Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Das Nukleon, das Isospindublett aus Proton und Neutron, ist der Grundbaustein der Atomkerne. Die Kenntnis seiner Eigenschaften ist daher wichtig für unser Verständnis der Struktur der Materie. Die allgemein anerkannte Quantenfeldtheorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung ist die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD). Der entsprechende QCD-Lagrangian liefert in der Hochenergiephysik mit Hilfe störungstheoretischer Verfahren Vorhersagen, die in guter Übereinstimmung mit dem Experiment stehen. In der Mittelenergie- und Kernphysik können diese Verfahren jedoch, aufgrund der in diesem Energiebereich großen effektiven Kopplungskonstante, nicht mehr angewendet werden. Es wurden deshalb verschiedene Modelle entwickelt, die diesen Bereich beschreiben. Um diese Modelle zu testen, werden an Beschleunigerlabors weltweit Streuexperimente durchgeführt.

An dem Physikalischen Institut der Universität Bonn steht für solche Experimente die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA) zur Verfügung. Dabei handelt es sich um einen Elektronenbeschleuniger, der Experimenten einen Elektronenstrahl mit hohem Tastverhältnis in einem Energiebereich von 0.8 GeV bis 3.5 GeV zur Verfügung stellt. Im Spätsommer 1997 wurde der Crystal-Barrel-Detektor, welcher bis dahin bereits sieben Jahre erfolgreich am LEAR[1] eingesetzt wurde, vom CERN[2] nach Bonn geholt, um für Experimente an ELSA eingesetzt zu werden. Es handelt sich dabei um einen faßförmigen Detektor aus 1380 CsI-Kristallen. Durch seine große Raumwinkelakzeptanz von 97.8 % und die große Potonenempfindlichkeit der CsI-Kristalle ist der Crystal-Barrel-Detektor besonders gut zum Nachweis von Multiphotonendzuständen geeignet. Da viele instabile Teilchen neutrale Zerfallskanäle haben, oder sogar nur über diese zu identifizieren sind, schafft die Kombination aus Crystal-Barrel-Detektor und ELSA eine einzigartige Umgebung, um neue Erkenntnisse über das Nukleonanregungs- und das Mesonenspektrum zu gewinnen. In Kapitel 2 wird eine Auswahl der ersten geplanten Experimente mit CB-ELSA vorgestellt.

Für das CB-ELSA-Experiment werden zusätzlich zum Crystal-Barrel-Detektor noch weitere Detektoren eingesetzt. Kapitel 3 zeigt eine Übersicht über den gesamten CB-ELSA-Experimentaufbau inklusive aller Subdetektoren. Einer der Subdetektoren ist ein großflächiges Flugzeitspektrometer welches bereits erfolgreich im ELAN[3]-Experiment eingesetzt wurde. Das Flugzeitspektrometer dient zur Spektroskopie von Protonen, welche den Crystal-Barrel-Detektor aufgrund der kinematischen Fokussierung durch die Öffnung in Strahlrichtung verlassen. Dabei wird es

[1] Low Energy Antiproton Ring
[2] Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire
[3] Elektronenstreuung An Nukleonen

zum erstenmal als Vorwärtsdetektor eingesetzt und muß entsprechend modifiziert werden. Die Anpassung des Flugzeitspektrometers an die Erfordernisse des CB-ELSA-Experimentes ist Thema dieser Diplomarbeit und wird, zusammen mit der genauen Beschreibung seiner Funktionsweise, in Kapitel 4 dargestellt.

2. Physikalische Zielsetzung

2.1 Experimentiermöglichkeiten mit dem Crystal-Barrel-Detektor

Der Crystal-Barrel-Detektor besteht aus 1380 CsJ(Tl) Kristallen und deckt einen Polarwinkel von 12° bis 168° ab (siehe Kapitel 3.2.2). Aufgrund des großen abgedeckten Raumwinkels eignet sich der Crystal-Barrel-Detektor gut zur Spektroskopie von Multiphotonenendzuständen, welche beim Zerfall neutraler Teilchen wie zum Beispiel π^0 und η entstehen. Viele instabile Teilchen zerfallen überwiegend in neutrale Kanäle und sind nur über diese identifizierbar. Damit ist der Crystal-Barrel-Detektor eine gute Ergänzung zum CLAS[1]-Detektor am TJNAF[2], welcher in erster Linie zum Nachweis und zur Spektrokopie von geladenen Teilchen eingesetzt wird. Zu den Hauptaufgabe beider Detektoren zählen die systematische Vermessung des Nukleonanregungsspektrums und die Erzeugung von Mesonen sowie die Untersuchung von ihrer Eigenschaften. Um die Einsatzmöglichkeiten des Crystal-Barrel-Detektors zu verdeutlichen, sei hier eine Auswahl der ersten geplanten Experimente kurz vorgestellt.

2.1.1 Fehlende Resonanzen

Von der Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) wird im allgemeinen angenommen, daß sie die starke Wechselwirkung richtig beschreibt. Es ist bis heute jedoch nicht möglich den QCD-Lagrangian im Bereich niedriger Energien zu lösen. Aus diesem Grund wurden Quarkmodelle entwickelt, welche überraschend gut die Eigenschaften der Hadronen beschreiben. Um die verschiedenen Quarkmodelle weitergehend zu testen ist eine möglichst präzise Vermessung des Nukleonanregungsspektrums und des Mesonenspektrums notwendig. Von den in den Quarkmodellen vorausgesagten Resonanzen des Nukleons sind bisher nur ein Teil gefunden worden. Es gibt dafür mehrere Erklärungsansätze. Zum einen kann es sein, daß die Resonanzen nicht existieren, die Vorhersage der entsprechenden Quarkmodelle also falsch ist. Eine mögliche Erklärung ist von Lichtenberg [Lic 69] vorgeschlagen worden. Wenn die Baryonen nicht aus drei gleichberechtigten Quarks, sondern aus einer Quark-Diquark Struktur bestünden, wäre ein interner Freiheitsgrad eingefroren, und es gäbe weniger Resonanzen. Zum anderen kann es sein, daß die Resonanzen zwar existieren, aber bisher noch nicht gefunden wurden. Die weitaus größte Menge an Daten über Nukleonresonanzen basiert auf der πN-Streuung. Wenn die Resonanzen nicht oder nur sehr wenig an den πN-Kanal koppeln würden, dann könnten

[1] Large Acceptance Spectrometer
[2] Thomas Jefferson National Accellerator Laboratory

sie bisher nicht entdeckt werden. Neuere Quark-Modell-Rechnungen bestätigen dies und sagen stärkere Kopplungen an Photonen sowie an Zerfallskanäle wie $\Delta\pi^0$, $N\eta$ und $N\eta'$ vorraus. Um diese Fragen zu klären werden diese Zerfallskanäle mit dem Crystal-Barrel-Detektor untersucht [Foe 99] [Tho 98].

2.1.2 Exotische Mesonen

Einige der in den letzten Jahren gefundenen Mesonen zeigen ein exotisches Verhalten. Ein Beispiel ist das $\hat{\rho}(1380)$, welches kürzlich am BNL[3] mit dem Multi-Particle-Spectrometer als auch am CERN von der Crystal-Barrel-Kollaboration gefunden wurde. Die Experimente fanden einen Gesamtdrehimpuls[4] J^{PC} von 1^{-+}, was für ein reines $q\overline{q}$ Meson nicht möglich ist. Als Erklärung wurde vorgeschlagen, daß es sich bei dem $\hat{\rho}(1380)$ um ein Hybridmeson ($q\overline{q}g$) oder um einen Vier-Quark-Zustand ($q\overline{q}q\overline{q}$) handelt. Theoretische Berechnungen sagen für die Photoproduktion eines Hybridmesons einen Wirkungsquerschnitt von etwa $1\,\mu$b voraus. Für einen Vier-Quark-Zustand gibt es zwar noch keine Berechnungen, es gibt jedoch Gründe die dafür sprechen daß in diesem Fall der Wirkungsquerschnitt deutlich kleiner sein sollte. Eine Messung des Wirkungsquerschnitts der Photoproduktion des $\hat{\rho}(1380)$ würde also zur Aufklärung seiner inneren Struktur beitragen [Afa 98].
Ein weiteres exotisches Meson, das $f_0(1500)$, gilt als möglicher Kandidat für einen Glueball. Eine Voraussetzung dafür ist unter anderem die Annahme, daß das $a_0(980)$ keine reine $q\overline{q}$ Struktur hat und nicht zum skalaren Mesonen-Nonet gehört. Das $a_0(980)$ wurde am CERN von der Omega-Photon Kollaboration in Photoproduktionsexperimenten an einem Photonenstrahl mit einer Energie von 20 bis 30 GeV nachgewiesen. Die Ergebnisse des Experiments deuteten auf eine $q\overline{q}$-Struktur hin. Im Rahmen des CB-ELSA-Experiments soll nach der Photoproduktion des $a_0(980)$ im $\pi\eta$-System gesucht werden in der Hoffnung weitere Informationen über das $a_0(980)$ zu erlangen. [Smy 99]

2.2 Experimente mit dem Flugzeitspektrometer als Vorwärtsdetektor

Eine Reihe von äußerst interessanten Experimenten, die besonders die Eigenschaften der Flugzeitwände als Vorwärtsdetektor im CB-ELSA-Experiment (siehe Kapitel 4) ausnutzen, sind Experimente zur inelastischen Photonstreuung am Nukleon. Aufgrund der experimentellen Schwierigkeiten wurden solche Experimente bisher noch nicht durchgeführt. Die einmalige Kombination des Crystal-Barrel-Detektors mit einem großflächigen Flugzeitspektrometer läßt die erfolgreiche Durchführung nun zum ersten mal zu. Im folgenden werden zwei geplante Experimente vorgestellt [Got 99].

[3] Brookhaven National Laboratory
[4] Gesamtdrehimpuls J, Parität P, Ladungskonjugation C

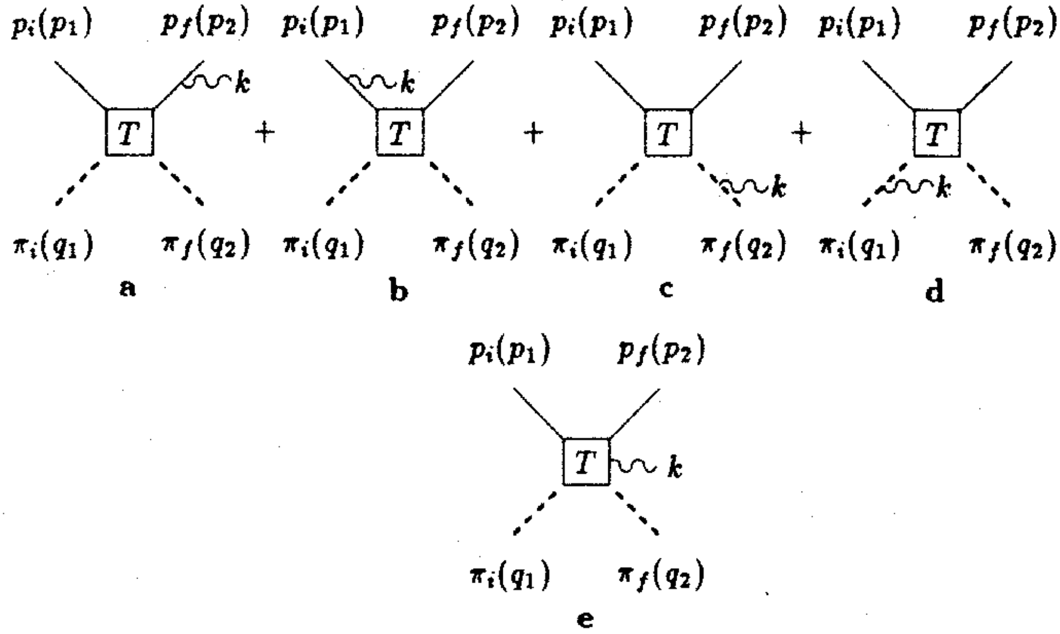

Abbildung 2.1: Externe (a)-(d) und interne Bremsstrahlungsgraphen der Reaktion $\pi^+p \to \pi^+p\gamma$, berechnet in der SPA. T ist die π^+p Streuamplitude.

2.2.1 Der Prozeß $\gamma p \to \gamma p\pi^0$ in der Δ_{33}-Resonanz

Zur Bestimmung der elektromagnetischen Eigenschaften der Δ-Isobare ist die Kenntnis der magnetischen Momente nötig. Im Rahmen der SU(6)-Flavor-Spin-Symmetrie gilt zum Beispiel die Beg-Lee-Pais Relation zwischen dem magnetischen Moment μ_p des Protons und den magnetischen Momenten μ_Δ der Δs von [Beg 64]

$$\mu_\Delta = e_\Delta \mu_p. \tag{2.1}$$

Dabei ist e_Δ die Ladung des Δs. Das Δ^+ sollte also das gleiche magnetische Moment wie das Proton von $\mu_p = 2.79\,\mu_N$ haben. Andere Modelle sagen für das Δ^+ allerdings je nach Modell Werte von $\mu_{\Delta^+} = 2.01\,\mu_N$ bis $\mu_{\Delta^+} = 3.49\,\mu_N$ vorher. Es besteht also Bedarf für eine Messung von μ_{Δ^+} um auch hier die Modelle zu testen.
Durch seine kurze Lebenszeit ist es jedoch nicht möglich das magnetische Moment des Δ in Spinpräzessionsexperimenten zu bestimmen. Verschiedene Experimente haben deshalb versucht $\mu_{\Delta^{++}}$ aus der Reaktion $\pi + p \to \pi^+\gamma p$ zu extrahieren. Das Ergebnis war $\mu_{\Delta^{++}} = (2.8 \pm 0.5)\,\mu_p$ [Mey 88]. Bei dieser Methode wird versucht den Wirkungsquerschnitt der internen Bremsstrahlung der Δ-Resonanz zu extrahieren. Wird dieser nun mit Modellrechnungen in Abhängigkeit von verschiedenen $\mu_{\Delta^{++}}$ verglichen, so läßt sich das $\mu_{\Delta^{++}}$ aus dem besten Fit an die Daten extrahieren. Der Nachteil bei dieser Methode ist, daß die Berechnung sowohl des inneren, als auch

des äußeren Bremsstrahlungswirkungsquerschnittes selbst modellabhängig ist. Dabei überwiegt in den meisten Kinematiken die innere Bremsstrahlung der ein- und auslaufenden Pionen und Protonen. Abbildung 2.1 zeigt die Bremsstrahlungsdiagramme der externen und internen Bremsstrahlung. Die externen Graphen wurden dabei in der "Soft-Photon-Approximation" (SPA) berechnet.
Mit Hilfe der Reaktion $\gamma p \rightarrow \gamma p \pi_0$ könnte nun auf gleiche Weise das magnetische Moment des Δ_+ ermittelt werden. Die Abhängigkeit des entsprechenden Wirkungsquerschnitts von μ_{Δ^+} wurde von A.I. Machavariani [Mac 99] ermittelt. Verglichen mit dem Pion induzierten Experiment ist hier auch der Untergrund der externen Bremsstrahlung wesentlich geringer.
Die experimentelle Untersuchung dieser Reaktion ist schwierig, da die inelastisch gestreuten Photonen durch π^0-Zerfallsphotonen überlagert werden. Es ist daher nötig sowohl den Rückstoßimpuls des Protons, als auch die Winkelverteilung des Photons genau zu vermessen. Dazu wird das Proton in dem etwa 5m in Strahlrichtung vom Crystal-Barrel-Detektor stehenden Flugzeitspektrometer detektiert. Das Flugzeitspektrometer liefert dabei einen Proton Trigger für das Experiment und kann die Energie des Protons auf wenige MeV und seine Winkelverteilung auf 0.5 °genau bestimmen. Die Auflösung des Crystal-Barrel-Detektors ist dann gut genug um den $\gamma\pi^0$ Kanal im interessierenden Bereich vom $\pi^0\pi^0$-Kanal bei dem ein Zerfallsphoton nicht nachgewiesen wurde, zu unterscheiden.

2.2.2 Elektromagnetische Übergänge zwischen unterschiedlichen Nukleonresonanzen

In Abbildung 2.2 ist das Anregungspektrum des Nukleons bis 1.7 GeV dargestellt. Ab der zweiten Resonanzregion (gestrichelter Kasten) ist es für die Resonanzen möglich über angeregte Zwischenresonanzzustände zu zerfallen. Besonders die elektromagnetischen Übergänge liefern eine gute Möglichkeit um Nukleonmodelle zu testen. So gibt es Zweifel daran, daß die $P_{11}(1440)$-Resonanz, auch Roper-Resonanz genannt, ein reiner drei Quark Zustand ist. Ähnliche Zweifel gelten für die $S_{11}(1535)$-Resonanz. Es besteht mit dem Crystal-Barrel-Detektor nun die Möglichkeit das Übergangsphoton von der $P_{11}(1440)$- auf die $\Delta_{33}(1232)$-Resonanz über die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 \gamma p$ zu untersuchen. Dabei läßt sich die $\Delta_{33}(1232)$-Resonanz durch den π^0-Zerfall identifizieren. Genauso läßt sich der γ-Übergang von der S_{11}- auf die $\Delta_{33}(1232)$-Resonanz untersuchen. Die S_{11}-Resonanz selbst kann gut über den η-Zerfall identifiziert werden. Sie kann so als Zwischenzustand für noch höher liegende Resonanzen dienen, deren γ-Übergänge dann durch die Reaktion $\gamma p \rightarrow \eta\gamma p$ studiert werden können.

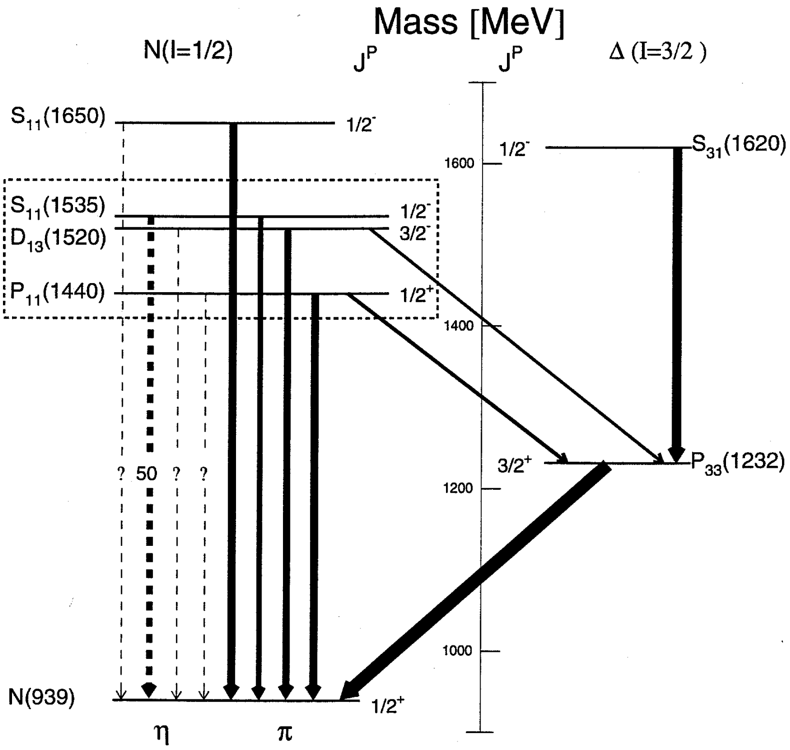

Abbildung 2.2: Termschema der niegrigsten Nukleonresonanzen im Isospin 1/2 und 3/2 Kanal. Die durchgezogenen Pfeile sind π- und die gestrichelten Pfeile η Übergänge. Die Liniendicke entspricht den Verzweigungsverhältnissen [Kru 95].

3. Das CB-ELSA-Experiment

3.1 Die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)

Einen Überblick über die Beschleunigeranlage der Universität Bonn zeigt Abbildung 3.1. Es werden sowohl unpolarisierte als auch polarisierte Elektronen beschleunigt. Im Betrieb mit unpolarisierten Elektronen werden diese von einer thermischen Quelle emittiert und auf 120 keV beschleunigt. Sie werden dann im LINAC1 auf 20 MeV weiterbeschleunigt und in das Synchrotron [Alt 68] injiziert. Im Synchrotron wird die Energie der Elektronen auf 0.5 bis 1.6 GeV erhöht. Es arbeitet netzsynchron mit einer Wiederholungsrate von 50 Hz und erreicht bauartbedingt ein maximales makroskopisches Tastverhältnis von 5%. Da Koinzidenzexperimente mit Mehrteilchenendzuständen ein möglichst großes Tastverhältnis benötigen, wurde die Elektronen Stretcher Anlage (ELSA) gebaut [Hus 85-88]. Für die aus dem Synchrotron nach ELSA transferierten Elektronen stehen nun drei Betriebsmodi zur Verfügung.

Die erste Betriebsart ist der Stretchermodus (siehe Abb. 3.2). Hier wird ELSA mit den vom Synchrotron beschleunigten Elektronen homogen gefüllt. Danach werden die Elektronen sofort gleichmäßig aus ELSA extrahiert. Für die Füllung werden etwa 0.3 ms benötigt, wodurch für die Extraktion 19.7 ms zur Verfügung stehen. Dies führt zu einem makroskopischen Tastverhältnis von bis zu 98%.

Zum Erreichen höherer Energien als 1.6 GeV steht als zweite Betriebsart der Nachbeschleunigungsmodus (Abb. 3.3) zur Verfügung. Hier werden die Elektronen in ELSA zuerst auf eine Energie von bis zu 3.5 GeV beschleunigt und anschließend langsam extrahiert. Durch die zum Nachbeschleunigen benötigte Zeit verschlechtert sich das makroskopische Tastverhältnis. Um dies auszugleichen muß die Extraktionszeit im Vergleich zur Nachbeschleunigungszeit möglichst lang sein. Eine lange Extraktionszeit bei hoher Intensität kann aber nur erreicht werden, wenn in ELSA über mehrere Synchrotronzyklen ein genügend hoher Strom akkumuliert wird. Die Dauer der Füllzyklen verschlechtert ihrerseits aber wieder das makroskopische Tastverhältnis, so daß immer ein Kompromiß zwischen extrahiertem Elektronenstrom und Tastverhältnis gesucht werden muß.

Die dritte Betriebsart ist der Speichermodus. Diese Betriebsart ist für Experimente gedacht, die ELSA als Synchrotronlichtquelle nutzen. Auch hier wird ELSA über mehrere Synchrotronzyklen gefüllt und die Elektronen auf die gewünschte Energie beschleunigt. Danach wird der Strahl im Ring gespeichert. Durch die endliche Lebensdauer der Elektronen im Ring sinkt die Intensität jedoch langsam wieder ab,

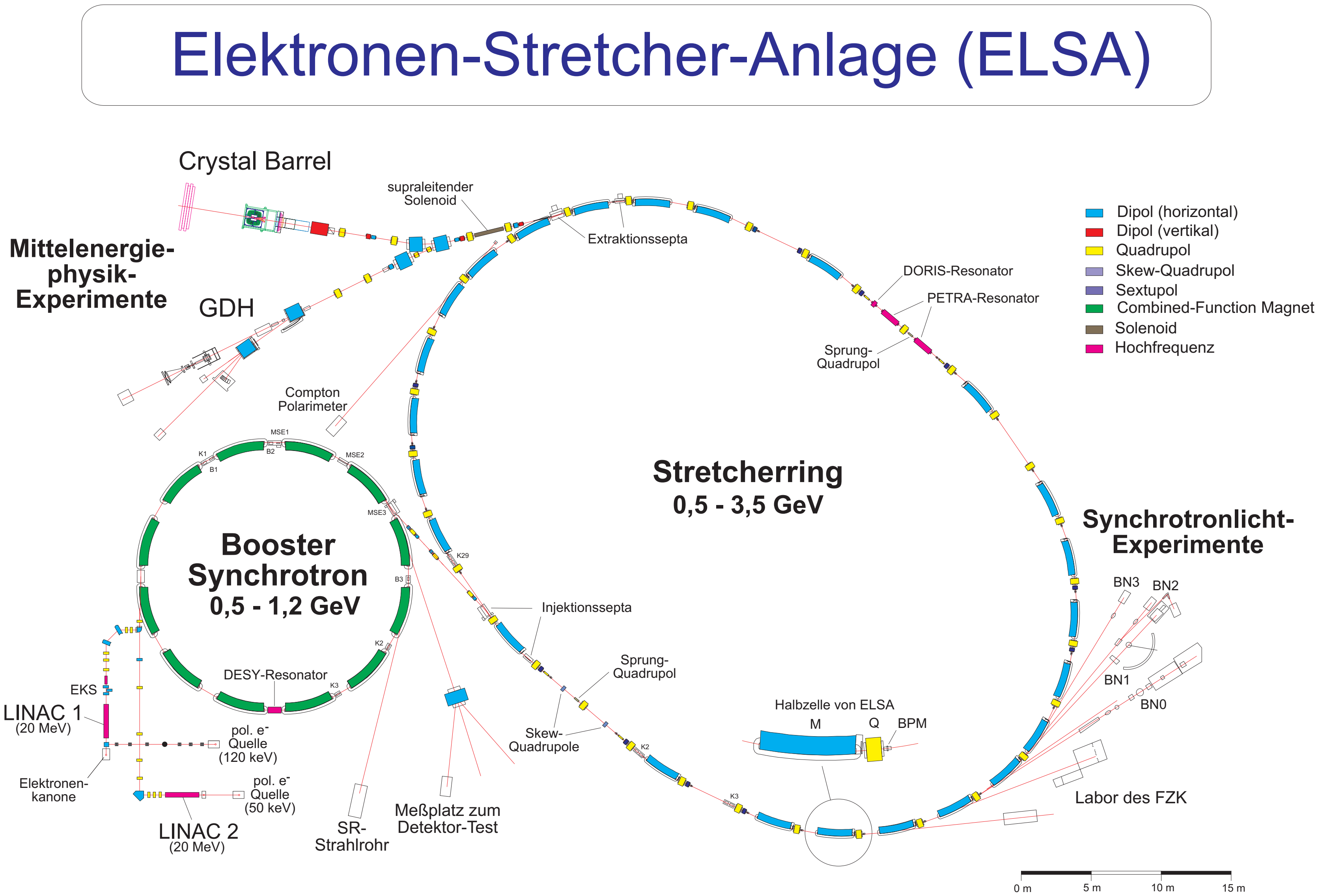

Abbildung 3.1: Die Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA) der Universität Bonn.

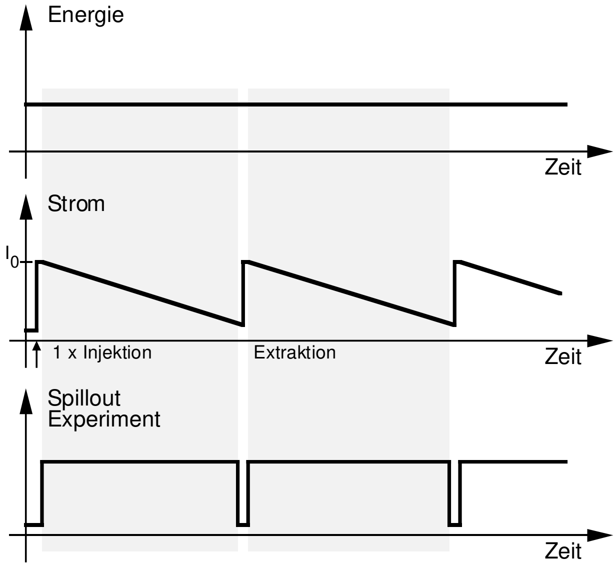

Abbildung 3.2: Der ELSA-Betrieb im Stretchermodus.

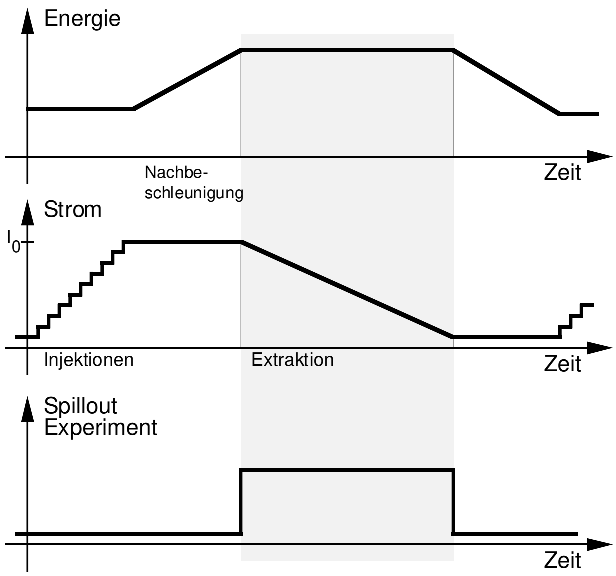

Abbildung 3.3: Der ELSA-Betrieb im Nachbeschleunigungsmodus.

und die Prozedur wird nach etwa ein bis zwei Stunden wiederholt.

Im Betrieb mit polarisierten Elektronen stehen zwei Quellen zur Verfügung. Beide setzen polarisierte Elektronen über Photoemission an einem GaAs-Kristall bei Beschuß mit zirkular polarisiertem Laserlicht frei. Eine 120-keV-Quelle ist seit Oktober 1996 zu Teststudien des Polarisationsgrades der Elektronen bei der Beschleunigung an ELSA im Einsatz [Nak 98]. Eine Herausforderung beim polarisierten Betrieb an ELSA ist das verlustfreie Überschreiten depolarisierender Resonanzen, die bei bestimmten Energien im Synchrotron und in ELSA auftreten. Die benötigten Verfahren zum Polarisationserhalt bei der Hochbeschleunigung wurden entwickelt und bereits erfolgreich eingesetzt [Ste 99]. Für die zukünftige Versorgung der Eperimente wurde eine verbesserte 50-keV-Quelle gebaut, die zusammen mit dem neuen LINAC2 im Jahr 2000 in Betrieb gehen wird [Hil 99].
Die ersten Messungen mit CB-ELSA finden mit unpolarisierten Elektronen statt. Es ist allerdings für zukünftige Doppelpolarisationsexperimente neben der Polarisation der Elektronen auch die Verwendung eines polarisierten Targets vorgesehen, welches zur Zeit im GDH-Experiment eingesetzt wird.

3.2 Der experimentelle Aufbau

Eine Gesamtübersicht des für die ersten geplanten Experimente vorgesehenen Detektoraufbaus zeigt Abbildung 3.4. Der aus ELSA extrahierte Elektronenstrahl trifft von rechts kommend auf das Tagging-System. Hier erzeugen die Elektronen an einem Bremsstrahltarget, dem Radiator, Photonen. Diese fliegen geradlinig weiter und treffen ein im Zentrum des Crystal-Barrel-Detektors liegendes Wasserstofftarget. Die durch die Anregung der Protonen erzeugten Reaktionsprodukte werden schließlich im Crystal-Barrel-Detektor und in dem Flugzeitspektrometer nachgewiesen. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten näher beschrieben.

3.2.1 Das Tagging-System

Die Photonmarkierungsanlage TOPAS II[1], auch als Tagging-System bezeichnet, wird von dem SAPHIR-Experiment übernommen, welches sich bereits zuvor an dem Experimentierplatz befand [Bur 96]. Es besteht aus einem Bremsstrahltarget, einem Dipolmagneten und einem Hodoskop. Ein Elektron des Primärstrahls erzeugt im Radiator ein Bremsstrahl-Photon. Danach wird es im Dipolmagneten nach unten abgelenkt, während das Photon weiter Richtung des Targets fliegt. Das abgelenkte Elektron trifft schließlich auf das Hodoskop. Dieses hat zwei Aufgaben. Die erste ist die Ortsmessung der Eintrittstelle des Elektrons im Hodoskop. Da die Ablenkung eines geladenen Teilchens in einem Magnetfeld von dessen Energie E_e abhängt, kann diese so bestimmt werden, so daß sich aus der Energie E_0 mit

[1] Tagging Of Photons At SAPHIR

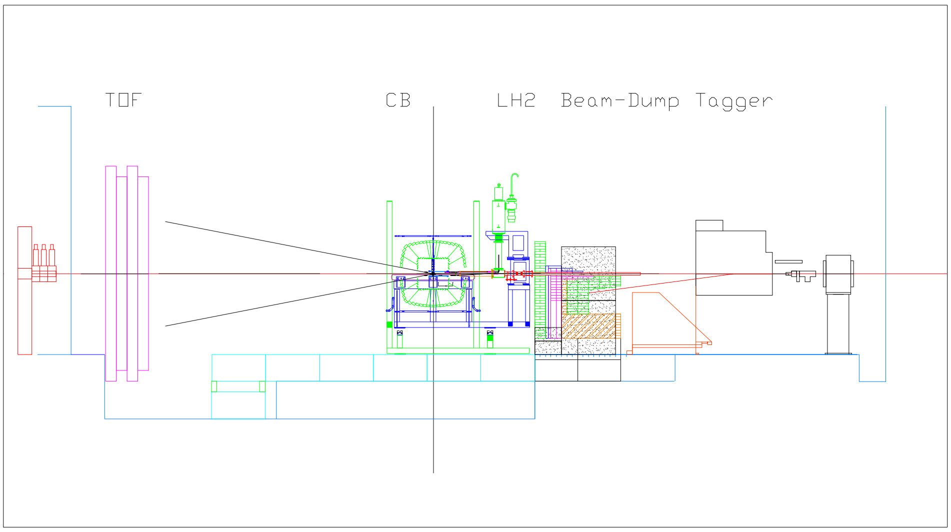

Abbildung 3.4: Der Aufbau des CB-ELSA Experiments.

der die Elektronen den Radiator treffen, die Energie E_γ des Bremsstrahlphotons nach $E_\gamma = E_0 - E_e$ bestimmen läßt. Man sagt auch, daß das Photon so markiert (engl. tagged) wurde. Die zweite Aufgabe des Hodoskops ist die Erzeugung eines Zeitsignals. Da die Photonen mit Lichtgeschwindigkeit fliegen, ist die Zeit vom Bremsstrahltarget zum Wasserstofftarget unabhängig der Photonenergie immer gleich. Erzeugt ein Reaktionsprodukt in der Flugzeitwand ein zweites Zeitsignal, so bestimmt das so gemessene Zeitintervall die Energie des Reaktionsproduktes. Beim Tagging-System TOPAS II werden beide Aufgaben von unterschiedlichen Komponenten wahrgenommen. Die Ortsmessung zur Photonmarkierung wird von zwei MWPCs[2] übernommen. Insgesamt befinden sich in beiden Kammern 352 aktive Drähte im Abstand von jeweils 4 mm. Das Zeitsignal wird von 4.5 cm dicken Szintillatoren erzeugt. Um die Lichtlaufzeit im Szintillator zu eliminieren, werden diese für das Crystal-Barrel-Experiment beidseitig ausgelesen (siehe auch Kapitel 4.1). Den Aufbau des Tagginghodoskops zeigt Abbildung 3.5.

3.2.2 Der Crystal-Barrel-Detektor

Der zentrale Detektor des CB-ELSA Experiments ist der Crystal-Barrel-Detektor selbst. Er wurde in den Jahren 1985 - 1989 am CERN in Genf entwickelt und aufgebaut. Dort diente es am LEAR, einem Speicherring für Antiprotonen, zur Untersuchung von $\overline{p}p$- und $\overline{p}n$-Reaktionen in Ruhe und im Flug bis zu einem Impuls von 2 GeV. Der innerste Teil des Detektors bestand am LEAR aus einem target-

[2] Multi-Wire-Proportional-Chamber

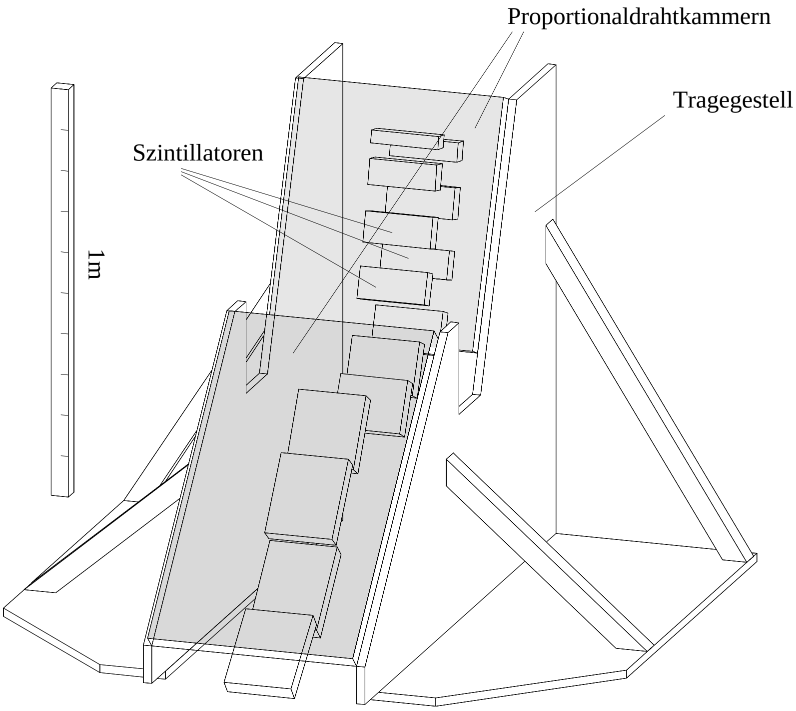

Abbildung 3.5: Das Tagging-Hodoskop TOPAS II.

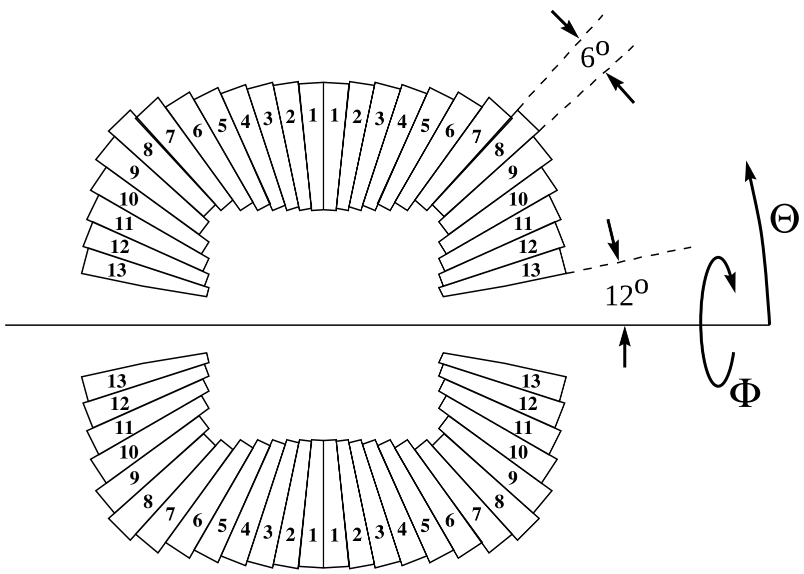

Abbildung 3.6: Seitlicher Schnitt durch das Crystal Barrel.

nahen Siliziumstreifendetektor als Vertexdetektor. Um diesen herum lag eine Jet-Driftkammer (JDC), welche zusammen mit einem von außen angelegten Magnetfeld von 1.5 T zur Impulsbestimmung von geladenen Teilchen diente. Den Vertexdetektor und die JDC umschließt schließlich ein elektromagnetisches Kalorimeter, das namensgebende Crystal-Barrel. Es besteht aus einer faßförmigen (engl. Barrel) Anordnung von 1380 CsI(Tl) Kristallen (siehe Abb. 3.6). Diese decken einen azimuthalen Winkelbereich von 360° und einen polaren Winkelbereich von 12° bis 168° und damit den gesamten Raumwinkel zu 97.8% ab. Die Kristalle selber sind 30 cm lang. Bei einer Strahlungslänge für Photonen in CsI(Tl) von $x_0 = 1.86$ cm deckt ein Kristall 16.1 x_0 ab. Dadurch wird der größte Teil der longitudinalen Schauerenergie eines 2-GeV-Photons im Kristall deponiert, so daß die Einschränkung der Energieauflösung durch Leckfluktuationen an der Rückseite weniger als 1% beträgt. Nach Abschluß der Experimente am CERN im Jahr 1997 wurde beschlossen, den Crystal-Barrel-Detektor nach Bonn zu holen. Dabei wurden auf den Siliziumstreifen-Detektor und die JDC verzichtet.

3.2.3 Der Innendetektor

Bei dem Innendetektor handelt es sich um einen neuen Detektor aus szintillierenden Fasern, der den Siliziumstreifen-Detektor und die JDC aus dem LEAR-Experiment ersetzen soll [AFo 99]. Seine primäre Aufgabe besteht darin, zwischen geladenen

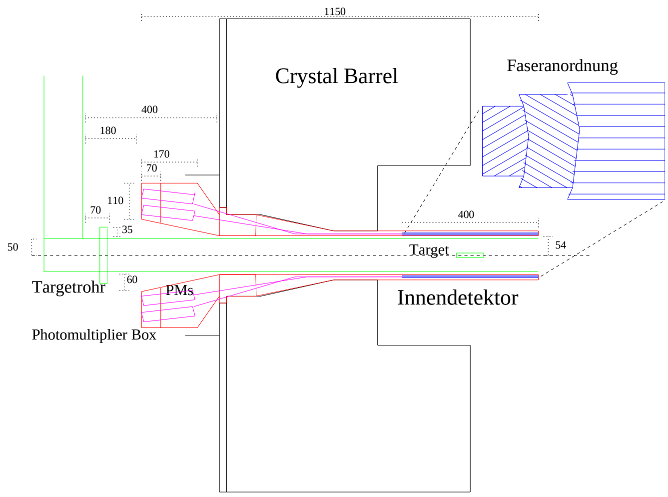

Abbildung 3.7: Der Innendetektor.

und ungeladenen Teilchen zu unterscheiden und für die geladenen eine Spurrekonstruktion zu ermöglichen. Der Detektor setzt sich aus drei Lagen je 2 mm dicker szintillierender Fasern zusammen, die auf einen Kohlefaserzylinder aufgeklebt sind (siehe Abb. 3.7). Dabei ist die äußerste Lage parallel zur Strahlführung ausgerichtet, während die inneren Lagen diesbezüglich um einen Winkel von -25° beziehungsweise +25° verdreht werden. Dadurch ist selbst bei einem Ansprecher in nur einer gedrehten und der parallelen Faser der Durchstoßpunkt eindeutig bestimmt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Innendetektors für geladene Teilchen soll 99.9% betragen, von denen in mehr als 98% der Fälle eine Rekonstruktion des Durchstoßpunktes möglich sein wird. Damit wird eine Winkelauflösung von 1° und eine Bestimmung des Wechselwirkungspunktes im Target auf 1.1 cm in Strahlrichtung möglich [Kue 98].

3.2.4 Das Flugzeitspektrometer

Das Flugzeitspektrometer wurde ursprünglich für das ELAN-Experiment gebaut. Es handelt sich um vier Wände mit je 15 beidseitig ausgelesenen Szintillationslatten. Eine Latte hat die Maße 300 cm mal 20 cm mal 5 cm. Für das CB-ELSA-Experiment wurden die jeweils mittleren Latten entfernt, da hier der Photonenstrahl durchtritt. Das Flugzeitspektrometer dient der Energie- und Impulsmessung von durch die vordere 12°-Öffnung des Crystal Barrel entweichende Protonen und Neutronen. Da der Aufbau der Flugzeitwände das zentrale Thema dieser Diplomarbeit ist, werden Funktion, Auf- und Umbau in Kapitel 4 ausführlich behandelt.

3.2.5 Der Gamma-Veto-Detektor

In Strahlrichtung hinter dem Flugzeitspektrometer steht der Gamma-Veto-Detektor. Er besteht aus 10 Bleiplatten deren Zwischenräume mit einem Mineralöl POPOP[3] Gemisch gefüllt sind. Die hochenergetischen Photonen schauern in den Bleiplatten auf, das heißt, sie erzeugen durch die Wechselwirkung mit dem Bleiatomen eine Vielzahl niederenergetischer Elektronen, Positronen und Photonen. Die Elektronen und Positronen fliegen schneller als das Licht in der Flüssigkeit und erzeugen so Čerenkov Licht [Leo 87]. Die Aufgabe des Gamma-Veto-Detektors ist alle Photonen nachzuweisen, welche im Target NICHT reagiert haben. Für die Definition eines Ereignisses fordert man deshalb eine Antikoinzidenz mit dem Gamma-Veto-Detektor.

3.2.6 Das Datenerfassungssystem

Eine schematische Darstellung der CB-ELSA-Datenerfassung [Sch 99] zeigt Abbildung 3.8. Die analogen Signale der einzelnen Detektoren werden durch ADC- und TDC-Elektronikmodule digitalisiert. Die Steuerung eines Teildetektors (eine Hälfte des Crystal-Barrels zählt dabei als eigener Detektor) erfolgt über einen sogenannten lokalen Event-Builder [Ehm 99]. Hierbei handelt es sich durchweg um 68040 CPUs welche unter dem Echtzeitbetriebssystem OS-9 laufen. Die einzelnen lokalen Eventbuilder sind über einen VIC-Bus mit dem globalen Event-Builder verbunden, ebenfalls eine 68040 CPU unter OS-9. Dessen Aufgabe ist die Daten der einzelnen Subdetektoren zusammenzufassen und an den Event-Handler weiterzuleiten. Zur Übertragung an den Event-Handler dient eine optische Verbindung über Glasfaser. Der Event-Handler ist ein Personal-Computer unter dem Betriebssystem LINUX. Seine Aufgabe ist es, die Daten eines Ereignisses (engl. Event) in das ZEBRA Datenbankformat zu konvertieren und auf einem DLT Magnetband zu Speichern. Zur Bedienung der Datenerfassung wurde als Benutzerschnittstelle eine Run-Control in der Plattform unabhängigen Sprache JAVA entwickelt [Fuc 99].

3.3 Weitere Vorwärtsdetektoren

Neben der in Abschnitt 3.2 gezeigten Experimentanordnung bietet der Einsatz anderer Vorwärtsdetektoren als des Flugzeitspektrometers weitere Experimentiermöglichkeit.

3.3.1 TAPS

Bei Photo- und Elektroproduktionsexperimenten im GeV Bereich werden die Reaktionsprodukte kinematisch stark in Vorwärtsrichtung fokussiert. Der symmetrisch aufgebaute Crystal-Barrel-Detektor mit seinen 12°-Öffnungen in Strahlrichtung ist an diese Verhältnisse noch nicht optimal angepaßt. Um die Granularität

[3] 1,4-Bis-[2-(5-Phenyloxazolyl)]-Benzen ($C_{24}H_{16}N_2O_2$)

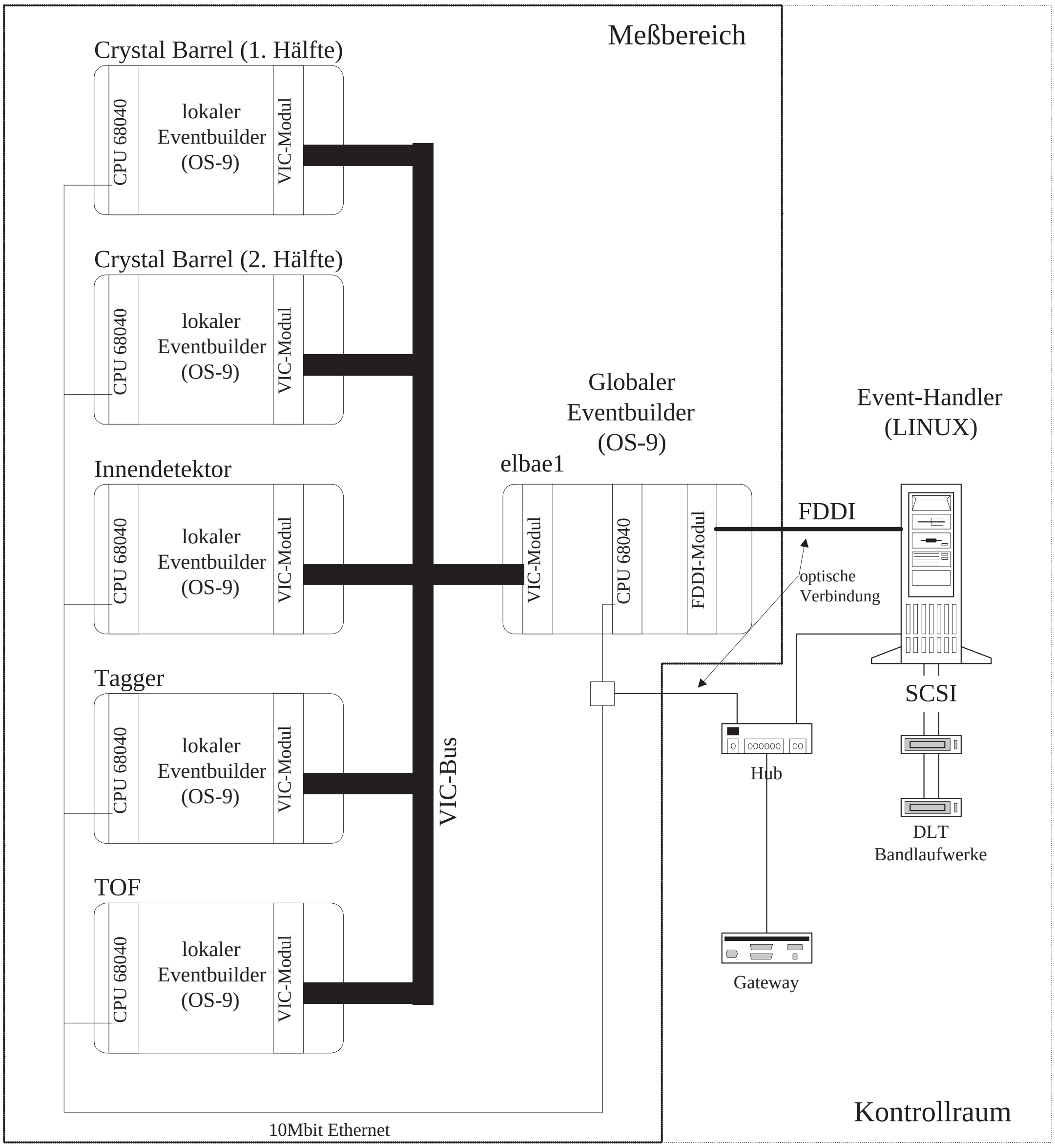

Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau der Datenerfassung.

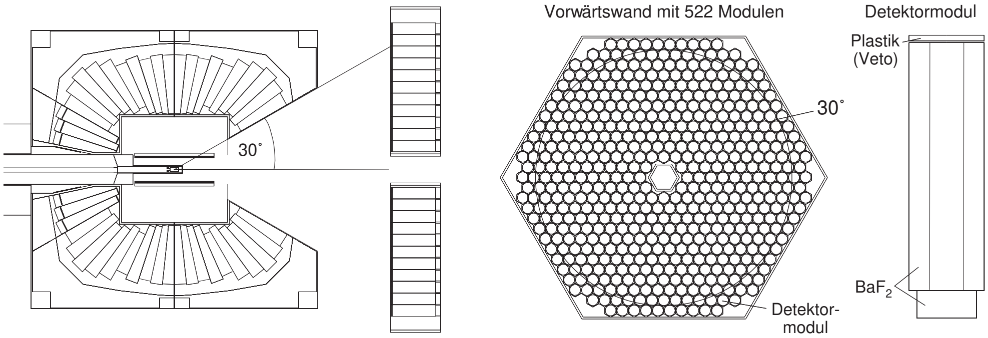

Abbildung 3.9: Der geplante Aufbau des TAPS-Detektors.

in Vorwärtsrichtung zu erhöhen wird der TAPS-Detektor eingesetzt. Hierbei handelt es sich um einen modularen Detektor aus 522 hexagonalen BaF_2-Modulen. Die Module werden, wie in Abbildung 3.9 gezeigt, zu einer hexagonalen Wand aufgeschichtet und in Strahlrichtung hinter den Crystal-Barrel-Detektor gestellt. Um den TAPS-Detektor optimal einsetzen zu können, werden die innersten drei Lagen in Vorwärtsrichtung des Crystal-Barrel-Detektors entfernt, so daß von TAPS ein Öffnungswinkelbereich von 30° abgedeckt wird.

3.3.2 Das Magnetspektrometer

Bei Experimenten zur Mesonenproduktion nur wenige MeV über der Erzeugungsschwelle werden die Protonen unter Polarwnkeln nahe 0° gestreut. Zum Nachweis dieser Protonen wird ein Magnetspektrometer eingesetzt (siehe Abb. 3.10). Dieses wurde bereits über viele Jahre im ELAN-Experiment erfolgreich zur Spektroskopie von Elektronen, Protonen und Pionen eingesetzt [Rit 74] [Mas 96]. Das Magnetsystem besteht aus zwei Quadrupolmagneten zur Strahlfokussierung und einem Dipolmagneten als dispersivem Element zur Impulsseparation. Weiterhin gibt es fünf Proportionalkammern, eine vor und vier hinter dem Dipolmagneten. Sie dienen der Rekonstruktion der Teilchenbahnen durch das Spektrometer. Dadurch lassen sich Streuwinkel und Impuls der gestreuten Teilchen berechnen. Weitere Komponenten des Spekrometers sind vier Szintillatoren, welche zum Erzeugen von Zeitsignalen dienen, und ein Čerenkovdetektor, der zur Trennung von Teilchen mit gleichem Impuls aber verschiedener Masse eingesetzt wird. Da das Magnetspektrometer im CB-ELSA-Experiment zum ersten mal als Vorwärtsdetektor eingesetzt werden soll, muß es ähnlich wie das Flugzeitspektrometer modifiziert werden, damit die Photonen den Dipolmagneten ungestört durchfliegen können [Ban 99].

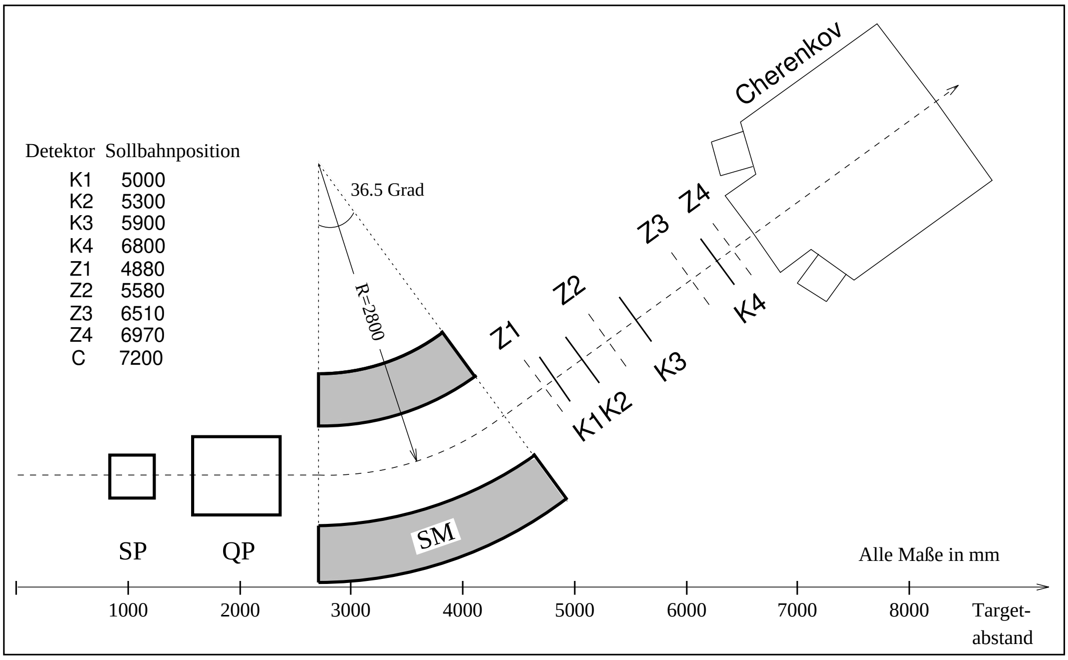

Abbildung 3.10: Der schematische Aufbau des Magnetspektrometers.

4. Das Flugzeitspektrometer

Das Flugzeitspektrometer wurde für das ELAN-Experiment entwickelt [Jak 96]. Es besteht aus vier Wänden mit jeweils 15 Szintillationslatten. Mit den Maßen einer Latte 300 cm mal 20 cm mal 5 cm, deckt eine Wand eine Fläche von 9 m^2 ab. An beiden Enden einer Latte befindet sich jeweils ein Lichtleiter in Fischschwanzform, gefolgt von einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEV). Szintillatormaterial, Lichtleitergeometrie und SEV-Modell wurden in ausgiebigen Tests unter dem Gesichtspunkt maximaler Zeitauflösung zusammengestellt [Kun 93]. Im Experiment werden die vier Wände hintereinander aufgestellt, wobei die zweite und vierte Wand jeweils um 90° gedreht sind. Abbildung 4.1 zeigt den Aufbau des Flugzeitspektrometers im ELAN-Experiment. Für das CB-ELSA-Experiment muß die jeweils mittlere Latte einer Wand entfernt werden, da hier der Photonenstrahl durchgeht (siehe Abb. 4.9).

4.1 Flugzeitmessung

Das Grundprinzip der Flugzeitspektroskopie ist die Bestimmung der Geschwindigkeit und damit, bei bekannter Masse, der Energie eines Teilchens. Dazu wird eine mit der Erzeugung des Teilchens im Target korrelierte Startzeit t_{start} vorgegeben.

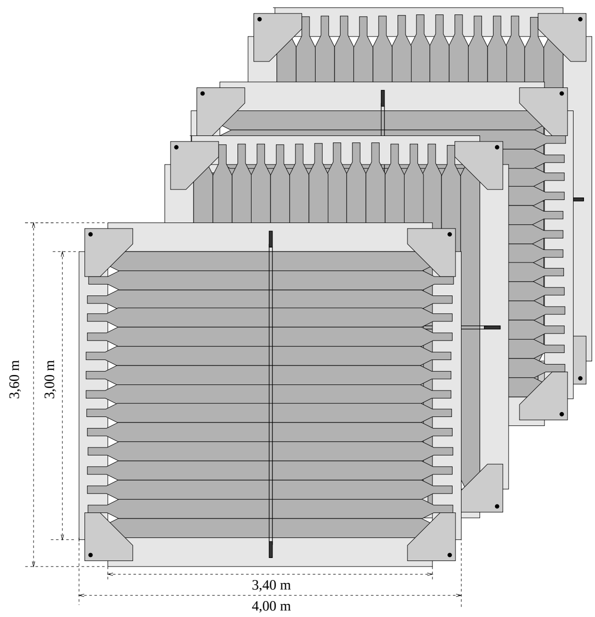

Abbildung 4.1: Der Aufbau des Flugzeitspektrometers im ELAN-Experiment.

Liefert ein im festen Abstand zum Target stehender Detektor eine Stoppmarke t_{stop}, so läßt sich aus der Differenz beider Zeiten t_{stop} - t_{start} bei bekanntem Abstand die Teilchenenergie bestimmen. Dabei ist es nicht notwendig, daß t_{start} den Zeitpunkt der Teilchenerzeugung angibt. Im CB-ELSA-Experiment wird die Startmarke zum Beispiel durch den Tagger erzeugt (siehe Kapitel 3.5). Da das Bremsstrahlphoton vom Tagger zum Target mit Lichtgeschwindigkeit fliegt, ist die Flugzeit Tagger-Target konstant. Gleiches gilt für Laufzeiten der Signale auf den Kabeln und in der Elektronik. Wichtig ist, daß die einzige variable Zeit zwischen t_{start} und t_{stop} die eigentliche Flugzeit des zu spektroskopierenden Teilchens ist. Die Gesamtzeit wird dann mittels Teilchen bekannter Geschwindigkeit geeicht.

In einer zuerst von Charpak [Cha 62] vorgeschlagenen Methode kann man durch beidseitige Auslese eines großen[1] Szintillators sowohl die Flugzeit als auch den Trefferort im Szintillator bestimmen. Das Problem bei einem einseitig ausgelesenen, großen Szintillator ist, daß das Licht vom Trefferort bis zum SEV unterschiedlich lange benötigt, je nachdem wie groß der Abstand zwischen Trefferort und SEV ist. Liest man den Szintillator jedoch an den beiden gegenüberliegenden Seiten aus und bildet die Summe der beiden Zeitsignale, so gilt

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(t_l + t_r) &= \frac{1}{2}((t_F + t_x) + (t_F + t_{L-x})) && (4.1) \\ &= t_F + \frac{t_x + t_{L-x}}{2} && (4.2) \\ &= t_F + \frac{L}{2\ c_{eff}}. && (4.3) \end{aligned}$$

Dabei ist t_F die Flugzeit des Teilchens bis zum Auftreffen auf dem Szintillator, t_x die Zeit, die das Licht vom Trefferort bis zum linken SEV benötigt respektive t_{L-x} die Zeit vom Trefferort zum rechten SEV. t_l und t_r sind die jeweils vom linken beziehungsweise rechten SEV aufgenommenen Gesamtzeiten. Aus Gleichung 4.3 ist ersichtlich, daß in die Summe nur noch die Flugzeit plus einem Term, der nur noch aus Konstanten besteht, eingeht. L ist dabei der Abstand der beiden SEVs und c_{eff} ist die effektive Lichtgeschwindigkeit im Szintillator. Diese wird allerdings nicht nur vom Brechungsindex n des Szintillationsmaterials bestimmt, sondern hängt außerdem von der Geometrie des Szintillators samt Lichtleiter, dem Durchmesser der Photokathode, der Röhrenspannung und der Diskriminatorschwelle ab. Aus diesem Grund ist sie nur näherungsweise konstant. Mit diesem Verfahren bestimmt sich dann die Flugzeit zu

$$t_F = \frac{(t_l + t_r)}{2} - \frac{L}{2\ c_{eff}}. \qquad (4.4)$$

[1] Mit "groß" ist hier gemeint, daß die Lichtlaufzeit im Szintillator größer als die Zeitauflösung ist.

Wird nun anstelle der Summe die Differenz der gemessenen Zeitsignale gebildet, so folgt

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(t_l - t_r) &= \frac{1}{2}((t_F + t_x) - (t_F + t_{L-x})) && (4.5) \\ &= \frac{1}{2}(t_x - t_{L-x}) && (4.6) \\ &= \frac{x}{c_{eff}} - \frac{L}{2\ c_{eff}}. && (4.7) \end{aligned}$$

Die Differenz der Zeitsignale ist also empfindlich auf den Trefferort des Teilchens im Szintillator, welcher sich zu

$$x = \frac{(t_l - t_r)c_{eff}}{2} + \frac{L}{2} \tag{4.8}$$

bestimmt.

4.2 Timewalk

Da mit dem Flugzeitspektrometer sowohl die Energie als auch der Ort aus der Zeit bestimmt werden, ist es wichtig die Zeit möglichst genau zu bestimmen. Es gibt verschiedene Ursachen für zeitliche Schwankungen des Signals. Die meisten sind abhängig vom Experimentaufbau und in Anhang A diskutiert. Ein Effekt, der nachträglich korrigierbar ist, ist der sogenannte Timewalk. Dieser Effekt tritt bei der Diskriminierung der SEV-Signale an einer festen Schwelle auf. Ein solcher Diskriminator wartet bis das Signal eine bestimmte Spannungsschwelle überschreitet und erzeugt zu diesem Zeitpunkt ein digitales Signal. Abhängig von der Pulshöhe und somit der Flankensteilheit der SEV-Pulse können so für zwei zeitgleiche SEV-Pulse zwei zeitlich versetzte Diskriminatorimpulse erzeugt werden (siehe Abb. 4.2). Diese zeitliche Schwankung nennt man Timewalk.
Um den Timewalk zu korrigieren geht man von der Annahme aus, daß der Anstieg des Pulses quadratisch verläuft. Dadurch nimmt der durch den Timewalk verursachte Fehler mit abnehmender Pulshöhe quadratisch zu. Da der von den ADCs digitalisierte Wert a proportional zur Pulshöhe ist, korrigiert man mit dem reziproken $\sqrt{a}$ Wert.

$$\Delta t_{timewalk} = W \left(\frac{1}{\sqrt{a_0}} - \frac{1}{\sqrt{a}} \right) \tag{4.9}$$

Dabei ist $\Delta t_{timewalk}$ die Differenz zwischen gemessener und wirklicher Zeit, a_0 eine Konstante die im allgemeinen dem mittleren ADC-Wert entspricht und W ein Proportionalitätsfaktor. Wird t als digitalisierten TDC-Wert gegen $1/\sqrt{a}$ aufgetragen, kann wegen des linearen Zusammenhanges aus einem Geradenfit W und $\sqrt{a_0}$ bestimmt werden.

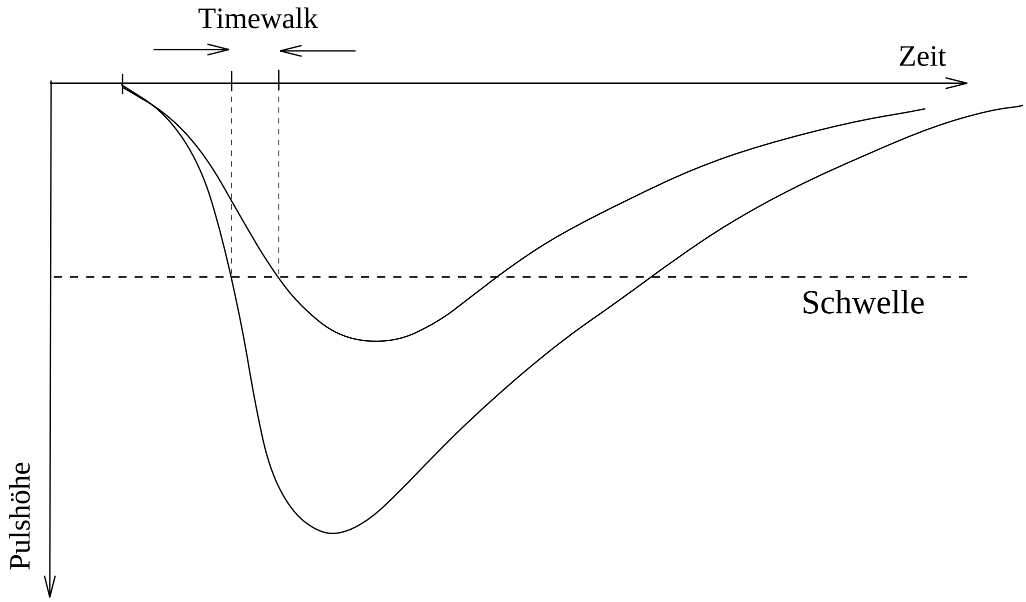

Abbildung 4.2: Der Timewalk-Effekt.

4.3 Elektronik

Der schematische Aufbau der Flugzeitspektrometerelektronik ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Ein Teilchen erzeugt im Szintillator[2] Licht, welches über einen Lichtleiter LL auf die Photokathode des SEV[3] fällt. Die vom SEV produzierten Spannungssignale gelangen über ein 5.5 m langes Koaxialkabel[4] zu einem Signalteiler. Hier wird das Signal dreifach geteilt. Ein Ausgang wird direkt über 60 m Koaxialkabel und einem ADC-Adapter AA auf einen Fastbus-ADC[5] gegeben. Die anderen beiden Signale gehen über Lemokabel[6] auf eine Diskriminatorkarte, im folgenden als UND-Karte bezeichnet wird (siehe auch Anhang B).

Auf der UND-Karte werden die beiden Signale durch unterschiedlich hohe Schwellen diskriminiert und in einem Monoflop auf eine Normbreite von 25 ns gebracht. Die beiden Signale werden von jetzt an obere Schwelle und untere Schwelle genannt. Bei der Triggererzeugung bilden jeweils zwei Latten eine Einheit. Es gibt insgesamt drei Trigger. Der Proton-Trigger ist die Koinzidenz der oberen Schwellen der gegenüberliegenden SEVs einer Latte. Der Neutron-trigger ist die Koinzidenz einer oberen Schwelle mit der unteren Schwelle des gegenüberliegenden SEVs einer Latte.

[2]Nuclear Enterprises NE 110.
[3]Hamamatsu R2083.
[4]RG58/U.
[5]Lecroy 1885F.
[6]RG147A/U.

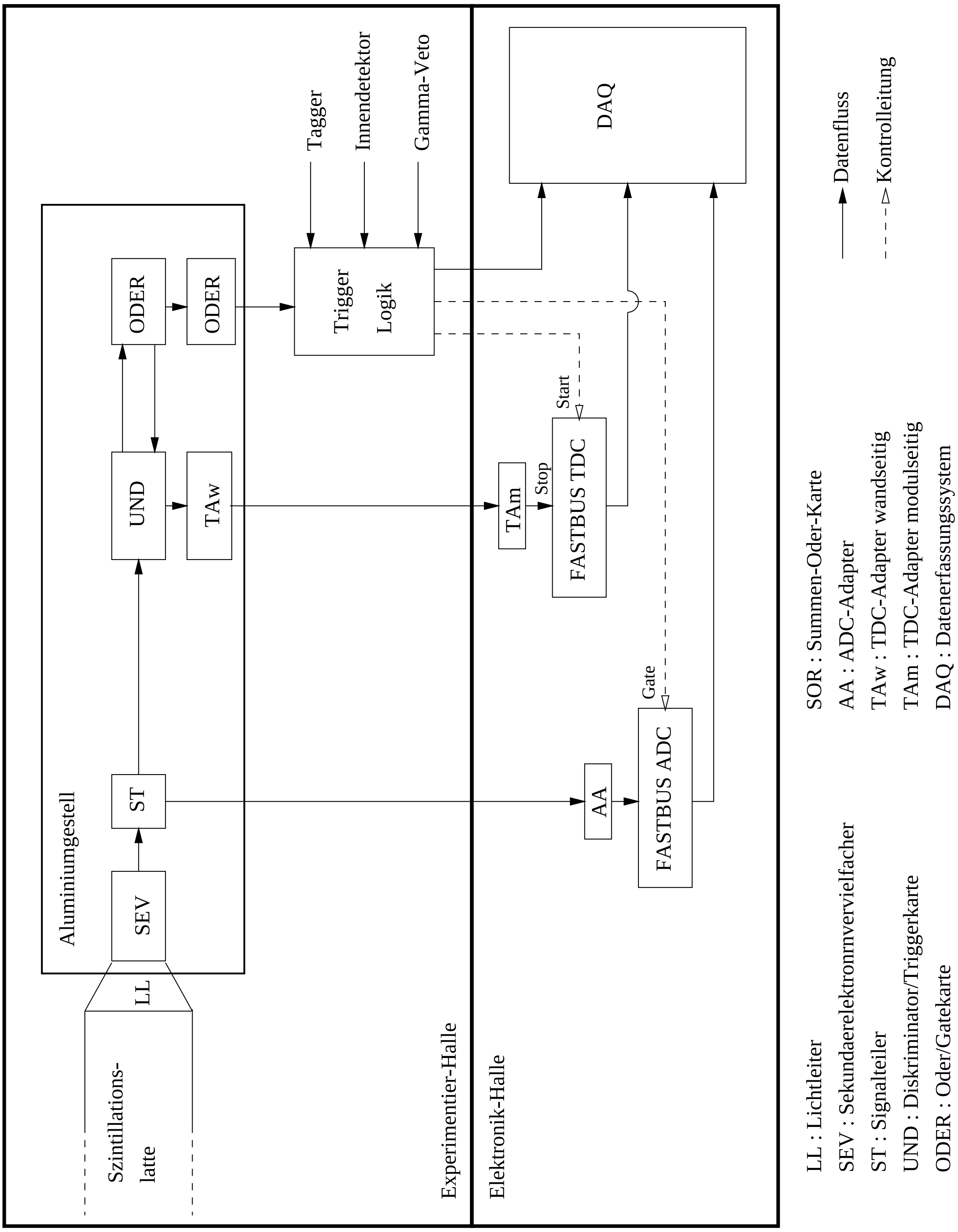

Abbildung 4.3: Übersicht über den Aufbau der Flugzeitwandelektronik.

Der Gamma-Trigger ist schließlich die Koinzidenz von allen vier unteren Schwellen der beiden Latten. Dieser letzte Trigger dient zur Selektion korrelierter Photonen von zwischen den beiden Latten liegenden Co^{60}-Präparaten. Diese jeweils monoenergetischen Photonen erlauben eine Online-Eichung der SEV-Verstärkung.

Obere und untere Schwellen werden über wandseitige Adapter (TAw), 50 m doppelt abgeschirmtes Twisted-Pair Kabel und modulseitige Adapter (TAm) auf Fastbus-TDCs[7] gegeben. Um Kabel und TDC-Kanäle einzusparen werden obere und untere Schwelle zweier verschiedener SEVs auf einen TDC-Kanal gelegt. Während also die obere Schwelle auf den zugehörigen TDC-Kanal gelegt wird, wird die untere Schwelle um 65 ns verzögert und auf einen anderen TDC-Kanal gelegt. Diese zusätzliche Verzögerung von 65 ns erlaubt eine sehr gute Trennung von oberen und unteren Schwellen. Da idealerweise nur ein Ereignis aufgenommen wird, sollte es zu keinen Konflikten an den TDC-Kanälen kommen. In der Realität können jedoch Untergrundereignisse dazu führen, daß eine zufällige untere Schwelle vor der oberen Schwelle des gewünschten Ereignisses an den TDC anliegt, und die obere Schwelle so verloren geht. Um diesen Effekt einzudämmen werden die unteren Schwellen bevor sie auf den TDC gegeben werden auf einer gesonderten Elektronikkarte, im weiteren ODER-Karte genannt, gegeben (siehe auch B). Hier wird eine Koinzidenz zwischen der unteren Schwelle und dem Neutron- oder dem Gamma-Trigger gebildet. Im Falle des Gamma-Triggers wird zusätzlich noch die Koinzidenz mit dem Rampensignal des Beschleunigers gefordert. Das Rampensignal liegt während der Beschleunigungsphase im Nachbeschleunigungsmodus von ELSA an (siehe Kapitel 3.1). In dieser Zeit werden keine Elektronen aus ELSA extrahiert und damit keine Ereignisse im Target erzeugt. Da es auch sein kann, daß eine zufällige obere Schwelle vor der unteren Schwelle auf den TDC geht, wird die untere Schwelle am Ausgang der ODER-Karte noch einmal geteilt und auf zwei verschiedene TDC-Kanäle gegeben. Die Wahrscheinlichkeit, daß auf beiden TDC-Kanälen gerade eine zufällige obere Schwelle anlag ist dann vernachlässigbar.

Eine UND-Karte hat acht Eingänge und verarbeitet somit eine Einheit aus zwei Latten. Eine ODER-Karte wiederum verarbeitet die Signale von zwei UND-Karten. Somit enthält eine Wand acht UND-Karten und vier ODER-Karten. Die Triggersignale aller vier ODER-Karten werden schließlich zu einem Summen-ODER einer Wand verknüpft und über Twisted-Pair-Flachbandkabel[8] an die Triggerlogik des Gesamtexperimentes weitergeleitet. Hier wird mit Hilfe der Triggersignale aller vier Wände und den Signalen des Taggers (Kapitel 3.5), des Innendetektors (Kapitel 3.2.3) und des Gamma-Veto-Detektors (Kapitel 3.5) entschieden, ob ein erwünschtes Ereignis vorliegt und dann ein Gate-Signal an die ADC-Module beziehungsweise ein Startsignal an die TDC-Module geschickt [Ehm 99]. Die so gewonnenen Daten werden dann vom Datenerfassungssystem (Kapitel 3.2.6) weiterverarbeitet und auf Magnet-

[7] Lecroy 1875F.
[8] AWG 28.

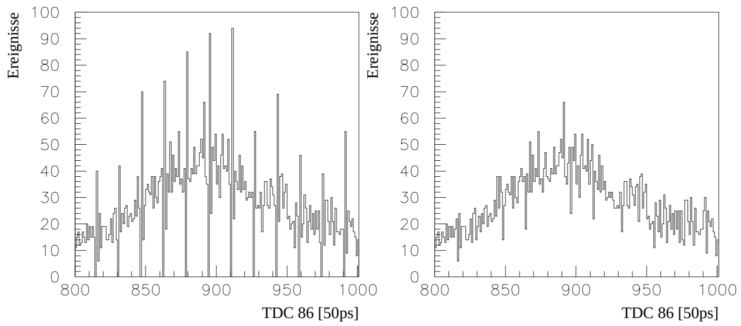

Abbildung 4.4: Unkorrigierter und geglätteter TDC von SEV 86 [Wac 98].

band gespeichert.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Elektronik aus allen vier Wänden entfernt und in einem Testlabor detailliert überprüft. Dabei stellte sich heraus, daß mehrere Platinen kleinere Defekte aufwiesen. Diese wurden meistens durch kalte Lötstellen verursacht. Die Logikchips dagegen haben das mehrjährige ELAN-Experiment unbeschadet überstanden. Alle Defekte wurden repariert. Weiterhin wurden die Pulsbreiten der TDC- und Triggerimpulse überprüft und wenn nötig nachjustiert. Danach wurde die Elektronik wieder in die Wände eingesetzt. Da die mechanische Halterung zum Ein- und Ausfahren der Elektronik bezüglich der Wandgestelle sich im ELAN Experiment als instabil erwies, wurde sie durch neue stabilere Führungschienen und eine neue stärkere Spindel mit einer Kugelgewindemutter ersetzt. Des weiteren wurde für die neuen TDC-Kabel ein neuer Wandseitiger TDC-Adapter entwickelt und eingebaut.

4.4 Test der TDC-Module

Im ELAN-Experiment wurde bei einem TDC-Modul ein unerwünschtes Verhalten festgestellt. Wie man in Abbildung 4.4 links deutlich sieht fehlt im TDC-Spektrum jedes 16te Bin und das darauf folgende ist um einen Faktor zwei überhöht. Dieses Verhalten wurde bei allen Kanälen dieses Moduls beobachtet. Zur Glättung dieses Effektes wurde bei den Bins mit überhöhten Einträgen jeweils mit einem Zufallsgenerator entschieden, ob das Ereignis in dieses oder das vorherige Bin einsortiert wird. Das so behandelte Spektrum zeigt Abbildung 4.4 rechts [Wac 98].

Um dieses Problem genauer zu untersuchen wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit alle TDC-Module getestet. Dazu wurde auf die TDC-Kanäle ein weißes zeitliches Rauschen gegeben und die so erzeugten Spektren analysiert. Das TDC-Modul wird

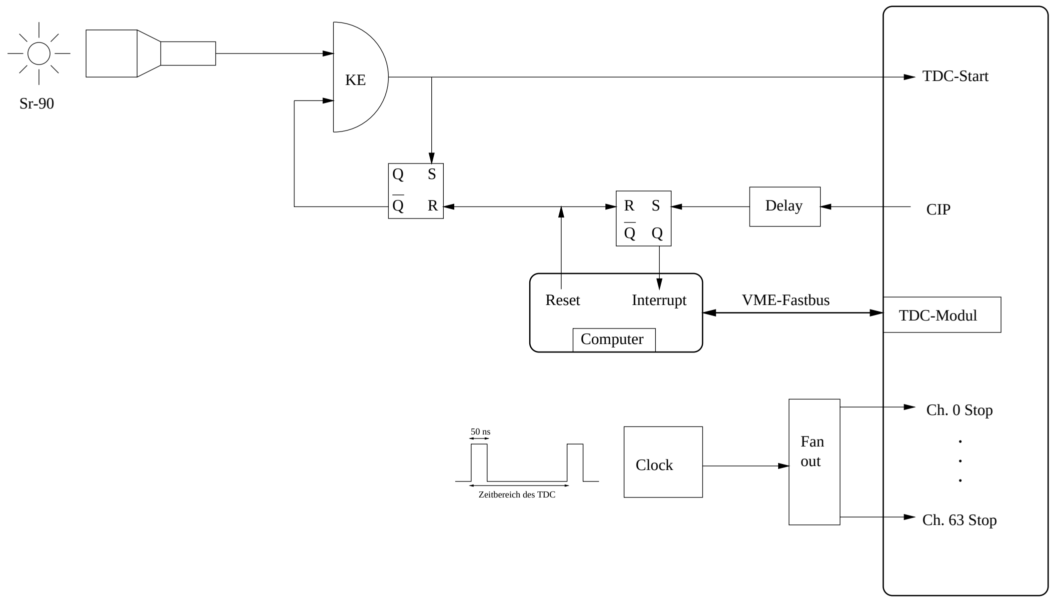

Abbildung 4.5: Aufbau der Elektronik für den TDC-Test.

dabei von einem zufälligen Signal gestartet und von der abfallenden Flanke eines Rechtecksignals konstanter Frequenz gestoppt. Durch den zufälligen Start erhält man eine homogene Verteilung von Zeitintervallen bis zu der Maximalzeit, die der Periode des Rechtecksignals entspricht. Das resultierende Spektrum sollte idealerweise eine horizontale Gerade sein. In der Realität wird das Spektrum jedoch durch folgende Einflüsse verzerrt.

- Durch statistische Schwankungen werden die Kanäle unregelmäßig gefüllt. Dieser Effekt wird durch Verwendung einer großen Anzahl von Ereignissen relativ zu diesen beliebig klein.

- Der TDC hat eine differentielle Nichtlinearität (DNL). Bei vorliegen einer DNL sind die zeitlichen Intervallbreiten Δt_k der einzelnen Kanäle nicht konstant. Man gibt die DNL allgemein als Abweichung von Δt_k von der mittleren Breite $\overline{\Delta t}$ aller TDC-Kanäle an [Jas 92].

$$DNL_k = \frac{\Delta t_k - \overline{\Delta t}}{\overline{\Delta t}} \tag{4.10}$$

- Es gibt zusätzliche Fehlfunktionen der TDC Elektronik, die hier ebenfalls untersucht werden sollen.

Den Aufbau des Experiments zeigt Abbildung 4.5. Als Quelle für das zufällige Startsignal dient ein Strontium-90 Präparat. Das von einem Szintillator mit angeschlossenem SEV erzeugte Signal wird diskriminiert (D) und auf den allgemeinen,

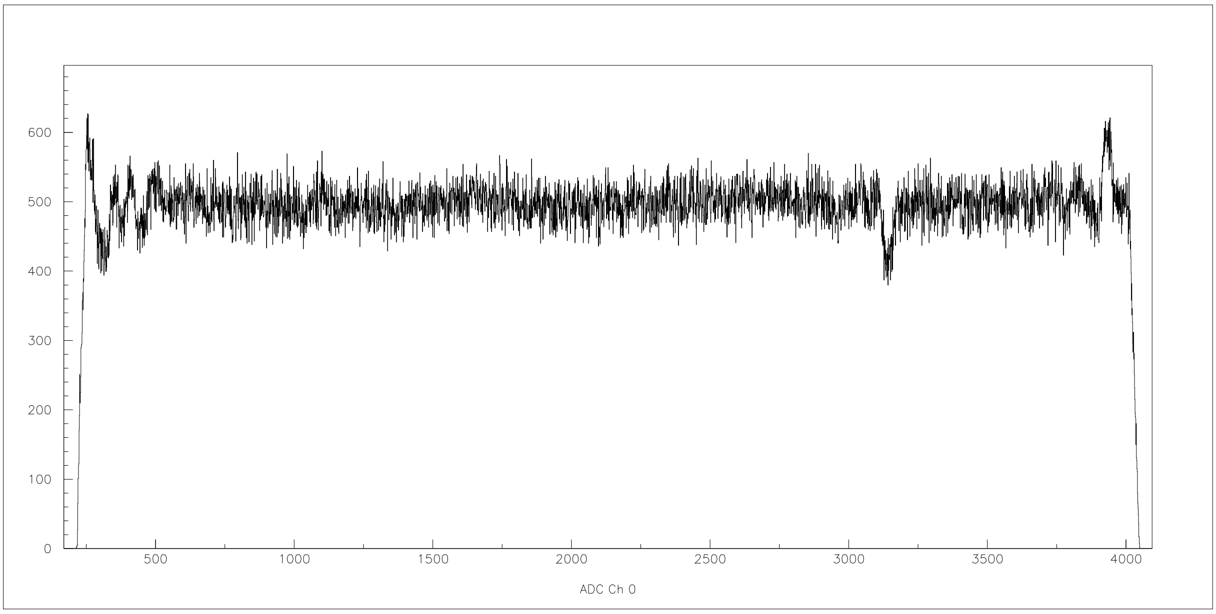

Abbildung 4.6: Typisches Testspektrum eines intakten 1875A-TDC-Kanals.

den sogenannten Common-Start des TDC-Moduls gegeben. Das TDC-Modul funktioniert nach dem Prinzip, daß alle Kanäle gleichzeitig gestartet und dann individuell gestoppt werden. Das Stop-Signal wird von einem Signalgenerator (Clock) erzeugt und über einen logischen Signalvervielfacher (Fan-Out) gleichzeitig auf alle 64 Stop-Eingänge des TDC-Moduls gegeben.

Nach der Spezifikation des TDC-Moduls müssen nach einem Startsignal bis 950 ns nachdem das Modul ausgelesen wurde alle weiteren Startsignale abgeblockt werden [Lec 94]. Um dies zu erreichen werden ein Flip-Flop (FF1) und eine Koinzidenzeinheit (KE) eingesetzt. Passiert ein Startsignal die Koinzidenzeinheit, so setzt das Ausgangssignal das Flip-Flop. Da der invertierte Ausgang $\overline{Q}$ des Flip-Flops am zweiten Eingang der Koinzidenzeinheit anliegt, können diese keine weiteren Startsignale passieren bis das Flip-Flop nach der Auslese durch den Steuerungscomputer zurückgesetzt wurde.

Nach Eintreffen der Stop-Signale, benötigt das Modul etwa 170 μs um die Zeitdifferenzen zu digitalisieren und zu konvertieren [Lec 94]. Erst danach darf das Modul ausgelesen werden. Während der Konversion liefert das Modul ein Conversion-in-Progress-Signal (CIP), welches um 200 μs verzögert an den Steuerungscomputer geleitet wird. Damit das Signal vom Computer sicher registriert wird und nicht schon zu Ende ist bevor der Computer den Eingang abfragt, wird das Signal vorher auf einen Flip-Flop (FF2) gegeben. Nachdem der Computer das Interrupt-Signal registriert hat, liest er das Modul aus und speichert die Daten auf Festplatte. Hat er dies beendet setzt er die beiden Flip-Flops zurück (Reset) und die Apparatur ist wieder bereit ein neues Ereignis aufzunehmen.

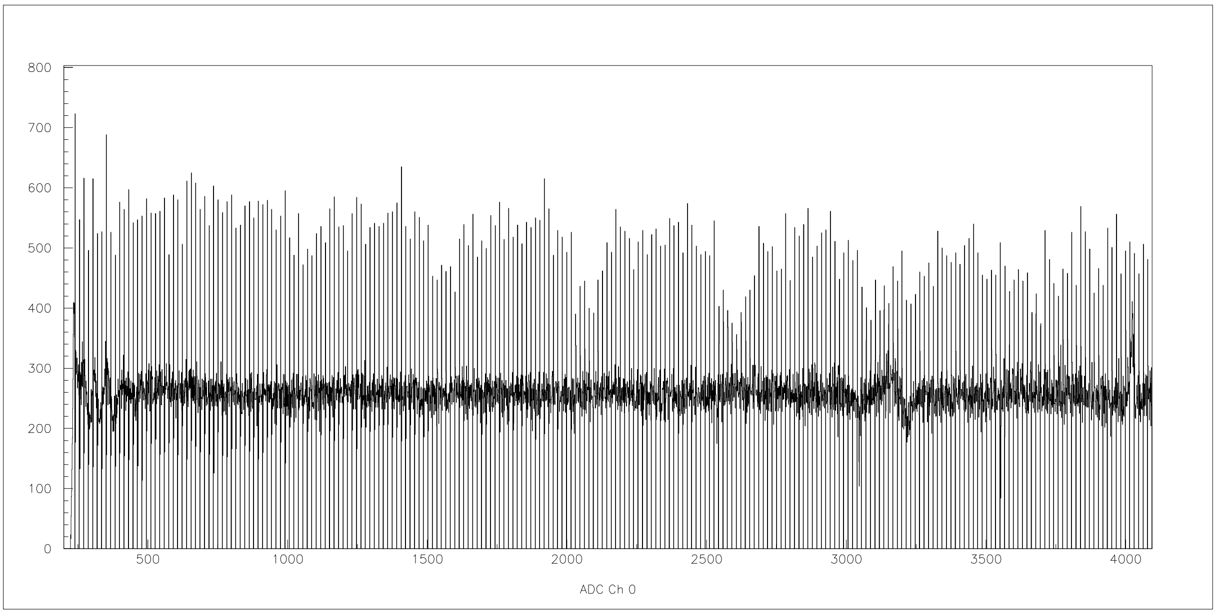

Abbildung 4.7: Typisches Testspektrum eines TDC-Kanals der vorhandenen 1872A-Module.

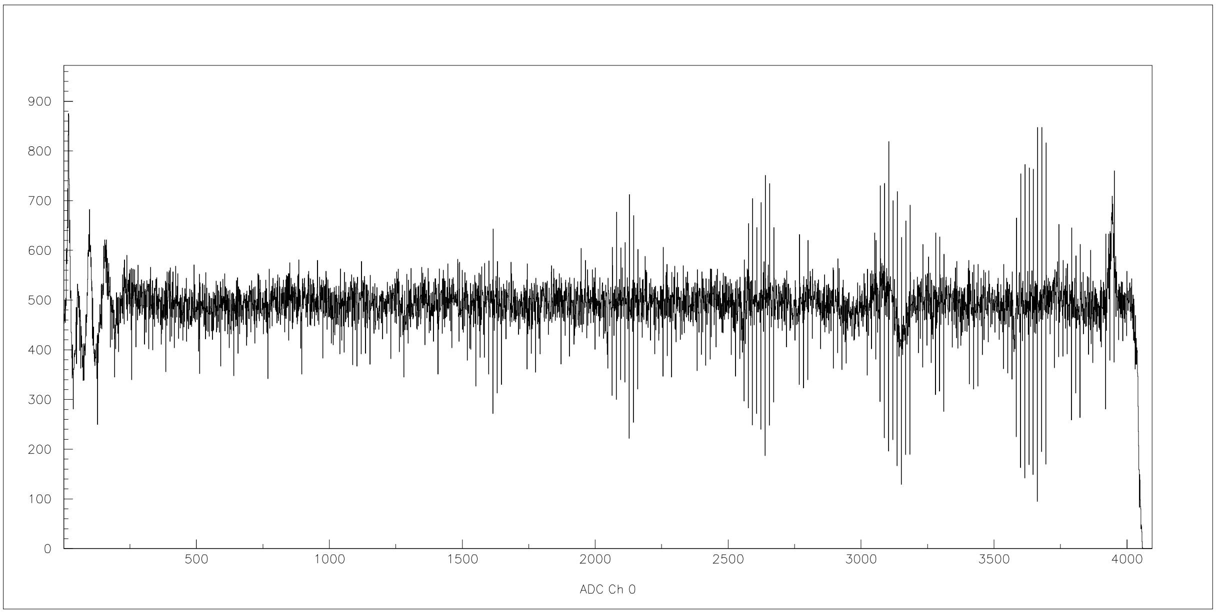

Abbildung 4.8: Typisches Testspektrum eines TDC-Kanals der vorhandenen 1875A-Module.

Die Ergebnisse des Tests sind in den Abbildungen 4.6, 4.7, 4.8 zu sehen. Dabei zeigt Abbildung 4.6 einen normal funktionierenden TDC-Kanal, während die TDC-Kanäle in Abbildung 4.7 und 4.8 fehlerhaft sind. Dabei ist zu bemerken, daß zwei unterschiedliche TDC-Module benutzt werden, der Lecroy-TDC-1875A und der Lecroy-TDC-1872A. Der 1872A besitzt ein Digitalisierungsintervall von 12 Bit, was 4096 Kanälen entspricht. Bei einer Kanalbreite von wahlweise 25/50/100 ps entspricht dies einem abgedeckten Zeitintervall von 100/200/400 ns. Der 1875A hat zusätzlich eine Einteilung in "low-range" und "high-range". Der low-range Modus entspricht genau dem Normalbetrieb des 1872A, während der high-range Modus an den low-range Modus anschließt und einen achtfach größeren Zeitbereich bei achtfach größerer Kanalbreite überdeckt. Dies ermöglicht Messungen in einem maximalen Zeitbereich von 3.2 μs. Der für die Flugzeiten im CB-ELSA-Experiment angepaßte Zeitbereich ist 200 ns, was einer Intervallbreite von 50 ps entspricht. Die 1875A-TDC-Module laufen dabei exklusiv im low-range Modus und arbeiten genauso wie die 1872A-TDC-Module. Trotzdem zeigen sich unterschiedliche Defekte. Es wurden insgesamt fünf TDC-Module getestet, drei 1875A und zwei 1872A. Nur ein 1875A TDC funktionierte wie erwartet (Abb. 4.6). Allerdings sind am Anfang und am Ende des Zeitbereichs systematische Schwankungen über einen größeren Bereich zu erkennen. Diese Schwankungen sind für das Experiment eigentlich ein größeres Problem, da sie in die Größenordnung der Zeitauflösung hineinreichen. Leider sind solche Schwankungen normal für TDC-Module dieser Bauart und werden von den Spezifikationen abgedeckt. Die einzige Möglichkeit, den Einfluß auf das Experiment so gering wie möglich zu halten, ist, die Meßspektren in einen Teil des Zeitintervalls zu legen, der einen "glatten" Verlauf hat.

Ein typisches Testspektrum der beiden 1872A-TDC-Module zeigt Abbildung 4.7. Hier ist über den gesamten Zeitbereich jeder sechzehnte Kanal ungefüllt und der darauffolgende Kanal enthält etwa doppelt so viele Einträge. Dies entspricht dem oben beschriebenen Verhalten im ELAN-Experiment. Es ließ sich aber leider nicht mehr rekonstruieren welche Spektren im ELAN-Experiment mit genau welchen TDC-Modulen aufgenommen wurden, so daß hier kein direkter Vergleich gezogen werden kann.

Die beiden 1875A-TDC-Module zeigen ein etwas anderes Verhalten. Im Testspektrum in Abbildung 4.8 sieht man, daß hier nicht durchgehend jedes sechzehnte Bit betroffen ist, wie bei den 1872A-TDC-Modulen, sondern daß es fünf Regionen gibt, die lokal ein ähnliches Verhalten zeigen. Allerdings gehen hier die Einträge nicht auf Null zurück, jedoch nimmt der Effekt von Region zu Region zu. Auch ist zu beachten, daß die Regionen 512 Bins voneinander entfernt sind.

4.5 Umbau für den Einsatz am Photonenstrahl

Bei dem CB-ELSA-Experiment soll das Flugzeitspektrometer als Vorwärtsdetektor in Photoproduktionsexperimenten eingesetzt werden. Zu diesem Zweck muß in der

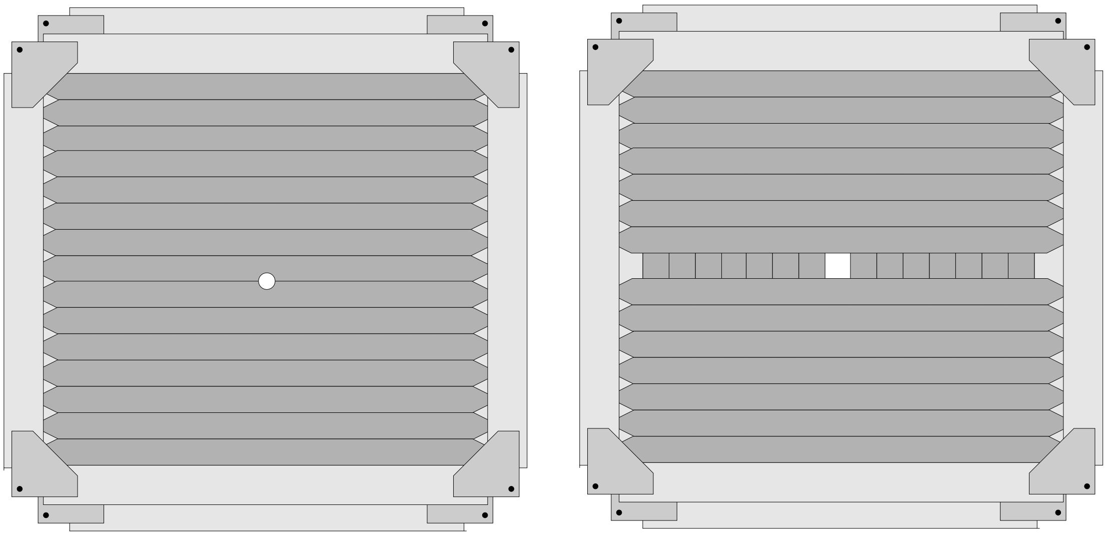

Abbildung 4.9: Die beiden möglichen Modifikationen der Flugzeitwand.

Mitte eine Öffnung für den Strahl der nicht im Target wechselwirkenden Photonen geschaffen werden. Um dies zu erreichen gibt es zwei Möglichkeiten, welche in Abbildung 4.9 dargestellt sind.

Die eine ist, wie in der linken Teilabbildung zu sehen, aus zwei übereinanderliegenden Latten ein halbkreisförmiges Stück zu entfernen, so daß zusammen eine Kreisförmige Öffnung entsteht. Der Nachteil dieser Methode ist, daß durch die jeweilige Verengung in den Szintillationslatten das Licht dabei beeinträchtigt wird von der einen Seite der Latte zur anderen zu gelangen. Je größer die Öffnung ist, desto größer ist dieser Effekt. Außerdem ist letztendlich erst durch die Erfahrungen mit dem CB-ELSA Experiment selbst die genaue Aufweitung des Photonenstrahls in Höhe des Flugzeitspektrometers und die Verteilung des Untergrundes zu ermitteln. Würde das Loch zu klein gemacht, so wäre in beiden Latten durch den starken elektromagnetischen Untergrund ein Protonennachweis unmöglich.

Die andere Möglichkeit ist, in jeder Wand die mittlere Latte zu entfernen, wie in Abbildung 4.9 rechts zu sehen ist. Dadurch entsteht durch paarweise gekreuztes Hintereinanderstellen aller vier Wände in der Mitte ein quadratisches Loch mit einer Kantenlänge von 20 cm. Der Nachteil dieser Methode ist, daß entlang der fehlenden Latten sich die Ortsauflösung auf 20 cm verschlechtert. Stellt sich bei den ersten Messungen heraus, daß das Loch verkleinert werden kann, könnten die Wände so gegeneinander versetzt werden, daß sich die Latten jeweils um 10 cm überlappen (siehe Abb. 4.10). So entsteht ein quadratisches Loch mit nur noch 10 cm Kantenlänge, und es erhöht sich die Auflösung entlang der fehlenden Latten entsprechend auf 10 cm.

Aufgrund der Unsicherheit bei der Bestimmung der Lochgröße und der Gefahr, daß dadurch jeweils die beiden mittleren Latten unbrauchbar würden, wurde die zwei-

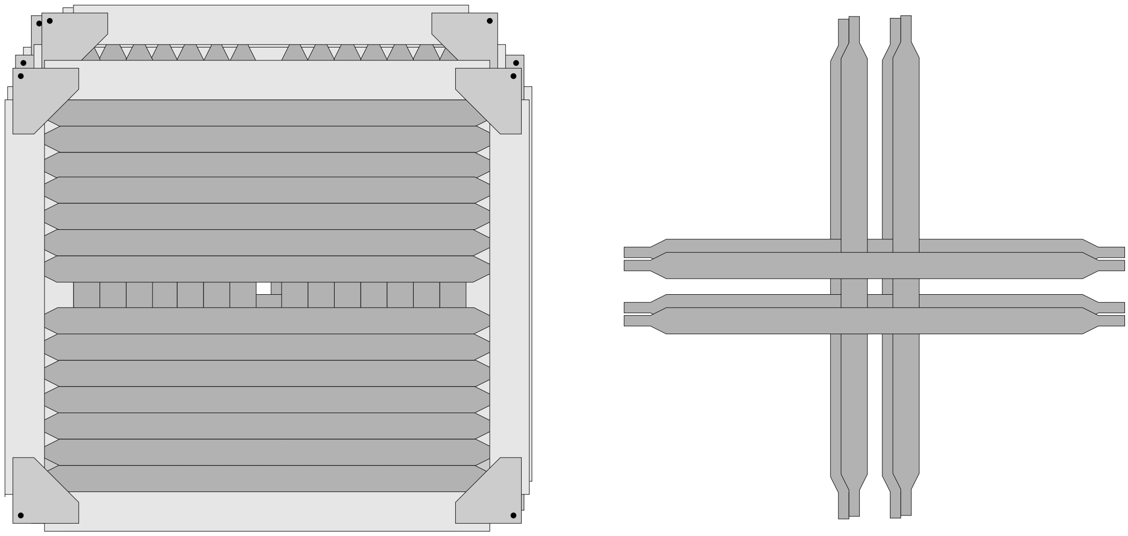

Abbildung 4.10: Verbesserung der Ortsauflösung durch Verschieben der Latten gegeneinander.

te Methode gewählt. Dazu wurde bei jeder Wand bei horizontaler Ausrichtung das obere Gehäuseteil entfernt und die acht obersten Latten mit einem Kran nach oben herausgehoben. Um die seitlichen Aufhängungen der oberen Latten, sowie die oberen Latten selbst zu schonen, wurden an Stelle der entfernten Latte zwei Abstandshalter eingesetzt. Die Wahl der Abstandshalter ist ein Kompromiß zwischen Stabilität einerseits und möglichst geringem Absorptionsvermögen für Protonen andererseits. Zusätzlich sollte das Material nicht zu schwer zu berarbeiten sein und sich einfach in eine Computersimulation des Detektors integrieren lassen. Die Wahl fiel auf rechteckige Aluminiumhohlprofile gleichen Querschnitts der Latten von 5 cm mal 10 cm und einer Wandstärke von 4 mm. Anschließend wurden die sieben oberen Latten wieder eingebaut und das obere Gehäuseteil wieder befestigt. Der endgültige Ausbau der Flugzeitwände und ihre Anordnung als Vorwärtsdetektor zeigt Abbildung 4.11.

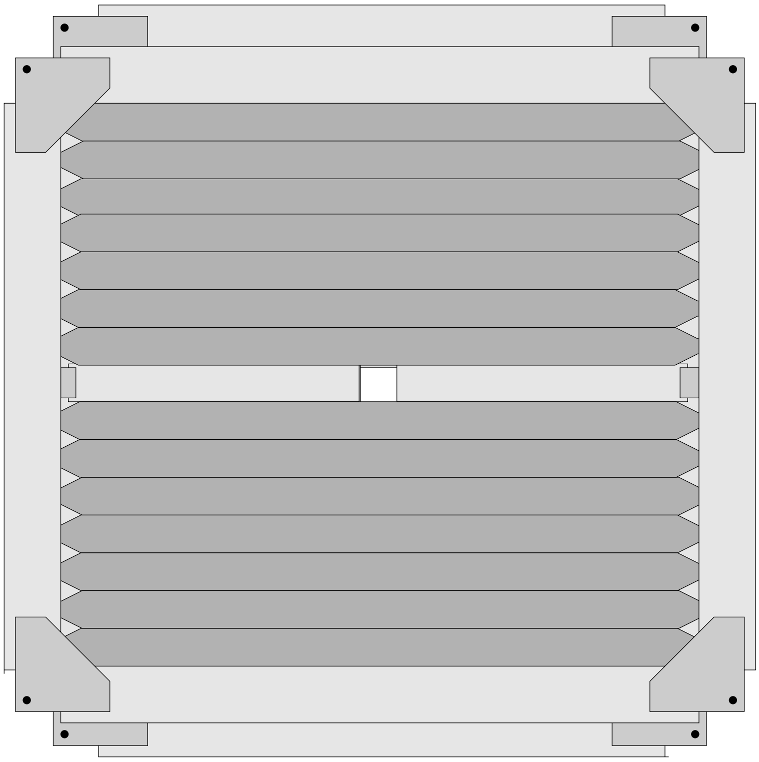

Abbildung 4.11: Endgültiger Ausbau des Flugzeitspektrometers als Vorwärtsdetektor.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Diplomarbeit war die Einbindung des ELAN-Flugzeitspektrometers als Vorwärtsdetektor in das CB-ELSA-Experiment.
Die Elektronik des Flugzeitspektrometers wurde auf ihre Funktionsfähigkeit geprüft, repariert und mit einem stabilen Schiebemechanismus versehen. Des weiteren wurde für die neuen TDC-Kabel ein neuer Wandseitiger TDC-Adapter entwickelt und eingebaut.
Die TDC-Module des Fastbus-Systems wurden getestet und die defekten Module für die werkseitige Reparatur aussortiert.
Aus allen vier Flugzeitspektrometerwänden wurde die jeweils mittlere Latte entfernt um eine Öffnung zum Durchtritt des Photonenstrahls zu schaffen. Danach wurden die Wände in der Experimentierhalle aufgebaut und eingemessen.
Zuletzt wurde das Flugzeitspektrometer an die Datenauslese angeschlossen.

Der nächste Schritt wird die Einstellung der Hochspannungen der SEVs sein. Dadurch wird sichergestellt, daß alle SEVs bei gleicher Lichtmenge einen Puls gleicher Spannung liefern. Da das Flugzeitspektrometer mehrere Jahre nicht benutzt wurde, können die Einstellungen aus dem ELAN-Experiment nicht einfach übernommen werden.
Ist dies geschehen, wird der Crystal-Barrel-Detektor über π^0-Produktion in der $\Delta(1232)$-Resonanz geeicht. Dabei werden gleichzeitig die Daten für die in Kapitel 2.2.1 beschriebene Methode zur Bestimmung des magnetischen Momentes des Δ^+ aufgenommen.

A. Zeitauflösung

Bevor auf die Möglichkeiten die Zeitauflösung zu optimieren eingegangen wird, müssen die einzelne Zeitauflösungen des Systems erst sauber von einander getrennt werden. Die Zeitauflösung eines beidseitig ausgelesenen Szintillators zur Flugzeitmessung setzt sich folgendermaßen zusammen.

$$\sigma_{tof} = \sqrt{\sigma_{start}^2 + \sigma_{stop}^2} \tag{A.1}$$

Dabei ist σ_{tof} die Zeitauflösung der Gesamtflugzeit, σ_{start} die Zeitauflösung des Startsignals und σ_{stop} die Zeitauflösung des Stopsignals. Das Startsignal wird von dem Tagging-System und das Stoppsignal von der Flugzeitwand bestimmt. Da beide Detektoren aus an beiden Enden ausgelesenen Szintillationslatten zusammengesetzt sind, gelten zunächst die gleichen Bedingungen für die Zeitauflösungen σ_{start} und σ_{stop}.
Die Zeitauflösung eines Detektors ergibt sich wiederum zu,

$$\sigma_{Detektor} = \sqrt{\sigma_{links}^2 + \sigma_{rechts}^2}, \tag{A.2}$$

wobei σ_{links}^2 die Zeitauflösung an der linken Röhre und σ_{rechts}^2 die Zeitauflösung an der rechten Röhre angibt. So bewirkt das beidseitige Auslesen neben anderen Vorteilen (siehe Kapitel 4.1) auch eine Verbesserung der Zeitauflösung um einen Faktor $1/\sqrt{2}$.

Die einzelne Zeitauflösung an einer Röhre (z.B. σ_{links}^2) ist nun von folgenden Effekten abhängig [Car 81]:

- der Wechselwirkungszeit des Teilchens mit dem Szintillator,
- der Anstiegs- und Abklingzeit im Szintillator,
- der Lichtsammlungszeit,
- der Zeitschwankungen des Sekundärelektronenvervielfachers sowie
- der Verarbeitungszeit der Elektronik.

Um den Einfluß dieser Effekte auf die Zeitauflösung des Flugzeitspektrometers möglichst gering zu halten wurden von C. Kunz [Kun 93] Testmessungen durchgeführt.

Wechselwirkungszeit:
Sammelt man das Licht senkrecht zur Teilchentrajektorie, was bei dem Flugzeitspektrometer der Fall ist, so werden die effektive Anstiegs- und Abklingzeit vergrößert. Es handelt sich dabei um einen geometrischen Effekt. Ein relativistisches Teilchen

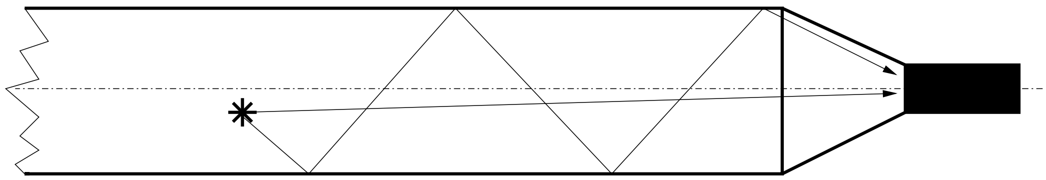

Abbildung A.1: Direkter und indirekter Lichtweg im Szintillator.

legt 5 cm in etwa 160 ps zurück. Verglichen mit der Anstiegszeit von NE 110 von 1 ns ist dies jedoch nicht der limitierende Effekt [Kun 93].

Anstiegs- und Abklingzeit:
Die Anstiegs- und Abklingzeit des Szintillators hängt stark von dem Szintillationsmaterial ab. Dabei hat die Anstiegszeit den größeren Einfluß auf die Zeitauflösung als die Abklingzeit. Die schnellsten Szintillatoren bestehen aus organischen Verbindungen. Sie werden als Kristalle, Flüssigkeiten und Plastik hergestellt. Da das Flugzeitspektrometer auch Neutronen nachweisen können soll, kommt als Material nur Plastik in Frage. Neutronen können als neutrale Teilchen nicht direkt nachgewiesen werden sondern müssen erst Energie an geladene Teilchen abgeben, welche dann Szintillationsprozesse auslösen. Schnelle Neutronen werden hauptsächlich über Rückstoßprotonen nachgewiesen und in Plastik ist wegen der großen Anzahl von C-H Verbindungen auch sehr viel Wasserstoff enthalten. Hier gilt als Faustformel ein Prozent Effizienz pro Zentimeter Plastikszintillator.
Bei langen Szintillatoren ist zusätzlich noch die Abschwächlänge von Bedeutung. Das Licht sollte möglichst ungedämpft die Strecke von im Extremfall 3 m zurücklegen können. Leider emittieren die schnellsten Szintillatoren in einem Wellenlängenbereich von unter 400 nm, was zu sehr kurzen Abschwächlängen führt (der schnellste Plastikszintillator NE 111 mit einer Anstiegszeit von 0.3 ns hat eine Abschwächlänge von nur 8 cm). Fügt man dem Szintillator einen Wellenlängenschieber bei, so erhöhen sich leider die Anstiegs- und Abklingzeiten. Für die Flugzeitwände wurde schließlich der Szintillator NE110 ausgewählt mit einer Anstiegszeit von 1.0 ns und einer materialabhängigen Abschwächlänge von 400 cm [Kun 93].

Lichtsammlung:
Wie in Abbildung A.1 zu sehen, gelangt das Licht vom Wechselwirkungsort im Szintillator auf unterschiedlichen Wegen in den SEV. Das schnellste Licht gelangt auf direktem Weg in den SEV, während der langsamste Anteil nach vielen Reflexionen an den Wänden unter dem Winkel der Totalreflexion α_T beim SEV ankommt. Durch diesen Effekt wird der Lichtpuls zeitlich verschmiert, wobei der Effekt um so deutlicher ist je länger der Szintillator ist. Um diesen Effekt so klein wie möglich zu halten, muß man möglichst viel von dem direkten Licht verwenden. Die einzige Einflußmöglichkeit hierfür ist der Aufbau der Lichtleiter, da die restliche Geometrie

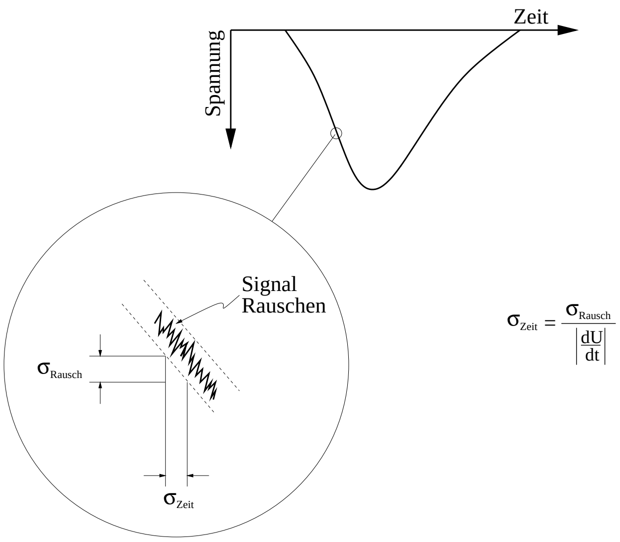

Abbildung A.2: Einfluß der Anstiegszeit auf das zeitliche Rauschen.

bereits vorgegeben ist. Messungen mit verschiedenen Lichtleiterformen haben als Optimum die sogenannte Fischschwanzform ergeben [Kun 93].

Sekundärelektronenvervielfacher:
Ein SEV beeinflußt die Zeitauflösung auf drei Arten. Zum einen werden aus der Photokathode Elektronen mit unterschiedlicher Energie herausgeschlagen. Dadurch haben sie unterschiedliche Geschwindigkeiten und kommen zu unterschiedkichen Zeiten an der ersten Dynode an. Um diesen Effekt zu minimieren sollte man möglichst langwelliges Licht und eine möglichst große Spannung zwischen Kathode und erster Dynode verwenden.
Der zweite Effekt ist der Laufzeitunterschied zwischen einem Elektron aus der Mitte der Photokathode und einem vom Rand der Photokathode. Dieser Effekt kann sowohl durch Verwendung von möglichst kleinen Photokathoden, als auch durch eine größere Spannung zwischen Kathode und erster Dynode verbessert werden.
Als dritter Effekt wirkt sich schließlich statistisches Rauschen aus. Bei gleicher Lichtintensität wird die Anzahl der Photoelektronen und Sekundärelektronen schwanken. Der Einfluß dieses Effektes hängt stark von von der Anstiegszeit ab, wie man in Abbildung A.2 sieht.
Nach Testmessungen schneller SEVs verschiedener Kathodengröße in Kombination mit den entsprechenden Lichleitergeometrien zeigte sich ein Röhrendurchmesser von 2 Zoll als optimal. Bei noch kleinerem Durchmesser kann das verbesserte Zeitverhalten der Röhre die schlechte Photonenstatistik nicht mehr ausgleichen [Kun 93].

Elektronik:
Moderne Ausleseelektroniken erreichen heute Zeitstabilitäten- und auflösungen von

besser als 10 ps [Car 81]. Ihren Einfluß auf die Zeitauflösung ist daher vernachlässigbar. Ein Problem stellen dagegen Langzeitschwankungen des Systems dar. Besonders die SEVs zeigen deutliche Schwankungen in ihren Verstärkungsverhalten. Um diesen Effekt auszugleichen muß man eine Online-Kalibrationsmöglichkeit haben. Zu diesem zweck wurden jeweils zwischen zwei Latten radioaktive Co^{60} Präparate gelegt. Über einen speziellen Trigger, dem Gamma-Trigger, werden in den Rampzeiten, in denen kein Strahl extrahiert wird, beide Latten ausgelesen (siehe auch Kapitel 4.3).

B. Schaltpläne der Flugzeitelektronik

Die Elektronik des Flugzeitspektrometers wurde von D. Jakob entwickelt und ist ausfühlich beschrieben in [Jak 97]. Die beiden zentralen Komponenten sind die sogenannten UND- und ODER-Karten, deren Schaltpläne man in Abbildung B.1 und B.2 zu sehen sind. Die Funktionsweise wird in Kapitel 4.3 erklärt. Bei der UND-Karte ist der schwarz umrandete Teil in invertierter Logik aufgebaut. Dabei macht man sich die Tatsache zunutze, daß eine logische Schaltung die gleiche Funktion hat, wenn man alle Ein- und Ausgänge invertiert und die logischen Verknüpfungen UND und ODER vertauscht. Durch den Einsatz von invertierter Logik konnten Materialverbrauch und Stromaufnahme der Elektronik drastisch reduziert werden.

Abbildung B.1: Schaltplan einer UND-Karte

Abbildung B.2: Schaltplan einer ODER-Karte

Literaturverzeichnis

[Afa 98] A. Afanasev, P.R. Page, *Photoproduction and electroproduction of J^{PC} exotics*, Phys. Rev. **D57**(1998) 6771-6777.

[Alt 68] K.H. Althoff et al., *The 2.5 GeV Electron Synchrotron of the University of Bonn*, Nucl. Instr. and Meth. **61** (1968) 1-30.

[Ban 99] R. Bantes, Dissertation in Vorbereitung, Bonn (1999).

[Beg 64] M.A.B. Beg, B.W. Lee, A. Pais, *SU(6) and electromagnetic interactions*, Phys. Rev. Lett. **13** 514-517.

[Bur 96] R. Burgwinkel, *Aufbau und Test und Eichung des hochauflösenden Taggin-Systems TOPAS II am Bonner SAPHIR-Detektor*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-96-02 (1996).

[Car 81] P. Carlson, *Prospects of Scintillator Time-of-Flight Systems*, Phys. Scri. **23** (1981) 393-396.

[Cha 62] G. Charpak, L. Dick, L. Feuvrais, *Location of the Position of a Particle Trajectory in a Szintillator* Nucl. Instr. and Meth. **15** (1962) 323-326.

[Dec 84] F.-J. Decker, *Laufzeitmessung mit Szintillationszählern und mit Hilfe der Hochfrequenzstruktur des Synchrotronstrahls bei einem Magnetspektrometer für Teilchenimpulse bis 2 GeV/c*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-84-22 (1984).

[Ehm 99] A. Ehmans, Dissertation in Vorbereitung, Bonn (1999).

[AFo 99] A. Fösel, Dissertation in Vorbereitung, Erlangen 1999.

[Foe 99] A. Fösel, *Photoproduction of η and η' Mesons Using the Crystal Barrel Detector at ELSA*, Proposal to the PAC, Mainz (1999).

[Fuc 99] M. Fuchs, *Entwicklung einer Run-Control zur Steuerung des Crystal-Barrel-Experiments an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn, (1999).

[GHW 95] R.W. Gothe, H. Hainer, D. Wacker et al., *Q^2-Dependence of the Quadrupole Contribution to the $N \rightarrow \Delta$ Transition*, Proposal to the PAC Bonn (1995).

[Got 98] R.W. Gothe, *Studium des elektroinduzierten $N \rightarrow \Delta$-Überganges*, Habilitation, Universität Bonn (1998).

[Got 99] R.W. Gothe, *Inelastic Photon Scattering in the Exclusive Channels $p(\gamma, \pi^0 p)$ and $p(\gamma, \eta\gamma p)$*, Proposal to the PAC, Mainz (1999).

[Hil 99] W. Hillert, private Mitteilung (1999).

[Hus 85-88] D. Husmann, *The ELSA Stretcher Ring*, Lecture Notes in Physics **234** (1985) 381-391; mit W.J. Schwille, *ELSA - die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage*, Phys. Bl. Nr.2 **44** (1988) 40-44.

[Jak 96] D. Jakob, *Entwicklung eines Flugzeitspektrometers zur Messung des Quadrupolmomentes des $N \rightarrow \Delta$ - Überganges*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-96-07 (1996).

[Jak 97] D. Jakob et al., *Die Elektronik des ELAN-Flugzeitspektromters*, Universität Bonn, BONN-MS-97-04 (1997).

[Jas 92] M. Jaschke, *Kalibration einer Detektormatrix mit Hilfe eines neu aufgebauten Fastbus-Datenerfassungssystems*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-92-37 (1992).

[Kru 95] B. Krusche, *Photoproduction of π^0 and η mesons from nucleons and nuclei in the second resonance region*, Habilitation, Gießen (1995).

[Kue 98] C. Küppersbusch, *Simulationsrechnungen zur Konzeption eines Innendetektors aus szintillierenden Fasern für das Crystal-Barrel Experiment an ELSA*, Diplomarbeit, Erlangen (1998).

[Kun 93] C. Kunz, *Zeitoptimierungs- und Auswahluntersuchungen verschiedener Prototypen großer Szintillationszähler zum Einsatz in einem Flugzeitspektrometer*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IR-93-56 (1993).

[Lan 99] J. Langheinrich, Dissertation in Vorbereitung, Münster (1999).

[Lec 94] LeCroy, *Operator's Manual, Model 1875A Fastbus Time-To-Digital Converter* (1994).

[Leo 87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1987).

[Lic 69] D.B. Lichtenberg, *Baryon Supermultiplets of SU(6) $\times$ O(3) in a Quark-Diquark Model*, Phys. Rev. **178** (1969) 2197-2200.

[Mac 99] A.I. Machavariani et al., *Field-thoeretical description of electromagnetic Δ resonance production and determination of the magnetic moment of the Δ^+(1232) resonance by the $ep \to e'N'\pi'\gamma'$ and $\gamma p \to N'\pi'\gamma'$ reactions*, Nucl. Phys A **646** (1999) 231-257.

[Mas 96] P. Maschke, *Optimierung und Ergänzung des ELAN-Elektronenspektrometers*, Diplomarbeit, Universität Bonn, BONN-IB-96-17 (1996).

[Mey 88] C.A. Meyer et al., *Measurement of pion-proton bremsstrahlung for pions at 299 MeV*, Phys. Rev. **D38** (1988) 754-767.

[Nak 98] S.Nakamura et al., *Acceleration of polarized Elektrons in ELSA*, Nucl. Instr. and Meth. **A411** (1998) 93-106.

[Rit 74] K. Rith, *Bau und Test eines magnetischen Spektrometers zum Nachweis von Elektronen bei Elektroproduktionsexperimenten*, Dissertation, Universität Bonn, PIB 1-239 (1974).

[Sch 99] C. Schmidt, *Optimierung des Datenaquisitions-Systems des Crystal-Barrel Experiments an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Bonn (1999).

[Smy 99] J. Smyrski, *Study of Δ^* resonances decaying into Δ(1232)η and search for the exotic meson $\hat{\rho}$(1380) in the reaction $\gamma p \to p\pi^0\eta$ using the CB-ELSA detector at ELSA*, Proposal to the PAC, Bonn (1999).

[Ste 99] C. Steier, *Polarisierte Elektronen in der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*, Dissertation, Universität Bonn, BONN-IR-99-07 (1999).

[Tho 98] U. Thoma, *Study of baryon resonances decaying into $\Delta(1232)\pi^0$ in the reaction $\gamma p \to \pi^0\pi^0$ with the Crystal Barrel detector at ELSA*, Proposal to the PAC, Bonn (1998).

[Wac 98] D. Wacker, *Experimentelle Bestimmung der Interferenzbeiträge σ_{LT} und σ_{TT} zum Wirkungsquerschnitt der π^0-Elektroproduktion im Bereich der ersten Nukleonresonanz*, Dissertation, Universität Bonn, Bonn-IR-98-11 (1998).

Abbildungsverzeichnis