



**KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH**

Institut für Kernphysik

**Aufbau eines Plastkszintillationszählers  
für den Magnetspektrographen  
„BIG KARL“ am Jülicher  
Zyklotron „JULIC“**

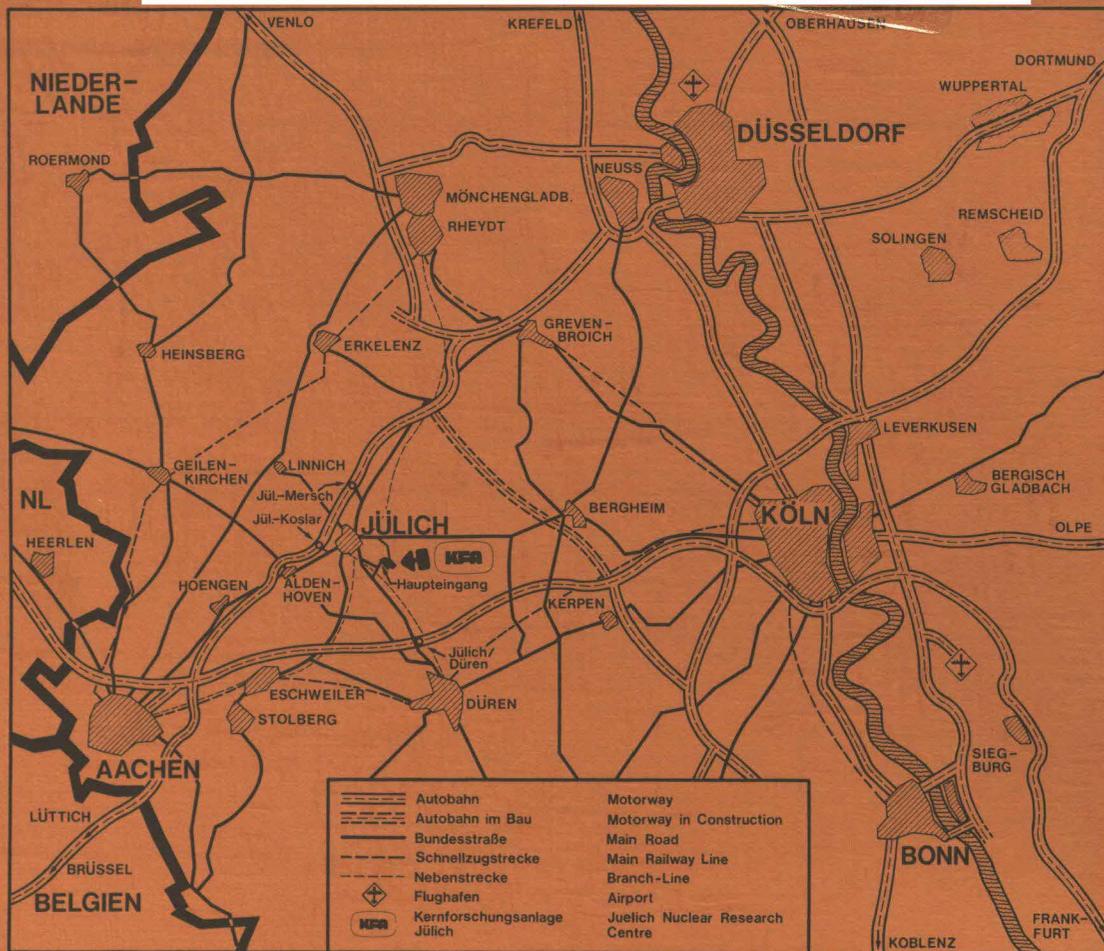
von

G. Müller, G. P. A. Berg, A. Hardt, H. J. Kelleter,  
S. A. Martin, J. Meißburger und A. Retz

**Jül - Spez - 84**

**Juli 1980**

ISSN 0343-7639



Als Manuskript gedruckt

**Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 84**

Institut für Kernphysik Jülich - Spez - 84

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 02461/611 · Telex: 833556 kfa d

**Aufbau eines Plastiksintillationszählers  
für den Magnetspektrographen  
„BIG KARL“ am Jülicher  
Zyklotron „JULIC“**

von

G. Müller, G. P. A. Berg, A. Hardt, H. J. Kelleter,  
S. A. Martin, J. Meißburger und A. Retz

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	2
2. Spektrograph und Zyklotron	3
3. Prinzip des Szintillationszählers	7
4. Bau des Szintillationszählers	14
5. Der Photomultiplier und die Elektronik	18
6. Testergebnisse	23
6.1 Energieauflösung	24
6.2 Zeitauflösung	25
6.3 Ortsabhängige Lichtausbeute	27
6.4 Prozentuale Lichtausbeute	30
7. Anhang	34
8. Literaturverzeichnis	37

## 1. Einleitung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Plastikszi-  
ntillationszähler gebaut, der in der Detektorebene des  
Magnetspektrographen "Big Karl" arbeitet. Er dient  
der Teilchenidentifizierung nach der  $\Delta E$ -E Methode  
und liefert ein sehr schnelles Stop-Signal von  
1 - 2 nsec zur Messung der Flugzeit der zu dis-  
kriminierenden Teilchen durch den Spektrographen.

Neben der Messung des Ortsspektrums in der Fokal-  
ebene des Spektrographen, mit Hilfe einer hochauf-  
lösenden Vieldrahtkammer (MWPC = Multi Wire Pro-  
portional Chamber), sind diese Meßgrößen erforder-  
lich, um zur Messung sehr kleiner Wirkungsquer-  
schnitte den Untergrund unerwünschter Teilchen  
weitgehend zu reduzieren.

## 2. Spektrograph und Zyklotron

Im Institut für Kernphysik der Kernforschungsanlage in Jülich steht als Teilchenbeschleuniger das Isochron-Zyklotron "JULIC" zur Verfügung. Dieses energievariable Zyklotron liefert Teilchenstrahlen von Protonen, Deuteronen und Heliumkernen folgender Energien:

Protonen	22,5	-	45 MeV
Deuteronen	45	-	90 MeV
Helium-3	67,5	-	135 MeV
Alpha-Teilchen	90	-	180 MeV

Zur Untersuchung von Kernreaktionen werden die Atomkerne dünner Targetfolien mit hochenergetischen geladenen Teilchen beschossen. Diese verursachen im Targetmaterial Kernreaktionen und Umwandlungsprozesse, wobei Reaktionsprodukte emittiert werden.

Der Magnetspektrograph "Big Karl" ermöglicht es, Teilchen mit verschiedenen Impulsen  $P$  voneinander zu trennen. Diese Trennung wird durch die Kraft  $K$  erreicht, die auf ein Teilchen mit der Masse  $m$  und der elektrischen Ladung  $q$  durch die Dipolfelder  $B$  wirkt.

$$\vec{K} = \frac{q}{m} \cdot \vec{P} \times \vec{B}$$

Die Kraft  $K$  steht senkrecht zur Teilchenbahn und

den Feldlinien des Magnetfeldes, so daß die Teilchen in homogenen Dipolfeldern Kreisbahnsegmente durchfliegen, was in der schematischen Darstellung des Strahlverlaufs in Abbildung 1 gezeigt wird.

Die Kraft  $K$  ist gleich der Zentrifugalkraft  $Z$ . In Verbindung mit der Geschwindigkeit  $v$  ergibt sich:

$$Z = \frac{m \cdot v^2}{\varrho}$$

Daraus läßt sich der Radius  $\varrho$  der Ablenkkreise berechnen:

$$\varrho = \frac{P}{q \cdot B}$$

Um die Eigenschaften der Atomkerne bestimmen zu können, müssen Art, Energie und Anzahl der Reaktionsprodukte mit hoher Genauigkeit gemessen werden. Zu diesem Zweck wurde der hochauflösende Magnetspektrograph "Big Karl" entwickelt und gebaut.

In Abb. 1 ist der Aufbau des QQDDQ Spektrographen "Big Karl" [1], der aus drei Quadrupolen (Q) und zwei Dipolen (D) besteht, schematisch dargestellt.

Die homogenen Magnetfelder in den beiden Dipolen trennen Reaktionsprodukte verschiedener Impulse ( $P = m \cdot v$ ) und bilden sie in der Detektorkammer

auf verschiedenen Orten ab.

Die Ortsspektren werden von einer Vieldrahtkammer (MWPC) mit einer Ortsauflösung von 0,4 mm gemessen. Um die Reaktionsprodukte nach Teilchenart zu identifizieren, ist es erforderlich, durch eine anschließende Messung in einem dünnen Zähler den Energieverlust  $\Delta E$  und die Restenergie  $E$  zu messen.

Bei dieser Methode wird die Tatsache genutzt, daß Teilchen kleinerer Masse in einem  $\Delta E$ -Durchflugszähler nur wenig Energie verlieren im Verhältnis zu Teilchen großer Masse.

Leichte und schwere hochenergetische Reaktionsprodukte verlieren in gasgefüllten Zählern nur wenig Energie. Es müssen daher höherionisierende Zählmaterialien verwendet werden.

Plastikszintillatoren sind gut geeignet und lassen sich in der entsprechenden Größe leicht herstellen.

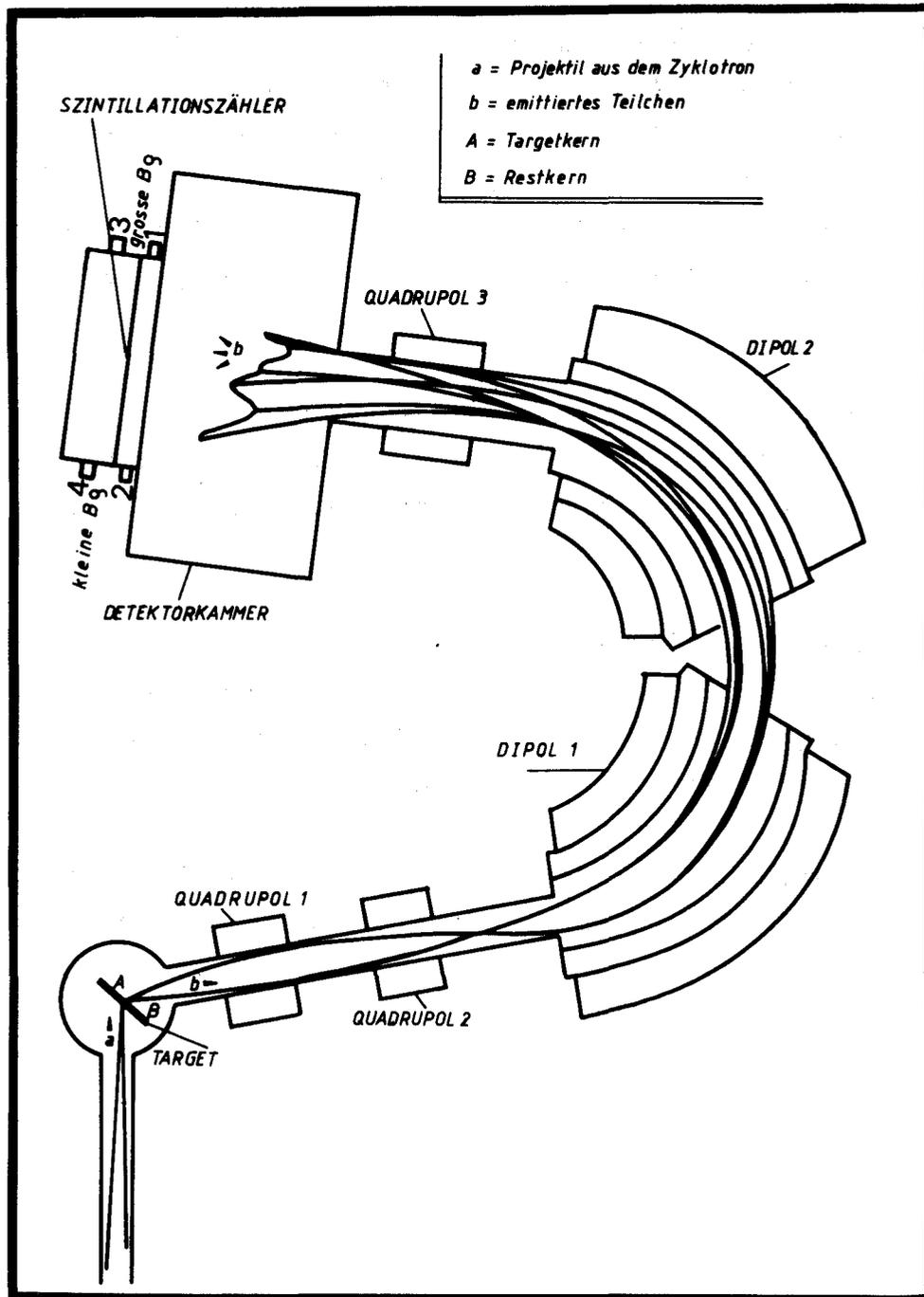


Abb.1: Aufbau des Magnetspektrographen " BIG KARL " und schematischer Strahlverlauf

### 3. Prinzip des Szintillationszählers

Das Zählprinzip bei organischen Plastiksintillatoren beruht auf ihrer Eigenschaft, bei Einfall ionisierender Strahlung, Lichtblitze zu erzeugen, die in der Intensität von der Teilchenart und der abgegebenen Energie abhängen.

Die relativen Lichtausbeuten [2] für einige Teilchenarten sind in Abbildung 2 als Funktion der Energie dargestellt.

Die Nichtlinearität kommt dadurch zustande, daß der Umwandlungskoeffizient für kinetische Energie in Lichtenergie nicht konstant ist, sondern von Art und Energie des einfallenden Teilchens abhängt.

Die entstehenden Lichtblitze (Emissionsspektrum [3] ist in Abbildung 3 dargestellt) werden über Lichtleiter aus Plastik Photomultipliern zugeführt, die das einfallende Licht in schnelle elektrische Signale umwandeln und diese verstärken. Mit Hilfe dieser Signale wird die Energie bestimmt, die ein Teilchen im Plastik verliert.

Da Szintillationszähler sehr gute Zeitauflösungen von 1 - 2 nsec erreichen, eignen sie sich außerdem für die Messung der Flugzeit von Target bis Szintillator, die zur Identifizierung der Teilchen und zur Untergrundreduzierung dient.

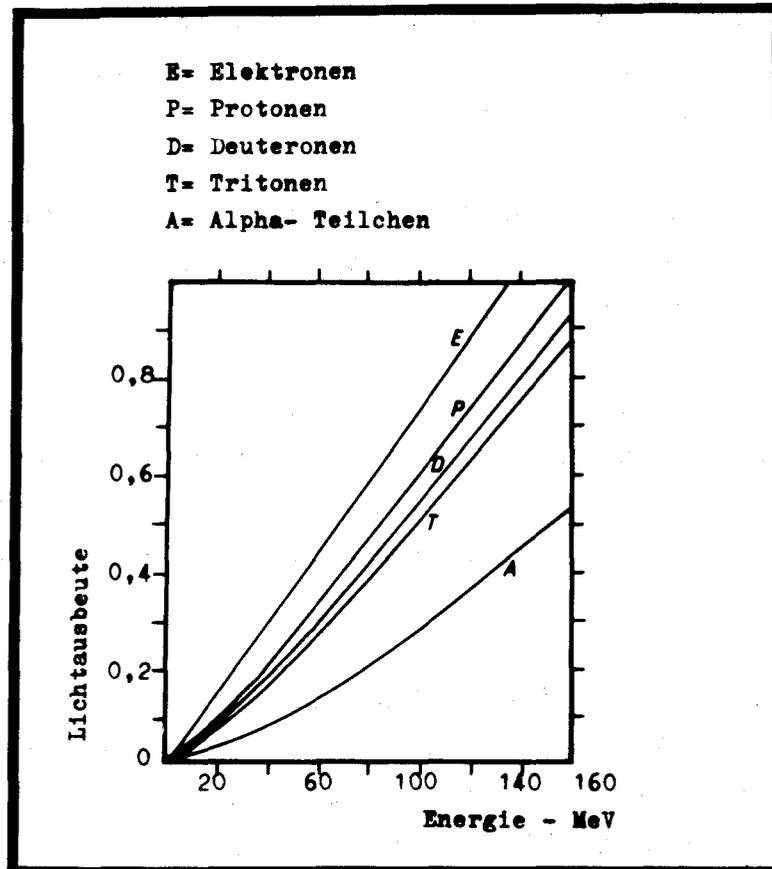


Abb. 2: Relative Lichtausbeute als Funktion der einfallenden Energie für leichte Teilchen. Die Kurven gelten für NE 102-Material.

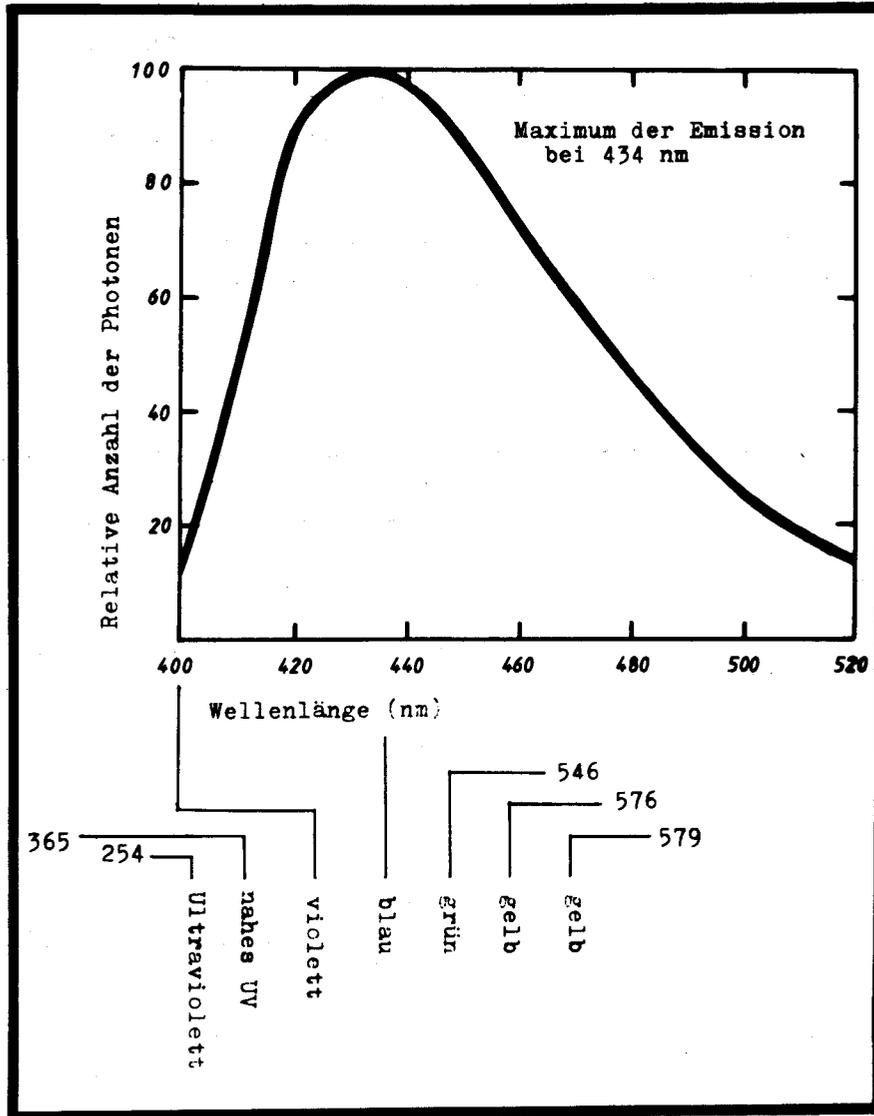


Abb. 3: Emissionsspektrum des Szintillatormaterials NE 110

Als Zählermaterial wurde NE 110 (Fa. Nuclear Enterprises, Schottland) verwendet.

Dieser hochionisierende Plastik ist auf Anthracenbasis hergestellt und zeichnet sich durch eine außerordentlich hohe Lichtdurchlässigkeit aus.

Die wichtigsten physikalischen Eigenschaften des NE 110 sind in folgender Tabelle aufgeführt [3], [4].

Dichte ( $\text{kg/m}^3$ )	1,032
Brechungsindex $n$	1,58
Schmelzpunkt ( $^{\circ}\text{C}$ )	75
Lichtausbeute (% Anthracen)	60
Abklingzeit Hauptkomponente (nsec)	3,3
Wellenlänge maximaler Emission (nm)	434
H/C-Verhältnis	1,104
Anwendungsgebiete	schnelle Neutronen, $\alpha$ , $\beta$ , $\gamma$ , etc.
Halbwertsbreite der Pulse (FWHM) (nsec)	3,3
Absorptionslänge (cm)	400
Anzahl der Elektronen/ $\text{cm}^3$	$3,39 \cdot 10^{23}$
C-Atome/ $\text{cm}^3$	$4,78 \cdot 10^{22}$

Die Lichtgeschwindigkeit  $V_0$  im Vacuum liegt bei 30 cm/nsec. Die Lichtgeschwindigkeit im Szintillator  $V_{sz}$  berechnet man mit Hilfe des Brechungsindex  $n$ :

$$V_{sz} = \frac{V_0}{n} = \frac{30 \text{ cm/nsec}}{1,58} = 19,0 \text{ cm/nsec}$$

In Abbildung 4 sind für das Szintillatormaterial NE 110 die Reichweiten für verschiedene Teilchen dargestellt [5].

Die Funktionsweise der Lichtleiter ist in Abbildung 5 erläutert. Dabei wird das Licht, welches unter kleineren Winkeln als  $\alpha_{tot} = \text{arc sin}(1/n)$  auf die Wände trifft, total reflektiert.

Für NE 110 ergibt sich mit  $n = 1,58$  ein Totalreflexionswinkel  $\alpha_{tot} = 39^\circ$ .

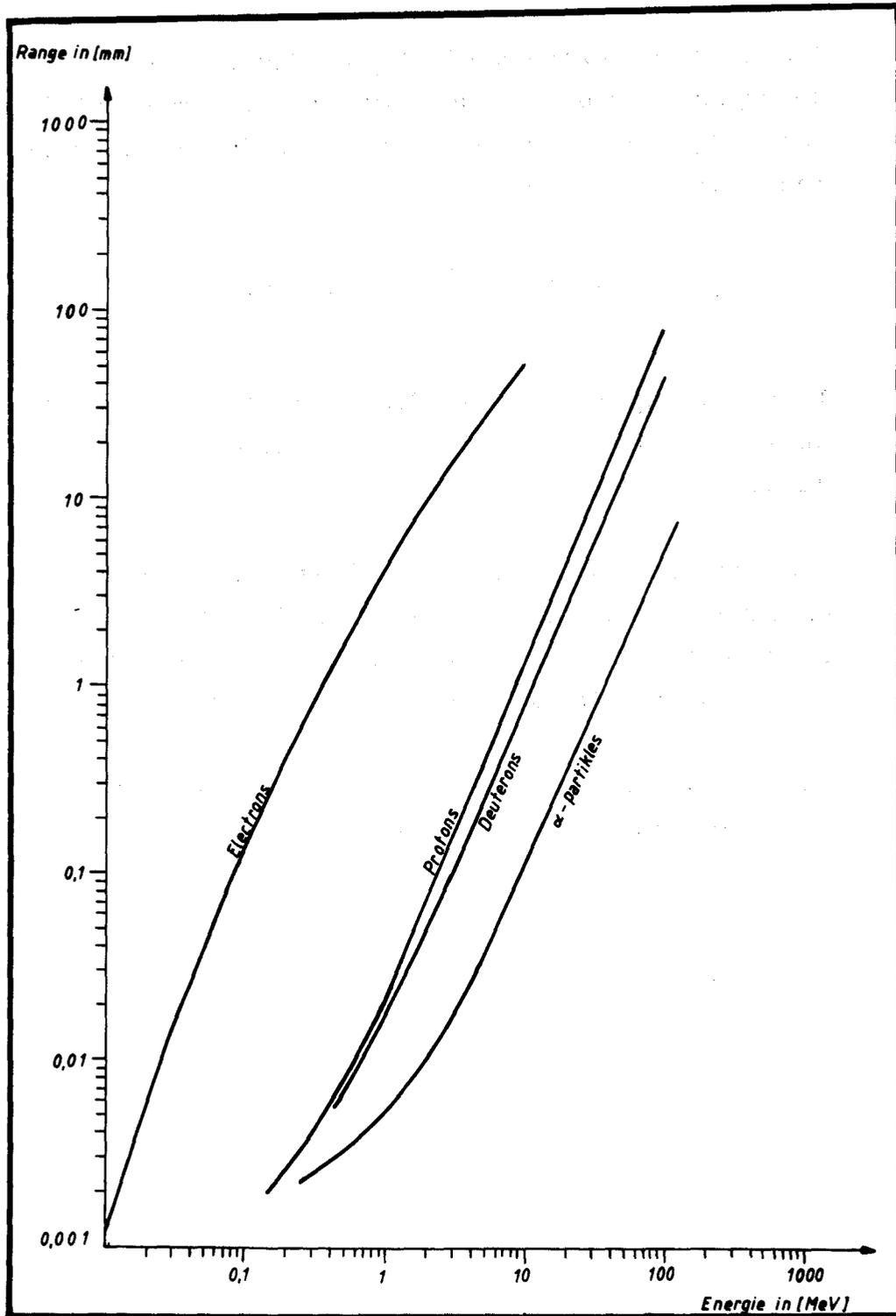


Abb. 4: Reichweite der Teilchen im Szintillatormaterial NE 110 in Abhängigkeit der einfallenden Energie

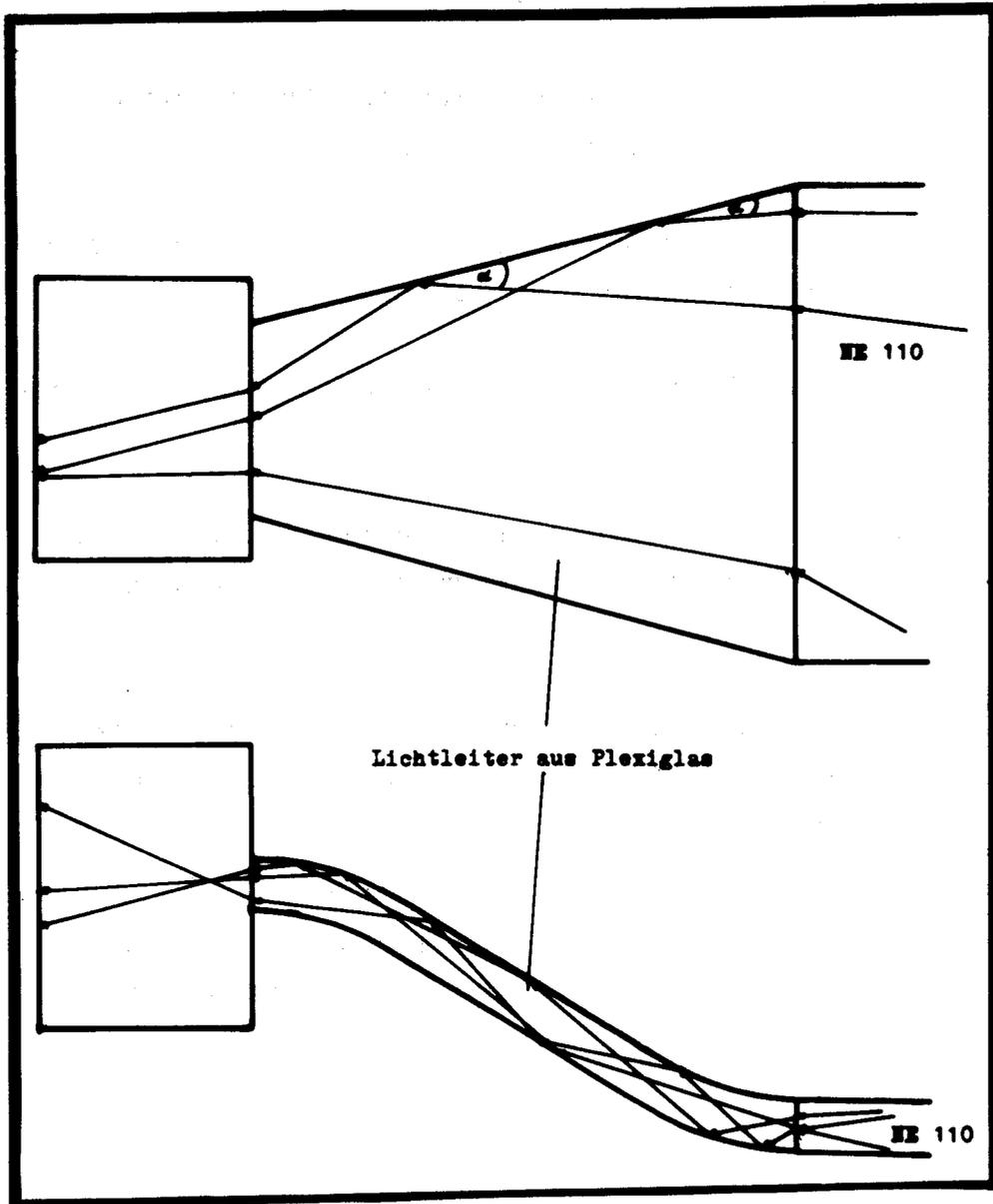


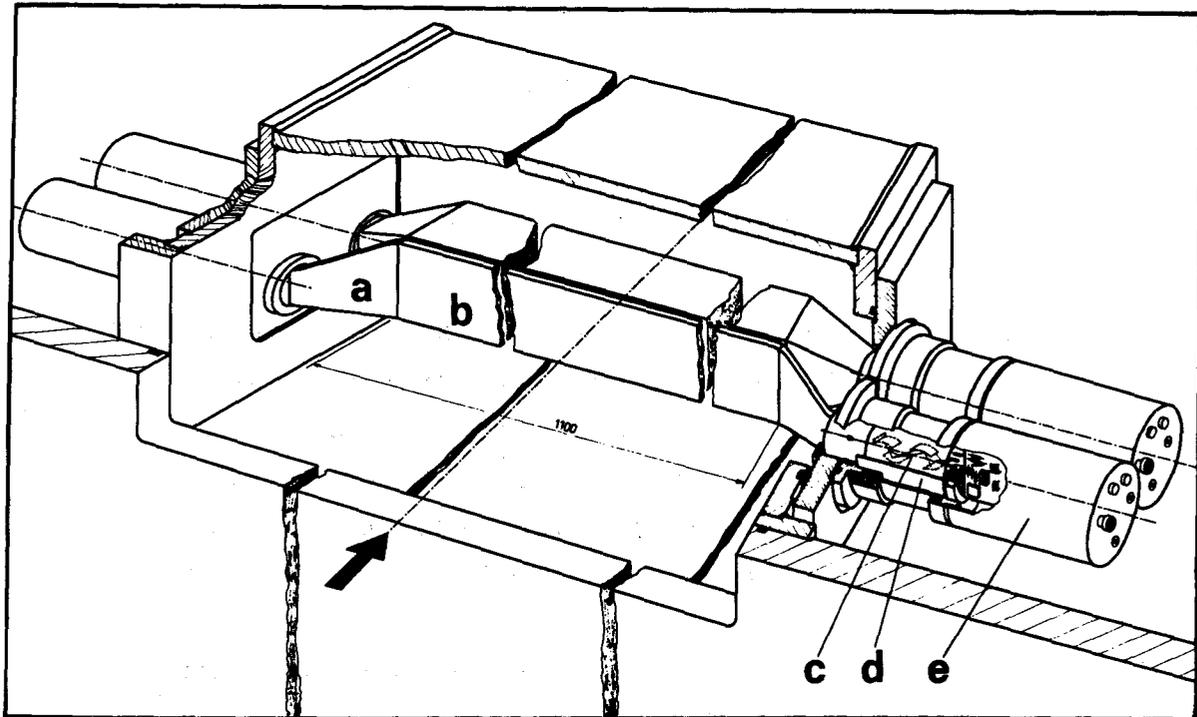
Abb. 5: Die Funktionsweise der Lichtleiter ist am Beispiel einiger Strahlengänge gezeigt.

#### 4. Bau des Szintillationszählers

Für den Bau des Szintillationszählers waren folgende Forderungen gestellt:

- 1) Der Zähler muß hinter der ortsempfindlichen Vieldrahtkammer stehen.
- 2) Er soll die gesamte Fokalebene von 1 m Länge überdecken.
- 3) Um Eintrittsfenster zu vermeiden, soll der Szintillator im Vakuum der Detektorkammer montiert sein.
- 4) Die Photomultiplier dürfen sich der erforderlichen Kühlung wegen nicht im Vakuum befinden.

Aus diesen Forderungen ergab sich folgender Aufbau, der in Abbildung 6 perspektivisch dargestellt ist.



➔ Flugrichtung der einfallenden Teilchen

- a - Lichtleiter
- b - Plastikszintillator
- c - Photomultiplerröhre
- d - -Metall Abschirmung
- e - Photomultiplierbase mit Vorverstärker

Abb. 6: Perspektivische Darstellung der Detektor-  
kammer und des Plastikszintillationszäh-  
lers mit Photomultipliern.

Der Szintillator wurde aus zwei Blöcken hergestellt. Um die gesamte Fokalebene zu überdecken haben die Blöcke eine Länge von 1100 mm und eine Höhe von 100 mm. Der erste Block ist 10 mm dick und er ist nach Abb. 4 [5] in der Lage, Teilchen mit folgender Maximalenergie zu stoppen:

Protonen:  $E \leq 30 \text{ MeV}$

Deuteronen:  $E \leq 40 \text{ MeV}$

Alpha-Teilchen:  $E \leq 130 \text{ MeV}$

Teilchen mit höherer Energie verlieren im ersten Plastikzähler nur einen Teil ihrer Energie und dringen in den zweiten Zählerblock ein. Der zweite, dickere Plastikblock mit den Maßen 1100 · 90 · 100 (mm) reicht aus, um fast alle im Big Karl auftretenden Teilchen zu stoppen.

Das Zählergehäuse wurde mit der Detektorkammer luft- und lichtdicht verbunden. Luftdicht, da das System im Vakuum arbeiten muß und lichtdicht, weil zusätzlicher Lichteinfall die Funktion der Photomultiplier beeinträchtigen würde.

Abbildung 6 zeigt den Zähler in seinem Gehäuse und angeflanscht an den hinteren Deckel der Detektorkammer. Das Gehäuse wurde nach der Montage der Plastikblöcke einem Dichtigkeitstest unterzogen.

In Abbildung 6 ist zu sehen, daß die Photomultiplier von außen an das Gehäuse angeschraubt wurden. Die Verbindung zwischen Photomultiplier-  
röhren und Szintillatoren stellen die Lichtleiter her.

Als Material für die Lichtleiter wurde herkömmliches Plexiglas verwendet.

Es bedarf einer besonderen Klebetechnik, um Plexiglas mit NE 110 spannungs- und trübungs-  
frei zu verbinden. Das Kleben wurde in Zusammenarbeit mit dem Max Planck Institut für Astrophysik in München vorgenommen. Die Klebeflächen mußten mit einer Genauigkeit von  $2 \cdot 10^{-6}$  m plan-  
geschliffen werden. Da übliche Plexiglaskleber NE 110 Material angreifen, wurde der Einkomponentenkleber Meteco 90 der Fa. Delo (München) verwendet. Dieser Kleber ist auf Acrylatbasis aufgebaut.

Die optische Verbindung zwischen Photomultiplier-  
röhre und Lichtleiter stellt eine dünne Schicht optisches Silikonfett her.

Dabei muß eine optisch klare, d.h. bläschenfreie Verbindung hergestellt werden.

Das Silikonfett, mit einer sehr hohen Viskosität, wurde zwischen beiden Verbindungsflächen aufgetragen und durch konstanten Druck nach außen gepreßt, bis eine blasenfreie Schicht entstand.

In der Photomultiplierbase ist eine Feder installiert, die die Röhre mit konstantem Druck gegen den Lichtleiter preßt.

## 5. Der Photomultiplier und die Elektronik

Ein Teil des durch Einfall ionisierender Strahlung im Szintillator erzeugten Lichtes fällt durch die Lichtleiter auf die Photokathoden der Photomultiplien (PM). Dabei werden Photoelektronen frei, die im angelegten elektrischen Feld beschleunigt und auf die erste Prallelektrode oder Dynode fokussiert werden. Jedes Elektron, das die erste Dynode trifft, löst mehrere Sekundärelektronen aus, die wiederum beschleunigt auf die zweite Dynode fokussiert werden, wo sie weitere Sekundärelektronen auslösen. Diese Sekundärelektronenvervielfachung setzt sich bis zur letzten Dynode fort.

Die verwendete Photomultiplirröhre (RCA 8850) enthält 12 Dynoden. Nach einer Verstärkung von etwa  $10^6$  trifft die Elektronenlawine auf die Anode, an die ein Vorverstärker angeschlossen ist.

Die verwendete PM-Röhre RCA 8850 hat eine maximale Betriebsspannung von 3 kV. Die gebräuchliche Betriebsspannung liegt bei 2 bis 2,2 kV, um Stromstärken von 1mA nicht zu überschreiten. Der Dunkelstrom liegt bei 8nA.

Zur Abschirmung gegen äußere Magnetfelder, die die Sekundärelektronenvervielfachung stören würden, erhielt die Röhre eine Abschirmung aus  $\mu$ -Metall, mit einer Dicke von 1 mm und einer weiteren aus Eisen, mit einer Dicke von 2,9 mm.

Die Hochspannung für den Photomultiplier liefert ein Netzgerät mit stabilisierter und regelbarer Spannung von 0 - 3 kV.

Die Arbeitsspannung wird für jeden Photomultiplier angepaßt, um eine optimale Energie - bzw. Zeitauflösung zu erreichen.

Die Photomultiplier liefern Energie- und Zeitsignale, die von der Anode bzw. Dynode abgegriffen werden. Diese Signale gelangen über die Vorverstärker (VV) in die Hauptverstärker (HV).

Wie aus Abbildung 6 hervorgeht, sind an allen Enden der Szintillatorblöcke PM-Röhren angebracht.

So entstehen für jedes Ereignis im Szintillator zwei Energiesignale, die dem Licht entsprechen, das vom Erzeugungsort nach beiden Seiten austritt.

Die Signale werden hinter den Hauptverstärkern in einer Addierstufe (ADD) analog addiert. Dadurch werden Absorptionseffekte entlang der Fokalebene zum Teil kompensiert. Ein Blockdiagramm der verwendeten Elektronik ist in Abb. 7 dargestellt.

Zur Untergrundreduzierung wird außerdem eine Koinzidenzbedingung zwischen beiden Energiesignalen gefordert. Die der Koinzidenzbedingung

entsprechenden Signale werden vom Constant Fraction Timing Discriminator (CFTD) abgegriffen, und in einem Fast Coincidence-Modul (F. Coin.) verarbeitet. Input der CFTDs sind die schnellen Zeitsignale aus den beiden Photomultipliern des jeweiligen Szintillators.

Aufgabe des Fast Coincidence-Moduls ist es, die beiden Signale in einen Strompuls mit schneller Anstieg- und Abfallzeit umzuwandeln und einem UND-Modul zuzuführen. Dieses liefert nur dann ein Ausgangssignal, wenn eine zeitliche Überschneidung der beiden Eingangssignale vorliegt.

Das Ausgangssignal wird einem Gate und Delay Generator (GDG) zugeführt, um einen Rechteckimpuls zu erzeugen, der ein Linear Gate (LG) öffnet. Zeitlich muß er lang genug sein, um das Energiesignal zu überdecken.

Das LG läßt also nur Energiesignale passieren, wenn eine schnelle Koinzidenz zwischen den beiden Photomultipliern an beiden Enden des Plastikszintillators vorliegt.

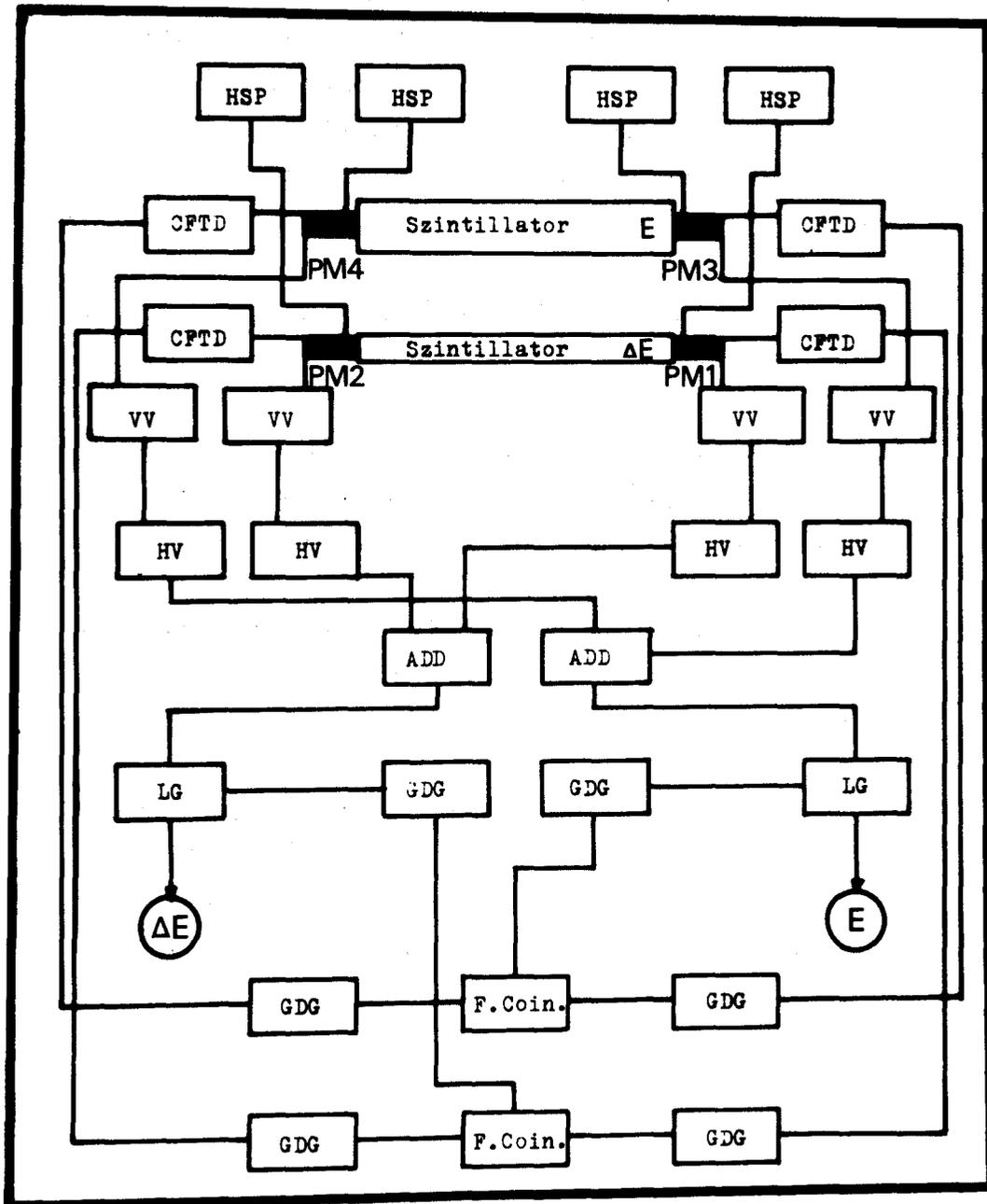


Abb. 7: Blockschaltbild des Energie-Elektroniksystems für die  $\Delta E$ -E Messung.

Mit den Zeitsignalen der Photomultiplier und einem zusätzlichen Startsignal sind Flugzeitmessungen möglich. Für die Flugstrecke I - Eingang Spektrograph bis Szintillator muß ein Startzähler am Spektrographeneingang angebracht werden.

Die Zeitsignale der Photomultiplier dienen als Stoppsignale.

Grundsätzlich eignen sich auch die Hochfrequenzsignale des Zyklotrons als Startsignal für die Flugstrecke II - Zyklotron bis Szintillator.

In der Praxis sind die Zyklotronsignale jedoch zu instabil, um eine gute Zeitauflösung zu erreichen.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, einen Photomultiplier am Targetort anzuschließen. Das Zeitsignal dient dann als Startsignal und die Photomultiplier am Szintillationszähler geben die Stoppsignale.

## 6. Testergebnisse

Erste Messungen unter experimentellen Bedingungen am Big Karl wurden mit an Kohlenstoff  $^{12}\text{C}$  elastisch getrennten Protonen durchgeführt. Die Einschußenergie betrug  $E_p = 41 \text{ MeV}$ .

Bei den Photomultiplier-Hochspannungen von 1830 V, 1950 V und 2070 V wurden sowohl Energie- als auch Zeitauflösung gemessen.

In Tabelle I sind die Ergebnisse der Energieauflösung aufgeführt. Es zeigte sich, daß die optimale Energieauflösung bei 1950 V mit 8% erreicht wird.

In Tabelle II sind die Ergebnisse der Zeitauflösung aufgeführt. Gemessen wurde die Zeit zwischen den beiden Photomultipliern an den Enden des  $\Delta E$ -Zählers.

Hier konnte eine Auflösung von 1,77 nsec bei 2070 V erreicht werden.

### 6.1 Energieauflösung

Aus der Halbwertsbreite HB in Kanälen und der Differenz der Kanäle ergibt sich die Genauigkeit der einfallenden Lichtmenge in Prozent (%).

Kleine und große B<sub>Q</sub> entsprechen den Signalen an den PM, während das Summensignal nach der Addition (siehe Abb. 7) gemessen wurde.

Tab. I: Energieauflösung in Abhängigkeit der angelegten PM-Spannung

	kleine B <sub>Q</sub>	große B <sub>Q</sub>	Summe	Hochspng.
HB	21,1	16,7	22,7	1830 V
Kanal	108	115,1	249,8	
%	19,4	14,5	9,1	
HB	30,87	28,4	36,76	1950 V
Kanal	197,6	245,1	459,1	
%	15,6	11,6	8	
HB	20	13,47	20	2070 V
Kanal	144,3	101,3	258,5	
%	16,3	13,3	8,5	

## 6.2 Zeitauflösung

Die beste Zeitauflösung wurde bei 2070 Volt, der in dieser Messung höchsten PM-Spannung, erreicht.

Tab. II: Zeitauflösung in Abhängigkeit der angelegten PM-Spannung

	kleine B $\alpha$	große B $\alpha$	Summe	Hochspng. (V)
Kanal	129,2	129,2		1830
FWHM	13,22	13,86		
nsec	3,07	3,22	3,14	
Kanal	129,8	129,8		1950
FWHM	8,48	7,6		
nsec	1,96	1,76	1,86	
Kanal	128,9	128,9		2070
FWHM	7,61	7,67		
nsec	1,77	1,79	1,77	

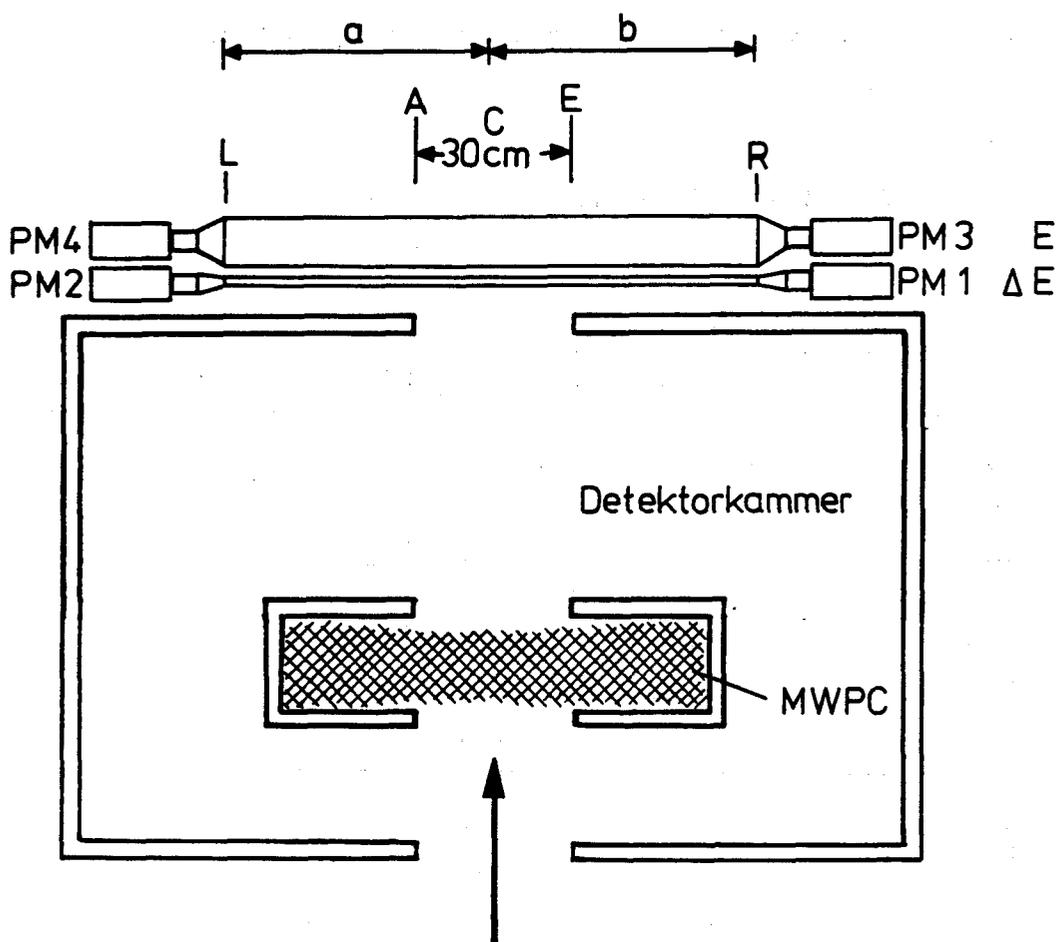


Abb. 8: Schematischer Aufbau von Detektorkammer und Szintillationszähler

## 8. Ortsabhängige Lichtausbeute

Die bei C einfallenden Teilchen (Abb. 8) erzeugen im Plastik Lichtblitze. Ein Teil des Lichtes gelangt in die beiden Photomultiplier an den Enden der Plastikblöcke, wo elektrische Signale erzeugt werden, deren Amplitude proportional der einfallenden Lichtmenge ist. Treffen die einfallenden Teilchen den Plastik näher bei L ( $a < b$ ), dann werden PM 2 und PM 4 stärkere Signale als PM 1 und PM 3 liefern. Dieser Effekt wird hervorgerufen durch die Geometrie des Aufbaus und die Lichtabsorption im Plastikmaterial. Um möglichst das gesamte Licht zu messen, sind an beiden Enden der Plastikblöcke Photomultiplier angebracht. Da alle PM mit gleicher Verstärkung arbeiten sollen, muß ein Abgleich vorgenommen werden. Um die PM bei L und R abzugleichen, wird ein Teilchenstrahl auf die Mitte des Plastikzählers ( $a = b$ ) fokussiert. Die sich gegenüberliegenden PM erhalten dadurch gleiche Lichtmengen. Nun muß die Verstärkung der beiden PM bei L und R auf gleiche Amplitude der Ausgangssignale eingestellt werden.

Bei hohen Energien wird der dünne Plastik nur einen Energieverlust  $\Delta E$  bewirken. Der dicke Plastik absorbiert die Restenergie  $E$ . Da die Energien  $E$  und  $\Delta E$  aus Abb. 2 und die dazu gehörenden Lichtausbeuten aus Abb. 10 bestimmt werden, können bei genügend hoher Einschußenergie die vorderen und hinteren PM abgeglichen werden.

Der Abgleich PM 1 und PM 2 wurde mit elastisch gestreuten Alpha-Teilchen von 90 MeV durchgeführt. Diese Teilchen werden im dünnen Plastik gestoppt.

Die Meßergebnisse sind in Tabelle III und Fig. 9 aufgeführt.

Für den Abgleich aller vier PM wurden 172,5 MeV Alpha-Teilchen verwendet, die nach Abb. 4 86% Energie im dünnen und die restliche Energie im dicken Plastik verlieren.

Abb. 9 zeigt die ortsabhängige Lichtmessung mit vier PM an beiden Plastikblöcken. Die Kurven entsprechen der Lichtausbeute der einzelnen PM. Hieraus läßt sich die Lichtabsorption im Plastik ablesen. Da der Abgleich der PM dazu führen soll, daß bei einem Teilchenstrahl auf der Mitte des Belegungsgebietes von den gegenüberliegenden PM gleichstarke Signale abgegeben werden, muß der Schnittpunkt der Geraden ebenfalls in der Mitte, also bei 20 cm, liegen.

In Abb. 9 sind die Ergebnisse der Messung dargestellt.

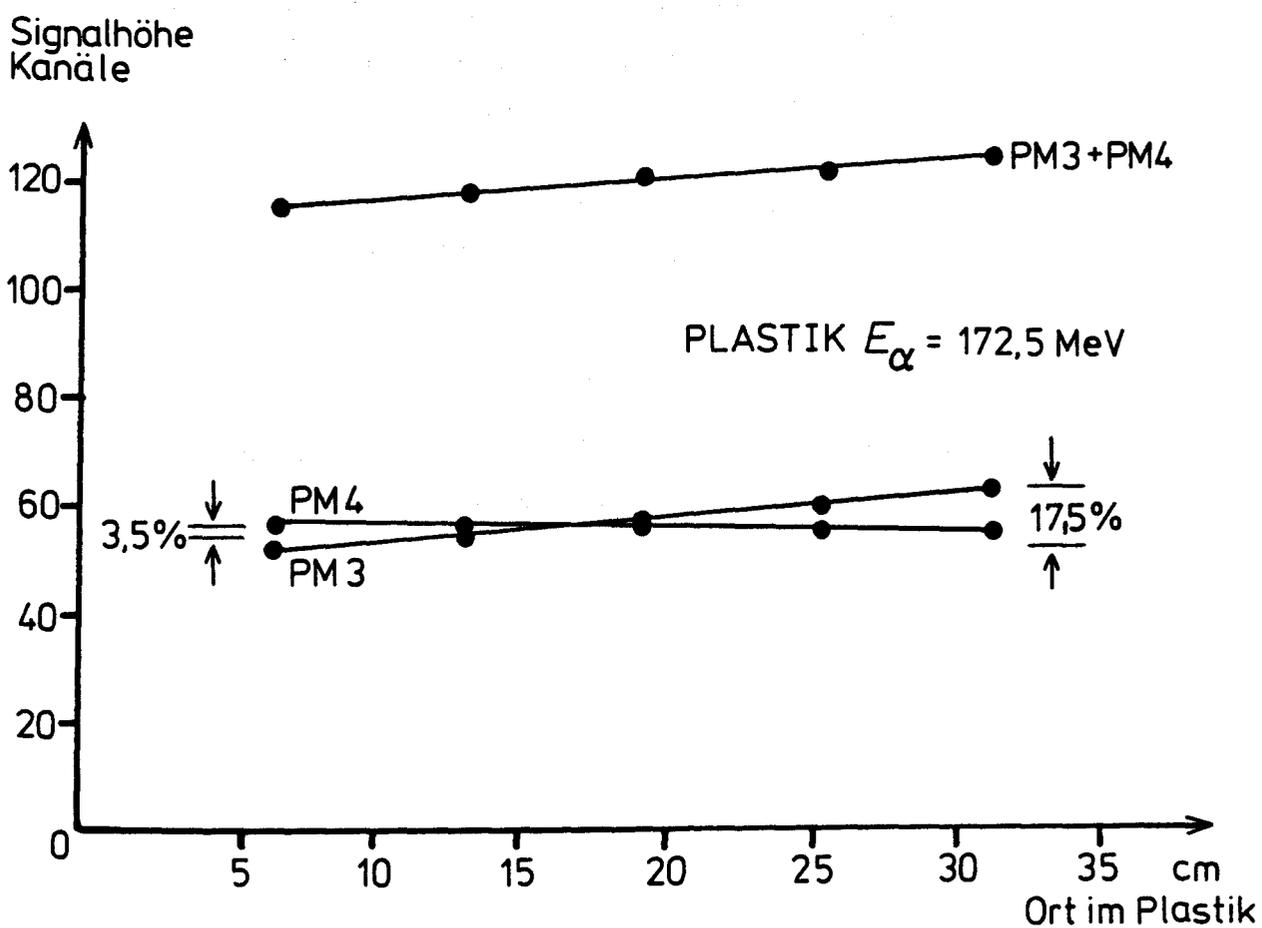
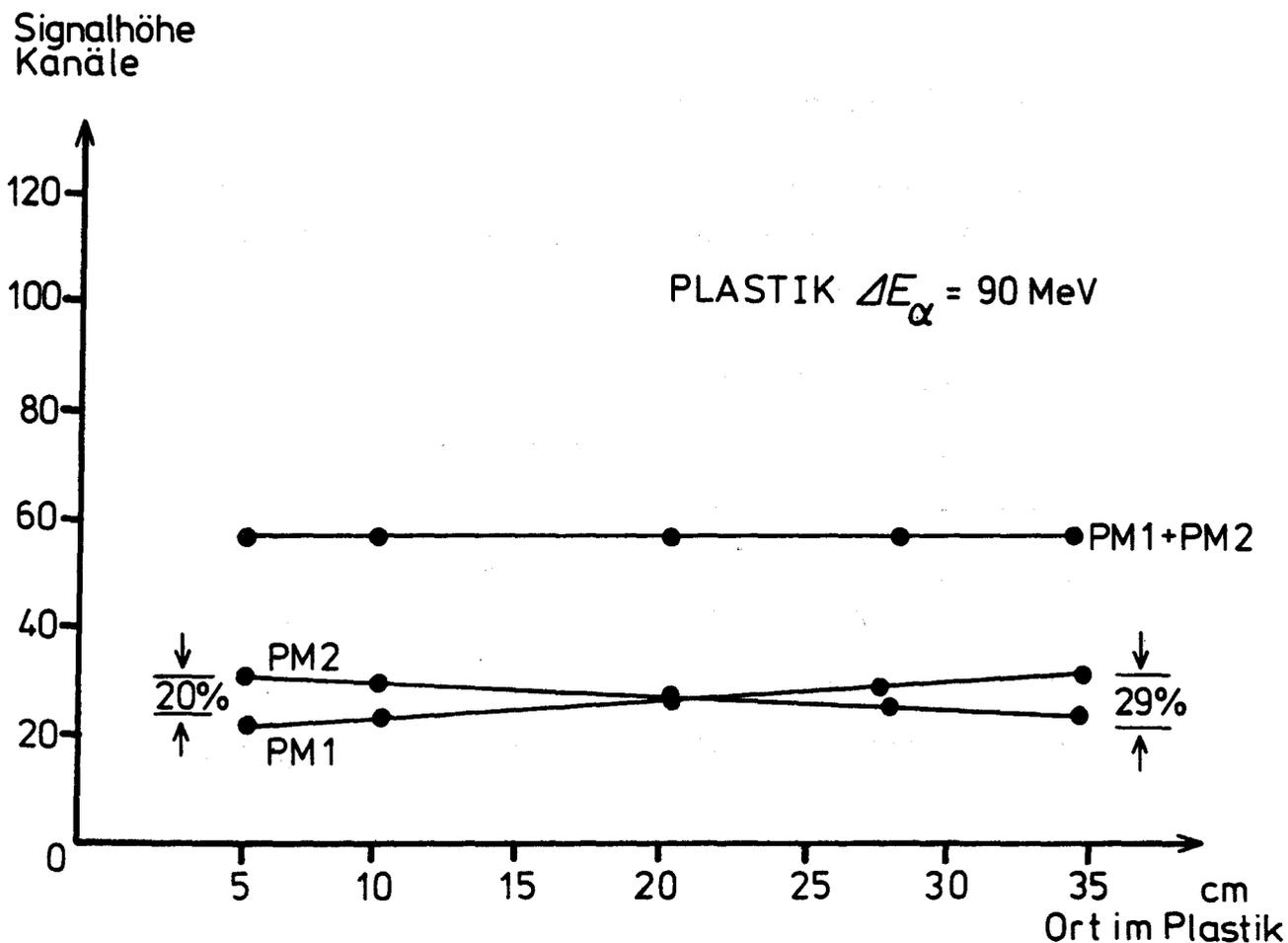


Abb. 9: Signalhöhe im Plastik in Abhängigkeit vom Einschußort im Plastik

#### 6.4 Prozentuale Lichtausbeute

Prozentuale Lichtausbeute an den einzelnen PM über dem gesamten Belegungsbereich (30 cm) bei bekanntem Ort:

Tab. III: Lichtausbeuten

	A	E		Absorption ges.
PM 1	80%	100%	kl. B $\lambda$	20%
PM 2	100%	71%	gr. B $\lambda$	29%
PM 3	82,5%	100%	kl. B $\lambda$	17,5%
PM 4	100%	96,5%	gr. B $\lambda$	3,5%

Laut Hersteller beträgt die maximale Absorptionslänge  $l$  ( $1/e$ ) = 400 cm, bei der die Lichtmenge auf einen Bruchteil von  $1/e$  abgefallen ist.

Die Lichtausbeute  $L$  [%] berechnet sich bei Annahme eines experimentellen Abfalls aus:

$$L = 100 \cdot e^{-\frac{x}{l}}$$

$l$  = Absorptionslänge

Bei einer Länge von 30 cm kann eine maximale Lichtausbeute von 92,77% erreicht werden (Abb. 10).

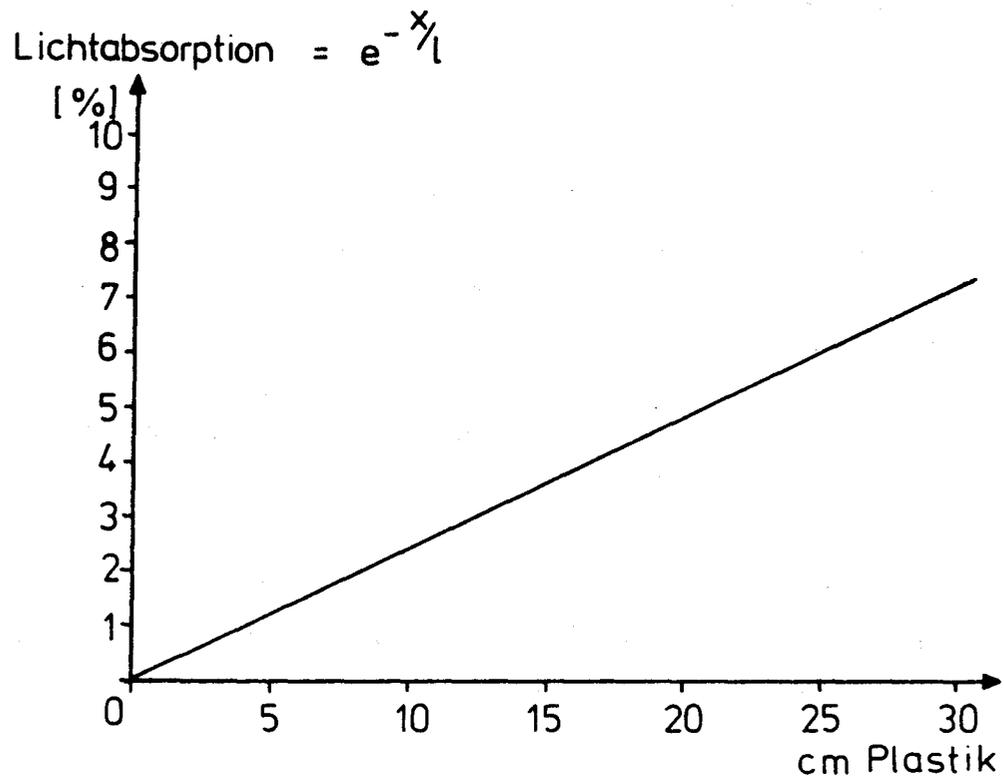


Abb. 10: Gerechnete Lichtabsorption als Funktion vom Ort im Plastik mit  $l$  = Absorptionslänge ( $1/e$ ) = 400 cm (für Ne 110 nach Angabe des Herstellers)

Wie aus Abb. 8 hervorgeht, wird die Anzahl der am Target emittierten Teilchen in der MWPC zum erstenmal gemessen. Plastik  $\Delta E$  ermöglicht die zweite und Plastik E, je nach Einschubenergie, die dritte Messung.

Der Vergleich der in der MWPC und in den Plastiks gemessenen Teilchen läßt eine Aussage über die Ansprechwahrscheinlichkeit der beiden Szintillatoren zu. Hierbei ist ein Teilchenverlust zu berücksichtigen, der durch Streuung am Gas und an den Drähten der Proportionalkammer hervorgerufen wird.

Folgende Tabelle gibt Aufschluß über die Ansprechwahrscheinlichkeit A für  $\Delta E$  bei  $E_\alpha = 90$  MeV und E bei  $E_\alpha = 172,5$  MeV.

Position MWPC	$\frac{\text{Zählrate kl. B}}{\text{Zählr. MWPC}}$	$\frac{\text{Zählrate gr. B}}{\text{Zählr. MWPC}}$	$\frac{\text{Zählr. Summe}}{\text{Zählr. MWPC}}$
299	0,988	0,9998	0,975
548	0,989	0,996	0,970
1089	1,004	0,997	0,961
1500	0,995	0,992	0,964
1852	1,008	0,996	0,979

Mittelwert  $\overline{A(\Delta E)}$  0,997±0,004      0,996±0,001      0,970±0,003

Position MWPC	$\frac{\text{Zählrate kl. B}}{\text{Zählr. MWPC}}$	$\frac{\text{Zählrate gr. B}}{\text{Zählr. MWPC}}$	$\frac{\text{Zählr. Summe}}{\text{Zählr. MWPC}}$
340	0,925	0,932	0,862
691	0,932	0,933	0,870
1011	0,951	0,931	0,875
1346	0,943	0,931	0,908
1658	0,935	0,923	0,900

Mittelwert  $\overline{A(E)}$  0,937±0,005      0,930±0,002      0,883±0,009

Die Mittelwerte der Ansprechwahrscheinlichkeit A für die Summensignale betragen:

$$\overline{A(\Delta E)} = 0,970 \pm 0,003 \text{ für } E_{\alpha} = 90 \text{ MeV}$$

$$\overline{A(E)} = 0,883 \pm 0,009 \text{ für } E_{\alpha} = 172,5 \text{ MeV}$$

7. Anhang

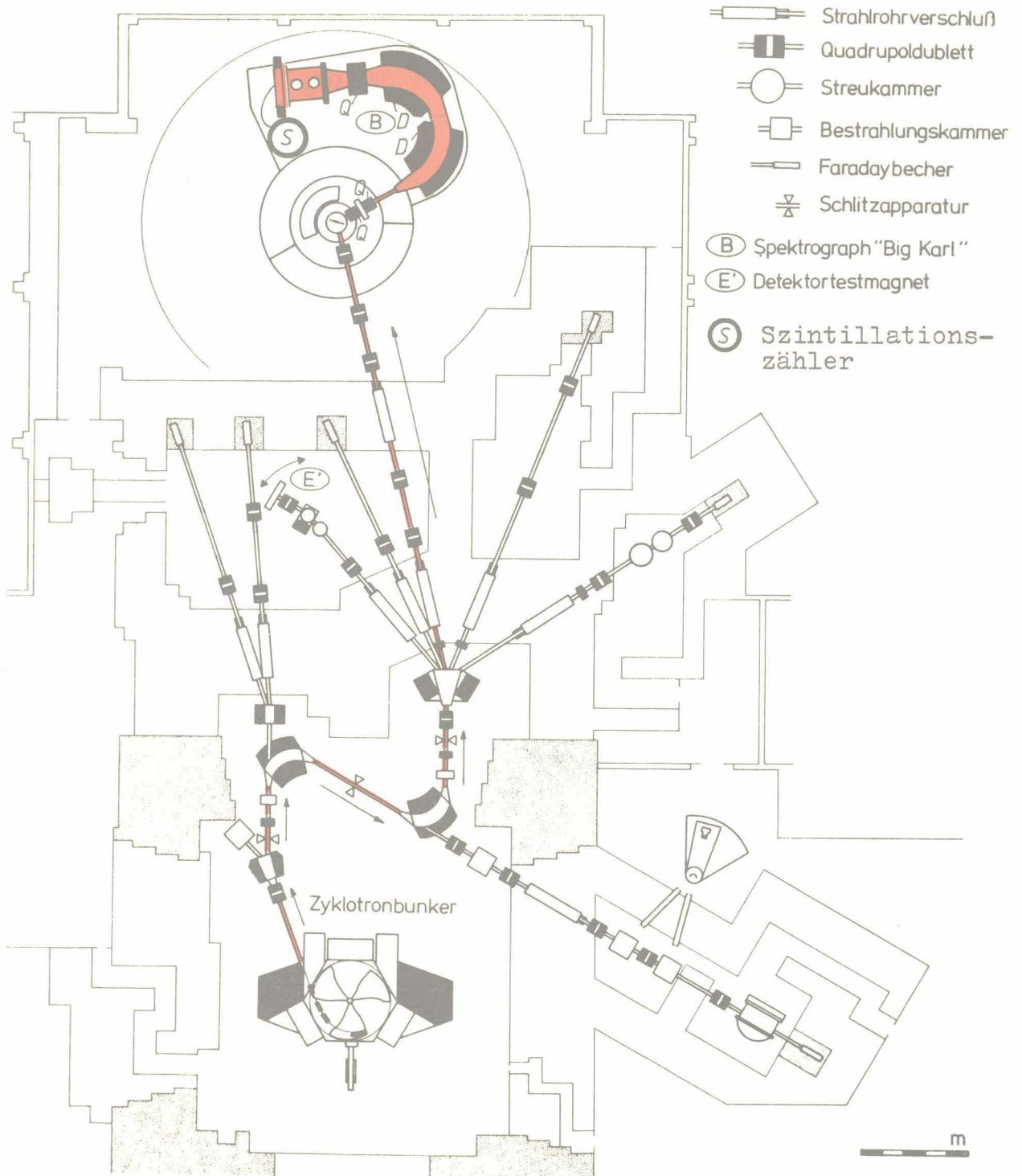


Abb. 11: Gesamter Strahlengang von Zyklotron bis Szintillationszähler

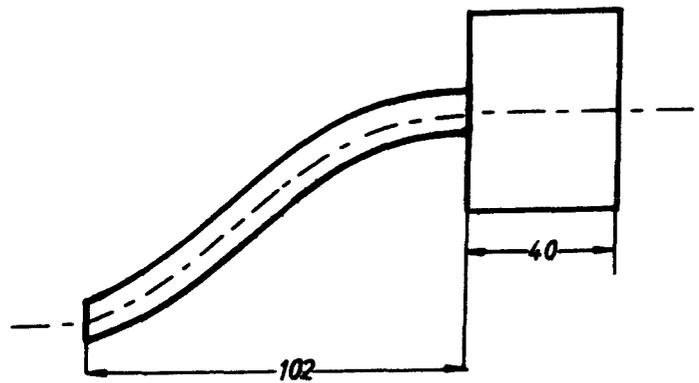
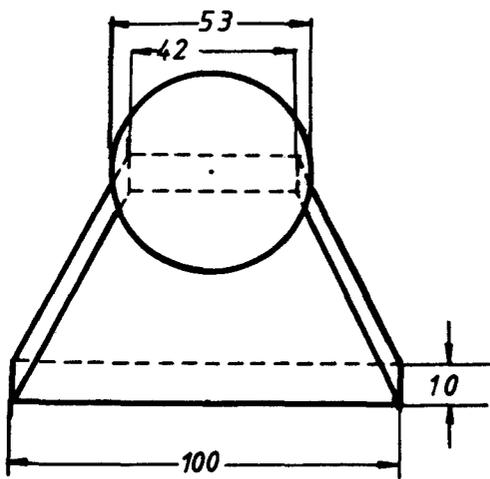
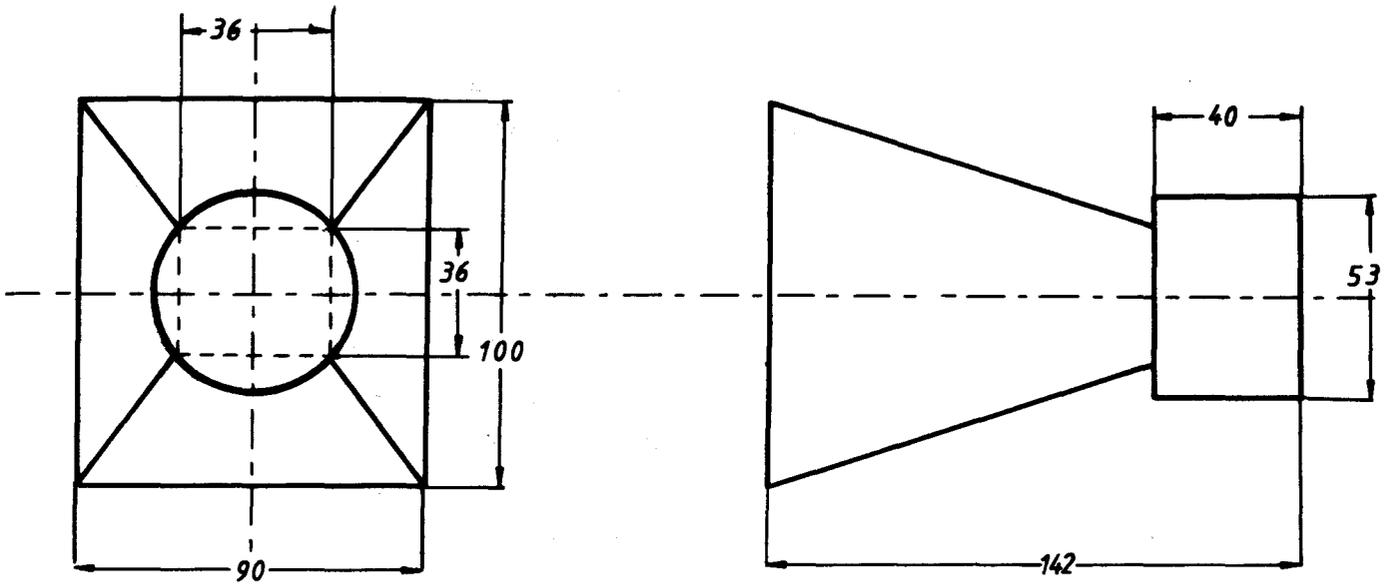


Abb. 12: Die Lichtleiter (Maße in mm)

Hersteller und Modellnummern der Module der  
Szintillationszählerelektronik

HSP	—————	Elscint Model AV-N-1A
HSP	—————	Elscint Model AV-N-1A
HSP	—————	Knott NSHV-3BN649
HSP	—————	Knott NSHV-3BN649
CFTD	—————	Canberra 1326 D
HV	—————	Ortec 440 A
ADD	—————	Ortec 433 A
LG	—————	Ortec 420 A
GDG	—————	Ortec 416 A
F. Coin.	—————	Ortec 418 A

## 8. Literaturverzeichnis

- [1] Sonderdruck aus dem Jahresbericht 1978/79  
der KFA Jülich GmbH "Big Karl - ein hoch-  
auflösender Magnetspektrograph"
- [2] Lichtausbeute/Energie  
Goading and Pugh, Nucl. Instr. & Methods 7,  
189 - 192 (1960) and 11, 365 (1961)
- [3] Emissionsspektrum  
a) J.B. Birks & R.W. Pringle, "Organic  
Scintillators with Improvement Timing  
Characteristics "Proc. Ray. Soc. Edin-  
burgh (A), 70, Paper 22, 233 - 244 (1972  
b) P.R. Lyous and S. Stevens, Nucl. Instr.  
& Meth., 114, 313 - 320 (1974)  
c) J.T. d'Alessio et al, Nucl. Instr. &  
Meth., 97, 235 - 244 (1971)
- [4] Tabelle physikalischer Konstanten wie [3]
- [5] Reichweite in NE 110  
D.R. Nicoll and M.J.C. Ewer, Organic Scin-  
tillators and Liquid Scintillators Counting,  
278 - 288 Eds. D.L. Harracks and C.T. Peng  
(Academic Press 1971)