Interner Bericht DESY F35-91-03 November 1991

Ŧ

Magnetfeldabhängigkeit des Signals eines Uran-Szintillatorkalorimeters

von

Eigentum der mannet	1 thek
	ary
7. JEZ. 1991	
Le h	
Loan ponod: / acys	

S. Brühl

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

"Die Verantwortung für den Inhalt dieses Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser" 1

Inhaltsverzeichnis

1	Ein	leitung	1
2	Ein	führung in die Kalorimetrie	
	2.1	Einleitung	2
	2.2	Elektromagnetische Schauer	3
	2.3	Energieauflösune	4 7
		2.3.1 Intrinsische Fluktuationen	•
		2.3.2 Intrinsische Samplingfluktuationen	0
		2.3.3 Fotostatistik	9
	2.4	Größe elektromagnetischer Kalorimeter	10
	2	2.4.1 Ausdehnung elektromagnetischer Schauer	11
	D		
3	Das	Kallbrationsverlahren unter Benutzung der Uranradioaktivität	2
	3.1	Einleitung	12
	3.2	Prinzip der Kalibration des ZEUS-Kalorimeters	12
		3.2.1 Uranradioaktivität	12
		3.2.2 Kalibration des ZEUS-Kalorimeters	15
4	Lur	nineszenz organischer Moleküle	7
	4.1	Einleitung	17
	4.2	Aufbau organischer Szintillatoren	8
	4.3	Organische Lumineszenz	9
	4.4	Energietransferprozesse	24
	4.5	Magnetfeldeinflüsse auf die Lumineszenz	0
		4.5.1 Theorie von Johnson und Merrifield	.9 !9
5	Me	seungen mit einem Test kalonimeten	-
-	5.1	Finleitung	5
	5.2	Aufhau für die Messung in longitudinalen Faldern	15
	0.1	5.2.1 Day Magnet	65
		52.3 Der Tasistrahl	5
		5.2.2 Det Felleningersystem	6
		5.2.5 Das Stallininggersystem	37
		5.2.4 Das restatorimeter	7
	E 9	Aufbau für die Mannen in Annen 1. D.1.	0
	0.0 E 4	Durabeliteren der Europhysiker	4
	J.4	Durchunrung des Experiments	4
		5.4.1 16515 4	4
		5.4.1.1 rotorohrentest	5

Magnetfeldabhängigkeit des Signals eines Uran-Szintillatorkalorimeters

.

٠

Diplomarbeit am II. Physikalischen Institut der Universität Hamburg

> vorgelegt von Stefan Brühl 🛩

September 1991

			5.4.1.2	Lichtdichtigkeit des Kalorimeters	46
			5.4.1.3	Energieauflösung	46
			5.4.1.4	Homogenität des Magnetfeldes	46
			5.4.1.5	Magnetfeldeinflüsse	47
	5.5	Das M	eßprogram	mm	47
	5.6	Daten	auswertur	ıg	48
	5.7	Ergebi	nisse der l	Messungen	51
		5.7.1	Messung	en mit der Standardummantelung	51
			5.7.1.1	Longitudinales Feld	51
		5.7.2	Messung	en mit zusätzlicher 0.2 mm nichtmagnetischer Ummantelung	56
			5.7.2.1	Longitudinales Feld	56
			5.7.2.2	Transversales Feld	59
		5.7.3	Messung	en mit zusätzlicher 0.2 mm magnetischer Ummantelung	61
			5.7.3.1	Longitudinales Feld	61
			5.7.3.2	Transversales Feld	62
		5.7.4	Zusamm	enfassung	64
		5.7.5	Vergleich	und Diskussion der Resultate	67
			5.7.5.1	Vergleich mit den Messungen von B. Krebs und D. Blömker	71
			5.7.5.2	Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren	72
			5.7.5.3	Anwendung der Resultate	73
6	Zus	ammer	ifassung		74
A	Erg	ebnisse	der Me	ssungen	77
B	Para	ameter	der Me	ssungen	80

Abbildungsverzeichnis

1.1	Ergebnisse von B. Krebs und D. Blömker
1.2	Ergebnisse von J. Mainusch
2 1	Energievenbuct you Elektronen und Positionen in Blai
2.1	Energieverlust von Dietonen in Diei
2.2	Auslace eines Absorbas Szintillatos Valosimeters
2.3	Aussese entes Ausorbei-Szintinator Katorimeters
3.1	Das Zerfallsschema von ²³⁸ U
4.1	Lumineszierende organische Substanzen
4.2	Energieverlust von Elektronen in Polystyrol
4.3	Jablonski Diagramm
4.4	Intersystem-Crossing-Prozesse
4.5	Schematisches Fluoreszenzspektrum
4.6	Vergleich der Anteile der Energietransferprozesse
4.7	Modell der Energieausbreitung in Polymeren 27
4.8	Absorptions- und Emissionsspektrum von PS
4.9	Nullfeldaufspaltung der Triplettniveaus
E 0	Fold out doe a Askee
0.2 E 9	Feld als Euclidean des Maniferrations
0.0 E 1	reid als runktion der Monitorspannung
0.1 E 4	
0.4 E E	Auschirmung der rotoronren
0.0 t.C	Das festikalorimeter
5.0 E 7	Anordnung der rohen an einer Oranplatte
0.1 E 0	Anpassung des Ekrispektrums an die rotoronnen
0.0 E 0	Schaltskizze einer Cockron-walton Spannungsversorgung
0.9 E 10	Signal verarbeitung
5.10	Schartskizze der Engenogik
0.11	Autoau nu reststrant 21
0.12	Relative Energieaunosung des Raiorimeters
5.13	Spektren der verschiedenen Signale
5.14	TPED Mittelwerte uber einen Zeitraum von 20 Jagen
5.10	LED-Signal (long, Feid, U.2 mm)
5.17	Korrigierie Signale (long. Feld. U.2 mm)
0.10 E 10	verschiedene bluten der Auswertung
0.18	LED Norrestur (long, feld, U.2 mm)
5.19	recessaipuisnonen gegen die Zeit
5.20	Nullieldmessungen des UNO-Signals

•

••

v

....

5.21	Nullfeldmessungen des BEAM Signals	54
5.22	Systematischer Fehler (long. Feld, 0.2 mm)	55
5.23	LED-Signal (long. Feld, 0.4 mm)	56
5.24	Korrigierte Signale (long. Feld, 0.4 mm)	56
5.25	Korrigierte Kanäle der kurzen UNO Messung	56
5.26	Vergleich zweier UNO Messungen (long. Feld, 0.4 mm)	56
5.27	LED-Korrektur (long. Feld. 0.4 mm)	58
5.28	Systematischer Fehler (long. Feld, 0.4 mm)	58
5.29	LED-Signal (trans. Feld, 0.4 mm)	59
5.30	Korrigierte Signale (trans. Feld, 0.4 mm)	59
5.31	LED Korrektur (trans. Feld. 0.4 mm)	60
5.32	Systematischer Fehler (trans. Feld, 0.4 mm)	60
5.33	LED-Signal (long. Feld, 0.2/0.2 mm)	61
5.34	BEAM-Signal (long. Feld, 0.2/0.2 mm)	61
5.35	UNO-Signal (long. Feld, 0.2/0.2 mm)	62
5.36	LED-Signal (trans. Feld, 0.2/0.2 mm)	62
5.37	Korrigierte Signale (trans. Feld, 0.2/0.2 mm)	62
5.38	LED-Korrektur (trans. Feld, 0.2/0.2 mm)	63
5.39	Systematischer Fehler (trans. Feld, 0.2/0.2mm)	63
5.40	Ergebnisse im longitudinalen Feld	65
5.41	Ergebnisse im transversalen Feld	66
5.42	UNO-Resultate im longitudinalen Feld	68
5.43	BEAM-Resultate im longitudinalen Feld	68
5.44	BEAM/UNO Resultate im longitudinalen Feld	68
5.45	UNO-Resultate im transversalen Feld	69
5.46	BEAM-Resultate im transversalen Feld	69
5.47	BEAM/UNO Resultate im transversalen Feld	69
5.48	Vergleich der BEAM-Signale mit 0.2 mm V2A Folie	70
5.49	Vergleich vom BEAM-Signal im longitudinalen Feld mit den Ergebnissen	
	von B. Krebs und D. Blömker	71

• •

Tabellenverzeichnis

2.1	Strahlungslängen	5
2.2	Kritische Energien	6
3.1	\mathcal{B} ·Spektrum einer Uranplatte	14
5.1	Daten des Testkalorimeters	39
5.2	Parameter der Fotoröhren	45
5.3	Eingesetzte Ummantelungen und Magnetfelder	48
5.4	Resultate von C'umalat et al	72
A.1	Resultat der Messung im longitudinalen Feld (0.2 mm V2A)	77
A.2	Resultat der Messung im longitudinalen Feld (0.4 mm V2A)	78
A.3	Resultat der Messung im transversalen Feld (0.4 mm V2A)	78
A.4	Resultat der Messung im longitudinalen Feld (0.2 mm V2A/0.2 mm C10)	79
A .5	Resultat der Messung im transversalen Feld $(0.2 mm \text{V2A}/0.2 mm \text{C10})$	7 9
B .1	Parameter im longitudinalen Feld (0.2 mm V2A)	80
B .2	Parameter im longitudinalen Feld (0.4 mm V2A)	80
B.3	Parameter im transversalen Feld (0.4 mm V2A)	81
B.4	Parameter im longitudinalen Feld (0.2 mm V2A/0.2 mm C10)	81
B .5	Parameter im transversalen Feld (0.2 mm V2A/0.2 mm C10)	81

.

Kapitel 1

Einleitung

Ende 1991 wird in Hamburg am DESY der Speicherring HERA¹ in Betrieb genommen. In HERA werden Elektronen auf 30 GeV und Protonen auf 820 GeV beschleunigt und an zwei Punkten zur Kollision gebracht. Damit steht eine Schwerpunktenergie von 314 GeVzur Verfügung, die es unter anderem ermöglicht :

- nach von der Theorie vorhergesagten Leptoquarks zu suchen.
- neue Quarkanregungen zu studieren und
- die Strukturfunktion des Protons und eventuell des Elektrons zu messen.

Zur Untersuchung dieser Fragestellungen wurden für HERA die Detektoren H1 und ZEUS erstellt, welche die in einer Wechselwirkung entstehenden Teilchenbündel in ihrer Energie und Richtung vermessen werden. An die Detektoren werden besonders hohe Anforderungen bezüglich Energieauflösung und Eichung gestellt.

Bereits ein systematischer Fehler von mehr als zwei Prozent in der Energiebestimmung kann zu Änderungen in der gemessenen Strukturfunktion des Protons führen, die den theoretischen Vorhersagen neuer Teilchen ähnlich sind.

Die zentralen Komponenten der HERA Detektoren bilden Kalorimeter, in denen die in den Wechselwirkungen erzeugten Teilchen Kaskadenschauer hervorrufen, die zur Bestimmung der Energie und Richtung des Teilchens benutzt werden. Die ZEUS-Kollaboration verwendet ein aus Plastikszintillator und abgereichertem Uran bestehendes Kalorimeter. Zur Überwachung der Eichung wird die Radioaktivität des Urans verwendet. Die Aktivität des Urans ist wegen der großen Halbwertszeit von 4.5 Milliarden Jahren zeitlich konstant, so daß Änderungen des Kalorimetersignals notwendigerweise auf Veränderungen in dessen Ansprechverhalten zurückzuführen sind. Die Eichung des ZEUS-Kalorimeters wurde zunächst in Teilchenstrahlen außerhalb magnetischer Felder durchgeführt, das Kalorimeter ist aber während des Betriebs im ZEUS-Detektor dem magnetischen Feld einer Solenoidspule ausgesetzt. Das Feld ist im Kalorimeter ortsabhängig und erreicht Werte von 0 bis 0.9 Tesla.

Zur Überprüfung eines etwaigen Einflusses des Magnetfeldes auf das Signal des Kalorimeters wurden als erstes Untersuchungen zur Änderung der Lichtausbeute des im ZEUS-Kalorimeter eingesetzten Szintillators SCSN-38 durchgeführt [Kre 89,Blö 90]. Die Arbeiten ergaben eine Änderung der Lichtausbeute von SCSN-38 von 1% hei Feldern von nur 0.01 Tesla und bis zu 3% hei 0.5 *Tesla* (siehe Abb. 1.1). Daraufhin war es interessant.



Abb. 1.1 Änderungen der Lichtausbeute von Plasikszintillator SCSN-38 als Funktion des Magnetfeldes [Blö 90,Kre 89].

Abb. 1.2 Änderung der Kalorimetersignale als Funktion des Magnetfeldes (Mai 90).

die Signaländerung eines Uran-SCSN-38 Testkalorimeters sowohl für das Signal, das aufgrund der Uranradioaktivität entsteht, als auch für das durch elektromagnetische Schauer entstehende Signal zu untersuchen. Die Messungen wurden in senkrecht zur Achse eines Testkalorimeters gerichteten (*transversalen*) Feldern bis 1.4 Tesla durchgeführt und ergaben das in Abb. 1.2 dargestellte Ergebnis [Mai 90].

Das unterschiedliche Verhalten der relativen Änderung der Signale für Strahlteilchen und für die Uranradioaktivität bei Feldern größer als 0.3 *Tesla* läßt sich mit den niedrigen Energien der Elektronen aus der Uranradioaktivität erklären. Bei hohen Feldern werden die vom Uran emittierten β -Teilchen durch die Lorentzkraft auf Schraubenbahnen gezwungen (*Weglängeneffekt*) und im Uran selbst reabsorbiert.

Es ist Aufgabe dieser Arbeit, die Änderung des Kalorimetersignals für Elektronen und die Uranradioaktivität in zur Kalorimeterachse parallelen (*longitudinalen*) und transversalen Magnetfeldern mit verschiedenen im ZEUS-Kalorimeter eingesetzten Ummantelungen der Uranabsorberplatten zu untersuchen.

Die Arbeit gliedert sich in 6 Kapitel. In Kapitel 2 werden einige Begriffe aus dem Gebiet der Kalorimetrie elektromagnetischer Schauer vorgestellt, in Kapitel 3 wird auf die Kalibration des ZEUS-Kalorimeters eingegangen, Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Lumineszenz organischer Szintillatoren, Kapitel 5 stellt den Versuchsaufbau, die Versuchsdurchführung und die Ergebnisse vor und Kapitel 6 gibt dann eine Zusammenfassung der Arbeit.

¹Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage

Kapitel 2

Einführung in die Kalorimetrie

2.1 Einleitung

Kalorimeter werden in der Hochenergiephysik zur Energiebestimmung von Teilchen und Teilchenbündeln aus Elementarteilchenreaktionen aus mehreren Gründen eingesetzt :

• Das Energieauflösungsvermögen wird nut zunehmender Teilchenenergie E nach

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$$

besser.

- Kalorimeter messen Energie und Position f
 ür geladene, ungeladene Teilchen sowie Teilchenb
 ündel.
- Die Kalorimetertiefe wächst nur mit InE, um die Energie zu einem hohen Prozentsatz zu absorbieren.

Kalorimeter absorbieren ein einlaufendes Teilchen und wandeln einen meist nur geringen Bruchteil der primären Energie in ein meßbares Signal um. Beim Eintritt eines hochenergetischen Teilchens in einen Materieblock entstehen in Wechselwirkungen Sekundärteilchen, die wiederum weitere Teilchen produzieren, so daß sich eine Teilchenkaskade entwickelt. Die Ionisation und Anregung des Detektormaterials führt zu einem Signal, beispielsweise in Form eines Ladungs- oder Lichtpulses.

Neben den homogenen Kalorimetern, die das gesamte Kalorimetervolumen zur Teilchenabsorption und Signalerzeugung nutzen (Materialien: CsI(Tl), Nal(Tl), BGO. etc.), gibt es die Samplingkalorimeter, in denen zwischen Material zur Absorption (Absorber: Fe, Cu. Pb, U, etc.) Material zur Signalbildung (Detektor: Gas. flüssiges Argon, Szintillator, etc.) eingebaut wird. In Samplingkalorimetern kann als Absorber Material hoher Dichte, in dem die charakteristischen Wechselwirkungslängen von Elektronen und Hadronen gering sind, gewählt werden. Dadurch ist man in der Lage kompakter zu bauen, als es die homogene Bauweise zuläßt.

In den folgenden Abschnitten wird die Entstehung elektromagnetischer Schauer dargestellt und auf die Energieauflösung eines Kalorimeters eingegangen.

2.2 Elektromagnetische Schauer

Elektromagnetische Schauer entstehen durch Eintritt eines hochenergetischen Elektrons, Positrons oder Photons in das Kalorimeter. Die Wechselwirkungsprozesse sind überschaubar, wodurch ein einfaches Modell elektromagnetischer Schauer formuliert werden kann. Elektronen und Positronen verlieren ihre Energie durch

- 1. Abstrahlung von Bremsstrahlungsphotonen bei der Wechselwirkung mit dem Coulombfeld der Atomkerne,
- 2. Anregung und Ionisation der Hüllenelektronen der Atome,
- 3. Streuung an den Hüllenelektronen der Atome (Møllerstreuung bei Elektronen, Bhabhastreuung bei Positronen) und
- 4. Elektron-Positron Annihilation.

Photonen verlieren Energie durch

- 1. Paarbildung,
- 2. Comptonstreuung und
- 3. den Fotoeffekt.

Der relative Anteil der verschiedenen Energieverlustprozesse für Blei ist in Abhängigkeit von der Energie des wechselwirkenden Teilchens in den Abb. 2.1 und 2.2 abzulesen [Fab 87].



Abbildung 2.1: Energieverlust von Elektronen und Positronen in Blei.

Elektronen und Positronen verlieren bei Energien größer ~ 100 MeV ihre Energie hauptsächlich durch Bremsstrahlung und bei niedrigeren Energien hauptsächlich durch lonisation des Materials. Photonen verlieren ihre Energie bei hohen Energien durch Paarbildung und bei niedrigen Energien durch den Compton- und Fotoeffekt.



Abbildung 2.2: Energieverlust von Photonen in Blei.

Material	Z	A [g]	$\rho\left[\frac{g}{cm^3}\right]$	$X_0\left[\frac{g}{cm^2}\right]$	$X_0/\rho \ [cm]$
Polystyrol	(3.4)		1.06	43.80	41.30
Al	13	26.98	2.70	42.01	8.89
Fe	26	55.85	7.87	13.84	1.76
РЬ	82	207.19	11.35	6.37	0.56
U	92	238.03	18.95	6.00	0.32

Tabelle 2.1: Strahlungslängen

Die Strahlungsverluste lassen sich mit der Strahlungslänge beschreiben. Die Strahlungslänge gibt die Wegstrecke an, auf der ein Elektron (Positron) 62% (1-1/e) seiner Energie in Form von Photonen verliert und entspricht 7/9 der mittleren Wegstrecke, nach der ein Photon ein Elektron-Positron Paar erzeugt. Eine Formel für die Strahlungslänge ist nach [Per 87]

 $\frac{1}{X_0} = 4 \alpha N_0 r_e^2 \frac{Z(Z+1)}{A} \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right)$

nuit

A

: Feinstrukturkonstante (<u>137</u>)

No : Avogadrozahl

r. : klassischer Elektronenradius

Z : Kernladungszahl

A : Massenzahl [g].

Sie ist etwa umgekehrt proportional zur Kernladungszahl und dadurch in schweren Stoffen kleiner als in leichten. Eine praktisch benutzte Approximation ist [Ama 81]

$$X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} [g \text{ cm}^{-2}] \quad \text{mit } \frac{\Delta X_0}{X_0} \leq \pm 20\% \qquad \text{für } Z > 20.$$

Strahlungslängen verschiedener Materialien gibt Tabelle 2.1 wieder. Der über das Energiespektrum der Strahlung integrierte spezifische Energieverlust von Elektronen ist

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\nu} = -\frac{E}{X_0}.$$
 (2.1)

In einem Samplingkalorimeter setzt sich die effektive Strahlungslänge X_0^{if} aus den Strahlungslängen X_0^i der beteiligten Materialien zusammen. Längs einer Samplinglage $X = \sum_{i=1}^{m} \Delta x_i$, mit den m Materialien der Schichtdicke Δz_i wird pro Wegstrecke im Mittel die Energie

$$\frac{1}{\sum_{j=1}^{m}\Delta x_{i}}\left(\sum_{j=1}^{m}\langle\frac{dE}{dx}\rangle_{j}\Delta x_{j}\right)$$
(2.2)

abgestrahlt. Ersetzt man $(dE/dx)_j$ nach Gl. 2.1 mit den entsprechenden Strahlungslängen, so ergibt sich die effektive Strahlungslänge zu

$$\frac{1}{X_0^{eff}} = \frac{1}{\sum_i \Delta z_i} \left(\sum_j^m \frac{\Delta z_j}{X_0^j} \right).$$
(2.3)

Alle Größen werden in g/cm^2 eingesetzt. Die Strahlungsverluste sind in Stoffen mit einer großen Kernladungszahl bis zu Energien von wenigen MeV dominant, wodurch die Schauerentwicklung bis zu kleinen Energien fortgesetzt wird und mehr und weichere Photonen im Schauer erzeugt werden. Ab dem Unterschreiten der kritischen Energie ϵ_0 wird der Energieverlust von Elektronen (Positronen) durch Ionisation bestimmt. Einige Werte von kritischen Energien sind in Tabelle 2.2 angegeben. Die kritische Energie ist etwa um-

Material	$\epsilon_0 \mid M \epsilon V$
Polystyrol	80.0
A 1	48.8
Fe	24.3
РЬ	7.8
U	6.6

Tabelle 2.2: Kritische Energien

gekehrt proportional zur Kernladungszahl. Eine Näherung ist [Ama 81]

 $\epsilon_0 \approx 550 \ \mathbb{Z}^{-1} \ [MeV] \ \mathrm{mit} \ \frac{\Delta \epsilon_0}{\epsilon_0} \ \leq \ \pm 10\% \qquad \qquad \mathrm{für} \qquad \qquad 13 \le \mathbb{Z} \le 92.$

Nach Gl. 2.1 kann man die Strahlungsverluste von Teilchen nahe der kritischen Energie als

$$\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{\nu} = -\frac{\epsilon_0}{X_0}$$

schreiben. Demnach ergibt sich die effektive kritische Energie ϵ_0^{eff} eines Samplingkalorimeters aus einer der Gl. 2.3 äquivalenten Gleichung zu

$$\epsilon_0^{eff} = \frac{1}{\sum_i \Delta x_i} \left(\sum_j^m \Delta x_j \epsilon_0^j \right). \tag{2.4}$$

Photonen geben ihre Energie nach Unterschreiten der doppelten Ruheenergie des Elektrons

hauptsächlich durch den Compton- und Fotoeffekt ab. Der Fotoeffekt macht wegen seiner starken Z-Abhängigkeit (~ Z^5) in schweren Materialien einen wesentlichen Beitrag aus. Im Uran dominiert unterhalb von 0.7 MeV der Fotoeffekt [Wig 87]. Beide Effekte führen zu niederenergetischen Elektronen, die ihre Energie durch Ionisation und Anregung der Atome verlieren. Im Uran deponieren die Elektronen mit Energien unterhalb 1 MeV etwa 40% der insgesamt durch Ionisation deponierten Energie [Wig 87].

2.3 Energieauflösung

Die statistische Natur der Schauerentwicklung führt zu einem endlichen Auflösungsvermögen von Kalorimetern. Zu den Fluktuationen in der Schauerentwicklung (intrinsische Fluktuationen) treten weitere Fluktuationen auf der instrumentellen Seite hinzu, die sowohl statistischer (wie Samplingfluktuationen) als auch systematischer Natur (unvollständige Absorption der Energie, fehlende Uniformität) sind.

Um die statistischen Fluktuationen in einem Schauer zu verstehen, ist es günstig, an einem grob vereinfachten Modell die Schauerentwicklung zu verfolgen. Das Modell [Per 87] berücksichtigt nur Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse und nimmt an, daß sich jeweils nach Zurücklegung einer Strahlungslänge ein Bremsstrahlungsphoton mit der Hälfte der Elektronenenergie, bzw. ein Elektron-Positron-Paar bildet. Die Kaskade vervielfältigt sich, bis die Teilchenenergie die kritische Energie unterschreitet. Wenn t die Schauerausdehnung in Einheiten von X_0 ist, dann ist die Energie der Teilchen in der Tiefe t

$$E(t)\simeq rac{E_0}{2^t}$$

mit

E₀ : primäre Teilchenenergie.

Am Maximum des Schauers t_{max} , das in diesem Modell der Tiefe entspricht, in der alle Teilchen die kritische Energie ϵ_0 haben, ist die Teilchenzahl identisch mit der maximalen Teilchenzahl des Schauers

$$V(t_{max}) \simeq 2^{t_{max}} \simeq \frac{E_0}{\epsilon_0}$$
(2.5)

mit

$$t_{max} \simeq \frac{\ln\left(\frac{2\pi}{\epsilon_0}\right)}{\ln 2}.$$
 (2.6)

Die Summe über alle Teilchenspuren ist

$$\langle T \rangle [X_0] \simeq \int_0^{t_{max}} dt N(t) \approx \frac{E_0}{\epsilon_0}.$$

Das Konzept der Teilchenspur ist nützlich, da die Energiedeposition im Kalorimeter mit der Länge der Teilchenspur fluktuiert. Reale Kalorimeter sind jedoch nur für Teilchen oberhalb einer Grenzenergie η sensitiv, so daß die mittlere detektierbare Spurlänge kleiner ist als die theoretische Spurlänge. Eine Parametrisierung ergibt für die detektierbare Spurlänge $\langle T_d \rangle$ [Ama 81]

 $\frac{E_0}{\epsilon_0}$

$$\langle T_d \rangle \simeq F(z)$$

mit

$$F(z) \simeq \epsilon^{z} \left[1 + \ln \frac{z}{1.53} \right]$$
$$z = 4.58 \frac{Z}{A} \frac{\epsilon_{0}}{\eta}$$

mit

Z : Kernladungszahl

A: Massenzahl.

Das Modell liefert zwei grundsätzliche Eigenschaften von Schauern, die durch Experimente und Monte-Carlo Untersuchungen [Ama 81] verifiziert wurden :

- die mittlere Tiefe des Schauermaximums steigt mit ln E0,
- die Energiedeposition ist proportional zu E₀.

Eine genauere Berechnung ergibt nach Rossi's Approximation B folgenden Ausdruck für die Tiefe des Schauermaximums eines Elektrons [Fab 87]

$$t_{max}[X_0] = \ln \frac{E_0}{\epsilon_0} - 1.1$$

2.3.1 Intrinsische Fluktuationen

Als intrinsische Fluktuationen werden die rein statistischen Schwankungen in der Energiedeposition auf Grund der Schauerstatistik bezeichnet. Sie werden bestimmt durch die Fluktuationen in der Spurlänge. Nach dem obigen Modell ist die Anzahl N der Schauerspuren im Kalorimeter proportional zur primären Energie. Der relative Fehler der Energiebestimmung ergibt sich durch Anwendung der Poissonstatistik zu

$$\frac{\sigma}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$
$$\alpha \quad \frac{1}{\sqrt{E_0}}.$$

Genaue Aussagen über Fluktuationen der Spurlänge erhält man aus Schauersimulationen mit Progammen wie EG54. Eine solche Simulation ergab für ein homogenes Bleiglaskalorimeter eine Energieauflösung von [Lon 75]

$$rac{\sigma(E)}{E} \simeq rac{0.7\%}{\sqrt{E[G \epsilon V]}}$$

Diese Auflösung wird in realen Kalorimetern nicht erreicht, da weitere physikalische Prozesse mit der für sie typischen Statistik die reine Schauerstatistik überdecken.

In Samplingkalorimetern mit Szintillatoren als Auslesematerial wird die Energieauflösung von den Fluktuationen der Energiedeposition im Auslesematerial und der Anzahl, der die Fotokathode erreichenden Photonen, bestimmt.

2.3.2 Intrinsische Samplingfluktuationen

In Samplingkalorimetern wird der Schauer nur in den aktiven Lagen nachgewiesen. Fluktuationen in der Energiedeposition in den aktiven Lagen tragen ebenfalls zur Energieauflösung bei. Nach [Wig 87] wird zwischen zwei Schauerteilchenarten, die zur Energiedeposition in den aktiven Lagen beitragen, unterschieden :

- 1. In den Absorbern entstandene Teilchen, die das aktive Material erreichen können, und
- 2. Teilchen, die direkt in den aktiven Lagen erzeugt werden.

Nur im hochenergetischen Schauerteil, in dem die Teilchen eine Energie $E > \epsilon_0$ haben, entstehen Positronen, deren Anzahl in einem Schauer, der durch ein Elektron mit einer Energie von 1 GeV initiiert wurde, etwa $\frac{1}{3}$ N(t_{max}) ~ 60 beträgt. Der größte Anteil der lonisationsenergie wird von Elektronen deponiert. Photonen erzeugen durch den Comptonund Fotoeffekt niederenergetische Elektronen. Der Anteil, der von niederenergetischen Elektronen mit einer Energie < 1 MeV deponierten Energie, beträgt 40% der gesamten Ionisationsenergie eines von einem 10 GeV Elektron erzeugten Schauers [Wig 87]. Unter der Annahme, daß die mittlere Energie eines Elektrons 0.5 MeV ist, ergibt sich eine Anzahl von etwa 800 Elektronen/GeV mit Energien unterhalb von 1 MeV. Das führt zu einem Beitrag zur Energieauflösung von $4\%/\sqrt{E}$.

Die Reichweite der niederenergetischen Elektronen ist in schweren Materialien gering, sie beträgt in Uran 0.4 mm für ein 1 MeV und 0.02 mm für ein 0.1 MeV Elektron, so daß nur ein geringer Bruchteil der im Absorber entstehenden Teilchen die aktiven Lagen erreicht. Dieser Bruchteil ist umgekehrt proportional zur Dicke t_{ab} , der Absorberlagen.

Der Anteil, der direkt im aktiven Material erzeugten niederenergetischen Elektronen, ist proportional zur Dicke der aktiven und umgekehrt proportional zur Dicke der absorbierenden Schicht.

Insgesamt ergibt sich folgende Abhängigkeit der Energieauflösung durch Samplingfluktuationen der niederenergetischen Elektronen

$$\left(rac{\sigma(E)}{E}
ight)_{samp} \propto \sqrt{rac{t_{abs}}{E}}$$

mit

tabe : Absorberdicke.

Die Zahl, der die aktiven Lagen erreichenden niederenergetischer Elektronen, wird praktisch nur einige 100 betragen, was zu einem Beitrag zur Energieauflösung von etwa 5–10% für $\sigma(E)/E$ bei 10 GeV, entsprechend 15–30%/ \sqrt{E} führt.

Experimentell wurde für elektromagnetische Kalorimeter ein Beitrag durch Samplingfluktuationen zur Energieauflösung von

9

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{samp} \simeq 15\% \sqrt{\frac{t_{abs}[X_0]}{E[GeV]}}$$
(2.7)

festgestellt [Dre 89].



Abbildung 2.3: Auslese eines Absorber-Szintillator Kalorimeters.

2.3.3 Fotostatistik

Das Prinzip der Signalauslese eines Absorber-Szintillator Kalorimeters ist in Abb. 2.3 dargestellt. Das Signal entsteht durch die Anregung des Szintillators, der die in ihm deponierte Energie zu etwa 2% in Photonen umsetzt. Die Photonen werden an den Seiten der Absorber-Detektorschichtstruktur durch Wellenlängenschieber ausgelesen. Sie werden dann durch Totalreflektion in den Wellenlängenschiebern zu den Fotoröhren transportiert, die sie dann durch den Fotoeffekt in ein elektrisches Signal umwandeln.

Die Energie der Szintillationsphotonen beträgt etwa 3 eV, und der Anteil der im Szintillator deponierten Energie an der primären Energie eines Elektrons beträgt bei dem im Experiment benutzten Testkalorimeter 4% [ZCG 91]. Damit erhält man für ein 1 GeV Elektron bis zu 3·10⁵ Szintillationsphotonen, von denen jedoch nur ein Bruchteil zum Signal beiträgt. In Richtung einer Szintillatorkante wird ~ 1/6 der Photonen transportiert. Im Szintillator SCSN-38 wird das Licht exponentiell mit einer Abschwächlänge von \sim 80 cm gedämpft. Bei einer lateralen Ausdehnung der Szintillatorplatten von 20 cm und einem zentralen Einschuß der Teilchen werden 90% der Photonen transmittiert. Der Wellenlängenschieber wiederum absorbiert das einfallende Licht zu 80% [ZEU 89] und strahlt es zu maximal 70% wieder isotrop aus. Weniger als 1/3 der Photonen werden bei Benutzung eines Endreflektors im Wellenlängenschieber in Richtung Fotoröhre transportiert. Die Reflektionsverluste betragen minimal etwa 70%. Der in ZEUS und im Testkalorimeter eingesetzte Wellenlängenschieber Y-7 dämpft das Licht mit einer Abschwächlänge von etwa 130 cm [Kam 83], was einer Transmission von 30% auf einer mittleren Länge von 180 cm entspricht. An der Fotokathode werden die Photonen mit einer mittleren Quanteneffizienz von $\sim 20\%$ in Fotoelektronen konvertiert, so daß letztlich aus 3-10⁵ Photonen nur

$$-3\cdot10^5\times0.9\times\frac{1}{6}\times0.8\times0.7\times\frac{1}{3}\times0.3\times0.3\times0.2\approx150$$

Fotoelektronen pro Fotoröhre entstehen, die zu einem Beitrag zur Energieauflösung von $\approx 8\%/\sqrt{E}$ führen.

Die Energieauflösung eines Samplingkalorimeters mit dem beschriebenen optischen Ausleseweg ergibt sich damit insgesamt zu

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{total} \simeq 15\% \sqrt{\frac{t_{abs}[X_0]}{E[G \epsilon V]}} \oplus \frac{8\%}{\sqrt{E[G \epsilon V]}}.$$
(2.8)

Das Zeichen @ bedeutet, daß die Terme quadratisch addiert werden.

2.4 Ausdehnung elektromagnetischer Kalorimeter

Schauer fluktuieren in longitudinaler und lateraler Richtung. Leckverluste verringern die Energieauflösung, wobei longitudinale Leckverluste auf Grund der in longitudinaler Richtung höheren Fluktuationen stärkeren Einfluß haben als laterale Leckverluste. Die nötige Größe elektromagnetischer Kalorimeter wird durch die Ausdehnung elektromagnetischer Schauer bestimmt.

2.4.1 Ausdehnung elektromagnetischer Schauer

In longitudinaler Richtung wird ein Schauer materialunabhängig durch die Strahlungslänge beschrieben. Eine Parametrisierung von Daten ergibt die notwendige Länge eines Kalorimeters, um im Mittel 98% der Energie zu detektieren zu [Fab 87]

$$L(98\%) \approx t_{max}[X_0] + 4 \lambda_{att}[X_0].$$

Die Abschwächlänge λ_{att} beschreibt die Energiedissipation nach dem Unterschreiten der kritischen Energie und entspricht der freien Weglänge von Photonen. Sie ist materialunabhängig beschreibbar durch

$$\lambda_{att}[X_0] \approx 3.4 \pm 0.5$$
.

In lateraler Richtung ergibt der doppelte Molière-Radius den Radius eines Zylinders, in dem 95% der Schauerenergie deponiert wird

 $R(95\%) \approx 2 \rho_M$

(2.9)

 $\rho_M = \frac{21[MeV]}{\epsilon_0} X_0 \approx 7 \frac{A}{Z} [g \ cm^{-2}]_{p}.$

Kapitel 3

Das Kalibrationsverfahren unter Benutzung der Uranradioaktivität

3.1 Einleitung

Die Energiekalibration und das ständige Überwachen einer etwaigen Änderung des Verhältnisses Signal/Energie ist ein zentrales Problem im Betrieb eines Kalorimeters. Eine Kalibrationsmöglichkeit bietet eine Strahlungsquelle konstanter Aktivität, die in das Kalorimeter implementiert ist, und die signalbildenden Komponenten des Kalorimeters gleichmäßig bestrahlt. Das Signal einer derartigen Quelle bedeutet zwar im Betrieb ein Untergrundsignal, jedoch überwiegen die Vorteile für die Kalibration diesen Nachteil bei weitem.

3.2 Prinzip der Kalibration des ZEUS-Kalorimeters

Bei der Wahl der Materialien für das ZEUS-Kalorimeter fiel die Entscheidung zugunsten des Urans als Absorbermaterial, weil es zum einen das Erbauen eines Kalorimeters erlaubt, dessen Signale für einfallende Elektronen. Photonen und hadronische Teilchen gleicher Energie gleich groß sind (*Kompensation*), und weil zum anderen die Radioaktivität des Urans eine ständige Kalibration gewährleistet.

Zuerst werden Daten zur Uranradioaktivität genannt. Dabei wird auf einige, die Kalibration betreffende, kritische Toleranzen in der Fertigung des Kalorimeters eingegegangen. Danach werden Resultate der Kalibration des ZEUS-Kalorimeters vorgestellt.

3.2.1 Uranradioaktivität

Das im ZEU'S-Kalorimeter eingesetzte abgereicherte Uran besteht aus 98.1% ²³⁸U, 1.7%. Nb und etwa 0.2% ²³⁵U. ²³⁸U zerfällt unter Emission von α , β und γ Strahlung in ²³⁴U (siehe Abb. 3.1).

Die α -Teilchen haben eine Energie von 4.2 *MeV*. Das entspricht einer Reichweite von 7 μ m in Uran und 16 μ m in Eisen. Da die Uranplatten in Stahlfolien mit einer minimalen Stärke von 0.2 *mm* eingeschweißt sind, ist von der α -Strahlung kein Beitrag zum Uransignal zu erwarten.

Beim Übergang von ²³⁴Pa nach ²³⁴U wird das für die Uranradioaktivität typische β -Spektrum emittiert. Das β -Spektrum hat eine maximalen Energie von 2.29 MeV und



Abbildung 3.1: Das Zerfallsschema von ²³⁸U.

eine mittlere Energie von 0.92 MeV. Das entspricht einer Reichweite von 1 mm respektive 0.4 mm in Uran.

Die γ -Strahlung hat ein Spektrum von 10 bis 1000 kcV, entsprechend einer mittleren freien Weglänge von 2 μ m bis 1 cm in Uran.

Das β -Spektrum einer dicken Uranplatte ist in Tabelle 3.1 aufgeführt. Nach Tabelle 3.1 deponiert die Strahlung etwa 80% der aus der Platte austretenden β -Energie, also 420 MeV pro cm^2 und pro Sekunde in einem Szintillator mit Hauptbestandteil Polystyrol von 2.6 mm Dicke.

Das Spektrum der β -Strahlung besteht hauptsächlich aus niederenergetischen Elektronen. Das Signal der Uranradioaktivität ist deshalb stark von der Dicke der Uranplattenummantelung abhängig.

Eine Uranplatte, die in eine Eisenummantelung der Stärke c eingehüllt ist, deponiert in einem Szintillator der Dicke s eine Strahlungsdosis von [ZCG 91]

 $UNO \sim A \, \epsilon^{-c/a_c} \, a_s (1 - \epsilon^{-s/a_s}) + B \, \epsilon^{-c/b_c} b_s \, (1 - \epsilon^{-s/b_s})$

nit

 $\mathbf{A} = : 1.95 \ mGy / h$

- $\mathbf{B} = : 0.05 \ mGy / h$
- a. : 0.17 mm
- b_c : 6.5 mm
- a, : 1.24 mm
- b, : 36 mm

β-Energie	Rate	mittlere Energie pro Intervali	Reichweite in Polystyrol	mittl. Energie × 2.6mm/R
[keV]	{cm ⁻² sec ⁻¹ }	[MeV/cm ² sec]	[10 ⁻⁴ cm]	[MeV/cm ² sec]
12-32	648	13	8.5	13
32-50	465	18	29.2	18
50-250	943	116	283.8	116
250-510	198	67	1302.0	67
510-760	135	82	2818.0	82
760-1020	98	85	3894.0	58
1020-1280	62	70	5544.0	33
1280-1530	40	53	6098.0	22
1530-1790	17	24	8870.0	8
1790-2050	5	9	9423.0	3
2050-2310	2	4	11080.0	1
gesamt	2613	541		421

Tabelle 3.1: β -Spektrum einer Uranplatte [Peg 85], Reichweiten nach [Ber 64]. In der letzten Spalte sind zur Abschätzung der Energiedeposition im 2.6 mm dicken Szintillator die mittleren Energien mit dem Quotienten aus der Dicke des Szintillators und der Reichweite der Teilchen multipliziert worden. Die Werte sind eine untere Grenze der Energiedeposition im Szintillator.

**

κ.

....

Daraus ergibt sich die relative Änderung des Uransignals (**UNO**) bei einer relativen Änderung der Plattendicke zu (Nominaldicke der Stahlfolie 0.2 mm, Nominaldicke der Szintillatorplatten 2.6 mm)

$$\frac{\Delta UNO}{UNO} = f_s \frac{\Delta s}{s} + f_c \frac{\Delta c}{c}$$

mit

f : 0.40 f : 0.99

Die Dickenverteilung der in ZEUS eingebauten Stahlfolien hat eine Standardabweichung von 1.8% der Nominaldicke; die Verteilung der Szintillatorplatten hat eine Breite von 1.1%. Die Auswirkungen der Toleranzen auf die Kalibration werden im nächsten Abschnitt angesprochen.

3.2.2 Kalibration des ZEUS-Kalorimeters

Mit Hilfe der Uranradioaktivität und der einmaligen absoluten Energiekalibration in einem Teststrahl kann die Eichung auf die gesamte Betriebszeit des Kalorimeters übertragen werden.

Die Methode besteht darin, gleichzeitig mit dem Teilchensignal (BEAM), das als Antwort auf ein Teilchen mit bekannter Energie entsteht, das Signal der Uranradioaktivität (UNO) zu nehmen. Das Verhältnis Teilchensignal/Uransignal bleibt in erster Näherung auch bei verändertem Ansprechverhalten des Kalorimeters, hervorgerufen etwa durch Temperatureffekte, Alterungsprozesse oder Strahlenschäden, konstant.

Die absolute Energiekalibration wurde an mehreren Moduln des Kalorimeters am CERN und am FNAL durchgeführt.

Von den aus 48 Moduln bestehenden vorwärtigen und rückwärtigen Kalorimeterkomponenten wurden 10 Module mit etwa 30% aller Auslesekanäle am CERN SPS mit Elektronen von Energien im Bereich 15 bis 100 GeV, mit 100 GeV Myonen und mit 100 GeV Hadronen vermessen.

Die Tests ergaben eine Kanal-zu-Kanal-Variation von [ZCG 91]

$$\Delta\left(\frac{BEAM}{UNO}\right) = 1\%$$

und

$$\Delta\left(\frac{MYON}{UNO}\right) = 1\%$$

Die aus den Schichtdickenvariationen errechneten Unterschiede betragen 0.6% in BEAM/UNO und 0.3% in MYON/UNO und machen damit einen Großteil des Beitrages zu dem experimentell ermittelten Wert aus. Aus den geringen Kanal-zu-Kanal-Änderungen folgt, daß bereits die UNO-Kalibration eine Eichung auf 1% erlaubt, und es nicht notwendig ist, alle Module im Teilchenstrahl zu vermessen.

In Hamburg wurden am DESY abschließend alle Module mit kosmischen Myonen vermessen. Diese Tests ergaben ebenfalls eine Kanal-zu-Kanal-Variation von weniger als 1% für $\Delta \left(\frac{M_{VOO}}{T_{VOO}}\right)$ [ZCG 91]. Weitere Bestandteile der Überwachung der Kalibration sind

- die Kontrolle der Stabilität der Elektronik durch die Injektion von Testladungen in die Front-End-Elektronik und das Registrieren der Antwortfunktion der Analogelektronik,
- 2. die Kontrolle der Verstärkung der Fotoröhren mit einem Lasermonitorsystem, das unter Verwendung von Filtern die Verstärkung im gesamten dynamischen Bereich bis zu einigen hundert $G \in V$ testen kann.

Abschließend läßt sich feststellen, daß eine Kalibration der ZEUS Module mit einer Genauigkeit von 1% erreicht wurde. Die Eichung wurde jedoch ohne Magnetfeld vorgenommen. Das Magnetfeld kann in einem Kalorimeter

- die Lichtausbeute des Szintillators,
- das Zeitspektrum des Lichtes, und
- die Weglänge geladener Teilchen

ändern. Um die Kalibration auf die Situation im Betrieb mit angelegtem Magnetfeld übertragen zu können, wird in dieser Arbeit die Magnetfeldabhängigkeit von

- BEAM,
- UNO,
- BEAM/UNO

untersucht. Zur Aufrechterhaltung der Kalibrationsgenauigkeit von 1% wird eine Genauigkeit in der Bestimmung der Magnetfeldeffekte von 0.25% angestrebt. Die energetische Zusammensetzung der Teilchen in einem Schauer und der Teilchen aus der Uranradioaktivität ist verschieden. Das Magnetfeld kann durch unterschiedliche Änderung der Weglänge von Schauerteilchen und der Teilchen aus der Uranradioaktivität das Verhältnis BEAM/UNO verändern (*Weglängeneffekt*). Da die UNO-Messung zur Kalibration herangezogen wird, ist es wichtig, die relative Abweichung von BEAM/UNO

$$\frac{\Delta\left(\frac{BEAM}{UNO}\right)}{\frac{BEAM}{UNO}} = \frac{\frac{BEAM}{UNO}\left(Feld \neq 0\right) - \frac{BEAM}{UNO}\left(Feld = 0\right)}{\frac{BEAM}{UNO}\left(Feld = 0\right)}$$

möglichst genau zu kennen.

Änderungen in der Lichtausbeute und im Zeitspektrum eines Lichtpulses durch ein Magnetfeld sind auf Veränderungen der Eigenschaften des Szintillators zurückzuführen. Im nächsten Kapitel wird daher auf Szintillatoren und die zur Lichterzeugung führenden Prozesse eingegangen.

Kapitel 4

Lumineszenz organischer Moleküle

4.1 Einleitung

Durch Szintillatormaterialien wird die durch ionisierende Strahlung deponierte Energie in elektromagnetische Strahlung umgesetzt. Das Phänomen der Lichterzeugung durch ionisierende Strahlung im Bereich von 250-600 nm wird als Radiolumineszenz bezeichnet. Szintillatormaterialien sind zum einen anorganische Kristalle und zum anderen organische, meist heterogene, Substanzen. Die Prozesse, die in beiden Arten von Szintillatoren zur Lumineszenz führen, sind verschieden. In anorganischen Kristallen führt die deponierte Energie zur Anhebung von Elektronen in das Leitungsband. Die freien Ladungsträger, Elektronen, Löcher sowie bewegliche Elektron-Loch-Zustände (Exzitonen), diffundieren durch den Kristall und übertragen teilweise ihre Energie an Lumineszenzzentren, die dann Licht emittieren. Die Anregungsenergie liegt in der Größenordnung der Bandlücke von $3-6 \epsilon V$. Anorganische Szintillatoren sind

- undotierte Kristalle wie BGO (Bi4Ge3O12) und BaF2.
- dotierte Kristalle wie Nal(Tl), CsI(Tl) und Lil(Tl).

Die Thalliumionen bilden in den dotierten Kristallen die Lumineszenzzentren. Anorganische Kristalle bestehen aus Ionen mit hohen Kernladungszahlen (Na=11, Cs=53, I=55, etc.) und haben eine hohe Dichte von 4-5 g/cm⁻³. Durch den großen Absorptionskoeffizienten für elektromagnetische Strahlung sind sie besonders zum X- und γ -Nachweis geeignet. Lil(Tl) wird wegen des hohen Wirkungsquerschnitts für die Reaktion mit thermischen Neutronen

$$n + {}^{3}Li \longrightarrow \alpha + H$$

zum Neutronennachweis benutzt. Das entstandene o-Teilchen, das maximal die in der Reaktion freigesetzte Energie von 4.76 MeV hat, wird dann nachgewiesen. Lil(Tl)-Kristalle werden zum Nachweis von schnellen Neutronen mit einem wasserstoffreichen Material, beispielsweise Paraffin, umgeben, in dem die Neutronen in elastischen Stössen ihre Energie teilweise verlieren und thermalisiert werden. Eine wichtige Eigenschaft von Szintillatormaterialien ist neben der Effizienz beim Strahlungsnachweis, die Schnelligkeit mit der die absorbierte Energie in Lumineszenz umgewandelt wird. Die Lebensdauer der angeregten Lumineszenzzentren beträgt in anorganischen Kristallen 200-700 ns. Organische Szintillatoren bestehen aus aromatischen Kohlenstoff-Wasserstoffverbindungen. In ihnen wird im Mittel für eine Anregung 60-70 eV benötigt. Weiterhin ist die Quanteneffizienz kleiner, also die Zahl der pro erzeugtem Photon im Mittel nötigen angeregten Zustände höher, als in anorganischen Kristallen, so daß die Zahl der pro Energie erzeugten Photonen geringer ist. Fluktuationen in der Photonenzahl haben einen stärkeren Einfluß, woraus eine schlechtere Energieauflösung von organischen Szintillatoren resultiert. Die Lebensdauer der Lumineszenzzentren ist in organischen Szintillatoren nur 2 5 ns groß. Sie eignen sich dadurch für schnelle Messungen. Der Plastikszintillator SCSN-38 gehört zu den organischen Szintillatoren.

In diesem Kapitel wird auf den Aufbau organischer Szintillatoren, auf die Prozesse, die bei der Lumineszenz in ihnen wichtig sind. sowie bekannte Magnetfeldeinflüsse auf die Intensität der Lumineszenz von organischen Substanzen eingegangen. Ein Versuch, die Magnetfeldeffekte in Plastikszintillatoren zu erklären, wird nicht unternommen. In Abschnitt 4.5.1 wird eine Theorie der magnetfeldabhängigen Intensität der Lumineszenz von Kristallen aus organischen Molekülen wiedergegeben, die Komponenten enthält, die bei der Erklärung der Magnetfeldeffekte in Plastikszintillatoren relevant sein könnten.

4.2 Aufbau organischer Szintillatoren

Organische Szintillatoren gibt es im kristallinen, flüssigen und amorphen Zustand. Zu den organischen Kristallen mit hoher Effizienz gehören trans-Stilben und Anthrazen (eine Liste der Substanzen und ihrer chemischen Strukturen zeigt Abb. 4.1). Flüssige Szintillatoren und Plasikszintillatoren sind ähnlich aufgebaut. Allerdings treten bei Plastikszintillatoren Effekte auf Grund der polymeren und amorphen Struktur hinzu. Im folgenden soll nur noch auf flüssige und amorphe Formen eingegangen werden.

Flüssige Szintillatoren bestehen aus einem Lösungsmittel, das die Hauptmasse des Szintillators ausmacht, und lumineszierenden Additiven (Chromophore) in geringer Konzentration. Die Additive wirken gegenüber dem Lösungsmittel als Energieakzeptoren. Der Energietransfer vom Lösungsmittel auf die Additive kann über verschiedene Wege stattfinden. Mit trivialem Energietransfer wird die Emission eines Photons durch das lumineszierende Lösungsmittel mit anschließender Absorption durch das Additiv bezeichnet. Voraussetzung für diesen Prozeß ist die Überlappung der Emissions- und Absorptionsspektren von Lösungsmittel und Additiv. Die starke Zunahme der Effizienz von Szintillatoren bei der Zugabe von Additiven kann nicht alleine durch diesen Transferprozeß erklärt werden [Mor 83,Gui 85]. Weitere Prozesse sind :

- Energieaustausch,
- Resonanztransfer,
- Triplett-Triplett-Fusion,
- Exzitonenwanderung.

Diese strahlungslosen Prozesse haben einen großen Anteil an der Energieübertragung vom Lösungsmittel auf die Additive. Auf sie wird in Abschnitt 4.4 noch näher eingegangen. Die Energieeffizienz der Umwandlung von Anregungsenergie in Licht ist im Additiv kleiner als 1, da ein Teil der Energie in die Vibrationsenergie des Moleküls übergeht. Das emittierte sekundäre Licht ist zu größeren Wellenlängen verschoben, wodurch Reabsorption durch das Lösungsmittel unwahrscheinlicher wird. Die Konzentration des Additivs darf

.....

4

nicht zu groß werden, da bei hoher Konzentration die Möglichkeit besteht, daß ein angeregtes Molekül durch intermolekulare Wechselwirkung mit einem nicht angeregten Molekül nichtstrahlend in seinen Grundzustand übergeht (Selbst- oder Konzentrationsquenchen). Ein in geringer Konzentration zugesetztes zweites Additiv, dessen Funktionsweise gegenüber dem ersten Additiv dem des ersten Additivs gegenüber dem Lösungsmittel entspricht, kann die Szintillationseffizienz erhöhen, so daß tertiäre Szintillatoren nicht unüblich sind.

Häufig eingesetzte Additive sind POPOP. PPO, BBO, p-Terphenyl, p-Quarterphenyl, b-PBD und BDB. Alle diese Substanzen bestehen aus aromatischen Ringen, den Phenylgruppen, sowie Ringen nut Beteiligung von Stickstoff- und Sauerstoffatomen. Diese Atomgruppen zeichnen sich durch delokalisierte Elektronen aus, deren Anregungsenergien im gewünschten Bereich liegen.

Plastikszintillatoren bestehen aus in Polymeren wie P2VN und Polystyrol (PS) oder in Kopolymeren wie PMMA+Naphtalen gelösten Additiven. Es werden die gleichen Additive benutzt wie für flüssige Szintillatoren. Das in ZEUS eingesetzte SCSN-38 besteht aus zwei in PS gelösten Additiven und ist folgendermaßen zusammengesetzt :

- 98.98% (12 mol/l) PS,
- 1.00% (0.12 mol/l) b-PBD,
- 0.02% (2.10⁻³ mol/l) BDB.

4.3 Organische Lumineszenz

Organische Lumineszenz entsteht durch die Abregung von π -Elektronen der aromatischen Ringe. Das π -Elektronensystem einer Phenylgruppe geht durch Hybridisierung aus den 2sund 2p-Orbitale der Kohlenstoffatome hervor. Bei der Bildung eines aromatischen Ringes kommt es zur sp²-Hybridisierung. Die Hybridorbitale sind planar angeordnet und haben untereinander einen Winkel von 120°. Das nicht an der Hybridisierung beteiligte p-Orbital steht senkrecht auf dieser Ebene. Jeweils zwei sp²-Orbitale bilden rotationssymmetrische, kovalente σ -Bindungen zwischen den C-Atomen aus. Die p-Orbitale bilden zusammen ein Molekülorbital, das über den gesamten Ring ausgedehnt ist — das π -Orbital. σ - und π -Orbitale überlappen sich nur gering, wodurch eine getrennte Behandlung der Elektronen dieser Orbitale und ihrer Anregungen möglich ist.

Ionisierende Strahlung führt zur Ionisation und Anregung des bestrahlten Materials. Ein niederenergetisches Elektron, das einen Plastikszintillator mit Hauptbestandteil Polystyrol durchquert, regt π -Elektronen der aromatischen Ringe mit Energien um 4.5 und 7 ϵ V an und erzeugt bei 20 ϵ V eine breite Plasmonenresonanz, also eine kollektive Anregung der Valenzelektronen (Abb. 4.2). Weitere Prozesse sind die Ionisation eines Moleküls und die Anregung von σ - sowie 1s-Elektronen. Diese Prozesse haben jedoch einen geringen Wirkungsquerschnitt. Nach [Bir 64] wird 1/3 der Energie die durch ein 1 $M\epsilon$ V Elektron in einem organischen Material deponiert wird in Ionisation und 2/3 der Energie in Anregung umgesetzt. Bei der Ionisation werden fast ausschließlich π -Elektronen aus den Molekülen herausgeschlagen. Da das Verhältnis der Singulett- und Triplettzustände etwa 1:3 ist, werden bei der Rekombination der Elektronen mit den Molekülen zu 3/4 Triplettzustände besetzt. Die zu elektronischen Anregungen führende Energie verteilt sich auf alle Elektronen gleichmäßig. In aromatischen Molekülen sind 10 – 15%



Abbildung 4.1: Liste der als Szintillatormaterialien eingesetzten organischen Substanzen. Von BDB ist eine Hälfte des Moleküls dargestellt. Das vollständige Molekül erhält man durch Spiegelung an der linken Seite. Die unteren drei Substanzen bilden Polymere.



Abbildung 4.2: Energieverlustspektrum von Elektronen in Polystyrol und Poly(2-Vinylpiridin) (Mor 83). Zu sehen sind die π-π* Anregung bei 7 eV und die Plasmonenresonanz bei 20 eV in Polystyrol.

der Elektronen π -Elektronen, so daß etwa 10% der Energie auf sie übertragen wird. Die mittlere Anregungsenergie, also die mit den Oszillatorstärken der Übergänge gewichtete Mittelung der Anregungsenergien, beträgt in PS 63.6 ϵV [Ber 64]. Für eine π -Anregung wird im Mittel 6 – 7 ϵV aufgebracht, in Übereinstimmung mit einer empirischen Regel nach der eine π -Anregung im Mittel bei 3/2 der Energie des 1. angeregten π -Zustandes (~ 4.5 ϵV in PS) liegt [Bir 64]. Insgesamt führt etwa 30 – 40% der durch ein ionisierendes Teilchen deponierten Energie zur Besetzung angeregter π -Elektronenzustände. Aus den höheren angeregten π -Zuständen gehen die Moleküle strahlungslos in den ersten angeregten Zustand über, von wo aus sie zum Teil unter Emission eines Photons in den Grundzustand gelangen.

In einem π -Orbital eines aromatischen Ringes halten sich 6 Elektronen auf, deren Spins sich im Grundzustand zu S₀=0 paaren (Hund'sche Regel). Der Grundzustand des π -Systems ist damit ein Singulettzustand.

Bei einer optischen Anregung eines π -Elektrons gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten des Endzustandes :

- Der Spin des Elektrons bleibt erhalten, wie es die Spinauswahlregel ΔS=0 für Dipolübergänge verlangt, und der angeregte Zustand ist ebenfalls ein Singulettzustand S_n.
- Es kommt durch Mischung von Orbitalen, z.B. durch Spin-Bahnkopplung oder Wechselwirkung der Vibrationsniveaus der verschiedenen Orbitale, zu einer Spinumkehr, wodurch ein Triplettzustand T_n besetzt wird (Intersystem-Crossing, geringe Übergangsraten).

Intersystem Crossing kann auch von einem angeregten Singulettzustand aus erfolgen, wenn die Singulettenergie höher ist als die Triplettenergie, der Energieunterschied nicht zu groß ist und wenn Orbitalmischung durch spinverletzende Wechselwirkungen auftritt $(\vec{L} \cdot \vec{S} \cdot Kopplung)$. Die erste Bedingung ist i.a. erfüllt, da nach den Hund'schen Regeln Spinparallelität energetisch ungünstiger ist. Intersystem-Crossing von einem Singulett- zu einem Triplettzustand ist in organischen Molekülen ein häufig auftretender Prozeß [Gea 78], so daß die Triplettbesetzungsdichten in der gleichen Größenordnung liegen wie die Singulettbesetzungsdichten.

Diese Form des Intersystem-Crossing ist ein strahlungsloser Prozeß. Die Umkehr des strahlenden Intersystem-Crossing-Prozesses, die Abregung eines Triplettzustandes unter Einission eines Photons, führt zur Phosphoreszenz. Da der Übergang spinverboten ist, ist die Lebensdauer eines Triplettzustandes größer als die eines Singulettzustandes, wodurch Phosphoreszenz gegenüber der Abregung eines Singulettzustandes (prompte Fluoreszenz) verzögert auftritt. Typische Lebensdauern eines angeregten Singuletts betragen 1-10 ns, während Triplettzustände Lebensdauern von wenigen Nanosekunden bis zu Sekunden haben können. Triplettzustände liegen energetisch niedriger als Singulettzustände, so daß Phosphoreszenz bei größeren Wellenlängen als Fluoreszenz auftritt.

Für die Erklärung der Lumineszenzspektren sind nur die ersten angeregten Niveaus wesentlich, da innerhalb eines Spinsystems effiziente strahlungslose interne Abregung in den jeweils ersten angeregten Zustand eintritt :

 $\begin{array}{l} S_n \rightsquigarrow S_1 \\ T_n \rightsquigarrow T_1. \end{array}$

Die interne Konversion von Energie geschieht durch die Wechselwirkung von Vibrationszuständen der verschiedenen elektronischen Niveaus. Durch interne Konversion geht das angeregte Molekül innerhalb von Picosekunden in den ersten angeregten Zustand über. Da interne Konversion mit zunehmender Energiedifferenz der beteiligten Niveaus abnimmt, findet sie vor allem bei Beteiligung angeregter Zustände statt. Trotzdem ist dieser Prozeß auch ein zur strahlenden Abregung des ersten angeregten Zustandes konkurrierender Prozeß. Sowohl Singulett- wie auch Triplettzustände gehen teilweise durch interne Konversion in den Grundzustand über. Die Abb. 4.3 zeigt schematisch die in einem organischen Molekül auftretenden Prozesse.

Neben prompter Fluoreszenz und Phosphoreszenz kommt es durch Intersystem-Crossing eines Tripletts in einen Singulettzustand mittels thermischer Anregung (P-Typ) oder durch bimolekulare Prozesse wie Triplett-Triplett-Fusion (E-Typ) zu verzögerter Fluoreszenz (siehe Abb. 4.4). Verzögerte Fluoreszenz hat das gleiche Emissionsspektrum wie prompte Fluoreszenz, tritt aber gegenüber der prompten Fluoreszenz, auf Grund der langen Lebensdauer eines Triplettzustandes, zeitlich verschoben auf.

Das Absorptions- und Emissionsspektrum der Fluoreszenz erklärt sich bei Vernachlässigung der Rotationszustände dadurch, daß jedem elektronischen Niveau auf Grund der geringen Energieunterschiede der Vibrationsniveaus (Verhältnis Energie elektronischer Niveaus:Vibrationsniveaus $1:\sqrt{m/M}$, m : Elektronen-, M : Kernmasse) ein Satz von Vibrationsniveaus zugeordnet werden kann. Das Spektrum der Absorption wird durch die Änderung der Hauptquantenzahl um 1 und die Änderung der Vibrationsquantenzahl um $\Delta n = 0, 1, 2, 3...$ erklärt. Absorption findet bei Zimmertemperatur vom untersten Vibrationsniveau aus statt, da höhere Niveaus nach der Boltzmannstatistik kaum bevölkert sind. Umgekehrt findet Emission ebenfalls vom untersten Vibrationsniveau des ersten angeregten elektronischen Niveaus aus statt, so daß die gleichen Auswahlregeln für die Emission gelten. Bei völliger Ungestörtheit des angeregten Zustandes und des Grundzu-

х



s.

Abbildung 4.3: Intramolekulare Prozesse in einem organischen Molekül (Jablonski Diagramm [Lum 78]).





Abbildung 4.4: Intersystem-Crossing. Prozesse die zu verzögerter Fluoreszenz führen (oben E-Typ, unten P-Typ)[Lum 78].

standes erhält man ein, im Verhältnis zum Absorptionsspektrum zu größeren Wellenlängen verschobenes, spiegelbildliches Emissionsspektrum (siehe Abb. 4.5).

Die Zugabe von Sauerstoff erniedrigt die Phosphoreszenzeffizienz, die Effizienz der verzögerten Fluoreszenz und der prompten Fluoreszenz, da Sauerstoff als Quencher von Triplettund Singulettzuständen wirkt. Drei Wege des Quenchens durch Sauerstoff sind bekannt :

- $S_1 + {}^3O_2 \rightarrow T_1 + {}^3O_2$ (katalysiertes Intersystem Crossing)
- $S_1 + {}^3O_2 \rightarrow S_0 + {}^3O_2$ (katalysierte interne Konversion)

•
$$T_1 + {}^3O_2 \rightarrow S_0 + {}^1O_2$$

Verdrängung von Sauerstoff, durch beispielsweise Stickstoff, sollte daher die Szintillationseffizienz steigern. In den CERN-Tests wurde beim Kühlen des Kalorimeters bei der Inbetriebnahme der Siliziumdetektoren eine Zunahme der Szintillation festgestellt [Für 89]. Das Verhindern von Quenchprozessen durch den zur Kühlung eingesetzten Stickstoff könnte eine Erklärung dieses Effektes sein.

Nach der Einführung in die Lumineszenzprozesse wird im nächsten Abschnitt auf die Energietransferprozesse, unter besonderer Berücksichtigung von Polystyrol als Substratpolymer, eingegangen.

4.4 Energietransferprozesse

Wie in Abschnitt 4.2 erwähnt wurde, läßt sich die Zunahme an Szintillationseffizienz durch die Beigabe von Additiven nicht mit trivialem Energietransfer durch Emission und Absorption eines Photons erklären. Vor allem die strahlungslosen Transferprozesse tragen ebenfalls zur Energieübertragung Polymer — Additiv bei. Neben den erwünschten Energietransferprozessen von dem Polymersubstrat auf die Additive kommt es zur Delokalisation der Energie in dem Substratpolymer sowie zu Quenchprozessen durch z.B. Sauerstoff. Zwei in allen Szintillatoren auftretende Energietransferprozesse sind

- Energieaustausch, wenn sich zwei Moleküle, von denen das eine ein Energiedonator und das andere ein Energieakzeptor ist, soweit nähern, daß durch Durchdringung ihrer Orbitale eine Oszillation der Anregungsenergie mit anschließendem Übergang der Energie auf das Akzeptoratom auftritt,
- · Resonanztransfer mittels Dipol-Dipol-Wechselwirkung .

Die von Förster [För 51] zur Beschreibung des Resonanztransfers entwickelte Theorie beruht auf der Wechselwirkung des Dipolmomentes eines angeregten Moleküls $\vec{p_1}$ mit dem Dipolmoment eines Akzeptormoleküls $\vec{p_2}$. Die Wechselwirkung hat die Form

$$W_{12} = -\frac{3(\hat{n}\vec{p_1})(\hat{n}\vec{p_2}) - \vec{p_1}\vec{p_2}}{r^3}$$

Die Theorie produziert eine Übergangsrate, die proportional ist zu

$$-\frac{1}{r^6}\int_0^\infty \frac{d\bar{\nu}}{\bar{\nu}^4}F_D(\bar{\nu})\epsilon_A(\bar{\nu})$$

mit



Abbildung 4.5: Schematisches Fluoreszenzspektrum. Angedeutet sind der Grundzustand und der 1. angeregte Zustand mit den jeweils ersten Vibrationsniveaus. Darüber ist das resultierende Spektrum eines ungestörten Moleküls zu sehen [Lum 78].



Abbildung 4.6: Anteil der strahlenden und nichtstrahlenden Energietransferprozesse in einem System aus p-Terphenyl (TP) und Tetraphenylbutadien (TPB) in einer Toluollösung [Bir 64].

: Abstand Donator-Akzeptor

г

- F_D : normiertes Fluoreszenzspektrum des Donatormoleküls
- e_A : Extinktionskoeffizient des Akzeptormoleküls.

Die Effizienz des Resonanztransfers wird durch Überlappung des Emissionsspektrums des Donators und des Absorptionsspektrums des Akzeptors bestimmt. Er ist deshalb in Szintillatoren der i.a. immer neben dem trivialen Transfer auftretende Prozeß. Energicaustausch ist auf kurze Distanzen von 6-15 Å beschränkt, Resonanzaustausch kann über längere Distanzen von 20-60 Å stattfinden [Lum 78]. Beide Transferprozesse sind intermolekularer Natur.

Der Anteil der Energieübertragung durch strahlungslose Prozesse vom Polymer auf das Additiv ninumt mit zunehmender Konzentration des Additivs zu. Bei Konzentrationen über $\sim 10^{-3}$ mol/l überwiegt der Anteil der strahlungslosen Transferprozesse den des trivialen Transfers in einem System bestehend aus p-Terphenyl und Tetraphenylbutadien (siehe Abb. 4.6).

In Polymeren treten zwei weitere intramolekulare Energietransferprozesse hinzu. Zum einen kann es in Polymeren wie in Kristallen zur Bildung von Exzitonen kommen. Unter einem Exziton in einem Polymer muß man sich eine lokalisierte Anregung vorstellen (Frenkel-Exziton)|Klö 83], die z.B. in PS auf die Phenylgruppe begrenzt ist. Diese elektronische Anregung kann durch thermische Anregung genug Energie bekommen. um längs des Polymerskeletts von einer lumineszierenden Gruppe zur nächsten zu gelangen (Hüpfmodell Abb. 4.7). Auf Grund der langen Lebensdauer der Triplettzustände treten Exzitonen bevorzugt als Triplettexzitonen auf [Klö 83,Gui 85]. Triplettexzitonen können miteinander

...

4

14



Abbildung 4.7: Modell der Energieausbreitung in Polymeren durch Triplettexzitonen [Gui 85].

zu einem Singulett fusionieren und so zum trivialen Transfer beitragen, sie können aber auch, falls es energetisch möglich ist, ihre Anregung direkt an das Additiv abgeben, wodurch das Additiv in einen Triplettzustand angeregt wird, was zur Phosphoreszenz oder verzögerter Fluoreszenz führen kann.

Zum anderen neigen Polymere zur Exzimerbildung. Die Fluoreszenz von PS wird beispielsweise einer Exzimerformation benachbarter Phenylgruppen zugeordnet [Klö 83]. Exzimere sind nur im angeregten Zustand stabile Verbindungen zweier gleichartiger Moleküle (sind die Moleküle verschieden, spricht man von einem Exziplex). Der Grundzustand eines Exzimers ist repulsiv, nur der angeregte Zustand besitzt ein Minimum seiner potentiellen Energie. Exzimere haben ein strukturloses Emissionsspektrum wie z.B. PS es aufweist (siehe Abb. 4.8). In PS werden Exzimere durch das parallele Ausrichten zweier benachbarter Phenylgruppen erklärt. Speziell in PS-PBD Szintillatoren wird der Hauptteil des Energietransfers auf die Additive dem von einem Exzimere repräsentierten starken intramolekularen Wechselwirkungen deuten auf die Existenz von Exzitonen hin [Klö 83]. In Polymeren ist der intranolekulare Energietransfer durch Exzitonen der bestimmende Mechanismus. Vom ersten Additiv (b-PBD in SCSN-38) wird die Energie hauptsächlich durch trivialen Transfer auf das zweite Additiv (BDB in SCSN-38) übertragen.

Zusammenfassend läßt sich jetzt die Effizienz der Energiekonversion in Photonen durch einen Szintillator mit zwei Additiven abschätzen. Der in π -Anregungen gehende Anteil der deponierten Energie beträgt 30-40%. Im Polymer ist die Energieeffizienz der internen Konversion etwa 2/3. Die Quanteneffizienz des Überganges Polymer — erstes Additiv ist maximal 0.6 0.7 [Lum 78]. Die Energieeffizienz der internen Konversion im erste Additiv läßt sich mit Hilfe der Schwerpunkte des Absorptions- und des Emissionsspektrums (305 nm bzw. 366 nm in b-PBD [Kam 83]) zu 305/366 ~ 0.8 abschätzen. Nimmt man für die Quanteneffizienz des Überganges erstes Additiv — zweites Additiv 0.6 an und herechnet man die Energieeffizienz der internen Konversion im zweiten Additiv aus den Schwerpunkten der Spektren (360 nm bzw. 420 nm bei BDB) zu 360/420 ~ 0.8 und nimmt man desweiteren die Fluoreszenzeffizienz des zweiten Additivs mit 0.6 an, so erhält man



Abbildung 4.8: Das Absorptions- und Emissionsspektrum von PS nach [Ber 71].

insgesamt eine Energieeffizienz von

$$-0.3 imes 0.66 imes 0.6 imes 0.8 imes 0.6 imes 0.8 imes 0.6 pprox 0.6 pprox 0.03$$

D.h., daß nur $\sim 3\%$ der durch ein ionisierendes Teilchen deponierten Energie in einem tertiären Szintillator wie SCSN-38 in Photonen umgewandelt wird.

An dieser Stelle sollen die Prozesse, die zur Radiolumineszenz in Plastikszintillatoren führen, rekapituliert werden :

- lonisation und Anregung führen zu einem festen Verhältnis der Singulett- und Triplettbesetzungsdichten im Polymer.
- Interne Konversion und Intersystem Crossing führen zur Besetzung der ersten angeregten Singulett- und Triplettniveaus im Polymer.
- Die Energie wird durch vier Prozesse auf die Additive übertragen :
 - trivialer Transfer,
 - Resonanztransfer.
 - Energieaustausch,
 - Exzitonenwanderung.

Magnetfelder können demnach prinzipiell an folgenden Punkten die Intensität der Lumineszenz modulieren :

- Veränderung des Singulett zu Triplett Besetzungsverhältnisses der ersten angeregten Zustände im Polymer
- Veränderung der Bildungsrate von zum Energietransfer Polymer -- erstes Additiv fähigen Zentren im Polymer (Triplett-Triplettzustände, Exzimerformation)
- Veränderung der Übergangsraten mit der in den Energietransferzentren im Polymer gespeicherte Energie auf die Additive transportiert wird.

4.5 Magnetfeldeinflüsse auf die Lumineszenz

In folgenden Arbeiten sind unter anderem Magnetfeldeffekte nachgewiesen worden :

- Bei der Rekombination von Ionen nach der Bestrahlung eines Szintillators, bestehend aus Cyclohexan als Lösungsmittel und Naphtalen. Anthrazen etc. als Additiv, mit γ-Teilchen [Dix 75,Bro 74].
- Bei der durch Elektronen-Loch Rekombination erzeugten Lumineszenz von verschiedenen in Cyclohexan gelösten Additiven [Bar 74].
- Bei der Lunuineszenz von Anthrazen- und Tetrazenkristallen nach der Bestrahlung mit o-Teilchen (Gea 75).
- Bei optisch stimulierter Lumineszenz von Anthrazenkristallen [Joh 70].

Als am besten verstanden gelten die Effekte in Kristallen, für die von R.C. Johnson und R.E. Merrifield eine befriedigende Theorie formuliert wurde, die in guter Übereinstimmung mit dem Experiment ist [Joh 70]. Ihre Theorie beruht auf der Untersuchung der Fusion von Triplettexzitonen und dem Einfluß des Magnetfeldes über den Zeeman-Effekt auf die Fusionsrate.

N.E. Geacintov et al. konnten basierend auf der Theorie von Johnson und Merrifield für Kristalle eine quantitative Beschreibung der Magnetfeldabhängigkeit, von an der Lumineszenz beteiligten Lichtkomponenten (prompte und verzögerte Fluoreszenz sowie Phosphoreszenz), ableiten [Gea 75].

Brocklehurst entwickelte eine Theorie für die Magnetfeldabhängigkeit der prompten Lunuineszenz in flüssigen Lösungen [Bro 74]. Seine Theorie beruht auf der Hyperfeinwechselwirkung der nach der Bestrahlung vorhandenen ungepaarten Elektronen mit den Protonen der Molekülionen. Die Theorie erklärt die Zunahme der Lumineszenz in Magnetfeldern durch eine relative Zunahme der Singulettbildungsrate.

Zur Erklärung der Magnetfeldabhängigkeiten der prompten Lumineszenz in Lösungen wird beispielsweise in [Dix 75] und [Bar 74] die Theorie von Brocklehurst henutzt, während in [Fau 71] Teile der Theorie von Johnson und Merrifield auf Lösungen angewendet werden. Die relative Änderung der Intenstät nimmt bei Feldern < 0.001 Tesla zu und erreicht eine Sättigung bei Magnetfeldern um 0.01 bis 0.02 Tesla. Der Betrag der Änderung ist abhängig vom Lösungsmittel und vom eingesetzten Additiv und erreicht Werte von wenigen Prozent bis zu 30%.

Die Intensität der verzögerten Lumineszenz von Exzimeren und Exziplexen in Lösungen verringert sich unter dem Einfluß eines Magnetfeldes [Bar 74].

Die Theorie von Johnson und Merrifield behandelt die Veränderung der Zerfallsrate von den durch die Fusion von Triplettexzitonen gebildeten Lumineszenzzentren in organischen Kristallen. Übertragen auf ein System aus einem Polymer und Additiven beschreibt diese Theorie die Veränderung der Effizienz des trivialen Transfers im Magnetfeld. Da in Polymeren ein wichtiger intramolekularer Energietransfermechanismus der Transfer durch Exzitonen ist, könnte die Theorie Bestandteile enthalten, die bei der Erklärung der Magnetfeldeffekte in Plastikszintillatoren hilfreich sind. Der Energietransfer Polymer ----Additiv wird allerdings in der Theorie nicht behandelt.

4.5.1 Theorie von Johnson und Merrifield

Der Hamiltonoperator eines organischen Moleküls kann aufgeteilt werden in

- einen Anteil H₀, der nur Ortskoordinaten der Kerne und Elektronen enthält, und der die kinetische Energie des Schwerpunkts, die Vibrationen und Rotationen des Moleküls, die Coulombkräfte zwischen den Elektronen. sowie zwischen den Elektronen und den Kernen beschreibt.
- einen Anteil H_{spin}, in dem alle Spinoperatoren, Elektronenspins, ebenso wie Kernspins auftreten.
- einem Anteil HLS, der die Spin-Bahn-Wechselwirkung beschreibt.

Der Spinanteil enthält die Spin-Spin-Wechselwirkung der Elektronen

$$= -\frac{1}{2}\sum_{ij}\left[\frac{3(\hat{n}\vec{\mu_i})(\hat{n}\vec{\mu_j}) - \vec{\mu_i} \cdot \vec{\mu_j}}{r_{ij}^3}\right];$$

die Doppelsumme läuft über alle Elektronen mit der Ausnahme i=j. Die Größen haben folgende Bedeutung :

$$\vec{\mu}$$
 : magnetisches Moment eines Elektrons = $-g \mu_B \vec{s}$
mit \vec{s} in Einheiten von \hbar , μ_B Bohrmagneton, $g \approx 2$
 r_{ij} : Abstand des Elektronenpaares.

Weiterhin enthält er die Elektronen-Kern-Wechselwirkung (Hyperfeinwechselwirkung)

$$-\frac{1}{2}\sum_{ij}\left[\frac{3(\hat{n}\vec{\mu_{i}})(\hat{n}\vec{M_{j}})-\vec{\mu_{i}}\cdot\vec{M_{j}}}{R_{ij}^{3}}\right]$$

mit

 \vec{M} : Kernmoment = $g_I \mu_N \vec{I}$ mit \vec{I} Kernspin in Einheiten von \hbar , μ_N Kernmagneton, $g_I \approx 5.6$ R_{ij} : Abstand eines Elektron-Nukleon-Paares,

den Fermi-Kontaktterm

$$\sum_{ij} a_{ij} \vec{s_i} \vec{I_j}.$$

den elektronischen Zeeman-Term

$$-\left(\sum_{i}\vec{\mu_{i}}\right)\vec{B},$$

und den nuklearen Zeeman-Term

$$-\left(\sum_{i} \vec{M}_{i}\right) \vec{B}$$

mit

$$\vec{B}$$
: äußeres Feld.



Abbildung 4.9: Aufspaltung der Triplettniveaus unter dem Einfluß der Spin-Spin-Wechselwirkung [Gea 78].

Der nukleare Zeeman-Term kann vernachlässigt werden, da er etwa einen Faktor $m_e/m_p \approx 1/2000$ kleiner ist als der elektronische Zeeman-Term. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung kann in der Näherung, daß der Spin-Bahn-Term klein ist gegen die Coulombwechselwirkung in Spin-Bahn-Kopplung geschrieben werden als

$$H_{LS} = \zeta(L,S) \, \vec{L} \cdot \vec{S}$$

mit

- \tilde{L} : Gesamt bahndrehimpuls
- 5 : Gesamtspin.

Da keine Komponente des Spins mit allen anderen Komponenten kommutiert, kommutiert der Spin-Bahn-Operator nicht mit dem Gesamtspin, so daß der Spin-Bahn-Operator die Zustände mit verschiedenen Spins mischt. Spin-Bahn-Kopplung bewirkt auf diese Weise die Intersystem-Crossing-Prozesse in organischen Molekülen. Schwere Atome haben wegen der Z-Abhängigkeit ($\zeta \sim Z^4$) der Spin-Bahn-Kopplung einen starken Einfluß auf die Orbitalmischung (Heavy-Atom-Effect). Substituierte Halogenide bewirken eine Mischung der Orbitale mit verschiedenem Spin.

In der Näherung, daß die Spin-Wechselwirkungen nur kleine Energien beschreiben, kann der Hamiltonoperator H₀ zur Berechnung der Wellenfunktionen 0. Ordnung benutzt werden. Diese Wellenfunktionen enthalten nur Ortskoordinaten. Man geht dann zum Hamiltonoperator 1. Ordnung durch Anwendung der Störungstheorie bis in die zweite Ordnung über. Dadurch erhält man einen Operator, der nur noch Spinoperatoren enthält-den Spinhamiltonoperator. Der Spin-Spin-Term ergibt \overline{SDS} mit dem Tensor D. Der Tensor kann auf Diagonalform gebracht werden, womit sich die Spin-Spin-Wechselwirkung schreiben läßt als

$$H_{SS} = D(S_z^2 - \frac{1}{3}S^2) + E(S_x^2 - S_y^2).$$

Die Hauptachsen entsprechen dabei den Symmetrieachsen der Moleküle. In Molekülen mit Inversionssymmetrie, wie bei einer Phenylgruppe, ist E=0 (siehe Abb. 4.9). In aromatischen Molekülen ist I) von der Größenordnung $10^{-5} \epsilon V$ [Gea 78]. Der Hyperfeinterm ergibt

ŜΤΪ

und der Kontaktterm ergibt

ŜΑĨ.

Beide Terme liegen in der Größordnung von 10⁻⁸-10⁻⁷ eV. Der Zeeman-Term kann zu

µвдŜВ

vereinfacht werden. Da $g\mu_B \approx 10^{-4} \, eV / Tesla$ ist, ist der Zeeman-Term bei Feldern um 0.1 Tesla in der gleichen Größenordnung wie der Spin-Spin-Term. Bis zu diesem Magnetfeld wird die elektronische Struktur des Moleküls durch das äußere Feld nicht beeinflußt, ab diesem Wert ist jedoch ein Einfluß auf die Moleküle möglich. so daß Lumineszenzphänomena, die auf den Zeeman-Effekt zurückzuführen sind, bei Feldern ~ 0.1 Tesla auftreten sollten.

Der Kontaktterm ist der schwächere intramolekulare Wechselwirkungsterm. Er wird schon bei Feldern ~ 0.001 Tesla von dem Zeeman-Term in seiner Energie übertroffen, so daß die erste Störung der elektronischen Struktur und dadurch ein Einfluß auf die Lumineszenz schon bei ~ 0.001 Tesla erscheinen kann. Er wird i.a. jedoch durch die Spin-Spin-Wechselwirkung überdeckt.

Johnson und Merrifield betrachteten die Triplett-Triplett-Fusion und konnten zeigen, daß dieser Prozeß magnetfeldempfindlich ist. Die Triplett-Triplett-Fusion wird durch folgendes kinetisches Schema beschrieben :

Der Singulettanteil des TT-Zustandes geht nut einer Übergangsrate k_S in den Grundzustand und einen angeregten Singulettzustand über, der Triplettanteil mit der Rate k_T in den Grundzustand und einen angeregten Triplettzustand. Die Bildungsrate der TT-Zustände aus dem Triplettsee wird mit k_1 , und die Zerfallsrate der TT-Zustände in den Triplettsee wird mit k_{-1} bezeichnet. Aus zwei Triplettzuständen, an denen jeweils drei Niveaus beteiligt sind, können nach der Dreiecksregel ein Singulett, ein Triplett und ein Quintettzustand entstehen (Indizes am Übergangszustand TT).

An jedem molekularen Triplett sind zwei Elektronen beteiligt. Jedes Elektron kann eine der beiden Eigenzustände zum Einteilchenspinoperator α (Spin aufwärts) und β (Spin abwärts) einnehmen. Die Spinwellenfunktionen eines Tripletts sind

$$|1,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1 \beta_2 + \beta_1 \alpha_2),$$

$$|1,1\rangle = \alpha_1 \alpha_2,$$

$$|1,-1\rangle = \beta_1 \beta_2.$$

Ohne Magnetfeld erhält man die Spinwellenfunktionen indem man den Spin-Spin-Operator in den Triplettfunktionen diagonalisiert. Die neuen Wellenfunktionen sind dann

$$|T_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1, -1\rangle + |1, 1\rangle),$$

$$|T_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1, -1\rangle - |1, 1\rangle),$$

 $|T_3\rangle = |1, 0\rangle.$

Aus den 3×3 Eigenfunktionen zweier Tripletts kann man den einen Singuletterm, die drei Tripletterme und die fünf Quintetterme konstruieren.

Das Magnetfeld verändert den Singulettcharakter der das TT-System beschreibenden Zustände. Wenn der Zeeman-Term an Einfluß gegenüber dem Spin-Spin-Term zunimmt, müssen die Zustände benutzt werden, in denen der Spin-Spin-Operator und der Zeeman-Operator diagonal sind. Übersteigt die Energie des Zeeman-Terms den Beitrag des Spin-Spin-Termes, dann sind die das TT-System beschreibenden Zustände in guter Näherung die Zeeman-Eigenzustände. Die Rate γ_S mit der ein TT-Zustand über den Singulettkanal zerfällt ist

$$\gamma_{5}$$
 = Bildungsrate der TT-Zustände $\times \sum_{l=1}^{9} \omega(TT_{l} \rightarrow S_{0} + S_{1})$

mit der Übergangswahrscheinlichkeit ω , die sich nach dem kinetischen Schema zu

$$\omega(TT_l \rightarrow S_0 + S_1) = \frac{k_S |\langle S | TT_l \rangle|^2}{k_{-1} + k_S |\langle S | TT_l \rangle|^2}$$

ergibt, wobei $|S\rangle$ der Singulettzustand ist und $|TT_l\rangle$ die TT-Zustände sind. Damit schreibt sich die Zerfallsrate als

$$\gamma_S = k_1 \sum_{l=1}^{9} \frac{k_S |\langle S | TT_l \rangle|^2}{k_{-1} + k_S |\langle S | TT_l \rangle|^2}$$

Die Faktoren $\langle S \mid TT_l \rangle$ geben den Singulettanteil des $\mid TT_l \rangle$ Zustandes an. Im Fall ohne Magnetfeld haben drei Zustände Singulettcharakter. im Zwischenbereich haben alle neun Zustände Singulettcharakter und im Fall hoher Felder (> 0.1 Tesla) haben zwei Zustände Singulettcharakter [Gea 78].

Durch Fusion von Triplettexzitonen erwartet man daher bei Feldern unter ~ 0.1 Tesla eine Zunahme der Lumineszenz durch Zunahme der verzögerten Fluoreszenz und bei Feldern über 0.1 Tesla eine Abnahme der Lumineszenz.

Diese Theorie hat sich in der Anwendung auf Kristalle aus organischen Molekülen als sehr fruchtbar erwiesen. In organischen Kristallen gibt es keine Additive. Die Magnetfeldabhängigkeit des Energietransfers wird daher in der oben aufgeführten Theorie nicht untersucht. In Polymeren könnte z.B. die Exzimerformationsrate magnetfeldabhängig sein. Untersuchungen zu diesem Gebiet sind aber bisher nicht bekannt.

Nach dem Abriß der Theorie von Johnson und Merrifield soll noch einmal auf die Hypothese, nach der Exzitonen an den Magnetfeldeffekten in Polymeren beteiligt sind, hingewiesen werden. Exzitonen bestreiten in einem Polymer ohne Zweifel den wichtigsten Anteil der intramolekularen Energietransferprozesse [Klö 83,Gui 85]. Exzimerbildung wie in PS stützt die These von der Exsistenz der Exzitonen, Triplettexzitonen zeigen in organischen Kristallen magnetfeldabhängig eine Modulation der Intensität der verzögerten Fluoreszenz.

...

Blömker et al. haben durch Messung der Lumineszenz von SCSN-38 nach direkter optischer Stimulation von b-PBD in Magnetfeldern bis 0.25 *Tesla* einen Einfluß auf die Lumineszenz ausschließen können [Blö 90].

Ein Magnetfeldeinfluß besteht demnach entweder bei der Rekombination der Elektronen mit den Molekülionen (Theorie von Brocklehurst), bei der Bildung von zum Energietransfer Polymer \longrightarrow Additiv fähigen Zentren im Polymer (Exzimerformation, Triplettfusion) oder beim Übergang der Energie vom Polymer auf die Additive.

64

- **4**

Kapitel 5

Messungen mit einem Testkalorimeter

5.1 Einleitung

Die Untersuchungen des Magnetfeldeinflusses auf die Kalorimetersignale wurden in dieser Arbeit nut parallel (longitudinal) und senkrecht (transversal) zur Achse eines Testkalorimeters gerichteten Feldern vorgenommen. Die Messungen wurden in zwei verschiedenen Magneten, die in unterschiedlichen Teststrahlen des DESY II-Synchrotrons stehen, durchgeführt. Die Versuchsaufbauten unterscheiden sich nur punktuell. In Abschnitt 5.2 dieses Kapitels wird der Aufbau für Messungen in longitudinalen Magnetfeldern ausführlich besprochen und im Abschnitt 5.3 werden dann die Besonderheiten der Messungen in transversalen Magnetfeldern diskutiert.

5.2 Aufbau für die Messung in longitudinalen Feldern

Die Messungen mit Magnetfeldern parallel zur Kalorimeterachse fanden am DESY-Teststrahl 22 statt. Dort steht ein Solenoid zur Verfügung, der bei einer Stromaufnahme von 6 kA ein Feld von etwa 1 *Tesla* in seiner geometrischen Mitte erzeugt. Das maximale Feld des Magneten entspricht damit dem im ZEUS-Kalorimeter maximal auftretenden Wert. Eine schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abb. 5.1 dargestellt. Im folgenden werden die verschiedenen Komponenten des Aufbaus erläutert.

5.2.1 Der Magnet

Das Magnetfeld wurde längs der z-Achse vermessen. Abb. 5.2 zeigt die Abhängigkeit der z-Komponente des Magnetfeldes als Funktion der Entfernung von der Spulenmitte für eine Magnethälfte bei x=y=0. Das Magnetfeld bleibt in Achsenrichtung auf einer Länge von $z=\pm 10$ cm innerhalb einer Abweichung von 2% des Nominalwertes. Dieser Bereich genügt für das Kalorimeter, da der sensitive Teil nicht länger als 20 cm ist. Um das maximale Feld im Kalorimeter zu erhalten, muß es jedoch in der Mitte plaziert werden.

ln x- und y-Richtung wurden hei z=0 und $z=\pm 10$ cm ebenfalls Messungen der Magnetfeldhomogenität durchgeführt. Bei Feldern von 0.01, 0.1 und 1 *Tesla* in der Mitte betragen die Abweichungen im Bereich des Kalorimeters weniger als 2% des Nominalwertes. Messungen des Magnetfeldes im Bereich der Fotoröhren ergaben- bei einem zentralen Feld von 1 *Tesla*- einen Wert von 0.012 *Tesla*.



Abbildung 5.1: Aufbau am Teststrahl 22. Links ist das Ende des Bleikollimators zu sehen. Danach folgen die Teilchendetektoren des Strahltriggersystems. Das Testkalorimeter befindet sich innerhalb des Solenoids.

Nach Anbringung einer Eisenabschirmung um die Fotoröhren bleibt noch ein Restfeld von 0.5 m Tesla, das durch die μ -Metallummantelung¹ der Fotoröhren weiter abgeschwächt wird. Die Abb. 5.4 zeigt, daß selbst ein Feld von 0.01 Tesla durch die Röhrenummantelung auf ein Restfeld von ~ 10^{-4} Tesla reduziert wird. Allerdings ist die Verstärkung von Fotoröhren extrem magnetfeldempfindlich. Die Verstärkung einer ungeschützten Röhre kann unter dem Einfluß eines weniger als 10^{-4} Tesla betragenden Magnetfeldes auf weniger als 20% des sonst erreichbaren Wertes absinken. Die Abschirmung der Fotoröhren ist deshalb ein ernsthaftes Problem, und die Fotoröhrenverstärkung muß überwacht werden.

Das Magnetfeld wird durch das Einstellen eines Magnetstroms gewählt. Der Magnetstrom liefert über einen niederohmigen Widerstand eine Monitorspannung, die als Magnetstromreferenz dient. In Abb. 5.3 ist die z-Komponente des Magnetfeldes gegen die Monitorspannung dargestellt. Während des Experiments wurde das Magnetfeld durch eine auf dem Kalorimeter angebrachte Hallsonde überwacht. Die Reproduzierbarkeit der Magnetfelder lag innerhalb von 2%. Es können Magnetfelder zwischen 0.01 und 1 Tesla eingestellt werden.

5.2.2 Der Teststrahl

Ein Teststrahl des DESY II-Synchrotrons stellt dem Benutzer Elektronen oder Positonen mit wählbarer Energie zur Verfügung. Die DESY-Teststrahlen erhalten die Teilchen aus dem primären Elektronenstrahl des Synchrotrons. Die Elektronen im Synchrotron erzeugen an einem internen Kohlefadentarget energetische γ -Quanten durch Bremsstrahlung. Die harten γ -Quanten treffen auf ein Konversionstarget aus Kupfer und erzeugen durch Paarbildung Elektron-Positronpaare, die dann durch einen Magneten nach ihrein Impuls selektiert in das Teststrahlgebiet abgelenkt werden. In der Teststrahlzone passieren die Teilchen einen Bleikollimator von 30 cm Länge und einer quadratischen Öffnung von 7×7 mm^2 .

Die Energien der Teststrahlteilchen können zwischen 0.5 und 6 GeV gewählt werden. Die Messungen der Magnetfeldeffekte wurden nur für eine Energie durchgeführt, da hereits vorliegende Studien [Mai 90] keine bzw. nur eine schwache Energieabhängigkeit ergaben.

¹µ Metall ist ein Metall hoher Permeabilität





Mittelpunkt als Funktion der Monitorspannung.

Für das Experiment wurden Elektronen und Positronen mit einer Energie von $3 G \in V$ ausgewählt.

5.2.3 Das Srahltriggersystem

Das am Teststrahl 22 für Strahlereignisse eingesetzte Triggersystem besteht aus drei Teilchendetektoren. In Abb. 5.1 sind die drei Triggerdetektoren mit P. F1 und F2 bezeichnet. Zur Definition der Strahllage dienen die zwei vor dem Solenoid plazierten Detektoren F1 und F2. Sie überlappen sich auf einer Fläche von 1 cm^2 . Der dritte Szintillator steht direkt hinter dem Bleikollimator. Eine Koinzidenz aller drei Triggerdetektoren definiert ein einlaufendes Teilchen. Der Abstand des am Kollimator plazierten Detektors von den beiden anderen vor dem Solenoid aufgestellten Detektoren beträgt 4 m. Das entspricht einem Öffnungswinkel von 2.5 mrad.

5.2.4 Das Testkalorimeter

Eine Skizze des Kalorimeters ist in Abb. 5.5 zu sehen. Der empfindliche Teil des Testka lorimeters ist etwa 25 Xn lang und besteht aus

- 1. 25 Platten aus abgereichertem Uran als Absorber (die Maße der Platten sind 199× $199 \times 3.1 \ mm^3$),
- 2. 26 Platten aus dem Plastikszintillator SCSN-382 als Detektor (die Maße der Platten sind $200 \times 200 \times 2.5 \ mm^3$).

Es wird an seiner Vorderfront durch eine 1 cm dicke Aluminiumplatte abgeschlossen. Um die Szintillatorplatten vor Druck zu schützen, befinden sich zwischen den Uranplatten Abstandshalter mit einer Kantenlänge von 4 mm. Die Szintillatoren sind in Aluminiumfolje eingepackt.



Abbildung 5.4: Abschirmung der Fotoröhren im ZEUS-Kalorimeter und im Testkalorimeter. Dargestellt ist die z-Komponente des Magnetfeldes längs der Fotoröhrenachse [ZEU 89].



Abbildung 5.5: Das Testkalorimeter

Die Uranplatten sind alle in 0.2 mm starke, nicht magnetische Folien aus V2A-Stahl eingeschweißt. Der Magnetfeldeffekt wurde nut folgenden Uranummantelungen gemessen :

- 1. 0.2 mm nicht magnetische Standardfolie (V2A).
- 2. Standardfolie und 0.2 mm nicht magnetische Folie (V2A),
- 3. Standardfolie und 0.2 mm magnetische Folie (C10).

Die benutzten Zusatzfolien hatten die Abmessungen 199×203×0.2 mm³. Sie wurden für die Messungen zwischen den Abstandshaltern festgeklemmt, so daß die innere Lage immer die nicht magnetische Standardfolie und die äußere Lage die Zusatzfolie bildete. Abb. 5.6 zeigt die Anordnung der Folien im Experiment. Ein Abstandshalter ist ebenfalls in der Skizze angedeutet. Eine Zusammenstellung, der für die Kalorimetrie mit dem Testkalorimeter wesentlichen Größen, ist in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die effektiven Werte wurden

²SCSN-38 ist ein Produkt von Kyowa Gas

Material	Dicke	Dichte×Dicke	Dicke	
	[<i>mm</i>]	[g cm ⁻²]	$[X_0]$	
V2A	0.2	0.157	0.011	
Uran	3.1	5.875	0.969	
V2A	0.2	0.157	0.011	
Al	0.1	0.027	0.001	
SCSN-38	2.5	0.265	0.006	
Al	0.1	0.027	0.001	
Luft	1.3	$\rho = 0.0012 g \ cm^{-3}$		
Summe	7.5	6.508	1.000	
effektive	s X ₀	$6.4 g \ cm^{-2}$ (0.)	78 cm)	
effektiv	es €o	10.8 MeV		
effektive	т рм	1.52 cm		
effektiv	es p	8.26 g cm ⁻³		

Tabelle 5.1: Eine Samplinglage und die effektiven Werte des Testkalorimeters.

nach den Gln. 2.3, 2.4, 2.9 sowie für die effektive Dichte nach

$$\rho^{eff} = \frac{1}{\sum_{j=1}^{m} l_j} \left(\sum_{j=1}^{m} l_j \rho_j \right)$$

berechnet. Nach den Gln. im Kapitel 2.4.1 ist die Länge eines Schauers von einem 3 GeVElektron L(98%) = 20.1 X_0^{eff} = 15.68 cm und die radiale Ausdehnung beträgt R(95%) = 3.04 cm. Die Energieauflösung ergibt sich nach Gl. 2.8 für das Testkalorimeter zu

$$rac{\sigma}{\overline{E}}\simeq rac{17\%}{\sqrt{\overline{E}}}$$

Das Testkalorimeter unterscheidet sich in einigen Details von den elektromagnetischen Sektionen des ZEUS-Kalorimeters. Im ZEUS-Kalorimeter sind die Uranplatten 3.3 mm stark und beim Einsatz von C10 bildet diese Folie die innere Lage. Die Szintillatorplatten sind im Unterschied zum Testkalorimeter 2.6 mm dick und in im UV-Bereich hochreflektierendes weißes Papier eingepackt, das zur Verbesserung der Uniformität mit einem schwarzen Muster versehen ist.

Der Stack wird an zwei Seiten auf seiner gesamten Höhe durch je einen Wellenlängenschieber ausgelesen. Der Wellenlängenschieber hesteht aus dem Polymer PMMA als Matrix und ist mit dem aktiven Chromophor Y-7 in einer Konzentration von 45 ppm dotiert. Zusätzlich enthält der Wellenlängenschieber einen UV-Absorber, der Licht mit Wellenlängen < 360 nm absorbiert. Y-7 ist eine Substanz, die Licht im Bereich von 450 nm durch Absorption und anschließende Reenussion in den Wellenlängenbereich von 490 nun "verschiebt". Der Wellenlängenschieber ist speziell für den Szintillator SCSN-38 konzipiert worden [Kam 83]. Durch die Absorptions- Reemissionskette des Szintillators und des Wellenlängenschiebers wird das primäre Licht der Polystyrolmatrix von SCSN-38 an den Bereich maximaler Quantenausbeute der benutzten Fotoröhren R580³ angepäßt (siehe Abb. 5.7). Die Wellenlängenschieber befinden sich in einer Cassette aus 0.2 mm Stahlblech.



Abbildung 5.6: Anordnung der Folien an einer Uranplatte.

Hochreflektierende Aluminiumfolie umgibt die Wellenlängenschieber außer auf der dem Szintillator zugewandten Seite und garantiert einen optimalen Lichttransport. Um den Lichttransport durch Totalreflektion zu gewährleisten, dürfen die Wellenlängenschieber keinen Kontakt zum Stack haben. Der nötige Abstand wird durch je zwei den Wellenlängenschieber auf seiner ganzen Länge umgebenden Nylonfäden hergestellt.

Kurz vor den Fotoröhren ist je eine Lichtfaser in die Wellenlängenschieber eingekoppelt. Die Lichtfasern geben grünes Licht einer Diode auf die Fotokathoden der Fotoröhren. Die Lichtpulse und Schwankungen in der Pulsintensität werden dadurch von den beiden Fotoröhren gleich wahrgenommen.

Die Fotoröhren R580 werden mit Spannungen von 1200 bis 1800 Volt betrieben. Wie auch im ZEUS-Kalorimeter wurden aktive Cockroft-Walton-Basen zur Spannungsversorgung henutzt (Skizze siehe 5.8).

Die Aufteilung der Spannung längs der Dynodenkaskade läßt sich direkt aus dem Schaltbild entnehmen. Sie beträgt beginnend mit dem Anode/erste Elektrode Elektrodenpaar bei der benutzten zehnstufigen Dynodenkaskade 3:2:2:2:1:1:1:1:1:1:2. Cockroft-Walton-Basen haben gegenüber passiven Spannungsteilern den Vorteil höherer Betriebssicherheit, haben eine bessere Stabilität der Spannung bei höheren mittleren Anodenströmen und haben durch eine geringere Leistungsaufnahme den weiteren Vorteil einer geringeren Wärmeabgabe. Da die Verstärkung von Fotoröhren temperaturabhängig ist, erlauben Cockroft-Walton-Basen einen stabileren Betrieb der Fotoröhren.

Über einem Spannungsteiler wird ein Tausendstel der generierten Hochspannung am Ende der Kaskade durch ein Digitalvoltmeter ausgelesen. Diese Spannung wird als Monitor der Stabilität der Hochspannung im Experiment benutzt. Die Abweichungen vom Nominalwert betrugen maximal 0.5 *Volt.* Die angelegten Hochspannungen betrugen zwischen 1300 und 1700 *Volt.*

5.2.5 Datennahmesystem

Es wurden fünf verschiedene Signalarten bei den Messungen genommen :

³Die R580 ist ein Hamamatsu Produkt



Abbildung 5.7: Absorptions- Reemissionskette von SCSN-38 und Y-7 [ZEU 89].

- **BEAM** Signal von Strahlteilchen (Elektronen und Positronen mit einer Energie von 3 GeV).
- UNO Signal der Uranradioaktivität mit angeschaltetem Integrator (Erklärung im folgenden Text).
- LED Signal der Lichtimpulse der Diode; es dient als Monitor für die Stabilität der Verstärkung der Fotoröhren.
- PED Pedestal der ADC's für BEAM und LED Signale mit angeschalteter Spannungsversorgung der Fotoröhren aber abgeschaltetem Integrator.
- UPED Pedestal der ADC's für UNO Signale nach Abschaltung der Spannungsversorgung der Fotoröhren und mit angeschaltetem Integrator.

Die Signale werden durch einen Analogdigitalkonverter (ADC)⁴ digitalisiert. Diese ADC's sammeln die während einer vom Benutzer wählbaren Zeit (der Gatezeit) in sie fließende Ladung. Der Pedestal entstpricht dem digitalen Wert, wenn kein Nutzsignal anliegt. Zur Festlegung des Pedestals wird in die ADC-Elektronik während der Gatezeit ein kleiner Strom injiziert. Pedestals sind daher von der angelegten Gatezeit abhängig. In dem Experiment treten auf Grund unterschiedlicher Gatezeiten und der unterschiedlichen Verarheitungselektronik für BEAM und LED Messungen einerseits, sowie den UNO Messungen andererseits, zwei Typen von Pedestals auf.

Für das UNO- bzw. das LED- und BEAM-Signal ist eine unterschiedliche Verarbeitungelektronik notwendig. Sie wird in Abb. 5.9 dargestellt. Die Uranradioaktivität deponiert



Abbildung 5.8: Schaltskizze einer Cockroft-Walton Spannungsversorgung



BEAM/UND

Abbildung 5.9: Signalverarbeitung (Integrator des UNO-Signals). Der Schalter wird durch das Datennahmeprogramm gesteuert.

in der maximalen Gatezeit eines ADC's von 200 ns nur etwa 1 MeV im aktiven Teil des Kalorimeters (siehe Kap. 3.2.1), ein 1 GeV Schauer deponiert jedoch 4% seiner Energie, also 40 MeV, im detektierenden Kalorimetervolumen. Das Verhältnis wird umso schlechter, je höher die maximale Energie der zu messenden Teilchen und je kleiner die Gatezeit für das Uransignal ist. Zusätzlich unterliegt das Uransignal, innerhalb der maximalen Gatezeiten der ADC's von 200 ns, großen statistischen Schwankungen. Die Halbwertszeit $T_{1/2}$ abgereicherten Urans beträgt 4.5 × 10⁹ Jahre, woraus eine spezifische Aktivität a^{*} von

$$\frac{N_0}{A} \times \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = 1.23 \times 10^4 \frac{\text{Zerfälle}}{\text{g s}}$$

resultiert. Das gibt nút der Dichte $\rho = 19.04 \text{ g/cm}^3$ eine Volumenaktivität ä von

$$\rho \times \sigma^* = 2.34 \times 10^5 \frac{\text{Zerfälle}}{\text{cm}^3 \text{ s}}$$

In einem Volumen von $25 \times 0.31 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$ (Uranvolumen des im Experiment benutzten Testkalorimeters) erhält man 0.73 10⁹ Zerfälle/s. Von diesen Zerfällen findet nur

⁴10 bit ADC, LeCroy 2249a

ein Bruchteil von 0.08/0.31 in der Randschicht statt, aus der die β -Teilchen entweichen können, von denen bei isotroper Emission nur die Hälfte in Richtung Szintillator emittiert wird. Damit ergibt sich eine Zahl von $10^8 \beta$ -Teilchen, die pro Sekunde im Szintillator Energie deponieren. In 200 ns deponieren nur etwa 20 β -Teilchen Energie, so daß das UNO-Signal ohne zusätzliche Maßnahmen stark schwanken würde.

Die Elektronik der UNO-Messungen muß das UNO-Signal also mit einer ausreichenden Zeitkonstanten integrieren, um ein zeitlich stabiles Signal zu erhalten. Das wird mit einer Schaltung aus zwei Operationsverstärkern erreicht.

Der erste Operationsverstärker wirkt als Integrator. Der Kondensator wird aufgeladen und entlädt sich mit der Zeitkonstanten des RC-Gliedes $\tau=1$ s. Das UNO-Signal wird erst einige Sekunden nach Schliessen des UNO-Kreises genommen, so daß der Kondensator entsprechend dem UNO-Strom aufgeladen ist. Der zweite Operationsverstärker wirkt als Inverter.

Das Datennahmeprogramm läuft auf einem VME-135 Computer⁵. Der Rechner wird mit dem Betriebssystem OS9 betrieben. Er liest den ADC über einen CAMAC-Bus aus.

Zur Steuerung des Zeitpunktes der Auslese des ADC dient ein Triggerimpuls. Der Rechner wird dann angesprochen, wenn sein Bereitsignal auf dem sogenannten BUSY-Ausgang und ein Triggersignal, also das digitale Signal eines akzeptierten Ereignisses, gleichzeitig vorliegen. Einzig der Triggerimpuls der BEAM-Ereignisse wird durch das Strahltriggersystem extern erzeugt.

Eine vollständige Darstellung der Triggerlogik findet sich in Bild 5.10. Die Auswahl des



Abbildung 5.10: Schaltskizze der Triggerlogik

zuständigen Generators für das Erzeugen der Gatezeit erfolgt durch das Verknüpfen des Ausgangssignal BEAM/UNO des Rechners, das die Elektronik für die Verstärkung und Glättung des UNO-Stromes aktiviert, mit dem Ausgang aus dem ODER, in das alle Triggersignale eingespeist sind.

⁵Prozessor Motorola 68000

5.3 Aufbau für die Messungen im transversalen Feld





Die Messungen wurden im Teststrahl 21 durchgeführt. Der Aufhau unterscheidet sich nur im benutzten Magneten und einem anderen Strahltriggersystem von dem Aufhau im Teststrahl 22. Eine Skizze des Aufbaus zeigt Abb. 5.11.

Der Magnet ist in diesem Fall ein Dipolmagnet mit einer Jochhöhe von 40 cm, der auf einer Tiefe von 40 cm ein bis auf 2% konstantes Feld erzeugt. Das Feld ist also im Bereich des empfindlichen Teils des Kalorimeters homogen. Der Magnet erzeugt Felder von 0.01 bis 1.4 Tesla.

Das Strahltriggersystem besteht aus den gleichen Komponenten wie im Teststrahl 22, nur die Geometrie ist etwas verschieden. Der erste Detektor P befindet sich direkt hinter dem Bleikollimator und ist 2m von der Vorderfront des Kalorimeters entfernt. Die Zähler F1 und F2 befinden sich 1m vor dem Kalorimeter, entsprechend einem Öffnungswinkel von 5mrad.

5.4 Durchführung des Experiments

Die Versuchsdurchführung gliedert sich in

- 1. Tests von einzelnen Komponenten und
- 2. die Datennahme.

5.4.1 Tests

Getestet wurden

- die Fotoröhren durch Messung der Verstärkung in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung.
- die Lichtdichtigkeit des Kalorimeters,
- die Funktionsfähigkeit des Kalorimeters durch Bestimmung der Energieauflösung.
- die Homogenität des Magnetfeldes.

Magnetfeldeinflüsse auf die Fotoröhren.

Röhren#	C	к
	[Volt - *]	
1	6 -10-14	6.07
2	$2 \cdot 10^{-16}$	6.90

Tabelle 5.2: Parameter der Fotoröhren

5.4.1.1 Fotoröhrentest

Die Fotoröhren wurden durch Bestimmung der charakteristischen Konstanten der Verstärkung getestet. Dazu wurde das LED-Signal in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung genonumen. Die Verstärkung V einer Fotoröhre kann wie folgt parametrisiert werden

$$V(U) = c U^{\kappa}$$

mit

U : angelegte Hochspannung [Volt].

Für die Pulshöhe (LED) des Signals einer Fotoröhre auf einen Diodenpuls gilt

$$(LED(U)) S = V(U) N_{pe} \epsilon$$
 (5.1)

mit

 \mathbf{N}_{pe} : Anzahl der an der Fotokathode entstehenden Fotoelektronen

- V(U) : Fotoröhrenverstärkung
- S : Empfindlichkeit des ADC ($S = \frac{1}{4} pCb/Kanal$)
- e : Elementarladung.

Die Zahl der Fotoelektronen kann nach Anwendung der Poissonstatistik aus den Verteilungen der LED Messungen mit Schwerpunkt (\rangle) und Standardabweichung σ zu

$$N_{\rm pr} = \left(\frac{\langle \rangle}{\sigma}\right)^2 \tag{5.2}$$

berechnet werden. Durch Einsetzen in die Gl. 5.1 und Logarithmieren ergibt sich

$$\ln c + \kappa \ln U = \ln \frac{S}{\epsilon} + \ln \frac{\sigma^2}{\langle \cdot \rangle}.$$

Aus dieser Formel wurden die Parameter der Fotoröhren bestimmt. Die Parameter der benutzten Fotoröhren sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. Die Werte liegen in dem für diese Fotoröhren üblichen Bereich. Beide Fotoröhren zeigen ab einer Spannung von 1100 Volt die erwartete Abhängigkeit der Verstärkung von der Hochspannung.

5.4.1.2 Lichtdichtigkeit des Kalorimeters

Das Kalorimeter wurde nach Beendigung der Umbauten vor den verschiedenen Messungen im geschlossenen Zustand mit einer Lichtquelle bestrahlt, um etwaige Lichtlecks durch ein zusätzliches Signalrauschen zu finden und zu beseitigen. Für die Tests wurde ein Oszilloskop an die Ausgänge der Fotoröhren angeschlossen. Lichtlecks konnten nicht festgestellt werden.

5.4.1.3 Energieauflösung



Abbildung 5.12: Relative Energieauflösung des Kalorimeters

Die relative Energieauflösung heider Kanäle zeigt Abb. 5.12. Die Messung der Energieauflösung des Kalorimeters fand im Teststrahl 21 statt. Das Pulshöhenspektrum von je 10000 Teilchen mit Energien von 1 bis 6 GeV wurde ausgewertet und ergab eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E}=\frac{24\%}{\sqrt{E}}$$

Dieser Wert unterscheidet sich erheblich von dem nach den Überlegungen in Abschnitt 2.3 erwarteten Wert von $17\%/\sqrt{E}$. Aus dem LED-Spektrum und dem BEAM-Spektrum von 3 GeV Elektronen in Abb. 5.13 ergibt sich unter Benutzung der Gl. 5.2, in guter Übereinstimmung mit der Abschätzung in Abschnitt 2.3.3 eine Fotoelektronenzahl von ~ 150 pro GeV und Fotoröhre. Damit ist der Beitrag der Samplingfluktuationen zur Energieauflösung $22.5\%/\sqrt{E}$. Die Abweichung von dem in der Literatur angegebenen Wert von $15\%/\sqrt{E}$ läßt sich nur durch die Energieunschärfe des Teststrahls erklären. Nimmt man die Fehler durch Samplingfluktuationen zu $15\%/\sqrt{E}$ an, so ergibt sich die Energieunschärfe des Teststrahls zu 9% bei 3 GeV.

5.4.1.4 Homogenität des Magnetfeldes

Auf die Magnetfeldhomogenitäten wurde schon in den Abschnitten 5.2.1 und 5.3 eingegangen.

5.4.1.5 Magnetfeldeinflüsse

Die Verstärkung der Fotoröhren hängt von dem Magnetfeld im Bereich der Röhre ab. Die Magnetfeldabhängigkeit des LED-Signals wurde daher überprüft, und es wurde versucht, die Magnetfeldabschirmung zu verbessern. Vor allem im longitudinalen Feld ist eine Abschirmung gegen das Eindringen des Magnetfeldes durch den Kalorimeterkörper nur schwer zu erreichen.

Im longitudinalen Feld tritt bei einem zentralen Feld von 1 Tesla eine relative Änderung des LED-Signals von $\sim 0.3\%$ für Röhre 1 und $\sim 1\%$ für Röhre 2 auf. Im transversalen Feld liegen die Änderungen des LED-Signals bei 1.4 Tesla hei maximal 3% für Röhre 1 und 1% für Röhre 2. Bis 0.8 Tesla liegt die maximale Änderung beider Röhren bei 0.3%. Die gemessenen Signale wurden deshalb um die Änderung der Verstärkung mit dem LED-Signal korrigiert. Die Diodenintensität, und damit auch die Anzahl der Fotoelektronen die bei einem Diodenpuls entstehen, ist in erster Näherung magnetfeldunabhängig. Aus Gleichung 5.1 ergibt sich

$$\frac{V(0)}{V(B)} = \frac{\langle LED(0) \rangle}{\langle LED(B) \rangle}$$

Daraus ergibt sich die Korrektur eines Signales (S(B)) auf eine Verstärkung bei B=0 zu

$$\langle S(B) \rangle_{kor} = \frac{\langle LED(0) \rangle}{\langle LED(B) \rangle} \langle S(B) \rangle_{gem}$$

mit

$(S(B))_{gem}$: gemessenes Signal bei Magnetfeld B
$\langle S(B) \rangle_{kar}$: auf Verstärkung bei B=0 korrigiertes Signal.

Die Vorraussetzung für die LED-Korrektur ist die Unabhängigkeit der Diodenintensität vom Magnetfeld. Nach [Bam 91] wurde bei 0.1 *Tesla* an einer Diode eine Änderung des Signals von 0.3% festgestellt. Die benutzte Diode ist zusätzlich mit einer μ -Metallröhre abgeschirmt worden. Das Feld war danach an der Diode < 0.5 *mTesla* groß. Die Magnetfeldabhängigkeit des Lichttransportes in den Wellenlängenschiebern wurde von [Blö 90] untersucht. Eine obere Grenze für eine Magnetfeldabhängigkeit ist 0.1%.

5.5 Das Meßprogramm

Nachdem in einer vorhergehenden Diplomarbeit [Mai 90] der Einfluß eines transversalen Magnetfeldes auf das Signal des Testkalorimeters unter Benutzung der 0.2 mm V2A Ununantelung der Uranplatten untersucht wurde, wurden in dieser Arbeit folgende, im ZEUS-Kalorimeter ebenfalls auftretende Anordnungen untersucht :

- 0.2 mm V2A Ummantelung in longitudinalen Feldern bis 1 Tesla,
- 0.4 mm V2A in longitudinalen und transversalen Feldern bis 1.4 Tesla.
- 0.2 mm V2A/0.2 mm magnetisches C10 in longitudinalen und transversalen Feldern.

Ummantelung	Magnetfeld [<i>Tcsla</i>]	Teststrahl
0.2 mm V2A	0.01-1.00	22
	(longitudinal)	
0.4 mm V2A	0.01-1.00	22
	(longitudinal)	
0.4 mm V2A	0.01-1.40	21
	(transversal)	
0.2 mm V2A/	0.01-1.00	22
0.2 mm C10	(longitudinal)	
0.2 mm V2A/	0.01-1.40	21
0.2 mm C10	(transversal)	

Tabelle 5.3: Eingesetzte Ummantelungen und Magnetfelder

Tabelle 5.3 faßt die untersuchten Anordnungen zusammen. Die Signale wurden bei jeweils eingestelltem Magnetfeld in einer festen Abfolge genommen :

UPED ... [UNO LED PED BEAM PED LED UNO] ... UPED

Um temperaturbedingte Driften in der Elektronik und den Fotoröhren korrigieren zu können, wurden alle 2 Stunden Meßreihen mit ausgeschaltetem Magnetfeld durchgeführt. Diese Messungen werden als Nullfeldmessungen bezeichnet. Die Pedestal der UNO-Signale (UPED) können nur bei abgeschalteter Hochspannungsversorgung der Fotoröhren genommen werden. Sie wurden zu Beginn und Ende aller Messungen mit einer Anordnung bei ausgeschaltetem Magnetfeld gemessen.

Die Verstärkung von Fotoröhren ist neben der Hochspannung von der Temperatur abhängig. Um ein stabiles Arbeiten der Fotoröhren nach Einschaltung ihrer Hochspannung durch Einstellung einer stabilen Temperatur zu erreichen, wurde ab der ersten UPED-Messung etwa 12 Stunden gewartet, bis mit der eigentlichen Messung begonnen wurde.

Die Datenqualität konnte während der Messung durch ein Monitorprogramm von G. Drews und K. Dierks überwacht werden.

5.6 Datenauswertung

,

An den Teil des Pulshöhenspektrum der innerhalb eines Bereichs von vier Standardabweichungen um den arithmetischen Mittelwert liegt, wurde hei den LED- und BEAM-Spektren eine Gaußfunktion angepaßt. Die daraus resultierenden Schwerpunkte der Verteilungen und die Standardabweichungen auf den Mittelwert wurden dann weiterverarbeitet.

Die Spektren der UNO-, UPED- und PED-Messungen sind stichprobenartig auf Pulseinträge, die weit vom Mittelwert abweichen, überprüft worden. Für UNO-, UPEDund PED-Messungen wurden der arithmetische Mittelwert und die Standardabweichung der Daten, die in einem Bereich von vier Standardabweichungen um den Mittelwert der unbereinigten Daten lagen, weiterverarbeitet.

Die Abb. 5.13 zeigt typische Spektren einer BEAM-, LED-, UNO- und UPED-Messung,



Abbildung 5.13: Spektren der verschiedenen Signale. BEAM ist das Spektrum von 3 GeVElektronen. An das BEAM- und LED-Spektrum wurde eine Gaußfunktion angepaßt.



Abbildung 5.14: UPED Mittelwerte über einen Zeitraum von 20 Tagen

Die Pedestals des UNO-Signals werden durch lineares zeitliches Interpolieren aus den beiden zugehörigen UPED-Signalen errechnet.

Um die Stabilität der Pedestal zu überprüfen, wurden sie in Abhängigkeit von der Zeit und vom Magnetfeld betrachtet. Eine Magnetfeldabhängigkeit war nicht festzustellen. Die Stabilität der UPED kann an Abb. 5.14, die die UPED-Pulshöhen von UPED-Messungen über einen Zeitraum von 20 Tagen darstellt, abgelesen werden. Das UPED-Signal ändert sich in diesem Zeitraum um etwa 3 ADC-Kanäle. Der Nullfeldwert der Signale wurde aus den zugehörigen Nullfeldmessungen durch Interpolation errechnet. Die Nullfeldmessungen geben daher einen Aufschluß auf den Fehler der Interpolation des Nullfeldwertes. Die Änderung der Nullfeldwerte ist auf temperaturabhängige Driften in der Elektronik und der Verstärkung der Fotoröhren zurückzuführen.

Die relative Abweichung eines Signals gegenüber dem Nullfeldwert wird wie folgt berechnet

$$\frac{\Delta S}{S}(B) = \frac{S(B,t) - S_0(t)}{S_0(t)}$$
(5.3)

$$S(B,t) = \langle M(B,t) \rangle - PED(t)$$
(5.4)

$$PED(t) = PED(T_1) + \frac{t - T_1}{T_2 - T_1} \left(PED(T_2) - PED(T_1) \right)$$
(5.5)

$$S_0(t) = S_0(T_1) + \frac{t - T_1}{T_2 - T_1} \left(S_0(T_2) - S_0(T_1) \right)$$
(5.6)

$$S_0(T_i) = \langle \langle M(0,T_i) \rangle - PED(T_i) \rangle$$
(5.7)

mit

 $\begin{array}{lll} \langle M(B,t)\rangle & : \mbox{ Mittelwert der Verteilung der Pulshöhen} \\ PED(t) & : \mbox{ interpolierter Pedestal} \\ PED(T_i) & : \mbox{ Pedestal zum Zeitpunkt } T_i \\ S_0(t) & : \mbox{ interpolierter Nullfeldwert} \\ S_0(T_i) & : \mbox{ Nullfeldwert zum Zeitpunkt } T_i \end{array}$

50

t	: Zeitpunkt der Messung
Τ1	: Zeitpunkt der vorhergehenden zur Interpolation benötigten Messung
T.	

T₂ : Zeitpunkt der nachfolgenden zur Interpolation benötigten Messung.

Diese Formeln werden bei der Berechnung der Fehler von $\Delta S/S$ nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz aus den Einzelfehlern mitbenutzt.

Die Datenauswertung wurde auf einem DEC-Computer der ZEUS-Kollaboration unter Benutzung der Programmpakete HBOOK und PAW [Bru 89] ausgeführt.

Die Parameter einer jeden Messung, wie Zahl der genommenen Ereignisse, mittlere Pulshöhen der Nullfeldmessungen und die an die Fotoröhren angelegten Hochspannungen, sind im Anhang B zusammengestellt.

5.7 Ergebnisse der Messungen

5.7.1 Messungen mit der Standardummantelung

5.7.1.1 Longitudinales Feld

Die Anzahl der genommenen Ereignisse wurde so gewählt, daß der statistische Fehler einer einzelnen Messung bei etwa 0.1% liegt. Die Zahl der benötigten Ereignisse kann nach der Formel für den Fehler des Mittelwertes $\sigma_{(1)}$ berechnet werden

$$\sigma_{()} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$$

mit

 σ : Fehler der Einzelmessung (Breite der Verteilung)

N : Anzahl der Ereignisse.

Um den Auswertungsgang überprüfen zu können, wurde die relative Abweichung der BEAM- und UNO-Signale in drei Stufen berechnet :

- 1. keine Subtraktion der Pedestal aber Interpolation Nullfeldwerte.
- 2. Subtraktion des zeitlich nächsten Pedestals und Interpolation der Nullfeldwerte.
- 3. Interpolation der Pedestal und Interpolation der Nullfeldwerte.

Der Magnetfeldeffekt kann am besten auf einer logarithmischen Magnetfeldachse dargestellt werden. $\Delta S/S$ wird im folgenden immer gegen InB aufgetragen. Die Abbildung 5.15 zeigt den ersten und letzten Schritt der drei Verabeitungsstufen für heide Kanäle und beide Signalarten. Die Subtraktion der Pedestal bewirkt eine Änderung der relativen Abweichung von maximal 0.4%.

Die relative Abweichung des LED-Signals ist in Abb. 5.16 dargestellt. Bei 1 Tesla beträgt die Abweichung der Röhre 1 0.3% und die Abweichung der Röhre 2 0.8%. Das entspricht bei einer relativen Abweichung von UNO von 5% einer Korrektur von 0.3%.

Abh. 5.18 zeigt die Resultate der UNO- und BEAM-Messungen nach der Korrektur der magnetfeldabhängigen Verstärkung. UNO stimmt nach der Korrektur bis auf Differenzen von maximal 0.3% überein. Die relative Abweichung der Mittelwerte beider Kanäle ist in Abb. 5.17 für BEAM und UNO dargestellt.



Abbildung 5.15: Verschiedene Stufen der Auswertung. Dargestellt ist die relative Signaländerung ohne Pedestalsubtraktion und nach Subtraktion der durch Interpolation ermittelten Pedestals.





Abbildung 5.18: UNO und BEAM nach der LED-Korrektur (long. Feld, 0.2 mm)

Fehlerbetrachtung

Der statistische Fehler der Messung wurde nach

$$\sigma_{\frac{\Delta S}{S}} = \frac{\sigma_{(M)}}{S_0(t)} \oplus \frac{\sigma_{PED(T_1)}}{S_0(t)} \oplus \frac{\sigma_{PED(T_2)}}{S_0(t)} \oplus \frac{\sigma_{S_0(t)}}{S_0(t)}$$
(5.8)

bestimmt, wobei der Fehler von S₀(t) nach einer ähnlichen Formel berechnet wurde. Diese Formel gilt unter Berücksichtigung daß

$$\frac{\langle M \rangle - PED(t)}{S_0(t)} \approx 1$$

ist.

Der systematische Fehler auf Grund der Interpolationen kann nach den Abb. 5.19, 5.20, 5.21 und der Abb. 5.14 wie folgt abgeschätzt werden :

- PED : die zeitlichen Schwankungen der Pedestal liegen innerhalb von 0.25 ADC-Kanälen. Nach der Interpolation wird der systematische Fehler der Pedestalbestimmung mit 0.125 Kanälen abgeschätzt. Daraus ergibt sich für BEAM auf 400 Kanäle bezogen ein relativer systematischer Fehler von 0.03%.
- UPED : UPED änderte sich um etwa um einen Kanal von Beginn bis Ende einer Messung, Nach der Interpolation wird der Fehler zu 0.5 Kanälen abgeschätzt, entsprechend einem relativen Fehler von 0.06% auf 800 Kanäle.
- BEAM(B: 0): BEAM(B=0) ändert sich bei zwei aufeinander folgenden Messungen um einen Kanal. Der Fehler in der Nullfeldbestimmung der BEAM-Messung wird mit 0.5 Kanälen entsprechend 0.13% abgeschätzt.
- UNO(B=0): UNO(B=0) ändert sich bei aufeinanderfolgenden Messungen um einen Kanal. Der systematische Fehler wird mit 0.5 Kanälen angesetzt, woraus ein Fehler von 0.06% resultiert.



Abbildung 5.19: Pedestalpulshöhen gegen die Zeit



Abbildung 5.20: Nullfeldmessungen des UNO-Signals



Abbildung 5.21: Nullfeldniessungen des BEAM-Signals

6a 🗖 🖬

Da drei Pedestalinterpolationen und eine Nullfeldinterpolation durchgeführt wurden, ergibt sich die lineare Summe der systematischen Fehler für BEAM-Signale zu 0.22% und für UNO-Signale zu 0.24%.

Die Verstärkungskorrektur bewirkt eine Änderung von $\Delta S/S$ in der Größenordnung von 0.3%, ihr Fehler wird mit 0.15% abgeschätzt, betrifft jedoch nur Messungen bei hohen Feldern (B > 0.5 Tcsla). Um systematische Fehler zu untersuchen, wurden neben den



Abbildung 5.22: Studium von systematischen Fehlern (long. Feld, 0.2 mm)

Messungen mit Elektronen auch Messungen mit Positronen bei einzelnen Magnetfeldern gemacht, und es wurde untersucht, inwieweit die Ergebnisse davon abhängen, ob man von großen oder kleinen ('andere Richtung') Magnetfeldern kommend den Meßpunkt erreicht. Eine Umpolung des Magneten im Teststrahl 22 war nicht möglich. Ein Vergleich aller BEAM- und UNO-Messungen zeigt Abb. 5.22. Das Ergebnis dieses Vergleichs liefert eine unabhängige Schätzung für den systematischen Fehler. Er wird mit 0.25% für UNO und BEAM angenommen.

Das Ergebnis der Messungen mit der Standardummantelung im longitudinalen Feld und den gesamten Fehler eines Meßpunktes zeigt Tabelle A.1 im Anhang. Die Gesamtfehler liegen bei BEAM-Signalen zwischen 0.28% und 0.41% bzw. 0.24% bis 0.39% für UNO-Signale. Im Verhältnis BEAM/UNO kürzen sich die Fehler durch die LED-Korrektur heraus, so daß der Fehler sich zu

0.28% ⊕ 0.24% = 0.37%

ergibt.



5.7.2 Messungen mit zusätzlicher 0.2 mm nichtmagnetischer Ummantelung

5.7.2.1 Longitudinales Feld

Auch in diesem Fall wurde eine Verstärkungskorrektur durchgeführt. Das in Abb. 5.23 dargestellte LED-Signal ergibt eine Signaländerung der Röhre 1 von maximal 0.3% und von 1% für Röhre 2. In Abb. 5.24 sind die relativen Abweichungen des Mittelwerts beider Kanäle für BEAM und UNO nach der Korrektur dargestellt. Das UNO-Signal wurde in dieser Konfiguration noch einmal über einen kurzen Zeitraum von etwa drei Stunden in Abhängigkeit vom Magnetfeld gemessen. Das Ergebnis der LED-Korrektur der Messung zeigt Abb. 5.25. Abb. 5.26 stellt die Ergebnisse der normalen den Ergebnissen dieser kurzen Messung gegenüber. Die Messungen stimmen innerhalb von 0.2% überein. In Abb. 5.27 ist das Ergebnis der LED-Korrektur der normalen Messung dargestellt. Die UNO-Signale stimmen innerhalb von 0.2% überein.

Fehlerbetrachtung

Die Fehler der Interpolationen ergeben sich in diesem Fall aus

- PED : 0.02%
- UPED: 0.07%
- BEAM(B=0): 0.07%
- UNO(B=0): 0.07%

zu 0.13% für BEAM und 0.28% für UNO. Dazu addiert sich für Felder = 0.5 Tesla der Fehler der LED-Korrektur von 0.15%. Die Summe der systematischen Fehler beträgt 0.13% bis 0.20% für BEAM- und 0.28% bis 0.32% für UNO-Signale. Aus der Darstellung



aller Elektronen- und Positronen-Messungen dieses Zyklus in Abb. 5.28 entnimmt man einen Fehler um die 0.2%. Der Gesamtfehler ergibt sich zu 0.26% bis 0.38% für BEAM-Signale, sowie 0.28% bis 0.43% für UNO-Signale. Die numerischen Ergebnisse findet man im Anhang in Tab. A.2.



Abbildung 5.27: UNO und BEAM nach der LED-Korrektur (long, Feld, 0.4 mm)



Abbildung 5.28: Studium von systematischen Fehlern (long. Feld. 0.4 mm)

57

٠

-

 $r_{\rm ef}$

5.7.2.2 Transversales Feld

Die Abb. 5.29 zeigt die relative Abweichung des LED-Signals. Für Felder > 0.8 Tesla muß demnach eine LED-Korrektur durchgeführt werden. Die Abweichungen betragen in dieser Messung 3% für Röhre 1 bzw. 1% für Röhre 2 bei 1.4 Tesla und bewirken Korrekturen von 2% im Mittelwert aus beiden Kanälen. Die relativen Abweichungen der Mittelwerte der korrigierten UNO- und BEAM-Signale sind in Abb. 5.30 dargestellt. In Abb. 5.31 sind das UNO- und BEAM-Signal beider Kanäle nach der Verstärkungskorrektur zu sehen. Die Übereinstimmung im UNO-Signal ist für Felder < 0.8 Tesla innerhalb von 0.2%. Oberhalb von 0.8 Tesla sind die Unterschiede der beiden Kanäle bis zu 0.8% groß.

Die Diskrepanz der beiden Kanäle in den Signalen der BEAM-Messung rührt von der Ablenkung der Elektronen im senkrecht zur Bewegungsrichtung stehenden Feld her. Das Lichtsignal wird im Szintillator mit der Abschwächlänge λ exponentiell gedämpft, so daß die dem Einschußpunkt um Δz nähere Fotoröhre eine um einen Faktor

$$\exp\left(\frac{\Delta z}{\lambda}\right)$$

höhere Lichtintensität wahrnimmt. Die andere Fotoröhre sieht eine um einen entsprechenden Faktor verringerte Lichtintensität. Im Mittelwert aus beiden Kanälen führt die Ablenkung zu einer Vergrößerung des Signals von

$$\frac{1}{2}\left(\exp\left(\frac{\Delta x}{\lambda}\right) + \exp\left(-\frac{\Delta x}{\lambda}\right)\right) = \cosh\left(\frac{\Delta x}{\lambda}\right).$$

Nach Abschätzungen von J. Mainusch ergeben sich bei einem Feld von 1.4 *Tesla* für 3 *Ge* 1 Elektronen Ablenkungen von etwa 2 cm. Die Größe der Abschwächlänge beträgt etwa 80 cm. Der Einfluß der Korrektur ist für den Mittelwert der Kanäle eines Signals nur in der Größenordnung von 10^{-4} , und damit geringer als der Beitrag der statistischen Fehler.

Fehlerbetrachtung

Die systematischen Fehler durch Interpolationen sind

- PED : 0.02%
- UPED : 0.07%
- BEAM(B=0): 0.07%
- UNO(B=0): 0.07%.

Daraus ergibt sich der systematische Fehler ohne LED-Korrektur zu 0.13% für BEAM und 0.31% für UNO. Die LED-Korrektur betrifft im transversalen Feld nur Messungen hei Feldern > 0.8 Tesla, ihr Einfluß liegt jedoch vor allem im UNO-Signal, das bei hohen Feldern wieder abnimmt, höher als im longitudinalen Feld, und der Fehler der Korrektur wird nut 0.5% angesetzt. Die Gesamtfehler liegen zwischen 0.20% und 0.65% für BEAMund 0.28% bis 0.88% für UNO-Signale. Die Tab. A.3 gibt die numerischen Werte wieder. Alle Messungen zur Abschätzung des systematischen Fehlers sieht man in Abb. 5.32. Im Teststrahl 21 kann der Magnet umgepolt werden, wodurch eine weitere Möglichkeit besteht, die systematischen Fehler zu untersuchen. Die systematischen Fehler der Signale befinden sich in Übereinstimmung mit den errechneten Werten.



Abbildung 5.32: Studium von systematischen Fehlern (trans. Feld, 0.4 mm)

5.7.3 Messungen mit zusätzlicher 0.2 mm magnetischer Ummantelung

5.7.3.1 Longitudinales Feld

Abb. 5.33 zeigt das Verhalten des LED-Signals dieser Messung. Es war selbst durch mehrere Umbauten des Aufbaus nicht möglich, den zweiten Kanal unempfindlicher gegen das Magnetfeld zu machen. Die Signale der zweiten Fotoröhre können deshalb nicht zur Auswertung herangezogen werden.



Abb. 5.35 gibt einen Hinweis auf den möglichen Grund des Verhaltens der in der gleichen Abbildung angegebenen Resultate der UNO-Messung. Dargestellt sind die Nullfeldmessungen des UNO-Signals. Auffällig ist eine starke, sich nicht monoton verhaltende Änderung dieser Werte. Dies deutet auf ein Problem der mit dem UNO-Signal assoziierten Elektronik hin. Die Spektren der UNO-Signale zeigen eine der Stabilität des UNO-Signals widersprechende Verbreiterung.

Das BEAM-Signal ist nach Abb. 5.34 unabhängig vom Magnetfeld.

Fehlerbetrachtung

Auf Grund der in Abb. 5.36 sichtbaren Änderungen bei zwei aufeinander folgenden Nullfeldmessungen muß von größeren Instabilitäten in den Nullfeld- und Pedestalwerten des UNO-Signals ausgegangen werden. Sowohl bei der Bestimmung des Pedestal wie auch bei dem Nullfeldwert muß mit einer Ungenauigkeit von je einem Kanal gerechnet werden, was allein einem Fehler von etwa 0.3% entspricht. Dazu kommt der Verstärkungsfehler von maximal 0.5%. Von einem systematischen Fehler des UNO-Signals von maximal 0.7% ist daher auszugehen.

Der systematische Fehler des BEAM-Signals liegt bei 0.3% bis 0.58%. Da nur ein Kanal auswertbar ist, ist der statistische Fehler mit 0.24% etwa eine Faktor $\sqrt{2}$ größer als in den anderen Fällen. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Tab. A.4 aufgeführt.



Abbildung 5.35: Nullfeldmessungen und das Ergebnis der UNO-Messung

5.7.3.2 Transversales Feld



Die Abb. 5.36 zeigt die relative Abweichung der LED-Signale dieser Messung. Das LED-Signal zeigt das gleiche Verhalten wie bei der Messung mit zusätzlichem 0.2 mm V2A-Blech. Die Abweichungen betragen 2.5% für Fotoröhre 1 und 0.8% für Röhre 2 bei 1.4 Tesla. In Abb. 5.38 ist das Ergebnis der LED-Korrektur, und in Abb. 5.37 ist die relative Abweichung der Summe beider Kanäle für UNO und BEAM zu sehen. Die Abweichung der Kanäle nach der LED-Korrektur beträgt im UNO-Signal für Felder < 0.5 Tesla ~ 0.2% bei höheren Feldern ist die Abweichung bis zu 0.5% groß.

Fehlerbetrachtung

Die systematischen Fehler der Interpolationen sind

• PED : 0.02%



Abbildung 5.38: UNO und BEAM nach der LED-Korrektur (trans. Feld, 0.2/0.2mm)

- UPED : 0.08%
- BEAM(B=0): 0.07%
- UNO(B=0): 0.08%

Der systematische Fehler der BEAM-Signale ist 0.13% und der Fehler der UNO-Signale ist 0.31%. Die LED-Korrektur betrifft hier nur Felder mit B > 0.8 Tesla. Ihr Fehler wird wieder mit 0.5% angenommen. Damit liegt der Gesamtfehler zwischen 0.22% und 0.66% für BEAM-Signale, sowie zwischen 0.31% und 0.81% für UNO-Signale. Tab. A.5 stellt die numerischen Ergebnisse zusammen.

Die aus der Abb. 5.39 der Messungen zur Untersuchung der systematischen Fehler abzulesenden Fehler sind kompatibel mit den errechneten Werten.



Abbildung 5.39: Studium von systematischen Fehlern (trans. Feld, 0.2/0.2mm)

5.7.4 Zusammenfassung

Die Abb. 5.40 stellen die Resultate für das longitudinale Feld noch einmal übersichtlich zusammen. Die relative Abweichung von BEAM/UNO ist ebenfalls angegeben. Die Resultate im transversalen Feld sind in den Abb. 5.41 dargestellt.

Auffallend ist die bei kleinen Magnetfeldern systematisch höhere Abweichung vom Nullfeldwert bei UNO-Signalen. Die relative Abweichung von UNO-Signalen liegt schon bei Feldern ~ 0.01 *Tesla* bei ~ 1.5%, während die relative Abweichung der BEAM-Signale bei 1% liegt. Eine Erklärung könnte im Auftreten von verzögerter Fluoreszenz oder Phosphoreszenz im Szintillator liegen. Diese Lichtkomponenten der Szintillation würden durch die kurze Gatezeit des BEAM-Generators von 180 ns nicht erfaßt werden, wohl aber von dem Integrator des UNO-Signals mit seiner Zeitkonstanten von 1 s.

Weiterhin verhält sich das Uransignal im longitudinalen Feld anders als im transversalen Feld. Im transversalen Feld kann das starke Zurückgehen der relativen Abweichung des Signals bei hohen Feldern mit dem Einwirken der Lorentzkraft auf die niederenergetische β -Komponente des Uranspektrums, wodurch die Teilchen im Uran selbst reabsorbiert werden, qualitativ erklärt werden (*Weglängeneffekt*).

Im longitudinalen Feld treten keine Weglängeneffekte auf , da die im Szintillator und im Uran zurückgelegten Weglängen der β -Teilchen unabhängig vom Magnetfeld sind. Die Rektifikation der Kurve

$$\vec{r}(t) = (r \cos(\omega t), r \sin(\omega t), v_{||} t)$$

mit

 v_{\parallel} : zum Feld parallele Geschwindigkeitskomponente = $\frac{\cos \Theta p}{1-2}$

r : Radius der Schraubenbahn = $\frac{p_{\perp}}{nR}$

p : Impuls des Teilchens

Θ : mittlerer gegen die Normale der Uranplatte gemessener Austrittswinkel

 ω : Kreisfrequenz = $\frac{q B}{2m}$

eines, durch die Lorentzkraft auf eine Schraubenbahn gezwungenen β -Teilchens, ergibt für die Weglänge

$$L = \int_0^T \|\dot{\vec{r}}\| dt = \sqrt{\tan\theta + 1} dt$$

nút

T : Zeit des Teilchens im Szintillator = $\frac{d \cdot m}{p_{\parallel}}$ d : Dicke der Szintillatorplatte.

Die Weglänge ist denmach feldunabhängig. Ein größeres Feld erhöht die Zahl der Windungen, gleichzeitig nimmt jedoch der Bahnradius ab. Diese Überlegung vernachlässigt Vielfachstreuung, erklärt aber das gegenüber den Messungen im transversalen Feld andere Verhalten des UNO-Signals.

Bei beiden Signalarten nimmt ab 0.1 Tesla die relative Abweichung unabhängig von der Feldrichtung schwach zu. Unterhalb 0.1 Tesla bleiben beide Signale auf einem Plateau, das abhängig von der Ummantelungsart zwischen 0.01 und 0.03 Tesla erreicht wird.



Abbildung 5.40: Ergebnisse im longitudinalen Feld



Abbildung 5.41: Ergebnisse m. transversalen Fele. Die Daten für die 0.2 mm V2A Ummantelung sind aus. Mai 90 entrionnnen worden.

Let.

٠

...

6

5.7.5 Vergleich und Diskussion der Resultate

Die Abb. 5.42 zeigt alle UNO-Resultate im longitudinalen Feld. Die Messungen mit der Standardummantelung und der zusätzlichen 0.2 mm nichtmagnetischen Ummantelung sind innerhalb der Fehler identisch. Das UNO-Signal mit magnetischer Ummantelung zeigt ein völlig anderes, bisher nicht verstandenes Verhalten. Der Verlauf von UNO ist flacher als mit den anderen Konfigurationen. Dies deutet auf ein nur partielles Eindringen des Magnetfeldes in das Kalorimeter hin.

Diese Annahme wird durch die Resultate der Messung für das BEAM-Signal gestützt. Wie in dem Abschnitt 2.4.1 dargelegt wurde, ist ein elektromagnetischer Schauer in seiner lateralen Ausdehnung nur 6 cm groß: der Hauptanteil der Schauerenergie wird also in der Kalorimetermitte deponiert. Die Messung zeigt eine Unabhängigkeit des BEAM-Signals vom Magnetfeld. Die obige Annahme würde dieses Verhalten erklären, wenn das Magnetfeld nur am Kalorimeterrand in den Stack eindringt.

Abb. 5.43 vergleicht die Resultate der BEAM-Messungen. Auch hier weicht die Messung mit magnetischer Ummantelung von den anderen ab, die in guter Übereinstimmung das gleiche Resultat zeigen. Die Ergebnisse von BEAM/UNO sind in Abb. 5.44 angegeben. Auf Grund des bei kleinen Feldern systematisch um 0.5% höher liegenden Uransignals ist BEAM/UNO $\approx -0.5\%$ bis zu 0.3 *Tesla*. Hohe Felder vergrößern den Unterschied zwischen den Signalen geringfügig, so daß BEAM/UNO bei 1 *Tesla* $\approx -2\%$ erreicht.

Die Abb. 5.45 stellt alle UNO-Resultate im transversalen Feld zusammen. Die Messung mit nicht magnetischer 0.4 mm Ununantelung weicht von den anderen beiden Messungen für hohe Felder (> 0.3 Tesla) ab.

Eine mögliche Erklärung der schwächeren Abhängigkeit vom Magnetfeld bei dickeren Ummantelungen besteht in der Unterdrückung der Signalbildung der β -Komponente durch das Abstoppen eines größeren Anteils des β -Spektrums in der Ummantelung. Wenn ein kleinerer Anteil der β -Komponente zum Signal bei der Nullfeldmessung beiträgt, kann die Beeinflussung der β -Komponente durch das Magnetfeld nur noch ein geringeres Gewicht haben.

Dieser Erklärung steht jedoch die Übereinstimmung der Messungen mit der Standardummantelung und mit der zusätzlichen magnetischen Ummantelung aus C10 entgegen.

Des weiteren fällt auf, daß die relative Abweichung der UNO-Messung bei Benutzung der magnetischen Ummantelung für Felder unter 0.3 *Tesla* unterhalb der Werte der anderen Messungen liegt. Da aus den Messungen von B. Krebs und D. Blömker bekannt ist, daß die relative Abweichung des Signals auf 1% schon bei Feldern unterhalb von 0.01 *Tesla* stattfindet, deutet dies darauf hin, daß das Magnetfeld erst bei höheren äußeren Feldern im Szintillator üher 0.01 *Tesla* steigt. Eine Erklärung dieses Effektes könnte in dem Eindringen und Transport der Feldlinien in den Ummantelungen bis zur Sättigung des Eisens liegen. Innerhalb von 1% sind die Ergebnisse der UNO-Messungen jedoch in Übereinstimmung.

Abb. 5.46 zeigt alle Resultate der BEAM-Messungen. Die Werte sind innerhalb der Fehler in Übereinstimmung.

In Abb. 5.47 sind die Ergebnisse von BEAM/UNO aufgeführt. BEAM/UNO ist bei Feldern < 0.3 Tesla $\approx -0.5\%$ – ausgenommen bei der Messung mit 0.2 mm V2A und 0.2 mm C10. Bei dieser Messung ist BEAM/UNO bei kleinen Feldern $\approx 0\%$. Eine Erklärung dieses Verhaltens gibt es noch nicht. Allerdings ist der Fehler $\approx 0.4\%$ groß. Bei 1 Tesla beträgt die relative Abweichung in BEAM/UNO etwa 6%.





Ein Vergleich der BEAM-Signale in beiden Feldrichtungen für die Standardummantelung (Abb. 5.48) zeigt eine stärkere Abhängigkeit des BEAM-Signals im transversalen Feld. Dies ist auf die größere zurückgelegte Weglänge von niederenergetischen Schauerteilchen im Szintillator zurückzuführen.



Abbildung 5.48: Vergleich der BEAM-Signale mit 0.2 mm V2A Folie in heiden Feldrichtungen. Die Daten mit den 6 GeV Elektronen im transversalen Feld sind aus [Mai 90] entnommen worden.

,

C)

-

5.7.5.1 Vergleich mit den Messungen von B. Krebs und D. Blömker

Abb. 5.49 stellt die Messungen mit 0.2 mm Unumantelung im longitudinalen Feld den Ergebnissen von B. Krebs und D. Blömker gegenüber. Die Messungen von Krebs und die hier dargestellten Messungen stimmem bis auf 0.4% überein. Die Abweichungen gegenüber den Resultaten von Blömker liegen zwischen 0.6% und 1%. Die von 6 ke V γ -Quanten erzeugten Photoelektronen haben in PS nur eine Reichweite von einem μm . Die Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Krebs erlaubt deshalb die Schlußfolgerung, daß die Signaländerung ein Maß für das Feld am Ort der Energiedeposition ist.



Abbildung 5.49: Vergleich der Messung mit 3 GeV Elektronen und der 0.2 mm V2A Ummantelung im longitudinalen Feld mit den Resultaten von B. Krebs und D. Blömker.

Material	Anregungsart	relative Änderung der Lichtausbeute bei 0.012 <i>Tesla</i> [%]
PMMA	252Cf	4.3
+Naphtalen	(spon. Spaltg.) ²⁴¹ Am	4.8
	(0-Str.) ⁶⁰ Co	4.0
	(γ-Str.)	
Polystyrol	^{oo} Co	1.0
Polytoluol	⁶⁰ Co	1.0

Tabelle 5.4: Resultate von Cumalat et al.

5.7.5.2 Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren

Bisher gibt es nur wenige Untersuchungen zu Magnetfeldeffekten an Plastikszintillatoren. Dies hat seine Ursache darin, daß Plastikszintillatoren keine einfachen Prototypmaterialien sind, an denen sich ein Phänomen exemplarisch untersuchen ließe. Plastikszintillatoren sind heterogen, amorph, haben eine polymere Grundstruktur usf. Systematische Untersuchungen von Magnetfeldeinflüssen auf die Lichtausbeute von Materialien wurden in der Vergangenheit fast ausschließlich an binären Lösungen (z. B. Anthrazen in Cyclohexan) oder aber an Kristallen (z. B. Anthrazen und Naphtalen Kristallen) durchgeführt.

Die wenigen Untersuchungen an Plastikszintillatoren wurden vor allem in Bereichen der Kern- und Hochenergiephysik mit dem primären Ziel vorgenommen, den Effekt quantitativ zu erfassen.

Eine neuere Arbeit, in der verschiedene Plastikszintillatoren in Feldern bis 0.02 *Tcsla* untersucht wurden, ergab die in Tab. 5.4 angegebenen Resultate [Cum 90]. Die Autoren berichten von den stärksten Änderungen des Lichtsignals bei Feldern < 0.001 *Tesla* mit anschließender Sättigung bei Feldern \sim 0.01 *Tesla*.

Die gleichen Autoren untersuchten das Fluoreszenzspektrum eines mit 3% Naphtalen, 1% butyl-PBD und 0.02% BDB dotierten Szintillators auf PMMA-Basis und stellten keine Magnetfeldabhängigkeit fest.

Aus der Tatsache, daß der Effekt seinen größten Einfluß bei kleinen Feldern hat, schließen die Autoren auf einen Sättigungseffekt. Damit meinen sie das Trennen der Trajektorien von δ -Elektronen durch das Magnetfeld bei noch kleinen Feldern, wodurch die Wahrscheinlichkeit sinkt, daß die Elektronen in Singulettzustände angeregte Fluoreszenzzentren antreffen, an die dann keine zur Fluoreszenz führende Energie mehr übertragen werden kann. Dieser Effekt hätte seinen größten Einfluß bei kleinen Feldern, während große Felder nicht weiter zu diesem Effekt beitragen würden.

Andere Autoren [Ber 87] berichten von qualitativ ähnlichen Resultaten. Der Effekt hat seine größte Wirksamkeit bei kleinen Feldern und führt zu einer Sättigung ab ~ 0.01 Tesla. Die Stärke der relativen Abweichung gegenüber dem Nullfeldwert ist dagegen erheblich materialabhängig.

5.7.5.3 Anwendung der Resultate

Im ZEUS-Kalorimeter treten in longitudinaler Richtung Feldwerte bis ~ 0.9 Tesla und in transversaler Richtung Werte bis ~ 0.5 Tesla auf. Die Messungen der relativen Abweichung der Signale von ihren Nullfeldwerten kann dazu benutzt werden, die Änderung der Signale in einem Uran-SCSN-38 Kalorimeter mit beliebiger räumlicher Verteilung des Magnetfeldes bis zu Feldern von 0.5 Tesla in transversaler und 1.0 Tesla in longitudinaler Richtung zu berechnen, da bis zu Feldern von 0.5 Tesla die relativen Änderungen der BEAM- und UNO-Signale unabhängig von der Feldrichtung sind. Eine Ausnahme bilden Sektionen, in denen magnetische Ummantelungen eingesetzt werden.

Wenn $\vec{B}(\vec{r})$ bekannt ist. dann erhält man die über das zu betrachtenden Kalorimetervolumen V gemittelte Änderung des Signals aus

$$\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{V} = \frac{1}{V} \int_{V} dV \left[\left(\frac{\Delta S}{S} (B_{\parallel}(\vec{r}))\right)_{\parallel} \oplus \left(\frac{\Delta S}{S} (B_{\perp}(\vec{r}))\right)_{\perp} \right]$$

und kann das Signal bei angelegtem Magnetfeld aus seinem Nullfeldwert S(0) berechnen zu

$$S(B) = \left[\left(\frac{\Delta S}{S} \right)_V + 1 \right] S(0).$$

 $\Delta S/S$ wird nach dieser Methode wie ein Vektor behandelt. Ob diese Art der Berechnung gerechtfertigt ist, wird im Spätsommer 1991 durch Messungen am ZEUS-Kalorimeter überprüft werden. In Sektionen mit nicht magnetischen Ummantelungen ist es möglich, die Verhältnisse <u>BEAM</u> (B=0) auf den bei eingeschalteten Magnetfeld zu erwartenden Wert umzurechnen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Die Magnetfeldabhängigkeit des Signals von 3 GeV Elektronen und des Signals von der Uranradioaktivität eines Uran-SCSN-38 Testkalorimeters wurde mit den drei im ZEUS-Kalorimeter eingebauten Uranplattenummantelungen

- 0.2 mm V2A,
- 0.4 mm V2A,
- 0.2 mm V2A und 0.2 mm magnetisches C10

in zwei Feldrichtungen mit Feldern zwischen 0.01 und 1.4 Tesla untersucht.

In parallel zur Kalorimeterachse gerichteten Feldern verhalten sich Uran- und Teilchensignal gleich-ausgenommen dem Fall, in dem V2A und C10 eingesetzt werden. Bei 0.01 *Tesla* ändert sich das Teilchensignal um 1% und das Uransignal um 1.5%. Beide Signale bleiben bis zu 0.1 *Tesla* auf diesem Niveau und steigen ab diesem Magnetfeld an. Die Änderung erreicht bei 1 *Tesla* 4.5% für das Teilchen- und 6% für das Uransignal. Beim Einsatz von V2A und C10 ist keine Änderung des Teilchensignals innerhalb der Fehler zu erkennen, während das Uransignal monoton von 0 auf 1.5% anwächst.

In senkrecht zur Kalorimeterachse gerichteten Feldern tritt ab ~ 0.3 Tesla eine unterschiedliche Entwicklung im Teilchen- und Uransignal auf. Bis zu diesem Feld ist das Verhalten von Teilchen- und Uransignal identisch mit dem Verhalten in der anderen Feldrichtung. Beim Einsatz von V2A und C10 steigt das Teilchen- bzw. das Uransignal von 0 bei 0.01 Tesla auf 1% bzw. 1.5% bei 0.03 Tesla. Danach folgt das Plateau bis 0.1 Tesla mit dem anschließenden Anstieg.

Unabhängig von der Uranplattenummantelung nimmt der Anstieg des Uransignals ab 0.3 Tesla ab, erreicht bei 0.5 Tesla ein Maximum von 3 bis 4% und fällt danach auf 1% bei 1 Tesla ab. Das Teilchensignal nimmt, wie in der anderen Feldrichtung zu und erreicht eine Signaländerung von 7% bei 1 Tesla.

Die Resultate werden bei der Berücksichtigung des Einflusses der Magnetfeldeffekte auf die Kalibration des ZEUS-Kalorimeters benutzt.

1

10

Anhang A

Ergebnisse der Messungen

In den Tabellen sind die Ergebnisse der relativen Abweichungen der Messungen von Signalen von 3 GeV Elektronen und den dazugehörigen Signalen auf die Uranradioaktivität angegeben. In den Spalten mit den Fehlern sind der statistische und der angenommene systematische Fehler aufgeführt.

Magnetfeld	$\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{BEAM}$	σ _{beam}	$\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{UNO}$	συνο
[Tesla]	[%]	[%]	[%]	[%]
0.01	1.01	0.19/0.18	1.53	0.08/0.32
0.02	0.81	0.19/	1.44	0.08/
0.05	0.87	0.19/	1.48	0.11/
0.08	1.39	0.19/	1.63	0.08/
0.10	1.11	0.19/	1.84	0.08/
0.20	2.07	0.19/	2.70	0.08/
0.30	2.75	0.19/	3.45	0.08/
0.40	3.30	0.19/	4.14	0.08/
0.50	3.81	0.19/	4.73	0.08/
0.60	3.81	0.19/0.33	5.19	0.08/0.47
0.80	4.53	0.19/	5.98	0.08/
1.00	4.52	0.19/	6.47	0.08/

Tabelle A.2: Resultat der Messung im longitudinalen Feld (0.4 mm V2A)

Magnetfeld	$\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{BEAM}$	σ _{beam}	$\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{UNO}$	συνο
[Tesla]	[%]	[%]	[%]	[%]
0.01	0.65	0.15/0.13	1.46	0.03/0.28
0.02	0.73	0.15/	1.40	0.03/
0.03	0.57	0.15/	1.49	0.04/
0.04	0.63	0.15/	1.50	0.04/
0.05	0.95	0.15/	1.40	0.04/
0.08	1.11	0.15/	1.55	0.04/
0.10	1.10	0.15/	1.70	0.04/
0.15	1.45	0.15/	1.98	0.04/
0.20	2.18	0.16/	2.38	0.04/
0.30	3.16	0.16/	3.30	0.04/
0.40	3.72	0.16/	3.92	0.04/
0.50	4.61	0.16/	4.22	0.04/
0.80	6.42	0.16/0.63	4.01	0.04/0.88
1.00	7.32	0.17/	3.05	0.04/
1.10	7.79	0.17/	3.22	0.04/
1.20	8.12	0.17/	2.56	0.04/
1.30	8.32	0.17/	1.07	0.04/
1.37	8.68	0.17/	0.61	0.04/

Tabelle A.3: Resultat der Messung im transversalen Feld (0.4 mm V2A)

ļ	Magnetfeld	$\left \left(\frac{\Delta S}{S} \right)_{BFAM} \right $	σ _{beam}	$\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{UNO}$	συνο
	Tesla	[%]	[%]	[%]	[%]
Ī	0.01	0.85	0.17/0.24	1.43	0.04/0.22
Ī	0.02	0.98	0.12/	1.50	0.03/
T	0.05	1.12	0.18/	1.58	0.04/
Ī	0.08	1.57	0.18/	1.91	0.05/
Ī	0.10	1.53	0.17/	2.05	0.05/
Ī	0.20	2.49	0.18/	2.91	0.04/
Ī	0.30	3.15	0.18/	3.61	0.05/
ľ	0.40	3.59	0.18/	4.19	0.04/
ľ	0.50	4.03	0.18/	4.62	0.05/
Ì	0.60	4.02	0.18/0.37	5.11	0.06/0.39
t	0.70	4.22	0.18/	5.30	0.06/
T	0.80	4.37	0.18/	5.50	0.05/
t	0.90	4.65	0.13/	5.61	0.04/
ſ	1.00	4.69	0.13/	5.78	0.03/

Tabelle A.1: Resultat der Messung im longitudinalen Feld (0.2 mm V2A)

Magnetfeld	$\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{\text{BEAM}}$	σΒΕΑΜ	$\left[\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{UNO}\right]$	συνο
[Tesla]	[%]	[%]	[%]	[%]
0.01	0.36	0.23/0.30	1.11	0.03/0.70
0.02	0.06	0.24/	0.39	0.03/
0.03	-0.03	0.24/	0.62	0.03/
0.05	0.30	0.24/	0.30	0.03/
0.08	0.12	0.24/	0.84	0.03/
0.10	0.11	0.24/	1.05	0.03/
0.15	0.08	0.24/	0.91	0.03/
0.20	-0.16	0.24/	1.25	0.03/
0.30	-0.36	0.24/	1.57	0.03/
0.40	0.29	0.24/	1.30	0.03/
0.50	0.36	0.24/	1.24	0.03/
0.60	-0.13	0.24/	1.46	0.03/
0.70	-0.07	0.24/	1.69	0.03/
0.80	0.29	0.24/	0.93	0.03/
0.90	-0.14	0.24/	1.36	0.03/
1.00	-0.18	0.24/	1.80	0.03/

Tabelle A.4: Resultat der Messung im longitudinalen Feld (0.2 mm V2A/0.2 mm C10)

Magnetfeld	$\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{BEAM}$	σ _{beam}	$\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{UNO}$	συνο
[Tesla]	[%]	[%]	[%]	[%]
0.01	0.43	0.15/0.13	0.26	0.02/0.31
0.02	0.74	0.14/	0.64	0.02/
0.03	1.08	0.15/	0.94	0.02/
0.04	0.69	0.15/	1.20	0.02/
0.05	0.86	0.15/	1.20	0.02/
0.08	1.18	0.15/	1.37	0.02/
0.10	1.12	0.15;	1.39	0.02/
0.15	1.66	0.15/	1.67	0.02/
0.20	2.06	0.15/	2.10	0.02/
0.30	2.99	0.16/	2.71	0.02/
0.50	4.48	0.16/	2.92	0.02/
0.80	6.32	0.16/0.63	2.27	0.02/0.81
1.00	7.55	0.16/	1.32	0.02/
1.10	7.96	0.16/	0.59	0.02/
1.20	8.78	0.17/	0.17	0.02/
1.30	9.20	0.17/	-0.68	0.02/
1.37	9.70	0.17/	-1.30	0.02/

Tabelle A.5: Resultat der Messung im transversalen Feld (0.2 mm V2A/0.2 mm C10)

Anhang B

Parameter der Messungen

Signal	Ereignisse	Nullfeldwert [Kanäle]	Gatezeit ns]	Hochspannung der Röhren [Volt]
PED	1000	40	180	Kanal 1
UPED	1000	40	150	1530
BEAM	10000	400	180	1
LED	2000	-	180	Kanal 2
UNO	1000	800	150	1450

Tabelle B.1: Parameter im longitudinalen Feld (0.2 mm V2A)

Signal	Ereignisse	Nullfeldwert [Kanäle]	Gatezeit [ns]	Hochspannung der Röhren (Volt)
PED	1000	40	180	Kanal I
UPED	1000	40	200	1660
BEAM	10000	700	180	
LED	2000	-	180	Kanal 2
UNO	1000	700	200	1590

Tabelle B.2: Parameter im longitudinalen Feld (0.4 mm V2A)

.

-

э.

Signal	Ereignisse	Nullfeldwert [Kanäle]	Gatezeit [ns]	Hochspannung der Röhren [Volt]
PED	1000	40	180	Kanal 1
UPED	1000	40	200	1670
BEAM	10000	700	180	1
LED	10000	-	180	Kanal 2
UNO	1000	700	200	1570

Tabelle B.3: Parameter im transversalen Feld (0.4 mm V2A)

Signal	Ereignisse	Nullfeldwert [Kanäle]	Gatezeit [<i>ns</i>]	Hochspannung der Röhren [<i>Volt</i>]
PED	1000	40	180	Kanal 1
UPED	1000	40	200	1680
BEAM	10000	700	180	
LED	20000	-	180	Kanal 2
UNO	1000	700	200	1590

Tabelle B.4: Parameter im longitudinalen Feld (0.2 mm V2A/0.2 mm C10)

Signal	Ereignisse	Nullfeldwert [Kanäle]	Gatezeit [ns]	Hochspannung der Röhren [<i>Volt</i>]
PED	1000	40	180	Kanal 1 1680
UPED	1000	40	200	
BEAM	10000	700	180	
LED	10000		180	Kanal 2
UNO	1000	650	200	1600

Tabelle B.5: Parameter im transversalen Feld (0.2 mm V2A/0.2 mm C10)

Literaturverzeichnis

- [Ama 81] U. Amaldi, Fluctuations in Calorimetry Measurements, Physica Scripta 23 (1981) 409.
- [Bam 91] A. Bamberger, Mitteilung bei einem ZEUS Meeting 1991.
- [Bar 74] A.J. Bard, H. Tachikawa, Electrogenerated Luminescence. Effect of Magnetic Field on Delayed Fluorescence and ECL of several systems involving Excimers or Exciplenes. Chemical Physics Letters 26 (1974) 568.
- [Ber 64] M.J. Berger, M. Seltzer, Energy losses and ranges of positrons and electrons, NASA SP-3012 1964.
- [Ber 71] I.B. Berlmann, Handbook of fluorescence spectra of aromatic molecules, Academic Press 1971.
- [Ber 87] S. Bertolucci et al., Influence of magnetic fields on the response of acrylic scintillators, NIM A254 (1987) 561.
- [Bir 64] J.B. Birks, The theory and practice of scintillation counting, Pergamon Press 1964.
- [Blö 90] D. Blömker et al., Response of plastic scintillators in magnetic fields, IEEE Trans. Nucl. Sci. 37 (1990) 220, D. Blömker, Verhalten von Plastikszintillatoren in Magnetfeldern, Diplomarbeit UNI Hamburg 1988.
- [Bro 74] B. Brocklehurst, Yields of excited states from geminate recombination of hydrocarbon radical ions, Chemical Physics Letters 28 (1974) 357.
- [Bru 89] R. Brun et al., HBOOK User Guide, P.A.W. Physics Analysis Workstation, CERN program library.

- [Cum 90] J. P. Cumalat et al., Effects of magnetic fields on the light yield of scintillators, NIM A293 (1990) 606.
- [Dix 75] R.S. Dixon, E.M. Gardy, V.J. Lopta, F.P. Sargent, Magnetic field effect on the luminescence from gamma-irradiated solutions of fluorenc, Chemical Physics Letters **30** (1975) 463.
- [Dre 89] G. Drews et al.,
 Experimental determination of sampling fluctuations in uranium and lead hadronic calorimeters,
 DESY 89-159 1989,
 NIM A290 (1990) 335.
- [Fab 87] C. Fabjan, Calorimetry in High Energy Physics in Experimental Techniques in High Energy Physics, T. Ferbel [Hrsg.], Addison Wesley 1987.
- [Fau 71] L.R. Faulkner, H. Tachikawa, A.J. Bard, The influence of an external magnetic field on luminescence intensity, Journal of the American Chemical Society 94 (1971) 691.
- [För 51] T. Förster, Fluoreszenz organischer Verbindungen, Vandenhoek und Ruprecht Göttingen 1951.
- [Für 89] A. Fürtjes, Verhalten des ZEUS Uran-Szintillator-Kalorimeters für niederenergetische Teilchen mit Energien von 0.2 – 10.0 GeV, Diplomarbeit UNI Münster 1989, DESY F35-90-02.
- [Gea 78] N.E Geacintov, C.E. Swenberg, Magnetic Field Effects in Organic Molecular Spectroscopy. in Luminescence Spectroscopy Hrsg. M.D. Lumb, Academic Press 1978.
- [Gea 75] N.E. Geacintov, M. Binder, C.E. Swenberg, M. Pope, Exciton dynamics in α-particle tracks in organic crystals, Physical Review B 12 (1975) 4313.
- [Gui 85] J. Guillet. Polymer Photophysics and Photochemistry, Cambridge University Press 1985.
- [Joh 70] R.C. Johnson, R.E. Merrifield, Effects of magnetic fields on the mutual annihilation of triplett excitons in an- thracene crystals, Physical Review B 1 (1970) 896.

[Kam 83] T. Kamon et al., A new scintillator and wavelengthshifter, NIM 213 (1983) 261. [Klö 83] W. Klöpfer, Energy Transfer in Electronic Properties of Polymers. Hrsg. J. Mort, G. Pfister, Wiley and Sons 1983. [Kre 89] B. Krebs, Einfluß von Magnetfeldern auf Plastikszintillator, Diplomarbeit UNI Hamburg 1989. [Lon 75] E. Longo, I. Sestilli, Monte-Carlo calculations of photon-initiated electromagnetic showers in lead. NIM 128 (1975) 283. [Lum 78] M. D. Lumb, Organic Luminescence in Luminescence Spectroscopy, Hrsg. M.D. Lumb, Academic Press 1978. [Mai 90] J. Mainusch, Einfluß von Magnetfeldern auf das Ansprechverhalten eines Uran-Szintillator-Kalorimeters, Diplomarbeit UNI Hamburg 1990, DESY F35-90-03. [Mor 83] Electronic Properties of Polymers, Hrsg. J. Mort, G. Pfister, Wiley and Sons 1983. [Peg 85] C. Pegel, H. Prause, Radiation from thick plates of depleted Uranium, Interner Report Zyklotron - S2/85. [Per 87] D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison Wesley 1987, [Wig 87] R. Wigmans, On the energy resolution of uranium and other hadron calorimeters. NIM A259 (1987) 389. [ZCG 91] A. Andresen et al., Construction and beam test of the ZEUS forward and rear calorimeter. ZEUS Calorimeter Group, Desy 91-026 (1991). [ZEU 89] E. Ros (Hrsg.), The ZEUS Detector. Status Report 1989, ZEUS Kollaboration 1989.

•

84

4

Danksagung

Für die Unterstützung hei der Erstellung des Aufbaus sei Herrn H. Sabath an dieser Stelle herzlich gedankt. Weiterhin möchte ich mich bei K. Cetnar und L. Sinclair für die Mitarbeit an dieser Arbeit bedanken.

۰.

Von den vielen Mitgliedern der ZEUS-Kollaboration, die nut zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich besonders Herrn Dr. F. Corriveau für seine Geduld und die hilfreichen Anregungen danken.

Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann und Herrn Dr. R. Klanner danke ich für die Aufgabenstellung und die Unterstützung dieser Arbeit.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich die Arbeit unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel selbst ausgeführt habe.

Hamburg, den 13. September 1991

(Stefan Brühl)

ŧ 3 e ţ