[18] Mario Leberig, Dissertation, Mainz (in Vorbereitung).

[19] Vacuumschmelze GmbH & Co. KG, Grüner Weg 37, 63450 Hanau.

[20] Katalog Gaugler & Lutz oHG, Habsburger Str. 12, 73422 Aalen–Ebnat, Deutschland.

[21] Fischerwerke Artur Fischer GmbH & Co. KG, Waldachtal, Deutschland.

[22] Produktinfo Perspex, CERN–online–Katalog EDH, (2001)

[23] Produktspezifikation Philips Photonics, XP2900/01, (1997).

[24] R.J. Barlow, Statistics – A guide to the use of statistical methods in the physical science, Wiley and Sons (1989).

[25] The muon trigger group, Muon trigger documentation, Mainz/Bonn (2000).

[26] K, Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner, Stuttgart (1992).

[27] Lars Henning, Diplomarbeit, Freiburg i. Brg. (2000).

[28] Homepage der COMPASS–Kollaboration, http://wwwcompass.cern.ch/, (1997).

[29] Axel Steinmetz, Dissertation, Mainz (1996).

[30] Jörg Pretz, Dissertation, Mainz (1997).

[31] Jörg Pretz, Vetonote II, (2000)

[32] Homepage der SMC-Kollaborateion, http://na47sun05.cern.ch, (2001).

Entwicklung eines schnellen Strahlhodoskops für den COMPASS–Trigger

Diplomarbeit
von
Alexander Huf

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg–Universität Mainz
Mai 2001

Literaturverzeichnis

[1] J. Ellis and R.L. Jaffe, *Phys. Rev.* D 9, 1444(1974); D 10,1660 (1974).

[2] European Muon Collaboration, Proposed experiments for a program of myon physics at the SPS, CERN/SPSC/74–78, (1974).

[3] EMC, A. Ashman et al., Phys. Lett. B 206 (1988) 364.

[4] D. Adams et al., *Phys. Rev.* D 56, 5330 (1997)

[5] B. Adeva et al., *Phys. Rev.* D 58, 112002 (1998)

[6] COMPASS proposal CERN/SPSLC 96-14, SPSC/P297, CERN/SPSLC 96-30, Geneva (1999).

[7] The EM Collaboration, J.J. Aubert *et al.*, Phys. Lett. **167B** (1986) 127.

[8] The NA14 Collaboration, M.P. Alvarez *et al.*, Z. Phys. C **60** (1993) 53.

[9] Particle Physics Booklet, The European Physical Journal C3, 1 (1998).

[10] The modifications to the M2 beam for COMPASS, L. Gatignon, http://sl.web.cern.ch/SL/eagroup/NewM2/main.html, preliminary (2000).

[11] A. Abragam and M. Goldman, Rep. Prog. Phys. **41** (19789 395.

[12] Leo, W.R. Techniques for nuclear and particle physics experiments, Springer–Verlag, Berlin (1994).

[13] Katalog Bicron, 12345 Kinsman Road, Newbury, Ohio 44065–9677.

[14] Katalog Kuarary, Kuarary's scintillation materials, Kuararay Co., Ltd.

[15] Shimadzu Corporation, Analytical instruments division, Kyoto, Japan.

[16] Mustapha Jiji, Diplomarbeit, Mainz (2000).

[17] Katalog R7400 Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, Herrsching am Ammersee, Deutschland.

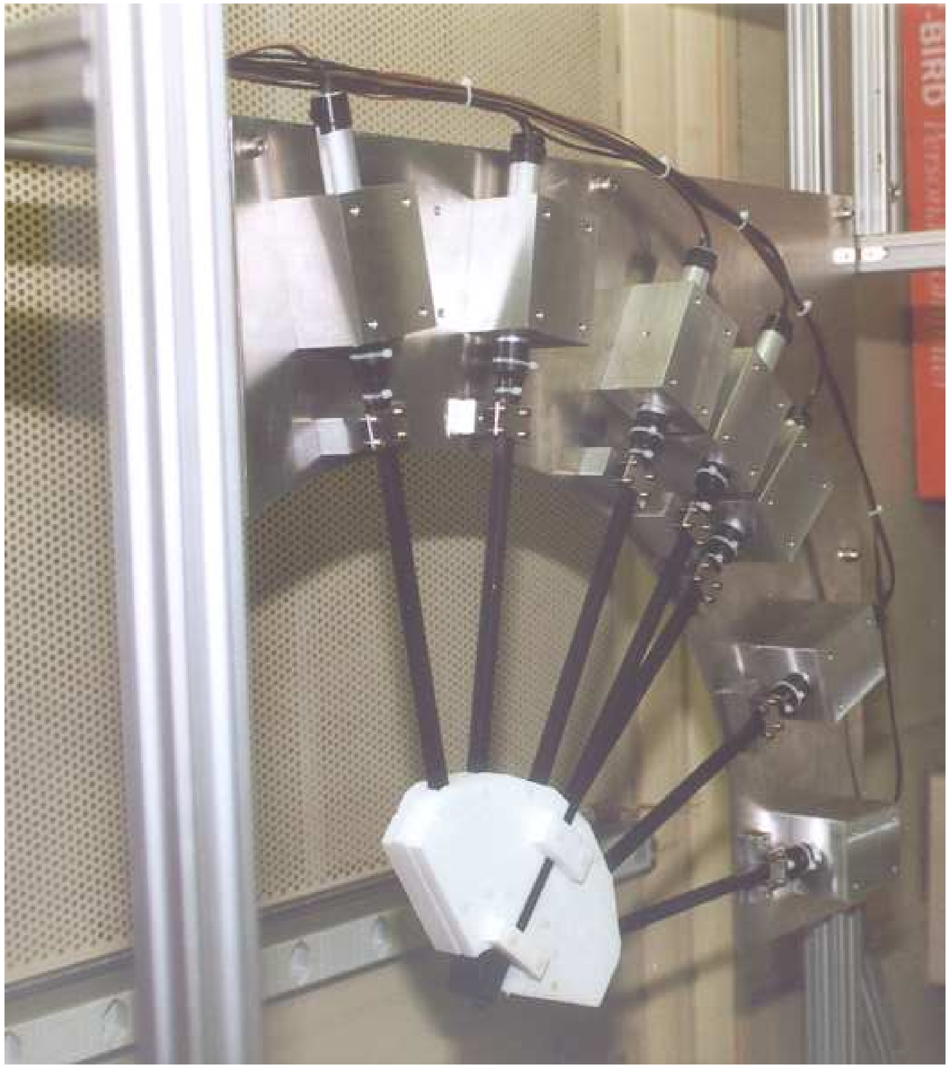

Abbildung B.3: *Foto des zweiten Prototyps. Man erkennt deutlich die Klemmen für die Photomultiplier, die auf die Aluminiumplatte geschraubt sind. Die schwarz eingepackten Lichtleiter sind ebenfalls auf der Aluminiumplatte festgeschraubt. Die genaue Positionierung erfolgt durch die weißen Rohacellplatten. Die schwarz eingepackten Szintillatoren sind leider kaum zu erkennen. Die zweite Aluminiumplatte ist abgenommen.*

Inhaltsverzeichnis

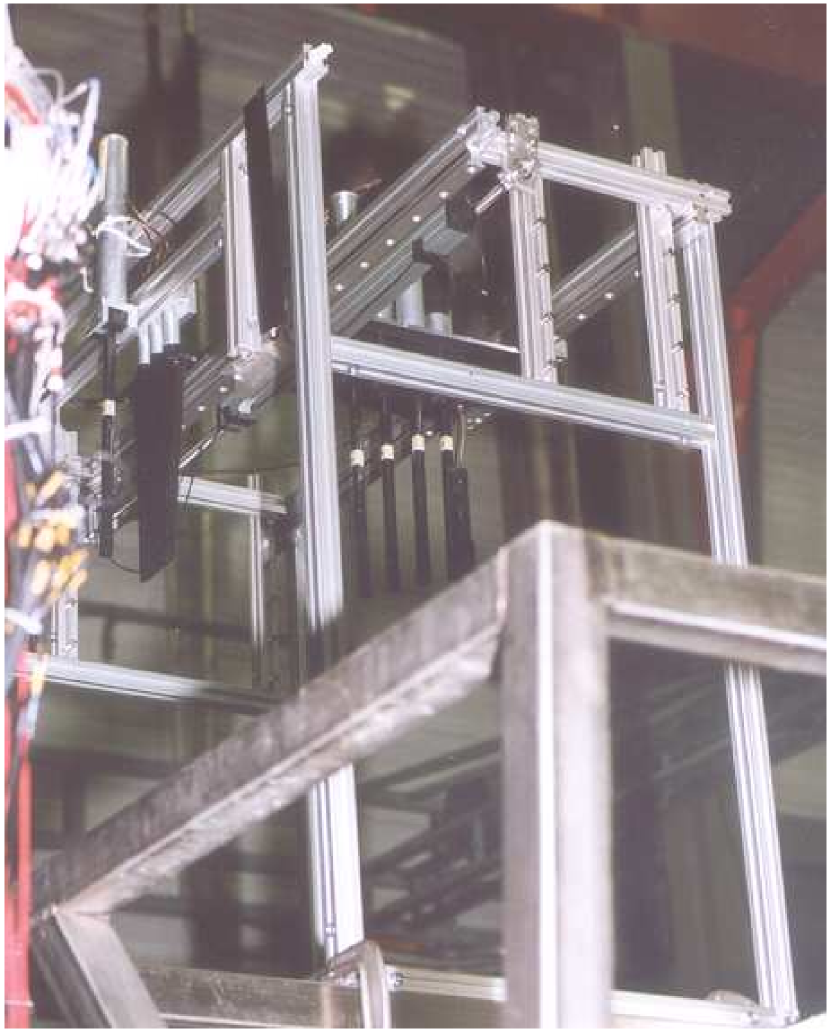

Abbildung B.2: *Aufbau für die Halomessung. Am linken Rand erkennt man den ersten Triggerzähler. Dann folgt der erste Strahlhodoskopprototyp. Dann folgen die vier Finger, mit denen der Halo vermessen wurde. Einer dieser Finger wurde auch als zweiter Triggerzähler verwendet.*

Anhang B

Fotos

Abbildung B.1: *Foto des ersten und zweiten Prototyps am Meßplatz. Beide Detektoren sind an einem Aluminiumrahmen in etwa 3 m Höhe festgeschraubt.*

Kapitel 1

Einleitung

Seit Ende der 60er Jahre untersucht man mit tiefinelastischen Streuexperimenten die Struktur der Nukleonen. Die dabei gefundenen Konstituenten wurden als die von Gell–Mann vorausgesagten Quarks identifiziert. Diese sollten nach dem statischen Quarkmodell den Nukleonspin tragen, d.h. $S_N = \frac{1}{2} \cdot \Delta\Sigma_{SQM} = \frac{1}{2}$. Mit der Ellis–Jaffe–Summenregel [1], die relativistische Korrekturen berücksichtigt, reduziert sich der vorhergesagte Wert des Helizitätsbeitrags der Quarks ($\Delta\Sigma$) auf $\Delta\Sigma_{EJS} = 0{,}6$. Die Messung der Europäischen Myon–Kollaboration (EMC) [2] ergab allerdings einen Wert von $\Delta\Sigma_{EMC} = 0{,}12 \pm 0{,}12$ [3] beim Proton. Die Spin–Myon–Kollaboration (SMC) [4] wiederholte die Bestimmung sowohl am Proton als auch am Neutron und lag mit ihrem Ergebnis $\Delta\Sigma_{SMC} = 0{,}19 \pm 0{,}07$ [5] immer noch weit unter dem nach dem statischen Quarkmodell erwarteten Wert bzw. dem von der Ellis–Jaffe–Summenregel vorhergesagten Wert. In Experimenten zur unpolarisierten tiefinelastischen Streuung fand man, daß der Impulsanteil, der von den Quarks getragen wird, nur etwa 50 % beträgt. Daraus schloß man, daß es eine weitere Sorte von Konstituenten gibt, die sogenannten Gluonen. Diese werden auch von der Quantenchromodynamik (QCD) gefordert. Daher sollte sich der Nukleonspin aus den Spins und Bahndrehimpulsen der Quarks und der Gluonen zusammensetzen, d.h $S_N = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_G$.

Derzeit wird am CERN[1] das COMPASS–Experiment [6] aufgebaut, dessen Hauptziel die Bestimmung der Gluonpolarisation ΔG ist. Diese kann anhand der Wirkungsquerschnittsasymmetrie in der Photon–Gluon–Fusion in tiefinelastischer Streuung von polarisierten Myonen an polarisierten Nukleonen bestimmt werden. Der COMPASS–Detektor ist als doppeltes Spektrometer ausgelegt. Um den COMPASS–Detektor korrekt auslesen zu können, wird ein Triggersignal benötigt. Dieses wird von dem Triggersystem geliefert, welches von den Arbeitsgruppen von Prof. D. von Harrach (Mainz) und Prof. F. Klein (Bonn) entworfen und aufgebaut wurde. In den Teststrahlzeiten in den Jahren 1999 und 2000 hat sich gezeigt, daß die Selektivität des Triggers nicht ausreicht; man erhält eine zu hohe Triggerrate. Daher müssen zusätzliche Maßnahmen zur Unterdrückung des hohen Untergrunds getroffen werden. Eine Möglichkeit besteht im Einsatz eines Vetozählers, eine weitere im Einsatz eines Strahlhodoskops.

[1] Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

In der vorliegenden Arbeit wird der Entwurf und Test zweier Strahlhodoskop–Prototypen beschrieben, mit denen die Realisierbarkeit eines Strahlhodoskops geklärt werden soll.

Im nächsten Kapitel wird ein knapper Überblick über das COMPASS–Experiment gegeben. Das dritte Kapitel beschreibt zwei Designmöglichkeiten für ein Strahlhodoskop. Dabei werden die Anforderungen an den Detektor erläutert. Es schließt sich ein Kapitel über den Bau der zwei Prototypen an. In Kapitel 5 werden Testmessungen zum Design, die sowohl an MAMI als auch am Myonstrahl des CERN durchgeführt wurden, beschrieben. Das anschließende Kapitel beschreibt die Vermessung der beiden Strahlhodoskope im Myon–und Elektronstrahl. Kapitel 7 beinhaltet Untersuchungen zu einem Strahlhodoskop und einem Vetosystem, die mit einer Monte–Carlo–Simulation durchgeführt wurden. Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse dieser Diplomarbeit zusammengefaßt.

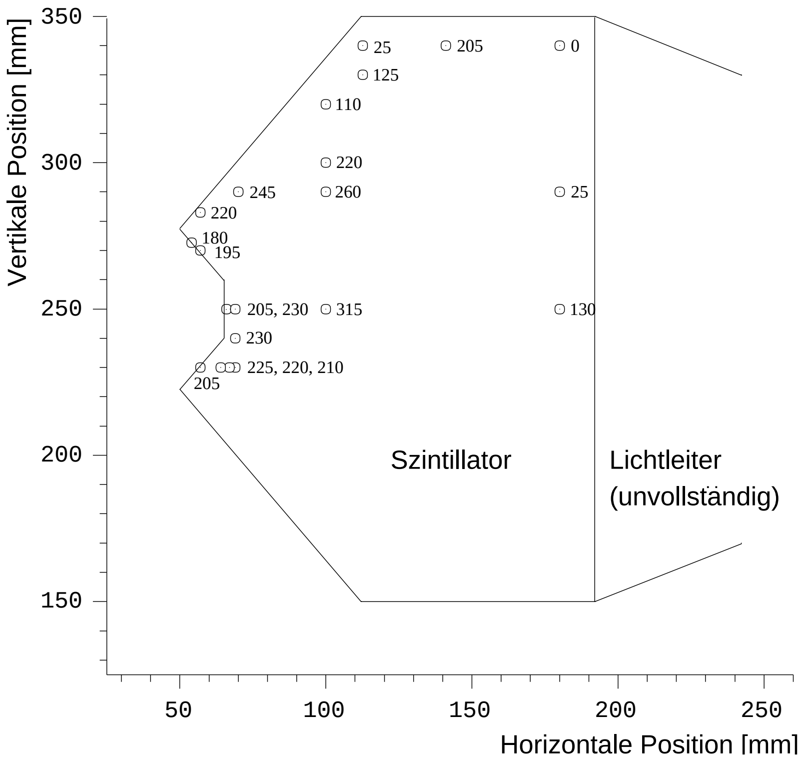

Abbildung A.1: *Die Werte an den einzelnen Meßpunkten geben die Lage des Maximums im TDC–Spektrum in ps an. Als Referenz wurde der Punkt rechts oben genommen. Die Konturen des Vetos sind nur grob skizziert.*

Anhang A

Vermessung eines Vetozählers

Neben den Szintillatorkeilen wurde während der Strahlzeit an MAMI auch ein Element eines bereits existierenden Vetozählers vermessen. Das Veto wurde bereits im Jahr 2000 am Myonstrahl verwendet und wird in den folgenden Jahren zum Doppelveto (vgl. Kapitel 8) ausgebaut werden. Da das Element etwas größer ist, ist neben der reinen Zeitauflösung die Lage des TDC–Maximums in Abhängigkeit der Trefferposition wichtig. Dazu wurde das Element senkrecht auf dem Verfahrtisch angebracht und es wurden mehrere Positionen angefahren, an denen eine Messung durchgeführt wurde. In Abbildung A.1 sind die Ergebnisse aus den einzelnen Messungen bei den einzelnen Trefferpositionen eingetragen. Das Maximum wandert um maximal 6,3 Kanäle, was einem Zeitdrift von 315 ps entspricht. Die Breite des TDC–Peaks beträgt zwischen $\sigma = 150 - 210$ ps. Damit ergibt sich eine Gesamtzeitauflösung maximal 525 ps. Auffällig ist, daß die Lage des TDC–Means nicht eng mit dem Abstand zum Photomultiplier korreliert ist. Für die Bestimmung von Äquipotentiallinien ist die Anzahl der Meßpunkte zu gering.

Kapitel 2

Das COMPASS–Experiment

Das COMPASS–Experiment wird seit 1998 am CERN aufgebaut, nachdem es 1996 konzipiert und im Jahre 1997 vom CERN genehmigt wurde. Es schließt an die Experimente der Europäischen Myon Kollaboration und der Spin Myon Kollaboration an und ist ebenfalls als stationäres Target Experiment am SPS ausgelegt. Zum einen sollen mit einem polarisierten Myonstrahl Hadronuntersuchungen durchgeführt werden, zum anderen soll mit Hadronstrahlen Hadronspektroskopie betrieben werden. Da sich diese Arbeit auf den Myontrigger bezieht, wird auf das Hadronprogramm nicht eingegangen. Die Bestimmung des Spinbeitrages der Gluonen (ΔG) ist das Hauptziel der COMPASS–Kollaboration.

2.1 Bestimmung der Gluonpolarisation

Um ΔG zu bestimmen, verwendet man die Photon–Gluon–Fusion $\gamma g \rightarrow q\overline{q}$ in der tiefinelastischen Streuung von polarisierten Myonen an polarisierten Nukleonen. Der entsprechende Feynmangraph ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Da schwere Charmquarks in erster Ordnung nur mittels der Photon–Gluon–Fusion erzeugt werden, verwendet man Charmteilchen als Signatur dieses Prozesses. Die bei der Photon–Gluon–Fusion entstehenden Charmquarks c ($\overline{c}$) hadronisieren überwiegend in D^0 ($\overline{D^0}$). Die D^0–Mesonen ($\overline{D^0}$) werden mit Hilfe ihrer Zerfallsprodukte identifiziert. Der einfachste Kanal ist der Zerfall in ein $K^-\pi^+$ ($K^+\pi^-$) –Paar. Der Wirkungsquerschnitt der Myoproduktion von offenem Charm ist gegeben durch

$$\frac{d^2\sigma^{\mu N \rightarrow c\overline{c}X}}{dQ^2 d\nu} = \Gamma(E, Q^2, \nu)\sigma^{\gamma^\star N \rightarrow c\overline{c}X}(Q^2, \nu)$$

mit dem virtuellen Photonenfluß

$$\Gamma(E, Q^2, \nu) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi} \frac{2(1-y) + y^2 + \frac{Q^2}{2E^2}}{Q^2\sqrt{Q^2 + \nu^2}},$$

der von der Myonenergie (E), dem negativen Quadrat des Viererimpulsübertrags (Q^2) und der Photonenergie (ν) abhängt. Dabei ist α_{em} die elektromagnetische Kopplungskonstante

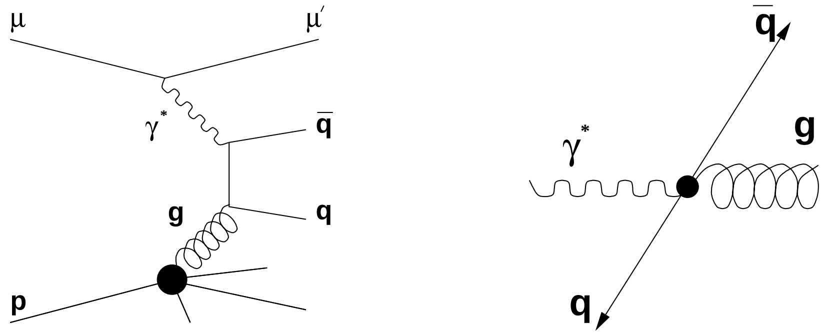

Abbildung 2.1: *Feynmangraph der Photon–Gluon–Fusion. Rechts ist die Reaktion im $\gamma^* - g -$ Schwerpunktsystem dargestellt.*

und $y = \frac{\nu}{E}$der relative Energietransfer. Der Wirkungsquerschnitt für Charmproduktion $\sigma^{\gamma^* N \to c\bar{c}X}(Q^2, \nu)$ mit virtuellen Photonen ist gegeben durch

$$\sigma^{\gamma^* N \to c\bar{c}X}(Q^2, \nu) = \frac{\sigma^{\gamma N \to c\bar{c}X}(\nu)}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_0^2}\right)^2},$$

wobei $\sigma^{\gamma N \to c\bar{c}X}(\nu)$ der Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion ist. Der Massenparameter $\mathrm{M}_0 = 3{,}9$ GeV [7] und der Photoproduktionwirkungsquerschnitt $\sigma^{\gamma N \to c\bar{c}X}(\nu)$ [8] wurden in Messungen bestimmt.

Mit den COMPASS–Daten will man die spinabhängige Asymmetrie A^{exp} aus der Myoproduktion von offenem Charm mit parallelen ($\mathrm{N}_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}$) und antiparallelen ($\mathrm{N}_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow}$) Myon- und Targetspin bestimmen:

$$A^{exp} = \frac{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} - N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}}{N_{c\bar{c}}^{\uparrow\downarrow} + N_{c\bar{c}}^{\uparrow\uparrow}} = P_B \cdot P_T \cdot f \cdot A_{\mu N}^{c\bar{c}}(y).$$

Dabei ist P_B bzw. P_T die Strahl–bzw. Targetpolarisation. Mit dem Verdünnungsfaktor f berücksichtigt man, daß nur ein Teil der Nukleonen in einem Targetmolekül polarisierbar ist. Die Asymmetrie $A_{\mu N}^{c\bar{c}}$ ist mit der virtuellen Photon–Asymmetrie $A_{\gamma N}^{c\bar{c}}$ über den Depolarisationsfaktor $D(y) \approx \frac{1-(1-y)^2}{1+(1-y)^2}$ verknüpft: $A_{\mu N}^{c\bar{c}}= D \cdot A_{\gamma N}^{c\bar{c}}$. Die Asymmetrie $A_{\gamma N}^{c\bar{c}}$ist durch das Verhältnis von polarisiertem zu unpolarisiertem Wirkungsquerschnitt für Charmproduktion

$$A_{\gamma N}^{c\bar{c}} = \frac{\Delta\sigma^{\gamma N \to c\bar{c}X}}{\sigma^{\gamma N \to c\bar{c}X}}$$

gegeben. Dabei kann $\sigma^{\gamma N \to c\bar{c}X}$ als Produkt aus $\sigma^{\gamma g \to c\bar{c}}$ und der Gluonverteilung G geschrieben werden. Um hinreichend viele Ereignisse zu erhalten, integriert man über den experimentell zugänglichen kinematischen Bereich. Damit ergibt sich die Asymmetrie $\tilde{A}_{\gamma N}^{c\bar{c}}$als

gesetzt, bei denen der Innenradius motorgetrieben verstellt werden kann. Anhand der mit diesen Detektoren gewonnenen Werte kann für die darauffolgenden Strahlzeiten ein optimiertes Vetosystem entworfen und gebaut werden.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war der Entwurf eines schnellen Strahlhodoskops für den CERN–Myonstrahl, das in das COMPASS–Triggersystem integriert werden kann. Dazu wurden zwei verschieden Designideen für ein Strahlhodoskop entworfen, gebaut und verglichen. Für eine geeignete Materialauswahl wurden Transmissionsmessung von Lichtleitermaterial und Klebstoffen sowie Mumetallmessungen durchgeführt. Auch der Einfluß der Lichtleiterlänge und der Szintillatordicke auf die Zeitauflösung wurden untersucht. Des weiteren wurde der Halo des Myonstrahls vermessen und der Photomultiplier R7400 näher begutachtet. Schließlich wurden zwei Prototypen gebaut, die sowohl im Myon–als auch im Elektronstrahl getestet wurden.

In der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, daß ein Strahlhodoskop mit einer Zeitauflösung von 150 ps („Balkendesign") bzw. 200 ps („Tortendesign") realisierbar ist. Dabei sollten die Photomultiplier mindestens 25 cm von der Strahlachse entfernt sein, um die Anzahl der Störpulse durch Wechselwirkung mit Myonen klein zu halten. Beim Einsatz in der Nähe von Magneten ist eine 0,1 – 0,2 mm dicke Mu–Metallabschirmhülse nötig. Die Dicke der Szintillatoren sollte mindestens 4 mm betragen. Für das Erreichen einer guten Zeitauflösung ist auch die Wahl des Photomultipliers von hoher Bedeutung. Insbesondere muß man die Serienstreung des Leistungsvermögens der Photomultiplier berücksichtigen und sollte diese vor der Verwendung testen, um die optimalen Betriebspannungen zu finden.

Im Rahmen der Diplomarbeit hat sich aber auch gezeigt, daß der Betrieb eines Strahlhodoskops empfindlich von den einzelnen Betriebsparametern abhängt. Da die Photomultiplier teilweise nahe am Rand der elektrischen Spezifikation betrieben werden, ist mit einer kurzen Lebensdauer zu rechnen.

Schließlich wurde mit einer Monte–Carlo–Simulation der Einfluß eines Strahlhodoskops auf den Trigger überprüft. Hierbei zeigte sich, daß ein Schnitt auf divergente Myonen notwendig ist, weswegen man zwei Strahlhodoskope benötigt. Damit könnte man die Triggerrate durch Halomyonen von 1 MHz auf 34 kHz senken. Allerdings beträgt die relative Totzeit 11 %, womit man zusätzlichen 110 kHz durch Zufallskoinzidenzen erhält. Daher wurde außerdem ein Vetosystem überprüft. Dieses kann ebenfalls die Triggerrate auf 34 kHz senken, bei einer geringeren relativen Totzeit von 8,6 % und kaum Zufallskoinzidenzen.

Während der Strahlzeit im Jahr 2001 werden daher zunächst zwei Vetodetektoren ein-

Faltungen der elementaren Photon–Gluon–Wirkungsquerschnitte $\Delta\sigma^{\gamma g\rightarrow c\bar{c}}$ bzw. $\sigma^{\gamma g\rightarrow c\bar{c}}$ mit der Gluonverteilung ΔG bzw. G und kann geschrieben werden als

$$\widetilde{A}^{c\bar{c}}_{\gamma N} = \frac{\int_{4m_c^2}^{2M_N Ey} d\hat{s}\Delta\sigma^{\gamma g\rightarrow c\bar{c}}(\hat{s})\Delta G(\eta,\hat{s})}{\int_{4m_c^2}^{2M_N Ey} d\hat{s}\sigma^{\gamma g\rightarrow c\bar{c}}(\hat{s})G(\eta,\hat{s})},$$

wobei $\hat{s}$ die invariante Masse im Gluon–Photon–System ist. Daraus ergibt sich dann als Zusammenhang zwischen der gemessenen Asymmetrie und der Gluonpolarisation

$$\widetilde{A}^{Exp} = P_B \cdot P_T \cdot f \cdot D \cdot \frac{\int_{4m_c^2}^{2M_N Ey} d\hat{s}\Delta\sigma^{\gamma g\rightarrow c\bar{c}}(\hat{s})\Delta G(\eta,\hat{s})}{\int_{4m_c^2}^{2M_N Ey} d\hat{s}\sigma^{\gamma g\rightarrow c\bar{c}}(\hat{s})G(\eta,\hat{s})}.$$

Bei COMPASS–Energien fragmentieren die Charmquarks zu 60 % in ein D^0. Dies führt im Mittel zu 1,2 D^0–bzw. $\overline{D^0}$–Mesonen pro Charmereignis. Daher ist das COMPASS–Experiment auf die Rekonstruktion der D^0–Mesonen ausgelegt. Der einfachste Zerfall des D^0 ist der Zweikörperzerfall $D^0\rightarrow K^-\pi^+$ mit einem Verzweigungsverhältnis von (3,85 ± 0,09) % [9]. Der kombinatorische Untergrund ist in diesem Fall kleiner als bei Drei–oder Vierkörperzerfällen. Außerdem muß berücksichtigt werden, daß die Effizienz, alle Teilchen zu finden, bei zwei Teilchen wesentlich höher ist als bei drei oder mehr Teilchen. Die Zerfallsprodukte im Schwerpunktsystem des D^0-Mesons tragen einen großen Impuls (p^*=861 $\frac{MeV}{c}$) , der aus der Massendifferenz $\Delta M = M(D^0)$ - (M(K^-)+M(π^+)) = 1232 $\frac{MeV}{c^2}$ herrührt. Dies führt dazu, daß Teilchen, die im Schwerpunktsystem des D^0–Mesons unter einem großen Winkel θ^* zur Flugbahn des D^0–Mesons emittiert wurden, im Laborsystem einen hohen Transversalimpuls haben. Kaonen und Pionen, die aus der Fragmentation stammen, haben dagegen kaum transversalen Impuls und fliegen daher nahezu parallel zum Myonstrahl. Daher kann der Untergrund stark unterdrückt werden, indem man parallel zum Myonstrahl fliegende Teilchen nicht berücksichtigt.

2.2 Der Experimentaufbau

Zur Erzeugung des Myonstrahls wird das Super–Proton–Synchroton (SPS) genutzt. Dieses hat eine Periodenlänge von 14,4 s und eine Extraktionszeit von 3 s. Mit dem SPS werden Protonen auf eine Energie von 400 GeV [10] beschleunigt, in die M2–Strahlführung eingespeist und auf ein 500 mm langes Berylliumtarget (T6) gelenkt. Durch Wechselwirkung mit dem Targetmaterial entstehen unter anderem Pionen und Kaonen. Aus diesen Teilchen werden mittels eines Spektrometermagneten und eines Scrapers (eine Art Blende) Teilchen in einem Impulsband von $\Delta p = \pm(5-10)\%$ bis zu einem Maximalimpuls von 208 $\frac{GeV}{c}$ selektiert. In Abbildung 2.2 ist eine Skizze der M2–Strahlführung dargestellt. Auf einer ca. 600 m langen Zerfallsstrecke entstehen nun die Myonen durch den schwachen Zerfall von Pionen und Kaonen ($\pi^+\rightarrow\mu^+ + \nu_\mu$). Da dieser maximal paritätsverletzend ist, sind die Myonen longitudinal polarisiert. Ein Absorber filtert die restlichen Hadronen am Ende der Zerfallstrecke aus dem Strahl. Da das SPS und die Strahlführung unterirdisch sind,

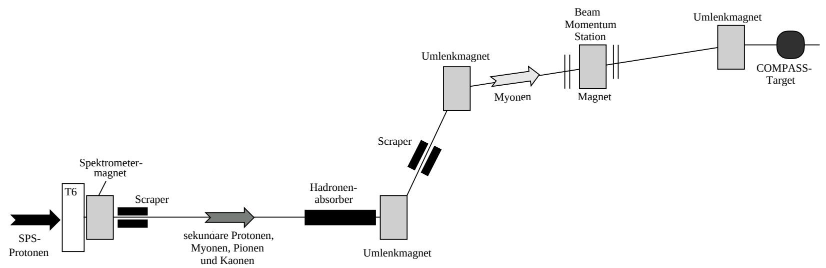

Abbildung 2.2: *Die M2-Strahlführung. Es sind keine Magneten zur Strahloptimierung eingezeichnet.*

wird der Strahl mit einem Umlenkmagneten nach oben gebogen. Dabei wird gleichzeitig der mittlere Impuls des Impulsbandes der Strahlmyonen von maximal 190 $\frac{GeV}{c}$ festgelegt. Mit einem weiteren Scraper wird noch vorhandener Untergrund weiter abgeschwächt. Nach dem Scraper biegt ein weiterer Umlenkmagnet den Myonstrahl fast in die Horizontale. Mit der „Beam Momentum Station" wird der Impuls der einzelnen Myonen durch Ermittlung des Biegeradius im Umlenkmagneten mit vier ortsauflösenden Detektoren gemessen. Der Impuls wird für die Bestimmung der Kinematik benötigt. Mit einem weiteren Umlenkmagneten wird der Strahl schließlich in die Horizontale gelenkt.

Aus 10^{13} Protonen werden auf diese Weise $2{\cdot}10^8$ Myonen pro Spill erzeugt. Der Strahl wird auf das Target fokussiert und hat dort einen Durchmesser von $\sigma \approx 8$ mm in horizontaler und vertikaler Richtung. Der Strahl ist von einem weiträumigen (Größenordnung Meter) Halo von ca. 10% der Strahlintensität umgeben (vergleiche Kapitel 5.4). Im Experiment macht sich insbesondere eine von unten kommende Komponente, die unter einem Winkel von ca. 5 - 15 mrad das Target durchquert, störend bemerkbar.

Bei dem von COMPASS verwendeten Target [6] handelt es sich um ein Festkörpertarget. Dieses besteht aus zwei 60 cm langen Zellen mit einem Durchmesser von 3 cm. Die Zellen werden entweder mit Granulat aus gefrorenem NH_3 (Polarisation $P = 80$ %, Verdünnungsfaktor $f = 0{,}18$) für Streuung am Proton oder mit Granulat aus ${}^6_3$LiD ($P = 50$ %, $f = 0{,}5$) für Streuung am Deuteron verwendet. Die Zellen werden mittels Kryostat auf etwa 100 mK gekühlt. Die beiden Targetzellen befinden sich in einem supraleitenden homogenen Solenoidmagneten (2,5 T) und können mittels dynamischer Kernpolarisation [11] entgegengesetzt polarisiert werden. Aufgrund der tiefen Temperatur geht die Polarisation nur langsam durch Relaxationsprozesse verloren und kann daher für viele Stunden aufrechterhalten werden. Die Besonderheit des Targetaufbaus ist die große Öffnung des Solenoidmagneten, die den Nachweis von Hadronen unter Streuwinkeln bis zu 180 mrad erlaubt.

In Abbildung 2.3 ist eine schematische Ansicht des COMPASS–Detektors zu sehen. Der Detektor wurde als doppeltes Spektrometer konzipiert. Die Akzeptanz der ersten Stufe ist auf Teilchen mit geringer Energie und großen Streuwinkeln von bis zu 200 mrad ausgelegt.

Für das Koinzidenzveto muß man zunächst die Zufallskoinzidenzen innerhalb des Koinzidenzvetos betrachten. Dazu ist in Abbildung 7.11F für alle möglichen Kanalkombinationen die Zufallskoinzidenzrate eingetragen. Um die Gesamtrate der Zufallskoinzidenzen zu bestimmen, muß die Summe der nicht grau hinterlegten Werte gebildet werden. Für das volle Koinzidenzveto erhält man eine Rate von 604 kHz. Zu dieser Rate muß noch die Anzahl der echten Koinzidenzen hinzuaddiert werden. Dazu muß die Summe der weiß hinterlegten Werte in Abbildung 7.11C gebildet werden und mit dem Normierungsfaktor multipliziert werden. Man erhält eine Koinzidenzrate von 28 kHz und damit eine Signalrate von 632 kHz. Daraus ergibt sich bei einer Signallänge von 6 ns eine relative Totzeit von $RT_{Koinveto} = 0,4\%$.

Wenn man nun das Vetosystem und das Koinzidenzveto zu einem Koinzidenzvetosystem zusammenfaßt, kann man abschließend sagen, daß man es damit schafft, die Rate von Triggermyonen auf 7 kHz zu reduzieren. Diese Reduzierung erkauft man sich allerdings mit einer Reduzierung der Targetmyonen auf 96,6 % und mit einer relativen Totzeit von 8,6 %.

Eine Entscheidung für ein System kann ohne die Kenntnis der „echten" Triggerrate nicht gefällt werden.

	Trigger	Rate	Anteil	T2–Trigger	Anteil	Targetmyonen	Anteil
ohne Veto	7502	1 MHz	100 %	4931	100 %	371790	100 %
mit Veto	260	35 kHz	3,47%	60	1,22%	365032	98,18 %
KVS	51	7 kHz	0,68%	6	0,12%	359145	96,60 %

Tabelle 7.4: *Ergebnisse der Koinzidenzvetosimulation. Die erste Reihe enthält die Werte ohne jegliches Vetosystem. In der zweiten Reihe sind die Werte des normalen Vetosystems mit einem Innenradius von je 2 cm aufgeführt. Die dritte Reihe gibt die Werte eines Koinzidenzvetosystems (KVS) wieder.*

7.5 Zufallskoinzidenzen

In der bisherigen Diskussion des Strahlhodoskops und des Vetosystems wurde ein wichtiger Aspekt, der die Effizienz des Systems beeinflußt, nicht berücksichtigt. Das Triggersignal wird für die Erzeugung des Auslesetriggers mit dem Signal des Strahlhodoskops bzw. der Vetos logisch verknüpft. Damit man bei den Koinzidenzen keine Signale verliert, wird die Signalbreite in der Größenordnung von 10 σ, also zehn mal der Zeitauflösung des Detektors, gewählt. Beim Strahlhodoskop liegt die Signalbreite dann bei 2 ns, beim Vetosystem bei 6 ns. Durch diese große Signallänge kann es dann passieren, daß ein Teilchen ein Vetosignal erzeugt und ein anderes im gleichen Zeitfenster ein Triggersignal. Die dadurch gebildete, physikalisch unsinnige Koinzidenz nennt man Zufallskoinzidenz. Die Rate der Zufallskoinzidenzen Z berechnet sich aus

$$Z = Rate_1 \cdot Rate_2 \cdot (Signalbreite_1 + Signalbreite_2).$$

Da nicht immer beide Raten bekannt sind, gibt es noch die relative Totzeit. Diese berechnet sich aus

$$RT = Rate_1 \cdot Signalbreite_1$$

und gibt im Falle des Vetosystems den Anteil der zufällig verhinderten Trigger an. Beim Strahlhodoskop spiegelt der Wert der relativen Totzeit, aufgrund der anderen logischen Verknüpfung mit dem Trigger, den Anteil an Triggern wider, die nicht verhindert werden können.

Das Strahlhodoskop hat laut Simulation eine Signalrate von 55,12 MHz. Bei einer Signallänge von 2 ns entpricht dies einer relativen Totzeit von $RT_{Strahlhodoskop} = 11\%$. Damit würde das Strahlhodoskop von den 7500 Triggermyonen 825 zulassen. Das entspricht einer Rate von 111 kHz.

Beim Vetosystem wird das Vetosignal in einer Antikoinzidenz mit dem Triggersignal verknüpft. Ein Vetosignal wird erzeugt, wenn einer der beiden Vetodetektoren angesprochen hat. Bei dieser Verschaltung erhält man eine Vetorate von 13,6 MHz. Aufgrund der schlechteren Zeitauflösung der Vetodetektoren wird als Signalbreite 6 ns angenommen. Daraus ergibt sich eine relative Totzeit von $RT_{Veto} = 8,2\%$. Das bedeutet, daß etwa 8,2 % der Trigger fälschlicherweise keinen Aulesetrigger erzeugen.

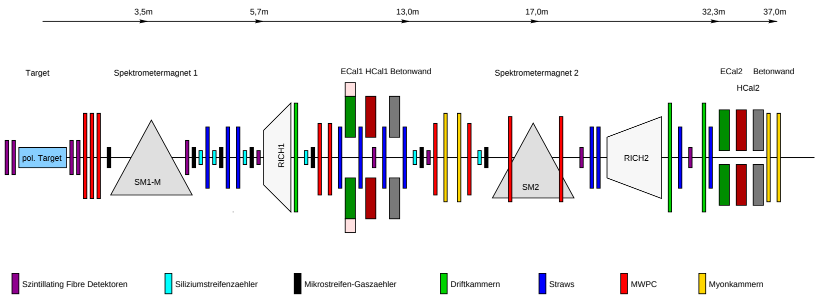

Abbildung 2.3: *Schematische Übersicht über den COMPASS-Detektor. Dargestellt ist der vollständige Ausbau für das Myonprogramm. Es sind keine Triggerhodoskope eingezeichnet.*

Die zweite Stufe ist für Teilchen mit einem Streuwinkel kleiner als 30 mrad konzipiert, sodaß vor allem die gestreuten Myonen rekonstruiert werden. Mit einer großen Anzahl ortsauflösender Detektoren werden die Flugbahnen der einzelnen Teilchen gemessen. Anhand der Ablenkung in den Magnetfeldern der Dipolmagneten SM1 (1 Tm) bzw. SM2 (5,2 Tm) wird der Impuls der Teilchen bestimmt. Mit den ringabbildenden Čherenkovzählern (RICH 1 und RICH 2) wird die Geschwindigkeit der Teilchen zur π, K–Identifikation gemessen. Mit den Kalorimetern (ECAL 1, HCAL 1 und ECAL 2, HCAL 2) wird schließlich die Energie ermittelt. Hinter den Kalorimetern fängt die Myonidentifikation an. Dazu sind hinter einem 4 m dicken Betonabsorber ortsauflösende Kammern, die sogenannten Myonkammern, aufgehängt.

Der COMPASS–Detektor wird bei einem Triggersignal ausgelesen. Dieser Auslesetrigger wird nach dem in Abbildung 2.4 gezeigtem Prinzip erzeugt. Ein Strahlmyon , das im Target tiefinelastisch gestreut wird, erzeugt Hadronen, verliert Energie und ändert seine Flugbahn um einen kleinen Winkel (Ordnung 5 mrad). Außerdem wird es von den Spektrometermagneten abgelenkt bevor es die Triggerhodoskope 1 & 2 durchquert. Die Energie der Hadronen wird in einem Kalorimeter bestimmt und muß, damit ein Triggersignal ausgelöst werden kann, eine bestimmte Schwelle überschreiten. Die Signale der beiden Hodoskope werden in einer Koinzidenzmatrix zusammengeführt. Mit der Matrix können bestimmte Streifenkombinationen von den beiden Hodoskopen gefordert werden. In der dispersiven Ebene des Magneten (horizontal) werden damit Myonen mit einem bestimmten Energieverlust selektiert. In der vertikalen Richtung erzeugen nur die Myonen ein Koinzidenzsignal, deren geometrische Extrapolation der Flugbahn auf das Target zeigt. Der Auslesetrigger wird nur dann gebildet, wenn koinzidente Matrix–und Hadronkalorimetersignale vorliegen. Damit sollte es für Halomyonen nicht möglich sein, einen Auslesetrigger zu erzeugen.

Das Triggersystem ist in vier verschiedene Detektorsysteme (siehe Tabelle 2.1) aufgeteilt, die unterschiedliche kinematische Bereiche abdecken. Die Hodoskope bestehen aus Plastikszintillatoren. In Abbildung 2.5 ist die räumliche Anordnung der Triggerhodoskope

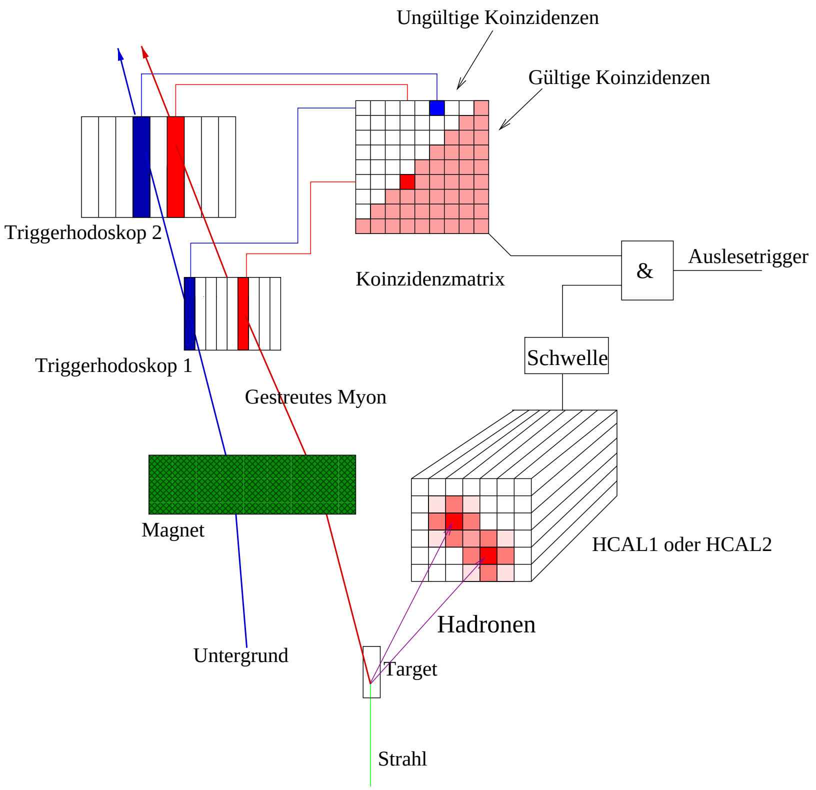

Abbildung 2.4: *Funktionsprinzip des Triggers. Der Trigger wird nur bei bestimmten Kanalkoinzidenzen zwischen den beiden Hodoskopen ausgelöst. Diese können mit einer programmierbaren Matrix beliebig gesetzt werden. Außerdem kann als weitere Koinzidenzbedingung hadronische Aktivität im Kalorimeter gefordert werden.*

des COMPASS–Myon–Triggers skizziert. Aufgrund des kleinen Streuwinkels des Myons sind die Triggerhodoskope weit hinter dem Target aufgestellt, damit der Abstand zum Strahl möglichst groß ist.

Kanal Veto (−2 m)	1	2	3	4	5	6	7	8
8	X	X	X	X	X	X		
7	X	X	X	X	X			
6	X	X	X	X				X
5	X	X	X				X	X
4	X	X				X	X	X
3	X				X	X	X	X
2				X	X	X	X	X
1			X	X	X	X	X	X
	Kanal Veto (−8 m)							

Abbildung 7.12: *Die Tabelle symbolisiert die Koinzidenzen, die ein Vetosignal erzeugen. Die Spalten und Zeilen sind wie in der Abbildung 7.11 angeordnet.*

3 – 6 weit über der für die Photodetektoren vertretbaren Rate von 5 MHz liegen. Daher wurde als erstes versucht, die Rate dieser Kanäle auf ein für die Photomultiplier erträgliches Maß abzusenken. Dazu wurde ein quadratisches Loch mit einer Kantenlänge von 16mm aus dem Zentrum entfernt. Abbildung 7.11B zeigt das Ergebnis in der gleichen Darstellung wie in Abbildung 7.11A. Man erkennt, daß die betroffenen Kanäle nun kein Ratenproblem mehr haben. In Abbildung 7.11C sind nun die Triggermyonen eingetragen, die einen falschen Trigger und kein Vetosignal in den normalen Vetos erzeugen. In dieser Tabelle sind die Kombinationen, die der Koinzidenzbedingung für Targetmyonen unterliegen, grau hinterlegt. In dieser Region liegen 16 Treffer. Das normale Vetosystem läßt 260 Triggermyonen passieren. Die Gesamtsumme in Abbildung 7.11C ist mit 225 Treffern kleiner. Das liegt daran, daß die fehlenden 35 Teilchen bei mindestens einem Koinzidenzveto durch das innere Loch fliegen. Somit bleiben insgesamt 51 Triggermyonen übrig, was einer Triggerrate von 7 kHz entspricht.

Wenn man nur nach dem T2–Trigger schaut (vgl. Abbildung 7.11D), verringert sich die Trefferzahl auf 10 (ohne Vetosystem: 4931Treffer , nur Veto: 60 Treffer). Diese Ergebnisse sind auch in Tabelle 7.4 zusammengefaßt. Man erkennt an Abbildung 7.11C auch sehr gut, daß bei Koinzidenzveto 8 die hohen Trefferzahlen bei niedrigen Kanälen liegen, bei Koinzidenzveto 2 hingegen bei hohen Kanalzahlen, wie schon in Abbildung 7.9 gezeigt wurde.

In Abbildung 7.11E sind schließlich die Targetmyonen eingezeichnet, die nicht vom Vetosystem herausgefiltert werden. Hier ist die Gesamtzahl mit 83508 Treffern wesentlich geringer als die in 7.4 angegebene, da vor allem Targetmyonen durch die Löcher der Koinzidenzvetos fliegen. Bei dieser Tabelle ist ebenfalls der Bereich, der der Koinzidenzbedingung für Targetmyonen genügt, grau hinterlegt. Insgesamt liegen 5887 Treffer nicht in diesem Bereich. Damit schrumpft die Anzahl der Targetmyonen auf 359145 Teilchen, das entspricht 96,6 % von allen Targetmyonen.

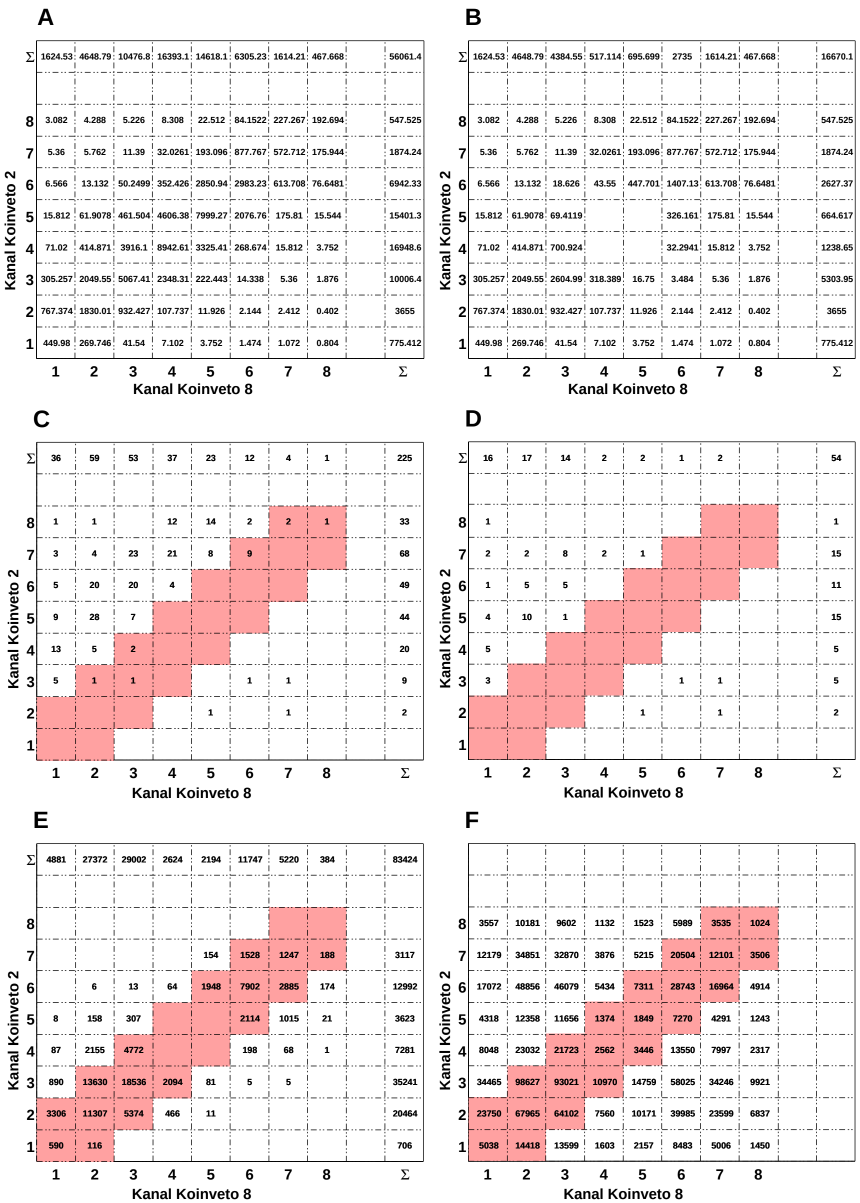

Abbildung 7.11: *Tabelle A & B geben die Raten auf den einzelnen Streifen in kHz an. Tabelle C gibt die Anzahl der Triggermyonen, Tabelle D die Anzahl der T2–Triggermyonen wieder. In Tabelle E sind die Targetmyonen aufgeführt. Tabelle F gibt die Zufallskoinzidenzrate in Hz an.*

Triggername	Hodoskoppaar	kinematischer Bereich
T1	H4V" & H5V"	$Q^2 < 0{,}5$; $0{,}2 < y < 0{,}5$
T2	H4VL & H5VL	$Q^2 < 0{,}5$; $0{,}5 < y < 0{,}9$
T3	H4H' & H5H' H4V' & H5V'	$0{,}5 < Q^2 < 5$; $0 < y < 0{,}9$
T4	H4H & H5H H4V & H5V	$5 < Q^2 < 50$; $0 < y < 0{,}9$

Tabelle 2.1: *Akzeptanzbereich der Triggerhodoskope*

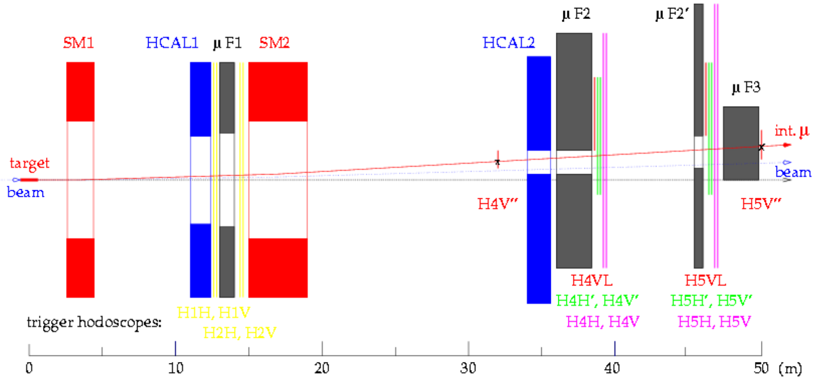

Abbildung 2.5: *Anordnung der Triggerhodoskope*

Kapitel 3

Designideen für ein Strahlhodoskop

Im vorigen Kapitel wurde bereits erwähnt, daß der Myonstrahl von einem großen Halo (siehe Kapitel 5.4) begleitet wird. Die Myonen des Halos liegen in einem breiten Impulsband und werden daher von den Magneten stärker oder schwächer als die Strahlmyonen abgelenkt. Dieser Umstand führt dazu, daß manche dieser Myonen den Trigger täuschen können und ein „falsches" Triggersignal auslösen. Daher war die Idee dieser Diplomarbeit, einen zusätzlichen Detektor, hier Strahlhodoskop genannt, in den Strahlengang zu stellen, der ein Signal erzeugt, wenn ein Myon das Target durchquert. Das Strahlhodoskop muß für Teilchen, die durch das ganze Target fliegen, eine Effizienz von 1 haben. Der Detektor muß einer hohen Rate standhalten. Aufgrund der hohen Rate muß der Detektor außerdem eine kurze Reaktionszeit und eine hohe Zeitauflösung (ca. 100 ps) haben. Für das endgültige Design ist auch eine geringe Massenbelegung zu fordern, weil die Myonen auch mit dem Strahlhodoskop wechselwirken können.

Als Ausgangspunkt für die Überlegung dient der Targetdurchmesser von 3 cm. Da der Strahl auf das Target fokusiert wird und das Strahlhodoskop mindestens 2 m vor dem Target stehen wird, sollte der Durchmesser der kreisförmigen aktiven Fläche des Detektors etwa 35 mm betragen. Der Myonstrahl besteht aus insgesamt $2 \cdot 10^8 \frac{Myonen}{Spill}$, von denen etwa 75 – 85 % das Strahlhodoskop durchqueren werden. Bei einer Spillänge von 3 s entsspricht dies einer Teilchenrate von 50 – 57 MHz. Dabei ist zu beachten, daß es sich hierbei um den Mittelwert über den gesamten Spill handelt. Kurzzeitig sind höhere Teilchenraten von bis zu 80 MHz möglich. Dies wurde berücksichtig, indem eine Teilchenrate von 80 MHz angenommen wurde. Die Intensitätsverteilung des Strahls wurde auf Basis eines horizontalen und vertikalen Strahlprofils von der SPS–Beschleuniger Gruppe [10] mit der normierten Funktion

$$I(x,y) = \frac{1}{2\pi \cdot \sigma_x \sigma_y \cdot N} \cdot e^{-\frac{\left(\frac{x}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2}{2}}$$

genähert. Die Parameter σ_x und σ_y geben die Breite der Verteilung an, die mit jeweils 8 mm abgeschätzt wurde. In Abbildung 3.1 ist die Funktion dargestellt.

Für solch einen Detektor bietet sich ein Hodoskop aus Plastikszintillatoren an, da diese eine kurze Reaktionszeit haben und eine hohe Zeitauflösung ermöglichen. Allerdings wird

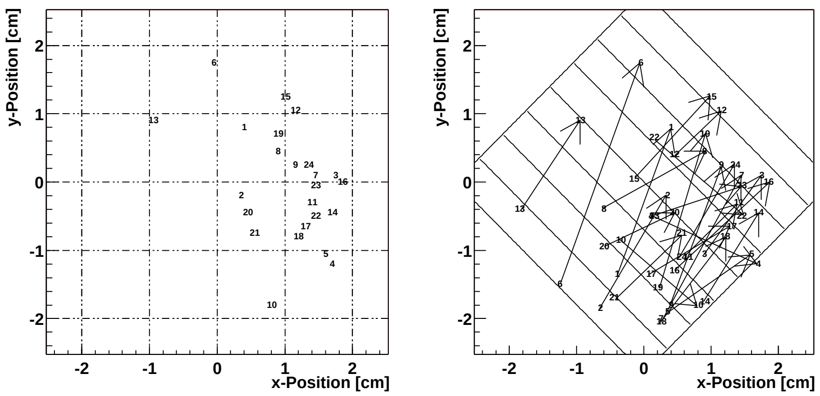

Abbildung 7.9: *Ortswanderung der Triggermyonen. Die Pfeilspitze zeigt auf die transversale Position bei z = -2 m.*

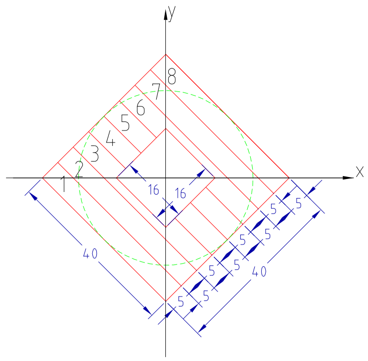

Abbildung 7.10: *Skizze des Koinzidenzvetos. Beide Koinzidenzvetos sind baugleich. Neben den Abmessungen sind noch die im weiteren verwendeten Kanalbezeichnungen eingetragen. Der eingezeichnete Kreis symbolisiert das Loch der Vetos.*

In Abbildung 7.11 sind sechs Tabellen zur Simulation des Koinzidenzvetos dargestellt. Auf der x–Achse sind die Kanäle des Koinzidenzvetos bei -8 m aufgetragen, auf der y–Achse die Kanäle des Koinzidenzvetos bei -2 m. Außerdem ist die Summe über die Kanäle 1 – 8 aufgetragen. In Abbildung 7.11A sind nun alle Teilchen, die beide Koinzidenzvetos durchqueren, eingetragen. Man sieht, daß die Raten (Angabe in kHz) auf den Kanälen

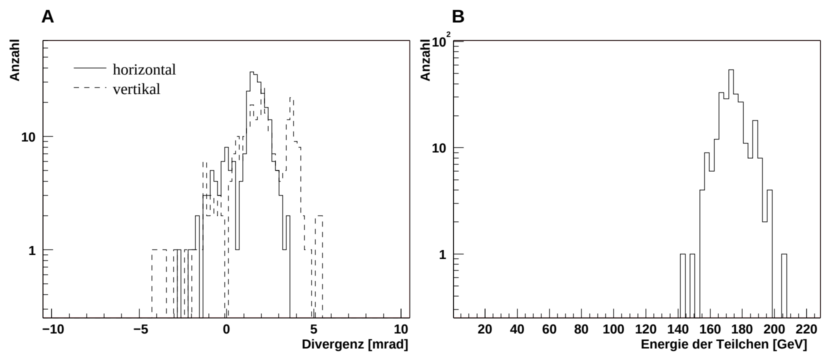

Abbildung 7.8: *Divergenz und Energie der Triggermyonen, die nicht durch das Vetosystem eliminiert werden.*

7.4 Simulation eines Koinzidenzvetos

Wie man im vorigen Abschnitt gesehen hat, ist es nicht möglich, alle Triggermyonen mit einem einfachen Doppelveto zu unterdrücken. In Abbildung 7.8B ist für Teilchen, die das Vetosystem ungehindert passieren, die Energieverteilung gezeichnet. Man erkennt, daß der Mittelwert mit 175 GeV deutlich kleiner ist als die Nominalenergie von 190 GeV. Außerdem ist für diese Teilchen die Divergenz in x– und y–Richtung aufgetragen. Man erkennt, daß der größte Teil der Teilchen eine Divergenz sowohl in x–als auch in y–Richtung im Bereich von 1 – 2,5 mrad hat, was bei einer Flugstrecke von 6 m zwischen den beiden Vetos eine Ortsänderung von ca. 9 – 22 mm bedeutet. Abbildung 7.9 zeigt dies für einen Teil der Triggermyonen. In der linken Abbildung sind die xy–Positionen der Teilchen an der Stelle z = -2 m aufgetragen. Dabei sind die Teilchen durchnumeriert. In der rechten Abbildung sind die xy–Positionen der gleichen Teilchen an der Stelle z = -8 m hinzugefügt und es wurde durch Pfeile die transversale Ortsänderung der Teilchen von 8 m nach 2 m vor dem Target angedeutet. Man erkennt, daß die Teilchen sich hauptsächlich schräg nach oben verschieben.

Dieser Graph führte zu folgender Idee: Man baue zwei Hodoskope, nach Art des Balkendesigns mit der Größe 4 x 4 cm^2. Die Breite der einzelnen Balken beträgt 5mm. Diese beiden Detektoren ordnet man im Zentrum der beiden Vetozähler an, so daß sie zum einen genau im Strahl zentriert sind und zum anderen die Richtung der Balken senkrecht auf der bevorzugten Driftrichtung der Triggermyonen steht. Dieses Design wurde in der rechten Abbildung angedeutet, in Abbildung 7.10 ist es mit der im weiteren verwendeten Kanalbezeichnung skizziert. Diese beiden Hodoskope werden dann mit einer Matrix so verschaltet, daß Teilchen, die bei -8 m durch den Kanal i geflogen sind, ein Vetosignal erzeugen, wenn bei -2 m die Abweichung mehr als ein Kanal beträgt. Diese Koinzidenzmatrix ist in Tabelle 7.12 dargestellt.

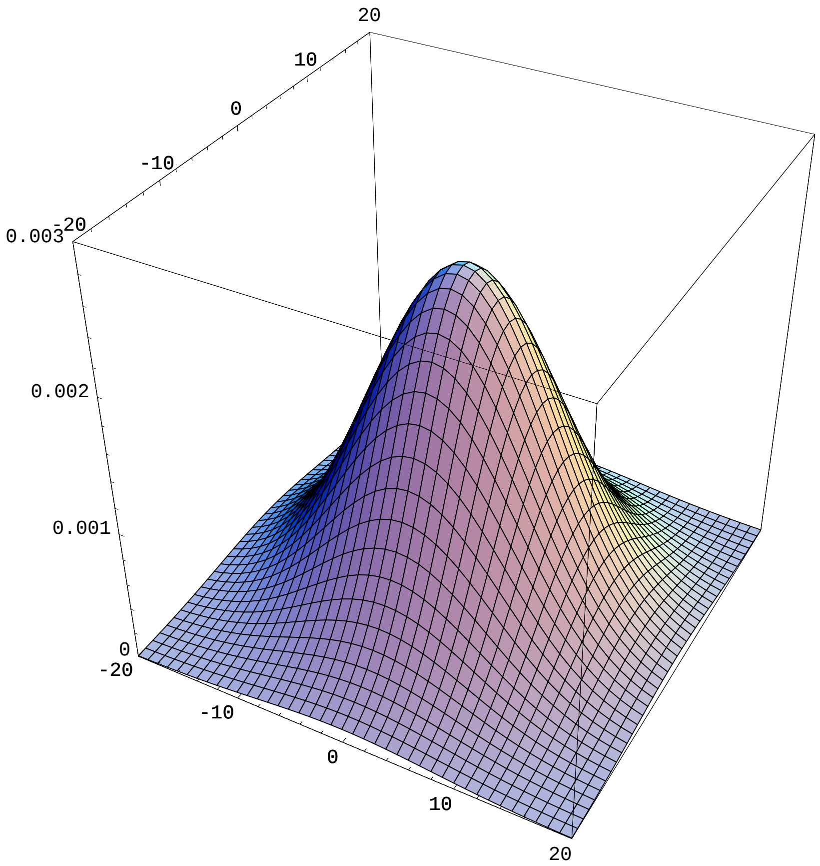

Abbildung 3.1: *Angenommene Intensitätsverteilung zur Dimensionierung der Designentwürfe. Die Projektionen auf die x- bzw. y-Achse entsprechen einer normalen Gaußfunktion.*

die verträgliche Rate eines Szintillationszählers durch den Photomultiplier auf etwa 5 MHz beschränkt. Bei höheren Raten können sonst Effiziensverluste auftreten. Daher wurde die aktive Fläche in 20 bzw. 21 Unterflächen aufgeteilt. Die Gesamtrate des Detektors sollte sich möglichst gleichmäßig auf die Unterflächen verteilen.

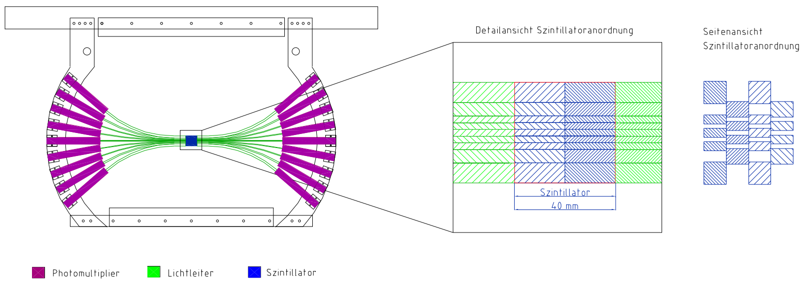

Abbildung 3.2: *Erster Entwurf eines Strahlhodoskops im Balkendesign. Im Detail ist die eigentlich aktive Fläche (Szintillator) des Strahlhodoskops dargestellt. Lange, gebogene Lichtleiter führen das Licht zu den Photomultipliern. Der ganze Aufbau sollte in Rohacell eingebettet sein, das in einem Alurahmen eingeklemmt wird.*

3.1 „Balkendesign”

Bei dem sogenannten Balkendesign handelt es sich um einen Stapel dünner Szintillatoren, die mittels gebogener Lichtleiter mit den Photomultipliern verbunden werden. In Abbildung 3.2 ist ein fortgeschrittener Entwurf zu sehen. Die aktive Fläche ist in zwei Hälften geteilt. Dadurch halbiert sich die Länge der Szintillatoren und somit auch der Laufzeitunterschied zwischen nahem und fernem Ende. Bei einer Breite der aktiven Fläche von 40 mm bedeutet das eine Halbierung von 200 ps auf 100 ps. Da sich auch die Rate halbiert, kann die Dicke des Szintillators etwas mehr als verdoppelt werden, womit sich zum einen die Anzahl der Reflektionen verringert und zum anderen sich die Ankopplung des Lichtleiters vereinfacht. Als problematisch erweist sich die Grenzfläche zwischen den einzelnen Szintillatoren. Damit kein toter Bereich entsteht, müssen die Szintillatoren versetzt hintereinander angeordnet werden. Insgesamt sind dazu vier Ebenen nötig. Dies ist in der Detailabbildung 3.2 durch die verschiedenen Schraffuren dargestellt. Aufgrund des gaußförmigen Strahlprofils sind die Szintillatoren unterschiedlich dick, wobei die Anordnung achsensymmetrisch ist.

Insgesamt soll die aktive Fläche in 20 Bereiche mit etwa gleicher Ratenbelastung unterteilt werden. Das entspricht 5 % des Volumens unter der Funktion I(x,y). Um die Dicke der Szintillatoren zu bestimmen, wurde die Funktion $\mathrm{R}(z) = \int_{-19mm}^{z} \int_{-19mm}^{19mm} I(x,y)dxdy$ gebildet. Diese ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Da die Funktion symmetrisch ist, wurde nur der Bereich $z < 0$ gezeichnet. Des weiteren wurden horizontale Rasterlinien in 5 % Abständen eingezeichnet. Durch die Schnittpunkte mit der Funktion wurden vertikale Rasterlinien gelegt. Die Abstände zwischen diesen Linien entsprechen der Dicke der Szintillatoren über die volle Breite. Da die Szintillatoren aber nur über die halbe Breite gehen sollen, gelten die 10 %- Schritte, da $\int_{-19mm}^{0mm} I(x,y)dy = \frac{1}{2}\int_{-19mm}^{19mm} I(x,y)dy$. In Abbildung 3.5 sind die

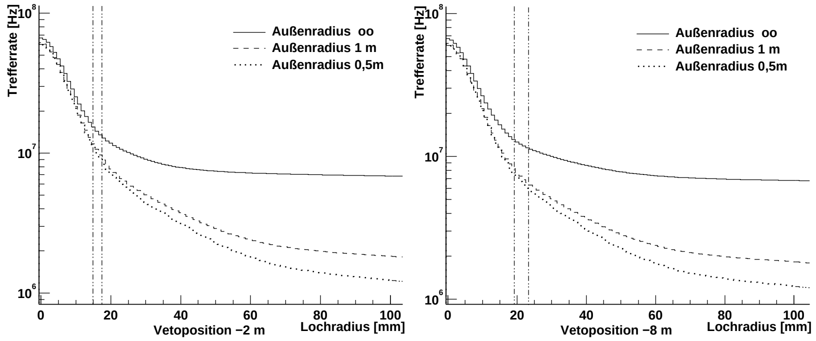

Abbildung 7.7: *Trefferanzahl in Abhängigkeit vom Lochradius für einen Vetozähler 2 m bzw. 8 m vor dem Target.*

	ohne Veto	mit Veto	Verlust
Triggermyonenrate	1 MHz	35 kHz	96,5%
Targetmyonenrate	49,8 MHz	48,9 MHz	1,8%

Tabelle 7.3: *In der Tabelle sind die Verbesserungen durch ein Doppelveto aufgeführt.*

16 mm – 24 mm.

Allerdings wurde bei dieser Bestimmung ein Aspekt vernachlässigt, nämlich die zu erwartende Rate auf den beiden Vetozählern. In Abbildung 7.7 sind die Raten auf den einzelnen Vetos in Abhängigkeit des Lochradius aufgetragen. Die durchgezogene Linie wurde für ein Veto mit einem unendlichen Außendurchmesser berechnet. Die beiden anderen Linien wurden für realistischere Konfigurationen mit 0,5 m und 1 m Außenradius berechnet. Teilchen, die in dieser Region einen größeren Abstand zur Strahlachse haben, sollten sich mit den Triggermatrizen entfernen lassen. Die Rate der Vetozähler sollte aus Totzeitgründen 10 MHz nicht überschreiten. Daher wird ein Lochradius von 2 cm für beide Vetozähler vorgeschlagen. Bei dieser Konfiguration ergeben sich für beide Vetozähler Raten unter 10 MHz bei einem Außenradius von 1 m. In Tabelle 7.3 sind die Auswirkungen des Doppelvetos aufgeführt. Man erkennt, daß sich mit einem recht einfachen System die Rate der Triggermyonen um 96 % auf 35 kHz verringern läßt. Diese Rate liegt aber immer noch über dem durch das Datennahmesystem gegebenen Limit von 20 kHz. Der Verlust von Targetmyonen beträgt 1,8 %.

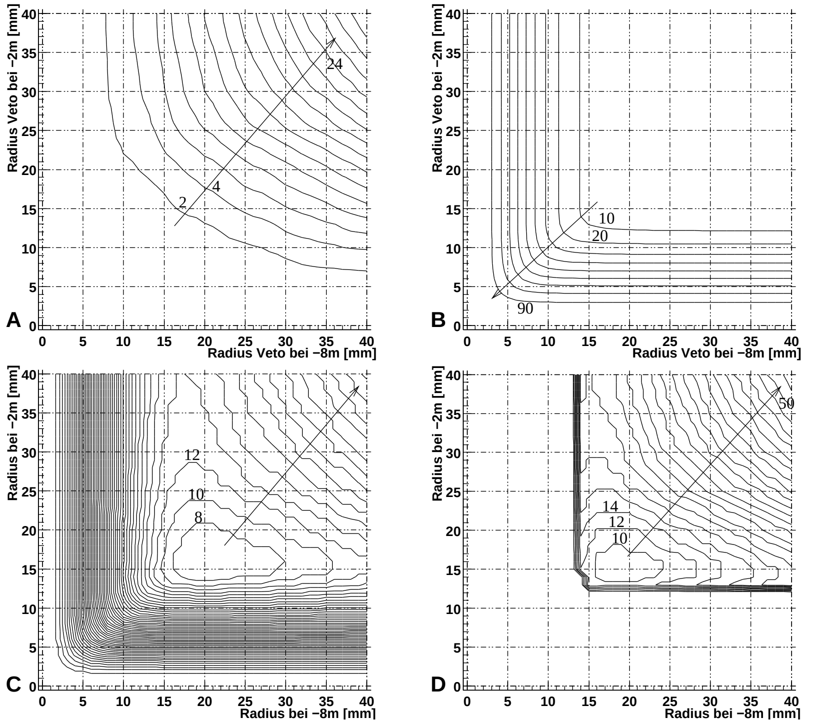

Abbildung 7.6: *Graphen zur Vetooptimierung. Graph A stellt den Anteil der Triggermyonen, Graph B den Anteil der Targetmyonen da. Plot C und D sind Optimierungsgraphen, die im Text näher erklärt werden. Eingezeichnet sind nur die Äquipotentiallinien. Der Pfeil zeigt zu höheren %–Werten. Der Abstand der Potentiallinien beträgt bei Graph A, C und D 2 %, bei Graph B 10 %.*

Parametern gebildet. Bei der Abbildung 7.6D wurde der Schwerpunkt auf eine geringe Anzahl von Triggermyonen gelegt. Dies wurde erreicht, indem der Anteil der Triggermyonen quadratisch in die Berechnung einging. Außerdem durfte der Verlust an Targetmyonen maximal 10% betragen.

Um optimale Radien für die beiden Vetos zu finden, muß man das Minimum in einem der Optimierungsplots bestimmen. Da Abbildung 7.6D die Anforderungen an das Vetosystem am besten umsetzt, wurde hier der optimale Bereich für die einzelnen Vetoradien bestimmt. Für Veto2 (bei -2 m) ergibt sich daraus ein Bereich von 14 mm – 17 mm, für Veto8 (-8 m)

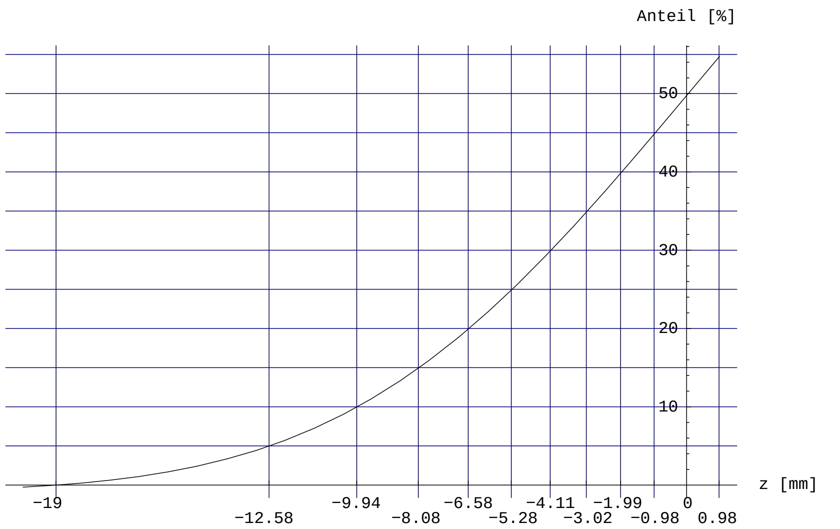

Abbildung 3.3: *Plot zur Dimensionierung des Balkendesigns. Für Szintillatoren über die halbe Breite sind nur die 10 Prozent Abstände maßgeblich.*

aus dem Graph ermittelten Werte in eine maßstabsgerechte Zeichnung umgesetzt,wobei die Szintillatoren an den Grenzflächen um jeweils 0,15 mm vergrößert wurden, um einen Überlapp von 0,3 mm sicherzustellen.

3.2 „Tortendesign”

Eine andere Möglichkeit, die aktive Fläche zu unterteilen, ist im sogenannten Tortendesign untersucht worden (vgl. Abb. 3.4). Dazu wurde die hier kreisförmige aktive Fläche in gleich große Segmente unterteilt. An deren Ende sitzt ein gerader Lichtleiter, der das Licht zu den radial angeordneten Photomultipliern leitet. Im Zentrum entsteht dadurch allerdings eine Stoßstelle von allen Szintillatoren. Um dort ein Effizienzloch zu vermeiden, wurde in der Mitte ein kleiner runder Szintillator angebracht. Dieser ist in einen rechteckigen Lichtleiter eingebettet. Um zwischen allen Elementen ausreichenden Überlapp zu garantieren, sind beim Tortendesign nur drei Ebenen nötig. Die verschiedenen Ebenen sind in der Detailzeichnung in Abbildung 3.4 anhand unterschiedlicher Schraffuren verdeutlicht.

Für den rechnerischen Vergleich wurde die aktive Fläche in 20 Segmente plus das Zentralstück unterteilt. Der Durchmesser des Zentralstückes wurde ebenfalls durch Integrieren der Funktion *I(x,y)* ermittelt. Damit die Segmente ebenfalls 0,3 mm Überlapp an den Grenzflächen haben, werden sie um 0,95 mm in Richtung ihrer Spitze geschoben. Damit

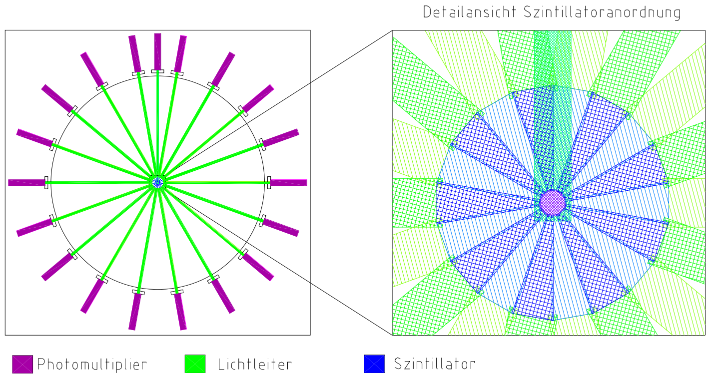

Abbildung 3.4: *Erster Entwurf eines 18–segmentigen Strahlhodoskops im Tortendesign. Links ist der Aufbau dargestellt. Das von den Szintillatoren erzeugte Licht wird über gerade Lichtleiter zu den radial angeordneten Photomultipliern geführt. In der Detailansicht ist die genaue Anordnung der Szintillatoren dargestellt. Die unterschiedlichen Schraffuren sollen die drei für den Überlapp nötigen Ebenen darstellen.*

dies überhaupt möglich ist, muß diese gekappt werden. Für das Zentralstück und für die Segmente sind die ermittelten Abmessungen in der Abbildung 3.5 eingezeichnet.

3.3 Vergleich zwischen Balken- und Tortendesign

Die beiden Designideen haben grundlegende Unterschiede, welche die zu erwartenden Eigenschaften beeinflussen. Das Tortendesign hat lediglich zwei unterschiedliche Szintillatorformen. Außerdem hat das Tortendesign gerade und im Mittel dickere Lichtleiter. Dadurch vermindert sich die Anzahl der Reflexionen und somit auch der Verlust an Photonen. Da das Szintillator–Lichtleiter–System bei allen Segmenten gleich ist, können diese auch besser ver– und abgeglichen werden. Im folgenden wurde das Verhalten der beiden Hodoskopentwürfe auf Änderungen der Strahlbreite und auf eine Dejustage des Strahles untersucht. Dazu wurden die in Abbildung 3.5 eingezeichneten Abmessungen verwendet und eine Teilchenrate von 80 MHz angenommen.

Als erstes wurde die Abhängigkeit der Rate von der Breite des Strahls (σ) untersucht, insbesondere ob sich die Rate auf den einzelnen Kanälen drastisch ändert, wenn sich die Breite der Intensitätsverteilung verändert. Aufgrund der Konvergenz des Strahls vor dem Target ist die Breite des Strahls abhängig von der z-Position, an der sie gemessen wird. Dies

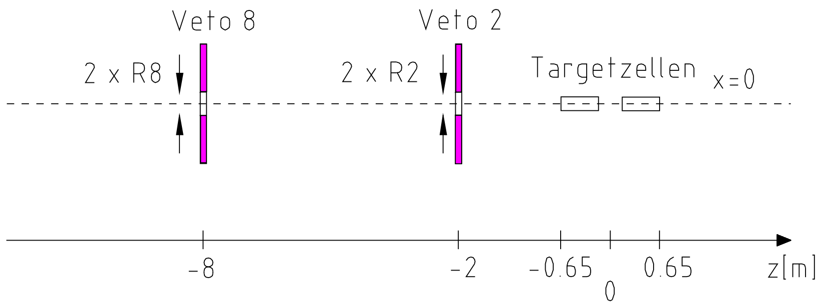

Abbildung 7.4: *Aufbau des Doppelvetos. Der Abstand ist durch das Experiment auf 6 m beschränkt.*

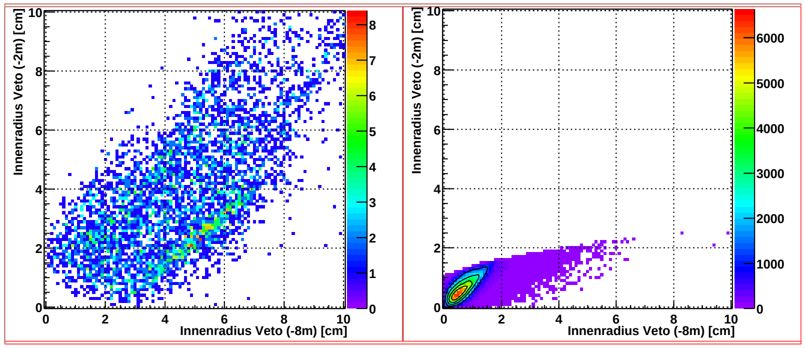

Abbildung 7.5: *Ausgangsgraphen für die Vetooptimierung. Links sind die Triggermyonen, rechts die Targetmyonen dargestellt.*

R_2 zu bestimmen, wurde das Volumen des linken Graphen in den Grenzen (0, R_1) und (0, R_2) durch Integration bestimmt und durch die Gesamtzahl dividiert. In Abbildung 7.6A ist der Anteil der Triggermyonen in Abhängigkeit der beiden Integrationsgrenzen R_1 und R_2 dargestellt. Man erkennt einen hyperbolischen Verlauf der Äquipotentiallinien. Mit wachsenden Radien nimmt der Anteil der Triggermyonen zu. Um Abbildung 7.6B zu erstellen, wurde das gleiche Verfahren auf Graph 7.5B angewendet. Auch hier wurde auf die Gesamtzahl normiert. Man erkennt, daß man einen großen Anteil ($> 10\%$) an Targetmyonen verliert, wenn man kleinere Radien als den Targetradius von 1,5 cm wählt.

Die beiden anderen Graphen sind Ergebnisse der Optimierung. Bei Abbildung 7.6C wurde für jeden Punkt das Produkt aus der Summe der Targetmyonen (vgl. Abbildung 7.6A) und der Summe der Triggermyonen (vgl. Abbildung 7.6B) mit den entsprechenden

Segment	Rate	Rate 2
0	3,78 MHz	3,91 MHz
11	2,00 MHz	**2,42 MHz**
12	1,91 MHz	2,49 MHz
21	2,40 MHz	3,32 MHz
22	3,31 MHz	**4,96 MHz**
31	3,23 MHz	4,86 MHz
32	2,34 MHz	3,26 MHz
41	**1,86 MHz**	2,44 MHz
42	1,99 MHz	2,58 MHz
51	2,95 MHz	3,22 MHz
52	3,88 MHz	3,10 MHz
61	4,43 MHz	3,10 MHz
62	**5,50 MHz**	3,62 MHz
71	5,20 MHz	3,40 MHz
72	4,06 MHz	2,88 MHz
81	3,51 MHz	2,83 MHz
82	2,66 MHz	2,75 MHz
gesamt	55,00 MHz	55,12 MHz
Anteil	82,1 %	82,3 %

Tabelle 7.2: *Raten bei einem Strahlhodoskop im „Tortendesign" aus 16 Segmenten. Die Maximal– und Minimalwerte sind fett gedruckt. Rate 2 gibt die Werte für ein um 2,4 mm abgesenktes Strahlhodoskop wieder.*

7.3 Simulation eines Doppelvetos

In Abbildung 7.4 ist der Aufbau des simulierten Vetosystems gezeigt. Der Abstand der beiden Detektoren sollte möglichst groß sein, um einen großen Hebelarm zu erreichen. Durch Vorgaben des Experimentaufbaus beträgt dieser maximal 6 m im Bereich vor dem Target. Im Prinzip handelt es sich bei einem Veto um ein inverses Strahlhodoskop. Teilchen, die nicht durch beide Löcher der Vetodetektoren fliegen, erzeugen ein Signal. Falls dieses Vetosignal vorliegt, wird der Trigger gesperrt.

Bei der Simulation ging es nun darum, die Radien der Löcher (R2 und R8) in den beiden Vetos zu optimieren. Dazu wurden zwei Optimierungsparameter verwendet. Zum einen soll die Anzahl der Triggermyonen minimiert werden, zum anderen soll der Verlust an Targetmyonen möglichst minimal sein.

Als Ausgangspunkt für die Optimierung dienen die in 7.5 dargestellten Graphen. Bei der x–Koordinate handelt es sich um den Abstand des Teilchens zu der Strahlachse 8 m vor dem Target (z = -8 m), die y–Koordinate stellt den Abstand des Teilchens bei z = -2 m dar. Im linken Graph wurden alle Triggermyonen, im rechten wurden in der gleichen Darstellung die Targetmyonen eingetragen. Um den Anteil der Triggermyonen bei einem festen R_1 und

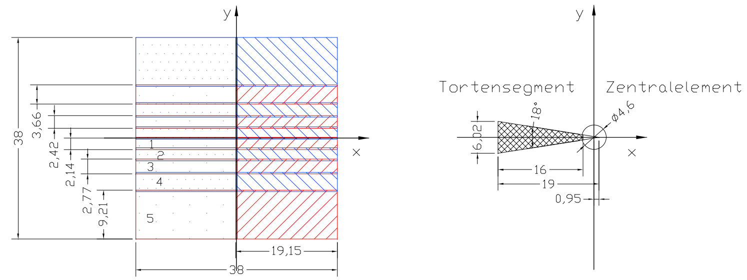

Abbildung 3.5: *Abmessungen der für den Vergleich verwendeten Flächen. Beim Balkendesign sind die in den Plots verwendeten Kanalnummern eingetragen. Für das Tortendesign wurde nur ein horizontales Segment überprüft.*

ist wichtig, falls die z-Position des Strahlhodoskops geändert werden muß. Die Breite des Strahles kann sich auch etwas (± 1mm) ändern, wenn der Fokus des Myonstrahls verstellt wird. Für die Untersuchung wurde $\sigma_x = \sigma_y$ gesetzt und in einem realistischen Bereich von 5 mm bis 12 mm variiert. In Plot 3.6 ist dies für das Balkendesign aufgetragen. Aufgrund des Überlapps ist der Schnittpunkt der Kurven bei einem etwas höherem σ als bei $\sigma = 8$ mm. Bei einer Verkleinerung der Strahlbreite erhöht sich die Rate der beiden inneren Kanäle jeder Szintillatorebene. Bei einer Vergößerung der Breite steigt lediglich beim äußeren Kanal die Rate an.

In Abbildung 3.7 ist dasselbe für das Tortendesign aufgetragen. Hier erhöht sich nur beim Zentralelement die Rate bei einer Verkleinerung der Beite über den betriebssicheren Bereich.

Als nächstes wurde die Rate in Abhängigkeit der horizontalen und vertikalen Strahlposition untersucht. Bei dieser Berechnung sollte überprüft werden, wie sich die Raten der beiden Entwürfe bei einer Dejustage des Strahls von der Sollposition x = y = 0 verhalten. In Abbildung 3.8 und 3.9 ist dies für das Balkendesign gezeigt. Man erkennt klar, daß bei einer horizontalen Strahlabweichung alle Kanäle gleichmäßig ihre Rate erhöhen bzw. erniedrigen. Bei einer vertikalen Abweichung wird nur bei den äußeren Kanälen die Ratengrenze überschritten.

Beim Tortendesign ist es etwas schwieriger, da hier keine x–y–Symmetrie vorherrscht. In Abbildung 3.10 ist die Rate in Abhängigkeit der horizontalen und vertikalen Ablage für ein horizontal liegendes Tortensegment dargestellt. Vor allem bei einer Ablage in Richtung des Segmentes kann die Rate zu hoch werden.

Anhand dieser Überlegungen ist es schwierig, eine Entscheidung zu treffen. Das Tortendesign benötigt nur zwei verschiedene Szintillatorformen, die auf nur drei Ebenen angeordnet werden. Die Klebefläche Szintillator–Lichtleiter ist so groß, daß die Positionierung des Szintillators mit dem Lichtleiter vorgenommen werden kann. Dadurch kann man die

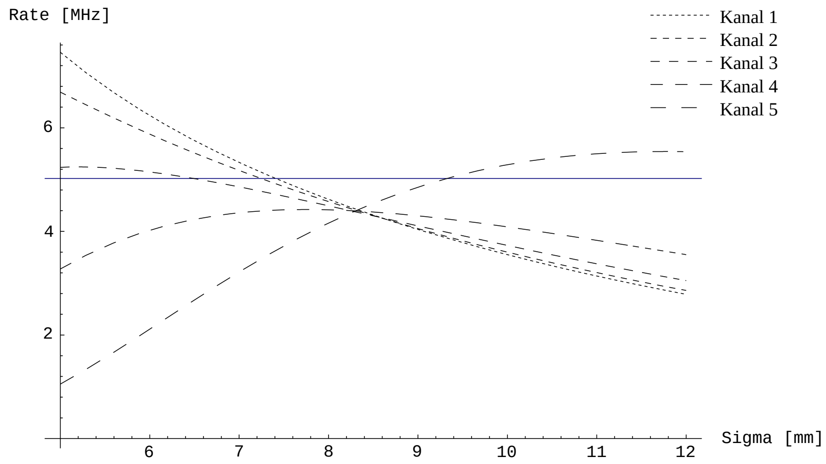

Abbildung 3.6: *Änderung der Rate der einzelnen Kanäle des Balkendesigns bei Strahlbreiteänderung. Die Gerade bei 5 MHz deutet die Belastungsgrenze der Photodetektoren an. Bei einer Verkleinerung der Breite erhöht sich vor allem die Rate der beiden inneren Kanäle.*

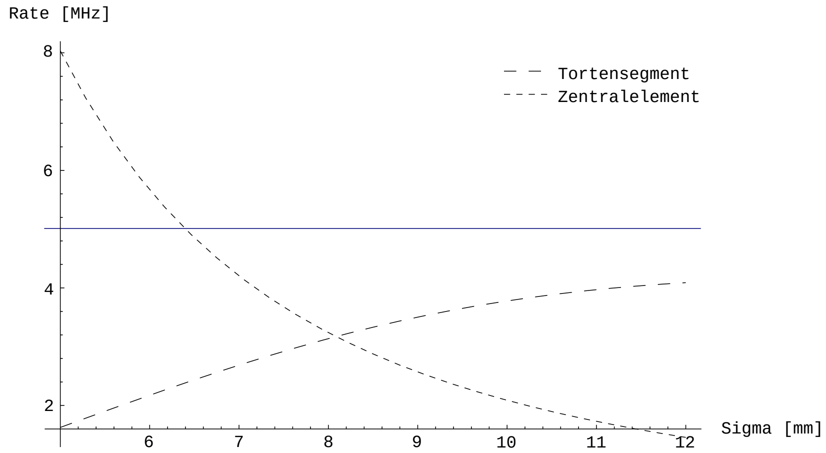

Abbildung 3.7: *Änderung der Rate der einzelnen Kanäle des Tortendesigns bei Strahlbreiteänderung. Man beachte den unterdrückten Nullpunkt. Bei einer Verkleinerung der Breite erhöht sich nur bei dem Zentralelement die Rate weit über 5 MHz.*

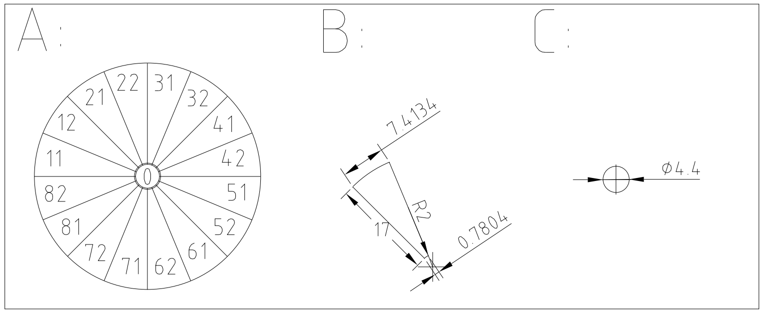

Abbildung 7.3: *Skizze des simulierten Strahlhodoskops. Abbildung A gibt die Anordung und die Bezeichnung der einzelnen Elemente wieder. Bei Abbildung B & C sind die Abmessungen der Tortensegemente und des Zentralelements dargestellt.*

7.2 Simulation des zweiten Prototyps

Bei dem zweiten Designentwurf handelte es sich um das Tortendesign mit insgesamt 18 gleich großen Tortenstücken und einem runden Zentralelement. In der Simulation wurde es durch 16 gleich große Tortensegmente angenähert (vergleiche Abbildung 7.3), um den Überlapp zu berücksichtigen. Die Vergrößerung des Winkels von 20 Grad auf 22.5 Grad sollte lediglich die Anzahl der Segmenttreffer gleichmäßig erhöhen. In Tabelle 7.2 ist das Ergebnis der Simulation eines Strahlhodoskops, das 2 m vor dem Target positioniert ist, dargestellt. Als erstes fallen die großen Unterschiede (bis zu Faktor 3) in der Rate auf. Die obere Hälfte des Detektors hat im Schnitt eine geringere Rate zu verkraften als die untere. Das liegt daran, daß der Strahl aufgrund seiner im Mittel positiven Divergenz an der Position des Strahlhodoskops zu tief ist. Der für den Detektor vorgeschlagene Photomultiplier R7400 samt Base vekraftet laut [18] eine Rate von bis zu 5 MHz. Dieser Wert wird von den Segmenten 62 und 71 überschritten, was an der zu hohen Positionierung des Detektors liegt. Da der Überlapp jedoch relativ großzügig abgeschätzt wurde, sind die Werte noch verträglich mit der Leistung der Photomultiplier. Durch Absenken des Strahlhodoskops um 2,4 mm (damit liegt der Strahl zentrisch im Strahlhodoskop) sinkt die Rate von Segment 62 auf 3,62 MHz und von Segment 71 auf 3,40 MHz. Von der Ratenbelastung wäre ein solcher Detektor also den Anforderungen gewachsen. Ein Vergleich mit den Raten des zweiten Prototypen scheitert, da dessen horizontale und vertikale Position nicht genau genug bekannt ist.

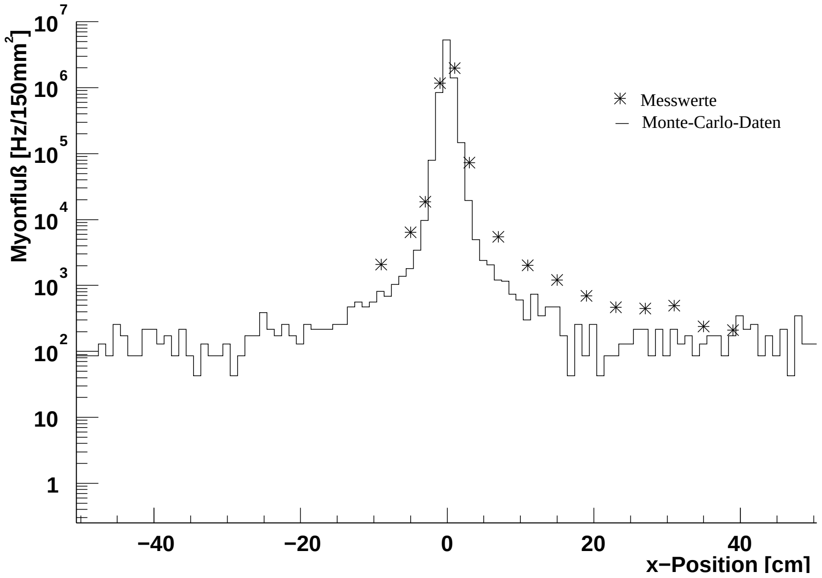

Abbildung 7.2: *Vergleich zwischen einem gemessenen und einem simulierten horizontalen Strahlprofil.*

Teilchen (71 %) das ganze Target durchqueren. Diese Teilchen werden im folgenden als Targetmyonen bezeichnet.

Wegen des breiten Impulsbandes und der großen Divergenz des Strahls können einige Teilchen die Triggerhodoskope unter Erfüllung der Triggerbedingung durchqueren, obwohl keine Wechselwirkung im Target stattgefunden hat. Diese Myonen, hier Triggermyonen genannt, täuschen den Trigger und verringern somit dessen Reinheit. Der Anteil der Triggermyonen beträgt bei einem offenen Trigger (keine Matrix) 1,5 %. Dies entspricht einer Triggerrate von 1 MHz, wobei man beachten muß, daß die Triggerrate durch das Datennahmesystem auf maximal 20 kHz limitiert ist.

In Abbildung 7.2 ist ein gemessenes (vergleiche 5.4) und ein auf der Basis der Monte–Carlo–Daten erstelltes horizontales Strahlprofil gezeigt. Man erkennt, daß die gemessenen Werte um einen Faktor 2 - 4 über den aus der Simulation ermittelten liegen. Außerdem kann man den ausgedehnten Halo, auf dem der Strahlpeak sitzt, gut erkennen.

Trotz der Unterschiede kann die Simulation erste wichtige Anhaltspunkte für Verbesserungen liefern.

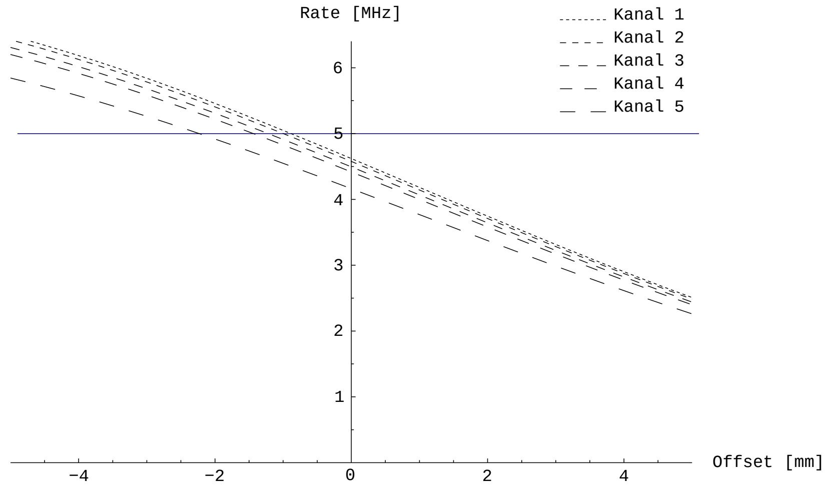

Abbildung 3.8: *Balkendesign: Rate in Abhängigkeit der horizontalen Position des Strahles.*

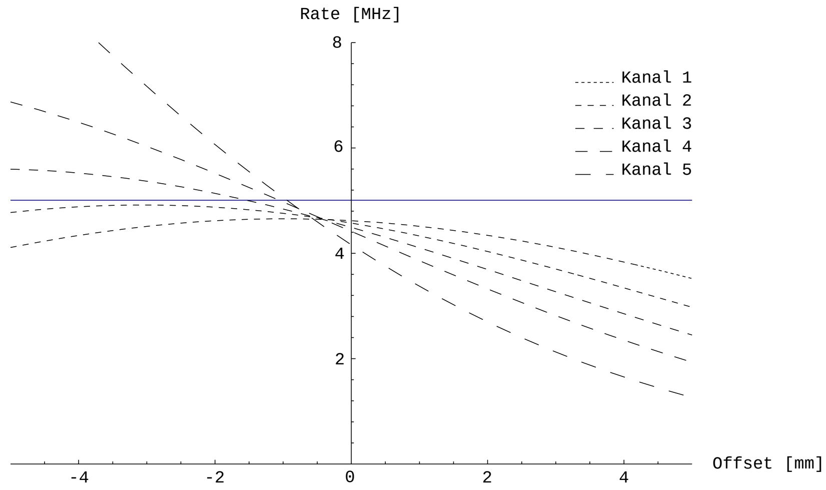

Abbildung 3.9: *Balkendesign: Rate in Abhängigkeit der vertikalen Position des Strahles. Der Schnittpunkt der Kurven liegt nicht bei Offset = 0, da bei der Dimensionierung der Überlapp noch nicht berücksichtigt wurde.*

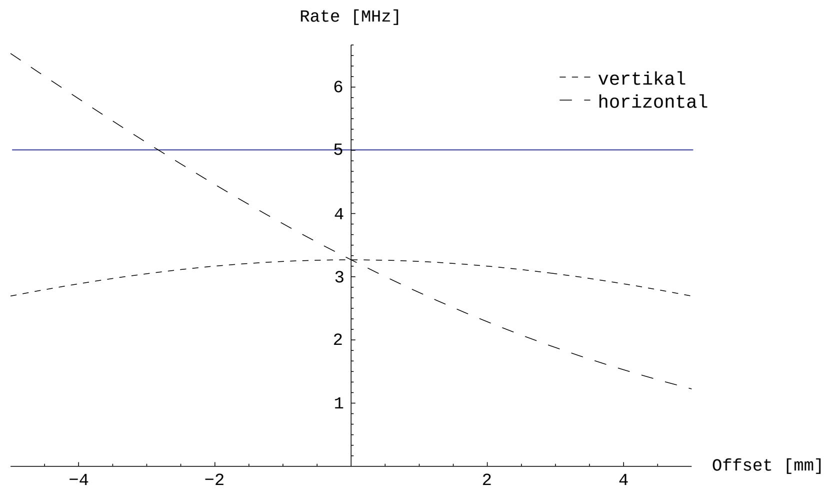

Abbildung 3.10: *Rate des Segmentes in Abhängigkeit der horizontalen und vertikalen Position des Strahls beim Tortendesign.*

Massenbelegung im strahlnahen Bereich gering halten. Die dicken, geraden Lichtleiter ermöglichen bei geringen Verlusten eine ferne Positionierung der Photomultiplier, sodaß man deren Strahlenbelastung durch Myonen klein halten kann. Bei beiden Strahlhodoskopen ist eine Abhängigkeit von den Strahlparametern vorhanden, sie ist aber bei keinem so groß, daß auf dieser Grundlage eine Entscheidung getroffen werden kann. Letztendlich wird die erreichbare Zeitauflösung die Wahl entscheiden.

Ast	Blatt	Beschreibung
eventn	x	x-Position an der Stelle z=0m [m]
	y	y-Position an der Stelle z=0m [m]
	xp	Steigung in x-Richtung [rad]
	yp	Steigung in y-Richtung [rad]
	p	Impuls [GeV]
dprime	pp	101 (1010), wenn obere (untere) Hälfte Trigger auslöst, sonst 0
	pp4x	x-Position an der Stelle z=32m [m]
	pp5x	x-Position an der Stelle z=51m [m]
prime	pr	101 (1010), wenn obere (untere) Hälfte Trigger auslöst, sonst 0
	pr4x	x-Position an der Stelle z=40.4m [m]
	pr4y	y-Position an der Stelle z=40.4m [m]
	pr5x	x-Position an der Stelle z=47.8m [m]
	pr5y	y-Position an der Stelle z=47.8m [m]
ladder	l	101 (1010), wenn obere (untere) Hälfte Trigger auslöst, sonst 0
	l4x	x-Position an der Stelle z=40.65m [m]
	l5x	x-Position an der Stelle z=48.05m [m]
unprimed	unp	101 (1010), wenn obere (untere) Hälfte Trigger auslöst, sonst 0
	unp4x	x-Position an der Stelle z=40.05m [m]
	unp4y	y-Position an der Stelle z=40.05m [m]
	unp5x	x-Position an der Stelle z=47.45m [m]
	unp5y	y-Position an der Stelle z=47.45m [m]
sm	sm2	1, wenn Teilchen durch die Öffnung des SM2 fliegt, sonst 0

Tabelle 7.1: *Die verschiedenen Einträge der Simulationsdatei*

Strahl nicht achsensymmetrisch ist. Damit ist in der unteren Hälfte des Strahlhodoskops eine höhere Rate zu erwarten. Die Anpassung einer Gaußfunktion ergibt für das horizontale Profil eine Breite von $\sigma_x = 5{,}4$ mm (vgl. Abb. 7.1C) und vertikal $\sigma_y = 7{,}3$ mm (vgl. Abb. 7.1D). Hierbei weicht der Wert für das horizontale Profil deutlich von dem erwarteten Wert von $\sigma_x = 8$ mm ab. Die horizontale Position des Maximums liegt fast im Ursprung. Die vertikale hingegen liegt mit -3,9 mm deutlich zu tief. Der Strahl entspricht somit nicht optimal den experimentellen Bedingungen.

Des weiteren sind in Abbildung 7.1E und 7.1F die Divergenzspektren dargestellt. Anhand der Projektion auf die x–Achse sieht man, daß der Strahl horizontal gut kollimiert ist. In vertikaler Richtung besitzt ein nicht zu vernachlässigender Anteil (10,4 %) von Myonen eine Divergenz von mehr als 3 mrad. Das Maximum liegt bei 0,2 mrad, das bedeutet, daß der Strahl leicht nach oben läuft.

Anhand der großen Breite der Intensitätsverteilung sieht man, daß nicht alle Myonen beide Targetzellen (Durchmesser 30 mm, Gesamtlänge 130 cm) komplett durchqueren. Für die Analyse wurde der Strahl um 1,6 mm angehoben, da nach dieser Korrektur die meisten

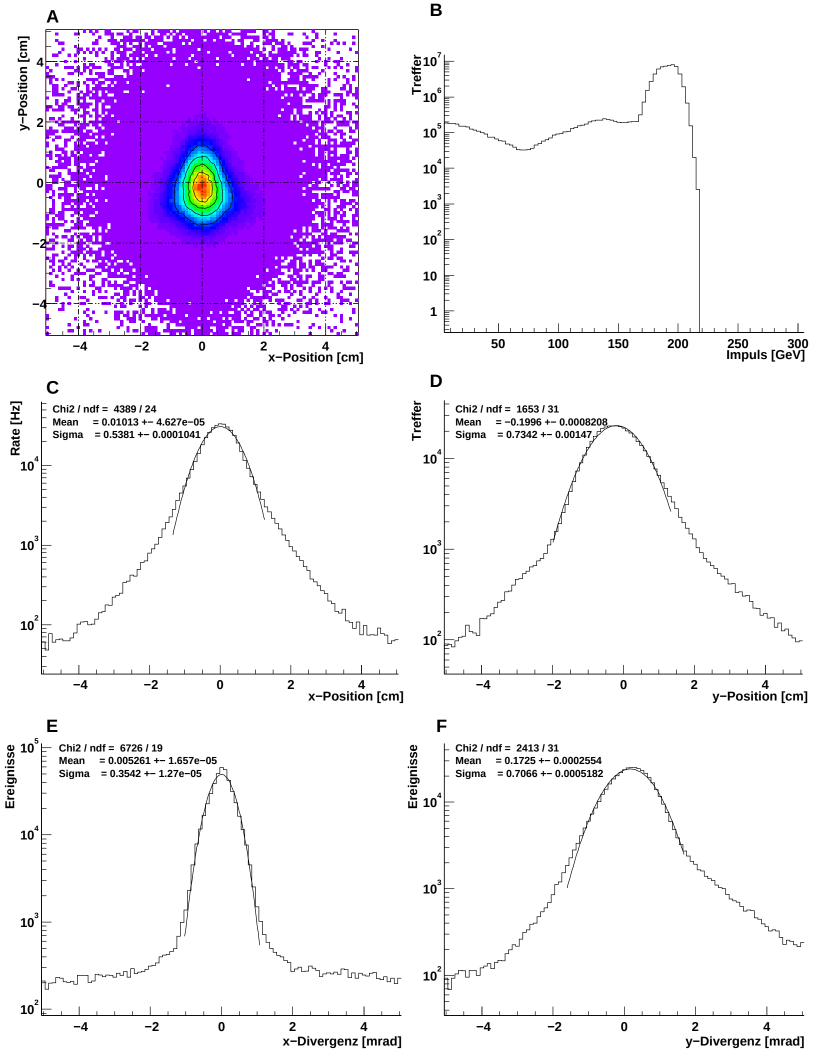

Abbildung 7.1: *Strahleigenschaften: Intensitätsverteilung (A), Impulsverteilung (B), Strahlprofil horizontal (C) und vertikal (D), Divergenzverteilung horizontal (E) und vertikal (F)*

Kapitel 4

Die beiden Strahlhodoskope

4.1 Materialauswahl

Für den Bau der Strahlhodoskope mußten zuerst geeignete Materialien gefunden werden. Bei den Prototypen wurde auf eine geringe Massenbelegung kein Schwerpunkt gelegt. Außerdem wurde die Strahlungsfestigkeit der ausgesuchten Materialien nicht untersucht.

Der Szintillator ist sicherlich das entscheidende Bauelement des Strahlhodoskops. Einen Szintillator kann man durch folgende Eigenschaften beschreiben:

- Lichtausbeute (L): Dieser Wert ist ein Maß dafür, wieviel der Energie, die das Teilchen in dem Szintillator deponiert hat, in Szintillationslicht umgewandelt wird. Meistens ist die Angabe auf den Szintillator Anthracen normiert.

- Abklingzeit (τ): Die Intensität des Szintillationslichts nimmt exponentiell ab. Die Zeitkonstante nennt man Abklingzeit.

- Abschwächlänge: Dieser Wert gibt die Weglänge an, nach der die transmittierte Lichtmenge des Szintillationslichts auf $\frac{1}{e}$ abgefallen ist. Da die Szintillatoren im Strahlhodoskop alle sehr kurz sind, ist diese Eigenschaft nicht kritisch.

- Emissionsmaximum: Bei dem Szintillationslicht handelt es sich um ein breiteres Spektrum, wobei dieser Wert die Wellenlänge des Maximums angibt.

Für die Auswahl des Szintillatormaterials wurde vor allem auf eine kurze Abklingzeit Wert gelegt. Hierbei lag folgende Überlegung zu Grunde: ein minimal ionisierendes Teilchen erzeugt etwa 2000 Szintillationsphotonen pro Zentimeter Szintillator [9]. Für die Detektion mittels Photomultiplier werden je nach benötigter Pulshöhe und Verstärkung 50 – 100 Photoelektronen für den Nachweis des Teilchens benötigt. Bei einer Quanteneffizienz der Photokathode von 25 % [12] bedeutet das, daß 200 – 400 Photonen die Kathode treffen müssen. Daraus folgt, daß man einige Picosekunden warten muß, bevor die nötige Anzahl von Photoelektronen gesammelt wurde. Da der Konversionsprozess statistisch verteilt ist,

Szintillator	Abklingzeit	Lichtausbeute	Abschwächlänge	Emissionsmaximum
Anthracen	30 ns	100 %		440 nm
BC–418	1,4 ns	67 %	1,0 m	391 nm
BC–404	1,8 ns	68 %	1,6 m	408 nm
BC–F10	2,7 ns		2,2 m	432 nm
SCSN–81	2,5 ns	55 %	1,4 m	440 nm

Tabelle 4.1: *Technische Daten verschiedener Szintillatoren. Der Szintillator Anthracen wird zur Normierung der Lichtausbeute verwendet.*

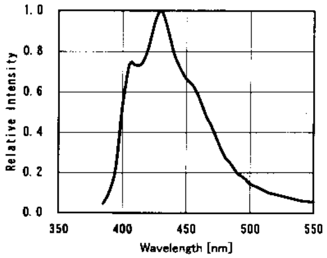

Abbildung 4.1: *Emissionsspektrum des Szintillators SCSN–81. [14]*

kann die Dauer bis zum Schwellenübertritt schwanken. Die relative Schwankung des Zeitfensters wird nur durch die Photokathode beeinflußt und ist in erster Näherung unabhängig vom Photonfluß. Um eine gute Zeitauflösung zu erreichen, muß das Zeitfenster, in dem die 50 – 100 Photoelektronen gesammelt werden, möglichst klein sein, da dann die absolute Zeitschwankung klein ist. Das bedeutet, daß man einen Szintillator mit kurzer Abklingzeit verwenden muß, da hier der Photonfluß in den ersten Picosekunden nach Teilchendurchtritt höher ist als bei einem Szintillator mit langer Abklingzeit.

In Tabelle 4.1 sind die technischen Daten einiger Szintillatoren aufgeführt. Anhand von Katalogangaben der Firma Bicron [13] wurde der Szintillator BC–418 ausgewählt. Aufgrund der langen Lieferzeit von etwa 14 Wochen war es nicht möglich, den gewünschten Szintillator zu verwenden. Da nur eine geringe Menge benötigt wurde, konnten gruppeneigene Reststücke anderer Szintillatoren verwendet werden. Zum einen wurde die szintillierende rechteckige Fiber BC-F10 ausgewählt. Zum anderen waren noch Reststücke einer Platte aus Kuraray SCSN-81 [14] vorhanden. Deren Daten sind ebenfalls in Tabelle 4.1 aufgeführt. Außerdem ist dessen das Emissionsspektrum in Abbildung 4.1 dargestellt. Man erkennt, daß der größte Anteil des Lichts im Bereich von 400 – 460 nm emittiert wird. Der Szintillator der Firma Kuraray hat gegenüber dem Bicronmaterial den Vorteil, daß er sich aufgund eines anderen Basiskunststoffes mit einem höheren Schmelzpunkt besser bearbeiten läßt.

Für den Transport des Lichtes zum Photomultiplier ist ein Lichtleiter notwendig. Als

Kapitel 7

Monte–Carlo–Studien

Neben Messungen wurde auch eine Monte–Carlo–Studie durchgeführt. Damit wurden verschieden Szenarien durchgespielt, um eine möglichst effektive Lösung zur Verbesserung der Triggerreinheit zu finden. Während der Strahlzeit im Jahr 2000 hat sich abgezeichnet, daß die Reinheit des Triggers zu gering ist. Diese kann man vergrößern, indem man Teilchen mit Divergenzen größer als 4 mrad mittels Vetosignal am Auslösen des Triggers hindert, da diese Teilchen ohne Wechselwirkung den Trigger täuschen können. Für einen Schnitt auf Divergenzen sind jedoch zwei Detektoren notwendig. Aufgrund der Rotationssymmetrie ist dies nicht mit zwei Strahlhodoskopen im „Tortendesign" möglich. Für diese Belange eignen sich Strahlhodoskope im Balkendesign besser. Eine Alternative besteht im Aufbau eines Vetosystems.

Im folgenden wird zunächst der verwendete Monte–Carlo–Strahl diskutiert. Danach werden die Raten auf den einzelnen Segmenten des 2. Prototyps simuliert. Außerdem wird ein Vetosystem, eine Alternative für das Strahlhodoskop, überprüft. Schließlich wird ein Koinzidenzveto genauer untersucht. Der letzte Abschnitt untersucht die Totzeitproblematik.

Als Ausgangsmaterial lag eine Datei mit 500000 Strahlmyonen vor, deren Ablage am Target, Impuls und Divergenz von der SPS–Gruppe mit einer Monte–Carlo–Simulation gewürfelt wurde. Die weiteren Flugbahnen der Teilchen wurden ohne Berücksichtigung von Wechselwirkung mit Materie (Target, Detektoren, Luft) extrapoliert. Die Ablenkung durch die Spektrometermagneten wurde berücksichtigt. Die für die Analyse vorhandenen Werte sind in Tabelle 7.1 aufgeführt. Um die Monte–Carlo–Daten auf das Experiment übertragen zu können, wurden sie mit dem Faktor $\xi{=}134\frac{1}{s}$ auf die endgültige Teilchenrate von $2 \cdot 10^8 \frac{Myonen}{Spill}$ bei einer Spillänge von 3 s normiert.

7.1 Eigenschaften des Monte–Carlo–Strahls

In Abbildung 7.1 sind die Intensitätsverteilung und die Projektionen auf die x–und y–Achse des simulierten Strahls an der Position des Targets (z=0 m) dargestellt. Anhand der Äquipotentiallinien in der 2-dimensionalen Darstellung (Abb. 7.1A) erkennt man, daß der

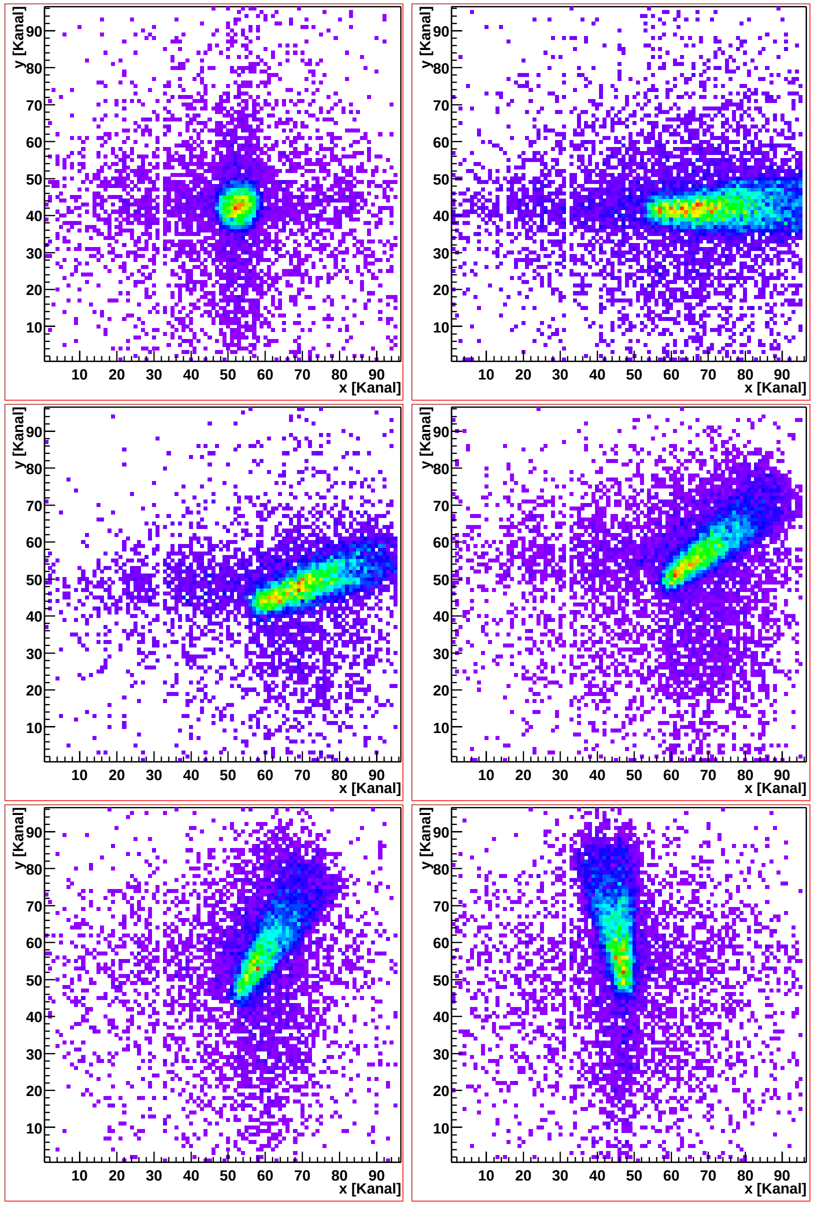

Abbildung 6.7: *Koinzidenzen zwischen den einzelnen Tortensegmenten und der SCIFI 1–Station.*

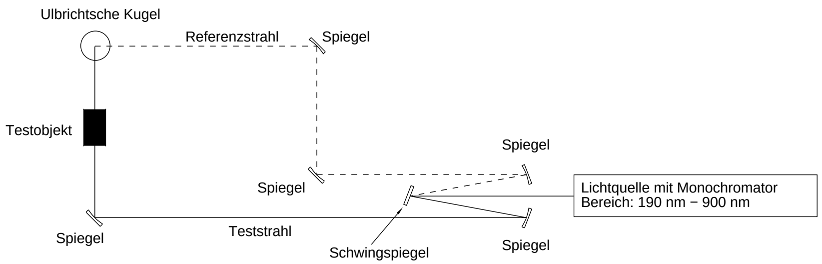

Abbildung 4.2: *Aufbau zur Messung der spektralen Transmission von Lichtleitern und Klebstoffen*

Material für die Lichtleiter sollte Perspex (Plexiglas) verwendet werden. Da im Gegensatz zu den Szintillatoren die Lichtleiter relativ lang sind, ist es wichtig, daß deren optisches Transmissionsvermögen zu dem Emissionsspektrum des Szinitillators paßt. Bei der Verwendung von SCSN–81 muß der Lichtleiter daher im Bereich von 390 – 600 nm transparent sein. Daher wurde das spektrale Transmissionsvermögen von Perspex gemessen. Dazu wurde der in Abbildung 4.2 gezeichnete Meßaufbau verwendet. Es handelt sich um das Spektrophotometer MPC–3100 der Firma Shimadzu [15]. Damit kann unter anderem die Transmission von Licht in einem Bereich von 190 - 900 nm spektral gemessen werden. In Abbildung 4.3 ist das Ergebniss der Messung dargestellt. Man erkennt, daß Perspex für Licht mit einer Wellenlänge von mehr als 380 nm transparent ist. Außerdem wurden auch die Lichtleiter der Triggerhodoskope auf ihre Transmissionseigenschaft hin überprüft. Aufgrund dieser Messung wurden die Lichtleiter des H5V"-Hodoskopes durch neue aus einem anderen Material ersetzt, da der Wellenlängenpeak des verwendeten Szintillators (BC-404) bei 408 nm liegt. Bei dieser Wellenlänge lag die Transmission bereits bei nur ca. 50 %.

Nach diesen Ergebnissen sprach nichts gegen die Verwendung von Perspex als Material für die Lichtleiter. Dieses ist als Plattenmaterial am CERN leicht erhältlich und kann mechanisch gut bearbeitet werden. Die Oberfläche kann sehr gut geschliffen und poliert werden. Man darf das Material allerdings nicht mit Alkohol in Kontakt bringen, da die Oberfläche sonst blind wird. Das Gleiche gilt auch für den Umgang mit Szintillatormaterial.

Da die Szintillatoren auf die Lichtleiter geklebt werden sollen, ist neben der mechanischen auch eine gute optische Qualität der Klebeverbindung wichtig. Daher wurde die spektrale Transmission dünner Klebstoffschichten vermessen. Dazu wurde auf einen Objektträger aus Glas, dessen spektrale Transmission ebenfalls vorher überprüft wurde (vgl. Abbildung 4.3), ein Tropfen des zu untersuchenden Klebers aufgebracht und mit einem zweiten Objektträger plattgepresst. Diese wurden dann in den Strahlengang des Spektrophotometers gebracht. Abbildung 4.4 zeigt die Ergebnisse dieser Messung. Neben den verschiedenen Klebstoffen wurde noch optisches Fett vermessen. Man erkennt, daß die Messung durch die Transmission der Glasplatte begrenzt wird und es keinen großen Einfluß der Klebestelle gibt. Für Verklebungen wurde daher der Sekundenklebstoff Three-

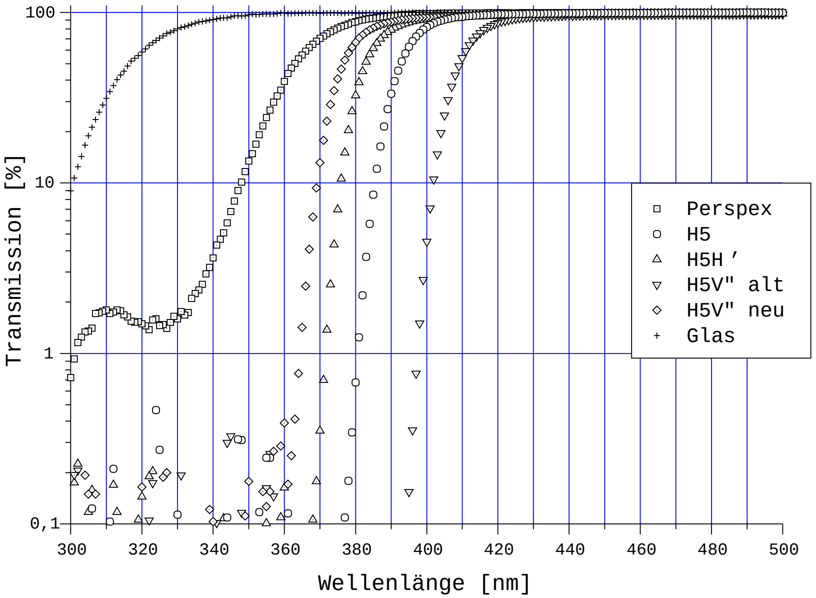

Abbildung 4.3: *Ergebnis der spektralen Transmissionsmessung von Perspex und der in den Triggerhodoskopen verwendeten Lichtleitermaterialien. Die Kurven wurden auf ihr eigenes Maximum normiert.*

Bond 1786 auf Cyanoacrylat-Basis verwendet, da dieser ebenfalls leicht am CERN erhältlich ist und vom CERN–Szintillatorlabor verwendet wird. Zweikomponenten Epoxidharz wurde aufgrund seiner langen Aushärtezeit nicht untersucht.

Um einen guten optischen Kontakt zwischen Photomultiplier und Lichtleiter herzustellen, muß die Ausbildung eines Luftkissens zwischen den beiden Komponenten vermieden werden, da es sonst zu Reflexionen kommt. Daher verwendet man ein Zwischenstück, das den gleichen Brechungsindex wie der Lichtleiter hat und die Luft verdrängt. Zum einen wird optisches Fett verwendet, eine Art Gel aus Silikon. Da das optische Fett nicht elastisch ist, ist es nicht für flexible Aufbauten geeignet. Eine andere Möglichkeit besteht in der Verwendung sogenannter Cookies. Hierbei handelt es sich um dünne Scheiben, die aus durchsichtigem Silikon gegossen sind. Ihre genaue Herstellung ist in [16] beschrieben. Die optischen Eigenschaften sind mit optischem Fett vergleichbar. Aufgrund ihrer leicht klebrigen Oberfläche werden sie schnell schmutzig. Allerdings lassen sie sich mittels Klebeband wieder reinigen. Von einer Kombination aus optischem Fett und Cookies ist abzuraten, da das optische Fett die Cookies langsam auflöst.

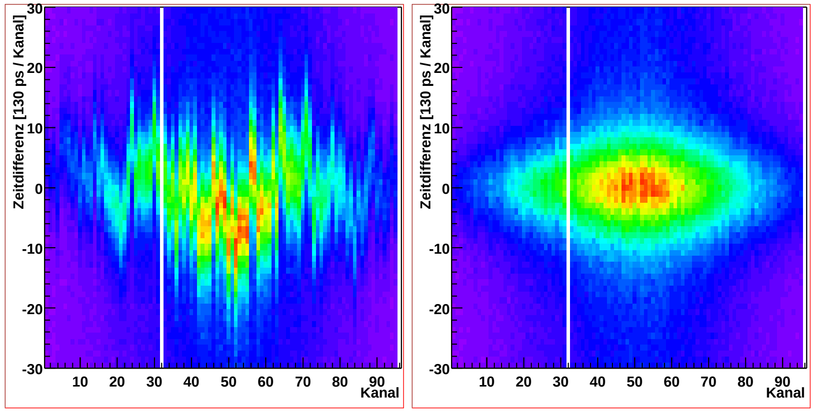

Abbildung 6.6: *Links ist das unkorrigierte, rechts das korrigierte Spektrum der horizontalen Ebene dargestellt.*

Detektor hing etwas zu tief. In den restlichen Histogrammen sind die Tortensegemente zu erkennen. Die Ränder heben sich nicht scharf ab, da die Zufallskoinzidenzen nicht eliminiert werden konnten und die Divergenz der Teilchen nicht berücksichtigt wurde. Bei einem Abstand von 125 cm zwischen den beiden Detektoren ergibt eine Divergenz von 1 mrad eine Kanalabweichung von etwa 3 Kanälen.

Die Bestimmung einer ortsaufgelösten Einzelzeitauflösung scheiterte, da die Auflösung der von dem COMPASS–Datennahmesystem verwendeten TDCs nur 130 ps beträgt und durch einen großen Jitter von bis zu 3 Kanälen (390 ps) noch weiter verschlechtert wird. Der für das Tortensegement zwei versuchsweise bestimmte Wert betrug $\sigma_2 = 560ps \pm Jitter$.

Die Messungen mit den beiden Prototypen haben gezeigt, daß der Bau eines Strahlhodoskops mit einer Zeitauflösung von unter 200 ps möglich ist. Dafür müssen die Komponenten sorgfältig vorbereitet und präzise zusammengebaut werden. Nicht untersucht wurde, wie sich die Komponenten im Langzeitbetrieb verhalten. Inwieweit das Strahlhodoskop den Trigger verbessert, wird im folgenden Kapitel untersucht.

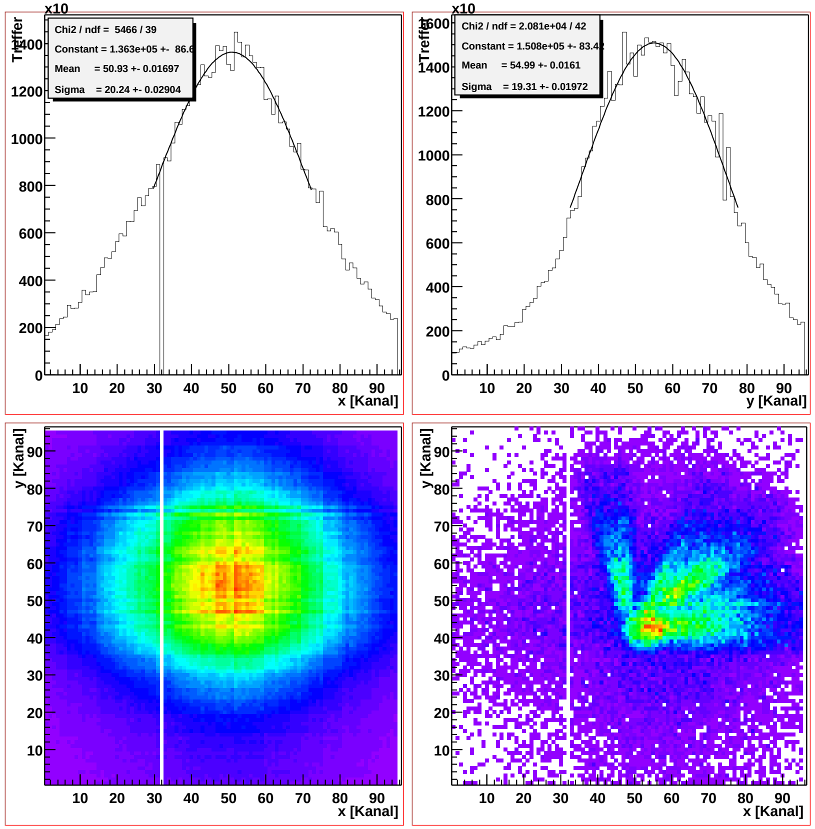

Abbildung 6.5: *Die beiden oberen Graphen stellen das horizontale und vertikale Strahlprofil, aufgenommen von dem SCIFI 1, dar. Beim linken unteren Graph handelt es sich um eine 2–dimensionale Darstellung. Der rechte untere Graph fordert als Bedingung eine Koinzidenz mit dem Strahlhodoskop.*

die entsprechende Kanalkombination in ein zweidimensionales Histogramm eingetragen. Da die SCIFI–TDCs pro Triggerereignis mehrere Einträge haben, mußten alle möglichen Kombinationen durchprobiert werden. In Abbildung 6.7 sind die Histogramme, bei denen eine Koinzidenz zwischen dem SCIFI und jeweils einem Prototypkanal gefordert wurde, gezeigt. Man kann die Elemente klar erkennen. Links oben ist das Zentralelement abgebildet. Das Zentrum liegt horizontal bei Kanal 52 und vertikal bei Kanal 42, d.h. der

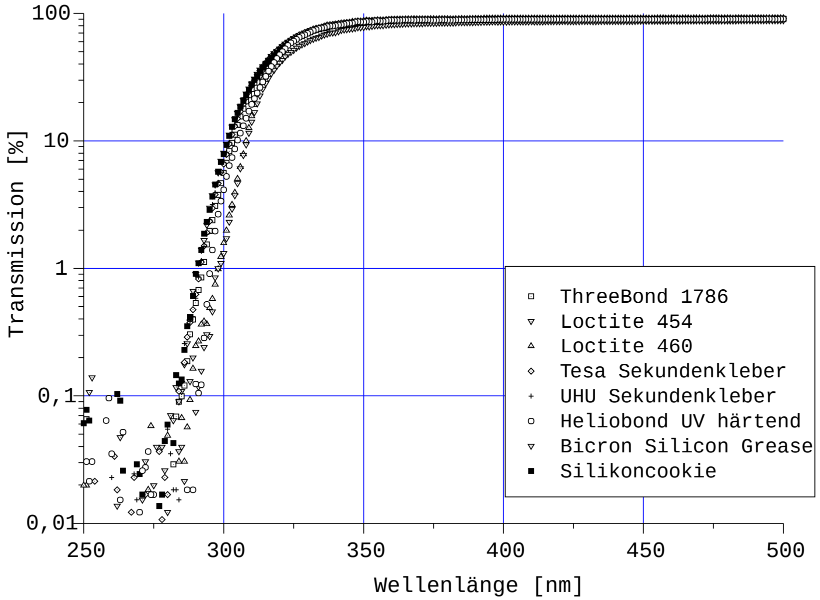

Abbildung 4.4: *Spektrale Transmission dünner Klebstoffschichten. („Silicon Grease" ist optisches Fett.)*

Die Wahl des Photomultipliers für das Strahlhodoskop fiel auf die sehr kompakte Röhre R7400U von Hamamatsu [17], von der in Abbildung 4.5 ein Photo gezeigt wird. Der Photokathodendurchmesser beträgt 8 mm, der Gehäusedurchmesser 12 mm. In Abbildung 4.6 sind weitere Abmessungen des Photomultipliers eingezeichnet. Die typische Verstärkung beträgt $7 \cdot 10^5$ bei einer Hochspannung von 800 V. Der mittlere Anodenstrom sollte 100 μA nicht überschreiten. Daraus resultiert eine Pulshöhe von etwa 200 mV bei einer Rate von 5 MHz.

Diese sehr kompakte Röhre wird bereits in einem Triggerhodoskop (H4V") eingesetzt. Dazu wurde sie ausgiebig auf eine Verträglichkeit von hohen Raten getestet. Außerdem wurde eigens ein aktiver Spannungsteiler (Base) für diesen Photomultiplier entwickelt [18]. Aufgrund des geringen Durchmessers des Photomultipliers wurde der Cookie direkt auf die Röhre gegossen. Durch einen kleinen Spalt zwischen Gehäuse und der Photokathode, in den das Silikon fließt, ist eine ausreichende Sicherung gegen Verrutschen des Cookies gegeben.

Abbildung 4.5: *Photo des R7400–Photomultipliers. (Der Photomultiplier auf der rechten Seite ist mit einer Linse ausgestattet, die bei Anwendungen mit Luftankopplung eine höhere Lichtsammelung erlaubt.)*

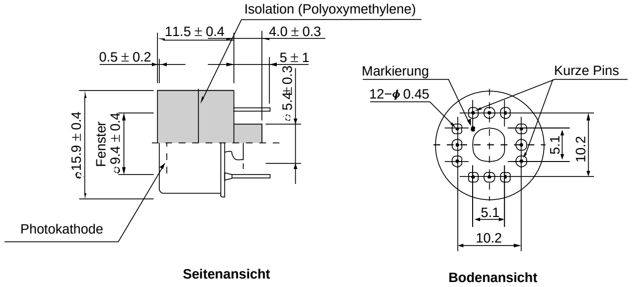

Abbildung 4.6: *Abmessungen des R7400–Photomultipliers. Die Angaben sind in mm. Das Plastikgehäuse kann nicht entfernt werden.*

4.2 Magnetfeldabschirmung

Da die Position des Strahlhodoskops noch nicht endgültig feststand, war es nicht auszuschliessen, daß es in Nähe des letzten Dipolmagnetes der Strahlführung oder des Targetmagneten aufgestellt wird. Deren starkes Magnetfeld würde die Funktion der Photomultiplier negativ beeinflussen. Daher wurde die abschirmende Wirkung von Mu–Metall untersucht. Dazu wurde der in Abbildung 4.7 skizzierte Meßaufbau verwendet. Eine Hallsonde wird ca. 2 cm über der Arbeitsfläche plaziert und so gedreht, daß das Erdmagnetfeld keine Hallspannung erzeugt. Ein sehr starker Permanentmagnet (aus einem Elektronenundulator) wird in etwa 2 cm Höhe über der Arbeitsfläche und mit etwa 3 cm Abstand zur Hallsonde fixiert. Die zu testenden Mu–Metallhülsen werden bündig in ein Alurohr geschoben. Dabei wurde darauf geachtet, daß die Naht der Hülsen immer an der Unterseite war. Dann wurde

Strahlzeit	2. Myon		MAMI	
	σ [ps]	Rate	σ [ps]	Rate
Trigger	248	260 kHz	93	
Kanal 1	155	2750 kHz	131	39 kHz
Kanal 2	217	1930 kHz	241	37 kHz
Kanal 3	250	1460 kHz	124	41 kHz
Kanal 4	285	2090 kHz		
Kanal 5	199	2030 kHz		
Kanal 6	185	1430 kHz		
Kanal 7	270	2210 kHz		

Tabelle 6.2: *Zeitauflösung des 2. Prototypes. Dargestellt sind die Ergebnisse der einzelnen Strahlzeiten. Die Kanalbezeichnung entspricht der in Abbildung 4.10 eingetragenen.*

200 ps erreicht.

Während der Strahlzeit am CERN wurden sechs Segmente provisorisch in das eigentliche COMPASS–Datenaufnahmesystem eingefügt. Zusätzlich wurde ein Strahlhodoskop (SCIFI), das aus szintillierenden Fasern besteht, ausgelesen. Dieses besteht aus zwei Ebenen mit jeweils 96 Kanälen. Die beiden Ebenen sind 90° zueinander verdreht, um sowohl eine horizontale als auch eine vertikale Ortsauflösung zu erreichen. Die von dem SCIFI abgedeckte Fläche beträgt 40 x 40 mm^2.

Als erstes wurde mit diesen Detektoren das in Abbildung 6.5 gezeigte horizontale und vertikale Strahlprofil erstellt. Um die Breite des Strahles zu bestimmen, wurde eine Gaußfunktion angepaßt. Bei einer Kanalbreite von 0,42 mm ergibt sich somit eine Strahlbreite von 8,4 mm in horizontaler und 8 mm in vertikaler Richtung. Das Maximum des Strahls liegt horizontal bei Kanal 51 und vertikal bei Kanal 55.

Wie aus der Abbildung 6.5 ersichtlich ist, eignet sich der SCIFI–Detektor hervorragend dazu die Lage des Strahlhodoskops im Strahl zu bestimmen, indem man das Strahlhodoskop auf den Detektor abbildet. Dazu wurden zuerst wie bei der Bestimmung der Zeitauflösung Differenzspektren erzeugt. Allerdings mußten dazu die TDC–Daten des SCIFI zuerst kalibriert werden, sodaß der zeitliche Abstand zum Triggerzeitpunkt kanalunabhängig ist. Dazu wurde mit allen Treffern des ersten Kanals der vertikalen Ebene und einer Referenzfaser der horizontalen Ebene (Kanal 48 h) ein TDC–Differenzspektrum gebildet. An den Peak im Spektrums wurde ein Gaußfunktion angepaßt. Die hieraus gewonnene Lage des Maximums wird als Korrekturwert später von den TDC–Werten des ersten Kanals abgezogen. Die gleiche Prozedur wurde auch für die restlichen 95 Kanäle durchgeführt. Um die horizontale Ebene zu kalibrieren, wurde das gleiche Verfahren entsprechend angewendet. In Abbildung 6.6 ist ein unkorrigiertes und ein korrigiertes Spektrum gezeigt. Man erkennt deutlich, daß die Zeitdifferenzen zwischen den einzelnen Kanälen vor der Korrektur mehrere 100 ps betragen haben. Mit den kalibrierten Daten wurden nun die Differenzspektren zwischen den Tortensegmenten und der horizontalen bzw. vertikalen Ebene erstellt. Wenn sowohl die Differenz gegen die horizontale als auch die vertikale Ebene im Peak lag, wurde

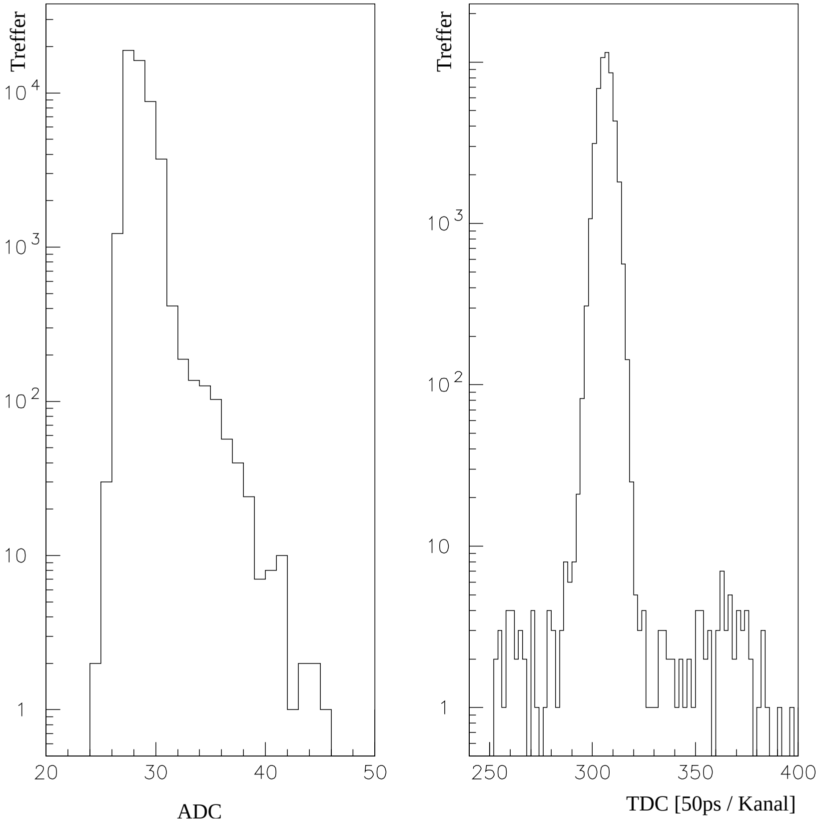

Abbildung 6.4: *ADC–und TDC–Spektrum des 2. Prototypen. Auf beiden Spektren wurde der Triggercut angewendet.*

gestellt. Das Maximum des ADCs liegt bei kleineren Kanälen als beim ersten Prototyp, da eine niedrigere Spannung verwendet wurde. Das TDC–Spektrum zeigt einen scharfen Peak. Bei diesem Detektor wurde ebenfalls von allen Kanälen die Einzelzeitauflösung bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Man erkennt, daß die Einzelzeitauflösungen mit denen des ersten Prototyps vergleichbar sind, obwohl der Detektor bei einer wesentlich höheren Rate betrieben wurde. Wenn man berücksichtigt, daß die Werte der Kanäle 2, 4 & 7 aufgrund eines defekten Lichtleiters bzw. geringer Statistik nicht mit den anderen vergleichbar sind, wird auch vom zweiten Prototypen eine Zeitauflösung von

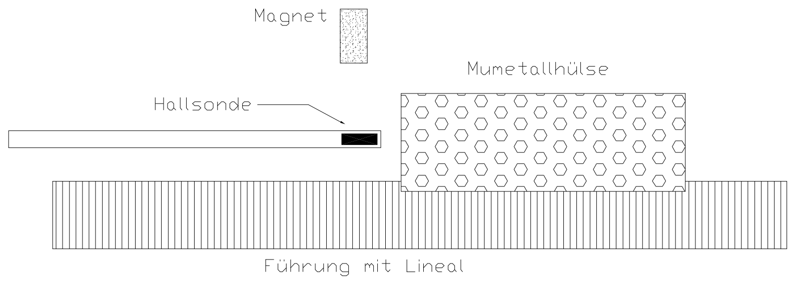

Abbildung 4.7: *Meßaufbau zur Bestimmung der Abschirmung des Mu–Metalls. Die Hallsonde wurde so gedreht, daß das Erdmagnetfeld keine Hallspannung erzeugt.*

das Alurohr in 5 mm Schritten über die Hallsonde geschoben und jeweils die magnetische Flußdichte notiert. In Abbildung 4.8 sind die Ergebnisse der Meßreihe dargestellt. Die verwendeten Hülsen wurden aus 110 x 105 x 0,1 mm^3 großem Mu–Metallblech gebogen. Dazu wurde das Blech auf eine 5 mm dicke Moosgummiplatte gelegt und mit einer Eisenstange mit 20 mm Durchmesser abgerollt. Unter dem Druck, den man mit der Eisenstange ausübt, biegt sich das Blech zu einer 110 mm langen Hülse mit etwa 35 mm Durchmesser ohne zu knicken. Leider konnte mit diesem Verfahren kein 0,2 mm dickes Blech gebogen werden (da achtfacher Druck nötig), so daß dieses durch 2 Lagen simuliert wurde. Der Hersteller [19] des Mu–Metalls empfiehlt, die gebogenen Röhren drei Stunden unter Ammoniakatmosphäre bei 1050° C zu tempern, um eine optimale Abschirmung zu erzielen. Daher wurde eine Hülse dieser Prozedur unterworfen, allerdings in Raumluft. Eine weitere Hülse wurde mittels Brenner zur Rotglut gebracht und an der Luft abgekühlt. Außerdem wurde das Blech einer Hülse mehrmalig stark verbogen, bevor die Hülse geformt wurde. Diese Bearbeitung sollte die Abschirmwirkung schwächen. An den Graphen in 4.8 erkennt man, daß die Behandlung der Hülse keinen signifikanten Effekt hat. Jedoch verbessert eine Verdopplung bzw. Verdreifachung der Dicke die abschirmende Wirkung wesentlich. Aufgrund dieser Messung wurde auf das Tempern der Mu–Metallabschirmung in den T2–Hodoskopen verzichtet. Außerdem erkennt man, daß die volle Wirkung erst nach etwa dem halben Durchmesser in der Röhre erreicht wird.

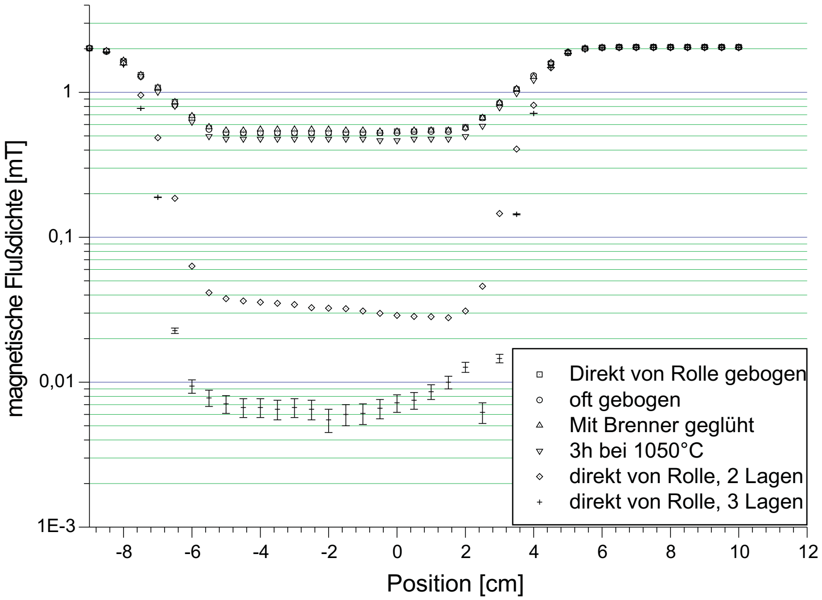

Abbildung 4.8: *Ergebniss der Mu–Metallmessung. Die verwendeten Hülsen sind jeweils 11 cm lang und haben einen Durchmesser von 3 cm.*

4.3 Der erste Prototyp

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden zwei Prototypen des Strahlhodoskops entworfen und gebaut. Da die Lieferzeit der Photomultiplier mit 12 Wochen, die der Szintillatoren mit 14 Wochen zu lang war, wurde improvisiert und auf bereits vorhandenes Material der Arbeitsgruppe zurückgegriffen.

Der erste Prototyp war die Verwirklichung des Balkendesigns mit drei Kanälen. In Abbildung 4.9 ist eine Zeichnung des Detektors zu sehen. Als Szintillator wurden Stücke der szintillierenden rechteckigen Faser BC-F10 verwendet. Die Enden wurden jeweils geschliffen und poliert. Außerdem wurde das Cladding, eine Plastikummantelung mit niedrigerem Brechungsindex, entfernt. Damit erhielt man Szintillatoren mit den Abmessungen $15 \times 1,8 \times 1,8\, mm^3$. In der Werkstatt wurden drei 230 mm lange, 8 mm hohe und 2 mm dicke Streifen aus Perspex gefertigt. Da die Oberflächen milchig war, mußten sie poliert werden. Dazu wurden sie unter Wasserzugabe mit 600er Schleifpapier bearbeitet. Nach einigen Minuten wurde das Schleifpapier durch feineres mit 800er Körnung ersetzt. Im weiteren Schleifvorgang wurden noch die Körnung 1000, 1200, 1500 und 2000 verwendet.

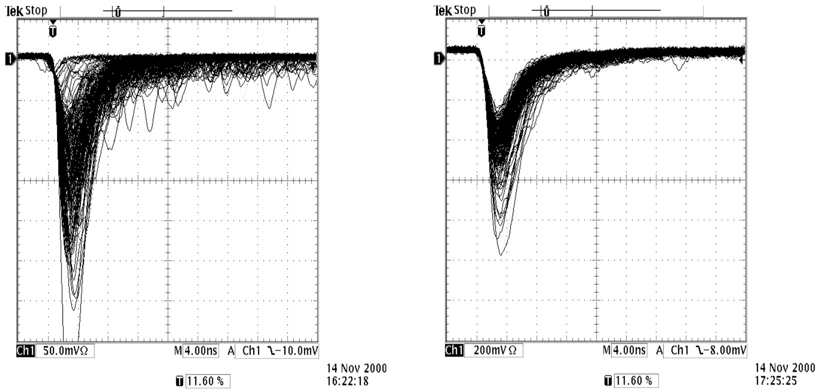

Abbildung 6.3: *Pulshöhenspektren der beiden Strahlhodoskope. Links ist das des ersten Prototypen (Kanal 3) abgebildet. Die Betriebsspannung betrug 950 V. Rechts ist das Spektrum des zweiten Protoypen (Kanal 1) bei einer Hochspannung von 900 V abgebildet. Man beachte die unterschiedlichen y–Skalierungen.*

Die Ursache für die schlechten Ergebnisse der 2. Myonstrahlzeit und der Strahlzeit am MAMI liegen vermutlich im Aufbau des Strahlhodoskops. Die Szintillatoren sind mittels optischem Fett an die Lichtleiter angekoppelt. Da die Photomultiplier ausgetauscht wurden, wurde die optische Verbindung vermutlich aufgrund der inelastischen Eigenschaft des Fettes stark verschlechtert, womit eine geringere Anzahl von Photoelektronen erzeugt wurde.

Zusammenfassend läßt sich zum ersten Protoypen sagen, daß man mit dem Balkendesign eine Zeitauflösung von weniger als 200 ps erreichen kann. Allerdings ist eine hohe Versorgungsspannung notwendig. Um diese zu senken, sollte dazu an der Lichtausbeute gefeilt werden. Dies könnte zum Beispiel durch den Einsatz dickerer und kürzerer Lichtleiter und eine besseren Ankopplung an die Szintillatoren geschehen.

6.2 Messungen mit dem zweiten Prototyp

Der zweite Prototyp wurde während der zweiten Myonstrahlzeit und an MAMI vermessen. Während der Myonstrahlzeit stand der Detektor 6,20 m vor dem Target. Gegenüber dem ersten Prototypen wurde dieser mit einer geringeren Hochspannung von 800 bis 900 V bei ähnlicher Pulshöhe betrieben. In Abbildung 6.3 ist jeweils ein Pulshöhenspektrum der beiden Strahlhodoskope gezeigt. Man erkennt klar, daß die mittlere Pulshöhe des ersten Prototyps mit 200 mV deutlich kleiner ist als die des zweiten Prototyps mit 400 mV. In Abbildung 6.4 ist ein für den zweiten Prototypen typisches ADC–und TDC–Spektrum da-

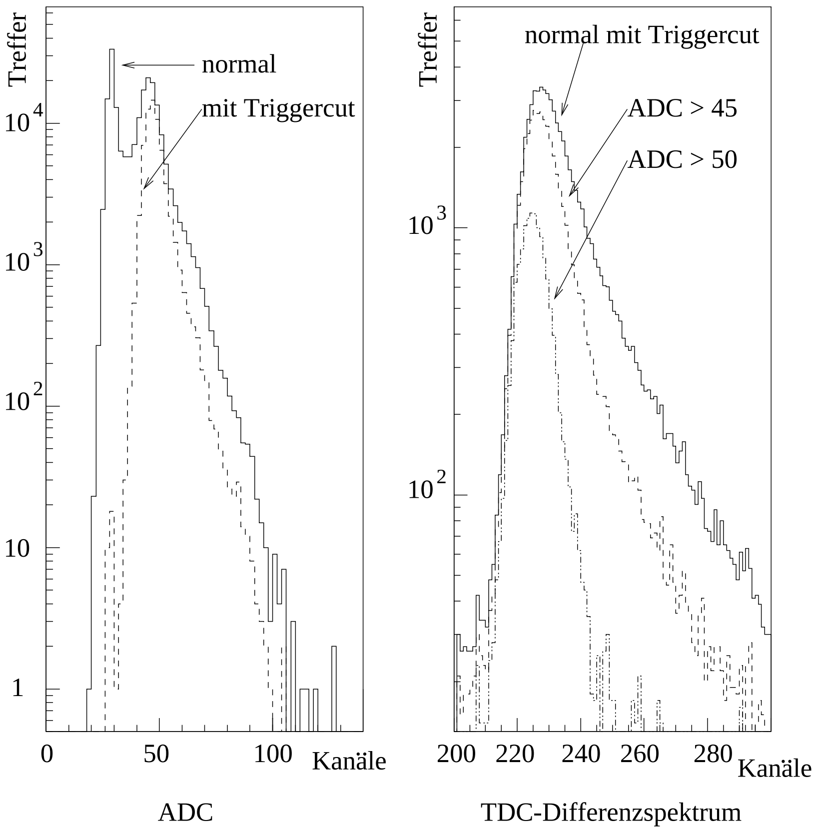

Abbildung 6.2: *ADC–und TDC–Spektrum des 1. Prototypes. Beim TDC-Spektrum handelt es sich um ein Differenzspektrum mit einem Triggerzähler.*

Strahlzeit	Kanal 1		Kanal 2		Kanal 3	
	σ	Rate	σ	Rate	σ	Rate
1. Myon			108 ps	414 kHz	149 ps	500 kHz
2. Myon			186 ps	60 kHz		
MAMI	303 ps	10 kHz	153 ps	20 kHz	248 ps	23 kHz

Tabelle 6.1: *Zeitauflösung des 1. Prototyps. Dargestellt sind die Ergebnisse der einzelnen Strahlzeiten.*

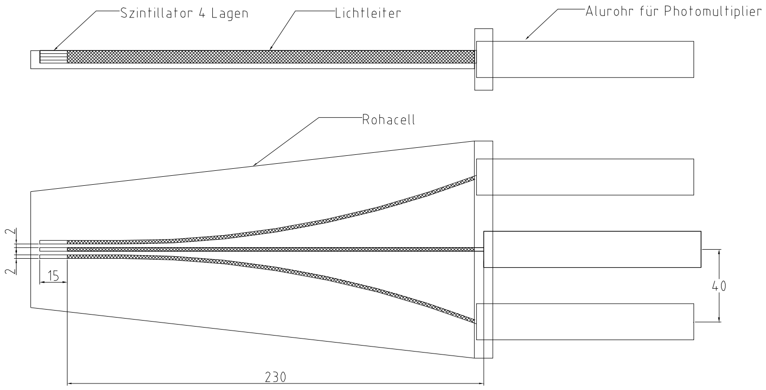

Abbildung 4.9: *Aufbau des ersten Prototyps.*

Mittels Acrylpolierpaste wurden die so entstandenen Lichtleiter poliert. Dabei wurde ein weiches Microfasertuch verwendet, da fusselfreies Hygienepapier Kratzer erzeugte. Durch den Schleif- und Poliervorgang nahm die Dicke auf ca. 1,8 mm ab. In eine trapezförmige 1 cm dicke Rohacellplatte [20] wurden drei 2 mm breite und 8 mm tiefe Nuten gefräßt. Diese wurden mit aluminisierter Mylarfolie ausgekleidet. An der Spitze wurden jeweils vier Szintillatoren übereinandergestapelt. Dann wurden die Lichtleiter in die Nut eingelegt. Zwischen Szintillator und Lichtleiter wurde etwas optisches Fett gespritzt. Eine weitere Rohacellplatte mit drei großen Löchern wurde mit Plastikschrauben auf die breite Stirnfläche der Nutenplatte geschraubt. In die Löcher wurden mit einem Außengewinde versehene Alurohre geschraubt. Die Lichtleiter wurden mit einer Lage Mylarfolie abgedeckt. Danach wurde die Rohacellplatten in schwarzes Klebeband eingewickelt. In die Aluröhren wurden die Photomultiplier mit Base geschoben. Schließlich wurde ein Lichtdichtigkeitstest durchgeführt. Dazu wurden die Signalkabel der Photomultiplier an ein Oszilloskop angeschlossen und langsam die Spannung auf 700 V erhöht. Auf dem Oszilloskop wurde die Rate der Dunkelpulse anhand der Leuchtstärke abgeschätzt. Nun wurde der Detektor sorgfältig mit einer Taschenlampe abgestrahlt und auf Veränderungen der Signale am Oszilloskop geachtet. Fotos vom erste Prototyp sind in den Abbildungen B.1 und B.2 (Anhang) dargestellt.

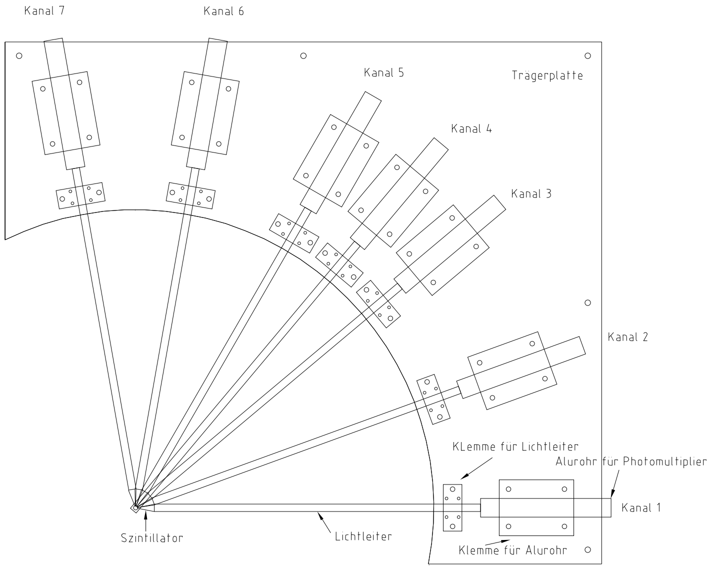

Abbildung 4.10: *Aufbau des zweiten Prototyps. Kanal 1 ist der horizontal liegende Szintillator, die anderen sind gegen den Uhrzeigersinn durchnumeriert.*

4.4 Der zweite Prototyp

In die Entwicklung des 2. Prototyps flossen bereits Erkenntnisse der ersten Strahlzeit mit dem gerade beschriebenen Strahlhodoskop ein. Die geringe Lichtausbeute des 1. Prototyps (siehe 6.1) und das große Ansprechverhalten der R7400 auf Myonen (siehe 5.3) führten dazu, einen zweiten Prototyp zu entwerfen. Dieser sollte einen dickeren Lichtleiter haben, um Verluste durch Reflexionen zu verringern, und es sollte ein anderer Szintillator verwendet werden. Außerdem sollte der Abstand des Photomultipliers zum Szintillator vergrößert werden. Diese Vorgaben waren mit einem Detektor im Tortendesign einfacher und schneller zu erreichen.

In Abbildung 4.10 ist eine technische Zeichnung des 2. Prototyps mit 6 Segmenten und dem Zentralelement zu sehen. Die keilförmigen Tortensegmente und das runde Zentralelement wurden aus dem Szintillatormaterial SCSN-81 gefräst. Die Rohlinge wurden solange

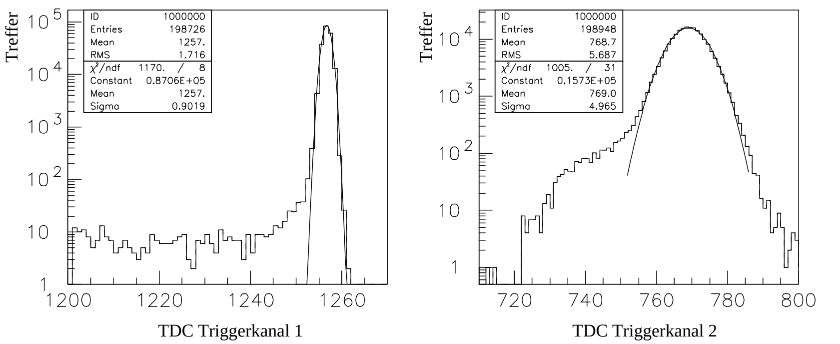

Abbildung 6.1: TDC–spektren der beiden Triggerzähler. Die Kanalbreite betrug 50 ps.

eingestellt, daß alle Kanäle eine ähnliche Pulshöhe von etwa 200 mV hatten. Dazu waren Versorgungsspannungen von 900 - 950 V nötig. Um die Zeitauflösung zu bestimmen, wurden die in Kapitel 5.2 beschriebenen Differenzspektren zwischen den Hodoskopelementen und dem Trigger gebildet. In Abbildung 6.2 ist beispielhaft ein ADC–Spektrum und ein TDC–Differenzspektrum dargestellt. Um ein aussagekräftiges TDC–Spektrum zu erhalten, muß man den "Rauschpeak" (niedrige ADC–Einträge) aus dem ADC–Spektrum entfernen. Dieser entsteht durch Zufallskoinzidenzen des Triggers, bei denen kein Teilchen den Testszintillator durchquert. Daraus folgt, daß nur Rauschen vom ADC konvertiert wird. Um den Rauschpeak zu entfernen, kann man entweder direkt im ADC einen Schnitt ausführen oder mit dem hier durchgeführten Triggercut.

Im TDC–Spektrum fällt sofort der asymmetrische Verlauf auf. Dieser verschwindet, wenn man einen ausreichend hohen ADC–Eintrag verlangt. Dabei verringert sich auch die Breite der Verteilung. Die Ursache für die lang auslaufende Flanke liegt meist in einer zu niedrigen Hochspannung des Photomultipliers. Dieser Effekt durch den R7400–Photomultiplier wurde bereits in Kapitel 5.3 näher beschrieben. Da der Photomultiplier aber schon sehr nah an der maximalen Spannung betrieben wurde, konnte diese nicht weiter erhöht werden.

Insgesamt wurde der Detektor bei allen drei Strahlzeiten getestet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 dargestellt. Leider konnte nicht bei allen drei Strahlzeiten die Zeitauflösung von allen drei Fingern bestimmt werden, da entweder nicht alle Finger angeschlossen waren oder aufgrund geringer Statistik kein vernünftiger Fit möglich war. Man erkennt eine sehr große Streuung der Zeitauflösung sowohl zwischen den einzelnen Kanälen, als auch zwischen den einzelnen Strahlzeiten.

Der statistische Fehler der Zeitauflösung beträgt etwa $\Delta\sigma = \frac{\sigma_0}{\sqrt{N}} \approx 0,4\,ps$ [24] mit $\sigma_0 = 50\ ps$ (Breite des TDC–Kanals), da etwa 20000 Ereignisse analysiert wurden. Hinzu kommen noch systematische Effekte, die im unterschiedlichen mechanischen und elektronischen Aufbau begründet sind.

Kapitel 6

Messungen mit den beiden Strahlhodoskopen

Neben den im vorigen Kapitel beschriebenen Testmessungen wurden auch Messungen mit den beiden in Kapitel 4 beschriebenen Strahlhodoskopen durchgeführt. Hauptziel der Messungen war die Bestimmung der Zeitauflösungen der einzelnen Hodoskopelemente. Beide Detektoren wurden sowohl im Myon–als auch im Elektronstrahl getestet. Die Tests mit Myonstrahl fanden in den Zeiträumen vom 12.6.2000 – 20.6.2000 bei einer Strahlintensität von $5{,}2{\cdot}10^7\ \frac{Myonen}{Spill}$ (1. Myonstrahlzeit) und vom 14.8.2000 – 5.9.2000 bei einer Strahlintensität von $1{,}2{\cdot}10^8\ \frac{Myonen}{Spill}$ (2. Myonstrahlzeit) statt. Der zweite Prototyp wurde nur bei der hohen Strahlintensitäten vermessen.

Der experimentelle Aufbau und die verwendete Ausleseelektronik entsprachen dem Aufbau der MAMI–Strahlzeit (vgl. Kapitel 5.1).

6.1 Vermessung des ersten Prototyps

Für die Vermessung des 1. Prototyps des Strahlhodoskops im Myonstrahl wurde der Detektor jeweils zwischen zwei Triggerzählern aufgestellt. Während der ersten Myonstrahlzeit kamen 10 mm breite, 15 mm hohe und 10 mm tiefe Szintillatorern, die auf 300 mm langen Lichtleitern aufgeklebt waren und mit einer XP2900 [23]ausgelesen wurden, als Triggerzähler zum Einsatz. Bei der zweiten Myonstrahlzeit wurden kleinere Szintillatoren (4 mm breit, 4 mm hoch, 8 mm tief) eingesetzt, da sich die Teilchenrate erhöht hatte.

In Abbildung 6.1 sind die Zeitspektren der beiden Triggerszintillatoren der zweiten Myonstrahlzeit gezeigt. Das Signal von Triggerkanal 1 ist gegenüber Triggerkanal 2 verzögert. Daher bestimmt Triggerkanal 1 hauptsächlich den Startzeitpunkt, und im TDC–Spektrum ist nur der Selbststoppeak zu sehen. Im rechten Spektrum ist der Stoppeak des 2. Triggerkanals gut zu erkennen. Das Sigma der an das Maximum angepassten Gaußfunktion entspricht der Zeitauflösung des Triggers. Beim *Triggercut* werden nur die Teilchen berücksichtigt, die in beiden Spektren innerhalb des gefitteten Bereichs liegen.

Um das Strahlhodoskop in Betrieb zu nehmen, wurden die Hochspannungen wurde so

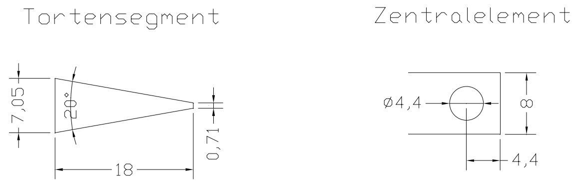

Abbildung 4.11: *Abmessung der Szintillatoren für den zweiten Prototyp in mm. Beim Zentralelement ist der Lichtleiter angedeutet.*

geschliffen und poliert, bis sie die in Abbildung 4.11 gezeigten Abmessungen hatten. Es ist darauf zu achten, daß die Szintillatoren nicht zu heiß werden, da die Oberfläche sonst reißt. Zur Kühlung darf kein Alkohol verwendet werden, da dieser die Oberfläche angreift.

Bei den Lichtleitern handelt es sich um 350 mm lange viereckige Stäbe aus Perspex. Die Kantenlänge beträgt, wie die Tiefe der Szintillatoren, 8 mm. Der Lichtleiter des Zentralelementes ist 30 mm länger und enthält eine 4,4 mm Bohrung. Die Lichtleiter wurden ebenfalls inklusive der Bohrung poliert. Die keilförmigen Szintillatoren wurden mittels einer CNC-gefrästen Lehre auf die Lichtleiter geklebt. Dazu wurde der ThreeBond Sekundenkleber verwendet. Der runde Szintillator wurde mit optischem Fett in die Bohrung eingepaßt. Nun wurden alle Lichtleiter mit Szintillator in aluminisierte Mylarfolie eingepackt. Anschließend wurden sie in schwarzem Schrumpfschlauch eingepackt, wobei das Szintillatorende mit schwarzem Silikon gegen Licht abgedichtet wurde. Um die Szintillatoren zu justieren, wurde eine Rohacellplatte mit Nuten präpariert, in die die Lichtleiter geklemmt wurden (nicht sichtbar in Abbildung 4.10). Aus einer rechteckigen Aluminiumplatte wurde ein Kreissegment, wie in Abbildung 4.10 gezeigt, herausgetrennt. Um die Aussparung wurden die Alurohre für die Photomultiplier mittels Klemmen angeschraubt. Dort wurden ebenfalls Klemmen für die Lichtleiter angebracht. Nun wurden die Lichtleiter so geklemmt, daß sie bündig mit den Aluminiumrohren abschlossen. Schrumpfschlauchstücke, die vorher aufgeschoben wurden, stellen die Lichtdichtigkeit sicher. Im letzten Schritt wurden die Photomultiplier mit Base in die Rohre eingeführt. Der Test auf Lichtdichtigkeit wurde wie beim 1. Prototypen durchgeführt. Ein Foto des zweiten Prototyps wird in den Abbildungen B.1 und B.3 (Anhang) gezeigt.

Kapitel 5

Testmessungen am CERN und MAMI

Im Rahmen der Diplomarbeit wurden Testmessungen im Myonstrahl am CERN und im Elektronstrahl des Mainzer Mikrotron (MAMI) durchgeführt. In diesem Kapitel wird zuerst der Aufbau der MAMI–Strahlzeit beschrieben. Es folgt ein Abschnitt mit Messungen zum Tortendesign. Hierbei wurden folgende Messungen durchgeführt:

- Ankoppeltest: Damit sollte die Reproduzierbarkeit der Messungen überprüft werden.
- ADC–Offsetbestimmung: Nach Korrektur auf den Offset können die ADC–Spektren dirket verglichen werden.
- Lichtleiterlänge: Zum einen sollte der Einfluß der Lichtleiterlänge auf die Zeitauflösung bestimmt werden. Zum anderen kann mit dieser Meßreihe auch die Abschwächlänge des Lichtleiters bestimmt werden.
- Szintillatorabtastung: Bei dieser Meßreihe sollte untersucht werden, ob die Zeitauflösung vom Treffpunkt im Szintillator abhängig ist. Des weiteren sollte der Laufzeitunterschied im Szintillator gemessen werden.
- PM–Tausch: Bei dieser Messung sollte die Einheit Photomultiplier–Szintillator aufgespalten werden, um den Einfluß der Szintillatordicke auf die Zeitauflösung zu bestimmen und um die Serienstreuung des Photomultipliers zu untersuchen.

Der dritte Abschnitt beschäftigt sich mit dem R7400–Photomultiplier. Hier wurde untersucht, wie sich der Photomultiplier bei Variation der Versorgungsspannung und der Teilchenrate verhält. Außerdem wurde überprüft, ob Myonen, die den Photomultiplier durchqueren, störende Pulse erzeugen oder die Funktion des Photomultiplier beeinflussen. Im darauf folgenden Abschnitt wird die Vermessung des Strahlhalos des Myonstrahls am CERN beschrieben.

Zur Durchführung der Messungen zum Tortendesign wurden Elektronen mit einer Energie von 850 MeV verwendet. Diese haben gegenüber einer radioaktiven Quelle mehrere Vorteile. Zum einen haben sie eine wesentlich höhere Energie und sind monoenergetisch. Zudem ist die Rate einfach zu verändern und man hat einen gut kollimierten Strahl mit

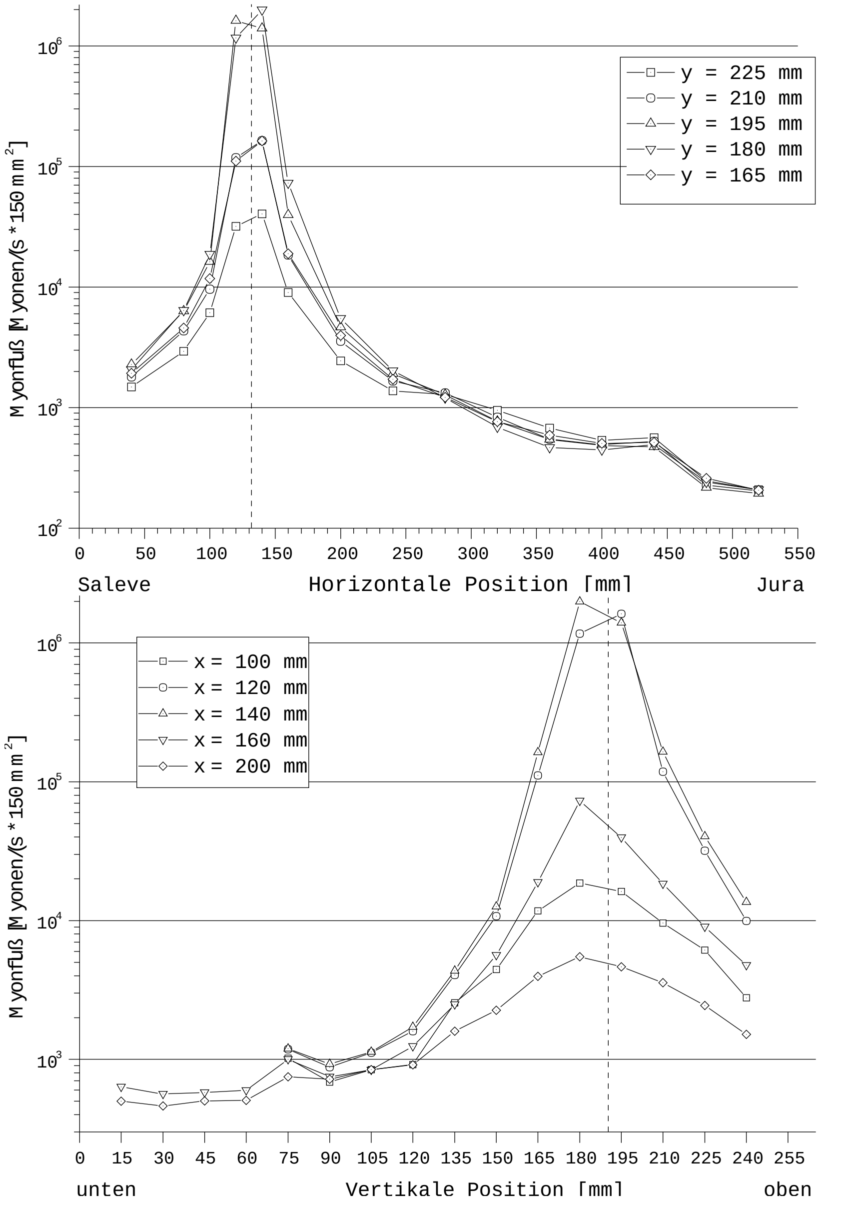

Abbildung 5.12: *Ausschnitt des gemessenen horizontalen (oben) und vertikalen (unten) Haloprofils. Die Positionsangaben sind relativ zur Ausgangspostion. Der senkrechte Strich markiert jeweils das Intensitätsmaximum, welches ungefähr der Strahlachse entspricht.*

5.4 Messungen des Strahlhalos

Um eine Idee von der Intensität und Verteilung des Halos in der Targetregion zu bekommen, wurde ein ortsaufgelöste Intensitätsmessung durchgeführt. Dazu wurden vier 15 mm hohe und 10 mm breite Szintillationszähler übereinander auf einem quer zum Strahl motorgetriebenen beweglichen Schlitten angeordnet, so daß ein 60 mm hohes und 10 mm breites Gebiet abgedeckt wurde. Zur Bestimmung der Position des Schlittens wurde ein 500 mm langes Linearpotentiometer verwendet. Außerdem wurde für die Normierung ein stationärer Zähler strahlnah angebracht. Ein Foto des Aufbaus ist in Abbildung B.2 (Anhang) abgebildet. Nun wurde spillweise die Trefferanzahl der einzelnen Zähler notiert. Dabei wurde darauf geachtet, daß der Wert des stationären Zählers gleich blieb. In der Spillpause wurde der Schlitten dann 20 bzw. 40 mm horizontal verschoben. Nachdem die maximal mögliche Breite vermessen war, wurde der gesamte Schlitten manuell um 60 mm abgesenkt. In Abbildung 5.12 ist die Strahlintensität im vermessenen Ausschnitt in horizontaler bzw. vertikaler Richtung gezeigt. Die ungefähre Lage der Strahlachse ist mit einem senkrechten Strich markiert.

Zusammen mit der Messung zum Ansprechverhalten des R7400–Photomultipliers zeigt diese Messung, daß der Photomultiplier mindestens 250 mm von der Strahlachse entfernt sein sollte. Nur so kann man eine geringen Belastung des Photomultipliers durch Halomyonen sicherstellen.

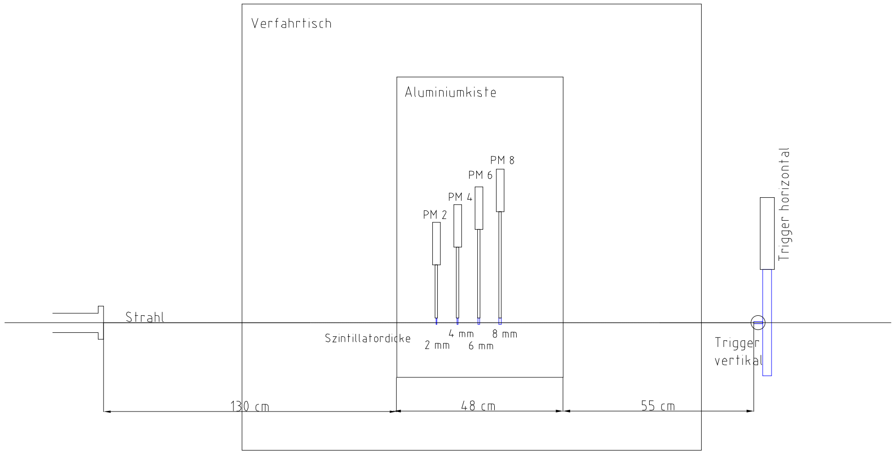

Abbildung 5.1: *Aufbau der Teststrahlzeit. Das Testsystem besteht aus vier Szintillatoren mit unterschiedlicher Dicke.*

einem Durchmesser von ca. 2 mm. Ein Teil der restlichen Messungen wurden im Myonstrahl am CERN durchgeführt. Hier hatte der Strahl eine Intensität von $5{,}2 \cdot 10^8 \, \frac{Myonen}{Spill}$ bei einer Strahlenergie von 160 GeV.

5.1 Aufbau der MAMI–Strahlzeit

Während der Strahlzeit an MAMI wurden Messungen zum Tortendesign durchgeführt. Dazu wurde der in Abbildung 5.1 gezeigte Aufbau verwendet. Auf einem Verfahrtisch, der sowohl horizontal als auch vertikal zum Strahl verstellt werden konnte, wurde in einer lichtdichten Aluminiumkiste das Testsystem aufgebaut. Hinter dem Verfahrtisch befanden sich zwei Triggerszintillatoren.

Das Testsystem bestand aus 4 keilförmigen Szintillatoren, also Tortensegmenten (siehe Abbildung 4.11), mit den Dicken 2, 4, 6 und 8 mm aus SCSN–81. Sie waren jeweils in aluminisierter Mylarfolie eingepackt und mittels eines CNC–gefrästen Adapters aus Rohacell in einen Fischertechnikrahmen [21] eingespannt. Für den Adapter wurde Rohacell verwendet, da es eine sehr geringe Massenbelegung bei hoher mechanischer Stabilität hat. Damit sollte Untergrund durch Aufschauern verhindert werden. Aus diesem Grund nahm die Dicke der Szintillatoren strahlabwärts zu und das dicke Triggerkreuz (50 mm Szintillator im Zentrum) stand hinter den Testszintillatoren. Der Fischertechnikrahmen wurde fest

Bezeichnung	Szintillatordicke	HV
PM 8	8mm	-850 V
PM 6	6mm	-850 V
PM 4	4mm	-900 V
PM 2	2mm	-950 V

Tabelle 5.1: *Bezeichnung und verwendete Hochspannung des Testsystems. Die Hochspannung wurde auf gleiche Pulshöhen abgeglichen.*

auf eine Holzplatte geschraubt. Jeder der vier Photomultiplier (R7400) war ebenfalls in einer Halterung aus Fischertechnik fixiert, wobei eine Feder dem Photomultiplier axiale Bewegung ermöglichte. Diese Halterungen konnten mittels Stiften auf der mit Bohrungen versehenen Platte fixiert werden. Die Bohrungen wurden dabei so gewählt, daß es möglich war, den Abstand zwischen Szintillator und Photomultiplier von 50 mm bis 350 mm in 50 mm-Schritten zu variieren. Alle Halterungen waren mit einem Lager für den Lichtleiter versehen. Um eine sichere optische Ankopplung zu gewährleisten, wurde jeweils ein dünner Cookie (1 mm) zwischen Szintillator und Lichtleiter bzw. Lichtleiter und Photomultiplier eingebaut. Bei den Lichtleitern handelt es sich um viereckige Stäbe mit einer Kantenlänge von 8 mm aus poliertem Perspex. Entsprechend den Bohrungen in der Platte gab es je zwei Lichtleiter in den Längen 50, 100, 150, 200, 250, 300 und 350 mm. Mit diesem Aufbau war es leicht möglich, die Lichtleiter auszutauschen, ohne die Position der Szintillatoren zu verändern. Man befestigte den Rahmen des Photomultipliers mit den Stiften im gewünschten Abstand, drückte den Photomultiplier mit dem passenden Lichtleiter etwas weg und konnte den Lichtleiter in die entsprechende Aufnahmen am Szintillator gleiten lassen. Das Triggersystem bestand aus zwei 6 mm dicken, 300 mm langen und 25 mm tiefen Szintillatoren, die in Form eines Kreuzes angeordnet waren. Der Schnittpunkt der beiden Szintillatoren lag im Strahl.

Um das System in Betrieb zu nehmen, mußten die Hochspannungen angepaßt werden. Dazu wurde das Analogsignal auf einem Oszilloskop ausgegeben und die Hochspannungen so verändert, daß alle vier Photomultiplier eine mittlere Pulshöhe von ungefähr 200 mV lieferten. In Tabelle 5.1 sind die im Text verwendeten Bezeichnungen für das Testsystem aufgeführt. Außerdem sind dort die verwendeten Hochspannungen eingetragen.

Während der Strahlzeit an MAMI kam die in Abbildung 5.2 gezeigte Elektronik mit CAMAC-Auslese zum Einsatz. Zwischen den beiden Triggerszintillationszählern wurde eine Koinzidenz gefordert. Daraus resultierte eine Triggerfleckgröße von 6 mm x 6 mm. Das Koinzidenzsignal gab das Startsignal für den TDC, das Gate für den ADC und startete die Auslese durch den Computer. Sowohl die Signale der Triggerszintillatoren als auch die des eigentlichen Detektors wurden über Verzögerungsleitungen dem TDC und ADC zugeführt.

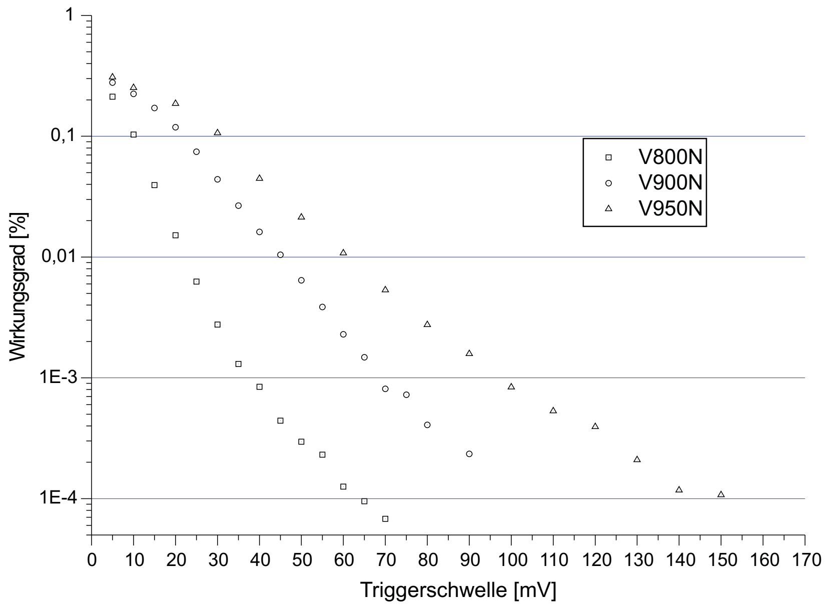

Abbildung 5.11: *Ansprechverhalten des R7400–Photomultipliers auf Myonen.*

Trefferanzahl des Szintillationszählers in Abhängigkeit der Triggerschwelle aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, daß bei einer höheren Versorgungsspannung die erreichten Pulshöhen im Schnitt größer sind. Außerdem kann man alle drei Kurven auf ungefähr den gleichen Wert von ungefähr 40 % bei einer Triggerschwelle von 0 V extrapolieren. Daraus kann man schließen, daß die Anzahl der von Myonen erzeugten Elektronen wie erwartet unabhängig von der Versorgungsspannung ist.

Gerade wenn der Photomultiplier mit einer hohen Versorgungsspannung betrieben werden soll, ist darauf zu achten, daß entweder die Diskriminatorschwelle ausreichend hoch liegt oder daß der Photomultiplier einem geringen Myonenfluß ausgesetzt ist.

Außerdem wurde ein Photomultiplier nur mit einem Lichtleiter bestückt. Mit dieser Anordnung sollte überprüft werden, daß das von den Myonen im Lichtleiter erzeugte Čherenkovlicht keinen störenden Einfluß hat. Neben den seltenen Dunkelpulsen wurden keine weiteren Signale entdeckt. Somit kann eine Erhöhung der Zählrate durch Treffer der Lichtleiter ausgeschlossen werden, sofern die Lichtleiter nahezu senkrecht auf der Strahlachse stehen.

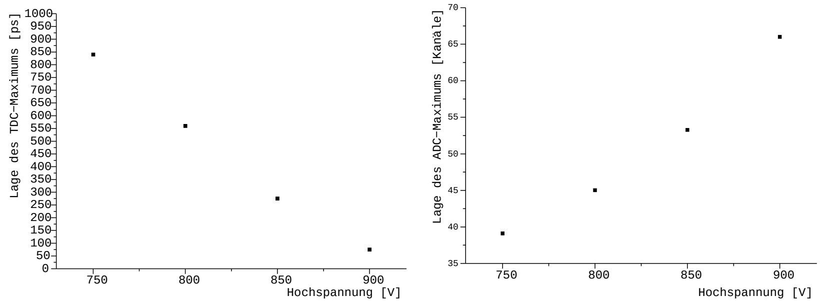

Abbildung 5.10: *Abhängigkeit der Lage des Maximums im TDC–und ADC–Spektrum von der Hochspannung*

Ratenscan

Neben dem HV–Scan wurde auch ein Ratenscan, bei dem die Teilchenrate erhöht wurde, durchgeführt. Aufgrund einer Limitierung in der verwendeten Elektronik konnte dieser nur bis 2,7 MHz durchgeführt werden. Es wurde bei den Raten 350 kHz, 2 Mhz und 2,7 MHz gemessen. Der allgemeine Trend war, daß sich mit zunehmender Rate die Zeitauflösung der Elemente um ca. 100 ps verschlechterte.

Ansprechverhalten auf Myonen

Die nun folgenden Messungen fanden im Myonstrahl am CERN statt. Die hier beschriebene Messung untersucht das Ansprechverhaltens des R7400–Photomultipliers auf Myonen. Diese Messung sollte zusammen mit der folgenden Halomessung einen Anhaltspunkt für den Mindestabstand der Photomultiplier zum Strahl liefern. Dabei liegt folgender Gedanke zugrunde: Wenn ein Myon die Photokathode oder eine Dynode des Photomultipliers trifft, kann es Sekundärelektronen erzeugen, die dann vom Photomultiplier normal weiterbeschleunigt werden, um schließlich einen Ausgangspuls zu erzeugen. Die Höhe des Ausgangspuls hängt dann davon ab, welche Dynode getroffen wurde. Für diese Untersuchung wurde eine lichtdicht eingepackte Röhre hinter einem Szintillationszähler der gleichen Größe angebracht, wobei die Photokathode senkrecht zur Strahlachse angeordnet war. Da die Abmessung der Röhre in etwa der Abmessung des Szintillators des Szintillationszählers entsprach, mußte jedes Myon, das den Photomultiplier durchquerte, auch den Szintillator durchqueren. Das Analogsignal des Photomultipliers wurde an ein Oszilloskop angeschlossen, welches die Pulse zählen konnte, die die Triggerschwelle überschreiten. Jeder Meßpunkt ist über drei Spills gemittelt. Außerdem wurde die Trefferanzahl des Szintillationszählers gemessen. Diese lag konstant bei $98000 \pm 400 \; \frac{Treffern}{Spill}$. Die Meßreihe wurde bei insgesamt drei verschiedenen Versorgungsspannungen (800 V, 900 V und 950 V) des Photomultipliers durchgeführt. In Abbildung 5.11 ist der Quotient aus Triggeranzahl und der

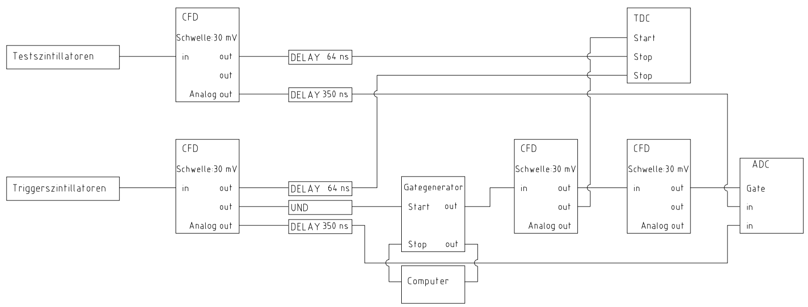

Abbildung 5.2: *Prinzipieller Aufbau der Ausleseelektronik. Diese Schaltung wurde bei allen Strahlzeiten verwendet. Es ist nur der Signalfluß dargestellt, ohne die einzelnen Kanäle aufzulösen. Der Diskriminator vor dem TDC-Start dient zur Pulsformung, da das Ausgangssignal des Gategenerators zu lang war.*

5.2 Messungen zum Tortendesign

Ankoppeltest

Um zu gewährleisten, daß die einzelnen Messungen miteinander vergleichbar sind, wurde als erstes überprüft, ob die Ankopplung Szintillator – Lichtleiter – Photomultiplier reproduzierbar ist. Dazu wurde der Tisch so positioniert, daß der Strahl durch alle vier Testszintillatoren ging. Dann wurden 5 Messungen mit je 20000 Triggern durchgeführt, wobei nach jeder Messung der Lichtleiter aus–und wieder eingebaut wurde. Der letzte Wechsel wurde von einer anderen Person durchgeführt. Die Lichtleiterlängen waren bei den vier verschiedenen Photomultipliern unterschiedlich, somit konnte auch getestet werden, daß die Reproduzierbarkeit der Ankopplung unabhängig von der Lichtleiterlänge ist. Gemessen wurde jeweils die Position des Maximums im ADC–Spektrum. Dieses wurde mit Hilfe eines Landaufits bestimmt. Beobachtet wurde, wie sich die Position der Maxima ändert, da der ADC-Wert proportional dem auf den Photomultiplier einfallenden Licht ist. In Tabelle 5.2 sind die Kanalpositionen der ADC-Maxima der verschiedenen Messungen aufgeführt. Die Standardabweichungen σ liegen im Bereich von 1-2 %. Damit wurde gezeigt, daß die einzelnen Messungen vergleichbar sind.

ADC–Offsetbestimmung

Um die ADC-Spektren der unterschiedlichen Kanäle miteinander vergleichen zu können, ist es wichtig, deren Offsets zu bestimmen. Dies erfolgte durch einen Gaußfit in den Rauschpeak am Anfang des Spektrums. Die ADCs von PM2, PM4 und PM6 waren auf

	PM8	PM6	PM4	PM2
Lichtleiterlänge	150 mm	200 mm	250 mm	300 mm
Messung 1	128,3	102,3	71,88	18,33
Messung 2	130,8	98,85	71,13	18,59
Messung 3	130,7	99,56	70,28	18,32
Messung 4	129,5	100,6	69,57	18,02
Messung 5	131,5	96,52	69,99	18,58
Mittelwert$\pm\sigma$	130,16$\pm$1,26	99,56$\pm$2,14	70,57$\pm$0,92	18,36$\pm$0,23

Tabelle 5.2: *Meßergebnisse des Ankoppeltests. Bei den Meßwerten handelt es sich um die Lage des Maximums im ADC-Spektrum.*

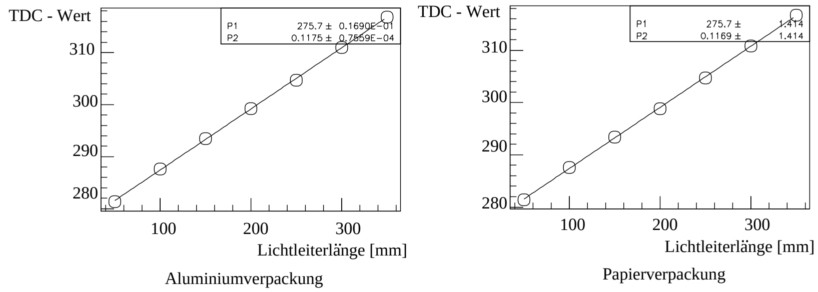

Abbildung 5.3: *Lage des TDC–Maximums in Abhängigkeit der Lichtleiterlänge*

Null abgeglichen, für PM8 erhält man einen Offset von 20 Kanälen. Dieser Wert wurde bei der folgenden Auswertung immer berücksichtigt.

Lichtleiterlänge

Bei dieser Meßreihe wurde ein kompletter Satz Lichtleiter in aluminisierter Mylarfolie eingepackt, der zweite in weißem Tintenstrahldruckerpapier. Ersteres sollte direkt reflektieren, zweites diffus streuen. Damit sollte getestet werden, ob die Art der Verpackung einen signifikanten Einfluß auf die Meßergebnisse hat. Insgesamt wurden 14 Messungen mit je 20000 Ereignissen durchgeführt, zwischen denen die Lichtleiter jeweils ausgetauscht wurden, sodaß jeder Szintillator mit jedem Lichtleiter einmal kombiniert wurde.

Zunächst wurde der Einfluß der Lichtleiterlänge auf die TDC–Werte untersucht. In Abbildung 5.3 sind beispielhaft die Lage der TDC–Maxima gegen die Lichtleiterlänge für PM8 aufgetragen. Diese wurden ermittelt, indem eine Gaußverteilung an die einzelnen TDC-Spektren angepaßt wurde. Wie Abbildung 5.3 zeigt, ergibt sich wie erwartet ein linearer Zusammenhang zwischen der Lichtleiterlänge und der TDC–Peakposition. Die Ergebnisse für die lineare Anpassung sind in Tabelle 5.3 zusammengefaßt. Es gibt kei-

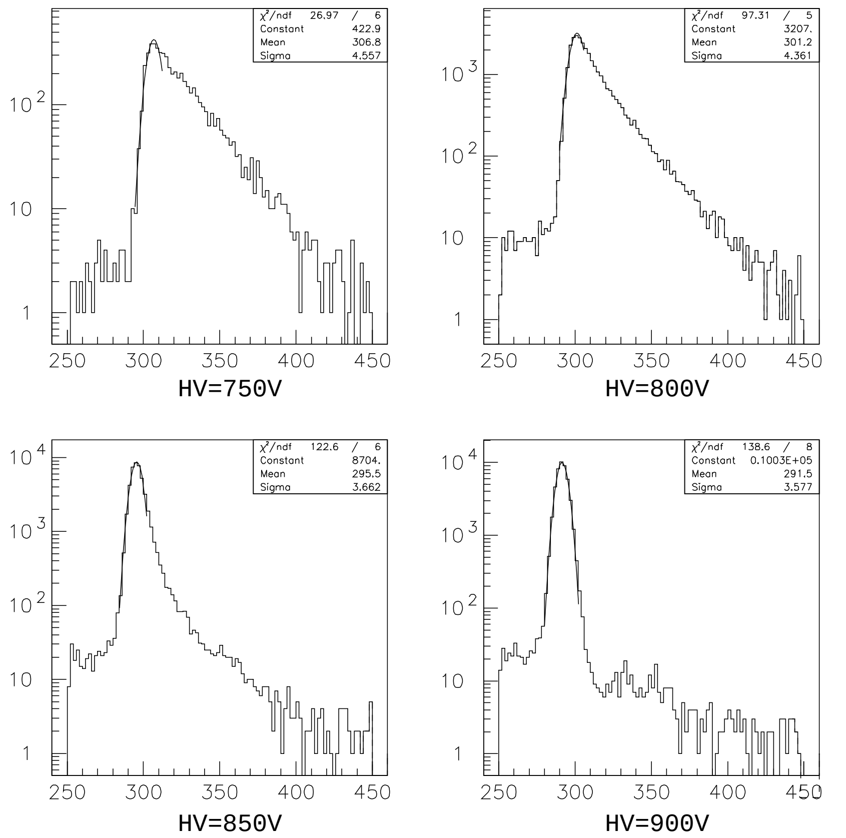

Abbildung 5.9: *TDC–Spektren von PM8 für verschiedene Versorgungsspannungen bei einer Rate von 350 kHz.*

kompakte Röhre handelt, ist die Änderung aber mit ungefähr 3,3 $\frac{ps}{Volt}$ nicht sehr groß. Im zweiten Graphen ist die Lage des ADC–Maximums in Abhängigkeit der Hochspannung aufgetragen. Hier wandert der Wert mit steigender Hochspannung zu höheren Kanälen, da die Elektronen zwischen zwei Dynoden eine höhere Energie erreichen und daher eine größere Anzahl von Sekundärelektronen herausschlagen, d.h. die Verstärkung nimmt zu. Außerdem ist vermutlich die Sammeleffizienz größer, da die Elektronen aufgrund der kürzeren Flugzeit nicht mehr so weit transversal fliegen können.

TDC	P8	P6	P4	P2
S8	156 ps	177 ps	181 ps	161 ps
S6	154 ps	181 ps	180 ps	164 ps
S4	151 ps	182 ps	171 ps	162 ps
S2	(300 ps)	223 ps	198 ps	208 ps
HV	850 V	850 V	900 V	950 V

Tabelle 5.7: *Darstellung der Fitergebnisse des TDC–Spektrums beim Photomultipliertausch. In der untersteen Zeile ist die Versorgungsspannung der einzelnen Photomultiplier aufgeführt.*

Streuung zwischen den einzelnen Photomultipliern.

Fazit

Die Messungen zum Tortendesign haben ergeben, daß die Zeitauflösung bei kurzen Lichtleitern (bis 35 cm) nicht von deren Länge abhängt. Es wurde gezeigt, daß mit den Tortenelementen eine Zeitauflösung von unter 200 ps erreicht werden kann, zu denen sich noch ungefähr 100 ps durch Laufzeitunterschiede addieren. Mit einer Szintillatordicke von 4 mm können schon gute Werte erzielt werden. Außerdem hat sich gezeigt, daß die erreichbare Zeitauflösung vom Photomultiplier abhängig ist und daher dessen Serienstreuung bei der Verwendung beachtet werden sollte.

5.3 Eigenschaften des R7400–Photomultipliers

Neben den Messungen mit den Szintillatoren wurde der R7400–Photomultiplier auch auf verschiedene Betriebsparameter getestet.

Hochspannungsscan

Zunächst wurde untersucht, wie die Zeitauflösung des Photomultipliers von der verwendeten Hochspannung abhängt. Dazu wurde eine Meßreihe mit unterschiedlichen Hochspannungen von PM8 bei einer Rate von ungefähr 350 kHz durchgeführt. Der Photomultiplier benötigte eine Versorgungsspannung von mindestens 750 V, um überhaupt vernünftige Signale zu liefern. In Abbildung 5.9 sind die TDC–Spektren für vier verschiedene Spannungen abgebildet. Es ist eine deutliche Flanke bei hohen TDC–Kanälen zu erkennen, die bei höheren Spannungen abnimmt. Die Ursache dafür ist bis jetzt noch ungeklärt. Die dazugehörigen ADC–Spektren sehen hingegen normal aus.

In Abbildung 5.10 ist im ersten Graphen die Lage des TDC–Maximums gegen die Hochspannung aufgetragen. Das Maximum wandert mit steigender Hochspannung zu kleineren TDC–Werten. Das liegt daran, daß die Elektronen eine höhere Beschleunigung erfahren und daher die Transitzeit sinkt. Da es sich bei dem R7400–Photomultiplier um eine sehr

Messung	Steigung $[\frac{50ps}{mm}]$	Messung	Steigung $[\frac{50ps}{mm}]$
8mm Alu	0.118	8mm Papier	0.117
6mm Alu	0.118	6mm Papier	0.114
4mm Alu	0.114	4mm Papier	0.120
2mm Alu	0.118	2mm Papier	0.117
Mittelwert	0.117	Mittelwert	0.117

Tabelle 5.3: *Fitergebnisse*

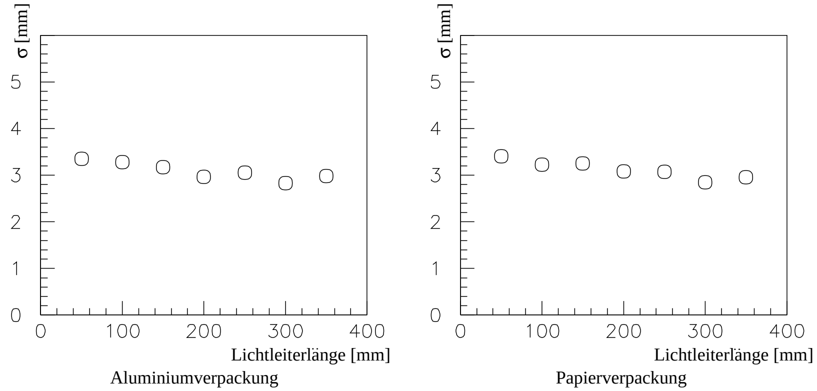

Abbildung 5.4: *Zeitauflösung von PM8 in Abhängigkeit der Lichtleiterlänge*

nen signifikanten Unterschied zwischen den beiden Verpackungsarten. Das Reziproke der Steigung entspricht der effektiven Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes im Lichtleiter, wobei man neben dem Brechungsindex auch die verschiedenen Lichtwege berücksichtigen muß. Aus dem Mittelwert ergibt sich dann $v_{Szintillationslicht} = 1{,}7 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$. Die Lichtgeschwindigkeit in Perspex beträgt bei einem Brechungsindex von n=1.489 (nach ISO489 A [22]) $c_{Perspex} = 2{,}01 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$. Wenn man diesen Wert mit der effektiven Ausbreitungsgeschwindigkeit vergleicht, ergibt sich ein mittlerer Ausbreitungswinkel von 32°.

Des weiteren wurde untersucht, inwieweit sich die verschiedenen Lichtleiterlängen auf die Zeitauflösung der Szintillatorkeile auswirken. In Abbildung 5.4 ist das Ergebnis für PM8 aufgetragen.

Bei den eingetragenen Werten handelt es sich allerdings nicht um die Einzelzeitauflösung der Tortensegemente, da es sich beim TDC–Eintrag um die Differenz zweier statistisch unabhängiger Szintillationszähler handelt. Das bedeutet, daß die Einzelzeitauflösung des Triggers miteingeht. Um die Einzelzeitauflösung zu bestimmen, benötigt man ein System von 3 hintereinander positionierten Szintillatoren an, so daß ein durchgehendes Teilchen in allen dreien ein Signal erzeugt. Eine Koinzidenz zwischen zwei oder sogar allen drei Szin-

tillatoren erzeugt das Startsignal für den TDC. Des weiteren werden alle Signale auf einen Stop geführt, so daß man drei TDC-Spektren (TDC1, TDC2 & TDC3) erhält. Hierbei entspricht der TDC–Eintrag der Differenz aus dem Triggerzeitpunkt t_T und dem Zeitpunkt des Teilchendurchtritts durch den Szintillator t_S, d.h. $TDCx = t_T - t_{Sx}$. Wenn man die Differenz zwischen zwei TDC–Spektren bildet, eliminiert man damit den Triggerzeitpunkt. Man kann nun folgende Differenzen bilden und erhält dann die dazugehörigen Breiten der Verteilung:

Differenzspektrum	Breite
TDC1 - TDC2	σ_{12}
TDC1 - TDC3	σ_{13}
TDC2 - TDC3	σ_{23}

Da sowohl t_{S1} als auch t_{S2} normalverteilt sind, addieren sich die Breiten gaußisch, d.h. $\sigma_{12}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2$. Für ein System aus drei Szintillatoren ergibt sich dann folgendes Gleichungssystem:

$$\begin{array}{rcl} {\sigma_{12}}^2 & = & {\sigma_1}^2 + {\sigma_2}^2 \\ {\sigma_{13}}^2 & = & {\sigma_1}^2 \qquad\quad + {\sigma_3}^2 \\ {\sigma_{23}}^2 & = & \qquad\quad {\sigma_2}^2 + {\sigma_3}^2 \end{array}$$

Wenn man nun dieses System diagonalisiert, erhält man folgendes Ergebnis:

$$\begin{array}{rcl} {\sigma_{12}}^2+{\sigma_{13}}^2-{\sigma_{23}}^2 & = & 2*{\sigma_1}^2 \\ {\sigma_{12}}^2+{\sigma_{23}}^2-{\sigma_{13}}^2 & = & 2*{\sigma_2}^2 \\ {\sigma_{13}}^2+{\sigma_{23}}^2-{\sigma_{12}}^2 & = & 2*{\sigma_3}^2 \end{array}$$

Man erkennt die Struktur: $2*{\sigma_A}^2={\sigma_{AB}}^2+{\sigma_{AC}}^2-{\sigma_{BC}}^2$. Durch Umstellen nach σ_A erhält man:

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{1}{2}(\sigma_{AB}^2 + \sigma_{AC}^2 + \sigma_{BC}^2)}$$

Daraus folgt, daß man drei koinzidente Zähler für die Bestimmung der Einzelzeitauflösung benötigt. Experimentell wird dies bewerkstelligt, indem man eine Koinzidenz zweier Triggerzähler und des zu testenden Detektors fordert.

Die Breite des Differenzspektrums zwischen den beiden Triggerzählern lag bei 50 ps. Da dieser Wert gegenüber den Breiten der anderen Differenzspektren klein ist, beträgt der Unterschied zwischen der Breite eines Differenzspektrums und der Einzelzeitauflösung nur 3 – 5 ps. Da auch die Zeitauflösung des Triggers konstant war, wurde sie nicht herausgerechnet. Man erkennt, daß es auch hier keinen signifikanten Unterschied zwischen den beiden Verpackungsarten gibt. Außerdem fällt eine leichte Abnahme der Zeitafulösung zu längeren Lichtleitern hin auf. Dabei handelt es sich vermutlich um einen systematischen Effekt, da bei langen Lichtleitern eine bessere Ausrichtung auf die Photokathode erzielt werden kann.

Neben dem Einfluß der Lichtleiterlänge auf die TDC–Werte wurden auch die ADC–Werte untersucht. Dazu wurde eine Landauverteilung an die ADC–Spektren angepaßt.

ADC	P8	P6	P4	P2
S8	78.3	100.2	94.1	100.5
S6	73.6	85.7	84.1	92.5
S4	53.3	60.9	58.1	64.1
S2	(19.7)	20.5	20.7	20.1

Tabelle 5.4: *Darstellung der Fitergebnisse des ADC–Spektrums beim Photomultipliertausch. Der Wert des Matrixelementes S2P8 ist nicht aussagekräftig, da die Hochspannung des Photomultipliers zu gering war.*

	S8:S4	S6:S4	S2:S4
P2	1.56	1.44	0.31
P4	1.62	1.45	0.36
P6	1.65	1.41	0.37
P8	1.47	1.38	(0.37)
Mittelwert	1,58	1,42	0,35
korrigierter Mittelwert	1,75	1,49	0,33
Theorie	2	1,5	0,5

Tabelle 5.5: *Lichtausbeuteverhältnisse*

ebenfalls aufgeführten Erwartungen. Eine Berücksichtigung der Abschwächung im Lichtleiter vergrößert die Verhältnisse S8:S4 und S6:S4, verkleinert jedoch das Verhältnis S2:S4. Die korrigierten Mittelwerte sind ebenfalls in Tabelle 5.5 aufgeführt. Man erkennt auch, daß die Lichtausbeute mit der Szintillatordicke zunimmt.

Zum anderen kann aber auch die relative Verstärkung der Photomultiplier zu P4 bestimmt werden. Dazu werden die Zeilen von Tabelle 5.4 durch den Wert der Spalte P4 dividiert. In Tabelle 5.6 ist das Resultat aufgeführt. Man erkennt, daß P8 die kleinste und P2 die größte Verstärkung hat. Dies ist nicht verwunderlich, da die Testszintillatoren auf ungefähr gleiche Pulshöhen eingestellt wurden.

Neben den ADC–Spektren wurden auch die TDC–Spektren ausgewertet. In Tabelle 5.7 sind die mit einem Gaußfit ermittelten Werte eingetragen. Man erkennt deutlich die

	P8:P4	P6:P4	P2:P4
S8	0.83	1.06	1.07
S6	0.88	1.02	1.09
S4	0.91	1.05	1.10
S2	(0.95)	0.99	0.97
Mittelwert	0.89±0.05	1.03±0.03	1.06±0.06

Tabelle 5.6: *Relative Verstärkung der vier Photomultiplier zueinander, normiert auf die Verstärkung von P4.*

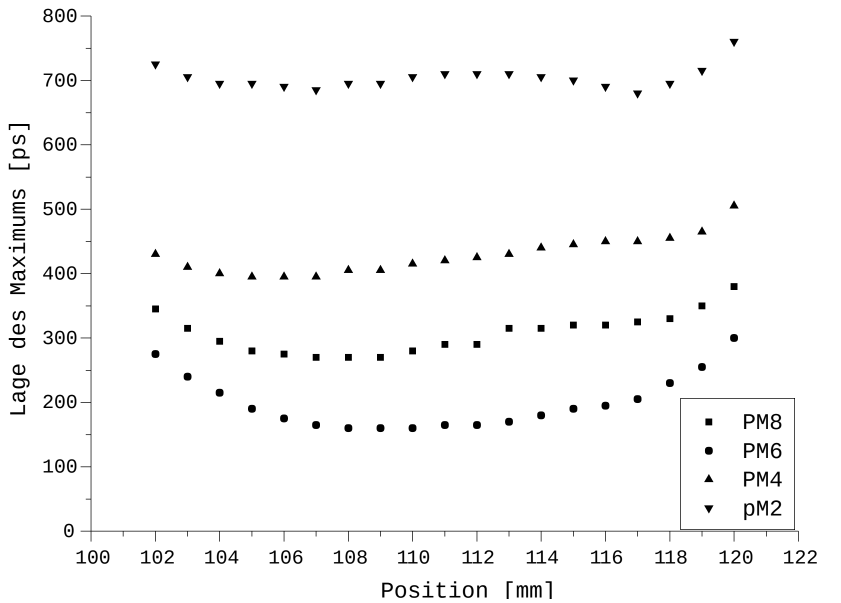

Abbildung 5.8: *Lage des TDC–Maximums in Abhängigkeit der Szintillatorposition im Strahl. Das spitze Ende liegt an Position 102mm.*

mit wurde jeder Szintillator einmal von jedem Photomultiplier vermessen. Da keine vier gleichlangen Lichtleiter vorhanden waren, wurde folgende Bestückung mit den in Aluminium verpackten Lichtleitern vorgenommen:

Szintillatordicke	2 mm	4 mm	6 mm	8 mm
Lichtleiterlänge	15 cm	20 cm	25 cm	30 cm
Korrekturfaktor	1,18	1,25	1,32	1,39

Mit dem angegebenen Korrekturfaktor, der sich aus der gemessenen Abschwächlänge von Perspex ergibt, können die Maxima der ADC–Spektren nachträglich korrigiert werden.

Von den insgesamt vier Messungen wurde jeweils für jeden Photomultiplier das Maximum der ADC-Spektren mittels der Landaufunktion bestimmt. In Tabelle 5.4 sind die Ergebnisse in Form einer Matrix aufgeführt. Die Werte sind nicht korrigiert.

Zum einen kann nun die relative Lichtausbeute in Abhängigkeit der Szintillatordicke bestimmt werden. Zur Normierung werden die Werte durch den Wert von S4 geteilt. In Tabelle 5.5 sind die so erhaltene Werte aufgeführt. Man sieht, daß je dicker der Lichtleiter ist, desto höher liegt auch der ADC–Wert. Das Ergebnis entspricht vom Trend her den

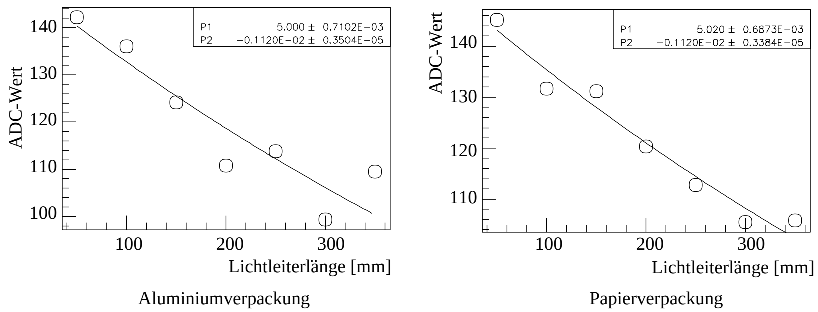

Abbildung 5.5: *Lage des ADC–Maximums von PM8 in Abhängigkeit von der Lichtleiterlänge*

Das Maximum wurde als Maß für die Übertragungsqualität genommen. In Abbildung 5.5 ist die Lage des ADC–Maximums in Abhängigkeit der Lichtleiterlänge für PM8 dargestellt. Bei allen Messungen fällt der ADC-Wert bei einem 30 cm längeren Lichtleiter auf ungefähr 70 %. Mit den beiden Meßreihen des 8 mm dicken Szintillators wurde versucht, die Abschwächlänge von Perspex zu bestimmen. Dazu wurde die Exponentialfunktion

$$f(x) = f_0 \cdot e^{-\frac{x-x_0}{\lambda}} = p_1 \cdot e^{p_2 \cdot x}$$

an die Daten angepaßt. Dabei ist der Parameter λ die effektive Abschwächlänge. Aus den Daten ergeben sich dann die Werte

Messung	$p_2[\frac{1}{mm}]$	λ[cm]
PM8 Alu	$-11.2 \cdot 10^{-4}$	89,3
PM8 Papier	$-11.2 \cdot 10^{-4}$	89,3
Mittelwert	$-11.2 \cdot 10^{-4}$	89,3

Auch hier erkennt man, daß es keinen Unterschied zwischen den beiden Einpackarten gibt. Die Abschwächlänge liegt jeweils bei 89,3 cm. Daraus folgt, daß bei Verwendung von Perspex die Lichtleiter möglichst kurz gehalten werden sollten.

Szintillatorabtastung

Bei dieser Meßreihe wurde der ganze Aufbau horizontal durch den Strahl gefahren, um zum einen den Laufzeitunterschied zwischen Treffern am fernen und am nahen Ende des Szintillators zu bestimmen und zum anderen zu untersuchen, ob die Zeitauflösung ortsabhängig ist.

In Abbildung 5.6 ist der Anteil der mit dem Trigger koinzidenten Treffer der vier Testszintillatoren in Abhängigkeit von der horizontalen Position aufgetragen. Damit wird als

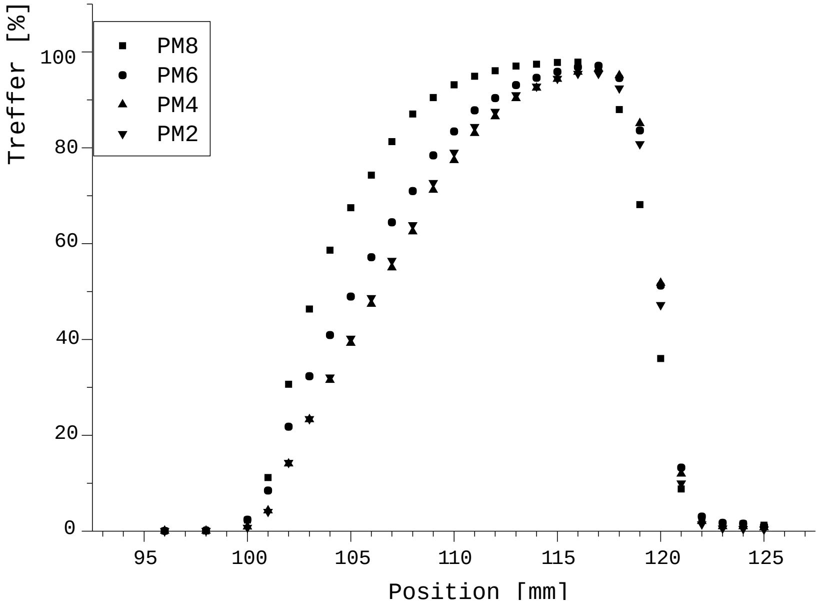

Abbildung 5.6: *Trefferanzahl in Abhängigkeit der Szintillatorposition im Strahl.*

erstes die genaue Lage der Szintillatoren abgeschätzt, da diese nicht genau bekannt war. Man erkennt einen steilen Zählratenabfall der Kurven an der Position 120 mm. Dies entspricht dem stumpfen Ende des Szintillators. Da die Szintillatoren 18 mm lang sind, wird im Folgenden nur der Bereich 102 - 120 mm berücksichtigt.

Da der Szintillator am stumpfen Ende eine scharfe Kante hat, ist es möglich, die Dicke des Strahles grob abzuschätzen, indem man die Trefferverteilung in diesem Bereich genauer betrachtet. Man erkennt, daß der Anteil im Bereich 117 bis 120 mm auf etwa die Hälfte, bzw. im Bereich von 117 bis 123 mm auf nahezu null fällt. Bei einer Gaußverteilung enthält der Bereich $\pm 3\sigma$ etwa 99% der Fläche, womit wir hier die Breite des Strahles auf etwa σ = 1 mm abschätzen können.

Um die Zeitauflösung zu bestimmen, wurde wieder eine Gaußfunktion an die Daten angepaßt. In Abbildung 5.7 ist die Breite in Abhängigkeit der Position aufgetragen. Man erkennt, daß die Zeitauflösung unter 200 ps liegt, sofern der Szintillator nicht zu dünn ist. Erstaunlicherweise ist die Zeitauflösung des 4 mm dicken Szintillators kleiner, als die des 6 mm dicken. Außerdem erkennt man, daß der Wert am spitzen Ende (Position 102 mm) etwa 10 – 20 ps kleiner als am stumpfen Ende ist. Dies ist sicherlich auf die Keilform des Szintillators zurückzuführen.

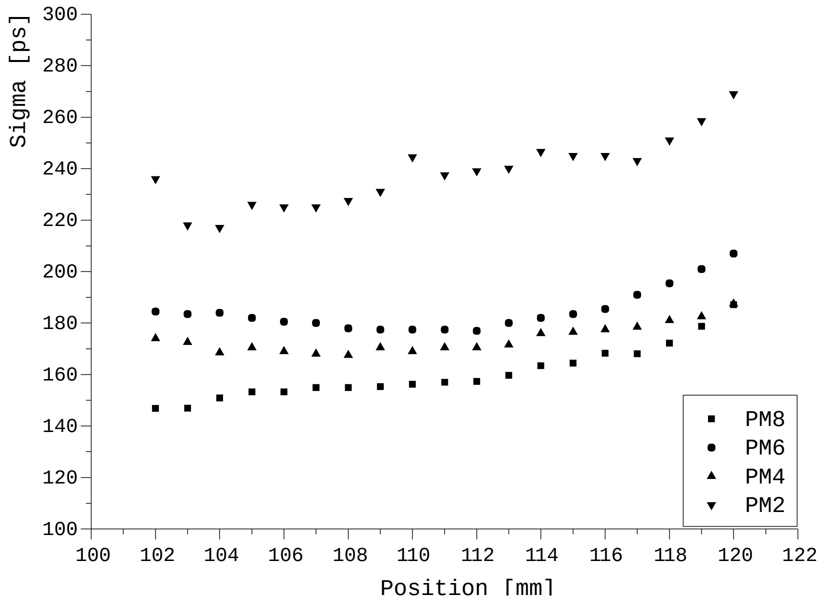

Abbildung 5.7: *Abhängigkeit der Breite des Zeitspektrums von der beleuchteten Szintillatorposition.*

Da der Strahl sehr gut kollimiert war, wurde immer nur ein kleiner Teil des Szintillators beleuchtet. Daher ist es wichtig zu überprüfen, daß die Position des Maximums des TDCs unabhängig von der Stelle der Beleuchtung ist. Daher wurde in Abbildung 5.8 die Lage des TDC-Peaks gegen den Ort aufgetragen. Man erkennt, daß das Maximum um etwa 100 ps schwankt. Dies entspricht in etwa der Lichtlaufzeit durch den Szintillator. Die höheren TDC–Werte am stumpfen Ende hängen vermutlich mit der Keilform des Szintillators zusammen.

PM–Tausch

Bisher wurde der Photomultiplier und der Szintillator als eine Einheit betrachtet. Es ist nicht möglich, aus den bisherigen Daten den Einfluß der Szintillatordicke auf das ADC–Spektrum zu bestimmen, da die Verstärkung des Photomultipliers nicht eliminiert werden kann. Deshalb wird in der letzten Meßreihe die Einheit PMx als Produkt aus den Einheiten Px für die Photomultipliereigenschaft und Sx für die Szintillator–Lichtleitereigenschaft dargestellt. Außerdem wurden in dieser Meßreihe zum Tortendesign die Photomultiplier inklusive Base und angschlossener Elektronik und Hochspannung zyklisch vertauscht. So-

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die mich während des Studiums und der Diplomarbeit begleitet und unterstützt haben:

- bei Frau Dr. habil. E.M. Kabuß für die hervorragende Betreuung,
- bei Prof. von Harrach, dessen Ideen und Diskussionsbereitschaft für stets hohe Motivation sorgte,
- bei Mario Leberig dafür, daß man mit ihm jederzeit über Probleme diskutieren konnte und daß er mich tatkräftig bei den Strahlzeiten unterstützte,
- bei Jörg Pretz für die Hilfe bei der Simulation,
- den restlichen Mitgliedern der COMPASS–Myontrigger–Gruppe C. Bernet, A. Bravar, J. Hannappel, M. Jiji, Prof. F. Klein und M. Ostrick für die vielen kleinen Unterstützungen,
- bei den Mitgliedern der Arbeitsgruppe A4 für diverse Tipps,
- bei den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt unter Leitung von K. Luzius, die Aufträge schnell, unkompliziert und sehr sorgfältig ausgeführt haben.

Zu guter Letzt möchte ich meinen Eltern danken, daß sie mir das Studium ermöglicht haben.

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Mainz, den 14. Mai 2001

Alexander Huf