

# CP VERLETZUNG

---

Entwicklung und Bau eines Prototypen des  
elektromagnetischen Kalorimeters des Experimentes  
PS 195 am LEAR

Diplomarbeit von Hans Ulrich Johner

ausgeführt bei Prof. Dr. J. Kern

Institut für Experimentalphysik der Universität Freiburg

unter der Leitung von Prof. Dr. L. Tauscher

am CERN in Genf

1986/87

# CP VERLETZUNG

---

Entwicklung und Bau eines Prototypen des  
elektromagnetischen Kalorimeters des Experimentes

PS 195 am LEAR

Diplomarbeit von Hans Ulrich Johner

CERN LIBRARIES, GENEVA

ausgeführt bei Prof. Dr. J. Kern

Institut für Experimentalphysik der Universität Freiburg

unter der Leitung von Prof. Dr. L. Tauscher

am CERN in Genf

1986/87

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081021



## Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. EINLEITUNG	1
1.1 Erzeugung der $K^0, \bar{K}^0$	2
1.2 Das $K^0-\bar{K}^0$ System	2
1.3 Interferenzen zwischen $K^0$ und $\bar{K}^0$	3
1.4 Die Parameter der CP Verletzung	4
1.5 Messmethoden	5
1.5.1 Zeitabhängige Asymmetrie	5
1.5.2 Differenz zwischen den integralen Raten	6
1.6 Warum ein elektromagnetisches Kalorimeter?	7
1.7 Aufbau des Experimentes	8
1.8 Das Datenaquisitionssystem	9
2. PRINZIP ELEKTROMAGNETISCHER KALORIMETER	11
2.1 Energiemessung mit elektromagnetischen Kalorimetern	11
2.2 Die Energieauflösung	12
2.3 Orts- und Richtungsmessung	15
3. WAHL DES PS 195 KALORIMETER	16
3.1 Anforderungen	16
3.2 Montecarlo-Resultate	17
3.2.1 Die Montecarloresultate des gewählten Kalorimeter	17
3.3 Der definitive Aufbau des Kalorimeters	20
4. DIE STREAMERTUBES UND STRIPS	23
4.1 Funktionsweise der Streamertubes	23
4.1.2 Die Strips	25
4.2 Die Entwicklung der Streamertubes und Strips	25
4.4 Der leitfähige Kleber für die Streamertubes	32
4.5 Die Drathalter der Streamertubes	36
5. DER KALORIMETERPROTOTYP	38
5.1 Die Konstruktion der Streamertubes	38
5.2 Die Klebung der Kammern	40
5.3 Die Widerstandsmessungen	42
5.4 Resultate des Kalorimeterprototypen	44
6. ZUSAMMENFASSUNG	48
Autorenverzeichnis	49
Anhang	50
Verdankung	53



## 1. EINLEITUNG

Erhaltungsgrößen, die auf Symmetrieprinzipien basieren, spielen in der Physik eine fundamentale Rolle. So galten alle physikalischen Ereignisse als invariant gegenüber Raum-, Ladungs- und Zeitspiegelung, bis man 1957 entdeckte, dass die schwache Wechselwirkung zwischen Links- und Rechtssystemen unterscheidet und damit die Invarianz bezüglich Raumspiegelung verletzt. Nachdem sie jedoch auch C-Konjugation maximal verletzt, war in der schwachen Wechselwirkung die kombinierte Symmetrie CP erhalten, bis 1964 gezeigt wurde, dass in der schwachen Wechselwirkung auch die CP-Invarianz verletzt ist [1].

Durch Reaktionen der starken Wechselwirkung werden neutrale Kaonen erzeugt, welche aufgrund des Strangeness-Erhaltungs Prinzipes in der starken Wechselwirkung nur schwach zerfallen können. Man entdeckte Zerfälle, welche unter CP-Invarianz verboten sind. Bis heute wurden einzig im  $K^0$ -System CP verletzende Zerfälle gefunden. Modelle, welche die CP-Verletzung zu beschreiben versuchen, enthalten neue Wechselwirkungen, die über das Standardmodell hinausgehen. Da die bisher erreichte experimentelle Genauigkeit nicht zwischen den einzelnen Modellen unterscheiden kann, ist dieser Zweig der Teilchenphysik weiterhin ein interessantes Forschungsgebiet.

Mit der geplanten Erhöhung der Strahlintensität des LEAR (Low Energy Antiproton Ring) am CERN, eröffnen sich neue Möglichkeiten das CP-Problem im  $K^0$ -System genauer zu untersuchen. Dieses Ziel verfolgt das LEAR Experiment PS 195. Zur Messung der neutralen Zerfallskanäle, z.B.  $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ , ist ein elektromagnetisches Kalorimeter, welches Gegenstand dieser Diplomarbeit ist, ein wichtiger Bestandteil des experimentellen Aufbaus.

### 1.1 Erzeugung der $K^0, \bar{K}^0$

Die  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  werden durch  $p\bar{p}$  Annihilation in gleichen Verzweungsverhältnissen von  $2 \cdot 10^{-3}$  erzeugt [2].

$$p \bar{p} \rightarrow \left\{ \begin{array}{ll} K^+ \pi^- \bar{K}^0 & 1,5 \cdot 10^{-3} \\ K^- \pi^+ K^0 & 1,5 \cdot 10^{-3} \\ K^{0*} \bar{K}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \bar{K}^0 & 0,5 \cdot 10^{-3} \\ \bar{K}^{0*} K^0 \rightarrow K^- \pi^+ K^0 & 0,5 \cdot 10^{-3} \end{array} \right. \quad (1)$$

Sie können eindeutig anhand der begleitenden Teilchen identifiziert und ihr Impuls bestimmt werden. Die symmetrische Produktion vermindert systematische Messfehler und erlaubt eine Behandlung der CP-Verletzung in anderen als den  $2\pi$  Kanälen [2].

### 1.2 Das $K^0-\bar{K}^0$ System

$K^0$  und  $\bar{K}^0$  können über die schwache Wechselwirkung in Zwei- oder Dreipionenzustände zerfallen.

$$K^0, \bar{K}^0 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \pi^0 \pi^0 \\ \pi^+ \pi^- \\ \pi^0 \pi^0 \pi^0 \\ \pi^+ \pi^- \pi^0 \end{array} \right. \quad (2)$$

Der Zweipionenendzustand ist ein Eigenzustand des CP-Operators mit dem Eigenwert +1, während der Dreipionenzustand den Eigenwert -1 besitzt. Unter der Annahme, dass die schwache Wechselwirkung CP invariant ist, müssten die ursprünglichen  $K^0$ -Zustände ebenfalls Eigenzustände von CP gewesen sein.  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  sind Eigenzustände der starken Wechselwirkung, jedoch nicht Eigenzustände von CP.

Deshalb definiert man  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  als Mischzustände von zwei CP-Eigenzuständen,  $K_1^0$  und  $K_2^0$  [3]:

$$\begin{aligned} |K^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K_1^0\rangle + |K_2^0\rangle \} \\ |\bar{K}^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K_1^0\rangle - |K_2^0\rangle \} \end{aligned} \quad (3)$$

so gilt umgekehrt:

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle \} \\ |K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \{ |K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle \} \end{aligned} \quad (4)$$

$K_1^0$  und  $K_2^0$  unterscheiden sich durch verschiedene Zerfallsschemas und Lebensdauern:

$$\begin{aligned} \text{CP}=+1: \quad K_1^0 &\rightarrow \begin{cases} \pi^0 & \pi^0 \\ \pi^+ & \pi^- \end{cases} & \tau = 0.89 \times 10^{-10} \text{ s} \\ \text{CP}=-1: \quad K_2^0 &\rightarrow \begin{cases} \pi^0 & \pi^0 & \pi^0 \\ \pi^+ & \pi^- & \pi^0 \\ \pi & l & \nu \end{cases} & \tau = 0.52 \times 10^{-7} \text{ s} \end{aligned} \quad (5)$$

$l$  steht für Lepton. Ein produziertes  $K^0$  oder  $\bar{K}^0$  zerfällt also mit gleicher Wahrscheinlichkeit entweder als  $K_1^0$  oder  $K_2^0$ .

### 1.3 Interferenzen zwischen $K^0$ und $\bar{K}^0$

Die CP-Zerletzung führt zu der folgenden zeitlichen Entwicklung eines ursprünglich reinen  $K^0(\bar{K}^0)$  Zustandes [3]:

$$\begin{aligned} I(K^0) &= \frac{1}{4} \left[ e^{-\frac{t}{\tau_1}} + e^{-\frac{t}{\tau_2}} + 2e^{-\left(\frac{t}{2\tau_1} + \frac{t}{2\tau_2}\right)} * \cos(\delta m * t) \right] \\ I(\bar{K}^0) &= \frac{1}{4} \left[ e^{-\frac{t}{\tau_1}} + e^{-\frac{t}{\tau_2}} - 2e^{-\left(\frac{t}{2\tau_1} + \frac{t}{2\tau_2}\right)} * \cos(\delta m * t) \right] \end{aligned} \quad (6)$$



wobei  $\cos(\delta m \cdot t)$  einen Interferenzterm zwischen  $K_1^0$  und  $K_2^0$  darstellt, d.h. ein  $K^0$  Strahl verwandelt sich teilweise und periodisch in einen  $\bar{K}^0$  Strahl. Da  $\delta m$  im Argument des  $\cos$  vorkommt, lässt sich durch Messung dieser Oszillation der Massenunterschied zwischen  $K_1^0$  und  $K_2^0$  bestimmen. Das  $K_2^0$  ist nach bisherigen Messungen um

$$\delta m = (3,52 \pm 0,014) \cdot 10^{-6} \text{ eV}$$

schwerer als das  $K_1^0$  [3].

Die Untersuchung des zeitlichen Verhaltens der  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  Strahlen erlaubt die Bestimmung verschiedener CP-verletzender Parameter.

#### 1.4 Die Parameter der CP-Verletzung

Misst man  $K^0$  ( $\bar{K}^0$ ) Zerfälle, so findet man die erwarteten Zerfallskanäle und die entsprechenden Lebensdauern wieder, aber der langlebige Anteil, von nun an  $K_L^0$  (K-long) genannt, kann auch im kurzlebigen Modus,  $K_S^0$  (K-short) genannt, in zwei  $\pi$  zerfallen. Die als CP-Eigenzustände definierten  $K_1^0$  und  $K_2^0$  sind also nicht mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung  $K_S^0$  und  $K_L^0$  identisch [4]. Da der CP verletzende Anteil der Zerfälle klein ist, kann man  $K_S^0$  und  $K_L^0$  als Linearkombination von  $K_1^0$  und  $K_2^0$  schreiben:

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \left( |K_1^0\rangle - \epsilon |K_2^0\rangle \right) \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}} \left( |K_2^0\rangle + \epsilon |K_1^0\rangle \right) \end{aligned} \quad (7)$$

Wobei  $\varepsilon$  aus bisherigen Messungen bekannt ist:

$$|\varepsilon| = (2.27 \pm 0.023) \cdot 10^{-3}$$

Für den CP verletzenden Zerfall des  $K_1^0$  in zwei  $\pi$  gibt es zwei mögliche Vorgänge:

1.  $2\pi$  Zerfall über die  $|K_1^0\rangle$  Beimischung (CP-Verletzung in der "Massenmatrix").
2. Zerfall direkt aus  $|K_2^0\rangle$  (CP-Verletzung in der "Zerfallsmatrix").

$\varepsilon'$  ist ein Mass für den Zerfall direkt aus dem CP-Eigenzustand  $|K_2^0\rangle$  [2].  
PS 195 wurde entworfen um unter anderem diesen verbotenen Zerfall nachzuweisen.

## 1.5 Messmethoden

### 1.5.1 Zeitabhängige Asymmetrie

Die in unserem Experiment gemessenen Grössen beruhen auf Interferenzerscheinungen im  $K^0$ -System. Man definiert einen zeitabhängigen Asymmetriefaktor als [2]:

$$A_f(t) = \frac{R[\bar{K}^0 \rightarrow f](t) - R[K^0 \rightarrow f](t)}{R[\bar{K}^0 \rightarrow f](t) + R[K^0 \rightarrow f](t)} \quad (8)$$

Der Parameter  $A_f(t)$  ist für jeden Zerfallskanal  $f$  eine messbare Grösse. Für einen gewählten Zerfallskanal, z.B.  $2\pi^0$ , beschreibt er die zeitlich veränderlichen Zerfallsraten in den Endzustand  $2\pi^0$ . Die Verfügbarkeit von ursprünglich reinen  $K^0$  oder  $\bar{K}^0$ -Zuständen erlaubt erstmals die Messung einer solchen Asymmetrie. Der Vorteil ist, dass diese Asymmetrie nur CP-verletzende Beiträge enthält.

$A_f(t)$  kann nämlich geschrieben werden als:

$$A_f(t) = 2 \left[ \frac{|\eta_f| e^{\frac{t}{2\tau_s}} \cos(\delta m t - \theta_f)}{1 + |\eta_f|^2 e^{\frac{t}{\tau_s}}} - \text{Re } \epsilon \right] \quad (9)$$

Die beiden Parameter  $\eta_{00}$  und  $\eta_{+-}$  sind definiert als das Verhältnis der Zerfallsamplituden von  $K_L^0$  und  $K_S^0$  in einen bestimmten Endzustand:

$$\eta_{00} = \frac{a[K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0]}{a[K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0]} \quad \eta_{+-} = \frac{a[K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-]}{a[K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-]} \quad (10)$$

Durch Anpassen der Funktion (9) an die Messkurve (8), kann man  $|\eta_f|$  und seine Phase  $\theta_f$  bestimmen. Mit den  $|\eta_f|$  von unterschiedlichen Zerfällen kann der Parameter  $\epsilon'$  nach Formel (11) relativ zu  $\epsilon$  bestimmt werden [2]:

$$3 \left| \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right| = \left( 1 - \frac{|\eta_{00}|}{|\eta_{+-}|} \right) \quad (11)$$

In unserem Experiment ist die Vertexauflösung für neutrale Zerfallskanäle ungenügend, um den Zerfallszeitpunkt in der Eigenzeit des Teilchens und somit auch  $A_{00}(t)$  mit genügender Genauigkeit zu messen.

### 1.5.2 Differenz zwischen den integralen Raten

Der Parameter  $|\epsilon'/\epsilon|$  kann durch das Verhältnis der Zerfallsamplituden in

$\pi^+\pi^-$  und der Differenz der integralen Raten für den neutralen  $2\pi$  Kanal:

$$I_{00} = \frac{\int_0^{t_0} R[K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0] dt - \int_0^{t_0} R[\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0] dt}{\int_0^{t_0} R[K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0] dt + \int_0^{t_0} R[\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0] dt} = 4\text{Re } \eta_{00} - 2\text{Re } \varepsilon \quad (12)$$

durch die Beziehung:

$$10 \left| \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right| = \left( 2 - \frac{I_{00}}{\text{Re } \eta_{+-}} \right) \quad (13)$$

bestimmt werden [2].

Diese Methode ist unabhängig von der Vertexauflösung, da  $t_0$  ausserhalb des Interferenzgebietes liegt, d.h. die  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Raten sind gleich. Ebenso gestattet diese Methode eine on-line Auswertung.

## 1.6 Warum ein elektromagnetisches Kalorimeter?

Um die Differenz zwischen den integralen Zerfallsraten der neutralen Kanäle zu bestimmen, müssen die  $\gamma$ s aus den folgenden Reaktionen nachgewiesen werden:

$$\left. \begin{array}{c} K^0 \\ \bar{K}^0 \end{array} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4 \gamma \\ \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rightarrow 6 \gamma \end{array} \right. \quad (14)$$

Ein elektromagnetisches Kalorimeter ist also für ein solches Experiment unerlässlich.

## 1.7 Aufbau des Experimentes

Der PS 195 Detektor muss folgende Anforderungen erfüllen: Erkennen der  $K^0$  ( $\bar{K}^0$ ) und Bestimmen ihres Impulses anhand der zugehörigen geladenen K- und  $\pi$ -Mesonen, Rekonstruktion des Zerfallsortes und Identifikation der Zerfallsprodukte.

Die Identifikation der  $K^0$  ( $\bar{K}^0$ ) erfordert eine gute K- $\pi$  Unterscheidung. Der Impuls der  $K^0$  ( $\bar{K}^0$ ) muss auf einige Prozent genau messbar sein um die Eigenzeit genau genug bestimmen zu können. Dies ist nur in einem Magnetfeld möglich. Die Dimensionen müssen so gewählt werden, dass das Interferenzgebiet der  $K^0$  ( $\bar{K}^0$ ) ganz im Detektor enthalten ist (mindestens 45 cm). Weitere 20 cm sind notwendig, um die Produkte des  $K^0$  ( $\bar{K}^0$ )-Zerfalls und den Zerfallsort zu bestimmen. Es ist also ein totaler Radius von ~80 cm notwendig. Die Messung der neutralen Zerfallskanäle erfordert ein elektromagnetisches Kalorimeter mit guter Energie- und Ortsauflösung, sowie eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für niederenergetische Photonen.

In einem Flüssig- oder Hochdruckwasserstofftarget werden die Antiprotonen gebremst und annihilieren mit den Targetprotonen.

Eine Proportionalkammer liefert die ersten dreidimensionalen Spurpunkte und ein schnelles Triggersignal.

Ausserhalb der Proportionalkammern werden die  $R\phi$ -Koordinaten der Spuren durch Driftkammern weiterverfolgt. Durch die Krümmung der Spuren wird der Impuls bestimmt.

Streamerröhren geben einen zweiten Satz von dreidimensionalen Raumpunkten. Die z-Koordinate wird durch die Laufzeitdifferenz des Signals im Draht gemessen. Mit den Daten der Proportionalkammern und der Streamerröhren wird der Zerfallsort bestimmt.

Ein Satz von Schwellen-Cherenkov Detektoren dient der Unterscheidung der geladenen K und  $\pi$ .

Mit Szintillatoren nach den Cherenkovzählern wird durch Flugzeitmessung eine zweite unabhängige K- $\pi$  Trennung durchgeführt.

Das darauffolgende elektromagnetische Kalorimeter wird schliesslich von einem Solenoid umschlossen, das ein Magnetfeld von 0.5 T parallel zur Strahlachse erzeugt.

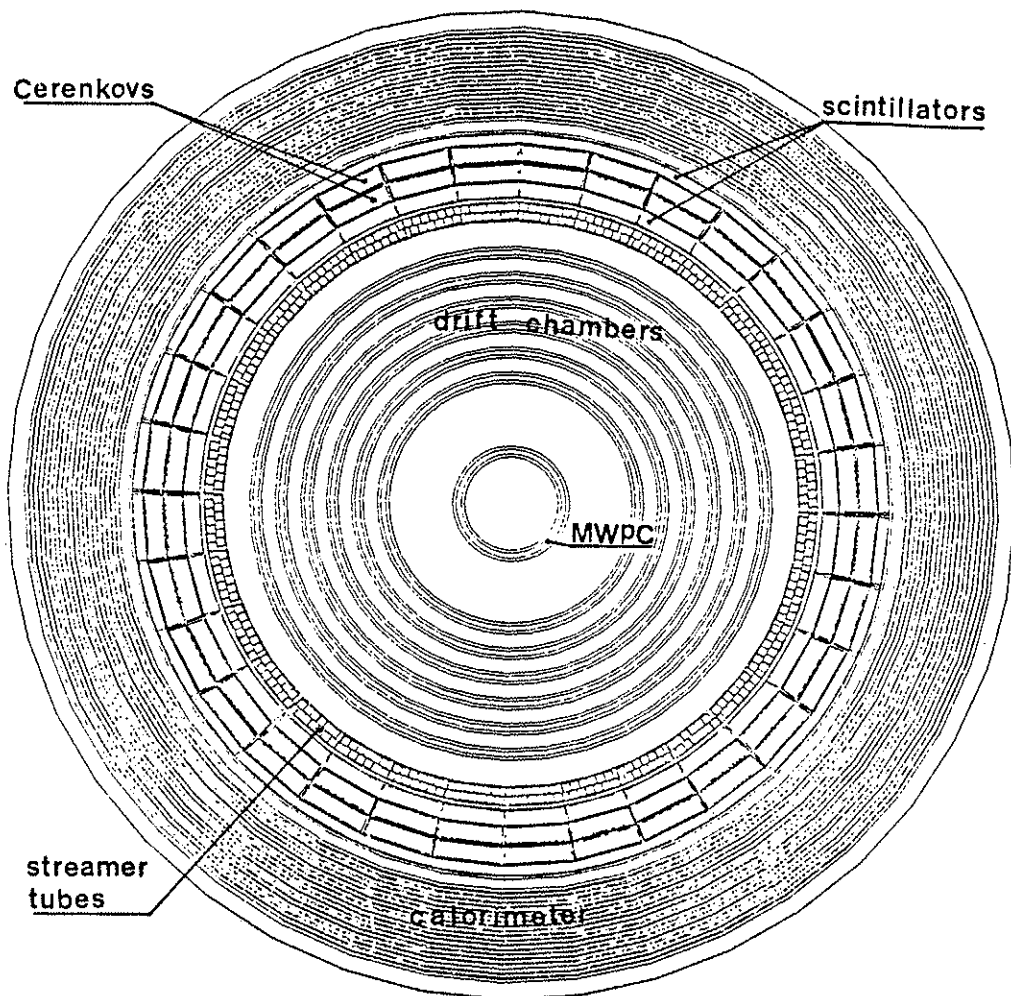


Fig.1.1 Aufbau des Experimentes

## 1.8 Das Datenaquisitionssystem

Für das PS 195 Experiment müssen ca.  $7 \cdot 10^4$  Kanäle mit einer Rate von  $2 \cdot 10^2$  bis  $2 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$  (je nach Trigger) ausgelesen werden. Ein konventionelles Datenaquisitionssystem, bei dem die Auslese der Daten direkt von einem Mainframe gesteuert wird, kann diese Aufgabe nicht lösen. Aus diesem Grund wurde ein spezielles Datenaquisitionssystem entwickelt, bei dem die einzelnen Stufen der Aquisition durch Mikroprozessoren gesteuert werden. Um physikalisch interessante Ereignisse zu erkennen und damit den Datenfluss zu verringern, muss parallel zur Datenspeicherung eine Online Analyse durchgeführt werden. Ein solches

Datenaquisitionssystem ist in Fig. 1.2 dargestellt.

Die Frontendelektronik besteht aus Diskriminatoren, ADC's und TDC's.

Der Rootreadout bildet aus den Rohdaten der verschiedenen Detektoreinheiten logische Wörter.

Der Eventbuilder bildet aus den Daten des Rootreadout Blöcke die auf Band geschrieben werden können.

Der Datalogger steuert den Datentransfer zu den Bändern.

Parallel dazu macht ein Hardwareprozessor (HWP) eine erste Analyse der Daten. In der Hauptsache werden nur Kandidaten für einen  $K^0$ -Zerfall zur Registrierung auf Band freigegeben.

Der HWP-Monitor wertet die guten Ereignisse statistisch aus und speichert sie zugriffsbereit ab.

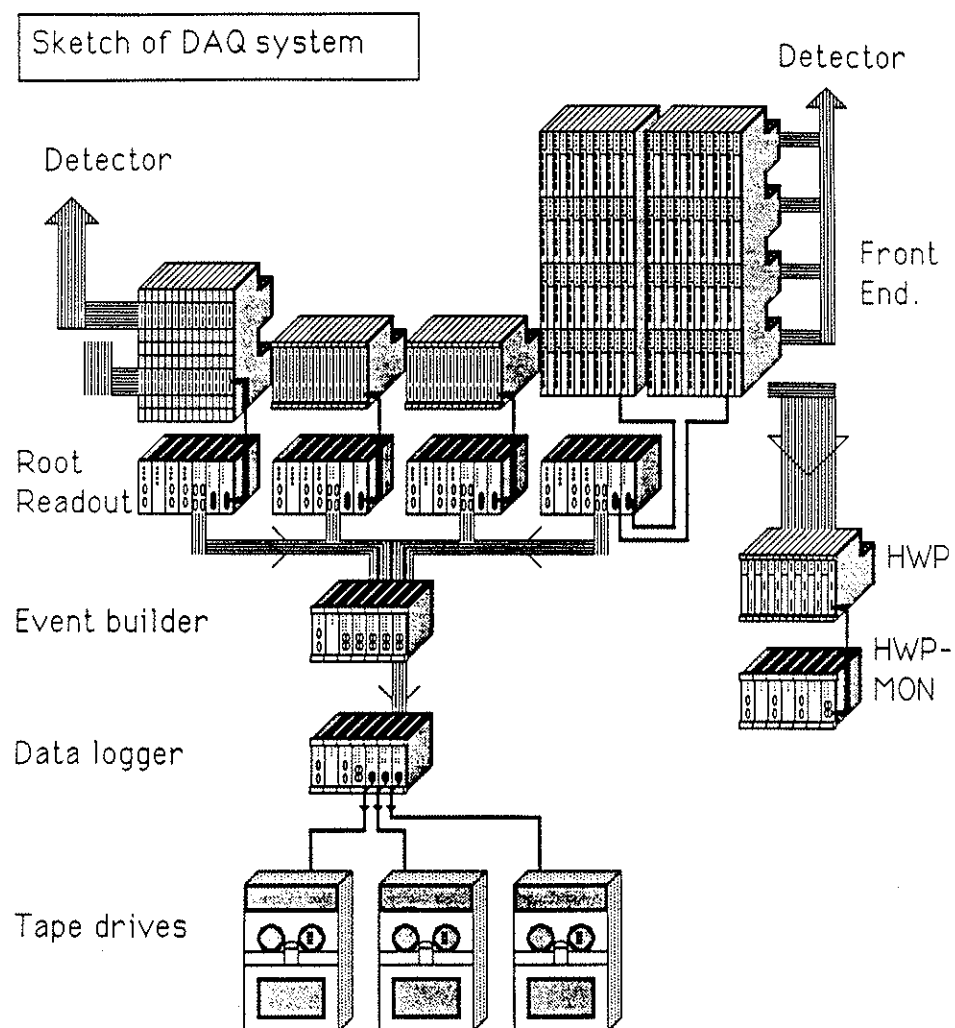


Fig. 1.2 Schema des Datenaquisitionssystems

## 2. PRINZIP ELEKTROMAGNETISCHER KALORIMETER

Photonen hoher Energie wechselwirken mit Materie hauptsächlich durch Paarbildung. Elektronen und Positronen mit Energien über 10 MeV reagieren hingegen hauptsächlich durch Bremsstrahlung. Die  $\gamma$ -Quanten der Bremsstrahlung können ihrerseits bei genügender Energie wieder Paare bilden. Dieser Prozess wiederholt sich und es entsteht ein Elektron-Photon Schauer, der erst abbricht, wenn die Energie der Elektronen und Positronen unter einen kritischen Wert  $E_c$  absinkt. Bei  $E_c$  ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung gleich dem durch Ionisation. Die Schauerentwicklung wird in Kalorimetern nachgewiesen und dient der Energie-, Orts- und Richtungsmessung auftreffender Elektronen oder  $\gamma$ -Quanten.

### 2.1 Energiemessung mit elektromagnetischen Kalorimetern

Die Anzahl der geladenen Teilchen in einem Schauer ist näherungsweise proportional zur Anfangsenergie  $E_0$  des auftreffenden  $\gamma$ -Quants oder Elektrons:

$$N = E_0 / E_c \quad (15)$$

In homogenen Kalorimetern, z.B. NaJ oder BGO-Kristallen, entwickelt sich der Schauer im aktiven Medium. Anstatt der Anzahl von Teilchen im Schauer, wird die Menge des vom Schauer ausgehenden Szintillationslichtes gemessen. Die homogenen Kalorimeter zeichnen sich durch eine gute Energieauflösung aus. Eine Ortsauflösung kann erreicht werden, indem ein Kalorimeter aus vielen Einzelkristallen aufgebaut wird.

In Grossdetektoren sind homogene Kalorimeter oft zu kostspielig, da sie grosse Volumen einnehmen. Kalorimeter können aber auch aus einem inaktiven Material gebaut werden, z.B. Blei, Eisen etc. Zwischen mehreren Schichten dieses Materials (Sandwich-Kalorimeter) wird der Schauer stichprobenartig (Sampling- Kalorimeter), mit Szintillatoren oder Drahtkammern nachgewiesen. Besteht das aktive Medium aus Szintillatoren oder Proportionalkammern, ist das gemessene Signal proportional zur Zahl der in der Schicht vorhandenen geladenen Teilchen. Billiger sind Kammern im Streamermod. Die Signale sind hoch genug um ohne Verstärkung direkt diskriminiert zu werden. In diesem Fall wird die Energie allein durch Zählen der getroffenen Kammern bestimmt. Sampling-Kalorimeter haben zwar eine bescheidenere Energieauflösung als



homogene Kalorimeter, können aber bis zu grossen Dimensionen gebaut werden und besitzen ausserdem eine gute Ortsauflösung.

## 2.2 Die Energieauflösung

Die Energieauflösung eines EM-Kalorimeters hängt von folgenden Faktoren ab:

1. Die statistische Fluktuation der Sekundärteilchenzahl.
2. "Herauslecken" der Schauer aus der Rückseite des Kalorimeters.
3. Sampling Fluktuationen bei Sandwich-Kalorimetern.
4. Spurlängenfluktuationen.

- Im Falle eines idealen, homogenen Kalorimeters mit unendlicher Ausdehnung, ist die Energieauflösung durch die statistischen Fluktuationen der Teilchenzahl im Schauer gegeben.

- Da die Eindringtiefe von Photonen in Materie statistisch variiert, entwickeln sich die Schauer in verschiedenen Tiefen des Kalorimeters. Bei Kalorimetern endlicher Dicke kann sich ein Schauer ganz im Innern entwickeln oder ein Teil kann aus der Rückseite austreten. Die Fluktuationen der austretenden Teilchen verschlechtern die Energieauflösung (siehe Fig. 2.1).

- Da bei Samplingkalorimetern der grösste Anteil der Masse aus Konvertormaterial besteht, entwickelt sich der Schauer hauptsächlich im passiven Bereich. Die dort stattfindende Reabsorption vermindert den Anteil der geladenen Teilchen und verbreitert die Auflösungsfunktion um einen weiteren Betrag.

- Die Sampling-Kalorimeter haben in der Ebene der Kammern eine kleine Dichte. Niederenergetische Elektronen können in dieser Richtung lange Strecken zurücklegen und deshalb eine grössere Energie vortäuschen (siehe Fig. 2.2).

Einige Schauerbilder, die im Dezember 1986 mit dem PS 195 Kalorimeterprototypen aufgenommen wurden, veranschaulichen das Problem der austretenden Energie und das Phänomen querlaufender Elektronen. Das Kalorimeter ist aus 1.5 mm dicken Bleischichten und Streamerkammern von  $4 \times 4.5 \text{ mm}^2$  Innenquerschnitt und 6 mm Dicke aufgebaut. Die Streamerkammern werden digital

ausgelesen, d.h. die getroffenen Kammern geben unabhängig von der Signalamplitude nach einem Diskriminator ein logisches Signal, das auf Magnetband geschrieben wird. Die eingeschossenen Elektronen trafen senkrecht auf das Kalorimeter auf. (in den Bildern in Richtung steigender Schichtnummer.)

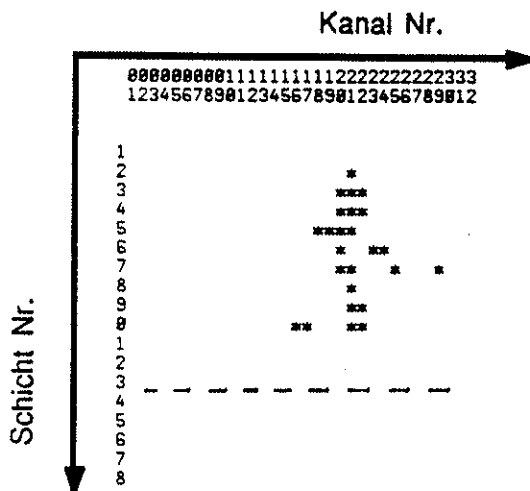


Fig. 2.1 a

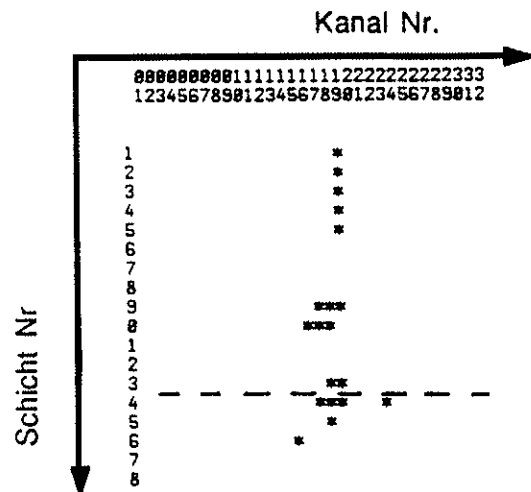


Fig. 2.1b

Fig. 2.1a und b zeigen Schauer mit unterschiedlicher Position im Kalorimeter. Wäre dieses Kalorimeter um 5 Schichten dünner (gestrichelte Linie), würde sich die Energieauflösung durch Leckverluste drastisch verschlechtern.

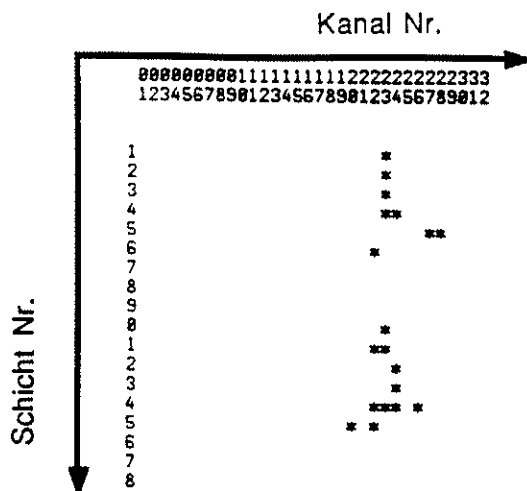


Fig. 2.2 a

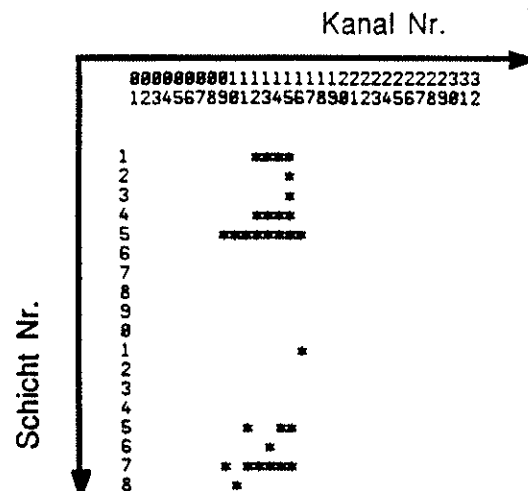


Fig. 2.2 b

Fig. 2.2 a: Bei einer Energie von 200 MeV sprechen im PS 195 Kalorimeter im Mittel 20 Kanäle an. In Fig. 2.2 b ist diese Anzahl der Kanäle durch querlaufende niederenergetische Elektronen auf 30 erhöht, es wird eine um 50 % zu hohe Energie vorgetäuscht.

Ein häufiges Phänomen Elektromagnetischer Schauer kommt in den Figuren 2.2 zum Ausdruck: wenn ein Bremsstrahlungsphoton einen langen Weg ohne Reaktion zurücklegt, so teilt sich das Schauerbild in zwei Einzelschauer auf. Die mittlere freie Weglänge eines  $\gamma$ -Quants in Blei ist für 100 MeV  $\sim 1$  cm, d.h. es kann ohne weiteres 5 oder mehr Schichten durchqueren bevor es wieder wechselwirkt.

Alle beschriebenen Phänomene zusammengefasst ergeben typischerweise eine Energieauflösung als Funktion der Energie, wie es in Fig. 2.3 dargestellt ist. Da die Energieauflösung in einem idealen Kalorimeter, wegen den statistischen Fluktuationen der Teilchenzahl, mit der Wurzel der Energie abnimmt, wird häufig die Auflösung relativ zur Wurzel aus der Energie angegeben. Diese reduzierte Energieauflösung ist für ein homogenes Kalorimeter unendlicher Dicke eine Konstante.

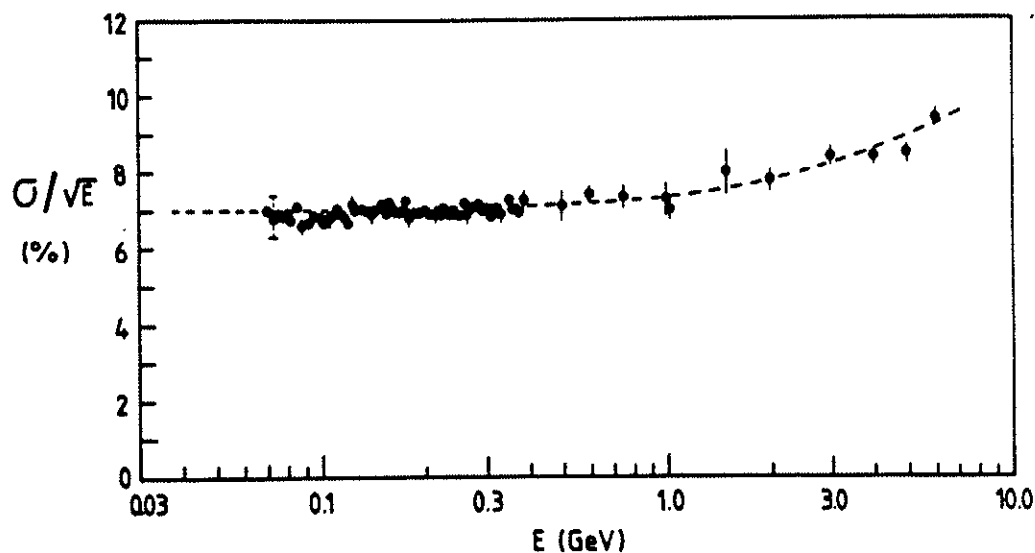


Fig. 2.3 zeigt die reduzierte Energieauflösung ( $\sigma/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ ) am Beispiel von Messungen mit einem Sandwichkalorimeter aus 1 mm Blei und 5 mm Szintillator mit einer Dicke von 12.5 Strahlungslängen. Im Bereich niederer Energie findet man die erwartete Gerade, bei hohen Energien verschlechtert sich die Energieauflösung merklich durch Leckverluste, weil die Schauerlänge mit der Energie zunimmt [5].

### 2.3 Orts- und Richtungsmessung

Der Ort eines auf ein modulares Kalorimeter auftreffenden Photons kann, je nach Kalorimetertyp, durch den Schwerpunkt der Energieverteilung, durch den Schwerpunkt der getroffenen Kammern oder, bei kleiner Granularität, durch das erste nachgewiesene Elektron-Positronpaar bestimmt werden. Wird die Energieverteilung gemessen, erreicht man bei ausreichender Statistik in homogenen, modularen Kalorimetern Auflösungen von  $\sim 4\%$  der Zellengrösse, bei Sandwichkalorimetern von  $\sim 10\%$  der Zellengrösse. Bei digitaler Auslese ist die Ortsauflösung  $\sim 30\%$  der Zellengrösse.

Die Richtungsauflösung ist grob durch die Ortsauflösung in den einzelnen Schichten und die Dicke des Kalorimeters gegeben.

### 3. WAHL DES PS 195 KALORIMETERS

#### 3.1 Anforderungen

Eine genaue Messung von  $\eta_{00}$  ist nicht nur von physikalischem Interesse, sie ist zusätzlich auch ein Test für die Messung von  $|\mathcal{E}/\mathcal{E}'|$  aus den integralen Raten (Formel 11). Einer Vertexauflösung von 1.5cm entspricht eine Eigenzeitauflösung des  $K_0$  Zerfalls von  $0.5 \tau_S$  ( $\tau_S := K_S$ -Lebensdauer). Mit dieser Auflösung kann  $\eta_{00}$  mit einem statistischen Fehler von  $\Delta\eta_{00}/\eta_{00} < 1\%$  gemessen werden.

In Fig. 3.1 ist für Kalorimeter mit verschiedenen Energieauflösungen die Ortsauflösung gegen die Vertexauflösung für  $\gamma$ s aufgetragen. Um eine Vertexauflösung von 1.5cm zu erreichen spielt die Energieauflösung eine kleine Rolle, wichtiger ist hingegen eine Ortsauflösung von 0.5cm. Dies ist nur möglich wenn das Kalorimeter im Innern des Solenoides plziert ist. Das Kalorimeter muss ausserdem eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für niedrigere Energien haben, um alle Photonen aus den  $2\pi^0$ - bzw.  $3\pi^0$ -Zerfällen nachweisen zu können. Die vier Photonen müssen zu zwei Paaren, die je einer  $\pi^0$ -Masse entsprechen, kombiniert werden. Dazu muss das Kalorimeter eine Auflösung von ca. 15% ( $\sigma/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ ) haben.

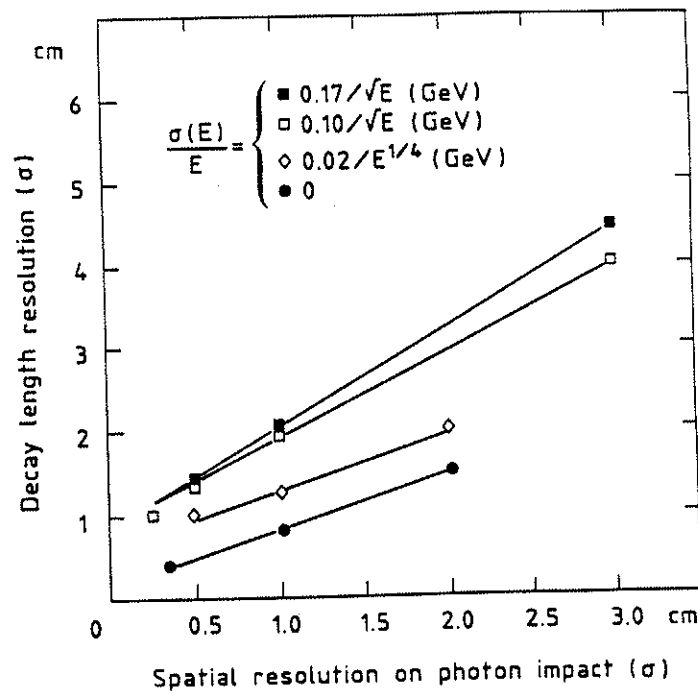


Fig. 3.1 Auflösung der Zerfallslänge als Funktion der Ortsauflösung für verschiedene Energieauflösungen.

### 3.2 Monte Carlo Resultate

Die Suche nach einem kostengünstigen Kalorimeter, welches die oben aufgeführten Bedingungen erfüllt, führte zur Wahl eines Bleisamplingkalorimeters. Als aktives Medium wurden Streamerröhren gewählt, die vom Magnetfeld nicht beeinflusst werden und die hohe Signale liefern. Da die Streamerröhren digital ausgelesen werden, reduzieren sich die Kosten für die Ausleseelektronik in beträchtlichem Masse. Mit CP-Geant, einem Monte Carlo Program, wurden die genauen geometrischen Parameter bestimmt. Die endgültige Konstruktion besteht aus 18 Schichten von 1.5 mm dicken Bleikonvertern. Zwischen die Konverter, die in einem Abstand von 7 mm angeordnet sind, werden die 6 mm dicken Streamerröhren eingeschoben.

#### 3.2.1 Die Monte Carlo Resultate des gewählten Kalorimeters

Mit CP-Geant wurden Simulationen des ganzen Experimentes durchgeführt. Fig 3.2a und b zeigen die Ortsauflösung in axialer z- und azimuthaler  $R\phi$ -Richtung für die neutralen Kanäle. In z-Richtung ist die Standardabweichung 5 mm, in  $R\phi$ -Richtung 3 mm. Die z-Koordinate wird mit Strips gemessen (siehe Kap. 4). Der Auftreffort wurde durch den Schwerpunkt in der ersten getroffenen Schicht bestimmt.

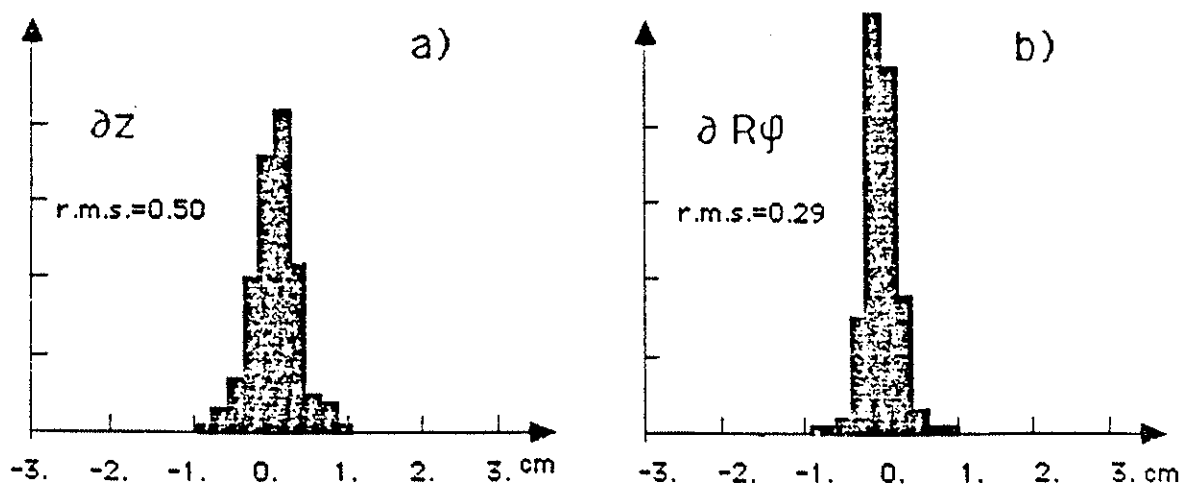


Fig. 3.2 Ortsauflösung in a) z-Richtung, b)  $R\phi$ -Richtung.

Fig 3.3 zeigt die reduzierte Energieauflösung. Sie nimmt wegen den Leckverlusten stetig mit der Energie ab. Zu Gunsten einer hohen Ansprechwahrscheinlichkeit wurde auf eine bessere Energieauflösung verzichtet. Die reduzierte Energieauflösung wird gegen kleine Energien besser, weil ein Photon erst als nachgewiesen angesehen wird, wenn drei Streamerröhren getroffen sind.

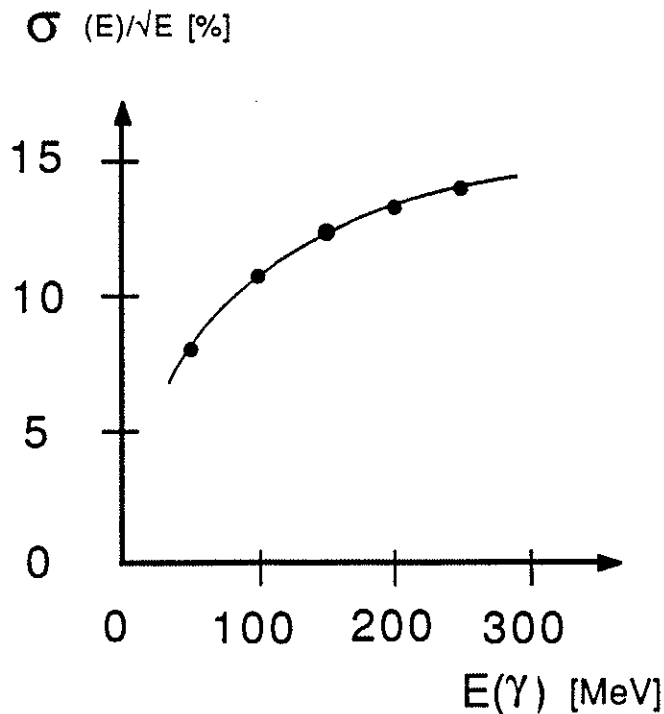


Fig. 3.3 Reduzierte Energieauflösung

Fig. 3.4 zeigt die Ansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Energie. Ein Photon wird als nachgewiesen erachtet, wenn mindestens drei Streamerröhren angesprochen haben.

Die Monte Carlo Simulationen haben gezeigt, dass der gewählte Kalorimetertyp die gestellten Anforderungen erfüllt:

Die Ortsauflösung ergibt eine Vertexpunktauflösung von 1.6 cm für Zweipionenergebnisse und 6.1 cm für Dreipionenergebnisse (Fig. 3.5). Die Vertexpunktauflösung kann weiter verbessert werden, wenn man die Richtung der Schauer mit in die Rekonstruktion einbezieht.

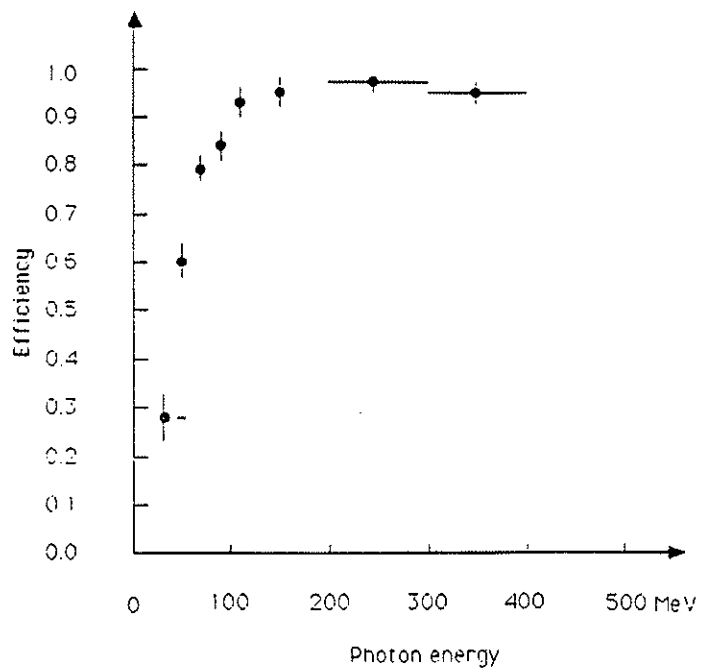


Fig. 3.4 Ansprechwahrscheinlichkeit des Kalorimeters

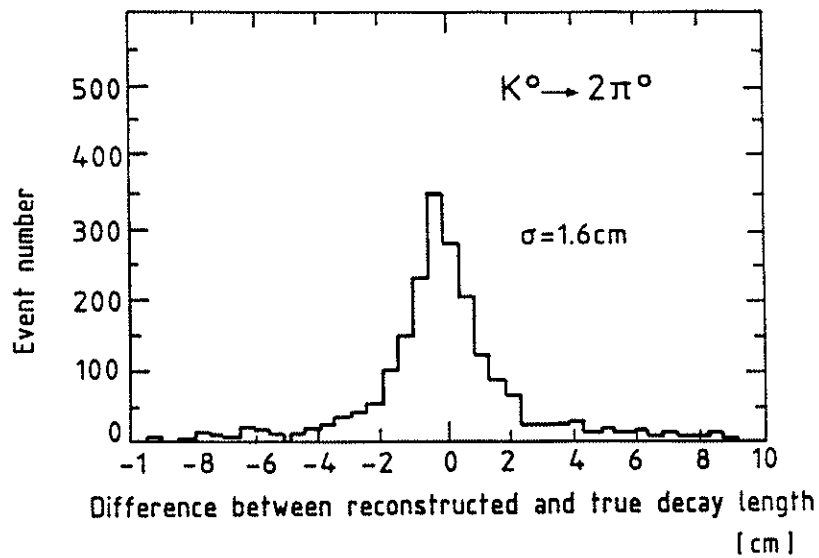


Fig.3.5 Differenz zwischen rekonstruierter und wirklicher Zerfallslänge



### 3.3 Der definitive Aufbau des Kalorimeters

Als äusserster Detektor hat das Kalorimeter die Form eines Hohlzylinders, der die inneren Detektoren umschliesst. Da das Kalorimeter in das Solenoid eingeschoben wird, sind seine äusseren Masse folgendermassen festgelegt: 1.98 m Aussen-, 1.54 m Innendurchmesser und 2.64 m Länge. Auf die 1.5 mm dicken Bleikonverter werden beidseitig 0.3 mm dicke Aluminiumbleche aufgeklebt, um dem Kalorimeterskelett die nötige Steifheit für eine selbsttragende Struktur zu geben. Sie werden zu  $120^\circ$  Sektoren gewalzt und mit 8 mm Abstand in drei Aluminiumstege eingeklebt. Zur Erhöhung der Stabilität besteht der innerste Konverter aus 12 mm Aluminium an Stelle von Blei. Fig. 3.6 zeigt den Aufbau des Kalorimeterskelettes.

Je 8 Streamerröhren sind zu Kammern von 43 mm Breite, 6 mm Dicke und 2.64 m Länge zusammengefasst (Fig. 3.7). Die z-Koordinate der Hits wird mit Strips, die beidseitig der Kammern unter einem Winkel von  $30^\circ$  angebracht sind, kapazitiv ausgelesen. Sie bestehen aus zweiseitig mit Kupfer beschichteten Fiberglasplatten von 0.5 mm Dicke, 2.6m Länge und 2m Breite. Diese Stripfolien befinden sich zwischen den Kammern und den Konvertern. Auf der Aussenseite jeder Folie bleibt die ganze Kupferbeschichtung als Erdung und Abschirmung bestehen. Auf der Innenseite werden Kupferstreifen von 5.5 mm Breite und 1 mm Abstand unter  $30^\circ$  zur Kammerachse herausgearbeitet. Damit die Signale an beiden Enden des Kalorimeters ausgelesen werden können, führt von jedem Streifen eine Leiterbahn zu Steckern (Fig.3.8).

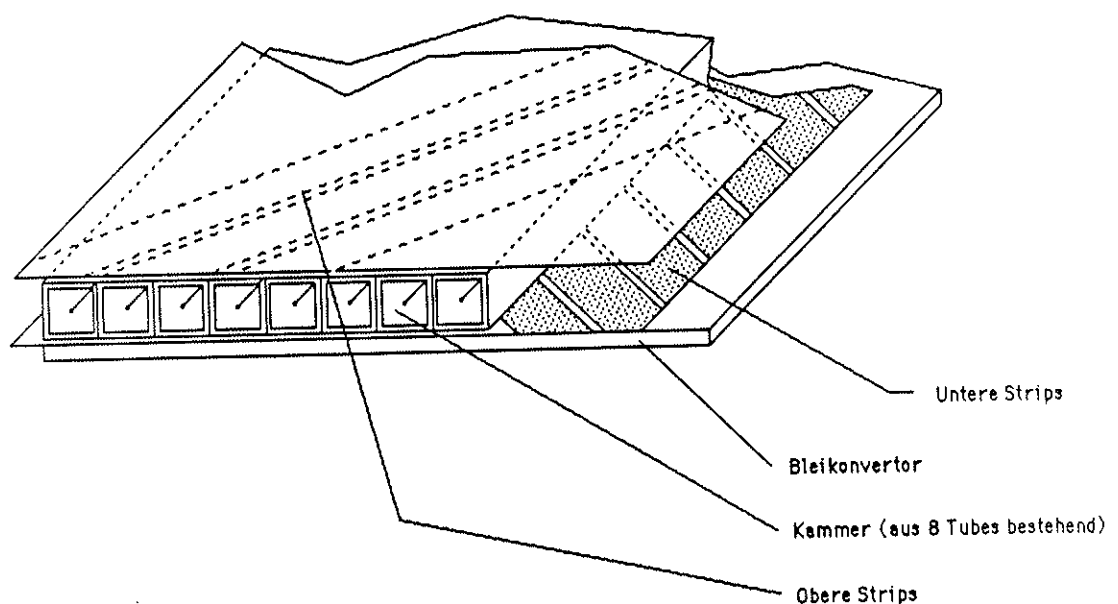


Fig. 3.7 Kalorimeterschicht

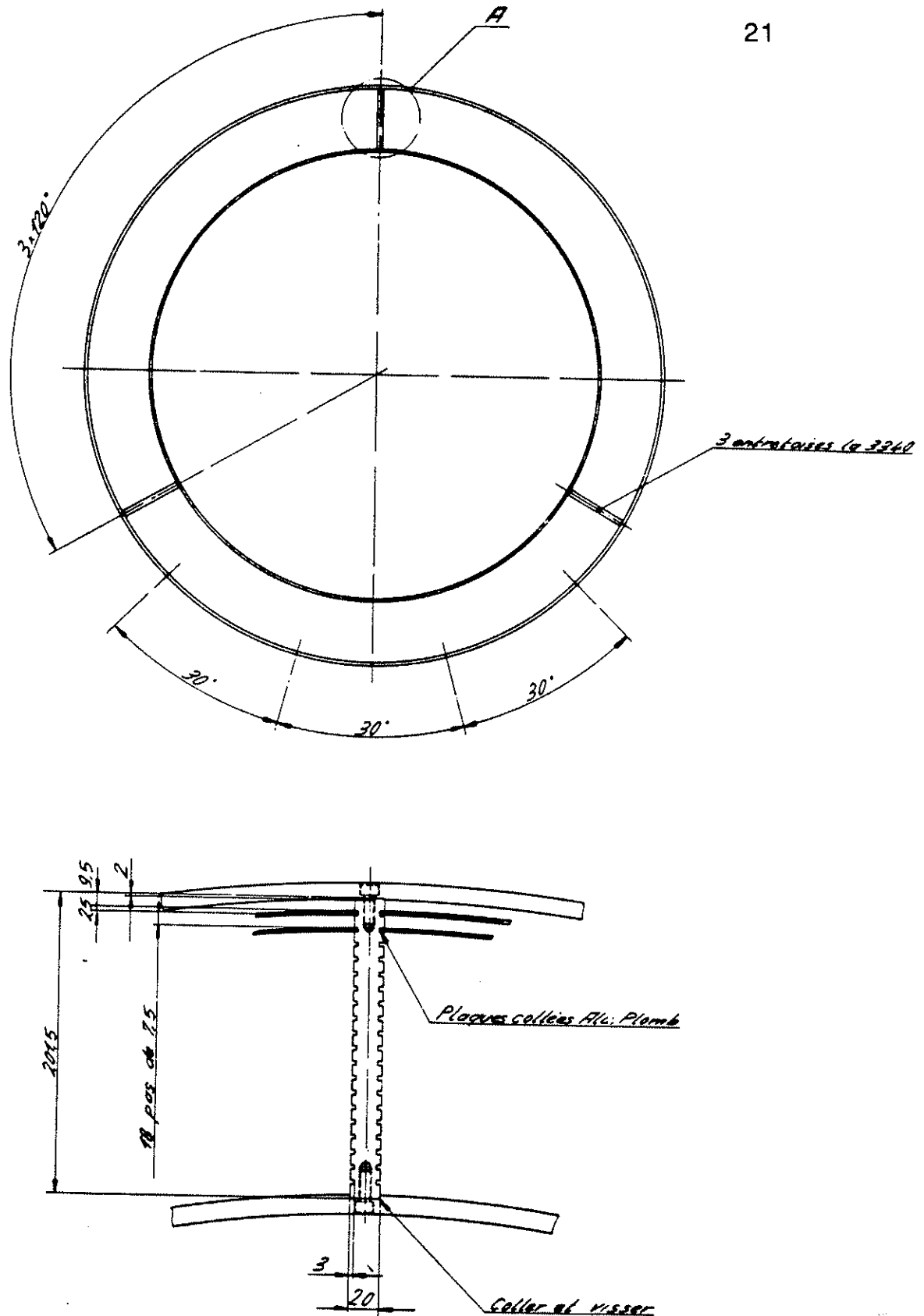


Fig.3.6 Das Skelett des Kalorimeters

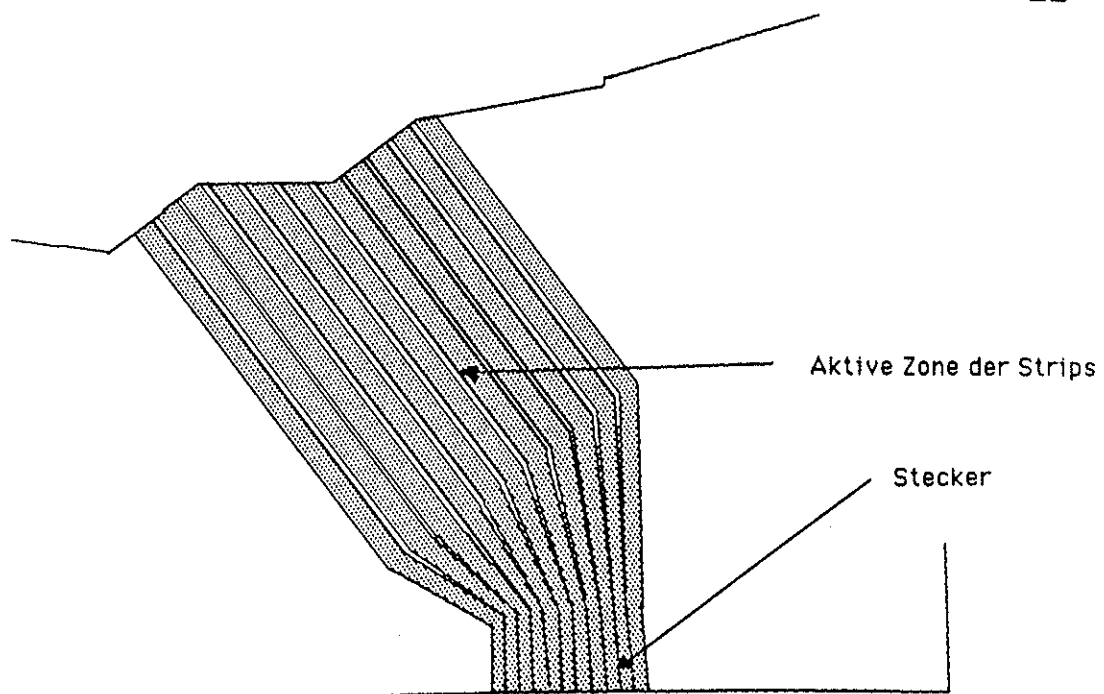


Fig 3.8 Ausschnitt aus einer Stripfolie

## 4. DIE STREAMERROEHREN UND STRIPS

### 4.1 Funktionsweise der Streamerröhren

Verwendet man in Drahtkammern konventionelle Gasgemische, so zeigen sich verschiedene Multiplikationsmechanismen. Mit wachsender Hochspannung folgen sich Ionisations-, Proportional-, beschränkter Proportional und Geigerbereich (Fig.4.1). Fügt man grössere Mengen organischer Gase zu, können sich die Gemische auch anders verhalten. Im Geigerbereich kann die Lawinenausbreitung längs des Drahtes unterdrückt werden, indem ein Quenchgas wie Ethan, Propan, Isobutan oder Penthan, beigefügt wird. Das Quenchgas absorbiert die UV-Photonen, die in der Lawine entstehen, und verhindert somit die Ausbreitung der Lawine längs des Drahtes. Die Lawine wird kapazitiv lokalisierbar und die Totzeit des Drahtes verringert.

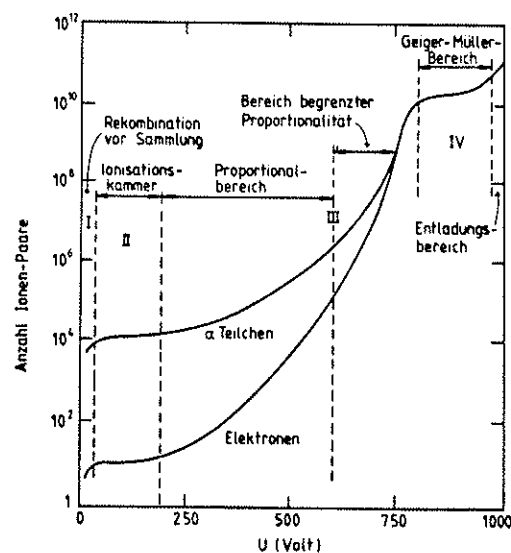


Fig.4.1 Arbeitsdiagramm normal

Ein weiterer bemerkenswerter Arbeitsbereich zeigt sich bei Gasgemischen mit einem Quenchgas Anteil von 30 - 80 % [6]. Am oberen Ende des beschränkten Proportionalbereichs gibt es einen sprunghaftigen Anstieg der Ladung auf dem Draht (Fig.4.2). Auf Photographien von Kammern in diesem Mode, sieht man sogenannte Streamer oder Entladungskanäle von 200  $\mu$ m Durchmesser, die sich senkrecht zum

Draht bis zu einigen mm in Richtung Kathode erstrecken (Fig. 4.3).

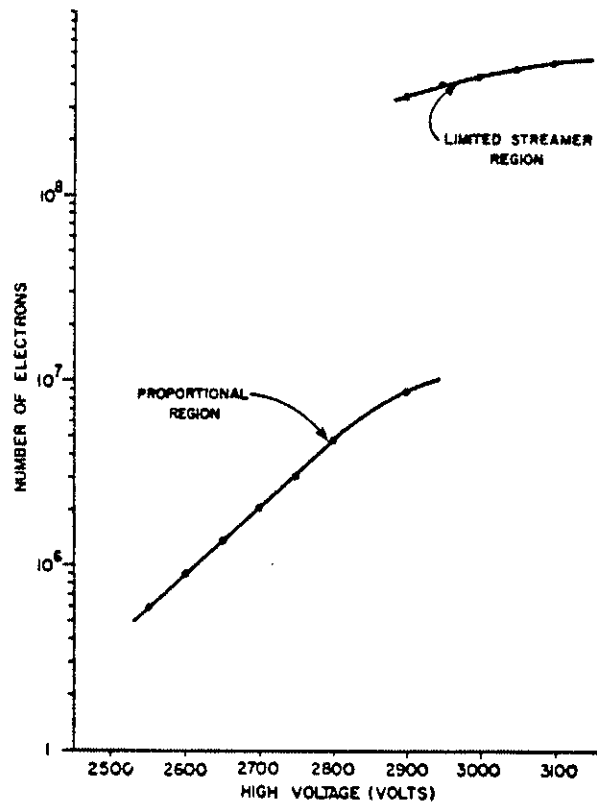


Fig. 4.2 Arbeitsdiagramm Streamer

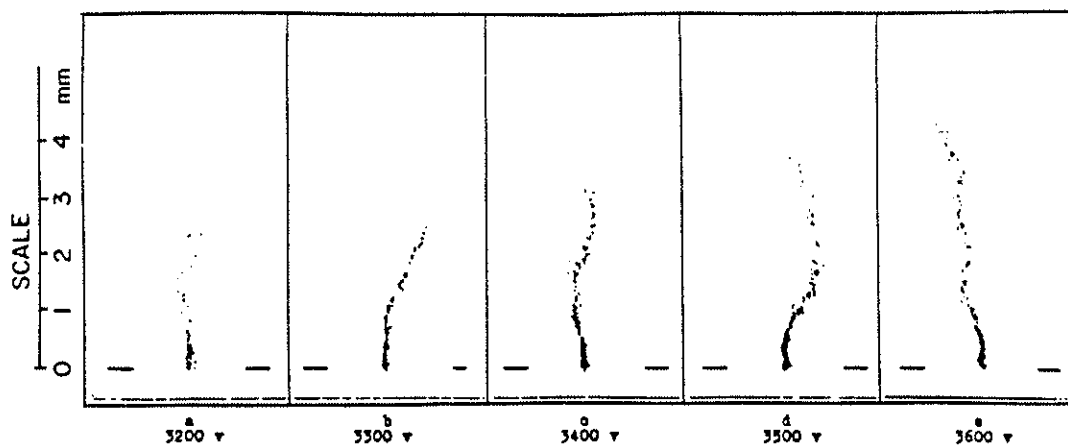


Fig. 4.3 Photographie von Streamern

Nach bisherigen Untersuchungen erklärt man sich die Entstehung der Streamer folgendermassen: Bei zunehmender Sättigung in der Lawine wird das angelegte Feld im Innern der Raumladung soweit abgeschwächt, dass die freien

Elektronen nicht mehr beschleunigt werden. Diese langsamen Elektronen rekombinieren, unter Abstrahlung von UV-Photonen, vermehrt mit den Ionen. Die Photonen legen ausserhalb der Wolke 50 - 100  $\mu\text{m}$  zurück, bis sie vom Quenchgas absorbiert werden. Die dabei frei werdenden Elektronen driften unter Lawinenbildung zurück zur Spitze der Raumladung, wo das Feld am stärksten ist. Mit zunehmender Länge des Streamers nimmt das Feld ab, bis der Multiplikationsmechanismus abbricht und das Wachstum des Streamers aufhört. Je nach Spannung, Druck und Gasmischung entstehen in den Streamern während 100 ns Ströme bis zu einigen mA, die an einer 50 Ohm Last Signale bis 200 mV erzeugen. Typische Eigenschaften von Streamerröhren ist ein stabiles Signal und ein langes Hochspannungsplateau.

#### 4.1.2 Die Strips

Die starke und lokale Ladungsbildung in Streamern erlaubt eine Lokalisierung der Streamer durch kapazitive Induktion. Die Kammerwände sind in einem grossen Flächenwiderstandsbereich für gepulste, elektrische Felder transparent. (Der Flächenwiderstand wird in  $\Omega/\text{Quadrat}$  angegeben. Er bleibt für Quadrate variabler Grösse konstant.) Liegt an einer Kammer, deren Wände einen hohen Flächenwiderstand haben, eine Metallfolie auf, wird auf dieser die Spiegelladung der Ionenwolke und somit ein Signal induziert. Werden streifenförmige Metallfolien senkrecht oder in einem Winkel zum Draht aufgebracht, erhält man die Position einer Entladung entlang des Drahtes. Die kapazitive Auslese mit Strips kann überall dort angewendet werden, wo die Lawine räumlich beschränkt ist, d.h. im Proportional-, beschränkten Geiger- und im Streamermodus.

#### 4.2 Die Entwicklung der Streamerröhren und Strips

Erste Kammerprototypen zur Bestimmung der Betriebsparameter wurden aus isolierendem PVC-Profil und aufgeklebten Deckeln hergestellt. Damit die Ladung rekombinierender Ionen abfliessen kann und die Kammern trotzdem für gepulste elektrische Felder durchsichtig bleiben, wurden Deckel und Profil mit Graphit

beschichtet.

Für Kammern mit  $4 \times 4 \text{ mm}^2$  Querschnitt und  $40 \text{ }\mu\text{m}$  Drahtdurchmesser erhält man mit einer  $2/3 \text{ CO}_2 - 1/3 \text{ Penthan}$  Mischung, einen stabilen Operationsbereich von 3200 bis 3500 V. Ein Untergrund von 3 Hz kann zum grössten Teil auf die kosmische Strahlung zurückgeführt werden. Fig.4.4 zeigt das Plateau bei einer Schwellenspannung von 10 mV. Die Ansprechwahrscheinlichkeit wurde mit zwei vor und nach der Kammer angebrachten Szintillatoren und einer  $\beta$ -Quelle gemessen (Fig.4.5).

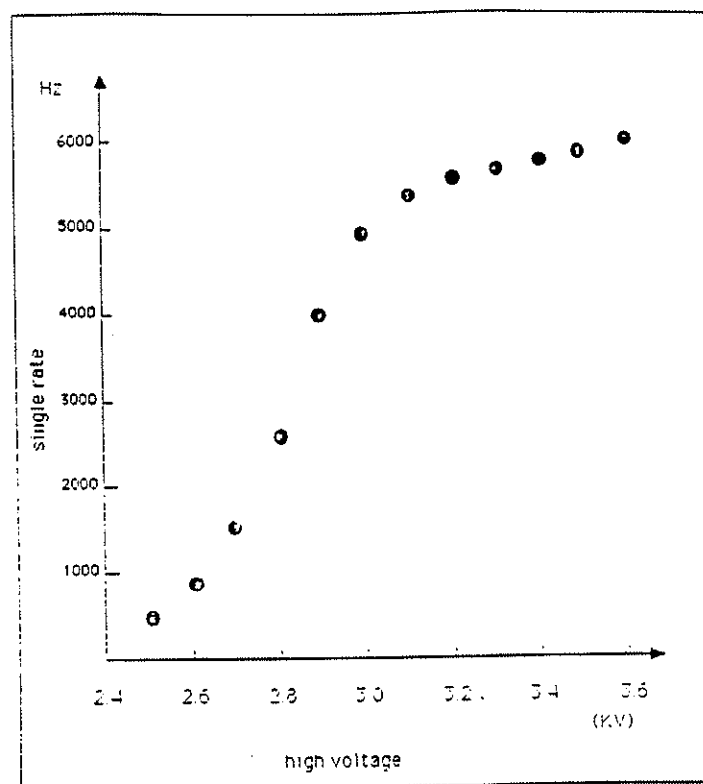


Fig.4.4 Hochspannungsplateau

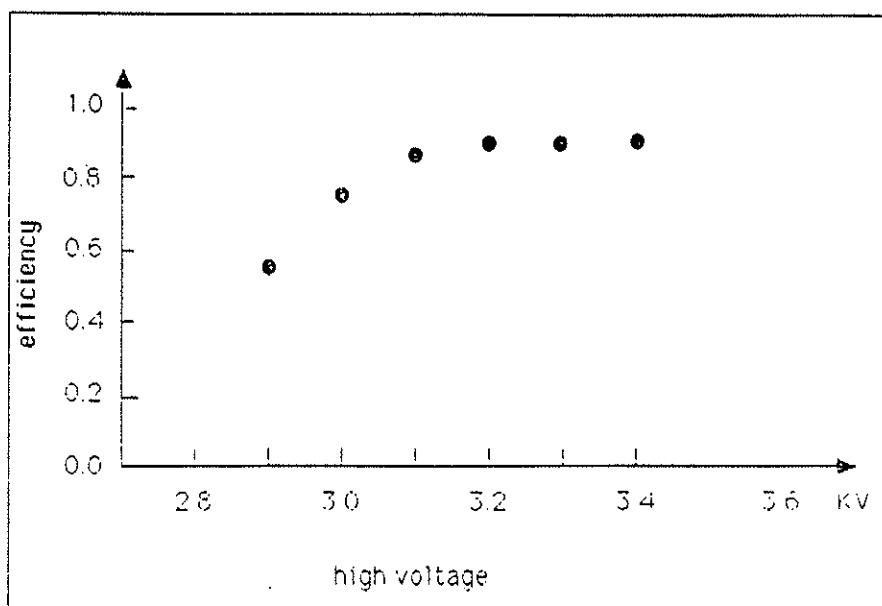


Fig.4.5 Plateau-effizienz

Mit  $\beta$ -Quellen verschiedener Energie ( $^{106}\text{Ru}$  und  $^{55}\text{Fe}$ ) wurde die auf dem Draht deponierte Ladung gemessen. Vom Anfang des Streamerplateaus an (3200 V) wird die Ladung unabhängig von der Energie der  $\beta$ -Teilchen. Die Kammern arbeiten also in einem gesättigten Bereich (Fig. 4.7).

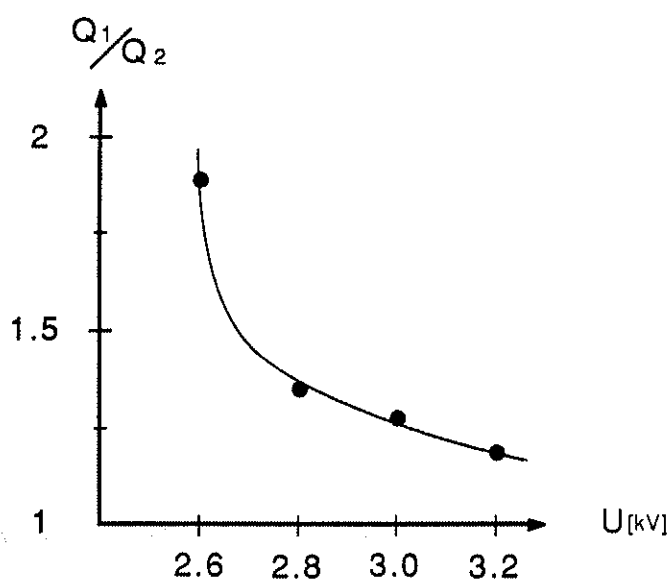


Fig.4.7 Ladungsvergleich für verschiedene Energien



Tests mit den Strips brachten neue Resultate und zogen Änderungen der Kammern nach sich.

Fig.4.8 zeigt für verschiedene Deckelwiderstände die Stripladung als Funktion der seitlichen Distanz von der Quelle. Die Kurve wird mit zunehmendem Widerstand schärfer. Die höchsten Widerstände die mit Graphitspray erreicht werden konnten, liegen um  $2 \text{ MOhm/Quadrat}$ . Bei isolierenden Deckeln führt die Ladungsanhäufung durch eine hohe Zählrate zu Durchschlägen. Dieser Effekt tritt bei  $2 \text{ MOhm/Quadrat}$  noch nicht auf.

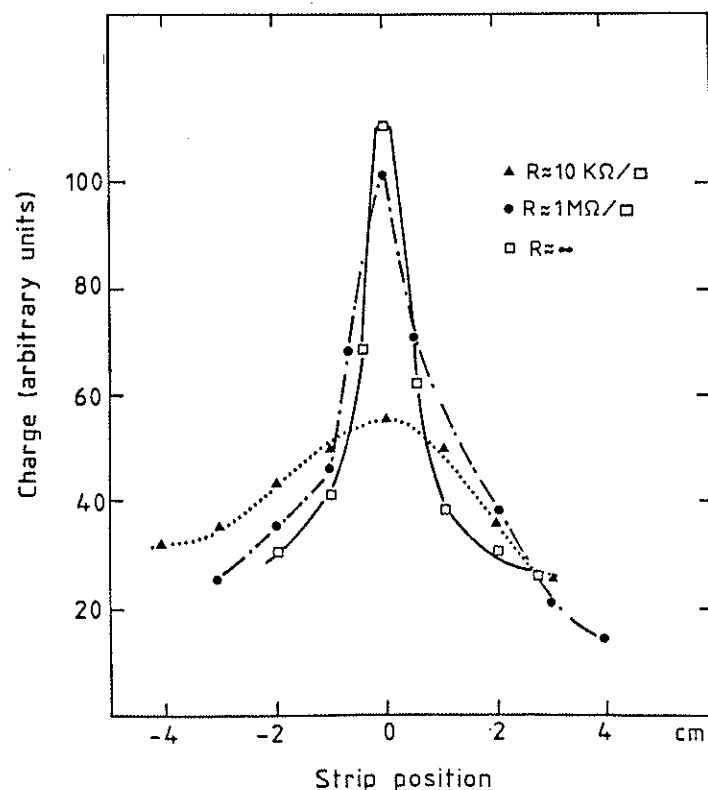


Fig. 4.8 Stripladung für verschiedene Deckelwiderstände

Das Ansprechen der Strips konnte noch verbessert werden, indem man anstelle der U-Profile, leitende Metallwände und Deckel mit einer hochohmigen Graphitschicht verwendete. Fig.4.9 zeigt den Vergleich der beiden Kammertypen anhand der Stripladung als Funktion der seitlichen Position der Strips. Für leitende Kammerwände wird das Signal zwar um einen Faktor 3 abgeschwächt, aber da die für elektrische Felder undurchsichtigen Metallwände die seitliche Ausbreitung des Signals unterbinden, wird die Stripladung als Funktion der seitlichen Distanz

schärfer und somit die Diskriminierung der Stripsignale einfacher.

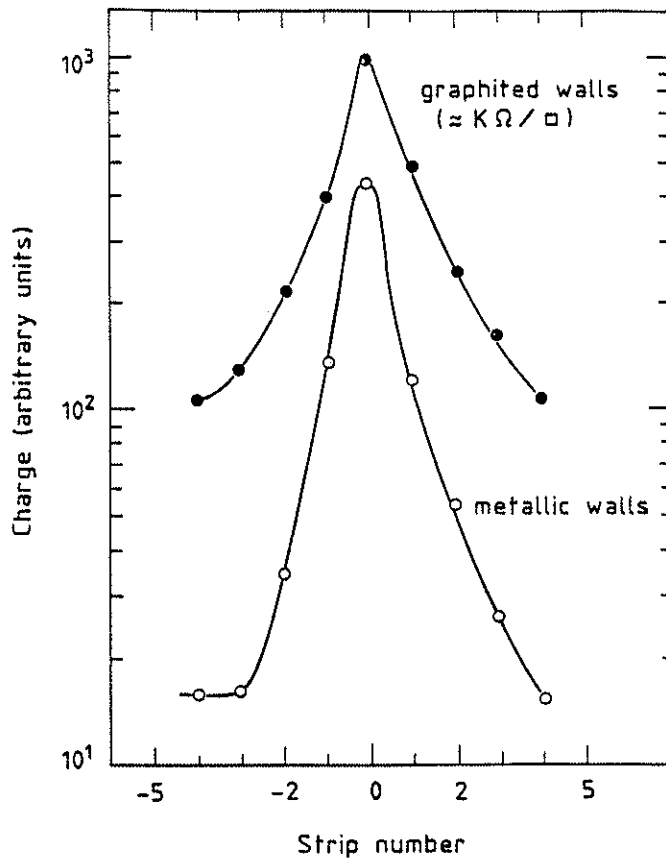


Fig.4.9 Stripladung für Metall- und graphitierte Wände.

Obwohl die Konstruktion einer Kammer mit Metallwänden und graphitbeschichteten Glasfaserdeckeln aufwendiger ist als mit einfachen U-Profilen, bietet diese Konstruktion den Vorteil einer einfacheren Graphitierung der flachen Deckel und ergibt eine höhere mechanische Stabilität der Kammern. Die neuen Kammern haben einen inneren Querschnitt von  $4 \times 4.5 \text{ mm}^2$ , sind 6 mm dick und 43 mm breit (Fig 4.10).

Fig.4.11 zeigt die Stripansprechwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Schwellenstromes für zwei verschiedene Abstände der Strips von den Kammern und für einen Winkel von  $30^\circ$  zwischen Draht- und Stripachse.

Fig.4.12 zeigt die Stripmultiplizität für einen Schwellenstrom von 18 mA. Der erhaltene Wert von 1.6 liegt bei einer Ansprechwahrscheinlichkeit von 95 %.

Bei einem Stripintervall von 4.5 mm und  $30^\circ$  ergibt sich aus der Breite der Multiplizitätsverteilung eine Auflösung von  $\sigma_z = 2.3$  mm parallel zum Draht (z-Richtung). Die definitiven Strips mit einem Intervall von 6.5 mm lassen eine Auflösung von  $\sigma_z = 3.5$  mm erwarten.

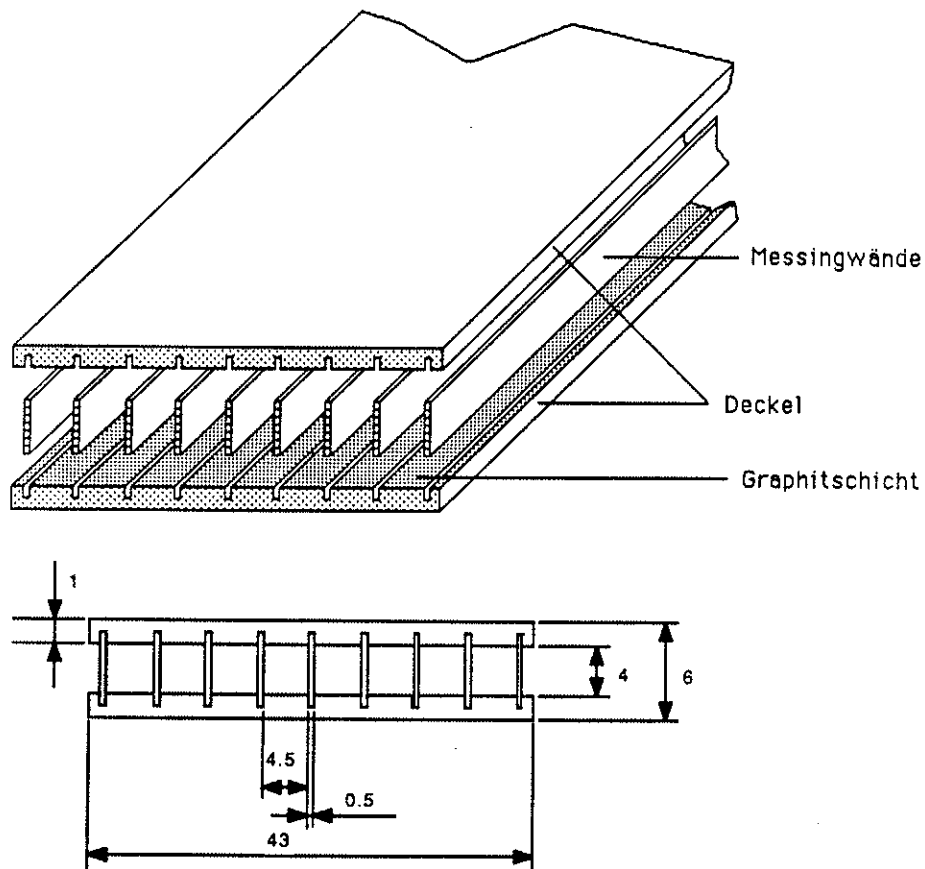


Fig. 4.10 Kammeraufbau

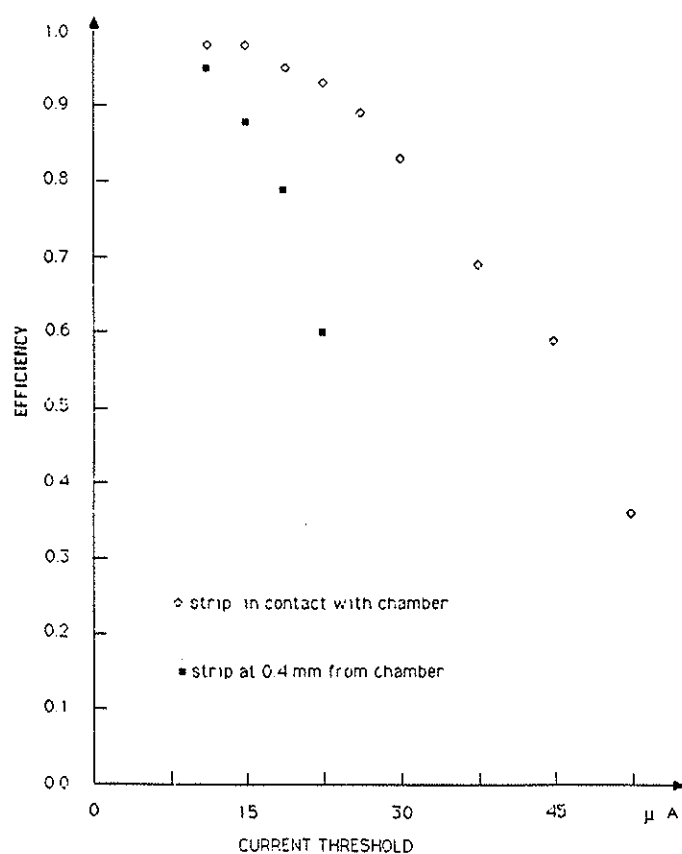


Fig. 4.11 Stripansprechwahrscheinlichkeit für verschiedene Abstände der Strips von den Kammern.

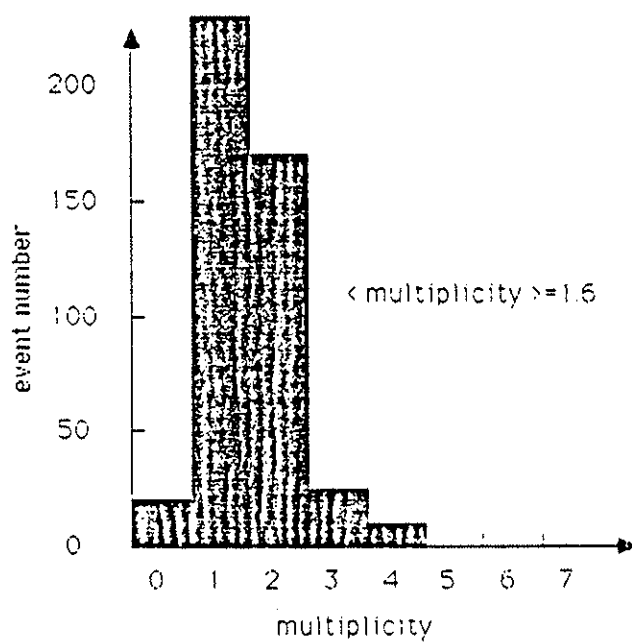


Fig.4.12 Stripmultiplizität

### 4.3 Der leitfähige Kleber für die Streamerröhren

Die Streamerröhren werden aus ihren einzelnen Bestandteilen zusammengeklebt. Die Wände werden mit einer Lehre gehalten, bis der Kleber ausgehärtet ist. Die Drähte und die elektrischen Kontakte werden gelötet. Die ersten Kammerprototypen wurden mit Araldit geklebt. Dieser Kleber ist im Gasgemisch beständig, besitzt aber, wie alle handelsüblichen Kleber, einen sehr hohen spezifischen Widerstand. Es stellt sich somit die Frage, wie die Ladung der rekombinierenden Ionen auf die Masse abgeführt werden kann. Kontakte auf der Graphitschicht könnten nur an beiden Kammerenden angebracht werden, was einen langen Driftweg der Elektronen in der Graphitschicht bedingt und die Totzeit der Kammer verlängern könnte. Die Kammern müssen deshalb mit einem leitfähigen Kleber geklebt werden. Die Ladungen brauchen so nur den kürzestmöglichen Weg zu den Wänden zurückzulegen. Der am ehesten geeignete handelsübliche Kleber ist ein mit Silber vermischter Araldit-Standard. Er hat aber einige schwerwiegende Nachteile, die die Verwendung ausschlossen:

- Er ist zu dickflüssig um auf die schmalen Wände aufgetragen zu werden.
- Die lange Härtingszeit.
- Er ist teuer.

Andere erhältliche Kleber waren chemisch nicht beständig, oder hatten auch die oben erwähnten Nachteile.

Der spezifische Widerstand des Klebers braucht nicht niedriger als derjenige der Graphitschicht zu sein ( $\rho = 5 \text{ k}\Omega \text{ cm}$ ). Weil die gute Leitfähigkeit des Silberaraldites also keine notwendige Bedingung ist, wurde ein eigener Kleber entwickelt. Es wurden Gemische mit Graphit und Araldit Rapid oder Araldit Standard getestet. (Hersteller der Graphitpulver ist die Lonza AG, Sparte Anorganische Chemie, 5643 Sins. Hersteller der Araldite ist die Ciba Geigy AG, Marketing Kunststoffe, Ka 5.721, 4002 Basel.)

Fig.4.13 zeigt den Widerstand als Funktion des Mischverhältnisses zwischen Graphit KS 44 und Araldit Rapid AW 2104 - HW 2934. KS 44 und KS 75 sind Graphitpulver mit einer mittleren Korngrösse von 44 bzw. 75  $\mu\text{m}$ . Der Widerstand steigt in einem kleinen Mischbereich bis zum Eigenwiderstand des

Araldites an. Die Viskosität ist am Anfang dieses Bereiches zu gross, um die Gemische zu verarbeiten. Die verarbeitbaren Gemische liegen über dem gewünschten spezifischen Widerstand von 5 kOhm cm. Die Gemische in Fig.4.13 sind oberhalb der Markierung verarbeitbar.

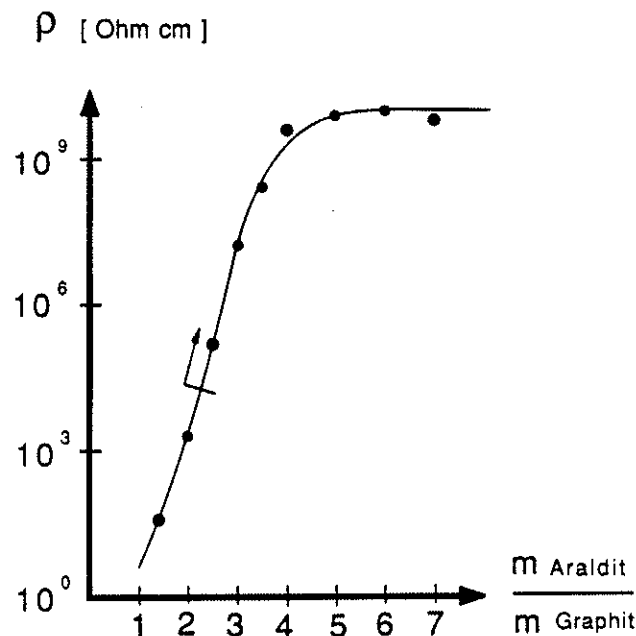


Fig.4.13 Mischkurve KS44, AW 2104 und HW 2934

Die Beimischung kleiner Mengen Russes in den Graphit senkten den Widerstand stark, aber es war nicht klar, ob die Viskosität kleiner wurde. Versuche, den beschickten Araldit zu verdünnen, schlugen fehl. Entweder dauerte die Aushärtung zu lange, oder der Verdünner verdunstete während der Verarbeitung. Ein brauchbares Gemisch bestand aus:

1 Teil	AY 103	(Araldit Standard Harz)
0.8 Teile	HW 2934	(Rapidhärter)
0.2 Teile	HY 991	(Standardhärter)
0.4 Teile	KS 44	(Graphitpulver)
0.1 Teil	Russ	

Das dünnflüssige Aralditharz AY 103 gibt dem Gemisch eine kleinere

Viskosität. Der Rapidhärter HW 2934 bewirkt eine schnelle aber unvollständige Härtung, welche durch Beimischen des Standardhärters HY 991 korrigiert werden kann.

Da die Herstellung dieses Gemisches aufwändig war, wurde weiter nach besseren Gemischen gesucht. Die Korngrösse und das Russ-Graphit Verhältnis wurden durch weitere Versuche systematisch optimiert.

Fig.4.14 zeigt, für verschiedene Gemische, die Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes vom Russ-Graphit Verhältnis. Die brauchbaren Gemische liegen im schraffierten Bereich. Der spezifische Widerstand der brauchbaren Gemische fällt gegen 0% Russ, d.h. die besten Resultate werden mit reinen Graphit-Klebergemischen erreicht.

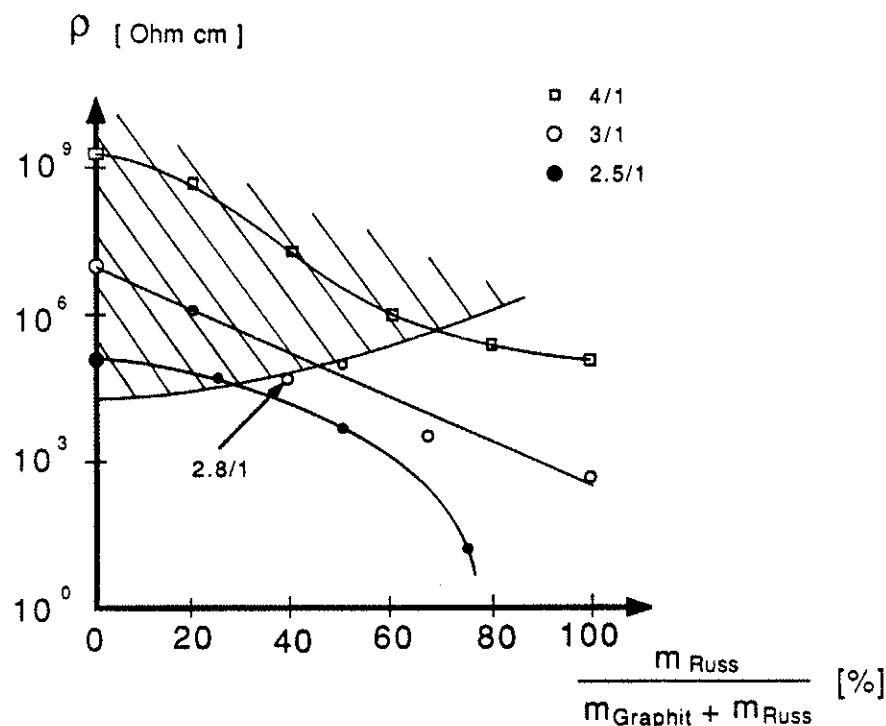


Fig.4.14 Abhängigkeit des spezifischen Widerstandes vom Russ-Graphit Verhältnis für verschiedene feste Klebverhältnisse.

Fig.4.15 zeigt die Widerstandskurven für verschiedene Korngrössen. Der gewünschte spezifische Widerstand konnte mit der grössten Korngrösse erreicht werden. Grössere Korngrössen wurden nicht getestet, weil sich schon mit KS 75

Entmischungerscheinungen zeigten.

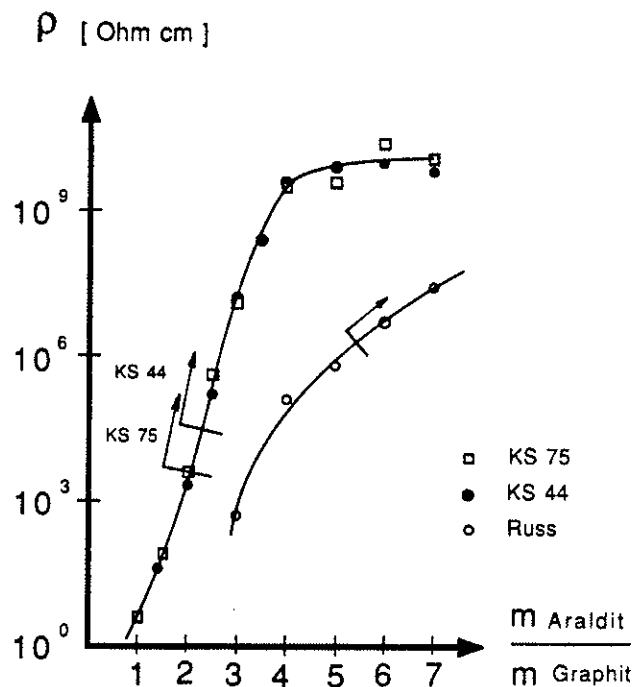


Fig.4.16 Vergleich verschiedener Korngrößen

Bei Kammern, die mit diesem Gemisch geklebt wurden, lag der Widerstand zwischen den Messingwänden im Bereich des Widerstandes der Graphitschicht, was zeigt, dass der Kontakt zwischen Messingwand und Graphitschicht gut ist. Beim Kleben der Prototypenkammern, zeigte sich, dass die Verarbeitungszeit von ca. 15 min. zu kurz ist, um die Kammer von 2.64 m Länge zu kleben. Es muss also Araldit Standard verwendet werden, welcher wegen seiner Dünnschichtbarkeit zudem besser verarbeitbar ist.

Fig.4.17 zeigt die Widerstandskurve für Araldit Standard und KS 75. Dieses Gemisch ist von ca. 10 Ohm cm an brauchbar und ist bei 5 kOhm cm leicht verarbeitbar.

Zum Kleben der endgültigen Kammern wurde folgendes Gemisch gewählt:

1.8 Teile	AY 103
0.2 Teile	HY 951
1 Teil	KS 75



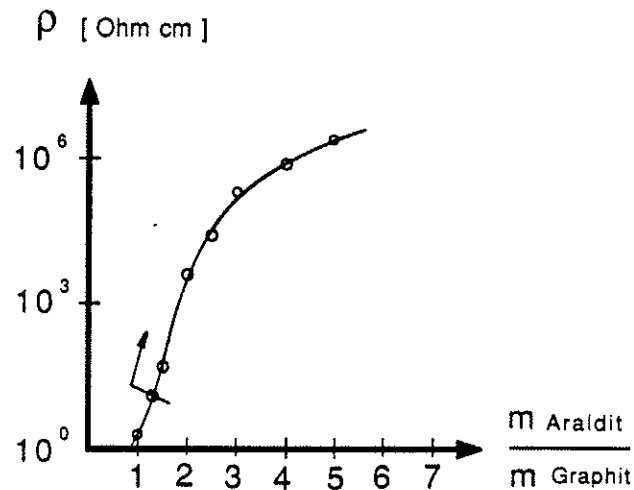


Fig.4.17 Widerstandskurve für Araldit Standard und KS 75

Nach 24 h Aushärtezeit hat der Kleber seine mechanische Festigkeit erreicht. Die Oberfläche polymerisiert jedoch bei Zimmertemperatur nicht vollständig aus. Eine Härtung bei 40° C lässt auch die Oberfläche vollständig aushärten.

#### 4.4 Die Drahthalter der Streamerröhren

Bei einer freien Drahtlänge von 2.5 m hängen die Drähte bei horizontaler Anordnung durch und können zudem im elektrischen Feld zu schwingen beginnen. Diese beiden Effekte werden ausgeschaltet, indem alle 36 cm ein Drahthalter angebracht wird. Diese Spacers werden in die Kammern eingefügt und die Drähte darauf festgeklebt. In der Region, wo die Drähte angeklebt sind, wird das elektrische Feld abgeschwächt und es entsteht ein inaktiver Kammerraum. Fig.4.18 zeigt die Kammeransprechwahrscheinlichkeit entlang des Drahtes. Die Ansprechwahrscheinlichkeit sinkt wegen der endlichen Ausdehnung der Quelle nicht auf Null ab. Das inaktive Kammervolumen hat ungefähr eine Länge von 1 cm und senkt den Gesamtwirkungsgrad der Kammer um 3 %.

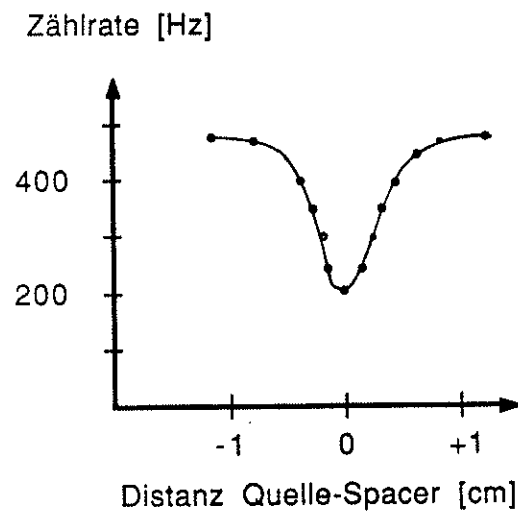


Fig.4.18 Totraum durch Spacers.

## 5. DER KALORIMETERPROTOTYP

Um die Monte Carlo Resultate zu testen und um den Aufbau der Kammern und des Kalorimeters am Modell zu studieren, wurde ein Kalorimeterprototyp gebaut. Das Verfahren und die Verarbeitungszeiten zur Serienherstellung der Streamerkammern wurden durch die Produktion der Prototypenkammern festgelegt. Der Prototyp entspricht einem flachen  $34 \times 45 \text{ cm}^2$  grossen Ausschnitt des endgültigen Kalorimeters. 18 Schichten sind mit je 8 Kammern und zwei Stripfolien ausgerüstet. Das entspricht 1152 Kammer- und 2304 Stripkanälen. 16 Strip- oder Kammerkanäle werden jeweils zu einem Kabel zusammengefasst und zu Diskriminatoren geführt, welche über Camac von einem PDP 11 Computer ausgelesen werden.

### 5.1 Die Konstruktion der Streamertubes

Die Streamertubes sind abgesehen von ihrer auf 56 cm reduzierten Länge und den fehlenden Drahtaltern identisch mit den endgültigen Kammern. Als erster Arbeitsgang wurden die Nuten in die glasfaserverstärkten Epoxidharzdeckel gefräst. Mit einem Werkzeug aus 9 Diamantscheiben konnte dies in einem einzigen Arbeitsgang bewerkstelligt werden.

Die Graphitschicht wurde auf 50 Deckel gleichzeitig aufgespritzt, bis der richtige Flächenwiderstand erreicht war. Da der Widerstand stark von äusseren Einflüssen, wie Temperatur, Luftfeuchtigkeit und der Art des Auftrags abhängig ist, variierte der Widerstand der Deckel von  $200 \text{ MOhm/Quadrat}$  bis  $2 \text{ MOhm/Quadrat}$ . Diese Variation zeigte später keinen Einfluss auf die Funktion der Kammern.

Als Nächstes wurden die Messingwände mit dem leitfähigen Kleber in die Nuten der Deckel geklebt. Dazu wurden sie in eine Lehre gestellt, der Kleber aufgetragen und dann die Deckel aufgelegt und beschwert, bis der Kleber ausgehärtet war. In das so hergestellte U-Profil wurden Printplatten geklebt, auf die die Drähte und Steckverbindungen der ebenfalls eingeklebten Endstücke der Kammern angelötet

wurden (Fig. 5.1). Um den Drähten die richtige Spannung von 200 g zu geben wurden sie mit einer speziellen Maschine auf einen Rahmen gespannt. Dieser wurde über die Kammern gelegt, die Drähte mit einem speziellen Kamm zentriert und angelötet.

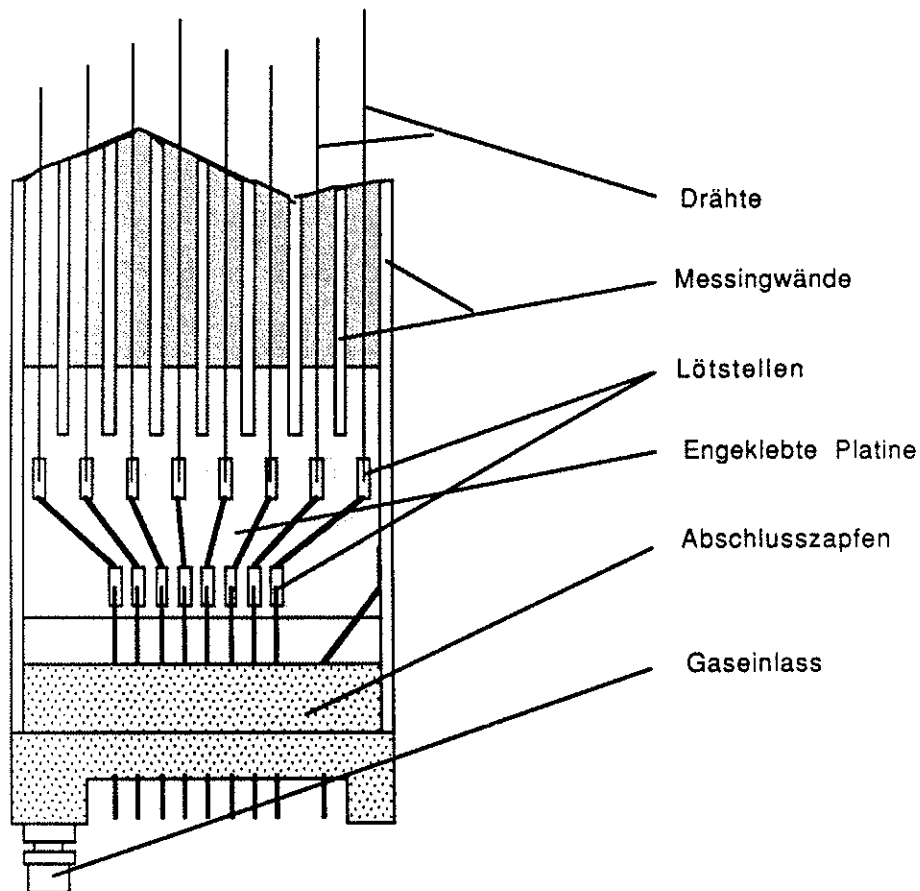


Fig.5.1 Kammeraufsicht ohne Deckel.

Die Kammern waren nun bereit für erste Tests. Ein Deckel wurde provisorisch aufgelegt und die Hochspannung an der Luft langsam auf 2200 V hochgefahren. Wurde diese Spannung nicht erreicht, wurden die Kammern gereinigt. Es zeigte sich oft, dass graphitierte Haare auf den Deckeln klebten, die Durchschläge verursachten. Die Haare auf den verbleibenden ungeklebten Deckeln wurden mit einem weichen Radiergummi entfehrt. Auf diese Art wurde der Flächenwiderstand nicht verändert.

Die Kammern, die den Lufttest bestanden hatten, wurden in einem dichten

Behälter mit der  $\text{CO}_2$ -Penthan Gasmischung einem zweiten Hochspannungstest unterzogen. Dieser zweite Hochspannungstest diente gleichzeitig der Konditionierung der Kammern. Es zeigte sich, dass die Kammern nach stufenweisem Hochfahren der Spannung, oft erst nach mehreren Stunden die Betriebsspannung erreichten. Um täglich 10 Kammern "einbrennen" zu können, wurden mit einem programmierbaren Vielkanalhochspannungsgerät acht Kammern gleichzeitig aber unabhängig, von 2100 V an schrittweise hochgefahren. Dabei wurde dauernd die Zählrate kontrolliert. Bis 3000 V wurde die Hochspannung um 100 V hochgefahren, falls die Zählrate während 100 s kleiner als  $75 \text{ s}^{-1}$  war. Von 3000 bis 3500 V wurde um 100 V hochgefahren falls die Zählrate kleiner als  $17 \text{ s}^{-1}$  war. Zwischen  $17 \text{ s}^{-1}$  und  $30 \text{ s}^{-1}$  blieb die Hochspannung konstant. Über  $30 \text{ s}^{-1}$  wurde sie um 200 V gesenkt.

Gab es Durchschläge, wurde automatisch der entsprechende Kanal des Hochspannungsgerätes ausgeschaltet. Für Kammern, die 3500 V erreicht, und diese Spannung während 10 Messperioden gehalten haben, wurde ein Hochspannungsplateau aufgenommen und ausgedruckt.

Kammern, die diesen Test nicht erfüllten, wurden gereinigt und nochmals getestet. Die andern wurden, nachdem der Deckel aufgeklebt war, nochmals demselben Test unterzogen. Die Kammern, die diese drei Tests durchlaufen hatten, zeigten bei der Plateauspannung von 3200 V eine Zählrate von 3 Hz und waren einsatzbereit für den Prototypen. Diese Testes werden mit angepassten Zählraten auch bei den endgültigen Kammern durchgeführt.

## 5.2 Die Klebung der Kammern

Der leitfähige Kleber wurde zu Beginn der Produktion mit einer Rolle aufgetragen. Die Klebungen waren unregelmässig und hatten oft Vorsprünge, die bei den Tests zu Durchschlägen führten. Dieses Problem konnte gelöst werden, indem der Kleber mit einer Einwegspritze in ein Verteilstück gedrückt wurde. Das Verteilstück wurde über die Lehre mit den neun Messingwänden gezogen und der Kleber durch neun Schlitze aufgetragen (Fig. 5.2). Die Klebung war regelmässig, gut dosierbar und ergab einen guten Kontakt zwischen Messingwänden und Graphitschicht.

Für die 2.6 m langen Kammern kann dieses System nicht ohne Änderungen verwendet werden, da es nach einer Strecke von 40 bis 70 cm zu schmieren beginnt. Ein weiterer Nachteil ist die Reinigung: nach jeder Klebung musste das ganze Verteilstück geöffnet und mit Aceton ausgewaschen werden.

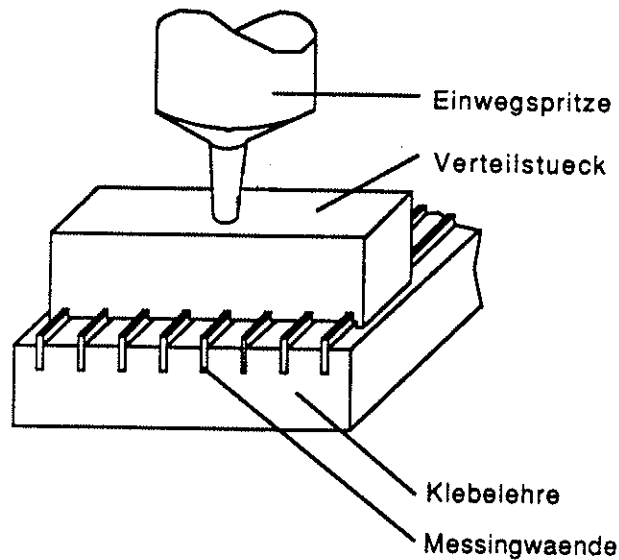


Fig. 5.2 Verteilstück

Eine andere Möglichkeit die Kammern zu kleben besteht darin, den Kleber in die Nuten der Deckel aufzutragen (Fig. 5.3). Der Druck, der benötigt wird, um den Kleber durch die feinen Düsen zu pressen, beträgt, je nach Viskosität des Klebers, Länge und Durchmesser der Düsen, ca. 20 bis 100 bar. Ein mechanisch angetriebener Kolben würde einen konstanten Durchfluss garantieren. Die Reinigung könnte durch Einpumpen von Aceton durch einen seitlichen Zufluss geschehen.

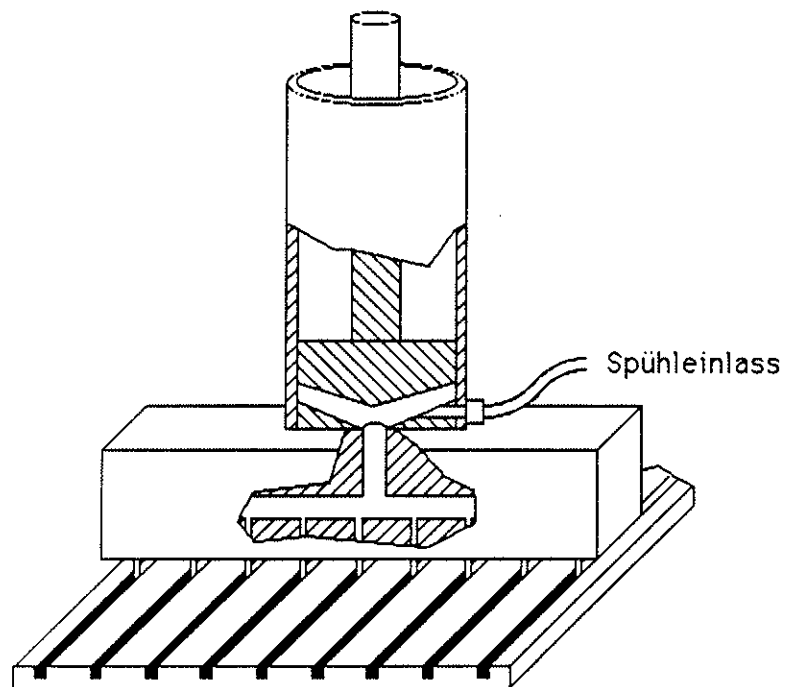


Fig. 5.3 Verteilstück mit Kolben.

### 5.3 Die Widerstandsmessungen

Der Flächenwiderstand der graphitbeschichteten Deckel wurde auf zwei Arten gemessen. Einmal wurden zwei Messingstücke von 4 cm Breite in 4 cm Distanz auf die Graphitschicht gedrückt (Fig. 5.4), und der Widerstand zwischen den beiden Stücken gemessen. Diese örtliche Widerstandsmessung erlaubte eine Kontrolle der Regelmässigkeit der Graphitschicht.

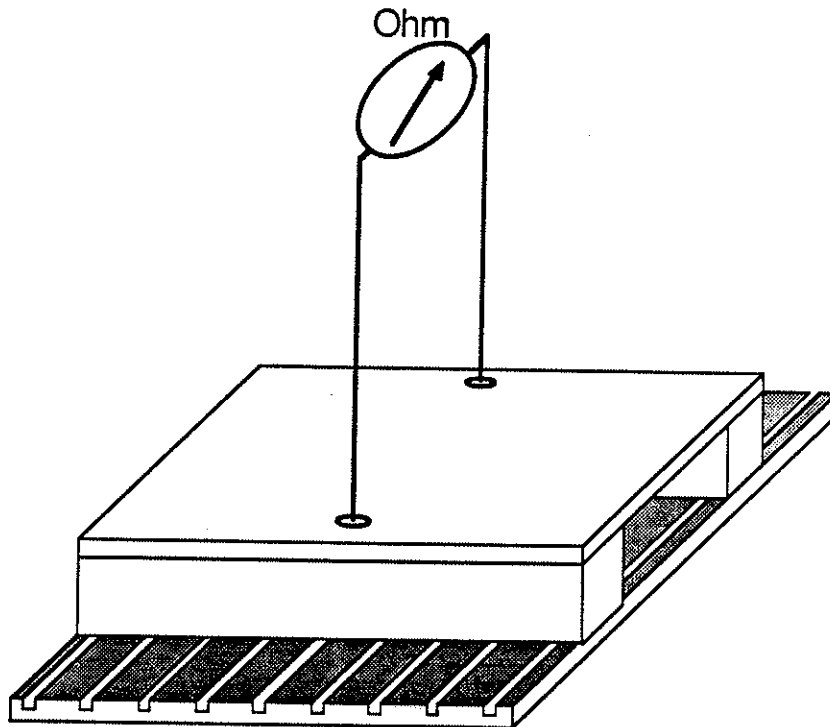


Fig. 5.4 Kleines Widerstandsmessgerät

Der mittlere Widerstand wurde mit zwei Geräten gemessen, die an beiden Enden der Kammer angebracht wurden (Fig. 5.5). Sie dienten später auch der Messung der Widerstände zwischen den Messingwänden. Auf jede Wand und auf jede Graphitbahn drückt ein gefederter Kontakt. Der Widerstand kann zwischen zwei beliebigen Kontakten oder Gruppen von Kontakten gemessen werden.

Die Zuverlässigkeit dieser beiden Geräte wurde mit einer auf Metall aufgetragenen Graphitschicht geprüft. Die so gemessenen Übergangswiderstände lagen zwischen 10 und 50 Ohm und sind somit vernachlässigbar gegenüber den Deckelwiderständen.



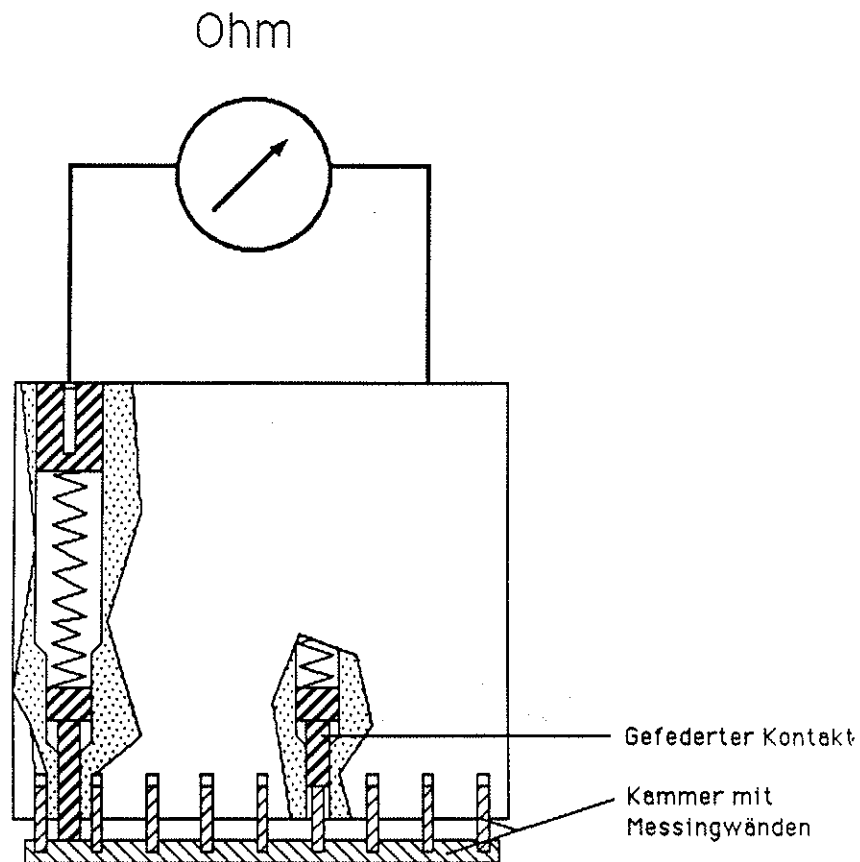


Fig. 5.5 Messwürfel

Der spezifische Widerstand der Klebergemische wurde an flachen Mustern gemessen. Der Kleber wurde auf ein Stück Epoxidharz, 0.3 mm dick aufgetragen. Zwei Metallstreifen, 3 cm lang, wurden in 1 cm Abstand daraufgelegt. Nach dem Aushärten wurde der Widerstand zwischen den Metallstreifen gemessen. Die Abweichungen der Dimensionen dieser Muster hatten einen kleinen Einfluss auf den gemessenen Widerstand. Viel stärker machten sich kleinste Abweichungen im Klebergemisch bemerkbar. Bei KS 75 hatte sogar die Mischdauer einen Einfluss auf den Widerstand.

#### 5.4 Resultate des Kalorimeterprototypen

Im Dezember 1986 wurde ein erster Test Run am  $\mu$ -Kanal des SC am CERN, mit 200 MeV/c Elektronen und Pionen gemacht. Die 18 Schichten wurden mit je 4

Kammern ausgerüstet, was einer Fläche von  $18 \times 45 \text{ cm}^2$  entspricht. Vier Schichten wurden mit den zwei Stripfolien ausgerüstet.

-Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammern wurde anhand von fehlenden Hits in den  $\pi^-$ -Spuren gemessen. Sie liegt über 93 %.

-Die Stripansprechwahrscheinlichkeit liegt bei 95 %.

-Die Ortsauflösung längs des Drahtes ist  $\sim 3 \text{ mm}$ .

-Zur Beobachtung der Schauerentwicklung und zur Messung der Energieauflösung wurde auf Elektronen getriggert.

Fig. 5.6 zeigt die Verteilung der Anzahl getroffener Kammern. Sie ist im Mittel 20 mit einer Standardabweichung von  $\sigma = 29 \%$  oder  $\sigma/\sqrt{E} = 13 \%$ . Diese Werte ändern sich nicht bis zu  $30^\circ$  Drehung des Kalorimeters in polarer oder azimuthaler Richtung.

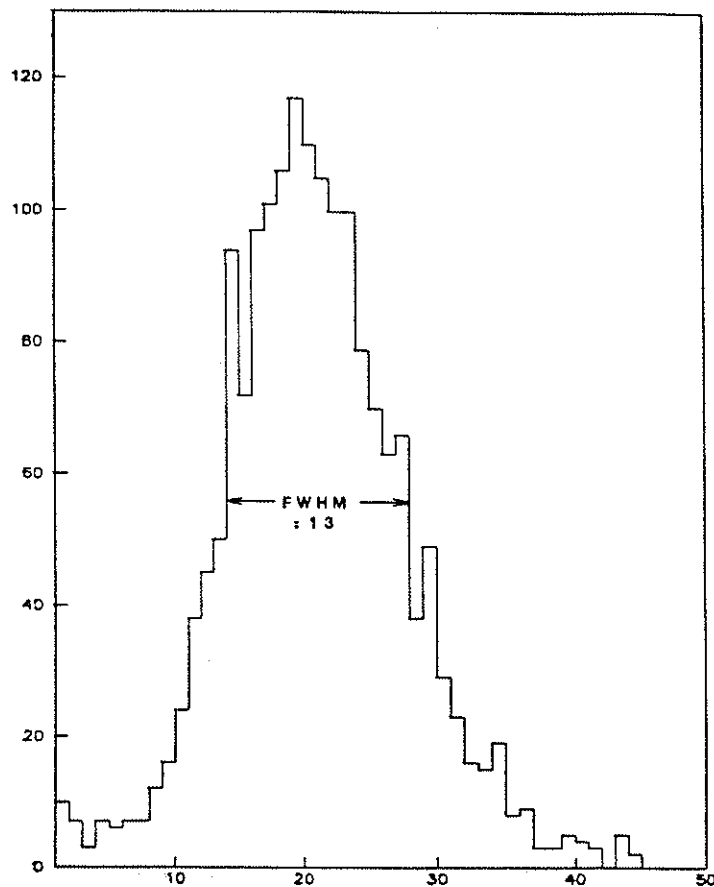


Fig. 5.6 Verteilung der Anzahl getroffener Kammern

-Die Winkelrekonstruktion anhand des Schauerprofils ergab folgende Resultate:

$\Phi_0$	$\Phi_r$	$\sigma(\Phi)$
$0^\circ$	$0.8^\circ$	$7^\circ$
$20^\circ$	$20^\circ$	$7^\circ$

$\Phi_0$  ist der eingestellte und  $\Phi_r$  der rekonstruierte Winkel. Es wurden nur Schauer mit wenig Streuung in Betracht gezogen, wie es für den kinematischen Fit im Experiment auch der Fall sein wird.

-Eine  $e$ - $\pi$  Trennung ist für die Zerfälle  $K^0 \rightarrow \pi l \nu$  ( $l$  für Lepton) von physikalischem Interesse. Für Pionen mit einem höheren Impuls als 150 MeV/c, ist die Trennung durch die Flugzeitdifferenz nicht mehr möglich. Die Trennung kann aber anhand der Schauerprofile im Kalorimeter vorgenommen werden. In ersten Versuchen konnten 70 % der Elektronen und 96 % der der Pionen erkannt werden.

Vergleicht man diese Resultate mit den Monte Carlo Ergebnissen findet man, bis auf die Anzahl Hits, eine gute Übereinstimmung. Die Simulationen hätten  $17^{+4}_{-4}$  anstelle der gemessenen  $20^{+6}_{-6}$  Hits erwarten lassen. Das kann aber auf elektronischen Crosstalk oder auf querlaufende Elektronen zurückgeführt werden. Die querlaufenden Elektronen wurden von CP-Geant nicht simuliert.

Die Kammern arbeiteten während zwei Wochen zuverlässig. Sogar nach wiederholtem Ein- und Ausschalten der Hochspannung und des Gases, stellten sich keine Probleme.

In den Stripkanälen traten induzierte Pulse auf, die zum Teil auf die anliegenden Hochspannungskarten zurückgeführt werden konnten. Die Leiterbahnen auf den Stripfolien werden deshalb für weitere Messungen mit einer metallbeschichteten Folie abgeschirmt.

Beim Zusammenbau des Kalorimeterprototypen wurden die Hochspannungskarten zwischen die Strips eingeführt (Fig. 5.7). Es erwies sich als schwierig, die Steckverbindung der Kammern zu finden und die Verbindung

herzustellen. Für das definitive Kalorimeter werden die Kammern deshalb mit einem seitlich angebrachten Metallband ausgerüstet, um die bis zu diesem Zeitpunkt vergossenen Hochspannungskarten beim Einschieben zu führen und anschliessend mit einer Klammer zu sichern (Fig. 5.8).

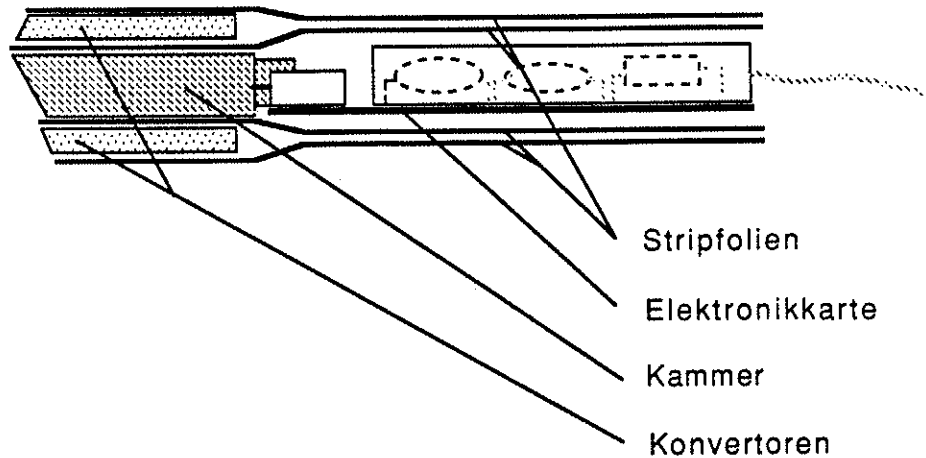


Fig. 5.7 Karten zwischen den Stripfolien.

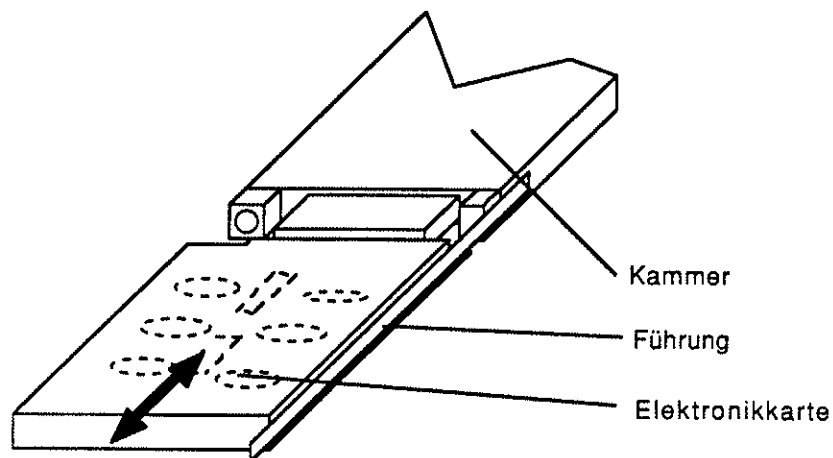


Fig. 5.8 Führung der Hochspannungskartenkarten (ohne Sicherung).

## 6. ZUSAMMENFASSUNG

Das zur Messung der neutralen Zerfallskanäle nötige elektromagnetische Kalorimeter wurde den Anforderungen entsprechend optimiert. Als Kalorimeter wurde ein "Gas-sampling" Kalorimeter mit Streamerröhren und Pb-Konvertern gewählt, derart, dass jeder Streamer sowohl über das Drahtsignal als auch über zwei Strips, ober- und unterhalb der Röhre, ausgelesen werden kann. Hierzu wurden Kammern entwickelt, in denen 8 Drähte durch Messingwände voneinander getrennt sind (gute Auflösung der Strips) und deren beide Deckel hochgradig durchlässig sind für elektromagnetische Felder und trotzdem ausreichend leitfähig für schnelle Abführung statischer Ladungen. Kammern dieser Bauart und Dimension sind bisher in grossen Kalorimetern nicht verwendet worden und stellen eine Neuentwicklung dar.

Die wesentlichen technischen Voraussetzungen zur Realisierung dieser Kammern (Graphitieren und Kleben) wurden erarbeitet, wobei als Randbedingung die Grossserienproduktion im Auge behalten wurde. Messungen der relevanten Parameter haben die Brauchbarkeit der Kammer-Strip Kombination bewiesen.

Ein Prototyp wurde an einem 200 MeV/C ( $\pi\mu e$ ) Strahl des CERN-SC getestet. Die dort gefundenen Parameter stimmen im wesentlichen mit den Monte Carlo Voraussagen überein und zeigen die erwarteten Werte für Energie und Ortsauflösung.

Weitere Messungen am SIN bei variabler Strahlenergie und mit einem "tagged photonbeam" sind vorgesehen.

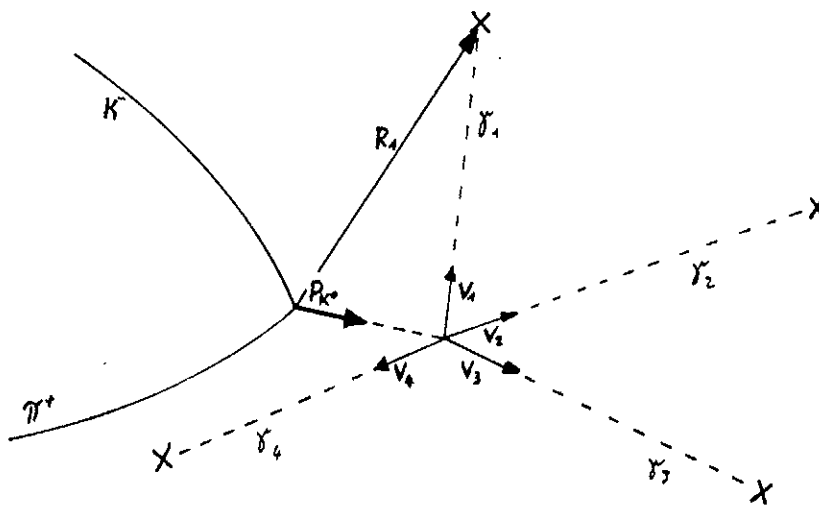
### Autorenverzeichnis

- [1] Christenson, J.H. et al.: Phys. Rev. Let. 13 (1964) 138.
- [2] Proposal (PS 195): Tests of CP Violation with  $K^0$  and  $\bar{K}^0$  at LEAR.
- [3] E. Lohrmann: Hochenergiephysik; Teubner Studienbücher.
- [4] P. Kabir: CP Puzzle; Academic Press 1968
- [5] K. Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung; Teubner Studienbücher.
- [6] M. Atac & A. V. Tollestrup: Self Quenching Streamers; IEEE Transactions on Nuclear Science. Vol. NS-29, No. 1, Februar 1982

## ANHANG

### Rekonstruktion des Zerfallsortes $K^0 \rightarrow 2\pi \rightarrow 4\gamma$

Der Impulsvektor des  $K^0$  ( $\bar{K}^0$ ) und seine Energie werden aus den Spuren der geladenen Teilchen ( $K^{+(-)}, \pi^{+(-)}$ ) bestimmt. Der Zerfallsort liegt auf der Fluglinie des  $K^0$ . Die zwei  $\pi^0$  zerfallen nach einer vernachlässigbar kleinen Flugstrecke in je zwei  $\gamma$  (Fig.).



$R_i$ : Ortsvektor zwischen Primärvertex und Auftreffort des i-ten  $\gamma$ s.

$v_i$ : Einheitszvektor zwischen  $K^0$  Zerfallsort und Auftreffort des i-ten  $\gamma$ s.

$P_{K^0}$ : Impuls des  $K^0$ .

$d$ : Distanz zwischen Primärvertex und  $K^0$  Zerfallsort.

Der Parameter  $d$  muss bestimmt werden, um die Flugzeit des  $K^0$  zu bestimmen. Ist  $d$  bekannt, so gilt:

$$\mathbf{v}_i = \frac{\mathbf{R}_i - d \mathbf{P}_{K^0} / |\mathbf{P}_{K^0}|}{|\mathbf{R}_i - d \mathbf{P}_{K^0} / |\mathbf{P}_{K^0}||}$$

Impuls- und Energieerhaltung verlangen:

$$\sum E_{\gamma i} = E_{K^0}$$

$$\sum \mathbf{P}_{\gamma i} = \sum E_{\gamma i} \mathbf{v}_i = \mathbf{P}_{K^0}$$

Aus diesen vier Gleichungen kann man die  $E_{\gamma i}$  als Funktionen von  $E_{K^0}$ ,  $\mathbf{P}_{K^0}$ ,  $\mathbf{v}_1, \dots, \mathbf{v}_4$ , bestimmen. Die Lösungen  $E_{\gamma i}$  sind Funktionen von  $d$ :

$$E_{\gamma i} = E_{\gamma i}(d).$$

Da das  $K^0$  in zwei  $\pi^0$  zerfällt und diese in je zwei  $\gamma$ , müssen zwei  $\gamma$ 's, z.B.  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$ , die invariante Masse eines  $\pi^0$  ergeben, ebenso die zwei anderen:

$$\{2 E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} (1 - \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2)\}^{1/2} = m_{\pi^0}$$

$$\{2 E_{\gamma 3} E_{\gamma 4} (1 - \mathbf{v}_3 \cdot \mathbf{v}_4)\}^{1/2} = m_{\pi^0}$$

Um  $d$  zu finden minimiert man die Funktion:



$$C(d) = \left[ \left\{ 2 E_{\gamma 1}(d) E_{\gamma 2}(d) \left( 1 - v_1(d) v_2(d) \right) \right\}^{1/2} - m_{\pi^0} \right]^2$$

$$+ \left[ \left\{ 2 E_{\gamma 3}(d) E_{\gamma 4}(d) \left( 1 - v_3(d) v_4(d) \right) \right\}^{1/2} - m_{\pi^0} \right]^2$$

Diese Funktion wird für alle drei möglichen Kombinationen der  $\gamma$ 's minimalisiert und  $d$  aus derjenigen Kombination gewählt, die den kleinsten Wert für  $C(d)$  ergibt.

### Verdankung

An erster Stelle möchte ich hier meine Eltern erwähnen, die mir das Studium ermöglicht haben und denen ich mich sehr zu Dank verpflichtet fühle.

Ganz besonders möchte ich auch Herrn Prof. Dr. J. Kern danken, der mir die Diplomarbeit bei PS 195 ermöglichte und mich beim Schreiben der Arbeit leitete.

Danken für die Unterstützung am CERN möchte ich Prof. Dr. L. Tauscher, Dr. P. Gumplinger, Dr. P. Bloch, Dr. D. Garetta, A. Schopper, Ch. Witzig, U. Mall, M. Renevey, M. Fidecaro und P. Dechelette.

Besonders gedankt sei auch meinen Kollegen am CERN, mit denen ich manche vergnügliche Stunde in der Region von Genf verbracht habe.

