Systemen muss die Architektur auf 32 bit umgestellt werden, da das Kontrollsystem von ELSA nur mit 32 bit-Programmen zusammenarbeiten kann. Der Empfohlene Aufruf von *configure* lautet:

```
./configure --host=i686-pc-linux-gnu CC="gcc -m32 -march=i586" \
CXX="gcc -m32 -march=i586" LDFLAGS="-m32" host_alias=i686-pc-linux-gnu \
--prefix=/home/control/pcsappl/blm
```

Die Programmteile, die von *configure* zum Kompilieren vorbereitet werden sollen, können durch einen Satz von Zusatzoptionen für *configure* angegeben werden.

- `--disable-pcs:` Deaktiviert den Bau aller Programme und Bibliotheken, die eine Kontrollsystemanbindung benötigen. Diese Module werden standardmäßig kompiliert. Die Deaktivierung empfiehlt sich auf Systemen, auf denen die Prozesssystem-Bibliotheken nicht installiert sind.
- `--enable-debug:` Aktiviert Debugging-Meldungen in nahezu allen Programmen.
- `--enable-debugblm:` Aktiviert erweiterte Debugging-Meldungen zur Diagnose der Kommunikation mit den BSCs.
- `--disable-me9000:` Der Treiber der seriellen Schnittstellenkarte *ME9000* der Firma *Meilhaus* benötigt eine spezielle Softwareansteuerung zum Aktivieren des Ausgangstreiber des Busses. Dieses Verhalten kann beim Einsatz anderer serieller Karten mit dieser Option deaktiviert werden.
- `--disable-root:` Deaktivieren aller Komponenten, die das Analyse-Paket *ROOT* benötigen. Dazu gehört die Bibliothek zum Zugriff auf gespeicherte Strahlverlustdaten (nur der *ROOT*-kompatible Teil) sowie die grafische Analysesoftware `blmgui`.

Die Komponenten benötigen weiterhin zum Kompilieren und zum Betrieb externe Programmbibliotheken, die auf dem Computersystem installiert sein müssen. Diese müssen in

einer 32 bit-Version vorhanden sein. *configure* prüft, ob alle benötigten Bibliotheken vorhanden sind. Benötigt werden:

- *libpcslib* (nur Programmteile mit Kontrollsystem-Anbindung)
- *root*, *rootcint*, *root-config* (nur *ROOT*-Komponenten, getestet mit *ROOT* ab Version 5.26.00)
- *libpthread*
- *libboost_thread*, *libboost_iostreams* (getestet ab Version 1.42.0)
- *libxml2*
- *libncurses*
- *libz*.

Nach dem erfolgreichen *configure*-Durchlauf können die Programme mit Hilfe von *make* übersetzt werden. Der Aufruf von *make* erfolgt über *make* sowie *make install* zum Installieren der übersetzten Programme im durch *--prefix* (*configure*-Aufruf) angegebenen Pfad.

Der Quellcode befindet sich auf dem Rechner *blmps* des Prozessnetzes *ps2* im Verzeichnis */home/control/blm*. Die übersetzten Programme wurden in das Verzeichnis */home/control/pcsappl/blm/bin* installiert.

Anhang C

Tabellen und Listings

```
1 <?xml version="1.0" encoding="UTF-8" standalone="yes"?>
  <blm>
    <segment name="ELSA_D3" ttys="/dev/ttyS7" id="3" ccs_id="1" ccsmaster="1">
      <blm name="D5" id="5" addr="5"/>
      <blm name="F6" id="6" addr="6"/>
6     <blm name="D7" id="7" addr="7"/>
      <blm name="F8" id="8" addr="8"/>
    </segment>
    <segment name="ELSA_D4" ttys="/dev/ttyS8" id="4" ccs_id="1" ccsmaster="0">
      <blm name="D9" id="9" addr="9"/>
11    <blm name="F10" id="10" addr="10"/>
      <blm name="D11" id="11" addr="11"/>
      <blm name="F12" id="12" addr="12"/>
    </segment>
    <segment name="ELSA_D5" ttys="/dev/ttyS9" id="5" ccs_id="1" ccsmaster="0">
16    <blm name="D13" id="13" addr="13"/>
      <blm name="F14" id="14" addr="14"/>
      <!-- <blm name="D15" id="15" addr="15"/> -->
      <!-- <blm name="F16" id="16" addr="16"/> -->
      <blm name="D17" id="17" addr="17"/>
21    <blm name="F18" id="18" addr="18"/>
    </segment>
    <segment name="ELSA_D6.2" ttys="/dev/ttyS1" id="6" ccs_id="1" ccsmaster="0">
      <blm name="D19" id="19" addr="19"/>
      <blm name="F20" id="20" addr="20"/>
26    <blm name="D21" id="21" addr="21"/>
      <blm name="F22" id="22" addr="22"/>
      <blm name="D23" id="23" addr="23"/>
      <blm name="F24" id="24" addr="24"/>
    </segment>
    <segment name="ELSA_D6.1" ttys="/dev/ttyS5" id="1" ccs_id="1" ccsmaster="0">
31    <blm name="D25" id="25" addr="25"/>
      <blm name="F26" id="26" addr="26"/>
      <blm name="D27" id="27" addr="27"/>
      <blm name="F28" id="28" addr="28"/>
36    <blm name="D29" id="29" addr="29"/>
      <blm name="F30" id="30" addr="30"/>
    </segment>
    <segment name="ELSA_D2" ttys="/dev/ttyS6" id="2" ccs_id="1" ccsmaster="0">
      <blm name="D31" id="31" addr="31"/>
41    <blm name="F32" id="32" addr="32"/>
      <blm name="D1" id="1" addr="33"/>
      <blm name="F2" id="2" addr="34"/>
      <blm name="D3" id="3" addr="3"/>
      <blm name="F4" id="4" addr="4"/>
```

```
46    </segment>  
    </blm>
```

Listing C.1: Konfigurationsdatei der Auslesesoftware.

BLM	R_A1/Hz	R_B1/Hz	Kommentar
1	10920 ± 118	6491 ± 567	
2	191507 ± 951	42378 ± 366	
3	25076 ± 170	28957 ± 174	
4	10313 ± 119	8895 ± 135	
5	11886 ± 164	15934 ± 166	
6	10742 ± 93	8453 ± 104	
7	8197 ± 115	11210 ± 127	
8	9317 ± 100	9136 ± 92	
9	6988 ± 98	12482 ± 131	
10	30045 ± 188	37307 ± 209	
11	9298 ± 125	21506 ± 201	
12	27160 ± 734	17241 ± 125	
13	9014 ± 116	10325 ± 298	
14	11953 ± 108	10293 ± 114	
15	0 ± 0	0 ± 0	Nicht vorhanden; Leihgabe an Darmstadt
16	0 ± 0	0 ± 0	Nicht vorhanden; Leihgabe an Darmstadt
17	17463 ± 174	27121 ± 237	
18	10220 ± 97	13074 ± 111	
19	19832 ± 232	16485 ± 142	
20	7149 ± 103	5475 ± 86	
21	10227 ± 135	4839 ± 79	
22	0 ± 0	0 ± 0	Nicht vorhanden; kein Platz
23	0 ± 0	0 ± 0	Nicht vorhanden; kein Platz
24	17850 ± 130	19110 ± 132	
25	8865 ± 120	14658 ± 153	
26	41744 ± 231	48621 ± 4623	
27	14202 ± 138	12740 ± 164	
28	14436 ± 127	15745 ± 154	
29	3733 ± 201	5850 ± 870	
30	8709 ± 125	5108 ± 82	
31	23962 ± 204	19514 ± 153	
32	11848 ± 121	6353 ± 609	

Tabelle C.1: Durch Rauschen verursachte Zählrate der einzelnen Kanäle (R_A : Kanal A, R_B : Kanal B) der BLMs ohne aktivierte Koinzidenz. Aufgezeichnet am 17.07.2011.

R_B1/Hz	$R_{\text{koinz}}1/\text{Hz}$
9500 ± 98	1 ± 1
$19\,000 \pm 138$	1 ± 1
$37\,820 \pm 194$	4 ± 2
$51\,760 \pm 228$	$5 \pm 2,2$
$77\,500 \pm 278$	$8 \pm 2,8$
$144\,051 \pm 380$	9 ± 3
$211\,918 \pm 460$	$17 \pm 4,1$
$266\,856 \pm 517$	$19 \pm 4,4$
$492\,584 \pm 702$	$30 \pm 5,5$
$671\,629 \pm 820$	$46 \pm 6,8$
$997\,696 \pm 999$	$86 \pm 9,3$
$1\,301\,796 \pm 1141$	$105 \pm 10,3$

Tabelle C.2: Zufällige Koinzidenzen R_{koinz} bei verschiedenen Raten des Kanals B: R_B .

R_A1/Hz	R_B1/Hz	$R_{\text{koinz}}1/\text{Hz}$
$190\,084 \pm 436$	$187\,955 \pm 434$	182 ± 13
$267\,361 \pm 517$	$283\,093 \pm 532$	432 ± 21
$513\,197 \pm 716$	$530\,146 \pm 728$	1624 ± 40
$708\,819 \pm 842$	$728\,412 \pm 853$	3519 ± 59
$1\,391\,140 \pm 1179$	$1\,371\,466 \pm 1171$	$17\,574 \pm 133$
$1\,663\,363 \pm 1290$	$1\,595\,002 \pm 1263$	$29\,022 \pm 170$
$1\,908\,699 \pm 1382$	$1\,991\,781 \pm 1411$	$61\,463 \pm 248$

Tabelle C.3: Zufällige Koinzidenzen R_{koinz} bei verschiedenen Raten der Einzelkanäle (R_A : Kanal A, R_B : Kanal B).

Literatur

- [BLM01] *Beam Loss Monitor - User's Manual*. rev 1.6. Bergoz Instrumentation. Espace Allondon Quest, 01630 Saint Genis Pouilly, France, 2001.
- [BLMS10] *Beam Loss Monitoring System - v2 - Installation Guide and User Manual*. rev 3.2. Cosylab. Teslova ulica 30, SI-1000 Ljubljana, Slovenia, 2010.
- [BPW97] *Silizium-PIN-Fotodiode mit erhöhter Blauempfindlichkeit*. Siemens. 1997.
- [ESTAR11] M.J. Berger u. a. *NIST Stopping-Power and Range Tables: Electrons, Protons, Helium Ions*. Juni 2011. URL: <http://www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm>.
- [Ebe10] M. Eberhardt. »Messung und Korrektur der Arbeitspunkte während der Energierampe am Stretcherring von ELSA«. Dissertation. Universität Bonn, 2010.
- [Gug62] W. Guggenbühl. *Halbleiterbauelemente*. Bd. 1. Birkhäuser, 1962.
- [Gö95] T. Götz. »Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems zur Steuerung der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Anforderungen des Nachbeschleunigungsbetriebes bis 3,5 GeV«. Dissertation. Universität Bonn, 1995.
- [Hin97] F. Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionoptik*. Springer, 1997.
- [Hof98] M. Hoffmann. »Bau und Test gepulster Quadrupolmagnete zur Querung intrinsischer depolarisierender Resonanzen in ELSA«. Diplomarbeit. Universität Bonn, 1998.
- [Kei00] J. Keil. »Messung, Korrektur und Analyse der Gleichgewichtsbahn an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA«. Dissertation. Universität Bonn, 2000.
- [Kle92] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. 3., durchges. und erw. Aufl. Teubner, 1992.
- [Leo87] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, 1987.
- [Lut99] Gerhard Lutz. *Semiconductor radiation detectors*. Springer, 1999.
- [Mø99] S.P. Møller. »Beam-residual gas interactions«. In: *CERN accelerator school, vacuum technology*. Cern, 1999, S. 155–164.
- [Mü84] R. Müller. *Grundlagen der Halbleiter-Elektronik*. 4., neubearbeitete Aufl. Springer, 1984.
- [Mü91] R. Müller. *Bauelemente der Halbleiter-Elektronik*. 4., überarb. Aufl. Springer, 1991.
- [Ng06] K.-Y. Ng. *Physics of intensity dependent beam instabilities*. World Scientific, 2006.
- [PDG10] W.-M. Yao, C. Amsler und R.-Y. Zhu. »Review of Particle Physics«. In: *Journal of Physics G* 37 (2010). URL: <http://pdg.lbl.gov>.
- [Pre07] O. Preisner. »Studien zur Magneto-optik am Bonner Elektronenbeschleuniger ELSA bei Energien bis 5 GeV«. Diplomarbeit. Universität Bonn, 2007.

- [Wil96] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Teubner, 1996.
- [Wit00] K. Wittenburg. »The pin-diode beam loss monitor system at HERA«. In: *AIP Conference Proceedings*. IOP INSTITUTE OF PHYSICS PUBLISHING LTD. 2000, S. 3–22.
- [Wit08] K. Wittenburg. »Beam loss monitors«. In: *CERN accelerator school, Beam Diagnostics*. Cern, 2008, S. 249–280.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich für die Hilfsbereitschaft und Unterstützung bei Erstellung dieser Arbeit bedanken.

Ich möchte Herrn Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert für das interessante Thema sowie die Betreuung meiner Arbeit danken. Weiterhin danke ich Prof. Dr. Hartmut Schmieden für die Übernahme des Koreferats.

Besonderer Dank gilt allen Mitgliedern der ELSA-Arbeitsgruppe für die herzliche und freundliche Aufnahme in die Gruppe sowie für die vielen interessanten Diskussionen – auch über nichtphysikalische Dinge. Insbesondere gilt mein Dank Jens-Peter Thiry, der während des letzten Jahres jederzeit eine helfende Hand bis spät in die Nacht frei hatte. Ebenfalls möchte ich mich bei Andreas Balling für die Vorarbeiten am Strahlverlustsystem bedanken.

Ich bedanke mich bei Herrn Dr. Frank Frommberger der mir einen Einblick in das Kontrollsystem der Beschleunigeranlage gegeben hat, und immer für Fragen in Softwareangelegenheiten bereit stand. Für Hilfen in Elektronik-Fragen bedanke ich mich bei Herrn Dr. Andreas Dieckmann.

Auch den Technikern der Arbeitsgruppe gilt mein Dank - insbesondere Herrn Andreas Offermanns für die Unterstützung beim Bau von Elektronikkomponenten sowie Herrn Jörg Schelske für die Konstruktion der BLM-Halterungen.

Für das Korrekturlesen der Arbeit möchte ich mich bei Dominik Heiliger, Nikolas Heurich, Thomas Perlitius, André Roth, Jens-Peter Thiry, Manuel Schedler sowie meiner Mutter herzlich bedanken.

Zum Schluß bedanke ich mich bei meiner Familie, meinem Vater Georg, meiner Mutter Susanne sowie meiner Schwester Angelina Proft für die Unterstützung, ohne die mein Studium nicht möglich gewesen wäre.