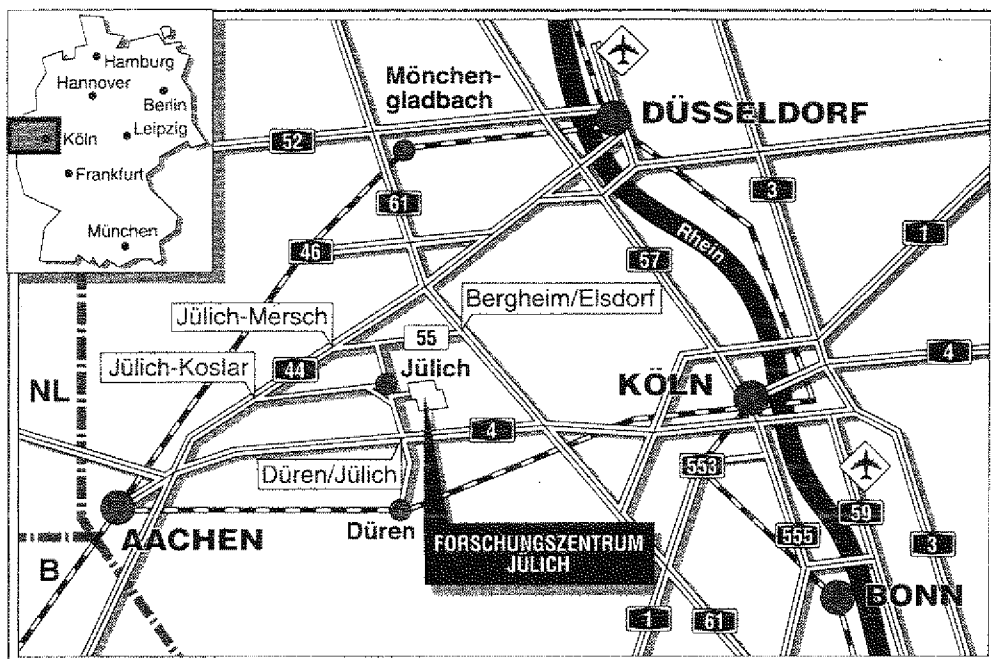


Institut für Kernphysik

Untersuchung der Lichtausbeute von Plastiksintillatoren

Johannes Thimmel



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2804

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jüli-2804

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Untersuchung der Lichtausbeute von Plastikszintillatoren

Johannes Thimmel

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Der Quirl als Detektorkomponente	1
1.2	Thematik	4
2	Funktionsweise einer Quirlkomponente	6
2.1	Lichterzeugung im Szintillator	6
2.2	Geometrie von Szintillator und Lichtleiter	12
2.3	Lichtleitung	16
2.4	Signalerzeugung	20
3	Experiment	26
3.1	Teststrahl	26
3.2	Versuchsaufbau	28
3.3	Ortsrekonstruktion mittels DWC's	34
4	Resultate	37
4.1	Gebogenes Szintillatorelement	39
4.2	Gerades Szintillatorelement	50
5	Simulations-Programm „Mona Lisa“	56
6	Zusammenfassung	61
A	Lichtausbeute-Eichwerte	63
A.1	Kalibrationswerte für gebogenen Szintillator	63
A.2	Kalibrationswerte für geraden Szintillator	63

Kapitel 1

Einführung

1.1 Der Quirl als Detektorkomponente

Der „Jülicher Quirl“, ein am *IKP*¹ Jülich entwickeltes, dreilagiges (Plastik-) Szintillatorhodoskop besonderer Geometrie (vgl. Abb. 1.1), kommt demnächst als Komponente des *TOF*²-Spektrometers am *COSY*³-Ring in Jülich zum Einsatz. Der Nachweis der in einem externen flüssig-Wasserstoff,- bzw. Deuterium-Target erzeugten Reaktionsteilchen erfolgt über deren Flugzeitmessung zwischen Start,- und Stopkomponente des Spektrometers. Letztere besteht aus drei 5 mm dicken segmentierten Szintillatorlagen, welche die Wände eines zylindrischen Vakuumtanks auskleiden. Der Quirl bildet mit einem Radius von 58 cm den zentralen Bestandteil der Stirnkappe des Zylinders und ist von einem Ring (Außenradius: 1.5 m) umgeben. Das Faß ist in drei identische Tonnen der Länge von je 2.5 m unterteilt. In Abbildung 1.2 ist der Aufbau des Spektrometers dargestellt.

Das durch Aufeinanderprojizieren der einzelnen Szintillatorlagen definierte Pixelpattern (für den Quirl vergleiche Abb. 1.1) ermöglicht eine Ortszuweisung der geladenen Reaktionsprodukte, was gemeinsam mit der Flugzeitmessung deren Viererimpulsrekonstruktion erlaubt, wenn die Teilchenmasse bekannt ist. Mit Hilfe von Missing-Mass -Analysen können sodann unbekannte Reaktionsprodukte X beispielsweise aus der Reaktion:

$$p + p \longrightarrow p + p + X$$

bestimmt werden. Bei geringen Strahlimpulsen könnte X z.B. ein γ (Bremsstrahlung), bei höheren ein π^0 oder schwerere Mesonen sein. Näheres zum Aufbau des *TOF*-Detektors und den dort geplanten Experimenten entnimmt man aus: [BRA90],[TUR91].

¹Institut für Kernphysik

²Time Of Flight

³COoler SYnchrotron

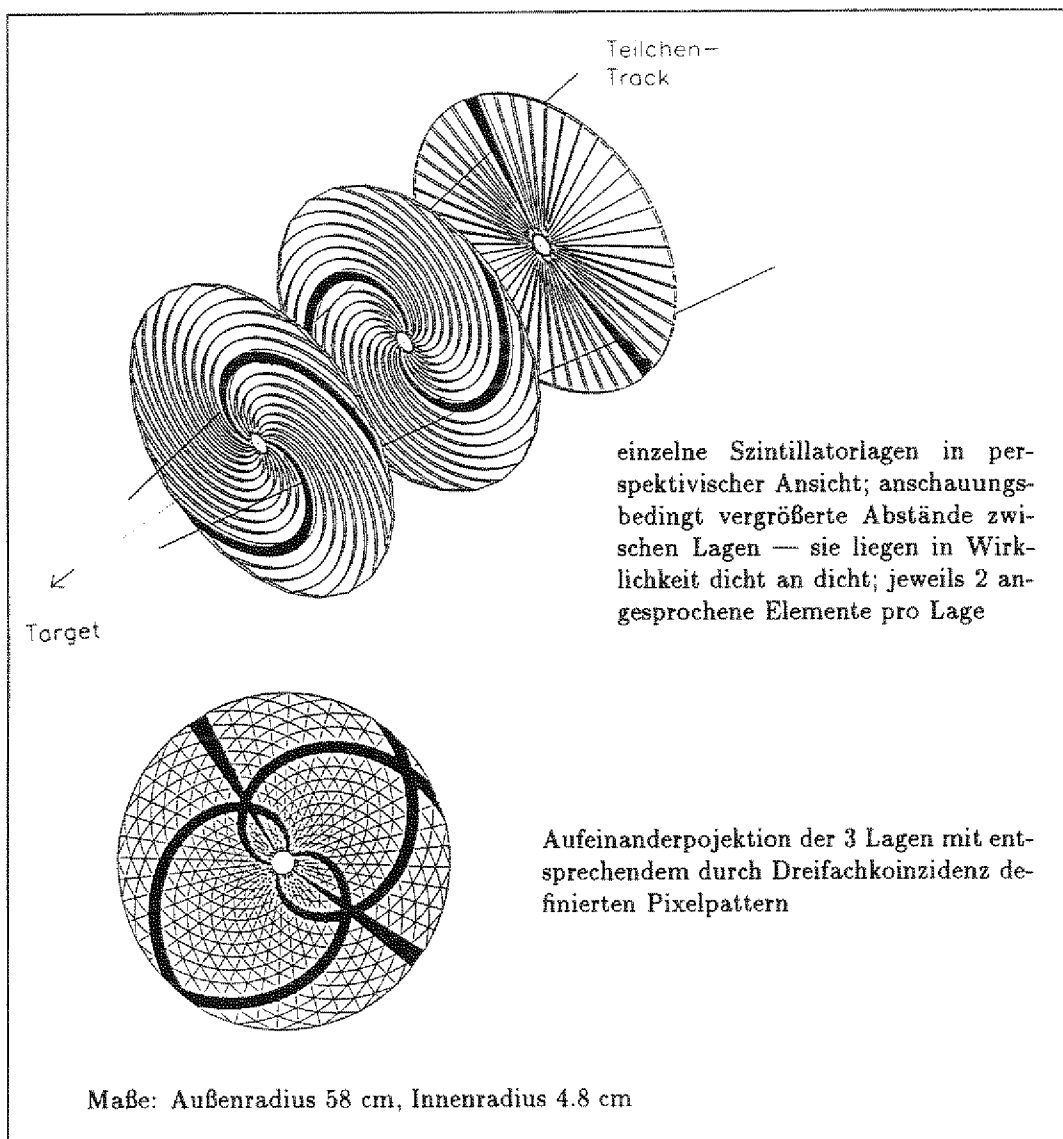


Abbildung 1.1: Dreilagiges Szintillatorhodoskop (*Quirl*); pro Lage jeweils 24 links-, oder rechtsgebogene oder 48 gerade Szintillatoren (© M. Waters)

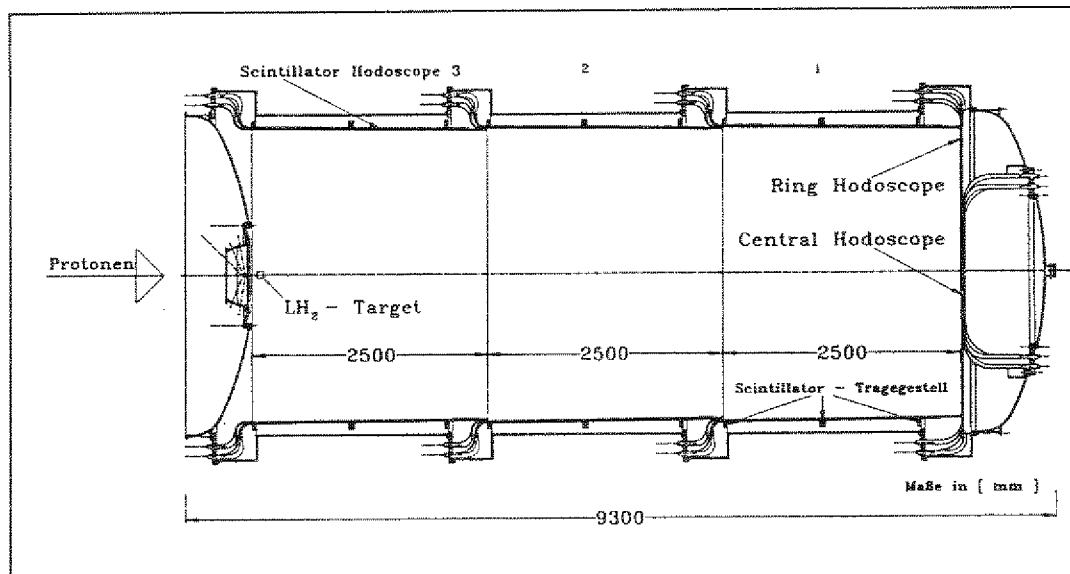


Abbildung 1.2: TOF-Detektor: Querschnitt durch Symmetrieachse des Vakuumsystems, in dem sich folgende Szintillatorkalorimeter befinden: drei Fässer, Ring und Quirl, [BRA90]

Annähernd baugleiche Quirl-Hodoskope werden bereits beim *JETSET*-Experiment am *LEAR*⁴-Speicherring am *CERN*, sowie beim *PROMICE*⁵-Experiment am *CELSIUS*-Beschleuniger in *UPPSALA* unter anderem als Bestandteil eines *first level* Triggersystems verwendet, das durch Unterdrückung des Untergrundes den zu registrierenden Datenstrom reduziert. In der Abb. 1.3 ist die Position des Szintillatorkalorimeters *H* innerhalb der kompakten Detektoranordnung um das interne Target am *CELSIUS*-Beschleuniger erkennbar. Aufschluß über Planung und Realisierung des *PROMICE*- bzw. *JETSET*-Experiments findet sich u.a. in [REP88],[SEF88],[EMP89],[JOH91].

Daß der Quirl seit seiner Entwicklung im Jahre '88 mit dem bevorstehenden Einsatz im TOF-Spektrometer schon zum dritten Mal als Bestandteil des Detektorkonzepts und insbesondere des Triggersystems eines Mittelenegie-Experiments ausgewählt wurde, deutet auf die Vorzüge seiner besonderen Geometrie hin:

- axialsymmetrische Anordnung bezüglich Wechselwirkungspunkt (vgl. Abb. 1.1); diese physikalisch sinnvolle Anordnung (im allgemeinen hat man es mit einem rotationssymmetrischen Streuverhalten zu tun) erleichtert das Aufstellen von „first level“-Triggerbedingungen, sowie die offline-Auswertung.

⁴Low Energy Antiproton Ring

⁵Production of Mesons In CELSIUS

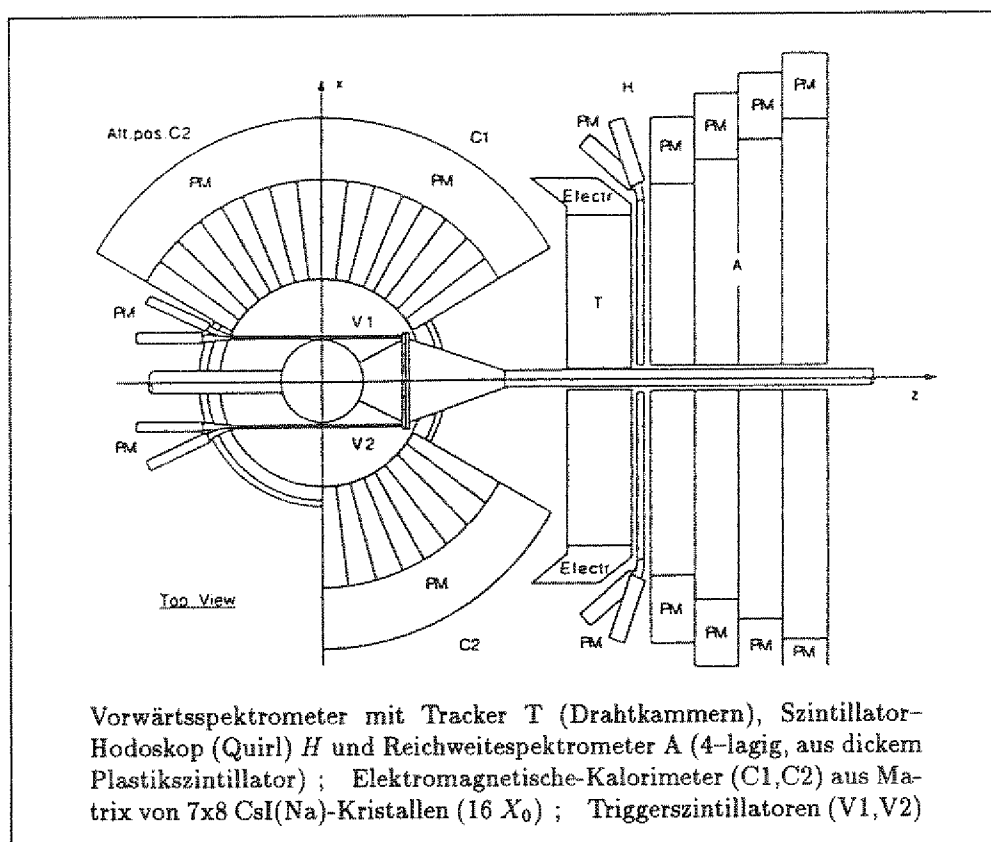


Abbildung 1.3: Aufsicht auf Aufbau des *PROMICE*-Experiments, [JOH91]

- bei hinreichend großer Entfernung vom Target ist die Raumwinkelbelegung eines jeden durch Dreifachkoinzidenz definierten Pixels des Quirls gleich groß, was einer konstanten Winkelauflösung über die gesamte Detektoroberfläche entspricht: Der registrierte pixelbezogene Teilchenfluß ist mithin ein direktes Maß für die Winkelabhängigkeit des Streuquerschnitts.
- die sich adiabatisch aufweitenden Szintillationselemente des Quirls sind vorzügliche Lichtleiter, was eine hohe Lichtausbeute garantiert.

1.2 Thematik

Zusätzlich zur Orts,- und Zeitinformation, die der Durchgang eines geladenen Teilchens durch alle drei Lagen des Szintillatorhodoskops liefert, kann auch der Energieverlust dE des Teilchens im Szintillatormaterial gemessen werden. Der ermittelte

dE -Wert kann dann als unabhängige Meßgröße bei der Bestimmung der Teilchensorte und γ -geschwindigkeit miteinbezogen werden.

Die Lichtausbeute am photoempfindlichen Nachweisgerät, und mithin die ausgelene Signalgröße ist bei konstantem Energieverlust im Szintillator ortsabhängig, was auf intrinsische Szintillatoreigenschaften und die besondere Detektorgeometrie zurückzuführen ist. Vor allem letztere beider Ursachen für die Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute des Detektorelements entzieht sich bei den zugrundeliegenden Formen einer einfachen analytischen Abschätzung.

Zwei Wege zur Lösung des Problems sollen in dieser Arbeit angesprochen werden:

- experimentelle Kalibration ausgewählter Testelemente durch deren Bestrahlung mit Teilchen von diskreter und konstanter Energie, wodurch ein konstanter Energieverlust gewährleistet ist
- Simulation der Lichtleitung im Szintillator gegebener Form durch Monte-Carlo-Rechnung und bestmögliche Abstimmung auf Meßergebnisse durch Variation offener Parameter. Für modifizierte geometrische Konstellationen ließe sich dann der Responseverlauf rechnerisch bestimmen.

Bevor die Eichmessung vorgestellt und diskutiert wird, soll der Aufbau und die Funktionsweise einer Quirldetektorkomponente, besonders im Hinblick auf die verwendeten Module, angesprochen werden. Den einzelnen Etappen auf dem Weg zur Signalerzeugung sind dabei gesonderte Abschnitte gewidmet. Auch auf die spezielle Geometrie der Quirlsegmente mit Lichtleiterankopplung wird eingegangen.

Im darauffolgenden Kapitel wird die am *CERN* mit einem monoenergetischen Teststrahl durchgeführte Response-Kalibrations-Messung aufgeführt. Eigenschaften des Teststrahls mit den damit zusammenhängenden Auswahlkriterien für den Strahlimpuls, Versuchsaufbau, sowie Ortsrekonstruktion mittels Vieldrahtkammern sollen dabei im Mittelpunkt stehen.

Des weiteren geht es um die Auswertung der Messung und die dabei gewonnenen Ergebnisse. Es wird nicht nur durch Miteinbeziehung der Dickenvariation der Testelemente und Interpolation nichtbestrahlter Bereiche auf die Kalibration der Quirlsegmente hingearbeitet, sondern auch kleinskalige Variationen der Response werden untersucht. Quirlpixelbezogene Responsewerte, sowie Fitfunktionen für den ortsabhängigen Responseverlauf befinden sich im Anhang.

Im letzten Kapitel findet ein Vergleich zwischen Simulations- und Meßergebnissen statt. Die Simulationen wurden mit dem am *IKP-Jülich* von R. Stratmann geschriebenen Programm „*MONA LISA*“⁶ durchgeführt, das zur Optimierung der Lichtleitergeometrie für den Quirl am *TOF* entwickelt wurde, sich aber auch zur Untersuchung der Response einsetzen läßt.

⁶MONte Carlo Application for LIght guide-Scintillator Arrangement

Kapitel 2

Funktionsweise einer Quirlkomponente

Das Grundprinzip eines jeden Szintillationsdetektors besteht darin, daß ein Teil der beim Teilchendurchgang vom Szintillator absorbierten Energie in elektromagnetische Strahlung umgewandelt wird, deren Nachweis nach möglichst verlustarmer Lichtleitung mit einem Photomultiplier erfolgt.

In den folgenden Abschnitten soll auf die Phänomene zwischen Licht,- und Signalerzeugung besonders im Hinblick auf die Testelemente eingegangen werden.

2.1 Lichterzeugung im Szintillator

Energieverlust im Szintillator

Beim Durchqueren von Materie spielt für geladene Teilchen die elektromagnetische Wechselwirkung bei deren Energieverlust eine wichtige Rolle. Insbesondere inelastische Streuung der Projektile an den Hüllenelektronen der Atome liefert den größten Beitrag zu deren Energiedeposition im Absorber; elastische Kernstöße, Cerenkov,- sowie Bremsstrahlung sind demgegenüber vernachlässigbar. Eine Ausnahme bilden Elektronen und Positronen, die auf Grund ihrer vergleichsweise geringen Ruhemasse¹ oberhalb der sog. kritischen Energie² überwiegend Energie in Form von Bremsstrahlung verlieren.

Eine analytische Beschreibung des wahrscheinlichsten Energieverlustes pro Wegstrecke $\frac{dE}{dz}$ eines „schweren“³ Teilchens als Funktion seiner Ladung (z), Geschwindig-

¹der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung σ_{brems} hängt von der Teilchenmasse m gemäß $\sigma_{brems} \propto m^{-2}$ ab

²materialabhängige (u.a. von der Ordnungszahl Z) Größe, bei der sich Bremsstrahlungs,- und Ionisationsverluste die Waage halten; es gilt: $E_{krit}[MeV] \approx \frac{1600m_{\cdot}c^2}{Z}$

³d.h. schwerer als ein Elektron

keit ($v = \beta c$), sowie der vorliegenden Materialkonstanten (u.a. Dichte ρ , Ordnungszahl Z , Atomzahl A , Ionisationspotential⁴ I) ist durch die, auf quantenmechanischen Grundlagen beruhende, Bethe-Bloch Formel gegeben:

$$\frac{dE}{dx} = C \frac{\rho Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{D}{Z} \right] \quad (2.1)$$

$$C = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$$

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2 + s^2}}, \text{ mit } s = \frac{m_e}{M}, \eta = \beta\gamma$$

W_{max} entspricht dem maximalen Energieverlust eines Teilchens der Masse M bei einem Stoß; es ist eine materialunabhängige Größe, die sich für schwerere Projektile als Elektronen vereinfachend durch $W_{max} \approx 2m_e c^2 \eta^2$ beschreiben läßt. Protonen geben pro Stoß demnach bei einem Impuls von 2 GeV/c maximal 4.7 MeV an ein Elektron ab. Die Größen δ und D sind empirische Korrekturparameter:

- δ trägt den sog. Dichteeffekten⁵ Rechnung, die im hochrelativistischen Bereich an Bedeutung gewinnen und zu einer Verringerung der Energieabgabe führen.
- D berücksichtigt sog. Schaleneffekte, welche für Teilchengeschwindigkeiten vergleichbar mit der Orbitalbewegung der Elektronen ($v_{orbit} \approx \alpha c$)⁶ den Funktionsverlauf verändern.

Näheres zu den Parametern δ und D , die nur im nieder-, und hochenergetischen Grenzbereich der Bethe-Bloch Formel zu berücksichtigen sind, findet man in [STE84] und [BAR64].

Unterhalb der Grenzgeschwindigkeit v_{orbit} verliert die Bethe-Bloch Formel ihre Gültigkeit. Ausgehend von kleinen Geschwindigkeiten v nimmt der Energieverlust zunächst zu größeren Werten hin gemäß ($\frac{1}{v^2}$) ab, durchläuft bei $v \approx 0.96 c$ ein Minimum — man bezeichnet die Teilchen dann als minimal ionisierend — und steigt dann wieder logarithmisch mit v an. Qualitativ läßt sich dieses Verhalten so deuten, daß größere Geschwindigkeiten kleinere Wechselwirkungszeiten zwischen den Kollisionspartnern und somit geringere Impulsüberträge bewirken. Demgegenüber nimmt die Reichweite der Wechselwirkungszone mit wachsendem Teilchenimpuls zu, was zu einem erneuten leichten Anstieg des Energieverlustes führt.

Abbildung 2.1 zeigt den Energieverlust von Protonen und Pionen in $BC404$, einem Plastiksintillatormaterial, welches auch im Experiment zum Einsatz kommt.

⁴Maß für mittlere Bindungsenergie eines Hüllenelektrons; es gilt die Abschätzung:
 $I[\text{eV}] = 16 Z^{0.9}$

⁵sie beruhen auf Abschirmung von Hüllenelektronen gegenüber dem $\vec{E}$ -Feld des Projektils durch Polarisationsseffekte in Materie, welche dichteabhängig sind

⁶ $\alpha = \frac{1}{137}$, Feinstrukturkonstante

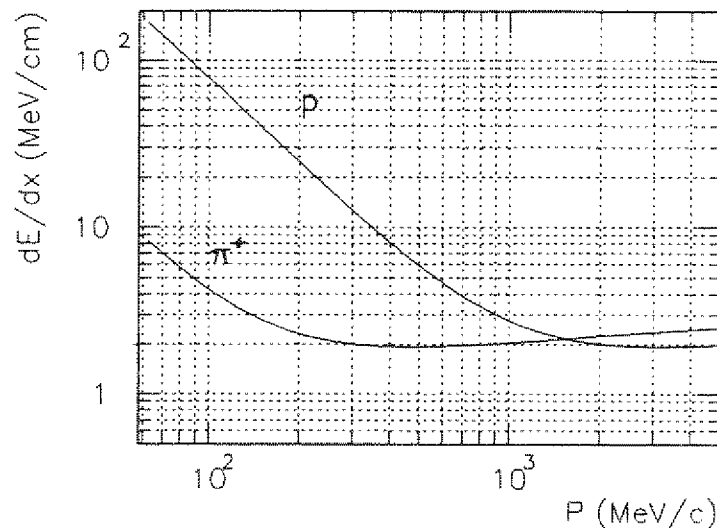


Abbildung 2.1: Energieverlust von Protonen und Pionen in Plastiksintillator

Die Bethe-Bloch Kurve für Protonen durchläuft bei $P \approx 3.2 \text{ GeV}/c$ das Minimum; der Energieverlust beträgt dort ca. $2 \text{ MeV}/cm$. Da in Plastiksintillatoren ca. 100 eV pro erzeugtem Photon aufgewendet werden [PDB92], entstehen bei einem Protonendurchgang bei einer Materialdicke von 5 mm mindestens 10^4 Photonen.

Szintillationsmechanismus

Plastiksintillatoren bestehen aus einem Gemisch verschiedener aromatischer Kohlenwasserstoffverbindungen. Als Trägerstoff kommen u.a. Polyvinyltoluol (PVT) oder Polystyrol in Frage, denen Aromate wie PPO⁷ oder POPOP⁸ als sog. Wellenlängenschieber beigemengt sind⁹ (zur Struktur der Moleküle siehe Abb. 2.2). Deren Anregung erfolgt hauptsächlich durch Austausch von Excitonen mit dem Trägerstoff. Eine Übersicht der Eigenschaften dieses Szintillatortyps ist in Tabelle 3.3 zusammengestellt.

Dadurch, daß das Emissionsspektrum des Zusatzes gegenüber dem Absorptionsspektrum der Hauptkomponente stark verschoben ist, ist der Szintillator für das erzeugte Licht transparent. Dies bedingt eine im Vergleich zu reinen Materialien große Szintillatoreffizienz S von einigen Prozent; unter S versteht man den Anteil der im Szintillator absorbierten Energie, der in Licht umgewandelt wird. Durch eine gezielte Auswahl und Dosierung des Wellenlängenschiebers ist des weiteren eine An-

⁷2,5-phenyloxazol

⁸1,4-di[2-(5-phenyloxazolyl)]-benzol

⁹das im Versuch eingesetzte Szintillatormaterial BC404 besteht aus PVT mit 4% Gewichtsanteilen POPOP

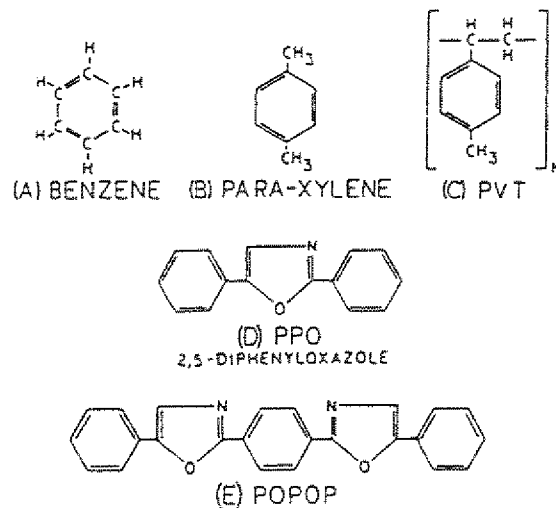


Abbildung 2.2: Organische Szintillatorverbindungen [HUR85]: a) Benzol, b) p-Dimethylbenzol, c) PVT, d) PPO, e) POPOP

passung des Szintillatorspektrums an die spektrale Empfindlichkeit des verwendeten Photomultipliers möglich.

Der zeitliche Verlauf der Emission des Szintillatorlichts läßt sich als die Überlagerung einer schnellen und einer langsamen Komponente (vgl. Abb. 2.3) beschreiben. Für den fluoreszenten Anteil ist der Übergang zwischen dem ersten elektronisch angeregten, innerhalb weniger ps durch Relaxation bevölkerten, Singlettzustand S^* des sog. π -Molekülorbitals des Benzols in Vibrationsniveaus seines Grundzustandes S_0 verantwortlich (vgl. Abb. 2.4); die Abklingzeit¹⁰ beträgt nur wenige ns . Die langsame, phosphoreszente Lichtkomponente ist bedingt durch den metastabilen untersten Triplettzustand T_0 , dessen elektromagnetische Entvölkerung in den Grundzustand S_0 dem Interkombinationsverbot unterliegt; es ist hierfür mit einer Abklingzeit im μ -Sekundenbereich und größer zu rechnen. Es sollte demnach der fluoreszente Lichtanteil möglichst überwiegen.

In Abb. 2.5 ist das Emissionsspektrum von $BC404$ dargestellt.

Lichtausbeute

Man kann nicht grundsätzlich von einem eindeutigen und linearen Zusammenhang zwischen der im Szintillator deponierten und der davon in Photonen umgesetzten Energie ausgehen. So variiert die Lichtausbeute dL/dx bei gleichem Energieverlust dE/dx für verschiedene Teilchensorten: für schwere Teilchen liegt prinzipiell

¹⁰dies ist die Zeitspanne, nach der die Lichtemission auf $1/e$ des Maximalwertes abgesunken ist; für $BC404$ sind dies $1.8\ ns$

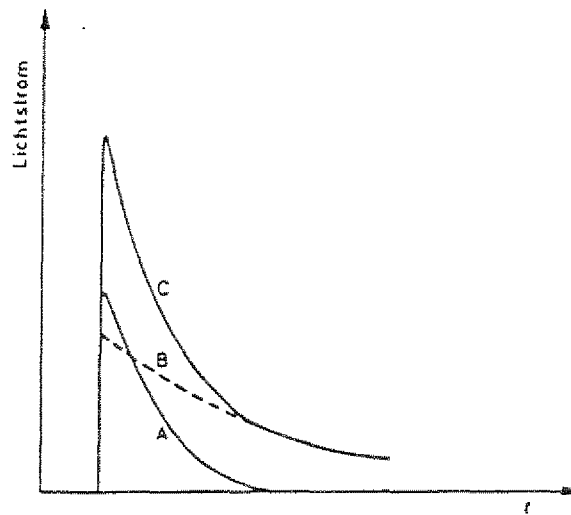


Abbildung 2.3: Zeitabhängigkeit der Lumineszenzstrahlung eines Szintillators [VAL69]: a) Fluoreszenz, b) Phosphoreszenz, c) a) und b)

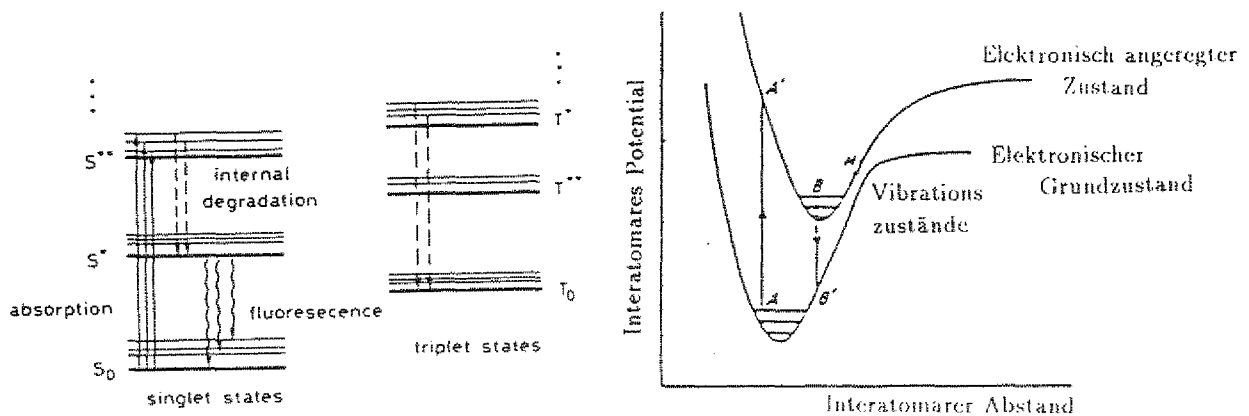
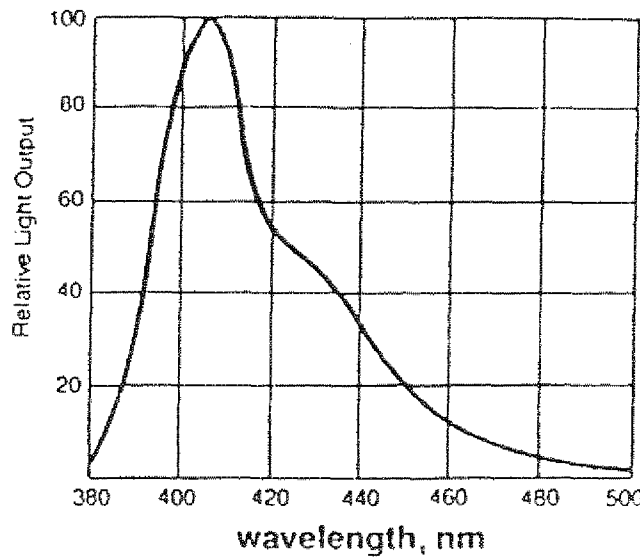


Abbildung 2.4: Anregungsniveaus eines Szintillators; links: Singlett-, und Triplett-zustände [LEO87]; rechts: interatomares Potential als Funktion des Kernabstandes mit elektronischen und Vibrationszuständen [PRI64]

Abbildung 2.5: Emissionsspektrum von *BC404* [BIC74]

eine geringere Szintillatoreffizienz S vor als für leichte. Auch eine Energieverlustabhängigkeit von S für langsame (d.h. $\beta \ll 1$) und/oder schwere Teilchen läßt sich konstatieren: die Anregungs-, bzw. Ionisationsdichten entlang der Teilchenspur sind dann so groß, daß eine Absättigung der Leuchtzentren erfolgt, d.h. es entsteht vergleichsweise weniger Licht.

Birks beschreibt diesen als „Quenching“ bezeichneten Sättigungseffekt auf semiempirische Weise unter der Annahme, daß ausschließlich primäre Anregungen davon betroffen sind, durch folgende Relation [BIR64]:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (2.2)$$

Die Größe $B dE/dx$ beschreibt die spezifische Ionisationsdichte entlang der Spur; der Faktor kB wird durch Messungen bestimmt.

Für große Werte von dE/dx geht dL/dx in den Sättigungswert S/kB über.

Da relativistische Teilchen gemäß Gleichung 2.1 einen nahezu minimalen Energieverlust aufweisen, hat für sie die lineare Beziehung:

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \quad (2.3)$$

Gültigkeit, was man in Abb. 2.6 nachvollziehen kann. Dies ist für die Interpretation des Szintillatorsignals insofern von Bedeutung, als die gemessene Lichtmenge proportional zum Energieverlust ist.

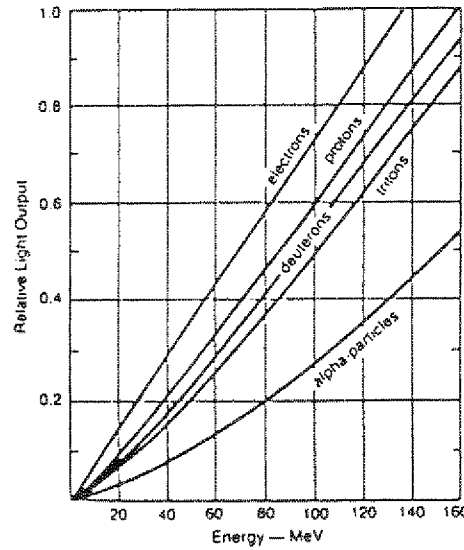


Abbildung 2.6: Relative Lichtausbeute von *BC400* [BIC87] für verschiedene Teilchensorten als Funktion ihrer kinetischen Energie

2.2 Geometrie von Szintillator und Lichtleiter

Die Randkurven der gebogenen Quirlszintillatoren sind archimedische Spiralen¹¹, welche den Relationen

$$r(\varphi) = \frac{\varphi}{\varphi_{max}} R_{max} \quad (2.4)$$

(Funktion in Polarkoordinaten)

$$x_i = R_{max} \frac{\varphi}{\varphi_{max}} \cos(\varphi + \varphi_i) \quad , \quad y_i = R_{max} \frac{\varphi}{\varphi_{max}} \sin(\varphi + \varphi_i) \quad , \quad i = 1, 2 \quad (2.5)$$

(Funktion in karthesischen Koordinaten)

$\varphi \in [\varphi_{min}, \varphi_{max}]$: laufender Parameter der Kurve (Azimut)

$\varphi_{min} = \frac{R_{min} \varphi_{max}}{R_{max}}$: Anfangsazimut

$\varphi_{max} = 180^\circ$: maximaler Azimut

φ_i : Drehwinkel der i -ten Spirale

$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 15^\circ$: Öffnungswinkel des Detektorelements

$$R_{min} = \begin{cases} 4.8cm & : \text{PROMICE-TYP} \\ 3.9 - 7.9cm & : \text{JETSET-TYP} \end{cases}$$

(Innenradius des Quirls)

$R_{max} = 58cm$: Außenradius des Quirls

¹¹Archimedes 287 – 212 v. Ch.

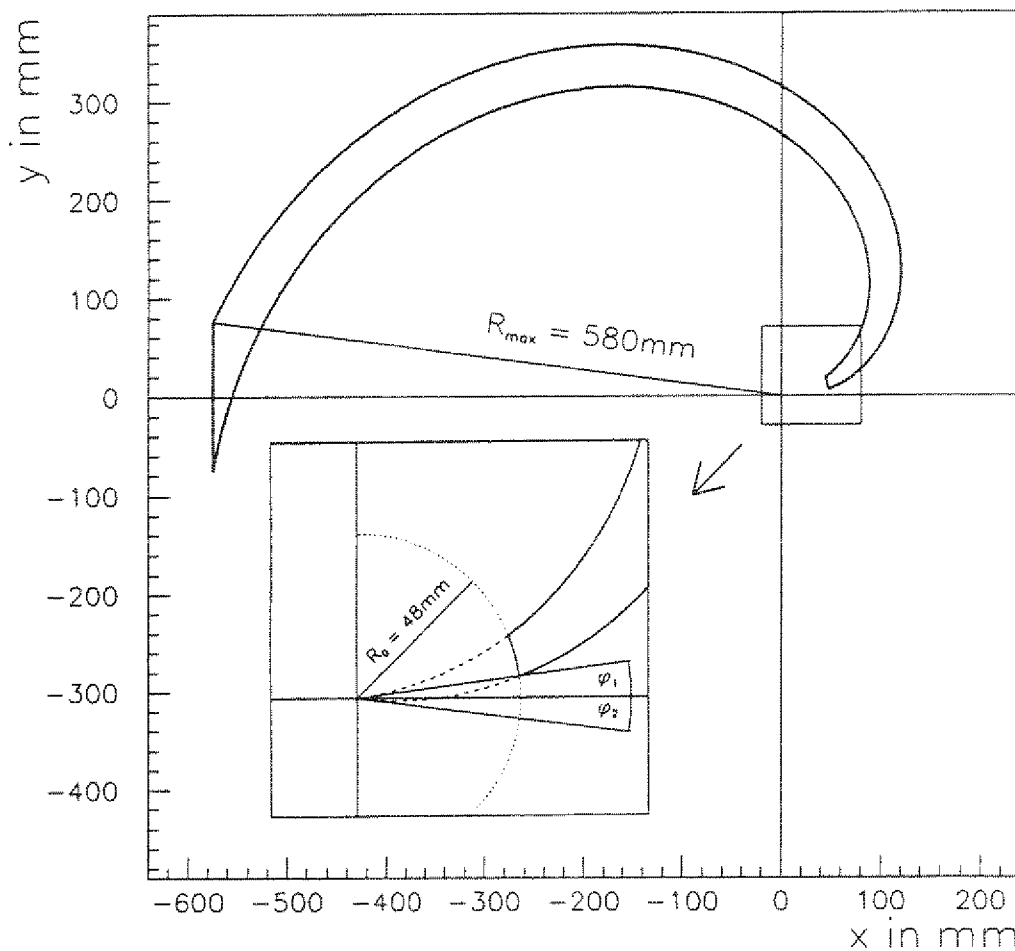


Abbildung 2.7: Aufsicht auf gebogenen Quirlszintillator

entsprechen.

Die Außenkante des Szintillators entspricht der Verbindungsgeraden der Endpunkte der Randspiralen, während die Innenkante durch einen Kreisbogen mit Radius R_{min} gegeben ist. Abbildung 2.7 verdeutlicht den Kantenverlauf und die einzelnen geometrischen Parameter.

Die Dicke des Szintillators beträgt nominell 5 mm. Der Lichtleiter aus Plexiglas hat beim Übergang zum Szintillator eine Dicke von 6 mm und die Form eines Quaders, dessen Außenkante parallel zur Tangente der Außenspirale des Szintillators verläuft; es läßt sich zeigen, daß dies der Vorzugsrichtung des im Szintillator erzeugten Lichtes an dessen Austrittsfläche entspricht [EMP89], was im Mittel zu einem Einfallswinkel von 60° auf die Grenzfläche führt. Bei einem Grenzwinkel α_g von 70.7° (vgl. Abschnitt 2.3.2) für den betrachteten Medienübergang bringt die gewählte Geometrie folglich kaum Verluste mit sich. Auch die Ankopplung des so

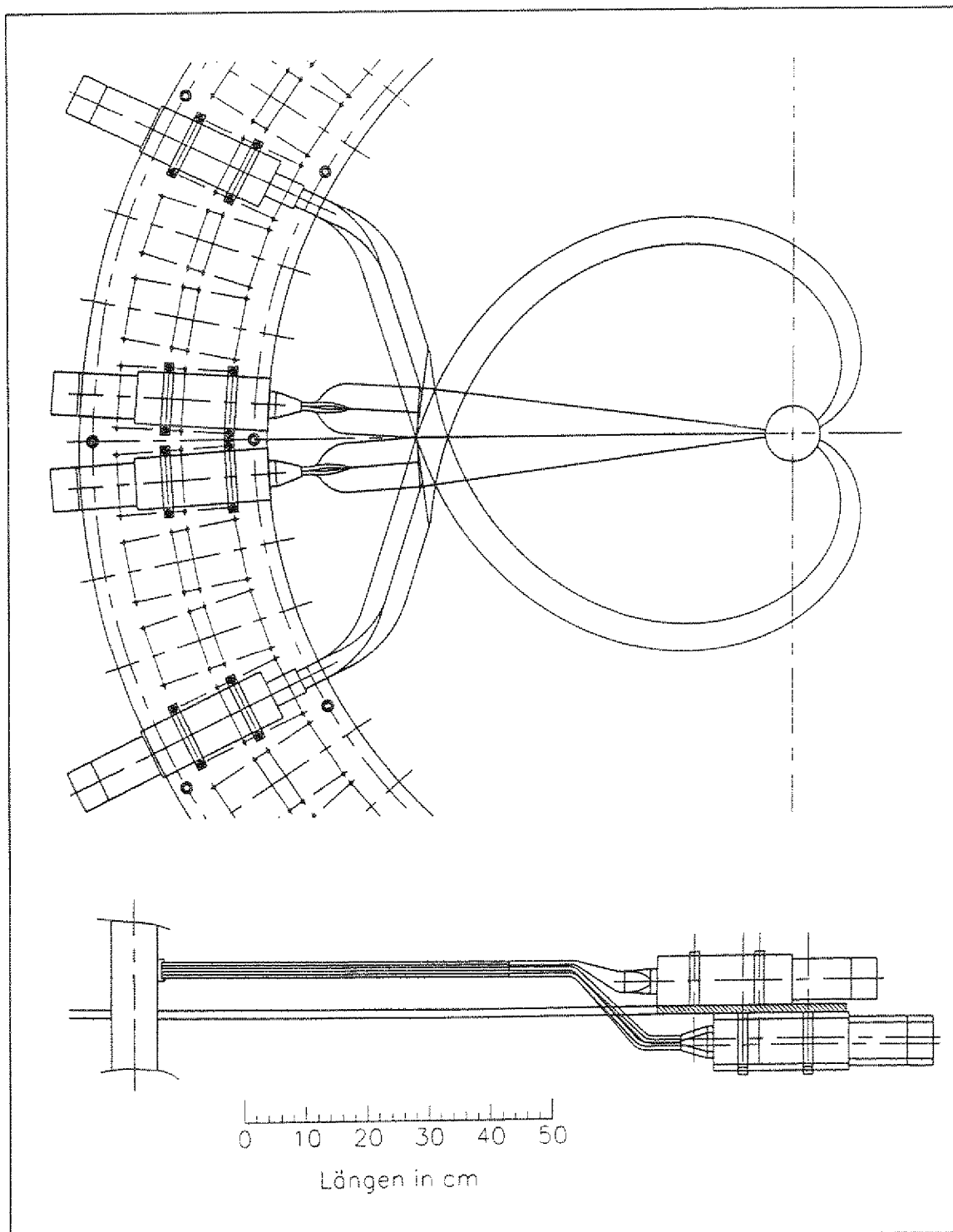


Abbildung 2.8: Lichtleitergeometrie beim *PROMICE*-Quirl (© U. Rindfleisch)

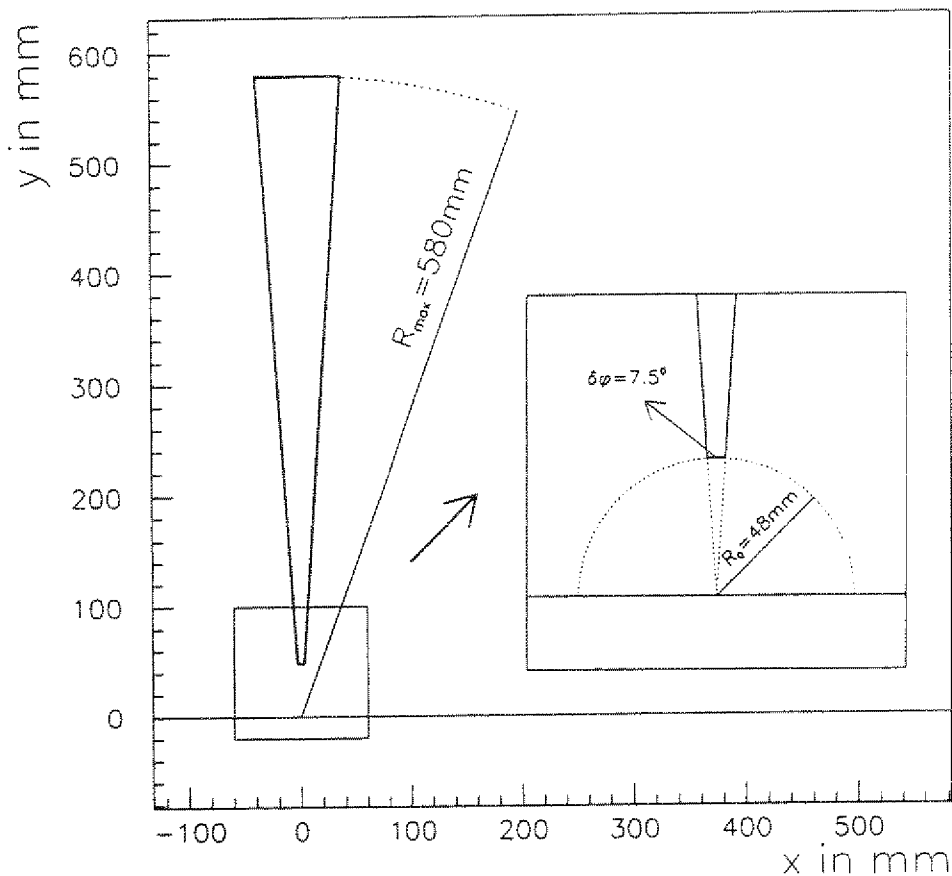
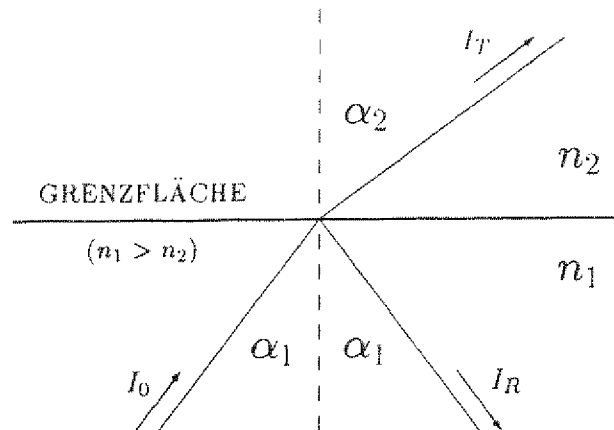


Abbildung 2.9: Aufsicht auf geraden Quirlszintillator

gewählten Lichtleiters an den Photomultiplier mit einem Kathodendurchmesser von 4.4 cm ist auf Grund seiner Breite von ca. 7.5 cm am Szintillatorübergang unproblematisch, wenn er zweigeteilt übereinander in einen Zylinder überführt wird. Abbildung 2.8 verdeutlicht den beschriebenen Verlauf.

Neben der adiabatischen Querschnittsüberführung von rechteckig auf kreisförmig und einer somit erreichten homogenen Ausleuchtung der Photokathode durch entsprechende Lichtmischung löst der Lichtleiter ein Platzproblem: Die drei Hodoskoplagen mit je 5 mm Dicke liegen dicht an dicht, was eine Auseinanderführung der Photomultiplier in die dritte Raumdimension bei ihrem Gesamtdurchmesser (incl. Eisenzyylinder) von je 8 cm unabdingbar macht. Die Symmetrieachsen der Photomultiplier der gebogenen Quirlszintillatoren liegen demnach nicht in deren Ebene, sondern demgegenüber senkrecht um 8 cm verschoben. Dies geht aus Abb. 2.8 hervor.

Der gerade Quirlszintillator besitzt die Form eines gleichschenkligen Dreiecks der Kantenlänge von 58 cm und einem Öffnungswinkel von 7.5°. Wie beim gebogenen

Abbildung 2.10: Lichtbrechung (I_T) und Reflexion (I_R) an einer Grenzfläche

Quirlsegment ist auch hier die Spitze ausgespart; der dortige Kurvenverlauf der Detektorkante ist wiederum der Form des Strahlrohrs angepaßt, was einem Kreisbogen mit dem Radius R_{min} entspricht (vgl. Abb. 2.9). An die Außenkante des Szintillators schließt der Lichtleiter gleicher Breite (7.6 cm), aber (wie bei den gebogenen Segmenten) einer mit 6 mm um 1 mm größeren Dicke an. Nach zunächst geradem Verlauf wird der Plexiglasquader der Breite nach zweigeteilt und die beiden Stücke gegensinnig um jeweils 90° verdreht mit einem angekanteten Zylinderstück verbunden, dessen Durchmesser 4.2 cm beträgt. Abbildung 2.8 zeigt den verwendeten Lichtleiter.

2.3 Lichtleitung

Gesetzmäßigkeiten

Das Verhalten von Licht an der Grenzschicht zweier Medien wird durch das Snellius'sche Brechungsgesetz beschrieben (vgl. Abb. 2.10):

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2 \quad (2.6)$$

α_i ist dabei der Winkel des Strahls zur Flächennormalen innerhalb des jeweiligen Mediums i mit dem Brechungsindex n_i .

Für den Übergang von einem optisch dichteren in ein dünneres Medium ist nach Gleichung (2.6) ein Grenzwinkel α_g gegeben, oberhalb dessen Totalreflexion stattfindet, der Übergang Szintillator ($n_1 = 1.58$) – Luft ($n_2 = 1$) bzw. Plexiglas¹²

¹²Markenname für PMMA, d.h. PolyMethyl-MetaAcrylat

($n_1 = 1.49$) – Luft bedingt einen Grenzwinkel α_g von 39° bzw. 42° . Ist der Einfallswinkel kleiner als α_g , liefern die Fresnelschen Formeln die Winkelabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten R getrennt nach den Polarisationssebenen des Lichts relativ zur Einfallsebene (vgl. Abb. 2.11):

$$R_{\perp} = \left(\frac{\sin(\alpha_2 - \alpha_1)}{\sin(\alpha_2 + \alpha_1)} \right)^2 \quad (2.7)$$

$$R_{\parallel} = \left(\frac{\tan(\alpha_2 - \alpha_1)}{\tan(\alpha_2 + \alpha_1)} \right)^2 \quad (2.8)$$

Zerlegt man einen am Medienübergang beliebig orientierten Polarisationsvektor $\vec{P}$

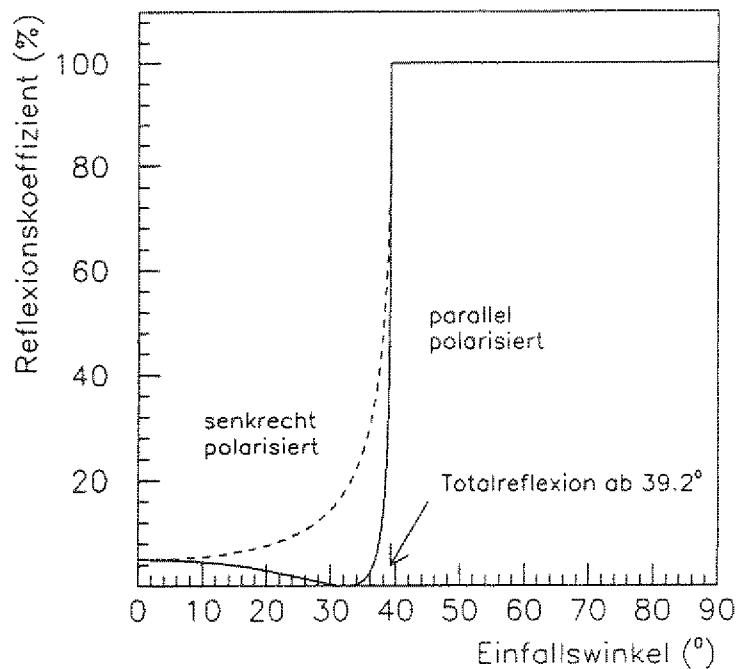


Abbildung 2.11: Reflexionskoeffizient für den Medienübergang Szintillator ($n = 1.58$) – Luft ($n = 1$) getrennt nach Polarisationsrichtung des Lichtes

des Lichts in eine relativ zur Einfallsebene senkrechte $\vec{P}_{\perp}$ und eine parallele Komponente $\vec{P}_{\parallel}$

$$\vec{P} = \vec{P}_{\parallel} + \vec{P}_{\perp} \quad ,$$

so gilt für den dazugehörigen Reflexionskoeffizienten R bzw. Transmissionskoeffizienten T

$$R = |\vec{P}_{\parallel}|^2 R_{\parallel} + |\vec{P}_{\perp}|^2 R_{\perp} \quad , \quad (2.9)$$

$$T = 1 - R \quad (2.10)$$

sofern $\vec{P}$ auf 1 normiert ist, d.h. $|\vec{P}| = 1$. Da $\vec{P}_{||}$ bei der Reflexion seine Richtung umkehrt, während $\vec{P}_{\perp}$ sie beibehält, ist der neue Polarisationsvektor $\vec{P}'$ durch

$$\vec{P}' = -\vec{P}_{||} + \vec{P}_{\perp}$$

gegeben. Intensität $I_R = R I_0$, Ausbreitungsrichtung ($\alpha_1 = \alpha_2$) sowie Polarisationsrichtung der reflektierten Welle sind demnach bekannt; entsprechende Betrachtungen gelten für die Transmission.

Verluste

Die Lichtverluste lassen sich nach den Kriterien ihrer Ursachen aufführen:

• Reflexionsverluste:

– direkte Reflektionsverluste:

Geht man von einer räumlich isotropen Ausstrahlung des Lichts entlang der Teilchenspur im Szintillator aus, so wird deutlich, daß ein Großteil der Strahlung durch die Randflächen entkommt, da sie dort mit Winkeln auftritt, die kleiner als der Grenzwinkel für Totalreflexion sind.

Wird Licht an irgendeiner Stelle innerhalb eines beliebig gearteten Szintillatorquaders ($n = 1.58$) isotrop erzeugt und ist dieser Quader in Luft ($n = 1$) gelagert ($\Rightarrow \alpha_g = 39.2^\circ$), so läßt sich zeigen, daß pro Fläche jeweils 11.3% der Photonen entweichen, während die restlichen 32.2% unter Vernachlässigung von materialbedingten Absorptionsverlusten darin gefangen sind. Durch verlustfreies Auskoppeln (d.h. gleicher Brechungsindex im äußeren Medium wie innen) des Lichtes an einer der 6 Flächen erhielte man $(32.2\% + 11.3\% = 43.5\%)$ aller Photonen. Weiteres dazu bei [EMP89].

– Reflexionsverluste an Biegungen und Übergängen:

* Übergänge zwischen unterschiedlichen Medien:

Der Übergang zwischen Szintillator und Lichtleiter, die durch einen Sekundenkleber¹³ fest miteinander verbunden sind, führt von einem optisch dichteren ($n = 1.58$) in ein dünneres Medium ($n = 1.49$), und damit zu einem Grenzwinkel von 70.7° . Zwar gelingt allen noch im Szintillator total reflektierten Strahlen der Übertritt in den Lichtleiter, doch erfüllen viele nach Brechung an der Grenzfläche im neuen Medium die Bedingung der Totalreflexion nicht mehr, und zwar solche, die im alten Medium dem Einfallswinkelintervall $(45.5^\circ > \alpha_1 >$

¹³Loctite (auf der Basis von Cyanoacrylat) mit Aktivator

39.2°) angehörten.

Der mit Silikonöl bewerkstelligte Übergang vom Lichtleiter zum Photomultiplier, dessen Fenster einen Brechungsindex $n = 1.5$ besitzt, ist vergleichsweise unproblematisch.

* **Querschnittsveränderungen:**

Man kann den Photonenpulk im Lichtleiter als Gibbs-Ensemble ansehen, dessen Phasenraumvolumen gemäß dem Liouville'schen Satz erhalten ist. Dies hat zur Folge, daß eine Querschnittsverringerung des Lichtleiters mit dem Verlust eines Anteils des Photonenstroms verbunden ist. Übergänge zu größeren Querschnitten sollten daher adiabatisch und nicht abrupt gestaltet werden. Je früher nach seiner Erzeugung eine Parallelisierung des Lichts vorgenommen wird, desto geringer sind die bei darauffolgender Lichtleitung entstehenden Verluste, da man für die gegebene Querschnittsfläche das entsprechende Phasenraumvolumen minimiert hat.

Die Elemente des Szintillationsdetektors erweisen sich von dieser Warte aus als besonders gelungene Lichtleiter, da ihr Querschnitt zur Ausleserichtung hin kontinuierlich zunimmt.

* **Biegungen:**

Treten Biegungen entlang des Lichtweges im Medium auf, kann auch Licht verloren gehen, das sich ursprünglich reflexionsverlustfrei fortpflanzte. Biegeradien, die ein Vielfaches des Lichtleiterdurchmessers betragen, garantieren minimale Verluste.

Den Reflexionsverlusten wird dadurch entgegengewirkt, daß der Szintillator bzw. Lichtleiter mit einer diffus reflektierenden Alufolie so umkleidet ist, daß ein Luftspalt zwischen beiden erhalten bleibt. Dies garantiert neben einem kleinen Grenzwinkel für den Medienübergang Szintillator–Luft die Reflexion eines Anteils der Photonen, die den Szintillator verlassen haben, zurück in denselben.

• **Oberflächenverluste:**

Die durch eine nicht ideale Oberflächenbeschaffenheit von Szintillator bzw. Lichtleiter verursachten Verluste κ der Strahlintensität liegen gemäß Abschätzungen von [EMP89] unter einem Promille pro Reflexion oder Transmission. Legt man für den Weg von der Spitze des gebogenen Szintillators bis zum Photomultiplier maximal 300 Reflexionen und $\kappa = 0.0005$ zugrunde, hat man mit Verlusten von $(1 - (1 - \kappa)^{300}) \approx 14\%$ zu rechnen.

• **Absorptionsverluste:**

Licht wird beim Durchqueren des Mediums exponentiell abgeschwächt. Ist I_0

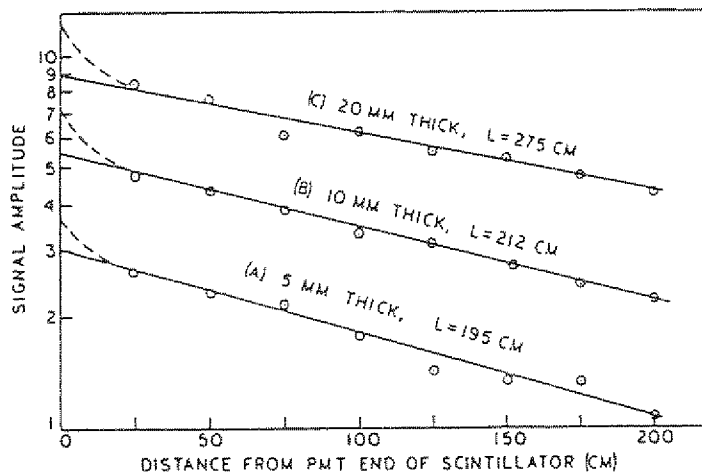


Abbildung 2.12: Effektive Abschwächungslänge für verschiedene Dicken d eines Szintillatorstreifens (200cmx12cmxdmm) [BIC87]

die Anfangsintensität, so wird das Licht nach einer zurückgelegten Wegstrecke s auf

$$I = I_0 \exp\left(\frac{-s}{\lambda}\right) \quad (2.11)$$

abgeschwächt; λ wird als Abschwächungslänge bezeichnet und beträgt für den Szintillatortyp *BC404* 120 cm [BIC86], für Plexiglas 600 cm [RÖH85] unter der Voraussetzung, daß der Lichtstrahl sich reflexionsfrei ausbreitet¹⁴. Reflexionen innerhalb eines begrenzten Körpers vergrößern den mittleren zurückgelegten Weg gegenüber dem direkten Weg, was eine Abnahme der effektiven Abschwächungslänge λ_{eff} gegenüber λ zur Folge hat: Über die gleiche Distanz innerhalb desselben Materials wird Licht im dünnen Lichtleiter stärker abgeschwächt als im dickeren (vgl. Abb. 2.12). Von der Spitze des gebogenen Testszintillators zum Photomultiplier führen Absorptionen innerhalb von Szintillator und Lichtleiter zu einer Abschwächung der ursprünglichen Intensität um ca. 65 % .

2.4 Signalerzeugung

Der Nachweis der im Szintillator erzeugten Photonen erfolgt mit einem Photomultiplier, einem Detektor, der je nach Ausführung einzelne Lichtquanten auflösen vermag.

¹⁴im angelsächsischen Sprachraum gebraucht man dafür den Begriff 'bulk attenuation length'

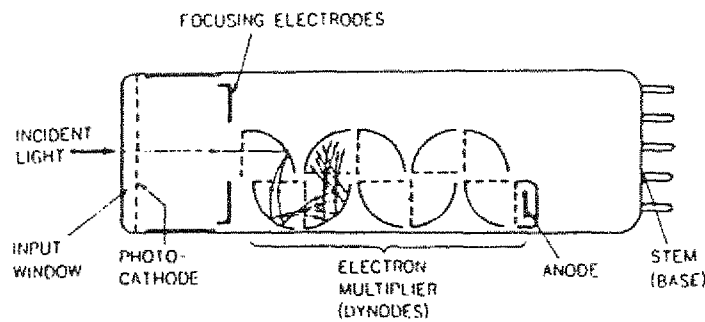


Abbildung 2.13: schematischer Aufbau einer Photomultiplieröhre [HAM88]

Die Umwandlung des Lichtstroms in einen Elektronenstrom vollzieht sich via Photoeffekt in der direkt hinter dem Eingangsfenster befindlichen Photokathode, während die anschließende Sammlung und Vervielfachung der Elektronen innerhalb eines hochevakuierten Glas,- bzw. Quarzkolbens vonstatten geht. Ein für die weiterverarbeitende Elektronik brauchbares Signal ist dann an der Anode abgreifbar. Ein externer ohmscher Spannungsteiler ist bei konstanter außen angelegter Hochspannung für die sukzessive Zunahme des Potentials von einer Beschleunigungselektrode zur nächsten von der Kathode an zuständig. Der schematische Aufbau einer solchen Verstärkerröhre geht aus Abb. 2.13 hervor.

Es seien des weiteren die einzelnen Schritte der Signalerzeugung näher aufgeführt:

- **Umwandlung von Photonen in Elektronen:** Die auf die Photokathode des Photomultipliers auftreffenden Photonen lösen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit η_q , der sog. Quanteneffizienz, Elektronen aus, sofern ihre Energie $h\nu$ größer ist als die dazu erforderliche Austrittsarbeit W_A . Überschüssige Energie wird dabei gemäß der Einstein'schen Relation in kinetische Energie E_{kin} der austretenden Elektronen verwandelt:

$$h\nu = W_A + E_{kin}$$

Mit bialkalischen Verbindungen, z.B. (K-Cs-Sb) als Photokathodenmaterial läßt sich eine Quanteneffizienz von bis zu 28%¹⁵ für blaues Licht bei einer Wellenlänge um 400nm erreichen. Während für kurzwelliges Licht die Transparenz des Kathodenfensters (häufig Borsilikat) abnimmt, ist im langwelligen Bereich das Photokathodenmaterial für die geringere spektrale Empfindlichkeit des Photomultipliers verantwortlich. Den spektralen Verlauf von Quanteneffizienz und Empfindlichkeit eines typischen Photomultipliers zeigt Abb. 2.14 .

¹⁵der im Versuch eingesetzte Photomultiplier vom Typ *EMI9954B* besitzt ein η_q bei $\lambda = 400\text{nm}$ von 26%

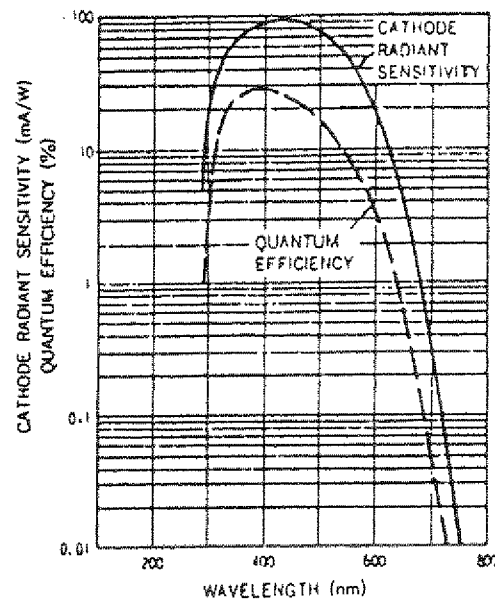


Abbildung 2.14: spektrale Empfindlichkeit einer Bi-alkaliphotokathode [HAM88]

- Sammlung der Elektronen:** Das elektronenoptische Eingangssystem des Photomultipliers sorgt für eine Überführung möglichst aller in der Photokathode produzierten Elektronen zur ersten Dynode unter Gewährleistung geringer zeitlicher Dispersion: Unabhängig vom Entstehungsort auf der Kathode, von der Anfangsenergie und von der Emissionsrichtung sollten alle Elektronen gleichzeitig die erste Dynode erreichen, um Laufzeitschwankungen in der Röhre zu unterbinden. Eine beschleunigende Elektrode, die meist auf Dynodenpotential liegt, und eine Fokussierelektrode entlang der Kolbeninnenwand auf Kathodenpotential erzeugen einen elektrischen Feldverlauf zwischen Kathode und erster Dynode, der den genannten Anforderungen entspricht. Eine derartige Anordnung findet sich in Abbildung 2.15. Anhand von Abb. 2.16 kann man sich überzeugen, daß der Anteil η_{C0} der in der Photokathode ausgelösten Elektronen, die die erste Dynode erreichen, nahezu über die gesamte Kathodenfläche hinweg bei 100% liegt. Unter Berücksichtigung von weiteren Verlusten α im Verlauf des Vervielfachungsprozesses läßt sich die Sammeffizienz η_C , die angibt, wieviele gültige Anodenpulse pro Photoelektron zustande kommen, beschreiben durch:

$$\eta_C = \eta_{C0}(1 - \alpha)$$

Aufgrund der Wellenlängenabhängigkeit der kinetischen Anfangsenergie der photoelektrisch erzeugten Elektronen ist die Sammeffizienz eine Funktion der Wellenlänge.

- Elektronen-Vervielfachung:** Ein System aus besonders geformten auf zur

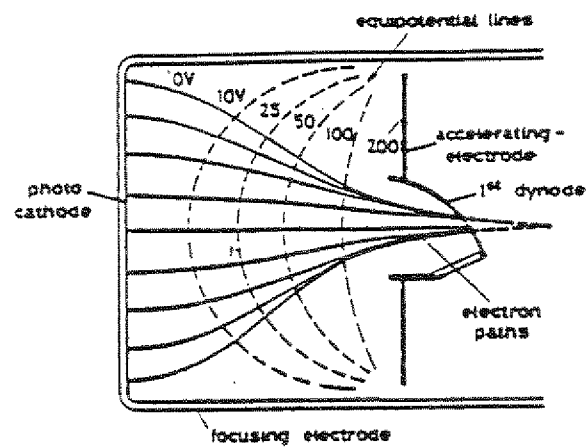


Abbildung 2.15: Elektronenoptisches Eingangssystem eines Photomultipliers [VAL69]

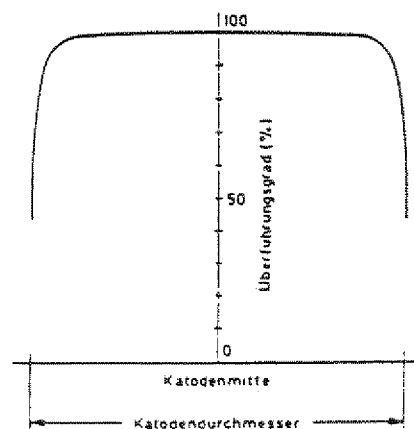


Abbildung 2.16: Überführungsgrad einer Photokathode als Funktion des Erzeugungsortes auf der Photokathode

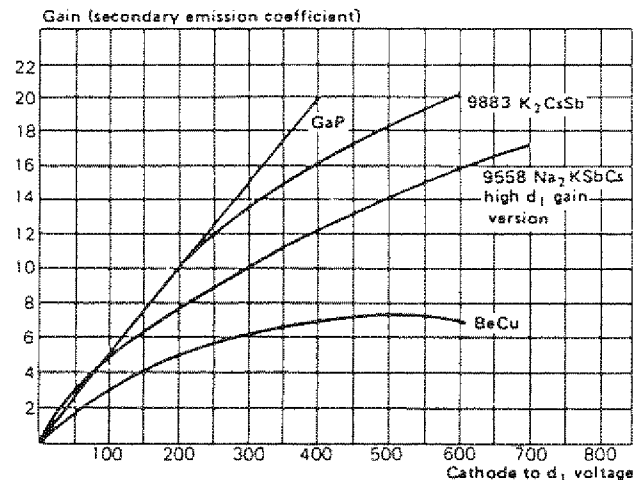


Abbildung 2.17: Spannungsabhängigkeit des Sekundäremissionsfaktors für unterschiedliche Dynodenbeschichtungen [EMI79]

Anode hin steigendem Potential liegenden Dynoden ist für eine rauscharme, lineare Verstärkung des Photoelektronenstroms um den Faktor $G=(10^3 - 10^6)$ zuständig.

Das Verhältnis zwischen Primär,- und Sekundärstrom an einer Dynode bezeichnet man als Sekundäremissionsfaktor δ . Er ist unter anderem abhängig von Dynodenmaterial, Einfallswinkel der Elektronen sowie Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden und variiert mit der zwischen benachbarten Dynoden vorliegenden Spannungsdifferenz V_d , welche die Auftreffgeschwindigkeit der Elektronen bestimmt:

$$\delta = KV_d$$

Die starke Spannungs,- und Materialabhängigkeit des Sekundäremissionsfaktors kommt in Abb. 2.17 zum Ausdruck. Beim Photomultiplier *EMI9954B* wird als Dynodenmaterial (Be-Cu) verwendet.

Grundsätzlich sollte Dynodenmaterial folgenden Anforderungen genügen:

- hoher Sekundäremissionsfaktor
- Konstanz des Sekundäremissionsfaktors unter hohen Strömen
- minimale Feld,- und thermische Emission¹⁶ zur Geringhaltung des Rauschens

Die als linear fokussierend bezeichnete, in Abb. 2.18 dargestellte Dynodenkonfiguration zeichnet sich gegenüber anderen Versionen (wie z.B. Venetian

¹⁶Die Feldemission ist durch die Unebenheit der Elektrodenoberfläche eine kritische Größe

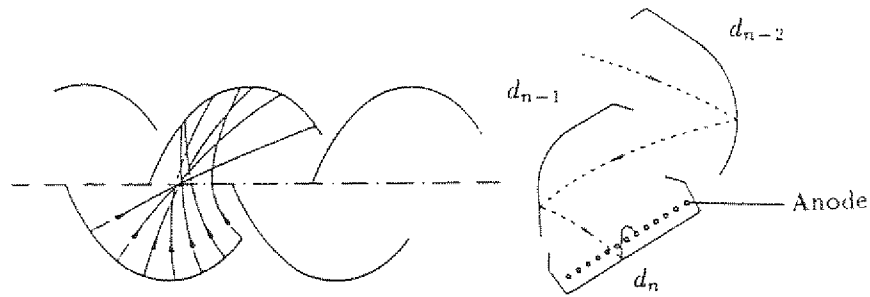


Abbildung 2.18: Linear fokussierende Dynodenkonfiguration; links: Dynoden; rechts: Übergang zur Anode, [RAJ40]

Blind, Circular Focused, Sieb-Dynoden, weiteres dazu in [VAL70]) durch einen geringen Dunkelstrom, eine kleine Laufzeitdispersion, sowie einen großen Linearitätsbereich aus. Maßgeblich trägt dazu die spezielle Form der Dynoden („Rajchman-Dynoden“) bei [RAJ40].

Zwölf linear fokussierend angeordnete Dynoden liefern bei der *EMI9954*-Röhre eine Gesamtverstärkung G von $1.5 \cdot 10^6$ für eine Hochspannung V_g von 1750 V. Nimmt man eine konstante Spannungsdifferenz zwischen den einzelnen Dynoden an, so läßt sich der Sekundäremissionsfaktor aus

$$G = \delta^n = (K V_d)^n \quad n = 12 \quad (2.12)$$

zu $\delta = 3.3$ ermitteln, d.h. im Mittel erzeugt ein Primärelektron an einer Dynode 3.3 Sekundärelektronen.

Die Änderung der Gesamtverstärkung ΔG aufgrund einer Schwankung der Versorgungsspannung V_g um ΔV_g ist

$$\frac{\Delta G}{G} = n \frac{\Delta V_g}{V_g} = n \frac{\Delta V_d}{V_d} , \quad (2.13)$$

so daß eine relative Spannungsänderung von 1% sich bei 12 Dynoden in einer Variation der Gesamtverstärkung von 12% niederschlägt. Mithin sind die Anforderungen an die Spannungsquellen und die Spannungsteiler sehr groß, da die Linearität der Röhre mit deren Güte steht und fällt. Der im Test eingesetzte Spannungsteiler ist vom Typ *EMIC610*.

In Tabelle 3.2 finden sich Kenndaten zum eingesetzten Photomultipliersystem.

Kapitel 3

Experiment

3.1 Teststrahl

Die Testmessung wurde am *CERN*¹ in der *PS*²-Experimentierhalle Ost mit dem Teststrahl *T11* durchgeführt; dieser wird durch Streuung von 24 GeV/c Protonen an einem geeigneten Target (häufig Aluminium) erzeugt und über ein Strahltransportsystem, bestehend aus Dipol,- und Quadrupolmagneten, über eine Entfernung von 30 m zum Experimentierplatz geleitet. Dort lag er in gepulster Form vor mit einer Pulslänge von 400 ms bei einer Repetitionsrate von 4.2 min^{-1} . Durch die koordinierte Variation der Magnetströme ist eine Impulsselektion der Teilchen des Sekundärstrahls zwischen 0.5 und 3.5 GeV/c bei einer Impulsunschärfe von 1.9% möglich. Dabei verändert sich der relative Anteil verschiedener Teilchen am Strahl, sowie dessen Gesamtintensität.

Aus Abb. 3.1 wird deutlich, daß der Anteil an Elektronen bzw. Positronen, die vornehmlich durch Paarerzeugung aus γ 's von π^0 -Zerfällen in der Nähe des Targets entstehen, exponentiell mit wachsendem Strahlimpuls abfällt.

Für die Messung sollte ein definierter Energieverlust, d.h. eine isolierte Teilchensorte betrachtet werden; eine verlässliche experimentelle Vorhersage der Energieauflösung des Szintillationsdetektors ist nämlich nur dann gewährleistet, wenn das Energieverlustspektrum einer Teilchensorte vorliegt, da sich andernfalls teilchen,- bzw. detektorspezifische Beiträge nicht mehr voneinander trennen lassen.

Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, kamen als einzige über Flugzeit isolierbare Teilchen Protonen in Frage. Mit einem Strahlimpuls von 2 GeV/c wurde ein Kompromiß gefunden zwischen sicherer Identifizierung der Protonen (vgl. Abb. 3.3) einerseits und möglichst großer Strahlintensität andererseits (vgl. Abb. 3.2).

Der Teststrahl besteht dann bei positiv gewählter Polarität wie in Abb. 3.1 erkennbar vornehmlich aus Protonen p(30%) und Pionen π^+ ; Positronen e^+ kommen

¹Centre European de Recherche Nucléaire

²Proton Synchrotron

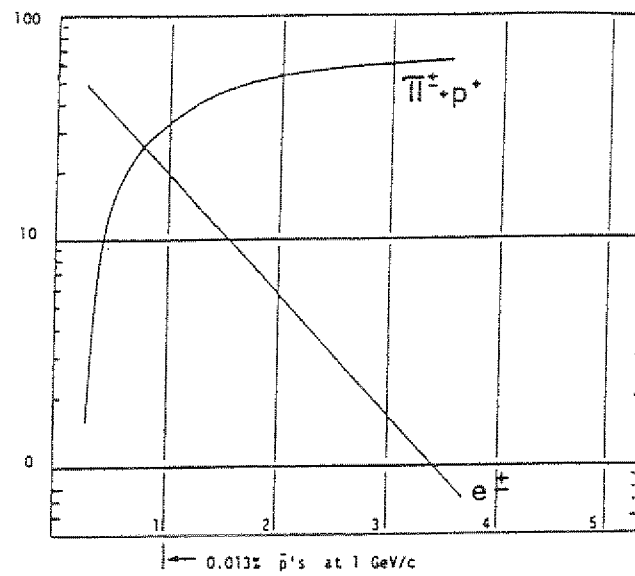


Abbildung 3.1: Teilchenanteile am Teststrahl in der Testregion [SIM88]

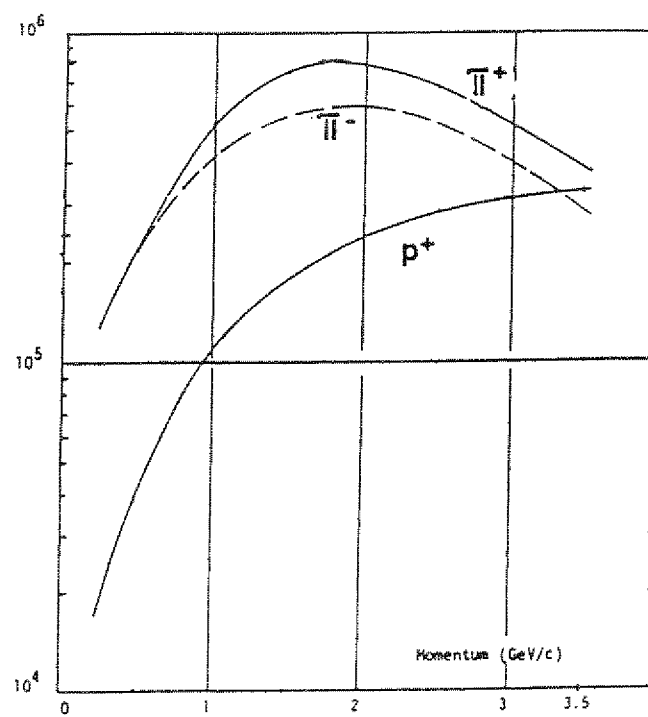


Abbildung 3.2: Berechnete Teilchenintensität pro Puls in der Testregion [SIM88]

Tabelle 3.1: β -Werte und Flugzeitdifferenzen Δt für Teilchen im Teststrahl

Impuls [Gev/c]	β_p	β_{π^+}	β_{e^+}	$\Delta t_{p\pi^+}$ [ns/m]	$\Delta t_{\pi^+e^+}$ [ns/m]
1	0.72925	0.99040	0.99999	1.2085	0.0320
2	0.90532	0.99757	0.99999	0.3407	0.0081
3	0.95441	0.99892	0.99999	0.1557	0.0036

kaum darin vor. Die Pionen zerfallen zu einem gewissen Anteil auf der Flugstrecke in Myonen μ^+ , und zwar zu 27% bei den hier vorliegenden 35 m.

3.2 Versuchsaufbau

Testaufbau

Will man Teilchenidentifikation durch Flugzeitmessung erreichen, sollte die Flugzeitdifferenz der verschiedenen Teilchen deutlich größer sein als die $FWHM^3$ im Zeitdifferenzspektrum der als Start,-bzw. Stoptrigger benutzten Detektoren. Legt man für die im Experiment eingesetzten Triggerszintillatoren eine $FWHM$ von 1 ns zugrunde, läßt sich bei einer maximalen Flugstrecke von 13 m im Testbereich die minimal auflösbare Flugzeitdifferenz pro Längeneinheit Δt_{min} auf 0.077 ns/m beziffern. Eine Flugzeittrennung verschiedener Teilchensorten ist somit nur dann gegeben, wenn $\frac{1}{c} \left(\frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} \right) \geq 0.077 \text{ ns/m}$.⁴ Aus Tab. 3.1 entnimmt man, daß eine Flugstrecke von 13 m zwar bei allen Strahlimpulsen ausreicht, um Protonen von den leichteren Teilchen im Strahl zu trennen, diese jedoch nicht auseinanderzuhalten sind.

Das Flugzeitdifferenzspektrum für Szintillatoren mit einem Abstand von 7.9 m zeigt, daß eine eindeutige Trennung zwischen Protonen und leichteren Teilchen im Strahl bei einem Impuls von 2 GeV/c vorliegt (vgl. Abb. 3.3). Vergleicht man die Anzahl der zu jeweils einem Peak gehörigen Ereignisse miteinander, so stellt sich heraus, daß die Protonen 30% der registrierten Teilchen ausmachen.

Eine weitere Aufgabe der Triggerszintillatoren besteht darin, die Divergenz des Teststrahls zu reduzieren, was sich in einer höheren Genauigkeit der Positionsbestimmung eines Teilchens im Testelement niederschlägt. Bei einer Entfernung von 12.8 m und einem Querschnitt (senkrecht zur Strahlachse) von $(4 \times 4) \text{ cm}^2$ bzw. $(10 \times 10) \text{ cm}^2$

³Full Width at Half Maximum eines Spektrums

⁴c=Lichtgeschwindigkeit

$\beta_i = \frac{v_i}{c}$, wobei v_i = Teilchengeschwindigkeit der Teilchensorte i.

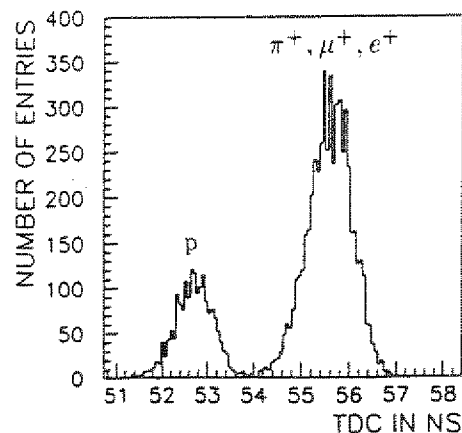


Abbildung 3.3: Flugzeitspektrum bei Szintillatorabstand von 7.9 m

für Start,- bzw. Stoptriggerszintillator wird die Divergenz des benutzten, „effektiven“ Teststrahls auf 5 mrad beschränkt. Da der Strahlquerschnitt am Testort trotz Strahlbegrenzung noch bei $(5 \times 3) \text{ cm}^2$ in horizontaler bzw. vertikaler Richtung liegt, eine höhere Ortsauflösung im Testelement jedoch wünschenswert ist, wurden zwei Vieldrahtproportionalkammern, sog. „*DWC*“⁵ eingesetzt, zwischen denen die beiden Testszintillatoren beweglich montiert waren. Bei einem ortsfesten Strahl wurden die zu untersuchenden Szintillatorbereiche durch Verschieben des Testelements senkrecht zur Strahlachse um definierte Strecken in den Strahl gebracht. Der Testaufbau mit entsprechenden Abständen der Detektoren zueinander findet sich in Abb. 3.4 wieder.

Testelemente

Getestet wurden zwei gebogene Szintillatorelemente vom Typ „*JETSET*“ und „*PROMICE*“, sowie ein gerades *PROMICE*-Detektorelement. Die unterschiedliche Form der beiden Szintillatortypen kommt durch eine verschiedene Strahlrohrgeometrie am *LEAR*,– bzw. am *CELSIUS*-Beschleuniger zustande, was bei sonst gleichen Parametern zu verschiedenen Innenradien der Szintillatoren führt.

Alle Testelemente sind aus Szintillatormaterial, *BC 404*⁶ [BIC86], gefertigt, Lichtleiteranschluß⁷ sowie Photomultipliermodell *THORN/EMI 9954* und Spannungsteiler *EMI C610* sind gleich. Kenndaten zum verwendeten Szintillator, Lichtleiter und zum Photomultiplier finden sich in den Tabellen 3.3 und 3.2.

⁵Delay Wire Chambers

⁶BC steht für den Firmennamen „BICRON“

⁷geringfügige Differenzen sind zwischen den Lichtleitern der gebogenen Szintillatoren zu vermerken: wegen eines Hindernisses ist der *JETSET*-Lichtleiter stärker gewölbt

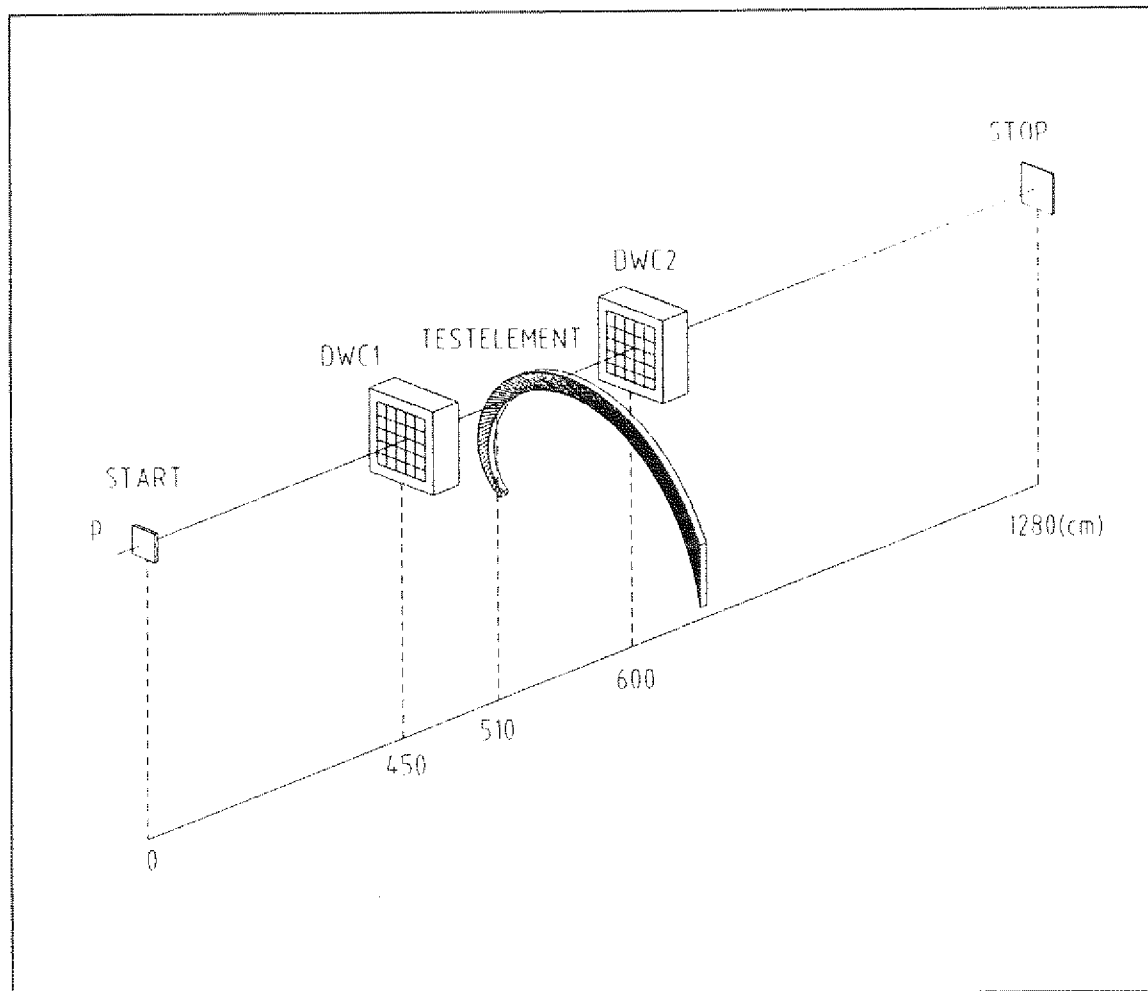


Abbildung 3.4: Testaufbau

Tabelle 3.2: Kenndaten des Photomultipliers *EMI 9954*, [EMI86]

Kathode	
effektiver Durchmesser [mm]	46
Beschichtung	Bialkali/B
Quanteneffizienz (max.)	26 % bei $\lambda = 420 \text{ nm}$
empfindlicher Wellenlängenbereich [nm]	300–600
typ. Empfindlichkeit [$\mu\text{A}/\text{lm}$]	90
Dynoden	
Anordnung	linear fokussierend
Anzahl	12
Material	BeCu
max. Spannung (Dynode–Dynode) [V]	450
max. Spannung (Kathode–Anode) [V]	2800
max. Anodenempfindlichkeit bei Spannung [V]	2300
max. Strom (Kathode) [nA]	50
max. Strom (Anode) [μA]	200
Zeitverhalten	
typ. Anstiegszeit [ns]	2
typ. Durchgangszeit [ns]	41
typ. FWHM [ns]	3
Rauschen	
max. Dunkelanodenstrom [nA]	20
hauptsächliche Anwendung	schnelles Signal

Tabelle 3.3: Materialeigenschaften von Szintillator und Lichtleiter [BIC86], [RÖH85]

Szintillator	
Material	<i>BC404</i>
Lichtausbeute [%Anthracene]	68
Anstiegszeit [<i>ns</i>]	0.7
Abklingzeit [<i>ns</i>]	1.8
Pulsbreite (<i>FWHM</i>) [<i>ns</i>]	2.2
Brechungsindex	1.58
Abschwächungslänge [<i>cm</i>]	120
Wellenlänge der maximalen Emission [<i>nm</i>]	408
Anzahl der C-Atome cm^{-3}	$4.74 \cdot 10^{22}$
Anzahl der H-Atome cm^{-3}	$5.21 \cdot 10^{22}$
Verhältnis H/C Atome	1.1
Anzahl der $e^- \text{cm}^{-3}$	$3.37 \cdot 10^{22}$
Dichte [g cm^{-3}]	1.032
hauptsächliche Anwendung	schnelles Zählen
Lichtleiter	
Material	<i>PMMA</i>
Brechungsindex	1.491
Abschwächungslänge [<i>cm</i>]	≈ 600 für $\lambda \in [380, 780]$ nm
Dichte [g cm^{-3}]	1.18

Elektronik

Die Detektoren wurden gemäß Abbildung 3.5 mit den Nachweisgeräten verschaltet.

Während das Photomultipliersignal (PM) der Szintillatoren an einem 50 Ω -Splitter (SP) in einen zeit,- und einen amplitudenrelevanten Zweig aufgeteilt wurde, erreichte das intern vorverstärkte (AMP) Kammersignal den Diskriminator (DISC, *LeCroy 621B1*) auf direktem Weg. Eine 3-fach-Koinzidenz (K, *LeCroy 365A1*) zwischen Start, Stop,- sowie einem der beiden Testelemente bildete den Trigger der *TDC*⁸,- und *ADC*⁹Module, die allesamt im „common start“-Modus betrieben wurden.

Der Zeitpunkt des Eintreffens der Kammersignale relativ zum Triggersignal wurde mit einem konventionellen *TDC*-Modul (*LeCroy 2228A*) registriert, für die Szintil-

⁸Time to Digital Converter

⁹Analog to Digital Converter

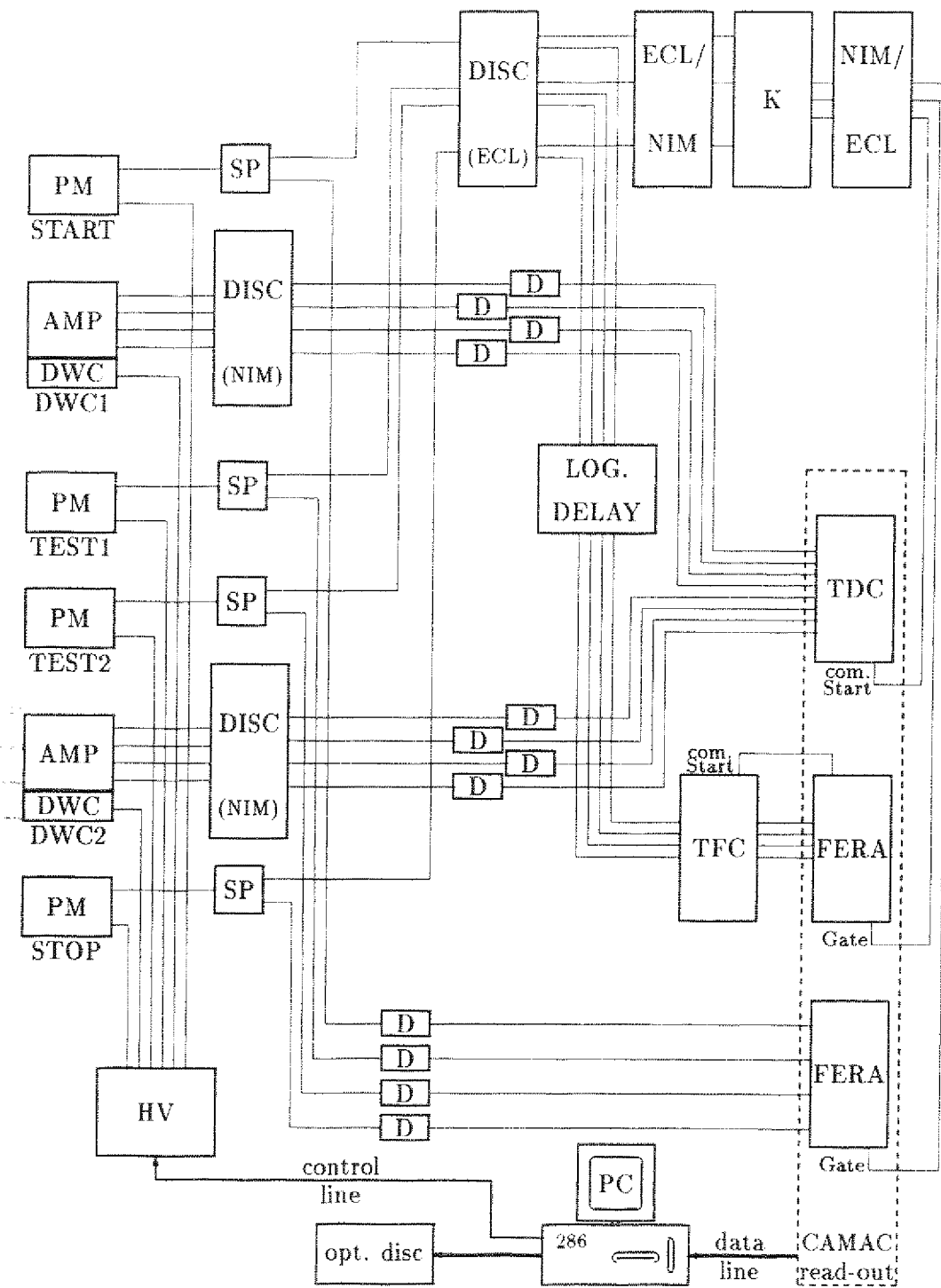


Abbildung 3.5: Blockschaltbild der Elektronik; AMP= Verstärker; D= Kabelde-
lay; DISC= Diskriminator; HV= Hochspannungsversorgung; K= Koinzidenzeinheit;
PM= Photomultiplier; SP= 50Ω-Splitter

latorsignale wurde eine Kombination aus *TFC* (*LeCroy 4303*)¹⁰ und *FERA* (*LeCroy 4300B*)¹¹ benutzt. Der *TFC* übernimmt dabei die Aufgabe, eine dem Zeitintervall proportionale Ladungsmenge zu erzeugen, die in das *FERA*-Modul eingespeist wird.

FERA-Module leisten auch die ladungsabhängige Sortierung der PM-Signale, die durch geeignete Wahl der Kabellänge (*D*) zum richtigen Zeitpunkt dort eintreffen. Entsprechende Signalverzögerungen mittels Kabel (*D*) oder einem logischen Delay-Modul (*Ortec DL 8010*) wurde im *TDC*-Zweig vorgenommen. Die Signalnorm (*NIM* oder *ECL*) wurde den verwendeten elektronischen Modulen durch Konverter (*NIM/ECL* bzw. *ECL/NIM*, *LeCroy 4616*) angepaßt.

Die Datenauslese erfolgte via *CAMAC*-Bus durch einen Personal Computer (*PC, XT286*), die endgültige Speicherung auf einer optischen Platte. Der PC wurde zudem zum Ansteuern der Hochspannungsversorgung (*HV, LeCroy 4032A*) der PM's und Kammern eingesetzt.

3.3 Ortsrekonstruktion mittels *DWC*'s

Die zur Ortsrekonstruktion verwendeten Vieldrahtproportionalkammern mit verzögerter Auslese weisen eine Doppelsandwichstruktur auf: Jedes Sandwich besteht aus drei parallelen Drahtebenen, wobei die Drähte der mittleren, der Anodenebene auf positiver Hochspannung (typischerweise 2.8 kV), die dazu senkrecht aufgespannten Drähte der beiden äußeren Kathodenebenen auf Nullpotential liegen. Die beim Durchqueren des Füllgases ((*Ar, CO₂*)-Gemisch bei einem Druck von 1.1 bar und einem Durchfluß von 10 cm³/s; (zur Einsicht weiterer Kammerdaten vgl. [MAV85]) in der Nähe eines Anodendrahtes erzeugten Primärelektronen werden entlang der elektrischen Feldlinien auf ihn zu beschleunigt, was auf Grund von Stoßionisation (in der direkten Umgebung des Drahtes) zu Lawineneffekten mit bis zu 10⁵ Ladungsträgern führt.

Die in den benachbarten Kathodendrahten induzierte Spiegelladung gelangt auf die (für beide Kathodenebenen) gleiche Ausleseleitung, wo sich das Signal in zwei Richtungen aufteilt. Zwischen jeweils benachbarten Kathodendrahtanschlüssen wird das Signal auf der Ausleseleitung um jeweils 5 ns verzögert und wächst auf seinem Weg zu einem der beiden Vorverstärker jeweils um den am entsprechenden Kathodendraht gelieferten Ladungsbeitrag. Bei symmetrischer Auslese ergibt sich mithin, daß je weiter der Teilchendurchgang von der Mitte des ansprechenden Anodendrahtes entfernt war, um so größer die Differenz der Ankunftszeiten der beiden Signale an den Vorverstärkern, bzw. (nach Signalnormierung mit Diskriminator) an dem *TDC*-Modul ist.

Die Differenz zweier korrespondierender *TDC*-Kanaleinträge für ein Ereignis lie-

¹⁰Time to Fera Converter

¹¹Fast Encoding and Readout Adc

fert also die Koordinate für den Kammer-Durchstoßpunkt des Teilchens; die gesamte Ortsinformation ist demnach pro Kammer und Ereignis in 4 *TDC*-Kanälen gespeichert.

Eine Ansprechwahrscheinlichkeit¹² der Kammern von 99% für die vorliegende Strahlintensität von 10^4 s^{-1} sowie eine aktive Kammerfläche von $(10 \times 10) \text{ cm}^2$ gewährleisten bei entsprechender Justage der Kammern die Ortszuweisung eines jeden getriggerten Ereignisses innerhalb der Kammer.

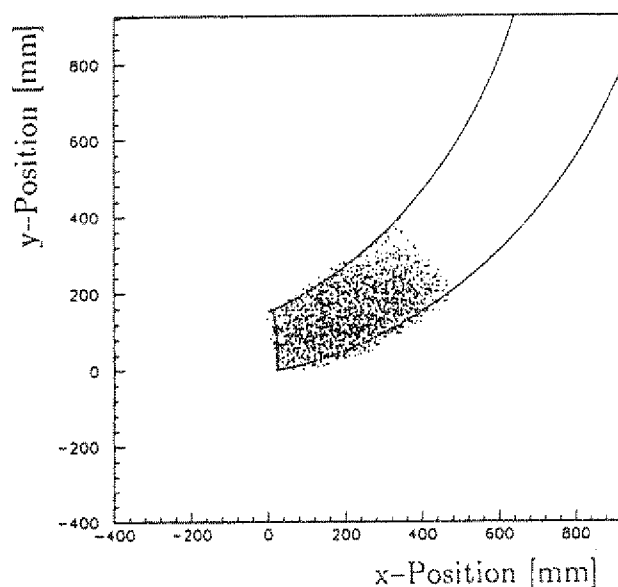


Abbildung 3.6: Scatterplot für Spitze des gebogenen Szintillators mit realem Kantenverlauf

Wählt man durch geeignete Schnitte im *ADC*-Spektrum (Schwelle oberhalb des Rauschpeaks) und im *TDC*-Spektrum (Zeitintervall, innerhalb dessen Signal für gültiges Ereignis *TDC*-Kanal erreicht haben muß) eines Testszintillators die Ereignisse aus, die einem Teilchendurchgang entsprechen, so zeichnet sich in einem Scatterplot der dann rekonstruierten Kammertrefferpositionen die Form des vom Strahl überlappten Szintillatorbereichs ab.

Sowohl für das gebogene als auch für das gerade Testszintillatorelement gibt es Bereiche, die eine eindeutige absolute Positionsbestimmung bei sich abzeichnenden äußeren Kanten erlauben: für beide Szintillatoren sind dies insbesondere die spitzen Enden (siehe Abb. 3.6). Der dort charakteristische Kantenverlauf gestattet nicht nur eine absolute Positionszuordnung der Trefferpunkte auf dem Szintillator, sondern auch die Bestimmung des Abbildungsverhältnisses zwischen Kammer und Testszintillator.

¹²Ansprechwahrscheinlichkeit = $\frac{\text{Anzahl der registrierten Ereignisse}}{\text{Anzahl der Treffer}}$

Nach erfolgter Eichung der Kammertrefferpositionen ist eine absolute Ortsbestimmung auf dem Testszintillator für alle gewählten Einstellungen im Strahl gegeben, da die Verschiebewege zwischen den verschiedenen Meßpositionen auf 2 mm genau bekannt sind. Außerdem bieten die sich in den Scatterplots abzeichnenden Szintillatorkanten die Möglichkeit, die Angabe der Verschiebewege zu überprüfen. Dabei stellte sich heraus, daß reale und ideale Kante nie weiter als 3 mm auseinanderlagen.

Die Ungenauigkeit einer wie oben beschrieben rekonstruierten Trefferposition wird durch zwei Faktoren bedingt, die Ortsauflösung der Kammer von ungünstigstenfalls 2 mm¹³ und die Divergenz des Strahles von 5 mrad, was für den gebogenen (geraden) bei einem Abstand zu Kammer 1 von 60 cm (40 cm) einen Beitrag von 3 mm (2 mm) liefert. Auf diese Weise erreicht man eine Ortsauflösung von 3.6 mm bzw. 2.8 mm.

Der divergente Anteil des Strahls läßt sich reduzieren, wenn man verlangt, daß die aus Kammer 2 gewonnene Trefferposition in einem zweidimensionalen Intervall um die mit Kammer 1 bestimmte Position liegt. Eine Intervalllänge von 4 mm bewirkt zwar den Verlust von 35% der ursprünglichen Ereignisse, verringert jedoch die Divergenz der restlichen Ereignisse auf 2.6 mrad, was für den gebogenen (geraden) Szintillator die Ortsungenauigkeit auf 2.6 mm (2.3 mm) reduziert.

¹³den folgenden Abschätzungen liegt der „worst case“-Wert von 2 mm zugrunde

Kapitel 4

Resultate

Bei bekannter Trefferposition der registrierten Ereignisse läßt sich die Ortsabhängigkeit des zur Photonenausbeute¹ proportionalen *ADC*-Signals des jeweiligen Testszintillators untersuchen. Liegt der Schwerpunkt dabei auf der lokalen, kleinskaligen örtlichen Variation der Szintillatorresponse, wird man den *ADC*-Wert über möglichst kleine Ortsbereiche mitteln, um eine genaue Lokalisierung vorzunehmen.

Einer beliebig feinen Unterteilung stehen jedoch zum einen die limitierte Ortsauflösung von günstigstenfalls 2.3 mm, zum anderen eine geforderte Mindestanzahl von Ereignissen pro Detektorflächeneinheit im Wege. Letztere der beiden Einschränkungen ist notwendig, um den Fehler des für die ortsspezifische *ADC*-Verteilung ermittelten Mittelwertes gering zu halten.

Legt man eine Gaußverteilung der *ADC*-Werte zugrunde, so ist der Fehler ihres bestimmten Schwerpunktes proportional zu $\frac{FWHM}{\sqrt{n}}$, wobei n die Gesamtzahl der registrierten Ereignisse ist. Bei einer geringen Flächendichte der Ereignisse hat man demnach die Wahl größerer Flächeneinheiten für eine ausreichende Statistik in Kauf zu nehmen.

Der Energieverlust im 0.5 cm dicken Testszintillator als „dünner Absorber“ wird besser durch eine Symon,- bzw. Vavilovverteilung² (d.h. $0.01 \leq \frac{\bar{\Delta}}{W_{max}} \leq 10$) als durch eine Gaußverteilung beschrieben; wie aus Abb. 4.1 hervorgeht, wird die Vavilovverteilung um so asymmetrischer, mit einem zunehmend ausgeprägten Schwanz zu großen Energieverlusten hin, je kleiner der Parameter $\kappa = \frac{\bar{\Delta}}{W_{max}}$ ist. Dies geht aus der Tatsache hervor, daß bei einem vergleichsweise großen maximalen Energieverlust eines Teilchens pro Stoß der Anteil der Stoßprozesse mit großer Energieabgabe relativ zu vielen Kollisionen mit geringem Energieübertrag zunimmt.

¹Anteil der entlang eines Teilchentracks im Szintillator erzeugten Photonen, die den Photomultiplier erreichen

² $\bar{\Delta}$ = mittlerer Energieverlust beim Durchqueren des Szintillators (für 2 GeV/c-Protonen: 1.1 MeV); W_{max} = maximaler Energieverlust im Szintillator (für 2 GeV/c-Protonen: 4.6 MeV)
 $\Rightarrow \frac{\bar{\Delta}}{W_{max}} = 0.25$

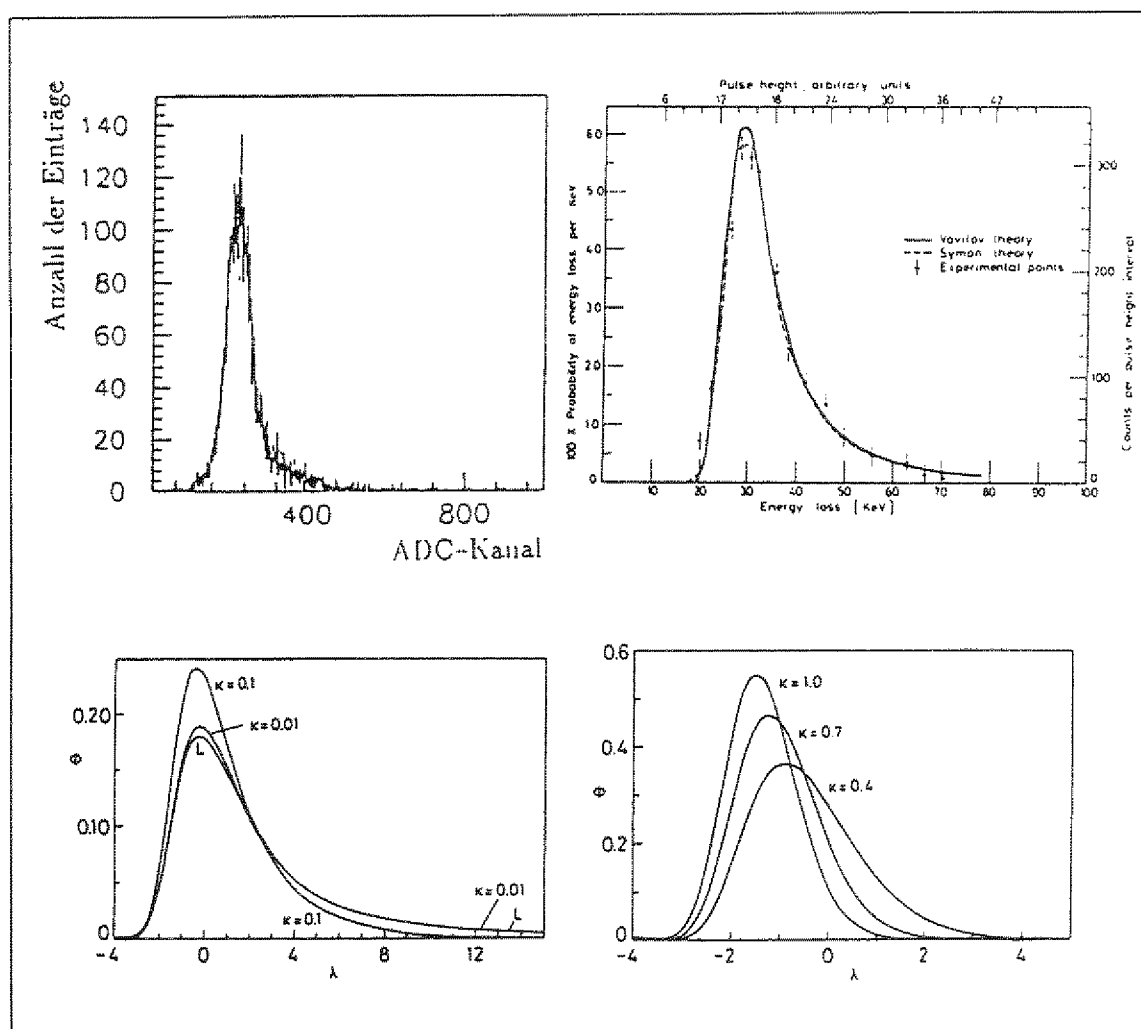


Abbildung 4.1: Links oben ADC -Spektrum für gebogenen Szintillator; rechts oben Vergleich zwischen Vavilov,- und Symonverteilung; unten Vavilov-Verteilungen bei verschiedenen $\kappa = \frac{\bar{\Delta}}{W_{max}}$ [SEB64]

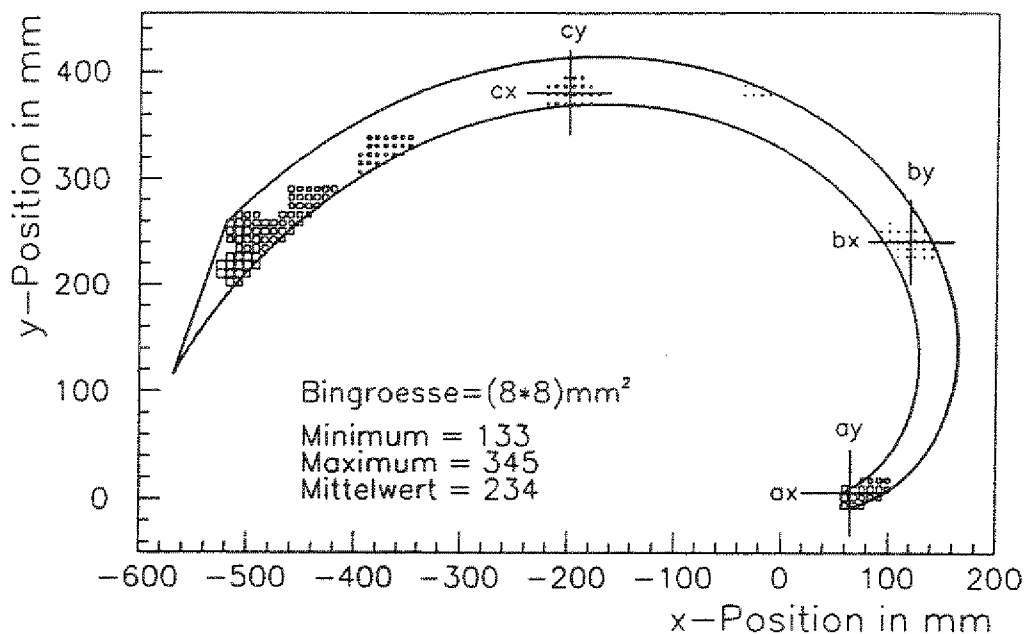


Abbildung 4.2: *ADC*-Signalhöhe für gebogenen *JETSET*-Szintillator gemittelt über Bereiche (Bins) von $(8 \times 8) \text{ mm}^2$; insgesamt ca. 13000 Proton-Ereignisse; zusätzlich Markierungsgeraden für kleinskalige Untersuchung

Die Asymmetrie einer derartigen Verteilung hat zur Folge, daß Mittelwert und wahrscheinlichster Wert des Energieverlustes, den man über die Bethe-Bloch-Formel berechnet, voneinander abweichen. Legt man jedoch den Mittelwert als die für das Spektrum maßgebliche Größe fest, so spielt dies bei der Ermittlung der Ortsabhängigkeit der Detektorresponse keine Rolle.

4.1 Gebogenes Szintillatorelement

Dem Boxdiagramm in Abb. 4.2 entnimmt man, welche Bereiche des gebogenen *JETSET*-Szintillators dem Teststrahl ausgesetzt wurden, denn sie sind mit Kästchen, sog. Boxen, belegt, deren Größe der Differenz zwischen dem jeweiligen und dem minimalen über eine Bingöße von $(8 \times 8) \text{ mm}^2$ gemittelten *ADC*-Wert entspricht. Am Ort des minimalen mittleren *ADC*-Werts entartet die Box demnach zum Punkt (dies liegt gemäß Abb. 4.2 bei der Koordinate (90,250) vor), während sie dort, wo das *ADC*-Maximum vorliegt, das größte Quadrat darstellt. Dies ist zum vom PM ausgelesenen Ende des Szintillators hin gegeben. Auch an dessen Spitze ist der *ADC*-Wert wieder verhältnismäßig groß.

Die Variation (d.h. die Differenz zwischen Maximalwert und Minimalwert)³ der Photonenausbeute über die gesamte Detektorfläche hinweg liegt bei 90% des globalen Mittelwerts. Somit ist die Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute qualitativ beschrieben.

Die Änderung der Photonenausbeute entlang den in Abb. 4.2 eingezeichneten Geraden ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Es wurde dabei folgende Unterteilung für das Einsortieren der *ADC*-Werte gewählt: senkrecht zur jeweiligen Achse wurden solche Ereignisse berücksichtigt, die im Intervall von ± 5 mm um diese lagen, parallel dazu wurde über eine Länge von 2 mm gemittelt.

Die für die so definierten kleinen Flächenbereiche ermittelten Mittelwerte wurden bezogen auf den Mittelwert der Pulshöhe für den betrachteten Gesamtbereich. Die dargestellten Verteilungen geben demnach Aufschluß über die Variation der Ausbeute längs der Geraden.

Für die Variation quer zur Mittelspirale des Szintillators (d.h. in den Projektionen *ay*, *bx* und *cy*) findet in allen betrachteten Bereichen ein Anstieg der Lichtausbeute von der Innen-, zur Außenkante des Detektorelements um einen Betrag statt, der bei ungefähr 16% des entsprechenden Gesamtmittelwertes liegt. Dieses Verhalten zählt neben dem oben beschriebenen Responseverlauf längs der Mittelspirale zu den intrinsischen Eigenheiten des Detektors, welche auf seiner besonderen Form beruhen.

Außergewöhnliche Randeffekte wie extreme Ausbeutevariationen oder sonstige nachvollziehbare auffällige Schwankungen der Lichtausbeute sind nicht erkennbar.

Ohne ortsauflösende Detektoren, z.B. Drahtkammern, zwischen Target und Quirl als Triggerdetektor ist man auf die intrinsische Ortsauflösung des Quirls in Form seiner Pixel angewiesen, die durch den Überlapp der drei Szintillatorlagen zustande kommen (vgl. Abb. 4.4). Es ist demnach naheliegend, nach der pixelbezogenen mittleren Response zu fragen, mit deren Hilfe das entsprechende *ADC*-Signal in einen dem Energieverlust proportionalen Betrag umskaliert werden kann.

Ein Blick auf Abb. 4.2 verdeutlicht, daß ein Großteil des Szintillators (wegen begrenzter Strahlzeit) nicht vermessen wurde, was ein Interpolieren der Response für diese Bereiche erforderlich macht.

Soll die gewonnene örtliche Variation der Lichtausbeute zu Kalibrationszwecken für andere Szintillatoren dienen, ist es notwendig, sie auf die mittlere Szintillatordicke zu normieren, also individuelle Dickschwankungen auszugleichen.

Die „Dickekartierung“ erfolgte am unverpackten Szintillator mit einer Mikrometerschraube, deren Anpreßdruck sich auf einen konstanten Wert einstellen ließ. Somit ist eine Meßgenauigkeit im μm -Bereich gewährleistet; die Meßposition ist auf

³so ist „Variation“ auch im weiteren Textverlauf zu verstehen

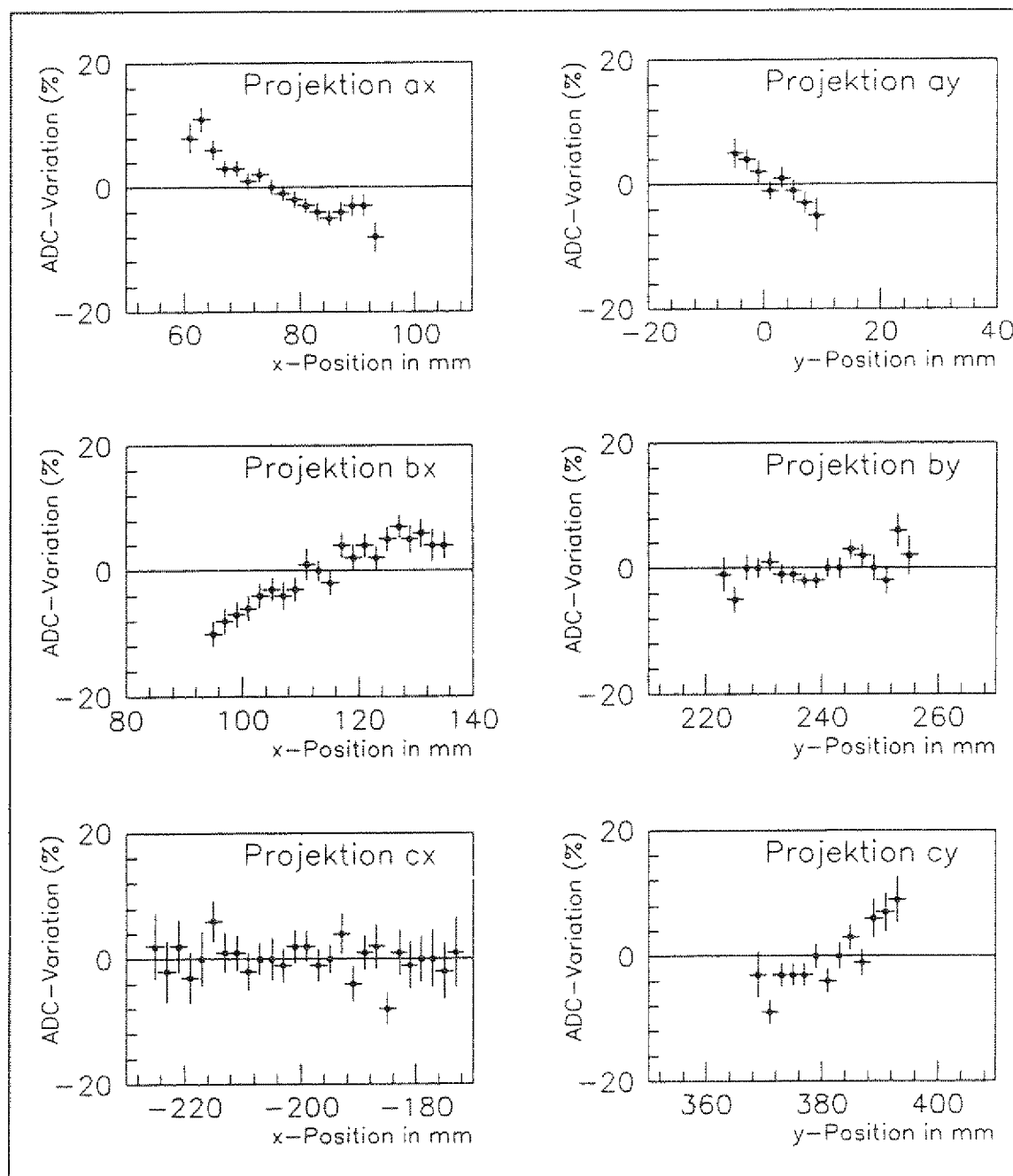


Abbildung 4.3: Kleinskalige Variation der Lichtausbeute im gebogenen Szintillator längs der in vorheriger Abbildung definierter Geraden

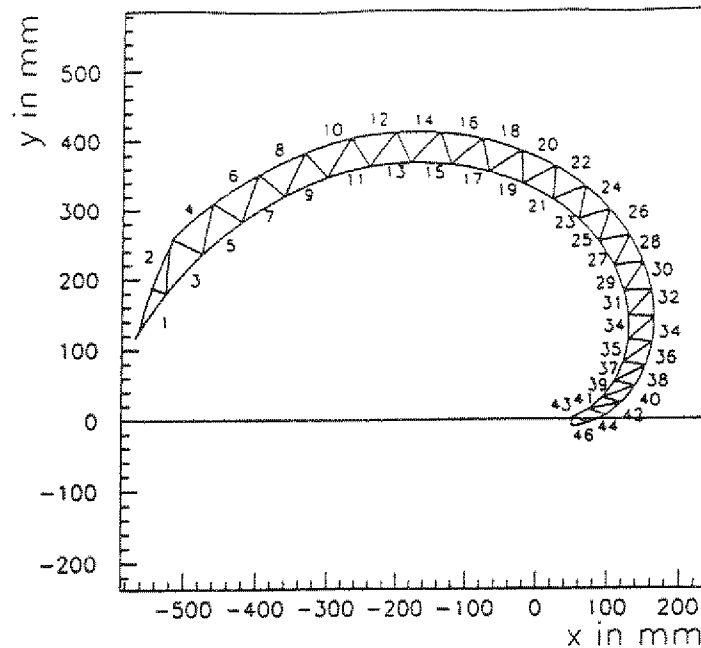


Abbildung 4.4: Quirlpixel für gebogenen Szintillator mit Nummerierung

Grund des Schaubendurchmessers nur auf 4 mm genau definiert.

In Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse für beide gebogenen Szintillatortypen aufgeführt. Abb. 4.5 zeigt die örtlichen Schwankungen der Dicke für den *JETSET*-Typ auf; es sind kontinuierliche Variationen erkennbar, die das kleinskalige Responseverhalten kaum beeinflussen.

Tabelle 4.1: Dicke der eingesetzten Szintillatoren

Typ (Form)	<i>JETSET</i> (gebogen)	<i>PROMICE</i> (gebogen)	<i>PROMICE</i> (gerade)
Nominalwert [mm]	5	5	5
Minimum [mm]	5.74	4.22	4.64
Maximum [mm]	6.53	4.31	5.16
Mittelwert [mm]	6.14	4.22	4.88
Variation [mm] (%)	0.79 (12.8)	0.29 (6.9)	0.52 (10.7)
σ [mm] (%)	0.23 (3.7)	0.07 (1.7)	0.17 (3.5)

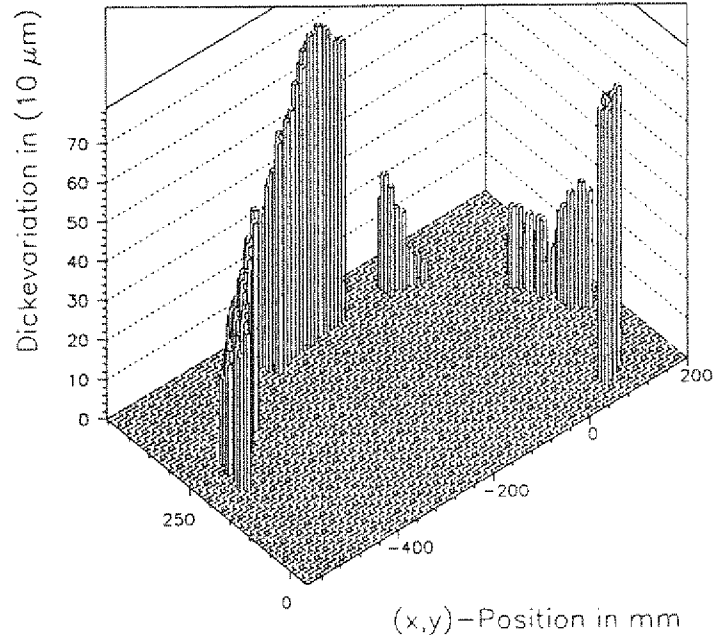


Abbildung 4.5: Dickenvariation des gebogenen *JETSET*-Szintillators vom Minimalwert an; es wurden vor allem die bestrahlten Bereiche vermessen

Interpolation der Zwischenbereiche

Zur Vorhersage der Photonenausbeute für die nicht bestrahlten Szintillatorbereiche wurde statt der oben vorgestellten kartesischen Binnung folgende Unterteilung des Detektors vorgenommen: Wie in Abschnitt 2.2.1 ausgeführt, sind die Randkurven des gebogenen Szintillators archimedische Spiralen, welche den Relationen (2.4) und (2.5) gehorchen.

- **azimutale Unterteilung :**

statt zweier Begrenzungsspiralen definiert man k Spiralen, die den Körper in $k - 1$ gleiche Winkelbereiche aufteilen; die Anfangswinkel sind durch

$$\varphi_j = \varphi_1 + \left(\frac{j-1}{k-1} \right) \Delta\varphi \quad , j = 1, \dots, k \quad (4.1)$$

gegeben.

- **Weglängen-Unterteilung :**

$$weg = \left(\frac{R_{max}}{2\pi} \right) (\varphi \sqrt{\varphi^2 + 1} + \ln(\varphi + \sqrt{\varphi^2 + 1})) \quad (4.2)$$

entspricht dem Wegintegral entlang einer Spirale vom Ursprung bis zum Punkt mit dem Azimut φ .

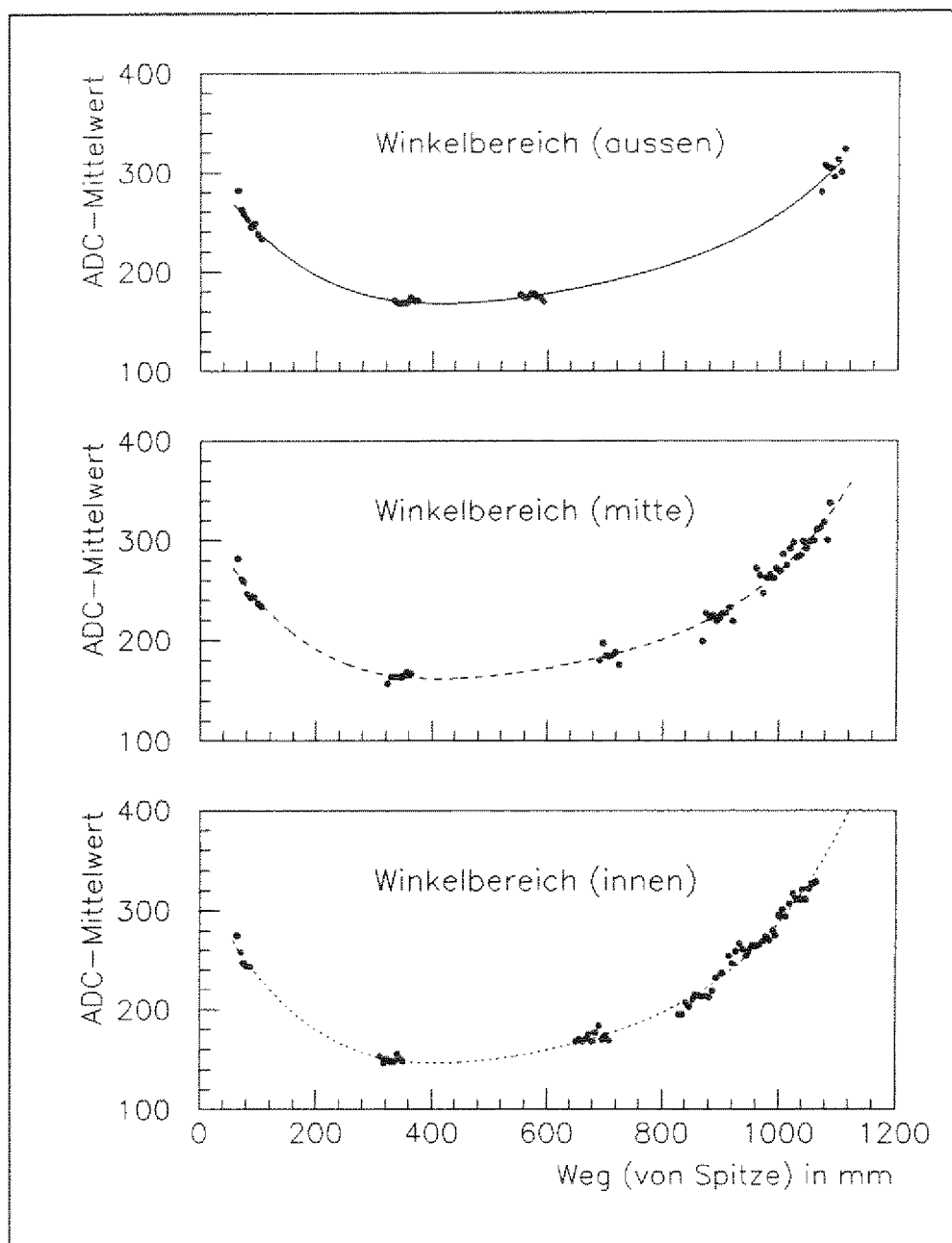


Abbildung 4.6: Weglängenabhängige (Als Nullpunkt des Weges wurde der Aufpunkt der Spirale gewählt) Darstellung der *ADC*-Mittelwerte für die in Abb. 4.7 gezeigte Flächenstruktur; getrennt nach Winkelbereichen durch Polynome 4-ten Grades angefitet; Fehler des Mittelwerts sowie des Ortes in Größenordnung der verwendeten Symbole; Koeffizienten der Polynome befinden sich im Anhang (Tab. A. 1)

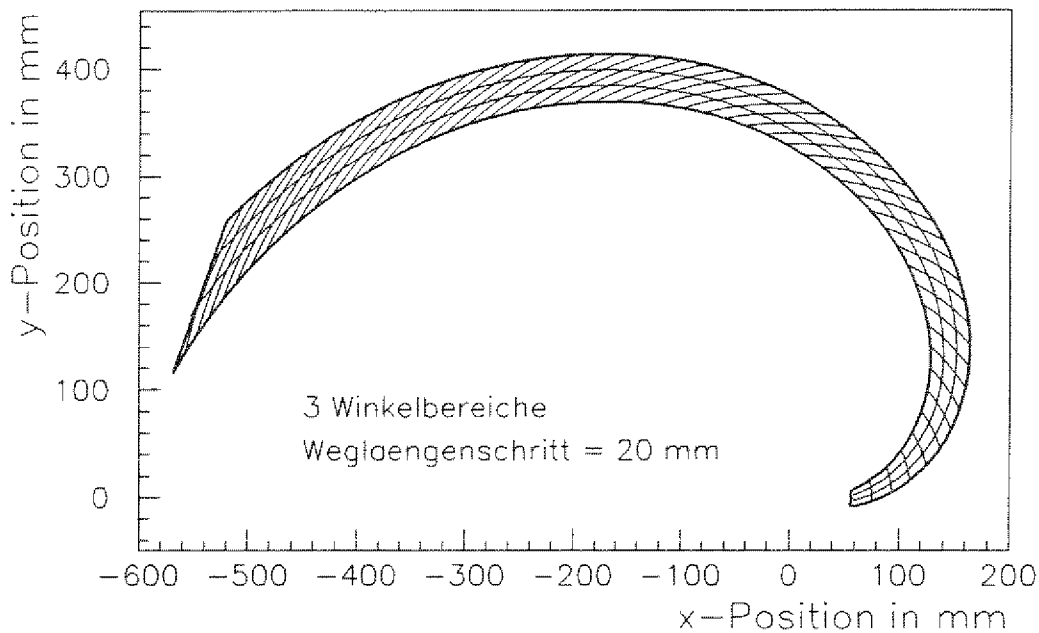


Abbildung 4.7: Flächeneinheitsstruktur mit 3 Winkelbereichen und Weglängenschritten von 20 mm

Bei einem Außenradius des Quirls von 58 cm beträgt die maximale Weglänge weg_{max} einer Spirale 112,8 cm.

Zur Unterteilung werden die Spiralen von Kurven gleicher Weglänge, Kreisbögen, geschnitten, die in konstanten Weglängenschritten angeordnet sind. Je nach gewählter Intervalllänge Δl hat man demnach $n_{bin} = \frac{weg_{max}}{\Delta l}$ Bins pro Winkelbereich, was einer Gesamtzahl $N_{bin} = k n_{bin}$ entspricht.

Abbildung 4.7 zeigt eine oben beschriebene Binstruktur mit 3 Winkelbereichen und Weglängendifferenzen von 20 mm, woraus insgesamt 170 Bins resultieren.

Zur Binnung der gemessenen ADC -Verteilung wurden Weglängenintervalle von 6 mm gewählt, über die gemittelt wurde; es wurden nur solche Bins berücksichtigt, die mehr als 20 Einträge hatten, was zu einem relativen Fehler des Mittelwertes von (1 – 2)% führt.

Der nun weglängenabhängige Verlauf der dickenkorrigierten ADC -Mittelwerte wurde für jeden der 3 Winkelbereiche durch ein Polynom 4-ten Grades approximiert, wodurch eine Interpolation der strahlfreien Bereiche gegeben ist (Abb. 4.6).

Quirlpixelbezogene Mittelwerte der Lichtausbeute

Die quirlpixelbezogene Mittelwertbildung des ADC -Signals wurde vorgenommen. Abbildung 4.8 zeigt die Lichtausbeute des gebogenen $JETSET$ -Typs als Funktion

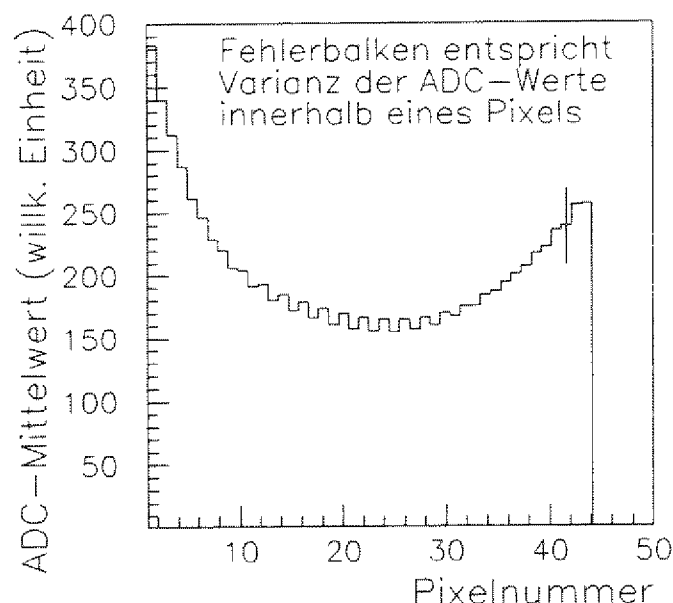


Abbildung 4.8: Quirlpixelbezogener Verlauf der Response für gebogenen Szintillator; zur Pixelnummer-Definition vgl. Abb. 4.4

der in Abb. 4.4 definierten Pixelnummerierung (mit zur Szintillatorspitze hin größer werdenden Nummern): Die entsprechenden Skalierungsfaktoren zur Kalibration eines gebogenen Quirlszintillators befinden sich in tabellarischer Form im Anhang (Tab. A.2).

Wie ist der Anstieg der Lichtausbeute zur Spitze des Szintillators hin zu deuten, nachdem diese vom Photomultiplier aus gesehen ihr Minimum bei Pixelnummer 23 erreicht hat? Für Entstehungsorte des Lichtes näher zur Spitze hin, also in Pixeln größerer Nummer, sollte die Lichtausbeute des Szintillators auf Grund der weiteren Lichtwege zum Nachweisgerät und somit höheren Abschwächung im Medium abnehmen. Daß dies nicht zutrifft, läßt darauf schließen, daß im Bereich der Szintillatorspitze ein „Parabolspiegeleffekt“ wirksam wird: Licht, das sich zunächst zur Spitze hinbewegt, wird dort unter Umständen so reflektiert, daß es doch noch den Weg zum Photomultiplier findet. Zwar kann dies für jeden Entstehungsort des Lichtes zutreffen, doch offensichtlich nimmt die Wahrscheinlichkeit für eine Rückreflexion zur Spitze hin zu, was diese für Licht aus der direkten Umgebung quasi zum Parabolspiegel werden läßt. Der so hinzugewonnene Raumwinkelbereich der Photonenemission kompensiert Abschwächungsverluste im Material.

Der in Abb. 4.8 eingetragene Fehlerbalken entspricht der Varianz des *ADC*-Signals innerhalb des Pixels Nr. 42 und beträgt 40 Kanäle bei einem Mittelwert von 244 Kanälen. Die dazugehörige *ADC*-Verteilung findet man in Abb. 4.9, aus der hervorgeht, daß der relative Fehler 16.6% beträgt; vergleichbare Werte liegen für die restlichen vermessenen Quirlpixel vor.

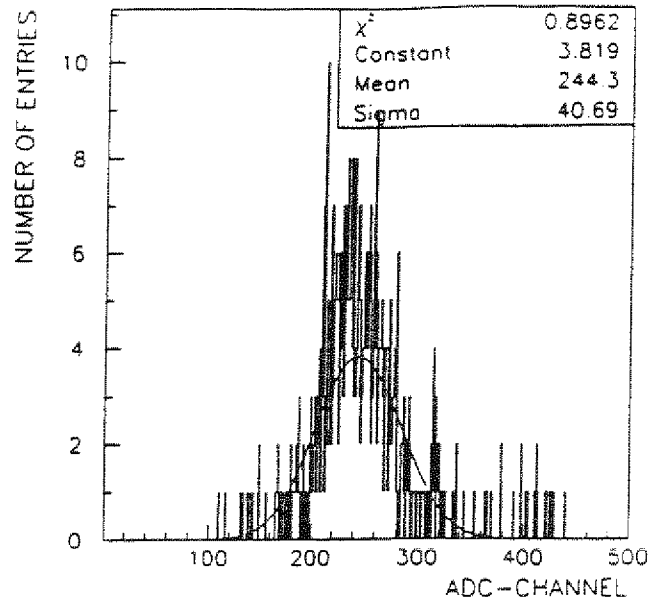


Abbildung 4.9: ADC-Spektrum für Pixel Nr. 42 (vgl. Abb. 4.4)

Der statistische Fehler⁴ Δout_{stat} hat demnach einen größeren Anteil an der Streuung der ADC -Werte Δout als die systematische Ortsabhängigkeit der Response innerhalb eines Pixels Δout_{sys} (vgl. Abschnitt 2.1.1):

$$\Delta out^2 = \Delta out_{stat}^2 + \Delta out_{sys}^2 \quad (4.3)$$

Aus $\Delta out_{sys} \ll \Delta out_{stat}$ folgt dann $\Delta out \approx \Delta out_{stat} = const \quad \forall \text{ Pixel}$.

β - bzw. Impulsbestimmung

Wie in Abschnitt 2.1 ausgeführt, beschreibt die Bethe-Bloch-Formel den wahrscheinlichsten Energieverlust von Teilchen in Materie auf einige Prozent genau; umgekehrt läßt sich bei gegebener Energiedeposition in bekanntem Material der β -Wert des Teilchens, und damit, wenn seine Masse identifiziert wurde, sein Impuls bestimmen.

Die Ungenauigkeit des Energieverlustes von 16% bewirkt jedoch, daß der Fehler des rekonstruierten Impulses im Bereich der minimalen Ionisierung eines Teilchens sehr groß wird. Abbildung 4.10, die eine Bethe-Bloch-Funktion mit einem Energieverlustintervall von $\pm 16\%$ und das daraus resultierenden Impulsintervall zeigt, verdeutlicht, daß der Teilchenimpuls in den Kurvenabschnitten, die eine dem Betrag

⁴dafür sind u.a. folgende Effekte verantwortlich: Energiedeposition, Lichtleitung zur Photokathode, Photokonversion, Sekundärelektronenvervielfachung, Signalverarbeitung

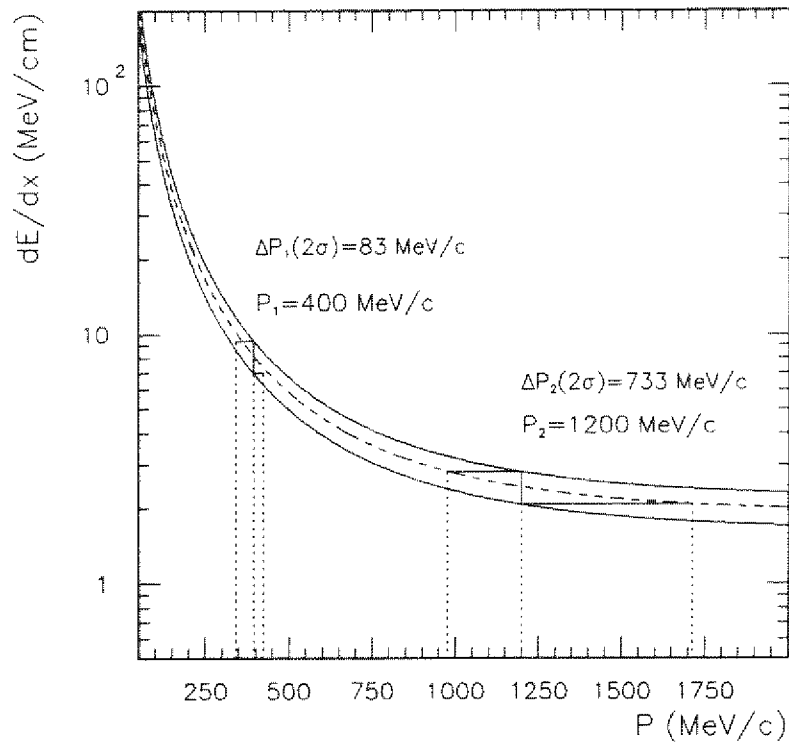


Abbildung 4.10: Bethe-Bloch-Kurve für Protonen; Fehler des rekonstruierten Teilchenimpulses bei Energieverlustfehler von 16%

Tabelle 4.2: Fehler ΔP (σ) des aus Energieverlust abgeleiteten Impulses für Protonen

P [MeV/c]	200	400	600	800	1000	1200	1400
β	0.1998	0.3776	0.5217	0.6320	0.7139	0.7742	0.8190
ΔP [MeV/c]	20	42	81	134	217	361	784
ΔP [%]	10.0	10.4	13.5	16.7	21.7	30.1	56.0
$\Delta\beta$ [%]	9.7	10.1	9.8	10.1	10.6	12.1	18.4

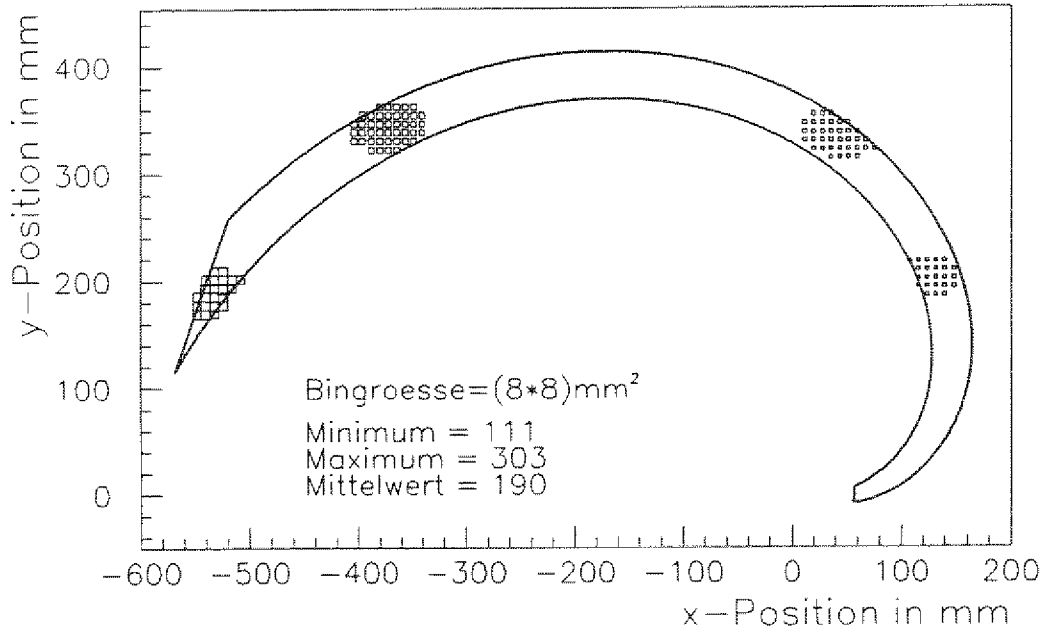


Abbildung 4.11: ADC-Signalhöhe für gebogenen *PROMICE*-Szintillator gemittelt über Bereiche von $(8 \times 8) \text{ mm}^2$; insgesamt ca. 14000 Proton-Ereignisse

nach kleine Steigung aufweisen, praktisch nicht bestimmbar ist. Dies geht auch aus Tabelle 4.2 hervor, in der absolute und relative Impulsfehler für Protonen aufgeführt wird, die einen Impuls zwischen 200 und 1400 MeV/c besitzen.

Während der Impulsfehler graphisch — wie in Abb. 4.10 nachvollziehbar — ermittelt wurde, ließ sich der Fehler des β -Wertes daraus aus der Beziehung

$$\Delta\beta = \frac{\partial\beta}{\partial P} \Delta P = \frac{E - \beta P}{E^2} \Delta P ,$$

ableiten, wobei $E = \sqrt{m_p^2 + P^2}$ die relativistische Gesamtenergie des Protons ist.

Es ist zu bemerken, daß der relative Fehler des β -Wertes für steigende Protonenimpulse langsamer wächst als der relative Impulsfehler.

Vergleich der Lichtausbeute zwischen *JETSET*(1),- und *PROMICE*-Typ(2)

Da, wie in Abb. 4.11 ersichtlich, die Bereiche um die Spitze des *PROMICE*-Typs nicht bestrahlt wurden, ist eine Interpolation über die Gesamtfläche wie beim *JETSET*-Typ nicht durchführbar. Eine Extrapolierung des Responseverlaufs in diesen Bereich ist problematisch, da die Funktion im vorherein nicht als bekannt vorausgesetzt werden kann. Die Übernahme der Fitfunktionen des *JETSET*-Typs ist insofern nicht bedenkenlos, als beide Szintillatoren wie in Abschnitt 1.3 erläutert, in zwei Parametern voneinander differieren: dem Innenradius R_0 , sowie der Dicke.

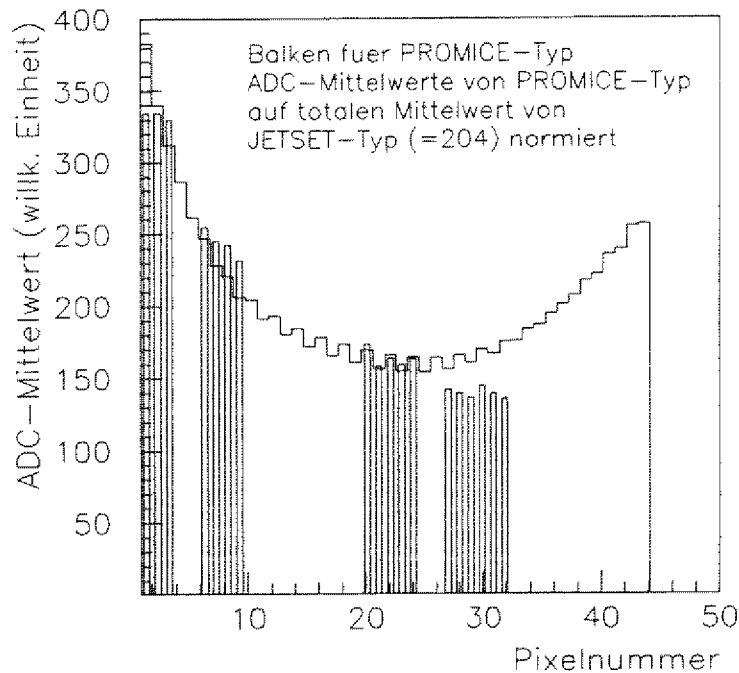


Abbildung 4.12: Quirlpixelbezogener Vergleich der Lichtausbeute zwischen *JETSET*,- und *PROMICE*-Typ (Balken); zur Pixelnummer-Definition vgl. Abb 4.4

Während der Einfluß des ersteren nicht ohne weiteres vorhersagbar ist, bewirkt der letztere, daß die effektive Abschwächungslänge für Szintillator (2) kleiner als für (1) ist [WER91], was eine größere Dämpfung des Photonenstroms von der Spitze des Szintillators (2) im vgl. zu (1) zur Folge hat; dies wird in Abb. 4.12 deutlich, wo die quirlpixelbezogenen, dickenkorrigierten Mittelwerte von Typ (1) entsprechenden von (2) gegenübergestellt werden.

Dabei wurde durch Skalierung die Übereinstimmung der totalen Mittelwerte bei der Verteilungen sichergestellt.

Die mittlere Abweichung beider Verteilungen beträgt 19 Einheiten, was bei einem Gesamtmittelwert von 204 Einheiten einem relativen Wert von 9% entspricht.

4.2 Gerades Szintillatorelement

Abb. 4.13 zeigt die dem Strahl ausgesetzten Bereiche des geraden Testszintillators und vermittelt einen Eindruck von der ursprünglich vorliegenden *ADC*-Verteilung. Wie auch schon beim gebogenen Teststück ist eine Zunahme der Photonenausbeute zur Spitze hin erkennbar; die Variation der Signalthöhe über die gesamte Fläche ist mit 56% des Mittelwertes kleiner als beim gebogenen Quirlsegment vom *PROMICE*-Typ, wo sie bei 90% des Mittelwertes liegt.

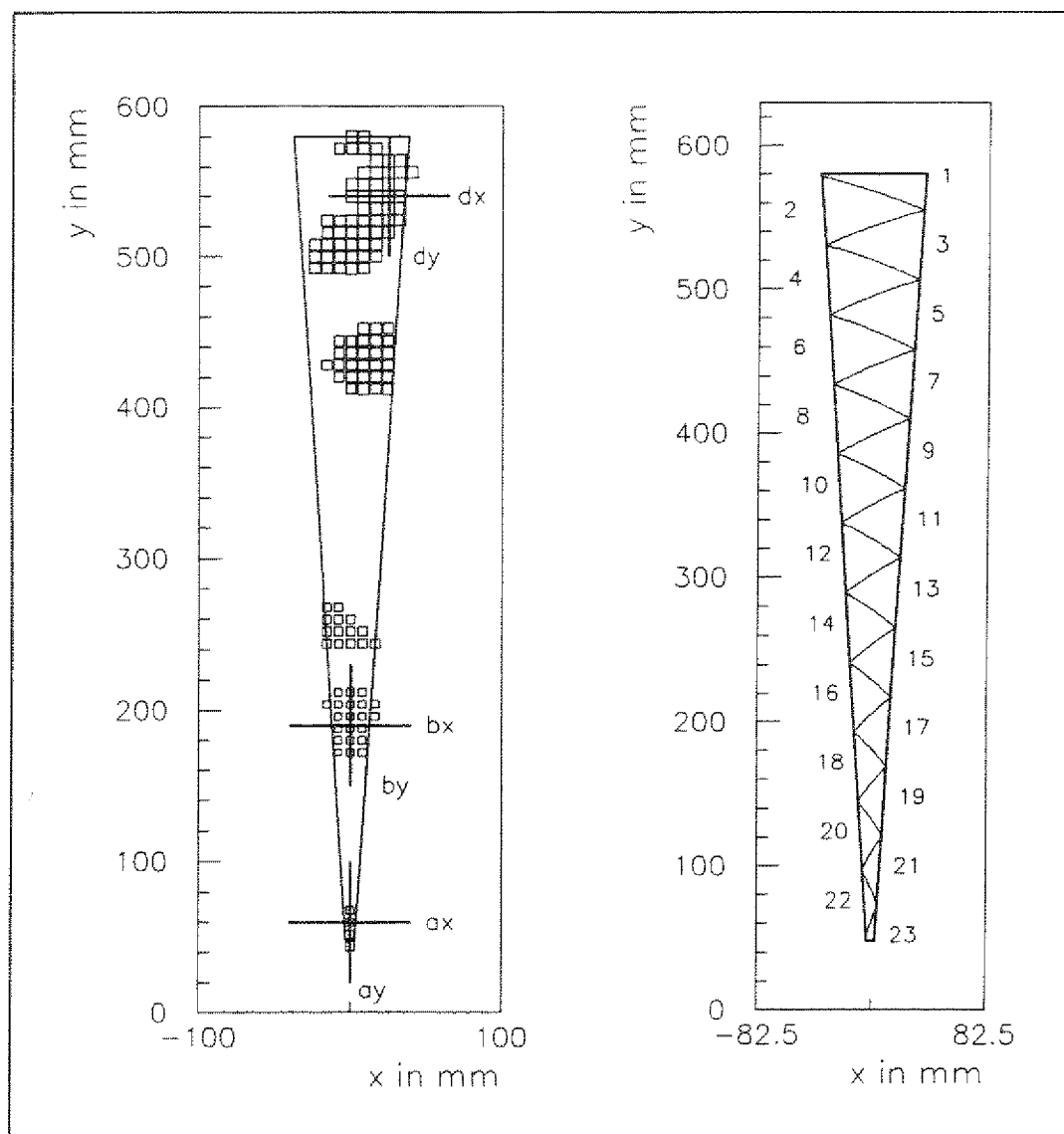


Abbildung 4.13: Links: *ADC*-Signalhöhe für geraden Szintillator vom *PROMICE*-Typ gemittelt über Bereich von $(8 \times 8) \text{ mm}^2$; 7000 Protonereignisse; rechts: Quirlpixeldefinition und ,-nummerierung

Nach Dickenkorrektur der *ADC*-Werte sowie Interpolation der Zwischenbereiche kann für die gesamte Szintillatorfläche die quirlpixelbezogene Lichtausbeute angegeben werden. Zuvor, jedoch ein Blick auf die kleinskalige Variation der Photonen- ausbeute.

Entlang der in Abb. 4.13 eingezeichneten Geraden ist in Abb. 4.14 die Amplitude des *ADC*-Signals dargestellt. Die Flächenbereiche, über die der jeweilige Mittelwert längs der Achsen gebildet wurde, sind auf dieselbe Weise definiert wie beim gebogenen Szintillator: parallel zu den Geraden eine Schrittweite von 2 mm, senkrecht dazu 10 mm. Wie erwartet, liegen senkrecht zur Symmetrieachse des Szintillatorelements (d.h. längs der Geraden *ax*, *bx*, *cx* und *dx*) keine systematischen Änderungen des gemittelten *ADC*-Werte vor; die Schwankungen liegen allesamt in der Größenordnung von $\pm 3.5\%$ um den Mittelwert des betrachteten Gesamtbereichs.

Entlang der Symmetrieachse hingegen treten vor allem zur Spitze (Gerade *ay*) und zum Ende (*dy*) hin systematische Lichtausbeutevariationen von jeweils ca. 14% um den lokalen Mittelwert auf. Im Mittelbereich (*by*, *cy*) finden solche Variationen nicht statt — dies deutet auf einen dortigen flachen Verlauf der Lichtausbeute als Funktion des Ortes hin.

Randeffekte sind nicht erkennbar.

Die Dickenkartierung des geraden Szintillators lieferte die in Tab. 4.1 aufgeführten Ergebnisse.

Interpolation

Zur Bestimmung der Lichtausbeute in den nicht bestrahlten Bereichen des geraden Testelements wurde das gleiche Verfahren wie für den gebogenen *JETSET*-Szintillator angewendet: Die Detektorfläche wird in drei gleich große Winkelbereiche unterteilt, für die getrennt die Fitpolynome 4. Grades des dickenkorrigierten *ADC*-Wertes als Funktion des Abstandes zur Spitze ermittelt wurden. Deren Verlauf ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Die Polynomkoeffizienten sind im Anhang in Tabelle A.3 aufgeführt.

Quirlpixelbezogene Mittelwerte der Lichtausbeute

Unter Berücksichtigung der in Abbildung 4.13 gezeigten Quirlpixelstruktur und ,-Nummerierung, ergibt sich der in Abb. 4.16 erkennbare ortsabhängige Verlauf der Photonen ausbeute. Wie für den gebogenen Szintillator ist der Anstieg der Lichtausbeute zur Spitze des Detektorelements hin als „Parabolspiegeleffekt“ zu deuten, auch wenn er sich hier nicht so stark bemerkbar macht. Insgesamt fallen die Variationen der Lichtausbeute beim geraden Szintillator wesentlich kleiner aus als beim gebogenen. Dies hängt neben der Detektorform gewiß auch mit den geringeren mittleren

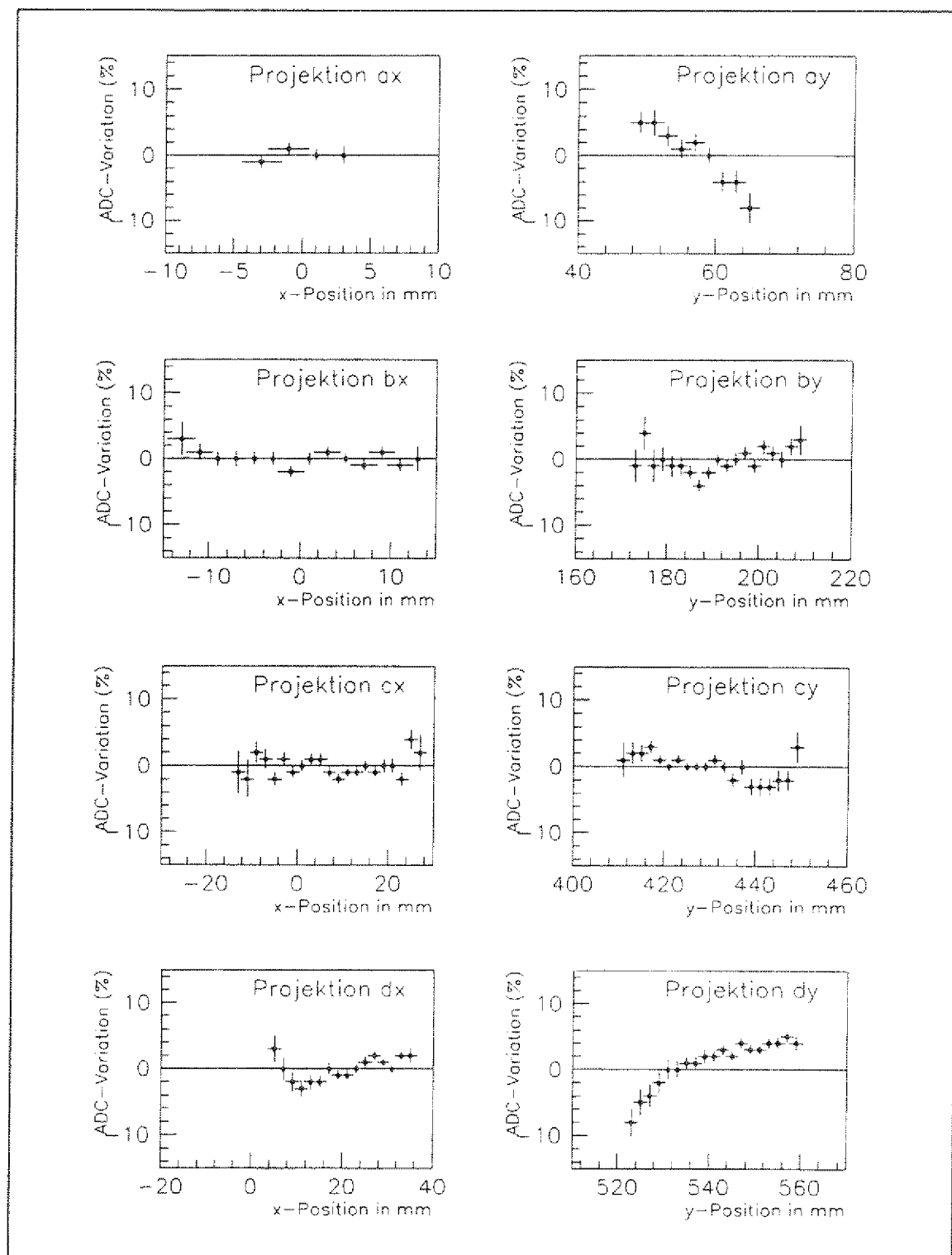


Abbildung 4.14: Kleinskalige Variation der Lichtausbeute im geraden Szintillator längs der in vorheriger Abbildung definierter Geraden

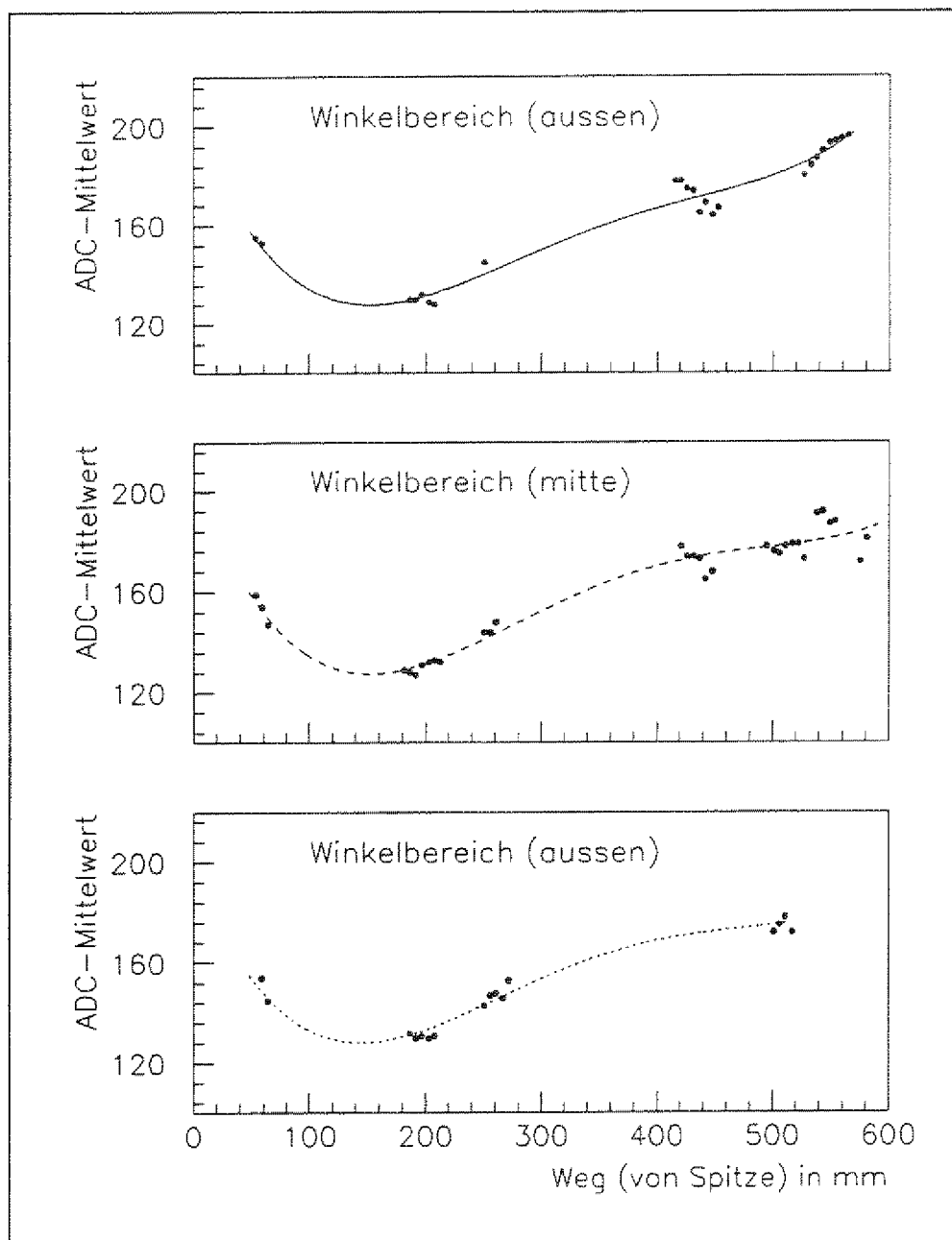


Abbildung 4.15: Weglängenabhängige (von Spitze ausgehend) Darstellung der *ADC*-Mittelwerte des geraden Szintillators; getrennt nach Winkelbereichen durch Polynome 4-ten Grades angefitet; Fehler des Mittelwerts sowie des Ortes in Größenordnung der verwendeten Symbole; Koeffizienten der Polynome befinden sich im Anhang (Tab. A.3)

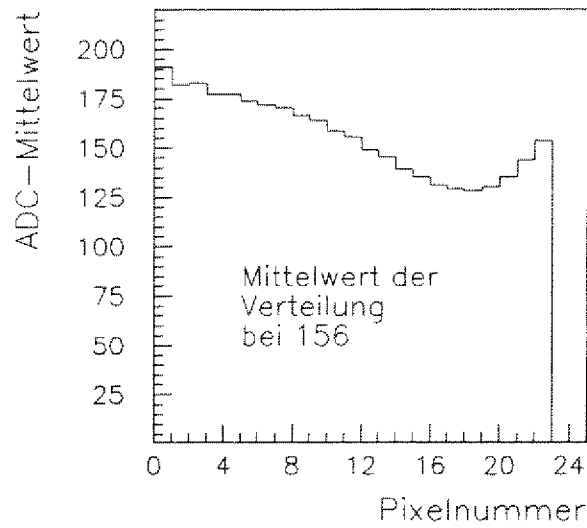


Abbildung 4.16: Quirlpixelbezogene Response für geraden Szintillator; Definition der Pixelnummern in Abb. 4.13

Lichtwegen im Szintillator zwischen Erzeugungs,- und Nachweisort zusammen.

Die Kalibrationsfaktoren der Lichtausbeute für das gerade Detektorelement sind im Anhang (Tab. A.4) aufgelistet.

Kapitel 5

Simulations–Programm „Mona Lisa“

Das von R. Stratmann gemeinsam mit M. Dahmen am *IKP–Jülich* entwickelte Monte–Carlo–Programm „*MONA LISA*“ bietet die Möglichkeit, den Photonentransport in transparenten Körpern zu simulieren. Es werden dabei die Reflexionsgesetze an Medienübergängen, die exponentielle Abschwächung im Medium und die Oberflächenverluste (vgl. Abschnitt 2.3) berücksichtigt.

Auf eine Beschreibung des Programms wird verzichtet und auf die Dissertation von R. Stratmann [STR93] verwiesen.

Für die Simulation wurden die vom Hersteller angegebenen Materialkonstanten übernommen: Der Brechungsindex für Szintillator bzw. Lichtleiter wurde auf 1.58 bzw. 1.491 festgelegt, die Abschwächungslänge auf 120 cm bzw. 600 cm (vgl. Tab. 3.3).

Für die Oberflächengüte ($1 - \kappa$) der Materialien liegen derartige Angaben nicht vor, da sie erstens vom Umgang mit dem Werkstoff beim Herstellen der gewünschten Detektorform abhängt, und zweitens auch die Art der Verpackung mit einer reflektierenden Außenschicht, z.B. Alufolie, miteingeht. Es handelt sich demnach um einen empirischen Parameter, der sich von Fall zu Fall ändert.

Durch Variation von κ bei sonst festgehaltenen Parametern wurde der Wert des Oberflächengüteparameters bestimmt, für den sich die beste Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung ergab. Als Startwert wurde auf entsprechenden Resultaten von [WER91] basierend $\kappa_S = 0.0005$ für den Szintillator bzw. $\kappa_L = 0.0035$ für den Lichtleiter gewählt. Die Variationen wurden in Schritten von $\Delta\kappa_S = 0.0005$ bzw. $\Delta\kappa_L = 0.001$ durchgeführt. Es zeigte sich eine nur geringfügige Auswirkung der Parametervariation auf die Güte der Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung. Die besten Ergebnisse wurden mit $\kappa_S = 0.0005$ und $\kappa_L = 0.001$ erzielt.

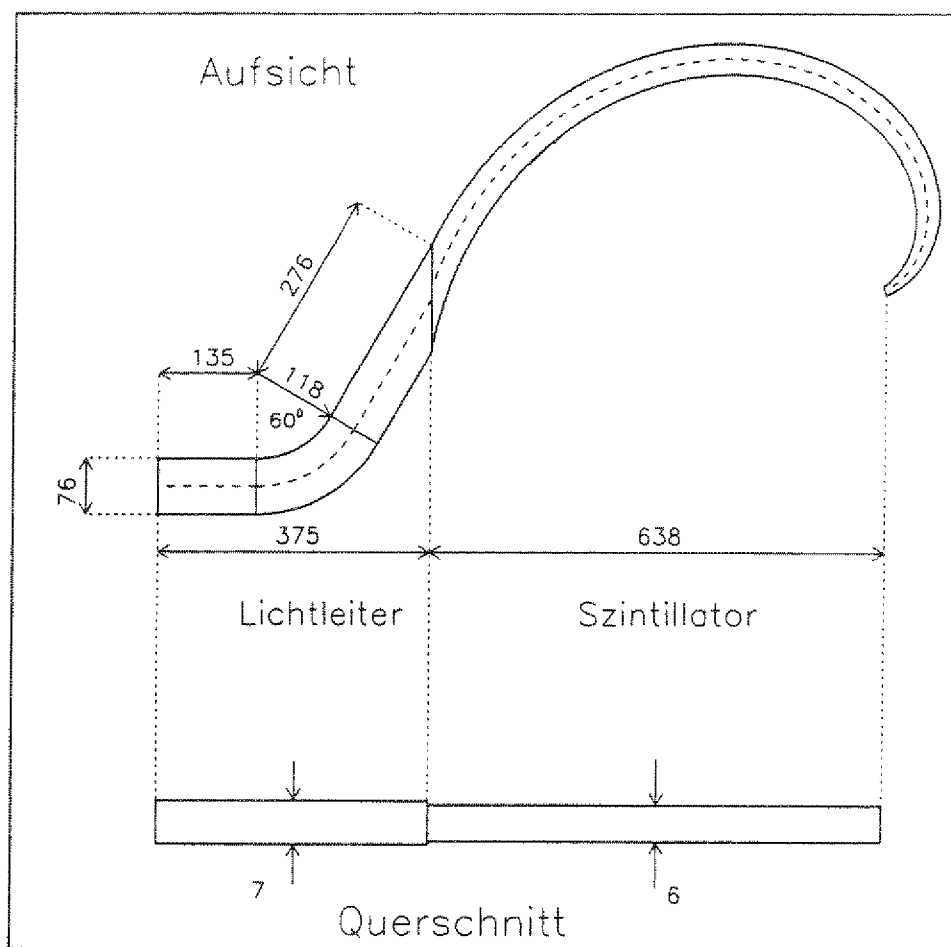


Abbildung 5.1: Lichtleiter-Szintillator-Anordnung für Lichtleitungssimulation im gebogenen Quirlsegment

Gebogener Szintillator

Ein Vergleich der gemessenen und simulierten Lichtausbeute entlang der Mittelspirale des Szintillators wurde vorgenommen. In Bereichen von $(5 \times 5) \text{ mm}^2$ wurden an verschiedenen Positionen längs der Mittelspirale des gebogenen Szintillators 10^4 Photonen erzeugt.

Der Simulation wurde eine Lichtleitergeometrie wie in Abb. 5.1 gezeigt zugrundegelegt. Die Längskante des ersten der drei Lichtleitersegmente schließt tangential an die Außenspirale des Szintillators an. Ein Zylinderringsegment mit einem inneren Krümmungsradius von 118 mm leitet zum Quader über, an dessen Querfläche die Photonen registriert werden. Es wurde weder der Biegung des Lichtleiters aus der Szintillatorebene heraus (vgl. Abb. 2.8) noch dem kontinuierlichen Übergang zur

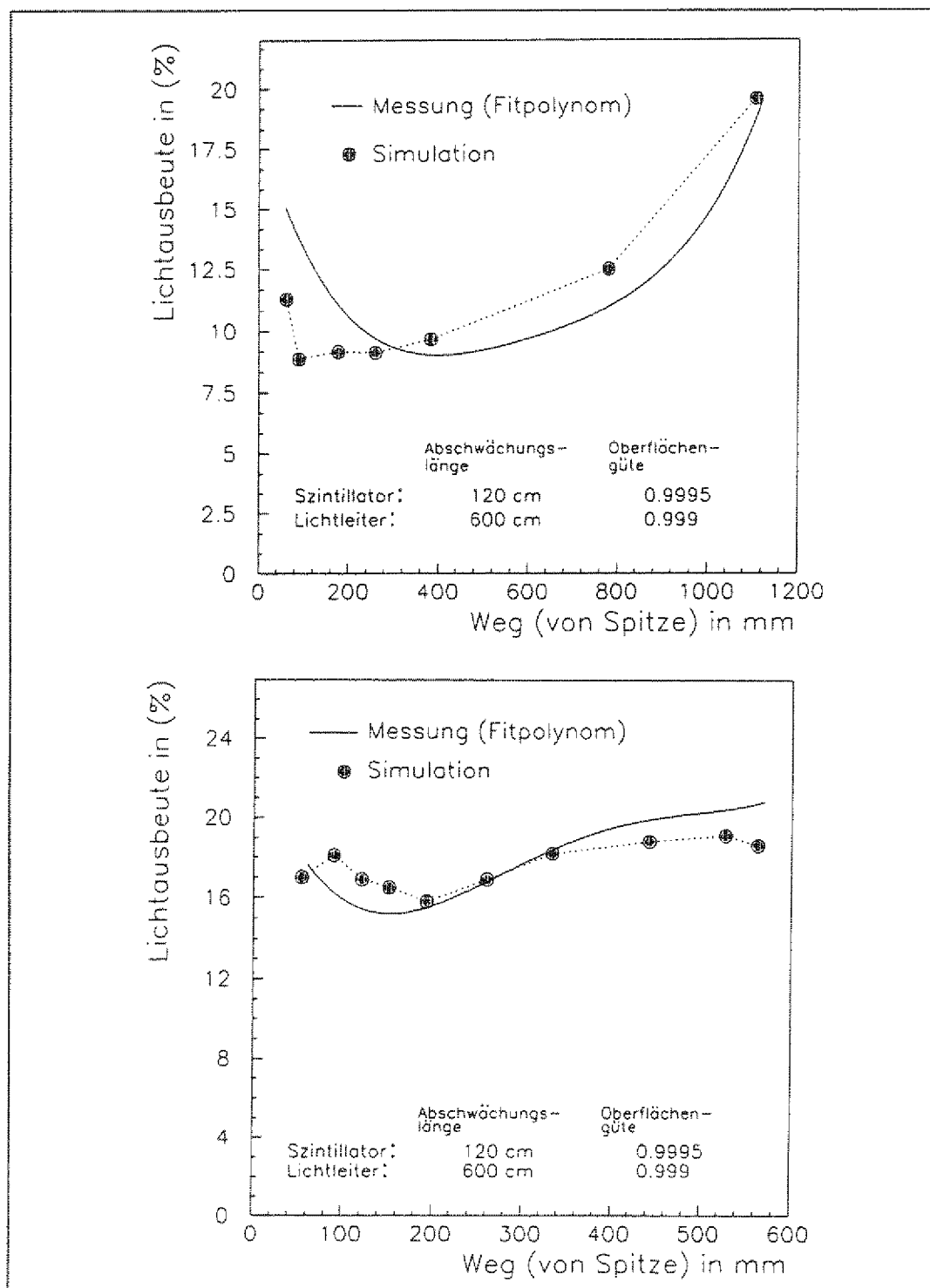


Abbildung 5.2: Oben: Vergleich Messung-Simulation entlang der Mittelspirale des gebogenen Szintillators; unten: Vergleich entlang der Mittelachse des geraden Szintillators

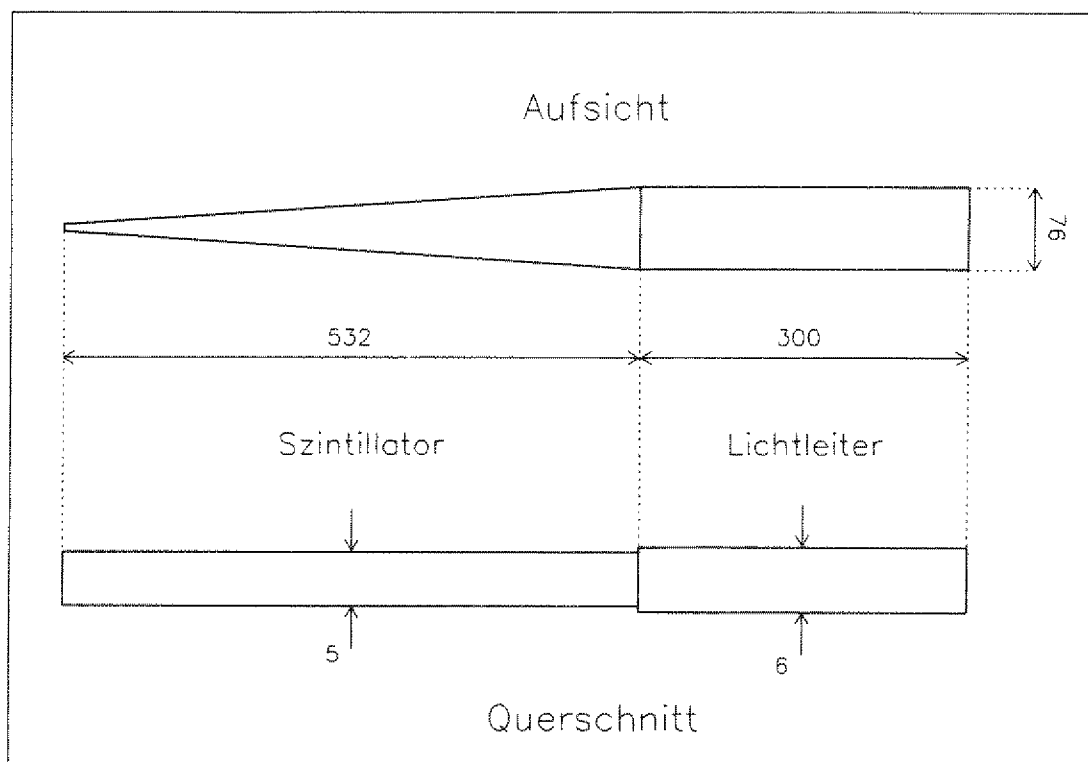


Abbildung 5.3: Lichtleiter-Szintillator-Anordnung für Lichtleitungssimulation in geradem Quirlsegment

Zylindersymmetrie des Lichtleiters Rechnung getragen; wie weiter oben bemerkt, ist eine naturgetreue Simulation der Lichtleitergeometrie de facto unmöglich, so daß die gewählte Form als Näherung ausreichen soll.

In Abbildung 5.2 ist das den Testdaten nach Dickenkorrektur angepaßte Polynom 4-ten Grades entlang der Mittelspirale (vgl. Abb. 4.6) zusammen mit den aus der Simulationsrechnung stammenden Werten für die mittlere Lichtausbeute innerhalb des Gebietes der Photonenerzeugung aufgetragen. Die Funktionswerte wurden mit einem Faktor so skaliert, daß deren Mittelwert mit dem der simulierten Verteilung übereinstimmt. Die mittlere quadratische Abweichung zwischen Messung und Simulation beträgt dann 2.3% in der Lichtausbeute. Während vom Szintillatortende an bis zu Weglängen von 250 mm eine gute Übereinstimmung vorherrscht, fällt der Anstieg der Simulationswerte zur Spitze hin vergleichsweise zu gering aus.

Gerader Szintillator

Als Lichtleiter wurde als Näherung ein Quader der Länge von 30 cm verwendet, dessen Breite derjenigen des Szintillators beim Übergang entspricht (vgl. Abb. 5.3).

Entlang der Symmetrieachse des geraden Szintillatortelementes wurden innerhalb

eines Flächenintervalls von $(5 \times 5) \text{ mm}^2$ jeweils 10^4 Photonen erzeugt. Der relative Anteil davon, der die Auslesefläche des Lichtleiters erreicht, ist vergleichend mit dem Fitpolynom der Messung entlang der Mittelachse (vgl. Abb. 4.15) in Abbildung 5.2 dargestellt.

Die mittlere quadratische Abweichung von 1.24% in der Lichtausbeute für Simulations-, und skalierten Fitfunktionswerten deutet auf eine bessere Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung hin als für den gebogenen Szintillator. Trotzdem ist der unterschiedliche Lichtausbeuteverlauf unverkennbar: Besonders durch das erneute Absinken der Lichtausbeute zur Szintillatorspitze hin sowie dem flacheren Anstieg zu dessen Ende hin unterscheiden sich die Simulationsdaten von den Meßwerten.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die Lichtausbeute von gebogenen und geraden Plastiksintillatoren des „Jülicher Quirls“, einem am *IKP* Jülich entwickelten Szintillatorhodoskop, wurde mit minimal ionisierenden Protonen untersucht. Eine Impulsunschärfe des Teststrahls von nur 2% gewährleistete einen definierten Energieverlust im Szintillator. Durch den Einsatz von Vieldrahtproportionalkammern konnte die Trefferposition der registrierten Ereignisse auf dem Testelement auf 2.5 mm genau rekonstruiert werden.

Für den gebogenen Szintillatortyp stellte sich eine Responsevariation zwischen 90% und 100% — bezogen auf den globalen Mittelwert — über die gesamte Detektorfläche heraus, während sie beim geraden Typ 56% betrug. Zur Spitze beider Szintillatorformen hin ist ein Anstieg der Lichtausbeute erkennbar, der als „Parabolspiegeleffekt“ gedeutet wird. Transversal blieben die Änderungen der Lichtausbeute unter 15% (bezogen auf den lokalen Mittelwert). Im kleinskaligen Responseverhalten waren keine extremen Variationen der Lichtausbeute am Szintillatorrand nachweisbar.

Der ortsabhängige Verlauf der Photonenausbeute wurde für beide Szintillatortypen durch Interpolation nicht bestrahlter Bereiche über die gesamte Detektorfläche hinweg bestimmt. Die entsprechenden Fitfunktionen können zu Kalibrationszwecken herangezogen werden, wenn es darum geht, von der Pulshöhe des Szintillatorsignals auf den β -Wert des registrierten Teilchens zu schließen. Von einer bedenkenlosen Übernahme dieser Eichfunktionen für modifizierte Lichtleiteranordnungen ist hingegen abzusehen.

Für die durch Dreifachkoinzidenz zwischen den Lagen des Hodoskops definierte Pixelstruktur wurden die Mittelwerte der Lichtausbeute ermittelt und sind in tabellarischer Form aufgelistet. Die Streuung der Pulshöhe relativ zum Mittelwert innerhalb eines solchen Flächenelements liegt typischerweise bei 16%, wobei der Beitrag statistischer Effekte die systematischen Variationen größtenteils überwiegt. Durchquert ein Teilchen alle drei Ebenen des Szintillatorhodoskops, so läßt sich sein β -Wert mittels der registrierten Pulshöhen auf besser als 6% genau bestimmen,

sofern seine Geschwindigkeit unter $0.7c$ liegt.

Der experimentell ermittelte Responseverlauf wurde sowohl für den geraden als auch den gebogenen Szintillator in groben Zügen durch Simulationsrechnungen bestätigt.

Anhang A

Lichtausbeute–Eichwerte

A.1 Kalibrationswerte für gebogenen Szintillator

Die Koeffizienten der 3 Fitpolynome $p(x)$ 4-ten Grades entlang der in Abschnitt 4.1.2 definierten Spiralen für den gebogenen *JETSET*-Szintillator entnimmt man aus Tab. A.1. Die Polynome haben die Form:

$$p(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2 + a_3x^3 + a_4x^4 \quad , \quad (\text{A.1})$$

wobei x die Weglänge vom Ursprung der archimedischen Spirale bis zum Aufpunkt darstellt. Für in Aufsicht gegen den Uhrzeigersinn gebogene Szintillatorelemente bezieht sich das äußere Polynom auf denjenigen der 3 Winkelbereiche mit dem größten Anfangswinkel der Grenz-Spiralen.

In der Tabelle A.2 sind die quirlpixelbezogenen Kalibrationsfaktoren gemäß der in Abbildung 4.4 einsehbaren Durchnummerierung aufgelistet. Der durch Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute innerhalb eines Pixels verursachte Anteil an der Streuung des gemessenen Signals ist in Prozenten des entsprechenden Mittelwerts angegeben.

A.2 Kalibrationswerte für geraden Szintillator

Tabelle A.1: Koeffizienten der Fitpolynome für gebogenen *JETSET*-Detektor

	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
außen	339.2800	-1.082617	0.2197467E-02	-0.1798537E-05	0.6047737E-09
mitte	367.7372	-1.552032	0.3946392E-02	-0.4116827E-05	0.1621586E-08
innen	371.9695	-1.731883	0.4590150E-02	-0.5030951E-05	0.2089645E-08

Tabelle A.2: Quirlpixelbezogene Eichwerte für gebogenen *JETSET*-Detektor

Pixelnummer	Eichparameter	syst. Schwankung [%]
1	382.6	4.64
2	340.1	3.02
3	312.0	4.04
4	286.8	3.60
5	261.4	3.30
6	246.5	2.77
7	228.1	3.08
8	220.5	2.37
9	206.0	3.38
10	203.8	2.43
11	190.9	3.96
12	192.6	2.81
13	180.2	4.61
14	184.6	3.32
15	172.1	5.20
16	178.5	3.81
17	165.7	5.67
18	173.5	4.21
19	160.7	5.96
20	169.5	4.44
21	157.1	6.05
22	166.5	4.47
23	155.0	5.91
24	164.7	4.28
25	154.8	5.52
26	164.5	3.88
27	156.5	4.92
28	166.1	3.31
29	160.6	4.17
30	169.8	2.62
31	167.0	3.35
32	175.8	1.93
33	176.0	2.57
34	184.0	1.43
35	187.4	1.97
36	194.6	1.36
37	201.2	1.73
38	207.3	1.69
39	217.3	1.89
40	222.3	2.18
41	235.6	2.29
42	239.3	2.68
43	255.5	2.60
44	256.7	2.69

Tabelle A.3: Koeffizienten der Fitpolynome für geraden *PROMICE*-Detektor

	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
$\Delta\varphi_1$	203.4704	-1.227329	0.6564910E-02	-0.1294767E-04	0.9076652E-08
$\Delta\varphi_2$	207.9668	-1.294109	0.6777355E-02	-0.1275469E-04	0.8269677E-08
$\Delta\varphi_3$	199.4014	-1.203639	0.6630444E-02	-0.1309198E-04	0.8899804E-08

Die Koeffizienten der 3 Fitpolynome $p(x)$ 4-ten Grades für den geraden *PROMICE*-Szintillator sind in Tab. A.3 aufgeführt. Die Polynome sind genauso definiert wie im vorhergehenden Abschnitt (vgl. Gleichung A.1).

Die Winkelintervallangaben $\Delta\varphi_i$, $i = (1, 2, 3)$ beziehen sich auf die Unterteilung des Detektorelements in drei gleich große Bereiche von jeweils 2.5° : ein größerer Laufindex i entspricht dabei größerem Azimut innerhalb des Detektorbereichs in Abb. 2.9.

Die Tabelle A.4 beinhaltet die quirlpixelbezogenen Kalibrationsfaktoren entsprechend der in Abbildung 4.13 einsehbaren Durchnummerierung. Der durch Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute innerhalb eines Pixels verursachte Anteil an der Streuung des gemessenen Signals ist in Prozenten des korrespondierenden Mittelwerts angegeben. Der Mittelwert der gesamten Verteilung liegt bei 156.2.

Tabelle A.4: Quirlpixelbezogene Eichwerte für geraden *PROMICE*-Detektor

Pixelnummer	Eichparameter	syst. Schwankung [%]
1	191.2	3.58
2	182.1	2.17
3	183.0	2.27
4	177.0	1.14
5	176.8	0.92
6	173.8	0.76
7	172.0	0.96
8	170.0	0.79
9	166.2	1.30
10	164.1	1.05
11	158.6	1.48
12	155.6	1.39
13	149.1	1.56
14	145.5	1.64
15	139.1	1.47
16	135.6	1.55
17	130.9	0.99
18	129.0	0.84
19	128.1	0.37
20	130.0	0.93
21	135.5	2.13
22	143.8	3.12
23	153.5	2.24

Literaturverzeichnis

- [BAR64] W.H. Barkas, M. J. Berger: "Tables of Energy Losses and Ranges of Heavy Charged Particles" , in *Studies of the Penetration of Charged Particles in Matter*, National Academy of Sciences Publication 1133, Nuclear Science Report No. 39 (1964)
- [BIC74] BICRON cooperation, *Premium plastic and liquid scintillators*, 1974
- [BIC86] BICRON cooperation, *physical constants of plastic scintillators*, August 1986
- [BIC87] BICRON cooperation, *Handbook*, Newbury Ohio 1964
- [BIR64] J. B. Birks: *The theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press, London 1964
- [BRA90] S. Brand et al: "Technical Development of the TOF-Detector", in *Annual Report 1990*, IKP Jülich, Jül-2462 (1990)
- [EMI79] THORN EMI: *Katalog Photomultipliers*, Middlesex England 1979
- [EMI86] THORN EMI: *Katalog Photomultipliers*, Middlesex England 1986
- [EMP89] A. Empl *Untersuchung eines Szintillations-Detektors besonderer Form*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Mai 1989
- [HAM88] HAMAMATSU cooperation, *Photomultiplier Tubes*, Japan, Januar 1988
- [HUR85] C. R. Hurlbut: *Plastic scintillators — a survey*, BICRON, November 1985
- [JOH91] A. Magiera, W. Oelert, E. Grosse: "Meson Physics at Celsius" (T. Johansson) in *Meson production, interaction and decay*, World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hongkong (1991)
- [LEO87] W. R. Leo *Techniques for Nuclear and Particle Physics*, Springer Verlag, Berlin & Heidelberg 1987

- [MAV85] A. Manarin G. Vismara: *The Delay Wire Chamber (DWC) Description*, European Organisation for Nuclear Research, CERN — LEP Division, LEP/BI-TA/Note 85-3
- [PDB92] Particle Data Group: *Particle Properties Data Booklet*, from 'Review of Particle Properties' Physical Letters B, North Holland, Amsterdam, April 1992
- [RAH40] J. A. Rajchman, R. L. Snyder: *Electronics*, **13**(1940)58
- [REP88] Cern Report: *The Jetset Experiment at LEAR, a status report to the PSCC*, november 1988
- [RÖH85] RÖHM GMBH: *Datenblatt Plexiglas*, Darmstadt 1985
- [SEB64] S. M. Seltzer, M. J. Berger: "Energy loss straggling of Protons and Mesons: Tabulation of Vavilov Distribution" in *Studies in Penetration of Charged Particles in Matter*, National Academy of Sciences Publication 1133, Nuclear Science Series Report. No. 39 (1964)
- [SEF87] T. Sefzick *Der schnelle Triggerszintillator für das Jetset-Experiment*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dezember 1988
- [SIM88] D. J. Simon: *Secondary beams for tests in the PS East experimental area*, European Organisation for Nuclear Research, CERN, PS/PA/EP/NOTE 88-26 DJS/qm — 8.8.1988
- [STE84] R. M. Sternheimer S. M. SELTZER, M. J. BERGER: *At. Data and Nucl. Data Tables* 30,262 (1984)
- [STR93] R. Stratmann: Dissertation, to be published (1993)
- [TUR91] A. Magiera, W. Oelert, E. Grosse: "The Time Of Flight Spectrometer At COSY" (P. Turek) in *Meson production, interaction and decay*, World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hongkong (1991)
- [VAL69] VALVO, *Fotovervielfacher*, Hamburg, Dezember 1969

Danksagung

Hiermit möchte ich all jenen, die mir im Laufe meiner Diplomarbeit am IKP der KFA Jülich ihre Unterstützung zuteil werden ließen, meinen Dank aussprechen:

- Herrn Prof. Dr. K. Kilian für die Bereitstellung des interessanten Diplomthemas und manchen hilfreichen Ratschlag,
- Herrn Prof. Dr. R. Jahn für die Übernahme des Korreferats,
- Herrn Dr. hab. Walter Oelert für seine unermüdliche Diskussionsbereitschaft und sein fortwährendes Interesse am Fortgang der Arbeit,
- Herrn Dr. Dieter Grzonka für die intensive Betreuung besonders bei der Realisierung des Experiments und der darauffolgenden Auswertung,
- Herrn Dr. Thomas Sefzick für seine Tips beim Umgang mit Szintillatoren und Großrechnern,
- Herrn Dr. K. Röhrich für die Orientierungshilfe am *CERN* und die Inbetriebnahme der unersetzlichen Drahtkammern beim Experiment,
- Herrn H. Hadamek stellvertretend für die mechanische Werkstatt für die zügige und unkomplizierte Umsetzung meiner Anliegen
- R. Stratmann für die Einführung in sein Programm „Mona-Lisa“,
- Ralf Bröders, Martin Dahmen, Stefan Igel, Pawel Moskal, Christoph Nake, Dr. Eduard Roderburg und Magnus Wolke, die neben praktischem auch moralischen Beistand leisteten.

Jül-2804

August 1993

ISSN 0944-2952