

P I T H A - 73 (1974)

Präzisionsmessung der relativen  
Zerfallsrate des langlebigen  
neutralen K-Mesons in zwei neu-  
trale bzw. geladene Pionen

Ernst Radermacher

III. Physikalisches Institut  
Technische Hochschule Aachen

III. Physikalisches Institut (Prof. Dr. H. Faissner)  
an der Rhein.-Westf. Technischen Hochschule Aachen  
Februar 1974

Präzisionsmessung der relativen Zerfallsrate des langlebigen  
neutralen K-Mesons in zwei neutrale bzw. geladene Pionen

Von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen zur  
Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Natur-  
wissenschaften genehmigte Dissertation.

Vorgelegt von

Diplom-Physiker Ernst Radermacher

aus Plauen

Referent: Prof. Dr. H. Faissner  
Korreferent: Prof. Dr. R. Rodenberg  
Tag der mündlichen Prüfung: 5.2.1974

## Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
Zusammenfassung	
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	6
2.1 Das neutrale K-System	6
2.2 Die CP-Verletzung	8
2.3 Modelle zur CP-Verletzung	17
2.4 T- und CPT-Verletzung	20
2.5 Regeneration und Interferenz	25
3. Experimenteller Aufbau	29
3.1 Der neutrale Strahl	29
3.2 Das Zerfallsvolumen und die Regeneratoren	30
3.3 Die Drahtfunkenkammern und die Bleikonverter- folien	31
3.3.1 Die Drahtfunkenkammern	33
3.3.2 Das Hochspannungssystem	34
3.3.3 Die Drahtfunkenkammerauslese	37
3.4 Der Bleiglasčerenkovzähler	38
3.4.1 Wahl eines total absorbierenden Detektors	38
3.4.2 Der Photomultiplier	40
3.4.3 Die Oberfläche der Bleiglasblöcke	42
3.4.4 Der Lichtkontakt zwischen Bleiglasblock und Photomultiplier	42
3.4.5 Der gesamte Bleiglasčerenkovzähler	44
3.4.6 Die elektrische Versorgung	44
3.4.7 Die Energieauflösung und das Verhalten des Gesamtdetektors	46
3.4.8 Zeitliche Eichung und Stabilität des Detektors	47
3.5 Auslösende Zähler und Elektronik	48

	<u>Seite</u>
4. Rekonstruktion der Ereignisse	52
4.1 Auswahl der Ereignisse im Bleiglaszähler	52
4.2 Die geometrische Rekonstruktion der Schauer- spuren	53
5. Auswahl der rekonstruierten Ereignisse	56
5.1 Energiebestimmung von Schauern	56
5.2 Winkelbestimmung von Schauern	57
5.3 Zuordnung von Bleiglaszellen zu den in den Funkenkammern konvertierten Schauern	61
6. Kinematische Analyse der Ereignisse	67
6.1 Der $\pi^0$ -Fit	67
6.2 Die kennzeichnenden Größen eines Ereignisses	74
6.3 Der $K_{S,L}^0 \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfall	74
6.3.1 Auswahl der Ereignisse	74
6.3.2 Der Untergrund im freien Zerfall	76
6.3.3 Zufallseignisse und Strahlwechsel- wirkungen	80
6.4 Auswahl der Ereignisse im $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ -Zerfall	83
7. Prinzip der Messungen	85
7.1 Die Bestimmung von $ \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} $	85
7.2 Die Bestimmung von $\Phi_{00} - \Phi_{\rho}$	93
7.3 Zusätzliche Bestimmung von $(\Phi_{00} - \Phi_{\rho})$	96
8. Resultate	98
8.1 Die Bestimmung von $ \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} $	98
8.1.1 Die Ereignisse	98
8.1.2 Die Gewichte und ihre Fehler	98
8.1.3 Die Diffraktionskorrekturen	100
8.1.4 Ergebnis und Fehler	101

	<u>Seite</u>
8.2 Die Bestimmung von $(\Phi_{oo} - \Phi_{\rho})$	104
8.2.1 Die Ereignisse	104
8.2.2 Die Verschmierung für kleine Lebensdauern	105
8.2.3 Die Diffraktionskorrektur	106
8.2.4 Ergebnis und Fehler	108
8.3 Die zusätzliche Bestimmung von $(\Phi_{oo} - \Phi_{\rho})$	109
8.3.1 Die Ereignisse	109
8.3.2 Die Nachweiswahrscheinlichkeit	111
8.3.3 Die Verschmierung für kleine Lebensdauern	115
8.3.4 Die Diffraktionskorrektur	116
8.3.5 Die Korrelation der Nachweiswahrscheinlichkeiten	116
8.3.6 Ergebnis und Fehler	119
8.4 Gesamtergebnis von $(\Phi_{oo} - \Phi_{\rho})$ und der Wert von $(\Phi_{oo} - \Phi_{+-})$	121
8.5 Die Bestimmung von $\eta_{ooo}$	122
9. Diskussion der Ergebnisse	124
9.1 Vergleich mit anderen Messungen	124
9.2 Grenzen für $\epsilon'/\epsilon$	125
9.3 Grenzen für T- und CPT-Verletzung	127
10. Appendices	130
Anhang A Linearitätstest, Bestimmung der Myonlinie im Bleiglaszähler und Lichtdiodentest	130
Anhang B Die Gültigkeit der Funktion $g(z_i)$	133
Anhang C Die Gültigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für die Messung von $ \frac{\eta_{oo}}{\eta_{+-}} $ und die zusätzliche Bestimmung von $(\Phi_{oo} - \Phi_{\rho})$	136
11. Literaturverzeichnis	140
12. Legenden zu den Abbildungen	148
13. Abbildungen	

## Zusammenfassung

In einem neutralen Strahl des CERN-Protonensynchrotrons ist mit Hilfe von Drahtfunkenkammern und einem Bleiglasčerenkovzähler der CP-verletzende Zerfall des langlebigen  $K_L^0$  in zwei neutrale Pionen untersucht worden. Der Detektor war so ausgelegt, daß die Richtungen und Energien aller 4  $\gamma$ 's aus dem Zerfall  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  genau bestimmt werden konnten. Das Experiment benutzte eine verbesserte Technik zur Registrierung dieses Zerfalles, nämlich die direkte Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit aus den  $2\pi^0$ -Zerfällen der regenerierten kurzlebigen  $K_S^0$  und einen verläßlichen Monitor aus  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ -Zerfällen.

Gemessen wurde das Verhältnis zwischen den Verzweigungsverhältnissen  $|\eta_{00}| = |A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)/A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)|$  und  $|\eta_{+-}| = |A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)/A(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)|$ . Das Resultat lautete

$$\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right| = 1.00 \pm 0.06$$

Gleichzeitig beobachtet wurde die Interferenz zwischen den  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ - und den  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ -Zerfällen hinter einem Kupferregenerator. Kombiniert man dieses Resultat mit einem Resultat aus einem Interferenzexperiment zwischen  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ - und  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Zerfällen, das im selben Strahl und mit demselben Regeneratormaterial durchgeführt wurde, so läßt sich unabhängig vom Regenerationsmechanismus eine Aussage über die Phase  $(\phi_{00} - \phi_{+-})$  der Größe  $\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|$  machen.

Das Resultat ist

$$\phi_{00} - \phi_{+-} = 7.6^\circ \pm 18^\circ$$

Diese Amplitude und diese Phase sind zu erwarten, wenn eine CP-verletzende Beimischung im experimentell beobachteten langlebigen neutralen K-Meson  $K_L^0$  die Hauptquelle der CP-Verletzung ist. Ist diese Beimischung die einzige Ursache für die CP-Verletzung, so trifft die Hypothese einer neuen, superschwachen Wechselwirkung zu. In diesem Modell gilt  $|\eta_{00}| = |\eta_{+-}|$  und  $\phi_{00} = \phi_{+-}$ , d.h.  $\eta_{00} = \eta_{+-}$  exakt.

Aus den  $3\pi^0$ -Zerfällen hinter dem Regenerator läßt sich eine Grenze für das Verhältnis der CP-verletzenden Zerfallsamplitude  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$  und der CP-erhaltenden Zerfallsamplitude  $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ , definiert als  $\eta_{000}$ , angeben. Das Resultat lautet

$$\eta_{000} = (1.7 \pm 2.5) + i (-2.7 \pm 6.5)$$

## 1. Einleitung

Die neutralen  $K^0$ -Mesonen  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  haben eine definierte Hyperladung  $Y$  ( $Y = \text{Strangeness } S + \text{Baryonenzahl } B$ ). Es gilt nämlich

$$Y(K^0) = + 1 \quad , \quad Y(\bar{K}^0) = - 1 \quad (1.1)$$

Da die schwache Wechselwirkung die Hyperladung nicht erhält, erlaubt sie Übergänge zwischen  $K^0$  und  $\bar{K}^0$ , so daß experimentell nicht  $K^0$  und  $\bar{K}^0$ , sondern das kurzlebige  $K_1^0$ -Meson und das langlebige  $K_2^0$ -Meson als Überlagerungen in  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Zuständen beobachtet werden. Es gilt

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0) \quad (1.2)$$

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0)$$

Diese Zustände haben ein bestimmtes Verhalten unter der Operation  $CP$  ( $C = \text{Ladungskonjugation}$ ,  $P = \text{Raumspiegelung}$ ):

$$CP|K_1^0\rangle = + |K_1^0\rangle \quad (1.3)$$

$$CP|K_2^0\rangle = - |K_2^0\rangle$$

$K_1^0$  und  $K_2^0$  sind daher Eigenzustände des Operators  $CP$ . Ist beim  $K$ -Zerfall  $CP$  erhalten, dann kann das  $K_1^0$  nur in zwei Pionen zerfallen, das  $K_2^0$  nur in drei.

Im Jahre 1964 jedoch entdeckten Christenson, Cronin, Fitch und Turlay<sup>1</sup> die  $CP$ -Verletzung in der schwachen Wechselwirkung, und zwar durch den Nachweis des Zerfalls des langlebigen neutralen  $K$ -Mesons ( $K_L^0$ )\* in zwei geladene Pionen  $\pi^+\pi^-$ .

---

\*) Nach der Entdeckung der  $CP$ -Verletzung und ihrer phänomenologischen Beschreibung wurde das langlebige Kaon als  $K_L^0$  bezeichnet und das kurzlebige als  $K_S^0$ . Der Zusammenhang zwischen  $K_2^0$  und  $K_L^0$  sowie  $K_1^0$  und  $K_S^0$  wird in Abschnitt 2 gegeben.



Seitdem sind große Anstrengungen gemacht worden, diese Verletzung experimentell genau zu vermessen und theoretisch zu begründen.

Die Existenz des Zerfalls  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  kann heute nur dadurch erklärt werden, daß die Naturgesetze unter der CP-Symmetrie nicht invariant sind. Diese Verletzung von CP bedeutet einen objektiven Unterschied zwischen Materie und Antimaterie, und, mit Hilfe der paritätsverletzenden Effekte der schwachen Wechselwirkung, auch von Links und Rechts. Die Bedeutung dieser Symmetrieverletzung wird durch ihren Zusammenhang mit der Zeitumkehr T erhöht. Durch diese Operation werden Impuls und Spin jedes Teilchens umgekehrt und Anfangs- und Endzustand vertauscht. Nach einem allgemeinen, von Lüders und Pauli<sup>2</sup> bewiesenen Satz, ist jede relativistisch invariante und lokale Quantenfeldtheorie invariant unter der kombinierten Operation CPT. Daher ist mit der CP-Verletzung entweder eine T- oder CPT-Verletzung im  $K^0$ - $\bar{K}^0$ -Komplex verknüpft.

Eine Vielzahl von Modellen wurde vorgeschlagen, um den Zerfall  $K_L^0 \rightarrow 2\pi$  zu erklären. Dabei sind alle Versuche gescheitert, die CP-Invarianz beizubehalten. Unter den Modellen mit CP-Verletzung sind viele schwer nachprüfbar. Auch ist merkwürdig, daß außerhalb des Zerfalls neutraler Kaonen bisher keine Anzeichen einer CP-Verletzung entdeckt wurden. Dies veranlaßte Wolfenstein<sup>3</sup>, die Hypothese einer CP-verletzenden "superschwachen Wechselwirkung" aufzustellen. Seine Theorie sagt voraus, daß die CP-Verletzung durch eine Beimischung im CP-Eigenzustand des Kaons beschrieben wird.

Einer der wichtigsten Parameter der CP-Verletzung im  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -Zerfall ist die relative Amplitude zwischen dem  $\pi^+ \pi^-$ -Zerfall des langlebigen  $K_L^0$  und des kurzlebigen  $K_S^0$ -Mesons. Sie

ist definiert als

$$\eta_{+-} = |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}$$

Der Betrag dieser Amplitude gibt die Stärke CP-verletzender Effekte relativ zum normalen CP-erhaltenden Zerfall an. Ihre Phase  $\phi_{+-}$  ist physikalisch sehr charakteristisch, besonders weil eine Reihe von Modellen eine eindeutige Aussage darüber macht.

Betrag und Phase in  $\eta_{+-}$  sind durch zahlreiche Experimente gemessen worden und gut bekannt<sup>4</sup>:

$$|\eta_{+-}| = (1.96 \pm 0.03) 10^{-3} \quad \phi_{+-} = (43 \pm 3)^\circ$$

1966 wurde zum erstenmal der CP-verletzende Zerfall  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  durch eine Aachen-CERN-Rutherfordlab. Kollaboration<sup>5</sup> beobachtet. Dieser Zerfall ist wegen des direkt erfolgenden  $\pi^0$ -Zerfalls in zwei Gammaquanten und der zur Beobachtung erforderlichen Konversion dieser Gammas äußerst schwierig nachzuweisen und zu vermessen. Die hauptsächliche experimentelle Schwierigkeit ist die Trennung von dem Untergrund aus dem sehr viel häufigeren, CP-erlaubten  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  - Zerfall.

Analog zum  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  - Zerfall definiert man wieder eine relative Amplitude

$$\eta_{00} = |\eta_{00}| e^{i\phi_{00}} = \frac{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}$$

Bis 1970 lagen die Werte von  $|\eta_{00}|$  weit auseinander<sup>5-11</sup>. Die Phase  $\phi_{00}$  war noch nie gemessen worden. Zur Prüfung der Modelle, die die CP-Verletzung erklären wollen, ist es also notwendig, den Wert von  $|\eta_{00}|$  und  $\phi_{00}$  genauer zu kennen.

Es wurden daher große Anstrengungen unternommen, durch experimentelle Verbesserungen der Apparatur eine genauere Messung dieser Werte zu erhalten.

Eine exakte Bestimmung des Verhältnisses  $\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|$  wurde von einer Aachen-CERN-Turin Kollaboration unter Leitung von Herrn Prof. Dr. Carlo Rubbia am CERN in den Jahren 1969 bis 1971 durchgeführt. Die Mitarbeiter dieser Gruppe waren P. Darriulat, J. Deutsch, A. Fainberg, C. Grosso-Pilcher, M. Hansroul, M. Holder, S. Orito, J. Pilcher, M. Scire, A. Staude, P. Strolin, K. Tittel und der Autor. Mit einer exakten Bestimmung der Richtung der konvertierten Gammaquanten mittels Drahtfunkenkammern und einer genauen Energiemessung der  $\gamma$ 's in Bleiglasčerenkovzählern wurden die experimentellen Schwierigkeiten überwunden. Das Resultat war

$$\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right| = 1.00 \pm 0.06$$

Es wurde mittlerweile von Cronin et al.<sup>12</sup> bestätigt.

Dieses Resultat ist in guter Übereinstimmung mit der Voraussage  $|\eta_{00}| = |\eta_{+-}|$ , die von einer Reihe von Modellen gemacht wird, vor allem von der superschwachen Wechselwirkung. Das Resultat  $\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|$  ist in Physics Letters 40B, 141 (1972) veröffentlicht worden.

Aus den mit dem Regenerator gewonnenen Daten und einer zusätzlichen Messung konnte eine Bestimmung der Phasendifferenz

$(\phi_{00} - \phi_{+-})$  gemacht werden. Das Resultat

$$\phi_{00} - \phi_{+-} = 7.6^{\circ} \pm 18^{\circ}$$

ist mit  $\phi_{00} = \phi_{+-}$  verträglich und erfüllt somit wieder die Voraussage des Modells der superschwachen Wechselwirkung. Der Wert wurde in *Physics Letters* 43B, 529 (1973) veröffentlicht.

Kombiniert man das Resultat von  $\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|$  mit  $(\phi_{00} - \phi_{+-})$ , so kann man beweisen, daß die CP-Verletzung nur durch Beimischung von  $K_1^0$  im  $K_L^0$ -Zustand hervorgerufen wird. Daher kann man ausschließen, daß die CP-Verletzung im Zerfallsakt des  $K_2^0$  selbst stattfindet.

In der vorliegenden Arbeit folgt nach einer theoretischen Einführung (Abschnitt 2) eine ausführliche Beschreibung des Detektors (Abschnitt 3). Der Detektor besteht aus einem Drahtfunkenkammerspektrometer für die Bestimmung der  $\gamma$ -Richtung und einem BleiglasČerenkovzähler zur Bestimmung der  $\gamma$ -Energie. Über diesen neuartigen Čerenkovzähler hat die Arbeitsgruppe eine Veröffentlichung in *Nucl. Instr. and Methods* 108, 541 (1973) publiziert. In Abschnitt 4 und 5 wird die Rekonstruktion der Ereignisse und die Auswahl der rekonstruierten Ereignisse behandelt. Nach der kinematischen Analyse der ausgesonderten Ereignisse (Abschnitt 6) wird in Abschnitt 7 eine Beschreibung des Prinzips der Messung von  $\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|$  und von  $(\phi_{00} - \phi_{\rho})$  gegeben. In Abschnitt 8 werden das Resultat für  $\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|$  und die beiden Resultate für  $(\phi_{00} - \phi_{\rho})$  ausführlich abgeleitet. Ein erster Wert von  $\eta_{000}$  wird ebenfalls angegeben. In der Diskussion der Ergebnisse im Abschnitt 9 werden diese Resultate mit früheren Messungen verglichen; eine Grenze für die CP-Verletzung im Zerfallsakt wird angegeben und schließlich wird die Frage der T- und CPT-Verletzung im  $K^0$ -System behandelt.

## 2. Theoretische Grundlagen

### 2.1 Das neutrale K-System

Neutrale Kaonen werden in der starken Wechselwirkung als Eigenzustände der Hyperladung  $Y$  erzeugt:

$$Y(K^0) = + 1 \quad \text{und} \quad Y(\bar{K}^0) = - 1 \quad (2.1.1)$$

Das  $\bar{K}^0$ -Meson unterscheidet sich vom  $K^0$ -Meson durch das Vorzeichen der beiden nichtverschwindenden additiven Quantenzahlen: der Hyperladung  $Y (= S + B)^*$  und der dritten Komponente des Isospins  $I_3$ . Das  $\bar{K}^0$  ist also das Antiteilchen zum  $K^0$ . Man könnte definieren  $|\bar{K}^0\rangle = C|K^0\rangle$ , wobei  $C$  der Operator der Ladungskonjugation ist. Man wählt aber zweckmäßig

$$CP|K^0\rangle = |K^0\rangle$$

und entsprechend

$$CP|\bar{K}^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad (2.1.2)$$

kombiniert also  $C$  mit dem Operator der Raumspiegelung  $P$ . Das läuft auf die Festlegung der Phase zwischen  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  hinaus, die wegen der Invarianz der starken Wechselwirkung unter Eichtransformationen  $\exp(iS\Phi)$  frei wählbar ist.

Da in der schwachen Wechselwirkung die Hyperladung  $Y$  nicht erhalten wird, können sowohl  $K^0$  als auch  $\bar{K}^0$  in zwei oder drei Pionen zerfallen. Wegen dieser gemeinsamen Endzustände gehen die  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  auch virtuell ineinander über. Ein ursprünglich reiner Anfangszustand ist daher bald nach seiner Erzeugung eine Superposition beider Zustände. Da  $CP$  in der schwachen Wechsel-

---

\*) Da für Mesonen die Baryonenladung  $B$  verschwindet, gilt hier  $S = Y$ .

wirkung erhalten ist, liegt es nahe, Eigenzustände von CP zu betrachten. Die CP-Eigenwerte für die  $2\pi$ - und  $3\pi$ -Zustände können in einfacher Weise bestimmt werden. Es folgt, daß der  $2\pi$ -Zustand und der einfachste  $3\pi$ -Zustand (ein Pion relativ zum  $2\pi$ -System in einem S-Zustand) entgegengesetzte Parität haben:

$$\begin{aligned} \text{CP}|2\pi\rangle &= + |2\pi\rangle \\ \text{CP}|3\pi, \ell=0\rangle &= - |3\pi, \ell=0\rangle \end{aligned} \tag{2.1.3}$$

Ist die CP-Invarianz in den pionischen Zerfällen des neutralen K-Mesons erhalten, so erhält man verschiedene Kombinationen von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$ , die in diese Kanäle zerfallen. Die neutralen Kaonenzustände mit definierter CP-Parität sind

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad \text{mit CP} = + 1 \\ |K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad \text{mit CP} = - 1 \end{aligned} \tag{2.1.4}$$

Da CP in der schwachen Wechselwirkung erhalten ist, kann nur das  $K_1^0$  in zwei Pionen, das  $K_2^0$  dagegen nur in drei Pionen zerfallen. Leptonische Zerfälle sind für beide Zustände möglich. Da für den Zerfall in zwei Pionen ein wesentlich größerer Phasenraum als für den Zerfall in drei Pionen zur Verfügung steht, haben die Zustände  $K_1^0$  und  $K_2^0$  verschiedene Lebensdauern<sup>13</sup>, und zwar

$$\begin{aligned} \tau(K_1^0) &= \tau_S = 0.862 \times 10^{-10} \text{ sec}^4 \\ \tau(K_2^0) &= \tau_L = 5.172 \times 10^{-8} \text{ sec}^4 \end{aligned} \tag{2.1.5}$$

$$\tau_L / \tau_S \approx 600$$

Die  $K_1^0$ - und  $K_2^0$ -Mesonen zerfallen jedoch nicht nur in verschiedene Endzustände, sondern sie können auch virtuelle Übergänge zu diesen Zuständen machen (s. Abb. 1).

Diese virtuellen Übergänge tragen zur Selbstenergie bei und bestimmen damit die Massen der  $K_1^0$ - und  $K_2^0$ -Mesonen. Es ist daher möglich, daß  $K_1^0$  und  $K_2^0$  verschiedene Massen haben. In der Tat findet man experimentell eine Massendifferenz<sup>14,15,16</sup>

$$\Delta m = m(K_2^0) - m(K_1^0) \approx \frac{1}{2} \Gamma(K_1^0) = \frac{1}{2\tau(K_1^0)} \quad (2.1.6)$$
$$\Delta m = (0.5402 \pm 0.0035) 10^{10} \text{ sec}^{-1}$$

wobei  $h = c = 1$  gesetzt wurde.

## 2.2 Die CP-Verletzung

Christenson, Cronin, Fitch und Turlay<sup>1</sup> fanden jedoch den Zerfall des langlebigen, neutralen Kaons in zwei Pionen,  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , wenn auch mit einer kleinen Rate von  $2 \cdot 10^{-3}$  relativ zu allen geladenen Zerfällen des  $K_2^0$ . Die einfachste Erklärung dafür ist, daß die CP-Symmetrie in der schwachen Wechselwirkung verletzt ist. Die beobachteten Zustände, das langlebige und das kurzlebige neutrale Kaon, sind also keine CP-Eigenzustände mehr. Was beobachtet man denn?

Um dies zu erkennen, muß man die zeitliche Entwicklung der  $K^0$ - und  $\bar{K}^0$ -Wellenfunktion einführen. Diese lautet in der Weisskopf-Wigner-Approximation<sup>17,18</sup> in Matrixform

$$i \frac{d}{d\tau} \begin{pmatrix} K^0(\tau) \\ \bar{K}^0(\tau) \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} K^0(\tau) \\ \bar{K}^0(\tau) \end{pmatrix} = \left( \mathcal{M} - \frac{i}{2} \mathcal{T} \right) \begin{pmatrix} K^0(\tau) \\ \bar{K}^0(\tau) \end{pmatrix} \quad (2.2.1)$$

wo  $\tau$  die im Ruhesystem des Kaons gemessene Eigenzeit ist.  $\mathcal{M}$  wird Massenmatrix und  $\mathcal{T}$  Zerfallsmatrix genannt. Die komplexe 2x2 Matrix  $\mathcal{H}$  läßt sich im zweidimensionalen Hilbertraum darstellen als

$$\mathcal{H} = M_0 \mathbb{1} + M_x \sigma_x + M_y \sigma_y + M_z \sigma_z = \begin{pmatrix} M_0 + M_z & M_x - iM_y \\ M_x + iM_y & M_0 - M_z \end{pmatrix} \quad (2.2.2)$$

Dabei sind  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  und  $\sigma_z$  die bekannten Pauli-Matrizen und  $M_0$ ,  $M_x$ ,  $M_y$  und  $M_z$  sind komplexe Koeffizienten. In der  $K^0 - \bar{K}^0$  Basis (Gl. 2.2.1) haben diese Koeffizienten eine einfache Bedeutung<sup>19,20,21</sup>, worüber Tabelle I Aufschluß gibt:

Tab. I

Erhaltung von	Reziprozitätsbedingung	Bedingung
CPT	$\mathcal{H}_{11} = \mathcal{H}_{22}$	$M_z = 0$
T	$\mathcal{H}_{12} = \mathcal{H}_{21}$	$M_y = 0$
CP	$\mathcal{H}_{11} = \mathcal{H}_{22}, \mathcal{H}_{12} = \mathcal{H}_{21}$	$M_y = M_z = 0$

Die Entdeckung der CP-Verletzung impliziert daher  $M_y \neq 0$  und/oder  $M_z \neq 0$  je nachdem, ob gleichzeitig T- und/oder eine CPT-Verletzung vorliegt.

Ersetzt man in der Schrödingergleichung (Gl. 2.2.1)  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  durch die Linearkombinationen  $K_1^0$  und  $K_2^0$ , so nimmt die



Hamiltonmatrix die Gestalt an

$$\begin{pmatrix} M_0 + M_x & M_z + iM_y \\ M_z - iM_y & M_0 - M_x \end{pmatrix} \quad (2.2.3)$$

Aus den experimentell bekannten Massen und Lebensdauern von kurz- und langlebigem  $K^0$  erhält man im Falle exakter CP-Symmetrie ( $M_y = M_z = 0$ )

$$\begin{aligned} M_0 + M_x &= m_S - \frac{i}{2} \Gamma_S \\ M_0 - M_x &= m_L - \frac{i}{2} \Gamma_L \end{aligned} \quad (2.2.4)$$

Hierbei ist  $m_S$  bzw.  $m_L$  die Masse des kurzlebigen bzw. langlebigen Kaons und  $\Gamma_S$  bzw.  $\Gamma_L$  ihre Zerfallsbreite:

$$\begin{aligned} \frac{m_S + m_L}{2} &= 497.79 \text{ MeV} \\ \Gamma_S &= 7.64 \cdot 10^{-12} \text{ MeV} \\ \Gamma_L &= 1.27 \cdot 10^{-14} \text{ MeV} \end{aligned} \quad (2.2.5)$$

Die beobachtete Kleinheit der CP-verletzenden Effekte heißt dann  $|M_y/M_x|$ ,  $|M_z/M_x| \approx 10^{-3}$ , d.h.

$$|M_y|, |M_z| \ll M_x \quad (2.2.6)$$

Für so kleine Werte von  $M_y$  und  $M_z$  sind die Eigenvektoren zu  $\mathcal{H}$ , die man mit  $K_S^0(\tau)$  und  $K_L^0(\tau)$  bezeichnet, näherungsweise gegeben durch

$$\begin{pmatrix} K_S^0(\tau) \\ K_L^0(\tau) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{iM_y + M_z}{2M_x} \\ \frac{iM_y - M_z}{2M_x} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} K_1^0(\tau) \\ K_2^0(\tau) \end{pmatrix} \quad (2.2.7)$$

Mit der Definition

$$\epsilon_S = \frac{iM_y + M_z}{2M_x} \quad \text{und} \quad \epsilon_L = \frac{iM_y - M_z}{2M_x} \quad (2.2.8)$$

erhält man für die beobachtbaren kurz- und langlebigen neutralen Kaonzustände

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= |K_1^0\rangle + \epsilon_S |K_2^0\rangle \\ |K_L^0\rangle &= |K_2^0\rangle + \epsilon_L |K_1^0\rangle \end{aligned} \quad |\epsilon_S|, |\epsilon_L| \approx 10^{-3} \quad (2.2.9)$$

Diese Zustände unterscheiden sich also von den CP-Eigenzuständen  $K_1^0$  und  $K_2^0$  nur durch eine kleine Beimischung des Zustandes der umgekehrten CP-Parität. Massen und Lebensdauern werden nur in zweiter Ordnung berührt.

Für die weitere phänomenologische Betrachtung nimmt man an, daß die CPT-Symmetrie erhalten ist. Dann ist natürlich die T-Symmetrie verletzt. In diesem Falle ist  $M_z = 0$  und man erhält

$$\epsilon_S = \epsilon_L = \epsilon \quad (2.2.10)$$

Der Beimischungsparameter  $\epsilon$  beschreibt die CP-Verletzung, die in der "Massenmatrix" durch die CP-Verunreinigung des freien neutralen Kaonzustandes auftritt. Den möglichen Werten von  $\epsilon$  werden Grenzen gesetzt durch die "Unitarität", d.h. durch die Erhaltung der Wahrscheinlichkeit in  $K_S^0$  und  $K_L^0$ -Zerfällen. Bell und Steinberger<sup>22</sup> leiteten anschaulich die sogenannte "Unitaritätsrelation" ab:

$$\left[ i(m_L - m_S) + \frac{1}{2} (\Gamma_L + \Gamma_S) \right] \langle K_S^0 | K_L^0 \rangle = \sum_n \langle n | | K_S^0 \rangle^* \langle n | | K_L^0 \rangle \quad (2.2.11)$$

Wegen der CPT-Symmetrie gilt  $\langle K_S^0 | K_L^0 \rangle = \langle K_L^0 | K_S^0 \rangle$ . Aus den Gleichungen (2.2.9) und (2.2.10) erhält man

$$\langle K_S^0 | K_L^0 \rangle = 2 \operatorname{Re} \epsilon \quad (2.2.12)$$

Wegen  $\Gamma_S \gg \Gamma_L$  vereinfacht sich damit Gleichung (2.2.11) zu

$$(2i\Delta m + \Gamma_S) \operatorname{Re} \epsilon = \sum_n \langle n | | K_S^0 \rangle^* \langle n | | K_L^0 \rangle \quad (2.2.13)$$

Jetzt müssen nur noch die einzelnen Beiträge zur Unitaritätsrelation berechnet werden. Der Phasenraum bevorzugt die  $2\pi$ -Zerfälle gegenüber den  $3\pi$ -Zerfällen.

Der Isospin eines Zweipionenzustandes kann nur  $I = 0$  und  $I = 2$  sein. Man hat vier Amplituden, von denen zwei der (unverstandenen, aber gut erfüllten)  $\Delta I = 1/2$  - Regel genügen, zwei nicht:

$$\begin{aligned} \langle 2\pi, I=0 | | K_S^0 \rangle & , & \langle 2\pi, I=0 | | K_L^0 \rangle & ; \\ \langle 2\pi, I=2 | | K_S^0 \rangle & , & \langle 2\pi, I=2 | | K_L^0 \rangle & . \end{aligned} \quad (2.2.14)$$

Beim Dreipionenzustand hat man nur den Isospinzustand  $I = 0$  <sup>21</sup> und daher die zwei Amplituden:

$$\langle 3\pi || K_S^0 \rangle \quad , \quad \langle 3\pi || K_L^0 \rangle \quad (2.2.15)$$

Alle leptonischen Zerfälle faßt man zusammen in den beiden Amplituden <sup>21</sup>:

$$\langle \text{lept. Zerfälle} || K_S^0 \rangle \quad , \quad \langle \text{lept. Zerfälle} || K_L^0 \rangle \quad (2.2.16)$$

Somit lautet die Unitaritätssumme (2.2.13)

$$\begin{aligned} (2i\Delta m + \Gamma_S) \text{Re } \epsilon = & \langle 2\pi, I=0 || K_S^0 \rangle^* \langle 2\pi, I=0 || K_L^0 \rangle + \\ & + \langle 2\pi, I=2 || K_S^0 \rangle^* \langle 2\pi, I=2 || K_L^0 \rangle + \quad (2.2.17) \\ & + \langle 3\pi || K_S^0 \rangle^* \langle 3\pi || K_L^0 \rangle + \\ & + \langle \text{lept. Zerfälle} || K_S^0 \rangle^* \langle \text{lept. Zerfälle} || K_L^0 \rangle \end{aligned}$$

Jetzt müssen nur noch die einzelnen Beiträge berechnet werden.

1.) Im  $2\pi$ -Zerfall hat man die Amplitudenverhältnisse

$$\epsilon_0 = \frac{\langle 2\pi, I=0 || K_L^0 \rangle}{\langle 2\pi, I=0 || K_S^0 \rangle} \quad , \quad \sqrt{2} \epsilon' = \frac{\langle 2\pi, I=2 || K_L^0 \rangle}{\langle 2\pi, I=0 || K_S^0 \rangle} \quad , \quad \sqrt{2}\omega = \frac{\langle 2\pi, I=2 || K_S^0 \rangle}{\langle 2\pi, I=0 || K_S^0 \rangle} \quad (2.2.18)$$

Um die Wechselwirkungen im Endzustand zu berücksichtigen, muß man die Matrixelemente der  $K^0$  bzw.  $\bar{K}^0$  mit einem Phasenfaktor  $\delta_i$  multiplizieren.

Die vollständigen Übergangsamplituden sind dann

$$A_0 = e^{-i\delta_0} \langle 2\pi, I=0 | K^0 \rangle, \quad A_2 = e^{-i\delta_2} \langle 2\pi, I=2 | K^0 \rangle \quad (2.2.19)$$

$$\bar{A}_0 = e^{-i\delta_0} \langle 2\pi, I=0 | \bar{K}^0 \rangle, \quad \bar{A}_2 = e^{-i\delta_2} \langle 2\pi, I=2 | \bar{K}^0 \rangle$$

Hierbei sind  $\delta_0$  und  $\delta_2$  die  $\pi\pi$ -Streuphasen bei einer Energie gleich der  $K^0$ -Ruhemasse.

CPT verlangt

$$A_{0,2}^* = \bar{A}_{0,2} \quad (2.2.20)$$

Führt man nun  $K_S^0$  und  $K_L^0$  anstelle von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  ein, so erhält man für die Gln. (2.2.18)

$$\epsilon_0 = \frac{i\text{Im}A_0 + \epsilon\text{Re}A_0}{\text{Re}A_0 + i\epsilon\text{Im}A_0} \quad \epsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{i\text{Im}A_2 + \epsilon\text{Re}A_2}{\text{Re}A_0 + i\epsilon\text{Im}A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \quad (2.2.21)$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\text{Re}A_2 + i\epsilon\text{Im}A_2}{\text{Re}A_0 + i\epsilon\text{Im}A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}$$

Durch geeignete Wahl der noch freien Phase zwischen  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  kann man, bei CPT-Erhaltung, nach Wu und Yang<sup>23</sup>  $A_0$  reell wählen, d.h.

$$A_0^* = A_0, \quad \text{Im}A_0 = 0 \quad (\text{Wu-Yang-Phasenkonvention}) \quad (2.2.22)$$

Dann vereinfachen sich die Gleichungen (2.2.21) zu

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= \epsilon \\ \epsilon' &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{i\text{Im}A_2 + \text{Re}A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \\ \omega &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\text{Re}A_2 + i\epsilon\text{Im}A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \end{aligned} \quad (2.2.23)$$

Selbst wenn keine explizite CP-Verletzung im  $K^0 \rightarrow 2\pi$  Zerfall vorläge ( $\text{Im } A_2 = 0$ ), so könnte ein  $|\varepsilon'|$ , in der Größenordnung einiger Prozent von  $|\varepsilon|$ , von  $\text{Re } A_2$  herrühren. Normalerweise wird diese Möglichkeit vernachlässigt und die Übergangsamplituden in den  $I = 2$  Zustand werden angegeben, als sei die  $\Delta I = 1/2$  Regel exakt:

$$\varepsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\text{Im } A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \quad (2.2.24)$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\text{Re } A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)}$$

Für die Beiträge zur Unitaritätsrelation aus den  $2\pi$ -Zerfällen lassen sich jetzt folgende Werte bestimmen

$$\langle 2\pi, I=0 || K_S^0 \rangle^* \langle 2\pi, I=0 || K_L^0 \rangle = \Gamma_0 \varepsilon_0$$

$$\langle 2\pi, I=2 || K_S^0 \rangle^* \langle 2\pi, I=2 || K_L^0 \rangle = 2\Gamma_0 \omega \varepsilon' \quad (2.2.25)$$

mit

$$\Gamma_0 = |\langle 2\pi, I=0 || K_S^0 \rangle|^2 \approx \Gamma_S$$

Mit den Definitionen der drei Übergangsamplituden aus den Gleichungen (2.2.23) und (2.2.24) werden die Gln. (2.2.25) nach Vernachlässigung von sehr kleinen Termen

$$\langle 2\pi, I=0 || K_S^0 \rangle^* \langle 2\pi, I=0 || K_L^0 \rangle = \Gamma_0 \varepsilon$$

$$\langle 2\pi, I=2 || K_S^0 \rangle^* \langle 2\pi, I=2 || K_L^0 \rangle = 2i \text{Re } A_2 \text{ Im } A_2 \quad (2.2.26)$$

- 2.) Die  $3\pi$ -Zerfälle und die leptonischen Zerfälle lassen sich in ähnlicher Weise abschätzen. Bei Okun und Rubbia<sup>24</sup> und Faissner<sup>21</sup> wird gezeigt, daß die Beiträge klein und imaginär sind. Man definiert<sup>21</sup>

$$\langle 3\pi || K_S^0 \rangle^* \langle 3\pi || K_L^0 \rangle = -iy\Gamma_{3\pi} \quad (2.2.27)$$

$$\langle \text{lept. Zerfälle} || K_S^0 \rangle^* \langle \text{lept. Zerfälle} || K_L^0 \rangle = -2i\Gamma_L \text{Im}x_\ell$$

Hierbei ist  $x_\ell$  eine relative Übergangsamplitude für Zerfälle, die die  $\Delta S = \Delta Q$  - Regel brechen. Das Auftreten eines Terms  $\text{Im}x_\ell$  kann durch eine T-Verletzung in einer  $\Delta S = -\Delta Q$  Übergangsamplitude hervorgerufen werden.

Somit wird die Unitaritätsrelation

$$(2i\Delta m + \Gamma_S) \text{Re}\epsilon = \Gamma_0 \epsilon + i(2\text{Re}A_2 \text{Im}A_2 - y\Gamma_{3\pi} - 2\Gamma_\ell \text{Im}x_\ell) \quad (2.2.28)$$

Dies ist mit einer Genauigkeit von 11%<sup>21,24</sup>

$$(2i\Delta m + \Gamma_S) \text{Re}\epsilon \approx \Gamma_S \epsilon$$

woraus folgt

$$2i\Delta m \text{Re}\epsilon \approx i\Gamma_S \text{Im}\epsilon$$

Damit kann man die Phase  $\phi_\epsilon$  bestimmen

$$\phi_\epsilon = \text{arc tg} \left( \frac{\text{Im}\epsilon}{\text{Re}\epsilon} \right) = \text{arc tg} \left( \frac{2\Delta m}{\Gamma_S} \right) = 43^\circ \pm 1^\circ \quad (2.2.29)$$

Um zu entscheiden, welche Isospinübergänge zur CP-Verletzung beitragen, sind die folgenden relativen Amplituden zu messen:

$$\begin{aligned} \eta_{+-} &= |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- || K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- || K_S^0 \rangle} = \frac{\epsilon + \epsilon'}{1 + \omega} \\ \eta_{00} &= |\eta_{00}| e^{i\phi_{00}} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 || K_L^0 \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 || K_S^0 \rangle} = \frac{\epsilon - 2\epsilon'}{1 - \omega} \end{aligned} \quad (2.2.30)$$

Mit der approximativen Gültigkeit der  $\Delta I = 1/2$  - Regel wird auch  $|\omega| \ll 1$  erwartet und die Gln. (2.2.30) vereinfachen sich zu

$$\begin{aligned}\eta_{+-} &= \epsilon + \epsilon' \\ \eta_{00} &= \epsilon - 2\epsilon'\end{aligned}\tag{2.2.31}$$

### 2.3 Modelle zur CP-Verletzung

Es ist eine Vielzahl von Modellen vorgeschlagen worden. Hier können nur die wichtigsten von ihnen erwähnt werden. Interessant sind vor allem diejenigen, die eine Aussage über die Amplituden  $\eta_{+-}$  bzw.  $\eta_{00}$  und die Phasen  $\phi_{+-}$  bzw.  $\phi_{00}$  machen.

Nach der Entdeckung des CP-verletzenden  $K_L^0 \rightarrow 2\pi$  - Zerfalls versuchten Bell und Perring<sup>25</sup>, sowie Bernstein, Cabibbo und Lee<sup>26</sup> eine Erklärung zu finden, bei der man CP nicht aufgeben muß. Sie nahmen ein schwaches, kosmologisches Vektorfeld mit dem Spin  $J = 1$  an, das auf Teilchen und Antiteilchen mit verschiedenem Vorzeichen wirkt. In diesem Falle ist die Zerfallsrate jedoch energieabhängig. Das wurde durch Messungen<sup>27,28</sup> widerlegt. Daher bleibt nur noch die Möglichkeit eines skalaren oder pseudoskalaren Feldes ( $J = 0$ ). Falls diese Felder reell sind, sagen die Modelle  $\text{tg}\phi_{+-} = \text{tg}\phi_{00} = \text{tg}\phi_\epsilon = -2\Delta m\tau_S$  voraus, d.h.  $\phi_{+-} = \phi_{00} = \phi_\epsilon = -43^\circ \pm 1^\circ$  oder  $\phi_{+-} = \phi_{00} = \phi_\epsilon = +137^\circ \pm 1^\circ$ . Jedoch kann unter speziellen Annahmen über die Wechselwirkung des pseudoskalaren Feldes<sup>21,29</sup> die Phase  $\phi_{+-} = \phi_{00} = \phi_\epsilon = \text{arc tg}(+2\Delta m\tau_S) = 43^\circ \pm 1^\circ$  werden. Theoretisch sind diese Modelle aber wenig attraktiv, da es unnatürlich ist, ein skalares oder pseudoskalares Feld mit verschiedenem Vorzeichen an Teilchen oder Antiteilchen zu koppeln.



Die Hypothese eines dritten neutralen Kaons  $K^{0'}$  <sup>30-36</sup> bietet eine weitere Möglichkeit, den Zerfall des langlebigen Kaons ohne CP-Verletzung zu erklären. Dieses  $K^{0'}$  ist ein CP-Eigenzustand mit  $CP|K^{0'}\rangle = +|K^{0'}\rangle$ , also analog dem  $K_1^0$ -Meson. Zusätzlich muß  $\tau(K^{0'}) \approx \tau(K_2^0)$  sein und wegen der beobachteten Interferenz muß  $m(K^{0'}) \approx m(K_1^0)$  sein. Aus einem Interferenzexperiment <sup>37</sup> mit den  $2\pi$ -Zerfällen läßt sich die Existenz des  $K^{0'}$  beweisen. Bei den Modellen mit CP-Verletzung ändert der Interferenzterm sein Vorzeichen, je nachdem die  $K_L$ - oder  $K_S$ -Mesonen von  $K^0$ - oder  $\bar{K}^0$ -Mesonen stammen. Beim Modell mit CP-Erhaltung durch die Einführung eines  $K^{0'}$ -Mesons bleibt dagegen das Vorzeichen des Interferenzterms gleich. Die experimentellen Resultate <sup>37</sup> widerlegen die Existenz eines  $K^{0'}$ .

Die meisten Modelle nehmen eine Verletzung von CP an. Die CP-Verletzung wurde nur in der schwachen Wechselwirkung beobachtet und konnte trotz intensiver Suche nicht in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung nachgewiesen werden <sup>38,39</sup>. Wenn CP in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung wirklich verletzt wäre, so wäre es erstaunlich, wenn eine CP-Verletzung nur bei den  $2\pi$ -Zerfällen der langlebigen Kaonen aufträte.

Deshalb stellte Wolfenstein <sup>3,19</sup> die Hypothese einer "super-schwachen" Wechselwirkung auf, die nur im System der neutralen Kaonen beobachtbar ist. Diese Wechselwirkung nimmt einen direkten Übergang zwischen  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  mit einer Änderung der Hyperladung  $\Delta Y = \pm 2$  an. Um die beobachtete kleine Rate des CP-verletzenden Zerfalls zu erklären, muß die Kopplungskonstante ungefähr  $10^{-9}$  mal kleiner sein als die der schwachen Wechselwirkung mit  $\Delta Y = \pm 1$ . Der Prozess wäre z.B. ein Übergang von  $\bar{K}^0$  zu  $K^0$ . Dieser transformiert ein ursprüngliches  $K_2^0$  in eine Mischung  $K_2^0 + \epsilon K_1^0$  <sup>21</sup> (s. Abb. 2).

Man verknüpft die Kopplungskonstante  $F_2$  mit der beobachteten Größe  $|\epsilon|$  der Beimischung:

$$|\epsilon| = \frac{|M_y|}{2|M_x|} \approx \frac{F_2}{G_Y M_K^2} \approx 2 \times 10^{-3}$$

oder

$$F_2 \approx 2 G_Y \frac{10^{-5}}{M_P^2} \sin \theta M_K^2 10^{-3} \approx 10^{-9} G_Y$$

wobei  $G_Y$  die Kopplungskonstante für  $\Delta Y = \pm 1$  Übergänge ist. In dieser Theorie ist  $\epsilon' = 0$  und  $\eta_{+-} = \eta_{00} = \epsilon$ . Für die Phasen  $\phi_{+-}$  und  $\phi_{00}$  ergibt sich  $\phi_{+-} = \phi_{00} = \phi_\epsilon = 43^\circ \pm 1^\circ$ , wobei der Fehler nur in dem experimentellen Wert für  $\Delta m$  herrührt.

Ebenso ergeben die kosmologischen Modelle von Gürsey und Pais<sup>29</sup> und Faissner et al.<sup>40</sup> eine Phase von  $\phi_{+-} = \phi_{00} = 43^\circ$ . Sie sind in gewissem Sinne mit der Hypothese der superschwachen Wechselwirkung äquivalent, freilich mit anderer Interpretation. Das Modell von Faissner ist zudem in prinzipiell nachprüfbarer Weise von Wolfenstein's Theorie verschieden. Es verletzt CPT und liefert verschiedenes Vorzeichen der Mischung in  $K_L^0$  und  $K_S^0$ , nämlich

$$|K_S^0\rangle = |K_1^0\rangle - \epsilon |K_2^0\rangle$$

$$|K_L^0\rangle = |K_2^0\rangle + \epsilon |K_1^0\rangle$$

## 2.4 T- und CPT-Verletzung

Die beobachtbaren Kaonzustände  $K_S^0$  und  $K_L^0$  bestehen aus Mischungen von  $K_1^0$  und  $K_2^0$  (s. Abschnitt 2.2). Sie lauten

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= |K_1^0\rangle + \epsilon_S |K_2^0\rangle \\ |K_L^0\rangle &= |K_2^0\rangle + \epsilon_L |K_1^0\rangle \end{aligned} \quad (2.4.1)$$

Definiert man

$$\epsilon = \frac{\epsilon_S + \epsilon_L}{2}$$

$$\delta = \frac{\epsilon_S - \epsilon_L}{2}$$

so folgt in der  $K^0, \bar{K}^0$ -Basis

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ (1 + \epsilon + \delta) |K^0\rangle + (1 - \epsilon - \delta) |\bar{K}^0\rangle \right] \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ (1 + \epsilon - \delta) |K^0\rangle - (1 - \epsilon + \delta) |\bar{K}^0\rangle \right] \end{aligned} \quad (2.4.2)$$

Damit wird die Norm

$$\langle K_S^0 | K_L^0 \rangle \equiv \langle S | L \rangle = 2 (\operatorname{Re} \epsilon - i \operatorname{Im} \delta) \quad (2.4.3)$$

Dann folgt für

$$\begin{aligned} \text{CPT-Invarianz: } M_z=0 &\rightarrow \epsilon_S = \epsilon_L \rightarrow \delta=0 \rightarrow \langle S | L \rangle = 2 \operatorname{Re} \epsilon \\ \text{T-Invarianz: } M_y=0 &\rightarrow \epsilon_S = -\epsilon_L \rightarrow \epsilon=0 \rightarrow \langle S | L \rangle = 2i \operatorname{Im} \delta \\ \text{CP-Invarianz: } M_z=M_y=0 &\rightarrow \epsilon_S = \epsilon_L = 0 \rightarrow \epsilon = \delta = 0 \rightarrow \langle S | L \rangle = 0 \end{aligned}$$

Die Phänomenologie im Falle der CPT-Invarianz ist in Abschnitt 2.2 behandelt worden. Wie läßt sich nun ohne Annahme der CPT-Invarianz aus den experimentellen Daten die T- oder CPT-Invarianz beweisen?

Verschiedene Autoren<sup>20,41,42,43</sup> zeigten, wie mit den experimentellen Resultaten die T-Invarianz bzw. CPT-Invarianz getestet werden kann. Schubert et al.<sup>44</sup> analysierten die Situation allgemein, ohne CPT- oder T-Erhaltung vorauszusetzen.

Die Unitaritätsrelation lautet (s. Gl. 2.2.11)

$$\left[ i(m_L - m_S) + \frac{1}{2} (\Gamma_L + \Gamma_S) \right] \langle K_S^0 | K_L^0 \rangle = \sum_n \langle n | | K_S^0 \rangle^* \langle n | | K_L^0 \rangle \quad (2.4.4)$$

Der Hauptbeitrag wird gegeben durch (s. Gl. 2.2.25)

$$\langle 2\pi, I=0 | | K_S^0 \rangle^* \langle 2\pi, I=0 | | K_L^0 \rangle \approx \Gamma_S \epsilon_0 \quad (2.4.5)$$

Für die anderen Beiträge definiert man

$$\sum_{n \neq 2\pi, I=0} \langle n | | K_S^0 \rangle^* \langle n | | K_L^0 \rangle = n \Gamma_S \quad (2.4.6)$$

Somit erhält man für die Unitaritätsrelation Gl. (2.4.4) mit  $\Gamma_L \ll \Gamma_S$  und der Norm  $\langle K_S^0 | | K_L^0 \rangle$  aus Gl. (2.2.3)

$$\left[ i(m_L - m_S) + \frac{1}{2} \Gamma_S \right] 2(\text{Re}\epsilon - i\text{Im}\delta) = (\epsilon_0 + n) \Gamma_S \quad (2.4.7)$$

Definiert man

$$2(m_L - m_S) / \Gamma_S = \Delta \quad (2.4.8)$$

so wird Gl. (2.4.7)

$$(1 + i\Delta) (\text{Re}\epsilon - i\text{Im}\delta) = \epsilon_0 + n \quad (2.4.9)$$

Aus den Gln. (2.2.19) erhält man die Übergangsamplituden

$$A_0 = e^{-i\delta_0} \langle 0 | K^0 \rangle \text{ und } A_0^* = e^{-i\delta_0} \langle 0 | \bar{K}^0 \rangle \quad (2.4.10)$$

Man definiert

$$\alpha_0 = \frac{A_0 - A_0^*}{A_0 + A_0^*} = \frac{\langle 0 | K^0 \rangle - \langle 0 | \bar{K}^0 \rangle}{\langle 0 | K^0 \rangle + \langle 0 | \bar{K}^0 \rangle} \quad (2.4.11)$$

Ersetzt man  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  durch  $K_S^0$  und  $K_L^0$  aus Gl. (2.4.2), so wird

$$\varepsilon_0 = \frac{\varepsilon - \delta + \alpha_0}{1 + \alpha_0(\varepsilon + \delta)} \quad (2.4.12)$$

oder unter Vernachlässigung von  $\alpha_0(\varepsilon + \delta)$  gegenüber 1

$$\varepsilon_0 = \varepsilon - \delta + \alpha_0 \quad (2.4.13)$$

Durch eine geeignete Phasentransformation der  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  Basisvektoren erreicht man, daß  $A_0$  und  $A_0^*$  die gleiche Phase haben. Diese Konvention ist allgemeiner als die von Wu und Yang<sup>23</sup> und führt zu  $\text{Im}\alpha_0 = 0$  und unter CPT-Erhaltung zu  $\alpha_0 = 0$ .

Führt man die Abkürzung

$$\tilde{\delta} = \delta - \alpha_0$$

ein, so wird Gl. (2.4.13)

$$\varepsilon_0 = \varepsilon - \tilde{\delta} \quad (2.4.14)$$

Somit ist das meßbare Amplitudenverhältnis  $\varepsilon_0$  aufteilbar in einem CPT-erhaltenden, T-verletzenden Teil  $\varepsilon$  und einen T-erhaltenden, CPT-verletzenden Teil  $\tilde{\delta}$ . Aus Gl. 6 erhält man

$$\begin{aligned}
 \operatorname{Re} \epsilon &= \operatorname{Re} \frac{\epsilon_0 + \eta}{1 + i\Delta} & \operatorname{Im} \tilde{\delta} &= \operatorname{Im} \delta = - \operatorname{Im} \frac{\epsilon_0 + \eta}{1 + i\Delta} \\
 \operatorname{Re} \tilde{\delta} &= \operatorname{Re} \epsilon - \operatorname{Re} \epsilon_0 & \operatorname{Im} \epsilon &= \operatorname{Im} \delta + \operatorname{Im} \epsilon_0
 \end{aligned}
 \tag{2.4.15}$$

Mit den experimentell bekannten Werten von  $\Delta$ ,  $\epsilon_0 = \frac{2}{3} \eta_{+-} + \frac{1}{3} \eta_{00}$  und den Beiträgen aus den anderen Zerfallskanälen läßt sich die T-Verletzung ( $\epsilon \neq 0$ ) oder CPT-Verletzung ( $\tilde{\delta} \neq 0$ ) nachprüfen. Schubert et al.'s Analyse<sup>44</sup> führte zu dem Schluß, daß die T-Symmetrie verletzt und die CPT-Symmetrie erhalten ist.

In Abschnitt 9.3 dieser Arbeit wird mit neueren experimentellen Werten diese Analyse wiederholt. Die obige Analyse<sup>44</sup> basiert natürlich auf der Unitaritätsrelation.

Faissner et al.<sup>40</sup> haben diese Unitaritätsrelation so verallgemeinert, daß sie auch nicht-geschlossene Systeme mit einem nicht-hermiteschen, CPT-verletzenden Hamiltonoperator einschließt. Eine Wechselwirkung dieser Art, welche nur auf neutrale Kaonen wirkt, ist im wesentlichen äquivalent zu der superschwachen Wechselwirkung von Wolfenstein<sup>3</sup>, nur ein Vorzeichenunterschied besteht zwischen den Beimischungsparametern  $\epsilon_S$  und  $\epsilon_L$ . Wolfenstein verlangt  $M_y = \operatorname{Re} M_y$  und  $M_z = 0$ . Folglich ist  $\epsilon_S = \epsilon_L$ . Faissner et al. verlangen  $M_y = 0$ ,  $M_z = i \operatorname{Im} M_z$ , was zu  $\epsilon_S = -\epsilon_L$  führt, was einer T-Erhaltung und somit CPT-Verletzung gleichkommt.

Experimentell ist dies meßbar aus den  $K^0$ -Übergangsraten in positive Leptonen  $N_\ell^+$  und negative Leptonen  $N_\ell^-$ . Man erhält<sup>40</sup>

$$\begin{aligned}
 N_\ell^+ - N_\ell^- &= \operatorname{Re} \epsilon_S e^{-\Gamma_S \tau} + \operatorname{Re} \epsilon_L e^{-\Gamma_L \tau} + [1 - \operatorname{Re}(\epsilon_L + \epsilon_S)] e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} \tau} \cos \Delta m \tau \\
 &+ \operatorname{Im}(\epsilon_L - \epsilon_S) e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} \tau} \sin \Delta m \tau
 \end{aligned}
 \tag{2.4.16}$$

und

$$\begin{aligned}
 2(N_{\ell}^{+} + N_{\ell}^{-}) &= (1 - 2\text{Re}\epsilon_L) e^{-\Gamma_S \tau} + (1 - 2\text{Re}\epsilon_S) e^{-\Gamma_L \tau} \\
 &+ 2\text{Re}(\epsilon_L + \epsilon_S) e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} \tau} \cos \Delta m \tau \\
 &+ 2\text{Im}(\epsilon_L - \epsilon_S) e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} \tau} \sin \Delta m \tau
 \end{aligned} \tag{2.4.17}$$

Aus den Gln. (2.4.16) und (2.4.17) ist ersichtlich, daß für den Interferenzterm ein cos- oder sin-Glied auftritt, je nachdem, ob  $\epsilon_S = \epsilon_L$  oder  $\epsilon_S = -\epsilon_L$  ist.

Eine zusätzliche Bestimmung von  $\epsilon_S$  erlaubt der  $3\pi$ -Zerfall. Unter superschwacher Wechselwirkung sind die relativen CP verletzenden Amplituden in den  $3\pi$ -Zustand mit  $\ell = 0$  gegeben durch

$$\begin{aligned}
 \eta_{+-0} &= \frac{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)}{A(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)} = \epsilon_S = \pm \epsilon_L \\
 \eta_{000} &= \frac{A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0)}{A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0)} = \epsilon_S = \pm \epsilon_L
 \end{aligned} \tag{2.4.18}$$

Aus der Zeitverteilung dieser Zerfälle ist eine Bestimmung des Vorzeichens von  $\epsilon_L$  möglich. Die gegenwärtigen experimentellen Werte von  $\eta_{+-0}$ <sup>45</sup> und der einzige Wert von  $\eta_{000}$  (s. Abschnitt 8.5) erlauben noch keine Aussage über T- oder CPT-Verletzung.

## 2.5 Regeneration und Interferenz

Fällt ein reiner  $K_L^0$ -Strahl auf Materie, so können aus den  $K_L^0$ -Mesonen  $K_S^0$  regeneriert werden. Der Grund hierfür liegt in der unterschiedlichen starken Wechselwirkung von  $K^0$  bzw.  $\bar{K}^0$  mit Nukleonen. Die  $\bar{K}^0$ -Komponente ( $S = -1$ ) kann Hyperonen mit negativer Strangeness erzeugen und wird daher viel stärker absorbiert als die  $K^0$ -Komponente. Folglich enthält der Strahl beim Verlassen der Materie relativ mehr  $K^0$  als  $\bar{K}^0$ , was aber gleichbedeutend mit einer Beimischung von  $K_S^0$  ist. Man unterscheidet zwei verschiedene Typen der nuklearen Regeneration.

Bei der Transmissionsregeneration wirken bei der Streuung der  $K_L^0$ -Mesonen die Potentiale aller Kerne im Regenerator gemeinsam und erzeugen einen zu den ursprünglichen  $K_L^0$  kohärenten Strahl regenerierter  $K_S^0$ <sup>46</sup>. Der Öffnungswinkel  $\theta$  ist kleiner als  $10^{-6}$  Radian. Er läßt sich ableiten aus der Abbé'schen Kohärenzbedingung

$$\sin \frac{\theta}{2} \ll \frac{\lambda}{a}$$

wobei  $\lambda$  die de Broglie-Wellenlänge des Kaons und  $a$  der mittlere Abstand zwischen den Kernen ist. Dieser Öffnungswinkel kann mit den heutigen Detektoren nicht von der exakten Vorwärtsrichtung unterschieden werden.

Sind die Vorwärtsamplituden von  $K^0$  und  $\bar{K}^0$  an einem Kern  $f(0)$  bzw.  $\bar{f}(0)$ , so geht der Anfangszustand (unter Vernachlässigung der CP-Verletzung)

$$\psi_i = |K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad (2.5.1)$$

über in den Endzustand

$$\psi_f = \frac{f(0) + \bar{f}(0)}{2} |K_L^0\rangle + \frac{f(0) - \bar{f}(0)}{2} |K_S^0\rangle \quad (2.5.2)$$



Am Ende des Regenerators der Länge  $L$ , gemessen in Einheiten der  $K_S^0$ -Zerfallslänge,

$$\ell = L/\Lambda_S$$

findet man den Zustand

$$|K_L^0\rangle \propto |K_L^0\rangle + \rho(\ell)|K_S^0\rangle \quad (2.5.6)$$

Dabei ist  $\rho(\ell)$ <sup>46,47</sup> gegeben durch

$$\rho(\ell) = i\pi N\Lambda_S \cdot \frac{f(0) - \bar{f}(0)}{k} \cdot \frac{e^{(i\delta - 1/2)\ell} - 1}{i\delta - 1/2} \quad (2.5.7)$$

$N$ : Dichte der Streuzentren

$k$ : Wellenzahl des  $K_L^0$

$\delta$ :  $K_S^0$ - $K_L^0$ -Massendifferenz in Einheiten von  $h/\tau_S$  ( $\delta = \Delta/2$  (s.2.4.8))

Die Phase der Regenerationsamplitude ist gegeben durch

$$\phi_\rho = \arg \rho(\ell) = \arg i [f(0) - \bar{f}(0)] + \arg \frac{\exp[(i\delta - 1/2)\ell] - 1}{i\delta - 1/2} \quad (2.5.8)$$

Für einen ursprünglichen  $K_L^0$ -Strahl beträgt die Intensität der regenerierten  $K_S^0$  relativ zu den auslaufenden  $K_L^0$  daher

$$I_\rho = (\pi N\Lambda_S)^2 \left| \frac{f(0) - \bar{f}(0)}{k} \right|^2 \frac{1 + e^{-\ell} - 2e^{-\ell/2} \cos \delta \ell}{\delta^2 + 1/4} \quad (2.5.9)$$

Aus der Proportionalität von  $I_\rho$  mit  $N^2$  erkennt man die Kohärenz der an den verschiedenen Kernen gestreuten Wellen.

Neben der kohärenten Transmissionsregeneration tritt die inkohärente Diffraktionsregeneration durch Streuung der K-Mesonen an einzelnen Kernen des Regenerators auf. Die Diffraktionsregeneration wurde von Pais und Piccioni<sup>48</sup> und von M.L. Good<sup>46</sup> für den Fall eines sehr dünnen Regenerators betrachtet. Die Anzahl der regenerierten  $K_S^0$  relativ zum  $K_L^0$ -Fluß am Ende des Regenerators ist gegeben durch

$$\frac{dN_S}{d(q^2)} = \frac{\pi N \Lambda_S}{4} \left| \frac{f(q^2) - \bar{f}(q^2)}{k} \right|^2 (1 - e^{-\ell}) \quad (2.5.10)$$

$q$  ist der auf das K-Meson übertragene Viererimpuls. Während für die Transmissionsregeneration  $q^2 \approx 0$  ist, findet man die Diffraktionsregeneration für  $q^2 \geq 0$ .

Kohärente  $K_S^0$ - und  $K_L^0$ -Amplituden können interferieren, wenn sie in denselben Endzustand zerfallen. Man betrachte z.B. den  $2\pi$ -Zerfall des  $K_S^0$  und des  $K_L^0$ .

Am Ausgang des Regenerators gibt es den Zustand

$$|K_L^{0'}\rangle \propto |K_L^0(\tau)\rangle + \rho |K_S^0(\tau)\rangle \quad (2.5.11)$$

wobei  $\tau$  die Eigenzeit des betreffenden Kaons ist, gemessen von der Rückseite des Regenerators.

Führt man die zeitliche Entwicklung der Zustände ein, so erhält man

$$|K_L^{0'}\rangle \propto |K_L^0(0)\rangle e^{-i(m_L - \frac{i}{2}\Gamma_L)\tau} + \rho |K_S^0(0)\rangle e^{-i(m_S - \frac{i}{2}\Gamma_S)\tau} \quad (2.5.12)$$

Die  $2\pi$ -Amplitude als Funktion der Eigenzeit  $\tau$  ist dann gegeben durch

$$\langle 2\pi || K_L^{0'} \rangle = A_{2\pi}(\tau) = \langle 2\pi || K_L^0 \rangle e^{-i(m_L - \frac{i}{2}\Gamma_L)\tau} + \rho \langle 2\pi || K_S^0 \rangle e^{-i(m_S - \frac{i}{2}\Gamma_S)\tau} \quad (2.5.13)$$

oder

$$A_{2\pi}(\tau) = \langle 2\pi || K_S^0 \rangle \left\{ \frac{\langle 2\pi || K_L^0 \rangle}{\langle 2\pi || K_S^0 \rangle} e^{-i(m_L - \frac{i}{2}\Gamma_L)\tau} + \rho e^{-i(m_S - \frac{i}{2}\Gamma_S)\tau} \right\} \quad (2.5.14)$$

Es gilt (s. Abschnitt 2.2)

$$\frac{\langle 2\pi || K_L^0 \rangle}{\langle 2\pi || K_S^0 \rangle} = \eta_{2\pi} \quad (\eta_{+-} \text{ oder } \eta_{00}) \quad (2.5.15)$$

Somit erhält man für die  $2\pi$ -Intensität hinter dem Regenerator

$$\begin{aligned} I_{2\pi}(\tau) &= |A_{2\pi}(\tau)|^2 \\ &= \Gamma_S \left\{ |\rho|^2 e^{-\Gamma_S \tau} + |\eta_{2\pi}|^2 e^{-\Gamma_L \tau} + 2|\rho||\eta_{2\pi}| e^{-\frac{\Gamma_L + \Gamma_S}{2}\tau} \times \right. \\ &\quad \left. \times \cos(\Delta m \tau + \phi_\rho - \phi_{2\pi}) \right\} \quad (2.5.16) \end{aligned}$$

In einem Interferenzexperiment ist es somit möglich, für die beiden  $2\pi$ -Zerfallsarten,  $\pi^+\pi^-$  und  $\pi^0\pi^0$ , die Phasen  $\phi_{+-} - \phi_\rho$  und  $\phi_{00} - \phi_\rho$  bei gleichem Regenerator, d.h. gleichem  $\phi_\rho$ , zu messen. Aus der Differenz dieser beiden Phasen,  $\phi_{+-} - \phi_{00}$ , lassen sich Rückschlüsse auf die CP-Verletzung machen (s. Abschnitt 9.2).

### 3. Experimenteller Aufbau

Die Aufgabe dieses Experiments war es, den seltenen Zerfall  $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$  gegenüber einem starken Untergrund von  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  zu erkennen und zu messen. Deshalb war es wichtig, die Richtungen und Energien der  $\gamma$ -Strahlen aus den  $\pi^0$ -Zerfällen mit großer Genauigkeit zu messen. Die Richtungsmessung geschah in einem Funkenkammersystem; in einem nachfolgenden Bleiglas- $\chi$ erenkovzähler wurde die Energie bestimmt. Ein Zählerhodoskop löste die Drahtfunkenkammern aus. Funkenkoordinaten sowie Pulshöhen aus den  $\chi$ erenkovzählern wurden über eine IBM 1800 auf Magnetband geschrieben.

$2\pi^0$ -Zerfälle der in einem Kupferblock regenerierten  $K_S^0$  wurden mit demselben Apparat nachgewiesen. Sie dienten zur Normalisierung. In Abb. 3 ist der experimentelle Aufbau wiedergegeben.

#### 3.1 Der neutrale Strahl

Die Protonen des CERN-Proton-Synchrotrons wurden nach einer langsamen Ejektion durch Ablenkungs- und Fokussierungsmagnete in die Experimentierhalle geleitet. Der Strahlpuls hatte eine Länge von 400 msec und enthielt ca.  $2 \times 10^{12}$  Protonen. Die Wiederholungszeit betrug 2.4 sec. Der Querschnitt des Protonenstrahls war eine Ellipse von 14 cm Länge und 0.5 cm Breite.

Dieser Protonenstrahl traf dann auf ein Wolframtarget, das sich ca. 30 m vor der Apparatur befand. Dieses Target hatte eine zylindrische Form mit einem Durchmesser von 6 mm und einer Länge von 70 mm. 7 m vom Target entfernt stand ein Kollimator, mit dem der Querschnitt des Strahls verändert werden konnte bis zu einer maximalen Öffnung von  $1.6 \times 10^{-5}$  sr. In einem Bleiblock von 12 cm Länge vor dem Kollimator wurden  $\gamma$ -Strahlen konvertiert. Ein

dann folgender 2 m - Magnet mit einem vertikalen Feld von 30 kG lenkte die vom Target und dem  $\gamma$ -Filter stammenden geladenen Teilchen ab. Durch einen festen Kollimator aus Blei von 6 m Länge und einem Querschnitt von  $5 \times 5 \text{ cm}^2$ , umgeben von einer Eisen- und Betonabschirmung, trat der Strahl in die experimentelle Zone.

Zwei Monitore kontrollierten die Intensität des Strahls: der Targetmonitor in der Nähe des Targets erfaßte geladene Teilchen und der Neutronenmonitor, ein auf Neutronen empfindliches Zählerteleskop im neutralen Strahl, am Ende der experimentellen Apparatur.

Mit Hilfe eines dritten, ferngesteuerten Zählerteleskops - ähnlich dem Neutronenmonitor - wurde zu Beginn des Experiments die Position und Ausdehnung des neutralen Strahls am Anfang des Detektors bestimmt.

### 3.2 Das Zerfallsvolumen und die Regeneratoren

Am Ende des 6 m Kollimators begann ein 4 m langes Zerfallsvolumen. An seinem Anfang und an seinem Ende befanden sich Antikoinzidenzzähler (s. Abb. 3). In Meßreihen ohne Regenerator, wo also nur  $K_L^0$  anwesend waren, war dieses Volumen mit Helium gefüllt, um Wechselwirkungen der Strahlteilchen zu verringern.

Zur  $K_S^0$ -Regeneration wurde ein Regenerator benutzt, der vor dem ersten Antikoinzidenzzähler angebracht war. In Schritten von 5 cm konnte er mit dem Antikoinzidenzzähler über das 4 m lange Zerfallsvolumen bewegt werden. Die maximale Anzahl der Schritte betrug 67. In jeder Position verharnte der Regenerator bis zum Erreichen einer für jeden Schritt gleichen Neutronenrate.

Für die Messung von  $\left| \frac{n_{00}}{n_{+-}} \right|$ , sowie die daraus resultierende Bestimmung von  $(\phi_{00} - \phi_p)$ , wurde ein 24 cm langer Kupferregenerator mit einem Querschnitt von  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  benutzt. Einige Daten wurden mit einem 15.5 cm langen Regenerator mit  $15 \times 15 \text{ cm}^2$  Querschnitt aufgenommen.

Für die zusätzliche Bestimmung von  $(\phi_{00} - \phi_p)$  wurden zwei andere Regeneratoren benutzt, die aber fest an einer Stelle standen. Es war ein 17.24 cm Cu-Regenerator, 15 cm hoch und 14.5 cm breit; er befand sich entweder in der Anfangsposition (Pos. 1) oder 75 cm weiter zum Detektor hin (Pos. 15). Zusätzlich wurden dann noch Messungen mit einem 17.22 cm dicken Cu-Regenerator gleichen Querschnitts jedoch verringerter Dichte durchgeführt. Er bestand aus 30 Kupferplatten von je 2 mm Dicke mit einem Luftspalt von ca. 3,9 mm zwischen den einzelnen Platten. Die Dichte dieses Regenerators betrug  $0.349 \rho_{\text{Cu}}$ .

### 3.3 Die Drahtfunkenkammern und die Bleikonverterfolien

Gammaquanten aus  $2\pi^0$ - oder  $3\pi^0$ -Zerfällen wurden in Bleikonverterfolien konvertiert, und ihre Richtung wurde in den nachfolgenden Drahtfunkenkammern bestimmt (s. Abb. 3). Die Zusammensetzung der Drahtfunkenkammern und der Bleikonverterfolien wurde durch folgende Überlegungen nahegelegt:

- Die Gesamtdicke der Konversionsfolien muß genügend sein, um eine gute Konversionswahrscheinlichkeit zu erlauben.
- Andererseits muß sie klein genug sein, um die Auflösung der nachfolgenden Energiemessung nicht zu stark zu verschlechtern.
- Jede Konversionsfolie muß dünn genug sein, um die Richtungsmessung der  $\gamma$ -Strahlen nicht zu verschlechtern.
- Man muß in der Lage sein, Schauer ohne Mehrdeutigkeit bei einer sehr komplexen Funkenverteilung rekonstruieren zu können.

Deshalb wurden die Drahtfunkenkammern sehr kompakt zu 6 Sätzen aus je 8 Koordinatenebenen zusammengestellt. Die Drähte sind in 4 Richtungen gespannt: horizontal, vertikal und unter  $\pm 45^\circ$ . Dies erlaubt eine von Mehrdeutigkeit freie Rekonstruktion der Spuren im Raum für jeden Satz. Die Bleikonverterfolie befindet sich vor jedem Satz. Zusätzlich sind am Anfang und in der Mitte des Satzes noch sogenannte "Guard-Ringe". Hier sollen  $\gamma$ -Strahlen konvertiert werden, die aus der Akzeptanz des Blei-glasčerenkovzählers entweichen (s. Abb. 4).

Die verwendeten Drahtfunkenkammern haben Ferritkernauslese sowohl auf der Erdebene als auch auf der Hochspannungsebene. Diese Auslese ermöglicht es, die große Anzahl Funken pro Ebene, die durch die Schauerentwicklung der  $\gamma$ -Strahlen entstehen, in kurzer Zeit aufzunehmen. Damit der Hochspannungspuls gleichmäßig allen Drähten auf dieser großen Fläche zugeführt wird, werden die Kammern als Bandleitung betrieben. Es ist bekannt<sup>50,51</sup>, daß bei großen Drahtebenen in einer Drahtfunkenkammer bedeutende Verbesserungen der Gleichförmigkeit der Hochspannungseigenschaften durch den Betrieb der Kammer als Bandleitung erreicht werden können. Entweder wird der Hochspannungspuls den Drähten von einer separaten Bandleitung von der Seite der Kammer, senkrecht zu den Drähten, zugeführt<sup>50</sup> oder über leitende Flächen, die sich über das ganze sensitive Volumen der Kammer erstrecken. Dies ist hier der Fall, wobei zwei Stahlnetze die Bandleitung darstellen und das Kammer-volumen das Dielektrikum bildet.

Solch eine Kammer bildet für den Hochspannungspuls-generator einen ohmschen Widerstand von definierter Impedanz. Der Wert hängt nur von der Geometrie der Kammer ab. Im Idealfall zweier paralleler Flächen der Breite  $b$  und des Abstandes  $d$  ist die Impedanz  $z_0 \approx 377 (d/b)$  ( $d \ll b$ ). In Wirklichkeit ist  $z_0$  kleiner

als der oben berechnete Wert durch die Anwesenheit dielektrischer Konstanten  $\epsilon > 1$ . Für die hier benutzten Kammern war  $z_0 \approx 2\Omega$ . Die Drähte selbst sind nur eine zusätzliche kapazitive Last für die Bandleitung.

Um nun den Funkenstrom zu begrenzen, sind die Drähte über ein Widerstandsnetzwerk mit der Bandleitung, d.h. den Stahlnetzen verbunden. Dadurch treten keine Störungen des Funkenstromes auf der Bandleitung auf. Der maximale Strom eines einzelnen Funkens wird auf Werte begrenzt, welche viel niedriger sind als die des Stromes, der über die Bandleitung fließt. Einen zusätzlichen Vorteil bildet das Widerstandsnetzwerk, indem es die Drähte untereinander entkoppelt. Dadurch wird die Nachweiswahrscheinlichkeit beim Auftreten einer größeren Anzahl Funken wesentlich verbessert<sup>50,51</sup>.

### 3.3.1 Die Drahtfunkenkammern

24 Kammern dienen zur Messung der Richtung der  $\gamma$ -Strahlen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall. Davon registrieren 12 die x- und y-Koordinaten, während 12 Kammern die um  $45^\circ$  gegenüber diesem Achsenkreuz gedrehten u- und v-Koordinaten messen. Je zwei (xy)-Kammern und zwei (uv)-Kammern bilden mit der Bleikonverterfolie und dem "Guard-Ring" einem Satz (s. Abb. 4).

Die einzelne Kammer (s. Abb. 5) besteht aus einem beidseitig drahtbespannten Epoxydharzrahmen von 9 mm Dicke. Man unterscheidet Drähte der Erdebene und senkrecht dazu ausgerichtete Drähte der Hochspannungsebene. 1024 Beryllium-Bronze Drähte von 0.1 mm Durchmesser bilden bei einem Drahtabstand von 1.2 mm eine sensitive Fläche von  $122.88 \times 122.88 \text{ cm}^2$ . Auf den Epoxydharzrahmen ist isoliert von den Drähten auf beiden Seiten ein Aluminiumrahmen aufgeklebt; er trägt zur mechanischen Festigkeit der Kammer



bei. Zwischen diesen Al-Rahmen und den Drähten ist leitend mit den Al-Rahmen ein Stahlnetz befestigt, welches sich über die ganze sensitive Fläche erstreckt und durch eine Mylar-folie von den Drähten isoliert ist (s. Abb. 5). Diese Konstruktion stellt die Bandleitung von ca.  $2\Omega$  Impedanz dar. Die Hochspannungsdrähte selbst sind über ein Widerstandsnetzwerk mit den Stahlnetzen verbunden<sup>50,52</sup> (s. Abb. 5). Dieses Widerstandsnetzwerk besteht aus einer Graphitmasse, welche auf eine gedruckte Schaltung aufgebrannt ist. Ein Widerstand von  $2.2\text{ k}\Omega$  verbindet jeden Draht mit dem Stahlnetz. Ein  $180\ \Omega$  Widerstand verbindet jeden Draht mit seinen Nachbarn. Die außen auf die Aluminiumrahmen aufgeklebten wasserundurchlässigen Kelef-Folien und zusätzlichen Mylar-Folien - aus Festigkeitsgründen - trennen den Innenraum der Kammer von der Luft ab. Die Kammern werden mit einer Gasmischung aus 70% Neon und 30% Helium gefüllt. Ethylalkohol ist beigefügt, um Vielfachfunken und Wiederholfunken bei größeren Raten zu unterdrücken.

### 3.3.2 Das Hochspannungssystem

Der Hochspannungspuls wird erzeugt durch Entladen eines Koaxialkabels bestimmter Impedanz über ein Thyatron<sup>50,53</sup>. Zu je zwei Sätzen, d.h. acht Drahtfunkenkammern, gehört ein Thyatron. Infolge der niedrigen Impedanz der Kammern von  $2\ \Omega$  ist es angebracht, den Hochspannungspuls einer Last von viel größerer Impedanz zuzuführen und dann einen Transformator zwischen Hochspannungspulsgenerator und Drahtfunkenkammer zu schalten. Bei acht parallel geschalteten Drahtfunkenkammern erhielte man eine Impedanz von  $0.25\ \Omega$ , was bei einer Betriebsspannung der Kammer von 4 kV einen Spitzenstrom von 16.000 A zur Folge hätte. Die meisten der Wasserstoff-Thyatronen liefern aber die maximale Ausgangsleistung bei Spannungen, die viel höher als die Arbeitsspannung einer Drahtfunkenkammer ist. Das hier benutzte Thyatron CX 1174<sup>\*)</sup>

---

<sup>\*)</sup> Hergestellt durch English Electric Valve Co., Ltd. Chelmsford, Essex, England

kann mit großer Geschwindigkeit und kleinem Jitter einen Anodenspitzenstrom von 6000 A bei 40 kV, entsprechend 60000 A bei 4 kV schalten. Ein Puls-Transformator reduziert dann die Spannung auf die Arbeitsspannung der Kammer.

Den ersten Schritt zu größerer Impedanz erhält man dadurch, daß man die Kammer falsch anpaßt. Die  $2 \Omega$  Kammer wird am Eingang mit  $4 \Omega$  abgeschlossen und bleibt an ihrem Ende offen. Der Puls wird über eine  $4 \Omega$  Koaxialleitung eingespeist. Am Kammereingang ist somit eine Impedanz von  $\sim 1,33 \Omega$  und die Reflektion des Pulses  $(z_0 - R)/(z_0 + R)$  beträgt 50%. Somit läuft nur die Hälfte der Pulsspannung über die Kammer. Am offenen Kammerende jedoch ist die Reflektion 100% und die volle Pulsspannung wird somit beim Rücklaufen erreicht. Am Kammeranfang angelangt, sieht der Puls nun die Parallelschaltung von  $4 \Omega$  Kabel und  $4 \Omega$  Widerstand, resultierend in  $2 \Omega$ , und wird somit völlig vernichtet.

Bei acht parallel geschalteten Drahtfunkenkammern hat man nun eine Gesamtimpedanz von  $4/8 = 0,5 \Omega$ . Der Transformator muß deshalb eine Ausgangsimpedanz von  $0,5 \Omega$  haben. Er ist ausschließlich aus Koaxialkabeln hergestellt<sup>54,55</sup>. Sei  $n$  das Transformatorverhältnis, so gilt für die Eingangsspannung  $V_0 = nV'_0$ , wobei  $V'_0$  die Ausgangsspannung ist. Für den Strom gilt  $I_0 = \frac{1}{n} I'_0$  und für die Impedanz  $z_0 = n^2 z'_0$ . Als Verhältnis wählte man  $n = 2$ , somit wird für ein  $V'_0$  von 4 kV,  $V_0 = 8$  kV und  $z_0 = 2^2 \times 0,5 = 2 \Omega$ .

Der Aufbau des Transformators ist schematisch in Abb. 6 dargestellt. Die Eingangsspannung  $V_0$  wird gleichlangen Koaxialleitungen der Impedanz  $z$  zugeführt. Diese Leitungen sind am Eingang des Transformators in Serie geschaltet. Die zwei Signale gleicher Amplitude  $V_0/2$  wandern entlang dieser Leitungen, unabhängig von zusätzlichen Erdverbindungen. Die Kabel sind am Ausgang parallel geschaltet und die gleich verzögerten Signale erzeugen eine Ausgangsspannung von  $V_0/2$  bei Anpassung an den richtigen

Ladewiderstand. Die maximal mögliche Pulslänge wird durch die Impedanz  $z'$  zwischen dem Außenleiter des Koaxialkabels und der Erde bestimmt. Damit  $z' \gg z$  ist, wird jede Koaxialleitung mehrere Male über einen Ferritkern gewickelt. Die Anstiegszeit des Ausgangspulses für einen Rechteckpuls ist hauptsächlich durch die Kabeleigenschaften und Streukapazitäten bestimmt.

Der Transformator besteht aus hundert  $50 \Omega$  Koaxialkabeln, wobei je 50 Kabel zusammengeschaltet sind und eine Leitung von  $z = 1 \Omega$  bilden. Die beiden  $1 \Omega$  Leitungen sind nun am Anfang in Serie geschaltet und am Ende parallel verbunden. Dies führt zu einer Eingangsimpedanz von  $2 \Omega$  und einer Ausgangsimpedanz von  $0.5 \Omega$ . Je 25 Kabel sind um einen Ferriten mit dem Querschnitt von  $6.25 \text{ cm}^2$  gewickelt. Sättigungseffekte im Ferriten, welche durch die große Leistung auftreten können, werden durch eine große Anzahl Wicklungen um die Ferriten verhindert<sup>55</sup>.

Mit diesem Transformator liegt die Pulsspannung der Entladekabel zu  $8 \text{ kV}$  (gleich zweimal der Arbeitsspannung der Kammer) fest und die Impedanz der Kabel beträgt  $2 \Omega$ . Sie bestehen somit aus fünfundzwanzig  $50 \Omega$  Kabeln von  $25 \text{ m}$  Länge. An einem Ende sind sie alle parallel zusammengeschaltet, während das andere Ende offen ist. Der Aufbau des Hochspannungssystems ist in Abb. 7 veranschaulicht. Sobald das Thyatron durchschaltet, entlädt sich die  $2 \Omega$  Koaxialleitung über den Transformator auf die acht Drahtfunkenkammern. Infolge der Kabelentladung ist der Puls rechteckig und die Pulslänge von ca.  $250 \text{ nsec}$  entspricht der doppelten Kabellänge. Die Pulshöhe ist gleich der halben Ladespannung, die hier  $16 \text{ kV}$  beträgt. Die Anstiegszeit des Hochspannungspulses ist  $10 - 15 \text{ nsec}$ . Die  $2 \Omega$  Kabelleitung wird über eine Drossel und einen Widerstand aufgeladen. Parallel zu dieser Reihenschaltung liegt eine Diode. Diese Kombination hat eine sinusförmige Ladespannung zur Folge und erlaubt eine schnelle Aufladung von etwa  $4 \text{ msec}$ . Um die momentane Leistung und die

hohen Ströme für das Laden der Triggereinheit aufzubringen, ist eine Speicherkapazität von  $3.2 \mu\text{F}$  in den Anodenkreis eines Kathodenfolgers geschaltet. Zwischen den Beschleunigerpulsen wird die Kapazität von einem unstabilierten Netzgerät auf 28 kV aufgeladen.

Um die Totzeit der Kammer zu verkleinern, liegt ein 30 V Gleichspannungsabsaugfeld an den Kammern an. Dieses bewirkt ein Entfernen der freien Ladungsträger im Gasraum nach einem Funkendurchbruch.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit jeder Drahtfunkenkammer war  $> 99\%$ .

### 3.3.3 Die Drahtfunkenkammerauslese\*

Jeder Draht der Kammer, sowohl auf der Erd- als auch auf der Hochspannungsebene, führt durch einen Ferritkern von 1.2 mm Außendurchmesser. Der Funkenstrom auf dem Draht setzt diesen Ferritkern. Für die Auslese wird ein Strom, umgekehrt zum Funkenstrom, durch die Kerne geschickt und bringt sie in den Nullzustand<sup>50,52,56,57,58</sup>. Die Kerne sind in Gruppen zu 32 angeordnet, und eine Gruppe wird nach der anderen ausgelesen. Wird ein Kern zurückgesetzt, so wird ein Signal auf seinem Signaldraht induziert. Die 32 Signaldrähte führen durch alle Gruppen einer Kammer, und jeweils vier Kammern sind in Serie geschaltet. Die Pulse der Signaldrähte werden verstärkt und in ein Register von 32 Flip-Flops in einer Kontrolleinheit der Ausleselogik geführt. Das Register wird durchmustert, und jede Drahtadresse wird zu einem on-line Rechner gesendet. Danach beginnt ein neuer Zyklus mit dem Adressieren der Stromtreiber für die nächste 32er Gruppe. Auf der Hochspannungsebene sind infolge der nötigen Isolation kleine Transformatoren zwischen die Ferritkernspeicher und die Ausleseelektronik geschaltet.

---

\*) Entworfen und konstruiert im CERN durch I. Pizer und J. Lindsay

Die Auslese beginnt etwa 100  $\mu$ sec nach dem Ereignis. Die Auslesezeit (ohne Übertragung zum Rechner) beträgt für alle 48 Drahtfunkenkammern, d.h. 50.000 Ferritkerne, etwa 6 msec.

### 3.4 Der BleiglasČerenkovzähler

#### 3.4.1 Wahl eines total absorbierenden Detektors

Zur genauen Energiemessung von Gammaquanten kommt nur ein total absorbierender Detektor in Frage. Trifft ein energiereiches Gammaquant auf Materie, so bildet sich ein Elektron-Positron Paar. Jede Komponente dieses Paares emittiert ein Bremsstrahlungsquant, welches wieder ein Elektron-Positron Paar erzeugt, usw. Somit bildet sich ein Kettenprozeß, der Elektronen und Gammaquanten erzeugt: eine Schauerkaskade. Die Energie des primären Gammaquants wird an die sekundären Elektronen und Positronen übertragen. Ihre gesamte Spurlänge ist proportional der Energie des primären Gammaquants. Ist das Primärteilchen ein Elektron, so hat der Kettenprozeß ein ähnliches Verhalten. Jetzt beginnt jedoch die Schauerkaskade mit einem Gammaquant, welches durch Bremsstrahlung des primären Elektrons erzeugt wird.

Zwei Detektortypen kamen in Frage: ein "Sandwich" aus Bleiplatten und Szintillatormaterial und ein BleiglasČerenkovzähler.

Beim ersten Detektor beginnt die Schauerbildung in der ersten Bleiplatte und die Energie der geladenen Sekundärteilchen wird in dem nachfolgenden Szintillator gemessen. Der Aufbau Bleiplatte - Szintillator wiederholt sich viele Male, damit der Schauer seine gesamte Energie abgeben kann. Die abgegebene Energie im Szintillator, ein Teil der Schauerenergie, wird durch Anregung der Atome in Lichtquanten umgesetzt. Diese erzeugen in

einem Photomultiplier Photoelektronen, deren Gesamtzahl proportional der abgegebenen Energie ist. Der restliche Teil der Schauerenergie wird in den Bleiplatten abgegeben und ist für die Energiemessung verloren. Da es sich bei einem elektromagnetischen Schauer um einen statistischen Prozeß handelt, bewirkt dieser Verlust eine große Ungenauigkeit der Energiemessung des Schauers.

Bessere Energieauflösung erhält man mit einem Bleiglas-Čerenkovzähler, der Gammaquanten und Elektronen mit einer Energie von  $\gtrsim 50$  MeV messen kann. Hat ein Glasblock mit klarem optischen Medium und kurzer Strahlungslänge, z.B. Bleiglas, die Länge von vielen Strahlungslängen, so kann er als Materie für die Schauerentwicklung dienen und den gesamten Schauer aufnehmen. Die totale Spurlänge der Elektronen und Photonen des Schauers ist proportional der Energie des primären Teilchens. Da die Energien der Elektronen relativistisch sind ( $\beta \sim 1$ ), ist die mittlere Anzahl der emittierten Čerenkov-Lichtquanten proportional der Summe aller Spurlängen. Somit ist die ausgesandte Čerenkovstrahlung proportional der abgegebenen Energie im Bleiglasblock. Diese Čerenkovstrahlung wird durch einen Photomultiplier, angebracht an einer Stirnfläche des Bleiglasblocks, nachgewiesen. Die Pulshöhe ist proportional der Energie des primären Gammaquants oder Elektrons.

In einem monoenergetischen Elektronenstrahl des Elektronensynchrotrons der Universität Bonn wurden beide Detektortypen getestet.

Das Blei-Szintillator-Sandwich bestand aus 15 Schichten, abwechselnd je 4 mm Blei und 4 mm Szintillatormaterial. Die Gesamtdicke betrug 12 Strahlungslängen. Die einzelnen Platten hatten eine Größe von  $56 \times 10 \text{ cm}^2$  und wurden seitlich über einen Lichtleiter mit einem 56 AVP Photomultiplier verbunden.

Der BleiglasČerenkovzähler war ein  $15 \times 15 \times 32 \text{ cm}^3$  SF5 Bleiglasblock\*, 15 Strahlungslängen tief, der axial durch einen 58 AVP Photomultiplier gesehen wurde.

Gemessen wurde die Energieauflösung für beide Detektoren. Sie war für das "Sandwich" 1.8 bis 2.1 mal schlechter als die des Bleiglaszählers, abhängig vom Auftreffpunkt des Elektrons auf den Detektor.

Konsequenterweise wählte man für die Energiemessung der Gammaquanten den Bleiglaszähler. Der Querschnitt der Bleiglasblöcke (s. Abb. 8) war ein reguläres Hexagon, dessen Außenkreis einen Durchmesser von 79 mm hatte. Die Länge betrug 325 mm, was etwa 15 Strahlungslängen entspricht. Mit diesen Abmessungen war gewährleistet, daß die seitliche Ausdehnung des Schauers nicht den Rand des Blocks berrührt und bis zu 7 GeV 90% der Schauerenergie in ihm enthalten ist<sup>59</sup>.

61 Bleiglasblöcke wurden symmetrisch um die Strahlachse angeordnet und bildeten eine Gesamtfläche von etwa  $1 \text{ m}^2$ . Ein 5-Zoll-Photomultiplier wurde an die Stirnflächen jedes Bleiglasblocks angebracht.

### 3.4.2 Der Photomultiplier

Für die beste Energieauflösung des Detektors suchte man einen Photomultiplier, der die größte Kathodenempfindlichkeit hatte für das gelbe Licht, das durch Filtern der Čerenkov-Strahlung im Bleiglas entsteht. Außerdem sollte der Photoelektroneneinfang gleichmäßig auf der ganzen Fläche der Photokathode sein. Bialkali- und Trialkali-Kathoden wurden ausgeschlossen, da keine Dunkelstromprobleme erwartet wurden. Vier Photomultipliertypen wurden untersucht: 54 AVP\*\*, 58 AVP\*\*, 9530 B\*\*\*, 9530 R\*\*\*, wobei

---

\*) Jenaer Glaswerk, Schott, Mainz, Deutschland

\*\*) R.T.C. La Radiotechnique, Compelec, Paris

\*\*\*) EMI Electronics, Ltd., Hayes, Middlesex, England

letzterer eine Empfindlichkeit besitzt, die in den roten Bereich des Spektrums reicht.

Bei einer ersten Messung wurden die Pulshöhenverteilungen der integrierten Anodensignale jedes Photomultipliers verglichen, indem man mit einem 6 nsec breiten Lichtblitz die gesamte Photokathode beleuchtete. Der Lichtblitz wurde durch eine Gallium-Phosphid Diode\* ausgesandt und traf durch einen Streuer auf die Photokathode.

Danach verglich man die Energieauflösungen eines SF5-Bleiglasblocks, abwechselnd versehen mit den 54 AVP, 58 AVP und 9530 R Röhren, in einem 1 GeV Elektronenstrahl vom internen Target des CERN Protonen-Synchrotrons.

In Tabelle II sind die Resultate wiedergegeben.

Tab. II: Vergleich der Photomultiplier

	54 AVP	58 AVP	9530B	9530R
Photokathoden Empfindlichkeit [A/lm]	58	68	78	103
Auflösung mit XP20 Diode [% FWHM]	38	38	26	24
Auflösung mit 1 GeV Elektronen [% FWHM]	26.5	16.0	-	11.6

Die Unterschiede im Verhalten der Röhren sind auf den nicht gleichförmigen Photoelektroneneinfang an allen Stellen der Photokathodenoberfläche zurückzuführen. Diese Aussage wird unterstützt durch die Tatsache, daß es möglich ist, die Auflösung der 54 AVP von 26.5% FWHM auf 18.6% zu verbessern, wenn man einen nichtpolierten Bleiglasblock benutzt, welcher eine gleichmäßige Kathoden-

---

\*) XP20, Ferranti Ltd., Gem Hill, Chadderton, Oldham, Lancaster, England



Beleuchtung erlaubt (siehe auch 3.4.3). Für den Gesamtdetektor wurde nach diesen Messungen der Photomultiplier 9530 R benutzt.

### 3.4.3 Die Oberfläche der Bleiglasblöcke

Hier bieten sich 2 Möglichkeiten an: das Licht so wirksam wie möglich zu reflektieren oder das auf die Oberfläche auffallende Licht zu streuen. Im ersten Falle sammelt man eine größere Menge Licht, die Beleuchtung der Photokathode ist jedoch sehr lokalisiert. Bei einer Nichtgleichförmigkeit der Photokathodenempfindlichkeit wäre dann das Anodensignal abhängig vom Auftreffpunkt des Schauers auf den Bleiglasblock. Im anderen Falle hat man einen gewissen Verlust an Licht, gewährleistet jedoch eine gleichmäßige Beleuchtung der Kathode.

Verglichen wurde die Energieauflösung von 1 GeV Elektronen bei zwei identischen Bleiglasblöcken, einer poliert und in Aluminiumfolie verpackt, der andere mit rauer Oberfläche und überzogen mit einer weißen Farbe. Man entschied sich für die polierte Oberfläche, da in diesem Falle die Auflösung besser war.

### 3.4.4 Der Lichtkontakt zwischen Bleiglasblock und Photomultiplier

Es stellt sich die Frage, ob ein Zusatzstück nötig ist, um den kleinen Größenunterschied zwischen der hexagonalen Basis des Bleiglasblockes und der kleineren runden Photokathode auszugleichen. Dafür benutzte man ein konisches Glasstück mit einer Dicke von 25 mm. Die Auflösung war jedoch etwas schlechter als bei direkter Anpassung der Röhre auf den Block. Die schlechtere Auflösung kommt wohl durch einen größeren Lichtverlust an den Kontaktflächen zustande.

Somit muß nur noch das passende Kontaktmittel gefunden werden, um das Maximum an Licht vom Bleiglasblock ( $n_D = 1.67$ ) zum Glasfenster des Photomultipliers ( $n_D = 1.45$ ) zu übertragen. Hier wurden Versuche mit folgenden Mitteln unternommen: Immersionsöl ( $n_D = 1.515$ ), Siliconöl (Dow Corning Nr. 710,  $n_D = 1.533$ ), Siliconfett (optisches Kontaktmittel Nr. 20-057,  $n_D = 1.448$ ) und eine 1 mm dicke Schicht aus durchsichtigem Siliconkautschuk (Silicoloid 201,  $n_D = 1.40$ ).

In Tabelle III sind die Resultate bzgl. Auflösung für die einzelnen Kontaktmittel wiedergegeben.

Tab. III: Vergleich der Kontaktmittel

Zustand	Auflösung in einem 1 GeV $e^-$ -Strahl [% FWHM]	Beitrag zur Auflösung durch Photoelektronen- statistik [% FWHM]
<u>Rauer Block</u> (Immersionsöl)		
Direkte An- passung	17.0	8.2
Zusatzstück	18.6	10.0
Zusatzstück + weiße Farbe	9.7	8.1
<u>Polierter Block</u> (in Al verpackt)		
Immersionsöl	8.6	5.5
Siliconöl	8.9	6.0
Siliconfett	10.3	6.3
Siliconkautschuk	17.3	10.3

Als Kontaktmittel benutzte man schließlich das Siliconöl.

### 3.4.5 Der gesamte BleiglasČerenkovzähler

Die 61 Bleiglasblöcke befinden sich in einem lichtundurchlässigen Stahlrahmen von  $120 \times 128 \text{ cm}^2$  Größe und 35 cm Tiefe (s. Abb. 9). Eine 3 mm dicke Pertinaxplatte ( $7 \times 10^{-3}$  Strahlungslängen) ist auf der Frontseite angebracht. Jeder Block ist in eine  $3 \text{ mg/cm}^2$  aluminisierte Mylarfolie eingewickelt. In der Nähe des Photomultipliers ist sie mit einem Lack auf dem Bleiglasblock angeklebt. Dies verhindert ein zufälliges Eindringen von Siliconöl zwischen Folie und Block. Auch die Frontseite des Blocks ist mit der aluminisierten Mylarfolie bedeckt, wobei in jeder Ecke ein Loch für Inspektion und Anbringen der Lichtdioden (siehe 3.4.6) freigelassen wurde.

Ein Mu-Metall-Zylinder umgibt den Photomultiplier und dient als Abschirmung gegen magnetische Felder (s. Abb.10). Die Photomultiplier auf ihrem lichtundurchlässigen Sockel drücken auf einen 3 mm starken O-Ring. Der so gebildete Zwischenraum wird mit Siliconöl über 2 Stahlröhrchen gefüllt. Eine gedruckte Schaltung mit der Spannungsteilerkette für die Dynoden ist an den Sockel befestigt (s. Abb.11). Der Teil des Rahmens, an dem sich diese gedruckten Schaltungen und elektrischen Verbindungen befinden, ist lichtundurchlässig und durch eine Metalltür geschlossen. In Abb. 12 ist eine Aufnahme des sich im Bau befindlichen Zählers dargestellt.

### 3.4.6 Die elektrische Versorgung

Die Spannungsteilerkette ist von herkömmlichem Aufbau<sup>60</sup>. Zu bemerken ist jedoch, daß die Spannung an den letzten beiden Dioden bis auf den maximal erlaubten Wert vergrößert wurde. Somit gewährleistete man einen linearen Anstieg der Pulshöhe mit der Energie. Mittels Lichtdioden stellte man eine Abweichung kleiner als 1% bis zu Pulshöhen äquivalent 1 GeV fest.

Die Hochspannungszuführung für die Photomultiplier geschieht über einen Kreuzschienenverteiler mit 20 möglichen Spannungen. Die niedrigste Spannung (1400 V) wird von einem regulierten Netzgerät geliefert, die Spannungszunahme von einem Schritt zum anderen geschieht durch einzelne regulierte 20 V Netzgeräte. Während des Betriebs wurden alle Spannungen regelmäßig on-line durch einen Computer (IBM 1800) kontrolliert.

Die Anode jedes Photomultipliers führt zu dem Eingang eines Integriergliedes\*. Öffnet ein Triggerpuls das Gate dieses Integriergliedes, so wird das Anodensignal über 170 nsec integriert und lädt einen Kondensator auf eine Spannung proportional zur Pulsfläche auf. Diese Spannung wird dann ausgelesen, durch einen 10 MHz Analog-zu-Digital-Konverter\*\* in eine Pulsfolge umgewandelt und zum Computer übertragen. Die Wirkungsweise dieses Integriergliedes wird regelmäßig mit Standardpulsen veränderlicher Spannung überprüft (siehe auch 3.4.8). Die Dynodensignale von verschiedenen Zellen werden gemischt und im Trigger benutzt (siehe auch 3.5).

Um Veränderungen in der Verstärkung jedes Zählerelementes des öfteren zu überprüfen, wurden insgesamt sechzig XP20 Dioden in den Ecken der Bleiglasblöcke befestigt. Dabei wurden die Dioden in Siliconkautschuk vergossen und mit einer Feder in einem Plexiglasröhrchen festgehalten (Abb. 13,14). Jede Diode beleuchtet zwei oder drei Photomultiplier und jeder Photomultiplier sieht zwei oder drei Dioden. Werden nun die Dioden in einer bestimmten Reihenfolge gezündet, so ist es möglich, Veränderungen der Zählerverstärkung und der Diodenlichtleistung on-line festzustellen.

---

\*) Model 227, Le Croy Research System Corporation, West Nyack, NY., USA

\*\*\*) CERN NP Type N 7199

### 3.4.7 Die Energieauflösung und das Verhalten des Gesamtdetektors

In Abb. 15 ist ein typisches Anodensignal von 1 GeV Elektronen abgebildet. Der langsame Abfall des Pulses rührt von Photoelektronen her, die aus den photosensitiven Seitenwänden des Photomultipliers ausgestoßen worden sind. Der Beitrag dieser Photoelektronen verringert die statistische Schwankung und verbessert dadurch die Auflösung. Die Anstiegszeit beträgt für gleichmäßige Beleuchtung der Photokathode 18 nsec. Bei nicht gleichmäßiger Beleuchtung erhält man eine Schwankung der gesamten Laufzeit von 25 nsec.

Die Auflösung (FWHM) der 61 Zähler liegt für 1 GeV Elektronen zwischen 9.8% und 11.2%. Der Beitrag der statischen Schwankung in der Anzahl der Photoelektronen wurde mit einer XP20 Diode am Testaufbau untersucht. Sie betrug 5.5% bei einer gemessenen Auflösung von 8.6% (siehe Tabelle III in 3.4.4). In Abb. 16 ist die Auflösung verschiedener Schauerzähler als Funktion der Energie dargestellt.

Mit Elektronen von 0.2 GeV bis 1 GeV Energie wurde bei den eigenen Zählern keine Abweichung von der Linearität beobachtet. Erst oberhalb 4 GeV traten Abweichungen auf, die bei 8 GeV etwa 15% betragen. Dies kann durch Herauslaufen des Schauers aus dem Bleiglasblock entstehen. Die Auflösung selbst folgt einem  $1/\sqrt{E}$  Gesetz zwischen 0.2 und 1 GeV. Dies folgt aus der Proportionalität zwischen der Anzahl der Photoelektronen  $n$  und der Energie  $E$  des Primärteilchens.

Das Verhalten gegenüber relativistischer Myonen ( $p_{\mu} > 1 \text{ GeV}/c$ ) wurde für jede Zelle des Hodoskops gemessen. Ein Pulshöhenspektrum ist in Abb. 17 wiedergegeben. Die mittlere Pulshöhe entspricht der von Elektronen von  $366 \pm 10 \text{ MeV}$  Energie.

Protonen von 600 MeV/c, deren Geschwindigkeit unterhalb der Čerenkovschwelle liegt, können Licht nur durch das leichte Szintillieren des Bleiglasses erzeugen. In einem Zeitintervall von 170 nsec ist die Pulshöhe dieser Protonen der von 19 MeV-Elektronen äquivalent.

Es ist wichtig, festzustellen, ob Energieverluste auftreten, wenn ein Schauer an der Stoßstelle zweier Blöcke auftrifft. Deshalb fuhr man mit einem 1 GeV-Elektronenstrahl von  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  Querschnitt über die Stoßstelle zweier Blöcke. Dabei stellte sich heraus, daß die Summe der Pulshöhen der beiden Blöcke der Pulshöhe eines einzelnen Blocks innerhalb von 1% gleich war.

#### 3.4.8 Zeitliche Eichung und Stabilität des Detektors

Zur genauen Energiebestimmung der Schauer war es erforderlich, die Energieeichung jeder Bleiglaszelle über die gesamte Zeit des Experimentes weg zu kennen. Drei Eichungen wurden deshalb on-line mit dem Computer in bestimmten zeitlichen Abständen vorgenommen.

Alle zwei Stunden wurden die Linearität und die Basiswerte (Pedestals) der Integrierglieder gemessen. Zu diesem Test legte man Standardimpulse mit veränderlicher Höhe an diese Integrierglieder an. Traten Verschiebungen auf, so wurden die Daten der vorangegangenen zwei Stunden in der Analyse korrigiert.

Die wichtigste Eichung des Zählers war die Energieeichung. Sie wurde jede Woche unternommen. Hierbei wurden Myonen vom Target her benutzt. Man verlangte etwa 1000 Myonen für jeden Bleiglasblock, was einer Meßzeit von etwa vier Stunden entsprach. Die so gemessene mittlere Pulshöhe der Myonen in einem Bleiglasblock entspricht der von Elektronen mit  $366 \pm 10 \text{ MeV}$  Energie (s. 3.4.7).

Verschiebungen der Röhrenverstärkung wurden mit den Lichtdioden bestimmt, welche in den Ecken der Bleiglasblöcke installiert waren (s. 3.4.6). Dieser Test, der alle zwei Stunden ausgeführt wurde, zeigte, daß die Verstärkung der Photomultiplier weniger als 2% pro Woche schwankte.

Benutzte man die Information aus Myoneneichung und Lichtdiodentest, so erreichte man für jede Zelle eine Stabilität besser als 1.5% über einen Zeitraum von einem Jahr.

Im Anhang A werden diese drei Tests ausführlicher behandelt.

### 3.5 Auslösende Zähler und Elektronik

Wie schon in 3.2 erwähnt, befinden sich vor dem Zerfallsvolumen ein kleiner Antikoinzidenzzähler und an seinem Ende, direkt vor dem Funkenkammerspektrometer, ein großer Antikoinzidenzzähler (s. Abb. 3). Dieser besteht aus fünf horizontalen Szintillationszählern. Jeder Zähler ist 25 cm breit, 125 cm lang und 2 cm dick. An beiden Enden der Szintillationszähler sind Photomultiplier (58 AVP) angebracht, deren Signale addiert werden. Die Lichtleiter sind durch zwei vertikale Szintillationszähler mit denselben Dimensionen wie die horizontalen abgedeckt. Vor diesem großen Antikoinzidenzzähler befindet sich noch eine Konverterplatte aus 10 mm Blei mit beidseitiger 3 mm Eisenverstärkung. Sie hat in der Mitte ein hexagonales Loch von der Größe der ersten Konverterfolie.

Bei den Messungen für die Phase  $\phi_{00}$  waren vor jedem der ersten fünf Funkenkammersätze mitten im Strahl Proportionalkammern angebracht. Sie enthalten 10 vertikale Meßdrähte und waren mit 70% Argon und 30% Isobutan gefüllt (s. Abb. 18).

Die Meßdrähte jeder Kammer waren parallel geschaltet und ihre Signale wurden verstärkt. Diese 5 Kammern wurden als Antikoinzidenzzähler benutzt und verhinderten das Auslösen der Apparatur durch Strahlwechselwirkungen.

Nach dem vierten Funkenkammersatz befindet sich ein Zählerhodoskop aus 10 horizontalen und 10 vertikalen Zählern. Sie haben eine Abmessung von  $10 \times 100 \text{ cm}^2$  und eine Dicke von 10 mm. Bei den horizontalen Zählern sind wieder auf beiden Seiten Photomultiplier angebracht. Die Signale aus beiden Photomultipliern werden über einen Pulsformer auf einen "Meantimer"\*<sup>63</sup> gegeben. Diese elektronische Einheit berechnet das arithmetische Mittel zwischen den Zeiten  $t_1$  und  $t_2$ , wo das Licht auf die beiden Photomultiplier auftritt; sie stellt automatisch die Verzögerung ein und gibt einen Puls aus nach einer konstanten Zeitspanne.

Die Anodenpulse jedes Bleiglasčerenkovzählers werden auf ein Integrierglied gegeben, welches durch ein äußeres Signal geöffnet werden kann. Die Dynodenpulse werden in sieben Gruppen gemischt. Dabei wurde der Bleiglaszähler in sechs äußere Sektoren und einen inneren Bereich logisch aufgeteilt. Dies wird in Abb. 3 durch die dickausgezogenen Linien illustriert. Diese Signale werden verstärkt und auf einen Diskriminator gegeben.

Hinter der Apparatur befindet sich im Strahl ein Zählerteleskop, der Neutronenmonitor. Er besteht aus drei Szintillationszählern, wobei der erste als Antikoinzidenz wirkt. Zwischen den beiden ersten Zählern befindet sich ein Kupferblock, zwischen den beiden letzten 2.5 cm Blei. Die Zählrate der Dreifachkoinzidenz  $\bar{I}23$  mißt die Zahl der neutralen Teilchen, die im Cu-Block wechselwirken und dabei mindestens ein Sekundärteilchen erzeugen, das genügend Energie besitzt, um Zähler 2, das Blei und Zähler 3 zu durchqueren.

---

\*) CERN NP Type N-2629



Mit einer schnellen Elektronik wurde das Triggersignal erzeugt. Das Blockschaltbild ist in Abb. 19 wiedergegeben. Hier wurden folgende Bedingungen gestellt:

- i) Es darf kein geladenes Teilchen im kleinen oder großen Anti-koinzidenzzähler registriert werden. Auch sollen die bei den späteren Messungen verwendeten Proportionalkammern kein Signal geben.
- ii) Mindestens zwei horizontale und zwei vertikale Zähler des Hodoskops müssen angesprochen haben. Zur genauen Rekonstruktion des Zerfallspunkts benötigt man nämlich mindestens zwei Schauer, die in den dünnen Bleifolien vor dem Hodoskop konvertiert sind.
- iii) Drei der äußeren Sektoren des BleiglasČerenkovzählers sollen Schauer von mehr als 450 MeV Energie enthalten.

Das daraus resultierende Triggersignal öffnet die Tore der Integrierglieder, welche dann die Čerenkovinformation, d.h. die Anodenpulse, speichern. Weiterhin löst es die Hochspannung an den Drahtfunkenkammern aus, um die Schauerspuren zu registrieren.

Dann beginnt die Auslese der Kernspeichermatrizen der Drahtfunkenkammern, deren Inhalt zum Computer übertragen wird. In der Zwischenzeit werden die Integrierglieder ausgelesen, digitalisiert und in einen Speicher gegeben. Ist die Auslese der Drahtfunkenkammern beendet, so wird der Inhalt dieses Speichers zum Computer übertragen. Danach ist der Apparat und die Elektronik wieder bereit, ein neues Ereignis aufzunehmen.

Monitorraten, Hodoskopzählraten und Zufallskoinzidenzen wurden mit Zählern registriert und während des gesamten Experiments auf Stabilität überprüft. Zwischen den einzelnen

Strahlpulsen wurden die Funkenkammerkoordinaten in allen 4 Projektionen sowie die Pulshöhen der 61 Bleiglasčerenkovzellen auf ein Sichtgerät gegeben. Dies erlaubte es, den gesamten Apparat während der Messung zu überprüfen.

#### 4. Rekonstruktion der Ereignisse

Die Ereignisse wurden off-line an den CDC 6500 und CDC 6600 Rechnern des CERN rekonstruiert. Abbildung 20 zeigt ein typisches Ereignis. Deutlich sind die 6 Funkenkammersätze aus je vier Funkenkammern erkennbar. In Abb. 21 sind die Auftreffpunkte der vier Schauer auf den Bleiglaszähler dargestellt. Die Zahlen in den einzelnen Zellen entsprechen der Bit-Anzahl des Analog-zu-Digital-Konverters.

##### 4.1 Auswahl der Ereignisse im Bleiglaszähler

Im Rekonstruktionsprogramm wurden zuerst die Inhalte der einzelnen Bleiglaszellen untersucht, denn dieser Schritt reduzierte am stärksten die Anzahl der Untergrundereignisse.

Zunächst rechnet das Programm den Zählerinhalt (in Bits) jeder Zelle in Energie um. Dabei werden verschiedene Korrekturen bezüglich Pedestals, Linearität usw. berücksichtigt (s. Anhang A). Folgende Schritte werden dann unternommen:

1. Es muß mindestens eine der 61 Zellen 100 MeV Energie enthalten.
2. In diesem Falle werden die 6 Nachbarzellen gesucht.
3. Aus diesen 7 Zellen wird nun ein Triplet von drei aneinanderhängenden Zellen mit der größten Energiesumme bestimmt.
4. Beträgt die Energie dieses Triplets mindestens 200 MeV, so wird ein Schauer diesem Triplet zugeordnet.

Dieser Vorgang wird nun für den gesamten Bleiglaszähler wiederholt. Dabei besteht die Möglichkeit, daß zwei Triplets eine gemeinsame Zelle haben. In solchen Fällen wurde verlangt, daß die gemeinsame Zelle weniger als 10% von jeder Triplettenergie oder weniger als 50 MeV besitzt.

Für ein Ereignis verlangte man mindestens 4 Schauer (= 4 Triplets), aber weniger als 10. Die Zuordnung eines Schauers zu einem Triplet ist durch eine genauere Analyse der Energieverteilung in dem Triplet gerechtfertigt und wurde erst nachträglich im Rekonstruktionsprogramm eingebaut. Diese Analyse wird im Abschnitt 5,3 behandelt. Ihr Resultat ist hier der Vollständigkeit halber vorweggenommen.

#### 4.2 Die geometrische Rekonstruktion der Schauerspuren

Wurden im Bleiglaszähler mindestens vier Schauer mit mindestens je 200 MeV gefunden, so rekonstruierte man die Schauerachsen aus den Funken in den Funkenkammern. Die Rekonstruktion der Achsen geschah auf dem Niveau eines einzelnen Funkenkammersatzes, denn die vier Kammern genügten, um eine Spur im Raume festzulegen.

Zunächst sucht man Paare von  $(x,y)$ - oder  $(u,v)$ -Drahtkoordinaten, welche einem Funken im Raume zugeordnet werden können. Ein Paar  $(x_1, y_1)$  und  $(x_2, y_2)$  in der ersten und dritten Kammer des Satzes muß zwei Bedingungen erfüllen:

1. Der Abstand zwischen  $(x_1, y_1)$  und  $(x_2, y_2)$  in jeder Koordinate darf einen festgelegten Wert nicht überschreiten:

$$|x_1 - x_2| < 3 \text{ cm}$$

$$|y_1 - y_2| < 3 \text{ cm}$$

2. Es muß mindestens ein Paar  $(u,v)$ -Koordinaten in der zweiten oder vierten Kammer desgleichen Satzes existieren, welches auf die Achse zwischen  $(x_1, y_1)$  und  $(x_2, y_2)$  innerhalb  $\pm 3.6$  mm fällt.

Wird beides erfüllt, so werden die Koordinaten  $(x_1, y_1)$  und  $(x_2, y_2)$  als Funken im Raume angesehen.

Das gleiche Verfahren wird wiederholt, indem man  $(u_1, v_1)$  und  $(u_2, v_2)$  paart und verlangt, daß mindestens ein  $(x,y)$ -Paar auf ihrer Achse innerhalb der gleichen Toleranzen liegt.

Sind alle Funken im Raume in allen Funkenkammersätzen gefunden, so beginnt man die Spuren in den einzelnen Funkenkammersätzen zu verbinden.

Man sucht zuerst 2  $(x,y)$ -Funken oder 2  $(u,v)$ -Funken, die zu verschiedenen Kammern beispielsweise des ersten Satzes gehören, und die einen Abstand kleiner als 4.2 cm haben. Durch diese beiden Punkte legt man eine Gerade. Dann sucht man alle Funken innerhalb eines Zylinders, der um die Gerade zentriert ist. Der Radius des Zylinders ist abhängig von dem Funkenkammersatz und dem Konversionspunkt der  $\gamma$ 's. Man berechnet nun die mittlere Koordinate aller gefundenen Funken in jeder der vier Kammern und paßt eine Gerade diesen Koordinaten an. Somit wäre für dieses Beispiel die Anfangsrichtung eines Schauers festgelegt. Den Konversionspunkt erhält man durch Extrapolation der Geraden in die am Anfang des Funkenkammersatzes sich befindende Bleikonverterfolie, wobei die z-Koordinate des Konversionspunktes in der Mitte der Folie angenommen wird.

Sodann extrapoliert man die gefundene Richtung in den zweiten Funkenkammersatz, umschließt sie dort wieder mit einem

Zylinder, sammelt alle Funken, mittelt die Koordinaten und bildet eine neue Richtung. Dieses Verfahren wird bis zum Bleiglaszähler fortgeführt. Sind alle Spuren im ersten Satz erfaßt, so beginnt man im zweiten Funkenkammersatz nach neuen Schaueranfängen zu suchen. Diese Methode wird dann bis zum letzten Funkenkammersatz wiederholt.

Ein Ereignis wird dann akzeptiert, wenn mindestens zwei Schauer innerhalb der ersten vier Kammersätze konvertiert sind und bis zum Bleiglaszähler verfolgt werden können. Zusätzlich zu diesen zwei Schauern soll noch mindestens ein dritter in den letzten zwei Funkenkammersätzen vor dem Bleiglaszähler konvertieren.

Zu bemerken sind noch zwei zusätzliche Kriterien bei der Rekonstruktion: 1) Zeigt ein Schauer auf einen "Guard Ring", so wird das Ereignis verworfen, da die Energie dieses Schauers nicht gemessen werden kann. 2) Eine große Anzahl von Ereignissen rührt von Strahlwechselwirkung her. Um diese auszuschließen, verlangt man, daß keine Funken in der Mitte jeder Kammer innerhalb  $7 \times 7 \text{ cm}^2$  auftreten.

## 5. Auswahl der rekonstruierten Ereignisse

Den rekonstruierten Ereignissen mußte nun der Energie- und Winkelfehler zugeordnet werden. Einen wichtigen Bestandteil der Analyse bildete das Zuordnen eines in den Funkenkammern konvertierten Schauers mit den entsprechenden Zellen im Bleiglaszähler.

### 5.1 Energiebestimmung von Schauern

Um die Energiemessung der  $\gamma$ 's zu verstehen, wurden die Bleiglaszähler mit Elektronen von 200 MeV bis 4 GeV geeicht. Dabei ergab sich folgendes (s. auch Abschnitt 3.4):

- Die Pulshöhe steigt linear mit der Energie an
- Die Auflösung folgt einem  $1/\sqrt{E}$ -Gesetz; sie ist für alle Zähler praktisch dieselbe
- bei 1 GeV ist die Auflösung  $\sigma$  typisch 4.5%

Bei Schauern, die auf die Grenze zwischen zwei Zählern fallen, ist die Auflösung nicht schlechter als bei zentral auftreffenden.

Die gemessenen Schauerenergien müssen auf die Energieverluste in den Bleikonverterfolien und den Szintillationszählern korrigiert werden. Diese Verluste wurden in einem Elektronenstrahl bei den Energien 250 MeV, 500 MeV, 750 MeV und 1 GeV gemessen. Dabei wurden verschieden dicke Bleifolien vor einen Bleiglasblock gestellt und die Pulshöhen gemessen. In Abb. 22 ist der Energieverlust als Funktion der Elektronenenergie für verschiedene Strahlungslängen aufgetragen. Diese Meßpunkte lassen sich parametrisieren und der Energieverlust erhält die Form (s. Abb. 22).

$$dE \text{ [MeV]} = 1.8 L^{3/2} \sqrt{E \text{ [MeV]} - 150} + dE_{\text{Szint}} .$$

Dabei ist  $L$  die gesamte Strahlungslänge, die der Schauer durchfliegt, d.h. die Hälfte der Konversionsfolie und der Rest an Folien vor dem Bleiglaszähler.  $dE_{\text{Szint}}$  ist der Energieverlust in den Szintillationszählern und wurde zu 10 MeV berechnet. Der Energieverlust  $dE$  liegt in der Größenordnung von 30 MeV.

Von der nun korrigierten Energie eines Schauers wurde sodann der Fehler bestimmt. Dieser berechnet sich nach dem Gesetz der Photonenstatistik. Zu ihm addiert sich noch ein Beitrag der von den Schwankungen der "Pedestals" der Integrierglieder herrührt.

$$\Delta E = 1.45 \sqrt{E} + \sqrt{\sum_{i=1}^3 1.18 \sigma_i^2}$$

Hier ist die Energie in GeV anzugeben. Der Faktor 1.45 entspricht den  $\sim 11\%$  FWHM der Bleiglaszähler bei 1 GeV Elektronenenergie. Den Fehler aus den Pedestalschwankungen erhält man, indem man aus ihrer Verteilung, die man ja beiläufig für die leeren Zellen des Bleiglaszählers für jedes Ereignis erhält, die Schwankung  $\sigma$  nimmt. Da zu einem Schauer immer mindestens drei Zellen gehören (s. 5.3), müssen die Schwankungen dieser drei Zellen quadratisch addiert werden.

## 5.2 Winkelbestimmung von Schauern

Anhand von Monte-Carlo Schauerereignissen wurde die Bestimmung der  $\gamma$ -Richtungen untersucht. Es treffe ein  $\gamma$ -Quant der Energie  $E_\gamma$  senkrecht auf eine Bleifolie der Dicke  $\lambda$ . Dieses  $\gamma$ -Quant konvertiere in der Folie, und geladene Teilchen sollen die folgenden Funkenkammern triggern.



Folgende qualitative Aussagen lassen sich für  $\lambda \leq 0.1 X_0$  machen ( $X_0$  = Strahlungslänge):

- Die sekundäre Erzeugung von geladenen Teilchen ist vernachlässigbar.
- Die Richtungsgenauigkeit wird bestimmt durch die Vielfachstreuung.
- Für die interessierenden Energien ( $E_\gamma \leq 1$  GeV) ist der erste Prozess immer eine Paarerzeugung. Der sekundäre Prozess ist meist eine Comptonstreuung eines weichen  $\gamma$ 's.

Zur genaueren Untersuchung definiert man als "wahre" Funkenkoordinate den Mittelwert aller Funkenkoordinaten in einer Kammer:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i, \quad \langle y \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i,$$

wobei N die Anzahl der Funken ist. Ein anderer Parameter ist der "Funkenabstand", d.h. der Abstand zwischen der größten und kleinsten Funkenkoordinate eines Schauers in einer Kammer

$$\begin{aligned} \delta x &= \text{Max} (x_i - x_j) \\ & \qquad \qquad \qquad 1 < i < N ; 1 < j < N \\ \delta y &= \text{Max} (y_i - y_j) \end{aligned}$$

Die  $\gamma$ -Richtung wurde bestimmt aus dem Mittelwert der Funkenkoordinaten  $\langle x \rangle$  und  $\langle y \rangle$  nach der Konversionsfolie.

Es läßt sich nun die Abhängigkeit der Winkelauflösung von der Dicke der Konversionsfolie untersuchen. Dies ist für  $E_\gamma = 1$  GeV in Abb. 23 dargestellt. In nachfolgender Tabelle IV sind der gemessene und der erwartete Wert aufgetragen.

Tab. IV: Winkelauflösung als Funktion der Dicke der Konversionsfolie

$\lambda$ [ $X_0$ ]	FWHM gemessen [mrad]	FWHM erwartet aus Vielfachstreuung für 1 GeV/c Elektronen [mrad]
0.05	9.5	7.5
0.1	16.5	10.0
0.2	20.5	15.0

Die gemessenen Werte sind in guter Übereinstimmung mit dem Gesetz der Vielfachstreuung. Wie man in Abb. 23 sieht, ist die Winkelauflösung für kleine  $\Delta\theta$  eine Gaussfunktion, während sie für große  $\Delta\theta$  stark davon abweicht und ihre Form auch unabhängig von der Dicke der Konversionsfolie wird.

Nähere Betrachtung der Monte-Carlo Ereignisse zeigte, daß die anomale Streuung durch niederenergetische Elektronen und Positronen erzeugt wird. Es gibt zwei Quellen für solche Teilchen:

1. Unsymmetrische Paare, wo eins der beiden Teilchen sehr niederenergetisch ist.
2. Sekundäre Elektronen aus Comptonstreuung eines weichen Photons.

Der 2. Prozeß ist umso unwahrscheinlicher, je kleiner  $\lambda$  ist. In beiden Fällen jedoch ist immer eine der auslaufenden Spuren gut mit dem einlaufenden Photon ausgerichtet. Zusammenfassend kann man sagen, daß ein großer Winkelfehler immer mit einem großen Funkenabstand  $\delta x$ ,  $\delta y$  zusammenhängt. Abb. 24 zeigt diesen Zusammenhang für ein  $\lambda$  von 0.1 Strahlungslängen. Für enge  $e^+e^-$ -Paare, d.h. kleine  $\delta x$ ,  $\delta y$  ist die Winkelauflösung immer eine Gaußfunktion und durch die Vielfachstreuung bestimmt. Bei breiten  $e^+e^-$ -Paaren gibt es eine Doppelverteilung, die durch den

weichen Partner des Paares hervorgerufen wird.

Aus diesen Analysen läßt sich nun klar ersehen, daß die  $\gamma$ -Richtung am besten durch die Anfangsrichtung des Schauers bestimmt wird, d.h. direkt nach der Konversion und dies nach einem kleinen  $\epsilon$ . Somit legte man die  $\gamma$ -Richtung fest als die beste Gerade, die durch die Funken des ersten Funkenkammer-satzes hinter der Konversionsfolie geht. Theoretisch ist diese Gerade die Mitte zwischen den Richtungen des Positrons und des Elektrons.

Für den Fehler der  $\gamma$ -Richtungen folgt aus dem Gesetz der Vielfachstreuung im Falle eines symmetrischen Paares

$$\Delta\theta_x = \Delta\theta_y = \frac{15}{E_\gamma/2} \sqrt{\frac{L/2}{X_0}} = \frac{7}{E_\gamma} \text{ mrad}$$

Hier ist  $X_0$  die Strahlungslänge,  $L$  die Dicke der Konversionsfolie ( $0.1 X_0$ ) und  $E_\gamma$  die  $\gamma$ -Energie in GeV.

Hinzu kommt ein konstanter Fehler, der von der Auflösung der Drahtfunkenkammer herrührt:

$$\delta_F = \frac{\delta_{\text{Draht}}}{\text{Ebenenabstand}} = \frac{0.06}{15} \approx 4 \text{ mrad}$$

Experimentell kann man den Winkelfehler aus der Rekonstruktion des Zerfallspunktes eines  $\pi^0$ 's bestimmen. Der Abstand zwischen den Geraden, die die gemessene Schauerrichtung darstellen, ist ein Maß für den Winkelfehler. Indem man immer zwei Schauer ähnlicher Energie auswählt, läßt sich die Energieabhängigkeit des Winkelfehlers messen. Die so bestimmten Winkelfehler sind in dem interessierenden Energiebereich um 1 GeV mit  $\Delta\theta_{x,y} = (5 + \frac{7}{E_\gamma})$  mrad verträglich, was ungefähr den Erwartungen entspricht (s. Abb. 25).

Der Zerfallspunkt der  $K_S^0$  bzw.  $K_L^0$ , "Vertex" genannt, wurde aus den Anfangsrichtungen der Schauer, die in den ersten vier Funkenkammersätzen konvertiert waren, rekonstruiert. Dabei läßt sich eine  $\chi^2$ -Größe bestimmen:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left( \frac{x_V - x_i}{\Delta x_i} \right)^2 + \left( \frac{y_V - y_i}{\Delta y_i} \right)^2 + \left( \frac{z_V - z_i}{\Delta z_i} \right)^2 - \left( \frac{r_{x_i}(x_V - x_i) + r_{y_i}(y_V - y_i) + r_{z_i}(z_V - z_i)}{\Delta x_i + \Delta y_i + \Delta z_i} \right)^2$$

Hierbei sind:  $x_V, y_V, z_V$  die Koordinaten des Vertex  
 $x_i, y_i, z_i$  die Koordinaten der  $\gamma$ -Konversionspunkte  
 $r_{x_i}, r_{y_i}, r_{z_i}$  die Richtungen der  $\gamma$ -Schauer  
 $n$  die Anzahl der konvertierten Schauer in den ersten vier Funkenkammersätzen

Es wurde verlangt, daß nur Ereignisse mit  $\chi^2 < 10$  für die weitere Analyse beibehalten wurden.

Das Auflösungsvermögen der Apparatur wird am besten durch die Verteilung der  $\pi^0$ -Masse veranschaulicht (s. Abb. 26). Energiefehler und Fehler in der Rekonstruktion des Zerfallspunktes tragen etwa gleich viel zur Breite der  $\pi^0$ -Masse bei.

### 5.3 Zuordnung von Bleiglaszellen zu den in den Funkenkammern konvertierten Schauern

Wichtig für die weitere Analyse ist die Verteilung der Schauerenergie im Bleiglaszähler. Zu diesem Zweck wurden 4 $\gamma$ -Ereignisse aus Meßreihen mit Regenerator ausgewählt, wo alle

vier Schauer in den Bleikonverterfolien konvertiert waren (s. Abb. 20). Zusätzlich sollten diese Ereignisse die  $K_S^0$ -Masse wiedergeben und die  $K_S^0$ -Richtung mit der Strahlrichtung übereinstimmen. Diese Ereignisse wurden nun auf einem Sichtgerät visuell analysiert. Dabei stellte sich heraus, daß in 96% der Fälle immer mehr als 95% jeder Schauerenergie in je drei verbundenen Zellen, einem Triplet, enthalten waren (s. Abb. 27).

Ist der Anfang des Schauers durch Funken markiert, das Ende durch das Triplet im Bleiglaszähler, so bleibt das Problem, beide miteinander zu verbinden. Dieser Punkt ist insofern wichtig, da man sicher sein muß, die Triplets des Bleiglaszählers nur einem  $\gamma$  zuzuordnen. Die Gefahr, zwei Schauer einem einzigen Triplet zuzuordnen, ist in Abb. 28 verdeutlicht: bei diesem  $3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$  - Ereignis liegen die Schauer  $\gamma_3$  und  $\gamma_4$  sowie  $\gamma_5$  und  $\gamma_6$  dicht beieinander. Wenn nur ein Schauer von  $\gamma_3$  und  $\gamma_4$  und nur einer von  $\gamma_5$  und  $\gamma_6$  konvertiert sind, so hat dieses Ereignis die Kennzeichen eines  $4\gamma$  - Ereignisses. Nimmt man nun an, daß die richtigen  $\pi^0$ 's aus den Schauern  $(\gamma_1, \gamma_6)$ ,  $(\gamma_2, \gamma_3)$  und  $(\gamma_4, \gamma_5)$  sind, so würde man im obigen Falle der  $4\gamma$ -Konfiguration aus  $(\gamma_1, (\gamma_3 + \gamma_4))$  und  $(\gamma_2, (\gamma_5 + \gamma_6))$  zwei  $\pi^0$ 's bilden können. Dies ist durchaus möglich, denn die Winkel im  $\pi^0$ -Zerfall sind dann kleiner, aber die Energien größer. Aus der Berechnung von

$$p_{\text{trans}} = \sum_i p_{\perp i} = 0$$

und

$$M_{4\gamma}^2 = E^2 - p^2 = m_k^2$$

würde man auf ein gutes  $4\gamma$ -Ereignis schließen, dessen Masse gleich der  $K^0$ -Masse ist und wo die Richtung des  $K^0$ 's in Strahlrichtung zeigt. Um diesen Untergrund auszuschließen, wurde eine spezielle Analyse über die Reinheit eines Schauers gemacht. Dazu wählte man wieder  $4\gamma$ -Ereignisse aus mit der Eigenschaft, wie sie am Anfang dieses Abschnittes beschrieben wurden. Für jeden in den Funkenkammern konvertierten Schauer berechnete man den Auftreffpunkt auf den Bleiglaszähler. Diesen erhält man durch Extrapolation der Verbindung Vertex-Konversionspunkt zum Čerenkovzähler. Für jede Zelle des Triplets, die einem Schauer zugeordnet ist, erhält man

- den Abstand  $D$  zwischen dem Auftreffpunkt und dem betreffenden Zellenzentrum
- den Prozentsatz  $R$  der Triplettenenergie, die in der Zelle enthalten ist
- die Energie  $E_\gamma$  des Schauers
- die Nummer des Funkenkammersatzes  $M$ , wo der Schauer konvertierte ( $1 \leq M \leq 6$ )

Jedes Ereignis liefert 12 (im Falle von vier konvertierten  $\gamma$ 's) oder 9 (im Falle von drei konvertierten  $\gamma$ 's)  $(R,D)$ -Paare.  $R$  und  $D$  sind korreliert: ist  $D$  klein, so ist  $R$  nahe 100%; ist  $D$  groß, so ist  $R \approx 0$ ; ist  $D \approx R_0$ , dem Zellenzentrumradius, so schwankt der Wert von  $R$  sehr stark. Dieses Verhalten ist in Abb. 29 wiedergegeben. Je höher die Energie ist und je näher der Konversionspunkt der  $\gamma$ 's am Čerenkovzähler liegt (d.h.  $M \rightarrow 6$ ), je sauberer ist die  $R(D)$ -Verteilung.

Für verschiedene Energien und Konversionspunkte wurde die Funktion  $R(D)$  parametrisiert durch

$$R = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{D - R_0}{\Delta}\right)}$$

oder umgekehrt  $D = R_0 + \Delta \ln \left( \frac{1-R}{R} \right)$  .

Die Parameter  $R_0$  und  $\Delta$  charakterisieren den Mittelwert, ihre Fehler,  $\delta R_0$  und  $\delta \Delta$ , die Breite der Verteilung. In Abb. 30 ist die  $(E_\gamma, M)$ -Abhängigkeit dieser vier Größen abgebildet. Sie läßt sich parametrisieren durch

$$\begin{aligned} R_0 &= 120 + (7-M) \frac{1500}{E_\gamma} \\ \delta R_0 &= 7.5 + (7-M) \frac{1500}{E_\gamma} \\ \Delta &= 14.1 + 1.8 \sqrt{7-M} \\ \delta \Delta &= 5 + (9.5-M) \frac{1.25}{\sqrt{E_\gamma/1000}} \end{aligned} \quad (E_\gamma \text{ in MeV})$$

Für jeden Schauer läßt sich nun eine  $\chi^2$ -Größe angeben, die die Abweichung der 3 Zahlenpaare vom Idealwert hat. Sie ist definiert als

$$\chi_Z^2 = \sum_{3 \text{ Zellen}} \frac{\left[ D_i - R_0(E, M) - \Delta(E, M) \ln \left( \frac{1-R_i}{R_i} \right) \right]^2}{\left[ \delta R_0(E, M) \right]^2 + \left[ \delta \Delta(E, M) \ln \left( \frac{1-R_i}{R_i} \right) \right]^2}$$

In Abb. 31 ist eine  $\chi_Z^2$ -Verteilung abgebildet. Für  $4\gamma$ -Ereignisse verlangte man, daß das größte der  $\chi_Z^2$  kleiner als 2 ist, während der Schnitt bei 5 für die  $6\gamma$ -Ereignisse festgelegt war.

Diese  $R(D)$  Verteilungen können nun ihrerseits benutzt werden, um den Auftreffpunkt (+ Fehler) eines erst im Bleiglaszähler konvertierten  $\gamma$ 's zu finden.

Gegeben sei ein Triplett mit den Energieverhältnissen  $R_i$ . Durch Extrapolation in den Bleiglaszähler erhält man aus Abb. 30 die Parameter  $R_0^{Bk}$ ,  $\delta R_0^{Bk}$ ,  $\Delta^{Bk}$ ,  $\delta \Delta^{Bk}$  ( $Bk =$  im Bleiglaszähler konvertiert) und berechnet

$$D_i = R_0^{Bk} + \Delta^{Bk} \ln \frac{1 - R_i}{R_i}$$

$$(\delta R_i)^2 = (\delta R_0^{Bk})^2 + (\delta \Delta^{Bk} \ln \frac{1 - R_i}{R_i})^2$$

Die vier obigen Parameter sind in erster Näherung energieunabhängig und haben die Werte

$$R_0^{Bk} = 120 \qquad \delta R_0^{Bk} = 7.5$$

$$\Delta^{Bk} = 14.1 \qquad \delta \Delta^{Bk} = 5$$

Mit den gegebenen  $D_i$ 's ist es im allgemeinen nicht möglich, den Auftreffpunkt zu finden, es sei denn, daß

$$3 \sum_{i=1}^3 D_i^2 - \sum_{i=1}^3 D_i^4 + \frac{(\sum_{i=1}^3 D_i^2)^2 - \sum_{i=1}^3 D_i^4}{2} - 9 = 0$$

ist (Verschwindendes Volumen eines Tetraeders).

Um diese Bedingung zu erfüllen, verschiebt man die Werte  $D_i$  um einen Bruchteil ihrer Fehler  $\lambda(\delta D_i)$ . Diese Verschiebung ist immer sehr klein;  $\lambda$  ist typisch etwa 0.3 und war nie größer als 0.6. Sodann werden die Koordinaten  $x$  und  $y$  des Auftreffpunktes der im Bleiglaszähler konvertierten  $\gamma$ 's berechnet.



Berechnet man nun  $x$  und  $y$  von den in den Funkenkammern konvertierten Schauern, betrachtet aber diese Schauer als seien sie erst im Bleiglaszähler konvertiert, so läßt sich die Gültigkeit dieser Analyse nachprüfen. Man vergleicht die berechneten Werte  $x$  und  $y$  mit den gefundenen aus der Extrapolation ihrer Schauerrichtung. Eine Verteilung der Differenz dieser Werte ist in Abb. 32 gegeben. Die Verteilungen wurden für verschiedene Energien gemacht und als Fehler  $\delta$  für die berechneten  $x$  und  $y$  erhielt man

$$\delta = 17 + \frac{8500}{E_{\gamma}} \text{ [mm]} \quad (E_{\gamma} \text{ in MeV})$$

Somit war man in der Lage, den Auftreffpunkt eines erst im Bleiglaszähler konvertierten Schauers innerhalb  $\pm 1.5$  cm im Mittel (s. Abb. 32) zu bestimmen, da der Mittelwert der  $\gamma$ -Energie bei  $\approx 650$  MeV lag. Um die Gültigkeit dieser Methode weiter nachzuprüfen, steckte man diese Resultate in die kinematische Analyse (siehe 6.1 und 6.2). Man berechnete die Kaonen-Masse für vier in den Funkenkammern konvertierte Schauer (s. Abb. 33). Sodann betrachtete man einen Schauer, als sei er erst im Bleiglaszähler konvertiert, berechnete seinen Auftreffpunkt und nachher die  $K^0$ -Masse (s. Abb. 33). Im letzteren Falle ist die Verteilung ein wenig breiter.

Alle Ereignisse wurden somit nach den in diesem Abschnitt beschriebenen Kriterien ausgewählt und dann einer kinematischen Analyse zur Berechnung der physikalischen Größen unterworfen.

## 6. Kinematische Analyse der Ereignisse

### 6.1 Der $\pi^0$ -Fit

Aus den vier oder sechs Gammas sollen zwei oder drei  $\pi^0$ 's gebildet werden. Im Falle von vier  $\gamma$ 's gibt es drei Möglichkeiten, im Falle von sechs  $\gamma$ 's fünfzehn Möglichkeiten, die  $\gamma$ 's zu  $\pi^0$ 's zusammensetzen.

Gegeben sind die Vertexkoordinaten  $v_x, v_y, v_z$  mit ihren Fehlern  $\delta v_x, \delta v_y, \delta v_z$  sowie die  $\gamma$ -Energien  $E_i$  ( $1 \leq i \leq 6$ ) mit ihren Fehlern  $\delta E_i$ . Die Konversionspunkte der  $\gamma$ 's sind fest. Für  $\gamma$ 's, die nicht in den Funkenkammern konvertieren, ist der Bleiglaszähler der Konversionspunkt. Der Einfachheit halber sei der  $\pi^0$ -Fit anhand eines  $4\gamma$ -Ereignisses erklärt.

Als erste Kombination nehme man z.B. die  $\gamma$ 's (1 und 2) bzw. (3 und 4). Die  $\pi^0$ -Massen sind dann gegeben durch

$$\begin{aligned} M_{12}^2 &= 2E_1E_2 (1 - \cos \theta_{12}) \\ M_{34}^2 &= 2E_3E_4 (1 - \cos \theta_{34}) \end{aligned} \tag{6.1.1}$$

Hier sind  $\theta_{12}, \theta_{34}$  die Öffnungswinkel zwischen den  $\gamma$ 's (1 und 2) bzw. (3 und 4).

Der Fehler der beiden Größen  $M_{12}^2$  und  $M_{34}^2$  ist gegeben durch

$$\begin{aligned} \Delta(M_{12}^2) &= \sqrt{\left[ \frac{\partial(M_{12}^2)}{\partial E_1} \delta E_1 \right]^2 + \left[ \frac{\partial(M_{12}^2)}{\partial E_2} \delta E_2 \right]^2 + \left[ \frac{\partial(M_{12}^2)}{\partial v_x} \delta v_x \right]^2 + \left[ \frac{\partial(M_{12}^2)}{\partial v_y} \delta v_y \right]^2 + \left[ \frac{\partial(M_{12}^2)}{\partial v_z} \delta v_z \right]^2} \\ \Delta(M_{34}^2) &= \sqrt{\left[ \frac{\partial(M_{34}^2)}{\partial E_3} \delta E_3 \right]^2 + \left[ \frac{\partial(M_{34}^2)}{\partial E_4} \delta E_4 \right]^2 + \left[ \frac{\partial(M_{34}^2)}{\partial v_x} \delta v_x \right]^2 + \left[ \frac{\partial(M_{34}^2)}{\partial v_y} \delta v_y \right]^2 + \left[ \frac{\partial(M_{34}^2)}{\partial v_z} \delta v_z \right]^2} \end{aligned} \tag{6.1.2}$$

Damit lassen sich zwei  $\chi^2$ -Größen bilden.

$$\chi_1^2 = \left[ \frac{m_{\pi^0}^2 - M_{12}^2}{\Delta(M_{12}^2)} \right]^2 \quad \text{und} \quad \chi_2^2 = \left[ \frac{m_{\pi^0}^2 - M_{34}^2}{\Delta(M_{34}^2)} \right]^2 \quad (6.1.3)$$

wobei  $m_{\pi^0}$  die bekannte  $\pi^0$ -Masse von 135 MeV ist. Wie gut ein Ereignis die beiden  $\pi^0$ -Massen wiedergibt, ist gegeben durch

$$\chi_{\text{Fit}}^2 = \chi_1^2 + \chi_2^2 \quad (6.1.4)$$

Im hier beschriebenen  $4\gamma$ -Beispiel gibt es drei solcher  $\chi_{\text{Fit}}^2$ -Werte, bei  $6\gamma$ -Ereignissen sind es fünfzehn. Die beste Paarung zu einem  $2\pi^0$ -Ereignis ist gegeben durch den niedrigsten der drei  $\chi_{\text{Fit}}^2$ -Werte. In Abb. 26 war die  $\pi^0$ -Masse wiedergegeben worden, ohne daß ein Schnitt in  $\chi_{\text{Fit}}^2$  angewendet worden war. Die  $\chi_{\text{Fit}}^2$ -Verteilung von  $2\pi^0$ -Ereignissen findet man in Abb. 34. Für diese Ereignisse wurde ein Schnitt bei  $\chi_{\text{Fit}}^2 = 2$  gelegt. Dies entsprach  $\pm 10 \text{ MeV}/c^2$  in der  $\pi^0$ -Masse. Untersuchungen ergaben, daß im  $2\pi^0$ -Falle höchstens eine einzige gute Paarung von vier  $\gamma$ 's zu zwei  $\pi^0$  existierte.

Im  $3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$  Fall wurden nur Ereignisse akzeptiert, bei denen das beste  $\chi_{\text{Fit}}^2 < 5$  war. Hier gab es Fälle, wo aus den 15 möglichen  $\chi_{\text{Fit}}^2$ -Werten zwei kleiner als 5 waren. Auf diese wird im Abschnitt 6.4 eingegangen.

War die beste Paarung gefunden, so sollten die errechneten invarianten Massen  $M_{ij}$  gleich der bekannten  $\pi^0$ -Masse  $m_{\pi^0}$  gesetzt werden. Deshalb variierte man die Energie  $E_i$  und die Vertexkoordinaten  $v_x, v_y, v_z$  um einen Bruchteil ihrer Fehler, um die Größe

$$\xi^2 = \sum_i \left[ \frac{dE_i}{\delta E_i} \right]^2 + \sum_{\alpha=x,y,z} \left[ \frac{dv_\alpha}{\delta v_\alpha} \right]^2 \quad (6.1.5)$$

zu minimalisieren. Hier geben  $dE_i$  und  $dv_\alpha$  die Abweichungen von  $E_i$  und  $v_\alpha$  an.

Die Berechnung sei anhand des obigen  $2\pi^0$ -Ereignisses ausgeführt. Nimmt man an, daß die Paarung (1,2) und (3,4) das Ereignis richtig wiedergeben, so definiert man zwei Größen

$$y_1 \equiv m_{\pi^0}^2 - M_{12}^2 \quad (6.1.6)$$

$$y_2 \equiv m_{\pi^0}^2 - M_{34}^2$$

Variiert man nun  $E_1, E_2, E_3, E_4$  und  $v_x, v_y, v_z$ , so müssen

$$y_1 + dy_1 \equiv m_{\pi^0}^2 - M_{12}^2 - d(M_{12}^2) \quad (6.1.7)$$

und  $y_2 + dy_2 \equiv m_{\pi^0}^2 - M_{34}^2 - d(M_{34}^2)$

gleich Null gesetzt werden. Hier sind  $dy_i$  und  $d(M_{ij}^2)$  infinitesimale Änderungen von  $y_i$  und  $M_{ij}^2$ .

Es gilt daher

$$\begin{aligned} y_1 &= d(M_{12}^2) \\ y_2 &= d(M_{34}^2) \end{aligned} \quad (6.1.8)$$

Somit erhält man einen Satz Gleichungen:

$$\begin{aligned} y_1 &= \delta E_1 \frac{\partial(M_{12}^2)}{\partial E_1} \frac{dE_1}{\delta E_1} + \delta E_2 \frac{\partial(M_{12}^2)}{\partial E_2} \frac{dE_2}{\delta E_1} + \sum_{\alpha=x,y,z} \delta v_\alpha \frac{\partial(M_{12}^2)}{\partial v_\alpha} \frac{dv_\alpha}{\delta v_\alpha} \\ y_2 &= \delta E_3 \frac{\partial(M_{34}^2)}{\partial E_3} \frac{dE_3}{\delta E_3} + \delta E_4 \frac{\partial(M_{34}^2)}{\partial E_4} \frac{dE_4}{\delta E_4} + \sum_{\alpha=x,y,z} \delta v_\alpha \frac{\partial(M_{34}^2)}{\partial v_\alpha} \frac{dv_\alpha}{\delta v_\alpha} \end{aligned} \quad (6.1.9)$$

Dabei muß

$$\xi^2 = \left(\frac{dE_1}{\delta E_1}\right)^2 + \left(\frac{dE_2}{\delta E_2}\right)^2 + \left(\frac{dE_3}{\delta E_3}\right)^2 + \left(\frac{dE_4}{\delta E_4}\right)^2 + \sum_{\alpha=x,y,z} \left(\frac{dv_\alpha}{\delta v_\alpha}\right)^2 \quad (6.1.10)$$

ein Minimum haben.

Definiert man nun

$$T_1^2 = \left(\frac{dE_1}{\delta E_1}\right)^2 + \left(\frac{dE_2}{\delta E_2}\right)^2 = t_1^2 + t_2^2, \quad (6.1.11)$$

$$T_2^2 = \left(\frac{dE_3}{\delta E_3}\right)^2 + \left(\frac{dE_4}{\delta E_4}\right)^2 = t_3^2 + t_4^2,$$

und

$$\alpha_1 T_1 = \delta E_1 \frac{\partial(M_{12}^2)}{\partial E_1} \frac{dE_1}{\delta E_1} + \delta E_2 \frac{\partial(M_{12}^2)}{\partial E_2} \frac{dE_2}{\delta E_2}, \quad (6.1.12)$$

$$\alpha_2 T_2 = \delta E_3 \frac{\partial(M_{34}^2)}{\partial E_3} \frac{dE_3}{\delta E_3} + \delta E_4 \frac{\partial(M_{34}^2)}{\partial E_4} \frac{dE_4}{\delta E_4},$$

so lautet das Gleichungssystem (6.1.9) und (6.1.10)

$$y_1 = \alpha_1 T_1 + \sum_{\alpha=x,y,z} \delta v_\alpha \frac{\partial(M_{12}^2)}{\partial v_\alpha} \frac{dv_\alpha}{\delta v_\alpha}$$

$$y_2 = \alpha_2 T_2 + \sum_{\alpha=x,y,z} \delta v_\alpha \frac{\partial(M_{34}^2)}{\partial v_\alpha} \frac{dv_\alpha}{\delta v_\alpha} \quad (6.1.13)$$

$$\xi^2 = T_1^2 + T_2^2 + \sum_{\alpha=x,y,z} \left(\frac{dv_\alpha}{\delta v_\alpha}\right)^2 \text{ soll ein Minimum sein}$$

Hier erkennt man, daß die Korrelation zwischen  $t_1^2$ ,  $t_2^2$ ,  $t_3^2$  und  $t_4^2$  gegeben ist durch die Bedingungen

$t_1^2 + t_2^2$  und  $t_3^2 + t_4^2$  sollen ein Minimum haben

$$\alpha_1 T_1 = \text{const} \quad (6.1.14)$$

$$\alpha_2 T_2 = \text{const}$$

$$\text{Nun ist } \alpha_1 T_1 = M_{12}^2 \frac{\delta E_1}{E_1} t_1 + M_{12}^2 \frac{\delta E_2}{E_2} t_2 = \text{const} \quad (6.1.15)$$

eine Gerade in der  $(t_1, t_2)$ -Ebene (s. Abb. 35). Die Bedingung  $t_1^2 + t_2^2 = \text{Minimum}$  wird erfüllt auf dem Kreis, dessen Zentrum im Ursprung des Koordinatensystems liegt und die Gerade  $\alpha_1 T_1 = \text{const}$  tangiert.

Somit gilt

$$\left. \begin{aligned} t_1 &= \lambda \frac{M_{12}^2}{E_1} \delta E_1 \\ t_2 &= \lambda \frac{M_{12}^2}{E_2} \delta E_2 \end{aligned} \right\} T_1^2 = \lambda^2 M_{12}^4 \left[ \left( \frac{\delta E_1}{E_1} \right)^2 + \left( \frac{\delta E_2}{E_2} \right)^2 \right] \quad (6.1.16)$$

$$\text{oder} \quad t_{1,2} = T_1 \frac{\frac{\delta E_{1,2}}{E_{1,2}}}{\sqrt{\left( \frac{\delta E_1}{E_1} \right)^2 + \left( \frac{\delta E_2}{E_2} \right)^2}} \quad (6.1.17)$$

Ähnlich gilt für  $t_3$  und  $t_4$

$$t_{3,4} = T_2 \frac{\frac{\delta E_{3,4}}{E_{3,4}}}{\sqrt{\left(\frac{\delta E_3}{E_3}\right)^2 + \left(\frac{\delta E_4}{E_4}\right)^2}} \quad (6.1.18)$$

Zurück zu Gleichungssystem (6.1.13) definiert man

$$a_{\alpha 1} = \frac{\partial (M_{12}^2)}{\partial v_\alpha} \delta v_\alpha \quad a_{\alpha 2} = \frac{\partial (M_{34}^2)}{\partial v_\alpha} \delta v_\alpha$$

$$t_\alpha = \frac{dv_\alpha}{\delta v_\alpha} \quad (\alpha=x,y,z) \quad (6.1.19)$$

und beachtet, daß

$$\alpha_1 = M_{12}^2 \sqrt{\left(\frac{\delta E_1}{E_1}\right)^2 + \left(\frac{\delta E_2}{E_2}\right)^2} \quad (6.1.20)$$

und

$$\alpha_2 = M_{34}^2 \sqrt{\left(\frac{\delta E_3}{E_3}\right)^2 + \left(\frac{\delta E_4}{E_4}\right)^2}$$

ist. Damit werden die Gln. (6.1.13)

$$y_1 = \alpha_1 T_1 + \sum_{\alpha} a_{\alpha 1} t_\alpha$$

$$y_2 = \alpha_2 T_2 + \sum_{\alpha} a_{\alpha 2} t_\alpha \quad (6.1.21)$$

$$\xi^2 = T_1^2 + T_2^2 + \sum_{\alpha} t_\alpha^2 = \text{Minimum}$$

Man löst nun diese Gleichungen nach  $t_\alpha$  auf, indem  $T_1$  und  $T_2$  als Parameter beibehalten werden.

Die Forderung  $\frac{\partial \xi^2}{\partial t_\alpha} = 0$  liefert

$$t_\alpha = \frac{a_{\alpha 1}}{\alpha_1^2} (y_1 - \sum_{\alpha} a_{\alpha 1} t_\alpha) + \frac{a_{\alpha 2}}{\alpha_2^2} (y_2 - \sum_{\alpha} a_{\alpha 2} t_\alpha) \quad (6.1.22)$$

$T_1$  und  $T_2$  erhält man dann aus der Beziehung

$$T_{1,2} = \frac{1}{\alpha_{1,2}} (y_{1,2} - \sum_{\alpha} a_{\alpha 1,2} t_\alpha), \quad (6.1.23)$$

und die  $t_1, t_2, t_3, t_4$  folgen aus den Gleichungen (6.1.17) und (6.1.18).

Danach werden die  $dE_i$  und  $dv_\alpha$  aus den soeben gewonnenen Werten von  $t_i$  und  $t_\alpha$  berechnet.

Es ist ja

$$dE_i = t_i \delta E_i \quad (6.1.24)$$

und

$$dv_\alpha = t_\alpha \delta v_\alpha.$$

Für die beste Paarung, d.h. für das kleinste  $\chi_{Fit}^2$ , werden somit die Werte von  $E_i$  und  $v_\alpha$  um kleine Beträge  $\delta E_i$  und  $\delta v_\alpha$  korrigiert, damit die  $\pi^0$ -Masse erreicht wird.



## 6.2 Die kennzeichnenden Größen eines Ereignisses

Nach dem  $\pi^0$ -Fit ist man nun in der Lage, die  $K^0$ -Masse aus zwei  $\pi^0$ 's oder drei  $\pi^0$ 's zu bestimmen. In Abb. 36 ist die invariante  $K^0$ -Masse von  $3\pi^0 - 6\gamma$  Ereignissen für Regeneratorereignisse und Ereignisse aus dem freien Zerfall wiedergegeben. Zusätzlich zur  $K^0$ -Masse wird der Winkel  $\theta$  zwischen der Richtung des  $K^0$ -Impulses und der Strahlrichtung berechnet. Er ist in Abb. 37 für  $2\pi^0$ -Regeneratorereignisse und  $2\pi^0$ -Ereignisse aus dem freien Zerfall in der Einheit  $\alpha = \frac{1}{2} \theta^2 \times 10^5 \text{ rad}^2$  dargestellt. Als zusätzliche Größe läßt sich noch der  $K^0$ -Impuls berechnen, der in Abb. 38 für  $2\pi^0$ -Ereignisse dargestellt ist. Erst nach der Bestimmung der  $K^0$ -Masse und des Winkels  $\theta$  ist es möglich, zwischen  $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$  ( $M \approx M_{K^0}$  und  $\theta \approx 0^\circ$ ) und  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ , wo nur zwei  $\pi^0$ 's erfaßt wurden, zu unterscheiden.

## 6.3 Der $K_{L,S}^0 \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfall

### 6.3.1 Auswahl der Ereignisse

Sowohl die  $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$  Ereignisse aus den Regeneratormessreihen als auch die CP-verletzenden  $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$  Ereignisse wurden mehreren Schnitten unterworfen.

Aus der Zuordnung von Bleiglaszellen zu den in den Funkenkammern konvertierten Schauern verlangte man (s. 5.3)

$$\chi_Z^2 < 2$$

Aus dem  $\pi^0$ -Fit (s. 6.1) verlangte man

$$\chi_{\text{Fit}}^2 < 2 .$$

Einen geometrischen Schnitt legte man an das Strahlprofil an, d.h. man verlangte für die Koordinaten des Vertex:

$$|x_{\text{vertex}}| < 60 \text{ mm}$$

$$|y_{\text{vertex}}| < 60 \text{ mm}$$

Als zusätzliche Bedingungen wurden verlangt:

1)  $\alpha < 30$  oder  $\theta^2 < 60 \cdot 10^{-5} \text{ rad}^2$

was  $\theta < 24 \text{ mrad}$  entspricht

2) Der größte der vier  $\gamma$ -Transversalimpulse sollte größer als 110 MeV/c sein, d.h.

$$p_{\perp}^{\text{max}}(\gamma) > 110 \text{ MeV/c}$$

In Abb. 39 ist die Verteilung der  $2\pi^0 - 4\gamma$  Ereignisse nach all diesen Schnitten in der  $M_{4\gamma}, p_{\perp}^{\text{max}}(\gamma)$ -Ebene aufgetragen. Hier muß der größte der vier  $\gamma$ -Transversalimpulse,  $p_{\perp}^{\text{max}}(\gamma)$ , im Falle des  $K_{L,S}^0 \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfalls kleiner als 221 MeV/c sein, während er für den  $3\pi^0$ -Zerfall 167 MeV/c nicht überschreiten kann. Wie erwartet dominieren bei den Daten aus den Regeneratormessreihen die  $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$  Ereignisse. Im freien Zerfall  $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$  beobachtet man zusätzlich zu dem Signal bei der  $K^0$ -Masse eine große Anzahl Ereignisse mit niedrigerem  $p_{\perp}$  und M. Diese werden als  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  Ereignisse interpretiert und im nächsten Abschnitt behandelt.

Für die Bestimmung der relativen Zerfallsrate  $|\frac{n_{00}}{n_{+-}}|$  und der Phasendifferenz  $(\phi_{00} - \phi_{\rho})$  wurden nur die Ereignisse verwendet, die in dem Massenintervall  $480 \text{ MeV}/c^2 < M_{4\gamma} < 520 \text{ MeV}/c^2$  liegen.

In Abb. 40 und Abb. 41 sind die  $\chi_Z^2$ -Verteilung und die Zerfallspunktverteilung für diese "guten"  $2\pi^0$ -Ereignisse wiedergegeben.

### 6.3.2 Der Untergrund im freien Zerfall

Aus Abb. 39 ist zu ersehen, daß bei den  $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$  Zerfällen ein starker Untergrund bei niedrigerem  $p_{\perp}$  und  $M_{4\gamma}$  auftritt. Dieser Untergrund reicht sogar unter die  $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$  Massenverteilung. In Abb. 42 sind diese Massenverteilungen für den Fall, daß alle vier  $\gamma$ 's in den Funkenkammern konvertiert sind und für den Fall, daß nur drei  $\gamma$ 's in den Funkenkammern konvertiert sind, wiedergegeben. Während im Falle der vier konvertierten  $\gamma$ 's die Anhäufung bei der  $K^0$ -Masse untergrundfrei ist, ist die Massenverteilung im zweiten Falle nicht so sauber.

Dafür gibt es zwei mögliche Gründe:

- A) Die Auflösung ist im Fall der drei konvertierten  $\gamma$ 's etwas schlechter.
- B) Der Schnitt  $\chi_Z^2 < 2$  wird nur auf in den Funkenkammern konvertierte Schauer angewendet. Das würde bedeuten, daß die Ereignisse mit drei in den Funkenkammern konvertierten  $\gamma$ 's auch solche enthalten, bei denen der erst im Bleiglaszähler konvertierte Schauer ein  $\chi_Z^2 > 2$  haben würde, wenn er schon in den Funkenkammern konvertiert wäre.

Diesen Untergrund kann man folgendermaßen untersuchen:

- a) Man nimmt an, daß die Massenverteilung im Falle von vier in den Funkenkammern konvertierten  $\gamma$ 's untergrundfrei ist.

- b) Man bildet einen Satz Ereignisse aus vier in den Funkenkammern konvertierten  $\gamma$ 's und verwendet den Schnitt  $\chi_Z^2 < 2$  nur für drei in den Funkenkammern konvertierte  $\gamma$ 's. Dieser Satz enthält also alle  $4\gamma$ -Ereignisse mit  $\chi_Z^2 < 2$  und zusätzliche Ereignisse, wo einer der vier Schauer ein  $\chi_Z^2 > 2$  hat.
- c) Aus diesem Satz bildet man nun einen neuen Satz mit drei in den Funkenkammern konvertierten  $\gamma$ 's, indem man einen der vier Schauer als nicht in den Funkenkammern konvertiert betrachtet, d.h. alle seine Funken vernachlässigt. Das kann man für alle vier Schauer mit einem  $\chi_Z^2 < 2$  machen und daher erhält man vier neue Ereignisse. Hat dagegen ein Ereignis einen Schauer mit  $\chi_Z^2 > 2$ , so kann man nur bei diesem die Funken vernachlässigen.

Die Richtigkeit dieser Methode wird durch die gute Übereinstimmung der beobachteten Ereignisse mit drei in den Funkenkammern konvertierten  $\gamma$ 's und dem nach obigem Schema hergestellten Ereignissatz bestätigt (s. Abb. 43). Wäre im Falle der Ereignisse mit drei in den Funkenkammern konvertierten  $\gamma$ 's kein Untergrund vorhanden, so würde man das gleiche Verhalten für Regeneratorereignisse und Ereignisse aus dem freien Zerfall erwarten.

Aus den Meßreihen mit dem Regenerator hatte man 539  $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$  Ereignisse mit vier konvertierten  $\gamma$ 's, wobei jedes  $\gamma$  ein  $\chi_Z^2 < 2$  hatte. Aus Ereignissen mit vier in den Funkenkammern konvertierten  $\gamma$ 's, die jedoch nur ein  $\chi_Z^2 < 2$  für drei  $\gamma$ 's hatten, wurden 1994 Ereignisse erzeugt. Aus dem freien Zerfall erhielt man 30 Ereignisse mit vier in den Funkenkammern konvertierten  $\gamma$ 's, wobei jedes konvertierte  $\gamma$  ein  $\chi_Z^2 < 2$  hatte.

Man erzeugte 114 Ereignisse, wobei nur drei der vier konvertierten  $\gamma$ 's ein  $\chi_Z^2 < 2$  hatten. Alle Ereignisse lagen im Massenintervall  $480 \text{ MeV}/c^2 < M_{4\gamma} < 520 \text{ MeV}/c^2$ . Man würde also  $30 \times \frac{1}{4} \times \frac{1994}{539} = 27.8$  Ereignisse für den freien Zerfall erwarten. In Wirklichkeit hatte man  $\frac{1}{4} (114) = 28.5$  Ereignisse. Die Differenz  $\frac{28.5 - 27.8}{28.5} = 2.5\%$  wurde dem Untergrund zugeschrieben. Den statistischen Fehler erhält man aus den 114 Ereignissen; die, obwohl nur aus 30 Ereignissen erzeugt, statistisch praktisch unabhängig sind, denn die wichtige Verteilung ist hier die  $\chi_Z^2$ -Verteilung für jeden Schauer und nicht für jedes Ereignis. Der Untergrund bei den wirklich beobachteten  $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$  Ereignissen aus dem freien Zerfall mit drei in den Funkenkammern konvertierten  $\gamma$ 's beträgt somit für das Massenintervall  $480 \text{ MeV}/c^2 < M_{4\gamma} < 520 \text{ MeV}/c^2$   $(2,5 \pm 2,5)\%$  oder  $(3 \pm 3)$  Ereignisse (s. schraffierte Fläche in Abb. 42). Dieselbe Methode kann nun auch für Massenwerte unterhalb  $480 \text{ MeV}/c^2$  angewendet werden und führt zu Werten, die in Abb. 42 ebenfalls schraffiert angezeichnet sind.

Um die Form und den Anteil des Untergrundes zu verstehen, wurde eine Monte-Carlo Rechnung gemacht. Die Erzeugung von Ereignissen geschah nach folgendem Schema:

- a) Man erzeugte einen  $3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$  - Zerfall mit korrektem Zeit- und Impulsverhalten.
- b) Man verlangte, daß drei Sektoren des Bleiglaszählers mindestens 450 MeV enthielten.
- c) Schauer unter 200 MeV wurden verworfen.
- d) Um den  $\chi_Z^2$ -Schnitt zu simulieren,
  - verwarf man Ereignisse, wenn der Abstand der Auftreffpunkte von zwei  $\gamma$ 's auf den Bleiglaszähler größer als ein  $D_{\min}$ , aber kleiner als ein  $D_{\max}$  war,

- behielt man dagegen Ereignisse, wenn die Auftreffpunkte aller  $\gamma$ 's mehr als  $D_{\max}$  voneinander getrennt waren. War der Abstand zwischen den Auftreffpunkten von zwei  $\gamma$ 's kleiner als  $D_{\min}$ , so wurden beide  $\gamma$ 's zusammen genommen. Ihre Energien wurden summiert und eine der beiden Richtungen willkürlich als richtig betrachtet.

e) Man verlangte vier und nur vier  $\gamma$ 's im Bleiglaszähler.

f) Die Schnitte in  $p_{\perp}(\gamma)$ ,  $\chi_{\text{Fit}}^2$  und  $\alpha$  wurden genau wie bei den Daten angewendet.

g) Man verschmierte die invariante Masse der 4  $\gamma$ 's mit einer Gaussverteilung, wie sie bei den  $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$  Regeneratorereignissen beobachtet wurde.

Auf diese Art erhielt man folgende Arten von  $4\gamma$ -Untergrund:

a) 4  $\gamma$ 's im Bleiglaszähler, 2  $\gamma$ 's außerhalb

b) 5  $\gamma$ 's im Bleiglaszähler, 1  $\gamma$  außerhalb und 1  $\gamma$  mit einer Energie  $< 200$  MeV

c) 5  $\gamma$ 's im Bleiglaszähler, 1  $\gamma$  außerhalb, aber 2  $\gamma$ 's als 1  $\gamma$  zusammengefaßt

d) 6  $\gamma$ 's im Bleiglaszähler, wovon 4  $\gamma$ 's zu zwei Paaren zusammengefaßt wurden.

e) 6  $\gamma$ 's im Bleiglaszähler, 1  $\gamma$  mit einer Energie  $< 200$  MeV und 2  $\gamma$ 's als 1  $\gamma$  zusammengefaßt.

f) 6  $\gamma$ 's im Bleiglaszähler, 2  $\gamma$ 's mit einer Energie  $< 200$  MeV

Der Untergrund a) überwiegt; doch reicht er in der Massenverteilung nur bis 420 MeV. Der Untergrund c) ist wichtig, denn er reicht bis 490 MeV.

Der Untergrund d) ist sehr klein, liegt jedoch bei der  $K^0$ -Masse.

Das Verhalten von Untergrund a) und c) ist in Abb. 39 eingetragen.

Die anderen Arten von Untergrund sind vernachlässigbar.

Die phänomenologische Art, wie man den  $\chi^2$ -Schnitt in der Monte-Carlo Rechnung behandelt, wurde durch Variieren von  $D_{\min}$  und  $D_{\max}$  untersucht. Dieses Variieren veränderte nur den absoluten Wert des Untergrundes, aber nicht seine Form. Paßte man die Daten ab 300 MeV an eine Form  $\lambda \cdot \text{Untergrund (a)} + \mu \cdot \text{Untergrund (c)}$ , so erhielt man einen Untergrund, der in Abb. 44 dargestellt ist. Die Werte von  $\lambda$  und  $\mu$  entsprachen einem  $D_{\min} = 8$  cm ( $\approx$  Bleiglaszellenradius) und  $D_{\max} = 15$  cm, was sinnvoll ist und die Richtigkeit der Methode bestätigt.

Berechnet man aus den Monte Carlo Ereignissen den  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  Untergrund im Massenintervall  $480 \text{ MeV}/c^2 < M < 520 \text{ MeV}/c^2$ , so erhält man  $2.5 \pm 1.5$  Ereignisse, was mit den  $3 \pm 3$  Ereignisse von vorhin ausgezeichnet übereinstimmt.

### 6.3.3 Zufallseignisse und Strahlwechselwirkungen

Der Untergrund aus Zufallseignissen kann aus der beobachteten Anzahl Ereignisse mit 5 oder 7  $\gamma$ -Schauern mit einer Energie  $> 200$  MeV abgeschätzt werden.

Da sich die mittlere Zelle A des Bleiglaszählers im Strahl befindet, erwartet man an dieser Stelle die höchste Zufallsrate. Ereignisse mit sechs  $\gamma$ 's und einem zusätzlichen,

erst im Bleiglaszähler konvertierten  $\gamma$  in der Zelle A sowie Ereignisse mit vier  $\gamma$ 's und einem zusätzlichen, erst im Bleiglaszähler konvertierten  $\gamma$  in der Zelle A wurden untersucht. Zum Vergleich behielt man auch Ereignisse zurück, wo das erst im Bleiglaszähler konvertierte zusätzliche  $\gamma$  außerhalb der Zelle A lag. Die Rate der Zufallsereignisse liefert Tabelle V.

Tab. V: Zufallsereignisse

	In Zelle A	außerhalb Zelle A
freier Zerfall	4.8%	5.8% für 60 Zellen
Regenerator	2.15%	2.6% für 60 Zellen

Daraus lassen sich Verluste von Ereignissen berechnen, die folgende Werte haben

Tab. VI: Verlust an Ereignissen

		Zelle A	außerhalb Zelle A	Total
freier Zerfall	6 $\gamma$ 's	3.9%	5.8%	9.7%
	4 $\gamma$ 's	2.6%	5.8%	8.4%
Regenerator	6 $\gamma$ 's	1.7%	2.6%	4.3%
	4 $\gamma$ 's	1.15%	2.6%	3.75%



Entscheidend für die Berechnung von  $\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|$  ist das Verhältnis

$$\frac{N_{4\gamma}(\text{freier Zerfall})}{N_{6\gamma}(\text{freier Zerfall})} \Bigg/ \frac{N_{4\gamma}(\text{Regenerator})}{N_{6\gamma}(\text{Regenerator})} .$$

Dieses beträgt

mit den berechneten Ereignisverlusten 1.01 mal seinem richtigen Wert. Diese Korrektur ist vernachlässigbar. Eine weitere Quelle für Untergrund könnten die Strahlwechselwirkungen sein. Diese Ereignisse ( $\sim 50\%$  der Trigger) wurden schon im Rekonstruktionsprogramm verworfen. Dies sind Ereignisse, die in jeder der vier Funkenkammern von mindestens einem der ersten vier Funkenkammersätze ein Funken im Strahl haben, d.h.  $\pm 3$  cm um die Detektorachse. Die verworfenen Ereignisse können folgender Natur sein.

- 1) Es sind echte Strahlwechselwirkungen oder echte  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  Zerfälle. Diese Ereignisse würden aber nach der Rekonstruktion eine Reihe Spuren haben, die auf einen gemeinsamen Vertex auf der Strahlachse innerhalb der Kammern zeigen. Diese werden aber verworfen.
- 2) Es sind Ereignisse, die von einer zufälligen Spur im Strahl begleitet sind. Diese Spur könnte durch das Rekonstruktionsprogramm durchkommen, jedoch sind die  $4\gamma$ -Ereignisse und  $6\gamma$ -Ereignisse in gleicher Weise von einer solchen Zufallspur beeinflusst. Das Verhältnis von  $N_{4\gamma}/N_{6\gamma}$  würde sich also nicht ändern.
- 3) Es sind Ereignisse, die vollständig außerhalb des Strahls liegen, wo aber durch Zufall Funken eines Schauers in jeder Ebene sich auf den Strahl projizieren lassen. Ihr Auftreten ist aber nur eine Frage der Ereigniskonfiguration und sollte gleich häufig im freien Zerfall und beim Regenerator auftreten.

- 4) Es sind Ereignisse, bei denen ein Schauer in der Nähe des Strahls sich seitlich so ausdehnt, daß im nächsten Funkenkammersatz Funken im Strahl zu finden sind. Hier gilt dasselbe Argument wie für 3).

Zusammenfassend kann man sagen, daß das Verwerfen der Strahlwechselwirkungen keinen Einfluß auf das Resultat  $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|$  haben sollte.

Nähere Untersuchungen wurden auch anhand von beobachteten Strahlwechselwirkungen in mehreren Meßreihen des freien Zerfalls und des Regenerators gemacht. Dabei stellte sich heraus, daß das Verhältnis  $N_{4\gamma}/N_{6\gamma}$  aus Strahlwechselwirkungen  $3.1 \pm .5$  beträgt. Für Ereignisse ohne Strahlwechselwirkung in denselben Meßreihen ist dieses Verhältnis 3.7: 4 $\gamma$ - und 6 $\gamma$ -Ereignisse werden in dergleichen Weise beeinflußt.

#### 6.4 Auswahl der Ereignisse im $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ -Zerfall

Für die  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ -Zerfälle, gleich ob sie aus dem freien Zerfall oder aus den Regeneratormeißreihen stammten, wurden Schnitte an die gleichen Größen wie beim  $2\pi^0$ -Zerfall gelegt. Sie sind:

$$\chi_Z^2 < 5$$

$$\chi_{\text{Fit}}^2 < 5$$

$$|x_{\text{vertex}}| < 78 \text{ mm}$$

$$|x_{\text{vertex}}| < 78 \text{ mm}$$

$$\alpha < 30 \quad \text{oder} \quad \theta^2 < 60 \cdot 10^{-5} \text{ rad}^2 \cong \theta < 24 \text{ mrad}$$

Verteilungen der  $6\gamma$ -Ereignisse aus dem freien Zerfall sowie nach dem Regenerator sind in den Abb. 36, 45 - 48 wiedergegeben. In der Massenverteilung der  $6\gamma$ -Ereignisse (s. Abb. 36) ist eine Verbreiterung der Basis gegenüber den  $4\gamma$ -Regeneratorereignissen zu erkennen. Es stellte sich heraus, daß die Ereignisse mit  $M_K < 480 \text{ MeV}/c^2$  und  $M_K > 530 \text{ MeV}/c^2$  durch falsches Paaren beim  $\pi^0$ -Fit herrühren (s. auch 6.1). Nimmt man das zweitbeste  $\chi^2_{\text{Fit}}$ , welches aber immer noch kleiner als 5 ist, so verschwinden die beiden Anhäufungen in der Massenverteilung. Es wurde aber festgestellt, daß für beide Fälle sich der Wert von  $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|$  nicht ändert, denn hier geht ja nur

das Verhältnis von  $\frac{N_{6\gamma}(\text{Regenerator})}{N_{6\gamma}(\text{freier Zerfall})}$  ein. Auch wird die

$\alpha$ -Verteilung nicht beeinflußt; dies wird auch erwartet, denn die z-Bewegung des Vertex beeinflußt ja nur die K-Masse, während die x,y - Bewegungen, die aber sehr klein sind,  $\alpha$  beeinflussen.

Für das endgültige Resultat von  $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|$  wurden nur Ereignisse verwendet, die in dem Intervall  $480 \text{ MeV}/c^2 < M_{6\gamma} < 530 \text{ MeV}/c^2$  lagen.

Es ist kein Untergrund in der Massenverteilung zu erkennen; aus den auftretenden 7 -Ereignissen wurde er zu kleiner als 1% abgeschätzt.

## 7. Prinzip der Messungen

### 7.1 Die Bestimmung von $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|$

Die Methode besteht darin, die Raten der Zerfälle  $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$  und  $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$  zu vergleichen. Dies geschieht in abwechselnden Meßreihen, in demselben neutralen Strahl und mit demselben Apparat.

Kurzlebige  $K_S^0$  werden aus den langlebigen  $K_L^0$ 's in einem Kupfer-Regenerator regeneriert. Während  $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfälle nur kurz hinter dem Regenerator auftreten, sind die  $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfälle über das ganze Zerfallsvolumen verteilt.

Um nun auch die  $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ -Zerfälle, die weit entfernt vom Regenerator auftreten, für die Messung von  $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|$  zu benutzen, könnte man eine Monte-Carlo Rechnung machen, um die Nachweiswahrscheinlichkeit an diesen Stellen zu erhalten. Diese hängt von der Geometrie eines Ereignisses, von dem Impuls und von dem Zerfallspunkt ab. Bei der Rekonstruktion von  $\gamma$ 's in den Funkenkammern spielen jedoch die Fluktuationen in der Schauerentwicklung eine Rolle; außerdem arbeitet die Funkenkammer nicht ideal, so daß die Zuverlässigkeit einer Monte-Carlo Rechnung recht fraglich ist.

Sie wird deshalb durch folgenden experimentellen Trick umgangen. Man simuliert die flache  $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ -Verteilung mit  $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$ , indem man den 24 cm Cu-Regenerator kontinuierlich entlang des Strahls bewegt. Diese Bewegung wird kontrolliert durch den Neutronenmonitor, der am Ende der Apparatur im Strahl steht.

Zur Berechnung in erster Näherung macht man folgende Annahmen:

1. Der Regenerator bewege sich gleichmäßig von einer Ausgangsposition  $x_1$  bis zu einer Endposition  $x_2$  und dies proportional zum  $K_L^0$ -Fluß, d.h. die Anzahl der austretenden  $K_L^0$  pro  $dx$  ist konstant.
2. Die Auflösung der Apparatur sei unendlich gut.
3. Die Absorption im Regenerator verändere nicht das  $K_L^0$ -Spektrum  $S(p)$ .
4. Die CP-verletzende Rate  $|\frac{\eta_{00}}{\rho}|^2$  und der Interferenzterm können bei der Regeneration vernachlässigt werden.
5. Die Regenerationsamplitude  $\rho$  sei vom Kaonenimpuls  $p$  unabhängig.

Man beobachtet in einem Impulsintervall  $dp$  und einem Ortsintervall  $dz$  entlang des Strahls:

$$\begin{array}{ll} d^2 N_{2\pi}^V & K_L^0 \rightarrow 2\pi^0\text{-Zerfälle ohne Regenerator}^* \\ d^2 N_{3\pi}^V & K_L^0 \rightarrow 3\pi^0\text{-Zerfälle ohne Regenerator}^* \\ d^2 N_{2\pi}^R & K_S^0 \rightarrow 2\pi^0\text{-Zerfälle nach dem Regenerator}^* \\ d^2 N_{3\pi}^R & K_L^0 \rightarrow 3\pi^0\text{-Zerfälle nach dem Regenerator}^* \end{array}$$

Für den freien Zerfall der  $K_L^0$ , d.h. ohne Regenerator, erhält man:

$$1) \quad d^2 N_{2\pi}^V = M_V |\eta_{00}|^2 \epsilon_{2\pi}(p,z) S(p) \frac{dt}{dz} dp dz \text{ Ereignisse} \quad (7.1.1)$$

---

\*) Der Index v bedeutet Vakuum, d.h. kein Regenerator, der Index R bedeutet Regenerator.

Hier ist:  $M_V$ : Konstante proportional zur Anzahl der  $K_L^0$ , die den Detektor passieren

$\eta_{00}$ :  $A(K_L^0 \rightarrow 2\pi^0)/A(K_S^0 \rightarrow 2\pi^0)$

$\epsilon_{2\pi}(p,z)$ : Nachweiswahrscheinlichkeit für  $2\pi^0$ -Zerfälle an der Stelle  $(p, z)$

$S(p)$ :  $K_L^0$ -Impulsspektrum

$$2) \quad d^2 N_{3\pi}^V = M_V \alpha \epsilon_{3\pi}(p,z) S(p) \frac{dt}{dz} dp dz \text{ Ereignisse} \quad (7.1.2)$$

Hier ist:  $\alpha$  :  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  Verzweigungsverhältnis

$\epsilon_{3\pi}(p,z)$ : Nachweiswahrscheinlichkeit für  $3\pi^0$ -Zerfälle an der Stelle  $(p,z)$

Für Zerfälle, die nach dem Regenerator auftreten, gilt bei gleichmäßiger Bewegung zwischen  $x$  und  $x + dx$ :

$$1) \quad d^3 N_{3\pi}^R = M_R \alpha \frac{dx}{x_2 - x_1} \epsilon_{2\pi}(p,z) S(p) \frac{dt}{dz} dp dz \quad (7.1.3)$$

Hier ist  $M_R$  das Äquivalente zu  $M_V$

$M_R \frac{dx}{x_2 - x_1}$  : Konstante, die für eine Regeneratorposition zwischen  $x$  und  $x + dx$  gilt.

Ist der Zerfallspunkt  $z_V$  und die Regeneratorposition  $x_R$ , dann ist  $d^3 N_{3\pi}^R = 0$  für  $z_V < x_R$ .

Integriert man  $d^3N_{3\pi}^R$  über  $dx$ , so erhält man

$$d^2N_{3\pi}^R = \int_{x_1}^{\text{Min}(z, x_2)} M_R \alpha \frac{dx}{x_2 - x_1} \epsilon_{3\pi}(p, z) S(p) \frac{dt}{dz} dp dz \quad (7.1.4)$$

Man definiert nun

$$\begin{aligned} G(z) &= \int_{x_1}^{\text{Min}(z, x_2)} \frac{dx}{x_2 - x_1} = 0 \text{ für } z_v < x_1 \\ &= \frac{z_v - x_1}{x_2 - x_1} \text{ für } x_1 < z_v < x_2 \\ &= 1 \text{ für } z_v > x_2 \end{aligned} \quad (7.1.5)$$

Der Verlauf von  $G(z)$  ist in Abb. 49a wiedergegeben.

Daher ergibt sich für (7.1.4)

$$d^2N_{3\pi}^R = M_R \alpha \epsilon_{3\pi}(p, z) S(p) G(z) \frac{dt}{dz} dp dz \quad (7.1.6)$$

$$2) \quad d^3N_{2\pi}^R = M_R \frac{dx}{x_2 - x_1} |\rho|^2 e^{-\frac{z_v - x_R}{\Lambda_S}} \epsilon_{2\pi}(p, z) S(p) \frac{dt}{dz} dp dz \quad (7.1.7)$$

Hier ist:  $\rho$ : Regenerationsamplitude

$z_v$ : Zerfallspunkt

$x_R$ : Regeneratorposition

$\Lambda_S$ :  $K_S^0$ -Zerfallslänge

Integration von  $d^3 N_{2\pi}^R$  über  $dx$  liefert

$$d^2 N_{2\pi}^R = \int_{x_1}^{\text{Min}(z, x_2)} M_R \frac{dx}{x_2 - x_1} |\rho|^2 e^{-\frac{z_V - x_R}{\Lambda_S}} \epsilon_{2\pi}(p, z) S(p) \frac{dt}{dz} dp dz \quad (7.1.8)$$

Man definiert wieder

$$\begin{aligned} F(z) &= \int_{x_1}^{\text{Min}(z, x_2)} \frac{e^{-\frac{z_V - x_R}{\Lambda_S}}}{\Lambda_S} dx = 0 \quad \text{für } z_V < x_1 \\ &= 1 - e^{-\frac{z_V - x_1}{\Lambda_S}} \quad \text{für } x_1 < z_V < x_2 \\ &= e^{-\frac{x_2 - z_V}{\Lambda_S}} - e^{-\frac{x_1 - z_V}{\Lambda_S}} \approx e^{-\frac{z_V - x_2}{\Lambda_S}} \quad \text{für } z_V > x_2 \end{aligned} \quad (7.1.9)$$

Der Verlauf von  $F(z)$  ist in Abb. 49b wiedergegeben. Somit wird (7.1.8)

$$d^2 N_{2\pi}^R = \frac{M_R \Lambda_S}{x_2 - x_1} F(z) |\rho|^2 \epsilon_{2\pi}(p, z) S(p) \frac{dt}{dz} dp dz \quad (7.1.10)$$

Aus dem Vergleich der  $2\pi$ -Zerfälle (7.1.1) und (7.1.8) erhält man

$$d^2 N_{2\pi}^R = \frac{M_R \Lambda_S}{x_2 - x_1} F(z) |\rho|^2 \frac{1}{M_V |\eta_{00}|^2} d^2 N_{2\pi}^V \quad (7.1.11)$$

Aus dem Vergleich der  $3\pi$ -Zerfälle (7.1.2) und (7.1.6) erhält man

$$d^2 N_{3\pi}^R = M_R G(z) \frac{1}{M_V} d^2 N_{3\pi}^V \quad (7.1.12)$$

Die Integration von (7.1.11) und (7.1.12) über  $p$  und  $z$  liefert

$$\begin{aligned} \int \frac{x_2 - x_1}{\Lambda_S} \frac{1}{F(z)} d^2 N_{2\pi}^R &= \frac{M_R}{M_V} \left| \frac{\rho}{\eta_{00}} \right|^2 \int d^2 N_{2\pi}^V \\ \int d^2 N_{3\pi}^R &= \frac{M_R}{M_V} \int G(z) d^2 N_{3\pi}^V \end{aligned} \quad (7.1.13)$$



Darauf folgt

$$\left| \frac{n_{oo}}{\rho} \right|^2 = \frac{N_{2\pi}^V}{N_{2\pi}^R \text{ (bewichtet mit } \frac{x_2 - x_1}{\Lambda_S F(z)})} \times \frac{N_{3\pi}^R}{N_{3\pi}^V \text{ (bewichtet mit } G(z))} \quad (7.1.14)$$

Jetzt müssen nur noch die Korrekturen zur Berechnung der  
1. Näherung eingeführt werden:

- 1) Die Abschwächung im Regenerator: Dieser Effekt würde herausfallen, wenn die Abschwächung im Regenerator p-unabhängig wäre. Trotzdem hat die Abschwächung keinen Einfluß auf das Resultat:  $\sigma_T$ , welches verantwortlich ist für die Abschwächung, ändert sich kaum in dem betrachteten p-Intervall. Außerdem, nennt man  $S'(p)$  das Spektrum hinter dem Regenerator, so erhält man

$$\left| \frac{n_{oo}}{\rho} \right|^2 = \frac{N_{2\pi}^V}{N_{2\pi}^R \text{ (bewichtet mit } \frac{x_2 - x_1}{\Lambda_S F(z)} \cdot \frac{S(p)}{S'(p)})} \times \frac{N_{3\pi}^R}{N_{3\pi}^V \text{ (bewichtet mit } G(z) \frac{S'(p)}{S(p)})}$$

Hier kann  $\frac{S(p)}{S'(p)}$  ganz klar vernachlässigt werden, denn es ist

$\frac{S(p)}{S'(p)} \approx 1.1$  und dazu steht dieser Wert nur im Gewicht, einmal als  $\frac{S(p)}{S'(p)}$  und einmal als  $\frac{S'(p)}{S(p)}$

- 2) p-Abhängigkeit der Regenerationsamplitude  $\rho$ :

Dazu führt man  $\left| \frac{n_{+-}}{\rho} \right|$  ein, welches ja aus früheren Messungen im gleichen Strahl bekannt ist<sup>49</sup>. Dann wird Gl. (7.1.14)

$$\left| \frac{n_{oo}}{n_{+-}} \right|^2 = \frac{N_{2\pi}^V}{N_{2\pi}^R \text{ (bewichtet mit } \frac{x_2 - x_1}{\Lambda_S F(z)} \left| \frac{n_{+-}}{\rho} \right|^2)} \times \frac{N_{3\pi}^R}{N_{3\pi}^V \text{ (bewichtet mit } G(z))} \quad (7.1.15)$$

3) Der Interferenzterm und die CP-verletzende Rate bei der

Regeneration: Dazu muß  $|\rho|^2 e^{-\frac{z_V - x_R}{\Lambda_S}}$  ersetzt werden durch

$$|\rho|^2 \left( e^{-\frac{z_V - x_R}{\Lambda_S}} + 2 \left| \frac{n}{\rho} \right| e^{-\frac{z_V - x_R}{2\Lambda_S}} \left( \frac{\Delta m}{\Gamma_S} \frac{z_V - x_R}{\Lambda_S} + \phi_\rho - \phi_n \right) + \left| \frac{n}{\rho} \right|^2 \right)$$

Hierbei ist  $e^{-\Gamma_L \tau}$  vernachlässigt.

Die Integration über  $x$  kann explizit gemacht werden und führt zum Ersetzen von  $F(z)$  durch

$$F'(z) = F(z) + F_{\text{int}}(z) + F_{\text{CP}}(z)$$

wobei

$$F_{\text{int}}(z) = 4 \left| \frac{n}{\rho} \right| \left\{ \frac{e^u}{1 + 4 \left( \frac{\Delta m}{\Gamma_S} \right)^2} \left[ \cos \left( 2 \frac{\Delta m}{\Gamma_S} u - \phi_\rho + \phi_n \right) + 2 \frac{\Delta m}{\Gamma_S} \sin \left( 2 \frac{\Delta m}{\Gamma_S} u - \phi_\rho + \phi_n \right) \right] \right\}_{u_1}^{u_2}$$

$$\text{mit } u_1 = -\frac{z_V - x_1}{\Lambda_S}$$

$$u_2 = -\frac{z_V - \text{Min}(z_V, x_2)}{\Lambda_S}$$

$$F_{\text{CP}}(z) = \frac{1}{\Lambda_S} \left| \frac{n}{\rho} \right|^2 (\text{Min}(z_V, x_2) - x_1)$$

4) Die Auflösung ist nicht unendlich gut: deshalb werden die Gewichte nicht als Funktionen von echten  $p$  und  $z$  gegeben, sondern von den gemessenen  $p$  und  $z$ . Da die Fehler von  $p$  und  $z$  bekannt sind, kann man den Fehler für  $\left| \frac{n_{00}}{n_{+-}} \right|$  bestimmen,

indem man die Ereignisse bei  $p + dp$ ,  $z + dz$  bewichtet, wobei  $dp$  und  $dz$  zufällig als Gaußfunktion von  $p$  und  $z$  verteilt sind.

- 5) Der Regenerator bewegt sich in Schritten von 5 cm. Deshalb muß das Integral über  $x$  durch eine Summe über die einzelnen Schritte der Regeneratorbewegung ersetzt werden. Die Gesamtanzahl der Positionen ist 67.

$$\text{Daher wird } G(z) = \sum_{i=1}^k \frac{1}{N}$$

Hierbei ist  $N$  die Anzahl der Schritte

$$k \text{ so, daß } x_1 + (k - 1) \frac{x_2 - x_1}{N-1}$$

der letzte Schritt vor  $z_v$  ist

$$\text{und } F(z) = \frac{\Delta x}{\Lambda_S} \frac{e^{-\frac{\Delta x}{\Lambda_S}} e^{-\frac{z_v - x_1}{\Lambda_S}} - e^{-\frac{z_v - x_i}{\Lambda_S}}}{e^{-\frac{\Delta x}{\Lambda_S}} - 1}$$

$$\text{Hier ist } \Delta x \text{ die Schrittlänge} = \frac{x_2 - x_1}{N-1}$$

$x_i$  der letzte Schritt vor  $z_v$  für  $z_v < x_2$

$x_i$  der letzte Schritt  $N$  wenn  $z_v > x_2$

Das Verhältnis  $\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|$  wird aus den 4 gemessenen Raten

$N_{2\pi}^V$ ,  $N_{3\pi}^R$ ,  $N_{2\pi}^R$ ,  $N_{3\pi}^V$  bestimmt, wobei für die beiden letzten

jedes Ereignis mit einem Gewicht versehen wird, das hauptsächlich von seinem Zerfallsort und der Regeneratorposition abhängt.

## 7.2 Bestimmung von $\phi_{oo} - \phi_\rho$

Die Phase ( $\phi_{oo} - \phi_\rho$ ) wird bestimmt aus der Interferenz zwischen  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  und  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  Zerfällen hinter einem Regenerator.

Als Funktion der Eigenzeit  $t$ , gemessen vom Ende des Regenerators, ist die  $2\pi^0$ -Zerfallsintensität (s. Gl. 2.5.16) gegeben durch:

$$I_{oo}(t) \sim |\rho \exp(-iM_S t) + \eta_{oo} \exp(-iM_L t)|^2$$

oder

$$I_{oo}(t) \sim e^{-\Gamma_S t} + 2 \left| \frac{\eta_{oo}}{\rho} \right| e^{-\Gamma_S t/2} \cos(\Delta m t + \phi_\rho - \phi_{oo}) + \left| \frac{\eta_{oo}}{\rho} \right|^2$$

wobei  $e^{-\Gamma_L t}$  jetzt vernachlässigt wurde, da es für den hier besprochenen  $t$ -Bereich eine Konstante ist.

Die Daten, die für die Bestimmung von ( $\phi_{oo} - \phi_\rho$ ) zur Verfügung stehen, stammen aus den MeBreihen mit dem beweglichen Regenerator.

In einem Intervall ( $dp, dz$ ) beobachtet man für eine Bewegung des Regenerators zwischen  $x_R$  und  $x_R + dx_R$  (s. Abschnitt 7.1):

$$d^3 N_{2\pi}^R = M_R \epsilon_{2\pi}(p, t) S(p) \frac{dt}{dz} \frac{dx_R}{x_2 - x_1} I_{oo}(t) dp dz \quad (7.2.1)$$

Ereignisse

Mit der Umschreibung

$$\epsilon'(p, z) = M_R \epsilon_{2\pi}(p, z) S(p) \frac{dt}{dz} \frac{1}{x_2 - x_1}$$

wird Gl. 7.2.1

$$d^3N_{2\pi}^R = \epsilon'(p, z) I_{00}(t) dp dz dx_R \quad (7.2.2)$$

wobei  $t$  in  $I_{00}(t)$  von  $x_R$  (= Ende des Regenerators) aus gerechnet ist.

Nimmt man an, daß  $I_{00}(t)$  unabhängig von  $p$  ist, so läßt sich Gl. 7.2.2 über  $dp$  und  $dz$  integrieren und man erhält

$$dN_{2\pi}^R = \epsilon''(p, z) I_{00}(t) dx_R \quad (7.2.3)$$

Nun gilt für die Eigenzeit  $t$

$$t = \frac{m_K}{\Lambda_S} \frac{z_V - x_R}{p} \quad \text{wobei } z_V \text{ der Zerfallspunkt ist.}$$

Substituiert man  $dx_R$  durch  $dt$  über

$$dt = - \frac{m_K}{\Lambda_S} \frac{dx_R}{p}$$

so wird Gl. 7.2.3

$$dN_{2\pi}^R = \left[ - \frac{m_K}{\Lambda_S} \frac{\epsilon''(p, z)}{p} \right] I_{00}(t) dt \quad (7.2.4)$$

Mit der Definition

$$E(p, z) = - \frac{m_K}{\Lambda_S} \frac{\varepsilon''(p, z)}{p}$$

wird Gl. 7.2.4

$$dN_{2\pi}^R = E(p, z) I_{00}(t) dt \quad (7.2.5)$$

Hier sieht man klar, daß für ein festes  $(p, z)$ -Intervall  $I_{00}(t)$  direkt gemessen werden kann, unabhängig von der Nachweiswahrscheinlichkeit  $E(p, z)$ .

Dies läßt sich anschaulich erklären durch das Einführen eines Wertes  $t_{\max}$

$$t_{\max} = \frac{m_K}{\Lambda_S} \frac{z - x_1}{p}$$

wobei  $x_1$  die Anfangsposition des Regenerators ist. Zu einem bestimmten  $(p, z)$ -Intervall existiert ein bestimmtes  $t_{\max}$ , gemessen von der Anfangsposition des Regenerators. Zu diesem  $t_{\max}$  gehören aber verschiedene Eigenzeiten  $t$  und zwar von  $t=0$ , wenn der Regenerator sich am Zerfallspunkt befindet, bis zu  $t = t_{\max}$ , wenn der Regenerator sich in der Anfangsposition befindet.

Die zu einem  $t_{\max}$ , d.h. zu einem  $(p, z)$ -Intervall zugeordneten Zerfälle, haben ein Zeitverhalten, wie es durch Gl. 7.2.5 ausgedrückt wird, wobei jetzt  $E(p, z)$  eine Konstante ist, unabhängig von  $t$ .  $t$  selbst reicht von 0 bis  $t_{\max}$ .

Zerfälle, die an einem anderen Ort des Zerfallsvolumens auftreten, aber dasselbe  $t_{\max}$  besitzen, haben einen anderen  $K^0$ -Impuls  $p$  und ihr Zeitverhalten ist  $E'(p, z) I_{00}(t)$ , wobei  $E'$  wieder eine Konstante ist und  $t$  zwischen 0 und  $t_{\max}$  liegt.

Somit werden alle Daten in Gruppen von gleichem  $t_{\max}$  gesammelt, unabhängig vom  $K_0$ -Impuls und dem Zerfallspunkt. Die Skizze in Abb. 50 verdeutlicht die Situation.

Das Verhalten jeder Kurve in der Skizze hat ein Verhalten wie  $I_{00}(t)$ . Die Amplituden dieser Kurven sind abhängig von den Konstanten  $E(p,z)$  bzw.  $E(t_{\max})$ . Normiert man diese Konstanten auf einen bestimmten Wert und summiert über alle  $t_{\max}$ , so erhält man

$$\frac{dN_{2\pi}^R}{dt} = \text{Konst. } I_{00}(t)$$

### 7.3 Zusätzliche Bestimmung von $(\phi_{00} - \phi_0)$

Bei dieser Bestimmung befand sich der Regenerator an einer festen Stelle.

Dann gilt für ein Eigenzeitintervall  $d\tau$  und ein Impulsintervall  $dp$

$$d^2N = M_{6\gamma} I_{00}(\tau) d\tau \epsilon(p,z) S(p) dp \quad (7.3.1)$$

Hierbei sind:  $M_{6\gamma}$ : Anzahl der  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$  Ereignisse hinter dem Regenerator

$I_{00}(\tau)$ :  $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$ -Intensität hinter dem Regenerator (s. 7.2)

$\epsilon(p,z)$ : Die Nachweiswahrscheinlichkeit an der Stelle  $(p,z)$

$S(p)$ : Das Kaonenspektrum

Nun gilt  $\tau = \frac{m_K}{\Lambda_S} \frac{z}{p}$

oder  $z \sim p\tau$

Somit wird Gl. 7.3.1

$$d^2N \sim I_{00}(\tau) d\tau \epsilon(p, p\tau) S(p) dp \quad (7.3.2)$$

Die Daten  $d^2N$  müssen mit der rechten Seite der Gl. (7.3.2) verglichen werden, wo aber das Produkt  $\epsilon(p, p\tau)S(p)$  für jedes Intervall  $dp$  noch unbekannt ist. Es läßt sich aber leicht aus den Daten des beweglichen Regenerators bestimmen (s. Abschnitt 8.3.2).

Benutzt wurden bei dieser Messung 2 Kupferregeneratoren vergleichbarer Länge, doch verschiedener Dichte: ein Kupferblock (17.24 cm lang) und eine Anzahl Kupferplatten, die durch Luftspalte voneinander getrennt waren (Gesamtlänge: 17.22 cm). Wie in dem  $\pi^+\pi^-$ -Experiment<sup>49</sup>, zu dem ein Vergleich für die Bestimmung von  $\phi_{00} - \phi_{+-}$  notwendig ist, war die Position der Regeneratoren im Zerfallsvolumen so angeordnet, daß die maximale Interferenz bei  $\bar{\tau} \sim 2 \log |\rho/\eta_{00}|$  an der gleichen Stelle des Zerfallsvolumens auftrat. Damit schloß man die Abhängigkeit des Resultates von der Form der Nachweiswahrscheinlichkeit aus.

Die beiden Regeneratoren befanden sich 75 cm vom Anfang des Zerfallsvolumens entfernt (Pos. 15). Einige Daten wurden mit dem 17.24 cm Cu-Block in der Anfangsposition des beweglichen Regenerators (Pos. 1) aufgenommen. Dies erlaubte es, die Konstanz der Nachweiswahrscheinlichkeit während der Messung von  $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|$  und der zusätzlichen Bestimmung von  $\phi_{00} - \phi_{\rho}$  zu überprüfen (s. Anhang C).



## 8. Resultate

### 8.1 Die Bestimmung von $\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|$

#### 8.1.1 Die Ereignisse

Von Sommer 1970 bis zum Frühjahr 1971 wurden in  $1.2 \cdot 10^3$  Meßstunden die Daten aufgenommen. Dabei erhielt man folgende Anzahl Trigger:

- 8.0  $10^6$  Trigger ohne Regenerator, d.h. freier Zerfall,
- 1.5  $10^6$  Trigger mit einem 24 cm dicken Cu-Regenerator,
- 1.4  $10^5$  Trigger mit einem 15.5 cm dicken Cu-Regenerator.

Nach der Rekonstruktion und den angewendeten Schnitten blieben folgende Ereignisanzahlen übrig:

- 195  $4\gamma$ -Ereignisse aus freiem Zerfall,
- 2556  $4\gamma$ -Ereignisse mit dem 24 cm Regenerator,
- 134  $4\gamma$ -Ereignisse mit dem 15.5 cm Regenerator;
- 5513  $6\gamma$ -Ereignisse aus freiem Zerfall,
- 482  $6\gamma$ -Ereignisse mit einem 24 cm Regenerator,
- 54  $6\gamma$ -Ereignisse mit einem 15.5 cm Regenerator.

Bevor nun das Verhältnis  $\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|$  bestimmt werden kann, müssen noch die Gewichte dieser Zahlen und die Diffraktionskorrekturen berechnet werden.

#### 8.1.2 Die Gewichte und ihre Fehler

Wie in Abschnitt 7.1 erklärt, müssen für die  $4\gamma$ -Ereignisse aus den Regeneratorreihen und den  $6\gamma$ -Ereignissen aus dem freien Zerfall noch die Gewichte  $F(z)$  bzw.  $G(z)$  bestimmt werden.

Jedes  $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$  Ereignis erhält je nach Position des Regenerators und je nach Zerfallsort ein Gewicht

$\frac{x_2 - x_1}{\Lambda_S F(z)}$ , wobei  $x_1 - x_2$  die gesamte Strecke der Regeneratorbewegung ist. Jedes  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$  Ereignis erhält ein Gewicht  $G(z)$ , welches nur von dem Zerfallsort abhängt.

Da die Gewichte nur von dem Kaonenimpuls  $p_K$  und dem Vertex  $z$  abhängen, können ihre Fehler nur von den Fehlern dieser beiden Größen abhängen. Unter der Annahme, daß die Fehler von  $p_K$  und  $z$  gaussisch verteilt sind, erhält man experimentell für die  $\sigma$  der beiden Verteilungen

$$\sigma_{p_K} = \frac{420}{\sqrt{0,1xp_K}} \quad [\text{MeV}/c] \quad (p_K \text{ in MeV}/c)$$
$$\sigma_z = 16 \frac{z}{z_{\text{Reg}}} \quad [\text{cm}] \quad z_{\text{reg}} = \begin{cases} \text{-Regeneratorposition} \\ \text{bei den Regenerator-} \\ \text{meßreihen} \\ \text{-Antikoinzidenzzähler-} \\ \text{position beim freien} \\ \text{Zerfall} \end{cases}$$

Für die Fehlerbestimmung wurden die Gewichte zehnmal berechnet. Dabei wurden jedesmal die Werte  $p_K$  und  $z$  mit Hilfe des Programms RANNOR\* verschmiert. Aus der Abweichung vom Mittelwert dieser 10 Werte wurde der Fehler bestimmt. In Tabelle VII sind Gewichte und Fehler eingetragen.

---

\*) RANNOR: Programm, welches eine Gaußverteilung mit der Varianz 1 liefert.

Tab. VII: Die Gewichte und ihre Fehler

	Gewicht	Fehler
4 $\gamma$ -Ereignisse (24 cm Reg.)	19.87	2.8%
6 $\gamma$ -Ereignisse (freier Zerfall)	3611.52	-
4 $\gamma$ -Ereignisse (15.5 cm Reg.)	1.83	3.6%
6 $\gamma$ -Ereignisse (freier Zerfall)	584.32	0.01%

### 8.1.3 Die Diffraktionskorrekturen

Eine wichtige Korrektur zu den Regeneratordaten tritt durch die Regeneration und Streuung der  $K_L^0$  an einzelnen Kernen auf. Diese beiden Prozesse sind durch die endliche Winkelauflösung in Vorwärtsrichtung nicht zu unterscheiden.

Die Dicke des Kupferregenerators (24 cm) wurde so gewählt, daß die  $K_S^0$ -Amplitude, die durch Streuung erzeugt wird, durch die  $K_S^0$ -Amplitude aufgehoben wird, die vor und nach der Streuung durch kohärente Regeneration erzeugt wird. Daher ist regenerative Streuung (d.h.  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$ ) stark unterdrückt.

Die  $\alpha$ -Verteilungen der 4 $\gamma$ - und 6 $\gamma$ -Ereignisse sind in Abb. 51 dargestellt und sind in guter Übereinstimmung mit früheren Messungen<sup>64</sup>. Im Falle der  $K_L^0 \rightarrow K_S^0$  Regeneration ist die Diffraktion gut von der Transmission zu unterscheiden und kann daher leicht abgezogen werden.

In der  $K_L^0 \rightarrow K_L^0$  Streuung überwiegt die diffraktive Streuung. Mit einem optischen Modell ließ sich die Rate und die  $\alpha$ -Verteilung der gestreuten  $K_L^0$  bestimmen; mit einer Monte-Carlo Rechnung wurde die Winkelabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt.

In untenstehender Tabelle VIII sind die Diffraktionskorrekturen mit den Fehlern für die beiden Regeneratoren eingetragen.

Tab. VIII: Diffraktionsanteil

	$K_L^0 \rightarrow K_S^0$	$K_L^0 \rightarrow K_L^0$
24 cm Reg.	$(11.2 \pm 1.5)\%$	$(32.3 \pm 1.8)\%$
15.5 cm Reg.	$(17.1 \pm 2.3)\%$	$(22.2 \pm 1.2)\%$

#### 8.1.4 Ergebnis und Fehler

Aus Abschnitt 7 folgt

$$\left| \frac{n_{00}}{n_{+-}} \right|^2 = \frac{N_{4\gamma}(\text{freier Zerfall}) \times N_{6\gamma}(\text{Regenerator}) \times \text{Diff. Korr. } (K_L^0 \rightarrow K_L^0)}{N_{4\gamma}(\text{Regenerator}) \times N_{6\gamma}(\text{freier Zerfall})_{\text{bewichtet}} \times \text{Diff. Korr. } (K_L^0 \rightarrow K_S^0)}$$

Mit den bekannten Werten erhält man für den 24 cm dicken Regenerator

$$\left| \frac{n_{00}}{n_{+-}} \right|^2 = \frac{195 \times 482 \times (1 - 0.323)}{19.87 \times 3611.52 \times (1 - 0.112)}$$

$$\left| \frac{n_{00}}{n_{+-}} \right|^2 = 0.999$$

In nachstehender Tabelle IX sind die Fehler eingetragen.

Tab. IX: Fehler von  $\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2$

Statistischer Fehler: $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$ Regenerator (korrigiert auf Diffraktion)	2.1%
$K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ freier Zerfall	7.2%
$K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ Regenerator (korrigiert auf Diffraktion)	5.5%
$K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ freier Zerfall	1.3%
Diffraktionskorrektur	
$K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$	1.5%
$K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$	1.8%
Untergrund bei $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$	1.8%
Gewichtsfehler bei $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$	2.8%
Abhängigkeit von $\phi_{00}$	0.7%*
<hr/>	
Gesamtfehler für $\left  \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right ^2$	10.3%
Fehler von $\left  \frac{\eta_{+-}}{\rho} \right ^{49}$	3.3%
<hr/>	
Gesamtfehler für $\left  \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right $	6.1%

\*) Hierfür wurde der Wert  $\phi_{00} = (43 \pm 19)^{\circ 65}$  benutzt.

Somit gilt

$$\left| \frac{n_{oo}}{n_{+-}} \right| = 1.00 \pm 0.06$$

Analog erhält man für den 15.5 cm Regenerator

$$\left| \frac{n_{oo}}{n_{+-}} \right|^2 = \frac{31 \times 54 \times (1-0.222)}{1.83 \times 584.32 \times (1-0.171)}$$

$$\left| \frac{n_{oo}}{n_{+-}} \right|^2 = 1.467$$

Die Fehler sind in Tabelle X angegeben.

Tab. X: Fehler von  $\left| \frac{n_{oo}}{n_{+-}} \right|^2$

Statistischer Fehler: $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$ Regenerator (korrigiert auf Diffraktion)	9.5 %
$K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ freier Zerfall	17.9%
$K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ Regenerator (korrigiert auf Diffraktion)	15.4%
$K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ freier Zerfall	3.3%
Diffraktionskorrektur	
$K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$	2.3%
$K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$	1.2%
Gewichtsfehler bei $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$	3.6%
Abhängigkeit von $\phi_{oo}$	0.9%
<hr/>	
Gesamtfehler für $\left  \frac{n_{oo}}{n_{+-}} \right ^2$	26.1%
Fehler von $\left  \frac{n_{+-}}{\rho} \right ^{49}$	3.3%
<hr/>	
Gesamtfehler für $\left  \frac{n_{oo}}{n_{+-}} \right $	13.4%

Somit lautet das Ergebnis

$$\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right| = 1.21 \pm 0.16$$

was mit dem obigen Wert  $\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right| = 1.00 \pm 0.06$  verträglich ist.

## 8.2 Die Bestimmung von $(\phi_{00} - \phi_{\rho})$

### 8.2.1 Die Ereignisse

Aus den  $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$  Ereignissen, die mit dem beweglichen 24 cm dicken Regenerator aufgenommen wurden, wurde die Phasendifferenz  $(\phi_{00} - \phi_{\rho})$  bestimmt. In Abb. 52 ist die Massenverteilung für verschiedene Eigenzeitintervalle dargestellt. Ereignisse, die zur Bestimmung der Phase benutzt wurden, mußten einen Impuls  $p_K$  zwischen 3 GeV/c und 9 GeV/c haben, sowie eine Masse  $m_K$  zwischen  $480 \text{ MeV}/c^2$  und  $520 \text{ MeV}/c^2$ .

Nach Abschnitt 7.2 bildete man mit den Ereignissen eine  $(t_{\max}, t)$  - Matrix. Hierbei reicht  $t_{\max}$  in Intervallen von  $1\tau_S$  von 0 bis  $15\tau_S$  und  $t$  in Schritten von  $1/2\tau_S$  von 0 bis  $15\tau_S$ . Für die Normalisation der Ereignisse nimmt man folgenden Bereich:

$$3\tau_S \leq t_{\max} < 15\tau_S$$

$$1\tau_S \leq t < 4\tau_S$$

Die Ereignisse  $N(t, t_{\max})$  in diesem Bereich werden für jedes  $t_{\max}$  über  $t$  von  $1\tau_S$  bis  $4\tau_S$  summiert. Dann wird diese Summe gleich 100 gesetzt. Daraus ergibt sich ein Normalisationsfaktor

$$f(t_{\max}) = \frac{100}{\sum_{t=1\tau_S}^{4\tau_S} N(t, t_{\max})}$$

Mit diesem Normalisationsfaktor werden für jedes  $t_{\max}$  die Ereignisse in den einzelnen  $t$ -Intervallen von 0 bis  $15\tau_S$  multipliziert. Der Fehler für jedes  $t$ -Intervall ist dann

$$\Delta N(t, t_{\max}) = f(t_{\max}) \sqrt{N(t, t_{\max})}$$

Die so normalisierten Daten werden von  $t_{\max} = 3\tau_S$  bis  $t_{\max} = 15\tau_S$  summiert und liefern im wesentlichen die  $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$  Intensität  $I_{00}(t)$  (s. Abschnitt 7.2).

Eine Korrektur muß für die Daten mit  $t \geq 4\tau_S$  eingeführt werden. Für  $t < 4\tau_S$  werden 12  $t_{\max}$ -Intervalle normalisiert und summiert. Für  $t \geq 4\tau_S$  nimmt jedoch die Zahl der  $t_{\max}$ -Intervalle jedes Mal um 1 ab, wenn  $t$  sich um ein  $\tau_S$  ändert. Daher müssen die Daten für  $t \geq 4\tau_S$  korrigiert werden mit einem Faktor

$$\varepsilon(t) = \frac{12}{16-t}$$

wobei  $t$  von  $5\tau_S$  bis  $15\tau_S$  reicht. Dies würde auch den Fehler  $\Delta N(t)$  ändern. Um dies zu vermeiden, wurde im späteren Fit die erwartete Verteilung  $I_{00}(t)$  um  $\frac{1}{\varepsilon(t)}$  für  $t \geq 4\tau_S$  korrigiert.

Zu bemerken ist noch, daß für jedes  $t$ -Intervall ein mittlerer  $K_S^0$ -Impuls  $\bar{p}_K$  und damit eine mittlere Lebensdauer  $\bar{\tau}$  berechnet wurden. Da  $\bar{p}_K$  und  $\bar{\tau}$  zur Bestimmung von  $I_{00}(t)$  benutzt wurden, berücksichtigte man auf diese Art die  $p_K$ -Abhängigkeit von  $\rho$  in  $I_{00}(t)$ .

### 8.2.2 Die Verschmierung für kleine Lebensdauern

In der Nähe des Regenerators ( $t \approx 0$ ) tritt durch die endliche Auflösung des Detektors eine Verschmierung in  $t$  auf. Für  $t$ -Intervalle von  $0.2 \tau_S$  sind die Daten in Abb. 53 wiedergegeben.



Für  $t < 2\tau_S$  kann man annehmen, daß  $I_{00}(t)$  sich wie  $e^{-t}$  verhält, wobei  $t$  hier in Einheiten  $\tau_S$  steht. Man sucht nun eine Funktion  $S'(t - t')$ , wobei  $t'$  eine Zeitverschiebung berücksichtigen soll. Diese Funktion soll die Funktion  $e^{-t}$  so verändern, daß man die Form der Daten  $N$  bei einem  $(t - t')$  wiederfindet, d.h.

$$N(t - t') \sim e^{-t} S'(t - t')$$

oder 
$$\frac{N(t - t')}{e^{-t}} \sim S'(t - t')$$

Somit erhält man das Verhalten von  $S'(t - t')$ , wie es in Abb. 54 dargestellt ist.  $S'(t - t')$  kann nun angenähert werden durch

$$\frac{1}{1 + \exp \left[ - \left( \frac{t - t'}{\Delta} \right) \right]}, \text{ wobei } \Delta \text{ die Verschmierung darstellt.}$$

Paßt man die Daten an eine Funktion  $k \cdot \frac{e^{-t}}{1 + \exp \left[ - \frac{t - t'}{\Delta} \right]}$

an, so erhält man als besten Wert für  $t$  und

$$t' = (.33 \pm .02)\tau_S \text{ und } \Delta = (.17 \pm .01)\tau_S \cdot$$

Somit muß die erwartete Verteilung  $I_{00}(t)$  mit  $S(t) =$

$$\frac{1}{1 + \exp \left[ - (t - .33)/.17 \right]} \text{ multipliziert werden.}$$

### 8.2.3 Die Diffraktionskorrektur

Infolge der niedrigen Statistik ist es nicht möglich, für jedes  $t$ -Intervall die Diffraktionskorrektur für die Daten zu machen. Deshalb wird die Korrektur mit dem optischen Modell und einer Monte-Carlo-Rechnung bestimmt. Dieser Weg

ist zuverlässig, denn der Vergleich mit dem Experiment ist ausgezeichnet<sup>15</sup>. Für die Transmissionsregeneration erhält man am Ausgang des Regenerators

$$\begin{aligned}
 I_{\text{Trans}} &= |K_S|_{\text{Trans}}^2 + |K_L|_{\text{Trans}}^2 + 2\text{Re}(K_{L\text{Trans}} \cdot K_{S\text{Trans}}^*) \\
 &= |K_S|_{\text{Trans}}^2 + |K_L|_{\text{Trans}}^2 + 2\text{Re} \left[ \text{Re}(K_{L\text{Trans}} \cdot K_{S\text{Trans}}^*) \right. \\
 &\quad \left. + i \text{Im}(K_{L\text{Trans}} \cdot K_{S\text{Trans}}^*) \right]
 \end{aligned}$$

oder undefiniert

$$I_{\text{Trans}} = T_1^2 + T_2^2 + 2\text{Re} \left[ \text{Re}(T_3 T_4) + i \text{Im}(T_3 T_4) \right]$$

Ähnlich ergibt sich für die Diffraktionsregeneration

$$I_{\text{Diff}}(\theta) = D_1^2 + D_2^2 + 2\text{Re} \left[ \text{Re}(D_3 D_4) + i \text{Im}(D_3 D_4) \right]$$

Jetzt müssen noch die  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  und  $D_4$  in  $\alpha$ -Verteilungen umgewandelt werden unter Hinzunahme der Winkelabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit. Danach müssen  $I_{\text{Trans}}$  und  $I_{\text{Diff}}(\theta)$  für die endliche Auflösung des Detektors verschmiert werden.

Es bleiben dann am Ende die endgültigen Werte von  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$  und  $T_4$  sowie  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  und  $D_4$  übrig. Mit diesen berechnet man das Zeitverhalten

$$I_{\text{Trans}}(t) = T_1 e^{-\Gamma_S t} + T_2 |n_{00}|^2 + 2 |n_{00}| e^{-\Gamma_S t/2} \left[ T_3 \cos(\phi_{00} - \Delta m t) - T_4 \sin(\phi_{00} - \Delta m t) \right]$$

$$I_{\text{Diff}}(t) = D_1 e^{-\Gamma_S t} + D_2 |n_{00}|^2 + 2 |n_{00}| e^{-\Gamma_S t/2} \left[ D_3 \cos(\phi_{00} - \Delta m t) - D_4 \sin(\phi_{00} - \Delta m t) \right]$$

( $e^{-\Gamma_L t}$  vernachlässigt)

Somit ist die Korrektur für die Daten in jedem t-Intervall

$$W(t) = \frac{I_{\text{Trans}}(t)}{I_{\text{Trans}}(t) + I_{\text{Diff}}(t)}$$

Jedoch ist es vernünftiger, die erwartete Zeitverteilung  $I_{00}(t)$  mit  $1/W(t)$  zu korrigieren, wobei  $\phi_{00}$  als freier Parameter gewählt wird.

#### 8.2.4 Ergebnis und Fehler

Bevor die Zeitverteilung

$$I_{00}(t) \sim e^{-\Gamma_S t} + \left| \frac{n_{00}}{\rho} \right|^2 + 2 \left| \frac{n_{00}}{\rho} \right| e^{-\Gamma_S t/2} \cos(\Delta m t + \phi_\rho - \phi_{00})$$

an die Daten  $N(t)$  angepaßt werden kann, muß sie noch korrigiert werden und zwar zu

$$F(t) = K \cdot I_{00}(t) \cdot S(t)/\epsilon(t) \cdot W(t)$$

wobei  $K$  eine Normalisationskonstante ist.

Durch geeignete Umschreibung von  $I_{00}(t)$  kann man das Verhältnis  $\left| \frac{n_{00}}{n_{+-}} \right|$  hereinbringen. Mit den Werten

$$\left| n_{+-} \right| = 0.00196$$

$$m_K = 497.79 \text{ MeV}/c^2$$

$$\frac{\Delta m}{\Gamma_S} = .466 \quad (\hbar = 1)$$

$$\Gamma_S = 1.16 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$$

wurde  $F(t)$  an die Daten von 0 bis zu  $7 \tau_S$  angepaßt.

Als freie Parameter hatte man

die Normalisationskonstante  $K$

die Phasendifferenz  $(\phi_{oo} - \phi_p)$

das Verhältnis  $|\frac{\eta_{oo}}{\eta_{+-}}|$

Das  $\chi^2$  lautete  $\chi_o^2 = \left[ \frac{F(t) - N(t)}{\Delta N(t)} \right]^2$ .

$|\frac{\eta_{oo}}{\eta_{+-}}|$  wurde beschränkt durch

$$\chi^2 = \chi_o^2 + \left[ \frac{|\frac{\eta_{oo}}{\eta_{+-}}| - 1}{0.06} \right]^2$$

Das Resultat ist

$$\phi_{oo} - \phi_p = (89 \pm 25)^\circ$$

mit einem  $\chi^2$  von 2 pro Freiheitsgrad.

Die beste Anpassung an die Zeitverteilung ist in Abb. 55 wiedergegeben. Die  $\chi^2$ -Kurve ist in Abb. 56 wiedergegeben. Verschiedene Werte von  $\frac{\Delta m}{\Gamma_S}$ ,  $\Gamma_S$ ,  $S(t)$  und  $W(t)$  ändern kaum den Wert von  $(\phi_{oo} - \phi_p)$  und überhaupt nicht den Fehler.

### 8.3 Die zusätzliche Bestimmung von $(\phi_{oo} - \phi_p)$

#### 8.3.1 Die Ereignisse

Für diese Bestimmung von  $(\phi_{oo} - \phi_p)$  wurden 3 Regeneratoren benutzt (s. 7.2):

- 1) Ein 17.22 cm langer Regenerator aus Kupferplatten, 75 cm vom Anfang des Zerfallsvolumens entfernt (bezeichnet als Position 15)
- 2) Ein 17.24 cm dicker Cu-Block, 75 cm vom Anfang des Zerfallsvolumens entfernt (bezeichnet als Position 15)
- 3) Ein 17.24 cm dicker Cu-Block am Anfang des Zerfallsvolumens (bezeichnet als Position 1)

Die Ereignisse wurden nach denselben Kriterien wie für die Messung von  $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|$  bzw. der daraus resultierenden Messung von  $(\phi_{00} - \phi_{\rho})$  analysiert. Die Schnitte für 4 $\gamma$ - und 6 $\gamma$ -Ereignisse waren bis auf den Schnitt im Strahlquerschnitt dieselben. Letzterer wurde durch den größeren Kollimator bei dieser Meßreihe auf folgenden Wert verändert:

4 $\gamma$ -Ereignisse

$$|x_{\text{vertex}}| < 84 \text{ mm}$$

$$|y_{\text{vertex}}| < 84 \text{ mm}$$

6 $\gamma$ -Ereignisse

$$|x_{\text{vertex}}| < 114 \text{ mm}$$

$$|y_{\text{vertex}}| < 114 \text{ mm}$$

In Tabelle XI sind die wichtigsten Trigger- und Ereignisraten für die 3 Regeneratoren wiedergegeben.

Tab. XI: Ereignisanzahlen

	17.22 cm Reg. (Kupferplatten) Pos. 15	17.24 cm Cu-Reg. Pos. 15	17.24 cm Cu-Reg. Pos. 1
Meßzeit	212 h	68 h	66 h
Trigger	$2.4 \cdot 10^6$	$7.7 \cdot 10^5$	$7.4 \cdot 10^5$
Gute $4\gamma$ -Ereig.	661	704	398
Gute $6\gamma$ -Ereig.	993	228	252

In Abb. 57 und Abb. 58 sind einige Verteilungen der guten Ereignisse für die verschiedenen Regeneratoren dargestellt.

### 8.3.2 Die Nachweiswahrscheinlichkeit

Wie in Abschnitt 7.3 erklärt, ist es notwendig, die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon(p, p_\tau)$  bzw.  $\epsilon(p, p_\tau) \cdot S(p)$  zu kennen, um aus den vorliegenden Daten die Phase  $(\phi_{oo} - \phi_p)$  zu erhalten. Diese Bestimmung soll anhand der Daten aus den Meßreihen mit dem beweglichen 24 cm Regenerator gemacht werden. Anhand von Abb. 59 wird die Methode erklärt.

Der 24 cm dicke Regenerator bewegt sich von einer Anfangsposition  $z_0$  bis zu einer Endposition  $z_N$ .

Annahme: Der Regenerator sei in der Position  $z_i$  und der Zerfall  $K_{L,S}^0 \rightarrow 2\pi^0$  geschehe an dem Zerfallspunkt  $z_V$ , d.h. nach einer Zeit  $t$ , gemessen vom Ende des Regenerators.

Für die jetzige Bestimmung hat man 2 feste Positionen für die Regeneratoren: Position 1 und Position 15. Als Beispiel für die Bestimmung von  $\epsilon(p, p\tau) \cdot S(p)$  betrachte man hier den Regenerator in der Position 15 und definiere diese Stellung auf der z-Achse als  $z = 0$ . Der gleiche  $K^0$ -Zerfall bei  $z_V$  würde nach einer Zeit  $\tau$  auftreten, und es gilt

$$\tau = t + \frac{z_i}{p} \frac{m_K}{\Lambda_S}$$

$m_K = K^0$ -Masse  
 $p = K^0$ -Impuls  
 $\Lambda_S = K_S^0$ -Zerfallslänge

Die Ereignisrate für den beweglichen 24 cm Regenerator für eine Position  $dz_i$ , ein Impulsintervall  $dp$  und ein Zeitintervall  $dt$  lautet

$$d^3N \sim I_{00}(t) dt \epsilon(p, z_V) S(p) dp dz_i \quad (8.3.2.1)$$

Mit  $z_V \sim p\tau$  (s. 7.3) wird Gl. (8.3.2.1)

$$d^3N \sim I_{00}(t) dt \epsilon(p, p\tau) S(p) dp dz_i \quad (8.3.2.2)$$

Es bleibt nun die Frage zu beantworten, ob  $\epsilon(p, p\tau)$  gültig ist für alle  $z_i$  der Daten aus den MeBreihen mit den festen Regeneratoren, d.h. für die Position 1 und die Position 15. Dazu definiert man eine Funktion  $g(z_i)$ , die folgendes Verhalten hat

$$g(z_i) = 0 \quad \text{für } z_i > z_N \text{ und } z_i < z_0$$

$$g(z_i) = 1 \quad \text{für } z_0 \leq z_i \leq z_N$$

Die Grenzen der Gültigkeit von  $g(z_i)$  werden in Anhang B behandelt.

Somit läßt sich Gl. (8.3.2.2) schreiben als

$$d^3N \sim I_{00}(t) dt \epsilon(p, p\tau) S(p) dp dz_i g(z_i) \quad (8.3.2.3)$$

Man weiß, daß

$$\tau = t + \frac{z_i}{p} \cdot \frac{m_K}{\Lambda_S}$$

oder 
$$z_i = p(\tau - t) \frac{\Lambda_S}{m_K} \sim p(\tau - t)$$

Für ein festes  $p$  und  $t$  macht man eine Variablensubstitution

$$d\tau = \frac{dz_i}{p} \frac{m_K}{\Lambda_S}$$

oder 
$$dz_i = p d\tau \frac{\Lambda_S}{m_K}$$

Somit erhält man für Gl. (8.3.2.3)

$$d^3N \sim I_{00}(t) dt \epsilon(p, p\tau) S(p) dp (p d\tau \frac{\Lambda_S}{m_K}) g[p(\tau - t)] \quad (8.3.2.4)$$

oder

$$\left( \frac{d^3N}{p} \right)_{\text{beweglicher Regenerator}} \sim I_{00}(t) dt \epsilon(p, p\tau) S(p) dp d\tau g[p(\tau - t)] \quad (8.3.2.5)$$

Hier ist  $g[p(\tau - t)] = 1$  für ein  $p(\tau - t)$  zwischen zwei Zerfallslängen  $\lambda_{\min}$  und  $\lambda_{\max}$  (s. Anhang B). Außerhalb ist  $g[p(\tau - t)] = 0$ .

Betrachtet man nur das Gebiet, in dem  $g[p(\tau - t)] = 1$  ist und integriert man Gl. (8.3.2.5) über das entsprechende  $t$ -Intervall, so erhält man



$$\int_t \left( \frac{d^3 N}{p} \right)_{\text{beweglicher Regenerator}} \sim d\tau \varepsilon(p, p\tau) S(p) dp \quad (8.3.2.6)$$

Dagegen gilt für einen festen Regenerator (s. Abschnitt 7.3)

$$\left( d^2 N \right)_{\text{fester Regenerator}} \sim I_{00}(\tau) d\tau \varepsilon(p, p\tau) S(p) dp \quad (8.3.2.7)$$

Der Vergleich von Gl. (8.3.2.6) und Gl. (8.3.2.7) liefert nach Integration über das entsprechende p-Intervall die Ereignisrate für einen festen Regenerator:

$$\left( d^2 N \right)_{\text{fester Regenerator}} \sim \left[ \int_p \int_t \left( \frac{d^3 N}{p} \right)_{\text{beweglicher Regenerator}} \right] I_{00}(t)$$

In der Praxis erhält jedes Ereignis des beweglichen Regenerators ein Gewicht  $1/p$ , wo  $p$  der  $K^0$ -Impuls des betreffenden Ereignisses ist. Nur Ereignisse mit  $4 \text{ GeV}/c < p < 9 \text{ GeV}/c$  werden betrachtet, denn dann ist  $g[p(\tau - t)] = 1$ . Danach füllt man eine  $(t, \tau)$ -Matrix, wobei  $\tau$  die Eigenzeit ist für einen festen Regenerator in Position 1 bzw. 15. Sodann summiert man über ein  $t$ -Intervall von 0 bis  $1.5 \tau_S$  (für beide Regeneratorpositionen ist dies das richtige  $t$ -Intervall) und erhält

$\int_p \int_t \left( \frac{d^3 N}{p} \right)_{\text{beweglicher Regenerator}}$ , was als eine Nachweiswahrscheinlichkeit

$\varepsilon(\tau) d\tau$  betrachtet werden kann. Der Fehler ist  $\frac{\varepsilon}{\sqrt{N}}$ , wobei  $N$  die

Anzahl der Ereignisse im betreffenden Intervall ist. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist für die Regeneratorposition 1 und 15 in Abb. 60 wiedergegeben.

### 8.3.3 Die Verschmierung für kleine Lebensdauern

Um diese Korrektur zu bestimmen, müssen die vorliegenden Daten durch die in 8.3.2 bestimmte Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon(\tau)$  dividiert werden. Dabei ist zu beachten, daß die Zeitverschiebung für beide Datensätze, d.h. die der 3 festen Regeneratoren und die des beweglichen 24 cm Regenerators, woraus  $\epsilon(\tau)$  abgeleitet wurde, gleich ist.

Es ist kein Grund vorhanden, daß die Verschmierung und Zeitverschiebung bei den 3 festen Regeneratoren verschieden sein sollte, deshalb summierte man die 3 Datensätze.

Mit einer Monte-Carlo Rechnung wurde eine Verteilung  $e^{-t}$  ( $t$  in Einheiten von  $\tau_S$ ) bestimmt und für die Auflösung mit einer Gaussfunktion (RANNOR) verschmiert. Dies wurde für verschiedene Zeitverschiebungen und Verschmierungen gemacht.

Durch Vergleich mit den Daten (s. Abb. 61) in einem Zeitintervall  $-.6 \tau_S \leq t < .6 \tau_S$  erhielt man als beste Werte für die  $t$ -Verschiebung  $-0.16 \tau_S$  und für die Verschmierung  $0.25 \tau_S$ . Um nun die Zeitverteilung der Daten aus dem beweglichen Regenerator mit obiger Monte-Carlo Rechnung zu vergleichen, muß man beachten, daß der bewegliche Regenerator in diesem Falle als ein fester betrachtet werden muß. Deshalb bildet man die  $z_{\text{vertex}}$ -Verteilung  $B(z_{\text{vertex}})$  für alle Ereignisse mit  $t < 1 \tau_S$  und  $4 \text{ GeV}/c \leq p < 9 \text{ GeV}/c$ . Sodann gibt man jedem Ereignis mit  $t < 1$  ein Gewicht  $1/B(z_{\text{vertex}})$  und erhält die entsprechende Zeitverteilung.

Mit den Werten von  $-0.16 \tau_S$  als  $t$ -Verschiebung und  $0.25 \tau_S$  als Verschmierung erhält man eine ausgezeichnete Übereinstimmung der beiden Datensätze (s. Abb. 62). Wie in Abb. 61 ersichtlich, müssen die beiden Zeitintervalle  $0 \leq t \leq .5 \tau_S$

und  $.5 \tau_S \leq t < 1 \tau_S$  korrigiert werden. Die Werte lauten

$$\text{Intervall } 0 \leq t < .5 \tau_S: S(1) = \frac{(e^{-t} \text{ verschmiert})}{(e^{-t} \text{ nicht verschmiert})} = .52$$

$$\text{Intervall } .5 \tau_S \leq t < 1 \tau_S: S(2) = \frac{(e^{-t} \text{ verschmiert})}{(e^{-t} \text{ nicht verschmiert})} = .97$$

Für  $t \geq 1 \tau_S$  ist  $S(t) = 1$ .

#### 8.3.4 Die Diffraktionskorrektur

Diese ist identisch mit derjenigen aus Abschnitt 8.2.3, nur daß hier zwei andere Regeneratordicken auftreten. Man erhält wieder Werte  $T_1, T_2, T_3, T_4$  für die Transmission und  $D_1, D_2, D_3, D_4$  für die Diffraktion. Aus ihrem Zeitverhalten läßt sich dann die Diffraktionskorrektur bilden

$$W(t) = \frac{I_{\text{Trans}}(t)}{I_{\text{Trans}}(t) + I_{\text{Diff}}(t)}$$

Zur Information sei gesagt, daß der Diffraktionsanteil, unabhängig von  $t$ , im Falle des 17.24 cm Cu-Blocks 16% beträgt, während er für den Regenerator aus Kupferplatten (Gesamtlänge 17.22 cm) 50% beträgt.

#### 8.3.5 Die Korrelation der Nachweiswahrscheinlichkeiten

Drei Datensätze sind mit der erwarteten Zeitverteilung  $I_{00}^+(t)^*$  zu vergleichen. Jedoch hat man nur eine Nachweiswahrscheinlichkeit aus den Daten mit dem beweglichen Regenerator. Deshalb ist zu beachten, daß der Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit nur einmal in den gesamten Fit eingeht. Deshalb muß zu dem normalen  $\chi_0^2 = \left[ \frac{I_{00}^+(t) - N(t)}{\Delta N(t)} \right]^2$  ein  $\delta\chi^2$  addiert werden, welches

---

\*)  $I_{00}^+(t)$ : erwartete Zeitverteilung mit den Korrekturen für Verschmierung und Diffraktion ( $I_{00}^+(t) \sim I_{00}(t) \cdot S(t) / W(t)$ ) (s. 8.3.6)

für den Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit verantwortlich ist, d.h.

$$\chi^2_{\text{tot}} = \chi_0^2 + \delta\chi^2$$

Man bildet ein Nachweiswahrscheinlichkeitsmatrix  $M_{ik}$  mit den Ereignissen des 24 cm dicken beweglichen Regenerators. Die Anzahl der Ereignisse in jedem (i,k)-Intervall ist die richtige Anzahl der Ereignisse und nicht die mit  $1/p$  gewichtete. Der Index  $i$  beschreibt das  $t$ -Intervall für die Position 1 und der Index  $k$  das  $t$ -Intervall für die Position 15, d.h.

$$\sum_k M_{ik} = M_i = \text{Anzahl der Ereignisse im Intervall } i, \text{ die für } \varepsilon(\tau) \text{ für die Position 15 benutzt wurden.}$$

$$\sum_i M_{ki} = M_k = \text{Anzahl der Ereignisse im Intervall } k, \text{ die für } \varepsilon(\tau) \text{ für die Position 1 benutzt wurden.}$$

Die Anpassung der erwarteten Zeitverteilung an die Daten sieht im allgemeinen folgendermaßen aus: Man vergleicht die Daten  $N_i^n$  mit  $I_{00_i}^{+n} \times E_i^n$

Hier bedeuten:  $n = 1$ : Regenerator aus Kupferplatten (17.24 cm) in Pos. 15

$n = 2$ : 17.24 cm Cu-Block in Pos. 15

$n = 3$ : 17.24 cm Cu-Block in Pos. 1

$i$ : Eigenzeit des  $K^0$

$I_{00_i}^{+n}$ : erwartete Zeitverteilung mit allen Korrekturen

$E_i^n$ : Nachweiswahrscheinlichkeit

Man definiert  $D_i^n = \frac{N_i^n}{I_{00_i}^{+n}}$  mit einem Fehler, der mit  $\Delta_i^n$  bezeichnet

wird.

Man nimmt an, daß die Matrix  $M_{ik}$  einen Fehler  $\epsilon_{ik}$  hat.

Zu minimalisieren ist  $\chi^2 = \sum_i \chi_i^2$ , wobei

$$\chi_i^2 = \left( \frac{D_i^1 - \sum_k M_{ki} + \sum_k \epsilon_{ki}}{\Delta_i^1} \right)^2 + \left( \frac{D_i^2 - \sum_k M_{ki} + \sum_k \epsilon_{ki}}{\Delta_i^2} \right)^2 + \left( \frac{D_i^3 - \sum_k M_{ik} + \sum_k \epsilon_{ik}}{\Delta_i^3} \right)^2 + \sum_k \frac{(\epsilon_{ki})^2}{M_{ki}}$$

Hieraus erhält man  $\delta\chi_i^2 = \chi_i^2 - \chi_i^2 (\epsilon = 0)$ , was berechnet werden muß.

Man erhält

$$\delta\chi_i^2 = \sum_{i,k} \left\{ (2A_k + \omega_k \sum_{\ell} \epsilon_{\ell k}) + (2B_i + \phi_i \sum_{\ell} \epsilon_{i\ell}) + \frac{\epsilon_{ik}}{M_{ik}} \right\} \epsilon_{ik}$$

$$\text{mit } A_k = \frac{D_k^1 - \sum_i M_{ik}}{(\Delta_k^1)^2} + \frac{D_k^2 - \sum_i M_{ik}}{(\Delta_k^2)^2}$$

$$B_i = \frac{D_i^3 - \sum_k M_{ik}}{(\Delta_i^3)^2}$$

$$\omega_k = \left( \frac{1}{\Delta_k^1} \right)^2 + \left( \frac{1}{\Delta_k^2} \right)^2 \quad \phi_i = \left( \frac{1}{\Delta_i^3} \right)^2$$

Nun muß  $\frac{\partial}{\partial \epsilon_{ik}} (\delta\chi_i^2)$  null sein.

Dies liefert die Gleichung:

$$2A_k + 2\omega_k \sum_{\ell} \epsilon_{\ell k} + 2B_i + 2\phi_i \sum_{\ell} \epsilon_{i\ell} + 2 \frac{\epsilon_{ik}}{M_{ik}} = 0 .$$

Man sucht nun eine Lösung  $\frac{\epsilon_{ik}}{M_{ik}} = \alpha_k + \beta_i$

Dies gibt 2 Gleichungen:

$$A_k + \alpha_k + \omega_k \sum_{\ell} \epsilon_{\ell k} = 0$$

$$B_i + \beta_i + \phi_i \sum_{\ell} \epsilon_{i\ell} = 0$$

$\alpha_k$  und  $\beta_i$  können mit der Matrixrechnung bestimmt werden. Sodann wird  $\delta\chi^2 = \sum_{ik} (A_k + B_i) (\alpha_k + \beta_i) M_{ik}$  zu  $\chi_0^2$  addiert und das somit erhaltene  $\chi_{tot}^2$  minimalisiert. Nach der Minimalisation erhält man dann auch  $\epsilon_{ik}$ , mit dem die Nachweiswahrscheinlichkeit vor jeder neuen Minimalisationsprozedur korrigiert wird.

### 8.3.6 Ergebnis und Fehler

Zur Klarheit ist ein Flußdiagramm des Fits aufgezeichnet. Als Eingabe für das Fitprogramm MINUITS hat man

$N(t)_n$  : Daten pro Zeitintervall  $t$   
 ( $n = 1, 2, 3$  kennzeichnen den Regenerator (s. 8.3.5))

$\bar{p}(t)_n$  : Mittelwert für den  $K^0$ -Impuls  $p$  für Regenerator  $n$

$\bar{t}(t)_n$  : Mittelwert der Eigenzeit  $t$  für Regenerator  $n$

$\epsilon(t)_n$  : Nachweiswahrscheinlichkeit aus den Daten des beweglichen Regenerators =

$$\int_p \int_t \left( \frac{d^3N}{p} \right) \text{beweglicher Regenerator} \quad (\text{s. 8.3.2})$$

$M_{ik}$  : Nachweiswahrscheinlichkeitsmatrix (s. 8.3.5)

Sodann berechnet man das erwartete Zeitverhalten für den Regenerator n:

$$I_{oo}(t)_n = \left[ \rho^2 \cdot e^{-\Gamma_S t} + |\eta_{oo}|^2 + 2|\rho||\eta_{oo}| e^{-\Gamma_S t/2} \cos(\Delta m t + \phi_\rho - \phi_{oo}) \right]_n$$

Diese Funktion wird korrigiert mit der Diffraktionskorrektur  $1/W(t)_n$ , der Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon(t)_n$  und der Verschmierung  $S(t)_n$ .

Mit der Anzahl der  $6\gamma$ -Ereignisse als Monitor und einer gemeinsamen Konstante erhält man als endgültige Funktion zur Anpassung an die Daten

$$F(t)_n = K \cdot M_{6\gamma, n} \cdot I_{oo}(t)_n S(t)_n \epsilon(t)_n / W(t)_n$$

Sodann berechnet man

$$\chi_o^2 = \sum_n \chi_n^2$$

mit  $\chi_n^2 = \left[ \frac{F(t)_n - N(t)_n}{\Delta N(t)_n} \right]^2$  summiert über alle t-Intervalle.

Nach 8.3.5 berechnet man  $\delta\chi_n^2$  und minimalisiert dann mit dem Programm MINUITS

$$\chi_{Tot}^2 = \chi_o^2 + \sum_n \delta\chi_n^2$$

Dieser Fit liefert als beste Anpassung an die Daten den Wert

$$\phi_{oo} - \phi_\rho = (108.5 \pm 23)^\circ$$

Zusätzliche Parameter im Fit waren

$$\left| \frac{\eta_{oo}}{\eta_{+-}} \right| \text{ beschränkt auf } 1.00 \pm 0.06$$

$M_{6\gamma,1}$  beschränkt auf  $993 \pm 31$

$M_{6\gamma,2}$  beschränkt auf  $228 \pm 13$

$M_{6\gamma,3}$  beschränkt auf  $252 \pm 16$

K

Die beste Anpassung an die Daten ist in Abb. 63, die  $\chi_{\text{tot}}^2$ -Kurve in Abb. 64 dargestellt. Der Wert von  $\chi_{\text{Tot}}^2$  ist 0.9 pro Freiheitsgrad.

Hebt man die Beschränkung auf die  $6\gamma$ -Monitore  $M_{6\gamma,n}$  auf, so ändert sich das Resultat nicht. Auch verschiedene Werte von  $\frac{\Delta m}{\Gamma_S}$ ,  $\Gamma_S$ ,  $S(t)$ ,  $W(t)$  und  $\varepsilon(t)$  beeinflussen nicht den Wert  $(\phi_{oo} - \phi_\rho)$ .

#### 8.4 Gesamtergebnis von $(\phi_{oo} - \phi_\rho)$ und der Wert von $(\phi_{oo} - \phi_{+-})$

Mit den beiden Werten

$$\phi_{oo} - \phi_\rho = (89 \pm 25)^0$$

und

$$\phi_{oo} - \phi_\rho = (108.5 \pm 23)^0$$

läßt sich als Gesamtergebnis angeben

$$\phi_{oo} - \phi_\rho = (99.6 \pm 17)^0$$

Kombiniert man nun dieses Resultat (s. Abschnitt 2.5) mit dem Resultat der vorherigen Messung von Faissner et al.<sup>49,66</sup>, die die Interferenz der geladenen K-Zerfälle in demselben Strahl und mit demselben Regeneratormaterial untersuchte, so läßt sich die Phasendifferenz  $\phi_{oo} - \phi_{+-}$  bestimmen, unabhängig von



Regenerationsmechanismus, und in gewissem Maße auch unabhängig von  $\frac{\Delta m}{\Gamma_S}$  und  $\Gamma_S$ . Der Wert von Faissner et al.<sup>49</sup> betrug

$$\phi_{+-} - \phi_\rho = (92.0 \pm 5.5)^\circ$$

Mit diesem Wert ergibt sich

$$\phi_{00} - \phi_{+-} = (7.6 \pm 18)^\circ$$

### 8.5 Die Bestimmung von $\eta_{000}$

Aus dem Zeitverhalten der  $6\gamma$ -Ereignisse aus den Daten mit dem beweglichen 24 cm Regenerator läßt sich ein Wert für  $\eta_{000}$ , das Verhältnis der CP-verletzenden Amplitude  $A(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0)$  zu der CP-erhaltenden Amplitude  $A(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0)$ , bestimmen.

Um die Zeitverteilung dieser Ereignisse zu erhalten, folgt man derselben Methode, wie sie für die  $4\gamma$ -Ereignisse zur Bestimmung von  $\phi_{00} - \phi_\rho$  benutzt wurde (s. 7.1 und 8.2.1). Diese Zeitverteilung (s. Abb. 65) muß nun mit dem erwarteten Zeitverhalten

$$I_{000}(t) = 1 + |\rho|^2 |\eta_{000}|^2 e^{-\Gamma_S t} + 2|\rho| |\eta_{000}| e^{-\Gamma_S t/2} \cos(\Delta m t + \phi_{000} + \phi_\rho)$$

( $e^{-\Gamma_L t}$  vernachlässigt)

verglichen werden.

Vorher müssen jedoch die ersten  $t$ -Intervalle für die Verschmierung korrigiert werden. Anhand einer kleinen Monte-Carlo-Rechnung (s. 8.3.3) wurde die Verschmierung reproduziert und mit der echten Verteilung verglichen. Daraus folgte ein Faktor, mit dem  $I_{000}(t)$  multipliziert werden mußte:

$$0 \leq t < 5 \tau_S: \quad .47$$

$$5\tau_S \leq t < 1 \tau_S: \quad .85$$

$$t \geq 1 \tau_S: \quad 1.0$$

Da die Verschmierung eine äußerst wichtige Rolle spielt - der Einfluß von  $\eta_{000}$  geschieht nur bei kleinen Lebensdauern - wurde das erste t-Intervall aus dem Fit ausgelassen. Das zweite t-Intervall muß trotz der 15% Korrektur beibehalten werden, wenn noch ein Effekt von  $\eta_{000}$  meßbar sein soll.

Die Daten wurden mit dem erwarteten Zeitverhalten  $I_{000}(t)$  für verschiedene Werte von  $\phi_{000}$  von  $0^\circ$  bis  $360^\circ$  verglichen. Daraus ergab sich eine Abgrenzung des Wertes  $\eta_{000}$ , wie sie in Abb. 66 dargestellt ist. Aus diesem Verhalten läßt sich ein Wert für  $\eta_{000}$  ablesen:

$$\text{Re } \eta_{000} = 1.7 \pm 2.5$$

$$\text{Im } \eta_{000} = - 2.7 \pm 6.5$$

Um eine bessere Grenze für  $\eta_{000}$  zu erhalten, sollte das Experiment direkt hinter dem Target gemacht werden und zudem wäre es wünschenswert, daß die  $K_0$ -Energie sehr viel größer wäre, z.B. an einer 300 GeV-Maschine.

## 9. Diskussion der Ergebnisse

### 9.1 Vergleich mit anderen Messungen

Der Wert

$$\left| \frac{\eta_{oo}}{\eta_{+-}} \right| = 1.00 \pm 0.06$$

ist in Übereinstimmung mit der Voraussage  $\eta_{oo} = \eta_{+-}$  des Modells der superschwachen Wechselwirkung<sup>3</sup>.

Ein direkter Vergleich des Verhältnisses  $\left| \frac{\eta_{oo}}{\eta_{+-}} \right|$  ist nur möglich mit dem neueren Experiment von M. Banner et al.<sup>12</sup>, welche  $\left| \frac{\eta_{oo}}{\eta_{+-}} \right| = 1.03 \pm 0.07$  in exzellenter Übereinstimmung mit obigem Wert fanden. Frühere Messungen<sup>5-11,67,68</sup>, deren Resultate nicht immer miteinander kompatibel waren, haben nur den Amplitudenbetrag  $|\eta_{oo}|$  gemessen. Akzeptiert man den Wert von  $|\eta_{+-}| = (1.96 \pm 0.03) 10^{-3}$ <sup>4</sup>, so erhält man aus  $\left| \frac{\eta_{oo}}{\eta_{+-}} \right| = 1.00 \pm 0.06$  den Wert  $|\eta_{oo}| = (1.96 \pm 0.12) 10^{-3}$ \*. In Tabelle XII und in Abb. 67 ist ein Vergleich mit anderen Messungen aufgeführt.

---

\*) Nach Fertigstellung dieser Arbeit sind die Resultate von neuen Experimenten mit hoher Statistik bekannt geworden: die Boulder-Stanford-Santa Cruz Gruppe<sup>72</sup> findet  $|\eta_{+-}| = (2.23 \pm 0.05) 10^{-3}$  und das Resultat einer CERN-Heidelberg Gruppe<sup>73</sup> lautet  $|\eta_{+-}| = (2.30 \pm 0.035) 10^{-3}$ . Mit dem Weltmittel  $|\eta_{+-}| = (1.98 \pm 0.036) 10^{-3}$ <sup>74</sup> läßt sich aus den 3 Werten dann ein neuer Mittelwert bilden. Er ist  $|\eta_{+-}| = (2.16 \pm 0.022) 10^{-3}$ . Mit diesem Wert würde aus  $\left| \frac{\eta_{oo}}{\eta_{+-}} \right| = (1.00 \pm 0.06)$  dann  $|\eta_{oo}| = (2.16 \pm 0.13) 10^{-3}$ .

Tab. XII: Vergleich der verschiedenen Messungen von  $|\eta_{00}|$

	$ \eta_{00}  \cdot 10^{-3}$
Faissner et al. <sup>7</sup>	3.2 ± 0.5
Banner et al. <sup>9</sup>	2.2 ± 0.3
Budagov et al. <sup>10</sup>	1.9 ± 0.5
Cence et al. <sup>11</sup>	3.72 ± 0.45
Barwin et al. <sup>67</sup>	2.02 ± 0.23
Heeren <sup>68</sup>	2.4 ± 0.5
Diese Arbeit	2.16 ± 0.13*
Banner et al. <sup>12</sup>	2.22 ± 0.15*

Der Wert  $\phi_{00} - \phi_{+-} = 7.6^0 \pm 18^0$

ist in Übereinstimmung mit  $\phi_{00} = \phi_{+-}$  und eine weitere Bestätigung für die Richtigkeit des Modells der superschwachen Wechselwirkung. Vergleichen läßt sich dieses Resultat mit einer früheren Messung<sup>19,69</sup>, welche für  $\phi_{00}$  den Wert  $(43 \pm 19)^0$  ergab. Mit  $\phi_{+-} = (43 \pm 3)^0$  erhält man

$$\phi_{00} - \phi_{+-} = (0 \pm 19)^0$$

in Übereinstimmung mit obigem Wert.

### 9.2 Grenzen für $\epsilon'/\epsilon$

Jede t-Abhängigkeit des Verhältnisses  $I_{00}(t)/I_{+-}(t)$  ist ein direkter Beweis für das Nichtverschwinden des komplexen Parameters

$$3\epsilon' = \eta_{+-} - \eta_{00}$$

\*) Für die Berechnung dieser Werte wurde der neue Wert  $|\eta_{+-}| = (2.16 \pm 0.022)10^{-3}$  benutzt (s. Fußnote S. 124)

Es ist daher von großem Interesse, den Anteil  $\epsilon'$ , der die CP-Verletzung im Zerfallsakt beschreibt, herauszufinden, denn in einer Reihe von Theorien, vor allem in der der superschwachen Wechselwirkung<sup>3</sup>, gilt die Voraussage, daß die CP-Verletzung nur durch die Beimischung von  $K_S^0$  im ursprünglichen  $K_L^0$  Zustand hervorgerufen wird.

$$\begin{aligned} \text{Aus} \quad \eta_{00} &= \epsilon - 2\epsilon' \\ \eta_{+-} &= \epsilon + \epsilon' \end{aligned}$$

$$\text{folgt} \quad \alpha = \frac{\epsilon'}{\epsilon} = \frac{1 - \eta_{00}/\eta_{+-}}{2 + \eta_{00}/\eta_{+-}}$$

Mit dem bekannten Resultat

$$\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} = (1.00 \pm 0.06) e^{i(7.6 \pm 18)^\circ}$$

läßt sich eine Grenze für  $\alpha$  finden, die folgenden Wert hat

$$\text{Re } \alpha = 0.00 \pm 0.02$$

$$\text{Im } \alpha = -0.05 \pm 0.10$$

Dies ist in Abb. 68 dargestellt. Die durchgezogenen Linien in Abb. 68 geben die Grenzen wieder, die aus den  $\pi\pi$ -Phasenverschiebungen erhalten wurden<sup>70</sup>, nämlich

$$\delta_2 - \delta_0 = (-47 \pm 5)^\circ$$

Daraus ergibt sich für

$$\begin{aligned} \arg \left( \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right) &= \frac{\pi}{2} - \phi_\epsilon + \delta_2 - \delta_0 \\ &= (0 \pm 5)^\circ \end{aligned}$$

Das vorliegende Resultat ist in Übereinstimmung mit  $\epsilon' = 0$  und erlaubt die Aussage, daß die CP-Verletzung nur durch die CP-verletzende Beimischung des  $K_S^0$  im  $K_L^0$  zustande kommt.

### 9.3 Grenzen für T- und CPT-Verletzung

Akzeptiert man die Unitaritätsrelation, so kann man, unabhängig von Annahmen über CPT, die T-Invarianz beim Zerfall des neutralen Kaons untersuchen. Dazu machte man eine Analyse in der Art, wie Schubert et al.<sup>44</sup> sie durchgeführt haben. Sie wurde in Abschnitt 2.4 ausführlich behandelt.

$$\text{Zu berechnen ist } \epsilon_0 = \frac{2}{3} \eta_{+-} + \frac{1}{3} \eta_{00}$$

$$\text{oder} \quad \epsilon_0 = \frac{1}{3} \eta_{+-} \left( 2 + \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right)$$

$$\text{Mit den gemessenen Werten } \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right| = 1.00 \pm 0.06$$

$$\text{und} \quad \phi_{00} - \phi_{+-} = (7.6 \pm 18)^\circ$$

$$\text{erhält man mit } \eta_{+-} = (1.96 \pm 0.03) \exp \left[ i(43^\circ \pm 3^\circ) \right] 10^{-3}$$

$$\epsilon_0 = (1.96 \pm 0.03) e^{i(43 \pm 3)^\circ} \left[ (1 \pm 0.02) + i(2.5 \pm 6) \right] 10^{-3}$$

Den Wert von  $\eta$  entnimmt man der Arbeit von Schubert et al.<sup>44</sup>:

$$\text{Re } \eta = (-2.1 \pm 2.7) 10^{-4}$$

$$\text{Im } \eta = (1.4 \pm 4.2) 10^{-4}$$

Man paßt nun die Werte  $\epsilon_0$  und  $\eta$  an die Parameter  $\epsilon$  und  $\tilde{\delta}$  an und erhält als Resultat

$$\operatorname{Re} \epsilon = (1.39 \pm 0.25) 10^{-3}$$

$$\operatorname{Im} \epsilon = (1.16 \pm 0.26) 10^{-3}$$

$$\operatorname{Re} \tilde{\delta} = (0.01 \pm 0.25) 10^{-3}$$

$$\operatorname{Im} \tilde{\delta} = (-0.24 \pm 0.30) 10^{-3}$$

Das Verhalten von  $\epsilon$  und  $\tilde{\delta}$  ist in Abb. 69 dargestellt. Das Resultat ist in Übereinstimmung mit der CPT-Erhaltung ( $\tilde{\delta} \approx 0$ ) und spricht für die T-Verletzung ( $\epsilon \neq 0$ ). Dieser Schluß ist plausibel, aber nicht völlig zwingend.

So diskutierten Faissner et al.<sup>40</sup> ein Modell einer CPT-verletzenden, superschwachen Wechselwirkung mit  $\Delta S = 0$ , das in völliger Übereinstimmung mit den vorliegenden Messungen am  $K_L^0$  ist. Dabei ist allerdings die Unitaritätsrelation modifiziert. Die Idee dabei ist, daß das  $K^0-\bar{K}^0$  System nicht abgeschlossen ist. Die Frage der CPT- bzw. T-Verletzung kann unabhängig von der Unitaritätsrelation experimentell aus der Bestimmung des Beimischungsparameters  $\epsilon_S$  (s. 2.4) beantwortet werden. Dies könnte z.B. durch die exakte Bestimmung von  $\eta_{000}$ , von der man weit entfernt ist (s. 8.5), geschehen. Andere Möglichkeiten hat Votruba<sup>71</sup> angegeben.

Herr Professor Dr. H. Faissner gab mir die Möglichkeit, an diesem Experiment im Europäischen Kernforschungszentrum CERN teilzunehmen. Für seine Anregungen, für sein ständiges Interesse an der Arbeit und für die kritische Durchsicht des Manuskripts sei ihm hier herzlich gedankt.

Herr Professor Dr. C. Rubbia, der Leiter der Arbeitsgruppe, war als Betreuer und Mitarbeiter wesentlich an der Entstehung dieser Arbeit beteiligt. Für die vielen wertvollen Ratschläge und ausführlichen Diskussionen bin ich ihm zu großem Dank verpflichtet.

Den übrigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, Frau Dr. C. Grosso-Pilcher und den Herren Dr. G. Barbiellini, Prof. Dr. J. Deutsch, Dr. A. Fainberg, Priv. Doz. Dr. M. Holder, Dr. M. Hansroul, G. Maderni, Dr. S. Orito, Prof. Dr. J. Pilcher, M. Scire, Prof. Dr. A. Staude, Dr. P. Strolin, Prof. Dr. K. Tittel und Dr. A. Villari danke ich für die langjährige gute Zusammenarbeit und für viele Anregungen. Besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. P. Darriulat, der die Analyse dieses Experimentes betreute.

Frau I. Gojdie leistete die mühevollen Schreibarbeit, Fräulein I. Wenn und Herr H. Schulz stellten die Abbildungen her. Dafür sei ihnen herzlich gedankt.

Den Leitern der Nuclear Physics Division des CERN, Herrn Prof. Dr. J. Steinberger, Herrn Prof. Dr. H. Schopper und Herrn Dr. E. Picasso danke ich für ihre Gastfreundschaft und für die Benutzung der Rechenanlagen.

Das Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft hat diese Untersuchung dankenswerterweise finanziell unterstützt.



## 10) Appendices

### Anhang A

#### Linearitätstest, Bestimmung der Myonlinie im Bleiglaszähler und Lichtdiodentest

Beim Linearitätstest wurden jeweils 100 Standardimpulse verschiedener Amplituden an alle Integrierglieder angelegt und über den 10 MHz ADC (s. 3.4.8) in den Computer eingelesen. Dieser Test lieferte den Zusammenhang zwischen Eingangsamplitude und Ausgangsamplitude, d.h. die Steigung der betreffenden Integrierglieder. Es wurde keine nennenswerte Abweichung von der Linearität für alle 61 Zellen beobachtet. Durch Extrapolation der gemessenen Punkte erhält man die Ausgangspulshöhe für einen Eingangsimpuls der Amplitude Null. Dies sind die Basiswerte (Pedestals) der Integrierglieder.

Dieser Linearitätstest wurde vor Beginn jedes neuen Magnetbandes gemacht; die Steigung sowie die Basiswerte wurden auf Lochkarten festgehalten. Diese Werte waren für das nun zu beschreibende Magnetband gültig. Im Rekonstruktionsprogramm wurde dann der gemessene Zelleninhalt  $X_0$  eines Integriergliedes umtransformiert zu

$$X_1 = \frac{X_0 - \text{Pedestal}}{\text{Steigung}} \quad [\text{Kanäle}]$$

Diese neue Pulshöhe  $X_1$  mußte nun in Energiewerte umgewandelt werden. Dafür wurde jede 8 Tage eine Myonmeßreihe gemacht.

Für diese spezielle Meßreihe wurde der Strahlstopper im Strahl belassen, so daß nur noch Myonen vom externen Target in den experimentellen Apparat gelangten. Ein horizontaler und ein vertikaler Szintillationszähler des Triggerhodoskops,

diesmal in Koinzidenz mit den Antikoinzidenzzählern, bildete das Triggersignal, welches das Tor der Integrierglieder öffnete. Die Funkenkammern wurden nicht getriggert. Ungefähr 65000 Trigger wurden aufgenommen. Für jede Zelle des Bleiglasčerenkovzählers wurde mindestens ein Inhalt von 100 Kanälen ( $\approx 200$  MeV) verlangt. Außerdem sollte der Inhalt jeder der sechs Zellen, die die zu analysierende Zelle umgeben, kleiner als 50 Kanäle ( $\approx 100$  MeV) betragen. Somit verhinderte man, daß entweichende Myonen aus der zu analysierenden Zelle die Energieeichung verfälschten. Die akzeptierten Pulshöhen wurden mit dem zu dieser Meßreihe gehörigen Linearitätstest auf die Pedestalwerte korrigiert und mit der Steigung umtransformiert. So ergab sich analog zu  $X_1$  eine Pulshöhe  $X_\mu$ . Der Untergrund in der Pulshöhenverteilung jeder einzelnen Zelle wurde abgezogen, indem man den Untergrund, gemessen bei niedrigen Pulshöhen, unter die Myonlinie extrapolierte. Dieser Untergrund fällt unter der Myonlinie auf Null über die Breite  $w_0$  der Linie ab. Die Methode ist in Abb. 70 schematisch dargestellt.

Die Breite  $w_0$  war in ausgezeichnete Übereinstimmung von einer Meßreihe zur anderen. Die Position der Myonspitze  $c_0$  wird für die Berechnung der Eichkonstanten benutzt. Hierbei weiß man, daß der Zelleninhalt  $X_\mu$  an der Stelle  $c_0$  dem eines Elektrons von 366 MeV entspricht (s. 3.4.7). Daraus erhält man als Eichkonstante für eine Bleiglaszelle  $K = \frac{X_\mu(c_0)}{.366} \left[ \frac{\text{Kanäle}}{\text{GeV}} \right]$ . Für alle 61 Bleiglaszellen wurden die Eichkonstanten mit den Myonmeßreihen bestimmt.

Somit wird jede Pulshöhe  $X_1$  mit ihrer entsprechenden Eichungskonstante in  $\frac{X_1}{K}$  [GeV] umgerechnet und bei der Rekonstruktion der Ereignisse benutzt. Änderungen in den Eichkonstanten  $K$  einer jeden Zelle lagen in der Größenordnung von 0.5% für einen Zeitraum von 3 Wochen.

Anhand des Lichtdiodentests (s. 3.4.8) konnte die Gültigkeit der Myonmeßreihen nachgeprüft werden. Auch wurde so die Konstanz der Eichkonstanten zwischen den einzelnen Myonmeßreihen untersucht. Der Lichtdiodentest wurde wie der Linearitätstest vor Beginn eines neuen Magnetbands gemacht. Das Resultat, d.h. die Pulshöhe jeder Bleiglaszelle, wurde auf Lochkarten festgehalten.

Diese Pulshöhen wurden wieder mit den Pedestalwerten und Steigungen aus dem dazugehörigen Linearitätstest korrigiert. Als einen Referenzlichtdiodentest betrachtete man denjenigen, der zu einer Myonmeßreihe gehörte. Die mittlere Abweichung der Pulshöhe aus dem Lichtdiodentest war für die Meßreihen zwischen zwei Myonmeßreihen weniger als 2% und überschritt diesen Wert nur in einzelnen Fällen. Eine sorgfältige Analyse in diesen Fällen zeigte, daß einzelne Photodioden über einen längeren Zeitraum verschiedene Lichtmengen abgaben, daß jedoch die Photomultiplier keine Änderungen erlitten hatten. Benutzt man die Eichkonstanten einer Myonmeßreihe, um ihre Lichtdiodentestresultate vorauszusagen, so erhält man eine Übereinstimmung von 1.3% mit dem wirklichen Lichtdiodentest, abgesehen von den einigen sich ändernden Lichtdioden. In der Analysis der Ereignisse wurden die Eichkonstanten, die ja für viele Meßreihen gültig waren, in jeder Meßreihe für die mittlere Abweichung von dem Resultat des Referenzlichtdiodentests korrigiert.

Abschließend kann man sagen, daß die Energieeichung jeder Bleiglaszelle zu jeder Zeit auf 1% genau bekannt war.

## Anhang B

### Die Gültigkeit der Funktion $g(z_i)$

In den  $(p, \tau)$ -Verteilungen (s. Abb. 71) der Daten der drei verschiedenen Regeneratoren sind Schnitte an den  $K^0$ -Impuls  $p$  und die Eigenzeit  $\tau$  angelegt. Es wurde verlangt, daß

$$4 \text{ GeV}/c \leq p < 9 \text{ GeV}/c$$

$$0 \leq \tau < 8 \tau_S$$

Es bleibt die Frage zu beantworten, wo die Funktion  $g(z_i)$  ihre Grenzen hat, d.h. für welches  $t$  (= Eigenzeit für beweglichen Regenerator) und  $\tau$  (Eigenzeit für festen Regenerator) die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht mehr gültig ist, d.h.  $g(z_i) = 0$ . Die Skizze in Abb. 72 zeigt den Verlauf von  $g(z_i)$ . Es gilt die Bedingung

$$z_0 \leq z_i \leq z_N$$

wobei  $z_i$  die jeweilige Position des Regenerators beschreibt.

Es ist 
$$z_i = p (\tau - t) \frac{\Lambda_S}{m}$$

Daher folgt 
$$z_0 \frac{m}{\Lambda_S} < p (\tau - t) < z_N \frac{m}{\Lambda_S} \quad (\text{B } 1)$$

Nun ist 
$$\frac{\Lambda_S}{m} = \frac{2.58}{.498} = 5.2 \frac{\text{cm}}{\tau_S \times \text{GeV}}$$

Man definiert 2 Zerfallslängen

$$l_{\min} = z_0 \frac{m}{\Lambda_S} \quad \text{und} \quad l_{\max} = z_N \frac{m}{\Lambda_S}$$

- 1) Betrachte man zuerst den Regenerator am Anfang des Zerfallsvolumens.

$$\text{Hier ist } z_0 = - 54 \text{ cm} \quad \text{und} \quad z_N = 276 \text{ cm}$$

$$\text{oder } \ell_{\min} = - 10.4 \tau_S \times \text{GeV}$$

$$\ell_{\max} = 53.1 \tau_S \times \text{GeV}$$

Aus der Gleichung (B 1) lassen sich dann Grenzen für  $g(z_i)$  bestimmen, die in Abb. 73 wiedergegeben sind. An der oberen Grenze findet man, daß für ein  $p = 9 \text{ GeV/c}$  die Gültigkeit der Funktion  $g(z_i)$  schon bei  $t = 1.15 \tau_S$  endet. Deshalb summiert man die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon(\tau)$  nur von  $t = 0$  bis  $t = 1.5 \tau_S$  und akzeptiert, daß für  $\tau < .35 \tau_S$  (d.h.  $p (.35 - t) \geq - 10.4$ , was mit  $p = 9 \text{ GeV/c}$  einem  $t \geq 1.5$  entspricht) die Funktion  $\dot{g}(z_i) \neq 1$  ist. Dies beeinflusst aber nur unwesentlich die Daten (s. Abb. 71c). Man beachte, daß die ausgeschnittene Fläche in Abb. 73 nur 5% der gesamten schraffierten Fläche ausmacht.

Betrachtet man die untere Grenze, so stellt man fest, daß  $t$  bei  $p = 9 \text{ GeV/c}$  nur für  $\tau = 5.9 \tau_S$  Null wird. In Abb. 71 c sieht man, daß außerhalb der Kurve  $pt = - 53.1 \tau_S \times \text{GeV}$  keine Daten mehr vorhanden sind, d.h. die Nachweiswahrscheinlichkeit ist null.

- 2) Der Regenerator befinde sich 75 cm vom Anfang des Zerfallsvolumens entfernt. Dann ist  $z_0 = - 124 \text{ cm}$  und  $z_N = 206 \text{ cm}$ . Damit werden

$$\ell_{\min} = - 23.8 \tau_S \times \text{GeV} \quad \text{und} \quad \ell_{\max} = 39.6 \tau_S \times \text{GeV}$$

Damit ergibt sich wieder aus B 1 eine obere und untere Grenze für die Gültigkeit von  $g(z_i)$  (s. Abb. 73).

Die obere Grenze befindet sich außerhalb des  $g(z_i) = 1$  - Gebiets, wenn man die Nachweiswahrscheinlichkeit von  $t = 0$  bis  $t = 1.5 \tau_S$  summiert. Betrachtet man die untere Grenze, so stellt man fest, daß  $t$  bei  $p = 9 \text{ GeV}/c$  nur für  $\tau = 4.4 \tau_S$  Null wird.

Aus Abb. 71 a und Abb. 71 b ersieht man aber, daß es außerhalb  $pt = - 39.6 \tau_S \times \text{GeV}$  keine Daten mehr gibt.

Summiert man die mit  $1/p$  gewichteten Daten des beweglichen Regenerators, d.h.  $\int_p \int_t \left( \frac{d^3N}{p} \right)_{\text{beweglicher Regenerator}}$ , über einen Bereich

$4 \text{ GeV}/c \leq p < 9 \text{ GeV}/c$  und  $0 \leq t < 1.5 \tau_S$ , so ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für den festen Regenerator gültig.

Anhang C

Die Gültigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für die Messung von  $\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|$  und die zusätzliche Bestimmung von  $(\phi_{00} - \phi_{\rho})$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\epsilon(\tau)$  wurde aus den Daten des beweglichen 24 cm Regenerators bestimmt und für die zusätzliche Bestimmung von  $(\phi_{00} - \phi_{\rho})$  verwandt (s. 8.3.2). Es bleibt die Frage zu klären, ob die Nachweiswahrscheinlichkeit bei beiden Messungen die gleiche war. Um dies zu prüfen, muß ein anderer Weg der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit eingeschlagen werden.

A) Berechnung eines  $\epsilon(p, t)$  für die Daten aus der zusätzlichen Bestimmung von  $(\phi_{00} - \phi_{\rho})$

Für die festen Regeneratoren findet man eine  $2\pi^0$ -Intensität (s. 7.3) in einem  $(p, z)$ -Intervall von

$$d^2N \sim M_{6\gamma} I_{00}(t) S(p) \epsilon(p, z) dp dz \quad (C 1)$$

wobei  $M_{6\gamma}$  die Anzahl der  $6\gamma$ -Ereignisse darstellt.

Man betrachte eine Eigenzeit  $t_0$ . Im Falle der Position 15 gehört zu diesem  $t_0$  ein Zerfallspunkt  $z_{15}$ . Dann wird Gl. (C 1)

$$(d^2N)_{15} \sim M_{6\gamma}^{15} I_{00}(t_0) S(p) \epsilon(p, z_{15}) dp dz \quad (C 2)$$

Bei der Position 1 gehört zu demselben  $t_0$  ein Zerfallspunkt  $z_1$  und Gl. C 1 wird in diesem Falle

$$(d^2N)_1 \sim M_{6\gamma}^1 I_{00}(t_0) S(p) \epsilon(p, z_1) dp dz \quad (C 3)$$

$I_{00}(t_0)$  ist in beiden Fällen gleich, da es sich um denselben 17 cm langen Kupferblock handelt. Für das gleiche  $(p,z)$ -Intervall gilt für das Verhältnis von Gl. C 2 zu Gl. C 3

$$R_1(p,z) = \frac{\epsilon(p, z_{15})}{\epsilon(p, z_1)} = \frac{M_{6\gamma}^{15}}{M_{6\gamma}^1} \frac{(d^2N)_{15}}{(d^2N)_1} \quad (C 4)$$

Man füllt deshalb eine  $(p,z)$ -Matrix mit den Ereignissen des 17 cm vollen Kupferregenerators, wobei im Falle der Position 15 der Wert  $z_r = z_{15} - z_1$  vom Zerfallspunkt abgezogen wird, d.h. man verschiebt den Zerfallspunkt der Ereignisse um  $z_r$ . Mit  $M_{6\gamma}^{15} = 252$  und  $M_{6\gamma}^1 = 228$  wird deshalb Gl. (C4)

$$R_1(p,z) = \frac{252}{258} \frac{(d^2N)_{15}}{(d^2N)_1} \quad (C 5)$$

mit einem Fehler  $\Delta R_1(p,z) = R_1(p,z) \sqrt{\frac{1}{(d^2N)_{15}} + \frac{1}{252} + \frac{1}{(d^2N)_1} + \frac{1}{228}}$

B) Berechnung eines  $\epsilon(p,z)$  für die  $\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|$  - Daten

Hier handelt es sich um den 24 cm Regenerator, welcher sich in 5 cm Schritten entlang des Zerfallsvolumens bewegt. Für eine Position  $i$  erhält man als  $2\pi$ -Intensität

$$d^2N \sim I'_{00}(t) S(p) \epsilon(p,z) dp dz$$

oder

$$\frac{d^2N}{I'_{00}(t)} \sim S(p) \epsilon(p,z) dp dz \quad (C 6)$$



Hier ist  $I'_{00}(t) \neq I_{00}(t)$ , da es sich um einen anderen Regenerator handelt. In der Praxis brauchte man nur jedes Ereignis in einem  $(p,z)$ -Intervall mit dem Faktor  $1/I'_{00}(t)$  zu bewichten.

Da man jedoch von Randeffecten frei sein will, akzeptiert man nur Ereignisse mit  $0 \leq t < 2.5 \tau_S$ . Dieser Schnitt entspricht direkt einem Schnitt in  $z$ . Da das  $p$ -Intervall von 4 GeV/c bis 9 GeV/c reicht, nimmt man also nur Ereignisse mit  $z < 45$  cm, was 9 Regeneratorschritten entspricht.

Da sich nun der Regenerator bewegt, erhält man nicht in allen  $z$ -Intervallen die gleiche Rate. Deshalb müssen die Daten auf die ersten und letzten 9 Schritte der Regeneratorbewegung um einen Faktor  $\alpha$  korrigiert werden. Das Gewicht wird somit

$\frac{1}{\alpha I'_{00}(t)}$ ;  $\alpha$  erhält Werte, die von der Lage des Zerfallspunktes

$z_V$  gegenüber der Regeneratorposition  $z_i$  abhängig sind, nämlich

$$\alpha = z_i \quad \text{für } z_i = 1 < z_V < z_i = 9$$

$$\alpha = 9 \quad \text{für } z_i = 9 < z_V < z_i = 68$$

$$\alpha = 76 - z_i \quad \text{für } z_i = 68 < z_V < z_i = 77$$

Somit wird Gl. C 6

$$S(p) \epsilon(p,z) dp dz \sim \frac{1}{\alpha I'_{00}(t)} d^2N \quad (\text{C } 7)$$

Wie findet man nun ein ähnliches Verhältnis wie  $R_1(p,z)$ ? Man nimmt die gleiche Intervallaufteilung für den Zerfallspunkt  $z_V$ , wie man es für die Position 1 der  $(\phi_{00} - \phi_\rho)$ -Daten gemacht hat. Daraus erhält man ein  $\epsilon(p, z_1)$ . Sodann verschiebt man die Zerfallspunkte derselben Ereignisse um den Wert  $z_r = z_{15} - z_1$ .

Daraus erhält man 2 Datensätze, die man mit  $D_{15}$  bzw.  $D_1$  bezeichnen kann.

$$D_{15} = \frac{1}{\alpha I'_{00}(t)} (d^2N)_{15} \sim S(p) \varepsilon(p, z_{15}) dp dz \quad (C 8)$$

$$D_1 = \frac{1}{\alpha' I'_{00}(t')} (d^2N)_1 \sim S(p) \varepsilon(p, z_1) dp dz \quad (C 9)$$

Für  $D_{15}$  und  $D_1$  sind die Gewichte  $\alpha \neq \alpha'$  und  $I'_{00}(t) \neq I'_{00}(t')$ , da sich  $z_V$  ändert.

Das Verhältnis von Gl. C 8 zu Gl. C 9 liefert

$$R_2(p, z) = \frac{\varepsilon(p, z_{15})}{\varepsilon(p, z_1)} = \frac{D_{15}}{D_1} \quad (C 10)$$

mit einem Fehler  $\Delta R_2(p, z) = R_2(p, z) \sqrt{\left(\frac{1}{D_{15}}\right)^2 + \left(\frac{1}{D_1}\right)^2}$

Die Richtigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeiten läßt sich am besten durch das Bilden eines  $\chi^2$  aus  $R_1(p, z)$  und  $R_2(p, z)$  prüfen.

Es ist

$$\chi^2 = \sum_{p, z} \frac{[R_1(p, z) - R_2(p, z)]^2}{\Delta R_1(p, z)^2 + \Delta R_2(p, z)^2}$$

Dieses  $\chi^2$  liefert einen Wert von 19.7 für 29 Freiheitsgrade. Daraus ergibt sich ein  $\chi^2$  von .68 pro Freiheitsgrad, was einer 90%igen Konfidenz entspricht.

Eine zusätzliche Bestätigung, daß sich die Nachweiswahrscheinlichkeit in den beiden Meßreihen nicht verändert hat, liefert die gute Übereinstimmung in den p- und z-Verteilungen der  $6\gamma$ -Ereignisse im freien Zerfall aus den beiden Datensätzen (s. Abb. 74 und Abb. 75).

11. Literaturverzeichnis

- 1) J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch und R. Turlay,  
Phys. Rev. Letters 13, 138 (1964)
- 2) G. Lüders, K. Danske Vidensk. Selsk. 28, Nr. 5 (1954);  
auch Annals of Physics 2, 1 (1957)  
W. Pauli in "Niels Bohr and the Development of Physics"  
(Pergamon Press 1955)
- 3) L. Wolfenstein, Phys. Rev. Letters 13, 562 (1964)
- 4) P. Söding, J. Bartels, A. Barbaro-Galtieri, J.E. Enstrom,  
T.A. Lasinski, A. Rittenberg, A.H. Rosenfeld, T.G. Trippe,  
N. Barash-Schmidt, C. Bricman, V. Chaloupka, M. Roos,  
Phys. Letters 39B, Vol. 1 (April 1972)
- 5) J.-M. Gaillard, W. Galbraith, A. Hussri, M.R. Jane,  
N.H. Lipman, G. Manning, T. Ratcliffe, P. Day, A.G. Parham,  
B.T. Payne, A.C. Sherwood, H. Faissner und H. Reithler,  
Phys. Rev. Letters 18, 20 (1967)
- 6) J.-M. Gaillard, W. Galbraith, A. Hussri, M.R. Jane,  
N.H. Lipman, G. Manning, T.J. Ratcliffe, H. Faissner  
und H. Reithler, Nuovo Cimento 59A, 453 (1969)
- 7) H. Faissner, H. Reithler, W. Thomé, J.-M. Gaillard,  
W. Galbraith, M.R. Jane, N.H. Lipman und G. Manning,  
Nuovo Cimento 70A, 57 (1970)  
H. Reithler, Dissertation, III. Phys. Institut der  
T.H. Aachen, interner Bericht PITHA-62 (1972)
- 8) D.F. Bartlett, R.K. Carnegie, V.L. Fitch, K. Goulianos,  
D.H. Hutchinson, T. Kamae, R.F. Roth, J.S. Russ und  
M. Vernon, Phys. Rev. Letters 21, 558 (1968)

- 9) M. Banner, J.W. Cronin, J.K. Liu und J.E. Pilcher, Phys. Rev. Letters 21, 1107 (1968) und Phys. Rev. 188, 2033 (1969)
- 10) I.A. Budagov, D.C. Cundy, G. Myatt, F.A. Nezrick, G.H. Trilling, W. Venus, H. Yoshiki, B. Aubert, P. Heusse, I. Le Long, J.P. Lowys, D. Morellet, E. Nagy, C. Pascaud, L. Behr, P. Beillièrè, G. Boutang, M. Schiff, Phys. Rev. D2, 815 (1970)
- 11) R.J. Cence, B.D. Jones, V.Z. Peterson, V.J. Stenger, J. Wilson, D. Cheng, R.D. Eandi, R.W. Kenney, I. Linscott, W.P. Oliver, S. Parker und C. Rey, Phys. Rev. Letters 22, 1210 (1969)
- 12) M. Banner, J.W. Cronin, C.M. Hoffmann, B.C. Knapp und M.J. Shochet, Phys. Rev. Letters 28, 1597 (1972)
- 13) K. Landè, E. Booth, J. Impeduglia, L.M. Lederman und W. Chinowsky, Phys. Rev. 103, 1901 (1956)
- 14) M. Cullen, P. Darriulat, J. Deutsch, H. Foeth, C. Grosso, M. Holder, K. Kleinknecht, E. Radermacher, C. Rubbia, D. Shambroom, M. Scire, A. Staude, K. Tittel, Phys. Letters 32B, 523 (1970)
- 15) S.H. Aronson, R.D. Ehrlich, H. Hofer, D.A. Jensen, R.A. Swanson, V.L. Telegdi, H. Goldberg, J. Salomon, D. Fryberger, Phys. Rev. Letters 25, 1057 (1970)
- 16) R.K. Carnegie, R. Cester, V.L. Fitch, M. Strovink und R.L. Sulak, Phys. Rev. D4, 1 (1971)
- 17) V.F. Weisskopf und E.P. Wigner, Zeit. f. Physik 63, 54 (1930) und 65, 18 (1932)

- 18) T.D. Lee, R. Oehme und C.N. Yang, Phys. Rev. 106, 340 (1957)
- 19) T.D. Lee und L. Wolfenstein, Phys. Rev. 138, B 1490 (1965)
- 20) G. Charpak und M. Gourdin, CERN-Bericht 67-18 (1967)
- 21) H. Faissner, in Boulder Lectures 1968 (Gordon and Breach, New York, London, Paris, S. 807 ff)
- 22) J.S. Bell und J. Steinberger, Proc. Oxford International Conference on Elementary Particles 1965 (Rutherford High Energy Laboratory 1966) S. 195 - 222
- 23) T.T. Wu und C.N. Yang, Phys. Rev. Letters 13, 380 (1964)
- 24) L.B. Okun und C. Rubbia, Proc. of the International Conference on Elementary Particles, Heidelberg (1967), North Holland Publ. Co. (Amsterdam 1968), S. 301 - 345
- 25) J.S. Bell und J.K. Perring, Phys. Rev. Letters 13, 348 (1964)
- 26) J. Bernstein, N. Cabibbo und T.D. Lee, Phys. Letters 12, 146 (1964)
- 27) W. Galbraith, G. Manning, A.E. Taylor, B.D. Jones, J. Malos, A. Astbury, N.H. Lipman und T.G. Walker, Phys. Rev. Letters 14, 383 (1965)
- 28) X. de Bouard, D. Dekkers, B. Jordan, M. Mermoud, T.R. Willitts, K. Winter, P. Scharff, L. Valentin, M. Vivargent und M. Bott-Bodenhausen, Phys. Letters 15, 58 (1965) und Nuovo Cimento 52, 662 (1967)

- 29) F. Gürsey und A. Pais, Preprint (1964) unveröffentlicht
- 30) A. Abashian und J.H. Lipkin, Phys. Letters 14, 151 (1965)
- 31) J.L. Uretzky, Phys. Letters 14, 154 (1965)
- 32) K. Nishijima und M.H. Saffouri, Phys. Rev. Letters 14, 205 (1965)
- 33) H. Ezawa, Y.S. Kim, S. Oneda und J.C. Pati, Phys. Rev. Letters 14, 673 (1965)
- 34) L.B. Okun und I. Ya. Pomeranchuk, Phys. Letters 16, 338 (1965)
- 35) P.K. Kabir und R.R. Lewis, Phys. Rev. Letters 15, 306 (1965)
- 36) H.J. Lipkin, Phys. Rev. Letters 22, 213 (1969)
- 37) P. Darriulat, J.P. Deutsch, K. Kleinknecht, C. Rubbia und K. Tittel, Phys. Rev. Letters 29B, 132 (1969)
- 38) J.W. Cronin, Proceedings of the International Conference on High Energy Physics, Wien (1968), (CERN, Genf 1968), S. 281
- 39) J. Steinberger, Proceedings of the Topical Conference on Weak Interactions, Genf (1969), CERN Bericht 69-7 (1969), S. 291
- 40) H. Faissner, G. Köpp und P. Zerwas, Interner Bericht PITHA-44 (1971), III. Phys. Inst. der T.H. Aachen
- 41) R.C. Casella, Phys. Rev. Letters 21, 1128 (1969) und 22, 554 (1969)

- 42) P.K. Kabir, Nature 220, 1310 (1968)
- 43) Y. Achiman, Lett. Nuovo Cimento 2, 301 (1969);  
Dissertation, Tel-Aviv University, 1969 (unveröffentlicht)
- 44) K.R. Schubert, B. Wolff, J.C. Chollet, J.-M. Gaillard,  
M.R. Jane, T.J. Ratcliffe, J.-P. Repellin, Phys. Letters  
31B, 662 (1970)
- 45) M. Metcalf, G. Neuhofer, F. Niebergall, M. Regler,  
H. Stier, K. Winter, J.J. Aubert, X. de Bouard,  
V. Lepeltier, L. Massonet, H. Pessard, M. Vivargent,  
T.R. Willitts, M. Yvert, W. Bartl, M. Steuer, Phys. Letters  
40B, 703 (1972)
- 46) M.L. Good, Phys. Rev. 106, 591 (1957)
- 47) J.H. Christenson, Dissertation, Princeton University,  
Dept. of Physics, Elementary Particle Lab., Technical  
Report No. 34, Juli 1964
- 48) A. Pais und O. Piccioni, Phys. Rev. 100, 1487 (1955)
- 49) H. Faissner, H. Foeth, A. Staude, K. Tittel, P. Darriulat,  
K. Kleinknecht, C. Rubbia, J. Sandweiss, M.I. Ferrero  
und C. Grosso, Phys. Letters 30B, 204 (1969)
- 50) H. Faissner, H. Foeth, K. Maull, N. Lehnart, E. Rader-  
macher und K. Tittel; J. Daub, P. Darriulat, C. Grosso,  
V. Kaftanov, A. Round, C. Rubbia und J. Sandweiss,  
Proceedings of Colloque International sur l'Electronique  
Nucléaire, Versailles (1968), Tome III, Report No. 16.
- 51) J. Fischer und S. Shibata, IEEE Trans. Nucl. Sci.,  
N5-15, No. 3, 572, Juni 1968

- 52) N. Lehnart, Dissertation, III. Phys. Inst. der T.H. Aachen, PITHA-30 (1969)  
E. Radermacher, Dipl.-Arbeit, III. Phys. Inst. der T.H. Aachen, unveröffentlicht
- 53) L. Andersson, CERN-Report 68-26 (1968)
- 54) I.A.D. Lewis, Electronic Engineering (1955), 27, 448;  
und U.K. Patent No. 8946/55. Siehe auch I.A.D. Lewis  
und F.H. Wells, Millimicrosecond Pulse Techniques  
(Pergamon Press, London 1955), S. 109
- 55) L. Andersson, E. Radermacher, C. Rubbia, Nucl. Instr. and  
Methods 75, 341 (1969)
- 56) J. Lindsay, I. Pizer, Proceedings of Colloque International  
sur l'Electronique Nucléaire, Versailles (1968), Tome III,  
Report No. 22
- 57) F. Krienen, Nucl. Instr. and Methods 20, 168 (1963)
- 58) J. Bounin, M.J. Neumann, R.H. Miller, H. Sherrard,  
Nucl. Instr. and Methods 30, 34 (1964)
- 59) H.H. Nagel, Zeit. f. Physik 186, 319 (1965)  
G. Bathow et al., DESY Report 69/39 (1969)  
W.R. Nelson, T.M. Jenkins, R.C. McCall, J.K. Cobb,  
Phys. Rev. 149, 201 (1966)
- 60) M. Holder, E. Radermacher und A. Staude; P. Darriulat,  
J. Deutsch, J. Pilcher, C. Rubbia und K. Tittel;  
C. Grosso-Pilcher, M. Scire und A. Villari, Nucl. Instr.  
and Methods 108, 541 (1973)
- 61) D. Lukey, Proc. Int. Symposium on Electron and Photon  
Interactions at High Energies, Hamburg 1965 (Springer  
Verlag, Berlin 1965), S. 397



- 62) E.B. Hughes und R. Hofstadter, HEPL Rep. 631 (1970)
- 63) G. Bianchetti, B. Righini, Internal Report No. 32, CERN NP-Division, Aug. 1972
- 64) H. Foeth, M. Holder, E. Radermacher, A. Staude, P. Darriulat, J. Deutsch, K. Kleinknecht, C. Rubbia, K. Tittel, M.I. Ferrero, A. Germak und C. Grosso, Phys. Letters 30B, 276 (1969) und 31B, 544 (1970)  
H. Foeth, Dissertation, III. Phys. Inst. der T.H. Aachen, interner Bericht PITHA-46 (1971)
- 65) B. Wolff, J.C. Chollet, J.-P. Repellin, J.-M. Gaillard, M.R. Jane und K.R. Schubert, Phys. Letters 36B, 517 (1971)
- 66) P. Darriulat, K. Kleinknecht, C. Rubbia, J. Sandweiss, H. Foeth, A. Staude, K. Tittel, M.I. Ferrero, C. Grosso, Phys. Letters 30B, 209 (1969)
- 67) V.V. Barmin, V.G. Barylov, V.S. Borisov, G.K. Bysheva, G.S. Veselovsky, V.M. Golubchikov, L.L. Goldin, G.V. Davidenko, A.G. Dolgolenko, V.S. Demidov, N.K. Zombkovskaya, L.N. Kondratiev, N.S. Konoplev, A.G. Meshkovsky, G.S. Mirosidi, G.K. Tumanov, T.A. Christyakova, I.V. Chuvilo, V.A. Shebanov, E.M. Bogdanovich, V.B. Vinogradov, I.A. Ivanovskay, T.I. Kanarek, V.A. Maximenko, U.I. Ogrzevalski, L.S. Okhrimenko und Z.S. Strugalski, Phys. Letters 33B, 377 (1970)
- 68) U. Heeren, Nuovo Cimento 11A, 305 (1972)  
U. Heeren, Dissertation, III. Phys. Institut der T.H. Aachen, interner Bericht PITHA-47 (1971)

- 69) J.C. Chollet, J.-M. Gaillard, M.R. Jane, T.J. Ratcliffe, J.-P. Repellin, K.R. Schubert und B. Wolff, Phys. Letters 31B, 658 (1970)
- 70) J.L. Basdevant, C.D. Frogatt und J.L. Petersen, CERN Preprint T.H. 1519, 1972, unveröffentlicht
- 71) J. Votruba, Phys. Letters 41B, 485 (1972)
- 72) R. Messner, R. Morse und U. Nauenberg, D. Hitlin, J. Liu, R. Piccioni, M. Schwartz und S. Wojcicki, und D. Dorfán, Phys. Rev. Letters 30, 876 (1973)
- 73) C. Geweniger, S. Gjesdal, G. Presser, P. Steffen, J. Steinberger, F. Vannucci, und H. Wahl, F. Eisele, H. Filthuth, K. Kleinknecht, V. Lüth, G. Zech, CERN Preprint 1973, wird in Physics Letters veröffentlicht.
- 74) T.A. Lasinski, A. Barbaro-Galtieri, R.L. Kelly, A. Rittenberg, A.H. Rosenfeld, T.G. Trippe, N. Barash-Schmidt, C. Bricman, V. Chaloupka, P. Söding, M. Roos, Reviews of Modern Physics, Vol. 45, No. 2 Part II (1973)

## 12. Legenden zu den Abbildungen

- Abb. 1) Virtuelle Übergänge der  $K_1^0$ - und  $K_2^0$ -Mesonen.
- Abb. 2) Übergang von  $K_2^0$  zu  $K_2^0 + \epsilon K_1^0$ .
- Abb. 3) Front- und Seitenansicht des Detektors. Die ausgezogenen Linien im Bleiglaszähler geben die Einteilung in Sektoren an.
- Abb. 4) Seitenansicht eines Funkenkammersatzes.
- Abb. 5) a) Skizze einer Funkenkammer.  
b) Schnitt durch die Funkenkammer.
- Abb. 6) Prinzip des Pulstransformators.
- Abb. 7) Schema des Hochspannungssystems.
- Abb. 8) Ein SF5-Bleiglasblock. (Photo CERN Nr. 127-7-69)
- Abb. 9) a) Frontansicht des Bleiglaszählers.  
b) Seitenansicht des Bleiglaszählers.
- Abb. 10) Seitenansicht der Verbindung zwischen Bleiglaszähler und Photomultiplier.
- Abb. 11) Der Photomultiplier und die Spannungsteiler  
(Photo CERN Nr. 55-8-70)
- Abb. 12) Rückseite des im Bau befindlichen Bleiglaszählers.  
(Photo CERN Nr. 177-7-69)
- Abb. 13) Skizze der auf die Stoßstelle zwischen Bleiglasblöcke angebrachten Lichtdiode.
- Abb. 14) Teilansicht der Frontseite des Bleiglaszählers mit den angebrachten Dioden. (Photo CERN Nr. 37-10-69)
- Abb. 15) Anodensignal des Photomultipliers eines Bleiglasblocks für Elektronen von 1 GeV Energie. (Horizontale Ablenkung: 50 nsec/cm, vertikale Ablenkung: 50 mV/cm).

- Abb. 16) Auflösung des Bleiglaszählers im Vergleich zu einem Blei-Szintillator-Sandwich<sup>61</sup> und einem NaJ-Zähler<sup>62</sup>. Die horizontale Koordinate hat einen  $1/\sqrt{E}$ -Maßstab.
- Abb. 17) Pulshöhenverteilung für Myonen von 366 MeV Energieverlust und Elektronen von 912 MeV Energie.
- Abb. 18) Skizze der Proportionalkammer, die als Antikoinzidenzzähler im Strahl benutzt wurde.
- Abb. 19) Schema der Triggerelektronik.
- Abb. 20) Ein  $4\gamma$ -Ereignis auf einem Sichtgerät. Die Kreuze stellen  $(x,y)$  oder  $(u,v)$  Koordinaten dar. Der vertikale Strich stellt den Bleiglaszähler dar.  
(Photo CERN Nr. 394-12-70)
- Abb. 21) Dasselbe Ereignis in Strahlrichtung gesehen. Deutlich sind die Auftreffpunkte der  $\gamma$ -Schauer auf dem Bleiglaszähler zu erkennen. In den Bleiglasblöcken geben die Zahlen den Zelleninhalt an, die Buchstaben die Tripletzuordnung. (Photo CERN Nr. 392-12-70)
- Abb. 22) Energieverlust von Elektronen für verschieden dicke Bleifolien.
- Abb. 23) Schwankung des rekonstruierten  $\gamma$ -Winkels aus Monte-Carlo Ereignissen für Gammas von 1 GeV Energie und für verschieden dicke Bleikonverterfolien. Auf der Abszisse ist die Differenz  $\Delta\theta = \bar{\theta} - \theta_{\text{echt}}$  aufgetragen; dabei ist  $\theta$  der rekonstruierte  $\gamma$ -Winkel und  $\theta_{\text{echt}}$  der echte  $\gamma$ -Winkel des Monte-Carlo Ereignisses.
- Abb. 24) Schwankung des rekonstruierten  $\gamma$ -Winkels aus Monte-Carlo Ereignissen für Gammas von 1 GeV Energie und eine 0.1 Strahlungslängen dicke Bleikonverterfolie als Funktion des Funkenabstandes  $\delta x, \delta y$ .

- Abb. 25) Winkelauflösung von Gammas als Funktion der Energie für eine 0,5 mm dicke Bleifolie. Die horizontale Koordinate hat einen  $1/\sqrt{E}$ -Maßstab.
- Abb. 26) Verteilung der aus zwei  $\gamma$ 's rekonstruierten invarianten Masse, deren Maximum bei der  $\pi^0$ -Masse liegt.
- Abb. 27) Prozentsatz der Schauerenergie, die außerhalb des Triplets liegt.
- Abb. 28) Konfiguration eines  $3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$  - Ereignisses, welches ein  $2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$  - Ereignis vortäuschen kann.
- Abb. 29) Korrelation zwischen dem Energieinhalt einer Bleiglaszelle und dem Abstand des Schauerauftreffpunktes vom Zellenzentrum.
- Abb. 30) Abhängigkeit der Parameter  $\Delta$ ,  $R_0$  und ihrer Fehler,  $\delta\Delta$  und  $\delta R_0$ , von dem Funkenkammersatz  $M$ , wo der Schauer konvertierte, als Funktion der Schauerenergie  $E_\gamma$ .
- Abb. 31)  $\chi^2$  für  $4\gamma$  - Ereignisse, die die  $K^0$ -Masse wiedergeben und wo die  $K^0$ -Richtung mit der Strahlrichtung übereinstimmt.
- Abb. 32) Verteilung der Differenz zwischen dem berechneten und extrapolierten Auftreffpunkt eines Schauers. Der berechnete Auftreffpunkt wird bestimmt mit der Annahme, daß der Schauer nicht konvertiert sei.
- Abb. 33) Vergleich zwischen der  $4\gamma$  - invarianten Masse für Ereignisse mit 4 konvertierten Gammas (—) und für dieselben Ereignisse, wobei ein Gamma als nicht konvertiert betrachtet wurde (----).
- Abb. 34)  $\chi^2_{\text{Fit}}$ -Verteilung für  $4\gamma$  - Ereignisse aus dem freien Zerfall und aus den Meßreihen mit dem 24 cm Cu-Regenerator.

- Abb. 35) Die  $(t_1, t_2)$ -Ebene beim  $\pi^0$ -Fit.
- Abb. 36) Verteilung der invarianten Masse von  $6\gamma$  - Ereignissen aus dem freien Zerfall und aus den Meßreihen mit dem 24 cm dicken Cu-Regenerator. Die beste Paarung der  $\gamma$ 's zu  $\pi^0$ 's wurde dabei verlangt. Der gestrichelte Bereich, welcher für die Normalisation nicht berücksichtigt wurde, rührt von der falschen Paarung her. Das zweitbeste  $\chi^2_Z$  liefert in diesem Falle die beste  $K^0$ -Masse.
- Abb. 37) Verteilung des Parameters  $\alpha = 1/2 \theta^2 \times 10^5$ . Hierbei ist  $\theta$  der Winkel zwischen der  $K^0$ -Richtung und der Strahlrichtung. Aufgetragen ist  $\alpha$  für Ereignisse aus dem freien Zerfall und aus den Meßreihen mit dem 24 cm Cu-Regenerator, wobei letztere für die Diffraktion korrigiert wurden.
- Abb. 38) Verteilung des  $K^0$ -Impulses  $P_K$ .
- Abb. 39) Verteilung der  $4\gamma$  - Ereignisse mit  $\theta < 24$  mrad aus dem freien Zerfall und aus den Meßreihen mit dem Regenerator in der  $(M_{4\gamma}, p_{\perp}(\gamma))$  - Ebene. Die Monte-Carlo Voraussage für den  $K^0_L \rightarrow 3\pi^0$  - Untergrund ist in der Massenverteilung der Ereignisse aus dem freien Zerfall eingezeichnet.
- Abb. 40)  $\chi^2_Z$  für  $4\gamma$  - Ereignisse aus dem freien Zerfall und aus den Regeneratormeßreihen. Die obere Verteilung enthält Ereignisse mit vier in den Funkenkammern konvertierten  $\gamma$ 's, die untere Ereignisse mit nur drei in den Funkenkammern konvertierten  $\gamma$ 's.
- Abb. 41) Zerfallspunktverteilung für  $4\gamma$  - Ereignisse aus dem freien Zerfall und aus den Regeneratormeßreihen.

- Abb. 42) Massenverteilungen von  $4\gamma$  - Ereignissen aus dem freien Zerfall und den Regeneratorreihen, aufgeteilt für Ereignisse mit drei oder vier in den Funkenkammern konvertierten  $\gamma$ 's. Die schraffierte Fläche stellt den Untergrund dar, der aus  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  stammt und nur bei Ereignissen mit drei in den Funkenkammern konvertierten  $\gamma$ 's auftritt.
- Abb. 43) Erwartete und beobachtete Massenverteilung für  $4\gamma$  - Ereignisse mit drei in den Funkenkammern konvertierten  $\gamma$ 's, jeweils für den freien Zerfall und die Regeneratorreihen.
- Abb. 44) Monte-Carlo Berechnung des Untergrundes und beobachtete  $4\gamma$  - Ereignisse in der Massenverteilung.
- Abb. 45) Zerfallspunktverteilung der  $6\gamma$  - Ereignisse aus dem freien Zerfall und aus den Regeneratorreihen.
- Abb. 46)  $\chi^2$ -Verteilung für  $6\gamma$  - Ereignisse aus dem freien Zerfall und  $4\gamma$  - Ereignisse aus Regeneratorreihen.
- Abb. 47) Das Strahlprofil.
- Abb. 48) Verteilung des Abstands vom Regeneratorende für  $4\gamma$  - und  $6\gamma$  - Ereignisse.
- Abb. 49) a) Die Funktion  $G(z)$ .  
b) Die Funktion  $F(z)$ .
- Abb. 50) Skizze der Methode zur Bestimmung der Phasendifferenz ( $\phi_{00} - \phi_p$ ).
- Abb. 51) Transmissions- und Diffraktionsbeiträge für  $K_L^0 \rightarrow K_L^0$  und  $K_L^0 - K_S^0$  in den Regeneratorreihen.

- Abb. 52) Massenverteilung der  $4\gamma$  - Ereignisse aus dem 24 cm dicken Cu-Regenerator für verschiedene Eigenzeitintervalle. Die durchgezogene Linie in den Verteilungen für  $t \geq 1\tau_S$  gibt die normalisierte Massenverteilung für  $0 \leq t < 1\tau_S$  wieder.
- Abb. 53) Die Verschmierung der Zeitverteilung der  $4\gamma$  - Ereignisse aus dem 24 cm dicken Cu-Regenerator.
- Abb. 54) Der Verlauf der Verschmierungsfunktion  $S'(t - t')$ .
- Abb. 55) Die beste Zeitverteilung (—) für die  $4\gamma$  - Ereignisse ( $\ddagger$ ) aus dem 24 cm dicken Cu-Regenerator.
- Abb. 56) Das  $\chi^2$  für die beste Zeitverteilung aus Abb. 53.
- Abb. 57) Verteilung des Kaonenimpulses  $p_K$  für  $4\gamma$  - Ereignisse aus den MeBreihen mit
- a) dem 17.24 cm Regenerator aus Kupferplatten in Pos. 15.
  - b) dem 17.22 cm Cu-Block in Pos. 15.
  - c) dem 17.22 cm Cu-Block in Pos. 1.
- Abb. 58) Massenverteilung der  $4\gamma$  - Ereignisse für verschiedene Eigenzeitintervalle aus den MeBreihen mit
- a) dem 17.24 cm Regenerator aus Kupferplatten in Pos. 15.
  - b) dem 17.22 cm Cu-Block in Pos. 15.
  - c) dem 17.22 cm Cu-Block in Pos. 1.
- Die durchgezogene Linie in den Verteilungen für  $t \geq 2,5\tau_S$  gibt die normalisierte Massenverteilung für  $t < 2,5\tau_S$  wieder.
- Abb. 59) Skizze zur Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit.



- Abb. 60) Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Pos. 1 und die Pos. 15.
- Abb. 61) Die Verschmierung der Zeitverteilung, summiert für alle drei Regeneratortypen.
- Abb. 62) Monte-Carlo Berechnung der Verschmierung der Zeitverteilung und Vergleich mit der Zeitverteilung der  $4\gamma$  - Ereignisse aus dem 24 cm dicken Regenerator.
- Abb. 63) Die beste Zeitverteilung (—) für die  $4\gamma$  - Ereignisse ( $\frac{1}{2}$ ) aus den Meßreihen mit
- a) dem 17.24 cm Regenerator aus Kupferplatten in Pos. 15.
  - b) dem 17.22 cm Cu-Block in Pos. 15.
  - c) dem 17.22 cm Cu-Block in Pos. 1.
- Die Nachweiswahrscheinlichkeit aus Abb. 60 ist ebenfalls eingetragen ( $\frac{1}{2}$ ).
- Abb. 64) Das  $\chi^2$  für die besten Zeitverteilungen aus Abb. 63.
- Abb. 65) Zeitverteilung der  $6\gamma$  - Ereignisse aus den Meßreihen mit dem 24 cm dicken Cu-Regenerator.
- Abb. 66) Die Grenzen für  $\eta_{ooo}$  (eine Standardabweichung)
- Abb. 67) Vergleich des Werts  $|\eta_{oo}| = (2.16 \pm 0.13) 10^{-3}$  mit anderen Messungen (s. Fußnote S. 124).
- Abb. 68) Erlaubter Bereich (eine Standardabweichung) des Wertes  $\alpha = \frac{\eta_{+-} - \eta_{ooo}}{2\eta_{+-} + \eta_{ooo}}$ . Die ausgezogenen Linien geben die Grenzen für  $\delta_2 - \delta_0 = (-47 \pm 5)^{\circ 70}$  an.

- Abb. 69) Erlaubter Bereich (eine Standardabweichung) in der komplexen Ebene der CPT-erhaltenden, T-verletzenden Amplitude  $\epsilon$  und der CPT-verletzenden, T-erhaltenden Amplitude  $\tilde{\delta}$ .
- Abb. 70) Skizze zur Subtraktion des Untergrunds unter der Myonlinie bei der Eichung des Bleiglaszählers.
- Abb. 71) Verteilung der  $4\gamma$  - Ereignisse in der  $(p, \tau)$  - Ebene aus den Meßreihen mit
- a) dem 17.24 cm Regenerator aus Kupferplatten in Pos. 15.
  - b) dem 17.22 cm Cu-Block in Pos. 15.
  - c) dem 17.22 cm Cu-Block in Pos. 1.
- Abb. 72) Der Verlauf der Funktion  $g(z_i)$ .
- Abb. 73) Die Grenzen für die Funktion  $g(z_i)$  für beide Regeneratorpositionen.
- Abb. 74) Kaonimpulsverteilung der  $6\gamma$  - Ereignisse aus dem freien Zerfall für die Daten aus den  $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|$  - Meßreihen und die Daten aus der zusätzlichen Bestimmung von  $(\phi_{00} - \phi_\rho)$ .
- Abb. 75) Zerfallspunktverteilung der  $6\gamma$  - Ereignisse aus dem freien Zerfall für die Daten aus den  $|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}|$  - Meßreihen und die Daten aus der zusätzlichen Bestimmung von  $(\phi_{00} - \phi_\rho)$ .

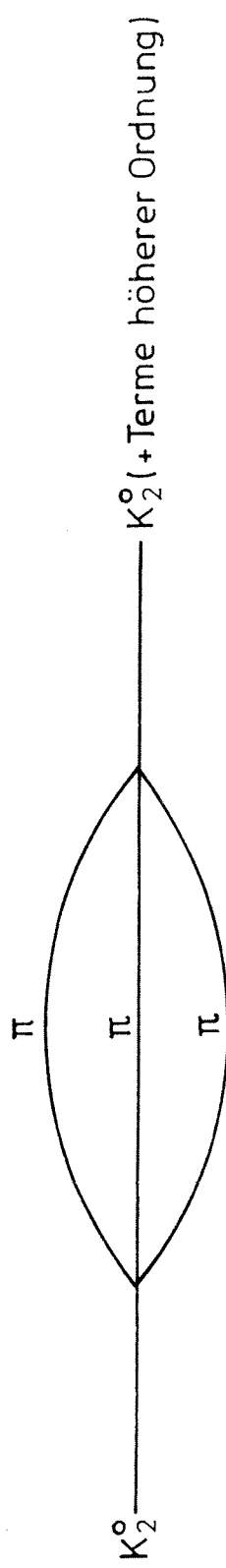
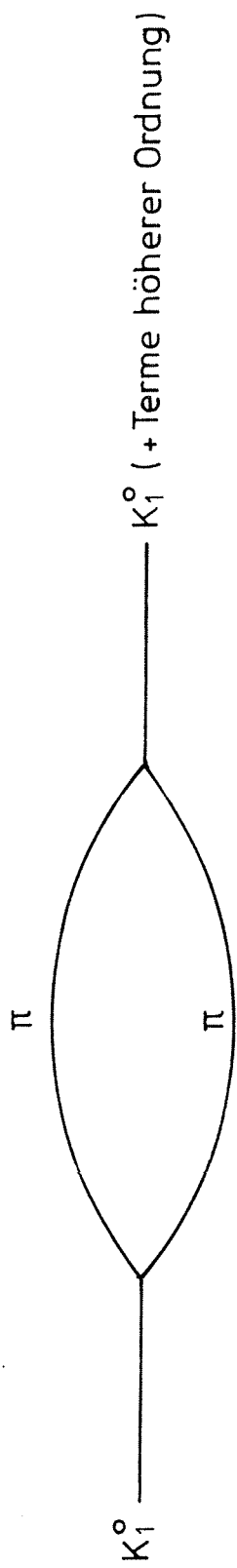


Abb.1

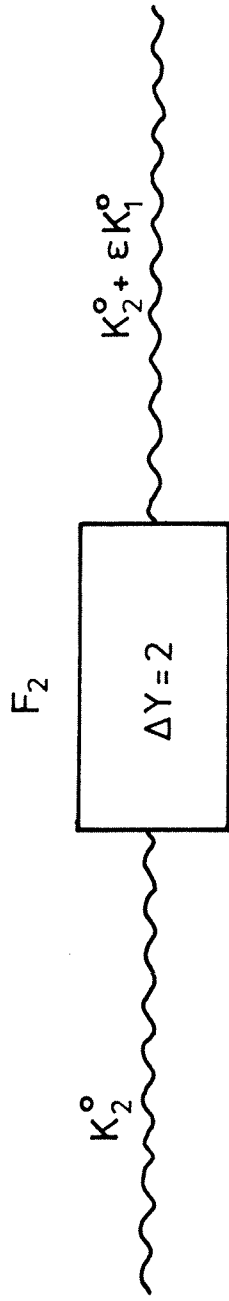


Abb.2

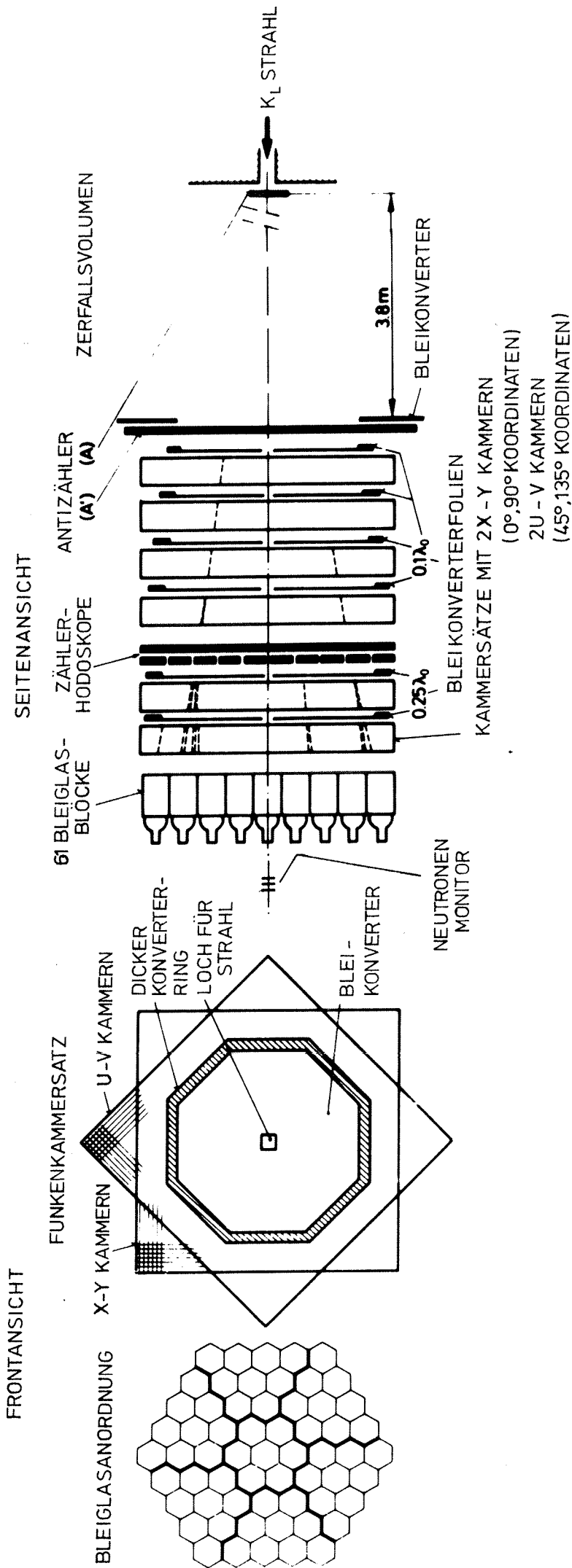


Abb. 3

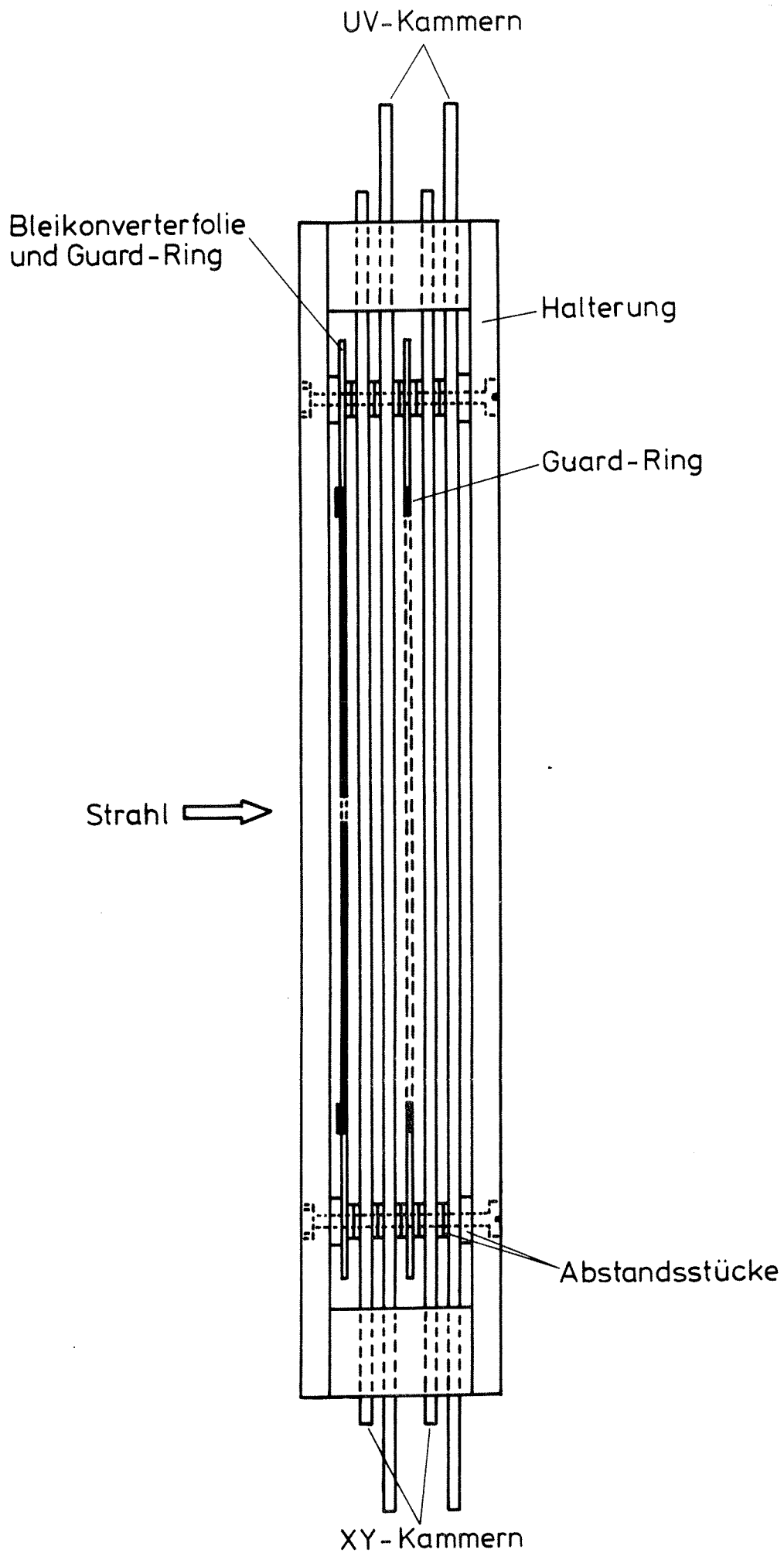


Abb.4

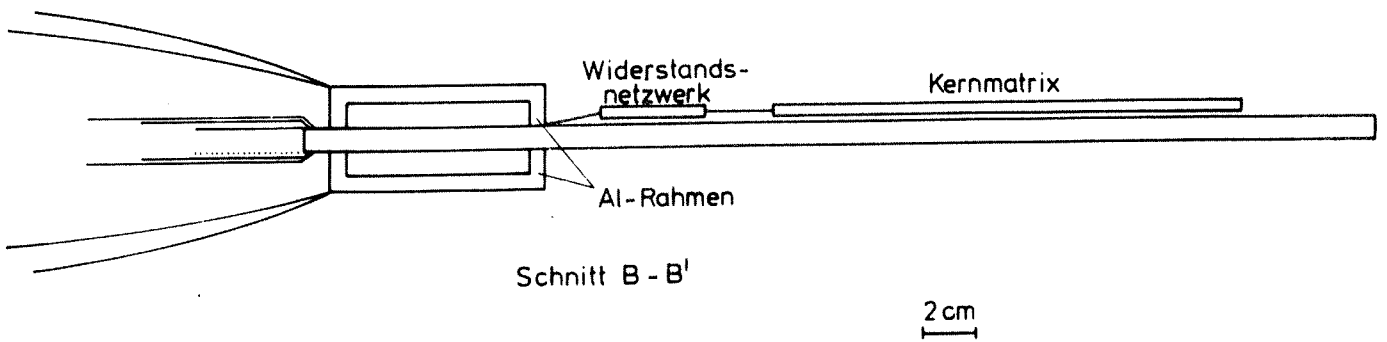
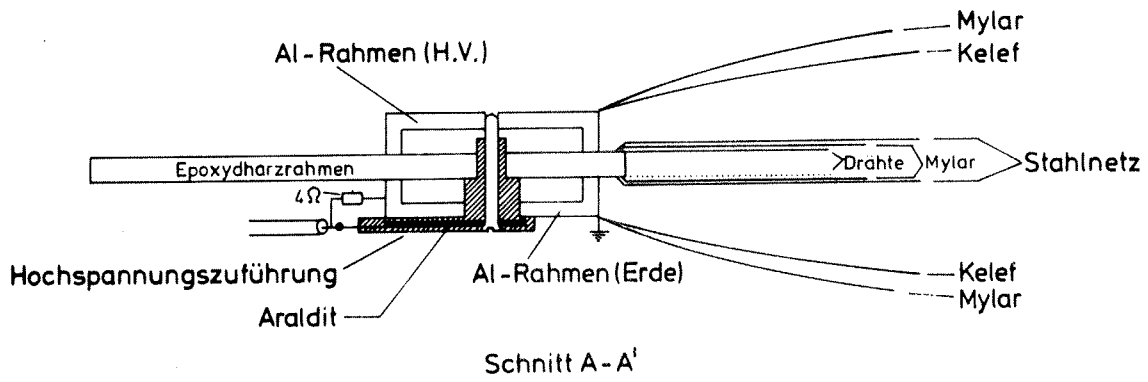
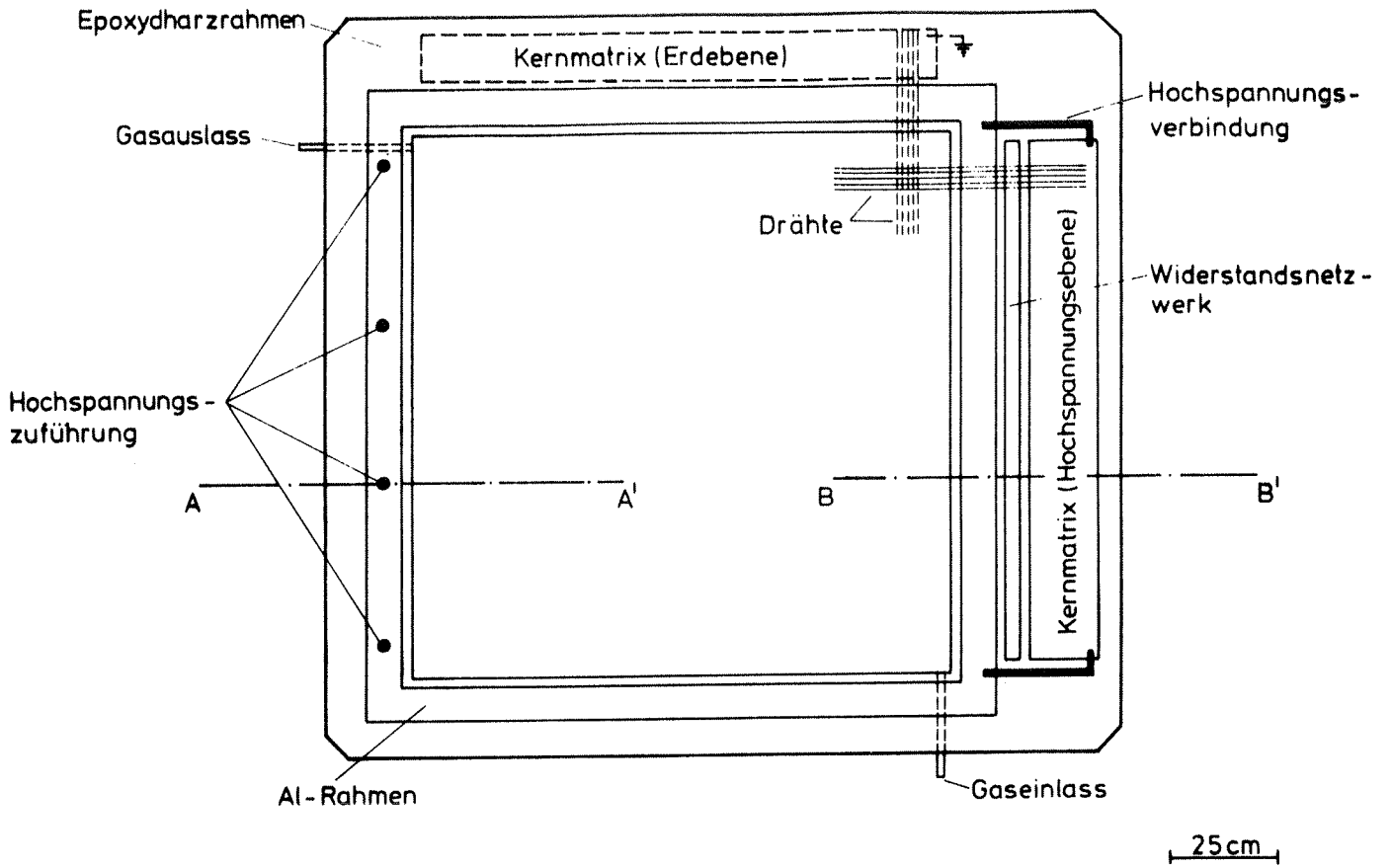


Abb. 5

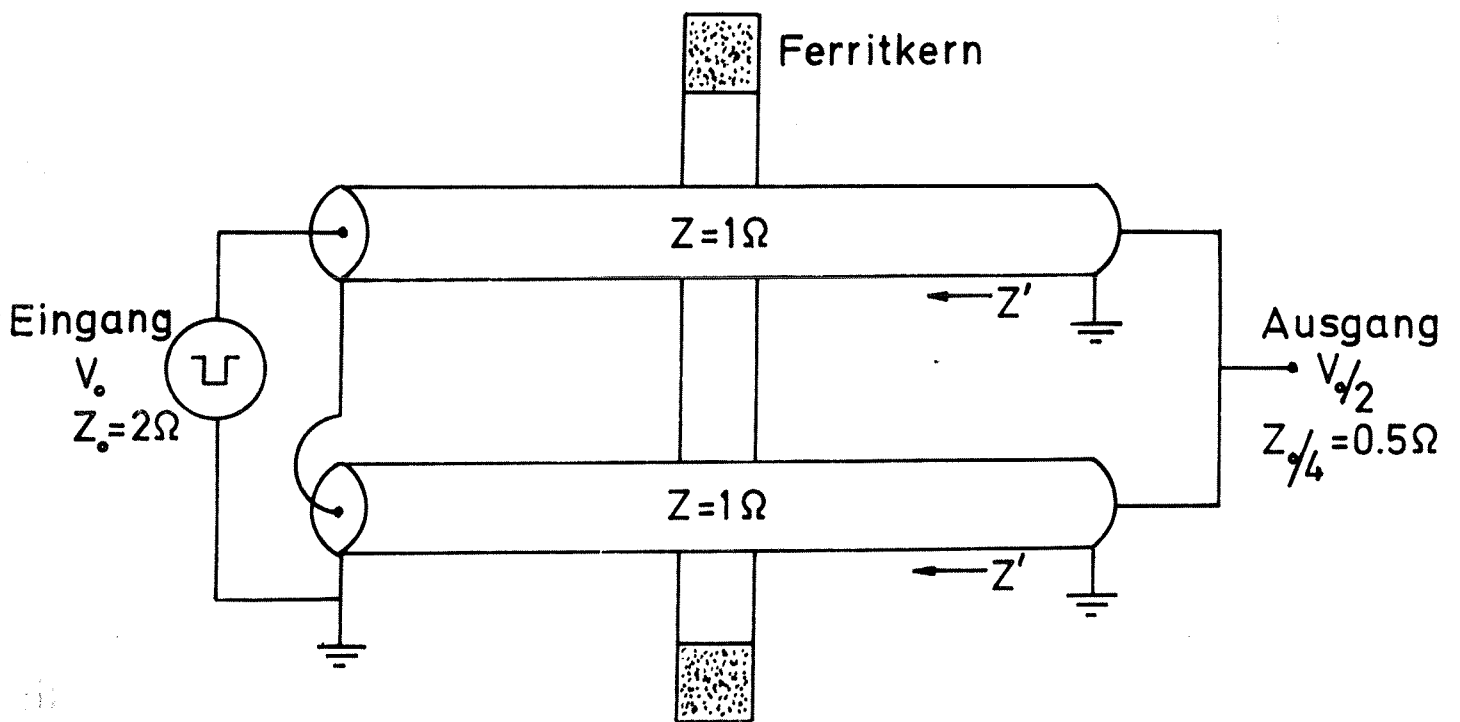


Abb. 6



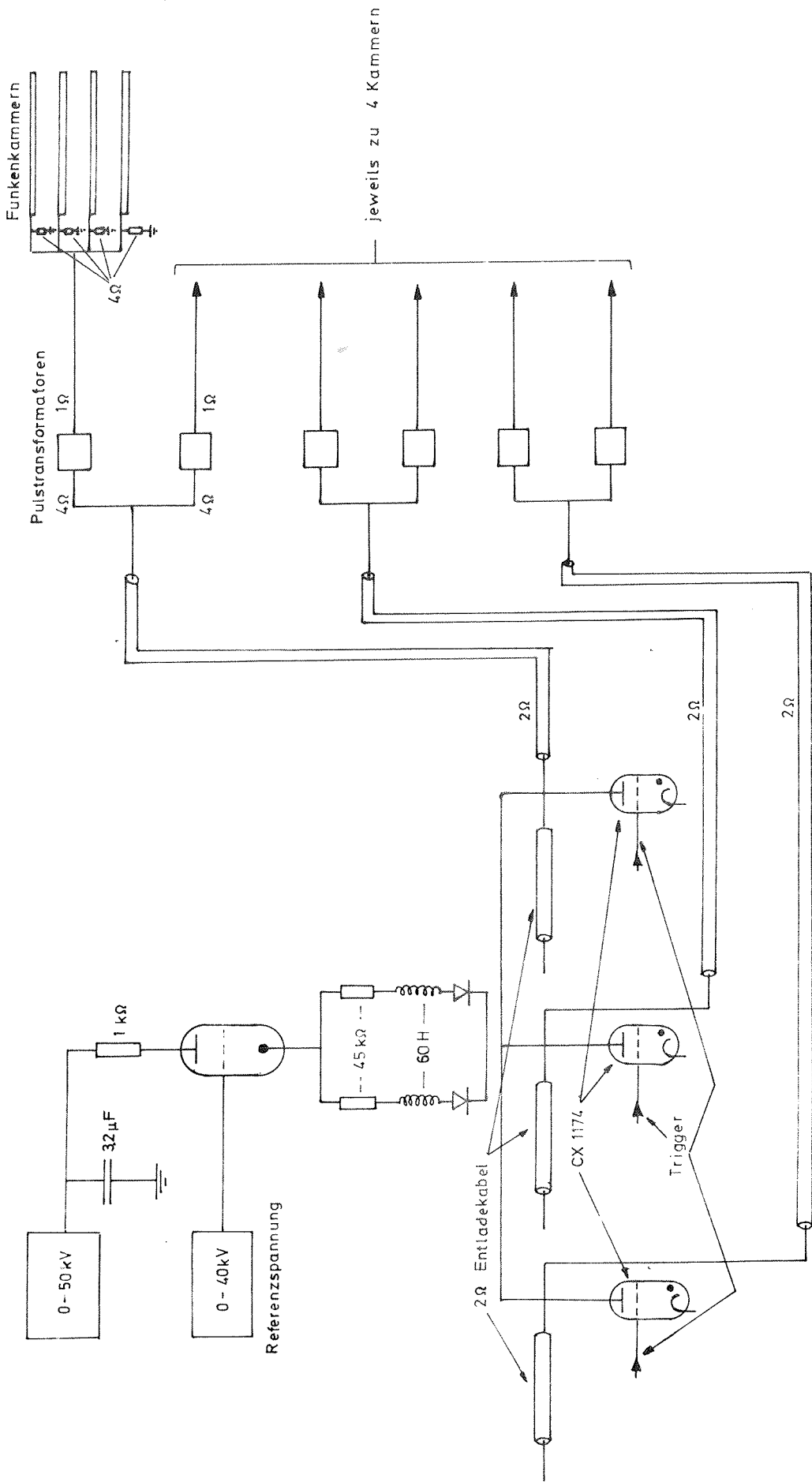


Abb. 7

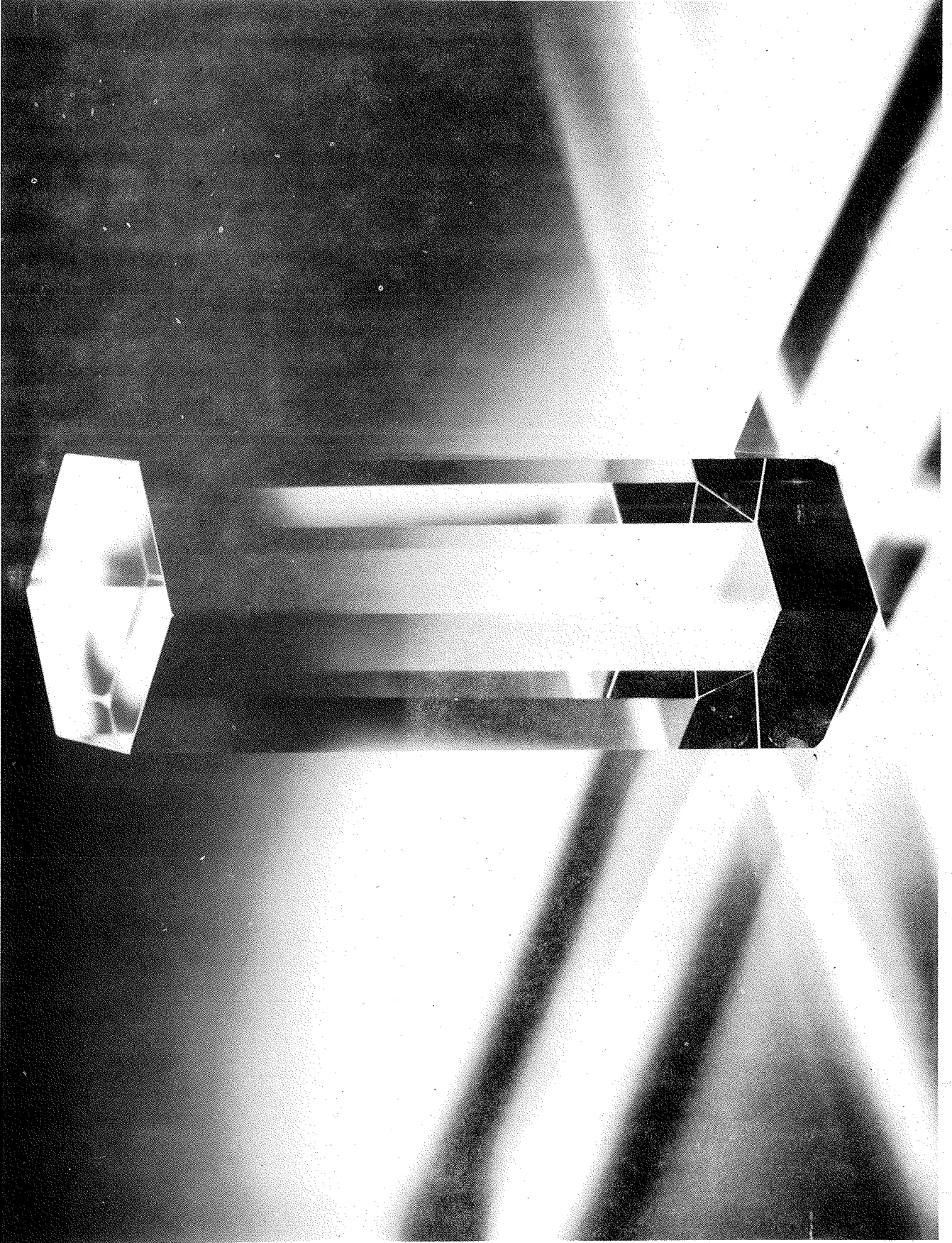
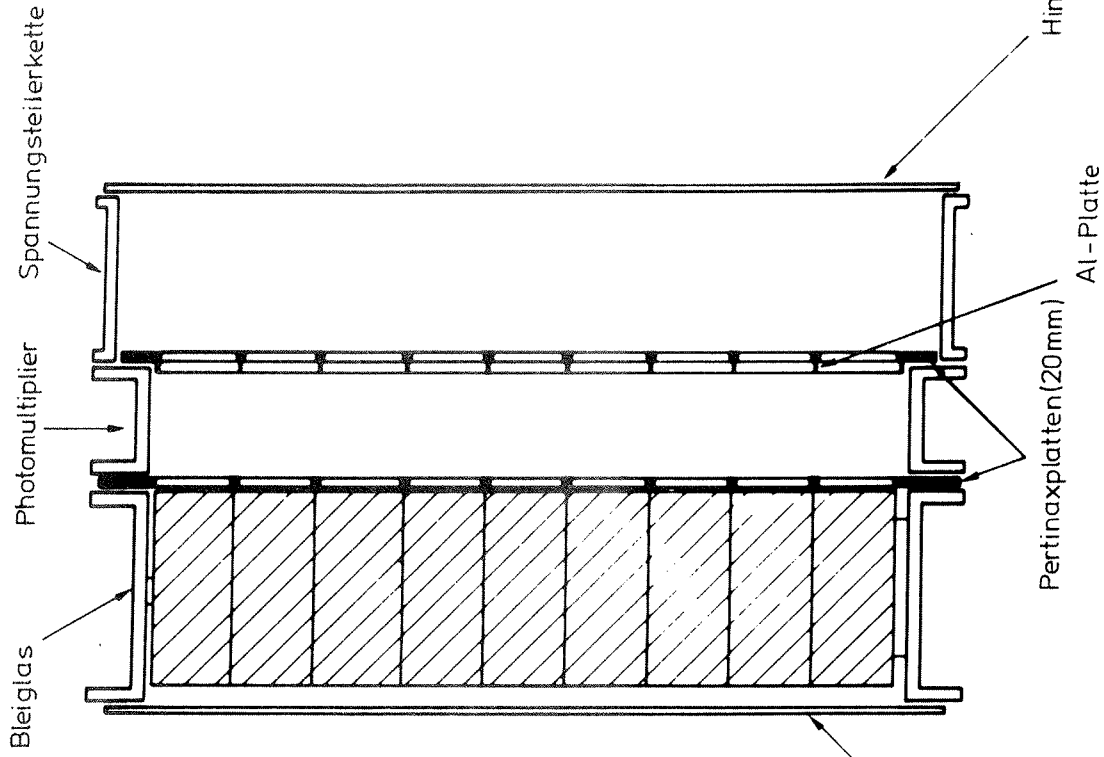


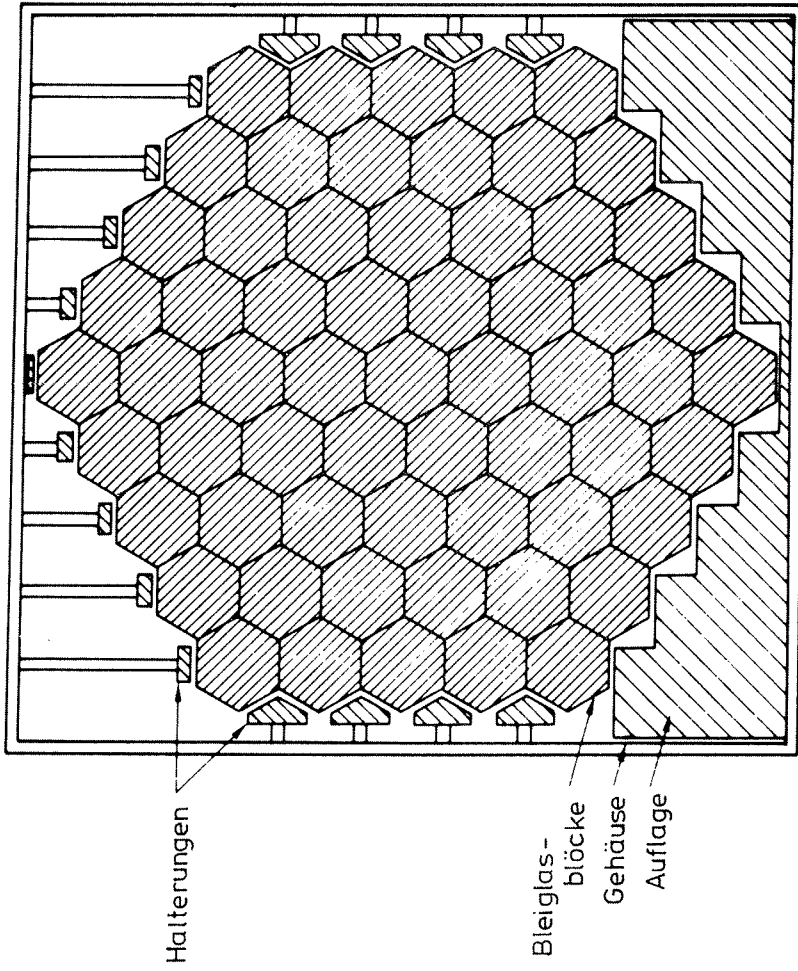
Abb. 8

Seitenansicht (Schnitt durch die Mitte)  
(ohne Mu-Metall und Photomultiplier)



b)

Frontansicht



a)

Frontplatte aus  
3mm Pertinax

Pertinaxplatten(20mm)  
Al-Platte

Abb.9

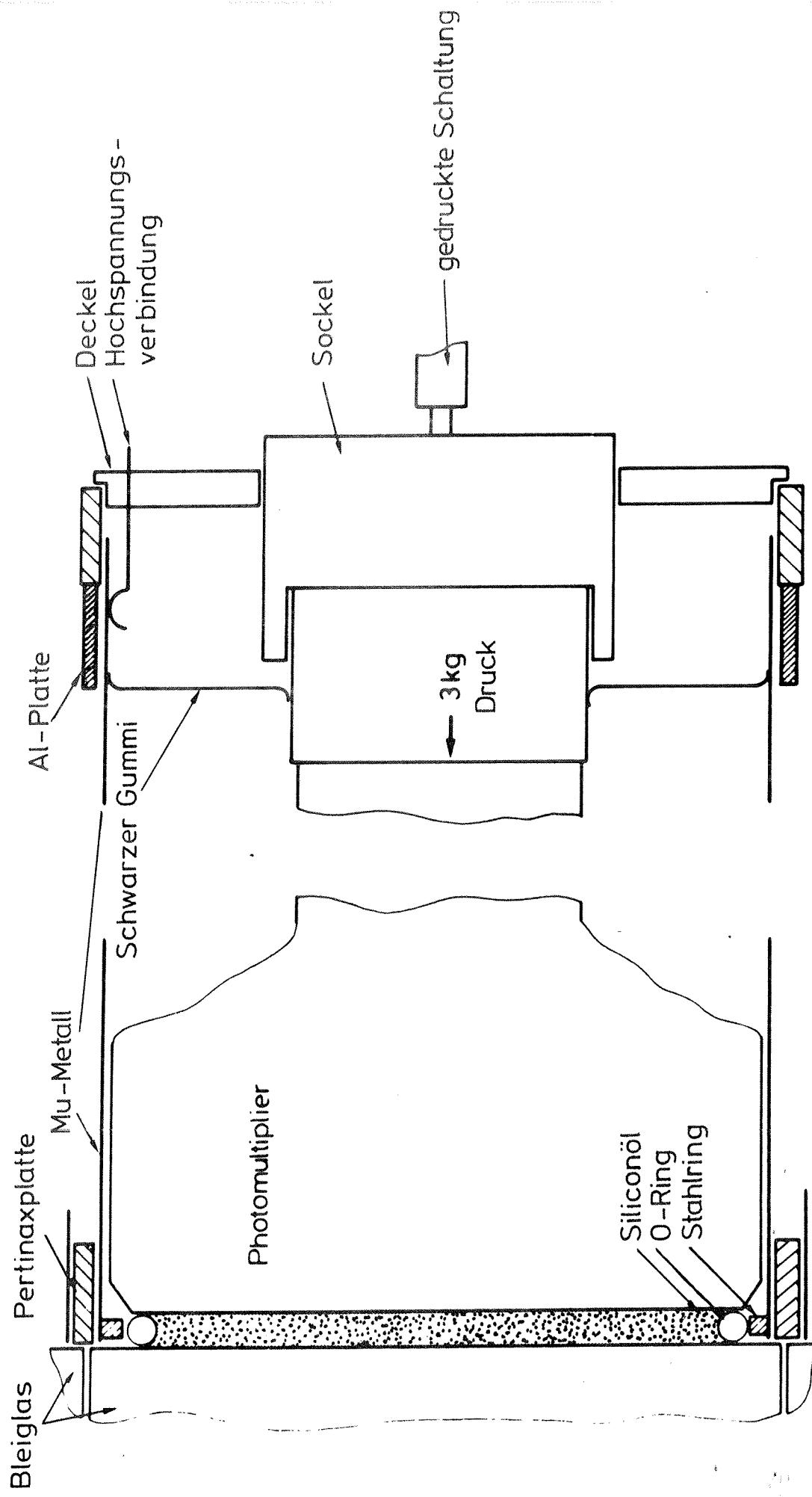


Abb.10

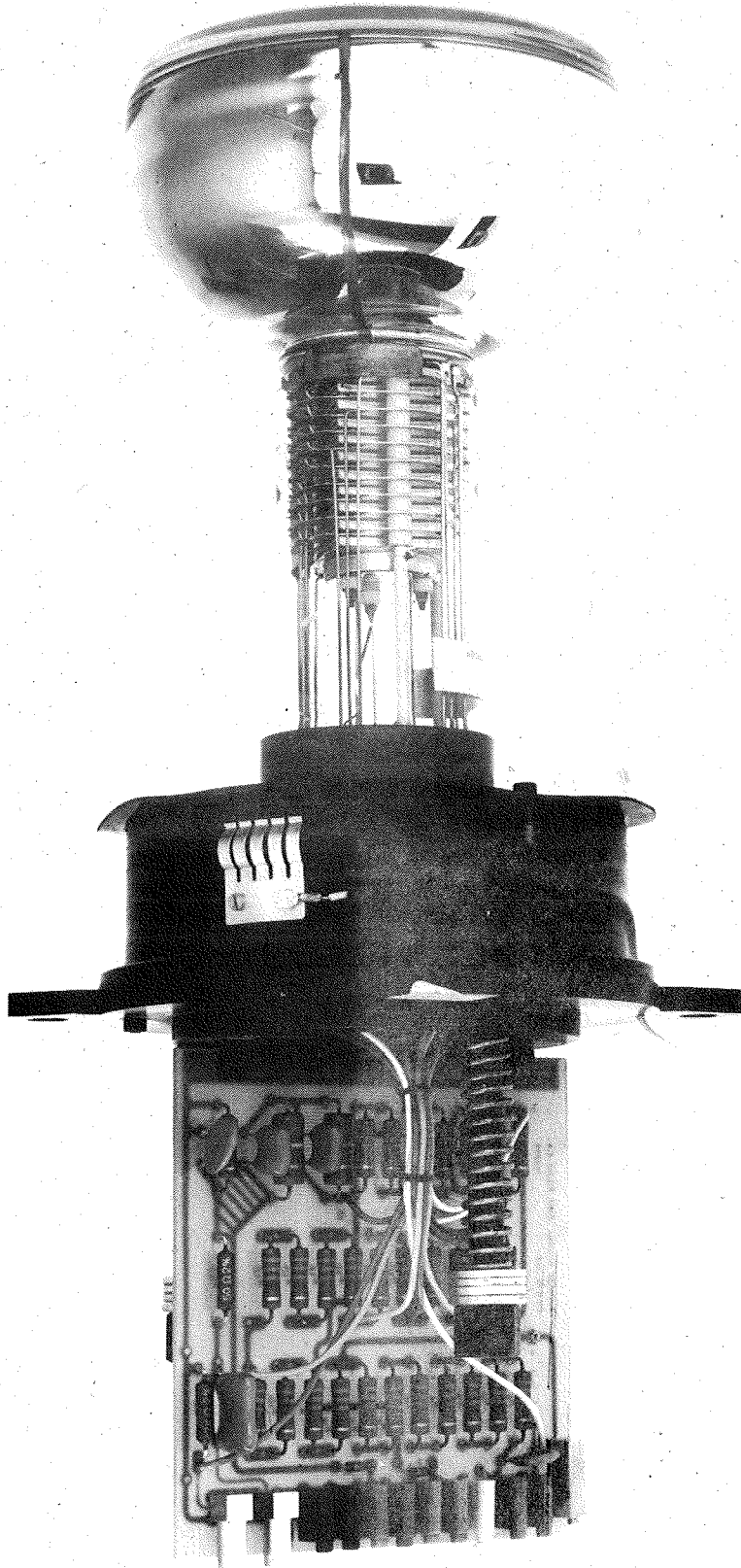
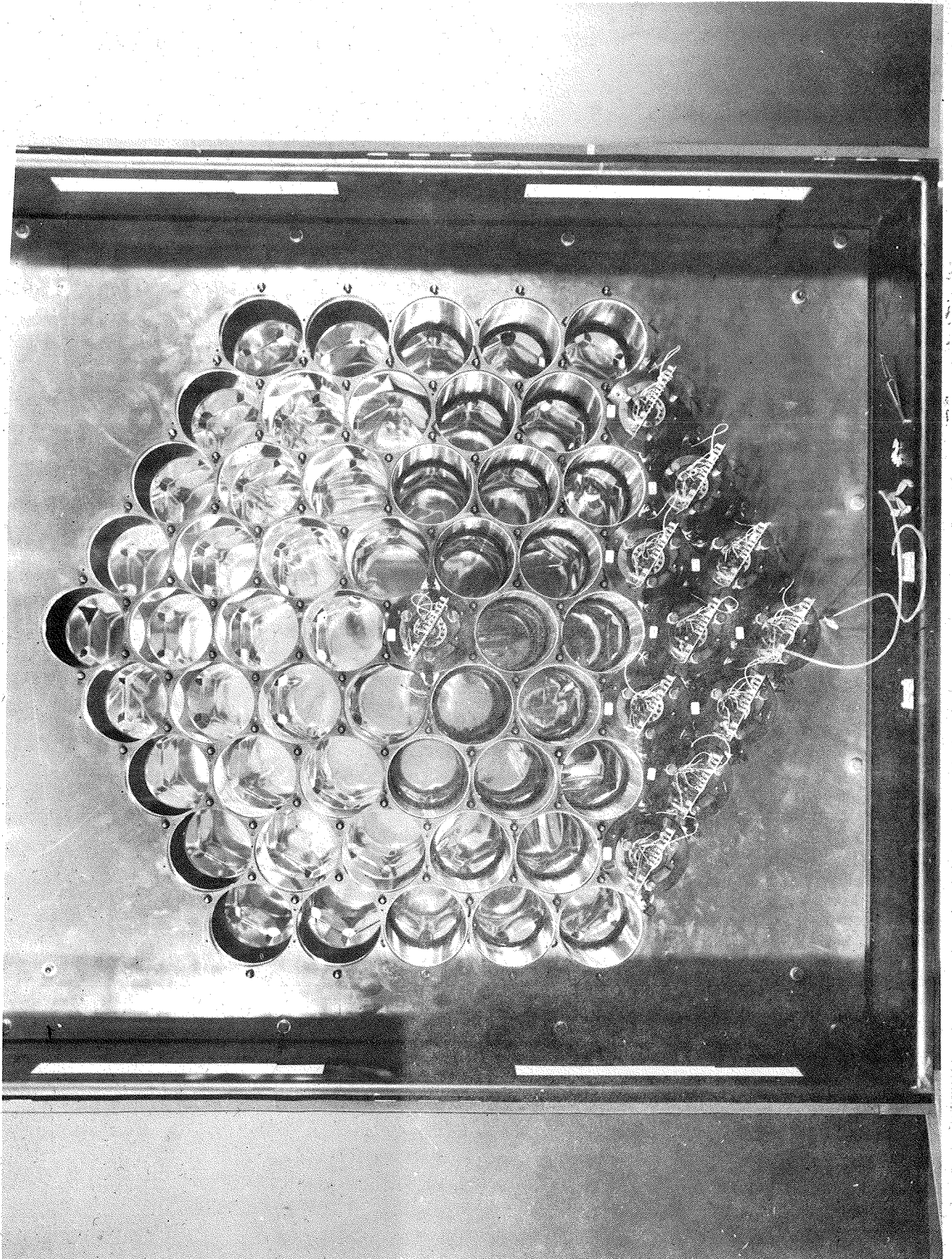


Abb.11



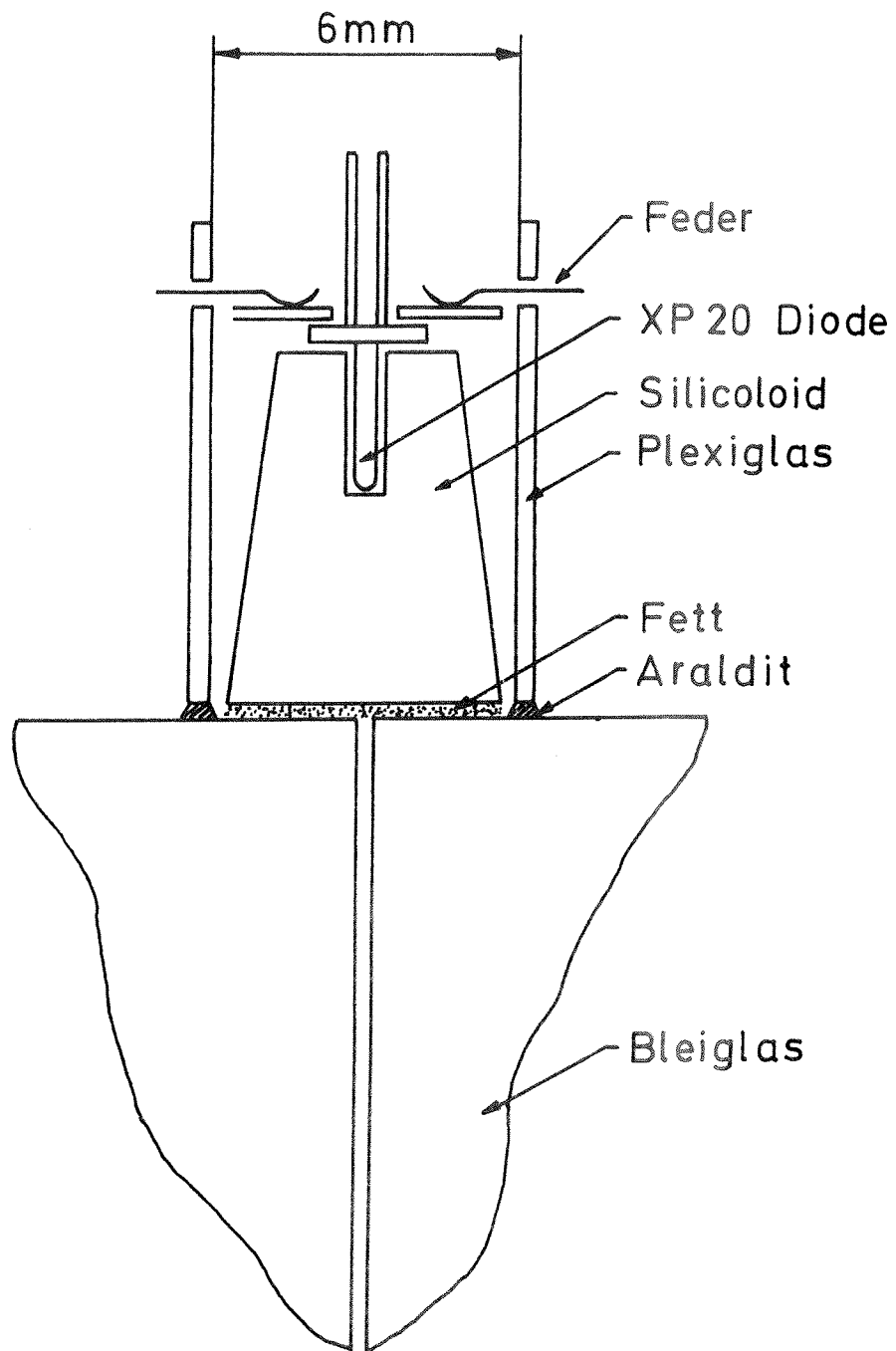


Abb. 13

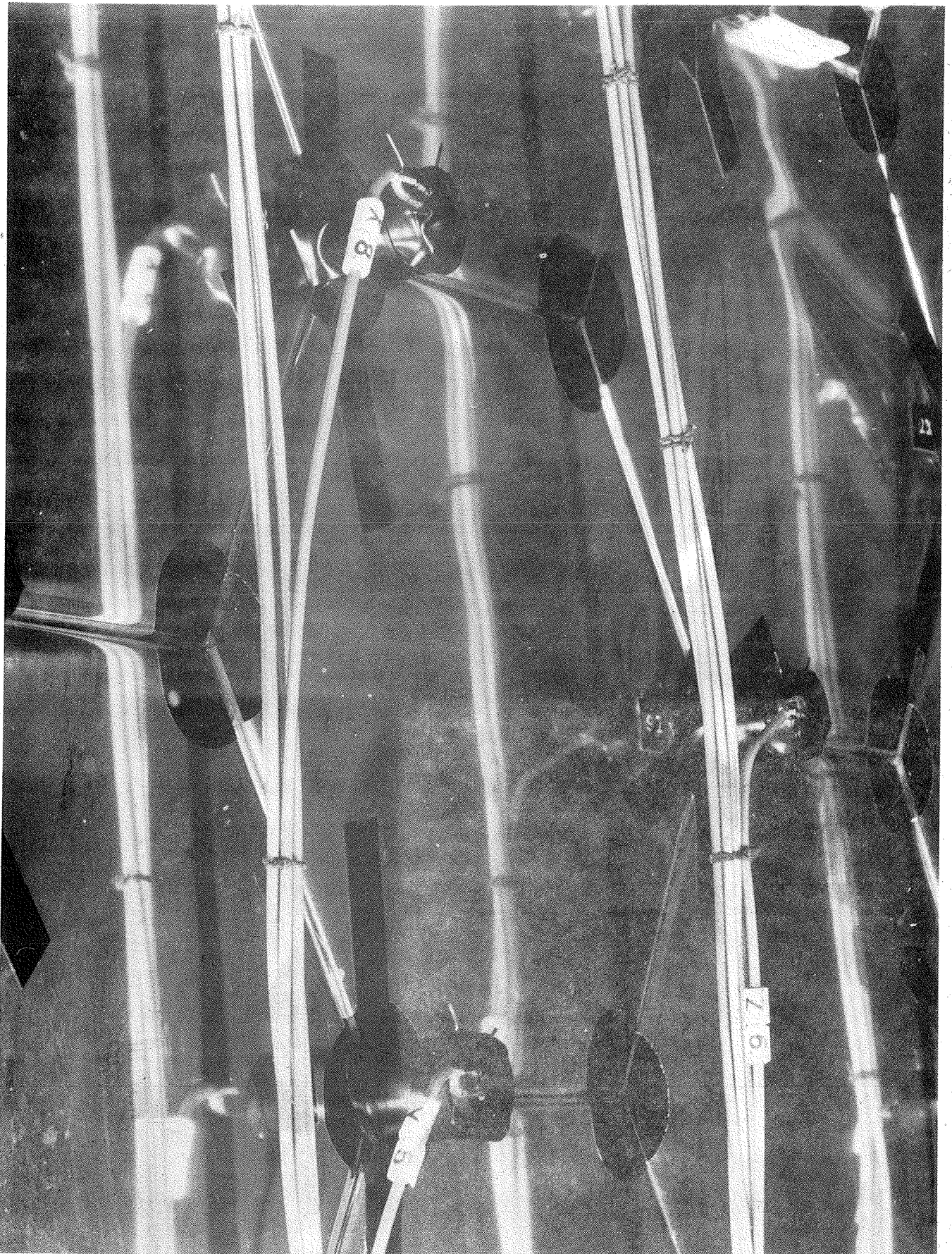


Abb.14



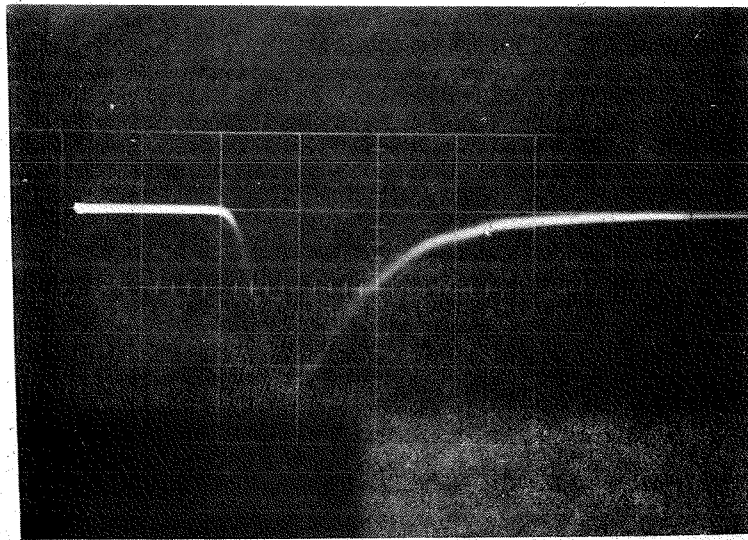


Abb. 15

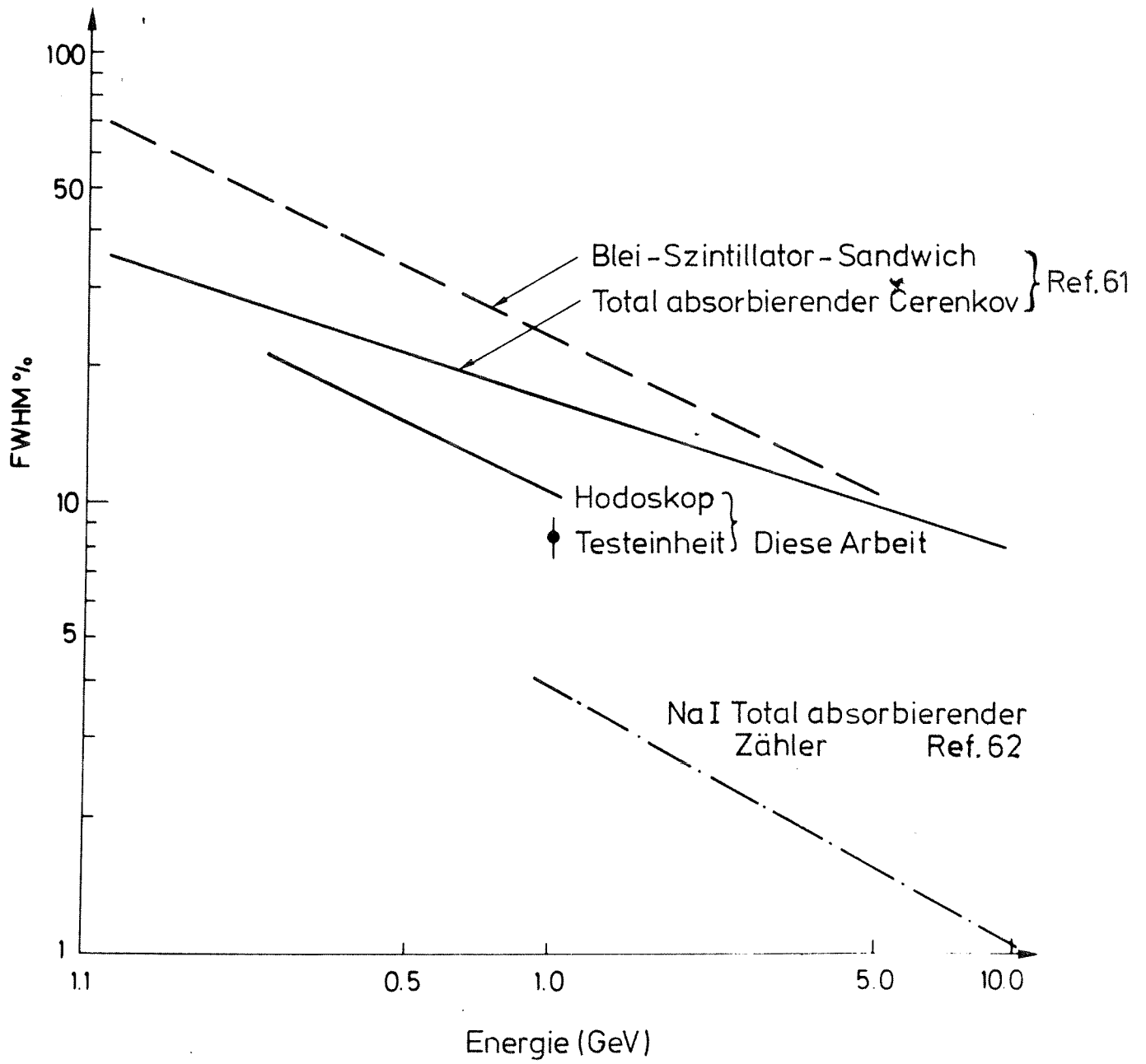


Abb. 16

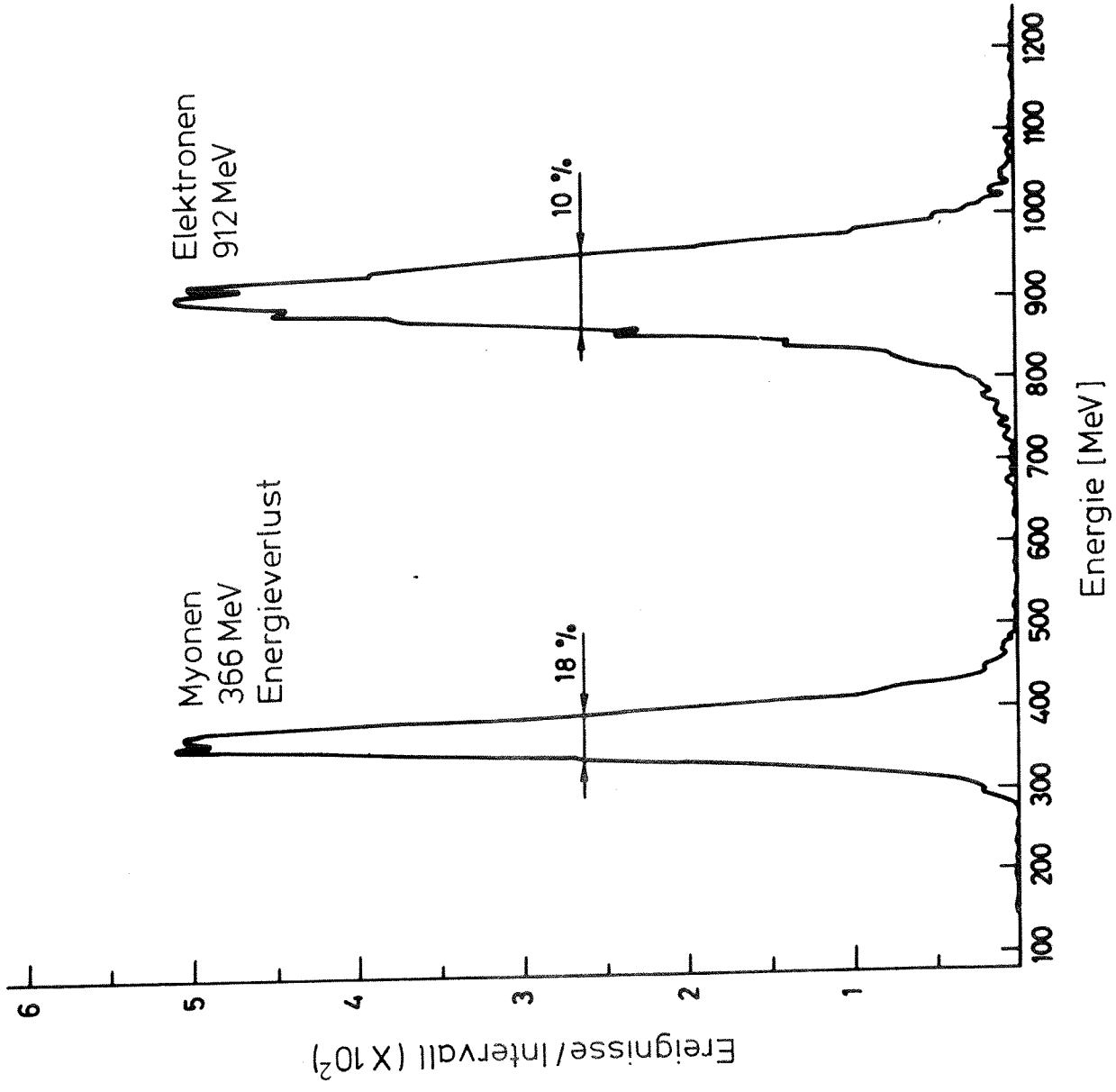


Abb.17

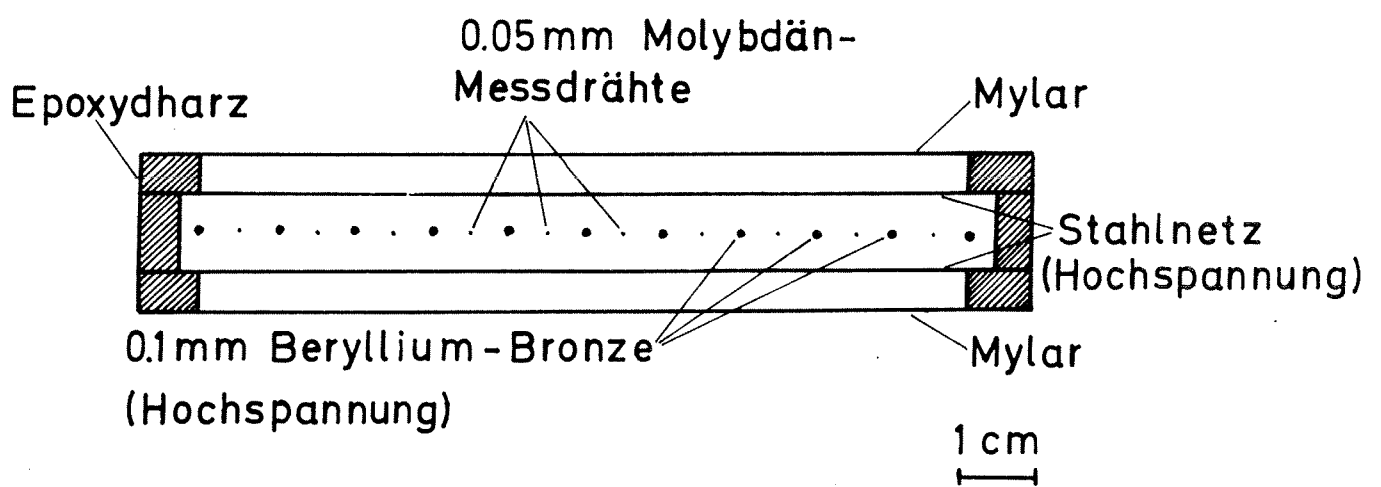
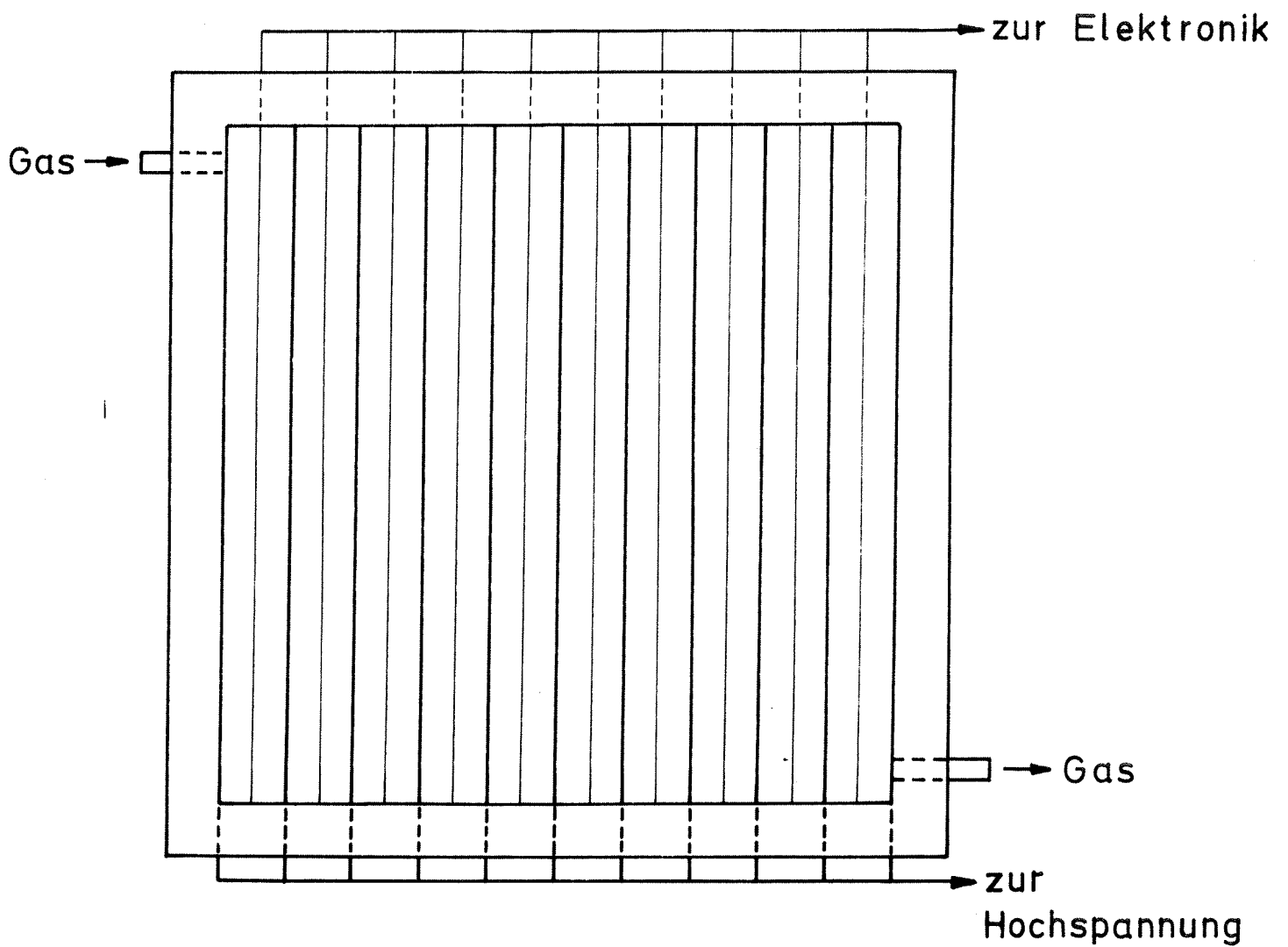


Abb. 18

Proportionalkammern (im Strahl)

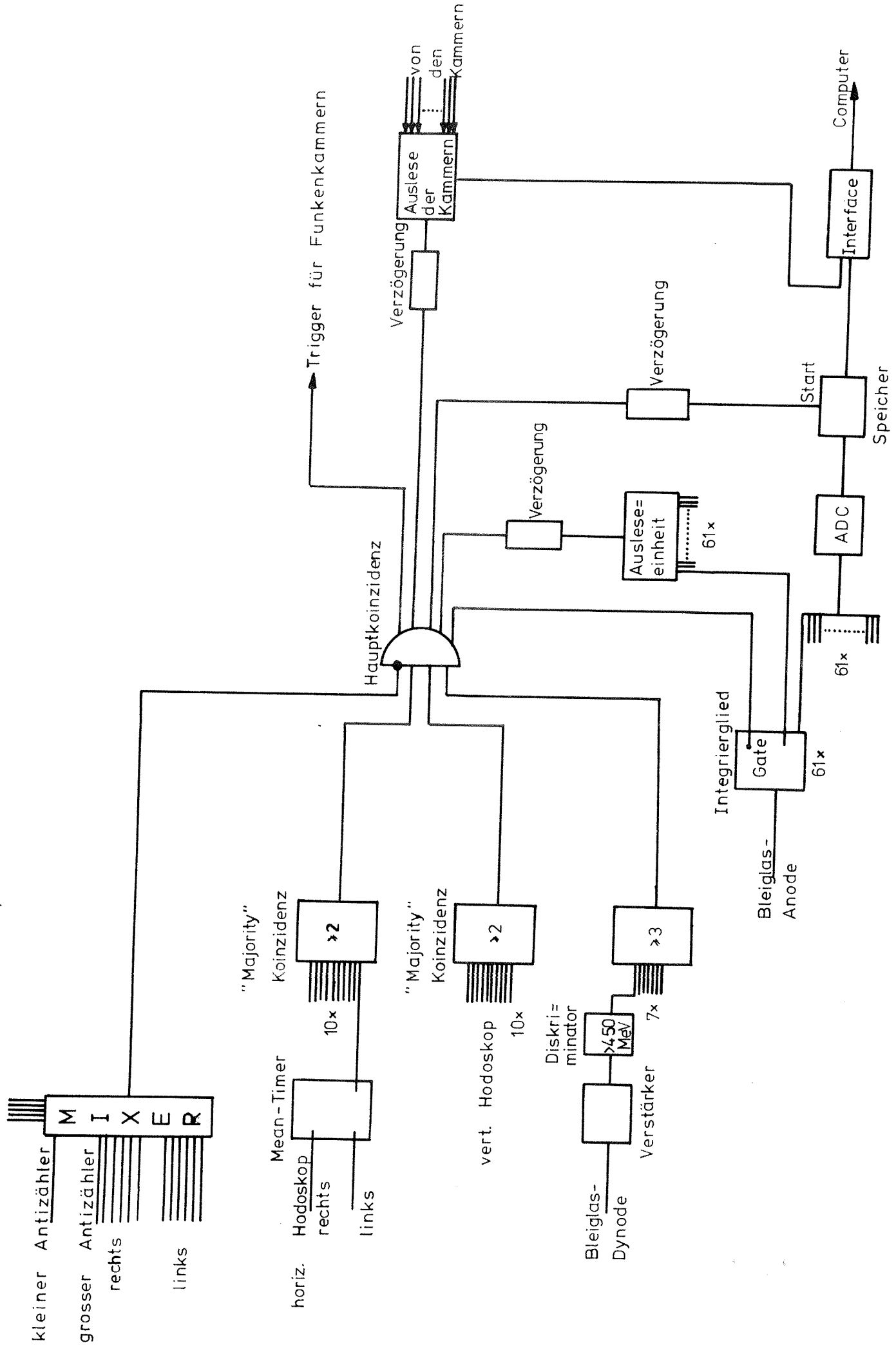


Abb. 19

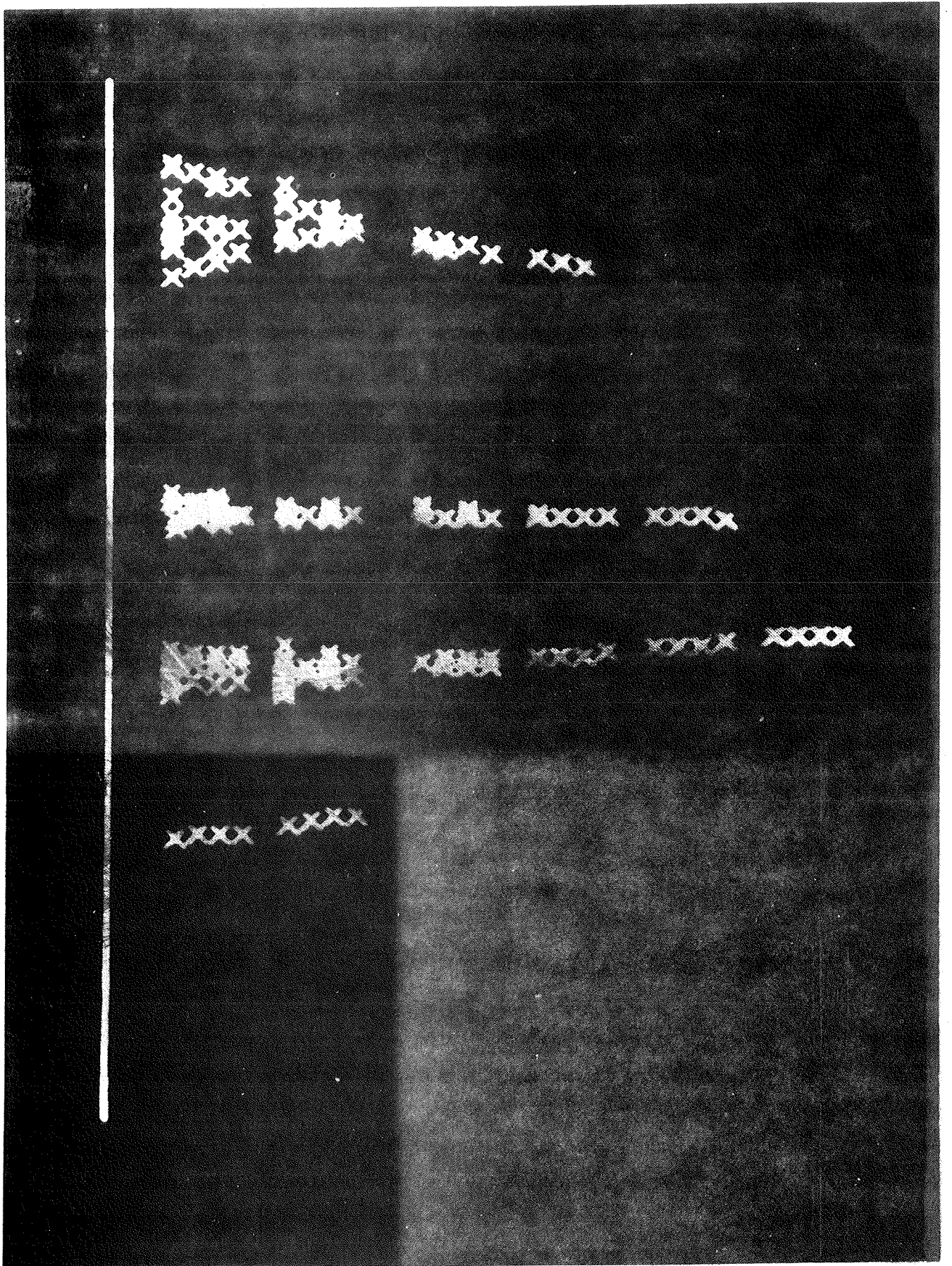


Abb. 20

FAIR 4352  
MF11 128  
MF12 127  
MK 502  
A 1  
Z 0  
F\* 196

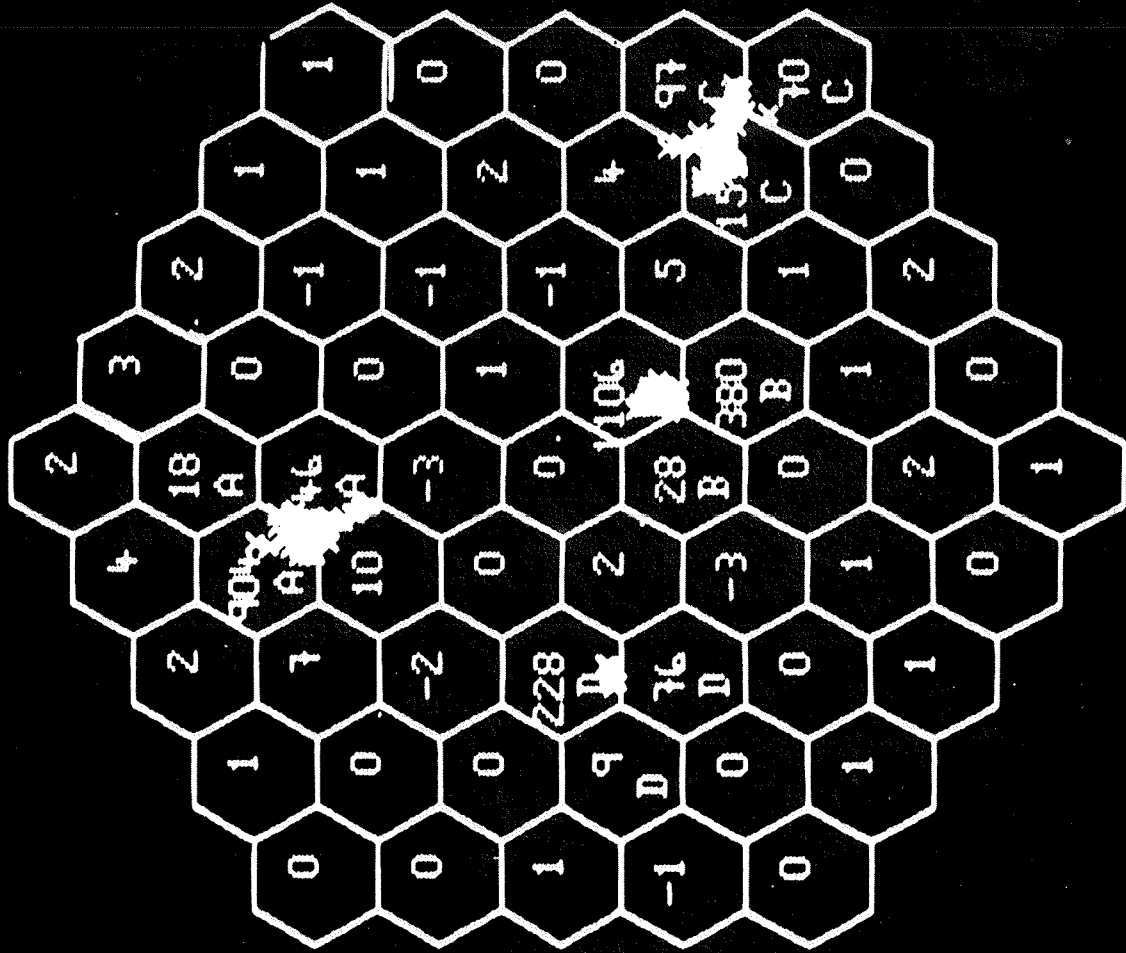


Abb. 21

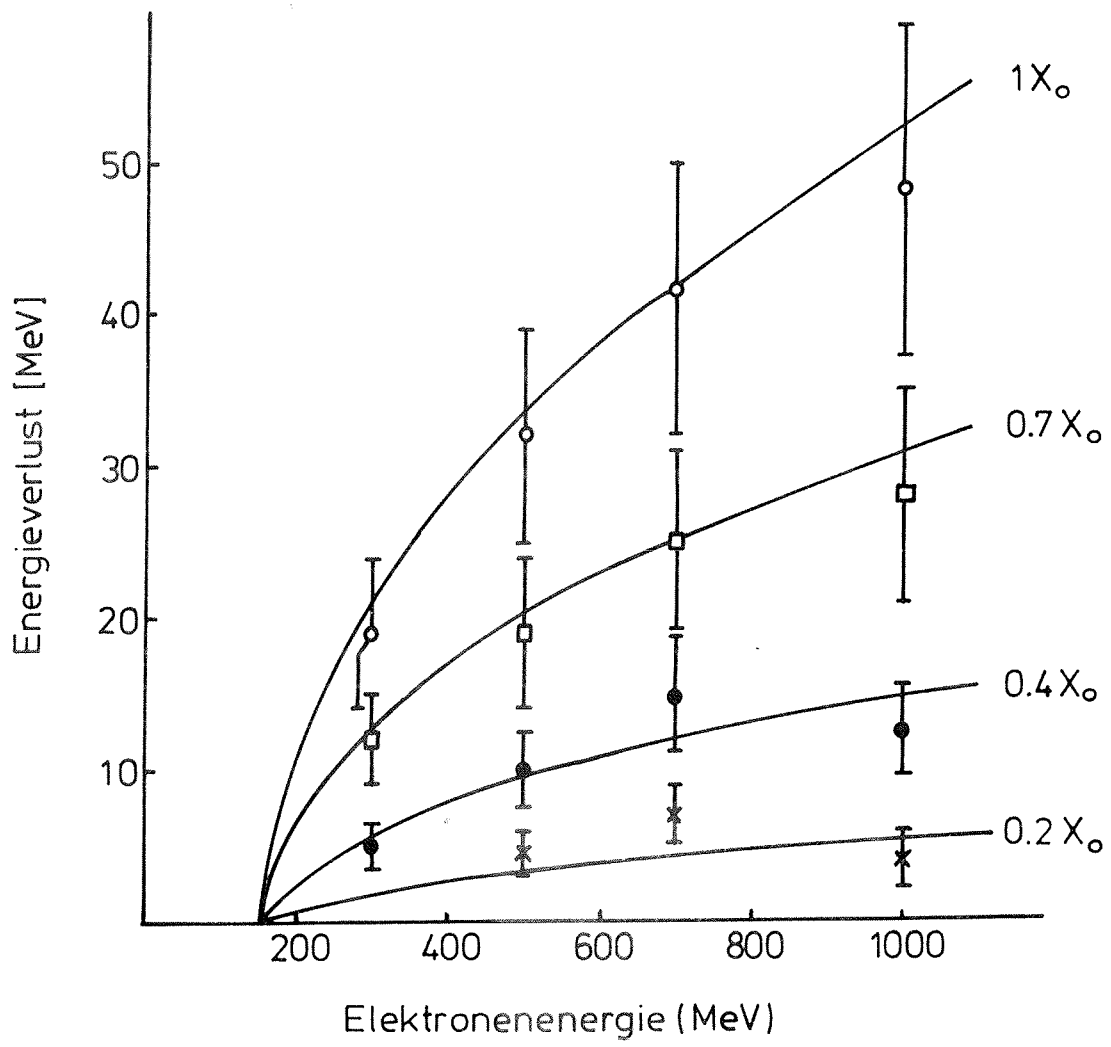


Abb. 22



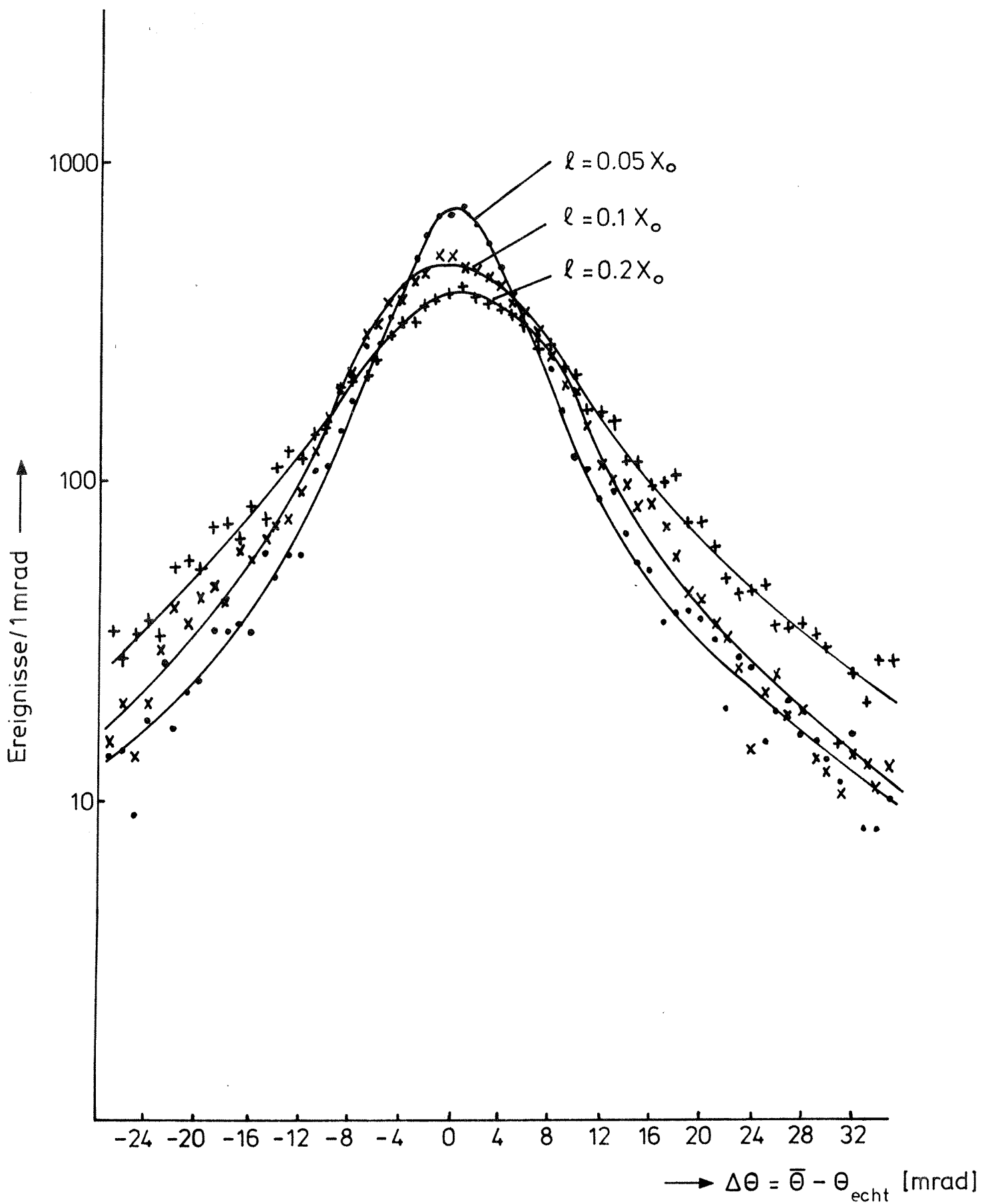


Abb. 23

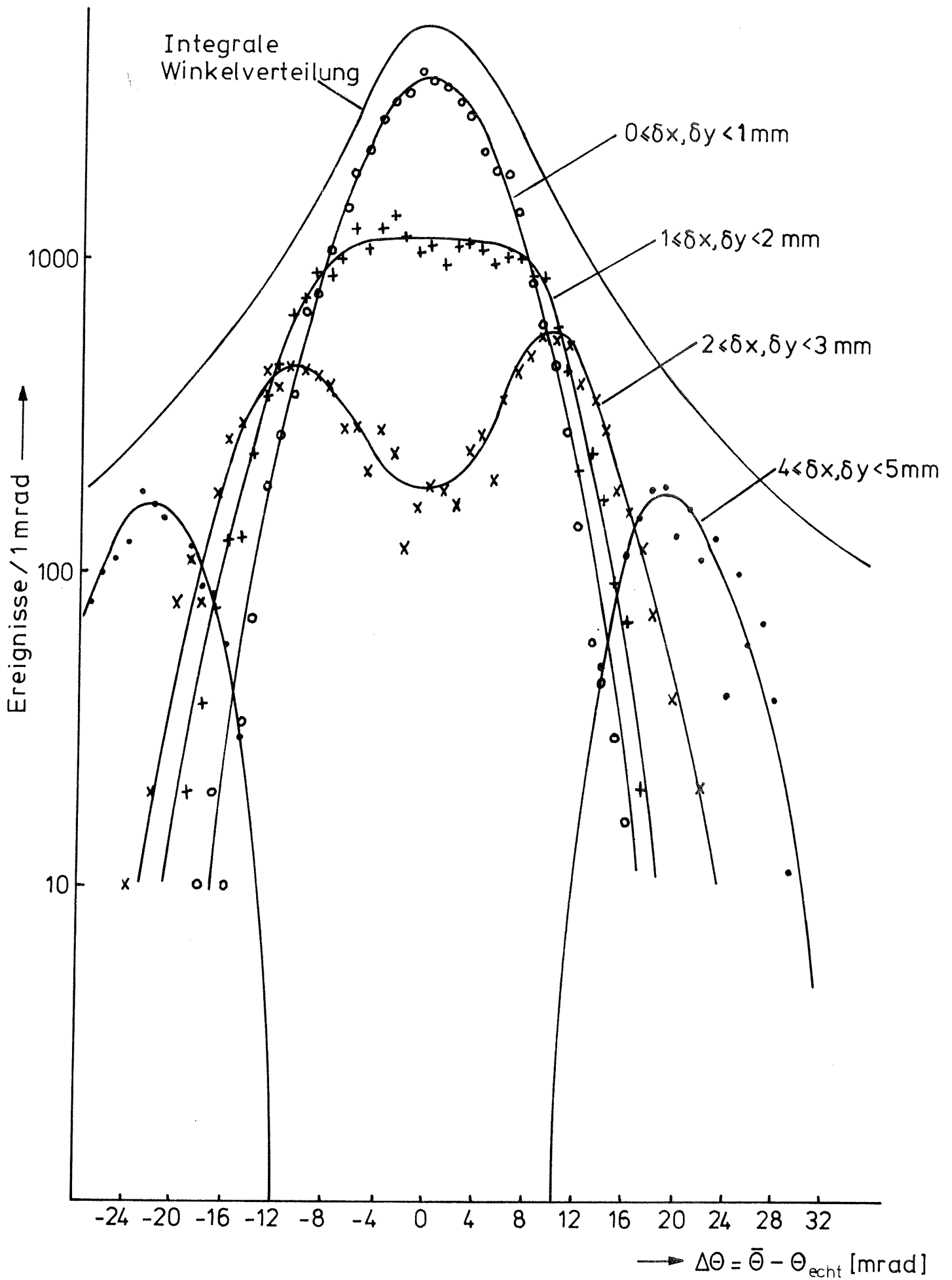


Abb. 24

Bleifolie, 0.5mm dick

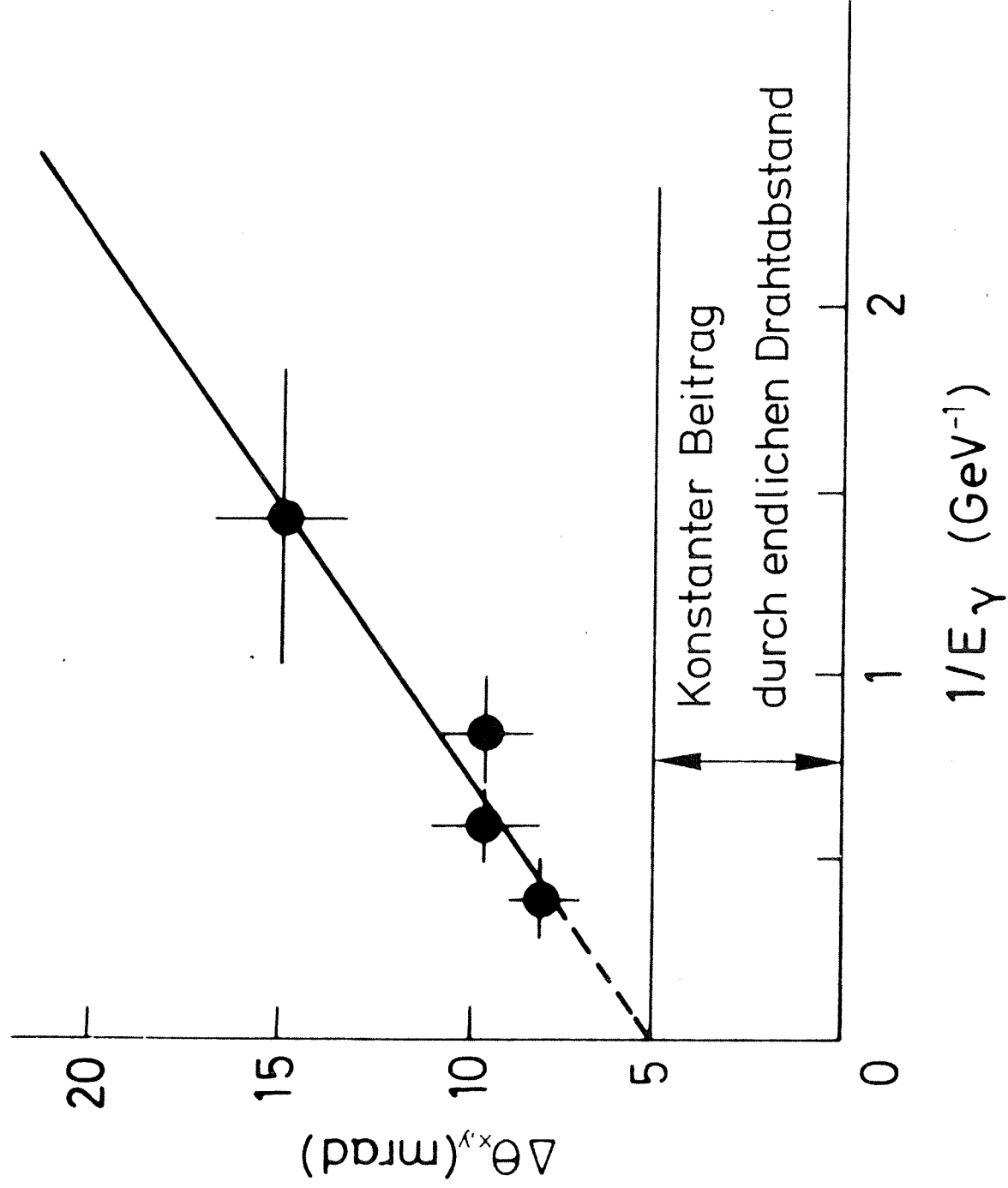
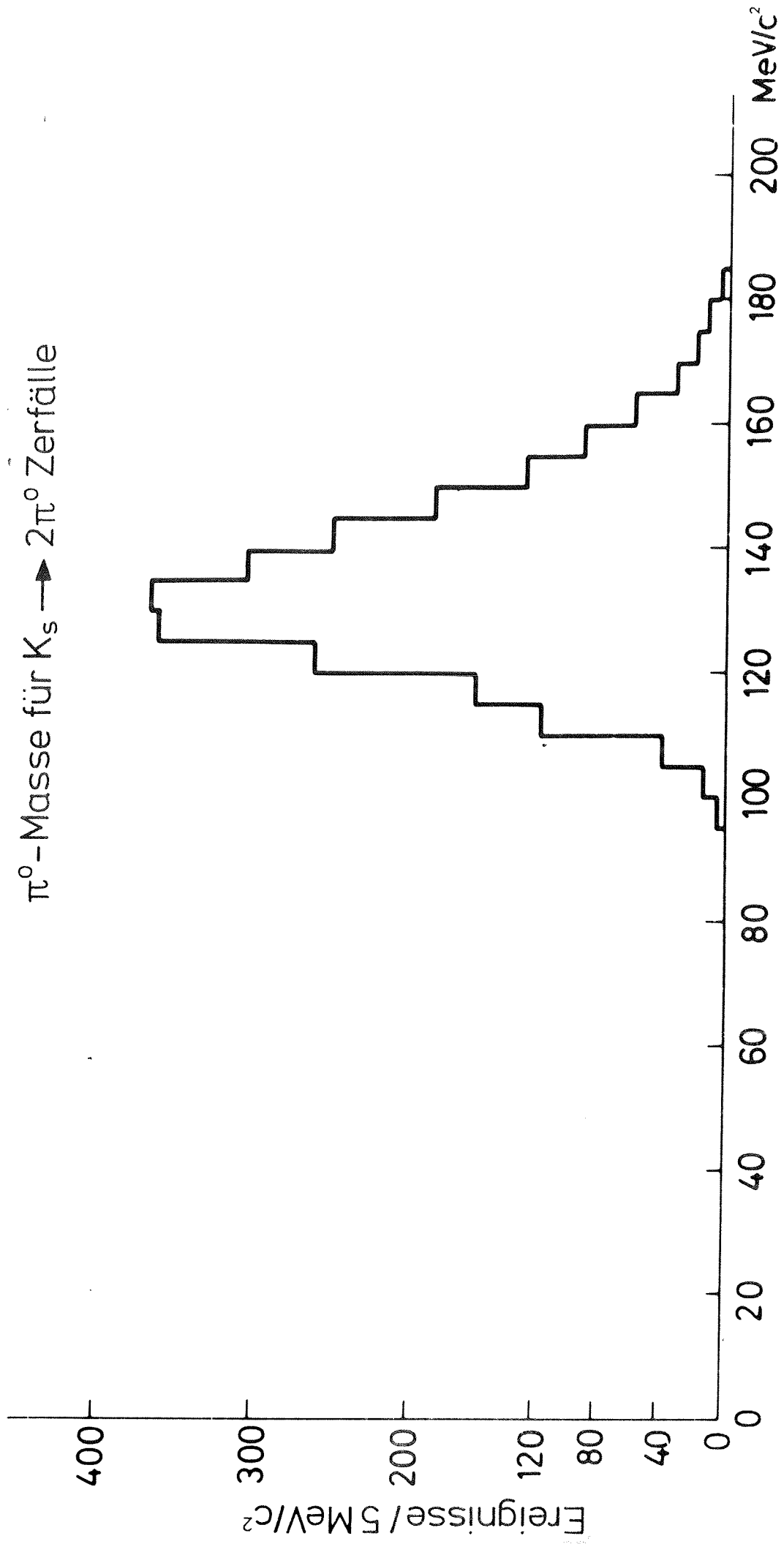


Abb 25

$\pi^0$ -Masse für  $K_s \rightarrow 2\pi^0$  Zerfälle



Invariante Masse M( $\gamma\gamma$ )

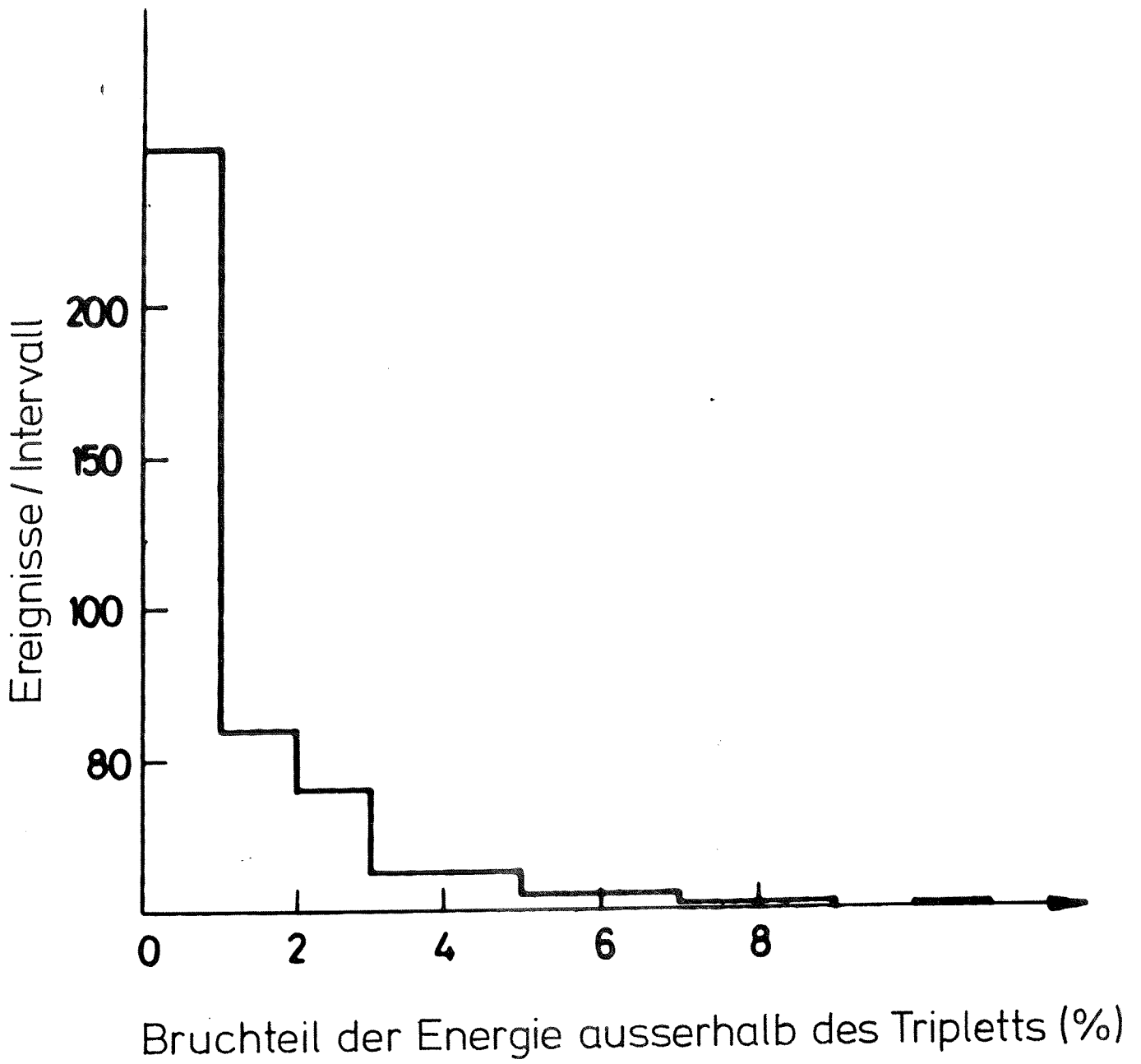


Abb. 27

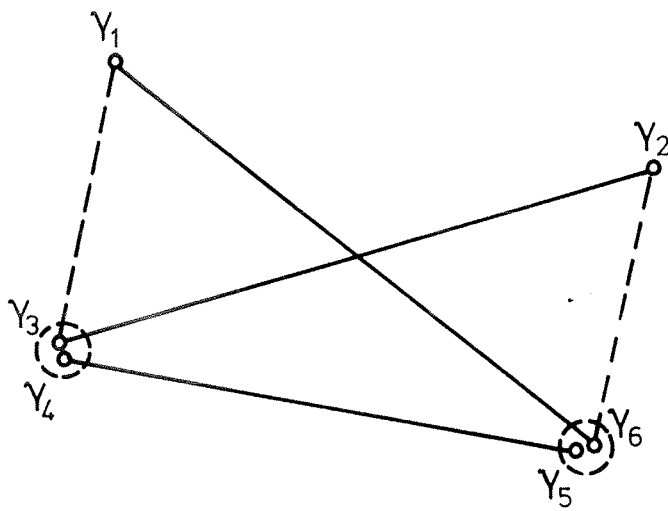


Abb. 28

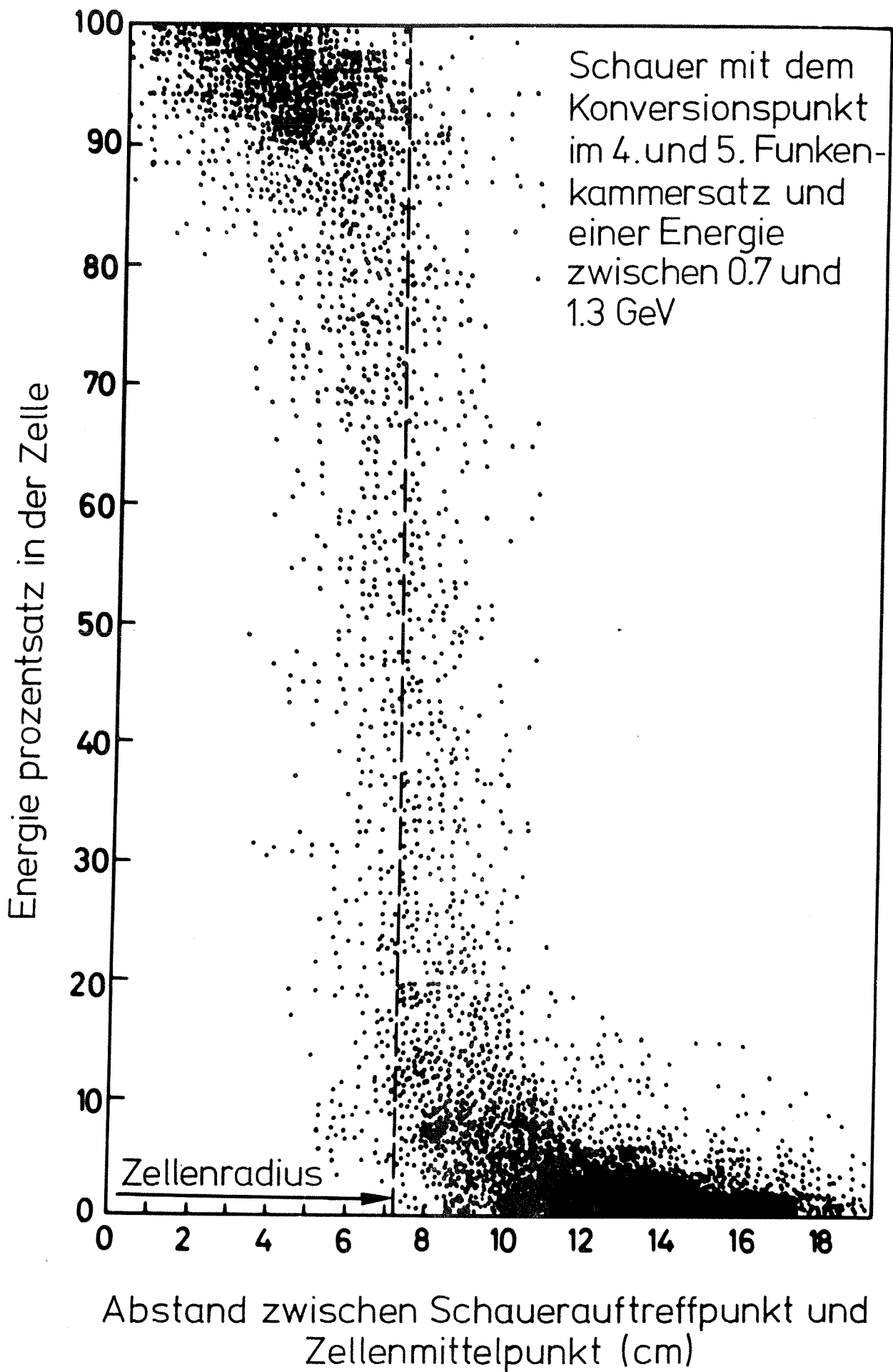
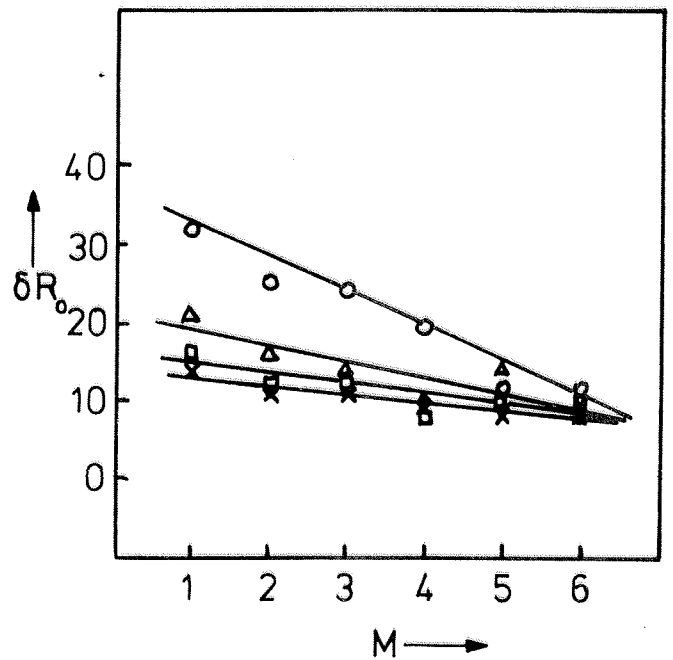
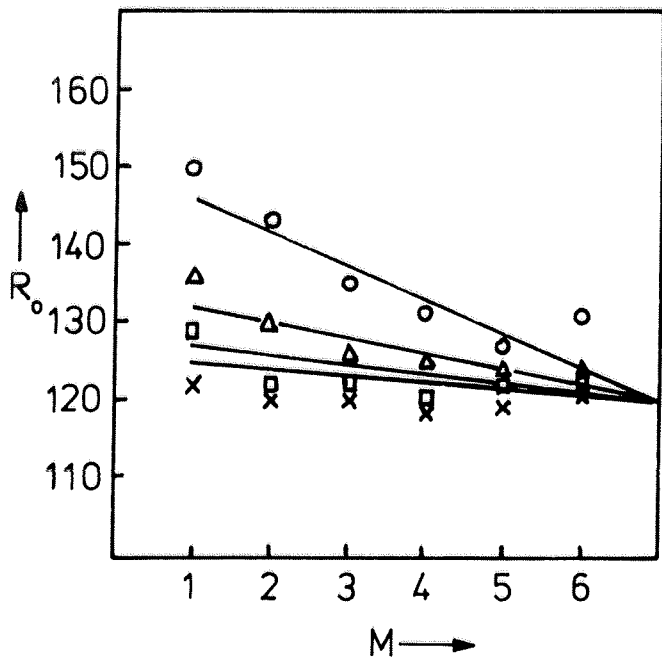
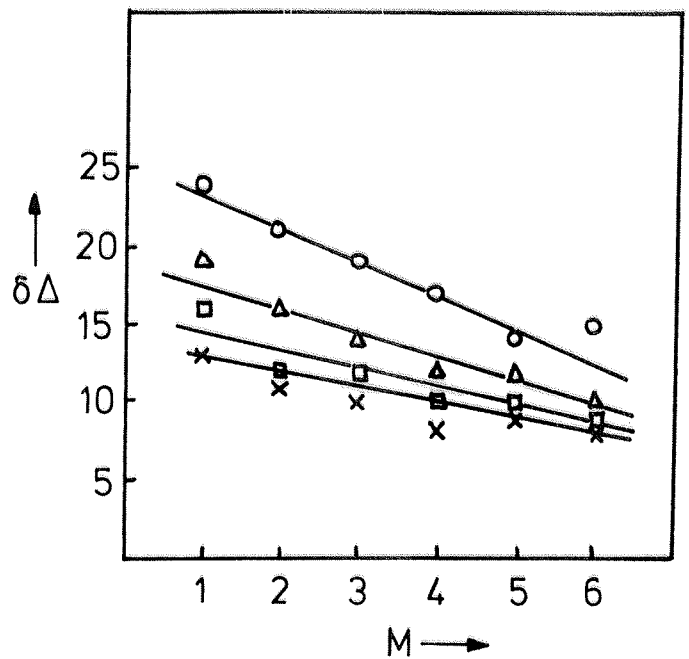
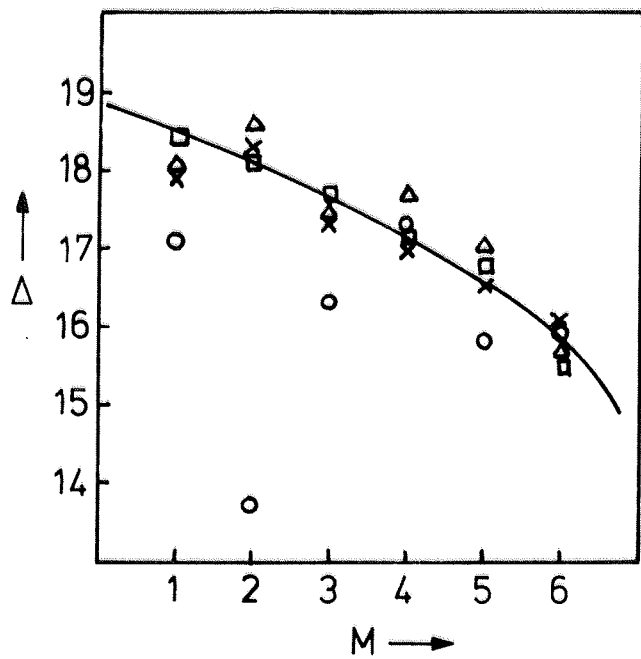


Abb. 29



- $0 \leq E_{\gamma} < 500 \text{ MeV}$
- △  $500 \leq E_{\gamma} < 1000 \text{ MeV}$
- $1000 \leq E_{\gamma} < 1500 \text{ MeV}$
- ×  $1500 \leq E_{\gamma} < 2000 \text{ MeV}$

Abb. 30



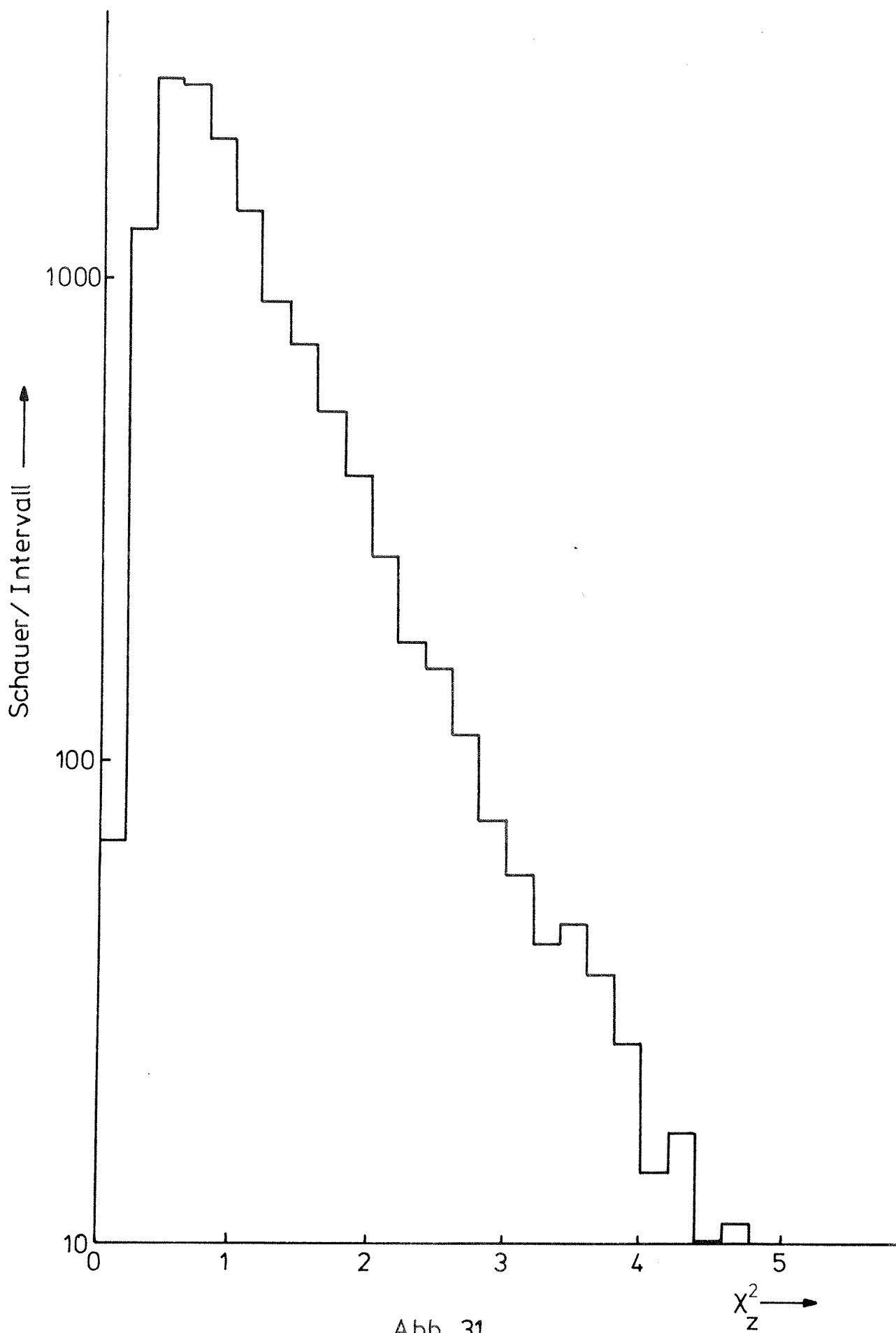
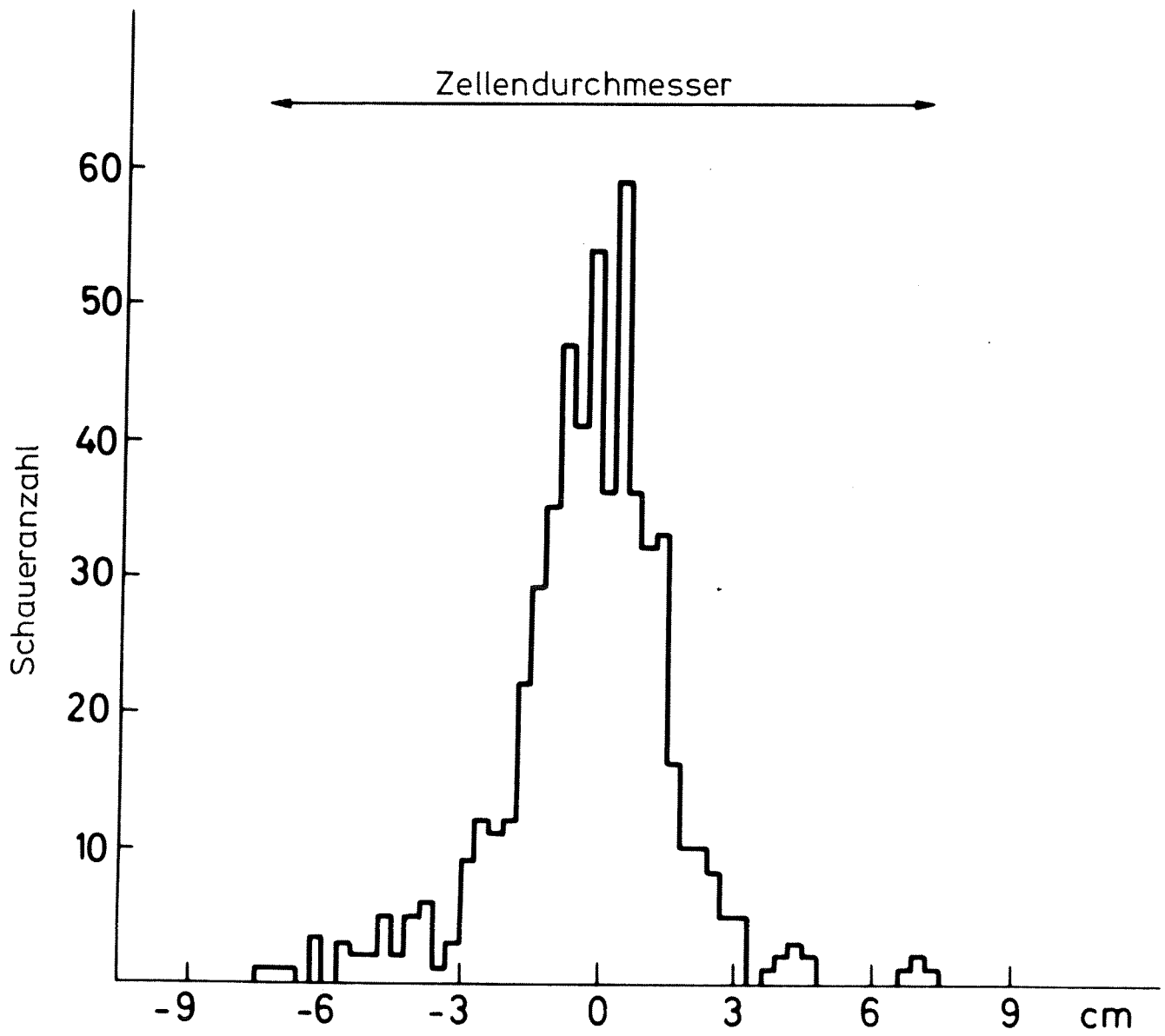


Abb. 31



Abstand zwischen berechnetem und extrapoliertem Auftreffpunkt

Abb.32

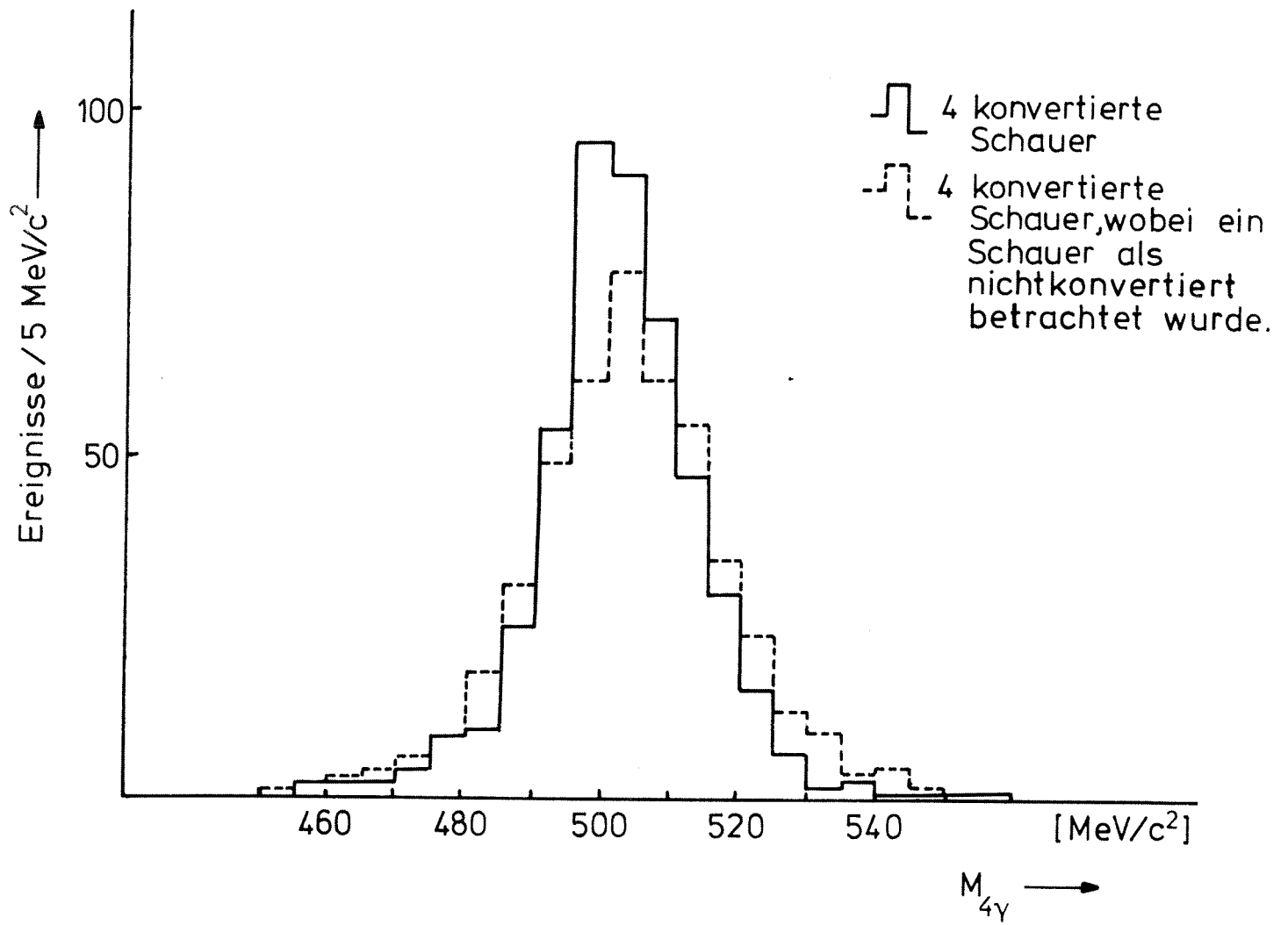


Abb. 33

# 4 $\gamma$ Ereignisse

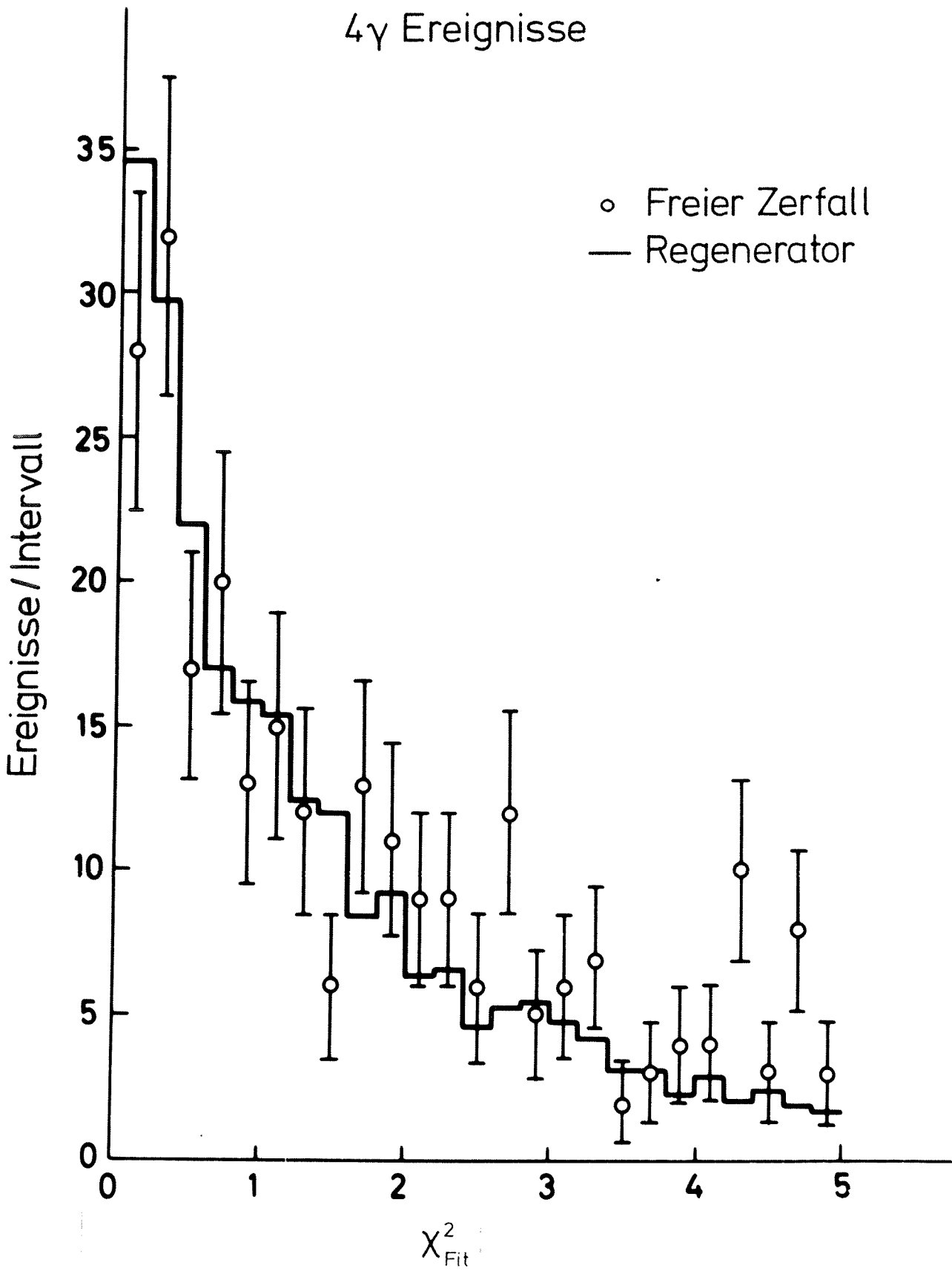


Abb. 34

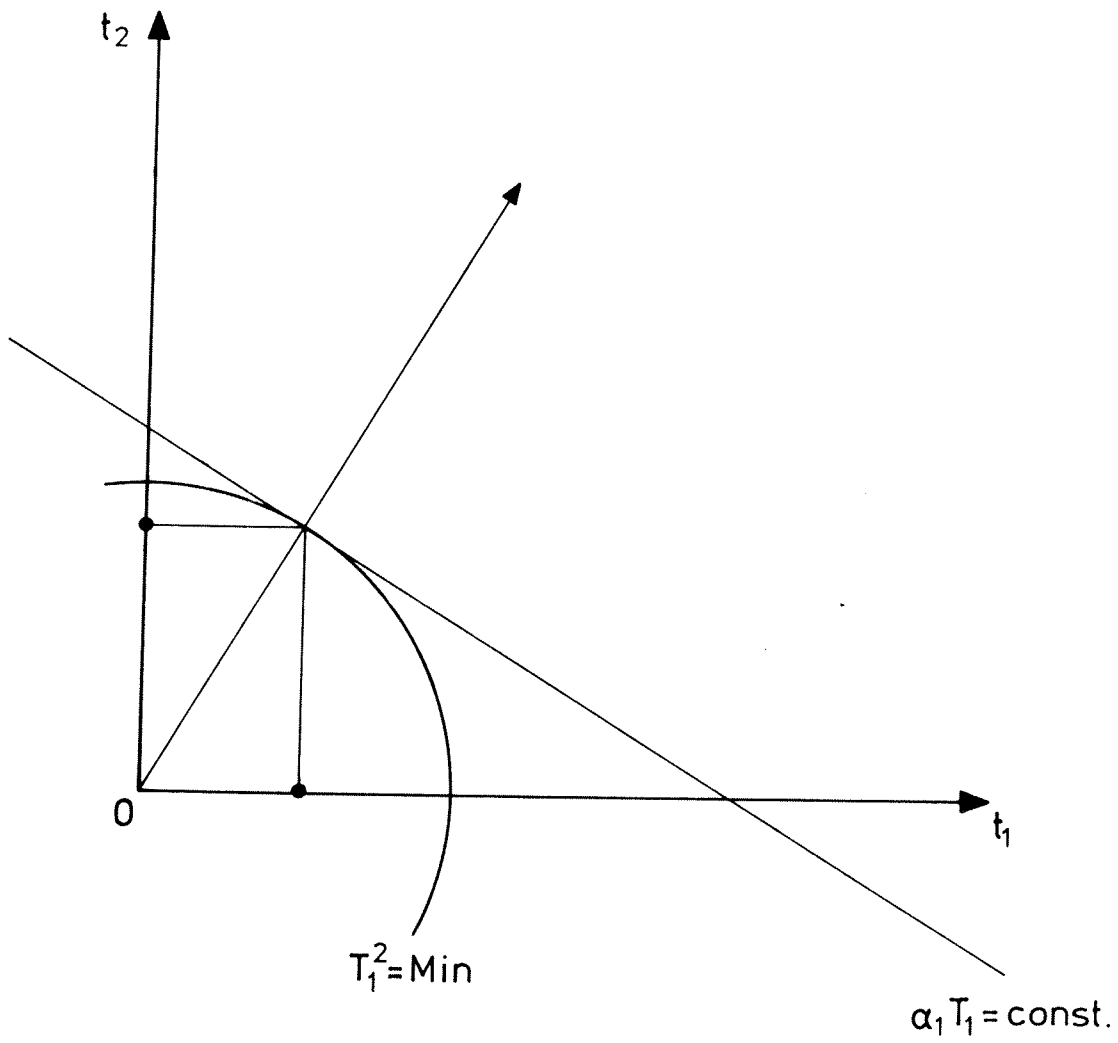


Abb. 35

Invariante Masse  $M_{6\gamma}$

- Regenerator
- Freier Zerfall

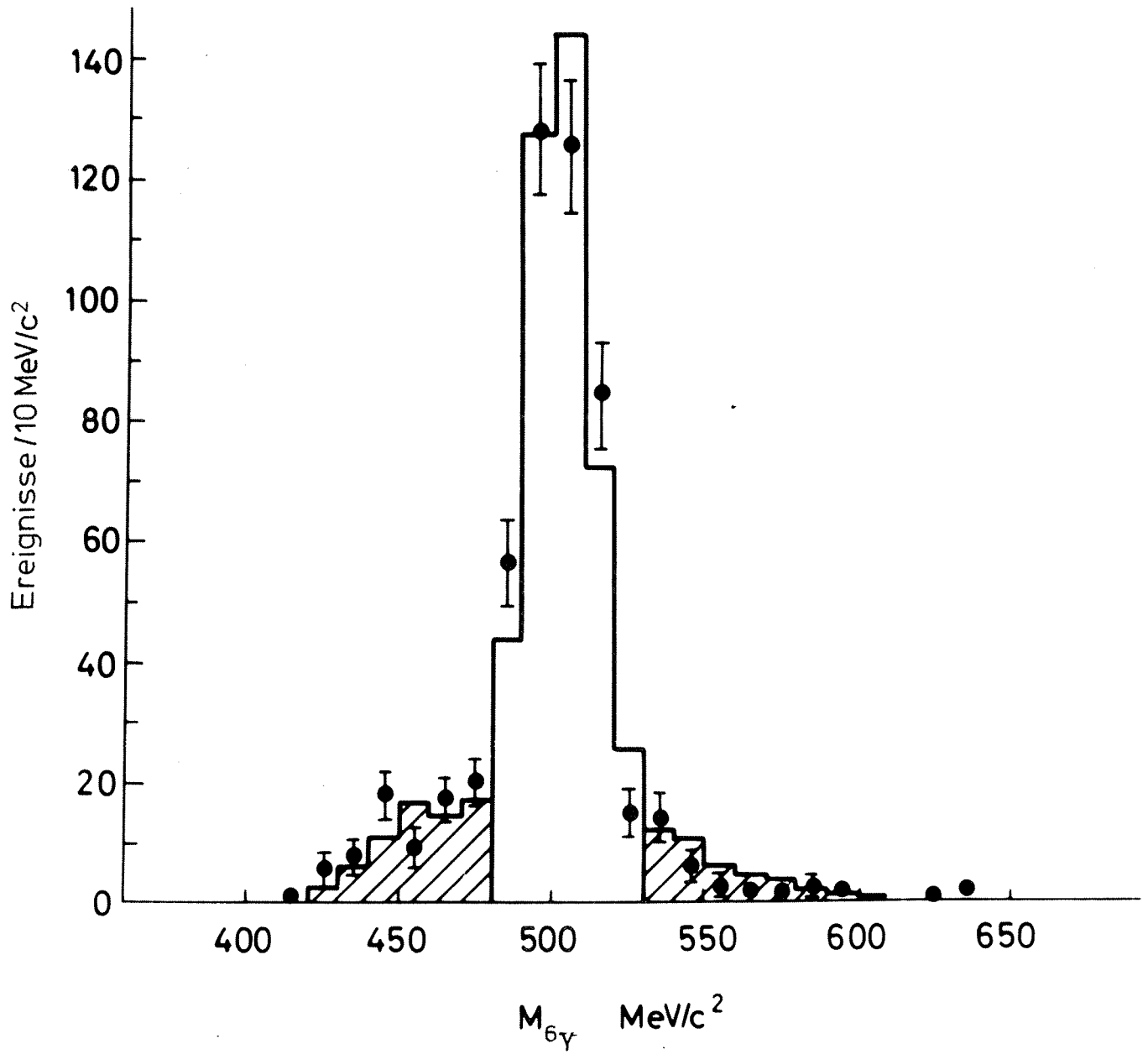


Abb. 36

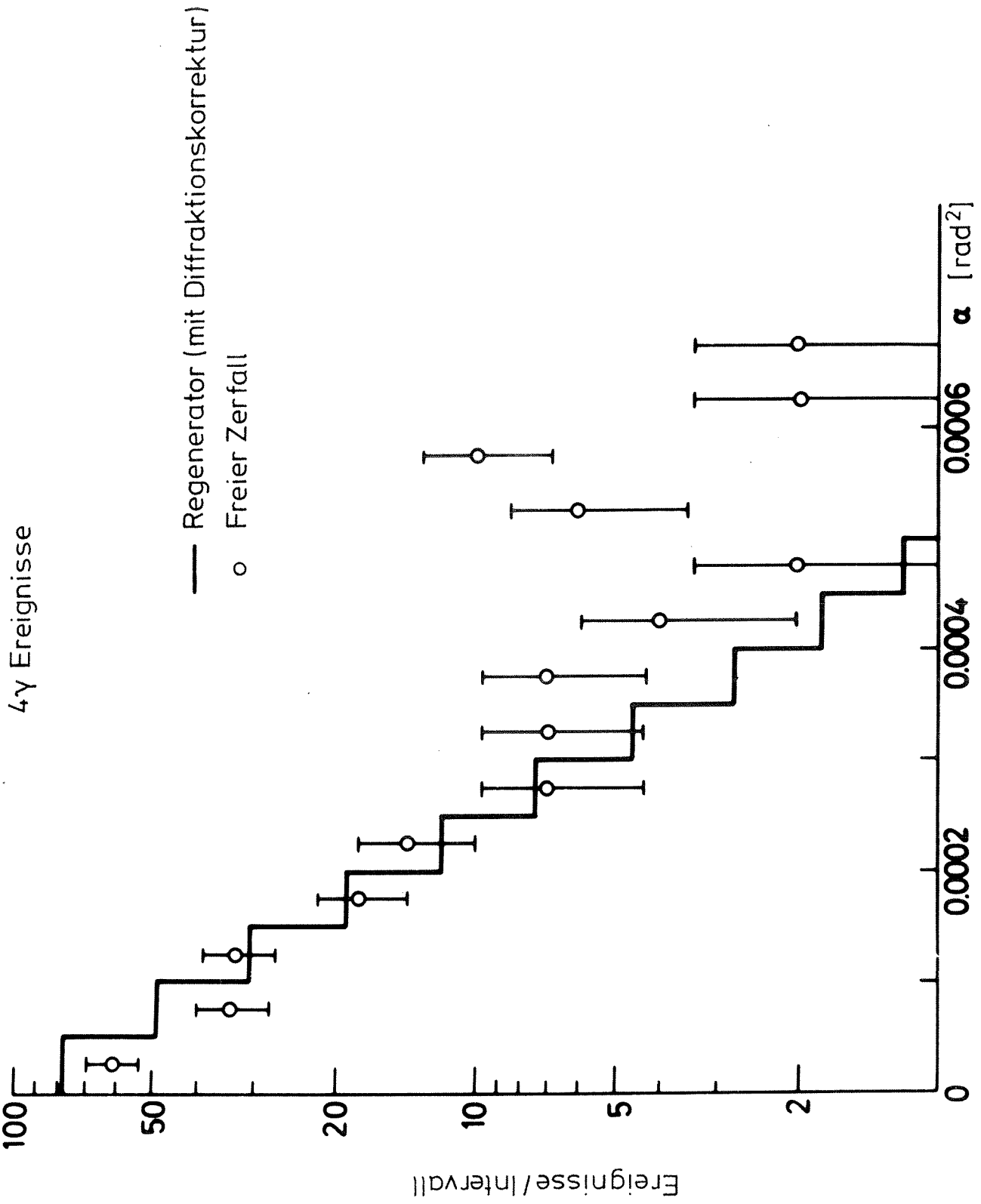


Abb. 37

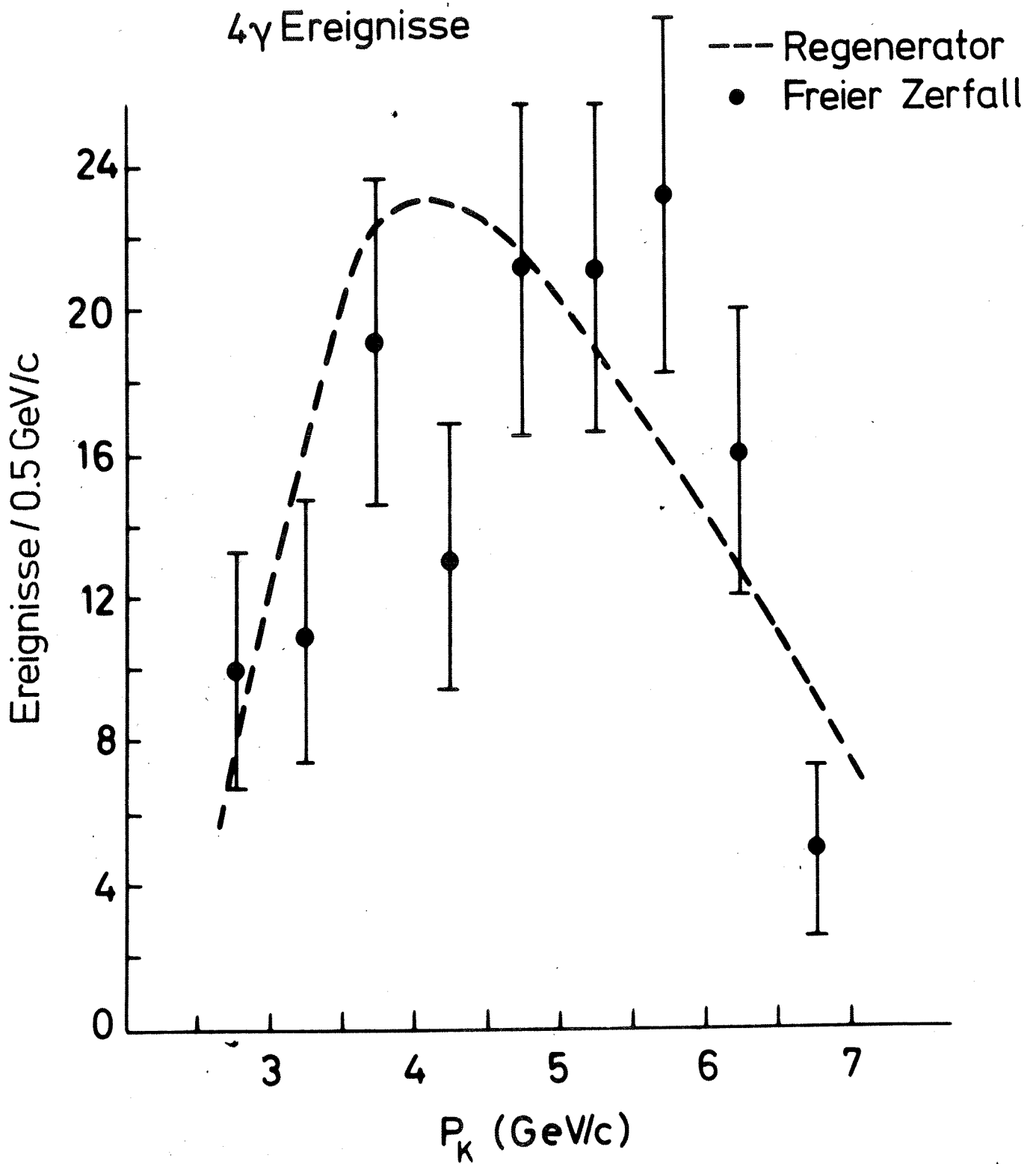


Abb. 38



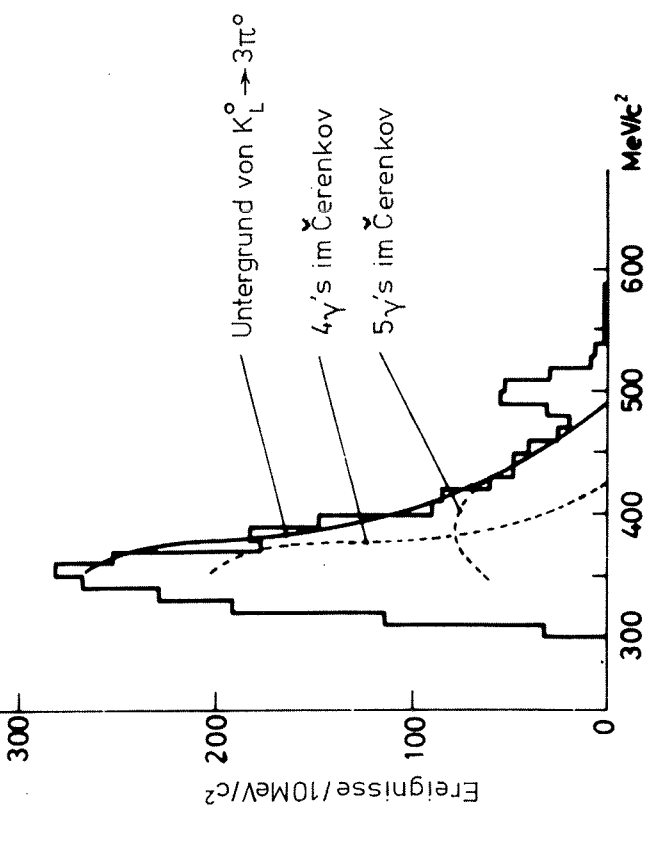
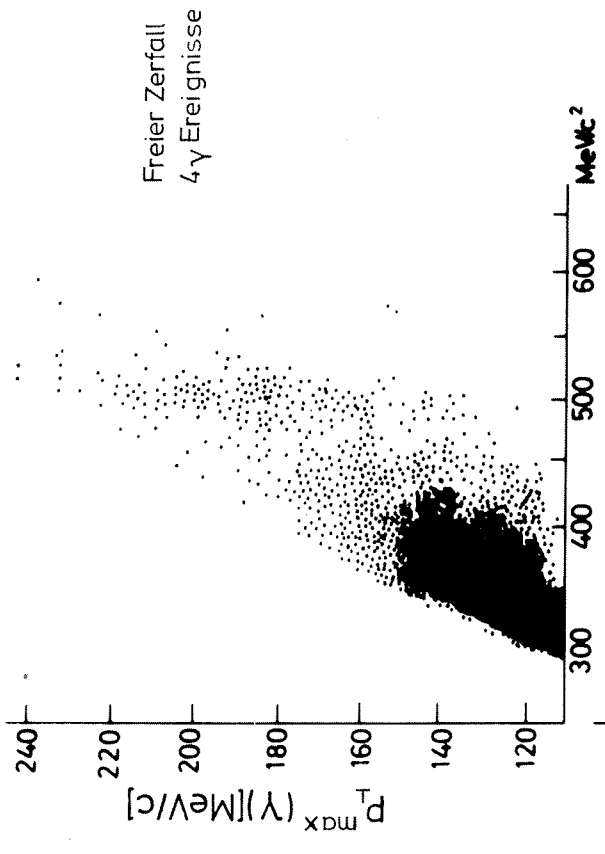
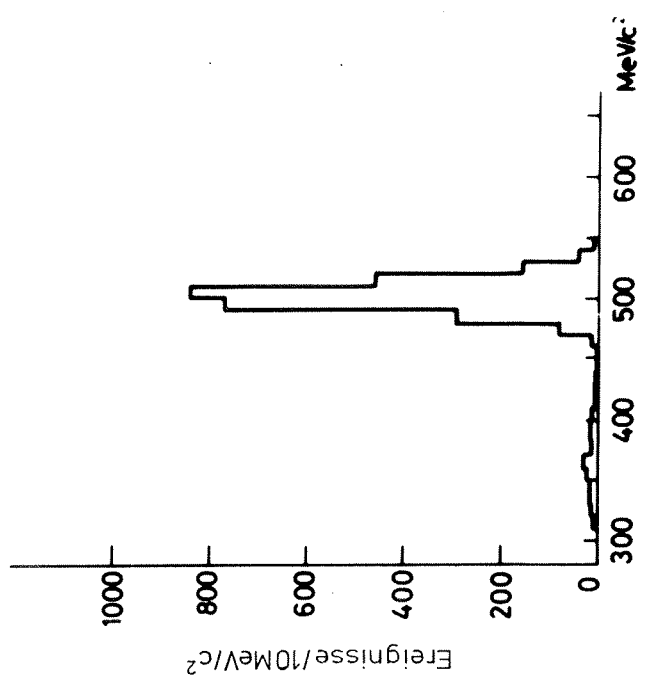
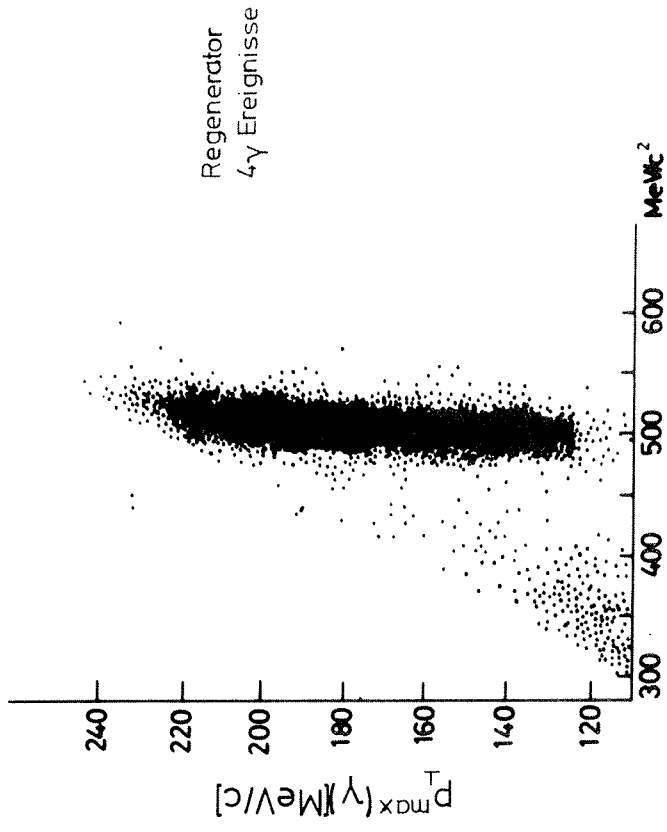


Abb. 39

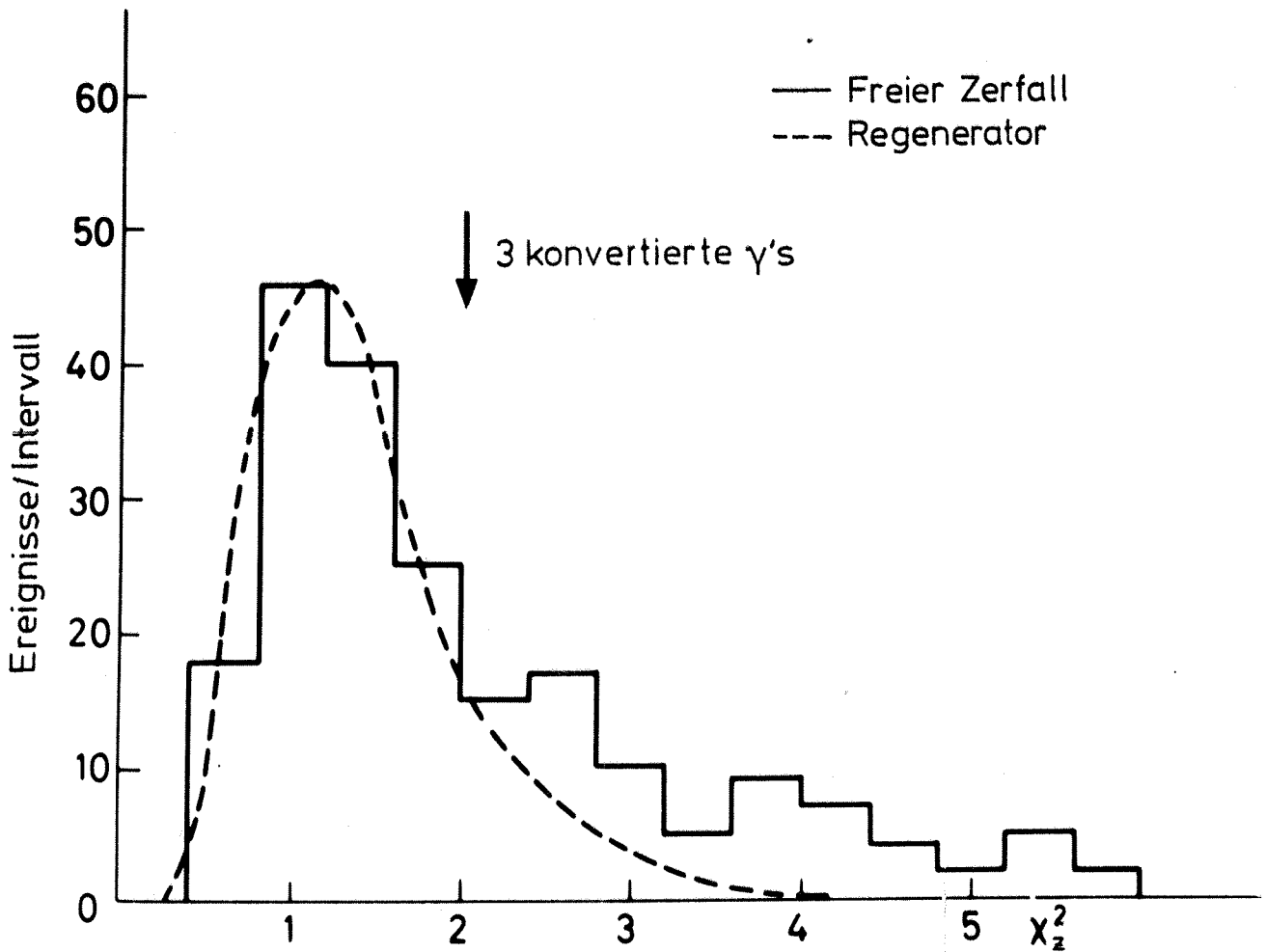
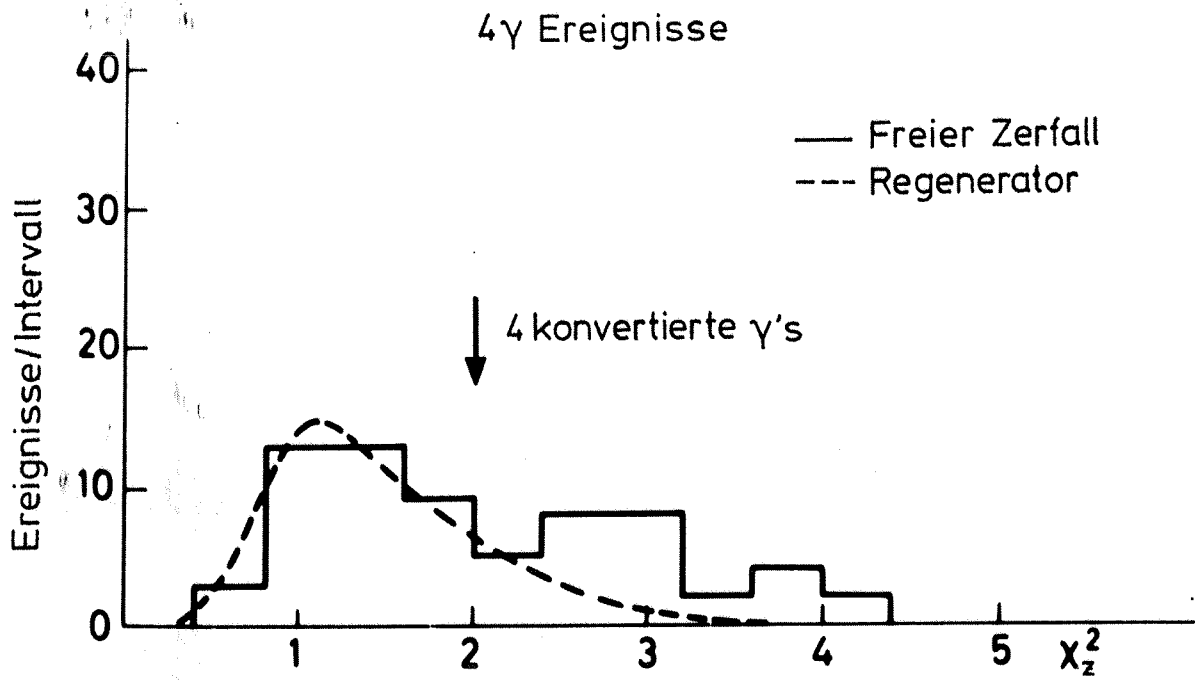


Abb. 40

Zerfallspunkte von  $4\gamma$  Ereignissen

→ Strahlrichtung

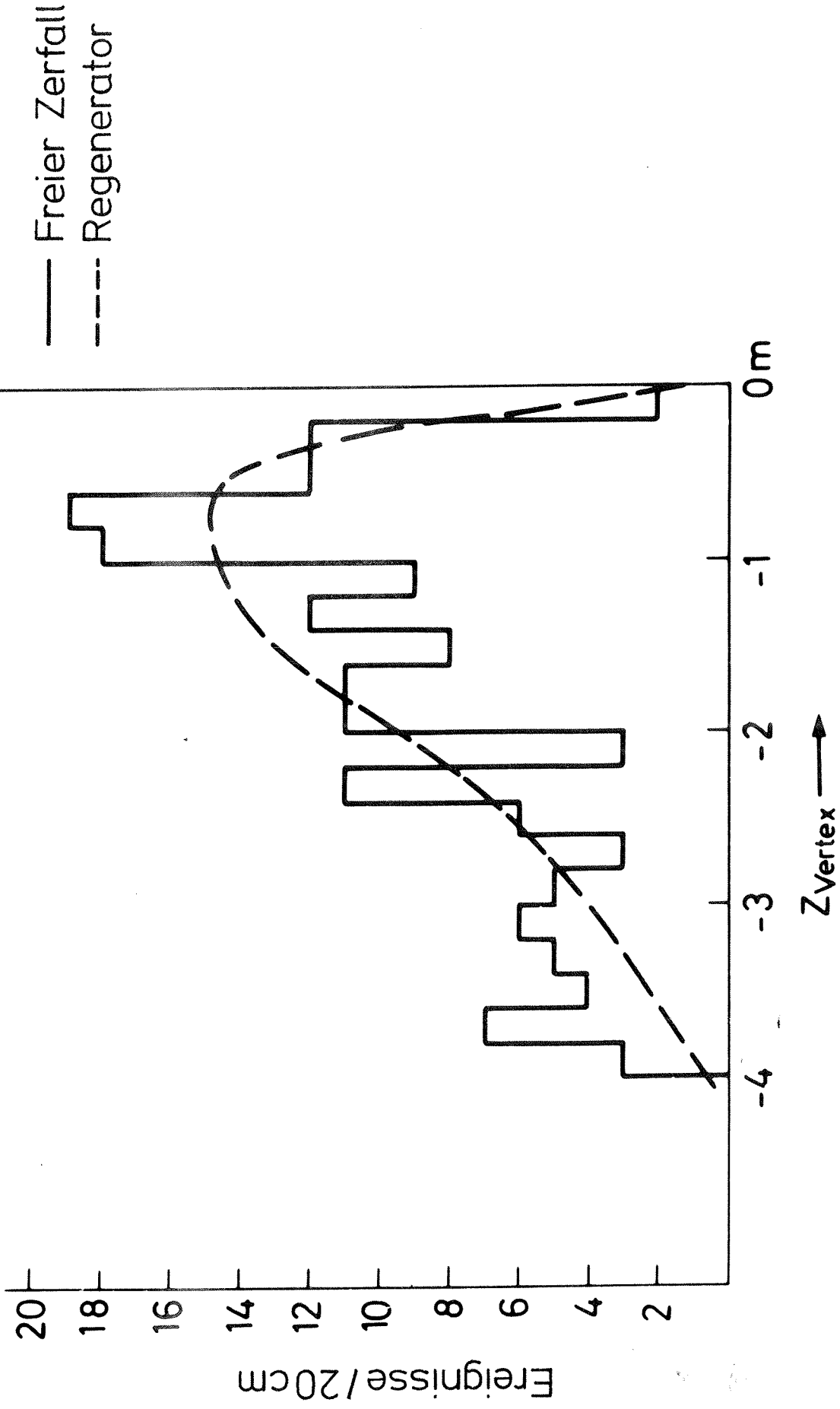


Abb. 41

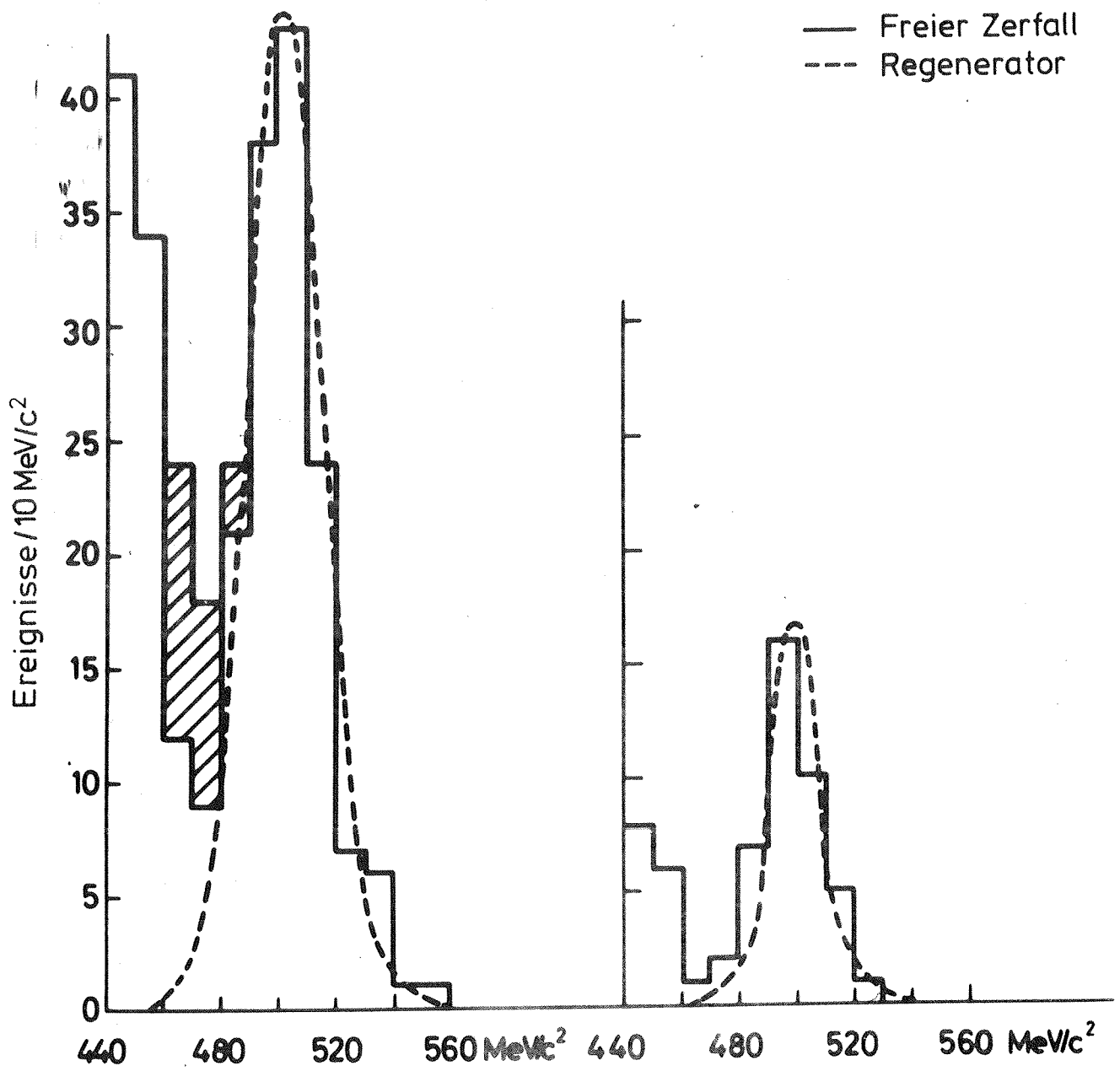


Abb. 42

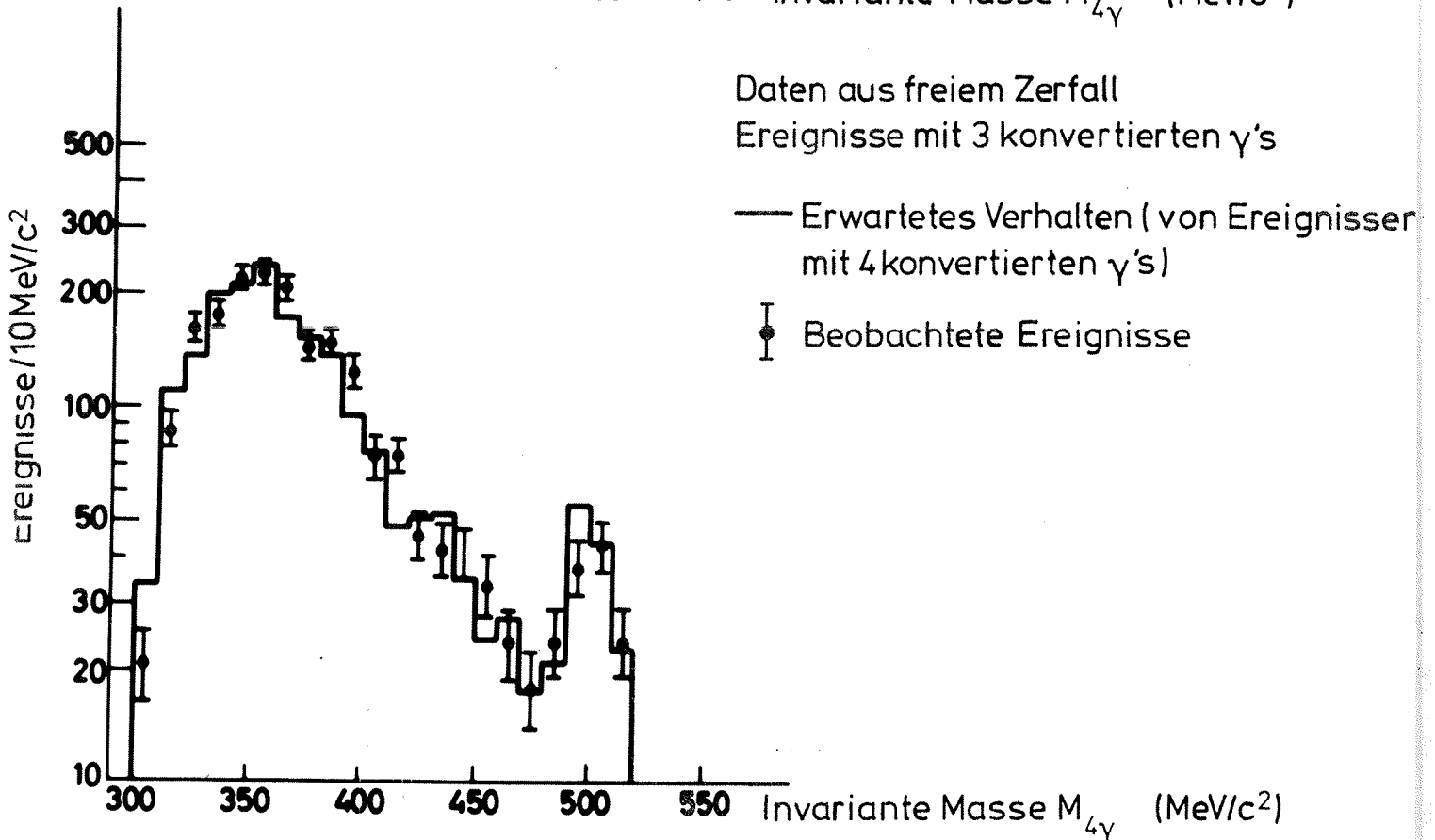
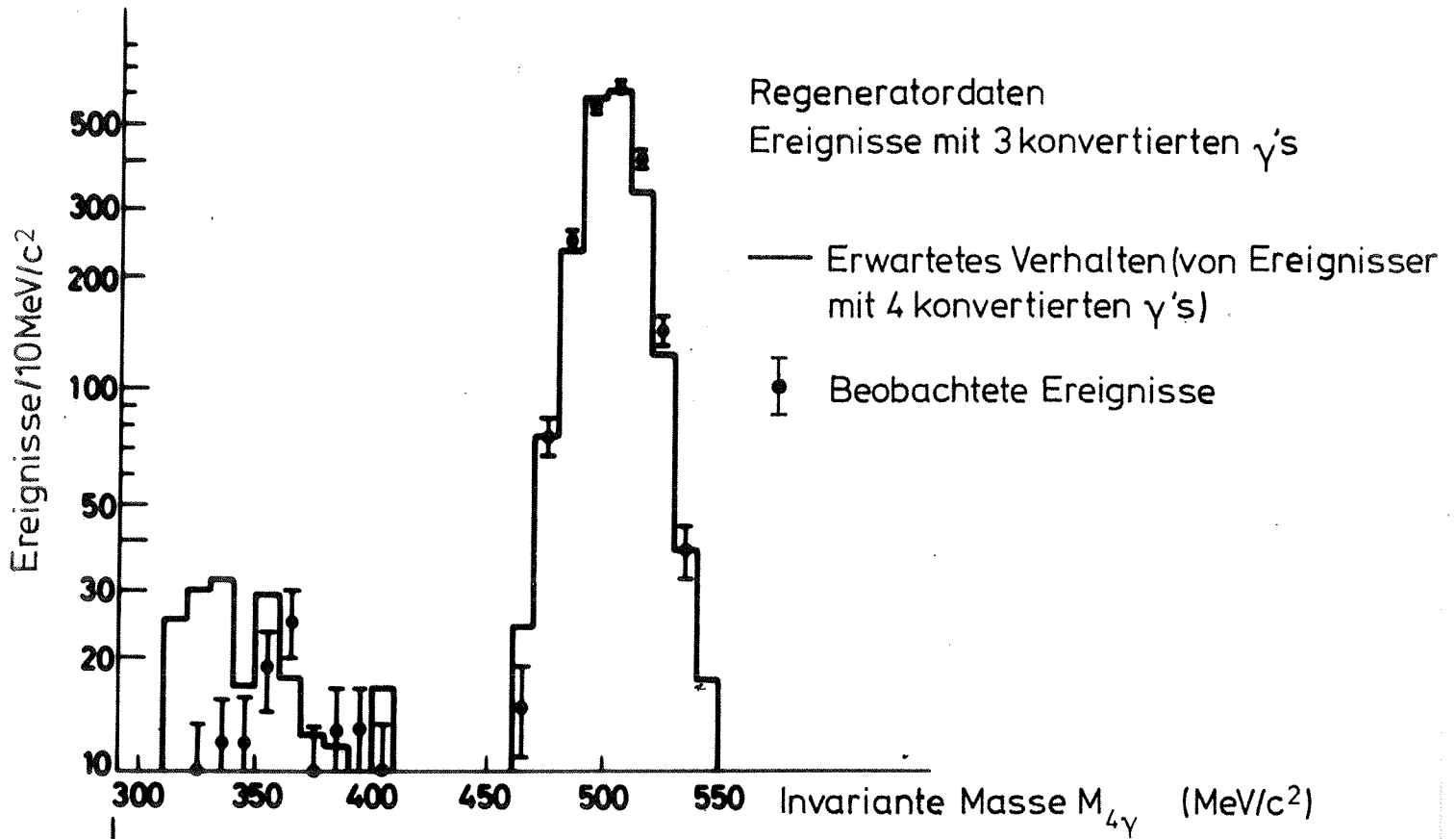
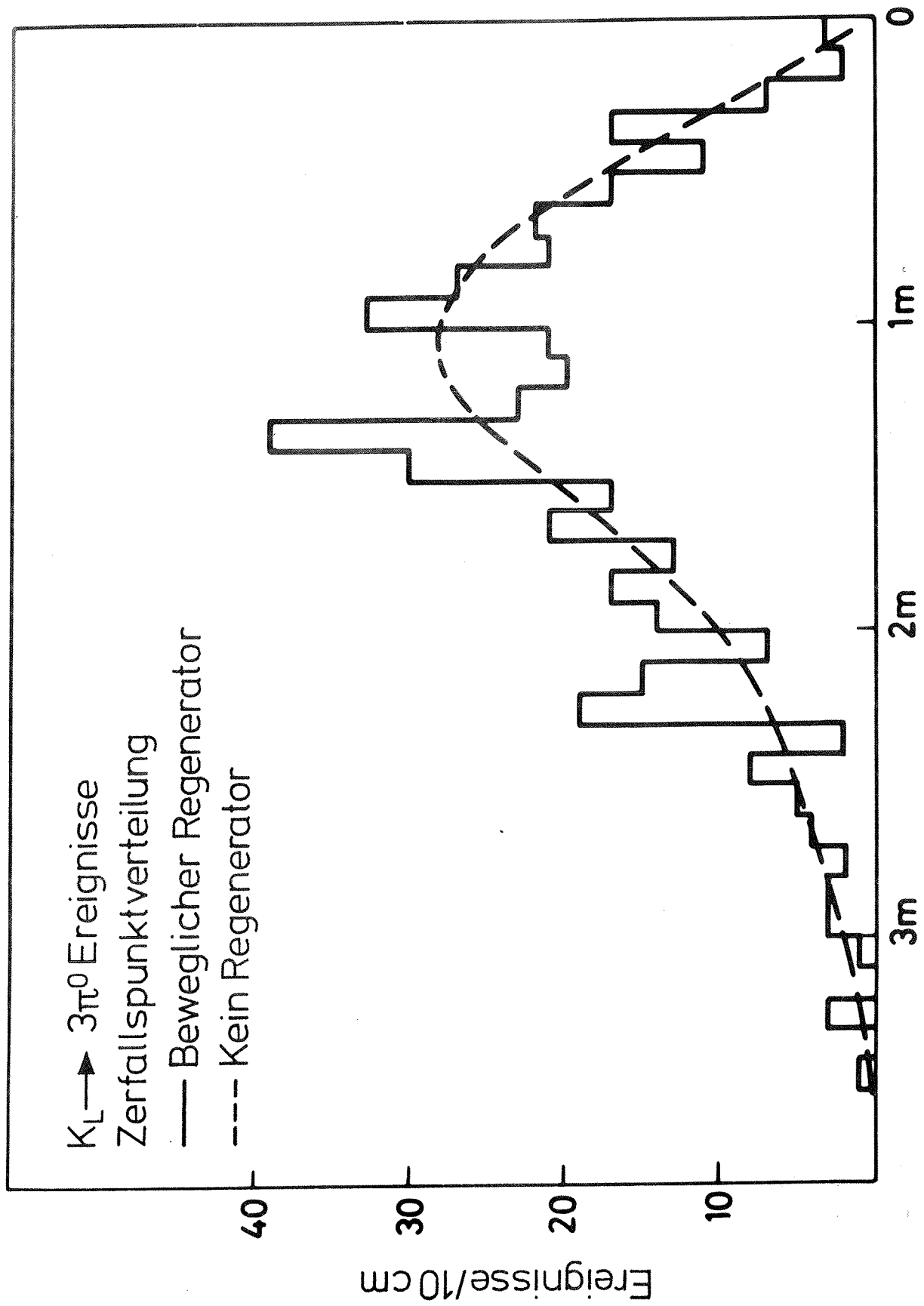


Abb. 43



Abb. 44



Abstand vom Antizähler

Abb. 45

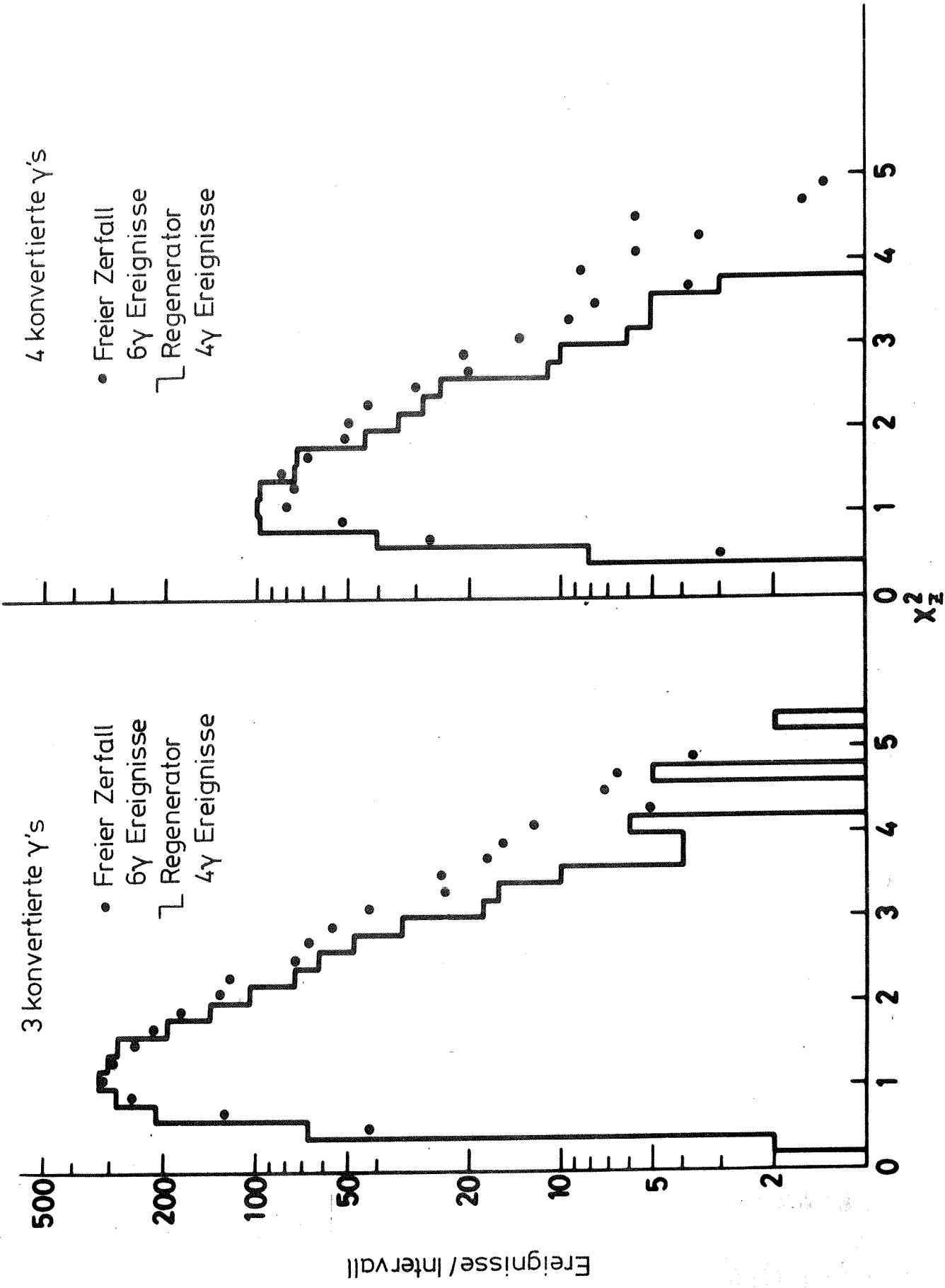


Abb. 46



# Strahlprofil (6y Ereignisse)

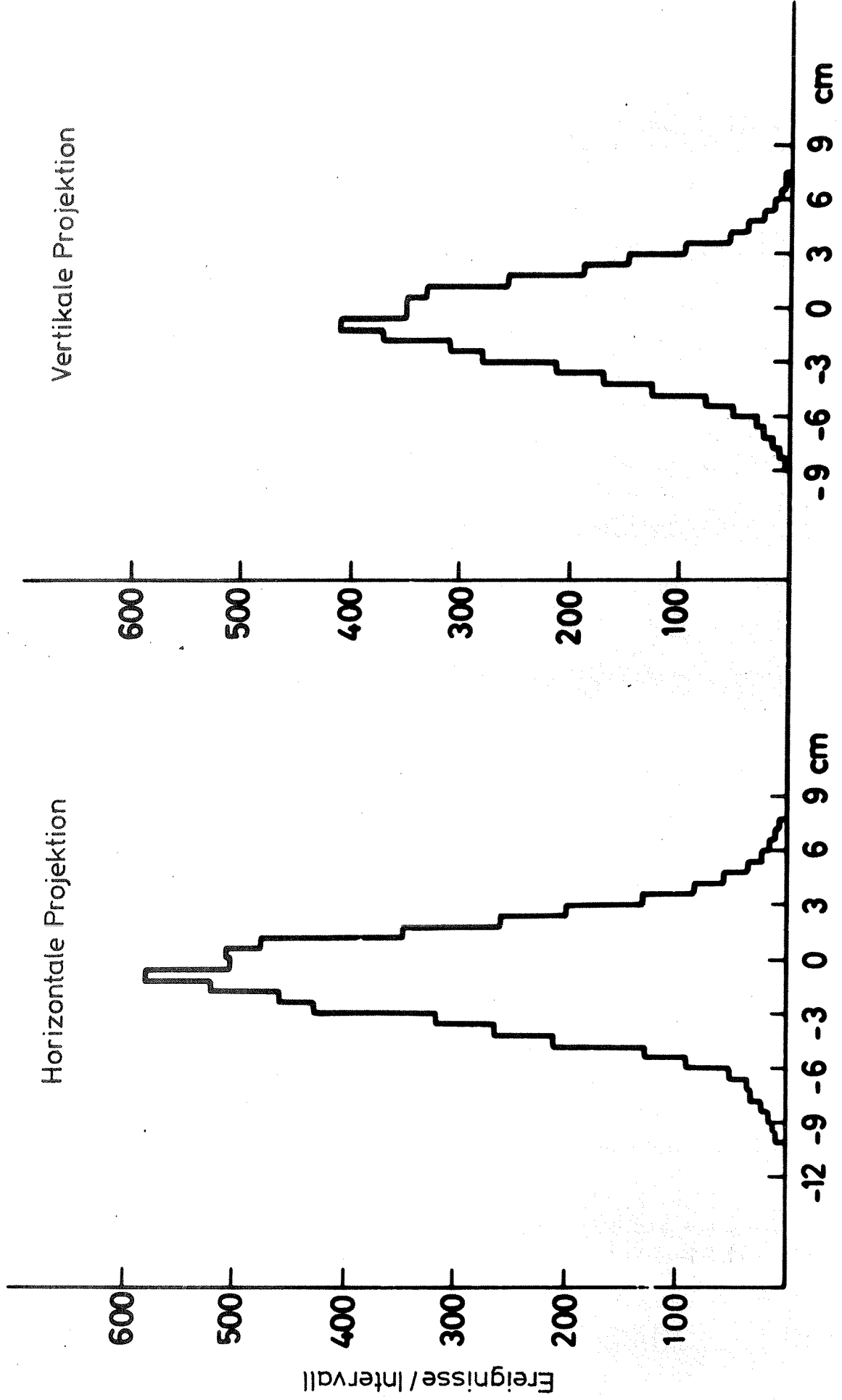


Abb.47

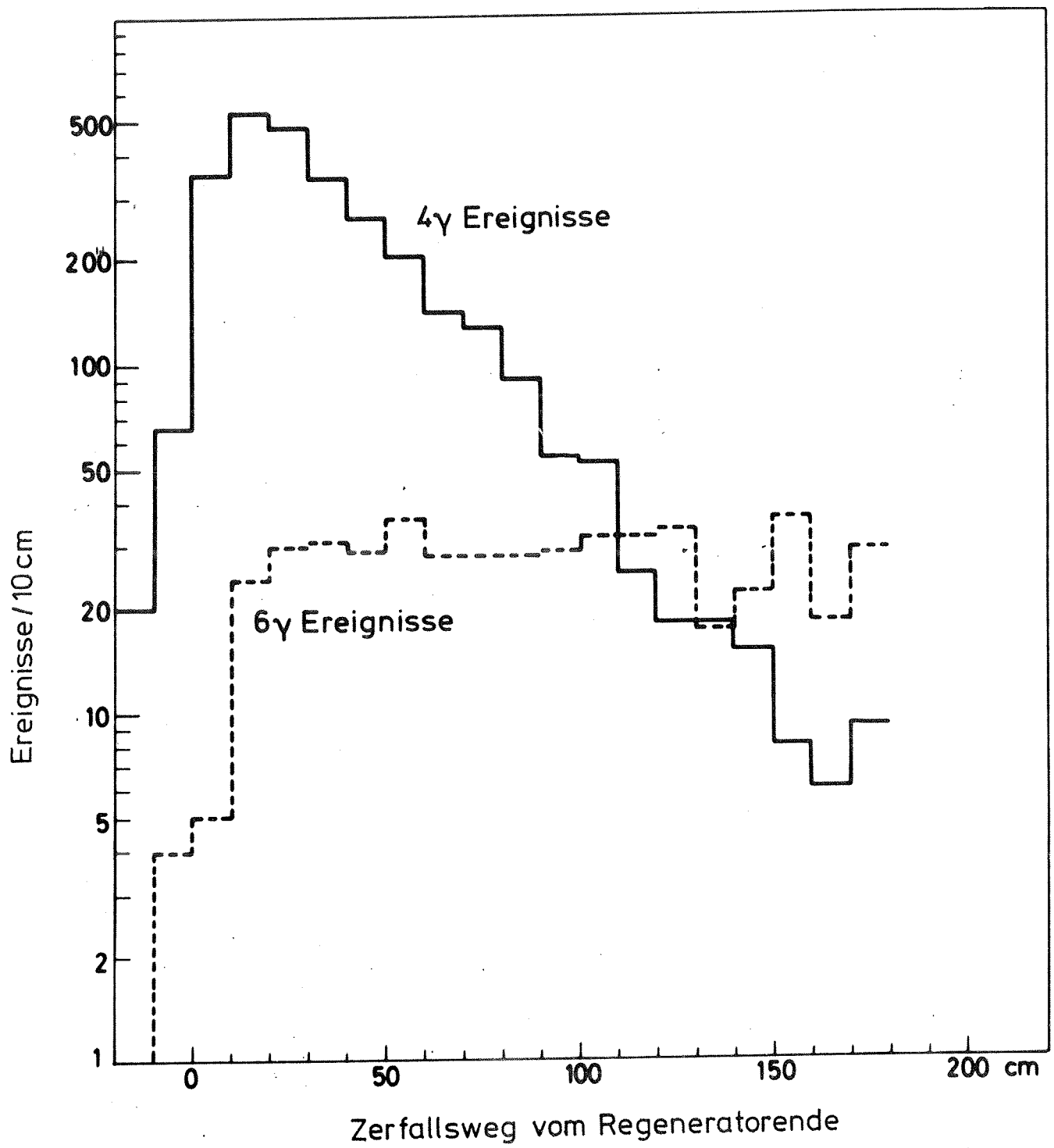
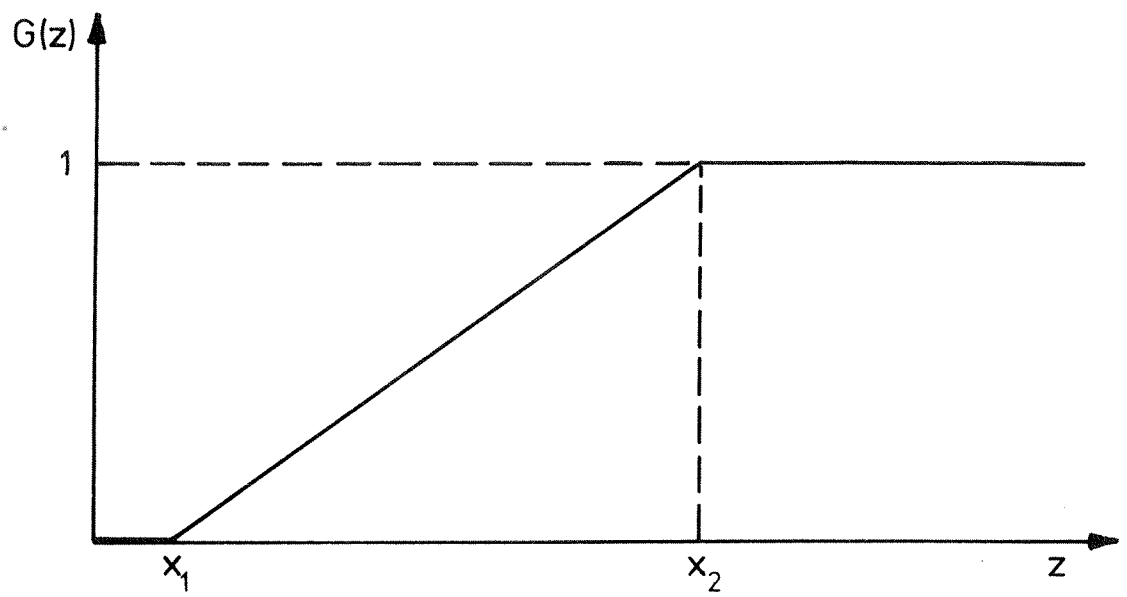
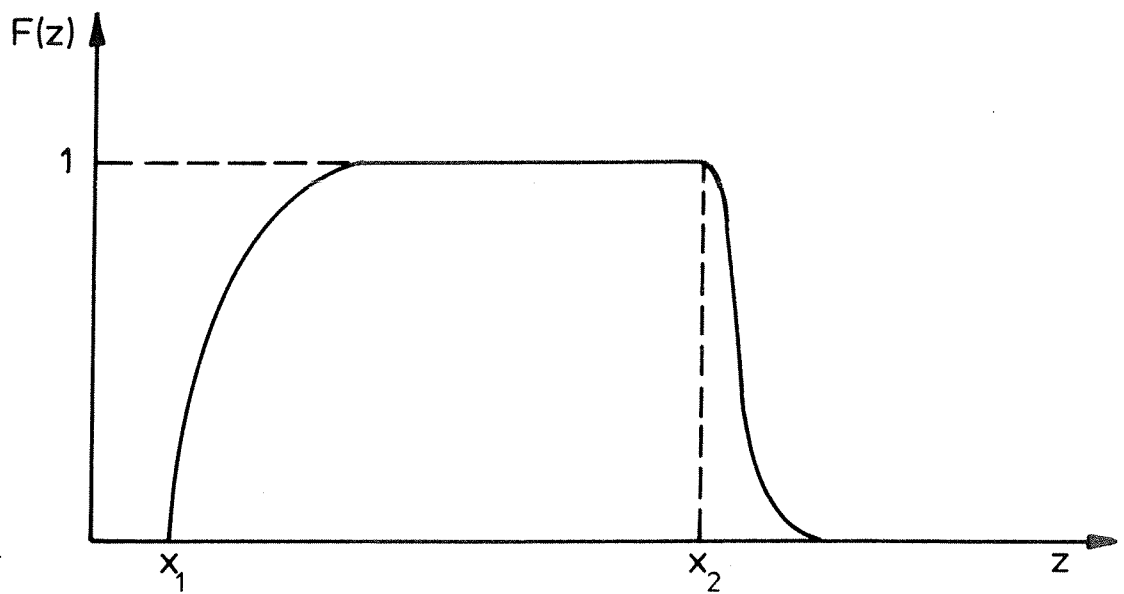


Abb.48



a)



b)

Abb. 49

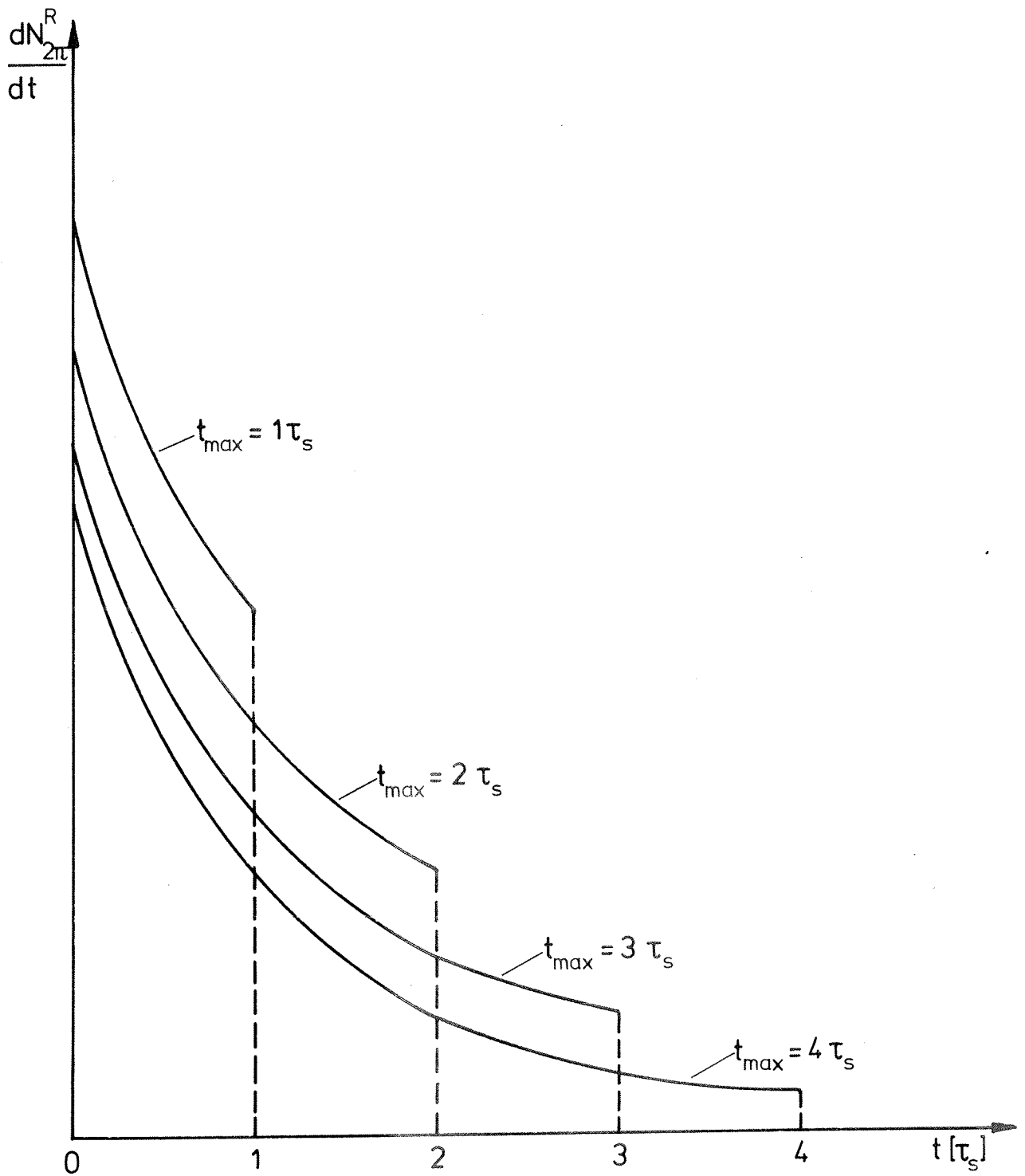


Abb. 50

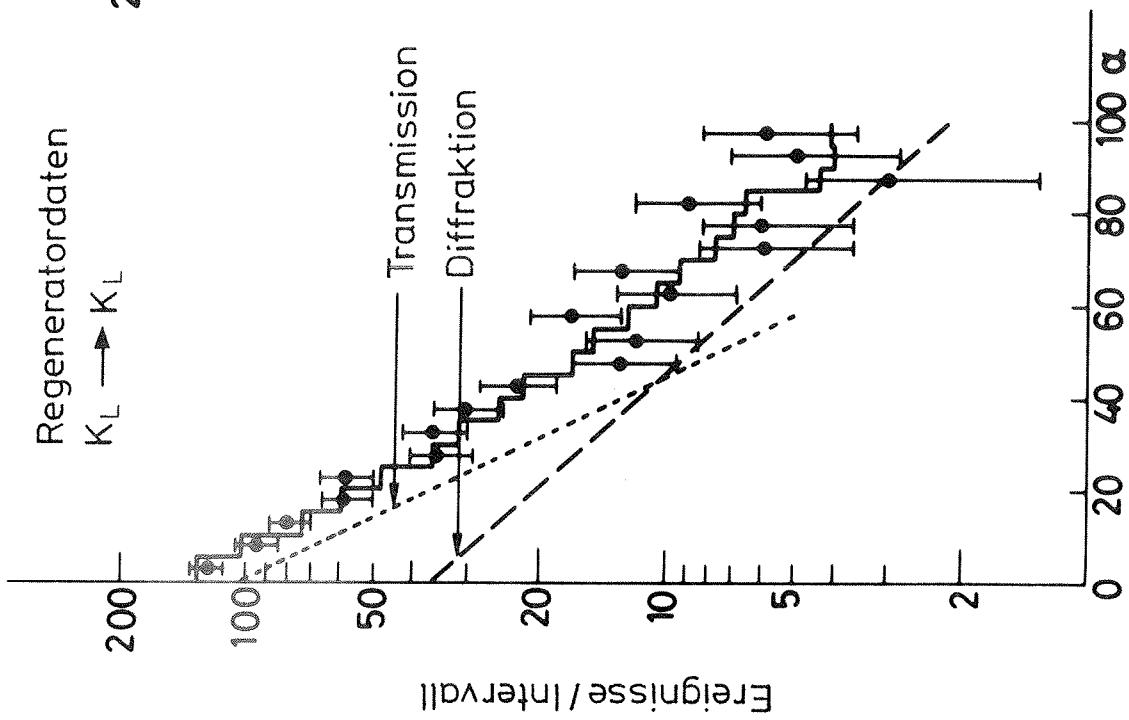
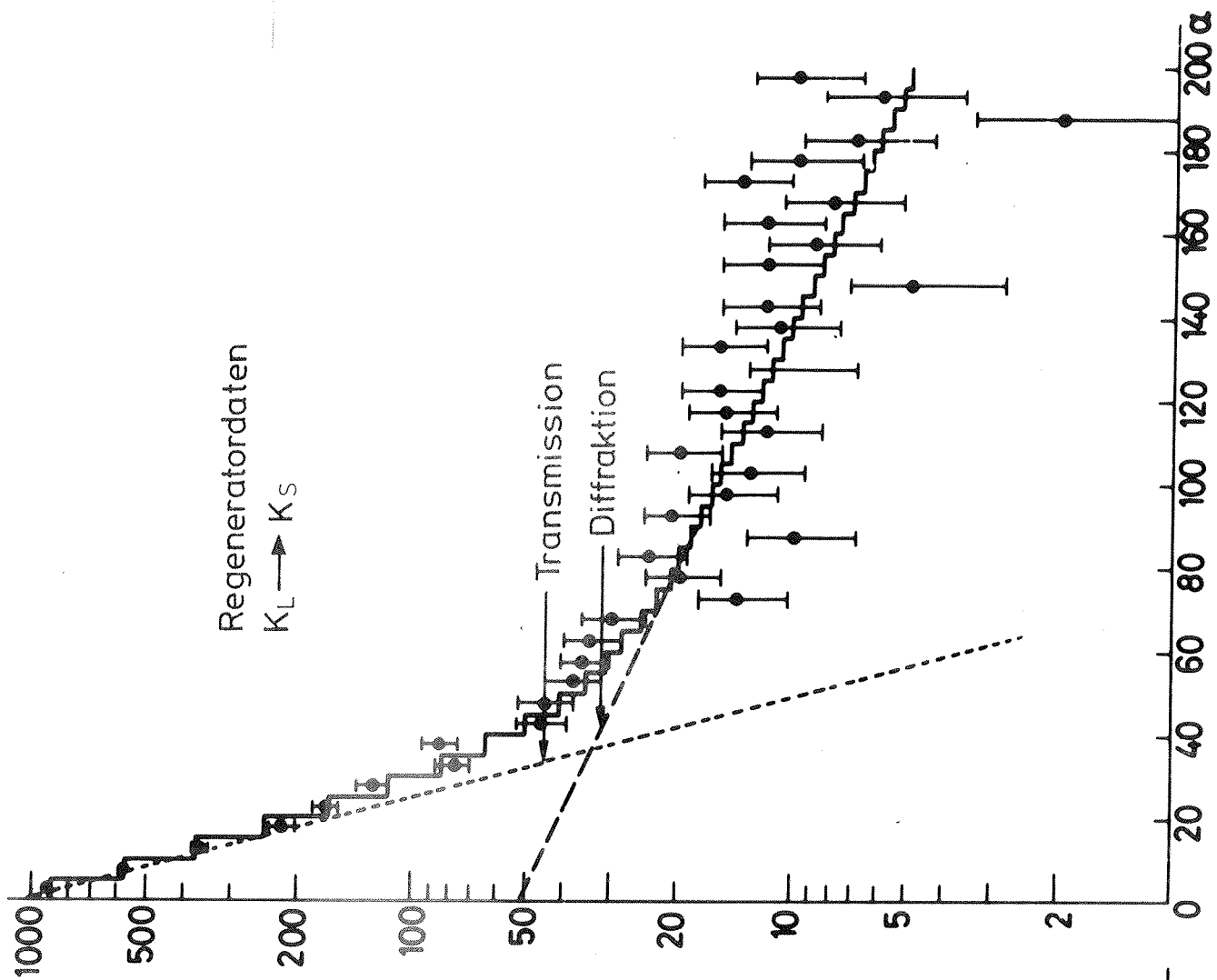


Abb. 51

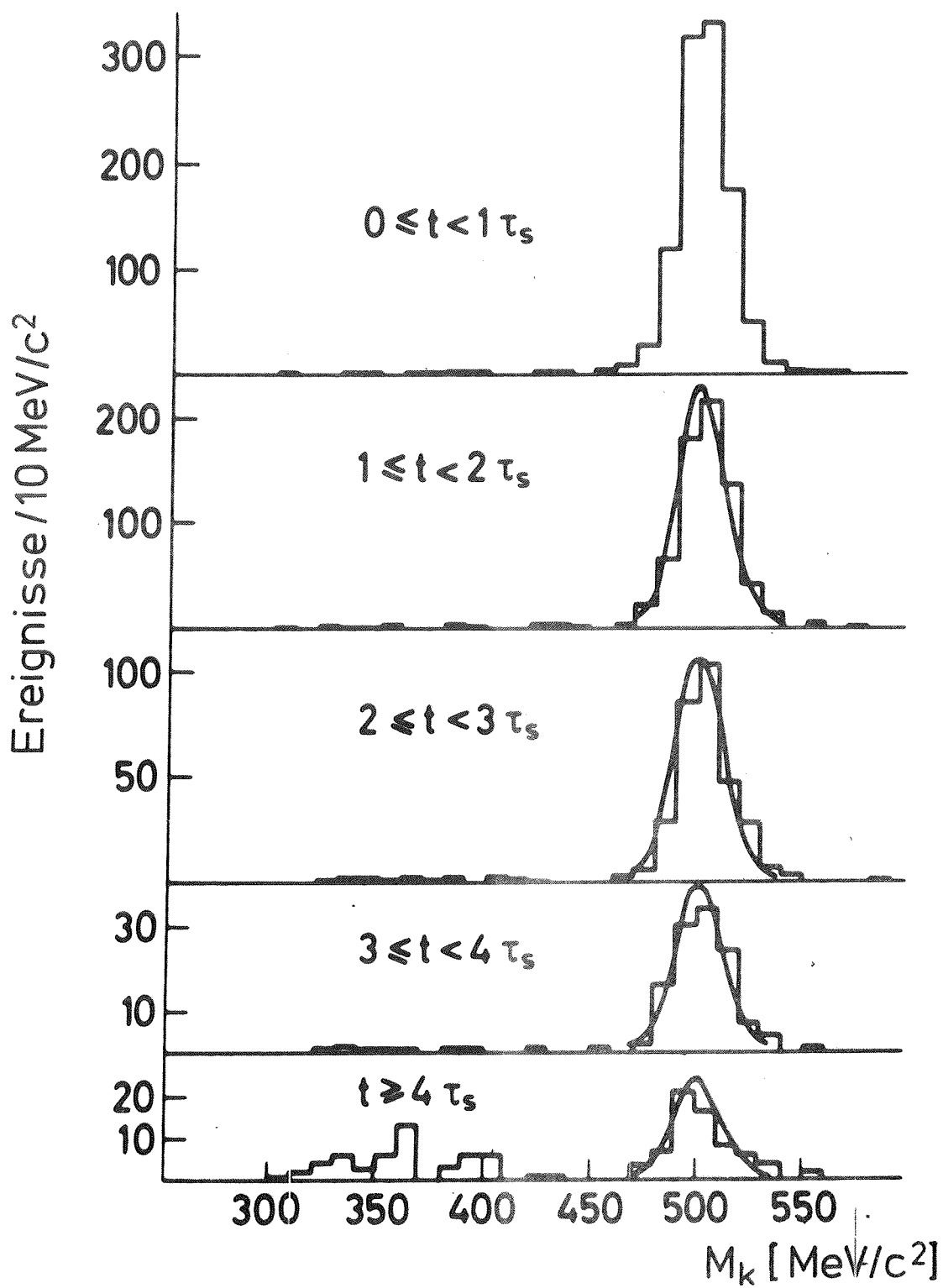


Abb. 52

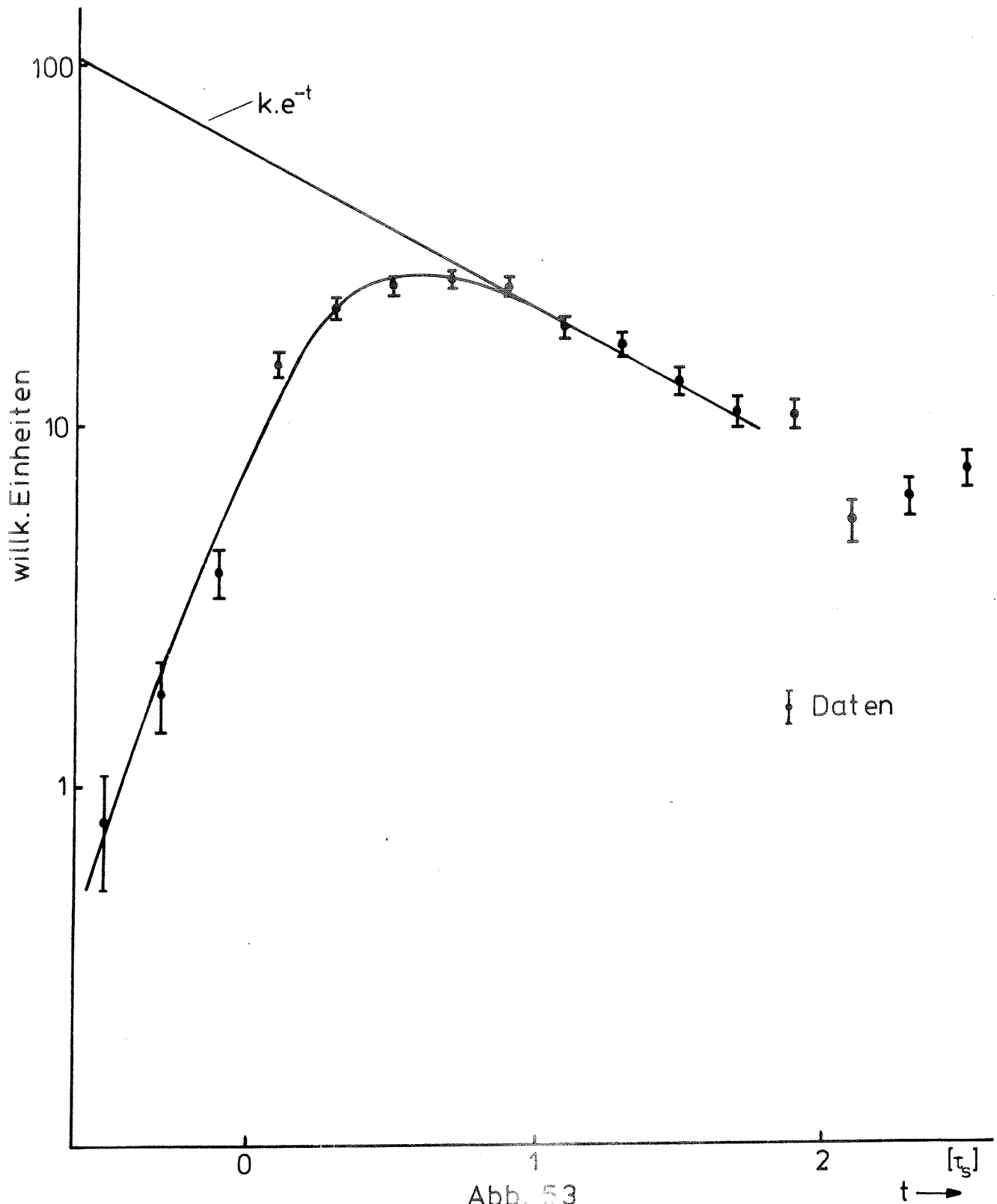


Abb. 53

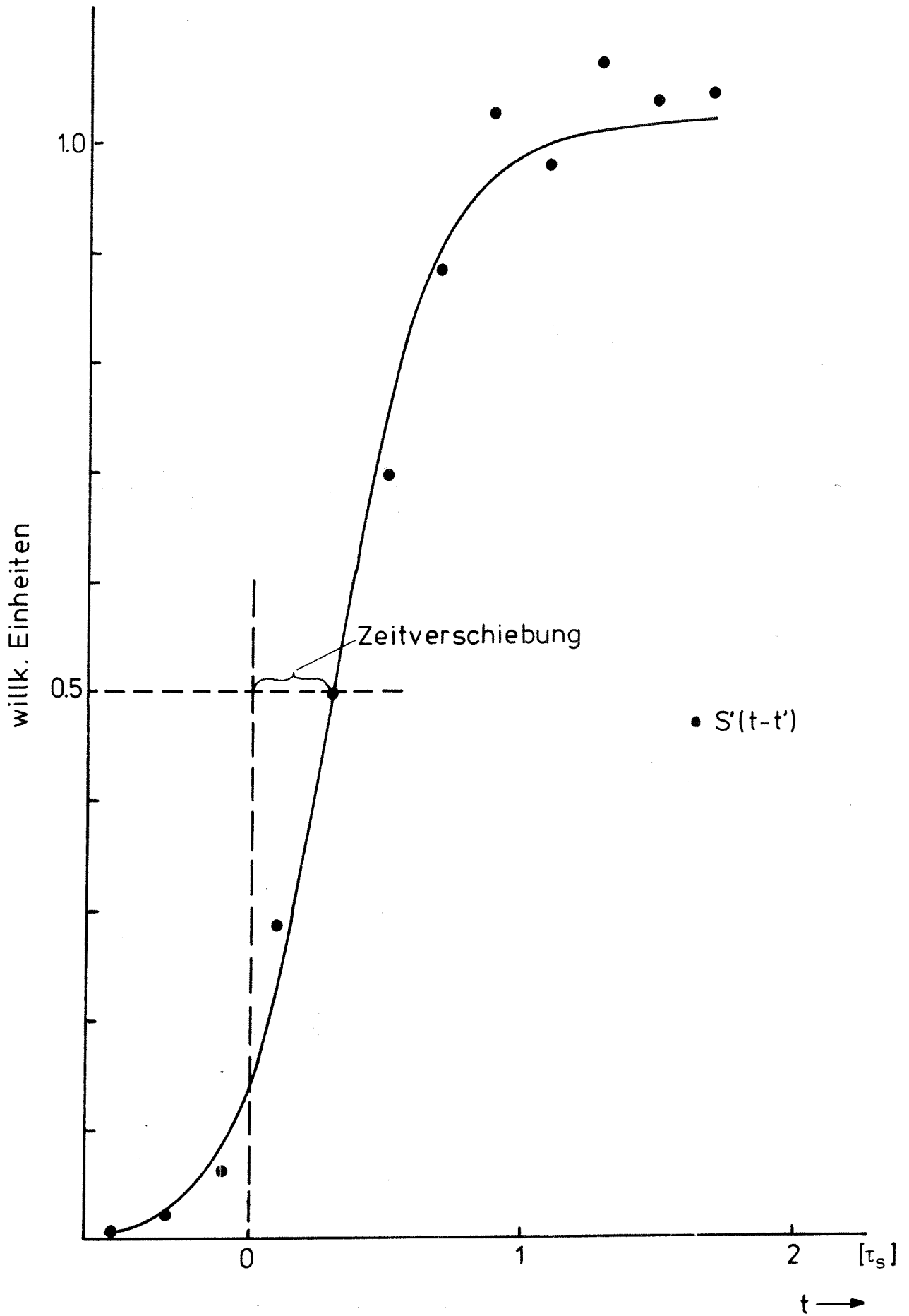


Abb. 54



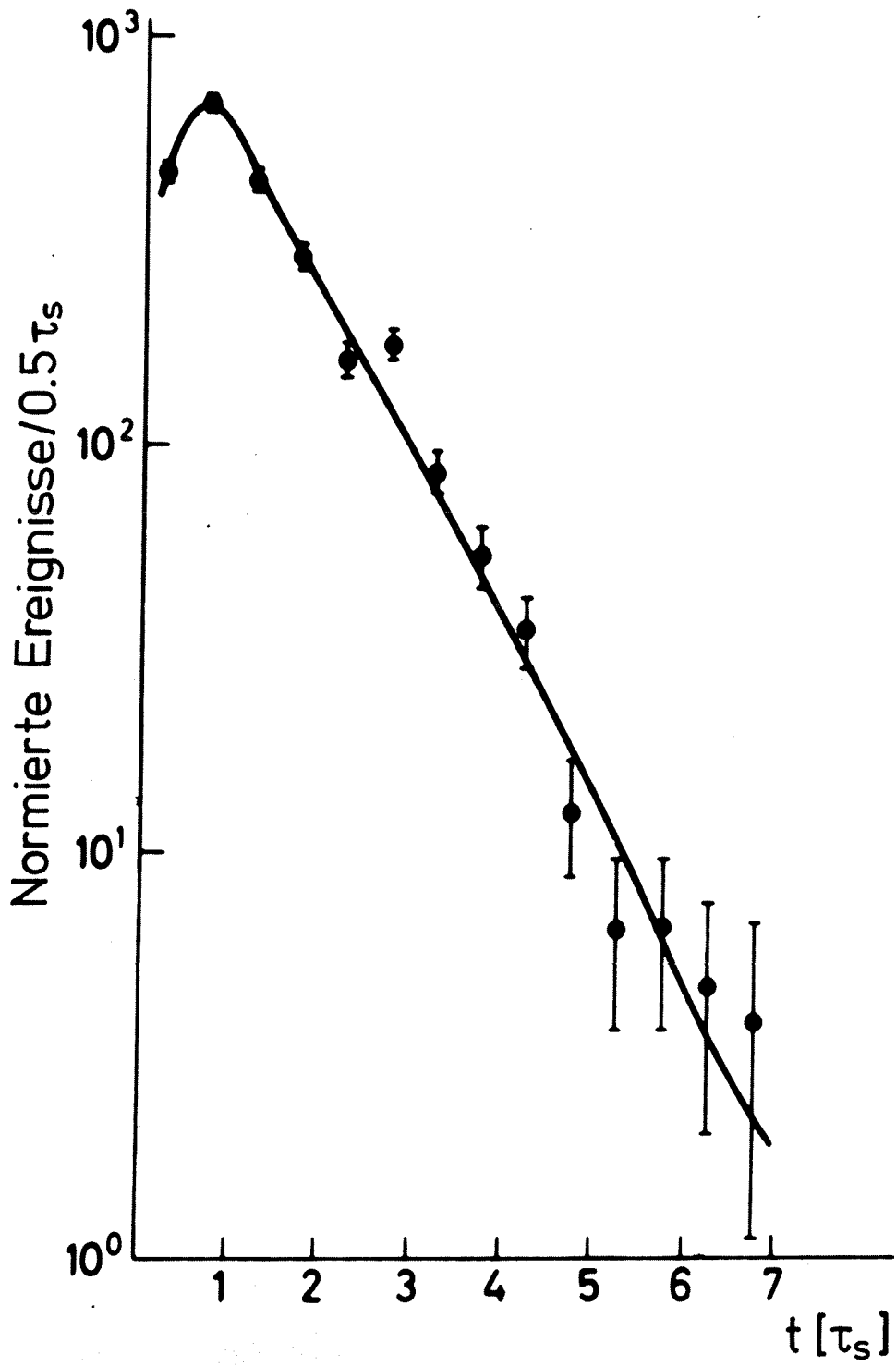


Abb.55

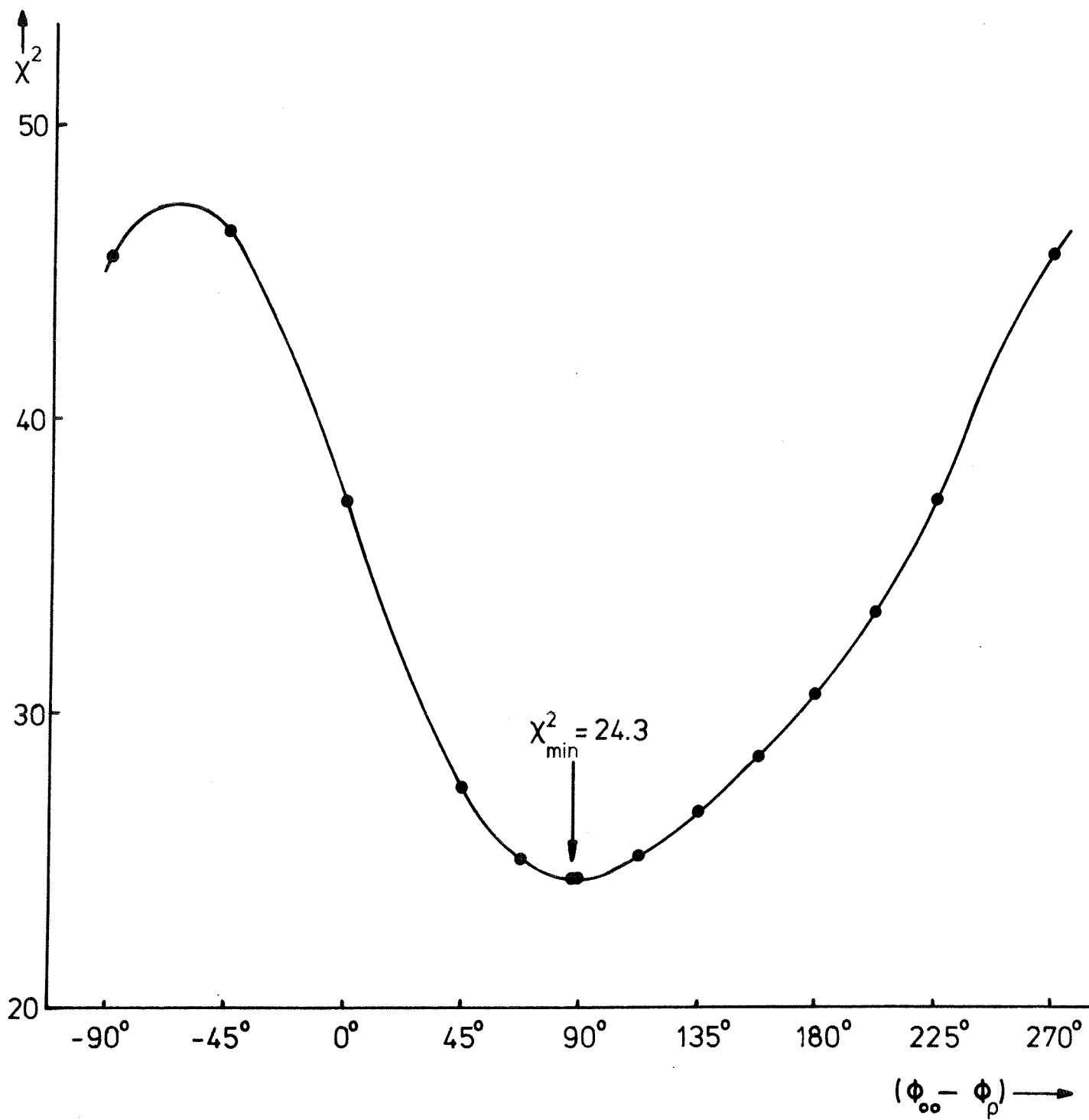


Abb. 56

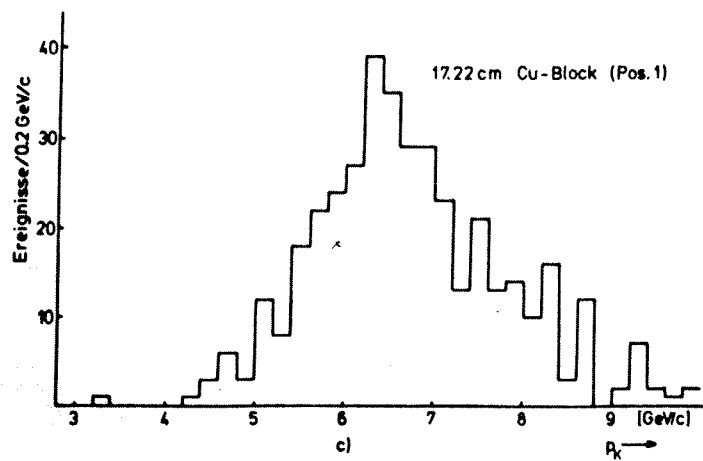
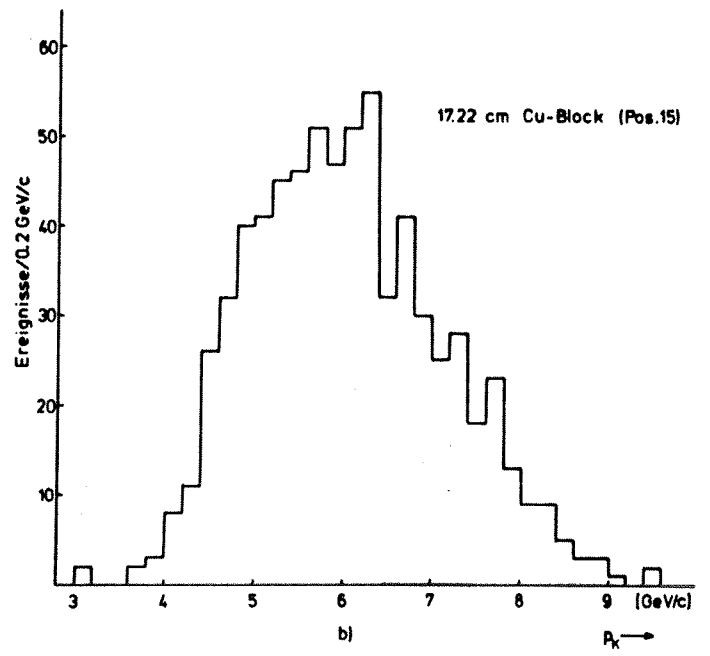
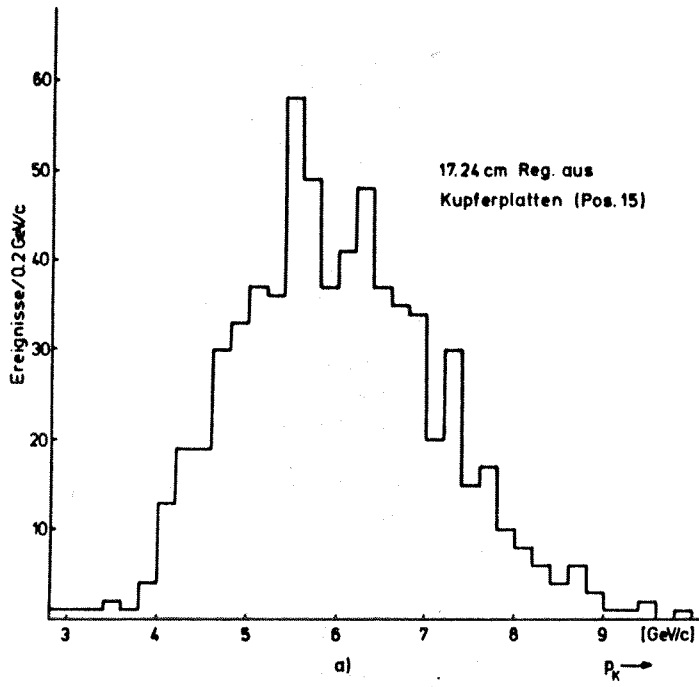


Abb. 57

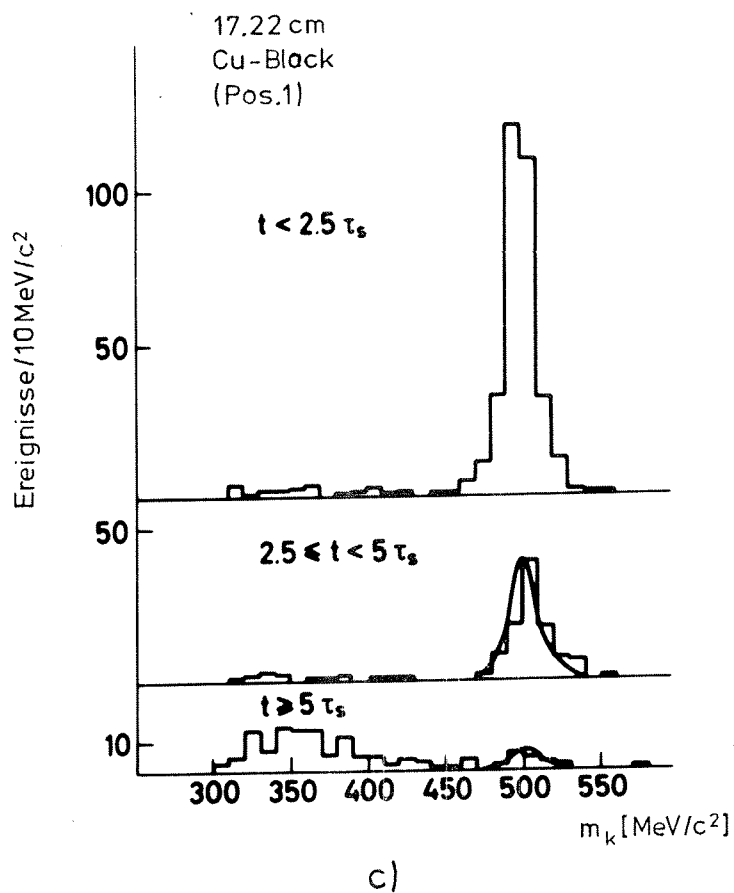
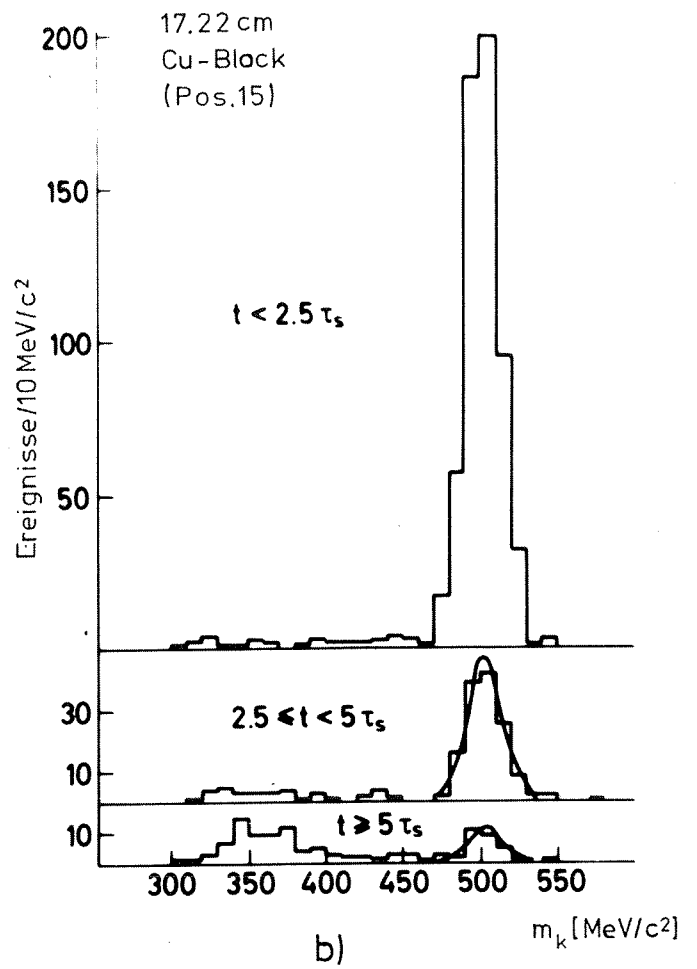
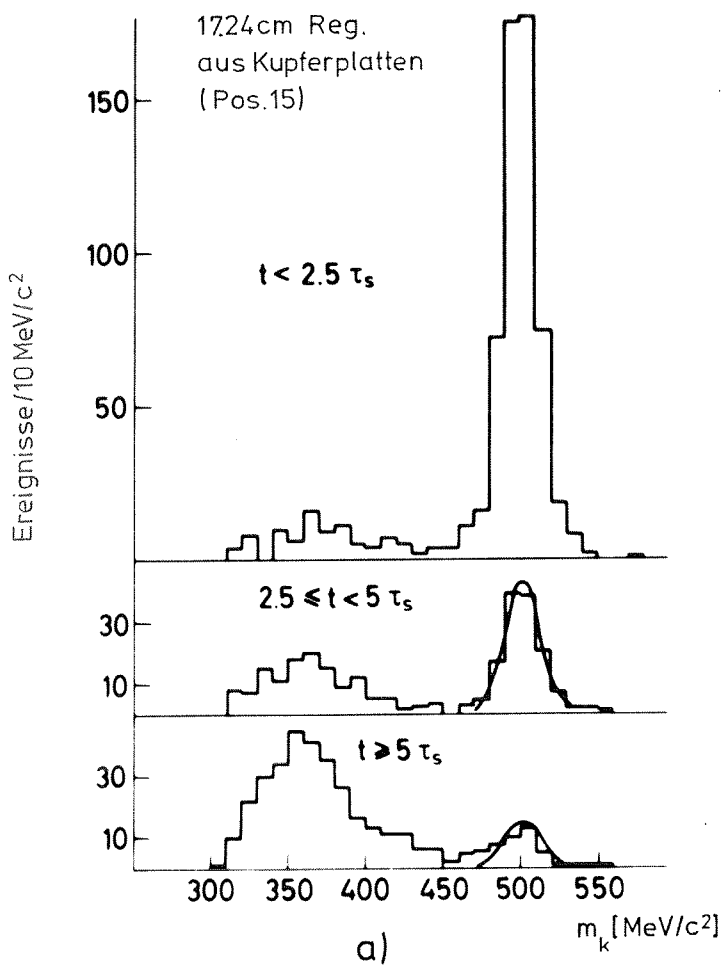


Abb.58

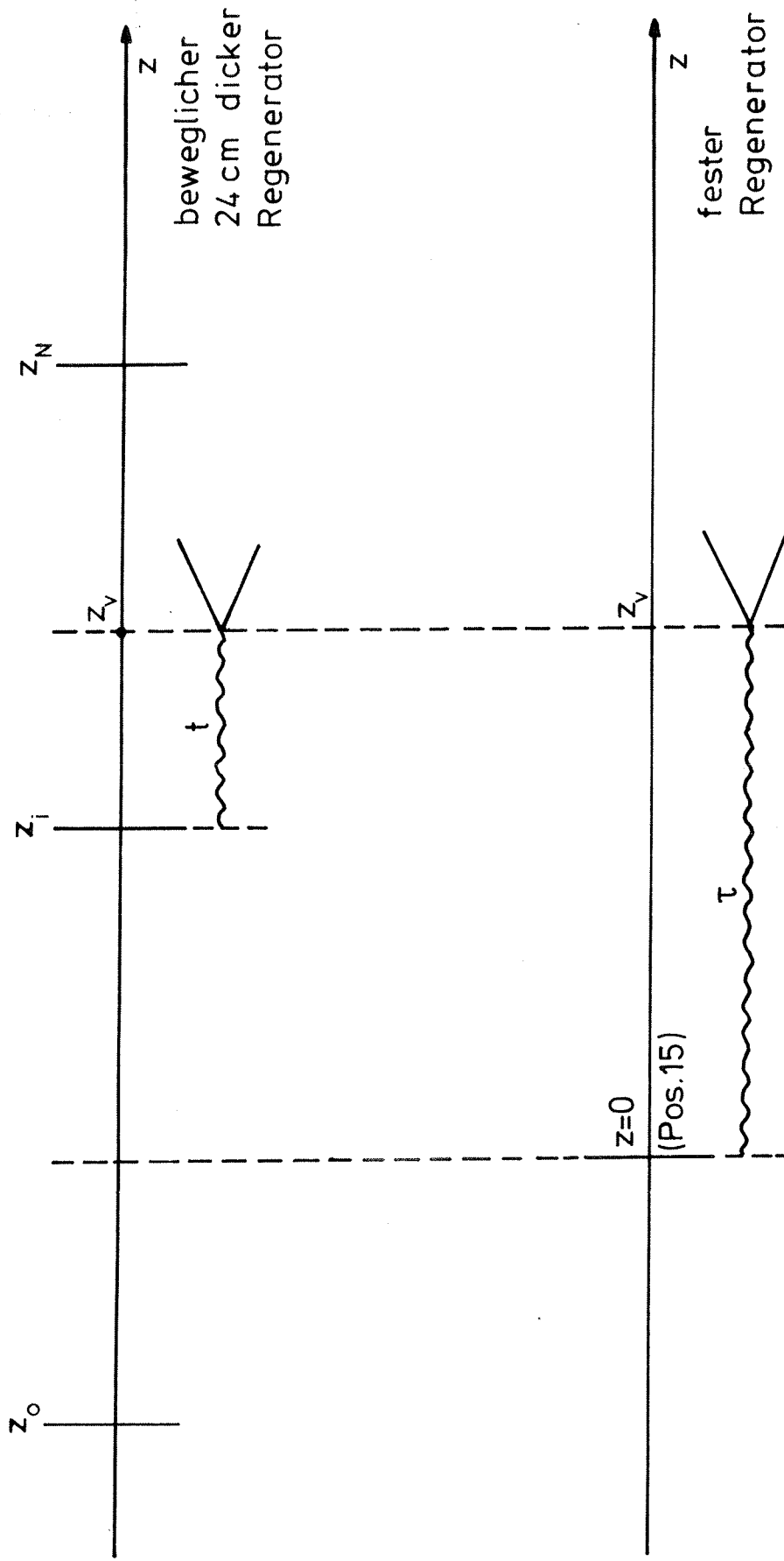


Abb. 59

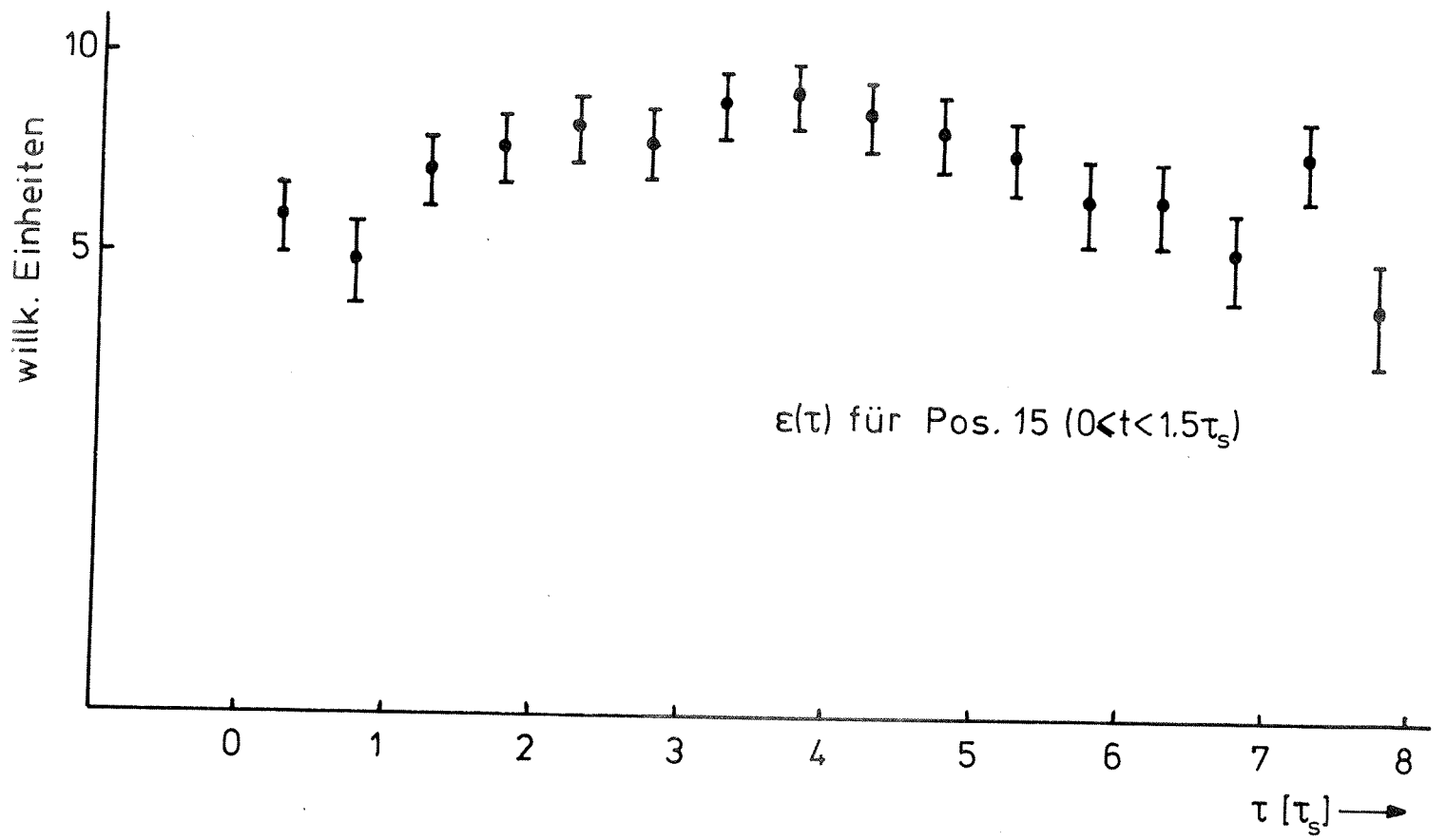
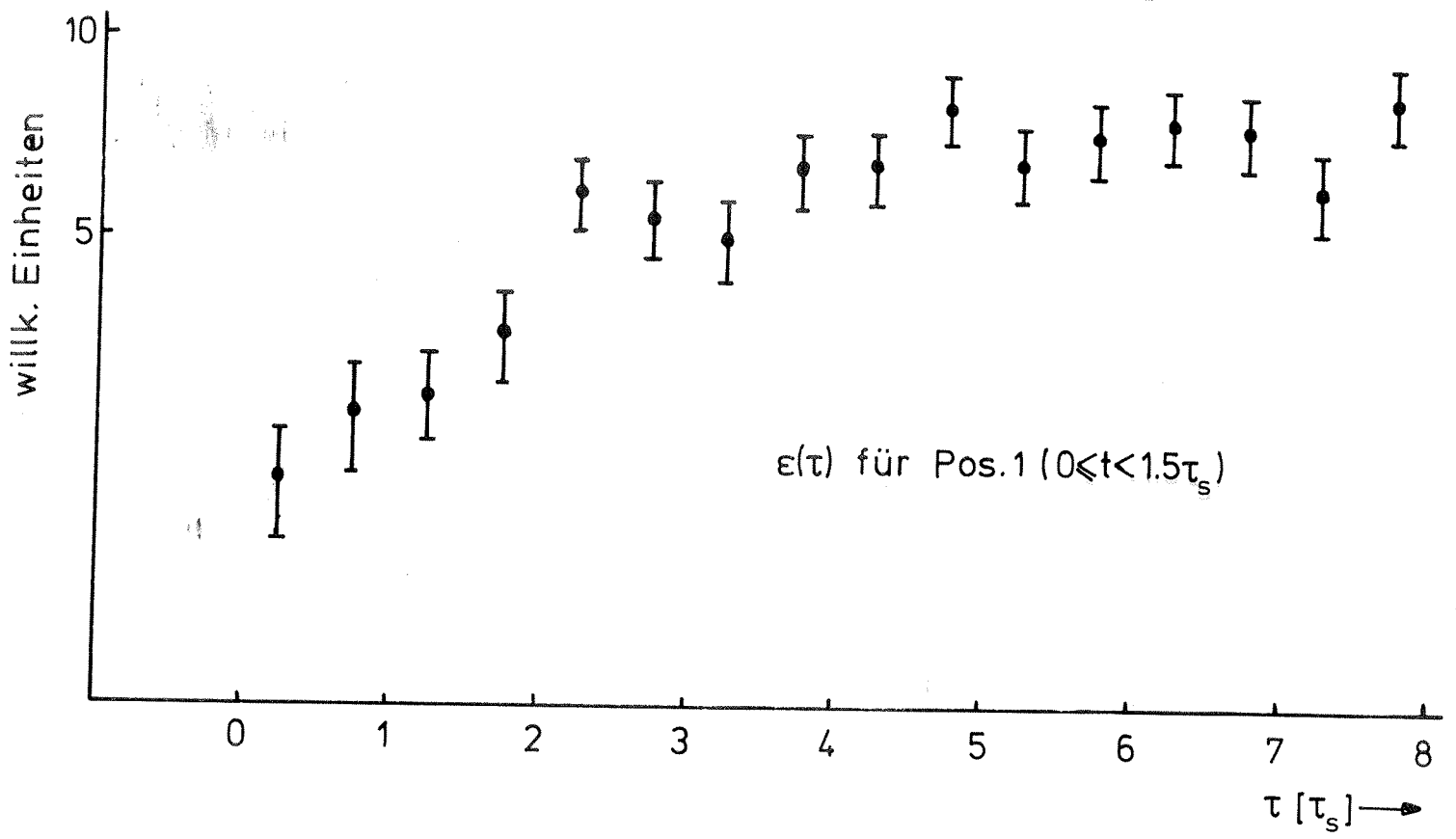


Abb. 60

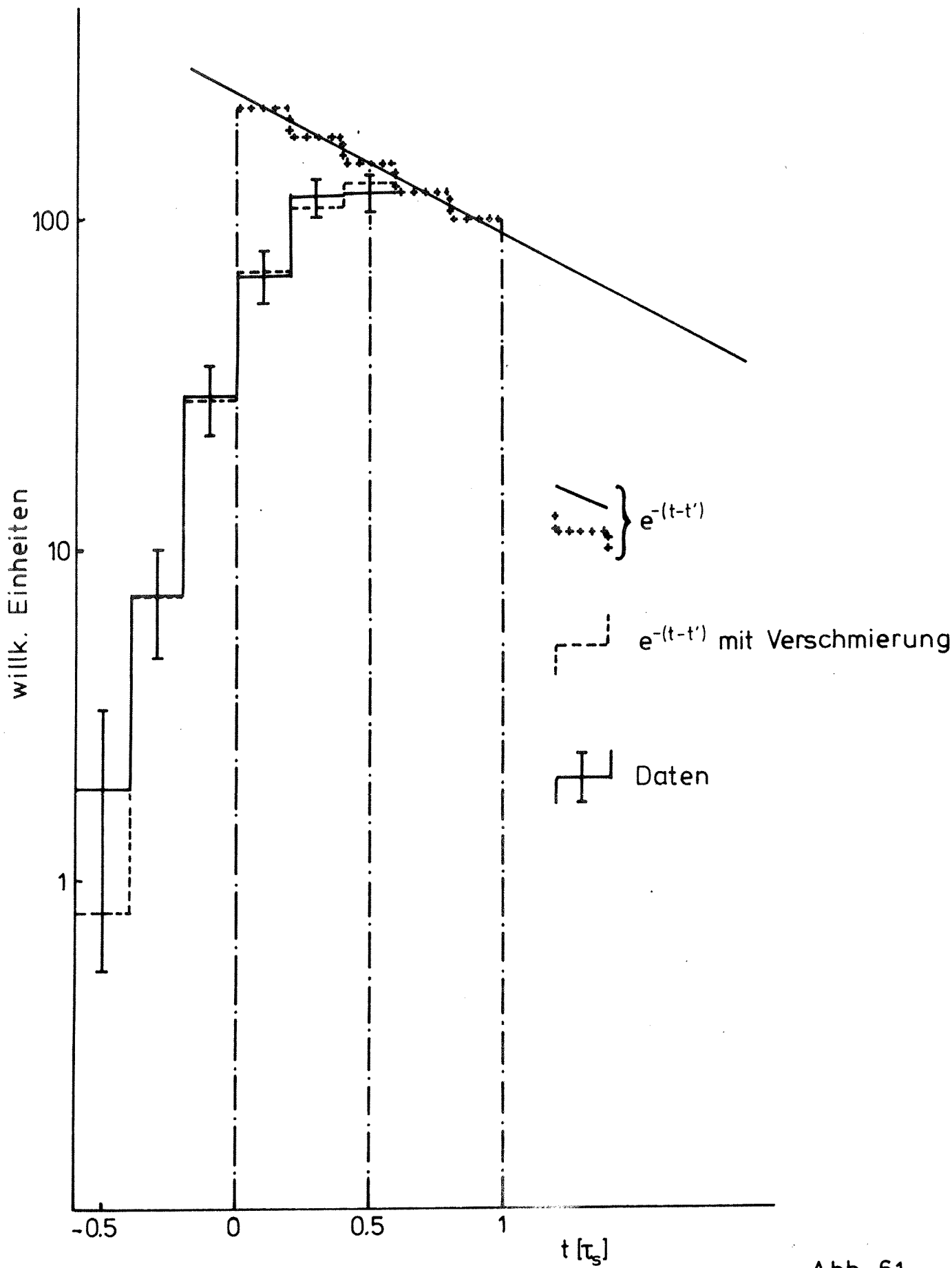


Abb. 61

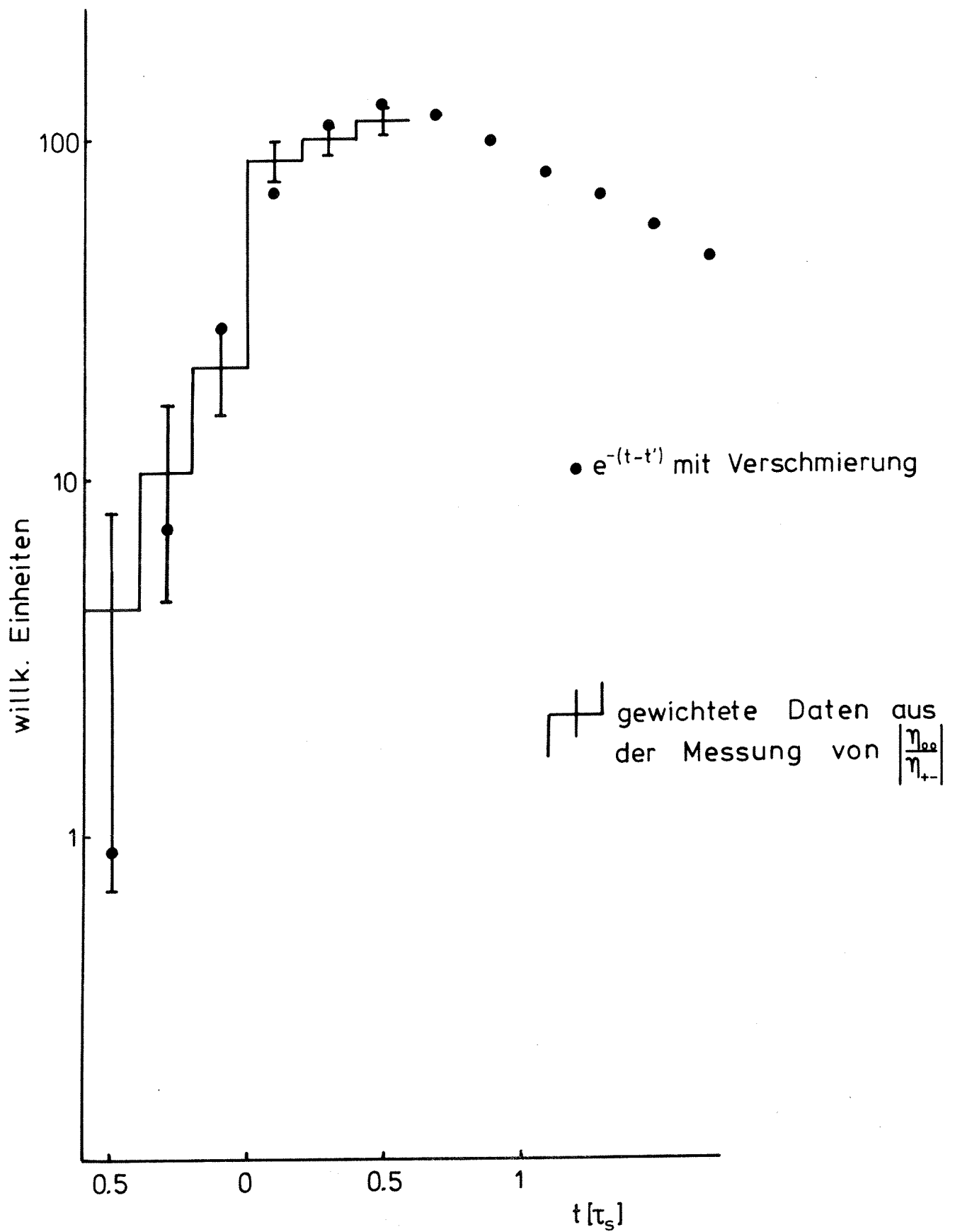


Abb. 62



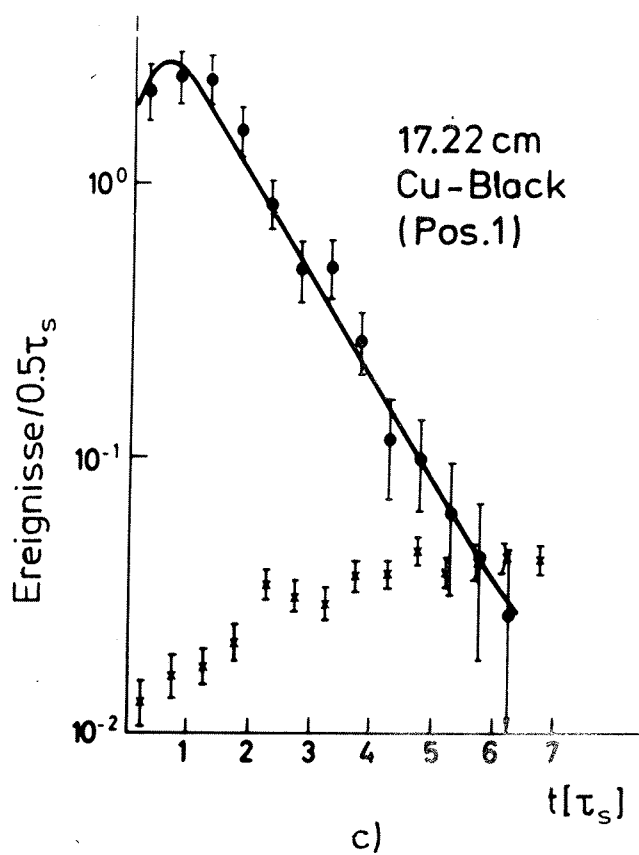
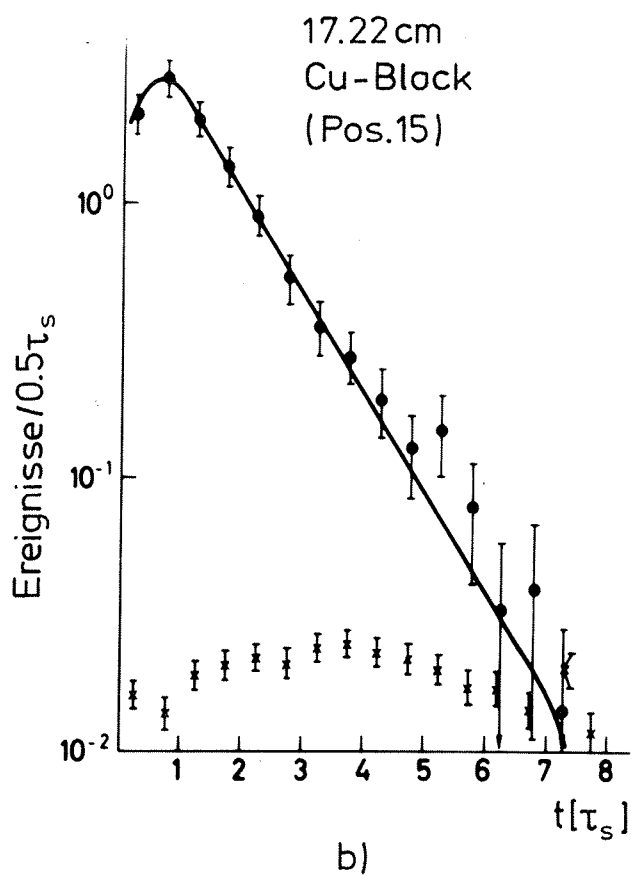
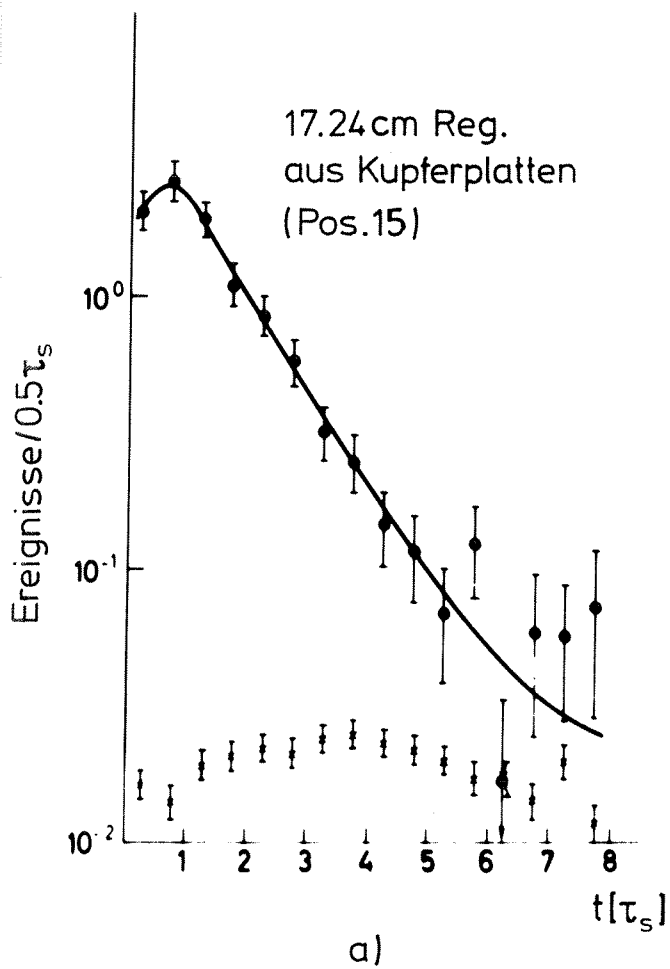


Abb. 63

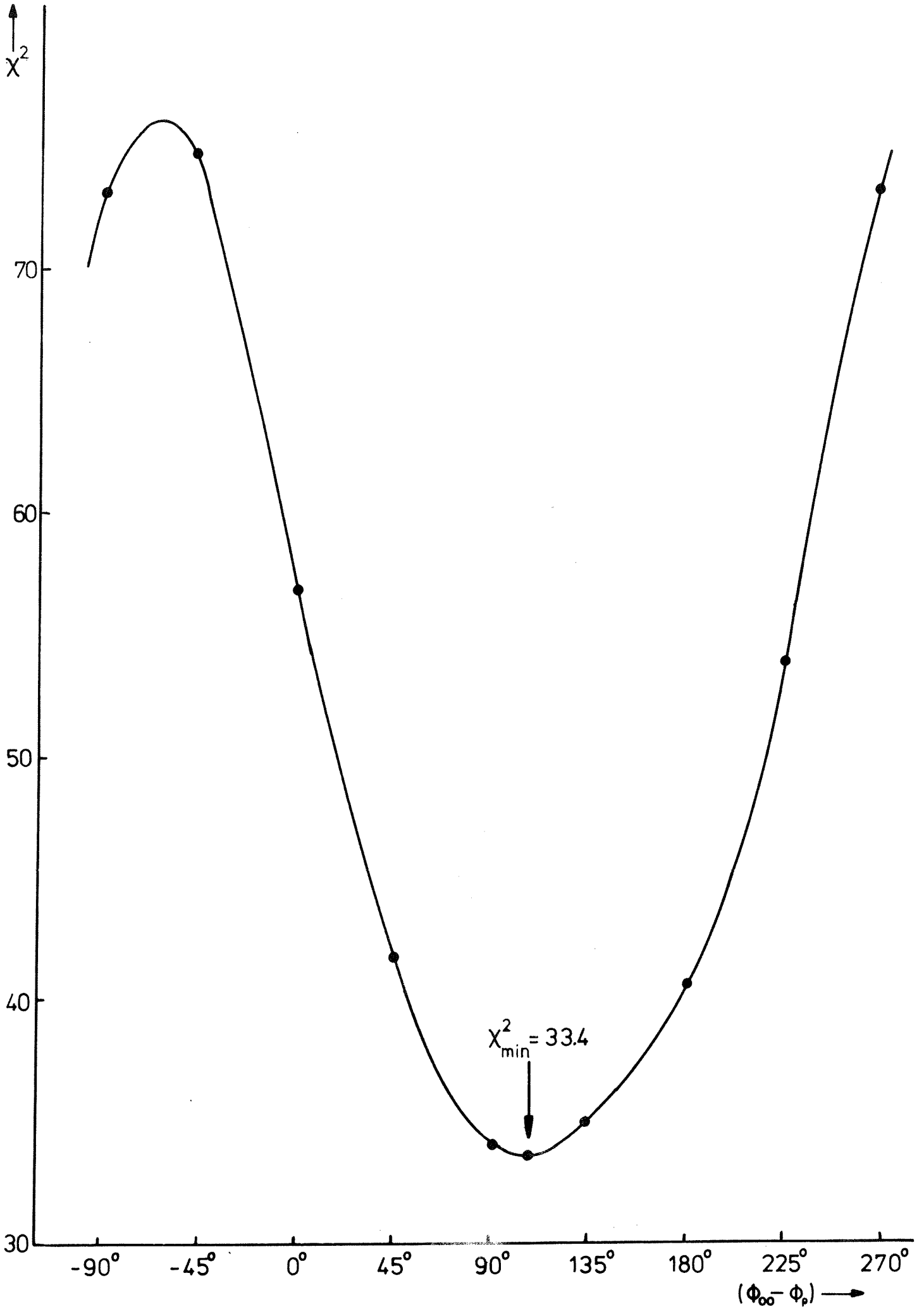


Abb. 64

6 $\gamma$  Ereignisse

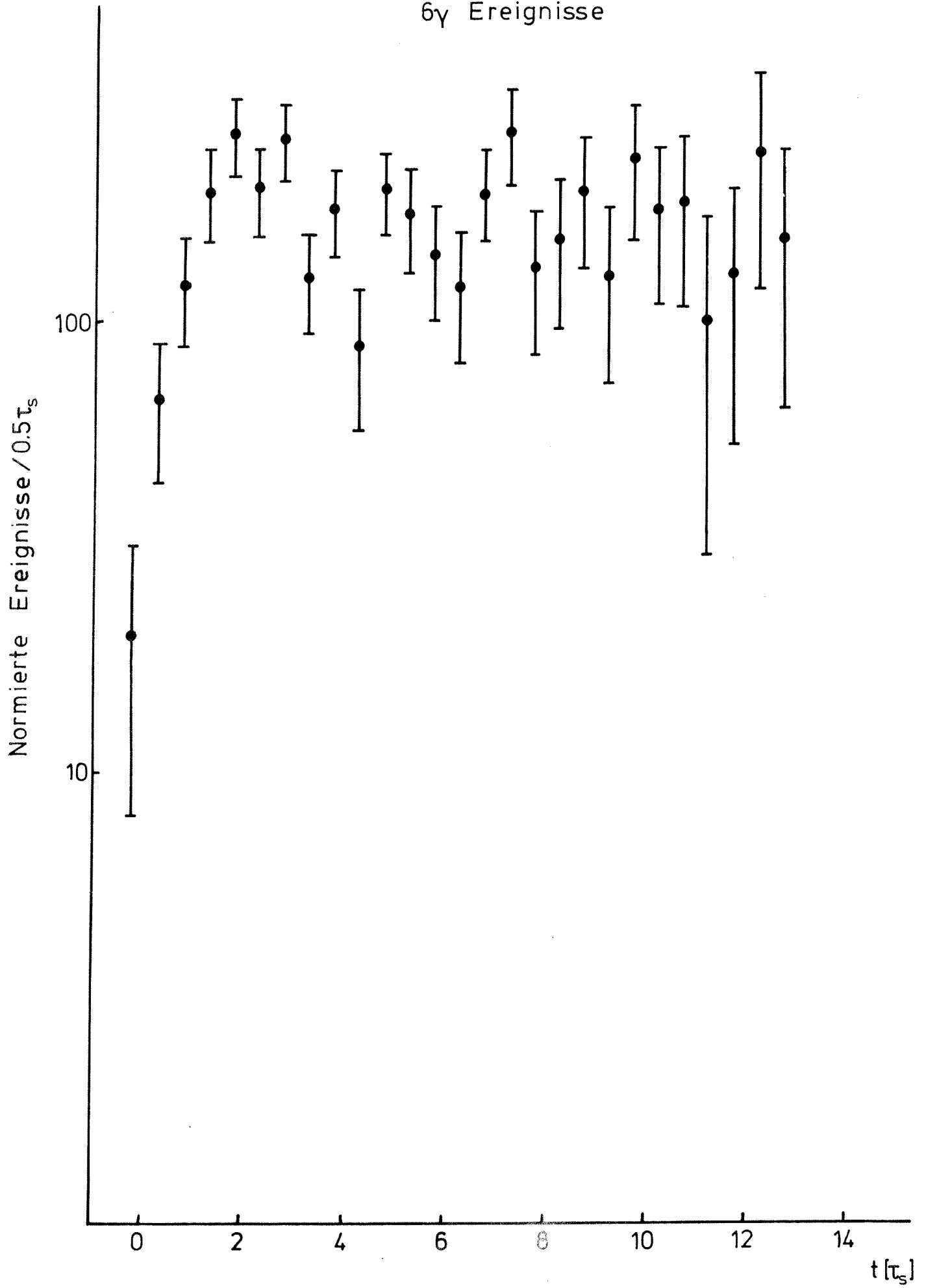


Abb. 65

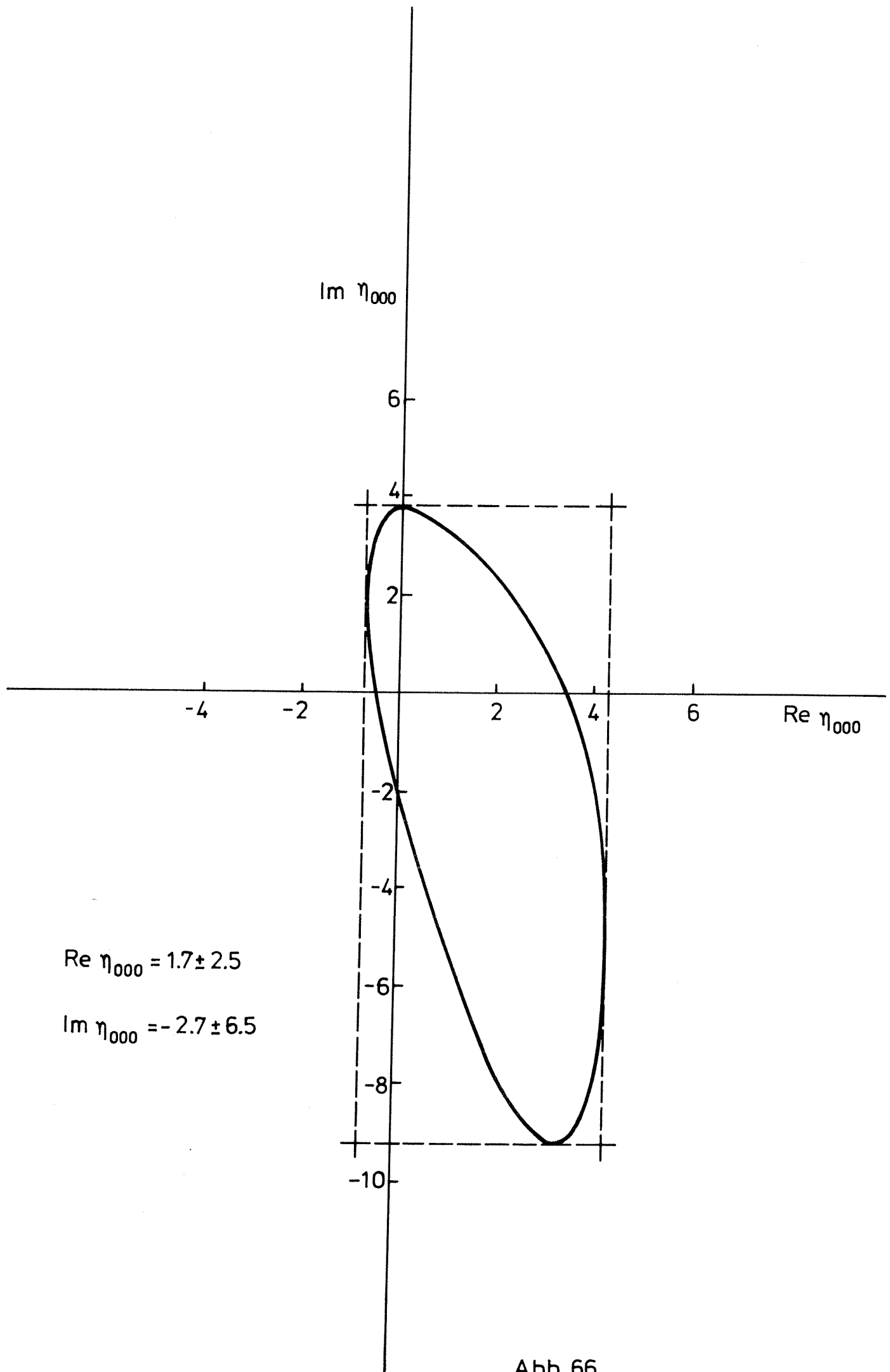


Abb. 66

- 1) Faissner et al<sup>7</sup>
- 2) Banner et al<sup>9</sup>
- 3) Budagov et al<sup>10</sup>
- 4) Cence et al<sup>11</sup>
- 5) Barmin et al<sup>67</sup>
- 6) Heeren<sup>68</sup>
- 7) Diese Arbeit
- 8) Banner et al<sup>12</sup>

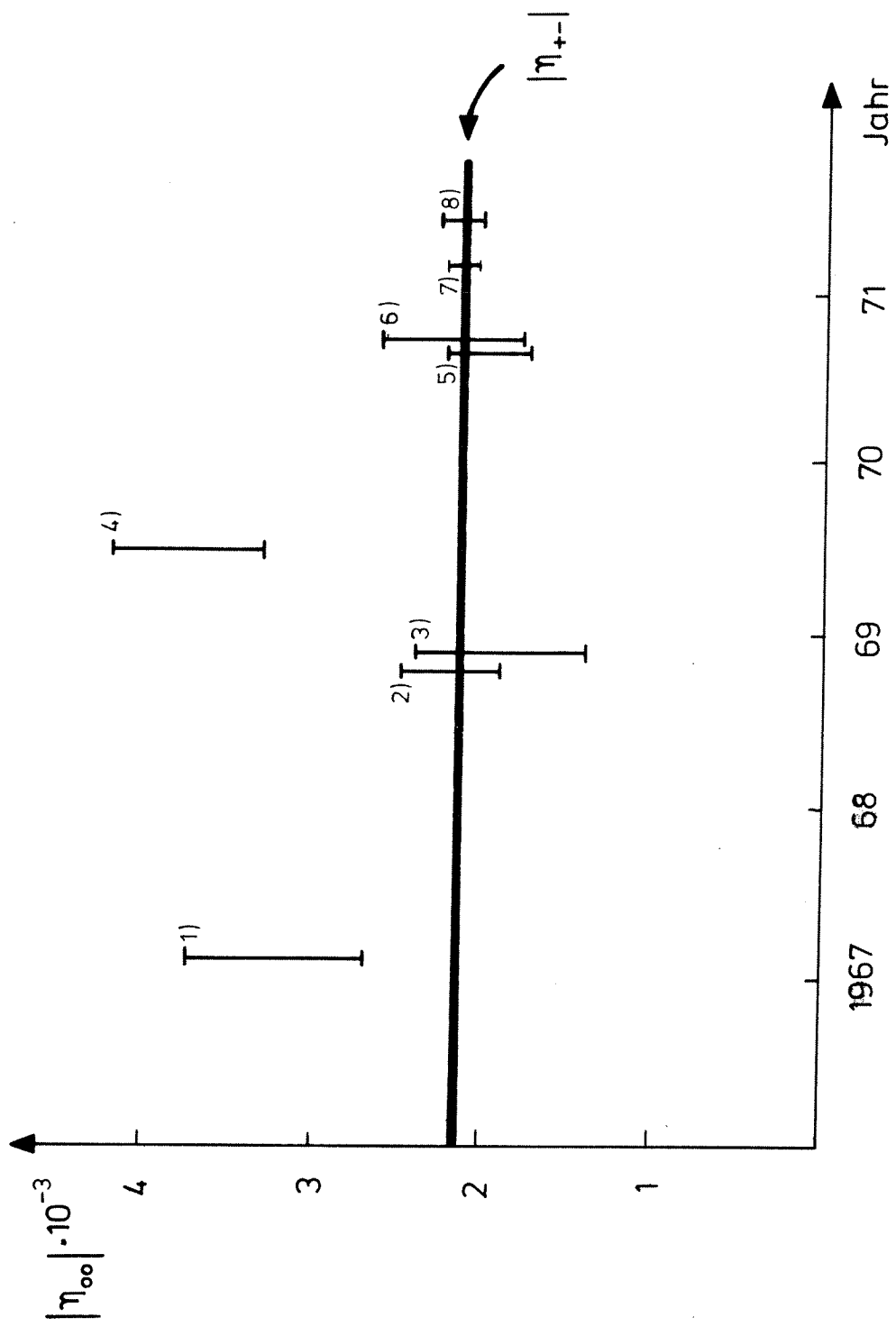


Abb. 67

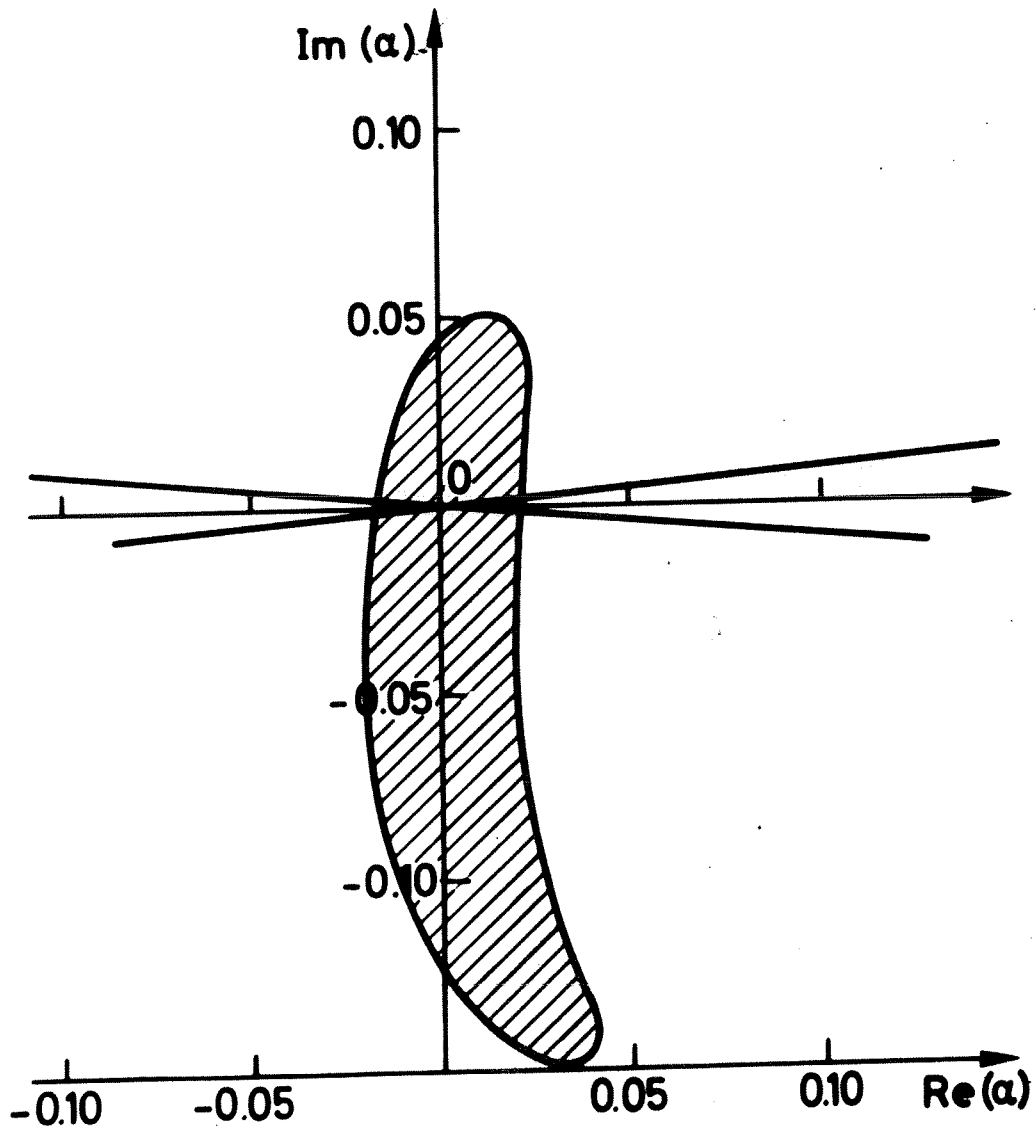


Abb.68

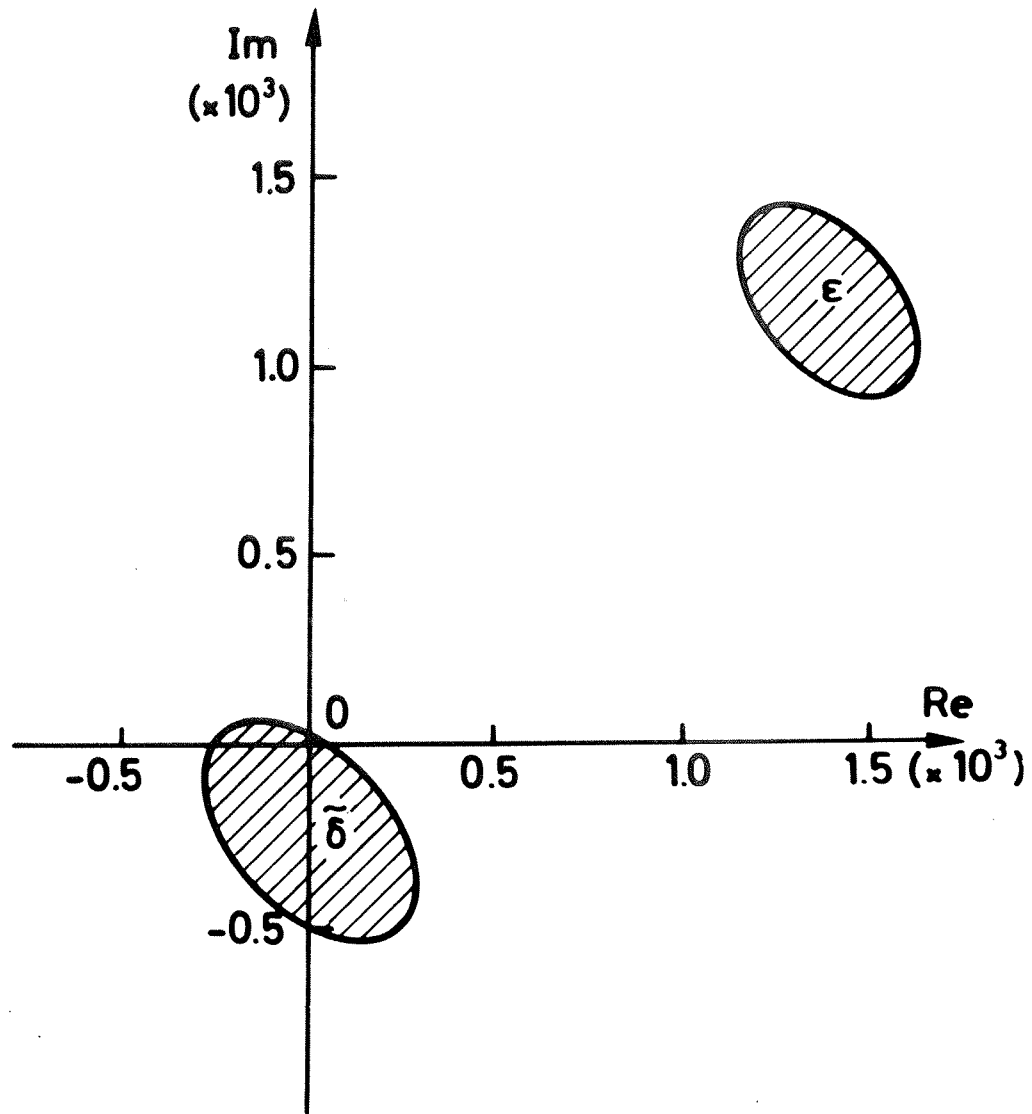


Abb.69

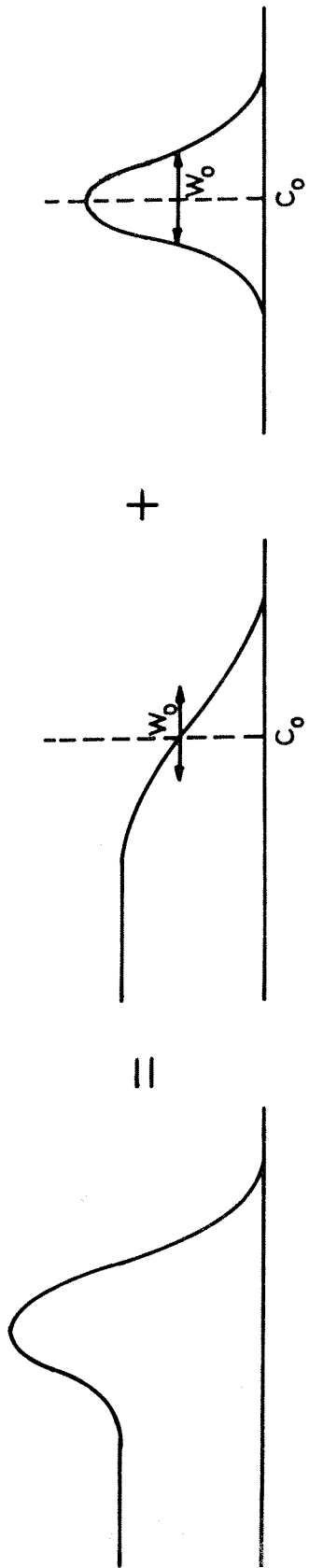
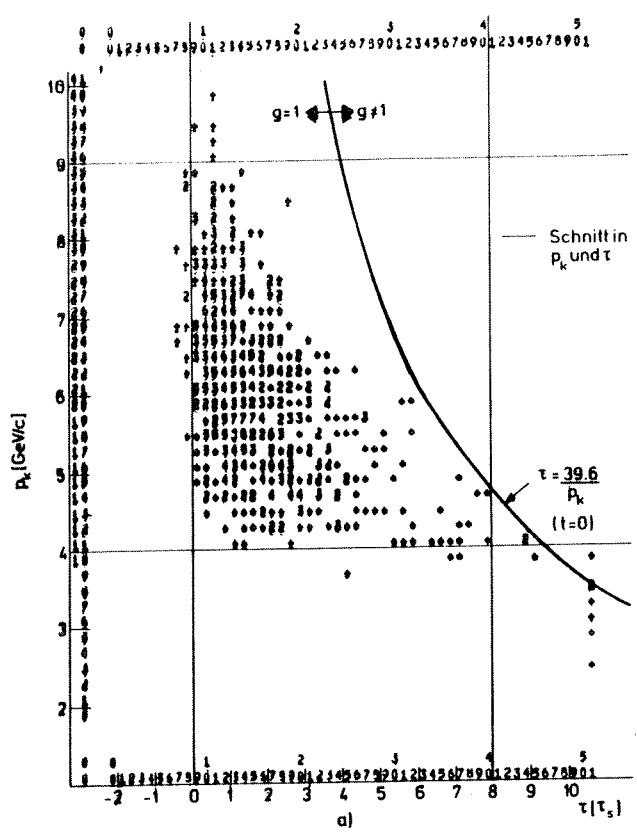


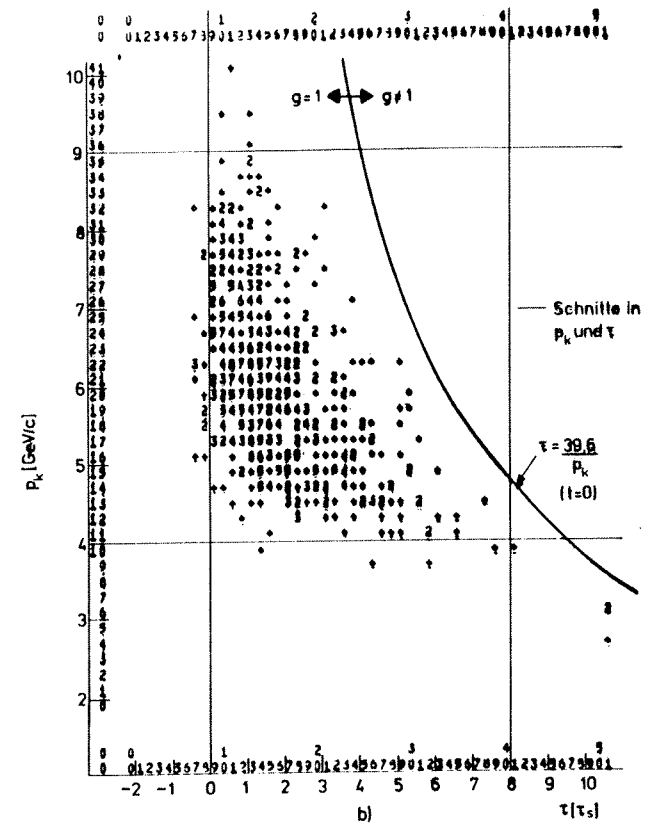
Abb. 70



17.24 cm Reg. aus Kupferplatten (Pos.15)



17.22cm Cu-Block (Pos.15)



17.22cm Cu-Block (Pos.1)

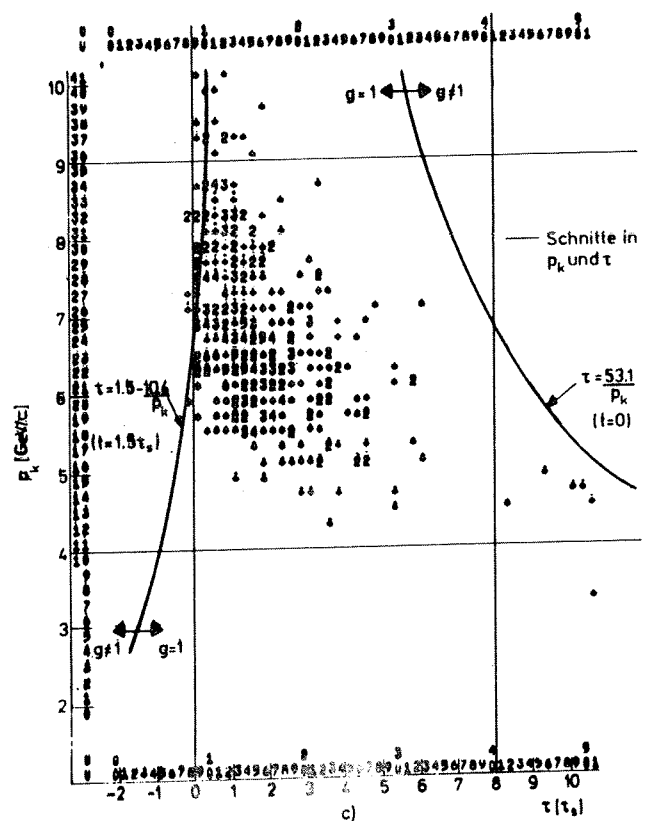
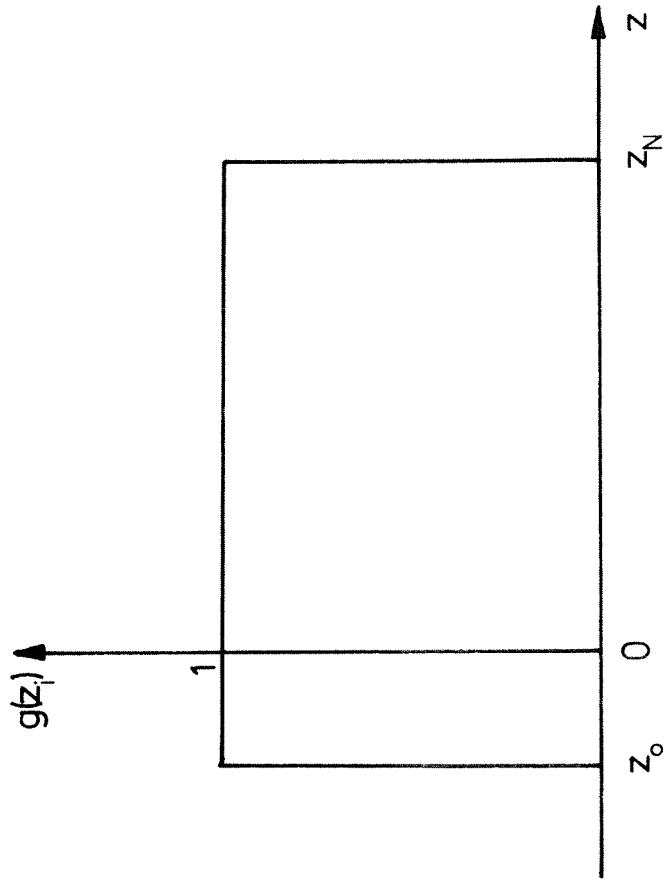


Abb. 71



$z$  : Anfangsposition des beweglichen Reg.

$z$  : Endposition des beweglichen Reg.

$z = 0$  : Position des festen Reg.

Abb. 72.

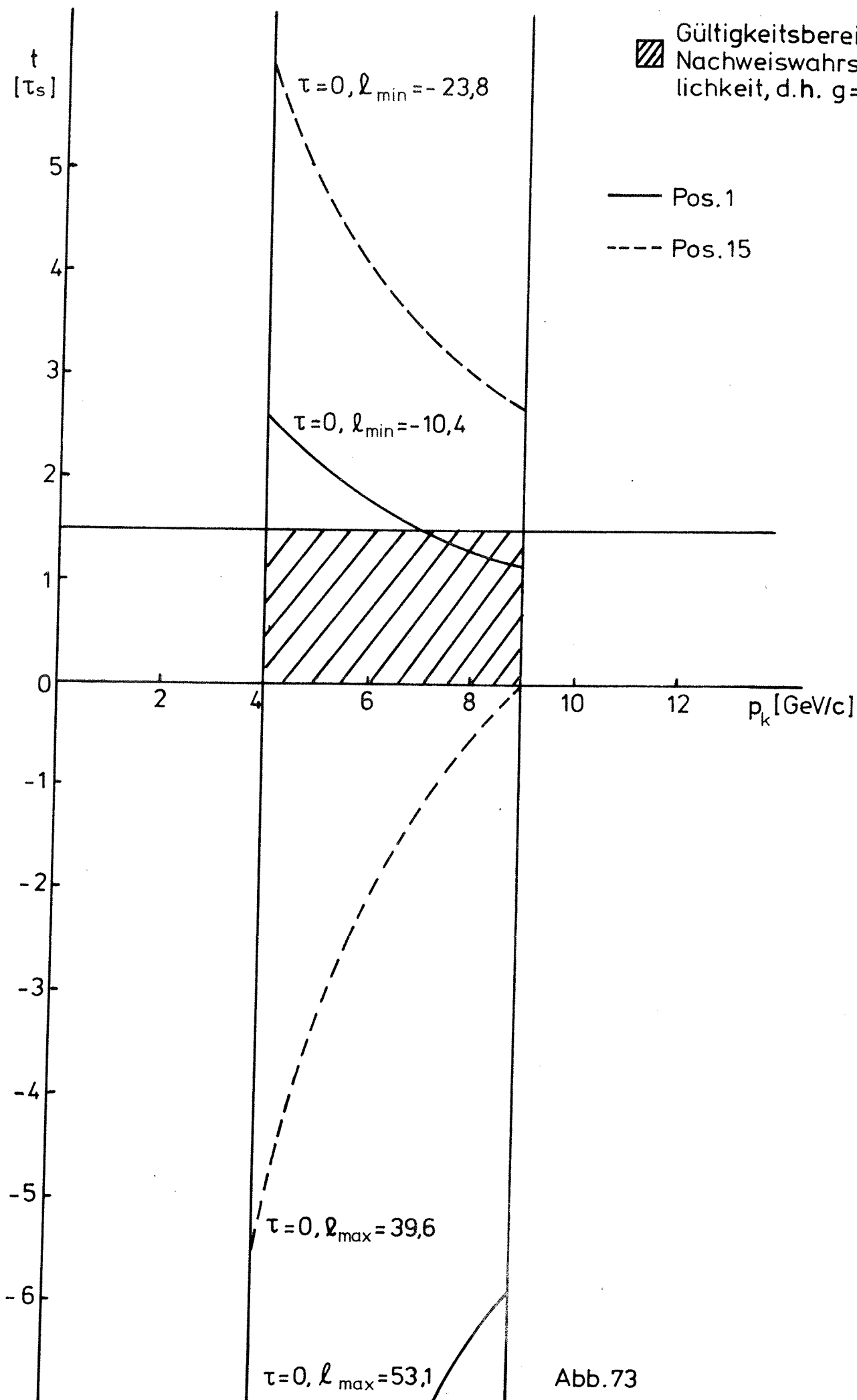


Abb. 73

6 $\gamma$  Ereignisse (freier Zerfall)

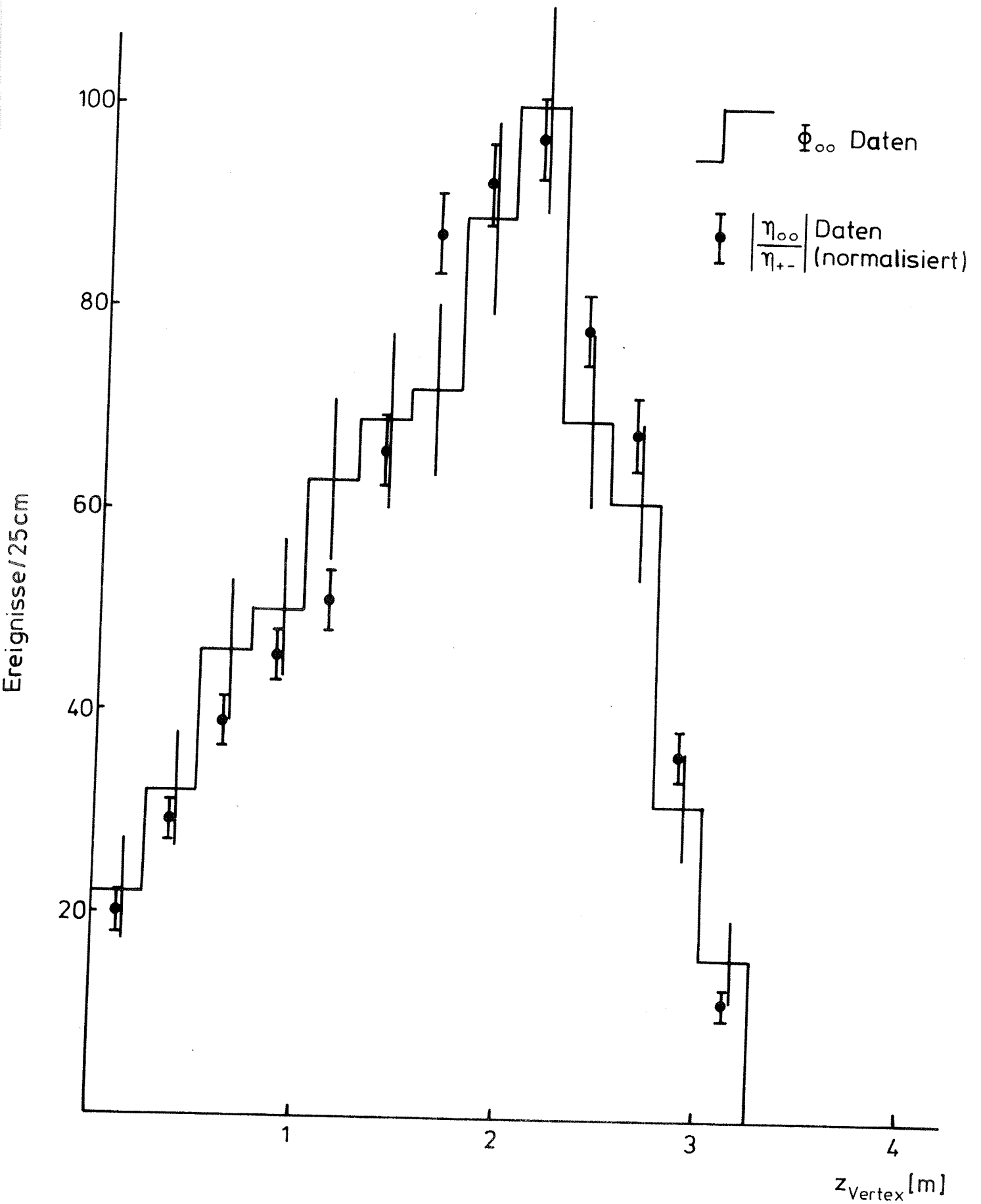


Abb.74

6 $\gamma$  Ereignisse (freier Zerfall)

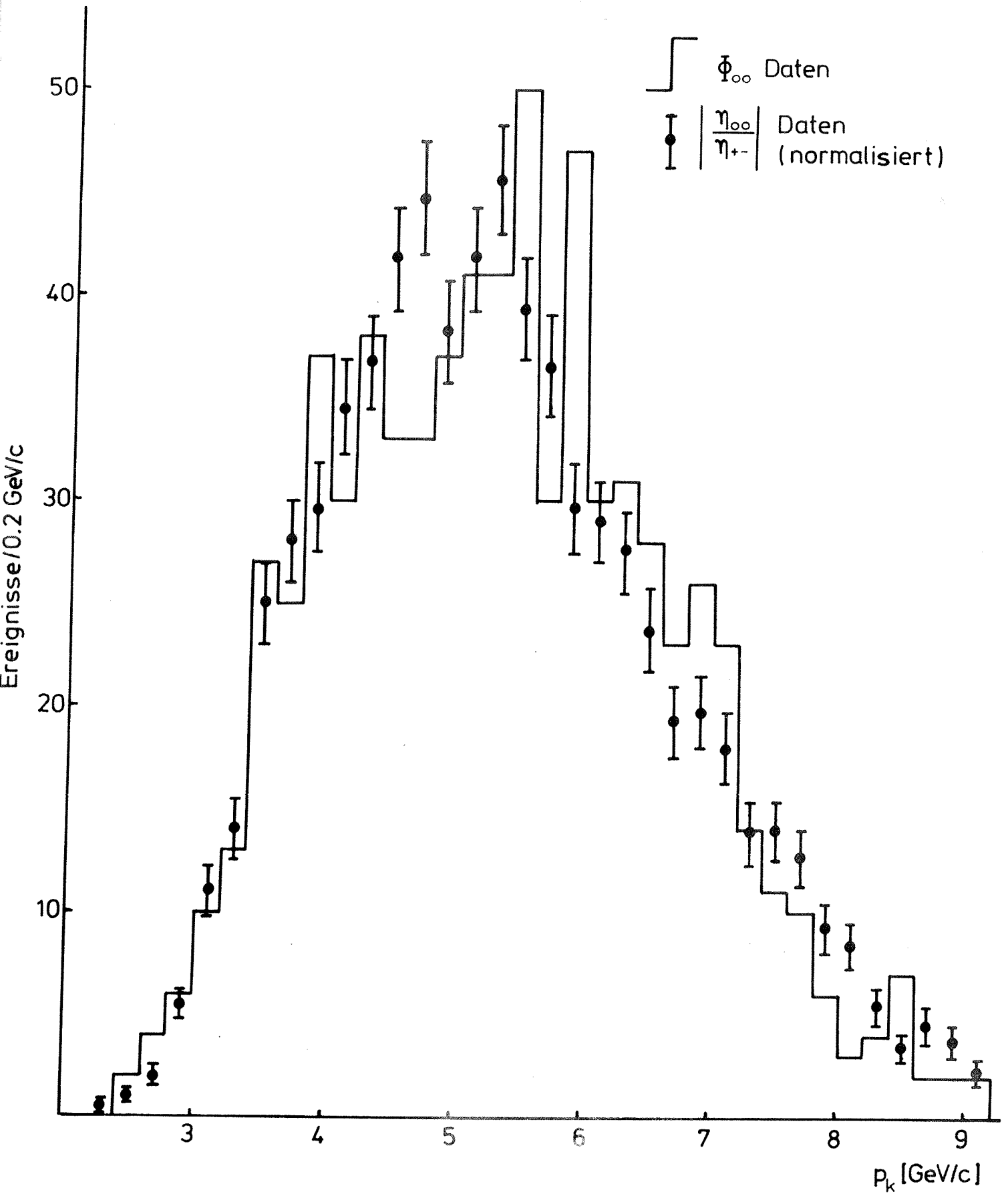


Abb. 75

## Lebenslauf

Am 4. September 1945 wurde ich als Sohn des Architekten Wilhelm Radermacher und seiner Ehefrau Clara, geb. Ernst, in Plauen/Vogtland geboren. Seit dem 22. Februar 1946 lebe ich mit meinen Eltern in Eupen (Belgien). Von 1951 bis 1963 besuchte ich in Eupen die Städtische Volksschule und anschließend die latein-mathematische Humaniora des Gymnasiums "Collège Patronné". Nach dem Abitur begann ich im Wintersemester 1963/1964 an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule in Aachen mit dem Studium der Physik. Im Oktober 1965 legte ich die Diplomvorprüfung ab. Im Juli 1966 begann ich im III. Physikalischen Institut von Herrn Professor Dr. H. Faissner mit dem Bau von Drahtfunkenkammern. Von Juli 1967 bis Mai 1968 nahm ich beim Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf an einem Experiment über  $K^0$ -Mesonen teil. Im Rahmen dieses Experiments fertigte ich meine Diplomarbeit an, die sich mit einigen Eigenschaften der Drahtfunkenkammern im Aachen-CERN  $K^0$ -Mesonen-Spektrometer befaßte. Im Januar 1969 legte ich die Diplomhauptprüfung ab. Von Februar 1969 bis Oktober 1972 arbeitete ich wieder im Auftrag des III. Physikalischen Instituts der RWTH Aachen im Kernforschungszentrum CERN in Genf. Dort nahm ich an mehreren Experimenten zur Untersuchung geladener und neutraler Zerfälle der  $K^0$ -Mesonen und an Proton-Proton Streuexperimenten am Speicherring teil.