Untersuchungen an Modulen eines neuen Spaghetti-Kalorimeters für den H1-Detektor

Diplomarbeit
von
Frank Lehner

II. Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg
im November 1994

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Seitdem im Herbst 1991 die Hadron-Elektron-Ringanlage HERA am DESY in Hamburg ihren Betrieb aufnahm, steht ein weltweit einzigartiges Forschungsinstrument für Untersuchungen zum Aufbau der Materie zur Verfügung. Innerhalb eines 6.3 km langen unterirdischen Tunnels werden hier gegenläufig in zwei unabhängigen Ringen Elektronen auf 30 GeV und Protonen auf 820 GeV Energie beschleunigt und gespeichert. Im Gegensatz zu bisherigen 'fixed target'-Experimenten, bei denen das zu treffende Teilchen sich in Ruhe befindet, erlaubt die frontale Kollision zweier aufeinandertreffender Teilchenpakete wie bei HERA eine um viele Größenordnungen höhere Schwerpunktsenergie. In zwei Wechselwirkungszonen, in denen die Teilchen miteinander kollidieren, stehen die beiden Detektoren H1 und ZEUS. Ihre Aufgabe ist der Nachweis und die Messung von Teilchen, die bei den Streuprozessen von Elektronen an Protonen entstehen.

Mit den völlig neuen kinematischen Bereichen, die HERA mit der Elektron-Proton-Streuung erschließt, wird ein reichhaltiges physikalisches Programm eröffnet: Es reicht von Tests des Standardmodelles bei hohen Impulsüberträgen über die Physik schwerer Quarks bis zur Suche nach supersymmetrischen Teilchen.

In der Tradition früherer Streuexperimente steht bei HERA die weitere Untersuchung der Struktur des Nukleons. Gerade die Impulsverteilung der Quarks im Proton stellte in jüngster Zeit einen wesentlichen Schwerpunkt des HERA-Forschungsprogramms dar. Hier hat sich die Theorie vor allem auf die Analyse tiefinelastischer Streuprozeße in einem Bereich kleiner Bjorken x konzentriert, wo man sich neue Erkenntnisse über das störungstheoretische Verhalten der starken Wechselwirkung erhofft.

Im Quark-Partonen-Modell kann das Bjorken x als der Impulsanteil des wechselwirkenden Quarks am Gesamtimpuls des Nukleons gesehen werden. Mit dem verstärkten Interesse an Streuprozeßen bei kleinem x hat auch der sogenannte rückwärtige Bereich der beiden HERA-Detektoren große Bedeutung erlangt, da dort sowohl gestreutes Elektron als auch der entstehende hadronische Stromjet nachgewiesen werden müssen.

Die H1-Kollaboration hat deshalb frühzeitig entschieden, die rückwärtige Region ihres Detektors neu zu instrumentieren. In diesen Rahmen fällt unter anderem der Bau eines neuen verbesserten Rückwärtskalorimeters, das zur Energiemessung gestreuter Teilchen dienen soll.

Der Name dieses Kalorimeters – Spaghetti-Kalorimeter – leitet sich von den zahlreich verwendeten szintillierenden Fasern ab, die in Blei eingebettet sind.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind Untersuchungen zum Homogenitätsverhalten des Kalorimetersignals, die sowohl in der Entwicklungsphase als auch während des Herstellungsprozesses an Kalorimetermodulen durchgeführt wurden. Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Kapitel 2 führt in die grundlegenden Begriffe der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung ein, während in Kapitel 3 Erläuterungen zur Energiemessung von Teilchen und ihren zugrundeliegenden Prozessen zu finden ist. Kapitel 4 beschreibt neben den physikalischen Anforderungen die technische Ausführung des neuen Spaghetti-Kalorimeters. Außerdem werden auf die mit einem Prototypen an einem Elektronenstrahl erzielten Resultate eingegangen. Die für die Homogenitätsuntersuchungen an den Modulen verwendete Testapparatur wird in Kapitel 5 vorgestellt. In Kapitel 6 und 7 werden die experimentelle Durchführung und die erhaltenen Ergebnisse erläutert und zur Diskussion gestellt. Mit einer abschließenden Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse beendet Kapitel 8 diese Arbeit.

Kapitel 2

Die tiefinelastische Streuung

In der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung wechselwirkt ein Elektron über ein virtuelles elektroschwaches Boson mit den Bestandteilen des Protons. Diese werden zusammenfassend als Partonen bezeichnet. Je nach Art des ausgetauschten Eichbosons spricht man von neutralen Strömen, wenn ein Photon oder ein Z^0 beteiligt ist, und von geladenen Strömen, wenn sie durch ein W^+ oder ein W^- vermittelt werden. Bei kleinen Impulsüberträgen wird der Wirkungsquerschnitt durch den elektromagnetischen Prozeß mit dem Austausch eines Photons dominiert. Zum besseren Verständnis der Elekron-Proton-Streuung soll im folgenden auf die zugrundeliegende Kinematik etwas näher eingegangen werden.

2.1 Die kinematischen Variablen

Der fundamentale Prozeß der tiefinelastischen Streuung von Elektronen an Protonen kann in niedrigster Ordnung schematisch als sogenannter 'Feynman-Graph' dargestellt werden (Abb. 2.1). Dabei tritt das Elektron mit einem der Konstituenten des Nukleons, dem Parton, unter Aussendung eines Photons in Wechselwirkung. Im allgemeinen 'zerplatzt' dabei die Struktur des Nukleons, und es entsteht ein Endzustand aus vielen neuen Hadronen. Die Kinematik dieser tiefinelastischen Streuung manifestiert sich mathematisch in der Beschreibung durch Vierervektoren eines vierdimensionalen Minkowski-Raums.

Seien $k = (E_e, \vec{k})$ und $k' = (E'_e, \vec{k}')$ die Viererimpulse des einlaufenden und des gestreuten Elektrons und P der Viererimpuls des Protons, dann werden gewöhnlich folgende Variablen definiert:

$$Q^2 = -(k' - k)^2 = -q^2 \tag{2.1}$$

$$W^2 = (P + q)^2 \tag{2.2}$$

$$\nu = \frac{P \cdot q}{M} \tag{2.3}$$

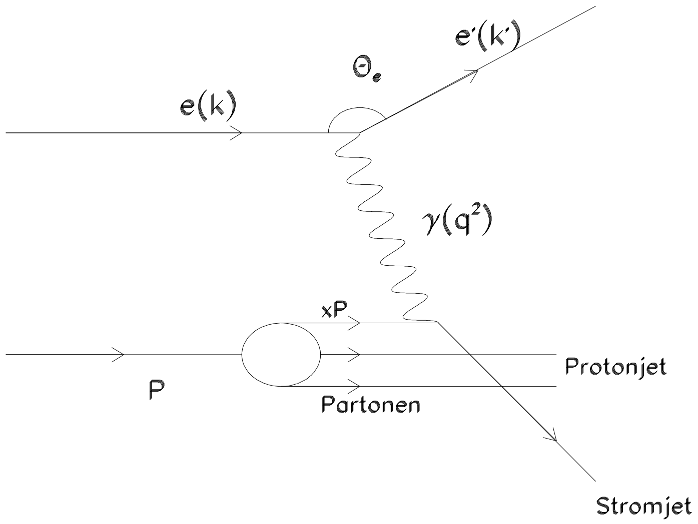


Abbildung 2.1: Feynman-Graph der tiefinelastischen Streuung.

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \ , \ (0 \leq x \leq 1) \tag{2.4}$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \ , \ (0 \leq y \leq 1) \tag{2.5}$$

Dabei ist Q^2 das Quadrat des Viererimpulsübertrags, W^2 das invariante Massenquadrat des hadronischen Endzustandes, M die Masse des Protons, x die Bjorken-Skalenvariable, ν der Energieübertrag im Ruhsystem des Protons und y der auf die Anfangsenergie des Elektrons normierte Energieübertrag. Wegen der Baryonenzahlerhaltung muß die invariante Masse der Hadronen im Endzustand mindestens die Masse des Nukleons sein. Daher gilt:

$$W^2 = (P + q)^2 = M^2 - Q^2 + 2M\nu \geq M^2 \tag{2.6}$$

$$\text{also} \qquad 2M\nu \geq Q^2 \tag{2.7}$$

Im Fall $2M\nu = Q^2$ spricht man von elastischer, sonst von inelastischer Streuung.

Bei einer festen Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ sind jedoch nur zwei dieser Variablen unabhängig voneinander. Meistens werden die Lorentzinvarianten x und Q^2

gewählt, um die Kinematik der inelastischen Streuung zu beschreiben. Q^2 und y können direkt aus der Anfangsernergie E_e, der gemessenen Energie des gestreuten Elektrons E'_e und dem Streuwinkel θ_e im Laborsystem bestimmt werden:

$$Q^2 = 4E_e E'_e cos^2\Big(\frac{\theta_e}{2}\Big) \tag{2.8}$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} sin^2\Big(\frac{\theta_e}{2}\Big) \tag{2.9}$$

Da x nicht direkt experimentell zugänglich ist, berechnet man es aus der Beziehung:

$$x = \frac{Q^2}{s \cdot y} \tag{2.10}$$

Im Gegensatz zu bisherigen Streuexperimenten von Elekronen an 'fixed-target'-Protonen, kann in den beiden großen HERA-Detektoren H1 und ZEUS auch der hadronische Endzustand gemessen werden, um y noch auf eine andere Weise zu ermitteln [Blon79]:

$$y_h = \sum_h \frac{E_h - p_{z,h}}{2E_e} \tag{2.11}$$

Hierbei bedeuten E_h die Energie eines einzelnen Hadrons und $p_{z,h}$ seine Impulskomponente in Protonenrichtung, welche mit der positiven z-Achse zusammenfällt.

Diese beiden Rekonstruktionsmöglichkeiten erlauben eine präzisere Bestimmung der kinematischen Größen x und Q^2 und bieten zusätzlich noch die Möglichkeit einer gegenseitigen Kontrolle auf systematische Fehler.

Die für die HERA-Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV erlaubten Werte von x und Q^2 sind in Abhängigkeit von der gemessenen Energie und des Winkels $\theta_{e,h}$ relativ zur Protonenrichtung sowohl für das gestreute Elektron in Abbildung 2.2a als auch für den entstehenden hadronischen Stromjet in 2.2b gegeneinander aufgetragen. Dabei repräsentieren die durchgezogenen Linien konstante Streuwinkel $\theta_{e,h}$, während die gestrichelten Linien Ereignisse derselben Endenergie nach der Streuung darstellen. Ein typisches Ereignis bei $Q^2 = 10$ GeV^2 und $x \approx 10^{-3}$ bedeutet, daß das wechselwirkende Elektron unter einem Winkel von $\theta_e \approx 170°$ relativ zur Protonenrichtung mit einer verbleibenden Restenergie von 20 GeV in den sogenannten rückwärtigen Teil des Detektors gestreut wird. Für noch kleinere x wächst auch der Winkel θ_h des hadronischen Jets auf ca. 170° an. Elektron und Hadronen müssen somit beide im Rückwärtsbereich des Detektors nachgewiesen werden.

2.2 Die Strukturfunktion des Protons

In einem tiefinelastischen Streuprozeß von Elektronen an Protonen bestimmt der durch das virtuelle Photon übertragene Viererimpuls Q^2 zugleich auch das

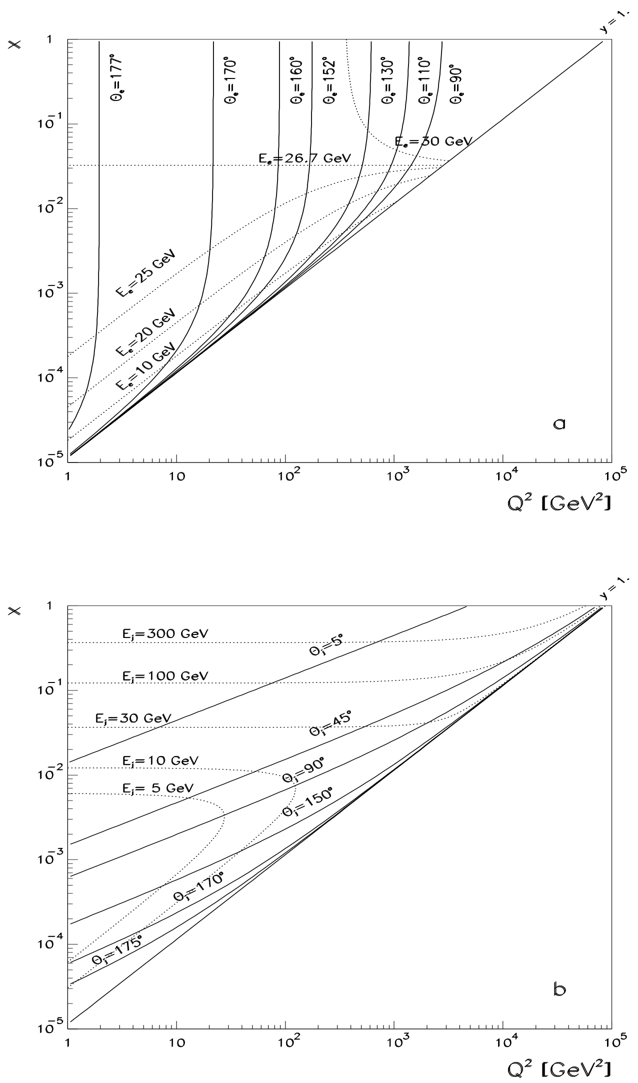


Abbildung 2.2: Die kinematische x-Q^2-Ebene.

räumliche Auflösungsvermögen im Proton, das gemäß der Unschärferelation durch $\Delta r \approx \frac{\hbar}{Q}$ gegeben ist. Mit größer werdendem Q^2 beginnt das Photon quasi als 'Sonde', die Partonenstruktur im Proton aus zunächst drei Valenzquarks wahrzunehmen. Nimmt man die Quarks als punktförmig und frei an, so sollte durch weitere Steigerung von Q^2 kein feinerer Aufbau zu erkennen sein. Die Wechselwirkung von Quarks, die im Rahmen der QCD, der Theorie der starken Wechselwirkung, durch den Austausch von Gluonen beschrieben wird, führt jedoch im Proton zu weiteren Strukturen. So kann z.B. ein Gluon, welches von einem Quark abgestrahlt wurde, in ein Quark-Antiquark-Paar übergehen.

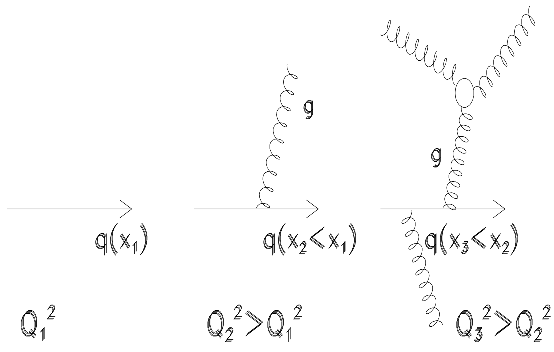


Abbildung 2.3: Entstehung von Substrukturen im Proton.

Untersucht man nun mit einem Photon mit Impulsübertrag Q_1^2 ein Quark q mit Impulsanteil x_1 im Proton, so läßt sich anhand der obenstehenden Abbildung 2.3 folgendes verstehen:

Ein Photon mit größerem $Q_2^2 > Q_1^2$ 'sieht', daß das Quark q ein virtuelles Gluon emittiert hat, also trägt das Quark nur noch einen geringeren Impulsanteil $x_2 < x_1$. Der verbleibende Restimpuls $x_g = x_1 - x_2$ wird vom Gluon übernommen. Bei noch höherem Q_3^2 löst das Photon noch mehr von der innerern Struktur des Protons auf; folglich wird der Impulsanteil, den das Quark selbst noch trägt, kleiner und kleiner. Der restliche Impuls wird sowohl von Gluonen als auch von den entstehenden 'Seequarks', d.h. Quark-Antiquark-Paaren getragen. Das ist der Grund, warum bei sehr kleinen x-Werten die Quarkverteilung im Proton rasch ansteigen kann.

In diesem Quark-Partonenmodell entspricht das zuvor durch die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung definierte Bjorken x genau dem Impulsanteil des wechselwirkenden Quarks am Gesamtimpuls des Protons.

Die Impulsverteilung der Quarks im Proton kann durch die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ beschrieben werden. Sie ist die entscheidende Größe in der tiefinelastischen Streuung, da sie den Aufbau des Protons wiedergibt. Experimentell ist $F_2(x, Q^2)$ aus der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung zugänglich:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4 x}\Big(2(1-y) + \frac{y^2}{1+R}\Big) F_2(x, Q^2) \quad , \quad \text{für } Q^2 \ll M_Z^2 \tag{2.12}$$

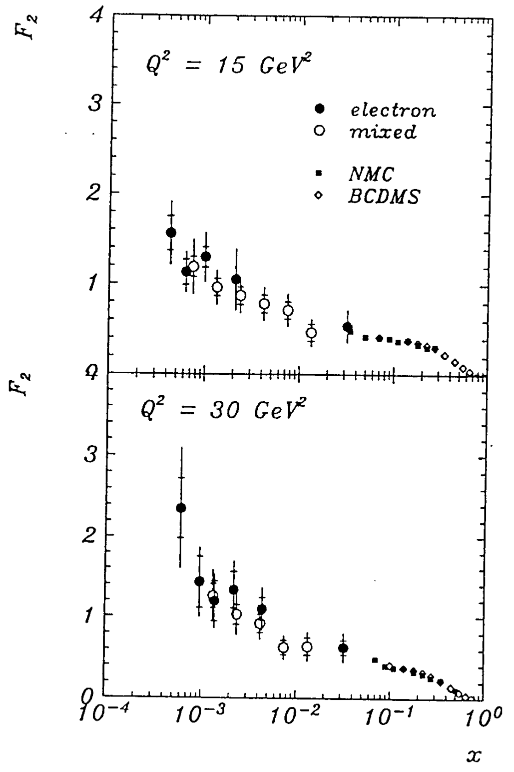


Abbildung 2.4: Experimentell bestimmte Werte der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ für zwei verschiedene Werte von Q^2 [Kra93]. Die Meßpunkte wurden auf zwei verschiedene Arten ermittelt. Werte, die aus 'fixed-target'-Experimenten (NMC, BCDMS) gewonnen wurden, sind zum Vergleich mitaufgetragen.

Dabei bedeutet α die Feinstrukturkonstante, und R gibt das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Photoabsorption von longitudinal zu transversal polarisierten Photonen an. Ein weiterer Term, der die Elektron-Proton-Streuung durch den Austausch eines Z^0-Teilchens beschreibt, muß erst dann berücksichtigt werden, wenn sich der Viererimpulsübertrag im Bereich der Masse M_Z des übertragenen Z^0 bewegt.

In Abbildung 2.4 sind die Werte von $F_2(x, Q^2)$ für zwei verschiedene Q^2-Werte in Abhängigkeit von x aufgetragen. Bei HERA mit $\sqrt{s} \approx 300$ GeV können zum erstenmal Werte von $x = \frac{Q^2}{y \cdot s}$ in dem Bereich $x \cong 10^{-2} - 10^{-4}$ gemessen werden, was die erreichte x-Region von früheren 'fixed-target'-Experimenten ($x \approx 0.01$) um mehr als eine Größenordnung erweitert.

Das Verhalten von F_2 bei kleinem x ist zur Zeit von großem theoretischen Interesse [Ali90]. Da dieser x-Bereich noch völlig unerforscht ist, unterscheiden sich die theoretisch denkbaren Szenarien erheblich. Völlig offen ist die Frage, wie steil der Anstieg von F_2 bei kleinem x verläuft und wann eine mögliche Sättigung der Partonendichte eintreten kann. Zudem ist die Kenntnis von $F_2(x, Q^2)$ in dieser x-Region eine wichtige Voraussetzung, um die Wirkungsquerschitte für Z^0-, $b\bar{b}$- oder Higgs-Teilchen-Produktion in zukünftigen Hadronen-Speicherringen wie dem LHC vorhersagen zu können.

Da momentan keine umfassende Theorie Aussagen treffen kann, welches Modell das Quark- und Gluonenverhalten im Proton bei kleinen x beschreibt, ist es für HERA umso wichtiger, eine experimentelle Entscheidung auf diesem Gebiet herbeizuführen.

2.3 Das Ausbauprogramm für den H1-Detektor

In Abbildung 2.5 ist der H1-Detektor dargestellt. Das im Bild von rechts einlaufende Proton definiert die positive z-Achse. Ereignisse, die von Elektron-Proton-Streuungen bei kleinen Bjorken x stammen, sind dadurch gekennzeichnet, daß sowohl Elektron als auch hadronischer Stromjet in den rückwärtigen Bereich des Detektors gestreut werden. Da der H1-Detektor ursprünglich vor allem für den Nachweis von Ereignissen mit hohem Impulsübertrag ausgelegt wurde, die durch hochenergetische hadronische Jets in Vorwärtsrichtung charakterisiert werden, ist es für die Bestimmung der kinematischen Variablen x und Q^2 bei kleinen x-Werten notwendig, den Rückwärtsbereich im H1-Detektor zu verbessern. Erst damit ist es möglich, die Beobachtung von Prozessen mit kleinem x zu optimieren, um wertvolle Infomationen für die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ in diesem kinematischen Bereich zu gewinnen. Als Ausbauprogramm für das H1-Experiment wurde deshalb vorgeschlagen [H193/02] :

- Ein neues rückwärtiges Kalorimeter, das sowohl Elektronen-, als auch Hadronenenergien messen kann (SPACAL),
- eine neue Rückwärts-Spurkammer (BDC) für die Ortsinformation,
- und schließlich Silizium-Spurdetektoren für die Winkelbestimmung relativ zur Protonenrichtung.

Es ist vorgesehen, den H1-Detektor während der Strahlzeitunterbrechung in der Winterpause 94/95 mit diesen neuen Instrumenten auszustatten.

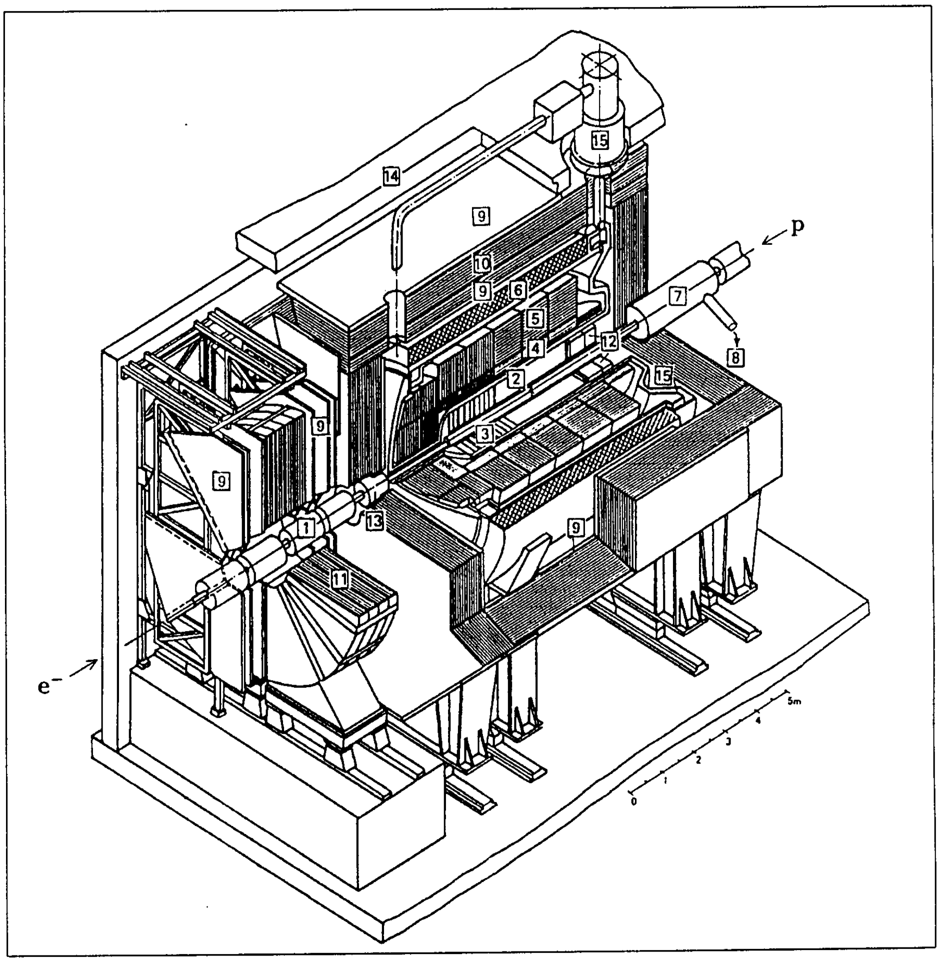


Abbildung 2.5: **Der H1-Detektor.**
Er hat eine Größe von ca. $12 \times 10 \times 15$ m^3 und ein Gewicht von rund 2800 t. Der Detektor besteht aus folgenden Komponenten:

$\boxed{1}$ Strahlrohr und Strahlmagnete $\boxed{2}$ Zentrale Spurkammer
$\boxed{3}$ Vorwärtsspurkammer $\boxed{4}$ Elektromagnetisches LAr-Kalorimeter
$\boxed{5}$ Hadronisches LAr-Kalorimeter $\boxed{6}$ Supraleitende Spule
$\boxed{7}$ Kompensationsmagnet $\boxed{8}$ Helium-Kälteanlage
$\boxed{9}$ Myonenkammern $\boxed{10}$ Instrumentiertes Eisenjoch $\boxed{11}$ Myon-Toroid-Magnet
$\boxed{12}$ Elektromagnetisches Rückwärtskalorimeter (BEMC)
$\boxed{13}$ Plug-Kalorimeter $\boxed{14}$ Betonabschirmung
$\boxed{15}$ LAr-Kryostat

Kapitel 3

Energiemessung von Teilchen

In Kapitel 2 wurde gezeigt, daß bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der tiefinelastischen Streuung die Rekonstruktion der Variablen x und Q^2 aus experimentell zugänglichen Größen eine wichtige Rolle spielt. Hierbei ist es vor allem die Energie E eines Teilchens oder eines Teilchenjets, deren Messung für Detektoren eine besondere Aufgabe darstellt. Im folgenden soll deshalb auf die grundlegenden Prinzipien der Energiemessung eingegangen werden.

3.1 Kalorimeter

Apparate, die zur Energiemessung in der Elementarteilchenphysik dienen, werden üblicherweise als Kalorimeter bezeichnet. Prinzipiell bestehen sie aus einem instrumentierten Block eines bestimmten Materials, dessen Ansprechvermögen auf irgendeine Art und Weise proportional zur deponierten Energie eines im Medium absorbierten Teilchens ist.

Mit den immer größer werdenden Schwerpunktsenergien in den Experimenten der Elementarteilchenphysik nimmt auch die Bedeutung der Kalorimeter zu, denn im Gegensatz zu anderen Nachweisgeräten, wie Spektrometern, verbessert sich die Auflösung von Kalorimeter mit zunehmender Teilchenenergie. Allgemein kann die Energieauflösung eines Kalorimeters dargestellt werden als:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{a^2}{E} + \frac{b^2}{E^2} + c^2\right)} := \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c. \tag{3.1}$$

Kalorimetrie beruht auf statistischen Prozessen. Daher beschreibt der erste Ausdruck in der obigen Gleichung die Fluktuationen der im Kalorimeter gemessenen Energie. Neben diesem sogenannten 'sampling'-Term, mit seinem typischen $\frac{1}{\sqrt{E}}$-Verhalten, in der die Schwankungen in der Anzahl der im Kalorimeter entstehenden Primärprozesse zum Ausdruck kommen, gibt es noch die Konstante c, die verschiedene Größen wie Energieverluste durch inaktives Material und Inhomogenitäten im

Kalorimeter beinhaltet. In dem Term b wird das energieunabhängige Rauschen der Nachweiselektronik zusammengefaßt.

Kalorimeter werden immer nach ihrer Bauweise unterschieden: Homogene Kalorimeter bestehen aus einem einzigen Material, das zugleich Absorber- und Nachweismedium ist. Bei Sampling-Kalorimetern findet sich für jede dieser beiden Funktionen eine andere Komponente. Beispielsweise dient zur Absorption eines hochenergetischen Elektrons gewöhnlich ein passives Medium mit hoher Kernladungszahl Z, wie z.B. Blei, Eisen oder Uran, während zum Signalnachweis ein aktives Medium mit geringem Z gewählt wird. Szintillatoren, Gase, aber auch Halbleiter können als aktives Material verwendet werden.

3.2 Das Prinzip der Energiedeponierung

Teilchen mit hoher Energie produzieren auf ihrem Weg durch die Materie aufgrund ihrer Wechselwirkung Sekundärteilchen, die ihrerseits bei ausreichend hoher Energie weitere Teilchen erzeugen können. So bildet sich insgesamt ein kaskadenartiger Schauer aus, der aber zum Erliegen kommt, sobald die produzierten Teilchen nicht mehr genug Energie besitzen, neue Teilchen zu erzeugen. Je nach Art der beteiligten Primärteilchen wird ein Schauer als elektromagnetisch (e^-, γ) oder hadronisch ($p, \pi^\pm$,...) bezeichnet.

3.2.1 Elektromagnetische Schauer

Elektronen mit einer Energie über 1 GeV wechselwirken mit der Materie überwiegend durch Bremsstrahlung, während Photonen derselben Energie in Elektron-Positron-Paare konvertieren.

Bei der Bremsstrahlung wird ein Elektron in Materie abgebremst und strahlt dabei Photonen ab. Diese können im Coulombfeld eines Atomkernes Elektron-Positron-Paare bilden, bei denen wieder die Abstrahlung neuer Photonen möglich ist. Dabei steigt die Zahl der Elektronen und Positronen zunächst mit wachsender Eindringtiefe des Schauers im Stoff an, wobei sich aber die mittlere Energie der Teilchen stetig verringert. Dies hat zur Folge, daß für Elektronen und Positronen der Energieverlust durch Ionisation, der durch die Bethe-Bloch-Gleichung [Per91] beschrieben wird, den Verlust durch Bremsstrahlung übersteigt und schließlich die Teilchenzahl mit wachsender Eindringtiefe wieder abnimmt. Die Energie, bei der Strahlungsverluste und Ionisationsverluste gleich groß sind, wird als die kritische Energie E_c bezeichnet und kann näherungsweise durch

$$E_c(\mathrm{MeV}) \cong \frac{800}{(Z+1.2)} \tag{3.2}$$

bestimmt werden [Fab80].

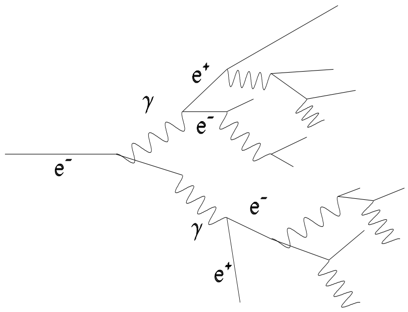


Abbildung 3.1: Ausbildung eines elektromagnetischen Schauers.

Der Energieverlust von Elektronen oder Positronen durch Bremsstrahlung läßt sich mit Hilfe der Strahlungslänge X_0 beschreiben. Sie ist definiert als die Wegstrecke, innerhalb der die Energie eines Elektrons durch die Aussendung von Bremsstrahlungsquanten auf den $\frac{1}{e}$-Bruchteil seiner Anfangsenergie gesunken ist. Der mittlere Energieverlust ist daher

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{Brems} = -\frac{E}{X_0} \tag{3.3}$$

Die Werte für die Strahlungslängen X_0 für die unterschiedlichen Materialien sind tabelliert [Rev88]; für eine näherungsweise Berechnung kann jedoch folgende Beziehung nützlich sein [Fab89]:

$$X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} \; (g \cdot cm^{-2}) \tag{3.4}$$

Die Strahlungslänge X_0 ist auch zur Beschreibung des Paarbildungsprozesses dienlich. Von einem Ensemble n_0 hochenergetischer Photonen der gleichen Energie sind nach Durchquerung einer Schichtdicke von $\frac{9}{7}X_0$ noch $\frac{n_0}{e}$ Photonen vorhanden. Der Rest ist durch Paarbildung in Elektron-Positron-Paare konvertiert. Da die Strahlungslänge X_0 die entscheidende Größe bei den beiden Prozessen Bremsstrahlung und Paarbildung ist, kann die Schauerentwicklung im elektromagnetischen Fall relativ einfach parametrisiert werden. Die longitudinale Verteilung der Energiedeposition pro zurückgelegte Wegstrecke ist gegeben durch

$$\frac{dE}{dl} = E_0 \cdot b \cdot \left(\frac{(b \cdot l)^{a-1} \cdot e^{-b \cdot l}}{\Gamma(a)} \right), \tag{3.5}$$

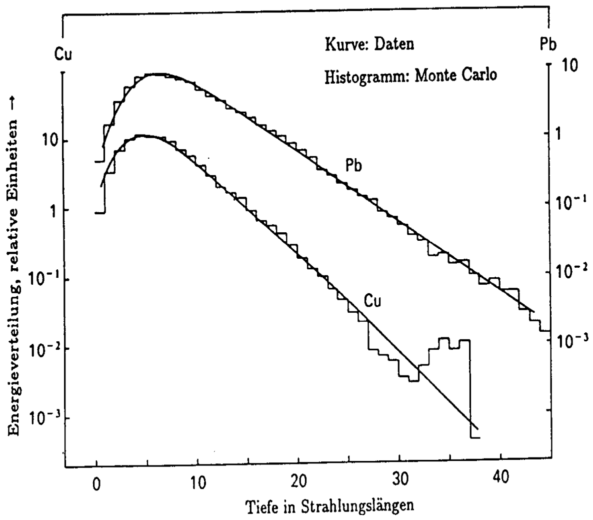


Abbildung 3.2: Longitudinale Energieverteilung eines Schauers [Bat70].

wobei l die Eindringtiefe in Einheiten von X_0, a und b an das Experiment angepaßte Parameter und $\Gamma(a)$ die Gammafunktion ist [Fab84].

Im Gegensatz zu hadronischen Schauern kann ein elektromagnetischer Schauer sehr gut mit Monte-Carlo-Methoden simuliert werden. GEANT ist ein Beispiel für ein weitverbreitetes Simulationsprogramm in der Hochenergiephysik. Die Abbildung 3.2 zeigt für ein longitudinales Schauerprofil in Blei und Kupfer sowohl experimentelle Daten als auch Monte-Carlo-Simulationen. Unabhängig vom Material zeigt die mittlere Energiedeposition pro zurückgelegte Strahlungslänge immer dasselbe charakteristische Verhalten, gemäß der in Gleichung (3.5) gegebenen Parametrisierung.

Die Verschiebung des Schauermaximums hin zu größeren Eindringtiefen für Materialien mit höherem Z folgt aus der Tatsache, daß sich die beiden Prozesse für Teilchenerzeugung (also Bremsstrahlung und Paarbildung) im Schauer bis zur unteren Energiegrenze, der kritischen Energie E_c, erstrecken. Diese wird jedoch umso kleiner, je größer die Kernladungszahl Z im Absorber ist, wie aus Gleichung (3.2) hervorgeht.

Das Schauermaximum, der Ort, an dem die Zahl an Teilchen im Schauer am größten ist, ist gegeben durch:

$$l_{max}(X_0) = ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) + C \tag{3.6}$$

Hierbei ist E_0 die Einschußenergie, E_c die kritische Energie und $C = -0.5$ für

Elektronen, bzw. $C = +0.5$ für Photonen [Fab80].

Nach dem Erreichen des Schauermaximums fällt die Anzahl und Energie der Sekundärteilchen im Material rasch ab. Um ca. 99 % der Anfangsenergie eines Elektrons von 10 GeV in einem Materieblock zu absorbieren, benötigt man ungefähr 25 Strahlungslängen. Das entspricht für Blei einer Tiefe von 14 cm und für Kupfer immerhin 36 cm.

Neben dem longitudinalen Profil in Richtung des eingeschossenen Teilchens besitzt ein Schauer auch noch eine laterale Dimension. Sie wird hauptsächlich durch Vielfachstreuung der Elektronen an Kernen verursacht. Die charakteristische Größe ist der Molière-Radius R_M [Mol47], der durch die Beziehung

$$R_M = \frac{21.2\text{MeV}}{E_c} \cdot X_0 \tag{3.7}$$

bestimmt ist.

In der Nähe des Schauermaximums sind fast alle Sekundärteilchen in einem Kreis senkrecht zur Schauerachse mit Radius $\sim 1X_0$ lokalisiert. Um diesen Kern entsteht jedoch bei größeren Eindringtiefen ein sogenannter Halo aus Schauerteilchen, die vom Zentrum der Schauerachse weggestreut wurden, so daß 95 % der Schauerenergie in einem Zylinder mit Radius $2R_M$ um die Schauerachse deponiert werden.

Die Abbildung 3.3 zeigt die laterale Verteilung eines elektromagnetischen Schauers in unterschiedlichen Eindringtiefen. Deutlich ist zu sehen, daß elektromagnetische Schauer zu Beginn sehr schmal sind. Da der Molière-Radius für Blei 1.7 cm beträgt, ist es möglich, mit einem fein segmentierten Kalorimeter eine Ortsauflösung des Schauerschwerpunkts im Millimeterbereich zu erzielen.

3.2.2 Hadronische Schauer

Hadronische Schauer werden von stark wechselwirkenden Teilchen ausgelöst. Die auftretenden Prozesse, wie Kernanregung oder Nukleonenverdampfung, sind jedoch weitaus komplexer als die des elektromagnetischen Schauers, da nur ungefähr die Hälfte der Energie für die Produktion von Sekundärteilchen aufgebraucht wird, während die andere Hälfte von einigen wenigen hochenergetischen Teilchen fortgetragen wird, ohne zu einer weiteren Teilchenproduktion beizutragen.

Da hauptsächlich die starke Wechselwirkung im hadronischen Schauer dominiert, werden die Schauerdimensionen von einer hadronischen Absorptionslänge λ bestimmt. Sie beträgt für Blei 17.1 cm, was groß im Vergleich zu der Strahlungslänge X_0 von 0.56 cm ist. Hadronische Schauer haben deshalb wesentlich größere Ausdehnungen in longitudinaler und lateraler Richtung. Das ist auch der Grund warum hadronische Kalorimeter in Detektoren viel größer dimensioniert werden müssen als ihr Pendant im elektromagnetischen Fall.

Ein bestimmter Bruchteil an Teilchen, die im hadronischen Schauer erzeugt werden, können innerhalb des Detektorvolumens nicht vollständig absorbiert werden.

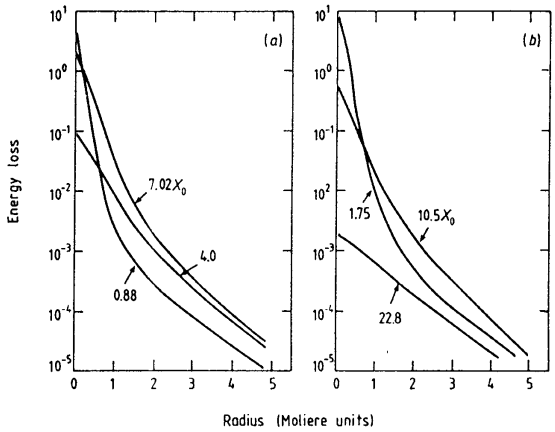


Abbildung 3.3: Laterales Schauerprofil für unterschiedliche Eindringtiefen in X_0 [Fab89].

Ihr Energiebeitrag geht deshalb verloren. Besonders Neutrinos und Müonen, die aus dem Kalorimeterbereich entweichen, steuern zu dieser 'unsichtbaren' Energie bei. Zusätzlich lösen die im hadronischen Schauer erzeugten Nukleonen Kernreaktionen unterschiedlichster Art aus. Die beispielsweise zur Nukleonenverdampfung aufgewandte Bindungsenergie wird dem Energiegehalt des hadronischen Schauers entzogen und trägt nicht zum nachweisbaren Signal, d.h. zur beobachtbaren Energie bei. Der Energieanteil, der einem hadronischen Schauer auf diese geschilderte Art und Weise verloren geht, kann in ungünstigen Fällen bis zu 40 % betragen und großen Schwankungen unterworfen sein.

Einige der Teilchen, die im hadronischen Schauerprozeß produziert werden, nehmen überwiegend an der elektromagnetischen Wechselwirkung teil (z.B. π^0, η). Deshalb besitzen hadronische Schauer auch eine elektromagnetische Komponente. Ihr Energieanteil am Gesamtschauer hängt jedoch von den produzierten π° ab und kann daher von Ereignis zu Ereignis um einen mittleren Wert stark schwanken.

Da für Hadronen (h) und Elektronen (e) gleichen Energiegehalts in einem einfachen Kalorimeter unterschiedliche Signalhöhen beobachtet werden ($e/h \geq 1$) und die Fluktuationen im Energieanteil der elektromagnetischen Komponente groß sind, verschlechtert sich für ein hadronisches Kalorimeter die Energieauflösung. Eine Möglichkeit, die zusätzlichen Schwankungsbeiträge in der Energieauflösung zu verringern, stellt die sogenannte Kompensation dar, bei der die Signale von elektromagnetischen und hadronischen Anteil einander angeglichen werden ($e/h = 1$). Dies kann z.B. in einem Sampling-Kalorimeter mit Szintillator durch geeignete Wahl des Verhältnisses an aktivem und passivem Material erreicht werden. Kalorimeter, die ein Signalverhältnis von $e/h = 1$ besitzen, heißen auch kompensierend.

Kapitel 4

Das Spaghetti-Kalorimeter

Im Rahmen des Gesamtprojektes, den Rückwärtsbereich des H1-Detektors neu zu instrumentieren, um das interessante Gebiet kleiner Bjorken x experimentell weiter zu erschließen, wurde als Verbesserung des bestehenden Rückwärtskalorimeters (BEMC) ein neues Kalorimeter, das SPACAL (Spaghetti-Calorimeter) vorgeschlagen und realisiert.

4.1 Anforderungen an das neue Rückwärtskalorimeter

Dieses neue Kalorimeter soll gegenüber dem bisherigen BEMC erheblich größeren Anforderungen genügen:

- Das neue Kalorimeter soll die Rekonstruktion und Energiemessung der gestreuten Elektronen in einem möglichst großen Raumwinkelbereich vom Strahlrohr bis an das vorhandene LAr-Kalorimeter ermöglichen. Die gewünschte Nähe zum Strahlrohr folgt aus der Tatsache, daß gerade die Ereignisse der tiefinelastischen Streuung bei einem kleinem Bjorken x dadurch gekennzeichnet sind, daß das gestreute Elektron unter großen Winkeln θ_e relativ zur Richtung des einlaufenden Protons emittiert wird. Beim jetzigen Rückwärtskalorimeter BEMC ist eine zuverlässige Energiemessung der Elektronen nur bei Winkeln bis zu $\theta_e \leq 172.5^o$ möglich [Wul94]. Daher soll das SPACAL-Kalorimeter den Streuwinkel auf 177^o vergrößern.

- Es wird eine Energieauflösung σ/E von $\frac{7\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$ für Elektronen angestrebt. Das bedeutet, daß für Elektronen mit 30 GeV Energie die Auflösung besser als 2 % ist. Zusätzlich wird eine absolute Energiekalibration für elektromagnetische Schauer auf 0.5 % erwartet. Im Gegensatz dazu liegt beim BEMC, das eine Energieauflösung von $\frac{\sigma}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{40\%}{E} \oplus 2\%$ [H1-103] besitzt, die Fehlkalibration der absoluten Energie bei $\pm 2\%$ [Pepp94]. Dies kann in der

Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bei kleinen x zu systematischen Fehlern von bis zu 6% führen [H1-117].

- Ein kleiner Molière-Radius R_M von 25 mm soll zusammen mit einer Zellgröße von 40.5×40.5 mm^2 bei rund 1200 Auslesekanälen dazu beitragen, eine Ortsauflösung des Schauerschwerpunkts im Millimeterbereich zu erhalten.

- Im Rückwärtsbereich des Detektors ist eine eindeutige Identifikation der gestreuten Elektronen notwendig, damit eine zuverlässige Separation zwischen Elektronen und den aus Photoproduktionsereignissen stammenden Pionen anhand ihrer unterschiedlichen Signale im Kalorimeter vorgenommen werden kann.

- Eine Zeitauflösung kleiner als 1 ns ist erforderlich, um 'wahre' Elektron-Proton Streuereignisse vom dominierenden Untergrund zu unterscheiden. Dieser Untergrund entsteht bei den Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit den Restgasmolekülen im Strahlrohr.

- Um zusätzliche Informationen über die kinematischen Größen aus dem hadronischen Endzustand bei kleinen x zu erhalten, soll die Gesamtenergie aller produzierten Hadronen bestimmt werden. Dies ist im Rückwärtsbereich des H1-Detektors mit dem bisherigen BEMC, das nur eine elektromagnetische Komponente besitzt, nicht möglich.

- Ferner sollen minimal ionisierende Teilchen (MIPs) im Detektorsignal nachweisbar sein, da sie zur Untergrundidentifikation und zur Triggerung der Streuprozesse dienen können. Das jetzige BEMC ist mit Photodioden ausgestattet. Diese erzeugen bei der Auslese ein starkes elektronisches Rauschen, das es nicht gestattet, die MIP-Signale vom Untergrundrauschen zuverlässig zu trennen. Daher wird das SPACAL mit rauschärmeren Photomultipliern ausgelesen.

- Schließlich muß ein Betrieb des Kalorimeters in einem longitudinalen Magnetfeld von 1.2 T, das im H1-Detektor herrscht, gewährleistet sein. Dies stellt jedoch große Anforderungen an die Photomultiplier dar, da von ihnen nur bestimmte magnetfeldtaugliche Modelle verwendet werden können.

Die Abbildung 4.1 zeigt die Gesamtansicht und voraussichtliche Lage des SPACAL-Kalorimeters im H1-Detektor. An den elektromagnetischen Teil des SPACALs schließt sich eine hadronische Sektion an, die ebenfalls in SPACAL-Bauweise konstruiert wurde. Direkt vor der elektromagnetischen Komponente wird eine neue Driftkammer, die BDC, installiert, die aufgrund ihrer besseren Ortsauflösung die alte Proportionalkammer ersetzten soll. Ebenfalls zu erkennen sind die Silizium Spurdetektoren CST und BST.

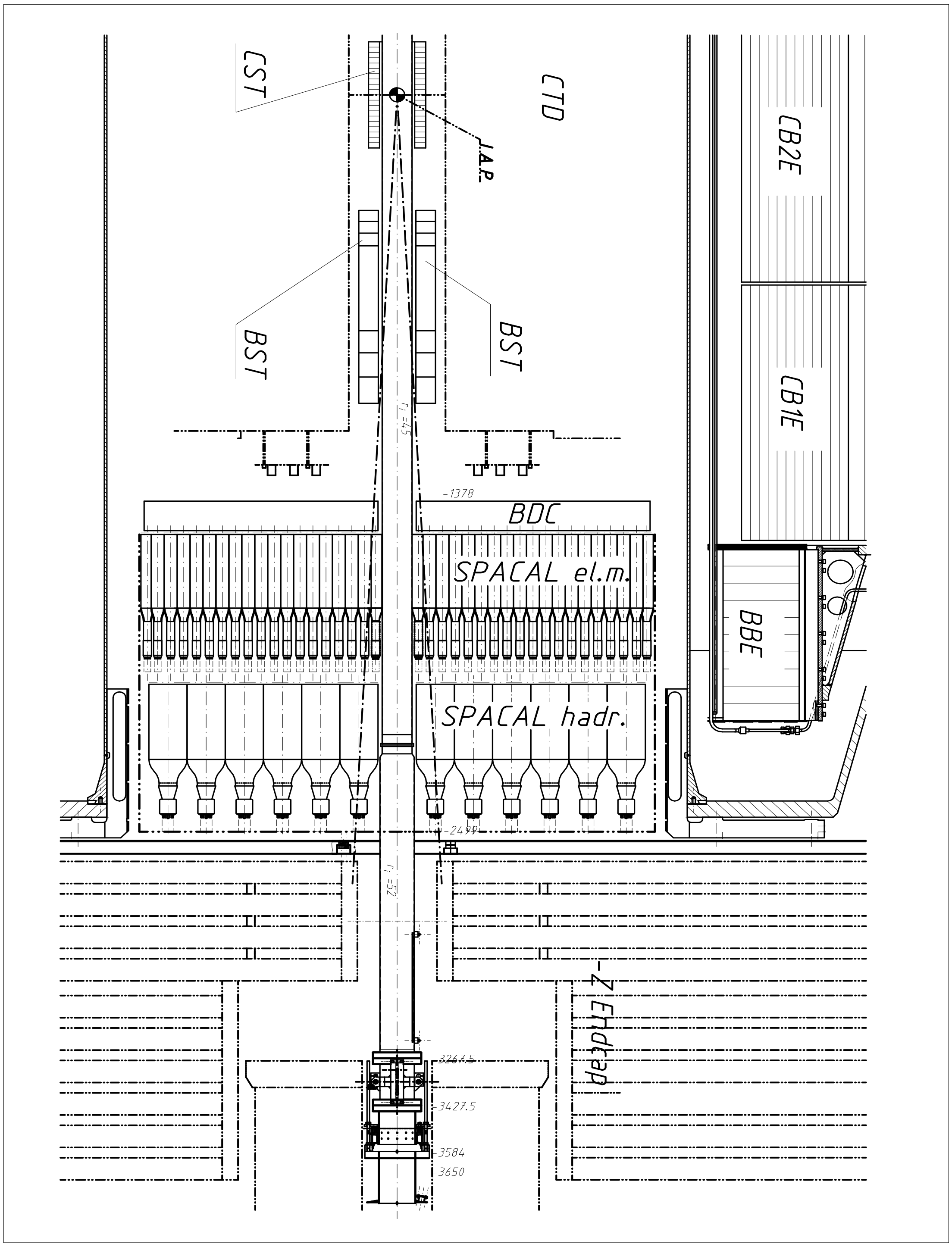


Abbildung 4.1: Die vorgesehene Einbauposition des SPACAL im rückwärtigen Bereich des H1-Detektors.

4.2 Technische Ausführung

4.2.1 Die Spaghettitechnik

Die Idee, ein Kalorimeter mit szintillierenden Fasern zu bauen, wurde 1981 von D. Perrin und P. Sonderegger [Perr81] vorgeschlagen und später in einigen Experimenten, wie JETSET [Her90] oder WA 89 [Sim92] verwirklicht.

Bei dem Konzept eines Spaghetti-Kalorimeters verlaufen szintillierende Fasern parallel zur Flugrichtung eines zu messenden Teilchens in einer Anordnung aus Absorbermaterial, die jede einzelne Faser dicht umgibt. Ein hochenergetisches Hadron oder Elektron erzeugt in einem Absorbermaterial einen Schauer (vgl. Kapitel 3.2). Die Schauerteilchen regen das Szintillationsmaterial, also die Fasern, zur Lichterzeugung an. Dieses Szintillationslicht wird durch Totalreflexion in den Fasern weitergeleitet und dort an einem der Enden der Absorbermatrix z.B. mit Hilfe von Photomultipliern ausgelesen.

Die theoretische Energieauflösung dieses Kalorimeters wird sowohl durch den Faserdurchmesser d als auch durch das Volumenverhältnis R zwischen Absorber- und Szintillationsmaterial bestimmt [RD91]:

$$\frac{\sigma}{E} = 6.5\% \sqrt{Rd}/\sqrt{E}.$$

Somit kann je nach Bedarf ein an die experimentellen Anforderungen angepaßtes Kalorimeter durch die Wahl der zugrundeliegenden Parameter R und d konstruiert werden.

Ein Spaghetti-Kalorimeter benötigt im Gegensatz zu sogenannten 'Sandwich'-Kalorimetern, bei denen abwechselnd Schichten von Absorber- und Szintillationsmaterial verwendet werden, keine externen Wellenlängerschieber, die sonst für eine notwendige Weiterleitumg des Szintillationslichts zur Ausleseelektronik sorgen. Dank der Abwesenheit dieser Wellenlängerschiebern sind die Signale eines Spaghetti-Kalorimeters sehr schnell und erlauben aufgrund dieses Zeitverhaltens eine Funktion des Detektors als Flugzeitsystem, was eine Separation gewisser Untergrundereignisse ermöglicht.

Ein weiterer Vorteil des SPACALs gegenüber herkömmlichen Kalorimetern ist die Möglichkeit einer kompakten Bauweise. Die longitudinale Anordnung der Fasern in der Absorbermatrix gestattet es, ein kompaktes und hermetisches Kalorimeter mit kleinen Schauerdimensionen zu bauen, bei dem die weitere Ausleseelektronik direkt hinter dem Detektor angebracht werden kann, um einen einfachen Zugriff auf die elektronischen Bauteile zu ermöglichen.

Im Falle des für den H1-Detektor vorgesehenen SPACALs nimmt Blei die Rolle des Absorbers ein. Die verschiedenen Parameter des hadronischen und elektromagnetischen Teils des SPACALs zeigt Tabelle 4.1.

Tabelle 4.1: Konstruktionsparameter des SPACALs.

Parameter	**elektomagnetisches SPACAL**	**hadronisches SPACAL**
Blei-Faser Verhältnis	2:1	4:1
Faserdurchmesser	0.5 mm	1 mm
Fasertyp	Bicron BCF-12, Frontseite verspiegelt	Bicron BCF-12, Frontseite verspiegelt
Strahlungslänge X_0	0.91 cm	-
Molière-Radius R_M	2.55 cm	-
Hadron. Absorptionslänge λ	25 cm	20 cm
Aktive Länge	25 cm	25 cm
Winkelbereich	$152^o \leq \theta_e \leq 177.5^o$	$\leq 178^0$
Energieauflösung für Elektronen	$7\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$	$13\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$
Winkelauflösung	1 mrad	-
Zeitauflösung	≤ 1 ns	≤ 1 ns
Anzahl der Zellen	1192	136
Zellgröße	40.5×40.5 mm^2	120×120 mm^2

4.2.2 Kalorimeterkonstruktion

Im folgenden soll auf den technischen Aufbau des elektromagnetischen Teils des SPACALs näher eingegangen werden.

Zellen, Submodule und Supermodule

Die elektromagnetische Komponente besteht aus einzelnen Modulen, die in Zellen unterteilt sind. Jede dieser Zellen wird an einen Photomultiplier angeschlossen und bildet dadurch einen auszulesenden Kanal. Zwei benachbarte Zellen, die aus durchgehenden Bleiplatten aufgebaut sind, werden als **Submodule** bezeichnet. Es ist mit Ausnahme von speziellen Randmodulen die kleinste Einheit des Kalorimeters, die produziert wird.

In einem Submodul befinden sich 4680 Fasern, die auf 52 aufeinandergestapelten Bleiplatten verteilt sind. Jede einzelne dieser Bleiplatten besitzt, wie aus Abbildung 4.2 ersichtlich ist, an der Oberseite ein genaues Rillenprofil. Um die Bleiplatten mit diesem Rillenprofil für die Fasern versehen zu können, wurden mit Hilfe von Industrieunternehmen verschiedene Walz- und Frästechniken getestet. Durchgesetzt hat sich dabei ein Walzverfahren, das die Rillen mit Hilfe einer Stahlwalze in Bleiplatten geeigneter Dicke preßt. Dabei werden an die Mechanik hohe Anforderungen gestellt, da nur dann die lediglich 0.5 mm dicken Szintillationsfasern exakt in die Bleimatrix eingelegt werden können. Zudem muß die Höhe

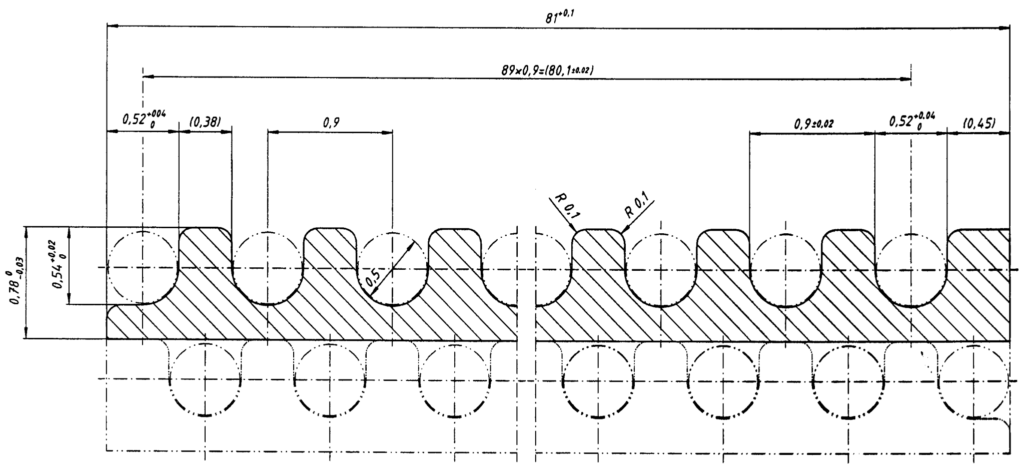


Abbildung 4.2: Das Bleiplattenprofil mit den für die szintillierenden Fasern vorgesehenen Rillen.

der Platten auf wenige μm genau sein, um bei der späteren Stapelung der Platten die vorgeschriebenen Endmaße einhalten zu können.

Die Submodule werden durch ein ca. 60 μm dickes Klebeband zusammengehalten und geschützt. Jeweils acht der auf diese Weise gebildeten Submodule werden zu Modulen kombiniert, die als übergeordnete Einheit im weiteren als **Supermodule** bezeichnet werden. Auch bei ihnen wird in zwei Lagen Klebeband zur Stabilisierung verwendet. Die Fronflächen der Supermodule sind zusätzlich durch eine rund 50 μm dicke Stahlkappe geschützt.

Für den Einbau in den H1-Detektor werden die Supermodule, wie in Abbildung 4.3 ersichtlich, in einem Aluminiumzylinder mit einer Wandstärke von 8 mm gestapelt, der für die mechanische Stabilität und den Zusammenhalt des Gesamtkalorimeters sorgt. Der Aluminiumzylinder kann an der Oberseite geöffnet werden, um einen Zugang zu den Modulen direkt über dem Strahlrohr zu erhalten.

Das Channeling

In Abbildung 4.3 ist die Frontfläche des gesamten SPACALs dargestellt, das durch die schwarzen Linien in einzelne Sektoren geteilt ist. Innerhalb dieser Sektoren werden die Bleiplatten der Module unterschiedlich orientiert. Die horizontale und vertikale Anordnung der Platten, die sich von Sektor zu Sektor jeweils ändert, ist notwendig, um einen Symmetrieeffekt, das sogenannte 'channeling', zu vermeiden. Dieses 'channeling' würde sonst zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führen. In Abbildung 4.4 ist die Projektion dreier Teilchendurchgänge auf die Frontfläche der Fasermatrix dargestellt. Durch die Regelmäßigkeit der im Blei

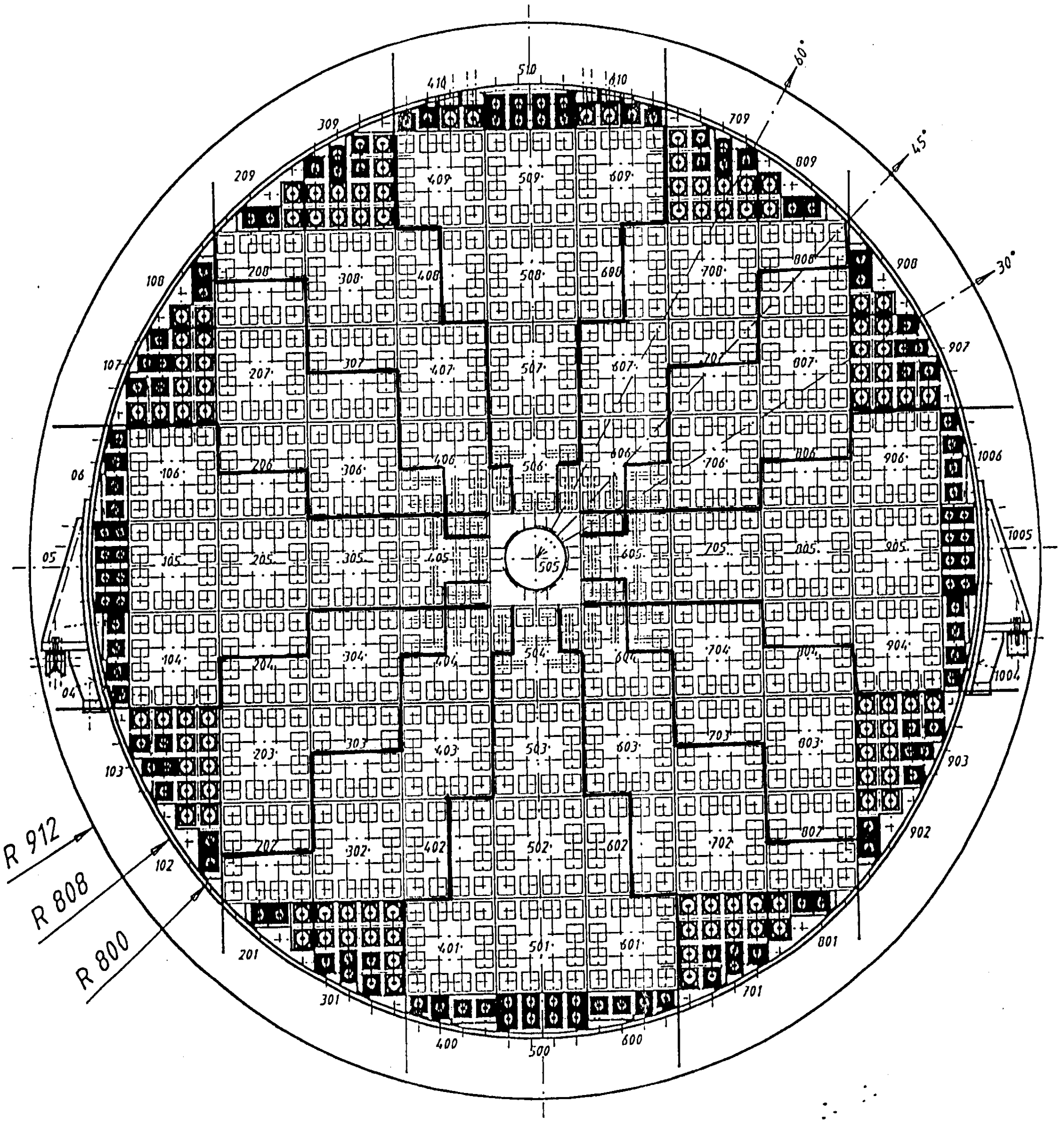


Abbildung 4.3: Die Frontfläche des SPACALs vom Wechselwirkungspunkt des H1-Detektors aus gesehen. Das gesamte Kalorimeterrad hat einen Durchmesser von rund 160 cm. In der Mitte verläuft das Strahlrohr, das von einem Sondermodul, dem Insert, umschlossen ist. An den einzelnen Sektorengrenzen, die durch die dicken schwarzen Linien gekennzeichnet sind, findet jeweils eine 90°-Änderung der Bleiplattenorientierung statt. Die Bleiplatten sind im obersten Sektor horizontal ausgerichtet und ändern dann an der nächsten Sektorengrenze ihre Orientierung in die vertikale Richtung. Diese unterschiedliche Anordnung der Platten in den einzelnen Sektoren ist durch die Vermeidung bestimmter Symmetrieeffekte motiviert.

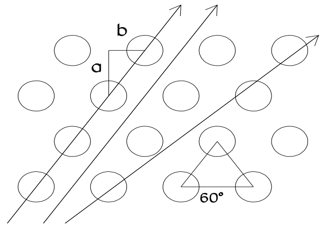


Abbildung 4.4: Projektion dreier Teilchentrajektorien auf die Frontfläche der Blei-Faser-Matrix.

angeordneten Fasern deponiert ein Teilchen, welches parallel zu einer durch die Fasergeometrie gegebenen Achse von 60° das SPACAL durchquert, entweder mehr oder weniger Energie im Kalorimeter als sonst. Das liegt, wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist, daran, daß das ionisierende Teilchen im einen Fall mehr Szintillationsmaterial mit einem kleinerem X_0 passiert und demzufolge nicht vollständig im Kalorimetermaterial absorbiert werden kann, während es im anderen Fall überwiegend auf Blei trifft, welches das Teilchen zwar absorbiert, aber keine Signalbildung im Kalorimeter hervorruft. Dadurch entsteht in der gemessenen Signalhöhenverteilung eine Überlagerung zweier Gaußverteilungen, deren direkte Folge eine Verschlechterung der Energieauflösung ist. Um dieses 'channeling' zu verringern, muß verhindert werden, daß das Teilchen die Fasern unter dem durch die Geometrie gegebenen Winkel von 60° passiert. Dies hat direkte Konsequenzen für die z.B. an einem Teststrahl auftretenden Einfallwinkel α und β [1]eines Teilchens auf das Kalorimeter. Bei kleinen Einfallwinkeln darf $\tan(\frac{\alpha}{\beta}) \approx \frac{\alpha}{\beta}$ nicht dem durch das in Abbildung 4.4 dargestellten Kathetenverhältnis von $a/b = \sqrt{3}$ entsprechen.

Um die kritischen Einfallwinkel $\frac{\alpha}{\beta} = \sqrt{3}$ im späteren Betrieb zu vermeiden, wurde für das SPACAL die Orientierung der Bleiplatten an den Sektorengrenzen geändert. Durch das Konzept, die kleinste produzierte Einheit des Kalorimeters aus Submodulen zu bilden, konnten die an den Sektorengrenzen liegenden Supermodule recht einfach aus den zugrundeliegenden Submodule in spezieller Weise kombiniert werden.

[1]Hierbei definiert das einfallende Teilchen die positive z-Achse, während α der horizontale und β der vertikale Neigungswinkel des Kalorimeters zum Teststrahl ist.

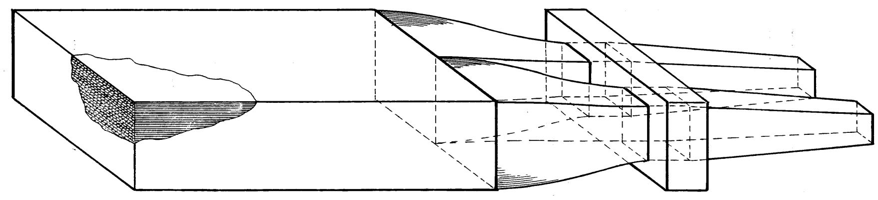


Abbildung 4.5: Darstellung eines Submoduls mit der Faserbündelung, dem Bündelrahmen und den anschließenden Lichtmischern.

Aufbau und Auslese eines Submoduls

Im folgenden werden der Aufbau eines Submoduls, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, und die einzelnen Komponenten von den Bleiplatten über die Szintillationsfasern bis hin zur elektronischen Auslese näher erläutert.

Das Submodul, als kleinste vollständig arbeitende Kalorimetereinheit, besteht aus 52 aufeinander gestapelten Bleiplatten, in die insgesamt 4680 Szintillationsfasern eingebettet sind. Die Szintillationsfasern im SPACAL dienen zum einen der Lichterzeugung beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens im Szintillatormaterial und zum anderen der Weiterleitung dieses Lichts zum Faserende, um dort elektronisch ausgelesen zu werden. Die Fasern bestehen gewöhnlich aus einen szintillierenden Kernmaterial (core), der von einem Mantel (cladding) aus einem Material mit geringerem Brechungsindex umgeben wird. Durch den Unterschied in den Berechungsindizes, der bei den verwendeten Fasern der Firma Bicron einem Wert von $n_{core}/n_{cladding} = 1.60/1.49$ entspricht [Bic92], wird das im Kern durch den Szintillationsprozeß erzeugte Licht teilweise durch Totalreflexion an der Grenzfläche zwischen Kern und Mantel, wie es in Abbildung 4.6 dargestellt ist, weitergeleitet. Da das Szintillationslicht sich nach Erzeugung in der Faser isotrop in alle Richtungen ausbreitet, folgt aus der geometrischen Bedingung für Totalreflexion, daß nur das Licht innerhalb eines Konus mit Öffnungswinkelwinkel $\theta \leq \arccos\left(\frac{n_{clad}}{n_{core}}\right) \sim 22^o$ zur Faserachse weitergeleitet wird. Der Anteil des Kernlichts am gesamt erzeugten Licht beträgt aufgrund der Raumwinkelgeometrie nur 3.3% [Bar94]. Der Rest wird entweder ausgekoppelt oder bleibt als Mantellicht erhalten. Das Mantellicht soll jedoch nicht zur Auslese durch den Photomultiplier benutzt werden, da es im Gegensatz zu Kernlicht sehr kurze Abschwächungslängen besitzt, was zu einer starken Ortsabhängigkeit des Signals führen kann. Es muß deshalb kurz vor dem Faserende absorbiert werden, um die unerwünschten Fluktuationen des Schauerschwerpunktes zu verringern.

Das in den Fasern erzeugte Kernlicht wird auf dem Weg zum Faserende durch

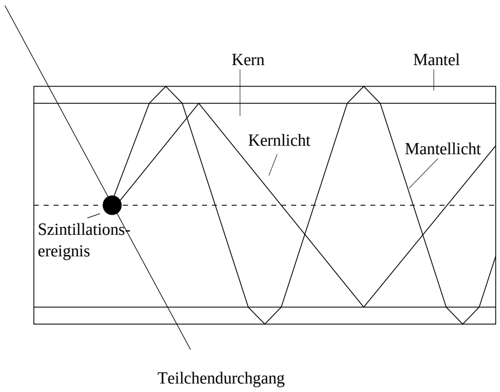


Abbildung 4.6: Längsschnitt einer Faser mit Kern- und Mantellicht [Bar94].

die zahlreich auftretenden Reflexionen abgeschwächt. Um die beobachtete exponentielle Abschwächung quantitativ als Funktion des zurückgelegten Weges zu erfassen, führt man die Abschwächungslänge λ_{att} ein. Sie hängt mit der Ausgangsintensität I_0, dem zurückgelegten Weg x und der Intensität $I(x)$ wie folgt zusammen:

$$I(x) = I_0 \; exp\Big(-\frac{x}{\lambda_{att}}\Big)$$

Schwankungen in den Lichtausbeuten und den Abschwächungslängen der Szintillationsfasern verringern die Energieauflösung des SPACALs. Deshalb müssen die für ein hochauflösendes Kalorimeter gewählten Fasern besonderen optischen, aber auch mechanischen Anforderungen genügen. In detaillierten Untersuchungen an Fasern verschiedener Herstellerfirmen [Bar94], wurden die Szintillationsfasern BCF-12 der Firma Bicron als geeignet für das SPACAL-Projekt beurteilt. Sie emittieren im blauen Wellenlängenbereich mit einem Intensitätsmaximum bei 435 nm. Ihre Abschwächungslänge beträgt ca. 120 cm. Zusätzlich werden sie für den Bau der Submodule von der Sternwarte Bergedorf an der Frontseite mit einer dünnen Aluminiumschicht verspiegelt, was eine Verdreifachung der Abschwächungslänge zur Folge hat.

Die Fasern im Submodul werden nach dem Austreten aus der Bleimatrix mit Hilfe eines Aluminiumrahmens zu zwei dichten Bündeln verklebt. An dem polierten Ende der Bündelfläche sitzt ein Pyramidenstumpf aus Plexiglas, der Lichtmischer, dessen Aufgabe es zum einen ist, das aus dem Faserbündel austretende Licht auf die in der Fläche kleinere Photokathode des Photomulitpliers zu konzentrieren. Zum anderen soll das Licht der einzelnen Fasern durch die Lichtmischer möglichst gleichmäßig über die Photokathode verteilt werden. Da die Oberfläche der Photokathode unter Umständen große Inhomogenitäten aufweisen kann, ist diese Kompensation notwendig, um den konstanten Term der Energieauflösung klein zu halten.

Zur schnellen Auslese und Verstärkung des Szintillationslichtes werden Photomultiplier eingesetzt. Da das SPACAL in einem Magnetfeld von 1.2 T betrieben werden soll, wurden spezielle Gitterdynoden-Photomultiplier der Firma Hamamatsu gewählt (Hamamatsu R 5505). Damit ist bei einem Einsatz in einem 1.2 T Magnetfeld immer noch ein Verstärkungsfaktor von rund 10^4 [App93] zu erzielen, gegenüber einer Verstärkung von ca. 10^6, die die Photomultiplier ohne äußeres Magnetfeld erreichen [Ham93].

4.3 Testmessungen an einem Prototypen

Um ein besseres Verständnis des SPACAL zu bekommen und auch eventuell auftretende Mängel in den einzelnen Systemkomponenten rechtzeitig zu erkennen und zu beheben, wurde am DESY im Herbst 1993 ein Prototyp eines SPACAL-Moduls gebaut. Dieser Prototyp besaß 3×3 Zellen mit einer Stirnfläche von je 40×40 mm^2. Die szintillierenden Fasern waren an der Vorderseite verspiegelt. Am anderen Ende wurden sie zu Bündel mit einem schwarzen Kleber auf einer Länge von ca. 2 cm verklebt. Diese schwarze Farbe ist notwendig, um das störende Mantellicht in den Fasern kurz vor dem Eintreten in die Lichtmischer zu absorbieren. Die Photomultiplier wurden, um eine gute Lichtleitung zu erhalten, mit optischem Fett an die Lichtmischer angekoppelt.

An diesem Prototypen wurden am DESY-Teststrahl T 22 Messungen mit Elektronen im Bereich von 1-6 GeV und am CERN SPS mit einer Elektronenenergie von bis zu 80 GeV durchgeführt. Das Ziel war unter anderem, die Energieauflösung mit dem konstanten Term genau zu bestimmen. Außerdem war es mit Hilfe eines Fahrtisches in horizontaler und vertikaler Richtung möglich, mit dem Teststrahl über die Zellgrenzen zu messen, um die Homogenität im Signalverhalten des Moduls zweier benachbarter Zellen zu untersuchen. Ein Hodoskop aus gekreuzten Szintillationszählern diente als Trigger für das Kalorimeter, und bestimmte für die dadurch verwertbaren Teilchendurchgänge den Auftrittpunkt im SPACAL. Nachstehend sind die mit dem Prototypen erzielten Resultate aufgeführt:

- Bei einem Vergleich mit einem LED-Kalibrierungssystem wurde für die Lichtausbeute des SPACALs ein Wert von 2.8 ± 0.3 Photoelektronen pro MeV erreicht. Das bedeutet, daß sich pro deponierter Energie von 1 MeV im Kalorimeter im Durchschnit 2.8 Photoelektronen von der Photokathode lösen, die dann nach Durchlaufen der 15 Dynodenstufen im Photomultiplier um den Faktor $\sim 10^4$ (für B = 1.2 T) verstärkt werden.

- Die Energieauflösung bei verschiedenen Elektronenenergien am DESY und CERN konnte mit

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{(7.2\%)^2 \cdot \frac{\text{GeV}}{E} + (0.6\%)^2}$$

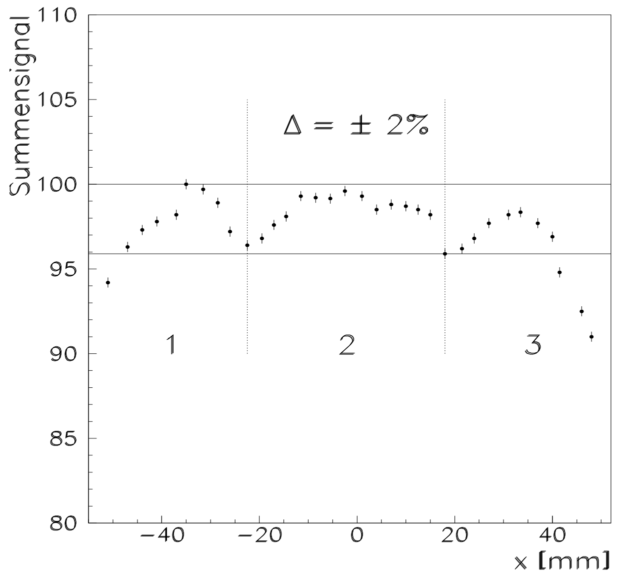


Abbildung 4.7: Homogenitätsmessungen an einem SPACAL-Prototypen mit 3 GeV Elektronenenergie. An den drei Zellgrenzen, die durch vertikale Linien gekennzeichnet sind, gibt es Einbrüche des Kalorimetersignals in der Größenordnung von rund 4 %.

sehr gut an die experimentellen Daten angepaßt werden. Für Elektronen mit 30 GeV Energie liegt damit die Energieauflösung unter den als Ziel angestrebten 2 %. Die Linearität, d.h. die Proportionalität zwischen dem vom Kalorimeter erzeugten Ausgangssignal und der im Modul deponierten Energie war besser als 1 %.

- Der Prototyp erreichte eine Zeitauflösung von 0.5 ns bei Elektronen von 6 GeV Energie. Damit bestätigten sich die für Spaghetti-Kalorimeter typischen schnellen Signalverläufe.

Bei den Ortsscans in horizontaler und vertikaler Richtung ergaben sich jedoch Inhomogenitäten an den Zellgrenzen, wie in Abbildung 4.7 zu sehen ist. Der Signaleinbruch am Rande der Zellen bedeutet, daß die Proportionalität zwischen der deponierten Energie der Elektronen und dem vom Modul geliefertem Ausgangssignal an den Zellgrenzen nicht besteht. Die Ungleichförmigkeit im Modul bei den Übergängen zweier Zellen kann beträchtliche Folgen für die Energie- und Ortsauflösung haben. Insbesondere wird dadurch der konstante Term in der Energieauflösung (vgl. Gleichung 3.1) erhöht. Deshalb wurde in der SPACAL-Gruppe der systematischen Untersuchung dieses unerwünschten Effekts ein großes Interesse gewidmet, worüber in den Kapiteln 6 und 7 noch berichtet wird.

Kapitel 5

Die β-Testbank

Um Homogenitätsuntersuchungen im Signalverhalten an SPACAL-Modulen durchführen zu können, wurde eine am Institut LPNHE (Laboratoire de Physique Nucléaire et de Haute Energie) der Pariser Universitäten VI und VII entwickelte und gebaute Testbank am DESY zum Einsatz gebracht [Lac93]. Mit Hilfe dieser Scan-Apparatur war es möglich, Studien zum Signalverhalten verschiedener Testmodule an Zellrändern schnell und effizient durchzuführen. Zusätzlich diente sie zur Qualitätskontrolle der laufenden Modulproduktion, um die Güte der gebauten SPACAL-Module besser überprüfen zu können.

5.1 Aufbau der Testbank

5.1.1 Das Meßprinzip

Ein horizontal und vertikal fahrbarer Schrittmotor bewegt eine β-Quelle parallel zur Frontfläche der zu untersuchenden Module. Die von der Quelle emittierten Elektronen erzeugen an den angestrahlten Szintillationsfasern des SPACAL-Moduls Szintillationslicht, welches am Faserende durch Photomultiplier in elektrische Signale umgewandelt und verstärkt wird.

Die eigentliche Strommessung am jeweiligen Ort der Quelle erfolgt mit einem Gleichstrommeßgerät, welches über die von der Photomultiplieranode kommenden Signalpulse mittelt. Das Ergebnis sind Ströme im nA-Bereich, die mit dem Amperemeter mit hoher Präzision gemessen werden können.

Schrittmotor und Amperemeter werden über einen Datenbus von einem Computer gesteuert, dessen Programmierung die Durchführung verschiedener Scans an den einzelnen SPACAL-Modulen erlaubt. Die dadurch gewonnenen Daten werden nach dem Ende des Scans auf eine UNIX-Workstation übertragen und dort analysiert. Die Abbildung 5.1 zeigt den schematischen Aufbau der β-Testbank. Im folgenden sollen einige Komponenten näher beschrieben werden.

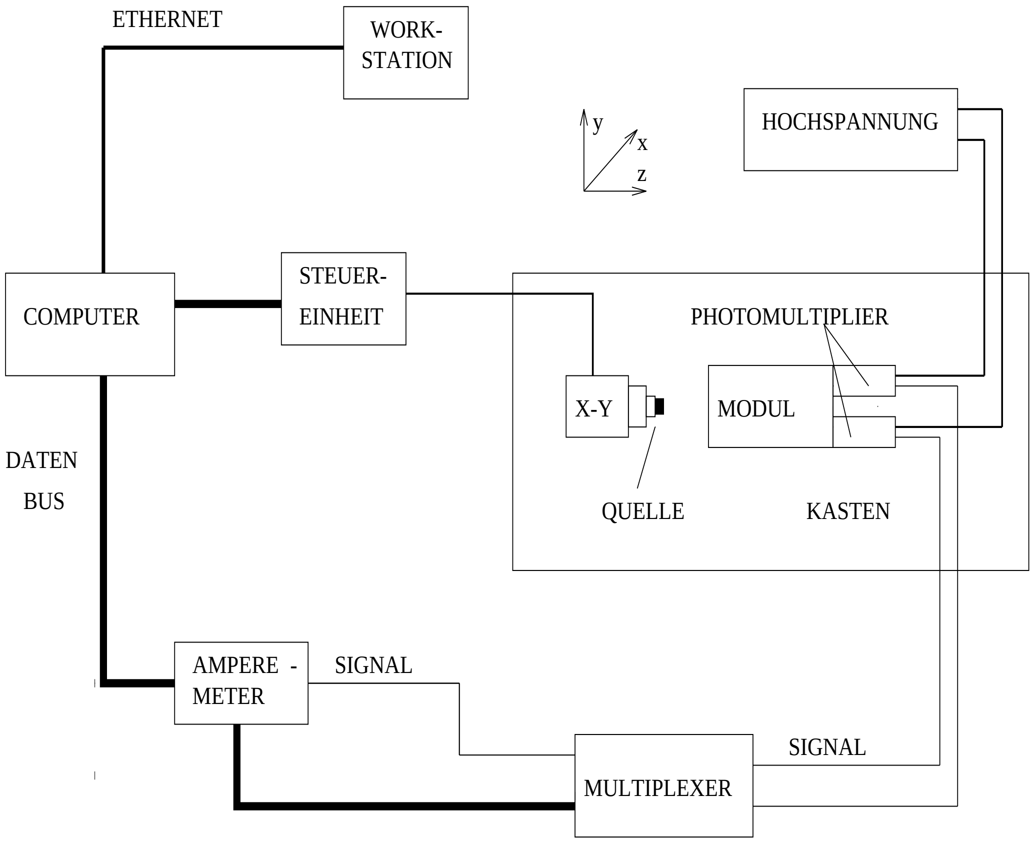


Abbildung 5.1: Prinzipieller Aufbau der Testbank

5.1.2 Mechanik, Schrittmotor und Amperemeter

Der in x und y fahrbare Scanner befindet sich auf einer ca. 2.50 m langen Bank aus Granit, die eine größere mechanische Erschütterung während des Meßprozesses vermeidet. Ein Aluminiumtisch, der auf der Granitbank montiert ist, dient für das zu testende Kalorimetermodul als Auflagefläche. Der Scanner mit der Halterung für die Quelle kann in Längsrichtung, der z-Richtung, mit Hilfe einer Mikrometerschraube bewegt werden. Dadurch kann ein auf 0.1 mm genauer Abstand zwischen Modul und Quelle eingestellt werden. Die Granitbank samt Scanner und Aluminiumtisch befindet sich in einer $4 \times 1.50 \times 1.50$ m^3 großen, lichtdichten Holzkiste, die von außen mit einem Schloß verriegelt werden kann.

Die Steuereinheit (Micro-Control ITL09) dient zur Regelung der beiden Schrittmotoren des Scanners und damit zur horizontalen und vertikalen Bewegung der Quelle. Die Gesamtfläche, die mit dem Scannerarm abgefahren werden kann, beträgt 145 x 145 mm^2.

Während der Bewegung des Scanners wird an der Steuereinheit die jewei-

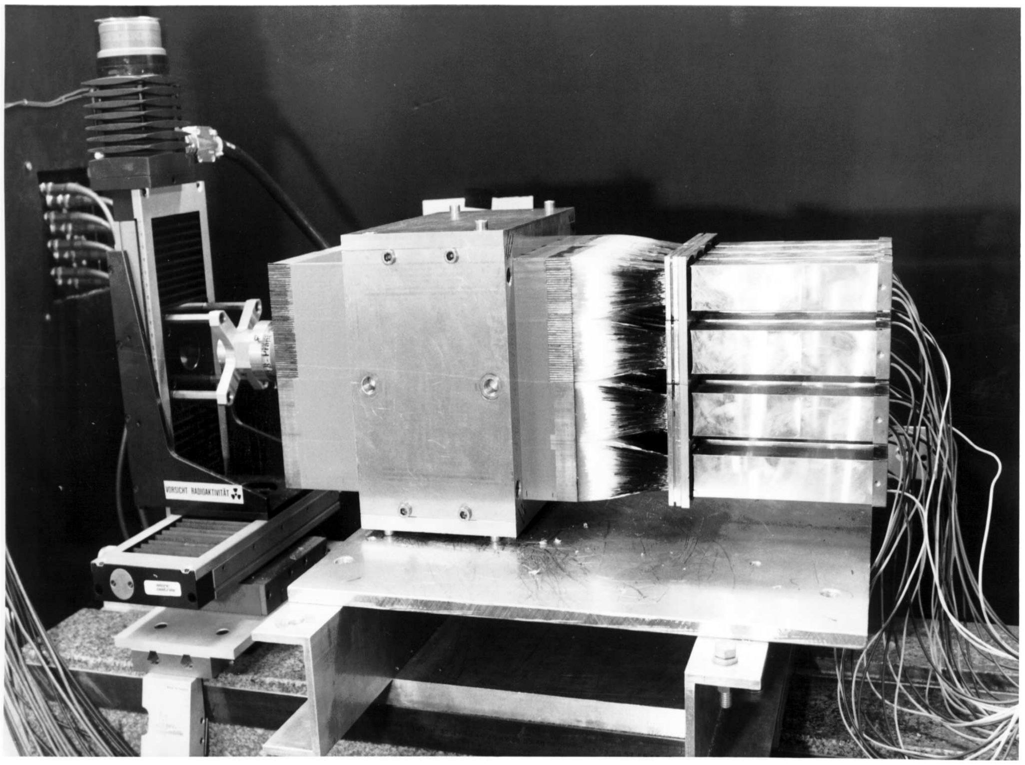


Abbildung 5.2: Die β-Testbank. Auf dem Foto ist der Aluminiumtisch mit einem SPACAL-Modul zu erkennen. Die zur Auslese benötigten 16 Photomultiplier befinden sich in einem am hinteren Teil des Moduls angebrachten Gehäuse. Der Schrittmotor mit dem Scannerarm und der darauf montierten Quelle ist ebenfalls zu sehen.

lige aktuelle Position in Bezug auf das Koordinatensystem angezeigt. Die beiden hochpräzisen Schrittmotoren erlauben als kleinste Verschiebung des Scanners eine Schrittweite von 0.01 mm. In der Regel wurden jedoch für die durchgeführten Scans an den Modulen Schrittweiten von 1 mm für Δx und Δy benutzt.

Das programmierbare Elektrometer (Keithly 617) ist ein sehr präzises, digitales Meßinstrument, das zur Bestimmung von Spannungen, Strömen, Ladungen und Widerständen geeignet ist. Im Strommeßbetrieb, in dem für Photomultiplierströme typischen nA-Bereich, erreicht es eine Auflösung von 0.01 % [Keit88]. Eine digitale Schnittstelle ermöglicht die Ansteuerung des Amperemeters durch einen Computer, der die durch eine Messung gewonnenen Daten in einer angelegten Datei speicherte.

5.1.3 Der Multiplexer

Das Amperemeter Keithly 617 besitzt nur einen Kanaleingang, so daß nur die Ströme eines einzigen Photomulipliers automatisch ausgelesen und an den Computer weitergegeben werden können. Da jedoch die Homogenitätsuntersuchungen auch an Supermodulen durchgeführt wurden, mußten die Photomultipliersignale der beteiligten Kanäle nacheinander ausgelesen werden, um damit eine Meßdatenerfassung aller 16 Zellen eines SPACAL-Moduls zu gewährleisten.

Bei dem Multiplexer (Philips Universial Switch PM 2120) handelt es sich um computersteuerbare Relais, die so programmiert wurden, daß 20 verschiedene Ein-/Aus-Schalter für die Scans an Supermodulen jeweils individuell angesteuert werden konnten.

5.1.4 Software und Datenbus

Das zentrale Element der Steuerung und der Auslesung der an der Messung beteiligten Instrumente ist ein Macintosh-Computer (Macintosh IIci). Eine im Computer befindliche Buskarte sorgt über eine Datentransfer- und Steuerleitung (IEEE 488.2-Bus) für die Kommunikation mit den Meß- und Steuergeräten. Zudem besteht eine ETHERNET-Verbindung zwischen Macintosh und einer UNIX-Workstation, auf der die gemessenen Daten mit Hilfe des Softwarepakets PAW (physics analysis workstation) analysiert werden können.

Der verwendete IEEE 488.2-Bus besitzt acht Daten- und acht Steuerleitungen. Erstere dienen zu einer 8 bit breiten gemultiplexten Daten- und Adressenübertragung, letztere kontrollieren und steuern die Kommunikation zwischen dem Rechner und den einzelnen Geräten. Das Busprotokoll unterscheidet zwischen dem aktiven Steuergerät (Controller), den Sprechern (Talker) und den Hörern (Listener).

Bei der Messung mit der β-Quelle weist der Macintosh als Steuergerät jeder Komponente die entsprechende Rolle zu. So ist z.B. das Amperemeter in einem Talk-Modus, während es die Informationen, nämlich die gemessenen Daten, nach Aufforderung durch den Computer über den Datenbus schickt. Mit der Anordnung durch das Steuergerät, die nächste Messung durchzuführen, ändert sich der Zustand des Amperemeters; es wird durch den Empfang dieser Nachricht zum Listener. Insgesamt muß somit während jeder Adressierung des Steuergeräts an die einzelnen Komponenten ihr jeweiliger Funktionszustand (Listen oder Talk) mitgeteilt werden. Dies macht den IEEE 488.2 zu einem relativ langsamen Bus, der aber dennoch zur Auslese von einzelnen Instrumenten an überschaubaren Meßplätzen weit verbreitet ist.

Im Gegensatz zu dieser 'slow control' finden sich bei Experimenten mit hoher Datenrate, wie sie in der Hochenergiephysik üblich sind, ausnahmslos schnelle Bussysteme, wie beispielsweise VME, das bei einer Datenbreite von 32 bit erheblich größere Übertragungsgeschwindigkeiten von bis zu 50 Mbyte/s besitzt [Ren93].

Die für die Messung und Steuerung des β-Scans benötigte Software ist in FOR-

TRAN 77 erstellt. Das Ansprechen der einzelnen Meßkomponenten wie Motor, Schalter und Amperemeter erfolgt über spezielle Routinen, die direkt als Unterprogramme aufgerufen werden können. Um einen möglichst stabilen Meßbetrieb zu gewährleisten, wurden in das Programm Fehlerabfragen eingeführt, die eventuell auftretende Probleme (z.B. einen plötzlich ausfallenden Kanal) erkennen und auf eine eigens dafür angelegte Fehlerdatei schreiben soll. Zusätzlich implementierte Abfangschleifen verhinderten bei einer groben Störung des Meßprozesses ein allzu frühzeitiger Abbruch der Messung.

5.1.5 Quelle und Kollimator

Als β-Quelle diente ^{90}Sr mit einer von der Herstellerfirma (Amersham International, England) angegebenen Aktivität von 40 MBq ($40 \cdot 10^6$ Zerfälle/s). Mit einer Halbwertszeit von $T_{\frac{1}{2}} = 28.5$ a zerfällt ^{90}Sr zu 100 % in das Tochternuklid ^{90}Y, welches ebenfalls ein reiner β-Strahler mit einer Halbwertszeit von $T_{\frac{1}{2}} = 64$ h ist.

Da der β-Zerfall ein Drei-Körper-Zerfall ist ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$), besitzen die emittierten Elektronen keine diskrete Energie, sondern eine kontinuierliche Energieverteilung bis hin zu einem maximal zulässigen Wert E_{max}. Dieser beträgt für ^{90}Sr rund 0.546 MeV und für ^{90}Y 2.27 MeV.

Im Gegensatz zu α-Teilchen oder anderen schweren Partikeln sind die in einem Medium zurückgelegten Wege der β-Teilchen nicht durch eine gerade Spur mit genau definierter Reichweite charakterisiert. Vielmehr wird die Elektronenbahn durch Vielfachstreuung an Atomen zu einer stark geschlängelten Linie. Dennoch lassen sich experimentell gewonnene Daten der maximalen Reichweite von β-Teilchen in verschiedenen Materialien recht gut durch empirische Ausdrücke beschreiben. Nach Glendenin [Glen48] stellt

$$R\,[\mathrm{g/cm^2}] = 0.542E - 0.133 \qquad 0.8 < E < 3\ \mathrm{MeV} \tag{5.1}$$
$$R\,[\mathrm{g/cm^2}] = 0.407E^{1,38} \qquad 0.15 < E < 0.8\ \mathrm{MeV} \tag{5.2}$$

eine zufriedenstellende Parametrisierung dar. Hierbei ist R die maximale Reichweite des Elektrons in g/cm^2 und E die Elektronenenergie in MeV. Für Blei mit einer Dichte von 11.3 g/cm^3 erhält man somit für die beiden Maximalenergien aus der ^{90}Sr/^{90}Y-Zerfallskette Reichweiten von ca. 0.15 mm bzw. 0.9 mm. In Materialien wie Plexiglas oder Plastikszintillatoren mit einer geringeren Dichte von rund 1.2 g/cm^3 steigen die Reichweiten auf 1.5 mm bzw. 9.2 mm an.

Die Werte machen deutlich, daß eine Messung an SPACAL-Modulen mit einer β-Quelle nur auf die Lichterzeugung und die Lichtleitung in den szintillierenden Fasern sensitiv ist, während für hochenergetische Elektronen im GeV-Bereich auch das Absorbermaterial wegen der damit verbundenen Strahlungslänge X_0 eine große Rolle spielt.

Der Grund, warum für die Homogenitätsuntersuchungen eine β- und keine γ-Quelle verwendet wurde, ist darin zu suchen, daß Elektronen aus einer Quelle recht

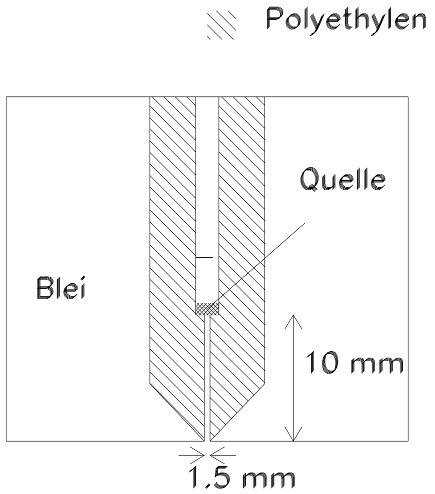


Abbildung 5.3: Der Kollimator.

gut im Gegensatz zu γ-Strahlung in eine bestimmte Richtung gebündelt werden können. Diese Fokusierung ist die entscheidende Bedingung für die Erzielung hoher Ortsauflösung, mit der detaillierte Homogenitätsuntersuchungen erst möglich werden. Zur Bündelung der β-Teilchen wurde ein Kollimator aus Polyäthylen benutzt, das von einem Bleimantel umgeben ist.

Da die Energieverluste von Elektronen durch Bremsstrahlung mit dem Quadrat der Kernladungszahl Z anwachsen ($\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} \sim Z^2EN$), würde in einem reinen Pb-Kollimator bis zu 15 % der β-Energie in Bremsstrahlungsquanten übergehen. Diese durchdringende γ-Strahlung verschlechtert zum einen die mit der Quelle erreichbare Ortsauflösung und zum anderen erhöht sie die Strahlungsbelastung der am Experiment beteiligten Person.

Aus diesen Gründen wurde ein Kollimator eingesetzt, deren innerer Teil aus einem Material mit geringer Kernladungszahl Z besteht. Dadurch verliert die β-Strahlung, die nicht in Richtung des 1.5 mm breiten Öffnungskanals emittiert wird, ihre Energie fast vollständig ($\sim$ 97 %) durch Stoßionisation im Polyäthylen. Das ummantelte Blei im Kollimator sorgt zusätzlich dafür, daß die geringen Mengen an Bremsstrahlung, die im inneren Polyäthylen entstanden sind, absorbiert werden. Als Ergebnis erhält man einen gut kollimierten β-Strahl, dessen Profil durch die Kollimatorlänge und ihr zugehöriger Öffnungsdurchmesser bestimmt wird.

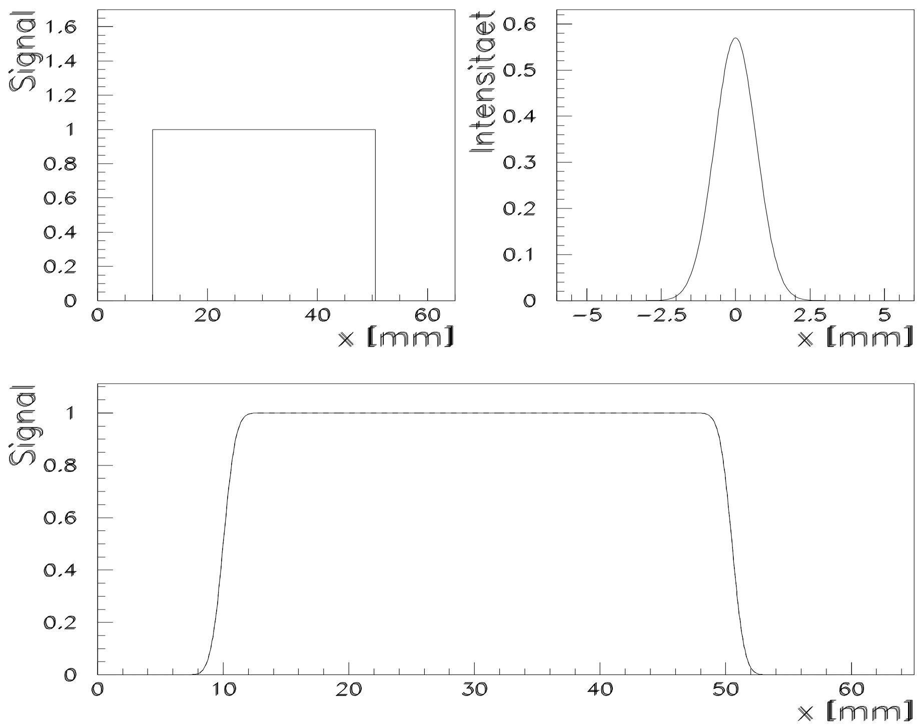


Abbildung 5.4: Entstehung eines Meßsignals aus einem idealen Zellverhalten (links oben) und einem Quellenprofil (rechts oben). Das Ergebnis der Faltung ist unten zu sehen.

5.2 Ortsauflösung und Faserstruktur

5.2.1 Ortsauflösung

Neben möglichst kleinen Meßfehlern ist eine gute Ortsauflösung die wohl wichtigste Voraussetzung, die eine Messung mit der β-Quelle an SPACAL-Modulen erfüllen muß. Unregelmäßigkeiten und Inhomogenitäten an den Modulen sind mit einem Meßgerät erst zu erkennen, wenn die zugrundeliegende Ortsauflösung sich zumindest in der Größenordnung der auftretenden Störungen bewegt. Da die dominierende Struktur an den SPACAL-Modulen durch den Faserabstand von 0.9 mm bestimmt wird, ist eine räumliche Auflösung des Meßapparates im Millimeterbereich nötig.

Die Ortsauflösung wurde experimentell durch Messungen an den Kalorimetermodulen bestimmt. Für eine Zelle eines Moduls läßt sich das idealisierte Signalverhalten bei einem Scan in horizontaler Richtung durch eine Rechteckfunktion $R(x)$, wie in Abbildung 5.4 zu sehen ist, beschreiben. Selbstverständlich wird hier die Länge dieser Rechteckfunktion durch die geometrische Abmessung einer Zelle von 40 mm bestimmt. Das räumliche Profil $Q(x)$ der aus der Kollimatoröffnung emittierten Elektronen kann durch eine Gaußverteilung mit zunächst unbekannter Standardabweichung σ angenähert werden(vgl. Abb. 5.4).

Dabei ist das σ der Quelle ein Maß für die Ortsauflösung der Apparatur, denn es bestimmt die Größenordnung zweier Objekte, die gerade noch durch eine Messung als getrennt wahrgenommen werden können.

Das eigentliche Meßverfahren, d.h. der Scan mit der Quelle entlang eines Moduls und die dazugehörige Registrierung des Signals am jeweiligen Orte x, ist mathematisch gesehen eine Faltung des idealisierten Zellenverhaltens $R(x)$ mit dem Quellenprofil $Q(x)$:

$$M(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \; R(x - x')Q(x') \tag{5.3}$$

Führt man die Integration aus, erhält man Integrale der Form $\int_{-\infty}^{x} e^{-u^2} du$. Diese integrierte Gaußverteilung wird in der Literatur oft als Fehlerfunktion bezeichnet. Das Ergebnis der Faltungsgleichung (5.3) ist ein Rechteck, dessen Ränder durch die endliche Breite des Quellenprofils etwas verschmiert sind, wie in Abbildung 5.4 dargestellt ist.
Um die tatsächliche Breite des Quellenprofils zu bestimmen, wurde an das gemessene Signalverhalten einer einzelnen Zelle, das in Abbildung 5.5 gezeigt ist, eine Fehlerfunktion im Rahmen eines Fitprogrammes angepaßt. Dadurch erhält man als Anpassungsparameter direkt die zugrundeliegende Standardabweichung des Quellenprofils. Beim Fitvorgang ist jedoch zu beachten, daß die auf das SPACAL-Modul treffenden Elektronen aufgrund des vorgegebenen Verhältnisses zwischen Blei und Szintillatormaterial von 2:1 zu gut zwei Drittel im Blei absorbiert werden und dort einen Teil ihrer Energie in Bremsstrahlung umsetzen.

Diese γ-Strahlung kann jedoch bei den in der Umgebung liegenden Fasern durch Photo- und Comptoneffekt einen Szintillationsprozeß bewirken, dessen Licht von den Photomultipliern ebenfalls mitausgelesen wird. Die durch die Elektronen im Blei des Kalorimetermoduls produzierten Bremsstrahlungsquanten erzeugen somit in den gemessenen Daten aufgrund ihrer größeren Eindringtiefe einen zusätzlichen langreichweitigen Ausläufer an der Kante einer Zelle. Dies ist sehr gut an dem gemessenen Signalverhalten in Abbildung 5.5 zu sehen. Die auf die Bremsstrahlungsquanten zurückzuführende schwach abfallende Flanke in dieser Abbildung kann in der Kurvenanpassung durch eine weitere Fehlerfunktion mit einer größeren Breite berücksichtigt werden.

Im einzelnen bedeuten die Parameter P_1 bis P_6 der Anpassungsfunktion folgendes: P_1 gibt die Stelle, d.h. die Koordinate des 50 %igen Signalabfalls an, also die definitionsgemäße Grenze der Zelle. P_2 und P_3 sind die Amplituden bzw. die Beiträge der β- und der entstehenden γ-Strahlung zum Signal. P_4 und P_5 stellen die Breiten (die Standardabweichung σ) der beiden überlagerten Funktionen dar.

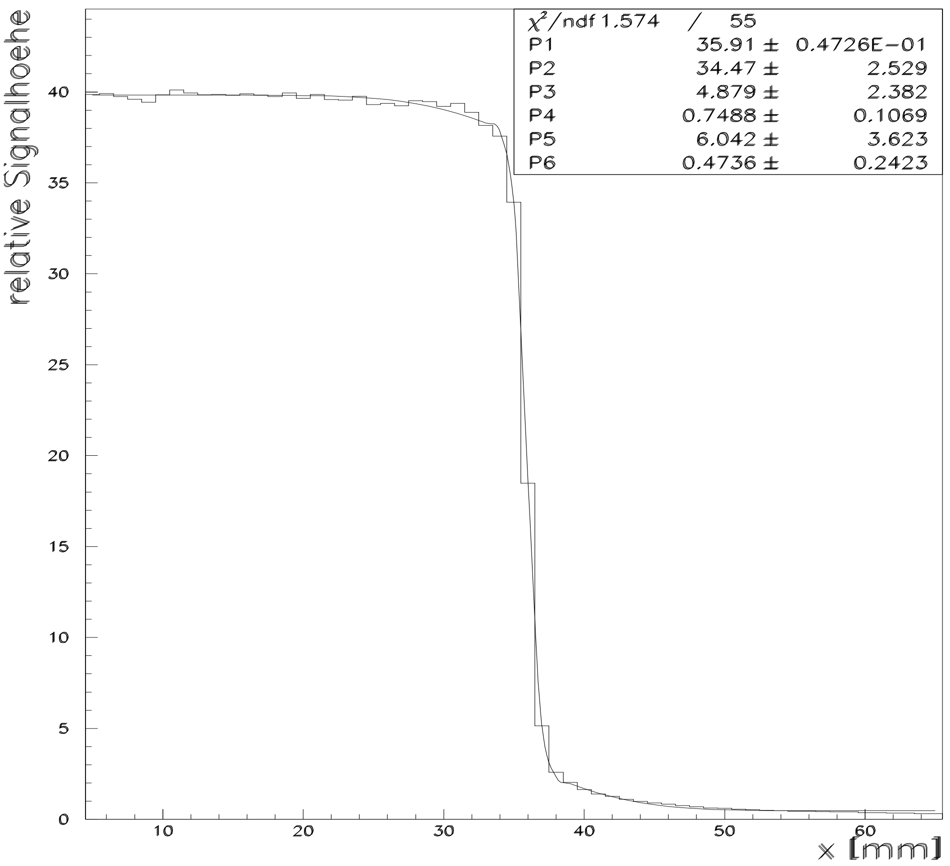


Abbildung 5.5: Das gemessene Signalverhalten einer Zelle. Als Anpassungsfunktion diente $P_2 \cdot ERF((x - P_1)/P_4) + P_3 \cdot ERF((x - P_1)/P_5) + P_6$, wobei $ERF(x)$ für die Fehlerfunktion steht und $P_1 - P_6$ die Fitparameter sind.

Schließlich ist P_6 ein konstanter Anteil, der auf den Dunkelstrom der Photomultiplier zurückzuführen ist.

Als Ergebnis mehrerer Messungen ergab sich für die Ortsauflösung der β-Quelle ein σ von 0.7 mm mit einem statistischen Fehler von 10 %. Diese räumliche Auflösung ist zu erwarten, denn allein aufgrund der Kollimatorgeometrie mit 1.5 mm Durchmesser und 10 mm Kanallänge müßte bei einem Abstand zwischen Kollimator und Modul von 1 mm eine kreisrunde Fläche mit einem Durchmesser von 1.65 mm auf der Modulfrontseite von der Quelle bestrahlt werden. Dies entspricht ziemlich genau der Halbwertsbreite (FWHM) der Quellenverteilung aus dem experimentell bestimmten σ von 0.7 mm (FWHM = $2.35 \cdot \sigma$).

5.2.2 Faserstruktur

In Kapitel 4.2 wurde die Geometrie einer Bleiplattenschicht mit den sich darin befindlichen Fasern vorgestellt. Mit einer gut kollimierten Quelle sollte es demnach möglich sein, eine Regelmäßigkeit in der Anordung der Fasern zu erkennen.

Die β-Teilchen aus der Quelle bestrahlen während eines horizontalen Scans diejenigen Fasern, die sich in einem Kreis mit Durchmesser 1.6 mm befinden. Selbstverständlich werden nicht alle im Inneren des Kreises liegenden Fasern gleichmäßig angestrahlt, da die Intensität des Quellenprofils gemäß der angenommenen Gaußverteilung zum Rande hin abnimmt. Dennoch soll die einfache Annahme hier genügen, um feststellen zu können, daß je nach Lage der Quelle zwischen zwei und drei benachbarte Fasern in ihrer Bleimatrix von den β-Teilchen getroffen werden. Dies führt bei einem Scan mit geeignet kleiner Schrittweite von 0.1 mm in periodischer Folge zu Maxima und Minima im gemessenen Signal.

Die einzige Periode, die hierbei eine Rolle spielt, ist der Abstand zweier Fasern von 0.9 mm. Bei den hier gezeigten Daten in Abbildung 5.6 handelt es sich um die Faserstruktur. An die gemessenen Punkte wurde eine Sinusfunktion gefittet, deren Periodizität von 0.9 mm die Fasergeometrie direkt wiederspiegelt.

5.3 Fehlerabschätzung

Statistische Fehler

Ein am Ort x und y der Quelle durchgeführter Meßprozeß beinhaltet die im Amperemeter stattfindende Mittelung über die von den Photomultipliern kommenden Signalpulse. Der zu dieser Einzelmessung gehörende statistische Fehler wird sowohl von der Emission der β-Teilchen aus der Quelle als auch von der Erzeugung von Elektronen aus der Photokathode des Photomultipliers verursacht. Da beide Prozesse statistische Ereignisse sind, ist zu klären, welcher der zwei Prozesse die damit verbundenen statistischen Fehler dominiert. In der Poissonstatistik ist die relative Standardabweichung durch $\frac{1}{\sqrt{N}}$ gegeben. Demnach spielt der Prozeß eine größere Rolle, bei dem weniger Ereignisse in einer bestimmten Zeiteinheit Δt aufgetreten sind. Im folgenden soll deshalb die Anzahl der an der Photokathode erzeugten Photoelektronen pro MeV wechselwirkendes β-Teilchen grob abgeschätzt werden.

Die Lichtausbeute in organischem Szintillatormaterial wird mit rund einem Photon pro 100 eV Energieverlust des ionisierenden Teilchens angegeben [Rev88]. Ein β-Teilchen mit einer Energie von 1 MeV, das im Szintillator vollständig abgebremst wird, erzeugt so 10^4 Lichtquanten. Durch die Bedingung für die Totalreflexion in den Fasern kann jedoch nur rund 3.3 % (vgl. Kapitel 4.2) des gesamten Lichts das Faserende erreichen. Die Quanteneffizienz der Photokathode beträgt ca. 15 % [Ham93], so daß pro 1 MeV Energiedeposition rund 50 Photoelektronen die Kathode verlassen. Da die Anzahl der Photoelektronen größer ist als die Zahl

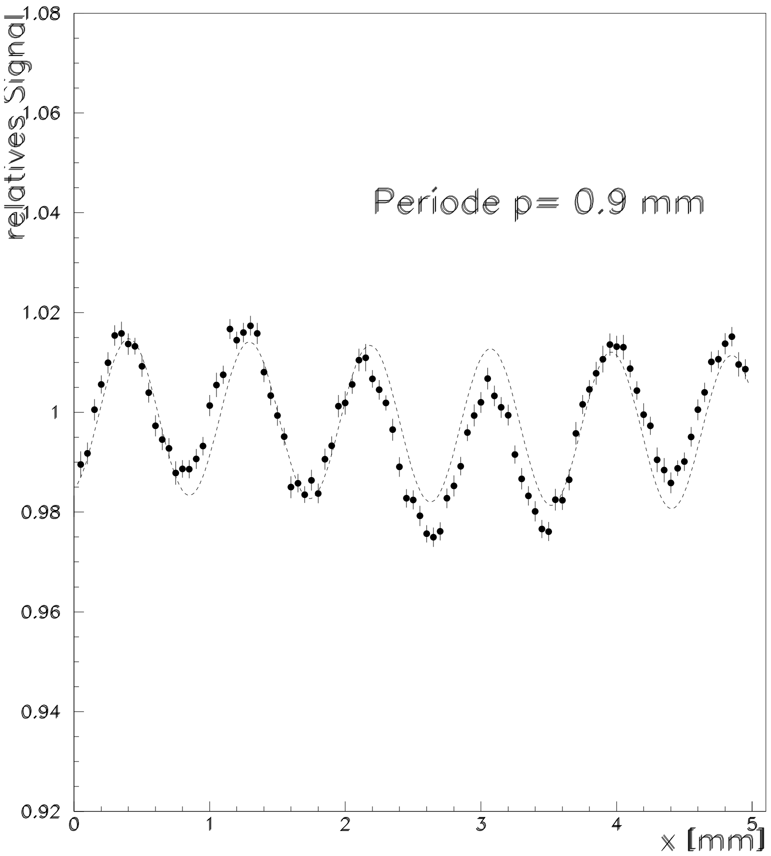


Abbildung 5.6: Die periodische Faserstruktur.

wechselwirkender β-Partikel, trägt die Fluktuation der Quelle somit mehr zum statistischen Fehler bei.

Aufgrund der Kollimatorgeometrie liegt der Anteil der auf das Modul treffenden Elektronen in der Größenordnung von nur rund 0.15 % aller emittierten Teilchen. Dies ergibt sich aus dem Raumwinkelverhältnis von Kollimatoröffnungsfläche (1.5 mm) zur Gesamtoberfläche einer Kugel, deren Radius gerade die Länge des Kollimatorkanals (10 mm) bildet. Zudem treffen nur ein Drittel aller Elektronen, die den Kollimator verlassen können, auf Szintillatormaterial, da das SPACAL mit einem Verhältnis zwischen Blei und Szintillator von 2:1 gebaut wurde. Bei einer Aktivität von 40 MBq bleibt demnach eine Rate von rund 20 000 s^{-1} wechselwirkenden β-Teilchen übrig. Wird über die durch das RC-Glied im Meßgerät gegebene Integrationszeit von 0.1 sec [Keit88] gemittelt, erhält man die Zahl von 2000 Teilchen pro Meßprozeß, deren Fluktuation von $\sqrt{2000}$ einem relativen Fehler von 2 %

entspricht.

Als Konsistenzbetrachtung kann der gemessene Photomultiplierstrom I bestimmt werden. Er ist durch $I = r \cdot q$ gegeben, worin r die Rate der wechselwirkenden β-Teilchen und q die pro β-Teilchen mit 1 MeV mittlerer Energie an der Anode erzeugte Ladung ist. Mit einer Verstärkung des Photomultipliers, bei 2000 V Betriebsspannung, von 10^6 [Ham93] und der Photoelektronenzahl von 50 ergibt sich q zu: $q = 50 \cdot 10^6 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}\mathrm{C} = 8$ pC. Für den durchschnittlichen Strom I erhält man: $I = 20.000\ s^{-1} \cdot 8$ pC=160 nA, was den tatsächlich gemessenen Strömen von 130 bis 170 nA recht nahe kommt.

Um den statistischen Fehler experimentell zu bestimmen, wurden die Ströme einer Zelle eines SPACAL-Moduls mehrmals (200 Mal) gemessen, wobei sich die Quelle dabei immer in derselben Position befand. Die relative Standardabweichung ergab sich hierbei zu σ_{stat}=[1.5 $\pm$ 0.06] %. Dieser statistische Fehler ist sehr gut mit dem aus der obigen Abschätzung erhaltenen Wert von 2 % verträglich.

Fehler durch periodische Faserstruktur

Neben diesem fluktuationsbedingten Fehler existiert bei einem Scan entlang des Moduls eine weitere Ungenauigkeit, die auf die in Kapitel 5.2.2 besprochene Fasergeometrie des SPACAL-Moduls zurückgeht. Die durch den periodischen Faserabstand von 0.9 mm entstehenden Signalschwankungen während einer Messung können zwischen Maxima und Minima der Amplituden rund 3 % betragen (vgl. Abb. 5.6). Bei einer Mittelung über eine volle Periode führt dieses sinusförmige Signalverhalten schließlich zu einer Standardabweichung von $\sigma_{geom} \approx 1$ %, die ebenfalls in den Fehler miteinfließt.

Fehler durch unterschiedliche Lichtausbeute

Eine Messung an SPACAL-Modulen mit der β-Quelle entspricht der Bestimmung der Lichtausbeuten der verwendeten Szintillationsfasern. Selbstverständlich sind auch die Signalausbeuten von Faser zu Faser unterschiedlich und starken Schwankungen unterworfen. Messungen, die am physikalischen Institut der Akademie der Wisssenschaften in Prag durchgeführt wurden, ergaben eine Standardabweichung in der Lichtausbeute bei den für Submodule benutzten Fasern von $\sigma_{Faser} = 4.5$ % [Cva94].

Die Verteilung dieser Signalschwankungen macht sich auch in den an Modulen mit der β-Quelle gemessenen Werten bemerkbar. Da die Quelle aufgrund ihres Kollimatordurchmessers in der Regel über zwei szintillierende Fasern mittelt, wird der dadurch entstehende relative Fehler um den Faktor $\sqrt{2}$ kleiner, verglichen mit einer Apparatur, die nur die Lichtausbeuten einzelner Fasern bestimmt.

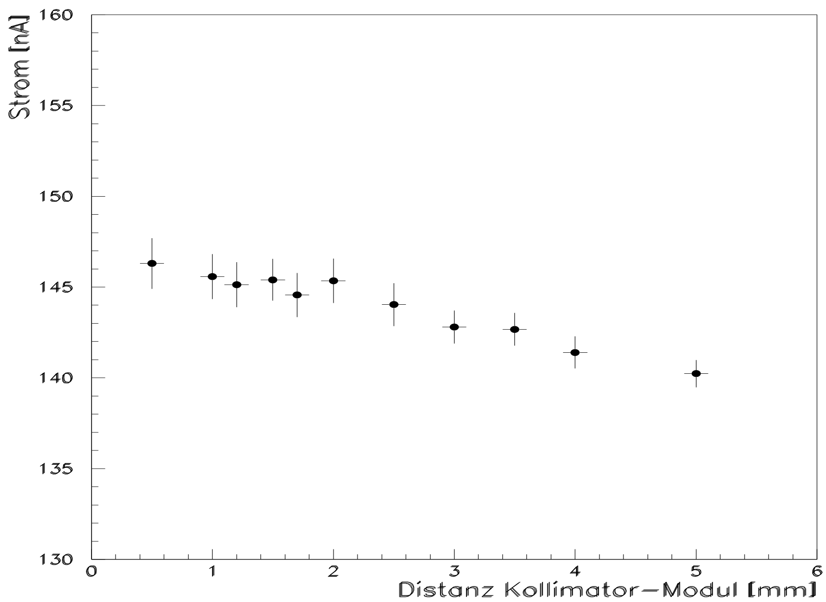


Abbildung 5.7: Ströme einer Zelle bei variierendem Abstand zwischen Kollimator und Modul.

Weitere systematische Fehler

Werden Module nicht genügend exakt in die Testbank eingebaut, kann der dadurch im Verlaufe des Scans sich ändernde Abstand zwischen Kollimator und Modulfrontfläche mögliche systematische Effekte hervorrufen. Die Veränderung im Signalverhalten einer Zelle gegenüber einem variierenden Quellenabstand von 0.5 mm bis 2 mm wurde bei einer Untersuchung auf kleiner als 1.5 % ermittelt (Abb. 5.7). Da in der Regel die Module auf dem Scannertisch auf ca. 0.02^o parallel zur Längsrichtung positioniert werden können, was sich durch die mechanischen Toleranzen des Tisches von 0.5 mm ergibt, ist die dadurch hervorgerufene Änderung im Abstand zwischen Modul und Kollimator kleiner als 0.1 mm.

Eine größere Fehlerquelle stellten sicherlich die Photomultiplier dar, deren Verstärkungsfaktor kurz nach dem Einschalten der Hochspannung um 5-10 % variieren kann. Daher erklären sich auch die relativ großen Fehlerbalken in Abbildung 5.7. Denn um den Quellenabstand mit Hilfe der Mikrometerschraube zu verändern, mußte die Hochspannung jedesmal vor dem Öffnen der Testbank ausgeschaltet werden.

Die eigentlichen Homogenitätsmessungen begannen nach einer Warmlaufphase der Photomultiplier von ca. zwei bis drei Stunden, so daß dadurch ein stabiler Betrieb garantiert werden konnte. Falls trotzdem Veränderungen in der Verstärkung der Photomultiplier aufgetreten waren, konnten mit Hilfe von Kalibrierungspunkten, die immer in gleichen Zeitabständen (alle fünf Minuten) mit der Quelle angefahren wurden, eine zeitabhängige Korrektur dieser Drift durchgeführt werden.

Gesamtfehler

Da die weiteren systematischen Fehler vernachlässigt werden können, läßt sich der relative Meßfehler der Testbank bei einem einfachen Scan in horizontaler Richtung abschließend folgendermaßen ermitteln:

$$\sigma_{ges}^2 = \sigma_{stat}^2 + \sigma_{geom}^2 + \frac{\sigma_{Faser}^2}{2}$$

Mit 1.5 % für σ_{stat}, 1 % für σ_{geom} und 4.5 % für σ_{Faser} erhält man somit als Gesamtfehler ein σ_{ges} von 3.5 %.

Kapitel 6

Messungen an Submodulen verschiedener Bauart

Um die Ursachen des Signalverlustes an den Zellrändern des SPACAL-Prototypen (vgl. Kapitel 4.3) genauer zu ergründen, konzentrierte man sich im wesentlichen auf Untersuchungen der Bündelungsregion der szintillierenden Fasern. In diesem Bereich können durch Druck oder durch Faserkrümmung hervorgerufene mechanische Belastungen sowohl den Szintillationsprozeß als auch die Lichtleitung in den Randfasern beeinträchtigen, was schließlich einen Signalabfall an den Zellgrenzen zur Folge haben kann.

Da Submodule mit ihren zwei Zellen über eine gemeinsame Zellgrenze verfügten und ohne allzu großen Aufwand hergestellt werden konnten, beschloß man eine Reihe von ihnen zu bauen, die jeweils eine unterschiedlich konstruierte Bündelungsregion besaßen. Die vielfältigen Tests, denen diese Submodule unterzogen wurden, sollten zum einen die Ursachen der Zellinhomogenitäten klären, und zum anderen eine Entscheidung über die endgültige Form in der Bündelungsregion der bald startenden SPACAL-Produktion treffen.

6.1 Beschreibung der Submodule

Drei der am DESY während der Entwicklungsphase gebauten Submodule sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Bei **Submodul I** wurde eine geringere Krümmung der Fasern durch eine Verlängerung der Bündelzone von 40 mm auf 85 mm erreicht, in der Hoffnung, die damit verbundenen mechanischen Belastungen der Randfasern zu vermindern.

Einen Versuch, ganz auf die Bündelung zu verzichten, sollte **Submodul II** darstellen. Bei diesem Modell wurden entsprechend vergrößerte Lichtmischer direkt auf die Rückseite der Blei-Faser-Matrix geklebt. Am Ende der Bleiplatten sorgte ein eingeschwärzter Kleber für die notwendige Absorption des Mantellichts, wie es in Kapitel 4 vorgestellt wurde.

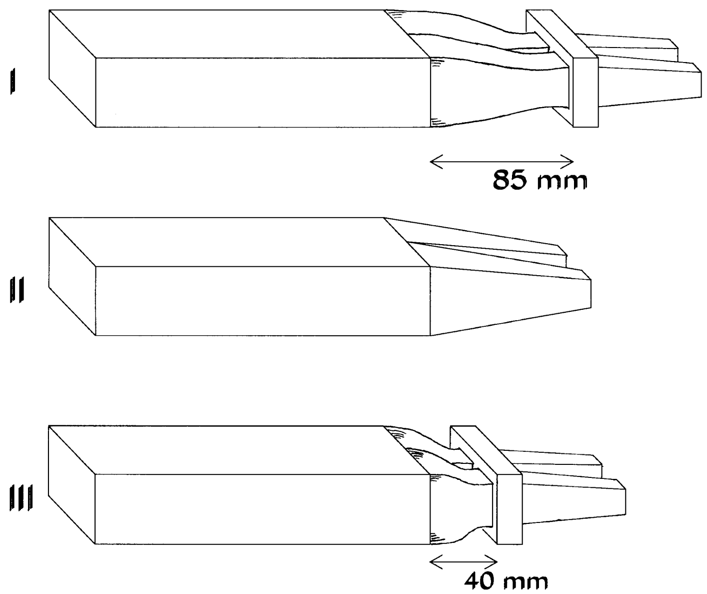


Abbildung 6.1: Drei Submodule aus der Entwicklungsphase.

Submodul III besaß die ursprünglich vorgesehene Bündelungsregion, wie sie auch beim Prototypen Verwendung fand. Die Bündelzone wurde mit klarem Klebstoff verklebt und zudem das Ende der Bleiplatten auf ca. 1 cm Länge analog zu Submodul II schwarz eingefärbt.

6.2 Vorgehensweise des β-Scans

Um die nötige Information über das Signalverhalten der Submodule an den Zellgrenzen zu erfahren, wurde an der Stirnseite der Module eine Fläche von 60×20 mm^2 mit der Quelle in 1 mm-Schritten abgefahren und gemessen. An jedem Meßpunkt konnten mit Hilfe der Multiplexer die Signale bzw. die Ströme der beiden beteiligten Kanäle hintereinander ausgelesen werden.

Der Abstand zwischen Kollimator und Modul betrug 1 mm, die Dauer der gesamten Messung für ein Submodul drei Stunden. Während des Scans an den Submodulen wurde die Quelle alle fünf Minuten an die Mittelpunkte der beiden Zellen gefahren, um die Photomultiplierströme für eine eventuell notwendige zeitabhängige Kalibration zu überwachen.

Die während des Scanverlaufs gemessenen Ströme einer Zelle sind nach der Normierung auf 100 % auf der z-Achse eines Legoplots in Abbildung 6.2 dargestellt.

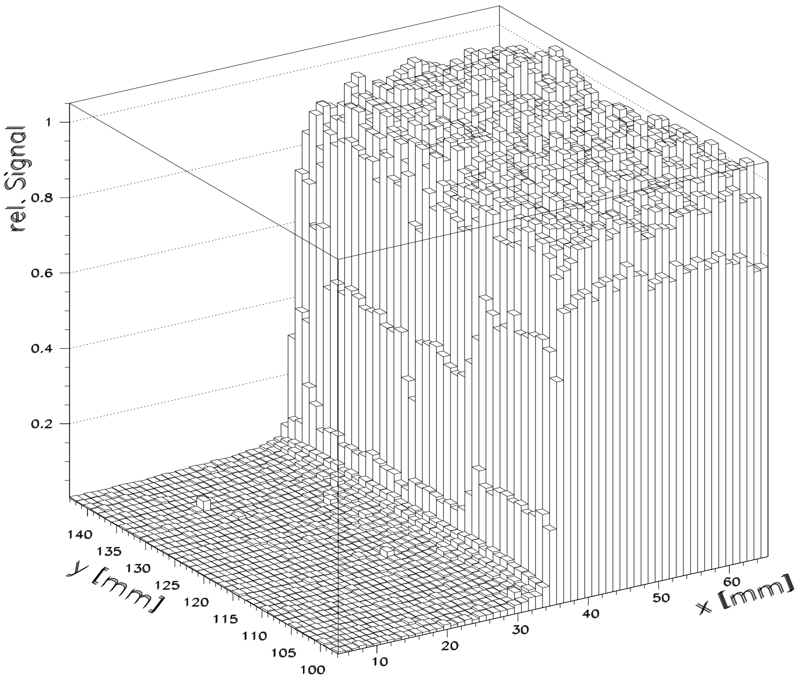


Abbildung 6.2: Legodarstellung einer Zelle. Die Koordinaten x und y entsprechen der Position der Quelle in mm, während die z-Achse das auf 100% normierte Signal der Messung widergibt

Die x- und y-Achse entpricht hierbei der horizontalen und vertikalen Position der Quelle.

Das Signalverhalten des gesamten Submoduls am Ort (x, y) wird durch die normierte Summe der beiden aufeinander kalibrierten Einzelsignale zweier Zellen gebildet. Im Idealfall müßten an der geometrischen Zellgrenze des Moduls beide Signale in den Photomultipliern jeweils 50 % betragen, so daß durch Addition der beiden das Summensignal von 100 % wieder hergestellt ist.

Die Entstehung des Gesamtsignals ist in Abbildung 6.3 für Submodul I veranschaulicht. Hierbei wurden über die zu derselben x-Koordinate gehörenden verschiedenen y-Messungen gemittelt, um für eine Projektion auf die x-Achse einen kleineren statistischen Fehler zu erhalten.

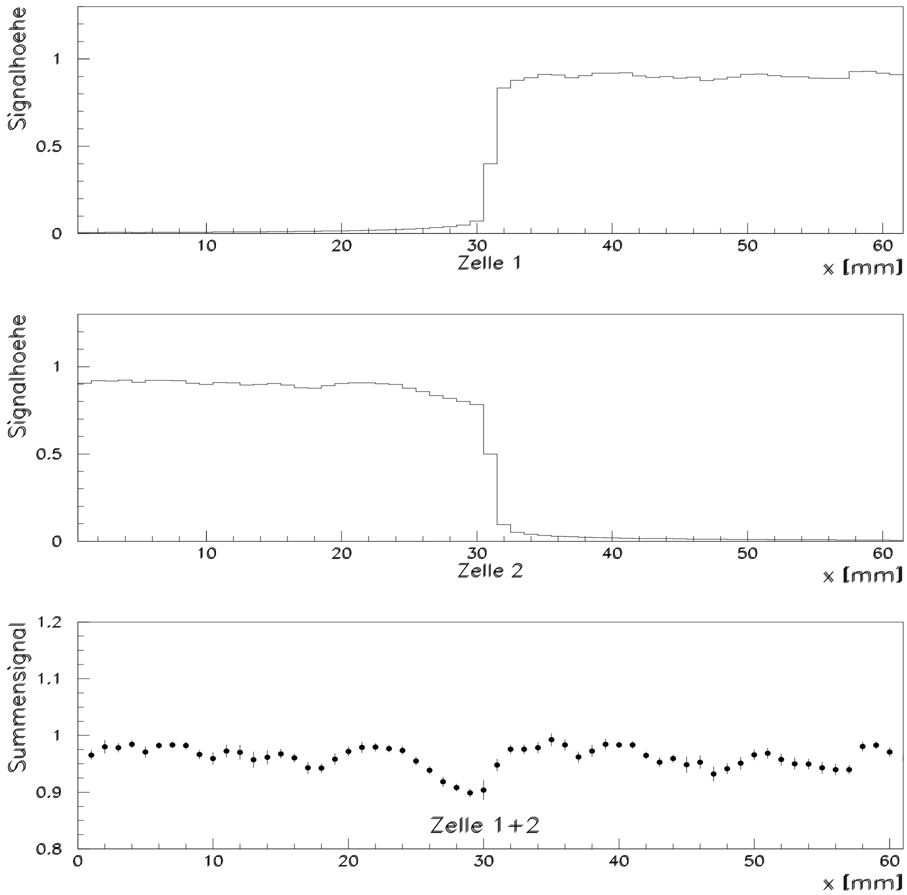


Abbildung 6.3: Entstehung des Summensignals bei Submodul I

6.3 Die einzelnen Ergebnisse

Zwar zeigten alle der drei vorgestellten Module einen Signalabfall an der Zellgrenze, doch unterschieden sich Submodul II und III, wie in Abbildung 6.4 zu erkennen ist, deutlich von Submodul I. Beim letztgenannten Modul (siehe Abb. 6.3) betrug der Einbruch nur ca. 10 %, während er für die beiden anderen auf bis zu 25 % anwuchs. Die Ursache für das bessere Abschneiden des Submodul I wurde dem Einfluß des längeren Faserbündel zugeschrieben, das bei größeren Krümmungsradien zu geringeren mechanischen Belastungen der Randfasern führte.

Auch wenn die Bündelzone der Schwachpunkt bei der Konstruktion eines Moduls sein kann, so weist die Inhomogenität von Submodul II darauf hin, daß auf sie nicht verzichtet werden kann. Die Faserbündelung ist notwendig, um das Licht,

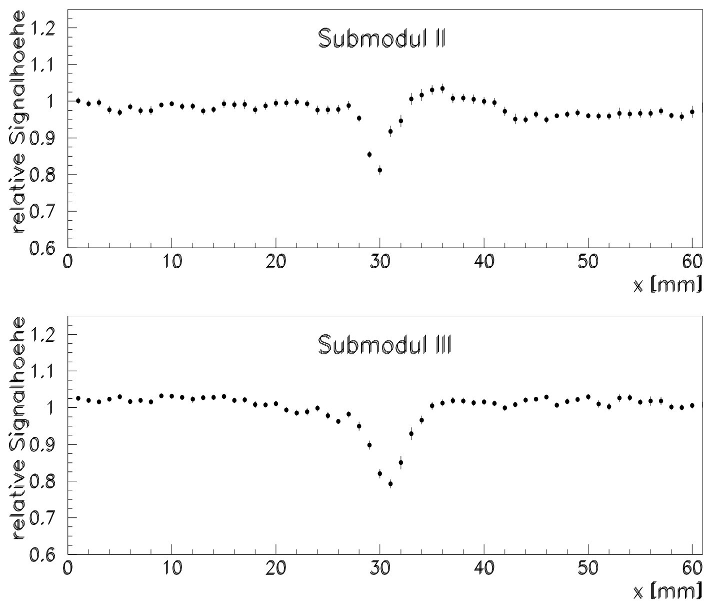


Abbildung 6.4: Gemessenes Signalverhalten der Submodule II und III.

das von den Faserenden emittiert wird, vollständig in die Lichtmischer zu leiten. Direkt auf die Blei-Faser-Matrix aufgesetzte Lichtmischer, wie bei Submodul II geschehen, erreichten demnach nicht den gesamten Akzeptanzbereich, der nötig wäre, um das Licht der Randfasern an den Zellgrenzen noch zu erfassen.

Das Konturbild in Abbildung 6.5 macht anschaulich, wie sich die Inhomogenitäten beim Zellenübergang durch die Wahl einer längeren Bündelungszone verringern. Im Gegensatz zu einer eindimensionalen Projektion auf x oder y ist bei ihm die gesamte Information einer gemessenen Fläche sichtbar. Insbesondere sind dadurch lokale Inhomogenitäten, also begrenzt auftretende Signalverluste, deutlich zu erkennen. Abbildung 6.5 zeigt die Konturen von Submodul I und III. Die Linien geben jeweils einen Signalabfall von 4 % an. Während die Inhomogenitäten durch das längere Faserbündel bei Submodul I nur an bestimmten Stellen auftreten, dominieren sie bei Submodul III die gesamte Zellgrenze. Zusammenfassend ließ sich aus den durchgeführten Messungen an den Submodulen I - III folgendes schließen:

- Eine Bündelungszone ist notwendig, um das von den Randfasern emittierte Licht vollständig in die Lichtmischer zu leiten.

- Die am Prototypen (Kapitel 4) und an Submodul III aufgetretenen Inhomogenitäten an den Zellgrenzen sind auf die Lichtverluste der Randfasern zurückzuführen. Diese entstehen durch zu große mechanische Belastungen

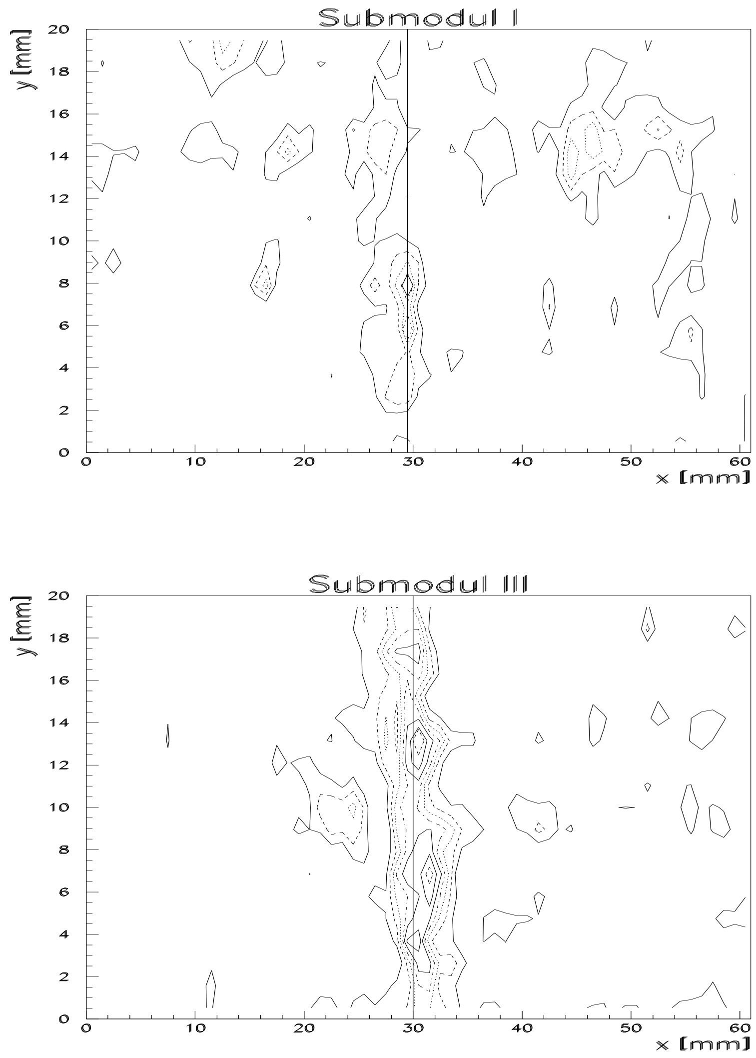


Abbildung 6.5: Konturbilder der Submodule I und III

in der Bündelungsregion, können aber durch eine Verlängerung derselben erheblich vermindert werden. Zudem besteht noch die Möglichkeit den für die Bündelung notwendigen Aluminiumrahmen (siehe Kapitel 4) der Faserkrümmung anzupassen, d.h. scharfe Ecken und Kanten zu entgraten, um die äußeren Fasern im Bündel nicht zusätzlich unnötig zu beanspruchen.

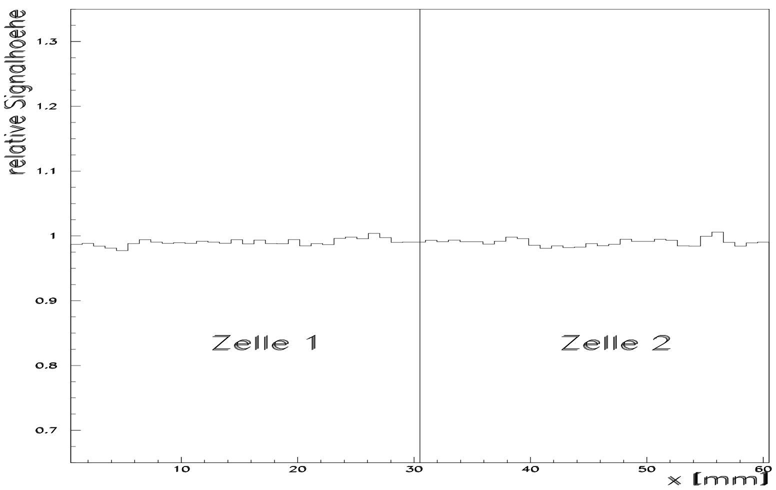


Abbildung 6.6: Signalverhalten eines Submoduls aus der Serienproduktion.

6.4 Submodule aus der Serienproduktion

Die Erfahrungen aus der Entwicklungsphase lehrten, daß es notwendig ist, die Faserbündel so lang wie möglich zu gestalten. Man beschloß daher, die Bündelungslänge von ursprünglich geplanten 40 mm auf 70 mm zu vergrößern. Gleichzeitig sollte ein dem Faserverlauf besser angepaßter Aluminiumrahmen für weitere Entlastung im Bündelbereich sorgen.

Mit der Aufnahme der Serienproduktion der Submodule wurde die β-Testbank zur Qualitätsüberwachung eingesetzt. Die ersten zehn mit den neuen Designwerten hergestellten Submodule wurden unmittelbar nach der Fertigstellung auf ihr Homogenitätsverhalten mit der β-Quelle untersucht. Keines der Module wies nennenswerte Inhomogenitäten an den Zellgrenzen auf. Einen typischen Signalverlauf beim Zellübergang eines Submoduls zeigt Abbildung 6.6. In Abbildung 6.7 ist die relative Häufigkeit der verschiedenen Signalhöhen dargestellt. Man beobachtet eine gaußförmige Verteilung, deren Standardabweichung σ sich durch eine Kurvenanpassung auf 3 % bestimmen läßt. Damit kann ein Vergleich zum in Kapitel 5.3 abgeschätzten Gesamtfehler einer Meßreihe gezogen werden. Der dort ermittelte Fehler von 3.5 % stimmt mit der aus dem Histogramm in Abbildung 6.7 erhaltenen Standardabweichung gut überein. Daraus kann geschlossen werden, daß die Module aus der Serienproduktion ein hohes Maß an Homogenität besitzen.

Die gaußförmige Verteilung der Meßwerte und die Übereinstimmung der daraus resultierenden Standardabweichung mit dem abgeschätzten Fehler macht deutlich, daß sowohl durch den Modulbau als auch durch die Behandlung der Fasern in der Bündelregion keine Inhomogenitäten an den Zellrändern entstanden sind. Im

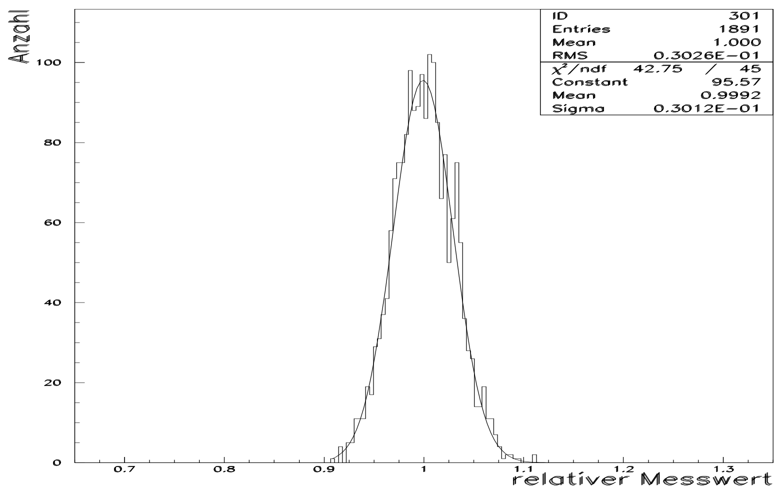


Abbildung 6.7: Normierte Verteilung der gemessenen Werte eines Submoduls.

Gegensatz dazu standen die Submodule I - III aus der Entwicklungsphase, bei denen die auftauchenden Inhomogenitäten am Zellübergang zu einer Verbreiterung der Meßwertverteilung und zu einer daraus resultierenden mittleren quadratischen Abweichung von 5 %-6 % führten.

6.5 Temperatureffekte an Submodulen

Das SPACAL-Kalorimeter muß an seinem späteren Einsatzort im H1-Detektor unter den entsprechenden Umgebungsbedingungen einwandfrei funktionieren. Zu dem speziellen äußeren Umfeld zählen nicht nur das dort herrschende Magnetfeld von 1.2 T, welches deshalb die Verwendung von speziellen Photomultipliern verlangt, sondern auch Temperaturen von bis zu 50 $°C$ [Fer94].

Diese besondere Bedingung erforderte daher die Durchführung eines Systemtests an Submodulen, der klären sollte, ob neben dem bekannten Temperaturverhalten von Photomultipliern, noch andere unerwünschte Effekte auftreten könnten, zumal die Firma Bicron eine konstante Lichtausbeute ihrer Szintillationsfasern nur bis ca. 55 $°C$ garantierte [Bic92].

Die Temperaturtests wurden in einem Ofen durchgeführt, der sonst zur Temperung der produzierten Bleiplatten diente. Darin wurden insgesamt zwei lichtdicht verpackte Submodule auf ihr Temperaturverhalten untersucht. Eine γ-Quelle (^{60}Co, 10 MBq) sorgte für die notwendige Entstehung des Szintillationslichts im Modul. Die von den Photomultipliern erzeugten Ströme wurden mit dem Amperemeter und dem Macintosh-Computer der β-Testbank automatisch ausgelesen.

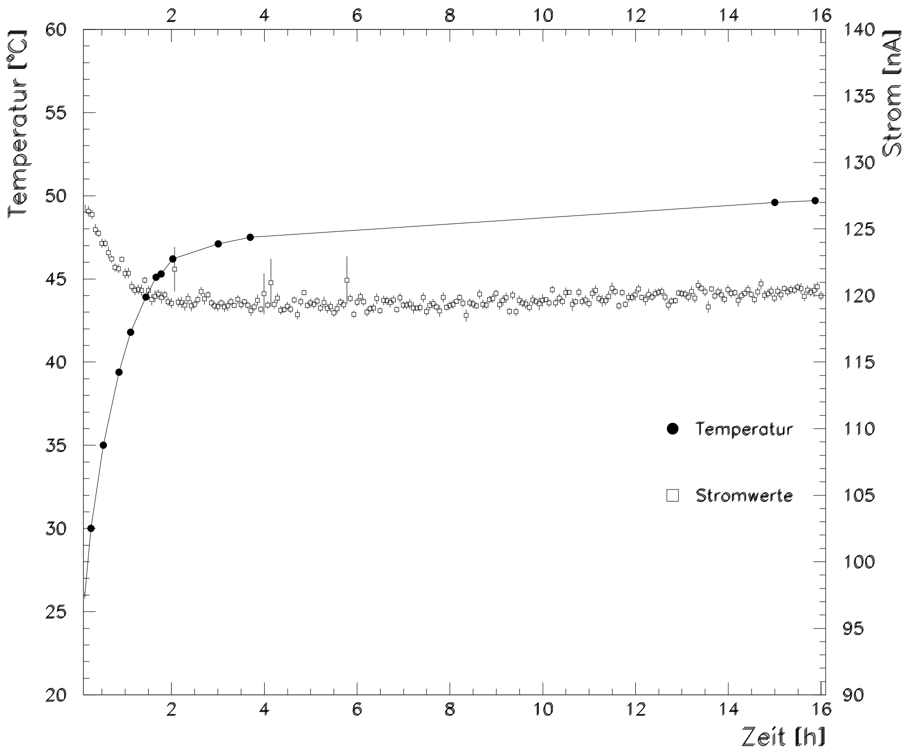


Abbildung 6.8: Temperaturverhalten eines Submoduls. Auf der linken vertikalen Achse ist die Temperatur, auf der rechten der Strom aufgetragen.

Zudem war es mit den Temperaturfühlern eines PT-100 Widerstandsthermometers möglich, sowohl im Ofen, als auch an drei unterschiedlichen Stellen die aktuelle Temperatur im Modul (Faserbündel, Bleiplatten, Photomultiplier) auf $0.1°C$ genau zu messen.

Die mit dem Meßgerät aufgenommenen Ströme und einige der aufgezeichneten Temperaturwerte im Ofen sind in Abbildung 6.8 über einen zeitlichen Verlauf von 16 Stunden dargestellt. Um zu entscheiden, ob neben den Photomultipliern noch andere Komponenten temperaturabhängige Effekte zeigen, wurden die gemessenen Submodulströme direkt als Funktion der im Photomultipliergehäuse herrschenden Temperatur aufgetragen (Abb. 6.9). Dabei konnte an die gemessenen Punkte recht gut eine Gerade angepaßt werden. Die Steigungen der beiden Geraden ergaben sich zu $-0.3\ \frac{nA}{°C}$ und zu $-0.29\ \frac{nA}{°C}$ mit einem Fehler von $0.01\ \frac{nA}{°C}$. Dies entspricht, wenn man auf die Ausgangsströme der Submodule bei $20\ °C$ normiert, einem Temperaturkoeffizienten von rund $[-0.25 \pm 0.01]\ \frac{\%}{°C}$.

Da die bei der Messung verwendeten Hamamatsu R 5506 Photomultiplier laut

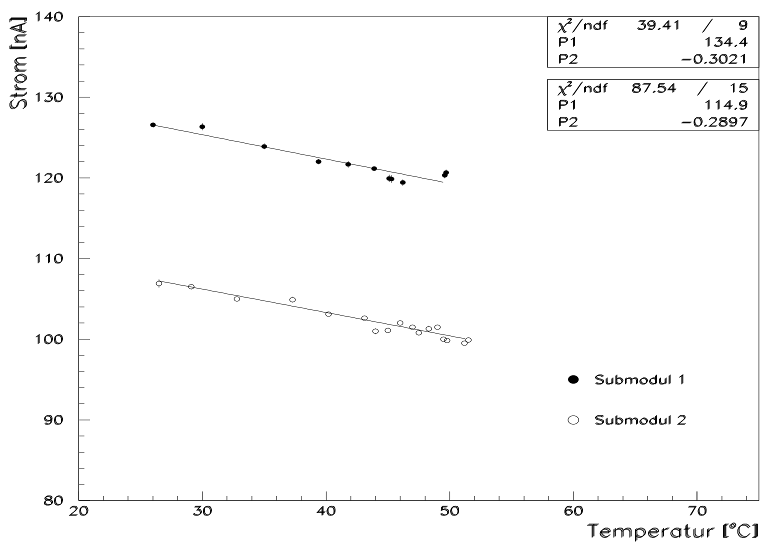


Abbildung 6.9: Temperaturkoeffizienten zweier Submodule. Hierbei wurden an die Meßpunkte zwei Geraden angepaßt.

Herstellerangabe einen Temperaturkoeffizienten von $-0.35\ \frac{\%}{°C}$ aufwiesen [Ham93] und zusätzliche Messungen an einzelnen Photomultipliern diesen Temperatureffekt [Bipp94] bestätigten, ist der an den Submodulen gemessene Stromabfall allein auf das Verhalten der Photomultiplier zurückzuführen.

Parallel verlaufende Untersuchungen an Einzelfasern, die auf bis zu 70 $°C$ erwärmt wurden, zeigten ebenfalls eine Konstanz in der Lichtausbeute der verwendeten Szintillationsfasern [Web94].

Abschließend ließ sich demnach feststellen, daß durch Temperaturerhöhungen keine nachteiligen Effekte auf das Signalverhalten der Module zu befürchten sind. Nur die Photomultiplier werden in ihrer Wirkung durch erhöhte Umgebungstemperatur beeinflußt; ihre Abhängigkeit darf jedoch als bekannt vorausgesetzt werden.

Kapitel 7

Messungen an Supermodulen

Die eigentliche Baueinheit, aus denen das SPACAL-Kalorimeter zusammengesetzt wird, ist das sogenannte Supermodul, das aus 16 auszulesenden Kanälen besteht. Da für den Bau eines Supermoduls acht Submodule verwendet werden, entstanden hierbei neue Zellübergänge, die mit einem einzelnen Submodul nicht untersucht werden konnten.

Eventuell auftretende Inhomogenitäten an den äußeren Grenzen zweier aufeinandertreffender Submodule sollten mit der β-Testbank so rasch wie möglich erkannt und studiert werden, um frühzeitig nötige Korrekturmaßnahmen in der Modulproduktion einleiten zu können. Gleichzeitig wurde die Gesamtqualität der Module aus der Serienproduktion anhand der zugrundeliegenden Meßergebnisse bewertet.

7.1 Scanprozedur

Um ein Maximum an Information über die Homogenität eines Supermoduls zu gewinnen, sollte die mit der Quelle gemessene Fläche so groß wie möglich gewählt, gleichzeitig jedoch auch die Zeitdauer einer Messung berücksichtigt werden, um mit der Produktionsgeschwindigkeit der Serienfertigung mithalten zu können.

Diese Überlegungen führten dazu, die Scanfläche auf 121 x 121 mm^2 von den 162 x 162 mm^2 eines Supermoduls einzuschränken. Die mit der β-Quelle abgefahrene Fläche wurde in neun gleich große Teilbereiche, sogenannte Cluster, unterteilt. Ein Cluster von 40.5 x 40.5 mm^2 Größe wurde von den Mittelpunkten jeweils vier aufeinandertreffender Zellen begrenzt. Der linke Teil der Abbildung 7.1 zeigt die Aufteilung eines Supermoduls in die entsprechenden neun Clustergebiete.

Im Verlaufe der Messung wurde das Supermodul gebietsweise abgescannt. Dabei waren die Multiplexer so programmiert, daß eine Auslese nur an den vier aneinandergrenzenden Zellen eines Clusters erfolgte. Bei den Schrittweiten der β-Quelle von 1 mm in x- und y-Richtung dauerte die Messung eines Supermoduls rund 40 Stunden. Im späteren Verlauf der Produktion wurde die Meßzeit an die Fertigungsgeschwindigkeit der Module angepaßt, indem eine variable Schrittweite ein-

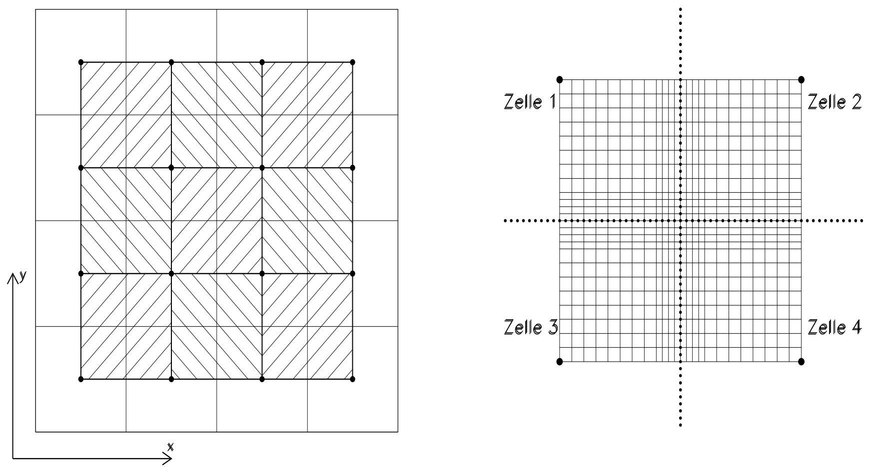


Abbildung 7.1: Aufteilung eines 16-Zellenmoduls in neun Teilgebiete. Die entstehenden neun Cluster sind im linken Bild schraffiert. Der rechte Teil zeigt das Scanverfahren bei einem Cluster mit der variablen Schrittweite. Jeder Gitterpunkt entspricht einer Messung.

geführt wurde. Dabei bewegte sich die Quelle an den Zellgrenzen nach wie vor mit 1 mm-Schritten, während im Inneren der Zelle Schrittweiten von 2 mm gewählt wurden, wie aus dem rechten Teil der Abbildung 7.1 hervorgeht. Durch die geringere Anzahl von Meßpunkten konnte die Scandauer auf 17 Stunden verkürzt werden, ohne gleichzeitig wichtige Informationen über die Zellgrenzen zu verlieren. Ähnlich wie bei den Messungen an den Submodulen fanden auch hier alle fünf Minuten Kalibrationsläufe statt, um eine Analyse auch bei zeitlich schwankenden Photomultiplierverstärkungen zu ermöglichen.

7.2 Inhomogenitäten an den Grenzen zweier Submodule

Der Aufbau der ersten produzierten Supermodule, die mit Hilfe der β-Testbank gemessen wurde, ist in Abbildung 7.2 widergegeben. Das besondere Interesse galt hierbei der äußeren Grenze zwischen zwei Submodulen, die, wie aus Abbildung 7.2 ersichtlich ist, sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung in einem Supermodul auftraten.

In Abbildung 7.3 ist das aus der Messung gewonnene Konturbild eines Supermoduls aus der frühen Produktionsphase zu sehen. Anhand der Konturlinien, die einen Signalabfall im Modul um jeweils 4 % symbolisieren, wird deutlich, daß die

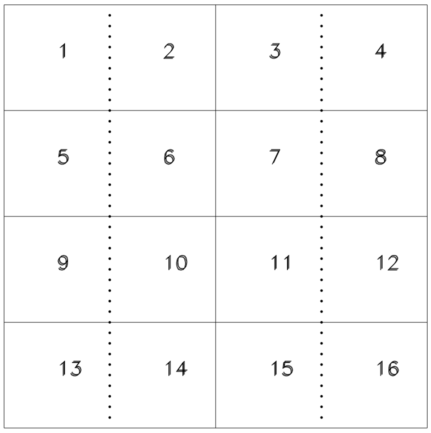


Abbildung 7.2: Schematischer Aufbau eines Supermoduls aus acht Submodulen. Die gestrichelten Linien stellen die inneren Grenzen zweier Zellen eines Submoduls dar.

äußere Grenze, die in der Mitte des Moduls von oben nach unten verläuft (vgl. Abb. 7.2), einen kritischen Bereich hoher Inhomogenität darstellt. Projeziert man die gemessenen Werte eines äußeren Zellübergangs auf die x-Achse, wie in Abbildung 7.4 geschehen, wird die Tiefe dieser Inhomogenität verdeutlicht. Hierbei wurde an die Form des Signalverlustes eine Gaußkurve angepaßt, um die laterale Dimension dieses Signaleinbruches bestimmen zu können. Die Halbwertsbreite (FWHM) des Signalabfalls betrug rund 3 mm. Berücksichtigt man die räumliche Auflösung der Quelle von $\sigma_x = 0.7$ mm, so läßt sich durch quadratische Subtraktion die ungefähre Größe des Defekts im Modul abschätzen. Das Resultat von 2.5 mm deutet darauf hin, daß die Randfasern der beiden aneinandergrenzenden Submodule stark beschädigt sind. Dadurch entsteht im Modul von der vorletzten Faser des einen Submoduls bis zur zweiten Faser des anderen Submoduls eine geometrische Lücke von 2.7 mm (vgl. Abb. 4.2), die der gemessenen Halbwertsbreite recht nahe kommt.

Die Ursache für die Beschädigung der Randfasern konnte nur in der Produktion der Module liegen. Dort wurden nämlich die einzelnen Submodule nach der Stapelung einem Preßverfahren unterzogen, bei dem zu Beginn der Produktion ein Druck von bis zu 7 t herrschte. Dabei verformten sich die Randrillen der Bleiplatten derart, daß die sich darin befindlichen Fasern erheblich in Mitleidenschaft gezogen wurden. Ein mit dem Mikroskop aufgenommenes Bild des Randbereichs zweier Submodule ist in Abbildung 7.5 zu sehen. Deutlich sind im linken Teil des Bildes die deformierten Randrillen zu erkennen.

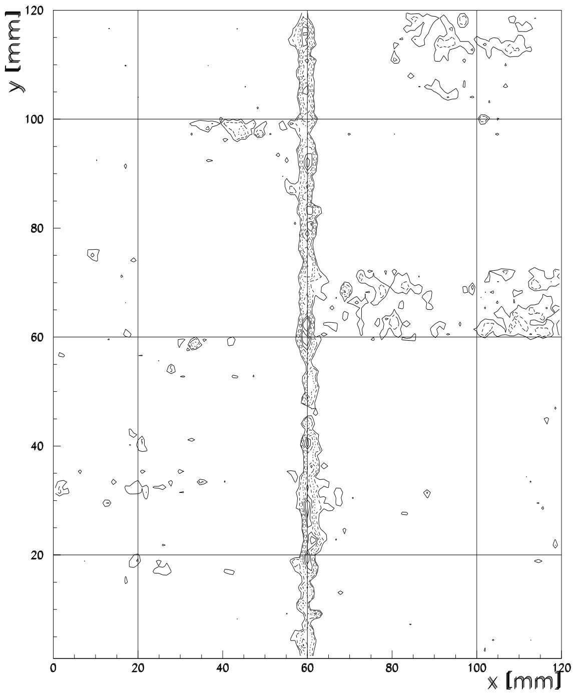


Abbildung 7.3: Konturbild eines Supermoduls aus der frühen Produktionsphase. Die Grenzen der 16 Zellen sind als Linien gekennzeichnet.

Die Beschädigung der Randfasern beim Pressvorgang wurde noch dadurch verstärkt, daß zum einen die Firma Bicron die vereinbarten Toleranzen bei den Faserdurchmessern mit $d = 0.50^{+0.00}_{-0.02}$ mm nach oben zuerst nicht einhalten konnte, und zum anderen die beiden äußeren Rillen einer Bleiplatte beim Herstellungsprozeß nicht tief genug gewalzt wurden. Dadurch führte das Pressen der Submodule auf das vorgesehene mechanische Sollmaß von 81 x 40.5 mm^2 in Breite und Höhe noch leichter zu Beschädigungen an den zu dick geratenen Fasern.

Daß der ausgeübte mechanische Druck auch tatsächlich die Ursache der Lichtverluste an der kritischen Zellgrenze war, wurde in einer Reihe von Messungen an zusätzlich gebauten Submodulen experimentell bestätigt. Man unterzog diese Submodule nach der Fertigstellung verschieden starken Preßverfahren und kombinierte je vier von ihnen zu Testmodulen. Mit den daraus gewonnenen acht Zellen hatte man die Möglichkeit, das Verhalten von jeweils zwei Zellübergängen pro Testmodul in Abhängigkeit des darauf ausgeübten Druckes zu untersuchen.

In Tabelle 7.1 sind die unterschiedlichen Druckverhältnisse, mit denen die vier Testmodule belastet wurden sowie die Ergebnisse der Messungen mit der β-Testbank aufgeführt. Hierbei ist die jeweilige mittlere prozentuale Tiefe der Zell-

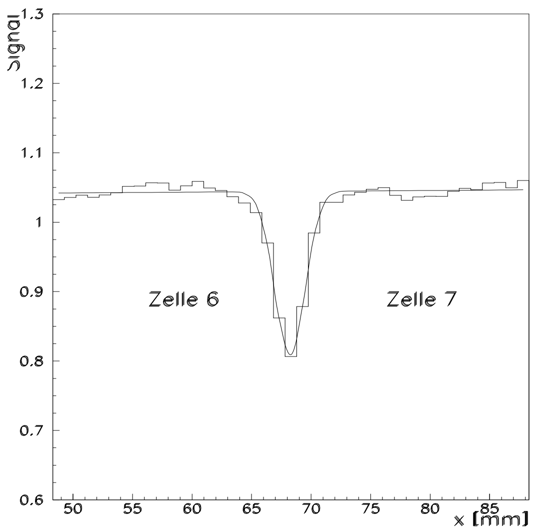


Abbildung 7.4: Signalverlust an einer äußeren Grenze zweier Zellen.

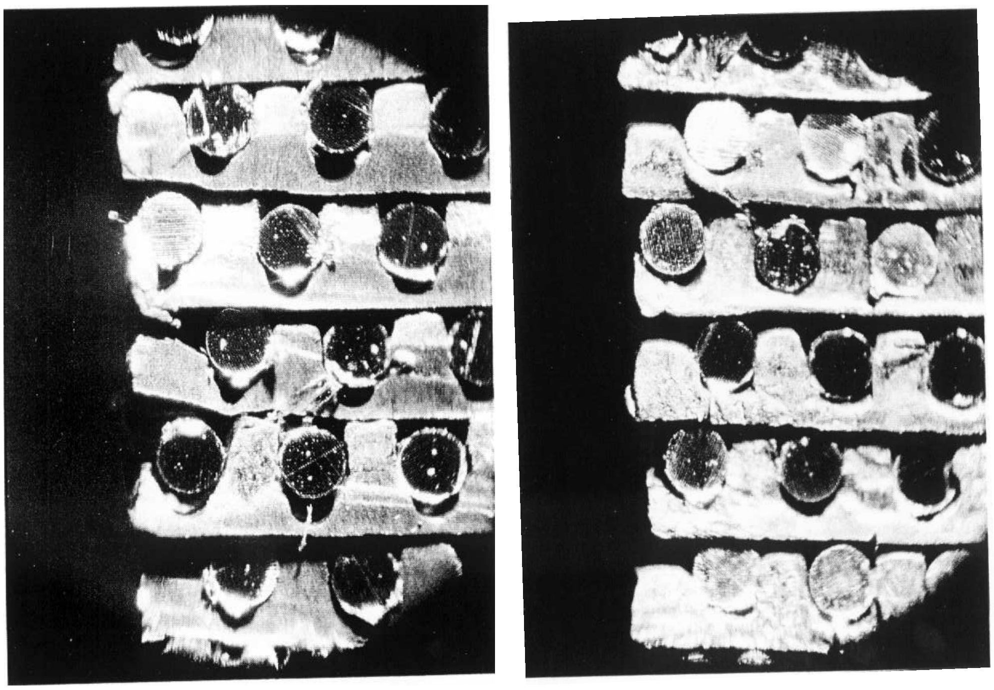


Abbildung 7.5: Die durch ein Mikroskop aufgenommenen Bilder des Randbereichs zweier Submodule. Links ist die durch das Pressen von 7 t stark deformierte Blei-Faser-Struktur zu erkennen, während das rechte Bild den noch intakten Randbereich eines Submoduls wiedergibt, das einem Druck von 1.5 t ausgesetzt wurde.

Tabelle 7.1: Mittlere Signalverluste an Zellgrenzen bei unterschiedlichen Druckverhältnissen.

Nummer des Testmoduls	1	2	3	4
Druck vertikal	7.5 t	7.5 t	3 t	0 t
Druck horizontal	7.5 t	0 t	0 t	0 t
Mittlerer Signalverlust in %	20%	18%	8%	2%

grenzeninhomogenität des betreffenden Testmoduls angegeben. Aus der Tabelle wird deutlich, daß sich der Signaleinbruch an den Zellrändern zweier Submodule mit abnehmendem Druck stark verringert.

Die einfachste Lösung zur Beseitigung der störenden Inhomogenitäten wäre demnach, ganz auf das Preßverfahren zu verzichten und die Submodule im ungepreßten Zustand zu Supermodulen anzuordnen.

Dies ist jedoch nicht möglich, da für das SPACAL am vorgesehenen Platz im H1-Detektor ein vorgegebenes Maximalmaß nicht überschritten werden darf, das aufgrund der geplanten Konstruktion des Kalorimeters nur dann zu erreichen ist, wenn die für den Bau verwendeten Submodule durch mechanisches Pressen auf ihr endgültiges Sollmaß gebracht werden. Zusätzlich entstehen durch das Gewicht der für den Kalorimeterbau benutzten Bleiplatten und dem das spätere SPACAL fest umschließenden Aluminiumzylinder (vgl. Kapitel 4.2) enorme Scherkräfte auf die einzelnen Module im Kalorimeterrad. Aus Sicherheitsgründen ist es daher notwendig, die einzelnen Bauelemente vorzupressen, um das Risiko einer drohenden Deformation im eingebauten Zustand zu minimieren.

Die Notwendigkeit des Preßverfahrens einerseits und die daraus resultierenden Inhomogenitäten andererseits, führten zu dem Kompromiß, die künftigen Submodule nur noch mit einem Druck von 1.5 t zu belasten. Gleichzeitig wurde eine zusätzliche zweite Walze in die Produktionsmaschine für die Bleiplatten installiert, deren Aufgabe es war, die beiden Randrillen einer gewalzten Bleiplatte nachträglich auf das Normmaß zu korrigieren.

Messungen mit der β-Quelle an den neuen Supermodulen, die aufgrund dieses veränderten Produktionsprozesses hergestellt wurden, zeigten an den Zellgrenzen zweier Submodule erheblich bessere Resultate als die Module aus der frühen Produktion. In Abbildung 7.6 ist das Konturbild eines neueren Supermoduls zu sehen. Auch hier weisen die Konturlinien auf einen schrittweisen Signalabfall um je 4 % hin. Vergleicht man dieses Konturenprofil mit dem eines Supermoduls aus der frühen Produktionsphase, das in Abbildung 7.3 gezeigt wurde, ist die Verbesserung der Homogenität deutlich sichtbar. Die Steigerung der Modulqualität durch

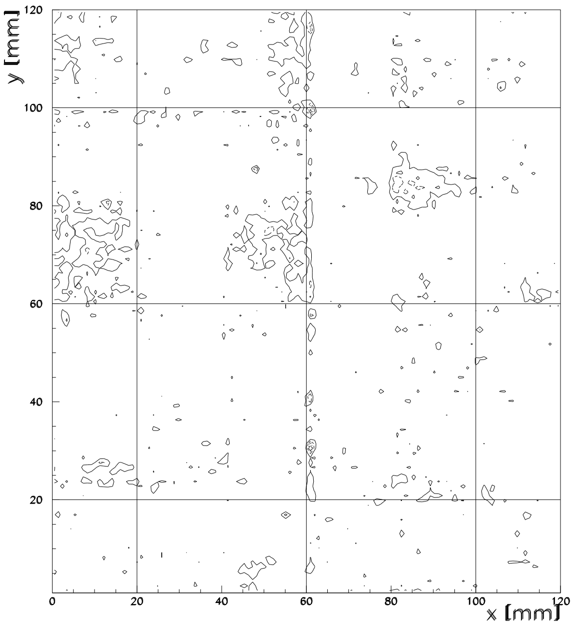


Abbildung 7.6: Konturlinien eines Supermoduls aus der neueren Produktion.

das veränderte Herstellungsverfahren veranschaulicht Abbildung 7.7. Dort sind die Signaleinbrüche an den äußeren Zellgrenzen gegen die laufende Nummer des produzierten Supermoduls aufgetragen.

Daß in der Produktion bei den entdeckten Inhomogenitäten frühzeitig gegengesteuert wurde, zeigt wie wichtig eine schnelle und effiziente Qualitätskontrolle für eine Serienproduktion sein kann.

7.3 Bestimmung der Güte der Module

Neben der qualitativen Kontrolle der laufenden Modulproduktion, lieferte der β-Scan auch quantitative Aussagen über die Güte der gemessenen Supermodule. Dabei ging es nicht nur um die prozentuale Tiefe von Signaleinbrüchen an bestimmten Zellrändern, sondern auch um globale Homogenitätsaussagen an Modulen. Die Bewertung sollte beim Zusammenbau des SPACALs einen Anhaltspunkt geben, an welcher Position ein Modul im Kalorimeter plaziert werden kann.

Die bei dem Scanverfahren praktizierte Clustereinteilung (vgl. Kapitel 7.1) der gemessenen Gesamtfläche erwies sich dabei als besonders geeignet, da zum einen vier aufeinandertreffende Zellen und somit genügend Zellübergänge in einem Clustergebiet lagen, und zum anderen die Anzahl der Meßpunkte ausreichte, um mit

Tabelle 7.2: Relative Standardabweichungen dreier Clustergebiete für zwei unterschiedlich homogene Module.

Art des Supermoduls	$\sigma_{Cluster1}$	$\sigma_{Cluster2}$	$\sigma_{Cluster3}$
Frühe Produktionsphase	3.1 %	6.8 %	4.8 %
Spätere Produktionsphase	2.8 %	3.3 %	3.0 %

Hilfe der Statistik die Standardabweichung eines Clusters genauer zu bestimmen.

Tabelle 7.2 zeigt exemplarisch die relativen Standardabweichungen der Signalhöhenverteilung der Cluster 1 bis 3 für jeweils ein Supermodul aus der frühen und der späteren Produktionsphase. Inhomogenitäten an den äußeren Submodulgrenzen spiegeln sich in der Standardabweichung des zweiten Clustergebiets wieder. Beim erstgenannten Modul mit einem $\sigma_{Cluster2}$ von 6.8 % kann dies auf die großen Signaleinbrüche, die als Konturlinien in Abbildung 7.3 verdeutlicht wurden, zurückgeführt werden.

Anhand dieser Standardabweichungen konnten die produzierten Supermodule in Qualitätsklassen eingeteilt werden, die zum einen über die globale Homogenität eines Moduls Auskunft gaben, und zum anderen auf Signalverluste an speziellen

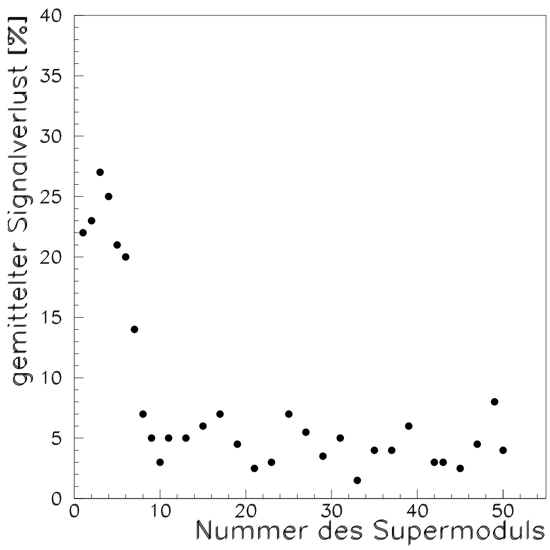


Abbildung 7.7: Die im Verlauf der Produktion verbesserte Qualität der Zellgrenzen ist hier durch die Abnahme des mittleren Signalverlustes am Zellübergang verdeutlicht.

Tabelle 7.3: Übersicht über die Qualität der gemessenen Supermodule

Qualitäts–klasse	I	II	III	VI
Anzahl der Supermodule	18	18	7	7
$\sigma_{Cluster}$	≤ 4 %	≤ 5 %	≤ 6 %	≥ 6 %
σ_{Gesamt}	≤ 3.5 %	≤ 4 %	≤ 4.5 %	≥ 4.5 %

Zellgrenzen hinwiesen. In Tabelle 7.3 ist die Anzahl der Supermodule der jeweiligen Qualitätsklassen zu finden. Die Kriterien richteten sich sowohl nach den Standardabweichungen der Clustergebiete als auch nach einem σ_{Gesamt}, das aus dem arithmetischen Mittel der Abweichungen der neun Cluster ermittelt wurde. Schwankungen in der Signalhöhe bei Modulen, die in Qualitätsklasse I eingeteilt wurden, waren überwiegend durch die Faserfluktuationen und den daraus resultierenden Meßungenauigkeiten der β-Testbank dominiert, deren Gesamtfehler, während einer Meßreihe in Kapitel 5.3 auf rund 3.5 % abgeschätzt wurde.

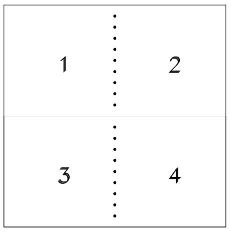
Insgesamt konnten fast 75 % der 50 gemessenen Supermodule in die Qualitätsklassen I + II eingeteilt werden und zeigten somit eine zufriedenstellende Homogenität. Die übrigen Module in den beiden schlechteren Klassen III + IV stammten entweder aus der frühen Produktionsphase oder besaßen ein oder zwei Zellübergänge mit größeren Signaleinbrüchen, die sich sowohl im betreffenden $\sigma_{Cluster}$ bemerkbar machten als auch eine Verschiebung des σ_{Gesamt} nach oben bewirkten.

Von allen gemessenen Supermodulen wurden die neun Standardabweichungen der einzelnen Clustergebiete $\sigma_{Cluster}$ und die Gesamtabweichung σ_{Gesamt} neben anderen aus der Produktion wichtigen Informationen einer Datenbank zugefügt, die als individueller 'Steckbrief' jedes einzelnen Moduls für den späteren Betrieb des SPACAL-Kalorimeters dienen kann.

7.4 Klassifizierung der Zellgrenzen

Eine weitere wichtige Information zur Beurteilung der Supermodule stellte die Art des Zellenübergangs dar. Im betreffenden Clustergebiet dominierten die Zellübergänge die relative Standardabweichung $\sigma_{Cluster}$. Im folgenden soll ein Überblick über alle Zellgrenzen gegeben werden, die innerhalb eines Clustergebietes in den produzierten Modulen gemessen wurden. Zusätzlich wurden aus den über einen gesamten Zellübergang gemittelten Meßwerten die prozentualen Signalver-

Abbildung 7.8: *Zellübergang zweier aufeinander gestapelter Submodule.*



luste bestimmt, und für die aufgeführten Zellgrenzarten miteinander verglichen.

Übergänge innerhalb eines Submoduls

Bei dem in Abbildung 7.8 gezeigten Cluster, der von den Mittelpunkten der Zellen 1, 2, 3 und 4 begrenzt wurde, traten an den inneren Grenzen von 1 nach 2 und 3 nach 4 während den gesamten Messungen an Modulen aus der Serienproduktion keine Signaleinbrüche auf. Die Homogenität der inneren Grenze wurde schon bei den Messungen an den Submodulen in Kapitel 6.4 beobachtet.

Übergänge senkrecht zur Plattenorientierung

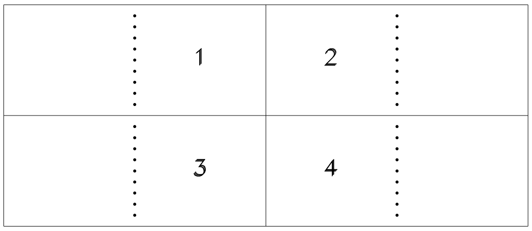
Bei den Zellübergängen von 1 nach 3 und 2 nach 4 aus Abbildung 7.8 waren ebenfalls keine signifikanten Inhomogenitäten zu erkennen. Für diese Grenzen muß allerdings festgehalten werden, daß bei einem Scan mit der Quelle senkrecht zu den Bleiplatten leichte Signalschwankungen zwischen 2 % und 3 % auftraten. Diese hatten jedoch nichts mit intrinsischen Inhomogenitäten im Modul zu tun, sondern waren vielmehr die Folge von ungleichmäßig gestapelten Bleiplatten im Modul, die zwar mit dem Auge nicht sichtbar waren, aber für die szintillierenden Fasern Änderungen im Raumwinkelbereich der Quelle bewirkten.

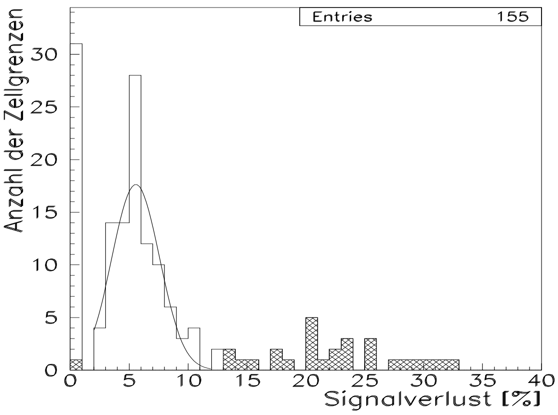
Die relative Standardabweichung eines Clustergebiets, das jeweils zwei der genannten Zellübergänge enthielt, betrug in der Regel zwischen 3 % und 3.5 %. Bezugnehmend auf die in Kapitel 7.3 eingeführten Güteklassen, bereiteten diese Zellgrenzarten keine Probleme.

Übergänge zwischen Submodulen parallel zur Plattenorientierung

Der in Abbildung 7.9 gezeigte Zellenübergang von 1 nach 2 und 3 nach 4 konnte aufgrund verbesserter Produktionsverfahren, wie sie in Kapitel 7.2 erläutert

Abbildung 7.9: *Zellübergänge zweier nebeneinanderliegender Submodule. Im unteren Teil sind die für diesen Zellübergang aufgetretenen Signalverluste dargestellt. Für rund 65 % der Zellgrenzen wurde durch eine Gaußanpassung ein mittlerer Signalverlust von 5 % ermittelt. Die schraffierten Einträge sind den Zellgrenzen aus der frühen Modulproduktion zuzuordnen.*

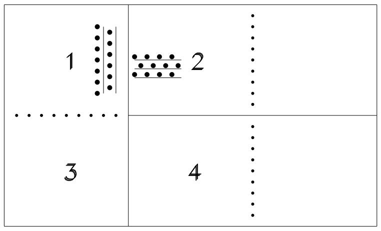




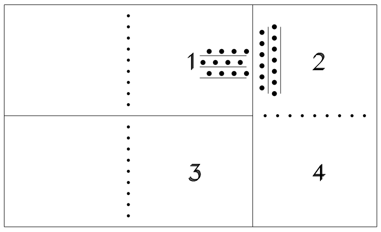
wurden, im Signalverhalten erheblich gleichförmiger als zu Beginn der Produktion gestaltet werden. Die Abbildung 7.9 enthält im unteren Teil alle bei diesem Zellübergang gemessenen Signaleinbrüche. Während rund 20 % der Grenzen überhaupt keinen Signalverlust zeigten, mußten bei ca. 65 % der Übergänge ein mittlerer Signalabfall von ca. 5 % akzeptiert werden. Dieser Signaleinbruch war in den meisten Fällen lokal begrenzt und wurde dann durch zwei oder drei beschädigte Fasern am Zellrand verursacht. Die restlichen Einträge, die im unteren Teil der Abbildung 7.9 schraffiert sind, stammten von Modulen aus der frühen Produktionsphase, bei denen die Randfasern systematisch durch das Preßverfahren in Mitleidenschaft gezogen wurden. Zusammenfassend läßt sich trotz erheblicher Verbesserung im Produktionsverfahren ein mittlerer lokal auftretender Signalverlust von 5% feststellen, der sich in einer relativen Standardabweichung des betreffenden Clusters von 3.5 % bis 4 % äußerte.

Abbildung 7.10: *Zellgrenze mit Änderung der Bleiplattenorientierung*

a. Vertikal-horizontaler Zellübergang



b. Horizontal-vertikaler Zellübergang



Übergänge mit Änderung der Plattenorientierung

Bei den Zellenübergängen mit veränderter Plattenorientierung müssen zwei Fälle unterschieden werden. Die Grenzregion zweier Submodule in Abbildung 7.10a mit vertikaler und anschließend horizontaler Bleiplattenorientierung ist durch eine geringere Faserdichte gekennzeichnet. Denn bei dieser Kombination wurden an die Randfasern des im Bild 7.10a rechts liegenden horizontalen Submoduls die Plattenunterseite des vertikalen linken Submoduls angeordnet. Der an der Grenze plötzlich größer gewordene Faserabstand bewirkt eine Symmetriebrechung in der Blei-Faser-Matrix und äußerte sich bei den Messungen mit der β-Quelle in einem Signalabfall von rund 10 %, wie im oberen Teil der Abbildung 7.11 zu erkennen ist.

Genau das Gegenteil ist beim Zellenübergang im Bild 7.10b der Fall. Hier trifft die letzte mit Fasern bestückte vertikale Plattenoberseite des einen Submoduls auf die horizontalen Bleiplatten des anderen. Die in Abbildung 7.11 gezeigte

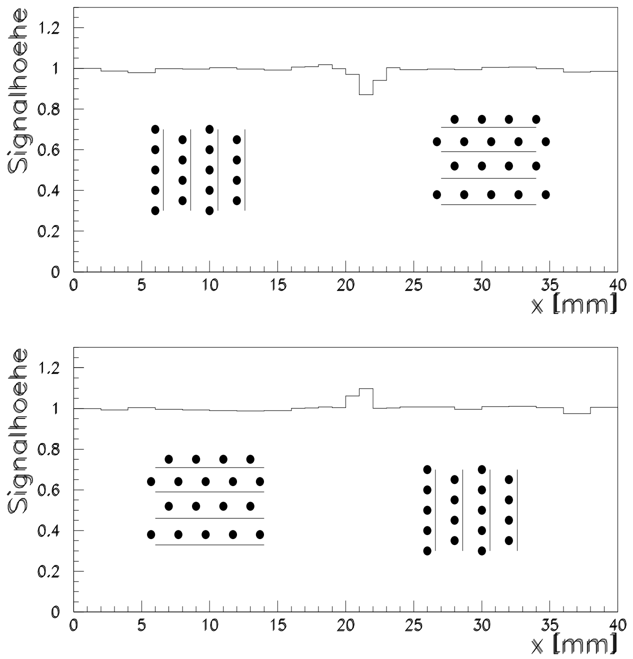


Abbildung 7.11: Die durch unterschiedliche Orientierungen der Bleiplatten hervorgerufenen Zellgrenzinhomogenitäten. Der Grenzbereich im Bild oben besitzt eine geringere Faserdichte und zeigt demzufolge einen charakteristischen Signalabfall, während die Überhöhung des zweiten Zellübergangs auf eine erhöhte Faserdichte zurückzuführen ist.

Überhöhung des Signals um 10 % ist eine direkte Folge der in dieser Grenzregion vergrößerten Faserdichte.

Die beiden Signalinhomogenitäten füllten zwar den gesamten Zellübergang systematisch aus, besaßen jedoch in diesen speziellen Grenzbereichen nur eine sehr kleine laterale Ausdehnung mit einer Halbwertsbreite von knapp 1.5 mm. Daher führten sie bei den ermittelten Standardabweichungen $\sigma_{Cluster}$ eines Clustergebietes, das von den Mittelpunkten der Zellen 1, 2, 3 und 4 in Bild 7.10 begrenzt wurde, zu keiner signifikanten Verschlechterung. Die Standardabweichungen $\sigma_{Cluster}$ betrugen in der Regel zwischen 4 % und 4.5 %, und waren für eine Abstufung der Module in die niedrigeren Qualitätsklassen III und IV nicht verantwortlich.

Die beiden letztgenannten Inhomogenitäten hätten zwar leicht vermieden werden können, indem auf eine Änderung der Bleiplattenorientierung in den betreffenden Supermodulen verzichtet wird, doch führen die in einem SPACAL nur in einer Richtung orientierten Bleiplatten zu vermehrten Channelingseffekten, wie in

Kapitel 4.2 beschrieben wurde. Um den Einfluß des Channelings gering zu halten, änderte man daher die Orientierung der Bleiplatten in den Modulen, die zwischen den Hauptsymmetrieachsen des SPACALs lagen. Dabei werden die an den speziellen Grenzen entstehenden Inhomogenitäten zwar in Kauf genommen, doch ist man in der Lage, das Signalfehlverhalten bei der Analyse im späteren Betrieb des SPACALs zu korrigieren.

7.5 Schwankungen der Lichtausbeute verschiedener Zellen

Die Aufgabe des SPACAL-Kalorimeters ist die Energiemessung gestreuter Elektronen mit Energien im GeV-Bereich. Für die Eichung des Kalorimetersignals kann das aus der quasi-elastischen Streuung am Proton stammende Elektron mit der Anfangsenergie von 26.7 GeV benutzt werden. Die Häufung im Energiespektrum gestreuter Elektronen, bei denen das auslaufende Elektron die Anfangsenergie besitzt, nennt man auch den kinematischen Peak.

Neben der absoluten Eichung müssen jedoch noch die rund 1200 auszulesenden Photomultiplierkanäle aufeinander kalibriert werden, da jeder Kanal bei gleicher Einschußenergie eine unterschiedliche Signalhöhe liefert. Zu dieser relativen Eichung tragen LED-Signalen bei, deren Lichtpulse durch Plexiglasleiter in die Lichtmischer der einzelnen Kanäle eingekoppelt werden. Gleichzeitig dient das LED-System zur Überwachung der Photomultiplier, deren Verstärkungsfaktoren zeitlichen Schwankungen unterworfen sein können.

Um für die spätere Betriebsphase des SPACALs ein besseres Verständnis der relativen Kalibration zu bekommen, ist beabsichtigt, für jede Komponente, die zu einer endgültigen Signalbildung im Kalorimeter beiträgt, einzelne Faktoren mit eigenen Kalibrierungskonstanten anzugeben. Neben den Photomultipliern und der elektronischen Auslesekette spielt bei dieser Betrachtung auch die optische Komponente mit ihrer Lichterzeugung und Lichtleitung eine Rolle. Daher wurden die Lichtausbeuten verschiedener Modulzellen verglichen, um in Erfahrung zu bringen, in welcher Größe sich die dazugehörigen Schwankungen bewegen.

Bei den Messungen mit der β-Testbank wurden für die Supermodulen immer derselbe Photomultipliersatz unter konstanter Hochspannung benutzt. Dadurch war es möglich, die Lichtausbeuten einzelner Zellen miteinander zu vergleichen und Kalibrierungskonstanten zu ermitteln. Aus 50 Meßpunkten, die dicht um den Mittelpunkt jeder Zelle lagen, konnte ihre Signalausbeute mit einer statistischen Genauigkeit von besser als 0.5 % bestimmt werden. Ihre Verteilung bei rund 750 gemessenen Zellen ist in Abbildung 7.12 in Form eines Histogramms dargestellt. Der aus dem Bild ersichtliche Wert der Standardabweichung beträgt rund 6 %.

Die für die Lichtausbeute einzelner Zellen verantwortlichen Szintillationsfasern wurden von der Firma Bicron aus produktionstechnischen Gründen in einzelnen

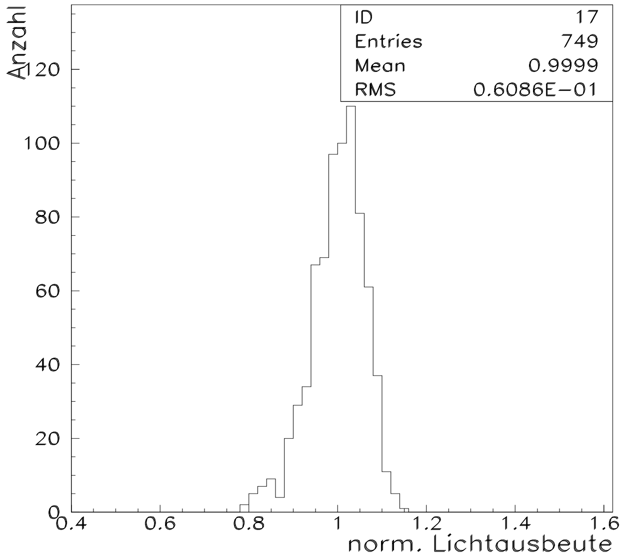


Abbildung 7.12: Verteilung der Lichtausbeuten verschiedener Zellen.

Teilsendungen aus ca. 5000 Fasern hergestellt und geliefert. Eine dieser Teilmengen, die allgemein als Batch bezeichnet wurden, beinhaltete demnach etwas mehr Fasern, wie zur Bestückung eines ganzen Submoduls nötig waren. Innerhalb eines Batches ergaben die am physikalischen Institut der Akademie der Wissenschaften in Prag durchgeführten Qualitätskontrollen an den gelieferten Fasern eine Schwankung der Lichtausbeute, wie schon in Kapitel 5.2 erwähnt, von rund 4.5 %. Bei den Fluktuationen von Batch zu Batch wurde allerdings eine Standardabweichung von ca. 8 % beobachtet [Cva94].

Die für die Lichtausbeutenverteilung einzelner Zellen beobachteten 6 % aus Abbildung 7.12 stehen zu den Prager Messungen von 8 % nicht im Widerspruch. Denn während für die Prager Untersuchungen unverspiegelte Fasern benutzt wurden, waren im β-Scan die Kalorimetermodule, deren Lichtausbeute bestimmt wurde, mit verspiegelten Fasern bestückt. Der Verspiegelungsprozeß bewirkt jedoch eine Erhöhung der Abschwächungslängen der Fasern (vgl. Kapitel 4.2) und kann dadurch zu geringeren Fluktuationen in der Lichtausbeute führen.

Die Standardabweichung der Signalausbeuten einzelner Zellen von 6 % macht dennoch deutlich, daß eine Vorabkalibration der Module notwendig ist. Dies sollte allerdings vor der endgültigen Inbetriebnahme des Detektors geschehen, was z.B. beim Instrumentieren der einzelnen SPACAL-Kanäle durch die Photomultiplier erreicht werden kann. Denn durch die benutzten Photomultiplier, deren einzelne Verstärkungsfaktoren genau bestimmt wurden, ist es möglich, lichtstarke und lichtschwache Zellen durch die Wahl eines entsprechenden Photomultipliers einander anzugleichen.

Der geringe Unterschied in der Lichtausbeutenschwankung zwischen den Modulzellen und den verwendeten Fasern kann als Beleg dafür angesehen werden, daß beim Modulbau und seinen angewandten Techniken keine wesentlichen Verschlechterungen der Lichterzeugung und -leitung entstanden sind, die eine Verbreiterung der Lichtausbeutenverteilung zur Folge hätten.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen des H1-Ausbauprogramms entstanden. Das Ziel dieses Projektes war unter anderem die Entwicklung und der Bau eines neuen Spaghetti-Kalorimeters (SPACAL) für den H1-Detektor.

Gegenstand der Arbeit waren Messungen an Kalorimetermodulen, die mit einer in Paris entwickelten Testeinrichtung durchgeführt wurden. Dabei wurde überwiegend das Homogenitätsverhalten des Kalorimetersignals mit einer β-Quelle untersucht. Die Messungen fanden sowohl in der Entwicklungsphase als auch während der Serienproduktion an einzelnen SPACAL-Modulen statt.

Um die Ursachen von Inhomogenitäten an Zellgrenzen zu klären, die bei einem frühen Prototypen an einem Teststrahl aufgetaucht waren, wurden in der Entwicklungsphase unterschiedlich konstruierte SPACAL-Submodule gebaut. Die Homogenitätsmessungen, die an diesen Submodulen mit der Testapparatur durchgeführt wurden, ergaben einen starken Einfluß der Faserbündelung auf das Signalverhalten der Submodule an ihren Zellgrenzen. Anhand dieser Ergebnisse konnte schließlich die endgültige Form der Bündelungsregion der für das SPACAL zu produzierenden Submodule festgelegt werden. Die aus dieser Serienherstellung stammenden Submodule wiesen über die gemessene Fläche ein hohes Maß an Homogenität mit einer relativen Standardabweichung in der Signalschwankung von 3 % - 3.5 % auf.

Die während der Serienproduktion stattfindenden Messungen an Supermodulen hatten die Aufgabe, die Qualität der laufenden Modulproduktion zu überwachen. Durch diese Qualitätskontrolle war es möglich, frühzeitige Änderungen in den Produktionsparametern vorzunehmen. Ein zu Beginn der Produktion übermässig angewandtes Preßverfahren wirkte sich nachteilig auf das Signalverhalten an bestimmten Zellübergängen aus. Durch Untersuchungen an verschieden stark gepreßten Testmodulen konnte ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem ausgeübten Druck und dem an der Zellgrenze auftretenden Signalverlust ermittelt werden. Nach den notwendigen Änderungen im Herstellungsprozeß der Supermodule wurde eine deutliche Verbesserung in der Homogenität festgestellt. So sank der mittlere Signaleinbruch an der kritischen Zellgrenze im Verlauf der Produktion von anfangs ca. 25 % auf nunmehr 5 %.

Durch die Bestimmung der Standardabweichungen in den gemessenen Signalschwankungen konnten die Module in verschiedene Qualitätsklassen aufgeteilt werden. Danach zeigten rund Dreiviertel der gemessenen Module eine zufriedenstellende Homogenität mit einer Gesamtstandardabweichung von unter 4 %. Diese Klassifizierung ist bei der momentanen Fertigstellung des SPACALs eine Hilfestellung, um die endgültige Positionierung der einzelnen Module im Kalorimeterrad einfacher festlegen zu können.

Die detaillierten Studien, die an den im SPACAL auftretenden Zellgrenzarten durchgeführt wurden, eröffnen die Möglichkeit, ein an bestimmten Zellübergängen auftretendes Signalfehlverhalten bei der späteren Analyse der gewonnenen Daten zu korrigieren. Da bis zum jetzigen Zeitpunkt ein Großteil der Module innerhalb der Detektorfläche mit der Testapparatur vermessen wurde, ist mit den vorhandenen Daten ein 'mapping' des SPACALs denkbar. Auch dies kann eine Hilfe zur 'off-line'-Korrektur im späteren Betrieb des Kalorimeters sein.

Schließlich wurden die Lichtausbeuten verschiedener Modulzellen bestimmt, um ein besseres Verständnis für die Vorabkalibration der SPACAL-Kanäle zu bekommen. Die Standardabweichung der Lichtausbeute einzelner Zellen betrug rund 6 % und lag damit in der Größenordnung der Signalschwankungen, die auf die unterschiedlichen Lichtausbeuten der verwendeten Fasern zurückzuführen sind.

Insgesamt hat die β-Testbank dazu beigetragen, die Entwicklung des neuen Spaghetti-Kalorimeters voranzutreiben, und eine effiziente Qualitätskontrolle an den produzierten Modulen ermöglicht.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Ali90] **A. Ali and J. Bartels**, *Small-x Behaviour of the Deep Inelastic Structure Functions in QCD*, Proceedings of a Meeting held at DESY, Hamburg, Germany, 14-16 May, 1990

[App93] **R. D. Appuhn et al.**, *Performance Tests with a Large Sample of Fine Mesh Photomultipliers for Use at 1.2 Tesla*, Proceedings IV. Int. Conf. on Calorimetry in High Energy Physics, La Biodala, Italy, 1993

[Bar94] **R. Barschke**, *Untersuchungen von Szintillationsfasern für ein Spaghetti-Kalorimeter*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994

[Bat70] **G. Bathow et al.**, *Measurements of the Longitudinal and Transversal Development of Electromagnetic Cascades in Lead, Copper and Aluminium at 6 GeV.*, Nucl. Phys. B20 (1970) 592

[Bic92] **Bicron Corp.**, *Scintillating Optical Fibers*, Katalog 1992

[Bipp94] **T. Bipp**, *Messungen an Photomultipliern im Magnetfeld bis zu 1.2 T und Parametrisierung ihrer Eigenschaften für den Bau eines Spaghetti-Kalorimeters*, Diplomarbeit, Universität Hamburg,1994

[Blon79] **A.Blondel and F.Jacquet**, *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, Hrsg. U.Amaldi, DESY 79/48 (1979)

[Cva94] **J. Cvach**, *private Mitteilung*, 1994

[Fab80] **C. W. Fabjan and H. G. Fischer**, *Particle Detectors*, Rep. Prog. Phys., 43 (1980)

[Fab84] **C. W. Fabjan**, *Calorimetry in High-Energy Physics* in *Techniques and Concepts of High-Energy Physics III*, Hrsg. T. Ferbel, Plenum Press, New York, 1994

[Fab89] **C. W. Fabjan and R. Wigmans**, *Energy Measurements of Elementary Particles*, Rep. Prog. Phys. 52 (1989)

[Fer94] **J. Ferencei**, *private Mitteilung*, 1994

[Glen48] **L. E. Glendenin**, Nucleonics, 2:12 (January 1948)

[H193/02] **The H1-Collaboration**, *Technical Proposal to upgrade the backward scattering region of the H1-Detector*, DESY PRC 93/02, 1993

[H1-103] **The H1-Collaboration**, *The H1-Detector at HERA*, DESY-report 93-103, 1993

[H1-117] **The H1-Collaboration**, *Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the low x region at HERA*, DESY-report 93-117, 1993

[Ham93] **Hamamatsu Photonics**, *data sheet*, 1993

[Her90] **D. W. Hertzog et al.**, Nucl. Instr. Meth. A294 (1990) 446-458

[Keit88] **Keithly Instr. Incorp.**, *Instruction Manual, Model 617*, Document 617-901-01, 1988

[Kra93] **M. W. Krasny**, *Deep Inelastic Electron-Proton Scattering at HERA*, Results from the H1-Experiment, LPNHE, Universite Paris VI-VII, LP-NHE 93/08, 1993

[Lac93] **D. Lacour**, *Mise au point d'un banc de test pour un module de detecteur SPACAL*, LPNHE, Universite Paris VI-VII (Rapport de stage DEA), 1992

[Mol47] **G. Molière**, *Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen*, Z. Naturforsch. 2a (1947) 133 und Z. Naturforsch. 3a (1948) 78

[Pepp94] **E. Peppel**, *Messung der Protonstrukturfunktion F_2 unter besonderer Berücksichtigung des H1-Rückwärtskalorimeters*, Dissertation, Universität Hamburg, 1994

[Per91] **D. W. Perkins**, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley GmbH, Bonn 1991

[Perr81] **D. Perrin and P. Sonderegger**, CERN OM/SPS 81-7, CERN 1981

[RD91] **The RD1 Collaboration**, *Status report to the DRDC*, CERN/DRDC 91-50, CERN 1991

[Ren93] **B. Renk**, *Meßdatenerfassung in der Kern- und Teilchenphysik*, Teubner Studienbücher, 1993

[Rev88] **Particle Data Group**, *Review of Particle Properties*, Physics Letters B204, April 1988

[Sim92] **A. Simon**, CERN preprint PPE/92-95, CERN 1992

[Web94] **M. Weber**, *Private Mitteilung*, März 1994

[Wul94] **N. Wulff**, *Tiefinelastische Elektron-Proton-Streuung bei kleinem x-Bjorken*, Dissertation, Universität Hamburg, 1994

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wäre ohne die Hilfe zahlreicher Personen und Schutzengel nicht möglich gewesen. An dieser Stelle möchte ich mich deshalb bei all denjenigen bedanken, die durch zahlreiche Worte, Aufmunterungen und tatkräftige Unterstützung zum Gelingen meiner Diplomarbeit beigetragen haben.

Ich danke Herrn Professor Dr. G. Heinzelmann für die Betreuung und die Begutachtung der vorliegenden Arbeit, und Frau Professorin Dr. B. Naroska für die Übernahme der Zweitkorrektur.
Herrn Dr. U. Goerlach und Herrn Dr. V. Korbel gilt mein Dank, daß sie mich in den Kreis der SPACAL-Gruppe überaus freundlich aufgenommen haben.
Den Herren Drs. R.-D. Appuhn, G. Müller und M. Weber bin ich wegen ihrer intensiven Betreuung und Bemühung um mich, wie sie besser nicht hätte sein können, zu ganz besonderem Dank verpflichtet.
Herzlich bedanken möchte ich mich auch bei den Diplom-Physikern R. Barschke und R. Buchholz, die beide viel zu einem hervorragenden Arbeitsklima durch ihre ständige Hilfsbereitschaft beigesteuert haben.
Herrn Prof. E. Barrelet und D. Lacour von der Universität Paris VI+VII habe ich die Testapparatur zu verdanken, mit der die ganzen Messungen durchgeführt wurden.
Für zahlreiche technische Probleme hatten G. Falley und K. Thiele immer ein offenes Ohr. Dafür gebührt ihnen ein herzliches Dankeschön.
J. Gassner und P. Repetowicz haben mich während der Serienproduktion bei vielen Messungen unterstützt. Dafür gilt ihnen mein Dank.

Schlußendlich möchte ich mich bei meiner Freundin Katharina und meinem Freundeskreis bedanken, die während der gesamten Phase der Arbeit für mein seelisches Wohlergehen sorgten. Wahrscheinlich hatten sie den größten Anteil an meinem Diplom.

Erklärung

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Hilfsmittel und Quellen selbständig angefertigt zu haben.

Hamburg, den