

Entwicklungen und Tests  
von Detektorkomponenten für das  
COSY-TOF-Spektrometer

Diplomarbeit

von  
Christian Rohlof  
aus  
Dorsten

Bochum 1996

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Das Flugzeitspektrometer TOF</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Testmessungen an Quirl-Elementen</b>	<b>9</b>
3.1	Maße der Szintillatorstreifen . . . . .	9
3.2	Versuchsaufbau . . . . .	11
3.2.1	Aufbau für die Messung am geraden Streifen . . . . .	11
3.2.2	Aufbau für die Messung am gewundenen Streifen . . . . .	13
3.2.3	Energie der Teststrahlung . . . . .	14
3.3	Lichtausbeute . . . . .	15
3.3.1	Meßergebnisse . . . . .	15
3.3.2	Simulation der Lichtausbeute . . . . .	21
3.4	Lichtlaufzeiten . . . . .	23
3.4.1	Eichung des TDC . . . . .	23
3.4.2	Messung am geraden Streifen in Längsrichtung . . . . .	24
3.4.3	Messung am geraden Streifen in Querrichtung . . . . .	27
3.4.4	Laufzeiten an den Pixelschwerpunkten der gewundenen Streifen	30
3.4.5	Laufzeiten senkrecht zur „Seele“ des gewundenen Streifens . .	30
3.4.6	Messung entlang der Seele des gewundenen Streifens . . . . .	31
3.4.7	Untersuchung auf „Walk-Effekte“ . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Ein neuer Detektor für COSY-TOF</b>	<b>39</b>
4.1	Allgemeine Überlegungen zu den Abmessungen . . . . .	40
4.1.1	Maximaler Öffnungswinkel $\delta$ . . . . .	40
4.1.2	Minimaler Öffnungswinkel $\alpha$ . . . . .	42
4.1.3	Länge der Streifen/Fasern . . . . .	43
4.2	Ein „Wurmloch“ aus Szintillatoren . . . . .	44
4.3	Doppelseitige Auslese mit Amplitudenvergleich . . . . .	45
4.3.1	Simulationen . . . . .	46
4.3.2	Testaufbau . . . . .	47
4.3.3	Einzelspektren . . . . .	48
4.3.4	Quotientenspektren . . . . .	49
4.3.5	Schwärzung mit Folien . . . . .	49
4.3.6	Schwärzung mit Farbe . . . . .	49

4.4	Faserhodoskop . . . . .	51
4.4.1	Kinematische und experimentelle Vorüberlegungen . . . . .	51
4.4.2	Ortsauflösung eines zweilagigen Hodoskops . . . . .	55
4.4.3	Testmessungen für ein Faserhodoskop . . . . .	59
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>64</b>
<b>A</b>	<b>Walkkorrektur durch einen CFD</b>	<b>66</b>
<b>B</b>	<b>Energie als Funktion des Streuwinkels</b>	<b>68</b>
<b>C</b>	<b>Berechnung der <math>\theta</math>-Auflösung</b>	<b>70</b>
C.1	Berechnung von $\sigma_\theta$ aus $\sigma_z$ . . . . .	71
<b>D</b>	<b>Grenzwinkel für Totalreflexion</b>	<b>73</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

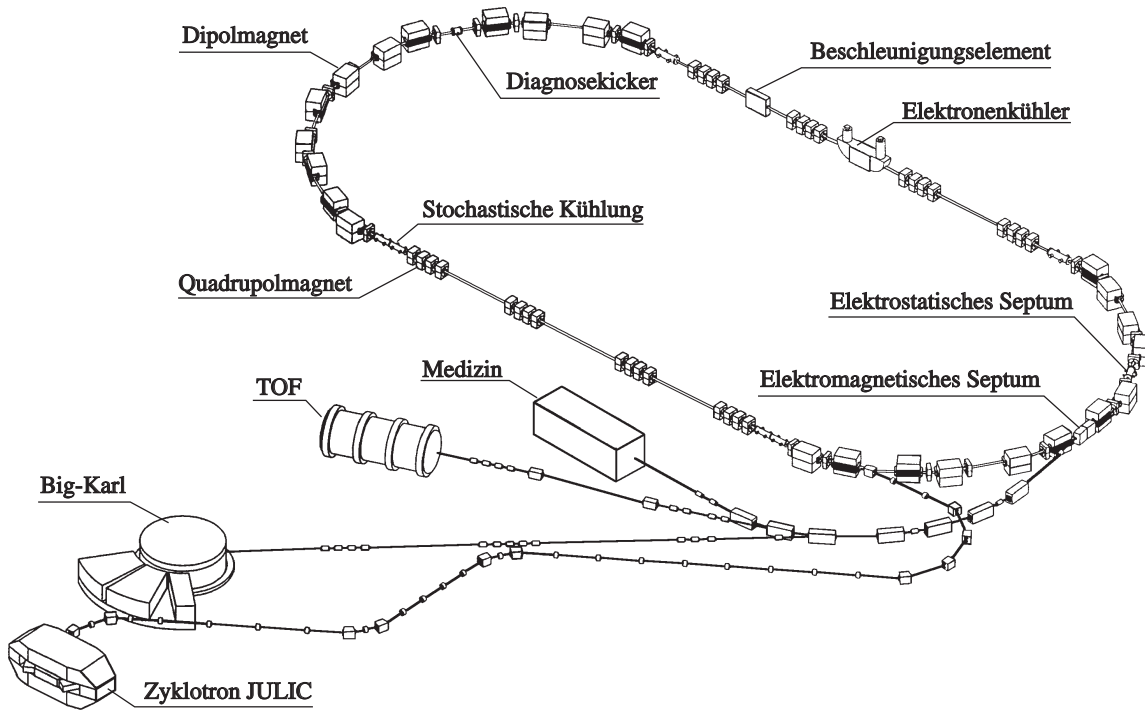
Das Jülicher Cooler-Synchrotron (COSY) wurde am 01.04.1993 offiziell in Betrieb genommen. Die Maschine soll Protonen und leichte Ionen auf kinetische Energien bis zu 2,5 GeV beschleunigen. Die Besonderheit dieses Beschleunigers ist seine Strahlqualität [PFI 90]:

- Impulsunschärfe:  $\delta p/p \approx 10^{-4}$
- Strahlemittanz:  $\epsilon \approx 2\pi \text{ mm mrad}$

Diese herausragenden Eigenschaften können mit Hilfe der stochastischen und der Elektronenkühlung erreicht werden. Unter diesen Voraussetzungen ist es der physikalischen Grundlagenforschung in Deutschland erstmals möglich, Untersuchungen zur Wechselwirkung von Protonen mit anderen Teilchen in diesem Bereich der Mittelenergiephysik durchzuführen. In der Medizin können die Wirkungen des Protonenstrahls auf organische Materie untersucht werden, um neue Erkenntnisse für die Strahlentherapie zu gewinnen.

Abbildung 1.1 zeigt den schematischen Aufbau von COSY mit der Anordnung der externen Experimentierplätze. An einem dieser Plätze steht das Flugzeitspektrometer TOF (Time-Of-Flight Spectrometer), das von der COSY-TOF-Kollaboration aufgebaut wird. An dieser Kollaboration sind neben dem Institut für Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum folgende Forschungsgruppen beteiligt:

- Das Institut für Kern- und Teilchenphysik der Technischen Universität Dresden
- Das Institut für Kern- und Hadronenphysik des Forschungszentrums Rossendorf
- Das Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich
- Das Physikalische Institut der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen
- Das Physikalische Institut der Universität Tübingen



**Abb. 1.1:** Der Beschleuniger COSY mit den externen Experimentierplätzen (aus [BÖH 94])

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Tests bereits vorhandener Detektorkomponenten und möchte Ansätze für die Entwicklung neuer Detektorkomponenten für COSY-TOF aufzeigen.

Bei den Tests geht es um Messungen der Lichtlaufzeiten und der Lichtausbeuten des „Quirl“-Detektors, so daß eine genauere Zeitkalibration des Flugzeitspektrometers möglich wird. In Kapitel 3 werden diese Tests beschrieben.

Die neuen Detektorkomponenten sollen Teilchen unter großen Streuwinkeln nachweisen. Die zugehörigen Überlegungen sind in Kapitel 4 zusammengefaßt.

Zum besseren Gesamtverständnis wird zuvor in Kapitel 2 das Konzept des Flugzeitspektrometers kurz beschrieben.

# Kapitel 2

## Das Flugzeitspektrometer TOF

Das Flugzeitspektrometer TOF besteht aus einem zylindersymmetrischen Tank, der von innen mit Szintillatoren aus Kunststoff bestückt wird. Damit lassen sich die Flugrichtungen und Flugzeiten der geladenen Reaktionsprodukte bestimmen, so daß die Rekonstruktion ihrer Vierervektoren möglich wird. Da die ungeladenen Ejektile nicht nachgewiesen werden, können nur Reaktionen mit maximal einem neutralen Reaktionsprodukt untersucht werden, z. B.:

- $pp \rightarrow pK^+\Lambda$
- $pp \rightarrow pp\gamma$
- $pd \rightarrow {}^3He\eta$

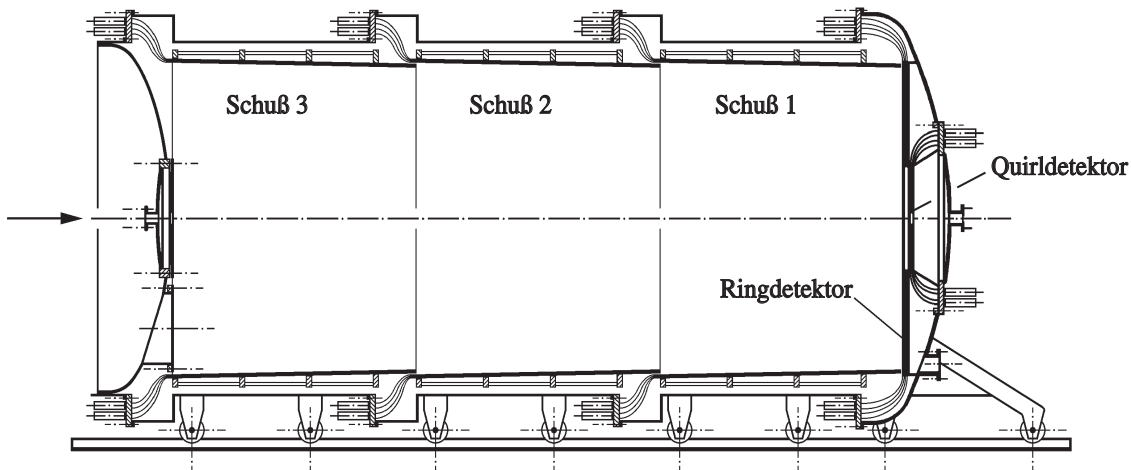


Abb. 2.1: (geplanter) Gesamtaufbau von TOF

Abbildung 2.1 zeigt einen möglichen Endaufbau des Detektors. Der Tank besteht aus drei aneinandergereihten Fässern. Die Endkappe wird bestückt mit einem inneren Hodoskop, dem „Quirl“, und einem äußeren Hodoskop, dem „Ring“. Von diesen Detektoren ist bisher der Quirl fertiggestellt und im Einsatz. In der Target-Region

befindet sich ein Startdetektor. Es sind verschiedene Startdetektoren gebaut worden, die abgestimmt auf die zu untersuchenden Reaktionen zum Einsatz kommen. Der Quirl besteht aus drei Lagen Szintillatorstreifen, einer geraden Lage, bestehend aus 48 „Tortenstücken“, und zwei gewundenen Lagen aus je 24 rechts- bzw. links-gewundenen „Bananenstücken“. Das Szintillationslicht wird an den breiten Enden der Streifen über Plexiglas-Lichtleiter mit Photomultipliern (Philips XP2020) ausgelesen.

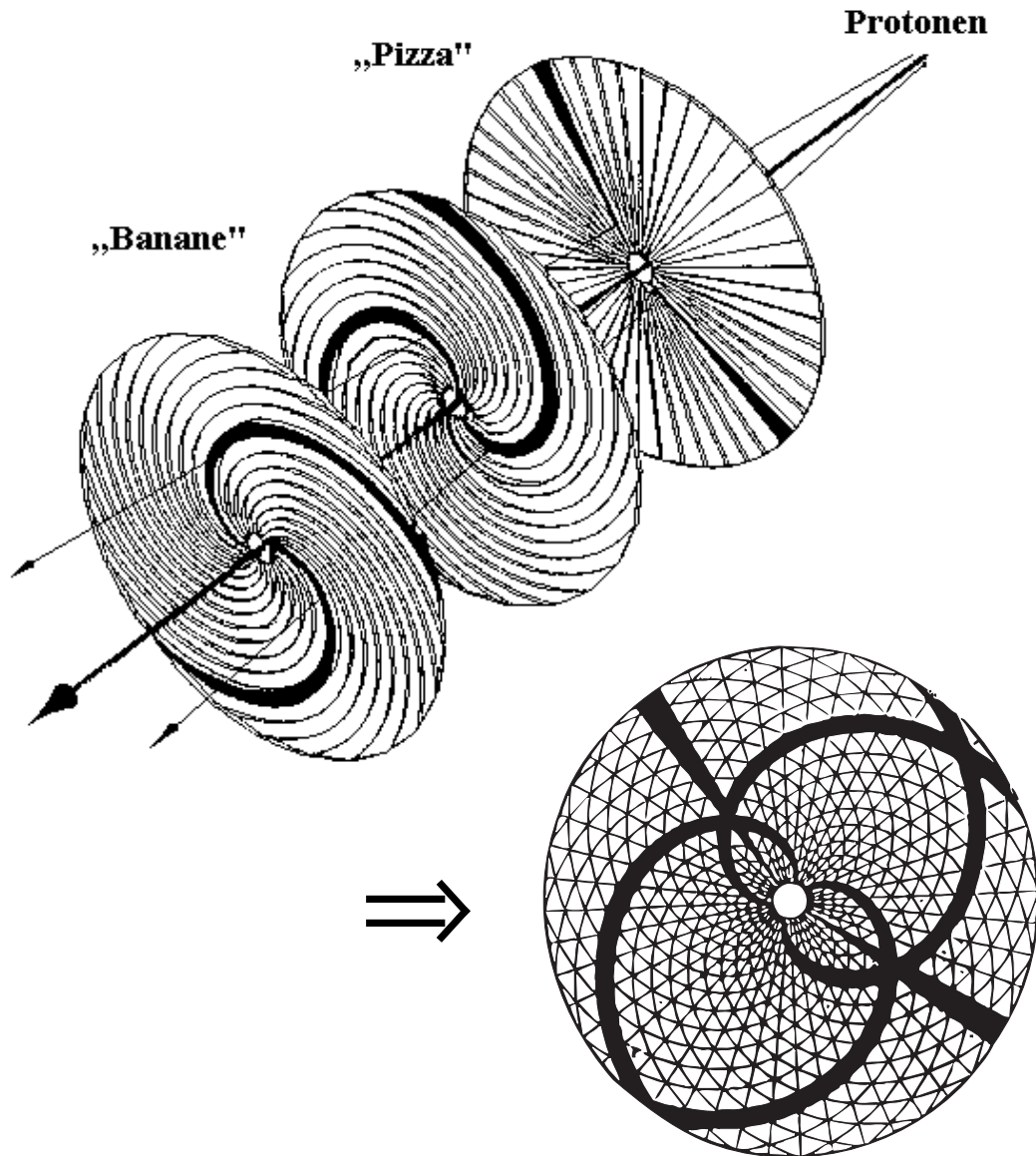
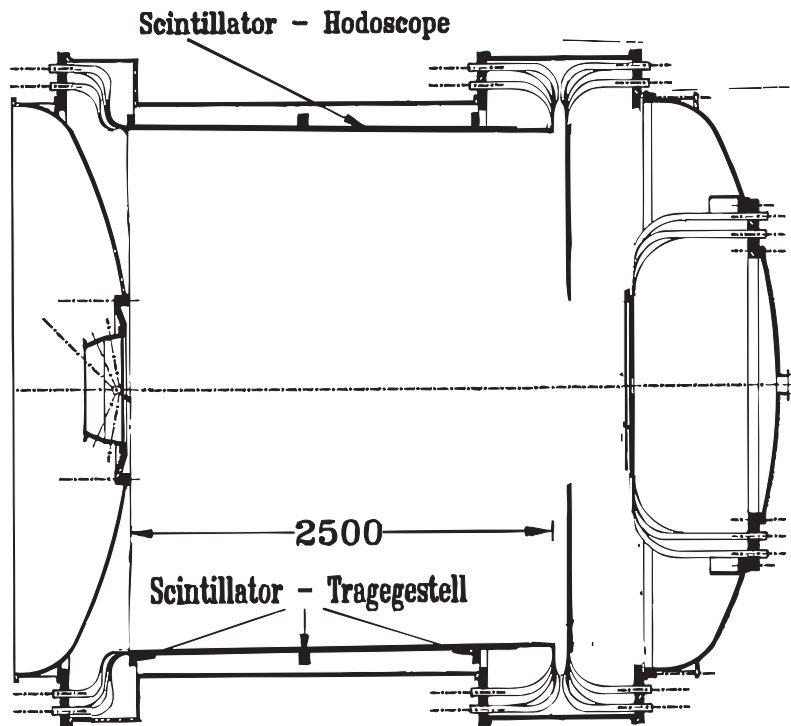


Abb. 2.2: Ortsrekonstruktion mit dem Quirl (aus [HER 93])

Abbildung 2.2 veranschaulicht die Ortsrekonstruktion der geladenen Teilchen. Die Streifen, mit denen Reaktionsteilchen in Wechselwirkung getreten sind, sind schwarz markiert. Die Überlappung der drei Szintillatoren zeigt den Ort der Wechselwirkung an. Der Ringdetektor funktioniert nach dem gleichen topologischen Prinzip. Zur Bestückung der Schüsse sind zwei verschiedene Varianten diskutiert worden. Ein Vorschlag übernimmt das Prinzip von Quirl und Ring, also drei Lagen dünner Szintillatoren, die einseitig ausgelesen werden. Die andere Variante sieht nur eine Lage dickerer Szintillatoren vor, die dafür auf beiden Seiten ausgelesen werden. Die Ortsrekonstruktion wird dabei über die unterschiedlichen Lichtlaufzeiten vom Ort der Szintillation bis zu den Photomultipliern vorgenommen. Die Modularität des Detektors läßt es zu, den Abstand vom Target zum Quirl zu variieren, indem z. B. weniger als drei Schüsse eingebaut werden. Bei den bisherigen Strahlzeiten wurde die Endkappe immer direkt an die Startkappe angeschraubt. Abbildung 2.3 zeigt die nächste Ausbaustufe des Spektrometers, bei dem ein Schuß eingebaut ist und die Barrel-Szintillatoren auf beiden Seiten ausgelesen werden.



**Abb. 2.3:** Aufbau des Flugzeitspektrometers mit nur einem Schuß und beidseitiger Auslese der Barreلسzintillatoren (aus [HER 93])



Die Bochumer Gruppe befaßt sich zusammen mit Jülich, Rossendorf und Dresden vorwiegend mit der Messung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $pp \rightarrow pp\gamma$ . Für dieses Experiment wurde im Forschungszentrum Rossendorf ein spezieller Startdetektor entwickelt (s. Abb. 2.4). Er besteht aus zwei hintereinander angeordneten Ringen aus jeweils 16 Szintillatoren, die verschiedene Polarwinkelbereiche abdecken und in Azimutalrichtung jeweils einen Winkel von  $\Delta\phi = 22,5^\circ$  erfassen [SCH 95]. Der Startdetektor zeichnet sich durch eine sehr kleine Massenbelegung aus, die die Kleinwinkelstreuung auch für große  $\theta$ -Winkel gering hält [HBR 95].

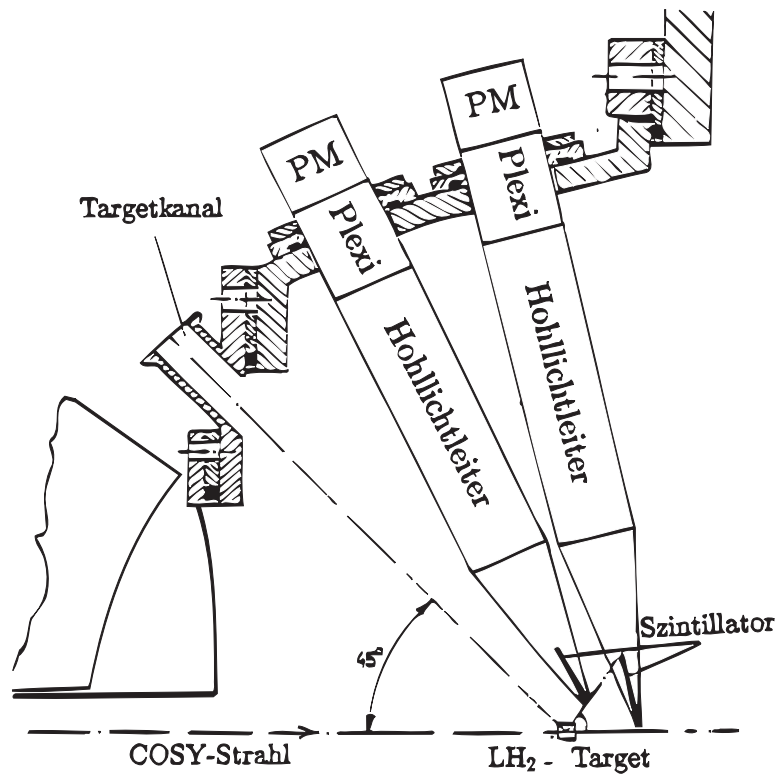


Abb. 2.4: Seitenansicht des Rossendorfer Startdetektors (aus [HER 93])

# Kapitel 3

## Testmessungen an Quirl-Elementen

Die fundamentale Meßgröße des COSY-TOF-Spektrometers ist die Flugzeit der geladenen Teilchen. Im Experiment werden die Zeiten mit Zeit-Digital-Konvertern (TDCs) gemessen, die die Zeit zwischen einem Start- und einem Stoppsignal als entsprechend kodiertes Digitalwort ausgeben. Die TDCs werden im „Common Stop Modus“ betrieben: ein Signal aus dem Stoppdetektor gibt das „Start“, und das Triggersignal aus dem Startdetektor liefert für alle Kanäle das „Stopp“. Es wird demnach folgende Zeit gemessen:

$$t_{mess} = t_{flug} + t_{licht}^{stopp} + t_{offset}^{stopp} - t_{licht}^{trigger} - t_{offset}^{trigger}.$$

Die Größe  $t_{flug}$  ist dabei die gesuchte Flugzeit der Teilchen;  $t_{licht}^{stopp}$ ,  $t_{licht}^{trigger}$  sind die Lichtlaufzeiten im Szintillator und Lichtleiter bzw. im Hohllichtleiter des Startdetektors. Mit  $t_{offset}^{stopp}$  bzw.  $t_{offset}^{trigger}$  werden die für jeden Kanal des Start- und Stoppdetektors unterschiedlichen Signallaufzeiten in den Photomultiplerröhren und in den Kabeln sowie die Verzögerungszeiten, herrührend durch die Elektronik, zusammengefaßt. Um die Flugzeit errechnen zu können, müssen die übrigen vier Zeiten bestimmt werden.

Ein Kalibrierungsverfahren zur Bestimmung der Zeit  $t_{offset}^{stopp}$  wird in der Dissertation von Ringe [RIN 95] beschrieben.

In diesem Kapitel geht es darum, die Lichtlaufzeiten  $t_{licht}^{stopp}$  für einen geraden und einen gewundenen Streifen aus dem Quirl-Detektor zu bestimmen. Dazu sind Testmessungen mit Beta-Strahlung und kosmischer Höhenstrahlung durchgeführt worden.

### 3.1 Maße der Szintillatorstreifen

Die Maße des geraden Streifens wurden mit Mikrometerschrauben bzw. mit einem Maßstab genommen, deren Meßunsicherheiten  $\pm 0,01$  mm und  $\pm 0,5$  mm betragen. Wegen des Öffnungswinkels des Streifens ist die Unsicherheit der Messung des schmalen Endes  $\pm 0,05$  mm (s. Abb. 3.2).



Abb. 3.1: Maße des Szintillatorstreifens in Millimeter

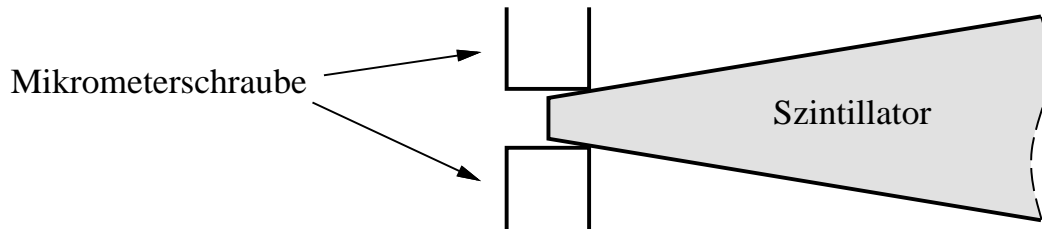


Abb. 3.2: Die Vermessung des schmalen Endes ist wegen des Öffnungswinkels weniger genau.

Die Seitenansicht in Abb. 3.3 zeigt, daß der Streifen nicht eben, sondern um ca. 5 mm durchgebogen ist.

Die Dicke des Szintillatorstreifens wird vom Hersteller (BICRON, Ohio) angegeben mit  $d = (5,00^{+0,56}_{-0,46})$  mm. Diese Angaben wurden durch die Messungen an mehreren Stellen des Streifens bestätigt; die Abweichungen liegen innerhalb der Fehlergrenzen.

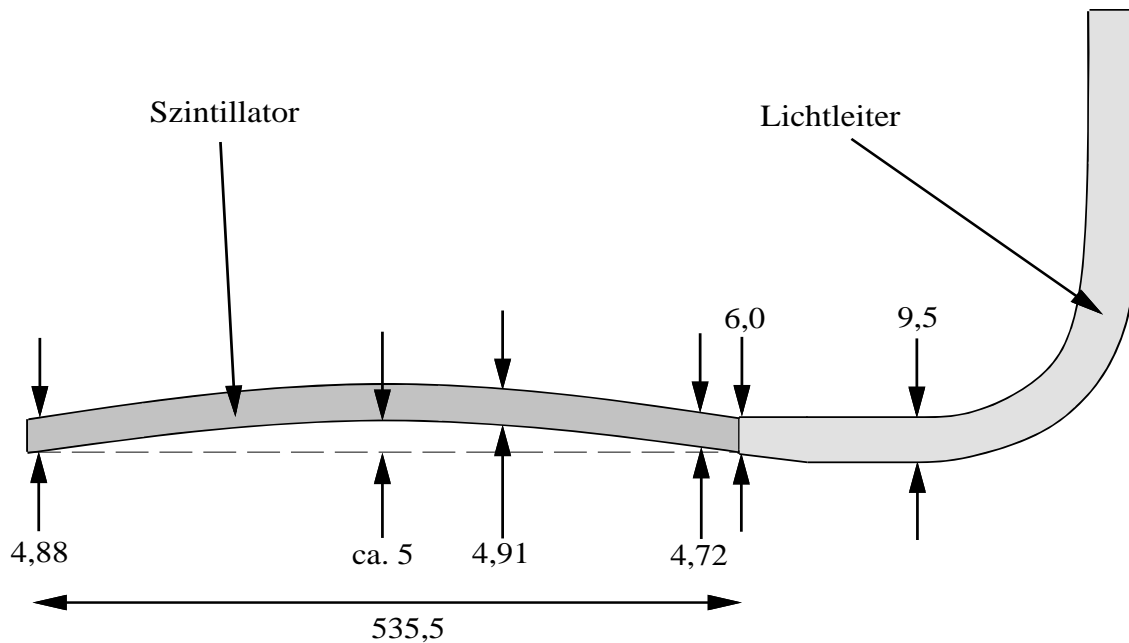


Abb. 3.3: Seitenansicht des Szintillatorstreifens (Angaben in mm)

Bei einer genaueren Betrachtung der Beschaffenheit des Szintillators wurde festgestellt, daß an den seitlichen Rändern mit bloßem Auge Frässpuren zu sehen sind. Bei dem gewundenen Streifen wurde lediglich an einigen Stellen die Dicke des Streifens gemessen. Dabei wurde festgestellt, daß die geforderte Dicke von 5 mm erheblich unterschritten wurde (Abb. 3.4). Dies hat Konsequenzen für die Auswertung von Energieverlust-Spektren am COSY-TOF. Hier wurde bisher immer von einer Dicke der Streifen von 5 mm ausgegangen.

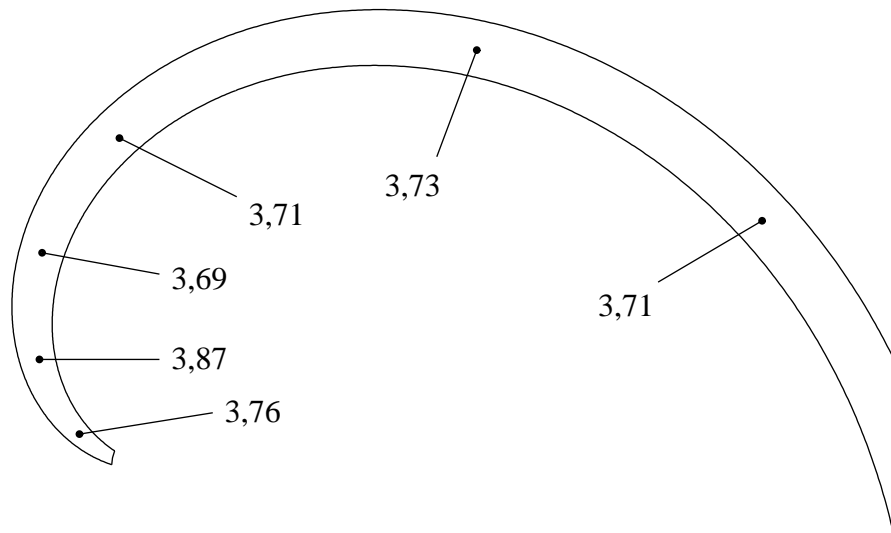


Abb. 3.4: Dicke des gewundenen Streifens in Millimeter

## 3.2 Versuchsaufbau

### 3.2.1 Aufbau für die Messung am geraden Streifen

In einer ersten Meßreihe wurden die Lichtlaufzeiten und die Lichtausbeuten für einen geraden Streifen gemessen. Abbildung 3.5 zeigt schematisch den Versuchsaufbau. Der am Lichtleiter befestigte Photomultiplier XP 2020 wurde an einem Holzgestell in 90 cm Höhe vertikal aufgehängt, so daß der Szintillator sich in einer Höhe von 17 cm horizontal ausdehnt. Trigger-PM, Sr-Quelle und Blende wurden fest miteinander verbunden und mit Stativstangen auf zwei Reitern befestigt. Diese Reiter befanden sich auf zwei parallel ausgerichteten, 2 m langen, optischen Bänken, die als Schienen für das System dienten. Mit diesem Aufbau war es möglich, den Trigger in beiden horizontalen Achsen zu verschieben.

Bei der Messung mit Höhenstrahlung wurde die Quelle entfernt und der Trigger-PM unterhalb des Streifens angebracht.

Auf dem Kathodenfenster des Trigger-PMs wurde ein zylinderförmiger Szintillator mit einer Höhe von 5 mm und einem Durchmesser von 5 mm angebracht. Die Bleiblende hat einen Durchmesser von 2 mm und eine Höhe von 13 mm. Der Szintillatorstreifen und der Lichtleiter wurden lichtdicht verpackt.

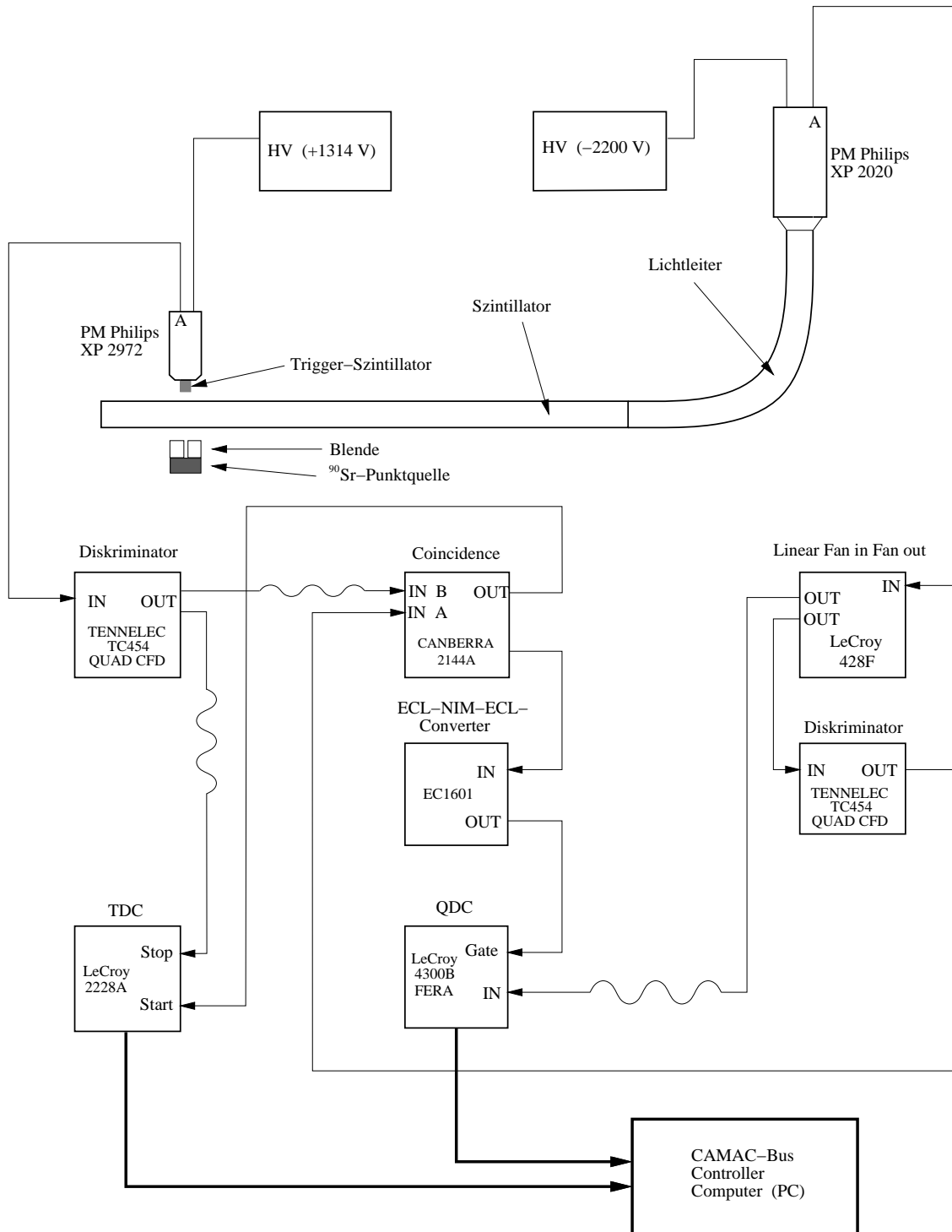


Abb. 3.5: Blockschaltbild des Versuchsaufbaus

Abbildung 3.5 zeigt, daß das Signal des XP 2020 aktiv „gesplittet“ und ein Zweig einem QDC zugeführt wurde, der die Lichtausbeute maß. Der andere Zweig verlief über einen Diskriminator in die Koinzidenzstufe. Dasselbe wurde mit dem Signal des Triggers vorgenommen.

Die zeitliche Länge der Ausgangssignale der Diskriminatoren wurden beim Trigger-PM groß ( $\approx 60$  ns) und beim Auslese-PM klein ( $\approx 8$  ns) eingestellt, damit der Zeitpunkt des Ausgangssignals der Koinzidenz immer durch den Auslese-PM bestimmt wurde. Dieser lieferte das Start-Signal für den TDC. Ein weiterer Ausgang des Diskriminators im Triggerzweig gab das Stopp-Signal.

Die in Bild 3.5 eingezeichneten „Wellen“ stehen für Kabeldelays, die es ermöglichten, die Signale zeitlich einander anzupassen. Die vom TDC gemessene Zeit ist demnach:

$$t_{mess} = t_{offset} - t_{lauf}.$$

Die Zeit  $t_{offset}$  kann nicht bestimmt werden.

### 3.2.2 Aufbau für die Messung am gewundenen Streifen

Die Geometrie des gewundenen Streifens ist komplizierter als die des geraden, so daß die Halterung des Triggerphotomultipliers, der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle und der Blende neu konzipiert werden mußte.

Um den Auslese-PM zu halten, wurde wieder das vorhandene Holzgestell verwandt. Die Höhe des sich horizontal ausdehnenden Szintillators sollte an jeder Stelle gleich sein. Darum wurde der Streifen an vier Stellen mit Bindfäden unterstützt und an der Spitze eingespannt.

Die technische Zeichnerin fertigte eine Abbildung des Szintillatorstreifens an, die unter den Streifen gelegt wurde, so daß dieser lotrecht auf die Zeichnung abgebildet wurde.

Für das System aus Trigger-PM,  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle und Blende mußte eine neue Halterung gebaut werden (Abb. 3.6).

Der Trigger-PM und sein Spannungsteiler befinden sich auf einer Platine, die die beiden Elemente mechanisch und elektrisch miteinander verbindet. Die Platine und die Halterung von Quelle und Blende sind auf einer Plexiglasplatte befestigt. Zur Bestimmung der Position der gesamten Halterung befindet sich auf der Plexiglasplatte ein Fadenkreuz. Die Platine des PM mußte auf „Stelzen“ gestellt werden, da sie sonst das Fadenkreuz verdeckt hätte.

Wichtig ist, daß die Blendenöffnung, der Triggerszintillator und das Fadenkreuz lotrecht auf einer Linie liegen. Darum wurden sie in 3 Schritten mit Hilfe eines Helium-Neon-Lasers einjustiert.

Als erstes wurden der Photomultiplier und die Halterung von der Plexiglasplatte abgeschraubt und der Laser in einer Höhe von ca. 120 cm aufgehängt, so daß er senkrecht nach unten strahlte. Trifft der Strahl auf die Plexiglasplatte, wird er an den Oberflächen reflektiert. Der Laser ist dann vertikal ausgerichtet, wenn die Reflexe zurück in den Resonator des Lasers geworfen werden (Autokollimation). Im zweiten Schritt wurde der Photomultiplier wieder angeschraubt und die Platte an ihren Platz gelegt.

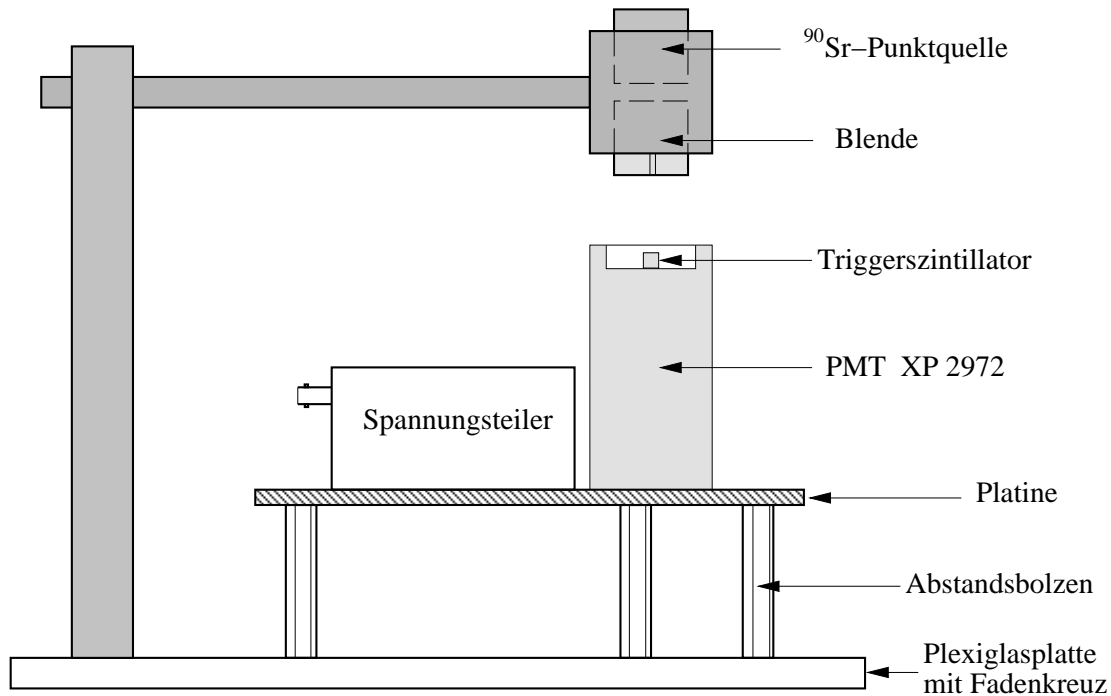


Abb. 3.6: Halterung von Quelle, Blende und Trigger-PM für die Messung am gewundenen Streifen

Der Triggerszintillator wurde dann so auf dem Kathodenfenster angebracht, daß ihn der Laserstrahl traf. <sup>1</sup> Als letztes wurde die Halterung mit der Blende angeschraubt. Sie wurde so ausgerichtet, daß der Laserstrahl genau durch das Blendenloch fiel. Die Genauigkeit der Ortsbestimmung des Triggers läßt sich zu  $\pm 1,5$  mm abschätzen. Die Verkabelung wurde jetzt so gewählt, daß der Trigger-PM das Start- und der Auslese-PM das Stopp-Signal für den TDC gaben.

### 3.2.3 Energie der Teststrahlung

Das Isotop  $^{90}\text{Sr}$  geht durch einen  $\beta^-$ -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 28,5 Jahren in  $^{90}\text{Y}$  über. Die Maximalenergie der dabei emittierten Elektronen beträgt 0,5 MeV.  $^{90}\text{Y}$  zerfällt weiter (ebenfalls durch  $\beta^-$ ) mit einer Halbwertszeit von 64,1 Stunden in das stabile Isotop  $^{90}\text{Zr}$ . Hierbei beträgt die maximale Energie der Elektronen 2,3 MeV [STR 94].

Bei der Versuchsanordnung wurde nur mit den hochenergetischen, minimal ionisierenden Elektronen gemessen, da nur sie ausreichend Energie besitzen, um 5 mm Szintillator, ca. 4 cm Luft und 2 Schichten Abschirmfolie zu durchlaufen. Dies kommt den Verhältnissen bei Experimenten am TOF nahe, da dort ebenfalls minimal- bzw. schwach ionisierende Teilchen nachgewiesen werden.

<sup>1</sup>Die Bestrahlungsstärke der Photokathode wurde mit Hilfe einer am Laser eingebauten Blende auf niedrigem Niveau gehalten. Bei einer Wellenlänge des Lasers von  $\lambda = 632,8$  nm ist die Empfindlichkeit der Photokathode gering. Somit ist nicht von einer Schädigung der Photokathode auszugehen.

Um die Ergebnisse der Messungen mit Beta-Strahlung zu überprüfen, wurde auch mit kosmischer Höhenstrahlung gemessen. Die kosmische Höhenstrahlung, die im wesentlichen aus Myonen besteht, hat eine mittlere Energie von ca. 2 GeV und ist somit auf jeden Fall minimal ionisierend. Der Strahlungsfluß ist allerdings so klein, daß mit ihr – in endlich langer Zeit – nur an wenigen Punkten gemessen werden konnte.

### 3.3 Lichtausbeute

#### 3.3.1 Meßergebnisse

Als erstes soll hier auf die Messung der Lichtausbeute eingegangen werden. Abbildung 3.7 zeigt stellvertretend vier QDC-Spektren, die an dem geraden Streifen

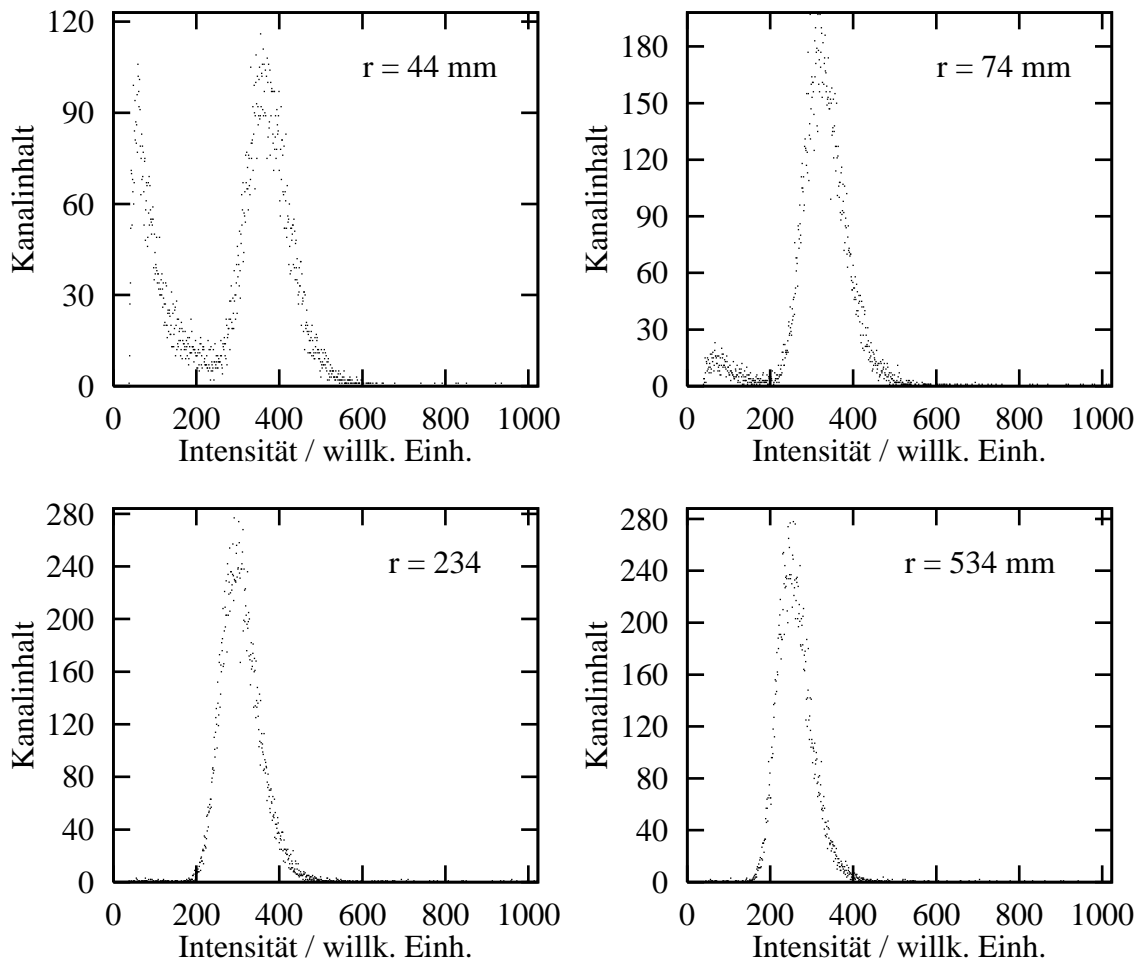


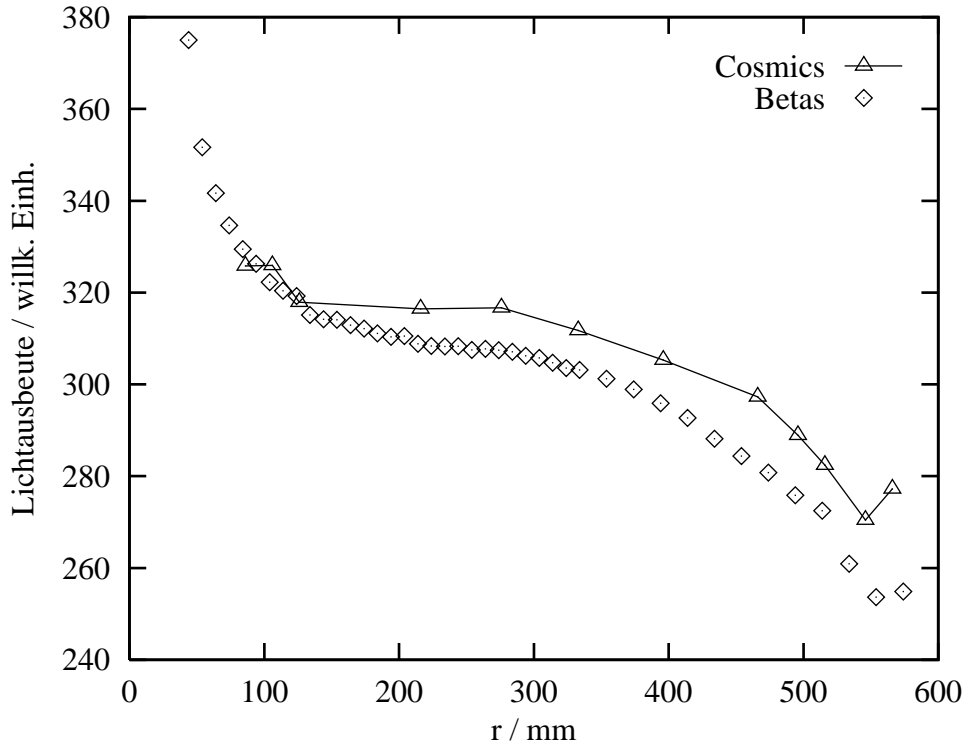
Abb. 3.7: QDC-Spektren der Messung am geraden Streifen mit Beta-Strahlung



mit Beta-Strahlung aufgenommen wurden. Der angegebene Ort  $r$  ist der Abstand von der „Strahlachse“ in Millimetern.

Im schmalen Bereich des Streifens laufen zum eigentlichen Signal zusätzlich Rauschereignisse ein. Diese mußten für die Auswertung subtrahiert werden. Dazu wurde der Untergrund durch eine Exponentialfunktion angefitet. Diese Exponentialfunktion wurde dann von den Meßdaten subtrahiert.

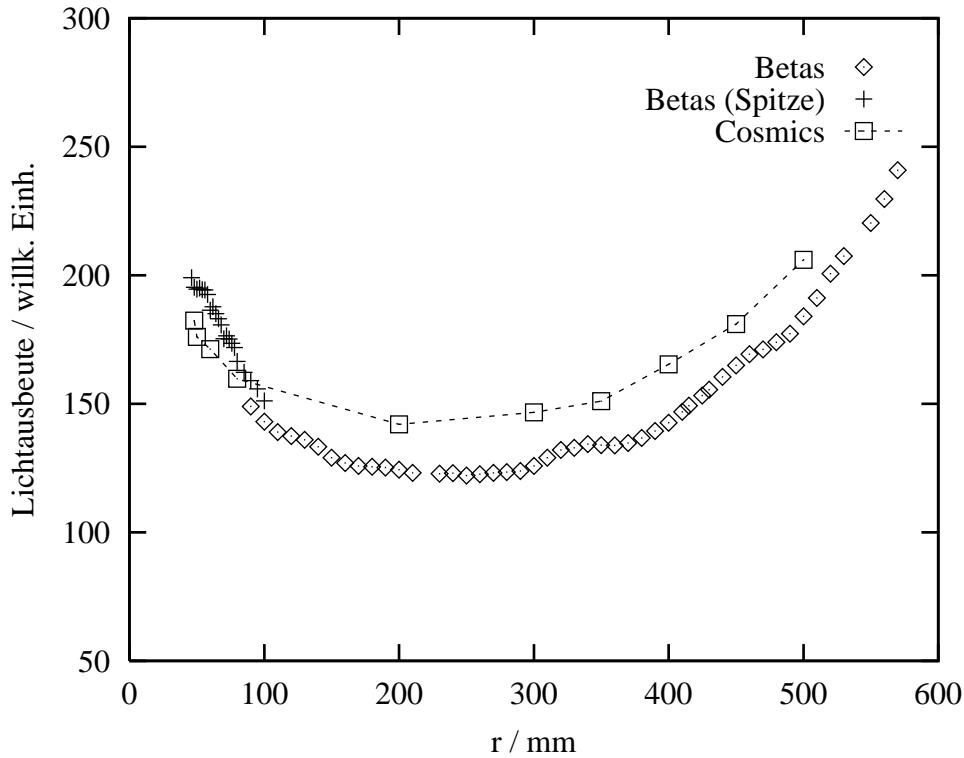
Figur 3.8 zeigt den Verlauf der Lichtausbeute als Funktion des Ortes. Die mittlere Lichtausbeute wurde jeweils aus dem Schwerpunkt des QDC-Spektrums bestimmt. Man beachte, daß der Nullpunkt der Lichtausbeute unterdrückt wurde.



**Abb. 3.8:** Lichtausbeute des geraden Streifens als Funktion des Abstands von der „Strahlachse“

Das Ergebnis ist zunächst verblüffend. Der monoton fallende Verlauf läßt erkennen, daß um so mehr Licht am Photomultiplier ankommt, je größer die Laufstrecke des Lichts ist. Mit anderen Worten: die „differentielle Abschwächungslänge“ ist negativ. Dies muß mit der Geometrie von Szintillator und Lichtleiter zusammenhängen, die eine Fokussierung des Lichts bewirken. In Abschnitt 3.3.2 wird darauf noch einmal eingegangen.

Abbildung 3.9 zeigt den Verlauf der Lichtausbeute des gewundenen Streifens. Trigger und  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle wurden hier entlang der Seele des Streifens verschoben.



**Abb. 3.9:** Lichtausbeute des gewundenen Streifens

Bei den Meßergebnissen mit Beta-Strahlung ist eine wellenförmige Struktur zu erkennen. Dies ist auf den systematischen Fehler zurückzuführen, der durch die ungenaue Justierung von Blende, Triggerszintillator und Fadenkreuz zustande kam (vgl. Abschnitt 3.2.2). Das System ist somit nicht exakt „drehinvariant“. Wenn im Bereich der Haltefäden gemessen wurde, mußte die Halterung gedreht werden, so daß der tatsächliche Einfall der Strahlung nicht mehr genau auf der Seele des Streifens stattfand.

Für spätere Auswertungen von Messungen mit dem Quirl ist es praktisch, die Meßwerte zu parametrisieren. Die einfachste Methode, die Meßwerte zu beschreiben, ist, ein Polynom  $n$ -ten Grades an die Werte anzulegen. In den Abbildungen 3.10 und 3.11 sind die Meßwerte mit Beta-Strahlung zusammen mit einem Polynom vierten bzw. fünften Grades zu sehen. Die Koeffizienten dieser Polynome lauten:

Gerader Streifen:

$$I_t(r) = -4,99223785 \cdot 10^{-11} x^5 + 8,29730517 \cdot 10^{-8} x^4 - 5,34563464 \cdot 10^{-5} x^3 + 0,0162978988 x^2 - 2,37374402 x + 443,918298$$

Gewundener Streifen:

$$I_b(r) = 1,05431096 \cdot 10^{-8} x^4 - 1,3517604 \cdot 10^{-5} x^3 + 0,00704523902 x^2 - 1,58866476 x + 248,94573$$

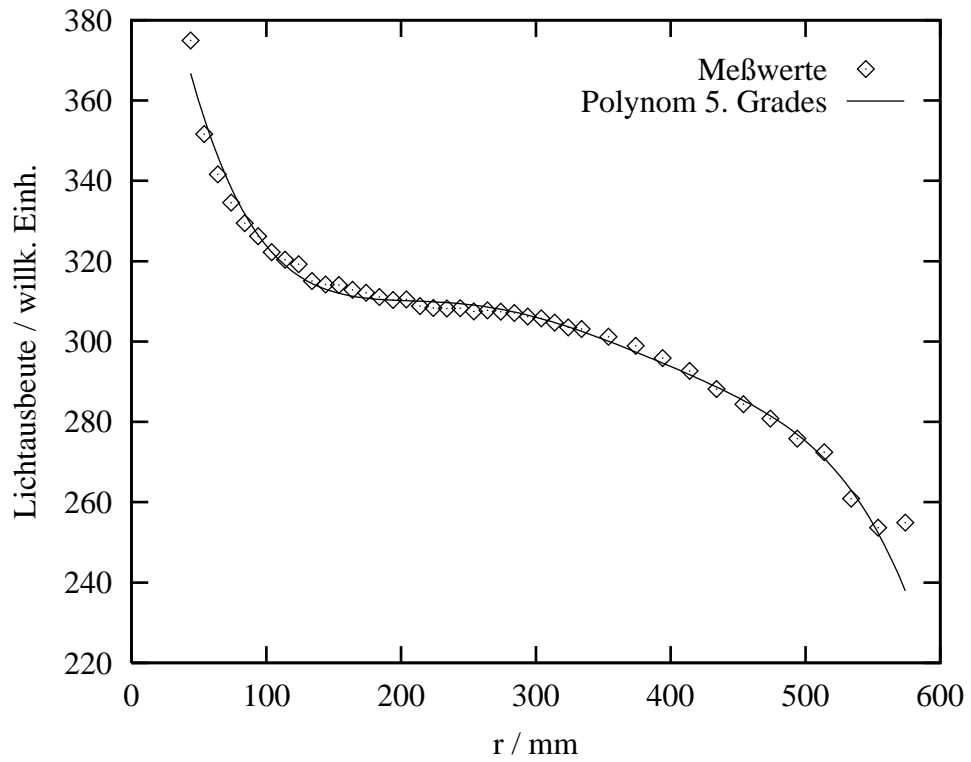


Abb. 3.10: Polynomfit an die Lichtausbeute des geraden Streifens

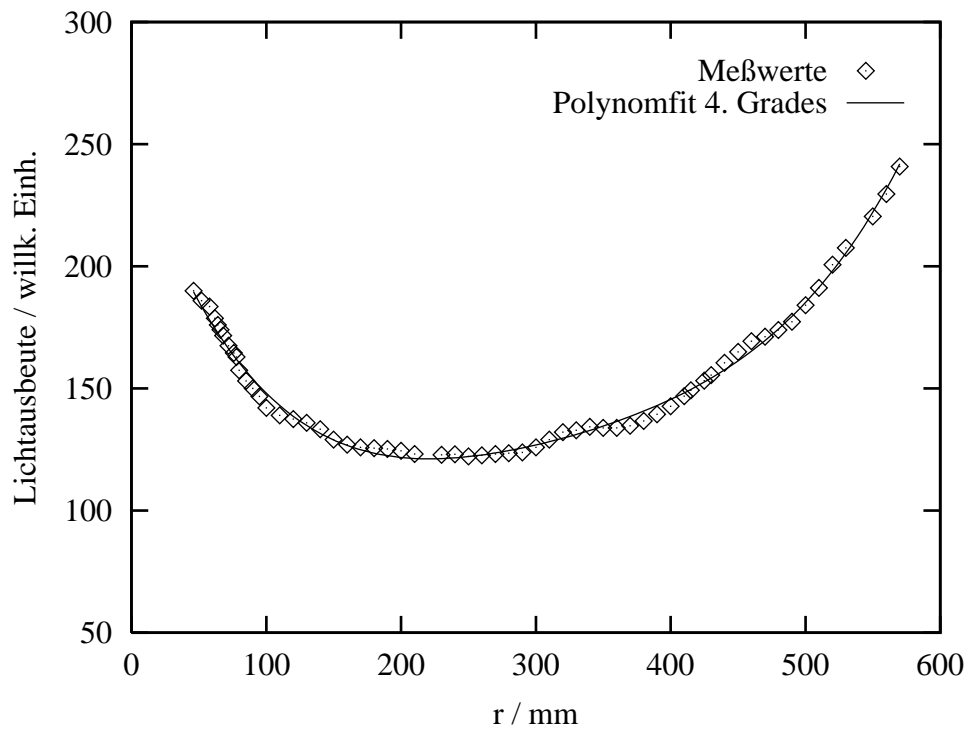


Abb. 3.11: Polynomfit an die Lichtausbeute des gewundenen Streifens

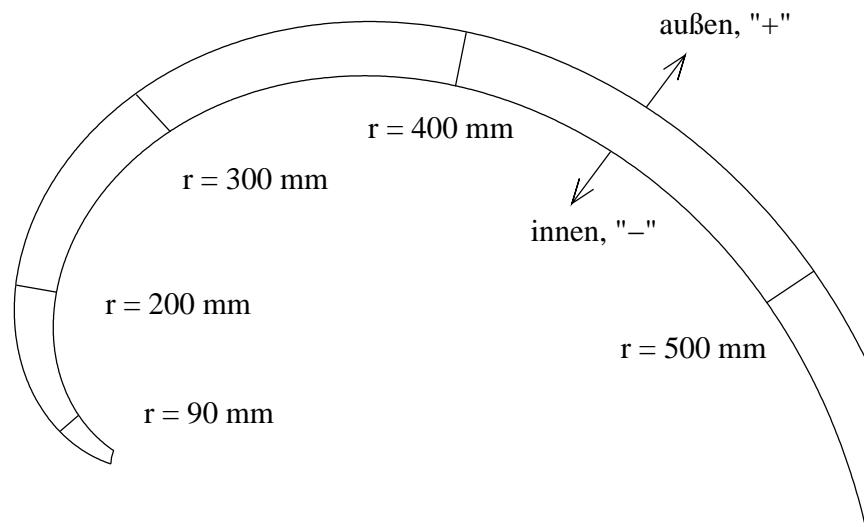
In einer weiteren Meßreihe wurde untersucht, wie sich die Lichtausbeute beim Verschieben der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle senkrecht zu der „Seele“ des Streifens verhält. Bild 3.12 gibt Aufschluß darüber, an welchen Stellen gemessen wurde und wie das Vorzeichen von „innen“ und „außen“ bei einem gewundenen Szintillatorstreifen definiert ist.

Abbildung 3.13 zeigt, daß die Lichtausbeute ansteigt, je weiter die Quelle nach „außen“ geschoben wurde. Dies ist dadurch zu begründen, daß das Szintillationslicht, daß außen entsteht, unter einem größeren Raumwinkel zum Photomultiplier gelangt.

Dieses Verhalten spiegelt sich auch wider bei den Ergebnissen einer Meßreihe, bei der Quelle und Trigger auf die Pixelschwerpunkte<sup>2</sup> positioniert wurden (Abb. 3.14). Betrachtet man benachbarte Pixel, so haben stets die geradzahligen Pixel eine höhere Lichtausbeute.<sup>3</sup> Das sind gerade diejenigen Pixel, die auf dem Streifen in Querrichtung weiter außen liegen.

Es ist zu beachten, daß die Pixel radial von außen nach innen numeriert sind, so daß hohe Pixelnummern in der Spitze des Streifens liegen. Somit erscheint das globale Verhalten der Lichtausbeute in den Bildern seitenverkehrt zu den Ergebnissen, bei denen entlang der Seele gemessen wurde.

Pixel Nummer 15 konnte aus technischen Gründen nicht vermessen werden.



**Abb. 3.12:** Orte der Messungen, an denen die Quelle in Querrichtung verschoben wurde

<sup>2</sup>Die Koordinaten der Pixelschwerpunkte (für unendlich großen Abstand vom Target) lassen sich analytisch berechnen [RIN 94].

<sup>3</sup>Die Pixel wurden hier von 1 bis 48 durchnummeriert.

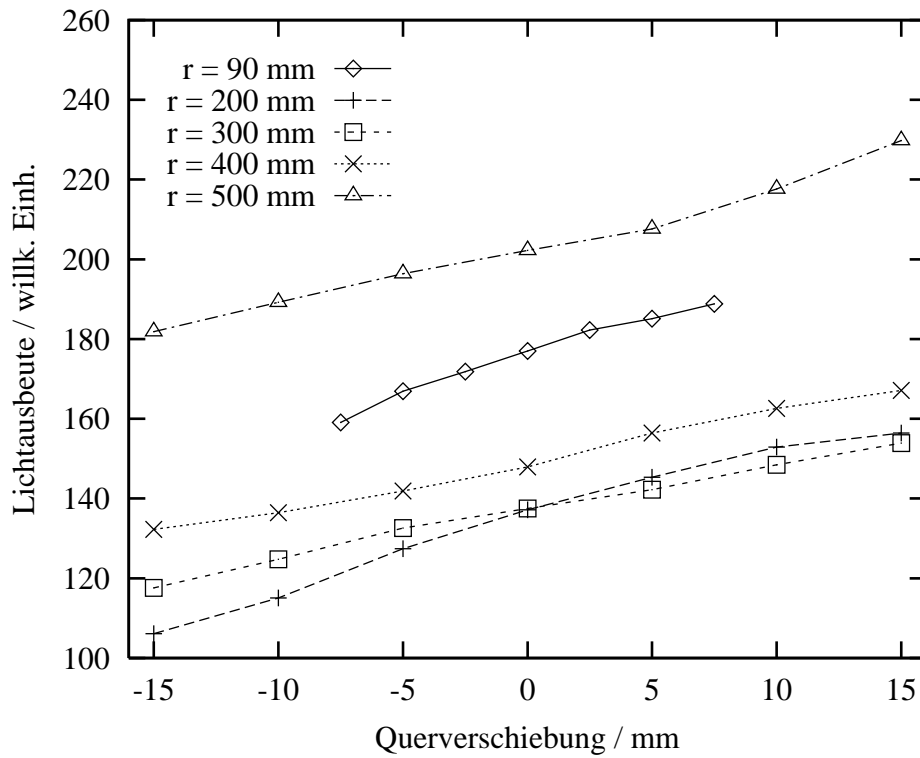


Abb. 3.13: Lichtausbeute des gewundenen Streifens bei Verschiebung der Quelle in Querrichtung

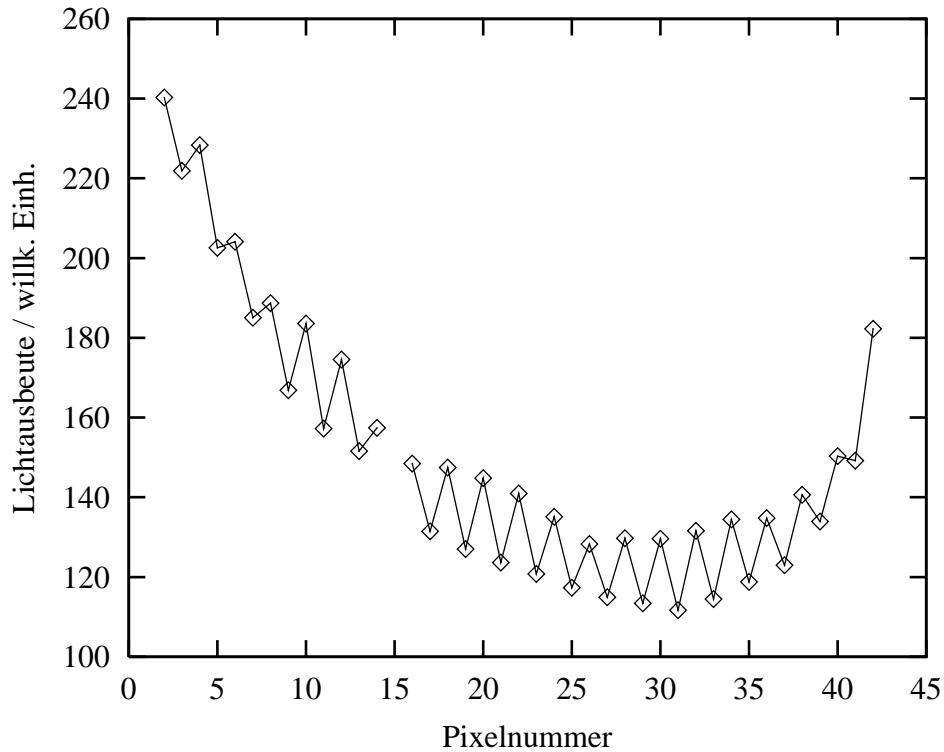


Abb. 3.14: Lichtausbeute des gewundenen Streifens, gemessen auf den Pixel-schwerpunkten

### 3.3.2 Simulation der Lichtausbeute

Die Lichtausbeute der Quirl-Elemente ist schon früher simuliert worden [ZIE 94]. Die Meßergebnisse stimmen mit den alten Rechnungen nicht überein, insbesondere nicht die Messung an dem geraden Streifen. Dies liegt daran, daß bei den früheren Simulationen nur die Lichtausbeute des Szintillators berechnet worden ist. Die Effekte, die der Lichtleiter verursacht, blieben unberücksichtigt.

Bei den neuen Simulationen wurden dieselben Programme verwendet, jedoch wurde die Geometrie der Lichtleiter hinzugefügt. Aus rechentechnischen Gründen konnte dies nur näherungsweise vorgenommen werden. Bei den Lichtleitern findet ein Übergang vom rechteckigen Querschnitt hin zum runden Querschnitt statt. Dieser Übergang ist in der Simulation nicht enthalten.

Die Entstehungspunkte der simulierten Lichtstrahlen liegen entlang der Mittellinie. Zusätzlich durchlaufen sie die Höhe des Streifens.

Die Abbildungen 3.15 und 3.16 zeigen die Ergebnisse der Simulationsrechnungen. Dabei wurden folgende Annahmen gemacht:

- Die Absorptionskoeffizienten des Szintillatormaterials bzw. des Lichtleiters sind  $1600 \text{ mm}^{-1}$  und  $6000 \text{ mm}^{-1}$  [DAH 95].
- Der Koeffizient für die Totalreflexion im Szintillator ist für die obere und untere Fläche 0,999; für die gefrästen Seitenflächen beträgt er 0,995.

Es wurden mehrere Rechnungen – zunächst nur für den geraden Streifen – mit verschiedenen Reflexionskoeffizient  $R_l$  des Lichtleiters durchgeführt. Die beste Übereinstimmung mit den Meßdaten ergab sich mit  $R_l = 0,98$ .

Es stellte sich heraus, daß der Anstieg der Lichtausbeute im Bereich der Spitze entscheidend von den Reflexionen an der Stirnfläche abhängt. Bei den Messungen war die Stirnfläche (genau wie im Experiment) nicht geschwärzt. Bei den Simulationen wurden im Bereich der Spitze gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen erzielt bei einem Reflexionskoeffizient der Stirnfläche von 0,99. In einer weiteren Rechnung wurde die Stirnfläche als völlig absorbierend angenommen. Dies hatte zur Folge, daß der Anstieg an der Spitze unterblieb.

Der gewundene Streifen ist wesentlich schwieriger zu berechnen, so daß das Simulationsprogramm seine Geometrie nur numerisch löst. Das Ergebnis zeigt eine qualitative Übereinstimmung mit den Messungen. Trotz der hohen Statistik<sup>4</sup> treten bei der Rechnung starke Schwankungen auf. Diese Schwankungen hängen vermutlich mit Rundungsfehlern zusammen, die durch die numerische Beschreibung der archimedischen Spirale auftreten.

---

<sup>4</sup>Für jeden Punkt wurden 200 000 Ereignisse gerechnet

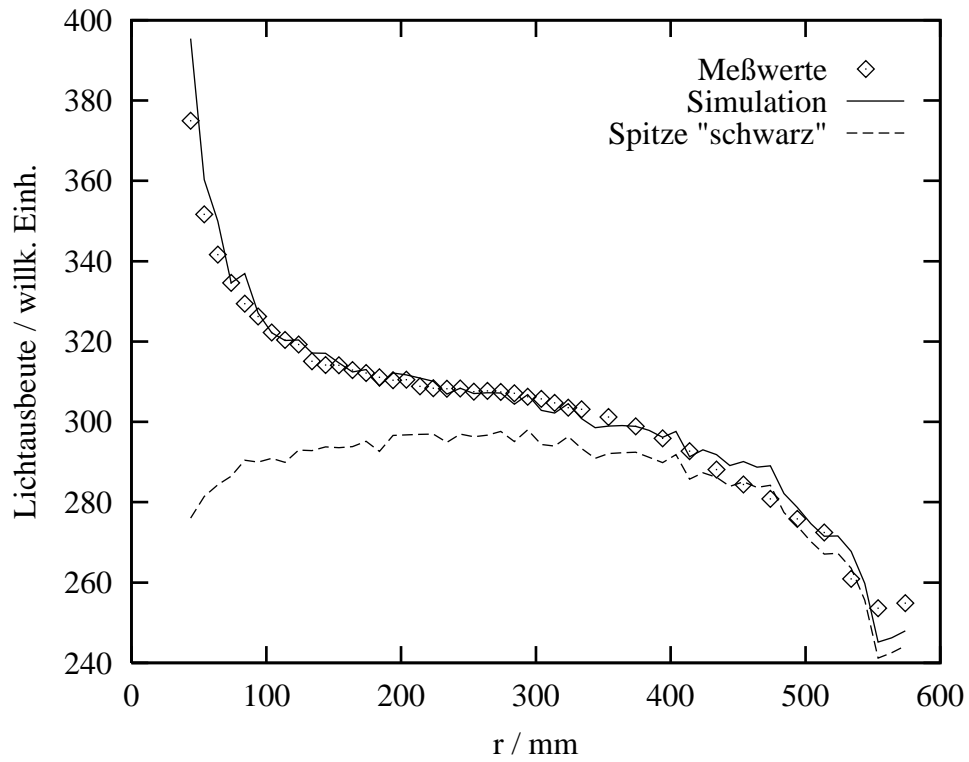


Abb. 3.15: Simulationsergebnisse für den geraden Streifen; bei einer „schwarzen“ Stirnfläche unterbleibt der Lichtanstieg an der Spitze

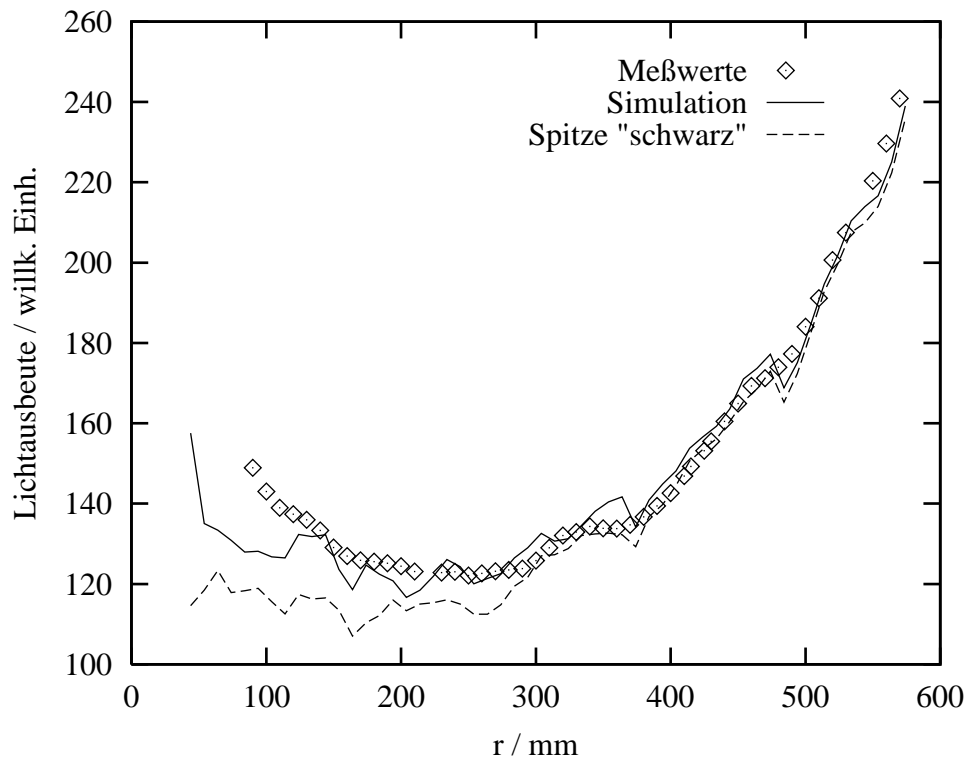


Abb. 3.16: Simulationsergebnisse für den gewundenen Streifen

## 3.4 Lichtlaufzeiten

### 3.4.1 Eichung des TDC

Der TDC (LeCroy 2228 A) liefert ein Digitalwort, das der gemessenen Zeit entspricht. Das Modul wurde auf seine maximale Empfindlichkeit eingestellt: 1024 Kanäle  $\hat{=} 50$  ns. Um diese Angabe zu überprüfen, wurde mit Hilfe eines Eichgenerators (HMI PG43) eine Testmessung durchgeführt. Abbildung 3.17 zeigt das aufgenommene Zeitspektrum.

Der Flugzeitbereich ist am Eichgenerator so eingestellt worden, daß die Zeitpeaks 5 ns weit auseinander liegen. Werden die Schwerpunkte über der Zeit aufgetragen, so liegen die Punkte auf einer Geraden. In Bild 3.18 ist an die Meßwerte eine Gerade angepaßt worden. Aus der Steigung dieser Geraden ergibt sich:

$$997,8 \text{ Kanäle } \hat{=} 50 \text{ ns.}$$

Der statistische Fehler der Regressionsgeraden liegt bei 0,04 %.

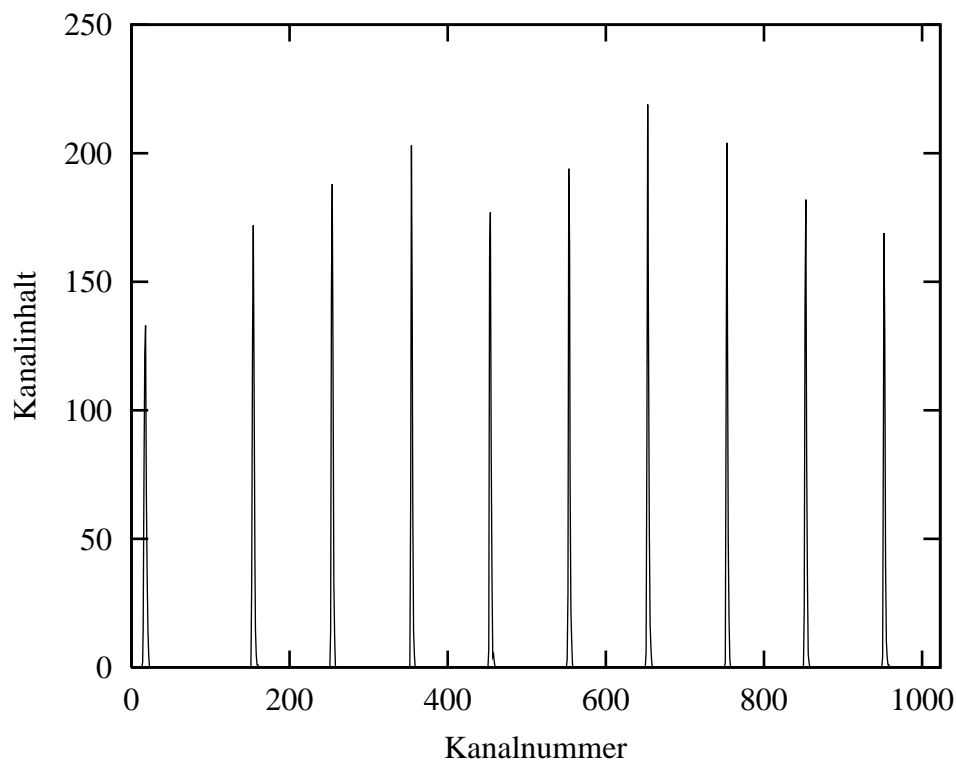


Abb. 3.17: Spektrum, aufgenommen mit einem Eichgenerator; die einzelnen Peaks liegen 5 ns auseinander



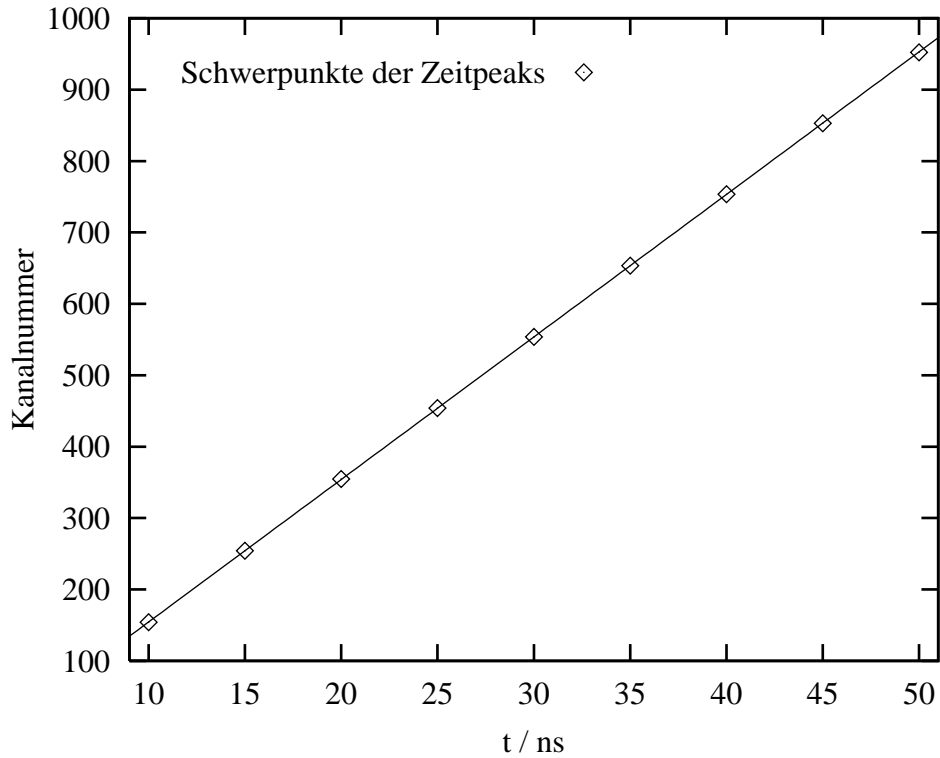


Abb. 3.18: Lage der vom Eichgenerator produzierten Zeitlinien und die daran angepaßte Kalibrationsgerade

### 3.4.2 Messung am geraden Streifen in Längsrichtung

Bei der Messung am geraden Streifen lieferte – wie bereits erwähnt – der Auslese-PM das Startsignal und der Trigger-PM das Stopp-Signal, so daß gemessen wurde:

$$\text{Kanalnummer} = \text{Offset} - \text{Laufzeit.}$$

Abbildung 3.19 zeigt stellvertretend zwei Zeitspektren, die mit Beta-Strahlung aufgenommen worden sind.

Trägt man die Schwerpunkte der Spektren wie in Abb. 3.20 gegen den Ort auf, so ergibt sich ein nahezu linearer Zusammenhang. Zusätzlich sind an die Meßpunkte angelegte lineare Fits miteingezeichnet. Aus den Steigungen dieser Geraden läßt sich die mittlere Signalausbreitungsgeschwindigkeit berechnen.

- $v_{\beta_{eff}} = (17,5 \pm 0,11) \text{ cm/ns}$
- $v_{\mu_{eff}} = (17,6 \pm 0,23) \text{ cm/ns}$

Offensichtlich stimmen die beiden Resultate im Rahmen der Fehlergrenzen überein.

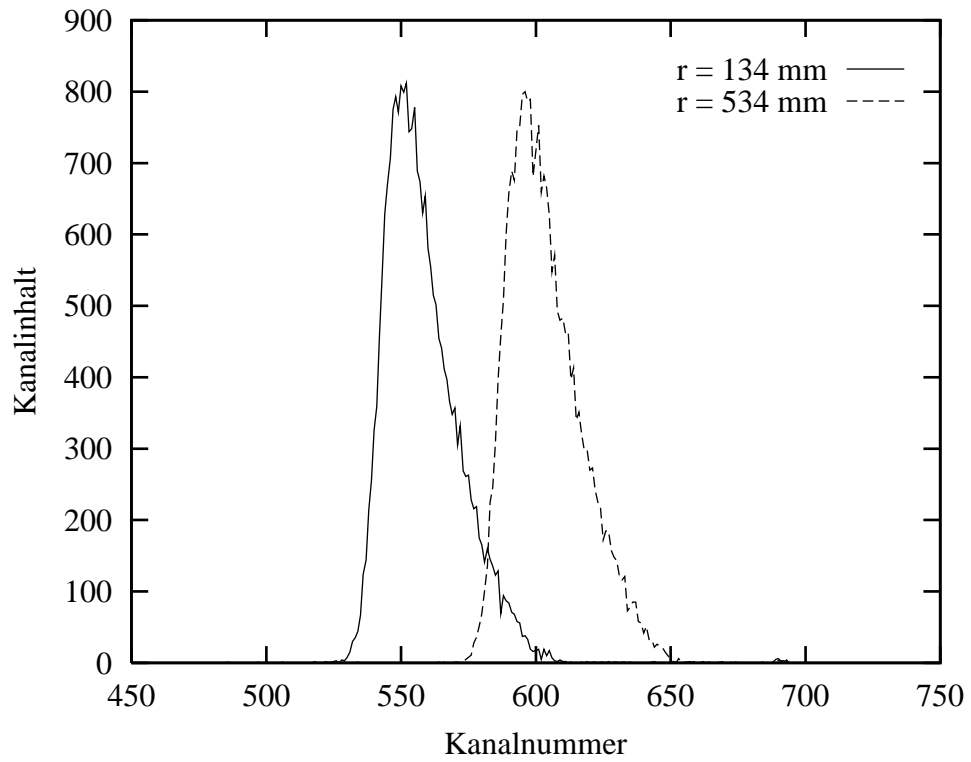


Abb. 3.19: TDC-Spektren, gemessen mit Beta-Strahlung

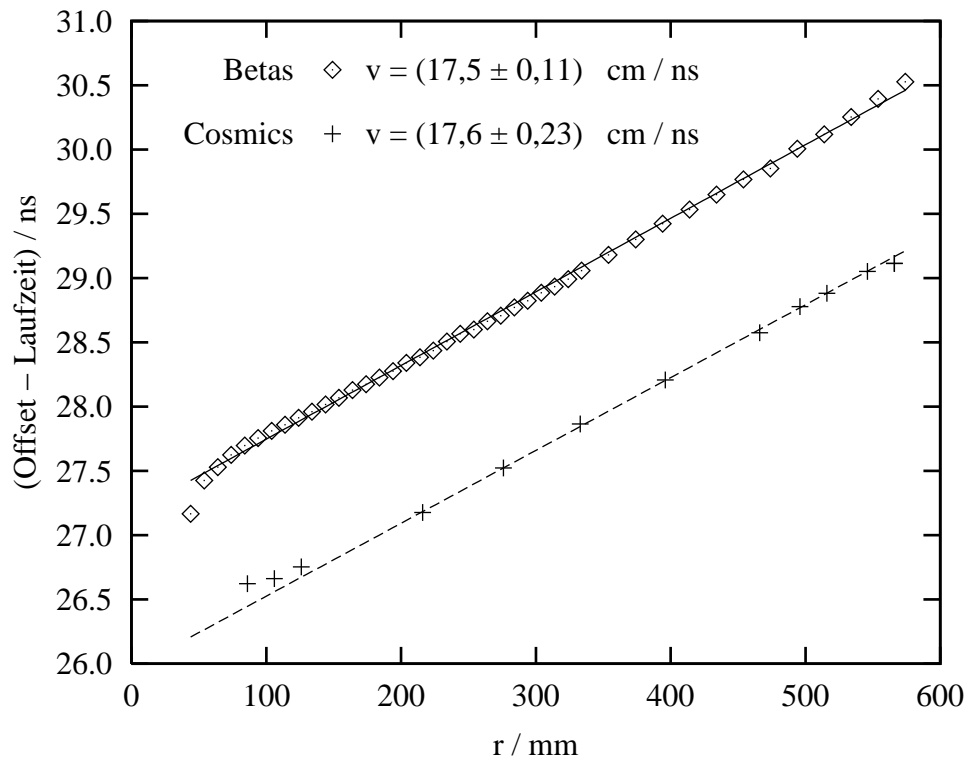
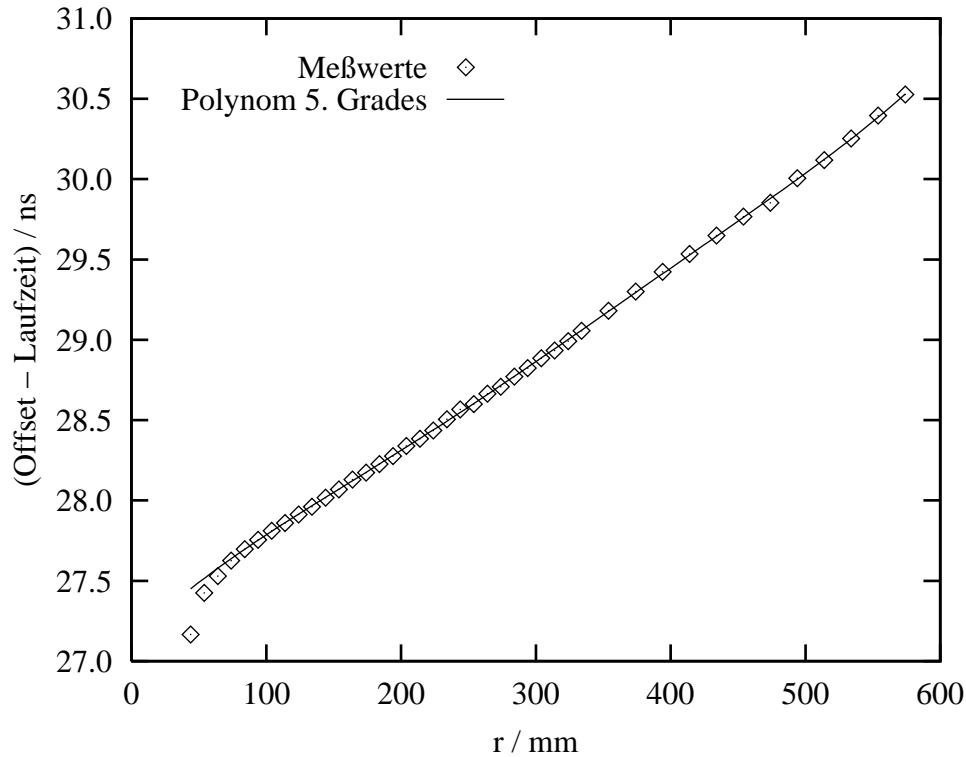


Abb. 3.20: Laufzeiten für den geraden Streifen und lineare Fits

Die Meßwerte, die mit Beta-Strahlung aufgenommen wurden, lassen sich durch ein Polynom besser beschreiben als durch eine Gerade. Die Koeffizienten des in Abbildung 3.21 an die Ergebnisse angefitzten Polynoms 5. Grades sind:

$$t(r) = 1,23715017 \cdot 10^{-13} x^5 - 1,95531401 \cdot 10^{-10} x^4 + 1,15507839 \cdot 10^{-7} x^3 - 3,01926839 \cdot 10^{-5} x^2 + 0,00877467204 x + 27,1133355.$$



**Abb. 3.21:** Laufzeiten für den geraden Streifen und Polynomfit

Im Bereich der Spitze des Streifens steigen die Laufzeiten, die mit Beta-Strahlung gemessen wurden, überproportional stark an. Ferner nahm die Breite der Spektren zu. Abbildung 3.22 macht dieses Verhalten besonders deutlich. Hier wurde nur die Spitze in besonders feinen Schritten vermessen. Die eingezeichneten Fehlerbalken sind nicht die Meßfehler, sondern die Breiten (Sigma) der Laufzeitpeaks.

Das Ansteigen der Laufzeiten und die Verbreiterung der Peaks sind auf Randeffekte zurückzuführen, die auch an den seitlichen Rändern auftreten (vgl. Abschnitt 3.4.3). Bei der Berechnung des Polynoms in Bild 3.21 wurden daher die ersten vier Meßpunkte nicht berücksichtigt.

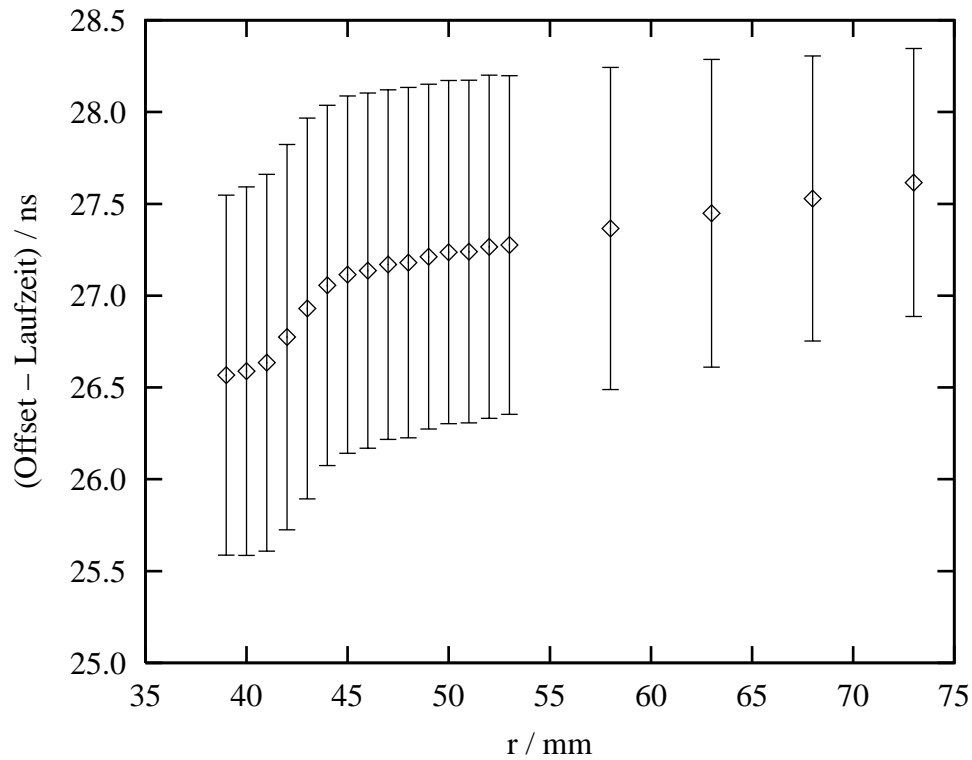


Abb. 3.22: Laufzeiten im Bereich der Spitze des geraden Streifens; die eingezeichneten Fehlerbalken stehen für die Breite der Laufzeitpeaks

### 3.4.3 Messung am geraden Streifen in Querrichtung

Bisher wurden Quelle und Trigger stets in Längsrichtung verschoben. In einer weiteren Meßreihe sollte untersucht werden, wie sich die Laufzeiten ändern, wenn der Ort der Szintillation seitlich verschoben wird, d. h. senkrecht zur Längsrichtung. Insgesamt wurden an drei Stellen Messungen vorgenommen.

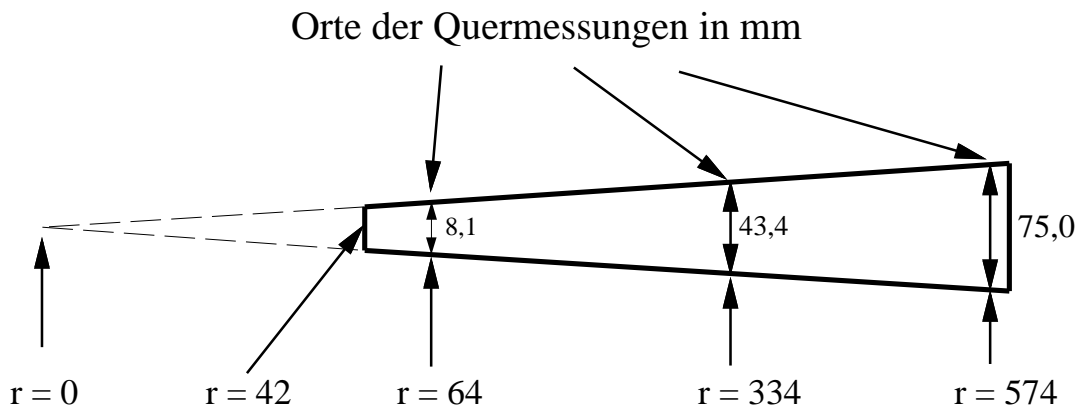


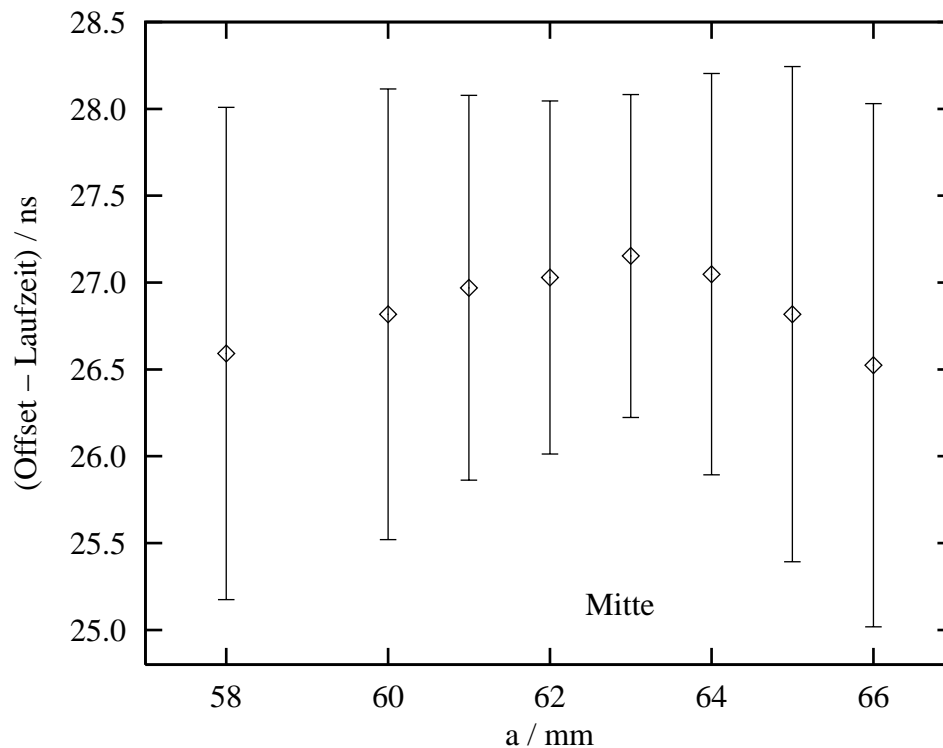
Abb. 3.23: Orte der Quermessungen (nicht maßstabsgerecht)

In den folgenden Abbildungen sind die Schwerpunkte der TDC-Spektren gegen den Ort in Querrichtung  $a$  aufgetragen, wobei der Nullpunkt der Längenskala willkürlich gewählt wurde. Auch hier stehen die eingezeichneten Fehlerbalken für die Breiten der Laufzeitpeaks. Bei  $r = 64$  mm und  $r = 334$  mm beobachtet man am Rand den gleichen Effekt wie im Bereich der Spitze bei der vorhergehenden Messung. Bei  $r = 574$  mm reichte der Meßbereich nicht bis an den Rand des Szintillators.

Ferner wird deutlich, daß außerhalb des Randbereichs die Verschiebung keinen Einfluß auf die Laufzeit hat. Für  $r = 334$  mm und  $r = 574$  mm sind die statistischen Schwankungen:

- $\sigma_{334} = 7,4$  ps
- $\sigma_{574} = 9,7$  ps

Ein TDC-Kanal hat eine Breite von 50 ps. Daher sind die Schwankungen auf den statistischen Fehler zurückzuführen.



**Abb. 3.24:** Laufzeiten bei  $r = 64$  mm; die Verschiebung in Querrichtung  $a$  hat einen Offset; die eingezeichneten Fehlerbalken sind das Sigma der Spektren

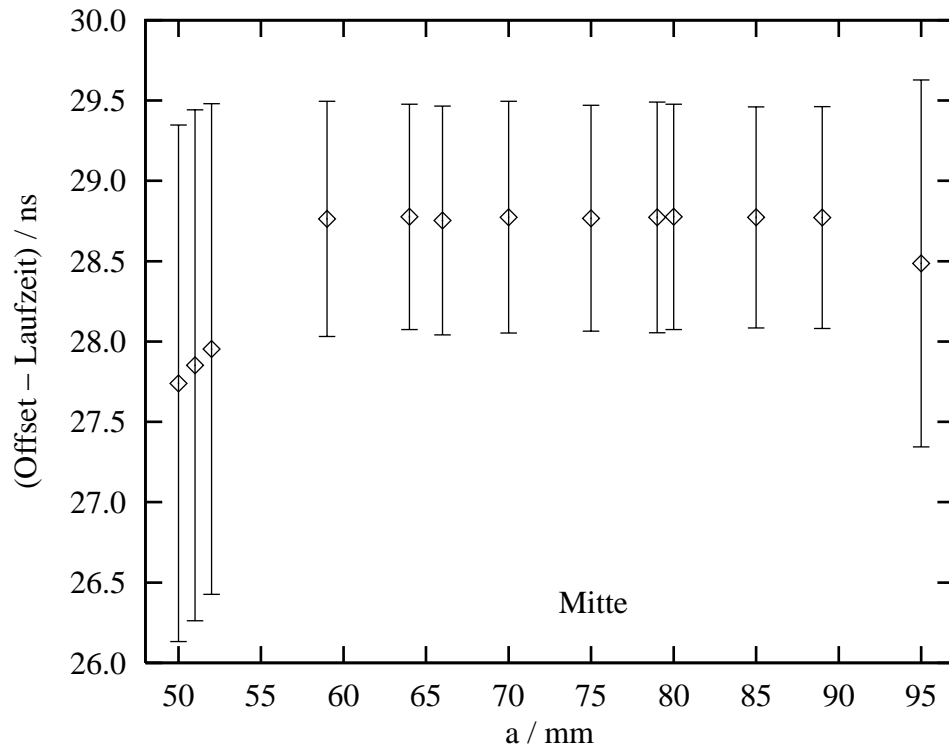


Abb. 3.25: Laufzeiten bei  $r = 334$  mm

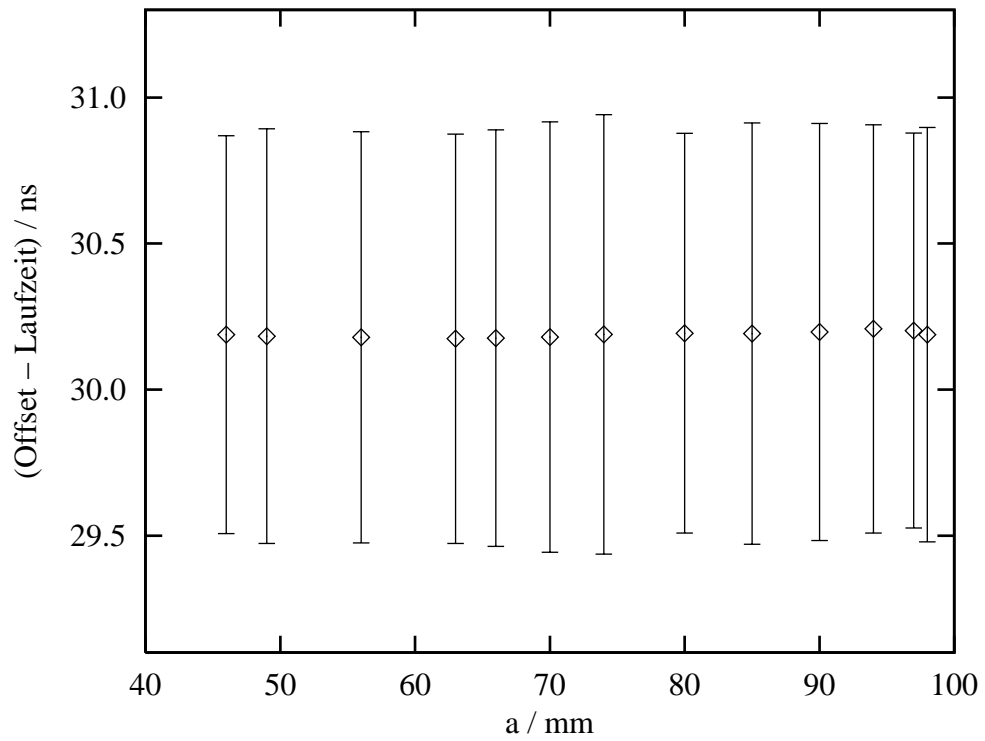


Abb. 3.26: Laufzeiten bei  $r = 574$  mm

### 3.4.4 Laufzeiten an den Pixelschwerpunkten der gewundenen Streifen

Für Auswertungen von Meßdaten ist es nützlich, wenn die Laufzeiten für die einzelnen Pixel bekannt sind.

In Abbildung 3.27 sind die Laufzeiten für den gewundenen Streifen, gemessen auf den Pixelschwerpunkten, aufgetragen. Auch hier fehlt Pixel Nummer 15.

Betrachtet man die Laufzeiten benachbarter Pixel, so fällt auf, daß über einen weiten Bereich die Laufzeiten bei den geradzahligen Pixeln kleiner sind als bei den ungeradzahligen. Die geradzahligen Pixel sind diejenigen, die in Querrichtung weiter außen liegen (vgl. Abschnitt 3.3.1).

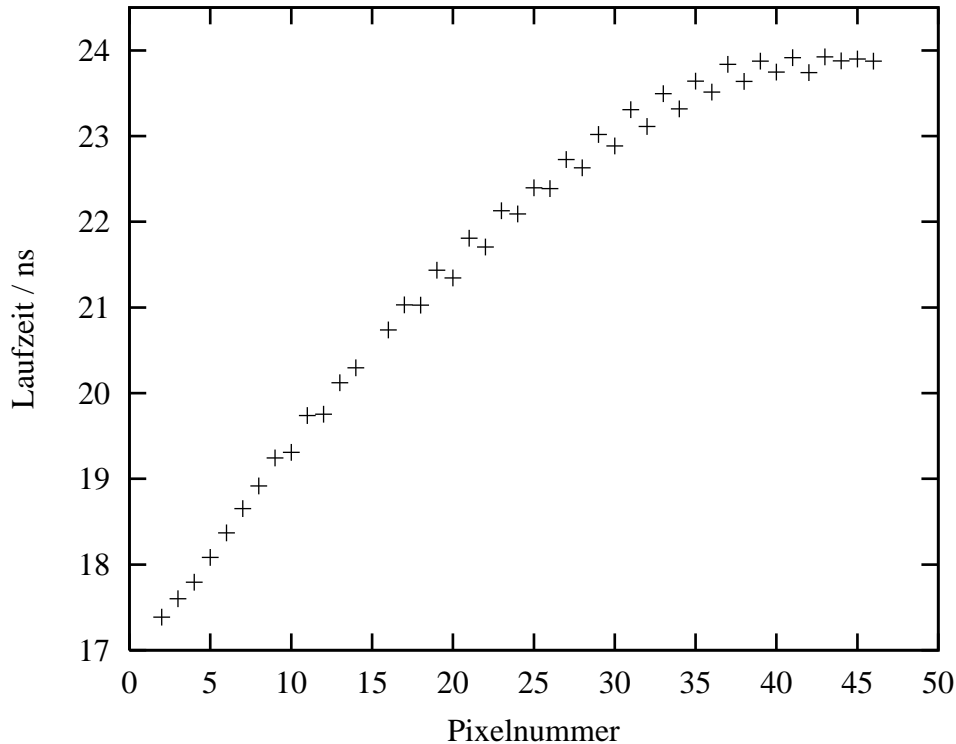
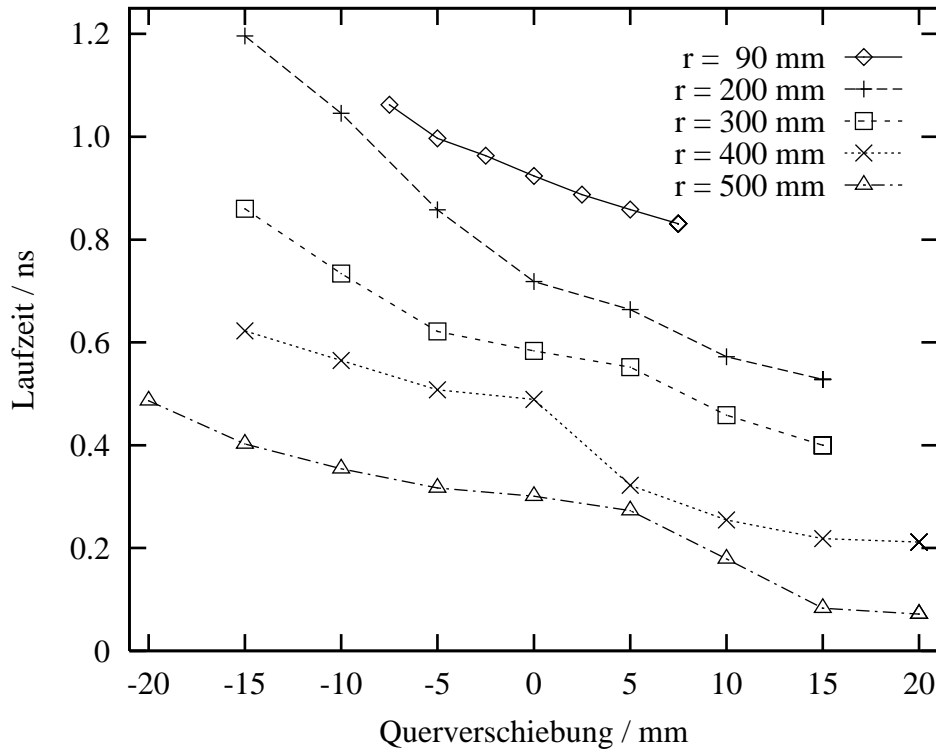


Abb. 3.27: Laufzeiten für den gewundenen Streifen, gemessen auf den Pixelschwerpunkten

### 3.4.5 Laufzeiten senkrecht zur Seele des gewundenen Streifens

Die Tendenz der kürzeren Laufzeiten nach außen hin bestätigen auch die Resultate aus den Messungen, bei denen Trigger und Quelle in Querrichtung verschoben wurden (s. Figur 3.28). Die Positionen von Quelle und Trigger sind dieselben wie bei der Messung der Lichtausbeute. Die Größe  $r$  steht wieder für den Abstand zur Strahlachse.

Die Laufzeitdifferenzen sind bei  $r = 200$  mm mit mehr als 0,6 ns am größten. In diesem Bereich hat die Lichtausbeute ihr Minimum.



**Abb. 3.28:** Laufzeiten für den gewundenen Streifen, wobei Trigger und Quelle in Querrichtung verschoben wurden; die Zeitoffsets sind zusammengeschoben worden, damit die Kurven in ein gemeinsames Diagramm passen

Die Zeitauflösung für ein Pixel (bei den gewundenen Lagen) ist auf jeden Fall nicht kleiner als die Laufzeitunterschiede, die sich aus der Verschiebung in Querrichtung ergeben. Darum sollte die Flugzeit im Experiment mit größerer Wichtung aus der geraden Lage bestimmt werden.

### 3.4.6 Messung entlang der Seele des gewundenen Streifens

Abbildung 3.29 zeigt die Ergebnisse der Messung, bei der entlang der Seele des Streifens gemessen wurde. Rechnet man den Radius um in die Bogenlänge der archimedischen Spirale, so erwartet man einen linearen Zusammenhang. Die Umrechnung geschieht mit der Gleichung:

$$b(r) = \frac{r}{2} \sqrt{\frac{r^2}{a^2} + 1} + \frac{a}{2} \ln \left( \frac{r}{a} + \sqrt{\frac{r^2}{a^2} + 1} \right), \quad (3.1)$$

$a = 184,6$  mm (Steigung der archimedischen Spirale).

Aus Abbildung 3.30 wird deutlich, daß nahe der Spitze der reale Laufweg der Photonen nicht mehr durch die Spirale beschrieben werden kann. Der tatsächliche Laufweg ist offenbar kleiner als die Bogenlänge der Spirale, so daß die Laufzeiten nicht mehr proportional zur ihr ansteigen.



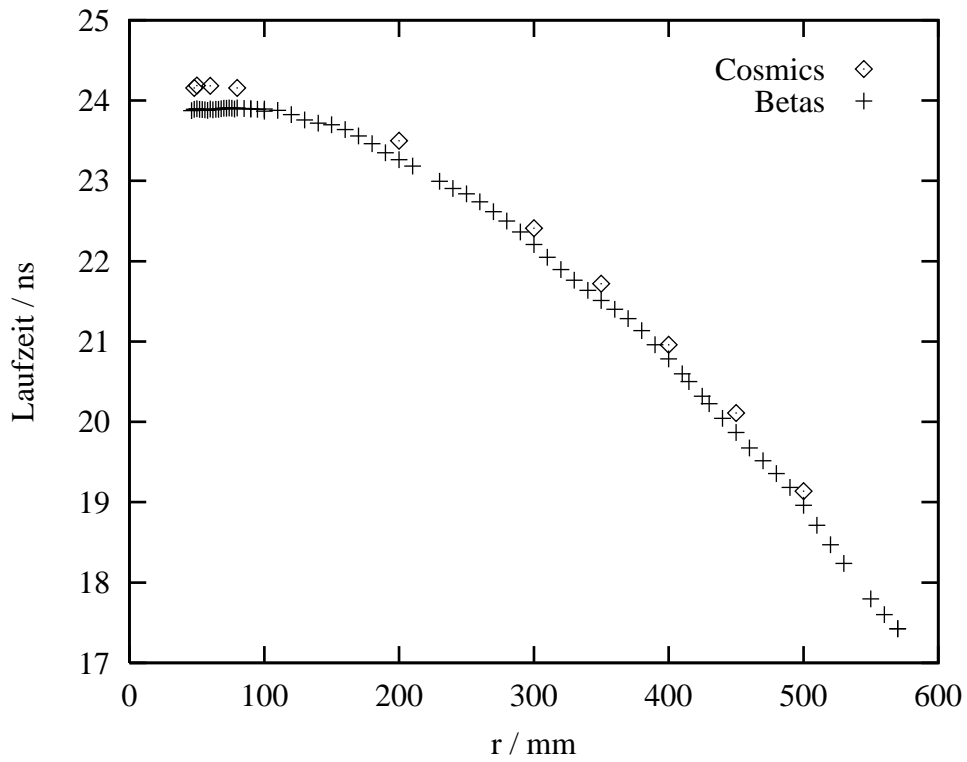


Abb. 3.29: Laufzeiten für den gewundenen Streifen als Funktion des Abstands zur „Strahlachse“

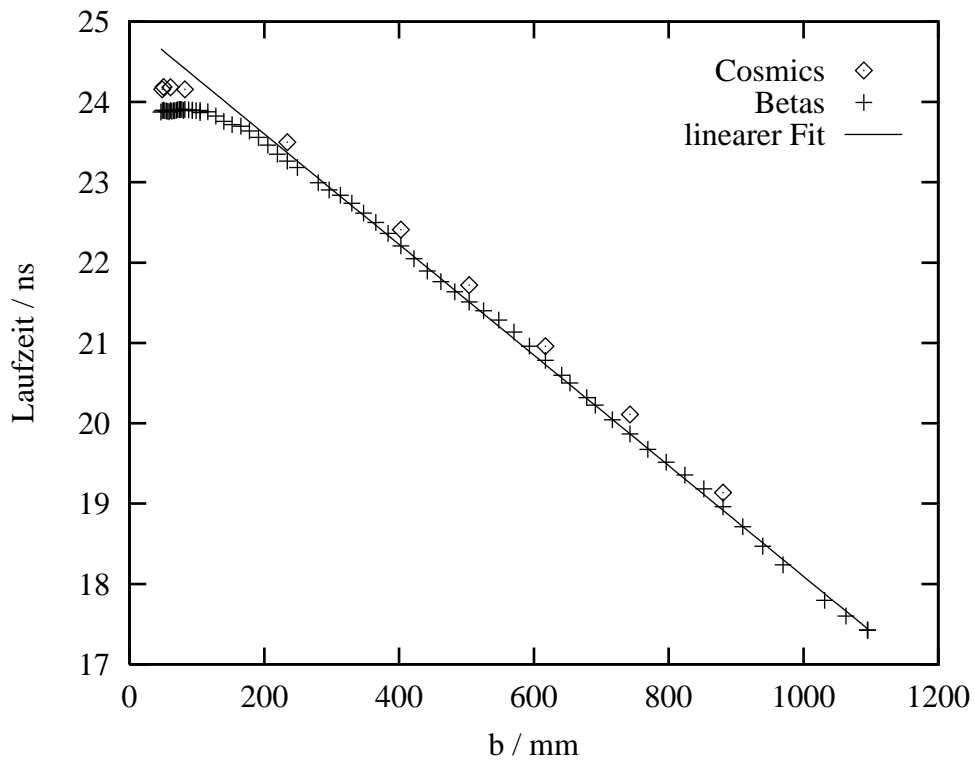


Abb. 3.30: Laufzeiten für den gewundenen Streifen als Funktion der Bogenlänge

Will man die Meßpunkte durch eine Gerade beschreiben, so ist darauf zu achten, daß nur der lineare Bereich bewertet wird. Bei der in Bild 3.30 miteingezeichneten Regressionsgeraden sind nur Meßwerte für  $b \geq 200$  mm berücksichtigt worden. Aus den Steigungen der Regressionsgeraden lassen sich die Ausbreitungsgeschwindigkeiten bestimmen:

- $v_{\beta_{eff}} = (14,5 \pm 0,064)$  cm/ns
- $v_{\mu_{eff}} = (14,8 \pm 0,11)$  cm/ns

Will man die Meßwerte, die mit Beta-Strahlung aufgenommen wurden, durch ein Polynom beschreiben, so ergibt sich:

$$t(b) = 1,93605341 \cdot 10^{-14}x^5 - 6,19486254 \cdot 10^{-11}x^4 + 7,51313646 \cdot 10^{-8}x^3 - 4,33112884 \cdot 10^{-5}x^2 + 0,0050642114x + 23,7393405.$$

Auf eine graphische Darstellung dieses Polynoms wurde verzichtet.

### 3.4.7 Untersuchung auf „Walk-Effekte“

Bei den bisherigen Messungen wurde das Signal des Auslese-PM mit Hilfe eines Constant Fraction Diskriminators (CFD) digitalisiert. Beim COSY-TOF-Experiment werden allerdings Leading Edge Diskriminatoren verwandt.

Ein Leading Edge Diskriminator (LED) liefert genau dann ein Ausgangssignal, wenn das Eingangssignal einen eingestellten Schwellenwert überschreitet. Signale mit einer kleinen Amplitude erreichen die Schwelle später als zeitgleiche Signale mit großer Amplitude. Dies führt zu einem systematischen Fehler bei der Zeitmessung, der als „Walk“ bezeichnet wird. Ein CFD kann diesen Fehler korrigieren (s. Anhang A).

Um die Auswirkungen des Walks genauer zu untersuchen, wurde der Aufbau um einen LED erweitert (Abb. 3.31).

An jedem Punkt wurden jetzt Messungen bei verschiedenen Schwellen durchgeführt. In Abbildung 3.32 ist deutlich zu erkennen, daß sich beim LED die Schwerpunkte der Laufzeitpeaks zu größeren Zeiten verschieben. Dies ist folgerichtig, weil die Anstiegszeit der Eingangssignale endlich groß ist ( $t_r \approx 1,5$  ns) und somit bei einem festen Signal der Triggerpunkt mit steigender Schwelle nach hinten wandert.

Abbildung 3.33 zeigt, daß dieser Effekt bei der Messung mit dem CFD gerade nicht auftritt.

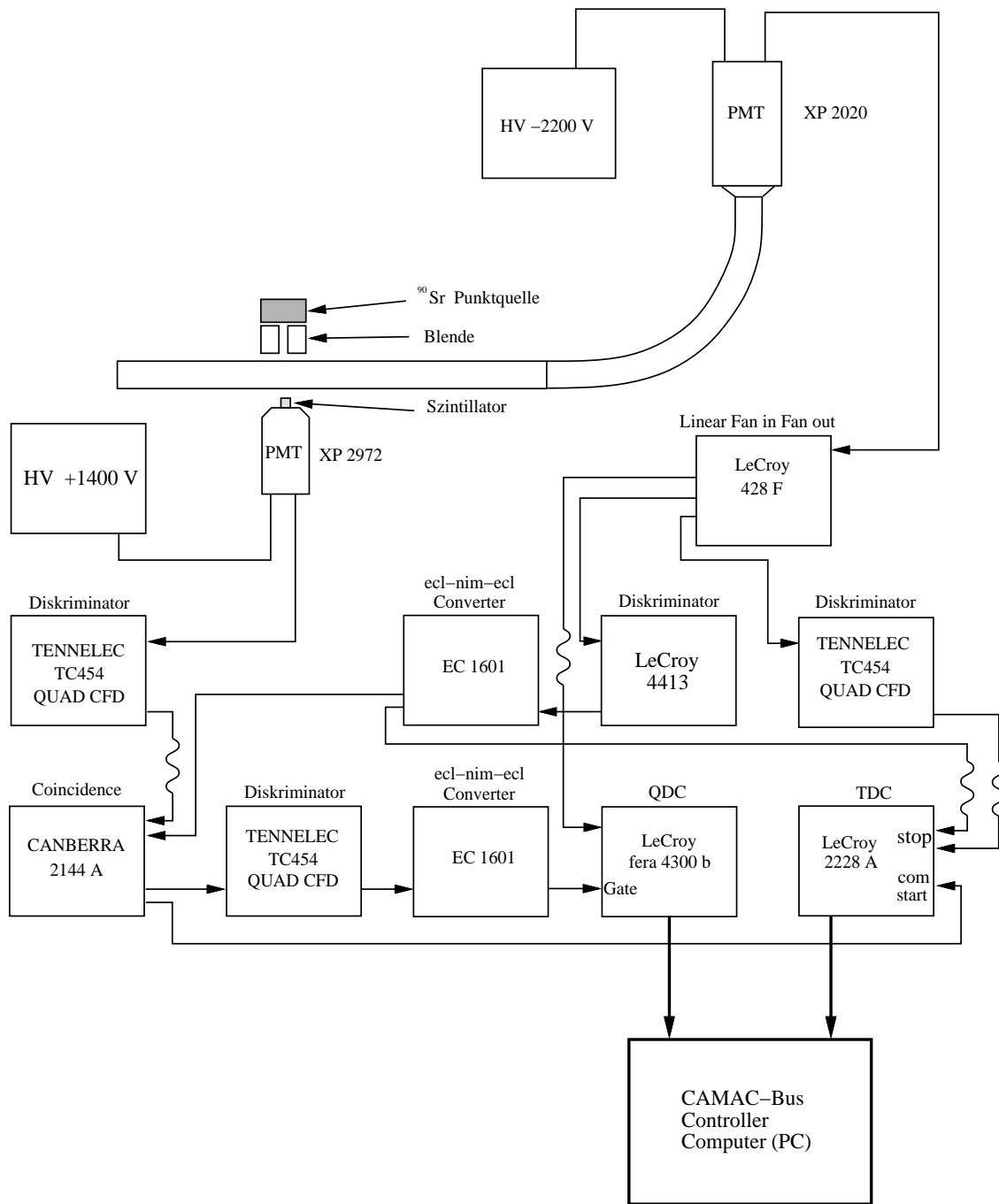


Abb. 3.31: Blockschaltbild des Aufbaus für die Untersuchung auf Walk; parallel zum Constant Fraction Diskriminator (CFD) wird ein Leading Edge Diskriminator (LED) geschaltet, so daß gleichzeitig mit LED und CFD gemessen werden kann

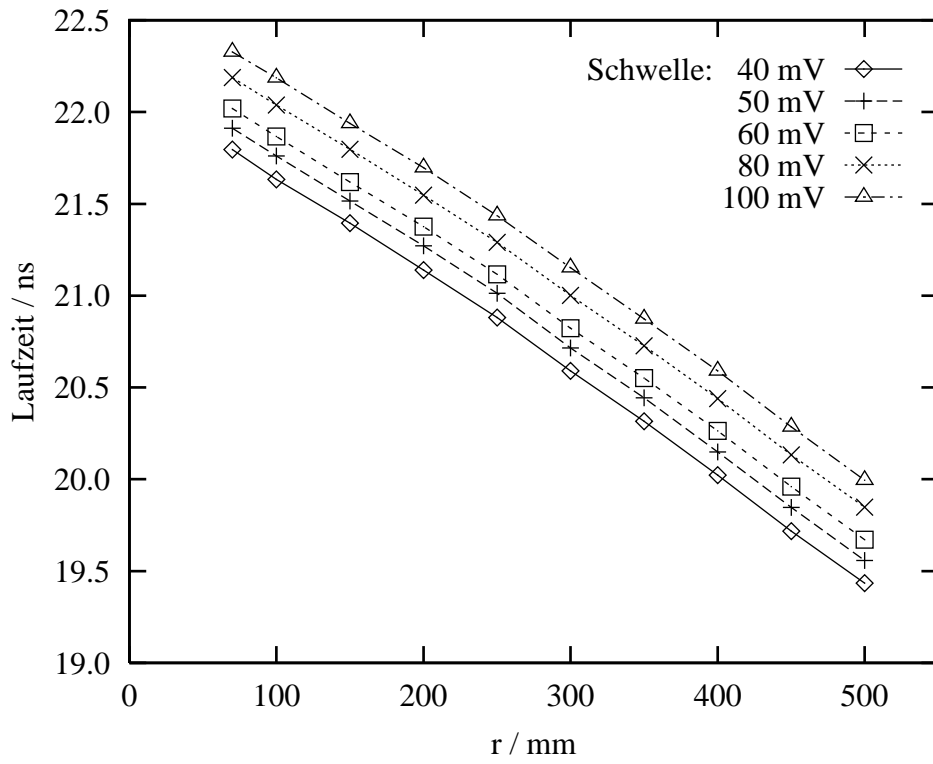


Abb. 3.32: Laufzeiten für den geraden Streifen, gemessen mit LED

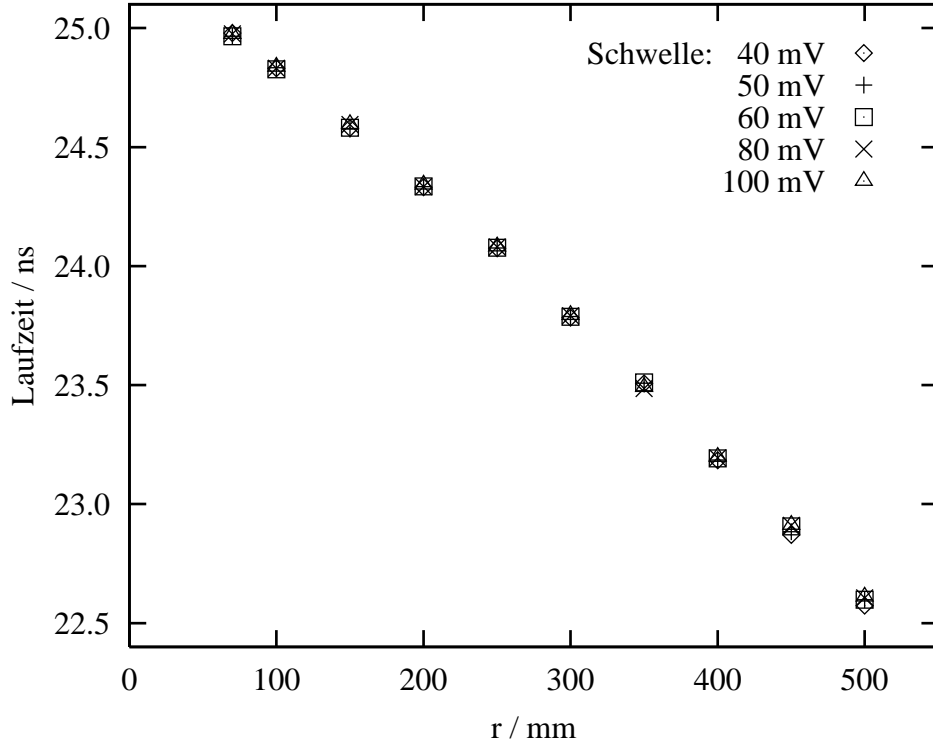


Abb. 3.33: Laufzeiten für den geraden Streifen, gemessen mit CFD

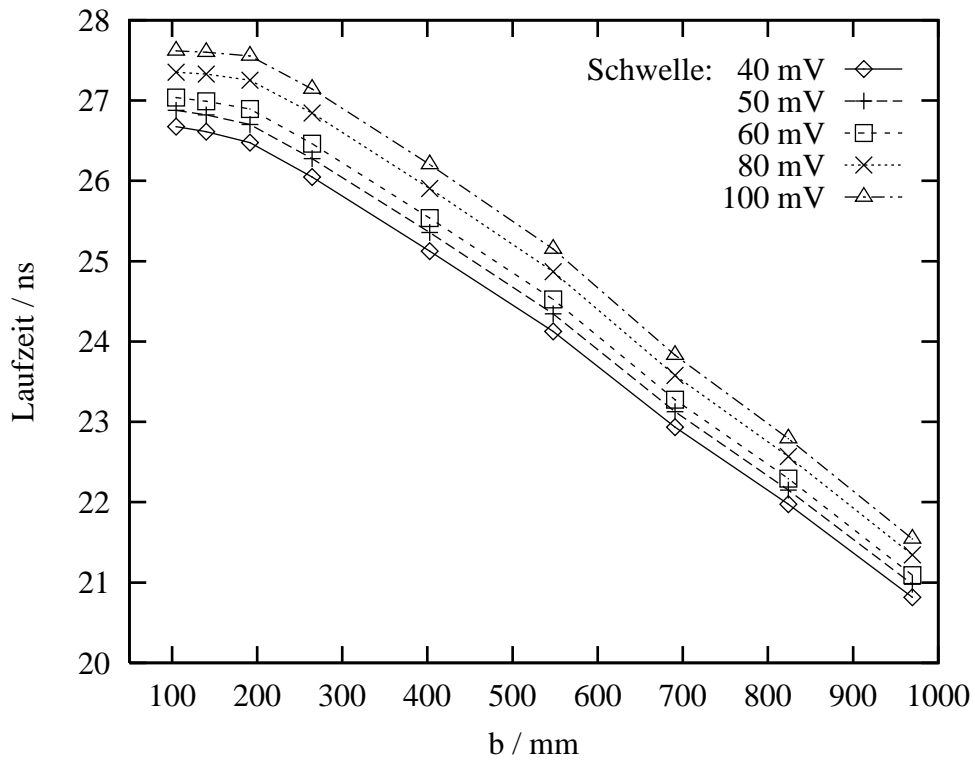


Abb. 3.34: Laufzeiten für den gewundenen Streifen, gemessen mit einem LED

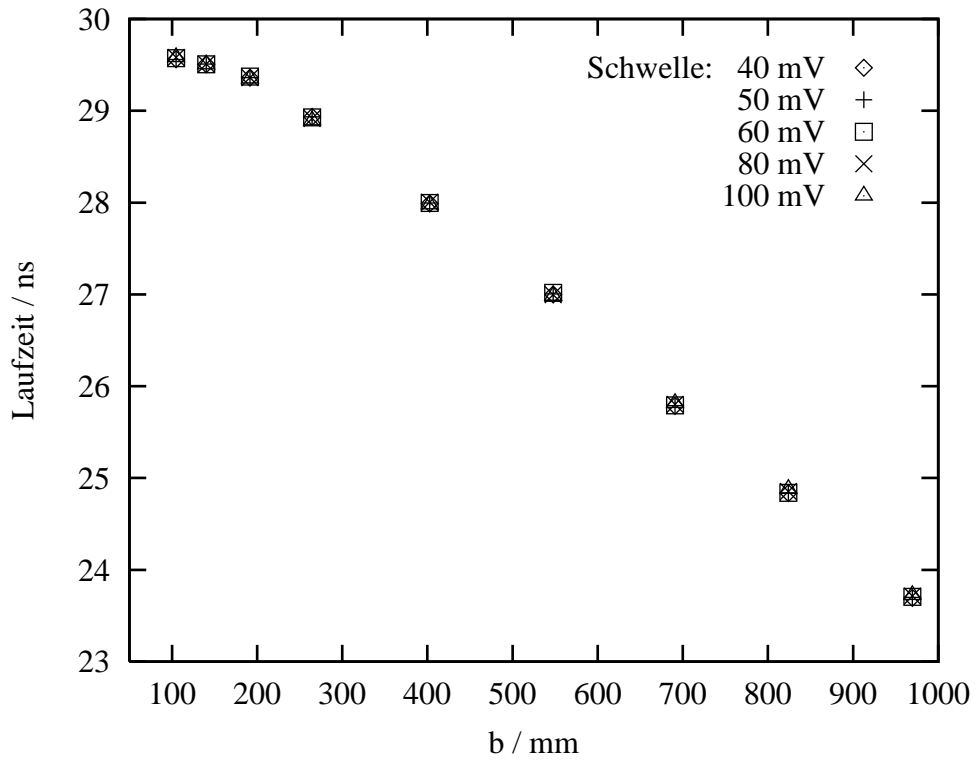


Abb. 3.35: Laufzeiten für den gewundenen Streifen, gemessen mit einem CFD

In den Abbildungen 3.34 und 3.35 sind die entsprechenden Ergebnisse für den gewundenen Streifen dargestellt. Hier ist beim LED zu erkennen, daß die Kurven nicht nur parallel verschoben sind, sondern auch divergieren. Der Abstand der einzelnen Kurven untereinander ist ein Maß für die Abhängigkeit der Laufzeit von der Schwelle. Je größer diese Abhängigkeit ist, desto größer ist der Abstand der Kurven untereinander. Trägt man die Laufzeit als Funktion der Schwelle auf, so wird dieses Verhalten noch deutlicher (s. Abb. 3.36).<sup>5</sup> Für Orte in Bild 3.34, an denen der Abstand der Kurven groß ist, ist auch die Steigung der Kurve in Bild 3.36 groß. Abbildung 3.37 verdeutlicht noch einmal, wie effektiv der CFD den Walk korrigiert. Vergleicht man das Walk-Verhalten mit der Lichtausbeute (Abb. 3.9), so zeigt sich, daß gerade im Bereich kleiner Lichtausbeute die Abhängigkeit der Laufzeit von der Schwelle am größten ist. Mit anderen Worten: wenig Licht bedeutet großen Walk und umgekehrt.

Aus dieser Meßreihe ergibt sich die Konsequenz, daß bei den gewonnenen Daten aus dem COSY-TOF-Experiment der Walk korrigiert werden muß. Mit Hilfe des Laserkalibrierungssystems [HER 93] ist daraufhin der Walk für den Quirl quantitativ vermessen worden. Da beim Experiment für jedes Event nicht nur die Zeit, sondern auch der QDC-Wert aufgenommen wird, ist eine Offline-Korrektur möglich. Es ist allerdings zu beachten, daß diese Korrektur nur Effekte korrigiert, die auf unterschiedlichen Pulshöhen beruhen. Effekte, die die Pulsform verändern, werden dabei nicht berücksichtigt. Ein solcher Effekt ist die Dispersion des Lichtpulses auf dem Weg durch den Szintillator und den Lichtleiter. Pulsformänderungen sind Effekte höherer Ordnung, die im Vergleich zum Walk nur eine untergeordnete Rolle spielen.

---

<sup>5</sup>Die Offsets wurden dort so angepaßt, daß die Kurven in ein einziges Diagramm gezeichnet werden konnten.

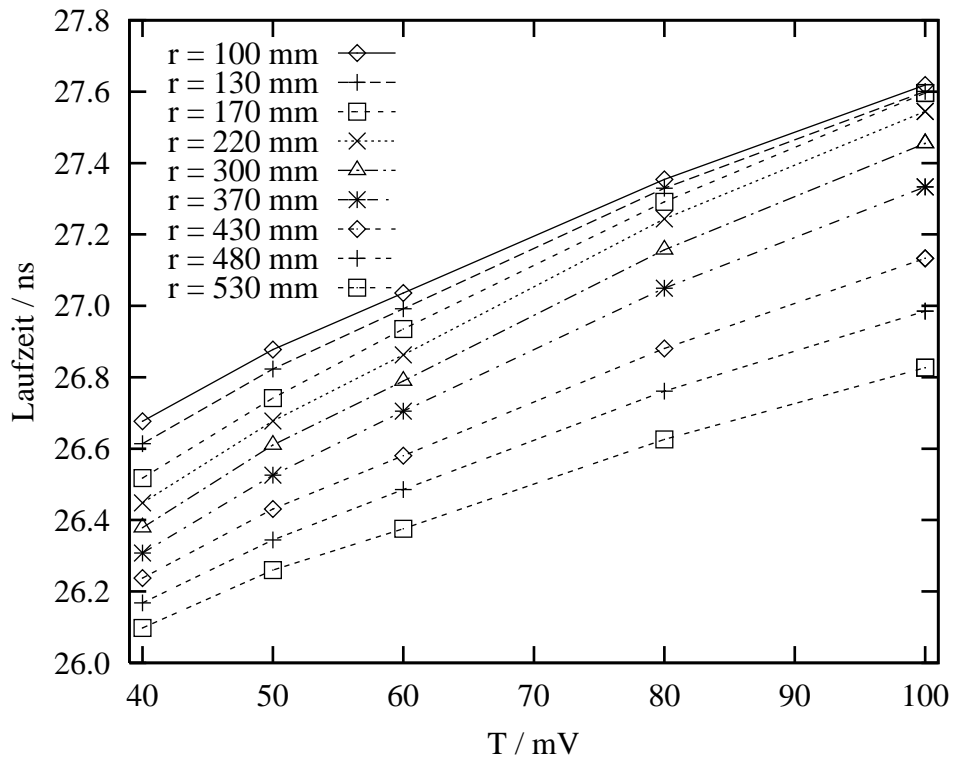


Abb. 3.36: Laufzeiten für den gewundenen Streifen, gemessen mit einem LED

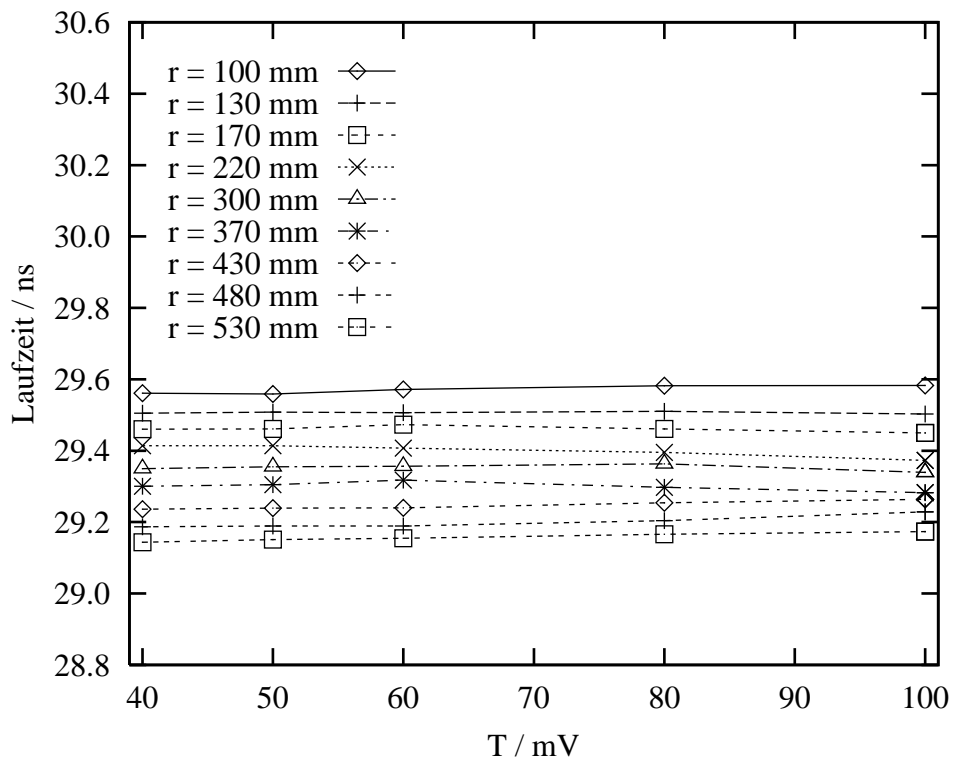


Abb. 3.37: Laufzeiten für den gewundenen Streifen, gemessen mit einem CFD

# Kapitel 4

## Ein neuer Detektor für COSY-TOF

Die Flugrichtung der geladenen Teilchen nach dem Stoß soll durch drei Detektoren bestimmt werden: Quirl, Ring und Faß. Der Quirl ist im Einsatz, während der Ring voraussichtlich bis Mitte 1996 fertiggestellt wird. Die Herstellung des Barrels wird noch einige Zeit in Anspruch nehmen.

Will man auf die elastische Streuung normieren, so ist es wichtig, daß sie möglichst untergrundfrei detektiert wird, d. h., es müssen beide Protonen koinzident nachgewiesen werden. Ohne das Barrel ist dies nicht möglich. Ein weiterer wichtiger Gesichtspunkt sind zufällige Koinzidenzen von elastisch gestreuten Protonen mit den Ejektilen anderer Reaktionen. Nur wenn man beide elastisch gestreuten Protonen nachweist, lassen sich diese erkennen und aussortieren.

Darum wurde überlegt, einen kleinen Detektor zu bauen, der in die Nähe des Targets plaziert wird und dieselben Informationen liefern kann wie das Barrel (mit Ausnahme der Flugzeit). Solch ein kleiner Detektor ist kostengünstiger und schneller zu bauen als die Barrel-Detektoren. Er sollte hauptsächlich in der Ausbaustufe mit einem Barrel-Element (ohne Szintillatoren) eingesetzt werden, also bei einem Abstand des Targets zum Quirl von 2,50 m. Denkbar wäre aber auch ein Abstand von 5 m, wobei ein Barrel mit Szintillatoren bestückt wäre.

Bei der Konzeption eines solchen Detektors stellt sich zunächst die Frage, welche Sorte Detektor gebaut werden soll. Dazu bieten sich an: Mikrostreifen, Drahtkammer und Plastikszintillator.

Eine kurze Kalkulation über die Abmessungen und über die damit verbundenen Kosten für einen Mikrostreifen-Detektor ergab, daß sich ein solcher Detektor mit den vorhandenen finanziellen Mitteln nicht verwirklichen ließe: er wäre zu kostspielig. Somit mußte eine Entscheidung zwischen Drahtkammer und Plastikszintillator getroffen werden. Aus geometrischen Gründen muß der Detektor einen Durchmesser von 30 – 40 cm haben (s. u.). Er befindet sich beim Experiment im Vakuum; das spricht insgesamt gegen eine Drahtkammer. Ferner hat die COSY-TOF-Gruppe in der Vergangenheit bereits einige Erfahrungen mit Szintillatoren gesammelt. Somit wurde entschieden, sich auf die Arbeit mit diesen zu konzentrieren.



## 4.1 Allgemeine Überlegungen zu den Abmessungen

Für einen kleinen Detektor aus Plastikszintillatoren bietet es sich an, die Zylindersymmetrie des Barrels zu übernehmen.

Abbildung 4.1 zeigt einen Querschnitt der relevanten Einbauten im TOF-Tank. Der zu bauende Detektor, „Wurmloch“, ist darin bereits angedeutet.

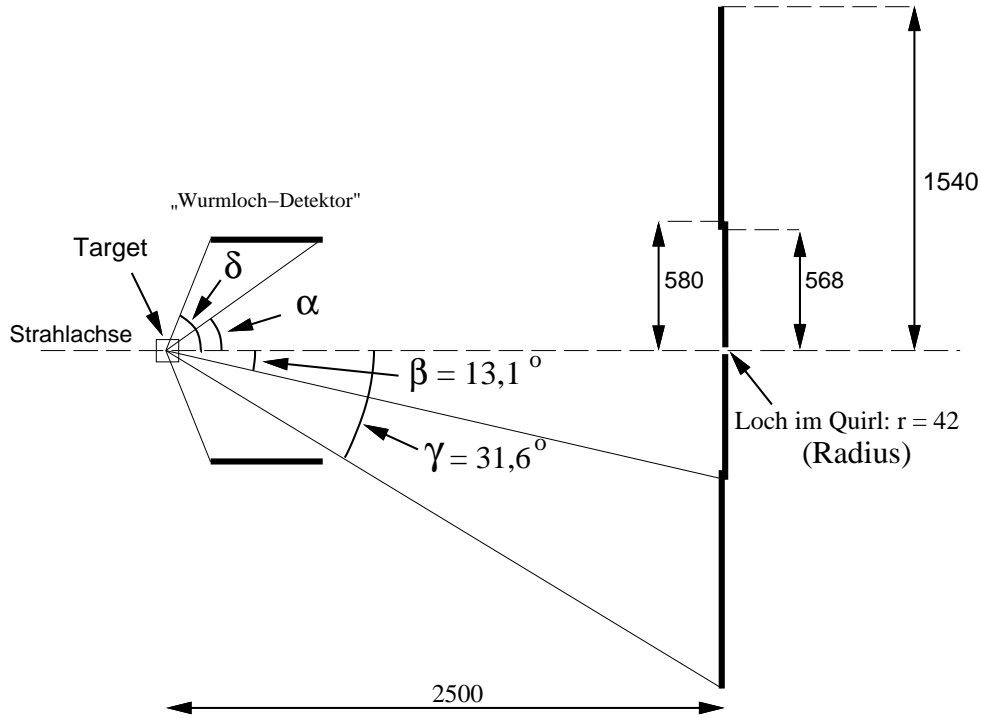


Abb. 4.1: Querschnitt von Quirl, Ring und „Wurmloch“ (Längenangaben in Millimeter)

### 4.1.1 Maximaler Öffnungswinkel $\delta$

Abbildung 4.2 macht deutlich, daß der Ring A des Rossendorfer Startdetektors den Winkel  $\delta$  begrenzt. Der Winkel  $\delta$  soll möglichst nah an  $90^\circ$  heranreichen, damit möglichst viele der elastischen Ereignisse rekonstruiert werden können. Der Abstand  $g$  des Szintillators vom Rossendorfer Startdetektor muß mindestens 1 cm betragen, da noch Platz für die Auslese des Szintillationslichts benötigt wird. Aus den technischen Zeichnungen geht hervor, daß der Abstand  $d$  von Targetmitte bis zur Spitze von Ring A des Startdetektors 40 mm beträgt. Der Winkel  $\delta$  wird im interessierenden Bereich ( $R > 102$  mm) nach folgender Gleichung berechnet:

$$\delta = \arctan \frac{R}{x} = \arctan \left( \frac{R}{g + d + 18,9 \text{ mm} - R \tan(9,5^\circ)} \right). \quad (4.1)$$

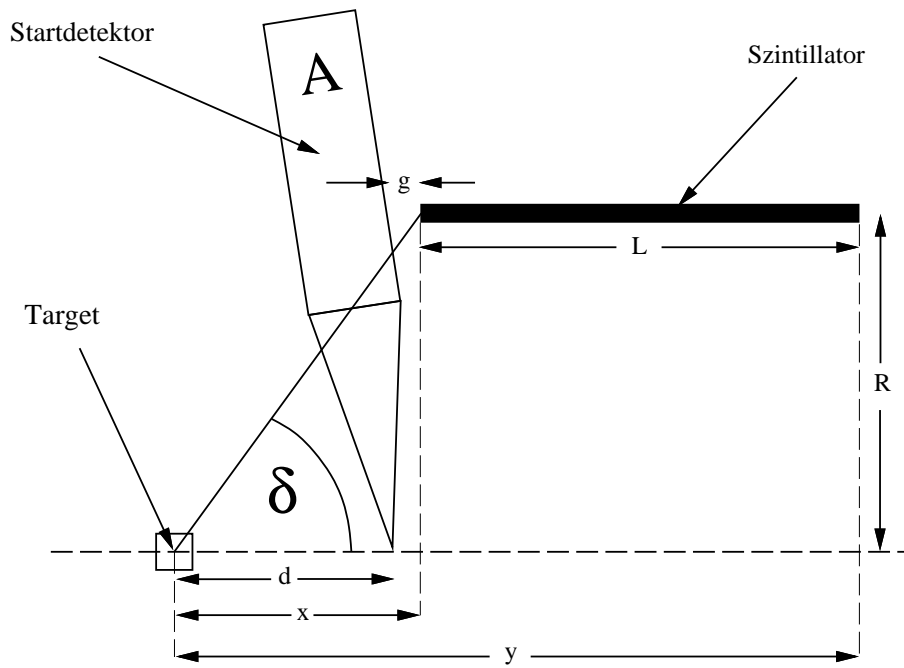


Abb. 4.2: Querschnitt der Startregion mit Rossendorfer Startdetektor

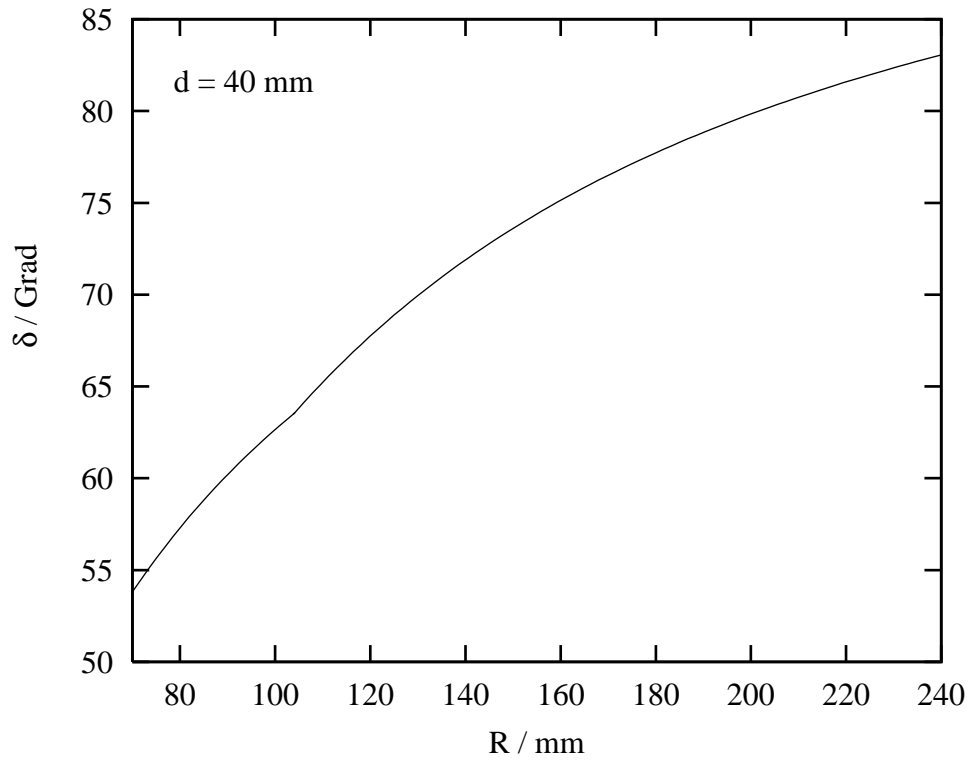


Abb. 4.3: Maximaler Öffnungswinkel  $\delta$  des neuen Detektors als Funktion des Detektorradius  $R$

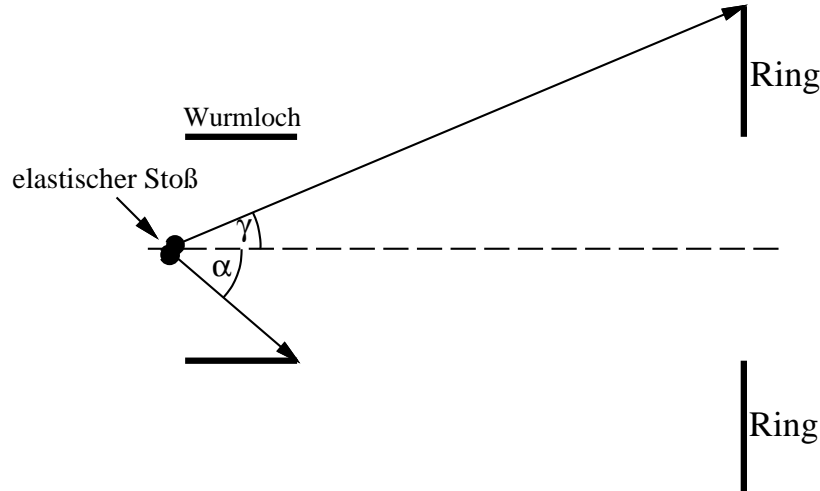
In Abbildung 4.3 ist die Funktion  $\delta(R)$  aufgetragen. Der Knick bei  $R = 102$  mm entsteht durch den Übergang von der konischen in die (näherungsweise) zylindrische Form der Startdetektorelemente.

Ein Winkel von  $\delta = 90^\circ$  ist nicht zu verwirklichen. Bei einem Detektorradius von 18 – 20 cm liegt  $\delta$  im Bereich von  $75^\circ - 80^\circ$ .

#### 4.1.2 Minimaler Öffnungswinkel $\alpha$

Die Überlegungen für den kleinsten Öffnungswinkel  $\alpha$  legen nahe, daß dieser so groß sein muß, daß diejenigen Teilchen, die gerade noch auf den Ring treffen, nicht mehr gestört werden. Das soll in diesem Unterabschnitt näher erläutert werden.

Beim Nachweis der elastischen Proton-Proton-Stöße kann im  $\theta$ -Winkelbereich zwischen Ring und Wurmloch eine Lücke sein. Um die Größe dieser Lücke zu bestimmen, wurde die Kinematik des elastischen Stoßes behandelt. Der Grenzfall für den kleinsten Winkel ist erreicht, wenn eines der Protonen den äußersten Rand des Ringes trifft (Abb. 4.4).



**Abb. 4.4:** Grenzwinkel beim Nachweis elastisch gestreuter Protonen

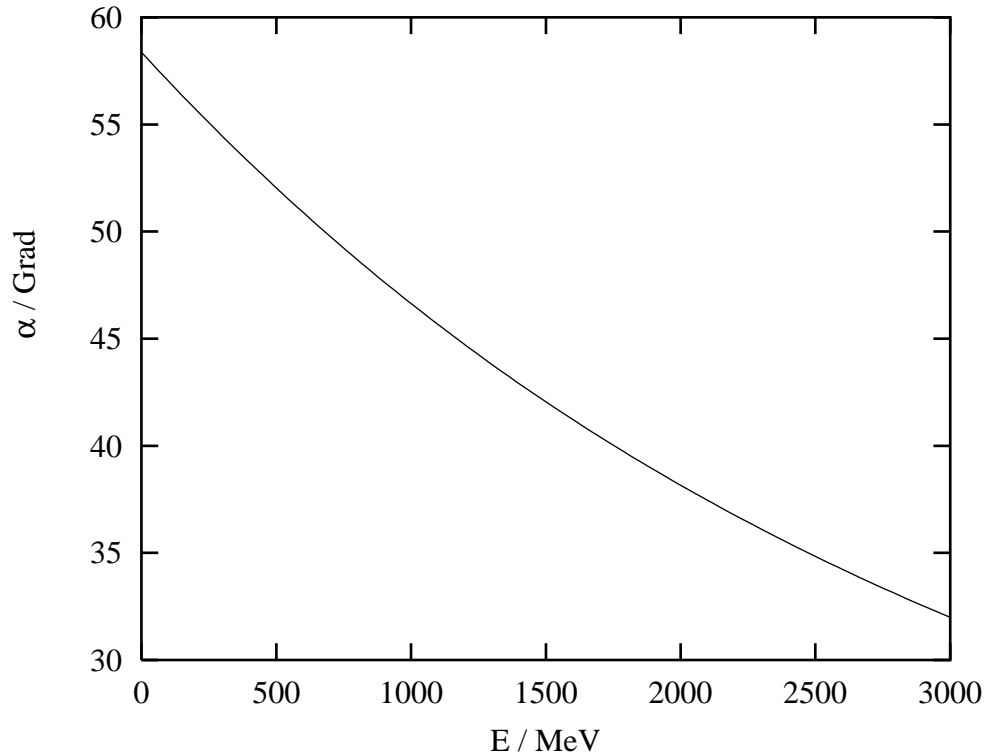
Der Winkel  $\alpha$  folgt aus der Kinematik des elastischen Stoßes, d. h. aus Energie- und Impulssatz. Seien  $E$  die relativistische Gesamtenergie des einlaufenden Teilchens,  $E_0$  die Ruheenergie des Targetprotons und  $E_1$  bzw.  $E_2$  die relativistischen Gesamtenergien der auslaufenden Teilchen, so gilt:

$$E + E_0 = E_1 + E_2. \quad (4.2)$$

Nach einigen Umformungen ergibt sich mit Hilfe des Impulssatzes für den Zwischenwinkel  $\alpha + \gamma$  [BÖH 94]:

$$\cos(\alpha + \gamma) = \sqrt{\frac{(E - E_0)^2 \sin^2 \gamma \cdot \cos^2 \gamma}{(E + E_0)^2 - (E - E_0)(E + 3E_0) \cos^2 \gamma}}. \quad (4.3)$$

Bei einem Abstand vom Target zum Quirl von 2,5 m beträgt der Winkel  $\gamma = 31,6^\circ$ . Somit läßt sich der Winkel  $\alpha$  als Funktion der kinetischen Energie des einlaufenden Teilchens berechnen. Dies ist in Abbildung 4.5 graphisch dargestellt.



**Abb. 4.5:** Minimaler Öffnungswinkel  $\alpha$  als Funktion der Strahlenergie für elastisch gestreute Protonen (vgl. Bild 4.4)

Der Beschleuniger COSY soll Teilchen mit Energien bis 2,5 GeV extrahieren können. Bei dieser Energie wäre  $\alpha = 34,8^\circ$ . Wird die Lücke zwischen  $\gamma$  und  $\alpha$  doch mit dem Detektor abgedeckt, so hat dies eine Verlängerung der z-Ausdehnung von lediglich  $3,4 \text{ cm}^1$  zur Folge, so daß es sinnvoll ist, den  $\theta$ -Bereich von Wurmloch und Ring bündig anschließen zu lassen.

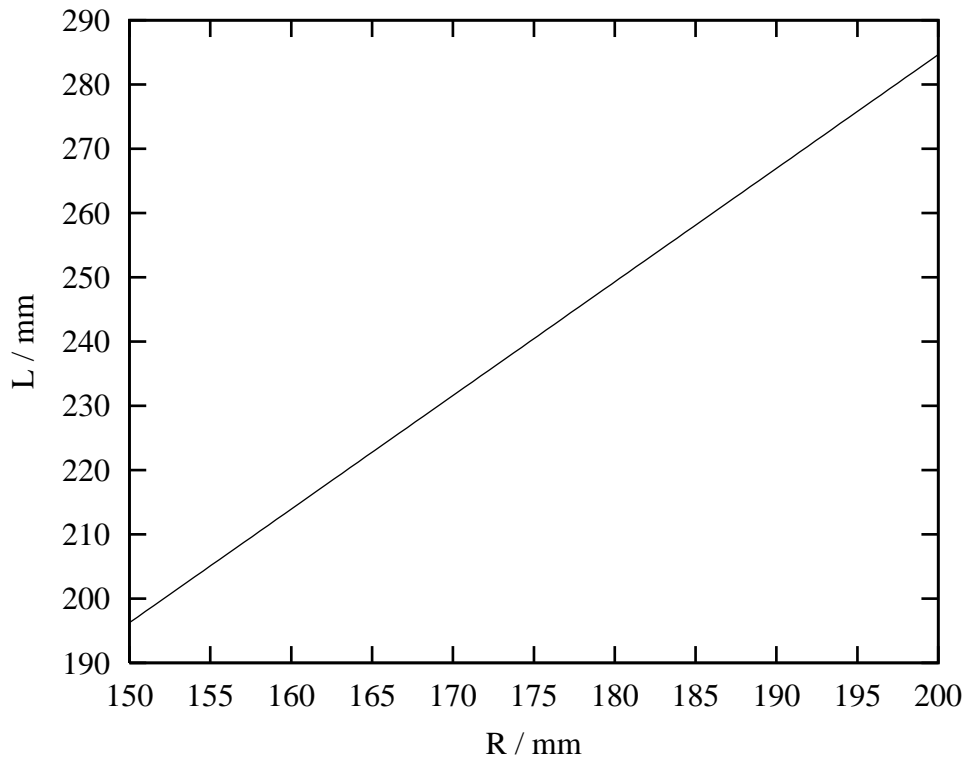
### 4.1.3 Länge der Streifen/Fasern

Die Zylindersymmetrie des Detektors legt nahe, entweder Szintillatorstreifen oder -fasern zu benutzen. Das Verhältnis der Länge zur Dicke der Streifen bzw. Fasern hat entscheidenden Einfluß auf die Lichtausbeute. Darum wird hier kurz die Ausdehnung des Detektors in Strahlrichtung betrachtet.

Sei  $\alpha = 32^\circ$  (fest), dann ist die Länge der geraden Streifen  $L$  eine Funktion von  $R$  und  $\delta$ . Weil  $\delta$  jedoch nur von  $R$  abhängt, läßt sich  $L$  in Abhängigkeit von  $R$  ausrechnen. Dies ist in folgender Gleichung dargestellt (vgl. Abb. 4.2):

$$L(R) = y - x = \frac{R}{\tan \alpha} - [g + d + 18,9 \text{ mm} - R \tan 9,5^\circ] \quad (4.4)$$

<sup>1</sup>Bei einem Detektorradius von  $R = 180 \text{ mm}$



**Abb. 4.6:** Länge der geraden Streifen als Funktion des Detektorradius

Abbildung 4.6 zeigt den Verlauf der Funktion  $L(R)$  im interessierenden Wertebereich. Die Überlegungen zu den Abmessungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

Der Detektor ist zylinderförmig. Mit einem Radius von ca. 180 mm und einer Länge von ca. 250 mm werden  $\theta$ -Winkel von ca.  $32^\circ$  bis  $78^\circ$  überdeckt. Damit lassen sich elastische Ereignisse, bei denen ein Proton unter einem Winkel von weniger als  $10,5^\circ$  gestreut wird, nicht mehr nachweisen (bei einer Strahlenergie von 280 MeV).

## 4.2 Ein „Wurmloch“ aus Szintillatoren

Hat man sich für einen Detektor aus Szintillatormaterial entschieden, bleibt die Frage, wie sich dieser verwirklichen läßt.

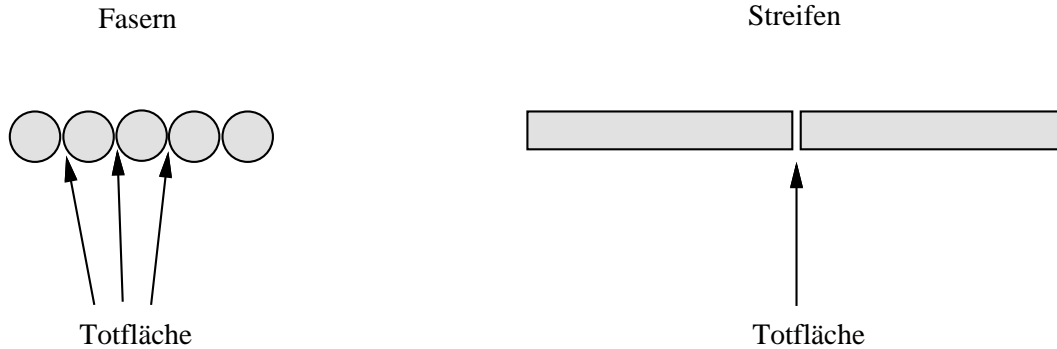
Eine Möglichkeit wäre, die Topologie des Barrels zu übernehmen. Das bedeutet, es würde ein kleines Faß gebaut, das aus drei Lagen von Szintillatorstreifen oder -fasern besteht. Diese Vorgehensweise bringt eine Reihe von Nachteilen mit sich:

Die Teilchen müssen ausreichend Energie besitzen, um wenigstens zwei Szintillatorklagen zu durchdringen. Bei großen  $\theta$ -Winkeln beträgt die Protonenenergie jedoch nur noch wenige MeV, so daß die Teilchen in der ersten oder zweiten Lage stecken bleiben, und der genaue Ort dieser Teilchen nicht nachgewiesen werden kann. Diese großen  $\theta$ -Winkel sind aber gerade von besonderem Interesse.

Benutzt man Fasern, müssen diese sehr dünn sein, was die Zahl der Kanäle in die Höhe treibt. Man kann das umgehen, indem man mehrere Fasern zu einem Kanal

zusammenfaßt.

Bei dünnen Fasern ist jedoch die Lichtausbeute nur gering, und die „tote“ Fläche ist um einiges größer als bei Szintillatorstreifen, was durch das folgende Bild illustriert wird.



**Abb. 4.7:** Die „aktive“ Fläche ist bei Streifen größer als bei Fasern

Szintillatorstreifen haben den Nachteil, daß ihre Handhabung wesentlich schwieriger ist. Insbesondere die Herstellung der gewundenen Lagen gestaltet sich bei ihnen aufwendiger.

Für das Barrel selbst ist die zweiseitige Auslese bei nur einer Szintillatorlage eine Alternative. Die  $\theta$ -Auflösung wird durch die unterschiedlichen Laufzeiten im Streifen bestimmt.

Es stellt sich die Frage, ob dies nicht auch eine Möglichkeit für den „Wurmloch“-Detektor wäre. Da die Streifen relativ kurz sind, ist die Messung der Laufzeiten zu ungenau, um eine akzeptable Winkelauflösung zu erreichen. Mißt man an beiden Enden eines Streifens die Lichtmenge und vergleicht sie miteinander, so ist auch eine Aussage über den Ort möglich. Diese Methode der Ortsbestimmung wurde ausführlich anhand von Simulationen und Testmessungen untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß die Ortsbestimmung zwar möglich ist, aber die Auflösungen den Anforderungen nicht genügt. Die diesbezüglichen Testmessungen sind im folgenden Unterabschnitt beschrieben.

### 4.3 Doppelseitige Auslese mit Amplitudenvergleich

Der Vorteil dieser Methode ist, daß nur eine Lage Szintillatorstreifen benötigt wird. Es können somit auch Teilchen mit sehr kleiner Energie nachgewiesen werden. Da die Streifen nahezu beliebig dick sein können, hinterlassen auch die minimal ionisierenden Protonen ein großes Signal.

Zunächst wurde anhand von Simulationen untersucht, ob dieses Verfahren funktionieren kann.

### 4.3.1 Simulationen

Die Simulationsrechnung [ZIE 95] soll die Lichtausbeute als Funktion der Laufstrecke im Szintillatormaterial eines Streifens angeben. Eine Schwärzung der Oberfläche unterdrückt die Totalreflexionen und vermindert so die Abschwächungslänge des Szintillators, was eine Erhöhung der Ortsauflösung zur Folge hat.

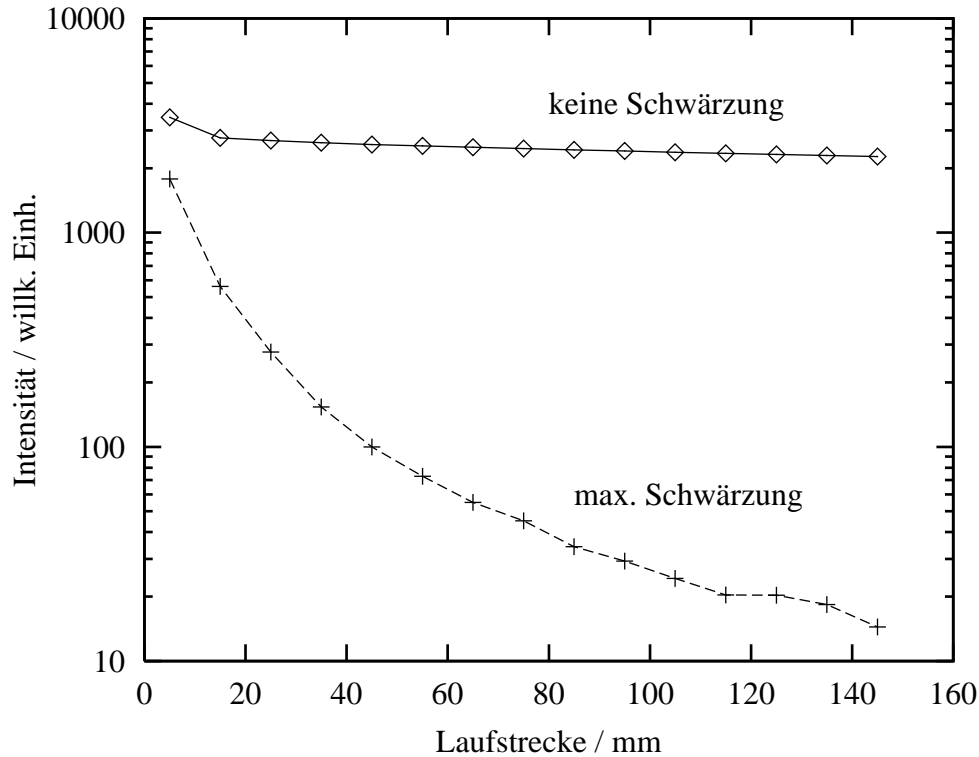
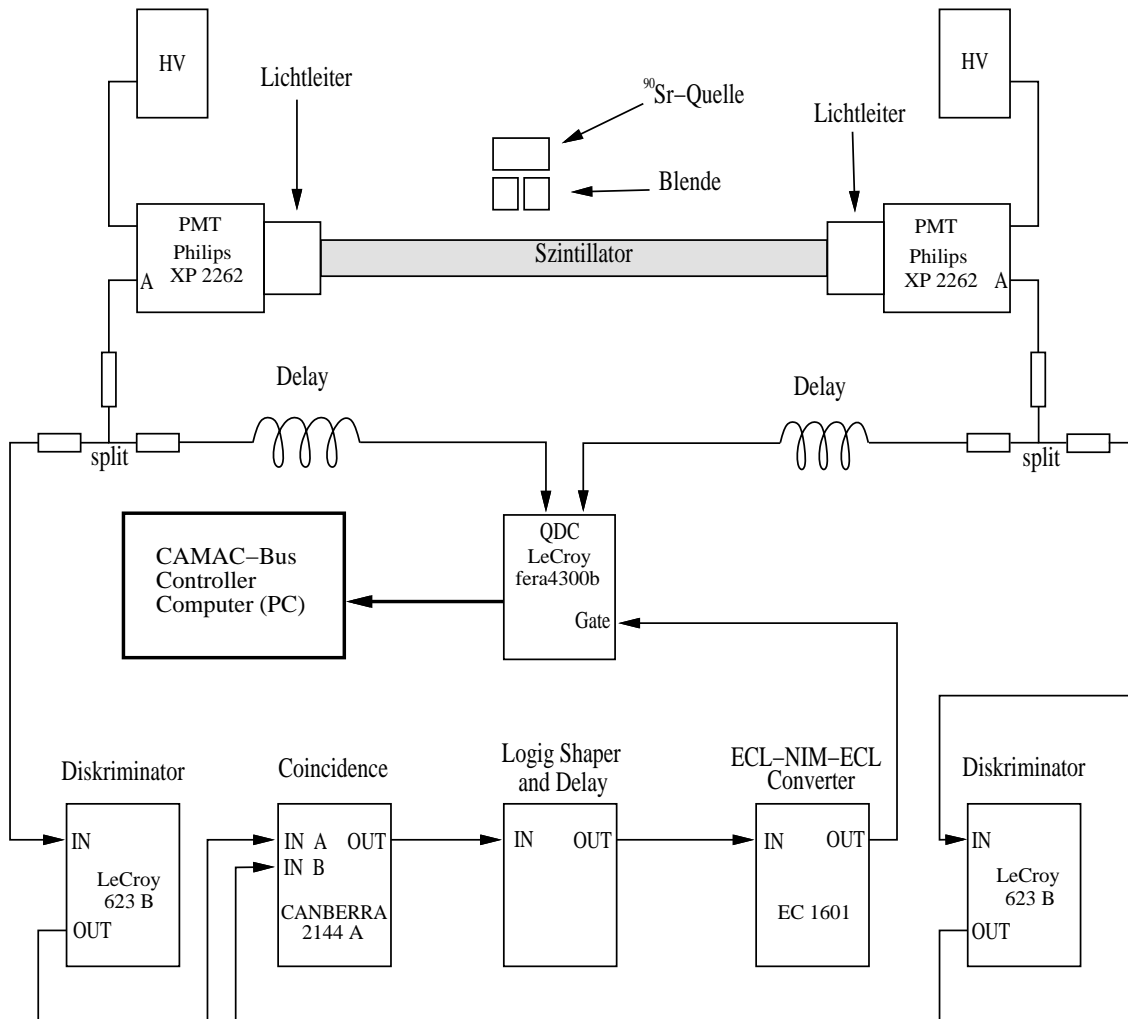


Abb. 4.8: Simulierte Lichtintensität als Funktion des Lichtweges

In Abbildung 4.8 ist die Lichtintensität in Abhängigkeit von der Laufstrecke für den ungeschwärzten und für den vollständig geschwärzten Fall eingezeichnet. Die geometrischen Parameter wurden genauso wie bei der darauffolgenden Messung gewählt. Die Maße des Streifens sind  $150 \times 40 \times 6,4 \text{ mm}^3$ ; die zylinderförmigen Lichtleiter messen 10 cm. Die Reflektivität für die Totalreflexion wurde auf 0,995 gesetzt, während die geschwärzten Seiten sowie die dem PM gegenüberliegende Seite als vollständig absorbierend angenommen wurden.

Das Ergebnis der Simulation zeigte, daß beim Verschieben um 2 cm sich die Lichtausbeute je nach Grad der Schwärzung um 20 – 70 % ändert. Es lohnte sich also, das Konzept der beidseitigen Auslese mit Amplitudenvergleich weiter zu verfolgen.

### 4.3.2 Testaufbau



**Abb. 4.9:** Blockschaltbild des Versuchsaufbaus; der Ort der Szintillation soll durch den Vergleich der Signale der beiden Photomultiplier rekonstruiert werden

Die Beta-Strahlung erzeugt im Szintillator einen Photonenschauer, so daß die beiden Photomultiplier ein Signal liefern. Die Anodensignale werden passiv gesplittet. Während der eine Zweig über ein Kabel-Delay in den QDC geht, soll der andere das Gate setzen. Dazu werden die Signale über Diskriminatoren in eine Koinzidenzstufe geleitet. Die Diskriminatorschwellen wurden dabei so eingestellt, daß die hochenergetischen Elektronen ein Signal liefern. Da ihr Energieverlust dem minimal ionisierender Protonen entspricht, kommt dies dem realen Experiment am nächsten. Die Koinzidenz liefert dann ein Signal, wenn beide Diskriminatoren ein Eingangssignal liefern. Damit das Gate im QDC richtig gesetzt wird, muß das Signal aus der Koinzidenz noch verzögert werden. Dies geschieht im „Logic Shaper and Delay“. Zum Schluß muß noch das NIM-Signal in ein ECL-Signal umgewandelt werden.



Der QDC liefert ein Digitalwort, dessen Kodierung zur Ladung des Eingangssignals proportional ist.

Die Maße des verwendeten Szintillatorstreifens sind (wie oben angegeben)  $150 \times 40 \times 6,4 \text{ mm}^3$ .

Bei einer Messung wurden jeweils 3 Spektren aufgenommen: zwei Einzelspektren und ein Quotientenspektrum.

### 4.3.3 Einzelspektren

Bei den Einzelspektren ist der Wert auf der Abszisse proportional zur Ladung des Signals. In der folgenden Abbildung sind für einen Meßpunkt die beiden Einzelspektren eingezeichnet.

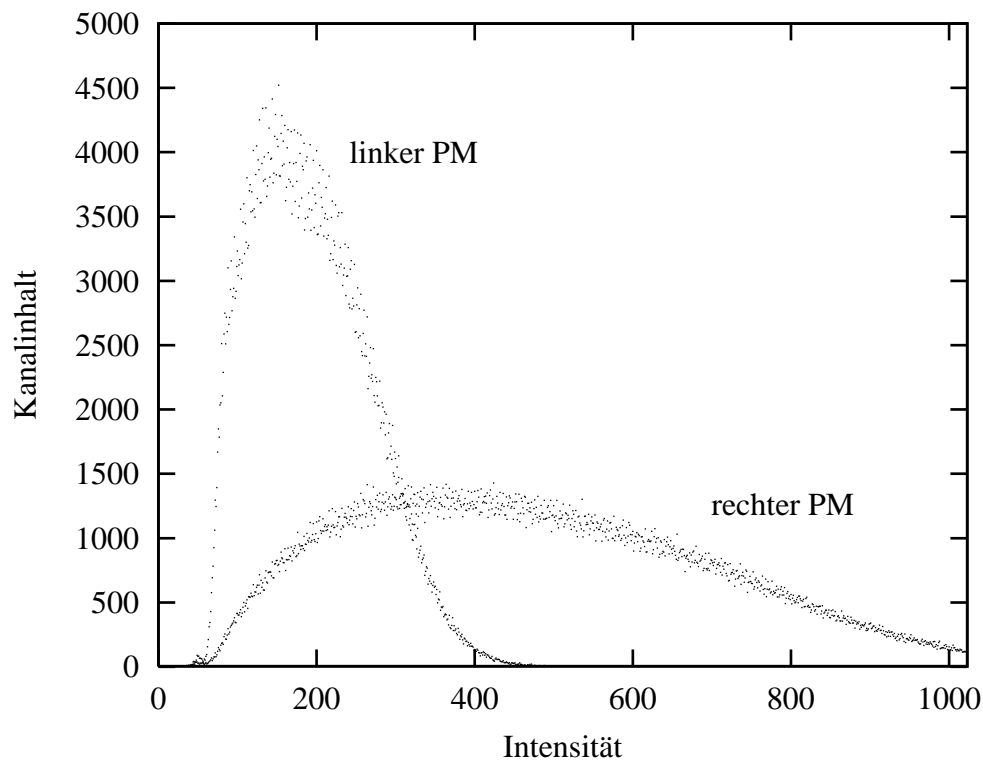


Abb. 4.10: QDC-Spektren der beiden Photomultiplier

Die  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle befand sich bei dieser Messung am rechten Rand. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Signale des rechten PM größer sind als die des linken. Die Ortsauflösung ist um so größer, je kleiner die Abschwächungslänge des Streifens ist. Darum sollte im nächsten Schritt die Abschwächungslänge des Streifens künstlich verkürzt werden.

### 4.3.4 Quotientenspektren

Die zugeordneten Kanäle für ein Quotientenspektrum wurden wie folgt berechnet:

$$x = 250 \left( 1 - \ln \left( \frac{R}{L} \right) \right), \quad (4.5)$$

R: Intensität des rechten Kanals,

L: Intensität des linken Kanals.

Dem liegt zugrunde, daß die Lichtintensität exponentiell mit der Laufstrecke des Lichts abnimmt. Durch das Logarithmieren sollte sich ein linearer Zusammenhang zwischen den Schwerpunkten der Quotientenspektren und dem jeweiligen Ort der Quelle ergeben.

### 4.3.5 Schwärzung mit Folien

Damit die Verkleinerung der Abschwächungslänge reversibel handhabbar war, wurde zunächst versucht, den Streifen mit geschwärtzter Adhäsionsfolie zu belegen, um so die Totalreflexionen durch Absorption zu ersetzen. Dies wurde in mehreren Schritten durchgeführt, mit dem Ergebnis, daß sich die Auflösung bei keinem dieser Schritte änderte.

### 4.3.6 Schwärzung mit Farbe

Eine Alternative dazu stellte die Schwärzung des Streifens durch Farbe dar. Dies ist allerdings ein irreversibler Prozeß; es wurden deshalb die einzelnen Seitenflächen nach und nach geschwärtzt und dazwischen jeweils Meßreihen durchgeführt. Die erreichten Ortsauflösungen lassen sich den Quotientenspektren entnehmen.

Abbildung 4.11 zeigt zwei Quotientenspektren einer Meßreihe, bei der bereits alle vier Seiten des Szintillatorstreifens geschwärtzt waren.

Der Ort der Quelle ist zwischen den Messungen um 8 cm verschoben worden.

In Figur 4.12 ist die gemessene Ortsauflösung dargestellt. Die Abweichung von der erwarteten Linearität liegt daran, daß der Streifen nur 15 cm lang ist. Das exponentielle Abklingen gilt jedoch nur für lange Streifen.

Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen dem jeweiligen Sigma einer für die Quotientenspektren angenommenen Gaußverteilung. Das Sigma entspricht dem Fehler der Ortsmessung für ein einzelnes Event am TOF. Zeichnet man zusätzlich Geraden parallel zur Abszisse ein, so läßt sich die Ortsauflösung näherungsweise angeben. Das Ergebnis ist eine Auflösung von ca. 5 cm.

Setzt man diese Auflösung in Beziehung zu den Überlegungen zu den Abmessungen, so erhält man eine mittlere  $\theta$ -Auflösung im Bereich von  $10^\circ$ . Diese Auflösung ist natürlich inakzeptabel; das Konzept der beidseitigen Auslese mit Amplitudenvergleich kommt daher für dieses Experiment nicht in Frage. Die weiteren Überlegungen für den Wurmloch-Detektor werden sich auf ein zwei- oder dreilagiges Hodoskop konzentrieren.

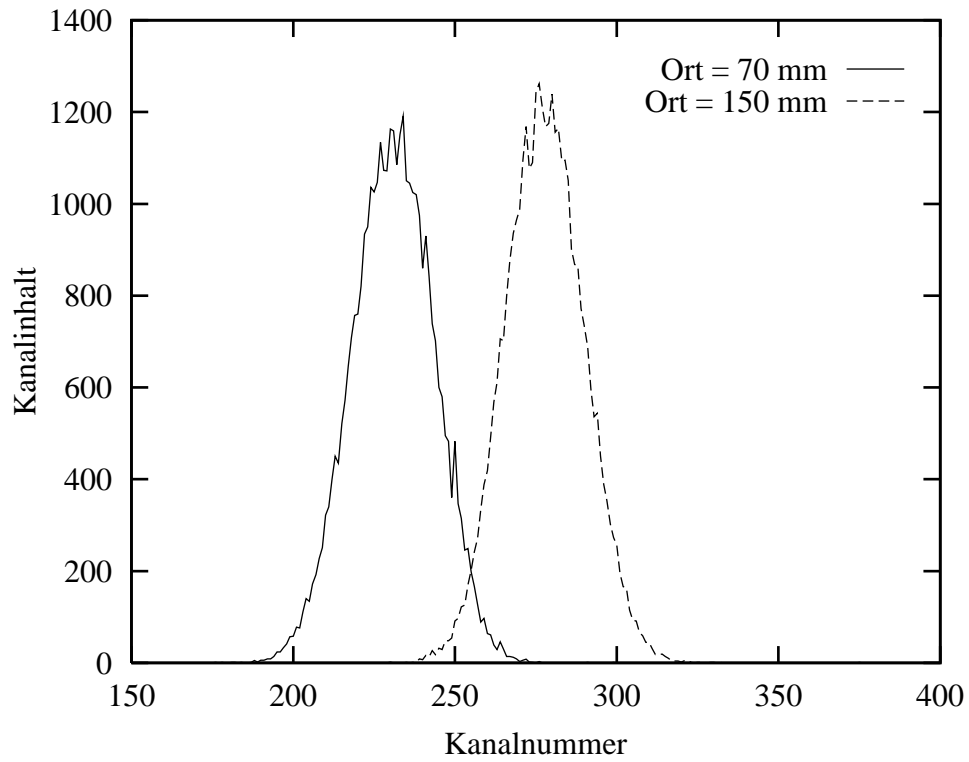


Abb. 4.11: Quotientenspektren zweier verschiedener Meßpunkte

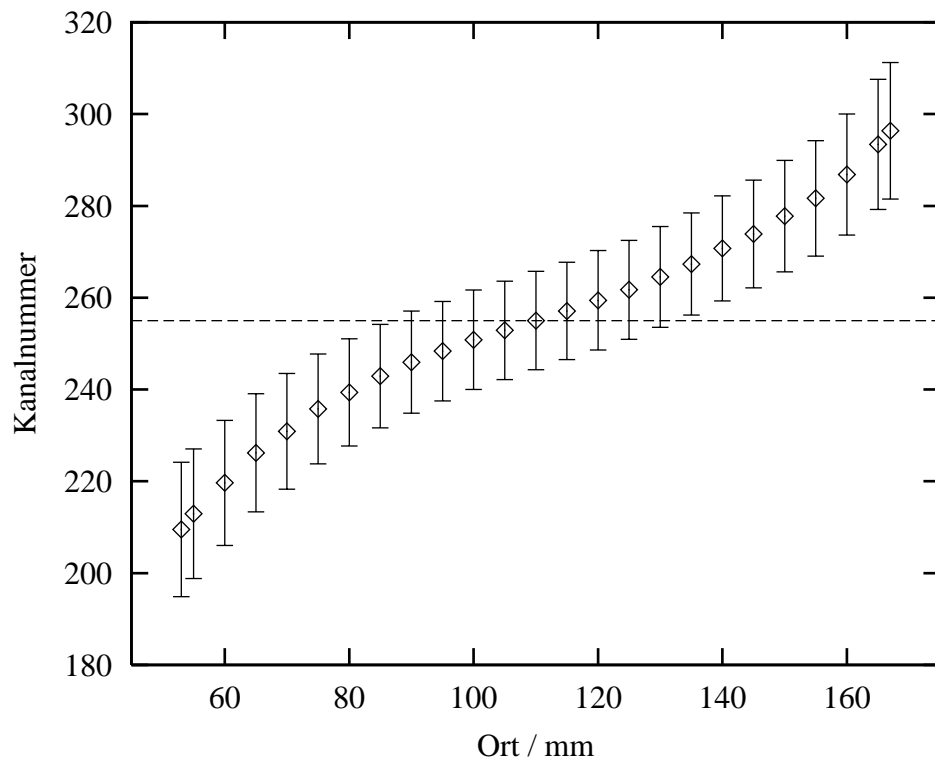


Abb. 4.12: Schwerpunkte der Quotientenspektren als Funktion des Ortes; die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen dem  $\sigma$  der Quotientenspektren

## 4.4 Faserhodoskop

### 4.4.1 Kinematische und experimentelle Vorüberlegungen

Für eine genaue Ortsrekonstruktion müssen die gestreuten Teilchen ausreichend Energie besitzen, um wenigstens in die zweite Lage des Hodoskops einzutreten. Bei der elastischen Streuung (und generell) nimmt die kinetische Energie mit zunehmendem Streuwinkel ab. Um die größtmögliche Dicke der einzelnen Lagen zu bestimmen, muß zunächst die Energie der gestreuten Teilchen als Funktion des Streuwinkels und dann die Reichweite der Teilchen im Szintillator berechnet werden.

Sei  $E$  wieder die Gesamtenergie des einlaufenden Teilchens und  $E_1$  und  $E_2$  die Energien der gestreuten Teilchen, so lautet der Energiesatz:

$$E + E_0 = E_1 + E_2.$$

Mit Hilfe des Impulssatzes läßt sich die Energie des einen gestreuten Protons  $E_1$  als Funktion seines Streuwinkels  $\vartheta_1$  berechnen (Herleitung in Anhang B):

$$E_1(\vartheta_1) = T_1(\vartheta_1) + E_0 = E_0 \frac{(E + E_0)^2 + (pc \cos \vartheta_1)^2}{(E + E_0)^2 - (pc \cos \vartheta_1)^2}, \quad (4.6)$$

$p$ : Impuls des einlaufenden Protons.

In Abbildung 4.13 ist die kinetische Energie  $T_1$  als Funktion des Streuwinkels  $\vartheta_1$  aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß auch bei größeren Strahlenergien die Energien bei großen  $\theta$ -Winkeln sehr klein werden.

Die Bethe-Bloch-Formel liefert die Reichweite  $x$  der Protonen im Szintillator als Funktion der Energie  $T_1$ . Mit  $T_1(\vartheta_1)$  läßt sich die Reichweite als Funktion des Streuwinkels aufstellen ( $x(\vartheta_1)$ ).

Um festzustellen, ob das Proton in zweite Lage eindringt, muß die Reichweite in radialer Richtung  $w(\vartheta_1)$  berechnet werden:

$$w(\vartheta_1) = x(\vartheta_1) \cdot \sin \vartheta_1.$$

Abbildung 4.14 zeigt diese Funktion im kritischen Winkelbereich zwischen 70 und 80 Grad für verschiedene Strahlenergien. Die kleinste Strahlenergie (280 MeV) bildet den ungünstigsten Fall für die Reichweite.

Bei 280 MeV beträgt die radiale Reichweite der Protonen bei  $\vartheta_1 = 72,4^\circ$  noch 5,0 mm, bei  $\vartheta_1 = 74,7^\circ$  nur noch 3,0 mm. Daraus folgt, daß die einzelnen Lagen des Hodoskops eine Dicke von 3 mm nicht überschreiten sollten.

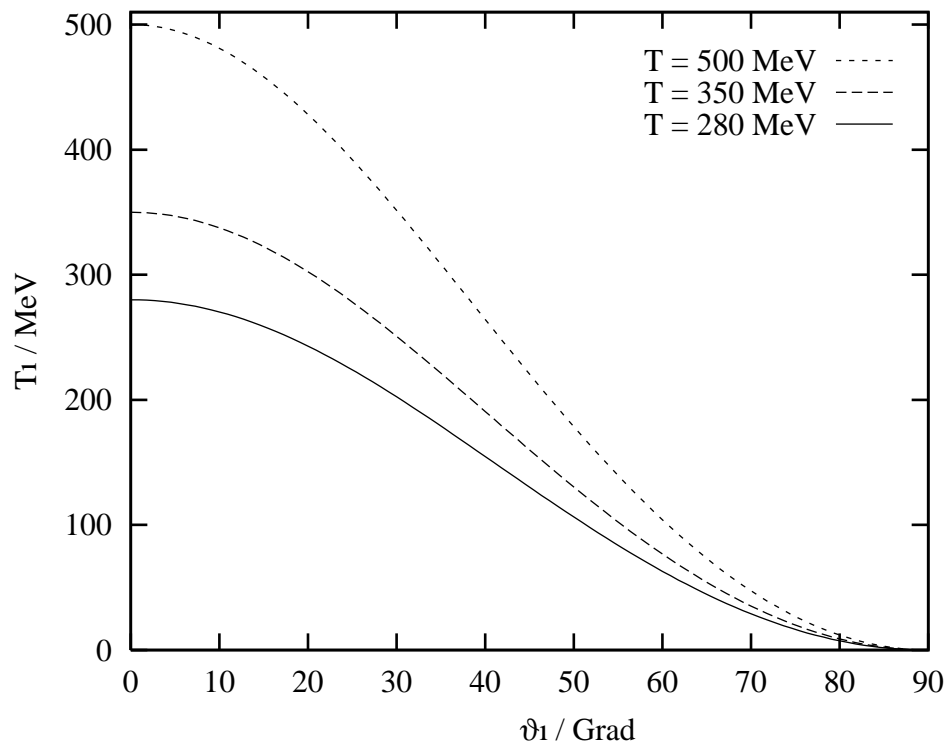


Abb. 4.13: Kinetische Energie der elastisch gestreuten Teilchen als Funktion des Streuwinkels

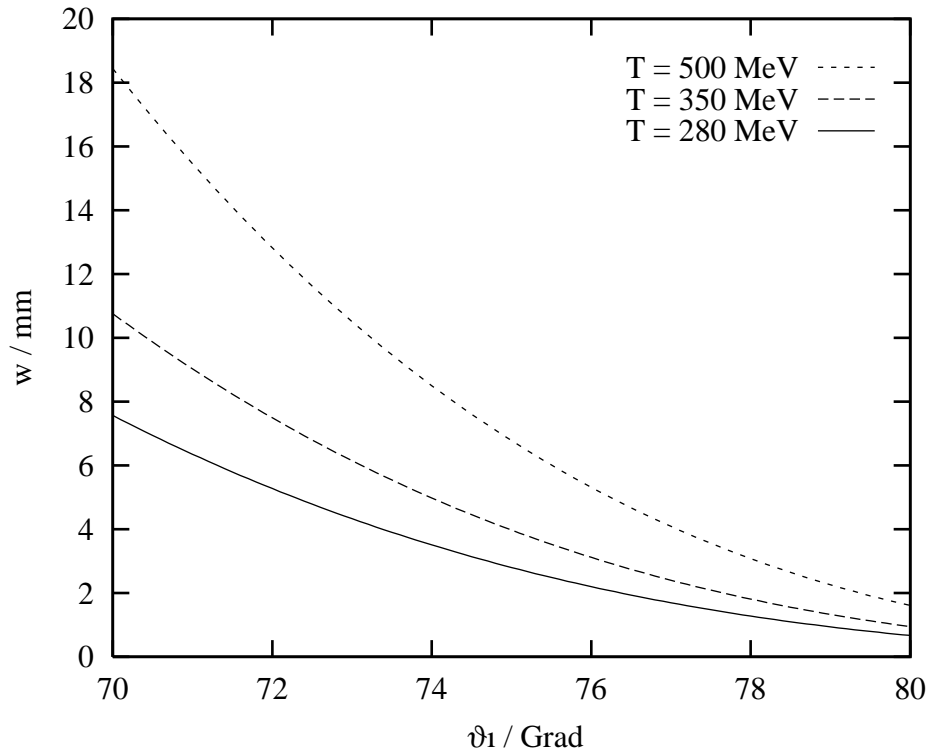


Abb. 4.14: Reichweite der Protonen im Szintillator in radialer Richtung als Funktion des Streuwinkels

Das von den Szintillatoren erzeugte Licht muß mit Hilfe von Lichtleitern nach außen geführt und dann von Photomultipliern ausgelesen werden. Da in der Startregion des TOF-Spektrometers wenig Platz vorhanden ist, scheidet die Verwendung von XP 2020 Multipliern aus. Stattdessen bieten sich 16fach-Röhren R 4760 der Firma Hamamatsu an. Die folgenden Überlegungen beziehen sich auf die Verwendung dieser 16fach-Röhren.

Die Kathodenfenster der Röhren sind rund und haben einen Durchmesser von 8 mm [CZA 94]. Bei den Szintillatoren sind Fasern mit einem quadratischen Querschnitt wegen ihrer höheren Akzeptanz denen mit einem runden Querschnitt vorzuziehen. Die Lichtleiter sollten den gleichen Querschnitt wie die Szintillatoren haben.

Auf ein Kathodenfenster mit dem Durchmesser von 8 mm paßt ein Quadrat mit einer Kantenlänge von  $8/\sqrt{2}$  mm = 5,7 mm. Benutzt man Fasern mit einem Querschnitt von  $2,5 \times 2,5$  mm<sup>2</sup>, so lassen sich 4 Fasern zu einem Kanal zusammenfassen. Legt man die Szintillatorfasern nebeneinander, so ist ihr Querschnitt  $2,5 \times 10$  mm<sup>2</sup>. Damit ist die Dicke einer Szintillatorlage zu 2,5 mm festgelegt.

Hat ein Kanal eine Breite von 10 mm und ist der Radius  $R = 180$  mm, so besteht die gerade Lage aus  $2\pi \cdot 18 \simeq 113$  Kanälen. Dafür werden  $\frac{113}{16} \simeq 7$  Multiplier benötigt. Als letztes wird hier noch die Häufigkeitsverteilung für die elastische Proton-Proton-Streuung betrachtet, um auf die Effizienz des Detektors zu schließen.

Mit Hilfe des Eventgenerators FOWL wurden 100 000 elastische Ereignisse für verschiedene Strahlenergien berechnet. Die Impulsunschärfe wurde auf 1 MeV/c gesetzt. Abbildung 4.15 zeigt die Häufigkeitsverteilung von  $\vartheta_1$ .

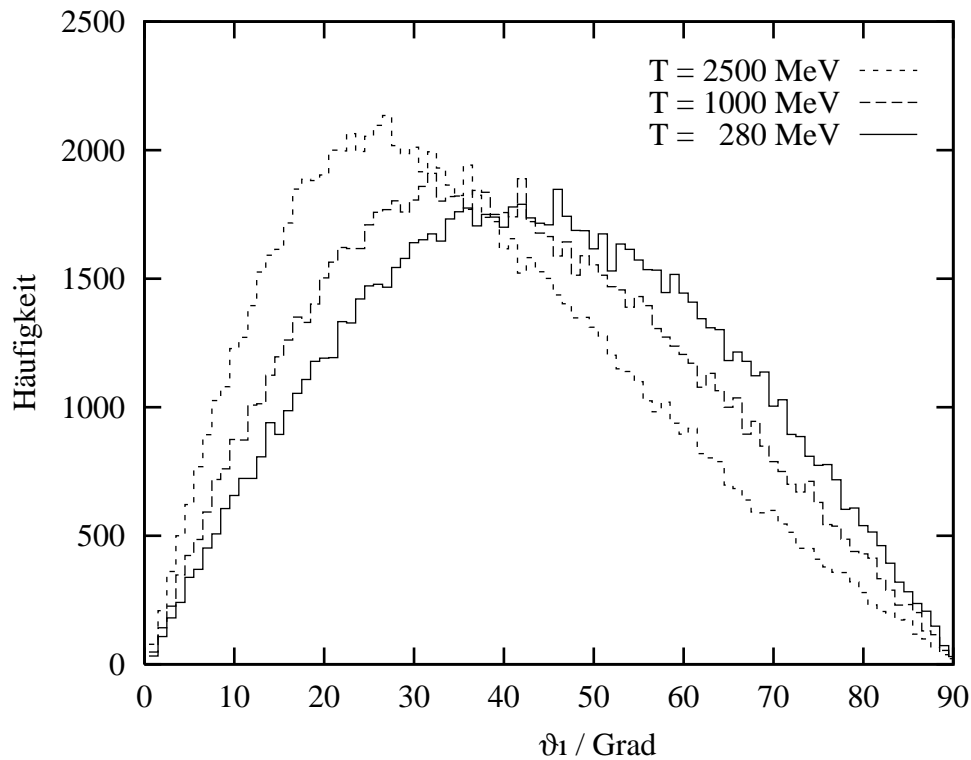


Abb. 4.15: Häufigkeitsverteilung des Streuwinkels eines Protons für den elastischen Stoß

Für die Ortsrekonstruktion müssen die Protonen in die zweite Lage eindringen und dort noch genügend Energie deponieren. Bei einer Lagendicke von 2,5 mm läßt sich damit eine Untergrenze der radialen Reichweite von 4 mm festlegen. Mit dieser Festlegung kann man für eine vorgegebene Strahlenergie den größten nachgewiesenen  $\theta$ -Winkel ausrechnen. Daraus läßt sich wiederum die Effizienz für den elastischen Stoß bestimmen.

T / MeV	Grenzwinkel	Effizienz
280	73,4°	85,7 %
350	75,0°	88,5 %
500	77,1°	91,9 %
1000	80,0°	96,0 %
2500	82,2°	98,4 %

Es ist zu beachten, daß in voranstehender Tabelle nur kinematische Aspekte berücksichtigt wurden. Bei Strahlenergien größer als 500 MeV ist der Maximalwinkel  $\delta$  (und damit auch die Effizienz) durch die Geometrie des Detektors begrenzt. Abbildung 4.16 gibt die Effizienz für den Nachweis der elastischen Ereignisse als Funktion des größtmöglichen  $\theta$ -Winkels wider. Die eingezeichneten Sterne geben an, bei welchen Winkeln die radiale Reichweite 4 mm erreicht.

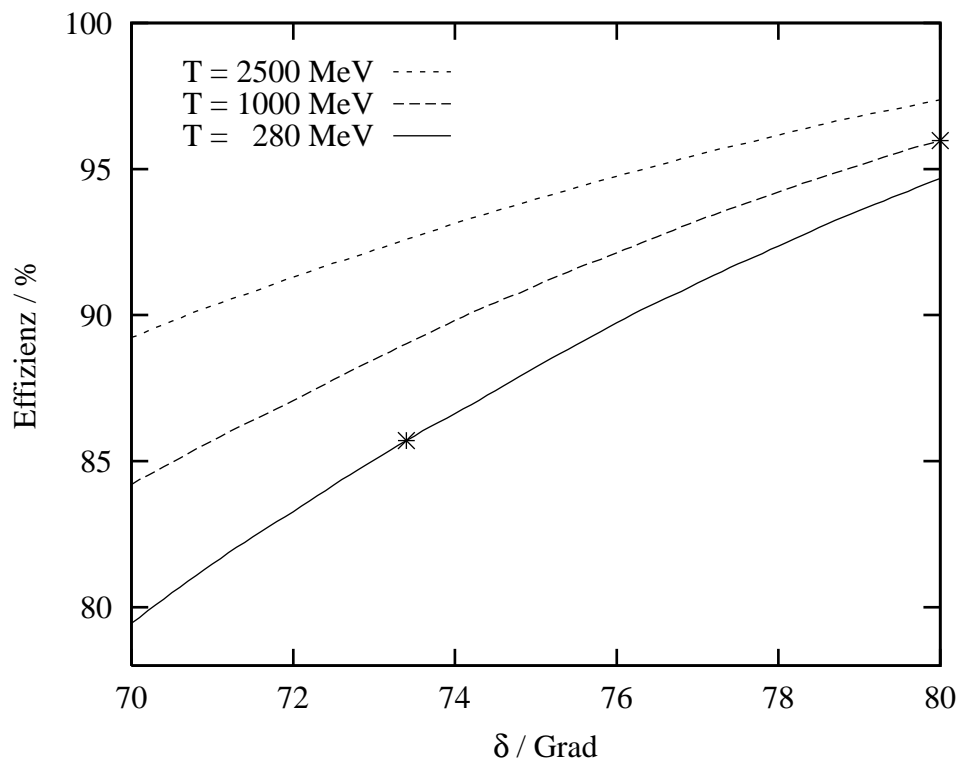


Abb. 4.16: Effizienz des Nachweises der elastischen Proton-Proton-Streuung

### 4.4.2 Ortsauflösung eines zweilagigen Hodoskops

Betrachtet man zunächst nur die gerade Lage, so läßt sich aus der Breite der Szintillatoren und dem Detektorradius die  $\phi$ -Auflösung bestimmen. Ein Kanal besteht entweder aus 4 Szintillatorfasern mit einem Querschnitt von  $2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$  oder aus einem Szintillatorstreifen mit einem Querschnitt von  $2,5 \times 10 \text{ mm}^2$ . Die Breite eines Kanals beträgt in jedem Fall 10 mm.

Bei einem Detektorradius von  $R = 180 \text{ mm}$  ist sein Umfang  $2\pi R \approx 1130 \text{ mm}$ . Die gerade Lage besteht dann aus 113 Kanälen, was eine  $\phi$ -Auflösung von  $\Delta\phi \approx 3,2^\circ$  zur Folge hat.

Die  $\theta$ -Auflösung hängt in besonderem Maße von der gewundenen Lage ab. Je größer der Drehwinkel  $\xi$  ist, umso besser ist die Auflösung in  $z$ -Richtung und damit auch die  $\theta$ -Auflösung.

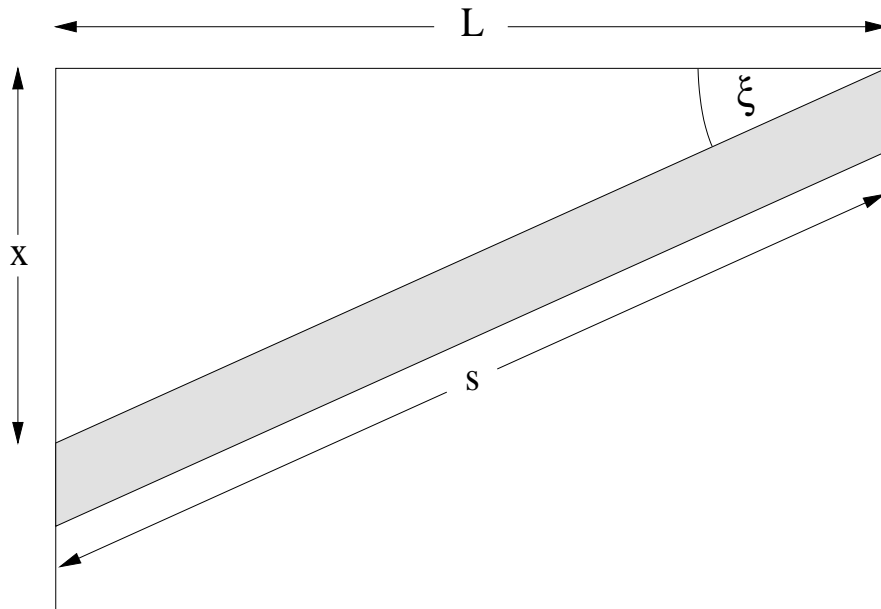


Abb. 4.17: Gewundener Szintillatorstreifen auf dem abgewickelten Zylinder

Mit Hilfe von Abbildung 4.17 werden die Zusammenhänge zwischen Drehwinkel  $\xi$ , überstrichenem  $\phi$ -Winkel  $\Phi$  und der Länge der gewundenen Streifen  $s$  deutlich (vgl. [KRU 92]). Es gilt:

$$x = \Phi R \quad (4.7)$$

$$\tan \xi = \frac{x}{L} = \frac{\Phi R}{L} \quad (4.8)$$

$$\Rightarrow \Phi(\xi) = \frac{L}{R} \tan \xi \quad (4.9)$$



Nach Pythagoras gilt:

$$s^2 = x^2 + L^2$$

Mit 4.7 und 4.9 ergibt sich:

$$s^2 = \Phi^2 R^2 + L^2 \quad (4.10)$$

$$= \frac{L^2}{R^2} \tan^2 \xi \cdot R^2 + L^2 \quad (4.11)$$

$$\Rightarrow s(\xi) = L \sqrt{\tan^2 \xi + 1} \quad (4.12)$$

Der Winkel  $\Phi$  darf  $360^\circ$  nicht überschreiten, da sonst Mehrdeutigkeiten auftreten. Aus den Verläufen der Funktionen  $\Phi(\xi)$  und  $s(\xi)$  wird deutlich, daß bei Drehwinkeln größer  $60^\circ$  die Länge der gewundenen Streifen rapide ansteigt.

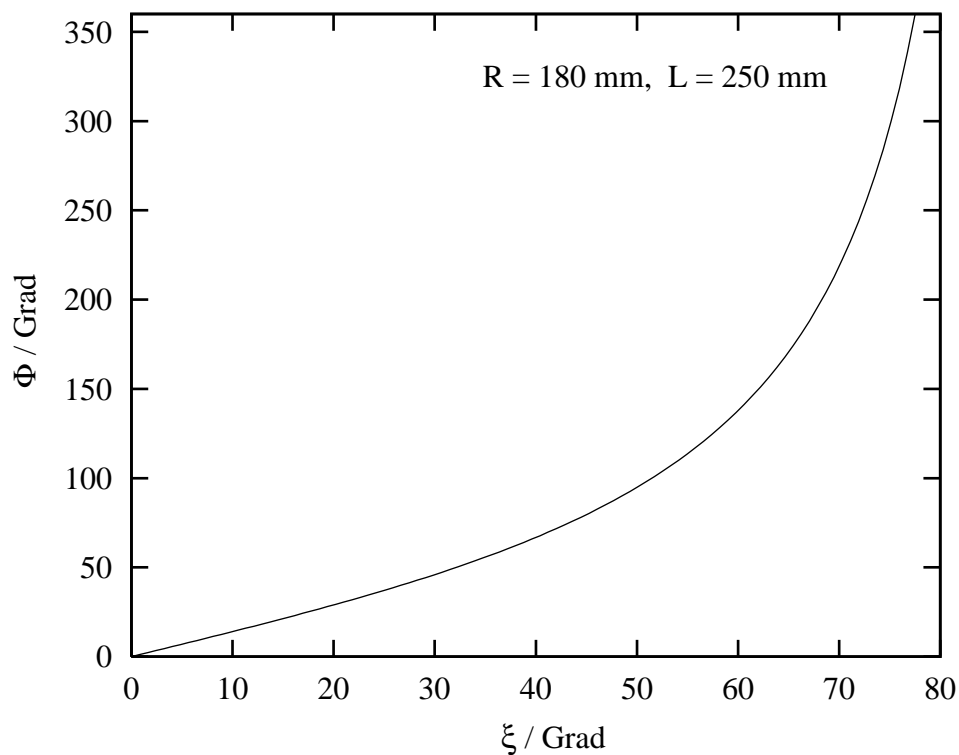
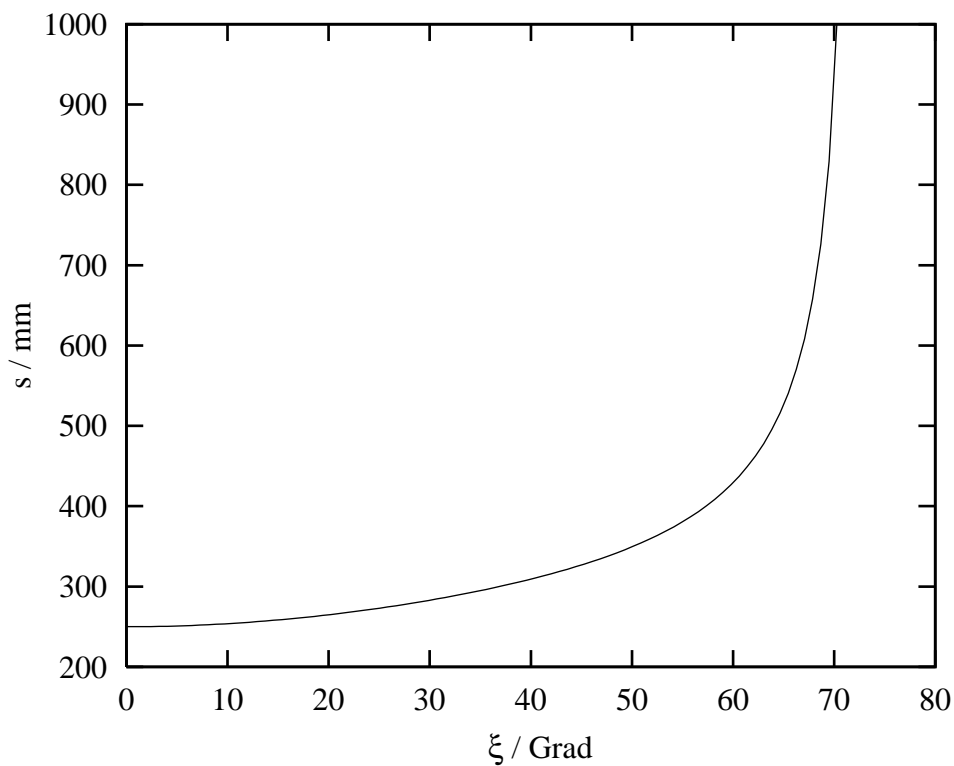
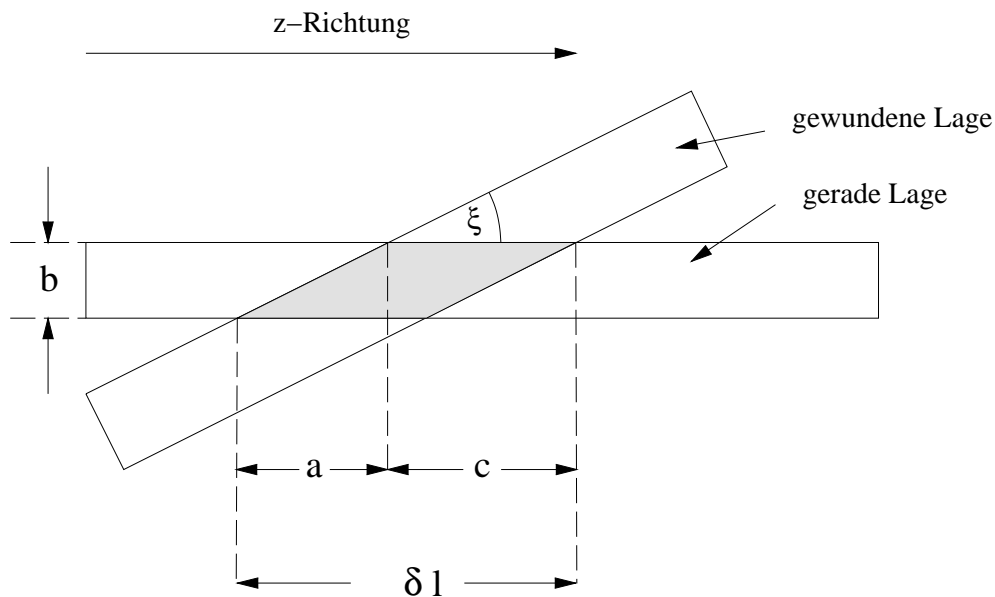


Abb. 4.18: Überstrichener  $\phi$ -Winkel  $\Phi$  als Funktion des Drehwinkels  $\xi$



**Abb. 4.19:** Länge  $s$  der gewundenen Streifen als Funktion des Drehwinkels  $\xi$ ; wird  $\xi > 60^\circ$  steigt die Länge der Streifen rapide an

Die Schnittflächen der geraden mit der gewundenen Lage sind Rauten. Für die Bestimmung der  $\theta$ -Auflösung ist die Ausdehnung dieser Rauten in  $z$ -Richtung entscheidend.



**Abb. 4.20:** Die Ausdehnung der Schnittflächen der gewundenen Lage mit der geraden Lage in  $z$ -Richtung bestimmt die  $\theta$ -Auflösung,  $b = 10$  mm

Die Größe  $\delta l$  berechnet sich wie folgt:

$$\delta l = a + c \quad (4.13)$$

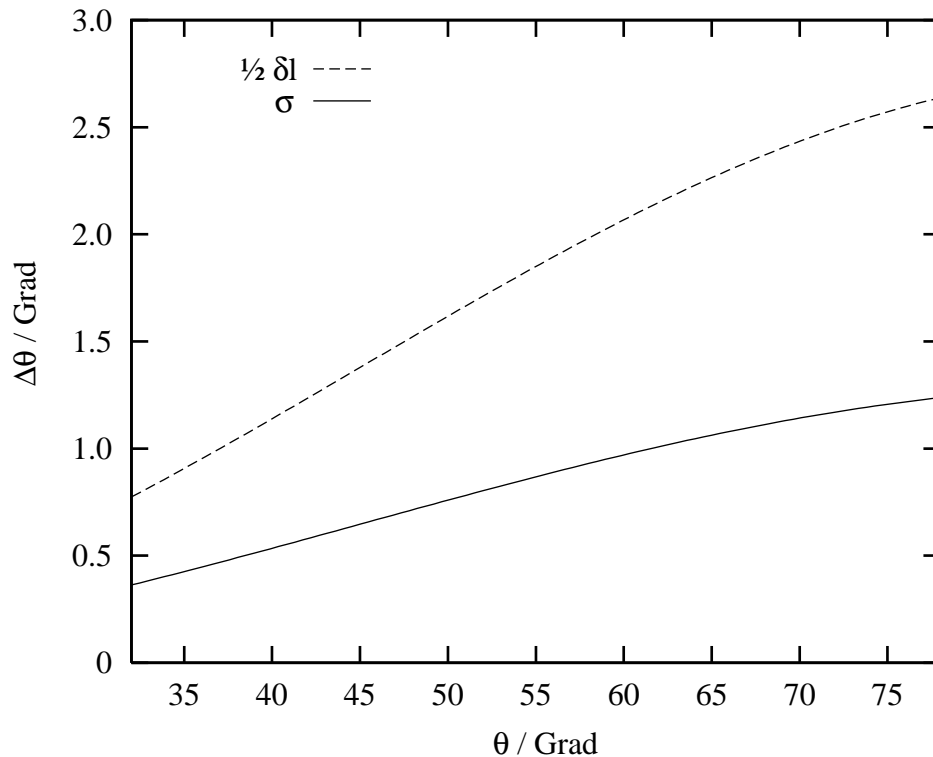
$$\tan \xi = \frac{b}{a} \Leftrightarrow a = \frac{b}{\tan \xi} \quad (4.14)$$

$$\sin \xi = \frac{b}{c} \Leftrightarrow c = \frac{b}{\sin \xi} \quad (4.15)$$

$$\Rightarrow \delta l = \frac{b}{\tan \xi} + \frac{b}{\sin \xi} \quad (4.16)$$

Die folgenden Überlegungen beziehen sich auf einen festen Drehwinkel von  $\xi = 60^\circ$ . Daraus ergibt sich eine Auflösung in  $z$ -Richtung von  $\delta l = \sqrt{3}$  cm. Die Größe  $\delta l$  ist eine scharfe Grenze für die Auflösung. In der Literatur wird für die Auflösung in der Regel das zweite Moment einer Gauß-Verteilung (Sigma) angegeben. Dies wird in Anhang C berechnet und ist  $\sigma_z = 0,41$  cm. Aus diesem Wert läßt sich die  $\theta$ -Auflösung berechnen (s. Anhang C.1):

$$\sigma_\theta = \frac{\sin^2 \theta}{R} \cdot \sigma_z. \quad (4.17)$$



**Abb. 4.21:** Aufgrund der Zylindersymmetrie des Detektors ist die  $\theta$ -Auflösung eine Funktion von  $\theta$  selbst. Die durchgezogene Linie gibt  $\sigma_\theta$  an, während bei der gestrichelten Linie die halbe Rautenlänge als Fehler angenommen wurde ( $R = 180$  mm,  $\xi = 60^\circ$ )

### 4.4.3 Testmessungen für ein Faserhodoskop

Die Testmessungen für ein zweilagiges Faserhodoskop sollten Klarheit bringen, ob die Lichtausbeute ausreichend ist, um das Signal vom Rauschen zu trennen.

Zunächst stellte sich die Frage, welches Szintillatormaterial gekauft werden sollte. Die Wahl fiel auf szintillierende Fasern BCF-12 der Firma BICRON. Wegen der leichteren Handhabung wurden diese mit Cladding versehenen Fasern Szintillatorstreifen vorgezogen. Als Lichtleiter wurden Fasern aus BCF-98 gewählt. Der Querschnitt der Fasern ist quadratisch mit einer Fläche von  $2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$ .

#### Auslese der szintillierenden Fasern

Das Szintillationslicht muß nach außen zu den Photomultipliern geführt werden. Wie erwähnt, ist an der Ausleseseite der Szintillatoren sehr wenig Platz, so daß die Lichtleiter senkrecht an die Szintillatoren angebracht werden müssen (s. Bild 4.22). Das Licht wird an der Grenze von Lichtleiter und Szintillator um  $90^\circ$  umgelenkt.



**Abb. 4.22:** Eine tangentielle Ankopplung der Lichtleiter ist aus Platzgründen nicht möglich. Darum muß das Licht um  $90^\circ$  umgelenkt werden

Mit Hilfe einer speziell angefertigten Lehre war es möglich, den Lichtleiter unter exakt  $45^\circ$  abzuschleifen.

Für die weitere Vorgehensweise gibt es zwei Möglichkeiten:

1. Die abgeschliffene Fläche wird durch Bedampfen mit Aluminium verspiegelt
2. Auf das Verspiegeln wird verzichtet, und das Umlenken des Lichts geschieht über die Totalreflexion

Die erste Variante hat den Vorteil, daß die bedampfte Faser den gesamten Raumwinkel des im Szintillator eingefangenen Lichts reflektiert. Der technisch maximal erreichbare Reflexionskoeffizient liegt im sichtbaren Bereich bei ca. 0,95 [SCH 90]; er dürfte mit den vorhandenen Mitteln nicht erreicht werden können.

Die zweite Möglichkeit hat den Vorteil, daß der Koeffizient für die Totalreflexion nahe bei 1 liegt. Dafür geht aber ein Teil des Raumwinkels verloren (s. Anhang D). Da beide Alternativen Vor- und Nachteile haben, wurden Meßreihen sowohl mit bedampfter als auch mit unbedampfter Spiegelfläche durchgeführt.

Für das Ankleben der Lichtleiter an die Szintillatoren unter genau einem rechten Winkel diente eine weitere speziell angefertigte Lehre. Als Kleber wurde ein Zwei-Komponenten-Epoxyd-Kleber der Firma DEVCON verwendet.

## Versuchsdurchführung

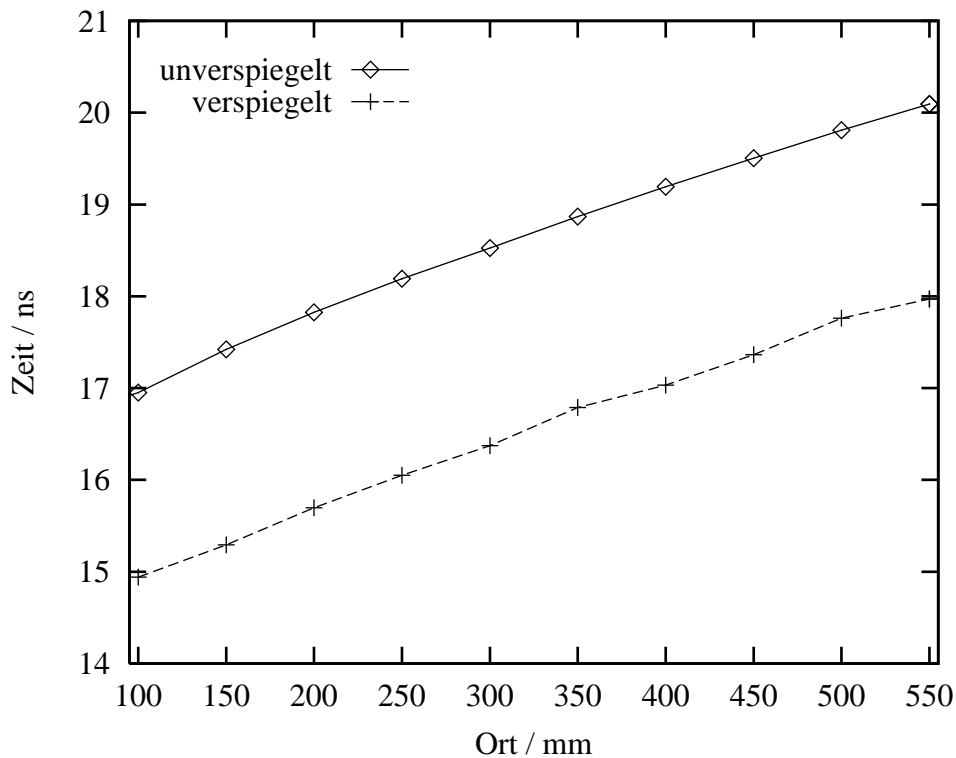
Der Versuchsaufbau ähnelt dem Aufbau für die Vermessung der Szintillatorstreifen aus dem Quirl (s. Abb. 3.5, Seite 12). Die Signale der 16-fach Röhre waren so klein, daß sie nicht über die niedrigstmögliche Diskriminatorschwelle kamen. Deshalb mußte der Zweig, der das Gate für den QDC setzen sollte, vorverstärkt werden. Bei der 16-fach-Röhre stellte sich die Frage nach Übersprechen benachbarter Kanäle. Darum wurden auch die Signale der Nachbarkanäle aufgenommen. Es wurden keine Übersprecher festgestellt.

Zusätzlich zu den QDC-Spektren wurden auch Zeitspektren aufgenommen. Dabei setzte der Trigger das Start- und die 16-fach-Röhre das Stoppsignal.

## Zeitspektren

Für die aufgenommenen Zeitspektren wurden die Schwerpunkte ausgerechnet und in Abbildung 4.23 als Funktion des Ortes aufgetragen. Der Zusammenhang ist – wie zu erwarten war – linear. Es ist auch (fast) kein Unterschied in der Steigung festzustellen. Ein linearer Fit an die Meßpunkte ergibt:

- ohne Verspiegelung:  $v_{eff} = (14,5 \pm 0,30) \text{ cm/ns}$
- mit Verspiegelung:  $v_{eff} = (14,8 \pm 0,26) \text{ cm/ns}$



**Abb. 4.23:** Schwerpunkte der TDC-Spektren als Funktion des Ortes der Szintillation

## Lichtausbeute

Wichtiger und interessanter sind bei dieser Meßreihe die Ergebnisse aus den QDC-Spektren. In Abbildung 4.24 sind QDC-Spektren aufgetragen. Sie zeigen für einen festen Ort die beiden Peaks für den verspiegelten und für den unverspiegelten Fall. Zusätzlich zu den Signalen sind die Rauschpeaks aufgenommen worden. Der Abstand des Triggers und der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle von dem Übergang zum Lichtleiter betrug hier 200 mm.

Die Verstärkung war in beiden Fällen gleich eingestellt, was die identische Lage der Rauschpeaks bestätigt. Erstaunlicherweise hat diejenige Faser, die nicht bedampft worden ist, eine höhere Lichtausbeute.

Die Versuchsergebnisse zeigen, daß der durch das Verspiegeln gewonnene Raumwinkel durch den kleineren Reflexionskoeffizienten wieder verloren geht.

Bei einer Fehlerbetrachtung fällt die Ankopplung der Lichtfaser an den Szintillator am stärksten ins Gewicht, weil die Klebefläche ( $2,5 \times 2,5 \text{ mm}^2$ ) so klein ist. Eine Ungenauigkeit von 0,25 mm hat bereits einen Lichtverlust von 10 % zur Folge.

Weitere Fehlerquellen sind die Unterschiede der Oberflächenbeschaffenheit der geschliffenen Faserenden und die Qualität der optischen Ankopplung an den Photomultiplier. Berücksichtigt man die Fehler, so läßt sich folgern, daß die Lichtausbeuten im verspiegelten- und unverspiegelten Fall im Rahmen der Fehlergrenzen übereinstimmen.

Aus Abbildung 4.24 ist ersichtlich, daß bei der nichtverspiegelten Faser das Signal vom Rauschen gut zu trennen ist.

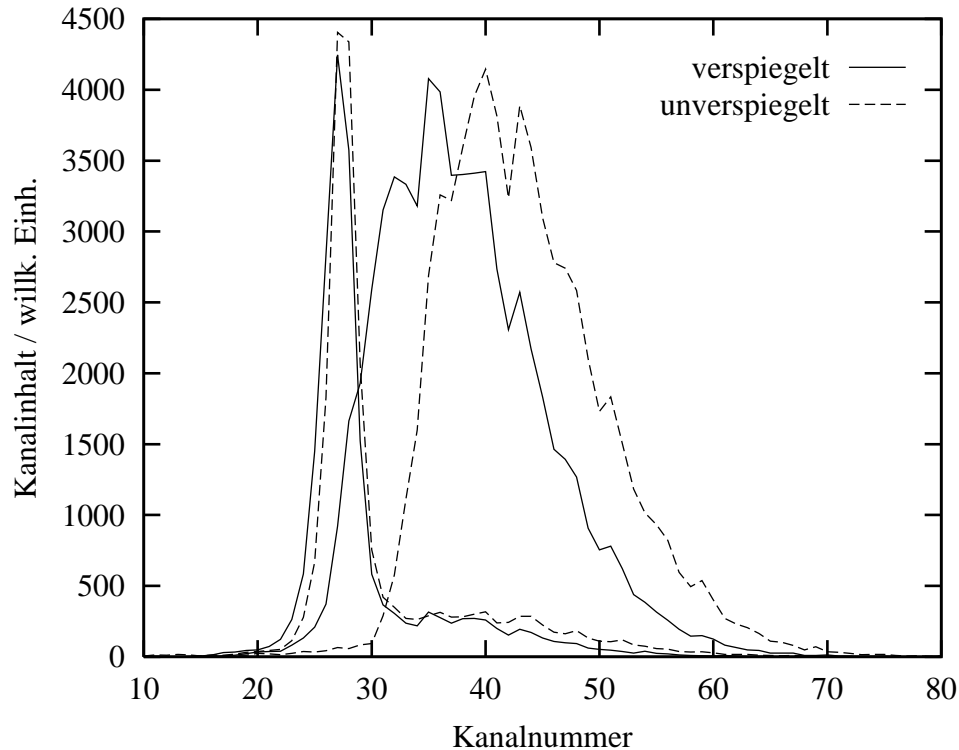


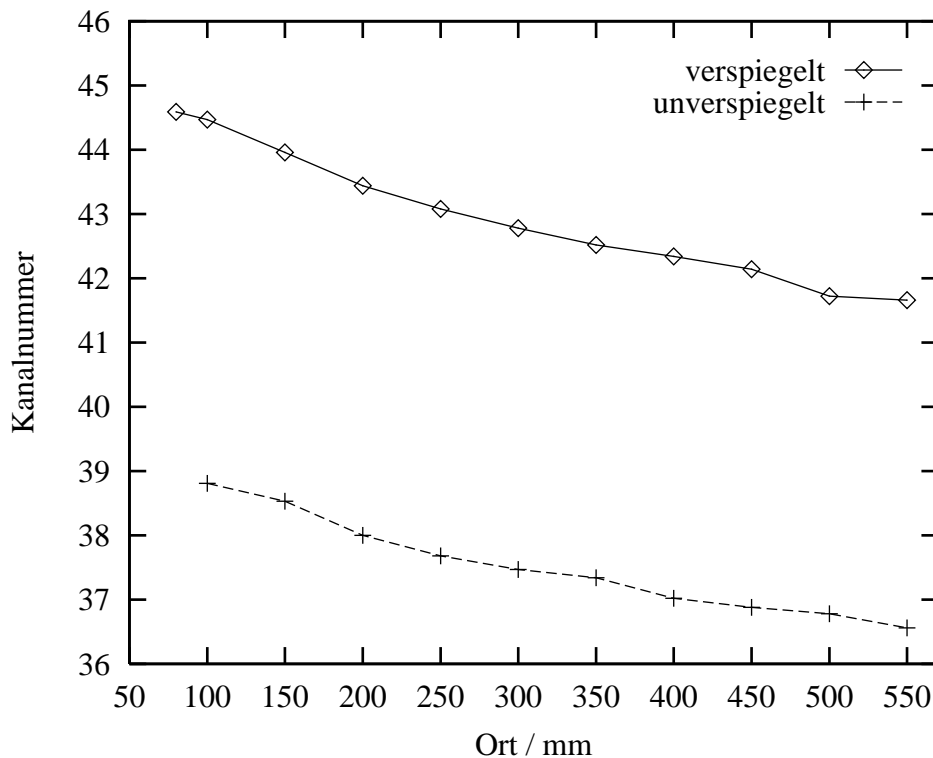
Abb. 4.24: QDC-Spektren der 16-fach-Röhre für den bedampften und unbedampften Fall

### Lichtabschwächung

Als letztes wird hier noch die Lichtabschwächung in der szintillierenden Faser behandelt. Das in der Faser transportierte Licht setzt sich zusammen aus „Kernlicht“ und „Claddinglicht“. Das Kernlicht ist der Anteil, bei dem die Totalreflexion an der Grenze zwischen dem Kern und dem Cladding passiert. Beim Claddinglicht vollzieht sich die Totalreflexion zwischen dem Cladding und der Umgebung der Faser. Aus zwei Gründen ist die Abschwächung des Kernlichtes kleiner als die des Claddinglichtes:

1. Die Qualität der Grenzfläche zwischen Kern und Cladding ist besser als zwischen Cladding und Umgebung
2. Die Einfallswinkel des Kernlichtes sind größer als beim Claddinglicht, so daß die Anzahl der Reflexionen kleiner ist

Trägt man die Schwerpunkte der QDC-Spektren gegen den Ort der Szintillation auf, so ergibt sich ein streng monotoner Zusammenhang (Abb. 4.25). Je weiter die Szintillation vom Photomultiplier entfernt ist, desto kleiner ist der Anteil des Claddinglichtes. Darum spielt im fernen Bereich nur noch das Licht im Kern eine Rolle. Die Lichtabschwächung läßt sich nicht durch eine einzige Exponentialfunktion beschreiben, sondern müßte durch die Summe aus zwei Exponentialfunktionen beschrieben werden.



**Abb. 4.25:** Schwerpunkte der QDC-Spektren als Funktion des Abstands der Szintillation vom Lichtleiter

Legt man dennoch an den gesamten Bereich eine Exponentialfunktion, so läßt sich näherungsweise eine mittlere Abschwächungslänge  $l$  angeben:

- ohne Verspiegelung:  $l = (683 \pm 38)$  cm
- mit Verspiegelung:  $l = (772 \pm 53)$  cm

Das gemessene Verhalten der Lichtausbeute ist typisch für szintillierende Fasern: Die Lichtausbeute ist klein, weil von vornherein wenig Photonen entstehen. Die Abschwächungslänge ist hingegen groß.

### Schlußfolgerungen

Die Testmessungen haben gezeigt, daß es prinzipiell möglich ist, ein zweilagiges Hodoskop zu bauen, so daß sich die Orte der geladenen Ejektile rekonstruieren lassen. Die geometrisch exakte Verbindung von Szintillator und Lichtleiter ist entscheidend für eine ausreichende Lichtausbeute. Darum sollte zum Verkleben von Szintillator und Lichtleiter eine Vergrößerungsoptik verwendet werden.

Die Lichtausbeute läßt sich noch vergrößern durch die Verwendung von sogenannten Multi-Cladding-Fasern [KNI 95]. Bei ihnen besteht das Cladding aus mehreren Schichten mit nach außen hin abnehmendem Brechungsindex. Eine weitere Möglichkeit, die Lichtausbeute zu vergrößern ist, an der Klebestelle zwischen Szintillator und Lichtleiter, das Cladding zu entfernen.

Die weiterführenden Überlegungen müssen sich mit der Herstellung der gewundenen Lage befassen. Ferner muß das Problem der Halterung der Streifen im Detektor gelöst werden. Danach muß noch ein Zwischenflansch konstruiert werden, der den Einbau ins TOF-Spektrometer ermöglicht.



# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit zwei voneinander unabhängigen Themen. Der erste Teil beschreibt Testmessungen an bereits vorhandenen Detektorelementen, und im zweiten Teil werden Überlegungen für neue Detektorkomponenten vorgestellt. Die Quirl-Testmessungen konnten einen Beitrag liefern für das Verständnis der Lichtausbreitung in den Detektorelementen. Die Resultate dieser Messungen werden bereits bei Auswertungen von Experimentdaten berücksichtigt. Die wichtigsten Ergebnisse sind:

- Die Laufzeiten der Photonen steigen mit zunehmendem Laufweg monoton an und sind über einen weiten Bereich in guter Näherung proportional zum Laufweg
- Die Flugzeitauflösung wird hauptsächlich durch die geraden Quirl-Elemente bestimmt
- Vollzieht sich die Szintillation nicht auf der Mittellinie des Szintillators, so hat dies beim geraden Streifen keine Auswirkung auf die Laufzeit; beim gewundenen Streifen ergeben sich Laufzeitunterschiede, die ortsabhängig korrigiert werden müssen
- Der Walk ist nicht zu vernachlässigen und muß korrigiert werden
- Der Anstieg der Lichtausbeute für Szintillationen nahe der „Strahlachse“ ist auf Reflexionen an der Stirnfläche zurückzuführen
- Die gewundenen Szintillatoren sind dünner als bisher angenommen

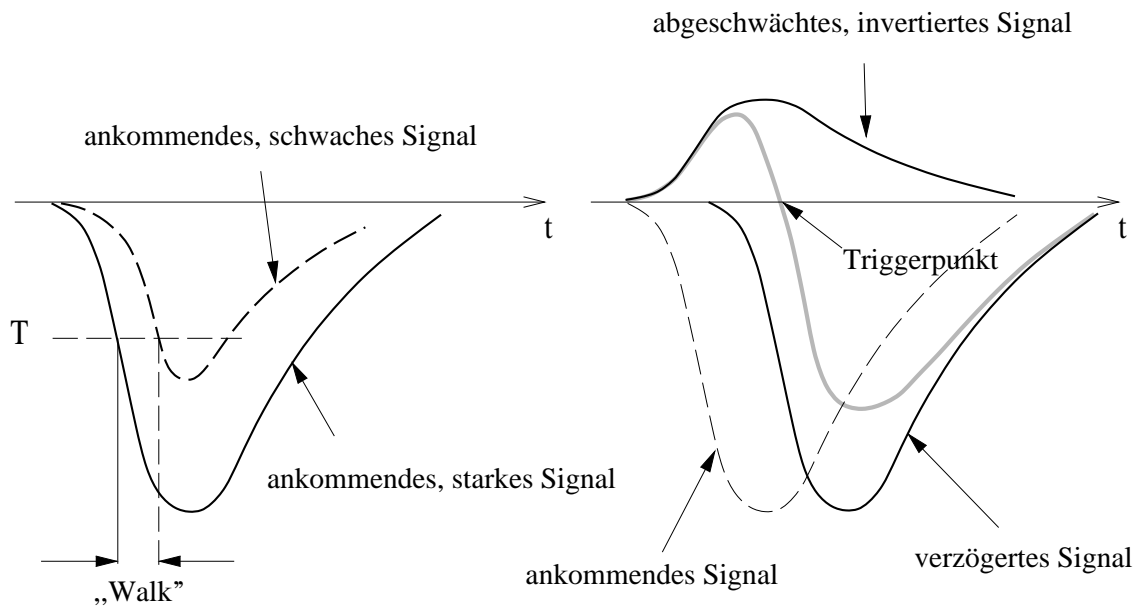
Der neue Detektor (Wurmloch) soll helfen, zufällige Koinzidenzen der elastischen Streuung mit anderen Reaktionen zu erkennen. Ferner soll er die Normierung auf den Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Proton-Streuung ermöglichen. Aus den Untersuchungen für einen solchen Detektor geht hervor, daß es zwar prinzipiell möglich ist, einen Szintillatorstreifen auf beiden Seiten auszulesen und den Ort durch Amplitudenvergleich zu bestimmen, jedoch ist die Auflösung für unsere Zwecke nicht ausreichend.

Darum konzentrierten sich die weiteren Überlegungen auf ein mehrlagiges Konzept. Dafür wurden zunächst die geometrischen und kinematischen Vorüberlegungen hinsichtlich des abgedeckten Winkelbereichs, der Ortsauflösung und der Nachweiswahrscheinlichkeit hinsichtlich des elastischen Proton-Proton-Stoßes durchgeführt. Die anschließenden Testmessungen mit szintillierenden Fasern haben gezeigt, daß auch für minimal ionisierende Teilchen die Lichtausbeute ausreichend groß ist. Es konnte gezeigt werden, daß das Umlenken des Szintillationslichtes um  $90^\circ$  ohne Verspiegelung der Reflexionsfläche wenigstens genauso effektiv ist wie mit Verspiegelung. Es bleibt festzuhalten, daß ein Wurmloch-Detektor, der den Bereich großer Streuwinkel abdeckt, die elastisch gestreuten Teilchen erkennen kann. Er ließe sich einsetzen bei einem Abstand Target zu Quirl von 2,50 m ohne Barrelsintillatoren oder bei einem Abstand von 5 m, wobei ein Barrel mit Szintillatoren bestückt ist.

# Anhang A

## Walkkorrektur durch einen CFD

Ein Leading Edge Diskriminator (LED) triggert genau dann, wenn die Amplitude des einlaufenden Signals eine vorgegebene Schwelle  $T$  überschreitet. Dies kann dazu führen, daß zeitgleiche Signale mit unterschiedlichen Amplituden zu verschiedenen Zeiten ein Triggersignal auslösen. Dieser Effekt trägt beim TOF-Experiment zum Fehler bei der Flugzeitmessung bei.



**Abb. A.1:** Links: Bei einem LED hängt der Triggerzeitpunkt von der Größe des einlaufenden Signals ab; es kommt zu Walk; rechts: Beim CFD ist der Zeitpunkt, zu dem die Summenfunktion die Zeitachse passiert, konstant

Ein Constant Fraction Diskriminator kann diesen Fehler korrigieren. Dazu wird das Eingangssignal in zwei Teile aufgespalten. Ein Zweig wird abgeschwächt und invertiert; der andere Zweig wird um eine vorgegebene Zeit verzögert. In einem weiteren Schritt werden beide Zweige aufaddiert. Die daraus resultierende Summenfunktion hat eine Nullstelle, die als Triggerzeitpunkt genutzt wird (vgl. [LEO 87]).

Durch eine einfache Betrachtung läßt sich zeigen, daß dieser Zeitpunkt nicht von der Signalhöhe abhängt:

Sei  $f(t)$  die Funktion des einlaufenden Signals. Dann hat das abgeschwächte Signal die Form  $-\frac{1}{k}f(t)$ , und das verzögerte Signal ist  $f(t - t_0)$ . Für den Nulldurchgang der Summenfunktion folgt:

$$f(t - t_0) - \frac{1}{k}f(t) = 0$$

Signale beliebiger Amplitude, aber gleicher Form haben die Gestalt:  $a \cdot f(t)$ . Offensichtlich ist der Zeitpunkt des Nulldurchgangs unabhängig von der Konstanten  $a$ :

$$a \cdot f(t - t_0) - a \cdot \frac{1}{k}f(t) = 0$$

# Anhang B

## Energie als Funktion des Streuwinkels

Der Energiesatz und der Impulssatz für die elastische Streuung zweier Protonen lauten:

$$E + E_0 = E_1 + E_2, \quad (\text{B.1})$$

$$p_1^2 = p^2 + p_2^2 - 2pp_2 \cos \vartheta_2. \quad (\text{B.2})$$

Mit  $p = p_1 \cos \vartheta_1 + p_2 \cos \vartheta_2$  folgt aus dem Impulssatz:

$$p_1^2 = p^2 + p_2^2 - 2p(p - p_1 \cos \vartheta_1) = p_2^2 - p^2 + 2pp_1 \cos \vartheta_1. \quad (\text{B.3})$$

Mit Hilfe der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung und dem Energiesatz läßt sich  $p_2$  aus obiger Gleichung eliminieren und  $E_1$  ausrechnen:

$$\begin{aligned} E_2^2 = E_0^2 + (p_2 c)^2 &\Leftrightarrow p_2^2 c^2 = E_2^2 - E_0^2 \\ E_2 = E + E_0 - E_1 &\Leftrightarrow E_2^2 = E^2 + E_0^2 + E_1^2 + 2EE_0 - 2EE_1 - 2E_0E_1 \\ &\Rightarrow p_2^2 c^2 = E^2 + E_1^2 + 2EE_0 - 2EE_1 - 2E_0E_1 \end{aligned}$$

Aus Gleichung B.3 folgt:

$$\begin{aligned} p_1^2 c^2 = E_1^2 - E_0^2 &= p_2^2 c^2 - p^2 c^2 + 2pp_1 c^2 \cos \vartheta_1 \\ &= E^2 + E_1^2 + 2EE_0 - 2EE_1 - 2E_0E_1 - E^2 + E_0^2 \\ &\quad + 2pc\sqrt{E_1^2 - E_0^2} \cos \vartheta_1 \\ \Leftrightarrow 2pc\sqrt{E_1^2 - E_0^2} \cos \vartheta_1 &= E_1^2 - E_0^2 - E_1^2 - 2EE_0 + 2EE_1 + 2E_0E_1 - E_0^2 \\ \Leftrightarrow pc\sqrt{E_1^2 - E_0^2} \cos \vartheta_1 &= -E_0^2 - EE_0 + EE_1 + E_0E_1 \quad |(\ )^2 \\ \Rightarrow p^2 c^2 (E_1^2 - E_0^2) \cos^2 \vartheta_1 &= E_0^4 + E^2 E_0^2 + E^2 E_1^2 + E_0^2 E_1^2 + 2EE_0^3 - 2EE_0^2 E_1 \\ &\quad - 2E_0^3 E_1 - 2E^2 E_0 E_1 - 2EE_0^2 E_1 + 2EE_0 E_1^2 \\ \Leftrightarrow 0 &= E_1^2 [E^2 + E_0^2 + 2EE_0 - p^2 c^2 \cos^2 \vartheta_1] + E_1 [-4EE_0^2 - 2E^2 E_0 - 2E_0^3] \\ &\quad + E_0^4 + E^2 E_0^2 + 2EE_0^3 + E_0^2 p^2 c^2 \cos^2 \vartheta_1 \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow \quad 0 = E_1^2 [(E + E_0)^2 - p^2 c^2 \cos^2 \vartheta_1] + E_1 [-2E_0(E + E_0)^2] \\ + E_0^2 (E + E_0)^2 + E_0^2 p^2 c^2 \cos^2 \vartheta_1$$

$$\Leftrightarrow \quad E_1 = \frac{E_0(E + E_0)^2}{(E + E_0)^2 - p^2 c^2 \cos^2 \vartheta_1} \\ \pm \sqrt{\left[ \frac{E_0(E + E_0)^2}{(E + E_0)^2 - p^2 c^2 \cos^2 \vartheta_1} \right]^2 - \frac{E_0^2 [(E + E_0)^2 + p^2 c^2 \cos^2 \vartheta_1]}{(E + E_0)^2 - p^2 c^2 \cos^2 \vartheta_1}}$$

$$\Leftrightarrow \quad E_1 = \frac{E_0(E + E_0)^2}{(E + E_0)^2 - p^2 c^2 \cos^2 \vartheta_1} \\ \pm \sqrt{\frac{E_0^2 (E + E_0)^4 - E_0^2 [(E + E_0)^4 - p^4 c^4 \cos^4 \vartheta_1]}{[(E + E_0)^2 - p^2 c^2 \cos^2 \vartheta_1]^2}}$$

$$\Rightarrow \quad E_1 = \frac{E_0(E + E_0)^2 + E_0 p^2 c^2 \cos^2 \vartheta_1}{(E + E_0)^2 - p^2 c^2 \cos^2 \vartheta_1}$$

$$\Leftrightarrow \quad E_1(\vartheta_1) = E_0 \frac{(E + E_0)^2 + p^2 c^2 \cos^2 \vartheta_1}{(E + E_0)^2 - p^2 c^2 \cos^2 \vartheta_1}$$

# Anhang C

## Berechnung der $\theta$ -Auflösung

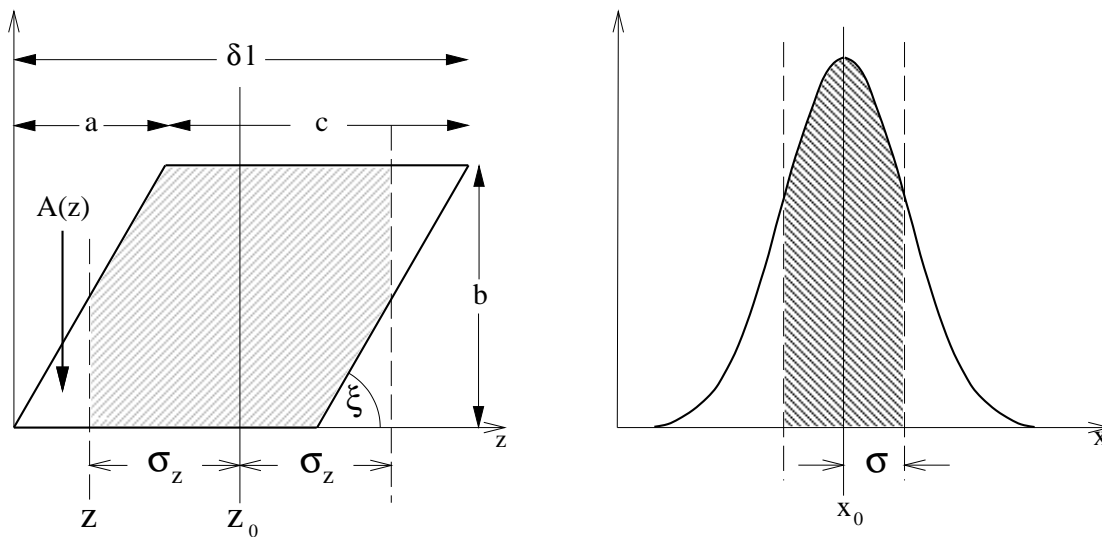


Abb. C.1: Darstellung von  $\sigma_z$  und Vergleich mit der Normalverteilung

Bei der Normalverteilung liegen 68,3 % der Fläche unter der Kurve im Intervall  $x_0 - \sigma \leq x_0 \leq x_0 + \sigma$ .

Dies läßt sich als Kriterium auf die Berechnung von  $\sigma_z$  übertragen. Ferner kann man in guter Näherung annehmen, daß innerhalb einer Raute die Ereignisse gleichverteilt sind. Dann gilt nach Abbildung C.1:

$$1 - 0.683 = 0,317 = \frac{A(z)}{\frac{1}{2}A} = \frac{\int_0^z \tan \xi z' dz'}{\frac{1}{2}A},$$

$$\Leftrightarrow 0,317 = \frac{\tan \xi \cdot \frac{1}{2}z^2}{\frac{1}{2}A} = \frac{z^2}{A} \tan \xi = \frac{z^2}{b^2} \sin \xi \tan \xi,$$

$$\text{mit } A = b c = b \frac{b}{\sin \xi} = \frac{b^2}{\sin \xi} \quad (\text{Gesamtfläche der Raute}).$$

$$\Rightarrow z = \sqrt{0,317 \frac{b^2}{\sin \xi \tan \xi}} = b \sqrt{\frac{0,317}{\sin \xi \tan \xi}}$$

$$z_0 = \frac{1}{2} \delta l = \frac{1}{2} (a + c) = \frac{1}{2} \left( \frac{b}{\tan \xi} + \frac{b}{\sin \xi} \right) = \frac{b}{2} \left( \frac{1}{\tan \xi} + \frac{1}{\sin \xi} \right)$$

$$\sigma_z = z_0 - z$$

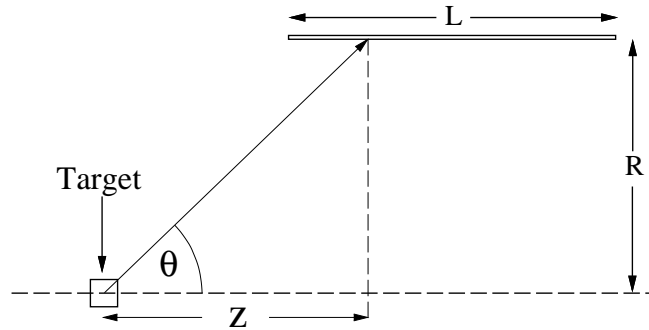
$$\Rightarrow \sigma_z = \frac{b}{2} \left( \frac{1}{\tan \xi} + \frac{1}{\sin \xi} \right) - b \sqrt{\frac{0,317}{\sin \xi \tan \xi}}$$

$$\Leftrightarrow \sigma_z = b \left( \frac{1}{2 \tan \xi} + \frac{1}{2 \sin \xi} - \sqrt{\frac{0,317}{\sin \xi \tan \xi}} \right)$$

Für  $b = 10 \text{ mm}$  und  $\xi = 60^\circ$  ergibt sich:

$$\sigma_z = 5\sqrt{3} \text{ mm} - 10 \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot 0,317 \text{ mm} = 4,06 \text{ mm}.$$

## C.1 Berechnung von $\sigma_\theta$ aus $\sigma_z$



**Abb. C.2:** Darstellung des Zusammenhangs zwischen Streuwinkel  $\theta$  und Flugweite  $z$ , projiziert auf die Strahlachse

Aus Abbildung C.2 ergibt sich:

$$\tan \theta = \frac{R}{z} \Leftrightarrow \theta = \arctan \frac{R}{z} \Leftrightarrow z = \frac{R}{\tan \theta}.$$

Damit läßt sich aus  $\sigma_z$  die  $\theta$ -Auflösung  $\sigma_\theta$  ausrechnen:

$$\sigma_\theta(z) = \left| \frac{\partial \theta}{\partial z} \right| \sigma_z = \left| \frac{1}{1 + \left(\frac{R}{z}\right)^2} \cdot \left(-\frac{R}{z^2}\right) \right| \sigma_z = \frac{R}{z^2 + R^2} \sigma_z$$



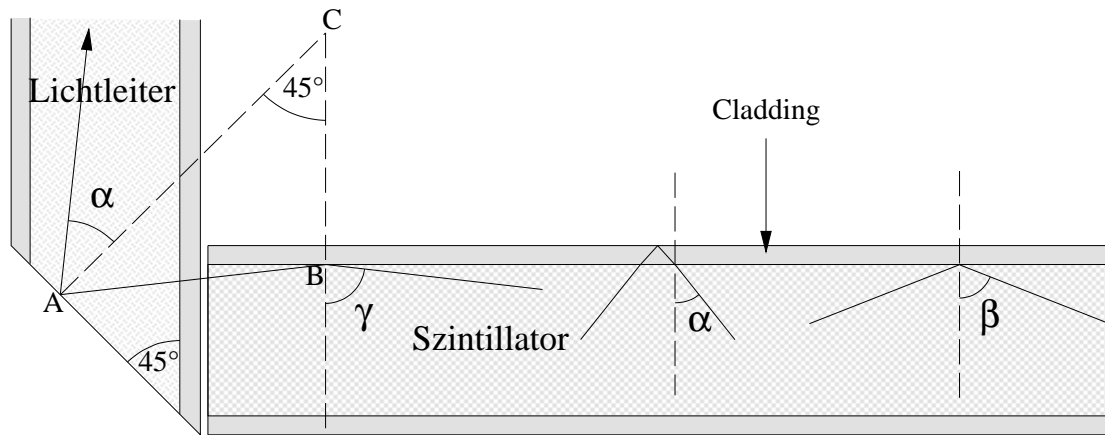
$$\begin{aligned}\Rightarrow \sigma_\theta(\theta) &= \frac{R}{\left(\frac{R}{\tan\theta}\right)^2 + R^2} \sigma_z = \frac{1}{R\left(\frac{1}{\tan^2\theta} + 1\right)} \sigma_z = \frac{\tan^2\theta}{R(1 + \tan^2\theta)} \sigma_z \\ \Leftrightarrow \sigma_\theta(z) &= \frac{\sin^2\theta}{R \cos^2\theta \left(1 + \frac{\sin^2\theta}{\cos^2\theta}\right)} \sigma_z = \frac{\sin^2\theta}{R(\cos^2\theta + \sin^2\theta)} \sigma_z \\ \Leftrightarrow \sigma_\theta(\theta) &= \frac{\sin^2\theta}{R} \sigma_z\end{aligned}$$

Die Funktion  $\sigma_\theta(\theta)$  ist für den relevanten Winkelbereich auf Seite 58 abgebildet.

## Anhang D

### Berechnung des Grenzwinkels für Totalreflexion bei radialer Ankopplung der Lichtleiter

Der Anteil des durch Totalreflexion „um die Ecke“ gespiegelten Lichts ist größer als 50 % des im Szintillator transportierten Lichts. In Abbildung D.1 ist  $\beta$  der Grenzwinkel der Totalreflexion für Licht im Kern. Will man auch das Licht im Cladding mitberücksichtigen, so wird Licht aus einem größeren Winkel eingefangen ( $\alpha$ ).



**Abb. D.1:** Grenzwinkel für die Totalreflexionen;  $\alpha$ : Grenzwinkel unter Mitberücksichtigung des Cladding-Lichts,  $\beta$ : Grenzwinkel für das Licht im Kern,  $\gamma$ : Grenzwinkel für die 90°-Umlenkung

Die Brechungsindizes von Lichtleiter und Szintillator sind gleich [BIC 94]. Sei  $n = 1,6$  der Brechungsindex des Kerns und  $n_{cl} = 1,49$  der des Claddings, so gilt für die Totalreflexion:

$$\begin{aligned} n \sin \alpha &= 1, \\ \Leftrightarrow \alpha &= \arcsin \left( \frac{1}{n} \right) = 42,2^\circ, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}n_{cl} &= n \sin \beta, \\ \Leftrightarrow \beta &= \arcsin\left(\frac{n_{cl}}{n}\right) = 68,6^\circ.\end{aligned}$$

Die Summe der Innenwinkel eines Dreiecks beträgt  $180^\circ$ . Wendet man das auf das Dreieck ABC an, so ergibt sich der Winkel  $\gamma$ :

$$\begin{aligned}180^\circ - \gamma &= 180^\circ - 45^\circ - \alpha, \\ \Leftrightarrow \gamma &= 45^\circ + \alpha = 83,7^\circ.\end{aligned}$$

# Literaturverzeichnis

- [BIC 94] Fa. Bicon:  
Scintillating Optical Fibers, Katalog, Bicon, Ohio, 1994.
- [BÖH 94] A. Böhm:  
Ein Detektor für COSY: Überlegungen zum Trigger für das  $pp\gamma$ -Experiment und zur Experimentüberwachung mit einem Expertensystem. Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1994.
- [CZA 94] T. Czarnecki:  
Bau und Test eines Szintillatorfaserhodoskops für ein Hyperon-Experiment bei COSY. Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen, 1994.
- [DAH 95] M. Dahmen:  
Das Flugzeitspektrometer an COSY: Ein Detektor zur exklusiven Messung von Mehrteilchenreaktionen. Dissertation, Universität Bonn, 1995.
- [HER 93] P. Hermanowski:  
Ein Detektor für COSY: Laserkalibrierungssystem für das Flugzeitspektrometer. Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1993.
- [KNI 95] F. Kniest,  
Persönliche Mitteilung, Fa. Bicon.
- [KRU 92] J. Krug, A. Röser:  
Geometrie der gekrümmten Szintillatoren des Fasses für das Flugzeitspektrometer am COSY Jülich, COSY-TOF-Note. Ruhr-Universität Bochum, 1992.
- [LEO 87] W. R. Leo:  
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, 1987.
- [PFI 90] U. Pfister:  
Cooler Synchrotron User Guide, Forschungszentrum Jülich, 1990.
- [HBR 95] H. Brand:  
Der Trigger zur Messung der Proton-Proton-Bremsstrahlung am COSY-TOF-Spektrometer. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1995.

- [RIN 94] P. Ringe:  
Quirl-Geometrie, COSY-TOF-Note. Ruhr-Universität Bochum, 1994.
- [RIN 95] P. Ringe:  
Datenerfassung und Testmessungen an Detektorkomponenten für Mittelenergiephysik-Experimente. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1995.
- [SCH 90] G. Schiffner:  
Elektrooptik I, Einführung in die moderne Optik, Theorie und Technik des Lasers, Grundlagen zur optischen Nachrichtentechnik. Vorlesungsmanuskript, WS 1990/91.
- [SCH 95] A. Schülke:  
Methodische Untersuchungen und Testmessungen fuer das pp-Bremsstrahlungsexperiment am COSY-TOF-Spektrometer. Dissertation, Technische Universität Dresden, 1995.
- [STR 94] M. Strunk:  
Ein Detektor für COSY: Test von gebogenen Szintillatoren. Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1994.
- [ZIE 94] U. Zielinski:  
Ein Detektor für COSY: Erweiterung der Programme für Monte Carlo-Simulations-Rechnungen. Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1994.
- [ZIE 95] U. Zielinski,  
Persönliche Mitteilung, 1995.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Der Beschleuniger COSY mit den externen Experimentierplätzen . . .	4
2.1	(geplanter) Gesamtaufbau von TOF . . . . .	5
2.2	Ortsrekonstruktion mit dem Quirl . . . . .	6
2.3	Aufbau des Flugzeitspektrometers mit nur einem Schuß . . . . .	7
2.4	Seitenansicht des Rossendorfer Startdetektors . . . . .	8
3.1	Maße des Szintillatorstreifens in Millimeter . . . . .	10
3.2	Vermessung des schmalen Endes . . . . .	10
3.3	Seitenansicht des Szintillatorstreifens . . . . .	10
3.4	Dicke des gewundenen Streifens in Millimeter . . . . .	11
3.5	Blockschaltbild des Versuchsaufbaus . . . . .	12
3.6	Halterung für die Messung am gewundenen Streifen . . . . .	14
3.7	QDC-Spektren der Messung am geraden Streifen mit Beta-Strahlung	15
3.8	Lichtausbeute des geraden Streifens . . . . .	16
3.9	Lichtausbeute des gewundenen Streifens . . . . .	17
3.10	Polynomfit an die Lichtausbeute des geraden Streifens . . . . .	18
3.11	Polynomfit an die Lichtausbeute des gewundenen Streifens . . . . .	18
3.12	Orte der Quermessungen . . . . .	19
3.13	Lichtausbeute des gewundenen Streifens bei Verschiebung der Quelle in Querrichtung . . . . .	20
3.14	Lichtausbeute auf den Pixelschwerpunkten . . . . .	20
3.15	Simulationsergebnisse für den geraden Streifen . . . . .	22
3.16	Simulationsergebnisse für den gewundenen Streifen . . . . .	22
3.17	Spektrum, aufgenommen mit einem Eichgenerator . . . . .	23
3.18	Schwerpunkte des Eichspektrums und Regressionsgerade . . . . .	24
3.19	TDC-Spektren, gemessen mit Beta-Strahlung . . . . .	25
3.20	Laufzeiten für den geraden Streifen und lineare Fits . . . . .	25
3.21	Laufzeiten für den geraden Streifen und Polynomfit . . . . .	26
3.22	Laufzeiten im Bereich der Spitze . . . . .	27
3.23	Orte der Quermessungen (nicht maßstabsgerecht) . . . . .	27
3.24	Laufzeiten bei $r = 64$ mm . . . . .	28
3.25	Laufzeiten bei $r = 334$ mm . . . . .	29
3.26	Laufzeiten bei $r = 574$ mm . . . . .	29
3.27	Laufzeiten auf den Pixelschwerpunkten . . . . .	30

3.28	Laufzeiten für den gewundenen Streifen, wobei Trigger und Quelle in Querrichtung verschoben wurden . . . . .	31
3.29	Laufzeiten für den gewundenen Streifen als Funktion von $r$ . . . . .	32
3.30	Laufzeiten für den gewundenen Streifen als Funktion der Bogenlänge . . . . .	32
3.31	Blockschaltbild des Aufbaus für die Untersuchung auf Walk . . . . .	34
3.32	Laufzeiten für den geraden Streifen, gemessen mit LED . . . . .	35
3.33	Laufzeiten für den geraden Streifen, gemessen mit CFD . . . . .	35
3.34	Laufzeiten für den gewundenen Streifen, gemessen mit einem LED . . . . .	36
3.35	Laufzeiten für den gewundenen Streifen, gemessen mit einem CFD . . . . .	36
3.36	Laufzeiten für den gewundenen Streifen, gemessen mit einem LED . . . . .	38
3.37	Laufzeiten für den gewundenen Streifen, gemessen mit einem CFD . . . . .	38
4.1	Querschnitt von Quirl, Ring und „Wurmloch“ . . . . .	40
4.2	Querschnitt der Startregion mit Rossendorfer Startdetektor . . . . .	41
4.3	Maximaler Öffnungswinkel $\delta$ als Funktion des Detektorradius $R$ . . . . .	41
4.4	Grenzwinkel beim Nachweis elastisch gestreuter Protonen . . . . .	42
4.5	Minimaler Öffnungswinkel $\alpha$ als Funktion der Strahlenergie . . . . .	43
4.6	Länge der geraden Streifen als Funktion des Detektorradius . . . . .	44
4.7	Die „aktive“ Fläche ist bei Streifen größer als bei Fasern . . . . .	45
4.8	Lichtintensität als Funktion des Lichtweges . . . . .	46
4.9	Blockschaltbild des Versuchsaufbaus . . . . .	47
4.10	QDC-Spektren der beiden Photomultiplier . . . . .	48
4.11	Quotientenspektren zweier verschiedener Meßpunkte . . . . .	50
4.12	Schwerpunkte der Quotientenspektren als Funktion des Ortes . . . . .	50
4.13	Kinetische Energie der elastisch gestreuten Teilchen als Funktion des Streuwinkels . . . . .	52
4.14	Reichweite der Protonen im Szintillator . . . . .	52
4.15	Häufigkeitsverteilung des Streuwinkels eines Protons . . . . .	53
4.16	Effizienz des Nachweises der elastischen Proton-Proton-Streuung . . . . .	54
4.17	Gewundener Szintillatorstreifen auf dem abgewickelten Zylinder . . . . .	55
4.18	Überstrichener $\phi$ -Winkel $\Phi$ als Funktion des Drehwinkels $\xi$ . . . . .	56
4.19	Länge $s$ der gewundenen Streifen als Funktion des Drehwinkels $\xi$ ; wird $\xi > 60^\circ$ steigt die Länge der Streifen rapide an . . . . .	57
4.20	Schnittfläche aus gerader und gewundener Lage . . . . .	57
4.21	$\theta$ -Auflösung des Detektors . . . . .	58
4.22	Ankopplung der Lichtleiter . . . . .	59
4.23	Schwerpunkte der TDC-Spektren als Funktion des Ortes . . . . .	60
4.24	QDC-Spektren der 16-fach-Röhre und Rauschpeak . . . . .	61
4.25	Schwerpunkte der QDC-Spektren als Funktion des Ortes . . . . .	62
A.1	Vergleich zwischen CFD und LED . . . . .	66
C.1	Darstellung von $\sigma_z$ und Vergleich mit der Normalverteilung . . . . .	70
C.2	Zusammenhang zwischen Streuwinkel und Flugweite . . . . .	71
D.1	Grenzwinkel für die Totalreflexionen . . . . .	73