Das Compton-Polarimeter an ELSA

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich–Wilhelms–Universität
zu Bonn

vorgelegt von
Dietmar Doll
aus
Wermelskirchen

Bonn 1998

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Bonn

Referent: Prof. Dr. B. Schoch
Korreferent: Prof. Dr. N. Wermes
Tag der Promotion:

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Seit 1987 ist an der Bonner Beschleunigeranlage der Elektronenstretcherring ELSA in Betrieb. Von den Experimenten am Stretcherring kann ein unpolarisierter Strahl von Elektronen genutzt werden, die eine Energie zwischen 1.2 GeV und 3.5 GeV besitzen.

Die an ELSA durchgeführten Experimente lassen sich zwei Gruppen zuordnen: zur ersten Gruppe zählen solche mit der sog. Synchrotronstrahlung, womit die Strahlung im Röntgenbereich bezeichnet wird, die die Elektronen in ELSA aufgrund ihrer radialen Beschleunigung emittieren. Die Experimente der zweiten Gruppe basieren auf einem Strahl von aus ELSA extrahierten Elektronen und nutzen entweder diese Elektronen direkt oder einen hiervon abgeleiteten Strahl hochenergetischer Photonen zur Streuung an einem Target. Ziel ist es, aus der Beobachtung der Reaktionsprodukte nach der Streuung Aussagen über die Struktur und Polarisierbarkeit des Nukleons abzuleiten.

Ein wesentliches Ziel der Weiterentwicklung der Beschleunigeranlage ist es, einen spinpolarisierten Strahl von Elektronen über den genannten Energiebereich zur Verfügung zu stellen. Experimente, die Nutzen aus einem polarisierten Strahl in Verbindung mit einem polarisierten Target ziehen, werden zur Zeit vorbereitet. Der methodische Vorteil dieser sog. Doppelpolarisationsexperimente ist in dem definierten Ausgangszustand bezüglich der Spinrichtung der Streupartner zu sehen. Physikalische relevante Ergebnisse werden hierbei vor allem in Hinblick auf die Spinverteilung der Bausteine des Nukleons erwartet.

Die Nutzbarmachung eines polarisierten Elektronenstrahls ist eine Aufgabe, zu deren Lösung an mehreren Teilbereichen der Beschleunigeranlage ELSA Arbeiten notwendig sind. Zum einen ist ein polarisierter Strahl aus einer geeigneten Quelle zu erzeugen. Zum anderen zeigen Rechnungen, daß eine Beschleunigung des Strahls in ELSA bei Erhaltung des Polarisationsgrads nur möglich ist, wenn geeignete Korrekturmaßnahmen getroffen werden. Experimentelle Studien hierzu setzen ein Polarimeter voraus, mit dessen Hilfe der Grad der Polarisation des Elektronenstrahl in ELSA schnell, d.h. innerhalb einiger Minuten, hinreichend genau gemessen werden kann, ohne den Elektronenstrahl selbst zu beeinflussen.

Ein Polarimeter zur Messung des Polarisationsgrades eines hochenergetischen Elektronenstrahls an ELSA existierte bisher nur für den Strahl der extrahierten Elektronen (sog. Møller-Polarimeter). Sowohl die benötigte Meßdauer als auch ein nicht bekannter Einfluß der Extraktion auf den Polarisationsgrad machen dieses Polarimeter nur eingeschränkt geeignet für die geplanten Studien zur polarisationserhaltenden Beschleunigung. Daher soll ein weiteres Polarimeter aufgebaut werden, das den Elektronenstrahl unmittelbar in ELSA vermißt. Die Technik der Møller-Polarimetrie ist dabei nicht zu verwenden, da sie mit zu großen Verlusten an Elektronen aus dem Strahl verbunden ist. Eine alternative Methode, die Compton-Polarimetrie, führt demgegenüber sowohl zu kurzen Meßzeiten, als auch zu einer vernachlässigbaren Beeinflussung des Elektronenstrahls. Die Realisierung eines Compton–Polarimeters an ELSA ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Die Methode der Compton-Polarimetrie beruht auf der Compton-Streuung von Photonen an den hochenergetischen Elektronen und der Detektion der gestreuten Elektronen oder Photonen. Die zu messende Polarisation des Elektronenstrahls äußert sich in einer räumlichen Asymmetrie in der Rate der gestreuten Teilchen. Die Compton-Polarimetrie ist an mehreren Beschleunigern der Welt etabliert, um den Grad der Polarisation eines hochenergetischen Elektronenstrahls zu bestimmen. Die Besonderheit des Aufbaus an ELSA liegt im wesentlichen in der im Vergleich zu diesen Beschleunigern niedrigen Energie des zu vermessenden Elektronenstrahls und der damit verbundenen kleineren zu messenden Asymmetrie in der Verteilung der gestreuten Teilchen. Dies hat einerseits erhöhte Anforderungen an die Lagestabilität des Photonenstrahls zur Folge, der mit den Elektronen zur Wechselwirkung gebracht wird. Andererseits unterscheidet sich das Konzept der Detektion der gestreuten Teilchen von denen anderer Polarimeter an Beschleunigern höherer Elektronenenergie.

Die vorliegende Arbeit läßt sich grob in zwei Teile gliedern: Der erste Teil beinhaltet theoretische Grundlagen zur Polarimetrie an ELSA und numerische Simulationen dazu, während im zweiten Teil Aspekte der Realisierung des Polarimeters diskutiert werden.

Der erste Teil umfaßt die Kapitel 2 bis 4. In Kapitel 2 wird der Begriff der Strahlpolarisation konkretisiert, die Probleme bei der Beschleunigung eines polarisierten Elektronenstrahls erläutert und Methoden zur Messung des Polarisationsgrades vorgestellt. Kapitel 3 diskutiert den Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung unter Berücksichtigung der für das Polarimeter relevanten Aspekte. Ein Schwerpunkt der Diskussion liegt in Kapitel 4 auf den Ergebnissen numerischer Simulationen des Streuprozesses, aus denen die wesentlichen Parameter der Verteilung der zu detektierenden Teilchen hervorgehen.

Die Aufgaben bei der Realisierung des Compton–Polarimeters lassen sich zwei getrennten Problemkreisen zuordnen: Der erste Problemkreis umfaßt die Präparation eines geeigneten Photonenstrahls, der mit den hochenergetischen Elektronen in ELSA zur Wechselwirkung gebracht wird Dies ist Gegenstand der Kapitel 5 und 6. Der zweite Problemkreis beinhaltet die Detektion der gestreuten Teilchen. Prinzip und Aufbau eines hierzu geeigneten Detektors werden in den Kapiteln 7 und 8 diskutiert.

Kapitel 2

Die Polarisation des Elektronenstrahls

Elektronen sind Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen. Befindet sich das Elektron in einem reinen Quantenzustand $|\psi\rangle$, so ist der mit diesem Zustand verbundene Spinvektor $\vec{S} = \langle\psi|\hat{S}|\psi\rangle \cdot \frac{2}{\hbar}$ ($\hat{S}$: Spin-Operator, $\hbar$: das durch 2π dividierte Plancksche Wirkungsquantum) ein Einheitsvektor, der in Richtung des Eigendrehimpulses und somit des magnetischen Moments des Elektrons zeigt. Das Elektron wird dann als vollständig polarisiert bezeichnet. Wird das Elektron durch eine inkohärente Überlagerung mehrerer reiner Zustände ($|\psi_1\rangle$, $|\psi_2\rangle$ ...) mit den Wahrscheinlichkeiten (a_1, a_2, ...) beschrieben, so ist sein Polarisationsvektor $\vec{P}$ das Mittel über die zugehörigen Spinvektoren der einzelnen Zustände: $\vec{P} = \left(a_1\vec{S_1} + a_2\vec{S_2} + \ldots\right)$. Das Elektron ist dann partiell polarisiert : $|\vec{P}| \leq 1$.

Ebenso ist der Polarisationsvektor $\vec{P}$ eines Ensembles von Elektronen, wie z.B. des Elektronenstrahls, das Mittel über die Spinvektoren der einzelnen Elektronen. Der Strahl ist vollständig polarisiert, wenn alle Teilchen, aus denen er besteht, in demselben reinen Spinzustand vorliegen. Er kann teilweise polarisiert oder sogar unpolarisiert sein, selbst wenn alle Elektronen in reinen Zuständen vorliegen, deren Spinvektoren aber in verschiedene Richtungen zeigen.

Für den Polarisationsgrad P des Strahls bezüglich einer bestimmten Raumrichtung gilt:

$$P = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow}, \tag{2.1}$$

wobei $N_\uparrow$ ($N_\downarrow$) die Zahl der Elektronen mit positivem (negativem) Spin bezüglich dieser Richtung ist.

2.1 Dynamik der Polarisation im Kreisbeschleuniger

Präzession des Polarisationsvektors

Die Dynamik der Strahlpolarisation ergibt sich aus der Wechselwirkung des magnetischen Moments, das mit dem Spin jedes Elektrons verbunden ist, mit den elektromagnetischen Feldern des Kreisbeschleunigers. Für die zeitliche Änderung des Spinvektors ist von V. Bargmann, L.Michel und V.Telegdi folgende Beziehung angegeben worden [3]:

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\Omega}_{BMT} \times \vec{S}, \tag{2.2}$$

$$\vec{\Omega}_{BMT} = -\frac{e}{m_0\gamma}\left\{(1+a\gamma)\vec{B_\perp} + (1+a)\vec{B_\parallel} - \left(a + \frac{1}{\gamma+1}\right)\gamma\vec{\beta} \times \frac{\vec{E}}{c}\right\}, \tag{2.3}$$

mit

e	: Elementarladung,	m_0	: Ruhemasse,
$\gamma, \vec{\beta}$	: Lorentzfaktoren,	a	: gyromagnetische Anomalie,
$\vec{E}$	: elektr. Feld,	c	: Lichtgeschwindigkeit,
$\vec{B_\perp}$	: Magnetfeld senkrecht,	$\vec{B_\parallel}$	: Magnetfeld parallel zum Elektronenimpuls.

Die bei einem realen Kreisbeschleuniger auftretenden elektrischen Felder führen zu Spinänderungen, die vernachlässigbar sind gegenüber den von Magnetfeldern verursachten. Insbesondere veranlassen die zur Führung des Elektronenstrahls notwendigen transversalen Magnetfelder eine Präzession des Spinvektors um die Vertikale, wie in Abbildung 2.1 dargestellt.

Während der Impulsvektor des Elektrons im transversalen Magnetfeld mit der Zyklotronfrequenz

$$\vec{\Omega}_c = \frac{e}{m_0 \gamma} \vec{B}_\perp \tag{2.4}$$

rotiert, dreht sich der Spinvektor relativ dazu mit einer Frequenz von

$$\vec{\Omega}_a = \vec{\Omega}_{BMT} - \vec{\Omega}_c = \gamma a \cdot \vec{\Omega}_c. \tag{2.5}$$

Dies bedeutet, daß innerhalb der Zeit, die das Elektron zu einem einmaligen Umlauf im Kreisbeschleuniger benötigt, der Spin energieabhängig $\nu = \gamma a$ Rotationen zurückgelegt hat.

Depolarisation

Ein Verlust an Polarisation des Elektronenstrahls findet dann statt, wenn verschiedene Teilchen auf ihrem Weg durch die Strahlführungsmagnete unterschiedliche Magnetfelder erfahren und daher mit verschieden großen Frequenzen präzedieren.

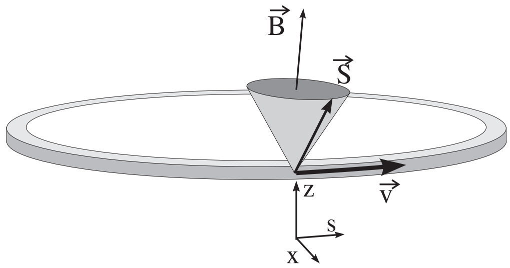

Abbildung 2.1: Die Präzession der Spinvektoren um das Magnetfeld der Strahlführung im Beschleunigerring.

Dies ist insbesondere für die Komponenten der Strahlpolarisation der Fall, die in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld der Strahlführung liegen: Die unvermeidbare Energieunschärfe des Elektronenstrahls führt zu unterschiedlichen Frequenzen $|\vec{\Omega}_a|$ der Spinpräzession der einzelnen Elektronen des Strahls und damit schließlich zu einem Verschwinden der Polarisationskomponenten in dieser Ebene. Bei einem horizontalen Beschleunigerring ist also nur eine Erhaltung der vertikalen Polarisation P_z möglich, solange nicht spezielle Magnetkonfigurationen zur Spindrehung verwendet werden (vgl. z.B. [34][2]).

Auch die vertikale Strahlpolarisation kann durch kleine radiale Magnetfelder des Beschleunigerringes vermindert werden, wenn deren Einfluß auf die Spinpräzession resonanzartig kumuliert. Folgende wesentliche Resonanztypen treten dabei auf:

- Intrinsische Resonanz: Auch bei idealer Form der Magnetfelder des Beschleunigerringes treten vertikale Schwingungen $z \propto \cos(Q_z \vartheta)$ der Elektronen um die Gleichgewichtsbahn auf (sog. Betatronschwingungen). Dabei bezeichnet Q_z den vertikalen Arbeitspunkt, d.h. die Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf. Infolge dieser Schwingungen erfährt jedes Elektron ein radiales Magnetfeld, das in Resonanz mit der Spinpräzession ist, wenn $\nu = k_0 + Q_z$ (k_0 eine ganze Zahl) gilt.

- Imperfektionsresonanz: Nicht–ideale Magnetfelder bei realen Beschleunigerringen führen zu einer Abweichung der Gleichgewichtsbahn von der horizontalen Ebene. Die dabei von jedem Elektron erfahrenen radialen Magnetfelder sind in Resonanz mit der Spinpräzession, wenn $\nu = k_0$ (k_0 eine ganze Zahl) gilt.

Diese Resonanzen können, abhängig von der Energie des Elektronenstrahls, zu einer Depolarisation führen. Insbesondere bei einer Beschleunigung der Teilchen mit einer damit verbundenen Kreuzung mehrerer Resonanzen, sind daher spezielle Maßnahmen erforderlich, um den Polarisationsgrad des Strahls erhalten zu können.

2.2 Erzeugung und Erhaltung der Strahlpolarisation an ELSA

In der Beschleunigeranlage ELSA (siehe Abbildung 2.2) kann den Experimenten der Mittelenergiephysik ELAN und SAPHIR ein Elektronenstrahl zur Verfügung gestellt werden, dessen Energie bis zu 3.5 GeV beträgt. Auf diese Energie werden die Elektronen nach Emission aus einer Quelle in drei Stufen beschleunigt: Aus einem Linearbeschleuniger werden die Elektronen mit einer Energie von 20 MeV in ein Synchrotron injiziert, dort auf bis zu 1.6 GeV beschleunigt und in den eigentlichen Elektronen-Stretcher-Ring ELSA eingeschossen. Dort kann eine Nachbeschleunigung des Elektronenstrahls bis zur gewünschten Endenergie von 3.5 GeV stattfinden.

Im einem Beschleunigerring kann prinzipiell auf zwei verschiedene Weisen ein polarisierter Elektronenstrahl erhalten werden: entweder man erzeugt und beschleunigt einen bereits polarisierten Strahl oder man nutzt bei der gewünschten Endenergie den Effekt der Selbstpolarisation aus.

2.2.1 Selbstpolarisation

Neben den im letzten Abschnitt diskutierten Effekten der Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment der Elektronen und den magnetischen Feldern des Beschleunigers existiert ein Effekt, der zum Aufbau einer transversalen Polarisation des Elektronenstrahls führt (*Sokolov-Ternov–Effekt* [54]). Die Zeitkonstanten dieses Effekts liegen in der Regel um mehrere Größenordnungen über denen der Spinpräzession im Magnetfeld. Er kann deshalb gesondert betrachtet werden.

Bei der Kreisbewegung in einem transversalen Magnetfeld emittieren die Elektronen Synchrotronlicht (vgl. [26]). Die Emission eines Photons kann dabei unter Beibehaltung oder Inversion der Komponente des Elektronenspins in Richtung des Magnetfelds geschehen. Die Wahrscheinlichkeiten w für diese Prozesse sind allerdings sehr unterschiedlich (vgl. [34]) :

$$\frac{(w_{\uparrow\uparrow} + w_{\downarrow\downarrow}) - (w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow})}{(w_{\uparrow\uparrow} + w_{\downarrow\downarrow}) + (w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow})} \approx 10^{-12}, \tag{2.6}$$

so daß die Emission hauptsächlich unter Erhaltung der Spinkomponente geschieht. Die Pfeile, mit denen w indiziert ist, charakterisieren die Spinrichtung relativ zum Magnetfeld vor und nach der Emission eines Photons. Ein Pfeil nach oben kennzeichne dabei eine parallele, ein Pfeil nach unten eine antiparallele Ausrichtung von Spin und Magnetfeld.

Bei den Prozessen mit Inversion der Spinrichtung wird der Endzustand bevorzugt, in dem der Spin antiparallel zum Magnetfeld liegt: $\frac{w_{\uparrow\downarrow} - w_{\downarrow\uparrow}}{w_{\uparrow\downarrow} + w_{\downarrow\uparrow}} = 0.924$.

Daraus ergibt sich ein Anstieg der transversalen Polarisation des Elektronenstrahls antiparallel zum Magnetfeld :

$$P(t) = P_\infty \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_P}}\right), \tag{2.7}$$

mit dem asymptotischen Grenzwert $P_\infty = 92.4\%$ und einer Zeitkonstanten

$$\tau_P = \left(\frac{5\sqrt{3}}{8}\, c\, \frac{\lambda_c}{2\pi}\, r_e\, \frac{\gamma^5}{\rho^3}\right)^{-1}, \tag{2.8}$$

mit

c : Lichtgeschwindigkeit,	λ_c : Compton-Wellenlänge,
r_e : klass. Elektronenradius,	ρ : Krümmungsradius im Magnetfeld.

Für ELSA erhält man einen Wert der Zeitkonstanten τ_P zwischen etwa 10 Minuten für eine Strahlenergie von 3.0 GeV und einigen hundert Minuten für 1.2 GeV.

Der Einfluß depolarisierender Effekte, deren Stärke mit einer Zeitkonstanten τ_{Depol} charakterisiert wird, auf den maximalen Polarisationsgrad P_{max} und die Zeitkonstante τ des Polarisationsanstiegs wird beschrieben durch [9][1]:

$$P_{max} = P_\infty \cdot \frac{\tau_{Depol}}{\tau_P + \tau_{Depol}}, \tag{2.9}$$

$$\tau = \left(\frac{1}{\tau_P} + \frac{1}{\tau_{Depol}}\right)^{-1}. \tag{2.10}$$

Zur Erzeugung eines Nutzstrahls polarisierter Elektronen an ELSA ist der Effekt der Selbstpolarisation ungeeignet, da die Zeitkonstanten des Polarisationsaufbaus zu lang sind. So wäre nur ein sehr ineffizienter Experimentierbetrieb möglich, da auf jede Selbstpolarisation des Elektronenstrahls mit der angegebenen Zeitdauer eine Phase der Strahlextraktion zum Experiment folgt, die nur einige Sekunden dauert.

Der Effekt der Selbstpolarisation kann zur Kalibrierung jedes Instruments ausgenutzt werden, das den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls in ELSA mißt. Aus der kalibrierungsunabhängigen Bestimmung der Anstiegszeit τ kann ein Eichfaktor zur Korrektur des gemessenen Absolutwerts der Polarisation P_{max} gewonnen werden.

2.2.2 Beschleunigung des polarisierten Elektronenstrahls

Da der Effekt der Selbstpolarisation nicht zur Erzeugung eines polarisierten Nutzstrahls verwendet werden kann, wird an ELSA ein polarisierter Strahl aus geeigneten Quellen erzeugt und bis zur Endenergie beschleunigt.

Die Beschleunigung des Elektronenstrahls bis 1.3 GeV im Synchrotron bei nur geringen Verlusten an Polarisation wurde 1985 experimentell nachgewiesen. Die bei der Beschleunigung in ELSA zu erwartenden depolarisierenden Resonanzen wurden hinsichtlich ihrer Lage und Stärke in der Dissertation von R. Jessenberger berechnet [29]. Danach sind im gesamten Energiebereich von ELSA eine Reihe von Imperfektionsresonanzen und intrinsischen Resonanzen zu erwarten, die z.T. zu erheblichen Polarisationsverlusten führen können.

Die Entwicklung geeigneter Gegenmaßnahmen, die zur Polarisationserhaltung während der Beschleunigungsphase in ELSA führen, ist also notwendig und wird im Rahmen mehrerer Dissertationen durchgeführt [31][55]. Sie umfassen eine Korrektur der Gleichgewichtsbahn in ELSA sowie die Möglichkeit, die Optik des Beschleunigerringes gezielt innerhalb kurzer Zeit während der Beschleunigungsphase zu verändern. Dadurch kann die Kreuzungsgeschwindigkeit durch die Resonanzen erhöht werden, was zu geringeren Einbußen an Polarisation führt.

2.3 Messung der Strahlpolarisation

Die Optimierung aller Maßnahmen, die zur Erhaltung der Strahlpolarisation beitragen, setzt eine Möglichkeit voraus, den Polarisationsgrad des Strahls in ELSA bestimmen zu können. Darüberhinaus ist die Kenntnis der Strahlpolarisation für eine genaue Definition der Betriebsparameter des Beschleunigers wertvoll. So kann z.B. durch gezielte Depolarisation des Strahls eine Energiekalibrierung des Beschleunigers durchgeführt werden (vgl. [62][63]).

In Abbildung 2.2 sind die bisher an ELSA realisierten Aufbauten zur Messung der Strahlpolarisation eingetragen: Es handelt sich hierbei um eine Messung direkt hinter der Quelle des polarisierten Strahls mittels Mott-Streuung und um eine Meßstelle in der Strahlführung zum ELAN-Experimentierplatz. Dort wird der Polarisationsgrad des aus ELSA extrahierten Elektronenstrahls mittels Møller-Streuung an den Elektronen einer polarisierten Folie gemessen. Darüberhinaus besteht Bedarf an einem *internen* Polarimeter, das den Polarisationsgrad des in ELSA umlaufenden Elektronenstrahls bei vernachlässigbarer Strahlzerstörung mißt. Studien zur Optimierung der Polarisationserhaltung werden dadurch vereinfacht, da eine Extraktion des Strahls zum Møller-Polarimeter entfällt; eine dauerhafte Überwachung der Strahlpolarisation wird unabhängig vom Betriebsmodus möglich, und aus dem Vergleich der Daten des internen und des Møller-Polarimeters kann der Einfluß der Resonanzextraktion auf die Strahlpolarisation erstmals gemessen werden.

Erste Messungen der Strahlpolarisation mit einem internen Polarimeter an anderen Beschleunigern nutzten die Touschek-Streuung aus, d.h. die Elektron-Elektron-Streuung der Teilchen im Strahl [7][51]. Die Stoßpartner können dabei ihre Energie so weit ändern, daß sie außerhalb der Akzeptanz des Beschleunigers liegen, den Ring verlassen und nachgewiesen werden können. Der Wirkungsquerschnitt dieser Streuung ist abhängig von der Spineinstellung der Stoßpartner und nimmt für eine parallele Spineinstellung ein Minimum ein. Mit zunehmendem Polarisationsgrad ist somit eine Abnahme der den Ring verlassenden Elektronen festzustellen. Nachteile dieses Meßverfahrens sind die hohe Untergrundrate an Elektronen, die nach einem Stoß z.B. mit einem Restgasatom den Beschleuniger verlassen, sowie die undefinierte Analysierstärke des Verfahrens.

Im Jahre 1969 wurde die Messung des Polarisationsgrades durch Compton-Streuung von zirkular polarisierten Photonen an den hochenergetischen Elektronen von V.N.Baĭer und V.A. Kohze vorgeschlagen [4]. Aus der Messung der räumlichen Verteilung der Teilchen nach der Streuung läßt sich dann der Polarisationsgrad extrahieren. Ein darauf basierendes Polarimeter wurde erstmals 1979 in Stanford am Elektronenbeschleuniger SPEAR realisiert [16]. Seitdem ist dies ein etabliertes Meßverfahren an mehreren Elektronenbeschleunigern der Welt [50][46][40][1][42][61]. Alle Aufbauten verwenden einen leistungsstarken Laser zur Erzeugung eines Photonenstrahls, der an den Elektronen im Beschleuniger gestreut wird.

Wesentliche Vorteile dieses Verfahrens bestehen in der Möglichkeit der Untergrundseparation durch eine Messung ohne Laserstrahl und in der Möglichkeit, den Polarisationsgrad des Streupartners, also des Photonenstrahls, frei wählen zu können. Insbesondere wird durch eine Inversion der Laserstrahlpolarisation die Bestimmung des gewünschten Polarisationsgrades stark vereinfacht. Zudem ist dieses Verfahren, im Gegensatz etwa zu einer Messung über die Møllerstreuung an einer polarisierten Folie, praktisch ohne Einfluß auf den Elektronenstrahl. Zwar verlassen auch die an der Compton-Streuung teilnehmenden Elektronen den Strahl, aber dieser Effekt ist i.d.R. zu vernachlässigen gegenüber den anderen Effekten, die die Lebensdauer des Elektronenstrahls im Beschleunigerring begrenzen.

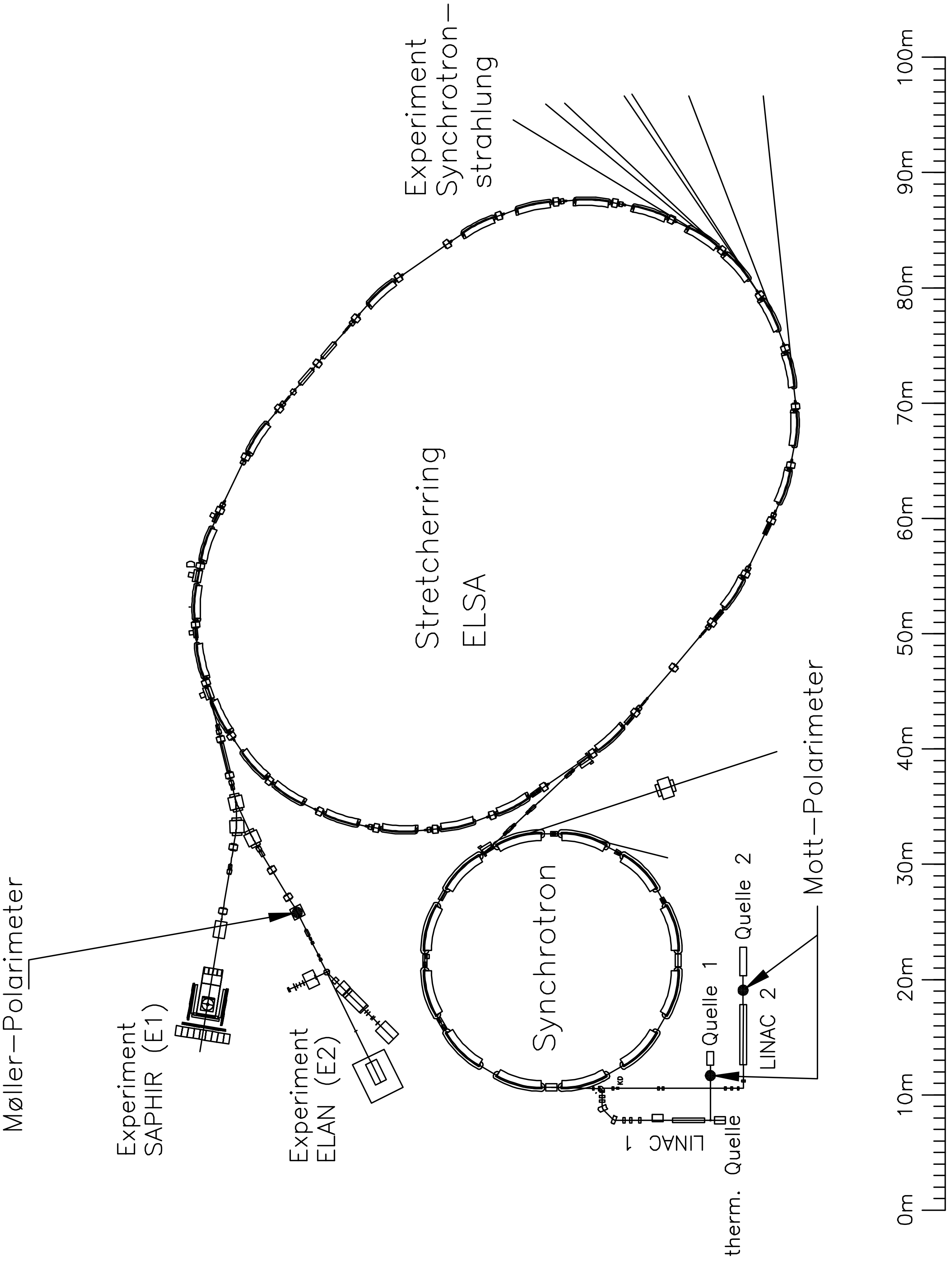

Abbildung 2.2: Ein Überblick über die Beschleunigeranlage Elsa und die Lage der Meßstellen der Strahlpolarisation.

Kapitel 3

Die Compton–Streuung

Dieses Kapitel beinhaltet die mathematische Beschreibung der Kinematik und Dynamik der Compton-Streuung eines Photons an einem Elektron. Die mathematische Beschreibung geht von einem Bezugssystem aus, in dem das Elektron vor dem Stoß ruht. Die Ergebnisse werden dann in das Laborsystem übertragen. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von den Polarisationsobservablen und die daraus resultierenden Möglichkeiten der Polarisationsmessung werden dargestellt.

3.1 Beschreibung der Compton–Streuung im Ruhesystem des Elektrons

3.1.1 Kinematische Größen

Abbildung 3.1 zeigt die Streuung eines von rechts einlaufenden Photons an einem anfänglich ruhenden, punktförmigen Teilchen. Das Photon mit der Anfangsenergie $E_{\gamma,i}$ und dem Anfangsimpuls $\vec{p}_{\gamma,i}$ wird unter einem Azimut ϕ^* und einem Polarwinkel ϑ^* gegen die Einfallsrichtung gestreut.

Die Energie und der Impuls der Streupartner nach dem Stoß kann wie beim klassischen Problem des elastischen Stoßes zweier Teilchen aus dem Energie- und Impulserhaltungssatz errechnet werden. Dabei werden die Energie und der Impuls eines Photons mit der Wellenzahl $\vec{k_i}$ des einfallenden Lichts verknüpft:

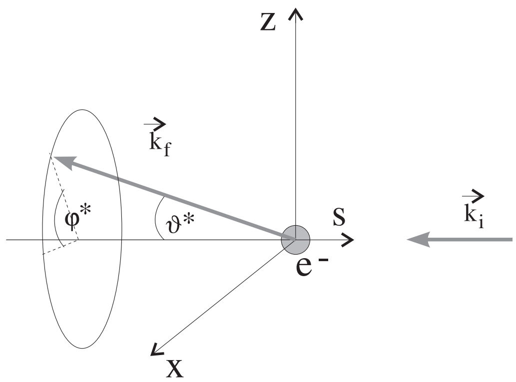

Abbildung 3.1: Das Koordinatensystem zur Beschreibung der Compton–Streuung eines Photons an einem ruhenden Elektron.

$$E_{\gamma,i} = \hbar c \cdot |\vec{k_i}| \tag{3.1}$$

$$\vec{p}_{\gamma,i} = \hbar \vec{k_i} \tag{3.2}$$

Im weiteren werden die auf die Ruhemasse des Elektrons normierten Wellenzahlen K_i^* und K_f^* für das einlaufende bzw. auslaufende Licht verwendet: $K^* = \frac{\hbar c k^*}{m_e c^2}$, wobei m_e die Ruhemasse des Elektrons bezeichnet. Die mit einem Stern versehenen Symbole bezeichnen im Ruhesystem gemessene Größen.

Für den Impulsbetrag K_f^* des Photons nach dem Stoß erhält man die Compton-Formel (vgl. z.B. [26]):

$$K_f^*(\vartheta^*) = \frac{1}{1 - \cos\vartheta^* + \frac{1}{K_i^*}} \tag{3.3}$$

3.1.2 Wirkungsquerschnitt der Streuung

Differentieller Wirkungsquerschnitt

Im Jahre 1954 haben F.W.Lipps und H.A.Tolhoek den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Streuung von Photonen an Elektronen angegeben [38], wobei die Polarisationen der ein- und auslaufenden Teilchen berücksichtigt werden. Die Polarisation des Photonenstrahls wird hierin durch die *Stokes*-Parameter (S_0, S_1, S_2, S_3) charakterisiert (siehe Anhang B). Die Stokes-Parameter wie auch der Polarisationsvektor $\vec{P}$ des Elektrons werden bezüglich des Koordinatensystems (x, s, z) angegeben (vgl. Abbildung 3.1). Der Impuls des eingestrahlten Photons liege antiparallel zur s-Achse.

Für den Fall, daß die Polarisationen der Teilchen vor dem Stoß bekannt sind, die Polarisationen nach dem Stoß aber nicht beobachtet werden, ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für eine Streuung unter dem Polarwinkel ϑ^* und dem Azimut ϕ^* :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{S}, \vec{P}) = \Sigma_0 + \Sigma_1(S_1) + \Sigma_2(S_3, \vec{P}), \tag{3.4}$$

mit

$$\begin{aligned}
\Sigma_0 &= C\left(1 + \cos^2\vartheta^* + (K_i^* - K_f^*)(1 - \cos\vartheta^*)\right), && (3.5)\\
\Sigma_1(S_1) &= CS_1 \sin^2\vartheta^*, && (3.6)\\
\Sigma_2(S_3, \vec{P}) &= -CS_3(1 - \cos\vartheta^*)(\vec{K}_i^* \cos\vartheta^* + \vec{K}_f^*) \cdot \vec{P}, && (3.7)\\
C &= \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{K_f^*}{K_i^*}\right)^2. && (3.8)
\end{aligned}$$

Dabei bezeichnet r_o den klassischen Elektronenradius. Der Term Σ_0 ist von der Polarisation des Photons und des Elektrons unabhängig. Σ_1 hängt nur von der Polarisation des einlaufenden Photons ab und resultiert in einer $\cos 2\phi^*$-Modulation des Wirkungsquerschnitts um die Richtung, in der die einlaufende Lichtwelle linear polarisiert ist [1]. Eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der longitudinalen und transversalen Elektronenpolarisation ist nur im Term Σ_2 zu finden.

Der Einfluß der transversalen Elektronenpolarisation auf den Wirkungsquerschnitt geht aus einer Umformung von Σ_2 hervor:

$$\Sigma_2(S_3, \vec{P}) = S_3 P_Z \cdot \Sigma_{2Z} \cdot \sin\phi^* + S_3 P_S \cdot \Sigma_{2S}, \tag{3.9}$$

mit

$$\begin{aligned}
\Sigma_{2Z} &= -CK_f^* \sin\vartheta^*(1 - \cos\vartheta^*), && (3.10)\\
\Sigma_{2S} &= -C(1 - \cos\vartheta^*)\left(K_f^* + K_i^*\right)\cos\vartheta^*. && (3.11)
\end{aligned}$$

Eine nicht verschwindende longitudinale Polarisation des Elektronenstrahls ($P_S \neq 0$) modifiziert die durch Σ_0 gegebene Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Polarwinkel ϑ^* und

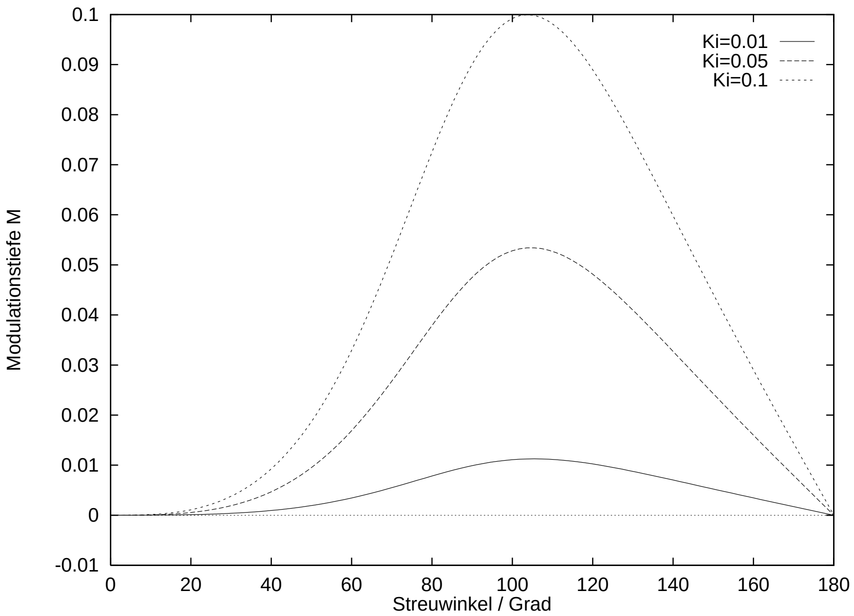

Abbildung 3.2: Die Modulationstiefe M des Streuquerschnitts für $P_Z \cdot S_3 = 1$ in Abhängigkeit des Streuwinkels ϑ^* für verschiedene Energien des einlaufenden Photons.

damit von der Energie der gestreuten Photonen. Die Messung der Rate gestreuter Photonen in Abhängigkeit von der Energie der Photonen kann also zur Bestimmung der longitudinalen Polarisation eines Elektronenstrahls genutzt werden. Eine transversale Polarisation des Elektronenstrahls ($P_Z \neq 0$) führt zu einer $\sin(\phi^*)$–Modulation des Streuquerschnitts, die totale Rate der in einen Polarwinkel ϑ^* gestreuten Photonen bleibt unverändert.
Die Modulationstiefe $M = \frac{\Sigma_{2Z}}{\Sigma_0} S_3 P_Z$ des Wirkungsquerschnitts ist proportional der Größe der Elektronenstrahlpolarisation P_Z und der Größe der Photonenstrahlpolarisation S_3 und hängt vom Polarwinkel ϑ^* der Streuung ab. Abbildung 3.2 zeigt diese Abhängigkeit $M(\vartheta^*)$ für verschiedene Energien K_i^* des einlaufenden Photons. Die Modulationstiefe M wird maximal für einen Azimut von etwa 100° . Eine Abschätzung für den Betrag der maximalen Modulationstiefe M_{max} erhält man aus der Berechnung von $M(\vartheta^* = 90°)$:

$$M_{max} \approx \frac{K_f^*}{1 + K_i^* - K_f^*} \tag{3.12}$$

$$\approx K_i^* \text{ , falls } K_i^* \ll 1. \tag{3.13}$$

Die Voraussetzung $K_i^* \ll 1$ ist für das Compton–Polarimeter an ELSA immer erfüllt.

Wegen der Proportionalität $P_Z \propto M$ ist eine Messung des Grades der transversalen Polarisation P_Z über die Bestimmung der Modulationstiefe M möglich.

Totaler Wirkungsquerschnitt

Durch Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts über die Raumwinkel ergibt sich für den totalen Wirkungsquerschnitt (vgl. [27]):

$$\sigma(K_i^*) = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1 + K_i^*}{(K_i^*)^3} \left[\frac{2K_i^*(1 + K_i^*)}{1 + 2K_i^*} - \ln(1 + 2K_i^*) \right] + \frac{\ln(1 + 2K_i^*)}{2K_i^*} - \frac{1 + 3K_i^*}{(1 + 2K_i^*)^2} \right\}. \tag{3.14}$$

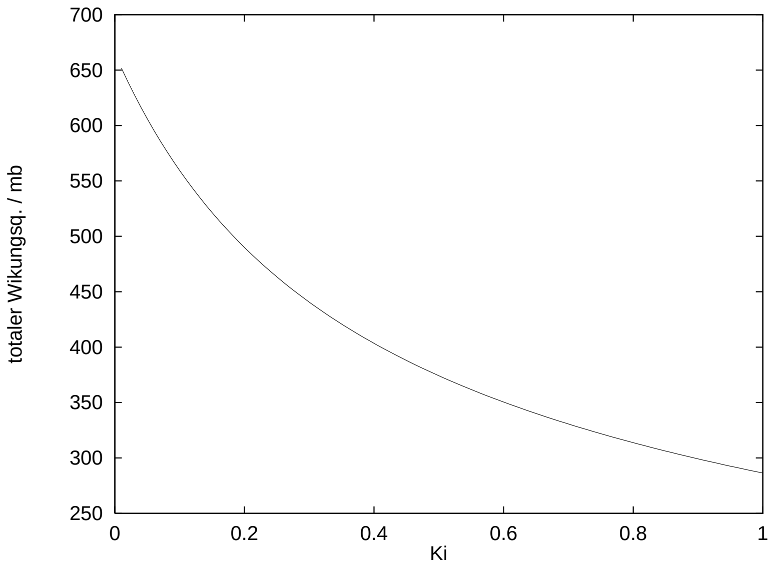

Abbildung 3.3: Totaler Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung in Abhängigkeit der Energie des einfallenden Photons

Abbildung 3.3 zeigt den totalen Wirkungsquerschnitt σ in Abhängigkeit von der Energie des einlaufenden Photons im Bereich $0 < K_i^* < 1$. Im klassischen Grenzfall $K_i^* \to 0$ (Thomson-Streuung) beträgt der Wirkungsquerschnitt 665 mb, im Bereich der beim Compton–Polarimeter an ELSA auftretenden Energien zwischen 585 mb und 640 mb.

3.2 Beschreibung der Compton–Streuung im Laborsystem

Die Betrachtungen im vorhergehenden Abschnitt gingen von einem ruhenden Elektron aus, wogegen sich die Elektronen im Beschleunigerring etwa mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Im Laborsystem läuft der Photonenstrahl unter einem Winkel α den Elektronen entgegen (siehe Abbildung 3.4). Der Polarwinkel ϑ der gestreuten Photonen wird, anders als im Ruhesystem des Elektrons, gegen die Bewegungsrichtung des Elektrons gemessen. Für diese Anordnung werden im folgenden Energie- und Winkelverteilung der gestreuten Photonen beschrieben.

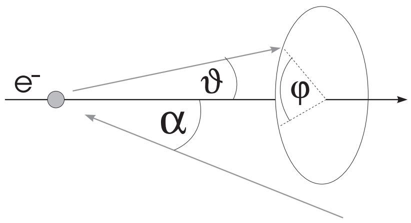

Abbildung 3.4: Koordinatensystem zur Beschreibung der Compton–Streuung im Laborsystem an einem bewegten Elektron.

3.2.1 Transformation in das Ruhesystem

Durch eine Lorentztransformation ist die Wellenzahl des einlaufenden Photons, im Ruhesystem des Elektrons gemessen, mit der im Laborsystem gemessenen verknüpft:

$$K_i^* = \gamma K_i (1 + \beta \cos \alpha), \tag{3.15}$$

mit den Parametern der Transformation $\beta = \frac{v_e}{c}$ und $\gamma = \frac{E_e}{m_e c^2}$.

Für $\alpha \to 0°$ gilt daher

$$K_i^* \approx 2\gamma K_i. \tag{3.16}$$

Der im Laborsystem gemessene Einfallswinkel α transformiert sich zu α^* im Ruhesystem gemäß

$$\sin\alpha^* = \frac{\sin\alpha}{\gamma(1+\beta\cos\alpha)}. \tag{3.17}$$

Bei den am Beschleuniger ELSA auftretenden Elektronenenergien zwischen 1.2 GeV und 3.5 GeV und einem einfallenden Strahl von Photonen der Energie 2.4 eV, wie er beim Compton–Polarimeter verwendet wird, ergibt sich also ein K_i^* zwischen 0.02 und 0.06.

Ein Einfallswinkel α im Bereich einiger Milliradian im Laborsystem transformiert sich im Ruhesystem des Elektrons zu einem Einfallswinkel α^* von einigen Mikroradian ($\gamma \approx 10^3$). Die sich daraus ergebende Abweichung vom Bild eines Photons, das exakt senkrecht zur Polarisation des Elektrons einläuft ist vernachlässigbar: Die für die ϕ-Modulation verantwortliche Polarisation P_Z ist nur um einen Bruchteil $\sin\alpha^* \approx 10^{-6}$ kleiner als die Polarisation, die bei exakt transversalem Einfall des Photons gemessen würde.

3.2.2 Rücktransformation in das Laborsystem

Im Ruhesystem des Elektrons wird das Photon unter einem Winkel ϑ^* mit einer Energie K_f^* gestreut. Die Rücktransformation dieser Größen in das Laborsystem ergibt:

$$K_f = \gamma(1-\beta\cos\vartheta^*)\cdot\frac{K_i^*}{1+K_i^*(1-\cos\vartheta^*)}\ , \tag{3.18}$$

$$\sin\vartheta = \frac{\sin\vartheta^*}{\gamma(1-\beta\cos\vartheta^*)}\ . \tag{3.19}$$

Die maximale Energie, die ein gestreutes Photon aufweisen kann beträgt $K_f \approx 4\gamma^2 K_i$ und wird für einen Streuwinkel von $\vartheta^* = 180°$, also Rückwärtsstreuung, erreicht.

Während im Ruhesystem des Elektrons eine, bis auf einen Faktor 2 weitgehend isotrope Streuung der Photonen auftritt, wird im Laborsystem eine stark anisotrope Verteilung wahrgenommen: Durch die Lorentztransformation wird die Verteilung der Streuphotonen in Richtung des Elektronenimpulses gestaucht. Dadurch finden sich alle Photonen, die im Ruhesystem unter einem Polarwinkel zwischen 90° und 180° gestreut wurden im Laborsystem innerhalb eines Kegels, dessen Achse tangential an die Elektronenbahn liegt und der einen Öffnungswinkel von $\vartheta_{\pi/2} := \vartheta(\vartheta^* = 90°) = \frac{1}{\gamma}$ aufweist.

3.3 Extraktion der Strahlpolarisation aus dem Rückstreuprofil

Wie aus den Gleichungen 3.4 und 3.9 hervorgeht, ist die Tiefe der $\sin(\phi)$- Modulation im Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung der transversalen Elektronenstrahlpolarisation proportional. In den folgenden zwei Abschnitten werden Methoden vorgestellt, wie aus der Verteilung der rückgestreuten Photonen (bei Kenntnis der Zirkularpolarisation des verwendeten Lichts) die Information über die Strahlpolarisation extrahiert werden kann. Beide Methoden setzen *nicht* die Verwendung eines zweidimensional ortsauflösenden Detektors voraus.

Beide Verfahren beruhen auf der Bestimmung einer Größe $\mathcal{D}$ aus dem Rückstreuprofil, deren Betrag dem Produkt der Strahlpolarisationen $S_3 \cdot P_Z$ proportional ist. Der maximale Betrag $\mathcal{D}^{100\%}$ wird für $S_3 P_Z = 1$ erreicht und als Analysierstärke des Verfahrens bezeichnet. Es gilt dann $S_3 \cdot P_Z = \frac{\mathcal{D}}{\mathcal{D}^{100\%}}$.

Bestimmung der Zählratenasymmetrie

Eine Methode, aus dem Profil der rückgestreuten Photonen die Strahlpolarisation zu ermitteln besteht in dem Vergleich der Photonenraten N_+ und N_-, die in den Halbraum oberhalb bzw. unterhalb der Elektronenbahn gestreut werden :

$$N_+ \quad \propto \quad \int_0^{\pi} d\phi \int_0^{\pi} d\vartheta \left\{ \sin\vartheta \, \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\} , \tag{3.20}$$

$$N_- \quad \propto \quad \int_{\pi}^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} d\vartheta \left\{ \sin\vartheta \, \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\} . \tag{3.21}$$

Die daraus berechnete Asymmetrie $A := \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$ ist dem Produkt $S_3 \cdot P_Z$ proportional :

$$A = \frac{4 \cdot \int_0^{\pi} d\vartheta \ \sin\vartheta \, \Sigma_{2Z}(\vartheta)}{2\pi \int_0^{\pi} d\vartheta \ \sin\vartheta \, \Sigma_0 \vartheta} \cdot P_Z S_3 \tag{3.22}$$

Bestimmung der Schwerpunktverschiebung

Bei unpolarisiertem Elektronen- oder Laserstrahl liegt das Intensitätsprofil gestreuter Photonen symmetrisch um die Tangente an die Elektronenbahn im Wechselwirkungspunkt. Die mit einer vertikalen Strahlpolarisation verbundene ϕ-Modulation führt zu einem in vertikaler Richtung unsymmetrischen Rückstreuprofil und damit zu einer Verschiebung des Profilschwerpunkts. Für die z-Koordinate $\bar{z}$ des Schwerpunkts des Profils gilt:

$$\bar{z} = \frac{\int dx \int dz \ \{z \cdot N(x,z)\}}{\int dx \int dz \ \{N(x,z)\}} , \tag{3.23}$$

wobei N(x,z) die Zählrate am Ort (x,z) bezeichnet und sich die Integrale über die Fläche eines Detektors in der (x,z)–Ebene erstrecken . Transformation auf die Koordinaten im Ruhesystem ergibt:

$$\bar{z} \propto \frac{\int\limits_0^{2\pi} d\phi^* \int\limits_{\Theta}^{\pi} d\vartheta^* \left\{ \frac{\partial(x,z)}{\partial(\vartheta^*,\phi^*)} \cdot z(\vartheta^*,\phi^*) \cdot [\Sigma_0(\vartheta^*) + S_3 P_Z \sin\phi^* \Sigma_{2Z}(\vartheta^*)] \right\}}{\int\limits_0^{2\pi} d\phi^* \int\limits_{\Theta}^{\pi} d\vartheta^* \left\{ \frac{\partial(x,z)}{\partial(\vartheta^*,\phi^*)} \cdot [\Sigma_0(\vartheta^*) + S_3 P_Z \sin\phi^* \Sigma_{2Z}(\vartheta^*)] \right\}} . \tag{3.24}$$

Θ bezeichnet dabei den minimalen Polarwinkel, unter dem Photonen gestreut werden müssen, um den Detektor zu erreichen. Da $z(\vartheta^*,\phi^*) \propto \sin\phi^*$ gilt und die Jakobideterminante $\frac{\partial(x,z)}{\partial(\vartheta^*,\phi^*)}$ nicht von ϕ^* abhängt, läßt sich die ϕ^*-Integration in je einem Summanden des Zählers und Nenners ausführen:

$$\bar{z} \propto S_3 P_Z \cdot \frac{\int\limits_0^{2\pi} d\phi^* \int\limits_{\Theta}^{\pi} d\vartheta^* \left\{ \frac{\partial(x,z)}{\partial(\vartheta^*,\phi^*)} \, z(\vartheta^*,\phi^*) \ \sin\phi^* \Sigma_{2Z}(\vartheta^*) \right\}}{\int\limits_0^{2\pi} d\phi^* \int\limits_{\Theta}^{\pi} d\vartheta^* \left\{ \frac{\partial(x,z)}{\partial(\vartheta^*,\phi^*)} \, \Sigma_0(\vartheta^*) \right\}} \tag{3.25}$$

Der Betrag der Schwerpunktverschiebung in z-Richtung ist damit dem Produkt der Polarisationsgrade $S_3 \cdot P_Z$ proportional und kann daher zur Polarisationsmessung verwendet werden. Die Analysierstärke $\mathcal{D}^{100\%}$ dieses Verfahrens ist, im Gegensatz zur Methode der Zählratenasymmetrie, von der Entfernung zwischen dem Detektor und dem Wechselwirkungspunkt abhängig.

Kapitel 4

Das Compton–Polarimeter an ELSA

Das Konzept des Compton–Polarimeters besteht darin, Laserlicht hoher Leistung und einer Wellenlänge im sichtbaren Bereich den Elektronen in ELSA unter kleinem Winkel entgegenzustrahlen und die compton-gestreuten Photonen in vertikaler Richtung ortsaufgelöst nachzuweisen. Einzelne Punkte dieses Konzepts werden im folgenden konkretisiert und die Ergebnisse numerischer Simulationen des Streuprozesses unter der Annahme realistischer Parameter diskutiert.

4.1 Aufbau des Compton–Polarimeters

4.1.1 Der primäre Photonenstrahl

Einfallswinkel und Durchmesser

Die zu messende Asymmetrie im Profil der rückgestreuten Photonen steigt mit der Einfallsenergie K_i^* des Photons vor dem Stoß, gemessen im Ruhesystem des Elektrons vor dem Stoß. Bei gegebener Photonenenergie im Laborsystem erhält man ein maximales K_i^*, falls der Photonenstrahl den Elektronen frontal entgegenläuft: $K_i^* \approx 2\gamma K_i$ für $\alpha \to 0°$. Es wird bei der Realisierung also ein möglichst kleiner Einfallswinkel α gegen die Horizontale angestrebt.

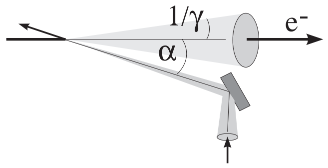

Abbildung 4.1: Die Einstrahlung des primären Photonenstrahls und das Synchrotronlicht.

Einer Einstrahlung eines Lichtstrahls unter $\alpha = 0°$ steht folgender Effekt entgegen: Die von den Elektronen emittierte Synchrotronstrahlung kann optische Elemente, die von ihr getroffen werden aufheizen, schwärzen und somit unbrauchbar machen [6]. Die hierfür verantwortliche hochenergetische Komponente der Synchrotronstrahlung wird in einen Kegel des halben Öffnungswinkels $\frac{1}{\gamma}$ um die Bewegungsrichtung der Elektronen emittiert. Eine Beeinträchtigung der optischen Elemente kann daher vermieden werden, wenn der Photonenstrahl verkippt gegen die Horizontale eingestrahlt wird. An ELSA ist ein Einfallswinkel von $\alpha = 3\,mrad$ baulich noch zu realisieren, was einen ausreichenden Abstand zur Synchrotronstrahlung bietet, die maximal (für eine Strahlenergie von 1.2 GeV) einen Öffnungswinkel von $0.5\,mrad$ aufweist. Die Divergenz des Photonenstrahls darf dabei $2\,mrad$ nicht überschreiten, um eine Überlappung von Synchrotronlicht und Photonenstrahl zu vermeiden.

Der Durchmesser des Photonenstrahls am Ort der Wechselwirkung mit den Elektronen sollte in der Größenordnung des Elektronenstrahldurchmessers liegen, also bei etwa 1 mm.

Lichtquelle

Ist der ELSA –Ring mit Elektronen gleichmäßig gefüllt, bildet der Elektronenstrahl ein Target zur Streuung des Photonenstrahls, dessen Dichte zeitlich nahezu konstant ist. Daher wird der Einsatz einer kontinuierlich strahlenden Lichtquelle bevorzugt; dies resultiert in einer zeitlich homogenen Auslastung des Detektors für die rückgestreuten Photonen. Die Detektion einzelner Photonen, z.B. zur Energieanalyse, wird so ermöglicht.

Als intensive, kontinuierlich strahlende Lichtquellen stehen Laser in unterschiedlichen Wellenlängen- und Leistungsbereichen zur Verfügung. Sie sind anderen Lichtquellen (thermische Strahler, Synchrotronlicht) im Hinblick auf die Ausgangsleistung, den erzielbaren Polarisationsgrad und die Strahlqualität überlegen. Die Forderung nach kleinem Strahlfleck im Wechselwirkungspunkt (1mm) bei kleiner Strahldivergenz ($< 2\,mrad$) läßt sich nur erfüllen, wenn der eingesetzte Laserstrahl aus wenigen Feldmoden, idealerweise nur aus der Gaußschen Grundmode (TEM_{00}) besteht. Edelgas–Ionen–Laser liefern einen solchen Strahl mit einer Wellenlänge im sichtbaren Bereich (Ultraviolett bis Rot), hoher Ausgangsleistung und zugleich hohem Polarisationsgrad. Andere Lasertypen kommen wegen ihrer zu großen Wellenlänge (z.B. Nd:YAG - Laser bei 1046 nm) oder zu kleinen Ausgangsleistung (frequenzverdoppelte Festkörperlaser) nicht in Frage.

Für die weiteren Berechnungen in diesem Kapitel wird daher von einer Emissionswellenlänge eines typischen Argon-Ionen–Lasers ausgegangen: $\lambda = 514.5\,nm$, entsprechend einer Photonenenergie von 2.4 eV.

4.1.2 Ort der Wechselwirkung von Photonen und Elektronen

Als Ort der Wechselwirkung zwischen dem Photonen- und dem Elektronenstrahl wird ein D–Quadrupol des ELSA –Ringes gewählt. Gegenüber anderen Wechselwirkungspunkten bietet ein Aufbau am Quadrupol zwei wesentliche Vorteile:

- Im D-Quadrupol nimmt die Divergenz des Elektronenstrahls in vertikaler Richtung ein Minimum, die Ausdehnung des Strahls ein Maximum ein (vgl. Abbildung 4.3). Dadurch wird die Asymmetrie im Profil gestreuter Photonen weniger „verschmiert“ als bei einer Wechselwirkung an anderen Orten.

- Im Gegensatz zu den Dipolen verläuft der Elektronenstrahl im Quadrupol entlang einer Geraden. Dadurch wird das Verhältnis von Signal (gestreute Photonen) zu Untergrund (Synchrotron–Strahlung) verbessert, da Laser- und Elektronenstrahl auf einer größeren Länge als in den Dipolmagneten überlappen und die Elektronen am Ort der Wechselwirkung keine Synchrotron-Strahlung aussenden.

Baulich zu realisieren ist nur ein Aufbau des Compton–Polarimeters am Quadrupol D25 des ELSA –Ringes. In die anderen Quadrupole kann entweder nicht unter einem Winkel von $\alpha = 3mrad$ eingestrahlt werden, oder es bietet sich keine Möglichkeit, einen Detektor tangential zur Elektronenbahn in einigen Metern Entfernung unterzubringen.

4.1.3 Detektion der gestreuten Teilchen

Prinzipiell kann eine Polarisationsmessung über den Nachweis sowohl der gestreuten Photonen als auch der Elektronen erfolgen, die am Streuprozeß teilgenommen haben. Der Energieübertrag von den Elektronen auf die gestreuten Photonen ist so groß, daß die gestreuten Elektronen außerhalb der Beschleunigerakzeptanz liegen und dem Strahl verlorengehen. Sie werden im Dipolmagnet, der auf die Wechselwirkungszone folgt, nach innen abgelenkt. Rechnungen zeigen für ELSA, daß diese Elektronen das Vakuumrohr des Beschleunigers noch innerhalb des Dipols verlassen, was einen Nachweis dieser Elektronen nur bei baulichen Veränderungen des Magneten zuläßt.

Daher wird ein ortsaufgelöster Nachweis der gestreuten Photonen angestrebt. Am Quadrupol D25 kann die Einstrahlung des Laserstrahls wie auch die Detektion der rückgestreuten Photonen im Bereich der ELSA -Ring–Schleuse zum ELAN-Experimentierplatz erfolgen. Dieser Ort liegt etwa 15 Meter vom Wechselwirkungspunkt entfernt tangential zur Elektronenbahn im Quadrupol (siehe Abbildung 5.1).

4.2 Abschätzungen zum Strahl gestreuter Photonen

Bei einer Energie der Photonen vor dem Stoß von 2.4 eV und ELSA -Energien zwischen 1.2 GeV und 3.5 GeV liegt die maximale Energie der gestreuten Photonen zwischen zwischen 50 MeV und 550 MeV.

Wie aus Abschnitt 3.1.2 hervorgeht, besteht zwischen dem polaren Streuwinkel ϑ und der Tiefe M der ϕ-Modulation einerseits und der Streuenergie andererseits eine eindeutige Beziehung. Abbildung 4.2 zeigt die daraus gebildete Abhängigkeit der Modulationstiefe M von der Streuenergie für Elektronenenergien in ELSA von 1.2 GeV, 2.0 GeV und 3.0 GeV. Daraus erkennt man, daß zur Polarisationsmessung vornehmlich Photonen im Energiebereich zwischen 10 MeV und 300 MeV beitragen.

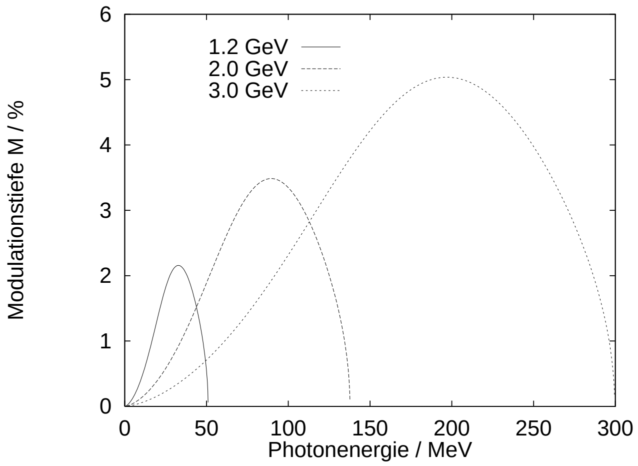

Abbildung 4.2: Die Tiefe M der ϕ-Modulation in Abhängigkeit der Streuenergie (im Laborsystem) für drei verschiedene ELSA -Energien.

Eine Abschätzung für die Rate gestreuter Photonen erhält man aus folgender Überlegung (vgl. [50]): Die Elektronen bilden ein Target der Flächendichte

$$n_e = \frac{I}{2ec \sin\alpha \ \sigma_x}, \tag{4.1}$$

mit

I : Strahlstrom,	e : Elementarladung,
c : Lichtgeschwindigkeit,	α : Einfallswinkel des Photonenstrahls (vgl. Abbildung 4.1)
σ_x : Ausdehnung des Elektronenstrahls.	

Daraus errechnet sich bei Vernachlässigung der Ausdehnung des Lichtstrahls eine Rate rückgestreuter Photonen von

$$N_\gamma = n_e \cdot \frac{P}{E_\gamma} \cdot \sigma, \tag{4.2}$$

wobei P die Leistung des Photonenstrahls, E_γ die Energie eines Photons und σ den totalen Wirkungsquerschnitt bezeichnet.

So erhält man z.B. für $\sigma_x = 1.0\,mm$ eine Zählrate von $N_\gamma \approx 5 \cdot 10^2 \frac{1}{s \cdot mA \cdot W}$ pro Milliampere Strahlstrom und Watt Lichtleistung.

4.3 Numerische Simulation des Streuprozesses

Für den in Abschnitt 4.1 dargestellten Aufbau des Compton–Polarimeters wurden numerische Simulationen des Streuprozesses durchgeführt. Aus diesen Simulationen gehen die zu erwartende Profilgröße am Ort des Detektors, die Rate gestreuter Photonen und die zu messende Asymmetrie und Schwerpunktverschiebung hervor. Insbesondere kann anhand dieser Simulationen der Einfluß endlicher Durchmesser und Divergenzen von Elektronen- und Laserstrahl auf diese Meßwerte studiert werden.

4.3.1 Beschreibung des Programms *comptonsim*

Programmalgorithmus

Das Programm berechnet für eine Anzahl von Gitterpunkten auf einem gedachten planen Detektor die Rate der dorthin gestreuten Photonen. Dazu führt das Programm für jeden Gitterpunkt (a, b) eine fünffache Integration der Wahrscheinlichkeit einer Compton-Streuung aus. Die Integration erfolgt über den gesamten Phasenraum des Elektronenstrahls entlang folgender Koordinaten:

- x und z: die Koordinaten transversal zum Elektronenstrahl,
- x' und z': Steigungen der Elektronenbahnen in transversaler Richtung, und
- s : Koordinate entlang des Elektronenstrahls.

Für die Rate der zum Gitterpunkt (a, b) gestreuten Photonen gilt also:

$$N(a,b) = \int\limits_{S_0}^{S_1} ds \int\limits_{Z_0}^{Z_1} dz \int\limits_{X_0}^{X_1} dx \int\limits_{Z'_0}^{Z'_1} dz' \int\limits_{X'_0}^{X'_1} dx' \left\{ \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta, \phi) \sin\vartheta \frac{\partial(\vartheta, \phi)}{\partial(x, z)} \cdot \rho_e(x, z, x', z', s) \cdot \rho_\gamma(x, y, s) \right\} \tag{4.3}$$

ϑ und ϕ bezeichnen dabei den Raumwinkel, unter dem ein Photon von einem Elektron am Phasenraumpunkt (x, z, x', z', s) zum Gitterpunkt (a, b) gestreut wird. Die Elektronendichte an diesem Phasenraumpunkt wird mit ρ_e bezeichnet. ρ_γ bezeichnet die Flußdichte von Photonen am Ort (x, z, s).

Dichteprofile und Integrationsgrenzen

Bei der Simulationsrechnung wird davon ausgegangen, daß das transversale Profil ρ_e des Elektronenstrahls gaußförmig ist. Die Integration über die transversalen Koordinaten erstreckt sich über $\pm 2\sigma_e$, dem Zweifachen der Breite des Elektronenprofils am Ort s.

Die Breite des Elektronenstrahls σ^e in der Horizontalen und Vertikalen am Ort s ergibt sich aus den Twiss–Parametern von ELSA , hier aus der Beta-Funktion am Ort s und der energieabhängigen Emittanz ϵ : $\sigma^e_x = \sqrt{\epsilon_x \cdot \beta_x}$ und $\sigma^e_z = \sqrt{\epsilon_z \cdot \beta_z}$. Ebenso wird von einer gaußförmigen Verteilung der Steigung der Elektronenbahnen ausgegangen. Hier ergibt sich die Breite der Verteilung unter Verwendung des Twiss–Parameters γ zu $\sigma^e_{x'} = \sqrt{\epsilon_x \cdot \gamma_x}$ bzw. $\sigma^e_{z'} = \sqrt{\epsilon_z \cdot \gamma_z}$. Die Werte der Twiss-Parameter werden einem Simulationsprogramm der ELSA -Optik [59] für Stützstellen im Abstand von $\Delta s = 0.1\,m$ entlang des Rings entnommen. Diese Werte der Parameter gelten für den Speicherringbetrieb von ELSA . Die Twiss-Parameter werden für Werte von s zwischen den Stützstellen linear interpoliert.

Abbildung 4.3 zeigt den Verlauf der aus [59] entnommenen Twiss-Parameter β_x und β_z im s-Intervall $[120\,m, 125\,m]$. Der Quadrupol D25 befindet sich bei $s = 123.5\,m$. Für die horizontale Emittanz wird dem Simulationsprogramm der ELSA -Optik ein Wert von $\epsilon_x = 0.1256\,mm\ mrad$ bei einer Energie von 1.2 GeV entnommen. Für andere Elektronenenergien E wird die Emittanz mit E^2 skaliert. Die vertikale Emittanz wird jeweils zu einem Zehntel der horizontalen Emittanz angenommen.

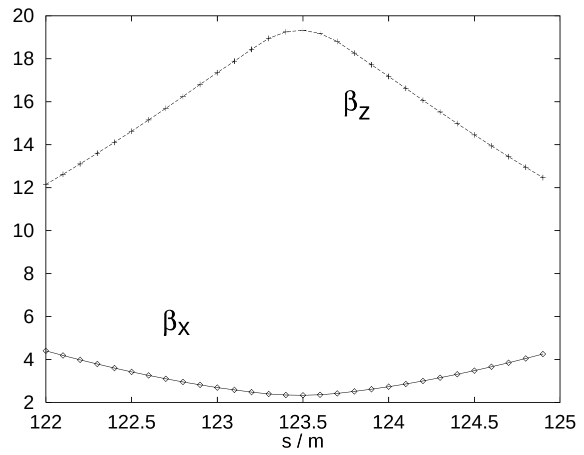

Abbildung 4.3: Verlauf der Twiss-Parameter β_x und β_z (jeweils in m) im Bereich des Quadrupols D25 in ELSA .

Für das Dichteprofil ρ_γ des Laserstrahls wird ebenfalls von einer gaußförmigen Verteilung ausgegangen. Die Breite σ^γ dieser Verteilung am Ort s läßt sich eindeutig berechnen aus der Wellenlänge sowie der Größe und Lage der Strahltaille (s. Anhang A). Die s-Integration wird auf ein Intervall beschränkt, in dem die Mitten von Laser- und Elektronenstrahl weniger als $2 \cdot \sigma^\gamma$ und weniger als $2 \cdot \sigma^e$ voneinander entfernt sind.

Programmrealisierung

Das Programm *comptonsim* wurde in FORTRAN geschrieben [19]. Es verwendet die Routine *dgmlt* der CERN-Fortran-Bibliothek zur numerischen Integration einer reellen Funktion nach dem *Gauß*-Verfahren. Das Programm wurde sowohl auf einer DEC-Workstation als auch auf einem PC unter dem Betriebssystem LINUX compiliert und verwendet. Die Ergebnisse auf beiden Rechnern waren identisch.

4.3.2 Simulationsergebnisse

Simulationsrechnungen sind für ELSA -Energien von 1.2 GeV bis 3.2 GeV im Abstand von 0.2 GeV durchgeführt worden. Die Größe des hierbei verwendeten Detektorgitters in den Simulationsrechnungen ist durch die Rechenzeit limitiert. Alle Programmdurchläufe wurden mit einer Gittergröße von 41×41 Punkten durchgeführt, was zu einer Rechenzeit von etwa einem Tag führte. Abbildung 4.4 zeigt das Ergebnis einer Simulationsrechnung für den folgenden Parametersatz:

Laserstrahl	Elektronenstrahl
Leistung 10 Watt	Energie 1.4 GeV
Wellenlänge 514 nm	Strom 100 mA
Durchmesser $2\sigma = 1\,mm$	Polarisation + 100 %
Kippwinkel des Laserstrahls: 3 mrad	
Polarisation 100 %	

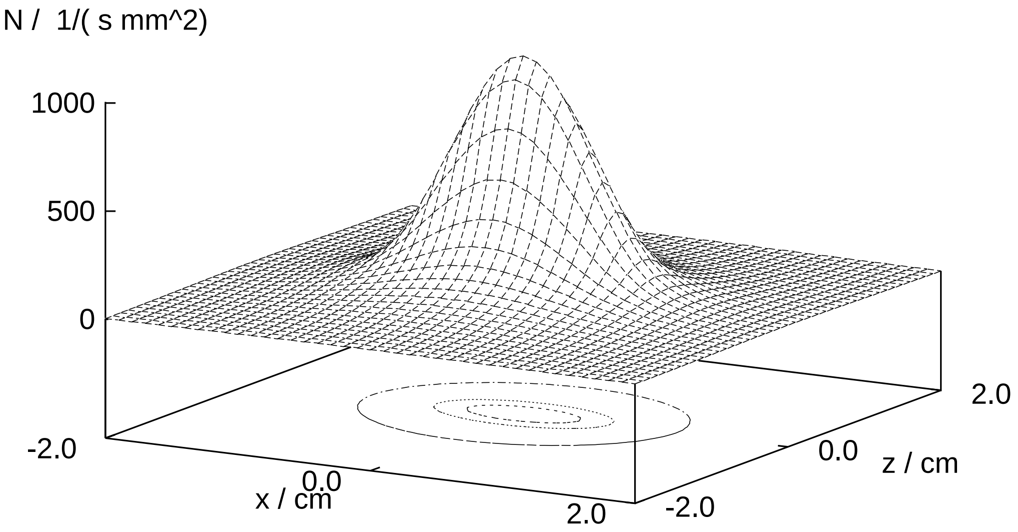

Abbildung 4.4: Das Profil comptongestreuter Photonen in einer Entfernung von 15 Metern vom Wechselwirkungspunkt, berechnet durch das Programm *comptonsim* für die im Text aufgelisteten Parameter. Die Konturlinien sind bei einer Zählrate von 100, 500 und 800 $\frac{1}{s \cdot mm^2}$ gezeichnet.

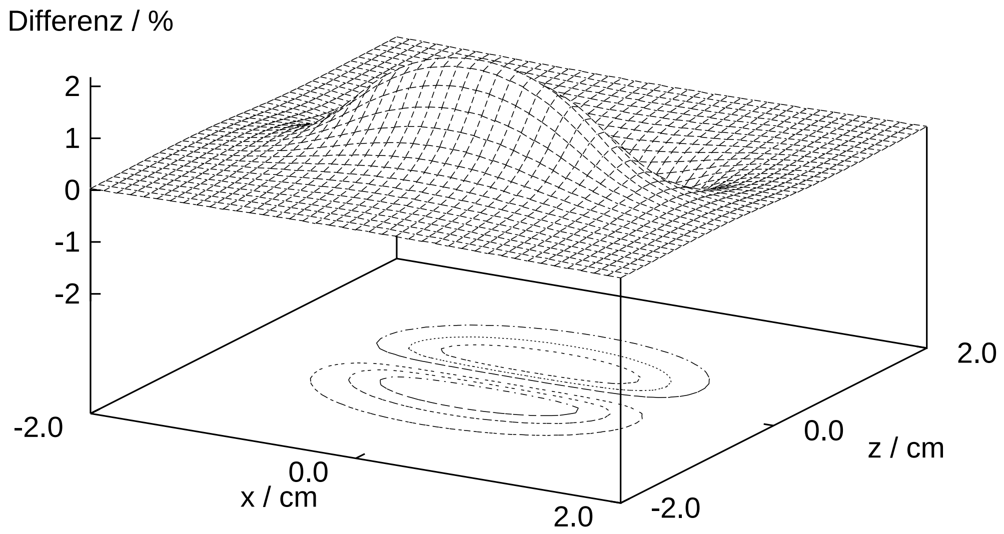

Abbildung 4.5: Die relative Änderung im Profil comptongestreuter Photonen aus Abbildung 4.4 bei Inversion der Polarisation des Laserlichts. Die Konturlinien sind bei ±1.5%, ±1.0% und ±0.5% gezeichnet.

bei einer Entfernung des Detektors vom Wechselwirkungspunkt von 15 Metern.

Zur Bestimmung der integralen Asymmetrie und der Verschiebung des Profilschwerpunkts wurden jeweils zwei Simulationsrechnungen durchgeführt, bei einer Laserpolarisation von $+100\,\%$(rechtszirkular polarisiertes Licht) , die zweite bei $-100\,\%$ (linkszirkular polarisiertes Licht). Abbildung 4.5 zeigt, wie sich das Profil aus Abbildung 4.4 ändert, wenn die Laserpolarisation invertiert wird.

Aus einem Vergleich der Simulationsergebnisse mit einer Berechnung der Asymmetrie für ideale Strahlen wird der Fehler der Simulationsrechnungen zu 5% abgeschätzt.

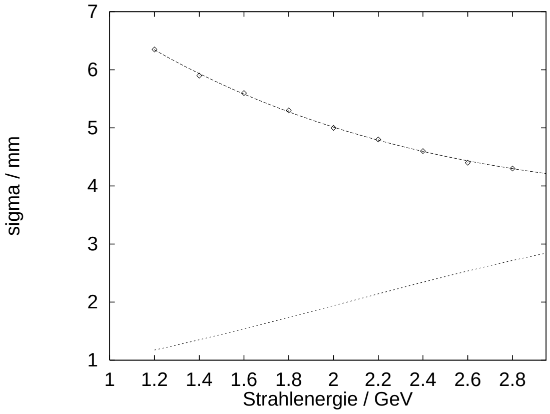

Abbildung 4.6: Die Größe des Profils compton–gestreuter Photonen auf dem Detektor (durchgezogene Linie). Gestrichelt: Größe des auf den Detektor projizierten Elektronenstrahls.

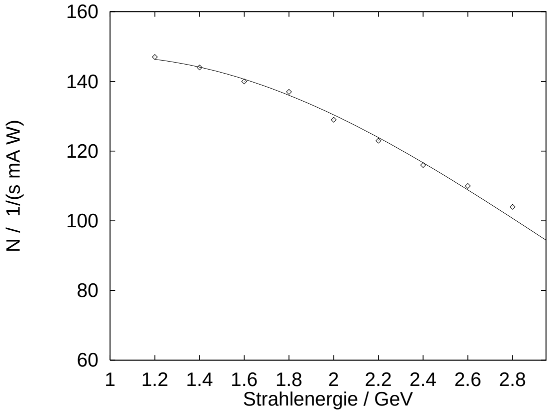

Abbildung 4.7: Die totale Rate der compton–gestreuten Photonen in Abhängigkeit der Elektronenenergie in ELSA .

Profilgröße

Aus den Simulationsdaten wird durch Summation über die Spalten ein vertikales Profil der comptongestreuten Photonen auf dem Detektor gewonnen. Das vertikale Strahlprofil stellt im allgemeinen eine Faltung aus der Elektronenverteilung im Strahl und dem Profil der an einem einzelnen Elektron gestreuten Photonen dar. Die Größe dieses Strahlprofils (Standardabweichung) ist in Abbildung 4.6 in Abhängigkeit von der Elektronenenergie dargestellt. Zum Vergleich ist die Größe einer Projektion des Elektronenstrahls vom Wechselwirkungspunkt auf den Detektor angegeben. Diese Größe berechnet sich bei bekannten Twiss-Parametern am Wechselwirkungspunkt zu (vgl. [1])

$$\sigma_{Proj} = \sqrt{(\beta - 2L\alpha + L^2\gamma) \cdot \epsilon}. \tag{4.4}$$

L ist dabei die Entfernung des Detektors vom Wechselwirkungspunkt.

Das Ergebnis der Faltung wird bei kleinen Energien vom Profil der Compton-Streuung dominiert: Hier ist die projizierte Größe des Elektronenstrahls deutlich kleiner als die Größe des Profils der gestreuten Photonen. Zu größeren Energien wird dieses Profil zunehmend durch die größer werdende Projektion des Elektronenstrahls verschmiert.

Totale Rate gestreuter Photonen

Abbildung 4.7 zeigt die aus den Simulationsrechnungen ermittelten Werte für die totale Rate compton–gestreuter Photonen, die den Detektor erreichen. Diese Rate ist bezogen auf ein Watt

Lichtleistung des einfallenden Laserstrahls und 1 mA Strahlstrom in ELSA .

Die errechnete Zählrate ist mit etwa $1.0 \cdot 10^2 \frac{1}{s \cdot mA \cdot W}$ von derselben Größenordnung wie die in Abschnitt 4.2 abgeschätzte Rate. Eine bessere Übereinstimmung zwischen Abschätzung und Simulationen ist nicht zu erwarten, da in die Abschätzung die Strahlprofile von Laser- und Elektronenstrahl nicht eingehen.

Die Rate der am Detektor eintreffenden Photonen ist bei kleinen Elektronenenergien um etwa den Faktor 1.5 größer als bei hohen Energien. Dieser Effekt wird auf die Vergrößerung der Abmessungen des Elektronenstrahls proportional zur Energie zurückgeführt: Gleichung 4.1 zeigt, daß die Rate gestreuter Photonen der horizontalen Strahlabmessung umgekehrt proportional ist. Diesem Effekt wird dadurch entgegengewirkt, daß der Detektor bei höheren Energien einen größeren Raumwinkel, gemessen im Ruhesystem des Elektrons, abdeckt. Der Abfall der Zählrate ist dadurch nicht so groß, wie aus den Strahlabmessungen zu erwarten.

Integrale Asymmetrie

Aus den Simulationen können Werte für die Analysierstärken der in Abschnitt 3.3 vorgestellten Methoden gewonnen werden, die zur Extraktion der Strahlpolarisation aus dem Rückstreuprofil dienen.

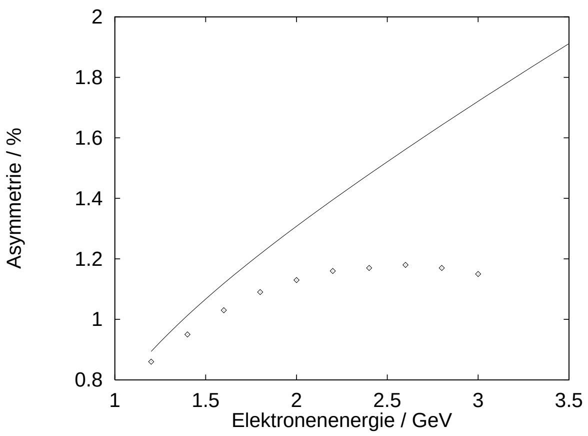

Abbildung 4.8: Die Analysierstärke der Methode der integralen Asymmetrie. Linie: berechnet für ideale Strahlen. Punkte: Simulationsergebnisse.

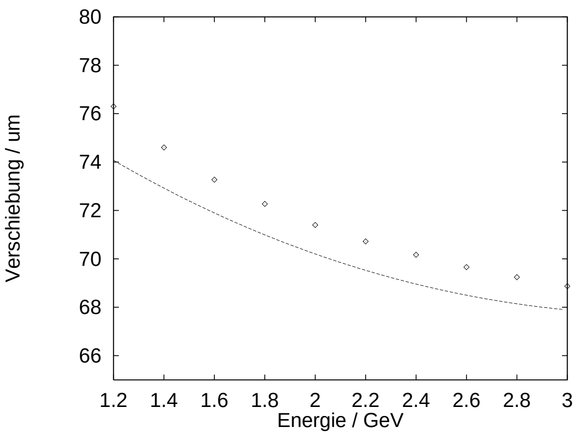

Abbildung 4.9: Die Analysierstärke der Methode der Schwerpunktverschiebung. Linie: berechnet für ideale Strahlen. Punkte: Simulationsergebnisse.

Die Abbildung 4.8 zeigt die Analysierstärke für die Methode der integralen Asymmetrie. Zum Vergleich ist die Analysierstärke aufgetragen, die man für ideale Laser- und Elektronenstrahlen erhält, d.h. Strahlen verschwindender Ausdehnung und Divergenz. Die Diskrepanz zwischen der Analysierstärke für ideale und reale Strahlen nimmt zu großen Energien hin zu, was auf eine Vergrößerung der Strahlemittanz mit steigender Energie zurückgeführt wird. Dadurch wird das am Detektor registrierte Profil stärker verwischt als bei kleinen Elektronenstrahlemittanzen, was in der beobachteten Reduzierung der Asymmetrie resultiert.

Verschiebung des Profilschwerpunkts

Aus den Simulationsdaten wurde die vertikale Lage $\bar{z}$ des Schwerpunkts jedes Profils gemäß folgender Beziehung bestimmt:

$$\bar{z} = \frac{\sum_i (z_i \cdot N_i)}{\sum_i N_i} \quad . \tag{4.5}$$

z_i bezeichnet dabei die z-Koordinate des i.-ten Gitterpunkts des Detektors, N_i die für diesen Punkt berechnete Zählrate. Die Verschiebung des Profilschwerpunkts

$$\mathcal{D}^{100\%} = \bar{z}^{+} - \bar{z}^{-} \tag{4.6}$$

bei Inversion der Laserpolarisation und vollständig polarisierten Strahlen ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Auch hier ist zum Vergleich die Analysierstärke eingezeichnet, die sich für ideale Strahlen ohne Ausdehnung und Divergenz ergibt.

Die Abhängigkeit der Analysierstärke von der Energie des Elektronenstrahls ist für ideale Strahlen identisch mit der für reale Strahlen. Die in der Abbildung 4.9 zu sehende systematische Abweichung von etwa $2\,\mu m$ wird auf Ungenauigkeiten in der Simulationsrechnung und in der Schwerpunktbestimmung über das verwendete Detektorgitter von 41 Gitterpunkten zurückgeführt.

Ein Einfluß der Profilverschmierung für große Strahlenergien, wie sie bei der bei der integralen Asymmetrie auftritt, ist hier nicht zu beobachten.

4.3.3 Zusammenfassung der Simulationsergebnisse

Es wurde das Profil compton–gestreuter Photonen errechnet, das sich für verschiedene ELSA–Parameter auf einem Detektor ergibt, der in 15 Metern Entfernung vom Punkt der Wechselwirkung zwischen Elektronen- und Laserstrahl steht.

Es ergibt sich eine totale Rate an Photonen, die auf dem Detektor registriert werden können, von etwa $10^2 \frac{1}{mA \cdot W \cdot s}$. Für realistische Parameter des Compton–Polarimeters von 10 Watt Laserleistung und etwa 100 mA Elektronenstrom wird also eine Rate von etwa 100 kHz erwartet.

Die Größe des Profils liegt abhängig von der Energie der Elektronen in ELSA zwischen $4\,mm$ und $6\,mm$ (Standardabweichung).

Die der Elektronenstrahlpolarisation proportionale Verschiebung des Profilschwerpunkts ist unabhängig von Größe und Divergenz des Elektronenstrahls am Wechselwirkungspunkt. Daher stellt sie zur Bestimmung des Polarisationsgrades eine geeignetere Meßgröße dar als die integrale Asymmetrie, deren Betrag von diesen Parametern des Elektronenstrahls abhängt. Die Größe der Schwerpunktverschiebung beträgt für eine vollständige Polarisation des Laser- und Elektronenstrahls zwischen $68\,\mu m$ und $76\,\mu m$.

4.4 Erwarteter Untergrund

Tangential zur Elektronenbahn werden nicht nur die Photonen emittiert, die der Compton–Streuung aus dem Laserstrahl entstammen, sondern es treten zwei Prozesse auf, die zu einem Untergrund an Photonen führen: Die Synchrotronstrahlung und die Gasbremsstrahlung.

4.4.1 Synchrotronstrahlung

Die auf einer Kreisbahn beschleunigt bewegten Elektronen emittieren Photonen in einem breiten Energiespektrum. Das Spektrum wird charakterisiert durch die sog. kritische Energie E_c, für die gilt, daß im Energieintervall $[0, E_c]$ ebensoviel an Gesamtleistung emittiert wird wie im Intervall $[E_c, \infty]$. Für Elektronen, die auf einer Kreisbahn mit dem Radius R und der Energie $E = \gamma \cdot m_0 c^2$ umlaufen gilt : $E_c = \frac{3\hbar c \gamma^3}{2R}$ (vgl. z.B. [48]). Für die ELSA -Dipole gilt $R = 10.88m$. Elektronen mit 3.0 GeV Energie emittieren also Synchrotronlicht mit einem Spektrum, dessen kritische Energie bei etwa 5 keV liegt. Oberhalb der kritischen Energie nimmt die spektrale Energiedichte schnell ab. Die Synchrotronlicht–Photonen werden in einen Kegel emittiert, der tangential an der Elektronenbahn liegt und einen charakteristischen halben Öffnungswinkel von $\frac{1}{\gamma}$ aufweist.

Den Detektor des Compton–Polarimeters wird Synchrotronlicht erreichen, das im Quadrupol D25 und am Ende des vorangehenden sowie am Anfang des folgenden Dipolmagneten von den Elektronen emittiert wird.

In [43] wurde die spektrale Energiedichte der in ELSA emittierten Synchrotronstrahlung berechnet, die in einen Raumwinkel emittiert wird, der etwa dem beim Compton–Polarimeter überdeckten entspricht. Dieses Spektrum zeigt Abbildung 4.10. Es wurde für eine ELSA -Energie von 3.0 GeV und einen Strahlstrom von 100 mA berechnet. Das Spektrum zeigt hohe Raten an Photonen bei Energien von weniger als $100\,keV$. Hingegen werden praktisch keine Synchrotronlichtphotonen bei Energien erwartet, die denen der comptongestreuten Photonen entsprechen, also bei Energien von mehr als $10\,MeV$.

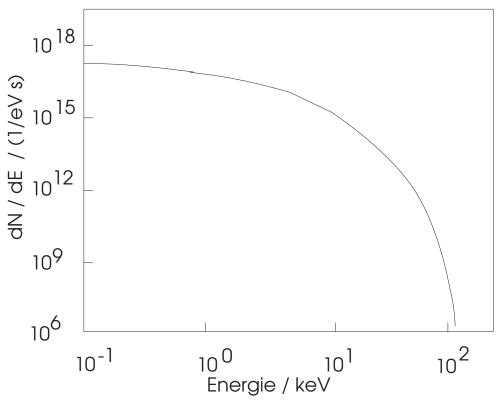

Abbildung 4.10: Anzahl der Synchrotronlicht-Photonen pro Sekunde in Abhängigkeit von der Photonenenergie (aus [43]).

4.4.2 Gasbremsstrahlung

Gasbremsstrahlung entsteht bei der teilweisen oder vollständigen Abbremsung eines im Beschleunigerring umlaufenden Elektrons an einem Atom des Restgases. Die entstehende Strahlung wird in einen Kegel mit dem halben Öffnungswinkel $\frac{1}{\gamma}$ emittiert. Das Energiespektrum ist kontinuierlich mit einer oberen Grenze E_0, die gleich der Elektronenenergie vor dem Stoß ist und umfasst daher auch den Energiebereich der compton–gestreuten Photonen. Im Gegensatz zur Synchrotronstrahlung wird auch im Wechselwirkungspunkt des Compton–Polarimeters Gasbremsstrahlung emittiert und erreicht den Detektor. Abbildung 4.11 zeigt die Zahl an Photonen, deren Energie oberhalb einer Schwelle e liegt, in Abhängigkeit von der

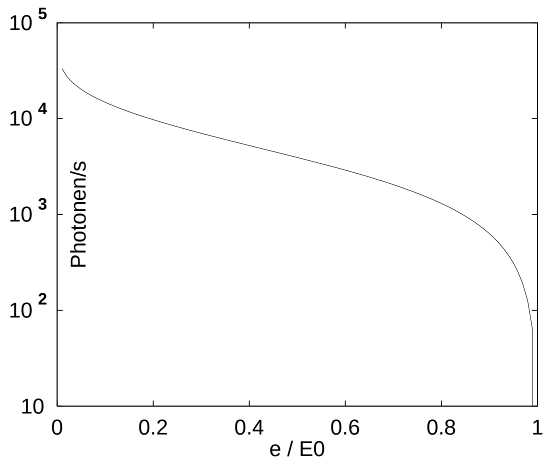

Abbildung 4.11: Anzahl der Gasbremsstrahlungsphotonen oberhalb einer Energieschwelle e.

Schwellenenergie. Die Kurve wurde berechnet für einen Strom von $100\,mA$, einen Druck des Restgases von $10^{-8}\,mb$ und eine mittlere Kernladungszahl des Restgases von $\bar{Z} = 5$.

4.5 Ablauf und Dauer einer Messung

Die Information über den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls wird extrahiert aus einem Vergleich des Profils rückgestreuter Photonen für links- und rechtszirkular polarisiertes eingestrahltes Licht. Für beide Polarisationszustände wird das Rückstreuprofil $N_{\pm}(z)$ über je einen Zeitraum T_P aufgenommen. Da jeder Detektor zumindest auch einen Teil der Gasbremsstrahlung als Untergrund registrieren wird, ist es notwendig, in einer gesonderten Messung, ebenfalls über eine Zeit T_P, bei abgeschaltetem Laserstrahl diesen Untergrund zu messen und von den Profilen $N_{\pm}$ zu subtrahieren. Die gesamte Meßdauer beträgt also das Dreifache von T_P.

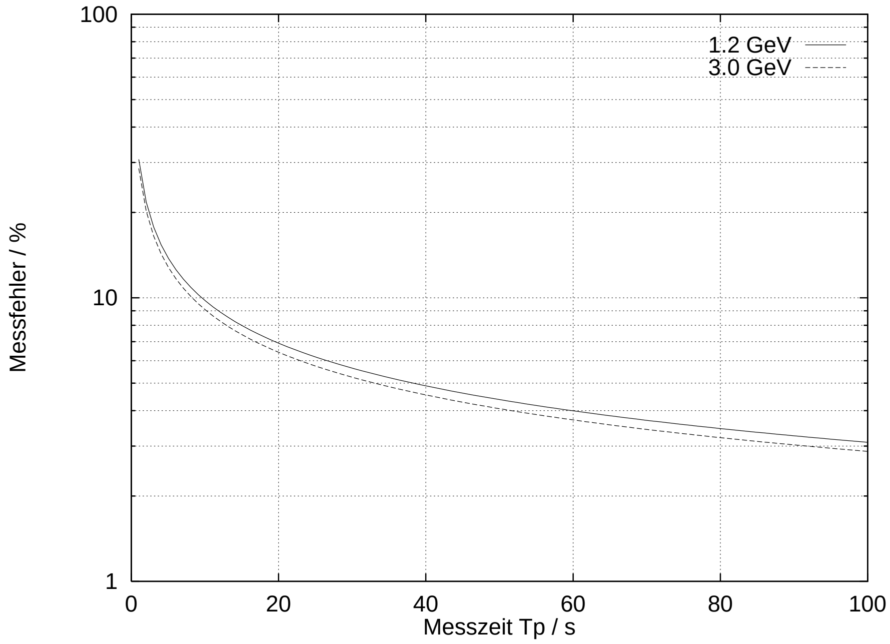

Abbildung 4.12: Der Fehler der Polarisationsmessung in Abhängigkeit von der Dauer T_P einer Einzelmessung für zwei verschiedene Elektronenenergien. Berücksichtigt wurde eine Laserleistung von 10 Watt und ein Elektronenstrom von 100 mA.

Um eine Abschätzung über die Größe der Zeit T_P zu erhalten, wird von einer unendlich guten Ortsauflösung des Detektor ausgegangen. Der Einfluß einer endlichen Ortsauflösung wird in Kapitel 7 diskutiert.

Für den Fehler der Schwerpunktverschiebung $\mathcal{D}_{cm} = \bar{z}^{+} - \bar{z}^{-}$ gilt:

$$\Delta\mathcal{D}_{cm} = \sqrt{(\Delta\bar{z}_{+})^2 + (\Delta\bar{z}_{-})^2}, \tag{4.7}$$

wobei für den Fehler der Einzelschwerpunkte $\Delta\bar{z} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$ gilt. Dabei bezeichnet σ die Standardabweichung des Profils und N die Zahl der detektierten Photonen in jedem Profil. [1] Für den Fehler

[1] Sowohl die Profilgröße als auch die Zählrate ist für die beiden aufgenommenen Profile etwa gleich und wird gemeinsam als σ bzw. N bezeichnet.

der Polarisationsmessung gilt daher :

$$\Delta P_Z = \frac{\Delta \mathcal{D}_{cm}}{\mathcal{D}_{cm}^{100\%}} = \frac{\sigma}{\mathcal{D}_{cm}^{100\%}} \sqrt{\frac{2}{N}} \tag{4.8}$$

Mit den oben diskutierten Simulationsdaten wird die in Abbildung 4.12 gezeigte Abhängigkeit des Meßfehlers ΔP_Z von der Dauer T_P einer Einzelmessung erhalten. Fehler im Prozentbereich sind durch Meßzeiten von wenigen Minuten (jeweils für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht und die Untergrundmessung) zu erhalten. Dieses Verhalten hängt nur schwach von der Elektronenenergie in ELSA ab.

Um systematische Fehler zu vermeiden sollte die Aufnahme der Profile $N_\pm$ für die beiden Richtungen der Lichtpolarisation sowie die Untergrundmessung nicht getrennt nacheinander stattfinden, da eine Variation der Elektronenstrahlparameter über Minuten nicht ausgeschlossen werden kann. So nimmt, bei Lebensdauern des gespeicherten Elektronenstrahls von etwa einer Stunde, der Strahlstrom innerhalb von 3 Sekunden um 0.1 % ab. Daher werden die Profile aus der Summe vieler Einzelmessungen der Dauer T_E gebildet, nach einem Zufallsmuster wird nach Ablauf jeder Zeitscheibe T_E die Lichtpolarisation invertiert, oder eine Untergrundmessung durchgeführt. Die Dauer einer Einzelmessung sollte dabei die Größenordnung einer Sekunde nicht überschreiten.

4.6 Ein Vergleich mit den Polarimetern anderer Beschleuniger

Wie in Kapitel 2 erwähnt, ist ein Compton–Polarimeter ein etabliertes Instrument zur Messung des Polarisationsgrades in mehreren Elektronenbeschleunigern. ELSA zählt dabei zu den Beschleunigern mit der niedrigsten Elektronenenergie (bis zu 3.5 GeV), an denen bisher ein Compton–Polarimeter konzipiert wurde. Andere Polarimeter messen die transversale Strahlpolarisation von Elektronenstrahlen mit 4.0 GeV (SPEAR), 27.5 GeV (HERA) oder 40 GeV (LEP) Energie. Darüberhinaus existieren Polarimeter zur Messung der longitudinalen Strahlpolarisation an den Beschleunigern AmPS und SLAC . Da zur Bestimmung der longitudinalen Polarisationskomponente keine ortsauflösende Detektion der gestreuten Photonen benötigt wird, werden hier nur die Polarimeter zur Messung der transversalen Polarisation zum Vergleich herangezogen.

Alle Polarimeter verwenden zur Compton-Streuung Laserlicht im Grünen, sei es aus einem frequenzverdoppelten Festkörperlaser oder einem Argon-Ionen–Laser. Ein anderes Konzept wird am Beschleuniger CEBAF verfolgt, wo die Compton-Streuung *intra-cavity* erfolgen soll [30]. Dabei kreuzt der Elektronenstrahl den Laserstrahl innerhalb einer Resonatoranordnung zweier Spiegel. Wird ein Laserstrahl passender Frequenz in diese Anordnung eingestrahlt, so beträgt die Laserleistung im Resonator ein Vielfaches (geplant ist ein Faktor 3000) von der des externen Strahls. Verbunden damit ist dann eine entsprechend höherer Rate gestreuter Photonen. Wegen der hohen Anforderungen an die Stabilität des Resonators und der Laserfrequenz wurde dieses Konzept bei der Realisierung an ELSA nicht verfolgt.

Der wesentliche Unterschied zu den Polarimetern an HERA und LEP besteht in der deutlich höheren Elektronenenergie und der damit verbundenen höheren Photonenenergie K_i^* im Ruhesystem des Elektrons vor dem Stoß (Gleichung 3.15). Daraus resultiert eine größere Tiefe der ϕ–Modulation des Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung (Gleichung 3.12), die sich in einer höheren integralen Asymmetrie und größeren Verschiebungen des Profilschwerpunkts äußert. So hat der Strahl gestreuter Photonen am Ort des Detektors an HERA (65 Meter entfernt vom Wechselwirkungspunkt) eine Größe von etwa einem Millimeter (Standardabweichung), während die Verschiebung des Profilschwerpunkts für $S_3 \cdot P_Z = 1$ etwa $150 \mu m$ beträgt [1]. Bei LEP beträgt die integrale Asymmetrie im Profil der gestreuten Photonen über 11 % bei vollständiger Strahlpolarisation [46]. Durch die größeren Analysierstärken der Polarimeter sind für einen gleich großen statistischen Fehler bei der Messung mehr als zwei Größenordnungen weniger gestreute Photonen zu detektieren als beim Polarimeter an ELSA .

Kapitel 5

Die Präparation des Laserstrahls

Da das Compton–Polarimeter integraler Bestandteil der Beschleunigeranlage ELSA und ständig meßbereit sein soll, war ein Ziel der Realisierung, einen zuverlässigen, langlebigen, bedienungs- und wartungsfreundlichen Aufbau zu schaffen. Dazu dient, daß sich empfindliche und wartungsintensive optische Komponenten zur Präparation des Laserstrahls nicht in unmittelbarer Nähe des ELSA -Rings im Beschleunigertunnel befinden, sondern in einem eigens eingerichteten Laserraum im Erdgeschoß des Institutsgebäudes. Dort sind diese Komponenten staubgeschützt, bei stabiler Temperatur und jederzeit zugänglich untergebracht.

Wie in Abschnitt 4.1.2 dargestellt soll die Wechselwirkung zwischen dem Elektronen- und dem Laserstrahl im Quadrupol D25 des ELSA –Ringes erfolgen. Die Einstrahlung des Laserstrahls in das Vakuumsystem des Beschleunigers kann in einer Entfernung von etwa 15 Metern von diesem Punkt im Bereich der Schleuse zwischen dem ELSA –Tunnel und dem ELAN–Experimentierplatz erfolgen.

Die Präparation des Laserstrahls hinsichtlich seines Durchmessers und der Polarisation vor der Einstrahlung in das ELSA -Vakuum erfolgt auf zwei optischen Tischen :

1. Auf dem ersten, schwingungsisolierten optischen Tisch im Laserraum befinden sich im wesentlichen die wartungsintensiven Komponenten wie der Argon-Ionen–Laser als Quelle des Photonenstrahls und eine Pockels-Zelle zur Manipulation des Polarisationszustands des Laserlichts.

2. Unmittelbar vor der Einstrahlung in das ELSA -Vakuum befindet sich im Bereich der Ring-Schleuse ein zweiter optischer Tisch, auf dem ein Teleskop den Laserstrahl auf den Wechselwirkungspunkt in ELSA fokussiert.

Diese Anordnung wirft die Frage nach dem Strahltransport vom Laserraum zum optischen Tisch im Bereich der ELSA -Schleuse auf. Die dabei zu überbrückende Entfernung beträgt etwa 30 Meter. Das Problem wurde durch eine Spiegelstrecke über fünf Spiegel gelöst. Abbildung 5.1 stellt eine Aufsicht auf einen Teil der Beschleunigeranlage dar, auf der die Lage des Laserraums, des zweiten optischen Tisches und der Spiegel der Transportstrecke zu sehen ist.

Das Prinzip des Compton–Polarimeters macht es notwendig, den Grad der Zirkularpolarisation des Laserlichts zu kennen, um aus dem Profil der gestreuten Photonen den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls extrahieren zu können. Daher ist eine ständige Messung der Laserstrahlpolarisation vorgesehen. Diese Messung erfolgt am Laserstrahl, nachdem er das Vakuumsystem des Beschleunigers hinter der Wechselwirkungszone verläßt.

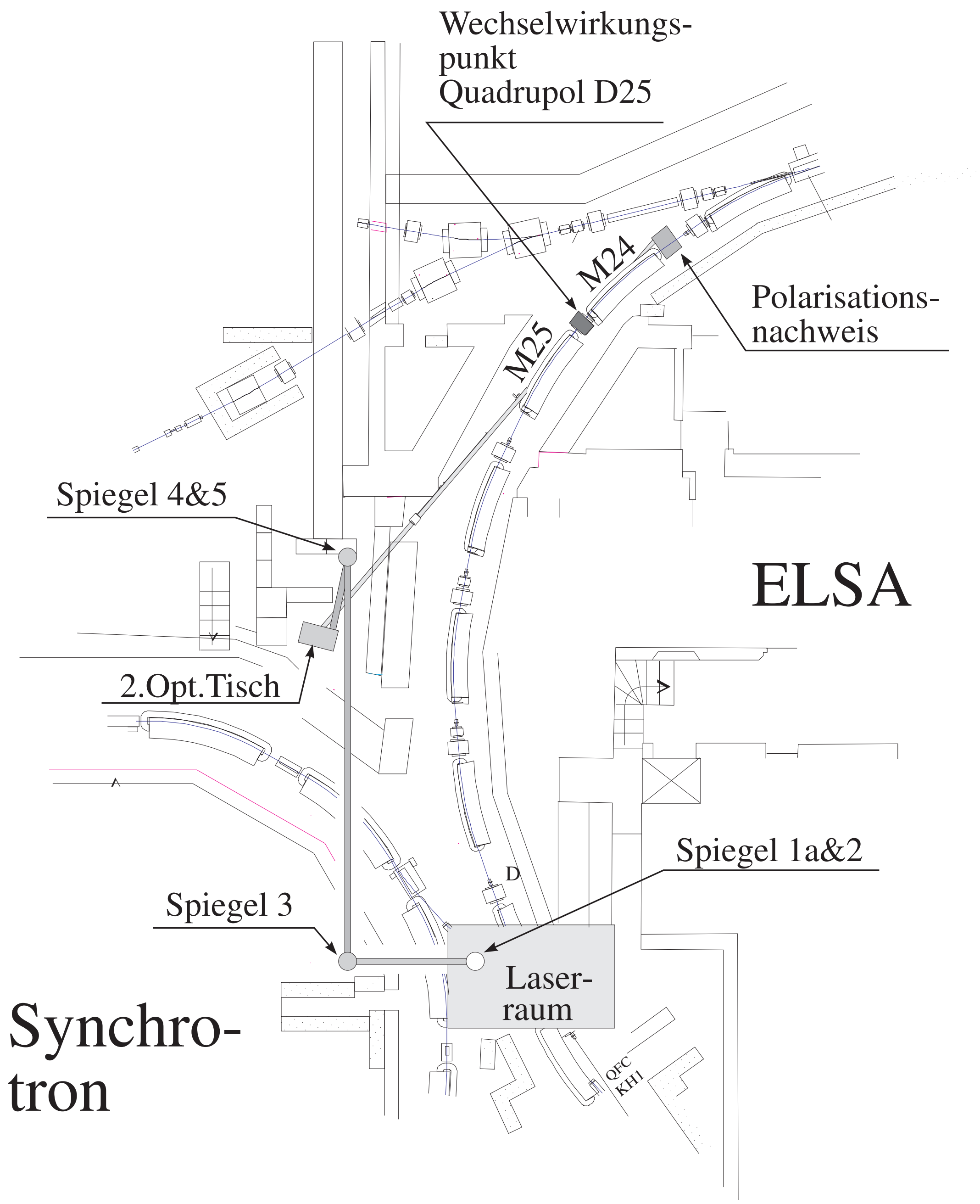

Abbildung 5.1: Die Führung des Laserstrahls vom Laserraum über fünf Spiegel zum zweiten optischen Tisch im Bereich der Schleuse zu Elsa. Dort tritt der Strahl in ein Vakuumrohr ein und wird zum Wechselwirkungspunkt im Quadrupol D25 gespiegelt.

Die folgenden Abschnitte dieses Kapitels behandeln im Detail den verwendeten Argon-Ionen–Laser, die Aufbauten zur Polarisationsmessung und -manipulation und schließlich die Optik des Strahltransports vom Laserraum zum Wechselwirkungspunkt.

5.1 Der Argon–Ionen–Laser

Edelgas–Ionen–Laser zählen zu den Lasern mit den höchsten Ausgangsleistungen bei Wellenlängen im sichtbaren Bereich und kontinuierlichem Strahl. Das laseraktive Medium sind Edelgas-Atome, die durch Elektronenstöße in einer Gasentladung ionisiert werden. Durch einen planparallelen und einen gewölbten Spiegel ergibt sich ein stabiler halbsymmetrischer Resonator, in dem ggf. Elemente zur Selektion der Wellenlänge und des transversalen Modes eingebaut werden.

Kommerziell erhältliche Edelgas-Ionen–Laser höchster Ausgangsleistung bei zugleich kleinster Wellenlänge verwenden Argon als laseraktives Medium. Für das Compton–Polarimeter an ELSA wurde ein solcher Laser beschafft [1]. Im folgenden werden die für das Polarimeter relevanten Aspekte dieses Lasers, nämlich Wellenlänge, Leistung, transversales Strahlprofil und Polarisation des Lichts, dargestellt.

Wie bei allen Edelgas-Ionen–Lasern steht eine Vielzahl an möglichen Wellenlängen mit verschiedenen Ausgangsleistungen zur Verfügung. Eine Auswahl der möglichen Wellenlängen λ mit den vom Hersteller spezifizierten Leistungen P_λ zeigt die folgende Tabelle [8] :

Wellenlänge $\lambda\,/\,nm$	Leistung $P_\lambda\,/\,W$
351	1.8
476.5	3.0
488	8.0
514.5	10.0

Da die Analysierstärke des Polarimeters proportional der Energie der eingestrahlten Photonen ist, erhält man die kleinsten Meßzeiten durch Minimierung des Quotienten $\frac{\lambda^2}{N} \propto \frac{\lambda}{P_\lambda}$ (vgl. Gleichung 4.8). Danach führt die Verwendung des Argon-Ionen–Lasers bei der Wellenlänge von 514.5 nm zu den geringsten Meßzeiten.

Zur Wellenlängenselektion wird ein Prisma vor dem hochreflektierenden, planparallelen Spiegel verwendet (vgl. Abbildung 5.2). Dadurch erhält man einen Resonator, der nur für jeweils eine Wellenlänge stabil ist. Die notwendigen Justierungen der Spiegel bei Wahl einer Wellenlänge und zur Optimierung der Ausgangsleistung werden vom Laser vollautomatisch vorgenommen.

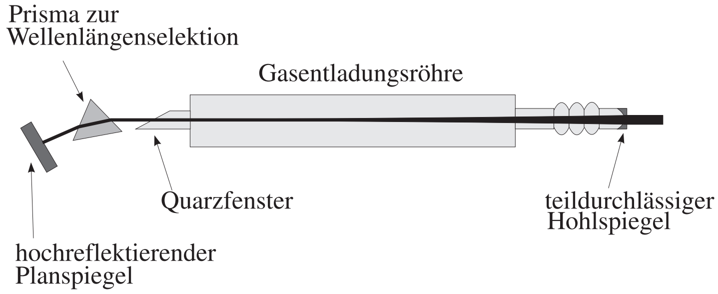

Abbildung 5.2: Die Resonatorkonfiguration des verwendeten Argon-Ionen–Lasers.

Zur Erzeugung eines reinen TEM_{00}-Modes ist eine Blende variablen Durchmessers im Resonator vorhanden. Durch Verkleinerung der Blendenöffnung werden die Verluste für höhere trans-

[1] Modell *Innova Sabre 25 TSM* der Firma *Coherent*

versale Moden vergrößert, bis schließlich nur ein Strahl in der TEM$_{00}$-Mode, als Strahl mit dem kleinsten Durchmesser, anschwingt. Die Wahl kleinerer Blendenöffnungen ist mit einem Verlust an Ausgangsleistung verbunden. Das Lasersystem wählt automatisch die größte Blendenöffnung, die einen Strahl mit einem M^2-Faktor von kleiner als 1.2 ergibt [2] (vgl. Anhang A zur Definition des M^2–Faktors). Ob die Verwendung größerer Blendendurchmesser, verbunden mit einer höheren Gesamtleistung aber divergenterem Strahl, sinnvoll ist, kann nur bei Betrieb des Compton–Polarimeters experimentell geklärt werden [3].

Nach Angaben des Herstellers emittiert der Laser bei Wahl der TEM$_{00}$- Blende einen Strahl, dessen Taille in einer Entfernung von 2.5 m zum Laserinneren des Auskoppelspiegels liegt und dort einen Durchmesser von $2\,w_0 = 2.0\,mm$ hat. Die Rayleigh-Länge, innerhalb derer der Strahl als parallel angesehen werden kann, beträgt damit $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \approx 6\,m$.

Die Polarisation des emittierten Laserlichts wird durch das Quarzfenster definiert, das im Laserresonator die Entladungsröhre abschließt. Dieses Fenster ist, um Reflexionsverluste zu minimieren, unter dem Brewster-Winkel vertikal gegen die Strahlrichtung geneigt. Dadurch ist der Zustand vertikaler Linearpolarisation des Laserlichts derjenige mit den geringsten Verlusten und wird daher anschwingen. Nach Angaben des Herstellers beträgt der Polarisationsgrad $S_1 = 0.99$; der Laserstrahl ist also nahezu vollständig linear polarisiert.

5.2 Polarisation des Laserlichts

Der Betrieb des Compton–Polarimeters setzt die Verwendung zirkular polarisierten Lichts voraus. Der Polarisationszustand des vom Laser emittierten Lichts muß also geeignet modifiziert werden. Die folgenden Abschnitte beschreiben zunächst die Bestimmung des Grades der Zirkularpolarisation eines Lichtstrahls, danach den verwendeten Aufbau zur Erzeugung der Zirkularpolarisation.

5.2.1 Messung des Polarisationsgrades

Allgemeiner Polarisationsanalysator

Einen allgemeinen Polarisationsanalysator zur Bestimmung der Stokes-Parameter eines Lichtstrahls [4] erhält man aus der Kombination einer $\frac{\lambda}{4}$-Platte und eines Linearpolarisators [10]. Der Zustand dieses Analysators kann durch zwei Winkel beschrieben werden:

1. Dem Winkel α zwischen einer ausgezeichneten Raumrichtung (der Vertikalen) und der „schnellen“ Achse der $\frac{\lambda}{4}$–Platte, d.h. der Achse, in der der ordentliche Strahl polarisiert ist, und

2. dem Winkel β zwischen der schnellen Achse der $\frac{\lambda}{4}$–Platte und der Durchlaßrichtung des Linearpolarisators.

Zu jedem vollständig polarisierten Lichtstrahl können Werte für α und β gefunden werden, für die die Transmission durch den Analysator maximal wird. So führt zum Beispiel bei rechtszirkular polarisiertem Licht eine Einstellung von beliebigem α und $\beta = 45°$ zu maximaler Transmission, eine Einstellung von $\beta = -45°$ zu minimaler Transmission.

[2] Dieser M^2-Wert wurde mit einem kommerziellen Gerät (*ModeMaster* der Firma *Coherent*) überprüft.

[3] Es entsteht dann eine Überlagerung des TEM$_{01}$- und des TEM$_{10}$- Modes (vgl. [52]) mit einem Intensitätsminimum im Zentrum (sog. *Donut-Mode*).

[4] Die Darstellung geht von einem vollständig polarisierten Strahl aus, ist aber auch für partielle Polarisation zu verallgemeinern.

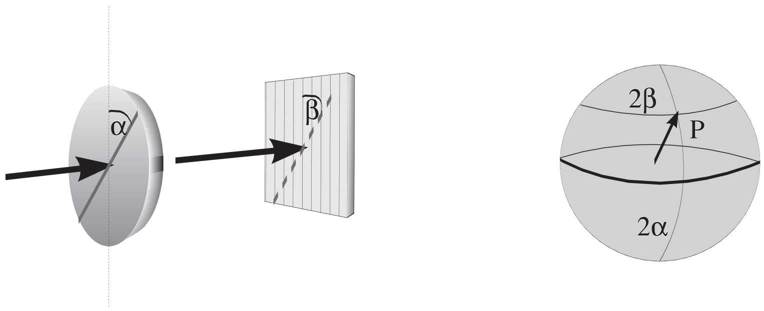

Abbildung 5.3: Ein allgemeiner Polarisationsanalysator. Die Einstellung des Analysators wird durch einen Punkt auf der Poincaré–Kugel repräsentiert.

Faßt man 2α und 2β als Längen- und Breitengrad auf der Einheitskugel (Poincaré–Kugel [28]) auf, so wird die Polarisation eines Lichtstrahls eindeutig durch den Punkt auf der Oberfläche der Kugel charakterisiert, für den die Transmission durch den Analysator maximal wird. $\vec{P}$ bezeichne einen Vektor vom Ursprung der Einheitskugel zu diesem Punkt auf der Oberfläche der Kugel. Die kartesischen Komponenten von $\vec{P}$ sind die Stokes-Parameter, die die Polarisation des Strahls charakterisieren.

Eine andere Einstellung des Analysators werde charakterisiert durch einen Vektor $\vec{Q}$ vom Ursprung zu einem anderen Punkt der Einheitskugel. Die Transmission des Lichtstrahls durch den Analysator ist dann gegeben durch $T = \frac{1}{2}(1 + \vec{P} \cdot \vec{Q})$

Bestimmung des Stokes-Parameters S_3

Nach der Konstruktion der Poincaré-Kugel gilt: rechtszirkular polarisiertes Licht wird durch einen Punkt am oberen Pol ($2\beta = 90°$) der Kugel repräsentiert, linkszirkular polarisiertes Licht durch einen Punkt am unteren Pol ($2\beta = -90°$). Der Stokes-Parameter S_3 eines Lichtstrahls kann aus der Transmission T_+ durch einen Analysator $\vec{Q}_+$ mit $\beta = 45°$ bestimmt werden: $S_3 = \vec{P} \cdot \vec{Q}_+ = 2T_+ - 1$. Dabei gilt $T_+ = \frac{\mathcal{I}_+}{\mathcal{I}_0}$, wobei die transmittierte Intensität als $\mathcal{I}_+$ und die Gesamtintensität als $\mathcal{I}_0$ bezeichnet werden.

Wird als $\mathcal{I}_-$ die durch eine Analysator mit $\beta = -45°$ transmittierte Intensität bezeichnet, so gilt:

$$S_3 = \frac{\mathcal{I}_+ - \mathcal{I}_-}{\mathcal{I}_+ + \mathcal{I}_-} \tag{5.1}$$

und $\mathcal{I}_0 = \mathcal{I}_+ + \mathcal{I}_-$.

Realisierung des Polarisationsanalysators

Ein Polarisationsanalysator zur gleichzeitigen Bestimmung von $\mathcal{I}_+$ und $\mathcal{I}_-$ wurde für die Verwendung am Compton–Polarimeter aufgebaut. Er besteht aus einer $\frac{\lambda}{4}$–Platte für die Wellenlänge $514.5\,nm$ und einem polarisierenden *Glan–Thompson*–Strahlteilerwürfel. Der Strahlteiler besteht aus zwei doppelbrechenden Prismen und spaltet den einfallenden Strahl in den ordentlichen und außerordentlichen Anteil räumlich auf. Sowohl die Verzögerungsplatte wie auch der Strahlteilerwürfel sind für eine Wellenlänge von $514.5\,nm$ antireflexbeschichtet und weisen eine Transmission von mehr als 99% auf.

Der Winkel β zwischen der schnellen Achse der $\frac{\lambda}{4}$-Platte und der Durchlaßrichtung des Strahlteilerwürfels ist dabei fest eingestellt auf $(45 \pm 0.5)^\circ$. Der vom Strahlteilerwürfel nicht durchgelassene Strahlanteil wird senkrecht zur Seite reflektiert. Der transmittierte und reflektierte Strahl fallen jeweils auf eine Photodiode zur Messung der Strahlintensität. Die dabei verwendete Diode ist vom gleichen Typ,wie die im folgenden Kapitel beschriebene Photodiode, die zur Messung der Laserstrahllage dient. Die Intensität des transmittierten Strahlanteils ist die oben definierte Größe $\mathcal{I}_-$, die Intensität des reflektierten Strahlanteils ist $\mathcal{I}_+$.

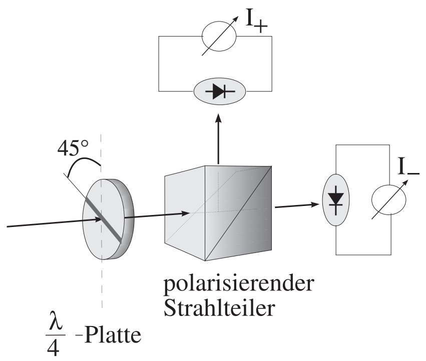

Abbildung 5.4: Der Aufbau des Polarisationsanalysators .

Der Meßfehler bei der Bestimmung des Stokes-Parameters S_3 ist dominiert vom unvollständigen Teilungsverhalten des Strahlteilerwürfels. Sein Löschungsverhältnis beträgt laut Angaben des Herstellers 100 : 1. Damit kann der Fehler in der Messung des Stokes-Parameters zu 2% angenommen werden.

5.2.2 Erzeugung zirkular polarisierten Laserlichts

Der Betrieb des Compton–Polarimeters setzt die Verwendung zirkular polarisierten Lichts voraus, dessen Polarisationsrichtung periodisch geändert werden kann. Ziel bei der Realisierung war es, dieses Umschalten der Polarisationsrichtung mit Schaltzeiten im Bereich von maximal einigen Millisekunden zu ermöglichen, um die Totzeiten im Meßbetrieb zu minimieren. Diese Forderung schließt die Verwendung von $\frac{\lambda}{4}$–Platten aus, da hier ein Umschalten der Polarisationsrichtung nur mechanisch durch Neujustieren der Platte möglich ist.

Geeignete Instrumente zur schnellen Modulation der Polarisation eines Laserstrahls nutzen den elektro-optischen Effekt aus. Dieser besteht darin, daß die Differenz der Brechungsindizes des ordentlichen und außerordentlichen Strahls in einem Kristall von der Größe eines äußeren elektrischen Feldes abhängt. Bei unsymmetrischen Kristalltypen kann diese Abhängigkeit linear sein [5]: $\Delta n := n_o - n_e \propto E$ (Pockels–Effekt). Dies ist zum Beispiel bei Kaliumdihydrogenphosphat (KH_2PO_4, KDP) und seiner hochdeuterierten Variante KD_2PO_4 ($KD^\star P$) der Fall, die für technische Anwendungen eingesetzt werden. Nach ihrem Durchtritt durch eine Pockelszelle haben der ordentliche Strahl (polarisiert in Richtung x in Abbildung 5.5) und der außerordentliche Strahl (polarisiert in Richtung y) eine unterschiedlich große Phasenverzögerung ϵ_o bzw. ϵ_e erfahren, so daß der Polarisationszustand des transmittierten Strahls modifiziert ist. Ein wesentlicher Parameter einer Pockelszelle ist die Spannung,

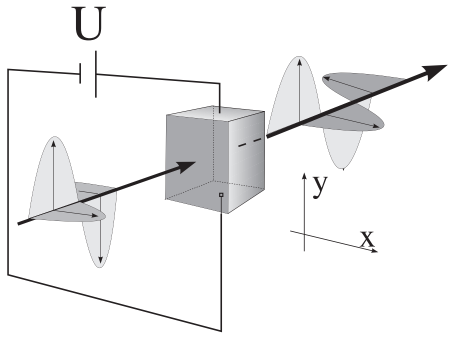

Abbildung 5.5: Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$ zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl beim Durchgang durch eine Pockelszelle.

[5] Bei allen, auch isotropen Kristallen tritt eine quadratische Abhängigkeit der Brechungsindexdifferenz von der Feldstärke auf (Kerr–Effekt). Hingegen tritt der Pockels–Effekt nicht bei allen unsymmetrischen Kristalltypen auf. Die benötigten Spannungen beim Kerr–Effekt sind i.d.R. höher als die beim Pockels–Effekt.

die benötigt wird, um eine Phasendifferenz von $\epsilon := \epsilon_o - \epsilon_e = \pi$ zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl zu erhalten. Diese Spannung wird als $\frac{\lambda}{2}$–Spannung der Pockels–Zelle bezeichnet.

Für die Verwendung beim Compton–Polarimeter wurde eine sog. transversale Pockels–Zelle beschafft [6] , bei der elektrisches Feld und Laserstrahlrichtung senkrecht aufeinander stehen (Abbildung 5.5). Da in dieser Anordnung die $\frac{\lambda}{2}$–Spannung proportional zum Verhältnis aus Breite und Länge des verwendeten Kristalles ist, kann durch geeignete Dimensionierung der Zelle eine $\frac{\lambda}{2}$–Spannung im Bereich von 200 bis 300 Volt realisiert werden, im Gegensatz zu Spannungen im kV–Bereich bei Pockels-Zellen anderer Geometrie (longitudinale Zelle).

Bei der transversalen Pockels–Zelle ist der Kristall auch doppelbrechend, wenn keine Spannung anliegt. Zur Kompensation sind in der verwendeten Zelle vier Kristalle so eingebaut, daß im spannungslosen Zustand keine Doppelbrechung auftritt. Das Schalten der Polarisation zwischen links- und rechtszirkular erfordert eine ständig anliegende Offset–Spannung, der eine Pulsspannung überlagert wird. Die Offset–Spannung ist so zu wählen, daß aus dem linear polarisierten Licht zirkular polarisiertes entsteht. Das Zuschalten der Pulsspannung vom Betrag der $\frac{\lambda}{2}$-Spannung invertiert die Polarisationsrichtung.

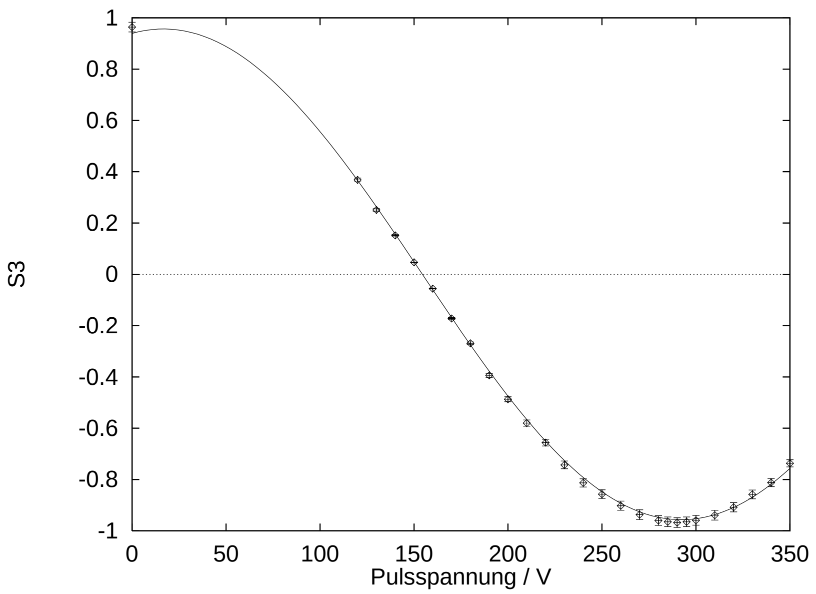

Abbildung 5.6: Die Abhängigkeit des Grades der Zirkularpolarisation von der Pulsspannung der Pockels-Zelle. Die durchgezogene Linie ist eine an die Meßpunkte angepaßte Sinuskurve.

Abbildung 5.6 zeigt die Abhängigkeit des Stokes-Parameters S_3 des Laserstrahls nach Transmission durch die Pockels–Zelle in Abhängigkeit von der Pulsspannung (bei konstanter Offset-Spannung) an der Zelle. Die Meßwerte wurden mit dem in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Analysator aufgenommen, die eingezeichneten Fehler entsprechen dem dort diskutierten Meßfehler des Aufbaus. Das zur Ansteuerung der Pockels-Zelle eingesetzte Netzgerät [7] konnte Pulsspannungen im Bereich $(120—350)\,V$ liefern.

[6] Typ LM0202 der Firma *Gsänger.*
[7] Typ LIV8 der Firma *Gsänger.*

Der Verlauf der Meßwerte kann durch eine Sinuskurve (Amplitude 0.96,$\frac{\lambda}{2}$-Spannung 275 Volt) beschrieben werden, in Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung $S_3 \propto \sin\epsilon \propto \sin U$ (vgl. z.B. [18]). Damit kann die Linearpolarisation von $S_1 \approx 0.99$ des vom Laser emittierten Strahls durch die Pockels-Zelle nahezu vollständig in eine zirkulare Polarisation umgewandelt werden. Da die Zelle nach Herstellerangaben ein Löschungsverhältnis von 0.996 besitzt [8] , kann als Maximalwert von S_3 nach der Zelle $0.996 \cdot 0.99 = 0.986$ angenommen werden. Die Diskrepanz zwischen dem experimentell ermittelten und diesem Maximalwert wird auf eine ungenaue Justierung der Pockels-Zelle relativ zum Laserstrahl zurückgeführt.

Die Pockels–Zelle ist in einem Abstand von 40 cm hinter dem Ausgang des Argon–Ionen–Lasers aufgebaut und liegt damit vollständig innerhalb einer Rayleigh–Länge Abstand von der Strahltaille. Der Laserstrahl kann daher als parallel innerhalb der Zelle angesehen werden. Die Pockels-Zelle hat eine quadratische Öffnung der Größe $(5 \cdot 5)mm^2$ und transmittiert etwa 90 % der einfallenden Leistung.

5.3 Transport des Laserstrahls

5.3.1 Prinzip des Strahltransports

Für den Transport des Laserstrahls vom Laserraum bis zum zweiten optischen Tisch in der ELSA-Schleuse stehen prinzipiell zwei Möglichkeiten zur Auswahl : Der Transport durch eine Glasfaser oder der über eine Spiegelstrecke.

Die Verwendung einer Glasfaser zum Strahltransport führt zu einem deutlichen Verlust an Laserleistung auf dem Transportweg:

- Beim Einsatz nicht-polarisationserhaltender Glasfasern ist eine Nachpolarisierung des Laserstrahls notwendig; der Leistungsverlust beträgt damit 50 %.

- Polarisationserhaltende Glasfasern haben einen Kerndurchmesser von etwa $5\mu m$. Die Einkopplung eines Laserstrahls von mehr als einigen Watt in die Glasfaser ist in der Praxis aufgrund der hohen Leistungsdichten am Faserbeginn nicht stabil möglich; die Transmission liegt in der Größenordnung von (1—10)%.

Um diesen Leistungsverlust zu vermeiden, wurde die zweite Möglichkeit, ein Tranport des Laserstrahls unter Verwendung mehrerer Spiegel, realisiert. Die eingesetzten Spiegel sind Glassubstrate mit einem System aus aufgedampften dielektrischen Schichten; sie sind Metallspiegeln in Bezug auf Reflektivität, Polarisationserhaltung und Leistungsbeständigkeit überlegen. Bei den hier verwendeten Spiegeln [9] beträgt die Reflektivität für die Wellenlängen $488\,nm$ und $514.5\,nm$ mehr als 99.5 %, sowohl für s– als auch für p–polarisiertes Licht [10] , sofern die Einfallswinkel bei $(45 \pm 5)^\circ$ liegen. Die Verluste an Laserleistung auf dem Transportweg liegen damit bei nur einigen Prozent.

[8] Mit Löschungsverhältnis wird der Maximalwert von S_3 bezeichnet, den ein Lichtstrahl nach Transmission durch die Zelle aufweisen kann, der mit $S_1 = 1.0$ in die Pockels-Zelle eintritt.

[9] Hersteller: *Laser Components*, Beschichtung HR488-514/45, rundes BK7-Substrat PW1025C mit einem Zoll Durchmesser

[10] Als p– bzw. s–polarisiertes Licht wird in der bzw. senkrecht zur Reflexionsebene linear polarisiertes Licht bezeichnet.

5.3.2 Der Transportweg

Der Laserraum befindet sich im Erdgeschoß des Institutsgebäudes oberhalb des Transferkanals vom Synchrotron zu ELSA . Der Laserstrahl wird von einem optischen Tisch im Laserraum durch einen seitlich am Tisch angebrachten Spiegel (Spiegel 1a,Abbildung 5.7) senkrecht nach unten reflektiert und tritt durch ein Loch im Boden in die Beschleunigerhalle ein.

In der Beschleunigerhalle verläuft der Strahl von Spiegel 2 bis Spiegel 4 horizontal und wird von Spiegel 4 vertikal in den Schleusenbereich gespiegelt. Die Strahlführung in diesem Bereich mußte so ausgelegt werden, damit jede Überschneidung mit dem Arbeitsbereich eines Transportkrans in der Halle vermieden wurde. Spiegel 5 reflektiert den Laserstrahl zum zweiten optischen Tisch. Die Entfernungen zwischen den einzelnen Spiegeln sind der Tabelle 5.1 zu entnehmen.

Hinter Spiegel 1a bis vor Spiegel 6 verläuft der Laserstrahl aus Gründen des Laserschutzes in einem Aluminiumrohr. Ein- und Austrittsfenster dieses Rohres sind entspiegelt, um Reflexionsverluste in Höhe von etwa 4 % pro Grenzfläche zu vermeiden.

Der zweite optische Tisch mit den Spiegeln 6 und 7 ist unter der Betondecke der Schleuse zum ELSA –Ring angebracht. Von dort wird der Laserstrahl durch ein Sichtfenster in eine Vakuumapparatur eingestrahlt, die direkte Verbindung zu den Kammern des ELSA –Ringes hat. Ein Spiegel im Vakuum reflektiert den Strahl dann zum Wechselwirkungspunkt mit den Elektronen im Quadrupol D25.

Nach dem Wechselwirkungsbereich verläßt der Laserstrahl das Vakuumsystem des ELSA –Ringes und wird von Spiegel 7 zum Polarisationsnachweis reflektiert.

5.3.3 Die Strahloptik

Ohne den Einsatz fokussierender Elemente im Strahltransportweg hätte der Laserstrahl am Ende des Weges einen Radius w von mehr als $5\,mm$. Um den damit erforderlichen Einsatz größerer Spiegel und aufwendigerer Mechanik zu vermeiden, wird der Laserstrahl auf dem optischen Tisch im Laserraum durch ein Teleskop aufgeweitet. Dadurch kann der Strahlradius entlang des Transportweges auf etwa $2\,mm$ begrenzt werden. Das Teleskop besteht aus einer bikonkaven Linse ($f = -300$ mm) und einer bikonvexen Linse ($f = 500$ mm) im Abstand von etwa 220 mm (vgl. Abbildung 5.7).

Auf dem zweiten optischen Tisch wird der Laserstrahl durch ein Teleskop des gleichen Typs auf den Wechselwirkungspunkt in ELSA fokussiert.

Die Strahlengänge auf den optischen Tischen im Laserraum und in der Schleuse zum ELSA -Ring sind in den Abbildungen 5.7 und 5.8 dargestellt. In den Abbildungen sind diejenigen Spiegel nicht eingezeichnet, die zu einer reinen manuellen Justierung des Strahlengangs dienen. Auf die Funktion der eingezeichneten und numerierten Spiegel wird im nächsten Kapitel eingegangen.

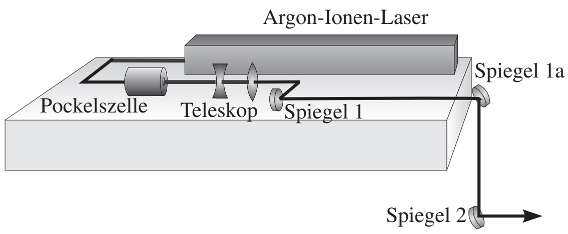

Abbildung 5.7: Strahlengang auf dem optischen Tisch im Laserraum.

Die Tabelle 5.1 gibt die Koordinaten z wesentlicher optischer Elemente im Strahlengang an (gerechnet entlang des Strahls von der Lage der Strahltaille ausgehend) sowie den Radius $w(z)$ des Laserstrahls auf diesen Elementen. Die Strahlfleckradien wurden unter der Annahme eines idealen Gaußschen TEM_{00}-Modes unter Verwendung idealer dünner Linsen errechnet. Zusätzlich gibt die Tabelle Aufschluß über die Abhängigkeit der Fleckradien von der Einstellung der Teleskope. Daraus ergibt sich, daß die Fleckradien nur schwach abhängig von der Einstellung in Teleskop 1 sind : Bei einer Variation des Linsenabstands um $5\,mm$ ergibt sich eine Änderung der Fleckradien von nur $0.5\,mm$. Bei einer Variation von Teleskop 2 läßt sich der Strahldurchmesser im Wechselwirkungspunkt um etwa einen Millimeter ändern.

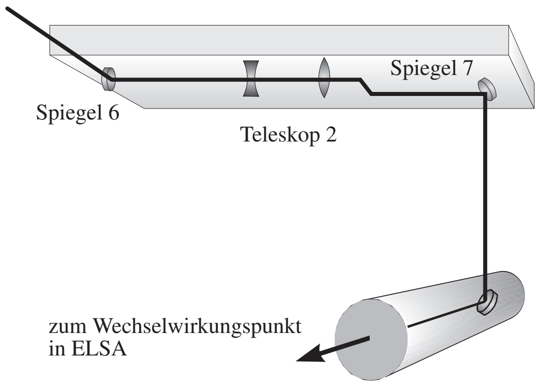

Abbildung 5.8: Strahlengang auf dem zweiten optischen Tisch in der Schleuse zum ELSA –Ring.

In das Aluminiumrohr zwischen Spiegel 1a und Spiegel 5 wurden zur Streulichtabschirmung Blenden des Durchmesser 15 mm eingesetzt. Diese Blenden sind die Öffnungen kleinsten Durchmessers im gesamten Strahltransportweg. Da der Radius des Laserstrahls entlang des Strahltransports zum zweiten optischen Tisch maximal $2.5\,mm$ beträgt, ist das konservative Kriterium erfüllt, nach dem jeder Blendendurchmesser mindestens das 4.6-fache des Strahlfleckradius betragen soll (siehe Anhang A). Damit wird sowohl eine Transmission von mehr als 99 % der Leistung durch jede Blende als auch ein vernachlässigbarer Einfluß der Beugung an diesen Blenden gewährleistet. Um auch bei der Einspiegelung in das ELSA –Vakuum dieses konservative Kriterium zu erfüllen, ist dort der Einsatz eines Spiegels von wenigstens $30\,mm$ Durchmesser erforderlich.

Optisches Element	Koordinate z / m	$w(z)$ / mm	$\Delta\, w(z)$ bei Variation von l_1 um $\pm 5\, mm$ / mm	$\Delta\, w(z)$ bei Variation von l_2 um $\pm 5\, mm$ / mm
Argon-Ionen–Laser				
Strahltaille	0	1.0		
Auskoppelspiegel	2.5	1.08		
Pockels-Zelle				
Eintrttsfenster	2.9	1.11		
Austrittsfenster	3.035	1.11		
Teleskop 1				
Bikonkav-Linse	3.310	1.14		
Abstand $l_1 = 215\, mm$				
Bikonvex-Linse	3.525	1.97	± 0.02	
Spiegel 1	3.940	1.94	± 0.01	
Spiegel 1a	5.370	1.85	± 0.05	
Spiegel 2	7.370	1.74	± 0.13	
Spiegel 3	9.570	1.64	± 0.2	
Spiegel 4	24.870	1.85	± 0.4	
Spiegel 5	27.670	2.03	± 0.4	
Spiegel 6	30.570	2.25	± 0.3	
Teleskop 2				
Bikonkav–Linse	31.070	2.29	± 0.3	
Abstand $l_2 = 218\, mm$				
Bikonvex–Linse	31.288	3.98	± 0.5	± 0.04
Spiegel 7	31.500	3.93	± 0.5	± 0.05
Wechselwirkungs-punkt in ELSA	48.000	0.70	± 0.1	${}^{+0.8}_{-0.2}$
Spiegel 8	53.000	1.35	± 0.3	${}^{+1.5}_{-0.4}$

Tabelle 5.1: Die Lage wichtiger optischer Elemente im Strahlengang sowie der Strahlfleckradius auf diesen Elementen. In den Spalten vier und fünf ist die Änderung des Fleckradius auf den optischen Elementen aufgetragen, die sich bei Variation der Linsenabstände l_1 und l_2 in den Teleskopen 1 und 2 um jeweils $\pm 5\, mm$ ergibt.

Kapitel 6

Die Regelung der Laserstrahllage

Die im vorigen Kapitel dargestellte Spiegelstrecke vom Laserraum zum Wechselwirkungspunkt über eine Strecke von etwa 50 Meter ermöglicht einen polarisationserhaltenden Strahltransport bei geringen Verlusten an Laserleistung. Voraussetzung für den Betrieb des Compton–Polarimeters ist dann eine korrekte Justierung aller Spiegel des Transportweges und eine stabile Laserstrahllage im Wechselwirkungspunkt. Dejustierungen der Spiegel und Abweichungen des Laserstrahls von seiner Sollposition sind jedoch auf verschiedenen Zeitskalen mit unterschiedlichen Amplituden zu beobachten:

- Im Bereich einiger Monate führen Temperaturschwankungen der Größenordnung $10°C$ in der Experimentierhalle des Beschleunigers sowie Erschütterungen zu einer Dejustierung aller Spiegel des Transportweges, die im Bereich einiger Milliradian und darüber liegen kann. Dadurch erreicht der Laserstrahl ggf. nicht mehr den zweiten optischen Tisch in der ELSA -Schleuse.
- Während einiger Stunden Betrieb des Argon-Ionen–Lasers ändert der Laserstrahl seine Richtung im Raum im Bereich $\frac{1}{10}$mrad. Dies wird auf eine Erhöhung der Raumtemperatur im Laserraum durch den Betrieb des Lasers zurückgeführt, die einige Grad betragen kann. Dadurch ändert der Laserstrahl seine Lage im Wechselwirkungspunkt um mehrere Strahldurchmesser, eine Überlappung mit dem Elektronenstrahl findet ggf. nicht mehr statt.
- Das Eigenrauschen des Lasers sowie durch Schritte, Lärm, Maschinen oder Straßenverkehr angeregte Schwingungen von Gebäudeteilen führen zu einem Rauschen der Laserstrahllage. Erste Messungen lassen eine Schwankungsbreite (rms) des Laserstrahls am Wechselwirkungspunkt von etwa $500\mu m$ erwarten. Simulationsrechnungen zeigen, daß solche Lageänderungen eine Verschiebung des Schwerpunkts der gestreuten Photonen auf dem Detektor zur Folge haben, die mit ca. $30\mu m$ in der selben Größenordnung liegt, wie die zu messende auf Grund der Elektronenstrahlpolarisation.

Darüberhinaus wurde eine Abhängigkeit der Laserstrahllage von der Spannung beobachtet, die an der Pockels–Zelle anliegt[1]. Da hieraus systematische Fehler der Polarisationsmessung resultieren können, ist eine solche Strahllageänderung bei Umschalten der Strahlpolarisation so weit wie möglich zu vermeiden.

Um einen stabilen und wartungsfreien Betrieb des Compton–Polarimeters zu garantieren, war die Entwicklung eines Systems von Strahllagemonitoren und motorisierten Spiegeln notwendig. Dieses System soll zu Beginn jeder Meßperiode alle Spiegel der Transportstrecke justieren, d.h.

in ihre Sollposition zurückführen. Während der Messung des Compton–Polarimeters soll das System eine Regelung der Strahllage insbesondere auf zwei Lagemonitoren vor und hinter dem Wechselwirkungspunkt in ELSA durchführen. Dadurch wird eine Lagestabilisierung des Strahls im Wechselwirkungspunkt erreicht.

Die hierzu entwickelten Spiegelpositionierer erlauben zugleich die elektrische Verstellung eines Spiegels wie auch die Messung der Laserstrahllage auf diesem Spiegel. Jeder der im vorigen Kapitel erwähnten Spiegel 1 bis 8 des Strahltransportweges dient auf diese Weise zugleich als Lagemonitor wie auch als Stellglied zur Justierung und Regelung. Die Lagesensoren werden von einem VME–Rechner ausgelesen, der auch die Bewegung aller Spiegel steuert. Auf diesem Rechner sind Algorithmen zur Justierung der Spiegelstrecke und zur Regelung der Strahllage auf allen Spiegeln implementiert.

Die folgenden Abschnitte stellen die verwendeten Lagesensoren, die Spiegelmotorisierung, das Rechnersystem und die Ergebnisse der Strahllageregelung dar.

6.1 Messung der Laserstrahllage

Durch die dielektrischen Spiegel, die zum Transport des Laserstrahls eingesetzt werden, wird ein Bruchteil von 10^{-5} bis 10^{-4} der einfallenden Lichtleistung transmittiert, abhängig von der Polarisation des einfallenden Lichts. Das Maximum wird für s-polarisiertes, das Minimum für p-polarisiertes Licht eingenommen. Diese Werte gelten für eine Wellenlänge von $514.5\,nm$ und einen Einfallswinkel von $45°$.

Der transmittierte Strahlanteil wird zur Bestimmung der Laserstrahllage mit Hilfe einer Vier–Quadranten–Photodiode [1] verwendet. Dabei handelt es sich um eine Photodiode, deren runde sensitive Fläche in vier gleichgroße Quadranten segmentiert ist. Der Photostrom der vier Segmente gegenüber einem gemeinsamen Bezugspunkt kann einzeln gemessen werden. Die Diode liegt in 10 mm Abstand parallel zur reflektierenden Spiegeloberfläche und ist so versetzt, daß ein die Mitte des Spiegels treffender Strahl die Mitte der Photodiode trifft. Der Radius der gesamten Diode beträgt $R_{4Q} = 5\,mm$, die Breite der nicht sensitiven Fläche zwischen den Quadranten ist mit $10\,\mu m$ vernachlässigbar.

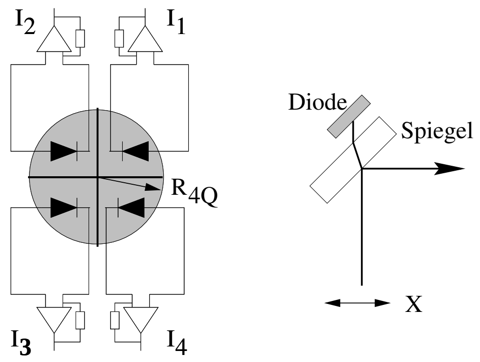

Abbildung 6.1: Die elektrische Beschaltung und geometrische Anordnung der Vier–Quadranten–Photodiode.

Bei der hier verwendeten Wellenlänge von $514.5\,nm$ beträgt die spektrale Empfindlichkeit der Diode etwa $0.15\frac{A}{W}$ [36]. Bei einem Lichteinfall von 10 Watt auf den Spiegel und einer Transmission von 10^{-4} ergibt sich so ein Photostrom von ca. $150\,\mu A$. Die Diode ist direkt auf einer Platine montiert, auf der Operationsverstärker in der in Abbildung 6.1 gezeigten Schaltung zur Wandlung des Photostroms in ein Spannungssignal untergebracht sind. Mit einem Rückkopplungswiderstand von $R = 10\,k\Omega$ ergeben sich Spannungspegel im Volt-Bereich.

[1] Typ SPOT-9DM1 der Firma *UDT*, Vertrieb *Laser 2000*

Durch Kombination der von den vier Quadranten gemessenen Intensitäten des Photostroms $I_1, ..., I_4$ läßt sich eine Information über die Lage des Strahls gewinnen:

$$X_{4Q} = R_{4Q} \cdot \frac{(I_1 + I_4) - (I_2 + I_3)}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \quad , \tag{6.1}$$

$$Y_{4Q} = R_{4Q} \cdot \frac{(I_1 + I_2) - (I_3 + I_4)}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \quad . \tag{6.2}$$

Da die Photodiode um 45° verkippt gegen die Einfallsrichtung des Laserstrahls steht, fällt auf die Diode ein elliptischer Strahl, der in der Ebene der Strahlumlenkung einen um den Faktor $\sqrt{2}$ größeren Radius aufweist als in der Ebene senkrecht dazu. Zusätzlich führt eine Strahlablage in der Ebene der Umlenkung zu einer um den Faktor $\sqrt{2}$ größeren Wanderung des Laserstrahls auf der Diode. Diese beiden Effekte kompensieren sich, so daß die Abhängigkeit des Meßwerts $X_{4Q}(x)$ von der tatsächlichen Strahlablage die gleiche ist wie die des Meßwerts $Y_{4Q}(y)$. Diese Abhängigkeiten $X_{4Q}(x)$ und $Y_{4Q}(y)$ zeigt Abbildung 6.2.

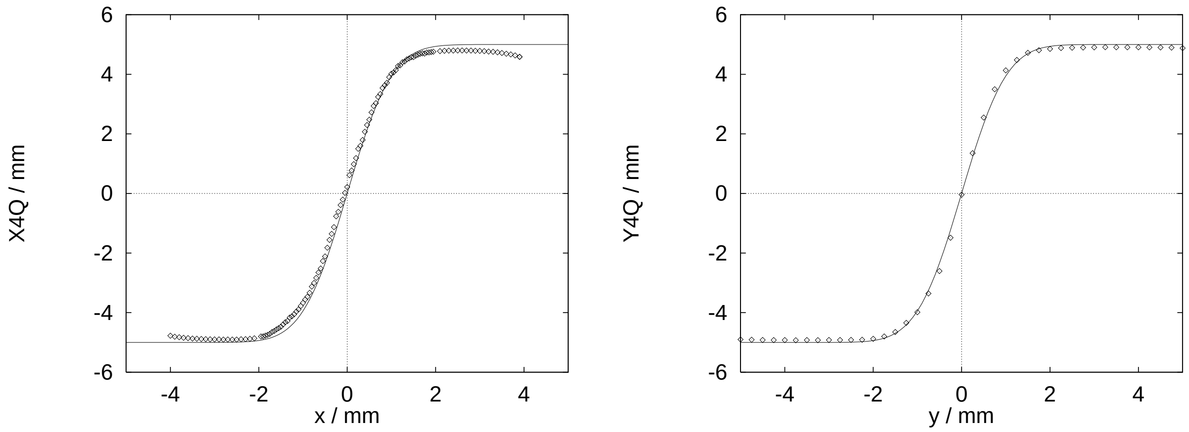

Abbildung 6.2: Positionsmessung mit der Vier-Quadranten–Photodiode. Die Messpunkte wurde an einem mit einem Teleskop aufgeweiteten Strahl aufgenommen, die Kurven sind berechnet für einen Strahlradius von w = 1.6 mm.

Die Meßwerte wurden mit einem Laserstrahl aufgenommen, der durch ein Teleskop ($f_1 = -300\,mm, f_2 = 500\,mm$, Abstand $(220 \pm 2)\,mm$) aufgeweitet wurde. Strahltransportrechnungen ergeben für diese Linsenkombination einen Strahldurchmesser von $w = (1.8 \pm 0.2)\,mm$ am Ort der Vier–Quadranten–Photodiode. Die durchgezogenen Kurven in Abbildung 6.2 sind das Ergebnis einer numerischen Integration eines TEM_{00}-Strahlprofils mit dem Radius $w = 1.6\,mm$ über die vier Quadranten der Diode. Das Ergebnis der numerischen Integration stimmt gut mit den Meßergebnissen überein.

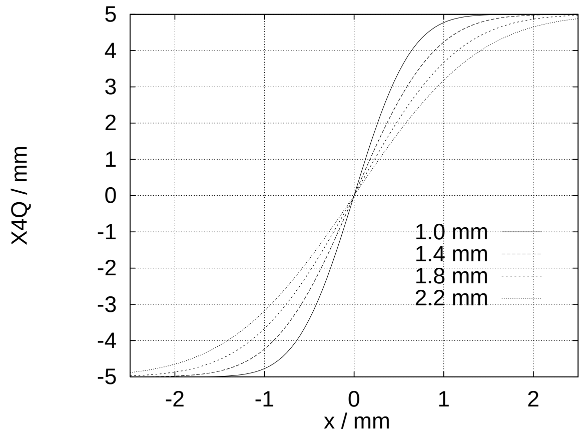

Abbildung 6.3: Die Eichkurve $X_{4Q}(x)$ für verschiedene Strahlradien w.

Der Verlauf der Eichkurve $X_{4Q}(x)$ ist von der Größe des einfallenden Strahls abhängig. Abbildung 6.3 zeigt den numerisch berechneten Verlauf der Eichkurve für verschiedene Strahlradien zwischen $1.0\,mm$ und $2.2\,mm$. Die Steigung der Eichkurve $\frac{\partial X_{4Q}}{\partial x}|_{x=0}$ im Nullpunkt variiert für die bei der Strahlführung auftretenden Strahlradien zwischen 2.5 und 4.0.

6.2 Die piezoelektrische Spiegelverstellung

6.2.1 Das Piezoelement

Der (inverse) piezoelektrische Effekt besteht in der Änderung der Ausdehnung eines Körpers bei Änderung der über dem Körper anliegenden elektrischen Spannung. Die Abhängigkeit der Längenänderung von der angelegten Spannung folgt einer Hysteresekurve wie sie Abbildung 6.4 zeigt [45]. Die maximale Auslenkung eines solchen Piezoelements wird zwischen den Spannungen U_A und U_B erreicht, bei kleineren Spannungen als U_A dehnt sich das Element wieder aus infolge einer Umpolarisierung des Materials. Die maximale Längenänderung eines piezoelektrischen Körpers ist neben Sättigungseffekten begrenzt durch die realisierbare elektrische Feldstärke und beträgt ca. 0.1 % für eine Feldstärke von $2\frac{kV}{mm}$.

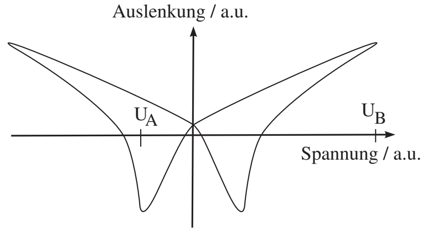

Abbildung 6.4: Die Auslenkung eines Piezoelements in Abhängigkeit von der angelegten Spannung

Der piezoelektrische Effekt tritt in der Natur bei polaren (ferroelektrischen) Kristallen auf. Technisch genutzt werden oft polykristalline Sinterkeramiken, da sie in jeder Form herstellbar sind. Eine typische Bauform eines Piezoelements ist der Piezostapel, bei dem eine Anzahl dünner piezoelektrischer Scheiben gestapelt und elektrisch parallel geschaltet sind. Dadurch wird die benötigte Spannung für eine Gesamtauslenkung des Stapels reduziert. Die hier verwendeten Piezoaktoren [2] beinhalten drei Piezostapel zu je 144 Keramikschichten der Dicke $110\,\mu m$. Jeder Stapel hat damit eine Länge von 16 mm und erreicht bei einer Spannung von 150 V eine Längenänderung von ca $20\,\mu m$.

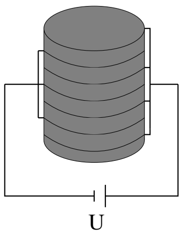

Abbildung 6.5: Aufbau des Piezostapels

Die drei Stapel sind an den Ecken eines rechtwinkligen gleichschenkligen Dreiecks der Kantenlänge $6\,mm$ angeordnet und tragen eine Deckplatte, die bei Auslenkung eines Piezostapels um etwa $4\,mrad$ gekippt werden kann.

6.2.2 Mechanischer Aufbau der Spiegelpositionierer

Da die im folgenden Abschnitt beschriebenen dynamischen Eigenschaften des Positionierers unter anderem von der Masse abhängen, die mit den Piezoelementen bewegt wird, wird hier kurz der mechanische Aufbau einer Spiegelhalterung beschrieben (Abbildung 6.6).

Der zu bewegende dielektrische Spiegel befindet sich zwischen zwei Blendenringen, die sicherstellen, daß kein Streulicht von der Seite oder am Rand des Spiegels entlang zur darunterliegenden Photodiode gelangt. In einer Fassung unter dem Spiegel befindet sich die Diodenplatine, auf der sich einerseits die Vier-Quadranten–Photodiode und andererseits die zur Vorverstärkung der Signale notwendige Elektronik in SMD-Technik befinden. Spannungsversorgung und Signalkabel

[2] PSH2zNV der Firma *piezosystem jena*

werden auf diese Platine geführt.

Die Blendenringe und die Diodenfassung sind auf einer Basisplatte verschraubt, die wiederum an dem Piezoaktor befestigt wird. Insgesamt ergibt sich so eine Höhe des Aufbaus von der Basisplatte bis zum ersten Blendenring von $40\,mm$, Blendenring und Diodenfassung haben einen Durchmesser von $50\,mm$. Die Masse der zu bewegenden Teile beträgt insgesamt etwa $200\,g$.

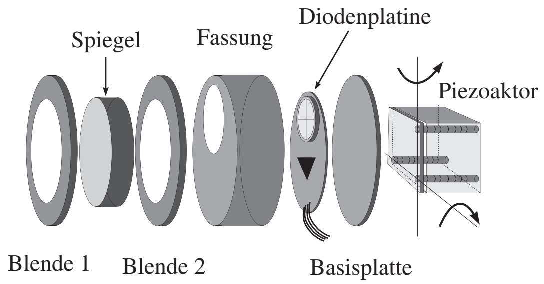

Abbildung 6.6: Aufbau der Spiegelpositionierer.

6.2.3 Statisches und dynamisches Verhalten des Spiegelpositionierers

Von einem idealen spannungsgesteuerten Positionierelement wird erwartet, daß es

- eine Auslenkung aufweist, die zur angelegten Spannung proportional ist,
- Änderungen der Steuerspannung in jedem Frequenzbereich sofort ohne Einschwingen nachkommt
- und keinen Stromverbrauch aufweist.

Wie das eingesetzte Positionierelement mit Piezoelementen von diesen Idealforderungen abweicht, zeigen die nächsten Abschnitte für den statischen und dynamischen Betriebsfall.

Statischer Betrieb

Jedes Piezoelement wird mit einer Spannung zwischen 0 und 150 Volt angesteuert. Diese Spannung wird von je einem Hochspannungs-Operationsverstärker [3] proportional zu einer Eingangsspannung zwischen 0 und 5 Volt eingestellt. Die zu allen Piezoelementen gehörigen Verstärker werden gemeinsam von einem Netzgerät mit der Betriebsspannung von 150 Volt versorgt.

Die Hysteresekurve eines hier eingesetzten Positionierelements wurde vom Hersteller vermessen; sie ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Die maximale Auslenkung von $24.2\,\mu m$ entspricht einer Kippung um $4\,mrad$. Der Kippwinkel kann vergrößert werden, wenn gleichzeitig mehrere Piezostapel angesteuert werden. Diese Betriebsart wird hier allerdings nicht eingesetzt. Das Positionierelement besitzt keine Lagemelder, so daß eine absolute Positionierung nur in Verbindung mit einem externen Regelkreis möglich ist.

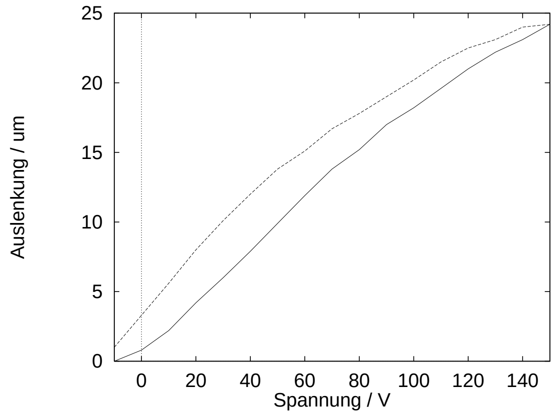

Abbildung 6.7: Hysteresekurve eine Positionierelements

Die Genauigkeit, mit der ein Piezoelement seine Position nach Einstellung einer Spannung beibehält, ist begrenzt durch die Restwelligkeit

[3] *Burr-Brown* 3583.

der Steuerspannung. Bei den verwendeten Netzgeräten wurde eine Restwelligkeit der Steuerspannung von weniger als 0.1 V im Bereich zwischen 0 und 150 V gemessen. Der Stromverbrauch eines Piezoelements im statischen Betrieb ist vernachlässigbar klein.

Dynamischer Betrieb

Bei der Verwendung des Positionierelements im dynamischen Betrieb eines geschlossenen Regelkreises ergeben sich aus folgenden Gründen Abweichungen vom Verhalten eines idealen Positionierers:

- Ein Piezoelement in Verbindung mit der zu bewegenden Masse stellt ein schwingungsfähiges System dar. Es folgt einem Sprung der Steuerspannung mit einer endlichen Anstiegszeit und schwingt einige Zeit mit seiner Eigenfrequenz nach.

- Die Kapazität eines Piezostapels beträgt etwa $1.7\,\mu F$. Der Strom zum Auf- bzw Entladen dieser Kapazität muß von der Spannungsquelle geliefert werden.

Abbildung 6.8 zeigt das Antwortverhalten eines komplett montierten Spiegelhalters auf einen Sprung der Steuerspannung. Im ersten Fall — ohne Verwendung eines Tiefpasses in der Ansteuerung eines Piezoelements — ergibt sich eine Anstiegszeit [4] der Steuerspannung im Bereich einiger hundert Mikrosekunden, begrenzt durch den maximalen Strom (75 mA) der Hochspannungs-Operationsverstärker. Das Piezoelement reagiert darauf mit Schwingungen um den neuen Gleichgewichtszustand mit seiner Eigenfrequenz von ca. 250 Hz, die Schwingungen sind nach etwa 40 ms auf ein Zehntel der Sprungamplitude abgeklungen. Der unbelastete Piezoaktor hat nach Herstellerangaben eine Resonanzfrequenz von etwa $2\,kHz$, die sich durch eine zu bewegende Masse M verringert gemäß $f_M = f_0\sqrt{\frac{m_{eff}}{m_{eff}+M}}$ (m_{eff} ist die effektive Masse des unbelasteten Aktos, hier etwa $5\,g$).

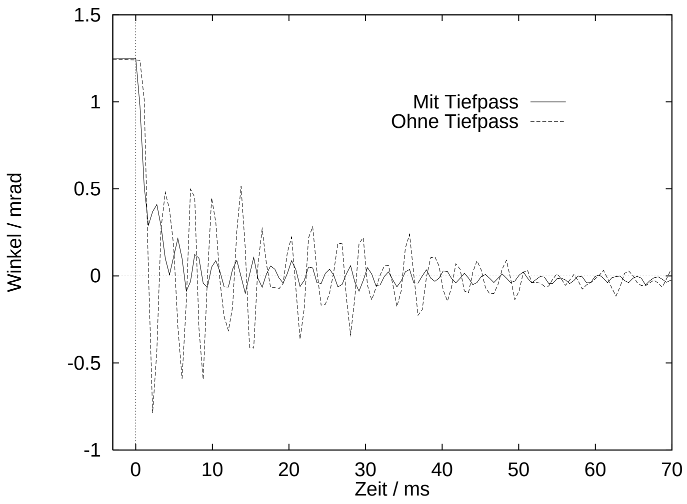

Abbildung 6.8: Antwort eines Piezoelements auf eine Änderung der Steuerspannung ohne und mit Tiefpaß in der Ansteuerung.

Um die Anregung der Eigenschwingung zu unterdrücken, wurde ein Tiefpaß erster Ordnung mit einer Grenzfrequenz von $\nu_g = \frac{1}{2\pi \cdot RC} = \frac{1}{2\pi \cdot 16k\Omega \cdot 100nF} \approx 100Hz$ in die Ansteuerung der Piezoelemente eingebaut. Die Anstiegszeit der Steuerspannung liegt damit bei etwa 5 ms. Die Eigenschwingungen des Piezoelements werden durch diese Form der Ansteuerung weniger stark angeregt, die Schwingungsamplitude ist nach 10 ms auf 10 % der Sprungamplitude abgeklungen.

Der in Verbindung mit diesem Tiefpaß benötigte Strom von maximal etwa $50\,mA$ kann von der Spannungsversorgung geliefert werden.

[4] Mit Ansteigszeit ist die Zeit bezeichnet, innerhalb derer die Spannung von 10% auf 90 % des Sollwertes ansteigt.

6.3 Die rechnerbasierte Steuerung der Spiegelstrecke

Die Steuerung der gesamten Laserstrahlführung, d.h. das Einlesen aller Diodensignale und Erzeugen von Stellsignalen für alle Piezoelemente, wird einem Rechner übertragen. Damit wird es einerseits möglich, in einem einheitlichen System Algorithmen zur Einjustierung der Spiegelstrecke und zur Regelung der Laserstrahllage zu implementieren. Andererseits kann z.B. durch eine Einbindung in das Kontrollsystem von ELSA dem Benutzer des Compton–Polarimeters eine komfortable Schnittstelle zur Bedienung und Fehlerdiagnose zur Verfügung gestellt werden.

6.3.1 Eingesetztes Rechnersystem

Die Forderung nach Integration der Steuerung der Spiegelstrecke in das ELSA –Kontrollsystem legt bereits den Einsatz eines Rechnersystems auf VME–Basis nahe. Daher wird im folgenden zunächst kurz die Struktur des Kontrollsystems beschrieben, dann das zur Steuerung der Laserstrahlführung eingesetzte Rechnersystem.

Struktur des ELSA –Kontrollsystems

An dem Beschleuniger ELSA ist seit 1994 ein Kontrollsystem in Betrieb, das auf der Basis eines verteilten Rechnersystems die Ansteuerung und Auslese wesentlicher Komponenten der Anlage ermöglicht, den Benutzer über eine graphische Bedienoberfläche mit relevanten Informationen über den Zustand der Anlage versorgt und ihm ebenso eine Veränderung wichtiger Betriebsparameter gestattet [13][44].

Die dabei eingesetzte Hardware kann grob in drei Ebenen unterteilt werden:

1. **Die Kontrollebene:** In dieser Ebene sind eine Reihe vernetzter RISC–Workstations eingesetzt. In einer verteilten Datenbank sind alle relevanten Parameter gespeichert, und umfassende beschleunigerphysikalische Berechnungen, z.B. zur Strahldiagnose, finden hier statt. Darüberhinaus wird von diesen Rechnern die graphische Schnittstelle zum Benutzer zur Ein- und Ausgabe von Daten zur Verfügung gestellt.

2. **Die Prozeßebene:** Räumlich über die Beschleunigeranlage verteilt übernehmen hier Rechner, die auf dem VME-Standard basieren, die Steuerung einzelner Subsysteme. Auf diesen Rechnern kommt das Echtzeitbetriebssystem VxWorks [60] zum Einsatz. Die Kommunikation mit einzelnen Endgeräten wird über verschiedene spezielle Ein- und Ausgabekarten realisiert, die der VME–Spezifikation genügen. Mit den Rechnern der Kontrollebene können Daten über sog. Prozeßnetze, realisiert durch Glasfaser- oder Koaxialkabel, ausgetauscht werden.

3. **Die Feldbusebene:** Feldbusprozessoren übernehmen die Ansteuerung und Istwerterfassung einzelner Endgeräte. Sie wurden aus einem alten Kontrollsystem übernommen und in das neue integriert. Sie werden ihrerseits durch Prozessoren der Prozeßebene angesteuert und ausgelesen.

Der VME–Rechner

Die Steuerung des Compton–Polarimeters erfolgt auf der Prozeßebene, auf der ein VME–Rechner eingesetzt wird, der aus einer Prozessorkarte [5] und mehreren Ein- und Ausgabekarten in einem

[5] Force 30ZBE mit Motorola 68030-Prozessor (25 MHz) und 4 MB Hauptspeicher

gemeinsamen VME–Überrahmen besteht. Dieses Rechnersystem verfügt über keine eigene Festplatte, es lädt beim Start die nötige Software aus der Kontrollebene über das Prozeßnetz. Die Software–Entwicklung erfolgt auf einer Unix–Workstation mit den üblichen Entwicklungswerkzeugen und wird dann vom VME–Rechner geladen. Der Entwickler kann über ein Terminal und einem vom Betriebssystem VxWorks unterstützten Kommandointerpreter mit dem VME-Rechner kommunizieren, um dort Programme zu starten und zu kontrollieren.

Der VME-Rechner ist über das Prozeßnetz `ps5` mit den Rechnern der Kontrollebene verbunden. Geeignet definierte Parameter können dort von der graphischen Benutzeroberfläche dargestellt und vom Benutzer verändert werden.

Ein- und Ausgabekarten

Die vorverstärkten Signale der vier Quadranten jeder Photodiode werden über eine im Institut hierfür entwickelte Analog/Digital-Wandler–Karte eingelesen [23]. Spannungswerte im Bereich zwischen $-5\,V$ und $+5\,V$ werden von diesen Karten mit 12 Bit Auflösung in Binärzahlen gewandelt. Jede Vier–Quadranten–Photodiode wird an eine A/D–Karte angeschlossen, auf der vier ADC–Bausteine [6] die Signale parallel konvertieren, bevor sie seriell von der CPU eingelesen werden. Die Wandlungszeit der Bausteine beträgt $25\,\mu s$. Die Vorverstärker der Diodenplatine werden über diese A/D-Karte mit $\pm 12\,V$ V Gleichspannung versorgt.

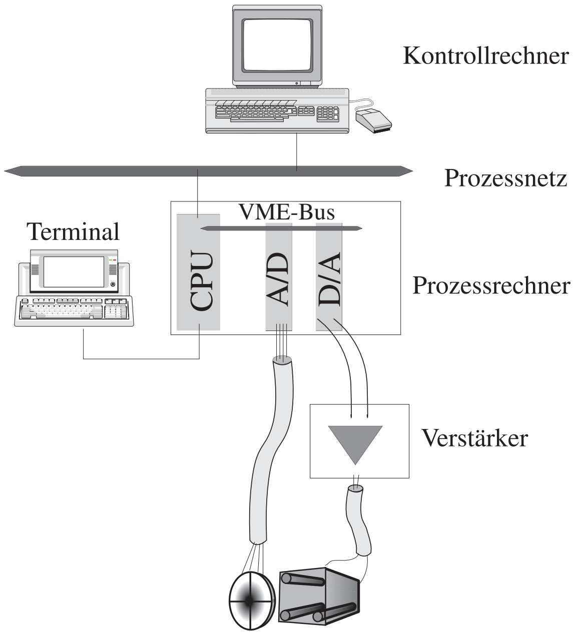

Abbildung 6.9: Struktur der Steuerung der Laserstrahlführung

Zur Ansteuerung der Piezoelemente wurde eine Digital/Analog–Karte im Institut entwickelt [24], die einen Ausgangspegel zwischen 0 und 5 Volt mit 12 Bit Auflösung besitzt. Jede D/A–Karte trägt vier Wandler, deren Ausgänge mit LEMO–Steckern zugänglich sind. Diese Ausgangssignale werden, wie in Abschnitt 6.2.3 erwähnt, von einem Hochspannungs-Operationsverstärker auf einen Pegel zwischen 0 und 150 Volt verstärkt und den Piezoelementen zugeführt.

Die Ein-/Ausgabe–Karten werden auf eine Modulträgerkarte [7] gesteckt, auf der für 4 Karten Steckplätze vorhanden sind. Diese Trägerkarte übernimmt die Kommunikation über den VME–Bus mit der CPU .

6.3.2 Entwickelte Software

Die entwickelte Software kann in drei Ebenen gruppiert werden:

1. Treiberprogramme nach VxWorks–Spezifikation, die die Schnittstelle zwischen den Anwenderprogrammen und den eingesetzten Ein- und Ausgabekarten bilden.

[6] Typ AD574A

[7] Typ A201N, Firma *men*, Nürnberg

2. Die eigentliche Anwendungssoftware zur Justierung und Regelung der Spiegelstrecke .

3. Routinen, die die Kommunikation mit der Kontrollebene übernehmen.

Gerätetreiber

Aufgabe der Treiberprogramme ist es, der höheren Programmierebene, der Anwendersoftware, standardisierte Zugriffsmöglichkeiten auf die Hardware zu bieten, dabei aber Details der Umsetzung zu verbergen [56]. So ist das Treiberprogramm das einzige, in dem die Kenntnis von Registern und Adressen vorausgesetzt wird, die benötigt werden, um bestimmte Aktionen der Hardware, z.B. Wandlung der Analog-Werte, auszulösen.

Eine weitere Aufgabe der Treiberprogramme ist die Regelung des Zugriffs auf das jeweilige Gerät. Zu jedem Zeitpunkt soll maximal ein Prozeß auf eine Ein-/Ausgabekarte zugreifen können, die anderen Prozesse sollen so lange blockiert werden, bis das Gerät wieder frei ist. Dieser wechselseitige Ausschluß wird auf der Ebene der Treiberprogramme mit Hilfe der Semaphor–Technik realisiert [60].

Ebenfalls zählt die Fehlerbehandlung zur Aufgabe der Treiberprogramme. Hier wird z.B. das Ausbleiben einer A/D–Konversion festgestellt und der Anwendersoftware mitgeteilt.

Justierung und Regelung der Spiegelstrecke

Neben einer Reihe von Diagnose- und Testroutinen übernimmt der VME-Prozessor hauptsächlich die Aufgabe der anfänglichen Justierung der gesamten Spiegelstrecke und der Regelung der Laserstrahllage auf allen Vier–Quadranten–Photodioden.

Die Spiegelstrecke wird dazu logisch strukturiert in eine Reihe von Regelstrecken, die aus jeweils einem piezoelektrische verstellbaren Spiegel und der nächsten strahlabwärts liegenden Vier–Quadranten–Diode bestehen.

Nach dem Programmstart (vgl. Abbildung 6.10) wird zunächst eine Justierung aller Regelstrecken vorgenommen. Dabei wird geprüft, ob die von jeder Diode gemessene Gesamtintensität Σ_i oberhalb eines Grenzwerts G_i liegt. Durch Prozeduren zur sog. Strahlsuche und Mittenjustierung wird sukzessive versucht, diesen Zustand für alle Regelstrecken zu erreichen. Ein Nicht-Erreichen des Grenzwerts zeigt an, daß der zugehörige Spiegel zu stark dejustiert ist, so daß eine manuelle Korrektur notwendig ist.

Ist der Grenzwert auf allen Dioden erreicht, greift ein Regelalgorithmus, der zyklisch für alle Regelstrecken die Position des Laserstrahls auf den Dioden mit Hilfe des zugehörigen Piezoelements korrigiert. Dazu wird von der Software ein Proportional–Integral–Regler nachgebildet, dessen Regelparameter empirisch festgestellt wurden. Die Regelparameter sind für jede der Regelstrecken individuell anzupassen. Dies folgt aus den unterschiedlichen Abständen zwischen Positionierern und Photodioden der Regelstrecken und aus den unterschiedlichen Fleckradien des Laserstrahls auf den einzelnen Dioden. Die Regelparameter der Regelstrecken werden beim Start des Programms aus einer Initialisierungsdatei eingelesen.

Die maximale erreichte Zyklusrate zur Regelung der gesamten Spiegelstrecke beträgt 2 kHz.

Systemsteuerung durch die Kontrollebene

Für den Anwendungsprogrammierer auf der Prozeßebene beschränkt sich die Kommunikation mit der Kontrollebene auf einen Schreibzugriff auf bestimmte Parameter bzw. das Erstellen sog. Service-Routinen, die durch Änderung bestimmter Parameter auf der Kontrollebene angestoßen

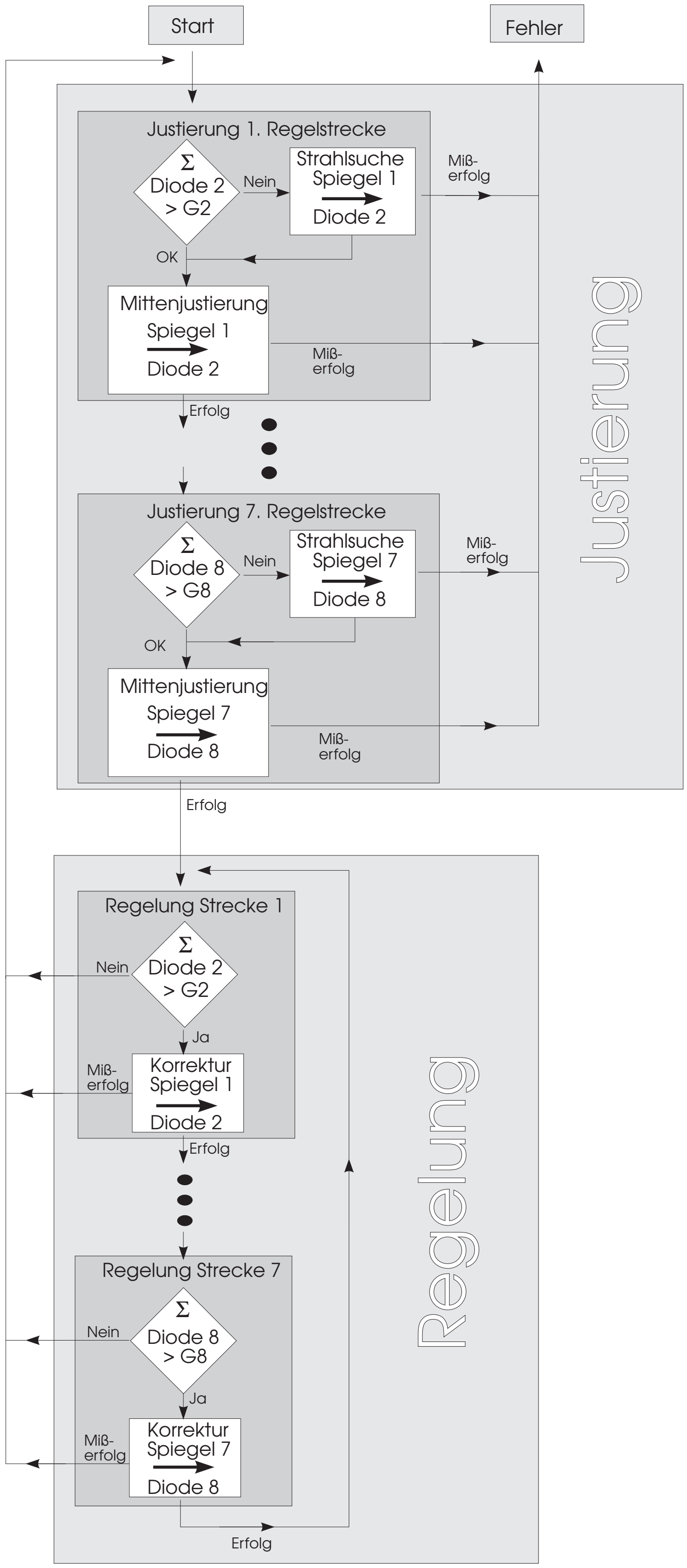

Abbildung 6.10: Der Programmablauf zur Justierung und Regelung der Spiegelstrecke. *Strahlsuche* bedeutet ein systematisches Abfahren des Schwenkbereichs der Piezoelemente, bis die Gesamtintensität auf der Diode den Grenzwert G_i erreicht (*Mißerfolg* bedeutet, daß der Grenzwert nicht erreicht werden kann). *Mittenjustierung* bezeichnet ein einmaliges Einstellen des Laserstrahls auf die Diodenmitte. *Korrektur* bedeutet ein einmaliges Erfassen der Strahlablage sowie Berechnung und Ausgabe neuer Piezo-Stellwerte. *Mißerfolg* kann hierbei, wie auch bei der *Mitenjustierung* dadurch auftreten, daß die Grenzen des Schwenkbereichs eines Piezoaktors erreicht wurde.

werden. Der eigentliche Datentransfer zu den Rechnern der höheren Ebene wird vom Kontrollsystem bewirkt und ist für den Programmierer transparent.

Der Benutzer wird über die graphische Oberfläche des ELSA –Kontrollsystems ständig über den aktuellen Zustand der Strahlregelung informiert und erhält auf Anforderung die Lage- und Intensitätswerte aller Vier–Quadranten–Photodioden sowie die Stellgrößen der Piezoelemente. Dadurch ist eine Kontrolle der Systemfunktion durch den Benutzer jederzeit ohne Eingriff in den Ablauf der Regelung möglich. Bei einer Fehlfunktion, z.B. nicht durchgeführter Justierung auf eine Diode, Ausfall einer Diode o.ä., ist eine Lokalisierung der Fehlerursache leicht möglich.

6.4 Ergebnisse der Strahllageregelung

Zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit war die Spiegelstrecke bis zu Spiegel 5 im Bereich der Ring–Schleuse zu ELSA , etwa 28 Meter hinter dem Ausgang des Lasers, aufgebaut und konnte getestet werden. Die Komplettierung der Spiegelstrecke macht weitere Umbauten im Bereich des Beschleunigertunnels erforderlich. Alle Meßergebnisse dieses Abschnitts beziehen sich daher auf Messungen bis zu Spiegel 5 der Laserstrahlführung.

Die Messungen wurden mit einem zweiten VME–Rechner durchgeführt, dem parallel zum Rechner im Regelkreis die Signale der Photodioden zugeführt wurden. Dieser Rechner speicherte die Signale über einen Zeitraum von 20 Sekunden mit einem Zeitabstand von einer Millisekunde zwischen den Meßpunkten. Die Berechnung der wahren Strahlablage aus den Meßwerten erfolgte unter Annahme der in Tabelle 5.1 genannten Strahldurchmesser am Ort der Spiegel und in linearen Näherung der Eichkurve $X_{4Q}(x)$ am Nullpunkt.

Nach einer manuellen Voreinstellung aller Spiegel ist die Regelung in der Lage, den Laserstrahl auf die Mitten aller Vier–Quadranten-Photodioden zu justieren. Nach den bisherigen Erfahrungen mit dem Einsatz der Spiegelstrecke, die einen Zeitraum von etwa 6 Monaten umfassen, ist eine erneute manuelle Einstellung innerhalb dieser Zeit nicht notwendig.

6.4.1 Sprungantworten

Die Regelparameter jeder einzelnen Regelstrecke wurden so eingestellt, daß die Regelung einem Sprung in der Führungsgröße innerhalb einer Zeit von maximal 100 ms nachkommt. Wesentlich kürzere Antwortzeiten sind aufgrund des Tiefpasses in der Ansteuerung der Piezoelemente nicht zu realisieren. Dieser Tiefpaß kann mit einer höheren Grenzfrequenz realisiert werden, wenn die Eigenfrequenz der Piezoaktoren durch einen Aufbau der Spiegel- und Diodenhalterung mit geringerem Trägheitsmoment im Bereich einiger Kilohertz liegt.

Die Antwort der Regelung auf einen Sprung der Führungsgröße zeigt Abbildung 6.11.

6.4.2 Spektrum der Strahllageschwankungen

Abbildung 6.12 zeigt die gemessenen Schwankungen der Laserstrahllage auf Spiegel 5. Ohne eine Regelung der Lage werden Abweichungen des Laserstrahls von der Sollposition von einigen Zehntel Millimetern gemessen. Das Spektrum dieser Lageschwankungen steigt zu kleinen Frequenzen hin stark an.

Durch den Einfluß der Regelung werden Schwingungen bis zu einer Frequenz von $10\,Hz$ wirkungsvoll unterdrückt. Die verbleibende Abweichung des Laserstrahls von der Sollposition beträgt

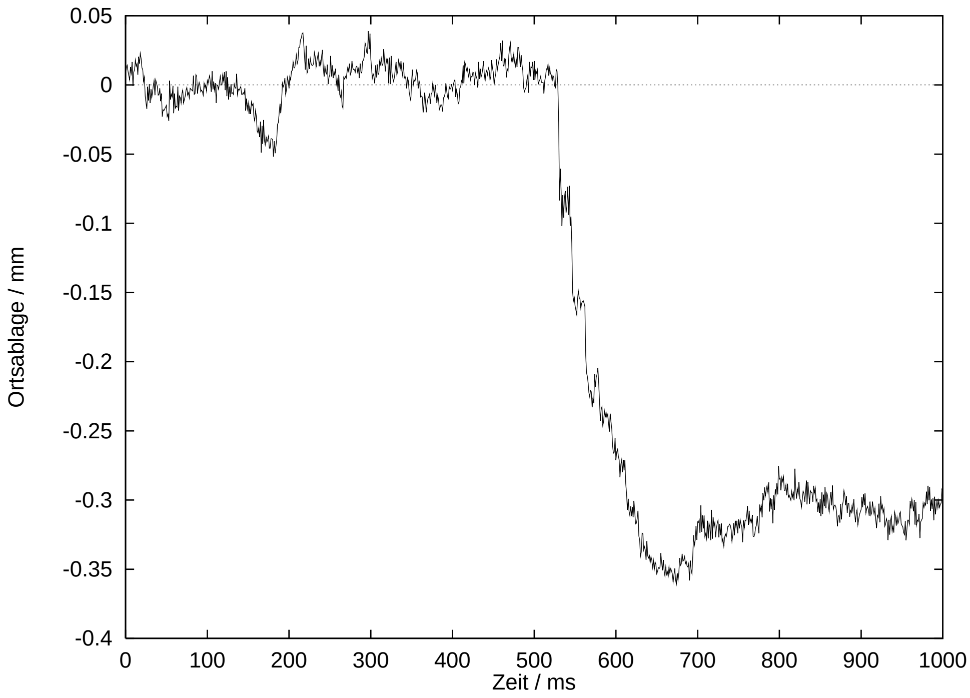

Abbildung 6.11: Antwort der Laserstrahlregelung auf einen Sprung in der Führungsgröße. Gezeigt ist hier als Beispiel die erste Regelstrecke, in der Spiegel 1 geregelt wird.

in Abbildung 6.12 etwa 35 μm (Standardabweichung). Durch die Bewegung aller Piezoelemente, die gedämpfte Schwingungen um ihre Sollposition ausführen (vgl. Abbildung 6.8), wird das Rauschen in einem breiten Frequenzband von 10 Hz bis 100 Hz über das Rauschniveau ohne Regelung angehoben.

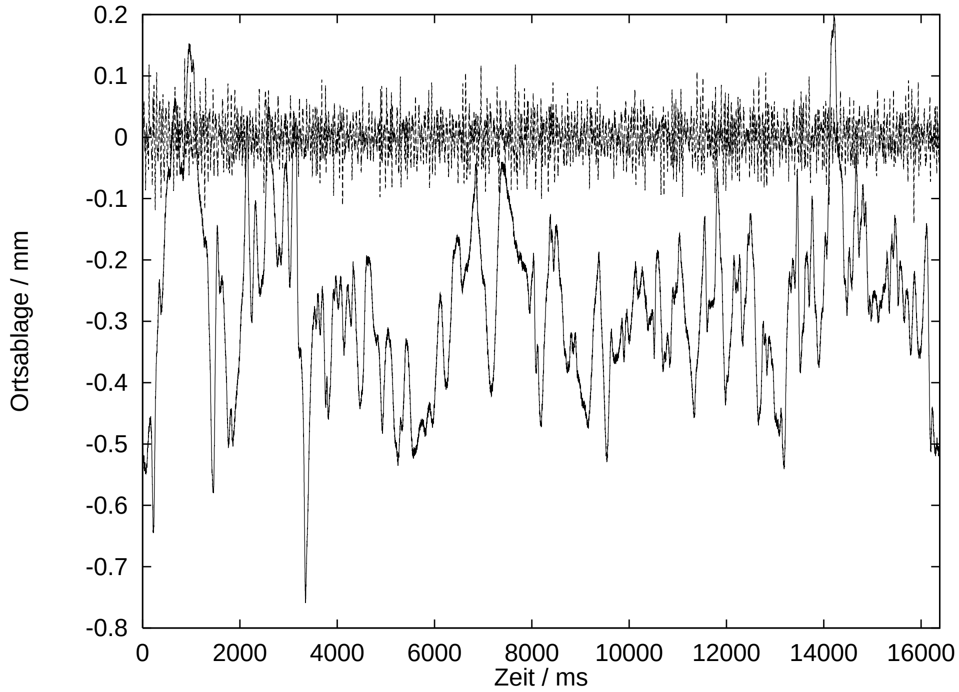

Abbildung 6.12: Die Ablage des Laserstrahls auf der Vier–Quadranten–Photodiode hinter Spiegel 5. Durchgezogene Linie: Ohne Regelung der Strahllage. Gestrichelt: Mit Regelung der Strahllage.

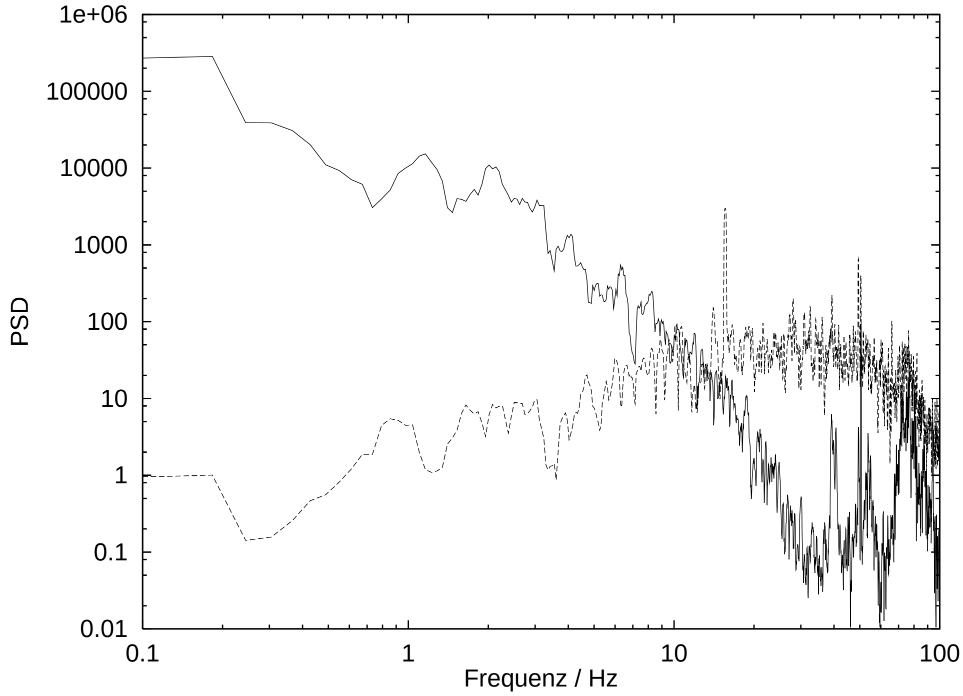

Abbildung 6.13: Die Fouriertransformierte der gezeigten Strahllageschwankungen. Durchgezogene Linie: Ohne Regelung der Strahllage. Gestrichelt: Mit Regelung der Strahllage.

Kapitel 7

Die Detektion der gestreuten Photonen

Dieses Kapitel erläutert das Prinzip, das der Detektion der gestreuten, hochenergetischen Photonen zugrundeliegt. Zunächst wird ein Anforderungsprofil erstellt, insbesondere in Hinblick auf die notwendige Ortsauflösung des Detektors. Daran anschließend werden die Schritte, die zur Entstehung eines elektrischen Signals führen, im einzelnen dargestellt.

7.1 Anforderungen an den Detektor

In Kapitel 4 wurden numerische Simulationen der Compton–Streuung unter Einbeziehung realistischer Parameter des Aufbaus an ELSA diskutiert. Aus diesen Ergebnissen lassen sich Bedingungen ableiten, die ein Detektor erfüllen sollte, der in 15 Metern Entfernung vom Wechselwirkungspunkt in ELSA die compton–gestreuten Photonen detektiert:

- Der Detektor sollte mit möglichst hoher Effizienz Photonen im Energiebereich zwischen 20 MeV und 300 MeV detektieren.
- Der Schwerpunkt der Verteilung der gestreuten Photonen sollte in vertikaler Richtung mit einer Genauigkeit von etwa $1\,\mu m$ zu bestimmen sein.
- Vor allem die Photonen, die im Ruhesystem des Elektrons unter etwa 90° gestreut werden, tragen die Information über die Elektronenpolarisation. Diese Photonen werden in einen Kegel des Öffnungswinkels $\frac{1}{\gamma}$ gestreut und bilden in 15 Metern Entfernung einen Strahlfleck mit einem Radius R zwischen 2 und 7 Millimetern. Ein quadratischer Detektor sollte demnach eine Fläche von einigen Quadratzentimetern abdecken.
- Der Detektor sollte unempfindlich gegen die mit hoher Rate auftretenden Photonen des Synchrotronlichts sein.

Jeder ortsauflösende Detektor liefert als Ergebnis der Messung eine diskrete Verteilung $n_i(z_i)$. Dabei ist n_i die Anzahl von Ereignissen, die einem Ort z_i zugeordnet wurden. Die Ortsauflösung der Messung betrage Δz und wird als konstant über die gesamte Detektorfläche angenommen. Aus dieser Verteilung kann der Schwerpunkt der gestreuten Photonen auf zwei verschiedene Weisen bestimmt werden: Durch Bildung des ersten Moments der Verteilung $n_i(z_i)$ oder durch Anpassen und darauf folgende Integration eines geeigneten Modells.

Das erste Moment der Verteilung $n_i(z_i)$ beträgt

$$\bar{z} = \frac{\sum_i z_i \cdot n_i}{\sum_i n_i}. \tag{7.1}$$

Der Fehler der Schwerpunktbestimmung kann nach dem Gesetz der Fehlerfortpflanzung berechnet werden:

$$\Delta\bar{z} = \sqrt{\frac{\sigma^2}{N} + \frac{\sum_i n_i^2}{N^2} \cdot (\Delta z)^2}, \tag{7.2}$$

wobei N die totale Anzahl von Ereignissen $N = \sum_i n_i$ ist und σ das zweite Moment der Verteilung, die Standardabweichung, bedeutet.

Dieser Fehler konvergiert für eine beliebig hohe Zahl an Ereignissen gegen einen konstanten Wert $\Delta\bar{z} \overset{N\to\infty}{\longrightarrow} \Delta z_\infty$, der neben der Größe der Ortsauflösung von der Form der Verteilung abhängt. Für die Verteilung rückgestreuter Photonen, wie sie beim Compton–Polarimeter an ELSA erwartet werden, ergibt sich die in Abbildung 7.1 gezeigte Abhängigkeit des Fehlers Δz_∞ von der Größe der Ortsauflösung. Zugrundegelegt wurden Verteilungen, wie sie die numerischen Simulationen aus Kapitel 4 für die verschiedenen Energien des Elektronenstrahls liefern. Damit der Schwerpunkt der Photonenverteilung mit einem Fehler von etwa einem Mikrometer aus der Verteilung $n_i(z_i)$ bestimmt werden kann, ist eine Ortsauflösung bei der Messung des Profil der gestreuten Photonen von etwa $25\,\mu m$ erforderlich.

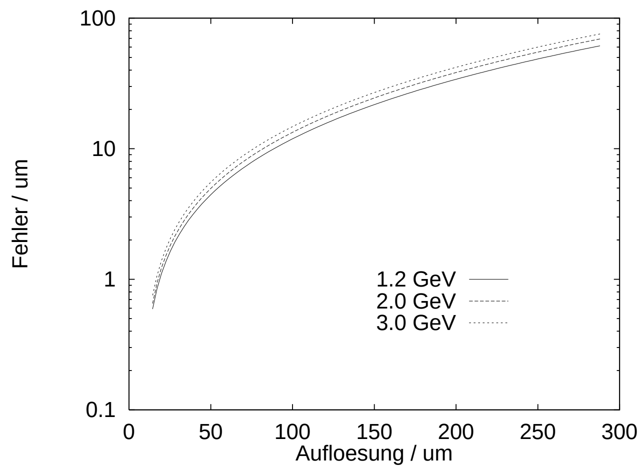

Abbildung 7.1: Der Fehler der Schwerpunktbestimmung in Abhängigkeit von der Ortsauflösung. Die Berechnung wurde für das erwartete Profil gestreuter Photonen bei drei verschiedenen Elektronenstrahlenergien durchgeführt.

Für die zweite Methode, die Anpassung eines Modells an die Verteilung $n_i(z_i)$ und anschließende Integration, reicht eine schlechtere Auflösung aus, die Anzahl der Meßpunkte muß lediglich die Zahl der Freiheitsgrade des Modells überschreiten. Das Problem liegt hier in der Erstellung eines geeigneten Modells, das die vertikale Verteilung wiedergibt. Die Anpassung und Integration eines nicht korrekten Modells führt zu systematischen Fehlern bei der Schwerpunktbestimmung, die von der tatsächlichen Verteilung abhängen und daher z.B. mit der Elektronenenergie variieren können. Wegen dieser Schwierigkeiten sollte der Detektor so ausgelegt sein, daß der Schwerpunkt über die Bildung des ersten Moments der Verteilung $n_i(z_i)$ hinreichend genau bestimmt werden kann.

7.2 Prinzip der Detektion

Die Detektion von Photonen im genannten Energiebereich ist immer als ein zweistufiger Prozeß anzusehen: In einem ersten Schritt werden durch die Wechselwirkung eines hochenergetischen Photons mit Materie freie, ggf. energiereiche Ladungsträger erzeugt (Konversion). Diese

Ladungsträger sind in einem zweiten Schritt für die Entstehung eines Signals (Licht, Ladung), verantwortlich. Dabei sind zwei Geometrien denkbar: Die Konversion findet im selben Material wie die Detektion der freien Ladungen statt, oder die Zone der Konversion ist räumlich getrennt von einer dahinter liegenden Zone der Signalentstehung.

Verschiedene Konzepte zur Detektion der hochenergetischen Photonen wurden in der Diplomarbeit von F. Hamburger untersucht [17]. Hierbei zeigte sich, daß kein Detektor, der Konversion und Detektion in einem Material kombiniert (z.B. ein Bleiglasdetektor) zugleich die Forderung nach hoher Nachweiseffizienz und hoher Ortsauflösung erfüllt. Vielmehr sind diese Schritte in zwei getrennten Zonen, jede für sich optimiert auf die Aufgabe der Konversion bzw. Detektion, durchzuführen. Dies stellt einen wesentlichen Unterschied zu den Detektoren der Compton–Polarimeter an Hera oder Lep dar. Bei diesen reicht die Energie der gestreuten Photonen aus (bis zu einigen GeV), um in einem Kalorimeter einen ausgedehnten Schauer geladener Teilchen (vgl. Abschnitt 7.3.1) zu erzeugen. Durch Detektion dieses Schauers in zwei Hälften des Kalorimeters kann dort eine Ortsinformation hinreichender Genauigkeit gewonnen werden (vgl. [14]).

Zur Konversion der Photonen soll ein Material hoher Kernladungszahl (Blei) benutzt werden, um bei geringer Ausdehnung hohe Konversionseffizienzen zu erzielen. Die den Konverter verlassenden geladenen Teilchen, in der Regel Elektronen oder Positronen aus einer Paarbildung, sind dann in der Vertikalen ortsaufgelöst zu detektieren.

Hierzu werden in den Experimenten der Hochenergiephysik häufig Festkörperdetektoren eingesetzt. Diese haben gegenüber gasgefüllten Detektoren in mehrerer Hinsicht Vorteile: Durch moderne Methoden der Lithographie kann ein Festkörper im Mikrometerbereich strukturiert werden, wodurch eine hohe Ortsauflösung möglich wird. Darüberhinaus ist in einem Festkörper die Ausbeute an freien Ladungsträgern gegenüber einem Gas erheblich größer, da die zur Erzeugung dieser Ladungen notwendige Energie kleiner ist (z.B. einige eV in einem Halbleiter gegenüber der Ionisationsenergie von einigen 10 eV eines Gases).

In [17] wurde daher die Verwendung eines Silizium–Streifenzählers zur Detektion der geladenen Teilchen nach der Konversion vorgeschlagen. Die Ortsauflösung wird dabei durch geeignete Segmentierung der sensitiven Fläche und getrennte Auslese einzelner Segmente erreicht. Ein solcher Detektor wurde in Zusammenarbeit mit der Faust–Gruppe des Instituts, die Detektoren u.a. für Experimente der Hochenergiephysik entwickelt, aufgebaut. Die folgenden Abschnitte stellen die Grundlagen zur Konversion der Photonen und Signalentstehung im Halbleiterdetektor dar, während die Realisierung und erste Testmessungen im nächsten Kapitel beschrieben werden.

7.3 Konversion

7.3.1 Schauerentwicklung

Ein Photonenstrahl unterliegt in Materie einem exponentiellen Schwächungsgesetz:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \tag{7.3}$$

wobei I_0 die einfallende Intensität am Ort $x = 0$ ist und μ als Massenabsorptionskoeffizient bezeichnet wird [1]. Drei Prozesse können zur Schwächung des Strahls beitragen: Der Photoeffekt, dominant für Energien bis etwa 100 keV; der Compton–Effekt, d.h. Streuung an Elektronen der Atomhülle, der bei Energien um 1 MeV dominiert und die Paarbildung, die für größere Energien als etwa 10 MeV der vorherrschende Effekt ist.

[1] Die Darstellungen dieses Abschnitts stützen sich im wesentlichen auf [37] und [15].

Der Massenabsorptionskoeffizient μ_P für die Paarbildung bei hohen Energien steht in einem festen Verhältnis zur Strahlungslänge X_0 eines Materials [2]: $\mu_p = \frac{7}{9X_0}$. Damit gilt: Nachdem ein hochenergetischer Photonenstrahl ein Material der Dicke einer Strahlungslänge durchquert hat, sind $p(1 \cdot X_0) = 1 - e^{-\frac{7}{9}} = 54\,\%$ der Photonen aus dem Primärstrahl durch Paarbildung in geladene Teilchen konvertiert.

Auch die Photonen aus der Compton–Streuung werden, da ihre Energie im wesentlichen oberhalb von 10 MeV liegt, im Material durch Paarbildung konvertieren. Abbildung 7.2 zeigt den Verlauf der Massenabsorptionskoeffizienten für Blei als Konvertermaterial (der Abbildung liegen Daten aus [22] zugrunde).

In dem hier diskutierten Bereich der Photonenenergien ist die Aufteilung der Energie auf die Teilchen, die bei der Paarbildung entstehen, symmetrisch. Jedes Elektron bzw. Positron erhält also die halbe zur Verfügung stehende kinetische Energie: $E_e = \frac{E_0}{2}$. Diese hochenergetischen Ladungsträger können innerhalb des Konverters auf verschiedene Weise mit der Materie wechselwirken: Sie können Energie durch Ionisation verlieren oder durch Abbremsung im Feld eines Atoms einen Teil ihrer Energie in Form eines Photons abstrahlen. Liegt die Ausgangsenergie der geladenen Teilchen über einer materieabhängigen sog. kritischen Energie (7.4 MeV für Blei), so überwiegt die Wahrscheinlichkeit für die Bremsstrahlung. Innerhalb einer weiteren Strahlungslänge nimmt dann die Energie der Teilchen durch Aussendung eines Photons auf $\frac{E_0}{2\,e}$ ab.

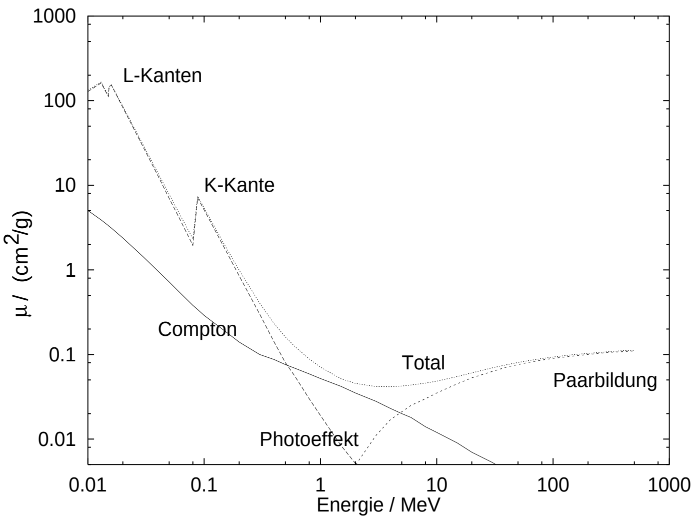

Abbildung 7.2: Der Massenabsorptionskoeffizient μ für die drei Prozesse Photoeffekt, Compton–Streuung und Paarbildung, sowie der totale Massenabsorptionskoeffizient in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Photonen, am Beispiel von Blei.

Durch diese wechselseitige Erzeugung von Photonen und Elektronen bzw. Positronen bildet sich in der Materie, die von einem hochenergetischen Photonenstrahl getroffen wird, ein Schauer geladener Teilchen aus. In einer Materialtiefe von $n \cdot X_0$, d.h. nach n Generationen der Schauerentwicklung, existiert dann eine Zahl von 2^n Teilchen, mit der mittleren Energie pro Teilchen von $\frac{E_0}{2^n}$. Die Schauerentwicklung bricht ab, wenn die Energie der geladenen Teilchen unterhalb der kritischen Energie liegt und damit mehr Energie durch Ionisation absorbiert wird als durch Bremsstrahlung.

Im Energiebereich, der bei den gestreuten Photonen am Compton–Polarimeter auftritt, ist mit einer Schauerentwicklung zu rechnen, die nur einige wenige Generationen (1-5) umfaßt.

7.3.2 Konversionseffizienz

Auf den Konverter folgende Detektoren sind für geladene Teilchen sensitiv. Daher wird im Folgenden die Konversionseffizienz als die Wahrscheinlichkeit $P(k, x)$ betrachtet, mit der ein einfallendes

[2] Die Strahlungslänge eines Materials ist die Länge, innerhalb derer ein hochenergetisches Elektron den Bruchteil $\frac{1}{e}$ seiner Energie durch Bremsstrahlung verliert.

Photon der Energie k durch einen Konverter der Dicke x in wenigstens ein geladenes Teilchen konvertiert, welches den Konverter verläßt.

In [53] wird eine semi–empirische Formel für $P(k, x)$ angegeben:

$$P(k,x) = \left(1 - e^{-\mu(k)\cdot x}\right) \cdot e^{-a(k)\,x^2}, \tag{7.4}$$

wobei die Parameter $\mu(k)$ und $a(k)$ an experimentelle Daten, die am CERN gewonnen wurden, angepaßt werden. Für die Energie 44 MeV und 177 MeV zeigt die Abbildung 7.3 (links) den Verlauf der Konversionseffizienz in Abhängigkeit der Konverterdicke.

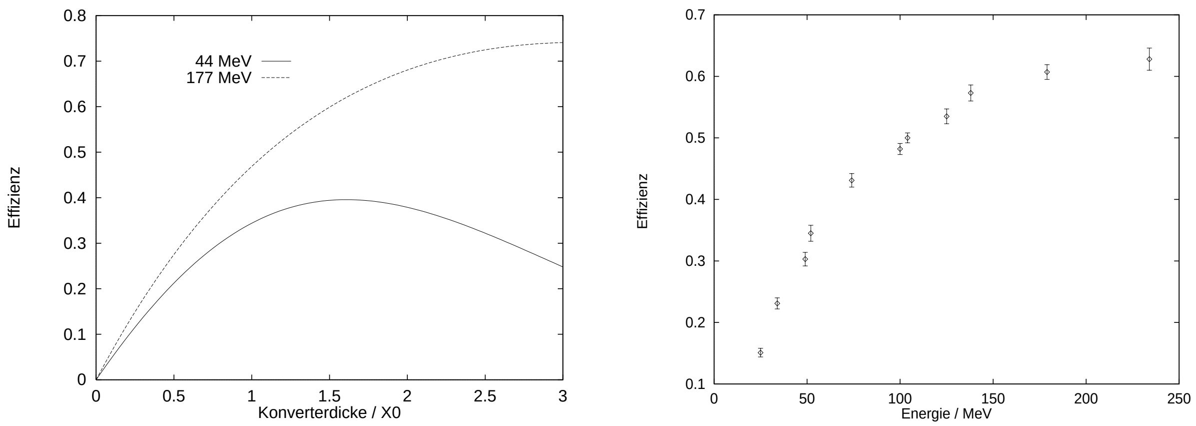

Abbildung 7.3: Links: Die Konversionseffizienz in Abhängigkeit der Konverterdicke für zwei verschiedene Energien (entnommen aus [53]). Rechts: Gemessene Konversionseffizienzen in Abhängigkeit der Photonenenergie für einen Bleikonverter der Dicke 1.7 Strahlungslängen, (entnommen aus [12]).

Für einen Bleikonverter der Dicke von 1.7 Strahlungslängen [3] ist in [12] eine gemessene Konversionseffizienz in Abhängigkeit der Photonenenergie angegeben und in Abbildung 7.3 (rechts) dargestellt. Die Effizienz der Konversion im Energiebereich, der für das Compton–Polarimeter relevant ist, beträgt demnach zwischen 10 % und 60 %. Ein Konverter optimaler Dicke hat sein Effizienzmaximum bei der Energie, die diejenigen Photonen aus der Compton–Streuung besitzen, die maximale Polarisationsinformation tragen. Abbildung 4.2 zeigt, daß diese Energie, abhängig von der Elektronenenergie, zwischen 30 MeV und 200 MeV liegt. Die optimale Konverterdicke ist damit ebenfalls von der Elektronenenergie abhängig und liegt zwischen einer und etwa 3.5 Strahlungslängen. Angestrebt ist allerdings, nur einen Konverter für Messungen über den gesamten Energiebereich von ELSA zu verwenden. Ein dazu geeigneter Kompromiß liegt bei einer Konverterdicke von etwa 2 Strahlungslängen.

Bei der Messung der Konversionseffizienz in [12] wurden nur Elektronen einer Energie oberhalb einer Schwellenenergie von (0.5—2) MeV berücksichtigt. Dagegen wurde eine niedrigere Konversionseffizienz gemessen, wenn Schwellenenergien oberhalb von 2 MeV verwendet wurden; die mittlere Energie der Teilchen, die den Konverter verlassen, ist also größer als 2 MeV.

Die hier vorgestellten Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit den Monte–Carlo–Simulationen des Programmpakets EGS4 (vgl. z.B. [41]), die in [17] diskutiert werden. Aus diesen Simulationen geht zusätzlich die Breite der Verteilung hervor, mit der die Teilchen nach der Konversion eines Photons den Konverter verlassen: Sie beträgt bei Konvertern einer Dicke bis zu 2 Strahlungslängen etwa $0.5\,mm$, unabhängig von der Energie der einfallenden Photonen im Bereich 20 bis 300 MeV. Damit ist die Verteilung der geladenen Teilchen hinter dem Konverter

[3]Für Blei beträgt eine Strahlunglänge $6.4\frac{g}{cm^2}$ entsprechend $5.6\ mm$

nur unwesentlich verbreitert gegenüber der Verteilung der einfallenden Photonen. Gemäß den Simulationsrechnungen verläßt im Mittel ein geladenes Teilchen pro einlaufendem Photon den Konverter. Die Rate der von einem nachfolgenden Detektor zu registrierenden geladenen Teilchen entspricht also in etwa der Rate der einfallenden Photonen.

Der Bleikonverter kann zugleich dazu dienen, einen nachfolgenden Detektor vor der Synchrotronstrahlung abzuschirmen. Der Bruchteil, der durch einen Bleikonverter einer Dicke von 2 Strahlungslängen hindurchtretenden Photonen $\frac{I(x)}{I_0}$ beträgt für Energien kleiner als 10 keV weniger als 10^{-20}, wie aus Abbildung 7.2 und Gleichung 7.3 hervorgeht. Damit wird auch der intensive Teil der Synchrotronstrahlung mit Photonenraten im Bereich $10^{18}\frac{1}{s}$ nahezu vollständig absorbiert. Diese Situation unterscheidet sich von der an Beschleunigern höherer Elektronenenergie, wie z.B. LEP . Dort liegt die kritische Energie der Synchrotronstrahlung in den Dipolen bei etwa 120 keV (vgl. [46]). Damit liegt ein großer Teil dieser Strahlung in einem Bereich, in dem die Absorption im Konverter unabhängig von der Photonenenergie ist, wodurch eine Separation der gestreuten Photonen vom Untergrund nicht mehr möglich ist.

7.4 Detektion der geladenen Teilchen

7.4.1 Energieverlust durch Ionisation

Durchqueren geladene Teilchen Materie, so verlieren sie entlang der Bahn einen Teil ihrer Energie durch Kollision mit den Hüllenelektronen der Materieatome.

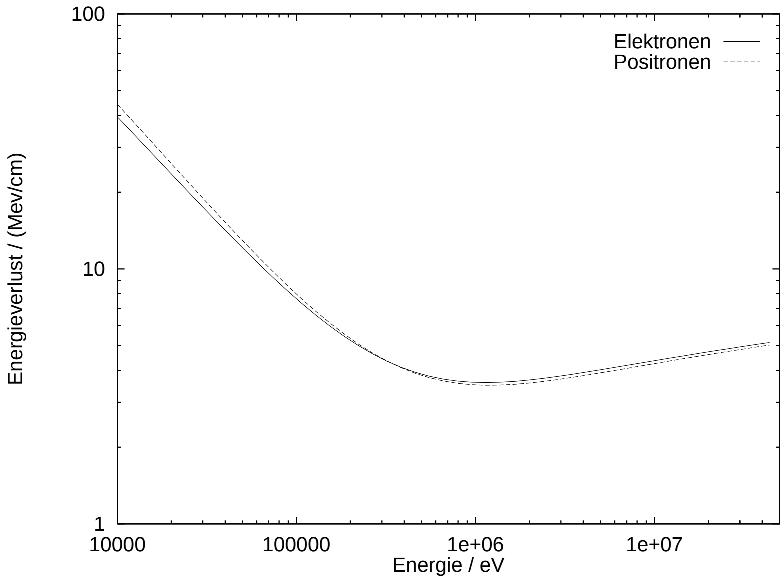

Abbildung 7.4: Der Energieverlust von Elektronen und Positronen in Silizium.

Der Energieverlust pro Wegstrecke wird durch die Bethe–Bloch–Formel (vgl. z.B. [37]) angegeben. Handelt es sich bei den einfallenden Teilchen um Elektronen oder Positronen, so sind folgende Punkte zu beachten: Erstens ist bei Elektronenenergien oberhalb einer kritischen Energie E_k der Energieverlust durch Bremsstrahlung größer als der durch Ionisation. Zweitens wird durch die Tatsache, daß die einfallenden Teilchen kleine Ruhemasse haben und, im Falle der Elektronen, den Stoßpartnern identisch sind, auch die Formel für den Energieverlust durch Ionisation modifiziert. Diese modifizierte Formel ist in [37] angegeben:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left\{\ln\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} + F(\tau) - \delta - 2\frac{C}{Z}\right\}, \qquad (7.5)$$

mit

r_e	: klassischer Elektronenradius,	m_e:	Elektronenmasse,
N_A	: Avogadro–Zahl,	I:	Ionisationspotential,
Z	: Kernladungszahl,	A:	Atommasse,
ρ	: Dichte,	c, β:	Lichtgeschwindigkeit und Lorentzfaktor,
δ, C	: materialabh. Korrekturterme,	τ:	$\frac{\text{kin.Energie}}{m_e c^2}$

und

$$F(\tau) = \begin{cases} 1-\beta^2+\frac{\frac{\tau^2}{8}-(2\tau+1)\ln 2}{(\tau+1)^2} & \text{für Elektronen} \\ 2\ln 2 - \frac{\beta^2}{12}\left(23+\frac{14}{\tau+2}+\frac{10}{(\tau+2)^2}+\frac{4}{(\tau+2)^3}\right) & \text{für Positronen} \end{cases}. \qquad (7.6)$$

Abbildung 7.4 zeigt den Verlauf des Energieverlustes von Elektronen und Positronen in Abhängigkeit der Teilchenenergie, berechnet für Silizium mit $Z = 14$, $A = 28$, $I = 173\,eV$ und $\rho = 2.33\frac{g}{cm^3}$. Der hier gezeigte Verlauf ist auch für andere geladene Teilchen größerer Ruhemasse qualitativ richtig: Für $\beta\cdot\gamma \approx 3$ nimmt der Energieverlust ein Minimum an und steigt zu größeren Energien nur schwach an. Teilchen in diesem Energiebereich werden daher als minimalionisierend [4] bezeichnet. Die Kurven in Abbildung 7.4 wurden berechnet, ohne die Korrekturterme zu berücksichtigen. Dadurch liegt bei Energien über $10\,MeV$ der wahre Wert des Energieverlustes etwas unterhalb der gezeigten Werte.

Elektronen mit Energien von einigen MeV verlieren z.B. in Silizium etwa 4 MeV pro cm Wegstrecke durch Ionisation. Eine typische Dicke von Detektoren auf Siliziumbasis ist $300\,\mu m$. In einem solchen Detektor wird im Mittel 117 keV Energie pro MIP deponiert. Da die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlusts zu hohen Energien hin unsymmetrisch ist, liegt der wahrscheinlichste Energieverlust mit $84\,keV$ niedriger als der mittlere, die Breite (FWHM) der Verteilung beträgt etwa $90\,keV$ (vgl. [47]).

7.4.2 Entstehung eines elektrischen Signals

In diesem Abschnitt wird dargestellt, wie die Energie, die ein minimal ionisierendes Teilchen in einem Siliziumdetektor deponiert, zu einem elektrischen Signal führt (vgl. z.B. [57][37]). Das in den Detektoren verwendete Silizium liegt in kristalliner Form in Diamantstruktur vor. Das Fermi–Niveau liegt zwischen zwei Energiebändern, so daß das Silizium einen Halbleiter bildet: Bei tiefer Temperatur ist das Energieband unterhalb des Fermi–Niveaus (Valenzband) gefüllt, das Band oberhalb des Niveaus (Leitungsband) leer — das Silizium ist in diesem Zustand ein perfekter Isolator. Erst bei höheren Temperaturen entstehen frei bewegliche Ladungsträger in den Bändern und das Silizium wird leitend.

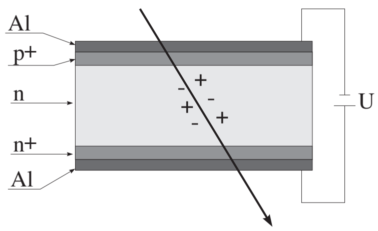

Abbildung 7.5: Querschnitt durch eine Halbleiterdiode.

Der Bandabstand zwischen Valenz- und Elektronenband beträgt 1.1 eV. Dieser Energiebetrag kann z.B. durch ein geladenes Teilchen aufgebracht werden, daß das Material durchquert und damit ein Elektron vom Valenz- in das Leitungsband anhebt.

[4] englisch MIP: minimal ionizing particle

Dabei bleibt ein Loch im Valenzband zurück, das sich, ebenso wie das angehobene Elektron, im Kristall bewegen kann. Der zur Erzeugung eines Elektron–Loch–Paares in Silizium im Mittel benötigte Betrag beträgt 3.6 eV [5] , ein MIP hinterläßt also im Silizium–Detektor der Dicke $300\,\mu m$ im Mittel 32500 und am wahrscheinlichsten 23500 Ladungsträgerpaare. Dies entspricht einer Ladung von $5.2\,fC$ bzw. $3.7\,fC$.

Damit die so getrennten Ladungen nicht wieder rekombinieren, sondern als Signal abgegriffen werden können, wird in dem Detektor eine Halbleiterdiode aus p- und n-dotiertem Silizium gebildet. Im Übergangsbereich zwischen p- und n-dotiertem Silizium entsteht eine ladungsträgerarme Zone (Depletionszone), die durch Anlegen einer äußeren Spannung in Sperrichtung vergrößert wird. In dieser Zone herrscht ein elektrisches Feld, das die erzeugten Elektron–Loch–Paare beschleunigt und so zu einem meßbaren Stromsignal führt. Die depletierte Zone ist als das sensitive Volumen des Detektors anzusehen. Wird eine hinreichend große Spannung in Sperrichtung angelegt, so erstreckt sich die Depletionszone über die ganze Dicke des Detektors. Dieser Zustand wird als ein Zustand vollständiger Depletion, die dazu anzulegende Spannung als die Depletionsspannung des Detektors bezeichnet.

In Abbildung 7.5 wird ein Schnitt durch eine Halbleiterdiode gezeigt. Der pn–Übergang ist zwischen dem n-dotierten Silizium im Zentrum des Kristalls und der hochdotierten p^+-Zone zu sehen. Die Potentiale werden über Aluminium-Kontakte zugeführt, die an jeweils eine hochdotierte Zone grenzen. Diese verhindern das Wachsen der Depletionszone bis zu den Metallkontakten.

Die Sammelzeit, innerhalb derer die in der Depletionszone entstandene Ladung zu den Elektroden gedriftet ist, beträgt typischerweise einige zehn Nanosekunden (vgl. [15]).

7.4.3 Signalverarbeitung

Durch die Bewegung der Ladung, die in der Depletionszone durch einen Teilchendurchgang getrennt wurde, entsteht an den Kontakten des Detektors über Influenz ein Stromsignal.

Um die Information über den Teilchendurchgang zu erhalten, wird dieses Signal einem ladungsintegrierenden Verstärker zugeführt. Im hier realisierten Aufbau geschieht dies durch die sog. dc-Kopplung von Detektor und Verstärker, d.h. die direkte Verbindung des Detektors an den Eingang eines Operationsverstärkers.

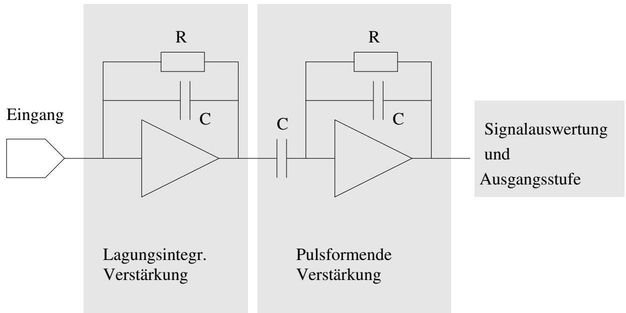

Abbildung 7.6: Stufen der Signalverarbeitung in einem Vorverstärkerchip.

Hierbei fließt neben der Signalladung auch der Leckstrom [6] des Detektors in den Verstärker, was ggf. in einer Verschiebung des Arbeitspunkts resultiert. Dieser Effekt wird hier in Kauf genommen, da keine analoge Information über die Signalhöhe gewonnen werden soll, sondern nur ein Treffer an Hand der Überschreitung eines Schwellenwerts detektiert werden soll. Die alternativ gebräuchliche ac–Kopplung erfordert zusätzliche Kapazitäten

[5] Die Differenz dieses Betrages zur Größe der Bandlücke erklärt sich aus zusätzlich angeregten Gitterschwingungen

[6] Der in Sperrichtung betriebene pn-übergang ist kein perfekter Isolator, sondern es kann ein sog. Leckstrom fließen. Dieser Strom hat mehrere Ursachen, wie z.B. die Bewegung von Minoritätsladungsträgern, thermisch generierte Elektron–Loch–Paare, oder Oberflächenströme (vgl. [37]).

zwischen Detektor und Verstärker, was zu einem größeren Aufwand und höherer Strahlungsempfindlichkeit führt.

Neben der Ladungsintegration zählt zur Vorverstärkung eine bandbreitenbegrenzte Verstärkung der Signale in einem sog. *Shaper* (siehe Abbildung 7.6). Hier wird das Signal mittels Differentiation und Integration über einen Operationsverstärker geformt und verstärkt. Durch die Bandbreitenbegrenzung des Verstärkungsprozesses wird bei geeigneter Dimensionierung das Signal/Rausch–Verhältnis verbessert. Im Anschluß an die Verstärkung folgt eine Signalauswertung, die sich im Falle des am Compton–Polarimeter eingesetzten Verstärkers auf einen Schwellwertvergleich beschränkt. Je nach Anwendung können in dieser Stufe anderer Verstärker aber auch Analogwerte des Pulses gespeichert und ausgegeben werden.

7.4.4 Ortsauflösung

Einen ortsauflösenden Detektor erhält man durch Segmentierung einer Elektrode der Halbleiterdiode und separate Auslese einzelner Segmente. Wird eine Ortsauflösung in nur einer Dimension verlangt, wird meist die p^+–Elektrode in Streifen unterteilt, da wegen Raumladungseffekten die Unterteilung der n^+–Elektrode aufwendiger ist [20].

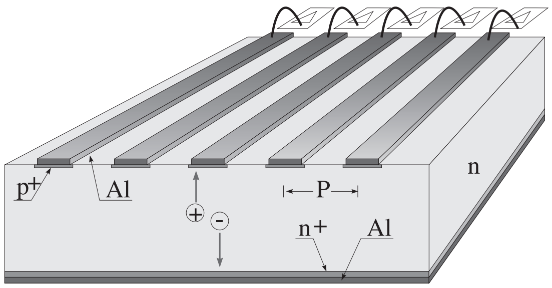

Abbildung 7.7: Ein Mikrostreifenzähler mit Streifenabstand P. Das Signal jedes Streifens wird je einem Verstärkerkanal über Bonddrähte zugeführt.

Der Abstand P von Streifenmitte zu Streifenmitte (*Pitch*) ist dabei für die Größe der Ortsauflösung entscheidend: Zählt man nur Streifentreffer anhand einer Schwellwertüberschreitung (binäre Auslese), so gilt für die Auflösung σ des Detektors [7]: $\sigma = \frac{P}{\sqrt{12}}$.

Die beim Compton–Polarimeter benötigte Ortsauflösung wird also durch einen Streifenabstand von etwa $P = 100\,\mu m$ bei binärer Auslese erreicht. Die Berücksichtigung analoger Signalhöhen zur Ortsrekonstruktion kann, abhängig von dem erzielten Signal–Rausch–Verhältnis, zu erheblich besseren Auflösungen ($< 10\,\mu m$) führen [58]. Diese Möglichkeit wird aber aufgrund der beim Compton–Polarimeter auftretenden hohen Rate zu detektierender Teilchen nicht weiter verfolgt.

Um das Rauschen aufgrund hoher Eingangskapazitäten zu minimieren, muß die Signalverarbeitung in möglichst kleinem Abstand von den Detektorstreifen erfolgen. Dies bedeutet, daß Verstärker verwendet werden sollten, deren Eingänge in gleichem Abstand voneinander liegen wie die Streifen des Detektors. Eine große Zahl an Verstärkerkanälen auf kleinem Raum wird durch die Entwicklung hochintegrierter Verstärkerchips möglich, die durch dünne Metalldrähte [8] mit den Detektorstreifen verbunden werden.

7.4.5 Strahlenschäden

Zusätzlich zur Erzeugung von Elektron–Loch–Paaren treten weitere Effekte im Halbleiter auf, die auf die Wechselwirkung mit einem hochenergetischen Teilchen zurückzuführen sind. So werden

[7] Berechnet als Standardabweichung einer im Intervall $\left[\frac{-P}{2}, \frac{+P}{2}\right]$ gleichverteilten Größe.

[8] Sog. Bonddrähte: Gold- oder Aluminiumdrähte mit einem Durchmesser von etwa 15 bis 50 μm, die durch Ultraschall auf die Befestigungsflächen der Chips aufgebracht werden.

nur eine gewisse Zeit auf dem eingestellten Potential, bis er durch Sperrströme auf ein anderes, undefiniertes Potential umgeladen wird. Die Information bleibt daher nur für einen begrenzten Zeitraum gespeichert, der experimentell zu bestimmen ist (siehe Abschnitt 8.5.1).

Über die Kernfunktion des Addierens hinaus verfügt der Chip zusätzlich über einen Monitorausgang. Der Wert dieses Ausgangs ist eine Oder–Verknüpfung der Eingänge einer zu wählenden Untermenge von Kanälen. Diese Auswahl kann durch ein geeignetes Muster, das über den Eingang SerIn im Auslesemodus in die Schieberegister geladen wird, und über das Signal LoadLatch vorgenommen werden (vgl. Tabelle 8.2). Der Monitorausgang wird hauptsächlich bei der Einstellung der Betriebsparameter und zur Fehlersuche verwendet; zur näheren Erläuterung seiner Funktionsweise sei auf [25] verwiesen.

Die Tabelle 8.2 stellt die Signale zusammen, die für einen Betrieb des Zählchips notwendig sind.

Bezeichnung	Wert	Funktion
Vdd	$(4.0—5.0)V$	Versorgungsspannung Digital–Teil
Vdc	$(4.0—5.0)V$	Versorgungsspannung Strom–Spannungswandler
Dgnd	0 V	Masse des Zählchips
SerIn	Low , High	Serieller Eingang des Zählchips
SerOut	Low , High	Serieller Ausgang des Zählchips
ExtClk	Low , High	Taktsignal an alle Flipflops: ein Wechsel von Low auf High initiiert einen Schiebeschritt
Shift/Count	Low , High	Umschalten zwischen Zähl- und Auslese–Modus des Zählchips
EnClk	Low , High	Zählen der Eingangspulse wird zugelassen oder unterdrückt
LoadLatch	Low , High	ein Wechsel von Low auf High lädt das erste Bit jedes Zählers in ein statisches Register und programmiert somit den Monitorausgang
OrOut	Low , High	Monitorausgang : Ein logisches ODER der Eingänge der programmierten Kanäle
Bias OutBus	$\approx 20\,\mu A$	Stromquelle des Monitorausgangs
Bias Iref	$\approx 10\,\mu A$	Stromquelle des Strom–Spannungswandlers am Eingang jedes Kanals

Tabelle 8.2: Signale und Spannungen zum Betrieb des Zählerchips.

8.2.3 Aufbau der Adapterplatine

Das Konzept und der mechanische Aufbau der Adapterplatine entsprechen den in [25] beschriebenen: Je drei Verstärker- und Zählchips werden auf eine Platine geklebt, auf der sich neben einigen Kondensatoren keine weiteren elektrischen Bauteile befinden. Die Aufbereitung aller Spannungen und Signale findet auf einer sog. *Interconnectplatine ICC* statt, die mit der Adapterplatine über ein Flachbandkabel verbunden ist.

Um einen einfachen Aufbau der Adapterplatine zu erhalten wurde von der auch vom Hersteller vorgesehenen Möglichkeit Gebrauch gemacht, alle baugleichen Chips parallel aus einer Signalquelle zu speisen. Dies bedeutet, daß die Versorgungsspannungen und Eingangssignale zu den Chips nur einfach auf der Icc generiert, auf die Adapterplatine geführt und dort an die einzelnen Chips verteilt werden. Eine Ausnahme bildet der Referenzstrom Bias Iref , der für die drei Zählchips einer Platine getrennt auf dem Stecker aufliegt und extern eingestellt werden kann. Ebenso werden die Ausgänge der Zählchips (SerOut und OrOut) getrennt nach außen geführt. Insbesondere wird von der in [25] diskutierten Möglichkeit, die Zählchips untereinander zu *einem* Schieberegister zu verbinden und über *einen* Ausgang auszulesen, kein Gebrauch gemacht, um eine geringere Störanfälligkeit zu erreichen. Zusätzlich wird so die Auslesegeschwindigkeit erhöht, da die Inhalte der Zählchips parallel anstatt seriell eingelesen werden können.

8.3 Periphere Elektronik

Zur peripheren Elektronik gehören je eine Icc für jede Adapterplatine und eine den beiden Platinen gemeinsame Spannungsversorgung. Die Icc erfüllt zwei Aufgaben:

- Sie erzeugt die notwendigen Betriebsspannungen und -ströme, sowie die Schwellenspannungen V_{Thr+} und V_{Thr-},
- und sie führt eine Potentialtrennung durch zwischen den Signalen des Vme–Rechners und der Adapterplatine.

Darüberhinaus verfügt die Icc über keine eigenständigen Logikbausteine, etwa zur Zwischenspeicherung der ausgelesenen Werte.

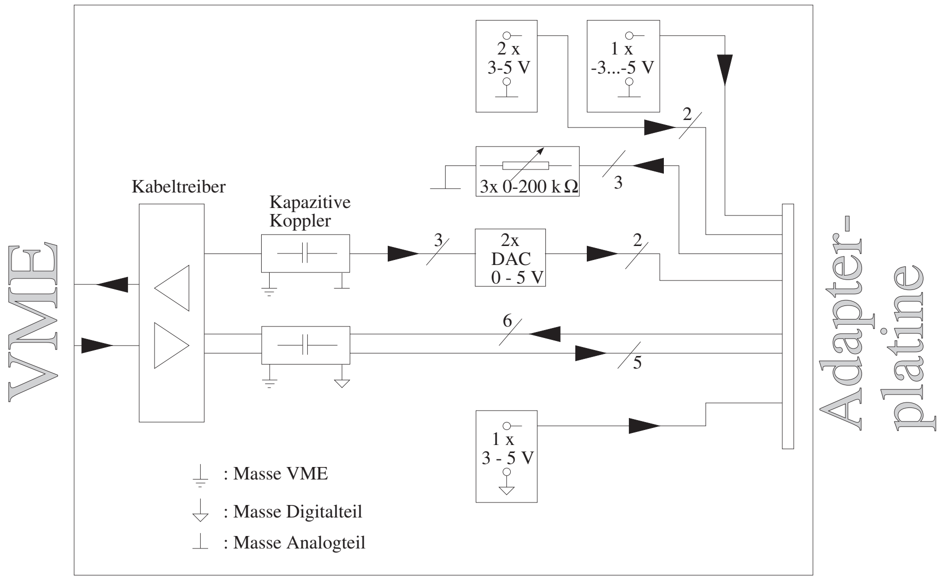

Abbildung 8.5: Blockschaltbild der Icc .

Alle zur Steuerung und Auslese des Detektors notwendigen Signale werden vom Vme–Rechner erzeugt bzw. werden dorthin geführt. Um Störungen der Signalübertragung durch hochfrequente elektromagnetische Felder, wie sie in Beschleunigernähe auftreten können, auch bei großen Kabellängen von etwa 15 Metern zwischen Icc und dem Vme–Rechner zu vermeiden, werden alle Signale differentiell über *twisted pair*–Kabel geführt. Auf der Icc werden die Signale auf das Potential der Adapterplatine angehoben. Zur Potentialtrennung dienen auf der Icc 8 kapazitive Koppler [3].

[3] *Burr-Brown* ISO150

Die Schwellenspannungen werden mit Hilfe zweier Digital-/Analog-Konverter [4] erzeugt. Diese Konverter werden mittels dreier Signale über den VME-Rechner programmiert. Die Weg der Erzeugung über D/A–Wandler wurde gewählt, um während des Detektorbetriebs rechnergesteuert die geeignete Schwellenspannung zur Untergrunddiskriminierung einstellen zu können.

Alle übrigen Spannungen und Ströme werden mit Hilfe von Spannungsreglern und Potentiometern auf der ICC eingestellt und bleiben während des Detektorbetriebs unverändert.

8.4 Rechnerbasierte Steuerung

8.4.1 Aufgaben der Steuerung

Die Aufgaben der Detektorsteuerung werden drei Problemkreisen zugeordnet :

1. **Signalerzeugung:** Die zum Betrieb des Detektors notwendigen Signale müssen erzeugt werden. Softwareroutinen, die Signalsequenzen, z.B. zum Löschen oder Auslesen des Detektorinhalts, generieren, werden höheren Programmierebenen zur Verfügung gestellt.

2. **Berechnung:** Die aus dem Detektor eingelesenen Meßdaten sollen weiterverarbeitet werden, um physikalische relevante Ergebnisse zu extrahieren. Dazu zählt z.B. der Schwerpunkt des aufgenommenen Profils, der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls oder die insgesamt registrierte Trefferzahl.

3. **Kontrolle:** Auf der Kontrollebene sind die Aufgaben der Synchronisierung der einzelnen Prozesse [5] zur Signalerzeugung oder Berechnung angesiedelt. Darüberhinaus sind Prozesse auf dieser Ebene für eine Kommunikation mit dem Benutzer verantwortlich, der den Meßablauf kontrolliert und wesentliche Betriebsparameter, wie z.B. die Schwellenspannung für den Diskriminator, einstellt.

Die Aufgaben auf allen Ebenen werden von einem Rechnersystem auf VME–Basis gelöst. Es besteht aus einer kommerziell erhältlichen CPU–Karte [6] und einer im Institut entwickelten VME–Einschubkarte, die die digitalen Steuersignale generiert. Das System wird von dem Betriebssystem VxWorks verwaltet.

Der Einsatz eines VME–Rechners, wie er bereits mehrfach an ELSA eingesetzt wird, ermöglicht eine einfache Einbindung der Detektorsteuerung in das ELSA –Kontrollsystem. Durch die Verwendung des Echtzeit–Betriebssystems VxWorks kann ein definiertes Zeitverhalten der Detektorsteuerung über die zu erstellende Software garantiert werden.

8.4.2 Signalebene

Der Betrieb des Detektors beschränkt sich aus der Sicht der Signalebene auf die Generierung digitaler Signale, die zur Steuerung des Zählchips dienen (vgl.Tabelle 8.2). Hinzu kommen drei weitere digitale Signale, über die die Programmierung der Digital/Analog–Konverter vorgenommen wird. Diese Signale werden von einer I/O–Einschubkarte für den VME–Bus erzeugt.

Jedes digitale Signal ist Ausgang eines Flipflops, das sich auf der VME–Karte befindet und kann die zwei Werte LOW und HIGH annehmen. Der Wert jedes Signals kann durch Anlegen einer

[4] Max539 der Firma *Maxim*

[5] Unter einem Prozeß wird in diesem Zusammenhang der Ablauf einer Softwareroutine verstanden.

[6] VM30 der Firma PEP mit einem 68030–Prozessor der Taktfrequenz 40 MHz und 4 MB RAM

zugehörigen Adresse auf die Adressleitungen des VME–Busses invertiert werden. Das Erzeugen eines Pulses erfordert demnach ein zweimaliges Ansprechen des VME–Busses mit der zugehörigen Adresse. Eine Ausnahme bildet das Signal EXTCLK , das direkt aus dem CS–Puls (*ChipSelect*) des VME–Busses abgeleitet wurde, um höhere Taktgeschwindigkeiten zu erreichen. Zur Erzeugung eines EXTCLK –Pulses ist nur ein einmaliges Ansprechen des VME–Busses mit der zugehörigen Adresse notwendig. Bei der Auslese der Zählchips können minimale Abstände t_{Clk} der EXTCLK –Pulse von $2\,\mu s$ erreicht werden. Eine gleichzeitige Inversion von zwei oder mehr Signalen ist aufgrund dieses Konzepts der I/O–Karte nicht möglich, zur Steuerung des Detektors auch nicht erforderlich.

Die SEROUT –Signale aus den sechs Zählchips werden parallel, d.h. in einem Taktzyklus, über die Datenleitungen des VME–Busses zur CPU übertragen und abgespeichert. Die 6 OROUT –Signale der Zählchips können an Monitorausgängen der I/O–Karte über LEMO–Stecker abgegriffen werden.

Da alle Signale über den VME–Bus kontrolliert werden, werden Steuersequenzen zum Betrieb des Detektors von einer Software generiert, die auf der CPU abläuft. Die zwei wichtigsten Sequenzen, für den Meßbetrieb und die Auslese des Detektorinhalts, sollen kurz erläutert werden (vgl. Abbildung 8.6) :

- **Messen:** Nimmt das SHIFT/COUNT –Signal den Wert HIGH an, so befindet sich der Zählchip im Betriebsmodus „Zählen“ ; über den Zeitraum, in dem das ENCLK –Signal den Wert HIGH aufweist, findet dann eine Messung statt, d.h. die Signale vom Eingang eines jeden Kanals werden aufaddiert. Während der Meßphase sind zusätzliche EXTCLK –Pulse (sog. *Refresh*–Pulse) mit der Rate $\frac{1}{t_{Ref}}$ notwendig, um einen Informationsverlust der dynamischen Flipflops zu verhindern.

- **Auslesen:** Durch den Wert LOW des SHIFT/COUNT –Signals befindet sich der Zählchip im Betriebsmodus „Auslese“ . Mit jedem EXTCLK –Puls wird ein weiteres Bit zum Ausgang SEROUT geschoben und kann eingelesen werden. Das Signal ENCLK muß den Wert LOW aufweisen, um ein unsychronisiertes Schieben durch Signale des Streifendetektors zu verhindern. Da der Zählchip aus 128 Kanälen zu je 15 Bit besteht, sind insgesamt $128 \cdot 15 = 1920$ EXTCLK –Pulse notwendig, um alle Zählerinhalte auszulesen. Nimmt dabei das Signal SERIN den Wert HIGH an, sind damit gleichzeitig alle Zählerinhalte gelöscht, und der Chip ist für den nächsten Meßzyklus bereit.

8.4.3 Berechnungsebene

Als Ergebnis des Auslesezyklus erhält man ein Bitfeld der Größe $6 \cdot 1920$, in dem die Zählerinhalte der sechs Zählchips gespeichert sind. Die Verarbeitung dieser Rohdaten läßt sich in drei Aufgaben unterteilen:

1. **Konversion:** Zunächst muß das Bitfeld umsortiert werden, um die Zählerinhalte der $6 \cdot 128$ Kanäle zu rekonstruieren. Wie in Abschnitt 8.2.2 dargestellt, stellt der Zählerinhalt eines Kanals *nicht* die Binärkodierung der Ereigniszahl dar, die in diesem Kanal summiert wurde. Die notwendige Konversion des Zählerinhalts in die Binärkodierung geschieht am schnellsten über einer Wertetabelle, die einmalig beim Start des Systems berechnet wird.

2. **Akkumulation:** Die aus einem Meßzyklus erhaltenen konvertierten Daten aus 400 Kanälen müssen zu den Daten addiert werden, die in den vorangegangenen Zyklen erhalten wurden.

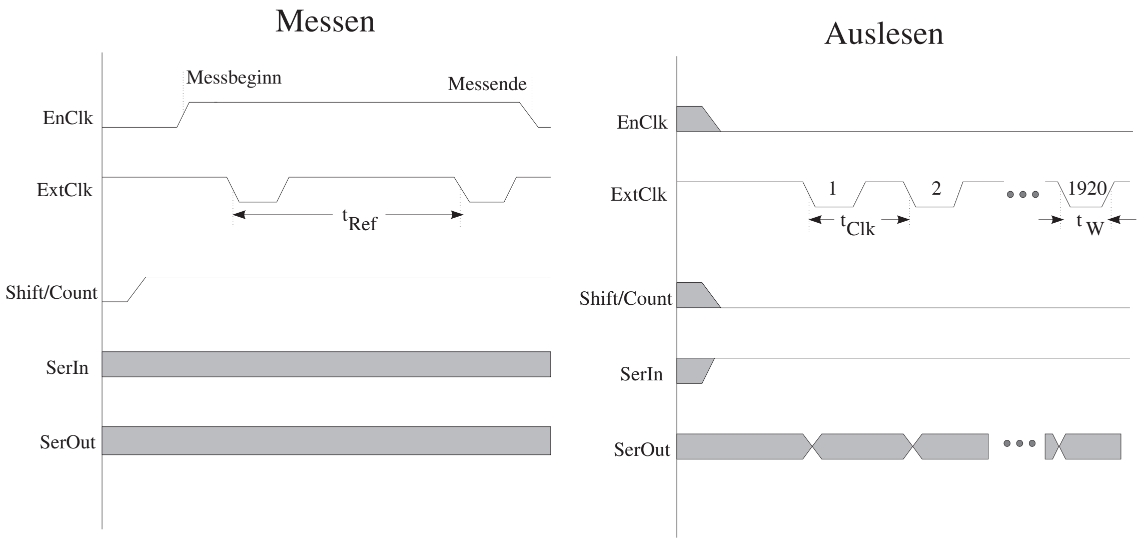

Abbildung 8.6: Die Steuersequenzen für den Zählbetrieb und die Auslese des Detektors. Die Schraffur deutet an, daß zu diesem Zeitpunkt sowohl der Wert LOW wie auch HIGH möglich ist.

Zu subtrahieren ist dabei jeweils die Zahl an zusätzlichen EXTCLK –Pulsen während der Meßphase. Da jeder Zählchip 128 Kanäle besitzt, von denen nur 64 mit einem Kanal des Verstärkers verbunden sind, lä3t sich die Zahl der Refresh–Pulse am einfachsten aus dem Wert der nicht angeschlossenen Zählkanäle erhalten.

3. **Auswertung:** Die über mehrere Meßzyklen erhaltenen Daten müssen ausgewertet werden, was in der Regel das Berechnen des Profilschwerpunkts bedeutet.

Zur Lösung dieser Aufgaben wurden einzelne Prozesse erstellt, deren Zeitbedarf und Synchronisation im nächsten Abschnitt diskutiert werden.

8.4.4 Kontrollebene

Ziel bei der Prozeßsynchronisation war es, eine möglichst kurze Gesamt–Meßzeit zu realisieren, indem die Totzeit, die durch die Auslese des Detektors bedingt ist, minimiert wird.

Der Prozeß der Auslese selbst benötigt $t_{Read} = 1920 \cdot t_{Clk} \approx 5\,ms$, die Dauer eines Meßzyklus soll etwa eine Sekunde betragen (siehe Abschnitt 4.5). Mit einer integralen Zählrate von $100\,kHz$ und einer Breite der Verteilung von $5.0\,mm$, wie sie nach den Simulationen erwartet werden, tritt eine maximale von $1\,kHz$ pro Streifen auf. Innerhalb einer Sekunde wird also kein Zählerüberlauf in einem der Streifen erwartet. Damit die Totzeit zwischen den Meßzyklen ein Prozent der Meßdauer nicht übersteigt, sollen die Prozesse der Konversion, Akkumulation und Auswertung parallel zum Meßbetrieb des Detektors ablaufen.

Damit werden die Prozesse der Konversion und Akkumulation zeitkritisch: Sie müssen beendet sein, bevor mit dem Ende des nächsten Meßzyklus neue Daten eingelesen werden. Mit einem Zeitbedarf von $t_{Conv} \approx 30\,ms$ zur Konversion und Akkumulation ist diese Forderung erfüllt. Diese Prozesse werden vom Auslese–Prozeß nach Ende der eigentlichen Datenauslese angestoßen.

Die Aufgabe der Datenauswertung kann auf einem eigenen konsistenten Datensatz durchgeführt werden und unterliegt, ebenso wie der Prozeß der Benutzerkommunikation, keiner Zeitbez.B. durch Kollision mit dem Atomen des Kristallgitters neue Fehlstellen im Kristall erzeugt, die für einen Anstieg des Leckstroms verantwortlich sind (vgl. [35][39]). Da diese Kristallschäden stabil sind, ist der entstandene Leckstrom proportional zum Integral des Teilchenstroms über die Einsatzzeit des Detektors.

Eine empirische Formel verknüpft den durch Strahlenschäden entstandenen Leckstrom mit der Größe des Teilchenflusses [37]:

$$J = q\, n_i\, d\, K\, \frac{\Phi}{2}, \tag{7.7}$$

wobei J den Leckstrom, q die Elementarladung, n_i die Dichte der Minoritätsladungsträger im Halbleiter, d die Dicke der depletierten Schicht und Φ den Teilchenfluß bezeichnet. Die Größe K ist eine empirisch bestimmte Schadenskonstante, die von der detektierten Teilchenart abhängt. Sie ist am größten für langsame Neutronen ($\approx 10^{-5}\, \frac{cm^2}{s}$). Der kleinste Wert der Schadenskonstanten wird für Elektronen mit Energien von etwa 3 MeV angenommen, wie sie beim Compton–Polarimeter zu detektieren sind: $K \approx (2\text{—}10)10^{-8}\, \frac{cm^2}{s}$.

Mit einem Wert von $n_i = 1.5 \cdot 10^{10}\, \frac{1}{cm^2}$ für Silizium erhält man einen Leckstrom von $\frac{1\,\mu A}{10^{11} e^-}$. Da die Verstärkerchips, die beim Compton–Polarimeter eingesetzt werden sollen, für einen Leckstrom von etwa $1\,\mu A$ pro Kanal spezifiziert sind und durch einen Streifen der Breite $100\,\mu m$ maximal 10^4 Elektronen pro Sekunde treten, erhält man eine Mindestnutzungsdauer des Detektors von etwa $10^7\, s$. Setzt man eine Meßzeit des Compton–Polarimeters von etwa 1000 Stunden pro Jahr voraus, so ist dieser Detektor über mehrere Jahre einsetzbar, bevor der durch Strahleinwirkung vergrößerte Leckstrom einen Ersatz erfordert.

Kapitel 8

Der Aufbau eines Detektor–Prototyps

8.1 Überblick

Der Silizium–Streifen–Zähler, der beim Compton–Polarimeter eingesetzt werden soll [1], hat eine sensitive Fläche von $(4 \cdot 4)\,cm^2$ und einen Streifenabstand von $P = 100\,\mu m$.Die 400 Streifen werden wechselseitig ausgelesen. Auf jeder Seite werden drei Verstärkerchips und drei Zählchips eingesetzt, um die Signale jedes Streifens parallel zu verstärken, zu diskriminieren und die Zahl der Treffer jedes Streifen zu summieren. Jeder Zählchip wird seriell über eine periphere Elektronik von einem Rechnersystem auf VME–Basis ausgelesen. Einzelne Komponenten, wie der Streifenzähler und der Zählchip, wurden im Rahmen der Diplomarbeit von A. Huwer untersucht und ein Aufbau dieser Komponenten auf einer sog. Adapterplatine konzipiert [25].

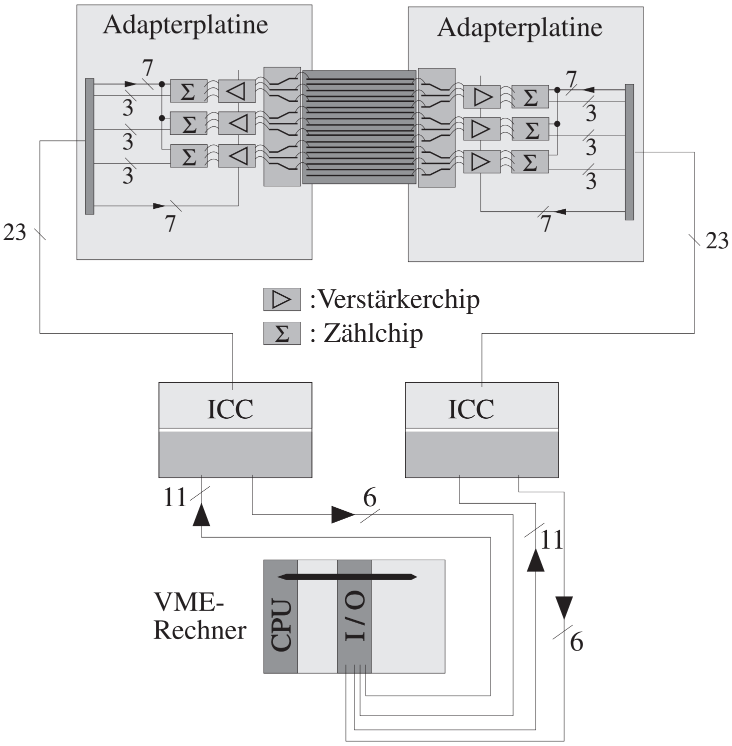

Abbildung 8.1: Überblick über den Aufbau und die Auslese des Detektormoduls. Die Zahlen in der Abbildung geben die Anzahl der jeweils parallel geführten Leitungen an.

In den folgenden Abschnitten werden zunächst kurz die Komponenten und die Adapterplatine beschrieben, die gegenüber [25] nur leicht modifiziert realisiert wurde. Darauf folgend wird die Entwicklung der peripheren Elektronik und der rechnerbasierten Steuerung und Auslese des Detektormoduls dargestellt.

[1] Typ IPS 40x40-300-N400 der Firma *Eurisys Meßtechnik*.

8.2 Adapterplatine

8.2.1 Der Verstärkerchip

Die eingesetzten Verstärkerchips sind eine Entwicklung des Lawrence Berkeley Laboratoriums der Universität von Kalifornien aus dem Jahr 1992 [32][33]. Sie wurden in Kooperation mit der Firma *AT&T* für die Verwendung am *SDC Silicon Tracker* in bipolarer Technologie hergestellt. Die Verwendung bipolarer Transistoren anstatt von CMOS-Strukturen bietet den wesentlichen Vorteil der geringeren Empfindlichkeit gegen radioaktive Strahlung, weshalb diese Technologie zur Herstellung der Verstärkerchips ausgewählt wurde (vgl. [33]). Jeder Chip besitzt 64 Kanäle zur parallelen Verarbeitung von Signalen positiver Polarität, wie sie an den p^+–Streifen des Streifenzählers abgegriffen werden können. Neben der Ladungsintegration und Verstärkung besteht die Signalverarbeitung in jedem Kanal vor allem in einer Diskrimination an einer extern vorzugebenden Schwelle.

Ein besonderes Merkmal des Chips, das ihn für den Einsatz beim Compton–Polarimeter auszeichnet, ist die Selbsttriggerung auf ein Ereignis, das anhand der Überschreitung des Schwellenwerts durch die gesammelte Ladung detektiert wird. Zur Erzeugung des Ausgangssignales wird kein externer Trigger benötigt, der einen Teilchendurchgang anzeigt. Andere gebräuchliche Verstärkerchips benötigen im Gegensatz dazu ein externes Triggersignal, das bei vielen Experimenten der Hochenergiephysik leicht abzuleiten ist, beim Compton–Polarimeter aber nur durch einen zusätzlichen Detektor zu erhalten wäre. Der Schwellenwert, bei dessen Überschreitung der jeweilige Kanal des Verstärkerchips einen Strompuls ausgibt, wird als differentielles Signal dem Chip zugeführt.

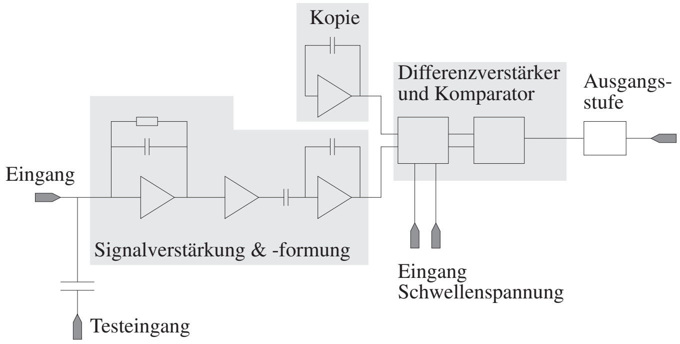

Abbildung 8.2: Blockschaltbild eines Kanals des eingesetzten Verstärkerchips. Nicht dargestellt sind die hier nicht relevanten Komponenten zur Timewalk–Korrektur.

Der Chip wurde in Hinblick auf einen niedrigen Rauschpegel und eine hohe Doppelpulsauflösung entwickelt. Dazu dient unter anderem die Differenzbildung aus dem verstärkten und geformten Signal einerseits und dem Ausgang einer Kopie der signalformenden Verstärkerstufe andererseits. Aus Simulationen des Herstellers geht ein Wert für das Rauschen der Spannung U_{Amp} am Eingang des Komparators von $31\,mV$, eine Verstärkung bis zu dieser Stufe von $175\,\frac{mV}{fC}$ und eine Doppelpulsauflösung von $128\,ns$ hervor. Damit sollte das Signal von $3.7\,fC$ eines den Detektor durchquerenden MIPs vom Rauschen deutlich zu trennen sein. Auch die Größe der Doppelpulsauflösung übertrifft den beim Compton–Polarimeter geforderten Wert um mehr als eine Größenordnung.

Zu Testzwecken können dem Verstärkerchip Spannungspulse zugeführt werden. Diese Pulse laden einen Kondensator im Eingang jedes Kanals des Chips auf (vgl. Abbildung 8.2). Die dabei fließende Ladung wird von den Verstärkern des Kanals anstatt eines Signals aus dem Streifendetektor weiterverarbeitet. Da die Größe jedes Kondensators $0.1\,pF$ beträgt, wird bei einem Spannungspuls einer Amplitude von $40\,mV$ eine Ladungsmenge bewegt, die etwa derjenigen entspricht, die der Durchgang eines MIP durch den Streifenzähler erzeugen würde. Insgesamt stehen vier dieser Testeingänge auf dem Verstärkerchip zur Verfügung, wobei an jeden Eingang je ein Viertel aller Kanäle des Chips angeschlossen ist. Das Testen eines einzelnen Kanals ist nicht möglich.

Die Tabelle 8.1 stellt die Spannungen und Ströme zusammen, die für einen Betrieb des Verstärkerchips notwendig sind.

Bezeichnung	Wert	Beschreibung
AGND	0 V	Masse des Analogteils
VAA	$\approx 3.5V$	Versorgungsspannung
VI1	$\approx 130\mu A$	Arbeitspunkt des Eingangstransistors
V_{Thr+}	$\approx$ VAA	Schwellenwerteinstellung
V_{Thr-}	$\leq V_{Thr+}$	Schwellenwerteinstellung
V_{TW+}	= VAA	nicht benutzt
V_{TW-}	= VAA	nicht benutzt

Tabelle 8.1: Die zum Betrieb des Verstärkerchips benötigten Spannungen und Ströme.

Die Signale V_{TW+} und V_{TW-} dienen einer sog. Timewalk–Korrektur für Pulse verschiedener Höhe, die hier nicht benutzt wird, da eine Zeitauflösung nicht interessiert. Der Strom VI1 wird über einen Stromspiegel (vgl. [25]) extern eingestellt und ist für alle Kanäle eines Chips gleich groß.

8.2.2 Zählchip

Der Zählchip wurde von der FAUST–Gruppe des Physikalischen Instituts in Hinblick auf die Verwendung beim Compton–Polarimeter entwickelt [11]. Eine ausführliche Beschreibung erster Tests findet sich in [25]. Der Chip beinhaltet 128 15-Bit–Zähler, deren Eingänge denen des verwendeten Verstärkerchips in bezug auf Abstand und elektrische Spezifikationen angepaßt sind.

Der Chip verfügt über zwei verschiedene Betriebsmodi, nämlich über einen Zähl- und einen Auslesemodus. Welcher Modus aktiv ist, wird über das externe Signal SHIFT/COUNT ausgewählt (vgl Tabelle 8.2).

Falls der Zählmodus aktiv ist, werden die vom Verstärkerchip ausgegebenen Norm–Strompulse bis zu einer Höchstzahl von 32767 Ereignissen pro Kanal addiert. Ein Überlauf ist nicht feststellbar, das Bitmuster der Zähler wiederholt sich für höhere Ereignisraten zyklisch. Es ist daher Aufgabe des Benutzers, für eine rechtzeitige Auslese des Zählchips zu sorgen. Die Zahl von 32767 addierbaren Ereignissen erklärt sich aus dem Aufbau des 15-Bit–Zählers als ein Schieberegister mit linearer Rückkopplung [21] [2]. Aus dem Ausgang des Registers und dem Wert des 14. Bits wird ein *Exklusiv–Oder* gebildet und zum Eingang des Registers zurückgeführt (vgl. Abbildung 8.3). Dieses Schieberegister durchläuft mit einem äußeren Takt eine maximale Anzahl von 32767 verschiedenen Zuständen. Das Bitmuster eines Zählers entspricht nicht der Binärkodierung der Taktzahl, steht aber zu dieser in einer eineindeutigen Beziehung (bis zum Erreichen der maximalen Taktzahl).

[2] *Linear Feedback Shift Register LFSR*

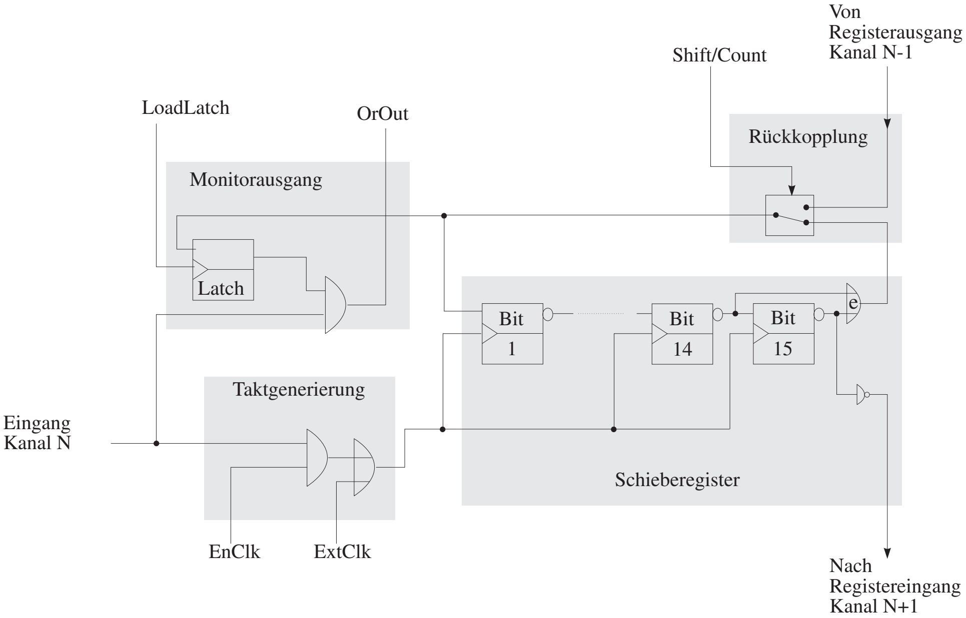

Abbildung 8.3: Schema der logischen Schaltung eines Kanals des Zählchips. Der Registereingang von Kanal 1 entspricht dem Signal SerIn , der Registerausgang von Kanal 128 dem Signal SerOut .

Die Ausführung des 15-Bit–Zählers als Schieberegister mit Rückkopplung statt als herkömmlichem Binäraddierer beruht auf dem Entwicklungsziel, einen 128-Kanal–Zählchip mit minimaler Chipfläche zu realisieren. Gegenüber einer Realisierung als Binäraddierer wird bei dem Schieberegister eine geringere Zahl an Logik–Gattern zur Addition benötigt und insbesondere die Auslese vereinfacht: Statt zusätzlicher Register, in die die Kanalwerte zur Auslese übertragen werden, ist hier eine serielle Auslese aller Kanäle mit nur einem weiteren Schalter pro Kanal zu realisieren. Dieser Schalter wird durch das Signal Shift/Count gesteuert. Im Auslesemodus unterbricht der Schalter die Rückkopplung jedes einzelnen Schieberegisters und verbindet stattdessen die Schieberegister aller Kanäle miteinander. Der Inhalt der Zähler kann dann seriell über einen Ausgang des Chips ausgelesen werden.

Ebenfalls zur Minimierung der benötigten Chipfläche trägt die Wahl eines speziellen Flipflops bei, aus dem jede Speicherstelle der 15-Bit–Zähler besteht. Hier wurde ein dynamisches Flipflop gewählt, das aus 10 Transistoren besteht und nur eine Taktleitung einer Polarität benötigt. Dieses Flipflop übernimmt in der Phase, in der das Clk –Signal den Wert High annimmt, den am Eingang anliegenden Wert und gibt ihn invertiert am Ausgang aus.

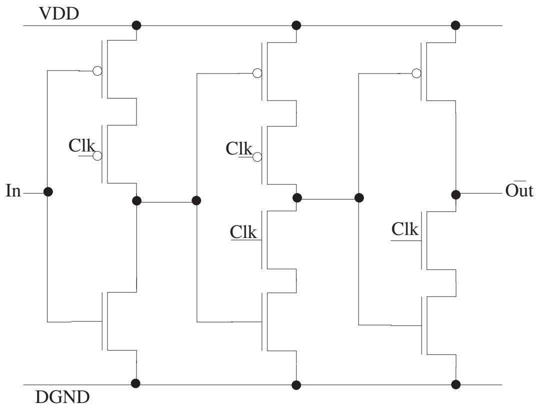

Abbildung 8.4: Schaltung des dynamischen Flipflops.

Ein Nachteil dieser Schaltung, der beim Einsatz des Zählchips zu berücksichtigen ist, ist das dynamische Verhalten: Nimmt das Clk –Signal wieder den Wert Low an, so hat der Ausgang keine direkte Verbindung zur Masse oder dem Versorgungspotential, bleibt also

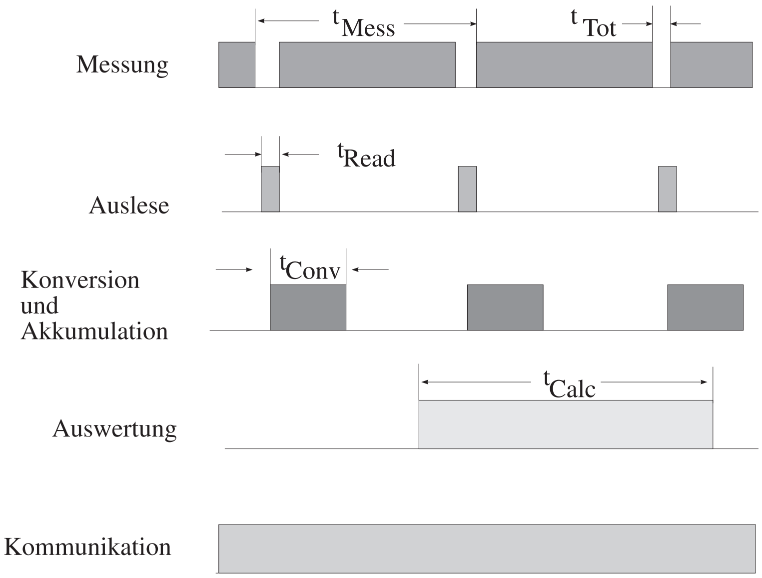

Abbildung 8.7: Zeitliche Synchronisation der Prozesse zum Meßbetrieb, zur Detektorauslese und Verarbeitung der Detektordaten

schränkung. Diese Prozesse niedriger Priorität können von den zeitkritischen Prozessen jederzeit unterbrochen werden.

8.5 Testmessungen

8.5.1 Digitalteil

Der Digitalteil des Detektoraufbaus funktioniert in jeder Hinsicht einwandfrei, d.h. die Erzeugung und das Einlesen digitaler Signale, die Signalübertragung und alle Funktionen der sechs Zählchips arbeiten zuverlässig. So werden z.B. gelegentliche Auslesefehler, wie sie in [25] diskutiert wurden, hier nicht beobachtet. Dies wird auf verbesserte Rahmenbedingungen des Aufbaus, wie geringere Streukapazitäten und bessere Spannungspufferung durch Kondensatoren zurückgeführt. Dies war bei dem in [25] diskutierten Aufbau nicht möglich, da dort die zu testenden Chips in ein IC-Gehäuse eingeklebt waren und keine eigens entwickelte Adapterplatine eingesetzt wurde.

Die Zählchips werden bei einer Spannung von VDD $= 5.0\,V$ betrieben.

Informationsverlust des dynamischen Speichers

Wie in Abschnitt 8.2.2 dargestellt, können die in den 15-Bit–Zählern eingesetzten dynamischen Flipflops ihre Information nur begrenzte Zeit speichern, bevor ein Informationsverlust durch Leckströme einntritt. In Abbildung 8.8 ist die Zahl an Flipflops für jeden der sechs Zählchips aufgetragen, die innerhalb einer bestimmten Zeit ihre Information verloren haben. Dazu wurde jeder Zählchip über den seriellen Eingang SerIn mit einem Zufallsmuster gefüllt und eine Pause der angegebenen Zeit vor der Auslese der Zähler eingefügt. Durch den Vme–Rechner wurde eine Wartezeit in Vielfachen von $\frac{1}{60}s$ realisiert.

Innerhalb der angestrebten Meßzyklusdauer von einer Sekunde verlieren demnach Flipflops in allen Zählchips ihre Information, bei einigen Chips sogar einige Hundert Flipflops, wenn in-

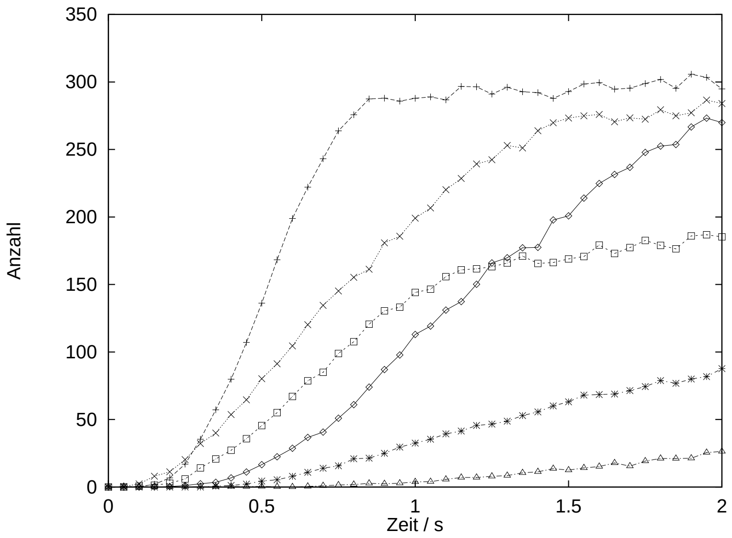

Abbildung 8.8: Die Anzahl der durch Leckströme invertierten Flipflops der sechs Zählchips in Abhängigkeit von der Zeitdauer ohne Taktsignal.

nerhalb dieser Zeit keine Taktpulse gezählt werden. Damit ein solcher Informationsverlust sicher vermieden wird, müssen vom VME–Rechner während des Meßzyklus ExtClk –Pulse erzeugt werden, deren Periodendauer unterhalb von $32\,ms$ liegt. Für eine Taktrate von $16\,ms$ wird kein Informationsverlust eines Flipflops festgestellt.

8.5.2 Analogteil

Zum Test des Analogteils des Detektoraufbaus, d.h. der Verstärkerchips und der Schnittstelle zu den Zählchips, wird von den Testeingängen für Kalibrationspulse auf den Verstärkerchips Gebrauch gemacht.

Die Kalibrationspulse sind Rechteckpulse einer zwischen 20 mV und 1000 mV einstellbaren Amplitude, einer steilen ansteigenden Flanke (Anstiegszeit $< 10\,ns$) und flacher abfallenden Flanke ($> 100\,ns$) und einer Halbwertsbreite zwischen $1\,\mu s$ und $1\,ms$. Die maximale Pulsfrequenz, bis zu der Verstärkung und korrektes Zählen der Testpulse erreicht wurde, lag oberhalb von 2 MHz.

Die Einstellung der Betriebsparameter der Verstärkerchips erwies sich als sehr kritisch, wobei die optimalen Werte der Parameter für jeden eingesetzten Chip individuell verschieden gewählt werden mußten. Insbesondere zeigen die Verstärker bei Abweichungen von den optimalen Parametern Oszillationen am Ausgang mit einer Frequenz im Bereich von 100 kHz, die unabhängig von den angelegten Testpulsen sind.

Bei den nachfolgend diskutierten Messungen wurden die Verstärkerchips bei einer Spannung von VDC $\approx (3.5—3.8)V$ betrieben. Die Summe der Ströme Vi1 von drei Verstärkerchips betrug etwa $390\,\mu A$.

Pulsdiskriminierung

Auf einer Kalibrationsleitung, die ein Viertel aller Verstärkerkanäle anspricht, wird ein Pulszug der genannten Pulsform angelegt, dessen Amplitude und Frequenz konstant gehalten wird. Die

Anzahl der Pulse, die vom Verstärker erzeugt werden, wird in Abhängigkeit des Betrags der Schwellenspannung des Diskriminators gezählt.

Abbildung 8.9 zeigt für zwei Kanäle den Bruchteil der Kalibrationspulse, die zu einem Ausgangspuls des Verstärkers führen , in Abhängigkeit von der eingestellten Schwellenspannung. Die Messung fand unter den gleichen Betriebsbedingungen für zwei Kanäle verschiedener Verstärkerchips derselben Adapterplatine statt.

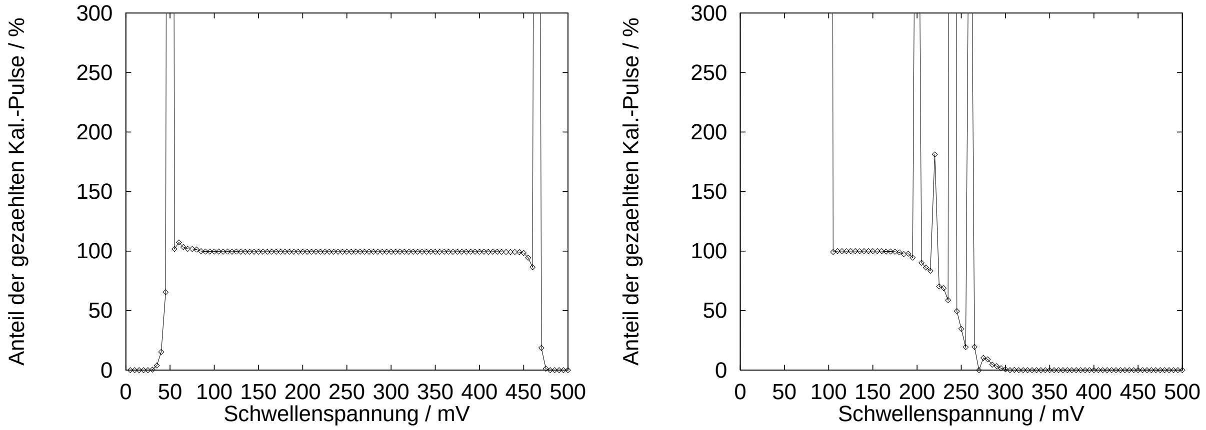

Abbildung 8.9: Die Pulsdiskriminierung in Abhängigkeit der Schwellenspannung für 2 Kanäle verschiedener Verstärkerchips auf der selben Adapterplatine unter gleichen Betriebsbedingungen.

In einem Bereich der Schwellenspannung $0V < V_{Thr} < V_{Rausch}$ führt das Eigenrauschen der Verstärkungselektronik zu Ausgangspulsen des Chips und damit zu nicht mit den Kalibrationspulsen korrelierten Zählergebnissen. Liegt die Schwellenspannung zwischen V_{Rausch} und V_{Puls} werden alle Kalibrationspulse gezählt, liegt sie deutlich über V_{Puls} wird kein Ausgangspuls erzeugt. Dies ist das von einem Diskriminator erwartete Verhalten.

Allerdings tritt bei allen Verstärkerchips ein ungewöhnliches Verhalten auf, wenn die Pulsspannung des Kalibrationspulses im Bereich der Schwellenspannung liegt: Hier werden einige zusätzliche Ausgangspulse vom Verstärker erzeugt, die gemessene Rate liegt *oberhalb* der Rate der Eingangspulse. Dieses Verhalten zeigte sich bei allen eingestellten Betriebsparametern und deutet auf eine unzulängliche Realisierung des Diskriminators hin. Nicht überprüft werden kann, ob dieses Verhalten eine Folge des zeitgleichen Testens mehrerer Verstärkerkanäle ist (mindestens ein Viertel aller Kanäle) und bei einer realen Messung, in dem diese Gleichzeitigkeit nicht vorkommt, daher nicht auftritt. Zur Klärung dieser Frage wäre eine Selektion einzelner Kanäle zur Durchführung dieser Tests nötig, was bei diesen Verstärkerchips nicht vorgesehen ist.

Die Abbildung 8.9 demonstriert außerdem das unterschiedliche Verhalten zweier Verstärkerchips unter den gleichen Betriebsbedingungen. Der Bereich korrekten Zählens der Kalibrationspulse wird bei einem Kanal eines zweiten Chips, in Abbildung 8.9 rechts, deutlich enger begrenzt durch das Rauschen an der Schwelle und durch das Eigenrauschen des Verstärkers. Ein identisches Verhalten aller Verstärkerchips einer Adapterplatine konnte für keine Einstellung der Betriebsparameter erreicht werden.

Rauschen

Aus Messungen des Diskriminatorverhaltens, wie in Abbildung 8.9, läßt sich ein Wert für das Rauschen der Verstärkungselektronik angeben. Schwellenspannungen unterhalb dieses Rauschniveaus führen zu einer mit dem Eingangssignal unkorrelierten Zahl an Ausgangspulsen des Verstärkers.

Die Größe des Rauschens ist abhängig von den Werten der Betriebsparametern, mit denen der Chips versorgt wird. Der niedrigste Wert des Rauschens, der erreicht wurde, liegt bei etwa (50—60) mV. Dieser Wert gilt für alle Kanäle eines so eingestellten Chips und liegt einen Faktor 2 über dem vom Hersteller spezifizierten Wert von 31 mV.

Verstärkung

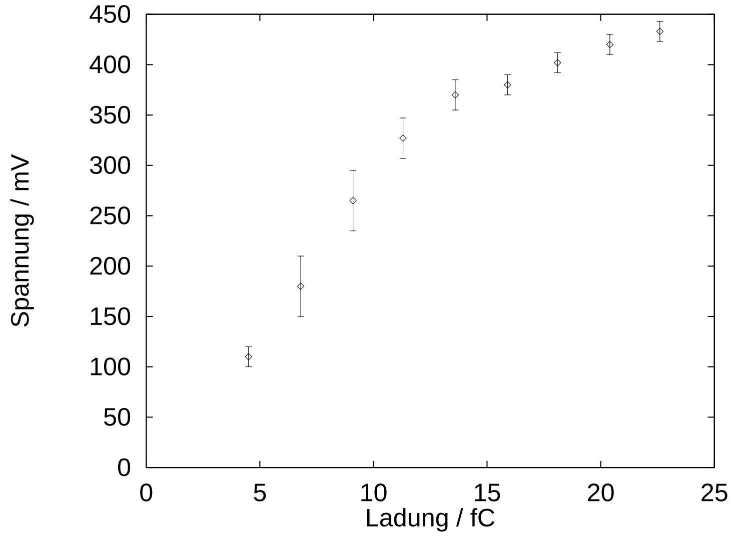

Abbildung 8.10: Gemessene Pulsspannung U_{Amp} nach der Verstärkungsstufe in Abhängigkeit von der Eingangsladung

Für einen wie in Abbildung 8.9 (links) eingestellten Verstärkerchip wurde die Verstärkung eines Eingangssignals durch die Verstärkerstufen bis zum Diskriminator bestimmt. Dazu wurde für Kalibrationspulse verschiedener Höhe der Wert der Schwellenspannung bestimmt, die zu einem Anteil gezählter Pulse von 50% führt. Die Fehler in der Bestimmung der Spannung gehen auf das Rauschverhalten des Diskriminators für Pulse zurück, deren Höhe im Bereich der eingestellten Schwelle liegen.

Die Verstärkungsstufe arbeitet in einem Bereich bis etwa $10 fC$ linear mit einem Verstärkungsfaktor von etwa $25 \frac{mV}{fC}$. Für höhere Pulsladungen geht die Verstärkungsstufe in Sättigung. Der Verstärkungsfaktor liegt damit deutlich unterhalb dem vom Hersteller angegebenen Wert von $175 \frac{mV}{fC}$.

8.5.3 Diskussion der Testmessungen

Das Konzept und der Aufbau des Digitalteils des Detektormoduls erweist sich als geeignet für die Verwendung beim Compton–Polarimeter an ELSA . Insbesondere bieten die Zählchips eine einfache und zuverlässige Möglichkeit, die Anzahl der Teilchendurchgänge durch den Streifendetektor auch bei hohen Raten segmentweise zu addieren.

Im Gegensatz dazu zeigen die Testmessungen keine zufriedenstellende Funktion des Analogteils des Moduls. Dabei sind drei Kritikpunkte hervorzuheben:

1. Die gemessene Verstärkung ist so klein, daß ein Signal, wie es von dem Durchgang eines MIPs durch den Streifendetektor erzeugt wird, nicht über das Rauschniveau der Elektronik hinaus verstärkt wird. Eine Diskriminierung des Signals vom Untergrund ist so nicht möglich.

2. Die Funktion des Diskriminators ist nicht zufriedenstellend, da er ein Rauschen zeigt, wenn die Signalhöhe im Bereich der Schwelle liegt. Da nicht von einem monochromatischen Teilchenstrahl am Ort des Streifendetektors ausgegangen werden kann, kann diese Eigenschaft zu einer Verfälschung des gemessenen Strahlprofils führen.

3. Unter den gleichen Betriebsbedingungen zeigen verschiedene Verstärkerchips ein unterschiedliches Verhalten. Bei der verwendeten parallelen Ansteuerung und Versorgung der Chips einer Adapterplatine kann so kein identisches Verhalten der Verstärkerchips und damit keine homogene Effizienz der Teilchendetektion über die Fläche des Detektors erreicht werden.

Aufgrund dieser Ergebnisse wird eine Neuentwicklung der Adapterplatine notwendig sein. Sie sollte die individuelle Ansteuerung und Kontrolle aller Betriebsparameter jedes Chips möglich machen. Erst dadurch wird ein gleichzeitiges identisches Funktionieren aller Verstärkerchips erreicht werden können. Darüberhinaus legen die diskutierten Probleme der Verstärkung und der Pulsdiskrimination nahe, den Einsatz alternativer Verstärkerchips beim Compton–Polarimeter zu prüfen.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschreibt das Konzept und die Realisierung des Compton–Polarimeters an ELSA . Numerische Simulationen zeigen, daß mit Hilfe dieses Polarimeters der Grad der transversalen Polarisation des Elektronenstrahls in ELSA innerhalb weniger Minuten auf einige Prozent genau gemessen werden kann.

Das Konzept des Polarimeters besteht in der Compton-Streuung der Photonen eines intensiven Laserstrahls an den Elektronen in ELSA und dem ortsaufgelösten Nachweis der gestreuten Photonen. Als geeigneter Ort der Wechselwirkung von Elektronen und Photonen wurde der Quadrupol D25 in ELSA ausgewählt.

Der Laserstrahl, der zur Compton-Streuung verwendet wird, hat eine Leistung von 10 Watt, eine Wellenlänge von 514.5 nm und wird von einem Argon–Ionen–Laser emittiert, der in einer Entfernung von etwa 50 Metern vom Wechselwirkungsgpunkt in einem Laserraum untergebracht ist. Der Strahl wird über eine Reihe von Spiegeln vom Laserraum bis zum Wechselwirkungspunkt in ELSA geführt. Durch eine Motorisierung der Spiegel, durch Sensoren zur Messung der Laserstrahllage auf den Spiegeln und durch ein geeignetes Rechnersystem wurde eine automatische Justierung aller Spiegel realisiert. Dieses System erlaubt eine Regelung der Laserstrahllage am Ort der Wechselwirkung mit den Elektronen in ELSA , so daß die Abweichung des Strahls von seiner Sollposition auf weniger als $50\,\mu m$ begrenzt werden kann. Die Polarisierung des Laserstrahls erfolgt über eine Pockelszelle.

Zur Detektion der gestreuten Photonen wurde ein Konzept entwickelt, das den Einsatz eines Konverters, eines Silizium–Streifen–Detektors, selbsttriggernder Verstärkerchips und Zählchips mit serieller Auslese vorsieht. Ein Prototyp dieses Detektormoduls wurde aufgebaut und die notwendige periphere Elektronik sowie die Ansteuerung und Auslese des Moduls über einen VME-Rechner entwickelt und realisiert. Erste Testmessungen zeigten eine zufriedenstellende Funktion des Digitalteils des Moduls, während die Zählchips ein von den Spezifikationen abweichendes Verhalten zeigten. Diese Abweichungen bedingen einen Neuaufbau des Moduls, ggf. unter Verwendung anderer Verstärker.

Nach dem Einbau zweier geeigneter Vakuumkammern in den ELSA -Ring kann die Laserstrahlpräparation mit der Einstrahlung des Laserstrahls zum Wechselwirkungspunkt abgeschlossen werden. Die Detektion der rückgestreuten Photonen wird dann zunächst unter Verwendung eines nicht-ortsauflösenden Detektors erfolgen. Mit einem solchen Detektor kann die Abhängigkeit der Rate gestreuter Photonen von den Parametern des Laser- und Elektronenstrahls studiert werden. Messungen zur polarisationsabhängigen Asymmetrie im Profil der gestreuten Photonen können mit Hilfe zweier Detektoren durchgeführt werden, wenn diese jeweils die in den Halbraum oberhalb und unterhalb der Beschleunigerebene gestreuten Photonen detektieren. Die Kalibration des Polarimeters und damit die Bestimmung absoluter Werte der Strahlpolarisation wird erst mit dem Einsatz eines Detektors hinreichender Ortsauflösung möglich.

Anhang A

Gaußsche Strahlen

Im folgenden werden die für das Compton–Polarimeter wesentlichen Aspekte aus [52] zusammengefasst.

A.1 Lösung der paraxialen Wellengleichung

Die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle im freien Raum kann im allgemeinen durch die skalare Wellengleichung

$$\left(\nabla^2 + k^2\right) E(x, y, z) = 0 \tag{A.1}$$

beschrieben werden. Breitet sich eine harmonische Welle der Wellenlänge λ in z-Richtung aus, so kann E in eine Amplitudenvariation und eine Phasenvariation separiert werden: $E(x, y, z) = u(x, y, z)e^{\imath kz}$. Für nicht zu stark konvergente oder divergente Strahlen (Öffnungswinkel weniger als 30°) läßt sich die Wellengleichung dann nähern zur paraxialen Wellengleichung:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2\imath k \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \tag{A.2}$$

Eine Lösung dieser Wellengleichung ist die Gaußsche Kugelwelle, die am Ort $z = 0$ einen Krümmungsradius von $R_0 = \infty$ und eine Fleckgröße von w_0 hat:

$$u(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\, \frac{q_0}{w_0 q(z)}\, e^{-\imath kz - \imath k \frac{x^2+y^2}{2q(z)}}, \tag{A.3}$$

wobei für den komplexen Krümmungsradius q gilt :

$$\begin{aligned} \frac{1}{q(z_0)} &= \frac{1}{R(z_0)} - \imath \frac{\lambda}{\pi w^2(z_0)} \\ q(z) &= q(z_0) + (z - z_0) \end{aligned}$$

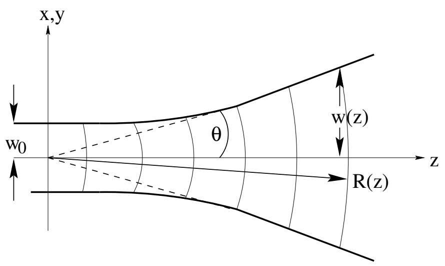

Abbildung A.1: Propagation einer Gauß'schen Kugelwelle mit Strahltaille w_0 und $R = \infty$ am Ort $z = 0$

Das transversale Strahlprofil an jedem Ort z ist gaußförmig mit dem Strahlradius

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)}, \tag{A.4}$$

und der Rayleigh-Länge $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$. Für die Standardabweichung des Gauß-Profils gilt : $\sigma = \frac{w}{\sqrt{2}}$.

Andere Lösungen der paraxialen Wellengleichung können durch Hermitesche Polynome H_{mn} höherer Ordnung beschrieben werden. Die entsprechenden transversalen Feldverteilungen werden als TEM_{mn}-Moden des elektrischen Feldes bezeichnet. Die Gauß-Funktion entspricht dem Hermite'schen Polynom H_{00}, die oben angegebene Lösung wird daher als TEM_{00}-Mode bezeichnet.

A.2 Propagation der Gaußschen Kugelwelle

Der Durchmesser der Gaußschen Kugelwelle hat sich innerhalb der Rayleigh-Länge auf das $\sqrt{2}$-fache vergrößert, die Fläche des Strahlflecks verdoppelt. Innerhalb dieser Strecke wird ein solcher Strahl im allgemeinen noch als kollimiert angesehen.

Für große Entfernungen $z \gg z_R$ von $z = 0$ divergiert der Strahl mit einem Winkel von $\vartheta = \frac{\lambda}{\pi w_0}$. Besteht ein realer Laserstrahl aus einer Überlagerung mehrerer transversaler Moden, so divergiert dieser Strahl stärker als der Strahl der idealen Gaußschen Grundmode. Das Verhältnis zwischen tatsächlicher Divergenz und der idealen, kleinsten Divergenz eines Strahls des gleichen Durchmessers und gleicher Wellenlänge wird als M^2-Faktor bezeichnet [49]. Diese Größe wird als Maß für die Güte des transversalen Modes eines Laserstrahls verwendet.

Die Änderung des komplexen Krümmungsradius q , die eine Gaußsche Kugelwelle bei Durchtritt durch eine dünne Linse der Brennweite f erfährt, wird beschrieben durch :

$$\frac{1}{q'} = \frac{1}{q} - \frac{1}{f} \tag{A.5}$$

Tritt eine Gaußsche Kugelwelle durch eine Blende, so wird nur ein Bruchteil T der gesamten Leistung des Strahls durch die Blende transmittiert. Für eine runde Blende des Radius a, durch deren Zentrum der Strahl durchtritt, gilt:

$$T = 1 - e^{2\frac{a^2}{w^2}}. \tag{A.6}$$

Durch eine Blende des Durchmessers $2a = 2w$ tritt also nur noch ein Bruchteil von 86% der einfallenden Lichtleistung, durch eine Blende des Durchmessers $2a = 3w$ 98.9%.

Durch Beugungseffekte verursacht eine solche Blende Intensitätsvariationen im transversalen Strahlprofil, insbesondere eine Absenkung der Intensität im Zentrum des Strahls. Damit diese Effekte kleiner als 1% bleiben, sollte der Blendendurchmesser größer als $4.6w$ gewählt werden.

Anhang B

Beschreibung der Polarisation von Licht

B.1 Spinzustände

Photonen sind Teilchen mit Spin 1. Aufgrund ihrer verschwindenden Ruhemasse werden nur zwei Basiszustände (statt drei wie bei massebehafteten Spin-1–Teilchen) benötigt, um den allgemeinen Spinzustand zu beschreiben. Die natürlichen Basiszustände sind $|+\rangle$ (Spin parallel zum Impuls) und $|-\rangle$ (Spin antiparallel zum Impuls).

Im allgemeinen ist der Spinzustand eines Photons eine Linearkombination dieser Basiszustände:

$$|\psi\rangle = a_+|+\rangle + a_-|-\rangle \; . \tag{B.1}$$

Andere orthogonale Zustände können ebenso als Basis dieses Unterraum dienen, wie z.B. $|x\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle + \imath|-\rangle)$ und $|z\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle - \imath|-\rangle)$, oder $|v\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|x\rangle + |z\rangle)$ und $|w\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|x\rangle - |z\rangle)$. Dann gilt $|\psi\rangle = a_x|x\rangle + a_z|z\rangle$ bzw. $|\psi\rangle = a_v|v\rangle + a_w|w\rangle$.

Wird ein Lichtstrahl durch einen reinen Zustand $|\psi\rangle$ vollständig beschrieben, so heißt das Licht *vollständig polarisiert*, besteht es aus einer inkohärenten Überlagerung reiner Zustände, so heißt es *partiell polarisiert*.

Licht im reinen Zustand $|\psi\rangle = |+\rangle$ heißt *rechtszirkular polarisiert*, im reinen Zustand $|\psi\rangle = |-\rangle$ *linkszirkular polarisiert*. Gilt $|\psi\rangle = |x\rangle(= |z\rangle, = |v\rangle, = |w\rangle)$, so ist das Licht in x- (z-, v-, w-)-Richtung linear polarisiert. Dabei sind x und z sowie v und w jeweils zueinander orthogonal, und die v-Richtung ist gegen die x-Richtung um 45° gedreht.

B.2 Beschreibung mittels Stokes-Parameter

Nach G.G.Stokes können zur Beschreibung des Polarisationszustands von Licht folgende Parameterkombinationen herangezogen werden (vgl. z.B. [5]):

$$S_3 = |a_+|^2 - |a_-|^2, \tag{B.2}$$
$$S_2 = |a_v|^2 - |a_w|^2, \tag{B.3}$$
$$S_1 = |a_x|^2 - |a_z|^2. \tag{B.4}$$
$$S_0 = |a_+|^2 + |a_-|^2 = 1 \tag{B.5}$$

Dies sind die auf die Gesamtintensität normierten Stokes-Parameter.

Ein positiver Wert von S_3 zeigt z.B. ein Überwiegen der rechtszirkularen Komponente im Zustand des Lichts, ein negativer Wert von S_3 ein Überwiegen der linkszirkularen Komponente an.

Zur experimentellen Bestimmung der Werte der Stokes-Parameter eines Lichtstrahls mit der Gesamtintensität $\mathcal{I}_0$ werden drei Analysatoren benötigt. Diesen Analysatoren wird entweder je ein Bruchteil des zu analysierenden Strahls zugeführt, oder sie werden zeitlich nacheinander verwendet. Der erste Analysator läßt nur rechtszirkular polarisiertes Licht passieren, hinter dem Analysator werde die Intensiät $\mathcal{I}_+$ gemessen. Der zweite Analysator lasse nur in x-Richtung linear polarisiertes Licht passieren, die hinter diesem Analysator gemessenen Intensität sei $\mathcal{I}_x$. Der dritte Analysator ist dem zweiten analog, aber um einen Winkel um 45° verkippt: er läßt nur in v-Richtung linear polarisiertes Licht passieren, mit der Intensität $\mathcal{I}_v$. Für die Stokes-Parameter gilt dann:

$$S_3 = \frac{1}{\mathcal{I}_0}(2\mathcal{I}_+ - \mathcal{I}_0), \tag{B.6}$$

$$S_2 = \frac{1}{\mathcal{I}_0}(2\mathcal{I}_x - \mathcal{I}_0), \tag{B.7}$$

$$S_1 = \frac{1}{\mathcal{I}_0}(2\mathcal{I}_v - \mathcal{I}_0). \tag{B.8}$$

Der Polarisationsgrad $\mathcal{V}$ von Licht wird definiert als

$$\mathcal{V} = \sqrt{S_3^2 + S_2^2 + S_1^2}. \tag{B.9}$$

Für vollständig polarisiertes Licht gilt $\mathcal{V} = 1$.

Literaturverzeichnis

[1] D.P. Barber et al. The HERA polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA. *Nuclear Instruments and Methods*, **A329**:79–111, 1993.

[2] D.P. Barber et al. The first achievement of longitudinal spin polarization in a high energy electron strorage ring. *Physics Letters*, **B343**:436–443, 1995.

[3] V. Bargmann, L. Michel, and V. Telegdi. Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field. *Physical Review Letters*, **2,10**:435–437, 1959.

[4] V.N. Baǐer and V.A. Kohze. Determination of the transverse polarization of high-energy electrons. *Sov. Journal of Nucl. Phys.*, **9,2**:238–239, 1969.

[5] W.S. Bickel and W.M. Bailey. Stokes vectors, Mueller matrices, and polarized scattered light. *American Journal of Physics*, **53,5**:468–478, 1985.

[6] K. Boller. Kohlenstoffkontamination der Oberflächen optischer Elemente im Synchrotronlicht. Master's thesis, Universität Hamburg, 1982.

[7] U. Camerini et al. Measurement of the radiative electron polarization in a 2.4-GeV storage ring. *Physical Review D*, **12,7**:1855–1858, 1975.

[8] Coherent Inc. *Manual of the Innova Sabre Laser System.*

[9] Y.S. Derbenev and A.M. Kondratenko. Acceleration of polarized particles. *Sov.Phys. Doklady*, **20,8**:562–564, 1973.

[10] U. Fano. Remarks on the classical and quantum-mechanical treatment of partial polarization. *Journal of the Optical Society of America*, **39**:859, 1949.

[11] P. Fischer. An area efficient 128 channel counter chip. *Nuclear Instruments and Methods*, **A378**:297–300, 1996.

[12] D.H. Fitzgerald et al. Efficiency of a single-converter detector for monochromatic photons between 25 and 234 MeV. *Nuclear Instruments and Methods*, **192**:192–203, 1982.

[13] T. Götz. *Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnersystems zur Steuerung der Elektronen-Stretcher–Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung des Nachbeschleunigungsbetriebs bis 3.5 GeV.* PhD thesis, Physikalisches Institut der Universität Bonn, Januar 1995. BONN-IR-95-03.

[14] H. Greßmann. Ein Kalorimeter zur Messung der Elektronenpolarisation in HERA. Master's thesis, Universität Hamburg, Oktober 1991.

[15] C. Grupen. *Teilchendetektoren.* BI Wissenschaftsverlag, 1993.

[16] D.B. Gustavson et al. A backscattered laser polarimeter for e^+e^- storage rings. *Nuclear Instruments and Methods*, **165**:177–186, 1979.

[17] F. Hamburger. Detektorkonzept für das Laserpolarimeter an ELSA. Master's thesis, Physikalisches Institut der Universität Bonn, May 1995. BONN-IB-95-10.

[18] E. Hecht. *Optics.* Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1987.

[19] W. Hillert. *comptonsim:* ein Programm zur Integration des Wirkungsquerschnitts der Compton-Streuung. interne Dokumentation, 1995.

[20] R. Horisberger. Solid state detectors. Technical Report PSI-PR-91-38, Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen, December 1991.

[21] P. Horowitz and W. Hill. *The art of electronics.* Cambridge University Press, 1989.

[22] J.H. Hubbell. Photon cross sections, attenuation coefficients, and energy absorption coefficient from 10 keV to 100 GeV. *Nat.Stand.Ref.Data Ser.*, **NBS 29**, 1969.

[23] M. Humpert. *Systembeschreibung VME-ADC4.* Physikalisches Institut der Universität Bonn, Nov. 1995.

[24] M. Humpert. *Systembeschreibung VME-DAC.* Physikalisches Institut der Universität Bonn, Nov. 1995.

[25] A. Huwer. Ein Detektor für das Compton-Polarimeter an der Elektronen-Stretcher–Anlage ELSA. Master's thesis, Physikalisches Institut der Universität Bonn, Dezember 1996.

[26] J.D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik.* de Gruyter, 1983.

[27] J. M. Jauch. *The Theory of Photons and Electrons.* Springer, 1976.

[28] D.H. Jerrard. Transmission of light through birefringent and optically active media: the Poincaré sphere. *Journal of the Optical Society of America*, **44**:634, 1954.

[29] R. Jessenberger. *Erarbeitung analytischer Zusammenhänge zur Beschreibung polarisierter Strahlen in Beschleunigern und deren Anwendung auf das Kühlersynchrotron COSY.* PhD thesis, Institut für Kernphysik (COSY) des Forschungszentrums Jülich, Januar 1993.

[30] J.P. Jorda. A 4-8 GeV Compton polarimeter for TJNAF. In *SPIN 96 – Proceedings*, Amsterdam, 1996.

[31] J. Keil. Dissertation in Vorbereitung. Physikalisches Institut der Universität Bonn.

[32] I. Kipnis. *Documentation on a 64-channel Silicon Tracker analog front-end bipolar IC (AT&T CBICU2).* Lawrence Berkeley Laboratory, August 1992.

[33] I. Kipnis. An analog front-end bipolar-transistor integrated circuit for the SDC-Silicon Tracker. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **41,4**:1095–1103, 1994.

[34] J.P. Koutchouk and J. Buon. Polarization of electron and proton beams. In *CAS Cern Accelerator School*, volume 2, pages 879–939, 1995.

[35] H.W. Kraner. Radiation damage in silicon detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, **225**:615–618, 1984.

[36] Laser2000, D-73773 Aichwald-Lobenrot. *Specification of the UDT Segmented Photodiodes.*

[37] W. R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments.* Springer-Verlag, 1994.

[38] F.W. Lipps and H.A.Tolhoek. Polarization phenomena of electrons and photons. *Physica*, **XX**:395–405, 1954.

[39] A. Löffler. Untersuchung von Strahlenschäden an Siliziumstreifenzählern. Master's thesis, II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, November 1986.

[40] K. Nakajima et al. Measurement of the equilibrium polarization in the KEK $e^+ e^-$ storage ring TRISTAN. *Physical Review Letters*, **66,13**:1697–1700, 1991.

[41] W.R. Nelson et al. History, overview and recent improvements of EGS4. Technical Report SLAC-PUB-6499, SLAC, June 1994.

[42] I. Passchier et al. A Compton backscattering polarimeter for electron beams below 1 GeV. In *SPIN 96 – Proceedings*, Amsterdam, 1996.

[43] G. Pfeiffer. *Streuung relativistischer Elektronen an Hochfrequenzfeldern und mögliche Anwendungen.* PhD thesis, Physikalisches Institut der Universität Bonn, Mai 1995. BONN-IR-95-14.

[44] M. Picard. *Entwurf,Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems für die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Extraktion im Nachbeschleunigungsmodus bis 3.5 GeV.* PhD thesis, Physikalisches Institut der Universität Bonn, Januar 1995. BONN-IR-95-01.

[45] piezosystem jena, D-07745 Jena. *Piezofibel*, 1995.

[46] M. Placidi and R. Rossmanith. e^+e^-–polarimetry at LEP. *Nuclear Instruments and Methods*, **A274**:79–94, 1989.

[47] B. A. Raith. Bau eines Teststrahl–Teleskops aus doppelseitigen Silizium-Streifenzählern. Master's thesis, Physikalisches Institut der Universität Bonn, November 1994. BONN-IB-94-36.

[48] A. Ropert. Synchrotron radiation and equilibrium beam sizes. In *CAS Cern Accelerator School*, volume 2, pages 783–805, 1995.

[49] M.W. Sasnett. *Mode Master Technical Notes : Characterization of Laser Beam Propagation.* Coherent Inc., 1990.

[50] R. Schmidt. Aufbau und Test des Polarisationsmonitors an PETRA. Master's thesis, Universität Hamburg, 1980.

[51] S.I. Serednyakov et al. Study of the radiative polarization of beams in the VEPP-2M storage ring. *Sov. Phys. JETP*, **44,8**:1063–1067, 1976.

[52] A.E. Siegman. *Lasers.* University Science Books, 1986.

[53] Daniel I. Sober. A semi-empirical formula for single-converter photon detection efficiency below 500 MeV. *Nuclear Instruments and Methods*, **166**:555–560, 1979.

[54] A. Sokolov and L. Ternov. On polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation. *Soviet Physics-Doklady*, **8,12**:1203–1205, 1964.

[55] C. Steier. Dissertation in Vorbereitung. Physikalisches Institut der Universität Bonn.

[56] A. S. Tanenbaum. *Moderne Betriebssysteme*. Prentice-Hall International Inc., 1995.

[57] J.M. Taylor. *Semiconductor particle detectors*. Butterworth & Co. Ltd., London, 1963.

[58] P. Weilhammer. Double-sided Si strip sensors for LEP vertex detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, **A342**:1–15, 1994.

[59] J. Wenzel. *Entwicklung und Test eines Simulators der Teilchenbewegung in der Bonner 3.5-GeV-Elektronen-Stretcher–Anlage ELSA*. PhD thesis, Physikalisches Institut der Universität Bonn, November 1994. BONN-IR-94-13.

[60] Wind River Systems Inc. *VxWorks Manual*, 1993.

[61] M. Woods. The scanning Compton polarimeter for the SLD experiment. In *SPIN 96 – Proceedings*, Amsterdam, 1996.

[62] F. Zetsche. Use of renonant depolarization at the HERA electron ring. In *SPIN 96 – Proceedings*, Amsterdam, 1996.

[63] T. Zwart. A high precision beam energy measurement through Møller polarimetry and spin precession. In *SPIN 96 – Proceedings*, Amsterdam, 1996.

Abbildungsverzeichnis

Danksagung

Während der letzten Jahre haben eine Reihe von Personen wichtige Beiträge zur vorliegenden Arbeit geleistet. Ich möchte ihnen an dieser Stelle danken.

Herrn Prof. B. Schoch danke ich für die Leitung dieser Arbeit und seine verläßliche Unterstützung in allen organisatorischen Belangen.

Herrn Prof. N. Wermes danke ich für die Übernahme des Korreferats und seine Unterstützung der Kooperation mit der FAUST–Arbeitsgruppe im Rahmen dieser Arbeit.

Mein sehr herzlicher Dank gilt Herrn Dr. W. Hillert für die Betreuung dieser Arbeit. Seine große physikalische wie technische Kompetenz, sein unermüdlicher Einsatz und ständige Diskussionsbereitschaft haben den Charakter dieser Arbeit wesentlich geprägt.

Ich danke Herrn F. Hamburger, Herrn G. Krebs und Herrn A. Huwer, die im Rahmen ihrer Diplomarbeiten einen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet haben.

Für die gute Arbeitsatmosphäre und ihre Hilfsbereitschaft danke ich den jetzigen und ehemaligen Mitgliedern der ELAN–Gruppe, insbesondere Herrn U. Münch, Herrn U. Bonin und Herrn M. Gowin.

Die Kooperation mit der FAUST–Gruppe des Instituts stellt einen wesentlichen Teil dieser Arbeit dar. Für ihre Ideen zur Konzeption und ihre Hilfe bei der Realisierung des Detektormoduls danke ich besonders Herrn Dr. P. Fischer, Herrn H. Krüger und Herrn B. Raith.

Für ihre Hilfe bei allen Problemen, die das ELSA -Kontrollsystem betreffen, danke ich Herrn Dr. F. Frommberger und Herrn Dr. Ch. Nietzel.

Ich bedanke mich bei Herrn B. Neff, Herrn M. Humpert und Herrn H. Bücking. Die Zusammenarbeit mit ihnen war gekennzeichnet durch ihre große Hilfsbereitschaft bei allen konstruktiven bzw. elektronischen Problemen und die schnelle Erarbeitung und Umsetzung tragfähiger Lösungen.

Darüberhinaus bedanke ich mich bei Frau Dörte Hellbusch für die sorgfältige Durchsicht des Manuskripts, sowie bei meinen Eltern, die mein Studium bis zu diesem Abschluß begleitet und gefördert haben.

Tabellarischer Lebenslauf

Name:	Dietmar Doll
Geburtsdatum:	18. Mai 1966
Geburtsort:	Wermelskirchen, Nordrhein-Westfalen

1972 – 1976	Besuch der Städtischen Grundschule Wermelskirchen
1976 – 1985	Besuch des Städtischen Gymnasiums Wermelskirchen
Mai 1985	Erwerb der Allgemeinen Hochschulreife
Juli 1985 – September 1986	Ableistung des Grundwehrdienstes
Oktober 1986	Beginn des Studiums der Physik an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
Juli 1988	Vordiplom im Fach Physik an der RWTH Aachen
Oktober 1988	Fortsetzung des Studiums der Physik an der Rheinischen Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn
Oktober 1992 – März 1994	Anfertigung der Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik der Universität Bonn unter der Leitung von Prof. Dr. W. Ertmer
März 1994	Erwerb des Diploms im Fach Physik an der Universität Bonn
April 1994	Beginn der Promotion unter der Leitung von Prof. Dr. B. Schoch am Physikalischen Institut der Universität Bonn