Detektors und damit ein hoher mechanischer Aufwand notwendig. Desweiteren muß der Detektor mehrmals zum Testplatz transportiert werden. Dies verursacht eine vermeidbare mechanische Belastung.

3.Testmessungen mit einer beweglichen Quelle

Testmessungen mittels einer geeigneten beweglichen Strahlen-Quelle erscheinen zunächst unproblematisch. Bei der Handhabung einer $^{90}$Sr-Quelle lagen bereits einige Erfahrungen vor [WIE 91]. Der Einsatz einer beweglichen Quelle verursacht aufgrund des geringen Gewichts und der kompakten Abmessungen nur einen geringen mechanischen Aufwand. Die Fasern müssen im montiertem Zustand auf einem Rohr aus Aluminium mit einer Wandstärke von 5 mm getestet werden. Die Elektronen der $^{90}$Sr-Quelle haben nach der empirischen Beziehung von KATZ und PENFOLD [MAR 77] (s.Kap. 3.2) eine abgeschätzte Reichweite in Aluminium von maximal 4 mm. Da die Elektronen einer $^{90}$Sr-Quelle ein Aluminiumrohr der Wandstärke von 5mm nicht durchdringen können, ist eine Triggerung vor der Durchdringung der szintillierenden Faser notwendig. Um Erfahrungen mit einer solchen Triggeranordnung zu sammeln, wurden einige Testmessungen durchgeführt. Die Tests mit einer $^{90}$Sr-Quelle zeigten, daß eine ausreichende Zählrate und eine hohe Triggereffizienz durch die Verwendung eines 0.5 mm dicken Triggerplättchens aus szintillierendem Material möglich ist. Da alle Voruntersuchungen bereits mit einer stationären $^{90}$Sr-Quelle durchgeführt wurden, besteht zudem die Möglichkeit, die gewonnenen Ergebnisse direkt miteinander zu vergleichen.

Fazit:
Eine Funktionskontrolle der inneren Lage mit kosmischer Höhenstrahlung ist möglich. Eine Anpassung der Signale an die Frontend-Elektronik, bei der es auf konstanten Teilchenfluss ankommt, beinhaltet große Schwierigkeiten.4 Zum einen ist die Rekonstruktion des Teilchenflusses durch die einzelnen Fasern nötig, zum anderen sind aufgrund des geringen Teilchenflusses lange Messzeiten nötig. Ein Vergleich der Anzahl der gewonnenen Photoelektronen mit den zu erwartenden Photoelektronenzahlen erscheint ebenfalls problematisch. Ein Funktionstest am Elektronenstrahl von ELSA ist im Prinzip möglich. Die Funktionskontrolle mittels einer beweglichen Strahlen-Quelle verbindet einen vergleichsweise einfachen Meßaufbau mit der Möglichkeit, jederzeit und ohne Nutzung fremder Ressourcen messen zu können. Die Triggerung vor dem zu untersuchenden Element bedarf noch einer genaueren Betrachtung (s. nächstes Kapitel). Aufgrund dieser Vorüberlegungen und Voruntersuchungen wurde ein Testaufbau mit einer beweglichen $^{90}$Sr-Quelle entwickelt.

## 3.2 Die $^{90}$Sr-Quelle

$^{90}$Sr zerfällt in einem Zweistufenprozeß zunächst zu $^{90}$Y und schließlich zu $^{90}$Zr jeweils als ß Zerfallsprozeß unter Aussendung von Elektronen. Dabei werden im ersten Schritt Elektronen mit einer Maximalenergie von 0.546 MeV und im zweiten Schritt Elektronen mit $E_{max}$=2.284 MeV beobachtet. Für die Verwendung der $^{90}$Sr-Quelle im Testaufbau ist eine eingehende Betrachtung des Betaspektrums unter Berücksichtigung der besonderen Anforderungen hinsichtlich des verwendeten Triggers notwendig. Dabei ist auf die Reichweite, den Energieverlust und die Kleinwinkelstreuung einzugehen. Die Langzeitstabilität ist durch eine Halbwertszeit des $^{90}$Sr von 28.5 Jahren gegeben. Ohne Coulombkorrektur läßt sich das Spektrum der $^{90}$Sr-Quelle als Überlagerung zweier Betaspektren darstellen. Mit

$$N(\varepsilon) = C \cdot \varepsilon \cdot \sqrt{\varepsilon^2 - 1}\,(\varepsilon_0 - \varepsilon)^2 \quad \text{und} \quad \varepsilon = \frac{W}{m_0 \cdot c^2} \qquad \text{[MAY 84]} \qquad (3.1)$$

(Hierbei ist N die Wahrscheinlichkeitsdichte, $\varepsilon$ ist die Gesamtenergie in Einheiten der Ruheenergie des Elektrons $m_0 \cdot c^2$ , $\varepsilon_0$ ist die Maximalenergie des ß-Zerfalls in Einheiten der Ruheenergie des Elektrons , W ist die Gesamtenergie in eV und C ist eine Konstante.)
für jedes Einzelspektrum ergibt sich das in Abb. 3.1 dargestellte Gesamtspektrum [EMP 89].

*Abb. 3.1 Betaspektrum von $^{90}Sr$ als Überlagerung zweier Einzelspektren (1 für eine Maximalenergie von 0.546 MeV und 2 für eine Maximalenergie von 2.284MeV). Es ist die Wahrscheinlichkeitsdichte N gegen die Gesamtenergie $\varepsilon$ in Einheiten der Ruheenergie $m_0 \cdot c^2$ aufgetragen.*

Die Normierung wurde so gewählt, daß sich die Wahrscheinlichkeit, irgendein Elektron zu erhalten zu 1 ergibt. Da, wie in Kap. 3.1 bereits erwähnt, die Triggeranordnung zwischen Quelle und der Testfaser liegen muß, entspricht das in Abb. 3.1 dargestellte Gesamtspektrum nicht dem $e^-$-Spektrum, das die Faser erreicht. Ein Teil der Elektronen des Gesamtspektrums verbleibt im Triggermaterial, ein anderer Teil passiert den Trigger mit einem entsprechenden Energieverlust (Energiestraggling) (siehe dazu auch Abb. 3.5). Elektronen sind ab etwa 800 keV minimalionisierend und der Test soll mit solchen minimalionisierenden Elektronen durchgeführt werden. Die Dicke des Triggers muß nun so gewählt werden, daß möglichst viele der niederenergetischen Elektronen im Szintillatormaterial des Triggers verbleiben. Andererseits soll der Energieverlust der höherenergetischen Elektronen so gering sein, daß noch eine ausreichend hohe Anzahl von minimalionisierenden Elektronen zur Verfügung steht. Es wurde eine Dicke des Triggermaterials von 0.5 mm gewählt. Elektronen erfahren bei der Bremsung in Absorbern im Gegensatz zu schweren geladenen Teilchen vielfache und starke Umlenkungen. Diese werden vorwiegend durch Coulombstreuung verursacht. Versteht man die Reichweite der Elektronen als geradlinigen Abstand zwischen Eintrittsort und Austrittsort des Absorbers, so ist durch diese Vielfachstreuung die Bahnlänge der Elektronen etwa doppelt so groß wie deren mittlere Reichweite.
Für die mittlere Reichweite R gilt die empirische Beziehung von Katz und Penfold [MAR 77] [RMP 59].

$$R = 412\ E^n \qquad mit \qquad n = 1.265 - 0.0954 \cdot \ln E \qquad (3.2)$$

(Hiebei ist R die Reichweite in mg/cm$^2$ und E ist die kinetische Energie in MeV.)

für den Energiebereich $0.01\text{MeV} \le E \le 3\text{MeV}$ lassen sich damit für monoenergetische Elektronen die Reichweiten R Szintillatormaterial angeben.Dividiert man R durch die Dichte $\varrho$ des Fasercores von $\varrho$= 1032 mg / cm$^3$ , erhält man die Reichweite in cm. Abb. 3.2 zeigt die Reichweite-Energiebeziehung für Elektronen in Szintillatormaterial.

*Abb. 3.2 Reichweite R von Elektronen in Szintillatormaterial in Abhängigkeit von der kinetischen Energie T*

Für den Betazerfall erhält zwar eine exponentielle Charakteristik für die Absorption

$$N(x) = N_0\, e^{-\mu x} \qquad \text{mit} \qquad \mu = \frac{\varrho \cdot 17}{E_0^{\,1.14}} \qquad \text{[MAR 77]} \qquad (3.3)$$

($\mu$ = Massenabsorptionskoeffizient [cm], $\varrho$ = Dichte des Absorbers [g/cm$^3$ ], $E_0$ = Maximalenergie des ß-Zerfalls [MeV]).
Diese Beziehung gilt aber für das komplette Einzelspektrum eines Betazerfalls und läßt sich daher nicht als Gewichtungsfaktor auf die Abb. 3.1 anwenden. Mit der Formel 3.3 ergibt sich, daß aus dem niederenergetischen Peak nur 17% der Elektronen nach 0,5mm Szintillatormaterial vorhanden sind, während 96 % der Elektronen des Zerfallsprozesses mit $E_0$ =2.284 MeV das 0,5mm Szintillatorplättchen passieren. Zu berücksichtigen ist noch der Energieverlust der Elektronen beim Durchgang durch den Absorber. Der Energieverlust von Elektronen in Materie wird durch folgende Beziehung von Bethe wiedergegeben [TKH 87] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{0.1535}{\beta^2}\frac{\varrho \cdot Z}{A}\left[\ \ln\frac{\tau^2(\tau+2)}{2\left(I_{adj}/m_e c^2\right)^2} + F(\tau) - \delta\ \right] \qquad (3.4)$$

$$\text{mit}\quad F(\tau) = 1-\beta^2 + \frac{\left[\ \tau^2/8 - (2\tau+1)\ln 2\ \right]}{(\tau+1)^2} \quad ; \quad I = 16\ Z^{0.9}\ \text{eV} \quad \text{für } Z>1$$

(ϱ=Dichte des Absorbers, Z=Ordnungszahl, A=Atommassenzahl, τ=kinetische Energie, I=Ionisationspotential, δ=Dichteeffektkorrektur).

Dies entspricht der Bethe-Bloch Gleichung mit der Korrektur für leichte Teilchen [RPP 94]. In Abb.3.3 ist der Energieverlust von Elektronen in Szintillatormaterial dargestellt. Als Vergleich dazu ist in Abb. 3.4 der Energieverlust von Protonen in Szintillaltormaterial nach Bethe-Bloch [RPP 94] gezeigt. Es ist zu erkennen, daß der Energieverlust der Elektronen in der gleichen Größenordnung liegt wie der Energieverlust der Protonen.

*Abb. 3.3 Energieverlust von Elektronen in Szintillatormaterial*

*Abb. 3.4 Energieverlust von Protonen in Szintillatormaterial*

In Abb. 3.5 ist das Ergebnis einer Simulation mit GISMO gezeigt [GRO 95]. GISMO ist ein Monte-Carlo-Simulationspaket mit dem das EDDA-Experiment simuliert wird. Es bietet unter anderem, wie hier gezeigt, die Möglichkeit den Energieverlust von Teilchen einer Strahlenquelle in Absorbern zu simulieren. Abb. 3.5 zeigt die Energieverteilung der Elektronen einer $^{90}$Sr-Quelle nach 0.5 mm Szintillatormaterial. Bei einem Szintillatorplättchen von 0.5 mm Dicke

verbleibt nach dieser Simulation noch ein Anteil von ca. 20% niederenergetischer Elektronen im Spektrum.

*Abb. 3.5 Das simulierte Spektrum einer $^{90}$Sr-Quelle vor (1) und nach (2) 0.5mm Szintillatormaterial*

Der niederenergetische Anteil ist für den Test der Fasern unerwünscht. Er kann durch Ausnutzung der Kleinwinkelstreuung unterdrückt werden. Die Kleinwinkelstreuung von geladenen Teilchen in Absorbern entsteht vorwiegend durch Coulombstreuung. Die dabei entstehende Winkelverteilung kann für die meisten Anwendungen durch eine Gaußverteilung angenähert werden [PHR 89], [RPP 94]. Die Breite der Verteilung ist durch

$$\theta_0 = \frac{13.6\ \text{MeV}}{\beta c p}\ z\ \sqrt{\frac{x}{X_0}}\left[1+0.038\ \ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right] \qquad (3.5)$$

(ßc=Geschwindigkeit, p=Impuls, z= Ladungszahl des einlaufenden Teilchens, x=Absorberdicke, $X_0$ = Strahlungslänge)
gegeben. Die Strahlungslänge von Polystyrol ist $X_0 =$ 424mm [RPP 94]. Ist die kinetische Energie T der Elektronen bekannt, so können mit

$$\gamma = 1+\frac{T}{m_0 c^2} \quad , \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad \Rightarrow \quad v = \sqrt{\left(1-\frac{1}{\gamma^2}\right)}\,c^2 \qquad (3.6)$$

und $$p = \gamma \cdot m_0 \cdot v$$

die fehlenden Parameter berechnet werden und die Winkelverteilung durch eine Gaußverteilung darstellt werden. Für hohe Energien ergibt sich eine schmale, für niedrige Energien eine breite Verteilung. Mit einer geeigneten Blende lassen sich nun unterschiedlich hohe Anteile von niederenergetischen und hochenergetischen Teilchen ausblenden. Für einen Fasertest sind

minimalionisierende Teilchen erforderlich, da bei ihnen der Energieverlust und damit die Lichtausbeute in den Fasern innerhalb eines gewissen Bereiches konstant bleibt. Das Spektrum 2 in Abb 3.5 enthält sowohl minimalionisierende Elektronen als auch einen nicht minimalionisierenden Anteil. Um abschätzen zu können, wie unterschiedlich stark niederenergetische und hochenergetische Anteile des Spektrums durch eine Blende ausgeblendet werden, wird mit einer mittleren kinetischen Energie von 200 keV bzw. 900 keV gerechnet. Bei einem durch eine Blende (Blende 2) eingeschränkten Winkel von $\theta = 8.6^{o}$, wie er sich bei dem verwendeten Testaufbau (s. Abb. 4.3) ergibt, erhält man für den niederenergetischen Peak ein Anteil von ca. 16 % und für den hochenergetischen Peak ein Anteil von ca. 36 %. Aus dieser Abschätzung ergibt sich, daß der Gesamtanteil der Elektronen aus dem niederenergetischen Peak ca. 7% beträgt. Da hier nur mittlere Energien benutzt wurden, handelt es sich nur um eine sehr grobe Abschätzung, die lediglich zeigt, daß sich durch Ausnutzung der Kleinwinkelstreuung der Anteil niederenergetischer Elektronen unterdrücken läßt. Für den Test der Fasern ist es wichtig, daß sich der Energieverlust im Test mit dem Energieverlust im EDDA-Experiment vergleichen läßt. Dazu wurden der jeweilige Energieverlust genauer betrachtet. Der Energieverlust der Elektronen (Formel 3.4) wurde für den Fall des senkrechten Durchflugs durch die Faser bei maximalen Durchmesser (2.5 mm) berechnet. Damit erhält man den in Abb. 3.6 wiedergegebenen Verlauf. Wie erwartet ergibt sich ein höherer Energieverlust, als bei der Berechnung ohne Integration, da ja die in den ersten Schichten abgebremsten Elektronen in den folgenden Schichten aufgrund der Energieverlustbeziehung nach Bethe (Formel 3.4) einen größeren Energieverlust erfahren.

*Abb. 3.6 Der Energieverlust von Elektronen in 2.5 mm Szintillatormaterial*

Im Vergleich dazu ist in Abb. 3.7 der Energieverlust der Protonen unter Einbeziehung der effektiven Faserdicke bei den unterschiedlichen Streuwinkeln $\theta$ wiedergegeben. Hierbei wurde der Energievelust im Strahlrohr und im CFK-Trägerrohr berücksichtigt. Es wurde ebenfalls eine iterative Berechnung bei einer Unterteilung der durchflogenen Wegstrecke in 100 Teilschritten durchgeführt. Dabei wurde der maximal durchflogene Weg bei dem entsprechenden Streuwinkel $\theta$ in der 1. Lage verwendet. Es ergibt sich ein minimaler Energieverlust von 800 keV.

*Abb. 3.7 Erwarteter Energieverlust der Protonen im EDDA-Experiment bei unterschiedlichen Streuwinkeln θ und verschiedenen kinetischen Energien T unter Berücksichtigung der durchflogenen Wegstrecke*

Abschließend kann gesagt werden, daß sich die $^{90}$Sr Quelle mit dem hier beschriebenen Trigger von 0.5 mm Dicke zum Test der inneren Lage eignet. Das mit Hilfe der $^{90}$Sr-Quelle gewonnene Spektrum läßt sich mit einem LED-Pulser eichen.

## 3.3 Der LED-Pulser

Der LED-Pulser kann zur Erzeugung eines Einelektronensignals im Pulshöhenspektrum des Photomultipliers und damit zur Eichung des Spektrums (s. Kap.2.1.3) verwendet werden. Liegt eine Eichung des Spektrums vor, so kann mit Hilfe des LED-Pulsers die Anpassung an die nachfolgende Elektronik durchgeführt werden (s. Kapitel 3.4).
Die Pulsfrequenz des LED-Pulsers kann von 10 bis 60 kHz eingestellt werden. Über ein Trimmpotentiometer läßt sich die Helligkeit der LED feineinstellen (Die Grobeinstellung erfolgt über die Verwendung verschiedener LED's). Die Einstellungen zur Erzeugung eines Einelektronensignals erfolgen mit einer blauen LED ($\lambda$=470nm) [ZIE 93].
Für die Aufnahme des Einelektronensignals und zur Einstellung anderer Photoelektronenzahlen wird folgende Schaltung verwendet.

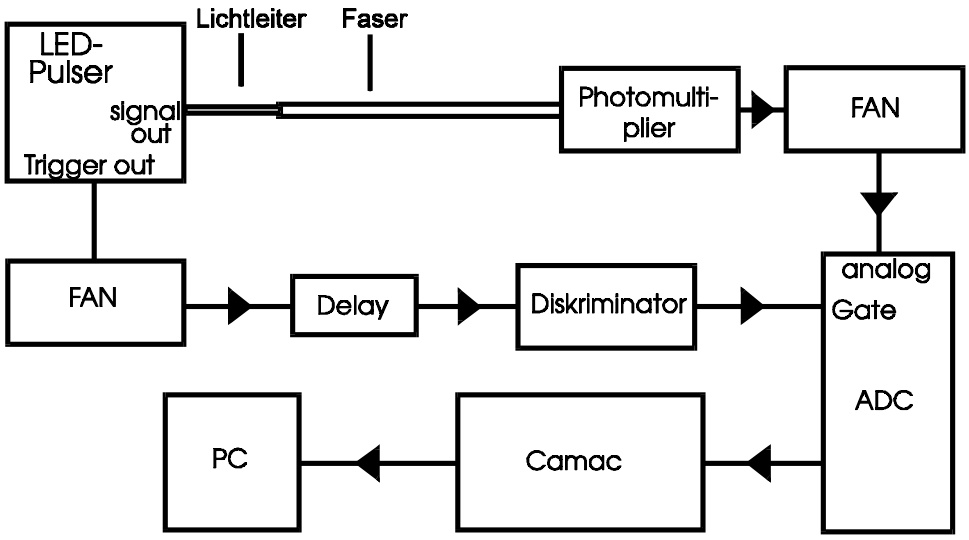


*Abb. 3.8 Schaltung zur Aufnahme des Einelektronensignals*

## 3.4 Ankopplung an die Frontend-Elektronik

Der Abgleich der Signalkanäle ist notwendig, da die Photomultiplierkanäle bei gleicher auftretender Photonenzahl unterschiedlich hohe Signalamplituden besitzen. Das Setzen einer gemeinsamen Schwelle für mehrere Kanäle, wie es für das PCOS III vorgesehen ist, soll gleiche Auswirkungen für die alle Photomultiplierkanäle haben. Die Ankopplung an die Frontend-Elektronik beinhaltet somit den Abgleich der einzelnen Photomultipliersignale und das Einstellen der gemeinsamen Schwelle über die Diskriminatorkarte. Die Anforderungen für die Ankopplung sind:

1. Unterdrücken des thermischen Rauschens der Photomultiplier mit hoher Effektivität
   ( Das Rauschen liegt im Bereich des "**s**ingle **e**lectron **p**eaks" SEP ).

2. Hohe Nachweiseffizienz für Photoelektronenzahlen ≥ 7 ... 10.

3. Ein breiter Einstellbereich für die gemeinsame Schwelle
   der Vorverstärker und Diskriminatorkarte 2735 PC.

4. Bei sehr hoher Photoelektronenzahl (einige. 100 PE) soll ein "Übersteuern" des PCOS verhindert werden.

Zur Ankopplung an das PCOS III-System ist es nötig, die Photomultipliersignale über die Spannungsteiler (vgl. Abb. 2.7) aufeinander abzugleichen. In Abb. 3.9 ist die Wirkung des Spannungsteilers auf das Pulshöhenspektrum dargestellt.
Mit zunehmendem Widerstandswert läßt sich das Pulshöhenspektrum in Richtung Nullkanal stauchen. Dabei bleibt die Charakteristik des Spektrums erhalten.
Hier wird deutlich, daß man sich beim Abgleich der Photomultipliersignale an dem schwächsten Signal orientieren muß, da eine Anpassung nur durch Abschwächung des Signals erfolgen kann.
Für den Abgleich der Photomultipliersignale wird über den LED-Pulser für jeden Kanal die gleiche Photoelektronenzahl eingestellt. Die Information über die einzustellende Kanalzahl erhält man aus den geeichten Pulshöhenspektren.

*Abb. 3.9 Die Wirkung des Spannungsteilers auf das Pulshöhenspektrum (1. R1=0Ω, 2. R1=2Ω, 3. R1=60Ω, 4. R1=98Ω)*

Um über die Vorverstärker und Diskriminatorkarte eine gemeinsame Schwelle setzen zu können, die zu annähernd gleichen Effizienzen führt, ist die Form des Spektrums entscheidend. Um das Rauschen vom Nutzsignal trennen zu können, muß zwischen Nullkanal und Peakmaximum ein deutliches Minimum zu erkennen sein.
Bei der Anpassung der Signalamplituden und dem Setzen der gemeinsamen Schwelle muß beachtet werden, daß für hohe Signalamplituden (einige 100 PE) der Diskriminator ein Übersteuerungsverhalten zeigen kann. Das Übersteuerungsverhalten zeigt sich daran, daß für hohe Signal-Signalamplituden der Ausgang der Vorverstärker- und Diskriminatorkarte mehrere Impulse liefert. Bei einer Schwelleneinstellung unter 50 (* 0.06 µA) [LCR 92] ist eine einwandfreie Funktion des PCOS nicht gewährleistet. Dadurch wird der Einstellmöglichkeit der Schwelle auf den Bereich von 50 bis 256 Teischritten eingeschränkt. Die Nachweiseffizienz $\eta_{PCOS}$ der einzelnen Kanäle bei unterschiedlicher Schwelleneinstellung und verschiedenen Photoelektronenzahlen läßt sich durch den Vergleich der Zählrate des LED-Pulsers $Z_{LED}$ und der vom PCOS aufgenommenen Zählrate $Z_{PCOS}$ ermitteln.

$$\eta_{PCOS} = \frac{Z_{PCOS}}{Z_{LED}} \qquad (3.7)$$

Die Zählrate des LED-Pulsers wird von dessen Sychronausgang geliefert. Die Zählrate des PCOS erhält man am Ausgang des Camac-Controllers.

### 3.5 Testverfahren Testablauf

Der Test der inneren Lage wird nach folgendem Testablauf durchgeführt:

I. Aufnahme aller Pulshöhenspektren mit der $^{90}$Sr-Quelle
Diese Testphase beinhaltet die grundsätzliche Funktionskontrolle der Photomultiplier
und Fasern. Ebenso wird die Wiederholbarkeit der Ankopplung getestet.

II. Aufnahme aller SEP mit dem LED-Pulser
Zur Bestimmung der Photoelektronenzahl werden die Pulshöhenspektren geeicht.

III.Einstellen der Spannungsteiler zum Setzen einer gemeinsamen Schwelle
In dieser Testphase erfolgt die Ankopplung an die Frontend-Elektronik

IV. Überprüfung der Effizienzen der einzelnen Kanäle
Bei unterschiedlichen Photoelektronenzahlen wird die Abhängigkeit der Effizienz von der Schwellneinstellung aufgenommen. Es werden dabei die Signale eines LED Pulsers verwendet.

Diese Testphasen müssen für alle vier Faserlagen durchgeführt werden. Jede Testphase wird dabei von eventuellen Nachbesserungen begleitet. Nach Abschluß eines Tests wird die nächste Lage montiert.

## 4. Der Testaufbau für die Aufnahme der Pulshöhenspektren

In diesem Kapitel wird eine Übersicht des Testaufbaus gegeben, mit dem die Pulshöhenspektren aufgenommen werden.
Es gibt grundsätzlich zwei Möglichkeiten, die Fasern der inneren Lage mit einer beweglichen Quelle zu testen. Zum einen kann die Quelle über jeder einzelnen Faser positioniert werden. Bei gleichen Testbedingungen und konstanter Quelle können dann die in gleichen Zeitabschnitten erhaltenen Zählraten verglichen werden. Dabei ist jedoch eine aufwendige absolute Positionsbestimmung notwendig. Die zweite Möglichkeit besteht darin, die Quelle mit einer konstanten Geschwindigkeit über die einzelnen Fasern zu bewegen. Ist der Teilchenfluß konstant und wird die Zählrate in konstanten Zeitbins aufgenommen erhält man eine integrale Methode bei der eine genaue Bestimmung des Strahlprofils nicht erforderlich ist. Ausgehend von einer konzentrischen Strahlverteilung läßt sich mit dieser Methode die Position bestimmen. Es ist jedoch eine Geschwindigkeitsregelung notwendig. Für eine bewegliche $^{90}$Sr-Quelle mit konstanter Geschwindigkeit wurde ein Testaufbau entworfen und aufgebaut.

### 4.1 Das Gesamtkonzept für den Testaufbau

In Abb. 4.1 ist eine Übersicht über den Testaufbau gegeben. Für den mechanischen Aufbau wurde ein geeigneter Motorantrieb mit Drehzahlregelung und einem Positionsgeber entwickelt. Der Trigger wird zusammen mit der Quelle auf den mechanischen Aufbau befestigt. Für eine genaue Zeitinformation wird ein Zeitgeber (Clock) verwendet. Darüberhinaus wird für die Aufnahme der erhaltenen Signale die vorhandene Standard NIM-Elektronik verwendet. Das hat den Vorteil, daß die Photomultipliersignale der einzelnen Fasern zusammen mit den Signalen des Testaufbaus auf einfache Weise der Datenverarbeitung zugeführt werden können. Eignung, Funktionsweise und Aufbau der einzelnen Komponenten des Testaufbaus werden in den nächsten Abschnitten behandelt.

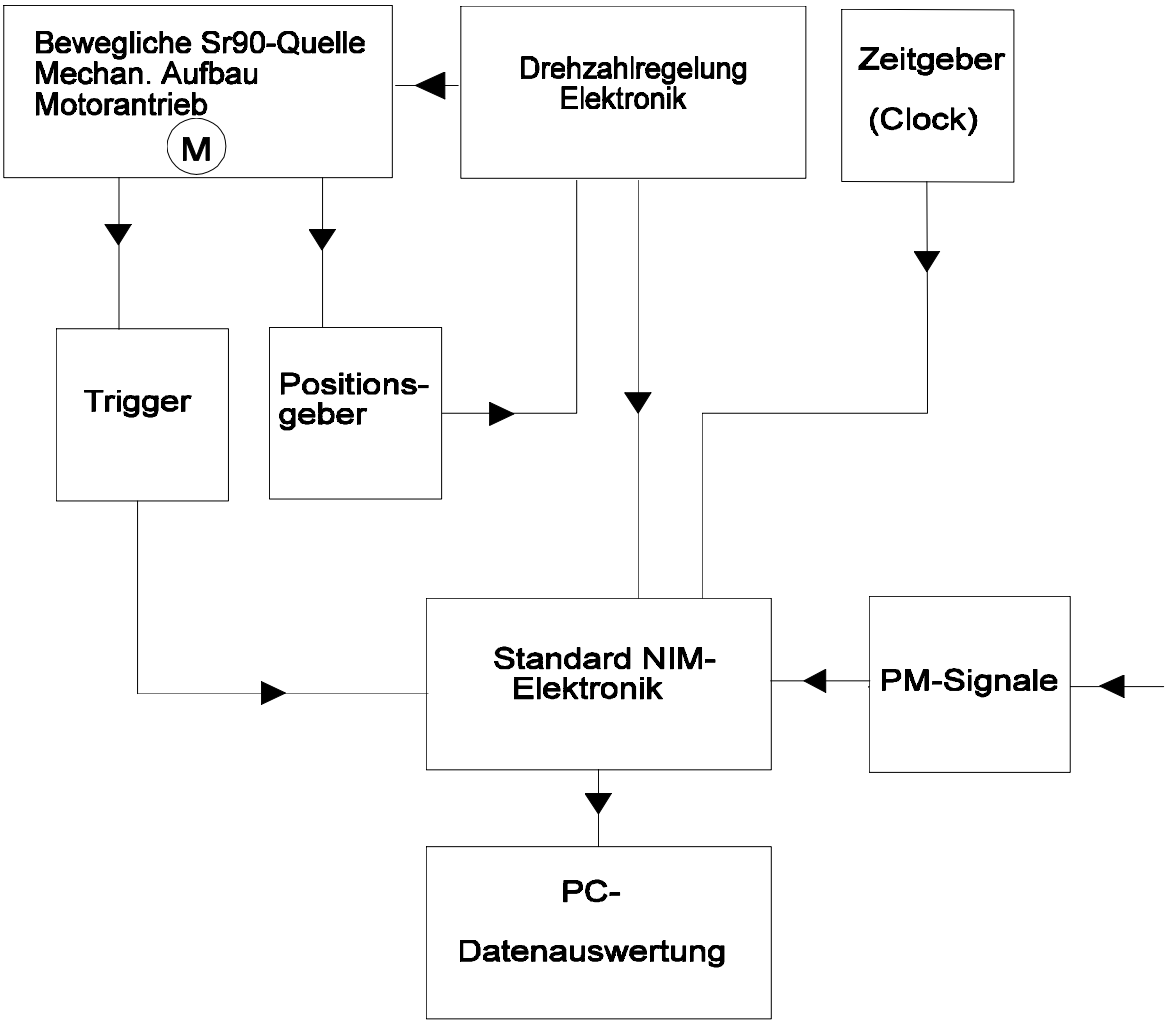


*Abb. 4.1 Schematische Übersicht über den Testaufbau Alle Signale des Testaufbaus können zusammen mit den PM-Signalen mit Standart NIM-Elektronik aufgenommen werden.*

## 4.2 Der mechanische Teil des Testaufbaus

Ein mechanischer Aufbau ist notwendig, damit die $^{90}$Sr-Quelle um die Einzellagen der inneren Lage bewegt werden kann. Dazu wurde ein drehbarer und in der Mitte teilbarer Ring entworfen und angefertigt. Der Ring ist so konzipiert, daß er mit wenigen Handgriffen montiert und demontiert werden kann. Dies ist notwendig, da der Test sukzessive für jede Einzellage durchgeführt werden muß und durch den mechanische Aufbau die Montage der Fasern gestört hätte. An dem drehbaren Ring ist die Quellenhalterung mit integriertem Trigger und ein Ausgleichsgewicht befestigt. Die Quellenhalterung ist so justierbar, daß sie sich konzentrisch zum Strahlrohr bewegen läßt. In Abb. 4.2 ist eine schematische Darstellung der Testapperatur gezeigt.