

N/4

1044

**UNTERSUCHUNG ZUR ZEITAUFLÖSUNG AN
PLASTIKSZINTILLATOREN
MIT VERSCHIEDENEN GEOMETRIEN**

*Bibliothek der
Physikalischen Institute
R Hamburg 36, Jungiusstraße 7*

**Experimentell - physikalische Diplomarbeit
am I. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg**

**vorgelegt von
Harald Weser
aus Hamburg**

**Hamburg
im April 1988**

INHALTSVERZEICHNIS

1.	Einleitung	3
2.	Die Anordnung zur Zeitmessung und ihre Komponenten	7
2.1	Das Prinzip der Zeitmessung und die untersuchten Größen.	7
2.1.1	<i>Erwartungshaltung bezüglich der Zeitauflösung</i>	10
2.2	Der Szintillator	12
2.2.2	<i>Szintillatortypen und ihre Verwendung</i>	12
2.2.2	<i>Energieverlust geladener Teilchen</i>	13
2.2.3	<i>Floureszenz bei organischen Szintillatoren</i>	14
2.2.4	<i>Zusammensetzung und Struktur der verwendeten Szintillatoren</i>	16
2.2.5	<i>Zeitlicher Verlauf des Szintillationspulses</i>	18
2.3	Der Photomultiplier	20
2.3.1	<i>Aufbau und Funktionsweise</i>	20
2.3.2	<i>Betrachtung der zeitlichen Aspekte beim Photomultiplier</i>	22
2.4	Zeitdiskriminatoren	26
2.4.1	<i>Leading-Edge-Diskriminatoren</i>	26
2.4.2	<i>Constant-Fraction-Diskriminatoren</i>	29
3.	Untersuchungen an geraden Szintillatoren	43
3.1	Die untersuchten Objekte	43
3.2	Photomultiplier und Spannungsteiler	46
3.3	Die Elektronik	47
3.4	Das Datenaufnahmesystem	50
3.5	Die Versuchsdurchführung	52
3.5.1	<i>Eichung der Elektronik</i>	52
3.5.2	<i>Messungen mit kosmischen Muonen</i>	53
3.5.3	<i>Untersuchung des 1800mm langen Szintillators SCSN38 mit Elektronen.</i>	55
3.5.4	<i>Das 3600mm lange Szintillatorbrett</i>	55
3.5.5	<i>Das 1800mm lange NE110 Brett</i>	56

3.6	Ergebnisse	57
3.6.1	<i>Tof in Abhängigkeit vom Ort</i>	57
3.6.2	<i>Zeitauflösung</i>	64
3.6.3	<i>Meßtechnische Probleme und ihre Auswirkungen auf die Zeitspektren</i>	70
3.6.4	<i>Die Nachweiswahrscheinlichkeit</i>	73
3.6.5	<i>Zusammenhang zwischen Zeitauflösung und Ladungsmenge</i>	76
4.	Das Ringsegment als Szintillatorform	77
4.1	Vorbemerkung	77
4.2	Untersuchungen am Halbbogen	78
4.2.1	<i>Änderung der Zeit BZ mit dem Einstrahlungsort</i>	79
4.2.2	<i>Die Zeitauflösung</i>	79
4.2.3	<i>Die mittlere Ankunftszeit t_{mean}</i>	81
4.2.4	<i>Die Nachweiswahrscheinlichkeit</i>	84
4.2.5	<i>Die Ortsauflösung</i>	85
4.3	Photomultipliertest mit kleinem Szintillator	86
4.4	Untersuchungen am Szintillaterring	90
4.4.1	<i>Aufbau des Szintillaterringes</i>	90
4.4.2	<i>Experimente am Segment 1</i>	92
4.4.3	<i>Vergleich der Ergebnisse von Segment 1 bis 4</i>	96
4.4.4	<i>Untersuchungen an den Segmentübergängen</i>	98
5.	Zusammenfassung	105
	Anhang A Symbolverzeichnis	107
	Anhang B Photomultiplierdaten	108
	Literaturverzeichnis	109

1.

Einleitung

1990 soll in Hamburg an dem Elektronen - Protonen - Speicherring "HERA" (Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage) der Experimentierbetrieb aufgenommen werden. In dieser Maschine werden Elektronen auf eine Energie von 30 GeV, Protonen auf 820 GeV, in zwei übereinander liegenden Ringen, gegeneinander beschleunigt. Elektronen, wie auch Protonen sind in ihren jeweiligen Ringen zu Paketen (bunches) zusammengefaßt, die sich an zwei Wechselwirkungspunkten kreuzen (bunch-crossing). Das Ziel dabei ist es, daß Elektron und Proton sich so nahe kommen, daß Wechselwirkungen zwischen dem Elektron und den Quarks des Protons stattfinden. Die Energie im Massenschwerpunkt beträgt bei einem solchen Stoß 314 GeV, der maximale Impulsübertrag liegt bei 10^5 GeV^2 . Um die Physik dieser Wechselwirkungsprozesse zu studieren, werden um die Wechselwirkungspunkte die Großdetektoren *H1* und *ZEUS* gebaut. Eine Gruppe des 1. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg beteiligt sich am Bau des *H1* - Detektors mit der Entwicklung eines elektromagnetischen Rückwärts - Kalorimeters, eines hadronischen Vorwärts-Kalorimeters mit Halbleiterzählern und zweier Szintillatorwände. Der *H1* - Detektor mit den genannten Komponenten ist in Abb 1.1 dargestellt.

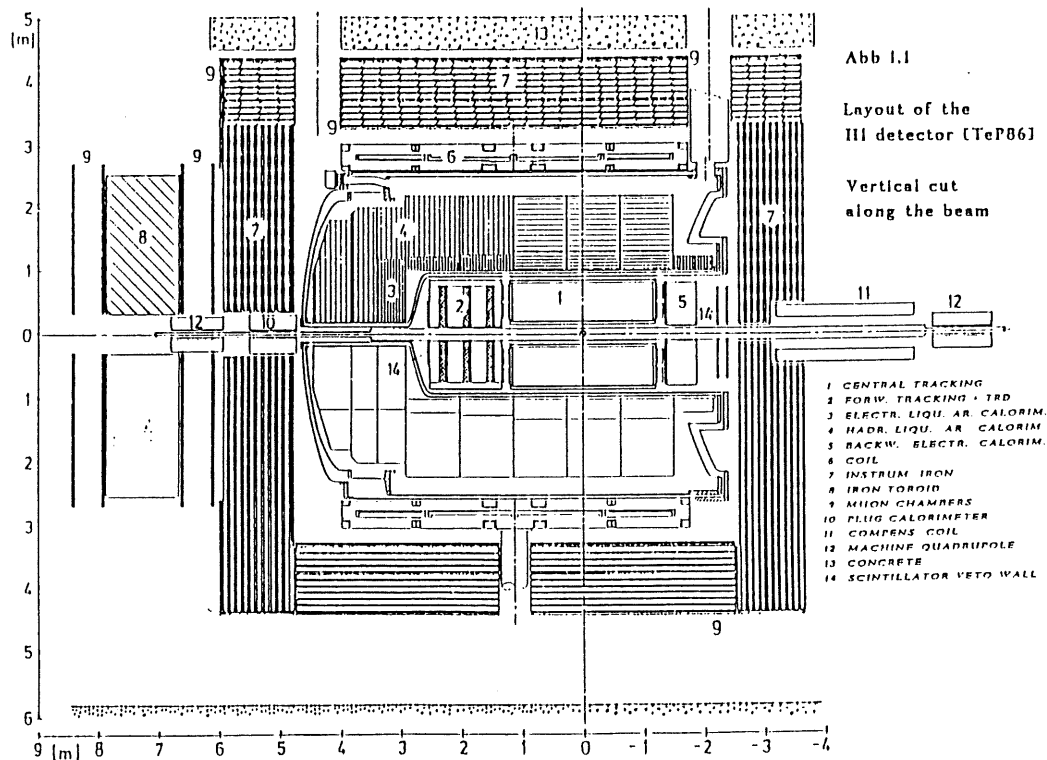
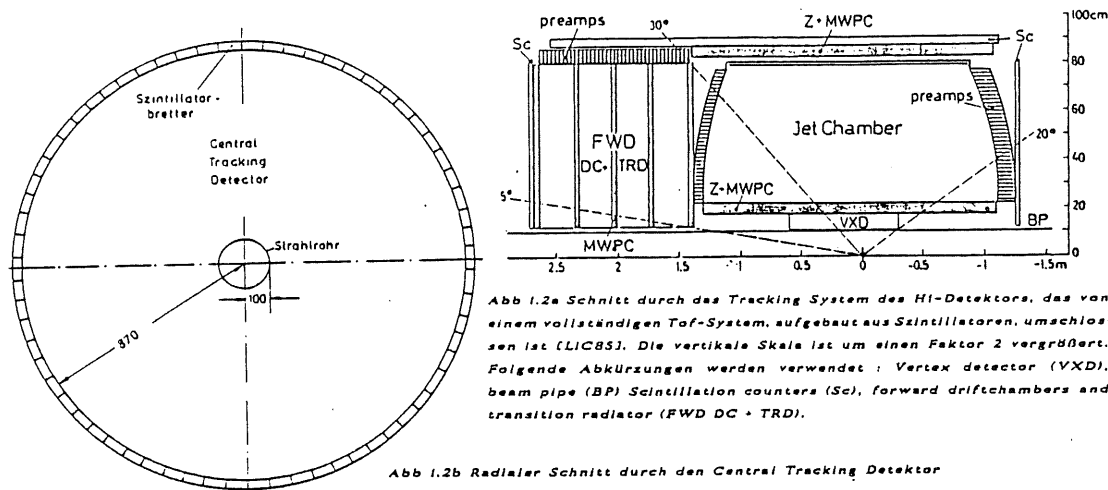


Abb 1.1 Schnitt durch den *H1*-Detektor [TeP86]

Es bestand ursprünglich die Absicht, ähnlich wie bei den Detektoren Mark III [Bro84] und Argus [Hel85], möglichst den gesamten Zentralbereich mit einem Tof-System einzuschließen [LIC85]. Dieses war demnach geplant als eine zylinderförmige Ummantelung des Zentral- und des Forward-tracking-Detektors (Abb 1.2), bestehend aus 64 Szintillatortabletten mit den Maßen $4000 * 85 * 20 \text{ mm}^3$, sowie an den Stirnflächen aus End Cap-Detektoren [LII85], für die u.a. die in Abb 1.3 dargestellte Struktur vorgeschlagen wurde. Die vorliegende Arbeit wurde angeregt durch das Ziel, ein solches vollständiges Tof-System zu bauen.



Die Aufgaben, die eine solche Anlage übernehmen sollte, sind:

- 1) Unterstützung des Triggersystems bei der Identifikation des Untergrundes. Für diesen wird erwartet:

Source	calculated Rate
lost protons	$3 * 10^5 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$
lost elektrons	$1 * 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$
p-air (10^{-9} Torr)	$9 * 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$
synchrotron radiation photons $\pm 2.5\text{m}$	$1 * 10^8 \text{ s}^{-1}$
cosmic rays	$3 * 10^3 \text{ s}^{-1}$

Tab 1.1 Für den H1-Detektor zu erwartender Untergrund nach [TeP86]

Sind Ort und Zeitpunkt eines Teilchendurchganges durch den Szintillator mittels einer ToF-Messung genügend genau zu bestimmen, so lassen sich, unter Berücksichtigung des Flugweges und der Flugzeit, durch Vergleich mit dem Zeitpunkt des bunch-crossings im Wechselwirkungspunkt (Vertex), Reaktionsprodukte aus einer Elektron-Proton Kollision von Teilchen des Untergrundes separieren.

- 2) Unterstützung der Kalibration anderer Detektorkomponenten .

Ein Szintillationsdetektor soll deshalb folgenden Anforderungen genügen:

- 1) Eine Zeitauflösung in der Größenordnung ins FWHM soll möglich sein, um durch bei geeigneter Geometrie, auf der Basis der FWHM eine Ortsauflösung von 15cm zu ermöglichen.
- 2) Die Nachweiswahrscheinlichkeit soll größer als 99% sein.
- 3) Der Nachweis des Szintillationslichtes mit Photomultipliern (PM) muß innerhalb eines Magnetfeldes von 1.2 Tesla geschehen.
- 4) Der Szintillator soll wenig Platz beanspruchen.
- 5) Er soll möglichst preisgünstig sein.

Aus Kostengründen mußte das Konzept einer vollständigen ToF-Anlage aufgegeben werden. Realisiert werden statt dessen drei Szintillatorwände, wie sie in Abb 1.1 eingezeichnet sind. Sie sollen im wesentlichen dazu dienen, die Untergrundstrahlung, welche den Elektronen- und den Protonenstrahl begleitet, zu identifizieren und damit das Triggersystem zu unterstützen.

Diese Arbeit ist als Voruntersuchung anzusehen und beschäftigt sich mit Problemen der Zeitmessung sowohl an geraden Szintillatorbrettern, als auch an ringförmigen Strukturen, wie sie in den End Caps (Abb 1.3) Verwendung finden könnten.

In Kap 2.1 wird das Prinzip der Zeitmessung, die untersuchten Größen, sowie die Zusammenhänge zwischen ihnen vorgestellt. Kapitel 2.2 bis 2.4 behandelt drei wesentliche Komponenten des ToF-Systems, den Szintillator, den Photomultiplier und den Zeitdiskriminator in allgemeiner Form, wobei insbesondere der Behandlung der Zeitdiskriminatoren mehr Aufmerksamkeit gewidmet wurde, als es in Standard Manuals üblich ist.

wesentl

u

Die Untersuchungen von verschiedenen geraden Szintillatorbrettern, sowohl mit Muonen, als auch mit Elektronen des DESY-Teststrahles, werden vom Versuchsaufbau bis zur Diskussion der Ergebnisse in Kap. 3 vorgestellt. Der hier exemplarisch beschriebene Versuchsaufbau hat (von wenigen Änderungen abgesehen) auch Gültigkeit für die Untersuchungen an den gekrümmten Szintillatoren, die in Kap 4 referiert werden.

Der Aspekt der Krümmung wird im wesentlichen bei den Experimenten am Halbbogen in Kap 4.2 behandelt. Der in Kap 4.4 untersuchte Szintillaterring ähnelt einer Struktur, wie sie vielleicht einmal in einem End Cap-Detektor Verwendung finden wird. Ein besonderes Interesse galt bei diesen Untersuchungen den Lichtleitern, welche das Szintillationslicht senkrecht zur Ringebene auskoppeln. Einen Eindruck, welche Zeitauflösung möglich ist, wenn die Probleme, verursacht durch die Szintillatorgeometrien, minimiert werden, vermittelt das Kap 4.3 über die Experimente an einem sehr kleinen Szintillatorstück.

Neben der Untersuchung der Eigenschaften bei der Zeitmessung, war es wichtig, die Abhängigkeit der von den Photomultipliern registrierten Lichtmenge vom Szintillationsort zu studieren. Diese Thematik wurde parallel von M. Funk [Fun88] bearbeitet.

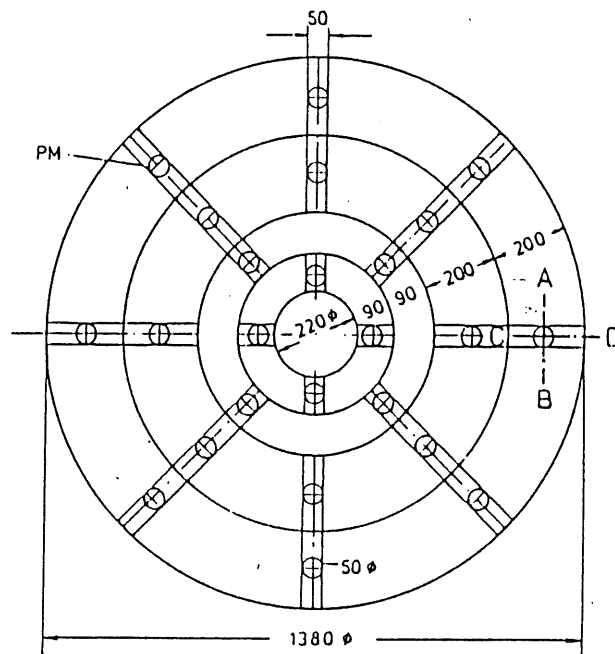


Abb 1.3 Entwurf zum Bau des End Cap Detektors aus ringförmigen Szintillatoren.

2. DIE ANORDNUNG ZUR ZEITMESSUNG UND IHRE KOMPONENTEN

2.1 Das Prinzip der Zeitmessung und die untersuchten Größen

Das Prinzip der Zeitmessung, das bei unseren Experimenten verwendet wurde, sei anhand der Abb 2.1 beschrieben.

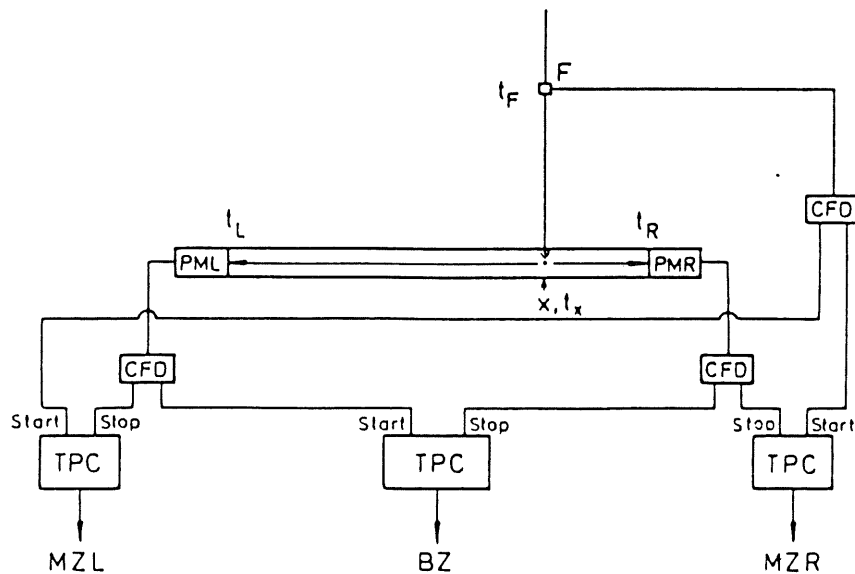


Abb 2.1 Prinzip des Versuchsaufbaus, um durch Messung der Zeiten MZL, MZR und BZ an einem Szintillator, den Auftreffort und Zeitpunkt eines nachzuweisenden Teilchens zu bestimmen.

Ein nachzuweisendes Teilchen wird zur Zeit t_F vom Detektor F registriert. Zur Zeit t_x löst es im Szintillator an der Stelle X ein Lichtsignal aus, welches sich isotrop ausbreitet und zu den Zeiten t_L und t_R von Photomultipliern an den Enden registriert wird.

Es lassen sich nun die Flugzeitdifferenzen

$$\begin{aligned}
 \text{BZ} &= t_R - t_L \\
 \text{MZR} &= t_R - t_F \\
 \text{MZL} &= t_L - t_F
 \end{aligned}
 \tag{Gl 2.1}$$

messen.

Die Zeitdifferenz BZ liefert nur eine Information über den Auftreffort des Teilchens im Szintillator.

Im Falle des Experimentierbetriebes des H1 Detektors würde, an Stelle des Detektors F, als Zeitgeber die beam-clock verwendet werden. Aus MZR und MZL läßt sich das Zeitintervall

$$(Gl\ 2.2) \quad t_{\text{mean}} = (MZR + MZL) / 2$$

errechnen, welches unabhängig von dem Einstrahlungsort im Szintillator ist, und in fester Zeitrelation zum bunch crossing steht, sodaß t_{mean} als Triggerbedingung verwendet werden kann.

Da t_{mean} durch Mittelwertbildung entsteht, und im realen Experiment die Ankunftszeit eines Teilchens im Szintillator relativ zur beam-clock (bzw. zum bunch-crossing) bis auf eine additive Konstante, verursacht durch Signallaufzeiten, angibt, möchte ich im folgenden im Zusammenhang mit t_{mean} von der mittleren Ankunftszeit sprechen. Diese Formulierung ist insofern problematisch, als sie suggeriert, daß es sich bei t_{mean} um einen absoluten Zeitpunkt handelt. Durch die obige Begriffseinführung soll dem entgegengewirkt werden.

Neben den Photomultipliern PML und PMR, welche die Lichtsignale in elektrische Signale konvertieren, sind in Abb 2.1 noch Constant-Fraction Diskriminatoren CFD's eingezeichnet. Ihre Aufgabe besteht darin, die unterschiedlichen und zeitlich ausgedehnten Ausgangssignale der PM's in normierte sehr kurze, Signale zu verwandeln.

Die Time-to-Pulse-Height -Converter erzeugen Ausgangssignale, deren Höhe proportional zur Zeitdifferenz ihrer Eingangssignale ist .

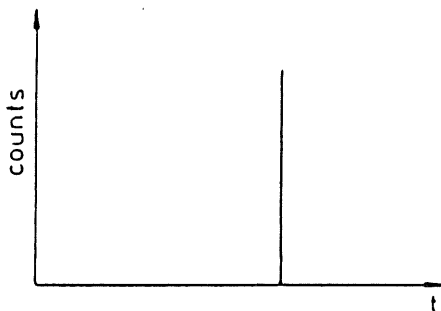


Abb 2.2 Ideales Spektrum

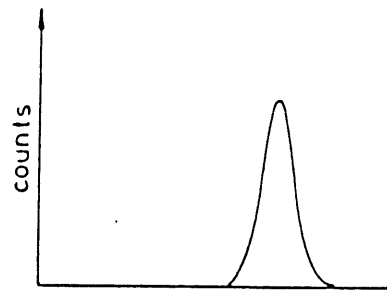


Abb 2.3 Reales Spektrum

Werden viele ^{identische} Ereignisse, bei denen ein Teilchen den Detektor F und den Szintillator durchquert, registriert, so ist im Idealfall ein Zeitspektrum

wie in Abb 2.2 zu erwarten. Die gemessene Zeitdifferenz nimmt stets denselben Wert an. Im Realfall muß jedoch, verursacht durch statistische Prozesse im Szintillator, im Photomultiplier und durch die Eigenschaften des Zeitdiskriminators, ein gaußförmiges Spektrum wie in Abb 2.3 erwartet werden. Bei Veränderung des Einstrahlungsortes auf dem Szintillator verschiebt sich die Gaußverteilung, deren Maximum als die richtige Flugzeitdifferenz betrachtet wird, auf der Zeitachse.

Der Begriff der Zeitauflösung wird zuweilen unterschiedlich definiert. In vielen Fällen ist der kleinste zeitliche Abstand zwischen zwei Zeitspektren gemeint, für den diese noch als getrennt identifiziert werden können. Für diesen kleinsten Abstand wird oft die volle Halbwertsbreite (FWHM) angegeben.

In unserem zu konstruierenden Detektor geht es jedoch nicht darum, Spektren aufzunehmen und zu vergleichen, sondern es soll für einzelne Ereignisse aus ToF-Messungen auf den Ort geschlossen werden. Unter der Voraussetzung, daß die Unsicherheit einer solchen Zeitmessung durch eine Gaußverteilung der Varianz σ^2 gekennzeichnet ist, beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß das Ergebnis t_1 dieser Messung innerhalb Δt gleich dem wahren Wert ist, $\Delta t / (\sigma * \sqrt{2 * \pi})$.

Die Wahrscheinlichkeit, daß das Meßergebnis innerhalb Δt zu einem benachbarten Wert t_2 gehört, ist gegeben durch die Gaussverteilung :

$$(G1 2.3) \quad G = \frac{\Delta t}{\sigma * \sqrt{2 * \pi}} * \exp(- ((t_1 - t_2) / \sigma)^2 / 2)$$

Da diese Betrachtungsweise letztlich die für unseren Zweck entscheidende, und die Standardabweichung σ hierfür der ausschlaggebende Parameter ist, möchte ich die Zeitauflösung durch σ charakterisieren.

Für die Umrechnung gilt : $FWHM = 2.35482 * \sigma$

Sei t_2 der Mittelwert der Gaussverteilung, so liegen im Intervall

$t_2 \pm \sigma$	68 % der Ereignisse
$t_2 \pm 2\sigma$	95.5% der Ereignisse
$t_2 \pm 3\sigma$	99.7% der Ereignisse

2.1.1 Erwartungshaltung bezüglich der Zeitauflösung

Die Standardabweichung σ_{BZ} der BZ läßt sich beschreiben durch

$$(G1\ 2.4) \quad \sigma_{BZ} = \sqrt{\sigma_R^2 + \sigma_L^2}$$

wobei σ_R und σ_L die Anteile, verursacht durch die Messung mit dem rechten bzw. linken Photomultiplier, sind.

Leider sind die Standardabweichungen σ_R , σ_L nicht konstant, sondern wachsen in erster Näherung linear mit dem Abstand des messenden Photomultipliers vom Ort der Wechselwirkung.

Beweis?

$$(G1\ 2.5) \quad \sigma_R = a * x + b \quad x = \text{Distanz zum Photomultiplier}$$

Dieses Anwachsen von σ_R liegt darin begründet, daß mit zunehmendem Abstand vom Photomultiplier sich einerseits die Flugzeitunterschiede der Photonen vergrößern, andererseits die an der Photokathode auftreffende Lichtmenge sinkt, was zu einer Verschlechterung der Zeitbestimmung durch den Photomultiplier führt. Ist l die Länge des Szintillatorbrettes, dann läßt sich σ_{BZ} für identische Multiplier auch beschreiben durch :

$$(G1\ 2.6) \quad \sigma_{BZ} = \sqrt{(a*x + b)^2 + (a*(1-x) + b)^2}$$

Diese Funktion hat ihr Minimum und ihren Symmetriepunkt bei $x=1/2$ und wächst zu den Brettenden. (Siehe Abb 2.4)

Bei der Addition der Standardabweichungen der Zeitdifferenzen MZR und MZL, resultiert die Größe

$$(G1\ 2.7) \quad \sigma_{MZR+MZL} = \sqrt{\sigma_{MZR}^2 + \sigma_{MZL}^2}$$

Es gilt $\sigma_{MZR+MZL} > \sigma_{BZ}$, denn :

$$(G1\ 2.8) \quad \begin{aligned} \sigma_{MZR+MZL}^2 &= \sigma_{MZR}^2 + \sigma_{MZL}^2 = (\sigma_R^2 + \sigma_F^2) + (\sigma_L^2 + \sigma_F^2) \\ &= \sigma_{BZ}^2 + 2*\sigma_F^2 \end{aligned}$$

In $\sigma_{MZR+MZL}$ ist also, im Unterschied zu σ_{BZ} , der Fehler σ_F durch den Detektor F zweifach enthalten.

Dieser Fehler läßt sich aus den experimentellen Daten, unter Benutzung von (Gl 2.7) und (Gl 2.8), zu

$$(G. 2.9) \quad \sigma_F = \sqrt{(\sigma_{MZR+MZL}^2 - \sigma_{BZ}^2)/2}$$

berechnen.

Für die mittlere Ankunftszeit t_{mean} (Gl 2.2) ist eine Standardabweichung gemäß

$$(Gl 2.10) \quad \sigma_{t_{\text{mean}}} = \sqrt{(\sigma_{MZR/2})^2 + (\sigma_{MZL/2})^2 - 2*(\sigma_F/2)^2}$$

zu erwarten. Die Standardabweichung durch Detektor F wurde subtrahiert, da seine Funktion im realen Detektor von der beam-clock, welche den Zeitpunkt des bunch-crossings im Detektor angibt, übernommen würde. Das Zeitsignal durch die beam-clock wird als fehlerfrei angesehen.

Wie die einzelnen Größen sich zueinander verhalten, ist noch einmal anhand der Abb 2.4 verdeutlicht. Um eine Bewertung experimenteller Ergebnisse vornehmen zu können ist es also extrem wichtig, genau darauf zu achten, welche Zeitdifferenzen jeweils gemessen wurden.

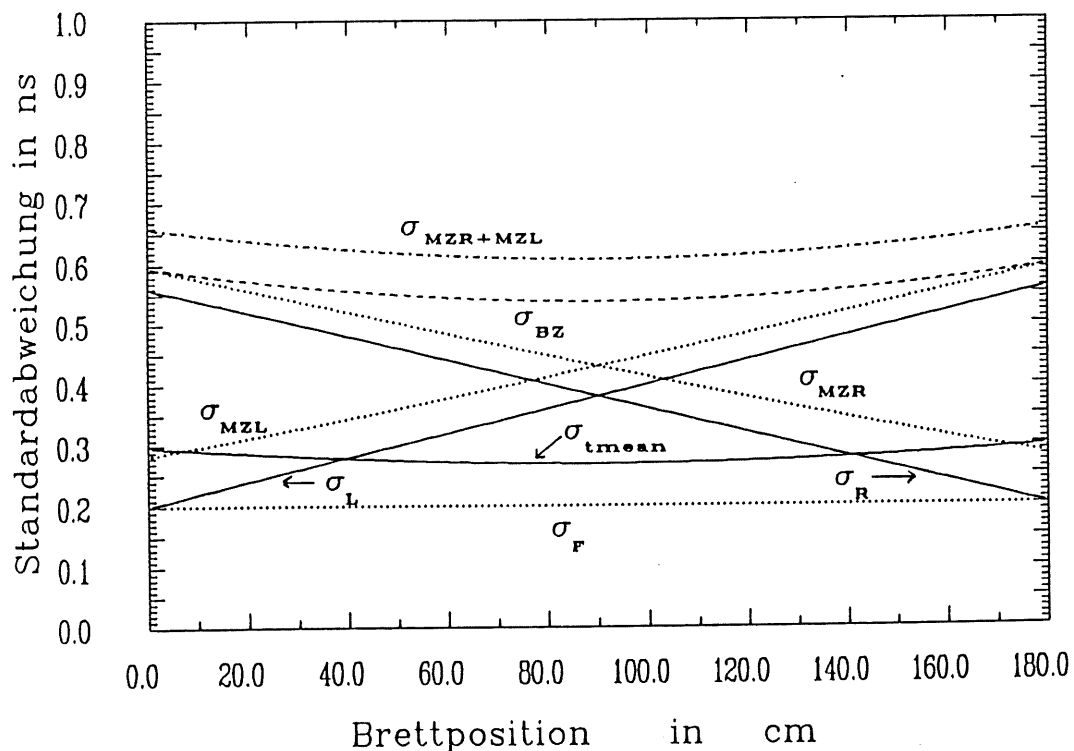


Abb 2.4 Erwartete Änderung der Standardabweichungen verschiedener Zeiten mit dem Einstrahlungsort. Vorausgesetzt wird eine Meßanordnung wie in Abb 2.1 skizziert, mit einem 1800mm langen Szintillator.

2.2.1 Szintillatortypen und ihre Verwendung

Prinzipiell wird zwischen organischen und anorganischen Szintillatoren unterschieden. Der Szintillationsprozeß in anorganischen Szintillatoren geschieht durch Übergänge zwischen Energiebändern, welche durch die Gitterstruktur des jeweiligen Kristalls festgelegt sind.

Im Gegensatz dazu wird der Szintillationsprozeß bei organischen Szintillatoren durch Übergänge zwischen Energiezuständen von einzelnen Molekülen bestimmt. Eine ganz wesentliche Rolle für die Szintillation spielen hierbei die π -Bindungen der Benzolringe der Szintillatorkomponenten. (siehe Abb 2.6 auf S 17)

Allgemein läßt sich sagen, daß die Szintillationsdauer bei anorganischen Szintillatoren länger und die Lichtausbeute größer als bei organischen Szintillatoren ist. Aus diesem Grunde eignen sich anorganische Szintillatoren weniger gut zur Zeitmessung, dagegen gut zur Energiemessung von Strahlung.

Thallium-dotiertes Natriumjodid ist der bedeutendste Vertreter unter den anorganischen Szintillationskristallen, da mit ihm die größte Lichtausbeute erreichbar ist und diese sich linear zur Energie der einfallenden Strahlung ändert, wenn es sich bei dieser um leichte Teilchen, wie z.B. Elektronen, handelt. Für schwere Teilchen gibt es besonders im niederenergetischen Bereich Abweichungen von der Linearität. Die Abklingzeit des Szintillationslichtes bei Natriumjodid beträgt 230ns.

Organische Szintillatoren werden untergliedert in organische Kristalle, Flüssigszintillatoren und Plastiksintillatoren. Anthrazen, ein Kristall, ist mit 50% der Lichtausbeute von NaJ der effektivste organische Szintillator. Seine Abklingzeit beträgt ungefähr 30ns. Die Lichtausbeute vieler organischer Szintillatoren wird häufig in Relation zu Anthrazen angegeben.

Flüssigkeits- und Plastiksintillatoren sind in ihren Eigenschaften sehr ähnlich, haben deutlich geringere Lichtausbeuten, jedoch auch kürzere Abklingzeiten in der Größenordnung von wenigen ns.

Für unseren Zweck eignen sich aus folgenden Gründen nur Plastikszintillatoren:

- 1.) Sie liefern eine sehr gute Zeitauflösung
- 2.) Sie sind großflächig herstellbar
- 3.) Sie sind leicht mechanisch bearbeitbar
- 4.) Sie sind mechanisch relativ stabil
- 5.) Der Energieverlust der Strahlung durch das Material ist gering
- 6.) Sie sind relativ preisgünstig

Für unsere Tests fiel die Wahl aus Gründen der hohen Lichtausbeute, bei geringer Selbstabsorption, sowie guter Zeitauflösung und vertretbarem Preis, auf das bekannte Material NE110, sowie auf eine neuere Entwicklung, SCSN38.

2.2.2 Energieverlust geladener Teilchen

Ein geladenes Teilchen, welches sich durch den Szintillator bewegt, verliert im wesentlichen über zwei Mechanismen Energie :

- a) Durch Anregung bzw. Ionisation der Hüllenelektronen in den Molekülen des Szintillators
- b) Durch Bremsstrahlung

Der Energieverlust eines Teilchens beim Durchqueren eines Szintillators, wird durch die Bethe-Bloch Gleichung beschrieben, welche, für eine gegebene Teilchensorte, einen Mittelwert für die in einem Absorber deponierte Energie angibt. Ist die Energie der Teilchen größer als drei Ruhemassen, so ist die deponierte Energie, verglichen mit der Anfangsenergie des Teilchens, gering, und im wesentlichen von ihr unabhängig. Die von uns verwendeten Teilchen, 3 GeV Elektronen und 1-1000 GeV Muonen liegen weit über dieser Schwelle, so daß ihr mittlerer Energieverlust als energieunabhängig angesehen werden kann.

Die Intensität der Bremsstrahlung verhält sich proportional zu $Z(Z+1)/m_0^2$, wobei m_0 die Ruhemasse des Teilchens ist. Wird m_0 groß, so ist die Intensität der Bremsstrahlung zu vernachlässigen. Dies betrifft insbesondere Muonen ($207 m_e$) sowie Protonen ($1836 m_e$), so daß sie im wesentlichen für Elektronen von Bedeutung ist.

Da die Anregung des Szintillators jedoch nicht direkt aufgrund der durch Bremsstrahlung erzeugten Photonen geschieht, sondern indirekt durch geladene Teilchen, welche durch Paarerzeugung generiert werden müssen, die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß in einem dünnen Szintillator jedoch gering ist, spielt die Anregung durch Bremsstrahlung so gut wie keine Rolle.

Der für die Anregung des Szintillators wesentliche Prozess ist also der, daß geladene Teilchen durch ihr elektrisches Feld mit den Hüllenelektronen der Moleküle im Szintillator wechselwirken, und diese anregen [Hen69].

Eine detailliertere Betrachtung der Energieverlustmechanismen findet sich bei [Fun88].

2.2.3 Fluoreszenz bei organischen Szintillatoren

Die Anregung, sowie die Fluoreszenz von organischen Szintillatoren sei anhand der Abb 2.5, welche das typische Energieniveau-Schema eines organischen Szintillatormoleküls in vereinfachter Weise darstellt, erläutert. Mit S_0, S_1, S_2, \dots sind die jeweiligen Singulett-Zustände (Spin 0), mit T_1, T_2, \dots die jeweiligen Triplett-Zustände (Spin 1) bezeichnet.

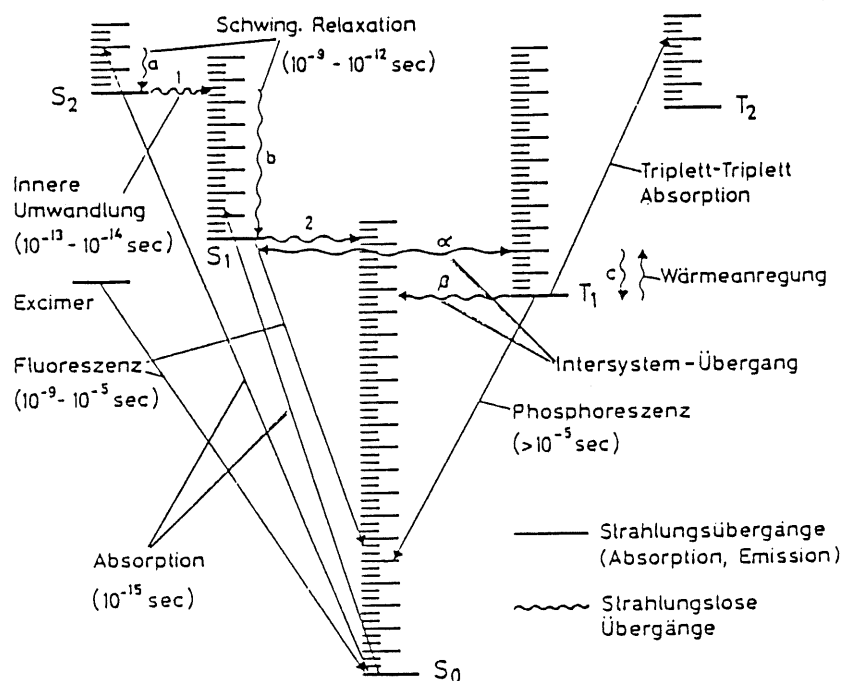


Abb 2.5 Energieniveau-Schema der π -Elektronenzustände eines organischen Moleküls. [Hen69]

Grundsätzlich ist eine Anregung sowohl durch Licht, als auch durch geladene Teilchen möglich. Hierbei konkurrieren folgende Prozesse [Bir64] :

- 1) Anregung der π -Elektronen in höhere Singulettzustände
- 2) Ionisation der π -Elektronen
- 3) Anregung anderer Elektronen wie (σ - oder $1s$ Elektronen des Kohlenstoffs)
- 4) Ionisation von nicht π -Elektronen

Beschränken wir die Betrachtung zunächst auf den unter 1) genannten Anregungsprozeß, so folgen diesem sehr schnell Übergänge von höheren Energiezuständen in den ersten angeregten Zustand S_1 .

Als *prompte Fluoreszenz* werden nun die Übergänge von S_1 in den Grundzustand S_0 , oder in einen darüber liegenden Vibrationszustand bezeichnet. Diese Übergänge geschehen in einer Zeit von $\sim 10^{-9}$ sec und spielen für die Zeitmessung mit Szintillatoren die wesentliche Rolle.

Aus Abb 2.5 ist auch ersichtlich, daß Emissions- und Absorptionsspektren sich unterscheiden, da zur Absorption die minimale Energie $\Delta E = S_{10} - S_{00}$ notwendig ist, bei der Emission jedoch, aufgrund der Vibrationszustände kleinere Energiebeträge abgegeben werden können. Neben der prompten Fluoreszenz gibt es noch die Möglichkeit, daß das Molekül in den Triplettzustand T_1 übergeht. Aus Spinerhaltungsgründen ist der Übergang von T_1 nach S_0 verboten und entsprechend unwahrscheinlich, so daß seine Lebensdauer $10^{-3} - 1$ sec beträgt. Dieser Prozeß wird als *Phosphoreszenz* bezeichnet.

Es gibt alternativ noch die Möglichkeit, daß das Molekül durch thermische Anregung von T_1 in den S_1 Zustand zurückangeregt wird und daraufhin der Übergang S_1 nach S_0 stattfindet. Dieser Mechanismus wird *verzögerte Fluoreszenz* genannt.

Nach Anregungsprozeß 2) rekombinieren 75% der Elektronen in Triplettzustände und werden zur Quelle von Phosphoreszenz oder verzögerter Fluoreszenz.

Die durch Prozeß 3) angeregten Zustände zerfallen thermisch und tragen nicht zur Fluoreszenz bei.

Vorläufige oder bleibende Schäden in der Molekülstruktur des Szintillators werden durch Prozeß 4) verursacht.

2.2.4 Zusammensetzung und Struktur der verwendeten Szintillatoren

Die von uns verwendeten Szintillatoren bestehen aus drei Komponenten:

- 1) Der Matrix, die dem Szintillator die mechanische Stabilität verleiht und in der die nachzuweisenden Teilchen überwiegend ihre Energie deponieren.
- 2) Dem ersten Flour, der hauptsächlich für die Umwandlung der Energie in Photonen verantwortlich ist.
- 3) Dem zweiten Flour, der als Wellenlängenschieber dient. Das vom ersten Flour emittierte Licht hätte im Szintillator eine Absorptionslänge von nur .1 - 1mm. Durch die Verschiebung der Wellenlänge, läßt sich die Absorptionslänge deutlich verlängern.

Die Substanzen und ihre Mengenverhältnisse sind für NE110, NE102 und SCSN38 in der folgenden Tabelle kurz aufgelistet:

Material	Matrix	1. Flours	2. Flours
SCSN38	Polystyrol 99%	b-PBD 1%	BDB .02%
NE110	PVT 98%	p-Terphenyl 2%	POPOP .10%
NE102	PVT 97%	p-Terphenyl 3%	POPOP .05%

Tabelle 2.1 Zusammensetzung der verwendeten Szintillatoren. *

Die Materialien und ihre chemische Struktur sind in Abb 2.6 auf S. 17 dargestellt.

Der Energietransfer stellt sich in einem dreikomponentigen Szintillator wie folgt dar:

Bei Zimmertemperatur befinden sich alle Elektronen im Grundzustand S_0 , aus dem sie in die unterschiedlichen angeregten Zustände S_1 , S_2 , S_3 bis zur Ionisation angeregt werden.

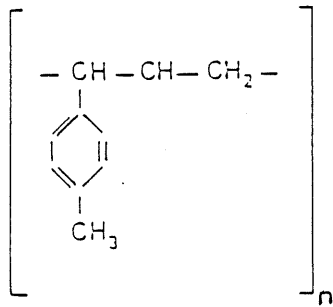
Über Schwingungsrelaxation und innere Konversion gelangen die Elektronen sehr schnell (10^{-12} - 10^{-9} sec) in den ersten angeregten Zustand S_1 . Falls die Matrix selber fluoresziert, gibt es nun einen strahlenden Übergang von S_1 nach S_0 . Alternativ, oder wenn die Matrix nicht fluoresziert, gibt es strahlungslose Übergänge in Triplett-niveaus T_1 .

Der erste Flour wird nun durch Photonen, im Falle der fluoreszierenden Matrix, oder strahlungslos über die Triplett-niveaus angeregt.

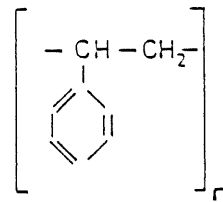
* SCSN38 wird von Kyowa Gas hergestellt
NE110 und NE102 werden von Nuclear Enterprise hergestellt

Vom ersten Flour gibt es dann einen strahlenden Übergang zum zweiten Flour. Das Licht, das nun vom zweiten Flour emittiert wird, hat eine größere Abschwächungslänge als das des ersten und gelangt zum Photomultiplier.

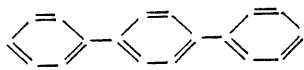
Polyvinyltoluol (PVT)



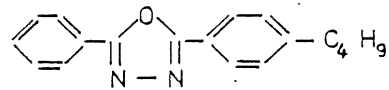
Polystyrol (PS)



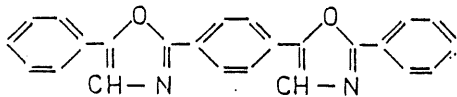
p-Terphenyl



b - PBD = 2-(4-t-butylphenyl) - 5-phenyl - oxadiazol 1.3.4.



POPOP = 1,4-di-(phenyl-5-oxazolyl-2) - benzol



BDB = 4,4'-bi-(2,5-dimethyl-styryl) - biphenyl

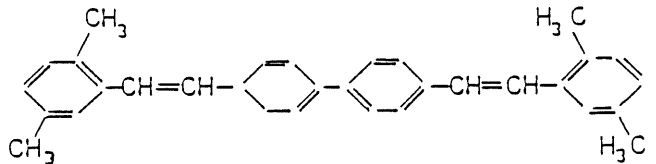


Abb 2.6 Chemische Struktur der in den verwendeten Szintillatoren enthaltenen Komponenten. Die Szintillationseigenschaften werden wesentlich durch die π -Bindungen, der in allen Komponenten enthaltenen aromatischen Kohlenstoffringe bestimmt. (Abb. aus [Tau87])

2.2.5 Zeitlicher Verlauf des Szintillationspulses

Allgemein kann die Intensität des Szintillationspulses in Abhängigkeit von der Zeit, durch eine stark ansteigende Flanke beschrieben werden, auf die ein exponentieller Abfall folgt. Eine gebräuchliche Formulierung dieses Verlaufs ist :

$$(Gl\ 2.7) \quad I = I_0 * (\exp(-t/\tau) - \exp(-t/\tau_1))$$

Die Zeit die zur Anregung der S1 Zustände nötig ist, bevor prompte Fluoreszenz erfolgt, wird beschrieben durch die Zeitkonstante τ_1 und drückt sich im Verlauf $I(t)$ in der endlichen Steigung am Anfang der Funktion aus. Die Konstante τ beschreibt dann den Zerfall der angeregten Zustände.

Eine Beschreibung [Ben74] des Anregungsprozesses ist alternativ durch eine Gaußfunktion $G(t)$ mit der Standardabweichung σ ET möglich. Der Intensitätsverlauf schreibt sich dann als :

$$(Gl\ 2.8) \quad S = S_0 * G(t) * \exp(-t/\tau)$$

wobei τ wiederum den Zerfall der angeregten Zustände ausdrückt. Im folgenden sind die Parameter zu Gl 2.7, für die verwendeten Szintillatoren angegeben.

Material	Parameter für Gl. 2.7		Quelle
	τ_1 (rise)	τ (decay)	
NE102	.2 ns	2.2 ns	
NE111	.2 ns	1.7 ns	[Ben74]
NE110	.2 ns	3.3 ns	[Hel85]
SCSN38	.2 ns	2.5 ns	[Iwa86]

Tab 2.2 Anstiegs- und Zerfallszeiten für verschiedene Szintillatoren

Die Intensitätsverläufe nach Gl. 2.7 sind in Abbildung 2.7 dargestellt.

Beide Gleichungen spiegeln die physikalischen Prozesse der Lichtentstehung, die wie beschrieben insbesondere bei dreikomponentigen Szintillatoren mannigfaltig sind, nur sehr vereinfacht wieder, stimmen jedoch gut mit Messungen zum Szintillationsverlauf, zumindest bei klei-

nen Szintillatoren, überein.

Bei großflächigen Szintillatoren spielen zusätzlich noch Selbstabsorptions- und Reemissionseffekte, sowie Flugzeitunterschiede der Photonen zum Photomultiplier eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Genauere Untersuchungen zu diesem Thema finden sich bei [Ben77].

Vergleicht man z.B. zwei Wege der Lichtausbreitung, einen direkten, ausgehend vom Szintillationsort zum Photomultiplier, und einen indirekten mit einem Winkel dazu, der Totalreflektion gerade noch ermöglicht, dann beträgt der Flugzeitunterschied zwischen beiden ungefähr 6 ns, wenn die Länge des direkten Weges 1800 mm beträgt.

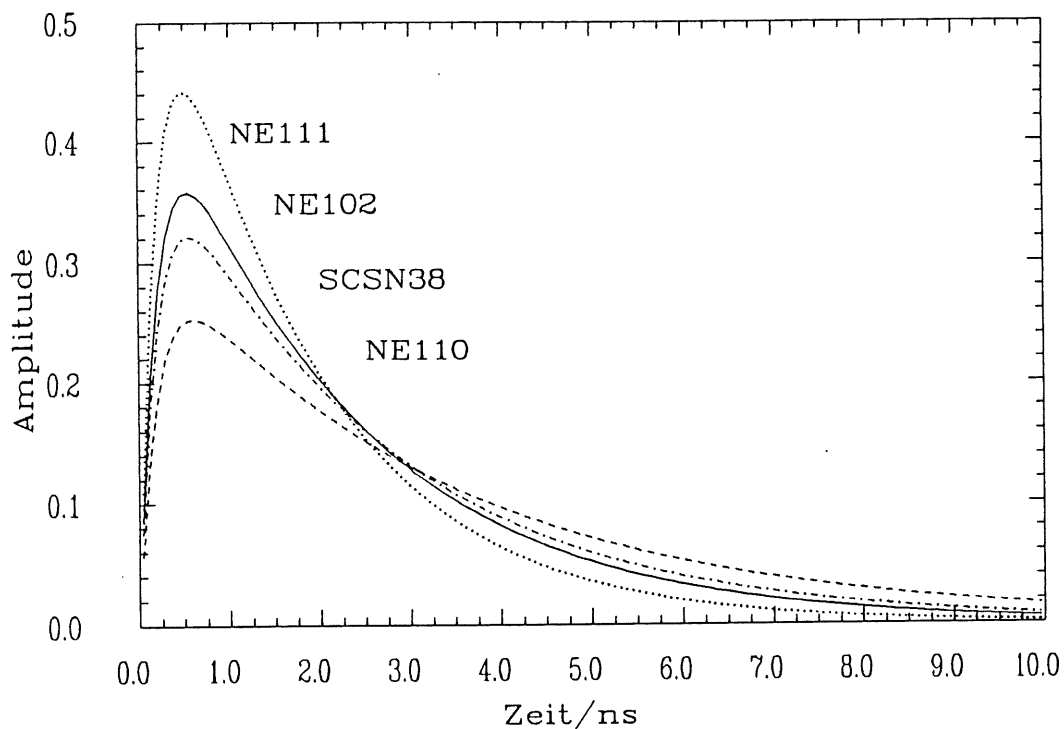


Abb 2.7 Illuminationsfunktionen für die verwendeten Szintillatoren nach Gl 2.7 .

Andererseits ist auch zu berücksichtigen, daß die Ankunfts Wahrscheinlichkeit eines Photons, welches vielfach reflektiert wurde, geringer ist, als die eines Photons, welches sich auf direktem Weg zum Photomultiplier bewegt.

Durch diese Effekte ändert sich die Illuminationsfunktion. Sehr grob kann dies berücksichtigt werden, wenn Änderungen der Parameter der Illuminationsfunktion zugelassen werden. Für eine sehr genaue Behandlung dieser Phänomäne sind Monte-Carlo Rechnungen unvermeidlich.

2.3

Der Photomultiplier

2.3.1 Aufbau und Funktionsweise

Die Umwandlung eines Lichtimpulses in einen Strompuls wird durch einen Photomultiplier im Zusammenhang mit einem Spannungsteiler vollzogen. Das Prinzip des Photomultipliers ist in Abb 2.8 dargestellt.

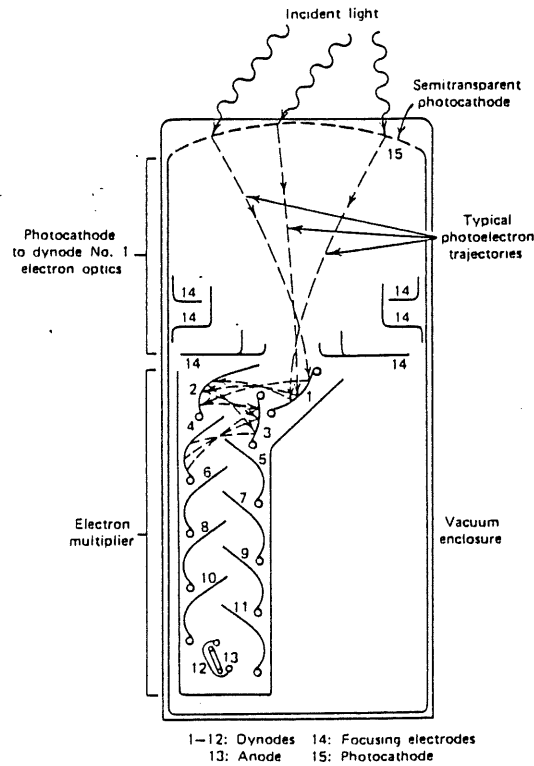


Abb 2.8 *Prinzipieller Aufbau eines konventionellen Photomultipliers [Kno79].*

Ein auf die Photokathode treffendes Photon löst dort mit der Wahrscheinlichkeit

$$QE = \frac{\text{Anzahl der emittierten Photoelektronen}}{\text{Anzahl der Photonen}}$$

Photoelektronen aus. Typische Werte für die QE liegen zwischen 20% und 30% und hängen stark von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes, sowie natürlich von dem verwendeten Kathodenmaterial ab.

Das Zusammenspiel zwischen Absorptions- und Emissionsspektren der Szintillatorkomponenten, sowie der Sensitivität der Photokathode ist in Abb 2.9 gezeigt.

Die erzeugten Photoelektronen werden zur ersten Dynode beschleunigt, lösen dort mehrere Sekundärelektronen heraus, welche zur zweiten Dynode beschleunigt werden etc., da jeweils zwischen benachbarten Dynoden eine Potentialdifferenz von typischerweise > 100 V liegt.

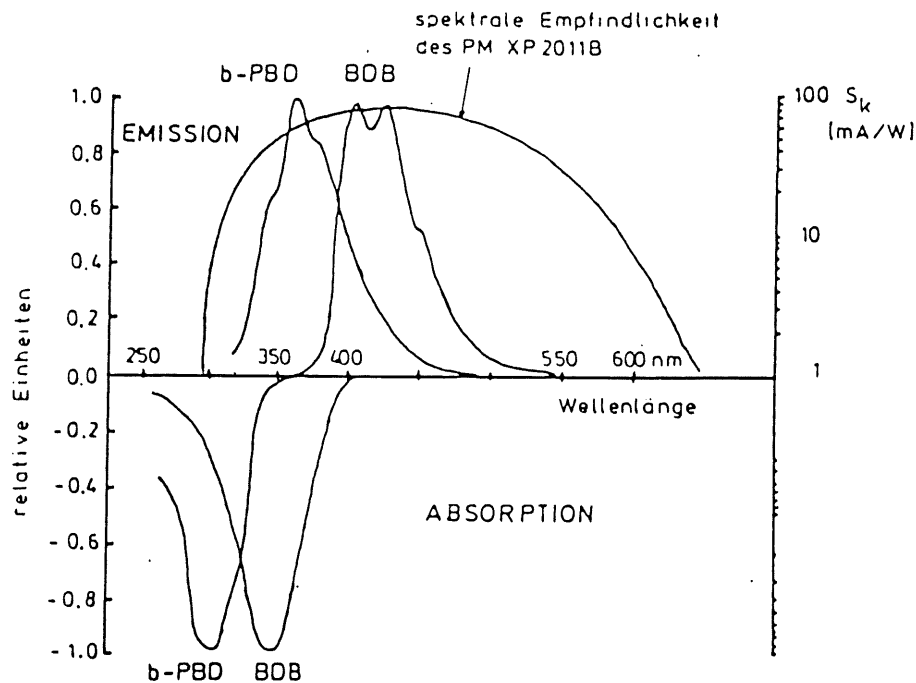


Abb 2.9 Absorptions- und Emissionsspektrum der Komponenten von SCSN 38 [Kam83], sowie die spektrale Empfindlichkeit S_k des Photomultipliers XP2011B von Valvo [Val85]. Der Zusammenhang zwischen spektraler Empfindlichkeit und quantum efficiency QE ist gegeben durch : $QE = S_k * 1.24/\lambda * 100\%$

Der Vorgang, daß an einer Dynode pro auftreffendem Elektron mehrere Elektronen ausgelöst werden, wird durch den Verstärkungsfaktor

$$\delta = \frac{\text{Anzahl der Sekundärelektronen}}{\text{Anzahl der Primärelektronen}}$$

beschrieben. δ hängt von dem Material der Dynoden, sowie von der Energie der einfallenden Elektronen und damit von der Potentialdifferenz zwischen benachbarten Dynoden ab.

Nach diesem Verstärkungsvorgang über mehrere Dynoden trifft die Elektronenlawine auf die Anode und regt dort einen Strom $J(t)$ an. Vorausgesetzt, daß δ für jede Dynode konstant ist, ergibt sich für einen N-stufigen Photomultiplier die Gesamtverstärkung :

$$(Gl\ 2.9) \quad \delta_{ges} = \alpha * \delta^N$$

Typische Werte für δ sind 5 bis 6 .

Da nicht alle von einer Dynode emittierten Elektronen die jeweils nächste erreichen, muß dies in dem Ausdruck für die Gesamtverstärkung berücksichtigt werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein ausgelöstes Elektron die nächste Dynode erreicht, hängt davon ab, wie die Dynoden und die elektrischen Felder zueinander orientiert sind. Dieser Sachverhalt wird durch den Faktor α berücksichtigt.

Wäre δ für jedes auf eine Dynode treffende Elektron konstant, so ließe sich eindeutig aus der an der Anode gemessenen Ladungsmenge

$$(Gl\ 2.10) \quad Q = \int_0^{\infty} F(t) dt \quad (F(t)=\text{Ausgangspuls des PM's})$$

auf die Anzahl der Photoelektronen an der Kathode und relativ gut auf die Anzahl der Photonen an der Kathode zurückschließen. Leider ist dies nicht der Fall, sondern δ ist ein Mittelwert mit einer Varianz, was eben Auswirkungen auf die Genauigkeit hat, mit der beschriebener Rückschluß gültig ist.

2.3.2 Betrachtung der zeitlichen Aspekte beim Photomultiplier

Die Grundlage vieler theoretischer Behandlungen der Vorgänge im Photomultiplier ist der Elementarprozeß, in dem ein einziges von der Kathode emittiertes Photoelektron an der Anode als SER (Single Electron Response) einen Strom $E(t)$ erzeugt. Für diesen SER werden von verschiedenen Autoren unterschiedliche Ansätze vorgeschlagen, z.B. [Lgk66] , [Gat59].

Werden nun viele Elektronen nacheinander von der Kathode emittiert, so kann das Ausgangssignal als Überlagerung der SER's gedacht werden. Sei die Illuminationsfunktion $I(t)$ eine Beschreibung der Emission der Photoelektronen, so kann der Ausgangspuls $F(t)$ des Photomultipliers als Faltung beschrieben werden :

$$(Gl\ 2.11) \quad F(t) = \int_0^{\infty} I(v) * E(t-v) dv$$

Dies liefert einen anschaulichen Eindruck, in welcher Weise der Ausgangspuls von den Parametern des Lichtpulses, sowie denen des SER's abhängen. Eine solche Faltung wurde für eine Illuminationsfunktion der Art:

$$(Gl\ 2.12) \quad I(t) = I_0 * (\exp(-t/\tau_1) - \exp(-t/\tau_2))$$

sowie für einen SER der Form

$$(Gl\ 2.13) \quad E(t) = \begin{cases} K * (1 - \cos(\pi * t / T_s)) & \text{für } 0 \leq t \leq 2 * T_s \\ 0 & \text{für } t > 2 * T_s \end{cases}$$

durchgeführt. Darin beschreibt T_s die halbe zeitliche Breite der an der Anode eintreffenden Elektronenlawine. Das Ergebnis ist in Abb 2.10 dargestellt. Es wurde die Breite T_s des SER variiert, wobei als Parameter für die Illuminationsfunktion, die von SCSN38 verwendet wurden. In Abb 2.11 wurden diejenigen von NE110 benutzt. (Tab 2.2)

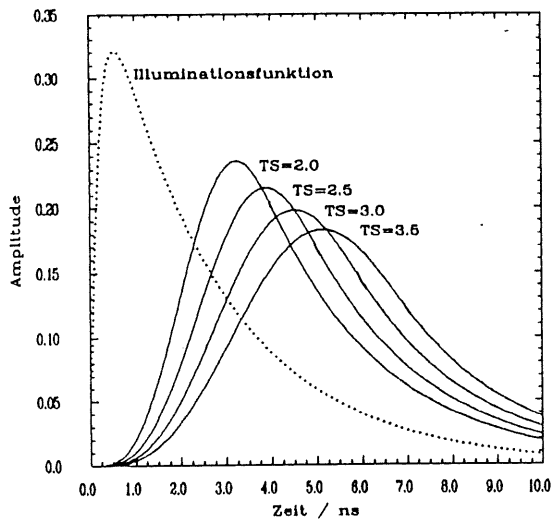


Abb 2.10 Illuminationsfunktion und Faltungen für SCSN38
Die Breite TS des SER nimmt die Werte 2,0,2,5,3,0,3,5 ns an

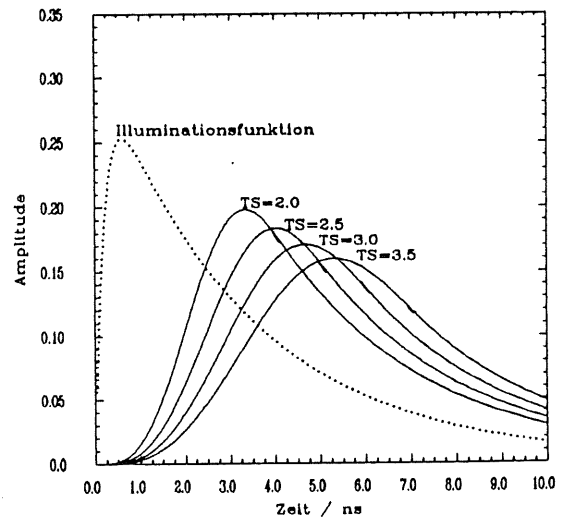


Abb 2.11 Illuminationsfunktion und Faltungen für NE110
Die Breite TS des SER nimmt die Werte 2,0,2,5,3,0,3,5 ns an

Von wesentlichem Interesse bei Zeitmessungen mit Szintillatoren ist die statistische Schwankung des Ausgangspulses, da diese direkt Auswirkungen auf die erreichbare Zeitauflösung hat. Sie ist auf folgende Prozesse zurückzuführen:

- 1) Die Emission von Photoelektronen ist ein Zufallsprozeß. Dies macht sich insbesondere bei sehr kleinen Lichtmengen bemerkbar, wenn nur wenige Photoelektronen erzeugt werden. Die Illuminationsfunk-

tion läßt sich in diesem Fall nicht mehr analytisch darstellen, sondern muß unter Zuhilfenahme einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion erwürfelt werden. Das Resultat für die Photoelektronenemission sieht dann für jeden Lichtpuls verschieden aus.

- 2) Werden von einem festen Ort auf der Photokathode nacheinander Photoelektronen emittiert, so schwankt das Zeitintervall von der Emission des Elektrons an der Kathode bis zur Ankunft des SER's an der Anode um einen Mittelwert h . (h liegt je nach Bauart des Photomultipliers und angelegter Beschleunigungsspannung im Bereich zwischen 30ns bis 80ns)
- 3) Bei unterschiedlichen Orten auf der Kathode ergeben sich unterschiedliche Laufzeiten der Elektronen zur ersten Dynode, da die Wege von der Kathode zur ersten Dynode unterschiedlich lang sind. Dieser Effekt wird bauseitig minimiert, indem der Abstand der Kathode zur ersten Dynode möglichst groß gewählt wird. Die Photoelektronen haben bei der Emission an der Kathode unterschiedliche Geschwindigkeiten, was zu deutlichen Laufzeitunterschieden führt. Wird zwischen Kathode und erster Dynode eine möglichst hohe Spannung angelegt, so läßt sich dieser Effekt verringern. Bei modernen Photomultipliern werden beide Effekte zusätzlich verringert, indem eine Fokussierung der Photoelektronen durch elektrostatische Linsen vorgenommen wird.
- 4) Es gibt Laufzeitschwankungen der Elektronen durch die Dynodenstruktur. Diese machen sich in der Breite des SER's und in der Variation derselben bemerkbar.

All diese Punkte stellen an einen theoretischen Ansatz sehr hohe Anforderungen, die durch den einfachen Faltungsansatz (Gl 2.11) in keiner Weise abgedeckt werden können.

Gatti und Svelto [Gat59] lieferten wichtige Beiträge, um die Unsicherheit in der Zeitbestimmung, die durch den Photomultiplier verursacht wird, abzuschätzen. Das Ergebnis dieser Abschätzung hängt davon ab, mit welcher Methode bei gegebener Pulsform der Zeitnullpunkt bestimmt wird. Leider läßt sich keine der veröffentlichten Resultate direkt für unsere Zwecke verwenden, da für das von uns verwendete Constant-Fraction-Verfahren noch keine Abschätzungen angestellt wurden.

Wie in Kap. 2.4.2 gezeigt wird, besteht eine wichtige Voraussetzung für eine erfolgreiche Verwendung des Constant-Fraction-Verfahrens

darin, daß die Pulscharakteristik der Eingangssignale sich nicht ändert. Dies ist für viele Pulsformen dann der Fall, wenn die Lage des Schwerpunktes des Pulses konstant ist. Es ist deshalb nützlich, sich die Abschätzung für die Variation des zeitlichen Schwerpunktes des Anodensignals nach [Gat59] anzusehen. Sie ist gegeben durch:

$$(Gl\ 2.14) \quad \varepsilon_c^2 = \frac{\varepsilon_{ph}^2 + \tau * (1 + \bar{r} * \varepsilon_{rr}^2 + \varepsilon_A^2)}{R}$$

Hierbei sind ε_c^2 die Varianz des Schwerpunktes, ε_{ph}^2 die Varianz der Durchlaufzeit eines SER durch den Photomultiplier und ε_A^2 die Varianz des Verstärkungsfaktors des Photomultipliers. Vorausgesetzt wird für die obige Abschätzung eine Photoelektronenemission an der Kathode gemäß

$$(Gl\ 2.15) \quad I(t) = R / \tau * \exp(-t / \tau)$$

wobei R die Gesamtladung, die von der Kathode emittiert wurde, bedeutet. Der Ausdruck $1 + \bar{r} * \varepsilon_{rr}^2$ in (Gl 2.14) repräsentiert die Varianz der Photoelektronenemission an der Kathode.

(Gl 2.14) setzt sich also zusammen, aus photomultiplierabhängigen Größen im Zähler, sowie R im Nenner. Da R wesentlich von der auf die Kathode auftreffenden Lichtmenge abhängt, ist es offensichtlich, daß bei kleiner Lichtmenge die Varianz des Schwerpunktes groß ist und damit auch die Schwankungen in der Zeitbestimmung durch den Constant-Fraction Diskriminator groß sein werden.

Der Nutzen solch theoretischer Überlegungen für unsere Zwecke wird im wesentlichen dadurch beschränkt, daß die von uns verwendeten Photomultiplier deutliche individuelle Unterschiede zeigten (obwohl sie aus derselben Baureihe stammten), so daß eine Regelmäßigkeit, wie sie für eine theoretische Prognose notwendig wäre, nicht gegeben ist. Der pragmatische Weg sollte deshalb in Zukunft sein, die Zeiteigenschaften für jeden Photomultiplier experimentell mit einer möglichst einfachen Anordnung auszutesten. Für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente konnte dieses leider noch nicht realisiert werden.

2.4

Zeitdiskriminatoren

Da die Pulse aus dem Photomultiplier nicht wie ein logisches Signal standardisiert, sondern in ihrer Form und Amplitude variabel sind, eignen sie sich wenig, einem Time-to-Pulse-Height Converter (TPC) als Zeitreferenz zu dienen. Benötigt wird ein Gerät, das aus dem unscharfen Photomultiplierpuls ein sehr scharfes Zeitsignal mit konstanter Pulshöhe und wohldefinierter Relation zum zeitlichen Schwerpunkt generiert. Diese Aufgabe übernehmen Zeitdiskriminatoren. Die wesentlichen Verfahren sind Leading - Edge Diskriminatoren, sowie Constant-Fraction Diskriminatoren. Sie sind im folgenden kurz vorgestellt:

2.4.1 Leading - Edge

Das Prinzip des Leading - Edge - Diskriminators besteht darin, daß zu dem Zeitpunkt, zu dem der Photomultiplierpuls eine am Diskriminator gesetzte Schwelle überschreitet, ein kurzes Ausgangssignal erzeugt wird. Detaillierter sei dies an Abb 2.12 erläutert:

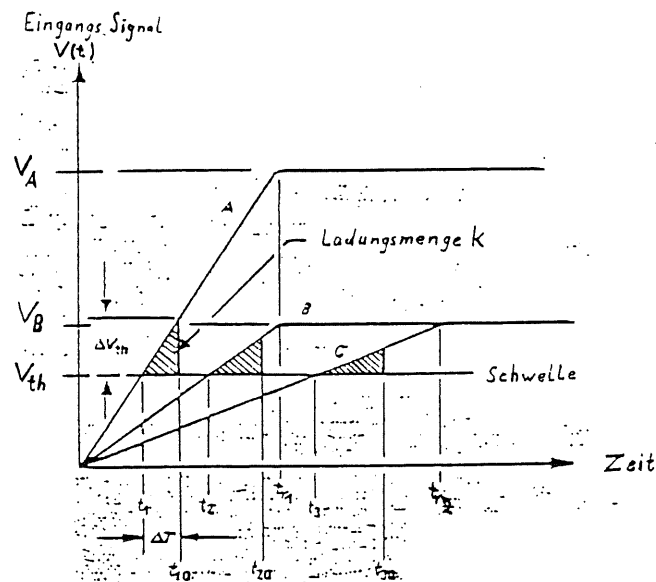


Abb 2.12 Prinzip des leading-edge Diskriminators (l.e). Für jedes Signal (A,B,C) wird ein Ausgangspuls erzeugt, wenn dieses die Schwelle V_{th} überschritten hat und eine Ladungsmenge k gesammelt wurde. Die Zeitpunkte t_{10} , t_{20} , t_{30} , zu denen der l.e für die Pulse A,B,C, welche gleichzeitig an der Nulllinie beginnen, Ausgangssignale erzeugt, differieren. Die Ursache hierfür sind die Abhängigkeit des Diskriminators von der Amplitude und der Anstiegszeit der Signale, sowie seine Ladungssensitivität. [Ort77]

Es sind drei linear ansteigende Signale A,B,C mit unterschiedlicher Steigung dargestellt, welche gleichzeitig an der Nulllinie beginnen und von denen zwei zur gleichen Zeit ihr Maximum erreichen. Sie überschreiten die gesetzte Schwelle V_{th} zu den Zeiten t_1, t_2, t_3 .

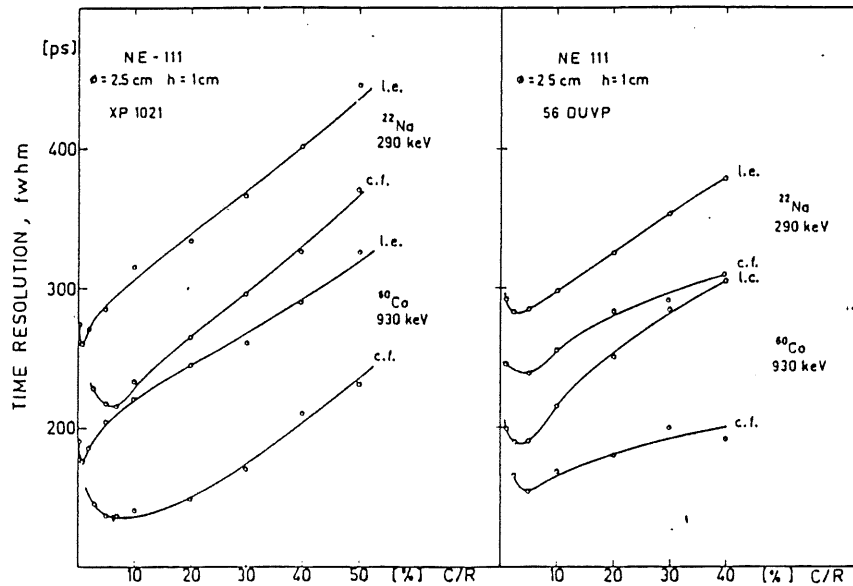
Es stellt sich nun die Frage, wie hoch die Schwelle gesetzt werden sollte. Da die Differenzen zwischen den Zeiten t_1, t_2, t_3 wachsen, je höher die Diskriminatorschwelle gesetzt wird, wäre es plausibel, diese möglichst an die Nulllinie zu setzen. (In der Praxis muß die Schwelle mindestens über das Untergrundrauschen gesetzt werden, um dieses zu unterdrücken.)

Experimente zeigen jedoch, daß für eine Zeitdifferenz, wie z.B MZR, eine minimale Standardabweichung dann erreichbar ist, wenn die Schwelle V_{th} auf $V_{th} = F * V_A$ gesetzt wird, wobei V_A die maximale Pulshöhe des Signals A bezeichnet. Die Größe F wird als *Fraction* bezeichnet. Sie liegt in der Größenordnung von .05 bis .25 und ist abhängig von dem verwendeten Detektorsystem. Unter Detektorsystem ist in diesem Zusammenhang der Szintillator als Lichtquelle und Lichtleiter, plus dem Photomultiplier zu verstehen.

Der Grund für die optimale Zeitauflösung bei $V_{th} = F * V_A$ ist in den statistischen Eigenschaften des Detektorsystems zu sehen. Dieser Sachverhalt wurde von Gatti und Svelto [Gat59] theoretisch untersucht. Vereinfachend läßt sich dies so verstehen, daß bei einer Schwelle an der Nulllinie, die Ankunftszeit des ersten SER's registriert werden würde. Bei einer höheren Schwelle würde der Mittelwert der Ankunftszeiten von mehreren SER's registriert werden. Dieser ist geringeren zeitlichen Schwankungen unterworfen, als die Ankunftszeit des ersten SER's.

J. Braunsfurth und H.J. Körner [Bra] zeigten in einer experimentellen Arbeit, daß die Fraction für die optimale Zeitauflösung sich verringert, je länger die Zerfallszeit eines Szintillationspulses ist.

In Abb 2.13 ist exemplarisch die Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Fraction, für zwei verschiedene Strahlungsquellen, unter Verwendung eines Leading-edge (l.e) sowie eines Constant-Fraction Diskriminators (c.f) gezeigt, wie sie von [Bia72] gemessen wurde.



Comparison of the C/R curves measured for XP 1021 and 56 DUVP photomultipliers. The curves are obtained by leading-edge and constant fraction timing for window width in side channels equal to the energy resolution (14% for ^{60}Co , 25% for ^{22}Na). The C/R value was varied only for one counter, the other one was adjusted for optimal constant fraction timing.

Abb 2.13 Zeitauflösung in Abhängigkeit von dem Verhältnis C/R .
 C/R ist das Verhältnis der gesammelten Ladung eines Pulses zu seiner Gesamtladung, für das ein Zeitsignal erzeugt wird.

Aus der Tatsache, daß die beste Zeitauflösung für (l.e.) und (c.f.) bei unterschiedlichen Werten für die Fraction erreicht wird, ist zu entnehmen, daß diese Lage des Minimums nicht nur durch die Eigenschaften des Detektors, sondern auch durch die des Diskriminators bestimmt ist. Aus Abb 2.13 wird auch deutlich, daß die Zeitauflösung bei Verwendung des Leading-edge Verfahrens deutlich schlechter ist, als bei der Verwendung des Constant-Fraction Verfahrens.

Das Leading-edge Verfahren hat im wesentlichen vier Schwächen :

- 1.) Die optimale Fraction kann nicht realisiert werden, wenn die Amplituden der Pulse variieren, da sich dann V_{th} dynamisch mit ändern mußte.
- 2.) Für unterschiedliche Pulshöhen bei gleichbleibender Anstiegszeit geschieht das Überschreiten von V_{th} zu verschiedenen Zeiten.
- 3.) Ändert sich auch die Anstiegszeit, so ändert sich der Zeitpunkt des Überschreitens von V_{th} in noch stärkerem Maße.

4.) Damit der Zero-crossing Detektor das Überschreiten von V_{th} registriert, muß eine gewisse Ladungsmenge K gesammelt werden, was zu einer Zeitverzögerung

$$(Gl. 2.16) \quad \Delta t = \sqrt{\frac{2 \cdot k}{dV/dt|_T}}$$

führt. Mit $(dV/dt|_T)$ ist die Steigung des Signals zur Zeit T gemeint.

Wenn die Ladungsmenge K sehr klein ist, was bei modernen Diskriminatoren der Fall ist, spielt der durch die Ladungsempfindlichkeit erzeugte Fehler jedoch keine sehr große Rolle.

Zusätzlich gibt es noch einen Fehler in der Zeitbestimmung, wenn dem Signal Rauschen (Jitter) überlagert ist. Sei die Breite des Rauschbandes durch die Standardabweichung σ_v beschrieben, dann folgt für den daraus resultierenden Fehler in der Zeitbestimmung:

$$(Gl. 2.17) \quad \sigma_t = \sigma_v / (dV/dt|_T)$$

Das Leading edge Verfahren ist gut anwendbar, wenn die zu verarbeitenden Pulse sich in der Anstiegszeit, als auch in der Amplitude so gut wie nicht ändern und durch eine genügende Signalhöhe über dem Rauschen, die optimale Fraction realisiert werden kann.

Die Ergebnisse können verbessert werden, wenn zusätzlich die Pulshöhe gemessen und im Nachhinein rechnerisch eine Pulshöhenkorrektur durchgeführt wird.

2.4.2 Constant - Fraction

Ziel des Constant - Fraction Verfahrens ist es, die genannten Schwächen des Leading-Edge Verfahrens zu vermeiden. Dies wird dadurch realisiert, indem das Eingangssignal gesplittet wird, wobei ein Teil invertiert und abgeschwächt, der Andere um die Zeit t_d verzögert wird. Beide Signale werden dann zu einem bipolaren Signal addiert (Abb 2.14, Abb 2.15). Zum Zeitpunkt t_0 des nun erfolgenden Nulldurchganges wird dann das Ausgangssignal erzeugt.

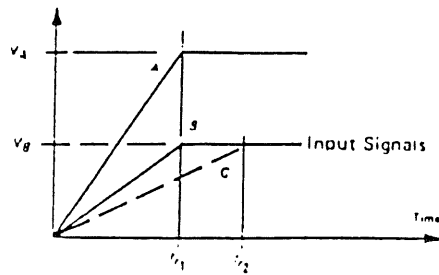


Abb 2.14 Die Eingangssignale A, B, C, mit den Amplituden V_A, V_B und den Anstiegszeiten t_{r1}, t_{r2} . [Ort77]

Je nachdem wie die groß t_d gewählt wird, werden zwei Betriebsarten unterschieden.

Beim *True - Constant - Fraction Betrieb (TCF)* erfolgt der Nulldurchgang t_0 erst, nachdem der abgeschwächte und invertierte Puls sein Minimum erreichte. Die Bedingung dafür ist,

$$(Gl\ 2.18) \quad t_d > t_r * (1 - f)$$

mit t_d = Verzögerungszeit
 t_r = Anstiegszeit
 f = Abschwächungsfaktor

$$\text{Der Nulldurchgang erfolgt zur Zeit : } T_{TCF} = t_d + f * t_r \quad (Gl\ 2.19)$$

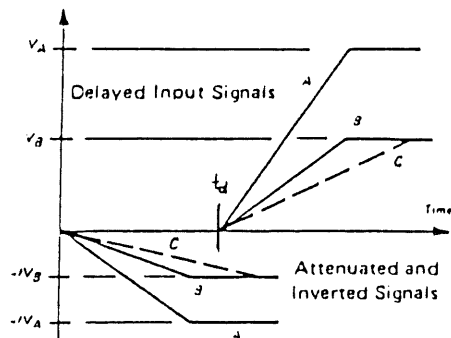


Abb 2.15a zeigt das Aufsplitten des Eingangssignals in einen mit dem Faktor $-f$ abgeschwächten und invertierten und in einen um die Zeit t_d verzögerten Teil. [Ort77]

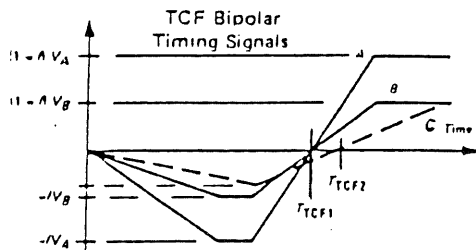


Abb 2.15b zeigt das Summensignal aus dem invertierten, abgeschwächten und dem verzögerten Teil. Die Verzögerungszeit t_d wurde so gewählt, daß die Addition der Teilsignale erst geschah, nachdem das negative Teilsignal sein Minimum erreichte, so daß TCF-timing vorliegt. Es ist zu sehen, daß der Zeitpunkt des Nulldurchganges nicht von der Signalamplitude, wohl aber von der Anstiegszeit abhängig ist. [Ort77]

Es wird damit erreicht, daß für Pulse mit unterschiedlichen Amplituden, aber konstanter Anstiegszeit t_r , der Nulldurchgang zu gleichen Zeiten stattfindet.

Die zweite Betriebsart wird als *Amplitude-and-Rise-Time-compensated (ARC) timing* bezeichnet. In diesem Fall erfolgt der Nulldurchgang bevor das abgeschwächte invertierte Signal sein Minimum erreichte (Abb 2.16). Die Bedingung für die Verzögerungszeit ist :

$$(Gl 2.20) \quad t_d \leq t_r(\min) * (1-f)$$

$$\text{Der Nulldurchgang erfolgt zur Zeit : } T_{ARC} = t_d / (1-f) \quad (Gl 2.21)$$

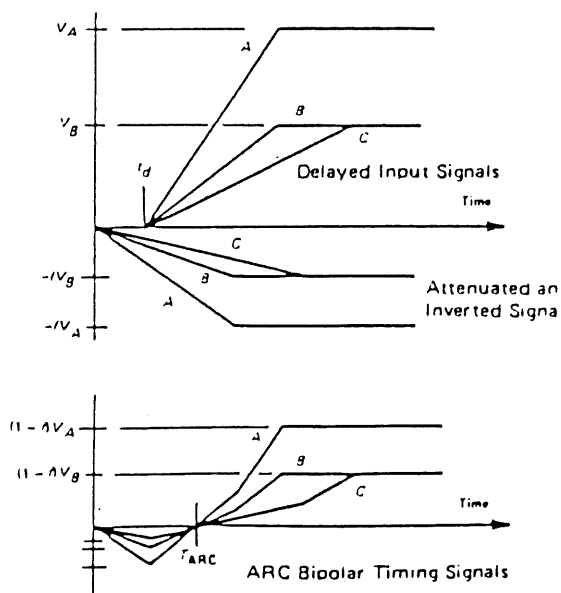


Abb 2.16 In diesem Fall wurde t_d so gewählt, daß die Überlagerung der Teilsignale zum Summensignal geschieht, bevor das invertierte Signal sein Minimum erreichte, so daß ARC-timing vorliegt. Es ist zu sehen, daß der Zeitpunkt des Nulldurchganges nun sowohl unabhängig von der Amplitude, als auch von der Anstiegszeit des Eingangssignals ist. [Ort77]

Mit dem ARC timing wird für Signale mit unterschiedlichen Amplituden und unterschiedlicher Anstiegszeit ein Nulldurchgang zu gleichen Zeiten erreicht.

Wie aus Abb 2.15 und Abb 2.16 leicht zu sehen ist, wird, wenn der Nulldurchgang für verschiedene Pulse zu gleichen Zeiten geschieht und hierauf ein Ausgangssignal als Zeitreferenz erzeugt wird, das Triggern auf eine konstante Fraction realisiert.

Zur Erklärung des CFD Prinzips wurden, wie in vielen Betriebsanleitungen üblich, ideale Signale vorausgesetzt. Es stellt sich nun die Frage nach den Eigenschaften des CFD's, wenn die Signale eine etwas realistischere Form, wie z.B. die durch den *Faltungsansatz* Gl(2.11- 2.13) gege-

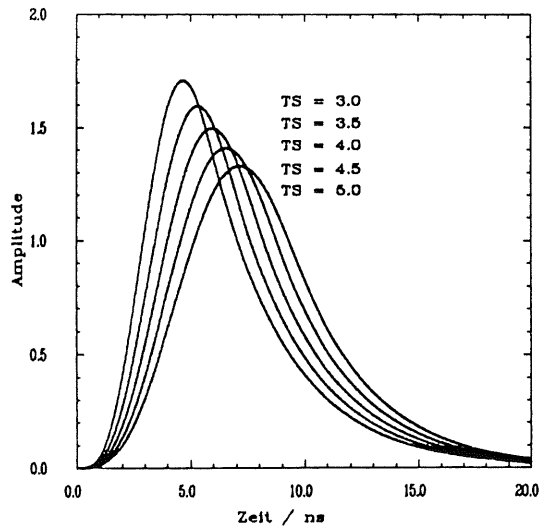


Abb 2.17 Variation der halben Basisbreite TS des SER's. Die übrigen Parameter hatten die Werte $\tau_1 = 3.3ns$, $\tau_2 = .2ns$, $A=10$.

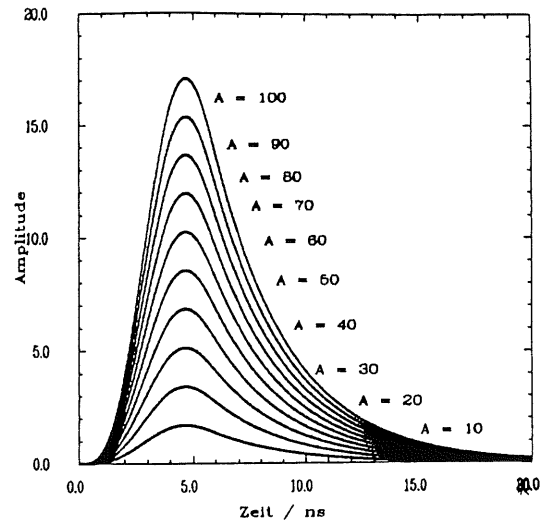


Abb 2.18 Variation des Integrals A der gezeigten Signale. Die übrigen Parameter hatten die Werte $\tau_1 = 3.3ns$, $\tau_2 = .2ns$, $TS=3ns$.

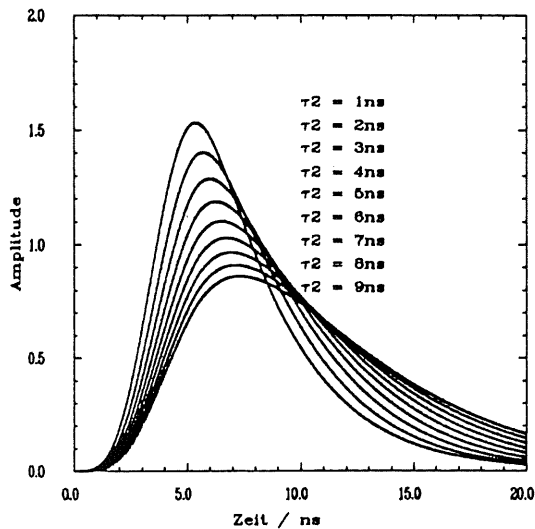


Abb 2.19 Variation der rise time τ_2 . Die übrigen Parameter hatten die Werte $\tau_1 = 3.3ns$, $TS=3ns$, $A=10$.

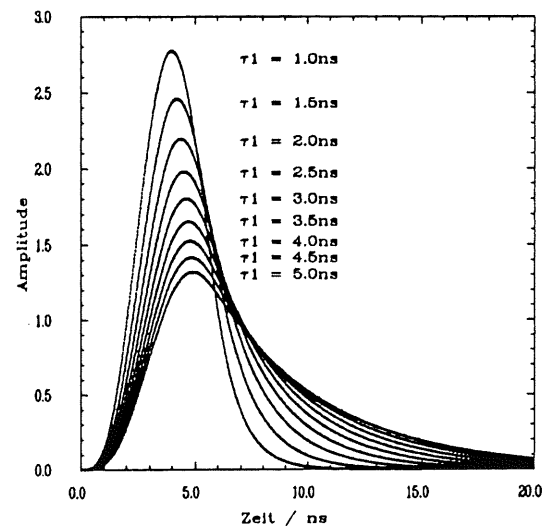


Abb 2.20 Variation der decay time τ_1 . Die übrigen Parameter hatten die Werte $\tau_1 = 3.3ns$, $TS=3ns$, $A=10$.

Abb 2.17 bis 2.20 Anodensignale als Funktion der Zeit, berechnet aus der Faltung zwischen Illuminationsfunktion (Gl 2.12) und SER (Gl 2.13). Die in diesem Faltungsansatz enthaltenen Parameter werden in den einzelnen Abbildungen variiert. Das Maximum der Signale verschiebt sich am stärksten, wenn die halbe Basisbreite TS des SER's etwas variiert wird (Abb 2.17). In Abb 2.18 wird nur das Integral A über das Signal geändert. Für diesen Fall arbeitet der CFD in idealer Weise. Um das Pulsmaximum durch eine Änderung der decay time τ_1 Abb 2.20, oder der rise time τ_2 Abb 2.19, der Illuminationsfunktion, deutlich zu verschieben, müssen diese Größen drastisch verändert werden.

bene, annehmen.

Die Abbildungen 2.17 bis 2.20 zeigen die Änderung der Pulsform für diesen Faltungsansatz, wenn dessen Parameter variiert werden. Es wird deutlich, daß die rise time τ_r (das Zeitintervall zwischen 10% und 90% des Pulsmaximums) sich am stärksten ändert, wenn die Breite des SER's variiert wird. In Abb 2.18 variiert nur die Amplitude. Dieser Fall wäre bei einem idealen Detektor zu erwarten. Die Pulse des realen Detektors sollten jedoch nicht allzu stark hiervon abweichen.

Um das Verhalten des CFD's zu simulieren, wähle ich jedoch aus pragmatischen Gründen, mit der Ausnahme der Abbildungen 2.32 bis 2.34, einen *exponentiellen Ansatz*:

$$(GL\ 2.21) \quad F(t) = A * (\exp(-t/\tau_d) - \exp(-t/\tau_r))$$

für den die Variation der Anstiegszeit τ_r in Abb 2.21 gezeigt ist.

Beim Lesen mancher Beschreibungen für CFD's entsteht zuweilen der Eindruck, daß die Fraction, auf die getriggert wird, identisch ist mit dem Abschwächungsfaktor f des CFD's. Dies ist nicht richtig. Der Abschwächungsfaktor f bestimmt die maximal erreichbare Fraction, die ansonsten eine durchaus variable Größe ist.

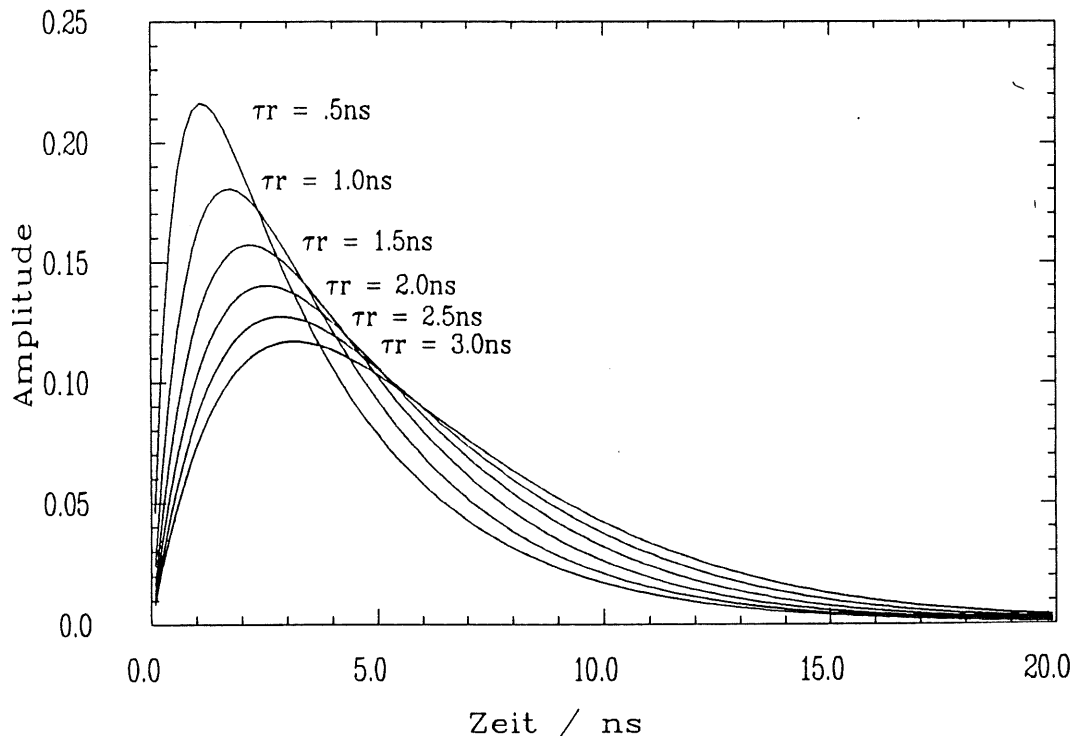


Abb 2.21 Form der Signale wenn diese durch einen exponentiellen Ansatz beschrieben werden. Als decay-time τ_d wurde 3.3ns gewählt. Die rise-time τ_r wurde von .5ns bis 3.0ns variiert.

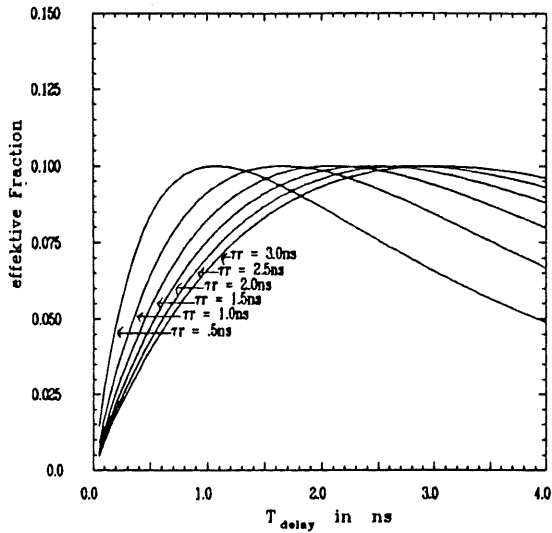


Abb 2.22 Effektive Fraction als Funktion von T_{delay} . die verwendeten Parameter waren : $f = .1$, $\tau_d = 3.3\text{ns}$.

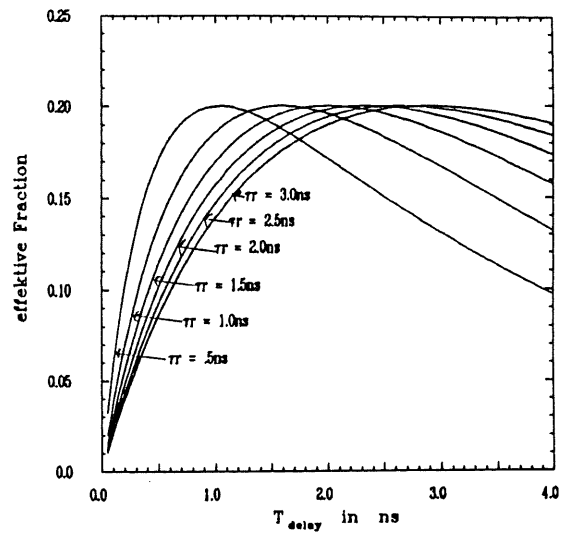


Abb 2.23 Effektive Fraction als Funktion von T_{delay} . die verwendeten Parameter waren : $f = .2$, $\tau_d = 3.3\text{ns}$.

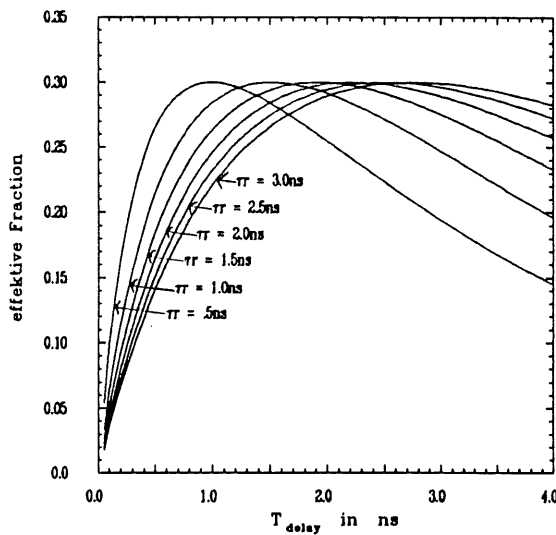


Abb 2.24 Effektive Fraction als Funktion von T_{delay} . die verwendeten Parameter waren : $f = .3$, $\tau_d = 3.3\text{ns}$.

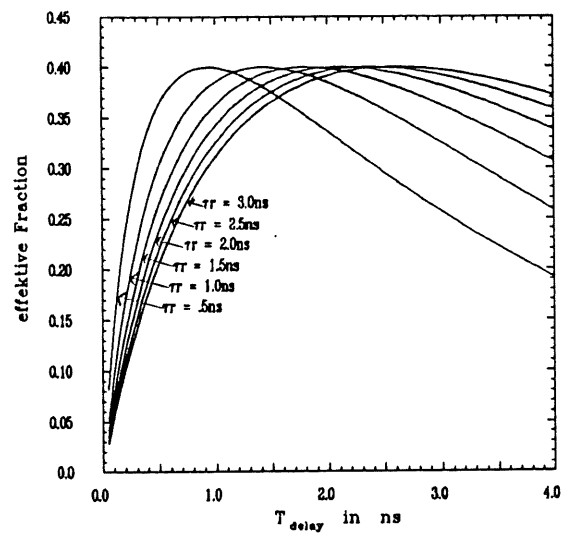


Abb 2.25 Effektive Fraction als Funktion von T_{delay} . die verwendeten Parameter waren : $f = .4$, $\tau_d = 3.3\text{ns}$.

Abb 2.22 bis 2.25 Die durch den CFD, an Signalen mit unterschiedlicher Anstiegszeit, realisierte effektive Fraction als Funktion der an ihm angelegten Verzögerungszeit T_{delay} . (T_{delay} ist identisch mit t_d im übrigen Text) Sei $\Delta t = t_0 - T_{\text{delay}}$, dann ist die effektive Fraction definiert durch $F_{\text{eff}} = F(\Delta t) / F(t_{\text{min}})$, wobei t_{min} das Zeitintervall vom Beginn des Signals an der Nulllinie bis zu seinem Maximum, bzw. beim invertierten Signal, bis zu seinem Minimum ist. Beim Vergleich der hier gezeigten Abbildungen mit der Abb 2.21 wird ersichtlich, daß das Maximum für die effektive Fraction ungefähr dann erreicht wird, wenn T_{delay} gleich der Zeit ist, zu der die Exponentialfunktion ihr Maximum annimmt.

Die Abbildungen 2.22 bis 2.25 zeigen die effektive Fraction F_{eff} in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit t_d , wobei die Pulse dem Exponentialansatz entsprechen. * Die sechs Kurven entstanden durch Variation von τ_r von .5 bis 3ns, mit der Schrittweite .5ns. Die vier Bilder entsprechen vier verschiedenen Werten für den Abschwächungsfaktor f .

Die effektive Fraction wird dann maximal, wenn t_d gleich der Zeit t_{min} ist, bei der das abgeschwächte invertierte Signal sein Minimum erreicht.

Da t_{min} größer ist als die Zeit, zu der die ARC Betriebsart in die TRC Betriebsart übergeht, ist im ARC Betrieb die maximale effektive Fraction nicht erreichbar. Nachteilig kommt für das ARC timing außerdem hinzu, daß sich die effektive Fraction hier sehr stark ändert.

Die effektive Fraction ist zusätzlich von der Pulsform abhängig. Hat diese eine kurze rise time t_r , so erreicht auch $F_{\text{eff}}(t_d)$ sehr schnell das Maximum. Fällt der Puls sehr schnell ab, so fällt auch die Funktion $F_{\text{eff}}(t_d)$ sehr schnell nach dem Maximum ab.

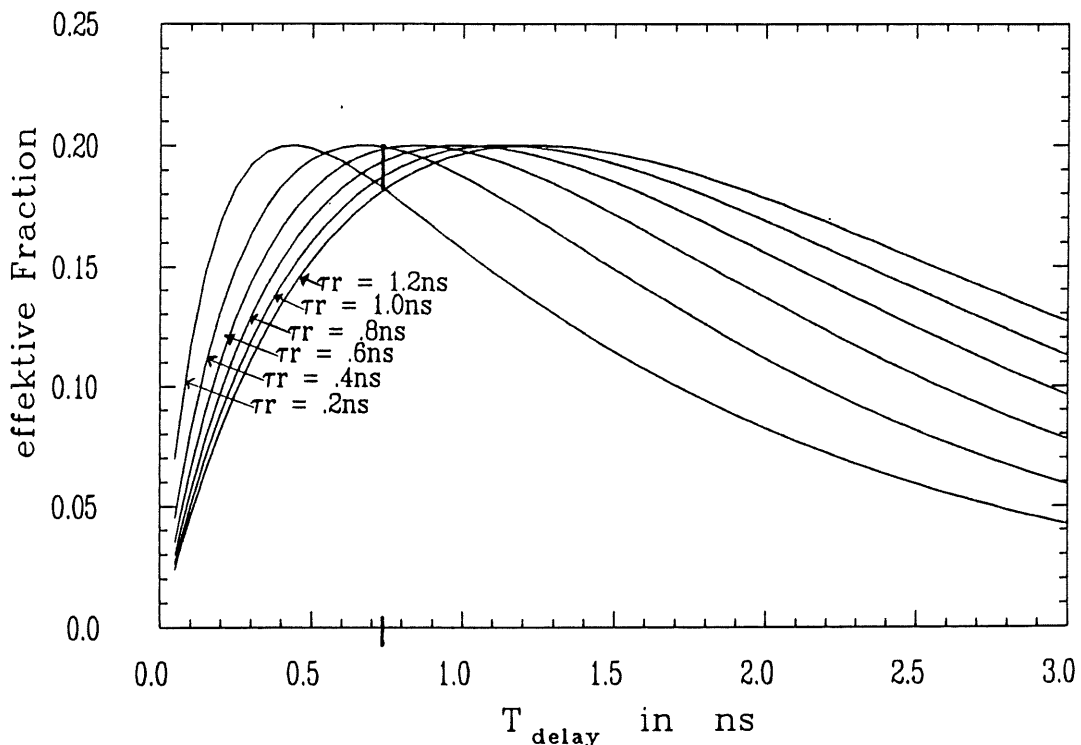


Abb 2.26 Abhängigkeit der effektiven Fraction von der Verzögerungszeit t_d für verschiedene Anstiegszeiten τ_r der Signale. Diese sind durch den exponentiellen Ansatz beschrieben, wobei als Zerfallszeit $\tau_d = 1.5\text{ns}$ und als Abschwächungsfaktor $f = .2$ gewählt wurde. Die Differenz der effektiven Fraction für die verschiedenen Signale wird minimal bei $t_d(\text{min}) = .74\text{ns}$.

* Statt Fraction wird im Folgenden der Begriff effektive Fraction gebraucht, um den Unterschied zu dem Abschwächungsfaktor f zu betonen, der zuweilen in der Literatur auch als Fraction bezeichnet wird.

Für den Experimentator ist es nun interessant zu wissen, welche Zeit t_d zu wählen ist, um bei Parametervariationen der Signale eine möglichst geringe Variation der effektiven Fraction zu erreichen.

Das Verhalten der effektiven Fraction bei verschiedenen Signalparametern kann grob wie folgt charakterisiert werden :

Für $t_d \rightarrow 0$ werden die Änderungen der effektiven Fraction verursacht durch die Variation von τ_r minimal, wobei F_{eff} jedoch gegen Null geht.

Für wachsendes t_d im ARC-Bereich wachsen die Unterschiede von F_{eff} für verschiedene τ_r .

Im Bereich des TCF gibt es dann eine Verzögerungszeit t_d (min), für die sowohl F_{eff} fast maximal ist, wie auch die Differenz von F_{eff} für verschiedene τ_r minimal ist. Die Wert für t_d (min) steigt mit wachsender Zerfallszeit τ_d und ist außerdem abhängig von dem gewählten Intervall für die Werte von τ_r . Siehe dazu die Abbildungen 2.26, 2.23, 2.27.

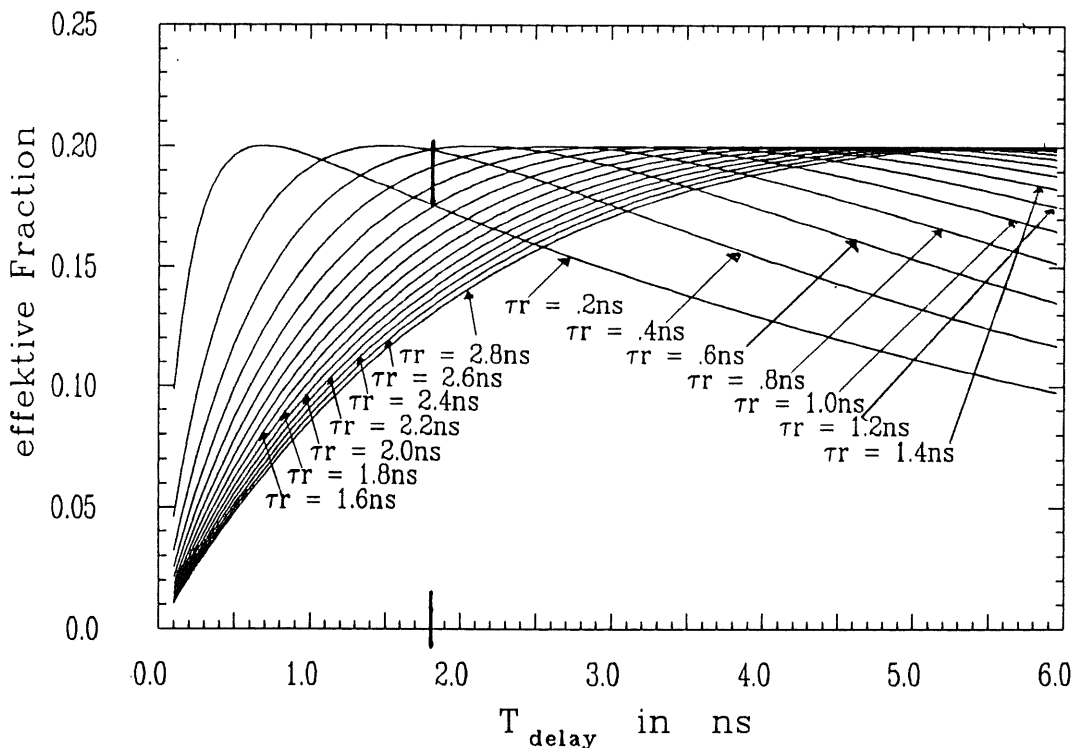


Abb 2.27 Abhängigkeit der effektiven Fraction von der Verzögerungszeit t_d für verschiedene Anstiegszeiten τ_r der Signale. Diese sind durch den exponentiellen Ansatz beschrieben, wobei als Zerfallszeit $\tau_d = 7.0\text{ns}$ und als Abschwächungsfaktor $f = .2$ gewählt wurde. Die Differenz der effektiven Fraction für die verschiedenen Signale mit Anstiegszeiten zwischen $.2\text{ns} \leq \tau_r \leq 1.2\text{ns}$, wird minimal bei t_d (min) = 1.8ns .

Der Experimentator wird also versuchen, dieses t_d (min) zu finden. Zu diesem Zweck ist die Kenntnis der Pulsformen der Signale notwendig, so daß die entsprechenden Kurven, wie z.B. Abb. 2.22 bis Abb. 2.27, gerechnet werden können, aus denen sich dann t_d (min) ablesen läßt.

Eine weitere Frage ist, wie sich der Zeitpunkt des Nulldurchganges t_0 bei einer Variation von t_d und der Anstiegszeit des Pulses ändert. Die Abbildungen 2.28 bis 2.31 zeigen dazu das Zeitintervall $\Delta t = t_0 - t_d$ in Abhängigkeit von t_d . In Abb. 2.29 ist zu sehen, daß sich Δt im ARC Betrieb sehr wohl ändert.

Um die Parametervariationen besser interpretieren zu können, ist anhand der Tabelle 2.3 der Zusammenhang zwischen τ_r , t_r und tw angegeben, wobei tw der Punkt ist, an dem der ARC Betrieb in den TCF Betrieb übergeht.

τ_r	t_r	tw
.5	.63	.5
1.0	1.0	.8
1.5	1.33	1.07
2.0	1.6	1.28
2.5	1.73	1.38
3.0	1.89	1.51

Tab 2.3 Zusammenhang zwischen der rise time τ_r (τ_r ist ein Parameter für Signale, die durch den exponentiellen Ansatz beschrieben werden), der rise time t_r (dem Zeitintervall, welches an der ansteigenden Flanke zwischen 10% und 90% des Pulsmaximums vergeht) und der dazugehörigen Verzögerungszeit tw am CFD, zu der das ARC timing in das TCF timing umschlägt, wenn der Abschwächungsfaktor $f=2$ beträgt.

Aus der Betrachtung der Abbildung 2.29 an der Stelle $t_d = 0.5\text{ns}$ (dies ist der Maximalwert für t_d , bis zu dem alle in dieser Abbildung behandelten Signale im ARC Betrieb arbeiten), erhält man die Differenz $\Delta\Delta t$ von $\Delta t(\tau_r)$ von ungefähr 40ps. Diese Differenz verringert sich, je kleiner t_d wird. $\Delta\Delta t$ nimmt ebenfalls ab, wenn der Abschwächungsfaktor f sinkt. (vergleiche dazu Abb. 2.28, 2.29, 2.30 bei $t_d = .5\text{ns}$). Dasselbe gilt auch für den TCF Betrieb. Wird τ_d verringert, so hat das auch einen minimierenden Einfluß auf $\Delta\Delta t$ (Abb. 2.31).

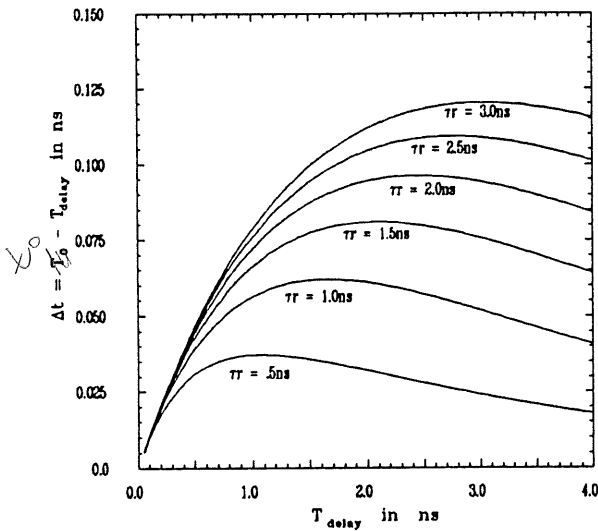


Abb 2.28 Als Abschwächungsfaktor wurde $f=1$ verwendet.

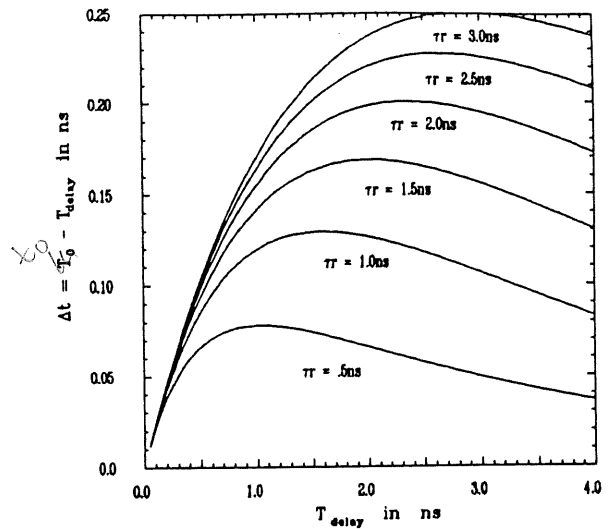


Abb 2.29 Als Abschwächungsfaktor wurde $f=2$ verwendet.

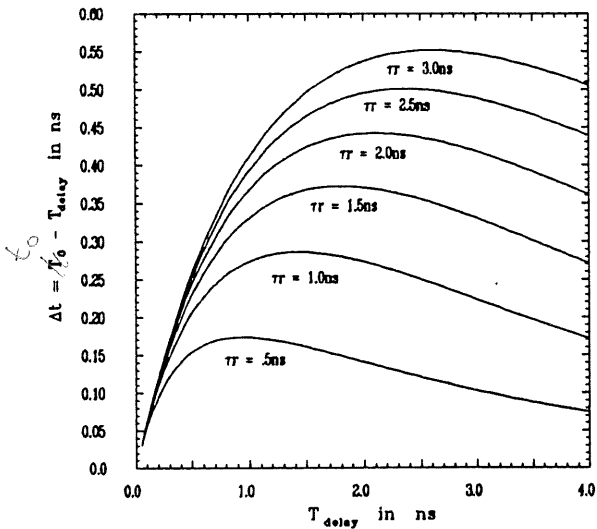


Abb 2.30 Als Abschwächungsfaktor wurde $f=4$ verwendet.

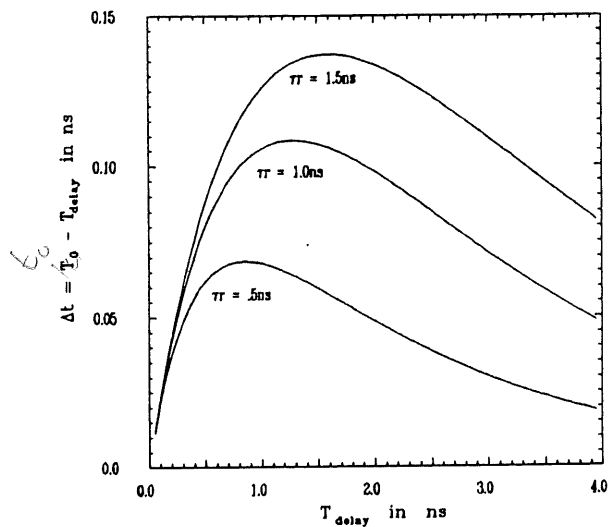


Abb 2.31 Als Parameter wurden $\tau_d=2\text{ns}$ und $f=2$ verwendet.

Die Abbildungen 2.28 bis 2.31 zeigen die Änderung von t_0 in Abhängigkeit von T_{delay} für verschiedene Abschwächungsfaktoren und Anstiegszeiten der Pulse τ_r . Als Zerfallszeit der Signale, die alle durch den Exponentialen Ansatz charakterisiert sind, wurde bis Abb 2.30 $\tau_d = 3.3\text{ns}$ verwendet. Als y-Achse wurde das Zeitintervall $\Delta t = t_0 - T_{\text{delay}}$ gewählt, da t_0 sich trivialerweise vergrößert, wenn der Zeitpunkt der Überlagerung der beiden Teilsignale sich mit T_{delay} verschiebt. In Δt ist also die nichttriviale Abhängigkeit $t_0(T_{\text{delay}})$ ausgedrückt. Abb 2.31 zeigt im Vergleich zu Abb 2.29 wie sich Δt als auch $\Delta \Delta t$ ändern, wenn die Zerfallszeit τ_d auf 2ns verringert wird.

Da für $t_d \rightarrow 0$ die Schwankungen sowohl der effektive Fraction, als auch für $\Delta t(\tau_r)$ minimal werden, drängt sich die Frage auf, weshalb in der Praxis kein $t_d \rightarrow 0$ gewählt wird. Es gibt zwei Gründe :

- 1.) Für eine sehr kleine t_d sinkt auch die effektive Fraction, so daß sich die Zeitauflösung aufgrund der statistischen Prozesse im Detektors verschlechtern würde.
- 2.) Ein Schwellendiskriminator am Eingang des CFD's erzeugt ein Signal für den Zero-crossing Detektor, welches diesen veranlaßt, den nächsten Nulldurchgang zu registrieren. Dies dient dazu, alle Signale mit Amplituden unterhalb dieser Schwelle, vor allem Rauschen, für das ja auch Nulldurchgänge produziert werden, herauszufiltern. Der Zeitpunkt, wann ein Signal die Schwelle des Schwellendiskriminators überschreitet, ist jedoch von der Steigung des Signals abhängig. Es gibt also eine zeitliche Unsicherheit, wann der Zero-crossing Detektor die Nachricht bekommt, den nächsten Nulldurchgang zu registrieren. Diese zeitliche Schwankung muß kleiner sein, als die Dauer des negativen Teils des bipolaren Signals. Für $t_d \rightarrow 0$ ist dies nicht mehr erfüllt. Der Zero-crossing Detektor würde also auf den nächsten Nulldurchgang, der vermutlich durch Rauschen erzeugt wird, triggern.

Für Pulse, die durch den Faltungsansatz (Gl 2.11 bis 2.13) beschrieben sind, wurde das bipolare Signal des CFD's berechnet (Abb 2.32). Die Anstiegszeit wurde variiert, indem die Werte für den SER verändert wurden. Die Zeitpunkte t_0 liegen für die einzelnen Kurven deutlich auseinander, was nicht verwunderlich ist, da bei einer t_d von 4ns, der CFD für alle Signale im TCF Betrieb arbeitet. Bei einer Diskriminatorschwelle von -0.175 werden die zeitlichen Abweichungen für ihr Überschreiten minimal. Die Verbesserung der Zeitbestimmung wäre jedoch schlechter, würden die Amplituden der Signale variieren. In vier der fünf Kurven in Abb 2.32 war dies nicht der Fall. In einem Fall bei $TS = 3ns$ wurde die Amplitude um den Faktor 10 verringert. Bei einer Schwelle von -0.175 würde dieses Signal nicht mehr registriert werden. Ein Schwelle für den Zero-crossing Detektor im negativen Bereich kann also zu einer Ursache des Verlustes von Ereignissen werden.

Abb 2.33 unterscheidet sich von Abb 2.32 dadurch, daß hier ein t_d von 2ns gewählt wurde. Für $TS \geq 3.5ns$ liegt bei dieser Einstellung ARC timing vor. Die Zeiten t_0 für die Nulldurchgänge differieren nicht mehr stark. Es zeigt sich jedoch, daß der Schnittpunkt der Kurven, wie bei Abb 2.32, nicht an der Nulllinie liegt, sondern im negativen Bereich der

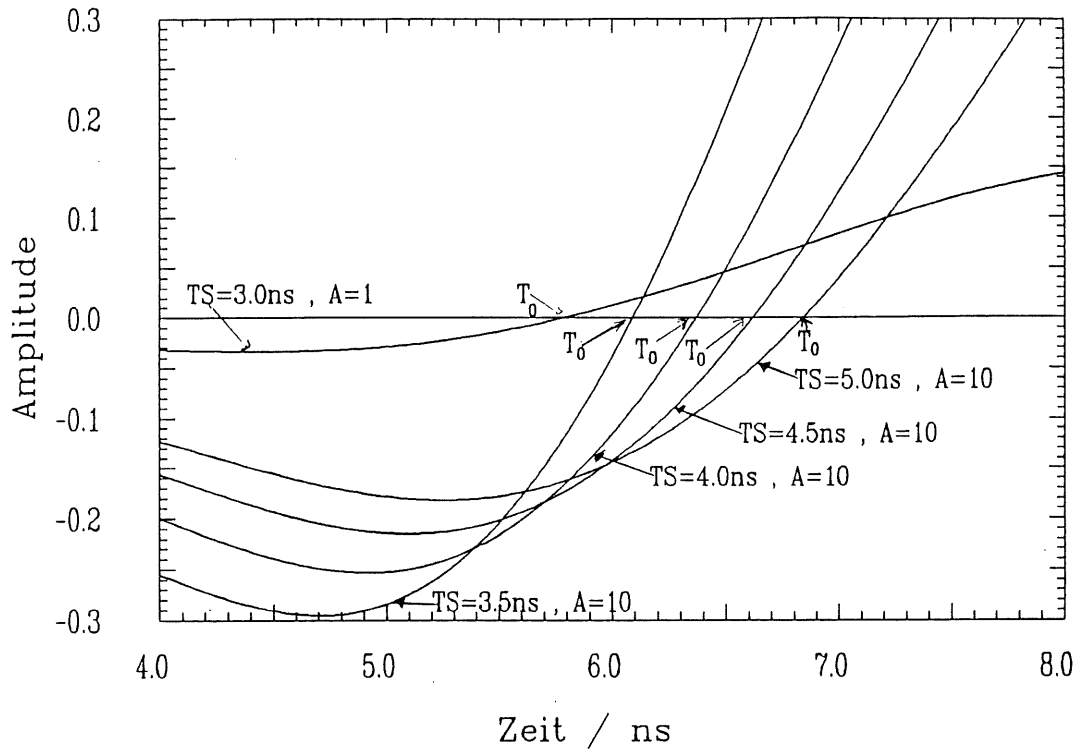


Abb 2.32 Bipolares Signal des CFD's in der Nähe der Nulllinie. Die Eingangssignale wurden durch den Faltungsansatz charakterisiert. Als Konstanten wurden verwendet, $\tau_d = 3.3ns$, $\tau_r = 0.2ns$, $f = .2$, $t_d = 4ns$. Für alle Signale arbeitet der CFD im TCF Betrieb, was sich in den deutlich unterschiedlichen Zeitpunkten für den Nulldurchgang ausdrückt.

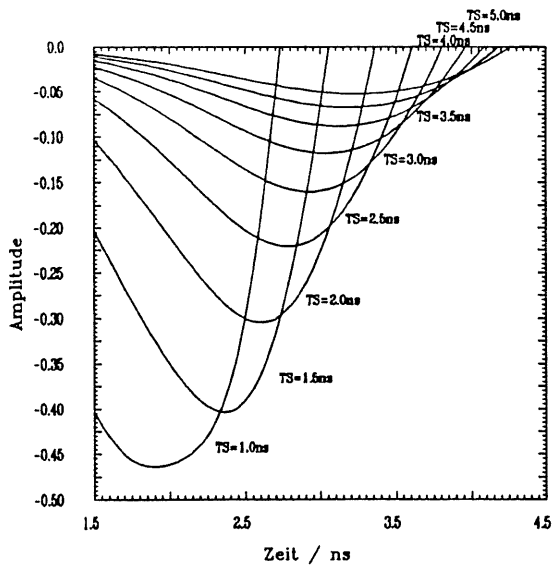


Abb 2.33 Die Abb2.33 entspricht Abb2.32 mit dem Unterschied, daß A konstant gehalten und die Verzögerungszeit t_d auf 2ns verkürzt wurde. Dadurch arbeitet der CFD für alle Signale mit $TS \leq 3.5ns$ im TCF Betrieb.

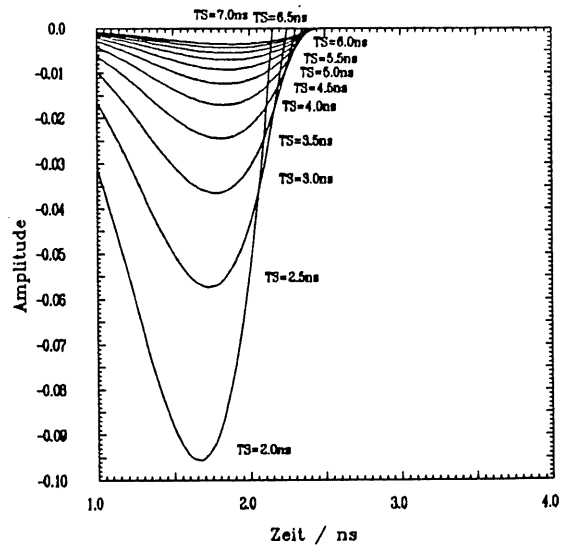


Abb 2.34 Die Verzögerungszeit wurde auf $t_d = 1ns$ verkürzt. Hierfür arbeitet der CFD für alle Signale im ARC Betrieb, wobei es, im Gegensatz zum TCF in Abb 2.33, eine gute Fokussierung an der Nulllinie gibt.

Amplitude. Auch hier gibt es die Alternative, entweder die Diskriminatorschwelle abzusenken, womit eine Unabhängigkeit der Zeitbestimmung von der Anstiegszeit t_r auf Kosten einer Amplitudenabhängigkeit erreicht wird, oder die Diskriminatorschwelle bei Null zu belassen, und damit Amplitudenunabhängigkeit mit Anstiegszeitabhängigkeit zu erkaufen. Für die Signale $TS < 3.5$ arbeitet der CFD im TCF Betrieb, ist also von der Anstiegszeit abhängig, was auch deutlich zu sehen ist.

In Abb 2.34 wurde $t_d = 1 \text{ ns}$ gewählt, so daß für alle Pulse die Bedingung für den ARC Betrieb erfüllt war. Es ist deutlich zu sehen, daß die zeitliche Fokussierung des Nulldurchganges wesentlich besser ist, als in Abb 2.33. Falsch ist jedoch die Behauptung, alle bipolaren Signale würden sich beim ARC timing, unabhängig von der Anstiegszeit, an der Nulllinie schneiden, wie Abb 2.35, welche eine Vergrößerung von Abb 2.34 ist, zeigt.

Der Nachteil des ARC timings gegenüber dem TCF timing besteht in größeren Schwankungen der Zeitbestimmung, verursacht durch Jitter. Dies hängt einfach mit einem flacheren Anstieg im Falle des ARC timings and der Nulllinie zusammen, wie er auch in Abb 2.33 zu sehen ist.

Der Fehler, verursacht durch Jitter, läßt sich beschreiben durch :

$$(Gl 2.22) \quad \sigma_T = \frac{\sigma_V * \sqrt{1 + f^2}}{V_A / t_r}$$

im Fall des TCF,
und durch

$$T_{TCF} = t_d + f * t_r$$

$$(Gl 2.23) \quad \sigma_T = \frac{\sigma_V * \sqrt{1 + f^2}}{V_A * (1-f) / t_r}$$

für das ARC timing, wobei σ_V die in (Gl 2.17) eingeführte Breite des Rauschbandes ist.

Würden die Parameter in der Realität tatsächlich so wie in den durchgeführten Rechnungen variieren, was nicht der Fall ist, so wäre an eine exakte Zeitmessung nicht zu denken. Im Falle sehr weniger Photoelektronen, im Falle von Instabilitäten der signalverarbeitenden

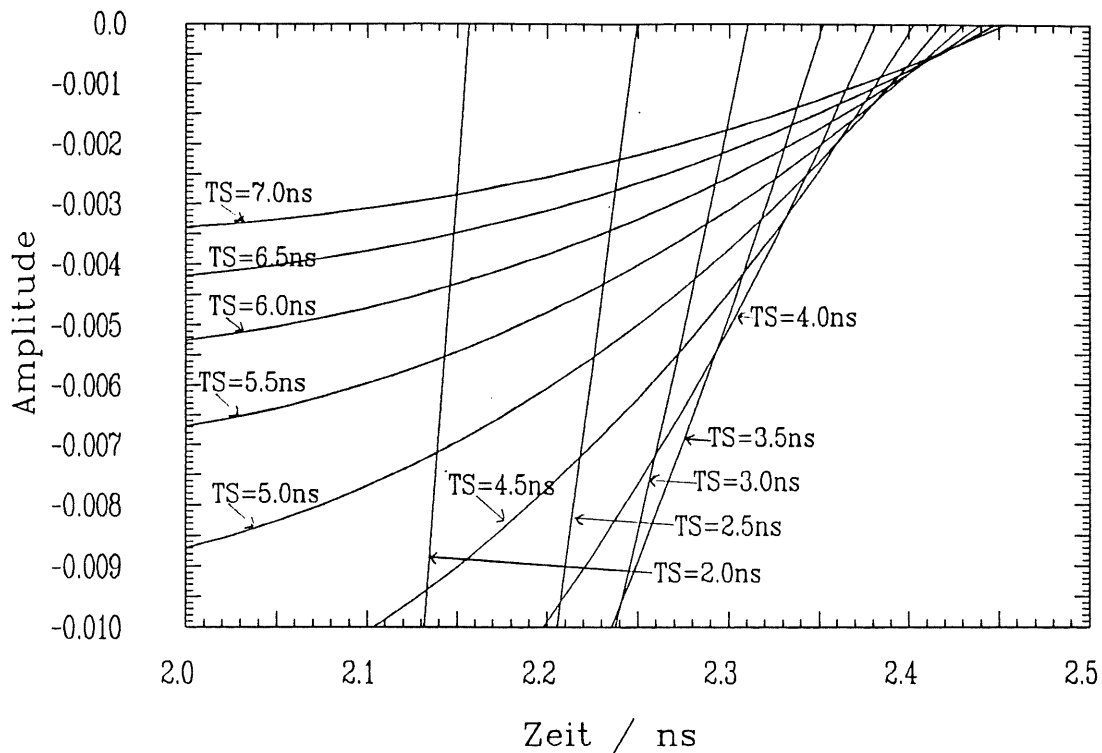


Abb 2.35 entspricht Abb 2.34 mit geändertem Maßstab. Es zeigt sich, daß die Signale auch im ARC Betrieb sich nicht an der Nulllinie schneiden, obwohl die Fokussierung insbesondere für lange Signalanstiegszeiten gut ist und sich mit deren Anwachsen verbessert.

Elektronik, sind Änderungen der Pulsparameter jedoch sehr wohl möglich und haben einen, wie hier gezeigt werden sollte, nicht zu vernachlässigenden Einfluß auf die Zeitmessung.

Ändert sich lediglich das Integral über den Puls, so bleibt t_0 konstant. Die Unsicherheit von t_0 ist dann im wesentlichen durch Jitter bestimmt.

Wird eine optimale Einstellung der Zeitdiskriminatoren angestrebt, so scheint es unerlässlich, die Pulsformen der Signale und deren Änderungen zu untersuchen, die Pulse zu parametrisieren, um dann aufgrund einfacher Modellrechnungen, wie sie hier angedeutet wurden, die optimale Einstellung hinsichtlich des Abschwächungsfaktors f , der Schwelle V_{th} zur t_0 Bestimmung, sowie der Verzögerungszeit t_d zu finden.

Die geschilderten Überlegungen über den Zusammenhang zwischen Signalform und Zeitbestimmung wurden durch die Erfahrungen, die bei den Experimenten für diese Arbeit gesammelt wurden, angeregt, und sind bei der Durchführung der Experimente noch nicht verwendet worden. Eine Verbesserung der Resultate erscheint deshalb möglich.

3 Untersuchungen an geraden Szintillatoren

3.1 Die untersuchten Objekte

Die Fragen, die den Experimenten an den geraden Szintillatoren zu Grunde liegen, lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- 1.) Ist in den gewählten Szintillatoren eine befriedigende Orts- und Zeitauflösung möglich? Diese Frage stellt sich um so mehr bei sehr langen Szintillatoren.
 - a.) Ist die Annahme, daß die Zeitdifferenz sich streng linear mit dem Ort ändert, gerechtfertigt, oder gibt es lokale Besonderheiten (z.B. sehr dicht vor den Photomultipliern).
 - b.) Wie ändert sich die Zeitauflösung mit dem Ort?
- 2.) Sind die vorhandenen Hamamatsu Photomultiplier mit Transmissionsdynoden außerhalb des Magnetfeldes verwendbar?
- 3.) Gibt es Unterschiede zwischen den Materialien NE110 und SCSN38 ?
- 4.) Welche Szintillatorstärke ist notwendig, damit die an den Szintillationsdetektor gestellten Anforderungen erfüllt werden können.
- 5.) Hat die Einwicklung der Szintillatoren einen Einfluß auf die Zeitmessung? Für die Einwicklung der Szintillatoren werden zwei Methoden favorisiert:
 - a) Eine lose Einwicklung in absorbierende schwarze Folie. In diesem Fall gelangt nur das totalreflektierte Licht zum Photomultiplier.
 - b) Eine lose Einwicklung in aluminiumbeschichtete Mylarfolie. In diesem Fall erreicht neben dem totalreflektierten, auch Licht, das aus dem Szintillator ausgetreten, von der Mylarfolie reflektiert und wieder in den Szintillator eingetreten ist, den Photomultiplier.

Welches Verfahren liefert die besseren Resultate?

- 6.) Ist eine Nachweiswahrscheinlichkeit $> 99\%$ erreichbar ?

Um diese Fragen zu beantworten wurden folgende Objekte untersucht:

Meßphase	Material	Szintillatorm Maße	Einwicklung	Photo multiplier	Teilchenstrahlung
1	SCSN38	1800*100*20mm ³	Alu	R2021	Muonen
2	//	//	//	XP2011B	//
3	//	1800*100*10mm ³	//	//	//
4	//	1800*100*20mm ³	//	//	3 GeV
5	//	1800*100*10mm ³	//	//	Elektronen
6	//	3600*100*20mm ³	//	//	//
7	NE110	1800*100*20mm ³	//	//	//
8	//	//	schwarz	//	//

TAB 3.1 Tabelle der untersuchten Objekte. Die Reihenfolge der Meßphasen entspricht der zeitlichen Reihenfolge der Untersuchungen an den Objekten.

In Abb.3.1 ist ein Szintillator 1800*100*20 mm³ mit einem Koordinatensystem dargestellt, auf das ich mich im Folgenden beziehen werde.

Die Lichtüberführung von den Szintillatoren zu den Photomultipliern geschah über Lichtleiter, die in der Form von Fishtails gebaut wurden. Erfahrungen aus Vorversuchen [Paul88] zeigten, daß es günstig ist, diese in weiße diffus reflektierende Folie lose einzuwickeln. Die Einwicklung wurde aus mit NE560 bestrichener Mylarfolie hergestellt. Fishtails wurden gewählt, da zu erwarten war, daß aus Platzgründen in einem zukünftigen Detektor nur diese Form Verwendung finden könne. Die genaue Gestalt der Lichtleiter läßt sich der Abb.3.2 entnehmen.

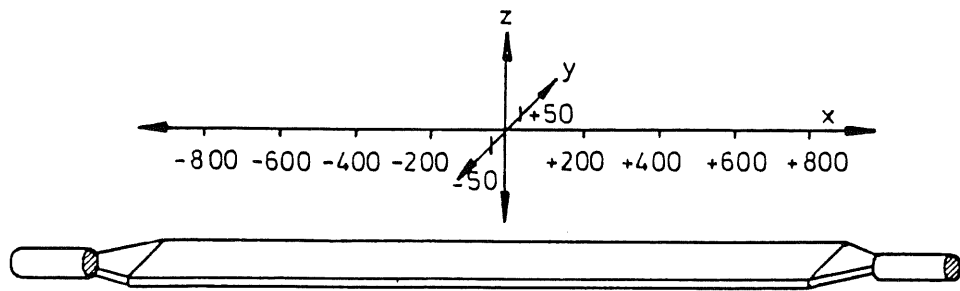


Abb 3.1 Skizze des Szintillatorbrettes SCSN38 ($1800 * 100 * 20 \text{ mm}^3$) mit dem verwendeten Koordinatensystem

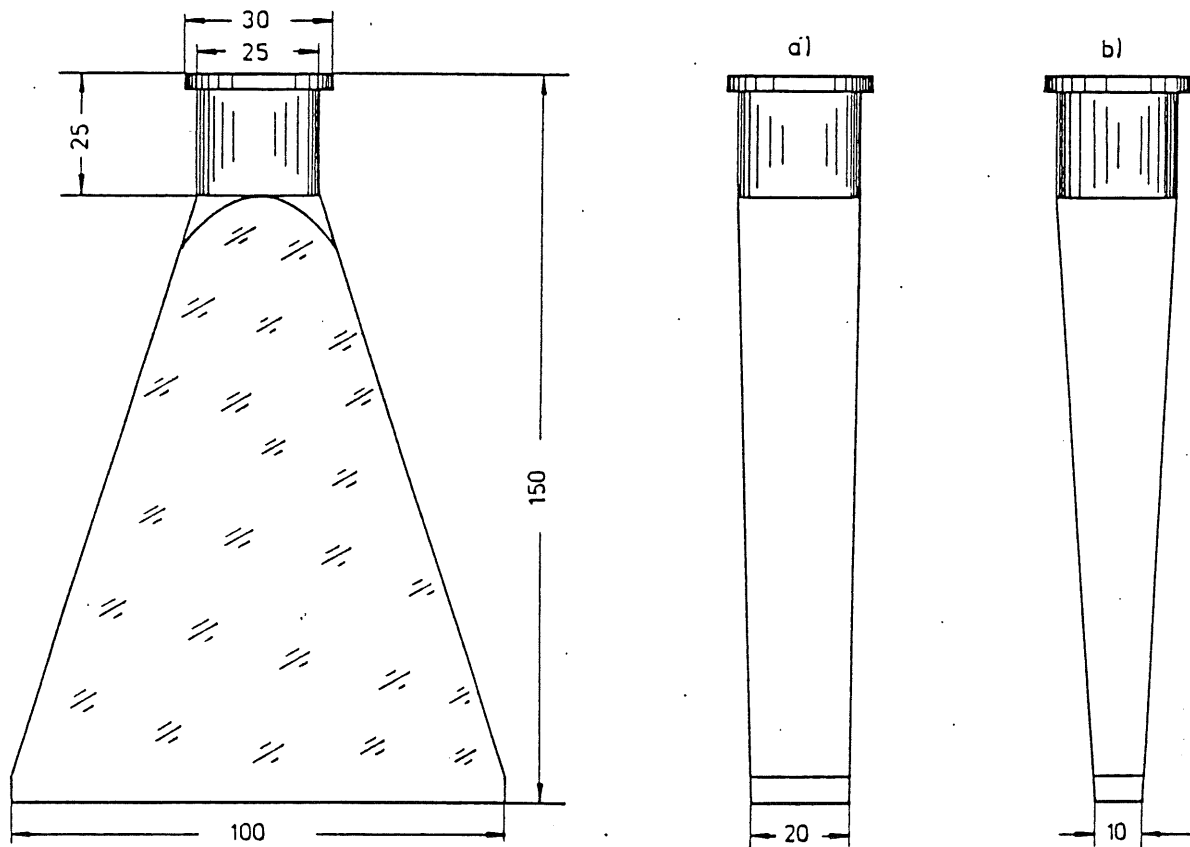


Abb 3.2 Auf- und Seitenansicht der an den geraden Szintillatoren verwendeten „ Fishtail “ Lichtleiter

3.2 Photomultiplier und Spannungsteiler

Da der geplante Detektor mit Photomultipliern in einem Magnetfeld der Größenordnung 1.2 Tesla arbeiten soll, muß es das Ziel sein, Multiplier mit Transmissionsdynoden zu verwenden, da konventionelle Photomultiplier unter diesen Bedingungen unbrauchbar sind. Als erste Testexemplare wurden solche vom Typ Hamamatsu R2021 verwendet. Um sie mit einem konventionellen Photomultiplier zu vergleichen, wurde außerdem der Typ Valvo XP2011B benutzt. Nähere Spezifikationen sind im Anhang gegeben. Für den Valvo Photomultiplier wurde ein vorhandener Spannungsteilertyp benutzt, dessen 9. und 10. Dynode separat von einer Hochspannungsquelle versorgt wurde. Dieser Typ ist genauer beschrieben bei [Gen87]. Nach mehreren Tests, bei denen die HV variiert wurde, wurden, um für Pulshöhen- und Zeitmessung gleichermaßen gute Resultate zu erhalten, die Valvo Photomultiplier mit einer Kathodenspannung von 1800 V betrieben. Dynode 9 erhielt 26% und Dynode 10, 12% der Kathodenspannung. Für die Photomultiplier R2021 wurde ein neuer Spannungsteiler, der in Abb 3.3 skizziert ist, entwickelt.

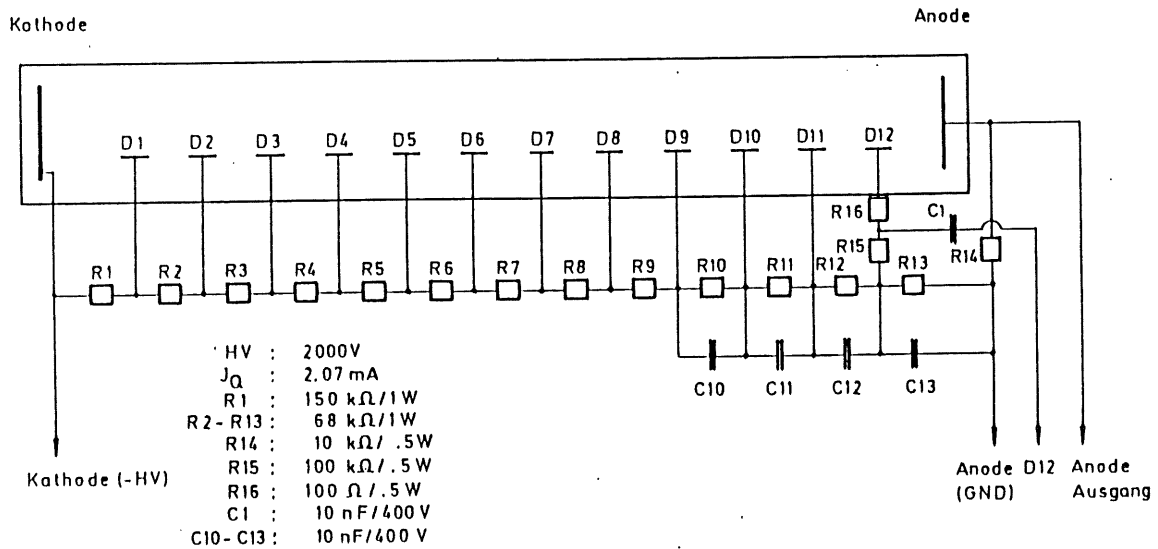


Abb 3.3 *Blockschaltbild des Spannungsteilers für die Hamamatsu Photomultiplier R2021*

In Abb 3.4 ist der Versuchsaufbau, wie er für die Untersuchungen am NE110 Brett am DESY Teststrahl verwendet wurde, skizziert.

Der Szintillator wurde in einer Weise senkrecht zum Elektronenstrahl montiert, daß sich seine Position bezüglich der Strahlachse definiert verändern ließ.

Der Auftreffort der einzelnen Elektronen des DESY Teststrahles war durch vier Triggerdetektoren festgelegt. Dies waren, ein Detektor am Ausgang des Strahlrohres (Upstream), ein Szintillatorkreuz, bestehend aus zwei Detektoren, und ein Finger, bestehend aus einem Lichtleiter und einem Szintillatorstück mit der Fläche $(7\text{mm})^2$. Dieser Finger wurde 1050mm vor dem NE110 Brett aufgebaut.

Unter Berücksichtigung des Abstandes von 1370mm vom Szintillatorkreuz zum Finger und der Fläche des Kreuzes von $(10\text{mm})^2$, läßt sich eine Auflösung von $\pm 6\text{mm}$ in jede Raumrichtung abschätzen.

Durch eine Koinzidenzbedingung für alle vier Detektoren wird sichergestellt, daß vom Vielkanal (MCA) nur die Daten der Elektronen registriert werden, die an dem so definierten Ort auftreffen.

Im Szintillator löst jenes Elektron ein Lichtsignal aus, das an den Brettenden von den Photomultipliern registriert und in einen Stromimpuls umgesetzt wird. Ein Problem besteht nun darin, daß das Anodensignal der Photomultiplier gesplittet werden muß, da es sowohl zu Impulshöhen, als auch zur Zeitmessung verwendet werden soll. Bei vorangehenden Messungen mit kosmischen Muonen wurde zu diesem Zweck ein BNC-T-Stück verwendet. Am Teststrahl war dies jedoch nicht mehr durchführbar, da die Anodensignale so klein waren, daß eine Amplitudenreduktion durch ein T-Stück keine brauchbare Messung mehr erlaubte. Als Ersatz wurde bei den Messungen am NE110 ein Fan Out verwendet. Seine Schwäche bestand darin, daß er die Anodenpulsform deutlich veränderte.

Die Ausgangssignale des Fan Out wurden in einem schnellen 15-fach Amplifier verstärkt, um dann im CFD ein präzises Zeitsignal zu generieren. Der Time-to-Pulseheight-Converter (TPC) erzeugt ein Ausgangssignal, das proportional zur Zeitdifferenz der Signale aus dem CFD2

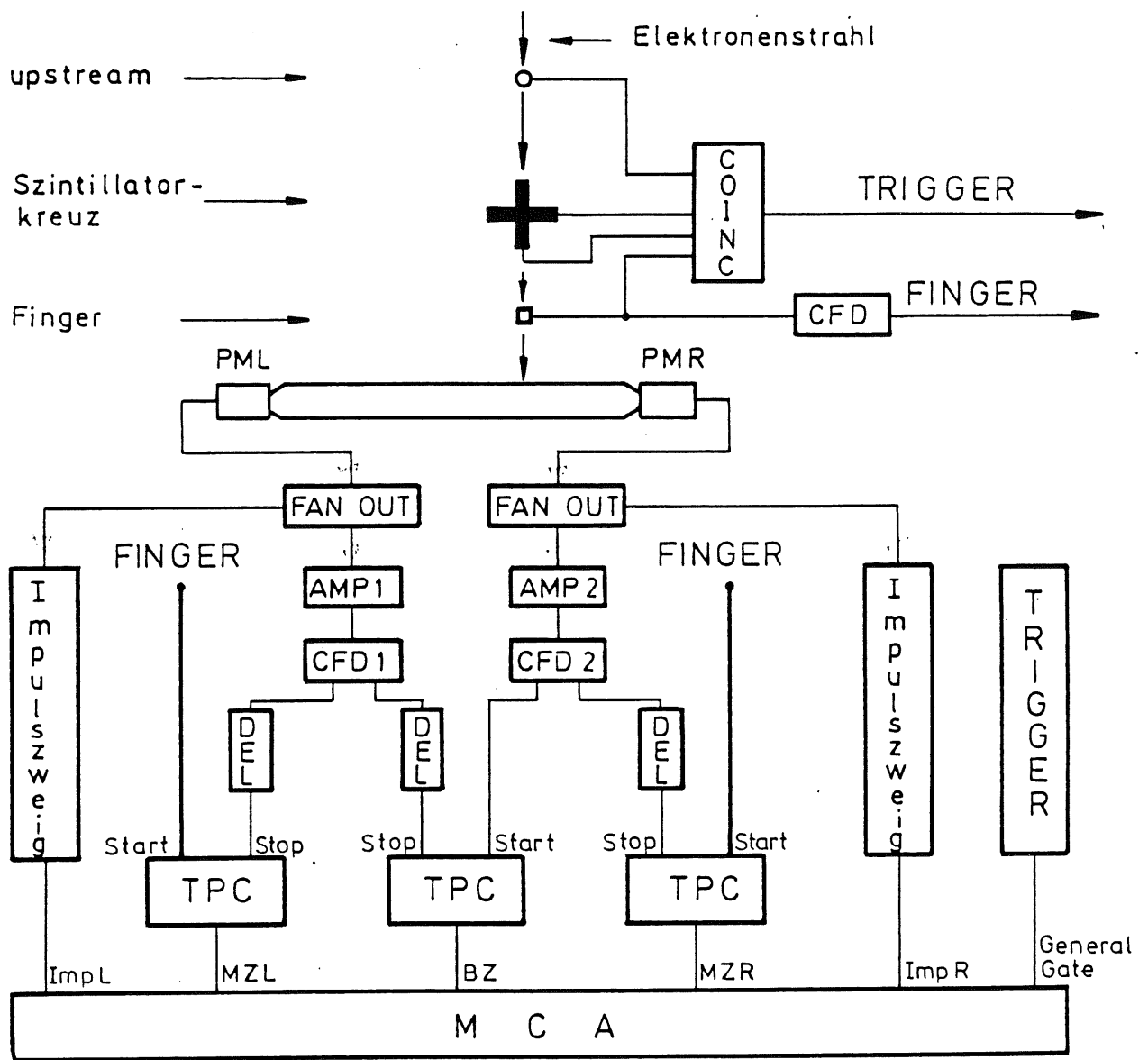


Abb 3.4 Blockschaltbild des Versuchsaufbaus der Experimente am Szintillator NE110 am DESY Teststrahl

und dem verzögerten Signal aus CFD1 ist. Diese Zeitdifferenz ist direkt proportional zur Differenz der Ankunftszeiten BZ des Lichtblitzes am rechten (PMR) und linken (PML) Photomultiplier des Brettes (Gl 2.1).

Zusätzlich wurden noch die Zeitdifferenzen MZR, MZL zwischen dem Photomultiplierpuls des Triggerfingers und jeweils eines am Brett befestigten Photomultipliers gemessen (siehe Kap 2.1). Die Messung dieser Zeiten, wurde im Laufe der Untersuchungen am 3600mm langen SCSN38 Brett eingeführt. Konsequenterweise durchgeführt wurde sie jedoch erst seit den Untersuchungen am 1800mm langen NE110 Brett.

Der zweite Ausgang des Fan-Out führt zur Elektronik des Pulshöhenzweiges, welche im wesentlichen eine Integration über den Anodenpuls, der am Brett befestigten Photomultiplier durchführt und letztlich eine Information über die vom Photomultiplier registrierte Lichtmenge liefert. Aus apparativen Gründen war es nicht möglich, eine Integrationszeit kleiner als 250 bzw. 500ns zu wählen. (Länge des Anodenpulses 30ns)

Der beschriebene Aufbau kann als repräsentativ gelten, wenngleich er für die Untersuchungen der übrigen Szintillatoren etwas modifiziert wurde. Die Gründe für die Änderungen waren :

- 1.) Die Untersuchungen mit Muonen und mit Elektronen erforderten eine unterschiedliche Triggerkonzeption.
- 2.) Aus organisatorischen Gründen erwies es sich als notwendig, im Fall der Meßphasen 4 und 5 (Tab 3.1), auf ein einfaches Datenaufnahmesystem zurückzugreifen.
- 3.) Drastische Änderungen in der Pulshöhe machten Änderungen der Meßtechnik notwendig.
- 4.) Aus materiellen Gründen konnte die Meßtechnik nur schrittweise optimiert werden.

In Kapitel 3.5 wird etwas näher auf die spezifischen Details der einzelnen Messungen eingegangen, sowie auf S. 57 (Tab 3.2) tabellarisch ein Überblick über die verwendete Elektronik gegeben.

Zur Datenaufnahme wurde, mit Ausnahme der Messungen am 1800mm langen Szintillator SCSN38 am DESY Teststrahl, ein System verwendet, welches von Wolfgang Strauß 1981-1985 am 1. Inst. für Exp. Physik in Hamburg entwickelt wurde. Es ist implementiert auf einem Rechner vom Typ Micro-J11, welcher die eigentliche Datenaquisition durchführt, und einer LSI11/73, welche parallel arbeitet und eine Überwachung der Messung gestattet.

Der Vorteil dieser Konzeption besteht darin, daß, obwohl genannte Überwachung während des Meßprozesses durchgeführt wird, eine sehr hohe Ereignisrate, vom System verarbeitet werden kann. Zur Datenaufnahme standen 8 NIM-ADC's zur Verfügung, welche Eingangsspannungen von 0 bis +8 Volt, in 4096 Kanäle konvertierten. Details siehe [MPA87]. Einer der 8 ADC's wird als Trigger definiert.

Mit diesem System war eine Zeitauflösung von 15ps pro Kanal möglich. Da das Spektrum zur Auswertung auf 1024 Kanäle reduziert wurde, ergab sich eine Auflösung von 60ps pro Kanal.

Alle Messungen, mit Ausnahme der Eichungen, wurden im List-mode Verfahren durchgeführt. Alle List-mode Messungen und Datensätze werden als Run's bezeichnet. Die Eichungen wurden im Acquire-mode durchgeführt und unter Tagwords auf Band abgelegt .

List-mode

Ein Ereignis (Elektron fliegt durch Szintillator) erzeugt über die Elektronik und die angeschlossenen ADC's einen Satz von $N+1$ Zahlen zwischen 0 und 4096. N ist die Anzahl der Parameter, die gemessen werden. Die $N+1$ -te Zahl enthält eine kodierte Information darüber, welche ADC's etwas registrierten. Diese $N+1$ Zahlen werden für jedes Ereignis nacheinander auf Magnetband geschrieben. Zur Auswertung können für die einzelnen Parameter Spektren erzeugt werden. Die Besonderheit des Verfahrens liegt darin, daß im Nachhinein jedes Ereignis rekonstruiert werden kann und es somit möglich ist, z.B. nach Zusammenhängen zwischen Pulshöhe und Zeitdifferenz zu suchen.

Acquire-mode

Ein Ereignis erzeugt ein Satz von N Zahlen zwischen 0 und 4096. Diese Zahlen werden jedoch sofort in N Spektren, bestehend aus 4096 Kanälen einsortiert. Nach Abschluß der Messungen wird jedes Spektrum unter einem Tagword auf Band geschrieben. Man erhält also pro Parameter, einen Satz von 4096 Zahlen, entsprechend den Kanalgehalten des Spektrums. Bei diesem Verfahren läßt sich ein einzelnes Ereignis nicht mehr rekonstruieren.

Zum Schluß sei noch erwähnt, daß für die Messungen am DESY Teststrahl, mit Hamamatsu Photomultipliern, ein IBM-PC als Vielkanal benutzt wurde. Da nur ein ADC zur Verfügung stand, wurde er im Acquire mode betrieben, d.h. es konnte nur ein Parameter zur Zeit gemessen werden.

3.5

Die Versuchsdurchführung

3.5.1

Eichung der Elektronik

Die Eichung des Systems TPC, ADC geschah generell in der im folgenden beschriebenen Art und Weise.

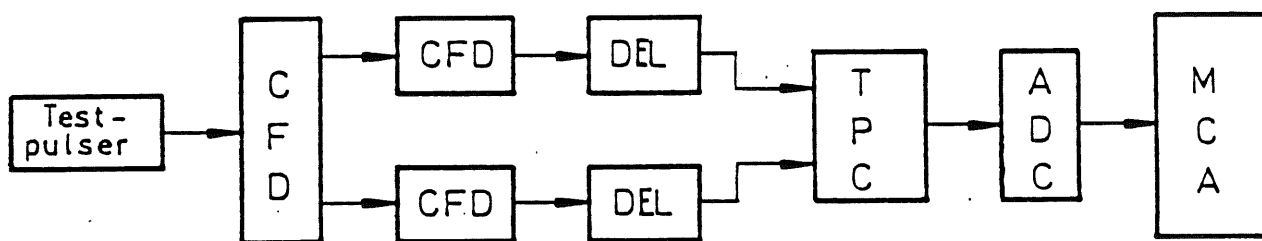


Abb 3.5

Die Eichelektronik

Ein Testpulser generiert ein zeitlich relativ ausgedehntes Signal (Nadelimpuls im μs -Bereich), welches einen CFD veranlaßt, gleichzeitig zwei Signale (im ns-Bereich), ähnlich den Photomultiplierpulsen, zu erzeugen. Diese dienen als Eingangssignale der CFD's der Meßelektronik. Indem die Delays in definierter Weise geändert werden, wird ein Zeitspektrum aufgenommen, welches Zeitpeaks entsprechend den eingestellten Verzögerungszeiten enthält. Zur Auswertung wird dann der Zusammenhang

$$\text{Zeitdifferenz} = \text{Steigung} * \text{Kanal} + \text{Achsenabschnitt}$$

hergestellt.

Die Linearität ist im Zeitbereich zwischen 15 bis 50ns sehr gut erfüllt. Die Experimente wurden stets so durchgeführt, daß die gemessenen Zeitdifferenzen nie außerhalb dieses Bereiches lagen.

3.5.2 Messungen mit kosmischen Muonen

Das besondere Problem bei Experimenten mit kosmischen Muonen besteht in der geringen Zählrate. Akzeptiert man nur solche Muonen, die den Szintillator bezüglich der x-Richtung (Abb.3.1) nahezu senkrecht durchqueren, so erhält man auf eine Fläche von $20 \times 100 \text{ mm}^2$ eine Zählrate von einem Muon pro 26sec. Da wir pro Meßpunkt etwas mehr als 3000 Ereignisse aufzeichnen wollten, bedeutete dies eine Meßdauer von mehr als 24 Stunden. Das weckte den Wunsch, pro Messung bis zu drei Orte gleichzeitig zu untersuchen. Realisiert werden konnte dies durch folgende Triggeranordnung:

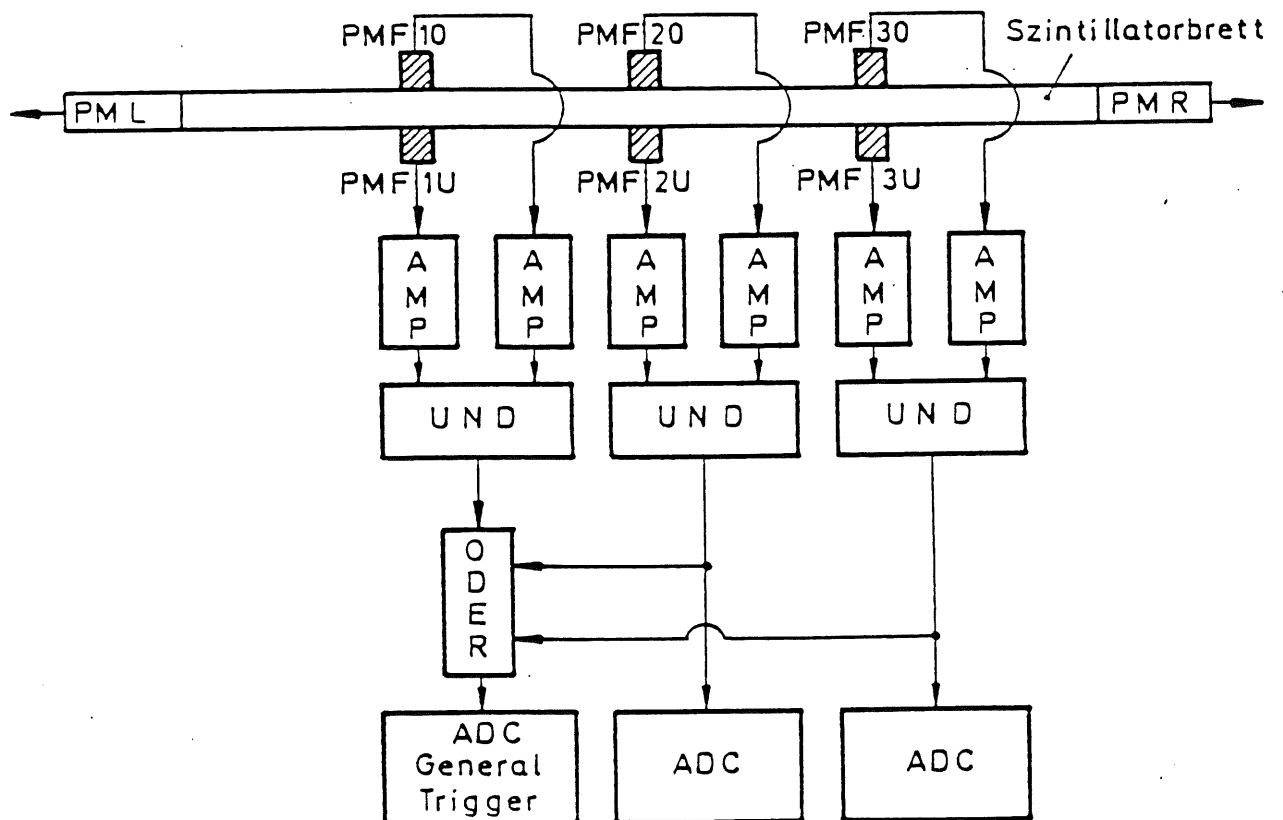


Abb 3.6

Trigger für die Muonenmessung

Zur Ortsdefinition wurden sechs Szintillatorfinger (PMF) mit den Maßen $100 \times 20 \times 25 \text{ mm}^3$ angefertigt. Als Paare (Abb.3.6), jeweils ein Finger oberhalb und einer unterhalb des Szintillatorbrettes, aufgebaut, wurden sie jeweils einseitig durch Photomultiplier ausgelesen. Sprechen ein oberer und ein unterer Finger koinzident an, so wird über ein "ODER" Gate der General Trigger ausgelöst. Indem für zwei Fingerpaare ihr Ansprechen zusätzlich von jeweils einem ADC registriert wurde, war es im Nachhinein möglich, zu entscheiden, welches Fingerpaar den General Trigger auslöste. Der Einstrahlungsort wurde damit auf eine Fläche von $100 \times 20 \text{ mm}^2$ festgelegt.

Für eine optimale Zeitmessung, insbesondere bei sehr kleinen Signalen, ist es notwendig, daß die für die Elektronik verwendeten Bauelemente den Photomultiplierpuls möglichst nicht verkleinern, sowie seine Originalform erhalten. (siehe Kap 2.4) Im Hinblick hierauf muß der Elektronikaufbau während der Messungen mit Muonen als einfach bezeichnet werden. Zum Aufsplitten des Pulses wurde ein T-Stück verwendet, was die Amplitude reduzierte. Statt eines schnellen Verstärkers wurde ein Timing- Filter Amplifier (TFA) benutzt. Dieser erlaubt zwar eine bis 100-fache Verstärkung, produziert jedoch aus Eingangspulsen mit der Basisbreite 25ns, Ausgangspulse der Basisbreite 100-200ns.

Bei der Untersuchung mit Hamamatsu-Photomultipliern wurde statt des TFA, das Anodensignal direkt durch zwei schnelle zehnfach Amplifier (Ortec535) verstärkt und erst dann ein Aufsplitten in Zeit- und Impulshöhenzweig durch ein T- Stück vorgenommen.

Die Einstellung der CFD's war vermutlich nicht optimal, da sich ihre Justage durch die geringe Zählrate, als auch bauartbedingt (es waren Institutseigenbauten), als schwierig erwies.

Für das 20mm dicke SCSN38-Brett wurden mit Valvo-Photomultipliern mittlere Pulshöhen in der Größenordnung 100-500mV gemessen. Bei Verwendung von Hamamatsu-Photomultipliern verringerten sich dieselben um den Faktor 50.

3.5.3 Untersuchung des 1800mm langen SCSN38 mit Elektronen

Bei diesen Untersuchungen stellte sich insbesondere die Frage, inwieweit eine Zeitabhängigkeit vom Einschubort in y -Richtung (Abb 3.1) besteht. Zu diesem Zweck wurde beim 20mm dicken Szintillator nicht nur eine Meßreihe in der Brettmitte ($y=0$), sondern auch eine 30mm parallel dazu ($y=30$), gemessen. Außerdem wurden beim 10mm wie beim 20mm dicken Szintillator an den Orten $x=0$, $x=800$ verschiedene Meßpunkte in y -Richtung untersucht.

Diese, wie auch alle folgenden Messungen, wurden mit Elektronen am DESY-Teststrahl durchgeführt. Nachdem ein Meßpunkt mit 1GeV, 3GeV und 5GeV Elektronen untersucht wurde, die Ergebnisse sich jedoch erwartungsgemäß nicht nennenswert unterschieden, wählten wir aus Gründen der maximalen Zählrate eine Energie von 3GeV. Als Photomultiplier wurden solche von Hamamatsu verwendet, deren Anodensignale wie bei den Muonenmessungen durch eine Hintereinanderschaltung zweier Fast Amplifier (Ortec535) verstärkt wurden. Es wurde dadurch erreicht, daß die Photomultiplierpulse ihre Originalform behielten. Da als Datenaufnahmesystem ein IBM-PC verwendet wurde, List-mode also nicht möglich war, entfiel das Aufsplitten der Signale, was sich auf die Ergebnisse positiv auswirkte.

3.5.4 Das 3600mm lange Szintillatorbrett

Die Untersuchungen speziell an diesem Brett sollten zeigen, ob es möglich ist, einen Veto-Zähler am H1 Detektor aus $4000 \times 85 \times 20 \text{mm}^3$ Brettern parallel zur beam-line zu betreiben. Da derart lange Szintillatorbretter zu der Zeit noch nicht gefertigt wurden, mußte es aus zwei 1800mm langen Szintillatoren zusammengeklebt werden.

Aus Platzgründen konnte dieses Brett nicht senkrecht zur Teststrahl-Achse aufgebaut werden, sondern nur in einem Winkel von 42° dazu. Dies hatte zur Konsequenz, daß der Weg des Elektronenstrahls durch den Szintillator 30mm betrug. Bezüglich des Energieverlustes und der Pulshöhen der Photomultiplier entsprachen die Ergebnisse also denen eines 30mm dicken Szintillators, der senkrecht durchstrahlt wird.

Bezüglich der Festlegung des Strahles in x -Richtung des Szintillatorbrettes änderten sich die Verhältnisse ebenfalls ein wenig. Nimmt man

bei senkrechter Einstrahlung eine Schwankung um einen Mittelwert in der Größenordnung $\pm 7\text{mm}$ an, so führt dieses zu einer Zeitunsicherheit von $\pm 12\text{ps}$.

Bei schrägem Einschub vergrößert sich die Unsicherheit, verursacht durch die Strahlbreite auf $\pm 10,5\text{mm}$ entsprechend $\pm 18\text{ps}$. Zusätzlich gibt es noch einen Beitrag dadurch, daß die Strahlrichtung eine Komponente in x-Richtung hat. Dies macht einen Effekt von $\pm 11,1\text{mm}$ entsprechend $\pm 19\text{ps}$ aus. Unter ungünstigen Bedingungen ergäbe sich also eine Unsicherheit von $\pm 37\text{ps}$.

Zu Beginn der Meßzeit wurde der Versuch unternommen, den Szintillator mit Hamamatsu-Photomultipliern zu betreiben. Die fünfzehnfach verstärkten Anodensignale unterschieden sich nicht wesentlich vom Verstärkerrauschen, was dazu führte, daß 50% der Ereignisse nicht registriert wurden. Die weiteren Untersuchungen fanden dann mit Valvo Photomultipliern statt, obwohl auch hier die Signale sehr klein waren, was dazu zwang, trotz fünfzehnfacher Verstärkung die CFD-Schwellen auf 20mV zu setzen.

Das Aufsplitten der Photomultiplierpulse für Impulshöhen- und Zeitzweig wurde hier nicht mehr durch ein T-Stück, sondern zunächst mit einem Dual-Mixer, später dann mit dem im Versuchsaufbau (Abb 3.4) erwähnten Fan-out durchgeführt, was eine Verbesserung darstellte. Da die Ergebnisse unbefriedigend erschienen, wurde eine Messung ohne ein Splitten der Pulse und ohne Verstärkung, jedoch mit sehr niedriger CFD-Schwelle ausprobiert. Außerdem wurden einige Orte mehrmals gemessen, um bei jeweils etwas verändertem Elektronikaufbau, deren Eigenschaften zu studieren. Während dieser Versuche wurden zwecks zusätzlicher Kontrolle die Messungen der Zeiten MZL und MZR (Gl 2.1) eingeführt.

3.5.5 Das 1800mm lange NE110 Brett

Bei diesen Untersuchungen ging es zu einem darum, zu überprüfen, ob die Szintillatoren SCSN38 und NE110 in ihren Eigenschaften tatsächlich gleich sind und zum anderem darum, zu testen, inwieweit die Art der Einwicklung einen Einfluß auf die Ergebnisse hat. Der Versuchsaufbau wurde in Ab 3.4 beschrieben.

Meß- phase	Trigger	Photo multiplier	Puls splitting	Ver stärker	CFD
1	wie	R2021	T - Stück	zwei mal	} Instituts eigen bau
2	Abbildung	XP2063B	//	Ortec 535	
3	3.6	//	//	TFA	
4	wie	//	kein	zwei mal	} Ortec 934
5	Abbildung	//	splitting	Ortec 535	
6	3.4	//	*	//	**
7	//	//	***	// und	**
8	//	//	***	FTA 810	**

Tab 3.2 Übersicht über die verwendete Elektronik

* Es wurde alternativ ein Dual-Mixer (Ortec Modell AN308/NL), als auch ein Linear Fan Out (LeCroy 128L) verwendet.

** Es wurde alternativ ein Ortec 934, als auch ein Tennelec TC 455 CFD verwendet.

*** Es wurde der Fan Out Phillips Scientific Model 744 verwendet

3.6

Ergebnisse

3.6.1 TOF in Abhängigkeit vom Ort

Der lineare Zusammenhang zwischen Ort- und Zeitdifferenz konnte bei allen Untersuchungen in hervorragender Weise nachgewiesen werden. Exemplarisch sei dies gezeigt an Abb.3.7, in der Flugzeitdifferenzen, gemessen am $1800 \times 100 \times 20 \text{ mm}^3$ SCSN38, für die Mittelreihe $y=0$ und die Seitenreihe $y=30$ dargestellt sind. Die Meßpunkte für beide Fälle liegen so gut übereinander, daß sie quasi nicht zu unterscheiden sind. Daß eine Änderung des Einstrahlungsortes in y -Richtung nicht zu einer relevanten Flugzeitänderung führt, sei zusätzlich anhand der Abbildungen 3.8 und 3.9 demonstriert. Als weitere Beispiele für den linearen Zusammenhang werden die Abbildungen 3.10 und 3.11 gezeigt. Die Fehlerbalken in den erwähnten Abbildungen entsprechen der Zeitauflösung $\pm \sigma$ für den jeweiligen Messpunkt.

Aus der Steigung der Geraden läßt sich die effektive Lichtgeschwindigkeit v_{eff} in den Szintillatorbrettern berechnen. Diese Größe ist an sich nicht von entscheidender Bedeutung, wenn man davon absieht, daß eine Verringerung der effektiven Lichtgeschwindigkeit bei gleichbleibender

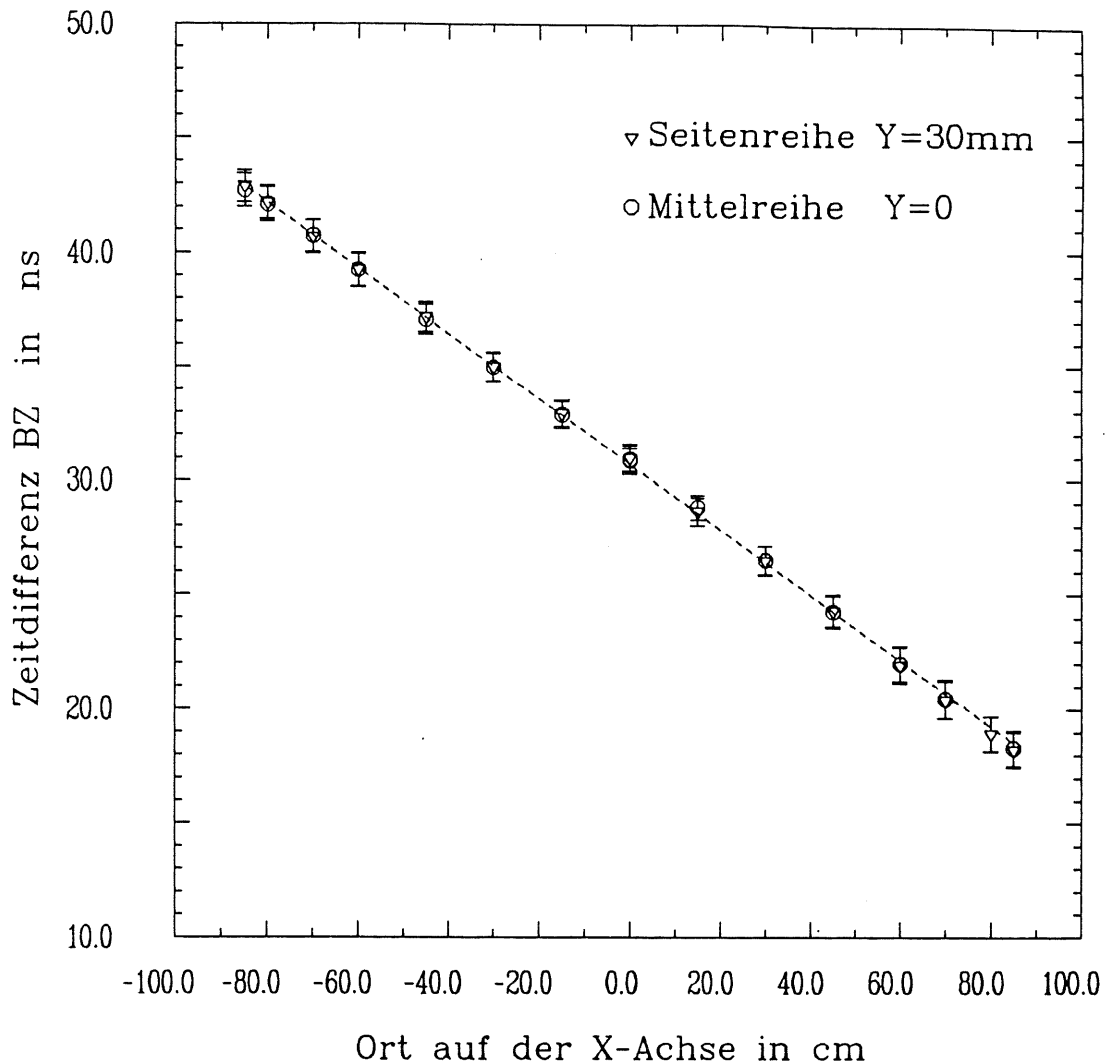


Abb 3.7 Flugzeitdifferenzen (Tof) BZ, in Abhängigkeit vom Einstrahlungs-ort X, gemessen am DESY Teststrahl, an einem Szintillator SCSN38 (1800 * 100 * 20), auf der Mittellinie Y = 0 (runde Symbole), sowie parallel dazu Y = 30 (dreieckige Symbole). Die angegebenen Zeiten sind als relative Zeiten zu interpretieren.

Zeitauflösung, eine Verbesserung der Ortsauflösung bedeutet. Beim Vergleich der effektiven Lichtgeschwindigkeiten, siehe Tab 3.3, zeigte es sich jedoch, daß es Zusammenhänge bei der elektronischen Verarbeitung des Lichtpulses geben muß, die bisher nicht verstanden sind.

Die folgende Betrachtung der Ergebnisse für die effektiven Lichtgeschwindigkeiten in TAB 3.3 ist mit dem alleinigen Ziel durchgeführt, einen Eindruck zu vermitteln, in welcher Weise die Zeitmessung vom individuellen Versuchsaufbau abhängt.

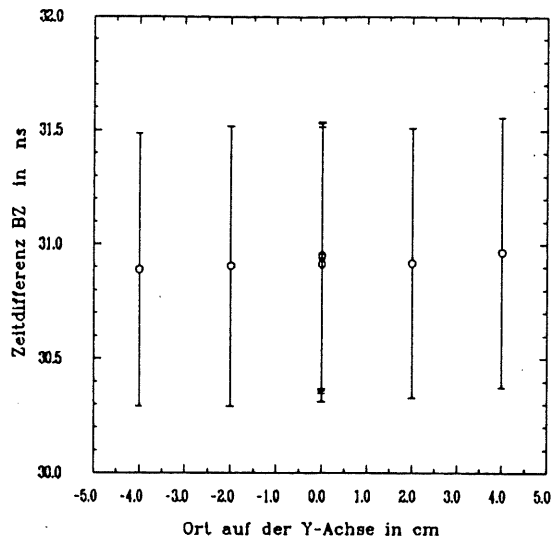


Abb 3.8 Tof BZ, gemessen am DESY Teststrahl, am Szintillator SCSN 38 $1800*100*20\text{mm}^3$ für verschiedene Orte auf der Y-Achse, an der Stelle $X=0$.

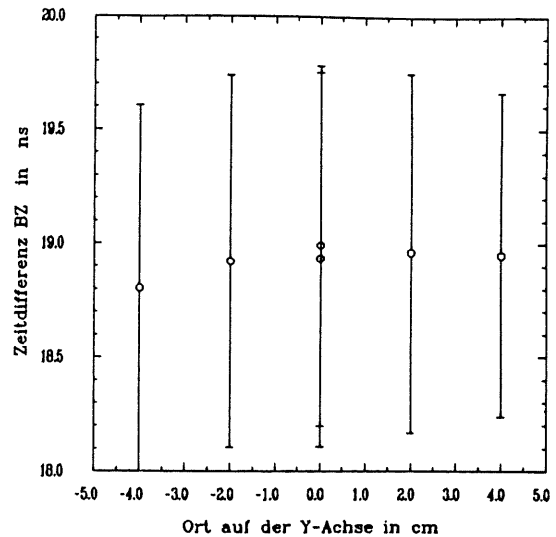


Abb 3.9 Tof BZ, gemessen am DESY Teststrahl, am Szintillator SCSN 38 $1800*100*20\text{mm}^3$ für verschiedene Orte auf der Y-Achse, an der Stelle $X=800$.

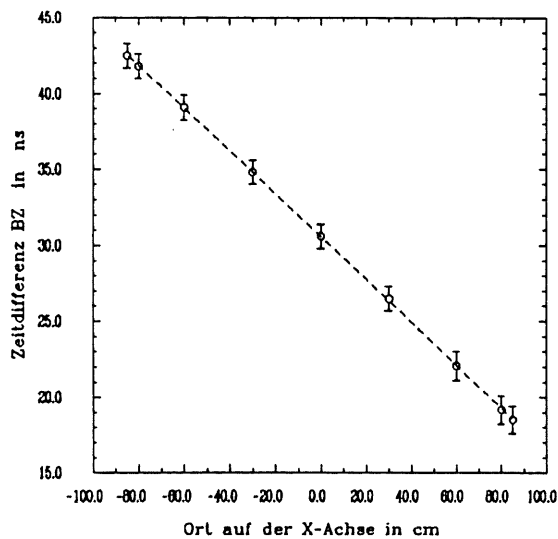


Abb 3.10 Tof BZ, gemessen am DESY Teststrahl, am Szintillator SCSN 38 $1800*100*10\text{mm}^3$ für verschiedene Orte X, auf der Mittellinie $Y=0$.

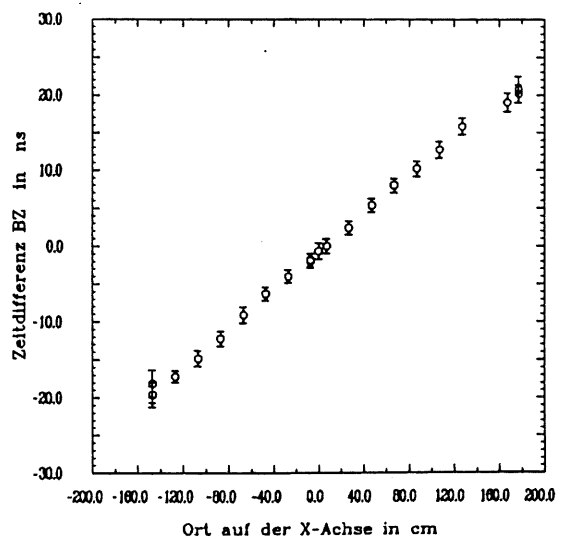


Abb 3.11 Tof BZ, gemessen am DESY Teststrahl, am Szintillator SCSN 38 $3600*100*20\text{mm}^3$ für verschiedene Orte X, auf der Mittellinie $Y=0$.

In Abb 3.8 bis Abb 3.11 zeigen die Fehlerbalken die jeweiligen Standardabweichungen an. Die angegebenen Werte für die Zeiten sind als relative Zeiten zu interpretieren.

Scintillator-material	Maße [mm ³]	PM's	Einwicklung	sonstige Spezifikationen	v_{eff} [cm/ns]	Zeile
SCSN38	1800*100*20	XP2011B	Alu	Muonen;BZeit	14.3	1
"	1800*100*10	"	"	" "	14.6	2
"	1800*100*20	R2021	"	" "	13.1	3
"	1800*100*20	R2021	Alu	Elektr.;BZ;Y=0	14.0	4
"	"	"	"	" " Y=30	13.8	5
"	1800*100*10	"	"	" " Y=0	14.2	6
"	3600*100*20	XP2011B	Alu	Elektr.;BZ	15.6	7
NE110	1800*100*20	XP2011B	schwarz	Elektr.;BZ	16.2	8
"	"	"	"	" ;MZLI	15.5	9
"	"	"	"	" ;MZRe	15.4	10
"	"	"	Alu	" ;BZ	16.0	11
"	"	"	"	" ;MZLI	16.2	12
"	"	"	"	" ;MZRE	16.0	13
NE110 in Alu, Nachmessung						
"	1800*100*20	XP2011B	Alu	Elektr.;BZ	15.0	14
"	"	"	"	" ;MZLI	14.5	15
"	"	"	"	" ;MZRe	15.0	16
Literaturangaben						
				Autor		
SCSN38	1500*200*20			[Tan83]	16.3	17
"	1500*200*30			"	16.7	18
"	1800*485*10			[Chi86]	16.2	19
"	2200*150*30	R2063	Alu	[LPN86]	16.8; 14.9	20
NE110				[Hel85]	15.0	21
"				[Bra76]	16.2	22

TAB 3.3 Zusammenfassung der Ergebnisse für die effektive Lichtgeschwindigkeit v_{eff} in den untersuchten Szintillatoren. Für den Szintillator NE110 in Alu Einwicklung wurden Nachmessungen angestellt, bei denen das Anodensignal weder gesplittet noch verstärkt wurde. Die entsprechenden Ergebnisse sind oben separat dargestellt. Als Vergleich sind außerdem Ergebnisse, wie sie von anderen Autoren publiziert wurden, angeführt.

Unter der Annahme eines statistischen Fehlers $< \pm 3 \text{ cm/ns}$, findet man für SCSN38, daß :

- a) die Abweichung der gemessenen Werte, gegenüber den von anderen Autoren publizierten Werten, groß ist.
- b) die gemessenen Werte untereinander deutlich abweichen. (vergleiche die Zeilen 1 , 3 , 7 in TAB 3.3)
- c) z.B auch [LPN86] deutlich unterschiedliche Werte gemessen werden (siehe Zeile 20 in TAB 3.3)

Für NE110 finden sich deutliche Abweichungen zwischen den Haupt- und den Nachmessungen. (vergl. Zeile 11 mit 14)

Die einfachste Möglichkeit, die unterschiedlichen effektiven Lichtgeschwindigkeiten zu erklären, besteht darin, zu vermuten, daß sie durch Eichfehler verursacht wurden. Die Eichungen sind sicherlich fehlerbehaftet, diese sind jedoch gering und wirken sich aus folgenden Gründen jedoch nicht so aus, daß sie die angesprochenen Effekte erklären könnten.

1. Die Meßdauer eines jeden Meßpunktes mit kosmischen Muonen betrug $\sim 24 \text{ Std.}$ Vor und nach jeder Messung wurde eine Eichung durchgeführt. Es ist in keiner Weise zu verstehen, daß ein Eichfehler gerade so auftritt, daß sich eine Änderung der effektiven Lichtgeschwindigkeit ergibt, wenn mit Hamamatsu Photomultipliern gemessen wird.
2. Bei den Untersuchungen am NE110 ändern sich die Eichparameter je nach ADC unterschiedlich stark. Diese Änderungen auch der ADC's relativ zueinander, korrelieren in keiner Weise mit dem Verhalten der effektiven Lichtgeschwindigkeiten.

Da die erwähnten Abweichungen weder durch Eichfehler noch durch statistische Fehler zu erklären sind, muß es systematische Fehler geben, die ungenügend verstanden sind.

Die wesentliche Ursache dieser Fehler sehe ich nach den Erläuterungen in Kap 2.4 darin, daß die vom CFD durchgeführte Zeitbestimmung von der Pulscharakteristik seines Eingangssignales, insbesondere von seiner Anstiegszeit, abhängt. Eine Abhängigkeit der Zeitbestimmung von der Amplitude ist, wie in Kap 2.4 erwähnt wurde, immer dann gegeben, wenn der zero-crossing Detektor nicht genau bei Null justiert ist. Als Grund für abweichende Ergebnisse der effektiven Lichtgeschwindigkeit genügt es also, wenn nur einer der CFD's sich ändert, oder wenn die Änderung des CFD Eingangssignals mit dem Einstrahlungsort sich verändert.

Der letztgenannte Effekt kann auf zwei Kategorien von Ursachen zurückgeführt werden :

- 1.) Eine Änderung des Lichtsignals durch :
 - a) eine Veränderung der Lichtentstehung (Szintillatorstärke, Szintillatormaterial)
 - b) eine Veränderung der Lichtausbreitung (Szintillatorgeometrie, Einstrahlungsort)
 - c) eine Veränderung der Lichtabschwächung (Szintillatormaterial, Lichtleiter, optische Kontakte)

- 2.) Eine Änderung in der elektronischen Verarbeitung des Szintillatorlichtes durch eine Veränderung :
 - a) der Photomultiplier (anderes Exemplar, Hochspannung, Belichtung der Photokathode)
 - b) der Anodensignalverarbeitung (splitting)
 - c) der Verstärker

Die Auswirkung der unter 1.) genannten Ursachen ist überwiegend gering, sei aber kurz beschrieben.

- * bei Verringerung der Szintillatorstärke, also auch der erzeugten Lichtmenge, erhöht sich die Lichtgeschwindigkeit leicht. (vergl. Zeile 1 mit 2 und 4 mit 6)
- * die Untersuchung der Einstrahlungsorte auf der Seitenreihe führte gegenüber der Mittelreihe zu einer leichten Erhöhung der registrierten Lichtmenge [Fun 88], als auch zu einer leichten Verringerung der effektiven Lichtgeschwindigkeit. (vergl. Zeile 4 mit 5)
- * die Einwicklung des Szintillators spielt ebenfalls eine geringe Rolle. (vergl. Zeile 8 mit 11)

Die Auswirkungen der genannten Effekte bewegen sich in der Größenordnung des statistischen Fehlers.

- * Demgegenüber bewirkt eine Verdoppelung der Szintillatorlänge eine deutlichere Veränderung. (vergl. Zeile 1 mit 7) Daß die effektive Lichtgeschwindigkeit beim 3600mm langen SCSN38 größer ist als beim 1800mm langen Szintillator, erscheint plausibel, da jeder effektiven Lichtgeschwindigkeit ein mittlerer Abstrahlungswinkel $\bar{\alpha} = \arccos (v_{\text{eff}} / v_r)$ zugeordnet ist. Bei langen Szintillatoren ist nun zu vermuten, daß aufgrund der langen Lichtwege und der vielen Reflektionen für größere Winkel, sich der mittlere Abstrahlungswinkel verringert. Es kann jedoch nicht als sicher gelten, daß dies der einzige Effekt ist, der zu dieser Änderung der Lichtgeschwindigkeit

führte, da auch der elektronische Aufbau gegenüber den vorherigen Messungen modifiziert wurde.

* Bei [LPN86] zeigt sich deutlich der Effekt, der durch Lichtabschwächung hervorgerufen werden kann. So wurde für den Fall einer Lichtauskopplung mittels eines einfachen Fish-tails $v_{\text{eff}} = 16.8 \text{ cm/ns}$ gemessen. Für den Fall einer Lichtauskopplung durch einen Fish-tail und einem langen Lichtleiter verringerte sich das Ergebnis auf $v_{\text{eff}} = 14.9 \text{ cm/ns}$.

Sehr deutlich sind die Effekte, die durch die unter 2.) zusammengefaßten Ursachen hervorgerufen werden.

* Der Einfluß des Photomultipliers zeigt sich beim Vergleich der Zeilen 1 mit 3 :

Bei Verwendung der Photomultiplier R2021 verringert sich die Anodensignalhöhe um den Faktor 50 gegenüber der des XP2011B. Die Lichtgeschwindigkeit erniedrigt sich dabei um 1.2 cm/ns . Diese Verringerung der effektiven Lichtgeschwindigkeit wurde bestätigt durch wenige Messungen, die am 10mm starken Szintillator SCSN38 mit dem PM R2021 durchgeführt wurden.

und der Zeilen 11 mit 14 :

Vor den Nachmessungen wurden die Photokathoden belichtet, also desensibilisiert. Die Lichtgeschwindigkeit erniedrigte sich dabei um 1 cm/ns .

* Der Einfluß des splittings wird deutlich beim Vergleich von Zeile 3 mit 4. Im letzteren Fall wurde das ungesplittete Anodensignal zur Zeitmessung verwendet. Die Anodensignalhöhe vergrößerte sich dabei, die Lichtgeschwindigkeit wuchs um $\sim 1 \text{ cm/ns}$.

Um die beschriebenen Effekte durch die in Kap 2.4 gewonnenen Erkenntnisse genau erklären zu können wäre es notwendig zu wissen, wie sich die Anstiegszeit der Signale mit wachsendem Abstand zum Photomultiplier verändert, und wie die Schwelle für den zero-crossing Detektor eingestellt war. Für die Änderung der Anstiegszeit der Signale, spielen schon sehr kleine Beträge ($\leq 50 \text{ ps}$) eine Rolle, wie sie mit dem Oszilloskop nicht zu registrieren sind. Hinsichtlich der Schwelle des zero-crossing Detektors ist zu beachten, daß gleiche physikalische Bedingungen zu entgegengesetzten Effekten führen können, je nach dem, ob die Schwelle für den zero-crossing Detektor über oder unter Null liegt.

3.6.2 Zeitauflösung

Aus den Abbildungen 3.12, 3.13, 3.14 ist sehr gut zu entnehmen, daß sich für die Zeiten BZ die Auflösung zu den Brettenden erwartungsgemäß verschlechtert. Wenn das Minimum, z.B. bei Abb 3.14, nicht bei $X=0$ liegt, so ist dies auf die unterschiedliche Qualität der messenden Photomultiplier zurückzuführen. Für die Zeiten MZR bzw. MZL ist der Verlauf von σ , siehe Abb 3.15, in guter Näherung linear, was die Annahme in Gl 2.5 bestätigt. Einige Ergebnisse sind in TAB 3.4 zusammengefaßt.

Es wurden jeweils die Zeitauflösung im Symmetriepunkt σ_{sym} , die mittlere Zeitauflösung $\bar{\sigma}$ und die mittlere Ortsauflösung $\bar{\sigma}_{ort}$, berechnet aus $dx/dt * \bar{\sigma}$, angegeben. Die besten Resultate würden für das NE110 in Alueinwicklung gemessen. Der Unterschied zum NE110 in schwarzer Einwicklung ist gering, aber durchgehend vorhanden. Ebenfalls gering ist der Unterschied zum $1800*100*20mm^3$ SCSN38 und vermutlich weniger auf das Material, als auf die veränderte Meßelektronik zurückzuführen.

Eine Materialabhängigkeit könnte dadurch gegeben sein, daß die Absorptionslänge bei NE110 von $\lambda=1.50m$ größer ist, als für SCSN38 mit $\lambda=0.9m$. Außerdem ist bei NE110 die Pulsauflösung mit (3%-10%) besser, als bei SCSN38 mit (10%-30%) [FUN88].

Bei den Messungen der Zeiten MZL und MZR am NE110 wird der Einfluß der unterschiedlichen Photomultiplier sehr deutlich. (siehe auch Abb 3.15, hier liegt der Schnittpunkt der Geraden nicht im Symmetriepunkt.)

Um abzuschätzen, welche Ergebnisse unter guten Bedingungen möglich sind, wurde angenommen, am Szintillator NE110 in Alu-Einwicklung sei beidseitig der Photomultiplier MZR (Tab 3.3 Zeile 13) montiert worden. Das Resultat wurde zu $\sigma_{BZTheorie} = \text{SQRT}(2 * \sigma_{MZR}^2)$ berechnet und ist in Zeile 14 angegeben.

Für die mittlere Ankunftszeit t_{mean} (Gl 2.2) wurde nach (Gl 2.10) ebenfalls aus den NE110 Daten die Standardabweichung σ_{tmean} errechnet (Tab 3.4 Zeile 15). In Zeile 16 wurde, im Unterschied zu Zeile 15, wieder vorausgesetzt, daß beidseitig der Photomultiplier MZR verwendet werden wäre.

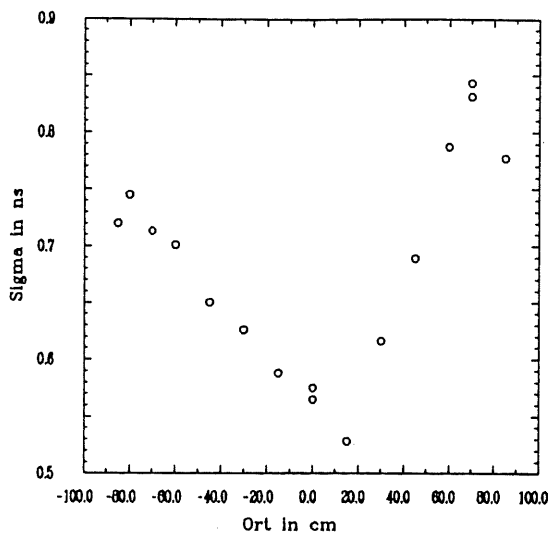


Abb 3.12 Zeitauflösung σ_{BZ} der BZ des Szintillators SCSN38 mit den Maßen $1800*100*20\text{mm}^3$, gemessen am DESY Teststrahl für verschiedene Orte X, auf der Mittellinie $Y=0$.

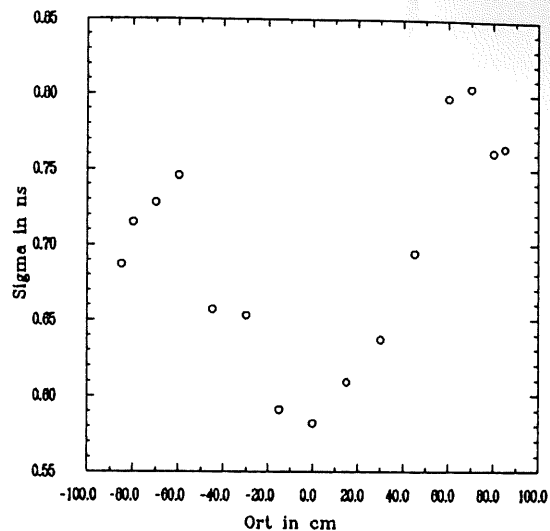


Abb 3.13 Zeitauflösung σ_{BZ} der BZ des Szintillators SCSN38 mit den Maßen $1800*100*20\text{mm}^3$, gemessen am DESY Teststrahl für verschiedene Orte X, auf der Seitenlinie $Y=30$.

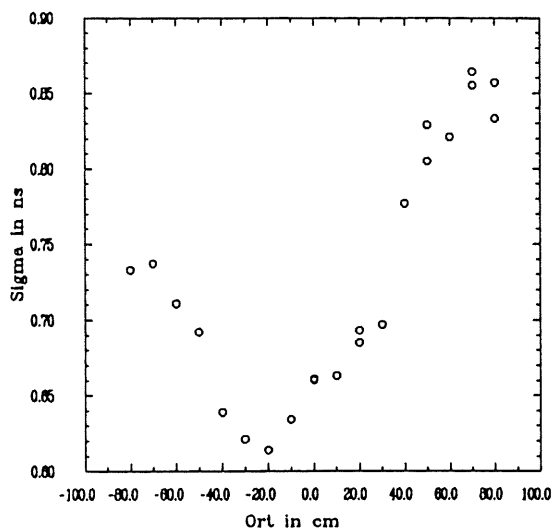


Abb 3.14 Zeitauflösung σ_{BZ} der BZ des Szintillators SCSN38 mit den Maßen $1800*100*20\text{mm}^3$, gemessen mit kosmischen Muonen für verschiedene Orte X, auf der Mittellinie $Y=0$.

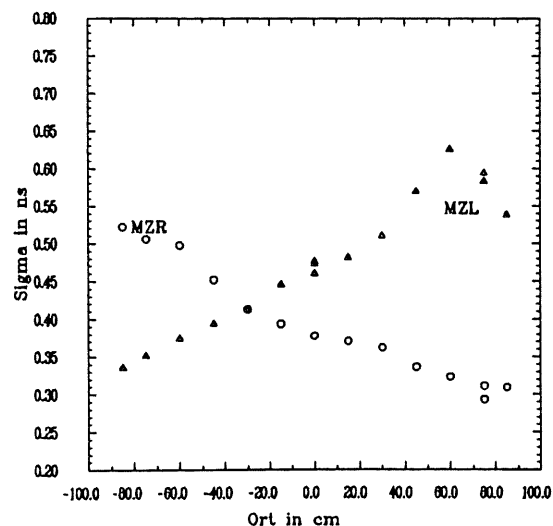


Abb 3.15 Zeitauflösung für die Zeiten MZR und MZL des Szintillators NE110 $1800*100*20\text{mm}^3$ Alu Einwicklung, gemessen am DESY Teststrahl für verschiedene Orte X auf der X-Achse.

Zelle	Meßphase	Zeitdifferenz	σ_{sym} [ns]	$\bar{\sigma}$ [ns]	$\overline{\text{Ort}}$ [cm]
1	1	BZ	.614	.668	± 4.8
2	2	BZ	.673	.741	± 5.2
3	3	BZ	.695	.807	± 5.3
4	4	Y=0, BZ	.570	.685	± 4.8
5	4	Y=30, BZ	.583	.695	± 4.8
6	5	Y=0, BZ	.791	.841	± 6.0
7	6	BZ	.843	.970	± 7.6
8	7	BZ	.575	.584	± 4.7
9	7	MZL	.503	.528	± 8.2
10	7	MZR	.392	.393	± 6.0
11	8	BZ	.542	.555	± 4.5
12	8	MZL	.469	.500	± 8.1
13	8	MZR	.378	.386	± 6.2
14	$\sigma_{BZTheorie}$.454	.484	± 3.9
15	σ_{TMean}		.269	.277	
16	$\sigma_{TMeanTheorie}$.227	.242	

Tab 3.4 Zusammenfassung der Ergebnisse zur Zeit- und Ortsauflösung an den untersuchten geraden Szintillatorbrettern. Als Größen wurden σ_{sym} , die Standardabweichung im Symmetriepunkt des Brettes, σ , die über das ganze Brett gemittelte Standardabweichung, und die mittlere Ortsauflösung, $\overline{\text{Ort}} = \bar{\sigma} * dx/dt$, angegeben. Da in BZ, bei einer Ortsänderung, die registrierten Zeitänderungen beider Photomultiplier eingehen, ist für diese Größe eine bessere Ortsauflösung möglich, als für die Messung der Zeiten MZR bzw. MZL. Die Auflösung für die mittlere Ankunftszeit, t_{mean} , gemessen in Meßphase 8 am NE110, wurde in Zeile 15 angegeben. In Zeile 14 ist die erreichbare Auflösung für BZ angegeben, wäre der Photomultiplier, mit dem MZR in Zeile 13 gemessen wurde, beidseitig des Szintillators montiert worden. Zeile 16 gibt die dazugehörige Auflösung für t_{mean} an.

Abbildung 3.16 zeigt die Standardabweichungen, wie sie am 1800mm langen Szintillator NE110 in Alueinwicklung gemessen wurden. Ein Vergleich mit Abb 2.4, in der für die Steigung von σ_L und σ_R , sowie für σ_F die Werte geschätzt und die daraus folgenden Standardabweichungen berechnet wurden, zeigt, daß diese Abschätzung realistisch war. Die gemessenen Resultate für σ_{tmean} sind ein wenig besser als erwartet. Daß durch gute Photomultiplierqualität noch einmal eine Verbesserung um ≈ 50 ps, was in diesem Zeitbereich sehr viel ist, möglich ist, zeigen die Resultate für σ_{tmean} Theorie. Der durch den Detektorfinger erzeugte Fehler σ_F drückt sich in der Diskrepanz zwischen σ_{BZ} und σ_{re+li} aus und läßt sich nach Gl 2.9 zu $\sigma_F = 200$ ps berechnen. Insgesamt zeigt der Vergleich von Abb 3.16 mit Abb 2.4, daß die Messung in sich konsistent ist.

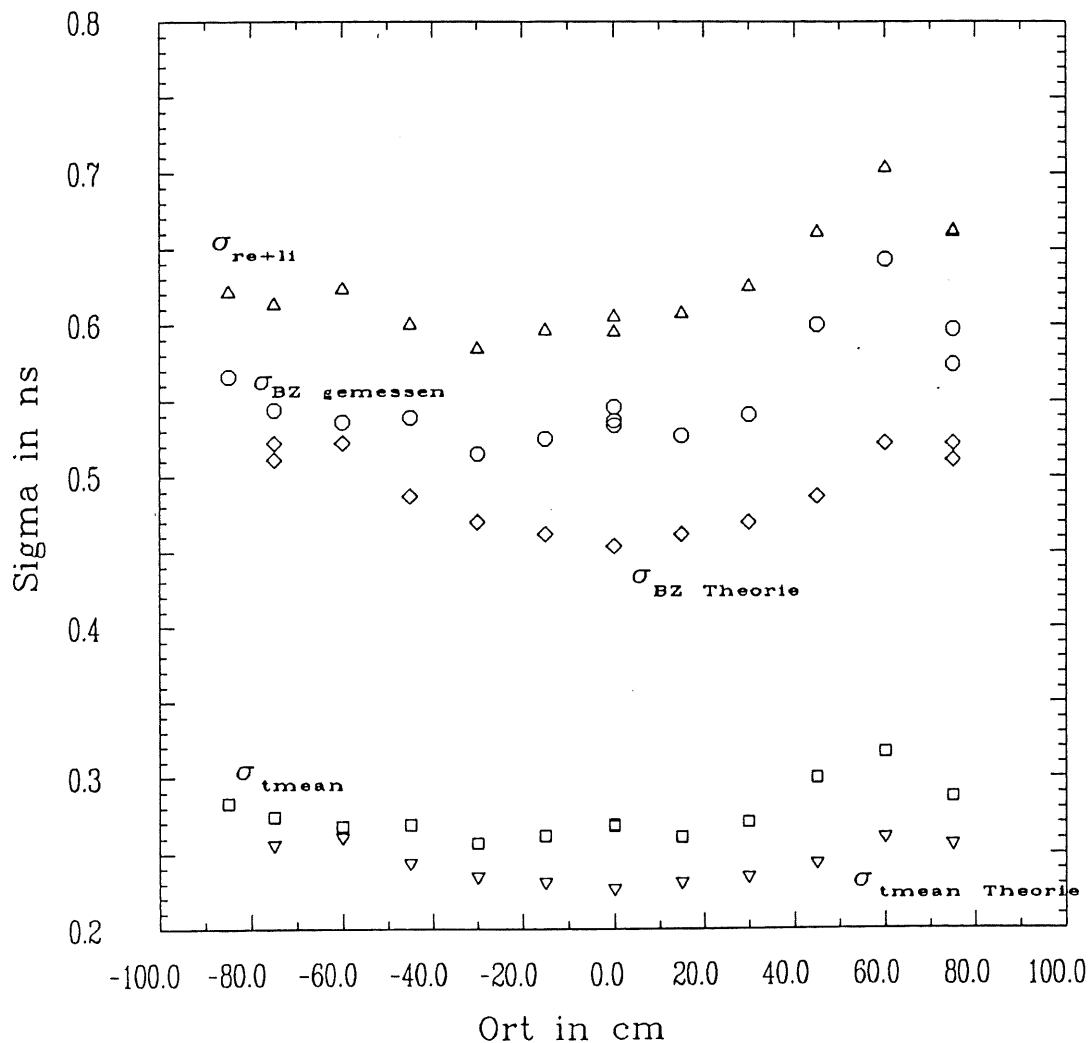


Abb 3.16 Zeitauflösung σ , gemessen am Szintillator NE110 in Alu Einwicklung ausgewertet nach verschiedenen Methoden. Zum Vergleich siehe Kap 2.1.1, sowie Abb 2.4.

Für das 3600mm lange Szintillatorbrett wurde erwartungsgemäß eine schlechtere Auflösung gemessen. Für die Brettzeit ist eine charakteristische Struktur nur sehr schwer zu erkennen. Der Grund liegt darin, daß wegen der sehr geringen Signalhöhe des Photomultipliers erhebliche Probleme mit der Meßelektronik auftraten. Es entstanden Spektren, die oft der Gaußverteilung nur sehr schlecht entsprachen. Die Werte für σ differierten hierbei, je nachdem wie gefittet wurde, um bis zu 100ps. Dieses Thema wird im nächsten Abschnitt ausführlich angesprochen. Für derart lange Szintillatoren ist es sicherlich ratsam, Brettstärken $> 30\text{mm}$ zu wählen, sowie den ungesplitteten Anodenpuls eines sehr guten Photomultipliers, frei von Störsignalen, möglichst früh mit einem guten schnellen Amplifier zu verstärken, ihn dann mit einem sehr guten schnellen Fan Out, wie z.B. dem Phillips Scientific (Modell 744), der das Signal nicht verfälscht, zu splitten, um nun ein CFD Signal zu erzeugen.

Eine wesentliche Schwäche in dem verwendeten Versuchsaufbau war sicherlich, daß das unverstärkte Signal gesplittet wurde. Zu diesem Zweck standen ein Dual Mixer* (Ortec Modell AN308/NL) und alternativ ein Fanout (LeCroy 128L) zur Verfügung, deren Ausgangspulse sich deutlich von den Eingangssignalen unterschieden. Da die Zeitbestimmung wie in Kap 2.4.2 demonstriert wurde, abhängig von den Pulsparametern ist, bedeutet eine Verstärkung der Parametervariation durch Fan Out oder Dualmixer eine schwer zu kalkulierende Verschlechterung der Zeitbestimmung.

Daß die Photomultiplier des 3600mm langen Szintillators, bei Entstellungsorten bis zu 2000mm vom messenden Photomultiplier, durchaus normale Ergebnisse lieferten, ist in Abb 3.17 gezeigt, wo die Zeitauflösungen der Zeiten MZR und MZL für die Messungen an diesem Szintillator und am NE110 in Alueinwicklung aufgetragen sind.

Bedauerlicherweise untersuchten wir die Zeiten MZL und MZR am 3600mm langen Szintillator noch nicht so konsequent, daß genügend Werte für Distanzen $> 2\text{m}$ zur Verfügung stehen. Die wenigen Werte die gemessen wurden, deuten jedoch an, daß eine dramatische Verschlechterung der Zeitauflösung stattfindet.

Da der Szintillator an dem Ort $x=0$ aus zwei Stücken zusammengeklebt wurde, lag die Vermutung nahe, daß sich an dieser Stelle, z.B. durch Reflexionen an der Klebestelle, besondere Effekte zeigen würden. Für die Zeit BZ läßt sich sehr klar verneinen, daß es solche Effekte gibt. Auch für die Standardabweichung, bei der sich geometrisch Effekte am deutlichsten zeigen, läßt sich keine signifikante Änderung feststellen.

* Der Dual Mixer hatte zwei Ausgänge, so daß aus einem Eingangssignal zwei Ausgangssignale erzeugt werden konnten. Dies stellte eine Verbesserung gegenüber der Verwendung eines BNC-T-Stückes dar.

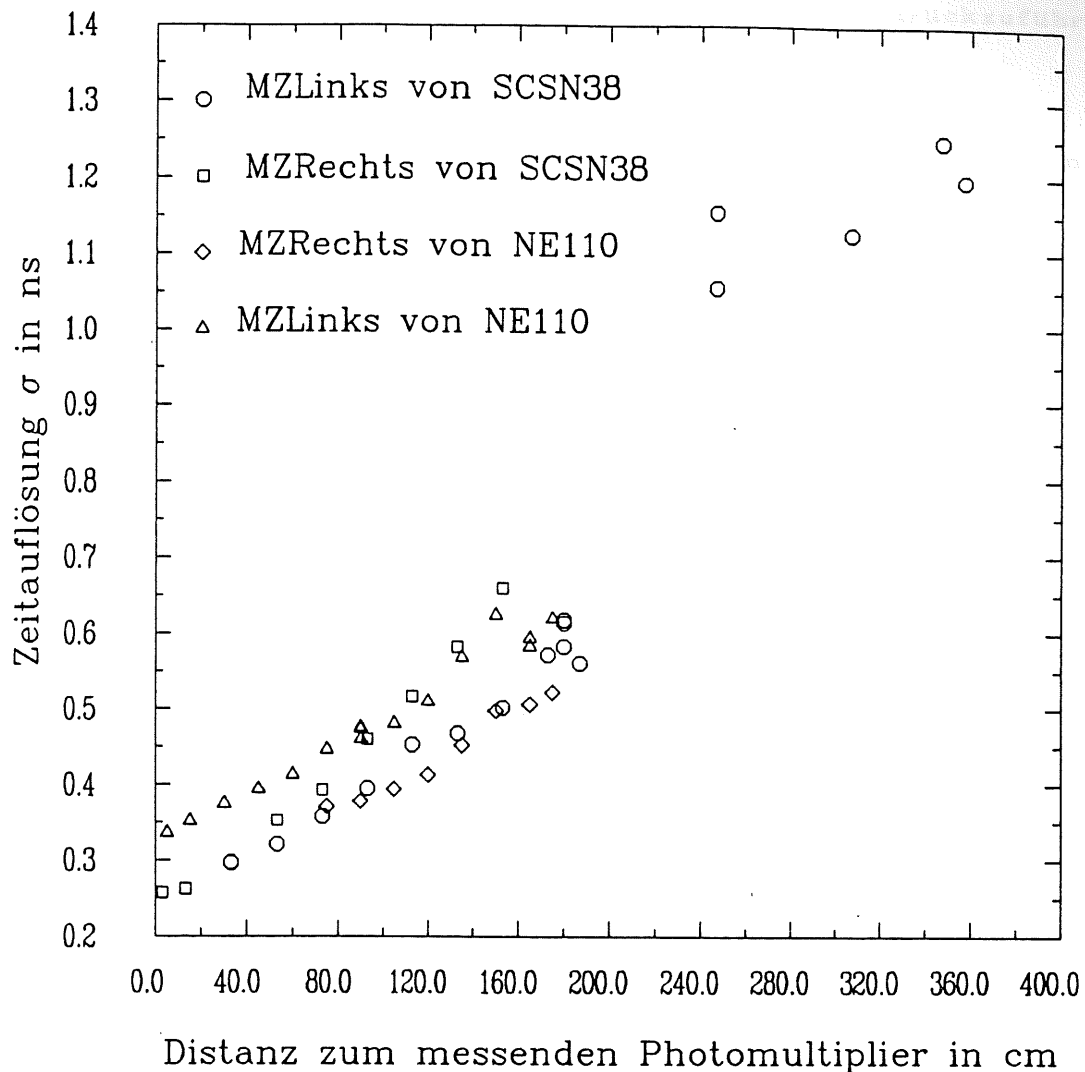


Abb 3.17 Zeitauflösung σ , für die Zeiten MZR und MZL der Szintillatoren NE110 1800*100*20 und SCSN38 3600*100*20, dargestellt gegen den Abstand zum messenden Photomultiplier.

Für MZL verbessert sich die Standardabweichung sogar leicht jenseits der Klebestelle. Obwohl diese Verbesserung eher auf eine Schwankung der Meßelektronik zurückzuführen sein dürfte, läßt sich immerhin sagen, daß ein Effekt durch die Klebestelle sicher nicht größer als die Schwankungen verursacht durch die Meßelektronik ist.

Daß σ sich verschlechtert, wenn statt des 20mm dicken Szintillators ein 10mm dicker Szintillator verwendet wird, zeigt sich insbesondere bei den Untersuchungen am DESY Teststrahl (vergl. Tab 3.3 Zeile 4 und 6) und entspricht den Erwartungen. Diese Verschlechterung ist wesentlich auf die in Kap 2.3 erwähnte Abhängigkeit der Schwankungen

des Photomultipliers von der registrierten Lichtmenge zurückzuführen und für verschiedene Photomultiplier unterschiedlich.

Es muß betont werden, daß die hier vorgestellten Resultate einen ersten Eindruck der Zeiteigenschaften der untersuchten Objekte, sowie der Probleme bei der Zeitmessung geben. Sie spiegeln nicht die maximal erreichbare Auflösung wieder.

Daß die Auflösung, die am NE110 gemessen wurde, besser ist, als die am SCSN38 festgestellte (vergl. Zelle 1 und 11), obwohl die Lichtausbeute von NE110 nur 1/3 derer von SCSN38 beträgt [Fun88], kann nur durch einen verbesserten Aufbau der Meßelektronik erklärt werden.

Diese Beispiele machen zum einen die Notwendigkeit einer Optimierung der Elektronik sehr deutlich, zum anderen lassen sie erahnen, daß mit einem $1800 \times 100 \times 30 \text{ mm}^3$ SCSN38 Brett mit Valvo Photomultipliern und befriedigendem Pulssplitting noch bessere Resultate möglich sind. Allein durch die Verwendung sehr guter Photomultiplierexemplare, sollte eine Ortsauflösung von $\pm 4 \text{ cm}$ erreichbar sein.

3.6.3 Meßtechnische Probleme und ihre Auswirkung auf die Zeitspektren

Als Ergebnis einer TOF-Messung ist ein gaußförmiges Spektrum zu erwarten (Abb.3.18). Insbesondere bei den Untersuchungen am 3600mm langen Szintillator SCSN38 und beim NE110 war dies nicht immer der Fall, was mit der Signalform und der verarbeitenden Elektronik zusammenhängt. Da das Wechselspiel zwischen Signalform und der jeweiligen Elektronik nicht untersucht wurde, können diese Effekte letztlich nicht erklärt, sondern nur beschrieben werden.

Die Verwendung des Dual-Mixers führte dazu, daß die Spektren asymmetrisch wurden und mehr oder weniger starke Schwänze entstanden. Abb.3.19 zeigt einen solchen Fall, von dem angenommen werden muß, daß das Startsignal für einige Events verzögert wurde, da das Spektrum für die MZR, das die zeitliche Verteilung der Stoppsignale darstellt, völlig symmetrisch ist. Die Entfernung vom Szintillationspunkt zum startenden Photomultiplier betrug 2080mm. Nachdem der Dual-Mixer entfernt wurde, verschwand dieser Effekt. Für die Auswertung hatte dies die Konsequenz, daß die Peaks nur in bestimmten Grenzen angefitet werden konnten, was dazu führte, daß die Ergebnisse für σ je nach Fit bis zu 100ps differierten.

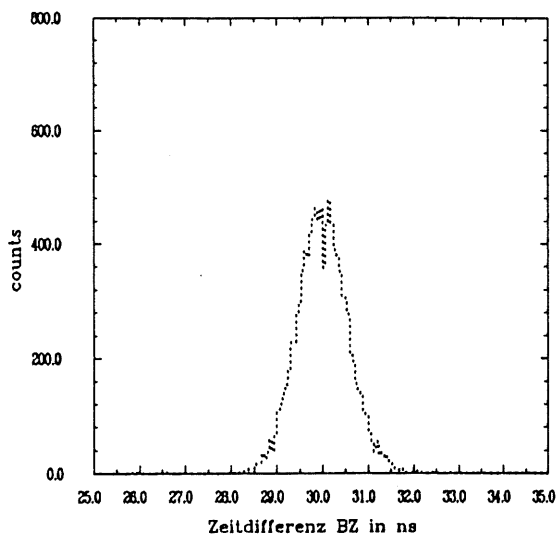


Abb 3.18 Gaußförmiges Spektrum einer ToF Messung der Zeit BZ, am Szintillator NE110 in Alu Einwicklung, am Ort $X=0$.

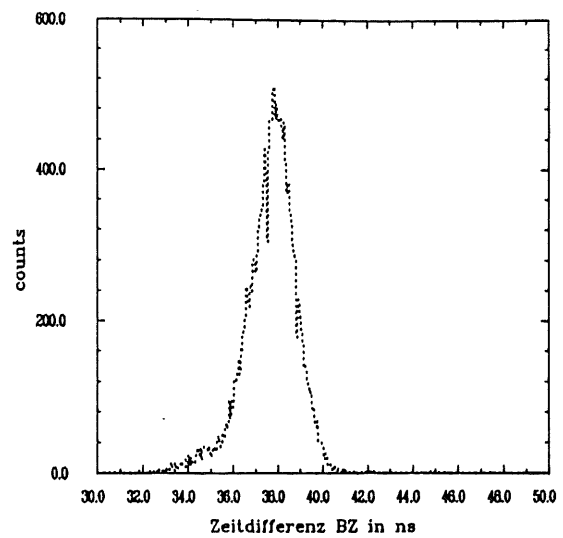


Abb 3.19 Deformiertes Spektrum einer ToF Messung der Zeit BZ eines 3600mm langen Szintillators SCSN38, am Ort $X=0$, unter Verwendung eines Dual-Mixers.

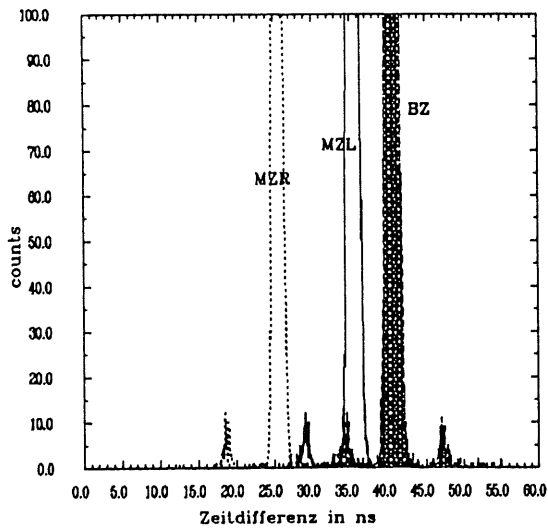


Abb 3.20 Darstellung von Spektren der Zeiten BZ, MZR und MZL, mit ihren Nebenpeaks, gemessen am NE110 in Alu Einwicklung am Ort $X=0$. Es wird deutlich, daß die Nebenpeaks der Zeit BZ eine gemeinsame Ursache mit denen der Zeiten MZR und MZL haben.

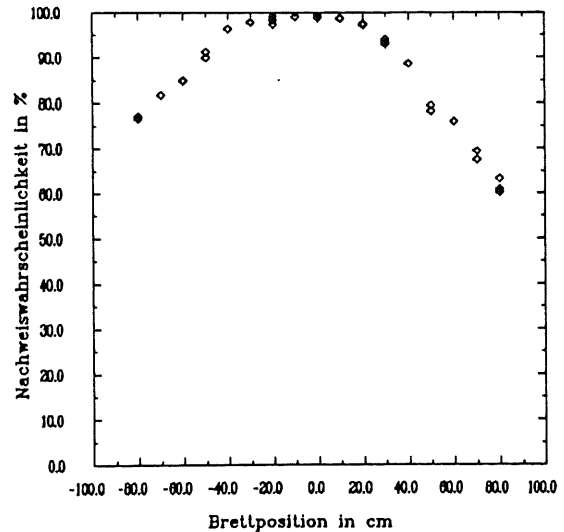


Abb 2.21 Nachweiswahrscheinlichkeit für die Zeit BZ, gemessen mit Hamamatsu Photomultipliern am 1800mm langen Szintillator SCSN38 mit kosmischen Muonen.

(alle angegebenen Zeiten sind relative Zeiten)

Durch die Verwendung des Fan Outs wurde das Problem der Schwänze vermieden, jedoch entstanden nun parallel zum Hauptpeak, Nebenpeaks, die sich auch eindeutig in den Zeiten MZR, MZL nachweisen lassen. Abb 3.20 zeigt für die Zentralposition $X=0$, schwarz schraffiert den Hauptpeak der Zeit BZ, umgeben von zwei kleinen Nebenpeaks. Außerdem sind in diese Abbildung die Haupt- und Nebenpeaks des startenden und stoppenden Photomultipliers hineinprojiziert. Wird die Einschußposition schrittweise, ausgehend von der Zentralposition verändert, so verändert sich die Zählrate für die Nebenpeaks unsymmetrisch. Bei Außenpositionen $\pm 850\text{mm}$ ist dieser Effekt so stark, daß die Zählrate für einen Nebenpeak deutlich größer ist, als die des Hauptpeaks, der die richtige Zeitinformation trägt.

Diese Effekte werden sehr stark reduziert, wenn der Fan Out und der Verstärker ausgebaut sind und der ungesplittet Anodenpuls verwendet wird. Sie verschwinden ganz, wenn zusätzlich statt des Tennelec-CFD's (TC 455) ein Ortec-CFD (934) verwendet wird. Der Nachteil der Ortec CFD's besteht darin, daß sich wieder Schwänze andeuteten, die jedoch vernachlässigbar sind. Die Konsequenz aus diesen Erfahrungen sollte sein, zukünftige Elektronikaufbauten mit Pulsgeneratoren auf ihr Verhalten zu testen.

Während unserer Untersuchung wurde der Aspekt der Nachweiswahrscheinlichkeit zugunsten einer möglichst guten Zeitauflösung vernachlässigt. Die registrierten Nachweiswahrscheinlichkeiten sind nicht immer wie gefordert $> 99\%$. Es zeigt sich jedoch, daß die Ursache dafür im wesentlichen meßtechnische Probleme, d.h. Probleme mit der Elektronik, sind. Diese sind nicht prinzipieller Natur, sondern behebbbar.

Als Beispiel wird die Nachweiswahrscheinlichkeit am 20mm dicken Szintillator SCSN38, gemessen mit Hamamatsu Photomultipliern in Abb 3.21 gezeigt. Es ist deutlich zu sehen, wie sie zu den Brettenden abnimmt, sowie daß der linke Photomultiplier schlechter ist, als der Rechte.

Es gibt nun einige Ereignisse, bei denen im List-Mode nur das Gate Signal registriert wurde. Diese Ereignisse sind Totalverluste. Ausgehend davon, daß diese Totalverluste durch Koinzidenzfehler erzeugt wurden, können sie von der Gesamteventzahl subtrahiert werden. Dies ist in Abb. 3.21 bereits getan. Für die Valvo Photomultiplier ergeben sich für die Muonenmessungen unter dieser Voraussetzung über das ganze Brett Nachweiswahrscheinlichkeiten $> 99\%$.

Ein signifikanter Unterschied zwischen 10mm und 20mm dickem Szintillator konnte nicht festgestellt werden.

Die Ergebnisse für die Messungen am DESY Teststrahl fielen weniger erfolgreich aus. Beim 3600mm langen Szintillator erwies sich die Verwendung des Dual-Mixers als katastrophal bezüglich der Nachweiswahrscheinlichkeit. Bei Verwendung des Fan Out und Berücksichtigung der Totalverluste wurden über das NE110 Brett Nachweiswahrscheinlichkeiten $> 90\%$ erreicht. Ein Nachteil, der sicher auch für die im Vergleich zu den Muonenmessungen schlechteren Ergebnisse bei den NE110 Untersuchungen verantwortlich ist, besteht in einer um einen Faktor 3 geringeren Lichtausbeute beim NE110 gegenüber SCSN38 [Fun88], sowie in einer geringeren Verstärkung.

Um zu zeigen, wie die Verluste bei einem typischen Run am NE110 in Alu-Einwicklung sich zusammensetzen, möchte ich eine Messung, die an der Position +450 gemacht wurde, detailliert analysieren. Für die Zeit MZR wurde eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 84,18% registriert. Zu erklären ist also ein Verlust von 15,82%.

Dieser setzt sich wie folgt zusammen :

Verlust ln %	Trigger	PHR	PHL	BZ	MZR	MZL	
.215	0	2	2	2	2	2	a
6.519	1	0	0	0	0	0	
.903	1	1	0	0	0	0	b
.220	1	0	1	0	0	0	
1.663	1	1	1	0	0	0	c
.556	1	0	0	1	0	0	
3.336	1	1	1	1	0	0	
	1	0	1	1	0	0	
.590	1	0	0	1	0	1	d
1.817	1	2	2	0	0	1	
15.820							

Abb 3.5 Analyse der von MZR nicht registrierten Events. Als Abkürzungen wurden verwendet : PHR = Pulshöhenweig rechts, PHL = Pulshöhenweig links, 0 bedeutet " für die entsprechende Größe wurde nichts registriert ", 1 bedeutet " für die entsprechende Größe wurde etwas registriert ", 2 bedeutet " sowohl 0 als auch 1 ist möglich ".

Unter a sind alle die Fälle beschrieben, für die eine Fehlfunktion des Vielkanals vorlag, oder für die zu vermuten ist, daß kein Signal im Szintillatorbrett entstand.

Unter b sind die Fälle zusammengefaßt, in denen die Pulsform derart ist, daß sie von keinem der CFD's verarbeitet werden konnte, jedoch vom Pulshöhenweig etwas registriert wurde.

Völlig unverständlich sind die Ereignisse, die unter c zusammengefaßt sind, da bei ihnen beide CFD's ein Signal erzeugten, sonst wäre keine Zeit BZ vorhanden, jedoch die Zeiten MZR und MZL fehlen. Es bleibt nur zu vermuten, daß entweder der PC oder der ADC versagte, oder ein Koinzidenzfehler vorlag.

Einzig die unter d zusammengefaßten Fälle geben ein gutes Maß für das Versagen des rechten Photomultipliers, bzw. CFD's, da hier sichergestellt ist, daß es ein Ereignis gab, als auch, daß der linke CFD ein Signal erzeugte, und konsequent mit dem Fehlen der Zeit MZR, die Zeit BZ fehlt.

Betrachtet man die Verhältnisse für die Zeit BZ, so findet man hier eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 74,69%. Ein Verlust von 25,31% ist zu erklären.

6,735%	Totalverlust oder kein Trigger]	a
2,786%	Pulsform wird von CFD's nicht verarbeitet]	b
0,089%	MZR a aber MZL nicht]	e
1,817%	BZ und MZR fehlen, MZL vorhanden (In 1,37% der Fälle sieht außer MZL niemand etwas)]	d
<u>13,886%</u>	<u>Beide Zeiten MZR, MZL da, aber BZ nicht</u>]	f
25,31%			

Unverändert bleiben die Beiträge von a und b, wie bei MZR. Der Anteil f läßt sich vermutlich auf Koinzidenzprobleme zurückführen. Der Anteil b findet sich bei den Muonen Messungen mit Valvo Photomultipliern nicht und wird vermutlich durch Fan Out und geringe Verstärkung verursacht. Reduziert man die Gesamteventzahl um die Events die als Totalverlust bezeichnet sind und diejenigen, für die beide CFD's ansprechen, aber keine BZ vorhanden ist, so erhält man über das Brett eine Nachweiswahrscheinlichkeit > 90%.

Es sei noch angemerkt, daß gute Nachweiswahrscheinlichkeit und gute Zeitauflösung durchaus konkurrierende Ziele waren und dem letzteren Aspekt der Vorrang gegeben wurde.

Um die Ursache der Verluste genauer zu studieren, wäre es notwendig, mit Zählern zu untersuchen, wo und aus welchem Grund im Elektro- nikaufbau Ereignisse verloren gehen.

3.6.5 Zusammenhang zwischen Zeitauflösung und Ladungsmenge

Die vorangehenden Kapitel legen die Vermutung nahe, daß die Zeitmessung mit der Größe und der Form der Anodenpulse korreliert ist.

Es war daher naheliegend, diesen Zusammenhang aus den gemessenen Daten, d.h. den Impulshöhen und den Zeitspektren, zu bestimmen.

Dies geschah mit Hilfe folgender Methoden:

Für verschiedene Runs des NE110 in Alu-Einwicklung, wurden die Pulshöhenspektren in mehrere Bereiche unterteilt, und für die Events eines jeden Bereiches Zeitspektren für BZ, MZR und MZL erzeugt. Die Hoffnung war, daß für die verschiedenen Bereiche Unterschiede in der Lage der Zeitspektren festzustellen sind. Dies ist nicht der Fall.

Für die Spektren, die deutliche Schwänze aufwiesen, wurden aus den Events, die im Schwanz lagen, Pulshöhenspektren erzeugt. Die Vermutung war, daß für diese Events die Pulshöhen besonders groß, oder besonders klein seien. Auch diese Vermutung konnte nicht bestätigt werden.

Schließlich wurden Korrelationsplots erzeugt, in denen die Messung der Zeitinformation für jedes Event gegen die Messung der Pulshöhensinformation aufgetragen wurde. Auch hieraus war kein Zusammenhang zu erkennen. Die Erklärung dafür ist wohl darin zu sehen, daß, wie erwähnt, die Pulshöhenmessung eine Integration über das gesplittete, verstärkte Anodensignal liefert, und zwar über einen sehr großen Zeitbereich. Für die Zeitmessung durch den CFD ist die genaue Signalform, d.h. Höhe und Anstiegszeit von Bedeutung. Diese Information wurde durch unsere Pulshöhenmessung nicht repräsentiert. Es zeigt sich also, daß ein detailliertes Studium der Pulsformen notwendig ist.

4.1 Vorbemerkung

Sinn der Experimente an den ringsegmentförmigen Szintillatoren war es, zu untersuchen ob es möglich ist, den End Cap Detektor aus derartig geformten Szintillatoren, wie in Abb 1.3 gezeigt, aufzubauen.

Die wesentliche Befürchtung war, daß die *Tof* sich nicht mehr linear mit dem Einstrahlungsort, wie bei den geraden Szintillatorbrettern, verändern würde, sondern in einer Weise davon abweichend, die eine ausreichende Zeitbestimmung nicht mehr zuließe.

Um den Einfluß der Krümmung des Ringes auf die Zeitmessung zu studieren, wurden Untersuchungen an einem Halbring NE102 (Abb 4.1) mit dem Innenradius 140mm, dem Außenradius 240mm und der Stärke 13.5mm angestellt. Als Lichtleiter wurden Fish tails, wie in Abb 3.2, verwendet, welche senkrecht zur Ringebene montiert wurden.

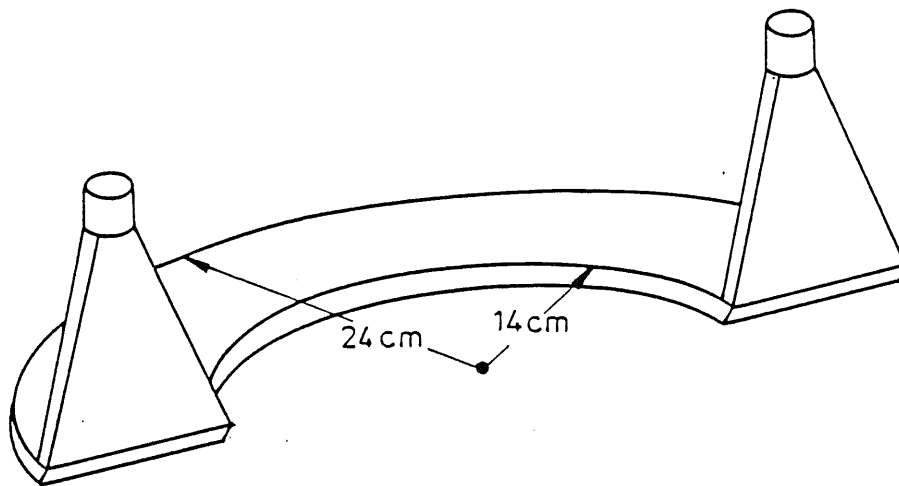


Abb 4.1 Ansicht des Szintillatorbogens mit Lichtleitern.
(mit freundlicher Erlaubnis von M. Funk)

Im nächsten Schritt ging es darum, einen Kreisring zu untersuchen, wie er für den End Cap Detektor verwendet werden könnte. Für das Experiment wurde der innerste Ring (Abb 1.3) gewählt, da in diesem Fall, bedingt durch den geringen Radius, die größten Probleme zu vermuten waren.

Da die Photomultiplier im End Cap Detektor senkrecht zur Ringebene montiert werden würden, wurden verschiedene Lichtleiterkonstruktionen getestet, welche die Lichtauskopplung ermöglichten.

Alle Messungen wurden am DESY-Teststrahl mit 3 GeV Elektronen durchgeführt.

4.2 Untersuchungen am Halbbogen

In Abb 4.2 ist der Halbbogen zusammen mit einem Kreiskoordinatensystem skizziert, auf das ich mich im folgenden beziehen werde. Es wurden Meßpunkte von $\varphi = -85$ bis $\varphi = +85$ Grad für drei verschiedene Radien, $R_1 = 230$ mm, $R_2 = 190$ mm und $R_3 = 150$ mm untersucht. Außerdem wurden radiale Scans für ausgewählte Winkel durchgeführt.

Alle Meßpunkte sind in Abb 4.2 eingezeichnet. Der Szintillator war in aluminiumbedampfter Mylarfolie eingewickelt und wurde mit Valvo Photomultipliern XP2011B untersucht. Der Aufbau der Meßelektronik wurde gegenüber dem, der für die Untersuchung des 1800mm langen Szintillators NE110 verwendet wurde, nicht verändert.

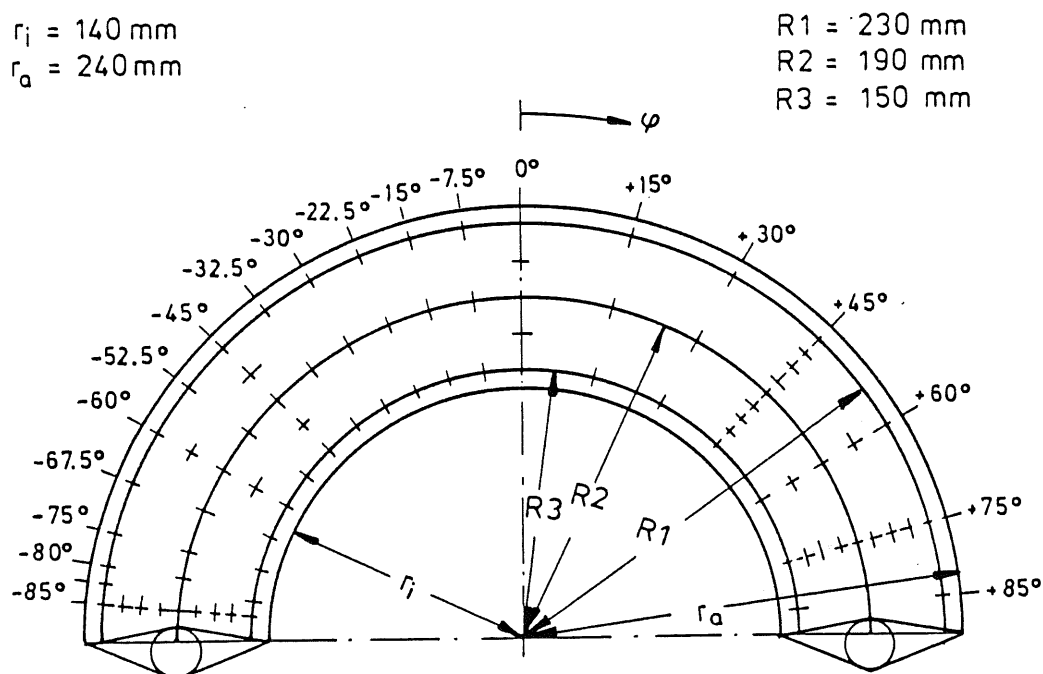


Abb 4.2 Aufsicht auf den Halbbogen NE102. Gezeigt wird das Koordinatensystem, auf das sich der Text im folgenden bezieht, wie auch (durch Kreuze) alle Orte an denen Messungen durchgeführt wurden.

4.2.1

Änderung der Zeit BZ mit dem Ort

Eines der wesentlichsten Ergebnisse ist, daß die Zeit BZ sich linear mit dem Winkel ändert. In besonders hervorragender Weise läßt sich das für den Außenradius R1 nachweisen (Abb 4.3). Zu den gemessenen Zeitdifferenzen des Mittelradius R2 wurde in dieser Abbildung ein konstanter Betrag addiert, von denen des Innenradius R3 ein konstanter Betrag subtrahiert, um ihren Verlauf als Funktion des Winkels deutlicher sichtbar zu machen. Die Fehlerbalken geben die an den jeweiligen Punkten gemessene Standardabweichung σ_{BZ} an.

In Abb 4.4 wurden die Meßpunkte für alle drei Radien in ihren Originalpositionen dargestellt, und es ist zu sehen, daß die Differenz von BZ für verschiedene Radien zu den Brettenden wächst, wobei in ungünstigen Fällen, BZ von R3 identisch ist mit BZ eines um 20° verschobenen Ortes auf dem Radius R1. Die Steigung $dt/d\varphi$ ist in guter Näherung konstant.

4.2.2

Die Zeltauflösung

Deutlichere Hinweise daß es sich bei dem untersuchten Objekt nicht um einen geraden Szintillator handelt, ergeben sich aus der Betrachtung der Zeltauflösung. Abb 4.5 zeigt die Veränderung der Standardabweichung σ_{BZ} , mit dem Winkel φ , wie sie am Außenradius R1 sowie am Innenradius R3 gemessen wurde. Es ist festzustellen, daß es eine Struktur mit einem Minimum bei $\varphi = -45^\circ$ und $\varphi = +45^\circ$ für R1, sowie ein Maximum an denselben Stellen für R3 gibt.

Die Schwankungen innerhalb dieser Strukturen bewegen sich in einem Bereich von 100 ps im Falle des Außenradius und von 200 ps im Falle des Innenradius. Generell sind die Standardabweichungen für den Innenradius deutlich schlechter, als die für den Außenradius. Bei einem geraden Szintillator, welcher mit einer Lichtauskopplung wie der des Bogens gefertigt wurde, konnten Standardabweichungen in der Größenordnung der am Außenradius gemessenen Werte festgestellt werden. Dies bedeutet, daß die Lichtleitung für den Außenradius sehr günstig ist und fast den Verhältnissen am geraden Szintillator entspricht, wogegen beim Innenradius zu vermuten ist, daß sie auf wesentlich kompliziertere Art und Weise erfolgt. Ohne auf die Ergebnisse für die Zeiten MZR und MZL näher eingehen zu wollen, sei doch erwähnt, daß sich die Abbildung 4.5 aus ihnen rekonstruieren läßt. Bei ihnen ist ebenfalls eine radiusspezi-

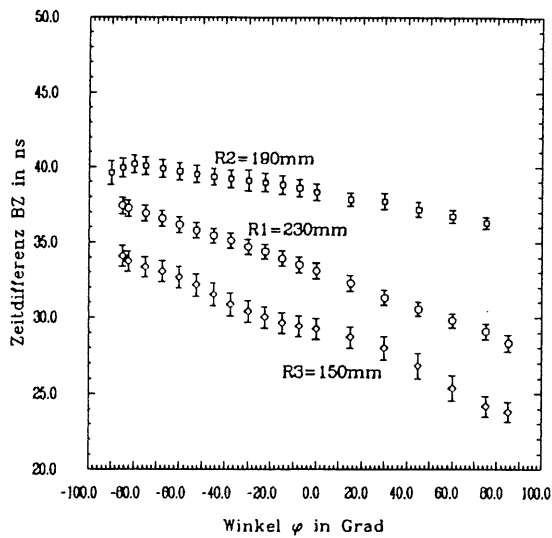


Abb 4.3 Änderung der Zeitdifferenz BZ in Abhängigkeit vom Winkel φ , gemessen am Halbbogen NE102 für drei verschiedene Radien $R1, R2, R3$. Die Abbildung gibt die Ergebnisse für die drei Radien zeitlich versetzt wieder, um ihre radiusspezifische Struktur sichtbar zu machen.

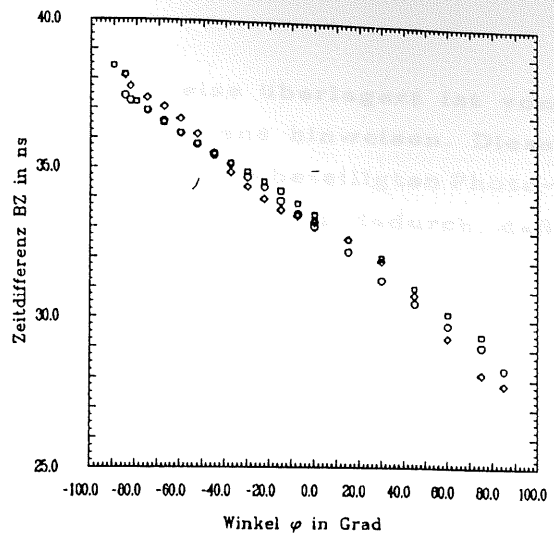


Abb 4.4 Diese Abbildung entspricht Abb 4.3, mit dem Unterschied, daß die Zeiten für die Radien in ihren Originalpositionen dargestellt wurden. Die für die Radien verwendeten Symbole sind mit denen in Abb 4.3 identisch.

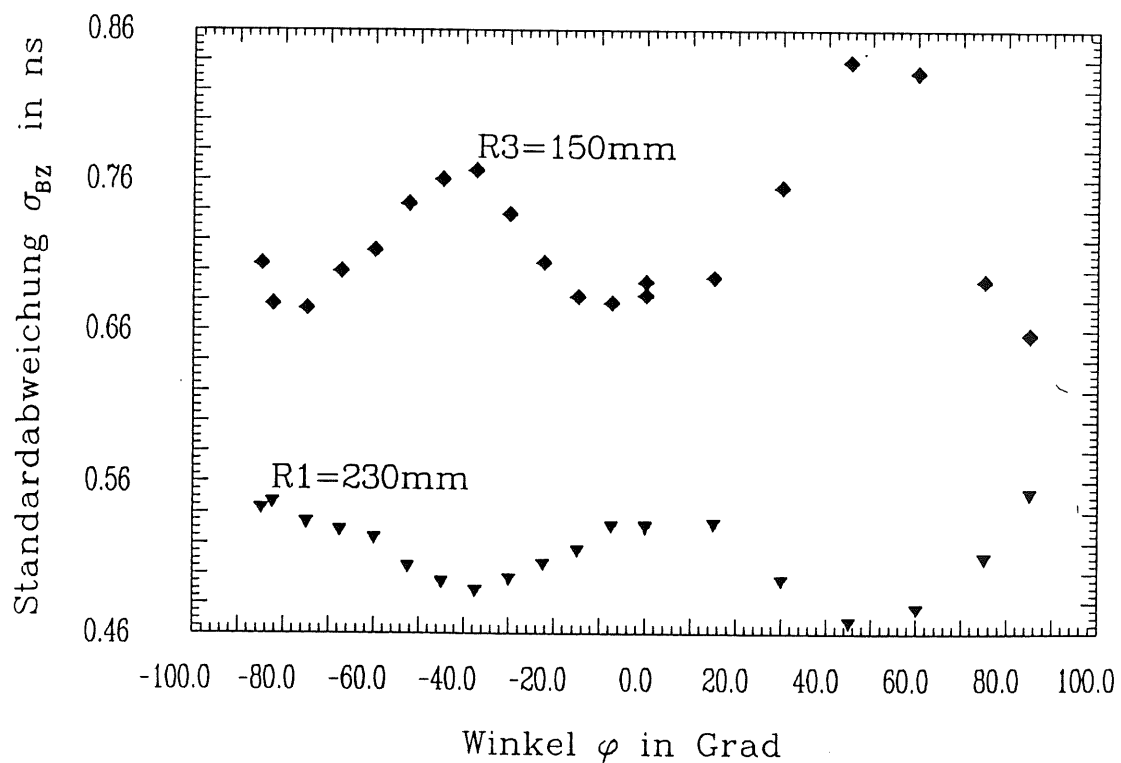


Abb 4.5 Standardabweichung σ_{BZ} als Funktion des Winkels φ , gemessen am Halbbogen, für den Innenradius $R3$ sowie den Außenradius $R1$. Auffallend ist die zu $R1$ entgegengesetzte Struktur von $R3$.

fische Struktur festzustellen, die jedoch teilweise überlagert ist von Effekten, die auf eine Unsymmetrie des Halbbogens hinweisen. Diese Unsymmetrie, kann dadurch begründet werden, daß die beteiligten Photomultiplier von unterschiedlicher Qualität waren, als auch dadurch, daß der Szintillator in seinen Reflexionseigenschaften bezüglich des Symmetriepunktes $\varphi = 0$ nicht völlig identisch war.

4.2.3 Die mittlere Ankunftszeit t_{mean} *

Um die Frage, inwieweit die mittlere Ankunftszeit t_{mean} vom Einstrahlungsort abhängig ist zu untersuchen, wurden für jeden Meßpunkt die Zeiten MZR und MZL eventweise addiert und an die sich ergebenden Verteilungen die Gaußfunktion angepaßt. Es zeigte sich, daß die Verteilungen identisch mit der Gaußfunktion waren.

Als Ergebnis läßt sich feststellen, daß t_{mean} über den gesamten Winkelbereich relativ konstant ist. Die besten Ergebnisse ließen sich für den Außenradius erzielen, für den die Schwankungen im Bereich ± 150 ps lagen (Abb 4.6). Für den Innenradius wurden die größten Schwankungen registriert, die jedoch stets innerhalb der durch die Standardabweichung gesetzten Grenzen blieben. Diese hatte für den Außenradius den Mittelwert 375 ps (Abb 4.7), für den Mittelradius 392 ps und für den Innenradius 445 ps.

Die Werte für $\sigma_{t_{\text{mean}}}$ schwankten bei R1 um ± 15 ps, sonst jedoch stets innerhalb der Grenze ± 30 ps.

Wie erwähnt, wurde für einige Winkel der Radius in kleinen Schritten untersucht. Das Ergebnis dieser Radiuscans ist, daß für die Zeit t_{mean} die Abhängigkeit vom Radius größer ist, als die vom Winkel φ . Es stellt sich generell heraus, daß t_{mean} mit kleiner werdendem Radius wächst. Dieser Effekt ist besonders stark bei $\varphi = 45^\circ$ (Abb 4.8), und vernachlässigbar bei $\varphi = 0$.

Es drängt sich die Interpretation auf, daß die Lichtwege sich mit zunehmendem Radius verkürzen. Dies wird gestützt durch die Feststellung, daß die Standardabweichung für t_{mean} , mit wachsendem Radius geringer wird (Abb 4.9). Eine Verlängerung der Lichtwege für abnehmende Radien müßte sich auch in einer Verlängerung der Zeiten MZR bzw. MZL ausdrücken. Dieses läßt sich auch tatsächlich nachweisen. Als Beispiel sei hier die Änderung von MZR bei $\varphi = 45^\circ$ (Abb 4.10), sowie die dazugehörige Standardabweichung (Abb 4.11) gezeigt. Entsprechende Änderungen lassen sich auch für MZL feststellen. Für die Zeit BZ, die ja auf die

* Hinsichtlich der Problematik des Begriffs *mittlere Ankunftszeit*, sei auf seine Einführung auf S.8 verwiesen.

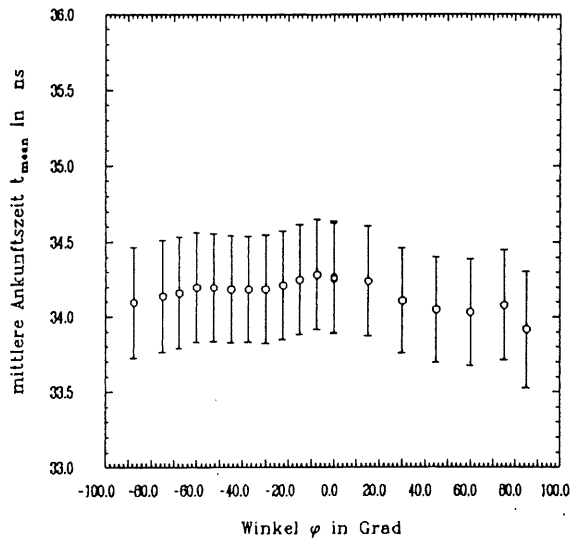


Abb 4.6 Mittlere Ankunftszeit t_{mean} , gemessen in Abhängigkeit von φ , auf dem Außenradius R_1 des Halbbogens Ne102. Die Mittelwerte schwanken über den ganzen Winkelbereich in der Größenordnung $\pm 150ps$.

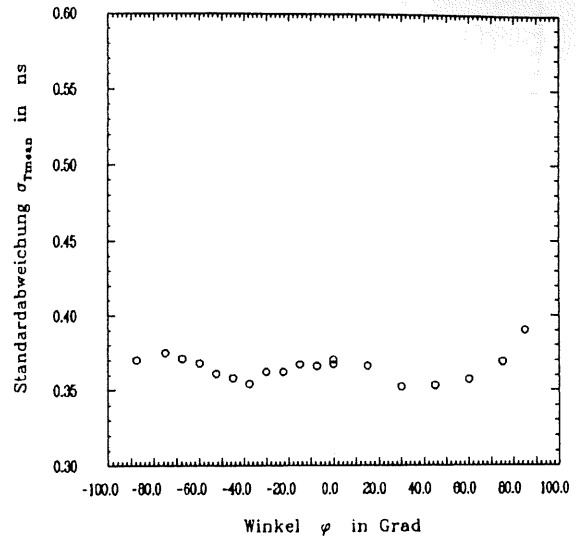


Abb 4.7 zeigt die Standardabweichung σ_{tmean} , gemessen in Abhängigkeit von φ auf dem Außenradius R_1 des Halbbogens NE102. Die Werte schwanken um $\pm 15ps$ (für R_2 und R_3 um $\pm 30ps$) über den ganzen Winkelbereich.

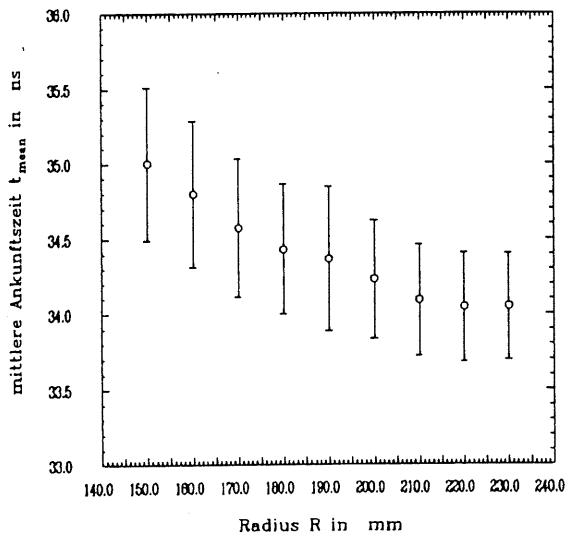


Abb 4.8 Änderung der mittleren Ankunftszeit t_{mean} mit dem Radius R , gemessen am Halbbogen Ne102 für den Winkel $\varphi = 45^\circ$.

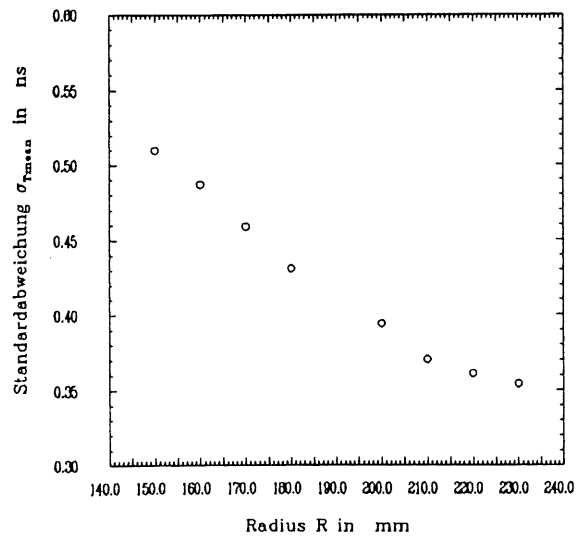


Abb 4.9 Änderung der Standardabweichung σ_{tmean} mit dem Radius R , gemessen am Halbbogen NE102, beim Winkel $\varphi = 45^\circ$.

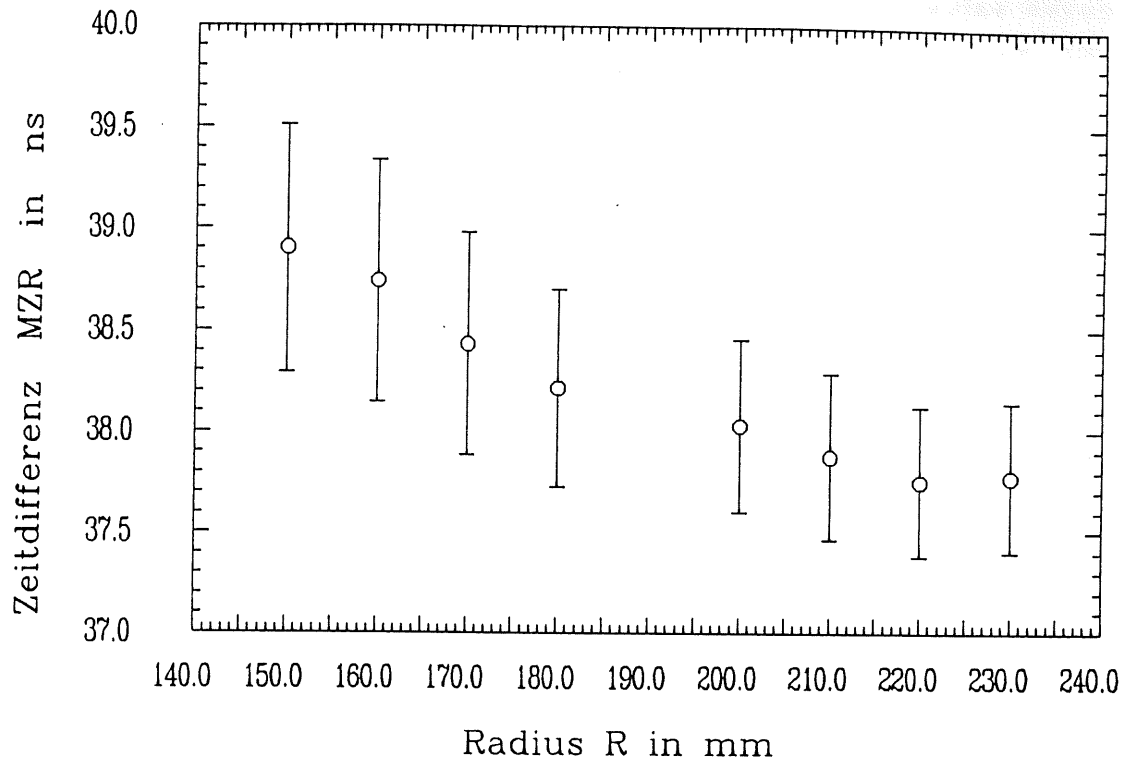


Abb 4.10 Zeitdifferenz MZR als Funktion des Radius R , gemessen beim Winkel $\varphi = 45^\circ$, am Halbbogen NE102.

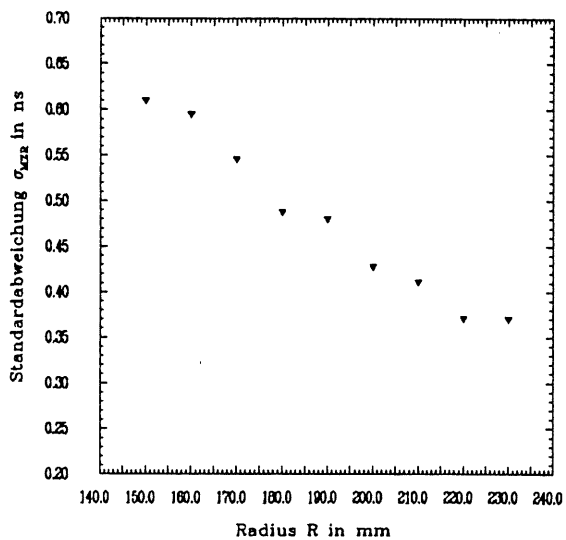


Abb 4.11 Standardabweichung σ_{MZR} als Funktion des Radius R , gemessen für den Winkel $\varphi=45^\circ$, am Halbbogen NE102.

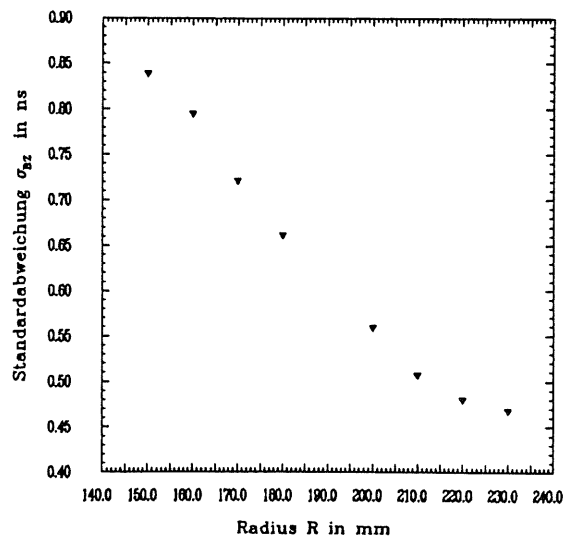


Abb 4.12 Standardabweichung σ_{BZ} als Funktion des Radius R , gemessen für den Winkel $\varphi=45^\circ$, am Halbbogen NE102.

Differenz von MZR und MZL zurückgeht, sind bei $\varphi = 45^\circ$ keine deutlichen Strukturen zu erkennen, wohl aber, wie auch zu erwarten, für deren Standardabweichung (Abb 4.12) .

Daß die Differenz der Weglängen zwischen Außen- und Innenradius insbesondere in der Umgebung von 45° besonders groß ist, steht in Übereinstimmung mit den in Abb 4.5 festgestellten Strukturen.

Die Resultate der Winkelscans für MZR und MZL zeigen, daß die Zeitdifferenzen und damit die Weglängen, sich für kleine Radien im Intervall 30° bis 60° und -30° bis -60° überproportional verlängern. Die große Differenz zwischen den Zeiten des Innen- und Außenradius bei $\pm 45^\circ$, liegen also nicht im zeitlichen Verhalten des Außenradius, sondern in dem des Innenradius begründet.

Einfache optische Versuche mit einem Laserstrahl, mit diffusem Licht, sowie einfache optische Betrachtungen führten leider nicht zu einer schlüssigen Erklärung der in Kap 4.2.2 und Kap 4.2.3 beschriebenen Phänomäne, welche in sich widerspruchsfrei sind. Um zu einem Verständnis zu gelangen, wäre es notwendig, die Lichtausbreitung in ihrer ganzen Komplexität zu betrachten, inklusive diffuser Reflexion, Lichtleitergeometrie, Einwicklung, Lichtlaufzeiten sowie Auftreffort und Auftreffwinkel auf den Photomultiplier. Der mögliche Nutzen schien diesen Aufwand nicht zu rechtfertigen.

4.2.4 Die Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Resultate für die Nachweiswahrscheinlichkeit genügen noch nicht den Anforderungen, was darauf zurück zu führen ist, daß während des Experimentes zu wenig auf diesen Aspekt geachtet wurde. Im Symmetriepunkt, bei $\varphi = 0^\circ$, ist sie mit 98% maximal und sinkt dann sukzessive auf 96% beim Innen- und Mittelradius sowie auf 95% beim Außenradius, jeweils an den Stellen $\pm 85^\circ$.

Leider konnte im Nachhinein nicht genau geklärt werden, wodurch die Verluste begründet sind. Ich vermute, daß die Ursache nicht allein in der Geometrie des Szintillators zu suchen ist, sondern sehe Hinweise, daß es Schwächen im Elektronikaufbau gegeben hat. Es ist z.B. etwas verwunderlich, daß die Verluste für die Zeiten MZR, MZL eines Photomultipliers steigen, wenn der Einstrahlungsort sich diesem nähert. Eigentümlicherweise sind die Verluste durch den jeweils fernen Photomul-

tiplier gegenüber denen, des jeweils nahen Photomultipliers zu vernachlässigen. Wenngleich es etwas unbefriedigend ist, diese Merkwürdigkeiten nicht erklären zu können, bleibt doch positiv zu bemerken, daß die Änderung der Nachweiswahrscheinlichkeit relativ gering ist, und es die berechtigte Hoffnung gibt, durch gezielte Untersuchungen eine Nachweiswahrscheinlichkeit > 99% über den ganzen Bogen zu erhalten.

4.2.5 Die Ortsauflösung

Tabelle 4.1 dient dem Zweck, einen Eindruck zu vermitteln, inwieweit eine Ortsbestimmung durch die Messung der Zeit BZ möglich ist. Es wurde jeweils die Zeitdifferenz Δt zwischen den beiden Winkeln $\varphi = +75^\circ$ und $\varphi = -75^\circ$ angegeben. Hieraus berechnete sich die Steigung $\Delta W/\Delta t$ der Geraden $t(\varphi)$. Aus der mittleren Standardabweichung $\bar{\sigma}$ und besagter Steigung folgt die mittlere Winkelauflösung $\bar{\Delta\varphi} = \bar{\sigma} * \Delta W/\Delta t$. Die mittlere Ortsauflösung \bar{X} entspricht der mittleren Winkelauflösung, wobei \bar{X} auf den Kreisbogen bezogen wurde.

$$\bar{X} = 2 * \pi / 360 * \bar{\Delta\varphi} * r$$

Die mittleren Ortsauflösungen, insbesondere für die Zeiten BZ können als gut bezeichnet werden, wenn sie mit den Ergebnissen bei den geraden Szintillatoren verglichen werden. Die Resultate für den Mittelradius sind etwas schlechter, als die für den Außen- und Innenradius. Dies ist darauf zurück zu führen, daß die Elektronik zu dem Zeitpunkt, als diese Messungen durchgeführt wurden, sich noch nicht völlig stabilisierte und deshalb die Schwankungen etwas größer als bei den nachfolgenden Untersuchungen waren. Daß es derartige Unregelmäßigkeiten gab, ließ sich bei der Auswertung nachweisen. Wären die Untersuchungen am Mittelradius zu einem späteren Zeitpunkt erfolgt, wären die Ergebnisse besser ausgefallen.

Der Versuch, den Einstrahlungsort eines Teilchens aufgrund der Messung der Zeit BZ festzustellen, muß sich auf eine Bestimmung des Winkels $\varphi_0 = \Delta W/\Delta t * t_0 + b$ beschränken, da er in radialer Richtung nicht genauer als die Breite des Szintillators zu bestimmen ist.

Wird nun der Winkel φ_0 aufgrund der Messung von t_0 bestimmt, so befindet sich der wahre Einschußort mit 95% Wahrscheinlichkeit in dem Intervall $\Delta\varphi_0 = \pm 2 * \bar{\Delta\varphi}$. Bei grober Abschätzung läßt sich also sagen,

mit 95% Sicherheit befindet sich der Auftreffort eines Teilchens in einem Winkelintervall der Größe $47^\circ \pm 3^\circ$. Dies ist zunächst ernüchternd, erklärt sich aber aus dem geringen Radius des Bogens. In einem End Cap Detektor entspräche dieser in etwa dem innersten Kreisbogen, d.h. alle anderen Bögen wären größer und lassen deshalb eine bessere Winkelauflösung erwarten.

	R3			R2			R1		
	BZ	MZL	MZR	BZ	MZL	MZR	BZ	MZL	MZR
Δt [ns]	9.19	4.76	4.42	7.63	3.85	3.78	7.82	3.89	4.01
$\Delta W/\Delta t$ [$^\circ$ /ns]	16.32	31.50	33.91	19.66	38.98	39.65	19.17	38.60	37.42
$\bar{\sigma}$ [ns]	.75	.52	.55	.70	.57	.43	.51	.42	.47
$\pm \Delta \sigma$ [ns]	.09	.2	.18	.13	.23	.12	.05	.1	.11
$\bar{\Delta \varphi}$ [$^\circ$]	12.24	16.38	18.65	13.76	22.22	17.05	9.77	16.21	17.58
\bar{X} [cm]	3.2	4.3	4.9	4.6	7.4	5.7	3.9	6.5	7.1

Tab 4.1 Ortsauflösung \bar{X} sowie Winkelauflösung $\bar{\Delta \varphi}$, berechnet aus der Steigung $\Delta W/\Delta t$ und der Standardabweichung $\bar{\sigma}$, für die an den drei Radien gemessenen Zeiten BZ, MZL, MZR.

4.3 Photomultipliertest mit kleinem Szintillator

Vor der Behandlung der Experimente am Szintillaterring sei ein Test beschrieben, welcher das Ziel hatte, sowohl eine Aussage über die Qualität der beim Szintillaterring verwendeten Photomultiplier relativ zueinander zu ermöglichen, als einen Eindruck zu vermitteln, wie genau eine Zeitmessung mit dem verwendeten Elektronikaufbau unter idealen Bedingungen sein kann. Die Testanordnung ist in Abb 4.13 skizziert.

Der Elektronikaufbau ist sehr ähnlich dem, der auch am NE110 und am Halbbogen verwendet wurde, mit dem einen Unterschied, daß nun ein Fast Fan Out vom Typ Phillips Scientific (Modell 744) zur Verfügung stand, dessen Ausgangssignale identisch mit den Eingangssignalen waren. Der Szintillator sollte in diesem Aufbau eine möglichst punktförmige

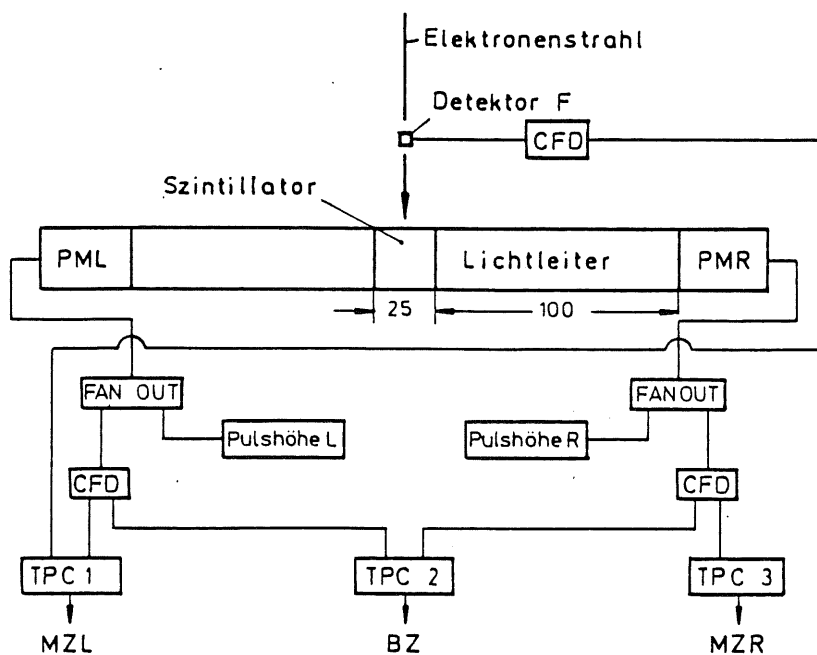


Abb 4.13 Testanordnung zum Vergleich der für den Szintillaterring zu verwendenden Photomultiplier. Als Szintillator wurde ein zylindrisches Stück NE110, $L = 25\text{mm}$, $d = 25\text{mm}$, benutzt. Der Elektronikaufbau konnte damit unter idealen Bedingungen getestet werden.

ge intensive Lichtquelle simulieren, d.h. die von ihm verursachte Lichtabschwächung, wie auch spezielle geometrische Effekte, sollten vernachlässigbar sein. Er wurde deshalb als kleines zylinderförmiges Stück NE110 mit dem Durchmesser 25mm und der Länge 25mm gefertigt. Die Lichtleiter zu den Photomultipliern hatten denselben Durchmesser wie das Szintillatorstück, und die Länge 100mm .

In die Fassungen PML und PMR wurden nun wechselweise die vier verschiedenen Photomultiplier hineingedreht, die bei der Untersuchung des Szintillaterringes Verwendung finden sollten, und durchgemessen.

Der Erfolg bezüglich der Höhe der Photomultipliersignale war offensichtlich. Betrug die Signalhöhen bei früheren Untersuchungen oft weniger als 100mV, so erhöhten sie sich nun auf Werte zwischen 500mV und 1000mV.

Aus den Standardabweichungen σ_{BZ} , σ_{MZL} , σ_{MZR} lassen sich, wie in Kap. 2.1.1 beschrieben, die Standardabweichung σ_F für den Finger F, sowie σ_R und σ_L für die Photomultiplier bestimmen. In σ_L und σ_R ist

der Anteil, verursacht durch den Finger subtrahiert. Die Ergebnisse der Messungen am kleinen Szintillator sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

↓ Silberanode

σ_L	σ_R	σ_F	t_{mean}	$\sigma_{t\text{mean}}$	$\sigma_{t\text{mean}1}$
PM1 = .036	PM4 = .120	.225	35.103	.233	.170
PM1 = .063	PM3 = .100	.230	34.726	.239	.175
PM1 = .068	PM2 = .107	.228	34.998	.237	.173
PM3 = .058	PM2 = .122	.232	34.989	.242	.178
PM3 = .061	PM4 = .113	.233	35.085	.241	.175
PM2 = .077	PM4 = .112	.232	35.344	.243	.179
PM2 = .068	PM4 = .115	.233	35.488	.243	.179
PM2 = .074	PM4 = .112	.235	30.835	.245	.180
PM2 = .078	PM4 = .109	.246	23.942	.254	.185

Tab 4.2 Ergebnisse der Messungen am kleinen Szintillator
(alle Angaben in [ns])

(Die letzten vier Werte für t_{mean} sind nicht vergleichbar, da die Kabel von den Photomultipliern zu den Fan Outs und/oder die Verzögerungszeiten nach den CFD's verändert wurden.)

In der Spalte σ_L ist eingetragen, welcher Photomultiplier bei den jeweiligen Tests in dem Elektronikzweig, der mit PML verknüpft ist, verwendet wurde, als auch, welche Standardabweichung für diesen Photomultiplier festgestellt wurde. Entsprechendes gilt für σ_R .

Neben der Standardabweichung des Fingers σ_F ist noch die mittlere Ankunftszeit t_{mean} , sowie deren Standardabweichung $\sigma_{t\text{mean}}$ und $\sigma_{t\text{mean}1}$ angegeben. Für letztere ist der Beitrag, verursacht durch den Finger, subtrahiert. Als Ergebnis bleibt festzuhalten:

- 1) Die Standardabweichung für ein und denselben Photomultiplier ist um ~ 30 ps größer, wenn er im Zweig von PMR untersucht wird, als wenn er im Zweig von PML untersucht wird. Dies ist auf Unterschiede

in der Elektronik zurückzuführen, und beweist wieder, daß es lohnend sein könnte, sich intensiver damit zu beschäftigen.

- 2) Die Standardabweichungen selbst im Zweig R sind wesentlich geringer, als z.B. die Resultate beim 1800mm langen NE110 mit 320 bis 450ps. Dies erklärt sich zum einen dadurch, daß die CFD's nun nicht am Rande ihres Arbeitsbereiches arbeiten, als auch dadurch, daß die Schwankungen durch die Photomultiplier, wie in Kap. 2.3.2 erläutert, mit steigender Lichtmenge geringer werden. Daß beim Photomultiplierwechsel die Kathode kurzzeitig belichtet wurde, scheint bei der Lichtintensität, die hier zur Verfügung stand, keine Rolle zu spielen.
- 3) Die Ergebnisse können auf besser als 10ps reproduziert werden. Derart geringe Unterschiede sind schon durch Fehler beim Anpassen der Gaußverteilung zu erklären.
- 4) Signifikante Qualitätsunterschiede zwischen den Photomultipliern sind nicht festzustellen. Vermutlich stellen diese sich erst ein, wenn mit geringen Lichtmengen gearbeitet wird.
- 5) Für die mittlere Ankunftszeit lassen sich Unterschiede feststellen, die auf die verschiedenen Durchlaufzeiten der SER's durch die verwendeten Photomultiplier zurück zu führen sind. Wenn $h(\text{PMR})$ die Durchlaufzeit durch den Photomultiplier R bezeichnet, so läßt sich erschließen:

$$h(\text{PM1}) \sim h(\text{PM3}) < h(\text{PM2}) < h(\text{PM4})$$

Die unkorrigierte Standardabweichung ist mit 230 bis 250ps relativ konstant.

4.4

Untersuchungen am Szintillatorring

4.4.1

Aufbau des Szintillatorringes und das Meßprogramm

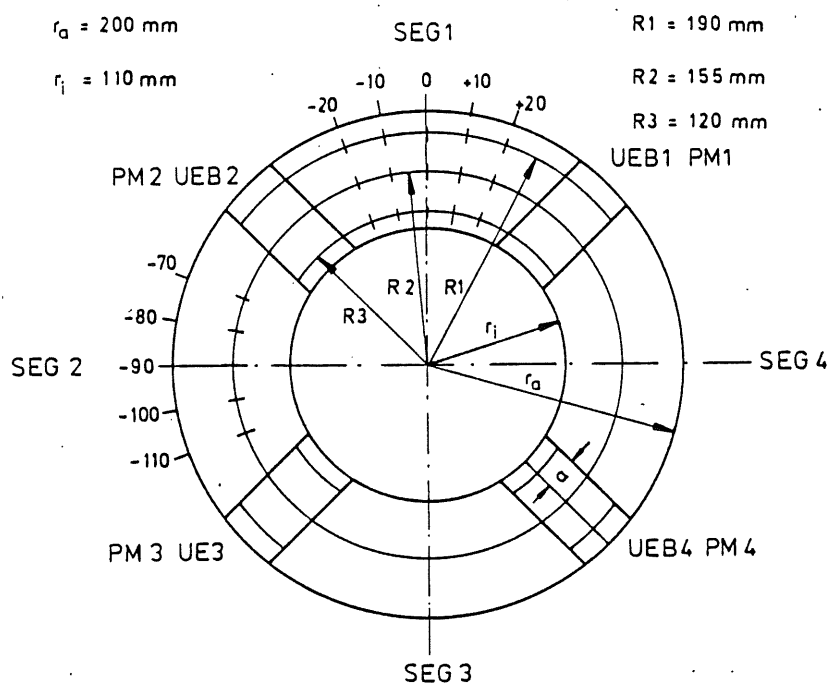


Abb 4.14 Skizze des Szintillatorringes mit seiner Aufteilung in vier Segmente und vier Übergangsbereiche, an denen die Lichtauslese durch die Photomultiplier stattfand. Für SEG1 wurden die auf den drei Radien untersuchten Punkte eingezeichnet. Die Lage der in SEG3 und SEG4 untersuchten Orte entspricht denen, die für SEG2 eingezeichnet wurden.

Der Ring, mit dem Innenradius 110mm, dem Außenradius 200mm und der Dicke 24mm, bestand aus vier gleich großen Segmenten NE102, welche durch vier Übergänge verbunden waren. Durch diese Übergänge wurde das Szintillationslicht senkrecht zur Ringebene ausgekoppelt und zu den Photomultipliern geleitet. Sie wurden, wie erwähnt, in drei verschiedenen Versionen gefertigt. Die Abbildungen 4.15, 4.16, 4.17 zeigen diese drei Versionen, wobei der Blick des Betrachters radial zum Ringmittelpunkt, gerichtet ist.

Die einfachste Konstruktion wurde für Übergang 4 gewählt. Die Segmente 3 und 4 wurden im Winkel von 45° abgeschrägt, um das Licht in den

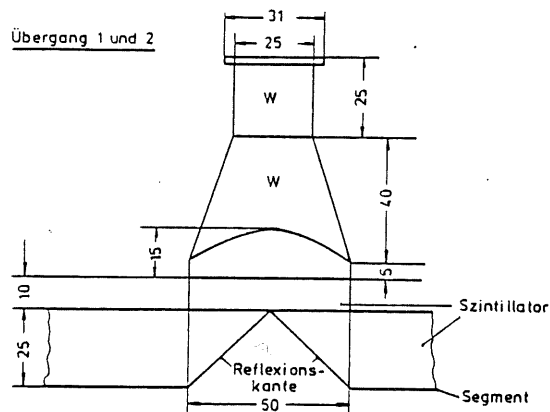


Abb 4.15 Ansicht der Lichtleiter am Übergang 1 und 2, bei radialer Blickrichtung. Über den Bereich der Reflexionskante wurde 10mm Szintillator geklebt, um die Lichtausbeute in diesem Bereich zu steigern.

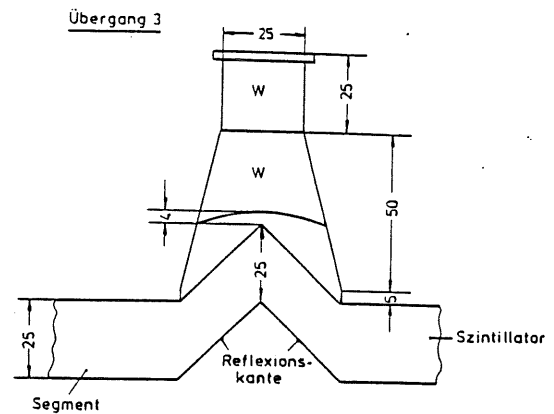


Abb 4.16 Diese Abbildung zeigt das der Abb 4.15 äquivalente Bild für den Lichtleiter am Übergang 3. Statt der 10mm dicken Szintillatorplatte wurde im Übergangsbereich hier ein Stück Szintillator verwendet, das bei senkrechtem Teilcheneinschuß, einen Szintillationsweg von 25mm sicherstellte.

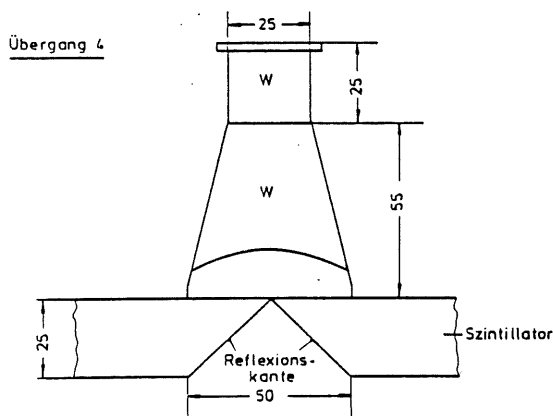


Abb 4.17 Der Lichtleiter am Übergang 4 wurde ohne zusätzliches Szintillatormaterial über den Reflexionskanten, welche durch Abschrägen der Segmente gefertigt wurden, gebaut. Sein Vorteil liegt darin, daß die Anzahl der Klebeflächen minimiert wurde.

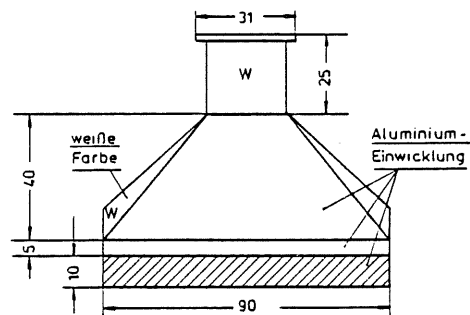


Abb 4.18 Die hier gezeigte Ansicht des Lichtleiters 1 und 2, ist senkrecht zu der in Abb 4.15. Es ist nur der Bereich oberhalb der Segmente zu sehen. Da die Flächen des Lichtleiters in radialer Richtung stark geneigt sind, wurden sie weißt, um über diffuse Reflexion eine optimale Lichtleitung zu erreichen.

Die in allen Abbildungen mit "W" bezeichneten Flächen wurden mit weißer Farbe angestrichen um diffuse Reflexion zu ermöglichen, wogegen alle übrigen in aluminiumbedampfte Mylarfolie eingewickelt wurden.

Lichtleitertubus hinein zu reflektieren. Es wurde vermutet, daß Probleme entstehen könnten, wenn der Einstrahlungsort sich direkt im Übergangsbereich befindet, da hier aufgrund der geringen Szintillatordicke wenig Szintillationslicht erzeugt werden würde.

Um dem entgegen zu wirken, wurde für die Lichtleiter 1 und 2 im Übergangsbereich auf die Segmente noch ein Stück 10mm dicken Szintillators aufgesetzt.

Lichtleiter 3 ist die aufwendigste Konstruktion, die gegenüber Lichtleiter 1 und 2 den Vorteil hat, daß hier im Übergangsbereich die Länge des Weges durch den Szintillator, für senkrecht von unten einstrahlende Teilchen, konstant ist.

Abb 4.18 zeigt noch einmal den Lichtleiter 1 und 2 oberhalb der Ringebene, betrachtet senkrecht zum Ringradius.

Die in allen Abbildungen mit "W" bezeichneten Flächen, wurden mit weißer Farbe angestrichen, um diffuse Reflexion zu ermöglichen. Alle übrigen Flächen, einschließlich der Reflexionskanten, waren in aluminiumbedampfte Mylarfolie eingewickelt.

Da die Lichtleiter an den Übergängen 1 und 2 identisch gefertigt wurden, fanden am Segment 1 detailliertere Untersuchungen statt als an den übrigen. Dabei wurde an jeweils fünf Punkten, entsprechend fünf verschiedenen Winkeln (Abb 4.14), für drei verschiedene Radien, Messungen durchgeführt.

An den übrigen Segmenten wurde nur der Mittelradius $R_2 = 155\text{mm}$ für fünf verschiedene Winkel untersucht.

Da die Übergänge eine relativ große Fläche des Ringes beanspruchen, war es von Interesse zu studieren, was bei direktem Einschub auf dieselben passiert. Sie wurden deshalb detaillierter untersucht. Eine genaue Beschreibung findet sich in Kap 4.4.4.

Acht Schrauben, jeweils zwei pro Segment, befestigten den Szintillaterring auf einer dünnen Aluminiumplatte, so daß er senkrecht in den Elektronenstrahl gestellt werden konnte.

Der Aufbau der Meßelektronik entsprach dem, der auch bei der Untersuchung an dem kleinen Szintillatorstück verwendet wurde.

4.4.2 Experimente am Segment 1

Da durch Messungen der Zeit BZ die beste Winkelauflösung möglich ist, möchte ich die weitere Diskussion auf diese Größe beschränken.

Abb 4.19 zeigt die entsprechenden Ergebnisse, für die gemessenen Winkel und die drei Radien. Es fällt zunächst auf, daß die Zeitdifferenz zwischen den Winkeln $+20^\circ$ und -20° sehr gering sind, als auch, daß die Stei-

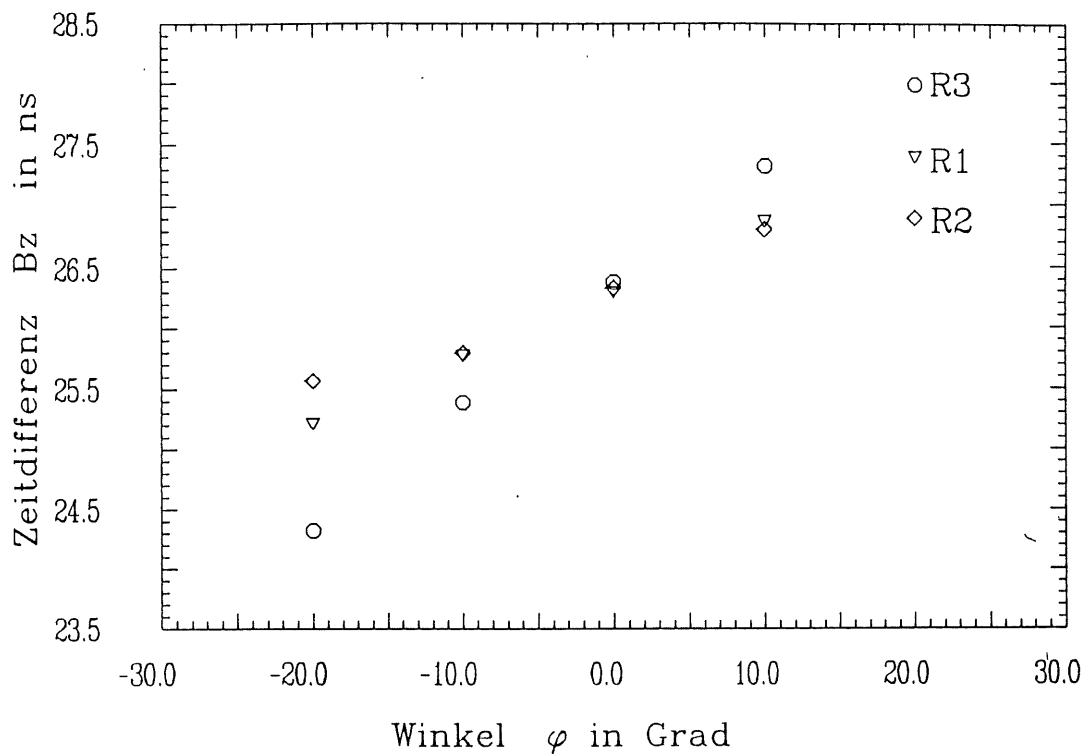


Abb 4.19 Zeitdifferenz BZ, gemessen an Segment 1 für drei verschiedene Radien.

	R3	R2	R1
Radius R [mm]	120	155	190
Δt [ns]	3.66 \pm .45	1.33 \pm .2	2.18 \pm .02
ΔX [mm]	82.0	99.5	104.6
v_{eff} [cm/ns]	4.5 \pm .5	15.0 \pm 2.0	9.5 \pm 1.0
$\Delta W/\Delta t$ [$^\circ$ /ns]	10.9 \pm 1.0	30.1 \pm 4.0	18.4 \pm 2.0
$\bar{\sigma}$ [ns]	.661	.579	.512
$\overline{\Delta\varphi}$ [$^\circ$]	6.7 \pm .8	17.5 \pm 2.5	9.4 \pm .8

Tab 4.3 Ergebnisse für die Untersuchungen an Segment 1.
 $\Delta X, \Delta t$ = Orts- und Zeitdifferenz auf dem jeweiligen Kreisbogen in einem Winkelintervall von 40° . $v_{eff} = 2 * \Delta X / \Delta t$, $\Delta W = 40^\circ / \Delta t$, $\Delta\varphi = \sigma * \Delta W / \Delta t$

gungen für die drei Radien deutlich verschieden sind. In Tab 4.3 ist dieser Sachverhalt etwas quantitativer erfaßt.

Angegeben werden die Zeitdifferenz Δt der BZ, zwischen den Winkeln $+20^\circ$ und -20° , die Wegdifferenz Δx zwischen den beiden Winkeln, wobei der direkte Weg gewählt wurde, die effektive Lichtgeschwindigkeit $V_{\text{eff}} = 2 \cdot \Delta x / \Delta t$, die Steigung $40^\circ / \Delta t$, die mittlere Standardabweichung $\bar{\sigma}$ sowie die mittlere Winkelauflösung $\overline{\Delta\varphi} = \bar{\sigma} \cdot 40^\circ / \Delta t$.

Die relativ großen Fehlerintervalle, die mit angegeben wurden, sind darauf zurück zu führen, daß während der Meßreihe, aufgrund eines Wackelkontaktes, Kabel gewechselt werden mußten. Dies führte zu einer Unsicherheit in der Bestimmung der Zeit. Die Daten geben Anlaß zu folgenden Betrachtungen:

1. Von jedem Meßpunkt auf dem Radius $R_1 = 190\text{mm}$ läßt sich eine gerade Linie, welche senkrecht auf die Reflexionskante des Szintillators trifft, ziehen, die das Licht zum Photomultiplier leitet. Wenn Photonen, die sich entlang dieses direkten und kürzesten Weges zum Photomultiplier bewegen, die entscheidende Zeitinformation liefern, dann kann für die effektive Lichtgeschwindigkeit, ein Wert entsprechend dem an geraden Szintillatoren erwartet werden. Bei großzügiger Abschätzung liegt dieser zwischen 13 und 17cm/ns. Der hier festgestellte Wert liegt mit 9.4cm/ns signifikant darunter. Dies kann nur bedeuten, daß nicht die Photonen auf dem kürzesten und direkten Lichtweg die alleinige Zeitinformation liefern, sondern daß indirekte Wege mit Reflexionen eine wichtige Rolle spielen.

Die geringe Lichtgeschwindigkeit für den Radius $R_3 = 120\text{mm}$ wird plausibel, bei genauerer Betrachtung der Verhältnisse der Lichtleitung im Ring. Hierbei muß, wie auch beim Bogen, die Form des Lichtleitertubus mit berücksichtigt werden, da diese in entscheidendem Maße die Lichtausbreitung einschränkt. Von R_3 bei $\varphi = -20^\circ$ sind zum Ausgang des Lichtleitertubus 1 keine direkten Wege mehr möglich. Es sind also Reflexionen an der Außenfläche des Ringes nötig, für die nicht einmal die Totalreflexion erreichbar ist. Insgesamt wird dadurch die Differenz der Lichtwege zwischen $\varphi = -20^\circ$ und $\varphi = 20^\circ$ wesentlich länger, als die zur Berechnung von V_{eff} angesetzte Verbindungslinie zwischen diesen beiden Punkten, wodurch sich V_{eff} drastisch verringert.

3. Für den Radius $R_2 = 155\text{mm}$ verhält sich die Steigung im Winkelintervall -10° bis $+10^\circ$ ähnlich wie bei $R_1 = 190\text{mm}$, was darauf zurückzuführen ist, daß die Verhältnisse für die direkten Lichtwege in diesem Intervall für die beiden Radien sehr ähnlich sind. Die Steigung wird jedoch deutlich flacher zwischen $+10^\circ$ und $+20^\circ$, sowie -10° und -20° , was zu der hohen Lichtgeschwindigkeit für R_2 führt.

Ursache dieser Verringerung der Steigung ist die unmittelbare Nähe der Schraube, welche den Ring auf der Aluminiumplatte hält. Da die Distanz zwischen Schraubenmittelpunkt und Einschubort nur 8.2mm beträgt (in radialer Richtung nur 1.5mm), wird die Lichtausbreitung erheblich gestört. An dem Punkt $R2, \varphi = 20^\circ$ verdeckt die Schraube nahezu das gesamte Winkelintervall, für das eine direkte Lichtleitung zum Ausgang 1 möglich wäre. Dies bedeutet, das vornehmlich indirekte Wege, die entsprechend länger sind, die Zeitinformation bestimmen. Betrachtet man hingegen die Lichtleitung vom Punkt $R2, \varphi = -20^\circ$ zum Ausgang 1, so ist eine direkte Lichtleitung ungestört möglich. Dies erklärt, warum die Zeitdifferenz zwischen beiden Punkten geringer ist, als es der Verbindungslinie zwischen ihnen entspräche, was zu dieser im Vergleich zu $R1$ hohen Lichtgeschwindigkeit führt. Es muß außerdem berücksichtigt werden, daß in einem Radius von 14mm um die Schraube, durch deren An- druck die Totalreflexion zerstört wurde. Der negative Einfluß der Schraube findet sich auch bei den Pulshöhenmessungen [Fun88]. Die registrierte Lichtmenge reduziert sich für den der Schraube nahen Photomultiplier überproportional, während sie für den fernen Photomultiplier, vermutlich durch die Reflexion an der Schraubenbohrung wächst.

4. Abb 4.20 zeigt die Standardabweichungen σ_{BZ} für die in Segment 1 gemessenen Punkte. Vom Außen- zum Innenradius verschlechtern sie sich, was dadurch zu verstehen ist, daß die Winkelintervalle zur direkten Lichtleitung für $R1$ größer sind als für $R3$, als auch dadurch, daß für die übrigen Winkel bei $R1$ eher Totalreflexion möglich ist, als für $R3$. Die Konsequenz ist, daß die registrierte Lichtmenge für $R3$ deutlich geringer ist als für $R1$, was zu den Unterschieden für σ führt.

Der störende Einfluß der Schrauben wird bei $R2 = 155\text{mm}$ sehr deutlich. σ_{BZ} vergrößert sich hier bei $\pm 20^\circ$ drastisch. Für $R1$ und $R3$ ändert sich σ_{BZ} über den Winkelbereich wenig.

Ein Vergleich der Größenordnung von σ_{BZ} mit den am Halbbogen erzielten Resultaten zeigt, daß diese nicht unvernünftig hoch sind, besonders wenn berücksichtigt wird, daß das Szintillatormaterial alt und spröde, die Totalreflexion sicher an einigen Stellen nicht mehr gegeben war, da die Mylarfolie mit zu großem Druck an den Szintillator gepreßt wurde, und die Lichtauskoppelung auf komplizierte Art und Weise geschah. Ein Vergleich von σ_{MZR} und σ_{MZL} mit den am 1800mm langen Szintillator NE110 festgestellten Werten, zeigt ebenfalls eine befriedigende Übereinstimmung. Hier wie dort liegt die Standardabweichung direkt vor dem Lichtleiter in der Größenordnung von 300 bis 350ps. Schwankungen von σ aufgrund der unterschiedlichen Qualität der messenden Photomultiplier und der Elektronik liegen in der Größenordnung von 50ps.

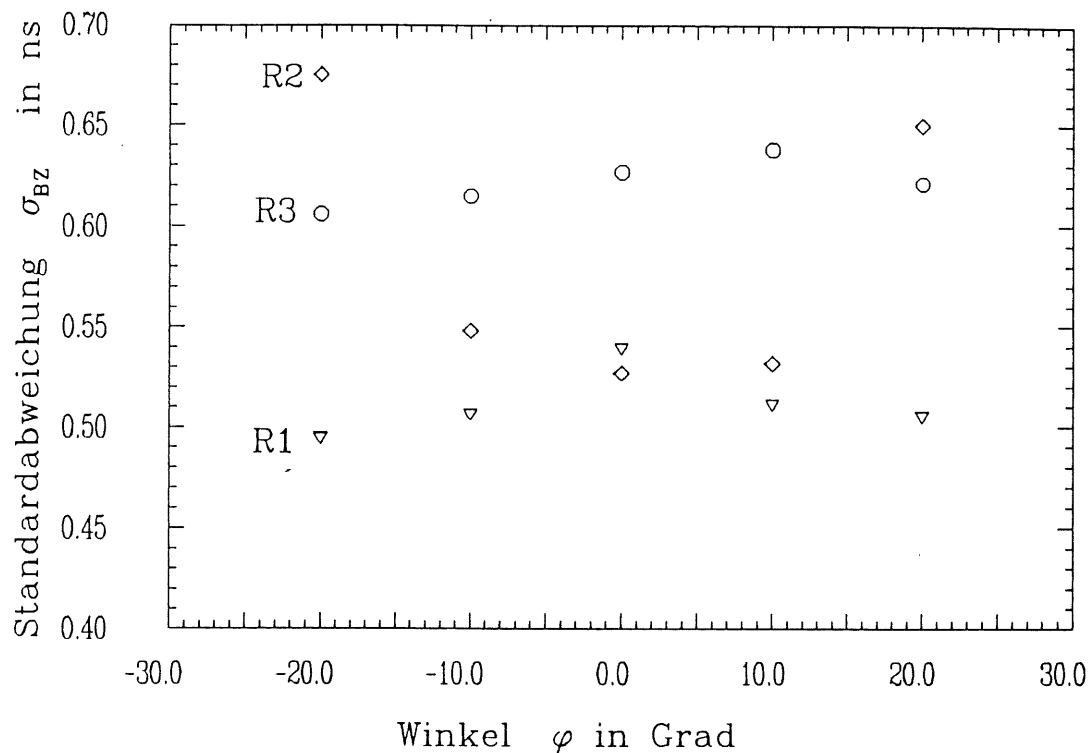


Abb 4.20 Standardabweichung σ_{BZ} in Abhängigkeit vom Einschubwinkel φ , gemessen am Segment 1 für drei verschiedene Radien.

Erfreulicherweise läßt sich feststellen, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit über das ganze Segment $> 99\%$ ist. Eine Ausnahme bildet die unmittelbare Umgebung der Schrauben, wo sie um 1 bis 2% sinkt.

4.4.3 Vergleich der Ergebnisse von Segment 1 bis 4

Tab 4.4 faßt die Resultate für die untersuchten Segmente zusammen. Aus den einzelnen Ergebnissen, die gut übereinstimmen, läßt sich eine Winkelauflösung von 15° bis 18° abschätzen. Etwas besser sind die Verhältnisse bei Segment 4, wobei jedoch zu vermuten ist, daß hier der Szintillatorring etwas dejustiert war.

Aufgrund der vorliegenden Daten läßt sich ein Einfluß der verschiedenen Lichtleitertypen nicht feststellen.

Die mittlere Ankunftszeit t_{mean} ist in zufriedenstellender Weise konstant. Sie variiert in einem Bereich von 60ps. Ihre Standardabweichung

	Segment 1	Segment 2	Segment 3	Segment 4
$\bar{\sigma}_{BZ} [ns]$.579	.472	.590	.571
$\sigma_{symL} [ns]$	PM1: .466	PM3: .426	PM4: .462	PM1: .425
$\sigma_{symR} [ns]$	PM2: .421	PM2: .438	PM3: .419	PM4: .423
BZ: $\Delta t [ns]$	1.33	1.21	1.34	1.95
L : $\Delta t [ns]$		PM3: .76	PM4: .620	PM1: 1.1
R : $\Delta t [ns]$		PM2: .61	PM3: .68	PM4: .86
BZ : $V_{eff} [cm/ns]$	15.0	16.3	14.8	10.2
L : $V_{eff} [cm/ns]$		PM3: 13.1	PM4: 16.0	PM1: 9.1
R : $V_{eff} [cm/ns]$		PM2: 16.4	PM3: 14.6	PM4: 11.5
$\overline{\Delta\varphi} [^\circ]$	17.5	15.6	17.6	11.7

Tab 4.4 Zusammenfassung der Resultate der Untersuchungen an den vier Segmenten. Die Messungen wurden für den Radius R2 durchgeführt. Angegeben sind die Standardabweichung σ , die Zeitdifferenz Δt für ein Intervall von 40° , V_{eff} sowie die Winkelauflösung $\overline{\Delta\varphi}$. Da für MZL bzw. MZR die Photomultiplier je nach Segment wechselten, wurden diese mit angegeben. Für die Standardabweichung wurde für MZR und MZL der Wert im Symmetriepunkt angegeben.

beträgt, inclusive des Beitrages durch Detektor F, 340ps und variiert um 10ps. Ohne den Beitrag durch Detektor F reduziert sie sich auf 250ps.

Wie aus der Betrachtung der Abb 4.19 unter Berücksichtigung der Standardabweichung hervorgeht, ist eine Bestimmung des Ortes innerhalb eines einzelnen Segmentes nicht möglich. Zu einer Ortsfestlegung wäre es erforderlich, aufgrund einer Zeitmessung mit 95% Sicherheit zu entscheiden, ob ein Teilchen in einem Intervall von 20° eingetroffen ist. Dazu ist eine Winkelauflösung von 5° notwendig. Dies ist bei einer effektiven Lichtgeschwindigkeit von 15cm/ns nur möglich, wenn ein $\bar{\sigma} \leq .167ns$ erreichbar wäre. Das erscheint nach den bisherigen Erfahrungen utopisch, es sei denn, es gelänge die Lichtausbeute wesentlich zu steigern.

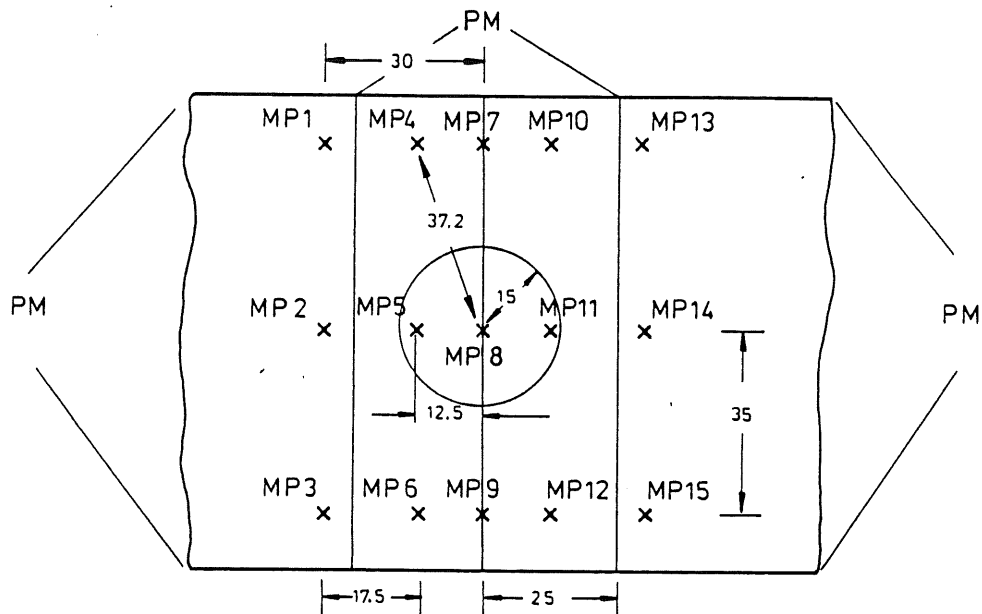


Abb 4.22 Skizze eines Übergangsbereiches mit den Meßpunkten 1 bis 15. Der eigentliche Übergang, also der Bereich der Reflexionskanten, befindet sich 25mm symmetrisch zur Mittellinie. Die Meßpunkte 1 bis 3, sowie 13 bis 15, befinden sich also wieder auf den Szintillatorsegmenten. Als Kreis wurde der Bereich angedeutet, der von dem Photomultiplier des betreffenden Überganges überdeckt wird.

In der Mitte ist als Kreis die Ausdehnung, wie die Position der Photokathode des Photomultipliers, welcher direkt über dem betreffenden Übergang montiert ist, gezeigt. Links und rechts des Überganges folgen Segmente und jeweils wieder Übergänge, von denen ebenfalls Licht registriert wird. An der Mittellinie stoßen die beiden Reflexionskanten der Segmente zusammen. Die Linien links und rechts der Mittellinie markieren den Beginn der Reflexionskante und damit die Grenzen des Überganges. An den mit einem Kreuz gekennzeichneten Positionen wurden Messungen durchgeführt. Die drei Reihen von Meßpunkten wurden senkrecht zur Mittellinie angeordnet. Sie entsprechen sehr gut den drei Radien R_1 , R_2 , R_3 , da die Abweichungen vom Kreisbogen gegenüber der Ausdehnung des Strahles vernachlässigbar ist. Die Meßpunkte erhielten eine Nummerierung, auf die sich im folgenden die Darstellung der Ergebnisse bezieht. Für den Radius R_i ($1 \leq i \leq 3$) gibt es die Meßpunkte $MP(1+n*3)$ mit ($0 \leq n \leq 4$).

In der verwendeten Meßanordnung wurden Zeitdifferenzen zwischen einem Startsignal des Detektors F und Stoppsignalen, verursacht durch drei benachbarte Photomultiplier gemessen. Dabei ist ein Photomultiplier direkt über dem Übergang, auf den der Elektronenstrahl trifft, montiert, während die beiden anderen von benachbarten Übergängen die Lichtsignale registrieren.

Ergebnisse

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist beim Lichtleiter 4, insbesondere auf der Mittellinie, extrem positionsabhängig. Sie beträgt für R2 ~100%, für R1 und R3 jedoch nur noch 45%. Da die übrigen Lichtleiter für alle Meßpunkte eine Nachweiswahrscheinlichkeit > 99% erlauben, kann Übergang 4 sehr klar als weniger geeignet angesehen werden.

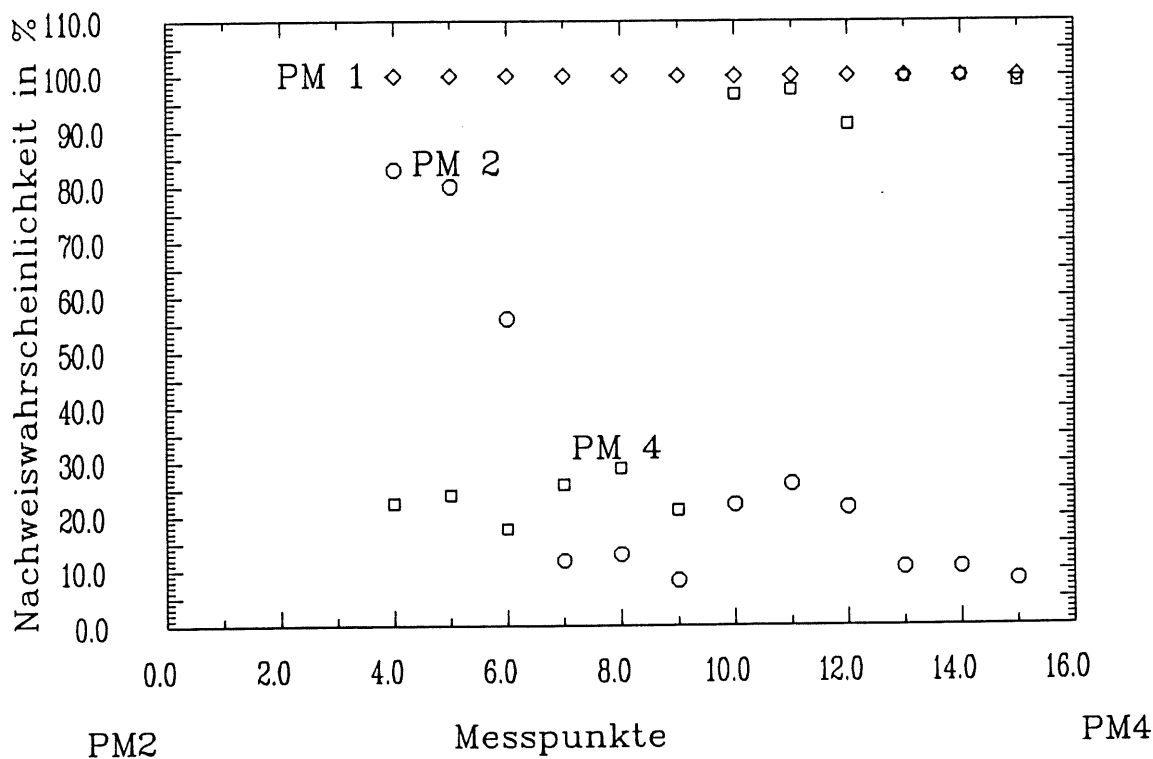


Abb 4.22 Nachweiswahrscheinlichkeit gemessen von den benachbarten Photomultipliern 1, 2 und 4, durch Teilcheneinschuß an verschiedenen Meßpunkten (gemäß Abb 4.21) am Übergang 1. PM 1 auf Lichtleiter 1, registrierte alle Ereignisse, wogegen PM2 und PM4 (die Beschriftung unter der Graphik deutet ihre relative Position an) insbesondere für Meßpunkte jenseits der Mittellinie erhebliche Nachweisprobleme zeigten.

In Abb 4.22 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit am Übergang 1, gesehen vom Photomultiplier 1, 2 und 4 gezeigt. Sie beträgt für den Photomultiplier 1 mehr als 99.9%. Es wird deutlich, daß die Photomultiplier der benachbarten Übergänge Licht jenseits der Übergangsmitte registrieren. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist jedoch klein. An der Mittellinie ist die Stärke des Szintillatormaterials und damit auch die erzeugte Lichtmenge am geringsten. Dies äußert sich, insbesondere beim Photomultiplier 2, in einem deutlichen Abfall der Nachweiswahrscheinlichkeit. Wenn diese für den Innenradius geringer als für den Außenradius ist, bestätigt dies die These, daß die Lichtleitung für Punkte auf dem Innenradius komplizierter ist, als für solche auf dem Außenradius.

Abb 4.24 zeigt die Lichtlaufzeiten gemessen am Übergang 1, durch den Photomultiplier 1. Die Struktur ist, wie zu erwarten, symmetrisch zur Mittellinie. Auffällig sind die Meßpunkte 5, 8 und 11, da für sie die Lichtlaufzeiten deutlich kürzer sind, als für die übrigen Meßpunkte. Für Meßpunkt 5 und 11 fällt auf, daß es zwei verschiedene Werte für die Laufzeitdifferenz gibt (rot und grün gekennzeichnet). Die rot gekennzeichneten Punkte sind in keiner Weise durch Wegdifferenzen zu erklären. Da die genannten Meßpunkte in einem Bereich liegen, der direkt durch den Photomultiplier 1 abgedeckt wird (siehe Abb 4.23), ist davon auszugehen, daß die nachzuweisenden Elektronen nicht nur Licht im Szintillator produzieren, sondern auch Cerenkov Photonen im Glaskolben des Photomultipliers erzeugen. Das durch letztgenannten Effekt erzeugte Licht, produziert deutlich früher ein Ausgangssignal, welches den TPC stoppt, als das Szintillationslicht. Dieses trägt deshalb nicht mehr zur Zeitmessung bei.

Die Meßpunkte 5 und 11 liegen am Rande des vom Photomultiplier überdeckten Bereiches. Bedingt durch die Strahlbreite, gibt es deshalb Elektronen, welche nur Licht im Szintillator produzieren, den Glaskolben jedoch nicht treffen. Durch sie wird ein Zeitsignal erzeugt, welches den grünen Punkten entspricht. Im Zentrum des von der Photokathode abgedeckten Bereiches treffen alle Elektronen auf den Glaskolben des Photomultipliers. Hier gibt es also nur ein durch Cerenkov-Licht erzeugtes Zeitsignal.

Die Zeitdifferenz zwischen den roten und den grünen Punkten ist durch die unterschiedliche Weglänge des Lichtes, als auch durch die unterschiedliche Dauer zur Erzeugung von Szintillationslicht gegenüber Cerenkov-Licht begründet.

Da die Photokathode, im Falle der Zeitsignale, verursacht durch \checkmark Cerenkov-Licht (rote Punkte), punktförmig angeregt wird, ist die Zeitdifferenz zwischen den roten Punkten, auf eine unterschiedlich lange Flugzeit der Photoelektronen von der Kathode zur ersten Dynode zurückzuführen. Wenn für eine Messung z.B. mit einem geraden Szintillator die Standardabweichung nicht sehr groß ist, so erklärt sich dies dadurch, daß das Zeitsignal aus einer Mittelung über viele Photoelektronen, welche von vielen verschiedenen Punkten der Kathode stammen, erzeugt wird, und dieser Mittelwert weniger fluktuiert.

Zeitsignale, verursacht durch \checkmark Cerenkov-Licht, stellen für eine präzise Zeitmessung ein ernstes Problem dar. Dieses Problem stellt sich unabhängig von der gewählten Szintillatorgeometrie. Wenn es gelingt, durch eine genügende Szintillatordicke, in dem Bereich, indem \checkmark Cerenkov-Licht entstehen kann, dafür zu sorgen, daß ein benachbarter Photomultiplier

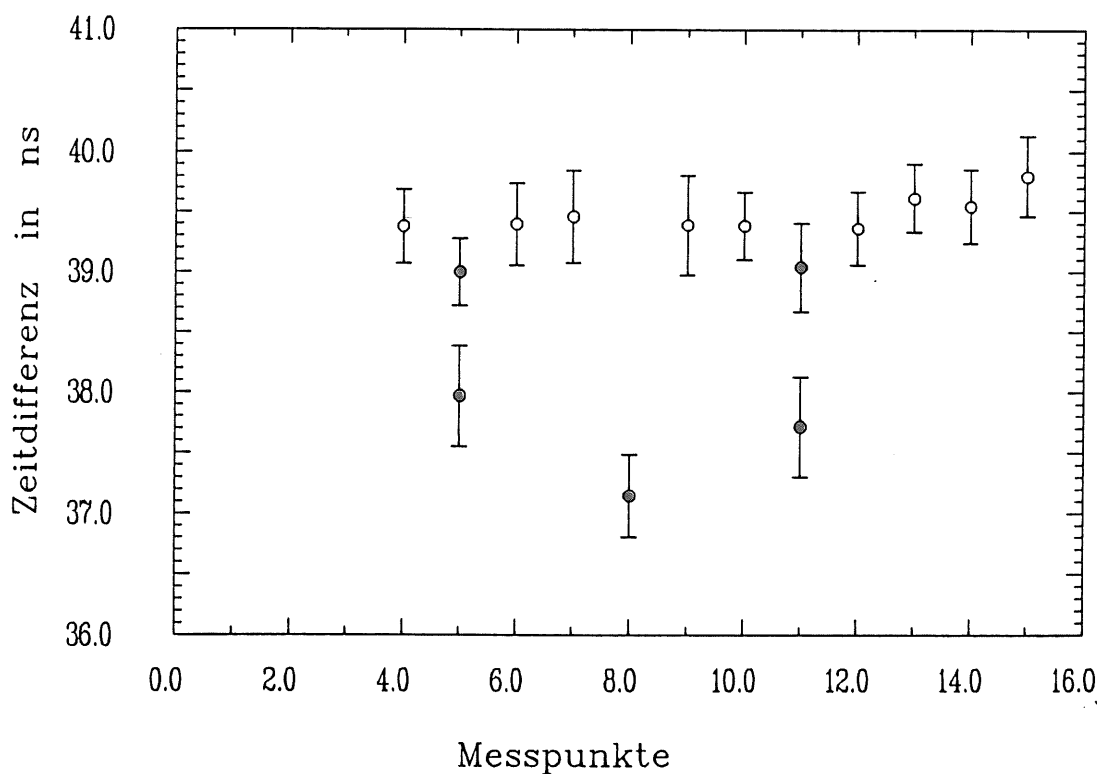


Abb 4.23 Zeitdifferenzen zwischen einem Startsignal des Detektors F, sowie einem Stoppsignal, verursacht durch PM1, gemessen für verschiedene Meßpunkte (gemäß Abb 4.21) am Übergang 1. Die Ursache der mit rot gekennzeichneten Zeiten, sind Signale, die durch \checkmark Cerenkov Licht im Glaskolben des Photomultipliers erzeugt wurden. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichungen an.

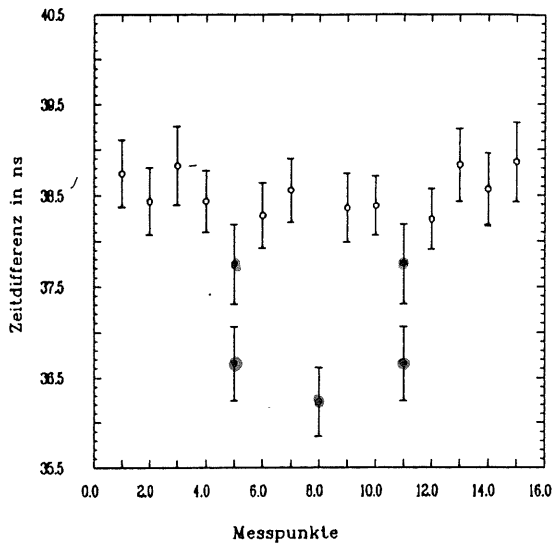


Abb 4.24 Die Abbildung entspricht der von Abb 4.23, wobei die Messungen jedoch am Übergang 3 mit dem PM3 durchgeführt wurden. Sie bestätigt die am Übergang 1 festgestellte Struktur, sowie das Phänomen der durch Cerenkov Licht erzeugten Zeiten.

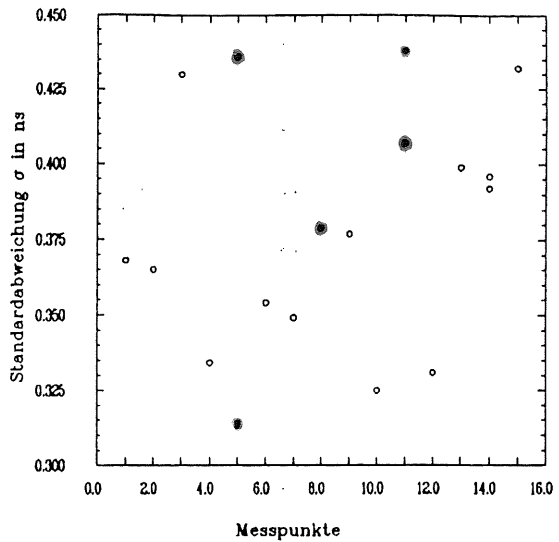


Abb 4.25 zeigt die zu den Zeiten in Abb 4.24 gehörigen Standardabweichungen. Auffallend sind die systematisch schlechten Resultate für den Innenradius.

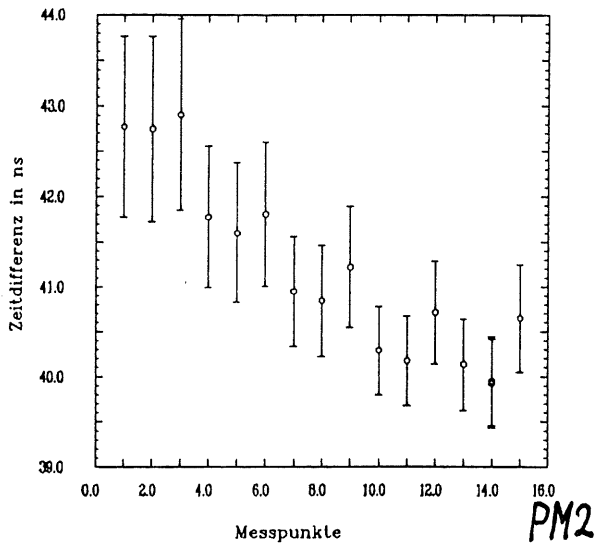


Abb 4.26 Zeitdifferenzen für verschiedene Meßpunkte am Übergang 3, wobei das Stoppsignal von dem benachbarten PM2 erzeugt wurde. Die wachsenden Zeitunterschiede jenseits der Mittellinie von Übergang 3, weisen auf lange Lichtwege durch komplizierte Reflexionen hin.

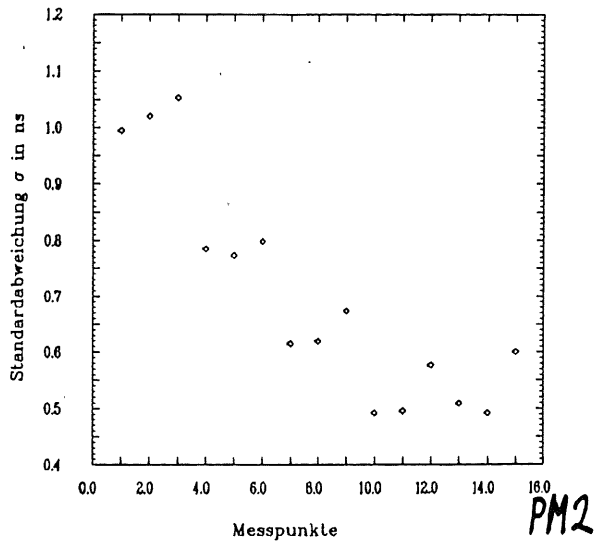


Abb 4.27 zeigt die zu den Zeitdifferenzen von Abb 4.26 gehörigen Standardabweichungen. Die Abhängigkeit der Standardabweichung von der mittleren Weglänge, welche sich in der Zeitdifferenz widerspiegelt, wird sehr schön deutlich.

auf jeden Fall das Licht aus dem Szintillationsprozeß registriert, so ist aus der Bildung von Zeitdifferenzen immerhin der Auftreffort des Teilchens auf die Position der Photokathode genau zu bestimmen. Die Zeitmessung für t_{mean} müßte dann rechnerisch korrigiert werden.

Daß es sich bei dem vorgestellten Effekt nicht um einen Zufall handelt, wird durch die Untersuchung an den übrigen Übergängen bestätigt, bei denen er in gleicher Weise auftrat. Weitere Anmerkungen zum Thema 'Erzeugung von Čerenkov-Licht bei Photomultipliern', finden sich auch bei [Bla87].

Abb 4.24 zeigt die Lichtlaufzeiten für den Übergang 3. Sie bestätigen die Ergebnisse von Übergang 1. In Abb 4.25 sind die zugehörigen Standardabweichungen gezeigt. Daß diese für die roten Punkte derart differieren, muß mit den Photomultipliereigenschaften erklärt werden. Auffällig ist weiterhin, daß die Standardabweichung für den Innenradius R_3 am größten ist. Dies ist nicht mit der Krümmung des Bogens zu erklären, da sie hier vernachlässigbar ist. Unterschiedliche Wegdifferenzen können ebenfalls nicht verantwortlich gemacht werden, da die Zeitdifferenzen für den Innenradius und den Außenradius sich nicht wesentlich unterscheiden.

Abb 4.26 zeigt die Laufzeitdifferenzen am Übergang 3 betrachtet vom Photomultiplier 2. Sie vergrößern sich in nahezu linearer Weise, wobei die Steigung ab Beginn des Überganges deutlich größer ist, als die zwischen den Meßpunkten auf dem Segment und den ersten Punkten auf dem Übergang.

Die Standardabweichungen (Abb 4.27) verhalten sich entsprechend. Für die Übergänge 1 und 2 entsprechen die Ergebnisse für die Laufzeitdifferenzen, gemessen von benachbarten Übergängen, denen von Abb 4.26. Lediglich für die Standardabweichungen besteht ein Unterschied darin, daß diese nicht mehr gleichmäßig ansteigen, sondern daß es auf der Mittellinie einen sprunghaften Anstieg gibt. Dieser ist durch die Verringerung der Szintillatordicke begründet. Eine entsprechende Verringerung gibt es für Übergang 3 nicht.

Abb 4.28 zeigt die Laufzeitdifferenzen gemessen von Photomultiplier 3, für R_2 , am Übergang 3, am Segment 2 und am Übergang 2. Die Zeitrelationen in dieser Darstellung stimmen nur zwischen den Messungen jeweils innerhalb des Überganges 3, des Segmentes 2 sowie des Überganges 2 überein. Es können z.B zwischen dem Übergang 3 und dem Segment 2 nur die jeweiligen Steigungen verglichen werden, nicht jedoch die einzelnen Zeiten. Die Abbildung zeigt, daß im Gegensatz zu dem Segment, die Zeitänderung im Übergangsbereich groß ist.

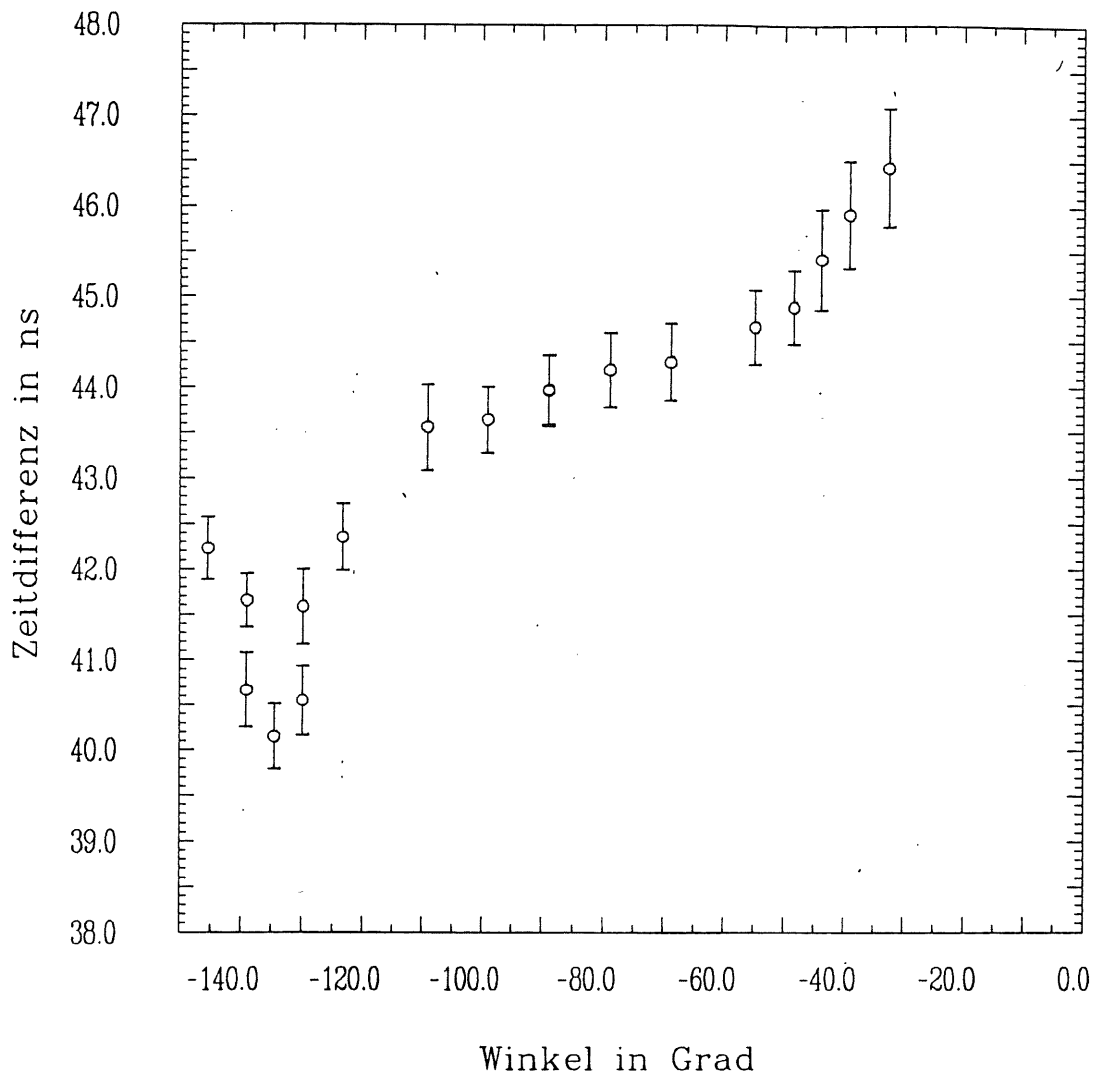


Abb 4.28 Zeitdifferenzen für verschiedene Winkel, gemessen bei $R_2 = 155\text{mm}$ durch den Photomultiplier 3. Die Zeitdifferenzen sind exakt nur vergleichbar innerhalb der Bereiche von Übergang 3 ($-150^\circ \leq \varphi \leq -120^\circ$), von Segment 2 ($-110^\circ \leq \varphi \leq -70^\circ$), sowie von Übergang 2 ($-60^\circ \leq \varphi \leq -30^\circ$). Die Änderung der Zeitdifferenz ist jedoch zwischen allen drei Bereichen vergleichbar.

Resümierend läßt sich Lichtleiter 3 favorisieren. Daß sich mit Lichtleiter 4 geringfügig höhere Pulshöhen* für Meßpunkte auf den Segmenten erreichen lassen, erscheint nicht so entscheidend, da eine Nachweiswahrscheinlichkeit $> 99\%$ auch von allen anderen Lichtleitern in diesem Bereich erreicht wird. Dagegen ist seine Form aufgrund ihrer Schwächen im Übergangsbereich, wie erwähnt zu verwerfen. Mit Lichtleiter 3 ließen sich die besten Resultate hinsichtlich der Zeitauflösung, als auch hinsichtlich der Pulshöhen sowohl für die Segmente, als auch für die Übergangsbereiche erzielen. Dies kann insbesondere für Kreislänge mit größeren Radien von Bedeutung sein.

* Alle Aussagen über Signalhöhen stammen aus [Fun88]

5.

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden gerade Szintillationsdetektoren, wie auch solche in Form von Ringsegmenten sowohl mit kosmischen Muonen, als auch mit 3 GeV Elektronen des DESY Teststrahles hinsichtlich der Möglichkeit untersucht, sie durch die Messung von Flugzeitdifferenzen als Detektoren zur Orts- sowie zur Zeitbestimmung von Teilchenstrahlung zu verwenden.

Als Ergebnis läßt sich zusammenfassen :

- * Mit Szintillatoren der Größe $1800 \times 100 \times 20 \text{ mm}^3$ ist eine Zeitauflösung von $\sigma = 450 \text{ ps}$ bis 500 ps erreichbar. Daraus resultiert eine Ortsauflösung von weniger als $\pm 5 \text{ cm}$.
 - * Bei einer Stärke von 20 mm ist bei einem 3600 mm langen Szintillator die Lichtausbeute * an den Brettenden zu gering, um ihn sinnvoll als Detektor verwenden zu können. Eine Brettstärke von mindestens 40 mm erscheint erforderlich.
 - * Die Verstärkung der Photomultiplier Hamamatsu R2021 ist nicht ausreichend, um mit ihnen wie geplant die Szintillationsdetektoren im H1-Detektor betreiben zu können. Verbesserte Nachfolgemodell werden zur Zeit von [Mor88] getestet.
 - * Das Szintillatormaterial SCSN38 ist hinsichtlich seiner Eigenschaften qualitativ mindestens ebenbürtig, mit dem erprobten NE110.
 - * Die Verbesserung der Zeitauflösung ist mit 30 ps bei einer Einwicklung in aluminiumbedampfte Mylarfolie, gegenüber einer in absorbierende schwarze Folie, gering.
 - * Für Szintillatoren aus Ringsegmenten wurden Zeit- bzw. Ortsauflösungen erreicht, die gleich oder besser als die an den geraden Szintillatoren waren.
 - * Eine Ortsbestimmung aufgrund einer Messung der Flugzeitdifferenz war innerhalb der untersuchten Ringsegmente, aufgrund der geringen Radien und den daraus resultierenden geringen Wegdifferenzen, nicht möglich. Für Ringsegmente mit größeren Radien ist diesbezüglich eine Verbesserung zu erwarten.
 - * Für einen Kreisring, bestehend aus vier Szintillatorsegmenten, zwischen denen von vier Lichtleitern das Szintillationlicht ausgelesen wurde, konnte eine Lichtleiterkonstruktion favorisiert, und ein hundertprozentiger Teilchennachweis festgestellt werden.
- * Die Lichtausbeute an den verschiedenen Szintillationsdetektoren wurde von M. Funk [Fun88] untersucht.

* Die Schwankungen für die mittlere Ankunftszeit ^{**} eines Teilchens liegt bei geraden Szintillatoren zwischen $\sigma = 200\text{ps}$ bis 300ps . Für die Ringsegmente sind die Ergebnisse noch besser.

Während der Auswertung wuchs das Interesse an der Abhängigkeit der Zeitmessung von der Pulsform des Photomultipliersignals. Für zukünftige Experimente wäre es wünschenswert, die Abhängigkeit der Messelektronik von der Signalform mittels eines geeigneten Testpulsers untersuchen zu können, als auch die Form des Photomultipliersignals, sowie die Variation desselben, in Abhängigkeit vom Einstrahlungsort auf dem Szintillator festzustellen.

** Der Begriff mittlere Ankunftszeit wird auf S.8 Gl 2.2 eingeführt

Anhang A

Symbolverzeichnis

Das folgende Verzeichnis, zeigt eine Auswahl der wichtigsten im Text verwendeten Symbole.

Symbol	Bedeutung	Symb. Einführung
A	Amplitudenfaktor	S.33,(G12.21)
BZ	Flugzeitdifferenz	S. 7,(G12.2)
CFD	Constant-Fraction-Diskriminator	S. 8
Δt		S.34
$\Delta\Delta t$	Differenz zwischen verschiedenen Δt 's	S.37
E(t)	Single-Elektron-Response (SER)	S.23,(G12.13)
f	Abschwächungsfaktor beim CFD	S.30,(G12.18)
F(t)	Anodensignal { Faltungsansatz Exponentialansatz	S.22,(G12.11) S.33,(G12.21)
F_{eff}	effektive Fraction	S.34
FWHM	Halbwertsbreite	S. 9
G	Gaußverteilung	S. 9,(G12.10)
I(t)	Illuminationsfunktion	S.23,(G12.12)
MZL,MZR	Flugzeitdifferenz	S.7,(G12.1)
PML,PMR	Photomultiplier rechts bzw. links	S. 7
S(t)	Szintillationspuls	S.18,(G12.7)
σ_{BZ}	Standardabweichung der BZ	S.10,(G12.8)
$\sigma_{BZTheorie}$		S.64
σ_F	Standardabweichung des Detektors F	S.10,11(G1 2.9)
σ_L, σ_R		S.10,(G12.8)
$\sigma_{MZR}, \sigma_{MZL}$		S.10,(G12.8)
$\sigma_{MZR+MZL}$		S.10,(G1 2.7)
σ_{re+li}	= $\sigma_{MZR+MZL}$	
σ_{tmean}	Standardabweichung der t_{mean}	S.11,(G12.10)
$\sigma_{tmeanTheorie}$		S.66
t_0	Zeitpunkt des Nulldurchganges beim CFD	S.29
τ_1	decay time von I(t)	S.23.(G12.11)
τ_2	rise time von I(t)	S.23,(G12.11)
t_d	Verzögerungszeit des CFD's	S.29
T_{delay}	= t_d	
t_r	Zeit zwischen 10% u. 90% des Pulsmaximums	S.30,(G12.18)
τ_d	decay time des Exponentialansatzes	S.33,(G12.21)
τ_r	rise time des Exponentialansatzes	S.33,(G12.21)
T_s	Breite des SER	S.23
t_{mean}	mittlere Ankunftszeit	S.8 (G1 2.2)

Anhang B

Photomultiplierdaten

In der folgenden Tabelle sind einige technische Daten, der für die Experimente zu dieser Arbeit verwendeten Photomultiplier vom Typ *Valvo XP2011B* und *Hamamatsu R2021*, zusammengestellt.

	VALVO XP 2011B	Hamamatsu R2021
Durchmesser	39.5mm	38.1
Kathodendurchmesser	109.0mm	67.0mm
$U_{\text{Kathode-Anode}}$	32mm	25.5mm
max. Anodenstrom	1800V	2000V
max. Spannung zwischen Dynoden	.2mA	.1mA
Kathodenmaterial	SbRbCs	Bialkali
Empfindlichkeitsbereich	300-660nm	300-660nm
max. Empfindlichkeit bei	440nm	420nm
Dynodenanzahl	10	12
Dynodenmaterial	CuBe	Bialkali
Verstärkung	$\sim 7 * 10^5$	$\sim 5 * 10^4$
Dunkelstrom	< 20nA	< 30nA
Signallaufzeit	$\sim 30\text{ns}$	

Literaturverzeichnis

- [Ben74] B.Bengston and M. Moszynski; NIM 117,227 (1974)
- [Ben77] B.Bengston and M. Moszynski; NIM 142,417 (1977)
- [Bla72] J. Bialkowski and M. Moszynski; "*Timing System For High Resolution Spectroscopy*" NIM 105,51 (1972)
- [Bir64] J.B. Birks; "*The theory and practise of scintillation counting*" Pergamon press, Oxford (1964)
- [Bla87] U. Blanke; *Diplomarbeit* Hamburg (1987)
- [Bra76] W. Braunschweig et. al.; "*A large Area Time of Flight System with a Resolution of .5ns FWHM*" NIM 134 (1976)
- [Bra] Braunsfurth und H.J Körner; "*Zeitauflösungseigenschaften von NaJ-Szintillatoren*" Hamburg
- [Bro84] J.S. Brown; "*The Mark 3 Time of Flight System*" NIM 221,503 (1984)
- [Chi86] Chi Peng Cheng et. al.; NIM A252 (1986)
- [Fun88] M. Funk; *Diplomarbeit* Hamburg (1988)
- [Gat59] Gatti und Svelto; NIM 4,189 (1959)
- [Gen87] M.Gennis; *Diplomarbeit* Hamburg (1987)
- [Hel85] Heller; "*The Argus Time of Flight System*" NIM A235,26 (1985)
- [Hen69] A. Henglein; "*Einführung in die Strahlenchemie*" Verlag Chemie Gmbh Weinheim (1969)
- [Iwa86] T. Iwata et. al.; "*Test Measurements of Tof in small and large Szintillation Counters*" NIM A244,434 (1986)

- [Kam83] Kamon, A.K. Kondo, A. Yamashita; NIM 213,261 (1983)
- [Kno79] G.F. Knoll; "Radiation and Detection Measurement"
John Wiley & Sons, New York (1979)
- [Lgk66] R. Langkau; in H. Neuert, "Kernphysikalische Meßverfahren"
Braun, Karlsruhe (1966)
- [LIC85] "Letter of Intent for an Experiment at Hera"
H1 Collaboration Hamburg (1985)
- [LII85] "Letter of Intent"
1. Inst. für Experimentalphysik Hamburg (1985)
- [LPN86] "Temps de vol de Cello" Laboratoire de Physique
Nucleaire et des Hautes Energies L.P.N.H.E. 86-4
- [Mor88] S. Mordhorst; *Diplomarbeit in Vorbereitung* Hamburg (1988)
- [MPA87] M. Funk; "Einführung in die Bedienung des MPA-Systems"
Internal Report Hamburg (1987)
- [Ort77] Ortec Application Note 41
- [Pau88] J.M. Paul; *Diplomarbeit in Vorbereitung*, Hamburg (1988)
- [Tan83] T. Tanimori et. al.; NIM 216,57 (1983)
- [Tau87] K. Taube; *Diplomarbeit*, Hamburg (1987)
- [TeP86] "Technical Proposal for the H1 Detektor" Hamburg (1986)
- [Val85] Valvo Datenbuch; "Photovervielfacher etc." (1985)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die mich bei der Fertigstellung diese Arbeit unterstützten.

Besonders bedanken möchte ich mich bei :

* meinen Eltern, für das große Vertrauen, das sie mir entgegenbrachten.

* meinem Mit-Diplomanden Herrn M. Funk, für eine freundliche und enge Zusammenarbeit.

* Herrn Prof. Dr. W. Scobel, Herrn Prof. Dr. R. Langkau, sowie Herrn Prof. Dr. H. H. Duhm, für ihre freundliche und wohlwollende Betreuung.

* Herrn B. Leicht und seinen Mitarbeitern in der Werkstatt des Institutes, für ihre Hilfsbereitschaft und Kreativität, wenn es um die Anfertigung der für die Experimente notwendigen Teile ging.

* Frau M. Berghaus für die sorgfältige Anfertigung vieler Zeichnungen.

* allen Mitgliedern der H1-Gruppe des Institutes, insbesondere Frau S. Mordhorst und Herrn Dipl. Phys. M. Gennis, für ihre Unterstützung während der Meßzeiten.

* allen Mitgliedern der "Spaltex-Gruppe", der "Statex-Gruppe" sowie allen Mitarbeitern des Institutes, für ein freundliches Arbeitsklima.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt
und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

Hamburg, im April 1988