

Ein Monitorsystem für das rückwärtige  
elektromagnetische Kalorimeter bei H1-HERA

Christopher Schrader

Diplomarbeit  
Universität Hamburg  
I. Institut für Experimentalphysik

7. Juli 1989

Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter von H1-HERA (BEMC) ist ein Blei-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter, das mit Silizium-PIN-Photodioden über grüne Wellenlängenschieber ausgelesen wird. Da den Ursachen für einen Verlust der Eichung die Möglichkeit der Nacheichung in Abständen von mehreren Wochen entgegensteht, muß ein Monitorsystem entwickelt werden, das zeitlich zwischen den Nacheichungen vermitteln kann. Diese Arbeit entwickelt ein Konzept dieses Systems und zeigt durch Test von Komponenten die technische Umsetzbarkeit.

Da das System die Szintillation in den Modulen mit UV-Licht anregen soll, ist als zentrale Lichtquelle ein Stickstoff-Laser mit  $\lambda=337\text{ nm}$  und Pulsen von  $300\text{ ps}$  vorgesehen. Sein Licht soll mit Quarz-Fasern in die Module eingespeist werden. Es wurden Fasern getestet (Ensign Bickford HCN 200), die im Monitorsystem eingesetzt werden können, da ihre Abschwächlänge bei  $337\text{ nm}$  ca.  $5,70\text{ m}$  beträgt. Außerdem wurde ein funktionstüchtiges Referenzsystem aufgebaut, das als mittelfristige Referenz einen  $\text{NaI}(\text{Am}+\text{Tl})$ -Pulser einsetzte. Obwohl dieser ungeschädigt blieb, lassen Erfahrungen mit einem anderen Exemplar den Ersatz durch eine  $\gamma$ -Quelle mit einer Energie im  $\text{MeV}$ -Bereich auf einem CsI-Kristall ratsam erscheinen.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Kalibration und Rekalibration</b>	<b>5</b>
2.1	Strahlenschäden . . . . .	6
2.2	Mechanische Veränderungen . . . . .	9
2.3	Nacheichung mit quasielastischen Ereignissen . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Allgemeines über Monitorsysteme</b>	<b>13</b>
3.1	Aufgaben eines Monitorsystems . . . . .	14
3.2	Quellen für Testsignale . . . . .	19
3.3	Verteilungssysteme . . . . .	22
3.4	Referenzsysteme . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Konzeption für ein Monitorsystem für das BEMC</b>	<b>29</b>
4.1	Folgerungen für das BEMC . . . . .	29
4.2	Das Konzept . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Lichtquellen</b>	<b>35</b>
5.1	Detektoren und Elektronik . . . . .	35
5.2	Theoretische Überlegungen . . . . .	36
5.3	Vorstudien . . . . .	37
5.4	Der Testaufbau . . . . .	40
5.5	Ergebnisse . . . . .	43
<b>6</b>	<b>Fasereigenschaften</b>	<b>47</b>
6.1	Theoretische Überlegungen . . . . .	48
6.2	Vorstudien . . . . .	53
6.3	Gleichheit der Fasern . . . . .	54
6.4	Reproduzierbarkeit des optischen Kontaktes . . . . .	58
6.5	Numerische Apertur . . . . .	60
6.6	Messung der Abschwächlängen . . . . .	65
6.7	Krümmung der Fasern . . . . .	68
<b>7</b>	<b>Das Verteilungssystem</b>	<b>70</b>
7.1	Zeitliche Konstanz der Verteilung . . . . .	71
7.2	Optische Eigenschaften . . . . .	72
7.3	Verteilung des Lichtes . . . . .	77
7.4	Optisches Öl . . . . .	79

<b>8 Das Referenzsystem</b>	<b>81</b>
8.1 Aufbau des Referenzsystems . . . . .	81
8.2 Analyse der Spektren . . . . .	83
8.3 Der Zerfall des alten Am-Pulsers . . . . .	87
8.4 Der HV-Test . . . . .	91
8.5 Langzeitüberwachung des Referenzsystems . . . . .	93
<b>9 Zusammenfassung</b>	<b>97</b>
<b>A Monitorsystem-Bibliographie</b>	<b>100</b>
<b>B Herstellung der Stecker</b>	<b>102</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>105</b>
<b>Danksagung</b>	<b>110</b>



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Längsschnitt durch den H1-Detektor . . . . .	2
1.2	Aufbau des BEMC . . . . .	3
2.1	Absorptions- und Emissionsspektren von SCSN 38 und Y 7 . . . . .	6
2.2	Bestrahlungs-Schäden an SCSN 38 und Y 7 . . . . .	7
2.3	Lichtausbeute in zentralem Modul als Funktion der Zeit . . . . .	8
2.4	Veränderung der Kalibration beim Transport . . . . .	9
2.5	Minimale Zeit in Tagen zwischen Nacheichungen . . . . .	11
4.1	Konzept des Monitorsystems . . . . .	32
4.2	Monitorsystem-Konzept: Aufbau des Haupt-Referenzsystems . . . . .	33
4.3	Einkopplung der Fasern in die Module . . . . .	34
5.1	Benutzte Photodioden und normale Elektronik . . . . .	36
5.2	Lichtpuls nach dem Vorverstärker mit e.m. Störungen . . . . .	38
5.3	Instabilität der Xe-Lampe . . . . .	39
5.4	Aufbau zur Messung von Lampen- und Filterspektren . . . . .	40
5.5	Abhängigkeit der Pulsformen von der Wellenlänge . . . . .	41
5.6	Quanteneffizienz der Diode zitiert nach [WUN88] . . . . .	42
5.7	Stabilität der Xe-Lampe mit externem Trigger . . . . .	42
5.8	Gesamtspektrum der Xe-Lampe . . . . .	44
5.9	Veränderung des Spektrums mit der Ladespannung . . . . .	45
5.10	Halblog. Darstellung der Transmission der optischen Filter . . . . .	46
5.11	Wellenlängen-Vergleich: Xe-Lampe mit Filtern vs. Laser . . . . .	46
6.1	Erklärung der Funktion von optischen Fasern . . . . .	49
6.2	Gleichheitstest der 'alten' QSF 200-Fasern . . . . .	53
6.3	Mikroskopische Aufnahme eines Steckers der QSF 200-Fasern . . . . .	54
6.4	Mikroskopische Aufnahmen von Steckern der 'neuen' Fasern . . . . .	55
6.5	Gleichheitstest der 'neuen' Fasern: Beispiel HCN . . . . .	56
6.6	Reproduzierbarkeit des optischen Kontaktes . . . . .	59
6.7	Der Stecker (l) wird in die Buchse (r) eingespannt (ca. 2:1) . . . . .	60
6.8	Aufbau zur Messung der numerischen Apertur . . . . .	61
6.9	Beinflussung der Messung der numerischen Apertur . . . . .	62
6.10	Numerische Apertur der Fasern . . . . .	64
6.11	Aufbau zur Messung der Abschwächlängen . . . . .	65
6.12	Abschwächlängen für die Faser HCP 200 . . . . .	66
6.13	Vergleich der Abschwächlängen der HCP- und HCN-Fasern . . . . .	67
6.14	Verhalten der Fasern bei Krümmung . . . . .	68
7.1	Skizze des Endstückes . . . . .	70
7.2	Mangelnde zeitliche Konstanz der Verteilung . . . . .	71

7.3	Transmission von PMMA, SCSN38 und Y7 . . . . .	73
7.4	Eigenschaften der Scheiben aus Plexiglas 218 . . . . .	75
7.5	Reflektivitäten des Mischers und seiner Umhüllungen . . . . .	76
7.6	Verteilung des Lichtes und Fit für das Endstück . . . . .	77
7.7	Vergleich von Verteilungskurven . . . . .	78
7.8	Einsatz der Küvette für optisches Öl . . . . .	79
7.9	Abnahme der Intensität durch optisches Öl . . . . .	80
8.1	Aufbau des Referenz-Photomultipliers . . . . .	82
8.2	Spannungsteiler der Referenz-Photomultipliers . . . . .	83
8.3	Spektrum des umgewandelten UV-Lichtes aus der Referenzfaser . . . . .	84
8.4	Spektrum des Szintillationslichtes aus dem NaI(Am+Tl)-Pulser . . . . .	84
8.5	Eichung des Referenzsystems mithilfe von $\gamma$ -Quellen . . . . .	86
8.6	Spektrum der äußeren Am- $\gamma$ -Quelle . . . . .	86
8.7	Vergrößerte Aufnahmen der beiden NaI(Am+TL)-Kristalle . . . . .	88
8.8	Spektrum des alten Pulsers als Summe asym. Funktionen . . . . .	89
8.9	Spektrum des neuen Pulsers als Summe asym.Funktionen . . . . .	90
8.10	Spektrum des Am-Pulsers der <i>Crystal Barrel</i> -Kollaboration . . . . .	91
8.11	Ergebnis des HV-Tests . . . . .	92
8.12	Langzeitüberwachung der Am-Pulser- <i>Pulshöhe</i> . . . . .	93
8.13	Langzeitüberwachung der Am-Pulser- <i>Auflösung</i> . . . . .	94
8.14	Intensität des Lichtes aus der Referenzfaser . . . . .	95

# Tabellenverzeichnis

3.1	Monitoraufgaben und ihre Anforderungen an die Auslegung des Monitorsystems . . . . .	16
3.2	Quellen für Monitorsignale . . . . .	20
6.1	Herstellerangaben über die getesteten Quarz-Fasern . . . . .	47
6.2	Durchschnitte der Fasertransmissionen (rel. Einheiten) und $\sigma_{rel}$ . . . . .	57
6.3	Durchschnitte der Quotienten 'vorwärts'/'rückwärts' . . . . .	57
6.4	Reaktion auf Manipulation bei Ein- bzw. Auskopplung . . . . .	58
B.1	Längen und Farbcodes der benutzen Quarz-Fasern . . . . .	104

# Kapitel 1

## Einführung

An der neuen **Hadronen-Elektronen-Ring-Anlage** HERA, die in Hamburg im Jahr 1990 in Betrieb gehen wird, werden zunächst zwei Detektoren gebaut, ZEUS und H1. Beide sollen die bei der Kollision von  $820\text{ GeV}$  Protonen mit  $30\text{ GeV}$  Elektronen bei einer Schwerpunktsenergie von  $314\text{ GeV}$  entstehenden Reaktionsprodukte beobachten. Dabei sollen möglichst alle Größen jedes einzelnen Teilchens gemessen werden: Masse, Ladung, Impuls bzw. Energie und Flugrichtung. Dazu wird, wie bei Detektoren in der Hochenergiephysik üblich, der **Wechsel-Wirkungs-Punkt** (WWP) möglichst vollständig umschlossen. Das soll auch gewährleisten, daß kein Reaktionsprodukt den Detektor unbemerkt verlassen und damit die Reaktionsbilanz verfälschen kann.

Am Gesamtbild des H1-Detektors sind diese Aufgaben deutlich abzulesen. Abb. 1.1 zeigt einen Schnitt entlang des Strahlrohrs. Es ist zu erkennen, daß der Detektor asymmetrisch ist, da der Schwerpunkt im Laborsystem nicht ruht. Der WWP wird zunächst durch Driftkammern umschlossen, die die Spur geladener Teilchen messen, ohne ihre kinetische Energie zu beeinflussen. Um die Spurenkammern herum sind Kalorimeter angeordnet, die die Reaktionsprodukte stoppen und ihre kinetische Energie messen. Beide werden von einer supraleitenden Spule umgeben, die ein homogenes Magnetfeld von  $1.2\text{ T}$  erzeugt. An der resultierenden Krümmung der Bahn geladener Teilchen kann ihr Impuls abgelesen werden.

In den Kalorimetern werden die Teilchen gestoppt und geben dabei in einem "Schauer" genannten Prozeß ihre gesamte kinetische Energie ab. Sie werden durch Materie gebremst und strahlen dabei Photonen ab. Je schwerer das Element, desto wirkungsvoller ist die Abbremsung. Sie wird durch die Strahlungslänge  $X_0$  (für Elektronen) bzw. durch die Wechselwirkungslänge  $\lambda$  (für Hadronen) des Materials gekennzeichnet, nach der das Teilchen im Mittel noch  $36.7\%$  ( $1/e$ ) seiner ursprünglichen Energie hat. Die Photonen können, wenn sie energiereich genug sind, z.B. in Paare von Elektronen und Positronen zerfallen. Letztere strahlen bei der Annihilation mit einem Elektron Photonen ab, die entstandenen Elektronen werden ihrerseits gebremst, senden auch Photonen aus, usw. Die Zahl der Teilchen nimmt so zu, die mittlere Energie ab. Unterhalb der sog. "kritischen Energie" überwiegen die Energieverluste durch Ionisation gegenüber der Bremsstrahlung. Dann können keine weiteren Teilchen gebildet werden, und der Schauer stirbt unter Abgabe seiner gesamten Energie an den Detektor aus.

Beim H1-Detektor werden drei verschiedene Konstruktionen angewandt, um die Energie der Schauer zu messen. Alle basieren auf dem *Sampling*-Prinzip, bei dem abwechselnd Lagen des bremsenden Materials, hier Blei, und eines aktiven Materials angeordnet sind. Beim großen Hauptkalorimeter wird die in flüssigem Argon (LAr) durch Ionisation erzeugte Ladung gemessen, beim Vorwärtskalorimeter die in Silizium-*Wafers* entstandenen Exitonen, und beim elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter (BEMC),

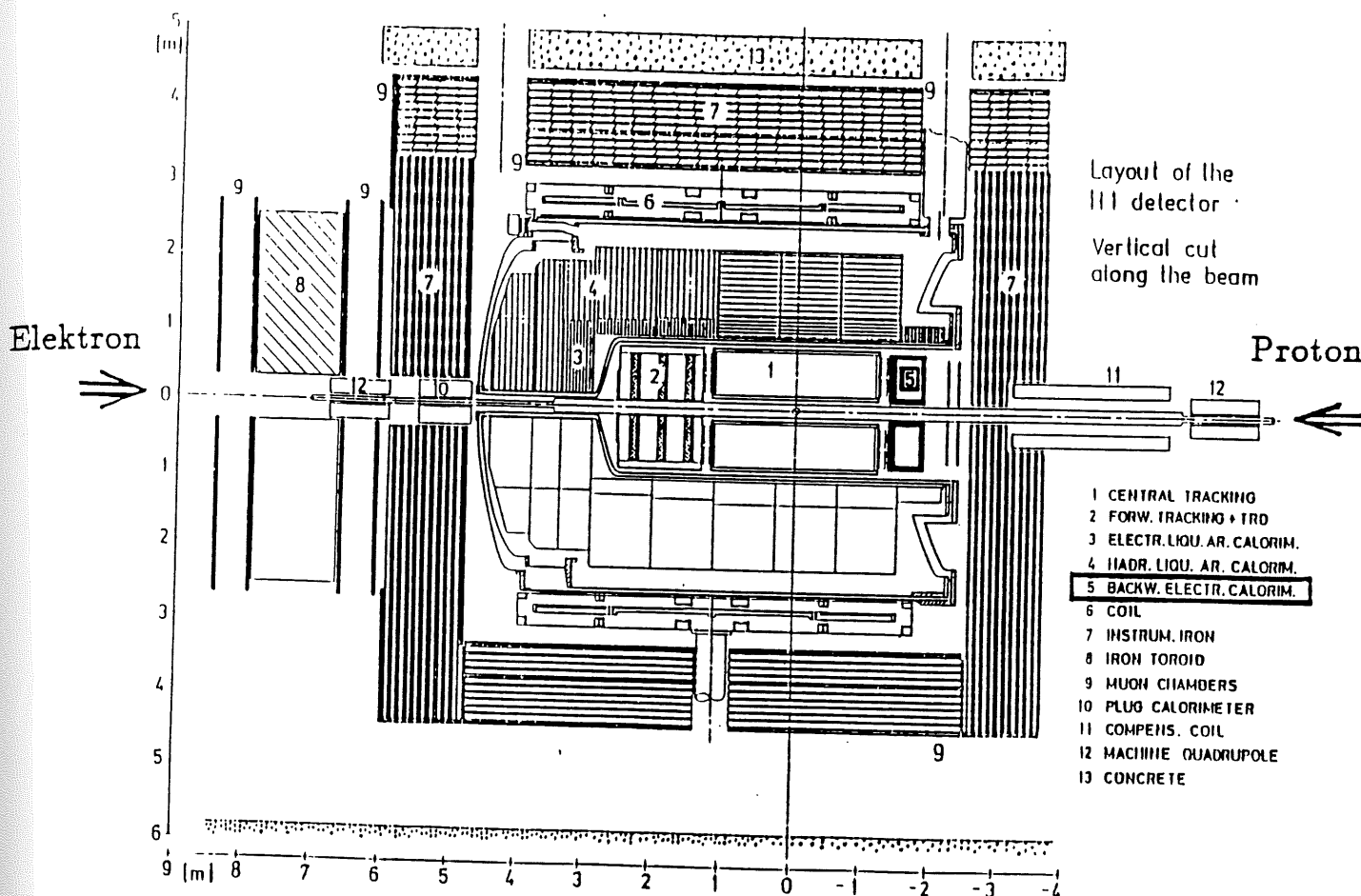


Abbildung 1.1: Längsschnitt durch den H1-Detektor

in dessen Rahmen die vorliegende Arbeit entstand, werden Szintillatoren eingesetzt. Nur ein kleiner, aber im statistischen Mittel konstanter Anteil der Schauerenergie wird in den aktiven Medien deponiert. Der Anteil im Blei ist nicht meßbar. Da die Entwicklung jedes einzelnen Schauers ein statistischer Prozeß ist, schwankt dieser Anteil um den Mittelwert und begrenzt damit als entscheidender Faktor die Energieauflösung. Durch geschickte Wahl der relativen Anteile von passiven und aktiven Medien kann die Unsicherheit minimiert werden. Genaueres dazu sowie zur Entwicklung von Schauern ist z.B. bei [GEN87] nachzulesen.

Das BEMC befindet sich in der Elektronenrichtung hinter dem WWP. Nach der H1-Konvention, die die Protonenrichtung als 0 Grad definiert, deckt es den Azimuthbereich von 155 bis 175 Grad ab und ist daher das rückwärtige Kalorimeter. Es wird im Wesentlichen wenig abgelenkte Elektronen messen. Das Kalorimeter besteht aus 88 Modulen (Abb. 1.2 a), von denen 56 einen quadratischen Querschnitt von  $16 \times 16 \text{ cm}^2$  haben. Außerdem gibt es noch drei verschiedene Dreiecke und zwei verschiedene Trapezoide. Alle Module haben 50 Lagen Szintillator von 4 mm Dicke und 49 Lagen Blei, die jeweils 2.5 mm messen. Zusammen ergeben sich so 22 Strahlungslängen  $X_0$ . Das Schauermaximum, also der Ort, wo die meiste Energie deponiert wird, liegt für Elektronen mit 30 GeV bei etwa 6–7  $X_0$ . Die Module sind insgesamt 40 cm lang. Abb. 1.2 b) zeigt ein quadratisches Modul in Längsansicht.

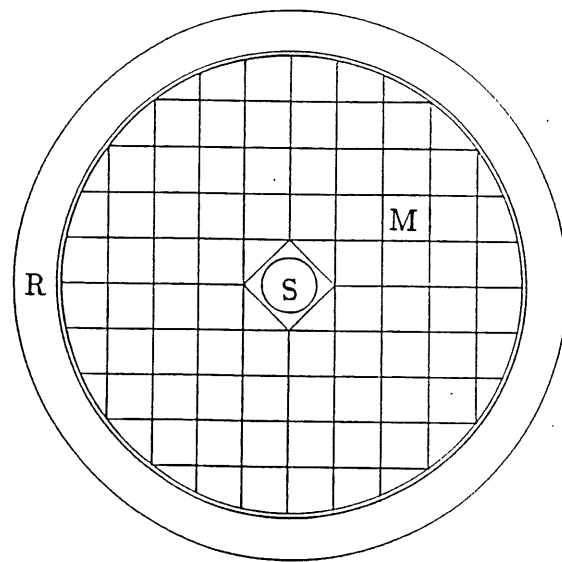
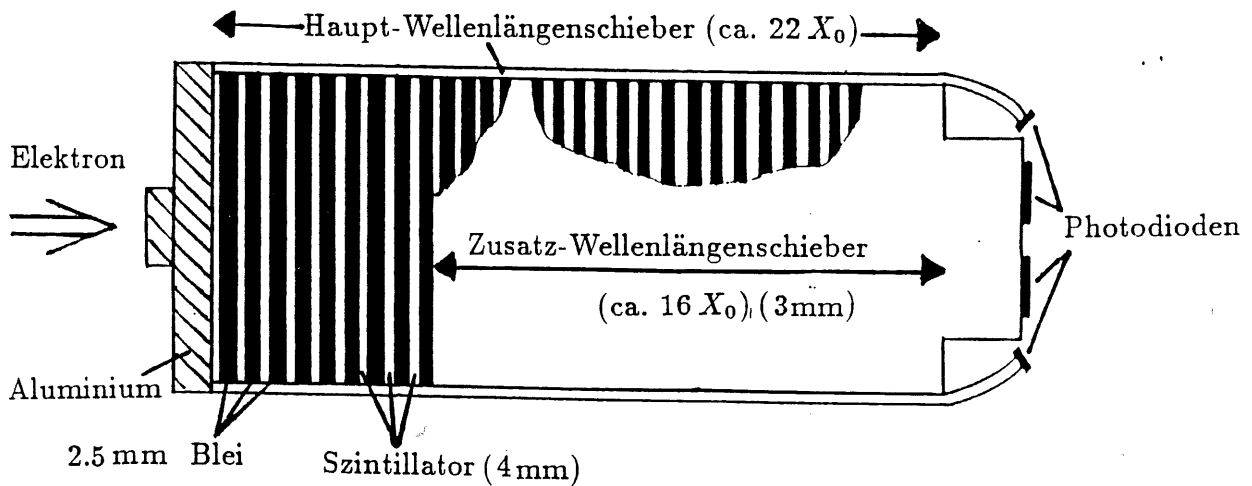


Abbildung 1.2: Aufbau des BEMC

oben: a) Querschnitt mit Strahlrohr (S),  
Modul (M) und Trägerring (R)

unten: b) quadratisches Modul in Längsansicht



Die Module werden über 3 mm dicke Wellenlängenschieber ausgelesen, in denen das blaue Szintillationslicht, das durch den Schauer entsteht, in grünes Licht verwandelt wird. Dieses wird entlang der Wellenlängenschieber zu den Photodioden am Ende geleitet. Dort wird das Licht in elektrische Impulse umgesetzt, in noch am Modul befindlichen Vorverstärkern verstärkt, um später weiter verstärkt und digitalisiert zu werden. Die Photodioden haben zwar gegenüber Photomultipliern den Nachteil, keine Eigenverstärkung zu besitzen, werden aber durch das Magnetfeld in ihrer Funktion nicht beeinträchtigt und sind zudem wesentlich kleiner.

Die meisten Module sollen mit zusätzlichen Wellenlängenschiebern ausgerüstet werden, die nur 35 Lagen Szintillator auslesen<sup>1</sup>, also nach etwa sechs bis sieben Strah-

<sup>1</sup>Stand: April/Mai 1989

lungslängen beginnen. Das Verhältnis zwischen den Signalen der Haupt- und Zusatz-Wellenlängenschieber wird für Elektronen- und Pionenschauer, deren Maximum weniger ausgeprägt ist und tiefer im Modul liegt, unterschiedlich sein. Daher können auf diese Weise Pionenschauer von Elektronenschauern unterschieden werden.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit einem Monitorsystem für das BEMC. Dieses System soll Testsignale zur Aufrechterhaltung der Eichung und Energieauflösung in die einzelnen Kalorimetermodule einleiten. Es wird sich zunächst ein Kapitel anschließen, das auf die Kalibration, die möglichen Ursachen einer Veränderung und die Nachkalibration eingeht und damit die Notwendigkeit eines Monitorsystems begründet. Im dritten Kapitel werden Begriffsbestimmungen und eine Aufarbeitung der Literatur erfolgen. Im vierten Kapitel werden daraus und aus den Anforderungen und Randbedingungen des BEMC Folgerungen gezogen und ein Konzept vorgestellt, in das die Ergebnisse der folgenden experimentellen Kapitel bereits eingeflossen sind.

In dieser Arbeit wurde versucht, durch Tests von Komponenten die voraussichtliche Realisierbarkeit eines Monitorsystems zu zeigen. Die Darstellung wird daher in den Kapiteln 5 bis 8 nach den Komponenten geordnet: Lichtquellen, Quarz-Fasern, das Verteilungssystem sowie das Referenzsystem. In diesen Kapiteln werden jeweils theoretische Überlegungen, Vorstudien, Versuchsaufbauten, Tests, Ergebnisse und Folgerungen präsentiert.

*Zwischenergebnisse, die für den weiteren Verlauf wichtig sind und Zusammenfassungen an den Enden der Kapitel sollen auf diese Weise hervorgehoben werden.*

## Kapitel 2

# Kalibration und Rekalibration

Damit die Information, die das Kalorimeter über die Energie des Schauers liefert, in einer absoluten Zahl ausgedrückt werden kann, muß es geeicht werden. Diese Kalibration soll modulweise vor der Montage des BEMC erfolgen. Dazu wird jedes Modul am DESY-Teststrahl mit Elektronen einer bekannten Energie beschossen. Die Reaktion der Module über der Einschußenergie aufgetragen, ergibt eine für dieses Modul spezifische Kalibrationskurve. Dabei ist es wenig sinnvoll, die Reaktion etwa in ADC-Kanälen zu messen, da die Elektronik austauschbar bleiben soll. Vielmehr kann sie z.B. auf die Peaklage bezogen werden, die entsteht, wenn eine  $\gamma$ -Quelle auf die Photodioden gelegt wird. Diese wirken dann als Halbleiterzähler. Die am Vorverstärker gesammelte Ladung beträgt im Mittel eine Elementarladung pro  $3.62 \text{ eV}$   $\gamma$ -Energie. Die Kalibrationskurven beschreiben also die Pulse der Photodioden als Funktion der deponierten Energie. Als Ziel wird angestrebt, daß die Kalibration auf  $\pm 1 \%$  genau ist und erhalten wird. Diese Größe ist das Maß für die gesamte folgende Diskussion.

Um die verschiedenen Ursachen, die zu einem Verlust der Kalibration führen können, zu beurteilen, muß man sich den Prozeß, der aus der deponierten Energie einen solchen Puls macht, genau anschauen. Der beim BEMC benutzte Szintillator, SCSN 38, besteht aus einer Matrix (PMMA), die mit geringen Anteilen von zwei Farbstoffen (b-PDB und BDB) dotiert ist. Die nachweisbare Energie wird zunächst an die Matrix abgegeben. Diese strahlt sie in Quanten, deren Wellenlängen im nahen ultravioletten Spektrum liegen, wieder ab. Da die Abschwächlänge des Materials in diesem Bereich weniger als  $1 \text{ mm}$  beträgt, könnte die Szintillation überhaupt nicht registriert werden, wenn die Energie nicht nacheinander von den beiden Farbstoffen absorbiert, mit höherer Wellenlänge reemittiert und so zu einer häufigsten Wellenlänge von  $430 \text{ nm}$  verschoben würde. Die Emissionen sind jeweils isotrop.

Das blaue Licht kann den Szintillator ziemlich ungehindert durchqueren, ihn schließlich an einer Stirnseite verlassen und in den Wellenlängenschieber Y 7 eintreten. Dort wird das blaue Licht von Farbstoffmolekülen absorbiert, grün wieder abgestrahlt und dann entlang des Wellenlängenschiebers weitergeleitet. Abb. 2.1 zeigt die Absorptions- und Emissionsspektren der verwandten Farbstoffe. Da beide Materialien im Vergleich zu ihren Längen dünn sind, wird das Licht in ihrem Inneren oft reflektiert, wobei die Totalreflektion einen hohen Anteil hat. Der optische Kontakt an der Grenzfläche zu optisch dichteren Medien, der die Totalreflektion aufheben würde, wird durch eine dünne Nylonschnur verhindert.

Für die Kalibration sind sowohl die Lichtentstehung als auch die Weiterleitung wichtig. Beides soll unter dem Begriff "Lichtausbeute" zusammengefasst werden. Ursachen für den Verlust der Eichinformation können Strahlenschäden sein, die entweder die Farbstoffmoleküle schädigen, oder die Abschwächung des eigenen Lichtes verstärken.



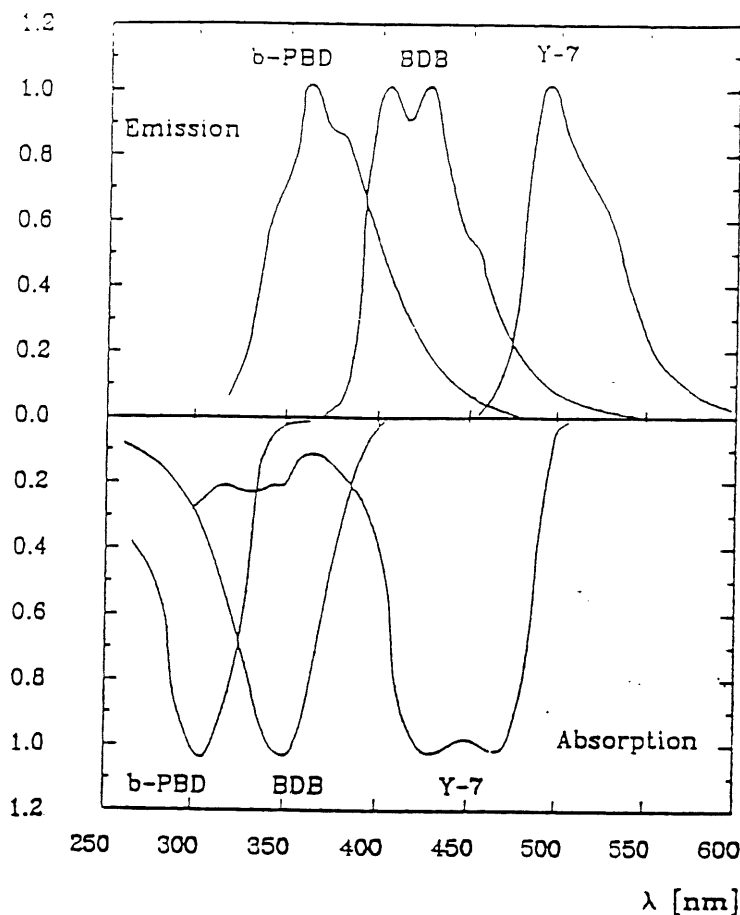


Abbildung 2.1: Absorptions- und Emissionsspektren von SCSN 38 und Y 7

Weiterhin können mechanische Veränderungen die Reflektionen beeinträchtigen oder die Wellenlängenschieber in den Modulen verrutschen lassen und dadurch die Kalibration gefährden. Zu diesen beiden Ursachen gibt es bereits Tests, die im Folgenden dargestellt werden sollen. Schließlich gibt es noch weitere, schlecht zu quantifizierende Ursachen von Schäden, Altern von Photodioden oder ihrer Klebungen o.ä. Für den Augenblick mag es ausreichen, diese als möglich anzusehen, so daß Vorsorge getroffen werden muß, damit sie die Funktion des Kalorimeters nicht gefährden können.

## 2.1 Strahlenschäden

Die Module des BEMC werden einer dauernden Bestrahlung ausgesetzt sein, sobald HERA in Betrieb geht. Neben den Schauern, die auch zu Schäden führen können, sind vornehmlich Synchrotronstrahlung und Restgas-Ereignisse im Strahlrohr verantwortlich. Es gibt Berechnungen, daß bei HERA am Strahlrohr eine jährliche Dosis von 300 Gy, also täglich 1 Gy, zu erwarten ist [ZEU87a].

Um den Effekt der Strahlungsschäden auf die Lichtausbeute der Module abschätzen zu können, müssen zuerst Schädigungsdaten für die beiden optischen Materialien bekannt sein. Diese sind bei [ZEU87a] zu finden. Dort wurde die Schädigung zusam-

menfassend durch die Verkürzung der Gesamt-Abschwächlängen  $\alpha_{ges}$  gemessen. Es gilt, daß

$$I(x) = I(0) \exp(-x/\alpha_{ges})$$

Dabei wurde für SCSN 38 mit der Wellenlänge der Hauptabsorption des zweiten Farbstoffes (BDB) gemessen, und für Y 7 mit dem Emissionsspektrum des Szintillators. Die Gesamt-Abschwächlänge setzt sich aus der nativen und der strahlungsbedingten Abschwächlänge folgendermaßen zusammen:

$$\alpha_{ges}^{-1} = \alpha_0^{-1} + \alpha_{rad}^{-1}$$

Da  $\alpha_{rad}^{-1}$  zeitabhängig sein kann, wurden die Materialien zum Zeitpunkt  $t = 0$  mit einer großen Dosis bestrahlt, und die Abschwächlänge danach zu verschiedenen Zeiten ohne erneute Bestrahlung gemessen. Ein Dosis-Raten-Effekt war nicht zu erkennen, so daß die Ergebnisse auf andere Umgebungen übertragbar sind.

Abb. 2.2 zeigt, wie sich die Schädigung bei einer Lagerung in einer Stickstoff-Atmosphäre, die auch am H1-Detektor herrschen wird, mit der Zeit entwickelt. Aufgetragen ist die inverse zusätzliche Abschwächlänge  $\alpha_{rad}^{-1}$  normiert auf die Dosis. Es

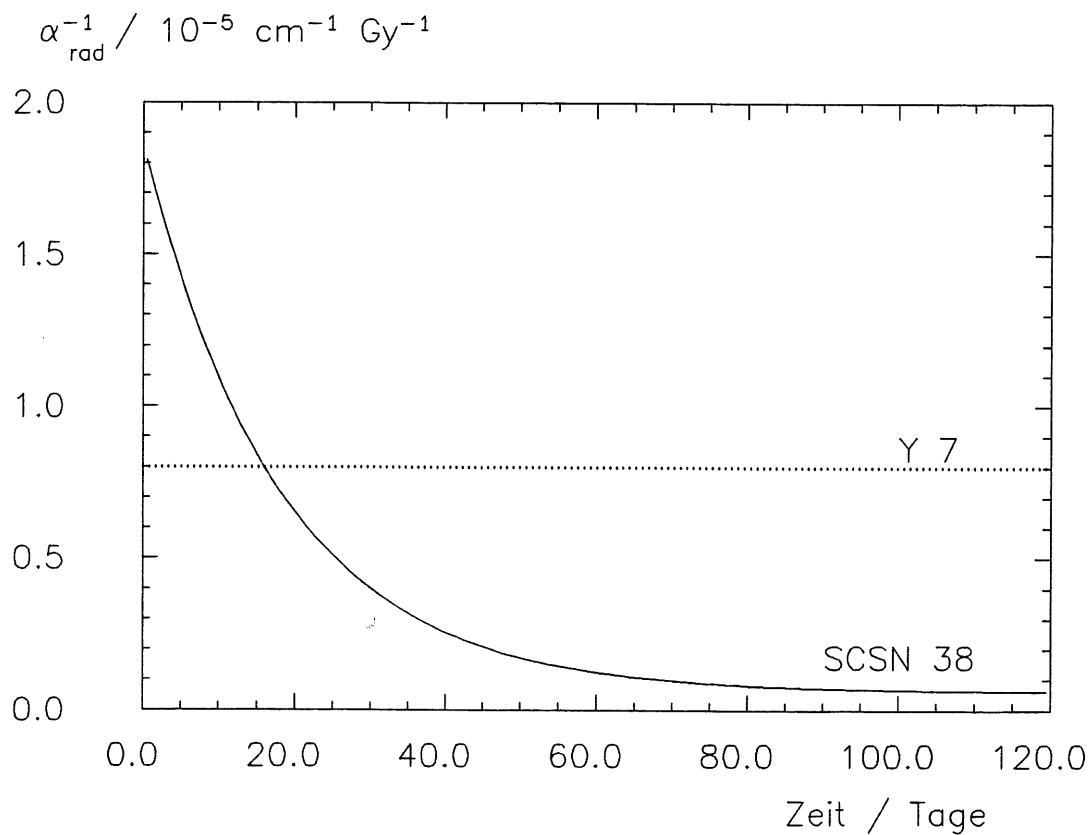


Abbildung 2.2: Bestrahlungs-Schäden an SCSN 38 und Y 7 als Funktion der Zeit nach dem Ende der Bestrahlung

zeigt sich, daß der anfangs beobachtete Schaden beim Szintillator stark zurückging, aber nicht ganz verschwand. Es war also eine Heilung zu beobachten. Der Wellenlängenschieber zeigt dagegen nur einen permanenten Schaden.

Das BEMC wird quasikontinuierlich und nicht punktuell bestrahlt. Trotzdem kann mithilfe dieser Daten die Abnahme der Lichtausbeute im Lauf der HERA-Betriebszeit abgeschätzt werden. Der Schaden zum Zeitpunkt  $t$  akkumuliert sich aus dem nicht ausgeheilten aktuellen Schaden und den teilweise ausgeheilten Schäden aller vorherigen Tage zusammen. Es wird angenommen, daß der Weg des Lichts in den Modulen am Strahlrohr 8 cm Szintillator und 30 cm Wellenlängenschieber umfasst. Dabei ist keine Information über die native Abschwächlänge der Materialien notwendig, da sich diese aus den Gleichungen herauskürzt. Der in Abb. 2.3 dargestellte Verlauf läßt keinerlei Heilung mehr erkennen, da die Abnahme der Lichtausbeute schnell durch den Beitrag der Wellenlängenschieber dominiert wird. Innerhalb eines Jahres könnte die Lichtausbeute um etwa 7.5 % abnehmen.

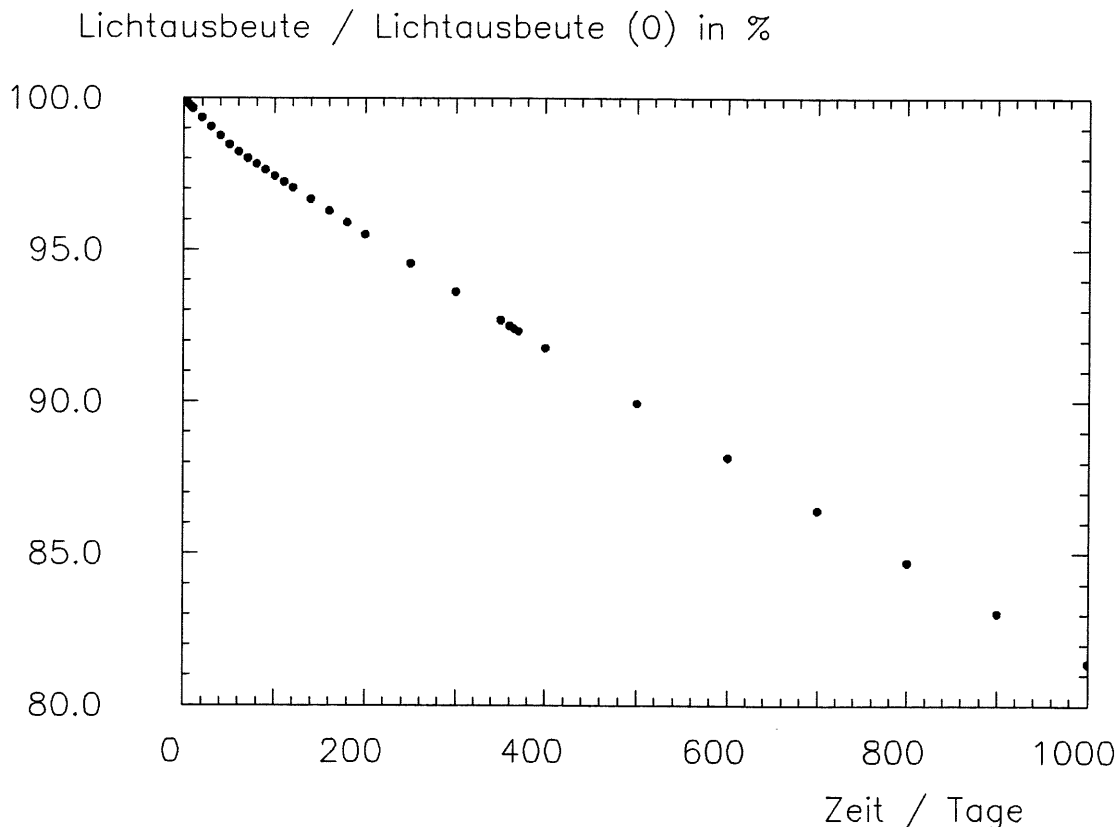


Abbildung 2.3: Lichtausbeute in zentralem Modul als Funktion der Zeit;  
Annahmen über Dosis und Lichtweg siehe Text

Diese Abschätzung macht sehr einfache Annahmen, und ist nur auf die innersten Module anwendbar. Es gibt keine Simulationen, wie sich die Strahlungsschäden in den Modulen verteilen und wie stark sich die Dosen mit wachsendem Abstand vom Strahlrohr verringern.

*Die Abschätzung zeigt, daß Strahlungsschäden schon beim normalen Betrieb von HERA nicht zu vernachlässigen sind, da sie die Kalibrationskonstanten zumindest einiger Module merklich beeinflussen können.*

## 2.2 Mechanische Veränderungen

Die Auswirkungen mechanischer Veränderungen wurden am DESY-Teststrahl direkt getestet. Es wurde dazu allerdings ein Vorläufer des endgültigen Prototyps (siehe [WUN88]) benutzt<sup>1</sup>. Die Anfälligkeit für mechanische Veränderungen — wenn man davon überhaupt sprechen kann — war bei diesem Vorläufer eher größer als bei den Modulen neuen Designs.

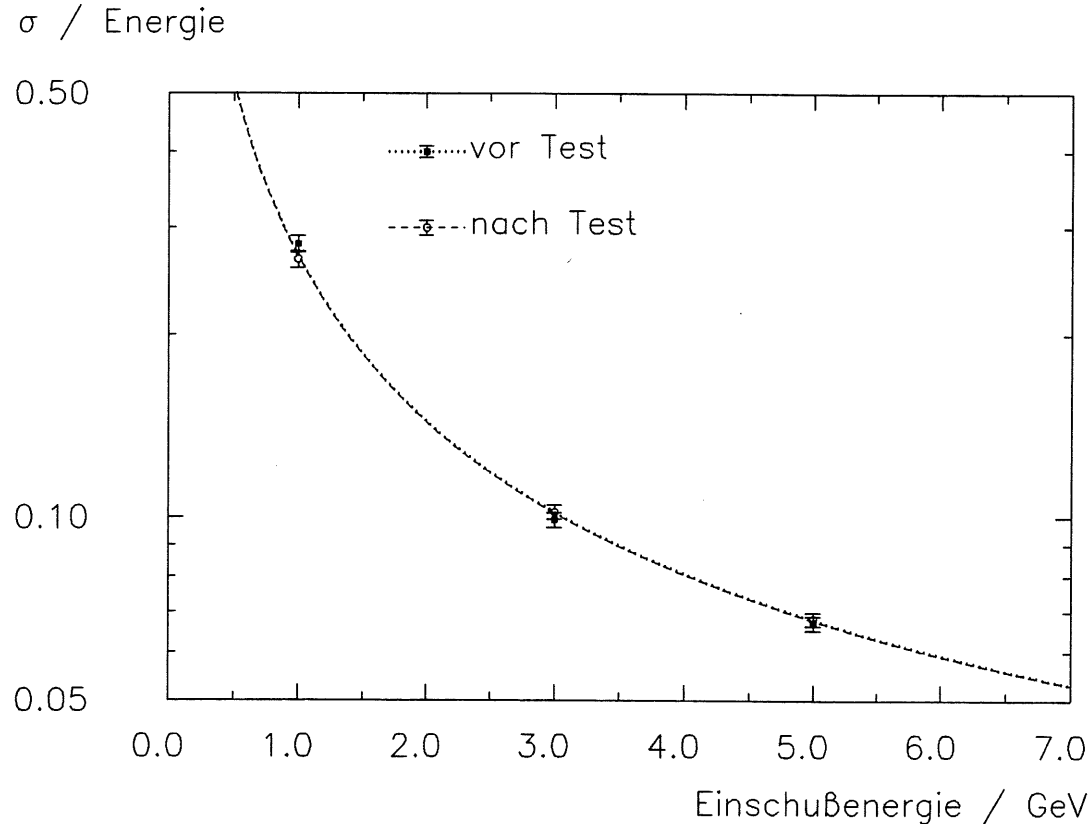


Abbildung 2.4: Messung der Energieauflösung vor und nach dem mechanischen Test: Kalibration bleibt unverändert

Zur Feststellung des Einflusses mechanischer Veränderungen wurde an diesem Modul für drei verschiedene Energien die Energieauflösung gemessen [PEP89]. An die Punkte wurde eine übliche Parametrisierung der Energieauflösung angepasst:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{a_1}{E}\right)^2 + \left(\frac{10\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}\right)^2 + (1\%)^2$$

<sup>1</sup>Dieser hatte schmalere Wellenlängenschieber von 3 cm Breite, die in Nuten lagen. Die Module wurden durch Gewindestangen zusammengehalten, und waren mit einer schwarzen Folie, die durch Wärme geschrumpft wurde, bespannt. Diese Folie hielt auch die Wellenlängenschieber in ihren Nuten. Bei den neueren Modulen werden die Blei- und Szintillator-Lagen, zwischen denen sich jeweils noch eine Lage weißes Papier befindet, zwischen die Endstücke angeordnet, mit denen das Modul in die tragende Konstruktion eingehängt wird. Der ganze Stapel wird beim Zusammenbau mit einer Presse zusammengedrückt, der Zug außen von dünnen Stahlblechen aufgenommen. Die Endstücke übernehmen dann die gesamte Schwerkraft des Moduls. Die Wellenlängenschieber werden, mit Nylonschnur als Abstandhalter, nur leicht zwischen Bleche und die Blei-Szintillator-Lagen eingeklemmt.

Darin bedeutet  $a_1$  die Größe des Diodenrauschens, die Sampling-Fluktuationen wurden als  $10\% / \sqrt{E}$  angenommen. Die Strahlenschärfe betrug linear  $1\%$ . Nur die Größe des Diodenrauschens war der freie Parameter dieses Fits.

Danach wurde das Modul vom Aufbau abgenommen, im Kofferraum eines PKW auf dem DESY-Gelände spazierengefahren und die Messung wiederholt. Abb. 2.4 zeigt *beide* Messungen und Fits. Trotz des drastischen Tests sind keine signifikanten Veränderungen zu erkennen.

*Beim Transport vom Teststrahl zum Einsatzort im H1-Detektor ist kein Verlust der Kalibrationsinformation zu befürchten.*

## 2.3 Nacheichung mit quasielastischen Ereignissen

Bei jeder *colliding beam*-Anlage gibt es elastische oder quasielastische Streueignisse, die zur Nacheichung der Detektoren genutzt werden, weil ihre Energie bekannt ist. Sie kann aus der Strahlenergie und dem Reaktionswinkel berechnet werden. Diese Ereignisse wird es auch bei HERA geben, ihre Raten können aus den Wirkungsquerschnitten und der Luminosität ermittelt werden. In Abb. 2.5 ist in einen Querschnitt des BEMC für jedes Modul die daraus resultierende Zahl von Tagen eingetragen, die vergehen, bis es von 100 quasielastisch-gestreuten Elektronen getroffen worden ist, so daß mithilfe einer an das Spektrum angepassten Funktion die Kalibrationskonstante mit der erforderlichen Genauigkeit bestimmt werden kann. Dabei sind folgende Annahmen gemacht:

- 1) Quasielastische Ereignisse haben zwischen 99 und 100 % der winkelabhängigen maximalen Energie  $\lambda_{max}$ , für die gilt:

$$\lambda_{max} = \frac{\epsilon E}{\epsilon \sin^2 \vartheta + E \cos^2 \vartheta}$$

Dabei ist  $\epsilon$  die Energie des Elektrons ( $30 \text{ GeV}$ ),  $E$  diejenige des Protons ( $820 \text{ GeV}$ ) und  $\vartheta$  der Azimuth-Winkel.

- 2) HERA läuft mit der Design-Luminosität  $L = 2 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .
- 3) Für die Strukturfunktionen wurde die EMC-Parametrisierung angenommen (siehe [FEL85]).
- 4) Alle quasielastischen Ereignisse werden als solche erkannt und ausgelesen.

Gerade in Randbereichen des Detektors sind die Zeiten sehr lang, es vergeht mehr als ein Monat reiner Strahlzeit. Der gesamte Detektor kann offensichtlich nur kalibriert werden, wenn jedes Modul kalibriert wird, da Schauer selten auf ein Modul beschränkt bleiben.

Diese Zahlen bedürfen noch der Diskussion. Zunächst ist zu fragen, ob 100 Ereignisse genug sind. Damit die Zeitdauer nicht übermäßig lang wird, ist die in Punkt 1) formulierte Bedingung möglicherweise zu scharf. Durch eine Aufweitung des Intervalls auf 95–100 % wird die Zählrate erhöht, das Spektrum aber auch verschmiert, der Fit also schwieriger. Daher wird die Zeitdauer im Bereich von ein bis zwei Monaten bleiben.

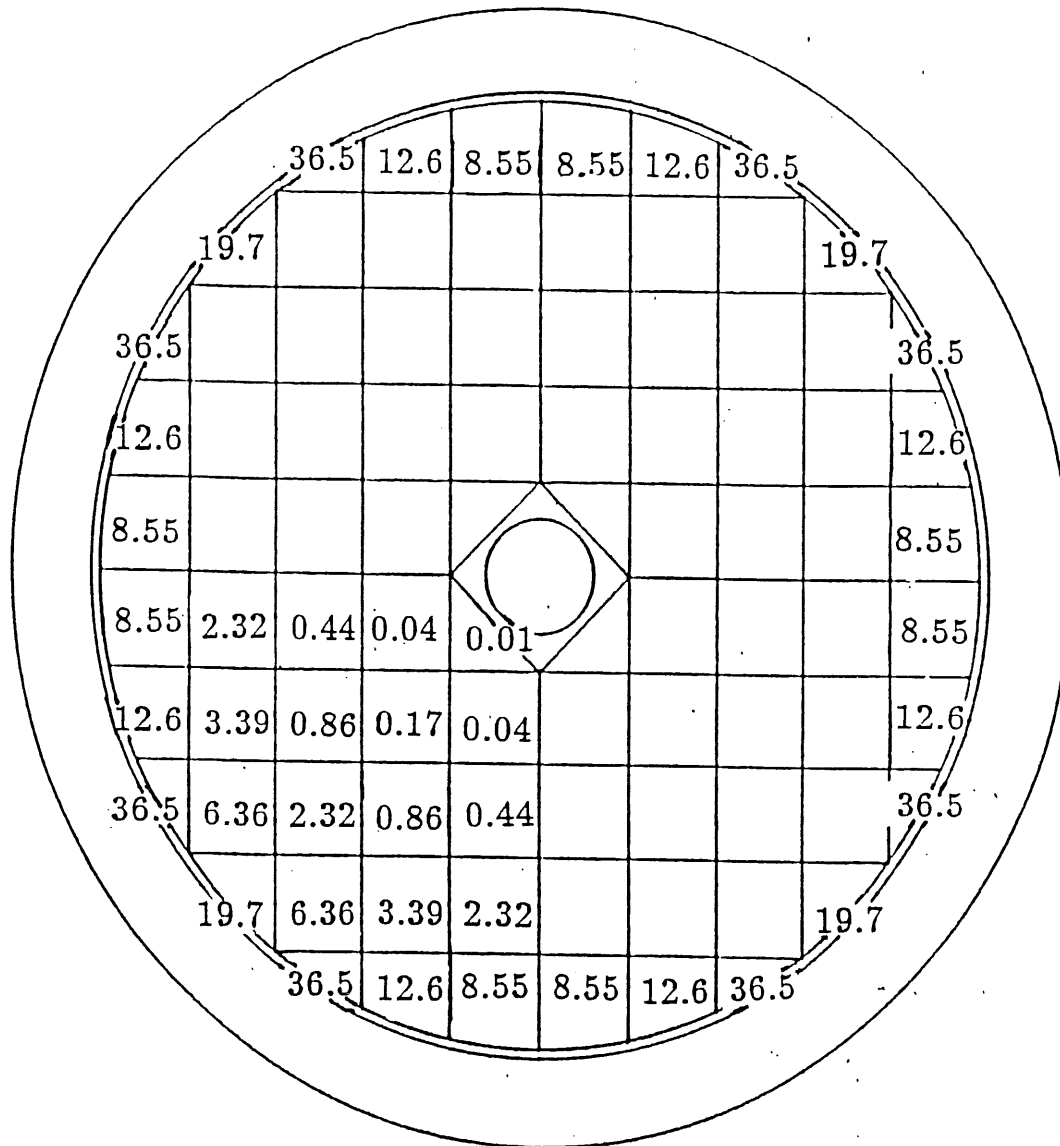


Abbildung 2.5: Minimale Zeit in Tagen, bis jedes Modul von 100 quasi-elastischen Ereignissen getroffen wurde

Wichtiger ist das Problem, das sich in Punkt 4) andeutete. Bei den Anlagen, die Teilchen und Antiteilchen beschleunigen, wie etwa PETRA in Hamburg oder LEP in Genf, sind diese Ereignisse relativ leicht zu erkennen, da beide Teilchen wegen der Impulserhaltung und ihrer gleichen Masse auf einer geraden Linie, die durch den WWP führt, durch den Detektor laufen und anschauen. Diese Ereignisse, die bei  $e^+e^-$ -Maschinen *Bhabhas* genannt werden, sind gut zu erkennen, der Detektor kann auf sie getriggert werden.

Bei HERA werden die Verhältnisse weniger einfach sein, da der Impuls im Laborsystem nicht Null ist. Das BEMC wird von Elektronen getroffen, die von einem der Quarks im Proton gestreut wurden und nur sehr wenig Impuls übertragen bekommen haben. In diesem Fall ist das sogenannte *Spectator*-Modell anwendbar. Es besagt, daß die beiden anderen Quarks unbeteiligt weiter geradeaus fliegen. Entfernen sich Quarks weit voneinander, dann bildet sich aus dem Vakuum ein Gluon, das in ein Quark-

Antiquark-Paar zerfällt. Damit wird das Proton wieder farbneutral und außerdem bildet sich der sogenannte *current-jet*. Würde man diesen und gleichzeitig das gestreute Elektron messen, dann wäre die Triggerung des Detektors kein Problem. Leider wird aber bei den Ereignissen, mit denen das BEMC nachgeeicht werden kann, der *current-jet* unter sehr kleinem Winkel durch das Strahlrohr fliegen und daher schlecht erkennbar sein.

Die erwünschte charakteristische Signatur wird es selten geben, das BEMC muß sich selbst triggern. Quasielastische Ereignisse auf dieser Basis von Untergrundereignissen zu trennen, bei denen auch kein anderer Teil des H1-Detektors anspricht, wird schwierig sein. Die Entscheidung muß schnell und *on-line* erfolgen, denn jedesmal, wenn das BEMC ausgelesen wird, ist der gesamte H1 blockiert, da keine vollständigen Ereignisse registriert werden können. Hilfreich ist lediglich, daß die Untergrundereignisse wesentlich kleinere Energien haben werden, so daß hohe Energieschwellen gesetzt werden können. Daher gibt die Abb. 2.5 die minimale Zeit zwischen Nacheichungen an.

*Den möglichen Veränderungen der Lichtausbeute in den Modulen, die die Kalibration gefährden, steht die Möglichkeit der Nacheichung mit quasielastischen Ereignissen gegenüber. Die Zeitabstände sind aber zu groß, um die geforderte Genauigkeit der Kalibration von 1 % zu erhalten. Daher muß ein Monitorsystem entwickelt werden, das Veränderungen an den Modulen durch regelmäßige Testsignale feststellen und quantifizieren und so zeitlich zwischen den Nacheichungen vermitteln kann. Dieses Monitorsystem muß erst nach Montage des BEMC eingebaut werden.*

## Kapitel 3

# Allgemeines über Monitorsysteme

Die Aufgabe eines Monitorsystems, das zeitlich zwischen Eichungen vermitteln soll, die zu verschiedenen Zeitpunkten stattfinden, läßt sich durch folgende Gleichung ausdrücken. Die Physiksignale des Modules  $i$  werden  $\text{PHY}_i$ , seine Reaktion auf Monitorsignale  $\text{MON}_i$  genannt. Dann muß gelten:

$$\frac{\text{PHY}_i(t)}{\text{MON}_i(t)} = \frac{\text{PHY}_i(t_0)}{\text{MON}_i(t_0)} \quad (3.1)$$

Dabei ist  $t_0$  der Zeitpunkt der letzten (Nach-)Eichung. Das bedeutet, daß im Moment der ersten Eichung und beim Abschluß jeder Nach-Eichung auch die Reaktion aller Module auf die Monitorsignale festgestellt werden muß. Durch die Aufrechterhaltung der Eichung minimiert das Monitorsystem zugleich die Unsicherheit bei der Umrechnung der Signale, es hält also die Auflösung nahe an dem bauartbedingten Optimalwert.

Es ist unmittelbar einsichtig, daß die Operation eines Monitorsystems andere Triggerbedingungen erfordert als die Aufnahme von physikalisch interessanten Daten. Wenn der Detektor nicht in einen ganz anderen Modus gebracht wird, werden die digitalisierten Werte  $\text{MON}_i$  mit einem Kennzeichen versehen, um sie später von den 'richtigen' Daten unterscheiden zu können.

In der Literatur werden etliche Systeme beschrieben, die in diesem Sinn als Monitorsysteme einzuordnen sind, bei denen also Monitorsignale erzeugt und im Detektor verteilt werden. Dabei werden die Begriffe "Monitoring" und "Kalibration" oft fast synonym benutzt, was hier vermieden werden soll. Für Zweifelsfälle läßt sich ein einfaches, operationales Kriterium angeben: die Zeitdauer. Das Durchführen eines Monitorruns nimmt stets einen sehr viel kleineren Zeitraum in Anspruch als die Nachkalibration. Typische Werte sind zehn Minuten in jeder Datennahme-Schicht oder ein achtstündiger Run alle zwei bis drei Wochen. Keine denkbare Monitoraufgabe kann mehr als 24 Stunden in Anspruch nehmen, da sonst die Zeit für Datennahme unzumutbar eingeschränkt würde und auch die Aufgabe der Vermittlung nicht mehr zu erfüllen wäre.

Der folgende Überblick wird sich nur mit Detektoren beschäftigen, bei denen Szintillatoren eingesetzt werden, deren Licht — möglicherweise über mehrere Zwischenstufen wie Wellenlängenschieber o.ä. — von Photomultipliern oder Photodioden ausgelesen wird. Dabei soll die Lichtausbeute des Detektors überwacht werden<sup>1</sup>. Es handelt sich meist um Kalorimeter, teilweise auch um Time-Of-Flight-Systeme. Die Detektoren sind modular aufgebaut. Der Aufbau des Monitorsystems orientiert sich dann ebenfalls

---

<sup>1</sup>Der Test der Elektronik mit elektronischen Pulsgeneratoren wird hier als bekannte — und regelmäßig angewandte — Technik vorausgesetzt.



an dieser Struktur. Um die Reaktion verschiedener Module ins Verhältnis setzen zu können, müssen die Monitorsignale "reproduzierbar" sein, d.h. daß ihre Quotienten zeitlich konstant sein müssen. Es ist aber nicht nötig, daß sie auch "vergleichbar" sind, also alle die gleiche Höhe haben.

Es können nun zunächst einige **grundlegende Gedanken** zur Funktion von Monitorsystemen formuliert werden:

1. Das Monitorignal sollte dem "Physiksignal" ähnlich sein, was Pulsform, -höhe, -länge etc. angeht.
2. Mit dem Monitorsystem kann man Detektor-Komponenten nur dann testen, wenn man ihre Hauptfunktion überwacht (z.B. kann man die Wirkung von grünen Wellenlängenschiebern nicht mit gelbem Licht testen).
3. Ein Monitorsystem kann nur die Komponenten eines Detektors überwachen, die entlang des Signalweges hinter dem Einkopplungsort liegen.
4. Um bei einem mehrstufigen Detektorsystem zweifelsfrei entscheiden zu können, welche Stufe die beobachtete Veränderung verursacht, werden mehrere unabhängige Monitorsignale benötigt, die dementsprechend auch verschiedene Ansatzpunkte haben.
5. Die unvermeidbaren Schwankungen des Monitorignals um seinen Mittelwert sollten erheblich kleiner sein als die erwarteten (oder befürchteten) Veränderungen des Detektors und seiner Komponenten.
6. Kann die Linearität des Detektors in gewissen Bereichen vorausgesetzt werden, so ist es nicht notwendig, daß das Monitorignal stets innerhalb seiner erwünschten Schwankungsbreite bleibt. Es kann dann durch Normierung auf die Reaktion eines Referenzsystems rechnerisch entsprechend korrigiert werden.
7. Zeitliche Veränderungen des Monitorsystems sollten erheblich langsamer erfolgen als die zeitliche Veränderung des Detektors.

Der erste Abschnitt dieses Kapitel wird die denkbaren Aufgaben und ihre Umsetzung in der Literatur behandeln. Danach wird auf die Quellen für Monitorsignale eingegangen, um anschließend zu analysieren, wie diese Signale verteilt werden können. Abschließend folgt ein Abschnitt über den Aufbau eines Referenzsystems. In diesem Kapitel werden i.A. keine Zitate erfolgen. Statt dessen sei für Beschreibungen der Detektoren und Monitorsysteme auf die Bibliographie im Anhang A verwiesen.

### 3.1 Aufgaben eines Monitorsystems

Die genaue Überwachungsaufgabe bestimmt mehr als alles andere die Auslegung des Systems. Fünf verschiedene Aufgaben sind denkbar: Ausfallkontrolle, Zeiteichung, Eichkonstanten-Überwachung, Interkalibration und eigenständige Kalibration. Realisiert wurden davon alle bis auf die eigenständige Kalibration. Die wichtigste Aufgabe ist sicherlich die Überwachung der Eichkonstanten, die deshalb weiter aufgegliedert wird. Zusätzlich können Monitorsysteme bei entsprechender Auslegung einen Linearitätstest durchführen. Tabelle 3.1 gibt einen Überblick darüber, welche Anforderungen die Aufgaben an die Monitorsignale und die sonstige Auslegung des Systems stellen.

## Ausfallkontrolle

Diese leisten alle Systeme als Nebenprodukt. Die einzige Forderung ist, daß die Monitorsignale über die Schwelle des Detektors kommen.

## Überwachung der Zeitauflösung

Dafür ist lediglich erforderlich, daß sich die Monitorpulse von den Physiksignalen nicht so stark unterscheiden, daß sie die Start- und Stop-Signale der TDCs anders auslösen. Nur für diesen Zweck müssen sie auch reproduzierbar sein. Für Vergleiche verschiedener Module ist eine zentrale Quelle für Monitorsignale notwendig, deren Zeit-Jitter von Puls zu Puls gering ist. Ihre Pulse werden dann mit möglichst gleichlangen Signalwegen verteilt. Beispiele sind der Detektor SAPHIR(Bonn) und die TOF-Systeme von TOPAZ, MARK III und UA 5. Alle benutzen Laser als zentrale Lichtquelle, die beiden letzteren regen mit den Lichtpulsen die Szintillation an.

## Eichkonstanten-Überwachung

Unter diesem Oberbegriff lassen sich die meisten anderen Monitorsysteme einordnen. An welcher Stelle die Überwachung ansetzen muß, hängt von den erwarteten Veränderungen ab.

Muß "nur" eine **Gainkontrolle der Photomultiplier** vorgenommen werden, dann liegt der einfachste Fall vor. Es ist lediglich notwendig, vor den Photomultipliern Monitorsignale einzuspeisen, deren Pulsform und -höhe und deren Verteilung reproduzierbar ist. Dieses Verfahren wurde hauptsächlich bei Bleiglas-Zählern (EHS, TOPAZ, VENUS, SAPHIR(Genf), MARK I), beim Schauerzähler ARGUS und beim Flüssig-Szintillator-Zähler KARMEN angewandt. Beim Detektor NA 5 wurde die Hochspannung *on-line* nachgeregelt, um die Schwankungen auszugleichen.

Eine **Überwachung des ganzen Signalweges** wird notwendig, wenn auch andere Effekte auftreten können (z.B. Strahlenschäden). Dazu muß zusätzlich die Szintillation in den Modulen angeregt werden. Da es aber weiterhin nur einen Einspeisungspunkt gibt, erfordert die Datenkorrektur eine nicht nachprüfbare Annahme über die Verteilung der Schäden im Modul.

Eine **Überwachung der Abschwächlängen** von Szintillatoren und Wellenlängenschiebern liefert nur eine ähnlich unvollständige Information. Die Schädigung geht mit einer vermehrten Absorption des von der Substanz selbst erzeugten Lichtes einher (vergl. Abschnitt 2.1). Dazu muß Licht in diesem Spektralbereich nacheinander an mindestens zwei Stellen entlang des Szintillators oder Wellenlängenschiebers injiziert werden. Aus der Veränderung der Verhältnisse kann auf die Verkürzung der Abschwächlängen geschlossen werden. Es ist nicht notwendig, an allen Stellen die gleiche Intensität einzustrahlen, wenn die Anfangsverhältnisse bekannt sind.

In der Praxis sollte bei Strahlenschäden ein **Homogenitätstest** durchgeführt werden. Dazu wird zusätzlich die Szintillation am Anfang des Signalweges angeregt, wobei deutlich mehr als zwei Orte einbezogen werden. Solche Systeme existieren: bei ZEUS sollen nadelförmige  $^{60}\text{Co}$ -Quellen von  $1.1 \times 10^8 \text{ Bq} = 3 \text{ mCi}$ , die so lang sind, daß sie 5–10 Lagen Uran&Szintillator anregen, in dünnen Röhrchen senkrecht zu den Lagen bewegt werden. Dadurch wird die Veränderung kontinuierlich gemessen (Einzelheiten s. [BRU86]). Beim wesentlich 'kürzeren' WA 70-Detektor fahren die  $^{60}\text{Co}$ -Quellen zwar parallel zu den Lagen, die dort aus Blei und flüssigem Szintillator in Teflonschläuchen bestehen, es existiert aber alle zehn Lagen ein solcher Mechanismus, so daß der gleiche Effekt erreicht und zusätzlich die Homogenität einzelner Schichten getestet wird.

Aufgabe	signifikant	bedeutungslos
<b>Ausfallkontrolle</b>	(1)	(2)–(12)
<b>Zeiteichung</b>	(1), (2) eingeschränkt, (3), (5) zeitlich, u.U. (9)	(4), (6)–(8), (10)–(12)
<b>Eichkonstanten- überwachung</b>		
a) Gainkontrolle PMT	(1), (2), (4), (5)	(3), (6)–(12)
b) Überwachung des gesamten Signalweges	(1), (2), (4), (5), (9)	(3), (6)–(8), (9)–(12)
c) Überwachung der Abschwächlängen	(1), (2), (4), (5), (7)	(3), (6), (8)–(12)
d) Homogenitätstest	(1), (2), (4), (5), (8), (9)	(3), (6), (10)–(12)
<b>Interkalibration</b>	(1), (2), (3), (4), (5), (9), (10), (11)	(6)–(8), (12)
<b>eigenständige Kalibration</b>	(1), (2), (3), (4), (5), (6), (8), (9), (11), (12)	(10) gegenstandslos

Tabelle 3.1: Erklärung der Anforderungen an die Auslegung des Monitorsystems:

- (1) Monitorsignal über Detektor-Schwelle und triggerbar
- (2) Monitorsignal ist dem Physiksignal ähnlich
- (3) zentrale Quelle oder vergleichbare semizentrale Quellen
- (4) reproduzierbare Pulsform und -höhe
- (5) reproduzierbare Verteilung der Monitorsignale
- (6) reproduzierbare verschieden große Monitorsignale
- (7) Monitorsignale unabhängig in mindestens zwei Ebenen
- (8) Monitorsignale unabhängig in möglichst viele Ebenen
- (9) Anregung der Szintillation
- (10) häufige Eichung von Einheiten mehrerer Module
- (11) Verhältnisse der Module in Einheiten gut bestimmt
- (12) vergleichbare Verteilung der Monitorsignale

Beim CDF-Detektor wird eine  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle nahe dem Ort des mittleren Schauermaximums parallel zu den Lagen bewegt und regt nur wenige Szintillatoren an. Dort ist zwar die größte Strahlungsschädigung zu erwarten, aber die Information ist weiterhin unvollständig. Andererseits kann die Zeit für einen Monitorrun verkürzt werden, weil weniger 'Quellenweg' zurückgelegt werden muß (bei CDF dauert der Run mit der  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle eine Stunde).

Alle diese Systeme können zusätzlich noch andere Monitorsignale erzeugen und weiter hinten entlang des Signalweges einspeisen. Der Vergleich der unabhängigen Signale bietet eine größere diagnostische Handhabe. Solche Monitorsysteme sollen als "mehrgleisig" bezeichnet werden.

Ausschlaggebend für den **Erfolg der Überwachung** ist ebenfalls die Auslegung des Systems, das stets nur so gut ist wie seine schwächste Komponente. Eingleisige Monitorsysteme arbeiten nur dann zufriedenstellend, wenn der Einspeisungspunkt gut gewählt ist. Ein Beispiel ist der EHS-Detektor, bei dem sich die Annahme, nur die Gains würden driften, als zutreffend erwies. Die Kalibrationsinformation wurde im Mittel über alle Module bei einem r.m.s. von 1.5 % erhalten. Ohne Monitoring hätte sich eine Verschiebung von ca. 7 % bei 3.8 % r.m.s. ergeben.

Beim UA 1-Zentral-Kalorimeter, einem Blei-Szintillator-Sampling-Detektor für e.m. Schauer mit WLS-Auslese wurden ebenfalls nur die Photomultiplier mit Lichtpulsen überwacht. Zwischen Anfangs- und Nachkalibration (Zeitabstand: vier Monate) waren 5 % Gainschwankungen zu beobachten, die das Monitorsystem korrigierte. Trotzdem bestand im Mittel über alle Module eine 5 %ige Abweichung zwischen Nacheichung und extrapolierte Anfangseichung, die dem Altern der Szintillatoren, Wellenlängenschieber und *Lightguides* zugeschrieben wird. Durch spätere Interpolation zwischen den Kalibrationen anhand der Monitordaten blieb so eine um 2.5 % verschlechterte Energieauflösung. Die Auslegung des Systems war hier also offenbar ungenügend.

Beim hadronischen System von UA 1 wurden die Szintillatoren durch UV-Licht angeregt, so daß auch Strahlenschäden korrigiert werden konnten. Die extrapolierten Eichkonstanten wichen trotzdem um 2 % von denen ab, die durch Nacheichung mit kosmischen Muonen bestimmt wurden. Das lag an der mangelnden Konstanz der optischen Kontakte bei der Einspeisung des Lichtes. Außerdem war die Intensität des Lasers nur auf 3 % genau bekannt, so daß die Reaktion der Module mit einer Unsicherheit von 5 % bestimmt wurde. Da dieses aber ein hadronisches Kalorimeter mit inhärent schlechterer Auflösung war, konnte diese Verschiebung toleriert werden.

Die mehrgleisigen Monitorsysteme konnten durch bewegte Quellen und Lichtpulse die Kalibrationsinformation trotz starken Alterns der Szintillatoren erfolgreich extrapolieren. Bei WA 70 wurde (bei Messung über einen von vier Quadranten) die Eichung im Mittel mit 4 % r.m.s. erhalten, wodurch ein zusätzlicher Term von 2.5 % in der Energieauflösung zu verzeichnen war; bei CDF wurden drei von 50 Modulen nachkalibriert, die Verschiebung betrug 0.2 % — und ist durch Zerfall der Quelle erklärt — bei 0.4 % Unsicherheit.

Bei UA 2 (8 von 24 Modulen wurden nachgeeicht) waren Abnahmen der Reaktion auf 10 GeV Teilchen von  $6.7 \pm 0.3$  % pro Jahr (bei einem Beobachtungszeitraum von zwei Jahren) für den e.m. Teil und von 8–10 % für den hadronischen Teil zu verzeichnen. Vor allem mit Hilfe der  $^{60}\text{Co}$ -Quellen, die den e.m. Teil anregten und einer *off-line*-Analyse der Daten konnten die systematischen Unsicherheiten der absoluten Energieskala auf 1.5 und 3.5 % für e.m. bzw. hadronische Stacks reduziert werden. Diese Werte wären verbessert worden, wenn zwischen der Teststrahl-Eichung und den ersten Quellenruns weniger Zeit verstrichen wäre.

Wie bei WA 70 gab es jedoch Probleme mit dem Lichtpulsersystem, das schließlich nur kurzfristige Fluktuationen ausgleichen konnte. So überschätzte das UA2-Flashsystem 2, das blaues Licht in die Szintillatoren des e.m. Stacks einspeiste, die Abnahme der Reaktion um einen Faktor 2, was von der Verschlechterung des optischen Kontaktes zwischen Faser und Modul herrührte. Außerdem gab es auch Probleme mit dem Referenzsystem, was die langfristige Vergleichbarkeit von Lichtpulsersdaten weiter einschränkte.

*Diese, wenn auch unvollständigen, Beispiele zeigen, wie wichtig die Forderung nach "Reproduzierbarkeit" der Monitorsignale ist, die durch Probleme mit optischen Kontakten oder dem Referenzsystem gestört wird. Bei den mehrgleisigen Monitorsystemen konnten sich die verschiedenen Signalquellen gegenseitig überwachen und die Probleme durch eine Aufgabenteilung zwischen kurzfristigem und langfristigem Monitoring umgehen. Nur deshalb waren die in der Regel erfolgreicher. Ein eingleisiges System, das auf die Anregung der Szintillation nicht verzichtet und durch sorgfältigen Aufbau die Reproduzierbarkeit der Monitorsignale gewährleistet, sollte seine Aufgabe gut erfüllen können.*

### **Interkalibration**

Bei der Interkalibration von größeren Detektor-Einheiten stellt das Monitoring keine zeitliche, sondern eine räumliche Vermittlung von Eichinformation dar. Sie wird dann interessant, wenn die Zählrate für Nachkalibrationsereignisse so gering ist, so daß die Energieauflösung zwischen Nacheichungen stärker als vertretbar leiden würde. Bei den soeben besprochenen Systemen vergingen 2-4 Monate, und die Detektoren konnten (und mußten) eine 1-2% schlechtere Auflösung verkraften. Anders steht es z.B. beim L 3-BGO-Kalorimeter. Dort sollen 0.5% Energieauflösung erhalten werden. Berechnungen haben gezeigt, daß etwa 200 *Bhabha*-Elektronen pro *Jahr* und Kristall zu erwarten sind. Diese 200 Events reichen zwar, um mit der erforderlichen Genauigkeit zu eichen, aber Eichungen im jährlichen Abstand sind nicht ausreichend. Andererseits ist der Detektor vom Monitorsystem her in Einheiten von 240 Kristallen aufgeteilt. Die Summe der Monitorsignale über diese Einheit ist sehr konstant (auf 0.002%), aber nicht absolut bekannt, da es Probleme mit dem Referenzsystem gab. Die Verhältnisse der Monitorsignale von Einzelkristallen zur Summe sind daher sehr gut bestimmt. Zusätzlich erhalten die 240 Kristalle pro Tag zusammen auch etwa 200 *Bhabhas*, so daß jede Einheit täglich absolut geeicht und mit dem Monitorsystem interkalibriert wird.

### **Eigenständige Kalibration**

Dieses ist die anspruchsvollste Aufgabe, denn sie bedeutet praktisch, einen Teststrahl in jedes Modul zu installieren. Gelänge es, alle Module mit vergleichbaren Monitorsignalen zu versorgen, dann wäre die Lichtausbeute und damit die Eichkonstante meßbar. Es müßten dazu allerdings alle Szintillator-Platten der Module angesprochen werden. Da die Höhe der Signale in einem realistischen Energiebereich liegen sollte, wäre ein solches System nur mit einer starken zentralen Lichtquelle aufzubauen, deren Licht mit optischen Fasern verteilt würde. Die Fasertechnik bereitet dabei große (unüberwindliche?) Schwierigkeiten. Ein solches System ist noch nicht konstruiert worden.

## Der Linearitätstest

Er erfordert zusätzlich den reproduzierbaren Einsatz mehrerer Intensitäten, so daß der gesamte dynamische Bereich aller Kanäle erfaßt wird. Ein Linearitätstest ist aber nur dort sinnvoll, wo der getestete Bereich weit über den hinausgeht, in dem die Linearität vorausgesetzt wurde, um die Reaktionen der Module auf Monitorsignale  $MON_i$  mithilfe eines Referenzsystems zu normieren.

## 3.2 Quellen für Testsignale

Es existieren im Prinzip zwei verschiedene Möglichkeiten, Monitorsignale in Detektor-Komponenten zu erzeugen: durch Einkoppeln von Lichtpulsen verschiedener Wellenlängen (nahes UV und sichtbares Spektrum) oder durch Strahlung bekannter Energie, die in den Szintillatoren umgewandelt wird. Beides ist auf mehrere Arten zu realisieren, beides hat prinzipielle Vor- und Nachteile (s. Tabelle 3.2).

**Strahlung** für Monitorzwecke läßt sich entweder in Form von radioaktiven Quellen einsetzen ( $^{137}\text{Cs}$  mit  $\beta^-$ -Zerfällen von 0.5 und 1.2 MeV,  $^{60}\text{Co}$  mit  $\gamma$ 's von 1.1 und 1.3 MeV, o.ä.), die ferngesteuert an den Detektor-Modulen vorbeigefahren werden, oder durch die Aufnahme von Höhenstrahlungs- oder Untergrund-Spektren. Eine weitere Strahlungsquelle für Monitorzwecke ist das von ZEUS in Aussicht genommene Uran-Rauschen.

Die Vorteile liegen auf der Hand. Die Energie der erzeugten Strahlung ist bekannt, gleiche radioaktive Quellen an verschiedenen Orten im Detektor sind direkt vergleichbar. Ist die Positionierung der Quelle reproduzierbar, so ist es auch das Monitorsignal. Außerdem regt die Strahlung den Detektor ganz am Anfang des Signalweges auf die gleiche Art an wie die Physik-Ereignisse.

Das Triggern des Detektors auf die Zerfallsprodukte ist allerdings nicht trivial. Oft sind Gate-Veränderungen notwendig, z.B. beim WA70 Experiment von ca 100 ns auf 10  $\mu$ s [BON87]. Auch dann liegen die Signale erheblich unter denen für typische Physik-Ereignisse, so daß der Detektor nicht bei normalen Operationsbedingungen getestet wird. Bei Detektoren, die mit Photodioden ausgelesen werden, ist aufgrund des starken Rauschens in der Größenordnung von 100 MeV der Einsatz von bewegten Quellen oder auch die Aufnahme von Untergrundspektren ausgeschlossen, wenn die Integrationskonstanten nicht deutlich erhöht werden sollen. Dies ist allerdings auch bei der Auswertung des Uran-Rauschens bei ZEUS nötig, wo mit Photomultipliern gearbeitet wird. Um die Signale zu isolieren soll 1 s lang integriert werden [KRA89].

Ein weiterer Nachteil ist die notwendige Bewegungsmechanik, die kompliziert und störungsanfällig sein kann und toten Raum im Detektor bedeutet. Ein Monitor-Run kann zwischen acht und 24 Stunden dauern. Teilweise haben die Quellen auch sehr hohe Aktivitäten (bei WA70: 5 mCi =  $1.9 \times 10^8$  Bq). Da sie nicht abschaltbar sind, müssen sie durch massive "Bleigaragen" abgeschirmt werden, damit sie im Ruhezustand weder Daten verfälschen noch die Hardware schädigen.

**Gepulstes Licht** ist die zweite wichtige Quelle für Monitorsignale. Dabei wird normalerweise das Licht einer zentralen Lichtquelle, z.B. eines Lasers oder einer Blitzlampe, auf die Module verteilt. So werden große Signale simuliert, bei Einstrahlung in nur eine Szintillator-Platte eines Kalorimetermoduls sind ohne Schwierigkeiten Pulse in der Größenordnung von einigen zehn GeV erreichbar, und das ganze System wird bei repräsentativen Energien getestet.

Signalquelle	Vorteile	Nachteile
Radioaktive Quellen (z.B. $^{60}\text{Co}$ , $^{137}\text{Cs}$ )  Höhenstrahlung Untergrundstrahlung Uran-Rauschen etc.	+ gleichbleibende Energie + bekannte Spektren + Vergleichbarkeit verschiedener Module + regen Szintillation an	- nicht abschaltbar - Quellen müssen bewegt werden ⇒ Platzbedarf ⇒ Monitorrun dauert lang - Triggerung - längere Gates u. Shaping-Konstanten notwendig, sonst schlecht vom Rauschen trennbar - nicht normaler Detektor-Energiebereich
Laser/ optische Fasern	+ flexibel + abschaltbar/triggerbar + große Intensität + variable Intensität + schnelle Pulse + hohe Leuchtdichte + max. Wellenlänge im UV möglich	- normierungs- bzw. stabilisierungsbedürftig - Verteilung des Lichtes nötig - Kohärenz u. Strahlcharakter können homogene Lichtverteilung erschweren
Blitzlampe/ optische Fasern	+ flexibel + abschaltbar/triggerbar + große Intensität + variable Intensität + u.U. punktförmige, teilisotrope Lichtquelle	- normierungs- bzw. stabilisierungsbedürftig - Verteilung des Lichtes nötig - langsame Pulse
LED oder LED/opt. Fasern	+ klein + abschaltbar/triggerbar + variable Intensität + billig + schnell + wartungsfrei	- rel. geringe Intensität ⇒ de-/semizentral (Fasern) - Überwachung der Intensität schwierig - T-Abhängigkeit - Wellenlängen (kein UV)
Szintillierende Lichtquellen (NaI(Tl+Am)- Pulser)	+ klein + gleichbleibende Energie + keine Kabel	- nicht abschaltbar - können vergilben - Wellenlängen - nicht normaler Detektor-Energiebereich

Tabelle 3.2: Quellen für Monitorsignale

Es werden oft Stickstoff-Laser mit  $\lambda = 337 \text{ nm}$  eingesetzt. Sie liefern typische Pulsenergien von bis zu  $5 \text{ mJ}$ . Das sind bei einer Quantenenergie von  $3.67 \text{ eV}$  etwa  $8.5 \times 10^{15}$  Photonen. Diese große Intensität macht Laser interessant, nicht die Kohärenz oder die tatsächliche Wellenlänge, die von der Auslegung des Systems abhängt, genauer vom Ort der Einkopplung in den optischen Signalweg. Teilweise werden die Stickstoff-Laser benutzt, um Farbstoff-Laser einer anderen Wellenlänge zu pumpen oder ein kleines Szintillator-Plättchen anzuregen, so daß intensives Szintillations-Licht erzeugt wird. Laser können sehr kurze, schnelle Pulse liefern ( $300 \text{ ps}$ ), deren Dauer unterhalb der Abklingzeit von Szintillatoren liegen. Damit lassen sich Zeitauf Lösungsmessungen anstellen. Es bestehen keine Schwierigkeiten, Lichtpulsenergien in bestehende Trigger- und Gate-Schaltungen zu integrieren, und durch gleichzeitiges Anpulsen aller Kanäle bei Frequenzen bis typischerweise  $100 \text{ Hz}$  kann ein solcher Monitorrun in 10 Minuten abgeschlossen werden. Ein Monitorsystem mit Lichtpulsern ist also sehr flexibel.

Xe-Blitzlampen sind die billigere Alternative, falls weder die Intensität noch die schnellen Pulse eines Lasers wirklich benötigt werden. Sie erreichen das Maximum eines Lichtpulses, je nach Ladekondensator, erst nach  $1\text{--}2 \mu\text{s}$  (näheres siehe Abschnitt 5.2). LEDs können aufgrund ihrer geringen Größe benutzt werden, um jedes Modul einzeln mit Licht zu versorgen. Die Notwendigkeit, das Licht zu verteilen, entfällt dadurch. Als zentrale Lichtquelle sind sie wegen ihrer geringen Intensität nicht nutzbar.

Der größte Nachteil bei allen Quellen für gepulstes Licht ist die Notwendigkeit, die Stabilität der emittierten Intensität zu überwachen. Bei Lasern und Blitzlampen wird dazu ein kleiner Teil des Lichtes einem Referenzsystem zugeleitet, auf dessen Reaktion die Werte  $\text{MON}_i$  normiert werden. Die Veränderungen der Intensität können sowohl statistische Schwankungen von Puls zu Puls sein, weil die Entladungen einer Xe-Blitzlampe jedesmal leicht unterschiedlich verlaufen, als auch eine Abnahme der Intensität durch Verschmutzung der Elektroden bei einem Stickstoff-Laser, als auch beides. Laser sind dabei im Allgemeinen empfindlicher als Blitzlampen, und diese schwanken wiederum stärker als Dauerstrich-Lampen, die mit einem mechanischen *chopper* versehen sind.

Bei LEDs ist mit großen Serienstreuungen und mit einer starken Temperaturabhängigkeit zu rechnen. Es lassen sich zwar Stabilisierungsschaltungen entwickeln (z.B. [REI80]), jedoch ist dem Aufbau eines Referenzsystems oft schon durch den begrenzten Raum und die Vielzahl der Module eine Grenze gesetzt. Der Wellenlängenbereich ist zusätzlich eingeschränkt. Neben rot, gelb und grün gibt es zwar auch blaue LEDs, deren Intensität relativ zu anderen LEDs allerdings gering ist, UV-LEDs sind aber nicht erhältlich.

Schließlich machen zentrale Lichtquellen ein Verteilungssystem für Licht notwendig. Der Aufbau eines solchen Systems ist kompliziert und erfordert Sorgfalt, ist jedoch sicherlich einfacher zu lösen als das Problem der Bewegungsmechanik für radioaktive Quellen.

Ein Zwischending stellen sog. **szintillierende Lichtquellen** dar. Man versteht darunter i.a. kleine NaI(Tl)-Kristalle ( $< 1 \text{ mm}^3$ ), die entweder mit  $^{241}\text{Am}$  dotiert, oder knapp über einer schwach-aktiven ( $50\text{--}1000 \text{ Bq}$ ) Quelle angebracht sind. Der Kristall ist in einem Gehäuse von ca.  $1 \text{ cm}^3$  eingekapselt (s. z.B. [KOB81]). Die  $5.4 \text{ MeV}$   $\alpha$ -Strahlung des  $^{241}\text{Am}$  wird in dem Kristall umgewandelt und erzeugt soviel Szintillationslicht wie ca.  $2\text{--}4 \text{ MeV}$   $\gamma$ -Strahlung mit der charakteristischen Spektralverteilung und der Abfallzeit des Kristalls. Es gibt auch andere radioaktive Präparate in anderen Szintillatoren (z.B. [BOL80]). Diese Signalquelle liefert also Licht, aber mit den sonstigen Eigenschaften von Strahlung, d.h. sie braucht keine Kabel, ist aber auch nicht regelbar. Es werden zwar keine längeren Gates gebraucht, aber Triggerbedingungen, die die Auslese ermöglichen.



Der große Vorteil ist, daß die szintillierenden Lichtquellen sehr konstant arbeiten, im Prinzip. Es wird u.a. bei [ALB87] darauf hingewiesen, daß die handelsüblichen<sup>2</sup> NaI(Tl)-Pulser im Verlauf von 1–2 Jahren altern, was vor allem der Feuchtigkeitsempfindlichkeit der NaI-Kristalle zuzuschreiben ist. Auch bei SAPHIR(Genf) und L 3 wurden schlechte Erfahrungen mit diesen Pulsern gemacht. Das Problem ist zwar durch CsI(Tl)-Kristalle [ebd.] oder durch eine verbesserte mechanische Verarbeitung zu lösen ([KOB83], wo ein NaI-Pulser 5 Monate ohne erkennbare Schäden unter Wasser gelagert wurde). Diese Lösungen sind jedoch nur von Interesse, wenn größere Stückzahlen benötigt werden, da sich nur dann der Aufwand lohnt, die Pulser selbst in Serie herzustellen. Die Szintillation in Detektor-Modulen können diese Monitorsignalquellen prinzipiell nicht auslösen. Aufgrund ihrer Eigenschaften werden sie vor allem in Referenzsystemen eingesetzt.

### 3.3 Verteilungssysteme

Da die überwiegende Mehrzahl der Monitorsysteme zentrale Lichtquellen einsetzt, ist eine Verteilung des Lichtes notwendig. Ein solches System besteht im Prinzip aus Lichtleitfasern<sup>3</sup>, die verwendet werden, weil sie eine große Flexibilität aufweisen und passiven Verteilerstufen, die das Licht einer Faser auf mehrere Folge-Fasern verteilen. Häufig wird das gesamte Licht der zentralen Lichtquelle auf den Anfang einer Primärfaser fokussiert, von dieser in die unmittelbare Nähe des Detektors gebracht, und dort auf viele dünnere Sekundärfasern verteilt. Ist die Anzahl der zu bedienenden Module groß (Tausend aufwärts), kann auch noch eine weitere Stufe, d.h. Sekundärverteiler und Tertiärfasern, eingeplant werden. Die Hauptforderung an das gesamte Verteilungssystem ist seine zeitliche Konstanz. Die Verhältnisse der Intensitäten, die an den Modulen ankommen, müssen stets gleich bleiben. Genau besehen ist das nur eine Umformulierung der Forderung nach reproduzierbarer Verteilung der Monitorsignale.

**Optische Fasern** arbeiten nach dem Prinzip der inneren Totalreflektion. Der Brechungsindex nimmt vom Kern nach außen ab, so daß Lichtstrahlen, deren Winkel zur Achse einen bestimmten Wert nicht überschreitet, verlustfrei weitergeleitet werden. Andere Strahlen erleiden einige 'normale' Reflektionen mit Brechung und den resultierenden Verlusten. Unter "Einkopplung" versteht man die Beleuchtung eines Faserendes mit Licht, von dem nur ein bestimmter Winkelanteil 'akzeptiert' wird. Die Funktion optischer Fasern wird in Abschnitt 6.1 genauer analysiert. Hier sei nur noch erwähnt, daß es drei Arten von optischen Fasern gibt, deren Bezeichnung sich nach dem Kernmaterial richtet.

- **Quarzglas-Fasern.** Sie weisen die geringsten Abschwächlängen auf und sind als einzige UV-tauglich, zeigen jedoch eine gewisse Strahlungsempfindlichkeit. Quarz-Fasern finden den weitestverbreiteten Einsatz, Kerndurchmesser zwischen 50 und 1000  $\mu\text{m}$  sind erhältlich, am häufigsten werden 200  $\mu\text{m}$ -Fasern benutzt.
- **Plexiglas- oder Plastik-Fasern.** Ihre Abschwächung ist deutlich höher als die von Quarz-Fasern, sie sind jedoch erheblich unempfindlicher gegen mechanische Belastung und Strahlung und deutlich billiger. Plastik-Fasern werden i.a. nur in

<sup>2</sup>nur Harshaw Chemie GmbH, z.B. TypAMK 312G 312K.

<sup>3</sup>Sie werden im Verlauf dieser Arbeit auch als optische Fasern oder Lichtleiter bezeichnet. Im Gegensatz dazu werden starre Zwischenstücke vor Photomultipliern, meist aus speziell geformtem Plexiglas, mit dem englischen Wort *lightguides* belegt.

kurzen Stücken (und dann nicht mit UV-Licht) auf den letzten Etappen zu den Modulen eingesetzt, falls mit erheblichen Strahlungsdosen zu rechnen ist. Der Kerndurchmesser beträgt üblicherweise etwa 1 mm.

- **Glas-Fasern.** Die Abschwächung liegt zwischen Quarz- und Plexiglas-Fasern, sie sind aber noch empfindlicher als Quarzlichtleiter. Sie werden nicht eingesetzt.

**Verteilerstufen** haben die Aufgabe, das Licht auf viele Fasern zu verteilen. Dabei sollen alle Fasern ungefähr gleichviel Licht erhalten, da jedes Modul mit repräsentativen Monitorsignalen getestet werden soll und dabei nicht die ersten Verstärker schon in die Sättigung gehen dürfen, wenn die letzten gerade die Schwelle erreichen. Für die Verteilung gibt es unterschiedliche Prinzipien.

Beim einfachsten Verfahren werden die Fasern gebündelt, zusammen poliert und in den Lichtstrahl gehalten. Dann haben die äußeren Fasern nicht nur einen größeren Abstand zur Lichtquelle, das Licht erreicht sie auch mit einem Winkel zu ihrer Achse. Beide Effekte zusammen führen zu geringeren Intensitäten in diesen Fasern. Trotzdem wird dieses Verfahren mit relativ großen Abständen zwischen Lichtquelle und Faserbündel angewandt, wobei die Unterschiede auf Kosten der Gesamtintensität verkleinert werden (z.B. beim SAPHIR(Bonn)- oder dem UA 5-TOF-System).

Ein anderes Prinzip ist die Erzeugung einer isotropen, punktförmigen 'Lichtquelle', wie sie durch Beleuchtung eines kleinen Szintillator-Plättchens mit dem UV-Licht aus der Primärfaser erreicht wird. Sekundärfasern oder ganze Bündel davon werden radial um den Lichtpunkt angeordnet. Geometrische Effekte werden so ausgeschaltet, und in alle Fasern wird das Licht entlang ihrer Achse eingekoppelt. Nach diesem Prinzip arbeitet der Lichtverteiler des ARGUS-Systems. Diese Möglichkeit ist aber nur anwendbar, wenn kein UV-Licht in die Module eingekoppelt werden muß.

Bei anderen Systemen werden Faserbündel auf einem Kegelmantel angeordnet, an dessen Spitze sich das Ende der Primärfaser oder die Lichtquelle befindet. Auch hier wird das Licht entlang der Faserachse eingekoppelt, und durch leichte Veränderung des Abstandes ist noch eine bündelweise Feineinstellung der Intensität möglich. Beispiele sind der L3-Detektor, wo der Primärverteiler gleich hinter der Lampe so arbeitet, und der EHS-Detektor, dessen Sekundärverteiler diesem Prinzip folgt.

Dann gibt es das "Mischer"-Verfahren. Der Mischer ist ein langer, dünner Plexi- oder Quarzglasstab, in dem das Licht durch Vielfach-Reflektion im Inneren über die Austrittsfläche örtlich homogenisiert wird. Typischerweise ist die Länge größer als das zehnfache der Querdimensionen. Vor dem Mischer muß noch ein Diffusor eingebaut werden, der den Winkelbereich der Lichtstrahlen vergrößert, da schon ein erster Blick durch einen Glasstab entsprechender Dimensionen zeigt, daß kleine Objekte im Wesentlichen 1:1 abgebildet werden, umgeben von einem 'Heiligenschein', der von Reflektion an den Wänden herrührt. Die Sekundärfasern am Ende werden meist gebündelt, mit Klebstoff vergossen und gemeinsam poliert. Das Bündel sollte optischen Kontakt zum Mischer haben, was die Verteilung verbessert und Lichtverluste vermeidet. Auf die Fasern kann so eine bis auf wenige Prozent homogene Lichtintensität verteilt werden. Es ist selbstverständlich, daß diese Verteilung mit den zu benutzenden optischen Fasern nachgemessen wird, um festzustellen, ob die Intensität auch im Winkelbereich der ein-koppelbaren Strahlen homogen verteilt ist. Beispiele für die Mischer-Technik sind der L 3- und der SAPHIR(Genf)-Detektor.

Auf Vielfach-Reflektion basieren auch die Verteiler bei UA 1. Die Tertiärfasern des e.m. Systems werden, zu einem Bündel zusammengefasst, in einem Hohlzylinder gehalten, der innen weiß gespritzt ist. Die hineinführende Faser endet senkrecht zur Zylinderachse, so daß eine Homogenität auf 2% am Anfang der Tertiärfasern erreicht wird.

Allerdings ist der Wirkungsgrad dieses Verteilers schlecht, es geht viel Licht verloren. Beim hadronischen System wird in der *distribution box* das Licht eines Stickstoff-Lasers verteilt. Die Wände sind innen mit weißem Papier belegt, das für 337 nm noch 80 % Reflektivität besitzt. Etwa 4000 Fasern werden so bedient. Durch ein Maskensystem können Gruppen von Fasern ausgeblendet werden, um verschiedene Szintillator-Lagen einzeln anzusprechen. Dieses ist das einzige System, das einen Homogenitätstest mit UV-Licht durchführte.

Schließlich können zum Aufspalten des Lichtes auch halbdurchlässige Spiegel oder Strahlteiler benutzt werden. Damit werden pro Spiegel aus einem Strahl nur zwei, und die Reproduzierbarkeit der Verteilung scheint fragwürdig, wenn die Justierung nicht absolut unveränderlich ist. Diese Variante wird nur bei Zeiteichungs-Systemen angewandt. Sie ist allerdings auch denkbar, um sehr früh im Verteilungssystem das Licht auf zwei unabhängige Zweige aufzuteilen.

Auch 1→1 'Verteiler' existieren, nämlich Faser-Faser-Kopplungen. Beispielsweise, um das letzte Stück des Faserweges mit Plexiglas-Fasern zurückzulegen, die strahlungsunempfindlicher sind. Die aufnehmende Faser sollte dann einen wesentlich größeren Durchmesser haben, damit leichte Verschiebungen oder kleine Winkel zwischen den Faserachsen keine drastischen Effekte haben.

Jede Verteilungsstufe bedeutet **Lichtverluste**, die stark von der Anlage der Geräte abhängt. Daher sind Lichtquellen — so weit möglich — direkt am Detektor anzubringen. Ist das z.B. aus Platzgründen oder wegen häufig notwendiger Reinigung nicht möglich, sollte die Primärfaser möglichst dick und kurz sein. U.U. ist sogar ein Bündel von Fasern erforderlich. Das gilt besonders beim Einsatz von UV-Licht. Oft, aber nicht immer, ist eine Abschätzung der Verluste über den Raumwinkelanteil möglich. Genauer ist es, die numerische Apertur der optischen Elemente zusätzlich zu berücksichtigen; beides zusammen liefert eine obere Grenze der weitergeleiteten Intensität.

*Darf das Licht nicht wellenlängenverschoben werden, dann ist ein Mischer sicherlich der optimale Kompromiß zwischen Homogenität der Verteilung und einem guten Wirkungsgrad.*

Die **Einkopplung des Lichtes in die Module** ist die letzte Stufe des Lichtweges. Sie muß so ausgeführt werden, daß nicht lokale Inhomogenitäten die Reaktion beherrschen und größere Effekte überdecken. Außerdem muß sie stabil sein, so daß sie sich im Verlauf der Zeit nicht ändern kann. Alles Licht, ob nun durch Teilchen entstandenes Szintillationslicht oder vom Monitorsystem eingespeistes Licht wird auf seinem Weg durch den Detektor oft reflektiert. Auch wenn die Voraussetzungen für eine Totalreflektion nur bei einem Bruchteil aller Reflektionen erfüllt sind, dominiert sie über die 'normale' Reflektion, da sie verlustfrei abläuft. Hat der Szintillator eher zwei- als dreidimensionalen Charakter, kann nur Licht weitergeleitet werden, das in den totalreflektionsfähigen Bereich gelangt.

Es müssen zwei Fälle unterschieden werden. Wenn das Licht den Szintillator anregen kann, ist die Ankopplung unkritisch, da das Licht den gleichen Reflektionsbedingungen unterliegt wie durch Teilchen an dieser Stelle entstandenes Szintillationslicht. Blaues Licht hingegen muß im Idealfall parallel zur Schicht eingestrahlt werden, oder zumindest unter einem solchen Winkel, daß ein Großteil des Lichtes in die Totalreflektion gelangen kann. Da bei einer perfekten Oberfläche kein von außen kommender Strahl in die Totalreflektion übergehen kann, muß die Oberfläche des Szintillators senkrecht zur Faserachse bearbeitet, also z.B. ein Loch gebohrt werden.

**Kleine Prismen** bieten eine Möglichkeit, diese Ankopplung ohne Verletzung der Oberfläche zu erreichen. Sie verhindern zugleich die starke Krümmung der Fasern. Dabei wäre es am besten, die Prismen nicht mit der Oberfläche des Szintillators zu verbinden, sondern einen Luftspalt zu lassen. Dann wird die Homogenität des Szintillators nicht gestört. Bei einem Sampling-Kalorimeter könnte das Prisma kleine Stützen haben, die auf den Metallschichten aufsetzen und an den Szintillator-Schichten einen definierten Luftspalt lassen. Werden die Prismen aufgeklebt, können die Klebestellen im Verlauf der Zeit ihre optischen oder mechanischen Eigenschaften ändern. Die Erfahrungen in der Literatur sind nicht eindeutig. Während bei UA 2 die Klebung nachgab, und beim hadronischen Kalorimeter von UA 1 auch die mechanische Halterung (durch den Zug des Szintillator-*wrapping*) versagte, wurde bei MARK I und MARK III nicht über Probleme berichtet. Ob mit oder ohne Prismen kann die Einkopplung ganz am Rand der Szintillator-Platten zu Problemen führen, wenn diese an mehreren Seiten ausgelesen werden, da die Photomultiplier oder Photodioden stark unterschiedliche Intensitäten erhalten.

Die Angaben über die **erreichte Vergleichbarkeit der Monitorsignale** nach Verteilern und Fasern sind unvollständig. In nur einem Fall gibt es eine Aussage über alle Fasern. Bei UA 5, einem Zeiteichnungssystem, wies die Verteilung der Intensitäten nach den 160 Fasern ein r.m.s. von 19 % auf, wobei 7.5 % durch geometrische Effekte bei der Einkopplung des Lichtes in das Faserbündel bedingt waren. Es wurde kein Versuch der Homogenisierung unternommen, um jeglichen Zeitjitter zu vermeiden.

Bei anderen Detektoren gibt es nur Werte über einzelne Sekundärverteiler (d.h. es existieren Primärverteiler, über die keine Angaben gemacht werden). Bei EHS wurden 3–5 % r.m.s. angegeben, bei UA 1 sogar 2 %. Den gleichen Wert gab WA 70 für seine *Barrettes* an. Die Messung wurde jedoch mit weißem Licht durchgeführt. Bei dem im Einsatz verwendeten blauen Szintillationslicht gab es über die unterschiedlich langen Fasern (30–230 cm) eine Abnahme von bis zu 5 %.

Beim SAPHIR(Genf)-Bleiglas-Detektor wurden am Ende des Mischers 3 % r.m.s. gemessen [WIE86]. In einer weiteren Arbeit wurden die Fasern getestet, wobei sehr starke Transmissionsunterschiede festgestellt wurden, die in nicht reproduzierbarer Weise von der Behandlung der Faserenden abhingen. Kratzer, Absplitterungen und unvollkommene oder schiefe Schnitte können die ein- und austretende Intensität stark beeinflussen. Nur durch Anwendung von zwei verschiedenen Graufiltern gelang es, genügend viele Fasern in ein Intervall von  $\pm 15$  % um den Mittelwert zu bringen [PEI87]. Gerade dieses Beispiel zeigt deutlich, warum Vergleichbarkeit eine so schwer — vielleicht überhaupt nicht — zu erfüllende Forderung ist.

Als Ausweg bietet sich eine "flüssige Einkopplung" an. Beim KARMEN-Detektor wurde ein Testverteiler mit 24 Plexiglas-Fasern gebaut, der mit flüssigem Szintillator gefüllt war. In diesen hinein führte eine Quarz-Faser das UV-Licht eines Stickstoff-Lasers, das innerhalb von weniger als 1 mm in Szintillationslicht umgewandelt wurde, so daß eine isotrope, punktförmige Lichtquelle vorlag. Dadurch, daß der Brechungsindex des flüssigen Szintillators ungefähr gleich dem der Plastik-Fasern war, bestand für das Licht dort praktisch keine Oberfläche, so daß auch kaum Reflektion oder Brechung auftreten konnten. Auch auf der anderen Seite war die Ankopplung an das Testmodul "flüssig", denn dort war Silikonöl zwischen Tankwand und einem Fenster eingelassen. Der Mittelwert der am Testmodul registrierten Intensitäten wies  $\sigma=3$  % auf. Dieser Wert ist auf Schwankungen des Kerndurchmessers der Fasern zurückzuführen. Die "flüssige Ankopplung" bietet also einen mechanisch aufwendigen Weg, durch weitgehende Reduzierung der Oberflächeneffekte der Vergleichbarkeit näher zu kommen und — vielleicht — optische Kontakte lösbar und wiederherstellbar zu gestalten. Aller-

dings muß im Einzelfall geklärt werden, ob das optische Öl bei der speziellen Auslegung von Verteilern und Steckern wirklich hilfreich ist, und wie die Langzeitstabilität des Öls unter den Bedingungen am Detektor (Strahlung, Temperatur etc.) ist.

Auch das teilweise Versagen der Lichtpulsersysteme bei WA 70 und UA 2 kann hier erklärt werden. Bei WA 70 wurden fünf Bündel von Fasern vor der Lampe bewegt, um sie der Reihe nach zu beleuchten. Die Reproduzierbarkeit der Ankopplung und die zeitliche Stabilität des Verteilungssystems — *die Voraussetzung für das Funktionieren des Monitorsystems* — war nicht gewährleistet. Dadurch war die vorgesehene Gain-Kontrolle der Photomultiplier, vor allem im Vergleich zu anderen Modulen, nicht mehr möglich, das System leistete nur noch Ausfallkontrolle, Zeiteichung und einen Linearitätstest. Eine mangelnde zeitliche Stabilität der Verteilung lag auch bei UA 2 vor, wo neben den erwähnten Problemen mit den Prismen der sog. *J-counter*, der eigentliche Referenzzähler, immer wieder abgekoppelt werden mußte.

Die **Reproduzierbarkeit des optischen Kontaktes** ist ein großes Problem. In der Erprobungsphase und bei regelmäßigen *shut-downs* der Detektoren müssen u.U. Teile des Monitorsystems demotiert werden. Im schlimmsten Fall geht dann die Monitorinformation bis zur nächsten Nacheichung verloren. Wie reproduzierbar optische Kontakte sein können, wird nicht hinreichend durch Tests im Labor bewiesen, bei denen eine Faser abgenommen und sofort wieder angeschlossen wird. Mechanische Veränderungen der Faseroberflächen, die z.B. bei Transporten auftreten können, gefährden die Reproduzierbarkeit ebenso wie ein verdrehtes Wiederanschließen der Fasern. Bei Vorstudien zum TOPAZ-Detektor [TAU83] wird berichtet, daß bei einem konkaven Schliff der Fasern auch Wiederankoppelbarkeit erreicht werden soll, da dann die Entfernung der Fasern keine Rolle mehr spielt. Bei mechanischen Schäden kann ein konkaver Schliff — bei 200  $\mu\text{m}$  Kerndurchmesser sowieso eine anspruchsvolle Aufgabe — aber auch nicht helfen.

*Die Fasern müssen eine definierte Oberfläche haben, die mechanisch geschützt wird, etwa durch das Versenken in einem Stecker. Außerdem müssen Verdrehungen oder gar Verwechslungen von Fasern ausgeschlossen werden.*

### 3.4 Referenzsysteme

Ein Referenzsystem muß sowohl kurzfristige (Puls-zu-Puls) Schwankungen, als auch mittel- und langfristige Verschiebungen der Intensität der zentralen Lichtquelle erkennen, und das Monitorignal durch arithmetische Operationen im vorgesehenen Schwankungsbereich halten<sup>4</sup>. Dazu werden im Verteilungssystem einige Fasern abgezweigt und Referenzzählern zugeleitet. Für diese Fasern muß die Forderung nach reproduzierbarer Verteilung der Monitorignale in einem ganz besonderen Maße erfüllt sein. Im Verlauf des Aufbaues des Referenzsystems muß diese Voraussetzung natürlich überprüft werden.

Die Monitorinformation  $\text{MON}_i$ , mit der die Daten gemäß Gl. (3.1) korrigiert werden, muß so definiert werden, das alle Schwankungen der Lichtquelle und des Referenzsystems berücksichtigt werden. Die direkt gemessene Pulshöhe, die das Licht im Modul  $i$  auslöst, soll als  $\text{MOD}_i(t)$  bezeichnet werden. Ohne jede Korrektur wäre  $\text{MON}_i(t) = \text{MOD}_i(t)$ .

<sup>4</sup>Falls es notwendig ist, kann auch eine Rückkopplung mit der Steuerung der Lichtquelle erfolgen.

Die **kurzfristige Referenz** wird durch das Licht aus der Referenzfaser übernommen. Die Reaktion des Referenzzählers (Photomultiplier oder Photodiode) wird als  $\text{REF}_{\text{Licht}}(t)$  bezeichnet. Als Bezugszeitpunkt wird wieder der Zeitpunkt der letzten (Nach-)Eichung  $t_0$  gewählt. Dann ist die Monitorinformation das für jedes Modul nach Abzug der *pedestals* gebildete Verhältnis:

$$\text{MON}_i(t) = \text{MOD}_i(t) \times \frac{\text{REF}_{\text{Licht}}(t_0)}{\text{REF}_{\text{Licht}}(t)} \quad (3.2)$$

Dieses Verhältnis sollte pulsweise gebildet werden, da bei der Division von Peaklagen von Spektren die Puls-zu-Puls Variationen gar nicht mehr festgestellt werden können. Das Monitorsystem des hadronischen Kalorimeters von UA1 konnte aus diesem Grund die Intensität nur auf 3 % genau "schätzen".

Eine **mittelfristige Referenz** wird notwendig, wenn der Referenzzähler selbst nicht 100%ig stabil ist. Besonders bei Photomultipliern kann man davon nicht ausgehen, da sie Variationen in ihrer Eigenverstärkung haben. Sie sind daher instabiler als Photodioden, haben aber eine deutlich bessere Auflösung. Da diese letztlich auch schon der kurzfristigen Referenz zugute kommt, erhalten Photomultiplier meist den Vorzug. Es wird am Referenzzähler neben dem Licht aus der Referenzfaser auch noch ein konstantes Lichtsignal registriert. Dafür eignet sich besonders eine szintillierende Lichtquelle, deren Eigenschaften in Abschnitt 3.2 erläutert wurden. Die Pulshöhe, die sie auslöst, wird als  $\text{REF}_{Am}(t)$  bezeichnet. Es gilt:

$$\text{MON}_i(t) = \text{MOD}_i(t) \times \frac{\text{REF}_{\text{Licht}}(t_0)}{\text{REF}_{\text{Licht}}(t)} \times \frac{\text{REF}_{Am}(t)}{\text{REF}_{Am}(t_0)} \quad (3.3)$$

Es muß gewährleistet sein (und überprüft werden), daß der Quotient  $\text{REF}_{\text{Licht}}/\text{REF}_{Am}$ , der am Referenzzähler gemessen wird, unabhängig von der Veränderung äußerer Bedingungen ist, also insbesondere von Gainschwankungen und Temperaturänderungen. Magnetische Streufelder können dieses Verhältnis stören. Daher müssen Photomultiplier, die als Referenzzähler eingesetzt werden, besonders im Kathodenbereich gut abgeschirmt werden.

Schließlich kann eine **langfristige Referenz** z.B. das Altern einer szintillierenden Lichtquelle auffangen. Dafür bietet sich die Aufnahme eines Spektrums von minimal ionisierender Höhenstrahlung oder die Umwandlung von  $\gamma$ -Strahlung in einem Szintillator an. Im ersteren Fall lassen die geringen Zählraten ein solches Spektrum als mittelfristige Referenz ausscheiden. Im zweiten Fall können beim Einsatz einer Quelle mit einer  $\gamma$ -Energie im *MeV*-Bereich und eines Feuchtigkeits-unempfindlichen organischen Kristalls, z.B. CsI, in dem die Photolinie der Quelle gut meßbar ist, mittel- und langfristige Referenz zusammengefasst werden. Wird die Pulshöhe der langfristigen Referenz als  $\text{REF}_{Lang}(t)$  bezeichnet, dann gilt:

$$\text{MON}_i(t) = \text{MOD}_i(t) \times \frac{\text{REF}_{\text{Licht}}(t_0)}{\text{REF}_{\text{Licht}}(t)} \times \frac{\text{REF}_{Am}(t)}{\text{REF}_{Am}(t_0)} \times \frac{\text{REF}_{Lang}(t_0)}{\text{REF}_{Lang}(t)} \quad (3.4)$$

Die Größen  $\text{REF}_{Am}$  und  $\text{REF}_{Lang}$  bezeichnen dabei Peaklagen und werden benutzt, um den pulsweisen Quotienten aus Gl. 3.2 in regelmäßigen Abständen zu korrigieren.

*Dieser Wert ist gegen alle möglichen Schwankungen im Monitorsystem selbst stabil, und daher ein wirkliches Maß für die augenblickliche Intensität der Lichtquelle.*

Das hier skizzierte Referenzsystem ist relativ typisch und wird mit der Höhenstrahlung als langfristiger Referenz z.B. bei MARK I so realisiert. Andere Detektoren verzichten auf die langfristige Referenz (u.a. TOPAZ und VENUS). Bei UA 1 werden einerseits die — von der Theorie her — schwankungsfreien PIN-Photodioden ohne Ampulser, andererseits auch Photomultiplier mit Fasern und szintillierenden Lichtquellen benutzt. Bei UA 2 sind mittel- und langfristige Referenz durch eine  $^{60}\text{Co}$ -Quelle an einem Szintillator vor dem Referenz-Photomultiplier zusammengefasst.

*Referenzsysteme sollten mehrfach redundant ausgelegt werden. Dann treten zwar u.U. Überbestimmungen der Monitorinformationen  $\text{MON}_i(t)$  auf, der Ausfall des Referenzzählers hätte jedoch katastrophale Folgen, da die Monitorinformation auch stark von seinen speziellen Eigenschaften abhängt. Außerdem sollten zu Diagnosezwecken, besonders wenn eine Trennung von optischen Kontakten notwendig ist, an verschiedenen Punkten des Systems Nebenreferenzen vorgesehen werden, die fest mit Verteilungssystem verbunden bleiben. Mit Hilfe eines solchen Zählers hätten z.B. die Probleme von UA 2 mit dem J-counter umgangen werden können.*

## Kapitel 4

# Konzeption für ein Monitorsystem für das BEMC

In diesem Kapitel soll eine Konzeption für ein realisierbares Monitorsystem für das BEMC entwickelt werden. Diese Konzeption befindet sich im Spannungsfeld zwischen den wünschenswerten Eigenschaften einerseits und den technischen und räumlichen Schwierigkeiten sowie der begrenzten Zeit andererseits. Im ersten Abschnitt sollen zunächst Folgerungen aus den vorangegangenen Kapiteln gezogen werden. Im zweiten Abschnitt wird dann das Konzept vorgestellt, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, und in das die Ergebnisse der experimentellen Kapitel 5 bis 8 bereits eingeflossen sind. Diese Konzeption ist sicherlich nicht die endgültige, sie entspricht dem Stand von etwa April/Mai 1989. Besonders bei der Zahl der Fasern und der Einkopplung der Monitorsignale in die Module werden bis zur technischen Realisierung noch Veränderungen auftreten.

### 4.1 Folgerungen für das BEMC

Aufgrund der Erkenntnisse in Kapitel 2 muß die Überwachung beim BEMC schon bei den Szintillatoren ansetzen. Folgerung:

- 1) In der Terminologie von Kapitel 3 heißt die Überwachungsaufgabe 'Homogenitätstest' oder zumindest 'Überwachung des gesamten Signalweges'.

Das System muß also so angelegt werden, daß die Szintillation in den Modulen angeregt wird. Diese Forderung ist nur mit einem (UV-)Licht/optische Fasern-System zu erfüllen, da das Eigenrauschen von Photodioden höher ist als bei Photomultipliern. Beim BEMC entspricht es etwa 100 MeV, so daß die Auslese von Signalen von radioaktiven Quellen sehr problematisch wäre.

- 2) Ein Monitorsystem muß UV-Licht mit optischen Quarz-Fasern in die Szintillatoren aller Module einkoppeln.
- 3) In jedem Modul sollten mehrere Szintillator-Lagen unabhängig voneinander angesprochen werden.



Das Kalorimeter soll außer den Energiesignalen auch noch schnelle Triggersignale liefern. Die Pulse der zentralen Lichtquelle müssen kurz genug sein, damit die Zuordnung von Triggersignalen zu einem bestimmten Teilchen-*bunch* aufrecht erhalten werden kann. Der Zeitabstand von *bunches* beträgt bei HERA 96 ns, was eine obere Grenze für die Zeitauflösung liefert.

**4) Als zentrale Lichtquelle muß ein Stickstoff-Laser eingesetzt werden.**

Das Licht des Lasers muß etwa 30 m zum Detektor transportiert werden. Dort erst kann es verteilt werden.

**5) Es muß ein Verteilungssystem aufgebaut werden, das das Licht aus einer Primärfaser mit hohem Kerndurchmesser möglichst gleichmäßig ohne Veränderung der Wellenlänge auf mehrere Hundert Sekundärfasern verteilt. Dafür kommt nur ein Quarzglas-Mischerstab in Frage.**

Das Haupt-Referenzsystem muß wegen der Magnetfeldempfindlichkeit von Photomultipliern in der Nähe des Lasers stehen, es ist also wieder ein 30 m lange Referenzfaser notwendig. Sowohl diese wie auch die Primärfaser müssen vom System trennbar sein, um Montagen an den Spurenkammern zu erlauben.

**6) Neben einem leistungsfähigen, redundant aufgebauten Haupt-Referenzsystem müssen Neben-Referenzsysteme vorgesehen werden, die als diagnostische Hilfsmittel bei der Wiederankopplung von Primär- und Referenzfasern dienen. Dabei müssen Photodioden benutzt werden.**

Die Zugänglichkeit einzelner Module ist stark eingeschränkt, da Fasern nur von hinten herangeführt werden können. Die Module können außerdem nicht angebohrt werden, um Inhomogenitäten ihres Ansprechens auf Schauer zu vermeiden.

**7) Fasern können nur von hinten herangeführt werden, und müssen am Rande des Moduls neben den Wellenlängenschiebern verlegt werden, ohne die Energieinformation zu beeinträchtigen.**

Daher können Fasern nur auf den Seiten verlegt werden, auf denen die kürzeren Zusatz-Wellenlängenschieber angebracht sind. Aus Platzgründen können auch dort höchstens zwei Fasern pro Seite verlegt werden, soll die Funktion der kurzen Wellenlängenschieber nicht stark behindert werden. Zwei weitere Fasern könnten von hinten an das Modul herangeführt werden.

**8) Ein Monitorsystem müßte mit höchstens vier oder sechs Fasern pro Modul auskommen, deren Plazierung gut durchdacht sein müßte.**

**9) Aus Gründen der Versorgungssicherheit können also nur zwei oder drei Lagen pro Modul angesprochen werden.**

Der wünschenswerte Homogenitätstest muß so unterbleiben, d.h. es müssen Annahmen gemacht werden, die im Einzelnen nur ungenügend überprüft werden können.

Abschnitt 2.2 hatte als Ergebnis, daß beim Transport der geeichten Module vom Teststrahl zum Standort des BEMC bei HERA kein Verlust der Eichinformation zu

erwarten ist. Die Fasern müssen also erst eingebaut werden, wenn das BEMC fertig montiert ist. Der Einbau muß so erfolgen, daß der optische Kontakt der Fasern zeitlich stabil ist. Trotzdem müssen die Fasern auch wieder abnehmbar sein, falls ein Modul ausgewechselt werden muß.

**10) Die Kopplung Faser-Modul muß erst nach Montage des BEMC erfolgen, sie muß unveränderlich, aber trennbar sein.**

Durch Abnehmen der Faser geht die Monitorinformation verloren. Für das ausgewechselte Modul muß die Eichung sowieso neu bestimmt werden. Zum Austausch eines Moduls müssen aber die Fasern von bis zu zehn Modulen gezogen werden. U.U. könnte ein Test der abgenommenen Fasern direkt nach dem Ausbau und direkt vor dem Wiedereinbau den kompletten Verlust der Monitorinformation verhindern.

**11) Das Lichtpulser-System sollte einen Selbsttest ermöglichen, der Veränderungen einzelner Fasern beim Austausch von Modulen feststellen kann.**

Diese letzten Bedingungen würden auch eine gelegentliche Überprüfung aller Fasern auf Schäden in ihrer Transmission ermöglichen.

## 4.2 Das Konzept

Das Konzept soll anhand der Abb. 4.1 erläutert werden. Zentrale Lichtquelle ist ein Stickstoff-Laser. Da die Elektroden regelmäßig gereinigt werden müssen, und auch der Gasvorrat erneuert werden muß, wird der Laser am Experimentenkontrollstand in der Meßhütte aufgestellt. Sein Licht wird auf den Anfang einer Quarz-Faser mit  $1000 \mu\text{m}$  Kerndurchmesser fokussiert. Diese muß  $30 \text{ m}$  lang sein und wird aus Sicherheitsgründen doppelt in einem Rohr durch Kabelschächte im H1-Detektor zum BEMC verlegt. Dort wird das Licht aufgeweitet und mithilfe einer Streuscheibe und eines Quarzglas-Mischerstabes auf etwa 400 Sekundärfasern mit Quarzglaskern und  $200 \mu\text{m}$  Kerndurchmesser verteilt.

Einige Fasern führen zu Referenzsystemen. **Das Haupt-Referenzsystem** besteht aus einem Photomultiplier mit einem aufgesetztem CsI-Kristall, in dem das UV-Licht aus der Referenzfaser umgewandelt wird. Ebenfalls in dem Szintillator wird die  $\gamma$ -Strahlung einer Quelle umgewandelt. Diese Quelle hat eine Aktivität von etwa  $50 \text{ Bq}$  und eine  $\gamma$ -Energie von etwa  $2 \text{ MeV}$ . Da in CsI aufgrund der hohen Ordnungszahl der Photopeak sichtbar gemacht wird, kann mit dieser Quelle, auf deren Pulshöhe das Licht aus der Referenzfaser eingestellt werden muß, die Funktion des Referenz-Photomultipliers überwacht werden. Das Haupt-Referenzsystem befindet sich wegen der Magnetfeldempfindlichkeit ebenfalls in der Meßhütte, die Referenzfaser ist also ebenfalls  $30 \text{ m}$  lang, sie wird einen Kerndurchmesser von  $600 \mu\text{m}$  haben. Das Haupt-Referenzsystem ist die in dieser Arbeit am weitesten entwickelte Komponente. Gegenüber Kapitel 8 hat sich das in Abb. 4.2 gezeigte Referenzsystem insoweit verändert, als die mittel- und langfristige Referenz zusammengefasst werden. Als Quelle ist ein Thorium C'-Präparat oder eine  $^{60}\text{Co}$ -Quelle vorgesehen, deren  $\gamma$ -Energie im  $\text{MeV}$ -Bereich liegen.

Die **Neben-Referenzsysteme** bestehen alle aus Photodioden mit aufgesetzten kleinen Szintillator-Plättchen. Die Fasern, die sie beleuchten, enden nur wenige  $\text{mm}$  vor der Breitseite dieser Plättchen, die Dioden können nur das umgewandelte Szintillationslicht auswerten. Sie erfüllen mehrere Aufgaben. Eine Box, die gut gegen Strahlung

abgeschirmt sein muß, hilft Schäden an der 30 m langen Referenzfaser zu erkennen. Mit ihrer Hilfe ist auch eine Wiederherstellung der Monitorinformation möglich, nach dem das Monitorsystem an den mit "Kopplungsstellen" bezeichneten Punkten getrennt worden ist. Wenn z.B. eine Montage an den Spurrkammern (vergl. Abb 1.1) notwendig ist, wird das ganze BEMC einschließlich Verteilungssystem und Fasern auf Schienen vom WWP weggezogen, wobei die Enden der langen Fasern aber an Ort und Stelle bleiben. Eine andere, nicht abgeschirmte Box macht z.B. eine Abschätzung des Verhaltens einer Diode unter den Bedingungen am Strahlrohr möglich. Ein drittes Neben-Referenzsystem beobachtet direkt die Intensität des Lasers. Auch das angesprochene Selbsttest-System, für das allerdings noch eine Eichmöglichkeit vorgesehen werden sollte, könnte so aufgebaut werden. Mit den Neben-Referenzsystemen ist eine umfassende Diagnose der Funktion des Monitorsystems erreichbar.

Eine Grundsatzentscheidung, die sich bereits in der Zahl der Mischer ausdrückte, ist nur eine Szintillator-Schicht mit Fasern zu versorgen. Das hat mehrere Gründe. Wenn neben den kurzen Wellenlängenschiebern zwei Fasern verlegt worden wären, so hätte die Einkopplung des Lichtes nicht nur ganz am Rand sondern auch noch extrem in der Ecke erfolgen müssen, mit ungünstigen Folgen für die Verteilung auf verschiedene Dioden. Außerdem hätte das Einkoppeln in eine zweite Lage auch größeren Aufwand bei der Herstellung der Module bedeutet, da eine Nut über die Länge des kurzen Wellenlängenschiebers hinaus oder eine Sonderform einer bestimmten Szintillator-Platte oder ein kleines Prisma o.ä. nötig geworden wäre. Nicht zuletzt wurde so der Aufbau einer Strahlteilung, eines *shutter*-Systems und eines zweiten Mischers umgangen.

Abb. 4.3 zeigt, wie die Fasern an den Modulen angebracht werden. Zwei Fasern laufen in Nuten in der Mitte der kurzen Wellenlängenschieber und enden an der ersten Szintillator-Platte nach deren Ende. Diese befindet sich etwa sechs bis sieben Strahlungslängen hinter dem Anfang des Moduls, also dort wo für 30 GeV Elektronen auch

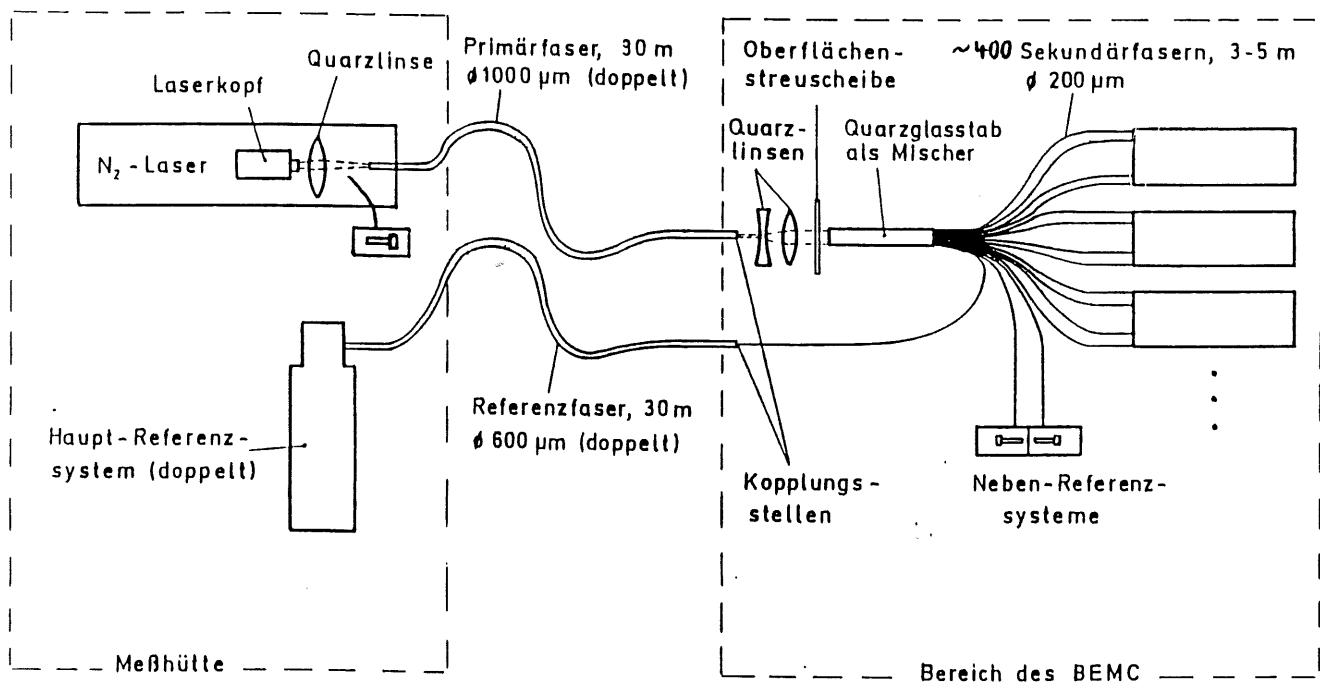


Abbildung 4.1: Konzept des Monitorsystems

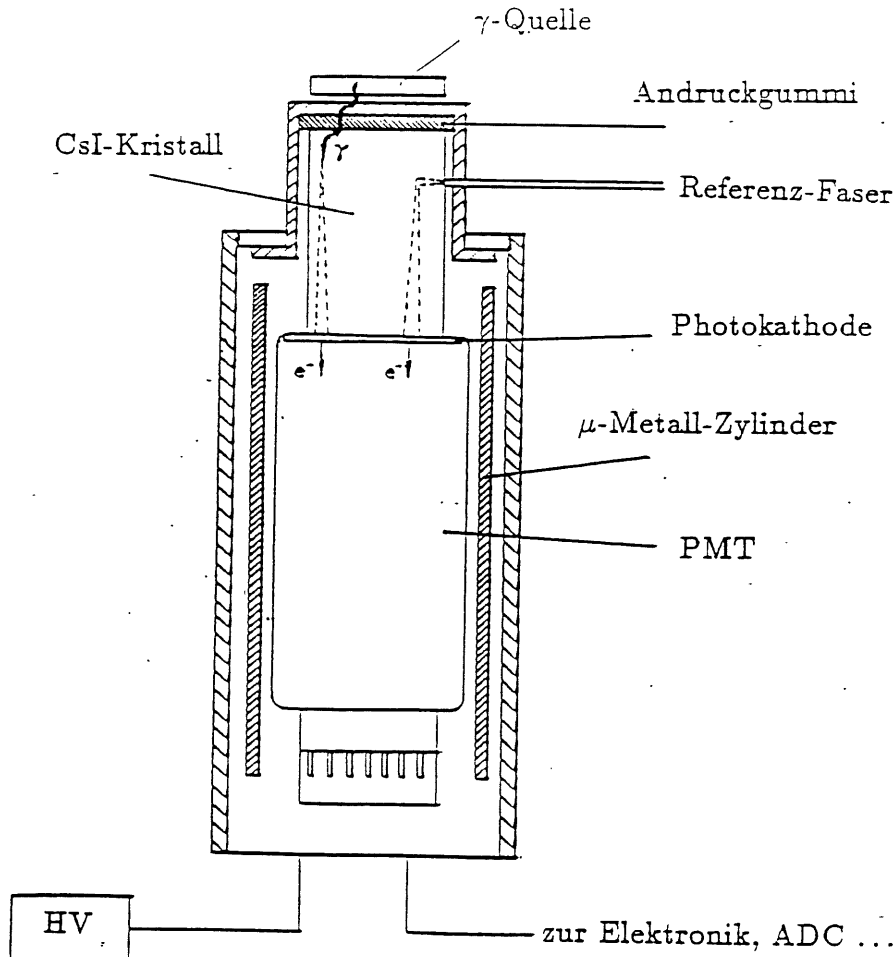


Abbildung 4.2: Monitorsystem-Konzept: Aufbau des Haupt-Referenzsystems

das mittlere Schauermaximum liegt. Da diese Platte *per definitionem* nicht im Einzugsbereich der Zusatz-Wellenlängenschieber liegt, sollen zumindest deren Photodioden mit Monitor signalen versorgt werden. Dazu werden am Ende des Moduls kleine Szintillator-Plättchen angebracht, in denen das UV-Licht aus den anderen beiden Fasern umgewandelt wird. Sie reemittieren das Licht in die kurzen Wellenlängenschieber, wo es umgewandelt und den Dioden zugeleitet wird. Die Plättchen müssen so behandelt werden, daß sie tatsächlich nur Licht in die Zusatz-Wellenlängenschieber abstrahlen. Alle vier Fasern werden mit kurzen Steckern versehen, in denen ihre Stirnfläche geschützt ist. Sie werden durch kleine Messingröhrchen geschoben, die bereits vorgekrümmt sind, und vom U-Träger, in den die Module hinten eingehängt werden, bis zum jeweiligen Szintillator reichen. Dadurch werden die Fasern optimal geführt und geschützt.

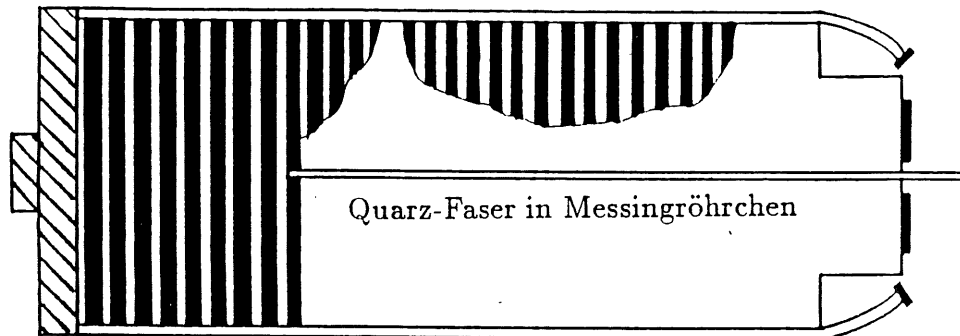
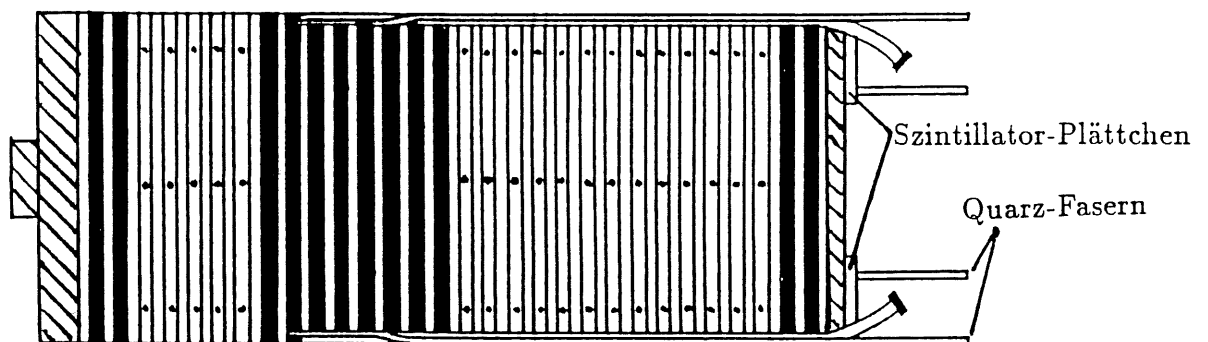


Abbildung 4.3: Einkopplung der Fasern in die Module  
 oben: Aufsicht auf die kurzen Wellenlängenschieber mit Faser  
 unten: um 90 Grad gedreht, Schnitt durch die Faserebene



## Kapitel 5

# Lichtquellen

Das Monitorsystem des BEMC wird als zentrale Lichtquelle einen Stickstoff-Laser haben, dessen Hersteller die Firma PRA in Kanada ist. Der Typ LN 120C hat eine nominelle Pulsenergie von  $70 \mu J$  bei Frequenzen bis zu  $20 Hz$ . Aus der Wellenlänge von  $337.1 nm$  errechnet sich daraus die Zahl von  $1.2 \times 10^{14}$  Photonen, die in einer nominellen Pulsdauer von  $300 ps$  emittiert werden. Beim Großteil der Messungen in dieser Arbeit wurde jedoch eine Xe-Blitz-Lampe als zentrale Lichtquelle benutzt. Bei dieser handelt es sich um eine Hamamatsu L2188 Birne mit passendem Triggersockel. Das Austrittsfenster besteht aus UV-Glas, das bis zu Wellenlängen von etwa  $200 nm$  durchlässig ist. Die Ladespannung beträgt etwa  $700-1000 V$ , die interne Triggerspannung  $5-7 kV$ . Der Hauptladekondensator bestimmt neben der Energie der Entladung auch deren Länge. Er hat eine Kapazität von  $66 nF$ .

Dieses Kapitel wird die Eigenschaften dieser Lampe beschreiben, und die Fragen beantworten, ob diese Lampe für die Messungen dieser Arbeit geeignet war, d.h. ob sie mit dem Laser vergleichbar war, und ob sie sich als zentrale Lichtquelle für das Monitorsystem eignet. Der Aufbau wird im folgenden Abschnitt erläutert, er blieb im Verlauf einzelner Messungen unverändert. Daher können Aussagen über die Lichtquellen gemacht werden, ohne die Eigenschaften z.B. der benutzten Fasern zu kennen.

### 5.1 Detektoren und Elektronik

Alle Messungen dieser Arbeit wurden mit Aufbauten mit folgendem einfachen Grundschema durchgeführt:

Lampe  $\rightarrow$  Faser oder Monochromator  $\rightarrow$  Detektor  $\rightarrow$  Elektronik

Als Detektoren wurden immer Photodioden des auch im Kalorimeter benutzten Typs Hamamatsu S 2575 benutzt. Diese Silizium-PIN-Dioden sind vom nahen ultravioletten bis ins infrarote Spektrum empfindlich. Einfallende Photonen heben Elektronen aus dem Valenz- ins Leitungsband und erzeugen so ein Exiton, ein Elektron-Loch-Paar. In den dotierten Zonen ist schnelle Rekombination sehr wahrscheinlich. Lediglich in der ladungsträgerverarmten Zone, der I-Zone (für *intrinsic*, eigenleitend zwischen p- und n-dotiertem Material) werden die Paare zunächst durch das herrschende Feld getrennt. Dadurch entsteht dann ein Spannungspuls, der wieder abnimmt, wenn die Exitonen schließlich doch rekombinieren. Die Bandlücke bei Silizium beträgt  $1.1 eV$ , so daß alle Photonen im sichtbaren Bereich diesen Prozeß auslösen können. Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern wurde eine Vorspannung angelegt, die die I-Zone vergrößert.

In unserem Fall betrug dieser *Bias*  $-24\text{ V}$ . Die Dioden messen somit über die Zahl der Photonen pro Puls die Intensität des einfallenden Lichtes<sup>1</sup>.

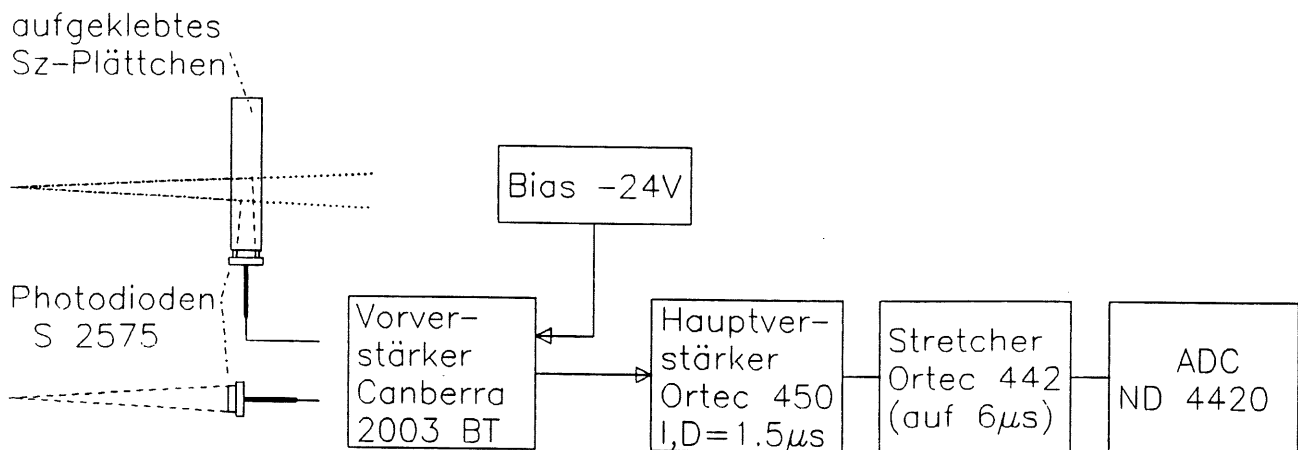


Abbildung 5.1: Benutzte Photodioden und normale Elektronik

Die Dioden wurden entweder direkt oder mit einem Stück SCSN 38 beklebt beleuchtet. Dann erfolgte die Beleuchtung parallel zur Oberfläche der Diode, so daß diese nur den im Szintillator umgewandelten UV-Anteil des Lichtes sah, während die anderen Anteile geradeaus an der Diode vorbeiliefen.

Die Pulse der Diode wurden zunächst einem ladungsempfindlichen, integrierenden Vorverstärker vom Typ Canberra 2003 BT zugeleitet, über den auch der *Bias* eingespeist wurde. Das Kabel war dabei möglichst kurz, um die Gesamtkapazität und damit das Rauschen klein zu halten. Nach den Vorverstärkern folgten Hauptverstärker vom Typ Ortec 450, an denen die *Shaping*-Konstanten (Integrations- und Differentiationszeit) im Normalfall auf jeweils  $1.5\ \mu\text{s}$  eingestellt wurde, da so die beste Auflösung erreicht wurde. Dann folgte ein Signal-Strecker (Ortec 442), der das Signal leicht verzögerte und in einen Rechteckpuls von etwa  $6\ \mu\text{s}$  Länge verwandelte, dessen Höhe gleich der Höhe des Hauptverstärkerpulses war. Diese Signalform entsprach den Anforderungen des Vielkanalanalysator-Systems (Nuclear Data 4420), das bis zu acht Signale gleichzeitig digitalisieren konnte. Abb. 5.1 zeigt eine Gesamtbild der benutzten Elektronik von den Photodioden bis zu den ADCs.

## 5.2 Theoretische Überlegungen

Die Funktion einer Blitz-Lampe, die in diesem Fall das Gas Xenon enthält, kann qualitativ einfach erklärt werden. Im Inneren des Glaskolbens der Birne befinden sich die Elektroden, die primär zur Zuführung der Spannung dienen. Im elektrischen Feld werden die in geringer Anzahl stets vorhandenen Xe-Ionen beschleunigt. Ist die Spannung

<sup>1</sup>Eine genauere Darstellung der Diodeneigenschaften, insbesondere in Bezug auf ihre Nutzung am BEMC bietet [WUN88].

groß genug können sie in einem Stoß ein weiteres Teilchen ionisieren, das dann ebenfalls beschleunigt wird usw. So kommt es zu einem Lawinenprozeß, in dem das Gas stark erhitzt wird. Es strahlt ein kontinuierliches Spektrum ab, das der Schwarz-Körper-Strahlung entspricht. Zusätzlich werden noch die für das Gas charakteristischen Linien stoß- und dopplerverbreitert angeregt.

Die Energie der Gasentladung nimmt quadratisch mit der Ladespannung zu. Die Energiedichte des Plasmas, die zur Temperatur proportional ist, nimmt weniger stark zu, da sich das Plasma ausdehnt. Nach dem Wien'schen Verschiebungsgesetz ist das Produkt aus Temperatur und der Wellenlänge maximaler Emission konstant, so daß sich diese bei Erhöhung der Ladespannung zu kürzeren Wellenlängen verschiebt, während die Linien unverändert bleiben.

*Der höchste UV-Anteil wird bei der maximalen Spannung auftreten.*

Nachdem der Kondensator entladen ist, kühlt sich das Plasma langsam ab. Die Gesamtpulsdauern sind daher sehr viel länger als der Anstieg. Es ist auch klar, daß die Pulsform von der Wellenlänge abhängen wird, da die Rotanteile erst bei einem kühleren Plasma und damit später dominieren als die Blau- oder UV-Anteile.

Die Stabilität der Lampe, also die Vergleichbarkeit von Blitz zu Blitz wird stark davon abhängen, wie genau die Entladung geometrisch definiert werden kann. Verändert sich die Länge der Entladungsstrecke, dann wird die Energiedichte, die Temperatur, die gesamte Intensität und schließlich auch das Spektrum betroffen. Daher werden Nebenelektroden zur örtlichen Definition Feldes eingesetzt. Die Ladespannung kann dagegen sehr genau kontrolliert werden. Durch Ablagerungen auf den Elektroden können Einbrenneffekte direkt nach dem Einschalten und ein langsames Abnehmen der Intensität bei einem langen ununterbrochenen Betrieb auftreten.

### 5.3 Vorstudien

Im Mittelpunkt der Vorstudien standen die Fragen nach der Länge der Pulse und der Stabilität der Lampe. Außerdem sollte mithilfe eines Testaufbaues festgestellt werden, wie groß ein in Modulen simulierbares Signal sein kann. Es wurde dabei ein UV-Filter benutzt (UG 11, Spindler & Hoyer) und die Lampe intern getriggert. Die Charakteristik des Filters wurde erst später gemessen (siehe Abb. 5.10).

Die Lampe sandte beim Zünden starke elektromagnetische Störungen aus. Abb. 5.2 zeigt einen vom Oszilloskop abfotografierten Vorverstärker-Puls. Die horizontale Ablenkung ist  $5 \mu\text{s}/\text{Div}$ . Aufgrund der Schaltung des Vorverstärkers entspricht der Anstieg des Pulses der gesamten Länge des Lichtpulses, der demnach etwa  $15 \mu\text{s}$  lang ist.

Nachdem die Störimpulse durch Entstörung und Erdung des Gehäuses, sowie durch Pulsformung im Hauptverstärker unter Kontrolle gebracht waren, zeigte sich schnell, daß die Lampe nicht stabil war. Abb. 5.3 a) zeigt eine Messung der Lampenpulse über 24 Stunden. Dabei ist der eingetragene Meßpunkt die Peaklage des Spektrums, die Fehlerbalken in y-Richtung geben die Breite der Verteilung an, während die Ausdehnung in der x-Richtung die Dauer der Messung anzeigt. Es sind sehr starke Schwankungen zu beobachten, die mit etwa  $\pm 5\%$  deutlich größer als die Herstellerangaben ausfallen. Durch Erhöhung der Pulse und Überbrücken des Vorverstärkers konnte dieser als Ursache ausgeschlossen werden.

Die Veränderungen der Intensität waren überwiegend nicht kontinuierlich, sondern sprunghaft. Abb. 5.3 b) zeigt ein Spektrum, das in etwa 8000 s am Nachmittag auf-



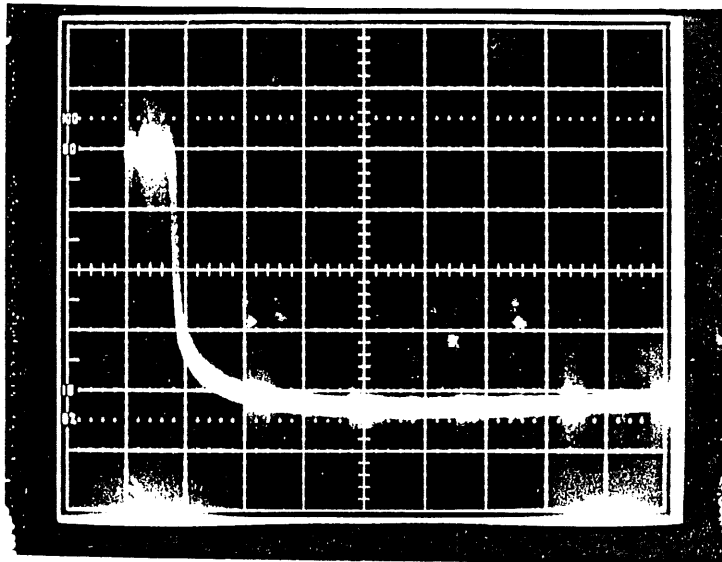


Abbildung 5.2: Lichtpuls nach dem Vorverstärker mit e.m. Störungen

genommen wurde. Es zeigt fünf einzelne Peaks, von denen der oberste in etwa den Ereignissen der ersten 1500 s entspricht. Die Folgerung aus diesen Ergebnissen war die Notwendigkeit, ein einfaches Verteilungs- und Referenzsystem aufzubauen. Bei allen weiteren Messungen dieser Arbeit spielen Schwankungen der Lampenintensität daher keine Rolle mehr.

Schließlich wurde der Wert der Lampenpulse in  $GcV$  gemessen. Dazu wurde mithilfe eines Testaufbaus, der bei [WUN88] genauer beschrieben wird, UV-Licht zentral in eine Szintillator-Platte eingeleitet und über einen Wellenlängenschieber und eine Photodiode ausgelesen. Die Anordnung entsprach etwa dem damaligen Design der Kalorimeter-Module. Die Pulshöhe wurde mithilfe zweier  $\gamma$ -Quellen ( $^{57}Co$  und  $^{241}Am$ ), die auf die Diode gelegt wurden, mit den Ergebnissen am Teststrahl verglichen. Dabei ergab sich, daß bei Einstrahlung in einer einzigen Platte Schauer von 50–70  $GcV$  simuliert werden konnten, bei einer Verbesserung der Einspeisung mit optischem Fett sogar 90–130  $GcV$ . Pulse dieser Größenordnung sollen später auch in die Module des BEMC eingespeist werden. Die Gesamtintensität dürfte allerdings auch dann nicht ausreichen, wenn sie voll ausgenutzt worden wäre, da ein realistisches Verteilungssystem mehrere Größenordnungen an Intensität kosten würde.

*Die Xe-Lampe ist als zentrale Lichtquelle für das BEMC ungeeignet, da ihre Pulse zu lang sind und ihre Intensität nicht ausreicht. Für die späteren Tests einzelner Sekundärfasern ist das Licht dagegen intensiv genug, die Länge der Pulse spielt dann eine untergeordnete Rolle.*

Lichtpuls-Intensität (rel. Einheiten)

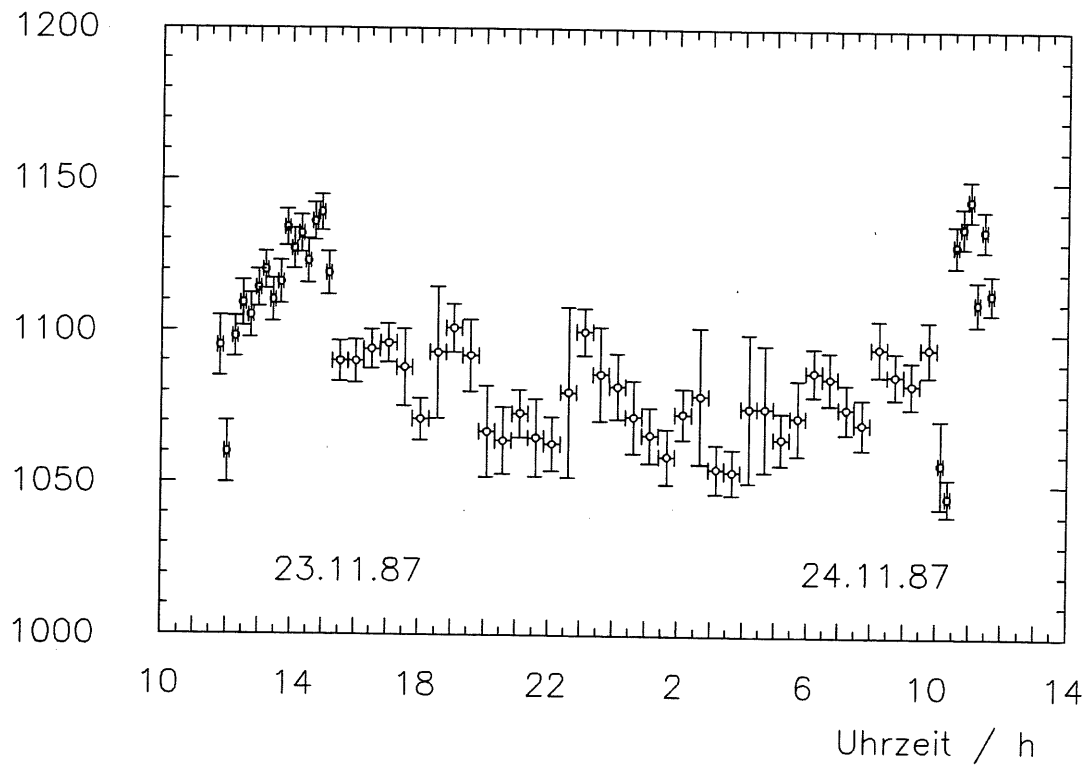
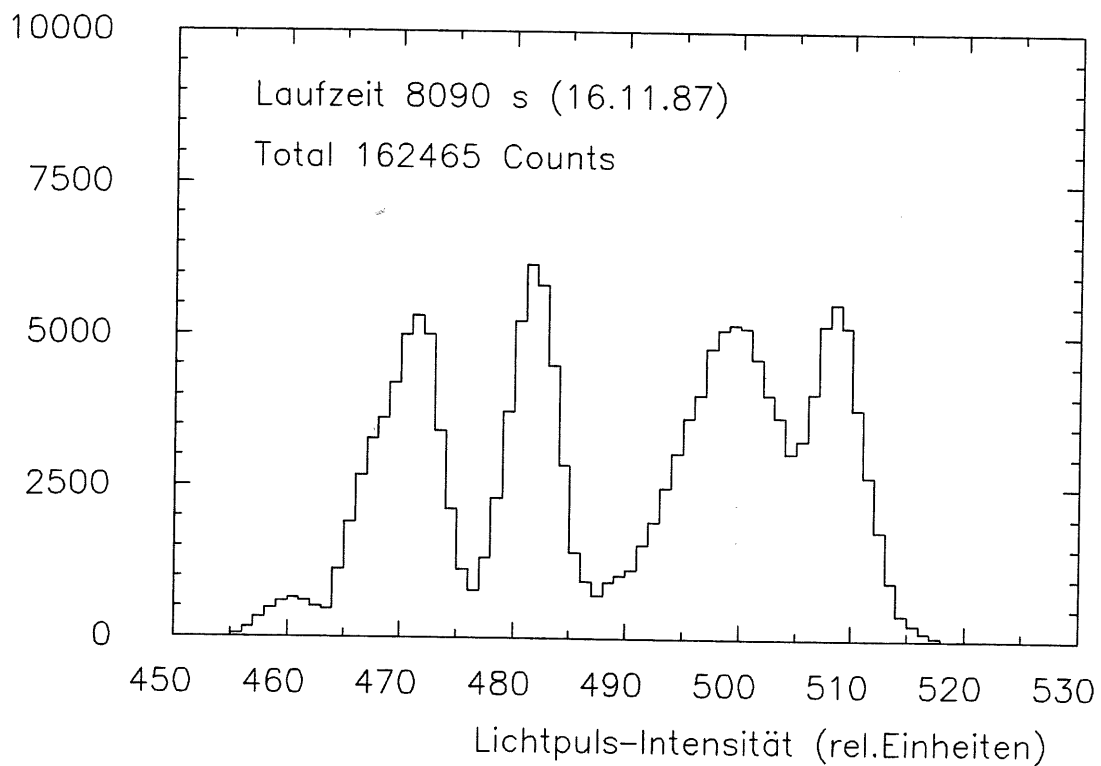


Abbildung 5.3: Instabilität der Xe-Lampe während der Vorstudien  
 oben: a) Entwicklung der Pulshöhe über 24 Stunden  
 unten: b) Spektrum mit Intensitäts'sprüngen'

Einträge



## 5.4 Der Testaufbau

Ein Vorteil der Xe-Lampe gegenüber dem Laser ist die Tatsache, daß sie ein breites, kontinuierliches Wellenlängen-Spektrum hat. Dieses Spektrum sollte zunächst ganz ausgemessen werden. In diesem und in Kapitel 7 können dann die Durchlasskurven verschiedener optischer Geräte berechnet werden.

Die Messungen wurden mit einem Monochromator des Typs Jobin Yvon H20 durchgeführt. Kernstück des Gerätes ist ein fokussierendes Gitter mit 1200 Linien/mm, das in Reflektion betrieben wird. Das Licht tritt, wie in Abb. 5.4 angedeutet, durch einen Spalt in das Gerät ein und wird von einem Spiegel auf das Gitter umgelenkt, das zur Verstellung der Wellenlänge gedreht wird. Der gesamte Lichtweg ist symmetrisch. Aus

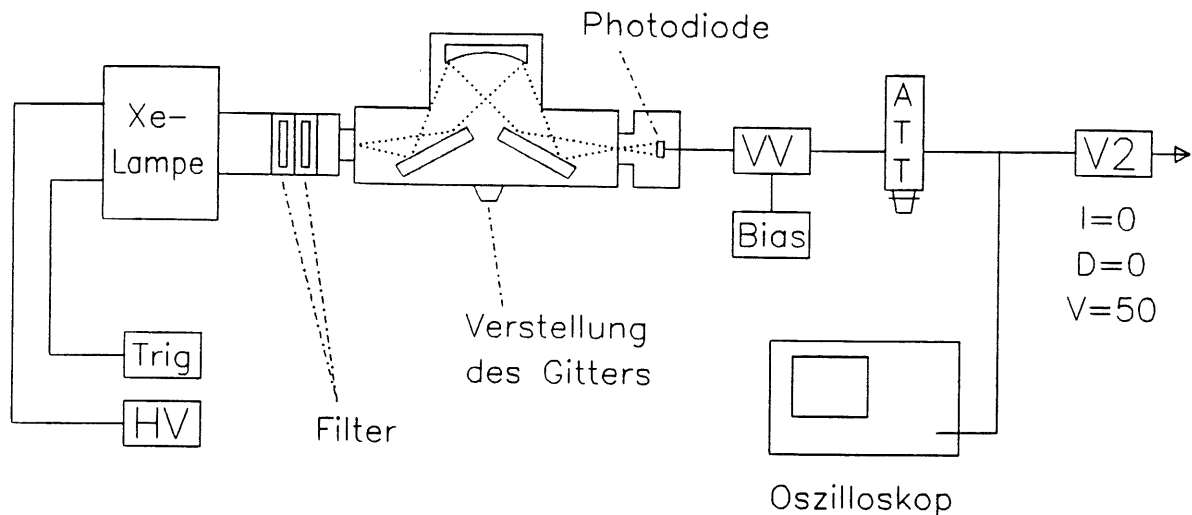


Abbildung 5.4: Aufbau zur Messung von Lampen- und Filterspektren

der Gitterbreite von 40 mm und der Brennweite von 200 mm ergibt sich ein gesamter Öffnungswinkel von 11.4 Grad. Zum Erreichen der maximalen Auflösung von 0.5 nm muß das Gitter optimal ausgeleuchtet und das Licht mit einer Linse auf den Spalt fokussiert werden. Darauf wurde verzichtet, um unnötige Farbverzerrungen zu vermeiden. Die Auflösung war dementsprechend geringer. Der Wellenlängenbereich von 200 bis 850 nm konnte in 5 nm-Schritten, teilweise auch in 3 nm-Schritten gemessen werden. Aufgrund der Bauart des Monochromators ist den Werten von 800–850 nm die 2. Ordnung der Wellenlängen 200–212.5 nm überlagert. Der Einfluß ist jedoch aufgrund der Charakteristik der Diode (s. Abb. 5.6) eher gering. Trotzdem sollten die Werte über 800 nm mit Skepsis betrachtet werden. Die Verstellung des Monochromators erfolgte mit einem Handrad und einem Zählwerk. Die Einstellung wurde mit einer Balmerlampe geeicht. Sie stimmte gut mit der Wellenlänge überein.

Zum Spektrographen wurde der Monochromator durch Anschließen einer Photodiode. Abweichend von der normalen Elektronik folgte auf den Vorverstärker ein Präzisions-Abschwächer (10 dB-Schritte), um den großen dynamischen Bereich der Intensitäten erfassen und später rückrechnen zu können. Die Pulse wurden außerdem mit einem Oszilloskop überwacht. Es folgten Hauptverstärker, Stretcher und ADC. Zum

Anschluß der Lampe und verschiedener optischer Elemente (Filter, Diffusoren, etc.) stand ein System von steckbaren Fassungen zur Verfügung, das weitgehend reproduzierbare Ankopplung ermöglichte und dabei kein Streulicht einließ.

Während der Erprobung des Aufbaues zeigte sich, daß die Länge des Lampenpulses in Übereinstimmung mit Abschnitt 5.2 wellenlängenabhängig war. Abb. 5.5 zeigt den Sachverhalt. Die Linien zeigen nur den Anstieg, da der Abfall allein durch die Schaltung des Vorverstärkers bestimmt wird. Die Beibehaltung der bisherigen Zeitkonstanten hätte zu starken Verzerrungen der Spektren geführt. Daher wurde die Pulsformung bei allen Messungen mit dem Spektrographen ausgeschaltet. Die Pulsformen für 300–360 nm unterschieden sich dagegen nur unwesentlich, so daß für die späteren Messungen, bei denen Lampe mithilfe der Filter zu einer UV-Lichtquelle gemacht wurden, die Zeitkonstanten von 1.5  $\mu\text{s}$  nicht zu einer Verfälschung führen.

rel. Pulshöhe (t) normiert auf Maximum

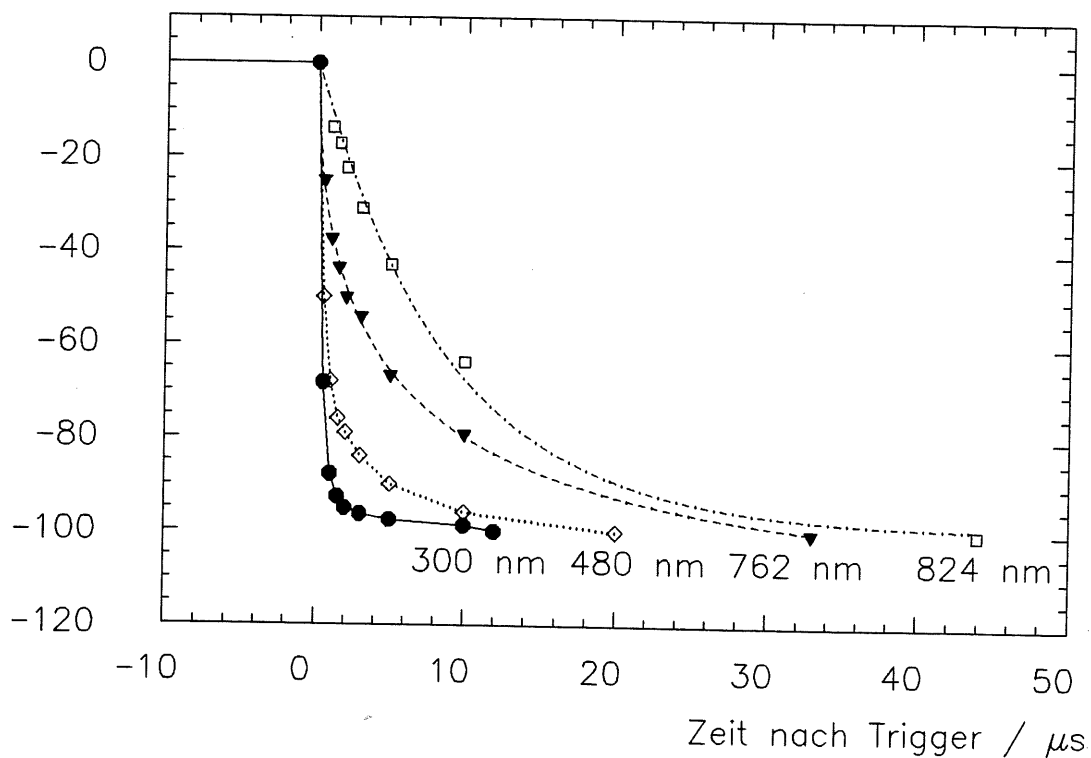


Abbildung 5.5: Abhängigkeit der Pulsformen von der Wellenlänge

Die als Detektor genutzte Photodiode war nicht für alle Wellenlängen gleich empfindlich. Alle aufgenommenen Spektren müssen daher mit der Quanteneffizienz gefaltet werden, die in Abb. 5.6 gezeigt ist. Bei den entstehenden 'absoluten' Spektren ist jedoch Vorsicht geboten, da weder die Empfindlichkeit der speziellen Diode noch andere Einflüsse genau bekannt sind. Die wesentlichen Aussagen sind daher 'relative' Spektren und Durchlasskurven, die gewonnen wurden, indem gemessene Spektren wellenlängenweise durcheinander dividiert wurden. Dabei kürzt sich die Charakteristik der Diode heraus. Das 'Normierungsspektrum' muß mit der gleichen Geometrie (sprich: gleiche Anzahl von Fassungen, etc.) aufgenommen worden sein.

Bei den Experimenten mit dem Spektrographen wurde die Lampe extern getriggert (Pulse von -6 V Höhe und etwa 0.3  $\mu\text{s}$  Länge). Dadurch wurde die Lampe sehr

Quanteneffizienz in %

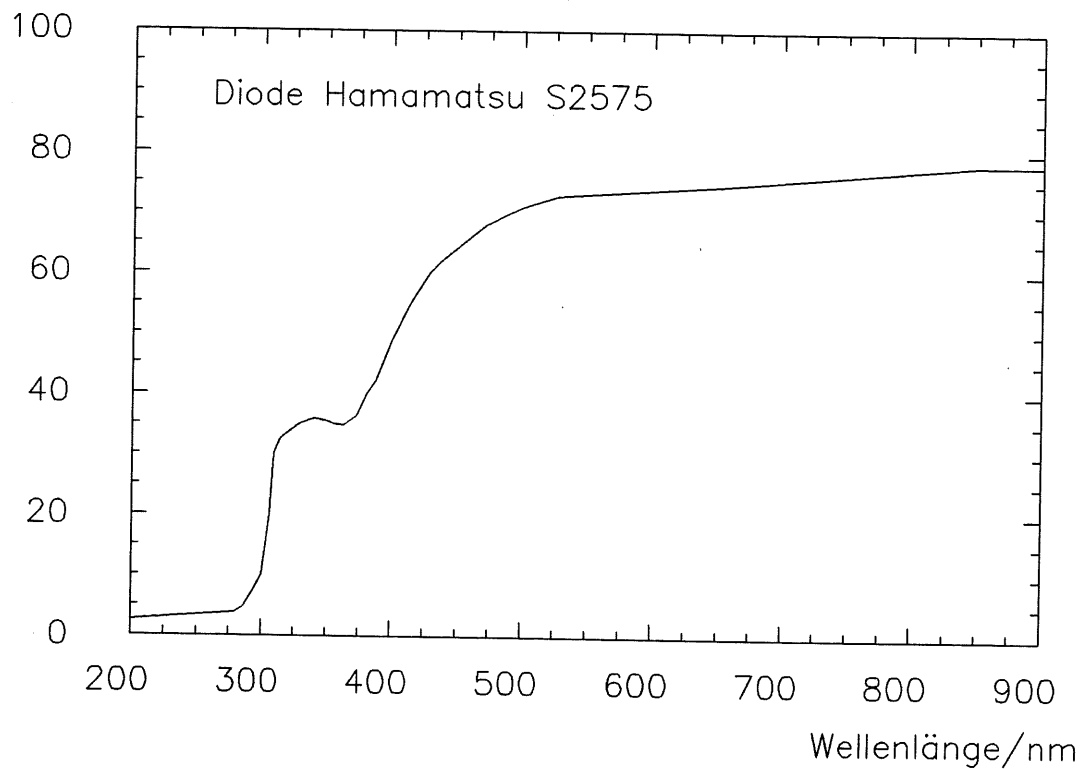


Abbildung 5.6: Quanteneffizienz der Diode zitiert nach [WUN88]

Einträge

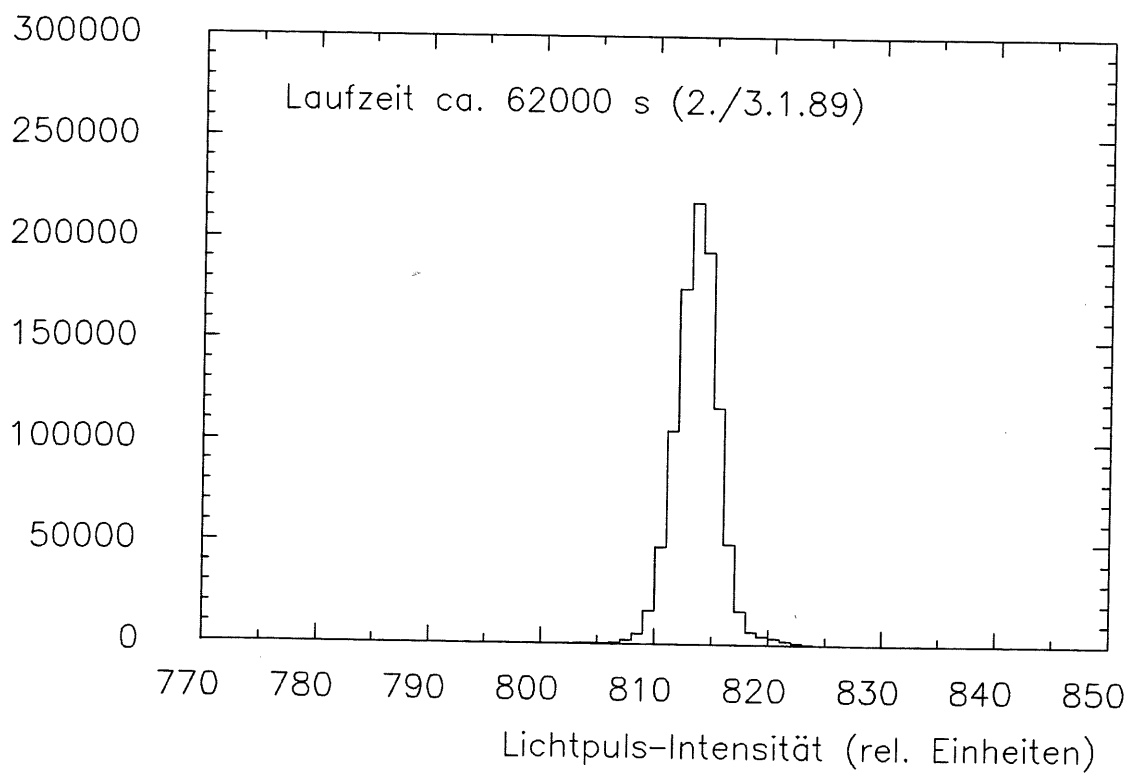


Abbildung 5.7: Stabilität der Xe-Lampe mit externem Trigger

viel stabiler. Abb. 5.7 zeigt ein Spektrum, das am 2./3. Januar 1989 aufgenommen wurde. Die Laufzeit betrug ca. 62000 s. Es konnte daher auf eine Referenz verzichtet werden. Stattdessen wurden bestimmte Standardpositionen im Verlauf der Messreihen mehrfach gemessen. Hatte sich die Pulshöhe stark geändert, so wurde die Messung neu begonnen. Die Genauigkeit, mit der Durchlasskurven berechnet werden können, ergibt sich aus der maximalen Schwankung dieses Standardwertes ( $\lambda = 300 \text{ nm}$  bei Messung mit einer leeren Fassung) schwankte zwischen dem 14.12.88 und dem 2.12.89 trotz diverser Umbauten nur zwischen 283 und 288 ADC-Kanälen, also um etwa  $\pm 1\%$ . Hinzu kommen Unsicherheiten von höchstens gleicher Größenordnung bei der Bestimmung der jeweiligen Peaklage.

*Die mit dem Spektrographen bestimmten Durchlasskurven und 'relativen' Spektren sind mit Unsicherheiten von etwa 2–3% behaftet. Dagegen sind 'absolute' Spektren nur durch Faltung der Spektren mit der Quanteneffizienz der Photodioden erhältlich und können daher nur zur Abschätzung dienen.*

## 5.5 Ergebnisse

Bei der ersten Messung mit dem Spektrographen-Aufbau kann gleich die Zuverlässigkeit der Ergebnisse gezeigt werden. Abb. 5.8 a) zeigt das unkorrigierte Gesamtspektrum der Xe-Lampe. Die durchgezogene Linie verbindet die Meßpunkte vom 2.12.1988, die gestrichelte die Punkte vom 16.12.1988. Beide Spektren wurden mit unterschiedlichen Geometrien aufgenommen. Daher unterscheiden sie sich in ihren absoluten Höhen, und wurden jeweils auf den Wert bei  $483 \text{ nm}$  normiert. Zwischen den beiden Messungen lagen einige Veränderungen am Aufbau vor dem Spektrographen. Auch die Photodiode wurde abgenommen und wieder aufgesetzt. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Abb. 5.8 b) zeigt das mit der Quanteneffizienz der Diode gefaltete Spektrum, bei dem der hohe UV-Anteil deutlich zu erkennen ist.

Mit der Ladespannung verändert sich auch das Spektrum der Blitz-Lampe. Abb. 5.9 zeigt drei stark vereinfachte Spektren für 600, 800 und 1000 V, die jeweils auf den Durchschnitt der Meßreihe normiert wurden. Es ist zu erkennen, daß bei höherer Ladespannung der kurzwellige, also höherenergetische Anteil zunimmt. Das entspricht den Erwartungen aus Abschnitt 5.2. Die Lampe wurde daher mit der maximalen Ladespannung von 1000 V betrieben. Außerdem nimmt auch die Gesamtintensität zu. Der Durchschnitt steigt von 100 (in relativen Einheiten) bei 600 V über 213 bei 800 V auf 360 bei 1000 V an. Daß diese Durchschnitte im Gegensatz zu den theoretischen Überlegungen stärker als das Quadrat der Spannung zunehmen, dürfte in der Begrenzung des empfindlichen Wellenlängen-Bereiches begründet sein.

Die Abb. 5.10 zeigt halblogarithmisch die berechneten Durchlasskurven für den UV-Durchlass-Filter UG11 und den Blau-Durchlass-Filter BG12 (beide von Spindler & Hoyer), sowie die gemessene Transmission für  $\text{UG11} \times \text{BG12}$ . Letztere stimmt sehr gut mit der aus den Einzeltransmissionen der Filter gewonnenen Kurve überein. Die im oberen Wellenlängenbereich gezeichneten Linien sind dabei per Auge an die Messpunkte angepasst, da die Punkte aus sehr kleinen Pulshöhen berechnet wurden und daher mit relativ großen Unsicherheiten behaftet sind.

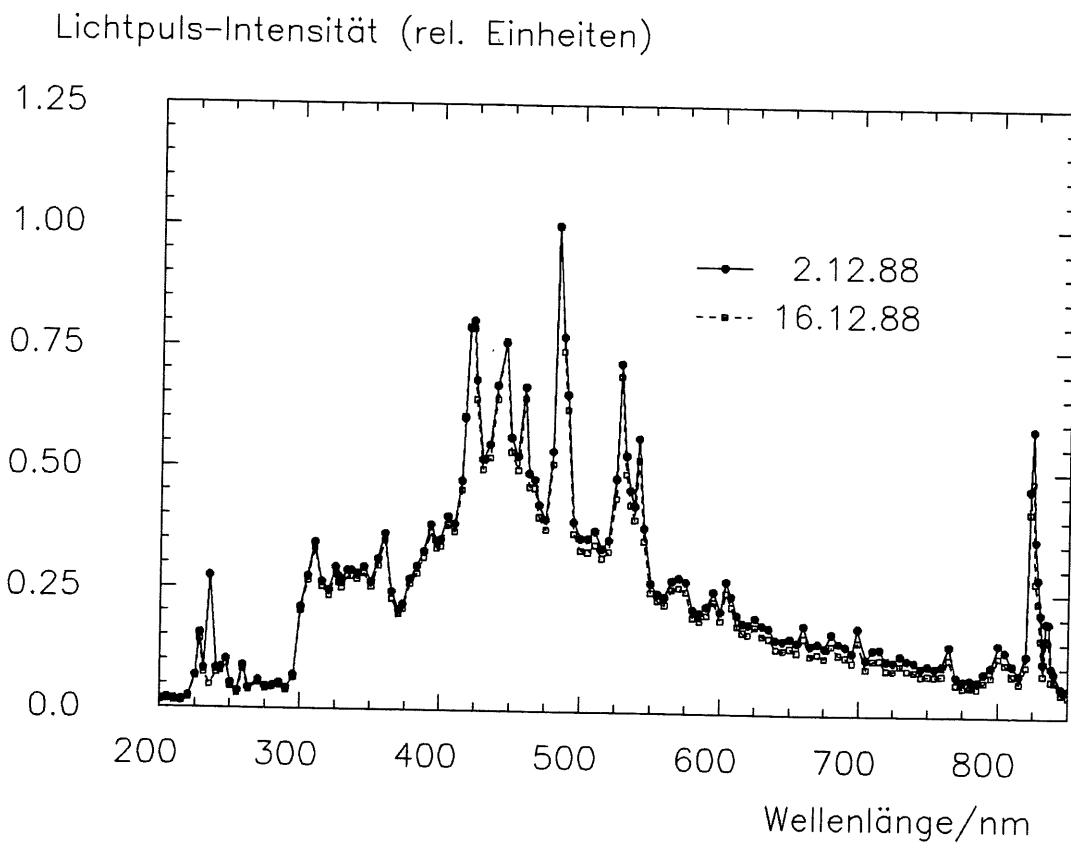
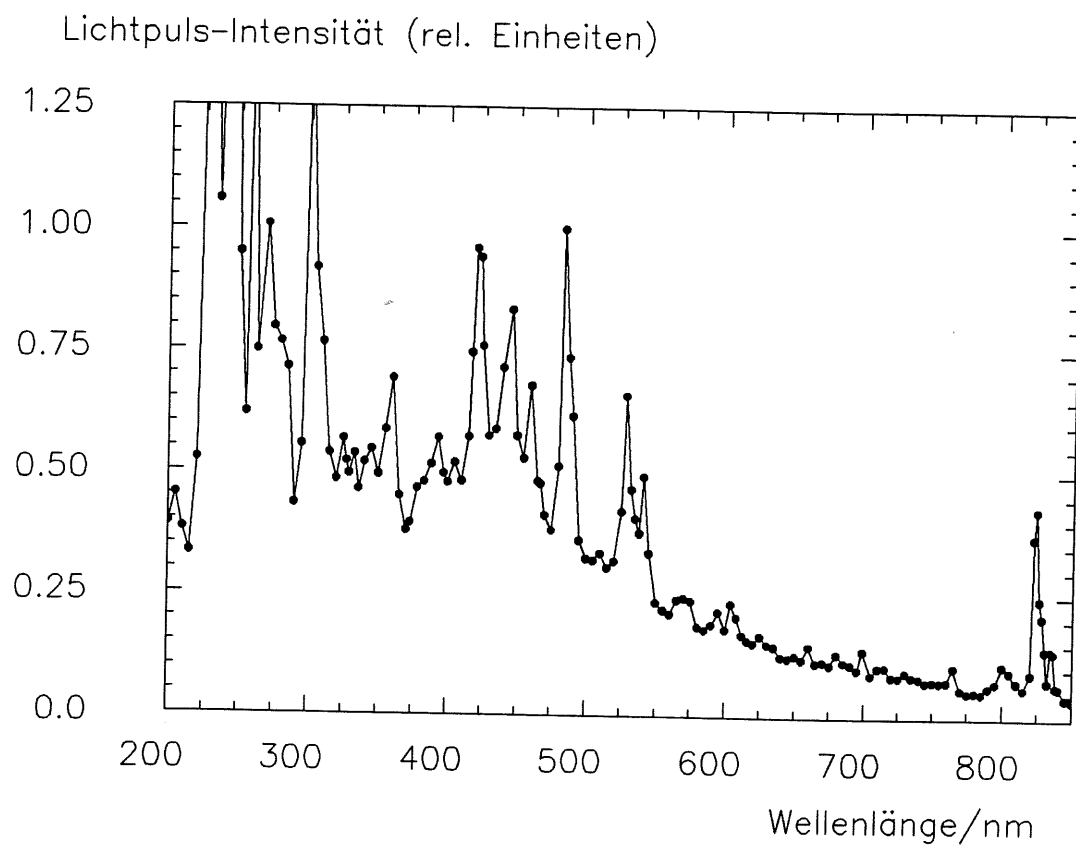


Abbildung 5.8: Gesamtspektrum der Xe-Lampe; oben: a) unkorrigiert;  
unten: b) gefaltet mit der Quanteneffizienz der Diode



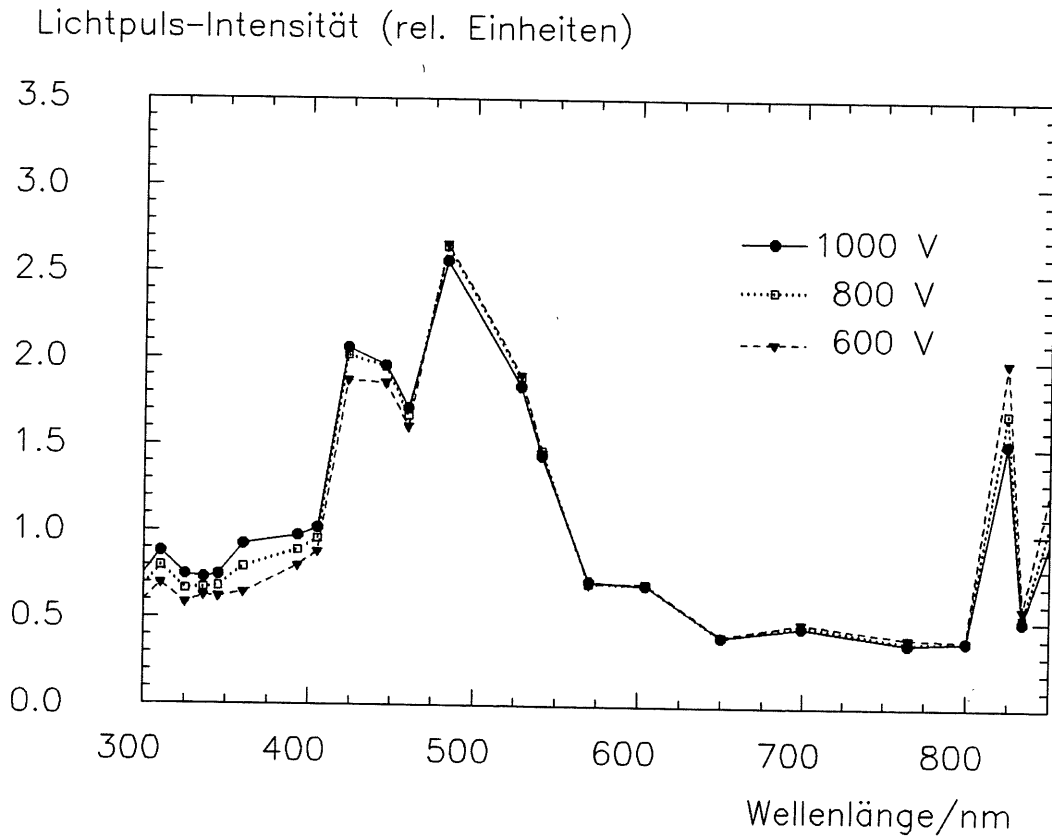


Abbildung 5.9: Veränderung des Spektrums mit der Ladespannung

Abb. 5.11 zeigt das Spektrum nur für UG11 und für beide Filter zusammen in halblogarithmischer Darstellung, die Empfindlichkeit der Diode ist jeweils bereits einbezogen. Beide werden mit der Emission des Stickstoff-Lasers verglichen.

Der Filter BG12 wurde eingebaut, um den vom UV-Filter durchgelassenen Rotanteil weiterabzubauen, da dieser sowohl von den Quarz-Fasern besser weitergeleitet, als auch von der Diode besser umgewandelt werden würde. Die Abbildung zeigt nun, daß die Reduktion kaum gelang (von 0.6 auf 0.4 % Rot durch UV), jedoch die gesamte Intensität abnahm und die Wellenlänge maximaler Emission verschoben wurde. Die meisten folgenden Messungen wurden mit beiden Filtern durchgeführt, da die genaue Auswertung der Filtercharakteristik erst später vorgenommen werden konnte.

*Mit den Filtern ist die Xe-Lampe eine UV-Lichtquelle. Ihr Emissionsspektrum entspricht einer 'breiten Linie', deren Maximum mit 360 nm nur wenig gegenüber der Wellenlänge des Lasers verschoben ist. Da ihre Intensität für den Test einzelner Fasern ausreichend ist (s.o.), sind die mit ihr gewonnenen Ergebnisse für den Aufbau des Monitorsystems brauchbar. Der Laser ist mindestens um einen Faktor 175 intensiver, er ist daher als zentrale Lichtquelle geeignet.*



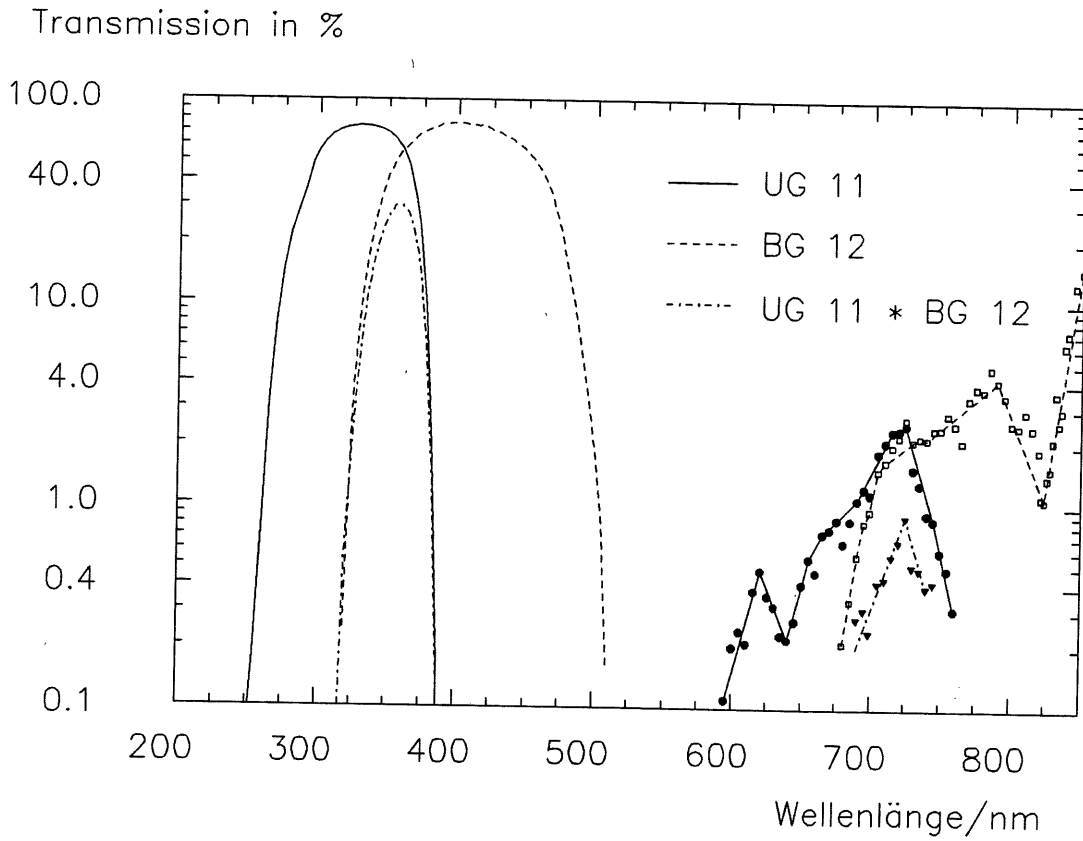


Abbildung 5.10: Halblog. Darstellung der Transmission der optischen Filter

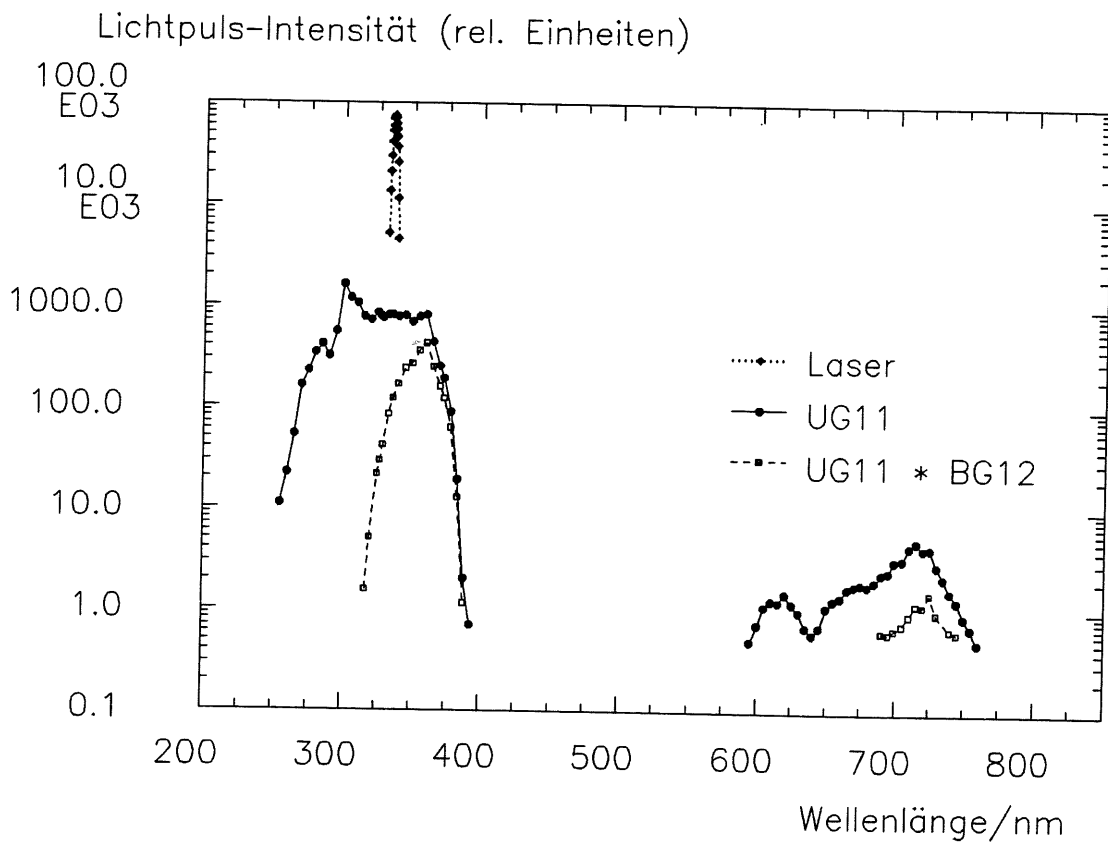


Abbildung 5.11: Wellenlängen-Vergleich: Xe-Lampe mit Filtern vs. Laser

## Kapitel 6

# Fasereigenschaften

In diesem Kapitel sollen die Tests an Sekundärfasern beschrieben werden. Im Anschluß an einige theoretische Überlegungen werden zunächst die Vorstudien beschrieben, dann die Eigenschaften der getesteten Quarz-Fasern der Typen Ensign Bickford HCN 200 und HCP 200 sowie Quarz & Silice PCS 200-W geschildert. Gemessen wurden die Homogenität mehrerer gleichlanger Fasern, die Reproduzierbarkeit des optischen Kontaktes (soweit das ohne das endgültige Verteilungssystem möglich war), die numerische Apertur, die Abschwächlängen sowie das Verhalten der Fasern bei Krümmungen.

Da bei den Fasern mehrere Aspekte untersucht werden sollten, wurden handelsübliche, preiswerte und schnell lieferbare Quarz-Fasern mit einem Kerndurchmesser von  $200\ \mu\text{m}$  ausgewählt, die leichte Verarbeitung erwarten lassen und einerseits flexibel genug sind, andererseits genug Licht transportieren können. Erst als Ergebnis aller Tests hätten dann spezielle Fasern ausgewählt werden können. Tabelle 6.1 fasst die Herstellerangaben über die getesteten Fasern zusammen.

	<b>HCN 200</b>	<b>HCP 200</b>	<b>PCS 200-W</b>
Hersteller/ Vertrieb	Ensign Bickford/ Laser Components	Ensign Bickford/ Laser Components	Quarz & Silice
Durchmesser Kern/Mantel/ Hülle	200/230/500 $\mu\text{m}$	200/230/500 $\mu\text{m}$	200/380/600 $\mu\text{m}$
Num. Apertur	0.37	0.37	0.4
Abschwächlänge bei 400 nm	54 m	92 m	72 m
OH-Gehalt	1200 ppm	5–10 ppm	300 ppm

Tabelle 6.1: Herstellerangaben über die getesteten Quarz-Fasern

## 6.1 Theoretische Überlegungen

Optische Lichtleitfasern sind in der Lage, Licht eines bestimmten Winkelbereiches in nullter Näherung verlustfrei weiterzuleiten. Dabei bedienen sie sich der Totalreflektion, die ein Lichtstrahl erfährt, wenn er an der Grenzfläche zu einem optisch dünneren Medium unter einen Winkel zum Lot auftrifft, der größer als der Grenzwinkel ist. Bevor diese etwas spröde Erklärung mit Leben gefüllt werden kann, müssen zunächst einige Begriffe geklärt werden.

Fasern haben im Allgemeinen drei koaxiale Schichten, den Kern (engl. *core*), den Mantel (*cladding*) und die Hülle (*coating* oder *buffer*). Letzterer schützt die Faser vor Umwelteinflüssen und stellt durch Ausgleich der Kräfte die verblüffende Elastizität der Fasern sicher. Der Mantel wiederum ist nötig, damit kein optischer Kontakt des Kernes mit der Aussenwelt (etwa den Fingern der Experimentatoren) auftritt, der die Totalreflektion stören kann. Der Brechungsindex nimmt von innen nach außen ab. Ist der Durchmesser des lichtleitenden Kerns vergleichbar mit der Wellenlänge des benutzten Lichtes, dann hat die Wellengleichung nur eine Lösung; man spricht von einer *Monomode*-Faser, in der sich nur eine Schwingungsmode ausbreiten kann. Solche Fasern sind geeignet, die Kohärenz und die Pulsform eines Laserstrahls zu erhalten. Sie können jedoch kaum Energie transportieren. Ist der Kerndurchmesser erheblich größer als die Wellenlänge, dann gibt es sehr viele quasikontinuierliche Lösungen (*Multimode*-Faser), so daß die Strahlenoptik anwendbar ist. Durch Umwandlung der Strahlungsmoden können Winkelverschiebung und Impulsverbreiterung auftreten.

Da letzteres bei der Nachrichtentechnik die Datenübertragungsrate begrenzt, sind Gradientenindexfasern entwickelt worden. Bei diesen nimmt der Brechungsindex nach außen kontinuierlich ab. Die Strahlen werden daher gebogen und nicht reflektiert, ihr Weg ist kürzer und durch die höhere Lichtgeschwindigkeit außen werden die Zeitdifferenzen zusätzlich reduziert. Um ein ähnliches Verhalten bei Stufenindexfasern zu erreichen, bei der der Brechungsindex an der Grenzfläche abrupt abnimmt, darf nur ein kleiner Teil des möglichen Winkelbereiches ausgeschöpft werden, nämlich nur Strahlen mit kleinem Winkel zur Achse, also großen Winkeln zum Lot, die weniger Reflektionen erfahren. Es ist klar, daß sich eine hohe Übertragungsrate und eine hohe Energieweiterleitung gegenseitig ausschließen, da für diese ein großer Bereich von Winkeln wichtig ist.

Der Wirkungsgrad eines Monitorsystems sollte nicht durch die Winkelakzeptanz der Fasern unnötig begrenzt werden. Da Licht im UV-Bereich weitergeleitet werden soll, mußte der Kern aus Quarzglas, wegen der erwünschten hohen Winkelakzeptanz der Mantel möglichst aus Kunststoff sein. Die Alternative hierzu wäre ein Mantel aus Quarzglas, der durch Dotierung einen niedrigeren Brechungsindex als der Kern bekommen hätte. Die erreichbaren Grenzwinkel sind jedoch um ungefähr 50 % kleiner.

*Für unsere Zwecke kommt nur eine Quarzglas-Stufenindex-Multimode-Faser mit einem Kunststoff-Mantel in Betracht.*

### Winkelcharakteristik der Fasern

Da der Kerndurchmesser  $200 \mu\text{m}$  beträgt, kann unbesorgt die Strahlenoptik zur genaueren Erklärung der Funktion der Fasern benutzt werden. Abb. 6.1 zeigt einen Schnitt durch den Anfang einer Faser sowie drei verschiedene Strahlen. Strahl 1 wird zunächst an der Stirnfläche gebrochen und kann dann an der Grenzfläche zum Mantel totalreflektiert werden. Jeder Strahl, dessen Einfallswinkel kleiner als  $\alpha$  ist, erfüllt die Bedingung ebenfalls. Strahl 2 hingegen wird an der Grenze zwischen Kern und Mantel noch gebro-

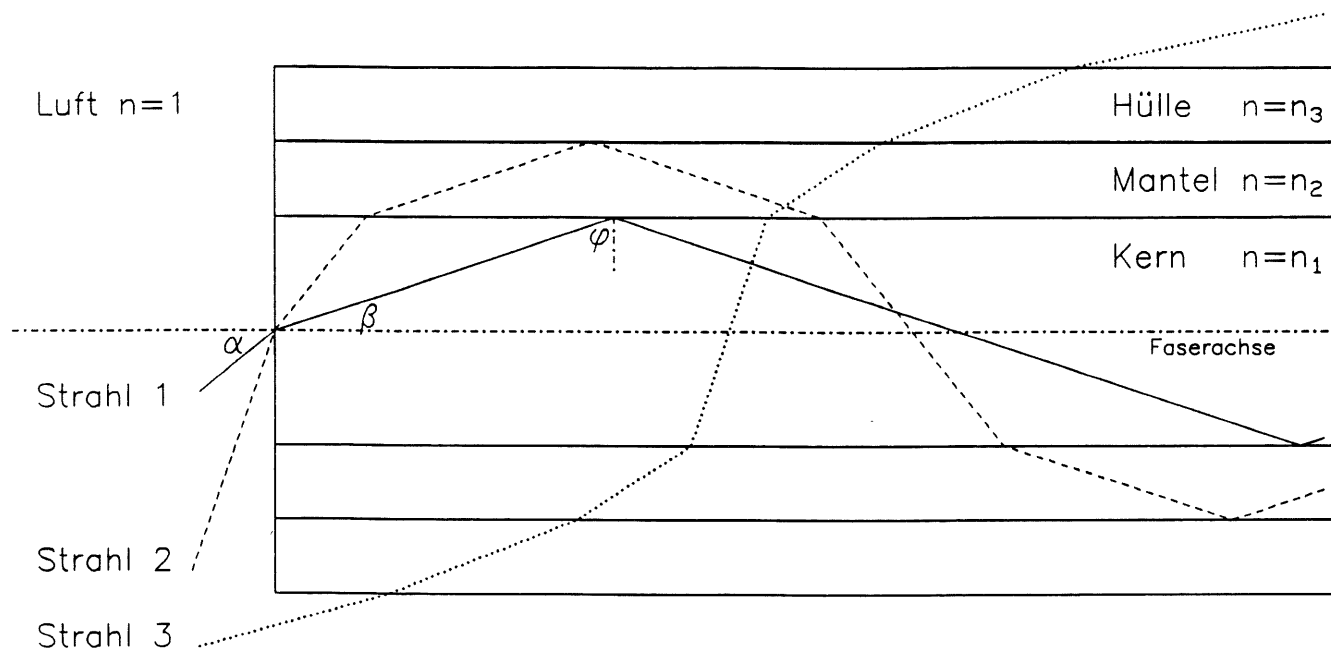


Abbildung 6.1: Erklärung der Funktion von optischen Fasern  
 Strahl 1: Kernstrahl; Strahl 2: Mantelstrahl;  
 Strahl 3: Aussenstrahl

chen, dann aber an der Hülle totalreflektiert. Es handelt sich um einen Mantelstrahl, der nach einigen Reflektionen ausstirbt, da er bei jedem Durchgang an der Grenze Mantel/Kern geschwächt wird. Strahl 3 schließlich tritt von außen in die Faser ein. Aufgrund der Umkehrbarkeit des Strahlenganges kann er nicht in den Bereich der Totalreflektion gelangen. Bei einer starken Krümmung der Faser kann er allenfalls zum Mantelstrahl werden, verändert aber auch dann die im Kern weitergeleitete Intensität nicht. Die Hülle kann daher auch durchscheinend sein, wie bei den getesteten Fasern der Fall, ohne daß eine Beeinträchtigung der Funktion zu erwarten ist. Dies wurde auch experimentell verifiziert: Bei Dunkelheit und Beleuchtung mit einer sehr hellen Lampe gab es keine Unterschiede in der Pulshöhe. Aus einer ähnlichen Überlegung heraus kann ein Mantelstrahl nur dann in den Kern gelangen, wenn am Anfang der Faser eine starke Krümmung vorliegt, die im Allgemeinen durch den Stecker vermieden wird.

Für diejenigen Strahlen, die als Kernstrahlen weitergeleitet werden können, gilt (nach [CAN84], S.14):

$$\alpha < \alpha_{Grenz} \quad \text{mit} \quad \sin(\alpha_{Grenz}) = r \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{r^2 - \rho^2}} \quad (6.1)$$

Dabei ist  $r$  der Radius des Kerns und  $\rho$  die kürzeste Entfernung von der Faserachse, die dem Strahl möglich ist. Für sogenannte "meridionale" Strahlen, wie den Strahl 1 ist  $\rho = 0$ , für "schiefe" Strahlen bleibt  $\rho$  konstant größer Null, der Strahl schneidet die Achse nie, die Projektion seiner Bahn auf die Stirnfläche ist ein Vieleck mit der Achse als Mittelpunkt. Da nicht alle angebotenen Lichtstrahlen von einer Faser weitergeleitet werden können, wird es Einkoppelverluste geben, die von der Faser und der Quelle abhängen.

Der Grenzwinkel für meridionale Strahlen dient zur Definition der numerischen Apertur (n.A.), die zur Kennzeichnung der Winkelakzeptanz und damit zur Berechnung

der einkoppelbaren Intensität benutzt wird.

$$\text{n.A.} = \sin(\alpha_{\text{Grenz}}) = n_1 \sin(\beta_{\text{Grenz}}) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (6.2)$$

Diese Größe ist unabhängig vom Brechungsindex des Mediums, in dem sie gemessen wird. Sie hängt allerdings von der Wellenlänge ab, da sich der Brechungsindex mit  $\lambda$  ändert. Daher können die Herstellerangaben von 0.4 (PCS 200) bzw. 0.37 (HCN und HCP 200) nicht auf den für uns interessanten Bereich des nahen UV übertragen werden. Offensichtlich können schiefe Strahlen höhere Einfallswinkel haben, im Extremfall bis fast 90 Grad. Erscheint entweder die Eingangsfläche der Faser von der Lampe aus als nahezu punktförmig oder umgekehrt, spielen schiefe Strahlen eine zu vernachlässigende Rolle.

Bei einer idealen Faser, die weder Oberflächenschäden noch Durchmesserschwankungen aufweisen noch gebogen sein darf, entspricht die Winkelverteilung des abgestrahlten Lichtes wegen der Umkehrbarkeit des Strahlenganges genau der des eingekoppelten Lichtes. Bei einer unendlich ausgedehnten, isotrop strahlenden Quelle wäre die Intensität bis zum Grenzwinkel für meridionale Strahlen konstant und fiel danach bei den schiefen Strahlen zunächst steil, dann flacher ab und verlief bei 90 Grad waagrecht. Tatsächlich ergibt sich in einer realen, gebogenen Faser ein konisches, glockenförmiges Profil der Abstrahlung [BRW69]. Bei [SOW88] wird gezeigt, wie sich das eingestrahlte Licht langsam über den Querschnitt der Faser verteilt. Nach 750 mm ist der Kern homogen ausgeleuchtet, so daß auch bei unseren Fasern mit ungefähr 5 m Länge die homogene Ausleuchtung des Kerns und damit die Glockenform erreicht sein sollte.

Die genaue Form des abgestrahlten Lichtkegels ist nicht von vorneherein bekannt. Da der Lichtkegel deutlich gerichtet ist, kommt eine einfache Lambert'sche Cosinus-Verteilung nicht mehr in Frage. Bei ihr erscheint die leuchtende Fläche unter jedem Winkel gleich hell, da die dem Auge gebotene Fläche ebenfalls mit dem Cosinus des Winkels abnimmt. LEDs haben eine solche Charakteristik. Es bietet sich daher an, die Intensität mit

$$I(\theta) = I(0) \cos^2(a\theta) \quad (6.3)$$

zu beschreiben. Eine Gauss-Verteilung scheidet ebenfalls aus, da die Intensität für meridionale Strahlen ab dem Grenzwinkel gleich Null wird.

Nun erhebt sich die Frage, ob aus der Messung des Abstrahlungsprofils die numerische Apertur bestimmt werden kann. Bedingung ist sicherlich, daß im Fernfeld, also unter Einhaltung der photometrischen Grenzentfernung, gemessen wird (der Abstand muß mindestens das zehnfache der Abmessungen der strahlenden Flächen betragen). [CAN84] kommt zu folgendem Schluß:

“The measurement of the numerical aperture NA of a step index fiber can be performed simply through a far field scanning at the fiber output, under a uniform launching condition. In this case, the numerical aperture of the launching beam must be greater than NA.” (S.313)

Letzterem wird bei [TIM81] widersprochen. Dort wird behauptet,

“...daß bei jeder Faser ganz unabhängig von der Anregung das Faserende meist aus dem vollen Querschnitt und innerhalb des gesamten Öffnungswinkels strahlt, auch wenn am Anfang mit dem kleinen Produkt  $d \text{NA}^1$  angeregt wurde. Verantwortlich für diesen zunächst nicht einzusehenden Effekt sind Eigenwellenumwandlungen.” (S.114)

<sup>1</sup> $d < 1$ , Anmerkung des Autors.

Für unsere Messungen resultiert daraus ein Problem. Zwar strahlt die Birne der Xe-Lampe in einem Konus von 30 Grad zur Achse relativ homogen ab (s. Abschnitt 5.4), was einer numerischen Apertur von 0.5 entspricht. Es ist aber nicht bekannt, welchen Einfluß das Gehäuse, die Filterfassungen etc. auf die Winkelverteilung haben. Außerdem wurde der Akzeptanzwinkel der Fasern durch die Stecker mechanisch beschnitten.

*In Abschnitt 6.5 wird zunächst festzustellen sein, ob eine Beeinflussung der gemessenen Faser-Apertur durch die Winkelverteilung des Lampenlichtes vorliegt. In diesem Fall sind die Werte der numerischen Apertur zwischen den Fasern zwar noch vergleichbar, da sie unter denselben Bedingungen bestimmt wurden, sie stimmen jedoch nicht absolut.*

## Abschwächung des Lichtes

Reale Fasern schwächen auch die Strahlen, die sie per Totalreflektion weiterleiten. Da die Wahrscheinlichkeit für eine Schwächung konstant, also unabhängig von der momentanen Intensität ist, erwartet man eine abfallende Exponentialfunktion, wenn die Intensität als Funktion der Faserlänge über der Länge aufgetragen wird. Gemessen wird die Abschwächung einer Faser, in dem die Faser bei konstanter Beleuchtung am Anfang immer weiter gekürzt wird (sog. *cut-back*-Methode). Dabei umgeht man das Problem, das die Verluste an den Stirnflächen darstellen. Für eine ideale Oberfläche und Brechungsindices von 1.0 (Luft) und 1.5 (mittlerer Wert für Quarzglas) liefern die Fresnel'schen Formeln einen Verlust von 4 %, und zwar relativ konstant über einen Winkelbereich von  $\pm 10$  Grad. Aber die Stirnflächen sind nicht ideal. Da der unveränderte Anfang der Faser um einen konstanten Faktor abschwächt, muß bei dieser Meßmethode lediglich sichergestellt werden, daß die Enden vergleichbare Beiträge liefern. Sind die Unterschiede in der Transmission groß genug, kann das Verfahren selbst bei merklichen Unterschieden der Enden noch brauchbare Werte für die Abschwächung liefern.

Es gibt zwei Beschreibungen für die Stärke der Abschwächung. Die Abschwächlänge  $\delta$  (übliche Einheit: *m*) bezeichnet die Länge, nach der noch  $1/e$  der ursprünglichen Intensität vorhanden ist. Die Abschwächung  $A$  (übliche Einheit: *dB/km*) erlaubt leichteres Berechnen des Verhaltens ganzer Systeme, 10 *dB* bedeuten dabei eine Abnahme auf 10 %. Es gilt:

$$\delta = x / \ln \left( \frac{I(l=0)}{I(l=x)} \right) \quad \text{bzw.} \quad A = \frac{10}{x'} \lg \left( \frac{I(l=0)}{I(l=x')} \right) \quad (6.4)$$

Um  $A$  aus  $\delta$  zu berechnen, müssen die unterschiedlichen Längeneinheiten berücksichtigt werden. Dann folgt:

$$A(\text{dB/km}) = \frac{4343}{\delta(\text{m})} \quad (6.5)$$

Die Schwächung des Lichtes ist stark von der Wellenlänge abhängig. Es gibt zwei wesentliche Ursachen: Absorption und Streuung. Die Hauptursache für **Absorption** in heutigen Quarz-Fasern sind OH-Molekül-Ionen. Nach [BAR76], S.28 können alle Absorptionsmaxima im Roten und Infraroten eindeutig Anregungen dieser Moleküle zugeordnet werden. Mit einer Wellenlänge von etwa 2700 *nm* wird der erste Vibrationszustand erreicht. Da das Potential nicht streng harmonisch ist, können mit geringerer Wahrscheinlichkeit auch Oberschwingungen angeregt werden. Für die Nachrichtentechnik wichtig ist zum Beispiel die Zahl von 1 *dB/km/ppm* OH-Gehalt bei etwa 950 *nm* [BAR76], der zweiten Oberschwingung. Gute Fasern haben bis zu 5–10 *ppm*. Diesen Wert erreicht laut Herstellerangabe die HCP 200-Faser. Die HCN dagegen hat

1200 ppm, während die PCS 200-W etwa 300 ppm OH enthält. Für unsere Zwecke ist die Absorption aber irrelevant, da sich der Bereich des nahen UV zwischen der achten und neunten Oberschwingung befindet, deren Anregung sehr unwahrscheinlich ist. Erst ab Wellenlängen von 228 nm können OH-Moleküle durch das Licht gespalten werden, so daß dort eine verstärkte Schwächung zu erwarten ist.

Weiterhin können Metallionen zur Absorption beitragen. Zwischen 500–700 nm zeigt die Abschwächung der PCS 200-Fasern laut Hersteller einen kleinen Buckel. Auslösend könnte z.B. der Anteil an Chrom- und Mangan-Ionen sein. Die angegebenen Anteile ( $< 5 \text{ ppb}$ ) stimmen mit den Erwartungen nach [CAN84], S.89 überein.

Viel wichtiger ist die **Streuung**. Gestreut wird an mikroskopischen Schwankungen des Brechungsindex, deren Ausdehnung bedeutend kleiner ist als die Wellenlänge. Die streuenden Teilchen werden zu Schwingungen mit der Frequenz des einfallenden Lichtes angeregt. Die abgestrahlte Leistung hängt quadratisch von der Feldstärke, diese wiederum quadratisch von der Frequenz ab. Es ergibt sich daher eine Schwächung des Lichtes, die mit der vierten Potenz der Wellenlänge abnimmt. Dieses Verhalten kann aber natürlich erst einsetzen, wenn die Voraussetzung erfüllt ist, für kleine Wellenlängen gilt das  $\lambda^{-4}$ -Gesetz sicherlich nicht. Diese Streuung heißt Rayleigh-Streuung<sup>2</sup>.

Man kann versuchen, ihre Stärke abzuschätzen. Die OH-Absorption bei 825 nm beträgt gemäß [CAN84], S.88 etwa 1 % des Wertes von 950 nm, also bei etwa 300 ppm (Wert für die getestete Quarz & Silice Faser PCS 200-W) 3 dB/km. Aus den restlichen 9 dB/km bis zur Herstellerangabe folgert ein Mindestwert von ca. 325 dB/km (bei den anderen Fasern 250–300 dB/km) für  $\lambda = 337 \text{ nm}$ . Eine Hochrechnung der Herstellerdaten bei 400 nm, wo kaum noch OH-Absorption zu erwarten ist, liefert Abschwächungen um 150 dB/km. Die erwarteten Werte für  $\delta$  betragen dann höchstens 30 m, könnten aber auch unter 13 m liegen. Dadurch wird klar, warum in der Nachrichtentechnik Wellenlängen von 820–850 nm benutzt werden, da dort die Abschwächung auf etwa 6–10 dB/km gedrückt werden kann, wenn der OH-Gehalt kontrolliert wird.

Diese Diskussion ist nicht vollständig, denn letztlich ist der genaue Gehalt der getesteten Fasern nicht bekannt. Während die Herstellerangaben zur PCS 200-W und zur HCN 200 mit OH- und Metallabsorption sowie Rayleigh-Streuung erklärbar sind, zeigt die Kurve für die HCP 200 eine starke Absorption bei 530–700 nm und eine sehr schwache Absorption bei 950 nm, die darauf hindeutet, daß dort ein ganz anderes "Kochrezept" angewandt wurde.

Ein weiterer Mechanismus ist die Grundabsorption an Materialungleichheiten, Durchmesserabweichungen, Krümmungen oder örtlichen Schäden der Grenzfläche zwischen Kern und Mantel. Dünne Fasern können daher eine wesentlich höhere Absorption aufweisen als dickere, denn bei gleichem Winkel zur Achse erleiden Lichtstrahlen bei geringerem Kerndurchmesser viel mehr Reflektionen. Genau läßt sich das nicht quantifizieren, auch eine Abhängigkeit von der Wellenlänge kann nicht angegeben werden. Außerdem können — allerdings nur bei sehr hohen Pulsenergien — auch nichtlineare Prozesse wie Raman- und Brillouin-Streuung oder Mehrphotonenabsorptionen zu merklichen Schwächungen führen.

Schließlich ist noch die Zerstörung der Fasern zu diskutieren. Mechanische Ursachen, von denen für uns nur Bruch nach extremer Biegung wichtig ist, hängen stark von den Eigenschaften der Materialien ab. Überdehnung oder Quetschen der Fasern kommen im Labor praktisch nicht vor. In einem Fall wurde eine Faser mit einem Transport-

<sup>2</sup>Nach Lord Rayleigh, der damit 1871 das Blaue vom Himmel herunter erklärte, nämlich als vorherrschende Farbe des gestreuten Sonnenlichtes. Umgekehrt sind Morgen- und Abendröte dann als das uns direkt erreichende Licht zu verstehen, das auf seinen langen, schrägen Weg durch die Atmosphäre seiner Blauanteile beraubt wurde.

karren überfahren, ohne daß ein Effekt festzustellen war. Radioaktive Strahlung, die beim Einsatz am BEMC zu erwarten ist (s. Abschnitt 2.1), könnte die Fasern ebenfalls schädigen. Genaue Daten liegen noch nicht vor, Messungen sind jedoch in Vorbereitung. Die Erwartung ist, daß die OH-Molekül-Ionen als "Radikalfänger" wirken und die Fasern unempfindlicher machen werden. Daher wurden auch Fasern mit hohem OH-Gehalt getestet. Letzte denkbare Ursache für die Zerstörung der Faser sind hohe Energiedichten. [PRA87] nennen eine Schwelle von  $10 \text{ J/cm}^2$  bei  $350 \text{ nm}$ . Wäre die volle Pulsenergie von  $70 \mu\text{J}$  des Lasers auf die Stirnfläche einer  $200 \mu\text{m}$ -Faser gebündelt, so betrüge die Energiedichte  $0.22 \text{ J/cm}^2$ . Daher ist diese Gefahr auszuschließen.

*Die oberste Grenze für die Abschwächlängen der getesteten  $200 \mu\text{m}$ -Fasern bei einer Wellenlänge von  $337 \text{ nm}$  beträgt etwa  $30 \text{ m}$ . Bei Wellenlängen über  $400 \text{ nm}$  sollten die HCP-Fasern aufgrund ihres geringen OH-Gehaltes gegenüber den HCN- und den PCS-Fasern deutlich im Vorteil sein.*

## 6.2 Vorstudien

Für die Vorstudien standen Quarz-Fasern vom Typ QSF 200 der Firma Quartz & Silice zur Verfügung. Diese Fasern wurden 1978 hergestellt und haben eine geschwärtzte

Lichtpuls-Intensität (rel. Einheiten)

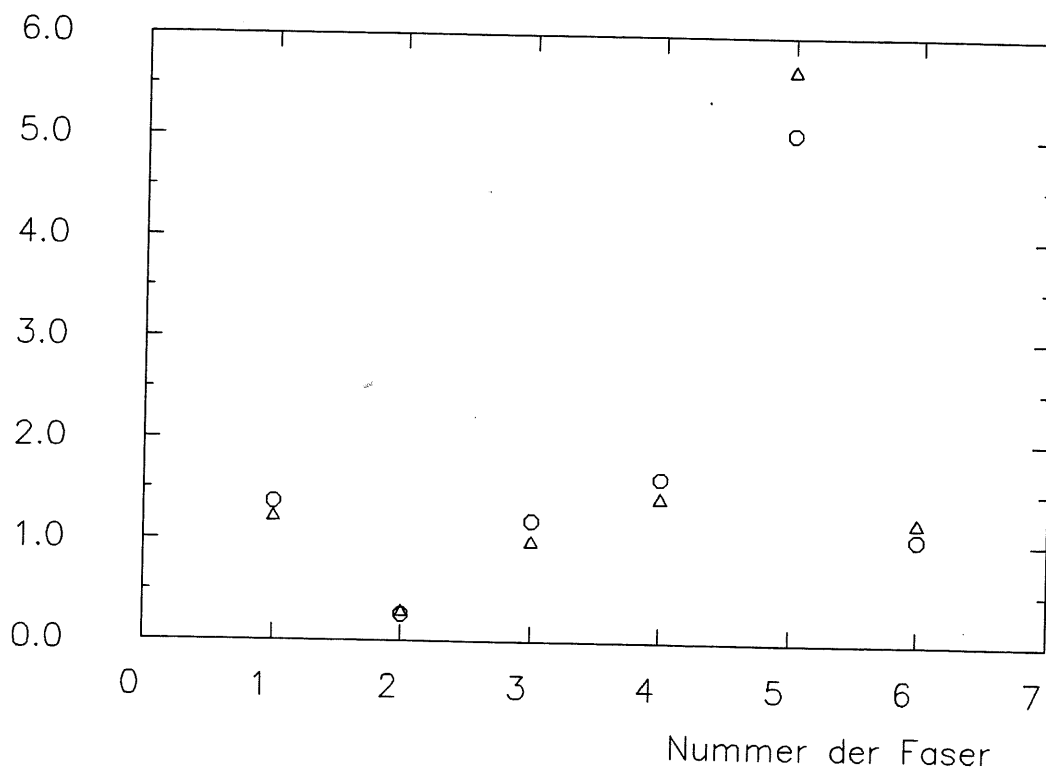


Abbildung 6.2: Gleichheitstest der 'alten' QSF 200-Fasern

Hülle. Als Stecker wurden kurze Messingröhrchen aufgeklebt, danach wurde das Faserende poliert. Die Ergebnisse waren nicht sehr ermutigend. Abb. 6.2 zeigt die relative



Transmission von sechs Fasern, die alle etwa 308 cm lang waren. Es sind zwei Messpunkte pro Faser gezeigt, die jeweils auf die Reaktion einer Referenzfaser normiert wurden. Die Unterschiede zwischen den beiden Messreihen betragen im Durchschnitt 14 %. Da die Stecker keine Marken trugen, konnte bei der Wiederholung eine Drehung des Steckers um die Faserachse nicht ausgeschlossen werden. Die Homogenität der Transmission ist schlecht, es fallen die beiden Ausreißer auf, wobei besonders der nach oben (Faser 5) erstaunt.

Die Faserenden wurden später unter dem Mikroskop betrachtet. Dabei zeigte sich, daß die Oberflächen der Fasern sehr unterschiedlich waren. Abb. 6.3 zeigt einen Stecker der Faser 4 in 40facher Vergrößerung, bei dem noch ein Tropfen Klebstoff über dem



Abbildung 6.3: Mikroskopische Aufnahme eines Steckers der QSF 200-Fasern

Kern zu erkennen ist. Die Form des Lichtaustritts weicht deutlich vom idealen Kreis ab. Die Ursache für die unterschiedlichen Transmissionen der Fasern 2 und 5 konnte allerdings anhand dieser optischen Inspektion nicht eindeutig geklärt werden, so daß neben den äußeren auch innere Unterschiede der Fasern zu vermuten sind.

*Um Aussagen über den Einsatz von Fasern gewinnen zu können, müssen mehrere Fasern getestet werden, deren Enden möglichst vergleichbar sind.*

### 6.3 Gleichheit der Fasern

Unterschiede in der Transmission der Fasern können ganz allgemein drei Ursachen haben: verschieden gute Bearbeitung des Faserenden, der Einfluß der Stecker und Unterschiede in der Transmission des Kernmaterials. Dabei wird es schwierig sein, diese Effekte experimentell zu trennen. In einer Messung könnten allenfalls die beiden ersten Ursachen kollektiv ausgeschlossen werden.

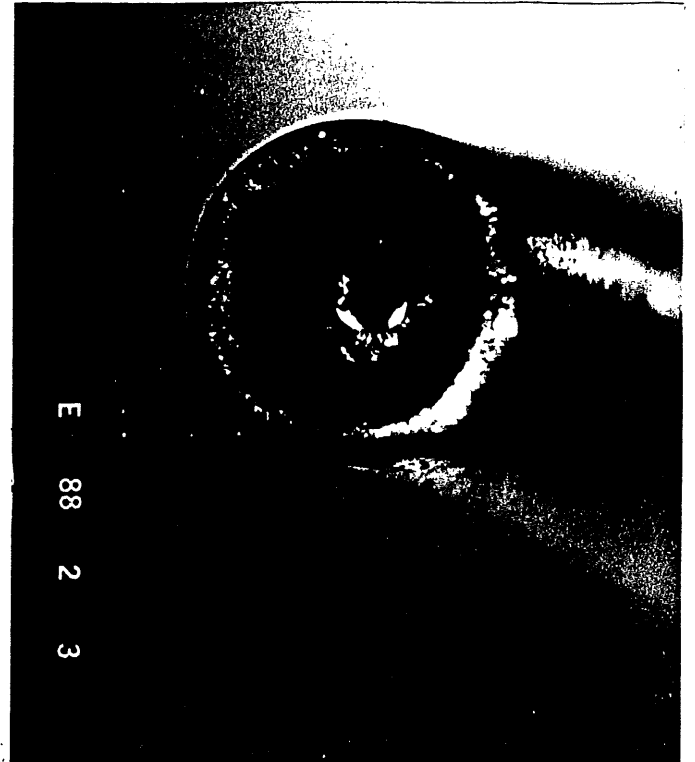
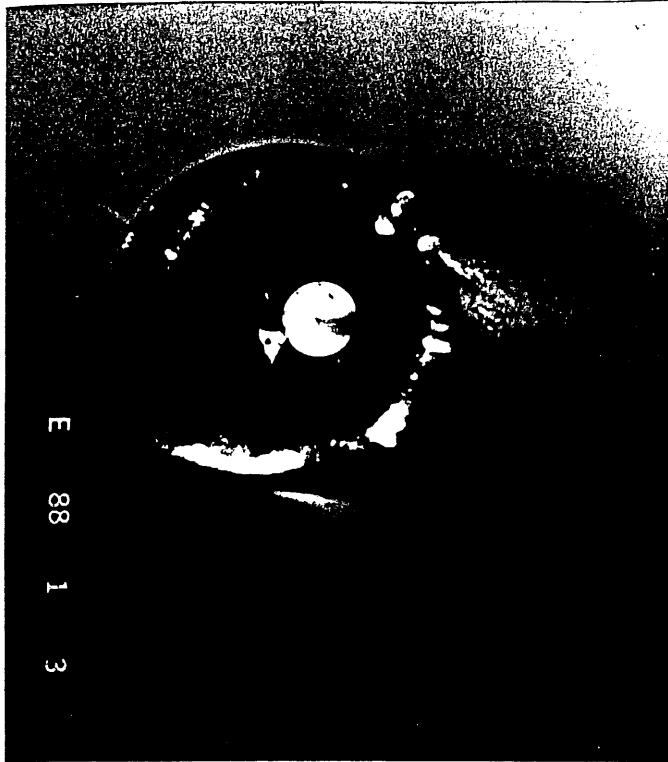
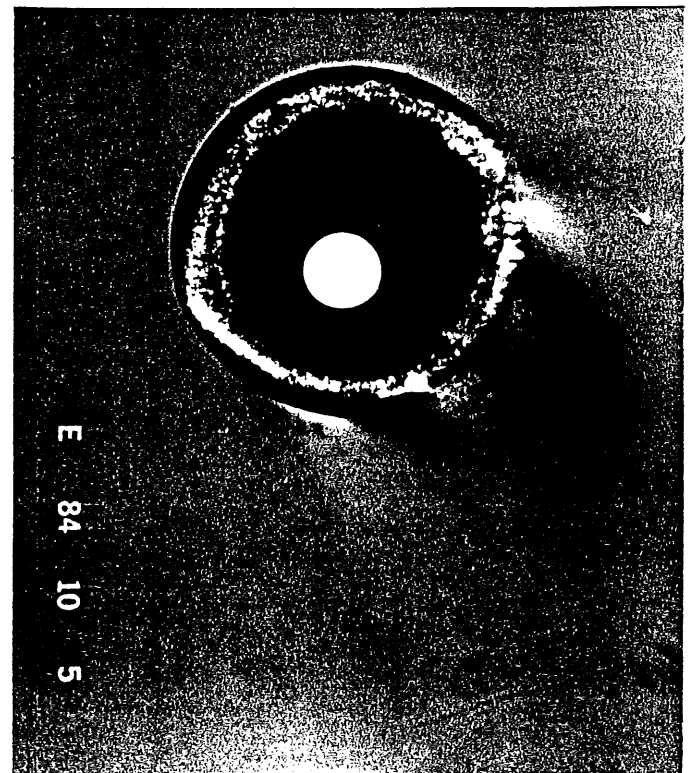
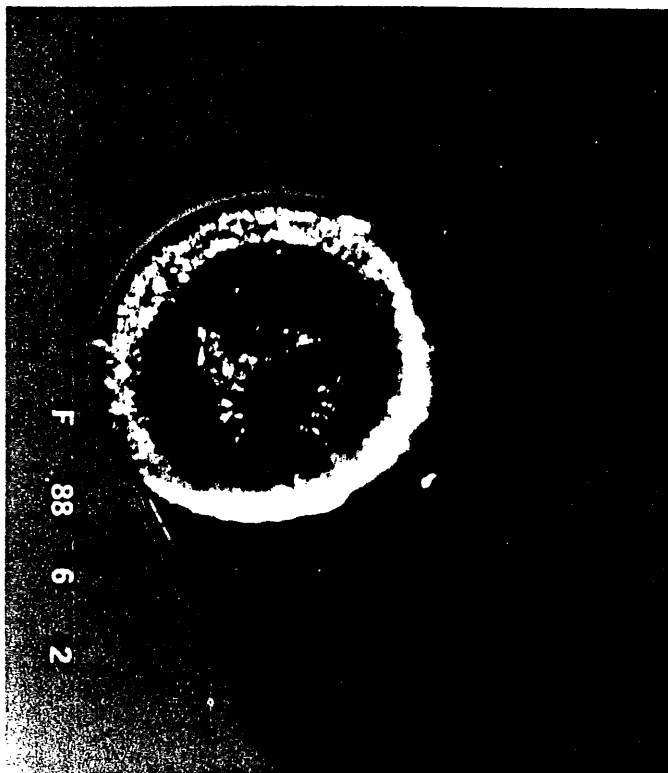


Abbildung 6.4: Mikroskopische Aufnahmen von Steckern der 'neuen' Fasern  
oben links: a) saubere Schnittkante (PCS 1)  
oben rechts: b) leichte Absplitterungen (PCS 2)  
unten links: c) Verschmutzungen im Stecker (HCN 10)  
unten rechts: d) Faserende nicht zentrisch im Stecker (HCP 10)



Die Faserenden wurden mit einem Spezialwerkzeug geschnitten. Die Stecker wurden nach einem standardisierten Verfahren hergestellt (siehe Anhang B) und unter dem Mikroskop kontrolliert. Abb. 6.4 zeigt vier Aufnahmen von Faserenden in 40facher Vergrößerung. In Teil a) ist der Endstecker der Faser PCS 1 zu sehen, die Schnittkante ist sehr sauber und glatt. Der Endstecker der Faser PCS 2 hat dagegen leichte Absplitterungen, die durch helle Bereiche am Rand des Kernes zu erkennen sind (Teil b). Ein solcher Schnittfehler ist die große Ausnahme, die Endflächen sind allgemein sehr gut geschnitten. Der Endstecker der Fasern HCN 10 ist dunkeler, weil der Anfang der Faser nicht gut beleuchtet wurde (Teil c). Man erkennt jedoch Verschmutzungen sowohl im Stecker als auch auf dem Kern, die sicherlich Einfluß auf die Transmission der Faser haben werden. Beim Endstecker der Faser HCP 10 ist zu erkennen, daß das Faserende nicht zentrisch im Stecker sitzt. Dieser Effekt trat bei den HCP- und HCN-Fasern wegen ihres geringeren Außendurchmesser häufig auf (vergl. Tabelle 6.1).

An den Steckern wurden Markierungslinien angebracht, um eine Verdrehung beim Wiederanschluß zu vermeiden. Die Stellung dieser Linie war genauso zufällig wie die Zuordnung 'Anfang' und 'Ende' zu den beiden Steckern einer Faser und daher die Bezeichnungen 'vorwärts' (Anfang der Faser an der Xe-Lampe, Ende am Detektor) und 'rückwärts'. Für diese Messung wurde ein Detektor benutzt, bei dem das Licht aus der Faser zunächst, wie schon in Abschnitt 5.1 erläutert, auf ein Szintillator-Plättchen fiel.

Lichtpuls-Intensität (rel. Einheiten)

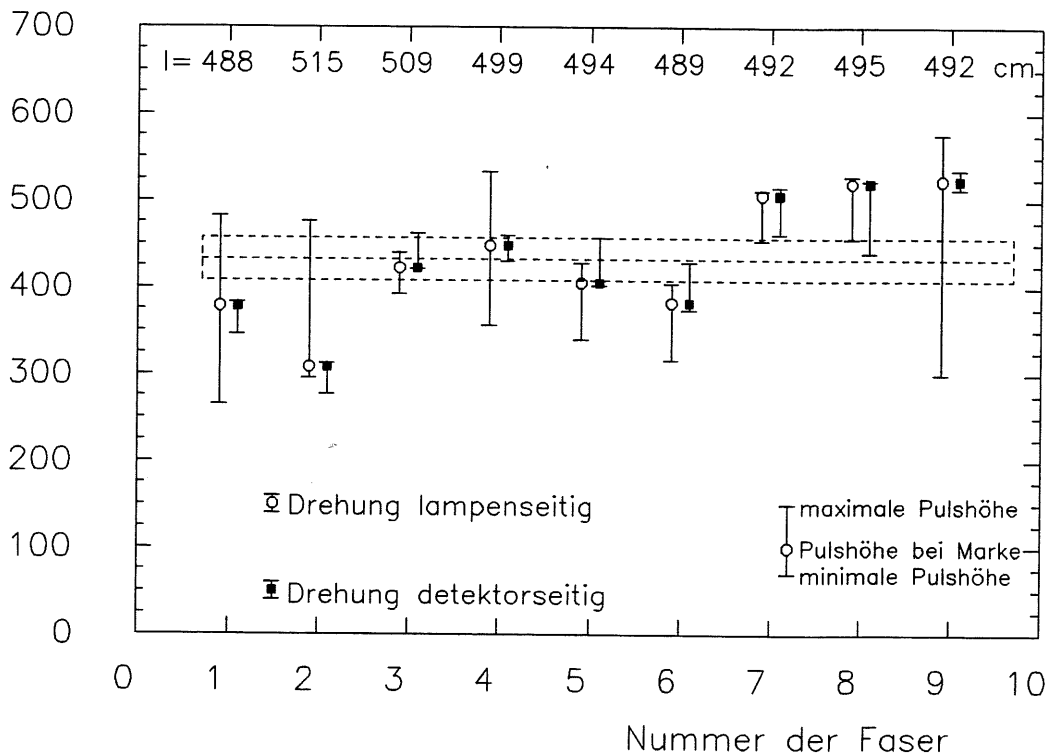


Abbildung 6.5: Gleichheitstest der 'neuen' Fasern: Beispiel HCN, 'vorwärts'

Die Faser wurde auf beiden Seiten zunächst "Marke an Marke" eingespannt und dann durch Drehen des Steckers mithilfe des Oszilloskops Maximal- und Minimalwerte der Pulshöhe bestimmt. In Abb. 6.5 sind als Beispiel die Werte für die neun HCN-Fasern in Vorwärtsrichtung aufgetragen, sowohl bei Drehung des lampenseitigen als auch des

detektorseitigen Steckers. Der Meßpunkt entspricht der Pulshöhe an der Marke, die Enden der 'Fehler'balken geben die Extremwerte an. Gezeigt sind außerdem der Mittelwert aller Fasern, sowie seine Standardabweichung. Insgesamt entstanden sechs solcher Meßreihen für alle Fasern und beide Orientierungen.

Die Homogenität der Transmission bei den 'neuen' Fasern ist erheblich besser als bei den 'alten' Fasern. Zunächst einmal wird anhand der aufgeführten Längen klar, daß die Unterschiede in der Pulshöhe nicht mit der Länge der Fasern erklärbar sind. Die vorhandenen Unterschiede werden aber auch nicht signifikant geringer, wenn die Fasern optimal ausgerichtet werden. Dann müßte der Durchschnitt der Maximalwerte besser bestimmt sein als der Durchschnitt der 'Marken'werte, also ein geringeres  $\sigma_{rel}$  aufweisen. Daß dies nicht der Fall ist, zeigt die folgende Tabelle 6.2. Die erste Spalte zeigt auch die durchschnittliche Pulshöhe der drei Fasertypen in 'Vorwärts'-Richtung.

Fasertyp	Pulshöhe v-Marke	$\sigma_{rel}$ v-Marke	$\sigma_{rel}$ v-Max	$\sigma_{rel}$ r-Marke	$\sigma_{rel}$ r-Max
<b>HCN</b>	558.7	5.7 %	3.8 %	6.0 %	5.8 %
<b>HCP</b>	401.7	7.6 %	6.7 %	5.5 %	6.4 %
<b>PCS</b>	1133.0	2.1 %	2.4 %	0.8 %	3.2 %

Tabelle 6.2: Durchschnitte der Fasertransmissionen (rel. Einheiten) und  $\sigma_{rel}$

Die erheblichen Unterschiede der durchschnittlichen Transmission verschiedener Fasertypen können dabei zwei Ursachen haben: unterschiedliche numerische Aperturen und unterschiedliche Abschwächlängen. Eine genauere Analyse folgt.

Um Aufschluß über die Ursache der Unterschiede zwischen Fasern des gleichen Typs zu erhalten, kann man bei jeder Faser die Orientierungen 'vorwärts' und 'rückwärts' vergleichen und erhält damit direkt Aufschluß über die Stecker, da das Kernmaterial beidemal den gleichen Einfluß ausübt. Die nächste Tabelle 6.3 zeigt die Durchschnittswerte für dieses Verhältnis, wobei stets der größere Wert durch den kleineren dividiert wurde. Je weiter der Durchschnitt von 100 % entfernt ist, desto größer ist der Einfluß der Stecker. Dabei ist zu erkennen, daß dieser Wert nicht durch Ausreißer bestimmt wird, da er sich kaum ändert, wenn der beste und der schlechteste Wert gestrichen werden.

Fasertyp	alle Fasern	ohne Extrema
<b>HCN</b>	123.1 % $\pm$ 5.6 %	122.0 % $\pm$ 5.0 %
<b>HCP</b>	115.6 % $\pm$ 3.5 %	114.4 % $\pm$ 3.1 %
<b>PCS</b>	110.5 % $\pm$ 3.7 %	108.5 % $\pm$ 2.5 %

Tabelle 6.3: Durchschnitte der Quotienten 'vorwärts'/'rückwärts'

*Durch die Standardisierung der Stecker und Schnittflächen ist die Transmission der Fasern erheblich homogener geworden, ihr Einfluß ist jedoch noch deutlich nachzuweisen. Unterschiede der Transmission im Kernmaterial der*

*Fasern können nicht ausgeschlossen werden, scheinen jedoch nur geringen Einfluß zu haben. Die PCS-Fasern haben bessere Eigenschaften, vermutlich weil die HCP- und HCN-Fasern nicht optimal in die Stecker passten.*

Die Größe der Differenz zwischen maximaler und minimaler Pulshöhe ist ein Maß für die Empfindlichkeit, mit der die Fasern auf Veränderungen bei der Einkopplung des Lichtes (Drehung des Steckers an der Lampenseite) bzw. der Auskopplung des Lichtes (Drehung des Steckers an der Detektorseite) reagieren. In der folgenden Tabelle 6.4 werden die Durchschnitte der gesamten Intervallbreiten im Verhältnis zum Markenwert für die drei Fasertypen und die beiden möglichen Drehungen gezeigt.

Fasertyp	Drehung lampenseitig	Drehung detektorseitig
<b>HCN</b>	10.72 % $\pm$ 1.24 %	1.47 % $\pm$ 0.35 %
<b>HCP</b>	8.18 % $\pm$ 1.65 %	0.90 % $\pm$ 0.21 %
<b>PCS</b>	5.72 % $\pm$ 1.48 %	0.83 % $\pm$ 0.13 %

Tabelle 6.4: Reaktion auf Manipulation bei Ein- bzw. Auskopplung

*Die Fasern reagieren wesentlich empfindlicher auf Veränderungen am Anfang, also bei der Einkopplung von Licht, als bei der Auskopplung. Darauf muß beim Aufbau eines Verteilungssystems geachtet werden.*

## 6.4 Reproduzierbarkeit des optischen Kontaktes

Ein weiterer Aspekt von Gleichheit der Fasern und der Stecker ist ihre zeitliche Konstanz, also die Frage nach der Genauigkeit, mit der der optische Kontakt der Faser zur Lampe einerseits, und zum Detektor andererseits reproduziert werden kann. Bei den Messungen an den Fasern, die in diesem Kapitel beschrieben werden, sind im allgemeinen Konsistenztests mit den Daten durchgeführt worden, ähnlich wie das regelmäßige Messen von Standardpunkten in Abschnitt 5.4. Eine eventuelle Nichtreproduzierbarkeit des optischen Kontaktes spielt daher keine Rolle. Trotzdem ist die Messung interessant, besonders im Hinblick auf ein zukünftiges Experiment, bei dem die Strahlungsempfindlichkeit der Fasern bestimmt werden soll. Da einzelne Fasern dann für längere Zeit vom Aufbau entfernt werden, muß sichergestellt sein, daß eine mögliche Abnahme ihrer Transmission kausal mit der empfangenen Dosis verknüpft werden kann. Für die Veränderung nach einer eventuell nötigen Entfernung der Fasern beim Austausch einzelner BEMC-Module kann allerdings keine Aussage erwartet werden, da die genauen geometrischen Verhältnisse nicht simuliert wurden.

Die Reproduzierbarkeit des optischen Kontaktes kann nur sinnvoll gemessen werden, wenn auch realistische Veränderungen an den Faser vorgenommen werden. Hier wurden drei verschiedene Manipulationen geprüft:

1. Das Herausziehen und sofortige Wiedereinspannen der Faser in der Buchse. Dabei wurde der Stecker weder gedreht noch aus der Hand gelegt sondern nur wenige cm von der Buchse entfernt;



Außerdem fällt die abnehmende Tendenz in den Daten auf, die bei allen Messungen mit den Fasern auftrat, aber durch Konsistenztests korrigiert werden konnte. Sie wird durch Verschmutzung der Fasern ausgelöst. Unter dem Mikroskop erkennt man winzige Metallspäne auf dem Kern, deren Auftreten anhand von Abb. 6.7 erklärt werden kann. Beim Einsetzen der Stecker in die Buchse mußten beide Durchmesser gleichzeitig 'ge-

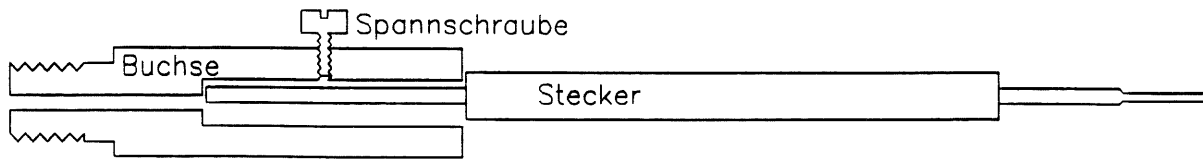


Abbildung 6.7: Der Stecker (r) wird in die Buchse (l) eingespannt (ca. 2:1)

troffen' werden, so daß durch das 'Suchen des Loches' Metallspäne abgehoben wurden. Bei besser konstruierte Buchsen kann dieser störende Effekt vollständig ausgeschlossen werden.

*Zusammenfassend lässt sich sagen, daß die Reproduzierbarkeit des optischen Kontaktes befriedigend ist, und die Stecker die in sie gesetzten Erwartungen erfüllen konnten.*

## 6.5 Numerische Apertur

Zur Messung der numerischen Apertur wurde gemäß Abschnitt 6.1 die Intensität am Ende der Fasern als Funktion des Winkels aufgenommen. Abb. 6.8 zeigt, wie der Detektor auf einem Kreisbogen um das Ende der Faser herumgeführt wurde (Maßstab 2:1). Dabei war Winkelbereich  $2\Delta\theta = 2.4$  Grad.

Als erstes ist nun die Frage zu klären, ob die Winkelverteilung des eingespeisten Lichtes die Messung der numerischen Apertur beeinflusst. Dazu wurde  $I(\theta)$  am Ende der Faser HCN 5 gemessen. Da die numerische Apertur über den Brechungsindex von  $\lambda$  abhängt, wurde zunächst der UV-Filter UG 11 benutzt. An die Daten wurde eine Kurve gemäß Gleichung 6.3 angepasst. Mehrere der so entstandenen Kurven sind in Abb. 6.9 zum Vergleich übereinander gelegt.

Die Winkelverteilung konnte durch verschiedene optische Elemente verändert werden, auf die im Einzelnen in Kapitel 7 eingegangen wird. Diese Elemente wurde zwischen UV-Filter und der Halterung für die Faser eingebaut. Es handelte sich um eine leere Filterfassung, die die Entfernung vergrößerte und damit den Winkelbereich, unter dem die Lampe erschien, verkleinerte. Weiterhin stand ein 10 cm langes Aluminiumrohr zur Verfügung, bei dem Reflektionen an der Innenwand die Winkeleinengung kompensierten. Schließlich wurde noch ein Diffusor aus einem speziellen Plexiglas benutzt, der sowohl eine Aufweitung des Lichtes als auch eine Verschiebung der Wellenlänge maximaler Intensität auslöste, soweit das im Transmissionsbereich des Filters möglich war (siehe Abbn. 7.4a und 7.7). Die vier Kurven sind in Teil a) gezeigt.

In Teil b) ist der Effekt der Wellenlänge auf die Messung gezeigt. Die Breite der Kurve nimmt vom UV-Filter (maximale Transmission bei  $\lambda_{max} = 325nm$ ) über beide Filter (360nm) und den Blau-Filter BG 12 (400nm) bis zum Diffusor zu, der als sehr breitbandiger Filter (mit  $\lambda_{max} = 540nm$ ) wirkt.

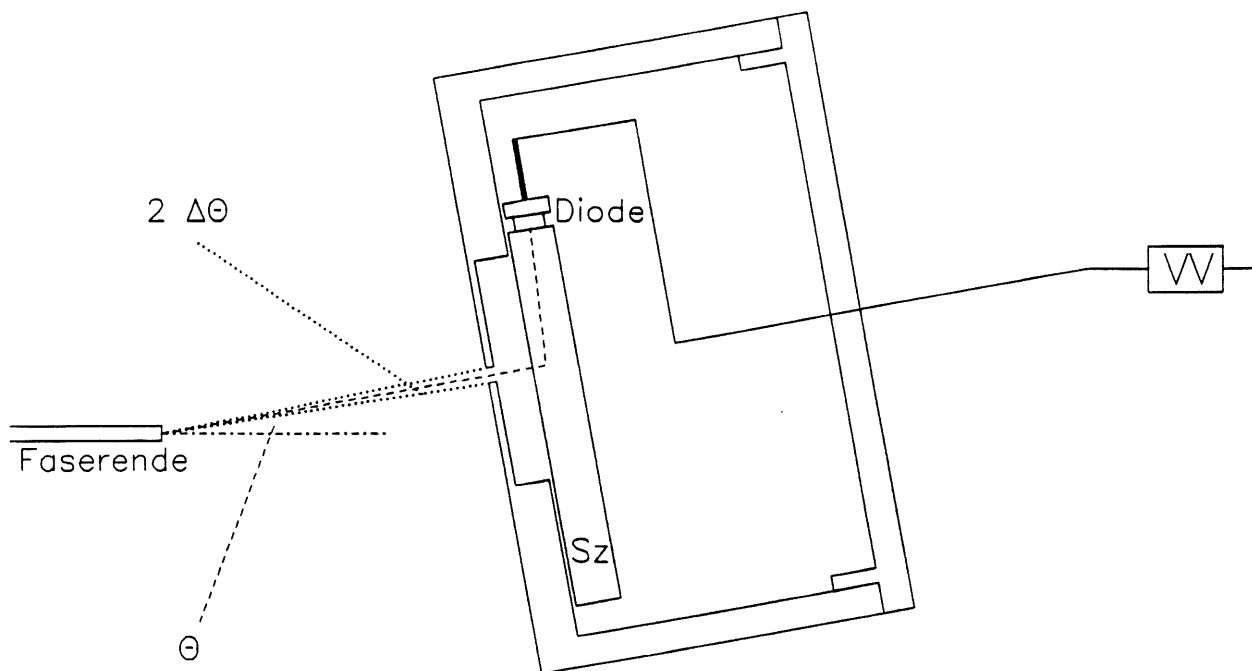


Abbildung 6.8: Aufbau zur Messung der numerischen Apertur

*Es können zwei Schlußfolgerungen aus diesen Messungen gezogen werden. Erstens kann ausgeschlossen werden, daß die Stecker begrenzend wirken, da es sonst keine Unterschiede der Kurven gegeben hätte. Zweitens werden absolute Aussagen über die numerischen Aperturen der Fasern nicht möglich sein. Relative Aussagen bleiben allerdings möglich und sinnvoll, um die Unterschiede in der Transmission zu erklären.*

Beeinflußt diese Unsicherheit die Gültigkeit der Aussage, ob die Fasern geeignet sind, im Monitorsystem eingesetzt zu werden? Die Antwort lautet: Nein. Eine genaue Kenntnis der numerischen Apertur ist neben einer Kenntnis der Winkelcharakteristik der Lichtquelle nur notwendig, um den Wirkungsgrad einer Faser zu bestimmen, der den Anteil des einkoppelbaren Lichtes beschreibt. Bei unserem System spielen numerische Aperturen eine untergeordnete Rolle, da alle Lichtquellen wesentlich stärker gerichtet sind. Zur Erklärung muß auf das in Abschnitt ?? geschilderte Konzept des Monitorsystems zurückgegriffen werden. Bei den Primärfasern, deren Eigenschaften sicherlich denen der getesteten Sekundärfasern ähneln, wird der Strahl des Lasers auf den Eingang fokussiert. Der Wirkungsgrad hängt von der Qualität der Linse und ihrer Ausrichtung ab. Für die Weiterleitung des Lichtes in den Mischer gilt das gleiche, wobei eine mögliche Aufweitung der Abstrahlung über die Länge der Faser berücksichtigt werden sollte.

Die Sekundärfasern werden am Ende des Quarzglasstabes gebündelt und so beleuchtet. Ein ideales Verteilungssystem würde keinen Unterschied im Brechungsindex aufweisen und das Licht unter möglichst kleinen Winkeln zur Achse zu den Fasern weiterleiten, um den Lichtverlust zu minimieren (vergl. Abschnitt 3.3). Über das reale Verhalten des Mischerstabes liegen noch keine Erfahrungen vor, es ist jedoch nicht zu erwarten, daß Strahlen mit großen Winkeln zur Achse auftreten werden, so daß die numerische Apertur der Fasern kaum Einfluß auf die weitergeleitete Intensität haben dürfte. In diesem Fall können die relativen Aussagen über die getesteten Typen ein-



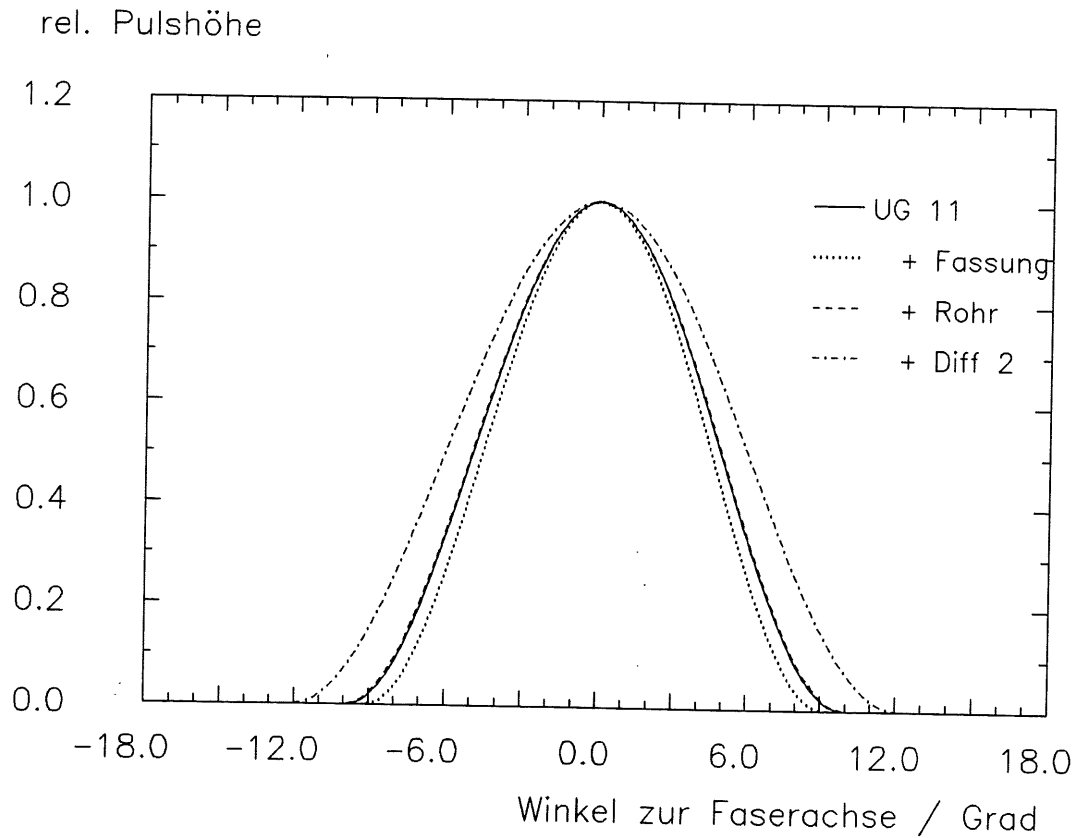
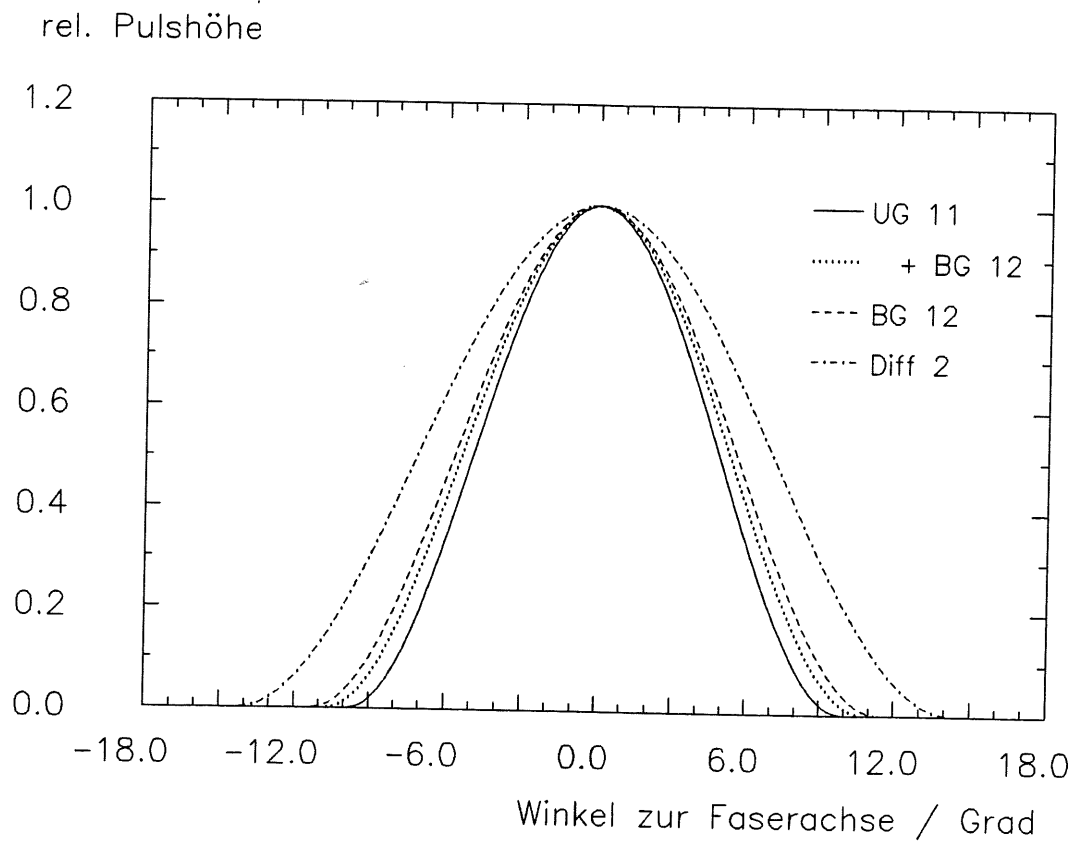


Abbildung 6.9: Beeinflussung der Messung der numerischen Apertur  
 oben: a) durch die Winkelverteilung des Lichtes  
 unten: b) durch die vorherrschende Wellenlänge



bezogen werden. Die Sekundärfasern werden schließlich direkt auf Szintillator-Platten enden, so daß deren Raumwinkel für die Faser ihren Abstrahlungskonus weit übertreffen wird.

*Für die Energieweiterleitung in den Fasern kann es zwar wichtig sein, zu wissen, welche Faser die größere Winkelakzeptanz hat, die absolute Größe der numerischen Apertur ist jedoch nur von akademischem Interesse.*

Um die numerische Apertur der Fasertypen mit beiden Filtern ( $\lambda_{max}=360\text{ nm}$ ) zu messen, wurde die Verteilung  $I(\theta)$  für jeweils drei Fasern eines Typs zweimal gemessen. Einmal wurde die Faser "Marke an Marke" eingespannt und dann mit Hilfe des Oszilloskops entweder das Maximum oder das Minimum in der 0 Grad-Richtung eingestellt und nochmal gemessen. Dabei zeigte sich, daß zwar jede Messreihe ihr Maximum unter einem anderen Winkel erreicht, daß aber die Fasern eines Typs gleichförmige Verteilungen aufwiesen, so daß nach einer Verschiebung an alle eine gemeinsame Kurve nach Gl. 6.3 angepasst werden konnte.

Abb. 6.10 a) zeigt die Ergebnisse für die Fasertypen HCN 200 und HCP 200. Dabei hat die letztere den größeren Grenzwinkel von 10.96 Grad, was einer numerischen Apertur von 0.19 entspricht. Die HCN-Fasern haben einen kleineren Grenzwinkel von 9.80 Grad, n.A. = 0.17. Aufgrund der großen Zahl von Messpunkten ist der Unterschied signifikant, obwohl er knapp unterhalb von  $\Delta\theta$  liegt. Die Herstellerangabe für beide Fasern ist eine numerische Apertur von 0.37.

Bei der PCS 200-W ergibt sich ein höherer Wert, der Grenzwinkel beträgt — so der Fit — 12.89 Grad, n.A. = 0.22. Auffällig ist jedoch, daß im Bereich von 12–18 Grad noch deutlich Licht aus der Faser austritt, und zwar winkelunabhängig. Erklärbar wird das durch einen Anteil an schiefen Strahlen, der bei den anderen Fasern nicht beobachtet wurde (Abb. 6.10 b).

Aus den Werten für die Grenzwinkel kann nun berechnet werden, welchen Anteil des angebotenen Lichtes die Fasern relativ zueinander weiterleiten können. Dazu muß das Integral über den gesamten Raumwinkel berechnet werden, in den Licht austritt. Wird der Wert für die HCN-Fasern auf 100 % festgesetzt, dann beträgt er für die HCP-Fasern 125 % und für die PCS-Fasern sogar 173 %, wenn tatsächlich nur die 'Glocke' betrachtet wird. Bezieht man von 10–18 Grad auch die schiefen Strahlen ein, dann steigt der Wert auf 243 %.

Diesen Prozentzahlen kann man die relativen Transmissionen entgegen stellen, die in Tabelle 6.2 angegeben wurden. Gilt wieder für HCN 100 %, dann folgt für HCP 72 % und für die PCS-Fasern 203 %. Daraus folgt, daß die Abschwächung des Lichtes in den HCP-Fasern im Wellenlängenbereich der Filter deutlich stärker sein sollte, die Werte für  $\delta$  sollten im Mittel nur 59 % der entsprechenden Werte der HCN-Faser betragen. Wegen der Unsicherheit, wie die schiefen Strahlen zu behandeln sind, kann für die PCS-Fasern nur angegeben werden, daß die Abschwächlängen nicht stärker als etwa 15–20 % von den HCN-Fasern abweichen sollten.

*Die gemessenen maximalen Öffnungswinkel der drei Fasertypen sind unterschiedlich, und damit auch die Menge die Lichtes, die die Fasern weiterleiten können. Es werden messbare Unterschiede in den Abschwächlängen erwartet, da die tatsächlichen Unterschiede in den Transmissionen nicht vollständig mit den Öffnungswinkeln erklärt werden können.*

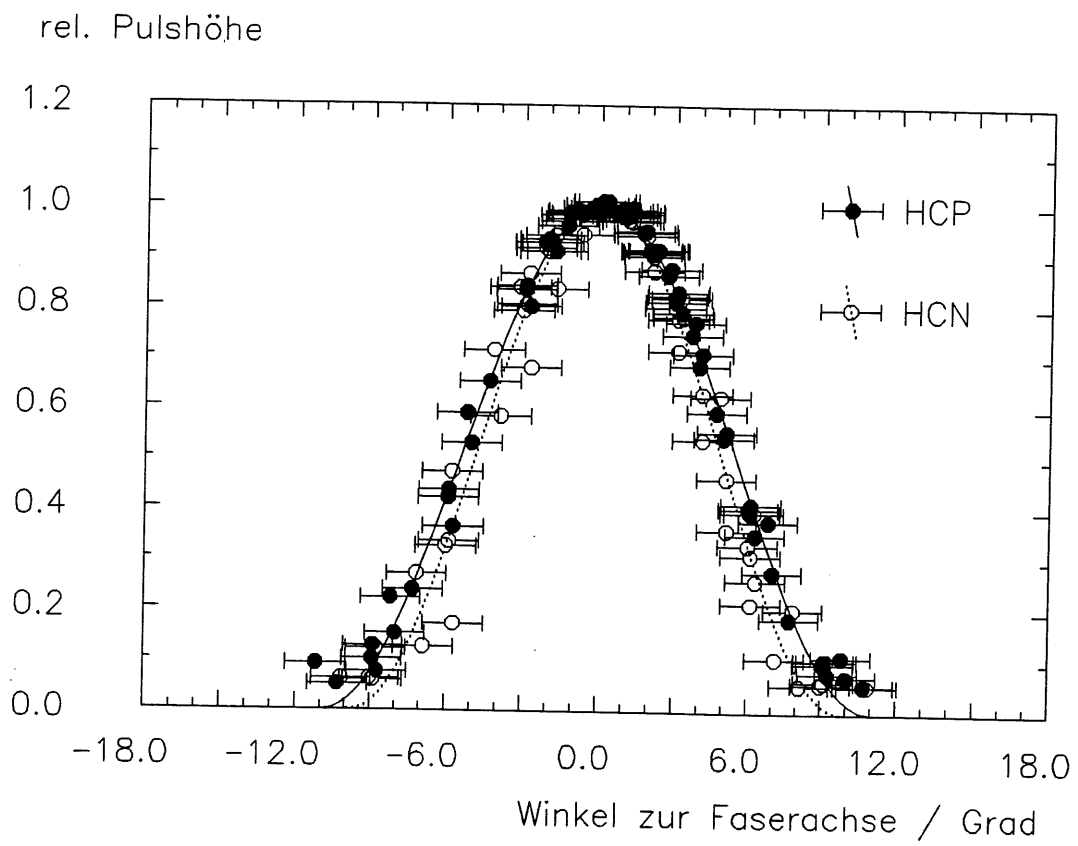
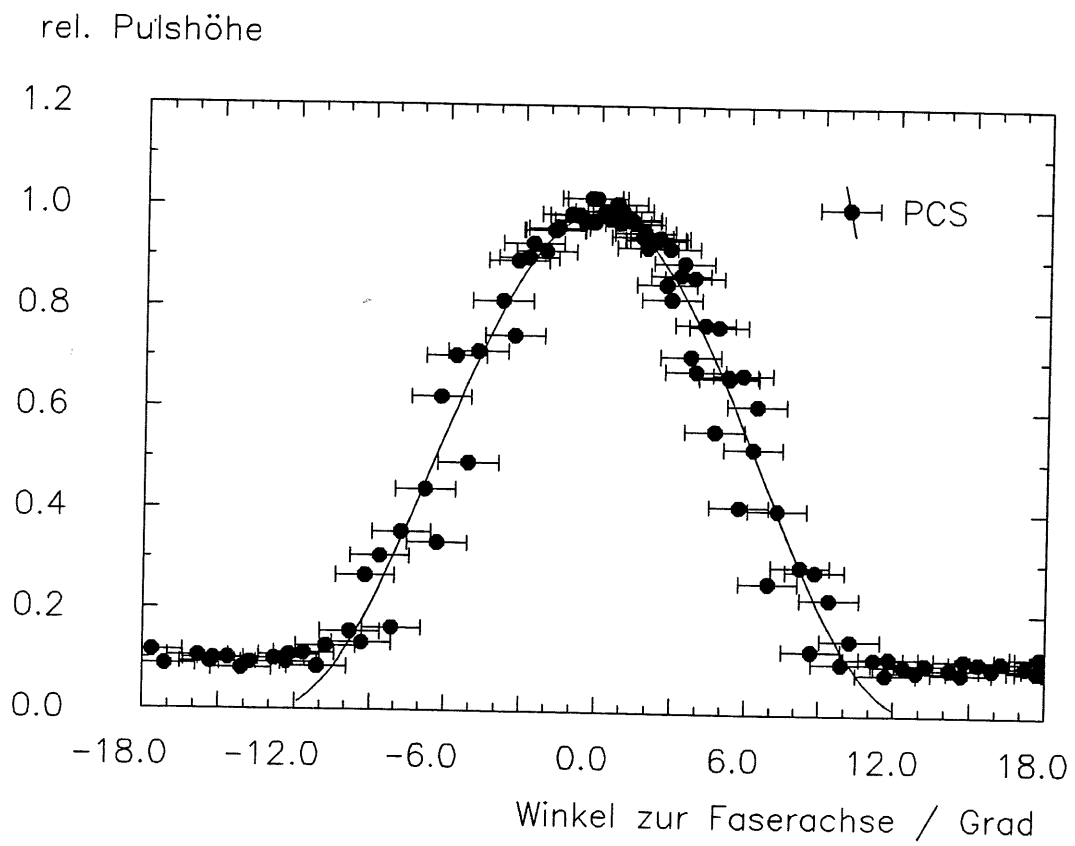


Abbildung 6.10: Numerische Apertur der Fasern  
oben: a) HCP und HCN; unten: b) PCS



## 6.6 Messung der Abschwächlängen

Die Abschwächlängen wurden nach der *cut-back*-Methode gemessen. Der verwendete Aufbau ist eine Abwandlung des in Abb. 5.4 gezeigten Experimentes. Die größte Länge

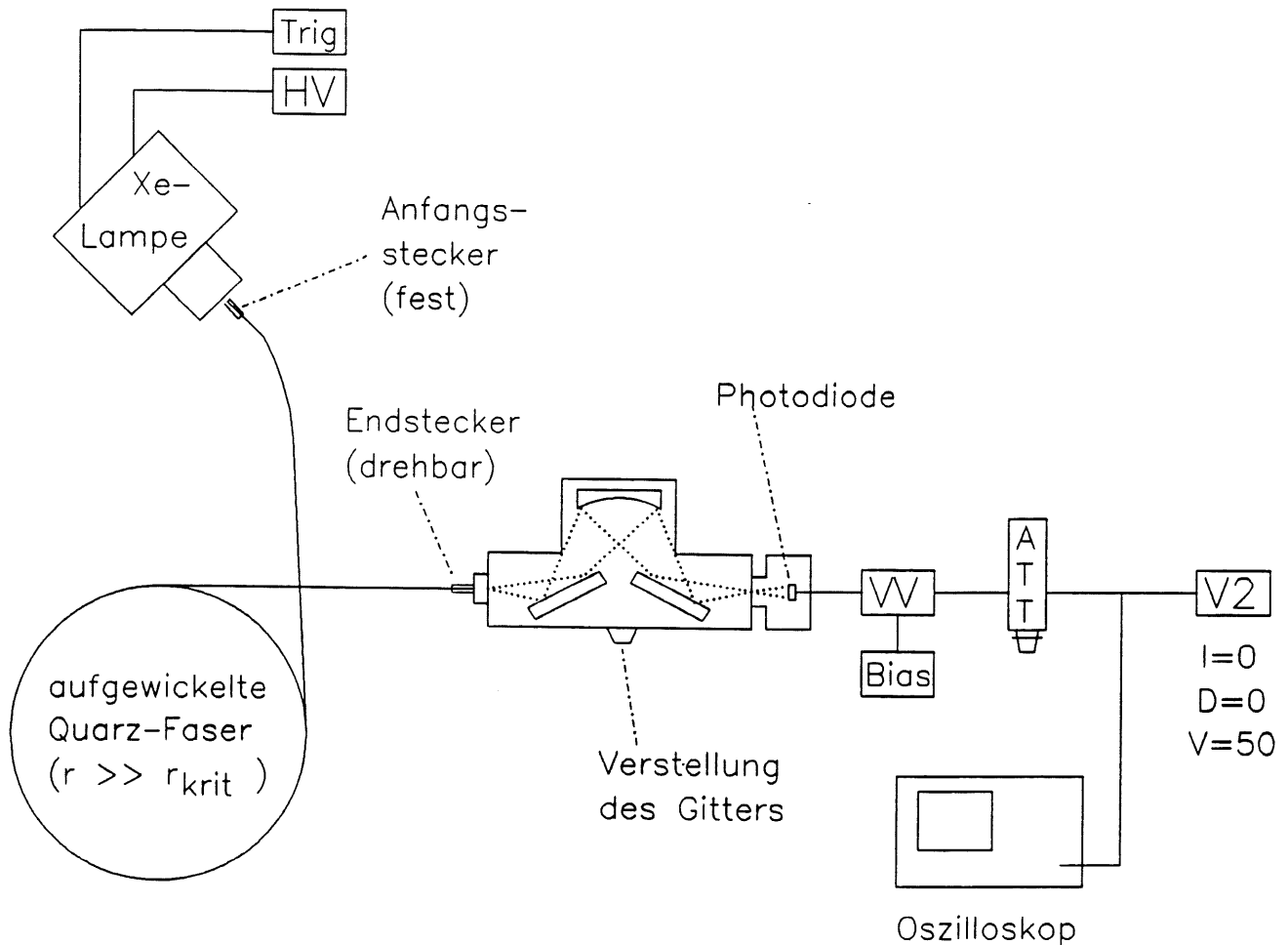


Abbildung 6.11: Aufbau zur Messung der Abschwächlängen

betrug bei den HCP- und HCN-Fasern etwa 45 m, bei den PCS-Fasern nur 5 m, da sie bereits zugeschnitten geliefert worden war. Die jeweilige Länge wurde nach Abschluß der Messungen anhand einer genauen Buchhaltung bis auf wenige mm zurückgerechnet.

Für jede Länge wurde ein komplettes Spektrum aufgenommen. Der Stecker am Anfang der Faser war dabei fest. Da der Erfolg der Messung stark davon abhängt, daß auch die wechselnden Endstecker vergleichbar sind (vergl. Abschnitt 6.1), mußte der Endstecker drehbar sein, da die Position der Marke jedesmal rein zufällig war. Es wurden daher mit Hilfe des Oszilloskops stets die minimale und die maximale Pulshöhe bestimmt. Der Mittelwert wurde für den Fit benutzt und die halbe Größe des Intervalls als Standardabweichung angesehen.

Leider war das Verfahren nur bei den HCP-Fasern ganz erfolgreich. Abb. 6.12 zeigt die Werte für die Abschwächlänge von 300–800 nm. Besonders ab 500 nm sind die Werte mit großen Unsicherheiten behaftet, da die Ausgangslänge nur einen Bruchteil von  $\delta$  betrug.

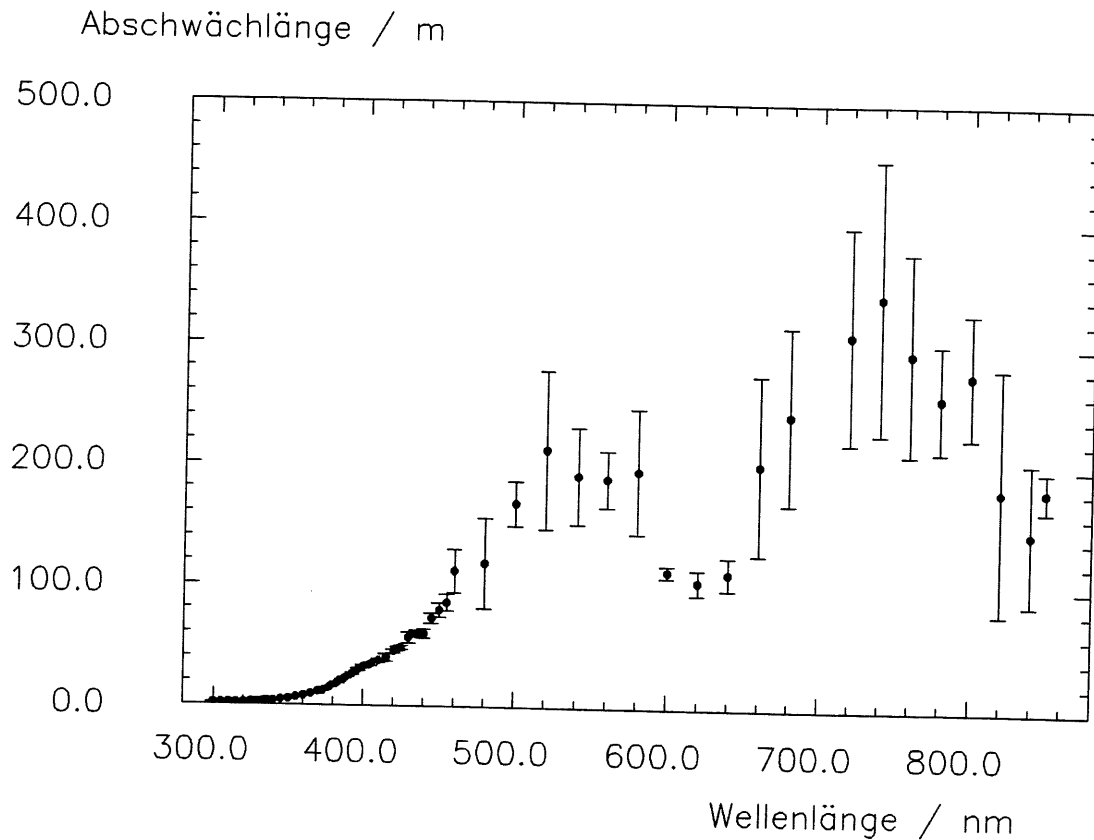


Abbildung 6.12: Abschwächlängen für die Faser HCP 200

Für die HCN-Fasern konnten die Werte nur von 300-450 nm bestimmt werden. Nach der zweiten Meßreihe mit ca. 35 m Faserlänge war es zu einer Veränderung des Anfangssteckers gekommen, so daß für höhere Wellenlängen keine sinnvollen Ergebnisse mehr möglich waren. Abb. 6.13 zeigt einen Vergleich der Abschwächlängen beider Fasertypen in diesem Bereich. Es zeigt sich, daß die HCN-Faser die höhere Transmission hat. Die Werte für  $\lambda = 337 \text{ nm}$  betragen  $\delta = 5.71 \text{ m}$  bzw.  $\delta = 3.24 \text{ m}$ . Die Werte für die Abschwächung betragen (nach Gleichung (6.5)) 760 bzw. 1340 dB/km und sind damit noch erheblich höher als nach der Abschätzung in Abschnitt 6.1 erwartet.

An die Daten sollen nun Kurven angepasst werden, die dem  $\lambda^4$ -Verlauf der Rayleigh-Streuung entsprechen. Es zeigt sich, daß eine gute Beschreibung nur zu erreichen ist, wenn der phänomenologische Ansatz

$$\delta(\lambda) = a_1(\lambda - a_2)^4 + a_3.$$

verwendet wird. Darin ist  $a_1$  ein Multiplikationsfaktor,  $a_2$  eine Wellenlänge, bei der die Funktion eine waagerechte Tangente besitzt und  $a_3$  die Abschwächlänge an dieser Stelle. Alle drei sind die freien Parameter des Fits. Obwohl  $a_2$  aus den Daten extrapoliert wird, kann man es vielleicht als diejenige Wellenlänge auffassen, ab der die Voraussetzung  $\lambda \gg$  Ausdehnung der Streuzentren erfüllt ist. Eine untere Grenze für diesen Wert ist erreicht, wenn die Energie der Photonen Dissoziationsprozesse in der Faser auslösen kann, also gemäß Abschnitt 6.1 spätestens bei 228 nm. Die Wellenlänge lag für die HCP-Fasern bei 280.5 nm, für die HCN-Fasern jedoch bei 247.5 nm. Es zeigte sich, daß der Wert für  $a_3$  in beiden Fällen sehr ähnlich waren (1.46 bzw. 1.52 m) und der Faktor  $a_1$  bei HCN nur etwa halb so groß wie bei HCP war.

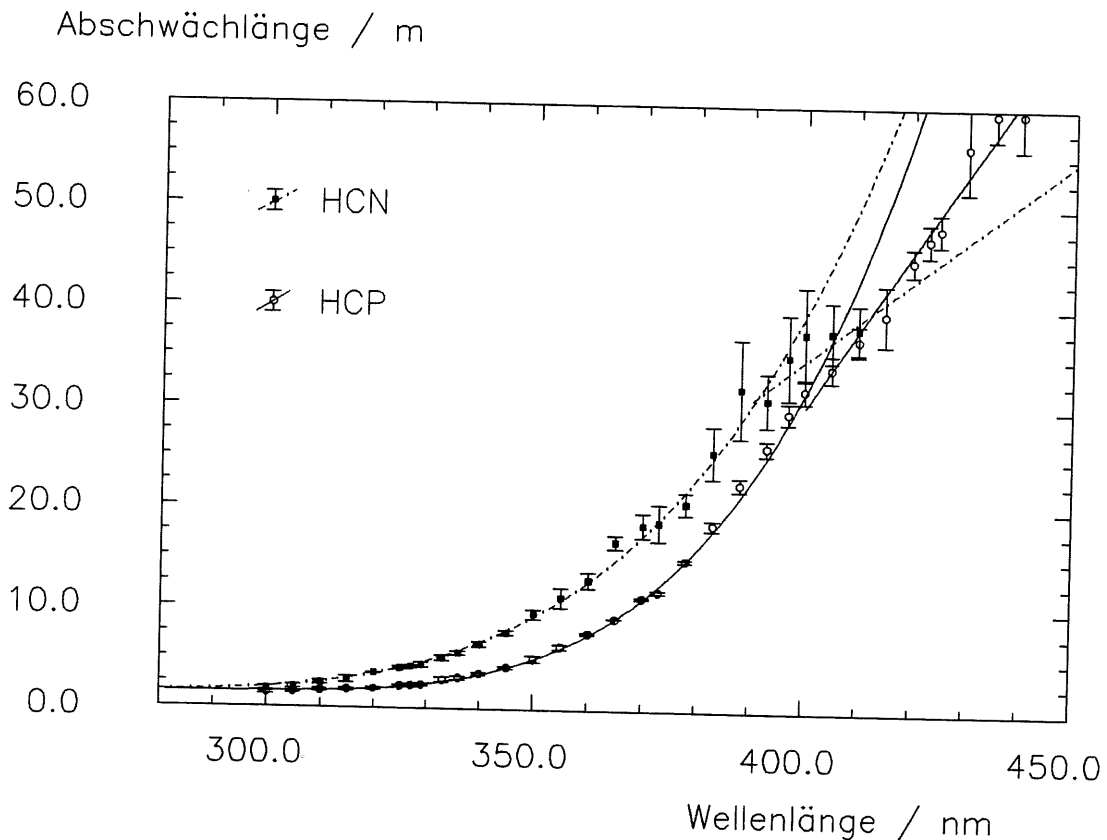


Abbildung 6.13: Vergleich der Abschwächlängen der HCP- und HCN-Fasern

Es ist erstaunlich, daß zwischen den beiden Fasertypen, die sich nur im OH-Gehalt unterscheiden (vergl. Tabelle 6.1) ein solcher Unterschied besteht. Noch dazu, weil die HCN-Faser dadurch besser wird, daß sie einen Fremdkörper *mehr* hat, nämlich 1200 ppm OH-Molekül-Ionen statt 10 ppm. Andererseits ist der Effekt sehr klein im Vergleich zu dem Verhältnis der ppm-Anteile. Über die Ursache sei folgende Spekulation erlaubt: Die Fasern bestehen aus sehr reinem SiO<sub>2</sub>, in dem jedes Siliziumatom von vier Sauerstoffatomen umgeben ist. Diese bilden einen Tetraeder, wobei jedes O-Atom zwei Tetraedern angehört. Nach dem Schmelzen hat das Material eine amorphe Struktur angenommen, die Fernordnung ist also aufgehoben, es gibt aber noch eine Nahordnung, deren Kristallstruktur aber nur wenige Elementarzellen enthalten. Durch die OH-Molekül-Ionen, die negativ geladen sind, wird möglicherweise in jedem tausendsten Fall die mittlere vorhandene Korngröße gesenkt, da sie ein Sauerstoffatom ersetzen und so die Bindung der Tetraeder aneinander stören. Die Konsequenz wäre tatsächlich ein Einsetzen der Rayleigh-Streuung schon bei kleineren Wellenlängen, was aufgrund der starken  $\lambda$ -Abhängigkeit positive Rückwirkungen auf die Transmission hätte. Offenbar haben Quarz-Fasern mit hohem OH-Gehalt systematisch bessere Eigenschaften im nahen UV-Bereich, da der gemessene Effekt nicht auf Zufälligkeiten, wie etwa der Zusammensetzung des Schmelzbades, beruht.

Die  $\lambda^4$ -Kurve beschreibt die Daten bis etwa 390 oder 400 nm gut. Bei höheren Wellenlängen bleiben die Werte unter den Erwartungen, es setzt also OH-Absorption ein. Im Bereich bis etwa 450 nm läßt sich eine Gerade anpassen, deren Steigung ein Maß für die Stärke der einsetzenden Absorption ist. Hier wird die Erwartung erfüllt, denn die Steigung ist bei der HCP-Faser deutlich größer, die Absorption also schwächer.

Für die PCS 200-Fasern ist das *cut-back*-Verfahren zweimal gescheitert. Die Verarbeitungsprobleme, besonders bei der Behandlung des *cladding*, waren so groß, daß die geforderte Vergleichbarkeit der Endstecker nicht erreichbar war. Eine Information über die Abschwächlängen ist daher nur über die Abschätzung aus Abschnitt 6.5 zu erhalten. Eine Überprüfung am Beispiel der HCP- und HCN-Fasern liefert eine hervorragende Übereinstimmung: Im Bereich der Transmission der Filter UG 11 und BG 12 von 315–388 nm liegen die Werte für HCP um  $58.9 \pm 3.4\%$  unter denen für HCN. Daher kann auch davon ausgegangen werden, daß die Transmission der PCS-Faser um nicht mehr als 15–20% von der HCN-Faser abweicht.

*Im nahen UV sind die Abschwächlängen der HCN-Faser deutlich besser als die der HCP-Faser. Bei 337 nm beträgt die Abschwächlänge 5.71 m. Über die Ursache kann nur spekuliert werden. Die Abschwächlänge der PCS-Faser konnte nicht gemessen werden, eine Abschätzung hat zum Ergebnis, daß sie nicht stark vom Wert für die HCN-Faser abweicht.*

## 6.7 Krümmung der Fasern

Als letzte Eigenschaft wurde die Reaktion der Fasern auf Krümmung untersucht. In Abb. 6.14 sind die Ergebnisse zusammengestellt.

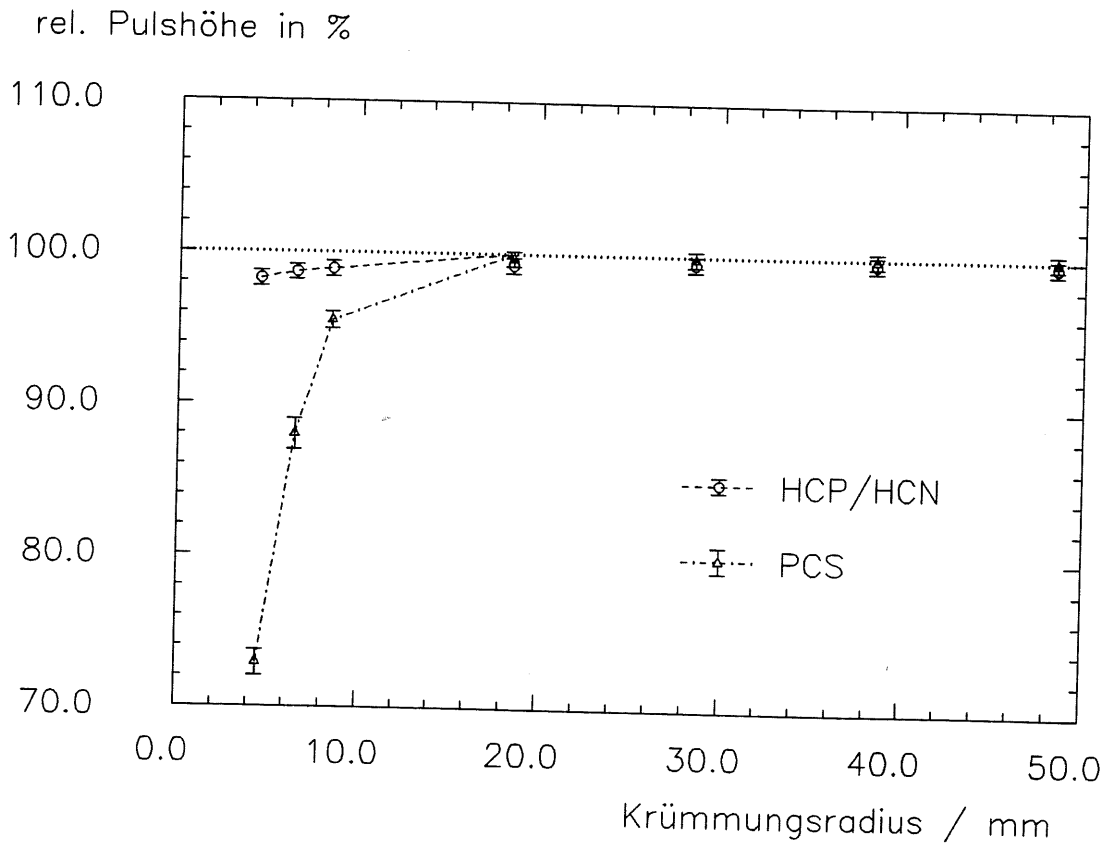


Abbildung 6.14: Verhalten der Fasern bei Krümmung

Aufgetragen ist die Pulshöhe, die gemessen wurde, wenn eine ganze Windung mit dem angegebenen Radius kurz vor dem Ende der Faser, also kurz vor dem Detektoreingesteckt wurde. Jeder Wert ist auf den "fast unendlichen" Radius von 95 mm normiert. Als Standardabweichung werden linear 0.5 % angenommen<sup>3</sup>, lediglich für die PCS-Fasern ergeben sich bei den beiden kleinsten Radien höhere statistische Standardabweichungen. Die eingezeichneten Linien stellen lediglich Verbindungen dar.

Zwischen den HCN- und den HCP-Fasern gab es keine Unterschiede. Beim extremen Krümmungsradius von 4.5 mm wiesen sie lediglich einen Verlust von 2 % auf. Die PCS-Fasern reagierten dagegen erheblich empfindlicher, sie zeigten einen Verlust von 27 % beim kleinsten Radius. Der Grund liegt sicherlich darin, daß diese Fasern bei 4.5 mm schon stark bruchgefährdet waren. Die Faser PCS 7 hat den letzten Test daher auch nicht überlebt. Soweit es bei den teilweise sehr geringen Veränderungen erkennbar war, stieg der Effekt linear mit der Zahl der Windungen an. Nicht getestet wurde, ob eine Krümmung am Anfang der Faser die gleiche Abschwächung auslöst, oder ob die Krümmung Auswirkungen auf andere Eigenschaften, etwa die numerische Apertur hat. Als kritischer Radius, der möglichst nicht unterschritten werden sollte, kann für alle Fasern 20 mm angegeben werden.

*Die Faser HCN ist für den Einsatz als Sekundärfaser im Monitorsystem gut geeignet. Sie hat eine akzeptable Abschwächlänge bei der Wellenlänge des Lasers, ihre numerische Apertur und ihre Reaktion auf Krümmung sind gut. Werden die Ein- und Austrittsflächen mit geeignetem Werkzeug behandelt und mit Steckern versehen, die sie mechanisch schützen, so ist zu erwarten, daß alle Fasern reproduzierbare und in ihrer Höhe ähnliche, wenn auch nicht vergleichbare Monitorsignale zu den BEMC-Modulen bringen können.*

---

<sup>3</sup>Stabilität der Lampe während der Messzeit: 1 %, verteilt auf 4-7 Messreihen.



## Kapitel 7

# Das Verteilungssystem

Dieses Kapitel wird die Messungen beschreiben, die als Vorbereitung für den Aufbau eines Verteilungssystems durchgeführt wurden. Das Ziel, ein einsatzfähiges System zu entwickeln, konnte aus Zeitmangel nicht im Vordergrund stehen. Vielmehr ergab sich die Gelegenheit, einen primitiven Lichtverteiler zu testen, da bei den Messungen mit den Quarz-Fasern stets mindestens eine Faser einem Referenzsystem zugeleitet werden mußte. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird die wichtigste Frage geklärt: Ist die Grundforderung an ein Verteilungssystem erfüllt, ist die Verteilung zeitlich stabil (vergl. Abschnitt 3.3)?

An das sogenannte "Endstück" konnten bis zu neun Fasern gleichzeitig angekoppelt werden. Es passte zu den Filterfassungen, die in Kap. 5 erwähnt wurden. Abb. 7.1

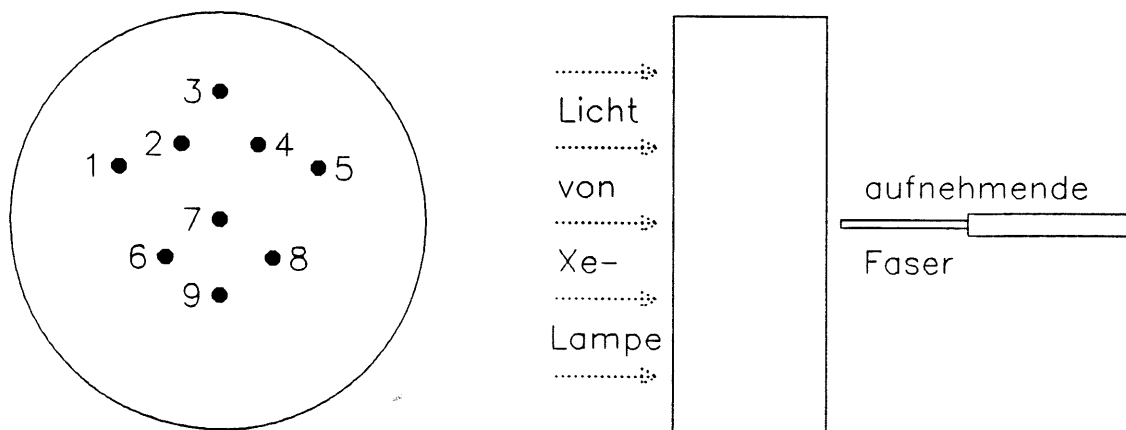


Abbildung 7.1: Skizze des Endstückes; links: Aufsicht; rechts: Seitenansicht

zeigt das Bauteil in schematisierter Form (ca. 1:1). Die Position 7 liegt genau im geometrischen Zentrum des Endstückes. Um die Intensität des Lampenlichtes möglichst homogen auf alle Faserpositionen zu verteilen, standen verschiedene optische Elemente zur Verfügung:

- Scheiben aus normalem Plexiglas (PMMA), SCSN 38 und Y7;
- Scheiben aus UV-Plexiglas 218, die entweder beidseitig poliert oder einseitig oder beidseitig aufgeraut worden waren, um als Diffusoren zu dienen;

- ein Mischerstab von 40 cm Länge und 4 cm Durchmesser aus Plexiglas 218<sup>1</sup>;
- Umhüllungen für den Mischer aus Zeichenkarton, weißem Tyvek-Papier und aluminisierter Mylarfolie, mit denen die Totalreflektion im Mischer und die Reflektivität der Materialien getestet wurde;
- ein 10 cm langes Reflektionsrohr, mit dem der Einfluß des Abstandes auf die Lichtverteilung untersucht wurde.

Zunächst werden die optischen Eigenschaften der genannten Elemente bestimmt, um später ihren Einfluß auf die Verteilung des Lichtes zu untersuchen. Ein weiterer Abschnitt wird schließlich die Eigenschaften eines optischen Öls behandeln.

## 7.1 Zeitliche Konstanz der Verteilung

Während der Messungen zur Gleichheit der Fasern in Abschnitt 6.3 wurde das Endstück benutzt, um eine unveränderte Referenzfaser zu versorgen, die an der Position 2 ange-

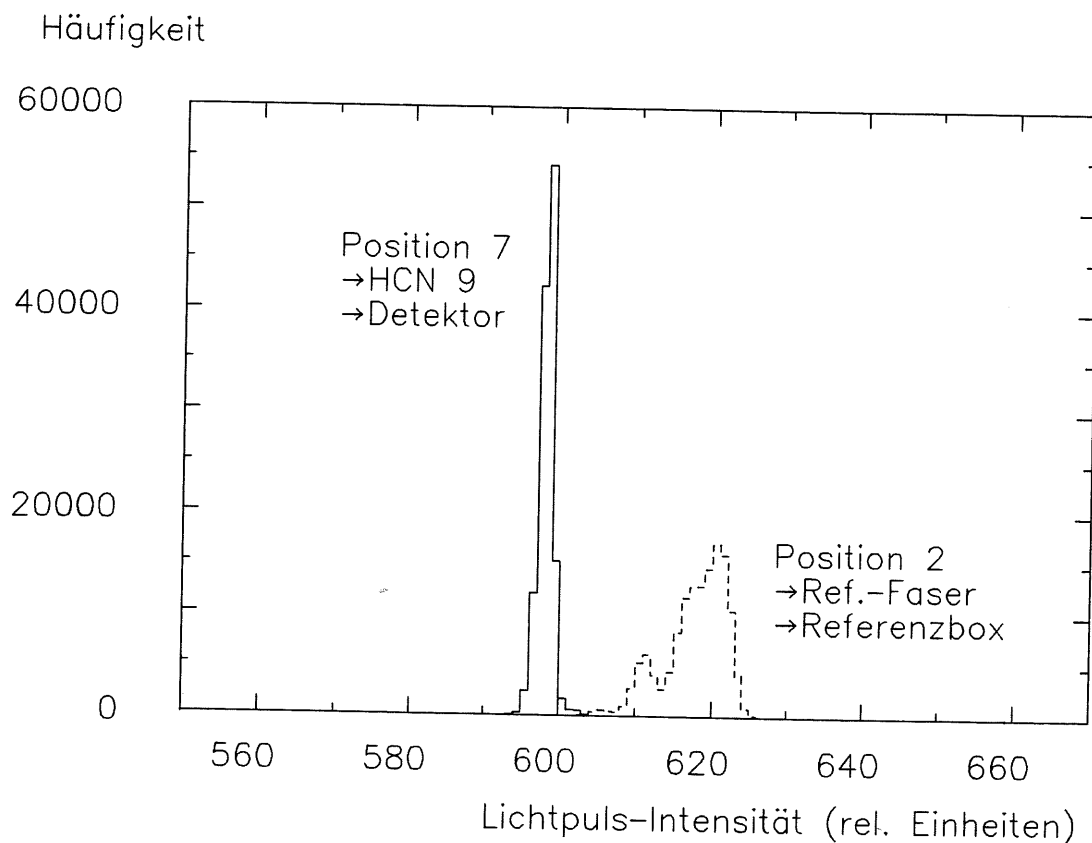


Abbildung 7.2: Mangelnde zeitliche Konstanz der Verteilung

koppelt wurde. Am 25.1.89 liefen während ca. 11000 s die in Abb. 7.2 gezeigten Spektren auf. Die getestete Faser HCN 9, die von Position 7 zum Detektor führte, zeigt einen Peak, während die 'Referenz'faser ein Gebirge zeigt. Dieses Verhalten trat so oder

<sup>1</sup>Der Durchmesser wurde durch das Endstück diktiert, die Länge sollte das zehnfache betragen (ein in der Literatur übliches Verhältnis). Die Größe war prinzipiell völlig unrealistisch für einen praktischen Einsatz, für die Tests jedoch notwendig.

ähnlich auch bei anderen Kombinationen von Einkoppelpositionen, Fasern und Detektoren auf. Es konnte keine Regelmäßigkeit festgestellt werden, so daß es auch nicht möglich war, den Aufbau gezielt zu verbessern. Es ist anzunehmen, daß diese Probleme bei einem einsatzfähigen Verteilungssystem mit einer permanenten Ankopplung der Fasern nicht mehr auftreten werden.

*Die zeitliche Konstanz des Verteilungssystems war bei dieser Arbeit nicht gegeben. Diese Grundvoraussetzung für die Funktion eines Monitorsystems muß bei der Entwicklung des für den Einsatz bei H1 bestimmten Lichtverteilers intensiv geprüft werden.*

## 7.2 Optische Eigenschaften

Die optischen Eigenschaften der oben genannten Testobjekte wurden mit dem Spektrographen gemessen. Aufbau und Elektronik entsprechen genau der Abb. 5.4, mit dem einzigen Unterschied, daß anstelle der Filter oder zusätzlich zu ihnen die anderen optischen Elemente eingebaut wurden.

Bei den sechs scheibenförmigen Proben konnten mithilfe des in Abb. 5.8 gezeigten Grundspektrums Transmissionskurven bestimmt werden. Abb. 7.3 a) zeigt die gemessenen Transmissionskurven für normales Plexiglas, den Szintillator SCSN 38 und den Wellenlängenschieber Y 7. Alle drei zeigen für höhere Wellenlängen ein Plateau. Die eingezeichneten Linien unterhalb des Plateaus sind Verbindungen der gemessenen Punkte, während das Plateau durch eine angepasste Gerade gekennzeichnet ist<sup>2</sup>. Es ist zu beachten, daß die Proben teilweise unterschiedlich dick sind: Plexiglas und Szintillator 4 mm, der Wellenlängenschieber 3 mm. Bis etwa 380 nm absorbiert Plexiglas das angebotene Licht fast vollständig. Der darüberhinausreichende Absorptionsbereich der Farbstoffe in SCSN 38 und Y 7 ist deutlich zu erkennen. Abb. 7.3 b) zeigt für beide Materialien den Einfluß der Farbstoffe (Transmission auf 4 mm hochgerechnet und auf die Durchlasskurve von PMMA normiert). Der Szintillator absorbiert stark bis etwa 420 nm. Da sein Trägermaterial Polystyrol und nicht PMMA ist, kann die untere Flanke nicht genau bestimmt werden. Qualitativ stimmt das Verhalten mit den bekannten Absorptionskurven überein (vergl. Abb. 2.1). Beim Wellenlängenschieber ist neben einer starken Absorption von 400–480 nm auch eine schwache Reemission bei 500–520 nm zu erkennen. Das Verhältnis der beiden spiegelt weniger den Anteil des verschobenen Lichtes als vielmehr die Geometrie der Probe wider, da das reemittierte Licht trotz isotroper Abstrahlung aufgrund der Totalreflektion vornehmlich an den Kanten austritt.

Das Ergebnis des Tests der drei Proben aus dem UV-Plexiglas 218 ist in Abb. 7.4 dargestellt. Dabei sind vier Kurven gezeigt, da die einseitig aufgeraute Scheibe in zwei Orientierungen (rauhe Seite zur Lampe oder zum Spektrographen hin) getestet wurde, was unterschiedliche Ergebnisse liefert. Die Scheiben waren alle 5 mm dick, die Aufrauung erfolgte mit Korn 800 Schleifpapier, so daß die Fläche für das Auge homogen aussah. Daß alle Aufrauungen den gleichen Effekt hatten, kann man aus der Tatsache entnehmen, daß die beidseitig aufgeraute Probe in beiden Orientierungen die gleiche Lichtschwächung aufwies, sowie daraus, daß aus den beiden Kurven für einseitige Aufrauung der Verlauf für die beidseitig behandelte Scheibe auf etwa 10 % genau rekonstruiert werden kann. Der Verlauf der Kurven deutet darauf hin, daß die Schwächung

<sup>2</sup>Wie bereits in Abschnitt 5.4 erwähnt, ist jeder Messpunkt auf etwa 2–3 % genau bestimmt.

Transmission in %

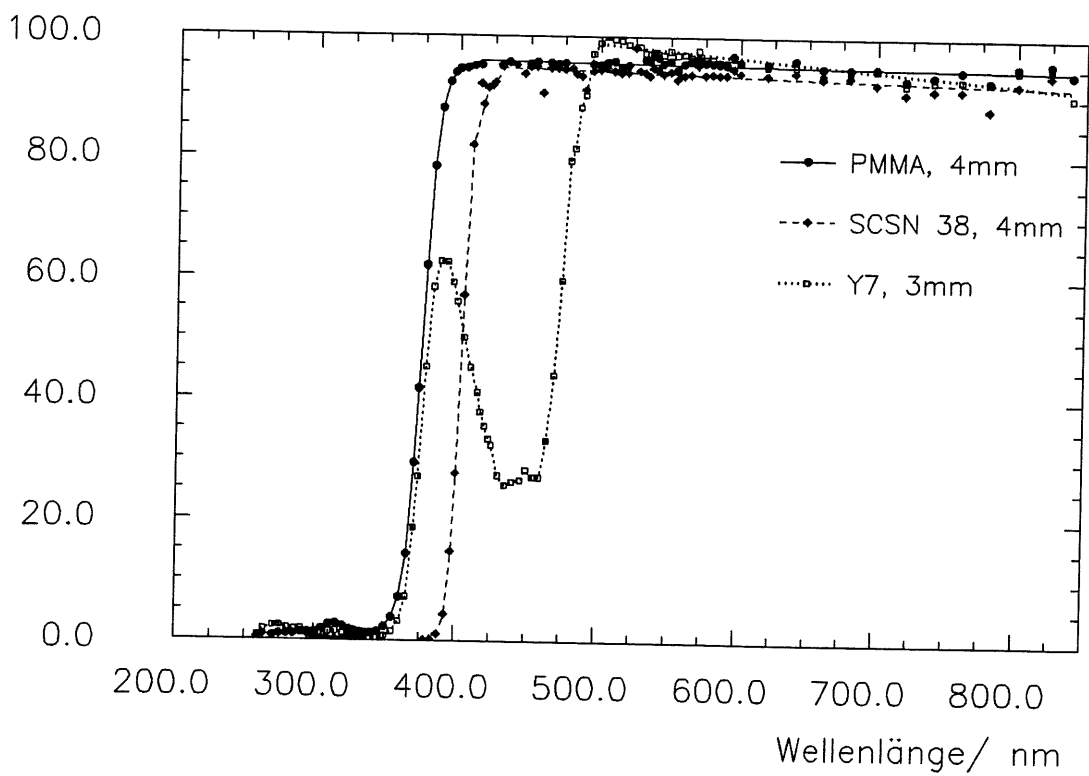
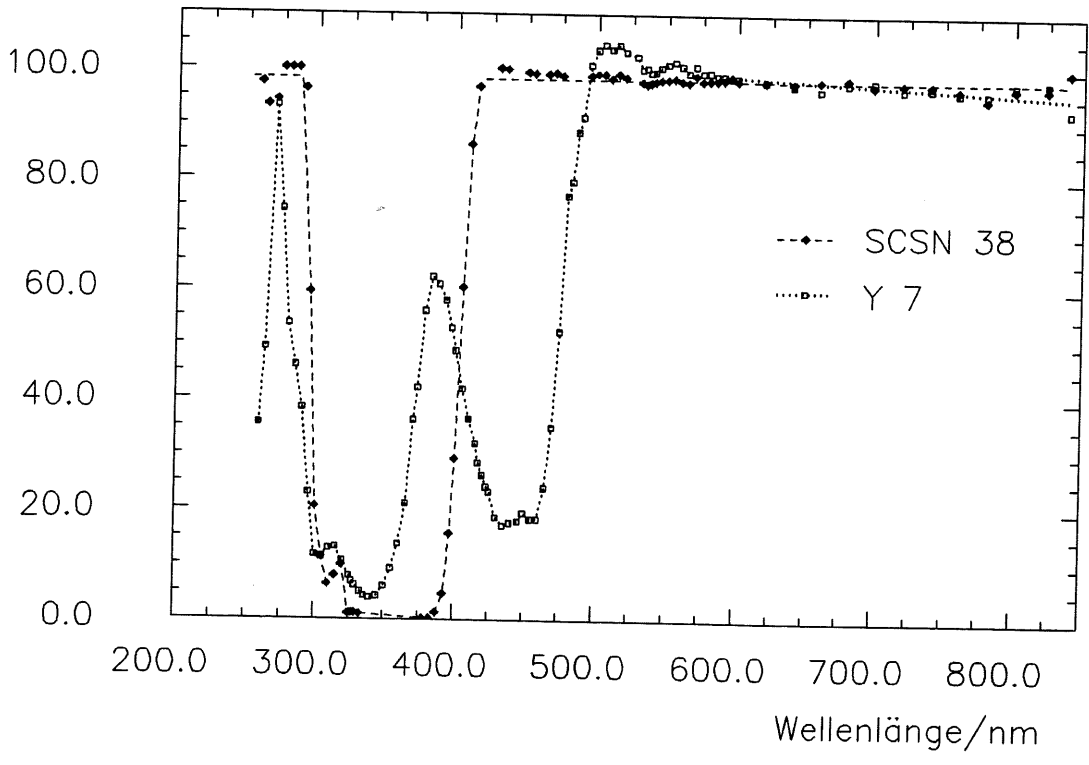


Abbildung 7.3: Transmission von PMMA, SCSN38 und Y7; oben: a) gemessen; unten: b) Einfluß der Farbstoffe bei SCSN38 und Y7

$T(Sz)$  bzw  $T(Y7)$  hochgerechnet auf 4mm /  $T(\text{Plexiglas})$



des Lichtes nicht etwa durch zusätzliche Absorption erklärt werden kann, sondern durch eine Herausstreuung des Lichtes aus dem begrenzten Blickwinkel des Spektrographen. Daher ist bei ansonsten parallelem Verlauf die Transmission bei der Lampe zugewandten aufgerauhten Seite niedriger, da die Störung entlang des Lichtweges früher erfolgte. Außerdem ist erkennbar, daß diese Herausstreuung wellenlängenabhängig ist, da die drei Kurven der Diffusoren einen parallelen und von der polierten Scheibe abweichenden Verlauf haben. In der Tat war ja der Diffusor D2 in Abschnitt 6.5 als breitbandiger 'Farbfilter' benutzt worden. Der zweite Teil der Abb. 7.4 zeigt, daß die Bezeichnung "UV-Plexiglas" ihre Berechtigung hat, da das Material (für 5 mm Dicke) bei 300 nm immerhin noch 80 % des Lichtes durchlässt. Die Genauigkeit der Messung erlaubt es nicht, von dieser Kurve auf die Transmission des 80-mal längeren Mischerstabes hochzurechnen. Schon eine leichte Unsicherheit bei der Scheibe, etwa zwischen 95 und 97 % Transmission, würde den hochgerechnete Wert zwischen 1.6 und etwa 10 % schwanken lassen.

Als nächstes wurden die Eigenschaften des Mischers und seiner verschiedenen Umhüllungen gemessen. Aufgrund der Länge der Proben und des begrenzten Öffnungswinkels des Spektrographen wurde ein Großteil des gemessenen Lichtes mindestens einmal reflektiert. Das ist realistisch, da auch der Öffnungswinkel eines Faserbündels, das der Mischer bedienen würde, begrenzt und in etwa gleicher Größenordnung wäre. Alle Kurven wurden auf das Spektrum normiert, das mit der leeren Mischerfassung aufgenommen wurde. Ihre Reflektivität ist eine unbekannte Funktion der Wellenlänge, so daß diese Spektren nicht auf das Lampengrundspektrum umgerechnet werden können. Daher können nur die Reflektionseigenschaften der Materialien untereinander verglichen werden. Eine 'absolute Transmission' des Mischerstabes (also austretende durch eintretende Intensität als Funktion der Wellenlänge) kann nicht geboten werden.

Als erstes wichtiges Ergebnis wurde festgestellt, daß die Transmission des Mischerstabes völlig unabhängig von der Umhüllung ist. Das Verhalten des Mischers wird also durch Totalreflektion beherrscht. Teil a) der Abb. 7.5 zeigt zwei Kurven für den Mischer, die sich unterscheiden. Sie wurden für eine unterschiedliche Orientierung des Stabes aufgenommen, das Material oder die Bearbeitung waren also nicht homogen. Bei beiden Kurven fällt auf, daß bis 370 nm die Absorption des Lichtes vorherrschend ist. Danach wird die Schwächung durch die Reflektionseigenschaften überflügelt. Noch stärker ausgeprägt ist der Effekt der Orientierung bei der aluminisierten Mylar-Folie, was angesichts der stets leicht verknitterten Oberfläche verständlich ist (Teil b). Bei weißem Zeichenkarton und Tyvek-Papier<sup>3</sup> trat ein solcher Effekt nicht auf (Teil c bzw. d). Die Reflektivität beider Materialien ist etwa konstant, der Zeichenkarton ist um etwa 40–80 % besser. Beide sind erheblich schlechter als die Folie, was damit erklärt werden kann, daß bei ihnen nur diffuse Reflektion möglich ist.

Der Mischer erreicht trotz Absorption des Lichtes Transmissionen, die nicht wesentlich unter denen für die Aluminium-Folie liegen. Aus der Charakteristik der Scheibe kann man zumindest abschätzen, daß auch im Plateaubereich höchstens 10 % des Lichtes durch den Mischerstab hindurchkommen (das entspräche etwa 97 % Transmission bei der Scheibe). Daher ist die Totalreflektion sicherlich um mindestens eine Größenordnung effektiver.

<sup>3</sup>Es besteht aus gepressten Kunststoff-Fasern und wird im ZEUS-Kalorimeter eingesetzt.

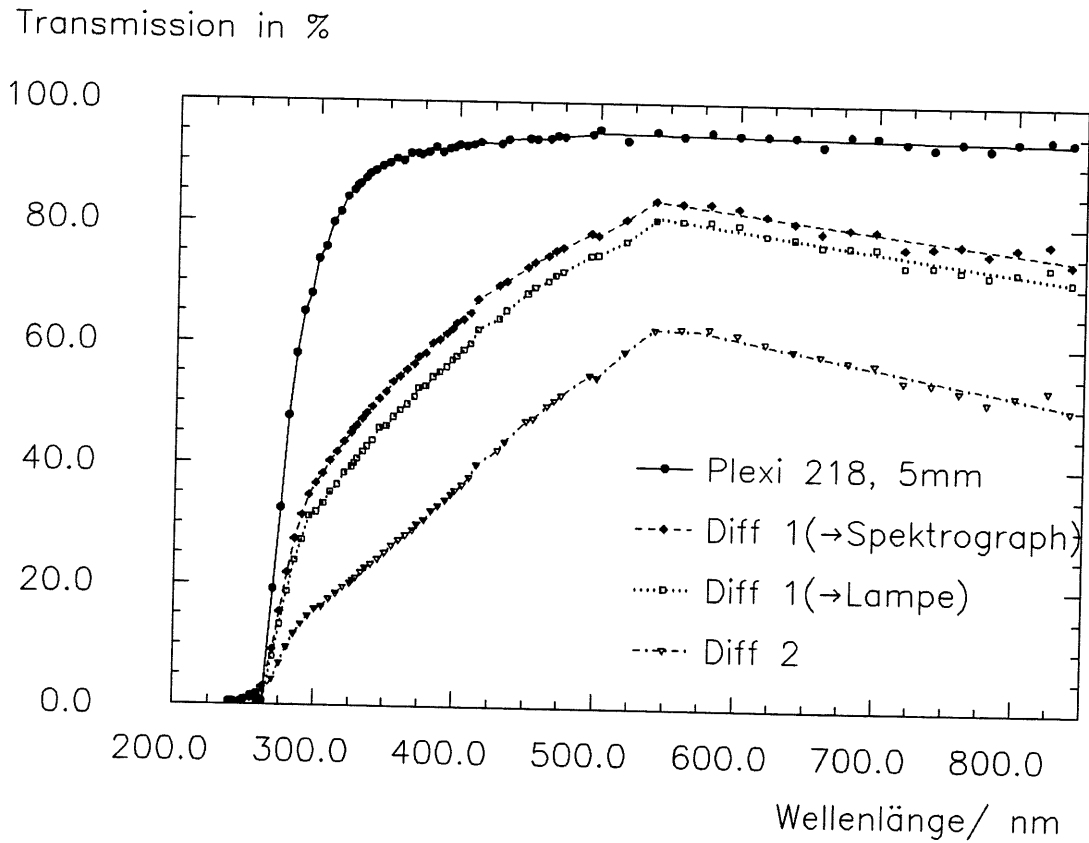
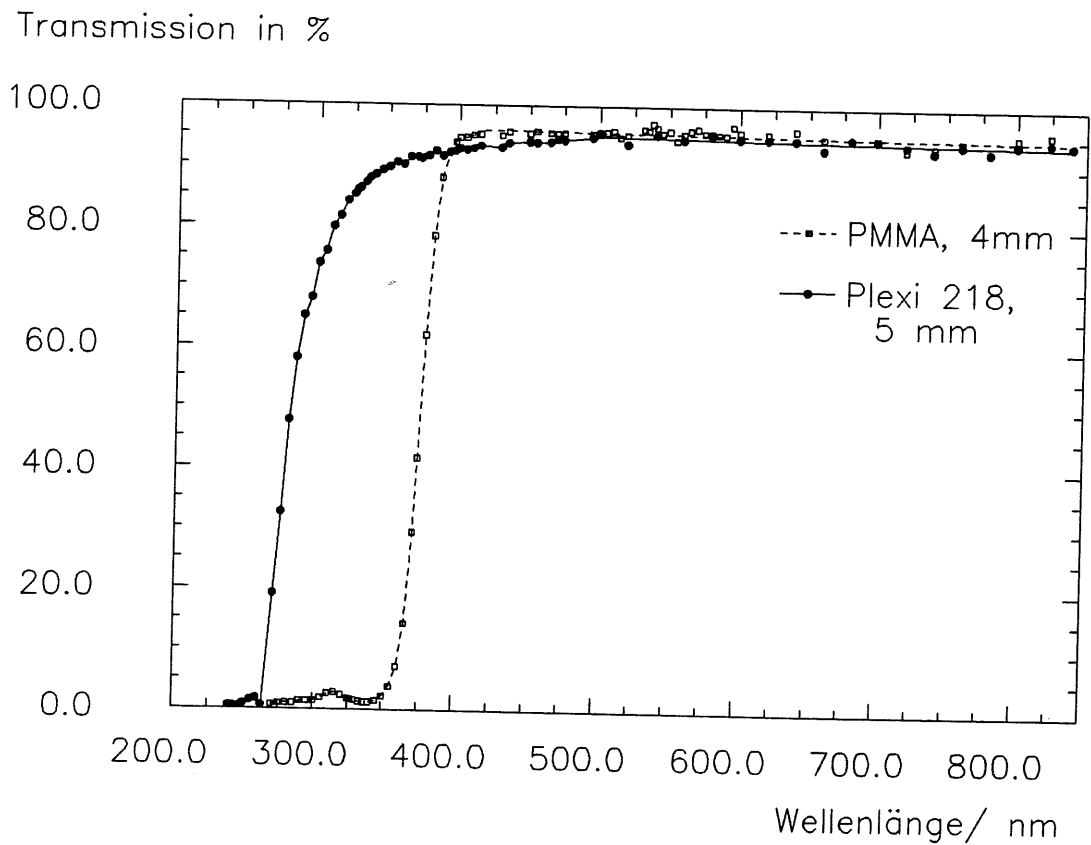


Abbildung 7.4: Eigenschaften der Scheiben aus Plexiglas 218

oben: a) Vergleich der Diffusoren mit poliertem Material

unten: b) Vergleich mit normalem Plexiglas



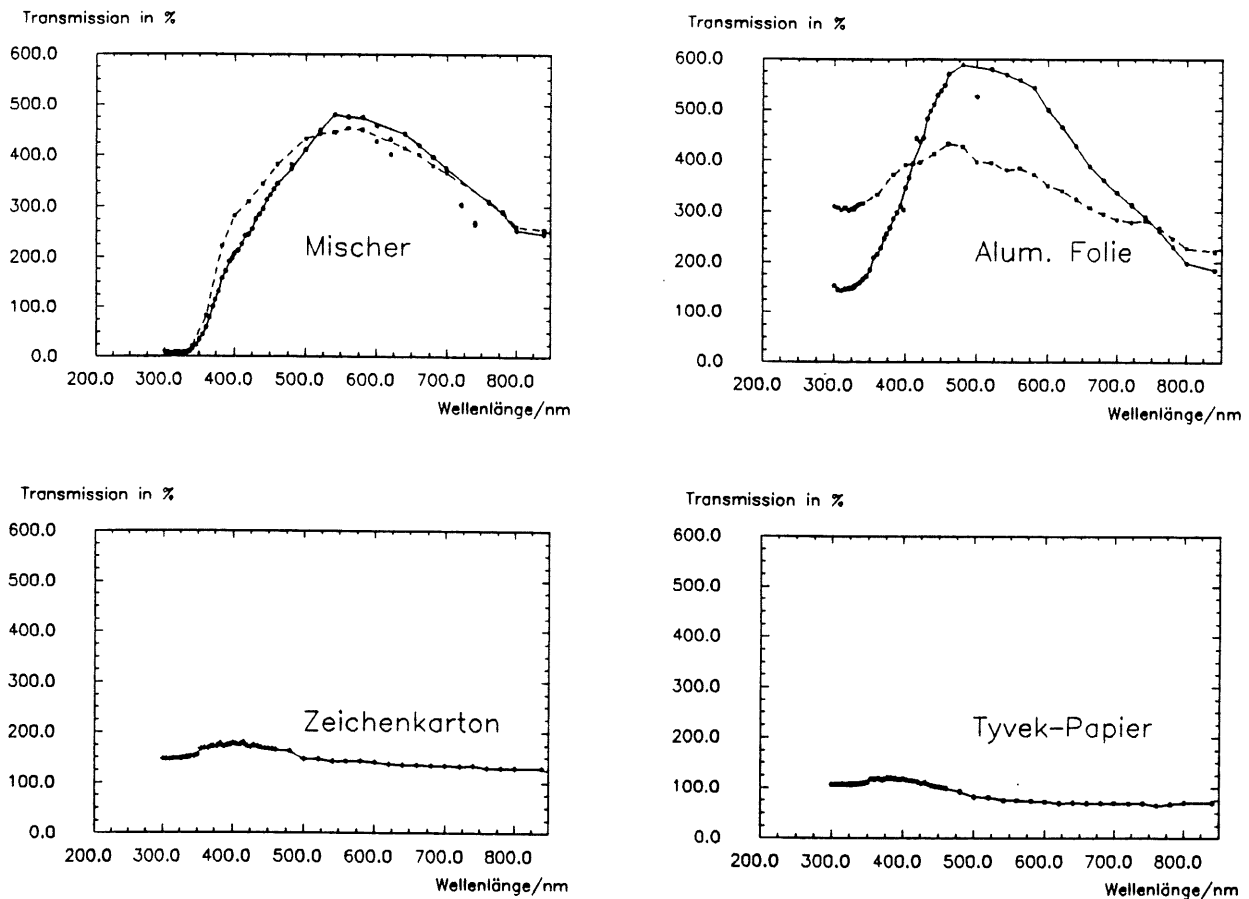


Abbildung 7.5: Reflektivitäten des Mischers und seiner Umhüllungen, jeweils normiert auf das Spektrum der leeren Mischer-Fassung  
 oben links: a) Mischerstab; oben rechts: b) alum. Mylar-Folie;  
 unten links: c) Zeichenkarton; unten rechts: d) Tyvek-Papier

*Ein Mischer aus dem UV-Plexiglas 218 in dieser Größe wäre für den Einsatz im Monitorsystem ungeeignet. Es konnte jedoch gezeigt werden, daß die innere Totalreflektion sehr effektiv ist. Im realen Einsatz könnte ein Mischerstab erheblich dünner und damit erheblich kürzer sein. Durch den Einsatz von Quarzglas könnten die optischen Eigenschaften weiter verbessert werden.*

### 7.3 Verteilung des Lichtes

Die verschiedenen Positionen des Endstückes wurden mit der Faser HCN 9 abgetestet. Die zentrale Position 7 wurde am Anfang und Ende jeder Reihe gemessen, um die Konsistenz sicherzustellen. Da sich durch Hinzufügen der optischen Elemente die Gesamtintensität ändert, wurden die Werte für die einzelnen Positionen jeweils auf die Pulshöhe des Zentrums normiert. Dadurch sind verschiedene Verteilungskonfigurationen vergleichbar. Der Wellenlängen-Bereich wurde wieder mit den Filter UG 11 und BG 12 auf das nahe UV eingeschränkt.

Man erwartet, daß die Verteilung rotationssymmetrisch und glockenförmig ist, wenn die relativen Werte für die einzelnen Positionen über dem Abstand der Position zur Mitte aufgetragen werden. Dabei ist eine Überprüfung der Konsistenz der Daten möglich, da z.B. die Positionen 1 und 5 oder 8 und 9 die gleiche Entfernung von Position 7 aufweisen (vergl. Abb. 7.1). Dann wurde eine Funktion der Form  $\exp(-r/\alpha)^n$  angepasst, wobei angenommen wurde, daß alle Punkte mit der gleichen absoluten Unsicherheit behaftet sind. Vom Parameter  $n$  muß gefordert werden, daß  $n > 1$ , da sonst die Steigung der Kurve bei  $r = 0$  nicht waagrecht ist. Eine Beschränkung auf  $n = 2$  wäre nicht sinnvoll, da die Gauss-Funktion die Verteilungen nur teilweise beschreiben kann. Eine tiefere theoretische Bedeutung kann der Fit-Funktion nicht beigemessen werden. Abb. 7.6 zeigt eine angepasste Funktion für das Endstück ohne weitere Elemente. Auch wenn einige Punkte überhaupt nicht getroffen sind, erscheint die Kurve doch als brauchbare Beschreibung des Verhaltens.

rel. Intensität

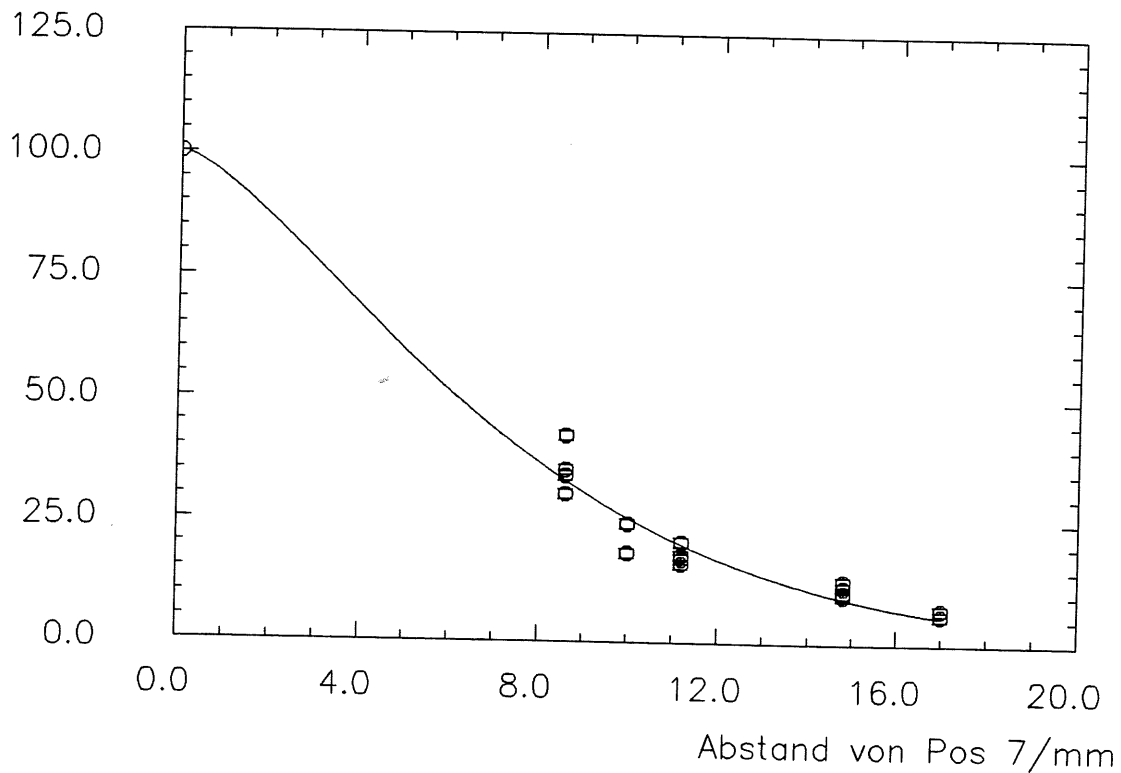


Abbildung 7.6: Verteilung des Lichtes und Fit für das Endstück



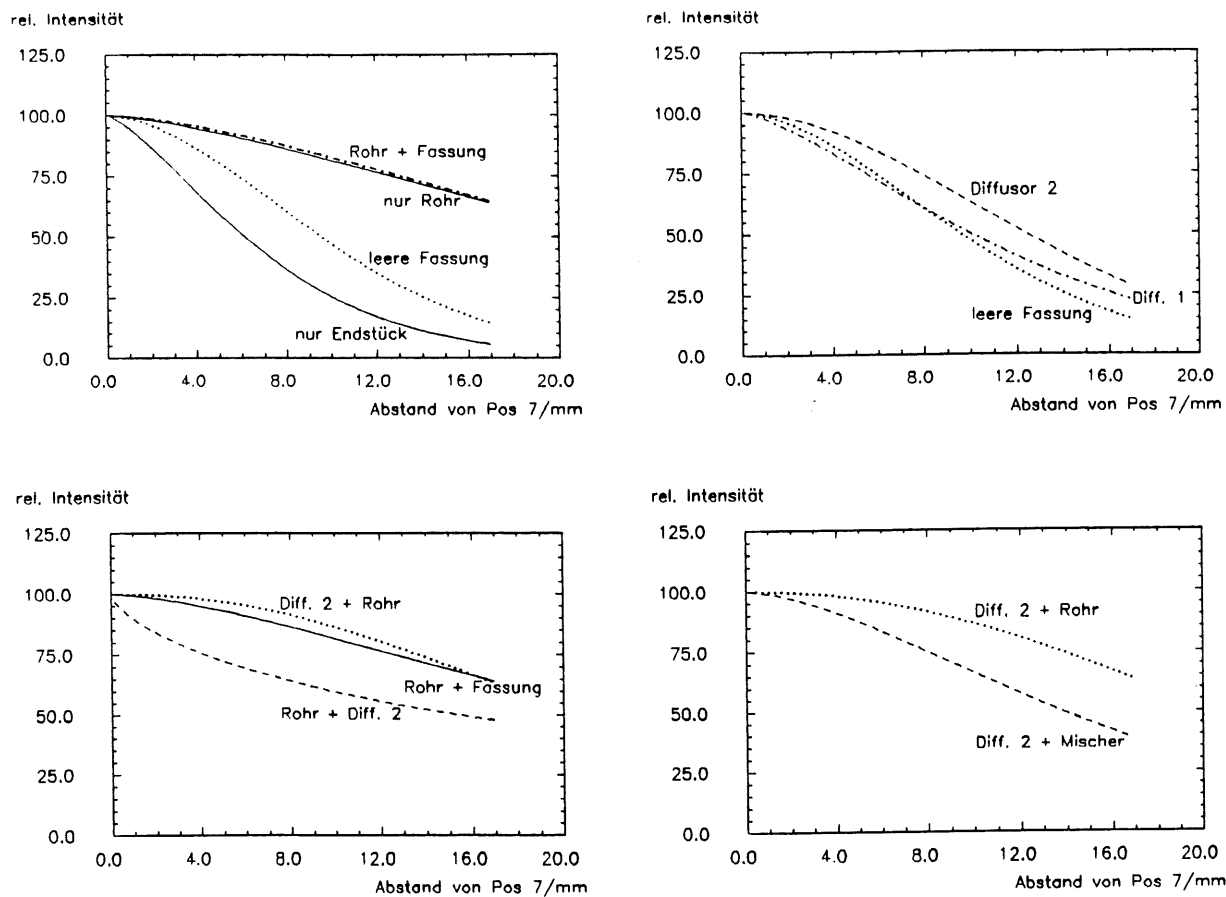


Abbildung 7.7: Vergleich von Verteilungskurven, Erklärung siehe Text

Mithilfe der angepassten Kurven kann die Verteilungswirkung verschiedener Elemente verglichen werden. Abb. 7.7 zeigt vier verschiedene Vergleiche. In Teil a) wird der Effekt von Entfernung gezeigt. Es liegt auf der Hand, daß der Abstand positiv wirkt, da der Winkel zur Achse der Faser in äußeren Positionen abnimmt, wodurch ein größerer Bereich innerhalb der numerischen Apertur liegt. Nach dem 10 cm langen Rohr ist der zusätzliche Effekt einer 2 cm langen Fassung gering, ohne das Rohr jedoch größer. In Teil b) wird der Einfluß zweier Diffusoren bestimmt. Dazu müssen ihre Kurven mit der für die leere Fassung verglichen werden. Der doppelseitig aufgerauhte Diffusor (D2) verteilt das Licht besser als der einseitige, was nicht überraschen kann. Im Teil c) wird der Einfluß des D2 vor und hinter dem Reflektionsrohr gezeigt. Der hinten angebrachte Diffusor stört die Wirkung der Entfernung, in dem er den Winkelbereich des Lichtes wieder erhöht. Vor dem Rohr ist dieser Effekt durchaus erwünscht, da offenbar die Reflektion in dem Rohr ein wenig zur Homogenisierung beiträgt. Teil d) schließlich vergleicht das Rohr mit dem Mischer. Wie in Abschnitt 3.3 gefordert, wird der Plexiglas-Stab mit einem Diffusor (D2) kombiniert. Trotz der größeren Entfernung verteilt er das Licht schlechter als das Rohr. Wird ein weiterer Diffusor an sein Ende angebracht, verschlechtert sich das Ergebnis sogar noch weiter.

Beim letzten Ergebnis ist jedoch ein Detail unrealistisch und führt daher zu einer Verfälschung. Die Faser hatte keinen optischen Kontakt zum Mischerstab, so daß an seiner Endfläche eine Brechung auftrat. Gerade bei äusseren Positionen führt das zu einer Erhöhung des Winkels zur Achse der Faser, was bei dem (mit Luft 'gefüllten') Reflektionsrohr nicht auftrat.

*Der benutzte Mischerstab war also auf der ganzen Linie ungeeignet, da auch seine Verteilungswirkung hinter den Erwartungen zurückblieb. Wenn kein optischer Kontakt zwischen Mischer und Faserbündel hergestellt wird, ist fraglich, ob ein kleinerer Mischer mit den gleichen relativen Proportionen bei der Verteilung besser funktionieren kann.*

## 7.4 Optisches Öl

Um die Eigenschaften eines optischen Öls (Silikonöl für Diffusionspumpen von Wacker, Brechungsindex ca. 1.5) zu testen, wurde das Öl in eine zylindrische Küvette mit einem 2 mm dicken Quarzglas-Boden gefüllt. Im Bereich des nahen UV wurden mit dem Spektrographen-Aufbau die Eigenschaften des Öls getestet. Abb. 7.8 zeigt, daß das ungefilterte Licht der Xe-Lampe durch das Öl hindurchschien, und dann von einer kurzen (ca. 1 m) HCP-Faser zum Spektrographen geleitet wurde.

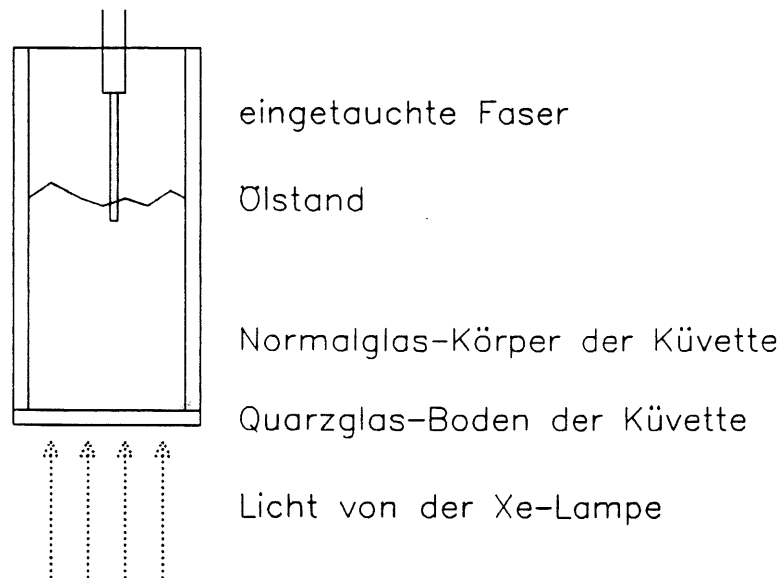


Abbildung 7.8: Einsatz der Küvette für optisches Öl

Das Öl sollte wegen seines Brechungsindex Lichtverluste durch Brechung und Reflektion an der Faser-Oberfläche mildern. Daher ist zu erwarten, daß bei gleichem 'Ölstand' die Intensität größer ist, wenn die Faser eingetaucht ist. Abb. 7.9 zeigt, daß das nicht der Fall ist. Während bei den 'alten' Fasern, deren Oberflächen sehr schlecht waren (vergl. Abb. 6.3) der Einsatz des Öls die Intensität um rund einen Faktor 5 erhöht hatte, nimmt die Lichtmenge hier ab. Die Ursache ist vermutlich folgende: Durch den Herstellungsprozeß (siehe Anhang B) ist am Anfang der Faser ein kurzes Stück mindestens von der Hülle, vielleicht auch vom Mantel befreit. Wird dieses Stück vom

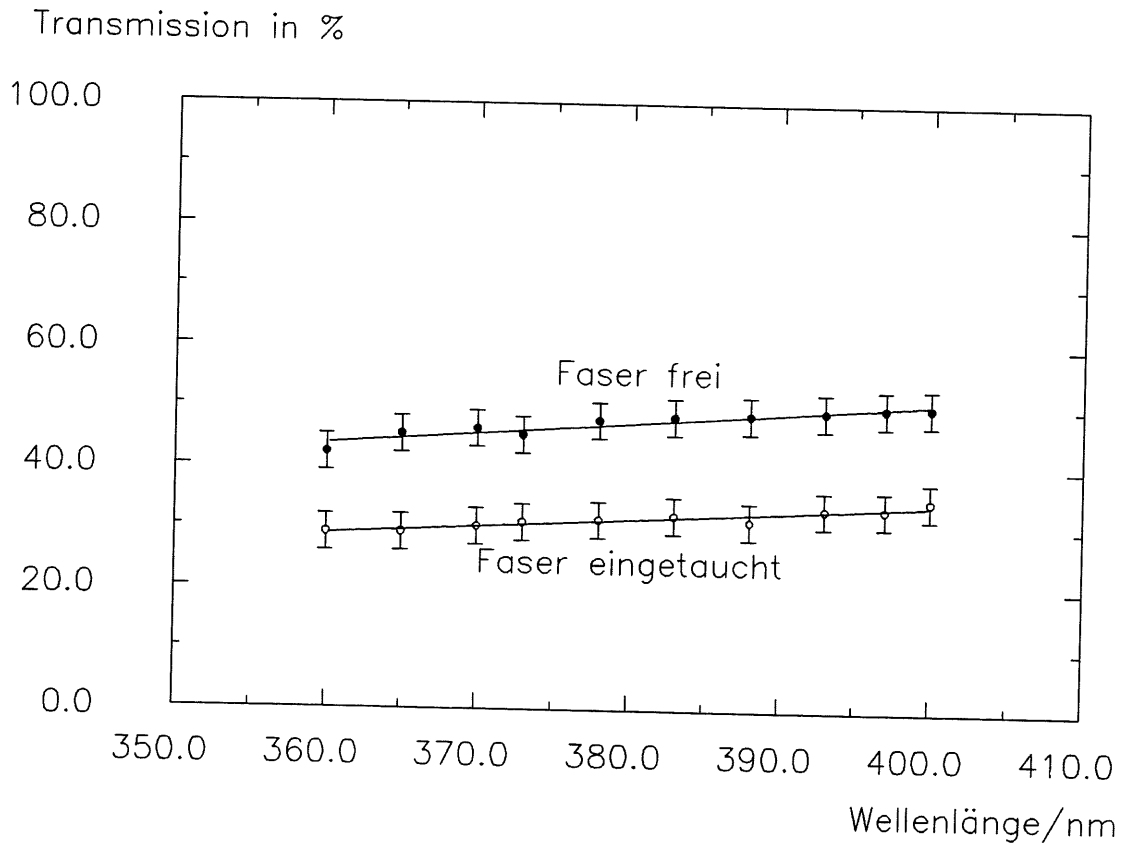


Abbildung 7.9: Abnahme der Intensität durch optisches Öl

Öl umgeben, dann wird die Totalreflektion dort gestört, was zu Lichtverlusten führt. Außerdem war das Öl nur schlecht aus dem Stecker zu entfernen, wodurch die Reproduzierbarkeit des optischen Kontaktes gefährdet wird. Daher ist der Aufbau einer 'flüssigen Ankopplung' (vergl. Abschnitt 3.3) wenig ratsam.

*Die getesteten Elemente des Verteilungssystems und besonders der Mischer konnten ihre Funktion nicht erfüllen. Weder die Homogenität noch die zeitliche Konstanz der erreichten Verteilung waren zufriedenstellend. Es ist jedoch zu erwarten, daß ein kleinerer Mischer mit einer optischen Ankopplung der Fasern aufgrund seiner hervorragenden inneren Reflektionseigenschaften als Verteilungssystem benutzt werden kann. Auf den Einsatz von optischem Öl muß verzichtet werden, da es bei dem Aufbau unserer Stecker zu Lichtverlusten führt.*

## Kapitel 8

# Das Referenzsystem

Als letzte wichtige Komponente des Monitorsystems wurde das Referenzsystem getestet. Obwohl dessen Aufbau bereits den Notwendigkeiten des späteren Einsatzes entspricht, konnten nicht alle Tests durchgeführt werden, die zur genauen Prüfung der Funktion nötig sind. Insbesondere konnte die Kontrolle der Intensität der Lampe nicht pulswise erfolgen, da das provisorische Verteilungssystem nicht zufriedenstellend arbeitete (siehe Abschnitt 7.1). Wie bereits in Abschnitt 5.4 gezeigt, war diese Korrektur bei den Messungen mit der Xe-Lampe auch nicht notwendig. Die zweite wichtige Funktion, die Überwachung der Verstärkung des Referenz-Photomultipliers mithilfe der eingesetzten radioaktiven Quellen wurde jedoch erfüllt.

Der erste Abschnitt dieses Kapitels wird den Aufbau des Referenzsystems erläutern. Es werden dann die Spektren der drei verglichenen Signale genau analysiert. Darauf folgt ein Abschnitt, der die Erfahrungen mit drei Exemplaren der verwendeten NaI(Tl+Am)-Pulser darstellt. Ein wichtiger Test war das Simulieren extremer Verstärkungs-Schwankungen des Photomultipliers im sog. HV-Test, der anschließend dargestellt wird. Schließlich werden noch die Ergebnisse einer Langzeit-Überwachung des Systems präsentiert.

### 8.1 Aufbau des Referenzsystems

Die Notwendigkeit, am Referenzsystem drei verschiedene Signale miteinander zu vergleichen, wurde bereits im Abschnitt 3.4 erläutert. Abb. 8.1 zeigt den Aufbau des Referenz-Photomultipliers. Für die kurzfristige Referenz wurde eine Quarzfaser eingesetzt, die UV-Licht von der Xe-Lampe führte. Dieses Licht wurde in einem Szintillatorblock, der mit der Photokathode des Photomultipliers optischen Kontakt hatte, in blaues Szintillationslicht umgewandelt. Es wurde das gleiche Material eingesetzt, das auch in den BEMC-Modulen Verwendung findet. Als mittelfristige Referenz wurde ein NaI(Am+Tl)-Pulser mit einer Zählrate von etwa 50 Hz benutzt. Er saß direkt auf der Photokathode, so daß sein Licht ohne Zwischenschritte Photoelektronen auslösen konnte. Als langfristige Referenz schließlich wurde eine  $\gamma$ -Quelle außen auf die Umhüllung des Systems gesetzt. Es wurde zunächst eine  $^{241}\text{Am}$ - und später eine  $^{22}\text{Na}$ -Quelle eingesetzt. Die von ihnen gelieferten Signale waren viel kleiner als die von dem NaI(Am+Tl)-Pulser erzeugten. Dadurch wurde eine Aufteilung des Signalweges notwendig. Die Pulshöhe, die das umgewandelte UV-Licht auslöste, wurde über den Abstand zwischen Faserende und Szintillator so reguliert, daß es mit dem Signal der szintillierenden Lichtquelle in der Pulshöhe vergleichbar war.

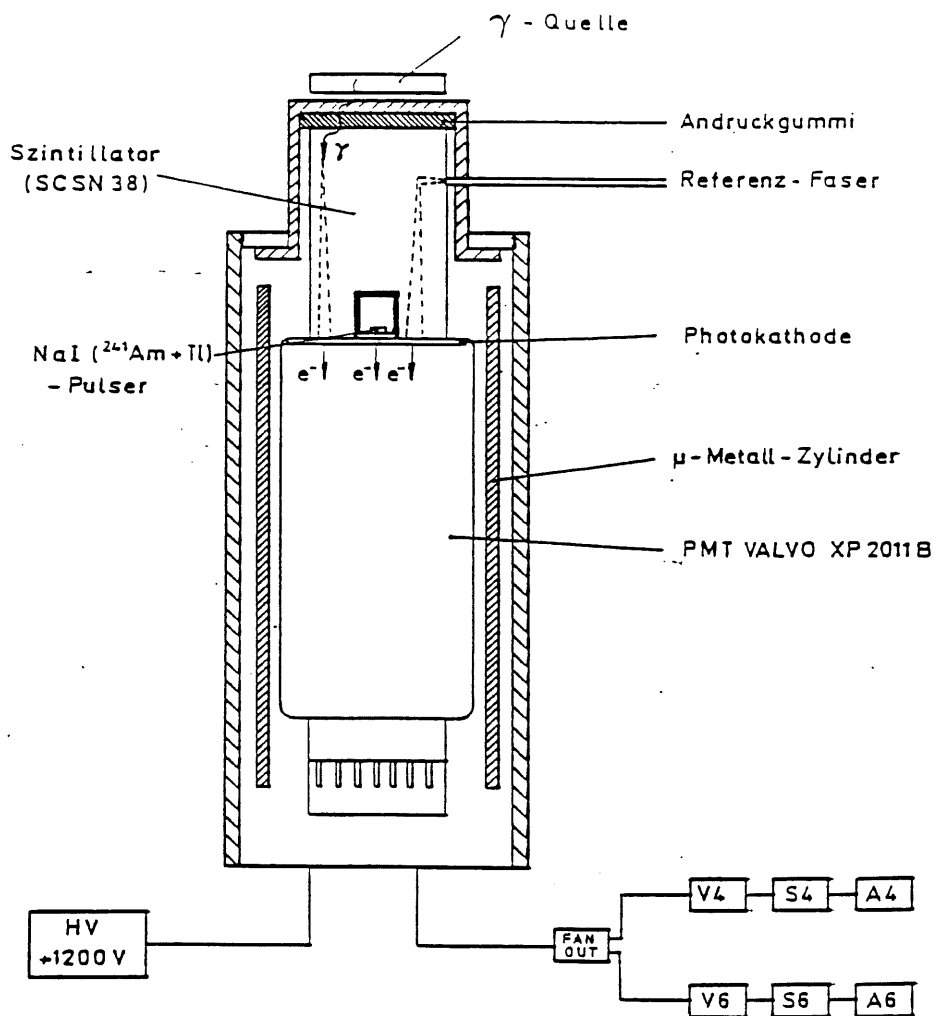


Abbildung 8.1: Aufbau des Referenz-Photomultipliers

Als Photomultiplier wurde ein Valvo XP 2011 B mit zehn Dynoden und einer SbRbCs-Photokathode benutzt. Die Spannungsteiler-Schaltung ist in Abb. 8.2 a) gezeigt. Sie ist darauf angelegt, bei geringen Zählraten möglichst stabil zu arbeiten. Ab etwa 1150 V Versorgungsspannung wird die Spannung an der ersten Dynode durch die Zenerdiode fast konstant gehalten. Von einem Volt Spannungsschwankung wirken sich nur etwa 90 mV aus. Abb. 8.2 b) zeigt die Entwicklung der Spannung an den Dynoden 1-4, wenn die Versorgungsspannung, die an der Anode angelegt wird zwischen 800 und 1600 V verändert wird. Da jeder Photomultiplier besonders empfindlich auf Veränderungen vor der ersten Dynode reagiert — dort ist die Zahl der Photoelektronen am geringsten — sollte diese Schaltung die Reaktion des Systems stabiler, wenn auch nicht stabil, gegen kurzfristige Schwankungen der Spannung machen. Der Photomultiplier und besonders die Photokathode wurden außerdem mit einem  $\mu$ -Metall-Zylinder umgeben, um das Referenzsystem vor dem Einfluß von Magnetfeldern zu schützen.

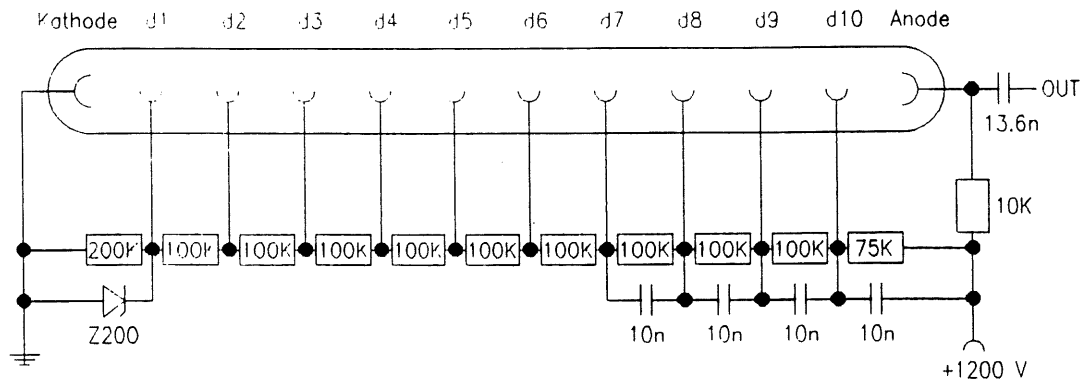
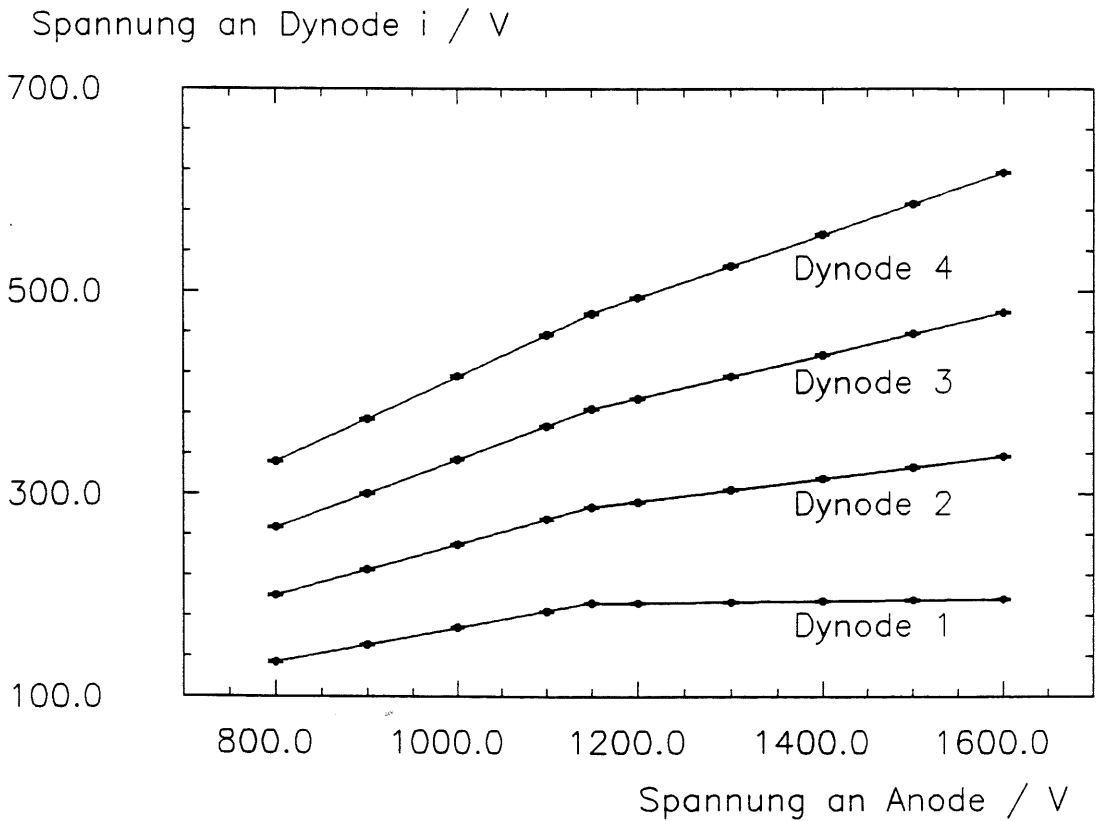


Abbildung 8.2: Spannungsteiler der Referenz-Photomultipliers  
oben: a) Schaltung; unten: b) Stabilisierung der Spannungen



### 8.2 Analyse der Spektren

In diesem Abschnitt sollen die mit dem Referenzsystem aufgenommenen Spektren analysiert werden. Abb. 8.3 zeigt ein Pulshöhen-Spektrum, das am 31.1.89 innerhalb von 500 s aufgenommen wurde, eingetragen sind die digitalisierten Lichtpulse aus der Referenzfaser. Bei der angepassten Kurve handelt es sich um ein Gauss-Funktion. Die Auflösung (FWHM dividiert durch Lage des Peaks) beträgt 3.5%, die Unsicherheit bei der Bestimmung der Peaklage liegt bei 0.3%. Beide Werte sind typisch, auch bei Spektren, die mit viel größerer Statistik aufgenommen wurden (50000 s) wurden keine anderen Werte erzielt.

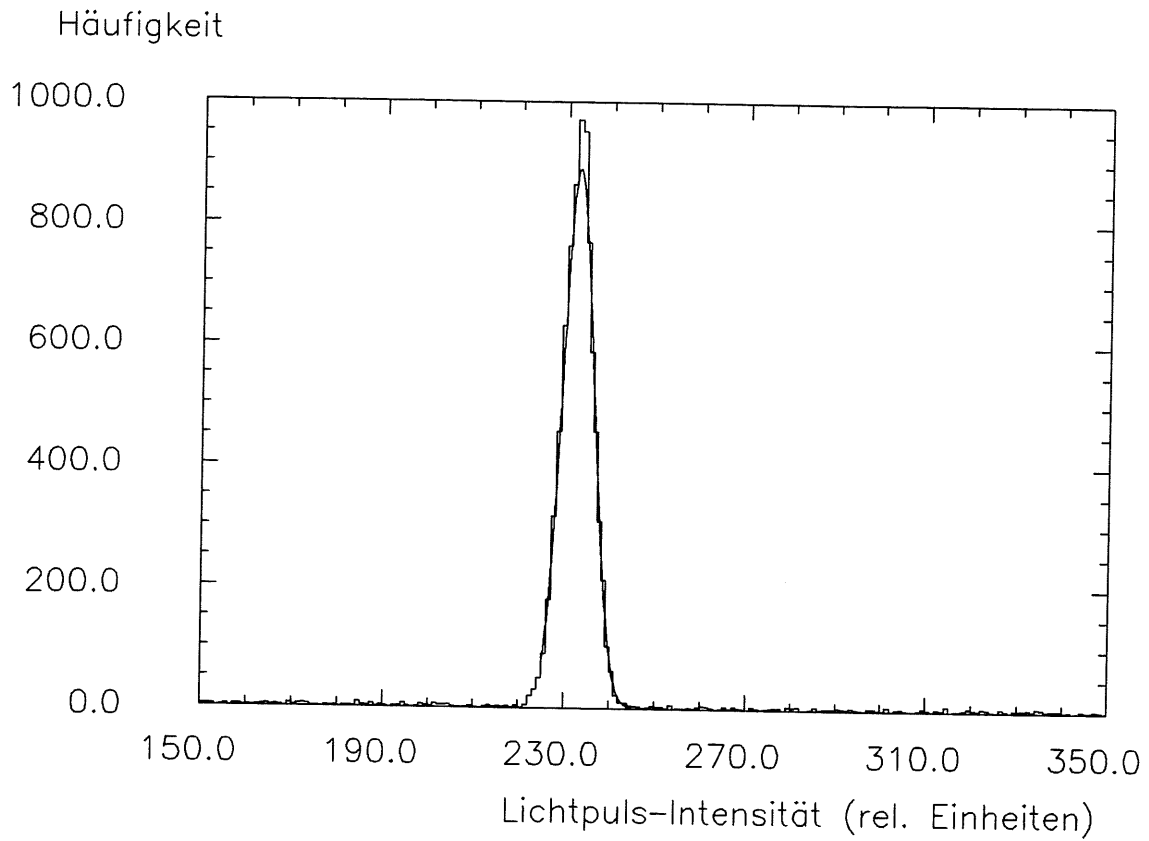


Abbildung 8.3: Spektrum des umgewandelten UV-Lichtes aus der Referenzfaser

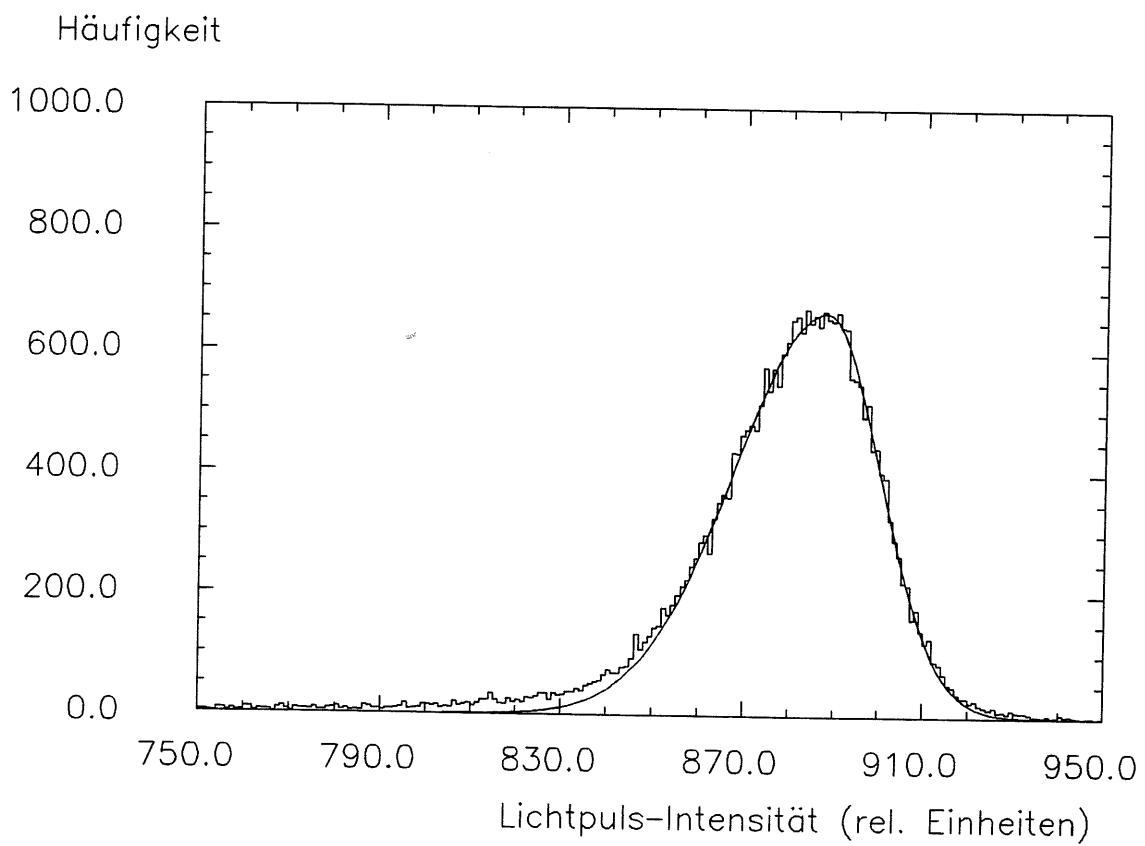


Abbildung 8.4: Spektrum des Szintillationslichtes aus dem NaI(Am+Tl)-Pulser

Abb. 8.4 zeigt den oberen Teil desselben Spektrums, in den das Szintillationslicht aus dem Am-Pulser eingetragen wurde. Bei der angepassten Funktion handelt es sich ebenfalls um eine Gauss-Kurve, die allerdings auf beiden Seiten der Peaklage verschiedene Breiten aufweist. Die Funktion ist nur eine phänomenologische Beschreibung, die es erlaubt, die Lage und die 'Breite' (Mittelwert der beiden FWHMs) zu bestimmen. Die Auflösung beträgt in diesem Fall 4.2 %. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Peaklage betrug stets etwa 1 %, wiederum war beides unabhängig von der Zahl der Ereignisse.

Um festzustellen, wo Photopeak oder Compton-Kante der Am- oder Na-Quelle bei der eingestellten Verstärkung im Spektrum liegen sollte, wurden Szintillator und Elektronik zunächst geeicht. Es wurden dazu die in Abb. 8.5 genannten  $\gamma$ -Quellen auf den Photomultiplier aufgesetzt. In organischen Szintillatoren wie SCSN 38 dominiert aufgrund der niedrigen Ordnungszahl der Comptoneffekt als Mechanismus des Energieverlustes über den Photoeffekt. Die maximale Energie, die ein  $\gamma$  mit  $E_\gamma = h\nu$  abgeben kann, errechnet sich gemäß

$$E_{max} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_e c^2}{2h\nu}}$$

Dabei ist  $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$  die Ruheenergie eines Elektrons. Durch die endliche Energieauflösung wird die sogenannte Compton-Kante verbreitert. Da dem Compton-Effekt weitere Mechanismen überlagert sind, die alle für kleinere Energien wahrscheinlicher sind als für große (Rauschen, Photoeffekt) liegt die Compton-Kante immer oberhalb des am häufigsten digitalisierten Wertes. Als Lage wurde hier derjenige Kanal angesehen, der 80 % der Einträge des Maximums aufwies<sup>1</sup>. Zur Bestimmung des Maximums wurde eine Gauss-Verteilung angepasst, die stets weiter als bis zur Compton-Kante eine gute Beschreibung des Spektrums lieferte. Für  $^{22}\text{Na}$  sind zwei Comptonkanten erkennbar, und zwar eine, die von der 511 keV Annihilationsstrahlung stammt und eine, die durch die  $\gamma$ -Strahlung mit 1275 keV ausgelöst wurde. Die erstere ist dabei viel intensiver.

In Abb. 8.6 zeigt in halblogarithmischem Maßstab ein Spektrum, das am 30./31.1.89 innerhalb von 50000 s aufgenommen wurde. Es zeigt die durch die  $\gamma$ -Strahlung des Americium erzeugten Signale. Es sind drei Peaks zu erkennen, an die im oberen Bereich Gauss-Funktionen angepasst wurden. Der unterste Peak entspricht aufgrund der Eichung etwa 60 keV, die im Szintillator-Block umgewandelt wurden. Die  $\gamma$ -Energie der intensivsten Linie beträgt auch etwa 60 keV, woraus sich die Compton-Kante mit 11.4 keV ergibt. Aufgrund der niedrigen Pulshöhe — der Peak liegt bei Kanal 36 — sind dort offenbar Compton-Kante und Photopeak nicht zu trennen.

Bei den anderen beiden Peaks handelt es sich offenbar um  $\gamma$ s, die Reaktionen in dem kleinen NaI-Kristall, der sich im Am-Pulser befindet, ausgelöst haben. Anders ist auch die geringe Zahl der Ereignisse, deren Energie aber höher ist, nicht zu erklären. Der Kristall bedeckt einen sehr kleinen Anteil des Raumwinkels, NaI hat aber eine höhere Ausbeute. Um welche Linien es sich handelt, kann nur geraten werden, aufgrund des Quotienten der Lagen könnte es sich zum Beispiel um die 26 und 14 keV Linien von  $^{241}\text{Am}$  handeln. Dann wäre eine eventuelle Verschiebung dieser beiden Peaks gegen die Pulshöhe, die die Strahlung im organischen Szintillator auslöst, ein Indiz für die Schädigung des NaI-Kristalls, also für einen Schaden am Am-Pulser. Die gleiche Information liefert aber schneller und genauer auch das in Abb. 8.4 gezeigte Spektrum.

<sup>1</sup>Der genaue Wert dieser Prozentzahl ist schwach vom Detektor abhängig [SCH84], eine Auswertung mit 90 % liefert hier keine signifikant unterschiedlichen Ergebnisse.



Pulshöhe der Comptonkante (rel. Einheiten)

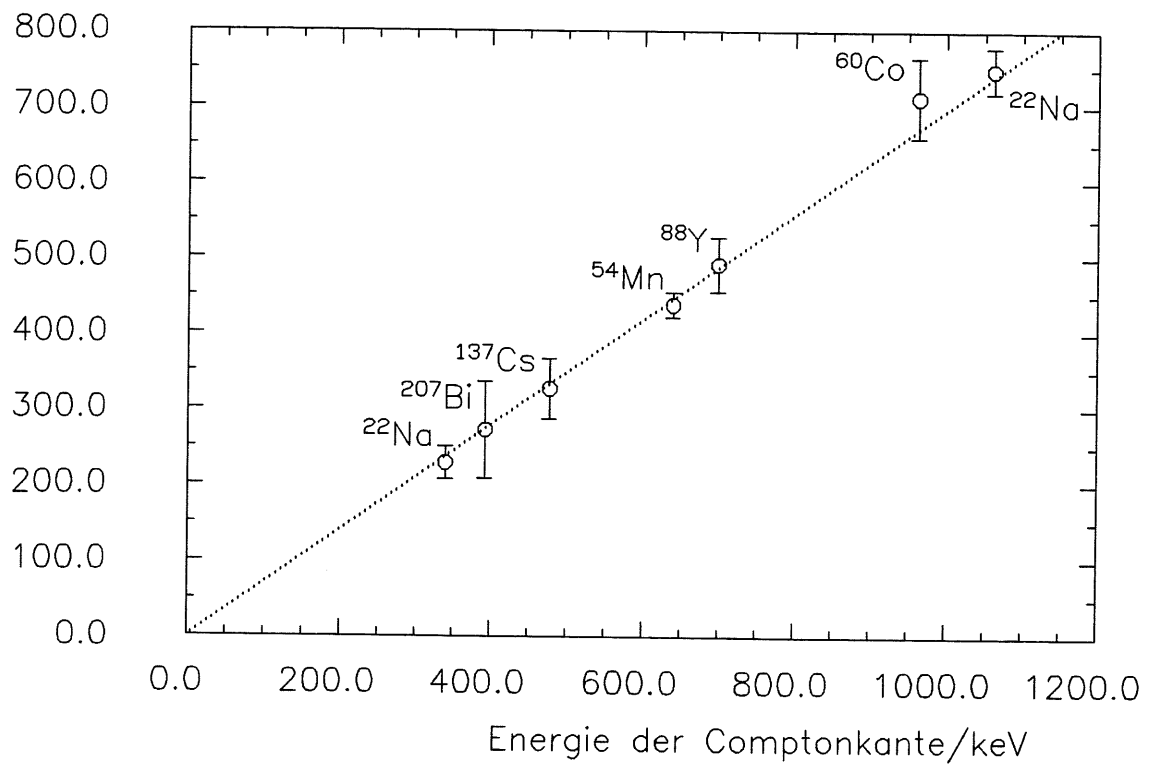


Abbildung 8.5: Eichung des Referenzsystems mithilfe von  $\gamma$ -Quellen

Häufigkeit

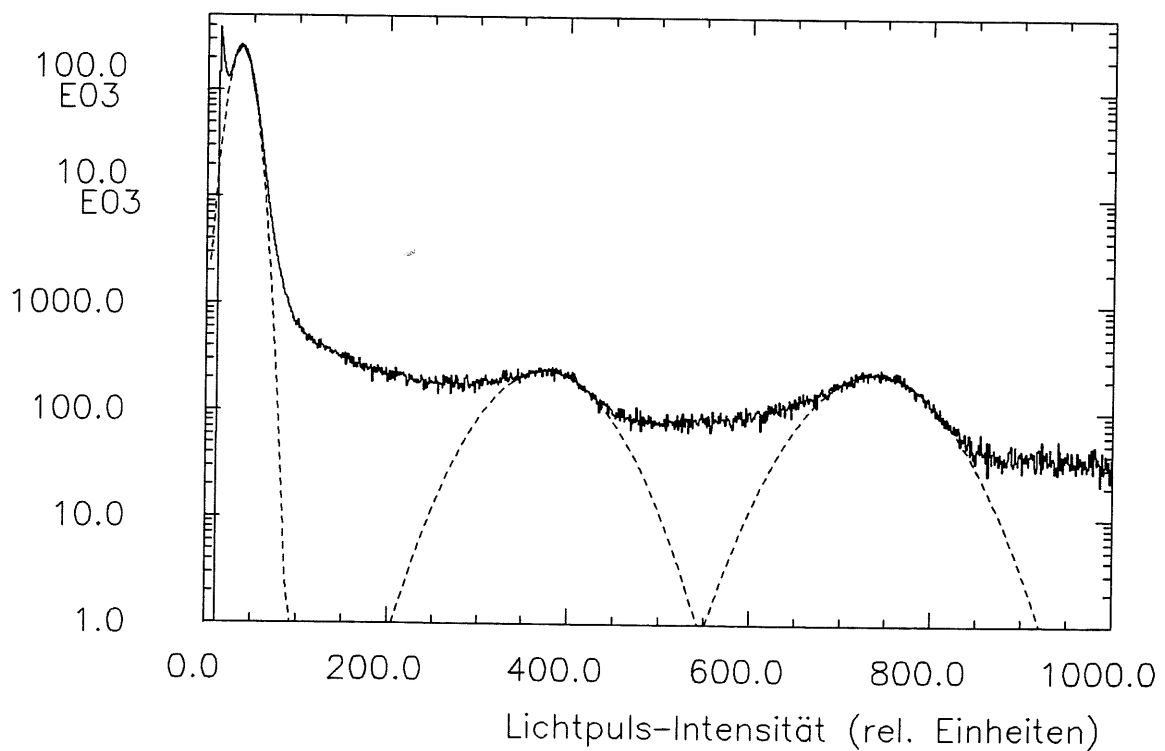


Abbildung 8.6: Spektrum der äußeren Am- $\gamma$ -Quelle

Andererseits könnte es sich auch um charakteristische Röntgenstrahlung aus dem umgebenden Material handeln, weswegen auf die weitere Diskussion der 'Nebenpeaks' verzichtet wird.

Wichtiger ist die Frage, ob mit dieser  $\gamma$ -Quelle die langfristige Referenz sinnvoll realisiert werden kann. Das Monitorsystem soll auf 1 % genau arbeiten. Der Peak, mit dem die Stabilität des NaI(Am+Tl)-Pulsers bestimmt werden sollte, läßt sich hier nur auf etwa 10 % genau bestimmen (Unsicherheit bei der Bestimmung des Maximums durch niedrige Pulshöhe) und ist daher ungeeignet. Nachdem dieses Ergebnis feststand, wurde die Am-Quelle gegen eine Na-Quelle ausgetauscht. Bei dieser war die Bestimmung der Compton-Kante allerdings auch nur auf etwa 9 % möglich.

*Für die Zukunft sollte eine besser bestimmbare Quelle als langfristige Referenz eingesetzt werden. Wahrscheinlich muß dazu ein anorganischer Kristall, etwa CsI, eingesetzt werden, in dem der Photopeak sichtbar gemacht werden kann. Dabei wäre es wünschenswert, eine Linie zu bestimmen, deren Energie vergleichbar der  $\gamma$ -Äquivalent-Energie des Am-Pulsers ist, die etwa 2-4 MeV beträgt (vergl. Abschnitt 3.2). Eine Möglichkeit wäre eine Thorium C'-Quelle mit  $E_\gamma=2.7$  MeV, eine andere  $^{60}\text{Co}$  mit 1.1 und 1.3 MeV.*

### 8.3 Der Zerfall des alten Am-Pulsers

Bei dem Am-Pulser, dessen Spektrum in Abb. 8.4 gezeigt wurde, handelt es sich bereits um das zweite Exemplar, das im Rahmen dieser Arbeit getestet wurde. Das erste Exemplar wurde erstmalig im Juni 1988 getestet. Es wies eine Auflösung auf, die mit etwa 3.5 % den Erwartungen entsprach. Auch die Form des Spektrums war ähnlich, so daß die asymmetrische Gauss-Funktion angepasst werden konnte. Im Lauf der Zeit wurde die Auflösung schlechter. Am 1.12.88 betrug sie etwa 4.7 %, am 4.1.89 schließlich 10.8 %. Es ist anzunehmen, daß auch die Pulshöhe abnahm. Da keine genaue Überwachung stattfand, ist das nicht mit Sicherheit anzugeben. Die Schädigung führte dazu, daß der Am-Pulser ausgetauscht werden mußte, daher wird im folgenden vom "alten" und "neuen" Pulser gesprochen.

Der Grund für dieses Verhalten ist unter dem Mikroskop zu erkennen. Abb. 8.7 zeigt in Teil a) die beiden Pulser nebeneinander in 6.4-facher Vergrößerung. Der Kristall des neuen Pulsers links ist deutlich heller, während der alte einen leichten Gelbstich zeigt, der ihn dunkeler erscheinen läßt. Dies ist ein deutliches Anzeichen dafür, daß Feuchtigkeit eingedrungen ist und den empfindlichen Kristall geschädigt hat. Es ist zu erkennen, daß die Lieferfirma Harshaw inzwischen eine zweite Kapselung angebracht hat, um den neuen Pulser besser vor Feuchtigkeit zu schützen.

Teil b) zeigt beide Kristalle mit 40-facher Vergrößerung. Um die Kontraste zu verstärken fiel das Licht extrem flach ein. Während der neue Pulser links eine glatte, fast regelmäßige Vertiefung aufweist, die auch vom Schneiden des Kristalls herrühren kann, wirkt der alte Kristall wie 'angefressen'. Die Spuren von Feuchtigkeit sind deutlich zu erkennen.

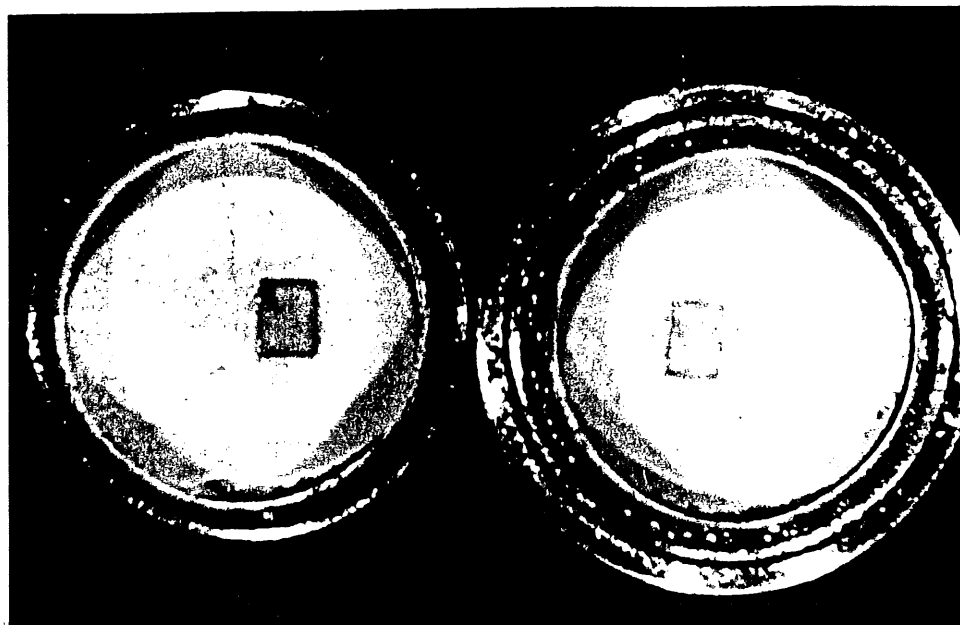


Abbildung 8.7: Vergrößerte Aufnahmen der beiden NaI(Am+TL)-Pulsers  
links der "alte", rechts der "neue" Kristall  
oben: a) 6.4-fache, unten: b) 40-fache Vergrößerung

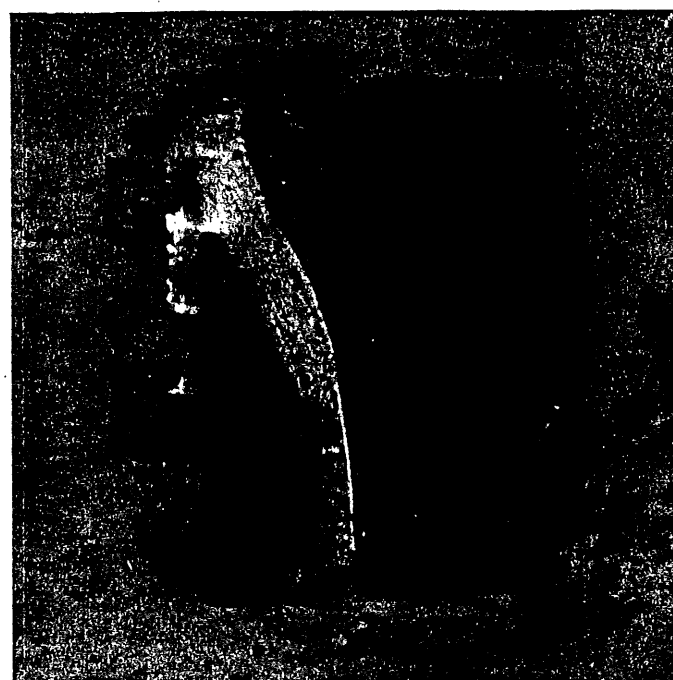


Abb. 8.8 zeigt ein Spektrum des alten Pulsers vom 1.12.88. Die angepasste Kurve ist aus zwei asymmetrischen Gauss-Kurven durch Addition entstanden. Die Summe beschreibt das Spektrum sehr gut, insbesondere die Wendepunkte der Steigung unterhalb des Maximums. Die untere Kurve wurde an das Histogramm nach Abzug des ersten Fits angepasst. Beide Kurven haben eine Auflösung von 4.7 %. Die Unsicherheiten, mit der die beiden Peaklagen bestimmt wurden, ist allerdings deutlich größer als beim neuen Pulser, sie beträgt 2.4 % bzw. 3.6 %.

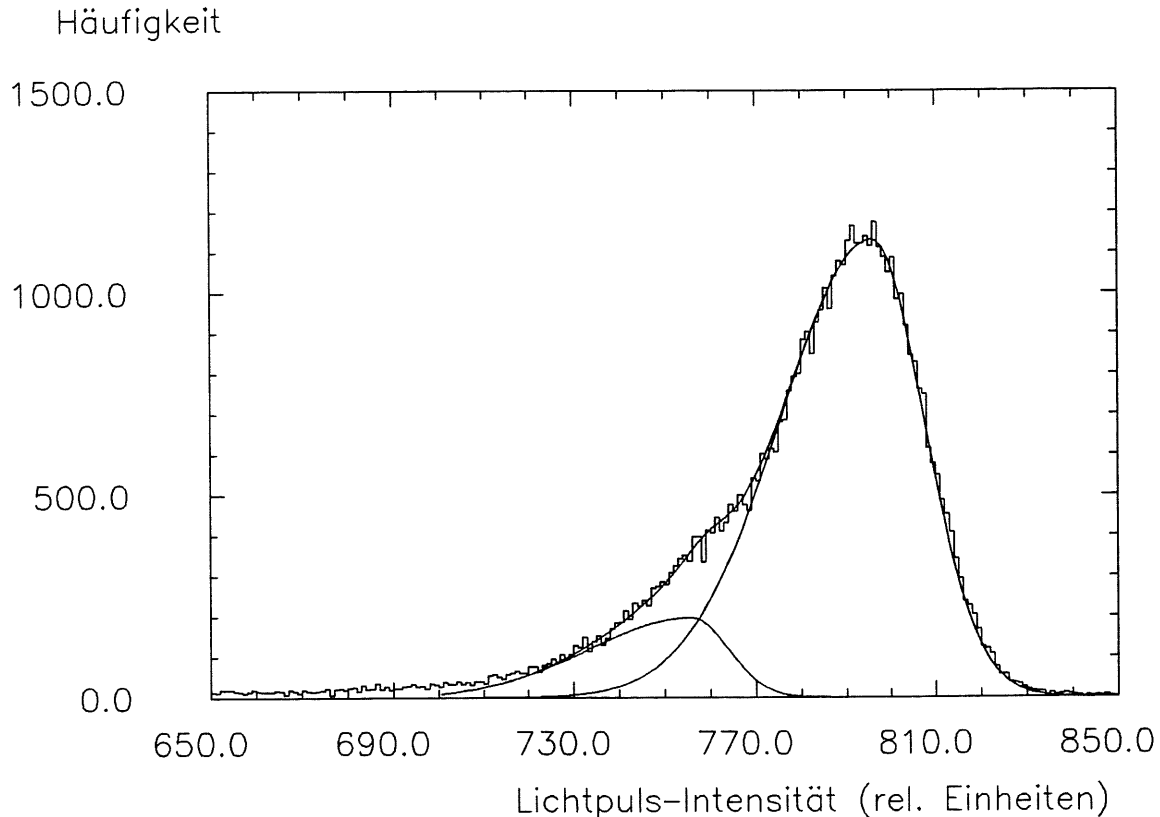


Abbildung 8.8: Spektrum des alten Pulsers als Summe asym. Funktionen

Es liegt nun nahe, die Abweichung zwischen Funktion und Spektrum unterhalb des Maximums auch bei dem neuen Pulser mit einer zweiten asymmetrischen Kurve zu erklären. Abb. 8.9 zeigt das Ergebnis für ein Spektrum des neuen Pulsers, das am 31.5.89 aufgenommen wurde. Dabei fällt vor allem auf, daß die Höhe der zweiten Funktion im Vergleich zur ersten viel geringer ist als beim alten Pulser. Im Vergleich zu einem Spektrum, das mit dem neuen Pulser am 4.1.89 aufgenommen wurde, ist allerdings die zweite Funktion schon höher geworden, und ein wenig weiter vom Maximum entfernt. Beides ist allerdings noch nicht signifikant, da z.B. die Entfernung von etwa 4 % auf 5 % angestiegen ist, beide Peaks aber nur auf etwa 1 % genau bestimmt sind. Trotzdem sollte dieses Verhalten weiterhin beobachtet werden.

Welche Erklärung gibt es dafür, daß die Spektren durch eine Summe zweier Funktionen beschrieben werden können? Das Szintillationslicht der Pulser wird durch die  $\alpha$ -Strahlung des Americium ausgelöst, also im Gegensatz zur Umwandlung von  $\gamma$ -Strahlen in dichtionisierenden Spuren erzeugt. Das Auftreten eines zweiten Peaks wäre z.B. dadurch zu erklären, daß am Rand des Kristall auftretende Zerfälle nicht die gleiche Lichtmenge erzeugen, da nicht die gesamte Ionisationsspur im Kristall liegt. Die

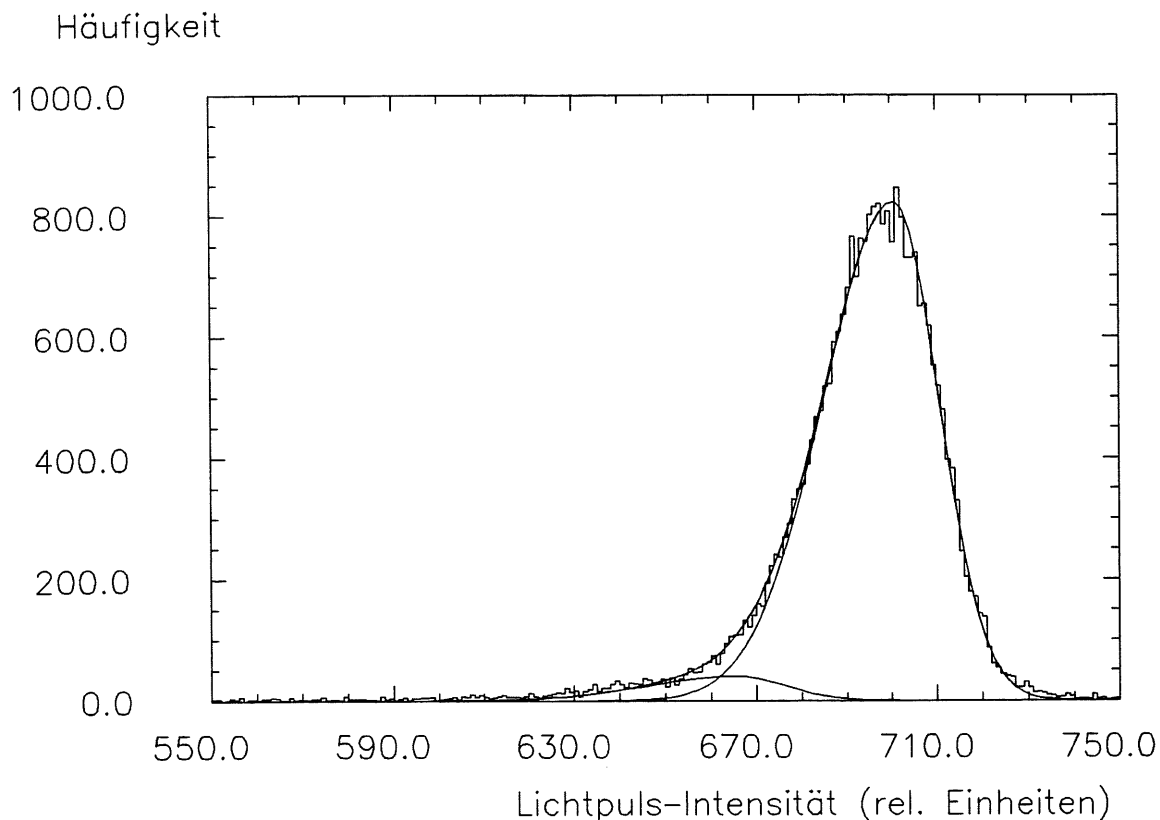


Abbildung 8.9: Spektrum des neuen Pulsers als Summe asym.Funktionen

Erhöhung und Verschiebung dieses zweiten Peaks würde durch das Entstehen weiterer Grenzflächen ausgelöst. Die einfachste geometrische Vorstellung wäre ein Bruch, aber auch die geschädigte Oberfläche des alten Kristalls könnte zum Auftreten einer solchen Grenzfläche führen. Die beobachtete Verschlechterung der Auflösung ist dann nur eine Folge dieses Prozesses. Ein Analyse des Spektrums kann daher genauer und früher Aufschluß über einen Schaden bieten.

Schließlich wurde noch ein weiteres Exemplar eines NaI(Am+Tl)-Pulsers getestet, das im Monitorsystem des *Crystall Barrel*-Detektors eingesetzt werden soll [KAM89]. Am 13.1.89 und am 30.3.89 wurden Spektren mit einem äquivalenten Aufbau aufgenommen. Abb. 8.10 zeigt ein Spektrum, daß am späteren Zeitpunkt aufgenommen wurde. Es ist zu erkennen, daß der Pulser eine ganz andere Form des Spektrums aufweist. Die Beschreibung mit der asymmetrischen Gauss-Funktion ist erheblich schlechter, da sie auf beiden Seiten deutlich von Spektrum abweicht. Die Form des Spektrums war bei beiden Messungen gleich, die Auflösung nahm von 4.7 % auf 4.3 % ab, was auf die unzureichende Fit-Funktion zurückzuführen ist. Da nicht erkennbar ist, daß sich die Abweichung zwischen Funktion und Histogramm bei der zweiten Messung vergrößert hat — was ein Zeichen für das Wachsen eines zweiten Peaks wäre — kann man davon ausgehen, daß dieser Pulser ungeschädigt ist.

Es fällt auf, daß beide Pulser, die noch in Ordnung sind, vom Werk mit einer zweiten Kapselung versehen wurden, die der alte Pulser nicht hatte. Außerdem wurde der alte Pulser einige Wochen in einem teilevakuierten Exsiccator aufbewahrt. Es ist möglich, daß seine einfache Kapselung durch den internen Überdruck geschädigt wurde, obwohl man annehmen sollte, daß diese mit einem großen Sicherheitsfaktor

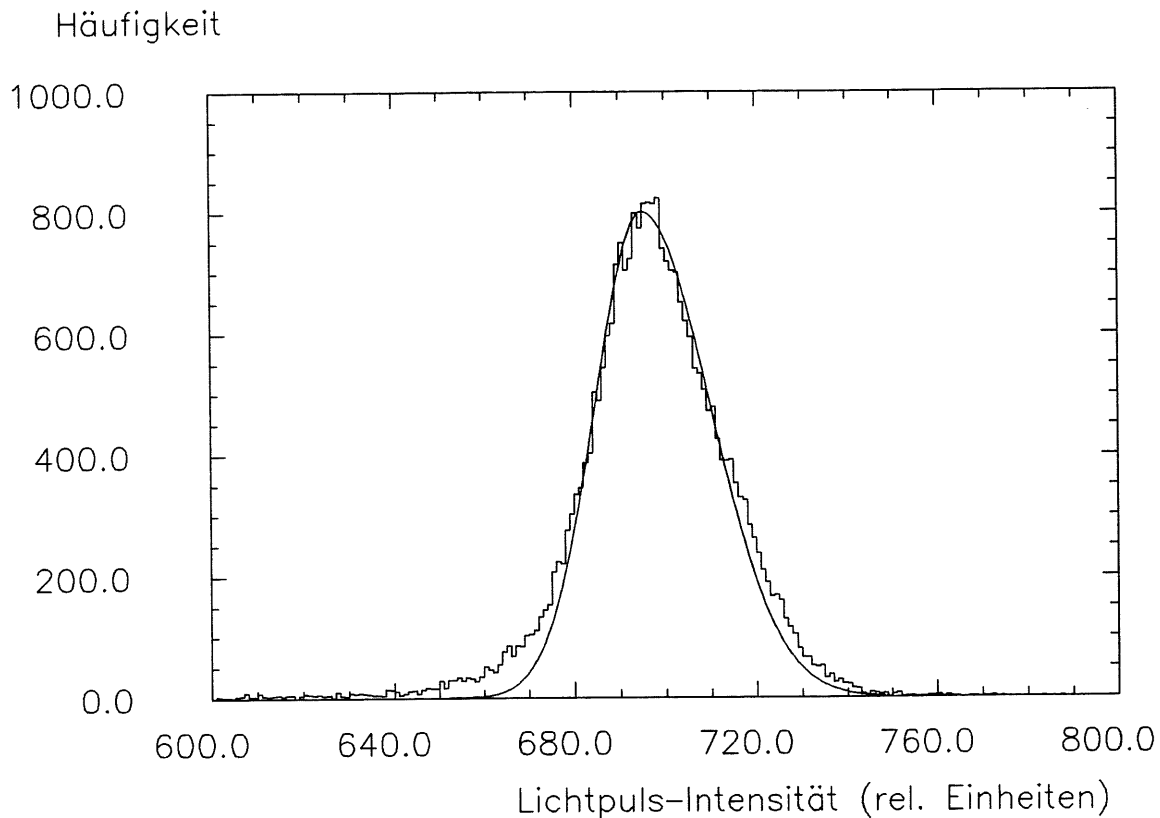


Abbildung 8.10: Spektrum des Am-Pulsers der *Crystall Barrel*-Kollaboration

dem Druckunterschied standhält, den schon eine trockene Lagerung (Entfernen des Wasserdampf-Partialdruckes) darstellt.

*Ein NaI(Am+Tl)-Pulser erscheint als alleinige mittel- oder langfristige Referenz nicht geeignet. Zwar sind zwei von drei getesteten Exemplaren noch ungeschädigt (siehe auch Abschnitt 8.5), aber das ist keine Garantie für ihre weitere Einsetzbarkeit. Die bereits vorgeschlagene  $\gamma$ -Quelle auf einem CsI-Kristall kann die Funktion des Am-Pulsers dann vollständig übernehmen, wenn ihre Aktivität hoch genug, also vergleichbar mit der Frequenz des Lasers ist.*

## 8.4 Der HV-Test

Ein wichtiger Test des Referenzsystems ist seine Fähigkeit, auch bei starken Schwankungen des Photomultiplier-Gains die Referenzinformation aufrechtzuerhalten. Die Gain-schwankungen wurden simuliert, indem die Versorgungsspannung verändert wurde. Abb. 8.11 stellt das Ergebnis des Tests dar. Die Versorgungsspannung wurde von 800–1200 V variiert. Bei verschiedenen Spannungen wurden dann Spektren aufgenommen, die den Abbn. 8.3 und 8.4 entsprechen. Die offenen Kreissymbole zeigen, wie sich die Lage des durch UV-Licht erzeugten Peaks bezogen auf den Wert bei 1200 V veränderte. Sie beziehen sich auf die *rechte* Seitenskala, die von 0 bis 100 % reicht. Die Lage veränderte sich also um etwa einen Faktor 30. Bei 900 und 1075 V mußte die Verstärkung angepasst

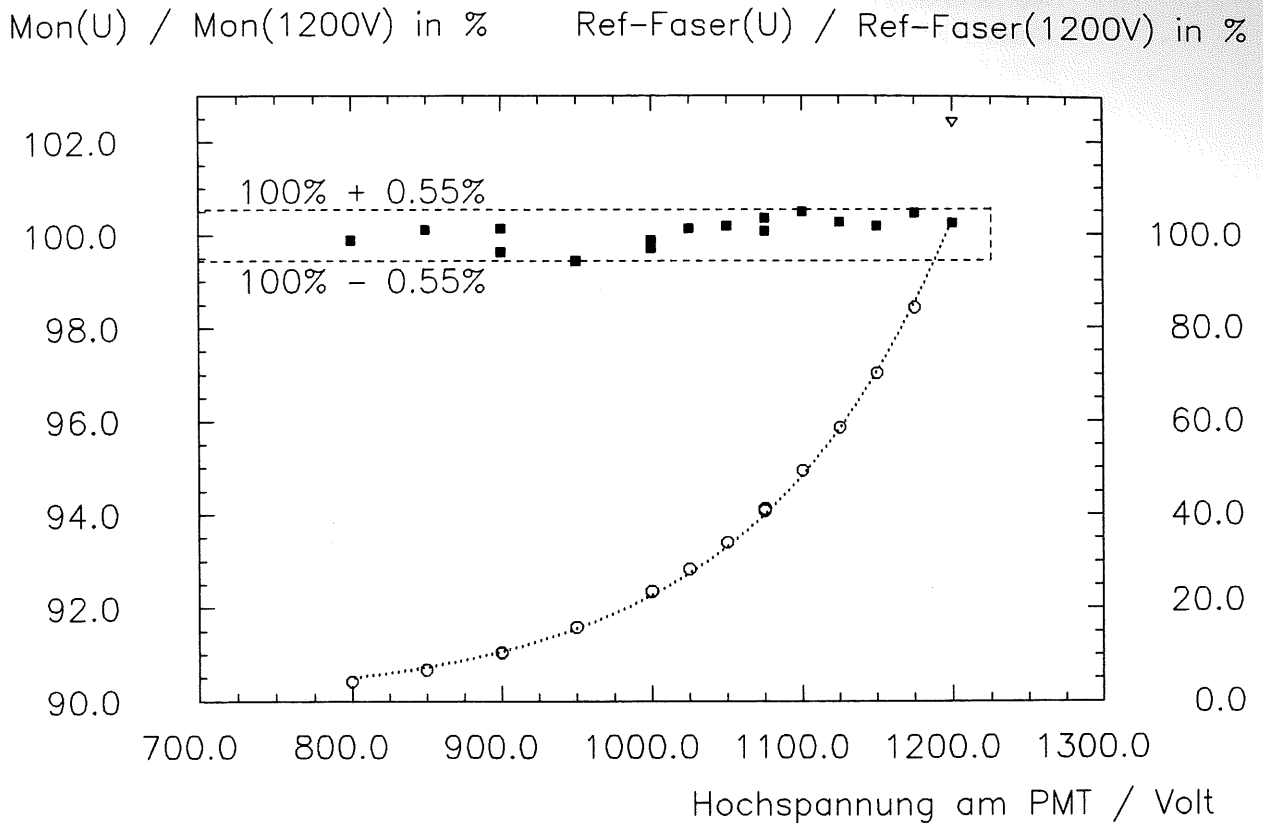


Abbildung 8.11: Ergebnis des HV-Tests, Erklärung siehe Text

werden, die Übereinstimmung bei beiden Einstellungen ist gut. Die angepasste Kurve ist eine Exponentialfunktion, mit deren Hilfe die Steigung bei 1200 V bestimmt wurde. Sie beträgt 0.7 %/V.

Die ausgefüllten Quadrate zeigen den Quotienten aus den Peaklagen von Am-Pulsers und UV-Licht, berechnet nach Abzug des Offsets des benutzten ADCs. Sie beziehen sich auf die *linke* Skala, und es ist zu erkennen, daß kein Punkt mehr als 0.55 % vom Durchschnitt abweicht. Eine Stabilisierung mit dieser Genauigkeit wäre nur zu erreichen, wenn die Versorgungsspannung besser als auf 0.8 V kontrolliert werden könnte und es sonst keine Ursachen für Gainschwankungen gäbe.

Das einzelne offene Dreieck bezieht sich ebenfalls auf die linke Skala. Es bezeichnet den Quotienten aus einem Spektrum, bei dem ein Magnet außen an die Hülle des Referenzsystems gehalten wurde. Der Quotient weicht um 2.5 % vom Durchschnitt ab. Trotz des  $\mu$ -Metall-Zylinders reagiert das System also immer noch sehr empfindlich auf Magnetfelder. Die Erklärung ist darin zu suchen, daß die beiden Signale, deren Quotient hier gebildet wurde, an verschiedenen Stellen der Photokathode erzeugt wurden. Das Magnetfeld hebt aber die näherungsweise Isotropie der Kathode auf und wirkt daher sehr stark auf den Quotienten. Daher wäre Abhilfe vielleicht dadurch zu erreichen, daß der Szintillator verkleinert würde, und das Licht des Am-Pulsers auch durch den Szintillator geleitet würde. Aber auch dann sollte der Referenz-Photomultiplier vor starken Magnetfeldern geschützt und daher am Experimentenkontrollstand in der Messhütte betrieben werden.

Das Referenzsystem hat eine wichtige Prüfung mit guten Ergebnissen bestanden. Trotz starker Veränderungen in der Verstärkung des Photomultipliers blieb der Quotient aus kurz- und mittelfristiger Referenz auf  $\pm 0.55\%$  konstant.

## 8.5 Langzeitüberwachung des Referenzsystems

Wegen der schlechten Erfahrungen mit dem alten NaI(Am+Tl)-Pulser und um die Fähigkeit des Referenzsystems zu testen, die Veränderung der Verstärkung des Photomultipliers zu korrigieren, wurden seit dem 4.1.89 regelmäßig Spektren des Pulsers aufgenommen. Seit dem 30.1.89 konnten diese auch mit Spektren einer der beiden  $\gamma$ -Quellen verglichen werden. Wie bereits in Abschnitt 8.2 erwähnt, war die Lage des Peaks nur auf etwa 10% bekannt, so daß die Veränderungen von Tag zu Tag erheblich kleiner waren als die Unsicherheit der Fits. Trotzdem wurde die Korrektur vorgenommen. Abb. 8.12 zeigt die Lage des Peaks des Am-Pulser-Spektrums. Die offenen Symbole sind die unkorrigierten Lagen. Nach dem 25. Tag wurden sowohl der Photomultiplier, als auch der Verstärker gewechselt, was die Veränderung erklärt. Vom 30. Tag bis zum 119. Tag nahm die Pulshöhe ständig ab. Die angepasste Gerade fällt um  $0.40 \pm 0.07$  Einheiten pro Tag ab. Am 128. Tag fiel der benutzte Verstärker aus und mußte ersetzt werden, so daß der digitalisierte Wert stark absank.

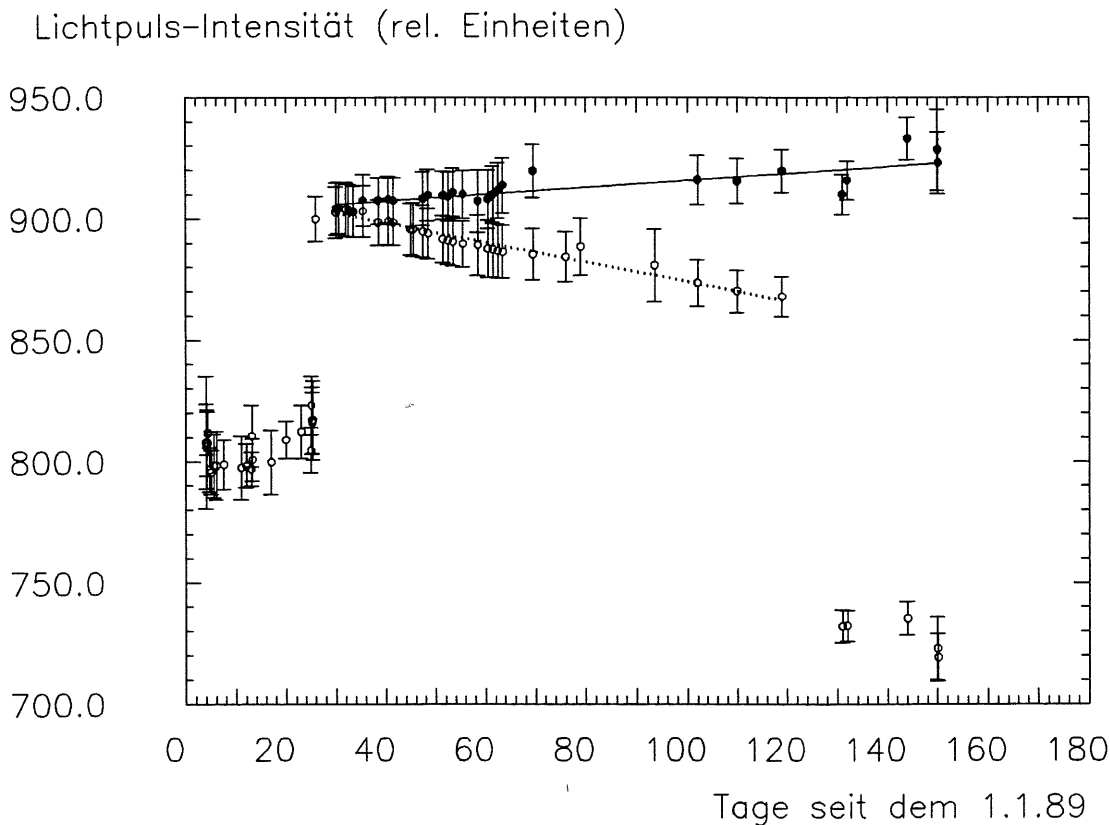


Abbildung 8.12: Langzeitüberwachung der Am-Pulser-Pulshöhe



Die ausgefüllten Kreise zeigen die korrigierte Pulshöhe, wobei die Referenzgleichung (3.4) sinngemäß angewendet wurde. Als Zeitbezugspunkt wurde der 30.1.89 benutzt. Die Korrektur erfolgte bis zum 69. Tag mit der Am-, danach mit der Na-Quelle. Mithilfe dieser Überwachung und dem Einsatz eines elektronischen Pulsers konnte auch über den Verstärkerausfall hinweg die Korrektur aufrecht erhalten werden. Die angepasste Gerade hat eine schwache positive Steigung von  $0.14 \pm 0.05$  Einheiten pro Tag, die aber eher von den Schwierigkeiten mit der geringen Pulshöhe der Am-Quelle herrührt, als von physikalischen Ursachen.

Die bei den unkorrigierten Daten beobachtete Abnahme der Pulshöhe hat ihre Ursache wohl in einer Abnahme der Verstärkung des Photomultipliers. In der Tat wurde auch bei gelegentlichen Messungen festgestellt, daß die Spannung abgenommen hatte. Daraus folgt, daß der NaI(Am+Tl)-Pulsers bisher ungeschädigt geblieben ist. Dieses Er-

Auflösung des Am-Pulsers in %

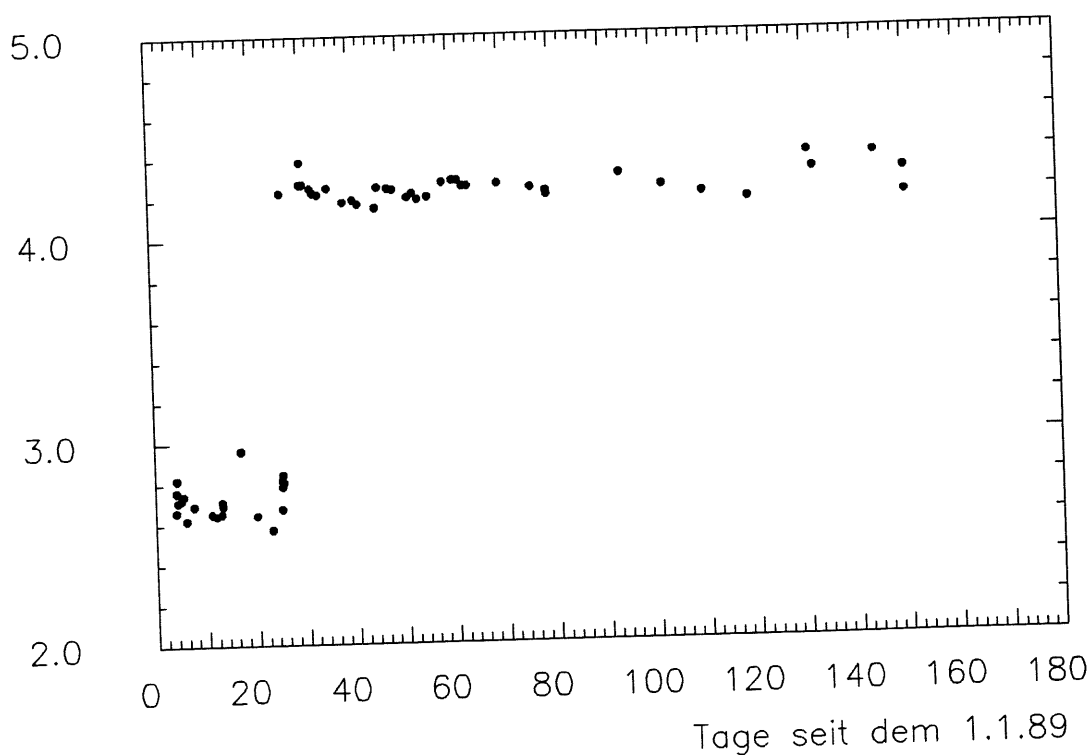


Abbildung 8.13: Langzeitüberwachung der Am-Pulsers-Auflösung

gebnis wird— neben der Analyse des Spektrums in Abb. 8.9 — auch durch Abb. 8.13 gestützt, die die Auflösung als Funktion der Zeit zeigt. Nach dem Sprung anlässlich des Verstärker-Wechsels am 25.1.89 ist keine Tendenz mehr zu erkennen, die auf eine Schädigung des Pulsers hinweisen würde.

Da der Am-Pulsers also in Ordnung ist, können mit seiner Hilfe auch die zwischen dem 25.1.89 und dem 11.3.89 aufgenommenen Spektren des UV-Lichtes ausgewertet werden. Abb. 8.14 zeigt die jeweils auf die korrigierte Pulshöhe des Am-Pulsers normierten Peaklagen des UV-Lichtes. Die Sprünge am 30. und 35. Tag entstanden durch eine Neu- montage der Faser. Die Intensität der Lampe nimmt offenbar stetig und gleichmäßig ab. Die Steigung wurde vom 35.–76. Tag durch eine angepasste Gerade bestimmt, deren Steigung auch die vorherigen Punkte gut beschreibt. Sie beträgt etwa  $0.92 \pm 0.09$  Einheiten pro Tag bei einer Pulshöhe von etwa 270 Einheiten am Anfang. Die Abnahme

ist mit 14 % deutlich größer als der (rechnerische) Anstieg der korrigierten Am-Pulser-Pulshöhe im gleichen Zeitraum, der unterhalb von 1 % liegt.

Pulshöhe Faser normiert auf Am-Pulser

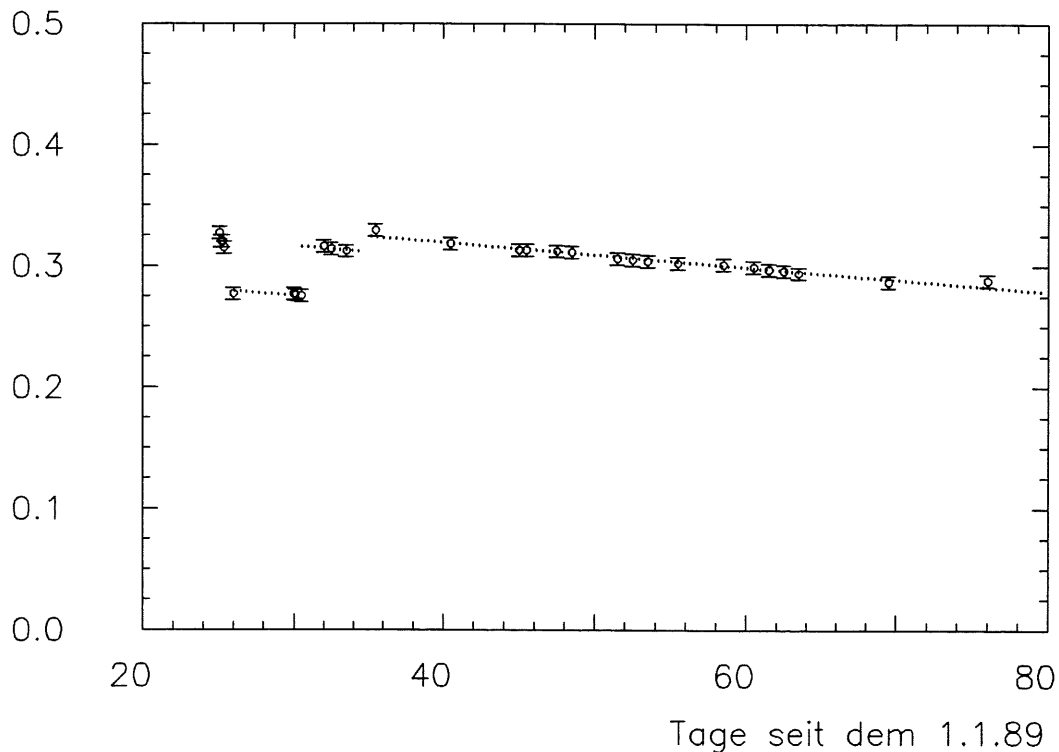


Abbildung 8.14: Intensität des Lichtes aus der Referenzfaser, normiert auf die korrigierte Pulshöhe des Am-Pulsers

Bei den Untersuchungen in Abschnitt 5.4 war von einer solchen Abnahme über einen Zeitraum von gut zwei Wochen noch nichts zu spüren. Es ist möglich, daß der Alterungsprozeß der Xe-Lampe erst später einsetzte, da die Lampe ununterbrochen eingeschaltet war. Die zweite Möglichkeit, die allerdings auch nicht ausgeschlossen werden kann, ist eine Alterung der Referenz-Faser. Ein etwaiges Altern der Primärfaser kann keine nachteiligen Effekte auf die Funktion des Monitorsystems haben, solange die Konstanz der Verteilung gegeben ist. Ein unkontrolliertes Altern der Referenzfaser wäre jedoch fatal. Hier bekommen die Nebenreferenz-Systeme ihre Berechtigung, von denen mindestens eins mit einer möglichst kurzen Faser abgeschirmt vor Strahlung und anderen Umwelteinflüssen in der Nähe des Verteilers stehen sollte. Ein weiteres könnte die Intensität des Lasers selbst überwachen. Dabei ist es gar nicht nötig, alle diese Nebenreferenzsysteme regelmäßig in die Haupt-Referenzgleichung einzubeziehen. Sie dienen primär diagnostischen Zwecken und müssen von Zeit zu Zeit kontrolliert werden.

*Das Hauptreferenzsystem soll eine zutreffende Information über die augenblickliche Intensität der zentralen Lichtquelle und damit über die Pulshöhe der Monitorsignale liefern. Der gezeigte Aufbau hat diese Aufgabe erfüllt, soweit das ohne ein funktionstüchtiges Verteilungssystem erkennbar war. Trotz starker Veränderungen der Verstärkung des Photomultipliers und in einem mehrmonatigen Dauertest wurde das System stabilisiert und konnte so die Abnahme der Lichtintensität der Xe-Lampe zweifelsfrei nachweisen.*

*Um Schwierigkeiten mit dem NaI(Am+Tl)-Pulser zu umgehen, sollte das System jedoch so verändert werden, daß mittel- und langfristige Referenz durch eine Quelle mit genügender Energie und Aktivität ersetzt werden. Außerdem sollte das Haupt-Referenzsystem vor dem Einfluß von Magnetfeldern geschützt und durch einige Neben-Referenzsysteme mit diagnostischen Aufgaben ergänzt werden.*

# Kapitel 9

## Zusammenfassung

Die Ergebnisse dieser Arbeit sollen zusammengefasst werden. Wie in Kapitel 2 gezeigt wurde, steht den möglichen Veränderungen der Kalibrationskonstanten — Strahlenschäden und andere, nicht quantifizierbare Effekte, während mechanische Ursachen ausgeschlossen werden können — die Möglichkeit gegenüber, das Kalorimeter mit quasielastischen Streuereignissen in regelmäßigen Abständen nachzueichen. Wegen der geringen Zählrate besonders im Außenbereich des Kalorimeters vergehen aber mehrere Wochen, bis an die aufgelaufenen Ereignisse mit der erforderlichen Genauigkeit eine Funktion angepasst werden kann. Daraus wurde der Schluß gezogen, daß das BEMC ein Monitorsystem erhalten muß, das zeitlich zwischen den Nacheichungen vermitteln kann. Dabei müssen Monitorsignale verwendet werden, die die Szintillation in den Modulen anregen können.

In Kapitel 3 wurden nach einem Überblick über die Literatur die Begriffe geklärt. Dabei wurde besonders die Bedeutung der Reproduzierbarkeit der Monitorsignale herausgestellt, die besonders beim Entwurf der Verteilungsstufen, aber auch allgemein beim Aufbau des Monitorsystems beachtet werden muß. Eine Vergleichbarkeit aller Monitorsignale ist dagegen kaum zu erreichen. Außerdem wurde ein modellhaftes Referenzsystem vorgestellt.

In Kapitel 4 wurde daraufhin ein Konzept eines Monitorsystems entwickelt. Die Überwachungsaufgabe in der Terminologie des Kapitels 3 heißt "Überwachung des gesamten Signalweges". Weil das BEMC mit Photodioden ausgelesen wird, muß das Monitorsystem das UV-Licht einer zentralen Lichtquelle mithilfe von optischen Quarzfasern und eines Verteilungssystems in die Module einspeisen. Weiterhin muß ein leistungsfähiges Referenzsystem aufgebaut werden. In den folgenden Kapiteln wurden Tests durchgeführt, um die Realisierbarkeit der Komponenten und damit des Gesamtkonzeptes zu zeigen.

In Kapitel 5 wurden die Eigenschaften der in dieser Arbeit benutzten Xe-Blitzlampe und diverser Filter im Wellenlängenbereich von etwa 300–800 nm mit einem Spektrographen getestet. Die Stabilität der Lampe war nach anfänglichen Schwierigkeiten über den Zeitraum einzelner Messungen so gut, daß auf die ständige Aufnahme einer Intensitätsreferenz verzichtet werden konnte. Statt dessen wurden Konsistenzprüfungen der Daten vorgenommen. Mit einem UV- und einem Blau-Filter versehen, konnte das Spektrum der Lampe auf eine breite 'Linie' bei 360 nm eingeschränkt werden und war so gut mit der Wellenlänge eines Stickstoff-Lasers ( $\lambda = 337 \text{ nm}$ ) vergleichbar. Schließlich wurde die Intensität der Blitzlampe mit dem Laser verglichen, der mindestens um einen Faktor 175 intensiveres Licht liefert. Die Xe-Lampe ist zwar — im Gegensatz zum Laser — aufgrund ihrer Pulslänge und mangelnden Gesamt-Intensität nicht als zentrale

Lichtquelle für das Monitorsystem geeignet, für den Test einzelner Fasern reicht die Lichtmenge im UV jedoch aus.

In Kapitel 6 wurden die Quarz-Fasern getestet. Das wichtigste Ergebnis war ihre generelle Eignung, UV-Licht ohne unzumutbare Verluste weiterzuleiten. Die Abschwächlänge beim besten Typ, der HCN 200 Faser von Ensign Bickford, betrug bei  $337\text{ nm}$   $5.71\text{ m}$ . Die Fasern reagierten unempfindlich auf Krümmungen, bis zu einem Krümmungsradius von  $20\text{ mm}$  war kein Intensitätsverlust festzustellen. Die numerische Apertur der Fasern konnte nicht genau gemessen werden, da der Einfluß der Winkelverteilung des Lichtes bei der Einkopplung nicht ausgeschlossen werden konnte. Es war erkennbar, daß die numerische Apertur bei geringeren Wellenlängen abnimmt, so daß die Herstellerangaben auf unseren Einsatz im nahen UV-Bereich nicht übertragbar sind. Es zeigte sich, daß die Stecker, in denen die Enden der Fasern versenkt waren, um sie vor mechanischen Schäden zu schützen, die Winkelakzeptanz nicht beeinflusste. Die Stecker ermöglichten eine hohe Reproduzierbarkeit des optischen Kontaktes. Beim Vergleich von mehreren Fasern des gleichen Typs zeigt sich, daß ihre Transmission um einen Mittelwert streute. Die Größe dieser Streuung wurde durch die Vergleichbarkeit der Stecker gegenüber älteren Fasern erheblich verringert. Es bleiben jedoch Unterschiede aufgrund der Ein- und Austrittsflächen und der Stecker bestehen. Weiterhin zeigte sich, daß die Fasern auf mechanische Veränderungen bei der Lichteinkopplung erheblich empfindlicher reagierten als bei der Auskopplung.

In Kapitel 7 wurden Elemente des Verteilungssystems getestet, darunter Diffusoren, Scheiben aus Plexiglas, Szintillator- und Wellenlängenschieber-Material, sowie ein Mischerstab. Das wichtigste Ergebnis war, daß die Grundvoraussetzung für ein funktionierendes Verteilungssystem, die zeitliche Konstanz, nicht gegeben war. Die Elemente wurden jedoch auf ihre Verteilungswirkung getestet, wobei ein beidseitig aufgerauhter Diffusor in Zusammenarbeit mit einer Homogenisierung durch größere Entfernung die besten Ergebnisse lieferte. Außerdem wurde die relative Reflektivität verschiedener Papiere und von aluminisierter Mylar-Folie mit der Totalreflektion an den Innenwänden des Mixers verglichen. Bereinigt um die Abschwächung des Lichtes war letztere am effektivsten. Es ist anzunehmen, daß ein Mischerstab mit realistischen Dimensionen dann gut als Verteilungsstufe arbeiten kann, wenn ein optischer Kontakt mit dem Faserbündel vorliegt. Schließlich wurden noch die Transmissionen von SCSN 38 und Y 7 gemessen und ein Silikonöl auf seine Eignung zur Verbesserung des optischen Kontaktes getestet. Der Einsatz wurde verworfen, da das Öl statt durch Ausgleich von Oberflächenschäden die Transmission zu erhöhen, entgegengesetzt wirkte.

In Kapitel 8 wurde das Referenzsystem getestet. Neben einer genauen Analyse der Spektren von verschiedenen NaI(Am+Tl)-Pulsern und dem Versuch, ihre Schäden zu erklären, wurde das Zusammenspiel der drei Referenzsignale untersucht: kurzfristige Referenz mittels Quarz-Faser, die UV-Licht von der Lampe führt, mittelfristige Referenz durch den Am-Pulser, langfristige Referenz mittels  $\gamma$ -Quelle. Wegen der genannten Probleme mit dem Verteilungssystem konnte die kurzfristige Referenz nicht wie vorgesehen pulswise, sondern nur mit den Peaklagen von Spektren durchgeführt werden. Trotzdem arbeitete der Referenz-Photomultiplier sehr erfolgreich. Es wurden Gainveränderung um einen Faktor 30 simuliert (durch Verstellen der Hochspannung). Der Quotient aus UV-Licht aus der Faser und dem Licht aus dem Am-Pulser blieb auf  $\pm 0.55\%$  stabil. Mithilfe der  $\gamma$ -Quelle wurde in einem 5-monatigen Test die Abnahme des Gains des Photomultipliers als Ursache für die beobachtete Abnahme der Pulshöhe des Am-Pulsers erkannt. Auch über den Ausfall des Verstärkers hinweg konnte die Pulshöhe korrigiert, und damit zweifelsfrei ermittelt werden, daß die Intensität der Xe-Lampe über zwei Monate Dauerbetrieb um etwa  $20\%$  abnahm.

Es zeigte sich jedoch, daß beide benutzten  $\gamma$ -Quellen ungeschickt gewählt waren. Für die Zukunft sollten mittel- und langfristige Referenz durch eine Quelle mit genügender Aktivität und Energie (ca.  $2\text{ MeV}$ ) auf einem CsI-Kristall ersetzt werden, in dem auch das Licht aus der Referenzfaser umgewandelt wird. Bedeckt dieser Kristall die gesamte Kathodenfläche, so ist auch zu erwarten, daß Magnetfelder nicht mehr so starke Störungen auf das Referenzsystem ausüben können wie beobachtet.

An der technischen Ausführbarkeit des Konzeptes besteht nach diesen Messungen kein grundsätzlicher Zweifel mehr. Bei der Umsetzung werden vermehrt Detailprobleme auftreten. Weiteres zu den Eigenschaften des Lasers und zum Aufbau eines funktionierenden Verteilungssystems wird bei [FLE90] beschrieben werden. Veränderungen am vorgestellten Konzept werden dabei auch auftreten. Neben dem verbesserten Referenzsystem wird eine Zweiteilung des Verteilungssystems durch einen Strahlteiler direkt nach dem Ende der Primärfaser erwogen, um die beiden Fasern einzeln ansprechen zu können. Die Fasern, die zur Überwachung der Dioden der Zusatz-Wellenlängenschieber vorgesehen waren, werden dagegen wohl eingespart, da es Probleme mit der optischen Abschirmung gibt. Aber all dieses führt bereits über den Rahmen dieser Arbeit hinaus.

## Anhang A

# Monitorsystem-Bibliographie

Im folgenden wird eine (unvollständige) Bibliographie der Monitorsysteme erstellt, die demjenigen Leser, der an weiteren Einzelheiten interessiert ist, eine Möglichkeit bieten soll, die ausgewerteten Artikel nachzulesen.

<b>Detektor</b>	<b>Art</b>	<b>Referenz</b>
ARGUS	e.m. Sampling-Kalorimeter	[DRE86]
CDF	e.m. Sampling-Kalorimeter	[HAH88]
	had. Sampling-Kalorimeter	[BET88]
Crystal Ball	NaI-Kalorimeter	[KIE87]
EHS	Pb-Glas $\gamma$ -Zähler	[POW82]
	had. Sampling-Kalorimeter	[BOR84]
HRS	Sampling-Kalorimeter	[LOO86] und [SMI83]
KARMEN	fl. Szint. Neutrino-Detektor	[MOM86]
MARK I	Pb-Glas-Kalorimeter	[MAD79]
MARK III	TOF	[BRO84]
NA5	e.m. u. had. Sampling-Kalorimeter	[PAL81]
SAPHIR (Genf)	Pb-Glas-Kalorimeter	[WIE86] und [PEI87]
SAPHIR (Bonn)	TOF	[THI85]
TOPAZ	Pb-Glas-Kalorimeter	[KAW87]
	TOF	[KIS87]

<b>Detektor</b>	<b>Art</b>	<b>Referenz</b>
UA1	e.m. Sampling-Kalorimeter	[COC86]
	had. Sampling-Kalorimeter	[COR85]
UA2	e.m. u. had. Sampling-Kalorimeter	[BEE84]
UA5	TOF	[BER81]
VENUS	Pb-Glas-Kalorimeter	[SUM87]
WA70	e.m. Sampling-Kalorimeter	[BON87]
WA78	e.m. Sampling-Kalorimeter	[VIN85] und [CAT86]
ZEUS	e.m. u. had. Sampling-Kalorimeter	[BRU86] und [ZEU87]



## Anhang B

# Herstellung der Stecker

Dieser Anhang beschreibt die Herstellung der Stecker, mit denen die getesteten Quarzfasern versehen wurden. Dabei werden auch alle Beobachtungen aufgeführt, die dabei gemacht wurden, und die für die Auswahl eines bestimmten Fasertyps wichtig sein können.

### Benutzte Materialien

**Stahlröhrchen I:** Innendurchmesser 0.6 mm, Außendurchmesser 1.0 mm, Länge 60 mm;

**Stahlröhrchen II:** Innendurchmesser 1.0 mm, Außendurchmesser 3.2 mm, Länge 37 mm, mit Markierungslinie parallel zur Achse;

**Schrumpfschlauch:** schwarz, schrumpft von 1.6 auf 0.8 mm Innendurchmesser, Länge ca. 100 mm.

### Werkzeuge

**Abisolierzange:** Siemens Typ (0.30/28 AWG), mit Halterung, so daß die Isolierung 40 mm vom Ende der Faser geschnitten wurde;

**Crimpzange:** DMC Typ AMF 8 mit Anschlag, so daß bei 30 mm vom Ende des Stahlröhrchens I gecrimpt wurde;

**Faserschneider:** Biccotest T402 Optical Fibre Cutting Tool. Diese Gerät schneidet nur den Faser-Kern. Dabei wird die Faser auf beiden Seiten der Schnittstelle auf Knopfdruck gefasst (wobei einseitig noch Mantel und Hülle vorhanden sein können), gespannt und mit einer Diamantschneide der Kern angeritzt, so daß er bricht. Mehr zur Güte dieses Schneidvorganges siehe Abb. 6.4

### Herstellungsvorgang

1. Stahlröhrchen I wird aufgeschoben. Das muß vor dem Schneiden geschehen, damit die frisch geschnittene Oberfläche nicht beschädigt wird;
2. Die Faser wird bei 40 mm abisoliert, so daß der Kern freiliegt. Dieses Maß kann höchstens auf 25 mm reduziert werden, da sonst das Schneidegerät nicht mehr greift;
3. Mit einer Optikerlupe (Vergrößerung mindestens zehnfach) wird kontrolliert, ob der Kern 5 mm vor dem Ende des Mantels unverletzt ist;

4. Faser wird 2–3 mm hinter dem Ende des Mantels geschnitten;
5. Verunreinigungen werden vorsichtig zum Ende hin abgestreift. Das Stahlröhrchen I wird vorwärts geschoben, so daß die geschnittene Fläche ca. 1 mm in ihm verschwindet. Außerdem sollte die Faser möglichst zentrisch in dem Röhrchen sitzen. Bei der Beurteilung von beidem hilft Beleuchtung der Faser am anderen Ende. Der Sitz der Faser wird mit der Lupe kontrolliert;
6. Das Stahlröhrchen wird gecrimpt. Danach nochmalige Kontrolle. Das Ende muß rund aussehen;
7. Der Schrumpfschlauch wird aufgeschoben;
8. Von 5 mm über der Crimpung (d.h. zum Faserende hin) bis 20 mm unter der Crimpung wird Sekundenkleber (Cyanacrylat o.ä.) aufgetragen. Dabei Handschuhe tragen;
9. Stahlröhrchen II wird unter Drehungen aufgeschoben.
10. Der Stecker wird in die Klebehalterung gesteckt. An beiden Teilen wird nachgedrückt, damit der vorgesehene Abstand stimmt. Dieser Abstand wird durch die Halterung bestimmt: hier war die dünne Bohrung 15 mm tiefer als die dickere. Die Klebung muß nicht länger als etwa fünf Minuten trocknen.
11. Der Schrumpfschlauch wird zum Stecker geschoben und vom oberen Ende langsam unter leichter Drehung und leichter Spannung der Faser in ganzer Länge eingeschrumpft. Er hat mehrere Funktionen: er soll Lichtlecks, die überhaupt nur kurz vor den Enden schädlich sein können (siehe Abschnitt 6.1) verhindern, er soll starke Krümmung am Ende vermeiden und die Faser vor Bruch am unteren Ende von Röhrchen I schützen;
12. Der zweite Stecker wird genauso hergestellt. Das Schneiden mehrerer Fasern auf gleiche Länge ist schwierig. Man kann nur von einer uniformen Länge ausgehen, um dann bei jedem Schritt mit jeder Faser genau gleich zu verfahren.
13. Die Länge der Faser wird festgestellt. Sie wird mit Datum, Kennzeichnung, Farbcode und sonstigen Besonderheiten auf einem Etikett notiert, das auf den Faserträger geklebt wird.
14. Die Farbcodierung der Stecker erfolgt nach der Tabelle.

### Farbcodierung der Stecker

Die Stecker werden mit Markierungen versehen, mit denen bis zu 120 Steckern eindeutig gekennzeichnet werden können. Die Markierungen bestehen aus ein bis vier farbigen Ringen, die am Stahlröhrchen II angebracht werden, und die Markierungslinie frei lassen. Dabei kennzeichnet der erste, oberste Ring den Typ der Faser.

Der zweite und ggf. dritte Ring zählen innerhalb eines Types von eins bis neun durch. Der letzte Ring ist ein breiter blauer Balken, mit dem das Ende der Faser am unteren Rand des Steckers markiert ist. Tabelle B.1 enthält neben der Farbcodierung auch die jeweiligen Längen der Fasern.

Als letztes soll der maximale Winkel abgeschätzt werden, den die Faserachse im Stecker zur Steckerachse einnehmen kann. Unter dem Einfluß der Schwerkraft wird das Ende der Faser einen Bogen einnehmen. Bei den HCP- und HCN-Fasern ist der Anfang

Nummer	2. Ring	PCS	HCP	HCN
		1. Ring schwarz	1. Ring blau	1. Ring grün
01	blank	l=467.0 cm	l=497.1 cm	l=487.5 cm
02	schwarz	l=481.3 cm	l=499.8 cm	l=515.1 cm
03	braun	l=481.5 cm	l=492.9 cm	l=508.8 cm
04	rot	l=481.1 cm	l=480.3 cm	l=498.7 cm
05	orange	l=479.5 cm	l=489.9 cm	l=493.7 cm
06	grün	l=479.8 cm	l=488.6 cm	l=488.5 cm
07	blau	l=481.1 cm	l=493.8 cm	l=491.6 cm
08	sw/sw	l=481.2 cm	l=499.7 cm	l=494.7 cm
09	sw/rot	l=481.2 cm	l=491.4 cm	l=492.2 cm

Tabelle B.1: Längen und Farbcodes der benutzen Quarz-Fasern

dieser Biegung die Crimpung des Röhrchens. Die Größe des Winkels wird geometrisch 0.45 Grad begrenzt. Bei den PCS-Fasern beginnt die Biegung am Ende des Mantels, begrenzend ist die Steifigkeit der Faser (die höher ist als bei den anderen Fasern), so daß der Winkel maximal 0.38 Grad ist. Der theoretische Höchstabstand zwischen der Innenwand des Röhrchens und dem Rand des Kerns beträgt 0.21 mm, mit den Winkeln folgt für HCP/HCN ein Mindestabstand von 0.13 mm, für PCS 0.18 mm. Starke Einschränkungen des Winkelbereichs sind also nicht zu befürchten.

# Literaturverzeichnis

- [ALB87] D.E. Alburger et al.  
CsI(TL)-<sup>241</sup>Am Calibration Source for Pb-Glass Detectors  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
A 254 (1987) 88-90
- [BAR76] M.K. Barnoski  
Fundamentals of Optical Fiber Communications  
Academic Press, New York, San Francisco, London, 1976
- [BEE84] A. Beer et al.  
The Central Calorimeter of the UA2 Experiment at the CERN  $\bar{p}p$  Collider  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
224 (1984) 360-395
- [BER81] S. Berglund, P.J. Carlson, J. Jacobson  
A Laser Based Time and Amplitude Calibration System  
for a Scintillation Counter Hodoscope  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
190 (1981) 503-509
- [BET88] S. Bertolucci et al.  
The CDF Central and Endwall Hadron Calorimeter  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
A 267 (1988) 301-314
- [BOL80] R.D. Bolton et al.  
A <sup>207</sup>Bi Light Pulser for Stabilization of Scintillation and Lead Glass Cherenkov  
Detectors  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
174 (1980) 411-419
- [BON87] M. Bonesini et al.  
Calibration of an Electromagnetic Calorimeter for Direct Photon Physics  
CERN-EP/87-227, Dec 1987
- [BOR84] M. Boratev et al.  
Front Neutral-Hadron Calorimeter Counters for  
European Hybrid Spectrometer  
Instruments and Experimental Techniques  
27 (1984) 844-849
- [BRO84] J.S. Brown et al.  
The MARK III Time-of-Flight System

- Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
221 (1984) 503-522
- [BRU86] H. Brückmann  
A Precision Calibration Method (DU-Co) for the ZEUS Hadron Calorimeter  
Zeus-Note 86-036, July 1986
- [BRW69] R.G. Brown, B.N. Derick  
Plastic Fiber Optics III: Off-Axis Transmission Characteristics  
Applied Optics, Vol.8, 437, 1969
- [CAN84] G. Cancellieri, U. Ravaioli  
Measurement of Optical Fibers and Devices: Theory and Experiments  
Artech House, Inc. Dedham, Ma., 1984
- [CAT86] M.G. Catanesi et al.  
A Muon Spectrometer with Calorimeter Dump Used for  
the Beauty Search at the CERN Super Proton Synchrotron  
CERN-EP/86-63, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
A 253 (1987) 222
- [COC86] C. Cochet et al.  
Central Calorimeter of UA1  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
A 243 (1986) 45-57
- [COR85] M.J. Corden et al.  
Central Hadron Calorimeter of UA1  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
A 238 (1985) 273-287
- [DRE86] A. Drescher et al.  
Calibration and Monitoring of the ARGUS Shower Counters  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
A 249 (1986) 277-295 und DESY 86-019, Feb 1986
- [FEL85] J. Feltesse  
H1-Note 85/05-17
- [FLE90] M. FLeischer  
Diplomarbeit in Vorbereitung, Fertigstellung voraussichtlich 1990  
1. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg
- [GEN87] M. Gennis  
Entwurf und Test eines elektromagnetischen Kalorimeters  
DESY interner Bericht F14-87-02
- [HAH88] S.R. Hahn et al.  
Calibration Systems for the CDF Central Electromagnetic Calorimeter  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
A 267 (1987) 351-366
- [KAM89] B. Kämmle  
Diplomarbeit in Vorbereitung  
1. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg

- [KAW87] S. Kawabata et al.  
TOPAZ Barrel Electromagnetic Calorimeter  
KEK Preprint 87-108, Nov 1987, Tsukuba
- [KIE87] T. Kiel  
Überwachung des Crystal Ball Detektors mit einem Lichtpulsersystem  
Diplomarbeit, 1. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Dez 1987
- [KIS87] T. Kishida et al.  
A Laser Calibration System for the KEK TOPAZ Barrel TOF Counters  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
A 254 (1987) 367-372
- [KOB81] M. Kobayashi et al.  
An NaI(Tl)-241-Am High Reliability, Constant Amplitude Light Pulser  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
189 (1981) 625-628
- [KOB83] M. Kobayashi et al.  
Gain Monitoring of Big Scale Calorimeters by Using Scintillating Light Sources  
KEK Preprint 83-9, May 1983, Tsukuba
- [KRA89] M. Krämer, ZEUS Kalorimeter-Gruppe  
Kalibration eines Uran-Szintillator-Kalorimeters  
Verhandlungen der DPG, 53. Frühjahrstagung Bonn 1989, Vortrag T 4.7
- [LOO86] J.S. Loos et al.  
Performance of the Barrel Calorimeter System of the High Resolution Spectrometer at PEP  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
A 249 (1986) 185
- [MAD79] R.J. Madaras et al.  
An LED Monitoring System for a Large Lead-Glass Counter Array  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
160 (1979) 263-271
- [MOM86] M. Momayezi  
Ein lasergestütztes Kalibrationssystem für einen schnellen Szintillationsdetektor  
Diplomarbeit, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1986
- [PAL81] M. de Palma et al.  
A Gain Regulation System for a Large Set of Photomultipliers Using Light Emitting Diodes and Optical Fibres  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
190 (1981) 41-51
- [PEI87] T. Peitzmann  
Kalibration eines Bleiglas Detektors und Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden  
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Münster, 1987
- [PEP89] E. Peppel  
Diplomarbeit in Vorbereitung, Fertigstellung voraussichtlich 1989  
1. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg

- [POW82] B. Powell et al.  
The EHS Lead-Glass Calorimeters and Their Laser Based Monitoring System  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
198 (1982) 217-231
- [PRA87] L. Prause, P. Hering  
Lichtleiter für gepulste Laser. Transmissionseigenschaften und Zerstörschwellen  
Laser und Optoelektronik, 1/1987, 25-31
- [REI80] A. Stabilizing System for Scintillation Spectrometers  
with a Light Emitting Diode and a PIN Photodiode  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
169 (1980) 469-476  
A Long Term Stable Reference Light Source Using LEDs  
for Stabilization of Scintillation Spectrometers  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
173 (1980) 275-282
- [RUC88] W. Ruckstuhl  
Monitoring System for the BGO Calorimeter of the L 3 Detector  
Vortrag in Hamburg, 27.6.1988, (Publikation in Vorbereitung)
- [SCH84] B. Scharlemann  
Experimente und Programmentwicklungen zur individuellen Impulshöheneichung  
organischer Szintillationszähler  
Diplomarbeit, 1. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1984
- [SMI83] P. Smith et al.  
A Laser System for Monitoring Photomultiplier Tubes in Counterarrays  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research  
214 (1983) 385-390
- [SOW88] U. Sowoda, et al.  
Excimer-Laser-Strahlung durch Quarzfasern  
Laser und Optoelektronik, 20(4)/1988, 32-35
- [SUM87] T. Sumiyoshi et al.  
Performance of the VENUS Lead-Glass Calorimeter at TRISTAN  
KEK Preprint 87-120, Nov 1987, Tsukuba
- [TAU83] T. Tauchi et al.  
Gain Monitoring System of TOPAZ Calorimeter  
KEK Preprint 87-120, June 1983, Tsukuba
- [THI85] D. Thiesmeyer  
Aufbau und Test eines Laser-Kalibrationssystems für den SAPHIR-Detektor  
Diplomarbeit, Universität Bonn, IR-85-13, 1985
- [TIM81] C.C. Timmermann  
Lichtwellenleiter  
Vieweg, Braunschweig, Wiesbaden, 1981
- [VIN85] M. de Vincenzi et al.  
Experimental Study of Uranium-Scintillator and Iron-Scintillator

Calorimetry in the Energy Range of 135–350 GeV  
CERN-EP/85-126, Aug 1985

- [VOG83] H. Vogt  
Ein schneller, kompakter Szintillationszähler für Neutronenflugzeitspektroskopie  
Staatsexamensarbeit, 1. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg,  
1983
- [WIE86] R. Wienke  
Aufbau des Blei-Glas-Kalorimeters SAPHIR  
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Münster, 1986
- [WUN88] R. Wunderlich  
Untersuchungen an einem Prototyp-Doppelmodul des elektromagnetischen  
Rückwärtskalorimeters für den H1-Detektor bei HERA  
Diplomarbeit, 1. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, 1988
- [ZEU87] ZEUS-Kollaboration  
Statusreport 1987, Kapitel 5.13
- [ZEU87a] ZEUS-Kollaboration  
Statusreport 1987, Kapitel 5.12



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich folgenden Personen bedanken, die sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Herrn Prof. Dr. W. Scobel, Herrn Prof. Dr. R. Langkau und Herrn Prof. Dr. H.H. Duhm für die Aufgabenstellung und die gute Betreuung,
- allen Mitgliedern der H1-Gruppe, besonders bei Martin Gennis, Matthias Funk und Rainer Wunderlich für ihre Hilfsbereitschaft und das gute Arbeitsklima,
- der Werkstatt des 1. Instituts, besonders Herrn B. Leicht und Herrn H. Wleklinski, die es verstanden, dilettantische Zeichnungen schnell und präzise in mechanische Bauteile zu verwandeln,
- Frau M. Berghaus für das sorgfältige Anfertigen zahlreicher Abbildungen,
- Herrn H. Krause, der die hinfällige Nuclear Data durch Handauflegen und Steckerrütteln oder -umdrehen auch in kritischen Situationen zu neuem Leben zu erwecken verstand,
- Frau Irmgard Duttke, Herrn Jan Friedrich und Herrn Bernd Kämmle von der *Crystall Barrel*-Gruppe unseres Institutes für ihre Hilfe bei der Fummelei mit den Fasern und ihren Steckern.

Hiermit erkläre ich, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt zu haben.