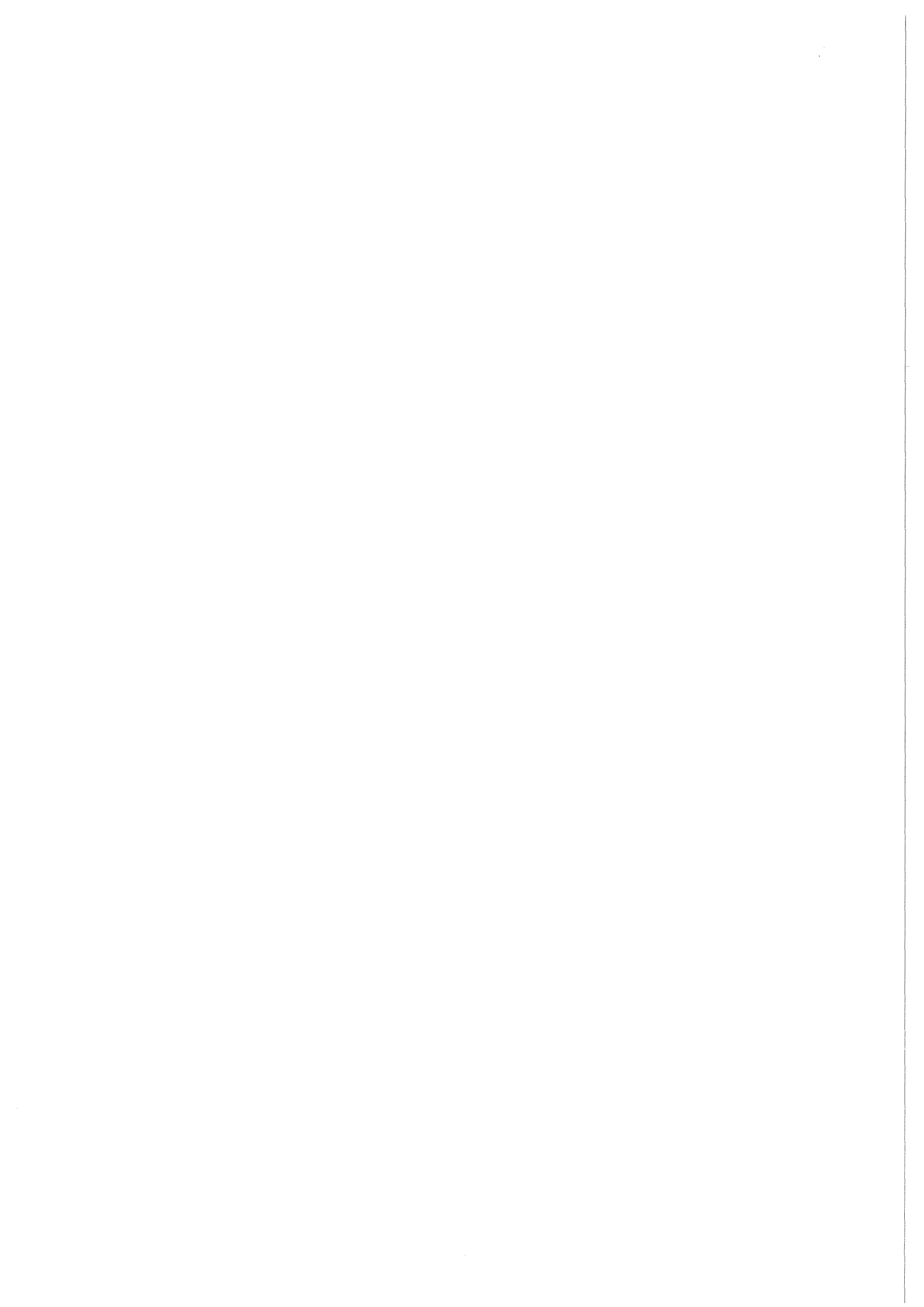


KfK 4509
April 1989

**Datenanalyse eines
Experimentes zur Suche nach
schmalen Linien im inklusiven
Spektrum der Photonen, die bei
der Proton-Antiproton-
Annihilation in Ruhe entstehen**

L. Bürcker
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Kernphysik

KfK 4509

Datenanalyse eines Experimentes zur Suche nach schmalen
Linien im inklusiven Spektrum der Photonen, die bei der
Proton-Antiproton-Annihilation in Ruhe entstehen *)

Lucien Bürcker

*) Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe
genehmigte Diplomarbeit

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

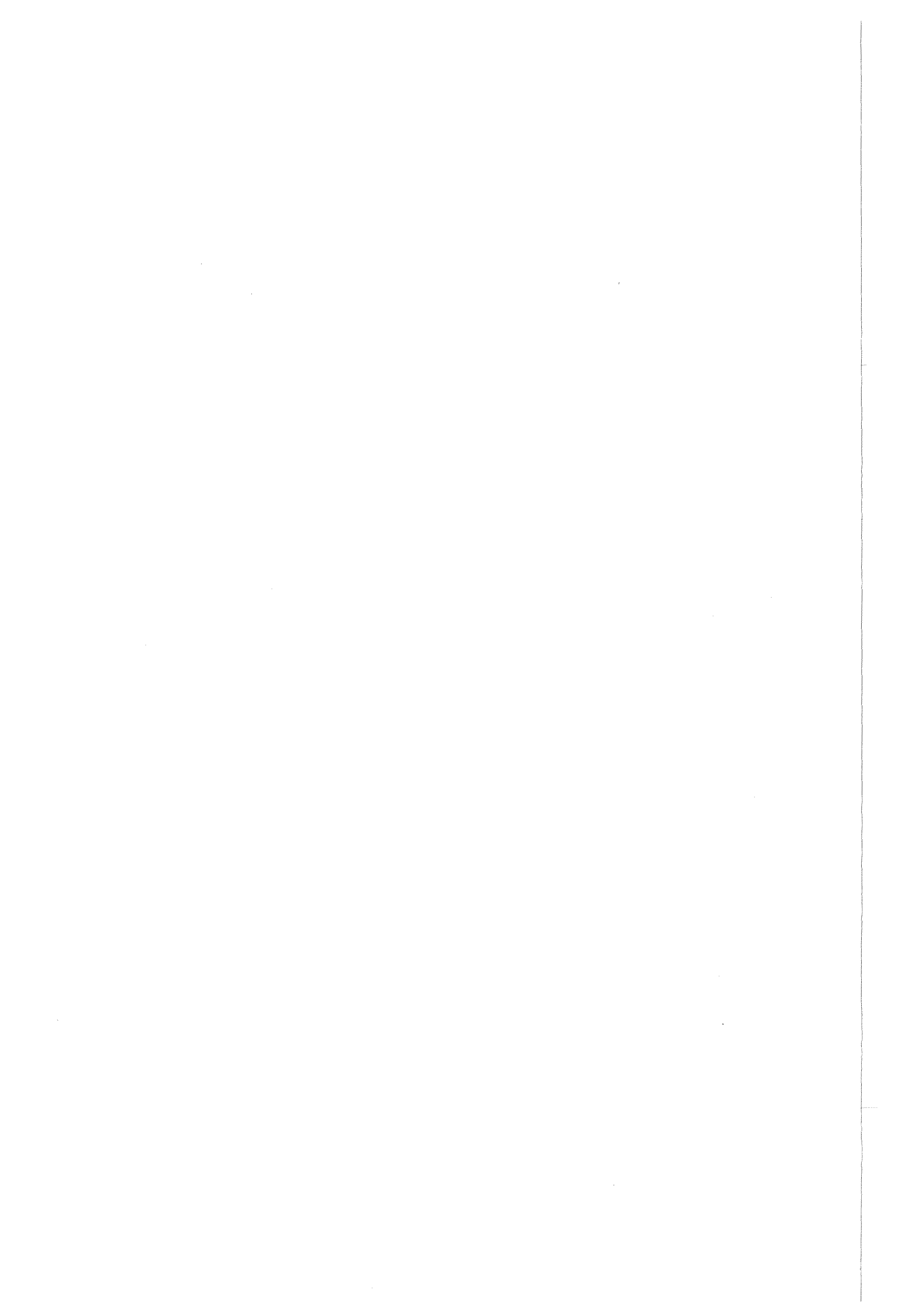
ABRISS

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Datenanalyse eines Experimentes am LEAR, in dem die Photonen aus der Annihilation von gestoppten Antiprotonen in flüssigem Wasserstoff mit Hilfe eines Magnetspektrometers inklusiv gemessen wurden. Die Qualität der registrierten Ereignisse sowie die Wirksamkeit von Schwellen werden mit Hilfe graphischer Verfahren überprüft. Das resultierende Energie-Spektrum der Photonen wird auf schmale Linien untersucht, die auf die Existenz von Mehr-Quark-Antiquark-Zuständen unterhalb der Zwei-Nukleonen-Schwelle hinweisen könnten. Nach der Analyse von 2,4 Millionen Photon-Ereignissen wurden keine Hinweise auf solche Zustände gefunden, deren Verzweigungsverhältnisse oberhalb von $7 \cdot 10^{-4}$ /Antiproton im Bereich von 100-400 MeV liegen (95%C.L.).

DATA ANALYSIS OF AN EXPERIMENT TO SEARCH FOR NARROW LINES IN THE INCLUSIVE SPECTRUM OF PHOTONS PRODUCED IN PROTON-ANTIPROTON-ANNIHILATION AT REST

ABSTRACT

The present work describes the data analysis of an experiment at LEAR, where photons from the annihilation of stopped antiprotons in liquid hydrogen have been inclusively measured by a pair-spectrometer. The quality of the registrated events along with the effects of cuts are checked by graphical means. The resulting energy spectrum of photons is searched for narrow lines, which would give hints for the existence of multi-quark-antiquark-states below the two-nucleon-treshold. The analysis of 2.4 millions of photon events showed no evidence for structures with a branching-ratio larger than $7 \cdot 10^{-4}$ /Antiproton in the region 100-400 MeV (95%C.L.).



INHALTSVERZEICHNIS

KAPITEL 1. Einleitung	1
KAPITEL 2. Theoretische Grundlagen für die Proton-Antiproton-Annihilation	3
2.1 Phänomenologische Potentialmodelle	3
2.1.1 <i>Die Nukleon-Antinukleon-Wechselwirkung historisch gesehen</i>	3
2.1.2 <i>Der reale Teil des Nukleon-Antinukleon-Potentials</i>	4
2.1.3 <i>Schwierigkeiten für das reale Potential</i>	6
2.1.4 <i>Berücksichtigung der Annihilation</i>	7
2.1.5 <i>Das Gesamt-Potential (mit Annihilationsteil)</i>	8
2.1.6 <i>Berechnung des Niveau-Schemas</i>	9
2.2 Mikroskopische Beschreibung	10
2.2.1 <i>Mikroskopische Mechanismen für die Nukleon-Antinukleon-Annihilation</i>	10
2.2.2 <i>Dynamische Auswahlregeln</i>	12
2.3 Gebundene Zustände und Resonanzen	13
KAPITEL 3. Das Experiment	15
3.1 Das Experiment PS183 am LEAR	15
3.2 Beschreibung des Paarspektrometers	16
3.2.1 <i>Der Target-Teil</i>	16
3.2.2 <i>Der Magnetfeld-Teil</i>	18
3.2.3 <i>Ereignis-Auswahl bei der Datenaufnahme</i>	19
KAPITEL 4. Verarbeitung der Ereignisse und Berechnung des Teilchenimpulses	23
4.1 Berechnung des Impulses: die Drei-Punkte-Methode	23
KAPITEL 5. Ereignis-Analyse	27
5.1 Ereignis-Untersuchung durch graphische Darstellung einzelner Ereignisse	28
5.1.1 <i>Ereignisse mit akzeptablem Treffer-Muster, welche die Bedingung Szintillator-Kode = Kode(Treffer-Muster) erfüllen</i>	30
5.1.2 <i>Ereignisse mit akzeptablem Treffer-Muster, welche die Bedingung Szintillator-Kode = Kode(Treffer-Muster) nicht erfüllen</i>	40
5.1.3 <i>Ereignisse mit schlechtem Treffer-Muster</i>	43

5.2	Wirksamkeit des "Off-line-Triggers"	47
5.3	Schlußbemerkungen zu Kapitel 5	51
KAPITEL 6. Untersuchung von Photonen-Impuls-Spektren		53
6.1	Die einzige Eichlinie im Photonen-Spektrum: die Panofsky-Linie	53
6.1.1	<i>Das zeitlich eingeschränkte Spektrum der TT-Ereignisse</i>	<i>54</i>
6.1.1.1	Anwendung von Ereignis-Schnitten zur Verbesserung der Auflösung	54
6.1.1.2	Ergebnis für die Panofsky-Linie	65
6.1.2	<i>Das zeitlich eingeschränkte Spektrum der R2T-Ereignisse</i>	<i>68</i>
6.1.2.1	Ergebnis für die Panofsky-Linie	73
6.1.3	<i>Das zeitlich eingeschränkte Spektrum der R1T-Ereignisse</i>	<i>78</i>
6.1.4	<i>Schlußbemerkungen zu Abschnitt 6.1</i>	<i>79</i>
6.2	Inklusive Photonen-Spektren	79
6.2.1	<i>Inklusive TT-Spektren</i>	<i>80</i>
6.2.2	<i>Inklusive RT-Spektren</i>	<i>83</i>
6.2.3	<i>Suche nach schmalen Linien</i>	<i>87</i>
6.2.3.1	Abtastverfahren	88
6.2.3.2	Berechnung des Verzweigungsverhältnisses	88
6.2.3.3	Ergebnisse für die Intensitäten von schmalen Linien	90
KAPITEL 7. Zusammenfassung		95
Anhang A. Verschlüsselung der Daten auf Band.		97
Anhang B. Das Auswerte-Programm Gammas		111
Anhang C. Akzeptanz für die verschiedenen Ereignis-Typen bei B=0,35 Tesla		115
Anhang D. Zahlenwerte der angewendeten Ereignis-Schnitte		121
Literatur-Verzeichnis		127
Abbildungsverzeichnis		131
Tabellenverzeichnis		133

KAPITEL 1. EINLEITUNG

Durch das Studium der Proton-Antiproton-Wechselwirkung bei niedrigen Energien hofft man, die der starken Wechselwirkung zugrunde liegenden Quark- und Gluonen-Freiheitsgrade besser zu verstehen. Eine der Fragen, die sich in diesem Zusammenhang stellen, ist die Existenz von stark gebundenen Zuständen unterhalb der Proton-Antiproton-Schwelle. Man erwartet, daß solche Zustände durch Zerfall z.B. des atomaren Proton-Antiproton-Systems unter Aussendung von Photonen, Pionen oder Kaonen erreicht werden können. Zerfälle dieser Art werden dann als Linien in den Energie-Spektren der inklusiv gemessenen Teilchen sichtbar.

In den inklusiven Photonenspektren, die bei der Proton-Antiproton-Annihilation gemessen werden, wird ein sehr großer Untergrund erwartet, der vom Zerfall der π^0 herrührt, die bei der Annihilation entstehen. Es bedarf deswegen einer hohen Ereignis-Anzahl, um monoenergetische Linien mit genügender Signifikanz über diesem Untergrund zu "sehen". Mit der Inbetriebnahme der intensiven Antiprotonen-Quelle LEAR im Jahr 1983 bestand die Ansicht, dieses Ziel zu erreichen.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der Auswertung von Daten eines Experimentes mit der Bezeichnung PS183, dessen Ziel die Untersuchung der inklusiven Impuls-Spektren der Photonen und einiger geladener Teilchen, die bei der Proton-Antiproton-Annihilation entstehen, war. Diese Spektren wurden auf das Vorhandensein von schmalen Linien hin untersucht.

Der Inhalt der Arbeit ist wie folgt gegliedert. Zuerst wird auf den theoretischen Hintergrund der Nukleon-Antinukleon-Physik eingegangen. Anschließend wird der Aufbau des Experimentes erläutert. Danach werden Ergebnisse präsentiert, die in einer qualitativen Analyse von Ereignissen erzielt wurden. Dazu wurde eine Computer-Software erstellt, die es gestattete, jedes Ereignis einzeln in Form eines Bildes darzustellen. Anschließend wird die sogenannte Panofsky-Linie $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$ (129,4 MeV) aus der Vielfalt der Photonen-Ereignisse herausgefiltert. Anhand dieser Eichlinie wird die Wirkung verschiedener "Schnitte" untersucht. Diese Schnitte werden ebenfalls auf das inklusive Photonen-Spektrum angewendet, das daraufhin nach schmalen Linien abgesehen werden wird. Erwähnt sei hier, daß in der Arbeit von J.

Schwertel /2/ die inklusiven Spektren der Photonen bereits ein erstes Mal abgetastet wurden.

KAPITEL 2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN FÜR DIE PROTON-ANTIPROTON-ANNIHILATION

2.1 PHÄNOMENOLOGISCHE POTENTIALMODELLE

2.1.1 Die Nukleon-Antinukleon-Wechselwirkung historisch gesehen

1935 beschrieb Yukawa die Kernkräfte als einen Austausch von Mesonen. Die Mesonen-Theorie wurde analog zur Quantenelektrodynamik entwickelt (QED: die elektromagnetischen Kräfte entstehen durch Austausch von Photonen). In diesem Bild wird das Potential der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung generiert durch den Austausch von leichten nicht-seltsamen skalaren (S^* , δ , ϵ), pseudoskalaren (π , η , η') und Vektor-Mesonen (ρ , ϕ , ω). Die resultierenden Potentiale bezeichnet man gewöhnlicherweise als "one pion exchange potentials" (OPEP), "one boson exchange potentials" (OBEP) oder "two pion exchange potentials" (TPEP) im Fall von Zwei-Pionen-Austausch. Individuelle Beiträge zum Potential für jedes ausgetauschte Meson schließen Spin-Spin-, Tensor-, Spin-Bahn- und Isospinabhängige Terme ein, wo dies möglich ist. Die Summe der Beiträge aller ausgetauschten Mesonen ergibt das reale Nukleon-Nukleon-Potential $V(NN) = \sum_m V_m$, wo V_m den Beitrag des Mesons m darstellt ($m = \pi, 2\pi, \eta, \omega$, usw.). Der langreichweitige Teil ist vor allem auf den Pionen-Austausch zurückzuführen, da dies das leichteste Meson ist. Die kurzreichweitige ($< 1\text{fm}$) "Hard core"-Abstoßung kommt im wesentlichen vom ω - und auch vom ρ -Austausch.

Von dieser Mesonen-Austauschtheorie ausgehend haben Fermi und Yang /3/ schon im Jahr 1949 - bereits vor der Entdeckung des Antiprotons - bemerkt, daß bestimmte im Nukleon-Nukleon-System repulsive Kräfte im Nukleon-Antinukleon-System attraktiv werden könnten. Sie vermuteten, daß aus diesem Grunde viele gebundene Zustände existieren müßten. Diese Bemerkungen haben dazu geführt, daß das Nukleon-Antinukleon-System im Rahmen von Potentialmodellen studiert wurde.

Der erste quantitative Versuch, ein Nukleon-Antinukleon-Potential zu konstruieren, wurde von Ball und Chew /4/ und später von I.S. Shapiro et al

/5/ sowie von der Brookhaven-Gruppe /6/ unternommen. Das Nukleon-Antinukleon-Potential wurde vom Nukleon-Nukleon-Potential mit Hilfe der G-Paritätstransformation (siehe weiter unten) abgeleitet. Die Meinung war, daß der relativ kleine Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt (bei kleinen Energien) verglichen mit dem Nukleon-Antinukleon-Wirkungsquerschnitt zurückführbar sei auf eine gegenseitige Aufhebung zwischen den verschiedenen Mesonen-Austausch-Kräften. Im Gegensatz zum Nukleon-Nukleon-Gegenstück, für das außer dem schwach gebundenen Deuteron kein gebundener Zustand existiert, ist die Nukleon-Antinukleon-Wechselwirkung stark attraktiv bei kurzen Distanzen ($\approx 1\text{fm}$), was auf die kohärenten Beiträge von verschiedenen anziehenden Mesonen-Austauschkraften zurückzuführen ist. Diese starke kurzreichweitige Anziehung sollte zu der Existenz von gebundenen Nukleon-Antinukleon-Zuständen und -Resonanzen führen. Bei sehr kurzen Distanzen, wo die Wellenfunktionen der Hadronen überlappen, ist sehr wenig bekannt über die Nukleon-Nukleon- und die Nukleon-Antinukleon-Wechselwirkung. Während die Nukleon-Nukleon-Kraft bei immer kleiner werdenden Abständen abstoßend wird als Folge des Pauli-Prinzips, wird die Nukleon-Antinukleon-Kraft durch die Annihilation beherrscht. Die Reichweite und Stärke des Annihilationspotentials bestimmen die Breite (Lebensdauer) der Zustände: eine starke langreichweitige Annihilation würde die Zustände dermaßen verbreitern, daß sie experimentell unbeobachtbar wären (Siehe /7/).

2.1.2 Der reale Teil des Nukleon-Antinukleon-Potentials

In der QED wird die elastische e^-e^- -Streuung beschrieben durch das Coulomb-Gesetz $+e^2/r$ (in 1. Ordnung der QED). Die entsprechende elastische e^+e^- -Streuung erhält man, indem man das Vorzeichen umkehrt, was auf die negative C-Parität des ausgetauschten Photons zurückzuführen ist. In Analogie zur QED wird der reale Teil des Nukleon-Antinukleon-Potentials vom Nukleon-Nukleon-Potential durch die G-Paritätstransformation¹ abgeleitet:

¹ Die C-Parität (Ladungskonjugation) ist die Symmetrieoperation, die ein Teilchen in sein Antiteilchen überführt, was heißt, daß das Vorzeichen der additiven Quantenzahlen des Teilchens umgekehrt wird. Es können also nur Teilchen oder Systeme, deren additive Quantenzahlen alle verschwin-

$$V_{NN}(r) = \sum_m V_m(r) \rightarrow V_{NN}^-(r) = \sum_m G_m \cdot V_m(r)$$

wobei $V_m(r)$ den Beitrag für den Austausch des Mesons m mit der G -Parität G_m darstellt. In 1. Ordnung (One Boson Exchange) wird die Kraft beschrieben durch den Austausch von leichten Mesonen (siehe folgende Tabelle) /7/.

J^{PC}	Mesonen	G_M
0^{++}	Skalar	ϵ, S^* Isoskalar +1
		δ Isovektor -1
0^{-+}	Pseudoskalar	η, η' Isoskalar +1
		π Isovektor -1
1^{--}	Vektor	ω, ϕ Isoskalar -1
		ρ Isovektor +1

Wenn man die Beiträge der einzelnen Mesonen berechnet, dann stellt sich heraus, daß die Nukleon-Nukleon-Kraft bei kurzen Distanzen durch den Austausch von ρ - und vor allem von ω -Mesonen abstoßend wird. Die Situation verändert sich völlig, wenn wir das Vorzeichen der Beiträge der Mesonen mit negativer G -Parität (ω, ρ, π) umkehren. Insbesondere wird nun aus der starken kurzreichweitigen Nukleon-Nukleon-Abstoßung durch ω -Austausch eine starke kurzreichweitige Anziehung. Die naive Folgerung daraus ist, daß mit einem derart starken anziehenden Potential viele gebundene Zustände im Nukleon-Antinukleon-System existieren sollten.

Natürlich bleiben bei der Nukleon-Antinukleon-Wechselwirkung dieselben Quantenzahlen wie für die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung erhalten. Insbesondere ist der Gesamtspin des Nukleon-Antinukleon-Systems eine gute Quantenzahl, und alle Nukleon-Antinukleon-Zustände (falls vorhanden) können in Singulett($S=0$)- oder Triplett($S=1$)-Zustände eingeordnet werden.

den, Eigenzustände von C sein.

Die G -Parität ist die Verallgemeinerung der Ladungskonjugation auf geladene Systeme. Sie setzt sich zusammen aus einer Drehung um 180° um die Y -Achse im Isospinraum (Z -Achse=Quantisierungsachse) und anschließender Ladungskonjugation. Alle Teilchen und Zustände mit Strangeness, Bottomness, Charme und Baryonenzahl bzw. Leptonenzahl gleich null sind Eigenzustände von G .

2.1.3 Schwierigkeiten für das reale Potential

Die vorausgegangene Diskussion über den realen Teil des Nukleon-Antinukleon-Potentials hat offensichtliche Grenzen.

- Das Nukleon-Antinukleon-Potential kann höchstens soweit verlässlich sein, wie es das Nukleon-Nukleon-Potential ist, von dem es abgeleitet wurde. Es existiert eine detaillierte Phasenanalyse für die Nukleon-Nukleon-Streuung. Jedoch ist das Nukleon-Nukleon-Potential, das von dieser Analyse und mit Hilfe der Eigenschaften des Deuterons abgeleitet wurde, nur gültig bis zu relativen Abständen $\geq 0,8$ fm, was dem asymptotischen Teil der Wellenfunktion entspricht. Das gleiche gilt dann natürlich auch für das Nukleon-Antinukleon-Potential.
- Hinzu kommt, daß das Nukleon-Nukleon-Potential nicht eindeutig bestimmbar ist, weil die Daten aus der Streuphasen-Analyse es nicht möglich machen. Somit existieren mehrere Potentiale, die diese Daten erklären.
- Die Tensor- und Spin-Bahn-Kräfte sind singular für $r \rightarrow 0$. Deshalb muß ein Abschneide-Radius für diese Kräfte eingeführt werden. Dieser Radius kann einen starken Effekt auf die Breite eventuell vorhandener Nukleon-Antinukleon-Zustände haben (siehe /9/ S.165).
- Für kleine Abstände wird die Nukleon-Antinukleon-Wechselwirkung beherrscht durch die Annihilation und das Nukleon-Nukleon-System kann hier keine wegweisende Rolle spielen, da der Annihilationsmechanismus kein entsprechendes Gegenstück hat in der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung.
- Die Potentiale hängen ab von den zu einem großen Teil unbekanntem Kopplungskonstanten.
- Bei sehr kurzen Distanzen ($\leq 0,5$ fm) bricht das Modell zusammen, was auf die relativistischen Effekte und den Austausch von schweren Mesonen zurückzuführen ist.
- Mesonen-Austausch 2. Ordnung muß in Betracht gezogen werden.

Wie das Nukleon-Nukleon- und das davon mit Hilfe der G-Paritätstransformation abgeleitete reale Nukleon-Antinukleon-Potential verlaufen, ist schematisch auf Abbildung 1 dargestellt.

2.1.4 Berücksichtigung der Annihilation

Die wichtige Frage nach den Auswirkungen der Annihilation auf gebundene Zustände muß jetzt noch beantwortet werden. Eine oft vertretene Meinung besagt, daß diskrete Energie-Zustände durch die Annihilation stark verbreitert und nach oben geschoben werden, so daß sie nicht mehr vom Kontinuum zu unterscheiden und deswegen nicht mehr beobachtbar sind. Es gibt jedoch auch andere Auffassungen. Shapiro z.B. (/9/, S.155-160) zeigt, daß es nicht unbedingt so sein muß. Der Autor geht von der e^+e^- -Annihilation aus. Der gebundene Zustand des Parapositroniums im 1s -Zustand hat eine um mehrere Zehnerpotenzen kleinere Annihilations-Breite als die Zustände aus dem Kontinuum. Dies hat folgende Ursache: die Annihilations-Breite hängt nicht nur ab von einem Parameter, der durch die Anzahl der Photonen definiert ist, sondern auch vom Verhältnis der 3. Potenz des Radius des Annihilations-Bereiches zum Bohr-Radius des Parapositroniums. Mit der Annahme, daß das Nukleon-Antinukleon-Potential anziehend ist und befriedigend durch ein Yukawa-Potential angenähert werden kann, erhält man ähnliche Ergebnisse für die Nukleon-Antinukleon-Zustände: eine starke Anziehung führt sowohl zu der Bildung von gebundenen Zuständen als auch zu einer starken Annihilation, jedoch hält der Bohr-Radius der gebundenen Zustände diese fern vom Annihilations-Bereich. Man kann sich in diesem Modell also vorstellen, daß der reale Teil des Nukleon-Antinukleon-Potentials zu gebundenen Zuständen führt. Die Annihilation kann die Niveaus dieser Zustände verschieben und verbreitern, jedoch nicht unbedingt in einem Maße, das die Grundzüge des Niveau-Schemas zerstören würde. Shapiro (/9/, S.144-145) zeigt, daß die Annihilations-Breiten und -Verschiebungen < 100 MeV sein sollten, damit die Zustände noch beobachtbar bleiben. Er zeigt ebenfalls (vgl. S.147-148), daß die Breiten der Niveaus diese obere Grenze unterschreiten können.

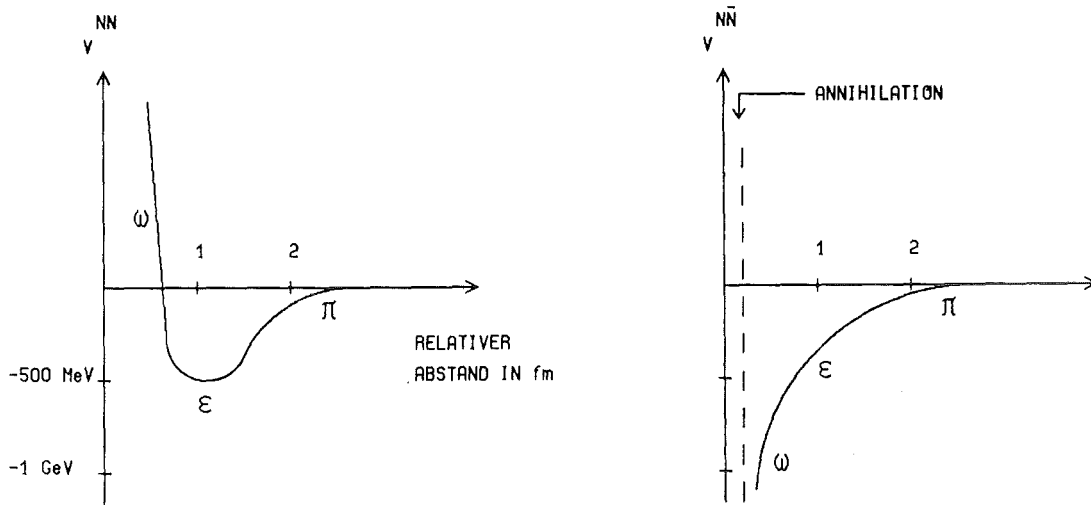


Abbildung 1. Das Nukleon-Nukleon-Potential und das durch G-Paritätstransformation davon abgeleitete Nukleon-Antinukleon-Potential

2.1.5 Das Gesamt-Potential (mit Annihilationsteil)

Um das Nukleon-Antinukleon-Potential-Modell zu ergänzen, muß ein absorptives Potential zum realen Teil hinzugefügt werden. Üblicherweise beruht dann der Rahmen zur Beschreibung der Nukleon-Antinukleon-Streuung und Annihilation auf der nicht-relativistischen Schrödingergleichung

$$(T + V(ME) + V(ANN) - E) \psi(\text{Nukleon-Antinukleon}) = 0 \quad (\text{vgl. /8/, S.130})$$

Hier ist \$T\$ die kinetische Energie, \$V(ME)\$ ist ein reales Potential, das auf Mesonen-Austausch beruht, und \$V(ANN)\$ ist ein komplexes Potential, das für die Annihilation steht.

Der erste Versuch, die Annihilation in das Nukleon-Antinukleon-Potential einzufügen, wurde von Bryan und Phillips /12/ unternommen. Sie benutzten das OBEP von Bryan und Scott /13/, wendeten die G-Paritäts-Transformation an und fügten ein phänomenologisches rein imaginäres Potential hinzu. Dieser

Ansatz war unabhängig von Spin, Isospin und Energie. Der Ansatz von Bryan-Phillips lautet: $V(ANN) = -8i \text{ GeV} / (1 + \exp(5r))$ ($V(ANN)$ ist rein imaginär). Es haben seitdem Verbesserungen des Nukleon-Nukleon-Potentials vor allem durch die Paris-Gruppe stattgefunden /15/. Dover und Richard /14/ führten die G-Paritäts-transformierte Version dieses Potentials ein und dazu ein komplexes (nicht nur rein imaginär wie bei Bryan und Phillips), phänomenologisches Spin-, Isospin- und Energieunabhängiges Annihilationspotential. Das Mit dem Hinzufügen eines realen Annihilationspotentials wurde der imaginäre Teil reduziert und die Qualität der Anpassungen an die Wirkungsquerschnitts-Daten verbessert. Der Ansatz von Dover-Richard lautet: $V(ANN) = (-21 - 20i) \text{ GeV} / (1 + \exp(5r))$ In beiden Fällen wird die kurze Reichweite ($1/5 = 0,2 \text{ fm}$) diktiert durch die Idee, daß die Annihilation durch Nukleon-Austausch erklärt werden kann. Auch die Paris-Gruppe selber hat eine Parametrisierung für den Imaginärteil des Potentials vorgeschlagen (hier nicht aufgeführt). In /8/ S.134 sind die drei hier erwähnten Modelle diskutiert. In der Zwischenzeit ist bekannt, daß die Annihilationsreichweite deutlich größer als $0,2 \text{ fm}$ ist. Für die Datenbeschreibung ist jedoch immer die Kombination von Reichweite und Stärke des Potentials wichtig, so daß ein Fehler bei der Ableitung der Reichweite durch eine Veränderung der Potentialstärke wettgemacht werden kann.

2.1.6 Berechnung des Niveau-Schemas

Eine quantitative Berechnung der Nukleon-Antinukleon-Niveaus geschieht durch numerische Integration der Schrödinger Gleichung. Die Vorhersagen sind modellabhängig. Eine große Zahl von gebundenen Nukleon-Antinukleon-Zuständen und Resonanzen wird im Bereich der Nukleon-Antinukleon-Schwelle erwartet. Obwohl die Energie-Niveaus nicht genau vorhergesagt werden können, ist die Niveau-Folge nur schwach Modell-abhängig. Die Folge wird vor allem durch die Kohärenzeigenschaft der Nukleon-Antinukleon Kraft bestimmt /7/. Es sind folgende Kohärenzeffekte vorhanden (/18/, S.178):

- Es existiert ein tiefgebundenes $I=0$ -Zustandsband mit natürlicher Parität.
- Die $I=1$ -Zustände sind viel schwächer gebunden und tendieren dazu, sich um die Nukleon-Antinukleon-Schwelle zu häufen.
- Es besteht weder Isospin- noch C-Paritäts-Entartung.

Die phänomenologischen Potential-Modelle haben einige Erfolge zu verzeichnen. Sie erklären den Verlauf des elastischen, des Annihilations- und des totalen Wirkungsquerschnittes und ebenfalls die Tatsache, daß der Proton-Antiproton-Wirkungsquerschnitt größer ist als der Proton-Antineutron-Wirkungsquerschnitt (/10/, /21/).

2.2 MIKROSKOPISCHE BESCHREIBUNG

2.2.1 Mikroskopische Mechanismen für die Nukleon-Antinukleon-Annihilation

Wie bereits weiter oben erwähnt, kann man sich die Annihilation als N- oder auch als Δ -Austausch vorstellen. Letzteres wurde von Moussalam untersucht /16/. Er hat z.B. die Reaktion Nukleon+Antinukleon $\rightarrow \pi\pi$ untersucht, wobei die Vorstellung zugrunde gelegt wurde, daß die Pionen ihren Ursprung in der Pionen-Wolke haben, die die Quark-Confinement-Region des Nukleons und des Antinukleons umgibt. Jedoch sind die N- und Δ -Austausch-Mechanismen sehr stark abhängig von den NNM- und NAM-Vertex-Formfaktoren (N für Nukleon, M für Meson), so daß eine mikroskopische Beschreibung für diese Formfaktoren nötig ist. Eine solche Beschreibung beruht aber heutzutage auf dem Quark-Modell. Wenn aber das Quarkmodell für diese Formfaktoren eine so starke Rolle spielt, ist es natürlich, die Quarks von Anfang an einzuführen. Diese Argumentation wird in /8/ S.139-140 vertreten. Wie bereits weiter oben erwähnt, ist die Annahme, daß die Annihilation über Nukleon-Austausch geschieht, ohnehin nicht mehr haltbar.

Auf der Quark-Ebene kann man sich die Annihilation in 2 oder in 3 Mesonen wie in Abbildung 2 auf Seite 11 vorstellen. Die gezeigten Diagramme sind diejenigen, die OZI-erlaubt sind (die OZI-Regeln besagen, daß mindestens eine Quark-Linie durchgehend sein muß). Der erste Versuch, die Nukleon-Antinukleon -Annihilation mit Hilfe von Quarks zu beschreiben, wurde von Rubinstein und Stern 1966 unternommen /22/. Dieses Modell benutzte nur das Diagramm R3. Welche Diagramme die wichtigsten sind, führt zu einer großen Diskussion. Manche Autoren meinen, daß es eine Hierarchie von Diagrammen gibt, von den wichtigsten zu den unwichtigsten entsprechend der Anzahl der Quark-Antiquark-Vertices. In diesem Fall wären z.B. A3 und A2 unterdrückt

verglichen mit R3 und R2... Kann man Aussagen machen über die relative Wichtigkeit dieser Graphen? In der Literatur werden meistens zwei Vorgehensweisen vertreten: Die erste betrachtet spezifische Annihilationskanäle und versucht die relativen Wichtigkeiten der Graphen in Abbildung 2 direkt aus den experimentellen Daten herauszuarbeiten. Die zweite Vorgehensweise konzentriert sich darauf, den totalen Wirkungsquerschnitt zu verstehen, indem immer mehr der Prozesse von Abbildung 2 hinzugenommen werden. Sie wird durch die Helsinki-Gruppe vorgenommen. Dieses Modell wird eingehend in /8/ ab S.147 vorgestellt. In /8/ und /10/ werden die verschiedenen Vorgehensweisen und Modelle vorgestellt.

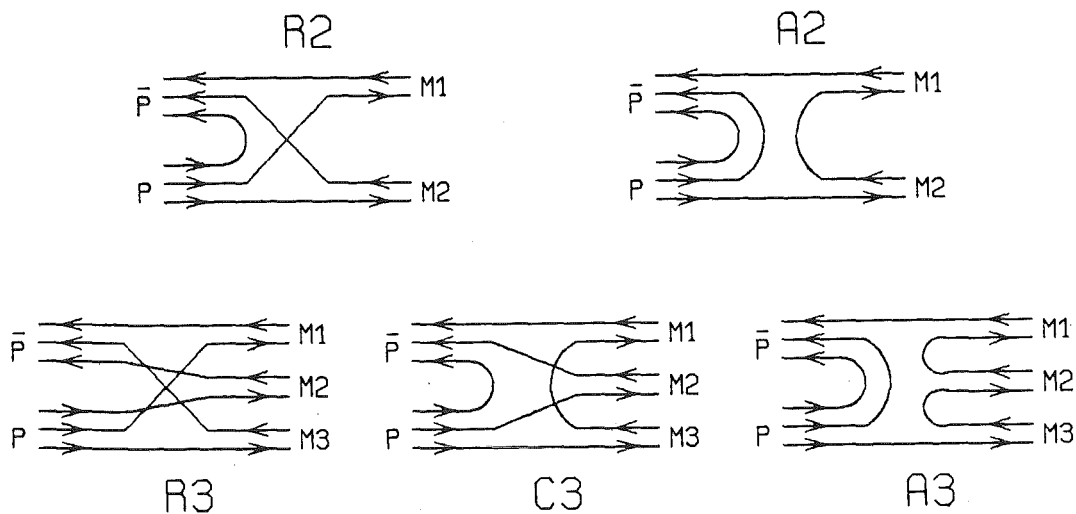


Abbildung 2. Nukleon-Antinukleon-Annihilation im Quark-Modell.

In der Praxis wird für die Beschreibung der Quark-Antiquark-Annihilations- und Erzeugungs-Vertices meistens die Alternative 3P_0 - oder 3S_1 -Modell benutzt. Das 3P_0 -Modell nimmt an, daß die Quark-Antiquark-Vertices vermutlich komplizierte Prozesse beschreiben, die durch den Austausch von vielen weichen Gluonen mit den benachbarten Quarks und Antiquarks zustande kommen. Diese Situation wird durch eine effektive Kopplung des Quark-Antiquark-Paares mit dem Vakuum ($J^P=0^+$) simuliert. Der Name für dieses Modell wurde von der Tatsache abgeleitet, daß die Kopplung zum Vakuum $J=0$ hat. Die Erhaltung der Parität verlangt $L=1$, und die Erhaltung des Gesamtdrehimpulses verlangt $S=1$. Das führt dann zum Zustand $^{2S+1}L_J=^3P_0$. Vorteil: alle anderen Quarks können als Zuschauer behandelt werden. Im 3S_1 -Modell geht man davon aus, daß das Quark-Antiquark-Paar in ein Gluon ($J^P=1^-$) bzw. in ein kompliziertes Objekt mit gleichen Quantenzahlen annihiliert. Die Voraussetzung für

das Gluon-Austausch-Modell ist, daß die Ein-Gluon-Prozesse die dominierenden sind.

2.2.2 Dynamische Auswahlregeln

Man spricht von Dynamischen Auswahlregeln, falls Reaktionskanäle bevorzugt oder unterdrückt werden, obwohl ein solches Verhalten allein durch die Erhaltung der Quantenzahlen nicht zu erwarten ist. Es sind einige solche Auswahlregeln bekannt. Z.B. wurde beim Experiment PS183 gefunden, daß das Verhältnis der Annihilation in K^+K^- zur Annihilation in $\pi^+\pi^-$ 0,26 bis 0,34 in Flüssig-Wasserstoff bei überwiegender S-Wellen-Annihilation beträgt /9/, /10/ während ASTERIX /11/ gefunden hat, daß für P-Wellen-Annihilation (durch Trigger auf atomare L-Röntgenstrahlen) das Verhältnis=0,052±0,001 ist. Für diese Auswahlregel gibt es Erklärungen. Die Reaktion $p\bar{p} \rightarrow \pi^+\pi^-$ kann gemäß den Diagrammen R2 und A2 ablaufen, aber $p\bar{p} \rightarrow K^+K^-$ kann nur über A2 geschehen, da ein $s\bar{s}$ -Paar erzeugt werden muß. Im 3P_0 -Modell /20/ ist Diagramm A2 erlaubt für S-Wellen-Annihilation und verboten für P-Wellen-Annihilation. Für R2 ist das Entgegengesetzte der Fall. Deshalb müßte die Produktion von K^+K^- in der P-Wellen-Annihilation unterdrückt sein. Es läßt sich jedoch auch im 3S_1 -Modell eine Erklärung für diese K^+K^- -Unterdrückung finden /19/. Erklärungen für andere dynamische Auswahlregeln stehen noch aus. Hier spielt die Tatsache eine große Rolle, daß zur Annihilation gestoppter Antiprotonen nur wenige Partialwellen beitragen. In diesem Fall kann man deshalb hoffen, starke Hinweise auf die zugrunde liegende Quark-Dynamik zu finden, z.B. eine starke L-Abhängigkeit von speziellen Verzweigungsverhältnissen.

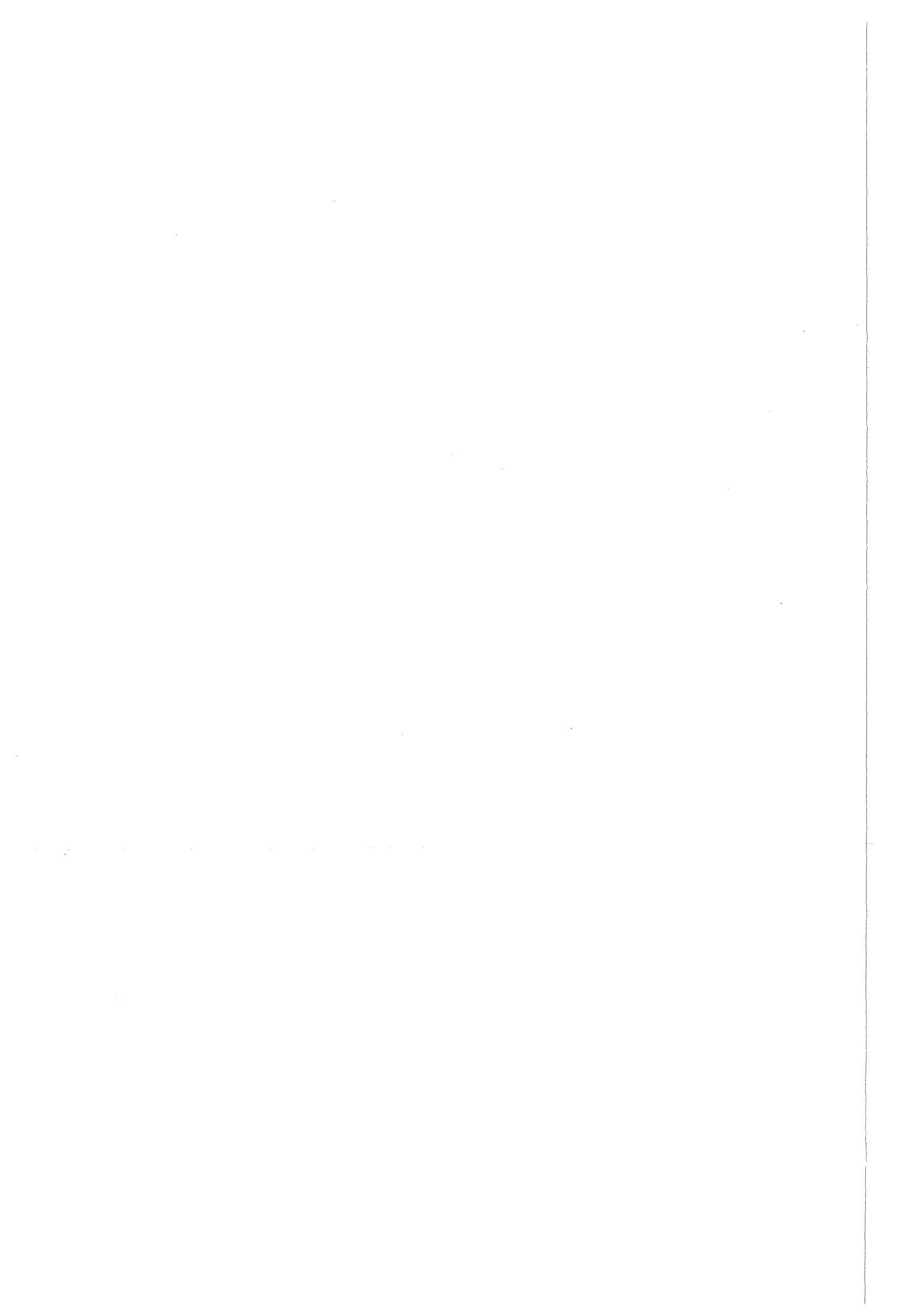
2.3 GEBUNDENE ZUSTÄNDE UND RESONANZEN

In der Natur werden nur SU(3)-Farb-Singulets beobachtet. Diese werden in Mesonen ($q\bar{q}$) und Baryonen (qqq) eingeteilt. Farb-Confinement verbietet jedoch nicht die Existenz von Quark-Molekülen wie z.B. $2q-2\bar{q}$ (Baryonium) $3q-3\bar{q}$ oder $3q-3q$. Auch Mesonen mit einem oder mehreren konstituenten Gluonen werden erwartet, wie z.B. Hybrids ($q\bar{q}g$) oder Glueballs (gg), die nur aus Gluonen

bestehen. Solche Zustände wurden noch nicht beobachtet, wenn auch Versuche unternommen wurden, einige bekannte Mesonen (δ , ϵ , S^* , χ) als $2q-2\bar{q}$ -Zustände zu interpretieren /17/. Koch /35/ gibt eine Übersicht über die Möglichen Kandidaten. Man kann sich deshalb vorstellen, daß neue Typen von Mesonen X über die Nukleon-Antinukleon-Annihilation produziert werden, entweder als Streu-Zustände ($NN\bar{} \rightarrow X \rightarrow NN\bar{}$) oder, für Massen $M_X < 2m_N$, als Annihilationsprodukte in Reaktionen der Art $NN\bar{} \rightarrow \pi X$ oder γX , mit anschließendem Zerfall $X \rightarrow$ Mesonen.

Die Fragestellung nach der Existenz exotischer Quarkmoleküle (im mikroskopischen Bild) oder gebundener Nukleon-Antinukleon-Zustände (im Bild der Potential-Modelle) liegt der vorliegenden Arbeit zugrunde: in Spektren inklusiv gemessener Photonen, die bei der Nukleon-Antinukleon-Annihilation entstanden sind, wird nach schmalen Strukturen gesucht. Solche Strukturen würden entstehen bei dem Übergang von einem Proton-Antiproton-Atom in einen tiefgebundenen nuklearen Proton-Antiproton-Zustand unter Aussendung eines Photons.

Eine Übersicht über die verschiedenen Modelle der Nukleon-Antinukleon-Wechselwirkung und der gebundenen Zustände, die davon abgeleitet werden, gibt die Arbeit von Rossi und Veneziano /18/ und eine Übersicht über das gesamte (sowohl experimentell als auch theoretisch) Gebiet der niederenergetischen Antinukleonen-Physik bis 1983 gibt Niskanen /25/.



KAPITEL 3. DAS EXPERIMENT

3.1 DAS EXPERIMENT PS183 AM LEAR

Das Experiment fand am LEAR (Low Energy Antiproton Ring) im CERN (Genf, Schweiz) statt. Durch Beschuß eines Kupfertargets mit hochenergetischen Protonen werden Antiprotonen mit einem Impuls im Bereich von 3-4 GeV/c produziert. Diese Antiprotonen werden akkumuliert und abgebremst. Anschließend werden sie an das LEAR übergeben, wo sie auf einen Impuls im Bereich von 0,1 GeV/c bis 2,0 GeV/c eingestellt werden. Hiermit steht eine niederenergetische intensive Antiprotonen-Quelle zur Verfügung, deren Strahl bis zu 10^6 Antiprotonen/s liefert, welche dann zwischen den verschiedenen Experimenten verteilt werden. Davon standen 10^5 /s dem Experiment PS183 zur Verfügung, was auch die optimale Rate war, die verarbeitet werden konnte. Für die Experimentiertechnik interessant ist dabei vor allem, daß die Antiprotonen bei solch geringen Energien eine schmale Stoppverteilung besitzen (wenige cm im flüssigen H₂), was nicht möglich gewesen wäre ohne die gute Impulsauflösung von $\Delta p/p=10^{-3}$ und den kleinen Durchmesser des Strahles (0,3cm).

Im folgenden Abschnitt wird das Paarspektrometer PS183 beschrieben, mit dem die inklusiven Impuls-Spektren der Photonen und einiger geladenen Teilchen, die bei der Proton-Antiproton-Annihilation entstehen, gemessen wurden.² Mit "einigen geladenen Teilchen" sind hier Kaonen, Pionen und Myonen gemeint, da diese die einzigen sind, die eine genügend große Lebensdauer haben, um direkt gemessen werden zu können.

Es fanden in den Jahren 1984, 1985 und 1986 verschiedene Messungen statt. In der vorliegenden Arbeit wird nur über Daten aus dem Jahre 1985 berichtet,

² Inklusives Spektrum heißt: Man untersucht ein Spektrum ohne zu unterscheiden zwischen den verschiedenen Reaktionskanälen, in denen das betreffende Teilchen produziert worden ist.

mit zwei Meßperioden, die sich durch den Impuls der einlaufenden Antiprotonen unterscheiden (450 MeV/c für die erste und 326 MeV/c für die zweite).

3.2 BESCHREIBUNG DES PAARSPEKTROMETERS

Die Apparatur des Experimentes PS183, wie sie 1985 aufgebaut war, ist in Abbildung 3 dargestellt. Die Apparatur bestand aus zwei Hauptteilen:

3.2.1 Der Target-Teil

Der Antiprotonen-Strahl kam von der linken unteren Seite. Mit der Strahlenkammer (Beam Chamber) wurde die Richtung des einlaufenden Antiprotons bestimmt. Diese Kammer war eine Vieldraht-Proportional-Kammer und bestand aus zwei Ebenen mit Drähten parallel zur Y-Achse (das ist die Achse senkrecht zur Bildebene = Vertikale) und zwei Ebenen mit Drähten parallel zur Z-Achse. Der Strahl ging anschließend durch den S-Szintillator. Die von den anderen Szintillatoren gelieferten Zeitsignale beziehen sich, von einer durch die Apparatur bedingten Konstanten abgesehen, auf den S-Szintillator. Anschließend drang der Strahl in das zylindrische Target ein. Dessen Dimensionen betragen 70cm für die Länge und 7cm für den Durchmesser für das im Jahre 1985 verwendete Flüssig-H₂-Target. Das Target war so plaziert, daß die Antiprotonen in der "Mitte" des Spektrometers stoppten. Für die erste Meßperiode befand es sich, um den höheren Teilchenimpuls auszugleichen, einige Zentimeter weiter links als für die zweite Meßperiode.

Auf jeder Seite des Targets befand sich ein Satz von Driftkammern. Jeder Satz bestand aus zwei Kammern (RDC: R1 und R2, NDC: N1 und N2) und jede Kammer aus drei Draht-Ebenen. Die Orientierung der Drähte in diesen Ebenen war -30° , 0° , $+30^\circ$ bezüglich der Vertikalen (Y-Achse). Die Dimensionen der Kammern betragen $155 \times 53 \text{ cm}^2$ und der Drahtabstand war gleich 4cm. Mit den Treffern in den sechs Ebenen eines DC-Satzes konnte man die dreidimensionalen Spuren geladener Teilchen rekonstruieren. Die in den NDC, RDC und der Strahlen-

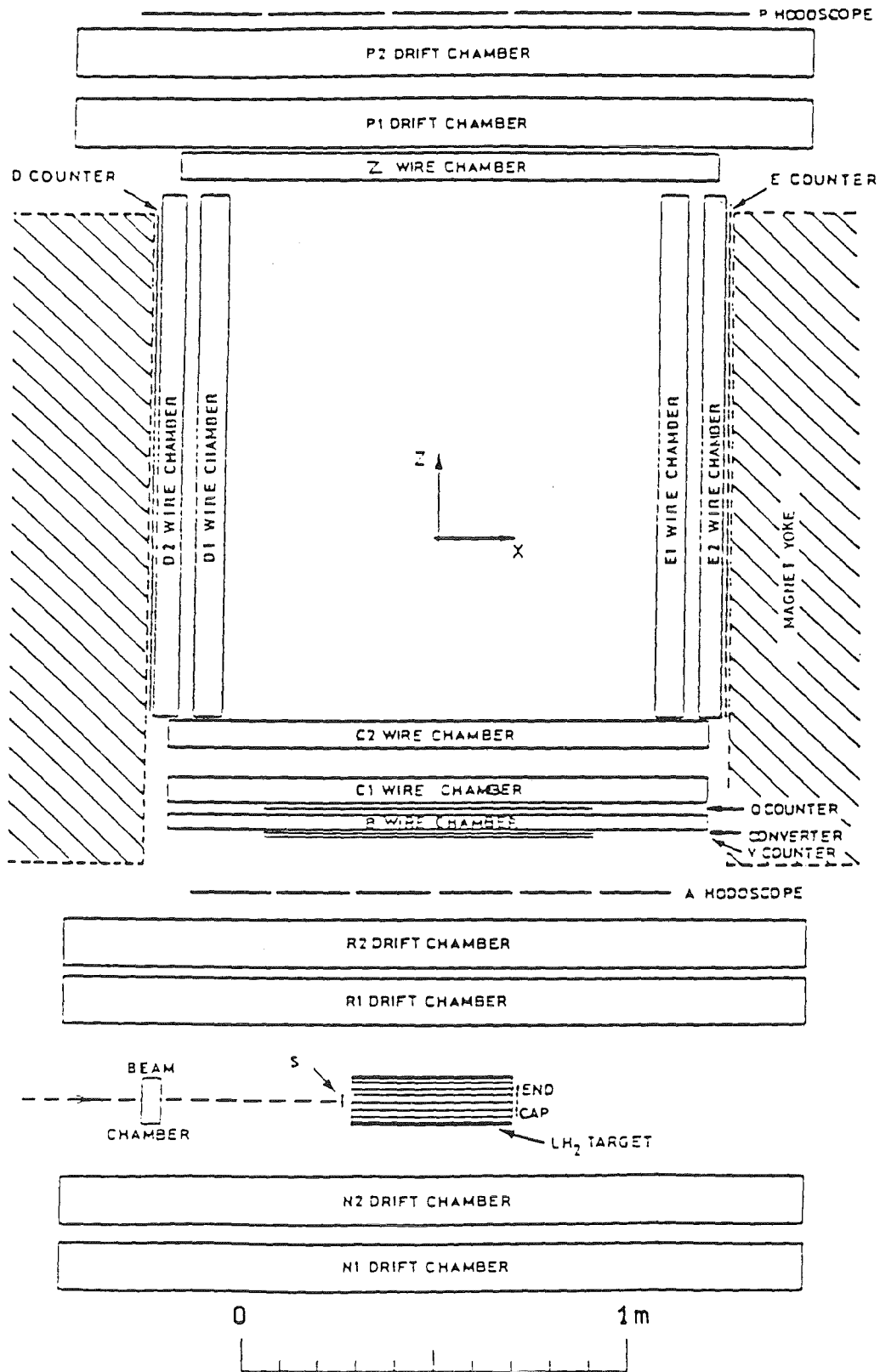


Abbildung 3. PS183-Paarspektrometer

Kammer rekonstruierten Spuren wurden benutzt, um den Annihilationsort (Vertex) zu bestimmen.

3.2.2 Der Magnetfeld-Teil

Das Kernstück des Experimentes war der Magnet. Mit ihm konnte ein Feld senkrecht zur Bildebene erzeugt werden. Der Betrag des magnetischen Feldes war 3,5 kG. Das Feld stand zeitweise parallel zeitweise entgegengesetzt zur Y-Achse. Die Öffnung des Magneten besaß die Dimensionen $50 \times 154 \times 176 \text{ cm}^3$, was zu einer geometrischen Akzeptanz von weniger als 1% für Teilchen aus dem Target führte.

Um die Öffnung des Magneten befanden sich die Vieldraht-Proportional-Kammern B, C1, C2, D1, D2, E1, E2 und Z (im Folgenden wird meistens die Bezeichnung MPWC für "Multi-Wire Proportional Chamber" benutzt) sowie die Szintillationszähler A-Hodoskop, Q, V, D, E und P-Hodoskop und ein Satz Driftkammern PDC (P1 und P2).

Die Bauart aller acht MPWCs war ähnlich. Ihre Dimensionen waren $125 \times 27 \text{ cm}^2$ und der Drahtabstand betrug 0,3cm. Es werden jedoch doppelt soviele "Drähte" gezählt als wirklich vorhanden waren, um den Schwerpunkten von Treffern, bei denen eine gerade Anzahl von wirklichen Drähten angesprochen hat, ebenfalls einen "Draht" zuordnen zu können. Die Kammern B, D1, E1 und Z bestanden nur aus einer X-Ebene. Die Kammern C1, C2, D2 und E2 bestanden aus drei Draht-Ebenen, die folgendermaßen bezeichnet wurden:

- X-Ebene mit Drähten senkrecht zur Bildebene: diese Ebene liefert die X-Koordinaten für die Treffer in B, C1, C2 und Z und die Z-Koordinaten für D1, D2, E1 und E2. Die Treffer in diesen Ebenen wurden benutzt für die Berechnung des Teilchenimpulses.
- Y-Ebene mit Drähten parallel zur Bildebene: damit erhält man die Y-Koordinaten der Treffer.
- U-Ebene mit Drähten, die jeweils einen Winkel von 45° mit den X- und Y-Ebenen einschließen.

Die Bauart der PDC-Kammern ist die gleiche wie diejenige der NDC- und RDC-Kammern. In den Jahren 1984 und 1986 war keine Z-Kammer vorhanden.

Stattdessen wurde die in der PDC rekonstruierte Spur zur Berechnung des Teilchenimpulses benutzt. Die PDC konnte 1985 wahlweise für diesen Zweck benutzt werden. In dieser Arbeit wurde jedoch nur die Z-Kammer dazu verwendet.

Die Szintillationszähler Q und V hatten zwei Auslese-Enden und die Dimensionen $80 \times 14 \text{ cm}^2$. Das A-Hodoskop bestand aus sechs gleichen Szintillatoren parallel zur Y-Achse mit den Dimensionen $22 \times 40 \text{ cm}^2$. Das P-Hodoskop bestand aus fünf Szintillatoren, die ebenfalls parallel zur Y-Achse waren, mit den Dimensionen $32 \times 60 \text{ cm}^2$. Zwei überlappende D- (bzw. E-) Zähler, die jeweils nur ein Auslese-Ende hatten, bedeckten die D2- (bzw. E2-) Kammer.

Mit der Zeitinformation aus dem Zeit-zu-Digitalkonverter (TDC) und der Signalhöhe aus dem Analog-zu-Digitalkonverter (ADC), die von den Szintillatoren geliefert wurden, konnten Flugzeit- und Ortsmessungen durchgeführt werden.³

3.2.3 Ereignis-Auswahl bei der Datenaufnahme

Ein geladenes Teilchen, das in die Öffnung des Magneten gelangt, wird einem von drei Spuren-Typen, die auf Abbildung 4 dargestellt sind, zugeordnet. Wir sprechen von einer

- R-Spur, falls das Teilchen reflektiert wird. Hier kann außerdem zwischen R1- und R2-Spur unterschieden werden, je nachdem, ob nur die C1-Kammer oder ebenfalls die C2-Kammer durchquert wurde.
- T-Spur, falls das Teilchen in den Magnetjoch hinein läuft (T für Trapped = gefangen). Hier kann nochmals zwischen D- und E-Spuren unterschieden werden, je nachdem, ob das Teilchen nach links oder rechts läuft.

³ Z.B.: Für einen Szintillator mit zwei Auslese-Enden kann man aus der Differenz TDC1-TDC2 berechnen, an welcher Stelle das Teilchen den Zähler durchquert hat. Für eine bestimmte Teilchen-Art ist das Produkt $ADC1 \times ADC2$ -Signalhöhen näherungsweise konstant. Daraus kam man ebenfalls den Auftreffort berechnen.

- P-Spur, falls das Teilchen die Öffnung des Magneten durchquert (P für Penetrating = durchstoßend).

Das ergibt folgende Möglichkeiten für den Typ eines Ereignisses:

- Für die geladenen Teilchen: R, T (D oder E) und P, wobei man für R und P nochmals unterscheiden kann, nach welcher Seite die Spuren gebogen sind.
- Für die in e^+e^- -Paare konvertierten Photonen: RR, RT (DR oder RE), RP, TT, TP (DP oder PE) und PP.

Das Einlaufen eines geladenen Teilchens in den Magneten wurde durch die V- und Q-Zähler signalisiert. Ein e^+e^- -Paar (Photon) wurde dadurch signalisiert, daß Q ein Signal lieferte, V aber nicht (deswegen der Name V für Veto-Zähler), da ein Photon erst im Konverter zwischen V und B in ein e^+e^- -Paar umgewandelt werden durfte. Für Photon-Ereignisse mit einer R-Spur durfte V auch ein Signal haben, da das reflektierte Teilchen die V-Kammer durchqueren kann. V und Q waren Szintillatoren mit zwei Auslese-Enden und hatten die gleichen Dimensionen $80 \times 14 \text{ cm}^2$. Beim Konverter handelt es sich um eine Blei-Folie mit 10%iger Konversion für ein Photon und den gleichen Dimensionen wie die Q- und V-Zähler. Diese Folie überspannte 1% des Gesamtraumwinkels bezüglich dem Target.

Die Ereignisauswahl (Trigger) bestand darin, daß nur bestimmte Szintillator-Kombinationen zugelassen wurden. Bei einer zulässigen Kombination von Szintillatoren wurde die gesamte Information für das Ereignis - mit einem als Szintillator-Kode bezeichneten Kode gekennzeichnet - ausgelesen. Die Ereignisse wurden ihrem Typ entsprechend getriggert: Eine T-Spur wurde durch einen D- oder E-Szintillator getriggert; eine R-Spur wurde durch A getriggert; ein Signal in einem A-Szintillator wurde zusätzlich noch als früh oder spät gekennzeichnet, um solche Signale, die von einer R-Spur stammten von Signalen unterscheiden zu können, die von Teilchen herrührten, die direkt aus dem Target kamen; eine P-Spur wurde durch P getriggert. Beispielsweise muß für ein PE-Photon zusätzlich zu S und Q auch ein E-Zähler und ein Szintillator des P-Hodoskops angesprochen haben.

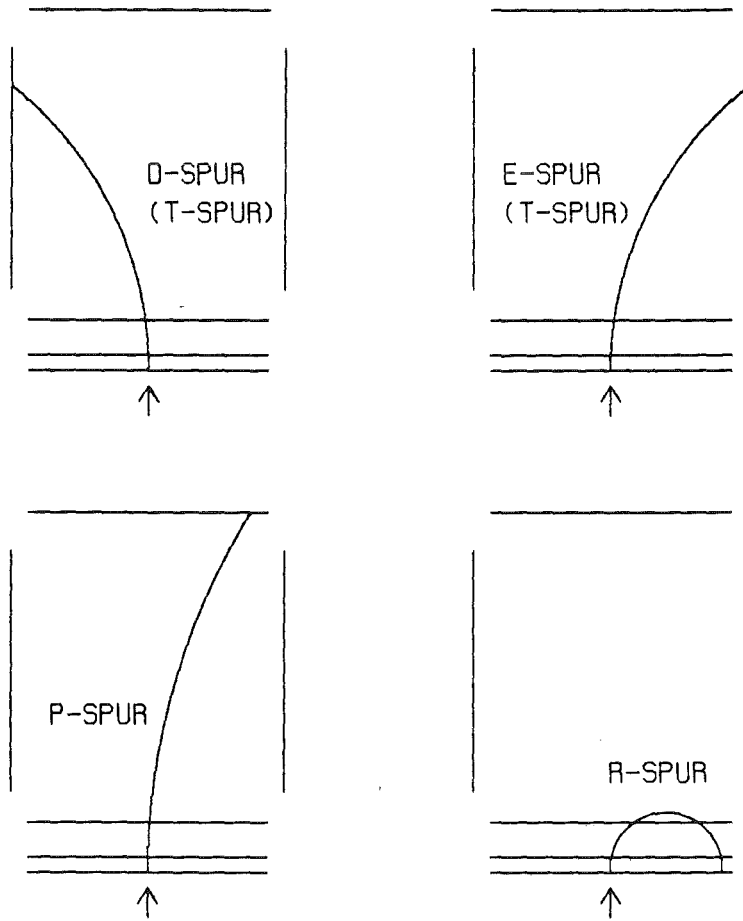


Abbildung 4. Mögliche Spur-Typen: T (D oder E), R und P.

KAPITEL 4. VERARBEITUNG DER EREIGNISSE UND BERECHNUNG DES TEILCHENIMPULSES

Wie die Information über die einzelnen Ereignisse auf Band geschrieben wurde, ist in Anhang A erläutert. Gelesen und ausgewertet wurden die Daten durch ein Programm mit der Bezeichnung GAMMAS, dessen Funktionsweise in Anhang B erklärt wird.

Als Treffer-Muster wird im folgenden die Kombination der Treffer in den MWPCs bezeichnet. Anhand des Treffer-Musters eines Ereignisses wird entschieden, ob ein Ereignis verworfen wird oder nicht. Die zugrundeliegende Annahme ist, daß geladene Teilchen oder konvertierte Photonen, die in den Magnetfeld-Teil der Apparatur gelangen, bestimmte Treffermuster erzeugen. Es wurde jeweils nur ein geladenes Teilchen oder ein Photon zugelassen. Mit Hilfe des Programms GAMMAS konnte der Teilchen-Impuls für die wichtigsten dieser Treffer-Muster berechnet werden. In der Tabelle 1 werden die Treffermuster, für die ein Teilchen-Impuls berechnet werden konnte, aufgeführt. In der ersten Spalte steht der Ereignis-Typ. In der zweiten Spalte steht der Szintillator-Kode, der die Kombination der Szintillatoren kennzeichnet, die angesprochen haben. In der dritten Spalte stehen die für die Berechnung des Impulses möglichen Treffer-Muster: Die Ziffern sind so angeordnet, daß sie von links nach rechts der Anzahl der Treffer von B, C1, C2, D1, D2, E1, E2 und Z entsprechen.

4.1 BERECHNUNG DES IMPULSES: DIE DREI-PUNKTE-METHODE

Zur Berechnung des Impulses eines Teilchens wird die Formel $P=qRB$ benutzt, wobei q die elektrische Ladung des Teilchens, R der Radius der Teilchenbahn im Magnetfeld und B die Stärke des Magnetfeldes ist. Es wird noch ein Korrektur-Faktor angebracht, um die Inhomogenität des Magnetfeldes an den Grenzen des Magnetfeldbereiches zu berücksichtigen.

Tabelle 1. Treffer-Muster, für die der Impuls berechnet werden kann
(akzeptable Treffermuster)

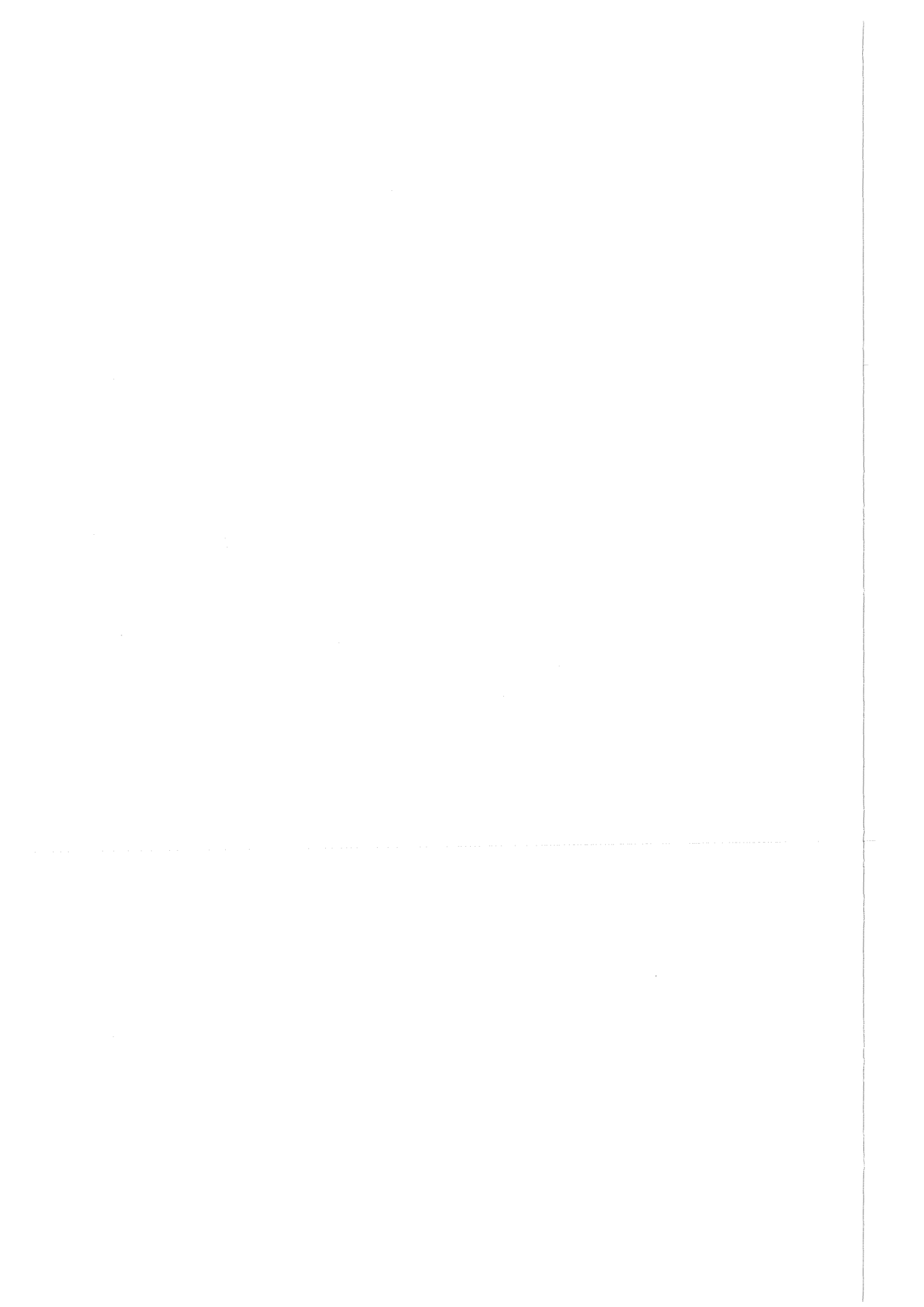
Ereignis- -Typ	Szint.- -Kode	Treffer-Muster	Ereignis- -Typ	Szint.- -Kode	Treffer-Muster
		34000000			12211001
		33000000	DP	3	11211001
RR	6	34200000			12201001
		33200000			11201001
		34400000			
		33400000			12200111
			PE	5	11200111
		23100110			12200011
RE	4	22100110			11200011
		23100010			
					12200111
		23111000	PE	5	11200111
DR	2	22111000			12200011
		23101000			11200011
		23300110	PP	1	12200002
RE	4	22300110			11200002
		23300010			
		22300010			23100001
			RP	7	22100001
		23311000			23300001
DR	2	22311000			22300001
		23301000			
		22301000	R	11	22000000
					22200000
		12211110			
		11211110	D	9	11111000
		12211010			
DE	0	12201110	E	10	11100110
		11211010			
		11201110	P	8	11100001
		12201010			
		11201010			

Dieser Korrektur-Faktor ist abhängig von den Treffer-Koordinaten. Zur Berechnung des Radius' R der Teilchenbahn benötigt man die X-Koordinaten (X-Koordinate bezieht sich hier auf die X-Ebenen der Kammern) von drei Treffern:

- Für eine T-Spur wurden die Treffer von B, C2 und D2 bzw. E2 benutzt.
- Für eine P-Spur wurden die Treffer von B, C2 und Z benutzt.
- Für eine R1-Spur wurden die zwei Treffer von B und der Treffer von C1, der bei der Reflexion des Teilchens erzeugt wurde, benutzt.
- Für eine R2-Spur wurden die zwei Treffer von B und der Treffer von C2, der bei der Reflexion des Teilchens erzeugt wurde, benutzt.

Zusammenfassung eng benachbarter Treffer zu einem einzigen

Ineffiziente Drähte in den MWPCs könnten zu inkorrekten Treffer-Multiplizitäten führen. Dadurch besteht die Gefahr, daß gute Ereignisse verworfen werden. Wenn nämlich ein geladenes Teilchen eine Drahtkammer durchquert, dann sprechen oft mehrere Nachbardrähte an. Die MWPC-Elektronik berechnet den Schwerpunkt und die Breite dieser Drahtgruppe (Cluster), die als ein einziger Treffer gesehen wird. Falls ein oder mehrere Drähte innerhalb einer Anzahl von Drähten, die bei einem einzigen Treffer angesprochen haben, kein Signal hatte, dann werden "mehrere Treffer gesehen". Das würde eine korrekte Identifizierung des Ereignisses verhindern, da die Treffer-Multiplizität nicht die richtige ist. Um dieses Problem zu lösen, werden vom Programm GAMMAS potentiell aufgesplitterte Treffer gesucht und "repariert". In den Kammern B, C1, C2 und Z werden Cluster, die nur durch einen einzigen Draht getrennt sind, zu einem einzigen Cluster zusammengefaßt. Der neue Cluster-Schwerpunkt und die -Breite werden ermittelt und die Multiplizität um eins reduziert. In den D- und E-Kammern werden Löcher von bis zu zwei Drähten auf die gleiche Art behandelt. Hier werden auch größere "Löcher gefüllt", weil die Spuren durch die D- und E-Kammern im allgemeinen schräger verlaufen, und deshalb die Cluster hier aus einer größeren Anzahl Drähte bestehen als bei B, C1 oder C2. Diese Vorgangsweise ist nicht unbedingt sinnvoll. Bei einem ersten Bearbeiten der Daten wurde das Clusterwort (siehe Anhang A) nicht berücksichtigt. Aus diesem Grund wurde die "Treffer-Reparatur" zum größten Teil unterbunden. Für die Panofsky-Linie im RT-Spektrum (siehe 6.1.2) hat sich herausgestellt, daß die Linie stark an Qualität verliert, wenn die Treffer-Reparatur stattfindet, obwohl die Anzahl der Ereignisse nur unwesentlich zunimmt. Dies zeigt, daß diese "Treffer-Reparatur" zu einer starken Verschlechterung der Orts- und damit der Impulsauflösung führen kann.



KAPITEL 5. EREIGNIS-ANALYSE

In diesem Kapitel wird die Güte der im Experiment aufgenommenen Ereignisse sowie die Wirksamkeit des Daten-Auswerteprogramms GAMMAS (siehe Anhang B) untersucht.

Die Auswahl "guter" Ereignisse wurde in zwei Schritten vollzogen:

- Auswahl der Ereignisse bei der Datennahme (On-line-Trigger). Bei einer zulässigen Kombination von Szintillator-Signalen wird das Ereignis, gekennzeichnet mit dem Szintillator-Kode, auf Band geschrieben.
- Auswahl der Ereignisse durch das Auswerte-Programm (Off-line-Trigger). Durch das Programm werden zunächst zwei Bedingungen überprüft:
 1. Bedingung: Die Kombination der Drähte, die ein Signal geliefert hatten, muß einem (Treffer-) Muster entsprechen, für das der Impuls berechnet werden kann (im weiteren als akzeptables Treffer-Muster bezeichnet).
 2. Bedingung: Diesem Treffer-Muster wird die Zahl "Kode(Treffer-Muster)" zugeordnet, die der Szintillator-Kombination entspricht, die für dieses Treffer-Muster angesprochen haben sollte. Dann sollte erfüllt sein: Szintillator-Kode = Kode(Treffer-Muster). Eine Nicht-Erfüllung dieser Bedingung deutet auf ein unphysikalisches Ereignis hin.Falls eine dieser beiden Bedingungen nicht erfüllt ist, so wird das Ereignis verworfen. Diese Bedingungen bilden sozusagen den "Off-line-Trigger". Die Ereignisse, die von diesem Trigger akzeptiert werden, können anschließend noch zusätzlichen Schnitten unterworfen werden.

Die Tabelle 1 auf Seite 24 ist für das Verständnis der Ergebnisse, die in diesem Kapitel vorgestellt werden, notwendig.

5.1 EREIGNIS-UNTERSUCHUNG DURCH GRAPHISCHE DARSTELLUNG EINZELNER EREIGNISSE

Es wurde eine Software entwickelt, mit deren Hilfe man einzelne Ereignisse in Form eines Bildes darstellen konnte. Damit hatte man die Möglichkeit, die Güte einzelner Ereignisse leicht festzustellen. Die Grafik-Software war folgendermaßen aufgebaut: mit einer Erweiterung des Programms GAMMAS wurde aus der Information über jedes einzelne Ereignis (Koordinaten der einzelnen Treffer, berechnete Geraden in den DC-Kammern usw.) mit Hilfe des KFK-internen graphischen Systems ein Bild erzeugt, das man sich am Bildschirm anschauen oder auch plotten konnte.

In diesem Abschnitt werden die quantitativen Ergebnisse präsentiert, die bei der bildlichen Untersuchung einer größeren Stichprobe von Ereignissen gewonnen wurden. Bei dieser Stichprobe handelt es sich um die Ereignisse, die sich auf einem der bei der Datennahme beschriebenen Magnetbänder befanden. Die Ereignisse werden in drei Kategorien eingeteilt:

- Ereignisse mit akzeptablem Treffer-Muster, die die Bedingung $\text{Szintillator-Kode} = \text{Kode}(\text{Treffer-Muster})$ erfüllen. Anhand dieser Ereignisse kann man die Wirksamkeit des Off-line-Triggers untersuchen, gute Ereignisse zu selektieren.
- Ereignisse mit akzeptablem Treffer-Muster, die jedoch die Bedingung $\text{Szintillator-Kode} = \text{Kode}(\text{Treffer-Muster})$ nicht erfüllen. Auch für diese Ereignisse kann der Impuls berechnet werden, aber der Widerspruch, daß der Kode, der vom Treffer-Muster abgeleitet wird, nicht mit dem Szintillator-Kode übereinstimmt, deutet darauf hin, daß es sich hier um "schlechte" Ereignisse handelt. Diese Annahme wird hier teilweise widerlegt werden.
- Ereignisse mit inakzeptablem Treffer-Muster, deren Impuls also nicht berechnet werden kann.

Für jeden Wert des Szintillator-Kodes wurden die Ereignisse in diese drei Kategorien aufgeteilt und die ersten 100 Ereignisse (falls so viele vorhanden waren) am Bildschirm dargestellt. Die Ergebnisse werden als Tabellen aufge-

führt und zur Verdeutlichung wurden einige Ereignisse abgebildet.⁴ Auf diesen Bildern ist das Paarspektrometer frontal und von der Seite gesehen skizziert. Dargestellt wurden:

für die Vorderansicht:

- die Treffer in den MWPC- und den DC-Kammern
 - die rekonstruierten Kreisbögen
 - die Tangenten an die Kreisbögen
 - die Winkelhalbierende der beiden Tangenten (für Photonen-Ereignisse)
- Die letzten drei Elemente können natürlich nur bei akzeptablen Treffer-Mustern dargestellt werden.

- die A,D,E und P-Szintillatoren, die ein Signal geliefert hatten (ein spätes A-Signal wird hervorgehoben durch einen Balken etwas oberhalb des tatsächlichen A-Szintillators.)
- die rekonstruierten Geraden in den DC-Kammern
- der berechnete Vertex;

für die Seitenansicht:

- die Treffer in C1 und C2 (nur in diesen Kammern waren die Drähte senkrecht zur Bildebene). Beim Vorhandensein genau eines Treffers in der X-Ebene der D2-Kammer (bzw. E2-Kammer) und genau eines Treffers in der Y-Ebene der D2-Kammer (bzw. E2-Kammer) wurde der Schnittpunkt der zwei zueinander senkrechten Drähte dargestellt. Falls das nicht der Fall war, wurden die Drähte selber dargestellt.
- die rekonstruierten Geraden in den DC-Kammern
- der berechnete Vertex.

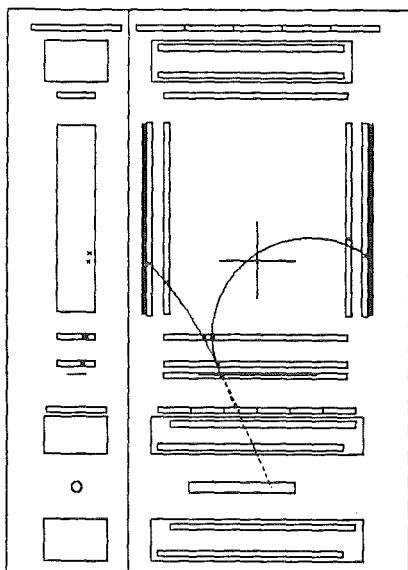
⁴ Keines der aufgeführten Beispiele hat Signale in den NDC-Kammern. Diese war außer Betrieb bei der hier präsentierten Ereignisstichprobe.

5.1.1 Ereignisse mit akzeptablem Treffer-Muster, welche die Bedingung Szintillator-Kode = Kode(Treffer-Muster) erfüllen

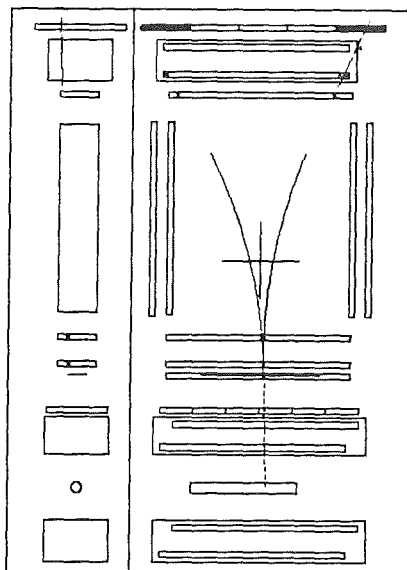
Diese Ereignisse wurden in "gut" oder "schlecht" unterschieden. Ereignisse wurden als gut befunden, falls die rekonstruierten Kreise mit den Treffern in den MWPCs gut übereinstimmen. In manchen Fällen wurden noch andere Kriterien herangezogen. Z.B. wurden Spuren von geladenen Teilchen, die die E-Kammer durchquerten, aber die Krümmung einer typischen D-Spur hatten, als schlecht eingestuft. In Abbildung 5 wird für jeden Kode ein typisches "gutes" Ereignis abgebildet. Die Ergebnisse werden in der Tabelle 2 auf Seite 34 präsentiert.

Abbildung 5. Eine Folge von typisch guten Ereignissen (1 Ereignis für jeden Szintillator-Kode)

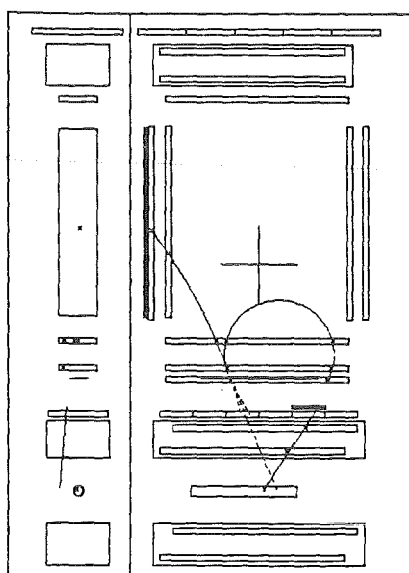
Kode = 0



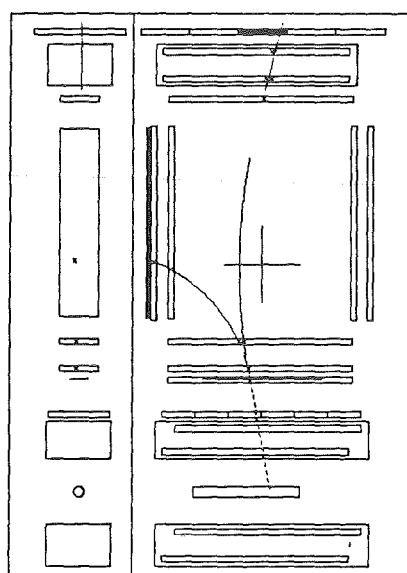
Kode = 1



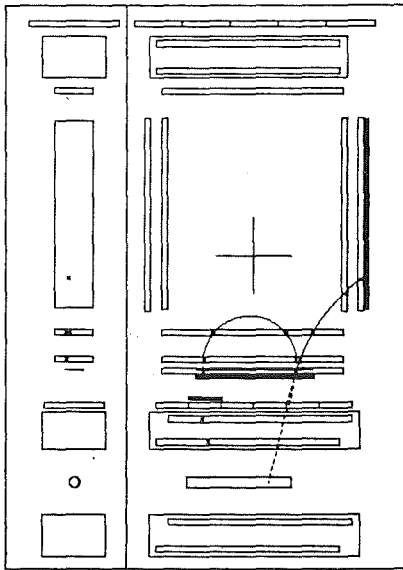
Kode = 2



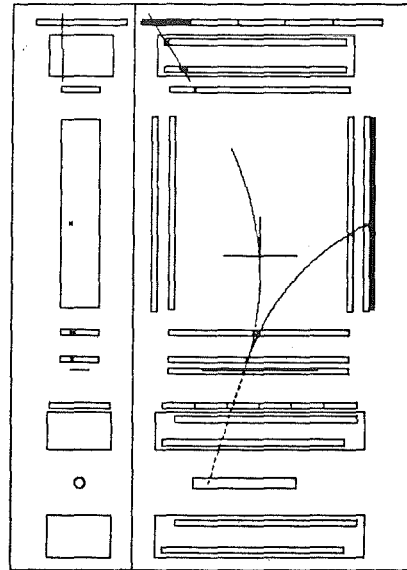
Kode = 3



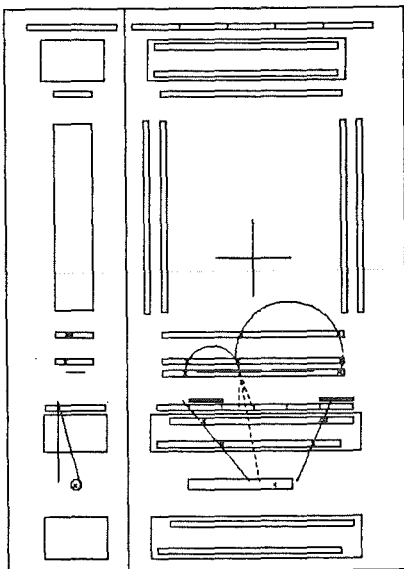
Kode = 4



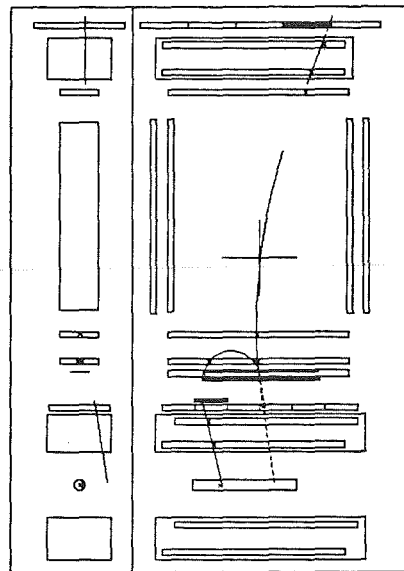
Kode = 5



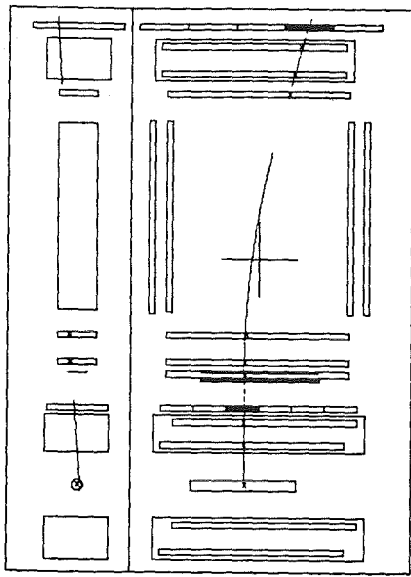
Kode = 6



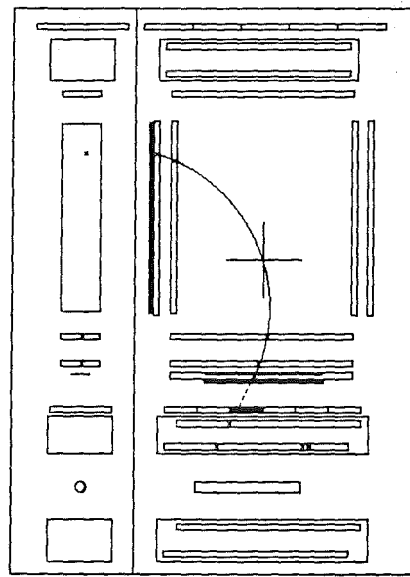
Kode = 7



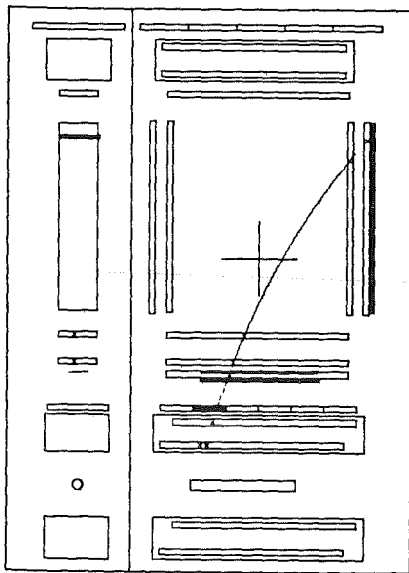
Kode = 8



Kode = 9



Kode = 10



Kode = 11

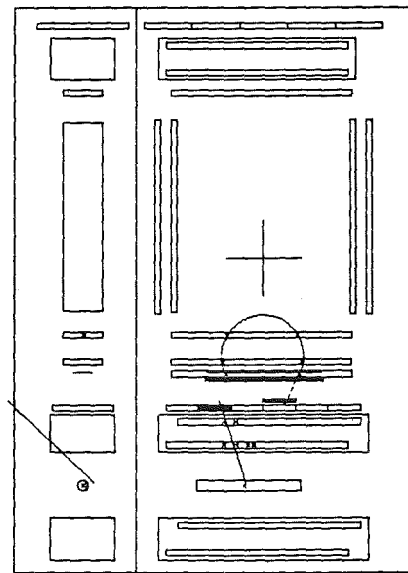


Tabelle 2. Ereignisse mit akzeptablem Treffer-Muster, die die Bedingung Szintillator-Kode = Kode(Treffer-Muster) erfüllen:

In Spalte 1 steht der dem Ereignis bei der Datennahme zugeordnete Szintillator-Kode, der der Kombination der Szintillatoren entspricht, die angesprochen hatten.

In Spalte 2 wird die Anzahl der als gut oder schlecht erkannten Ereignisse angegeben.

In Spalte 3 stehen Bemerkungen, die sich im wesentlichen auf die als schlecht eingestuften Ereignisse beziehen.

Szint.- -Kode	Anzahl gut/schlecht	Bemerkungen
0	97/3	Zwei von den schlechten Ereignissen sind mit Sicherheit TT-Photonen. Bei einem davon stammt aber das Signal in B nicht vom e^+e^- -Paar. Beim zweiten weicht der E1-Treffer sehr stark vom Kreisbogen ab.
1	6/12	Bei den 12 schlechten Ereignissen haben mehrmals zwei benachbarte P-Szintillatoren ein Signal geliefert.
2	84/16	Bei den schlechten Ereignissen sind mehrmals deutlich eine oder mehrere Spuren von geladenen Teilchen erkennbar.
3	96/4	3 von den "schlechten" Ereignissen sind eigentlich gute Ereignisse außer, daß ein Treffer in C1 vorhanden ist, der nicht vom e^+e^- -Paar stammen kann. Hier wäre also trotzdem der Impuls richtig berechnet worden, da der Treffer in C1 nur für R1-Spuren zur Berechnung des Impulses herangezogen wird. Das 4. verworfene Ereignis wird deswegen als schlecht angesehen, weil die P-Spur eine leichte Krümmung in die selbe Richtung aufweist wie die

		D-Spur, aber auch hier hätte es sich um ein DP-Photon handeln können.
4	80/20	Wie bei Kode=2 täuschen hier Spuren von geladenen Teilchen ein e+e--Muster vor.
5	98/2	Von den 2 "schlechten" Ereignissen ist eines ein PE-Photon, wobei aber die C1-Ebene einen irrelevanten Treffer aufweist. Hier wäre trotzdem der richtige Impuls berechnet worden. Beim zweiten Ereignis hat die E-Spur dieselbe Krümmung wie die P-Spur.
6	22/78	Hier fällt es manchmal schwer, die Ereignisse in gut und schlecht einzuteilen, insbesondere beim Vorhandensein einer R1-Spur mit sehr kleinem Radius. Eine allgemeine Aussage über die schlechten Ereignisse ist nicht möglich.
7	5/95	Die meisten Ereignisse werden als schlecht betrachtet, weil sehr deutlich Spuren von einem oder zwei geladene Teilchen erkennbar sind. Auch bei den fünf guten Ereignissen war nicht ganz sicher, ob sie alle von Photonen stammten. In mehreren Fällen ist eine P-Spur sichtbar, die eindeutig von einem geladenen Teilchen stammt, da eine in den RDC-Kammern rekonstruierte Gerade sehr gut mit dem Kreisbogen für die P-Spur übereinstimmt. Diese Spur wird von einer R-Spur mit sehr kleinem Radius begleitet. Die Treffer in den MWPCs sehen also einem e+e--Paar täuschend ähnlich, sind aber keine solchen und werden deshalb als schlecht betrachtet.
8	100/0	Diese Ereignisse werden hervorragend rekonstruiert. Auch die Spuren in den Drift-Kammern werden sehr gut rekonstruiert.
9	93/1	Das einzige schlechte Ereignis war zwar ein Ereignis mit einem geladenen Teilchen.

		Dieses besaß aber die falsche Krümmung und kam von weit hinter dem Target.
10	97/3	Die drei "schlechten" Ereignisse sind zwar geladene Teilchen, aber ihre Krümmung ist falsch.
11	43/57	Wie bei Kode=6 ist auch hier keine allgemeine Aussage möglich über die schlechten Ereignisse. Es ist ebenfalls oft schwierig, zwischen schlecht und gut zu unterscheiden.

Zusammenfassend kann gesagt werden:

- Für Ereignisse mit Kode=0 (TT), 3 (DP), 5 (PE), 8 (P), 9 (D) und 10 (E) arbeitet der Off-line-Trigger einwandfrei und nur selten wird ein schlechtes Ereignis akzeptiert.

Der Off-line-Trigger kann auf keinen Fall ausreichend sein für Ereignisse mit einer R-Spur. R-Spuren sind schwerer erkennbar als T- oder P-Spuren, aufgrund der größeren Trefferanzahl in den B- und C-Kammern.

- Kode=2 (DR) und Kode=4 (RE): wenn man von den angeschauten Ereignissen auf die Gesamtzahl der Daten extrapoliert, müßten durch zusätzliche Schnitte von vornherein etwa 20% der Ereignisse verworfen werden.
- Für Kode=6 (RR) sind nur 22 Ereignisse als RR-Photonen erkannt worden. Auf die Gesamtdaten extrapoliert sind also etwa 80% der RR-Ereignisse, die vom Off-line-Trigger akzeptiert werden, physikalisch nicht akzeptabel. Es sind also hier zusätzliche Schnitte unerläßlich, um ein physikalisch relevantes Spektrum zu erhalten.
- Für Kode=7 (RP) sind wahrscheinlich sogar nur wenige Prozent der übriggebliebenen Ereignisse tatsächlich Photonen. Das ist natürlich auf die R-Spur zurückzuführen, aber auch auf die kleine Wahrscheinlichkeit, daß ein e^+e^- -Paar dermaßen unsymmetrisch aus der Bleifolie austritt. Eine beträchtliche Anzahl der Ereignisse scheint in Wirklichkeit aus zwei Spuren von geladenen Teilchen zu bestehen, wovon die eine eine P-Spur ist und die andere nur die Kammern B, C1 und C2 durchquert. Eine der Spuren trat mit zeitlicher Verzögerung auf. Derartige Ereignisse haben

also die Szintillator-Kombination von RT-Photonen und besitzen sogar entsprechende Treffer-Muster, so daß sie vom Off-line-Trigger akzeptiert werden.

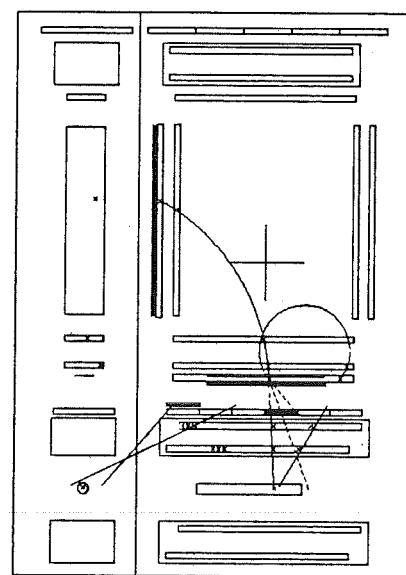
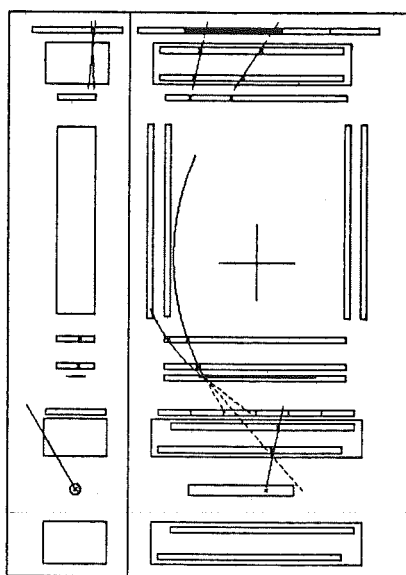
- Für Kode=11 (R) müßten etwa 60% der Ereignisse verworfen werden. Wie für die Ereignisse mit Kode=6 (RR) sind hier zusätzliche Schnitte nötig, um ein physikalisch relevantes Spektrum zu erhalten.
- Das am meisten überraschende ist das Resultat für Kode=1 (PP). Die Anzahl Ereignisse ist hier zwar sehr gering (nur 18 Stück), jedoch sind die Ergebnisse ähnlich bei anderen Daten-Stichproben. Erstaunlich ist, daß diese Ereignisse zum größten Teil keine PP-Photonen sind, obwohl einzelne P-Spuren von geladenen Teilchen einwandfrei rekonstruiert werden. Die Erklärung ist die verschwindend geringe Anzahl an echten PP-Photonen, so daß schon ganz wenige schlechte Ereignisse mit gutem Muster die Mehrheit der vom Off-line-Trigger akzeptierten Ereignisse ausmachen. Warum die Anzahl PP-Photonen so gering ist, hat zwei Ursachen: nur wenige Photonen haben den nötigen Impuls von ≈ 660 MeV/c (siehe Anhang C), damit überhaupt beide Spuren zusammen die Z-Kammer erreichen können; zudem steht einem PP-Photon nur ein sehr kleiner Raumwinkel zur Verfügung, da die zwei Treffer in der Z-Kammer für einen gegebenen Impuls eine gegebene Distanz auseinander liegen müssen. Die Akzeptanz ist deshalb erheblich geringer als für die PT-Photonen, wo die zwei Spuren einen viel größeren Spielraum haben. Beide Argumente treffen nicht auf geladene Teilchen zu. Ein geladenes Teilchen braucht eine deutlich geringere Energie, um die P-Kammer zu erreichen (Nicht einmal der halbe Impuls ist nötig, da das Teilchen nicht senkrecht durch die B-Kammer gehen muß.). Der zweite Punkt (verschwindende Akzeptanz) entfällt bei nur einer vorhandenen Spur. Bemerkenswert ist, daß bei den schlechten PP-Ereignisse meistens zwei benachbarte P-Szintillatoren angesprochen hatten. Mögliche Erklärungen für dieses Verhalten sind: der Zerfall von Kaonen, Sekundärteilchen, die aus den Detektorkammern herausgeschlagen wurden...

In Abbildung 6 werden Beispiele von typischen Ereignissen aufgeführt, die zulässige Treffermuster aufweisen und die Bedingung Szintillator-Kode = Kode(Treffermuster) erfüllen, die aber dennoch keine "guten Ereignisse" sind. Das sind also Ereignisse, die ohne zusätzliche Schnitte vom Auswerteprogramm akzeptiert werden, die jedoch keinen physikalischen Teilchen-Impuls liefern.

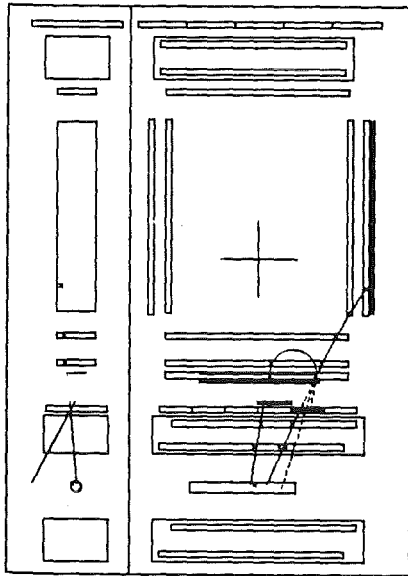
Abbildung 6. Beispiele unphysikalischer Ereignisse mit gutem Treffer-Muster: Diese Ereignisse besitzen zufälligerweise eine Struktur, die es ermöglicht, einen Teilchen-Impuls zu berechnen. Sie müssen jedoch verworfen werden, da in Wirklichkeit diesem Impuls kein Teilchen assoziiert werden kann. Bei den Ereignissen mit Kode=4 und Kode=7 ist diese Aussage auf den ersten Blick nicht deutlich (MWPC-Treffer-Muster), jedoch ist aufgrund der Spuren in der RDC zu erkennen, daß hier Spuren von geladenen Teilchen ein Photonen-Ereignis vortäuschen.

Kode = 1 (PP)

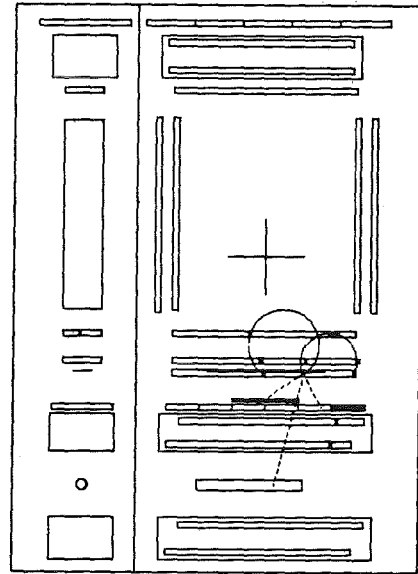
Kode = 2 (DR)



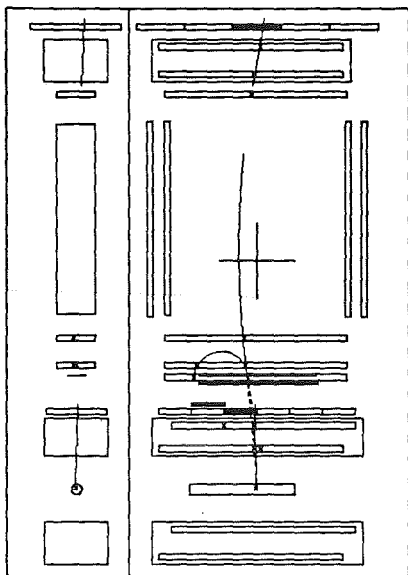
Kode = 4 (RE)



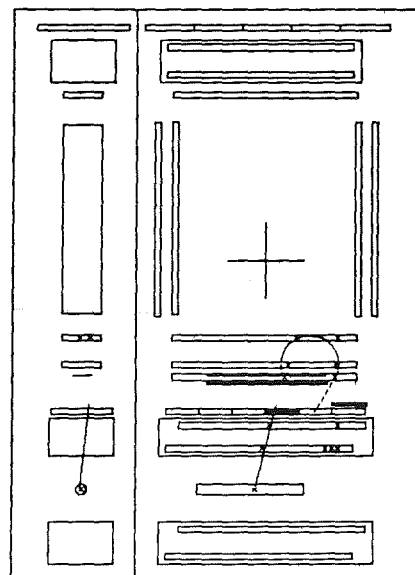
Kode = 6 (RR)



Kode = 7 (RP)



Kode = 11 (R)



5.1.2 Ereignisse mit akzeptablem Treffer-Muster, welche die Bedingung Szintillator-Kode = Kode(Treffer-Muster) nicht erfüllen

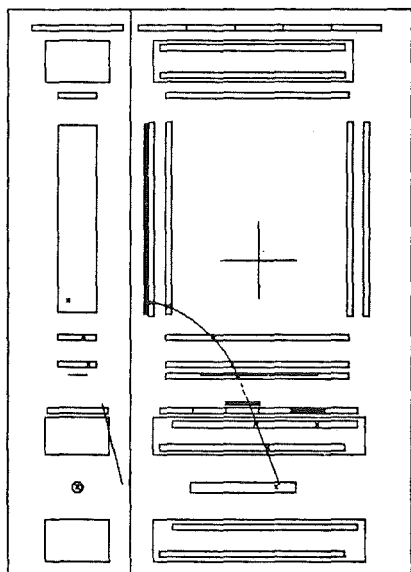
Es hat sich herausgestellt, daß manche Ereignisse ein rekonstruierbares Treffermuster haben, das aber nicht dem Ereignis-Typ entspricht, das dem Szintillator-Kode dieses Ereignisses nach der Tabelle 1 auf Seite 24 zugeordnet wird. In Tabelle 3 stehen die Ergebnisse, die durch die Untersuchung dieser Ereignisse mit der Bildsoftware erzielt wurden. In der ersten Spalte steht der Szintillator-Kode, der den Ereignissen durch den On-line-Trigger zugeordnet wurde. In der zweiten Spalte steht die Anzahl der untersuchten Ereignisse (=100 falls soviel in der Stichprobe vorhanden waren). In der dritten bis letzten Spalte wurden die Ereignisse, falls sie als gut anerkannt wurden, dem richtigen Ereignis-Typ zugeordnet. Ein bemerkenswertes Ergebnis ist, daß die Ereignisse mit Kode=2, 4, 6 und 7 (erwartungsmäßig also Photonen-Ereignisse mit einer R-Spur) zu einem großen Teil geladene Teilchen sind. Für Kode=2, 4 und 7 trifft das für nahezu alle Ereignisse zu, und für Kode=6 ist es der Fall für die Hälfte der Ereignisse. In Abbildung 7 auf Seite 42 sind Beispiele von fehlinterpretierten Ereignissen dargestellt.

Tabelle 3. Ereignisse mit akzeptablem Treffer-Muster, die die Bedingung Szintillator-Kode = Kode(Treffer-Muster) nicht erfüllen

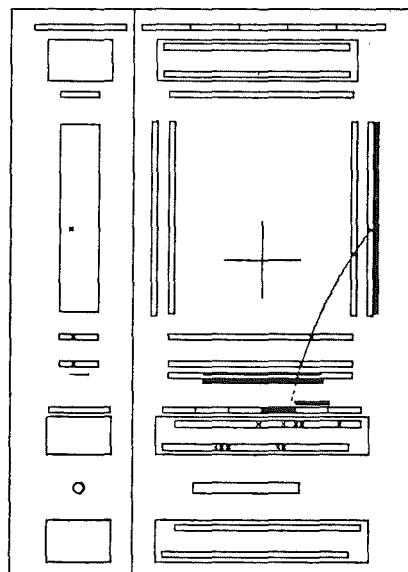
Szi.- Kode	Anzahl der untersuchten Ereignisse	Berichtigte Zuordnung des Kodes zum Ereignis-Typ											
		TT	PP	DR	DP	RE	PE	RR	RP	P	D	E	R
0	63			4	2	1	3				20	11	
1	37				1					16			
2	100	1									97		
3	88	10		10						6	34		
4	100											93	1
5	83	11			2	4				5		30	
6	100					1			1	3			61
7	100									92			
8	100		1		1	1			1				
9	11			1									
10	20					2							1
11	100			3		2		6		22	5	6	

Abbildung 7. Beispiele für Ereignisse, die bei der Datenaufnahme fehlinterpretiert wurden; Diese Ereignisse besitzen ein Treffermuster, das es gestattet, den Impuls eines geladenen Teilchens zu berechnen. Jedoch besitzen sie den Szintillator-Kode von Photonen-Ereignissen.

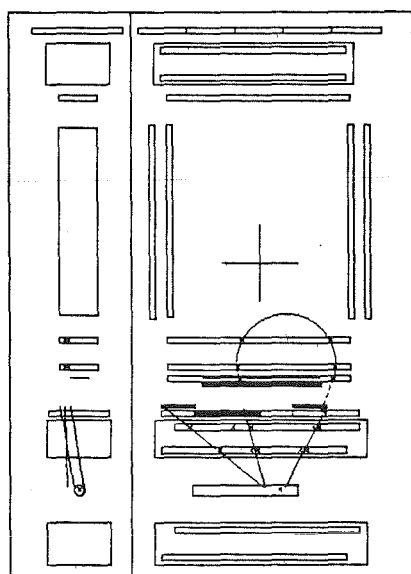
Kode = 2



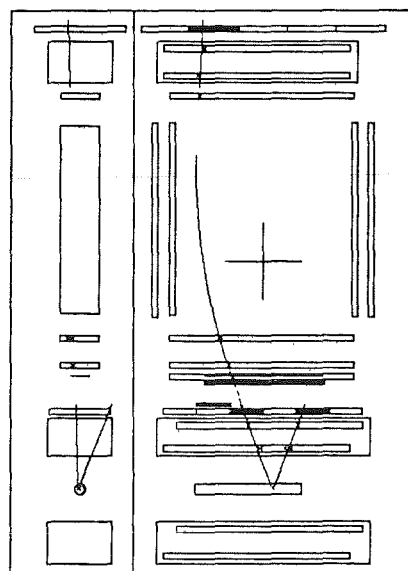
Kode = 4



Kode = 6



Kode = 7



5.1.3 Ereignisse mit schlechtem Treffer-Muster

Hier standen für jeden Szintillator-Kode jeweils 100 Ereignisse zur Verfügung.

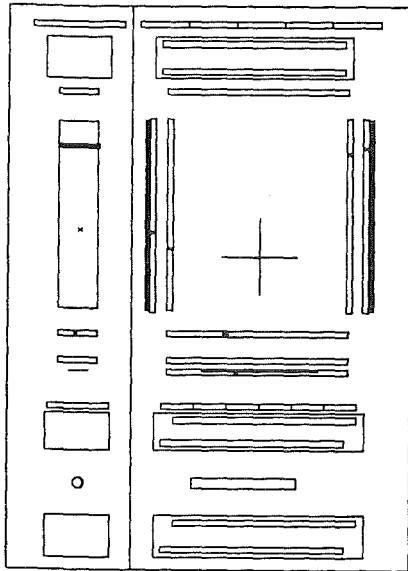
- **Kode=0: (erwartungsgemäß TT-Photonen)**
Diese Ereignisse sind zum größten Teil echte TT-Photonen. Sie wurden oft nur aus trivialen Gründen verworfen (Treffer-Muster nicht komplett oder zu viele Treffer, zu weit "aufgesplitterte" Treffer, die nicht "repariert" werden konnten... (Siehe Beispiel in Abbildung 8)
- **Kode=1: (erwartungsgemäß PP-Photonen)**
auch hier, wie bei den PP-Ereignissen mit gutem Muster, haben meistens zwei benachbarte P-Szintillatoren ein Signal geliefert. (Kein Beispiel)
- **Kode=2 und Kode=4: (erwartungsgemäß RT-Photonen)**
Diese Ereignisse haben meistens eine deutlich erkennbare Struktur. Tatsächlich handelt es sich in mehreren Fällen um wirkliche RT-Photonen (es wurden 11 DR und 12 RE-Ereignisse abgezählt), wobei die Treffer-Kombination nicht ganz einem geforderten Muster entsprochen hatte. Eine noch größere Anzahl Ereignisse besteht aus zwei oder mehr Spuren geladener Teilchen, wovon eines verzögert auftritt. Damit wird eine RT-Szintillator-Kombination erzeugt. (Siehe Beispiel in Abbildung 8)
- **Kode=3 und Kode=5: (erwartungsgemäß TP-Photonen)**
Hierbei handelt es sich meistens um echte TP-Photonen, die aus trivialen Gründen verworfen werden. (Siehe Beispiele in Abbildung 8)
- **Kode=6: (erwartungsgemäß RR-Photonen)**
Solche Ereignisse haben meistens eine sehr schlecht erkennbare Struktur. Nur ab und zu sind geladene Spuren erkennbar oder Treffer-Muster, die auf Photonen hindeuten. (kein Beispiel)
- **Kode=7: (erwartungsgemäß RP-Photonen)**
Ereignisse dieser Art haben meistens eine erkennbare Struktur, aber Photonen scheinen nicht darunter zu sein. Es handelt sich fast ausnahmsweise um Spuren geladener Teilchen. Meistens ist deutlich eine P-Spur zu erkennen. Z.B. sind 22 der 100 angeschauten Ereignisse klare

P-Ereignisse mit einer Spur in der PDC aber ohne Treffer in Z. (Siehe Beispiel in Abbildung 8)

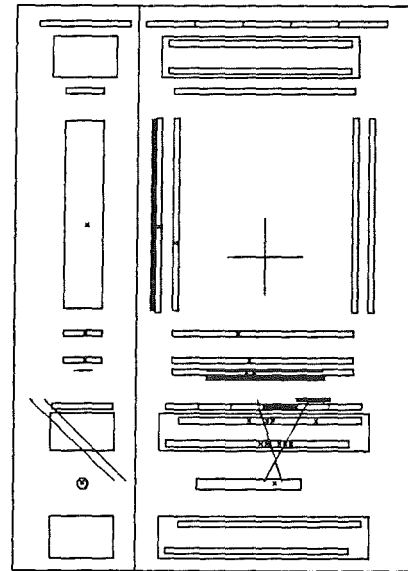
- Kode=8: (erwartungsgemäß P-Spuren von geladenen Teilchen)
Meistens handelt es sich tatsächlich um eine P-Spur. Die Ereignisse werden meistens aus trivialen Gründen verworfen: z.B. sind 46 der 100 angeschauten Ereignisse klare P-Ereignisse mit einer Spur in der PDC aber ohne Treffer in Z. (Siehe Beispiel in Abbildung 8)
- Kode=9 und Kode=10: (erwartungsgemäß T-Spuren von geladenen Teilchen)
In vielen Fällen sind tatsächlich T-Spuren von geladenen Teilchen vorhanden. Diese Ereignisse wurden also in vielen Fällen nur aus trivialen Gründen verworfen. (Siehe Beispiele in Abbildung 8)
- Kode=11: (erwartungsgemäß R-Spuren von geladenen Teilchen)
Es sind wenige Ereignisse mit einer deutlichen Struktur erkennbar. (kein Beispiel)

Abbildung 8. Beispiele von Ereignissen mit inakzeptablem Treffer-Muster.

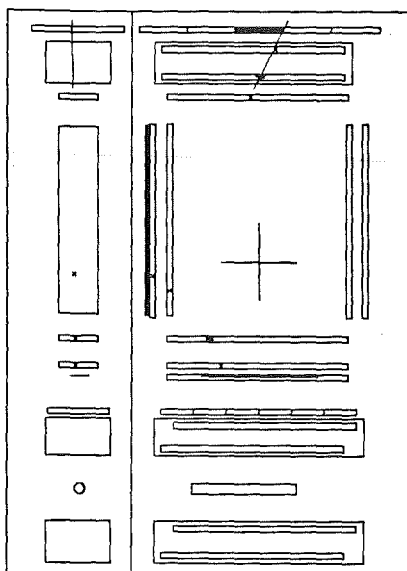
Kode = 0



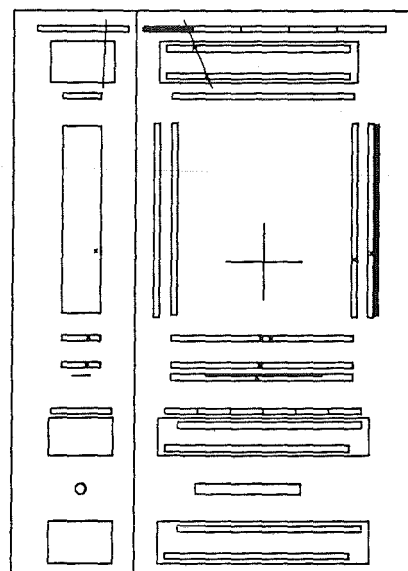
Kode = 2



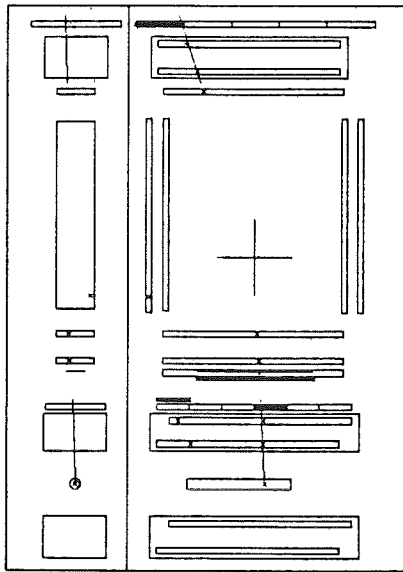
Kode = 3



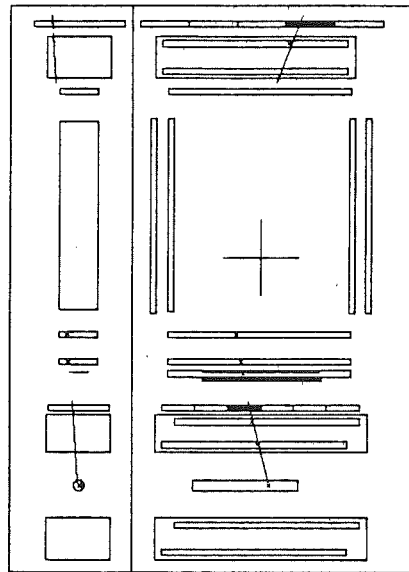
Kode = 5



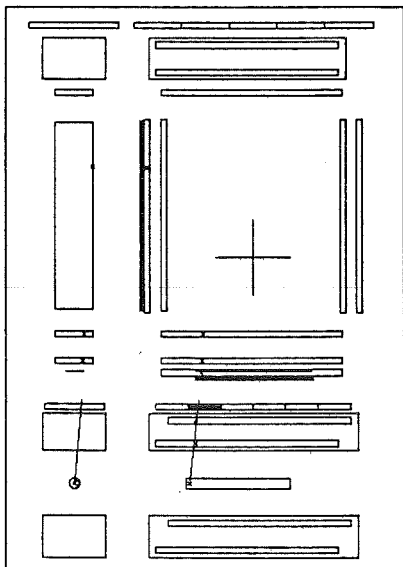
Kode = 7



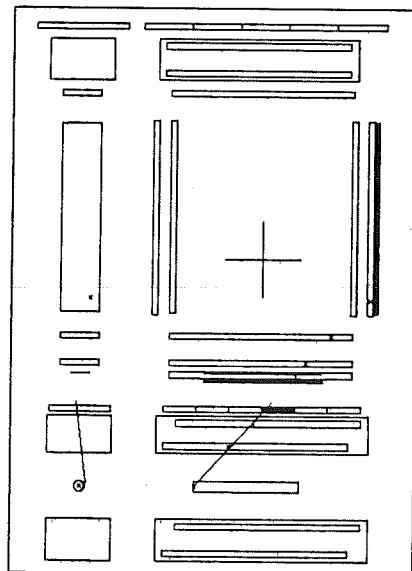
Kode = 8



Kode = 9



Kode = 10



5.2 WIRKSAMKEIT DES "OFF-LINE-TRIGGERS"

Für mehrere Ereignis-Stichproben wurde die Anzahl bzw. der Prozentsatz der Ereignisse je Szintillator-Kode ermittelt, die eine der Bedingungen

- gutes Treffer-Muster

- gutes Treffer-Muster und Szintillator-Kode = Kode(Treffer-Muster) erfüllen.

In Tabelle 4 und Tabelle 5 werden die Ergebnisse für zwei Stichproben präsentiert, wobei eine der Stichproben bei der ersten Meßperiode (gleiche Stichprobe wie für obige Untersuchung mit Bildsoftware) und die andere bei der zweiten Meßperiode aufgenommen wurde. In der 1. Spalte steht der Szintillator-Kode. In der 2. Spalte steht die Gesamtanzahl der Ereignisse in der Stichprobe je Szintillator-Kode. In der 3. Spalte steht die Anzahl der Ereignisse, die durch den Off-line-Trigger akzeptiert werden, das heißt der Ereignisse, die ein gutes Treffer-Muster besitzen und die die Bedingung Szintillator-Kode = Kode(Treffer-Muster) erfüllen ("guter Szint.-Kode"). In der 4. Spalte steht die Anzahl der Ereignisse, die ein gutes Muster haben, die jedoch nicht die Bedingung Szintillator-Kode = Kode(Treffer-Muster) erfüllen müssen.

Tabelle 4. Häufigkeiten der Ereignisse in einer Stichprobe, geordnet nach den einzelnen Szintillator-Kodes und nach der Qualität der Treffer-Muster: Hier handelt es sich um Ereignisse von der 1. Meßperiode (Band 504, Label 1)

Szint.-Kode	Gesamte Anzahl der Ereignisse	gutes Muster & guter Szint.-Kode	gutes Muster
0 (TT)	11.314	6.553 (57,9%)	6.626 (58,6%)
1 (PP)	763	19 (2,5%)	55 (7,2%)
2 (DR)	11.632	2.054 (17,7%)	5.556 (47,8)
3 (DP)	3.947	1.495 (37,9%)	1.606 (40,7%)
4 (RE)	12.723	2.122 (16,7%)	5.859 (46,1%)
5 (EP)	4.563	1.752 (38,4%)	1.863 (40,8%)
6 (RR)	5.840	353 (6,0%)	969 (16,6%)
7 (RP)	12.288	549 (4,5%)	5.169 (42,1%)
8 (P)	25.861	13.127 (50,8%)	13.661 (52,8%)
9 (D)	270	152 (56,3%)	163 (60,4%)
10 (E)	924	551 (59,6%)	568 (61,5%)
11 (R)	2.969	309 (10,4%)	499 (16,8%)

Tabelle 5. Analog Tabelle 4 für eine zweite Stichprobe: Hier handelt es sich um Ereignisse von der 2. Meßperiode (Band 584, Label 3)

Szint.-Kod	Gesamte Anzahl der Ereignisse	gutes Muster & gutes Szint.-Kode	gutes Muster
0 (TT)	30.429	13.833 (45,5%)	14.000 (46,0%)
1 (PP)	1.606	23 (1,4%)	109 (6,8%)
2 (DR)	26.463	3.637 (13,7%)	9.776 (36,9%)
3 (DP)	10.435	3.161 (30,3%)	3.749 (35,9%)
4 (RE)	28.771	3.987 (13,9%)	10.321 (35,9%)
5 (EP)	11.788	3.608 (30,6%)	3.795 (32,2%)
6 (RR)	11.473	535 (4,7%)	1.556 (13,6%)
7 (RP)	26.210	892 (3,4%)	8.624 (32,9%)
8 (P)	1.570	492 (31,3%)	549 (35,0%)
9 (D)	1.919	618 (32,2%)	681 (35,5%)
10 (E)	2.577	998 (38,7%)	1.073 (41,6%)
11 (R)	4.085	409 (10,0%)	673 (16,5%)

In Tabelle 4 und Tabelle 5 dürfen nicht die absoluten Ereigniszahlen für die verschiedenen Szintillator-Kodes verglichen werden, weil die gegenseitigen Verhältnisse von der Absicht der verschiedenen Phasen des Experimentes abhängig sind. Es konnte z.B. auf "späte" Ereignisse getriggert oder das Verhältnis Photonen zu geladenen Teilchen verändert werden.

Die Prozentsätze der Ereignisse, die die verlangten Bedingungen überleben, schwanken von einer Stichprobe zur anderen. Jedoch sind die Prozentsätze innerhalb einer Spalte von einander abhängig: Wenn beispielsweise die TT-Ereignisse in einer Stichprobe A besser rekonstruiert werden als in einer zweiten Stichprobe B, dann werden auch alle anderen Ereignistypen in A besser rekonstruiert als in B (bei der zweiten aufgeführten Stichprobe z.B. liegen die Prozentsätze allgemein etwas niedriger als bei der ersten). Worauf sind diese Schwankungen zurückzuführen? Da das Verhältnis zwischen den verschiedenen Ereignistypen sich nicht stark verändert, muß es sich um eine Ursache handeln, die die Ereignisse unabhängig von ihrem Ereignistyp beeinträchtigt. Eine plausible Erklärung ist vielleicht das Vorhandensein von Drähten, die ein Signal lieferten, das in Wirklichkeit nicht durch ein Teilchen erzeugt wurde. Es handelt sich hierbei also um ein Fehlfunktionieren. Solche Drähte nennt man "heiße Drähte". Das Vorhandensein eines solchen Drahtes würde aus jedem prinzipiell guten Ereignis ein solches machen, dessen Treffer-Muster nicht einem gültigen Muster entspräche. Somit würden die Ereignisse, die während des Vorhandenseins dieses "heißen Drahtes" entstanden sind, verworfen.

Beim Vergleich der Prozentsätze in Spalte 3 innerhalb einer der zwei Tabellen, kommt man zum Schluß, daß man die Ereignisse in drei Kategorien einteilen kann:

- Für Kode= 1, 6 und 7 weisen nur wenige Ereignisse ein vernünftiges Treffer-Muster auf, das zudem noch dem Szint.-Kode nach Tabelle 1 auf Seite 24 entspricht.
- Für Kode= 2, 4 und 11 bleiben etwas mehr Ereignisse übrig, die den zwei Bedingungen genügen.
- Für Kode= 0, 3, 5, 8, 9 und 10 wird ein relativ großer Anteil der Ereignisse akzeptiert.

Beim Vergleich der Zahlen der Spalte 3 mit denjenigen der Spalte 4 kommt man zum Schluß, daß man wesentlich mehr Ereignisse rekonstruieren kann für die Szintillator-Kodes 2, 4, 6 und 7, falls man nicht von der Erwartung ausgeht, daß es sich um Photonen-Ereignisse handelt. Wie mit Hilfe der Bildsoftware festgestellt, handelt es sich hierbei fast ausschließlich um T- und P-Spuren geladener Teilchen für Kode= 2, 4 und 7 und zu etwa 60% um R-Spuren geladener Teilchen für Kode= 6. Man besitzt also die Möglichkeit, bei der Auswertung

nachträglich die Anzahl der geladenen Teilchen erheblich zu erhöhen, insbesondere wenn sie durch die spezielle Trigger-Einstellung unterdrückt wurden, wie es z.B. für die zwei aufgeführten Stichproben der Fall ist. Insbesondere sollte man aufgrund dieser Erkenntnisse die Statistik später Geladener⁵ erheblich erhöhen können.

5.3 SCHLUßBEMERKUNGEN ZU KAPITEL 5

Im ersten Teil dieses Kapitels wurde die Qualität der im Experiment aufgenommenen Ereignisse anhand deren graphischer Darstellung untersucht. Die hierfür entwickelte Software hat sich als sehr nützlich erwiesen, da sie gestattet, die Gesamtstruktur eines einzelnen Ereignisses leicht zu überblicken. Es wurden Aussagen gemacht über die Güte der Ereignisse, deren Struktur es erlaubt, einen Teilchenimpuls zu berechnen: für die Ereignistypen ohne R-Spur war das Ergebnis sehr zufriedenstellend, dagegen sind diejenigen mit einer R-Spur zu einem großen Teil unphysikalisch. Es wurden ebenfalls Aussagen gemacht über die Ereignisse, deren Struktur es nicht gestattet, einen Teilchen-Impuls zu berechnen. Ein interessantes Ergebnis dieser Untersuchung besteht in der Feststellung, daß aufgrund der On-line-Trigger-Einstellung eine große Anzahl guter Ereignisse fehlinterpretiert wurde, da sie als Photonen-Ereignisse gekennzeichnet wurden, es sich in Wirklichkeit jedoch um "späte" geladene Teilchen handelt.

Im zweiten Teil dieses Kapitels wurde stichprobenmäßig für die verschiedenen Ereignistypen der Anteil der Ereignisse ermittelt, die eine Struktur besitzen, die es erlaubt, einen Impuls zu berechnen. Ebenfalls ermittelt wurde der Anteil der Ereignisse, die eine solche Struktur besitzen, jedoch unter Berücksichtigung der Ereignis-Interpretation des On-line-Triggers. Es zeigt sich, daß ohne Berücksichtigung dieser Ereignis-Interpretation für einige Szintillator-Kodes die Anzahl der akzeptierten Ereignisse wesentlich höher

⁵ Unter späten Teilchen werden Teilchen verstanden, die insbezug auf das einlaufende Antiproton mit zeitlicher Verzögerung auftreten. Dies ist beispielsweise der Fall für Sekundärteilchen.

ist. Es handelt sich hier um die Geladenen-Teilchen-Ereignisse, die bei der Datenaufnahme als Photonen-Ereignisse interpretiert wurden, wie mit der bildlichen Untersuchung festgestellt werden konnte. Man besitzt also die Möglichkeit, die Anzahl der geladenen Teilchen stark zu erhöhen.

KAPITEL 6. UNTERSUCHUNG VON PHOTONEN-IMPULS-SPEKTREN

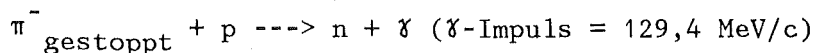
Zuerst wird die einzige in den Photonen-Impuls-Spektren vorhandene Eichlinie untersucht. Anschließend werden die inklusiven Photonenspektren auf das Vorhandensein von schmalen Linien hin untersucht.

6.1 DIE EINZIGE EICHLINIE IM PHOTONEN-SPEKTRUM: DIE PANOFSKY-LINIE

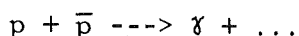
Das Auffinden einer bekannten Linie ist der Beweis, daß das Rekonstruktionsverfahren für die Impulse der Photonen erfolgreich funktioniert. Eine solche Linie ist auch wichtig für die Bestimmung der Energie-Eichung und -Auflösung. Im Spektrum der geladenen Teilchen standen mehrere Eichlinien zur Verfügung. Anhand dieser Linien konnte man jedoch nur auf den höheren Impulsbereich der Photonen schließen, wobei 410 MeV/c der untere Eichpunkt war. Deshalb spielt die in diesem Kapitel vorgestellte Panofsky-Linie als einzige Eichlinie im Photonenspektrum eine wichtige Rolle für den unteren Impulsbereich, da sie in den TT- und RT-Spektren bei etwa 125 MeV/c auftritt. Für die anderen Photonereignistypen gibt es keine Akzeptanz in diesem Impulsbereich.

Zunächst wird beschrieben, wie die gesuchte Linie, die in den inklusiven Spektren nicht sichtbar war, herauspräpariert werden mußte. Anhand dieser Linie werden dann die Wirkungen verschiedener Ereignis-Schnitte untersucht. Zuerst werden die TT-Ereignisse behandelt und anschließend die RT-Ereignisse.

Die sogenannten Panofsky-Photonen entstehen in der Sekundär-Reaktion



Durch die Abbremszeit der π^- entstehen diese Photonen im allgemeinen etwas später als Photonen, die in der Reaktion



gebildet werden (prompte Photonen). Deswegen wird versucht, die Panofsky-Linie dadurch zum Vorschein zu bringen, daß in der Menge der Ereignisse ein

Zeitschnitt ausgeführt wird. Dabei sollen nur diejenigen Ereignisse berücksichtigt werden, bei denen das Photon bezüglich dem einlaufenden Antiproton eine größere zeitliche Verzögerung aufweist als für prompte Photonen üblich. Zu einem derartigen Zeitschnitt eignet sich die Information aus dem Q-Zähler.

6.1.1 Das zeitlich eingeschränkte Spektrum der TT-Ereignisse

Tatsächlich tritt bei den TT-Ereignissen die Panofsky-Linie bereits nach der Ausführung eines einzigen Zeitschnitts hervor. Am besten hat sich für die 2. Meßperiode eine Zeit t_Q von 24,35ns erwiesen. Das bedeutet eine Verzögerung von 0,7ns bezüglich des Maximums der t_Q -Verteilung. Die Größe t_Q ist das arithmetische Mittel aus den TDC-Signalen, die bei beiden Enden des Q-Szintillators ausgelesen werden, und ist auf Abbildung 9 dargestellt. Das Spektrum, das man nach Anwendung dieses Zeitschnitts erhält, ist in Abbildung 20 auf Seite 67 oben dargestellt. Die Panofsky-Linie ist bereits deutlich sichtbar. Für die 1. Meßperiode wurde kein deutliches Anzeichen für eine Linie gefunden.

6.1.1.1 Anwendung von Ereignis-Schnitten zur Verbesserung der Auflösung

Bisher wurde nur eine grobe Ereignis-Identifizierung getroffen, dadurch daß nur ganz bestimmte Treffer-Muster akzeptiert wurden. Im folgenden werden Ereignis-Schnitte beschrieben, die dazu führen müßten, daß die übriggebliebenen Ereignisse, die keine wirklichen Photonen-Ereignisse sind, verworfen werden. Damit sollen auch Ereignisse mit sehr großer Vielfachstreuung, die zu einer Impulsverschmierung führen, eliminiert werden. Die Wirkungen dieser Schnitte werden an der Panofsky-Linie beobachtet. In Anhang D werden die Zahlenwerte aller Schnitte zusammengefaßt, die sich in der Praxis bewährt haben. Bei manchen Verteilungen, wie z.B. die Abweichungen vom Kreis, kann man allein schon aufgrund ihrer scharfen Form sich für einen Schnitt entscheiden. Bei anderen Verteilungen, wie z.B. derjenigen des Öffnungswinkels, die eine weniger scharfe Form zeigen, wird der Schnitt so gewählt, daß kein zu großer Verlust in der Anzahl der Ereignisse erfolgt.

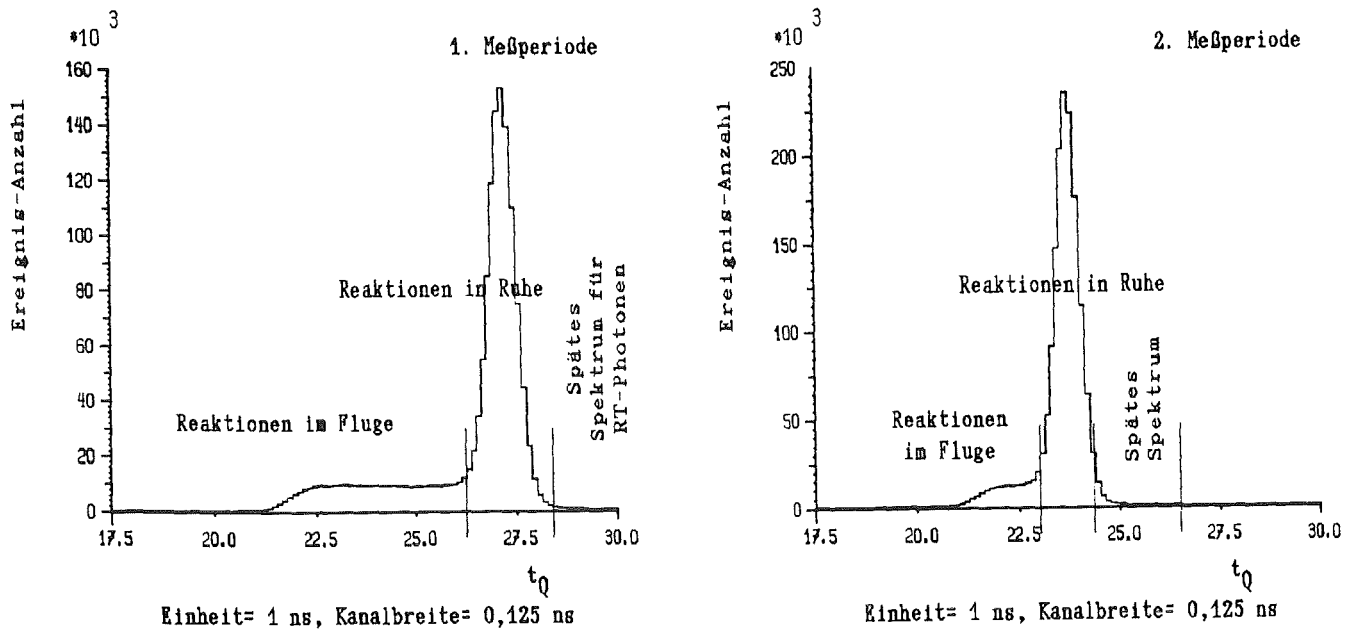


Abbildung 9. Verteilung der vom Q-Zähler gelieferten Zeiten t_Q :
 links: für die 1. Meßperiode
 rechts: für die 2. Meßperiode
 Für die erste Meßperiode ist aufgrund des höheren Antiprotonen-Impulses der "Im-Fluge-Anteil" dreimal so breit als für die zweite Meßperiode.

EINSCHRÄNKUNG DER Q-ZÄHLER-ZEITEN GEGEN SEHR SPÄTE ZEITEN

Mit Hilfe der Grafik-Software zur Ereignis-Darstellung hat sich bei der Untersuchung der RT-Ereignisse herausgestellt, daß die sehr späten Ereignisse meistens keine echten Photonen-Ereignisse sind. Deswegen wurden die sehr späten Ereignisse verworfen, so daß im Endeffekt nur Ereignisse mit t_Q innerhalb eines bestimmten Fensters akzeptiert werden. Dieses Fenster ist in Abbildung 9 eingezeichnet.

VERTEX

Auf Abbildung 11 ist die Verteilung der x-Koordinaten der Vertices für die zweite Meßperiode dargestellt. Auf dem oberen Teil der Abbildung befindet sich die Verteilung, die man erhält für das rohe Spektrum⁵. Auf dem unteren Teil von Abbildung 11 sieht man die entsprechende Verteilung für die frühen Ereignisse ($t_Q < 23\text{ns}$). Die frühen Ereignisse sind tatsächlich diejenigen, deren Vertex in Richtung des einlaufenden Strahles liegt. Eine kleine Zahl von Ereignissen stammt dennoch von Reaktionen in Ruhe. Nur ein Teil der Vertices ließ sich rekonstruieren, da nicht immer Spuren von geladenen Teilchen in den RDC- oder NDC-Kammern rekonstruiert werden konnten: 31% der TT-Ereignisse für die erste Meßperiode und 51% für die zweite Meßperiode. Auf Abbildung 10 sieht man die Verteilung der Y-Koordinaten der Vertices für das rohe Spektrum. Die Verteilung der Z-Koordinaten sieht sehr ähnlich aus und ist deshalb nicht dargestellt. Der für die weitere Auswertung erlaubte Vertex-Bereich wurde auf das Target-Volumen beschränkt.

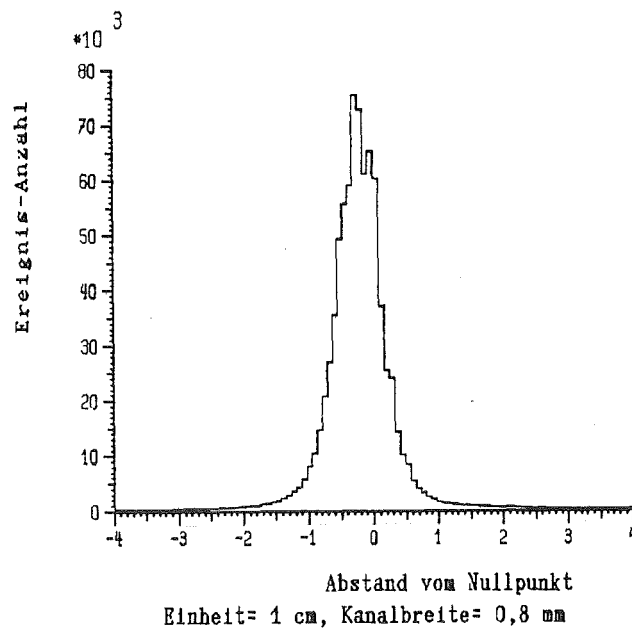


Abbildung 10. Verteilung der Vertices in y-Richtung

⁵ "rohes Spektrum" heißt im folgenden: Spektrum, auf das noch keine Ereignis-Schnitte angewendet wurden.

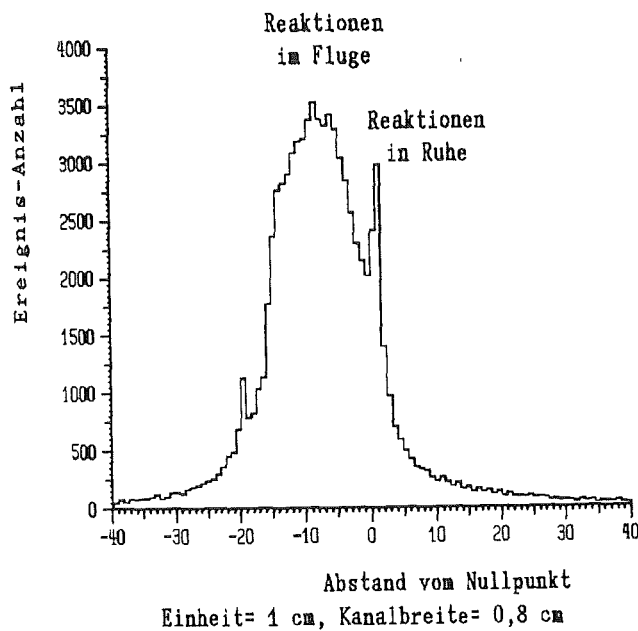
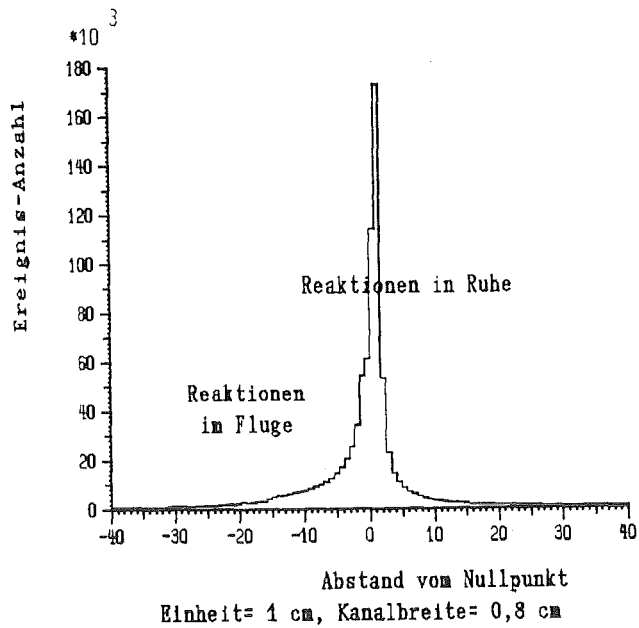


Abbildung 11. Verteilung der Vertices in Strahl-Richtung (x-Richtung):
 oben: für das rohe Spektrum
 unten: für frühe Ereignisse ($t_Q < 23\text{ns}$).

ANZAHL DER DRÄHTE, DIE FÜR EINEN TREFFER ANGESPROCHEN HABEN

Diejenigen drei Treffer, die benutzt werden, um den Impuls zu berechnen sollten möglichst genau lokalisierbar sein, d.h. die Anzahl der Drähte, die je Treffer angesprochen haben (Cluster), sollte möglichst klein sein für B,

C2, D2, und E2, um den Ortsfehler möglichst klein zu halten. Da die Cluster in B und C2 wesentlich schmaler sind als die in D2 und E2, wurde nur ein Schnitt für die beiden letzteren unternommen. In Abbildung 12 ist als Beispiel die Clusterverteilung für D2 aufgetragen.

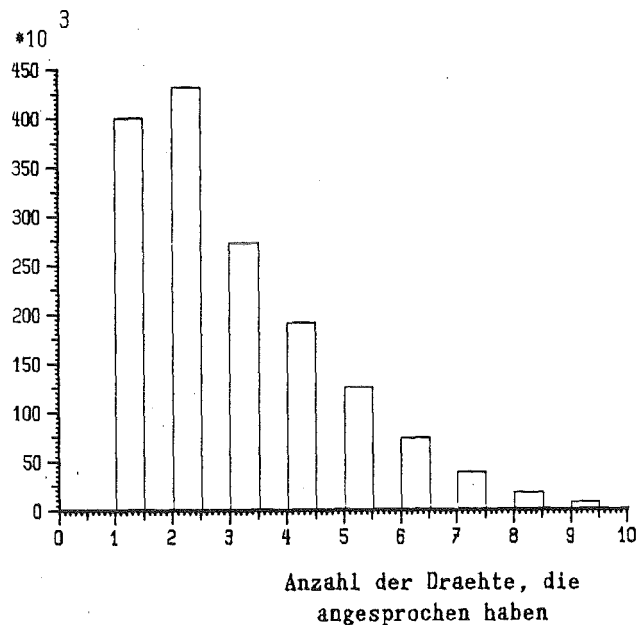


Abbildung 12. Anzahl der Drähte je Treffer, die angesprochen haben, für die D2-Kammer

ABWEICHUNGEN WEITERER TREFFER VOM SPUR-KREIS

Die Treffer in den MWPCs, die nicht benutzt wurden, um den Impuls zu berechnen, sollten nahe bei den berechneten Spuren liegen. D.h., die Distanzen der Treffer von den durch die Drei-Punkte-Methode berechneten Kreisen sollten klein sein. Es handelt sich hierbei um die Treffer in den D1- und E1-Ebenen (falls vorhanden), und um die Treffer in der C1-Ebene. Auf Abbildung 13 sieht man die Kreis-Abweichungs-Verteilungen für den linken Treffer in C1 und für den Treffer in D1.

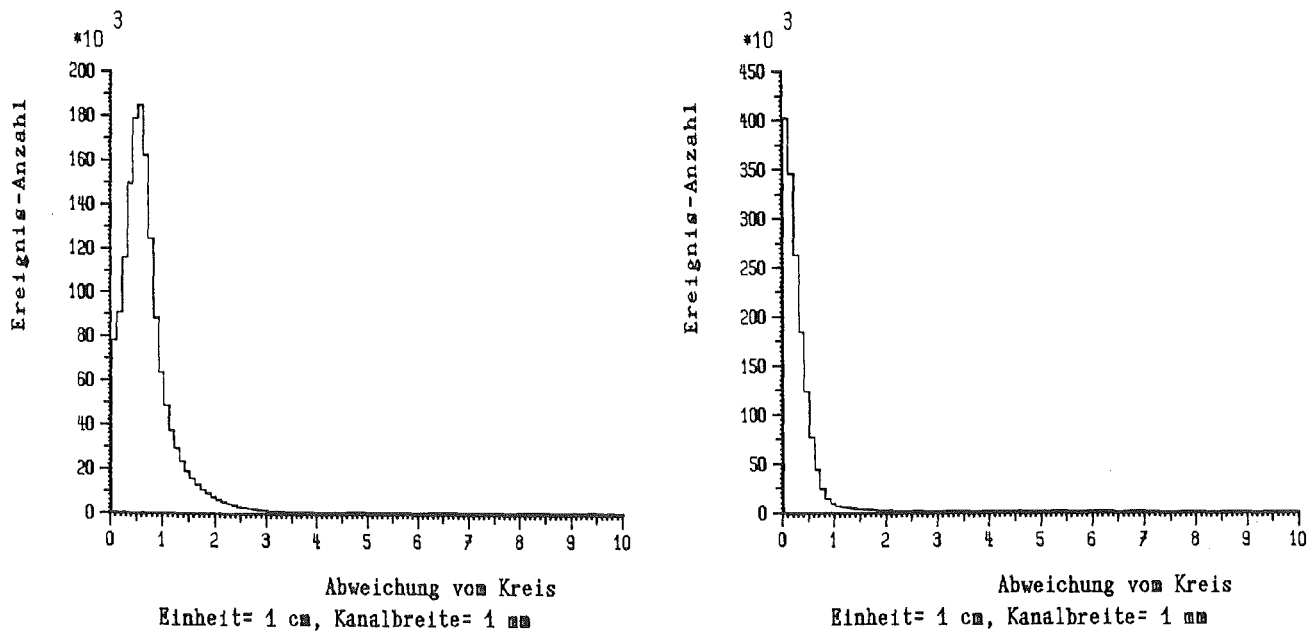
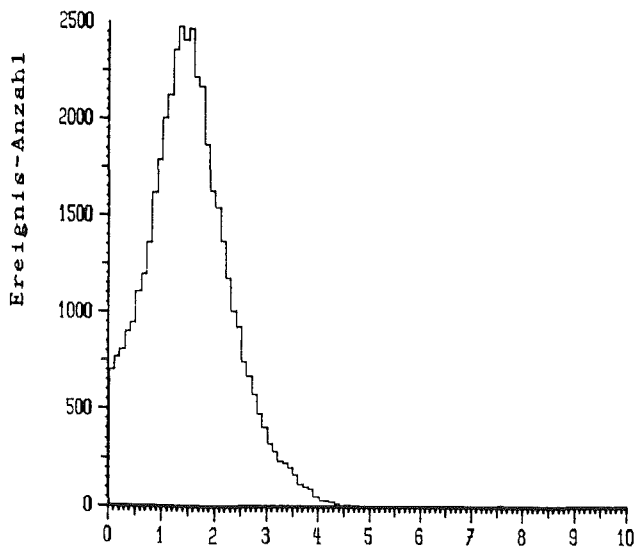


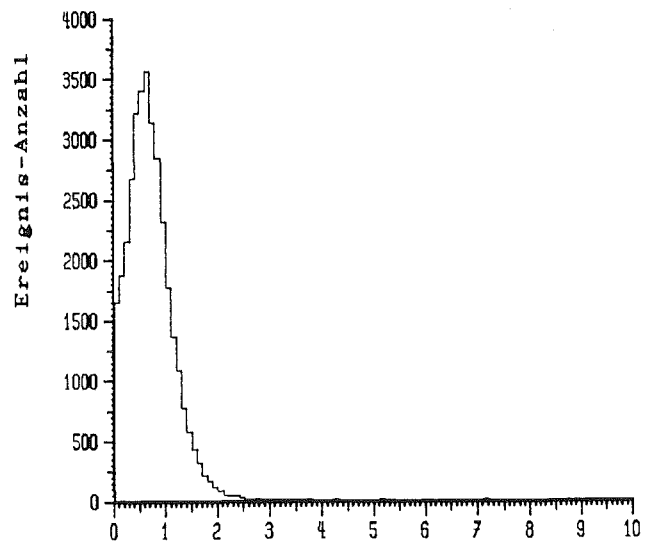
Abbildung 13. Verteilung der Abstände zwischen Treffer und berechnetem Kreis:
links: Abweichung des linken Treffers in C1 von der D-Spur
rechts: Abweichung des Treffers in D1 von der D-Spur

ÖFFNUNGSWINKEL DER ELEKTRON-POSITRON-PAARE

Je größer der Winkel zwischen den e^+ - und e^- -Spuren unmittelbar nach der Konversion ist, desto stärker wurden diese Teilchen bereits in der Bleifolie gestreut und desto größer ist vermutlich der Bruchteil des Impulses, den sie innerhalb der Folie verloren haben. Außerdem ist bei großen Werten des "Öffnungswinkels" die Wahrscheinlichkeit groß, daß es sich gar nicht um ein e^+e^- -Paar handelte. Ereignisse, die große Öffnungswinkel haben, sollten also verworfen werden. Der mittlere Öffnungswinkel hängt vom Impuls des Photons ab: es ist klar, daß bei größeren Impulsen die Ablenkung in der Folie und damit der Öffnungswinkel der e^+e^- -Paare kleiner wird. Auf Abbildung 14 ist die Öffnungswinkel-Verteilung für zwei Impulsbereiche dargestellt, und auf Abbildung 15 der mittlere Öffnungswinkel als Funktion des Impulses. Die Abszisse wurde in 10 MeV/c breite Bereiche aufgeteilt. Der mittlere Öffnungswinkel ist gleich der Summe der Öffnungswinkel der Ereignisse in diesem Impuls-Bereich dividiert durch ihre Anzahl.

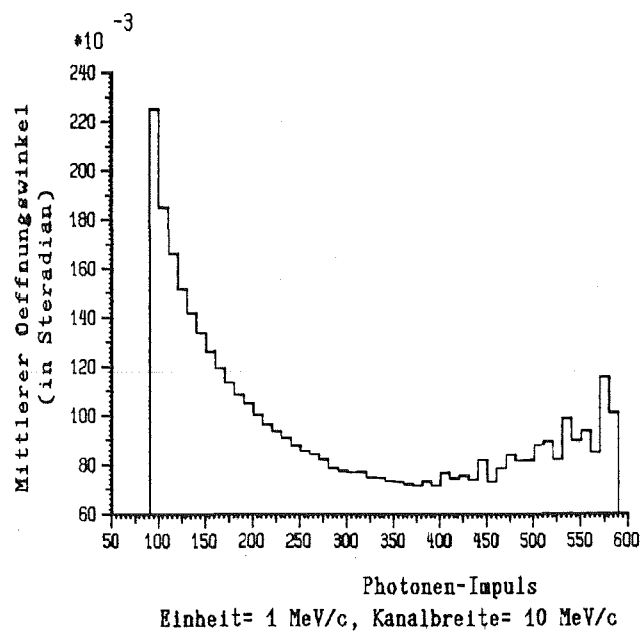


Öffnungswinkel
Einheit= 0,1 rad, Kanalbreite= 0,001 rad



Öffnungswinkel
Einheit= 0,1 Rad, Kanalbreite= 0,001 rad

Abbildung 14. Verteilung der Öffnungswinkel der e^+e^- -Paare:
links: im Bereich $120 \text{ MeV/c} < \text{Impuls} < 130 \text{ MeV/c}$
(hier befindet sich die Panofsky-Linie)
rechts: im Bereich $300 \text{ MeV/c} < \text{Impuls} < 310 \text{ MeV/c}$



Photonen-Impuls
Einheit= 1 MeV/c, Kanalbreite= 10 MeV/c

Abbildung 15. Mittlerer Öffnungs-Winkel als Funktion des Photonen-Impulses

Paradoxerweise nimmt der mittlere Öffnungswinkel ab 400 MeV/c nach höheren Impulsen wieder zu. Dieses Verhalten ist der Tatsache zuzuschreiben, daß in diesem Bereich die e^+e^- -Paare einen bestimmten Öffnungswinkel brauchen, damit beide Spuren noch in die D- und E-Kammern gelangen können.

ORT DES TREFFERS IN DER B-KAMMER

Die Signale aus der B-Kammer und dem Q-Szintillator müssen vom selben Teilchen bzw. vom selben e^+e^- -Paar stammen. Für Ereignisse, bei denen die Bedingung für den Ort des Treffers in der B-Kammer $-40\text{cm} < x_B < 40\text{cm}$ (Dimension von Q) erfüllt ist, muß, wenn also angenommen werden kann, daß das B-Signal und das Q-Signal von den selben Teilchen erzeugt worden sind, ein linearer Zusammenhang bestehen zwischen x_B ($\approx x_Q$) und $t_Q = t1_Q - t2_Q$ bei Annahme einer konstanten Signalgeschwindigkeit innerhalb des Szintillators. Diese lineare Verteilung ist in Abbildung 16 links aufgetragen. Falls ein Ereignis nicht zu dieser linearen Verteilung gehört, so liegt nahe, daß der Treffer in der B-Kammer nicht durch das selbe Teilchen entstanden ist, wie das vom Q-Zähler gelieferte Signal.⁶ Der Treffer in B wird aber vom Auswerteprogramm benutzt, um den Impuls des Photons zu berechnen. Der berechnete Impuls kann also nur falsch sein. Man sollte deswegen solche Ereignisse verwerfen, die nicht zu der linearen Verteilung gehören. Um einen Schnitt ausführen zu können, wird die Verteilung gedreht, bis sie horizontal verläuft, indem man die Größe x_B/v_Q (v_Q ist die Signal-Geschwindigkeit in Q) von $t1_Q - t2_Q$ abzieht. Anschließend projiziert man die Verteilung auf die Y-Achse und erhält die Verteilung von Abbildung 16 rechts.

⁶ Zum Beispiel hat sich herausgestellt, daß für späte TT-Ereignisse die Verteilung der Q-Signal-Höhe ($\text{ADC1} * \text{ADC2}$) (normalerweise eine Landau-Verteilung) anomal kleine Werte aufwies. Bei der Untersuchung von Ereignissen mit solchen niedrigen Signalen des Q-Zählers hat sich herausgestellt, daß es sich um Photonen-Ereignisse handelt, bei denen die Konversion selber aber erst in Q anstatt im Konverter erfolgte. Damit waren die niedrigen Q-Signale erklärt, da solche e^+e^- -Paare nur einen Teil des Q-Szintillators durchqueren und damit nicht die gleiche Lichtmenge erzeugen, wie bereits in der Bleifolie konvertierte Photonen. Für solche Ereignisse kann der Treffer in der B-Kammer nicht durch das e^+e^- -Paar entstanden sein.

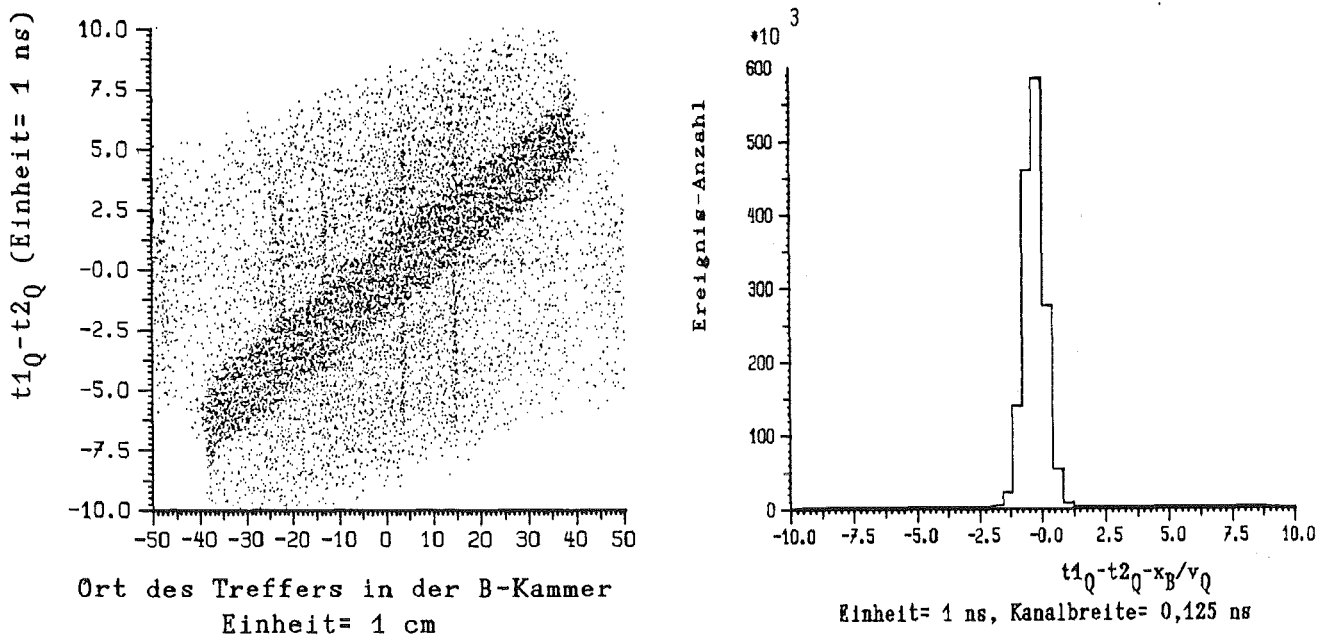


Abbildung 16. x-Koordinate des Treffers in der B-Kammer als Funktion von $t_{1Q} - t_{2Q}$: Links ist diese Verteilung selber aufgetragen. Die rechte Verteilung erhält man von $t_{1Q} - t_{2Q}$, indem man die Größe x_B / v_Q abzieht und auf die Y-Achse projiziert. Ereignisse, die von der scharfen Struktur dieser Verteilung abweichen, werden verworfen.

In der linken Verteilung von Abbildung 16 tauchen schmale "Balken" auf. Diese Strukturen sind vermutlich durch "heiße Drähte" in B zu erklären, wobei die in Q statt in der Bleifolie konvertierten Photonen in diesem Fall ein akzeptables Treffer-Muster besitzen.

FLUGZEIT DER TEILCHEN IM SPEKTROMETER

Die Methode zur Berechnung der Flugzeit wird in Abbildung 17 anhand einer D-Spur erklärt. Um eine gegebene Strecke zurückzulegen braucht ein Teilchen eine bestimmte Zeit, die man über seinen Impuls und seine Masse ermitteln kann. Im bei diesem Experiment vorliegenden Energie-Bereich haben die Elektronen annähernd die Geschwindigkeit c des Lichtes, schwerere Teilchen wie Pionen, Kaonen und Protonen nur einen Bruchteil davon. Deshalb sollte die

Zeit, die ein Elektron braucht, um die Strecke l zurückzulegen gleich l/c sein. Für die Zeit t_D , die bei D ausgelesen wird, gilt:

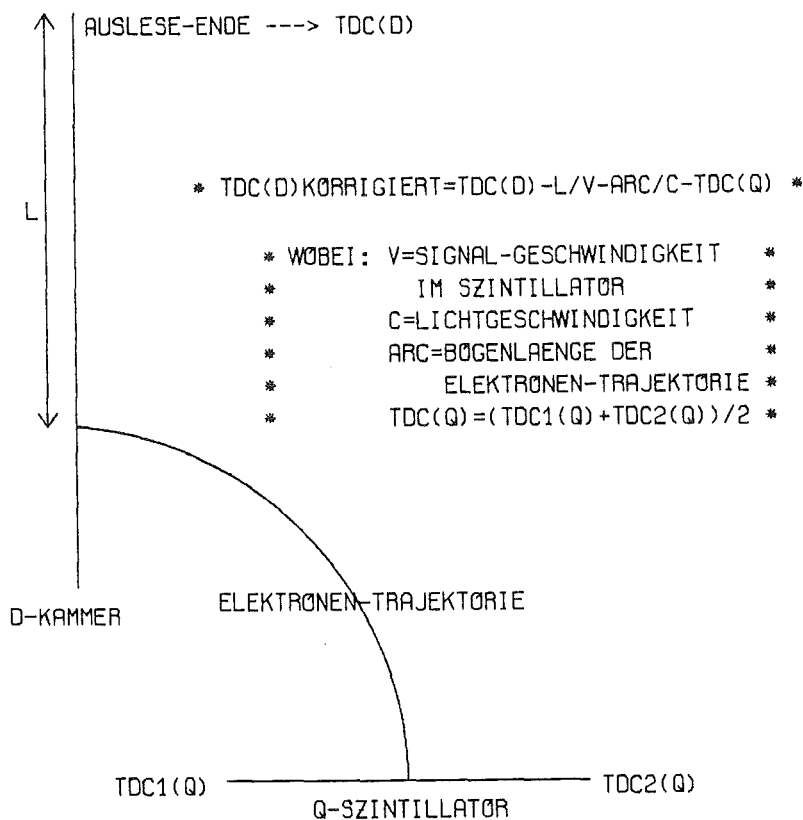


Abbildung 17. Schema zur Erklärung der "Flugzeit"-Berechnung

$$t_D = t_Q + \text{Flugzeit} (= \text{Arc}/c) \\
+ \text{Laufzeit des Signals im D-Szintillator} (= L/V) \\
+ \text{Konstante (Kon) die vom Aufbau der Elektronik} \\
\text{abhängt (wie z.B. verschiedene Kabellängen u.s.w.)}$$

Dabei bedeuten Arc die Länge der Spur zwischen den Szintillatoren Q und D, L die Länge der Signal-Laufstrecke und V die Geschwindigkeit des Licht-Signals im D-Zähler. t_Q , L und Arc sind aber Ereignisabhängig. Deswegen erhält man die breite t_D -Verteilung auf Abbildung 18 rechts. Dagegen müßte die folgende Größe K

$$K = t_D - t_Q - \text{Flugzeit} (= \text{Arc}/c) \\
- \text{Laufzeit des Signals im D-Szintillator} (= L/V)$$

gleich der Konstanten K sein, falls es sich tatsächlich um Elektronen handelt. Für K müsste man dann eine wesentlich schmalere Verteilung erhalten als für t_D . Ereignisse, die nicht zu dieser schmalen Verteilung gehören, müssen verworfen werden. Die K -Verteilung ist auf Abbildung 18 links dargestellt.

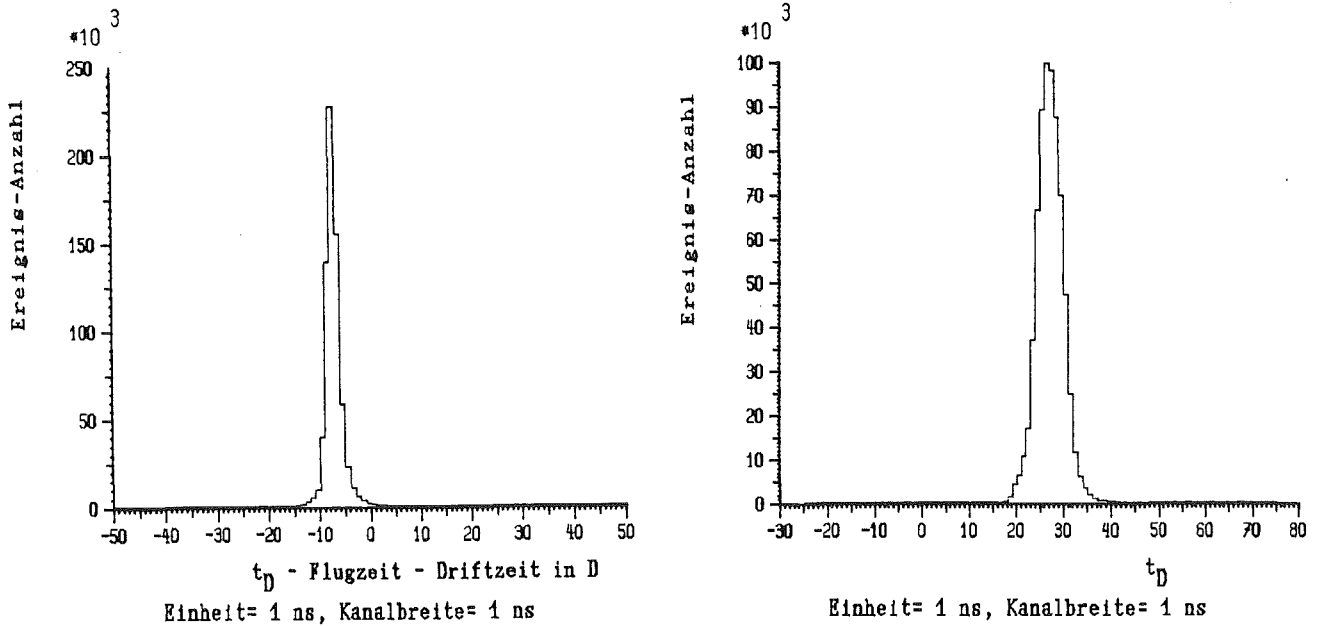


Abbildung 18. Verteilung der Ankunftszeiten von Teilchen im D-Zähler:

Rechts steht die Zeit t_D , die am einzigen Ende eines D-Szintillators ausgelesen wird. Um die linke Verteilung zu erhalten, wurden von t_D die Flugzeit, die Signallaufzeit in D sowie t_Q abgezogen.

6.1.1.2 Ergebnis für die Panofsky-Linie

Auf Abbildung 20 sind die späten Spektren⁸, wobei einerseits nur der untere Zeitschnitt angewendet wurde und andererseits alle anderen Schnitte, dargestellt. Eine deutliche Verbesserung der Linie ist nach Anwendung der Ereignis-Schnitte erkennbar. Die späten Spektren haben die gleiche Form wie das rohe Spektrum. Es ist deshalb anzunehmen, daß die späten Photonen zum größten Teil noch direkte Annihilations-Produkte sind.

Das späte TT-Spektrum von der 2. Meßperiode (mit Schnitten) wurde innerhalb des Bereichs von 105 bis 165 MeV/c mit einem Polynom 4. Grades (4. Grad ist ausreichend, da innerhalb des Bereichs der Untergrund nahezu linear ansteigt) und einer Gaußkurve interpoliert (Abbildung 19). Dies geschah unter Zuhilfenahme des Programms HFITS vom HBOOK-Programm-Paket /26/. Die Koeffizienten des Polynoms, die Position, die Breite und die Höhe der Gaußkurve wurden variiert. Die zum Minimum von χ^2 gehörigen Werte sind:

Position: $125,0 \pm 0,3$ MeV/c

FWHM: $3,7 \pm 0,7$ MeV/c

Höhe: 35 ± 5 Ereignisse

Die Position liegt um 4 MeV/c tiefer als der nominelle Impuls. Dies ist auf Verluste in den verschiedenen Kammern zurückzuführen. Die FWHM-Breite zeigt, daß das Spektrometer eine bisher nicht erreichte Auflösung besitzt.

⁸ Als spätes Spektrum werden die Spektren bezeichnet, auf die der untere zeitschnitt angewendet wurde.

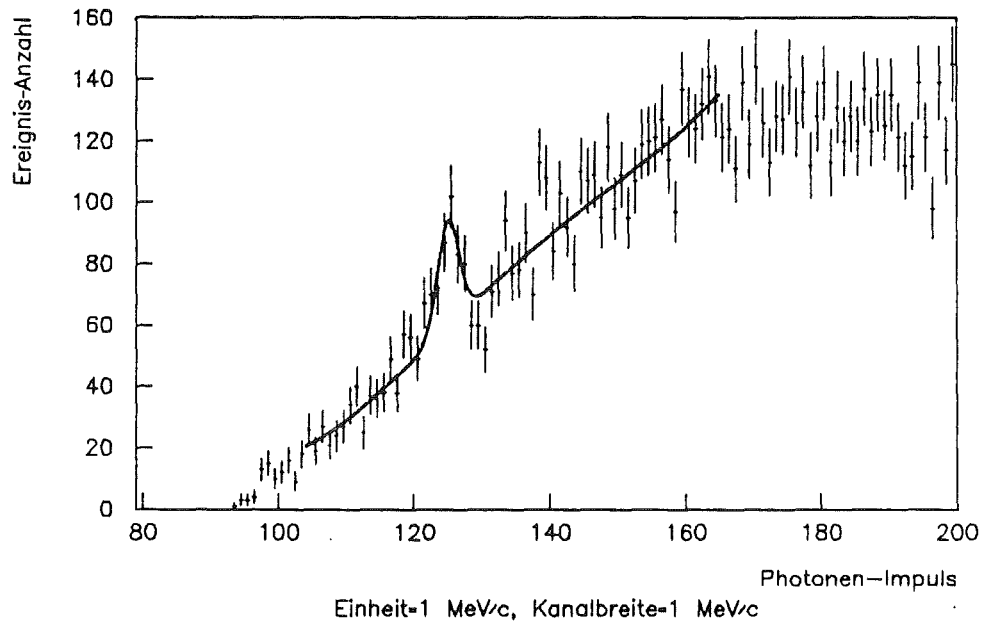


Abbildung 19. Interpolation des späten TT-Spektrums (alle Schnitte) im Bereich der Panofsky-Linie mit einem Polynom und einer Gaußkurve

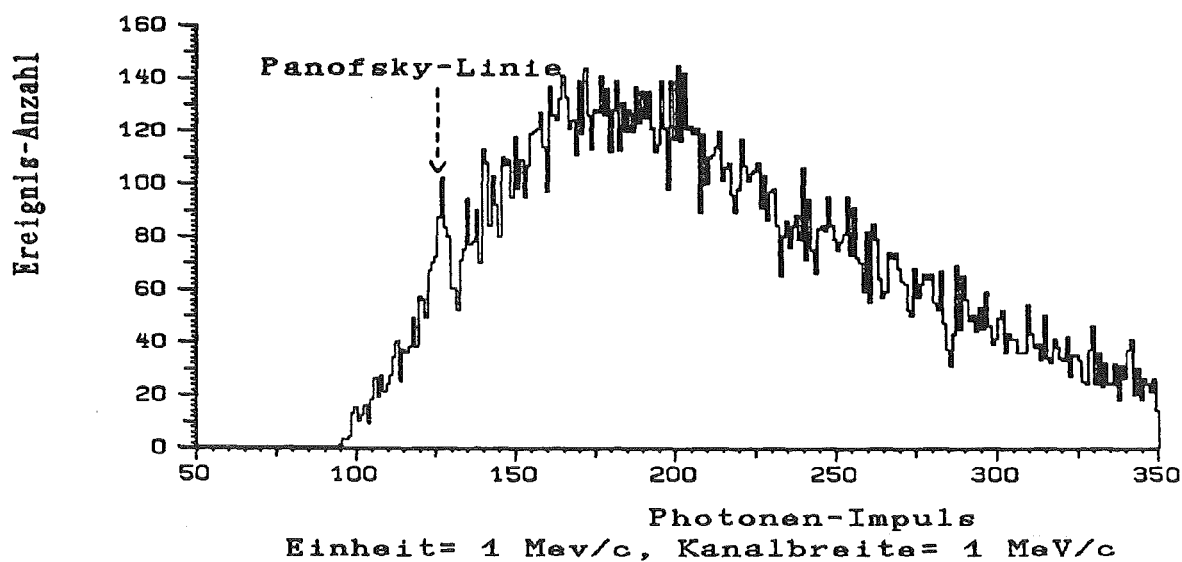
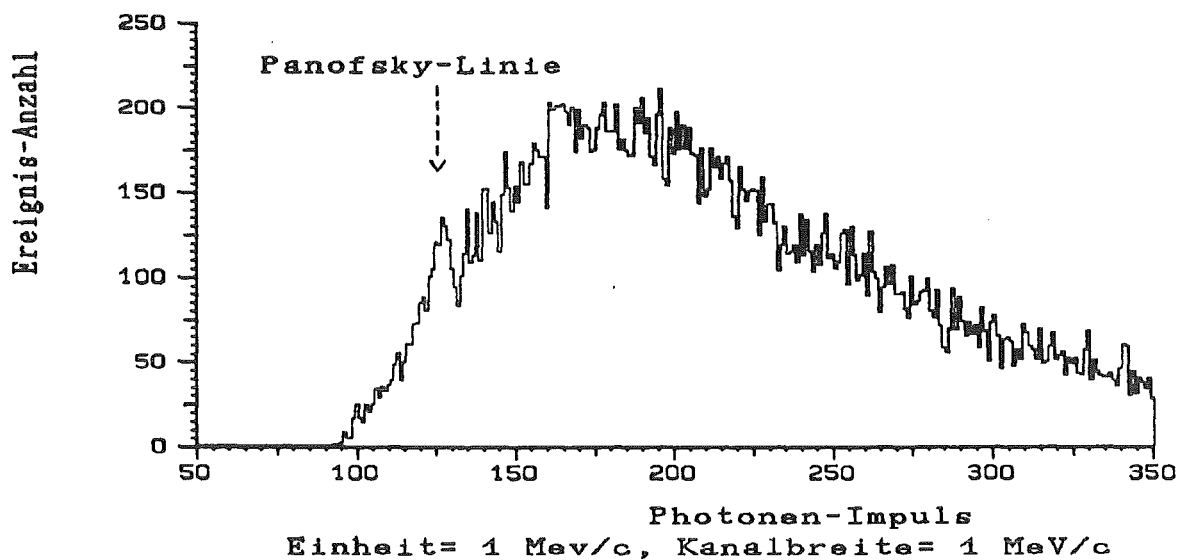


Abbildung 20. Spätes Spektrum der TT-Ereignisse für die 2. Meßperiode:
 oben: nur mit unterem Zeitschnitt.
 unten: nach Anwendung aller Schnitte.

6.1.2 Das zeitlich eingeschränkte Spektrum der R2T-Ereignisse

Auch hier wurde versucht, die Panofsky-Linie über eine Beschränkung von t_Q zu finden. Dies allein erwies sich jedoch nicht als ausreichend, um die Linie sichtbar werden zu lassen. Es zeigt sich, daß das RT-Spektrum aus Ereignissen mit großen Zeiten t_Q sehr stark mit Ereignissen durchsetzt ist, bei denen ein RT-Treffer-Muster durch geladene Teilchen vorgetäuscht wird. Zu dieser Feststellung hat sich die Software zur graphischen Darstellung einzelner Ereignisse als sehr nützlich erwiesen. Diese geladenen Teilchen verursachen ein Signal im V-Zähler (bevor sie Q durchqueren) und können dadurch verworfen werden, daß nur die Ereignisse ohne Signal in V akzeptiert werden. Mit dieser Bedingung zusätzlich zu einem t_Q -Schnitt, wurde die Linie gefunden. Dieses Resultat kann man auf zwei Ursachen zurückführen, die zusammenspielen:

- Der On-line-Trigger verlangt, daß ein A-Szintillator ein spätes Signal aufweisen muß, damit ein Ereignis als RT gewertet werden kann.
- Geladene Teilchen haben nur einen Bruchteil der Lichtgeschwindigkeit. Sie treffen deshalb relativ zum einlaufenden Antiproton später in Q ein als die "konvertierten Photonen".

Es gibt jedoch klar zu erkennende Photonen-Ereignisse, bei denen der V-Zähler ein Signal geliefert hatte. Werden diese Ereignisse im Spektrum mitgenommen, so wird die Linie weniger signifikant als im Falle des Ausschlusses. Da Q und V die selben Dimensionen haben und hintereinander liegen, geht eine R-Spur, falls sie durch V geht, höchstwahrscheinlich auch durch Q. Auf diese Weise bleibt t_Q nicht mehr die Zeit, zu welcher das e^+e^- -Paar den Q-Zähler direkt nach der Konversion durchquerte, und der Zeitschnitt verliert seinen Sinn.

Für die 2. Meßperiode hat sich der günstigste Zeitschnitt als der selbe erwiesen als für die TT-Photonen: $t_Q < 24,35$ ns. Für die 1. Meßperiode findet man nur ein Anzeichen für die Linie bei einem Schnitt von $t_Q < 28,4$ ns.

Nachdem die Panofsky-Linie dadurch herauspräpariert wurde, daß nur Ereignisse innerhalb eines Fensters für t_Q und mit fehlendem V-Signal berücksichtigt wurden, wurden die bereits weiter oben erklärten Ereignis-Schnitte angewendet (in Anhang D werden die Zahlenwerte aller Schnitte zusammengefaßt). Im folgenden seien die Ereignis-Schnitte erklärt, die zusätzlich eingeführt wurden. Die Ereignis-Schnitte führen zu keiner Verbesserung der Linie bei der 2. Meßperiode. Der wesentliche Effekt ist nur die Reduzierung der Ereignisanzahl. Jedoch bei der 1. Meßperiode, wo mit V-Schnitt und

t_Q -Schnitt ein Anzeichen der Linie gesehen werden konnte, wird die Linie wesentlich deutlicher.

"DRAHTSCHNITTE" FÜR C1

Für RT-Ereignisse sind 2 oder 3 Treffer in C1 zugelassen. Bei drei Treffern müssen zwei davon sehr eng beieinander liegen, wenn sie vom e^+e^- -Paar des unmittelbar davor konvertierten Photons herrühren. Für RE(DR)-Ereignisse darf also der (Draht-) Abstand zwischen den zwei rechten (linken) Treffern einen bestimmten Wert nicht überschreiten. Die Häufigkeitsverteilung für diese Abstände ist im linken Teil von Abbildung 21 dargestellt. Im Fall von nur zwei Treffern in C1 lag zunächst die Vorstellung zugrunde, daß einer davon durch das e^+e^- -Paar verursacht wurde und der andere durch die zurücklaufende R-Spur. Diese Vorstellung trifft nicht ganz zu. Auf Abbildung 21 rechts ist die zugehörige Häufigkeitsverteilung aufgetragen. Für einen Teil der Ereignisse stammen beide Treffer vom kurz zuvor erzeugten e^+e^- -Paar. Hier hat also die C1-Kammer nicht angesprochen, als sie vom reflektierten Teilchen durchquert wurde. Der rechte Teil der Verteilung kommt von Ereignissen, für die tatsächlich ein einziger Treffer vom e^+e^- -Paar und der zweite vom reflektierte Teilchen erzeugt wurde. In diesem Fall muß ja der Abstand zwischen beiden Treffern einen gewissen Grenzwert überschreiten. Diese Grenze ist deutlich erkennbar. Zwischen dem linken und dem rechten Teil der Häufigkeitsverteilung besteht eine Verbindung, die von "schlechten" Ereignissen gebildet wird. Es zeigt sich, daß diese "Brücke" sehr viel ausgeprägter ist beim Spektrum der späten Ereignisse, das wesentlich mehr Ereignisse enthält, die keine Photonen-Ereignisse sind, daß sie jedoch fast verschwindet, falls keine Ereignisse berücksichtigt werden, für die V angesprochen hat. Deshalb werden Ereignisse verworfen, falls: bei 3 Treffern der Abstand der zwei direkten > 35 Drahtabstände ist und bei nur 2 Treffern der Abstand > 35 oder < 175 Drahtabstände ist.

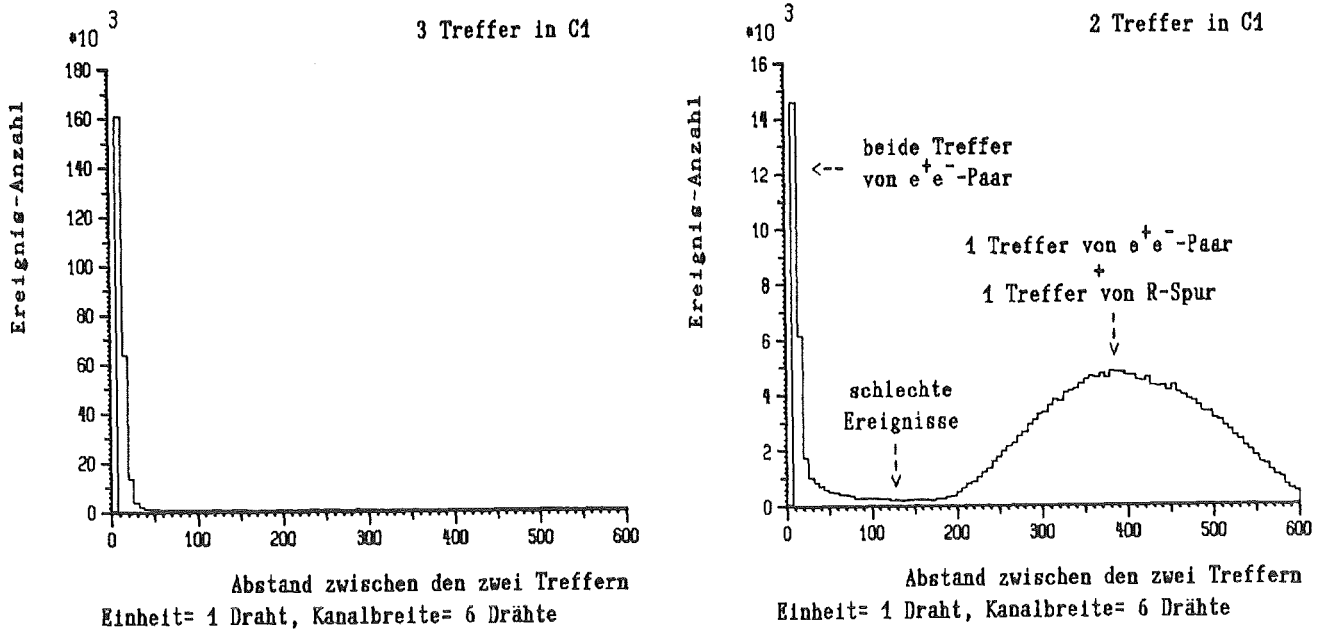


Abbildung 21. Verteilung der Abstände zwischen den Treffern in der C1-Kammer bei R2T-Ereignissen:
links: Abstand zwischen den zwei "direkten" Treffern im Fall von drei Treffern
rechts: Abstand zwischen den Treffern im Fall von nur zwei Treffern

ABWEICHUNGEN WEITERER TREFFER VOM REKONSTRUIERTEN SPUR-KREIS

C2-Kammer: Für ein TT-Ereignis sind zwei Treffer in C2 vorhanden. Beide werden zur Berechnung des Impulses (bzw. Berechnung des Kreises) für die jeweilige Spur benutzt. Für ein RT-Ereignis sind dagegen drei Treffer vorhanden. Die zwei äußeren werden zur Berechnung des Impulses benutzt. Für den mittleren Treffer wird die Abweichung zum Kreis berechnet.

C1-Kammer: Hier hat man einen zusätzlichen Treffer (im Vergleich mit den TT-Ereignissen), der verursacht wird durch das reflektierte Teilchen. Für diesen Treffer wurde ebenfalls die Abweichung vom Kreis berechnet.

FLUGZEIT DER TEILCHEN

Zur Berechnung der Flugzeit eines reflektierten e^+ oder e^- wurde die Zeitinformation des A-Hodoskops verwendet. Analog zum Verfahren bei den D- oder E-Spuren wurde folgende Größe berechnet:

$$K = t_{Ai} - t_Q$$

- Flugzeit im Bereich des Magnetfeldes (=Arc/c)

- Flugzeit zwischen der B-Kammer und dem Ai-Szintillator

Dabei steht Ai für den getroffenen Szintillator Ai des A-Hodoskops, wobei $t_{Ai} = (t_{1Ai} + t_{2Ai})/2$ gesetzt wird, da hier zwei Auslese-Enden vorhanden sind. Deshalb entfällt hier der Term für die Signal-Laufzeit im Szintillator. Neben der Flugzeit im Bereich des Magnet-Feldes gibt es hier einen zweiten Flugzeitterm. Die Tangente an den Kreisbogen am Ort der B-Kammer schneidet das Hodoskop in einem Punkt, dessen x-Koordinate es gestattet, die zurückgelegte Distanz zwischen der B-Kammer und dem Hodoskop zu berechnen. Durch Division mit c ergibt sich dann die Flugzeit auf dieser Strecke. Die Verteilung für t_{A3} ist auf Abbildung 22 links und die K-Verteilung ist auf Abbildung 22 rechts dargestellt. Wie zu erwarten, ist die rechte Verteilung deutlich schmaler als die linke. Die Ereignisse, die nicht zur engen Struktur der K-Verteilung gehören, werden verworfen.

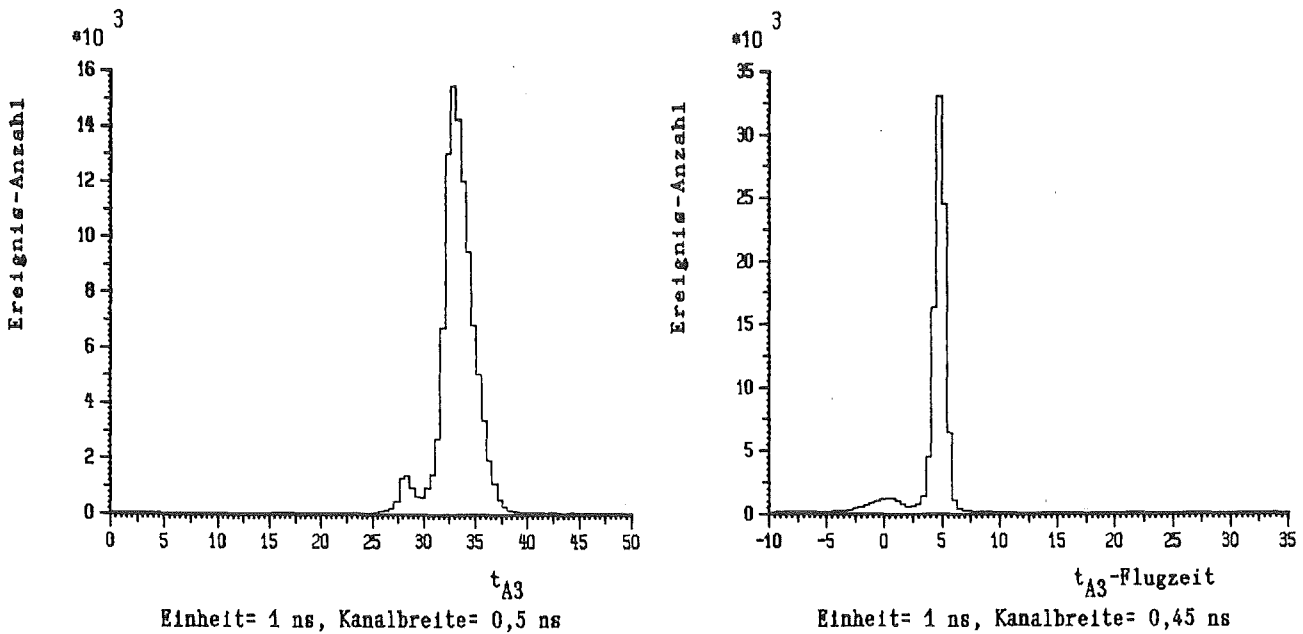


Abbildung 22. Verteilung der Ankunftszeiten von Teilchen im Szintillator A3 des A-Hodoskops:

Links steht die Zeit t_{A3} . Um die rechte Verteilung zu erhalten, wurde von t_{A3} die Flugzeit sowie t_Q abgezogen.

DIFFERENZ DER VON Q UND V GELIEFERTEN ZEITEN (nur für inklusive Spektren)

Im Gegensatz zum späten RT-Spektrum, werden bei der Bearbeitung des weiter unten vorgestellten inklusiven RT-Spektrums auch solche Ereignisse akzeptiert, für die der V-Zähler ein Signal geliefert hatte. Das führt aber zu einer Kontamination des Spektrums mit geladenen Teilchen, die ein RT-Photon vortäuschen. Diese Ereignisse müssen natürlich eliminiert werden. Dafür wurde für Ereignisse, bei denen V angesprochen hat, die Differenz $t_Q - t_V$ gebildet. Auf Abbildung 23 links sieht man diese Verteilung für das rohe R2T-Spektrum, rechts ist sie für das späte Spektrum (kein Schnitt außer unterem Zeitschnitt) dargestellt. Auffallend ist, daß die Verteilung aus zwei deutlich getrennten Anteilen besteht, einem breiteren und einem spitzeren Teil. Der spitzere Teil wird verursacht durch geladene Teilchen, die V und direkt danach Q durchqueren. Der breitere Teil kommt von Photonen, wobei ein Teilchen des erzeugten e^+e^- -Paares zuerst Q durchquert und anschließend nach einer Zeit, die von der Länge des durchlaufenen Kreisbogens abhängt (deswegen die breitere Form), den V-Zähler erreicht hatte. Die Ereignisse, welche dem spitzen Teil angehören, müssen also eliminiert werden. Es ist deutlich erkennbar, daß das späte Spektrum wesentlich stärker kontaminiert ist als das inklusive Spektrum, da für das erstere der linke Teil der Verteilung (Photonen) eine viel kleinere Fläche hat als der rechte Teil.

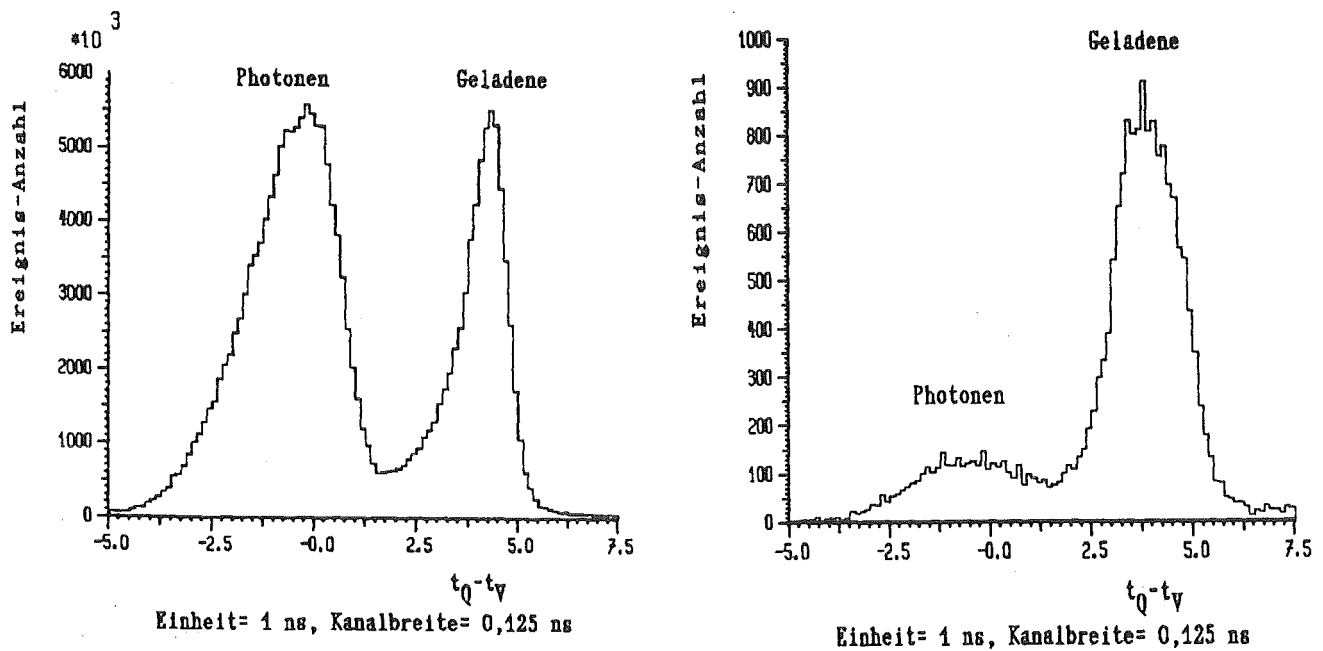


Abbildung 23. Verteilung der Zeitdifferenzen zwischen dem Q- und dem V-Zähler für R2T-Ereignisse:

- links: $t_Q - t_V$ für das rohe R2T-Spektrum
- rechts: $t_Q - t_V$ für das späte R2T-Spektrum

Auf folgende Schnitte wurde hier verzichtet:

- Anzahl der Drähte, die je Treffer angesprochen haben.
- Ort des Treffers in B: Dieser Schnitt, falls angewendet, wie bei den TT-Ereignissen, führt zu einer starken Verminderung der Ereigniszahl. Deswegen wird darauf verzichtet.
- Vertex: Auf diesen Schnitt muß hier verzichtet werden, weil der Vertex für die RT-Ereignisse meistens falsch rekonstruiert wird, da die R-Spur vom Programm ebenfalls herangezogen wird zur Berechnung des Vertex, falls sie in den DC-Kammern rekonstruiert werden kann.
- Impulsabhängigkeit des Öffnungswinkel-Schnitts

6.1.2.1 Ergebnis für die Panofsky-Linie

Auf Abbildung 24 ist die Panofsky-Linie für die 2. Meßperiode bereits deutlich sichtbar, nachdem die Werte t_Q auf ein Fenster beschränkt und Ereignisse mit einem Signal im V-Zähler verworfen wurden. Die zusätzliche Anwendung der

Schnitte brachte keine weitere Verbesserung der Linie. Im Falle der 1. Meßperiode tritt die gesuchte Linie erst nach zusätzlicher Anwendung der Schnitte deutlich hervor: Abbildung 25.

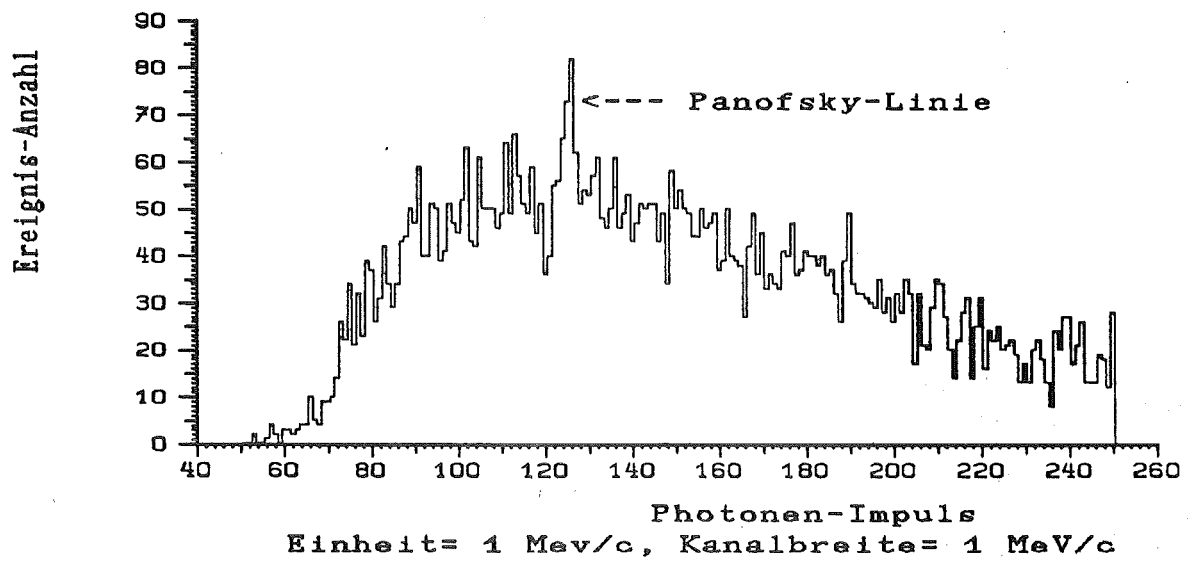


Abbildung 24. Spätes Spektrum der R2T-Ereignisse für die 2. Meßperiode

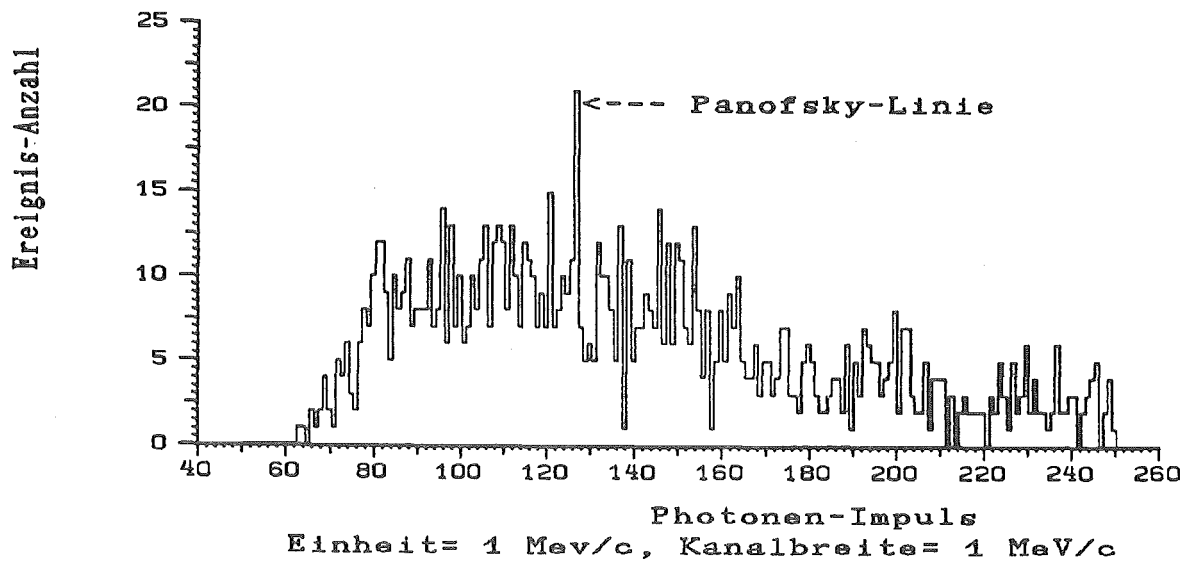
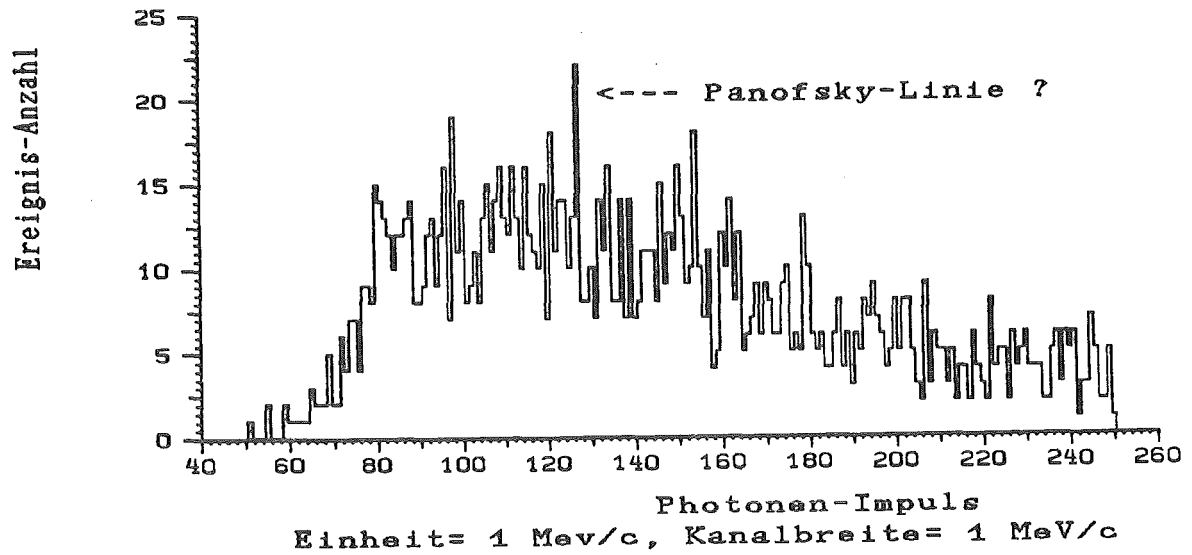


Abbildung 25. Spätes Spektrum der R2T-Ereignisse für die 1. Meßperiode:
 oben: mit unterem Zeitschnitt $t_Q > 28,4$ ns
 unten: nach Anwendung aller Schnitte.

Das späte Spektrum für die 2. Meßperiode, wobei nur das Zeitfenster angewendet wurde, wurde auf die gleiche Art wie das späte TT-Spektrum mit einem Polynom 4. Grades zuzüglich einer Gaußkurve innerhalb des Bereiches 80-180 MeV/c interpoliert. Das Ergebnis ist auf Abbildung 26 dargestellt. Man findet folgende Werte für die Parameter der Gaußkurve:

Position: $125,0 \pm 0,3 \text{ MeV/c}$

FWHM: $2,7 \pm 0,6 \text{ MeV/c}$

Höhe: $27 \pm 5 \text{ Ereignisse}$

Die Position der Linie liegt wie auch beim TT-Spektrum um $4,4 \text{ MeV/c}$ niedriger als der nominelle Impuls eines Panofsky-Photons. Dies ist dadurch erklärbar, daß die Energie-Verluste in beiden Fällen nahezu gleich sein sollten, da zum größten Teil die gleichen Kammern durchquert werden. Die Breite der Linie ist im R2T-Spektrum etwas kleiner als im TT-Spektrum.

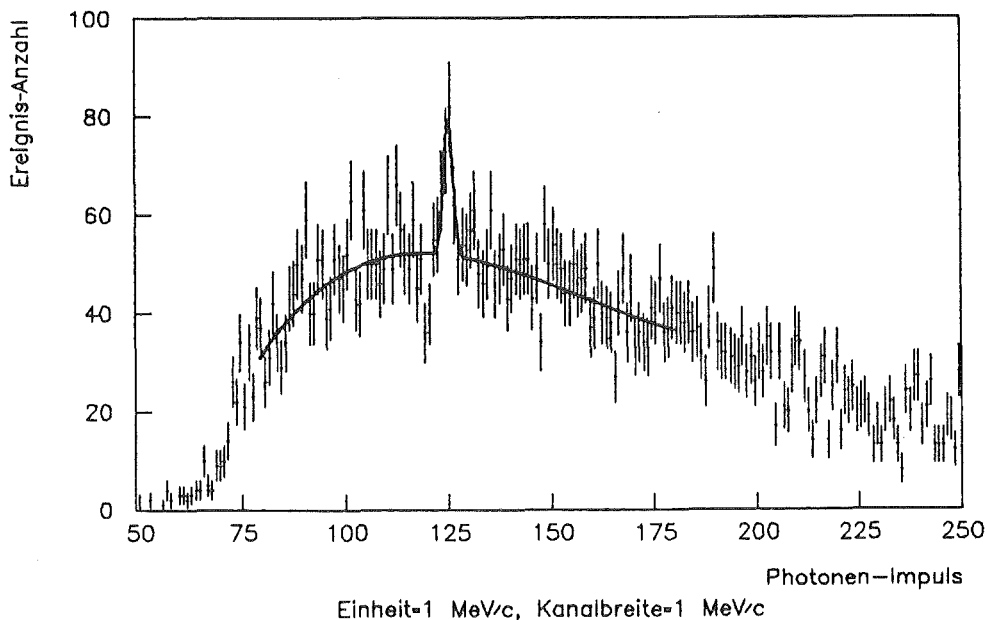


Abbildung 26. Interpolation des späten R2T-Spektrums im Bereich der Panofsky-Linie mit einem Polynom und einer Gaußkurve

Vergleich zwischen späten DR2- und R2E-Spektren Im späten DR2-Spektrum tritt die Panofsky-Linie deutlicher hervor als im R2E-Spektrum. Auf Abbildung 27 z.B. sind die späten DR2- und R2E-Spektren für die 2. Meßperiode dargestellt. Dieser Unterschied ist vermutlich auf im späten Spektrum noch vorhandene Reaktionen im Fluge zurückzuführen.

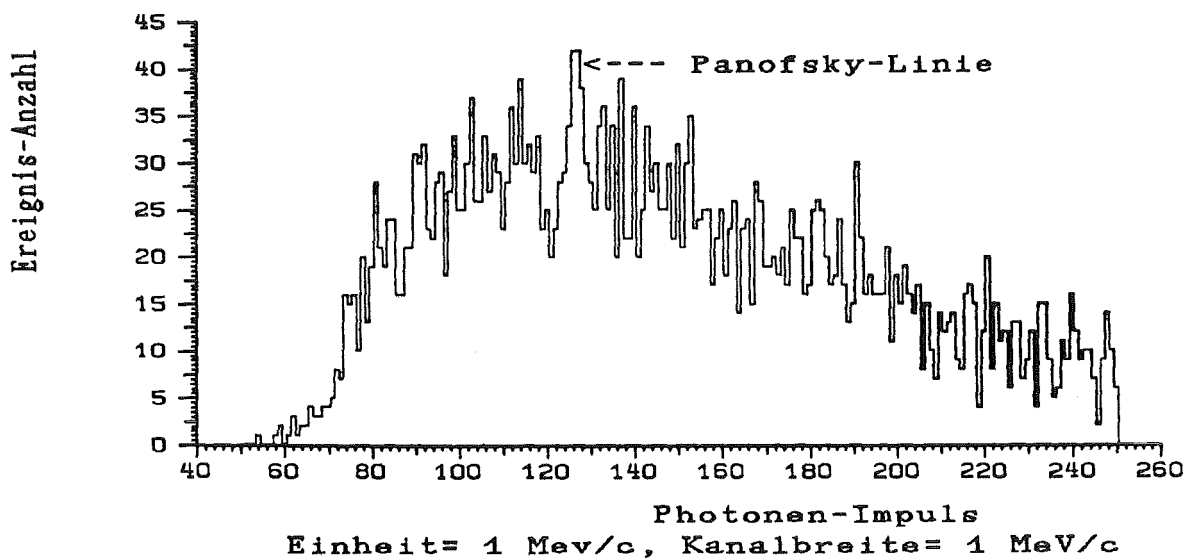
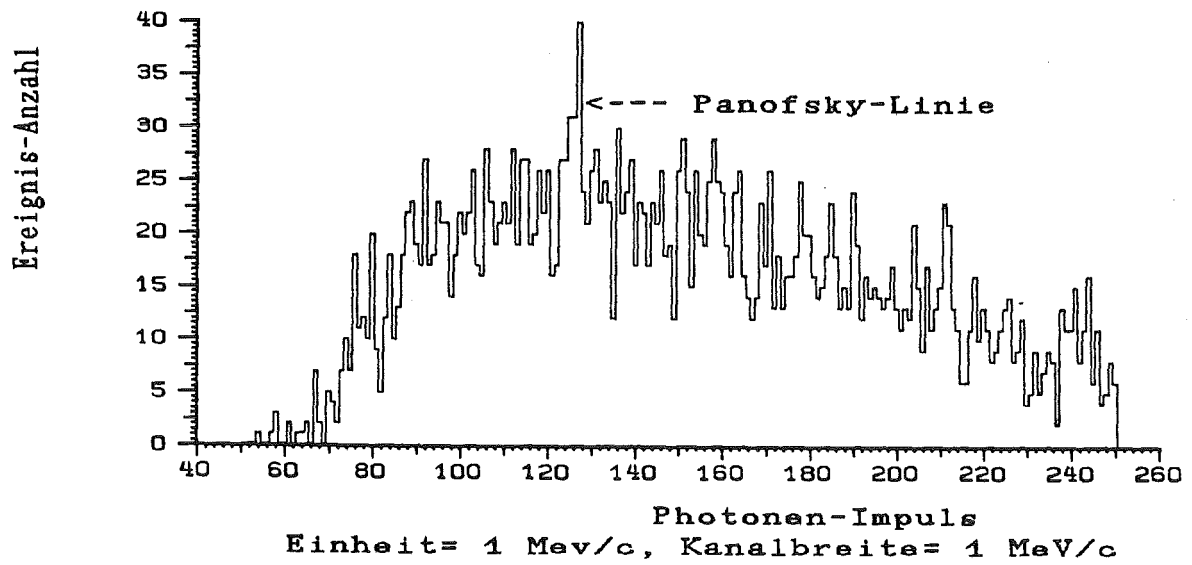


Abbildung 27. Vergleich zwischen spätem DR2- und R2E-Spektren für die 2. Meßperiode:
 oben: spätes DR2 -Spektrum
 unten: spätes R2E -Spektrum

Die Photonen, die dabei entstehen, haben eine größere Wahrscheinlichkeit als RE-Ereignis nachgewiesen zu werden, da der Schwerpunkt des Proton-

Antiproton-Systems sich nach rechts (Strahlrichtung) bewegt. Dementsprechend wird das Photon auch eher nach rechts geneigt sein.

6.1.3 Das zeitlich eingeschränkte Spektrum der R1T-Ereignisse

Die Panofsky-Linie wurde in den R1T-Spektren nicht gefunden, da die Anzahl der echten Photonen-Ereignisse zu niedrig ist. Es wurden die gleichen Ereignisschnitte angewendet als auf die R2T-Ereignisse, außer daß zwei Kreisabweichungs-Schnitte entfallen (in Anhang D werden die Zahlenwerte aller Schnitte zusammengefaßt).

Hier ist der Anteil tatsächlicher Photonen noch viel kleiner als bei den R2T-Spektren, was man anhand der t_Q-t_V -Verteilung leicht sehen konnte (Abbildung 28). Bei den Späten sind kaum noch Photonen vorhanden: der breite Teil der Verteilung ist fast verschwunden.

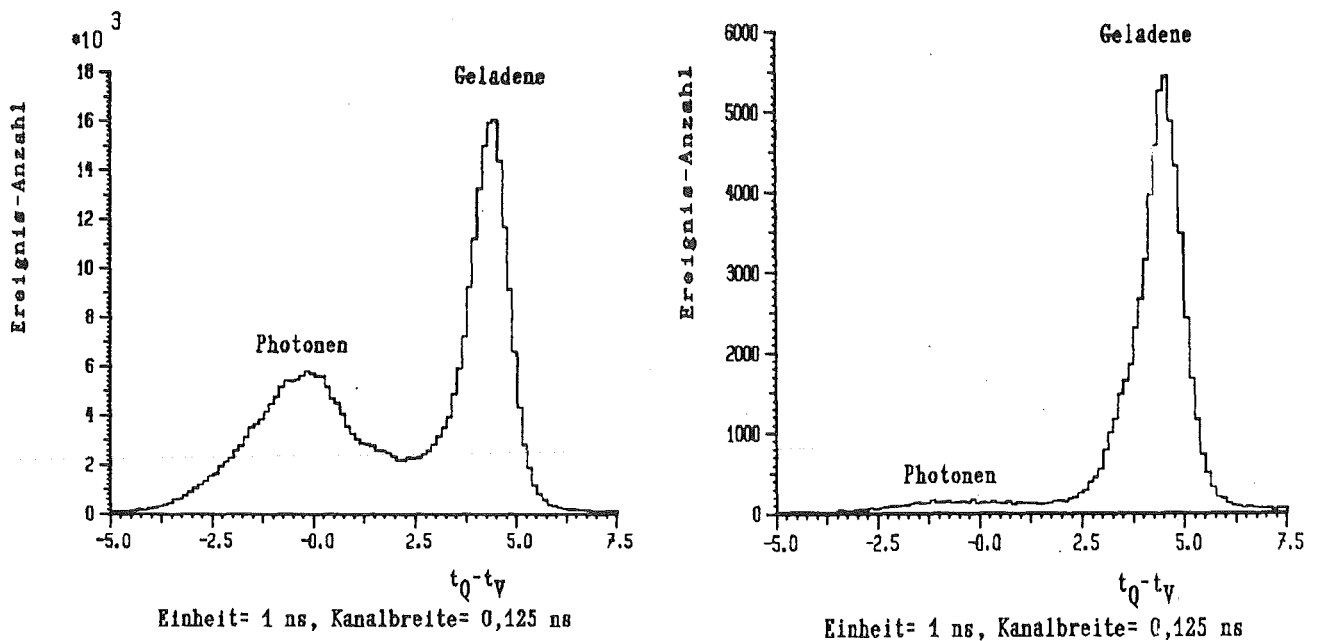


Abbildung 28. Verteilung der Zeitdifferenzen zwischen dem Q- und dem V-Zähler für R1T-Ereignisse:

links: t_Q-t_V für das rohe R1T-Spektrum

rechts: t_Q-t_V für das späte R1T-Spektrum

Abschließend soll noch darauf hingewiesen werden, daß bei den hier präsentierten RT-Spektren, keine Treffer-Reparatur, wie in Kapitel 4 erklärt, durchgeführt wurde. Im Fall der Treffer-Reparatur verliert die Panofsky-Linie erheblich an Signifikanz, was zu erklären ist mit einer starken Verminderung der Ortsauflösung.

6.1.4 Schlußbemerkungen zu Abschnitt 6.1

Die sogenannte Panofsky-Linie, die eine Eichlinie im Photonen-Spektrum darstellt, wurde in folgenden Spektren aufgefunden: R2T-Spektrum der 1. Meßperiode, R2T- und TT-Spektren der 2. Meßperiode. Für die 1. Meßperiode wurde keine Funktion an das Spektrum angepaßt, da hier eine zu geringe Anzahl Ereignisse vorhanden ist (das Spektrum ist nicht glatt genug). Für die 2. Meßperiode wurden beide Spektren mit einem Polynom 4. Grades zuzüglich einer Gaußkurve interpoliert. Die Linie befindet sich jeweils bei einem Impuls von 125 MeV/c, was eine Verschiebung von 4,4 MeV/c gegenüber dem nominellen Wert (129,4 MeV/c) bedeutet. Die Breite (FWHM) der Linie beträgt $3,7 \pm 0,7$ MeV/c im TT-Spektrum und $2,7 \pm 0,6$ MeV/c im R2T-Spektrum. PS183 ist das erste Experiment, bei dem eine solche Auflösung in diesem Energie-Bereich erreicht wurde.

6.2 INKLUSIVE PHOTONEN-SPEKTREN

Bei den inklusiven Spektren muß unterschieden werden zwischen der Annihilation tatsächlich gestoppter Antiprotonen und den Reaktionen im Fluge, da letztere eine um die kinetische Energie vergrößerte Schwerpunkts-Energie haben. Ein eventuell vorhandener Übergang $p + \bar{p} \rightarrow \gamma + X$ würde dadurch seinen monoenergetischen Charakter verlieren. Die Reaktionen im Fluge können von denen in Ruhe anhand der t_Q -Verteilung unterschieden werden und im Falle der TT-Ereignisse auch anhand der Vertex-Verteilung:

Spektrum aus den Reaktionen in Ruhe:

1. Meßperiode: $26,25\text{ns} < t_Q < 31\text{ns}$

2. Meßperiode: $23\text{ns} < t_Q < 26,5\text{ns}$

X-Vertex $> -3\text{cm}$ für beide Meßperioden im Falle von TT-Ereignissen

Spektrum aus den Reaktionen im Fluge:

1. Meßperiode: $t_Q < 26,25\text{ns}$

2. Meßperiode: $t_Q < 23\text{ns}$

X-Vertex $< -3\text{cm}$ für beide Meßperioden im Falle von TT-Ereignissen

6.2.1 Inklusive TT-Spektren

Auf Abbildung 29 sind folgende Photonen-Impuls-Spektren dargestellt: das rohe Spektrum, das Spektrum aus der Annihilation in Ruhe (nach Ausführung aller Schnitte) und das Spektrum aus der Annihilation im Fluge (ebenfalls nach Ausführung aller Schnitte entsprechend den Zahlenwerten von Anhang D).

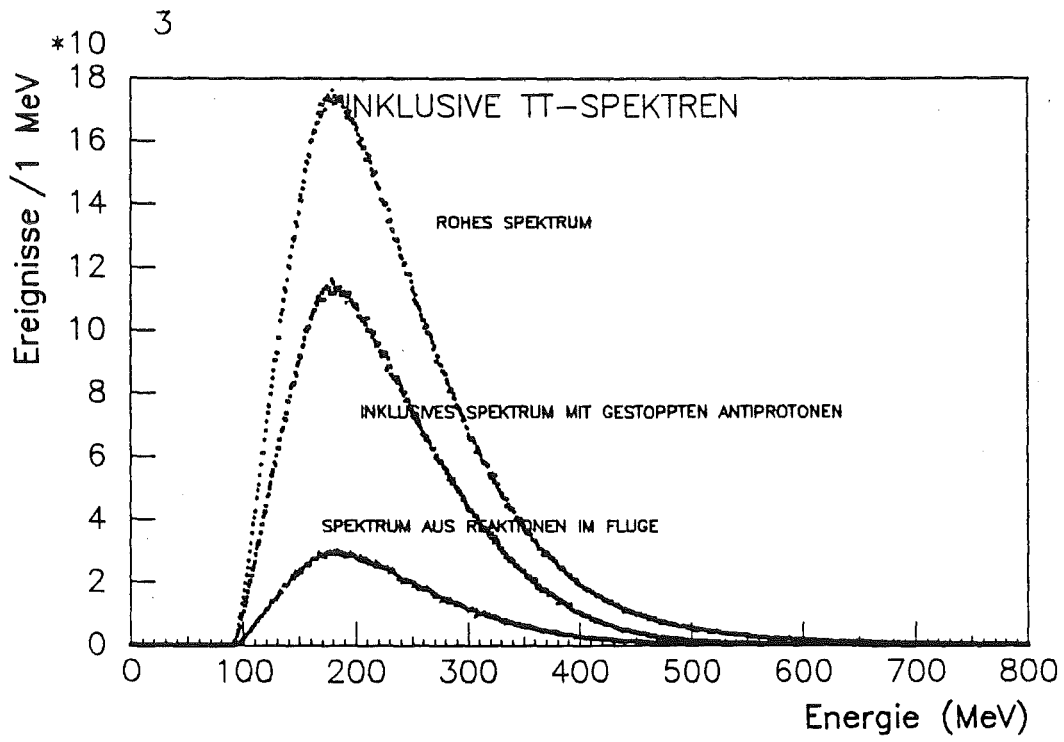


Abbildung 29. Inklusive Impuls-Spektren der $\pi\pi$ -Photonen.

In der folgenden Tabelle steht die Anzahl der TT-Ereignisse im rohen Spektrum, im Spektrum aus der Annihilation in Ruhe und im Spektrum aus der Annihilation im Fluge.

	1. Meßperiode	2. Meßperiode	SUMME
Gesamtanzahl der Ereignisse (Rohdaten)	1.383.395	1.561.272	2.944.667
Reaktionen in Ruhe	816.509 =59% der Rohdaten	1.041.355 =67% der Rohdaten	1.857.864 der Rohdaten
Reaktionen im Fluge	279.369 =20% der Rohdaten	213960 =14% der Rohdaten	493.329 der Rohdaten
Reaktionen im Fluge + in Ruhe	=80% der Rohdaten	=80% der Rohdaten	=80% der Rohdaten

Tabelle 6. Anzahl der Ereignisse in den inklusiven Spektren der TT-Photonen

Für beide Meßperioden bleibt insgesamt der gleiche Prozentsatz an Ereignissen nach Ausführung der Schnitte übrig. Dies ist natürlich nicht der Fall, wenn man entweder nur die Anzahl der Ereignisse aus den Reaktionen in Ruhe oder diejenigen aus den Reaktionen im Fluge vergleicht, da ja zu erwarten ist, daß für die 1. Meßperiode der Anteil der Reaktionen im Fluge größer sein würde als für die 2. Meßperiode - bedingt durch den größeren Impuls der einlaufenden Antiprotonen während der 1. Meßperiode.

6.2.2 Inklusive RT-Spektren

Auf den Abbildungen 30 und 31 sind die R2T- und R1T-Photonen-Impuls-Spektren dargestellt: das rohe Spektrum, das Spektrum aus der Annihilation in Ruhe (unter Anwendung aller Schnitte) und das Spektrum aus der Annihilation im Fluge (unter Anwendung aller Schnitte).

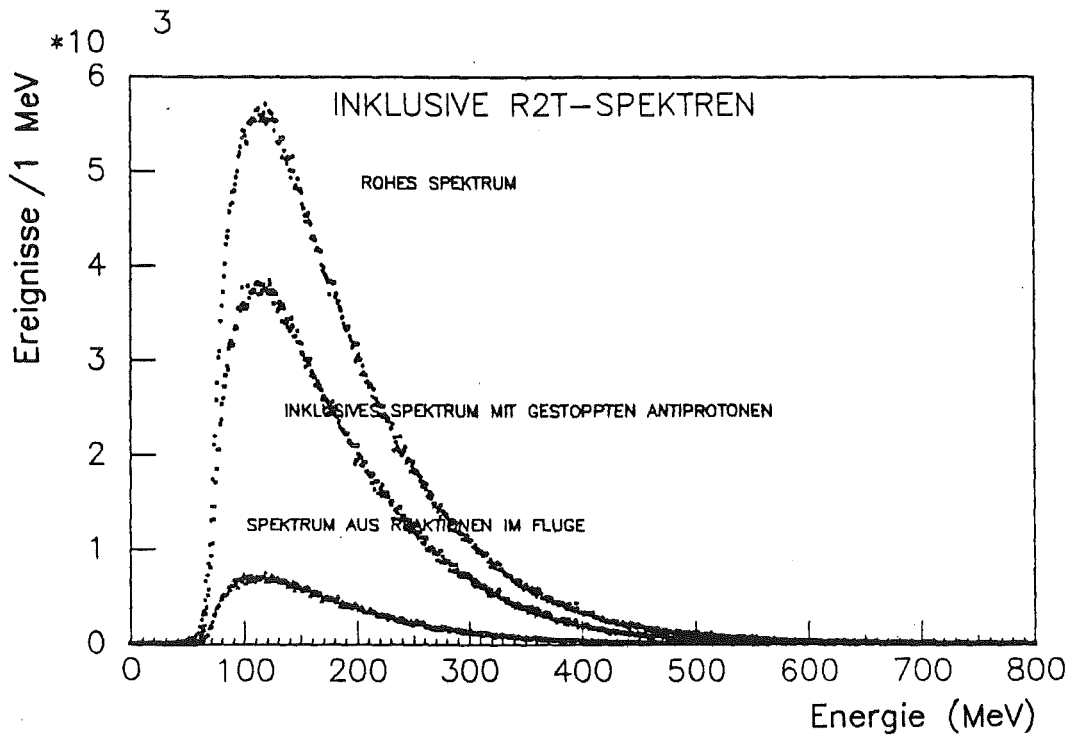


Abbildung 30. Inklusive Impuls-Spektren der R2T-Photonen.

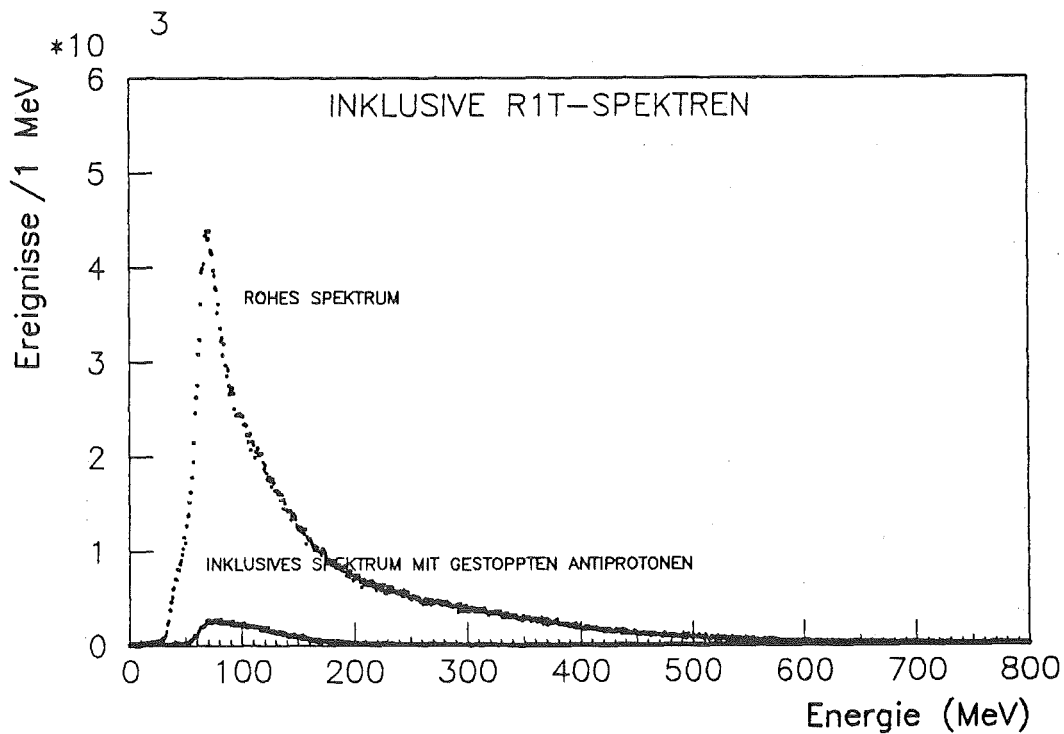


Abbildung 31. Inklusive Impuls-Spektren der R1T-Photonen.

Bei den RT-Ereignissen mußten die folgenden zwei Punkte berücksichtigt werden.

- Zur Präparierung der Panofsky-Linie wurden alle Ereignisse verworfen, bei denen der V-Zähler angesprochen hatte, obwohl solche Ereignisse durchaus Photonen sein können. Beim inklusiven Spektrum ist das nicht erforderlich. Es besteht nur die Notwendigkeit, jene Ereignisse zu verwerfen, die dem scharfen Teil der $(t_Q - t_V)$ -Verteilung angehören, weil es sich in diesem Fall nicht um Photonen handelt. Das heißt, daß diejenigen Ereignisse verworfen werden müssen, für die $t_Q - t_V > 2$ ns ist.
- Die Flugzeit-Schnitte wurden nur auf Ereignisse angewandt, bei denen V nicht angesprochen hatte. Falls V nämlich ein Signal geliefert hätte, wäre die Zeitinformation des Q-Zählers nicht die Zeit des Durchquerens eines e^+e^- -Paares, sondern wäre vom reflektierten Teilchen verfälscht.

In den Tabellen 7 und 8 stehen die Anzahlen der R2T- und R1T-Ereignisse im rohen Spektrum, im Spektrum aus der Annihilation in Ruhe und im Spektrum aus der Annihilation im Fluge.

	1. Meßperiode	2. Meßperiode	SUMME
Gesamtanzahl der Ereignisse (Rohdaten)	393.555	486.436	879.991
Reaktionen in Ruhe	233.658 =59% der Rohdaten	340.777 =70% der Rohdaten	574.435
wovon D-R2	110.257	163.228	
R2-E	123.401	177.549	
Reaktionen im Fluge	71.693 =18% der Rohdaten	38.689 =8% der Rohdaten	
wovon D-R2	29.209	17.352	110.382
42.484-E	21.337		
Reaktionen im Fluge + in Ruhe	77,6% der Rohdaten	78,0% der Rohdaten	77,8% der Rohdaten
Tabelle 7. Anzahl der Ereignisse in den inklusiven Spektren der R2T-Photonen			

Von insgesamt 879.991 Ereignissen bleiben 684.817 übrig, d.h. 77,8% . Die Verluste an Ereignissen sind also nach Anwendung aller Schnitte nicht wesentlich größer als bei den TT-Ereignissen.

	1. Meßperiode	2. Meßperiode	SUMME
Gesamtanzahl der Ereignisse (Rohdaten)	194.815	221.271	416.086
Reaktionen in Ruhe	9.684 =5% der Rohdaten	13.097 =6% der Rohdaten	22.781
wovon D-R2	3.502	5.815	
R2-E	6.182	7.282	
Reaktionen im Fluge	3.695 =2% der Rohdaten	2.571 =1% der Rohdaten	
wovon D-R2	2.334	1.340	6.266
R2-E	1.361	1.231	
Reaktionen im Fluge + in Ruhe	7% der Rohdaten	7% der Rohdaten	7% der Rohdaten

Tabelle 8. Anzahl der Ereignisse für die inklusiven Spektren der R1T-Photonen

Wie zu erwarten, bleibt nach der Anwendung der Schnitte auf die R1T-Ereignisse nur noch ein kleiner Bruchteil von ihnen übrig.

In Abbildung 32 sind die Spektren aus den Reaktionen in Ruhe, auf die die Gesamtheit der Schnitte angewendet wurden, zusammen aufgetragen.

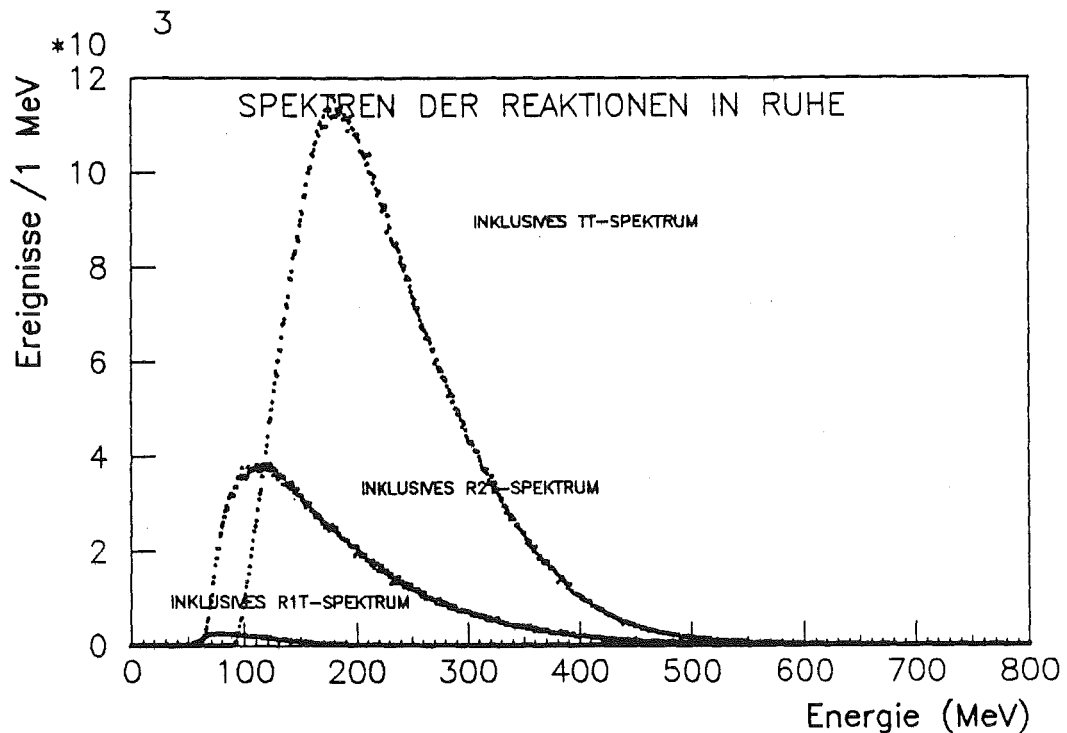
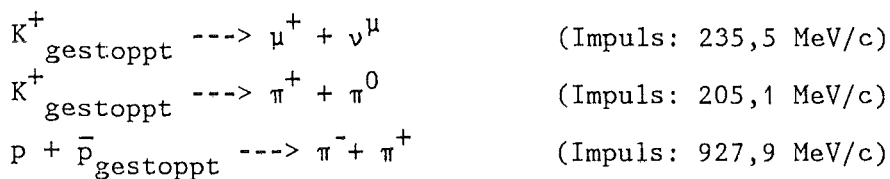


Abbildung 32. Inklusive TT-, R2T- und R1T-Spektren aus der Annihilation gestoppter Antiprotonen nach Anwendung der Ereignis-Schnitte

6.2.3 Suche nach schmalen Linien

Die inklusiven Spektren wurden nach schmalen Linien untersucht. Das benutzte Verfahren wurde von J. Schwertel /2/ entwickelt. Mit folgenden Prozessen mit zwei Teilchen-Endzustände konnte die Auflösung des Spektrometers für die verschiedenen Ereignistypen bestimmt werden:





(Impuls: 129,4 MeV/c)

Die 3 ersten Prozesse wurden in /2/ untersucht. Der 4. Prozeß wurde bereits ausführlich in dieser Arbeit besprochen. Rechts sind die Soll-Impulse der Teilchen im Endzustand angegeben. J. Schwertel erhielt damit die in Abbildung 33 wiedergegebene Auflösung des Spektrometers als Funktion der Photonen-Energie.

6.2.3.1 Abtastverfahren

Innerhalb eines bestimmten Energie-Bereiches, das durch das Spektrum geschoben wird, wird das Spektrum durch eine Funktion angeglichen, die gleich der Summe eines Polynoms und einer Gaußfunktion ist. Die Position der Gaußkurve wird in der Mitte des gewählten Bereiches festgehalten. Ihre Breite bei halber Höhe (FWHM) wird gleich der Auflösung des Spektrometers bei dieser Energie gesetzt und ebenfalls festgehalten. Für die Ordnung des Polynoms wurde 5 gewählt und die Breite des Ausgleichsbereiches gleich dem Zehnfachen der FWHM der Gaußfunktion gesetzt. Die aus der Anwendung des Ausgleichsverfahrens folgenden Flächen der Gaußfunktionen stellen dann die Intensitäten der gesuchten Photonen-Linie dar.

6.2.3.2 Berechnung des Verzweigungsverhältnisses

Unter der Voraussetzung, daß sich die Akzeptanz im Bereich der Linie kaum ändert, läßt sich das Verzweigungsverhältnis Y auf folgende Art bestimmen:

$$Y = F_L / (F_T / N_\gamma) = (F_L / F_U) (F_U / F_T) N_\gamma$$

Dabei bedeuten:

F_L	Linienintensität bei 100%iger Akzeptanz
F_U	Fläche unter der Linie bei 100%iger Akzeptanz
F_T	Gesamtzahl der Ereignisse des Untergrunds
F_l	gemessene Linienintensität
F_u	gemessene Zahl der Ereignisse unter der Linie
N_γ	gemessene Zahl der Photonen pro Annihilation

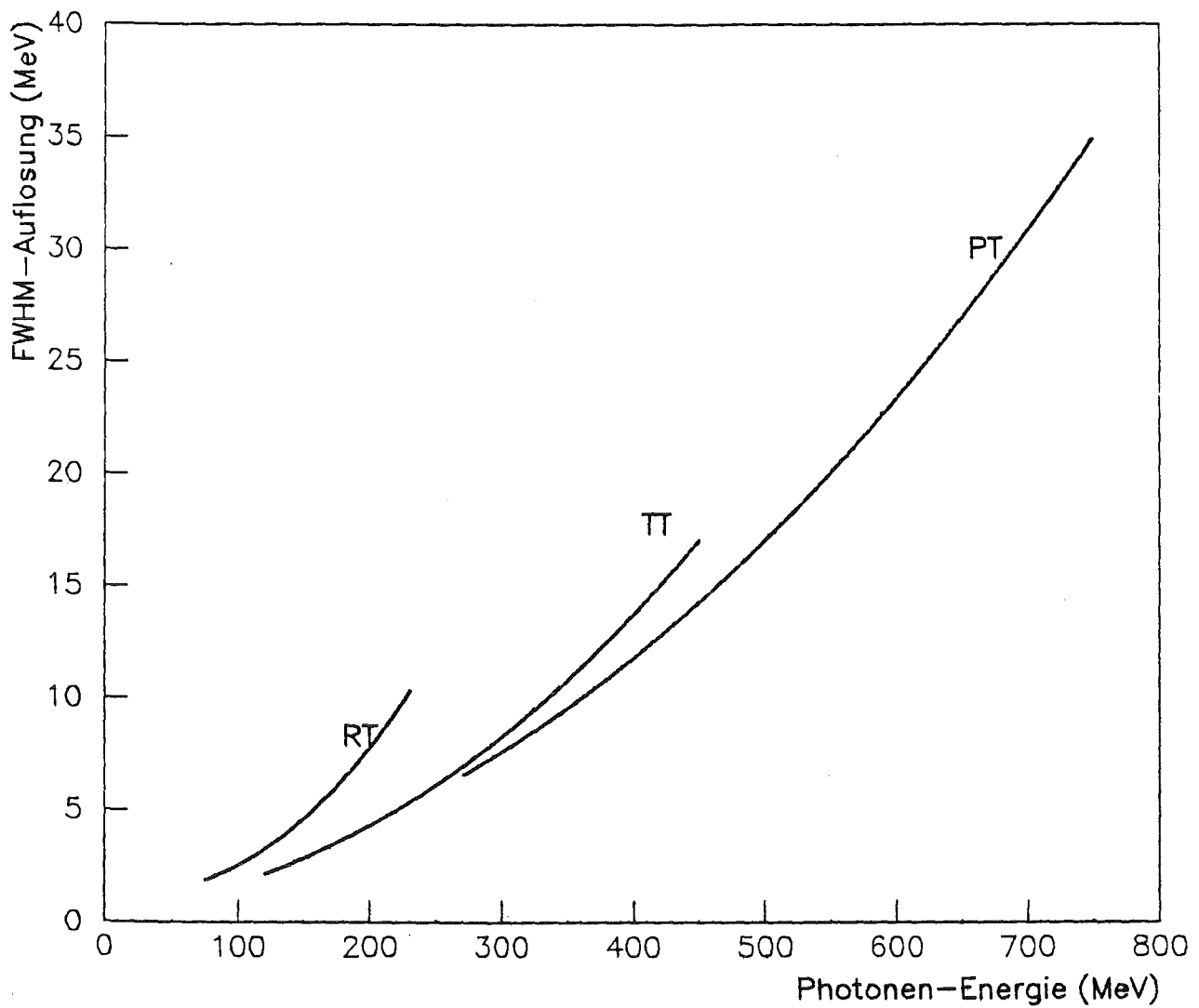


Abbildung 33. Auflösung des Spektrometers für die verschiedenen Photonen-Spektren.

F_U/F_T wird mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms nach /1/ berechnet und die mittlere Anzahl der Photonen je Annihilation ist - ebenfalls nach /1/ - $N_\gamma=3,833$.

6.2.3.3 Ergebnisse für die Intensitäten von schmalen Linien

Die Signifikanz einer Struktur wird definiert als das Verhältnis der Fläche der Struktur zum Fehler dieser Fläche. Beispielsweise ist dann die

Signifikanz für eine Struktur mit der Fläche 13 ± 13 Ereignisse gleich 1. Einer Struktur mit der Signifikanz 1 ist also kaum eine Bedeutung beizumessen. Im folgenden werden die Signifikanzen $> 2,5$ und die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse (mit 95% Konfidenzniveau) für die verschiedenen Spektren angegeben.

*** Inklusive Spektren, die bei Reaktionen in Ruhe erzeugt wurden ***

Spektrum der TT-Photonen, abgetastet im Bereich 100-400 MeV/c (⁹)

Impuls (MeV/c)	Signifikanz	Verzweigungsverhältnis*1000
155	2,5	$0,6 \pm 0,2$
265	2,5	$0,6 \pm 0,2$
375	3,5	$1,2 \pm 0,3$

Spektrum der RT-Photonen, abgetastet im Bereich 70-300 MeV/c (⁹)

Impuls (MeV/c)	Signifikanz	Verzweigungsverhältnis*1000
98	2,6	$1,2 \pm 0,5$
123	2,7	$1,3 \pm 0,5$
180	3,1	$2,0 \pm 0,6$
224	2,8	$2,1 \pm 0,8$

⁹ Die Abtastmethode liefert keine sinnvollen Ergebnisse mehr oberhalb 400 MeV/c beim TT-Spektrum und oberhalb 300 MeV/c beim RT-Spektrum.

Spektrum der DR-Photonen

Impuls (MeV/c)	Signifikanz	Verzweigungsverhältnis*1000
86	3,3	$2,5 \pm 0,8$
180	2,6	$2,4 \pm 0,9$
224	2,7	3 ± 1

Spektrum der RE-Photonen

Impuls (MeV/c)	Signifikanz	Verzweigungsverhältnis*1000
98,5	3,3	$2,1 \pm 0,7$
111	3,3	$2,3 \pm 0,7$
147	2,9	$2,3 \pm 0,8$

*** Inklusive Spektren, die bei Reaktionen im Fluge erzeugt wurden ***

Die Spektren aus den Reaktionen im Fluge wurden ebenfalls nach Linien abgesehen (gleiche Abtastbereiche wie oben).

TT-Spektrum der Reaktionen im Fluge

Impuls (MeV/c)	Signifikanz	Verzweigungsverhältnis*1000
136	2,9	1,7 ± 0,6
184	2,6	1,1 ± 0,4
232	3,4	1,6 ± 0,5
265	3,2	1,5 ± 0,5
293	2,5	1,3 ± 0,5
378	3,3	2,3 ± 0,7

RT-Spektrum der Reaktionen im Fluge

Impuls (MeV/c)	Signifikanz	Verzweigungsverhältnis*1000
90	2,6	3 ± 1
255	2,6	5 ± 2
280	2,6	6 ± 2
297	2,6	6 ± 3

Nur eine einzige Struktur die auf eine andere Ursache zurückzuführen sein könnte als auf normale statistische Fluktuationen, wurde gefunden. Dies wird durch mehrere Feststellungen untermauert:

- Für Fälle mit Signifikanzen > 2 wurden die Positionen in den TT-, RT-, DR- und RE-Spektren aus der Annihilation in Ruhe verglichen. Es besteht keine Übereinstimmung.
- In der Arbeit von Schwertel /2/ sind die Photonen-Spektren bereits abgetastet worden. Dort werden die Signifikanzen $> 2,25$ angegeben. Es wurde keine Übereinstimmung damit festgestellt (außer bei 375 MeV/c). Dieses Resultat ist zu erwarten, falls die dort angegebenen Signifikanzen nur

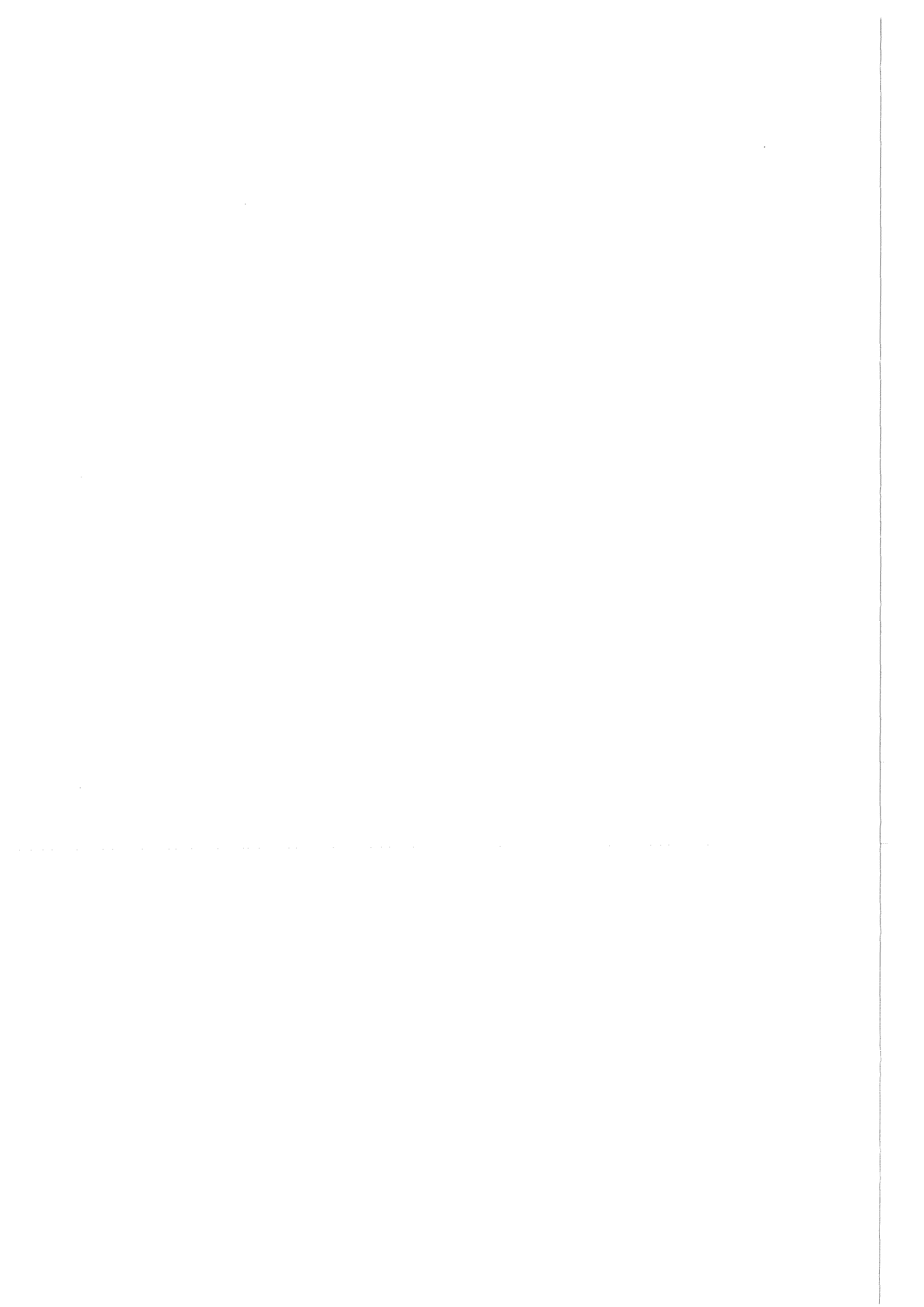
statistische Fluktuationen darstellen, da leichte Unterschiede bei den akzeptierten Treffer-Mustern vorhanden sind, und weil die Ereignis-Schnitte sich in beiden Arbeiten unterscheiden. Es wurden nicht genau die gleichen Schnitte angewendet, und bei gleichen Schnitten wurden stärkere Einschränkungen bei Schwertel verlangt.

- An den oben angegebenen Verzweigungsverhältnisse ist zu erkennen, daß sie für ein gegebenes Spektrum typische Werte besitzen: das TT-Spektrum aus den Reaktionen in Ruhe hat die meisten Ereignissen aber die kleinsten Verzweigungsverhältnisse, das RT-Spektrum der Reaktionen im Fluge hat die wenigsten Ereignisse dafür aber die größten Verzweigungsverhältnisse. Dieses Verhalten unterstützt ebenfalls die Annahme, daß die hier angegebenen Signifikanzen nur von der "Rauheit" der Spektren herrühren.

Nicht eingegangen wurde auf die vergleichsweise hohe Signifikanz bei 375 MeV/c, die sowohl im TT-Spektrum der Reaktionen in Ruhe als auch in demjenigen der Reaktionen im Fluge auftaucht. Hier ist kein Vergleich möglich mit dem RT-Spektrum. Außerdem tritt diese Linie bei Schwertel sowohl im TT- als auch im PT-Spektrum auf. Schwertel glaubt nicht an die Existenz einer Photonen-Linie an dieser Stelle: die Signifikanz nimmt erheblich ab nach Ausführung der Schnitte (dies wurde in dieser Arbeit nicht festgestellt); sie taucht nicht auf im Spektrum, das mithilfe eines anderen Verfahrens als der Drei-Punkte-Methode erzeugt wurde. Eine solch hohe Signifikanz an dieser Stelle im TT-Spektrum könnte vielleicht durch die Abtastmethode selber verursacht worden sein oder auf einen geometrischen Effekt zurückzuführen sein.

Zur Panofsky-Linie im inklusiven Spektrum:

Im rohen TT-Spektrum erhält man bei der Position 126 MeV/c eine Signifikanz von 2 und eine Ausbeute von $(0,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ /Antiproton. Nach Anwendung der Schnitte erhält man im Spektrum der Reaktionen in Ruhe eine Signifikanz von 1,6 mit der gleichen Ausbeute. Vermutlich sind die Signifikanz von 2,7 im RT-Spektrum bei 123 MeV/c und die eben erwähnte Signifikanz im TT-Spektrum statistische Fluktuationen, da die entsprechenden Ausbeuten einen für das jeweilige Spektrum typischen Wert besitzen.



KAPITEL 7. ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wurde die Auswertung eines Teils der Daten beschrieben, die im Laufe eines Experimentes am LEAR zur Untersuchung der Proton-Antiproton-Annihilation in Ruhe registriert worden waren. Zunächst wurde stichprobenartig die Menge der Ereignisse untersucht, wobei eine eigens für dieses Experiment erstellte Software zur graphischen Darstellung und visuellen Begutachtung von einzelnen Ereignissen gezielt eingesetzt wurde. Auf diesem Wege war es möglich, die Triggerbedingungen des Experimentes nachträglich zu überprüfen und weitere Schwellen für die Sortierung der bereits akzeptierten Ereignisse (sogenannte Schnitte) herauszuarbeiten.

Die einzige Photonenlinie, die a priori erwartet werden konnte, die sogenannte Panofsky-Linie aus der Reaktion zufällig gestoppter negativer Pionen $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$ (129,4 MeV), wurde gefunden und konnte zur Energie-Eichung des Spektrometers sowie zur Bestimmung von dessen Auflösung im unteren Energiebereich dienen. Mit einem Wert von ca. 3 MeV (FWHM) übertraf die Auflösung diejenige einiger vorausgegangener Experimente. Anhand dieser Eichlinie konnte die Auswirkung weiterer Einschränkungen erprobt werden.

Die inklusiven Photonen-Spektren wurden im Hinblick auf die Existenz schmaler Linien mit einer Breite, die kleiner oder gleich der Auflösung des Spektrometers ist, abgesucht. Nur andeutungsweise zeichnete sich eine einzige Struktur ab, die über die statistischen Fluktuationen hinausgehen könnte. Sie befindet sich bei einem Photonen-Impuls von 375 MeV/c, was einer Ruhemasse von 1450 für das stark gebundene Rückstoßteilchen entsprechen würde. Ihre Signifikanz beträgt 3,5, und ihr Verzweigungsverhältnis $(1,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ /Antiproton. Von ihr abgesehen existiert mit einem Vertrauensniveau von 95% keine Struktur mit einem Verzweigungsverhältnis $> 7 \cdot 10^{-4}$ /Antiproton im Bereich 100 MeV/c - 400 MeV/c (Massenbereich 1420-1770 MeV/c²) und mit einem Verzweigungsverhältnis $> 10^{-3}$ im Bereich 70 MeV/c - 100 MeV/c (Massenbereich 1770-1800 MeV/c²). In der Arbeit von Schwertel /2/ wurden die hier präsentierten Spektren ebenfalls abgetastet, jedoch unter Benutzung anderer Schwellen. Die Resultate sind vergleichbar mit den hier präsentierten.

Das Experiment PS183 widerlegt somit Hinweise auf schmale Linien im inklusiven Photonen-Spektrum aus der Proton-Antiproton-Annihilation, die in

früheren Experimenten mit geringerer Ereignisanzahl und schlechterer Auflösung gesehen wurden (Pavlopoulos et al. /28/, Richter et al. /29/, Brando et al. /30/), es sei denn, die dort gefundenen Linien besitzen eine wesentlich größere Breite als die Auflösung des PS183. Auch in den Experimenten von Chiba et al. /31/ und Adiels et al. /32/ mit größerer Anzahl von Ereignissen, wurde kein Anzeichen einer Photonen-Linie gefunden. Die Struktur bei 375 MeV/c wurde von Chiba et al. nicht gefunden. Dieses negative Resultat erlaubt jedoch noch keine definitive Aussage, da die Auflösung hier dreimal so groß war für eine vergleichbare Anzahl der Ereignisse im fraglichen Bereich; jedoch wurde diese Struktur auch von Adiels et al. nicht gefunden, obwohl die Auflösung ähnlich wie in diesem Experiment war, die Anzahl der Ereignisse im Bereich 375 MeV/c aber mehr als zehn mal so viel betrug. Diese Struktur kann also mit großer Sicherheit ausgeschlossen werden.

Wenn auch die Suche nach schmalen gebundenen Zuständen im inklusiven Photonen-Spektrum bis heute nur negative Resultate vorzuweisen hat, so liegen jedoch Hinweise auf die Existenz stark gebundener Nukleon-Antinukleon-Zustände vor. Beispielsweise vermuten Bridges et al. /33/ aufgrund ihrer Pionen-Spektren aus der Deuteron-Antiproton-Reaktion einen Proton-Antiproton-Zustand mit einer Bindungsenergie von ≈ 20 MeV und einer Breite von ebenfalls ≈ 20 MeV. Auch der Zustand, der in der Reaktion $\bar{p} + n \rightarrow \pi^- + \zeta(1480)$ gefunden wurde, könnte ein stark gebundener Nukleon-Antinukleon-Zustand sein. Ein Zustand mit der Masse $1107 \text{ MeV}/c^2$ und der Breite $111 \text{ MeV}/c^2$, der 1968 in einem Blasenkammer-Experiment gefunden worden ist, wird von Daftari et al. /36/ erwähnt. Dieser Zustand wurde bei der Untersuchung der Pionen-Spektren aus der Antiproton-Annihilation in Deuteron über die Reaktion $\bar{p} + n \rightarrow \rho^- + X \rightarrow \pi^+ \pi^-$ gefunden /34/. Die drei erwähnten Zustände besitzen alle eine sehr große Breite. Derart breite Zustände können nicht im inklusiven Photonen-Spektrum, wie z.B. in diesem Experiment, gefunden werden.

Um neue Fortschritte bei der Suche nach exotischen Zuständen mit Hilfe von Antiprotonen zu erzielen, erscheint es aufgrund der bisher unbefriedigenden Ergebnisse mit inklusiven Messungen zweckmäßig, exklusive Messungen durchzuführen. Diese Lücke wird durch den "Crystal-Barrel-Detektor" /35/ geschlossen. Neben der Suche nach exotischen Zuständen mit hoher Empfindlichkeit wird der Detektor auch eine eingehende Untersuchung aller Proton-Antiproton-Reaktionskanälen ermöglichen.

ANHANG A. VERSCHLÜSSELUNG DER DATEN AUF BAND.

Hier wird die Art und Weise erklärt, wie die Information für die einzelnen Ereignisse auf Magnetband geschrieben wurde. Zuerst wird die Datenstruktur kurz beschrieben und anschließend anhand eines Beispiels verdeutlicht.

A.1 DIE DATENSTRUKTUR EINES EREIGNISSES

Die Daten eines Ereignisses sind in zwei Teile gegliedert. Der "Ereignis-Kopf" besteht aus vier Wörtern, die Art und Länge eines Ereignisses angeben. Der "Ereignis-Rumpf" enthält die detaillierte Information über das Ereignis.

<i>" Ereignis-Kopf "</i>
-Länge des Ereignisses in Wörtern
-Kode des Ereignisses (Szintillator-Kode)
-Zeiger auf Anfang der Drift-Kammer-Information
-Zeiger auf Anfang der Strahlenkammer-Information
<i>" Ereignis-Rumpf "</i>
-MWPC (Länge variabel)
-Drift-Kammer (Länge variabel)
-Strahlen-Kammer (immer 8 Wörter)
-Szintillator

A.2 BESCHREIBUNG ANHAND EINES EREIGNISSES (VON 1985)

Wort- Nummer	Daten in HEX	Daten in DEZ	Entschlüsselung
0	0071	113	Länge des Ereignisses in Bytes. Damit wird der Anfang des nächsten Ereignisses angezeigt.
1	0004	4	Kode des Ereignisses (4: RE-Ereignis) Der Kode des Ereignisses wird durch eine gewisse Szintillator-Kombination gegeben. Damit wurde on-line entschieden, ob ein Ereignis überhaupt ausgelesen wird.
2	0000		---nicht benutzt---
3	0000		---nicht benutzt---
4	002F	47	Verweis auf den Anfang der Drift-Kammer-Information
5	0054	84	Verweis auf den Anfang der Strahl-Kammer-Information

HEX steht für hexadezimale und DEZ für dezimale Schreibweise.

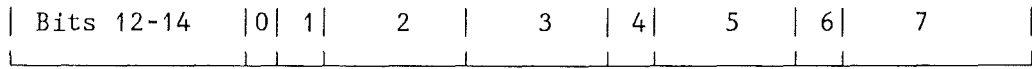
A.2.1 MWPC-Information

Hier gibt es drei Arten von Wörtern:¹⁰

- Trennwörter, bei denen die 2 linken Bits stets gesetzt sind.
- Wörter für die Clusterbreite, falls mehr als ein Draht angesprochen hat für den entsprechenden Treffer. Bit 15 ist immer gesetzt (=1) und Bit 14 ist immer zurückgesetzt (=0). Bits 0 bis 3 geben direkt die Clusterbreite an.
- Wörter für die Ebene und den mittleren Draht des Treffers. Bit 15 ist stets zurückgesetzt (=0).
 - Der mittlere Draht wird durch die Bits 0 bis 9 gegeben. "Mittlerer Draht" heißt: es werden nicht die wirklichen Drähte gezählt, sondern "halbe Drähte". Das geschieht aus der Motivation heraus, daß, falls ein Cluster entsteht mit einer Geraden Anzahl von Drähten, der Schwerpunkt des Clusters, der sich dann zwischen zwei wirklichen Drähten befindet, auch als Draht gezählt wird.
 - Die Ebene wird durch die übrigen 5 Bits (Nr. 10 bis 14) gegeben. Von diesen Bits nummerieren Bit 12 bis 14 die Kammern durch und Bits 10 und 11 unterscheiden gegebenenfalls die Ebenen dieser Kammern. Falls die Bitkombination der Zahl I entspricht, so ist die Ebene, die angesprochen hat, gleich dem Wert des I-ten Elementes eines Feldes, wie hier gezeigt:

Feldelement I		0		4		8		10		11		12		14		15		16		20		22		23		24		28		30		31		
(alle 5 Bits)																																		
Wert des I-te																																		
Feldelementes																																		
Nr. der Ebene		6		1		2		3		4		5		6		7		8		9		10		11		12		13		14		15		
(Bits 10-11)																																		
Kammer		Z		B		C1		C2		D1		D2		E1		E2																		

¹⁰ Die Bits eines Wortes werden mit 0 bis 15 nummeriert, wobei von rechts nach links gezählt wird.



Beispiel:

1120 = 0001 00|01 0010 0000

Der hintere Teil gibt die Draht-Nr = 01 0010 0000 = 288 in dezimaler Schreibweise an, und der vordere Teil gibt die Ebene an: 001 00 = 4. Es handelt sich also um die einzige Ebene der B-Kammer. Die 3 linken Bits ergeben natürlich die Zahl 1, was der B-Kammer entspricht.

Wort- Nummer	Daten in HEX	Entschlüsselung
6	F028	
7	C400	Trennwort
8	8003	Cluster= 3
19	1120	Ebene= 1 Draht= 288
10	1280	Ebene= 1 Draht= 640
11	8002	Cluster= 2
12	1285	Ebene= 1 Draht= 645
13	C800	Trennwort
14	8003	Cluster= 3
15	2106	Ebene= 2 Draht= 262
16	8002	Cluster= 2
17	229D	Ebene= 2 Draht= 669
18	22A2	Ebene= 2 Draht= 674
19	22A6	Ebene= 2 Draht= 678
20	281A	Ebene= 3 Draht= 26
21	CC00	Trennwort
22	8002	Cluster= 2

23	30E3	Ebene= 5 Draht= 227
24	32C4	Ebene= 5 Draht= 708
25	32D4	Ebene= 5 Draht= 724
26	381E	Ebene= 6 Draht= 30
27	3858	Ebene= 6 Draht= 88
28	D000	Trennwort
39	D400	Trennwort
30	D800	Trennwort
31	8003	Cluster= 3
32	6036	Ebene= 12 Draht= 54
33	8004	Cluster= 4
34	603F	Ebene= 12 Draht= 63
35	DC00	Trennwort
36	8006	Cluster= 6
37	70A5	Ebene= 13 Draht= 165
38	785E	Ebene= 14 Draht= 94
49	E000	Trennwort
40	8002	Cluster= 2
41	2CBB	Ebene= 4 Draht= 187
42	2E0C	Ebene= 4 Draht= 524
43	8002	Cluster= 2
44	3C83	Ebene= 7 Draht= 131
45	3DB4	Ebene= 7 Draht= 436

46	E400	Trennwort
----	------	-----------

A.2.2 Drift-Kammer-Information

Hier gibt es zwei Arten von Wörtern:

- Wörter für die Drift-Kammer-Ebenen.
 - Bit 15 ist immer gesetzt (=1)
 - Bit 10 bis 14 ergeben die Drift-Kammer-Ebene. Die Bit-Kombination ergibt nicht direkt den Wert für die Ebene. Es muß berücksichtigt werden, daß die NDC-Kammer doppelte Drähte hatte.
 - Falls die Bitkombination der Zahl IZAHL entspricht, mit $6 \leq \text{IZAHL} \leq 17$, dann handelt es sich um die Ebene $\text{IZAHL}+1$.
 - Falls $\text{IZAHL} \leq 5$, dann handelt es sich um die Ebene $\text{IZAHL}/2+1$, wobei hier die ganzzahlige Division benutzt wird.
 - Falls $\text{IZAHL} \geq 18$, dann handelt es sich um die Ebene $(\text{IZAHL}-18)/2 + 4$.

Die Korrespondenz zwischen IZAHL und den Ebenen wird in der folgenden Tabelle nochmals verdeutlicht.

IZAHL	Ebene	Kammer
0	1	
1	1	
2	2	NDC1
3	2	
4	3	
5	3	
6	7	

7	8	RDC1
8	9	
9	10	
10	11	RDC2
11	12	
<hr/>		
12	13	
13	14	PDC1
14	15	
<hr/>		
15	16	
16	17	PDC2
17	18	
<hr/>		
18	4	
19	4	
20	5	NDC2
21	5	
22	6	
23	6	

- Wörter für den Draht, der angesprochen hat, und für die Zeitinformation.
 - Bit 15 ist immer zurückgesetzt (=0)
 - Die Bits 0 bis 9 geben die Zeitinformation.
 - Die Bits 10 bis 8 geben den Draht an, der angesprochen hat, falls man die Drähte von 0 bis 31 numeriert. Es muß deshalb noch 1 addiert werden, falls die Drähte von 1 bis 32 numeriert werden, wie es hier der Fall ist.

Anmerkung: Falls $IZAHL \geq 18$ oder $IZAHL \leq 5$ und ungerade (Bit 0 = 1), dann wird 32 zu der Drahtzahl addiert. Damit wird der Tatsache Ausdruck verliehen, daß die NDC doppelte Drähte besitzt. Falls die Draht-Nr. ≤ 32 ist, dann hat die eine Seite des Doppeldrahtes angesprochen. Falls die Draht-Nr. ≥ 33 ist, dann hat die andere Seite des Doppeldrahtes angesprochen.

Z.B.

8400 = 1000 0100 0000 0000

Das ergibt:

IZAHL = 000 01 = 1 in dezimaler Schreibweise

Es handelt sich also um die Ebene $1/2 + 1 = 1$

Entsprechende Draht und Zeitinformation:

691C = 0110 1001 0001 1100

Das ergibt:

Zeit-Information = 01 0001 1100 = 284 in dezimaler Schreibweise

110 10 = 26 in dezimaler Schreibweise

Draht = $26 + 1 + 32 =$ Draht 59 (die 32 wird addiert weil IZAHL ungerade ist)

Wort- Nummer	Daten in HEX	Entschlüsselung
47	F024	Ebene= 9
48	8000	Ebene= 1
59	6CD7	Draht= 28 Zeit= 215
50	8400	Ebene= 1
51	691C	Draht= 59 Zeit= 284
52	8C00	Ebene= 2
53	79C5	Draht= 63 Zeit= 453
54	9000	Ebene= 3
55	791F	Draht= 31 Zeit= 287
56	9400	Ebene= 3
57	7503	Draht= 62 Zeit= 259
58	9800	Ebene= 7
69	09B6	Draht= 3 Zeit= 438
60	51A9	Draht= 21 Zeit= 425
61	9C00	Ebene= 8

62	55E1	Draht= 22 Zeit= 481
63	A000	Ebene= 9
64	0193	Draht= 1 Zeit= 403
65	0444	Draht= 2 Zeit= 68
66	555F	Draht= 22 Zeit= 351
67	A400	Ebene= 10
68	3D41	Draht= 16 Zeit= 321
69	A800	Ebene= 11
70	39A9	Draht= 15 Zeit= 425
71	AC00	Ebene= 12
72	3503	Draht= 14 Zeit= 259
73	3829	Draht= 15 Zeit= 41
74	C800	Ebene= 4
75	34FB	Draht= 14 Zeit= 251
76	CC00	Ebene= 4
77	30AB	Draht= 45 Zeit= 171
78	D000	Ebene= 5
89	1D42	Draht= 8 Zeit= 322
80	D400	Ebene= 5
81	1902	Draht= 39 Zeit= 258
82	3908	Draht= 47 Zeit= 264
83	FFFF	markiert Ende des DC-Teils

A.2.3 Strahl-Kammer-Information

Jeweils 2 Wörter enthalten die Information einer Kammer. Es gibt insgesamt 4 Kammern: 2 Kammern mit 32 Drähten in Y-Richtung und 2 Kammern mit 32 Drähten in Z-Richtung. Falls Draht i angesprochen hat, ist Bit $i-1 = 1$. Z.B. für die erste Kammer:

0000 2000 in Hex = 0000 0000 0000 0000 0010 0000 0000 0000

Bit 13 ist gleich 1. Das heißt: Draht 14 hat angesprochen.

Wort- Nummer	Daten in HEX	Entschlüsselung
84	2000	
85	0000	Draht 14 hat angesprochen
86	1000	
87	0000	Draht 13 hat angesprochen
88	1000	
99	0000	Draht 13 hat angesprochen
90	0000	
91	0000	Diese Kammer hat nicht angesprochen

Die folgenden drei Wörter wurden vom Auswerte-Programmen GAMMAS nicht benutzt:

92	9995	
93	FFFF	
94	137E	

A.2.4 Szintillator-Kopf

Der Treffer-Kode zeigt, ob ein A-Szintillator, der angesprochen hat, ein frühes oder spätes Signal geliefert hatte.

Die Bits 0 bis 3 sind immer = 0.

Bit i+3 ist gesetzt, falls Ai ein spätes Signal geliefert hatte.

Bit i+9 ist gesetzt, falls Ai ein frühes Signal geliefert hatte.

Der Data-Kode zeigt, an welche Szintillatoren angesprochen haben.

Bit 0 ist gesetzt, falls Q ein Signal geliefert hatte.

Bit 1 ist gesetzt, falls V ein Signal geliefert hatte.

Bit i+1 ist gesetzt, falls Ai ein Signal geliefert hatte.

Bit 8 ist gesetzt, falls einer der beiden D-Szintillatoren ein Signal geliefert hatte.

Bit 9 ist gesetzt, falls einer der beiden E-Szintillatoren ein Signal geliefert hatte.

Bit i+9 ist gesetzt, falls Pi ein Signal geliefert hatte.

Bit 15 ist gesetzt, falls S ein Signal geliefert hatte.

Da S und Q für jedes Ereignis ein Signal haben müssen, sind die Bits 0 und 15 immer gesetzt.

Wort- Nummer	Daten in HEX	Entschlüsselung
95	0080	Treffer-Kode: Bit 7 ist gesetzt. Das heißt A4 hat spät angesprochen.
96	8221	Data-Kode: außer Bit 0 und 15 sind hier noch die Bits 5 und 9 gesetzt. Das heißt A4 und E haben angesprochen.

A.2.5 Szintillator-Inhalte

Nur die Inhalte der Szintillatoren, die angesprochen haben, werden in einer bestimmten Reihenfolge auf Band gebracht.

Wort- Nummer	Daten in HEX	Daten in DEZ	Entschlüsselung
97	0118	280	QA-ADC
98	017E	382	QB-ADC
109	0204	516	QA-TDC
100	01A8	424	QB-TDC
101	0151	337	VA-ADC
102	016F	367	VB-ADC
103	02C9	713	VA-TDC
104	0299	665	VB-TDC
105	0040	64	A4A-ADC
106	0124	292	A4B-ADC
107	0FFC	4092	A4A-TDC
108	01DB	475	A4B-TDC
119	0001	1	E1-ADC
110	00C9	201	E2-ADC
111	0FD9	4057	E1-TDC
112	020A	522	E2-TDC

ANHANG B. DAS AUSWERTE-PROGRAMM GAMMAS

Hier soll kurz die Funktionsweise des Auswerteprogramms GAMMAS skizziert werden.

Das Hauptprogramm sorgt dafür, daß ein Datensatz eingelesen wird. Dies geschieht durch Aufruf der Funktion LGETIT (siehe Abbildung 34), welche das Kernstück des Programms darstellt. Ein Datensatz kann einem der drei Typen angehören: Ereignissatz, Kommentar oder Zähler-Information (liefert statistische Zwischenergebnisse). Falls es sich um Kommentar oder Zähler-Information handelt, dann wird dies ausgedruckt, anschließend zum Hauptprogramm zurückgesprungen, und der nächste Datensatz eingelesen. Falls es sich um einen Ereignissatz handelt, dann werden die Ereignisse einzeln bearbeitet. Es werden dann die Unterprogramme aufgerufen:

- PCOS: dekodiert die PWC-Information
- LIGHT: dekodiert die Szintillator-Information
- GDRIF: dekodiert die DC-Information
- GTBEAM: dekodiert die Strahl-Kammer-Information

Die genannten Unterprogramme sind voneinander unabhängig und können im Prinzip in beliebiger Reihenfolge aufgerufen werden. Sinnvoll ist es jedoch PCOS, zuerst aufzurufen. Mit PCOS wird entschieden, welches Treffer-Muster in den MWPC-Kammern vorlag. Anhand dieses Treffermusters wird entschieden, ob es sinnvoll ist, das Ereignis weiter zu verarbeiten, je nachdem, ob mit diesem Treffer-Muster ein Teilchen-Impuls berechnet werden kann oder nicht. Nachdem die Information über das Ereignis aufbereitet ist, wird der Teilchenimpuls mit dem Unterprogramm GAME berechnet. Ebenfalls berechnet wird der Annihilationsort (Vertex), falls wenigstens zwei Spuren von geladenen Teilchen in der Strahlkammer (Richtung des einlaufenden Antiprotons) und der RDC oder der NDC rekonstruiert wurden. Die Rekonstruktion der Spuren in den Drift-Kammern und die Berechnung des Vertex können im Prinzip unabhängig davon funktionieren, ob ein Teilchen-Impuls berechnet werden kann oder nicht. Aufbau und Funktion der Unterprogramme VERTEX und GAME sind auf Abbildung 35 skizziert.

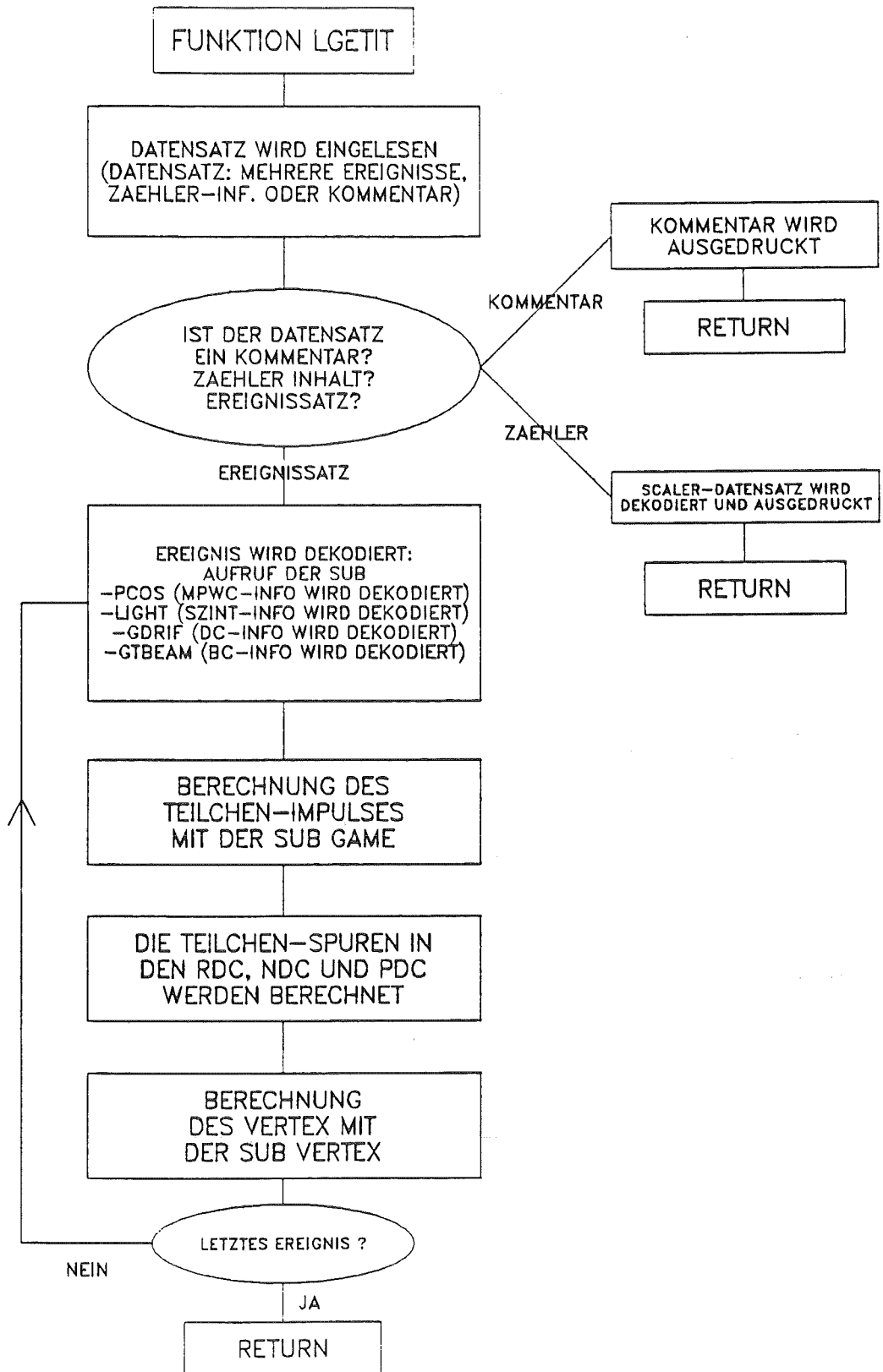


Abbildung 34. Die Funktion LGETIT, mit der die Ereignisse eingelesen und verarbeitet werden.

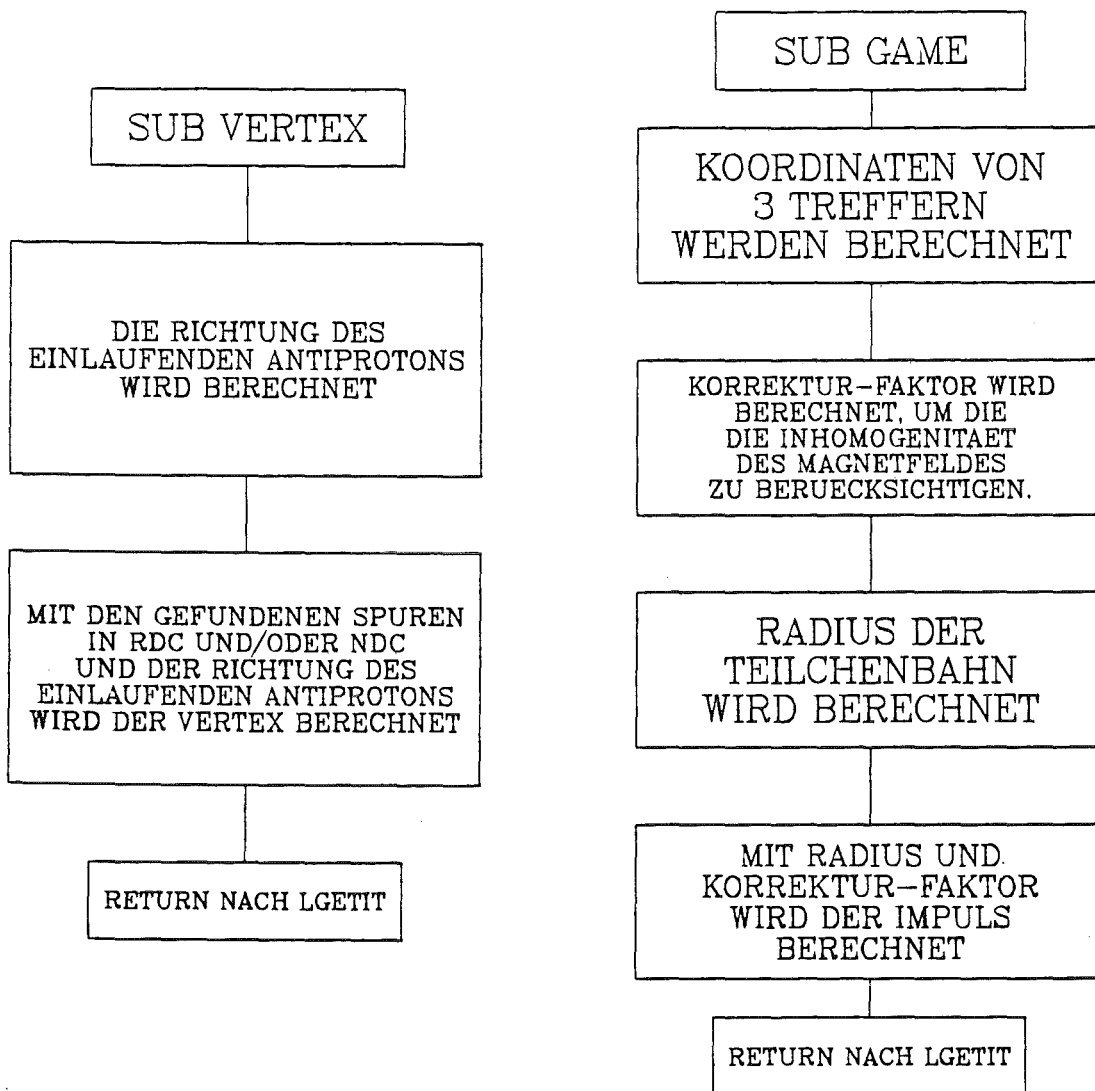
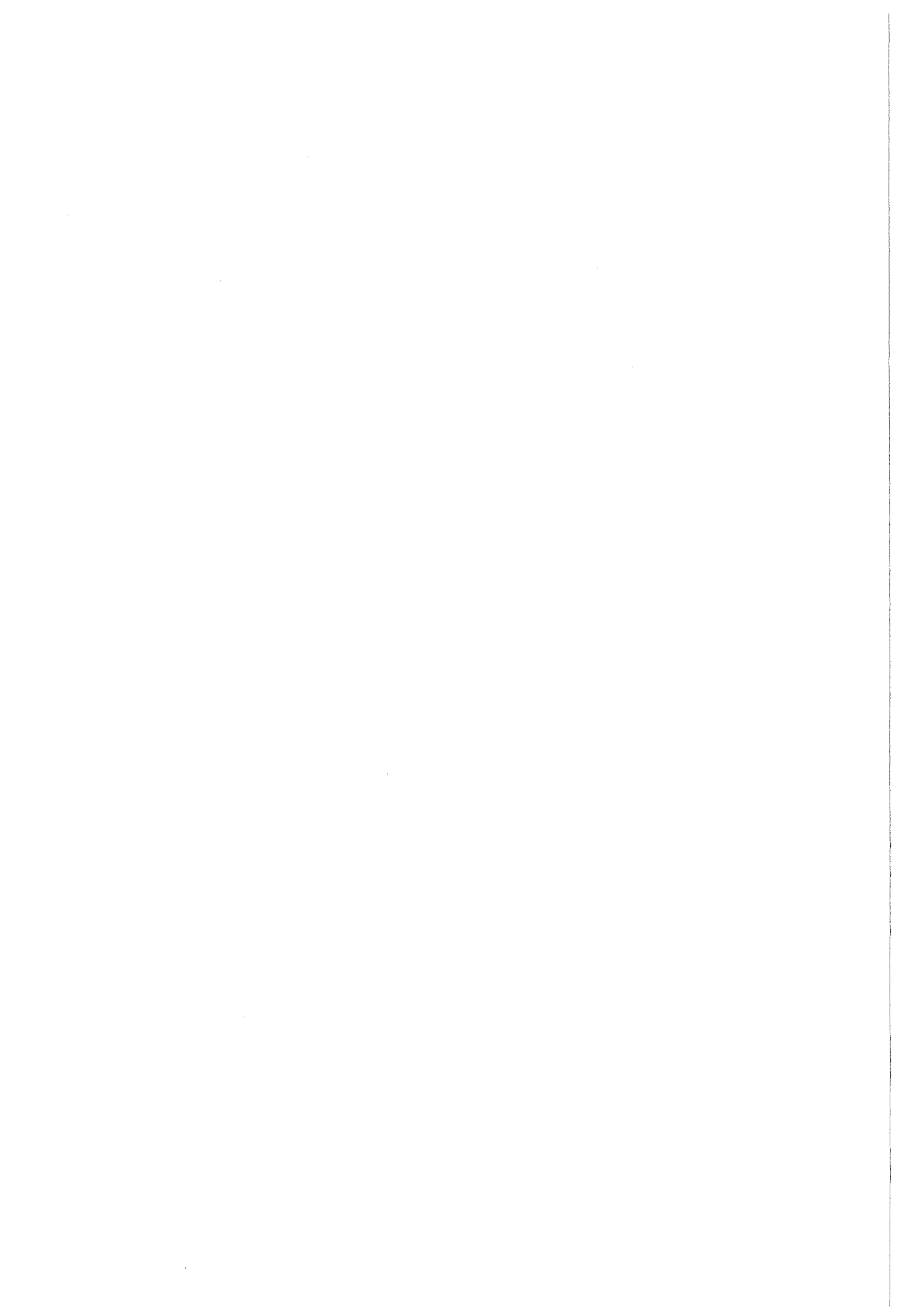


Abbildung 35. Die Unterprogramme VERTEX (Berechnung des Vertex) und GAME (Berechnung des Teilchen-Impulses)



ANHANG C. AKZEPTANZ FÜR DIE VERSCHIEDENEN EREIGNIS-TYPEN BEI B=0,35 TESLA

Hier werden mit vereinfachenden Annahmen Schranken für die Akzeptanz verschiedener Ereignis-Typen abgeschätzt. Allgemein wurde angenommen, daß es sich um ein homogenes Magnetfeld handelt, und daß das e^+ und das e^- senkrecht zur B-Ebene in den Bereich des Magnetfeldes eintreten (außer für die untere Schranke des RR-Ereignis-Typs). Das heißt auch, daß der Öffnungswinkel zwischen der e^+ -Bahn und der e^- -Bahn = 0 ist.

Für ein homogenes Magnetfeld von 0,35 Tesla erhält man die Gleichung

$$\begin{aligned}\text{Impuls(in MeV/c)} &= 0,3*0,35*\text{Radius(in cm)} \\ &= 1,05*\text{Radius(in cm)} \\ &\approx \text{Radius(in cm)}\end{aligned}$$

Der Radius(in cm) einer Teilchenbahn gibt also direkt den Impuls (in MeV/c) dieses Teilchen an. Der Faktor 1,05 wurde für die T- und P-Spuren berücksichtigt.

Für die Ereignisse mit einer P-Spur ist es aus geometrischen Gründen nicht möglich, eine obere Schranke für die Akzeptanz anzugeben.

Die Geometrien, die den einzelnen Abschätzungen zugrunde liegen, sind in Abbildung 36 dargestellt.

C.1 AKZEPTANZ-SCHRANKEN

C.1.1 TT-Ereignisse

UNTERE SCHRANKE: es wird angenommen, daß das Photon die Mitte der B-Kammer durchquert. Hieraus läßt sich dann der minimale Radius berechnen, der nötig ist, damit ein Elektron noch den unteren Rand der D2- oder der E2-Kammer erreichen kann. Das ergibt einen Impuls von $50+50=100\text{MeV/c}$. Diese Näherung

ist sehr gut: tatsächlich hört das TT-Spektrum bei 90 MeV/c nach kleinen Werten hin abrupt auf.

OBERE SCHRANKE: Sie wird genauso bestimmt wie die untere Schranke, indem man den Impuls eines e^+e^- -Paares ermittelt, wo die zwei Teilchen den oberen Rand der D- und E-Kammern streifen. Das ergibt einen Impuls von $240+240=480\text{MeV/c}$. Die obere Schranke kann natürlich nicht so scharf sein wie die untere, aber beim Vergleich mit dem experimentellen Spektrum zeigt sich, daß es bei diesem Impuls tatsächlich eine qualitative Schranke gibt, da oberhalb nur noch wenige Ereignisse vorhanden sind, jedoch unterhalb dieses Impulses ihre Zahl rasch zunimmt.

C.1.2 PP-Ereignisse

UNTERE SCHRANKE: Eine mögliche Abschätzung hierfür erhält man aus einem symmetrischen PP-Ereignis. Die beiden Spuren durchqueren die Mitte der B-Kammer, um dann jeweils den rechten und linken Rand der Z-Kammer zu berühren. In diesem Fall beträgt der Photonen-Impuls $2*330=660\text{ MeV/c}$. Das experimentell beobachtete Spektrum hat eine untere Schranke bei $\approx 620\text{ MeV/c}$ /2/.

C.1.3 RR-Ereignisse

UNTERE SCHRANKE: Eine minimale RR-Akzeptanz zu bestimmen ist kaum möglich, da hier die Annahme eines Öffnungswinkels null nicht haltbar ist. Auf jeden Fall kann der Impuls eines echten RR-Photons nicht den Wert von 8 MeV/c unterschreiten, da dieser Wert dem Abstand zwischen der B- und der C1-Kammer entspricht. Experimentell beobachtet man eine "Stufe" bei 10 MeV/c nach kleinen Werten hin /2/.

OBERE SCHRANKE: Den maximal möglichen Impuls für ein RR-Ereignis kann man abschätzen, indem man annimmt, daß er einem R2R2-Ereignis entspricht, bei

dem die beiden Teilchen gerade noch die Ränder der B-Ebene treffen. Bei senkrechtem Auftreffen auf B ist die Summe der Radien also gleich der halben Länge der B-Kammer (Länge der B-Kammer=130cm). Der maximale RR-Photonen-Impuls ist also betragsmäßig gleich der halben Länge der B-Kammer in cm = 65 MeV/c . Auch dieser Wert stimmt mit einer Stufe im experimentell beobachteten Spektrum überein.

C.1.4 RT-Ereignisse

UNTERE SCHRANKE: Die Lage ist in diesem Fall komplizierter. Eine untere Schranke kann man folgendermaßen bestimmen: man assoziiert den minimalen Impuls einer R-Spur mit demjenigen einer T-Spur bei senkrechtem Durchlaufen der B-Ebene. Das ergibt eine untere Schranke von $42+25=67\text{MeV/c}$ für die R2T-Ereignisse und $42+8=50\text{MeV/c}$ für die R1T-Ereignisse (40cm =Abstand B-Kammer - D-(oder E-)Kammer, 8cm =Abstand B-Kammer - C1-Kammer, 25cm =Abstand B-Kammer - C2-Kammer). Diese zwei Werte stimmen überraschend gut überein mit den experimentellen Werten: die R2T-Spektren hören tatsächlich abrupt bei 60 MeV/c auf zu kleinen Werten hin und das R1T-Spektrum besitzt eine scharfe Stufe bei 50 MeV/c und nur noch wenige Ereignisse sind vorhanden unterhalb dieses Wertes.

OBERE SCHRANKE: Um den Bereich der Akzeptanz für RT-Ereignisse nach oben abzuschätzen, wird der maximale Impuls einer R-Spur mit demjenigen einer T-Spur assoziiert, für Ereignisse, die die Mitte der B-Kammer durchqueren: $240 + 65 \approx 300 \text{ MeV/c}$. Diese Schranke ist natürlich nicht scharf, aber dennoch sind die experimentellen Spektren damit in Einklang, da die Anzahl der Ereignisse bei 300 MeV/c bereits relativ gering ist.

C.1.5 TP- und RP-Ereignisse

Im Gegensatz zu den TT- und PP-Ereignissen sind die TP-Ereignisse mit minimalem Impuls nicht diejenigen, die senkrecht durch die Mitte der B-Kammer verlaufen und mit minimaler T-Spur und P-Spur ($50+330=380\text{MeV/c}$), sondern

solche, die schräg und seitlich durch die B-Kammer gelangen. Die tatsächliche untere Schranke ist $\approx 200\text{MeV}/c$ /2/. Ebenso wenig kann man eine untere Schranke für die RP-Akzeptanz abschätzen.

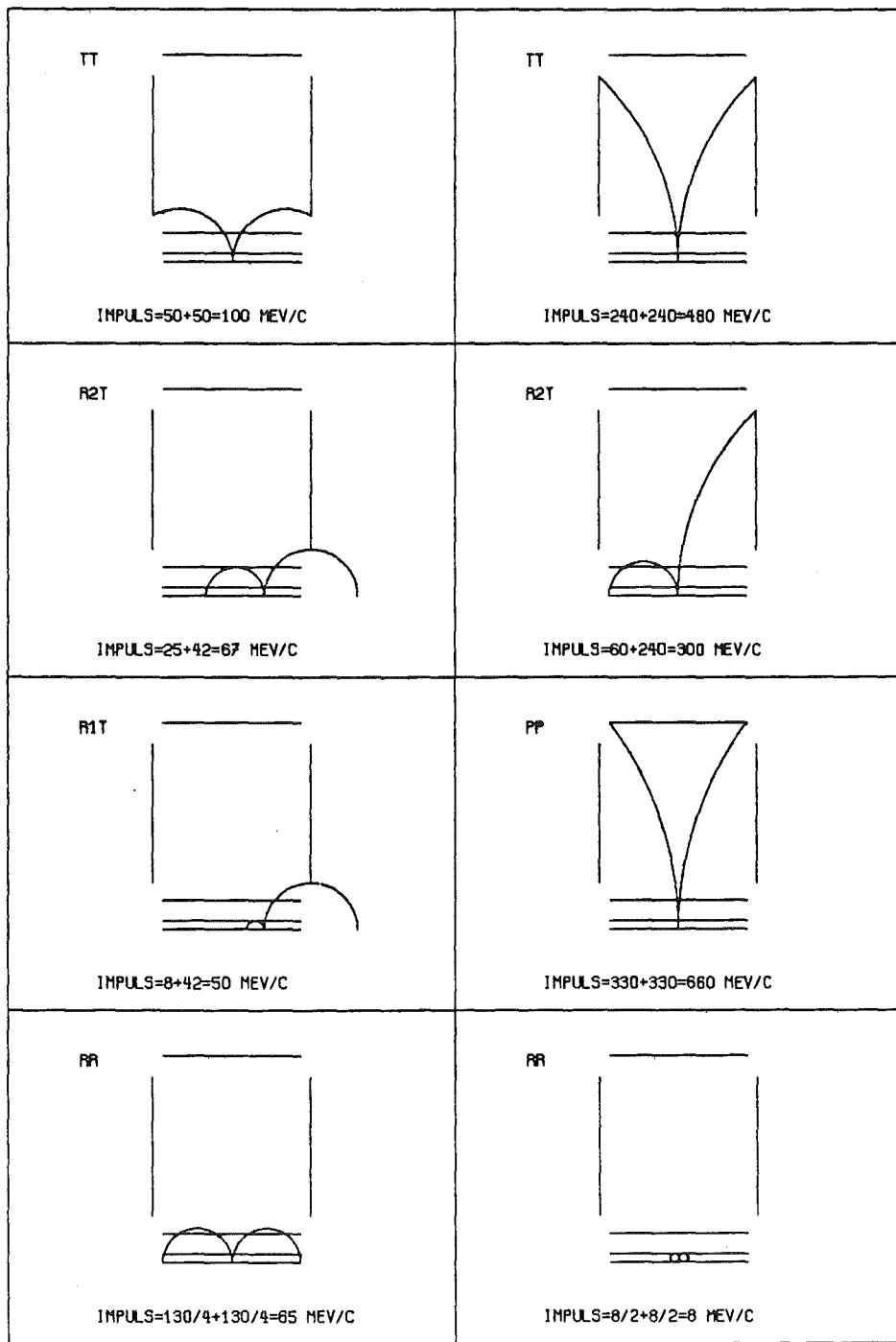


Abbildung 36. Geometrien der verschiedenen Treffermuster, die der Abschätzung für die Schranken der Akzeptanzen zu Grunde gelegt werden.

ANHANG D. ZAHLENWERTE DER ANGEWENDETEN EREIGNIS-SCHNITTE

In Tabelle 9 sind die Zahlenwerte der Schnitte aufgeführt, die auf die Spektren der TT-Ereignisse angewendet wurden, und in Tabelle 10 sind diejenigen für die Spektren der RT-Ereignisse aufgeführt.

Von insgesamt 1.465.313 TT-Ereignisse für die 2. Meßperiode bleiben nach Anwendung des unteren Zeitschnitts (24,35 ns) 29.482 und nach Anwendung der übrigen Schnitte 19.515, d.h. 1,3%, übrig. In Tabelle 11 und Tabelle 12 sind die R2T- und R1T-Ereignis-Zahlen aufgeführt, die die Schnitte überleben.

Tabelle 9. Liste der Ereignis-Schnitte, die auf das TT-Spektrum angewendet wurden, um die Auflösung zu verbessern:

DiCOR (bzw. EiCOR) bezeichnet die bei B (bzw. E) ausgelesene Zeit abzüglich der Flugzeit und der Signal-Driftzeit in D (bzw. E).

Q-Zeitfenster	$24,35 \text{ ns} < t_Q < 26,5 \text{ ns}$
Cluster-Breite für D2 und E2	$< 5 \text{ Drähte}$
Abweichung vom Kreis für D1- und E1-Treffer	$< 2 \text{ cm}$
Abweichung vom Kreis für die C1-Treffer	$< 1 \text{ cm}$
Öffnungswinkel	$< 0,3 - (P-120) * 0,15 / 180 \text{ rd}$ für $P < 300 \text{ MeV/c}$ $< 0,15 \text{ rd}$ für $P > 300 \text{ MeV/c}$ P=Impuls
Ort des Treffers in B	$-40 \text{ cm} < x_B < +40 \text{ cm}$ $-3 \text{ ns} < t^1_Q - t^2_Q - x_B / v_Q < 2 \text{ ns}$
Flugzeit	$-17,5 \text{ ns} < \text{D1COR, D2COR,}$ $\text{E1COR, E2COR} < 0 \text{ ns}$
Vertex	$35 \text{ cm} < x\text{-Vertex} < 35 \text{ cm}$ $3,5 \text{ cm} < y\text{-Vertex} < 3,5 \text{ cm}$ $3,5 \text{ cm} < z\text{-Vertex} < 3,5 \text{ cm}$

Tabelle 10. Liste der Ereignis-Schnitte, die auf das RT-Spektrum angewendet wurden, um die Auflösung zu verbessern:

DiCOR (bzw. EiCOR) bezeichnet die bei B (bzw. E) ausgelesene Zeit abzüglich der Flugzeit und der Signal-Driftzeit in D (bzw. E).

AiCOR bezeichnet die bei Ai ausgelesene Zeit abzüglich der Flugzeit.

Q-Zeitfenster $24,35 \text{ ns} < t_Q < 26,5 \text{ ns}$ für 1. Meßperiode
 $28,1 \text{ ns} < t_Q < 31 \text{ ns}$ für 2. Meßperiode

Q-Zeit - V-Zeit-Schnitt $< 2 \text{ ns}$

Drahtschnitt für
den Fall von 3 Treffern Drahtabstand < 35 Drähte
(Abstand der zwei direkten
Treffern)

Drahtschnitt für Drahtabstand < 35 Drähte
den Fall von 2 Treffern oder > 175 Drähte

Abweichung vom Kreis
für D1- und E1-Treffer: $< 2 \text{ cm}$

Abweichung vom kreis < 3 cm für die T-Spur
für die C1-Treffer: < 6 cm für die R-Spur

Abweichung vom kreis
für C2 < 8 cm

Öffnungswinkel < 0,8 rd

Flugzeit für R-Spur
1 ns < A1COR < 5 ns
1 ns < A2COR < 5 ns
2,5 ns < A3COR < 6,5 ns
2 ns < A4COR < 5,5 ns
0 ns < A5COR < 5 ns
0 ns < A6COR < 4 ns

Flugzeit für T-Spur -17,5 ns < D1COR, D2COR,
E1COR, E2COR < 0 ns

Tabelle 11. Anzahl der späten R2T-Ereignisse, die die Ereignis-Schnitte überleben.		
	1. Meßperiode	2. Meßperiode
Gesamtanzahl der Ereignisse (Rohdaten)	393.555	486.436
Gesamtanzahl der Ereignisse, die Kein Signal in V hatten	239.262 =61% der Rohdaten	296.027 =61% der Rohdaten
Anzahl der späten Ereignisse (auch diejenigen mit einem Signal in V)	18.243	29.165
Anzahl der spaeten Ereignisse ohne Signal in V	4.855 =27% der Spaeten	9.812 =34% der Spaeten
Anzahl der spaeten Ereignisse ohne Signal in V und oberem Zeitschnitt	3.244 (RE: 1.793) (DR: 1.451)	8.435 (RE: 4.557) (DR: 3.878)
Anzahl der spaeten Ereignisse ohne Signal in V, mit oberem Zeitschnitt und unter Anwendung der Ereignis-Schnitte	2.458 =0,6% der Rohdaten (RE: 1.349) (DR: 1.109)	7.012 =1,4% der Rohdaten (RE: 3.802) (DR: 3.210)

Tabelle 12. Anzahl der späten RIT-Ereignisse, die die Ereignis-Schnitte überleben.

	1. Meßperiode	2. Meßperiode
Gesamtanzahl der Ereignisse (Rohdaten)	194.815	221.271
Gesamtanzahl der Ereignisse, die Kein Signal in V hatten	70.523 =36% der Rohdaten	81.192 =37% der Rohdaten
Anzahl der späten Ereignisse (auch diejenigen mit einem Signal in V)	26.514	48.120
Anzahl der spaeten Ereignisse ohne Signal in V	3.030 =11% der Spaeten	3.557 =7% der Spaeten
Anzahl der spaeten Ereignisse ohne Signal in V und oberem Zeitschnitt	1.391 (RE: 800) (DR: 591)	2.204 (RE: 1.131) (DR: 1.073)
Anzahl der spaeten Ereignisse ohne Signal in V, mit oberem Zeitschnitt und unter Anwendung der Ereignis-Schnitte	116 (RE: 73) (DR: 43)	226 (RE: 118) (DR: 108)

LITERATUR-VERZEICHNIS

- /1/ M. Kunze, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1985.
- /2/ J. Schwertel, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1987.
- /3/ E. Fermi and C.N. Yang, Phys. Rev. 76 (1949) 1739.
- /4/ J.S. Ball and G.F. Chew, Phys. Rev. 109 (1958) 1385.
- /5/ I.S. Shapiro, Phys.Reports C35 (1978) 129.
- /6/ W.W. Buck et al., Annals of Physics 121 (1979) 47.
- /7/ C. Amsler, $p\bar{p}$ Interaction and the quest for Baryonium
ADVANCES IN NUCLEAR PHYSICS, Vol. 18
Edited by J.W. Negele and Erich Vogt
(Plenum Publishing Corporation, 1987)
- /8/ A.M. Green, Mechanisms for $n\bar{n}$ Annihilation. In: H. Mitter and W. Plessas, Edts., Nucleon-Nucleon and Nucleon-Antinucleon Interactions, Springer Verlag Wien 1985, Seite 129.
- /9/ I.S. Shapiro, The Physics of Nucleon-Antinucleon Systems (Institute for theoretical and experimental Physics, Moscow, USSR, 1977).
- /10/ Marc Soulliere, A Thesis in Physics: Charged Meson Production from Proton-Antiproton Annihilation at Rest. Pennsylvania State University (1987).
- /11/ C. Amsler, Preprint CERN-EP/86-178 (1986).
- /12/ R.A. Bryan and R.J.N. Phillips, Nucl.Phys. B5, 201 (1968).
- /13/ R.A. Bryan and B.L. Scott, Phys. Rev. B135, 434 (1964).
- /14/ C.B. Dover and J.M. Richard, Phys. Rev. C21, 1466 (1980).

- /15/ M. Lacombe et al, Phys. Rev. D12, 1495 (1975).
- /16/ a) B. Moussallam, Nucl. Phys. A407 (1983) 413.
b) B. Moussallam, Nucl. Phys. A429 (1984) 429.
- /17/ R.J. Jaffe, Phys. Rev. D15 (1977) 267, 281.
- /18/ L. Montanet, G.C. Rossi und G. Veneziano (1980), Baryonium Physics, Phys. Rep. 63(1980) 149.
- /19/ M. Kohno and W. Weise, Nucl. Phys. A454 (1986) 429.
- /20/ C.B. Dover in "Medium Energy Nucleon and Antinucleon Scattering", edited by H.V. von Geramb, Lecture Notes in Physics Vol.243 (Springer-Verlag, Berlin, 1985) 80.
- /21/ Tom Armstrong et al., Measurement of Antineutron-Proton Total and Annihilation Cross Sections from 100-500 MeV/c. Pennsylvania State University (PSU) HEP/86-10, private Mitteilung.
- /22/ H.R. Rubinstein and H. Stern, Phys. Lett. 21 (1966) 447.
- /23/ M. Maruyama and T.Ueda, Nucl. Phys. A364 (1981) 297,
Phys. Lett. 124B (1983) 121.
- /24/ H. Genz, Phys. Rev. D28 (1983) 1094.
- /25/ A.M. Green and J.A. Niskanen. Low Energy Antiproton Physics in the early LEAR Era. Preprint series in theoretical physics, HU-TFT-85-60. University of Finland, Helsinki (1985).
- /26/ R. Brun et al., HBOOK User's Guide, CERN Computer Center, Program Library (1984).
- /27/ D. H. Perkins. Introduction to High Energy Physics, University of Oxford (1987).
- /28/ P. Pavlopoulos et al., Phys. Lett. 72B (1978) 415.

- /29/ B. Richter et al., Phys. Lett. 126B (1983) 284;
B. Richter, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1982.
- /30/ T. Brando et al., Phys. Lett. 139B (1984) 133.
- /31/ M. Chiba et al., Phys. Lett. 177B (1986) 217.
- /32/ L. Adiels et al., Phys. Lett. 182B (1986) 405.
- /33/ D. Bridges et al., Phys. Lett., 180B, 313 (1986).
- /34/ D. Bridges et al., Phys. Rev. Lett., 56, 211 und 215 (1986).
- /35/ H. Koch, Phys. Bl. 43 (1987) Nr.6.
- /36/ I. Daftari et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 859.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.	Das Nukleon-Nukleon-Potential und das durch G-Paritätstransformation davon abgeleitete Nukleon-Antinukleon-Potential	8
Abbildung 2.	Nukleon-Antinukleon-Annihilation im Quark-Modell.	11
Abbildung 3.	PS183-Paarspektrometer	17
Abbildung 4.	Mögliche Spur-Typen: T (D oder E), R und P.	21
Abbildung 5.	Eine Folge von typisch guten Ereignissen (1 Ereignis für jeden Szintillator-Kode)	31
Abbildung 6.	Beispiele unphysikalischer Ereignisse mit gutem Treffer-Muster	38
Abbildung 7.	Beispiele für Ereignisse, die bei der Datenaufnahme fehlinterpretiert wurden	42
Abbildung 8.	Beispiele von Ereignissen mit inakzeptablem Treffer-Muster.	45
Abbildung 9.	Verteilung der vom Q-Zähler gelieferten Zeiten t_Q	55
Abbildung 10.	Verteilung der Vertices in y-Richtung	56
Abbildung 11.	Verteilung der Vertices in Strahl-Richtung (x-Richtung)	57
Abbildung 12.	Anzahl der Drähte je Treffer, die angesprochen haben, für die D2-Kammer	58
Abbildung 13.	Verteilung der Abstände zwischen Treffer und berechnetem Kreis	59
Abbildung 14.	Verteilung der Öffnungswinkel der e^+e^- -Paare	60
Abbildung 15.	Mittlerer Öffnungs-Winkel als Funktion des Photonen-Impulses	60
Abbildung 16.	x-Koordinate des Treffers in der B-Kammer als Funktion von $t_1^Q - t_2^Q$	62
Abbildung 17.	Schema zur Erklärung der "Flugzeit"-Berechnung	63
Abbildung 18.	Verteilung der Ankunftszeiten von Teilchen im D-Zähler	64
Abbildung 19.	Interpolation des späten TT-Spektrums (alle Schnitte) im Bereich der Panofsky-Linie mit einem Polynom und einer Gaußkurve	66
Abbildung 20.	Spätes Spektrum der TT-Ereignisse für die 2. Meßperiode	67
Abbildung 21.	Verteilung der Abstände zwischen den Treffern in der C1-Kammer bei R2T-Ereignissen	70
Abbildung 22.	Verteilung der Ankunftszeiten von Teilchen im Szintillator A3 des A-Hodoskops	71

Abbildung 23. Verteilung der Zeitdifferenzen zwischen dem Q- und dem V-Zähler für R2T-Ereignisse	73
Abbildung 24. Spätes Spektrum der R2T-Ereignisse für die 2. Meßperiode	74
Abbildung 25. Spätes Spektrum der R2T-Ereignisse für die 1. Meßperiode	75
Abbildung 26. Interpolation des späten R2T-Spektrums im Bereich der Panofsky-Linie mit einem Polynom und einer Gaußkurve .	76
Abbildung 27. Vergleich zwischen späten DR2- und R2E-Spektren für die 2. Meßperiode	77
Abbildung 28. Verteilung der Zeitdifferenzen zwischen dem Q- und dem V-Zähler für R1T-Ereignisse	78
Abbildung 29. Inklusive Impuls-Spektren der TT-Photonen.	81
Abbildung 30. Inklusive Impuls-Spektren der R2T-Photonen.	83
Abbildung 31. Inklusive Impuls-Spektren der R1T-Photonen.	84
Abbildung 32. Inklusive TT-, R2T- und R1T-Spektren aus der Annihilation gestoppter Antiprotonen nach Anwendung der Ereignis-Schnitte	87
Abbildung 33. Auflösung des Spektrometers für die verschiedenen Photon-Spektren.	89
Abbildung 34. Die Funktion LGETIT, mit der die Ereignisse eingelesen und verarbeitet werden.	112
Abbildung 35. Die Unterprogramme VERTEX (Berechnung des Vertex) und GAME (Berechnung des Teilchen-Impulses)	113
Abbildung 36. Geometrien der verschiedenen Treffermuster, die der Abschätzung für die Schranken der Akzeptanzen zu Grunde gelegt werden.	119

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1.	Treffer-Muster, für die der Impuls berechnet werden kann (akzeptable Treffermuster)	24
Tabelle 2.	Ereignisse mit akzeptablem Treffer-Muster, die die Bedingung Szintillator-Kode = Kode(Treffer-Muster) erfüllen	34
Tabelle 3.	Ereignisse mit akzeptablem Treffer-Muster, die die Bedingung Szintillator-Kode = Kode(Treffer-Muster) nicht erfüllen	41
Tabelle 4.	Häufigkeiten der Ereignisse in einer Stichprobe, geordnet nach den einzelnen Szintillator-Kodes und nach der Qualität der Treffer-Muster	48
Tabelle 5.	Analog Tabelle 4 für eine zweite Stichprobe	49
Tabelle 6.	Anzahl der Ereignisse in den inklusiven Spektren der TT-Photonen	82
Tabelle 7.	Anzahl der Ereignisse in den inklusiven Spektren der R2T-Photonen	85
Tabelle 8.	Anzahl der Ereignisse für die inklusiven Spektren der R1T-Photonen	86
Tabelle 9.	Liste der Ereignis-Schnitte, die auf das TT-Spektrum ange- wendet wurden, um die Auflösung zu verbessern	122
Tabelle 10.	Liste der Ereignis-Schnitte, die auf das RT-Spektrum ange- wendet wurden, um die Auflösung zu verbessern	123
Tabelle 11.	Anzahl der späten R2T-Ereignisse, die die Ereignis-Schnitte überleben.	125
Tabelle 12.	Anzahl der späten R1T-Ereignisse, die die Ereignis-Schnitte überleben.	126

An dieser Stelle möchte ich Herrn Prof. Citron und Herrn Prof. Koch für die Aufnahme im Institut sowie für das interessante Thema dieser Arbeit danken.

Mein Dank gilt ebenfalls Herrn Dr. Büche, meinem Betreuer, sowie den anderen Institutsmitgliedern, denen ich für die freundschaftliche Atmosphäre sowie die stete Bereitschaft zur Diskussion danken möchte.

Zuletzt möchte ich mich für die technische Unterstützung des KFK bedanken, insbesondere bei den Operateuren des Rechenzentrums, die die oft erforderlichen Bandmontagen stets zuverlässig durchgeführt haben.