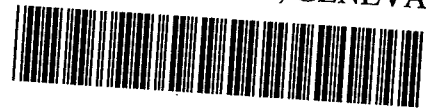


Thesis-1993-Felder

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081061

CERN LIBRARIES, GENEVA

Erste Resultate zum Zerfall $K_S, K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$
des CPLEAR-Experiments

Inauguraldissertation

zur
Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der
Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel
von

Christoph Felder

aus Flühli (LU)

Basel, den 22. Juni 1993

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität
Basel

auf Antrag der

Herren Professoren G. Backenstoss und L. Tauscher.

Basel, den 22. Juni 1993

Dekan Prof. H. Kraft

Zusammenfassung

Nach einer allgemeinen Übersicht über den theoretischen Hintergrund von T -, CP - und CPT -Symmetrieverletzungen wird das CPLEAR-Experiment vorgestellt, das seit Herbst 1989 am CERN bei Genf Daten nimmt. Die Neuartigkeit dieses Experiments besteht in der getrennten Messung der zeitabhängigen Zerfallsraten $R_f(t)$ und $\bar{R}_f(t)$ der beiden Vertreter neutraler Kaonen, K^0 und $\bar{K}^0$, aus denen dann zu bestimmten Zerfallskanälen f Asymmetrien der Form

$$A_f(t) = \frac{\bar{R}_f(t) - R_f(t)}{\bar{R}_f(t) + R_f(t)}$$

gebildet werden können. Von grundlegender Bedeutung ist dabei die Tatsache, dass eine nichtverschwindende Asymmetrie für Endzustände mit definiertem CP -Zustand ein direkter Beweis für CP -Verletzung ist (Wolfenstein-Sehgal Theorem [22]).

In einem ersten Teil der experimentellen Untersuchungen wird auf den grössten Detektor-Teil des CPLEAR-Experiments, das elektromagnetische Kalorimeter, eingegangen, welches im wesentlichen dem Nachweis der neutralen Zerfallsprodukte, der Gammas, dient. Einesteils richtet sich die Aufmerksamkeit auf das Studium seines Verhaltens unter den Betriebsbedingungen. Untersucht wurden hauptsächlich die Effizienzen und Multiplizitäten der insgesamt über 60'000 Drähte und Streifen. Die Resultate sind diesbezüglich weitgehend in Einklang mit jenen des Kalorimeterprototyps, der im Jahre '87 erfolgreich getestet wurde. Zum andern kommen einige technische Aspekte zur Lokalisierung und Rekonstruktion von geladenen Spuren und Showern im Kalorimeter zur Sprache. Je nach Energie und Einschusswinkel liegt die Genauigkeit der rekonstruierten Richtung von Gammas zwischen 0.14 (8°) und 0.37 (21°) für den Projektionswinkel ϕ und zwischen 0.19 (11°) und 0.42 (24°) für ϑ , wobei beide Winkel, ϕ und ϑ , vom Lot, das am Eintrittsort eines Teilchens ins Kalorimeter errichtet wird, gemessen werden. Dabei bedeutet ϕ den Winkel in der Ebene senkrecht zu den Drähten, während ϑ in der Ebene, welche durch das Lot und die Drahtrichtung aufgespannt wird, definiert ist.

Das Schwergewicht der vorliegenden Arbeit stellt die $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Auswertung aus den Daten von 1991 dar. Diese erlaubten es zum ersten Mal, die Asymmetrie A_{+-0} zum 3-pionischen Zerfall von neutralen Kaonen zu untersuchen mit dem Ziel, daraus eine obere Schranke für den CP -verletzenden Parameter $|\eta_{+-0}|$ zu ermitteln. Mit den 91er Daten allein resultierte für diese Grösse, welche das Verhältnis einer CP -verletzenden Zerfallsamplitude der K_S -Komponente zur CP -erhaltenden K_L -Amplitude repräsentiert, mit einem Wert von ~ 0.79 rund das Doppelte der bisherigen Limite. Zum Schluss wird gezeigt, dass mit den neuen Daten von 1992, für welche die Ausbeute an $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen dank des neu installierten, vollständigen Triggers rund $25\times$ höher ist, eine Verbesserung gegenüber den 91er Daten von rund einem Faktor zehn erreicht werden kann.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
1 Phänomenologie der T-, CP- und CPT-Symmetrieverletzungen im K^0-$\bar{K}^0$-System	6
1.1 Mischungsmatrix und die Parameter $\tilde{\epsilon}$ und Δ im neutralen Kaonsystem . . .	6
1.1.1 Eigenschaften von Kaonen	6
1.1.2 CP-Zustände des K^0 - $\bar{K}^0$ -Systems	7
1.1.3 Die Mischungsmatrix in der Wigner-Weisskopf Näherung und ihre Eigenzustände K_S und K_L	8
1.1.4 T-, CP- und CPT-Verletzung in der Mischungsmatrix	11
1.1.5 Observable Grössen	13
1.1.6 Die Phase von $\tilde{\epsilon}$	15
1.1.7 Die Phase von $\tilde{\epsilon}$ im superschwachen Modell	17
1.2 Der 2-pionische Zerfallskanal	17
1.2.1 CP-verletzende Grössen des Zerfalls und Isospin-Amplituden	18
1.2.2 Die Grössen a_0 , $\tilde{\epsilon}'$ und Ω	20
1.2.3 Wu-Yang Phasenkonvention und das Wu-Yang Dreieck	21
1.2.4 Der Parameter ϵ'/ϵ	23
1.3 Der 3-pionische Zerfallskanal	24
1.3.1 CP-verletzende Zerfallsgrössen	24
1.3.2 Symmetrische 3-Pion Zustände und Unterdrückungsfaktoren für die Zerfallsamplituden	25
1.3.3 Die Grössen $a_{+-0}^{(-)}$ und ϵ'_{+-0}	28
1.4 Semileptonischer Zerfall	30
1.5 CP-Verletzung im Standard-Modell (SM)	33
1.6 Asymmetrien zur Bestimmung von CP-Verletzung	36
1.6.1 Zerfallsraten für Zustände mit definierter CP	37
1.6.2 Zeitabhängige Asymmetrien	39
1.6.3 Integrale Asymmetrien	39
1.6.4 Asymmetrien des 2-pionischen Kaonzerfalls	40
1.6.5 Asymmetrien des 3-pionischen Kaonzerfalls	42
1.6.6 Asymmetrien der semileptonischen Zerfallskanäle	44
2 Der CPLEAR-Detektor	47
2.1 Das Konzept	47
2.2 Die Anforderungen an den CPLEAR-Detektor	51
2.3 Das H_2 -Target und die $p\bar{p}$ -Annihilationen	53
2.4 Der Magnet und der Strahlmonitor	54
2.5 Die Spurendetektoren (TD, Tracking Device)	54
2.6 Die Detektoren zur Teilchenidentifikation (PID)	56
2.7 Das Kalorimeter	58
2.8 Der Trigger	59
2.8.1 Der Prozessor HWP1	60
2.8.2 Der Prozessor HWP2	61

2.8.3	Der Prozessor HWP2.5	61
2.8.4	Die Prozessoren HWP3 und HWP4	61
2.9	Das System der Datenaufnahme (DAQ)	62
3	Untersuchungen zum CPLEAR-Kalorimeter	63
3.1	Technische Beschreibung des Kalorimeters	63
3.2	Definitionen der Effizienzen und Multiplizitäten	67
3.2.1	Effizienzen und Multiplizitäten der Kammern	70
3.2.2	Effizienzen und Multiplizitäten der Streifen	72
3.3	Das Alignment	82
3.4	Software-Entwicklungen für das CPLEAR-Kalorimeter	88
3.4.1	Bemerkungen zu den Testdaten eines Kalorimeter-Prototyps	88
3.4.2	Richtungsrekonstruktion von Gammas aus SIN-Daten	89
3.4.3	Anpassungen der Richtungsrekonstruktion an das CPLEAR-Kalorimeter	93
3.4.4	Der „Impact-point“ oder „Showerfuss“	101
3.4.5	Die 3-dimensionale Darstellung von Showern	101
4	$\pi^+\pi^-\pi^0$-Analyse	105
4.1	Selektion von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen	105
4.1.1	Die Triggertypen in P12 und P13	105
4.1.2	Selektion von „Goldenen Ereignissen“	107
4.1.3	Vorselektion von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen	108
4.1.4	Weitere Selektionskriterien für $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse	110
4.2	Spurzuordnung	114
4.3	Nachweis von Gammas im Kalorimeter	115
4.4	Fits mit Nebenbedingungen (Constraint-Fits)	117
4.5	Akzeptanzeffekte	120
4.5.1	Die Normalisierung	120
4.5.2	Bemerkungen zur Dalitz-plot Analyse im $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal	121
4.6	Untergrund	126
4.7	Die Asymmetrie A_{+-0} aus den P12- und P13-Daten	131
4.7.1	Abschätzung der benötigten Statistik von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen für eine gegebene Limite von $ \eta_{+-0} $	132
4.7.2	Die Limite für $ \eta_{+-0} $ aus den P12- und P13-Daten	135
4.8	Die Anzahl $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse mit dem neuen Trigger T607163323	138
	Diskussion und Ausblick	141
A	Isospinzerlegung des 3-Pionsystems	145
B	Berechnung des Randes des Dalitz-plots von $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	149
	Literatur	151
	Abbildungsverzeichnis	154
	Tabellenverzeichnis	157
	Lebenslauf	159
	Danksagung	161

Einleitung

Symmetrien spielten in der Physik seit jeher eine wichtige Rolle im Bestreben, theoretische Modelle zur Beschreibung von physikalischen Gesetzen zu entwickeln und die Natur zu verstehen. Die Symmetrien lassen sich in vier Hauptgruppen aufteilen, nämlich

- Permutations-Symmetrien, welche z.B. der Bose-Einstein und der Fermi-Dirac Statistik zugrunde liegen,
- Kontinuierliche Symmetrien
- Diskrete Symmetrien
- Unitäre Symmetrien, wie etwa die U_1 -Symmetrien (beispielsweise die elektrische Ladung, die Baryonenzahl usw.), die SU_2 -Symmetrie (z.B. Isospin), die SU_3 -Symmetrie (z.B. Farbladung der Quantenchromodynamik) oder allgemeiner der SU_n -Symmetrien.

Die Symmetrien der ersten beiden Gruppen scheinen nach heutigen Erkenntnissen exakt zu gelten, während die beiden letzteren „gebrochene Symmetrien“ sein können. Ganz allgemein liegt die Wurzel aller Symmetrie-Gesetze in der Annahme, dass es unmöglich ist, gewisse grundlegende Grössen zu beobachten, was dann eine Auswahlregel oder die Erhaltung einer speziellen Grösse unter einer bestimmten Transformation zur Folge hat. Eines der meistzitierten Beispiele (z.B. in [1]) ist wohl die Translationssymmetrie. Unter der Annahme, dass die *absolute* Raumposition nicht feststellbar ist, d.h. dass z.B. die Wechselwirkung zweier Teilchen nur von ihrem *relativen* Abstand zueinander abhängt, folgt unmittelbar die Impulserhaltung. Ganz analog führt die Nicht-Beobachtbarkeit der absoluten Zeit zur Energieerhaltung, d.h. dass die Energie unter einer Zeittranslation invariant bleibt. Umgekehrt führt die Verletzung einer Symmetrie dazu, dass einer bestimmten der Symmetrie zugrunde liegenden Grösse, die sich ohne Verletzung der Beobachtung entzöge, nun plötzlich eine physikalische Bedeutung zukommt.

Während die beiden eben erwähnten Beispiele Vertreter der zweiten Gruppe sind, steht die vorliegende Arbeit im Zusammenhang eines Experiments, dessen Aufmerksamkeit der Untersuchung von Symmetrien aus der Gruppe 3 gilt. Davon sind Symmetrien wie die Spiegelung P am Nullpunkt (Parität), die Ladungs- oder Teilchen-Antiteilchen-Konjugation C und die Zeitumkehr T von grosser Bedeutung, speziell eben in der Teilchenphysik. Konkret beschäftigt man sich im soeben erwähnten Experiment, genannt CPLEAR, welches seit 1989 am LEAR (Low Energy Antiproton Ring) des CERN (Centre Européen oder Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire) in Genf Daten nimmt, mit der zusammengesetzten Symmetrie CP .

Bis zum Jahre 1957, als im β -Zerfallsexperiment von C. S. WU et al. [2] die Paritäts- und die C -Verletzung bei der schwachen Wechselwirkung festgestellt wurde, galten die drei genannten diskreten Symmetrien als erhalten. Glaubte man doch, dass ein Beobachter dieselben physikalischen Gesetze feststellen würde, ob er nun ein gespiegeltes System betrachtet oder eines, in dem Teilchen durch ihre Antiteilchen (und umgekehrt) ersetzt sind. Bis heute ist dies in der starken und der elektromagnetischen Wechselwirkung innerhalb der Messgenauigkeiten auch der Fall. Nach diesem berühmten Experiment glaubte man aber an die generelle Symmetrienerhaltung der kombinierten Grösse CP . Beispielsweise beobachtet man bei der Messung der longitudinalen Polarisation (Helizität) von in schwachen Prozessen entstandenen Neutrinos

nur linkshändige Neutrinos und rechtshändige Antineutrinos, d.h. sowohl die Paritätsverletzung als auch die C -Verletzung sind sogar maximal. Hingegen widersprüche diese Beobachtung keineswegs der CP -Erhaltung, denn unter dieser Symmetrie werden linkshändige Neutrinos tatsächlich in rechtshändige Antineutrinos und umgekehrt übergeführt. Das erste Experiment, welches definitiv die Nichtinvarianz von CP bestätigte, wurde von Christenson, Cronin, Fitch & Turlay [3] im Jahre 1964 durchgeführt. Darin wurde der Zerfall des langlebigen neutralen Kaons K_L in $\pi^+\pi^-$ beobachtet, wogegen für den pionischen Zerfallsmodus des K_L bei Erhaltung der CP nur jener in 3 Pionen ($\pi^+\pi^-\pi^0$ und $\pi^0\pi^0\pi^0$) möglich wäre (siehe Unterabschnitte 1.2 und 1.3). Bis heute ist CP -Verletzung nur im aus K^0 und $\bar{K}^0$ bestehenden neutralen Kaonsystem, dessen beobachtbare Zustände aber das K_L und das wesentlich kurzlebigere K_S sind, beobachtet und gemessen worden.

Hingegen glaubt man bis heute an die Erhaltung der dreifachen Symmetrie CPT . Eine Verletzung dieser Symmetrie würde die Teilchenphysik in ihren Grundfesten erschüttern, da die heute gängigen Renormalisierungstheorien deren Erhaltung verlangen. Genauer gesagt führen die Annahmen, auf denen diese Theorien aufbauen, automatisch zu CPT -Invarianz.

Eine ganz besondere Bedeutung kommt der CP -Verletzung auch aus der Erforschung über die Entstehung des Universums zu. Wie in den nun folgenden Abschnitten beschrieben, äussert sich die CP -Verletzung im K^0 - $\bar{K}^0$ -System darin, dass die Anzahl Übergänge von K^0 in $\bar{K}^0$ nicht exakt mit der Anzahl Umwandlungen von $\bar{K}^0$ in K^0 übereinstimmt. Und zwar dominieren Übergänge der letzteren Art, was zu einer Dominanz von Teilchen gegenüber Antiteilchen führt. Dies könnte eine Erklärung dafür sein, dass nach dem Urknall, bei dem nach unseren Erwartungen gleich viele Teilchen wie Antiteilchen entstanden sein mussten, allmählich mehr Materie als Antimaterie gebildet wurde. Bis heute gibt es nämlich keine Anzeichen dafür, dass sich irgendwo im Kosmos noch Antimaterie befindet. Deshalb ist man sehr danach bestrebt, die Ursache(n) für CP -Verletzung zu finden und zu quantifizieren.

Im ersten Kapitel der vorliegenden Arbeit soll nun eine Übersicht über die Phänomenologie der Verletzung der obgenannten Symmetrien, welche stark miteinander verwoben sind, in den drei wichtigsten Zerfallsmoden der neutralen Kaonen, d.h. im 2-pionischen, 3-pionischen und semileptonischen Zerfallskanal, gegeben werden. Generell gehen die Ausführungen in dem gegebenen Rahmen nur soweit, wie dies zur Erleuchtung der Motivation und zum Verständnis des CPLEAR-Experimentes erforderlich ist oder mit dessen Messmethoden in Zusammenhang steht. An einigen Stellen werden allerdings einige zusätzliche Bemerkungen gemacht, wenn es um allgemeine Zusammenhänge geht.

Im zweiten Kapitel wird dann der CPLEAR-Detektor vorgestellt. Es werden die einzelnen Detektorteile beschrieben und eine Übersicht über die im CPLEAR-Experiment zu messenden Grössen mit den aktuellen und den angestrebten Genauigkeiten gegeben.

Im dritten Teil wird auf (offline) Untersuchungen zum Verhalten des Kalorimeters eingegangen. Das Schwergewicht liegt dabei auf der Bestimmung der Effizienzen und Multiplizitätsverteilungen der angesprochenen Drähte und Auslesestreifen beim Durchgang eines Teilchens, sowie auf einer quantitativen Erfassung des Rauschens auf den Streifen, das die Qualität der Daten in Mitleidenschaft zieht. Ein weiterer wichtiger Punkt bilden Software-Entwicklungen für den Einbezug des Kalorimeters in die offline Verarbeitung von Daten des CPLEAR-Experiments. Dabei geht es hauptsächlich um die exakte Bestimmung eines Showerbeginns (des Showerfusses oder des „Impact points“) im Kalorimeter, sowie um die Rekonstruktion der Flugrichtung, speziell von Gammas, und deren Auflösung anhand von

Daten eines Prototypen, welcher der Entwicklung des CPLEAR-Kalorimeters vorangegangen ist.

Das vierte und letzte Kapitel schliesslich ist einer ersten $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Analyse anhand der Daten aus dem Jahre 1991 und den damit zusammenhängenden Problemen gewidmet. Die Auswertung mündet in eine erste obere Limite der CP -verletzenden Grösse $|\eta_{+-0}|$, deren Definition im Unterabschnitt 1.3 zu finden ist, aus CPLEAR-Daten, gefolgt von einem Ausblick in die Weiterentwicklung der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Auswertung. Mit einer Bestimmung der Anzahl guten $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse, die wir mit einer spezialisierten Konfiguration des inzwischen fertiggestellten endgültigen Triggers zu erwarten haben, wird die Arbeit abgeschlossen.

1 Phänomenologie der T-, CP- und CPT-Symmetrieverletzungen im K^0 - $\bar{K}^0$ -System

1.1 Mischungsmatrix und die Parameter $\bar{\epsilon}$ und Δ im neutralen Kaonsystem

Gleich zu Beginn soll auf eine Konvention im folgenden Text aufmerksam gemacht werden. Zur Abkürzung werden Real- und Imaginärteile von komplexen Grössen häufig durch hochgestelltes r , resp. i gekennzeichnet, beispielsweise soll also

$$r\epsilon \equiv \text{Re } \epsilon \quad \text{und} \quad i\epsilon \equiv \text{Im } \epsilon$$

gelten.

1.1.1 Eigenschaften von Kaonen

Bekanntlich werden die neutralen Kaonen K^0 und $\bar{K}^0$ durch starke Wechselwirkung erzeugt. Im anschliessenden schwachen Zerfall tritt CP-Verletzung zutage, die in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels erläutert werden soll. In Tabelle 1 sind einige Eigenschaften der Kaonen aufgeführt, die in der folgenden Besprechung eine wichtige Rolle spielen. Auf die Zerfallszustände K_S und K_L (rechte Tabelle) wird etwas später eingegangen. Aus dem linken Teil von Tabelle 1 ist ersichtlich, dass zwar beide neutralen Kaonen, K^0 und $\bar{K}^0$, den Isospin $I=1/2$ tragen, aber verschiedenen Paaren angehören. Dies ist eine Konsequenz ihrer Quarkzusammensetzung und der bezüglich der starken Wechselwirkung herrschenden Symmetrie zwischen den beiden Quarks u und d . Diese Symmetrieeigenschaft der u - und d -Quarks, welche denn auch Anlass für die Einführung des Isospins war, gilt, solange ihr Massenunterschied vernachlässigbar und ihre elektromagnetischen Eigenschaften im Vergleich zur starken Wechselwirkung von untergeordneter Bedeutung sind. Dabei bilden die beiden Quarks (resp. ihre Antiquarks) Paare mit Isospin $I=\frac{1}{2}$ und z-Komponente $I_z=+\frac{1}{2}$ für u - oder $\bar{d}$ -Quarks und $I_z=-\frac{1}{2}$ für d - oder $\bar{u}$ -Quarks. Formal sind die Eigenschaften des Isospins völlig identisch mit jenen des Spins (daher der Name „Isospin“) obwohl in physikalischer Hinsicht natürlich nicht der geringste Zusammenhang besteht. Teilchen, die aus u - und d -Quarks aufgebaut sind, wird ebenfalls ein Isospin zugeordnet, der eine Kopplung der Isospins dieser Quarks ist. Die elektrische Ladung eines Teilchens ist über die Gell-Mann-Nishijima Formel (z.B. in [4])

$$\frac{Q}{e} = \frac{Y}{2} + I_z, \quad Y = B + S \quad (1)$$

mit der dritten Komponente I_z des Isospins und der Hyperladung Y verknüpft, wobei die Quantenzahlen B und S die Baryonenzahl, respektive die Strangeness oder Seltsamkeit bedeuten. Während die u - und d -Quarks die Baryonenzahl $\frac{1}{3}$ tragen, haben die Kaonen, wie alle Mesonen, die Baryonenzahl Null. Die Zuordnung der Strangeness für die Kaonen folgt direkt aus ihrem Aufbau mit einem Strangeness- (resp. Anti-Strangeness-)Quark, wobei $S=-1$ für das s - und $S=+1$ für das $\bar{s}$ -Quark.

Des weitern stellen wir fest, dass die Kaonen spinlose Teilchen sind und negative intrinsische Parität besitzen. Als Träger der Quantenzahl S sind sie bezüglich der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung, H_{st} und H_{em} , bei welchen die Grösse S erhalten bleibt, wohldefinierte Zustände, d.h. in der quantenmechanischen Schreibweise sind $|K^0\rangle$ und $|\bar{K}^0\rangle$

	$I_z = +\frac{1}{2}$	$I_z = -\frac{1}{2}$		τ [s]	wichtigste Zerfälle mit Verzweigungsverhältnissen [%]
$S = +1$	$K^+ \equiv u\bar{s}$	$K^0 \equiv d\bar{s}$	K_S	0.89×10^{-10}	$\pi^+\pi^-$ 68.6 $\pi^0\pi^0$ 31.4
$S = -1$	$\bar{K}^0 \equiv \bar{d}s$	$K^- \equiv \bar{u}s$	K_L	5.17×10^{-8}	$\pi^0\pi^0\pi^0$ 21.6 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 12.4 $\pi^\pm e^\mp(\bar{\nu})$ 38.7 $\pi^\pm \mu^\mp(\bar{\nu})$ 27.0

Tabelle 1: Eigenschaften von Kaonen: links: Quarkzustände, rechts: Lebensdauern und wichtigste Zerfallskanäle

Eigenzustände sowohl des Hamiltonoperators $H_0 = H_{st} + H_{em}$ als auch des Strangeness-Operators S . Dies ist gleichbedeutend damit, dass diese beiden Operatoren miteinander vertauschen. Wie in der Einleitung dieses Kapitels angetönt, ist die Erhaltung einer Symmetrie eine Konsequenz aus der Nichtbeobachtbarkeit einer bestimmten Grösse. Im konkreten Falle ist die relative Phase zwischen zwei Zuständen mit verschiedener Strangeness, d.h. zwischen K^0 und $\bar{K}^0$ nicht beobachtbar. Deswegen lassen sich die Zustände $|K^0\rangle$ und $|\bar{K}^0\rangle$ durch eine unitäre Transformation der Form

$$\begin{aligned} |K^0\rangle^{(\alpha)} &= e^{-i\alpha S} |K^0\rangle = e^{-i\alpha} |K^0\rangle \\ |\bar{K}^0\rangle^{(\alpha)} &= e^{-i\alpha S} |\bar{K}^0\rangle = e^{i\alpha} |\bar{K}^0\rangle, \end{aligned} \quad (2)$$

wobei α eine beliebige, reelle, nicht beobachtbare Zahl ist, in neue Zustände $|K^0\rangle_\alpha$ und $|\bar{K}^0\rangle_\alpha$ überführen, und zwar ohne Einfluss auf physikalisch relevante, d.h. messbare Grössen.

Um die CP -Symmetrie im neutralen K^0 - $\bar{K}^0$ -System zu studieren, d.h. die Vertauschungsrelation des CP -Operators mit dem Hamiltonoperator zu untersuchen, müssen zuerst die CP -Eigenzustände betrachtet werden.

1.1.2 CP -Zustände des K^0 - $\bar{K}^0$ -Systems

Wendet man den C -Operator auf $|K^0\rangle$ an, so entsteht definitionsgemäss der Zustand $|\bar{K}^0\rangle$,

$$C|K^0(\vec{p})\rangle = \eta|\bar{K}^0(\vec{p})\rangle, \quad (3)$$

wobei η eine willkürliche, frei zu wählende Phase, d.h. $|\eta|=1$, und $\vec{p}$ der K^0 -Impuls sind. Durch die Wahl der Phase η wird auch die relative Phase zwischen $|K^0\rangle$ und $|\bar{K}^0\rangle$ (und damit α in (2)) festgelegt.

Da die Kaonen zum pseudoskalaren Oktett der Mesonen gehören, ist

$$P|K^0(\vec{p})\rangle = -|K^0(-\vec{p})\rangle. \quad (4)$$

Die Kombination von (3) und (4) ergibt

$$\begin{aligned} CP|K^0\rangle &= -\eta|\bar{K}^0\rangle, \\ CP|\bar{K}^0\rangle &= -\eta^*|K^0\rangle \end{aligned} \quad (5)$$

im Eigensystem des K^0 , wo $\vec{p}=0$, weshalb $\vec{p}$ weggelassen wird. * bedeutet wie üblich die Komplexkonjugation. Die zweite Gleichung von (5) folgt aus der Bedingung, dass die 2-fache Anwendung von CP die Identität sein soll. Setzen wir die Phase $\eta = -1$, so lassen sich die auf eins normierten CP -Eigenzustände angeben:

$$\begin{aligned} |K_1^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \quad \text{mit } CP = +1 \\ |K_2^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \quad \text{mit } CP = -1. \end{aligned} \quad (6)$$

In ganz ähnlicher Weise lässt sich die Transformation der Zeitumkehr angeben. Mit der Argumentation, dass pseudoskalare Mesonen unter Zeitumkehr mit einem Minuszeichen transformieren, d.h.

$$T|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle, \quad (7)$$

haben wir mit obiger Phasendefinition

$$CPT|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle, \quad (8)$$

so dass $|K_1^0\rangle$ den CPT -Eigenwert -1 und $|K_2^0\rangle$ den CPT -Eigenwert $+1$ besitzen.

Wie in der Einleitung dieses Kapitels erwähnt, gilt sowohl in der starken als auch in der elektromagnetischen Wechselwirkung die CP -Invarianz, d.h. auch der CP -Operator vertauscht mit H_0 . Da also die Operatoren S und CP zwei verschiedene Sätze von Eigenzuständen (neutraler Kaonen) besitzen, sind K^0 und $\bar{K}^0$ bezüglich H_0 entartet, d.h. sie haben gleiche Masse, $m_K := m_{K^0} = m_{\bar{K}^0} = m_K$ beträgt $497.7 \text{ [MeV/c}^2\text{]}$.

1.1.3 Die Mischungsmatrix in der Wigner-Weisskopf Näherung und ihre Eigenzustände K_S und K_L

Nun zerfallen Kaonen aber durch schwache Wechselwirkungsprozesse, d.h. ein anfänglich reiner neutraler Kaonzustand wird dadurch mit anderen (Kontinuums-)Zuständen des Hamiltonoperators H_0 verknüpft, wie z.B. dem 2-, dem 3-pionischen oder dem semileptonischen Zustand. Da beide Kaontypen in dieselben Zustände zerfallen können, finden in höheren Ordnungen auch Übergänge von K^0 in $\bar{K}^0$ und umgekehrt statt. Aus einem beispielsweise zur Zeit $t=0$ reinen K^0 -Strahl wird somit im Verlaufe der Zeit ein Gemisch aus K^0 und $\bar{K}^0$. Die Nebendiagonalelemente des Hamiltonoperators H_0 werden dadurch von Null verschieden und die Entartung von K^0 und $\bar{K}^0$ wird aufgehoben. K^0 und $\bar{K}^0$ können dann nicht mehr separat behandelt werden. Vielmehr muss für einen neutralen Kaonzustand von einer Wellenfunktion $\psi(t)$ ausgegangen werden, die eine Superposition von K^0 und $\bar{K}^0$ darstellt, also

$$|\psi(t)\rangle = a(t)|K^0\rangle + b(t)|\bar{K}^0\rangle \quad \text{oder} \quad \psi(t) = \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}, \quad (9)$$

wobei t die Eigenzeit, d.h. die Zeit im Ruhesystem des Kaonzustands ist. Der entsprechende Hamiltonoperator H setzt sich aus dem ungestörten Anteil der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung H_0 sowie aus einem zeitabhängigen, als Störung zu betrachtenden Anteil der schwachen Wechselwirkung H_{wk} (wk für weak) zusammen,

$$H = H_0 + H_{wk}(t) = H_{st} + H_{em} + H_{wk}(t). \quad (10)$$

Die allgemeinste Form eines selbst zeitlich unabhängigen (Schrödinger) Operators, der die zeitliche Ableitung $d\psi/dt$ mit $\psi(t)$ aus (9) verbindet, ist eine (2×2) -Matrix, welche aufgrund der Superposition der beiden neutralen Kaontypen Mischungsmatrix $\mathcal{M}$ genannt werden soll. Ganz allgemein kann eine solche Matrix als Summe von zwei hermiteschen Matrizen, die wir M und $-\Gamma/2$ nennen wollen, geschrieben werden:

$$i\hbar \frac{d\psi(t)}{dt} = \mathcal{M} \psi(t) = (M - \frac{i}{2}\Gamma) \psi(t), \quad (11)$$

mit $M = M^\dagger$ und $\Gamma = \Gamma^\dagger$, wobei $\dagger$ die hermitesche Komplexkonjugation bedeutet. Man erwartet für einen Kaonzustand ein exponentielles Abklingen der Amplituden $a(t)$ und $b(t)$ in (9) und ein entsprechendes Anwachsen der Amplituden der Zerfallszustände, welche zur Zeit $t=0$ Null sind. Dieses Verhalten, ebenso wie den Zusammenhang zwischen $\mathcal{M}$ und H liefert die z.B. in [5] beschriebene Wigner-Weisskopf-Näherung, in der die Zerfallsprodukte im Vergleich zu den Kaonen als langlebig, d.h. als stabil betrachtet werden. Sie entspricht im wesentlichen der zeitabhängigen Störungsrechnung, in der bis zur 2. Ordnung in H_{wk} entwickelt wird, wenn die Störung H_{wk} klein gegenüber H_0 ist. Im Ruhesystem von K^0 und $\bar{K}^0$, wo die Eigenwerte bezüglich H_0 gleich ihren Ruhemassen m_K sind, lautet das Ergebnis in natürlichen Einheiten ($\hbar = c = 1$)

$$\mathcal{M}_{\beta'\beta} = m_K \delta_{\beta'\beta} + \langle \beta' | H_{wk}(0) | \beta \rangle + \lim_{\lambda \rightarrow 0} \sum_n \frac{\langle \beta' | H_{wk}(0) | n \rangle \langle n | H_{wk}(0) | \beta \rangle}{m_K - E_n + i\lambda}, \quad (12)$$

wobei β und β' für K^0 und $\bar{K}^0$ stehen und $\sum$ die geeigneten Summen und Integrale über alle (ungestörten) Eigenzustände von H_0 mit den entsprechenden Eigenwerten E_n darstellen. In den Integralen lässt sich der Limes für $\lambda \rightarrow 0$ ausführen, indem man diese unter Benützung der Identität

$$\frac{1}{m_K - E_n + i\lambda} = \frac{m_K - E_n}{(m_K - E_n)^2 + \lambda^2} - i\pi \frac{\lambda}{\pi[(m_K - E_n)^2 + \lambda^2]} \quad (13)$$

in zwei Terme aufspaltet, für welche sich der genannte Grenzübergang einzeln bewerkstelligen lässt. Mit den in der Quantenmechanik üblichen Bezeichnungen $\mathcal{P}$ (Hauptwert) und δ (Deltafunktion), in denen dieser Grenzübergang als vollzogen gedacht wird und welche somit unabhängig von λ sind, ergibt sich für M und Γ aus Gleichung (11), zusammen mit (12) und unter Berücksichtigung von (13),

$$\begin{aligned} M_{\beta'\beta} &= m_K \delta_{\beta'\beta} + \langle \beta' | H_{wk} | \beta \rangle + \sum_n \mathcal{P} \frac{\langle \beta' | H_{wk} | n \rangle \langle n | H_{wk} | \beta \rangle}{m_K - E_n}, \\ \Gamma_{\beta'\beta} &= 2\pi \sum_n \delta(m_K - E_n) \frac{\langle \beta' | H_{wk} | n \rangle \langle n | H_{wk} | \beta \rangle}{m_K - E_n} \\ &= 2\pi \sum_f \rho_f \langle \beta' | H_{wk} | f \rangle \langle f | H_{wk} | \beta \rangle, \end{aligned} \quad (14)$$

wobei $H_{wk} = H_{wk}(0)$ den Operator der schwachen Wechselwirkung zur Zeit $t=0$ darstellt. Der zweite Ausdruck der zweiten Gleichung in (14) folgt aus der Tatsache, dass die Zustandsdichte ρ_f der Endzustände nur für jene Zustände einen Beitrag liefert, deren Energien E_f

gleich m_K sind, d.h. welche „on-mass-shell“ Übergängen entsprechen. Somit ist dieser mit der „Goldenen Regel“ (multipliziert mit $\hbar$) identisch, welche die Übergangsraten aufgrund einer zeitabhängigen Störung beschreibt, d.h. Γ repräsentiert die Zerfallsmatrix des K^0 - $\bar{K}^0$ -Systems mit $\Delta S = 1$ - Übergängen. Entsprechend steht der erste Ausdruck in (14) für „off-mass-shell“ oder virtuelle Übergänge und setzt sich nicht aus individuell beobachtbaren Zerfallsamplituden von Zerfallsprodukten zusammen. Nach Gleichung (11) hätte die Matrix M in Abwesenheit von H_{wk} die Bedeutung der Ruheenergie des neutralen Kaonzustands und wird deshalb Massematrix genannt. Die zusätzlichen Ausdrücke betreffen $\Delta S = 0$ - (Diagonalelemente) und $\Delta S = 2$ - Übergänge (Nebendiagonalelemente). Die Terme erster Ordnung repräsentieren direkte Übergänge, jene zweiter Ordnung solche über intermediäre (virtuelle) Zwischenzustände.

In der Natur beobachtbar sind 2 Zustände neutraler Kaonen, ein kurz- und ein langlebiger, genannt K-short und K-long oder K_S und K_L , deren Massen m_S , m_L und Zerfallsbreiten γ_S , γ_L (resp. Zerfallszeiten τ_S , τ_L) Observable, d.h. messbare Grössen sind (siehe rechts von Tabelle 1). Der beobachtete, sehr geringe Massenunterschied von $3.52 \times 10^{-6} [\text{eV}]$ zwischen m_S und m_L bestätigt die $|\Delta S| \leq 1$ -Regel, wonach im Term erster Ordnung der ersten Gleichung von (14) die Nebendiagonalelemente verschwinden¹, d.h. $\langle K^0 | H_{wk} | \bar{K}^0 \rangle = \langle \bar{K}^0 | H_{wk} | K^0 \rangle = 0$. Ganz allgemein findet man für das stationäre Eigenwertproblem

$$\mathcal{M} |K_{S,L}\rangle = \lambda_{S,L} |K_{S,L}\rangle = (m_{S,L} - \frac{i}{2}\gamma_{S,L}) |K_{S,L}\rangle$$

zu Gleichung (11) die Lösung

$$\begin{aligned} \lambda_{S,L} &= \frac{\mathcal{M}_{11} + \mathcal{M}_{22}}{2} \pm Q \\ |K_{S,L}\rangle &= N_{S,L} (p_{S,L} |K^0\rangle \pm q_{S,L} |\bar{K}^0\rangle), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } Q &= \sqrt{\left(\frac{\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22}}{2}\right)^2 + \mathcal{M}_{12}\mathcal{M}_{21}} \\ &= -\frac{1}{2}(\lambda_L - \lambda_S) = -\frac{1}{2}(m_L - m_S) - \frac{i}{4}(\gamma_S - \gamma_L) \\ p_{S,L} &= \pm \left(\frac{\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22}}{2}\right) + Q \\ q &:= q_S = q_L = \mathcal{M}_{21} \\ N_{S,L} &= \frac{1}{\sqrt{|p_{S,L}|^2 + |q|^2}}, \end{aligned}$$

wobei die oberen Vorzeichen für K_S , die unteren für K_L stehen. Zu beachten ist, dass $|K_S\rangle$ und $|K_L\rangle$ im allgemeinen nicht mehr senkrecht zueinander stehen, d.h. dass das Skalarprodukt

$$\langle K_L | K_S \rangle = N_S N_L (p_L^* p_S - |q|^2) \quad (16)$$

nicht verschwindet. Mit (15) erhält man umgekehrt aus $|K_S\rangle$ und $|K_L\rangle$

$$\begin{aligned} |K^0\rangle &= \frac{1}{p_S + p_L} \left(\frac{1}{N_S} |K_S\rangle + \frac{1}{N_L} |K_L\rangle \right), \\ |\bar{K}^0\rangle &= \frac{1}{p_S + p_L} \left(\frac{p_L}{q N_S} |K_S\rangle + \frac{p_S}{q N_L} |K_L\rangle \right). \end{aligned} \quad (17)$$

¹nicht so im superschwachen Modell, siehe dazu Abschnitt 1.1.7

Die Matrixelemente $\mathcal{M}_{11}$, $\mathcal{M}_{22}$, $\mathcal{M}_{12}$ und $\mathcal{M}_{21}$ sind komplex, d.h. dass wir es mit 8 (vorerst noch voneinander unabhängigen) Variablen zu tun haben. Dagegen handelt es sich bei den Eigenwerten $\lambda_{S,L}$ nur um deren 4, nämlich um die Massen m_S und m_L , sowie die Zerfallsbreiten γ_S und γ_L . Die CP -, T - und CPT -Symmetrien auferlegen diesen 8 Variablen nun zusätzliche Bedingungen, falls jene exakte Symmetrien sind. Oder anders ausgedrückt, in den überzähligen Variablen muss auch die Information über verletzte Anteile der genannten Symmetrien stecken.

1.1.4 T -, CP - und CPT -Verletzung in der Mischungsmatrix

Um Aufschluss darüber zu erhalten, wie sich T - und CPT -Verletzung auf die Matrixelemente von $\mathcal{M}$ auswirken [6], ist es naheliegend, die Vertauschungsrelation

$$H_{wk} = O^{-1} H_{wk} O \quad (18)$$

zu untersuchen, die bei einer O -Invarianz gelten müsste, wobei O für den T - oder CPT -Operator steht. Dabei genügt es, lediglich den Operator H_{wk} der schwachen Wechselwirkung zu betrachten, weil H_0 bereits mit den Operatoren T und CPT vertauscht. Wegen der Antilinearität von T , resp. CPT und der Hermitezität von $H_{wk}(0)$, sowie aufgrund der Definitionen (7) und (8) gilt

$$(\langle K^0 | (CPT)^{-1} \rangle H_{wk} (CPT | n \rangle) = -\eta_n \langle \hat{n} | H_{wk} | \bar{K}^0 \rangle = -\eta_n \langle \bar{K}^0 | H_{wk} | \hat{n} \rangle^* \quad (19)$$

und

$$\begin{aligned} (\langle K^0 | T^{-1} \rangle H_{wk} (T | n \rangle) &= -\eta'_n \langle \hat{n} | H_{wk} | K^0 \rangle = -\eta'_n \langle K^0 | H_{wk} | \hat{n} \rangle^* \\ (\langle \bar{K}^0 | T^{-1} \rangle H_{wk} (T | n \rangle) &= -\eta'_n \langle \hat{n} | H_{wk} | \bar{K}^0 \rangle = -\eta'_n \langle \bar{K}^0 | H_{wk} | \hat{n} \rangle^* , \end{aligned} \quad (20)$$

wobei η_n und η'_n Phasen sind, d.h. $|\eta_n| = |\eta'_n| = 1$, und die mit $\hat{}$ versehenen Größen die entsprechenden O -Transformierten darstellen.

Wenn wir annehmen, dass die in den Gleichungen (14) auftretenden Summationen über alle Zwischenzustände gleich den Summationen über alle O -transformierten Zwischenzustände sind, so folgen mit (19) und (20) aus den erwähnten Gleichungen die Beziehungen, welche für die Matrixelemente von $\mathcal{M}$, respektive M und Γ in (11) bei Erfüllung der Vertauschungsrelation (18) für CPT oder T gelten müssen:

$$\mathcal{M}_{11} = \mathcal{M}_{22} \quad \text{und} \quad M_{11} = M_{22}, \quad \Gamma_{11} = \Gamma_{22} \quad (21)$$

$$\mathcal{M}_{12} = \mathcal{M}_{21} \quad \text{und} \quad M_{12} = M_{21} = M_{21}^*, \quad \Gamma_{12} = \Gamma_{21} = \Gamma_{21}^* . \quad (22)$$

(21) bezieht sich auf den Fall, dass die CPT -Symmetrie erhalten ist, und zwar unabhängig davon, ob T selbst erhalten ist oder nicht. Analog gilt die zweite Zeile für T -Invarianz, ebenfalls unabhängig von der CPT -Symmetrie.

Nicht unerwähnt bleiben soll an dieser Stelle die Tatsache, dass obige Bedingungen zwar aus der Annahme der entsprechenden O -Invarianz folgen, die Umkehrung aber nicht zwangsläufig gilt. Nur so wäre die (allerdings nicht der Realität entsprechende) Situation denkbar, dass die CP -Symmetrie trotz T - und CPT -Verletzung erhalten sein könnte. Testet man analog zu (19) und (20) die CP -Invarianz, so stellt sich nämlich heraus, dass sowohl (21) als auch (22) erfüllt sein müssten².

²Vgl. dazu die CP -erhaltende, aber CPT -verletzende Zerfallsamplitude B_I in (57) und die folgende Bemerkung

Aus (21) und (22) wird ersichtlich, dass bei Erhaltung sowohl von T als auch von CPT die Matrizen M und Γ reell sind mit je identischen Diagonalelementen. In diesem Fall lassen sich die beiden Matrizen vollständig durch $m_{s,L}$ und $\gamma_{s,L}$ ausdrücken. Zwangsläufig ist dann auch die CP -Symmetrie erhalten und nach (15) gilt $p_s = p_L = q$, d.h. die Zustände $|K_s\rangle$ und $|K_L\rangle$ sind, wie es sein muss, mit den in (6) definierten Eigenzuständen $|K_1^0\rangle$ und $|K_2^0\rangle$ des CP -Operators identisch (dagegen brauchen bei T - oder CPT -Erhaltung $|K_s\rangle$ und $|K_L\rangle$ nicht Eigenzustände zum entsprechenden Operator zu sein, da antilineare Operatoren nur mit hermiteschen Matrizen vertauschen können). Allgemein führen T - oder CPT -Verletzung zu einer Abweichung des Verhältnisses $|q/p|$ von 1, d.h. dass $|K_{s,L}\rangle$ nicht aus je 50% $|K^0\rangle$ und $|\bar{K}^0\rangle$ bestehen. Dieser Umstand lässt sich durch die Parameter $\tilde{\epsilon}_s$ und $\tilde{\epsilon}_L$ ausdrücken, welche über die Gleichungen

$$\begin{aligned} |K_{s,L}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\tilde{\epsilon}_{s,L}|^2)}} \{ (1+\tilde{\epsilon}_{s,L})|K^0\rangle \pm (1-\tilde{\epsilon}_{s,L})|\bar{K}^0\rangle \} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\tilde{\epsilon}_{s,L}|^2)}} (|K_{1,2}^0\rangle + \tilde{\epsilon}_{s,L}|K_{2,1}^0\rangle) \end{aligned} \quad (23)$$

definiert werden. Umgekehrt sind dann $|K^0\rangle$ und $|\bar{K}^0\rangle$ durch

$$|K^0(\bar{K}^0)\rangle = \frac{\sqrt{1+|\tilde{\epsilon}_s|^2}(1\mp\tilde{\epsilon}_L)}{\sqrt{2}(1-\tilde{\epsilon}_s\tilde{\epsilon}_L)}|K_s\rangle \pm \frac{\sqrt{1+|\tilde{\epsilon}_L|^2}(1\mp\tilde{\epsilon}_s)}{\sqrt{2}(1-\tilde{\epsilon}_s\tilde{\epsilon}_L)}|K_L\rangle \quad (24)$$

gegeben. Ein Vergleich von (23) mit (15) liefert

$$\frac{q}{p_{s,L}} = \frac{1-\tilde{\epsilon}_{s,L}}{1+\tilde{\epsilon}_{s,L}} =: \eta_{s,L} \quad \text{oder} \quad \tilde{\epsilon}_{s,L} = \frac{p_{s,L}-q}{p_{s,L}+q} = \frac{1-\eta_{s,L}}{1+\eta_{s,L}}. \quad (25)$$

Wären $\tilde{\epsilon}_{s,L}$ Null, so wäre $|K_s\rangle$ gleich $|K_1^0\rangle$ und $|K_L\rangle$ gleich $|K_2^0\rangle$, wie unmittelbar aus (23) hervorgeht. Zusammenfassend lassen sich unsere Überlegungen auf folgende Aussage bringen:

$$|\eta_{s,L}| = \left| \frac{q}{p_{s,L}} \right| \neq 1 \quad \Rightarrow \quad CP - \text{Verletzung in der Mischungsmatrix } \mathcal{M}. \quad (26)$$

Aufgrund der Gleichungen (25) und (15) lässt sich die explizite Abhängigkeit der beiden Grössen $\tilde{\epsilon}_s$ und $\tilde{\epsilon}_L$ von den Matrixelementen $\mathcal{M}_{ij}$ durch

$$\tilde{\epsilon}_{s,L} = \frac{\mathcal{M}_{12} - \mathcal{M}_{21}}{(\mathcal{M}_{12} + \mathcal{M}_{21}) + 2Q} \pm \frac{\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22}}{(\mathcal{M}_{12} + \mathcal{M}_{21}) + 2Q} =: \tilde{\epsilon} \pm \Delta \quad (27)$$

angeben. Die beiden neu eingeführten Grössen $\tilde{\epsilon}$ und Δ sind durch

$$\begin{aligned} \tilde{\epsilon} &= \frac{1}{2}(\tilde{\epsilon}_s + \tilde{\epsilon}_L) = \frac{\mathcal{M}_{12} - \mathcal{M}_{21}}{(\mathcal{M}_{12} + \mathcal{M}_{21}) + 2Q} \\ \Delta &= \frac{1}{2}(\tilde{\epsilon}_s - \tilde{\epsilon}_L) = \frac{\mathcal{M}_{11} - \mathcal{M}_{22}}{(\mathcal{M}_{12} + \mathcal{M}_{21}) + 2Q} \end{aligned} \quad (28)$$

definiert, wobei Q weiterhin durch (15) gegeben ist. Gemäss Definition (28) ist $\tilde{\epsilon}$ ein Mass für die T -Verletzung, d.h. $\tilde{\epsilon}$ ist nur dann Null, wenn T eine erhaltene Grösse ist, wie aus (22) hervorgeht. Ganz analog müssen wir Δ mit Hilfe von (21) als eine Grösse interpretieren,

die eine allfällige Verletzung der CPT -Symmetrie beschreibt. Das Skalarprodukt (16) ergibt sich zu

$$\langle K_L | K_S \rangle = \frac{\bar{\epsilon}_S + \bar{\epsilon}_L^*}{\sqrt{1 + |\bar{\epsilon}_S|^2} \sqrt{1 + |\bar{\epsilon}_L|^2}} = \frac{2(\bar{\epsilon} + i\Delta)}{\sqrt{1 + |\bar{\epsilon} + \Delta|^2} \sqrt{1 + |\bar{\epsilon} - \Delta|^2}}. \quad (29)$$

Ist CPT erhalten, so gilt nach (27) $\bar{\epsilon}_S = \bar{\epsilon}_L = \bar{\epsilon}$. In diesem üblicherweise angenommenen Fall lauten die Gleichungen (24) neu

$$|K^0(\bar{K}^0)\rangle = \frac{\sqrt{1 + |\bar{\epsilon}|^2}}{\sqrt{2}(1 + \bar{\epsilon})} (|K_S\rangle \pm |K_L\rangle). \quad (30)$$

An dieser Stelle soll speziell darauf hingewiesen werden, dass ein rein imaginäres $\bar{\epsilon}_S$ oder $\bar{\epsilon}_L$ nicht zur CP -Verletzung beiträgt, was (26) bereits formal zum Ausdruck bringt. Ein solches kann nämlich durch eine Phasentransformation (2) zum Verschwinden gebracht werden (falls $\bar{\epsilon}_S = \bar{\epsilon}_L$), d.h. in die Zustände $|K^0\rangle$ und $|\bar{K}^0\rangle$ absorbiert werden.

1.1.5 Observable Grössen

Wie oben bereits angedeutet, ist die Invarianzeigenschaft einer Grösse bei einer Phasentransformation der Form (2) das entscheidende Kriterium bei der Frage, ob diese im Prinzip messbar ist, d.h. eine Observable darstellt. Werden beispielsweise in Gleichung (14) $|K^0\rangle$ und $|\bar{K}^0\rangle$ durch ihre transformierten Zustände (2) ersetzt, erhält man direkt die transformierten Matrixelemente von M und Γ . Aus diesen wiederum ergibt sich das Transformationsverhalten der übrigen Mischungsparameter. Zusammenfassend stellen wir fest, dass bei einer Drehung der relativen Phase zwischen $|K^0\rangle$ und $|\bar{K}^0\rangle$ um 2α

$$\begin{aligned} M_{11}^{(\alpha)} &= M_{11}, & M_{22}^{(\alpha)} &= M_{22}, & \Gamma_{11}^{(\alpha)} &= \Gamma_{11}, & \Gamma_{22}^{(\alpha)} &= \Gamma_{22}, \\ m_{S,L}^{(\alpha)} &= m_{S,L}, & \gamma_{S,L}^{(\alpha)} &= \gamma_{S,L}, & p_{S,L}^{(\alpha)} &= p_{S,L} & \text{und} & Q^{(\alpha)} &= Q \end{aligned} \quad (31)$$

resultiert, wogegen die übrigen Mischungsparameter wie folgt transformieren:

$$\begin{aligned} M_{12}^{(\alpha)} &= M_{12} e^{i2\alpha}, & M_{21}^{(\alpha)} &= M_{21} e^{-i2\alpha}, & \Gamma_{12}^{(\alpha)} &= \Gamma_{12} e^{i2\alpha}, & \Gamma_{21}^{(\alpha)} &= \Gamma_{21} e^{-i2\alpha}, \\ q^{(\alpha)} &= q e^{-i2\alpha}, & \eta_{S,L}^{(\alpha)} &= \eta_{S,L} e^{-i2\alpha}, & |K_{S,L}\rangle^{(\alpha)} &= e^{-i\alpha} |K_{S,L}\rangle & \text{und} & \\ \bar{\epsilon}_{S,L}^{(\alpha)} &= \frac{(1 + \bar{\epsilon}_{S,L}) e^{i2\alpha} - (1 - \bar{\epsilon}_{S,L})}{(1 + \bar{\epsilon}_{S,L}) e^{i2\alpha} + (1 - \bar{\epsilon}_{S,L})}. \end{aligned} \quad (32)$$

Der Bezeichnung (2) entsprechend stellen die mit dem Index α versehen Grössen ihre Transformierten dar.

Ebenso rechnet man nach, indem man (32) benützt, dass

$$\frac{r\bar{\epsilon}_{S,L}^{(\alpha)}}{1 + |\bar{\epsilon}_{S,L}^{(\alpha)}|^2} = \frac{r\bar{\epsilon}_{S,L}}{1 + |\bar{\epsilon}_{S,L}|^2} \quad (33)$$

unabhängig von der Phasenkonvention sind. Üblicherweise ist es ausreichend, von einer Phasenkonvention auszugehen, wo die CP - oder CPT -verletzenden Parameter klein sind, so dass sich Terme höherer Ordnungen in diesen Parametern vernachlässigen lassen (siehe (42) im folgenden Abschnitt 1.1.6). Auch soll angenommen werden, dass bei einer allfälligen CPT -

Verletzung, die zweifellos sehr klein sein müsste, der Unterschied zwischen $\tilde{\epsilon}_S$ und $\tilde{\epsilon}_L$ gering ausfiele und folglich beide vernachlässigt werden können, sobald dies für einen der Fälle ist. Größen, die nur in einer solchen Näherung von α unabhängig werden, sind dann nur unter einer infinitesimalen Phasenänderung invariant. Dadurch umgeht man auch eine kleine Komplikation, welche durch die Schreibweise (23) im Falle von CPT -Verletzung entsteht. Vergleicht man diese mit (15), so sieht man, dass den zwei Phasen von $\tilde{\epsilon}_S$ und $\tilde{\epsilon}_L$ deren drei von p_S , p_L und q gegenüber stehen. Während das Skalarprodukt $\langle K_L | K_S \rangle$ in (16) unabhängig von der Phasenkonvention ist, wie unmittelbar aus (32) hervorgeht, so scheint dies für den Ausdruck (29) nicht der Fall zu sein. Weil aber im letzteren Fall eine Phase fehlt, so müsste man entweder bei $|K_S\rangle$ oder $|K_L\rangle$ eine Phase einfügen, um die bei einer Änderung der Phasenkonvention entstandene Abweichung vom (beobachtbaren) Phasenunterschied zwischen $|K_S\rangle$ und $|K_L\rangle$ zu kompensieren. In der erwähnten Näherung gilt jedoch

$$\begin{aligned} {}^r\tilde{\epsilon}_{S,L} &\approx \frac{{}^r\tilde{\epsilon}_{S,L}}{1 + |\tilde{\epsilon}_{S,L}|^2}, \\ \frac{\eta_S}{\eta_L} &= \frac{(1 - \tilde{\epsilon}_S)(1 + \tilde{\epsilon}_L)}{(1 + \tilde{\epsilon}_S)(1 - \tilde{\epsilon}_L)} = \frac{(1 - \Delta)^2 - \tilde{\epsilon}^2}{(1 + \Delta)^2 - \tilde{\epsilon}^2} \approx (1 - \Delta)^4 \approx 1 - 4\Delta, \end{aligned} \quad (34)$$

so dass sowohl ${}^r\tilde{\epsilon} = {}^r\tilde{\epsilon}_S + {}^r\tilde{\epsilon}_L$ als auch Δ und somit auch $i\Delta$ zu Observablen unter infinitesimalen Transformationen werden. Der erste Fall folgt aus (33), der zweite aus der Tatsache, dass das Verhältnis zwischen η_S und η_L nach (32) beobachtbar ist. Unter den erwähnten Bedingungen ergibt sich das Skalarprodukt (29) zu

$$\langle K_L | K_S \rangle \approx 2({}^r\tilde{\epsilon} + i\Delta), \quad (35)$$

d.h. dass dieses tatsächlich invariant unter einer infinitesimalen Phasentransformation wird. Zum gleichen Schluss kommt man auch, wenn man sich das Transformationsverhalten

$$\begin{aligned} \frac{1 \pm \tilde{\epsilon}_{S,L}^{(\alpha)}}{\sqrt{1 + |\tilde{\epsilon}_{S,L}^{(\alpha)}|^2}} &= \frac{1 \pm \tilde{\epsilon}_{S,L}}{\sqrt{1 + |\tilde{\epsilon}_{S,L}|^2}} e^{\pm i\alpha - i\alpha'_{S,L}} \\ \text{mit } \alpha'_{S,L} &= \arg(1 + i\tilde{\epsilon}_{S,L} \tan \alpha) \end{aligned} \quad (36)$$

anschaut, so dass nach (23) das Skalarprodukt zwischen $|K_S\rangle$ und $|K_L\rangle$ mit

$$\langle K_L | K_S \rangle^{(\alpha)} = e^{i(\alpha'_L - \alpha'_S)} \langle K_L | K_S \rangle$$

transformiert. Unter einer sehr kleinen Phasenänderung $\delta\alpha$ ergäbe sich dann in erster Ordnung:

$$\alpha'_L - \alpha'_S = \arg\{(1 + i\tilde{\epsilon}_L \tan \delta\alpha)(1 - i\tilde{\epsilon}_S^* \tan \delta\alpha)\} \simeq \arg\{1 + i(\tilde{\epsilon}_L - \tilde{\epsilon}_S^*)\delta\alpha\} \approx \arg 1 = 0.$$

Dies bedeutet also, dass auch in der Schreibweise von $\tilde{\epsilon}_S$ und $\tilde{\epsilon}_L$ (resp. $\tilde{\epsilon}$ und Δ) die zu kompensierende Phase $e^{i(\alpha'_L - \alpha'_S)}$ unter einer infinitesimalen Phasentransformation eins wird. Interessant ist, dass das Skalarprodukt (35) dann reell ist bei CPT -Invarianz und rein imaginär, wenn die Zeitumkehrsymmetrie T erhalten ist.

$\tilde{\epsilon}$ ist im Gegensatz zu seinem Realteil und zu Δ nie von der Phasenwahl unabhängig.

1.1.6 Die Phase von $\bar{\epsilon}$

Aufgrund der erwähnten Phasenfreiheit (2) lässt sich zeigen, dass $|\bar{\epsilon}_S|$ und $|\bar{\epsilon}_L|$ selbst dann sehr gross werden können, wenn die CP -Verletzung, wie man dies erwartet, sehr klein ist, d.h. wenn die in (25) definierten (beobachtbaren) Grössen $|\eta_S|$ und $|\eta_L|$ nur wenig von eins abweichen, wie z.B. in [7] hingewiesen wird. Die Überlegungen, die zu diesem Schluss führen, gelten separat für $\bar{\epsilon}_S$ und $\bar{\epsilon}_L$, weshalb der Index S oder L im folgenden Abschnitt weggelassen werden soll. Aus der Definition (25) folgt für $\bar{\epsilon}$ die Kreisgleichung

$$\left\{ r_{\bar{\epsilon}} - \left(\frac{1 + |\eta|^2}{1 - |\eta|^2} \right) \right\}^2 + i_{\bar{\epsilon}}^2 = \left(\frac{2|\eta|}{1 - |\eta|^2} \right)^2. \quad (37)$$

Daraus lassen sich der Mittelpunkt $M = (\mu, 0)$ und der Radius ρ

$$\mu = \frac{1 + |\eta|^2}{1 - |\eta|^2}, \quad \rho = \frac{2|\eta|}{1 - |\eta|^2} \quad (38)$$

extrahieren. Aus (38) folgt zwischen μ und ρ direkt die Beziehung

$$\mu^2 - \rho^2 = 1, \quad (39)$$

und zwar unabhängig von der Grösse von $|\eta|$. η selbst lässt sich, wie jede komplexe Zahl, als

$$\eta = |\eta| e^{i\varphi_\eta} = |\eta| e^{-2i\alpha} \quad (40)$$

schreiben, wobei α aufgrund der Transformationseigenschaft (2) als die nicht beobachtbare Phase des Zustandes $|K^0\rangle$ aufgefasst werden kann. ($|\eta|$ selbst ist nach (32) unabhängig von α , d.h. der Betrag von η ist nach Abschnitt 1.1.5 eine Observable.) Aus den Gleichungen (37) – (40) lässt sich für die Phase von $\bar{\epsilon}$ die Beziehung

$$\arg \bar{\epsilon} = \varphi_{\bar{\epsilon}} = \arctan(\rho \sin \varphi_\eta) \quad (41)$$

herleiten. Wie aus Figur 1 zu sehen ist, liegt der Kreis, auf dem alle möglichen $\bar{\epsilon}$ liegen, gerade so in der komplexen Ebene, dass die beiden $\bar{\epsilon}$, welche tangential zum Kreis liegen, die Länge 1 haben, d.h. die Gleichung (39) erfüllen. Die Beträge ihrer Phasen $\varphi_{\bar{\epsilon}}$ nehmen dann gerade ihren höchsten Wert an, d.h. die entsprechenden φ_η betragen dort aufgrund von (41) gerade $\pm\pi/2$. Mit anderen Worten: Durchläuft φ_η ein Intervall von $-\pi/2$ bis $+\pi/2$, so wandert $\bar{\epsilon}$ vom Tangentenpunkt mit negativem zu jenem mit positivem Imaginärteil, und zwar auf dem kürzeren Kreisabschnitt, d.h. wo der Betrag von $\bar{\epsilon}$ stets kleiner als 1 ist.

Im Hinblick auf die in (34) und (35) bereits angetroffene Praxis, zweite und höhere Ordnungen von $|\bar{\epsilon}|$ gegenüber 1 zu vernachlässigen, soll hier noch die Überlegung angestellt werden, über welchen Phasenbereich von $\varphi_{\bar{\epsilon}}$ solche Näherungen gerechtfertigt sind. Da die zu erwartende CP -Verletzung klein ist, muss $|\eta|$ nahe bei 1 liegen. Bezeichnen wir diese Abweichung mit y , welche im folgenden höchstens ein Prozent von $|\eta|$ betragen soll (aus der bekannten Grösse der CP -Verletzung liegt y zwischen 10^{-2} und 10^{-3}), so folgt aus Figur 1 und mit (38) für das kleinstmögliche $\bar{\epsilon}$:

$$|\bar{\epsilon}|_{\min} = \mu - \rho = \frac{(1 - |\eta|)}{(1 + |\eta|)} \approx \frac{y}{2} \quad \text{mit} \quad y = 1 - |\eta|.$$

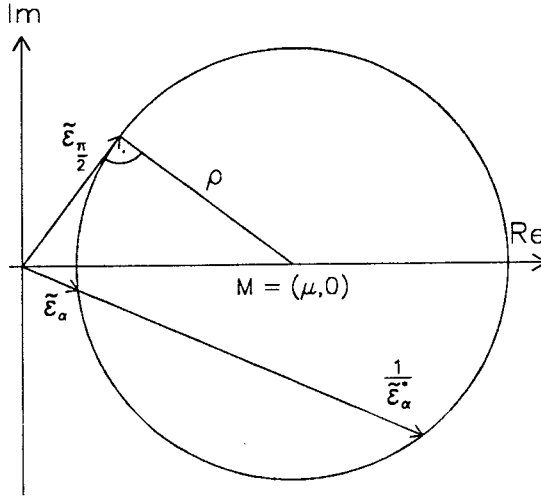


Abbildung 1: Das von der Phasenkonvention abhängige $\tilde{\epsilon}$ liegt auf einem Kreis, der durch $|\eta|$ gegeben ist.

Das bedeutet, dass es tatsächlich einen Bereich für $\tilde{\epsilon}$ gibt, in dem $|\tilde{\epsilon}|$ und erst recht $|\tilde{\epsilon}|^2$ vernachlässigbar klein werden. Ebenfalls aus (38) und der Definition (25) gewinnt man die Beziehung

$$|\tilde{\epsilon}|^2 = \frac{\mu - \rho \cos \varphi_\eta}{\mu + \rho \cos \varphi_\eta}, \quad \text{d.h.}$$

$$\cos(\arg \eta) = \cos(\varphi_\eta) = \left\{ \left(\frac{1 - |\tilde{\epsilon}|^2}{1 + |\tilde{\epsilon}|^2} \right) \frac{(1 + |\eta|^2)}{2|\eta|} \right\} \approx \left\{ (1 - 2|\tilde{\epsilon}|^2) \left[1 + \frac{y^2}{2(1-y)} \right] \right\},$$

so dass $\cos(\varphi_\eta)$ für möglichst grosse $\tilde{\epsilon} > y$, welche noch der Bedingung $|\tilde{\epsilon}|^2 \approx y \ll 1$ genügen, in erster Ordnung in y nur noch von $|\tilde{\epsilon}|^2$ abhängig ist. Es gilt dann:

$$\cos \varphi_\eta \approx 1 - \frac{\varphi_\eta^2}{2} \approx 1 - 2|\tilde{\epsilon}|^2, \quad \text{d.h.} \quad |\varphi_\eta| \approx \sqrt{4|\tilde{\epsilon}|^2} \leq 0.2 \approx 11^\circ \quad \text{für} \quad |\tilde{\epsilon}|^2 \leq 10^{-2} \ll 1.$$

Nach (40) halbiert sich dieser Intervallbereich gerade für α . Mit denselben Näherungen ergibt sich mit (38) und (41) für den Phasenbereich von $\tilde{\epsilon}$

$$\tan |\varphi_{\tilde{\epsilon}}| \simeq \frac{2|\eta| \cdot |\varphi_\eta|}{1 - |\eta|^2} \approx \frac{2}{2y} |\varphi_\eta| \leq 20 \Rightarrow \arg \tilde{\epsilon} \in [-87^\circ, +87^\circ] \quad \text{für} \quad y = 10^{-2}. \quad (42)$$

Für kleinere y stösst der Intervallbereich für die Phasen jener $\tilde{\epsilon}$, die in höheren Ordnungen zu vernachlässigen sind, natürlich noch näher an $\pm 90^\circ$. Dieser Befund ist insofern von Bedeutung, als sich in der Wu-Yang Phasenkonvention (s/e Seite 21), für das Argument von $\tilde{\epsilon}$ ein Winkel von $\approx 45^\circ$ ergibt. Aufgrund obiger Überlegungen können höhere Ordnungen von $\tilde{\epsilon}$ in jener Phasenkonvention also bedenkenlos weggelassen werden, was aber nicht *a priori* klar war.

1.1.7 Die Phase von $\bar{\epsilon}$ im superschwachen Modell

Im superschwachen Modell [8] wird eine extrem schwache Wechselwirkung, die nur etwa $10^{-8} - 10^{-9}$ mal die Stärke der schwachen Kopplung erreicht, für die CP -Verletzung verantwortlich gemacht. Diese neue Wechselwirkung führt zu $\Delta S = 2$ -Übergängen im K^0 - $\bar{K}^0$ -System, d.h. auch die Nebendiagonalelemente von (14) erhalten im Term erster Ordnung einen nichtverschwindenden Beitrag. Weil die superschwache Wechselwirkung, wie der Name schon sagt, so klein ist, steht dieser Ansatz nicht mehr im Widerspruch zur beobachteten Massendifferenz zwischen m_L und m_S . Im Gegensatz dazu muss im millischwachen Modell, wie auf Seite 10 beschrieben, auch der CP -verletzende Anteil der schwachen Wechselwirkung, welcher etwa um einen Faktor $|\bar{\epsilon}|$ gegenüber dem üblichen, CP -erhaltenden Anteil unterdrückt ist, die $\Delta S \leq 1$ befolgen. Denn sonst würde aufgrund der zu erwartenden Stärke der schwachen Kopplung eine zu grosse Massendifferenz resultieren. Mit anderen Worten kann CP -Verletzung durch Terme zweiter Ordnung in H_{wk} (millischwaches Modell) oder durch Terme erster Ordnung in H_{sw} (superschwaches Modell) beschrieben werden. Im Falle der CPT -Invarianz lässt sich nun die Phase von $\bar{\epsilon}$ angeben. Aus (15) und (28) ergibt sich nämlich die Beziehung

$$\frac{\bar{\epsilon}}{1 - \bar{\epsilon}^2} = \frac{\mathcal{M}_{12} - \mathcal{M}_{21}}{4Q} = \frac{\mathcal{M}_{21} - \mathcal{M}_{12}}{2(m_L - m_S) + i(\gamma_S - \gamma_L)}. \quad (43)$$

Nach (14) tritt der Term erster Ordnung aber nur in der Massematrix M auf, welche ja hermitesch ist, so dass der Zähler von (43) rein imaginär wird (in der Differenz heben sich die Anteile zweiter Ordnung der schwachen Wechselwirkung weg, da diese ja als CP -erhaltend angenommen wird). Damit wird die Phase des Ausdrucks $\bar{\epsilon}/1 - \bar{\epsilon}^2$ fixiert und ist durch die messbaren Grössen (Observablen) $m_{S,L}$ und $\gamma_{S,L}$ gegeben. Wie oben dargelegt, kann man eine Phasenkonvention wählen, in der $\bar{\epsilon}^2$ vernachlässigt werden kann, so dass die genannte Phase von (43) gerade die Phase von $\bar{\epsilon}$ definiert. Diese Phase, genannt die superschwache Phase ϕ_{sw} , ist aufgrund der angestellten Überlegungen durch

$$\phi_{sw} = \arg \left(\frac{i}{(m_L - m_S) + \frac{i}{2}(\gamma_S - \gamma_L)} \right) = \arctan \left(\frac{2(m_L - m_S)}{\gamma_S - \gamma_L} \right) = 43.72^\circ \pm 0.14^\circ \quad (44)$$

gegeben. Dass dieser Wert [9] fast 45° beträgt, ist eine Konsequenz aus den experimentell gefundenen Werten [10]

$$\Delta m = 3.5 \times 10^{-12} \text{ GeV} \simeq \frac{\gamma_S}{2} \quad \text{und} \quad \gamma_S \gg \gamma_L \approx 1.7 \times 10^{-3} \gamma_S. \quad (45)$$

1.2 Der 2-pionische Zerfallskanal

Der 2-pionische Zerfallskanal ist der (bisher) wichtigste Zerfallsmodus zur Untersuchung von T - und CP -Symmetrien im neutralen Kaonsystem. So wurde, wie bereits erwähnt, CP -Verletzung zuerst beim Zerfall des K_L in 2 Pionen entdeckt. Da sowohl die Kaonen K^0 und $\bar{K}^0$ als auch die Pionen spinlose Teilchen sind und der Gesamtdrehimpuls erhalten bleibt, kann der 2π -Endzustand, im Ruhesystem des zerfallenden Kaons betrachtet, nur mit $CP = +1$ vorkommen (vgl. auch Abschnitt 1.3 des 3-pionischen Zerfallskanals). Der Zerfall $K_L \rightarrow 2\pi$ ist ein klarer Beweis dafür, dass K_L offenbar nicht ausschliesslich mit dem $CP = -1$ Zustand zu identifizieren ist, d.h. dass CP -Verletzung in der Natur vorkommt. Auch im CPLEAR-Experiment kommt dem 2-pionischen Zerfall die grösste Bedeutung zu, weshalb in diesem

Kapitel darauf eingegangen wird.

1.2.1 CP -verletzende Grössen des Zerfalls und Isospin-Amplituden

Für Zerfallskanäle mit definierter CP im Endzustand (im Falle der Kaonen die nichtleptonischen Kanäle) lassen sich aus Zerfallsamplituden $A(i \rightarrow f) = \langle f | H_{wk} | i \rangle$ symmetrieverletzende Grössen definieren, die beispielsweise anhand von Messungen von Asymmetrien der Form (111) untersucht werden können. Das Betragsquadrat einer Zerfallsamplitude, multipliziert mit 2π und der entsprechenden Zustandsdichte ρ_f des Endzustands (Glg. (14)), ist definitionsgemäss die (Teil-)Zerfallsbreite $\Gamma_{i \rightarrow f}$ (oder die Übergangswahrscheinlichkeit) des zugehörigen Zerfallskanals. Sinnvollerweise definiert man für den 2-pionischen Zerfall die Verhältnisse

$$\begin{aligned} \eta_{+-} &= |\eta_{+-}| e^{i\varphi_{+-}} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}, \\ \eta_{00} &= |\eta_{00}| e^{i\varphi_{00}} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)}. \end{aligned} \quad (46)$$

Diese Grössen sind also ein Mass der CP -Verletzung im Zerfall der neutralen Kaonen in 2 Pionen.

Wie sogleich hervorgehen wird, ist es vorteilhaft, die Zerfallsamplituden der einzelnen Isospin-Anteile von $A_{S,L}$ zu verwenden. Weil die Gesamtwellenfunktion identischer Teilchen

$$\psi = \phi(\text{Raumkoord.}) \sigma(\text{Spin}) \chi(\text{Ladung od. Isospin}) \quad (47)$$

bei Vertauschung zweier Teilchen im Falle von Bosonen symmetrisch ist, so muss auch der Anteil χ , der die identischen Teilchen bezüglich ihrer Ladung unterscheidet, symmetrisch sein, wenn sowohl ϕ als auch σ symmetrisch sind. Im 2-Pion Endzustand ist aber σ sowieso eins, da die Pionen spinlose Teilchen, also Bosonen, sind, und in ϕ geht ein Faktor $(-1)^l$ ein, wobei l der Bahndrehimpuls des 2-Pionsystems ist. Im Ruhesystem des zerfallenden Kaons ist dieser jedoch Null, d.h. auch ϕ ist eine gerade Funktion. Für χ fallen also tatsächlich nur symmetrische Zustände in Betracht, genannt $|\pi^+\pi^-\rangle_{sym}$ und $|\pi^0\pi^0\rangle$ (welcher offensichtlich symmetrisch unter Vertauschung der beiden neutralen Pionen ist). Wie aus den Clebsch-Gordan Koeffizienten hervorgeht, können diese als Summe zweier Zustände mit Isospin $I=0$ und $I=2$ angesehen werden, deren z -Komponenten die Pionladungen repräsentieren, d.h. Null sind:

$$\begin{aligned} |\pi^+\pi^-\rangle_{sym} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\pi^+\pi^-\rangle + |\pi^-\pi^+\rangle) = \sqrt{\frac{1}{3}}|2\pi, I=2\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|2\pi, I=0\rangle \\ |\pi^0\pi^0\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}}|2\pi, I=2\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}}|2\pi, I=0\rangle. \end{aligned} \quad (48)$$

Für die weiteren Betrachtungen ist es nun zweckmässig, zu (46) analoge Grössen zu definieren, die sich hinsichtlich des Isospins unterscheiden:

$$\varepsilon_0 = \frac{A(K_L \rightarrow 2\pi, I=0)}{A(K_S \rightarrow 2\pi, I=0)}, \quad \varepsilon_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{A(K_L \rightarrow 2\pi, I=2)}{A(K_S \rightarrow 2\pi, I=0)}. \quad (49)$$

Damit und mit der Grösse

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{A(K_S \rightarrow 2\pi, I=2)}{A(K_S \rightarrow 2\pi, I=0)} \quad (50)$$

gelten für η_{+-} und η_{00} aus (46) die Beziehungen

$$\begin{aligned}\eta_{+-} &= \frac{\sqrt{\frac{2}{3}}A(K_L \rightarrow 2\pi, I=0) + \sqrt{\frac{1}{3}}A(K_L \rightarrow 2\pi, I=2)}{\sqrt{\frac{2}{3}}A(K_S \rightarrow 2\pi, I=0) + \sqrt{\frac{1}{3}}A(K_S \rightarrow 2\pi, I=2)} = \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_2}{1 + \omega} \\ \eta_{00} &= \frac{\varepsilon_0 - 2\varepsilon_2}{1 - 2\omega}.\end{aligned}\quad (51)$$

Unser Ziel ist es nun, die Grössen (51) durch Zerfallsamplituden der K^0 und $\bar{K}^0$ auszudrücken. Dieses ist erreicht, wenn wir wissen, wie aufgrund der K^0 -Zerfallsamplitude $A(K^0 \rightarrow 2\pi, I)$ die entsprechende Zerfallsamplitude $A(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi, I)$ von $\bar{K}^0$ aussieht. Dazu betrachten wir zuerst die Situation bei CPT -Invarianz. Anschaulich wird die Behandlung für Endzustände, welche gerade CPT -Eigenzustände sind, wie im vorliegenden Fall der 2-pionischen Endzustände mit Isospin $I=0$ oder $I=2$. Wegen der Erhaltung des Isospins in der starken Wechselwirkung gilt

$$|2\pi, I\rangle_{\text{out}} = \hat{S}|2\pi, I\rangle_{\text{in}} = e^{-2i\delta_I} |2\pi, I\rangle_{\text{in}},$$

wobei $\hat{S}$ die Streumatrix ist, welche die einlaufenden Wellen in die auslaufenden Wellen überführt, d.h. die 2π -Zustände mit Isospin $I=0$ oder 2 sind Eigenzustände zur $\hat{S}$ -Matrix. Die δ_I sind die $I=0$ und $I=2$ Streuphasenverschiebungen (der S-Wellen), welche durch die Pion-Pion Endzustandswechselwirkung zustande kommen. Testen wir nun ganz analog zu (19), welche Bedingung die CPT -Invarianz zur Konsequenz haben muss, also

$$\begin{aligned}(\text{out}\langle 2\pi, I|(CPT)^{-1})H_{wk}(CPT|K_j^0) &= (-1)^{j+1} \langle K_j^0|H_{wk}|2\pi, I\rangle_{\text{in}} \\ &= (-1)^{j+1} e^{2i\delta_I} \langle K_j^0|H_{wk}|2\pi, I\rangle_{\text{out}} = (-1)^{j+1} e^{i\delta_I} (e^{-i\delta_I} \text{out}\langle 2\pi, I|H_{wk}|K_j^0\rangle)^*,\end{aligned}\quad (52)$$

mit $j=1, 2$, wobei $|K_1^0\rangle$ der CPT -negative und $|K_2^0\rangle$ der CPT -positive Zustand ist, so zeichnet sich

$$\begin{aligned}\langle 2\pi, I|H_{wk}|K_1^0\rangle &= \sqrt{2} \text{Re}(A_I) e^{i\delta_I} \\ \langle 2\pi, I|H_{wk}|K_2^0\rangle &= i\sqrt{2} \text{Im}(A_I) e^{i\delta_I}\end{aligned}\quad (53)$$

als geeignete Parametrisierung für (52) ab. Aufgrund der Definitionen (6) für die Zustände $|K_1^0\rangle$ und $|K_2^0\rangle$ haben wir den folgenden Befund:

$$\begin{aligned}A(K^0 \rightarrow 2\pi, I) &= \langle 2\pi, I|H_{wk}|K^0\rangle = A_I e^{i\delta_I} \\ A(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi, I) &= \langle 2\pi, I|H_{wk}|\bar{K}^0\rangle = A_I^* e^{i\delta_I}.\end{aligned}\quad (54)$$

(54) zeigt, dass die Beträge der Zerfallsamplituden von K^0 und $\bar{K}^0$ im Falle der CPT -Invarianz gleich sind. Wollen wir auch einer allfälligen CPT -Verletzung Rechnung tragen, wie dies z.B. in [9] getan wird, so müssen wir speziell CPT -verletzende Zerfallsamplituden B_I zum Isospin I einführen. Die Beziehungen (54) lauten dann

$$\begin{aligned}A(K^0 \rightarrow 2\pi, I) &= (A_I + B_I) e^{i\delta_I} \\ A(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi, I) &= (A_I^* - B_I^*) e^{i\delta_I}.\end{aligned}\quad (55)$$

Mit der aus (55) abzuleitenden Matrix für die partiellen Zerfallsbreiten des K^0 - $\bar{K}^0$ -Systems

$$\Gamma_{K^0, \bar{K}^0 \rightarrow 2\pi, I} = \begin{pmatrix} [D_+^2 + 2(\text{Re} A_I \text{Re} B_I + \text{Im} A_I \text{Im} B_I)] & [D_+^2 - i2(\text{Re} A_I \text{Im} A_I - \text{Re} B_I \text{Im} B_I)] \\ [D_-^2 + i2(\text{Re} A_I \text{Im} A_I - \text{Re} B_I \text{Im} B_I)] & [D_+^2 - 2(\text{Re} A_I \text{Re} B_I + \text{Im} A_I \text{Im} B_I)] \end{pmatrix}, \quad (56)$$

wobei $D_{\pm}^2 = {}^rA_I^2 \pm {}^iA_I^2 \pm {}^rB_I^2 + {}^iB_I^2$, und aus den Bedingungen (21) und (22) lässt sich überprüfen, dass den einzelnen Anteilen der Zerfallsamplituden (55) folgende Bedeutung zukommt:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(A_I) &\equiv {}^rA_I & CPT - \text{invariant, } CP - \text{invariant, } T - \text{invariant} \\ \operatorname{Im}(A_I) &\equiv {}^iA_I & CPT - \text{invariant, } CP - \text{verletzend, } T - \text{verletzend} \\ \operatorname{Re}(B_I) &\equiv {}^rB_I & CPT - \text{verletzend, } CP - \text{verletzend, } T - \text{invariant} \\ \operatorname{Im}(B_I) &\equiv {}^iB_I & CPT - \text{verletzend, } CP - \text{invariant, } T - \text{verletzend} . \end{aligned} \quad (57)$$

Nicht direkt einleuchtend ist die Deutung für iB_I . In Abwesenheit der Anteile iA_I und rB_I träte nämlich keine erkennbare T -, CP - oder CPT -Verletzung in Erscheinung. Doch gibt es aufgrund der auf Seite 11 gemachten Bemerkung über CP -Erhaltung gar keine andere Möglichkeit, eine CP -erhaltende, aber CPT - und folglich auch T -verletzende Amplitude zu konstruieren, zumal iB_I vom Ansatz (55) her explizit CPT -verletzend sein muss. Klar wird die Situation für die Amplitude iB_I aber im Zusammenhang mit den sogleich im folgenden Abschnitt zu definierenden Größen a_0 und ϵ' . Ist jedoch mindestens eine der beiden Amplituden iA_I oder rB_I von Null verschieden, so treten durch iB_I zusätzliche Effekte der T - und/oder CPT -Verletzung auf, wie unschwer aus (56) zu erkennen ist.

1.2.2 Die Größen a_0 , $\tilde{\epsilon}'$ und Ω

Mit Hilfe von (23) lassen sich die in (49) und (50) definierten Größen neu durch

$$\epsilon_0 = k \frac{\tilde{\epsilon}_L + a_0}{1 + \tilde{\epsilon}_S a_0}, \quad \epsilon_2 = k \frac{\tilde{\epsilon}' + \tilde{\epsilon}_L \Omega}{1 + \tilde{\epsilon}_S a_0}, \quad (58)$$

$$\omega = \frac{\Omega + \tilde{\epsilon}_S \tilde{\epsilon}'}{1 + \tilde{\epsilon}_S a_0}, \quad (59)$$

ausdrücken, wobei die Größen a_0 , $\tilde{\epsilon}'$ und Ω durch die Amplituden (55) gegeben sind:

$$\begin{aligned} a_I &= \frac{A(K_2^0 \rightarrow 2\pi, I)}{A(K_1^0 \rightarrow 2\pi, I)} = \frac{{}^rB_I + i {}^iA_I}{{}^rA_I + i {}^iB_I}, \quad k = \frac{\sqrt{1 + |\tilde{\epsilon}_S|^2}}{\sqrt{1 + |\tilde{\epsilon}_L|^2}}, \\ \tilde{\epsilon}' &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{A(K_2^0 \rightarrow 2\pi, I=2)}{A(K_1^0 \rightarrow 2\pi, I=0)} = \frac{e^{i(\delta_2 - \delta_0)}}{\sqrt{2}} \frac{{}^rB_2 + i {}^iA_2}{{}^rA_0 + i {}^iB_0}, \\ \Omega &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{A(K_1^0 \rightarrow 2\pi, I=2)}{A(K_1^0 \rightarrow 2\pi, I=0)} = \frac{e^{i(\delta_2 - \delta_0)}}{\sqrt{2}} \frac{{}^rA_2 + i {}^iB_2}{{}^rA_0 + i {}^iB_0}. \end{aligned} \quad (60)$$

Mit den Definitionen

$$\epsilon = \tilde{\epsilon}_L + a_0 \quad (61)$$

$$\epsilon' = \tilde{\epsilon}' - \Omega a_0 = \Omega (a_2 - a_0) \quad (62)$$

ergibt sich für die in (46) definierten η_{+-} und η_{00} wegen (51) und mit (58), (59) und (61), (62) ohne Näherung:

$$\begin{aligned} \eta_{+-} &= \frac{k}{1 + \tilde{\epsilon}_S a_0} \left\{ \epsilon + \frac{\epsilon' + (\Omega - \omega)\epsilon}{1 + \omega} \right\} \\ \eta_{00} &= \frac{k}{1 + \tilde{\epsilon}_S a_0} \left\{ \epsilon - \frac{2\epsilon' + 2(\Omega - \omega)\epsilon}{1 - 2\omega} \right\}. \end{aligned} \quad (63)$$

Wie im Abschnitt 1.1.5 dargelegt, haben wir aufgrund der freien Phasenwahl (2) die Möglichkeit, eine Phasenkonvention vorzunehmen, in der höhere Ordnungen der CP - und CPT -verletzenden Parameter vernachlässigt werden können. Aus den Gleichungen (58) bis (62) ist ersichtlich, dass dann die Approximationen

$$\begin{aligned}\Omega &\approx \omega \\ \epsilon &\approx \epsilon_0 \\ \epsilon' &\approx \epsilon_2 - \epsilon_0 \omega\end{aligned}\tag{64}$$

gelten. Die in diesen Gleichungen rechts stehenden Größen ω , ϵ_0 und ϵ_2 sind in jedem Fall Observable, wie aus den Definitionen (49) und (50) überprüfbar ist. Dies ist offensichtlich für ω , im Falle von ϵ_0 und ϵ_2 benützt man die gleiche Argumentation wie für $\langle K_L | K_S \rangle$ im Unterabschnitt 1.1.5. Damit wird die Annahme gerechtfertigt, dass es ausreichend ist, sich auf Größen zu beschränken, die lediglich unter einer infinitesimalen Phasentransformation invariant bleiben, weil sich dann eben solche Größen durch echte Observable ausdrücken lassen. Mit den Näherungen (64) lauten die Beziehungen (63) neu

$$\begin{aligned}\eta_{+-} &= \epsilon + \frac{\epsilon'}{1 + \omega} \\ \eta_{00} &= \epsilon - \frac{2\epsilon'}{1 - 2\omega}.\end{aligned}\tag{65}$$

Experimentell findet man $|\omega| \approx \frac{1}{20}$ [11], also eine Bestätigung der $\Delta I = \frac{1}{2}$ -Regel, wonach der Übergang eines K^0 oder $\bar{K}^0$ ($I = \frac{1}{2}$) in 2 Pionen bevorzugt in den Zustand mit Isospin $I=0$ erfolgt, jener in den Zustand $I=2$ aber unterdrückt ist. Damit erhalten wir die bekannte Näherung

$$\begin{aligned}\eta_{+-} &\approx \epsilon + \epsilon' \\ \eta_{00} &\approx \epsilon - 2\epsilon' .\end{aligned}\tag{66}$$

Wegen der Grösse ϵ' und der starken Dominanz der $I = 0$ -Amplitude leuchtet der Ansatz (51) über die Isospinamplituden ein.

1.2.3 Wu-Yang Phasenkonvention und das Wu-Yang Dreieck

In der Literatur wird meist die als Wu-Yang Phasenkonvention [12] bezeichnete Phasenwahl

$$\text{Im}(a_0) = 0\tag{67}$$

vorgenommen. Darin trägt die $I = 0$ -Amplitude nicht zur T -Verletzung bei, wie man sich aufgrund von (60) durch Vergleich von (67) mit (56) überzeugt. Bei CPT -Erhaltung kann diese Bedingung für a_0 nur dann erfüllt sein, wenn a_0 identisch Null ist, was nach (60) bedeutet, dass

$$iA_0 = 0.\tag{68}$$

Solange man sich auf diese Phasenkonvention (67) bezieht, kann ϵ nach Gleichung (61) im Falle der CPT -Invarianz mit $\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_{S,L}$ identifiziert werden. Nach (43) gilt aber, da $\bar{\epsilon}^2$ klein gegenüber 1 ist:

$$\bar{\epsilon} = \frac{\mathcal{M}_{12} - \mathcal{M}_{21}}{2(\lambda_S - \lambda_L)} = \frac{i(\mathcal{M}_{12} - \frac{i}{2}\mathcal{T}_{12})}{2(\lambda_S - \lambda_L)},\tag{69}$$

wobei $\lambda_{s,L}$ die in (15) definierten Grössen sind. Da Γ die Summe über alle Teilzerfallsbreiten ist, so trägt wegen (68) der Zerfall der K^0 und $\bar{K}^0$ in 2 Pionen mit dem Isospinzustand $I=0$ nicht zu ϵ'_{12} bei, wie aus (56) ersichtlich ist. Wegen der erwähnten $\Delta I = \frac{1}{2}$ -Regel kann dann aber A_0^2 in guter Näherung mit γ_s identifiziert werden, da andere Zerfallskanäle als die 2-pionischen ohnehin nur einen Bruchteil am K^0 -, resp. $\bar{K}^0$ -Zerfall ausmachen, d.h. kaum zu γ_s beitragen. Aus den Beziehungen (60) ergibt sich, die CPT -Invarianz weiterhin vorausgesetzt, die Näherung (vgl. auch [13])

$$\begin{aligned} \epsilon'_{12} &\approx -2 \operatorname{Re} A_2 \epsilon'_{12} \approx -2 \operatorname{Re} A_2^2 |a_2| \approx -2 \operatorname{Re} A_2^2 \left| \frac{\epsilon'}{\Omega} \right| \\ &\approx -4 \operatorname{Re} A_0^2 |\Omega|^2 \left| \frac{\epsilon'}{\Omega} \right| \approx -4 \gamma_s |\omega \epsilon'| \approx -4 \times 10^{-4} \gamma_s |\epsilon|. \end{aligned}$$

Im letzten Schritt wurde von dem in Tabelle 4 aufgeführten Wert des Verhältnisses ϵ'/ϵ Gebrauch gemacht. Da auch der Nenner von (69) in der Grössenordnung von γ_s liegt, ist ϵ'_{12} gegenüber ϵ'_{11} vernachlässigbar und die Phase von ϵ ($= \bar{\epsilon}$ in der Wu-Yang Konvention) kann, wie ein Vergleich zwischen (69) und (44) zeigt, mit der superschwachen Phase gleichgesetzt werden:

$$\varphi_\epsilon \simeq \phi_{sw}. \quad (70)$$

Dieser Befund ist eigentlich nicht erstaunlich, denn gerade wegen der starken Dominanz der $I=0$ -Amplitude wird die CP -Verletzung der Mischung in der Wu-Yang Phasenkonvention fast vollständig auf die Massematrix geschoben, wie im superschwachen Modell. Bei Verletzung der CPT -Symmetrie würde die Phase von $\bar{\epsilon}$ natürlich eine Abweichung von ϕ_{sw} erfahren.

Aus den Gleichungen (60) folgt unmittelbar, dass die Grössen a_0 , $\bar{\epsilon}'$ und Ω bei CPT -

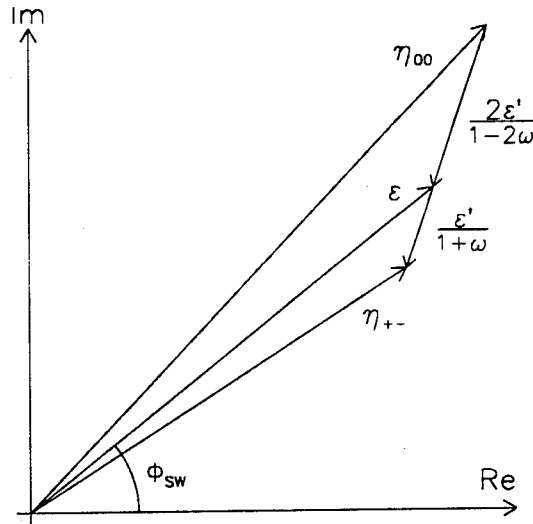


Abbildung 2: Das Wu-Yang Dreieck

Invarianz (sämtliche $B_I=0$) folgende Phasen besitzen müssen :

$$\begin{aligned}\arg a_0 &= \pm \frac{\pi}{2} \\ \arg \epsilon' &= \delta_2 - \delta_0 \pm \frac{\pi}{2} \\ \arg \Omega &= \delta_2 - \delta_0 \quad \text{oder} \quad \delta_2 - \delta_0 + \pi .\end{aligned}\tag{71}$$

Unterschiede zu diesen Phasen würden folglich, wie schon eine allfällige Abweichung der ϵ -Phase von der superschwachen Phase ϕ_{sw} , die Nichtinvarianz von CPT aufzeigen. Der experimentell z.B. aus der Pionproduktion (durch Pionen) gefundene Wert für $\delta_2 - \delta_0$ liegt bei etwa -45.3° . Daher stünde ϵ' bei CPT -Invarianz beinahe parallel oder antiparallel zu ϵ . Wegen der Beziehung (66) müssten dann auch η_{+-} und η_{00} fast dieselbe Richtung aufweisen. Als Test der CPT -Invarianz ist deshalb die Phasendifferenz $\varphi_{+-} - \varphi_{00}$ speziell geeignet, wie aus dem sogenannten Wu-Yang Diagramm (Figur 2) hervorgeht. Eine merkliche Differenz der Phasen von η_{+-} und η_{00} hätte, da beide Grössen im wesentlichen durch ϵ gegeben sind, eine enorme Auswirkung auf die Richtung von ϵ' . Üblicherweise wird ϵ' in eine Komponente $\epsilon'_\parallel$ in Richtung von η_{+-} und eine Komponente $\epsilon'_\perp$ senkrecht dazu zerlegt und das Verhältnis von $\epsilon'_\parallel/\epsilon'_\perp$ bestimmt [9]. Beim heutigen Stand der experimentellen Daten kann die CPT -Hypothese lediglich innerhalb eines Fehlers von etwa 2 Standardabweichungen bestätigt werden. Zur Klärung dieser Frage müsste entweder eine verbesserte Messung von φ_{00} oder eine direkte Messung der Phasendifferenz $\varphi_{+-} - \varphi_{00}$ durchgeführt werden.

1.2.4 Der Parameter ϵ'/ϵ

Eine entscheidende Rolle zur Abklärung der Frage, woher CP -Verletzung denn stammt und welche Kanäle überhaupt dazu beitragen, spielen Parameter wie z.B. ϵ' und ϵ , oder das Verhältnis ϵ'/ϵ der beiden. Während ϵ CP -Verletzung in der Mischungsmatrix $\mathcal{M}$ (oder in der Massematrix M in der Wu-Yang Phasenkonvention) widerspiegelt, beschreibt ϵ' CP -Verletzung in der Zerfallsmatrix des 2-pionischen Kaonzerfalls. Da die Massematrix, wie im Anschluss an die Gleichungen (14) für M und Γ gemachten Bemerkungen erwähnt, sich nicht aus individuell beobachtbaren Zerfallsamplituden zusammensetzt, ist ϵ im Prinzip ein Parameter, der nicht durch einen spezifischen Zerfallskanal zustande kommt (vgl. (61) und (27)). Wegen der erwähnten Dominanz des 2-pionischen Zerfalls mit Isospin $I=0$ lässt sich ϵ aber dennoch hauptsächlich auf ϵ_0 aus (49) zurückführen (vgl. (64)). ϵ' dagegen bezieht nach (60) und (62) per definitionem nur auf den 2-pionischen Zerfall und äussert sich im Unterschied zwischen a_2 und a_0 . ϵ ist aus Messungen von semileptonischen Zerfallgrössen (siehe Unterkapitel 1.4) sehr wohl bekannt, so dass eine experimentelle Bestimmung von ϵ'/ϵ direkt Aufschluss über den absoluten Betrag von ϵ' selbst gibt.

Während die genaue Kenntnis der Phasenbeziehung zwischen den beiden Grössen ϵ und ϵ' , wie in Abbildung 2 gezeigt, einen Test der CPT -Invarianz zulässt, steckt im Realteil des Verhältnisses ϵ'/ϵ die Information, ob und allenfalls wie stark das Verhältnis zwischen $|\eta_{+-}|$ und $|\eta_{00}|$ des 2-pionischen Zerfalls zur CP -Verletzung beiträgt. ϵ'/ϵ ist aufgrund der Gleichungen (66) mit dem Verhältnis $|\eta_{00}/\eta_{+-}|$ durch

$$\left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 = \left| \frac{1 - 2 \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon} \right)}{1 + \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon} \right)} \right|^2 \simeq \left[1 - 3 \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon} \right) \right] \cdot \left[1 - 3 \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon} \right) \right]^* \simeq 1 - 6 \operatorname{Re} \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon} \right) , \quad \text{d.h.}$$

$$\operatorname{Re}\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) \simeq \frac{1}{6} \left(1 - \left|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}\right|^2\right) \quad \text{oder} \quad \operatorname{Re}\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) \simeq \frac{1}{3} \left(1 - \left|\frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}\right|\right) \quad (72)$$

verknüpft, und zwar unabhängig von der Gültigkeit der CPT -Invarianz. Ist diese jedoch erhalten, so gilt aus Gründen, die im vorangegangenen Abschnitt genannt wurden, auch $\operatorname{Re}(\epsilon'/\epsilon) \simeq \epsilon'/\epsilon$. Bis heute ist die Messung von ϵ'/ϵ das Ziel der meisten Experimente, die der Untersuchung von T - und CP -Verletzung gewidmet sind. Ergebnisse, wenn bisher auch in unbefriedigender Übereinstimmung, liegen von den Experimenten NA31 (Cern) und E731 (Fermilab) vor. Ursprünglich schien der entsprechenden Messung durch CPLEAR eine wichtige Bedeutung zuzukommen, welche durch die begrenzte Statistik jedoch wieder relativiert wurde. Die genaue Kenntnis von ϵ'/ϵ ist insofern von grosser Relevanz, als über ein halbes Dutzend theoretischer Modelle existieren, die z.T. ganz unterschiedliche Werte voraussagen, so dass (je nach Messgenauigkeit) gewisse Modelle ausgeschlossen werden könnten. Sicherheit herrscht diesbezüglich natürlich erst, wenn sich zwischen verschiedenen Experimenten unterschiedlicher Messmethoden gute Übereinstimmung erzielen liesse. Besonders augenfällig ist die Diskrepanz zwischen dem vorausgesagten Wert für ϵ'/ϵ des Standard-Modells (siehe Abschnitt 1.5) und jenem des im Unterkapitel 1.1.7 angesprochenen Modells der Superschwachen Wechselwirkung. Während das erstere für ϵ' einen Wert voraussagt, der sich in der Grössenordnung von einigen Promille der Grösse ϵ bewegt, ist ϵ' im Superschwachen Modell exakt Null. Denn wie im Unterkapitel 1.1.7 erwähnt, bewirkt die Superschwache Wechselwirkung nur $\Delta S = 2$ -Übergänge, d.h. es kommt keine CP -Verletzung in den Zerfällen vor, wo $\Delta S = 1$) ist. Im Superschwachen Modell muss folglich $\eta_{+-} = \eta_{00} = \epsilon$ gelten und zwangsläufig auch $\varphi_{+-} = \varphi_{00} = \varphi_{\epsilon} = \phi_{sw}$.

1.3 Der 3-pionische Zerfallskanal

1.3.1 CP -verletzende Zerfallsgrössen

Der dreipionische Zerfall kann im Prinzip ähnlich behandelt werden wie der 2-pionische. Die Situation ist aber insofern komplizierter, als die Isospinzerlegung eines 3-pionischen Zustands umständlicher wird und auch beide CP -Zustände im $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Zustand vorkommen. Um die CP -Quantenzahl zu bestimmen, macht man zum Einen von der Tatsache Gebrauch, dass sowohl das neutrale Pion π^0 , das ja zugleich Antiteilchen zu sich selbst ist, als auch das $\pi^+\pi^-$ -System Eigenzustände zum C -Operator sind. Zum Zweiten besitzen die Quantenzahlen C und P multiplikativen Charakter, so dass wegen des Zerfalls des π^0 in 2γ der Eigenwert $C_{\pi^0}=1$ sein muss. Im Falle des $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Systems lassen sich deren 2 zu einem Subsystem mit Bahndrehimpuls l_a (zum relativen Impuls der beiden Pionen in ihrem Schwerpunktssystem) zusammenfassen. Wird der Bahndrehimpuls des dritten π^0 (zu seinem Impuls im Ruhesystem des zerfallenden Kaons) mit l_b bezeichnet, so muss wegen der Drehimpulserhaltung $\vec{l}_a + \vec{l}_b = \vec{j}_K$ gelten, wobei $\vec{j}_K = \vec{l}_K + \vec{s}_K$ der Drehimpuls des Kaons war. Weil die neutralen Kaonen, ebenso wie die Pionen, spinlose Teilchen sind ($\vec{s}_K=0$), so muss, im Ruhesystem des Kaons ($\vec{l}_K=0$) betrachtet, $j_K = 0$, d.h. $l_a = l_b =: l$ sein. Für die Parität der 3 Pionen ergibt sich

$$P_{3\pi} = P_{2\pi} P_{2\pi, \pi^0} (-1)^3 = (-1)^{l_a+l_b+3} = (-1)^{2l+3} = -1. \quad (73)$$

Der Faktor $(-1)^3$ rührt von der intrinsischen Parität -1 der pseudoskalaren Pionen her. Ganz analog lässt sich im Falle des Zerfalls in $\pi^+\pi^-\pi^0$ die beiden geladenen Pionen als Subsystem

mit relativem Bahndrehimpuls l_a auffassen. Die Parität ist damit ebenfalls durch (73) gegeben. Zur Bestimmung der C -Quantenzahl des $\pi^+\pi^-$ -Systems muss man auf die Bosestatistik von identischen Teilchen zurückgreifen. Da der Spin wiederum ausser Betracht fällt und der räumliche Anteil ϕ mit einem Faktor $(-1)^{l_a}$ in (47) eingeht, so muss χ unter Vertauschung der beiden Pionen mit demselben Faktor transformieren, damit die Gesamtwellenfunktion ψ symmetrisch bleibt. Eine solche Vertauschung ist aber identisch mit der Anwendung des C -Operators auf das $\pi^+\pi^-$ -Subsystem. Zusammenfassend ergeben sich für den Kaonzerfall also folgende CP -Quantenzahlen:

$$\begin{aligned} CP_{\pi^+\pi^-\pi^0} &= (-1)^{l_a} (-1)^{l_a+l_b+3} = (-1)^{l+1} \\ CP_{\pi^0\pi^0\pi^0} &= (-1)^{2l+3} = -1. \end{aligned} \quad (74)$$

Das $\pi^0\pi^0\pi^0$ -System hat also den negativen CP -Eigenwert, unabhängig vom Drehimpuls l . In Analogie zu (46) ist es sinnvoll, im 3-pionischen Zerfall die CP -verletzenden Grössen

$$\begin{aligned} \eta_{000} &= |\eta_{000}| e^{i\varphi_{000}} = \frac{A(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)}{A(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0)}, \\ \eta_{+-0}^{(-)} &= |\eta_{+-0}^{(-)}| e^{i\varphi_{+-0}^{(-)}} = \frac{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP = -1)}{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP = -1)}, \\ \eta_{+-0}^{(+)} &= |\eta_{+-0}^{(+)}| e^{i\varphi_{+-0}^{(+)}} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP = +1)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP = +1)} \end{aligned} \quad (75)$$

zu definieren. Im Gegensatz zum 2-pionischen Fall kommen für den Zustand mit einem $\pi^+\pi^-$ -Paar zwei η_{+-0} 's vor, nämlich eines für $CP = +1$ und eines für $CP = -1$ (s/e auch Tabelle 2).

1.3.2 Symmetrische 3-Pion Zustände und Unterdrückungsfaktoren für die Zerfallsamplituden

Mit den in (75) definierten Grössen $\eta_{+-0}^{(-)}$ und η_{000} lässt sich prinzipiell ein analoger Formalismus anwenden wie für η_{+-} und η_{00} des 2-pionischen Zerfallskanals. Im Unterschied zu den Gleichungen (49)-(66) steht anstelle des Isospins 0 neu der Gesamtisospin $I=1$ des 3 Pionsystems, sowie der Isospin $I=3$ anstelle von $I=2$. Der Grund dafür liegt darin, dass nur die $I=1$ und $I=3$ Isospinwellenfunktionen symmetrisch sind (vgl. [14] und Anhang A). Daher sind auch die Anteile der orbitalen Wellenfunktionen von (47) symmetrisch, d.h. l ist gerade (mit überwiegendem S-Wellen Anteil) und gemäss (74) ist dann auch für den $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Zustand $CP = -1$. Umgekehrt bedeutet dies, dass das $\pi^0\pi^0\pi^0$ -System nur in einem $I=1$ oder $I=3$ Zustand sein kann. Analog zu den Gleichungen (48) sind die beiden symmetrischen 3-Pion Zustände $|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle_{sym}$ und $|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle$ (letzterer ist offensichtlich symmetrisch bezüglich Vertauschung zweier Pionen) durch eine Superposition eines $I=1$ und eines $I=3$ Zustands gegeben:

$$\begin{aligned} |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle_{sym} &= \frac{1}{\sqrt{6}} (|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle + |\pi^-\pi^+\pi^0\rangle + |\pi^0\pi^+\pi^-\rangle + |\pi^+\pi^0\pi^-\rangle \\ &\quad + |\pi^0\pi^-\pi^+\rangle + |\pi^-\pi^0\pi^+\rangle) \\ &= \sqrt{\frac{3}{5}} |3\pi, I=3\rangle + \sqrt{\frac{2}{5}} |3\pi, I=1\rangle_{sym} \\ |\pi^0\pi^0\pi^0\rangle &= \sqrt{\frac{2}{5}} |3\pi, I=3\rangle - \sqrt{\frac{3}{5}} |3\pi, I=1\rangle_{sym}, \end{aligned} \quad (76)$$

$$\text{wobei } |3\pi, I=1\rangle_{sym} \equiv |1, 0\rangle_{sym} = \frac{\sqrt{5}}{3} |1, 0\rangle_{0\otimes 1} + \frac{2}{3} |1, 0\rangle_{2\otimes 1}.$$

In der letzten Gleichung wurde die Schreibweise des Anhangs A verwendet, in der ein Zustand mit Isospin I und z -Komponente I_z durch $|I, I_z\rangle$ dargestellt wird. Die erste Zahl des Indexes bezieht sich dabei auf die Isospinkopplung I_{12} der ersten beiden Pionen, bevor das dritte Pion ($I_3=1$) mit diesem zum Gesamtisospin I koppelt. Analog zu (48) fehlt auch hier der $I_{12}=1$ Beitrag des Zweipionsystems. Die Beziehungen (76) folgen direkt aus der im Anhang A gegebenen Isospinzerlegung des Dreipionsystems. Wie man leicht nachprüfen kann, sind die Zustände $|1, 0\rangle$ und $|3, 0\rangle$ symmetrisch unter Vertauschung der beiden geladenen Pionen, d.h. $C=+1$ und $CP=-1$, wie es sein muss.

Dagegen lassen sich die Isospinwellenfunktionen $|0, 0\rangle$ und $|2, 0\rangle$ weder einzeln noch in Kombination miteinander symmetrisieren, d.h. die totalen Wellenfunktionen der $I=0$ und $I=2$ Anteile müssen gesamthaft symmetrisiert werden. Da darin zyklische Vertauschungen der Pionen vorkommen, so bezieht sich der Drehimpuls l im Gegensatz zu früher nicht bloss auf die beiden geladenen Pionen, sondern etwas allgemeiner auf die beiden ersten Pionen eines jeden Terms. Trivial ist der Fall für den Zustand $I=0$, welcher nur aus dem Anteil $|0, 0\rangle_{1\otimes 1} = |0, 0\rangle$ besteht. Wie aus dem Anhang A ersichtlich, ist dieser antisymmetrisch, mit der Quantenzahl $C=-1$ (d.h. $CP=+1$), so dass auch der von den Raumkoordinaten abhängige Anteil der Wellenfunktion antisymmetrisch sein muss, d.h. der Drehimpuls l muss ungerade sein. Nach [15],[16] kann die allgemeinste Form einer orbitalen Wellenfunktion mit Gesamtdrehimpuls Null im Ruhesystem von $K^0, \bar{K}^0$ durch

$$\phi_{mnp} = \left(\frac{\vec{p}_1}{m_K}\right)^{2m} \left(\frac{\vec{p}_2}{m_K}\right)^{2n} \left(\frac{\vec{p}_3}{m_K}\right)^{2p} f\left[\left(\frac{\vec{p}_1}{m_K}\right)^2 + \left(\frac{\vec{p}_2}{m_K}\right)^2 + \left(\frac{\vec{p}_3}{m_K}\right)^2\right] \quad (77)$$

mit $2m + 2n + 2p = l_A + l_b$, d.h. $m + n + p = l_A$

beschrieben werden, wobei m_K wiederum die neutrale Kaonmasse ist und l_A den Grad der Anregung anzeigt. Dieser kann wiederum als Quantenzahl zum Drehimpuls $\vec{l}_a$ eines Zweipionsystems, bzw. zum Drehimpuls $\vec{l}_b = -\vec{l}_a$ des dritten Pions betrachtet werden, so dass $l_A = l_a = l_b \geq l$. Nach (77) kommen für $l_A > 0$ gerade Potenzen von Unterdrückungsfaktoren $|\vec{p}_i|/m_K$ in der mittleren Grössenordnung von $\approx 1/3$ vor. Um auf den Fall des Zustands mit Isospin $I=0$ zurückzukommen, muss nun eine antisymmetrische Kombination von orbitalen Funktionen (77) gefunden werden. Dies kann nur durch paarweise verschiedene m, n und p bewerkstelligt werden, so dass die niedrigste nichtverschwindende Anregung von der Ordnung $l_A=3$ mit $l=l_A$ sein muss:

$$|\psi_A, I=0\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} \left(\frac{1}{m_K}\right)^6 \{p_1^4(p_2^2 - p_3^2) + p_2^4(p_3^2 - p_1^2) + p_3^4(p_1^2 - p_2^2)\} |0, 0\rangle. \quad (78)$$

Schwieriger ist die Situation beim Isospin $I=2$. Dieser besteht aus den beiden Anteilen $|2, 0\rangle_{1\otimes 1}$ und $|2, 0\rangle_{2\otimes 1}$ mit $C=-1$, $CP=+1$, für welche es weder eine rein symmetrische noch eine rein antisymmetrische Kombination gibt. Wiederum mit Hilfe des Anhang A lässt sich überprüfen, dass

$$|\psi_{l=1}, I=2\rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_K}\right)^2 \{ (p_1^2 - p_2^2) |2, 0\rangle_{1\otimes 1} + \frac{1}{\sqrt{3}} (p_1^2 + p_2^2 - 2p_3^2) |2, 0\rangle_{2\otimes 1} \} \quad (79)$$

symmetrisch ist unter Vertauschung von 2 Pionen. Unmittelbar ersichtlich ist dies für die Vertauschung der ersten beiden Pionen, für welche $|2, 0\rangle_{1\otimes 1}$ antisymmetrisch und $|2, 0\rangle_{2\otimes 1}$ symmetrisch sind. (79) steht für die niedrigst mögliche Anregung mit Drehimpuls $l=1$. Nun existiert zum Isospin $I=1$ eine weitere symmetrische Wellenfunktion $|\psi_{l=0}, I=1\rangle$, die

zu (79) völlig analog ist, d.h. ebenfalls einen angeregten und somit unterdrückten Zustand mit $l_A=1$ wiedergibt, nämlich:

$$|\psi_{l=0}, I=1\rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_K} \right)^2 \{ (p_1^2 - p_2^2) |1,0\rangle_{1\otimes 1} + \frac{1}{\sqrt{3}} (p_1^2 + p_2^2 - 2p_3^2) |1,0\rangle_{mixed} \}, \quad (80)$$

$$\text{wobei } |1,0\rangle_{mixed} = \frac{2}{3} |1,0\rangle_{0\otimes 1} - \frac{\sqrt{5}}{3} |1,0\rangle_{2\otimes 1}.$$

Die Bezeichnung *mixed* deutet lediglich an, dass der Zustand nicht total symmetrisch ist, d.h. auch einen asymmetrischen Anteil besitzt. (80) hat, wie die Zustände (76) auch, negative CP , weil alle drei Zustände $|1,0\rangle_{0\otimes 1}$, $|1,0\rangle_{1\otimes 1}$ und $|1,0\rangle_{2\otimes 1}$ unter Vertauschung der beiden geladenen Pionen symmetrisch sind, wie ein Blick in den Anhang A verrät. Im Zustand $|1,0\rangle_{mixed}$ fällt, im Gegensatz zu jenem unter (76) aufgeführten Zustand $|1,0\rangle_{sym}$, der Anteil (000), welcher drei neutralen Pionen entspricht, weg. Weil nur in den Zuständen $|1,0\rangle_{mixed}$ und $|2,0\rangle_{1\otimes 1}$ ein Term mit den beiden geladenen Pionen als Subsystem vorkommen, so muss offensichtlich

$$\begin{aligned} |\psi_{l=0}, I=1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3} m_K^2} \left\{ \frac{1}{\sqrt{6}} (p_1^2 + p_2^2 - 2p_3^2) \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} [(+ - |0) + (- + |0)] + \text{zyklisch} \right\} \\ |\psi_{l=1}, I=2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3} m_K^2} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} (p_1^2 - p_2^2) \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} [(+ - |0) - (- + |0)] + \text{zyklisch} \right\} \end{aligned} \quad (81)$$

gelten, wie sich allerdings auch anhand der Beziehungen des Anhangs A nachrechnen lässt. „zyklisch“ soll andeuten, dass die beiden zusätzlichen, nicht aufgeführten Terme aus dem ersten Term durch eine Permutation der drei Pionen hervorgehen. Wird das positiv geladene Pion mit dem Index 1, das negative Pion mit dem Index 2 und das neutrale Pion mit dem Index 3 versehen, so braucht man sich nicht weiter um die zyklische Vertauschung in den symmetrischen Zuständen zu kümmern. Die Zustände reduzieren sich dann auf die in (81) explizit angegebenen Ausdrücke. Dabei fällt auf, dass die Zustände mit geradem Isospin, d.h. mit $I=0$ oder 2, sich aus dem Zweipion-Subsystem mit Isospin $I_{12}=1$ zusammensetzen, während jene mit ungeradem Isospin, d.h. mit $I=1$ oder 3, aus $I_{12}=0$ oder 2 hervorgehen, wobei sich I_{12} jetzt nur noch auf das Subsystem der beiden geladenen Pionen bezieht. Ist l dann wiederum der Drehimpuls dieser beiden Pionen, so gehört der orbitale Anteil der Wellenfunktionen in (81), welcher ja bei Vertauschen derselben mit $(-1)^l$ transformiert, offensichtlich zu $l=0$ im Zustand $I=1$, und zu $l=1$ im Zustand $I=2$. Da $l_A=1$ ist, bedeutet $l=0$, dass sich die Drehimpulse der beiden geladenen Pionen des Subsystems kompensieren, d.h. $l_1=l_2=1$. Entsprechend muss im Zustand $I=2$ der Drehimpuls des einen geladenen Pions Null sein, während der Drehimpuls des andern jenen des π^0 kompensiert, d.h. $l_3=l_A=l=1$. Mit (76), (78), (79) und (80) oder (81) haben wir nun sämtliche symmetrischen Zustände niedrigster Ordnung für das Dreipion-System gefunden. Es sind 5 an der Zahl, nämlich zwei zu den Isospins $I=1$ und $I=3$, welche durch Superposition die beiden total symmetrischen $\pi^+\pi^-\pi^0$ - und $\pi^0\pi^0\pi^0$ -Zustände bilden, und drei weitere mit Isospin $I=0, 1$ und 2, welche zum $\pi^+\pi^-\pi^0$ -System gehören. In Tabelle 2 sind die Unterdrückungsfaktoren für die einzelnen Isospin-Zerfallsamplituden zusammengestellt [17]. Da nur Zustände niedrigster Ordnung berücksichtigt werden, sind die Unterdrückungsfaktoren zum Zerfall in $|\psi_{l=0}, I=1\rangle$ mit der Anregung $l_A=1$ nicht aufgeführt. Für die übrigen Zustände gilt $l=l_A$. Nebst der Drehimpuls-Unterdrückung, deren Grad l aus der obigen Symmetrisierung hervorgeht, kommen auch Unterdrückungsfaktoren aus der CP -Verletzung und der $\Delta I=\frac{1}{2}$ -Regel hinzu. Jedoch muss darauf hingewiesen werden, dass die Tabelle nur die Größenordnungen wiedergibt.

Unterdrückung durch	$CP = +1$		$CP = -1$	
	$l = 3$ $I = 0$	$l = 1$ $I = 2$	$l = 0$ $I = 1$	$I = 3$
Drehimpuls-Schranke	$\left(\frac{p_\pi}{m_K}\right)^6$	$\left(\frac{p_\pi}{m_K}\right)^2$	1	1
$\Delta I = \frac{1}{2}$ -Regel	1	ξ	1	ξ
CP -Verletzung von K_S	1	1	ϵ	ϵ
CP -Verletzung von K_L	ϵ	ϵ	1	1
totale Unterdrückung für $A(K_S \rightarrow 3\pi, I)$	$\left(\frac{p_\pi}{m_K}\right)^6$ $\approx 10^{-3}$	$\left(\frac{p_\pi}{m_K}\right)^2 \xi$ $\approx 5 \times 10^{-3}$	ϵ $\approx 2 \times 10^{-3}$	$\xi \epsilon$ $\approx 10^{-5}$
totale Unterdrückung für $A(K_L \rightarrow 3\pi, I)$	$\left(\frac{p_\pi}{m_K}\right)^6 \epsilon$ $\approx 2 \times 10^{-6}$	$\left(\frac{p_\pi}{m_K}\right)^2 \xi \epsilon$ $\approx 10^{-5}$	1 1	ξ $\approx 5 \times 10^{-2}$

Tabelle 2: Ungefähre Unterdrückungsfaktoren für die 3-pionischen Zerfallsamplituden durch CP -Verletzung, $\Delta I = \frac{1}{2}$ -Regel und Drehimpuls-Schranke der niedrigsten Ordnung l mit $\epsilon \approx 2 \times 10^{-3}$, $\xi \equiv \xi_{\frac{3}{2}} \approx \xi_{\frac{5}{2}} \approx 5 \times 10^{-2}$ und $(p_\pi/m_K)^{2l} \approx 10^{-l}$

So wurde beispielsweise angenommen, dass Übergänge mit $\Delta I = \frac{5}{2}$ denselben Unterdrückungsfaktor haben wie Übergänge mit $\Delta I = \frac{3}{2}$. Auch ergaben neuere Rechnungen, die auf chiraler Störungstheorie beruhen [18], für das Verhältnis der CP -erlaubten $I=2$ -Amplitude zur CP -verletzenden $I=1$ -Amplitude des K_S -Zerfalls einen Wert von

$$\frac{|A(K_S \rightarrow 3\pi, I=2)|}{|A(K_S \rightarrow 3\pi, I=1)|} \approx 15, \quad (82)$$

trotz der $\Delta I = \frac{3}{2}$ - und der Drehimpuls-Unterdrückung der $I=2$ -Amplitude. Folglich sind nicht nur im K_L -Zerfall die CP -verletzenden Amplituden stark unterdrückt, sondern auch im Zerfall des K_S . Genaue Information über die Werte in Tabelle 2 kann nur durch direkte Messung der Energiespektren, sowie der Zerfallsraten dieser Übergänge erhalten werden, beispielsweise in einer Dalitz-plot Studie (siehe dazu Abschnitt 4.5.2).

1.3.3 Die Größen $a_{+-0}^{(-)}$ und ϵ'_{+-0}

Da, wie erwähnt, für $\eta_{+-0}^{(-)}$ und η_{000} ein ganz ähnlicher Formalismus aufgebaut werden kann wie für η_{+-} und η_{00} , so erwartet man auch für diese Ausdrücke der Form (66). Das entsprechende $\epsilon'_{3\pi}^{(-)}$ zu $CP = -1$ des 3-pionischen Zerfalls bestünde dann aus einem Verhältnis einer (CP -verletzenden) Isospin $I=3$ -Amplitude des K_1^0 zu einer (CP -erhaltenden) Isospin $I=1$ -Amplitude des K_2^0 . Wie im Falle des 2-pionischen Zerfallsmodus würde dessen quantitative Bestimmung eigentlich die Messung sowohl von $\eta_{+-0}^{(-)}$ des Kanals mit den geladenen

Pionen als auch von η_{000} des rein neutralen Kanals erfordern. Da das Erfassen von neutralen Teilchen (Teilchenidentifikation, Kinematik etc.) um einiges schwieriger ist als das von geladenen, wäre es sehr wünschenswert, den Anteil $\epsilon'_{3\pi}^{(-)}$ aus dem geladenen Kanal zu extrahieren. Würde man beispielsweise, um wiederum zuerst auf den 2-pionischen Zustand zurückzugreifen, anstelle des Endzustands $f=(2\pi, I=0)$ den Endzustand $f=\pi^+\pi^-$ (oder $f=\pi^0\pi^0$) betrachten, so könnte η_{+-} (resp. η_{00}) auf dieselbe Form (58) der Grösse ϵ_0 gebracht werden, nur stünde anstelle von a_0 ein, sagen wir, $a_{+-}=A(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/A(K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$. Dieselbe Argumentation führt im Falle von 3 Pionen mit $CP=-1$ zu:

$$\eta_{+-}^{(-)} = \frac{1}{k} \frac{\tilde{\epsilon}_s + a_{+-}^{(-)}}{1 + \tilde{\epsilon}_L a_{+-}^{(-)}} \quad (83)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } a_{+-}^{(-)} &= \frac{A(K_1^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP=-1)}{A(K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP=-1)} \\ &= \frac{A(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP=-1) + A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP=-1)}{A(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP=-1) - A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP=-1)} \end{aligned}$$

Es ist zu erwarten, dass der CP -verletzende Parameter $a_{+-}^{(-)}$ ebenfalls sehr klein ist. Denn mit derselben Argumentation (52) bis (54) folgt für die $I=1$ - und $I=3$ -Anteile (welche gerade umgekehrte CP der $I=0$ - und $I=2$ -Zustände besitzen), ein Vorzeichenwechsel für die Zerfallsamplituden von $\bar{K}^0$, so dass $a_{+-}^{(-)}$ in (83) durch Differenzen im Zähler gegeben ist. Aufgrund der Phasenfrieheit scheint auch hier die Näherung gerechtfertigt, höhere Ordnungen von CP -verletzenden Grössen zu vernachlässigen, so dass sich (83) auf

$$\begin{aligned} \eta_{+-}^{(-)} &\simeq \tilde{\epsilon}_s + a_{+-}^{(-)} = \epsilon_s + \epsilon'_{+-} \\ \text{mit } \epsilon'_{+-} &= a_{+-}^{(-)} - a_0 \end{aligned} \quad (84)$$

reduziert. Dabei wurde in Analogie zu Gleichung (61) (die eigentlich ϵ_L definiert) $\tilde{\epsilon}_s$ durch $\epsilon_s = \tilde{\epsilon}_s + a_0$ ersetzt. (Weil nebst ϵ_L auch Δ , wie in (34) gezeigt, invariant unter einer infinitesimalen Phasentransformation ist, erfüllt auch $\epsilon_s = \tilde{\epsilon} + \Delta + a_0 = \epsilon_L + 2\Delta$ diese Invarianzeigenschaft.)

Einen ähnlichen Ausdruck (84) bekommt man im Prinzip auch für $\eta_{+-}^{(+)}$, doch anstelle von ϵ_s steht jetzt ϵ_L wie im 2-pionischen Fall. Um quantitative Aussagen über Grössen wie $\eta_{+-}^{(+)}$ und $\eta_{+-}^{(-)}$ zu machen, müssen Interferenzen zwischen K_S und K_L gemessen werden. Wie im übernächsten Unterkapitel 1.6 nachzusehen ist, besteht dieser Interferenzterm (108) für den Zerfall von K^0 und $\bar{K}^0$ in $\pi^+\pi^-\pi^0$ aus dem Ausdruck

$$\begin{aligned} &\frac{1}{|A_L|^2} (A_S^{(+)} A_L^{(+)*} + A_S^{(-)} A_L^{(-)*}) \\ &= \frac{1}{|A_L|^2} (|A_S^{(+)}|^2 \eta_{+-}^{(+)*} + |A_L^{(-)}|^2 \eta_{+-}^{(-)}) \approx r \eta_{+-}^{(+)*} + \eta_{+-}^{(-)}, \end{aligned} \quad (85)$$

$$\text{mit } r = \frac{|A_S|^2}{|A_L|^2} \approx \frac{|A(K_S \rightarrow 3\pi, I=2)|^2}{|A(K_L \rightarrow 3\pi, I=1)|^2} \approx 10^{-3}. \quad (86)$$

Der letzte Schritt in (85) ist nur zulässig, weil, wie erwähnt, in beiden Zerfällen, $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ und $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, die CP -Verletzung klein ist. Die Gültigkeit von (86) folgt aufgrund von (82) und der Tabelle 2. Da der Beitrag von $\eta_{+-}^{(+)}$ nach (85) gegenüber $\eta_{+-}^{(-)}$ ohnehin schon um etwa einen Faktor 1000 unterdrückt ist, können wir ein zu (84) analoges ϵ'_{+-} für $\eta_{+-}^{(+)}$

vernachlässigen, wenn wir annehmen, dass auch hier der Beitrag der Mischung dominant ist. Mit $\eta_{+-0}^{(+)} \simeq \epsilon_L$ und (84) erhalten wir schliesslich für den Interferenzterm (85)

$$\frac{1}{|A_L|^2} (A_S^{(+)} A_L^{(+)*} + A_S^{(-)} A_L^{(-)*}) \simeq \epsilon_S + r \epsilon_L^* + \epsilon'_{+-0}. \quad (87)$$

Wenn der Faktor r tatsächlich in der Grössenordnung 10^{-3} oder darunter ist, d.h. unter dem zu erwartenden Wert von ϵ'_{+-0} , so ist der Interferenzterm nur durch

$$\eta_{+-0} \equiv \eta_{+-0}^{(-)} \quad (88)$$

gegeben. Da auch die Messgenauigkeit unseres CPLEAR-Experiments nicht in die Gegend von ϵ'_{+-0} kommt, so liegt der Wert der Messung von η_{+-0} hauptsächlich in der direkten Bestätigung von CP -Verletzung im 3-pionischen Zerfall. Zusätzlich ist auch ein Test der CPT -Invarianz möglich. Das ϵ (61) des 2-pionischen Kanals ist in Tat und Wahrheit ϵ_L , so dass ein Vergleich der beiden Grössen direkt Aufschluss über Δ gibt.

1.4 Semileptonischer Zerfall

Die semileptonischen Zerfallsmoden unterscheiden sich von den bisher betrachteten des 2- und 3-pionischen Zerfalls in einem wesentlichen Punkt. Der semileptonische Endzustand besitzt nämlich keine definierte CP , d.h. es gibt keine CP -verletzenden Zerfallsamplituden. Jedoch kommt im semileptonischen Zerfall nebst dem Parameter $\bar{\epsilon}$ der Mischung (und des Parameters Δ bei einer allfälligen CPT -Verletzung) eine andere wichtige Grösse, genannt x , ins Spiel, die abgesehen wiederum von der CP -Symmetrie auch Aufschluss über die $\Delta S = \Delta Q$ -Regel der Hadronen gibt. Diese Regel besagt, dass Übergänge, für welche $\Delta S = -\Delta Q$ ist, verboten sind oder zumindest stark unterdrückt sind gegenüber solchen mit $\Delta S = \Delta Q$. Wie sich zeigen wird, lassen sich alle diese Parameter am elegantesten anhand von Zerfallsraten eines zur Zeit $t=0$ (d.h. zur Zeit der Produktion) reinen K^0 - oder $\bar{K}^0$ -Zustands studieren. Dazu müssen wir noch kurz auf einige Eigenschaften der Übergänge der K^0 , $\bar{K}^0$ in semileptonische Endzustände eingehen. Wegen der Lorentzinvarianz hängen diese nur von unterschiedlichen Formfaktoren ab, welche mit

$$\begin{array}{llllll} f_{\pm} & \text{für} & K^0 \rightarrow \pi^- l_{\pm}^+ \nu_l & \text{mit} & \Delta S = \Delta Q = -1 \\ \bar{f}_{\pm} & \text{für} & \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l_{\pm}^- \bar{\nu}_l & \text{mit} & \Delta S = \Delta Q = 1 \\ g_{\pm} & \text{für} & K^0 \rightarrow \pi^+ l_{\pm}^- \bar{\nu}_l & \text{mit} & \Delta S = -\Delta Q = -1 \\ \bar{g}_{\pm} & \text{für} & \bar{K}^0 \rightarrow \pi^- l_{\pm}^+ \nu_l & \text{mit} & \Delta S = -\Delta Q = 1 \end{array} \quad (89)$$

bezeichnet werden mögen, wobei $l^{\pm}$ für die Leptonen $e^{\pm}$ und $\mu^{\pm}$ steht. Die Indexvorzeichen $\pm$ von $\bar{f}$ und $\bar{g}$ beziehen sich auf die Helizität der Leptonen (das positive Vorzeichen steht für linkshändige Teilchen oder rechtshändige Antiteilchen). Da sich die Übergangsmatrixelemente der obigen Zerfälle für eine bestimmte Leptonensorte nur hinsichtlich des Formfaktors unterscheiden, lassen sich die entsprechenden Zerfallsraten mit den entsprechenden Formfaktoren identifizieren, also:

$$|f_{\pm}|^2 \propto R(K^0 \rightarrow \pi^- l_{\pm}^+ \nu_l) = |\langle \pi^- l_{\pm}^+ \nu_l | H_{wk} | K^0(0) \rangle|^2 \quad (90)$$

Aus den Überlegungen, die zu (19) und (20) geführt haben, sowie aus den Phasenkonventionen (6) und $CPT|\pi^+l_\pm^-\bar{\nu}_l\rangle = -|\pi^-l_\pm^+\nu_l\rangle$, ist ersichtlich, dass die Erhaltung der T - und CPT -Symmetrien folgende Konsequenzen für die Formfaktoren hätten:

$$CPT : \quad \bar{f}_\pm = f_\pm^*, \quad \bar{g}_\pm = g_\pm^* \quad (91)$$

$$T : \quad f_\pm, \bar{f}_\pm, g_\pm \text{ und } \bar{g}_\pm \text{ sind alle reell.} \quad (92)$$

Betrachten wir nun die zeitliche Entwicklung $h_\pm^+$ des Formfaktors $f_\pm$, für den in Analogie zu (90)

$$|h_\pm^+|^2 \propto R(K^0 \rightarrow \pi^-l_\pm^+\nu_l)(t) = |\langle \pi^-l_\pm^+\nu_l | H_{wk} | K^0(t) \rangle|^2 \quad (93)$$

gilt, so erhalten wir wegen (23) und der zeitabhängigen Form von (30),

$$\langle \pi^-l_\pm^+\nu_l | H_{wk} | K^0(t) \rangle \simeq \frac{(1-\tilde{\epsilon}+\Delta)}{\sqrt{2}} \langle \pi^-l_\pm^+\nu_l | H_{wk} | K_S(t) \rangle + \frac{(1-\tilde{\epsilon}-\Delta)}{\sqrt{2}} \langle \pi^-l_\pm^+\nu_l | H_{wk} | K_L(t) \rangle, \quad (94)$$

für einen anfänglich reinen K^0 -Strahl:

$$\begin{aligned} h_\pm^+ &\simeq \frac{(1-\tilde{\epsilon}+\Delta)}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{(1+\tilde{\epsilon}+\Delta)}{\sqrt{2}} f_\pm + \frac{(1-\tilde{\epsilon}-\Delta)}{\sqrt{2}} \bar{g}_\pm \right\} e^{-(im_S + \frac{\gamma_S}{2})t} \\ &\quad + \frac{(1-\tilde{\epsilon}-\Delta)}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{(1+\tilde{\epsilon}-\Delta)}{\sqrt{2}} f_\pm - \frac{(1-\tilde{\epsilon}+\Delta)}{\sqrt{2}} \bar{g}_\pm \right\} e^{-(im_L + \frac{\gamma_L}{2})t} \\ &= \frac{f_\pm}{2} \left(\{ (1+2\Delta) + (1-2\tilde{\epsilon}) \cdot x_\pm^+ \} e^{-(im_S + \frac{\gamma_S}{2})t} \right. \\ &\quad \left. + \{ (1-2\Delta) - (1-2\tilde{\epsilon}) \cdot x_\pm^+ \} e^{-(im_L + \frac{\gamma_L}{2})t} \right), \end{aligned} \quad (95)$$

$$\text{mit } x_\pm^+ = \frac{\bar{g}_\pm}{f_\pm} \quad (96)$$

Dabei wurden die Eigenzustände $|K_S\rangle$ und $|K_L\rangle$ zu (11) mit den entsprechenden Exponentialfunktionen versehen, welche durch die Eigenwerte (15) bestimmt werden. Des weitern wurden höhere Ordnungen von $\tilde{\epsilon}$ und Δ vernachlässigt. $x_\pm^+$ ist definitionsgemäss ein Mass für die Abweichung der $\Delta S = \Delta Q$ -Regel bei positiven Leptonen, d.h. $x_\pm^+$ ist Null, falls die Regel strikte gilt. Da die zu erwartende Verletzung dieser Regel klein ist, so können in (95) auch Terme zweiter und höherer Ordnung in $x_\pm$, sowie Produkte $x_\pm \tilde{\epsilon}$ und $x_\pm \Delta$ vernachlässigt werden. Im CPLEAR-Experiment können Muonen kaum von Pionen unterschieden werden, d.h. dass wir uns beim semileptonischen Zerfall auf Elektronen beschränken müssen. Wegen ihrer geringen Masse kommen praktisch nur linkshändige Elektronen vor und wir können uns mit den Formfaktoren mit positiven Indizes begnügen, die von nun an weggelassen werden sollen. Ebenso soll $x^+ := x_+^+$ gelten. Damit reduziert sich (95) zu

$$h^+ = \frac{f}{2} \left\{ (1+2\Delta + x^+) e^{-(im_S + \frac{\gamma_S}{2})t} + (1-2\Delta - x^+) e^{-(im_L + \frac{\gamma_L}{2})t} \right\},$$

und in derselben Weise ergibt sich die Zeitabhängigkeit der übrigen in (89) angegebenen Formfaktoren

$$\begin{aligned} \bar{h}^- &= \frac{\bar{f}}{2} \left\{ (1-2\Delta + x^-) e^{-(im_S + \frac{\gamma_S}{2})t} + (1+2\Delta - x^-) e^{-(im_L + \frac{\gamma_L}{2})t} \right\}, \\ h^- &= \frac{\bar{f}}{2} \left\{ (1-2\tilde{\epsilon} + x^-) e^{-(im_S + \frac{\gamma_S}{2})t} - (1-2\tilde{\epsilon} - x^-) e^{-(im_L + \frac{\gamma_L}{2})t} \right\}, \\ \bar{h}^+ &= \frac{f}{2} \left\{ (1+2\tilde{\epsilon} + x^+) e^{-(im_S + \frac{\gamma_S}{2})t} - (1+2\tilde{\epsilon} - x^+) e^{-(im_L + \frac{\gamma_L}{2})t} \right\}, \end{aligned} \quad (97)$$

$$\text{mit } x^- = \frac{g}{\bar{f}}. \quad (98)$$

Analog zu x^+ ist x^- ein Mass für die Verletzung der $\Delta S = \Delta Q$ -Regel im semileptonischen Zerfall mit einem negativ geladenen Lepton (Elektron).

Gilt die CPT -Invarianz, so wird die Behandlung der semileptonischen Zerfälle besonders einfach. Da es keinen experimentellen Hinweis für CPT -Verletzung gibt, wollen wir von nun an die CPT -Symmetrie als erhalten voraussetzen. In diesem Fall gelten wegen (19), (91) und (96), (98) :

$$\Delta = 0, \quad |\bar{f}| = |f| \quad \text{und} \quad x^- = \frac{g}{\bar{f}} = \left(\frac{\bar{g}}{f^*} \right) = x^{+*}. \quad (99)$$

Auch ist dann das a_0 in (60) rein imaginär und wegen (61) gilt $r_\epsilon = r_{\bar{\epsilon}}$. Ist ein Experiment, wie beispielsweise CPLEAR, darauf ausgelegt, für ein Zerfallsereignis festzustellen, ob das zerfallene Kaon als K^0 oder $\bar{K}^0$ entstanden ist, so lassen sich diverse Asymmetrien zwischen Raten der in (89) aufgeführten Zefälle studieren. Wegen (93) lassen sich diese mit (97) unter Berücksichtigung von (99) einfach angeben :

$$\begin{aligned} R^+ &\equiv R(K^0, l^+) = C \cdot \left\{ (1 + 2r_x) e^{-\gamma_s t} + (1 - 2r_x) e^{-\gamma_L t} \right. \\ &\quad \left. + 2[\cos(\Delta m t) - 2ix \sin(\Delta m t)] e^{-\bar{\gamma} t} \right\} \\ \bar{R}^+ &\equiv R(\bar{K}^0, l^+) = C \cdot \left\{ (1 + 2r_x + 4r_\epsilon) e^{-\gamma_s t} + (1 - 2r_x + 4r_\epsilon) e^{-\gamma_L t} \right. \\ &\quad \left. - 2[(1 + 4r_\epsilon) \cos(\Delta m t) - 2ix \sin(\Delta m t)] e^{-\bar{\gamma} t} \right\} \\ R^- &\equiv R(K^0, l^-) = C \cdot \left\{ (1 + 2r_x - 4r_\epsilon) e^{-\gamma_s t} + (1 - 2r_x - 4r_\epsilon) e^{-\gamma_L t} \right. \\ &\quad \left. - 2[(1 - 4r_\epsilon) \cos(\Delta m t) + 2ix \sin(\Delta m t)] e^{-\bar{\gamma} t} \right\} \\ \bar{R}^- &\equiv R(\bar{K}^0, l^-) = C \cdot \left\{ (1 + 2r_x) e^{-\gamma_s t} + (1 - 2r_x) e^{-\gamma_L t} \right. \\ &\quad \left. + 2[\cos(\Delta m t) + 2ix \sin(\Delta m t)] e^{-\bar{\gamma} t} \right\}, \end{aligned} \quad (100)$$

wobei C eine Konstante, $x = x^+$ (und $x^* = x^-$), $\bar{\gamma} = \frac{1}{2}(\gamma_s + \gamma_L)$ und $\Delta m = m_L - m_s$ sind. (Zu bemerken ist, dass in der ebenfalls häufig verwendeten Phasenkonvention, bei der, umgekehrt zu (6), K_1^0 negative und K_2^0 positive CP hat, auch x das Vorzeichen wechselt.)

Da wir CPT -Invarianz voraussetzen, sind CP und T in gleichen Massen verletzt. Nach (92) würde dann ein von Null verschiedener Imaginärteil von x auf CP -Verletzung hindeuten. Ohne Verletzung der $\Delta S = \Delta Q$ -Regel würde man jedoch erwarten, dass sich im semileptonischen Zerfall nur die CP -Verletzung der Mischung manifestieren würde, da es sich ja nicht um Zustände mit definierter CP handelt und folglich auch keine CP -Verletzung im Zerfall vorkommen kann. In der Tat gibt dann die als Ladungsasymmetrie bezeichnete Asymmetrie zwischen den Zerfallsbreiten von $K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l$ und $K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l$

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) - \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) + \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)} = \frac{2r_\epsilon}{1 + |\epsilon|^2} \simeq 2 \operatorname{Re} \epsilon \quad (101)$$

gerade das Skalarprodukt (16) zwischen K_s und K_L wider, das bei CPT -Invarianz nur noch vom Parameter r_ϵ abhängt. Tragen wir nun noch einer allfälligen Abweichung von der

$\Delta S = \Delta Q$ - Regel Rechnung, so gilt für kleine ϵ und x :

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) - \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) + \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)} \simeq 2 \operatorname{Re} \epsilon \cdot \frac{1 - |x|^2}{|1 - x|^2} \simeq \frac{2 \operatorname{Re} \epsilon}{1 - 2 \operatorname{Re} x} . \quad (102)$$

Betrachten wir nur die erste Ordnung, so ist (102) mit (101) identisch, d.h. die $\Delta S = \Delta Q$ - Regel bleibt ohne Einfluss. Die CP -Verletzung der Mischung lässt sich also direkt aus den Messungen der leptonischen Zerfallsbreiten eines K_L -Strahls bestimmen. Einen solchen erhält man, indem die K_S -Komponente eines Strahls von neutralen Kaonen zerfallen lässt.

Wie erwähnt, lassen sich aus den Raten (100) diverse (zeitabhängige) Asymmetrien bilden, die auf eine oder mehrere der Parameter Δm , $\operatorname{Re}(\epsilon)$, $\operatorname{Re}(x)$ und $\operatorname{Im}(x)$ sensitiv sind. Solche werden im Abschnitt 1.6 im Zusammenhang mit Asymmetrien der pionischen Zerfallskanäle kurz besprochen.

1.5 CP -Verletzung im Standard-Modell (SM)

Bis hierher haben wir Verletzungen der Symmetrien T , CP und CPT lediglich parametrisiert. Doch damit sind wir keineswegs an die Wurzeln der Phänomene gelangt. Es sind im Verlaufe der Jahre viele Theorien und Modelle entstanden [19], die versuchen, die beobachteten Symmetrieverletzungen zu erklären, d.h. die zu diesem Zwecke eingeführten Parameter aus viel fundamentalen Größen zu berechnen. Nebst dem Standard-Modell haben auch das Modell der Superschwachen Wechselwirkung, das Links-Rechts Symmetrische Modell und das Supersymmetrische Modell grosse Beachtung gefunden, um nur einige zu nennen. An dieser Stelle soll lediglich auf die dem Standard-Modell zugrunde liegenden Ideen eingegangen werden. Einige Unterschiede zum Superschwachen Modell wurden bereits an entsprechender Stelle genannt.

Ende der 60-er Jahre entwickelten Weinberg und Salam eine Eichtheorie, mit der die Vereinigung der schwachen mit der elektromagnetischen Wechselwirkung zur sogenannten elektroschwachen Wechselwirkung gelang. Diese basiert auf einer $SU(2)$ -Gruppe des „schwachen Isospins“ I und einer $U(1)$ -Gruppe des „schwachen Hyperladung“ $Y = Q - I_3$, wobei, wie in (1), Q die elektrische Ladung und I_3 die dritte Komponente des Isospins sind. $U(1)$ ist die Symmetriegruppe von Phasentransformationen von der Art (2).

Die Masseneigenzustände der Quarks kommen in dieser Theorie als linkshändige „schwache Isospin“ Dubletts ($I=1/2$) und rechtshändigen Singulets ($I=0$) der $SU(2)$ vor. An jenen schwachen Wechselwirkungs-Prozessen, die durch ladungswechselnde Ströme beschrieben werden, d.h. bei denen die geladenen intermediären Vektorbosonen $W^\pm$ entstehen, nehmen nur die linkshändigen Quarks teil, so dass die Lagrangedichte $\mathcal{L}_{wk}$, welche die Wechselwirkungsenergie unter den Teilchen wiedergibt, lautet [20, 21]:

$$\mathcal{L}_{wk} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{U}_L^{wk} \gamma^\mu D_L^{wk} W_\mu^+ + \bar{D}_L^{wk} \gamma^\mu U_L^{wk} W_\mu^- \right) . \quad (103)$$

Die U_L^{wk} und D_L^{wk} sind Vektoren im Raum der Quarkfamilien, deren Komponenten (als Fermionen mit Spin 1/2) durch Spinoren auf die Pauli-Spinmatrizen γ^μ wirken. Die übrigen Indizes weisen darauf hin, dass es sich um die linkshändigen (L) Quarkeigenzustände vom up- (u, c und t), respektive vom down-Typ (d, s und b) der schwachen (wk) Wechselwirkung handelt. Wie üblich soll der doppelte Index μ die Summe über die Raum- und Zeitkomponenten bedeuten und es gilt $\bar{\psi} = \psi^* \gamma_4$. Um die Diagonalität der Wechselwirkung in den Basiszuständen zu betonen, wurde die Einheitsmatrix 1 explizit geschrieben. Wäre $SU(2) \times U(1)$

eine exakte Symmetrie, wären alle Quarks masselos und es gäbe keinen Unterschied zwischen den Wechselwirkungs-Eigenzuständen und den Masse-Eigenzuständen. In unser realen Welt jedoch ist diese Symmetrie gebrochen. Im einfachst möglichen Modell, dem Standard-Modell mit 3 Quarkfamilien und nur einem einzigen Higgs-Dublett, geschieht dies, wenn das neutrale Higgsboson H^0 seinen Vakuum-Erwartungswert $\langle H^0 \rangle$ erreicht. Dann kehren die zwischen den Fermionen und den Higgs-Bosonen stattfindenden Yukawa-Wechselwirkungen, welche für H^0 durch

$$\mathcal{L}_Y = \bar{U}_L^{wk} F U_R^{wk} H^{0*} + \bar{D}_L^{wk} G D_R^{wk} H^0 + \bar{U}_R^{wk} F^\dagger U_L^{wk} H^0 + \bar{D}_R^{wk} G^\dagger D_L^{wk} H^{0*} \quad (104)$$

mit den Yukawa-Matrizen F und G gegeben sind, in die Massematrizen M_U und M_D der up- und down-Quarks, wobei

$$M_U = F \langle H^0 \rangle, \quad M_D = G \langle H^0 \rangle.$$

Diese Matrizen haben die Eigenschaft, dass sie im allgemeinen nicht simultan diagonalisiert werden können. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit kann man die Wechselwirkungs-Eigenzustände der up-Quarks mit den Massen-Eigenzuständen identifizieren, also $U_{L,R} = U_{L,R}^{wk}$. Um M_D zu diagonalisieren kann man immer eine biunitäre Transformation

$$M_D^{diag} = V_L M_D V_R^\dagger$$

benützen. Da die Masse-Eigenzustände $D_{L,R}$ die Gleichung $\bar{D}_L M_D^{diag} D_R = \bar{D}_L^{wk} M_D D_R^{wk}$ erfüllen, lassen sich die Beziehungen

$$D_L = V_L D_L^{wk} \quad (\text{und} \quad D_R = V_R D_R^{wk})$$

herstellen. (103) wird damit zu

$$\mathcal{L}_{wk} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{U}_L \gamma^\mu V_L^\dagger D_L W_\mu^+ + \bar{D}_L V_L \gamma^\mu U_L W_\mu^- \right), \quad (105)$$

wobei die unitäre Matrix $V_L^\dagger$ die Mischungsmatrix der Quarks ist. Von den n^2 Parametern, wobei n die Anzahl Generationen ist, können $n(n-1)/2$ als reelle Winkel und $n(n+1)/2$ als komplexe Winkel (Phasen) gewählt werden, von denen wiederum $(2n-1)$ wegtransformiert werden können. In dieser neuen Form bleiben dann noch $(n-1)(n-2)/2$ physikalisch relevante Phasen übrig. Im Falle von lediglich 2 Quarkfamilien gäbe es also nur einen reellen Winkel, aber keine Phase und $V_L^\dagger$ wäre die Cabibbo Matrix. Für das Standard-Modell mit 3 Quarkfamilien ergeben sich 3 reelle Winkel und genau 1 Phase. Die dazugehörige Matrix $V_L^\dagger$ heisst die Kobayashi-Maskawa (KM) Matrix.

Die CP -transformierte Lagrangedichte zu (105) erhält man durch Substitution der Quark-Operatoren durch deren CP -Transformierten, was

$$\mathcal{L}_{wk} = \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{D}_L V_L^* \gamma^\mu U_L W_\mu^- + \bar{U}_L \gamma^\mu (V_L^\dagger)^* D_L W_\mu^+ \right), \quad (106)$$

liefert. Vergleicht man (106) mit (105), so sieht man, dass die Lagrangedichte für eine komplexe Quark-Mischungsmatrix nicht invariant unter CP ist, d.h.

$$\mathcal{L}_{wk} \neq \mathcal{L}_{wk}^{(CP)} \quad \text{für} \quad V_{ij} \neq V_{ij}^*,$$

wobei für $V_L^\dagger$ nur noch V steht. Die CP -Invarianz kann also durch komplexe Phasen in der KM-Matrix V gebrochen werden, was nur mit mindestens 3 Quarkfamilien erreicht werden kann. Eine mögliche Parametrisierung der KM-Matrix ist [10]:

$$V \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

mit $c_{ij} \equiv \cos \vartheta_{ij}$ und $s_{ij} \equiv \sin \vartheta_{ij}$, wobei ϑ_{ij} die Mischungswinkel zwischen den Generationen i und j sind.

Es müssen mehrere Bedingungen erfüllt werden, um die CP -Symmetrie zu verletzen:

1. Der imaginäre Teil von $e^{i\delta}$ sollte nicht verschwinden, d.h. $\sin \delta \neq 0$.
2. Die Massen sowohl der up-Quarks (u, c, t) als auch der down-Quarks (d, s, b) müssen paarweise verschieden sein.
3. Die s_{ij} und c_{ij} der 3 Mischungswinkel ϑ_{12} , ϑ_{13} und ϑ_{23} sollten von Null verschieden sein.

Diese Bedingungen können in folgender Ungleichung zusammengefasst werden:

$$\begin{aligned} T(M_u^2) \cdot B(M_d^2) \cdot J &\neq 0, \\ \text{wobei} \quad T(M_u^2) &= (m_t^2 - m_c^2)(m_c^2 - m_u^2)(m_t^2 - m_u^2) \\ B(M_d^2) &= (m_b^2 - m_s^2)(m_s^2 - m_d^2)(m_b^2 - m_d^2) \\ J &= c_{12}c_{23}c_{13}^2s_{12}s_{23}s_{13}\sin\delta. \end{aligned}$$

Diese letztgenannte Funktion J der Mischungswinkel und der Phase kann in einer Form geschrieben werden, die explizit unabhängig von der Parametrisierung (d.h. von Phasenkonventionen) ist:

$$|J| = |\text{Im}(V_{ij}V_{lk}V_{ik}^*V_{lj}^*)| \quad \text{mit } i, l \in \{u, c, t\}, j, k \in \{d, s, b\} \text{ und } i \neq l, j \neq k.$$

J hat die interessante Eigenschaft, dass sämtliche CP -verletzenden Observablen proportional zu J sind. Ist eine der obigen Bedingungen nicht erfüllt, so könnte CP -Verletzung nicht mit dem Standard-Modell erklärt werden.

Übergänge zwischen K^0 und $\bar{K}^0$, d.h. $\Delta S=2$ -Übergänge, welche CP -Verletzung in der Mischungsmatrix (ϵ) verursachen, werden durch sogenannte Boxdiagramme (Abbildung 3) dargestellt. Die CP -Verletzung im Zerfall der neutralen Kaonen ($\Delta S=1$) wird im Rahmen des Standard-Modells durch Pinguindiagramme (Abbildung 4) beschrieben, wobei der Gluonaustausch jenen des Photonaustauschs dominiert. Konkret können die Grössen ϵ und ϵ' jedoch nur ungenau berechnet werden, weil die experimentelle Bestimmung der einzelnen Elemente der KM-Matrix sehr schwierig und bis heute nicht mit befriedigender Genauigkeit erfolgt ist. Des weitern gehen in ϵ und ϵ' QCD-Beiträge ein, die sich einer genauen rechnerischen Bestimmung entziehen. Zudem stellen auch die zu ungenau bekannten Quarkmassen, speziell die des (noch nicht beobachteten) Tops, ein Problem dar.

Der Vollständigkeit halber sei in Abbildung 5 der im Standard-Modell erlaubte semileptonische Zerfall mit $\Delta S=\Delta Q$ wiedergegeben. ($\Delta S=-\Delta Q$ -Übergänge könnten im Standard-Modell nicht erklärt werden.)



Abbildung 3: Boxdiagramme

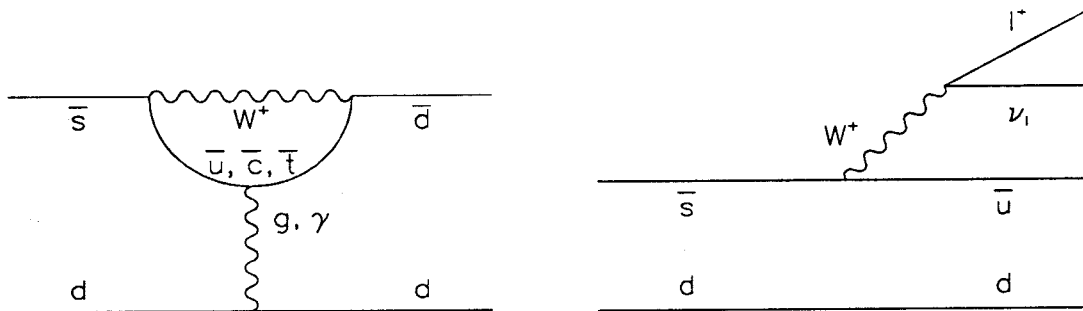


Abbildung 4: Pinguindiagramm

Abbildung 5: Feynman-Diagramm zum $\Delta S = \Delta Q$ - erhaltenden semileptonischen Zerfall

1.6 Asymmetrien zur Bestimmung von CP -Verletzung

Wie schon im Abschnitt über den semileptonischen Zerfallskanal angedeutet wurde, sind Asymmetrien zwischen Zerfallsraten der beiden kaonischen Produktionszustände K^0 und $\bar{K}^0$ geeignet, CP -verletzende Größen nachzuweisen und zu untersuchen. Das Schwergewicht soll dabei auf Zerfälle mit definierter CP im Endzustand gelegt werden. Nur im letzten Unterkapitel wird kurz auf Asymmetrien von semileptonischen Zerfällen im Rahmen der Möglichkeiten des CPLEAR-Experimentes eingegangen. Im Gegensatz zu diesen werden für die ersten Asymmetrien zwischen K^0 und $\bar{K}^0$ für einen bestimmten Endzustand betrachtet. Nach dem Wolfenstein-Sehgal-Theorem [22] ist dann das Auftreten einer (von Null verschiedenen) Asymmetrie ein Zeichen für CP -Verletzung. Man kann nun zwei Arten von Asymmetrien untersuchen, differentielle und integrale Asymmetrien. Während die differentielle Asymmetrie aus zeitabhängigen Zerfallsraten gebildet wird, ist die integrale Asymmetrie durch die unterschiedliche Anzahl Zerfälle zwischen den beiden Kaonen gegeben, welche über einen bestimmten Bereich der Zerfallszeit erfasst werden.

Da es bis anhin noch keinen experimentellen Hinweis für CPT -Verletzung gegeben hat, wollen wir annehmen, dass eine allfällige Abweichung von der CPT -Invarianz sehr klein ist im Vergleich zur CP -Verletzung. Die in den vorangehenden Kapiteln angestellten Überlegun-

gen, welche auch CPT -Verletzung in Betracht zogen, sollten lediglich verdeutlichen, dass deren Nichtinvarianz in denselben Formalismus zur Beschreibung von CP -Verletzung einbezogen werden kann. In diesem Zusammenhang liessen sich dann für die Grössen, mit denen CP -Verletzung parametrisiert wird, Bedingungen ableiten, die im Falle von CPT -Invarianz gelten müssten (z.B. bestimmte Phasen) und die aus Messergebnissen überprüft werden können. Mit anderen Worten sind Messungen von CP -verletzenden Grössen häufig auch sensitive Tests für CPT -Invarianz. Doch bei der nun folgenden Besprechung der Messmethoden von CP -verletzenden Parametern soll nicht explizit auf CPT -Verletzung eingegangen werden, d.h. wir wollen von nun an die CPT -Symmetrie als erhalten voraussetzen.

1.6.1 Zerfallsraten für Zustände mit definierter CP

Ganz allgemein ist das Mischen der K_S - und K_L -Zustände, also das Auftreten von Interferenz zwischen diesen beiden Zuständen eine unabdingbare Voraussetzung für eine nichtverschwindende Asymmetrie. Die Interferenz wiederum ist eine direkte Folge aus der Tatsache, dass die neutralen Kaonzustände der Produktion nicht auch die physikalisch beobachtbaren Zustände des Zerfalls sind. Deswegen müssen, wie im Unterkapitel 1.1.3 beschrieben, K^0 und $\bar{K}^0$ als Superposition von K_S und K_L betrachtet werden. Analog zum semileptonischen Fall, wo aus (94) die zeitliche Entwicklung der Formfaktoren folgte, ist die Zeitabhängigkeit der Zerfallsraten von K^0 und $\bar{K}^0$ für einen Endzustand f durch

$$\begin{aligned} R_f(t) &\equiv R[K^0 \rightarrow f](t) \simeq \frac{1}{2|1 + \bar{\epsilon}|^2} \\ &\quad \cdot \{ |A_{S,f}|^2 e^{-\gamma_S t} + |A_{L,f}|^2 e^{-\gamma_L t} + [A_{S,f} A_{L,f}^* e^{i\Delta m t} + A_{S,f}^* A_{L,f} e^{-i\Delta m t}] e^{-\bar{\gamma} t} \} \\ \bar{R}_f(t) &\equiv R[\bar{K}^0 \rightarrow f](t) \simeq \frac{1}{2|1 - \bar{\epsilon}|^2} \\ &\quad \cdot \{ |A_{S,f}|^2 e^{-\gamma_S t} + |A_{L,f}|^2 e^{-\gamma_L t} - [A_{S,f} A_{L,f}^* e^{i\Delta m t} + A_{S,f}^* A_{L,f} e^{-i\Delta m t}] e^{-\bar{\gamma} t} \} \end{aligned} \quad (107)$$

gegeben. Dabei wurden, wie gewohnt, zweite und höhere Ordnungen von $\bar{\epsilon}$ vernachlässigt. Der Ratenunterschied zwischen K^0 und $\bar{K}^0$ kommt also im wesentlichen durch das unterschiedliche Vorzeichen des Interferenzterms zustande.

Kann der Zustand f in beiden CP -Zuständen auftreten, so lässt sich diesem Umstand dadurch Rechnung tragen, dass wir in (107) Amplituden $A_{S,L}^{(+)}$ und $A_{S,L}^{(-)}$ einführen, wobei sich $+$ und $-$ auf die CP -Quantenzahl beziehen. Bekanntlich ist die totale Zerfallsbreite Γ die Summe aus den Teilzerfallsbreiten der einzelnen Zerfallskanäle, deren Endzustände im Hilbert-Raum senkrecht zueinander stehen (was z.B. auch aus (14) hervorgeht). Deswegen muss beispielsweise auch $|A_{S,L}|^2 = |A_{S,L}^{(+)}|^2 + |A_{S,L}^{(-)}|^2$ gelten, denn Zustände unterschiedlicher CP sind ebenfalls zueinander orthogonal, wie man anhand von (5) verifiziert. Für die Raten (107) können wir dann schreiben:

$$\begin{aligned} R_f(t) (\bar{R}_f(t)) &\simeq \frac{1 \mp 2\bar{\epsilon}}{2} \cdot \{ |A_{S,f}|^2 e^{-\gamma_S t} + |A_{L,f}|^2 e^{-\gamma_L t} \\ &\quad \pm 2 \operatorname{Re} [e^{i\Delta m t} (A_{S,f}^{(+)} A_{L,f}^{(+)*} + A_{S,f}^{(-)} A_{L,f}^{(-)*})] e^{-\bar{\gamma} t} \} \\ &\simeq \frac{1 \mp 2\bar{\epsilon}}{2} \cdot \{ |A_{S,f}|^2 e^{-\gamma_S t} + |A_{L,f}|^2 e^{-\gamma_L t} \\ &\quad \pm 2 \operatorname{Re} [e^{i\Delta m t} (|A_{S,f}^{(+)}|^2 E_f^{(+)*} + |A_{L,f}^{(-)}|^2 E_f^{(-)})] e^{-\bar{\gamma} t} \} \end{aligned} \quad (108)$$

$$\text{mit } E_f^{(+)} = \frac{A_{L,f}^{(+)}}{A_{S,f}^{(+)}} \quad \text{und} \quad E_f^{(-)} = \frac{A_{S,f}^{(-)}}{A_{L,f}^{(-)}}.$$

Auch wurde wiederum aufgrund der vorausgesetzten CPT -Invarianz $\tau_\epsilon = \tau_{\bar{\epsilon}}$ gesetzt. Da, wie schon früher bemerkt, in Abwesenheit von CP -Verletzung K_S mit dem CP -geraden Zustand und K_L mit dem CP -ungeraden Zustand identisch wären, zeigen von Null verschiedene Werte von mindestens einer der beiden Grössen $E_f^{(+)}$ und $E_f^{(-)}$ offensichtlich CP -Verletzung an. Daraus ist ersichtlich, dass sich CP -Verletzung aufgrund der Interferenzeigenschaft der neutralen Kaonen gerade im Interferenzterm manifestiert. Besonders sensitiv auf die Nichtinvarianz von CP sind somit Ratendifferenzen zwischen K^0 und $\bar{K}^0$. Ganz allgemein tritt aber CP -Verletzung in einem bestimmten Zerfallskanal immer dann in Erscheinung, wenn K^0 und $\bar{K}^0$ im Produktionstarget in unterschiedlichen Mengen entstehen. Dann ist die Zuwachsrate des Endzustands f die Summe s_f der Zerfallsraten sowohl von K^0 als auch von $\bar{K}^0$. Besteht ein Strahl neutraler Kaonen zur Zeit seiner Produktion ($t=0$) zu einem Anteil von $(1+D)/2$ aus dem K^0 -Zustand und zu einem Anteil von $(1-D)/2$ aus dem $\bar{K}^0$ -Zustand, so ergibt sich aus (108) für die Zuwachsrate s_f des Endzustands f [26]:

$$s_f \propto |A_{S,f}|^2 e^{-\gamma_S t} + |A_{L,f}|^2 e^{-\gamma_L t} + (D(p) - 2\tau_\epsilon) \cdot 2 \operatorname{Re} [e^{i\Delta m t} (|A_{S,f}^{(+)}|^2 E_f^{(+)*} + |A_{L,f}^{(-)}|^2 E_f^{(-)})] e^{-\bar{\gamma} t}, \quad (109)$$

wobei mit $D(p)$ angedeutet werden soll, dass der „Verdünnungsfaktor“ D (engl. dilution) vom Impuls p abhängt. Sind N_{K^0} und $N_{\bar{K}^0}$ die Anzahl erzeugter K^0 , resp. $\bar{K}^0$, so ist der Verdünnungsfaktor durch

$$D = \frac{N_{K^0} - N_{\bar{K}^0}}{N_{K^0} + N_{\bar{K}^0}}$$

gegeben. Es ist klar, dass die Interferenz umso deutlicher ausfällt, je grösser der Unterschied zwischen N_{K^0} und $N_{\bar{K}^0}$ ist. In der Praxis erlangt man für D Werte, die gross genug sind, dass $2\tau_\epsilon$ vernachlässigt werden kann. Der Grund für die unterschiedliche Erzeugungsrate von K^0 und $\bar{K}^0$, die z.B. beim Beschuss eines Targets (Protonen) mit negativen Pionen entstehen, liegt in der Strangeness-Erhaltung der starken Wechselwirkung, die zu unterschiedlichen Produktionsmechanismen für K^0 und $\bar{K}^0$ mit ungleicher Schwellenenergie führt. Die Gleichung (109) steht für die „klassische“ Methode zur Messung von CP -Verletzung (siehe z.B. in [27]), bei der die Abweichung der Zuwachsrate s_f vom erwarteten Verlauf ohne Interferenz bestimmt wird. Ein Nachteil dieser Methode ist nebst der Impulsabhängigkeit des Verdünnungsfaktors D der Umstand, dass dieser genau bekannt sein muss, will man aus der gemessenen Interferenz quantitative Aussagen über den CP -verletzenden Anteil machen. Doch die Bestimmung von D ist im allgemeinen keine leichte Aufgabe.

Einen grundsätzlich neuen Weg zur Messung von CP -Verletzung wird mit der CPLEAR-Methode beschritten, welche im „Taggen“ von K^0 und $\bar{K}^0$ besteht. Dies bedeutet, dass im Gegensatz zur soeben erwähnten Interferenzmethode das CPLEAR-Experiment in der Lage ist, festzustellen, ob ein Zerfallsprodukt ursprünglich von einem K^0 oder einem $\bar{K}^0$ stammt (siehe dazu Kapitel 2), so als ob zwei Strahlen, ein K^0 - und ein $\bar{K}^0$ -Strahl, vorhanden wären. Anstatt die in (109) stehende Zerfallsrate s_f aus K^0 und $\bar{K}^0$ zusammen sind nun die K^0 - und $\bar{K}^0$ -Raten (107) (oder (108)) separat erhältlich, was uns zum Thema der Asymmetriemessungen führt.

1.6.2 Zeitabhängige Asymmetrien

Gerade weil die Differenz der partiellen K^0 - und $\bar{K}^0$ -Raten eines Zerfallsmodus nur noch aus dem Interferenzterm zwischen K_S und K_L besteht, sind Asymmetrien, definiert durch

$$A_f(t) = \frac{R[\bar{K}^0 \rightarrow f](t) - R[K^0 \rightarrow f](t)}{R[\bar{K}^0 \rightarrow f](t) + R[K^0 \rightarrow f](t)} \equiv \frac{\bar{R}_f(t) - R_f(t)}{\bar{R}_f(t) + R_f(t)}, \quad (110)$$

am geeignetsten, CP -Verletzung in einem Endzustand f zu studieren. Eine Asymmetrie A_f lässt sich aufgrund der Raten (108) auf die Form

$$A_f(t) = \frac{Z + F_f(t)}{1 + Z \cdot F_f(t)} \simeq Z + F_f(t), \quad (111)$$

mit $Z = 2\epsilon$,

$$F_f(t) = - \frac{2 \operatorname{Re} [e^{i\Delta m t} (|A_{S,f}^{(+)}|^2 E_f^{(+)*} + |A_{L,f}^{(-)}|^2 E_f^{(-)})] e^{-\bar{\gamma} t}}{|A_{S,f}|^2 e^{-\gamma_S t} + |A_{L,f}|^2 e^{-\gamma_L t}} \quad (112)$$

bringen. Die Grösse Z gibt CP -Verletzung der Mischung wider, während $F_f(t)$ eine allfällige CP -Verletzung des Zerfalls in einen Endzustand f beinhaltet.

1.6.3 Integrale Asymmetrien

Von einigem Nutzen bei der Untersuchung von CP -Verletzung sind auch integrale Asymmetrien, welche analog zu (110) durch

$$I_f(t_0) = \frac{\int_0^{t_0} R[\bar{K}^0 \rightarrow f](t) dt - \int_0^{t_0} R[K^0 \rightarrow f](t) dt}{\int_0^{t_0} R[\bar{K}^0 \rightarrow f](t) dt + \int_0^{t_0} R[K^0 \rightarrow f](t) dt} \equiv \frac{\int_0^{t_0} \bar{R}_f(t) dt - \int_0^{t_0} R_f(t) dt}{\int_0^{t_0} \bar{R}_f(t) dt + \int_0^{t_0} R_f(t) dt}, \quad (113)$$

definiert sein sollen. Im wesentlichen wird hierbei für ein Zerfallsprodukt die aufgrund der CP -Verletzung unterschiedliche Anzahl von Zerfällen zwischen K^0 und $\bar{K}^0$ über einen bestimmten Bereich der Zerfallszeit bestimmt. Ein Vorteil bei der integralen Asymmetrie ist, zumindest in statistischer Hinsicht, die Tatsache, dass lediglich die Gesamtrate von Belang ist, wogegen bei der Bildung von differentiellen Asymmetrien die einzelnen Raten sämtlicher relevanten Zeitintervalle gemessen werden müssen. So liesse sich beispielsweise nur über die integralen Asymmetrien des zweipionischen Zerfalls eine Messung des Verhältnisses ϵ'/ϵ vornehmen (vgl. (120)), da ϵ' rund tausend mal kleiner ist als ϵ . Nachteilig wirkt sich jedoch der Umstand aus, dass die integralen Raten bis zur Zerfallszeit $t=0$ hinunter erfasst werden müssen.

Entsprechend der Form (111) für $A_f(t)$ können wir für die integrale Asymmetrie schreiben:

$$I_f(t_0) = \frac{Z + G_f(t_0)}{1 + Z \cdot G_f(t_0)} \simeq Z + G_f(t_0), \quad (114)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } G_f(t_0) &= - \frac{2 \int_0^{t_0} \text{Re} [e^{i\Delta m t} (|A_{S,f}^{(+)}|^2 E_f^{(+)*} + |A_{L,f}^{(-)}|^2 E_f^{(-)})] e^{-\bar{\gamma} t} dt}{|A_{S,f}|^2 \int_0^{t_0} e^{-\gamma_S t} dt + |A_{L,f}|^2 \int_0^{t_0} e^{-\gamma_L t} dt} \\ &= - \frac{2 \text{Re} [(|A_{S,f}^{(+)}|^2 E_f^{(+)*} + |A_{L,f}^{(-)}|^2 E_f^{(-)}) \cdot (\bar{\gamma} + i\Delta m) \cdot (1 - e^{(i\Delta m - \bar{\gamma})t_0})]}{(\bar{\gamma}^2 + \Delta m^2) \cdot \left[\frac{|A_{S,f}|^2}{\gamma_S} (1 - e^{-\gamma_S t_0}) + \frac{|A_{L,f}|^2}{\gamma_L} (1 - e^{-\gamma_L t_0}) \right]}. \end{aligned} \quad (115)$$

Wie wir im Kapitel 2 über die Detektorbeschreibung des CPLEAR-Experimentes noch sehen werden, nimmt dieser ein Volumen ein, das maximal etwa $20\tau_S$ entspricht. Mit diesem Wert für t_0 und dem experimentellen Befund (45), d.h. mit den Näherungen

$$\tau_S \ll t_0 \ll \tau_L \quad \text{und} \quad \frac{\gamma_S}{2} \approx \bar{\gamma} \approx \Delta m \quad (116)$$

lässt sich $G_f(t_0)$ zu

$$G_f(t_0) \simeq - \frac{2\sqrt{2} \text{Re} [e^{i\frac{\pi}{4}} \cdot (|A_{S,f}^{(+)}|^2 E_f^{(+)*} + |A_{L,f}^{(-)}|^2 E_f^{(-)})]}{|A_{S,f}|^2 + |A_{L,f}|^2 \frac{t_0}{\tau_S}} \quad (117)$$

vereinfachen.

1.6.4 Asymmetrien des 2-pionischen Kaonzerfalls

Zeitabhängige Asymmetrien:

Wie wir schon früher gesehen haben, kommt ein 2-pionisches System nur in einem Zustand mit der CP -Quantenzahl $+1$ vor. Dies bedeutet, dass im Zähler (Interferenzterm) von (112) der Anteil mit negativem Vorzeichen entfällt. In diesem Fall gilt beispielsweise für den geladenen Endzustand $\pi^+\pi^-$

$$A_{S,+}^{(+)} = A_{S,+} \quad \text{und} \quad E_{+,-}^{(+)} = \eta_{+,-}$$

und die Asymmetrie (111) lautet

$$A_{+,-}(t) = 2^r \epsilon - \frac{2 |\eta_{+,-}| \cos(\Delta m t - \varphi_{+,-}) e^{\frac{1}{2}(\gamma_S - \gamma_L)t}}{1 + |\eta_{+,-}|^2 e^{(\gamma_S - \gamma_L)t}}. \quad (118)$$

Genau dasselbe gilt für den neutralen Endzustand $\pi^0\pi^0$, d.h. für Vertauschen der Indizes $+-$ durch 00 .

Integrale Asymmetrien:

Unter den gleichen Voraussetzungen wie für $A_{+,-}$ lassen sich die integralen Asymmetrien der 2-pionischen Zerfälle mit den Beziehungen (114) und (115), resp. (117), zu

$$\begin{aligned} I_{+,-} &= 2^r \epsilon - 4^r \eta_{+,-} \\ I_{00} &= 2^r \epsilon - 4^r \eta_{00} \end{aligned} \quad (119)$$

angeben. (119) gilt für obere Integrationszeiten $t_0 \geq 12\tau_S$, wo die integralen Asymmetrien nicht mehr von t_0 abhängen (siehe auch Abbildung 6). Dabei konnte wegen $\eta_{+,-} \simeq \eta_{00} \simeq \epsilon$ der Term $\epsilon^2 t_0 / \tau_S \approx 10^{-4}$ im Nenner von G vernachlässigt werden. Ebenso wurde von der

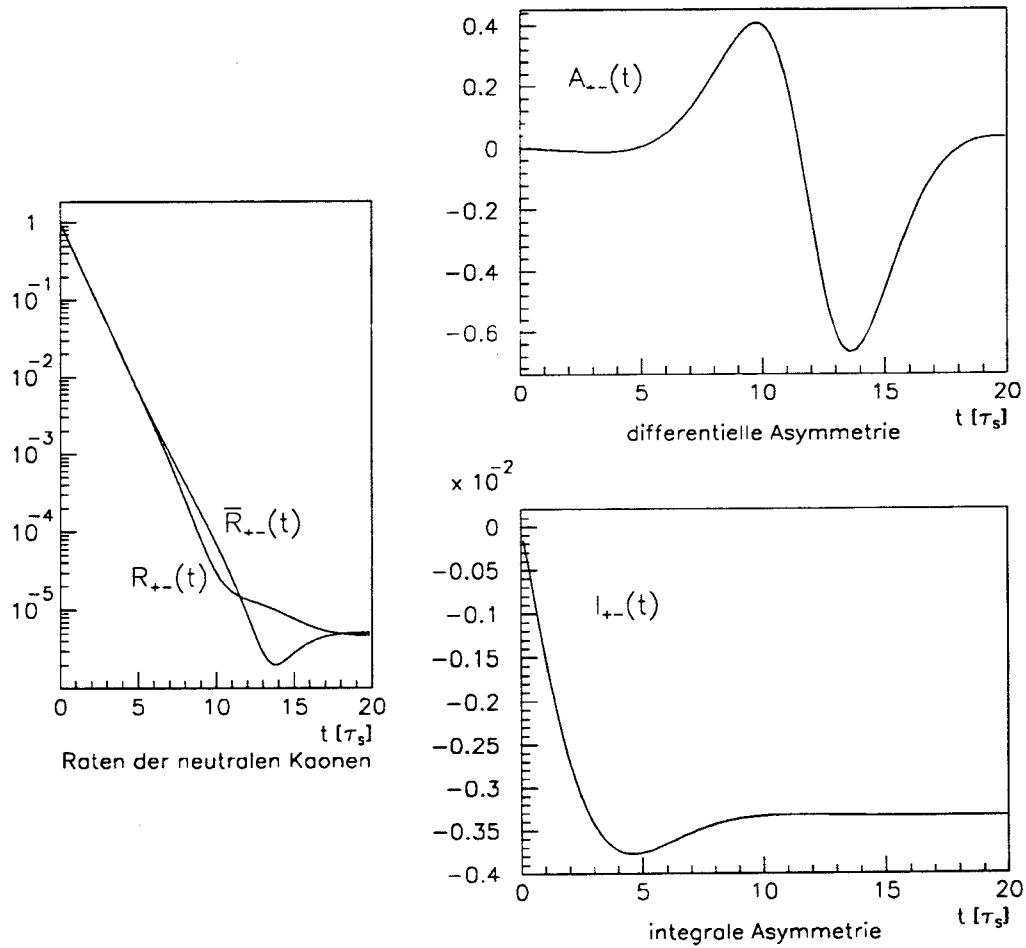


Abbildung 6: Raten und Asymmetrien zum 2-pionischen Zerfall

Tatsache Gebrauch gemacht, dass $\varphi_{+-} \simeq \varphi_{00} \approx \frac{\pi}{4}$ gilt. Offensichtlich werden die beiden integralen Asymmetrien konstant, d.h. unabhängig von der oberen Integrationszeit t_0 , sobald die Terme $e^{-\gamma_s t}$ in (115) vernachlässigt werden können. In Abbildung 6 sind die Raten und Asymmetrien zum 2-pionischen Zerfall aufgetragen.

Aus den Beziehungen (66) für η_{+-} und η_{00} , sowie aus der soeben gefundenen integralen Asymmetrie (119) lassen sich analog zu (72) neue Zusammenhänge finden. So folgt beispielsweise für das Verhältnis I_{00}/I_{+-} , indem Terme zweiter Ordnung in ϵ'/ϵ stets vernachlässigt werden,

$$\frac{I_{00}}{I_{+-}} = \frac{1 - 4 \left(\frac{r\epsilon'}{r\epsilon} \right)}{1 + 2 \left(\frac{r\epsilon'}{r\epsilon} \right)} \simeq 1 - 6 \left(\frac{r\epsilon'}{r\epsilon} \right) ,$$

$$\text{d.h. } \left(\frac{r_{\epsilon'}}{r_{\epsilon}} \right) = \frac{1}{6} \left(1 - \frac{I_{00}}{I_{+-}} \right).$$

Und analog gilt :

$$\begin{aligned} \left(\frac{r_{\epsilon'}}{r_{\epsilon}} \right) &= \frac{1}{10} \left(2 - \frac{I_{00}}{r_{\eta_{+-}}} \right) \\ \left(\frac{r_{\epsilon'}}{r_{\epsilon}} \right) &= \frac{1}{3} \left(1 - \frac{r_{\eta_{00}}}{r_{\eta_{+-}}} \right). \end{aligned} \quad (120)$$

Letztere Beziehung ist im wesentlichen die Beziehung (72), wenn man nur Realteile berücksichtigt. Dass sich das Verhältnis $r_{\epsilon'}/r_{\epsilon}$ durch die integrale Asymmetrien I_{00} und I_{+-} ausdrücken lässt, ist von grosser Bedeutung im CPLEAR-Experiment. Denn wie bereits angetönt, ist es hinsichtlich der Statistik um die integralen Asymmetrien viel besser bestellt als um die differentiellen, aus welchen ja die Grössen η_{+-} und η_{00} bestimmt werden müssen. Dies gilt in ganz besonderem Masse für den neutralen Endzustand. Denn, weil eben die Abweichung des Verhältnisses zwischen η_{+-} und η_{00} von 1 nochmals um einen Faktor 100 bis 1000 kleiner ist als η_{+-} oder η_{00} selbst, so müssten diese sehr genau, d.h. mit sehr kleinen Fehlern gemessen werden, wozu man aber eine ausserordentlich hohe Statistik bräuchte. Die Messung des Verhältnisses ϵ'/ϵ erfolgt denn auch mittels der integralen Asymmetrien.

1.6.5 Asymmetrien des 3-pionischen Kaonzerfalls

Zeitabhängige Asymmetrien:

Ganz ähnlich wie im Fall des 2-pionischen Endzustands kann das $\pi^0\pi^0\pi^0$ -System nur in einem CP -Zustand vorkommen, diesmal aber nur im negativen. Im Gegensatz dazu nimmt das $\pi^+\pi^-\pi^0$ -System, wie im Abschnitt 1.3 geschildert, beide CP -Werte, $+1$ und -1 , an. Jedoch haben wir gesehen, dass für beide Zerfallsamplituden $A_{S,+0}$ und $A_{L,+0}$ die CP -erhaltenden Anteile gegenüber ihren CP -verletzenden dominant sind, weshalb die Näherungen

$$\begin{aligned} A_{S,+0} &\approx A_{S,+0}^{(+)} , & \text{d.h. } A_{S,+0}^{(-)} &\ll A_{S,+0} & \text{und} \\ A_{L,+0} &\approx A_{L,+0}^{(-)} , & \text{d.h. } A_{L,+0}^{(+)} &\ll A_{L,+0} \end{aligned} \quad (121)$$

berechtigt sind. In der Schreibweise von 1.3 sind $E_{+-0}^{(+)} = \eta_{+-0}^{(+)}$ und $E_{+-0}^{(-)} = \eta_{+-0}^{(-)}$, so dass die zeitabhängige Asymmetrie (111) diesmal

$$A_{+-0}(t) \simeq 2r_{\epsilon} - 2|\eta_{+-0}| \cos(\Delta mt + \varphi_{+-0}) e^{-\frac{1}{2}(\gamma_S - \gamma_L)t} \quad (122)$$

lautet, wobei gemäss der Definition (88) das Minuszeichen $(-)$ von $\eta_{+-0}^{(-)}$ weggelassen wurde. Auch haben wir aufgrund der Kleinheit des in (86) aufgeführten Wertes für das Verhältnis r zwischen $|A_{S,+0}|^2$ und $|A_{L,+0}|^2$ sowohl den Anteil des positiven CP -Zustands im Interferenzterm als auch den K_S -Beitrag im Nenner von F_{+-0} vernachlässigt.

Für den neutralen 3-Pionenzustand gilt genau die gleiche Formel (122), nur sind die Indizes $+-0$ durch 000 ersetzt. Allerdings führen nicht die eben ausgeführten Überlegungen zu diesem Schluss, sondern die für den 2-pionischen Fall genannten Argumente.

Zu beachten ist, dass in (122) die Phase φ_{+-0} von η_{+-0} gerade mit umgekehrtem Vorzeichen in den Cosinus eingeht als φ_{+-} in (118). Die Raten und Asymmetrien der Zerfalls in $\pi^+\pi^-\pi^0$ sind in Abbildung 7 wiedergegeben.

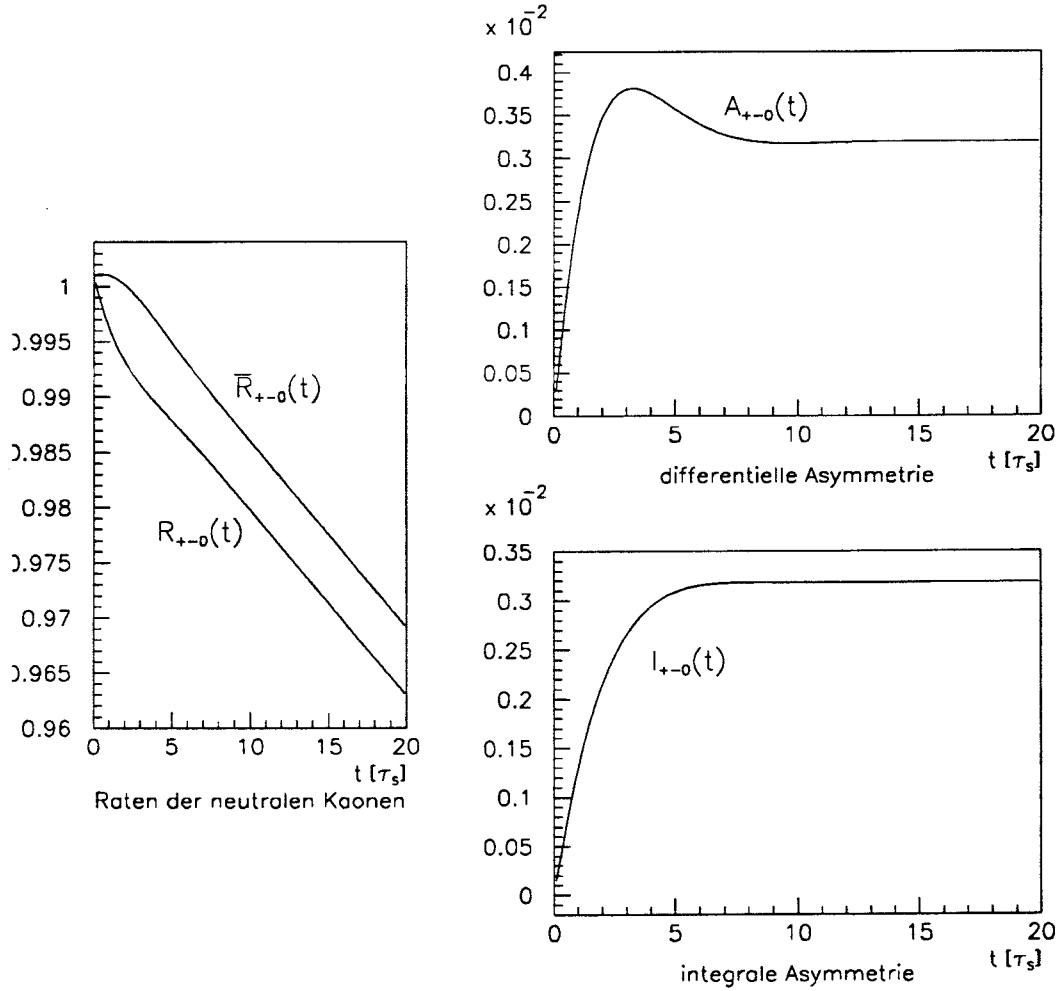


Abbildung 7: Raten und Asymmetrien zum 3-pionischen Zerfall

Integrale Asymmetrien:

Mit ganz ähnlichen Näherungen, die zu den zeitabhängigen Asymmetrien A_{+-0} und A_{000} geführt haben, lassen sich die integralen Asymmetrien für Integrationszeiten t_0 , die nur einige τ_s betragen, angeben. Unter Berücksichtigung von (115) und (117) ergibt sich I_{000} zu:

$$I_{000}(t_0) \simeq 2\epsilon - 4 \frac{\tau_s}{t_0} \tau_{\eta_{000}} \sin(\Delta m t_0) e^{-\bar{\gamma} t_0}, \quad \text{d.h.} \quad (123)$$

$$I_{000}(t_0) \simeq 2\epsilon \quad \text{für } t_0 \gg \tau_s.$$

Im Gegensatz zum 2-pionischen Zerfall tritt in (123) der konstante, d.h. von der Zeit unabhängige Term im Zähler von G (115) nicht mehr in Erscheinung, weil dieser aufgrund der Phase von η_{000} , welche ja erwartungsgemäss auch etwa $\frac{\pi}{4}$ beträgt, rein imaginär wird. Dies ist eine Folge davon, dass mit η_{000} im Interferenzterm nur ein CP -negativer Anteil steht,

dessen Phase gerade mit umgekehrtem Vorzeichen des CP -positiven Anteils eingeht. Ganz ähnlich verhält es sich im Prinzip mit I_{+-0} . Allerdings haben wir jetzt mit $\eta_{+-0}^{(+)}$ einen zusätzlichen, CP -positiven Anteil im Interferenzterm, der ja aufgrund des Unterdrückungsfaktors r in der Grössenordnung von etwa 10^{-3} im allgemeinen vernachlässigt werden kann. Weil aber der CP -negative Beitrag im Interferenzterm aufgrund des geschilderten, auch auf η_{+-0} zutreffenden Verhaltens von η_{000} weitgehend verschwindet, kann $\eta_{+-0}^{(+)}$ möglicherweise durchaus mit $\eta_{+-0} \equiv \eta_{+-0}^{(-)}$ konkurrenzieren. Wie im 2-pionischen Fall wird der CP -positive Anteil nämlich im wesentlichen reell und liefert auch für grosse Zeiten einen nicht verschwindenden Beitrag an I_{+-0} . Damit erhalten wir für die integrale Asymmetrie I_{+-0} :

$$I_{+-0}(t_0) \simeq 2r\epsilon - 4 \cdot \frac{\tau_S}{t_0} \cdot \left[r\eta_{+-0} \sin(\Delta mt_0) e^{-\bar{\gamma}t_0} + r\eta_{+-0}^{(+)} \right], \quad \text{d.h.} \quad (124)$$

$$I_{+-0}(t_0) \simeq 2r\epsilon - 4 \frac{\tau_S}{t_0} r\eta_{+-0}^{(+)} \simeq 2r\epsilon \quad \text{für } t_0 \gg \tau_S.$$

Selbst für recht kleine t_0 ist der exponentiell abfallende Term mit $r\eta_{+-0}^{(+)}$, ebenso wie $r\eta_{+-0}^{(-)}$, wesentlich kleiner als $r\epsilon$. Damit geben einem, im Gegensatz zum 2-pionischen Zerfall, die integralen Asymmetrien I_{+-0} und I_{000} kein geeignetes Mittel in die Hand, um Informationen über CP -Verletzung im Zerfall von neutralen Kaonen in 3 Pionen, d.h. über ein allfälliges ϵ'_{+-0}/ϵ , zu erhalten.

1.6.6 Asymmetrien der semileptonischen Zerfallskanäle

In diesem letzten Abschnitt über Asymmetrien wollen wir noch auf den Fall der semileptonischen Zerfälle eingehen, welche, wie schon verschiedentlich erwähnt, keine definierte CP im Endzustand haben. Logischerweise gibt es dann keine CP -Verletzung im Zerfall der neutralen Kaonen in diese Zustände. Hingegen tritt eine andere interessante Grösse auf, der in 1.4 beschriebene Parameter x , welcher ein Mass für die Abweichung der semileptonischen Zerfälle von der $\Delta S = \Delta Q$ -Regel darstellt. Auch hier können durch Messung von Asymmetrien wie die nun folgenden, welche aus den Raten (100) gebildet werden, quantitative Abschätzungen für die einzelnen Parameter gewonnen werden.

– Ladungsasymmetrien:

Sowohl für K^0 als auch für $\bar{K}^0$ lassen sich die Asymmetrien zwischen den Raten unterschiedlicher Leptonladung messen, definiert durch

$$A_l = \frac{R^+ - R^-}{R^+ + R^-} \quad \text{und} \quad \bar{A}_l = \frac{\bar{R}^+ - \bar{R}^-}{\bar{R}^+ + \bar{R}^-},$$

mit

$$A_l = \frac{2r\epsilon(e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t}) + 2(1 - 2r\epsilon) \cos(\Delta mt) e^{-\bar{\gamma}t}}{(1 + 2r\epsilon - 2r\epsilon) e^{-\gamma_S t} + (1 - 2r\epsilon - 2r\epsilon) e^{-\gamma_L t} + 4[r\epsilon \cos(\Delta mt) - x \sin(\Delta mt)] e^{-\bar{\gamma}t}}.$$

Durch Vorzeichenwechsel bei $r\epsilon$ und x in A_l erhält man gerade $-\bar{A}_l$. Für sehr lange Zeiten ($t \rightarrow \infty$) erlangen A_l und $-\bar{A}_l$ gerade den Wert der Asymmetrie (101).

– Messung von Δm (und $\text{Re } z$):

Eine auf $|\Delta m|$, aber auch auf den Realteil von z sensitive Asymmetrie ist

$$\begin{aligned} A_{\Delta m} &= \frac{(R^+ - R^-) - (\bar{R}^+ - \bar{R}^-)}{R^+ + R^- + \bar{R}^+ + \bar{R}^-} = \frac{(R^+ + \bar{R}^-) - (R^- + \bar{R}^+)}{R^+ + \bar{R}^- + R^- + \bar{R}^+} \\ &= \frac{2 \cos(\Delta m t) e^{-\bar{\gamma} t}}{(1 + 2 \text{Re } z) e^{-\gamma_S t} + (1 - 2 \text{Re } z) e^{-\gamma_L t}}, \end{aligned}$$

welche sich annähernd aus den beiden Ladungsasymmetrien A_l und $\bar{A}_l$ zusammensetzt, jedoch für lange Zeiten in

$$A_{\Delta m} = 2(1 + 2 \text{Re } z) \cos(\Delta m t) e^{-\frac{1}{2}(\gamma_S - \gamma_L)t}$$

übergeht und schliesslich im Limes $t \rightarrow \infty$ verschwindet.

– Messung von $\text{Im } z$:

In der Asymmetrie

$$A_x = \frac{R^+ - \bar{R}^-}{R^+ + \bar{R}^-} = \frac{-4 \text{Im } z \sin(\Delta m t) e^{-\bar{\gamma} t}}{(1 + 2 \text{Re } z) e^{-\gamma_S t} + (1 - 2 \text{Re } z) e^{-\gamma_L t} + 2 \cos(\Delta m t) e^{-\bar{\gamma} t}}.$$

taucht nun zusätzlich der Parameter $\text{Im } z$ auf, der wie erwähnt T - oder CP -Verletzung anzeigt. Zu beachten ist, dass auch bei einem nichtverschwindenden $\text{Im } z$ das Vorzeichen von Δm nicht bestimmt werden kann, da ja das Vorzeichen von z von der Phasenkonvention abhängt, also nicht observabel ist. Die Asymmetrie A_x geht wie $A_{\Delta m}$ für grosses t gegen Null.

– Messung von T -Verletzung ($\text{Re } \epsilon$ und $\text{Im } z$):

Ebenfalls von $\text{Im } z$, aber auch von $\text{Re } \epsilon$ abhängig sind die beiden Asymmetrien

$$A_T = \frac{\bar{R}^+ - R^-}{\bar{R}^+ + R^-} = 4 \frac{\text{Re } \epsilon (e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t}) + [-2 \text{Re } \epsilon \cos(\Delta m t) + \text{Im } z \sin(\Delta m t)] e^{-\bar{\gamma} t}}{(1 + 2 \text{Re } z) e^{-\gamma_S t} + (1 - 2 \text{Re } z) e^{-\gamma_L t} - 2 \cos(\Delta m t) e^{-\bar{\gamma} t}}$$

und

$$\begin{aligned} D_T &= \frac{R^+ + R^- - \bar{R}^+ + \bar{R}^-}{R^+ + R^- + \bar{R}^+ + \bar{R}^-} \\ &= \frac{-2 \text{Re } \epsilon (e^{-\gamma_S t} + e^{-\gamma_L t}) + 4 [\text{Re } \epsilon \cos(\Delta m t) - \text{Im } z \sin(\Delta m t)] e^{-\bar{\gamma} t}}{(1 + 2 \text{Re } z) e^{-\gamma_S t} + (1 - 2 \text{Re } z) e^{-\gamma_L t}}. \end{aligned}$$

Bei D_T wird nicht auf die Leptonladung geachtet, es wird nur die Ratenasymmetrie zwischen K^0 und $\bar{K}^0$ gemessen. Beide Asymmetrien, A_T und D_T , nehmen für $t \rightarrow \infty$ einen endlichen Wert an. Für die letztere ist dieser (bis auf ein Vorzeichen) durch (102) gegeben, für A_T resultiert gerade das Doppelte, was wiederum eine Konsequenz der T -Verletzung ist.

Die Abbildung 8 zeigt mit Ausnahme von D_T die besprochenen Asymmetrien zum semileptonischen Zerfall.

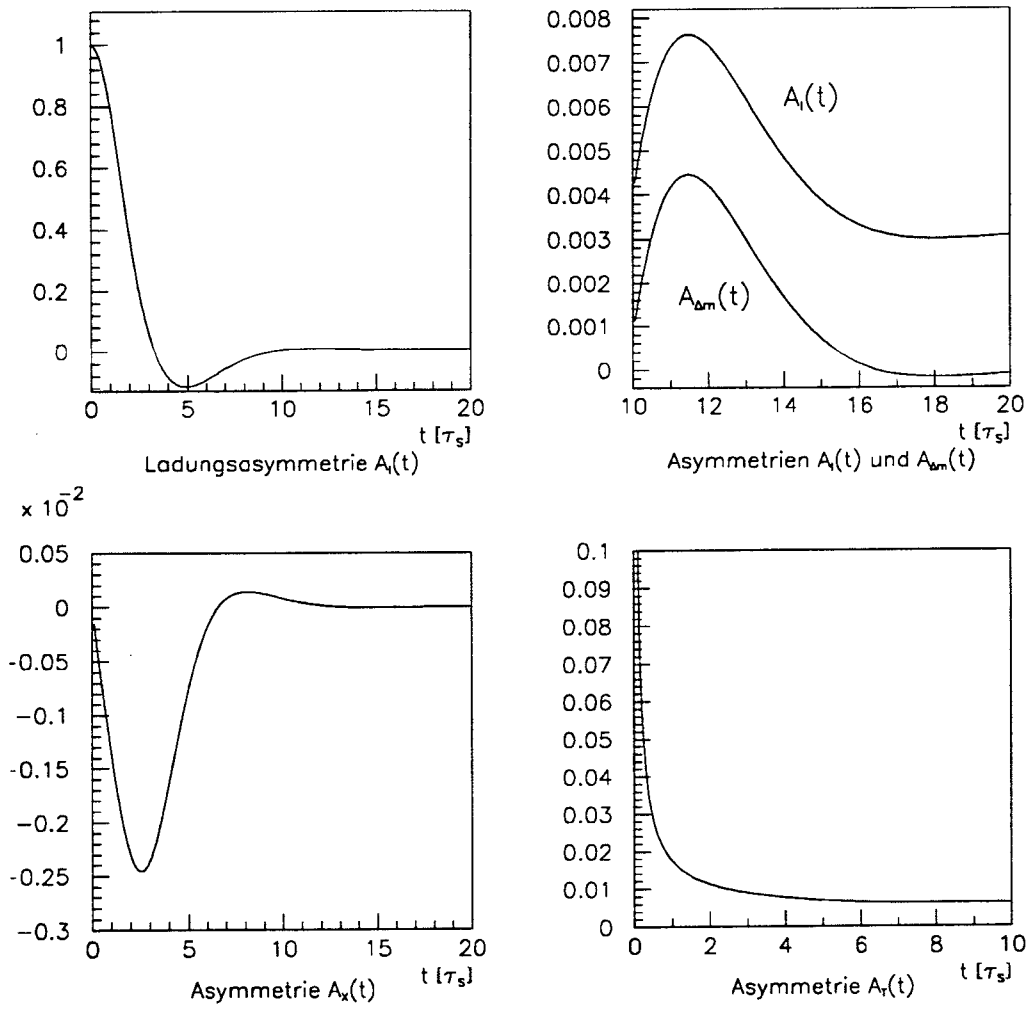


Abbildung 8: Asymmetrien zum semileptonischen Zerfall

2 Der CPLEAR-Detektor

In diesem Abschnitt soll der Aufbau des CPLEAR-Detektors, sowie die Anforderungen, welche dieser erfüllen muss, besprochen werden, gefolgt von einer kurzen Übersicht über die einzelnen Detektoreinheiten.

2.1 Das Konzept

Wie im vorangegangenen Kapitel erwähnt, beruht die Neuartigkeit dieses Experiments in der Fähigkeit, die bei Proton-Antiproton Reaktionen der Art

$$p\bar{p} \text{ (in Ruhe)} \rightarrow \begin{cases} K^+ \pi^- \bar{K}^0 \\ K^- \pi^+ K^0 \end{cases} \quad (125)$$

erzeugten K^0 und $\bar{K}^0$ zu identifizieren. Dieser als „Strangeness-Tagging“ bezeichnete Vorgang besteht darin, mit einem K^- ein K^0 , oder mit einem K^+ ein $\bar{K}^0$ nachzuweisen. Dass die Kaonladung die Strangeness der neutralen Kaonen definiert, ist eine Folge der bereits mehrfach erwähnten Erhaltung der Strangeness in der starken Wechselwirkung. Eine schnelle und effiziente Unterscheidung zwischen geladenen Pionen und Kaonen ist unabdingbare Voraussetzung für ein weitgehend fehlerfreies Strangeness-Tagging. Im CPLEAR-Experiment wird die Pion-Kaon-Separation mit sogenannten Schwellen-Čerenkovzählern bewerkstelligt. Der Brechungsindex des Čerenkovmaterials wurde dabei so gewählt, dass die Pionen beim Durchgang Licht abgeben, während die schwereren und folglich langsameren Kaonen gerade kein Signal liefern. Wie die Abbildung 9 zeigt, sind die Geschwindigkeitsverteilungen der Pionen und Kaonen recht deutlich voneinander getrennt. Vor und hinter den Čerenkovzählern befin-

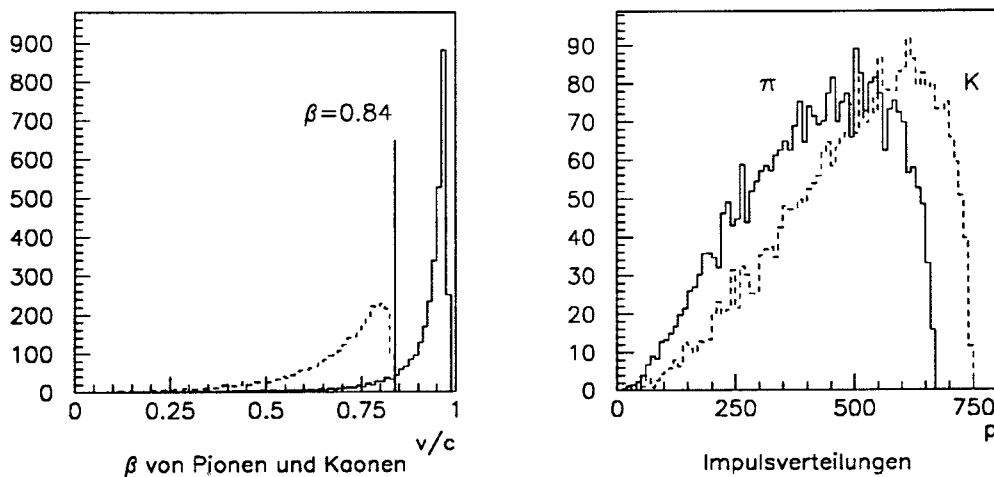


Abbildung 9: Die Geschwindigkeits- (links) und Impulsverteilungen (rechts) von Pionen und Kaonen der „Goldenen Zerfälle“

den sich Szintillationszähler, welche dem Nachweis von geladenen Teilchen (Pionen, Kaonen

oder andere) dienen. Ein Teilchen, welches als Kaonkandidat in Frage kommt, muss folglich die Signatur $S\bar{C}S$ aufweisen, wobei $\bar{C}$ andeuten soll, dass kein Signal des Čerenkovzählers vorhanden ist.

Die Ereignisklasse (125) wird bei CPLEAR durch Beschuss von Antiprotonen auf ein ruhendes Wasserstofftarget erzeugt. Die aus dem LEAR (Low Energy Antiproton Ring) mit einem Impuls von 200 MeV/c ankommenden Antiprotonen werden in dem unter einem Druck von 15 Atmosphären stehenden Wasserstoff durch Ionisationsstösse abgebremst und schliesslich gestoppt, so dass die gegenseitige Vernichtung *in Ruhe* stattfindet. Deshalb werden ihre Zerfallsprodukte, denen dann eine Energie von zweimal der Protonenmasse zur Verfügung steht, isotrop in den Raum verteilt. Der Detektor sollte demzufolge einen möglichst grossen Raumwinkel abdecken. In der Tat umfasst der zylinderförmige CPLEAR-Detektor, dessen Symmetrieachse in Strahlrichtung liegt, etwa 80% des gesamten Raumwinkels. Wie die Tabelle 3

$p\bar{p} \rightarrow \begin{cases} K^+\pi^-\bar{K}^0 \\ K^-\pi^+K^0 \end{cases}$ über	in 10^{-3}
$K^0\bar{K}^{0*}$ oder $K^{0*}\bar{K}^0$	1.58 ± 0.12
$K^\pm K^\mp$	0.66 ± 0.06
$\pi^\pm a_2^\mp(980)$	0.64 ± 0.07
$\pi^\pm a_0^\mp(1320)$	0.25 ± 0.06
direkt	1.71 ± 0.23
total	4.84

Tabelle 3: Verzweungsverhältnisse der Zerfallskanäle von Proton-Antiproton Vernichtungsreaktionen in $K^+\pi^-\bar{K}^0$ oder $K^-\pi^+K^0$ nach [28]

zeigt, machen die in unserem Experiment selektierten typischen Ereignisse der Art (125), auch „Goldene Ereignisse“ genannt, nur gerade 0.5 % aller $p\bar{p}$ -Annihilationsereignisse aus. Nebst einem schnellen Strangeness-Tagging muss auch auf höheren Stufen der Datennahme ein effizientes Triggersystem diese „Goldenen Ereignisse“ gezielt aus dem gewaltigen, vorwiegend pionischen Untergrund *online* herausfischen. Denn das Schreiben sämtlicher Ereignisse auf Magnetband mit hinterheriger, d.h. offline Selektion würde ohne immensen technologischen und finanziellen Aufwand zur parallelen Auslese soviel Zeit beanspruchen, dass man ständig in die Totzeit liefe. Zum andern könnte die enorme Anzahl anfallender Bänder kaum auf vernünftige Weise bewältigt werden.

Um die im Abschnitt 1.6 beschriebenen zeitabhängigen Asymmetrien zwischen K^0 und $\bar{K}^0$ bilden zu können, muss die Zerfallszeit des Kaons in seinem Ruhesystem bestimmt werden, welche in Einheiten von τ_s durch

$$\frac{t}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_s \gamma} \cdot \frac{d}{\beta c} = \left(\frac{m_{K^0} c}{p_{K^0}} \right) \cdot \frac{d}{c \tau_s} = \left(\frac{m_{K^0} c}{p_{K^0}} \right) \cdot \frac{d}{2.675 \text{ cm}} \quad (126)$$

gegeben ist, wobei wie üblich c die Lichtgeschwindigkeit, $\beta = v/c$ und $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ sind. Da der mittlere Impuls der neutralen Kaonen $p_{K^0} \sim 504 \text{ MeV/c}$ beträgt, d.h. praktisch $m_{K^0} c$ ist,

entspricht τ_S im Mittel einer Wegstrecke von ~ 2.7 cm. Nebst dem Impuls p_{K^0} des neutralen Kaons muss auch die (geometrische) Zerfallsstrecke d zwischen dem Ort der Entstehung, d.h. dem Ort der Proton-Antiproton-Annihilation, und jenem seines Zerfalls „gemessen“ werden. Um den Impuls zu erhalten, muss das Ereignis kinematisch rekonstruiert werden. Zu diesem Zweck wird ein in Strahlrichtung, im folgenden mit z-Achse bezeichnet, uniformes Magnetfeld von 0.438 Tesla angelegt, das durch eine, den Detektor umschliessende Stromspule erzeugt wird. Aus der Krümmung der Spuren, welche *geladene* Teilchen beim Durchgang durch die einzelnen Kammern des „Tracking Device“ hinterlassen, lässt sich das Vorzeichen der Teilchenladung bestimmen. Die Rekonstruktion der Bahnkurven liefert zusammen mit dem Magnetfeld die Impulse. Eine sehr genaue Ortsauflösung (s/e unten bei der Beschreibung der einzelnen Detektorkomponenten) ist nicht nur für die Impulsbestimmung unabdingbar, sondern auch zur Rückextrapolation der Spuren zu gemeinsamen Schnittpunkten (Vertizes), jenen Orten also, welche der Entstehung (primärer Vertex), resp. dem Zerfall (sekundärer Vertex) des neutralen Kaons entsprechen. Bei den „Goldenen Ereignissen“ (125) ist der primäre Vertex immer durch Spuren zweier *geladener* Teilchen mit entgegengesetzten Vorzeichen definiert. Dies trifft auch auf den sekundären Vertex zu, solange der betrachtete Zerfallskanal nicht ausschliesslich aus neutralen Teilchen besteht. Für diese, d.h. für die Kanäle $\pi^0\pi^0, \pi^0\pi^0\pi^0$ (und allenfalls $\gamma\gamma$, der jedoch im CPLEAR aufgrund des kleinen Verzweungsverhältnisses nicht mit genügender Genauigkeit gemessen werden kann) steht ein elektromagnetisches Kalorimeter zur Verfügung, welches sich hinter den zur Pion-Kaon-Separation verwendeten Szintillator- und Čerenkovdetektoren, aber immer noch innerhalb des Magnetsolenoids, befindet. Die neutralen Pionen zerfallen ihrerseits unmittelbar nach Entstehung in je 2 Gammas, die im Kalorimeter sogenannte „Shower“ auslösen und auf diese Weise erfasst werden können. Der Zerfall der neutralen Pionen erfolgt so schnell, dass der Zerfallsvertex des Kaons mit dem Entstehungsort der Gammas zusammenfällt. Für die neutralen Zerfallskanäle kommen spezielle Rekonstruktionsmethoden zur Anwendung, in welche die Auftreffpunkte der Gammas im Kalorimeter (die sogenannten „Showerfüsse“ oder „Impact-points“), sowie die darin deponierten Energien eingehen.

Das Detektorvolumen von CPLEAR muss im Minimum den Bereich der Interferenz zwischen K_S und K_L abdecken, jenen Bereich also, wo die zu messenden Asymmetrien am ausgeprägtesten sind. In Tat und Wahrheit muss natürlich noch zusätzlicher Raum vorhanden sein, um die Teilchen nach dem Zerfall der neutralen Kaonen mit genügender Genauigkeit zu registrieren. Die hierfür notwendigen Detektorabmessungen werden durch den zweipionischen Zerfall bestimmt, dessen Asymmetrie bis fast $20\tau_S$ reicht. Die äusserste Kammer, die zur Spurenaufzeichnung eines geladenen Teilchens benötigt wird, befindet sich auf einem Radius von ~ 50 cm, was etwa $20\tau_S$ entspricht.

Die Spuren von geladenen Teilchen werden, wie in solchen Experimenten üblich, mittels Drahtkammern gemessen. Fliegt ein Teilchen in der Nähe eines unter Hochspannung stehenden Drahtes (Anode) vorbei, wird das sich in der Kammer befindliche Gas ionisiert (Primärisation), wobei die freiwerdenden Elektronen ihrerseits Ionisationen auslösen (Sekundärisation). Auf diese Weise entsteht um den Draht herum eine Lawine von Elektronen, die sich auf den Draht zubewegen, und positiv geladenen Ionen, die vom Draht wegdriften. Dies führt kurzfristig zu einem Zusammenbruch des elektrischen Feldes in der Kammer und zu einem negativen Signal auf dem Draht. Diese elektrischen Pulse werden elektronisch erfasst und ausgelesen. Bei CPLEAR stehen dazu zylinderförmige Proportional- und Driftkammern zur Verfügung, deren Drähte entlang der Detektorachse, also in z-Richtung, gespannt sind.

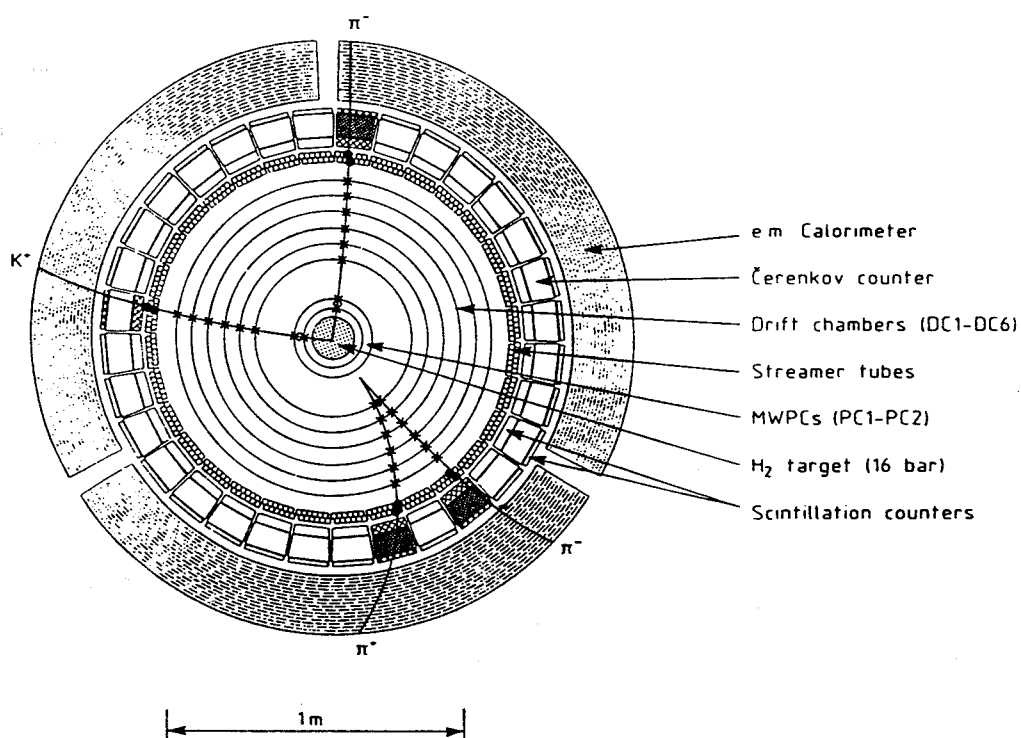
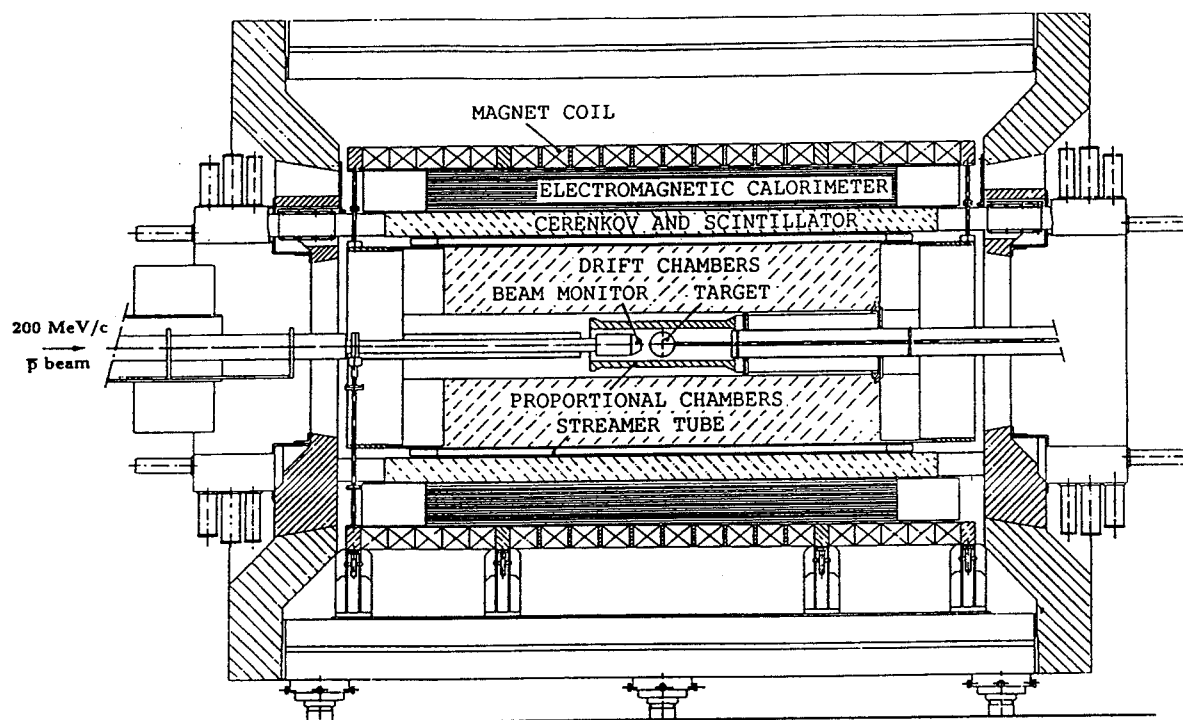


Abbildung 10: Der CPLEAR-Detektor, oben: Querschnitt (Y-Z), unten: Transversalebene (X-Y)

Aus der Drahtinformation allein erhält man Aufschluss in der transversalen Ebene senkrecht zu Z. Um auch die Z-Koordinaten zu erhalten, wurden oberhalb und unterhalb der Kammern metallische Auslesestreifen (Kathoden) angebracht, die in einem bestimmten Winkel zu den Drähten verlaufen. Die in diesen induzierten positiven Signale werden ebenfalls am oberen und unteren Ende der Kammern ausgelesen. Aus den Draht- und Streifennummern lässt sich dann die Z-Position eines Teilchendurchgangs in einer Kammer berechnen. Die verwendeten Drahtkammern, abgekürzt MWPC (Multi Wire Proportional Chamber) und DC (Drift Chamber), bilden zusammen mit den Streamer-Röhren das sogenannte „Tracking-Device“, wie die Spurendetektoren zur Rekonstruktion von geladenen Teilchenspuren genannt werden. Die erwähnten Streamer-Röhren ermitteln aus den unterschiedlichen Driftzeiten, die zwei Signale brauchen, um vom Ort des Teilchendurchgangs zum oberen, respektive unteren Ende zu gelangen, eine weitere Z-Position einer jeden Spur.

Der Nachweis der neutralen Gammas im Kalorimeter basiert im wesentlichen auf den elektromagnetischen Prozessen der Paarerzeugung und der Bremsstrahlung, die in speziellen dafür vorgesehenen Konversionsschichten stattfinden. Dringt ein Gamma ins Kalorimeter ein, so wird es nämlich zunächst einmal an einer solchen Schicht zur Konversion gebracht, wodurch ein Elektron-Positron-Paar entsteht. Die beiden geladenen Teilchen erfahren dann ihrerseits in einer der folgenden Schichten Bremsstrahlung. Die entstandenen Teilchen können erneut Paarerzeugung, resp. Bremsstrahlung, d.h. tertiäre Reaktionen auslösen usw. Dieses Prozedere kann sich solange abspielen, bis die Energie des Gammas nahezu vollständig im Kalorimeter deponiert worden ist (daher der Name Kalorimeter). Die entstandenen geladenen Teilchen, d.h. die Elektronen und Positronen, können wiederum in geeigneten Drahtkammern, die zwischen die Konversionsschichten eingebaut werden, nachgewiesen werden.

Eine Beschreibung des CPLEAR-Detektors ist in [32] gegeben. Eine Übersicht über das beabsichtigte physikalische Programm der CPLEAR-Kollaboration kann in [31] nachgelesen werden.

2.2 Die Anforderungen an den CPLEAR-Detektor

Bevor nun auf die technischen Daten der einzelnen Detektorkomponenten eingegangen wird, sollen die wichtigsten an den CPLEAR-Detektor gestellten Anforderungen zur Erfüllung der physikalischen Zielsetzungen, welche zu dem in Abbildung 10 gezeigten Aufbau geführt haben, zusammengefasst werden:

– Bestimmung der Strangeness und Pion/Kaon-Separation

Um die Strangeness des neutralen Kaons in einem „Goldenen Ereignis“ zu bestimmen, muss das gleichzeitig mit dem neutralen Kaon auftretende *geladene* Kaon, sowie dessen Ladungsvorzeichen, identifiziert werden. Da Annihilationen in pionische Endzustände rund 95% ausmachen, ist eine schnelle und effiziente Pion/Kaon-Separation erforderlich. Zu diesem Zweck wurde ein spezieller Detektorteil, der sogenannte PID (Particle Identification Detector) genannt, installiert (siehe Unterabschnitt 2.6). Der Teilchenidentifikation stehen folgende Möglichkeiten zur Verfügung:

1. Čerenkovsignal (Ein Signal unterhalb einer gewissen Schwelle zeigt mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Kaon an.)
2. Messung des Energieverlustes (dE/dx) in den Szintillationszählern der inneren (dem Target näheren), mit S1 bezeichneten Lage

Messgrösse	heutige Genauigkeit	angestrebte Genauigkeit in CPLEAR
$ \eta_{+-} = (2.268 \pm 0.023) \times 10^{-3}$	$\sim 10^{-2}$	$< 0.5 \times 10^{-2}$
$ \eta_{00} = (2.253 \pm 0.024) \times 10^{-3}$	$\sim 10^{-2}$	$< 2 \times 10^{-2}$
$\varphi_{+-} = 46.6^\circ \pm 1.2^\circ$	2.5×10^{-2}	$0.6 \times 10^{-2} \quad (\sigma = 0.3^\circ)$
$\varphi_{00} = 46.6^\circ \pm 2.0^\circ$	4×10^{-2}	$2 \times 10^{-2} \quad (\sigma = 1^\circ)$
$\varphi_{+-} - \varphi_{00} = 0.1^\circ$	$\sigma = 1.9^\circ$	$\sigma = 1^\circ$
$\frac{\epsilon'}{\epsilon} \approx \text{Re}\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) = 2.2 \times 10^{-3}$	$\sigma = 1.1 \times 10^{-3}$	$\sigma = 2 \times 10^{-3}$
$\left \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}}\right = 0.9935 \pm 0.0032$	3×10^{-3}	—
$\text{Re}(\epsilon) = (1.64 \pm 0.06) \times 10^{-3}$	4×10^{-2}	—
$\varphi_\epsilon \approx \phi_{sw} = 43.68^\circ \pm 0.14^\circ$	3×10^{-3}	—
$\varphi_{\epsilon'} = \delta_2 - \delta_0 + \frac{\pi}{2} = 47^\circ \pm 5^\circ$	$\sim 10^{-1}$	—
$\text{Im}(\eta_{+-0}) < 0.35 \quad (90\% \text{ CL})$	$\sigma = 0.21$	$\sigma < 0.6 \times 10^{-2}$
$\text{Im}(\eta_{000}) < 0.32 \quad (90\% \text{ CL})$	$\sigma = 0.19$	—
$\Delta m = (0.5251 \pm 0.0024) \times 10^{10} \hbar s^{-1}$	4.5×10^{-3}	3×10^{-3}
$A_T(t)$	—	6×10^{-2}
$\text{Re}(x) = 0.6 \times 10^{-2}$	$\sigma = 1.8 \times 10^{-2}$	$\sigma < 10^{-3}$
$\text{Im}(x) = -0.3 \times 10^{-2}$	$\sigma = 2.6 \times 10^{-2}$	$\sigma < 10^{-3}$

Tabelle 4: Die wichtigsten Grössen im Zusammenhang mit der Verletzung der CP -Symmetrie und der $\Delta S = \Delta Q$ -Regel. Wo nicht anders vermerkt, bedeutet die angegebene Genauigkeit den relativen Fehler.

3. Flugzeitmessung (TOF, time of flight) zwischen einem Strahlzähler (beam counter), der das Startsignal auslöst, und den Szintillationszählern S1, welche das Stop-signal liefern. Zur Unterscheidung von Pion und Kaon eines Ereignisses wird nur die Flugzeitdifferenz der beiden Teilchen herangezogen, nicht jedoch die absoluten Flugzeiten, weil die Fluktuationen der Zeitdifferenz zwischen Durchgang eines Antiprotons durch den Strahlzähler und der Annihilation im Target von derselben Grössenordnung der tatsächlichen Flugzeit der Pionen und Kaonen ist.

Zusammen mit einem sog. p_T -Schnitt, d.h. einem Schnitt auf den Transversalimpuls der Kaonkandidaten (Signatur $S\bar{C}S$), können Pionen und Kaonen scharf getrennt werden, wie die Abbildung 11 verdeutlicht.

– Erfassung der Zerfallsprodukte der neutralen Kaonen

Weil die $p\bar{p}$ -Annihilationen in Ruhe stattfinden, werden die Zerfallsprodukte isotrop verteilt. Der Detektor muss daher einen grossen Raumwinkel umfassen. Der CPLEAR-Detektor deckt einen Raumwinkel von etwa $0.8 \times 4\pi$ steradian ab.

– Minimale Regeneration

Die K^0 und $\bar{K}^0$ können in den Detektormaterialien, d.h. vorwiegend in den Detektorwänden, starke Wechselwirkungsprozesse eingehen. Da der totale Wirkungsquerschnitt für $\bar{K}^0$ grösser als jener von K^0 ist, führt die Wechselwirkung eines K_L mit Materie zu einer kleinen Beimischung von K_S (und umgekehrt), weil sich das Verhältnis von K^0 und $\bar{K}^0$ ändert. Diesem als Regeneration bezeichneten Effekt muss bei der Bildung der Asymmetrie letztendlich ebenfalls Rechnung getragen werden. Trotzdem ist man sehr danach bestrebt, die Regeneration zu minimieren, indem so wenig Detektormaterial als nur möglich im Zerfallsbereich der Asymmetrie verwendet wird. Nebst sehr leichten Spurenkammern (Tracking Chambers) hat man sich deshalb auch für ein gasförmiges Wasserstofftarget mit hauchdünnen Wänden entschieden.

– Erforderliche Anzahl Ereignisse

Um die in Tabelle 4 aufgelisteten Parameter mit der beabsichtigten Genauigkeit bestimmen zu können, sind etwa $\sim 10^9$ K^0 - und $\bar{K}^0$ -Zerfälle nötig. Dies entspricht etwa $\sim 10^{13}$ Proton-Antiproton Annihilationen, wenn man nebst des kleinen Verzweungsverhältnisses für die „Goldenen Ereignisse“ auch eine gewisse Detektorineffizienz berücksichtigt. Um diese hohe Anzahl innerhalb einer vernünftigen Zeit (~ 150 Tage) zu erreichen, müssen etwa 10^6 $p\bar{p}$ -Annihilationen pro Sekunde erfasst werden, was nur mit Hilfe eines spezialisierten mehrstufigen Triggersystem (multi-level trigger) realisiert werden kann. Mit speziellen Prozessoren, die sequentiell arbeiten, wird die Ereignisrate auf etwa 1000 Hz bei gleichzeitig geringer Totzeit gebracht.

Es folgen nun eine kurze Beschreibung des Targets und der darin stattfindenden $p\bar{p}$ -Annihilationen, sowie eine Übersicht über die einzelnen Komponenten des CPLEAR-Detektorsystem, über den Trigger und das Datenaufnahmesystem (DAQ, data acquisition) mit einigen technischen Daten.

2.3 Das H_2 -Target und die $p\bar{p}$ -Annihilationen

Das mit Kevlar beschichtete und mit Araldit verklebte Target ist eine Hohlkugel mit einem Radius von 7 cm. Die nur 0.8 mm dicken Wände müssen einem Druck von 15 Atmosphären standhalten können, unter dem das mit gasförmigem Wasserstoff gefüllte Target während der Datennahme steht. Das aus 0.12 mm dickem Mylar bestehende runde Eintrittsfenster für die Antiprotonen hat einen Durchmesser von 11 mm.

Die ins Target eindringenden Antiprotonen verlieren zuerst, wie alle geladenen Teilchen, die ein Medium durchdringen, einen Teil ihrer Energie durch Ionisation. Nach einigen hundert Nanosekunden [29], wenn ihre Geschwindigkeit auf die von gebundenen Elektronen abgenommen hat, paaren sie sich mit einem Wasserstoffkern. Solche Wasserstoffatomen ähnliche Protonium-Paare befinden sich anfänglich in einem Hauptquantenzustand n von ungefähr 30. Anschliessend findet eine Kaskade statt, bei der ein Protonium zumindest einen Teil seiner Anregungsenergie abgibt. Die Abregung kann sich in verschiedenen Prozessen abspielen. Beispielsweise kann ein Protonium weitere Wasserstoffmoleküle dissoziieren (chemische Abregung) oder durch Coulomb-Wechselwirkung mit der Elektronenhülle eines Wasserstoffmoleküls Übergänge machen. Auch kann es vorkommen, dass ein Teil der Anregungsenergie auf ein Hüllenelektron übertragen und dieses aus der Hülle herausgeschlagen wird (Auger-Effekt). Diese Prozesse spielen sich bei hohen Hauptquantenzahlen n ab. Dann können Protonium-

Paare aber auch ganz einfach Energie abstrahlen, indem ein Übergang in tiefere Schalen stattfindet. Bei dem herrschenden hohen Druck spielt jedoch der Stark-Effekt eine entscheidende Rolle. Ausschlaggebend ist dabei die geringe Ausdehnung eines Protonium-Paars, welche indirekt proportional zur reduzierten Masse und folglich etwa 900 mal kleiner als der Radius eines Wasserstoffatoms ist. Daher kann ein Protonium in der Zeit, während der es sich im angeregten Zustand befindet, durch viele Wasserstoffmoleküle hindurch diffundieren. Im elektrischen Feld der Hülle sind dann elektrische Dipolübergänge möglich. Am Ende der Kaskade, wenn sich ein solches Teilchen-Antiteilchen-Paar genügend abgekühlt hat und in einen Zustand übergegangen ist, in dem die Wellenfunktionen von Proton und Antiproton sich stark überlappen, steht die gegenseitige Annihilation. Bei hohen Drücken erfolgt diese dank des Stark-Effekts selbst bei relativ hohem n bevorzugt aus einem s-Zustand.

Die Stoppverteilung der Antiprotonen ist etwa gaussförmig mit einem FWHM (full width at half maximum) von knapp 1 cm in der transversalen Ebene und etwa 5 cm senkrecht dazu, d.h. entlang der Strahlrichtung.

2.4 Der Magnet und der Strahlmonitor

Der aus dem DM2-Experiment [30] stammende und auf 3.62 Meter verlängerte Magnet hat die Gestalt eines Solenoids, in dessen Zentrum ein Magnetfeld von maximal 0.438 Tesla (4.38 kGauss) aufgebaut werden kann. Das Streufeld ist selbst auf der Höhe der PID's (siehe Unterabschnitt 2.6) unter 0.006 T. Das Solenoid hat einen Innendurchmesser von 2 Metern und wiegt etwa 120 Tonnen.

Das Strahlprofil wird mittels zweier Proportionalkammern (MWPC), die ebenfalls mit Kathodenstreifen ausgerüstet sind, senkrecht zur Strahlachse in horizontaler und vertikaler Richtung erfasst und überwacht. Am Eingangsfenster des Targets ist ein nur 1 mm dicker Szintillator als Strahlzähler (Beam Counter) angebracht, um ein eintreffendes Antiproton $\bar{p}$ zu signalisieren. Dazwischen befindet sich eine aus Beryllium bestehende Vorrichtung, der sogenannte Degradier, zur Zentrierung der Antiproton-Stoppverteilung in der Mitte des Targets. Erreicht wird dies durch Drehen des Degradiers, so dass die Antiprotonen mehr Material zu durchdringen haben und somit stärker abgebremst werden.

2.5 Die Spurendetektoren (TD, Tracking Device)

– Die Proportionalkammern PC1 und PC2

Die beiden innersten, 70 cm langen sich auf einem Abstand von 9.5 und 12.7 cm von der Strahlachse befindlichen Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC) liefern die ersten Punkte der Teilchenspuren. Die Effizienz der beiden Kammern zusammen, d.h. die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Signals in mindestens einer der Kammern, beträgt $\sim 99.5\%$. Der Radius der äusseren Kammer entspricht etwa einer Flugzeit der neutralen Kaonen von ca. $5\tau_s$ (Eigenzeit), so dass durch die Identifikation von sekundären Spuren ohne Signale in den PC's noch online neutrale Kaonen oberhalb von $5\tau_s$ selektiert werden können. Diese Anwendung kommt für die Asymmetrie $A_{+-}(t)$ zum Tragen, welche bis etwa $5\tau_s$ fast Null ist. Die aufgenommene Datenmenge lässt sich auf diese Weise für diesen Kanal um über einen Faktor 100 reduzieren.

Beide Proportionalkammern sind mit einer Lage Anodendrähten und 2 Lagen Kathodenstreifen, die eine über den Drähten, die andere darunter, ausgerüstet (wobei allerdings die Elektronik zur Streifenauslese nicht oder noch nicht installiert ist). Die

unteren Streifen werden U-, die oberen V-Streifen genannt. Die Drähte sind entlang der z-Achse (in Strahlrichtung) gespannt. Bezüglich der Drähte verlaufen die U-Streifen unter einem Winkel von 16.1° für PC1 und unter 16.6° für PC2. Die entsprechenden Werte für die V-Streifen lauten -15.4° und -18.3° . Die Drahtabstände betragen lediglich 1 mm, die Streifenabstände 2.4 mm. Mit den Drähten wird eine räumliche Auflösung von $\sigma_{r\varphi} \simeq 0.35$ mm erreicht.

Um Regenerationseffekte weitgehend zu unterdrücken, mussten die PC's so leicht wie möglich gebaut werden. Das verwendete Material der beiden Kammern stellt denn auch nur etwa $2.2 \cdot 10^{-3}$ Strahlungslängen dar.

Die beiden Kammern werden mit einer Gasmischung von 79.5% Argon, 20% Isobutan (C_4H_{10}) und 0.5% Freon (CF_3Br) betrieben. Argon dient dabei als Ionisationsgas (das den eigentlichen Verstärkungsfaktor durch Sekundärionisation verursacht), das Isobutan als 'Quenching'-Gas, das die einmal in Gang gekommenen Entladungen rasch wieder zum Abklingen bringt. Das Freon wird zum Einfangen von freien Elektronen verwendet, die vom Kathodenmaterial (Aluminium) her wieder in die Kammern zurückgelangen. Damit wird verhindert, dass weitere Sekundärreaktionen ausgelöst werden, die sonst bei der Beschleunigung der Elektronen zu den Anoden (Drähten) hin verursacht würden. Solche Elektronen entstehen bei der Ionisation durch Photonen, die beim Zurückfallen der angeregten Argonatome in den Grundzustand emittiert werden.

Eine detaillierte Beschreibung der PC's kann in [33] gefunden werden.

– Die Driftkammern DC1 bis DC6

Die 6 Driftkammern bilden den Hauptbestandteil der Spurendetektoren. Das gesamte Material entspricht etwa $4 \cdot 10^{-3}$ Strahlungslängen. Die einzelnen Kammern befinden sich auf den radialen Abständen von 25.5, 30.6, 35.7, 40.7, 45.8 und 50.9 cm. Jede der sechs 2.34 m langen Kammern ist mit U- und V-Streifen bestückt, welche zwischen Winkeln von 11° , resp. -12° (für DC1) und 25.7° , resp. -25.7° (für DC6) verlaufen. Ausgelesen werden jedoch nur die Streifen von DC1, DC2, DC4 und DC6. Die Anodendrahte sind in Paaren (Dubletts) mit einem Abstand von 0.4 mm zwischen den Drähten eines Paares angeordnet. Von Dublett zu Dublett sind es 10 mm. Mit der Dublettstruktur lässt sich eindeutig feststellen, ob ein Teilchen links oder rechts eines Anodendrahtes hindurchgegangen ist. Zwischen je zwei Dubletts befindet sich ein Potentialdraht. Gemessen wird die annähernd konstante Driftzeit, welche maximal 200 ns beträgt. Im Mittel sind die Drähte zu $\sim 97\%$, die Streifen zu $\sim 90\%$ effizient. Die räumliche Auflösung wurde zu $\sigma_{r\varphi} \simeq 0.3$ mm (falls die Spur nicht das Dublett kreuzt) und $\sigma_z \simeq 2$ mm bestimmt. Die Gasmischung setzt sich aus je 50% Argon (Ionisationsgas) und Ethan (Quenching-Gas) zusammen. Einzelheiten zu den Driftkammern stehen in [34].

– Die Streamerröhren ST1 und ST2

Die 2.52 m langen Streamer-Röhren sind in 2 Lagen angeordnet, die in 32 Sektoren zu je 6 Röhren unterteilt sind. Um unsensitive Zwischenräume zu vermeiden, sind die beiden Lagen um eine halbe Röhrenbreite gegeneinander versetzt. Die mittleren Radien liegen bei 58.2 cm und 60 cm. Die Streamer-Röhren liefern eine schnelle (~ 900 ns) z-Bestimmung mit einer Auflösung von etwa $\sigma_z \simeq 1$ cm, indem die Zeitdifferenz der Signale an den beiden Röhrenenden gemessen wird. Die Effizienz beträgt $\sim 97.5\%$. Die Gaszusammensetzung besteht aus 50% Argon, 46% Isobutan, 4% Methylal und 0.008% Freon.

Die Impulsaufösung von geladenen Teilchenspuren aus den Spurendetektoren beträgt etwa $\sigma(p)/p \simeq 5\%$ bei einem Impuls von 300 MeV/c, für die Vertexaufösung ergibt sich in der transversalen Ebene $\sigma_{\tau\varphi} \simeq 3$ mm und in z-Richtung $\sigma_z \simeq 1.2$ cm [35].

2.6 Die Detektoren zur Teilchenidentifikation (PID)

Der 3.10 m lange PID (Particle Identification Detector) ist ebenfalls in 32 Sektoren unterteilt. Jedes Element besteht aus einem inneren Szintillator S1, einem erenkovzahler C und einem äusseren Szintillator S2. Die 3 Lagen befinden sich auf den radialen Abständen 63.8 cm, 69.4 cm und 74.2 cm von der Strahlachse. Die 12.5 cm dicken Segmente wurden aufgrund des nach aussen zunehmenden Radius trapezförmig gebaut. Mit den Szintillatoren S2 wird sichergestellt, dass eine Spur ein PID-Segment vollständig durchquert hat und nicht in S1 oder im erenkovzahler steckengeblieben ist. Um Randineffizienzen des erenkovzahlers zu vermeiden, sind die an die erenkovzahler angrenzenden Szintillatorflachen gegenüber diesen etwas verkürzt. Die Abmessungen der mittleren Breiten betragen 11.5 cm für die Szintillatoren S1, 13.3 cm für die erenkovzahler und 13.4 cm für die Szintillatoren S2, jene der Höhen (Dicken) 3 cm (S1), 8 cm (C) und 1.5 cm (S2).

– Die Szintillatoren S1 und S2

Die Szintillatoren sind aus Plastik. Beim Durchgang geladener Teilchen wird in ihnen Licht erzeugt, das über Lichtleiter durch speziell hiefür gefertigte Öffnungen in den Magnetaufsatzen an den Detektorenden hindurch nach aussen geführt und in Photomultipliernverstarkt wird. Die Lichtleiter bestehen aus einem für UV-Licht transparentem Material, das sich Polymethylmethacrylat, oder kurz PMMA, nennt. Die Länge der Lichtleiter beträgt 1.10 m für S1 und 0.75 m für S2. Beide Szintillatoren eines Segments, S1 und S2, besitzen an beiden Enden je einen Photomultiplier, die über Flash-ADC's (Analogue-to-Digital Converter) ausgelesen werden. Die Szintillatoren S1 liefern zusätzlich noch TDC-Information (Time-to-Digital Converter), die zur Flugzeitmessung bezüglich des Strahlzahlersignals benötigt wird. Ihre Zeitaufösung ist mit $\sigma_{TOF} \simeq 180$ ps ausserordentlich scharf. Die impulsabhängige dE/dx-Verteilung der Szintillatoren S1 ist in Abbildung 11 widergegeben.

– Der erenkovzahler

Die 2 mm dicken erenkovbehalter und ihre Lichtleiter bestehen ebenfalls aus PMMA. Die mittleren 80 cm der Behälter sind zwecks Reflexion mit weisser Farbe bestrichen. Im Gegensatz zu den Szintillatoren werden die erenkovzahler an beiden Enden mit je zwei Photomultipliern und ADC's ausgelesen.

Die ideale Schwellengeschwindigkeit zur Trennung von Kaonen und Pionen läge bei einem $\beta_S \simeq 0.84$ (vgl. Abbildung 9), was etwa einem Brechungsindex von 1.19 entspricht. Das als Radiator verwendete Fluorinert oder FC72 (C_6F_{14}) hat jedoch einen solchen von ca. 1.26. Wegen des Energieverlusts, den Teilchen beim Durchgang durch den PID erleiden, wird das β_S jedoch herab- und der entsprechende Brechungsindex hinaufgesetzt, so dass der mit FC72 eingegangene Kompromiss erträglich ist. Zusätzlich muss noch ein Wellenlängenschieber verwendet werden, der jenen Bereich der Wellenlänge des erenkovlichts, in dem die Quanteneffizienz des Lichtleiters ungenügend ist, zu grösseren Wellenlängen „schiebt“. Als eine der wenigen geeigneten Substanzen, die in der erforderlichen Menge in FC72 lösbar sind, hat sich Diphenyl-Oxazol (PPO) erwiesen.

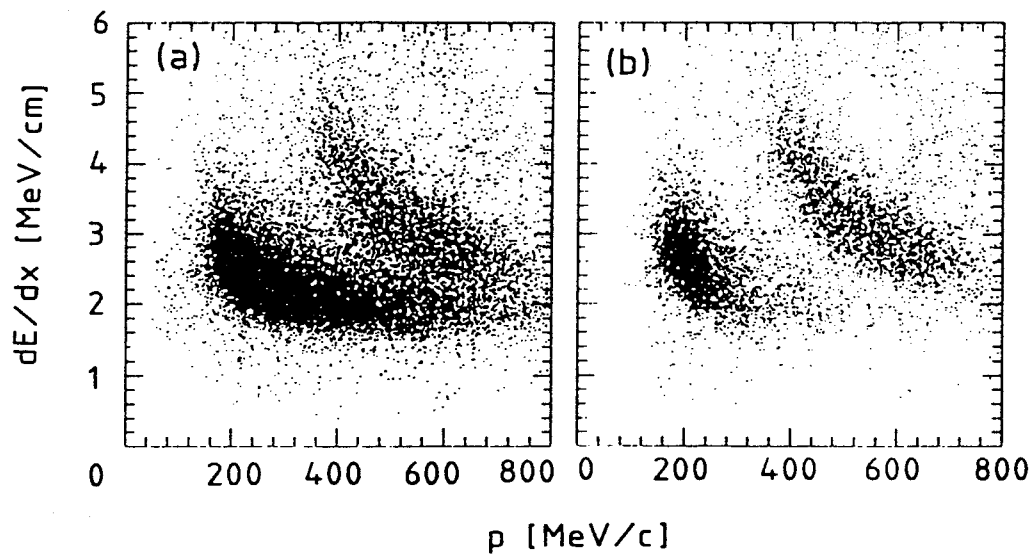


Abbildung 11: Energieverlust dE/dx in S1 für sämtliche Spuren (a) und für Spuren der Signatur $S\bar{C}S$ (b). Deutlich zu sehen ist das Kaonband oberhalb von etwa 350 MeV/c und das tiefergelegene, langgezogene Pionband.

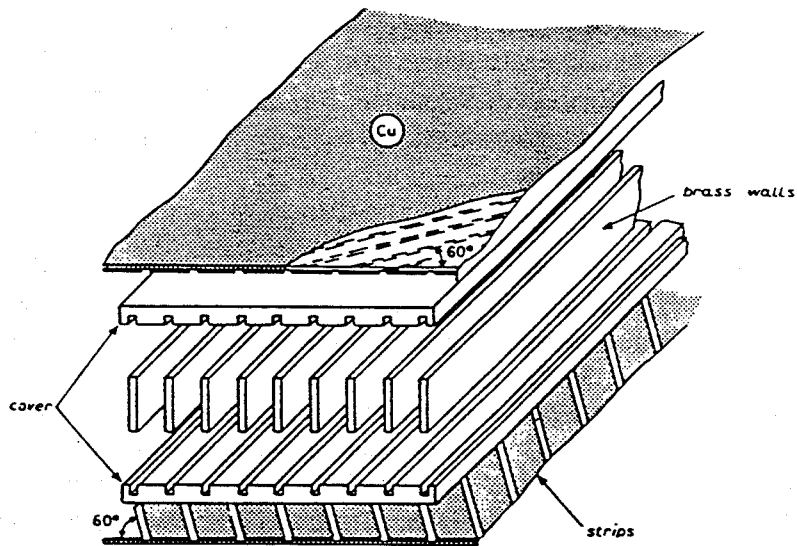


Abbildung 12: Ausschnitt aus einer Kalorimeterkammer

Weitere Einzelheiten über die Čerenkovzähler und den PID sind in [36] und [37] beschrieben. Auf einem ersten Triggerniveau (siehe im nächsten Unterabschnitt), auf dem eine Signatur SČS mindestens eines PID-Segments gefordert wird, können innerhalb von etwa 60 ns Kaonen mit einer Effizienz von $\sim 75\%$ erkannt werden. Der Pionanteil kann auf dieser Stufe bereits auf $3 \cdot 10^{-3}$ unterdrückt werden. In späteren Entscheidungen, welche bis $2-3 \mu\text{s}$ benötigen und die dE/dx - und die TOF-Information verwenden, können die Pionen um einen weiteren Faktor von etwa 4 unterdrückt werden [38]. Die Unterdrückungsfaktoren sind jedoch impulsabhängig und betragen zwischen einigen 10^{-6} bei etwa 300 MeV/c und einigen 10^{-4} bei Impulsen um die 700 MeV/c. Für Pionen liegen die entsprechenden Werte der K-Unterdrückung etwa zwischen 10^{-6} und 10^{-3} .

2.7 Das Kalorimeter

Mit einer Länge von 2.64 m und einer Dicke von 22 cm ist das elektromagnetische Kalorimeter die grösste Detektoreinheit des CPLEAR-Experiments. Wie bereits erwähnt, besteht der Hauptzweck des Kalorimeters, das einen Platz im Bereich zwischen den Radien 77 cm und 99 cm einnimmt, im Nachweis von Teilchen aufgrund ihrer elektromagnetischen Wechselwirkung in Materie, in unserm Fall hauptsächlich der Gammas aus dem neutralen Kaonzerfall. Eine weitere Anwendung könnte sich aus der Fähigkeit zur Elektron/Pion-Separation aufgrund der unterschiedlichen Showermuster dieser Teilchentypen ergeben.

Das Kalorimeter ist in radialer Richtung in 18 Lagen unterteilt, von denen jede eine Konversionsschicht und eine Reihe von Drahtkammern zum Nachweis der geladenen Teilchen, enthält. Mit Ausnahme der ersten besteht jede der Konversionsschichten, welche dem „Aufshowern“ der Gammas dienen, aus einer 1.5 mm dicken Bleiplatte, die beidseitig mit je 0.3 mm Aluminium verstärkt ist. Aus Stabilitätsgründen ist das Kalorimeter in drei voneinander unabhängige Sektoren unterteilt, welche in der transversalen Projektion je knapp 120° abdecken. Zusätzlich wird für die erste Konversionsschicht anstelle von Blei 1.2 cm dickes Aluminium verwendet, das zugleich als Tragstruktur des Kalorimeters fungiert.

Die 4.3 cm breiten Kammern selbst sind in 8 Röhren mit einem Querschnitt von je $4.5 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ unterteilt, welche durch Messing-Wände voneinander abgetrennt sind. Da wir uns im nächsten Kapitel eingehender mit dem Kalorimeter befassen werden, möge die Abbildung 12 die Situation veranschaulichen. Auf jede der 2.60 m langen Röhren kommt je ein Draht. Ober- und Unterseite der Kammern bestehen aus graphitbeschichteten Fiberglasplatten mit einem Widerstand von $1 \text{ M}\Omega$ pro cm^2 . Während der Betriebszeit sind die Drähte an 3 kV Hochspannung angeschlossen. Wie bei den Spurenkammern befinden sich ober- und unterhalb der Kammern mit PVC beschichtete Kupferfolien, aus denen 5.5 mm breite Auslestreifen in Abständen von 1 mm herausgeschnitten worden sind, damit auch die Koordinaten in z-Richtung, d.h. entlang der Drähte, berechnet werden können. Die in radialer Richtung gesehen unteren Streifen (U-Streifen) verlaufen relativ zu Z unter einem Winkel von -30° , die oberen (V-Streifen) unter $+30^\circ$. Eine Beschreibung des Kammerbaus findet man in [39].

Die Feinheit der Unterteilung sowohl in radialer Richtung als auch senkrecht dazu, d.h. die Granularität des Kalorimeters, ergab sich aus der gewünschten Ortsauflösung des ersten Auftreffpunktes eines Gammas von etwa $\sim 0.5 \text{ cm}$ in der Tiefenauflösung und weniger als 0.5 cm senkrecht dazu. Im Gegensatz zur Energieauflösung beeinflusst die Ortsauflösung der Gammas ganz entscheidend die Güte des rekonstruierten Vertex, und somit der Zerfallszeit eines $2\pi^0\pi^0$ -Ereignisses [44]. Die mittlere Ortsauflösung wurde aus $\phi\pi^0$ -Ereignissen, die ebenfalls

bei $p\bar{p}$ -Annihilationen entstehen, zu $\sigma=0.43$ cm bestimmt [45, 46].

Wegen seinen ca. 6.2 Strahlungslängen werden die Gammaenergien weitgehend im Kalorimeter deponiert, so dass diese durch blosses Abzählen der Spurenssegmente, welche die im Shower produzierten geladenen Teilchen in den Kammern zwischen den Konversionsschichten hinterlassen, grob bestimmt werden können (Sampling Methode). Dies ermöglicht eine *digitale* Auslese mit einer reduzierten Energieauflösung von $\sigma_{E,red} = \sigma_E / E \times \sqrt{E(\text{GeV})} \approx 0.25 / \sqrt{E(\text{GeV})}$. Dadurch, dass keine analogen Signale verwendet werden, können die Kammern oberhalb des Proportionalitätsbereichs, im sogenannten „Streamer-Mode“, betrieben werden, wo die Kammern sehr effizient sind. Daneben gibt es natürlich noch viel profanere Gründe, das Kalorimeter nur digital auszulesen: Bedingt durch die erforderliche granulare Struktur besitzt das Kalorimeter über 60'000 Kanäle, so dass eine analoge Auslese schon rein aus Kostengründen undenkbar wäre, ganz zu schweigen von den technischen Schwierigkeiten, die mit einer schnellen und effizienten Bearbeitung von Analogsignalen einhergingen.

Auf weitere Einzelheiten zum Bau des Kalorimeters, die im Zusammenhang mit Software-Entwicklungen zur Datenanalyse und offline-Untersuchungen der Draht- und Streifeneffizienzen und von Rauscheffekten stehen, wird im nächsten Kapitel eingegangen.

2.8 Der Trigger

Das Hauptproblem des CPLEAR-Experiments ist es, aus den ca. 10^6 Antiprotonen, die pro Sekunde auf das Target treffen, möglichst effizient die etwa $4 \cdot 10^3$ „Goldenen Ereignisse“ zu selektieren. Um dieses Ziel zu erreichen, wurde ein ausgeklügeltes, mehrstufiges Triggersystem gebaut [41, 42], anhand dessen nach bestimmten Zeiten entschieden werden kann, ob ein Ereignis weiterhin als „Goldenes Ereignis“ in Frage kommt oder ob es verworfen werden soll. Auf jeder Stufe wird also eine spezifische Eigenschaft eines „Goldenen Ereignisses“ getestet. Das Triggersystem basiert auf dem Zusammenspiel von 4 Einheiten, nämlich

- der sogenannten Front-End (FE) Elektronik, die aus Hardware Modulen zur Auslese der einzelnen Detektorteile besteht,
- den Triggerprozessoren, welche in mehrere festverdrahtete Prozessoren (HWP's = Hard Wired Processors) gruppiert sind,
- der Triggerkontrolle (TC = Trigger Control), dem eigentlichen Betriebssystem des Triggers, welches die Resultate der verschiedenen Entscheidungsstufen erhält und die geeigneten Massnahmen ergreift (wie z.B. ein Reset oder ein Signal zum Auslesen), und
- der Schnittstelle zum Datenaufnahmesystem (DAQ), welche Daten aus irgendeinem Triggermodul zur Überwachung oder zur Aufzeichnung auf einem Speichermedium aufnehmen kann.

Die Prozessoren sind flexibel gebaut, so dass einige Optionen zum Triggern auf verschiedene Ereignisklassen offengehalten wurden. Ein Beispiel ist die erwähnte Selektion von sekundären Spuren ohne Signale aus den Proportionalkammern, was einem Schnitt auf die Kaonlebensdauer von $\sim 5\tau_s$ entspricht. Es folgt nun eine kurze Beschreibung der einzelnen Prozessoren (HWP's), auf deren Resultaten die Triggerentscheidungen beruhen.

2.8.1 Der Prozessor HWP1

Die Triggerentscheidungen des HWP1, der als erster der Prozessoren in Aktion tritt, umfassen in einem streng zeitlich geregelten Ablauf die Stufen der „Frühen Entscheidungen“, des „ p_T -Schnitts“, der „Mittleren Entscheidungen“, der „Spurverfolgung“, der „Spurparametrisierung“ und der „Kinematik“. Wird auf irgendeinem der genannten Niveaus ein negativer Entscheid getroffen, oder kommt in der Zwischenzeit ein weiteres Antiproton am Strahlzähler an, wird das Ereignis verworfen, d.h. sämtliche Module werden zurückgesetzt und das nächste Antiproton wird abgewartet. Auf den einzelnen Stufen werden folgende Bedingungen getestet:

– **Frühe Triggerentscheidungen (EDL, early decision logic)**

Die Hauptaufgabe der frühen Entscheidungen, welche durch das Signal eines eintreffenden $\bar{p}$ am Strahlzähler gestartet werden, ist es, innerhalb kürzester Zeit den allgemeinen Charakter eines Ereignisses zu erfassen. Nur die nach etwa 40–60 ns erhältliche Information der PID's wird verwertet. Bestimmt werden die Anzahl der Sektoren, die eine Signatur $\bar{S}\bar{C}\bar{S}$ aufweisen und somit einen ersten Hinweis auf einen Kaonkandidaten liefern, sowie die ungefähre Anzahl geladener Teilchen, indem die Sektoren mit einem Signal in S1 gezählt wird. Das Erreichen des Szintillators S1 bedingt einen Impuls von mindestens ~ 70 MeV/c. Damit das Ereignis behalten wird, muss mindestens ein Kaonkandidat vorhanden sein. In diesem Fall wird ein Befehl an die Front-End Elektronik gegeben, die Konversion der Daten zu beginnen.

– **p_T -Schnitt**

In diesem Schritt wird ein grober Schnitt auf die Impulse von Spuren, welche eine $\bar{S}\bar{C}\bar{S}$ -Signatur aufweisen, in der transversalen Ebene angewandt, um langsame, und somit Kaonen vortäuschende Pionen zu unterdrücken. Dazu wird lediglich die Drahtinformation der Driftkammern eins und sechs verwendet, indem aufgrund des getroffenen PID-Sektors und der „gefeuerten“ Drahtnummer von DC6 überprüft wird, ob die Drahtnummer von DC1 in einem Bereich liegt, welcher mit der geforderten maximalen Krümmung (und folglich mit dem minimalen Impuls) verträglich ist. Die geforderte Limite ist vom Trigger abhängig und kann durch Umstecken eines Kabels eingestellt werden. Der p_T -Schnitt ist nach 500 ns abgeschlossen.

– **Die mittleren Triggerentscheidungen (IDL, intermediate decision logic)**

Der nächste Schritt besteht im Aufsuchen einer bestimmten Anzahl Spuren (typischerweise 2 oder 4), indem überprüft wird, ob genügend Treffer in den Spurendetektoren vorhanden sind, um die Spurrekonstruktion zu gewährleisten. Nach dieser Stufe, die maximal 600 ns in Anspruch nimmt, sind die Anzahl Kaonkandidaten N_K , die Anzahl geladener Teilchen N_C , sowie die Anzahl der Primärspuren N_P (primary tracks) bekannt. Ganz allgemein wird eine Spur Primärspur genannt, wenn für sie Information aus den Proportionalkammern (PC1 oder/und PC2) vorhanden ist.

– **Die Spurverfolgung (TF, Track Follower)**

In dieser Sequenz werden die Spuren Kammer für Kammer, angefangen bei S1 und endend bei PC1, d.h. von aussen nach innen, zurückverfolgt. Gleichzeitig wird auch die TDC-Information der Streamer-Röhren ausgelesen, mit der die z-Komponente p_z der Impulse im Hinblick auf die Kinematikberechnungen bestimmt wird.

– Die Spurparametrisierung

Gleich auf die Spurverfolgung folgt die Spurparametrisierung, welche darin besteht, für jede Spur einen schnellen Fit durchzuführen. Dieser liefert die Krümmung, den Abstand kürzester Annäherung einer Spur zum Ursprung (Detektorzentrum) in der transversalen Ebene ϵ , sowie die dazugehörige z -Koordinate und schliesslich noch den Richtungswinkel der Spur bei ϵ in der transversalen Ebene zusammen mit dem Verhältnis der z - zur Transversalkomponente des Impulses. Die Parameter liegen nach $2 \mu\text{s}$ vor.

– Die Kinematik

Aus jeweils zwei entgegengesetzt geladenen Primärspuren (von denen mindestens eine einem Kaonkandidaten gehören muss) kann die fehlende Masse berechnet werden. Ein Schnitt auf die Kaonmasse ergab aber keine wesentliche Datenreduktion, weshalb dieser zugunsten eines Schnitts auf die Summe der Impulse des Kaonkandidaten und des primären Pions aufgegeben wurde. Sind 4 primäre Spuren vorhanden, gibt es mindestens 2 Kombinationsmöglichkeiten, von denen im Minimum eine den Schnitt passieren muss, damit das Ereignis überlebt.

2.8.2 Der Prozessor HWP2

Parallel zu den Kinematikberechnungen läuft der Prozessor HWP2, welcher die im Abschnitt 2.2 zur Pion/Kaon-Separation aufgeführten PID-Informationen benutzt, um die EDL-Entscheidungen zu bestätigen. Alle drei Tests, die Überprüfung der Anzahl Photoelektronen im Čerenkovzähler, des Energieverlusts in S1 und der Flugzeitdifferenz, basieren auf einem Vergleich zwischen den aus der Spurparametrisierung erhaltenen und den gemessenen Werten. Der Entscheid ist nach spätestens $3 \mu\text{s}$ abgeschlossen.

2.8.3 Der Prozessor HWP2.5

Die Hauptaufgabe des HWP2.5 besteht in der Unterdrückung von K_L -Ereignissen, die ausserhalb des Detektors zerfallen. Dazu wird die FE-Information des Kalorimeters herangezogen. Mit Hilfe von einfachen Mustererkennungsalgorithmen wird die Anzahl Shower in der Draht- und in den Streifenprojektionen, sowie grobe Werte der „Showerfüsse“ ermittelt. Die Information des HWP2.5 steht nach etwa $25 \mu\text{s}$ bereit. Überlebt ein Ereignis diese Stufe, verlassen die gesammelten Daten die FE und werden zum Datenaufnahmesystem geschickt.

2.8.4 Die Prozessoren HWP3 und HWP4

Der HWP3 ermittelt genauere Koordinaten der „Showerfüsse“, sowie die genaue Anzahl N_γ von neutralen Teilchen, indem die Anzahl geladener Teilchen von der Gesamtanzahl der im Kalorimeter gefundenen Shower subtrahiert wird.

Ein weiterer Prozessor, der HWP4, ist zur Berechnung des Vertex für Zerfälle $K^0, \bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ vorgesehen, wenn $N_\gamma=4$ ist. Wiederum wird das Ereignis behalten, falls die Zerfallszeit grösser als $5 \tau_s$ beträgt, um die unnötigen K_S -Zerfälle, welche praktisch nicht zur Asymmetrie beitragen, zu eliminieren.

Die gesamte HWP-Information steht nach einigen Millisekunden zur Verfügung.

2.9 Das System der Datenaufnahme (DAQ)

Die Datenaufnahme des CPLEAR-Experimentes läuft über ein auf VME basierendem Mikroprozessorsystem, genannt VALET PLUS (VALET = VME Applied to Laboratory Equipment Test), das am CERN ursprünglich zum Austesten von elektronischer Ausrüstung entwickelt wurde. Es steht unter der Kontrolle der CPLEAR VAX-Stationen. Die Hardware ist in [43] beschrieben. Aufgenommen werden Ereignisse, welche bis zum Niveau des Haupttriggers (MT, Master Trigger) durchgekommen sind. Dieser verlangt die Erfüllung der Bedingungen

$$\text{MT} \equiv (N_P \geq 2) \text{ and } (N_K \geq 1) \text{ and } (\text{HWP2 ok}) \text{ and } (N_{CLU} \geq N_0),$$

wobei N_P die Anzahl der Primärspuren, N_K die Anzahl der Kaonkandidaten und N_{CLU} die Anzahl der im HWP2.5 gefundenen Shower (Cluster) von geladenen und neutralen Teilchen sind. N_0 ist eine vorzugebende Zahl, die vom gewünschten Trigger abhängt. Der Master Trigger verwendet lediglich die Information der Prozessoren HWP1, HWP2 und HWP2.5.

Beim sog. Hauptdatenstrom (während langer Zeit wurde auch ein spezieller ϵ'/ϵ -Datenstrom ins Auge gefasst) wird die gesamte Detektor- und Triggerinformation, welche etwa 2.5 kbyte pro Ereignis in Anspruch nimmt, mit einer Rate von ungefähr ~ 800 Ereignissen pro Sekunde auf Band geschrieben. Die aufgezeichneten Ereignisse werden zur Bestimmung der zeitabhängigen Asymmetrien, sowie der semileptonischen Kanäle verwendet.

Die Information jedes Detektorteils gelangt von der FE-Elektronik zu einem entsprechenden Auslese-Valet, dem RRO (root read-out), wodurch die einzelnen Komponenten getrennt überwacht werden können. Von der RRO gelangen die Daten zu einem speziellen Valet, dem EB (= Event Builder), in dem die Daten zur vollständigen Ereignisinformation zusammengefügt werden. Anschliessend wird das Ereignis über eine optische Leitung zur Magnetaufzeichnung und zur online Überwachung geschickt.

3 Untersuchungen zum CPLEAR-Kalorimeter

Bevor mit den Daten eines Detektors die beabsichtigten Fragestellungen und physikalischen Zielsetzungen angegangen werden können, müssen zuerst seine Eigenschaften und sein Verhalten unter den Betriebsbedingungen sorgsam geprüft und studiert werden. Dazu gehört auch die Bestimmung der exakten Position der einzelnen Detektorteile zueinander oder bezüglich eines Referenzsystem (Alignment). Schliesslich muss ein Detektor mittels geeigneter Daten auf Grössen, die der Detektor später messen soll, geeicht werden.

Im speziellen soll hier die Rede vom Verhalten des elektromagnetischen Kalorimeters des CPLEAR-Experiments bezüglich der Nachweiseffizienz von Treffern sein. In diesem Zusammenhang wird auch auf die Multiplizitäten, d.h. die mittlere Anzahl von Drähten oder Streifen, die auf ein Ereignis ansprechen, sowie auf ein Problem, das sich im Auftreten von unkorrelierten Streifensignalen (Rauschen) äussert, eingegangen. Was das Alignment des Kalorimeters betrifft, so wird nur kurz das Prinzip erklärt. Dieses beruht auf Daten der Anfangsphase, d.h. aus Strahlperioden vor P12 und P13, bei denen nur der unterste Sektor des Kalorimeters teilweise mit Ausleseelektronik bestückt war. Schwerwiegender war aber die mangelnde Statistik. Das endgültige Alignment wird in [45] beschrieben. Ein nächster Teil ist dem Thema über das Aufsuchen von Showern neutraler oder geladener Teilchen und der Bestimmung der Showerfüsse („Impact points“), sowie der räumlichen Rekonstruktion der ursprünglichen Flugrichtung eines Gammas aus seiner Showerkonfiguration gewidmet.

3.1 Technische Beschreibung des Kalorimeters

Bevor wir uns spezifischen Kalorimeteereigenschaften zuwenden, sollen noch kurz einige Details zu den in Abschnitt 2.7 gemachten Angaben über das Kalorimeter genannt werden, um ein Gefühl für den hohen Aufwand, den man allein wegen der grossen Zahl von auszulesenden Kanälen betreiben muss, zu vermitteln. In Tabelle 5 ist die Sektorisierung, d.h. die Einteilung in Anzahl Kammern zu je 8 Drähten, resp. in Einheiten von je 16 zusammengefassten Streifen, pro Drittel aufgelistet. Sowohl für die Kammern als auch für die Streifen wird die Information von jeweils 16 Drähten (d.h. von 2 Kammern), resp. 16 Streifen über ein Kabel zur Ausleseelektronik (Front-End) geführt. An den Drähten ist während der Betriebszeit eine konstante Hochspannung von 3 kV angelegt. Die Signale werden über Kondensatoren von der Hochspannung abgekoppelt. Im Gegensatz zu den Drähten werden die durch die Drähte induzierten Signale der Streifen noch an den Enden vorverstärkt. Anhand der Tabelle 5 lässt sich leicht ausrechnen, dass für die insgesamt 63'048 Kanäle 3954 Kabel benötigt werden, die es alle zu testen und zu verlegen galt. Allein das Verlegen der z.T. bis zu 15 Meter langen Kabel nahm mehrere Monate in Anspruch.

Um nun die Koordinaten aus den gegebenen Draht- und Streifenpositionen eines Teilchendurchgangs zu berechnen, führt man ein Koordinatensystem ein, das folgendermassen definiert sein soll:

- der Ursprung befindet sich im Zentrum des Targets,
- die Strahlachse der Antiprotonen wird, wie schon früher beschrieben, als Z-Achse bezeichnet, wobei die Achsenrichtung in Flugrichtung der Antiprotonen weist,
- die X-Achse verläuft horizontal und ist nach links gerichtet, wenn wir in Z-Richtung schauen,

- die Y-Achse ist senkrecht zu X und Z und zeigt nach oben, wie für ein Rechtssystem üblich.

Die Detektorgeometrie bringt es mit sich, häufig Zylinderkoordinaten zu verwenden. Der Winkel φ wird von der X-Achse aus gemessen und wird mit Werten zwischen 0 und 2π angegeben. Zu erwähnen ist, dass für das Kalorimeter wegen seiner inneren Struktur eine etwas andere Konvention getroffen wird, was den Winkel φ betrifft. Da der erste der drei Sektoren (vgl. untere Abbildung 10), die je knapp 120° abdecken, bei $\varphi = -30^\circ$ beginnt, werden die Winkel der Kammerdrähte im Kalorimetersystem mit Werten zwischen $-30^\circ < \varphi_{Cal} < 330^\circ$ (resp. $\pi/6 < \varphi_{Cal} < 2\pi - \pi/6$) angegeben.

Lage	Drähte		U-Streifen		V-Streifen	
	# Kammern	# Kanäle	# Kabel	# Kanäle	# Kabel	# Kanäle
1	35	280	25	400	25	400
2	36	288	25	400	25	400
3	36	288	25	400	25	400
4	37	296	25	400	26	416
5	37	296	26	416	26	416
6	38	304	26	416	26	416
7	38	304	26	416	26	416
8	39	312	26	416	26	416
9	39	312	26	416	27	432
10	40	320	27	432	27	432
11	40	320	27	432	27	432
12	41	328	27	432	27	432
13	41	328	27	432	27	432
14	42	336	27	432	28	448
15	43	344	28	448	28	448
16	43	344	28	448	28	448
17	44	352	28	448	28	448
18	44	352	28	448	28	448
total	713	5704	477	7632	480	7680

Tabelle 5: Sektorisierung eines Kalorimeterdrittels mit insgesamt 21'016 Kanälen in seine 18 Lagen.

Die Numerierung der Drähte geschieht separat für jede der 18 Lagen, beginnend bei 1 im ersten Drittel. Die drei Sektoren sind jeweils selbst in 3 oder 4 Untersektoren unterteilt, die

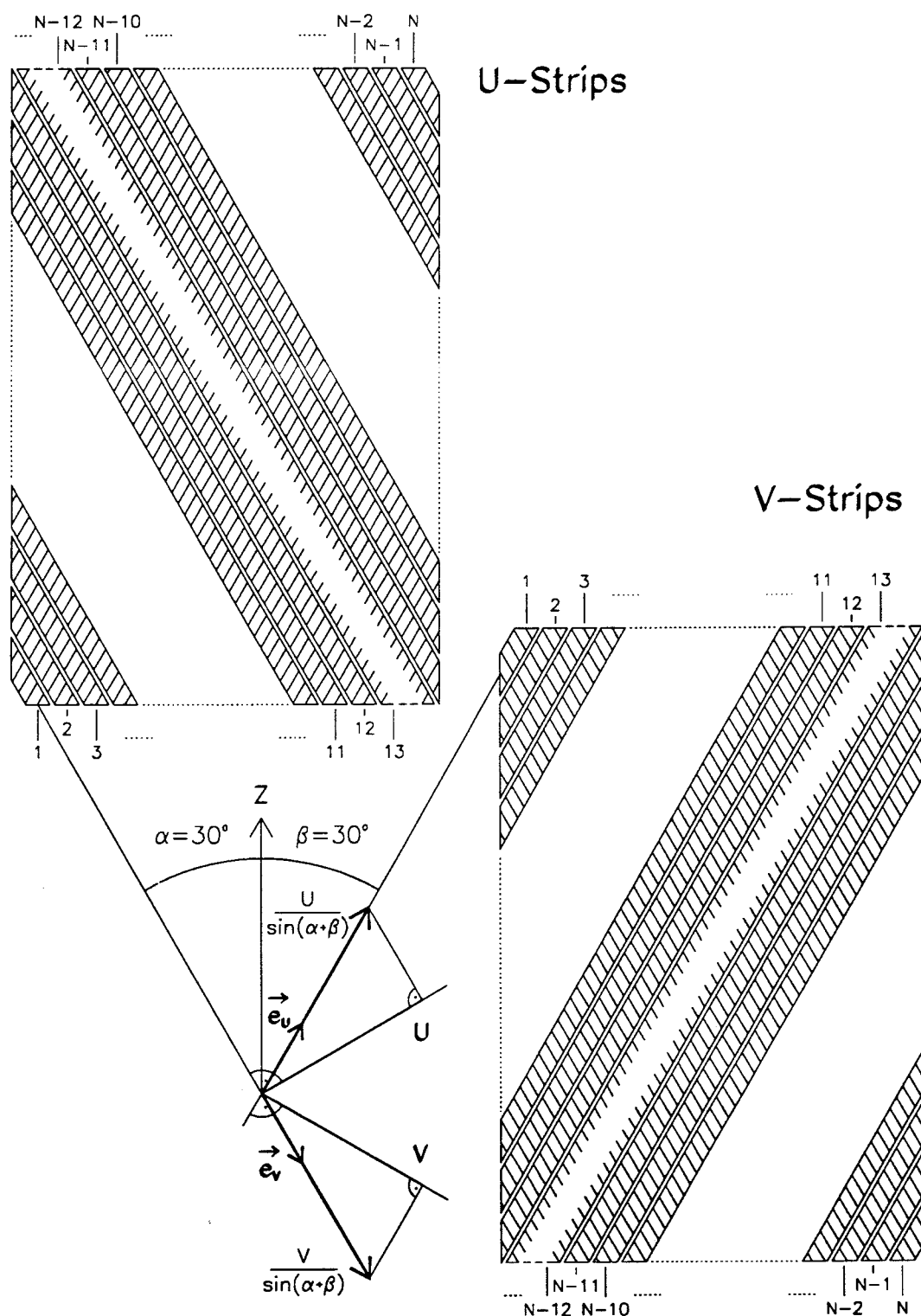


Abbildung 13: Zur Definition der Streifenorientierung und -numerierung, sowie zur Berechnung von Z . Ein eingezeichneter Streifen entspricht 16 richtigen Streifen, resp. 1 Kabel. Die Anzahl N der Kabel beträgt zwischen 25 und 28.

einen bestimmten Satz (set) von Kammern enthalten und durch Kunststoffabgrenzungen (sog. „Spacers“) voneinander abgetrennt werden. Diese dienen hauptsächlich der Stabilisierung der dicht an dicht liegenden Kammern. Zu einer Drahtnummer IW lässt sich die φ_w -Koordinate mittels einiger geometrischer Konstanten wie folgt berechnen:

$$\begin{aligned}\varphi_w &= \text{PHSECW}(\text{LAY}, \text{ITH}, \text{ISET}) + (\text{ICH} - 1) \cdot \text{DPHCCW}(\text{LAY}) \\ &\quad + (\text{ITUB} - 1) \cdot \text{DPHWCW}(\text{LAY}), \\ \text{mit} \quad \text{ICH} &= \text{INT}[(\text{IW} - \text{IFSECW}(\text{LAY}, \text{ITH}, \text{ISET}))/8] + 1, \\ \text{ITUB} &= \text{IW} - 8 \cdot (\text{ICH} - 1) - \text{IFSECW}(\text{LAY}, \text{ITH}, \text{ISET}) + 1,\end{aligned}\tag{127}$$

wobei LAY die Lage (layer) und ITH der Drittel sind, in welchen sich der Draht IW befindet. Entsprechend sind ISET das Set, ICH die Kammer innerhalb des Sets ISET und ITUB die Röhren- oder Drahtnummer innerhalb der Kammer ICH. In (127) wurden gerade die in den offiziellen Routinen verwendeten Variablen verwendet. Die Variable ISET kann nicht analytisch berechnet, sondern muss über eine Programmschleife ermittelt werden, da jedes Set eine andere Anzahl Kammern beherbergen kann. Die übrigen Konstanten bedeuten:

IFSECW(LAY,ITH,ISET)	die Nummer des ersten Drahtes des Sets ISET in Lage LAY und Drittel ITH,
PHSECW(LAY,ITH,ISET)	den Winkel zum Draht IFSECW(LAY,ITH,ISET),
DPHCCW(LAY)	den Winkelbereich in φ , der von einer Kammer der entsprechenden Ebene abgedeckt wird,
DPHWCW(LAY)	analog zu DPHCCW(LAY), aber für eine Kammerröhre.

Zur Berechnung der Z-Position aus den Streifen betrachten wir die Abbildung 13. Ein eingezeichneter Streifen entspricht 16 Streifen, so dass die angedeutete Numerierung sich auf die Anzahl Kabel bezieht. Wie bei den Drähten sind auch die Streifen für jede Lage separat von 1 bis zur maximalen Anzahl durchnummeriert. Die Numerierung ist so definiert, dass die Nummern, wie bei den Drähten auch, mit zunehmendem φ ansteigen. Daraus ergibt sich für die U-Streifen die Abzählrichtung von unten links nach oben rechts ($dZ/d\varphi < 0$ entlang der Streifen) und für die V-Streifen von oben links nach unten rechts ($dZ/d\varphi > 0$). Man prüft leicht nach, dass für $Z(\varphi, \text{IS})$ aus φ und einer Streifennummer IS die folgende Beziehung gilt:

$$\begin{aligned}Z(\varphi, \text{IS}) &= Z1PHCZ(\text{LAY}, \text{ITH}, \text{IP}) + \frac{1}{\tan(\lambda(\text{IP}))} \cdot \left[\text{RADICZ}(\text{LAY}, \text{IP}) \cdot \right. \\ &\quad \left. \cdot (\varphi - \text{PHI1CZ}(\text{LAY}, \text{ITH}, \text{IP})) - \frac{S}{\text{COSICZ}(\text{LAY}, \text{IP})} \right] \\ \text{mit} \quad S &= (\text{IS} - \text{IFSECZ}(\text{LAY}, \text{ITH}, \text{IP})) \cdot \text{SPACCZ}(\text{LAY}, \text{IP})\end{aligned}\tag{128}$$

Wie im Fall der Drähte lässt sich die Z-Information aus Konstanten berechnen, die von der Position der Ebene LAY und des Drittels ITH eines Treffers abhängen. Da für beide Streifenprojektionen Z auf dieselbe Weise berechnet wird, hängen sämtliche Parameter von IP ab, wobei sich deren Werte für IP=1 auf die U-Streifen und für IP=2 auf die V-Streifen beziehen. Es bedeuten:

IFSECZ(LAY,ITH,IP)	Nummer des ersten Streifens (= Streifen mit der tiefsten Nummer der Ebene LAY und des Drittels ITH)
--------------------	---

PHI1CZ(LAY,ITH,IP)	die Phi-Koordinate in der Mitte des jeweiligen ersten Streifens IFSECZ am Kalorimeterrand
Z1PHCZ(LAY,ITH,IP)	analog zu PHI1CZ für Z
$\lambda(\text{IP})$	Winkel zwischen Z-Achse und Streifen (d.h. $\lambda(1) = -30^\circ$, $\lambda(2) = +30^\circ$)
COSICZ(LAY,IP)	$= \cos(\lambda(\text{IP}))$ der Lage LAY
SPACCZ(LAY,IP)	kürzester Abstand von Streifenmitte zu Streifenmitte
RADICZ(LAY,IP)	Radius der Streifenfolie

Die in der Abbildung 13 angegebenen Winkel α und β sind mit dem Betrag von $\lambda(1)$, resp. $\lambda(2)$ identisch.

Die Grössen PHSECW, PHI1CZ und Z1PHCZ sind die entscheidenden Parameter für das Alignment des Kalorimeters (s/e Unterabschnitt 3.3).

3.2 Definitionen der Effizienzen und Multiplizitäten

Ganz allgemein versteht man unter der Effizienz eines Drahts oder eines Streifens die Ansprechwahrscheinlichkeit. Es gilt also zu prüfen, wie häufig ein Draht oder ein Streifen tatsächlich anspricht, wenn er ein Signal liefern sollte. Wollen wir die Effizienz bestimmen, so müssen wir also feststellen können, ob ein entsprechendes Signal vorhanden sein müsste. Wenn wir uns nochmals anhand der Abbildung 12 einer Kammer und der Beschreibung 2.7 die Situation des Kalorimeters vergegenwärtigen, so scheinen folgende Definitionen sinnvoll:

- Die mittlere **Effizienz der Drähte** einer bestimmten Kammerebene ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass bei gleichzeitigem Vorhandensein je genau eines Drahtsignals ober- und unterhalb der betreffenden Ebene mindestens ein Draht „gefeuert“ hat.
- Die mittlere **Effizienz der Streifen** einer bestimmten Kammerebene ist die Wahrscheinlichkeit für das Ansprechen mindestens eines Streifens auf ein Drahtsignal in der betreffenden Ebene.

Es ist klar, dass die so definierten Effizienzen noch Verluste rein geometrischer Natur, die z.B. bei den Drähten durch Zwischenräume, Sektorabgrenzungen (Spacers) und Trennwände zustande kommen, beinhalten. Bei den Streifen dagegen kommen Ineffizienzen hauptsächlich nur durch irgendwelche Defekte, sei es an den Kabelsteckern, sei es an den Vorverstärkern oder sonstwo auf dem Weg zur Front-End vor, die meist jedoch nur im Prozentbereich, also eher gering sind. Bei den Drähten machen derartige Verluste etwa 50% aus. Auf die genannten Ineffizienzen lässt sich jedoch korrigieren, will man die Effizienzen der einzelnen Ebenen untereinander vergleichen. Dazu braucht man lediglich den Histogrammen, in welche für jeden einzelnen Kanal die Häufigkeit seines Ansprechens abgefüllt wird (die sog. „Hit-maps“), auf Löcher hin zu untersuchen. Beispiele für solche Hit-maps sind in den Abbildungen 14 und 15 zu sehen.

Nicht erfassbar sind dagegen kurzfristige Ausfälle der Hochspannung in einzelnen Lagen. Diese haben ihren Grund in der Begrenzung des durch die Kammern fließenden Stromes, welche zum Schutz der Kammern installiert wurde. Übersteigt der gemessene Strom während einer gewissen Zeitspanne, die typischerweise in der Grössenordnung von Sekunden liegt, die

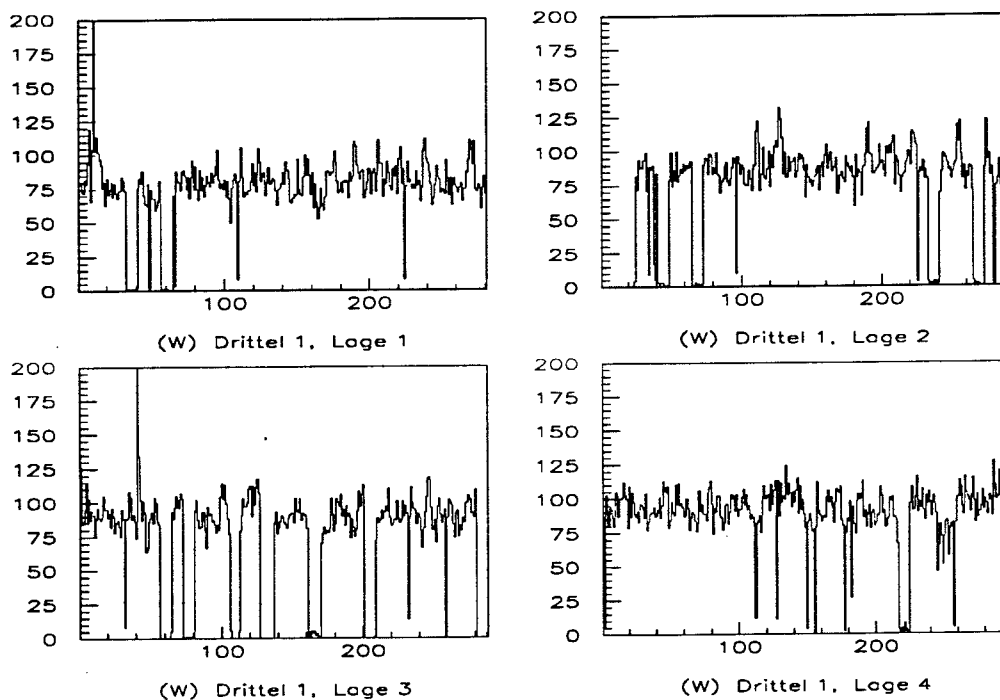


Abbildung 14: Verteilung der angesprochenen Drähte, die sog. „Hitmaps“, aus ungefähr 50'000 $p\bar{p}$ -Annihilationen der Strahlperiode P12 für die Lagen 1 bis 4 des zweiten Kalorimeterdrittels.

gesetzte Limite von etwa $10\ \mu\text{A}$ pro Lage und Drittel, so wird die Hochspannung automatisch abgeschaltet (sog. „Trips“) und dann gleich wieder langsam hochgefahren. Ein Nachteil des ganzen Systems ist, dass man nur eine Kontrolle über die Gesamtheit der Kammern pro Ebene und Drittel (welche zwischen 35 und 44 umfasst) hat, nicht aber über die einzelnen Kammern selbst. Ebenso lässt sich die Hochspannung nur global für die daran angeschlossenen Kammern der genannten Einheiten regulieren. Ob also ein allfälliger Stromzuwachs nur auf eine Kammer zurückzuführen ist, entzieht sich somit der Kenntnis. Kommt es zu einem Drahtbruch in einer Kammer, und folglich zu einem Kurzschluss, der die Hochspannung dann für die ganze betreffende Lage eines Drittels zusammenbrechen lässt, so muss die betreffende Kammer, nachdem sie einmal ausfindig gemacht worden ist, abgeschaltet werden. Zwangsläufig führt dies zu einem Verlust von 8 Drähten. Die gesamte Ineffizienz der Drähte, welche durch tote Bereiche in den Hit-maps zu sehen sind, macht etwa 5% aus. Von diesen sind etwa die Hälfte auf Kammern zurückzuführen, die im Verlaufe der Strahlzeiten von der Hochspannung entfernt werden mussten.

Die Multiplizität der Drähte und Streifen ist definiert als die mittlere Anzahl ausgelesener Signale für den Fall, dass Drähte, resp. Streifen ansprechen. Die Selektionskriterien zur Untersuchung der Multiplizitäten sind dabei die gleichen wie für die Effizienzen.

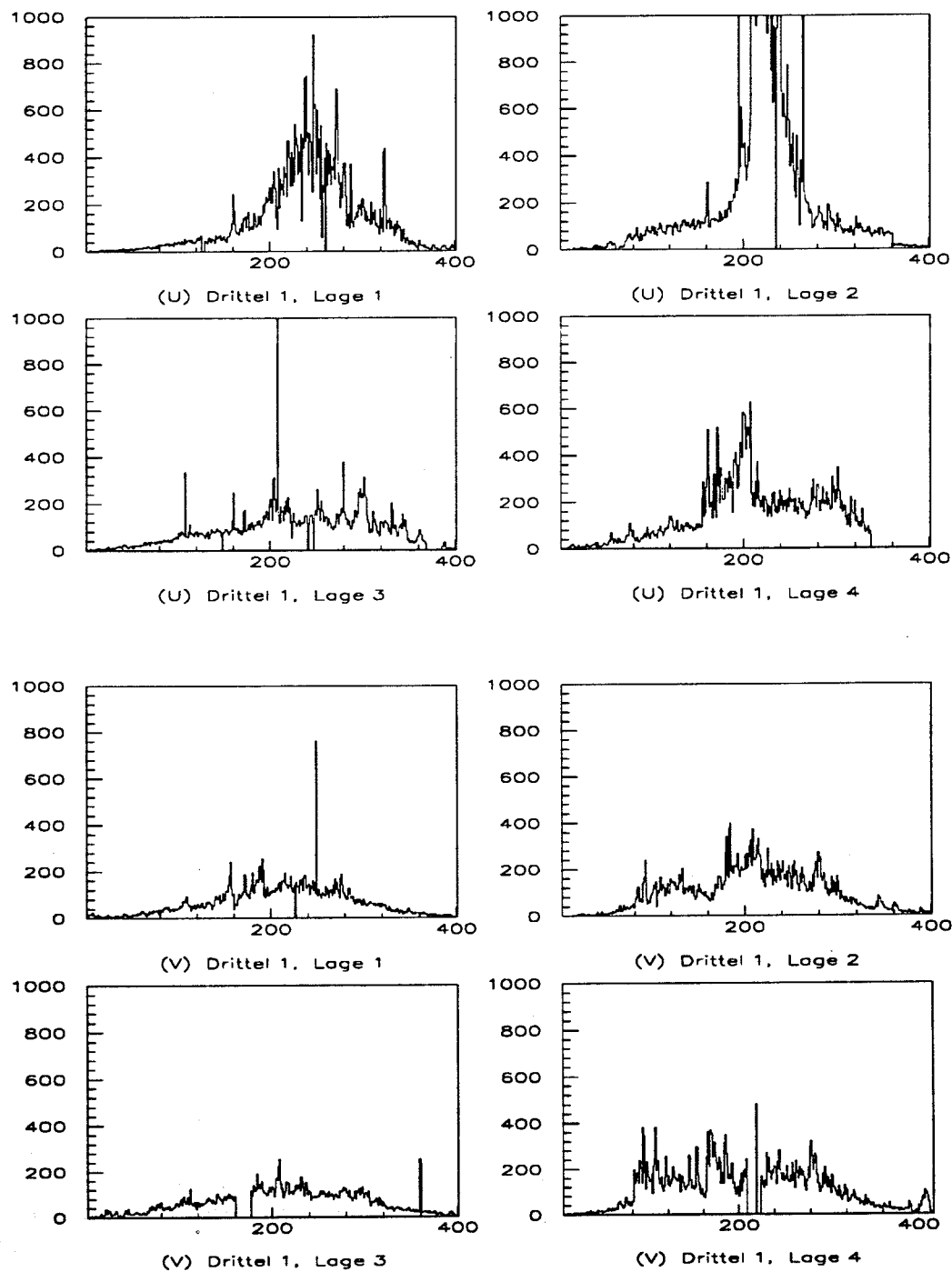


Abbildung 15: Verteilung der angesprochenen U- und V-Streifen, wiederum für die Lagen 1 bis 4 des zweiten Kalorimeterdrittels. Im Gegensatz zu den Drähten ist die Verteilung nicht mehr konstant, sondern abhängig von der Länge und dem abgedeckten Raumwinkel der Streifen.

3.2.1 Effizienzen und Multiplizitäten der Kammern

Die Effizienzen der Drähte wurden gemäss obiger Definition separat für jede Lage eines Drittels durchgeführt. Dabei wurde von der Tatsache Gebrauch gemacht, dass die drei Drittel oder Sektoren völlig unabhängig voneinander arbeiten und wie 3 Detektorteile behandelt werden können. Um nicht a priori von zeitaufwendigen Prozeduren wie die „Shower Pattern“, in der die einzelnen Shower in den drei Projektionen aufgesucht und anschliessend einander räumlich zugeordnet werden, oder die Spurrekonstruktion abhängig zu sein, wurde in einer ersten Phase nur die Kalorimeterinformation nach der Dekodierung der Rohdaten verwendet. Zur Bestimmung der Effizienzen kamen zwei Methoden zum Einsatz. Die Erste, etwas Ungenauere, beschränkt sich auf das einfachst Mögliche, die Zweite, etwas Umständlichere, basiert auf Vergleichen zwischen der Information der Ebene, die gerade untersucht werden soll, mit jener der benachbarten Referenzebenen. Genauer ausgedrückt wurden folgende Tests ausgeführt:

1. Von den beiden Referenzdrähten in den Ebenen ober- und unterhalb der gerade betrachteten Lage, für welche die Effizienz untersucht werden soll, wird verlangt, dass sie wirklich die einzigen Drähte sind, die in den betreffenden Ebenen angesprochen haben. Es werden keine weiteren Bedingungen gestellt. Bestimmt wird lediglich, wie häufig in der Lage dazwischen Drahtinformation vorliegt.
2. Von den beiden Referenzdrähten wird ebenfalls verlangt, dass sie die einzigen innerhalb der beiden Ebenen des betreffenden Drittels sind. Zusätzlich wird aber die Bedingung gestellt, dass ihre φ -Werte innerhalb eines Bereichs, der 1.5 cm entspricht, übereinstimmen; andernfalls wird das Ereignis nicht in Betracht gezogen. Für die Treffer der Ebene, die untersucht werden soll, wird verlangt, dass mindestens einer ebenfalls maximal 1.5 cm vom Mittelwert der beiden Referenzpunkte entfernt liegt, damit das Ereignis zur Effizienz beiträgt.

Bei beiden Methoden wurden für die jeweils erste und letzte Lage die beiden folgenden, resp. die beiden vorangehenden Lagen als Referenzebenen gewählt. Links in der Abbildung 16 sind die Effizienzen nach der ersten Methode für Daten aus der Strahlperiode P12 wiedergegeben, und zwar für jede Lage und jedes Drittel. Dabei handelt es sich um Daten mit Magnetfeld Null. Die angegebenen Effizienzen sind direkt vergleichbar mit jenen des online-Programms, das zur Kontrolle während der Datennahme verwendet wird.

Die Effizienzen, die man nach der zweiten Methode erhält, liegen im Vergleich zur ersten um etwa 2 bis 3 Prozent tiefer. Sie werden benützt, um die mittlere Effizienz der einzelnen Kammern und Drähte zu berechnen, indem noch auf die geometrischen Ineffizienzen korrigiert wird. In der Korrektur gehen nicht nur die toten Bereiche der Lage ein, welche gerade untersucht wird, sondern auch jene der beiden Referenzebenen. Wären die toten Bereiche für alle Lagen gleich, so müsste man überhaupt nicht korrigieren. Genauso wäre der Korrekturfaktor für eine bestimmte Lage eins, wenn die genannte Bedingung auf die Referenzebenen zuträfe. Umgekehrt wäre im Falle von perfekten Referenzebenen ohne inaktive Bereiche die Verminderung der Effizienz einer Lage aufgrund von toten Zonen rein durch das Verhältnis des aktiven Bereichs zum gesamten Bereich gegeben. Folglich gilt für den Korrekturfaktor k_w , mit dem die nach der Methode 2 erhaltenen mittleren Kammereffizienzen multipliziert

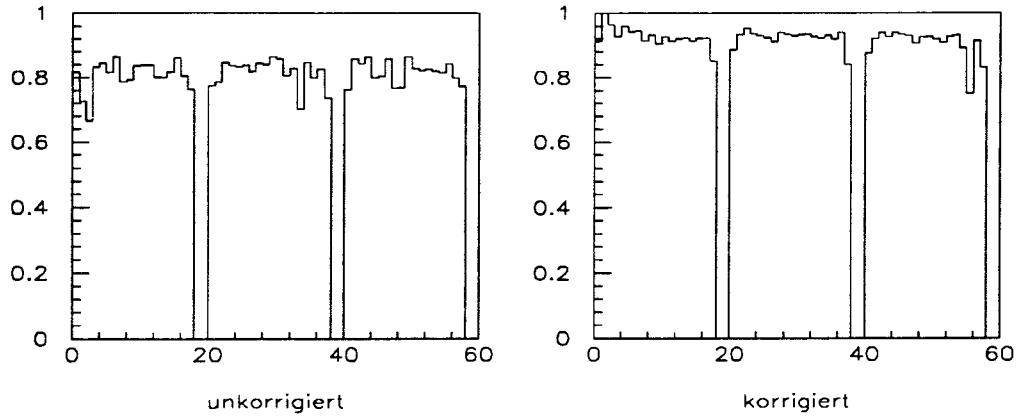


Abbildung 16: Die unkorrigierten (Methode 1) und auf tote Bereiche der Spacer und Löcher in den Hit-maps korrigierten (Methode 2) Kammereffizienzen sämtlicher Ebenen und Drittel des Kalorimeters. Die Kanäle 1 bis 18 beziehen sich auf den ersten Drittel, jene von 21 bis 38 auf den zweiten, und jene von 41 bis 58 auf den dritten.

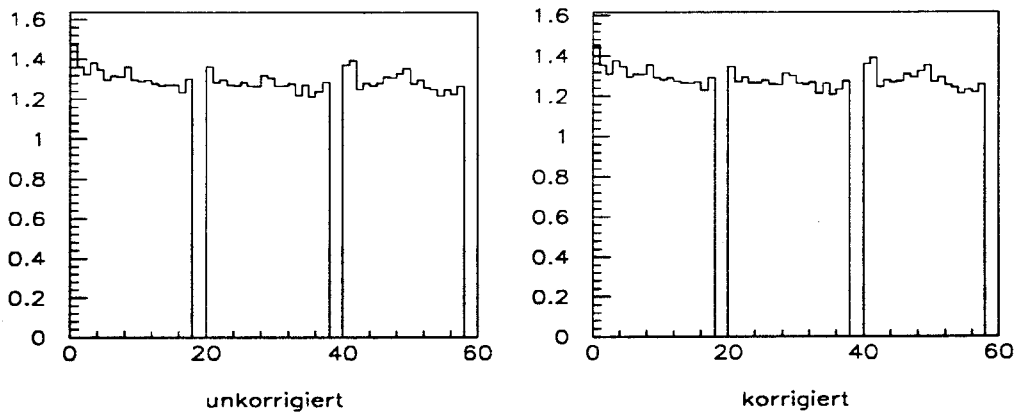


Abbildung 17: Die unkorrigierten und korrigierten Treffermultiplizitäten sämtlicher Ebenen und Drittel des Kalorimeters für die Drähte.

werden müssen, um auf die geometrische Ineffizienz zu korrigieren:

$$k_w = \frac{\varphi - \varphi_{R,0}}{\varphi - \varphi_{tot,0}}, \quad (129)$$

mit φ gesamter φ -Bereich einer Kammerebene ($\approx 120^\circ$),
 $\varphi_{R,0}$ der inaktive Bereich der beiden Referenzebenen zusammen, d.h. die Vereinigung all jener Bereiche der beiden Referenzebenen, in denen die Effi-

$\varphi_{tot,0}$
 zienz Null ist,
 der totale inaktive Bereich aller drei Ebenen zusammen, was identisch
 ist mit der Vereinigung von $\varphi_{R,0}$ mit den toten Bereichen der Lage, für
 welche die Effizienz bestimmt werden soll.

Die mit k_w korrigierten Effizienzen für die Kammern sind rechts in Abbildung 16 für denselben Datensatz wie für das linke Bild dargestellt. Die über sämtliche Lagen gemittelten Werte pro Drittel sind in Tabelle 6 (Seite 80) aufgeführt. Will man auch den Trennwänden, welche die Drähte voneinander abgrenzen, Rechnung tragen und die eigentliche mittlere Drahteffizienz berechnen, müsste der Korrekturfaktor k_w noch durch $(1-q)$ dividiert werden, wobei $q = 0.1$ das Verhältnis zwischen der Dicke der Trennwände zur gesamten Röhrenbreite ist. Daraus müsste man schliessen, dass die mit k_w aus (129) korrigierte Effizienz höchstens 90% erreichen dürfte, damit die zusätzlich noch mit $(1-q)^{-1}$ korrigierten Werte 100% nicht überschreiten. Da aber die Effizienzen nach der ersten Korrektur durchaus über 0.9 liegen (s/e Abbildung 16 rechts) können, kann die simple Division mit $(1-q)$ für die zweite Korrektur nicht ganz zutreffen. Diese wäre nur dann erlaubt, wenn die Spuren absolut parallel zu den Trennwänden verliefen und darin erst noch keine Reaktionen auslösten, was wohl nicht der Realität entspricht. Im übrigen sei auf die an einem Kalorimeter-Prototypen (s/e auch Unterabschnitt 3.4.2) gemachten Untersuchungen zur räumlichen Effizienzverteilung über den Bereich einer Kammer anhand von geraden Muonspuren hingewiesen [48]. In diesen resultiert eine Zunahme der Ineffizienz vom Ort eines Drahtes zu den Trennwänden hin um etwa einen Faktor 3. Die mittlere Effizienz der Kammern betrug für den Prototypen etwa 92% [48, 49]. Dieser Wert ist zu vergleichen mit den in Tabelle 6 aufgeführten durchschnittlichen Effizienzen der einzelnen Drittel.

Eine Übersicht über die mittlere Multiplizität gibt die Abbildung 17. Erwartungsgemäss führen die beiden Methoden zu nahezu identischen Multiplizitäten.

3.2.2 Effizienzen und Multiplizitäten der Streifen

Für die Untersuchungen der Effizienzen der Streifen werden in Analogie zu den Drähten die beiden folgenden Methoden verwendet:

1. Liegt in der Ebene, für welche die Effizienz der Streifen bestimmt werden soll, exakt ein Treffer auf den Drähten vor, so wird geprüft, ob ebenfalls Streifensignale vorhanden sind oder nicht.
2. Im Unterschied zu den Untersuchungen der Drahteffizienzen wird jetzt nicht nur ein Referenzdraht, sondern zusätzlich eine Referenzposition in Z gefordert. Als Referenz wird die Draht- und Streifeninformation der vorangehenden Lage verwendet. Handelt es sich bei der untersuchten Ebene um die erste Lage, so wird als Referenz die zweite Ebene benützt. Für die Referenzebene werden auch Ereignisse mit zwei benachbarten Drähten akzeptiert. Bedingung ist dabei nur, dass der Abstand des Mittelwerts vom angesprochenen Draht der zu untersuchenden Ebene (zu dem das Vorhandensein von Streifeninformation überprüft werden soll) in $r\varphi$ -Richtung maximal 1.5 cm beträgt. Für den Referenzwert von Z werden bis zu drei aneinanderliegende Streifen pro Streifenprojektion akzeptiert. Beide Streifenprojektionen müssen angesprochen haben, damit die beiden nach (128) berechneten $Z(\varphi, U)$ und $Z(\varphi, V)$ miteinander verglichen werden

können. Diese müssen innerhalb von 2 cm miteinander übereinstimmen. Und schliesslich wird verlangt, dass eine allfällig vorhandene Drahtinformation aus der oberen Ebene mit φ_R des Referenzpunkts übereinstimmen muss.

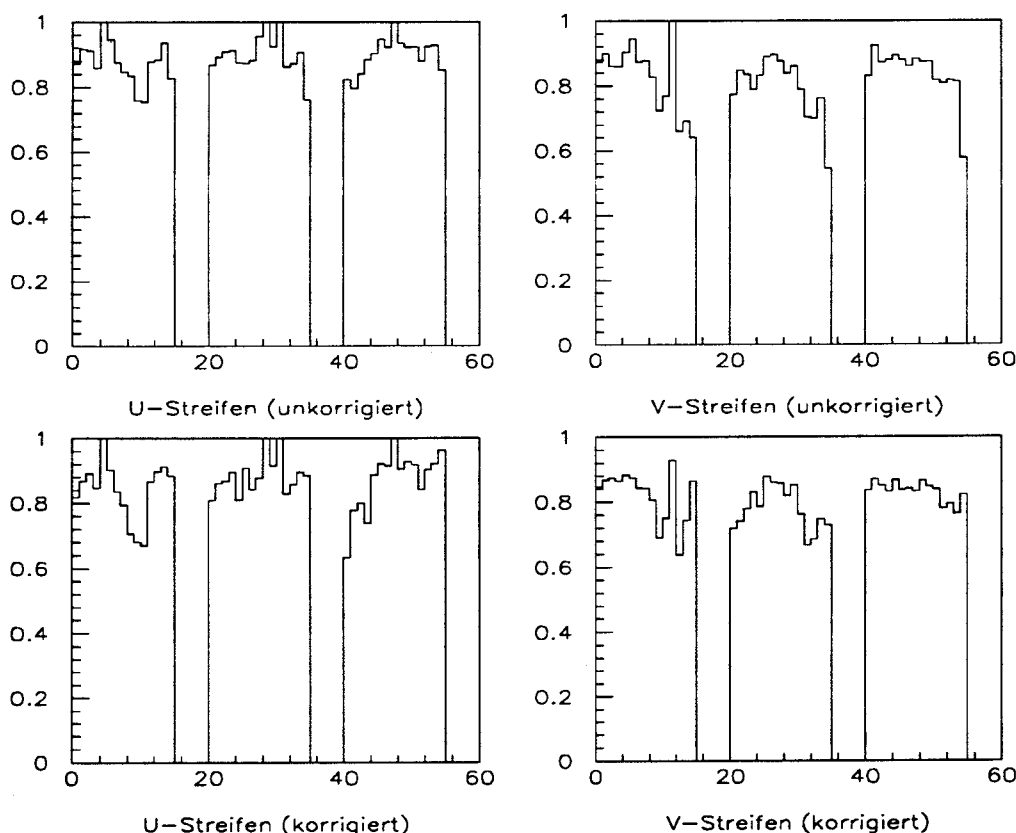


Abbildung 18: Die unkorrigierten (oben) und auf Rauschen und inaktive Bereiche korrigierten (unten) Effizienzen der U- und V-Streifen.

Die Effizienzen und Multiplizitäten nach der ersten Methode lassen sich wiederum direkt mit jenen der online-Überwachung vergleichen. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 18 und 19, jeweils im oberen Teil, wiederum für Daten aus der Strahlperiode P12, dargestellt. Zu beachten ist, dass zu jener Zeit erst 15 Lagen mit Ausleseelektronik versehen waren. Die zweite Methode dient hauptsächlich einer korrekteren Bestimmung der Multiplizitäten. Wie wir gleich sehen werden, sind wir leider mit dem unschönen Effekt konfrontiert, dass ungewollte und unkorrelierte Signale auf den Streifen auftreten. Dies ist denn auch der Hauptgrund, weshalb für die Referenzebene Signale aus *beiden* Streifenprojektionen verlangt werden, die miteinander in Einklang stehen müssen. Für die Drähte ist der genannte Effekt glücklicherweise weit geringer. Dieses Rauschen scheint zum grössten Teil von den Crates herzuführen, in denen die Einschub-Module der CRAMS, der Auslese-Elektronik für die Drähte und Strei-

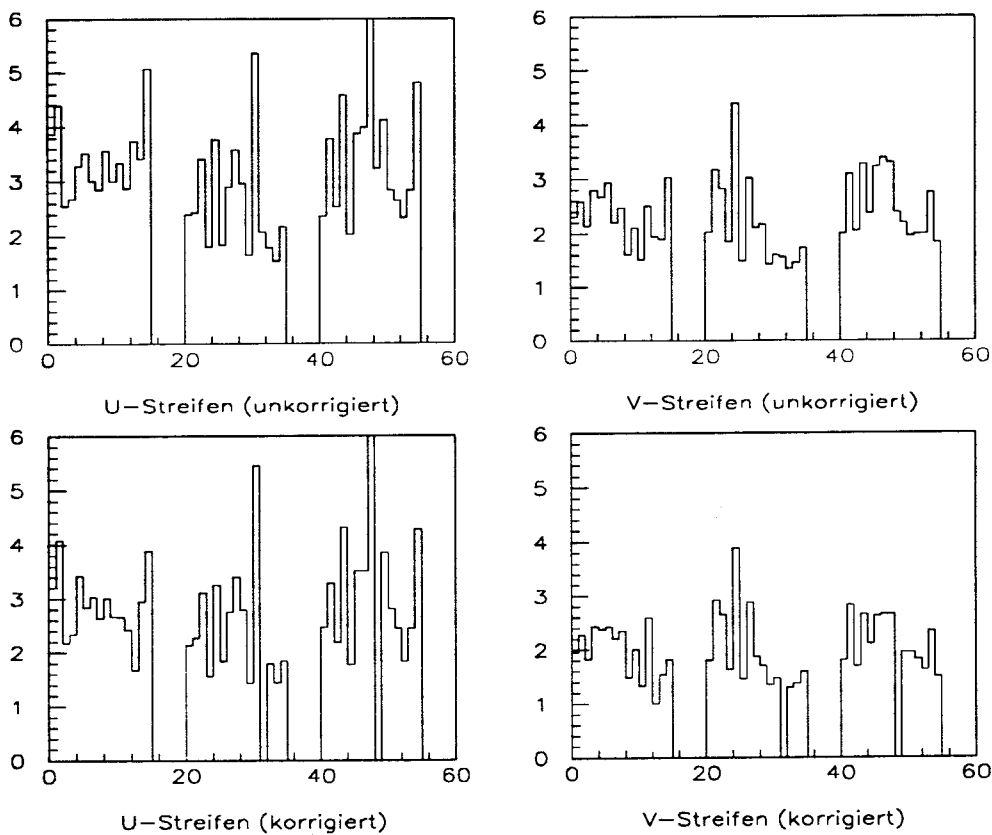


Abbildung 19: Die Multiplizitäten der Streifen für die Methoden 1 (unkorrigiert) und 2 (korrigiert).

fen, untergebracht sind. Wie die meisten elektronischen Geräte werden diese mit Wechselspannung betrieben. Von diesen gelangen offenbar störende Signale über die Kabel zu den Streifen, resp. Vorverstärkerkarten zurück und induzieren das beobachtete Rauschen. Das Problem konnte dank eingebauten Frequenzfiltern vor allem in Strahlperioden nach P12 und P13 verringert, jedoch nicht beseitigt werden. Wäre das Rauschen nicht vorhanden, so würde die erste Methode dem Zweck der Effizienzbestimmung der Streifen genügen. Die zweite Methode ist daher im Prinzip auch geeignet, die Häufigkeit von unkorrelierten Streifensignalen festzustellen. Doch lässt sich das Rauschen auch auf einem einfacheren Wege bestimmen, indem Ereignisse selektiert werden, die in der betrachteten Ebene kein Drahtsignal geliefert haben. Sprechen trotzdem ein oder mehrere Streifen an, so ist dies ein untrügliches Zeichen für ein Rauschereignis. Die Wahrscheinlichkeit dafür, die mit p_0 bezeichnet werden soll, ist offensichtlich durch das Verhältnis der Gesamtanzahl von detektierten Ereignissen einer Ebene ohne Drahtinformation zur Anzahl von Ereignissen, für die in Abwesenheit von Drahtinformation trotzdem Streifensignale registriert worden sind. Zwischen p_0 und der nach der ersten

Methode ermittelten Effizienz ε_0 gilt dann offenbar der Zusammenhang:

$$\begin{aligned}\varepsilon_0 &= \bar{\varepsilon}_{st} + (1 - \bar{\varepsilon}_{st})p_0 = p_0 + (1 - p_0)\bar{\varepsilon}_{st}, \\ \bar{\varepsilon}_{st} &= \frac{\varepsilon_0 - p_0}{(1 - p_0)}\end{aligned}\quad (130)$$

wobei $\bar{\varepsilon}_{st}$ die „wahre“, aber noch nicht auf tote Kanäle korrigierte Streifeneffizienz ist, an der wir interessiert sind. Denn die Wahrscheinlichkeit für das Ansprechen von Streifensignalen ist in Unkenntnis der Korrelation gleich der tatsächlichen Effizienz plus der Wahrscheinlichkeit eines unkorrelierten Treffers, wenn die Streifen ineffizient gewesen sind. Aus den Tabellenwerten 6 für die Effizienz ε_0 und 7 für das Rauschen p_0 geht hervor, dass der Anteil $(1 - \bar{\varepsilon}_{st})p_0$ an ε_0 etwa 6% beträgt.

Dass sich $\bar{\varepsilon}_{st}$ aus der ersten Methode, zusammen mit der Messung von p_0 , bestimmen lässt, hat den zusätzlichen Vorteil, dass sich die zum Vergleich mit anderen Ebenen notwendige Korrektur auf tote Bereiche vereinfacht. Die Berechnung dieser Korrekturfaktoren für die Effizienzen ist für die Streifeninformation wesentlich umständlicher als für die Drähte, selbst wenn wir die etwas vereinfachte Annahme machen, dass wir es vorwiegend mit Spuren aus dem Target, d.h. vom Detektorzentrum, zu tun haben. Denn zum Einen sind die Streifen ungleich lang und zum Andern sind die Raumwinkel selbst für gleich lange Streifenabschnitte mit unterschiedlicher Z-Position voneinander verschieden. Doch bevor wir auf die Korrekturfaktoren zu sprechen kommen, soll die Aufmerksamkeit nochmals kurz auf das Rauschen gerichtet werden. Betrachtet man nämlich die Wahrscheinlichkeit p_R für das Auftreten von Rauschen nach der zweiten Methode für die Effizienzbestimmung, indem man die Häufigkeit von (zusätzlichen) unkorrelierten Streifensignalen ermittelt, die mindestens 10 cm vom Referenzpunkt entfernt sind, so sehen wir, dass p_R nicht in Einklang mit der in (130) verwendeten Wahrscheinlichkeit p_0 ist. Und zwar ist p_R im allgemeinen kleiner als p_0 . Wie unterschiedlich die Werte von p_0 und p_R für die einzelnen Ebenen und Drittel ausfallen können, zeigt die Abbildung 20. Verlangen wir nun bei der Bestimmung von p_0 noch das zusätzliche Vorhandensein eines Referenzpunktes (analog zur Methode 2, aber ohne Schnitt auf die 10 cm), so liegt die neue Wahrscheinlichkeit, genannt $p_{0,R}$, nochmals höher, d.h. es gilt:

$$p_R < p_0 < p_{0,R} \quad (131)$$

wobei, um nochmals kurz zusammenzufassen, die einzelnen Wahrscheinlichkeiten immer als Anteile von Ereignissen mit Streifensignalen an einer Gesamtheit von Ereignissen ohne Drahtinformation zu verstehen sind. Die unterschiedlichen Selektionskriterien sind:

p_0	keine weiteren Bedingungen,
$p_{0,R}$	In der vorangehenden Ebene existiert ein Referenzpunkt (φ_R und Z_R) und ein allfälliges φ aus der folgenden Ebene stimmt mit φ_R überein,
p_R	wie $p_{0,R}$, zusätzlich sollen aber weder Streifen- noch Drahtsignale in einem Bereich von mind. 10 cm vom Referenzpunkt vorhanden sein.

Obige Ungleichungen (131) legen die Vermutung nahe, dass durch die Anwesenheit eines Referenzpunktes ein Streifensignal induziert werden kann, (wodurch höhere Effizienz vorgetäuscht werden kann). Damit liesse sich der Unterschied zwischen p_R , p_0 und $p_{0,R}$ qualitativ sehr wohl erklären: Wird ausdrücklich ein Referenzpunkt verlangt, fällt die Zahl der induzierten Signale höher aus als im Fall, wo wir dessen Vorhandensein offenlassen (p_0), wenn wir den Referenzbereich mitberücksichtigen ($p_{0,R}$), und tiefer, wenn wir diesen konsequent ausschliessen (p_R).

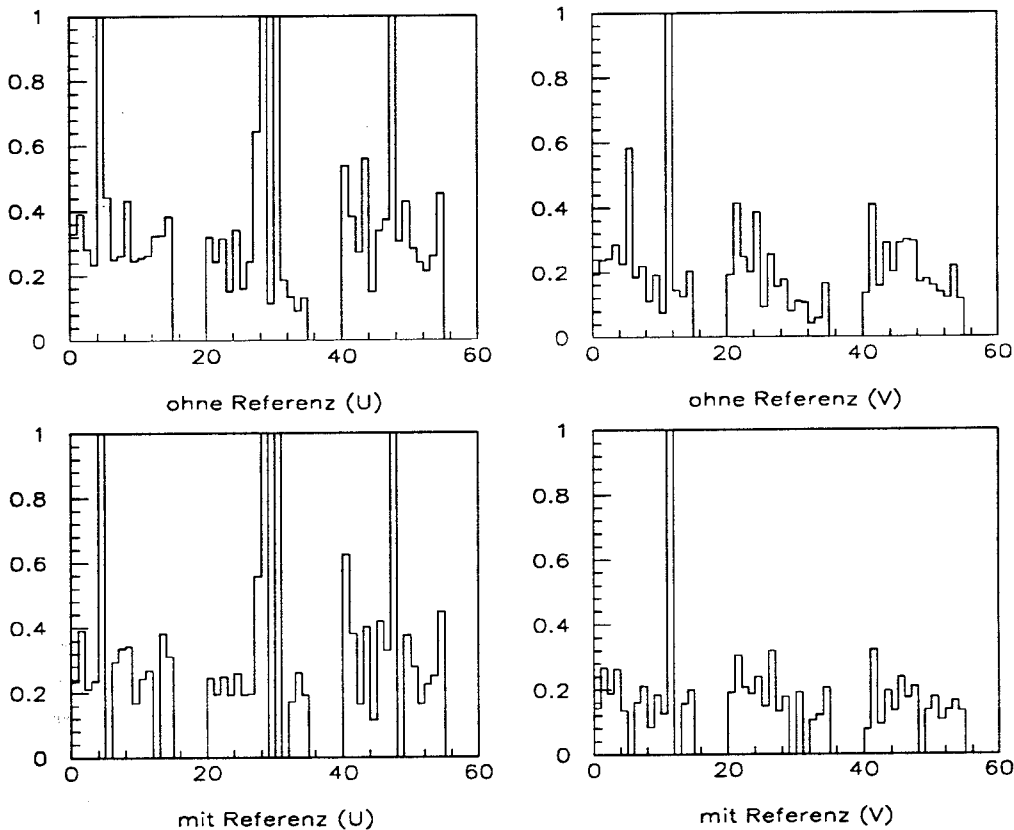


Abbildung 20: Die Wahrscheinlichkeiten p_0 und p_R für das Auftreten von unkorrelierten Streifensignalen (Rauschen). Siehe Text für die Definitionen von p_0 und p_R . Die Spitzen bei 1 sind auf einige wenige Streifen mit enormem Rauschen zurückzuführen.

Im letzten Fall werden ja definitionsgemäss nur Ereignisse in Betracht gezogen, die keine Beeinflussung durch direkt benachbarte Ebenen erfahren. Wir können also 2 Arten von Rauschen unterscheiden:

- ein rein zufälliges Rauschen, welches zu unkorrelierten Treffern führt
- ein durch Treffer benachbarter Ebenen induziertes „Rauschen“.

Dieses induzierte „Rauschen“ war denn auch der Grund, weshalb verlangt wurde, dass eine allfällige Drahtinformation aus der benachbarten oberen Lage mit φ_R übereinstimmen sollte. Damit wird ein induziertes Signal weitgehend auf den Bereich des Referenzpunktes reduziert, so dass $p_{0,R}$ eigentlich die höchste, p_R (für welches der Bereich des Referenzpunktes ausgeschnitten wird) aber die kleinste Rauschwahrscheinlichkeit darstellen sollte. Zum zufälligen Rauschen ist zu bemerken, dass dieses nicht gleichmässig über eine genannte Streifenfolie verteilt zu sein braucht, sondern dass viel eher einzelne Streifen ungleich mehr zum Rauschen beitragen als andere, wie unschwer aus den Hit-maps 15 zu erkennen ist. Speziell trifft dies

auf Ebenen zu, deren p_0 und p_R eins oder nahe eins ist. Für p_0 , p_R und $p_{0,R}$ können wir also schreiben:

$$\begin{aligned} p_0 &= p_{St} + (1 - p_{St}) \varepsilon_I, \\ p_{0,R} &= p_{St} + (1 - p_{St}) \varepsilon_{I,R}, \\ p_R &\sim p_{St}, \\ \text{mit} \quad \varepsilon_I &= \varepsilon_n \cdot \varepsilon_{I,St}, \quad \varepsilon_{I,R} = \varepsilon_{n,R} \cdot \varepsilon_{I,St}. \end{aligned} \tag{132}$$

p_{St} entspricht dem zufälligen Rauschen der Streifen. ε_I , resp. $\varepsilon_{I,R}$ ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines induzierten Streifensignals. Diese setzt sich selbst wiederum zusammen aus der Wahrscheinlichkeit ε_n (resp. $\varepsilon_{n,R}$) für das Vorhandensein eines Signals in einer der beiden benachbarten Ebenen und der Wahrscheinlichkeit $\varepsilon_{I,St}$ für das Induzieren eines Signals durch das benachbarte Signal. Aus der Abbildung 13 lässt sich leicht davon überzeugen, dass nur Signale von U-Streifen benachbarte U-Streifensignale induzieren können, denn sonst würde man nicht so leicht die Korrelation feststellen können. Das gleiche gilt natürlich für die V-Projektionen. ε_n , $\varepsilon_{n,R}$ und $\varepsilon_{I,St}$ quantitativ zu bestimmen, scheint schwierig, solange man nicht mehr über den Mechanismus des beobachteten Rauschens weiss. Dieses kann sich nämlich gleich über mehrere Lagen erstrecken. Im Prinzip bestünde auch die Möglichkeit, dass es sich bei dem festgestellten Rauschen, das mit induzierten Streifensignalen interpretiert worden ist, z.T. auch um Fälle handelt, wo aus irgendeinem Grund die entsprechende Drahtinformation verloren gegangen ist. Diese These scheint aber eher unwahrscheinlich. Wenn wir die zu Beginn dieses Abschnitts gemachten Definitionen für die Streifeneffizienz in dem strikten Sinne auslegen, dass wir von einem *nachgewiesenen* Drahtsignal ausgehen, ergäbe sich jedoch ohnehin die gleiche Konsequenz. Den Beweis für die Korrelation zwischen einem Referenzsignal und einem Streifensignal ohne Drahtinformation liefert die Abbildung 21. Aufgetragen ist für jene Ereignisse, für welche nebst einem Referenzpunkt auch Streifeninformation da ist, ohne dass aber Drahtsignale registriert worden sind, die Verteilung der Differenz zwischen dem aus den Referenzkoordinaten φ_R und Z_R berechneten Streifennummer S_R und den Nummern der angesprochenen Streifen S_i . Eindrücklich ist das Beispiel der Ebene 2 der U-Streifen im ersten Drittel, wo das unkorrelierte Rauschen zu einem grossen Teil auf zwei einzelne Streifen zurückzuführen ist (vgl. Abb. 15). Da die Referenzpunkte zufällig verteilt sind, äussert sich die Verteilung $S_i - S_R$ in einem hohen konstanten Untergrund über den ganzen aufgezeichneten Bereich. Da dieser Bereich sich in der Figur nur über ± 20 Kanäle erstreckt, so ist der genannte Effekt ausgeprägt für einen rauschstarken Streifen, der den Bereich kleiner $|Z|$ abdeckt, d.h. über einen Bereich, wo häufig Referenzpunkte zu erwarten sind. Für einen weiter aussen liegenden Streifen mit hoher Rauschwahrscheinlichkeit liegt die konstante Untergrundverteilung entsprechend tiefer. Überall hebt sich jedoch deutlich die Spitze der induzierten Signale vom zufällig verteilten Untergrund ab.

Will man nun die mittlere Effizienz der aktiven Streifen wissen, müssen wir noch auf die toten Bereiche korrigieren. Unter der vereinfachenden Annahme, dass die überwiegende Zahl von Teilchen vom Nullpunkt ausgehen, ist die Häufigkeit, mit der ein Streifen im Mittel anspricht, proportional zu dem vom Nullpunkt aus gesehenen Raumwinkel, den der Streifen abdeckt (abzüglich der toten Bereiche der Kammern). Wären die Streifen parallel zu Z , so wären diese gerade gleich dem Raumwinkel zwischen 2 Längengraden und zwei Breitengraden einer Kugel. Dieser ist bekanntlich durch $\Delta\varphi \cdot (\sin\vartheta_{i,max} - \sin\vartheta_{i,min})$ gegeben, wobei $\vartheta_{i,min}$ und $\vartheta_{i,max}$ die Winkel der Breitengrade sind, unter denen die Streifenenden gesehen würden.

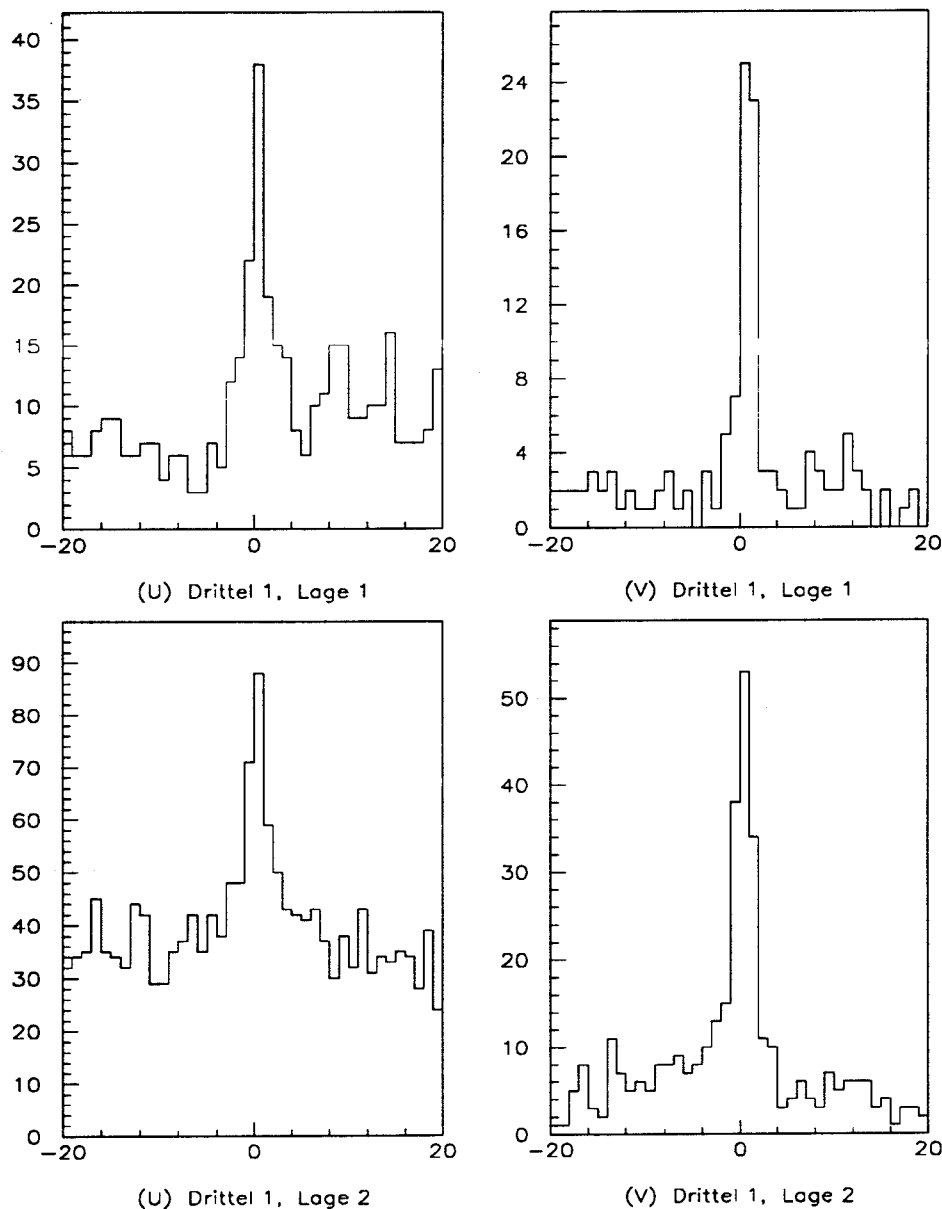


Abbildung 21: Verteilung der Differenz zwischen der aus einem Referenzpunkt einer benachbarten Ebene berechneten Streifennummer und den Streifennummern, die ein Rauschsignal aufweisen (ohne Drahtinformation). Über dem statistisch verteilten Untergrund erhebt sich die Spitze von induzierten Signalen.

Entsprechend würde $\Delta\varphi$ den Zwischenwinkel zwischen den Längengraden in der Äquatorebene repräsentieren, welcher, multipliziert mit dem Radius der betreffenden Streifenfolie, die Streifenbreite ergäbe. Würde auf den Raumwinkel der längsten Streifen normiert, so fiel

$\Delta\varphi$ raus, weil ja sämtliche Streifen einer Lage gleich breit sind und auf demselben Radius liegen. Sind nun, wie bei uns der Fall, alle Streifen noch um denselben Winkel bezüglich Z gedreht, so werden die auf eine Kugeloberfläche projizierten Streifen zu Spiralen, aber für die normierten Raumwinkel ergibt sich dieselbe Schlussfolgerung. Folglich erhält man für die relative Häufigkeit $\tilde{r}_i$, mit welcher der Streifen i im Mittel anspricht:

$$\begin{aligned}\tilde{r}_i &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\sin \vartheta_{i,\min}}{\sin \vartheta_{\max}} \right) \quad \text{für } \vartheta_{i,\max} = \vartheta_{\max}, \\ \tilde{r}_i &= \frac{1}{2} \left(\frac{\sin \vartheta_{i,\max}}{-\sin \vartheta_{\min}} + 1 \right) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sin \vartheta_{i,\max}}{\sin \vartheta_{\max}} \right) \quad \text{für } \vartheta_{i,\min} = \vartheta_{\min} = -\vartheta_{\max}\end{aligned}\quad (133)$$

$\vartheta_{\max}$ ist dabei durch

$$\tan \vartheta_{\max} = \frac{Z_{\max}}{R} \quad (134)$$

gegeben. Für jeden Streifen i ist $\vartheta_{i,\min} = \vartheta_{\min}$ oder $\vartheta_{i,\max} = \vartheta_{\max}$, d.h. jeder Streifen beginnt (oder endet) an einem der beiden Kalorimeterenden, wo die Auslese stattfindet (s/e auch Abbildung 13). Der Wert des Radius R kann dem bereits in (128) angetroffenen Array RADICZ entnommen werden. Die Werte der Radien liegen, wie in der Detektorbeschreibung erwähnt, zwischen 78 und 99 cm. $Z_{\max}$ ist im wesentlichen der Betrag von Z1PHCZ und beträgt etwa ± 130 cm. Ganz analog zu (134) ist $\vartheta_{i,\min}$ zum Streifen i für $\vartheta_{i,\min} \geq \vartheta_{\min}$ durch $\tan \vartheta_{i,\min} = Z_i/R$ definiert, wobei Z_i die Z-Koordinate jenes Ortes ist, wo sich der Streifen i mit dem ersten Draht kreuzt. Entsprechend gehören $\vartheta_{i,\max} \leq \vartheta_{\max}$ zu jenen Z_i , welche durch die Schnittpunkte der Streifen i mit dem letzten Draht der betreffenden Lage und des betreffenden Drittels definiert sind.

(133) gilt für den Fall, dass die entsprechenden Streifen vollständig über einem aktiven Bereich der Kammern liegen. Als Beispiel sind in der Abbildung 22 die nach (133) berechneten

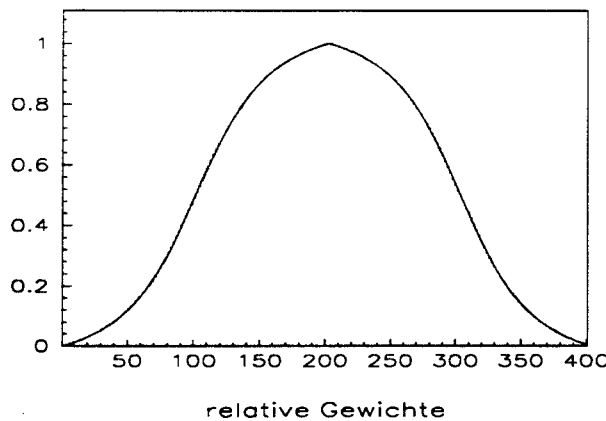


Abbildung 22: relative Trefferhäufigkeit eines Streifens, normiert auf die längsten Streifen, für Spuren aus dem Zentrum.

Gewichte für die Streifen der ersten Lage eines Drittels aufgetragen. Die Form gleicht der Verteilung in den Hit-maps der Abbildung 15, wie es sein muss. Werden nun tote Bereiche (in φ)

überdeckt, so müssen für die einzelnen Teilstücke über diesen toten Zonen die Raumwinkel, wiederum normiert auf die volle Länge der längsten Streifen, berechnet und von $\bar{r}_i$ aus (133) subtrahiert werden. Aus diesen r_i , wie die korrigierten $\bar{r}_i$ heissen sollen, lässt sich nun leicht der Korrekturfaktor k_{st} angeben, mit dem die in (130) definierte Effizienz $\bar{\epsilon}_{st}$ multipliziert werden muss, um nicht ansprechenden Streifen Rechnung zu tragen:

$$\epsilon_{st} = k_{st} \cdot \bar{\epsilon}_{st},$$

$$k_{st} = \frac{\sum_i r_i}{\sum_i r_i \sigma_i}, \quad \text{wobei} \quad \begin{cases} \sigma_i = 0 & \text{für tote Kanäle} \\ \sigma_i = 1 & \text{sonst} \end{cases} \quad (135)$$

Die nach (130) aus ϵ_0 und p_0 berechnete und mit k_{st} korrigierte Effizienz ϵ_{st} ist in Abbildung 18 (Seite 73) zu sehen.

Abschliessend sind in Tabelle 6 die über sämtliche Ebenen eines Drittels gemittelten Effizienzen und Multiplizitäten der Drähte und Streifen (vgl. Abbildungen 16 bis 19) aufgeführt. Analog sind in Tabelle 7 für jedes Kalorimeterdrittel die mittleren Rauschwahrscheinlichkeiten der U- und V-Streifen zusammengestellt.

		Drittel	Drähte [%]	U-Streifen [%]	V-Streifen [%]
Effizienz	korrigiert	1	92.3 ± 0.6	82.6 ± 2.2	82.1 ± 2.1
		2	92.4 ± 0.6	86.5 ± 1.0	78.0 ± 1.7
		3	90.6 ± 1.1	86.1 ± 2.5	83.2 ± 0.8
	unkorrigiert	1	80.6 ± 1.1	86.4 ± 1.5	82.7 ± 2.7
		2	81.6 ± 1.0	88.3 ± 1.3	79.5 ± 2.4
		3	81.8 ± 0.8	89.1 ± 1.3	84.0 ± 2.1
Multipli- zität	korrigiert	1	1.31 ± 0.012	2.9 ± 0.16	2.0 ± 0.12
		2	1.27 ± 0.008	2.5 ± 0.29	2.0 ± 0.21
		3	1.28 ± 0.012	3.2 ± 0.31	2.2 ± 0.12
	unkorrigiert	1	1.32 ± 0.013	3.4 ± 0.17	2.3 ± 0.12
		2	1.28 ± 0.008	2.6 ± 0.27	2.1 ± 0.22
		3	1.29 ± 0.012	3.5 ± 0.30	2.5 ± 0.15

Tabelle 6: Die über die einzelnen Ebenen gemittelten Werte für die Effizienzen und Multiplizitäten pro Drittel. Der angegebene „Fehler“ gibt die mittlere Abweichung der einzelnen Ebenen vom Mittelwert an.

Drittel	U-Streifen			V-Streifen		
	1	2	3	1	2	3
p_R	21.1 ± 1.9	18.5 ± 3.9	26.5 ± 4.2	12.0 ± 2.1	12.9 ± 1.9	12.2 ± 1.7
p_0	30.4 ± 2.3	25.1 ± 4.9	34.4 ± 3.5	19.1 ± 3.8	19.1 ± 3.3	21.4 ± 2.4
$p_{0,R}$	35.5 ± 2.5	28.9 ± 4.8	40.3 ± 4.0	24.4 ± 4.2	22.4 ± 3.8	25.0 ± 2.9

Tabelle 7: Die mittlere Wahrscheinlichkeit pro Drittel für das Auftreten von Rauschen auf den Streifen für die Fälle, wo praktisch keine Beeinflussung von benachbarten Ebenen stattfindet (p_R), wo keine Überprüfung mit Nachbarebenen vorgenommen wird (p_0), und wo der Anteil von induzierten Signalen durch Anwesenheit von Referenzpunkten am grössten ist ($p_{0,R}$).

Schwellenmessungen

Sowohl die Effizienzen als auch das Rauschen hängen z.T. recht stark von den Diskrimina-

Schwelle [V]	Drittel	Eff. U-Streifen $\pm$ Schwankung [%]	Eff. V-Streifen $\pm$ Schwankung [%]
-2.5	1	93 ± 1	92 ± 2
	2	94 ± 2	91 ± 2
	3	94 ± 1	91 ± 2
-2.75	1	89 ± 2	86 ± 3
	2	91 ± 2	84 ± 2
	3	91 ± 2	86 ± 2
-3.0	1	86 ± 2	81 ± 3
	2	88 ± 2	79 ± 2
	3	89 ± 1	84 ± 2
-3.25	1	83 ± 2	76 ± 3
	2	85 ± 2	75 ± 2
	3	85 ± 2	80 ± 2
-3.5	1	79 ± 2	72 ± 4
	2	82 ± 2	70 ± 3
	3	83 ± 2	77 ± 2
-3.75	1	76 ± 3	68 ± 4
	2	79 ± 3	66 ± 3
	3	80 ± 2	73 ± 2
-4.0	1	73 ± 3	64 ± 4
	2	76 ± 3	62 ± 3
	3	76 ± 3	70 ± 2

Tabelle 8: Die mittleren, unkorrigierten Effizienzen der Streifen bei verschiedenen Diskriminatorschwellen (berechnet aus Ebenen mit Effizienzen kleiner als 100%).

torschwellen ab, die an die Signale gesetzt werden. Um einen vernünftigen Kompromiss zwischen akzeptabler Effizienz und möglichst tiefem Rauschen zu erreichen, wurden 7 Bänder mit Schwellen zwischen -2.50 V und -4.0 V, in Schritten von 0.25 V, aufgenommen. Zum Vergleich zwischen den Effizienzen und Rauschwahrscheinlichkeiten unterschiedlicher Schwellen wurden die unkorrigierten Werte ϵ_0 und p_0 (s/e (130) und (131)) herangezogen. Die Ergebnisse sind für die Effizienzmessungen in Tabelle 8, für die Messungen des Rauschens in Tabelle 9 zusammengestellt. Man beachte, dass die Effizienz im dritten und untersten Drittel stets etwas höher liegt als in den beiden anderen. Dies ist einleuchtend, da ja die Kammern und Streifenfolien wegen ihres Gewichts satter aufeinander liegen. Aufgrund der Werte in den beiden Tabellen 8 und 9 hat man sich für eine Schwelle von -3.0 V entschieden. Sämtliche Angaben in diesem Kapitel beziehen sich, wo nicht anders vermerkt, auf diesen Schwellenwert.

Schwelle [V]	Drittel	Rauschen U-Streifen $\pm$ Schwankung [%]	Rauschen V-Streifen $\pm$ Schwankung [%]
-2.5	1	67 ± 6	54 ± 6
	2	65 ± 13	52 ± 6
	3	62 ± 4	48 ± 3
-2.75	1	42 ± 6	34 ± 7
	2	40 ± 10	33 ± 4
	3	46 ± 5	32 ± 3
-3.0	1	30 ± 2	19 ± 4
	2	25 ± 5	19 ± 3
	3	34 ± 3	21 ± 2
-3.25	1	21 ± 2.6	10.0 ± 3.6
	2	17 ± 4.8	10.7 ± 2.3
	3	24 ± 3.5	14.0 ± 2.0
-3.5	1	14.8 ± 2.6	6.7 ± 3.9
	2	12.3 ± 4.4	7.0 ± 1.6
	3	17.4 ± 3.3	9.7 ± 1.7
-3.75	1	10.9 ± 2.4	4.6 ± 3.5
	2	9.8 ± 4.1	5.0 ± 1.1
	3	13.8 ± 3.3	7.0 ± 1.6
-4.0	1	8.2 ± 8.3	3.7 ± 11
	2	8.1 ± 13	3.5 ± 0.6
	3	11.3 ± 7.8	5.8 ± 1.6

Tabelle 9: Rauschen auf den Streifen in Abhängigkeit der Diskriminatorschwelle (berücksichtigt sind Ebenen, deren Rauschen kleiner als 100% beträgt).

3.3 Das Alignment

Wie bereits mehrfach erwähnt, ist das Alignment unabdingbare Voraussetzung für fast jegliche Art von optimalen Analysen. Obwohl der Aufbau der einzelnen Detektorkomponenten, sowie das Zusammensetzen derselben auf den Zentimeter oder einige Millimeter genau erfolgt, muss die exakte Position eines jeden Teils in einer hinterherigen offline-Analyse bestimmt wer-

den. Selbst die im vorherigen Abschnitt besprochenen Untersuchungen zur Nachweiseffizienz der Drähte und Streifen ist je nach Methode bis zu einem gewissen Grad auf das Alignment angewiesen. Die Schnitte, die für den Vergleich mit Referenzpunkten benachbarter Ebenen zur Anwendung gelangten, sind allerdings ziemlich locker, so dass besagte Studien schon vor dem Alignment durchgeführt werden konnten. Der Einfluss von gegeneinander verschobenen Kammern oder Streifenebenen wirkt sich logischerweise am ehesten auf die Korrekturfaktoren für die Effizienzen aufgrund von toten Bereichen aus. Die im vorangegangenen Abschnitt angegebenen Werte stammen jedoch aus Analysen, die im Anschluss an das Alignment nochmals durchgeführt worden sind.

Der frühestmögliche Versuch, die exakten Positionen zumindest der Kammern festzustellen, konnte mit Daten aus der Strahlperiode P9 gestartet werden. Zu jener Zeit wurden zwar fast sämtliche Drähte, jedoch nur 8 Ebenen der U- und V-Streifen des dritten Kalorimeterdrittels ausgelesen. Das vollständige Alignment setzt sich aus

- dem internen Alignment, in welchem die exakten Kammer- und Streifenpositionen innerhalb des Kalorimetersystems eruiert werden, und
- dem externen Alignment bezüglich des Rests des Detektors, das im wesentlichen aus einer Drehung und einer Translation des gesamten Kalorimeters besteht,

zusammen. Wie wir gleich sehen werden, können für das interne Alignment gerade Spuren oder Spursegmente, die sich über eine minimale Anzahl von Lagen erstrecken, verwendet werden. Dagegen genügen für das externe Alignment im Prinzip Spuren, die sich gut aus dem Innern des Detektors ins Kalorimeter extrapolieren lassen und für die sich ein Showerfuss im Kalorimeter finden lässt. Es werden jedoch ebenfalls „reine“ Spuren verwendet, welche im Kalorimeter eine minimale Anzahl von Ebenen ansprechen.

Internes Alignment

Die Idee des internen Alignments besteht nun darin, die Verschiebung einer Kammer von der erwarteten, d.h. von der aus der existierenden Information über die Geometrie berechneten Position zu bestimmen. Zu erwähnen ist jedoch, dass in einer ersten Phase nicht die Verschiebungen jeder einzelnen Kammer ermittelt worden sind, sondern lediglich die Abweichungen der Sets oder Untersektoren der einzelnen Lagen und Drittel. Diese Vereinfachung fusst auf der Annahme, dass die Kammern eines Sets oder Untersektors so eng aneinander liegen, dass die einzelnen Kammern im Set nur unmerklich gegeneinander verschoben sein können. Überdies wurden die Radien fix gelassen, d.h. einer allfälligen lokalen Verformung, die beispielsweise durch das Eigengewicht hervorgerufen werden kann, wurde nicht Rechnung getragen. Des weiteren wurde für die Streifen keine Optimierung der Winkel bezüglich der Z-Achse ins Auge gefasst. Der Grund dafür liegt in der Konstruktionsmethode der Streifen. Rein mechanisch war ein Ausschneiden der Zwischenräume zwischen den Streifen unter einem Winkel von 30° ohnehin unproblematisch. Überdies wurden die einzelnen Folien beim Aufbau des Kalorimeters als Ganzes hereingezogen, so dass sich Verschiebungen der beiden gegenüberliegenden Enden einer Folie im Millimeterbereich nur geringfügig auf die gesamte Länge von 2.60 m auswirken. Damit reduziert sich das Alignment auf die Optimierung der im ersten Unterabschnitt dieses Kapitels angegebenen Grössen PHSECW der Drähte, sowie PHI1CZ oder Z1PHCZ der Streifen. Zur Erinnerung sei nochmals gesagt, dass der Array PHSECW die φ -Werte der ersten Drähte der Sets für jede Lage und jedes Drittel beinhaltet,

während PH1CZ und Z1PHCZ die φ - und Z-Koordinaten der Mitten der ersten Streifen am unteren (U-Streifen), resp. oberen Ende (V-Streifen) des Kalorimeters angeben, und zwar wiederum pro Lage und Drittel.

Drähte: Damit eine Spur für das Alignment einer bestimmten Lage verwendet werden kann, so muss sie in mindestens drei Lagen davor und dahinter am Ort ihres Durchgangs einen Einzeltreffer aufweisen. Selektiert werden folglich Spuren, für welche mindestens 7 aufeinanderfolgende Lagen mit genau einem Treffer ansprechen. Sprechen zu einer Spur ($n+7$) aufeinanderfolgende Ebenen mit je einem einzelnen Treffer an, so kann sie demnach im allgemeinen für ($n+1$) Lagen benützt werden. Eine Ausnahme bilden lediglich die ersten drei und die letzten drei Ebenen, für welche entsprechend weniger Ebenen verwendet werden. Durch die beiden Spursegmente zu maximal je 3 Treffern vor und hinter einer Lage wird nun eine gemeinsame Gerade gefittet. Anschliessend wird für die betrachtete Lage in der Mitte die Differenz zwischen dem entsprechenden Wert auf der gefitteten Geraden und dem Wert, den man aufgrund der in PHSECW gespeicherten Ausgangswerte erwartet, in ein Histogramm abgefüllt. Da wir Korrekturen zu jedem Set erhalten wollen, gehört zu jedem Set ein Histogramm. Die genannte Differenz muss folglich in jenes Histogramm abgefüllt werden, welches gerade jenem Set entspricht, durch welches die Spur in der betreffenden Lage des betreffenden Drittels gegangen ist. Der Grund, weshalb nur Spursegmente, die sich über 7 Lagen erstrecken, für einen Fit verwendet werden, ist dem Phänomen der Vielfachstreuung zuzuschreiben, wie schon Monte-Carlo Simulationen im Zusammenhang mit dem Alignment des bereits zu Beginn dieses Kapitels erwähnten Prototypen gezeigt haben [48]. Aus diesen ging hervor, dass die Verwendung von 7 Lagen optimal ist und am schnellsten zum Ziele führt. Die Gesamtheit der erhaltenen Differenzen eines jeden Histogramms ergibt nun eine gaussförmige Verteilung, deren Mittelwert die Versetzung des entsprechenden Sets angibt. Die Werte in PHSECW werden nun mit diesen mittleren Abweichungen korrigiert. Da die jeweils für einen Fit verwendeten 6 Punkte selbst aus unkorrigierten Werten stammen, sind die erhaltenen Korrekturen nur erste Näherungen. Im folgenden muss nun das ganze Prozedere in einem iterativen Prozess so lange wiederholt werden, bis sämtliche Verteilungen um Null zentriert sind. Genauer gesagt wurde das Verfahren abgebrochen, wenn die Abweichungen sämtlicher Mittelwerte von Null einen maximalen, vorzugebenden Wert unterschritten hatten. Bei einer guten Statistik ist das Konvergenzkriterium für einen Maximalwert von unter 1 mrad nach etwa 4 bis 6 Iterationen erfüllt, wie Studien sowohl am Prototypen [48] als auch später am richtigen Kalorimeter (P12-Daten) gezeigt haben [45]. Wegen der unzureichenden Statistik musste dieser Wert beim ersten Versuch aus den P9-Daten wesentlich höher angesetzt werden. Anzumerken ist an dieser Stelle, dass für jedes Drittel jeweils ein φ -Wert (typischerweise jener des ersten Sets der ersten Ebene) fix gelassen, d.h. als Referenz benutzt werden konnte. Die übrigen φ -Werte sind dann bezüglich dieser Referenz korrekt bestimmt.

Streifen: Für die Streifen kann ein ganz analoges Verfahren angewandt werden. Die Situation ist insofern einfacher, als nur ein Wert pro Lage und Drittel angepasst zu werden braucht, entweder PH1CZ oder Z1PHCZ. Solange nämlich die wahre Position der Streifenenden einer Folie nicht feststeht, kann man auf eine Abweichung korrigieren, indem man die Streifenfolie entweder so weit entlang Z verschiebt oder solange in φ dreht, bis ein Ausgleich erzielt worden ist. Auf der andern Seite kommt hingegen erschwerend dazu, dass wir es mit einer Zylinder-

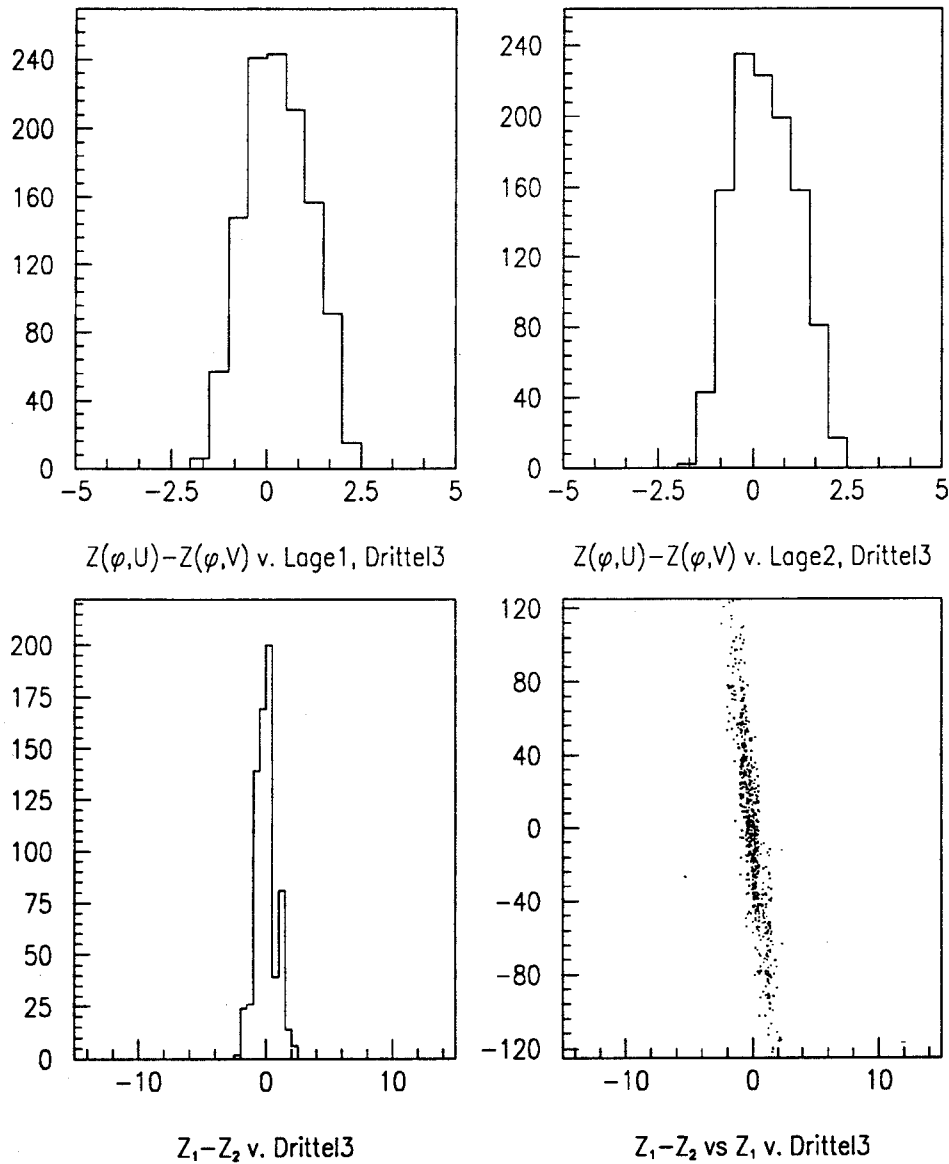


Abbildung 23: Oben: Die Verteilung der Differenzen zwischen $Z(\varphi, U)$ und $Z(\varphi, V)$, berechnet aus dem φ eines Drahts und einem U-, resp. V-Streifen für die beiden ersten Lagen des dritten Drittels nach dem internen Alignment. Unten: Die Differenz zwischen dem Z der ersten Lage (Z_1) und jenem der zweiten Lage (Z_2), einmal ohne und einmal mit Z -Abhängigkeit.

geometrie zu tun haben, d.h. dass die einzelnen Streifenfolien gebogen sind, mit unterschiedlichen Radien der einzelnen Lagen. Wäre das Kalorimeter planar, so könnte das Alignment für eine Streifenprojektion unabhängig von der Drahtinformation durchgeführt werden. Mit

gekrümmten Folien geht dies nicht mehr, oder zumindest nicht so einfach. Um einzusehen, warum dies so ist, stelle man sich am besten zwei Streifen des gleichen Typs, aber aus zwei verschiedenen Ebenen vor, welche beispielsweise an ihrem einen Ende exakt übereinander liegen (in radialer Richtung gesehen), d.h. welche dort die gleiche φ -Koordinate besitzen. Wandert man nun den Streifen entlang zum gegenüberliegenden Ende, so klaffen dort, bedingt durch die unterschiedlichen Radien, ihre φ -Koordinaten auseinander. Da nämlich beide Streifen unter $+30^\circ$ oder beide unter -30° bezüglich Z verlaufen, so ist $R_1 \Delta\varphi_1 = R_2 \Delta\varphi_2$, wobei sich die Indizes auf die beiden Streifen beziehen, und $\Delta\varphi_i$ die Differenzen in φ zwischen vorderem und hinterem Ende der Streifen i sind. Da die R_i verschieden sind, sind es auch die $\Delta\varphi_i$. Würde man wie im planaren Fall verfahren, so ergäbe sich, solange für eine Lage *gleichlange* Spursegmente davor wie dahinter verwendet würden, ein Fehler zweiter Ordnung, wie man leicht nachrechnet. D.h. aber, dass man nur für die Ebenen 4 bis 15 über ein akzeptables Verfahren verfügte. Für die übrigen müsste man auf den Effekt der Krümmung korrigieren, wofür die φ - und Z-Koordinaten berechnet werden müssten.

Deswegen wurde entschieden, das Alignment der Streifen nicht bloss aus den Streifenkoordinaten U und V durchzuführen, sondern aus ihrer Z-Projektion. Denn im Normalfall wird ein Streifensignal ohnehin nur dann erfasst, wenn auch ein Drahtsignal vorhanden ist, so dass daraus ein Z berechnet werden kann. Damit lassen sich aus denselben Spuren, die schon für das Alignment der Kammern verwendet werden, jene aussuchen, die auch über Streifeninformation verfügen. Wie im Fall der Drähte werden ebenfalls Spursegmente mit Treffern auf den Streifen aus sieben aufeinanderfolgenden Ebenen verwendet. Zu jedem Paar von Draht- und Streifennummern berechnet man nach (128) das entsprechende Z aus. Sodann wendet man (fast) dasselbe Verfahren wie für die Kammern an, nur dass diesmal Korrekturwerte zu Z1PHCZ bestimmt werden. Ist die Statistik hoch genug, so werden für die maximalen Abweichungen der Mittelwerte der Gaussverteilungen von Null typischerweise 0.5 mm verlangt, wo das Verfahren abgebrochen werden kann. Als Referenz lässt sich zu jedem Drittel das Z1PHCZ für eine Lage der einen Streifenprojektion, typischerweise jenes für die erste Lage der U-Streifen, verwenden. Es hat keinen Sinn, ein Resultat aus P9 zu präsentieren, wenn inzwischen ein viel besseres und vollständiges Alignment vorliegt. Für dieses sind in Abbildung 23 die Differenzen zwischen den nach (128) aus φ und U, resp. φ und V berechneten $Z(\varphi, U)$ und $Z(\varphi, V)$ für zwei Ebenen des dritten Kalorimeterdrittels aufgetragen. In der gleichen Abbildung ist unten links auch die Verteilung der Differenz zwischen den Z-Koordinaten der beiden Ebenen zu sehen. Die Z-Koordinaten einer Lage sind jeweils die Mittelwerte zwischen $Z(\varphi, U)$ und $Z(\varphi, V)$. Rechts ist die Z-Abhängigkeit derselben Verteilung wiedergegeben.

Externes Alignment

Ist das interne Alignment gemacht, so muss die absolute Position des Kalorimeters als ganzes bezüglich des Rests des Detektors bestimmt werden. Im wesentlichen besteht die vorzunehmende Korrektur in einer Rotation in φ und einer Translation in Z, welche sich aus der Extrapolation von Spuren aus dem Innern des Detektors ergibt. Dabei werden die auf den Radius des Showerfusses extrapolierten Werte in φ und in Z mit jenen, welche aus den Draht- und Streifennummern des Kalorimeters berechnet worden sind, verglichen. Es ist klar, dass das Alignment der Spurendetektoren bereits vollzogen sein muss, bevor das externe Alignment in Angriff genommen werden kann. Für weiterführende Korrekturen, welche auch eine

Versetzung des Kalorimetermittelpunkts vom Detektorzentrum in der transversalen Ebene berücksichtigen, sei wiederum auf [45] verwiesen.

Die Verteilungen der Differenzen zwischen den Koordinaten von extrapolierten Spuren und jenen der Showerfüsse im Kalorimeter, wie sie sich nach dem vollständigen Alignment [45] ergeben, sind in Abbildung 24 dargestellt. Die Verteilungen sind um Null zentriert.

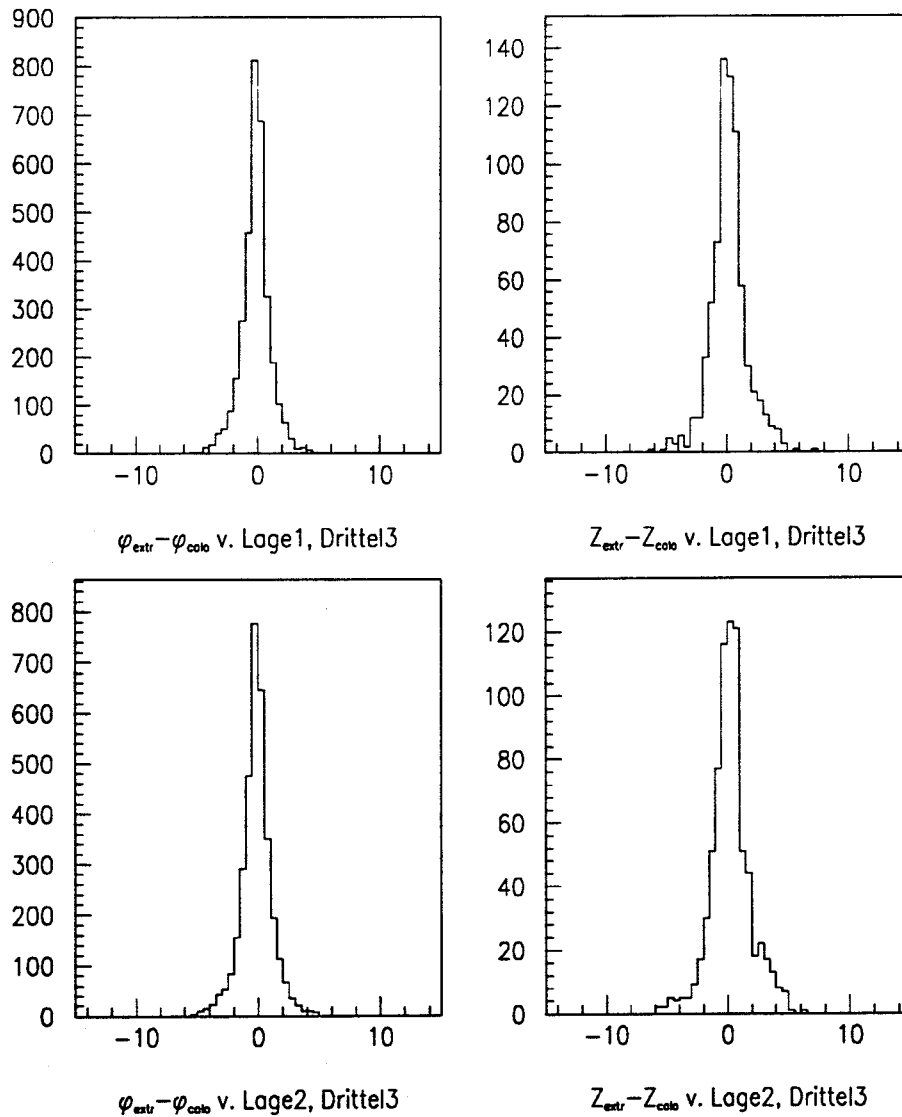


Abbildung 24: Die Differenzen zwischen den im Kalorimeter gefundenen Showerfüssen und den aus dem Innern des Detektors auf den Radius der Showerfüsse extrapolierten Spuren in φ und Z für die ersten beiden Lagen des dritten Drittels nach dem Alignment.

3.4 Software-Entwicklungen für das CPLEAR-Kalorimeter

Im Hinblick auf die Auswertung von Zerfallskanälen mit neutralen Teilchen, welche wie im vorherigen Kapitel beschrieben, ausser im Kalorimeter keine Spuren hinterlassen, standen primär die Ortsauflösung des ersten Konversionspunktes eines Showers („Showerfuss“ oder „Impact point“), aber auch die Energiebestimmung und -auflösung von Showern aus den im Kalorimeter hinterlassenen „Punktmustern“ im Zentrum des Interesses. Seit September 1987 standen zu einzelnen Themen, wie z.B. der Energieeichung [40], Daten eines Kalorimeter-Prototyps zur Verfügung, welche am damaligen SIN (Schweizerischen Institut für Nuklearforschung) und heutigen PSI (Paul-Scherrer Institut) aufgenommen worden waren. Allerdings waren die Prototyp-Daten aufgrund der ungenügenden Kenntnis des exakten Eintrittsorts eines Gammas, zu dessen Studium weder für den Prototyp noch für das CPLEAR-Kalorimeter verlässliche Monte-Carlo Simulationen existier(t)en, wenig geeignet, die Ortsauflösung des Showerfusses zu bestimmen. Diesbezügliche Untersuchungen konnten erst später mit dem CPLEAR-Kalorimeter anhand von Daten bestimmter Zerfallskanäle von $p\bar{p}$ -Annihilationen (z.B. $\phi\pi^0$ -Zerfälle) mit speziellen kinematischen Bedingungen angestellt werden [45, 46]. Hingegen war die Rekonstruktion der Einfallsrichtung von Gammas aus Prototyp-Daten leicht möglich, da die Auflösung der rekonstruierten Richtung, wie sich bald herausstellte, rund 10 mal grösser als die Strahldivergenz war. Die Richtungsrekonstruktion von Gammas, auf die in diesem Kapitel eingegangen wird, wurde ursprünglich in der Absicht entwickelt, den Vertexfit des neutralen 2-pionischen Zerfallskanals der K^0 und $\bar{K}^0$, bei welchem ja 4 Gammas entstehen, durch die zusätzlichen Nebenbedingungen (Constraints) der Richtungswinkel der Gammas zu verbessern.

Im Anschluss an die Beschreibung der notwendigen Anpassungen der Richtungsrekonstruktion an die Situation des CPLEAR-Kalorimeters kommen die Definition und die Bestimmung des „Impact-points“ von im Kalorimeter erzeugten Showern, sowie eine Methode zur Berechnung von einzelnen (3-dimensionalen) Raumpunkten aus den jeweiligen Draht- und Streifenpositionen kurz zur Sprache.

3.4.1 Bemerkungen zu den Testdaten eines Kalorimeter-Prototyps

Der Strahl der Gammas, von denen hier im Zusammenhang mit den Prototyp-Daten die Rede ist, wurde in einem Wolframtarget, das mit Elektronen einer festen (wählbaren) Energie beschossen wurde, erzeugt. Die Elektronen als geladene Teilchen wurden daraufhin mittels eines Dipolmagneten auf ein Hodoskop abgelenkt, während die Photonen der Bremsstrahlung weitgehend die ursprüngliche Strahlrichtung beibehielten. Durch den Standort des Hodoskops konnten gezielt Elektronen mit einem bestimmten Energieverlust, den diese im Wolframtarget erlitten, selektiert werden. Die Energie der Bremsquanten entsprach dann gerade diesem Energieverlust der Elektronen. Einzelheiten zum sog. „Tagged Photon Beams“ sind in [40, 50] beschrieben. Daten wurden zu 6 verschiedenen Energien zwischen 50 MeV und 300 MeV, in Abständen von jeweils 50 MeV, aufgenommen.

Zu erwähnen ist, dass der beispielsweise in [40, 47] beschriebene Prototyp die Gestalt eines Quaders besass, d.h. von planarer Geometrie war. Er bestand ebenfalls aus 18 Lagen der „richtigen“ Dicke (d.h. den Schichtdicken des CPLEAR-Kalorimeters entsprechend), war aber nur ca. 50 cm lang und ebenso breit. Er wurde so im Strahl positioniert, dass dieser etwa in seiner Mitte auftraf, wo der Nullpunkt eines Koordinatensystems definiert wurde. Die Z-Achse war, wie so üblich, durch die Strahlachse gegeben, die X-Achse zeigte horizontal

nach rechts, d.h. senkrecht zu Z und zur Y-Achse, welche ihrerseits, einem Rechtssystem entsprechend, nach unten wies. Die im folgenden für die Richtungsrekonstruktion verwendeten Winkel ϕ und ϑ einer Geraden, beispielsweise der Richtung eines Gammas, beziehen sich auf die Winkel zwischen der Geraden und der Z-Achse in der XZ-Ebene, resp. in der YZ-Ebene. Die SIN-Daten teilen sich auf vier verschiedene Einschusswinkel auf, die aus Kombinationen der beiden Werte 0° und 30° für die Projektionswinkel ϕ und ϑ hervorgehen.

Die im folgenden zu verwendenden Streifenkoordinaten U und V werden entlang von Achsen gemessen, die parallel zur Ausdehnungsrichtung des jeweils andern Streifentyps verlaufen und in Abzählrichtung der betreffenden eigenen Streifen schauen. Die Bezeichnungen Draht- oder W-Projektion, sowie U- und V-(Streifen)projektion, von denen häufig die Rede sein wird, beziehen sich auf die XZ-, resp. die UZ- und VZ-Projektion. Aufgrund der gegebenen Definitionen und der Abbildung 13 sind die U- und V-Koordinaten durch

$$\begin{aligned} U &= \cos \alpha \cdot X + \sin \alpha \cdot Y \\ -V &= \cos \beta \cdot X - \sin \beta \cdot Y, \end{aligned} \quad (136)$$

und umgekehrt die X- und Y-Koordinaten durch

$$\begin{aligned} X &= \frac{\sin \beta}{\sin(\alpha + \beta)} U - \frac{\sin \alpha}{\sin(\alpha + \beta)} V = \frac{1}{\sqrt{3}} (U - V) \\ Y &= \frac{\cos \beta}{\sin(\alpha + \beta)} U + \frac{\cos \alpha}{\sin(\alpha + \beta)} V = U + V, \end{aligned} \quad (137)$$

gegeben, wobei $\alpha = \beta = 30^\circ$. In (136) und (137) ist auch berücksichtigt, dass die V-Streifen im Vergleich zum CPLEAR-Kalorimeter in umgekehrter Richtung numeriert worden sind. Anstelle von (137) werden für X und Y normalerweise die durch die Drahtnummer eines Treffers, resp. durch den Mittelwert von $Y(X, U)$ und $Y(X, V)$ gegebenen Koordinaten verwendet, wobei $Y(X, U)$ aus X und U und $Y(X, V)$ aus X und V berechnet werden.

3.4.2 Richtungsrekonstruktion von Gammas aus SIN-Daten

Der erste Schritt der Richtungsbestimmung besteht darin, eine grobe Richtung durch die Showerpunkte festzulegen. Dazu werden zu jeder Kalorimeterschicht, in der Drähte gefeuert und Signale auf den U- und V-Streifen induziert haben, die Mittelwerte der angesprochenen Draht-, respektive Streifennummern bestimmt. In jeder der drei Projektionen W, U und V wird anschliessend eine Gerade durch die entsprechenden Punkte gefittet, indem sowohl die Steigung als auch der Achsenabschnitt (in geeigneten Koordinaten gerade der „Impact-point“) optimiert werden. Im Gegensatz zum CPLEAR-Kalorimeter, muss für die SIN-Daten keine räumliche Zuordnung der Shower aus den drei Projektionen vorgenommen werden, da ein Ereignis jeweils nur aus einem einzigen Teilchen (Shower) bestand. Aus den Fitresultaten für die 3 Projektionsgeraden können schliesslich die entsprechenden Parameter der YZ-Projektion ermittelt werden, die dann zusammen mit den Fitgrössen der Drahtprojektion (= XZ-Projektion) die Gerade im Raum definieren. Eine andere Möglichkeit besteht darin, anstatt der beiden Fits in den Streifenprojektionen direkt einen solchen in der YZ-Projektion durchzuführen, indem zuerst aus den Drähten und Streifen die Y-Koordinaten der einzelnen Ebenen berechnet werden. Die Fitpunkte (Mittelwerte) der einzelnen Kalorimeterschichten oder Ebenen werden, wiederum in den jeweiligen Projektionen betrachtet, mit den Inversen der mittleren quadratischen Abstände der Treffer von der Sollrichtung gewichtet. Die dafür

verwendeten RMS-Werte wurden für die drei Projektionen W, U und V aus den lateralen Verteilungen (senkrecht zur Strahlrichtung) gewonnen, welche sich aus der Überlagerung von einigen tausend Showern für jede Ebene ergeben haben. Dabei wurden nur Ereignisse in Betracht gezogen, die in der 1. Kalorimeter-Ebene konvertiert und darin einen Einzeltreffer aufgewiesen haben, so dass die Shower mit genügender Genauigkeit auf den Eintrittsort korrigiert werden konnten. Der Zusammenhang zwischen den RMS-Werten mit zunehmender Ebenennummer (Showertiefe) scheint innerhalb der Schranken, welche durch die schlechte Statistik bei höheren Schichtnummern gegeben sind, linear zu sein, so dass ein linearer Fit durch die RMS-Werte zu den Ebenen 2 bis 18 dazu benützt wurde, den RMS-Wert der ersten Lage auf den entsprechenden rückextrapolierten Wert festzusetzen. Für die YZ-Projektion ergaben sich aus (137) dann die Quadrate der RMS-Werte zu Y, deren Inversen beim Fitten wiederum als Gewichte dienen, durch quadratische Addition der entsprechenden RMS-Werte in U und V. Da nicht jeder Shower in der ersten Lage beginnt, beziehen sich die Gewichte auf die Ebenennummern innerhalb eines Showers, d.h. von der Ebene der ersten Konversion an. Nebst Unterschieden zwischen Draht- und Streifenprojektionen sind die soeben beschriebenen Gewichte auch ziemlich stark von der Energie, jedoch eher schwach vom Einschusswinkel der Gammas abhängig. Bei der tiefsten Energie, d.h. bei 50 MeV liegen die Werte zwischen 1.0 (1. RMS-Wert) und 5.1 cm (18. RMS-Wert) für die Drähte, zwischen 1.8 und 6.6 cm für die U-Streifen und zwischen 1.8 und 6.5 cm für die V-Streifen bei senkrechtem Einschuss der Gammas auf das Kalorimeter. Bei 300 MeV lauten dieselben Werte 1.6 und 3.3 cm für die Drähte, 2.5 und 4.6 cm für die U-Streifen und 2.9 und 4.7 cm für die V-Streifen.

In einem nächsten Schritt werden für jede der drei Projektionen (Drähte, U- und V-Streifen) jene Punkte, welche von der provisorischen Richtung am weitesten entfernt sind und folglich am meisten zu einer grossen Abweichung der rekonstruierten Richtung beitragen, gestrichen. Das Kriterium für das Weglassen eines Punktes ist ein Abstand von 1 RMS des betreffenden Punktes von der gefitteten Geraden. Ein neuer Fit bringt dann im Mittel eine Verbesserung in der Bestimmung der Richtung von ca. 8 %, wobei der Einfluss für höhere Energien grösser ist. Eine zusätzliche, geringfügige Verbesserung von ein paar wenigen Prozent kann dadurch realisiert werden, dass dem ersten und letzten Punkt eines Showers, also jenen mit dem grössten „Hebelarm“, besondere Aufmerksamkeit geschenkt wird. Da im allgemeinen der erste Treffer der gesuchten Geraden am nächsten liegt und folglich auch das grösste Gewicht aufweist, ist die Wahl eines Kriteriums zur Beurteilung der Frage, ob der erste Punkt nun ziemlich falsch, d.h. abseits liegt oder nicht, ziemlich delikat. Den Ausschlag für das Beibehalten oder Verwerfen des ersten oder letzten Punktes soll in beiden Fällen der Abstand, in der Schicht des betreffenden Punktes, zwischen der ersten, provisorischen Fitgeraden durch sämtliche Showerpunkte hindurch und einer Fitgeraden, welche ohne den ersten, resp. ohne den letzten Treffer zustandekommt, geben. Weil die bekannten, bereits früher diskutierten Rauscheffekte, d.h. die Gefahr des Auftretens von unkorrelierten Treffern, auf den Drähten wesentlich geringer sind als auf den Streifen, wird der eben geschilderte Vergleich für den ersten Treffer nur in den Streifenprojektionen angestellt. Als zusätzliche Bedingung sollen zur Überprüfung des ersten Punktes im ganzen mindestens 5 Trefferebenen vorhanden sein, zur Überprüfung des hintersten Punktes mindestens deren 3. Besagter Abstand, der als Testkriterium herangezogen wird, wurde auf das Doppelte des RMS-Wertes zur ersten, resp. zur vorletzten Trefferebene festgesetzt. Wird eine dieser Grenzen überschritten, so soll der betreffende Punkt nicht mehr berücksichtigt werden.

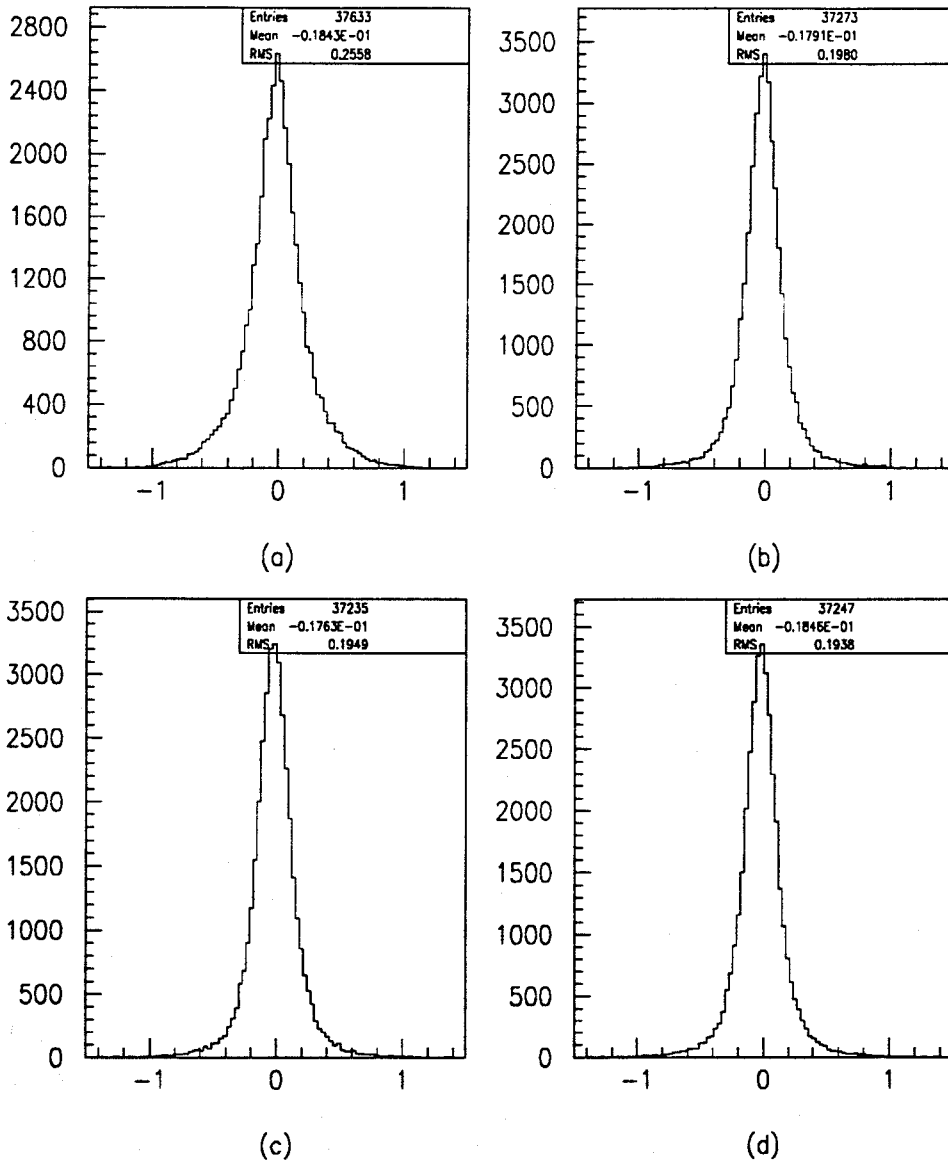


Abbildung 25: Verteilungen des rekonstruierten Winkels ϕ nach dem provisorischen Fit (a) und nach dem endgültigen Fit, einmal ohne (b) und einmal mit Fixierung (c) der Fitgeraden durch den „Impact-point“. Bei (d) wurde zusätzlich zu (c) die Korrelation zwischen W, U und V überprüft.

Da in über 40% aller Fälle selbst die Drahtinformation der Ebene des „Impact-points“ aus mehr als einem Treffer besteht, wurde dieser für den endgültigen Fit (s/e unten) zunächst variabel gelassen. Wie sich später jedoch zeigte, verschlechtert sich dadurch der „Impact-point“

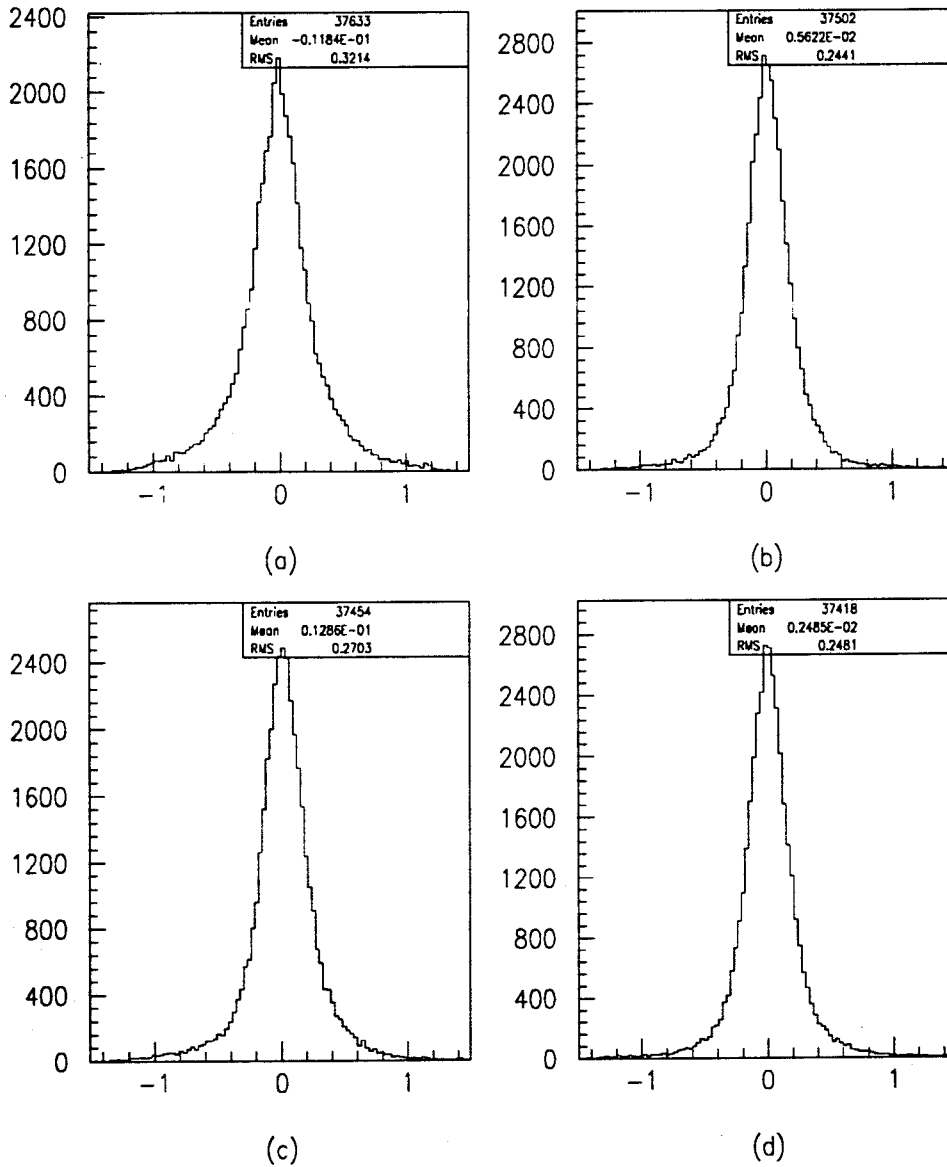


Abbildung 26: Verteilungen des rekonstruierten Winkels ϑ . (Vgl. auch Bildunterschrift zu Abbildung 25)

aber im allgemeinen, während der Einfluss auf die Richtungsrekonstruktion sehr gering ist, wie aus den Abbildungen 25 und 26 hervorgeht. Aufgetragen ist jeweils die Differenz zwischen dem rekonstruierten Winkel ϕ_{rek} und dem bekannten ϕ_{Strahl} der Strahlrichtung, resp. zwischen ϑ_{rek} und ϑ_{Strahl} . Im ersten Bild (a) ist die Verteilung zu sehen, wie sie sich unmittelbar nach dem ersten Schritt, wo eine grobe Richtung festgelegt wird, ergibt. (b) und (c) zeigen die

Verteilungen im Anschluss an die zu besprechende und auf Seite 97 zusammengefasste Methode. Bei (b) wurde der „Impact-point“ ebenfalls mitgefittet, d.h. variabel gelassen, während dieser bei (c) fix gelassen wurde. Der „Impact-point“ wird dabei in jener Ebene angenommen, in welcher mindestens ein Draht und mindestens ein Streifen aus ein und derselben Ebene angesprochen haben (vgl. Unterabschnitt 3.4.4). In (d) schliesslich wurde zusätzlich zu den Bedingungen von (c) die Übereinstimmung der einzelnen Treffer der drei Projektionen untereinander überprüft, um einerseits z.B. durch Ineffizienzen verloren gegangene Treffer einer Projektion aus den beiden anderen zu ermitteln, andererseits auch um „spurious“ Treffer zu eliminieren (s/e Unterabschnitt 3.4.5). Als dann am CPLEAR-Kalorimeter beobachtet wurde, dass nach der Anwendung der genannten Richtungsrekonstruktion für geladene Teilchen die Verteilung zwischen den aus dem Innern des Detektors extrapolierten Spuren und den im Kalorimeter gefundenen Eintrittsorten der induzierten Shower sich verbreitert, wenn der „Showerfuss“ variabel gelassen wird, wurde das Verfahren dahingehend abgeändert, diesen für den endgültigen Fit fix zu halten.

Was die Winkelrekonstruktion zum Teil noch wesentlich verbessert hat, ist ein Fit durch die n gewichteten Schwerpunkte, wobei n die Anzahl Trefferebenen ist. Der j -te Schwerpunkt ist dabei gegeben durch die Mittelpunkte der Trefferebenen 1 bis j , und j läuft von 1 bis n , wobei ihre normierten inversen Fehlerbalken als Gewichte eingehen. Beim Fit durch die n Schwerpunkte wird der j -te Schwerpunkt mit dem mittleren inversen Fehlerquadrat, multipliziert mit j , gewichtet, d.h.

$$W_j = \frac{j}{\langle E_j^2 \rangle} = \sum_{i=1}^j \frac{1}{E_i^2}.$$

Diese Methode trägt im wesentlichen der Tatsache Rechnung, dass ein Treffer im allgemeinen umso weniger streut, je weiter vorne er liegt. Dieser Fit wird im Anschluss an die oben erwähnten Schritte durchgeführt und liefert, wiederum separat in jeder Projektion, die endgültige Richtung eines Showers.

Eine Verfeinerung des ganzen Verfahrens stellt die Überprüfung der gegenseitigen Übereinstimmung der Treffer in den drei Projektionen dar, die zu Beginn der Winkelrekonstruktion durchgeführt wird. Der Effekt ist aus den bereits besprochenen Abbildungen 25d und 26d zu sehen. Diese Möglichkeit kann bei der Richtungsrekonstruktion wahlweise angeschaltet werden und wird auch zur Berechnung von dreidimensionalen Showerpunkten benutzt (vgl. Unterabschnitt 3.4.5).

Die mit der eben beschriebenen Methode anhand von SIN-Daten (vgl. auch die Zusammenfassung auf Seite 97) erzielten Ergebnisse für die rekonstruierten Winkel sind in den Abbildungen 27 und 28 dargestellt. Aufgetragen sind die RMS-Werte der Winkelverteilungen in ϕ (oben) und in ϑ (unten) in Abhängigkeit der Photonenergie.

3.4.3 Anpassungen der Richtungsrekonstruktion an das CPLEAR-Kalorimeter

Die Situation, wie sie sich am CPLEAR-Experiment darstellt, machen einige Anpassungen der Methode zur Richtungsrekonstruktion von Gammas erforderlich. Abgesehen von der Notwendigkeit, die getrennt in den Draht- und den Streifenprojektionen vorliegenden Trefferansammlungen (Cluster) der entstandenen Shower (neutrale und geladene) einander zuzuordnen, worauf hier nicht eingegangen werden soll, müssen zuerst neutrale von geladenen Teilchen

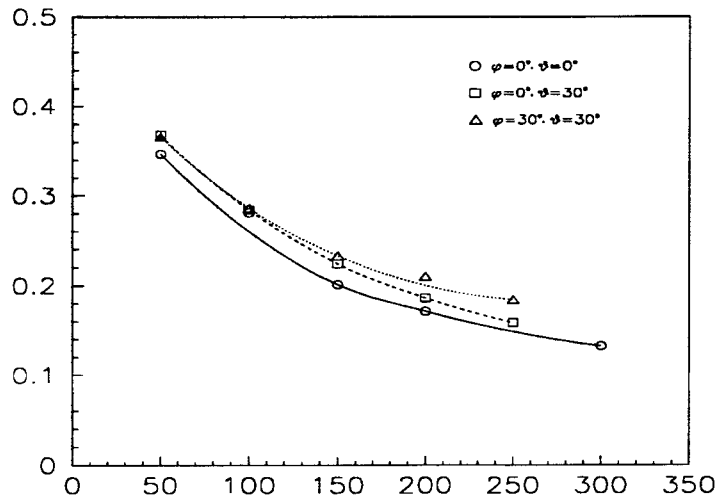


Abbildung 27: Die RMS-Werte der Verteilungen des rekonstruierten Winkels ϕ in Abhängigkeit der Gammaenergie.

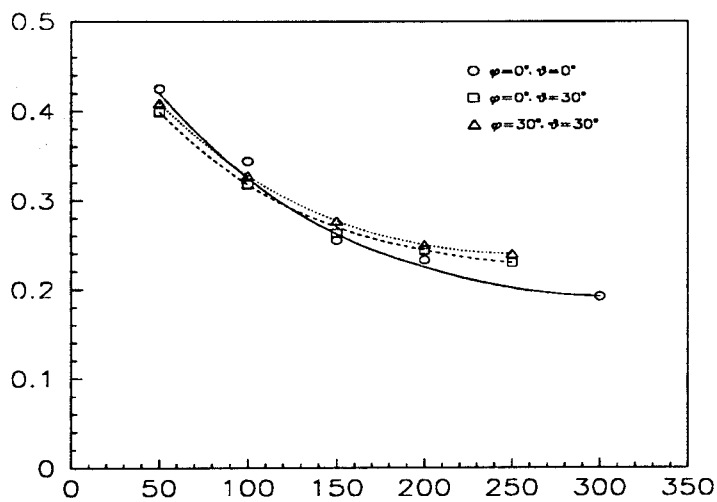


Abbildung 28: Die RMS-Werte der Verteilungen des rekonstruierten Winkels θ in Abhängigkeit der Gammaenergie.

unterschieden werden. Dazu werden die rekonstruierten Spuren aus dem Innern des Detektors ins Kalorimeter weiterverfolgt und mit den Orten der Showerfüsse verglichen. Im wesentlichen wird für die maximale Distanz zwischen einem Showerfuss und dem extrapolierten Position der Spur ein Wert von 25 cm verlangt, innerhalb dessen ein Shower als zur Spur gehörig betrachtet wird. Der Grund für die recht grosszügig anmutenden Schranken ist hauptsächlich in den hadronischen Wechselwirkungen in den PID's zu suchen, bei denen Teilchen mit z.T. recht erheblichen Streuwinkeln entstehen.

Die notwendigen Anpassungen für das anhand von SIN-Daten entwickelte Verfahren zur Richtungsrekonstruktion an die Situation des CPLEAR-Kalorimeters beruhen im wesentlichen auf 2 wichtigen Unterschieden im Vergleich zum Prototyp:

- Zum Einen liegen die Draht- und Streifeninformationen in Zylinder-, d.h. in gekrümmten Koordinaten vor. Um möglichst geringfügige Anpassungen vornehmen zu müssen, d.h. um die aus dem Prototyp ermittelten RMS-Werte verwenden zu können, und um die Einfallsrichtung der Gammas ebenfalls durch Winkel zum Lot auf die Kalorimeterschichten zu beschreiben, wird am Ort des „Impact-points“ ein lokales rechtwinkliges Koordinatensystem eingeführt, dessen eine Achse wiederum senkrecht zu den einzelnen Schichten, d.h. in radialer Richtung vom Detektorzentrum durch den Showerfuss hindurch verläuft. Diese Achse, genannt $Z^{(lok)}$ entspricht der Z-Achse im System des Prototyps. Entsprechend schauen die beiden anderen zum Prototyp analogen Achsen, $X^{(lok)}$ und $Y^{(lok)}$, in Tangentenrichtung ($r\varphi$ -Richtung am Showerfuss), resp. in Z-Richtung (Drahtrichtung).
- Zum Andern sind die Energien der einfallenden Gammas nicht a priori bekannt, so dass man zunächst nicht weiss, welcher Satz von (energieabhängigen) RMS-Werten, resp. Gewichten zu verwenden ist. Daher muss vor dem Fit die Energie, welche aufgrund der digitalen Auslese nur durch die Anzahl der angesprochenen Drähte, sowie der Nummer der ersten Konversionsschicht gegeben ist, anhand von festen, mittels einer Energiegleichung [40, 51] bestimmten Parametern berechnet werden. Für die Fits werden dann die Gewichte jenes Satzes (von insgesamt 6 zu Energien zwischen 50 und 300 MeV) gewählt, der zur Energie mit der geringsten Differenz zur gerade berechneten, „tatsächlichen“ Energie gehört.

Nach dem ersten Punkt werden die Koordinaten r , φ und Z über die Koordinatentransformation

$$\begin{aligned} X_i^{(lok)} &= r_i \sin(\Delta\varphi_i) \\ Y_i^{(lok)} &= \Delta Z_i \\ Z_i^{(lok)} &= \Delta r_i - r_i \cdot (1 - \cos(\Delta\varphi_i)) \end{aligned} \tag{138}$$

mit $\Delta\varphi_i = \varphi_i - \varphi_F$, $\Delta Z_i = Z_i - Z_F$, $\Delta r_i = r_i - r_F$

in die lokalen Koordinaten $X^{(lok)}$, $Y^{(lok)}$ und $Z^{(lok)}$ übergeführt, wobei die Indizes i und F sich auf Koordinaten in der Kalorimeterschicht i , resp. der Schicht des Showerfusses beziehen. Wie aus (138) hervorgeht, ist nun auch die in lokaler Richtung gemessene $Z^{(lok)}$ -Komponente von φ abhängig. Infolge der Krümmung der Streifen sind es auch die Koordinaten der $U^{(lok)}$ - und $V^{(lok)}$ -Achsen, welche analog zu den U- und V-Achsen des planaren Prototypsystems mit Winkeln von -30° , resp. $+30^\circ$ (im Uhrzeigersinn) bezüglich der Drähte definiert sein sollen,

wie die aus (138) und (136) für eine Streifenkoordinate S_i einer Ebene i gewonnene Beziehung

$$\begin{aligned} S_i^{(lok)} &= \cos(\lambda(IP)) \cdot X_i^{(lok)} - \sin(\lambda(IP)) \cdot Y_i^{(lok)} \\ &\approx \cos(\lambda(IP)) \cdot r_i(\varphi_i - \varphi_F) - \sin(\lambda(IP)) \cdot (Z_i - Z_F) \approx \Delta S_i \\ &- \cos(\lambda(IP)) \cdot [r_i(\varphi_F - \varphi_i^{(S1)}) - r_F(\varphi_F - \varphi_F^{(S1)})] - \sin(\lambda(IP)) \cdot (Z_i^{(S1)} - Z_F^{(S1)}) \end{aligned} \quad (139)$$

zeigt. Dabei steht S wie in (128) für U oder V , je nachdem ob $IP=1$ oder $IP=2$ ist, während die $\varphi_i^{(S1)}$ und $Z_i^{(S1)}$ die dort angegebenen Grössen $PH1CZ$ und $Z1PHCZ$ bedeuten. Im letzten Ausdruck für $S_i^{(lok)}$ (man beachte das im Vergleich zu V von (136) unterschiedliche Vorzeichen für $V^{(lok)}$) wurde der Sinus nur bis zur zweiten Ordnung in $\Delta\varphi$ berücksichtigt, d.h. es wurde $\sin(\Delta\varphi_i) \approx \Delta\varphi_i$ gesetzt, was für Shower, die sich von der ersten bis zur letzten Schicht erstrecken und deren Einfallswinkel ϕ weniger als $\sim 50^\circ$ in der transversalen Ebene betragen, gerechtfertigt ist. In diesen Fällen bleiben die durch die Näherungen entstandenen Abweichungen stets unter 1%. Auch wurden die in der mittleren Gleichung stehenden Z_i und Z_F wiederum nach (128) durch φ_i und S_i , resp. φ_F und einem entsprechenden S_F ersetzt. Überdies wurde die bei uns sehr wohl gerechtfertigte Annahme gemacht, dass allfällige Unterschiede in den Winkeln der einzelnen Streifenfolien (bezüglich der Drähte) vernachlässigbar sind, d.h. dass $\alpha_i \approx \alpha_F \approx \alpha = -\lambda(1)$ und $\beta_i \approx \beta_F \approx \beta = \lambda(2)$ Gültigkeit haben. Nebst der Differenz $\Delta S_i = S_i - S_F$ zwischen dem Streifen eines Treffers und jenem des Showerfusses treten in der genannten Näherung zusätzlich noch zwei Korrekturterme auf, einer für φ und einer für Z . Während jener in Z nur auf allfällige Unterschiede zwischen den in Richtung der Z -Achse gesehen oberen (V -Streifen), resp. unteren (U -Streifen) Folienrändern korrigiert, enthält der andere Term infolge der Krümmung auch den Winkel φ_F des Showerfusses und die unterschiedlichen Radien der einzelnen Ebenen.

Da die $Z_i^{(lok)}$ wegen des Cosinus (s/e Gleichung (138)) bereits von der zweiten, meist nicht zu vernachlässigenden Ordnung in $\Delta\varphi$, d.h. von den φ_i , abhängen, muss zu jedem Punkt, der in einen Fit eingehen soll, ein solches φ_i berechnet werden können. Kann dies für einen Punkt nicht aus der Information der Trefferebene selbst, in der er sich befindet, bewerkstelligt werden, weil in einem solchen Fall nur Streifen der einen Sorte angesprochen haben, so kann im Prinzip, falls zuvor ein Fit in der transversalen Projektion durchgeführt worden ist, ein interpolierter Wert verwendet werden. Nun wissen wir aber einerseits, dass Streifensignale nur zusammen mit einem oder mehreren Drähten auftreten sollten, und andererseits, dass das vor allem auf den Streifen auftretende Rauschen willkürliche Treffer hervorrufen kann. Diese beiden Umstände, miteinander kombiniert, bewogen uns, die Information einer Lage, die lediglich aus Signalen der einen Streifenprojektion besteht, in der Folge nicht mehr zu berücksichtigen. Dies hat schliesslich auch den Ausschlag dafür gegeben, Geradenfits nicht in den beiden Streifenprojektionen, sondern *direkt* in der $Y^{(lok)}Z^{(lok)}$ -Ebene (Z -Projektion im CPLEAR-System) durchzuführen, da sich bei Vorhandensein von Information aus zwei von drei Projektionen genausogut gerade die $Y_i^{(lok)}$ -Komponenten berechnen lassen.

Im Grunde genommen muss man auch der Abhängigkeit der RMS-Werte von der anfänglich noch unbekannten Einfallrichtung der Teilchen Rechnung tragen, ähnlich wie dies für die Energie unter dem zweiten Punkt der genannten Anpassungen der Winkelrekonstruktion an die Situation beim CPLEAR-Kalorimeter getan wird. Da beim Prototyp-Test nur Daten zu zwei verschiedenen Einschusswinkeln (in ϕ und ϑ) aufgenommen worden sind, und die Abhängigkeit der RMS-Werte von der Einfallrichtung ohnehin schwach ist, müssen, resp. können nur die betreffenden Werte für senkrechten Einschuss ($\phi = \vartheta = 0^\circ$) verwendet werden.

Bei schrägem Einfall werden die Abstände, welche zur Beurteilung der Frage herangezogen werden, ob ein Treffer nun als zu weit entfernt eingestuft und folglich unberücksichtigt gelassen werden soll, folglich so festgelegt, dass ihre Projektion von der Tangentenebene der Schichten auf die Ebene senkrecht zur Flugrichtung, die ursprünglichen (unkorrigierten) RMS-Werte für den senkrechten Einfall ergeben.

Endgültiges Verfahren zur Winkelbestimmung

Aus den beiden vorangegangenen Unterabschnitten lässt sich nun das endgültige Rekonstruktionsverfahren für die Winkel, nach dem die auf den folgenden Seiten angefügten Histogramme und Bilder entstanden sind, wie folgt zusammenfassen:

1. Berechnung des „Impact-points“ nach Unterabschnitt 3.4.4 zwecks Errichtung eines lokalen Koordinatensystems, dessen Nullpunkt sich am Ort des „Impact-points“ befindet, und dessen Achsen $X^{(lok)}$, $Y^{(lok)}$ und $Z^{(lok)}$ in Richtung der Tangente, in Z-Richtung des Kalorimeters, resp. in radialer Richtung (senkrecht zu den Schichten) schauen.
2. Getrennte Berechnung der Treffermittelpunkte in φ , U und V aus den Nummern der angesprochenen Drähte, resp. U- und V-Streifen für sämtliche Trefferebenen der betreffenden drei Projektionen, definiert durch die (gemeinsame) Achse der radialen Richtung und durch die φ -Richtung senkrecht zu den Drähten, bzw. durch die Richtung entlang der V- (U-Richtung) oder U-Streifen (V-Richtung). Durch Setzen eines Flags kann an dieser Stelle eine im übernächsten Abschnitt beschriebene Überprüfung der Information der drei Projektionen untereinander vorgenommen werden.
3. Berechnung der Z-Komponente zu jeder Lage, in der Information aus mindestens zwei der drei Projektionen erhältlich sind. (Sind alle drei vorhanden, wird für Z der Mittelwert aus $Z(\varphi, U)$ und $Z(\varphi, V)$ genommen, welche aus φ und U, resp. φ und V berechnet werden.)
4. Transformation der in 2. und 3. berechneten Koordinaten ins lokale System, definiert in Punkt 1., gemäss Gleichungen (138) oder (139).
5. Abschätzung der Showerenergie aus der Anzahl der angesprochenen Drähte und aus der Nummer der ersten Trefferebene zwecks Bestimmung der korrekten, anhand von SIN-Daten in 6 Sätze zu Energien zwischen 50 und 300 MeV eingeteilten und in Schritten von 50 MeV abgestuften Gewichte für die gleich anschliessend durchzuführenden linearen Regressionen. Dabei ist ein Gewicht zu einer Ebene i in einer bestimmten Projektion definiert als das inverse Quadrat des RMS-Wertes (root mean square) der lateralen Verteilung (in der entsprechenden Projektion), die aus einer Überlagerung von einigen tausend Showern am Ort der betreffenden Ebene i entsteht.
6. Festlegen einer ersten Richtung in den beiden (senkrecht zueinander stehenden) Projektionen $X^{(lok)}Z^{(lok)}$ und $Y^{(lok)}Z^{(lok)}$ mittels linearer Anpassung an die unter 4. festgelegten Punkte, versehen mit Gewichten, die der Showerenergie, der Projektion und dem Abstand ihrer Trefferebenen von der ersten Trefferebene entsprechen. (Wahlweise können auch separate Fits in den beiden Streifenprojektionen für spätere Vergleiche mit den beiden anderen Projektionen durchgeführt werden.)

7. Überprüfung von zwei Bedingungen, welche die gefittete Gerade einer Projektion erfüllen muss, indem die unter 6. vollzogenen Fits wiederholt werden, einmal ohne den letzten und einmal ohne den ersten Punkt, falls die Zahl der Trefferebenen mindestens drei, resp. fünf beträgt:
- Ist auf der ursprünglichen Fitgeraden am Ort des letzten Punktes der senkrechte Abstand zu Hilfsgeraden grösser als das Doppelte des RMS-Wertes zum vorletzten Punkt, so wird der letzte Punkt im folgenden weggelassen.
 - Analog gilt die zweite Hilfsgerade, wenn der senkrechte Abstand des ersten Punktes von der ursprünglichen Richtung mehr als zweimal den ersten RMS-Wert beträgt.

Die zweite Bedingung wird in der Drahtprojektion nicht durchgeführt.

8. Entfernen von abseitsliegenden Punkten: Punkte, deren Abstände von der Fitgeraden grösser sind als ihre unter 5. ermittelten und entsprechend auf den Einfallswinkel der Hilfsgeraden korrigierten RMS-Werte, werden im folgenden nicht mehr berücksichtigt.
9. Schwerpunktsfit: Wiederum separat in den entsprechenden Projektionen wird eine lineare Anpassung durch die n gewichteten Schwerpunkte durchgeführt, wobei n die Anzahl Trefferebenen ist, und der j -te Schwerpunkt durch die Mittelpunkte der Trefferebenen 1 bis j gegeben ist. Das Gewicht für den j -ten Schwerpunkt ist, wie oben angegeben, das mittlere Gewicht der Punkte 1 bis j , dividiert durch j . Im Gegensatz zu 6. wird der erste Punkt aber fix gelassen, d.h. nur die Steigungen werden gefittet. Sind auch die Fits für die Streifenprojektionen angeschaltet worden, so wird für ϑ der Mittelwert aus dem direkten Fit der $Y^{(lok)}Z^{(lok)}$ -Projektion und dem aus den Resultaten der Streifenprojektionen berechneten Wert verwendet.

Für Prototypdaten waren die Punkte 1., 4. und 5. nicht notwendig, da durch die planare Struktur bereits ein rechtwinkliges System vorgegeben, und auch die Energie (ebenso wie die Einschusswinkel) der Shower bekannt war. Anstelle von $X^{(lok)}$, $Y^{(lok)}$ und $Z^{(lok)}$ werden einfach die Bezeichnungen X , Y und Z verwendet. Die RMS-Werte der Winkelverteilungen verbessern sich mit dem vollständigen Verfahren je nach Winkel um 17 bis 22 % gegenüber dem ersten Fit in Punkt 6 (ohne Überprüfung der räumlichen Korrelation aus der getrennten Information für die drei Projektionen W , U und V). Den höchsten Prozentsatz erreicht man für Gammas mit senkrechtem Einschuss (ϕ und ϑ Null Grad). Mit dem Verfahren wird eine ziemlich gleichmässige Verbesserung für alle Energien erzielt.

Aus den beiden Abbildungen 27 und 28 von Seite 94 geht klar hervor, dass das ursprünglich erhoffte Ziel, im neutralen Kaonzerfall mit der Bestimmung der Showerrichtungen den Zerfallsvertex der K^0 und $\bar{K}^0$ zu verbessern, nicht erreicht werden kann. Denn ihre Fehler sind so gross, dass die zusätzlichen Nebenbedingungen (Constraints), welche die Showerrichtungen darstellen, beispielsweise im Vergleich zu den viel genauer bekannten „Impact-points“ keine Wirkung zeigen. Der Grund für die schlechte Rekonstruierbarkeit der Richtungen ist in der asymmetrischen Showerentwicklung speziell von tiefeenergetischen Gammas zu suchen, und ist somit rein physikalischer Natur, d.h. das Problem kann ohne zusätzliche Information nicht durch verbesserte mathematische Algorithmen aus der Welt geschafft werden. Dennoch hat sich für die Richtungsrekonstruktion eine Anwendung ergeben: Durch Rückextrapolation der Richtungen auf die Höhe der PID's können geladene und neutrale Teilchen besser voneinan-

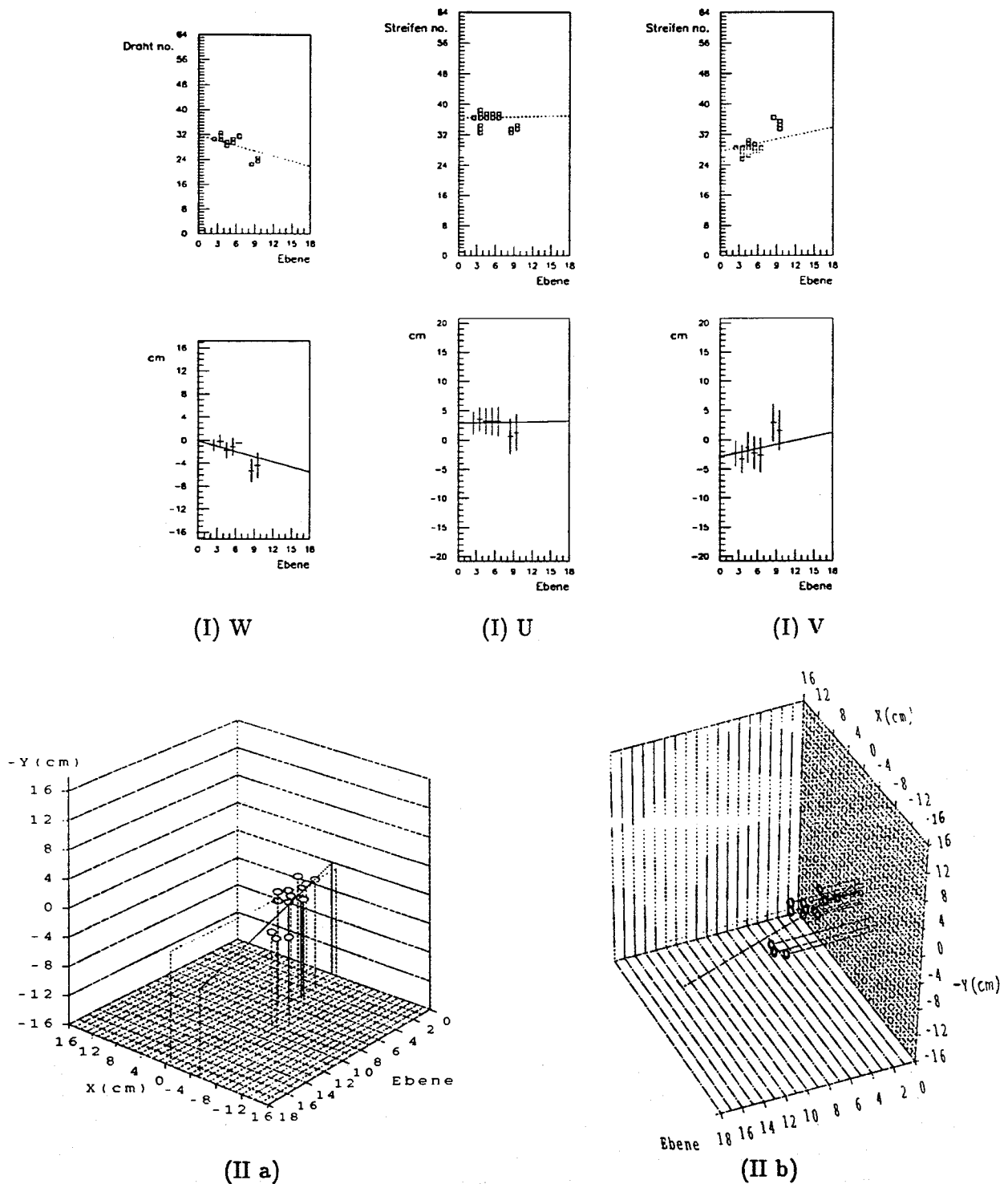
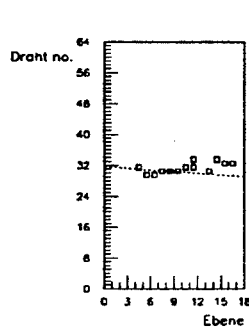
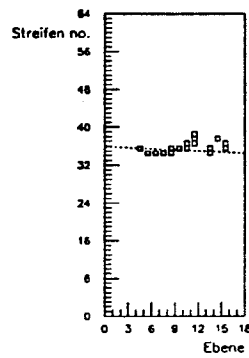


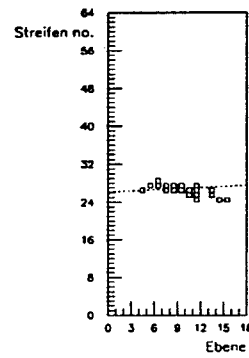
Abbildung 29: Darstellung eines Showers eines 150 MeV Gammas in den Projektionen W, U und V (I) (Einfall horizontal von links), einmal als Treffernummern (oben) und einmal als mittlere Koordinaten (unten) pro Lage, sowie im Raum (Einfall von hinten rechts, gestrichelt) mit Projektion der Raumpunkte auf die XZ- (II a) und die XY-Ebene (II b). Ebenfalls miteingezeichnet sind die Fitresultate der rekonstruierten Richtungen.



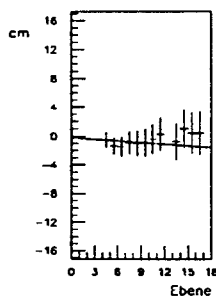
(I) W



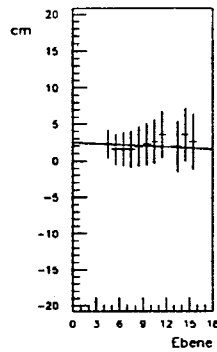
(I) U



(I) V



(II) a)



(II) b)

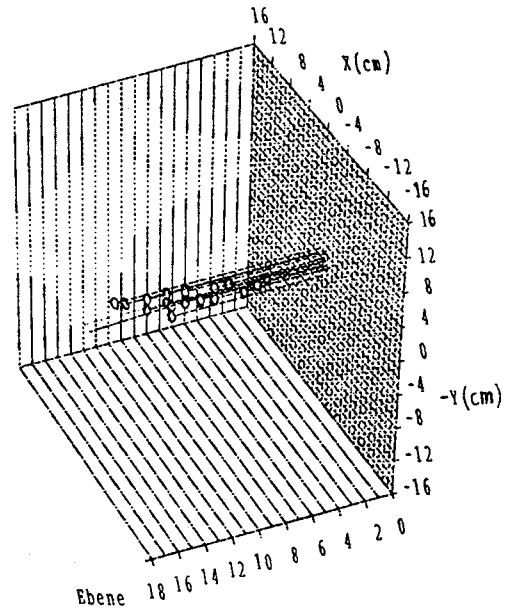
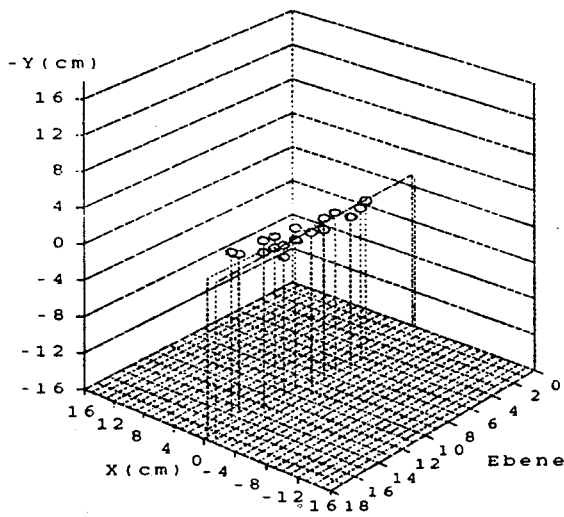


Abbildung 30: Darstellung eines Showers eines 150 MeV Gammas. (Vgl. auch Bildunterschrift zu Abbildung 29)

der unterschieden werden bei gleichzeitiger Reduktion der anfänglich zur Trennung von geladenen und neutralen Showern auf 25 cm festgesetzten Grenze zwischen extrapolierten Spuren und Showerfüssen auf nunmehr 10 cm.

Zum Schluss seien mit den Abbildungen 29 und 30 zwei Beispiele von typischen Kalorimeter-showern gezeigt. Dargestellt sind jeweils zuerst die einzelnen Projektionen (Drähte, U- und V-Streifen), danach die dreidimensionalen rekonstruierten Shower.

3.4.4 Der „Impact-point“ oder „Showerfuss“

Wie bereits erwähnt, wurde der Showerfuss beim Fitten fix gelassen, nachdem sich anhand von Daten des CPLEAR-Experimentes herausstellte, dass sich andernfalls die Auflösung des „Impact-points“ durch den Fit verschlechtert. Geringe Unterschiede zwischen den gefundenen „Impact-points“ vor und nach der Richtungsrekonstruktion können sich trotzdem beispielsweise dadurch ergeben, dass der Showerbeginn sich in den einzelnen Projektionen unterscheidet. Im folgenden werden nun die Definitionen für den Showerfuss der beiden Fälle gegeben:

- Showerfuss ohne Richtungsrekonstruktion: Für den Showerfuss legt man sich auf die Ebene der niedersten Nummer fest, in der mindestens ein Draht angesprochen hat und Information aus wenigstens einer der beiden Streifenprojektionen U und V vorliegt. (Wegen der Gefahr des Auftretens von Streifensignalen durch Rauscheffekte, wird nie ein Showerfuss allein aus den U- und V-Streifen der ersten Trefferebene berechnet, wenn die Drahtinformation dort fehlt.)
- Showerfuss nach der Richtungsrekonstruktion: Beim Fitverfahren werden die Geraden in den einzelnen Projektionen gemäss der Beschreibung auf Seite 97 so an die in ihnen enthaltenen Punkte angepasst, dass sie durch den Punkt der jeweiligen ersten Trefferebene hindurch verlaufen. Unterscheiden sich die Nummern dieser ersten Trefferebenen der einzelnen Projektionen, so dass die $r\varphi$ - und die Z-Komponenten eines Showerfusses nicht aus ein und derselben Ebene stammen, so wird entlang der durch den Fit festgelegten (räumlichen) Gerade auf die ursprüngliche Ebene, die vor der Richtungsrekonstruktion für den Showerfuss gefunden worden ist, extrapoliert.

3.4.5 Die 3-dimensionale Darstellung von Showern

In diesem Abschnitt soll kurz auf die im Zusammenhang mit der Richtungsbestimmung von Showern entstandene Option eingegangen werden, durch Rekonstruktion der dreidimensionalen Information die Korrelation der vorhandenen Draht- und Streifennummern zu überprüfen und daraus wiederum Rückschlüsse auf die einzelnen Projektionen zu ziehen. Ursprünglich dachte man dabei auch an eine Energieeichung, die anstatt auf der Anzahl Drahttreffer auf der Anzahl Raumpunkte basieren würde, um Fehler in der Anzahl Drahttreffer, die auf eine Überlappung von zwei Showern in der Drahtprojektion zurückgehen, zu umgehen. Überlappen sich nämlich zwei Shower in einer Projektion, so beinhaltet die Showerinformation zu ein jedem solchen Shower für die entsprechende Projektion die Treffer von *beiden* Showern. Die Idee, die dem Verfahren zugrunde liegt, beruht auf der Redundanz der dreifachen Information W, U und V zu einem Treffer einer bestimmten Kalorimeterschicht (mit einem ganz bestimmten, festen Radius). Liegen in einer Schicht mehrere Treffer vor, so werden zwar alle drei Koordinaten benötigt, um eine Zuordnung zwischen Drähten und Streifen durchzuführen.

Steht die Zuordnung jedoch einmal fest, so ist zur Berechnung von φ und Z aus W , U und V wieder eine „überzählige“ Variable vorhanden. Mit der Rekonstruktion der dreidimensionalen Information wird auf eine mögliche Einschränkung von „spurious“ Treffern einer Projektion abgezielt, indem aus den beiden andern Projektionen der „tatsächliche“ Bereich berechnet wird. Wirksam ist die Methode allerdings nur, wenn die Effekte, welche zum Auftreten von falschen Treffern führen, nicht gleichzeitig auf mehreren Projektionen auftritt. Zusätzliche Probleme tauchen aber auch durch unvollständige Information auf, die beispielsweise durch Ineffizienzen entstanden sind, so dass die Zuordnung nicht immer eindeutig wird. Deswegen wurde auch von einer Energieeichung mit Raumpunkten (anstatt nur mit den Drahttreffern) abgesehen.

Für die Richtungsrekonstruktion hat die Berechnung der dreidimensionalen Information konkret zur Folge, dass nicht einfach der Mittelwert der in einer Projektion vorhandenen Treffer einer Schicht bestimmt wird, sondern dass einzelne überzählige Treffer nicht berücksichtigt werden, während in anderen, selteneren Fällen Treffer in einer Projektion hinzugefügt oder gar mehrfach gezählt werden, wenn mehrere Cluster dieselben Treffer einer Projektion gemeinsam haben.

Kurz zusammengefasst umfasst die Rekonstruktion der dreidimensionalen Information die folgenden, wichtigsten Schritte:

- Zu Beginn werden in allen Ebenen der drei Projektionen nach Gruppen von aneinanderliegenden oder einzelnen isoliert liegenden Punkten (Treffern) gesucht.
- In einem nächsten Schritt wird für jede Kombination von Gruppen der U -Streifen mit Gruppen der V -Streifen die entsprechende Position in der Drahtprojektion berechnet und geprüft, ob sie mit einer der vorhandenen Gruppen der Drähte überlappt. Ist dies der Fall, so werden die zueinander gehörenden drei Gruppen oder Cluster als Tripletts abgespeichert und die betreffenden Gruppen „markiert“.
- Bleiben unmarkierte Gruppen von mindestens zwei Projektionen übrig, oder sind in einer Projektion gar keine Treffer vorhanden, so werden für die Projektion, in der passende Treffer fehlen, sämtliche möglichen Bereiche berechnet, die aus Kombinationen von Gruppen der beiden andern Projektionen hervorgehen. Im Falle von unmarkierten Gruppen in allen drei Projektionen, fallen Kombinationen von Drähten und U -Streifen und von Drähten und V -Streifen in Betracht. Liegen mehr als eine Kombinationsmöglichkeit innerhalb des erlaubten Bereichs der dritten Projektion, so können Mehrdeutigkeiten auftreten. In solchen Fällen wird eine Auswahl stets nach dem Gesichtspunkt der kleinsten Anzahl fehlender Cluster und der kleinsten Anzahl Treffer eines fehlenden Clusters getroffen, da ja die Wahrscheinlichkeit für eine gefundene Konfiguration mit zunehmender Zahl von zu ergänzenden Treffern sinkt. Beispielsweise werden solche Kombinationen bevorzugt, für welche in der dritten Projektion die gleichen Streifennummern ergänzt werden müssen, um Tripletts zu bilden. Um auch im Zweifelsfalle eine Konvergenz herbeizuführen, wird aus mehreren gleichwertigen Kombinationen, welche für ein zu bildendes Tripletts in Frage kommen, jene ausgewählt, deren berechneter Bereich in der dritten Projektion mit den diesem am nächsten liegenden Streifen, bzw. Drähten überlappt. Die Suche nach Tripletts ist abgeschlossen, wenn in mindestens einer Projektion von den ursprünglich unmarkierten Gruppen keine mehr übrig bleibt.

- Die gefundenen Triplets werden anschliessend auf den Bereich des gegenseitigen Überlapps ihrer drei Treffergruppen zugeschnitten, indem die Enden der Treffergruppen, welche, in ihrer jeweiligen Projektion betrachtet, über den Überlappbereich hinausragen, abgeschnitten werden.

Für die Richtungsrekonstruktion müssen jetzt zu jeder Schicht nur noch die Mittelwerte, getrennt für jede Projektion, aus den noch verbliebenen Treffern der einzelnen Triplets ermittelt werden. Zusätzlich lassen sich aus den ermittelten Triplets, entsprechend der Anzahl Drähte und Streifen, die zu einem Cluster (Triplet) gehören, sowohl eine bestimmte Anzahl Raumpunkte festlegen als auch deren Koordinaten φ und Z (zum bekannten Radius einer Schicht) berechnen. Genauer gesagt, werden die beiden folgenden Schritte ausgeführt:

- Die Anzahl der Raumpunkte $N_{sp.p.}$ zu einem Triplet wird definiert als das Maximum der Anzahl Drahttreffer N_w und der Anzahl Treffer N_s der Streifen, wobei N_s selbst das Minimum aus der Anzahl U- und der Anzahl V-Streifen ist (welche wegen des „Zuschneidens“ auf den Überlappbereich ohnehin praktisch immer gleich sind).
- Jedem Draht eines Cluster-Triplets wird das am besten zum Draht passende Paar eines U- und V-Streifens zugeordnet, indem die aus den Streifen berechnete Drahtposition mit jener der entsprechenden Drahtnummer verglichen wird. Ein solches aus einzelnen Draht- und Streifentreffern bestehendes, einfaches Triplet stellt einen potentiellen Raumpunkt dar. Danach wird ganz analog zu den Drähten jedem Streifen, der noch nicht zu einem Raumpunkt gehört, das bestmögliche Paar eines Drahts und eines Streifens der andern Streifensorte zugeordnet. Übersteigt am Schluss die Zahl der potentiellen Raumpunkte die zuvor bestimmte Anzahl $N_{sp.p.}$, so wird nach Paaren von Raumpunkten gesucht, welche mindestens einen gemeinsamen Draht oder Streifen besitzen. Durch Mittelung dieser Koordinaten werden die Raumpunkte solcher Paare jeweils zu einem einzigen Raumpunkt vereinigt, bis die Anzahl $N_{sp.p.}$ erreicht worden ist.

Zwei Beispiele von Ereignissen (Shower) haben wir bereits in den Abbildungen 29 und 30 angetroffen. Die Abbildung 31 schliesslich gibt die Verteilung der Differenz zwischen der Anzahl rekonstruierter 3-dimensionalen Raumpunkte und der Anzahl der in der Drahtprojektion gefundenen Treffer wider.

Nebst einer geringfügigen Verbesserung der Richtungsrekonstruktion und der graphischen Darstellung von Showern hat sich für die Rekonstruktion von Raumpunkten auch eine Anwendungsmöglichkeit in der Elektron/Pion-Separation ergeben. Dabei handelt es sich um die Methode des „minimum spanning tree's“, welche auf Unterschieden in der Showerkonfiguration und -ausdehnung zwischen Elektronen und Pionen basiert [45]. Sie kann zwar auf eine Projektion, beispielsweise die Drahtprojektion, beschränkt werden, doch ist zu erwarten, dass die räumliche Betrachtung zu besseren Resultaten führt. Allerdings konzentrieren sich die Anstrengungen zur e/π -Separation seit geraumer Zeit hauptsächlich auf neuronale Netzwerk-Methoden, die hauptsächlich nur die PID-Information benutzen.

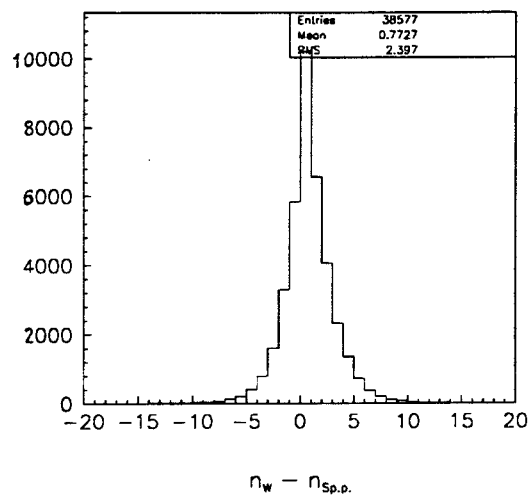


Abbildung 31: Verteilung zwischen Anzahl rekonstruierter Raumpunkte und Anzahl Treffer in der Drahtprojektion.

4 $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Analyse

4.1 Selektion von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen

Die vorliegende Arbeit umfasst die Auswertung für den $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal aus Daten der Strahlperioden P12 und P13 vom Frühjahr, resp. Sommer 1991. Diese beiden Strahlperioden waren die ersten, bei denen das Kalorimeter fast vollständig elektronisch ausgerüstet und in die Datennahme einbezogen war. Im Gegensatz zur $\pi^0\pi^0$ -Auswertung wurde die Information des Kalorimeters für die genannten Strahlperioden nicht zur kinematischen Rekonstruktion der dreipionischen Ereignisse herangezogen. Jedoch spielte sie bei der Selektion dieser Ereignisse eine wichtige Rolle (s/e Unterabschnitt 4.1.4). Einer der Gründe dafür liegt in der ungenügenden Nachweiseffizienz von tiefeenergetischen Photonen, was häufig dazu führt, dass eines der beiden Gammas eines π^0 's verloren geht, d.h. nicht detektiert wird. Auf diesen Punkt wird in Unterabschnitt 4.3 eingegangen. Fehlt aber ein Gamma, so ist das Ereignis nicht vollständig kinematisch rekonstruierbar, und folglich hätte man es mit 2 Klassen von Ereignissen zu tun, die man unterschiedlich behandeln müsste. Aufgrund der tiefen Statistik, die aus den Daten von P12 und P13 zur Verfügung stand, musste von einem solchen Ansatz vorerst Abstand genommen werden. Noch so bewegte sich diese in einem Rahmen, der am Rande dessen war, was noch den Namen einer ernsthaften und sinnvollen Auswertung verdiente. Hinsichtlich des dreipionischen Kanals hat sich inzwischen die Situation jedoch schlagartig verbessert, nachdem die viel umfangreicheren und qualitativ hochwertigeren Daten von 1992 seit Anfang dieses Jahres nach und nach erhältlich geworden sind und werden. So hat sich denn erst kürzlich die Möglichkeit eröffnet, differenziertere Ansätze für unterschiedliche Ereigniskategorien zu studieren.

Ein weiterer Umstand, welcher der Auswertung der P12- und P13-Daten nicht gerade zuträglich war, bestand im Ausfall der Proportionalkammer PC2 infolge eines durch einen gebrochenen Draht verursachten Kurzschlusses. Zusätzlich wurden die Daten durch einen leichten Abfall der Effizienz von ein paar PID-Segmenten, verursacht durch kleine Lecks in den Čerenkovbehältern, etwas beeinträchtigt. Das Fehlen der PC2 führte zu einem erhöhten Untergrund bei kurzen Lebensdauern bis etwa $2\tau_s$ in den dreipionischen Kaonzerfallsraten (s/e Abbildung 46).

Bevor nun die einzelnen Selektionskriterien zur Präparierung von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen zur Sprache kommen werden, sollen ein paar Bemerkungen zu den Triggerbedingungen, die zur Zeit der Strahlperioden P12 und P13 herrschten, gemacht werden.

4.1.1 Die Triggertypen in P12 und P13

Während der Datennahme 1991 waren erst die ersten paar Stufen des in Abschnitt 2.8 beschriebenen Triggers funktionstüchtig. Gegenüber den 92er Daten war die Anreicherung von guten Ereignissen („Goldenen Ereignissen“) geringer, was sich, wie erwähnt, auf die Statistik auswirkte.

Im wesentlichen gab es 3 Triggertypen, mit denen Daten („Goldene Ereignisse“ und andere) aufgenommen wurden:

- **minimum bias Trigger**

Mit diesem Trigger werden Daten unter dem Aspekt der geringsten Beeinflussung durch den Trigger selbst gesammelt. Mit der einzigen Bedingung,

- mindestens ein Signal eines S1

vorzufinden (meist in Abwesenheit des Magnetfelds), werden Daten aufgenommen, die zu Kalibrationszwecken und zur Untersuchung von Detektoreigenschaften, sowie zur Ermittlung der exakten Positionen der einzelnen Detektorteile (alignment) geeignet sind.

• Trigger 423

Die Ziffern der Triggernummer beziehen sich, von hinten nach vorne gelesen, auf die einzelnen Triggerstufen in aufsteigender Ordnung (vgl. Unterabschnitt 2.8). Der Trigger T423 verlangt, dass

- auf der Stufe des EDL's mindestens ein Kaonkandidat (d.h. ein $S\bar{C}S$) und insgesamt mindestens 2 Spuren in S1 gefunden werden (was Bedingung für „Goldene Ereignisse“ ist),
- die transversale Komponente des Kaonimpulses mehr als 270 MeV/c beträgt und
- auf IDL-Stufe genau 2 Primärspuren und insgesamt mindestens 4 Spuren vorhanden sind, von denen mindestens eine als Kaonkandidat identifiziert worden ist.

Der Trigger 423 beinhaltet folglich den Schnitt auf ca. $5\tau_s$ in der Lebensdauer und zielt auf eine Anreicherung von $\pi^+\pi^-$ im Bereich der ausgeprägten Asymmetrie, aber auch von semileptonischen Ereignissen ab.

• Trigger 223

Im Unterschied zum Trigger 423 werden jetzt

- auf der Stufe des IDL genau 2 oder genau 4 Spuren verlangt, von denen wiederum mindestens eine als Kaonspur in Frage kommen muss. Die Anzahl der Primärspuren wird auf mindestens 2 angesetzt.

Dieser Triggertyp ist folglich auf $\pi^0\pi^0$ - und auf dreipionische Ereignisse, sowie auf semileptonische Ereignisse bei kurzen Lebensdauern zugeschnitten. Daneben eignet sich dieser Triggertyp auch für Akzeptanz- und Untergrundstudien.

Im Verlaufe der Strahlperiode P13 kamen z.T. auch die Information der Spurverfolgung und gegen Ende auch jene des Energieverlusts dE/dx (HWP2) hinzu. Die Ziffern 2 und 4 für die Stufe der Spurverfolgung sind analog zu den IDL-Bedingungen definiert und verlangen im wesentlichen eine Bestätigung der IDL-Information. Eine 6 steht für die Selektion von 2 Spur-Ereignissen und zielt auf $\pi^0\pi^0$ -Ereignisse ab. Der Einbezug der dE/dx -Information in die Triggerentscheidungen wird in der Triggerbezeichnung durch eine 1 an entsprechender Stelle angegeben. Mit Spurverfolgung und dE/dx -Information lautet dann beispielsweise die Triggerbezeichnung T223 neu T1002223 (Vgl. auch die vollständige Triggerbezeichnung der 92er Daten in Abschnitt 4.8.) Daneben wurden für bestimmte Zwecke auch kombinierte Triggerkonfigurationen verwendet, auf die hier nicht eingegangen werden soll.

Im Hinblick auf die Selektion von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen soll nur noch von Daten die Rede sein, die unter den Bedingungen der Triggerkonfigurationen T223 und T2223 (und zu einem geringen Prozentsatz T1002223) aufgenommen worden sind. Von den insgesamt 930 Bändern aus P12 und 1380 Bändern aus P13 entfallen etwa 27% auf diese Triggertypen. Als Bänder

wurden IBM-Kassetten mit einer Speichermenge von je knapp 200 MByte verwendet. Pro Band sind etwa 10^5 Ereignisse gespeichert. Zu erwähnen ist, dass T423-Daten auch zur Normalisierung, d.h. zur Bestimmung des Verhältnisses der Anzahl K^0 zur Anzahl $\bar{K}^0$ verwendet werden können. Wie sich zeigen wird, kann eine Normalisierung mit $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen aus P12 und P13 aus Gründen der tiefen Statistik nicht mit befriedigender Genauigkeit eruiert werden.

4.1.2 Selektion von „Goldenen Ereignissen“

Die unter den genannten Triggerbedingungen auf Band geschriebenen Daten wurden zuerst einer Vorselektion unterzogen und zu sog. DST's (Data Summary Tapes) verarbeitet. Im Falle der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Selektion liefen die Daten durch einen 4-Spurfilter mit dem Ziel, nur Ereignisse zu behalten, welche genau vier *rekonstruierbare* Spuren aufweisen. Allerdings wird auf diese Weise ausser einer Datenreduktion nichts Wesentliches gewonnen, da ja für die spätere Analyse dieselben, z.T. recht zeitaufwendigen Spurrekonstruktionen und Fitprozeduren wiederholt werden müssen. Daher wurde entschieden, sog. Mini-DST's zu produzieren, welche bereits die Resultate der Analysen zur Vorselektion in einem bestimmten Format enthalten. Bei der Verarbeitung zu DST's, resp. Mini-DST's wurde auf die Erfüllung der folgenden Bedingungen geachtet:

- Der Spurfitt ist für alle Spuren durchführbar, d.h. der Impuls der Spuren kann bestimmt werden.
- Mindestens eine der Spuren weist die Signatur $\bar{S}\bar{C}\bar{S}$ auf (wobei die beiden Szintillatorsignale S1 und S2 demselben PID-Segment angehören) und besitzt einen Impulsbetrag grösser als 300 MeV/c. Der dE/dx -Wert darf nicht mehr als 4σ vom Kaon-Ionisationsband entfernt liegen.
- Mindestens zwei Spuren sind primäre Spuren (d.h. für sie hat mindestens ein Draht aus den Proportionalkammern angesprochen) mit mindestens 3 weiteren Drahtpositionen aus den Driftkammern, sowie 2 Streifenpositionen, wovon sicher eine aus DC6 oder den Streamer-Röhren zu stammen hat.
- Für die sekundären Spuren (ohne PC-Information) liegt Information von Drähten aus mindestens 3 Driftkammern vor.
- Für sämtliche Spuren kann eine z-Komponente für den Impuls ermittelt werden.
- Die Anzahl Spuren aus der Spurrekonstruktion beträgt exakt 4.
- Die Summe der Ladungen der vier Spuren ist Null.
- Es kommt mindestens ein Vertex von primären Spuren mit Gesamtladung Null in Frage, dessen Abstand vom Mittelpunkt weniger als 2 cm in der Transversalebene und weniger als 10 cm in z-Richtung beträgt. Dabei muss mindestens eine der Spuren ein Kaonkandidat sein.
- Die Spuren, die zu einem Vertex gehören, liegen nicht weiter als 10 cm von diesem entfernt.

- Für das allfällige zweite Spurenpaar existiert ein Vertex.

Der σ -Wert der dE/dx -Information ergibt sich aus einer Eichung und ist speziell auf S1 zugeschnitten. Der Nachteil, den man sich durch die Verarbeitung der Daten zu Mini-DST's einhandelt, ist, dass man sich der Möglichkeit beraubt, nachträglichen Verbesserungen und Korrekturen zu Detektoreichungen oder zum Alignment Rechnung zu tragen, weil ja die Originalinformation (der Rohdaten) nicht mehr vorhanden ist.

An dieser Stelle soll bemerkt werden, dass für die Daten ab 1992, denen der nunmehr bis zur Stufe des HWP2.5 vollständige Trigger zur Verfügung stand, ein verfeinertes Prozedere zur Anwendung kam. Die Daten durchlaufen einen einheitlichen Filter für sämtliche Kanäle. In diesem sind dann auch die Kriterien zur Vorselektion der einzelnen Zerfallskanäle integriert, welche je nach gewissen Charakteristiken, die ein Ereignis aufweist (z.B. 2 oder 4 Spuren), getestet werden. Sind diese erfüllt, bekommt das Ereignis ein „Flag“, d.h. in einem dafür vorgesehenen Datenwort wird ein bestimmtes Bit für den entsprechenden Kanal gesetzt. Beispielsweise als $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kandidaten werden Ereignisse gekennzeichnet, welche die im nächsten Unterabschnitt gestellten Bedingungen erfüllen. Es überleben nur Ereignisse mit einem von Null verschiedenen Flag. Nebst der Mini-DST Information werden aus den erwähnten Gründen gleichzeitig auch die Rohdaten auf Band geschrieben. Der grossen Datenfülle wegen werden für die MinRaw-Bänder, wie die Mini-Dst's dann heissen, nicht wieder IBM-, sondern EXABYTE-Kassetten verwendet, was die Zahl der Bänder um etwa einen Faktor 20 reduziert.

4.1.3 Vorselektion von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen

Ereignisse, welche den im vorangegangenen Unterabschnitt beschriebenen 4-Spurfilter überleben, wurden, um wieder auf die Situation vor 1992 zurückzukommen, durch die nächste Selektionsstufe, die Vorselektion, geschickt. Diese umfasst die folgenden zusätzlichen Kriterien:

1. Für alle vier Spuren müssen zwei z-Positionen vorhanden sein, wovon mindestens eine aus den Driftkammern.
2. Mindestens einer der Kaonkandidaten muss wirklich eine Primärspur sein mit einem Impuls tiefer als 850 MeV/c.
3. Die Spuren von primären Pionkandidaten sind Primärspuren mit einem Impuls zwischen 75 MeV/c und 750 MeV/c.
4. Es gibt mindestens ein Paar von potentiellen sekundären Pionen, welches zusammen mit dem π^0 ein invariante Masse unterhalb von 600 MeV/c² besitzt. Dabei wird der Impuls und die Energie des π^0 's aus dem totalen fehlenden Impuls berechnet.
5. Die räumliche Trennung des primären und des sekundären Vertex (Vertexseparation) übersteigt in der transversalen Ebene 2 mal die Standardabweichung für die Vertexseparation, die aus den Vertexpositionen und deren Fehlern des Vertexfits berechnet wird.

Zu beachten ist, dass die Definitionen für Kaon- (2.) und primäre Pionkandidaten (3.) verschärft werden. Die Bedingungen für die maximalen Impulse von Kaon- und primären Pionkandidaten folgen aus den kinematisch maximal erlaubten Werten von 750, bzw. 670 MeV/c (vgl. Abbildung 9 auf Seite 47).

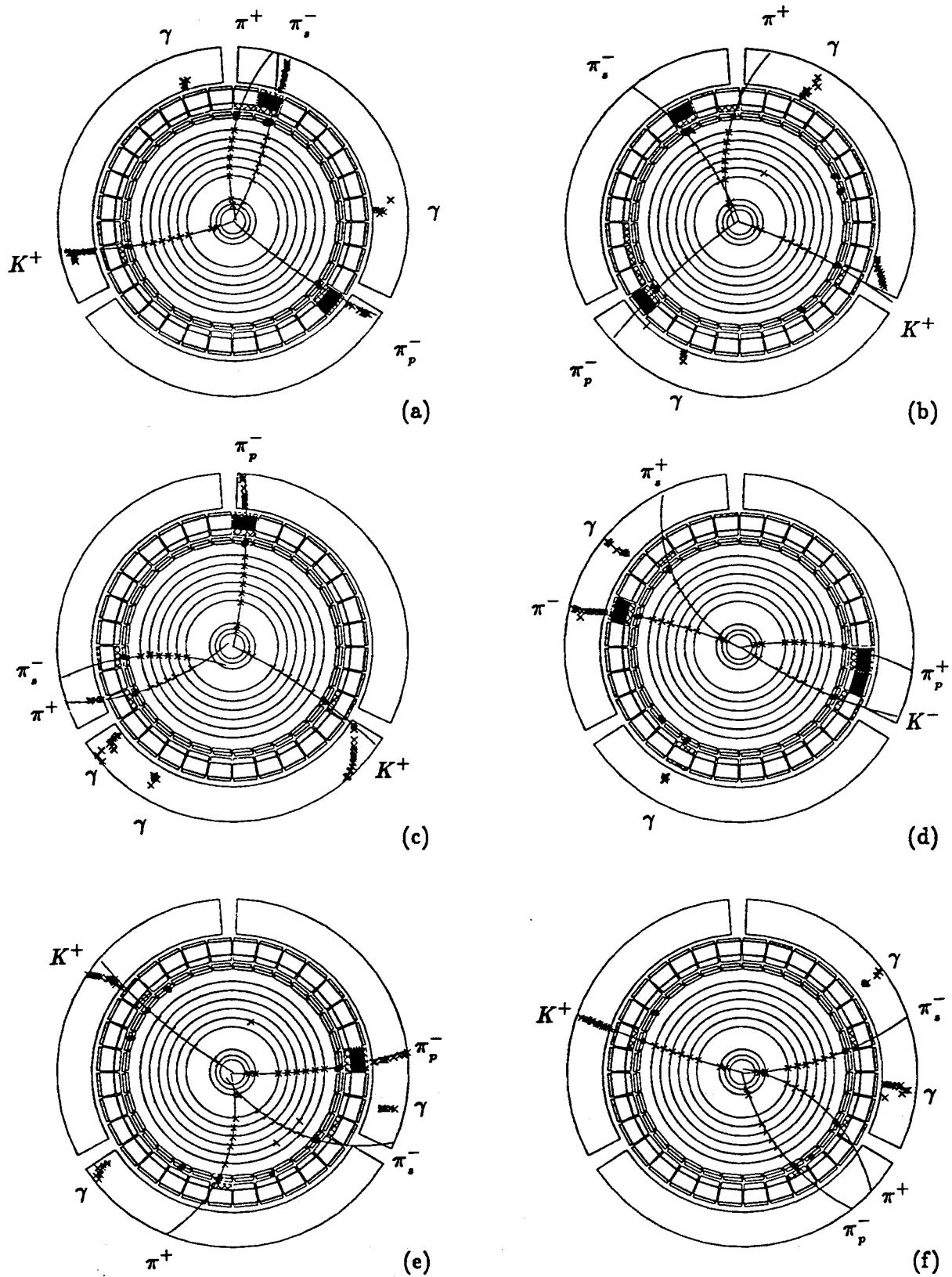


Abbildung 32: Einige ausgewählte, typische $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse mit 2 Showern (Gammas).
Zur Klarheit steht $\pi_p^\pm$ für ein primäres, $\pi_s^\pm$ für ein sekundäres Pion.

Bis hierher sind die erwähnten Auswahlkriterien und -bedingungen ziemlich einleuchtend und bedürfen keiner weiteren Erklärung. Von den P12- und P13-Daten zusammen blieben so noch 89'133 Ereignisse übrig, die auf zwei neue IBM-Kassetten (je eine pro Strahlperiode) geschrieben wurden. Im folgenden wird, falls nicht anders vermerkt, immer auf diesen Datensatz Bezug genommen.

4.1.4 Weitere Selektionskriterien für $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse

Im Anschluss an die Vorselektion müssen weitere Schritte unternommen werden, die gewünschten $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse so verlust- und untergrundfrei wie möglich herauszupräparieren. Auf dieser Stufe der Selektion bestehen noch geringfügige Unterschiede zwischen den einzelnen Mitgliedern der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Auswertegruppe. In jüngster Zeit sind jedoch Bestrebungen in Gang gekommen, die Auswahlkriterien zu vereinheitlichen. Näheres zu den unterschiedlichen Bedingungen ist in [52] zu finden. Die Auswertung der vorliegenden Arbeit basiert auf folgenden Bedingungen, die ein $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignis zusätzlich zu erfüllen hat:

- Für den oder die Kaonkandidaten ist die Entfernung des dE/dx -Wertes vom Kaonband höchstens noch 3σ . Der Impuls für Kaonkandidaten muss im Bereich zwischen 300 und 800 MeV/c liegen.
- Der Impuls eines potentiellen primären Pions darf 100 MeV/c nicht unter- und 680 MeV/c nicht überschreiten.
- Die Vertexseparation in der transversalen Ebene muss einerseits mehr als 1.5 cm, andererseits aber auch mindestens 3 mal den für sie berechneten Fehler betragen (vgl. den Schnitt 5. der Vorselektion).
- Die Distanz des primären Vertex vom Detektorzentrum ist höchstens 3.5 cm in radialer Richtung und höchstens 6 cm in z-Richtung
- Die invariante Masse der beiden sekundären Pionen übersteigt einen Wert von 290 MeV/c². Die invariante Masse wird dabei unter der Annahme berechnet, dass es sich um zwei Pionen handelt. Damit sollen Elektron-Positron-Paare, die bei γ -Konversionen in den Spurendetektoren entstehen, eliminiert werden. Diese liegen in einem sehr engen kinematischen Bereich unterhalb von etwa 290 MeV/c², wie in Abbildung 33 ansatzweise zu sehen ist.
- Der Winkel α_{sec} zwischen den geladenen sekundären Teilchen liegt zwischen 2° und 178° (d.h. $|\cos(\alpha_{sec})| < 0.99$). Mit diesem Schnitt werden einerseits Untergrundereignisse, die durch Rückstreuung zustande kommen (sehr grosse Winkel), andererseits wiederum Gammakonversionen (sehr kleine Winkel), weitgehend ausgeschaltet. Die in den entsprechenden Bereichen anzutreffenden Anhäufungen von Ereignissen wird aus Abbildung 33 deutlich. Offenbar ist der Schnitt auf den Öffnungswinkel zum Entfernen von Gammakonversionen geeigneter als der Schnitt auf die invariante Masse.
- Der Winkel zwischen dem K^0 -, resp. $\bar{K}^0$ -Impuls und dem Richtungsvektor vom primären zum sekundären Vertex ist kleiner als 20°.

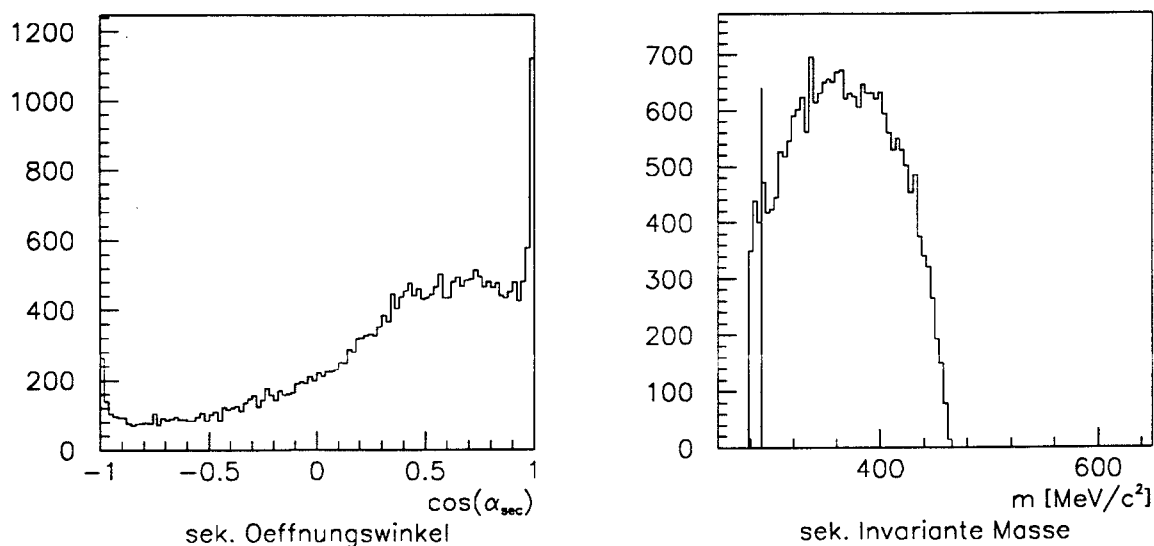


Abbildung 33: Cosinus des Zwischenwinkels (links) und invariante Masse (rechts) der beiden geladenen sekundären Spuren. Eingezeichnet ist der Schnitt auf die invariante Masse bis 290 MeV/c^2 .

- Die Anzahl der neutralen Shower im Kalorimeter beträgt 1 oder 2. Wie üblich muss eine Ansammlung von mindestens 3 angesprochenen Drähten und Streifen vorhanden sein, die sich zusätzlich über mindestens 2 Lagen erstrecken, um als Shower zu gelten.
- Die Impulse des primären Pions und des Kaonkandidaten erfüllen die Ungleichungen (in $[\text{MeV}/c]$):

$$p_{\pi, \text{prim}} < \frac{26}{21} p_K + 180, \quad p_{\pi, \text{prim}} < -0.856 p_K + 1171,$$

$$\text{und } p_{\pi, \text{prim}} > -\frac{5}{6} p_K + 600.$$

Diese Bedingungen umschliessen den erlaubten kinematischen Bereich von „Goldenen Ereignissen“, wie die Abbildung 34 verdeutlicht. Hauptsächlich werden K^{0*} -, resp. $\bar{K}^{0*}$ -Ereignisse unterdrückt. Wie die Abbildung zeigt, ist der erste Schnitt eigentlich nicht notwendig und wird in Zukunft weggelassen. Er ist praktisch ohne Einfluss und hat „historische“ Gründe.

- Zwischen fehlendem Impuls und fehlender Energie bestehen folgende Ungleichungen (in $[\text{MeV}]$)

$$p_{\text{miss}} > 40, \quad p_{\text{miss}} > 150 - E_{\text{miss}}$$

$$p_{\text{miss}} > 0.5 E_{\text{miss}} - 60.$$

Dadurch wird der kinematisch erlaubte Bereich eines π^0 am sekundären Vertex eingegrenzt, wie in der Abbildung 35 veranschaulicht ist. Dabei wird die fehlende Energie

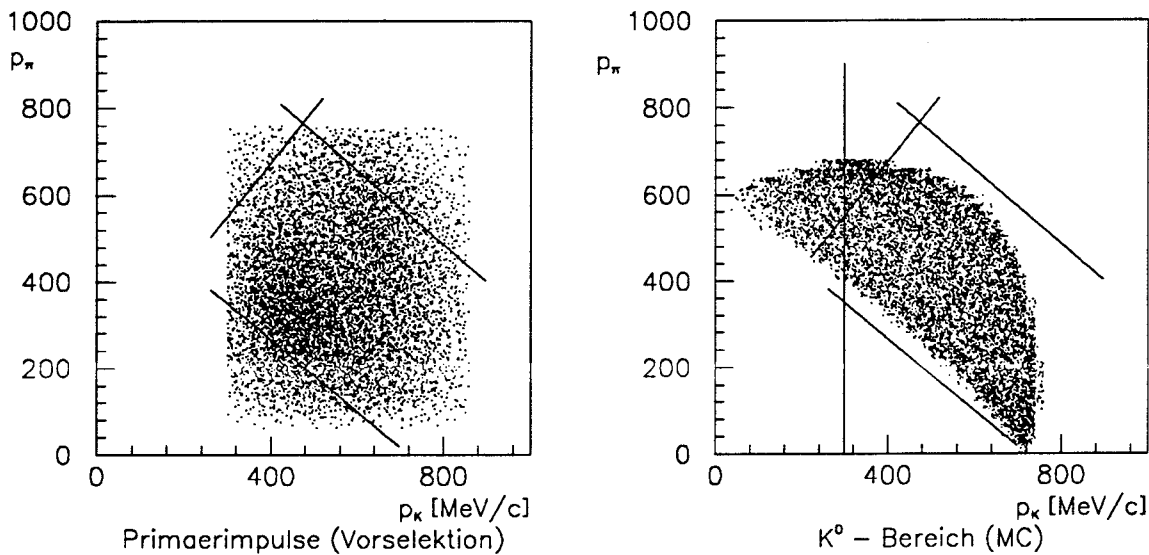


Abbildung 34: Pionimpuls gegen Kaonimpuls am primären Vertex mit eingezeichnetem erlaubten Bereich für „Goldene Ereignisse“ aus Daten (links) und aus Monte-Carlo (rechts) mit einem Impulsschnitt bei 300 MeV/c.

aus dem fehlenden Impuls unter der Annahme berechnet, dass ein π^0 am sekundären Vertex entstanden ist.

- Ein kinematischer Fit für die primären Spuren unter der Nebenbedingung, dass die fehlende Masse der Ruhemasse der neutralen Kaonen entsprechen muss, ergibt eine Wahrscheinlichkeit grösser 5% (1 constraint fit, kurz 1C-Fit).
- Ein kinematischer Fit mit 4 Nebenbedingungen (Impuls- und Energieerhaltung) für „Goldene Zerfälle“ $K^0, \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ergibt eine Wahrscheinlichkeit von weniger als 10%. Dieser Fit dient der Unterdrückung von $\pi^+\pi^-$ -Untergrundereignissen und wird auch als 'Anti 4C-Fit' bezeichnet.
- Ein weiterer 'Anti 4C-Fit' für die $K^+K^-\pi^+\pi^-$ -Hypothese mit einem einzigen Vertex muss ebenfalls eine Wahrscheinlichkeit unterhalb von 10% ergeben.
- Ein kinematischer Fit mit 2 oder 3 Nebenbedingungen stützt die $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 5%. Die erste Bedingung ist analog zum 1C-Fit, die zweite verlangt, dass die totale fehlende Masse gleich der neutralen Pionmasse ist. Die dritte Bedingung schliesslich prüft, dass in der transversalen Projektion die Impulsrichtung des neutralen Kaons in Richtung der räumlichen Vertexseparation liegt. (Vgl. auch Unterabschnitt 4.4)
- Die Lebensdauer nach dem Fit muss positiv sein. In Abbildung 36 ist die mit den Fitparametern berechnete Zeit t_{fit} gegen t aufgetragen.

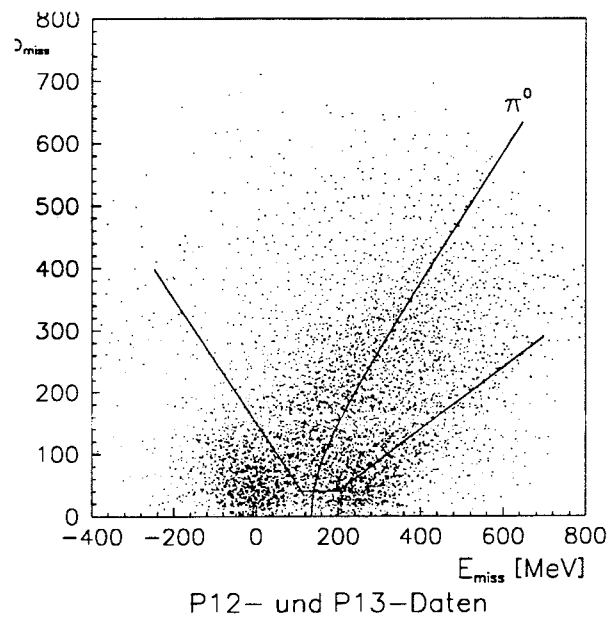


Abbildung 35: Totaler fehlender Impuls gegen fehlende Energie, berechnet unter der Annahme eines π^0 am sekundären Vertex. Akzeptiert wird nur das Gebiet oberhalb der eingezeichneten Geraden. Ebenfalls eingezeichnet ist die Kurve des theoretischen Verlaufs von reinen $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen.

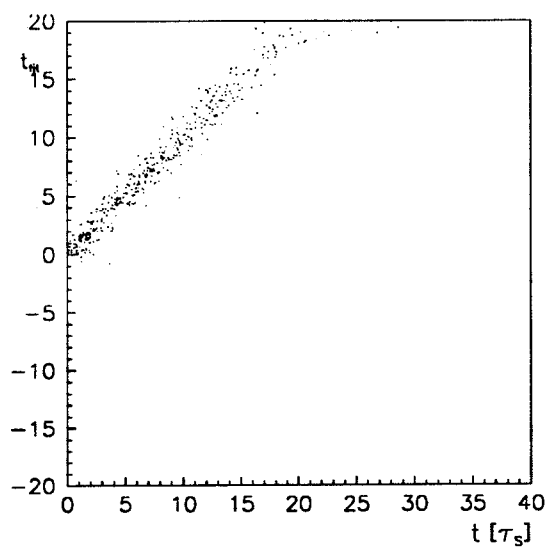


Abbildung 36: Die Zeit t_{fit} aus den gefitteten Grössen gegen die Zeit t aus der ungefitteten Grössen.

- Es überlebt nur eine einzige Kombination mit einem Paar bestehend aus einem Kaonkandidaten und einem primären Pion.

Was die Selektion von Gammas betrifft, scheint es durchaus denkbar, dass etliche $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse keine erkennbaren Shower im Kalorimeter hinterlassen und folglich verworfen werden (s/e auch Unterabschnitt 4.3). Würde man jedoch bei der Selektion auch Ereignisse ohne Shower zulassen, würde der Untergrundanteil stark zunehmen, wie die Abbildungen 42 und 43 zeigen (s/e Abschnitt 4.6). Von den genannten 89'133 Ereignissen der P12- und P13-Daten, welche die Vorselektion überleben, bleiben nach obigen Selektionskriterien noch 585 übrig. Einige Beispiele sind in Abbildung 32 (Seite 109) zu sehen (sog. „typische“ $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse). Im folgenden wird nun auf einige Punkte im Zusammenhang mit der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Selektion eingegangen.

4.2 Spurzuordnung

Sind 4 primäre Spuren vorhanden, so können diese nicht a priori einander korrekt zugeordnet werden. Ist nur ein Kaonkandidat gefunden worden, so gibt es zwei Kombinationsmöglichkeiten von Spurzuordnungen, da ja zwei Teilchen mit entgegengesetzter Kaonladung zur Verfügung stehen. In der Auswertung werden jeweils sämtliche Kombinationen von Kaonkandidaten und/oder primären Pionen eines Ereignisses bis zum Schluss gespeichert. Auch die Fitprozeduren werden separat auf die einzelnen Kombinationen angewendet. Erst am Schluss, bevor die Asymmetrie gebildet wird, wird die Bedingung gestellt, dass pro Ereignis nur eine Kombination übrigbleiben darf. Mit Ausnahme von einigen wenigen Prozenten bleibt nach dem 2C- und 3C-Fit aber ohnehin nur eine einzige Kombination übrig, so dass nur wenige Ereignisse zusätzlich verworfen werden.

Es zeigt sich jedoch, dass für den $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal die Zuordnung kein Problem darstellt. Ohne Fits ist der Anteil einer Spurvertauschung in der Grössenordnung von $\sim 2\%$, mit dem 1C-Fit sinkt dieser Anteil unter ein halbes Prozent, und mit dem 3C-Fit gar auf unter ein halbes Promille. Der Grund dafür liegt in der asymmetrischen Verteilung der sekundären invarianten Masse, wiederum berechnet unter der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese. So lästigt der lange Schwanz zu hohen Werten der invarianten Masse hin auch sein mag, hinsichtlich der Zuordnung der Spuren ist es ein Glücksfall, dass falsche Kombinationen zum weitaus grössten Teil nur rechts und nicht links der 497 MeV/c² liegen können. Im Gegensatz dazu wären fehlerhafte Zuordnungen bei $\pi^+\pi^-$ -Ereignissen wie die korrekten Kombinationen symmetrisch verteilt und die Wahrscheinlichkeit für Falschzuordnungen mit etwa 25 % wesentlich höher.

Im linken Teil der Abbildung 37, um wieder auf den 3-pionischen Fall zurückzukommen, ist die invariante Masse für die korrekte Spurzuordnung aufgetragen, im rechten Teil für durchwegs falsche. Oberhalb von 600 MeV/c² befinden sich im ersten Fall etwa 15.4 %, die wir verlieren, im zweiten aber 91.2 %. Dies bedeutet, dass ohne das geringste Zutun bereits über 90% der falschen Kombinationen verworfen werden. Dass auf den weiteren Selektionsstufen dennoch fast der ganze Rest von Falschzuordnungen unterdrückt wird, muss daran liegen, dass die invariante Masse der sekundären Pionen für korrekte Spurkombinationen in über 98% der Fälle näher bei der neutralen Kaonmasse liegt als jene für die falschen.

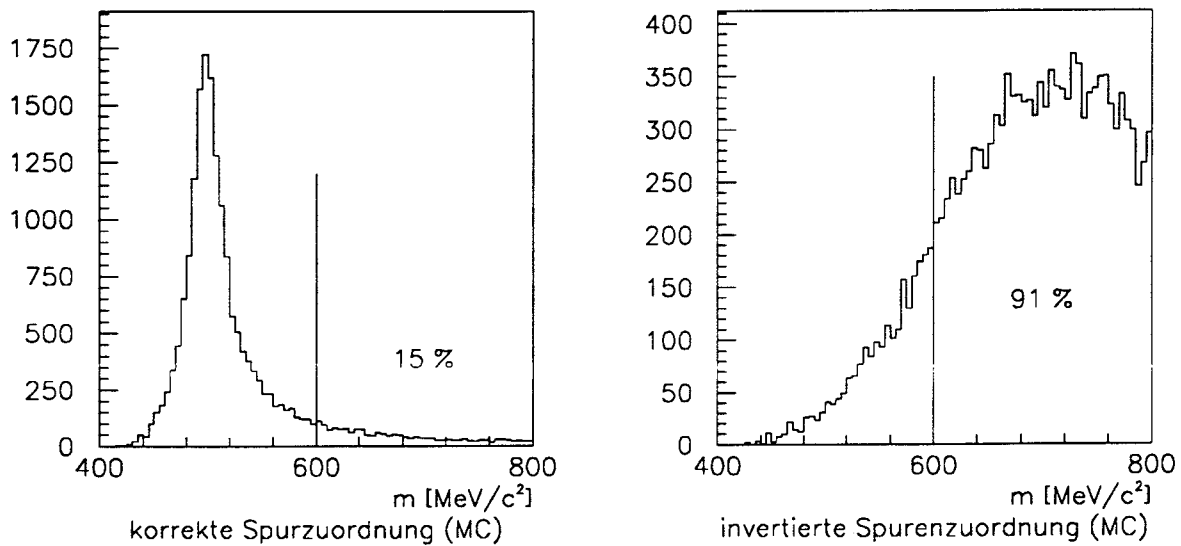


Abbildung 37: Invariante Masse der sekundären Teilchen unter der Annahme der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese für korrekte Spurzuordnungen (links) und für falsche Zuordnungen (rechts), bei denen die beiden Spuren mit entgegengesetzter Kaonladung miteinander vertauscht sind.

4.3 Nachweis von Gammas im Kalorimeter

Wie bereits einleitend erwähnt, kam das Kalorimeter weitgehend nur zur Selektion von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen zur Anwendung, um nicht zwei Ereignisklassen zu bilden, eine für kinematisch vollständig rekonstruierbare Ereignisse, und eine für die übrigen Ereignisse, bei denen offensichtlich mindestens ein Gamma fehlt. Ein grosses Handicap bei der Untersuchung des Verhaltens des Kalorimeters ist das Nichtvorhandensein von geeigneten Simulationsdaten (Monte Carlo) für diesen Detektorteil. Ganz abgesehen vom hohen zeitlichen Aufwand, den der Einbezug des hochgranularen Kalorimeters in die Simulationen in Anspruch nähme, stösst man bei der Erzeugung von wahrheitsgetreuen Showern auf erhebliche Schwierigkeiten. Besonders erschwerend in Erscheinung treten unbeabsichtigte Effekte wie das Rauschen, cross-talks, δ -Elektronen, Rückwärtsstreuung aus dem Magnetsolenoid usw. Obwohl das Rauschen vorwiegend nur auf den Streifen zutage tritt, kann es nebst der reinen Qualitätseinbusse sowohl zu Verlusten als auch zu falschen Showern führen. Verluste können dadurch entstehen, dass die Spannungsschwellen für die Streifensignale, eben bedingt durch Rauscheffekte, zu hoch eingestellt werden müssen. Tiefenergetische Shower, für welche die Trefferzahl ohnehin klein ist, können deshalb verloren gehen, wenn die Anzahl Streifensignale in einer Streifenprojektion unter die Limite fällt, die benötigt wird, damit ein Shower überhaupt als solcher erkannt wird. Fehlt jedoch die Information einer Projektion, so kann die Zuordnung versagen und die räumliche Position eines Showers nicht bestimmt werden. (Sowohl die Draht- als auch die Streifenprojektionen werden zuerst separat nach Shower abgesucht, welche anschliessend einander zugeordnet werden müssen). Andererseits kann ein massives Auftreten von Falsch-

signalen in einem lokal begrenzten Bereich Shower vortäuschen. Quantitative Angaben zu diesen Problemen sind jedoch naturgemäss schwierig.

Nebst dem rein technischen Aspekt der Hardware (und Software), gibt es aber durchaus auch physikalische Gründe für das Verlorengelangen von Showern. Zum Einen liegt natürlich die geometrische Akzeptanz (Raumwinkel) des Detektors bei „nur“ 80 %. Andere wichtige Gründe sind:

- Generell liegen die Energien der Gammas im $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal verhältnismässig tief, für welche das Kalorimeter nicht besonders geeignet zu sein scheint.
- Da zusätzlich 4 Spuren geladener Teilchen vorhanden sind, ist die Wahrscheinlichkeit für eine Überlappung eines Showers mit einer Spur recht hoch.
- In den dem Kalorimeter vorgelagerten PID's können Konversionen stattfinden. Folglich können Gammas tiefer Energie darin steckenbleiben oder zumindest einen wesentlichen Anteil ihrer Energie abgeben. Die Wahrscheinlichkeit für eine Konversion im PID wurde zu etwa 24 % bestimmt. Dazu wurden Gammas (resp. Elektronen oder Positronen) betrachtet, deren Showerbeginn in einer der ersten drei Kalorimeterschichten lag. Dies trifft für etwa 75 % der Gammas zu. Dadurch dass nur die ersten drei Lagen berücksichtigt wurden, konnte eindeutig beurteilt werden, ob im PID-Segment unmittelbar vor dem Showerfuss eine Reaktion stattgefunden hat oder nicht. Um weitere Fehler auszuschliessen, wurde verlangt, dass die beiden benachbarten PID-Segmente ohne Signal blieben. Dies ergab eine Wahrscheinlichkeit für eine Gammakonversion von

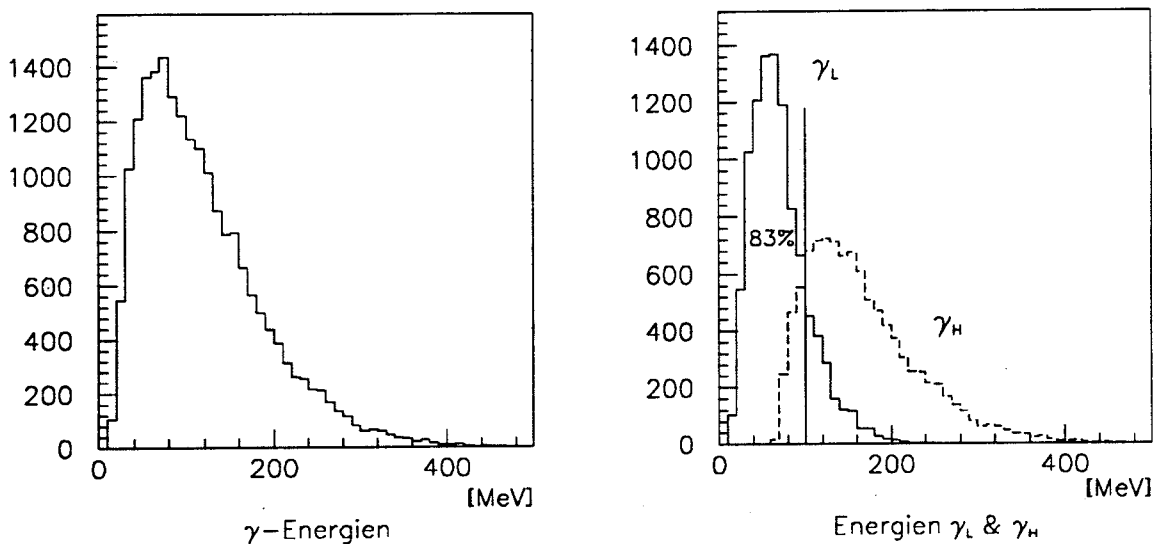


Abbildung 38: Energieverteilungen der Gammas aus dem $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal (links) und getrennt für die Gammas der tieferen (γ_L) und der höheren (γ_H) Energie (rechts).

etwa 32 %, was etwa der oben genannten Zahl von 24 % für sämtliche Gammas entspricht. Dabei wurde angenommen, dass Gammas, die erst nach der dritten Lage im Kalorimeter registriert werden, nicht im PID konvertiert haben können.

- Wie aus dem rechten Dalitz-plot auf Seite 123 ersichtlich ist, ist der Bereich für kleine Y , d.h. für hohe π^0 -Impulse ausgedünnt. Dies bedeutet, dass Ereignisse mit tiefen Impulsen der geladenen Pionen und mit verhältnismässig hohen Gammaenergien, für welche die Nachweiseffizienz im Kalorimeter besser ist, offenbar verloren gehen.

Quantitative Aussagen sind auch hier sehr schwierig, da vieles von der Nachweiseffizienz der Gammas im Kalorimeter abhängt. Zur Illustration von Punkt eins sei die Abbildung 38 gegeben. Im linken Teil ist die aufgrund der Kinematik des CPLEAR-Experiments mögliche Energieverteilung von Gammas des $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanals widergegeben. Rechts davon befindet sich die Aufspaltung in die entsprechenden Verteilungen des jeweils tieferenergetischen, resp. höherenergetischen Gammas. Die mittlere Energie der Gammas beträgt lediglich etwa 120 MeV/c und jene des Photons mit der tieferen Energie gar nur 72 MeV/c. Von den letztgenannten liegen ca. 83 % unterhalb von 100 MeV/c, wo die Nachweiseffizienz sehr tief ist.

Ein Gefühl für die Überlappungswahrscheinlichkeit von Showern mit geladenen Spuren wird durch die Tabelle 10 vermittelt. Die Werte wurden Monte-Carlo Daten entnommen, welche dieselben Selektionsstufen wie die P12- und P13-Daten (mit Ausnahme der Kalorimeterbedingungen) durchlaufen haben. Die Flugrichtung der Gammas wurde auf die Höhe von S2 extrapoliert. Es sind 5 verschiedene Werte für die minimal erforderliche räumliche Trennung von Shower und Spuren angenommen worden. Der oberste Wert von 25 cm scheint etwas hoch, doch zeigt sich, dass bei Reaktionen von geladenen Teilchen in S1 neue Teilchen entstehen, deren Abstand vom extrapolierten Wert des ursprünglichen Teilchens auf der Höhe des Kalorimeters durchaus bis zu 25 cm und mehr ausmachen können.

	10 cm	15 cm	20 cm	22.5 cm	25 cm
1 γ	6.6	14.2	23	26.4	31.9
2 γ	0.07	0.32	0.85	1.2	1.6
γ_h	4.4	9.9	16.2	18.9	22.5

Tabelle 10: Prozentsatz der Überlappung von geladenen Spuren mit einem Gamma, mit beiden Gammas und mit dem Gamma der höheren Energie γ_h im $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal für fünf Werte auf der Höhe von S2.

4.4 Fits mit Nebenbedingungen (Constraint-Fits)

Was die in der Selektion von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen erwähnten Fits oder 'Anti'-Fits mit 1, 2, 3 oder 4 Nebenbedingungen anbelangt, wurden ausschliesslich die offiziellen Routinen und Programme von Saclay verwendet. Obwohl die Information allein aus der Transversalprojektion genügt, um die Zerfallszeit der K^0 und $\bar{K}^0$ zu bestimmen (wie sich leicht aus Gleichung 126 bestätigen lässt), und so die Asymmetrie A_{+-0} zu bilden, schien es vorteilhaft, in Analogie zum Fall für die $\pi^+\pi^-$ -Auswertung die Möglichkeit zu besitzen, auch für Dreikörper-Zerfälle

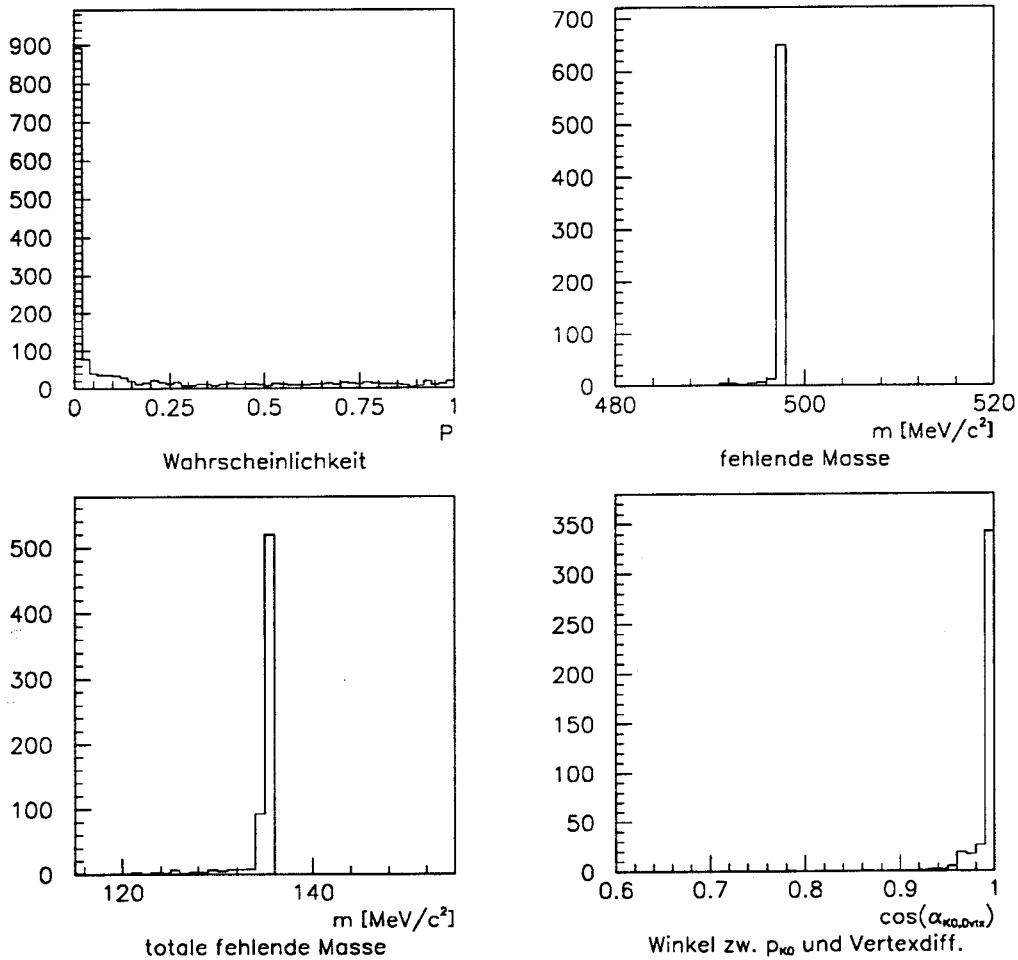


Abbildung 39: Die Wahrscheinlichkeitsverteilung nach dem 6C-Fit (oben links) und die Tests der Bedingungen 1. (m_K), 2. (m_{π^0}), sowie des $\cos$ des Zwischenwinkels zwischen dem Impuls des neutralen Kaons und der Verbindungsgeraden der beiden Vertizes

die z -Information in einen Fit einzubeziehen. Schliesslich müsste sich aus der dreidimensionalen Information eigentlich eine bessere Zeitaufösung erzielen lassen, sofern die z -Information nicht allzu schlecht ist. Jedoch war diese Option in den Saclay-Routinen zunächst nicht vorgesehen. In einer ersten Phase war für Dreikörper-Zerfälle nur der Fit mit 2 Nebenbedingungen und etwas später auch jener mit 3 Nebenbedingungen erhältlich. Um auch die z -Information zu benutzen, mussten gewisse Programmteile der Saclay-Routinen, speziell jene, welche die Ableitungen der Nebenbedingungen enthalten, umgeschrieben werden. Die entsprechenden Fitprozeduren umfassen dann 4, 5 oder 6 Nebenbedingungen. Im einzelnen verlangen diese Nebenbedingungen (Constraints)

1. Die fehlende Masse der primären Teilchen (d.h. des Kaons und des entsprechenden

Pions) ist gleich der neutralen Kaonmasse.

2. Die totale fehlende Masse ist gleich der π^0 -Masse, falls die 3π -Hypothese gelten soll, und Null, falls einer der beiden semileptonischen Fälle untersucht wird.
3. Die Richtung des neutralen Kaonimpulses liegt in der transversalen Projektion auf der Verbindungsgeraden der beiden Vertizes.
4. Die Helizes von zwei geladenen Spuren, die von einem gemeinsamen Vertex ausgehen, haben am Ort des transversalen Schnittpunkts der beiden Spuren dieselbe z-Koordinate. Diese Bedingung kann wahlweise auf den primären oder den sekundären Vertex angewendet werden.
5. Die unter 4. erwähnte Bedingung gilt gleichzeitig, aber separat für den primären und den sekundären Vertex.
6. Das Verhältnis der z-Komponente des neutralen Kaonimpulses zur Vertexseparation in Z ist gleich jenem der Transversalkomponente zur transversalen Vertexseparation.

Die Bedingungen 3. bis 6. beziehen sich nur auf die Geometrie und verlangen, dass der Impuls des neutralen Kaons auf der räumlichen Verbindungslinie der beiden Vertizes liegt. Die Abbildung 39 zeigt die Wahrscheinlichkeitsverteilung des 6C-Fits nach den erwähnten (nicht offiziellen) Anpassungen. Die drei anderen Bilder zeigen, dass die aus den gefitteten Grössen berechneten Nebenbedingungen erfüllt sind. Auf die Wahrscheinlichkeit wird bei 5 % geschnitten.

Anzahl Nebenbedingungen	in %
0	100
1	92
2	76
3	69
4 (P)	63
4 (S)	58
5	55
6	47

Tabelle 11: Die einzelnen Reduktionsstufen von guten $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen durch einen 1C-, 2C-, 3C-, 4C-, 5C- und 6C-Fit bei einem Schnitt bei 5 % auf die Wahrscheinlichkeit, bezogen auf Ereignisse mit einer invarianten Masse der sekundären Teilchen ($\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese) zwischen 420 und 600 MeV/c² (100 %). Ein (P) bedeutet, dass sich die 4. Nebenbedingung auf den primären Vertex bezieht, entsprechend steht (S) für den sekundären Vertex.

Es zeigt sich jedoch, dass der Einbezug der z-Information die Statistik von guten Ereignissen stark reduziert. Aufschluss über die Verluste bei Anwendung der einzelnen Fits gibt die Tabelle 11. Die Resultate stammen aus einer Analyse von Monte-Carlo Daten ($\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse).

Weitere 10 - 15 % Verluste muss man gewärtigen, wenn man zur Stärkung der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese einen 2C- oder 3C-Fit mit der semileptonischen Annahme als 'Anti'-Fit einsetzt und einen Unterschied in der Wahrscheinlichkeit von mindestens 4 % verlangt. Mit den erwähnten Anpassungen für den Einbezug der z-Information in die Saclay-Routinen im Hinblick auf Dreikörper-Zerfälle ergaben sich im Rahmen der bisherigen Statistik keine Vorteile. Jedenfalls werden allfällige Vorteile durch eine starke Einbusse an Statistik erkaufte.

4.5 Akzeptanzeffekte

Bevor nun die obere Limite von $|\eta_{+-0}|$ aus den Daten von 1991 bestimmt werden soll, müssen noch einige Betrachtungen zu Effekten, welche die Asymmetrie A_{+-0} beeinflussen, gemacht werden. Was die Akzeptanz von geladenen Spuren im $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal betrifft, gibt es nun 2 wesentliche Ursachen:

- Aufgrund der unterschiedlichen starken Wechselwirkungen von K^+ und K^- , welche im PID stattdessen finden können, ist die Anzahl identifizierter K^+ (und somit $\bar{K}^0$) von jener der K^- (K^0) verschieden.
- für positive und negative Pionen unterschiedliche Akzeptanz kann, wie wir gleich sehen werden, ein von $\text{Re}(\epsilon)$ um ein Vielfaches abweichendes $\text{Re}(\eta_{+-0})$ zur Folge haben.

Während im ersten Fall kaum eine Impulsabhängigkeit des Verhältnisses der Anzahl K^+ zur Anzahl K^- zu bestehen scheint, wie zumindest für den $\pi^+\pi^-$ -Kanal gezeigt wurde [54], so beruht der zweite Effekt gerade auf einem impulsabhängigen Nachweis von positiven und negativen Pionen, da ja ein Ereignis nur registriert wird, wenn sekundäre Spuren beider Ladungen identifiziert werden können. (Um eine eigentliche „Detektoranomalie“ kann es sich dabei nicht handeln, da etwa gleich viel Daten für beide Polaritäten des Magnetfelds aufgenommen werden, und folglich Spuren positiv geladener Teilchen im einen Fall sich genau gleich verhalten wie Spuren negativ geladener Teilchen im andern Fall und umgekehrt.) In beiden Fällen führen also physikalische Gründe zu den genannten Effekten, welche systematische Fehler verursachen. Diese müssen entsprechend korrigiert werden.

4.5.1 Die Normalisierung

Der Einfluss der unterschiedlichen Kaonidentifikation manifestiert sich hauptsächlich in $\text{Re}(\epsilon)$, wie man einfach einsehen kann. Führt man für das Verhältnis zwischen K^0 und $\bar{K}^0$ einen entsprechenden Normierungsfaktor ein, so lautet die Asymmetrie für einen Endzustand f neu, indem wir die Bezeichnungen (110) benutzen:

$$A_f = \frac{\bar{R}_f - \alpha_f R_f}{\bar{R}_f + \alpha_f R_f}.$$

Dabei bedeuten R_f und $\bar{R}_f$ gemessene Raten. Mit

$$\delta_f = \frac{\alpha_f - 1}{\alpha_f + 1}, \quad \alpha_f = \frac{1 + \delta_f}{1 - \delta_f}$$

erhält man in erster Ordnung

$$A_f = \frac{(1 - \delta_f)\bar{R}_f - (1 + \delta_f)R_f}{(1 - \delta_f)\bar{R}_f + (1 + \delta_f)R_f} = \frac{(\bar{R}_f - R_f) - \delta_f(\bar{R}_f + R_f)}{(\bar{R}_f + R_f) - \delta_f(\bar{R}_f - R_f)} \simeq A'_f - \delta_f, \quad (140)$$

d.h. eine Verschiebung der Asymmetrie A_f um δ_f , solange man den Term zweiter Ordnung $\delta_f(\bar{R}_f - R_f)$ vernachlässigt. A'_f ist dabei die nach (110) aus den gemessenen Raten gebildete, unkorrigierte Asymmetrie.

Wegen der erwähnten Impuls- und folglich auch Zeitunabhängigkeit lässt sich α_f aber durchaus aus dem konstanten Bereich der Asymmetrie A_f bei hohen Zeiten exakt bestimmen. Sei $r = A'_{+-0}(t > 6\tau_s)$ dieser Wert für den $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal, der theoretisch $2\text{Re}(\epsilon)$ beträgt. Dann gilt:

$$r = \frac{\bar{R}_{+-0}(t > 6\tau_s) - R_{+-0}(t > 6\tau_s)}{\bar{R}_{+-0}(t > 6\tau_s) + R_{+-0}(t > 6\tau_s)}, \quad 2\text{Re}(\epsilon) = \frac{\bar{R}_{+-0}(t > 6\tau_s) - \alpha_{+-0}R_{+-0}(t > 6\tau_s)}{\bar{R}_{+-0}(t > 6\tau_s) + \alpha_{+-0}R_{+-0}(t > 6\tau_s)},$$

so dass

$$\begin{aligned} \frac{\bar{R}_{+-0}(t > 6\tau_s)}{R_{+-0}(t > 6\tau_s)} &= \frac{1 + r}{1 - r}, \\ \alpha_{+-0} &= \frac{\bar{R}_{+-0}(t > 6\tau_s)}{R_{+-0}(t > 6\tau_s)} \cdot \frac{1 - 2\text{Re}(\epsilon)}{1 + 2\text{Re}(\epsilon)} = \frac{(1 + r) \cdot (1 - 2\text{Re}(\epsilon))}{(1 - r) \cdot (1 + 2\text{Re}(\epsilon))}. \end{aligned} \quad (141)$$

Ob α_{+-0} wie im 2-pionischen Fall ebenfalls um den Wert 1.15 [54] liegt, ist fraglich, da die Kriterien zur Anreicherung der „reinen“ Ereignisse des jeweiligen Kanals z.T. unterschiedlich sind. Dennoch wird man bei der Bestimmung von α_{+-0} wohl auch in Zukunft auf den Wert von α_{+-} angewiesen sein, will man auf diesen systematischen Effekt korrigieren, ohne einen weiteren, frei zu variierenden Parameter in den Fit für die Asymmetrie A_{+-0} einzuführen. Der Grund dafür liegt in der zu erwartenden ungenügenden Statistik.

4.5.2 Bemerkungen zur Dalitz-plot Analyse im $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal

Wie bereits angetönt, ist es zweckmässig, zur Untersuchung des 3-pionischen Kaonzerfalls eine Dalitz-plot Studie heranzuziehen. Bevor nun auf einige Aspekte eingegangen werden soll, brauchen wir eine geeignete Parametrisierung, welche ein allfälliges Abweichen von einer uniformen Verteilung der Zerfallsereignisse im Dalitz-plot beschreibt. Eine solche Parametrisierung kann weitgehend aus den im Unterabschnitt 1.3.2 angegebenen symmetrischen Zuständen des $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Systems abgeleitet werden. Die Herleitung entpuppt sich als Spezialfall der viel allgemeiner formulierten Überlegungen [23]. Im weiteren soll die CPT -Invarianz vorausgesetzt werden.

Aus den Beziehungen (76), (78), (79) und (80), resp. (81) lassen sich nun alle wesentlichen Beiträge von Isospinamplituden für den Zerfall eines K^0 oder $\bar{K}^0$ in $\pi^+\pi^-\pi^0$ zusammensetzen. Dabei können wir aufgrund der im erwähnten Unterabschnitt 1.3.2 angestellten und in Tabelle 2 zusammengefassten Überlegungen die Isospinanteile $I=0$ und $I=3$ vernachlässigen, so dass sich für die totale (impulsabhängige) Zerfallsamplitude von K^0

$$A(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = A_{1S} \cdot e^{i\delta_{1S}} + A_{1M} \cdot \frac{(p_1^2 + p_2^2 - 2p_3^2)}{\sqrt{6} m_K^2} e^{i\delta_{1M}} + A_2 \cdot \frac{(p_1^2 - p_2^2)}{\sqrt{2} m_K^2} e^{i\delta_2} \quad (142)$$

ergibt. Üblicherweise wird (142) auf eine Lorentz-invariante Form gebracht. Beispielsweise ergibt sich, im Ruhesystem des Kaons betrachtet, für das Betragsquadrat der Differenz zwischen den Viererimpulsen des Kaons und eines Pions die Beziehung

$$(P_K - P_\pi)^2 = (m_K - m_\pi)^2 - 2m_K \cdot T_\pi, \quad (143)$$

wobei $T_\pi = E_\pi - m_\pi$ die kinetische Energie des Pions ist. Im nichtrelativistischen Fall, wo $T_\pi = p_\pi^2/2m_\pi$ gilt, ist die Amplitude (142) des K^0 , und analog jene des $\bar{K}^0$, wegen (143) offenbar mit der Form

$$\begin{aligned} A(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= \sqrt{2} \cdot \{ \alpha \cdot e^{i\delta_{1S}} + \beta \cdot Y \cdot e^{i\delta_{1M}} + \gamma \cdot X \cdot e^{i\delta_2} \} \\ A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) &= \sqrt{2} \cdot \{ -\alpha^* \cdot e^{i\delta_{1S}} - \beta^* \cdot Y \cdot e^{i\delta_{1M}} + \gamma^* \cdot X \cdot e^{i\delta_2} \}. \end{aligned} \quad (144)$$

identisch (bis auf den Unterschied zwischen der neutralen und der geladenen Pionmasse), wobei X und Y durch

$$\begin{aligned} X &= s_2 - s_1 \\ Y &= s_3 - s_0 \end{aligned} \quad (145)$$

gegeben sind, mit

$$\begin{aligned} s_i &= \frac{(P_K - P_{\pi_i})^2}{m_{\pi^+}^2} \quad \text{für } i = 1, 2 \text{ oder } 3 \\ s_0 &= \frac{1}{3} \cdot (s_1 + s_2 + s_3). \end{aligned} \quad (146)$$

Die Grössen α , β und γ sind bis auf Konstanten mit den Zerfallsamplituden A_{1S} , A_{1M} und A_2 identisch. Wären α und β (resp. A_{1M} und A_2) Null, so wäre der Dalitz-plot uniform und das entsprechende Matrixelement der schwachen Wechselwirkung für den Zerfall der neutralen Kaonen in $\pi^+\pi^-\pi^0$ konstant (da ja die Endzustandsdichte selbst, d.h. die Zustandsdichte von $\pi^+\pi^-\pi^0$, im Dalitz-plot über den gesamten kinematisch erlaubten Bereich konstant ist). Die beiden Grössen führen folglich zu Beiträgen der Belegungsichte, die linear in X und Y ansteigen. Die Definitionsmenge des Dalitz-plots ist aufgrund der Parametrisierung (145) und (146) in X offensichtlich symmetrisch bezüglich der Y-Achse. Durch den quadratischen Masseterm im Nenner der s_i werden die α , β und γ zu dimensionslosen Grössen. Wie schon in Abschnitt 1.3 erwähnt, ist zu beachten, dass aufgrund der Phasenkonvention (6) und den Überlegungen (52) bis (54) dieselben Amplitudenbeiträge bei ungeradem Isospin mit entgegengesetzten Vorzeichen in die Gesamtamplituden von K^0 und $\bar{K}^0$ in (144) eingehen. Die Zerfallsamplituden von K_L und K_S sind dann in der Wu-Yang-Phasenkonvention ($\epsilon = \bar{\epsilon}$) durch

$$\begin{aligned} A_L &= \frac{2}{\sqrt{(1+|\epsilon|^2)}} \cdot \{ (r\alpha + i\epsilon i\alpha) e^{i\delta_{1S}} + (r\beta + i\epsilon i\beta) e^{i\delta_{1M}} Y + (\epsilon r\gamma + i i\gamma) e^{i\delta_2} X \} \\ &\approx 2 \cdot \{ r\alpha e^{i\delta_{1S}} + r\beta e^{i\delta_{1M}} Y + (\epsilon r\gamma + i i\gamma) e^{i\delta_2} X \}, \\ A_S &= \frac{2}{\sqrt{(1+|\epsilon|^2)}} \cdot \{ (\epsilon r\alpha + i i\alpha) e^{i\delta_{1S}} + (\epsilon r\beta + i i\beta) e^{i\delta_{1M}} Y + (r\gamma + i\epsilon i\gamma) e^{i\delta_2} X \} \\ &\approx 2 \cdot \{ r\alpha (\epsilon + i \frac{i\alpha}{\alpha}) e^{i\delta_{1S}} + r\beta (\epsilon + i \frac{i\beta}{\beta}) e^{i\delta_{1M}} Y + r\gamma e^{i\delta_2} X \} \\ &\approx (\epsilon + i\varphi_{1S}) A_L + 2i(\varphi_{1M} - \varphi_{1S}) \beta e^{i\delta_{1M}} Y + 2r\gamma e^{i\delta_2} X, \end{aligned} \quad (147)$$

gegeben, wobei die Näherungen Terme bis zur ersten Ordnung in den CP -verletzenden Parametern enthalten. Da die zu erwartende CP -Verletzung in den Zerfallsamplituden sehr klein sein muss, wurde für die Phasen $\varphi_{1S,M}$ von α und β die Näherungen $\varphi_{1S,M} \approx \tan \varphi_{1S,M}$ benutzt. Offensichtlich müssen die α , β und γ reell sein, damit die CP -Symmetrie im Zerfall

erhalten ist. Würde man höhere Drehimpuls-Ordnungen der symmetrischen Wellenfunktionen mitberücksichtigen, so ergäben sich Terme in X^2 und Y^2 zum Isospin $I=1$, sowie in XY zum Isospin $I=2$. Man erhielte dann beispielsweise für das Betragsquadrat des Übergangsmatrixelements von K_L in zweiter Ordnung

$$A_L A_L^* = |\langle \pi^+\pi^-\pi^0 | H_{wk} | K_L \rangle|^2 \propto 1 + g \cdot Y + h \cdot Y^2 + j \cdot X + k \cdot X^2. \quad (148)$$

Die (konstanten) Parameter g , h , j und k werden „Slope Parameter“ genannt [24]. Ein von Null verschiedenes j würde auf CP -Verletzung hinweisen. (Ebenso wäre der aufgrund seiner Kleinheit vernachlässigte Anteil XY der zweiten Ordnung CP -verletzend.)

Die Form selbst des Dalitz-plots ist nur durch den Phasenraum gegeben und ist in Abbildung 40 wiedergegeben. Die Verteilung, welche natürlich noch keine CP -Verletzung berücksichtigt, wurde durch eine Monte-Carlo erzeugt. Der Rand des Dalitz-plots ist bei festem

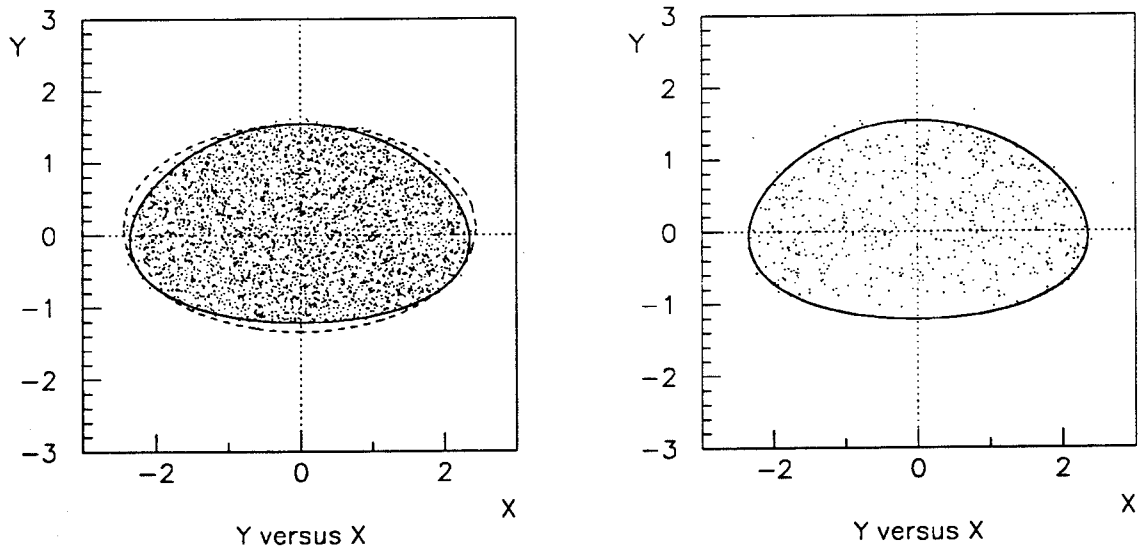


Abbildung 40: Dalitz-plot von $K^0(\bar{K}^0) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Siehe Text für die Definitionen von X und Y . links: Simulierte Verteilung, gestrichelt eingezeichnet ist der Rand für den nichtrelativistischen Fall, rechts: P12 und P13 Daten nach dem 3C-Fit

π^0 -Impuls (d.h. festem Y) durch jene Kombinationen der π^+ - und π^- -Impulse gegeben, wo diese parallel oder antiparallel zueinander (und folglich auch zum π^0 -Impuls) stehen. Eine etwas umständliche Rechnung liefert für X auf dem Rand als Funktion von Y (siehe Anhang B, (176)):

$$X(Y) = \pm \sqrt{Y^2 - 4s_0 \cdot Y + [-(s_0 - 4)(5s_0 - 4) + V]} - \frac{4V}{Y + s_0}, \quad (149)$$

$$\text{mit } V = \left(\frac{m_K^2 - m_{\pi^0}^2}{m_{\pi^+}^2} \right)^2 = 138.76$$

$$s_0 = \frac{(m_K^2 + 2m_{\pi^+}^2 + m_{\pi^0}^2)}{3 \cdot m_{\pi^+}^2} = 5.2167 .$$

Die Achsenschnittpunkte von Y (177) sind dabei durch

$$\begin{aligned} Y_{max} &= 2(s_0 - 1) - \sqrt{(3s_0 - 2)^2 - V} = 1.5366 , \\ Y_{min} &= 4 - s_0 = -1.2167 \end{aligned}$$

gegeben. Damit hat man ein weiteres Selektionskriterium für $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse in der Hand. Jedoch zeigt sich, wie auch in der linken Abbildung 40 zu sehen ist, dass nur wenige Ereignisse nach den 2C- und 3C-Fits ausserhalb des erlaubten Bereichs zu liegen kommen. Reicht die erforderliche Anzahl aufgenommener 3π -Ereignisse nicht aus, die Verteilung im Dalitz-plot zu bestimmen, so müssen die zu studierenden Grössen aus der Gesamtheit aller Ereignisse gewonnen werden. Eine solche Messung kann dann nur durchgeführt werden, indem die Ereignisse unabhängig ihres Ortes innerhalb des Dalitz-plots verwendet werden, das heisst, dass über den Bereich des Dalitz-plots integriert (summiert) werden muss. Dabei können aber ganz unerwünschte Effekte für den in (74) eingeführten CP -verletzenden Parameter η_{+-0} auftreten, wenn die Akzeptanz des Detektors für positive und negative Pionen unterschiedlich ausfällt, wie eine detaillierte Analyse [25] zeigt. Aus Gründen der Vollständigkeit und im Hinblick auf die zu fittende Asymmetrie A_{+-0} soll ganz kurz auf das Wesentliche eingegangen werden.

Betrachten wir also das in (122) auftretende η_{+-0} , welches aufgrund von (107) und (110) durch die Integrale

$$\begin{aligned} \eta_{+-0}^I &= \frac{\iint_{\text{Dalitz-plot}} A_S A_L^* dXdY}{\iint_{\text{Dalitz-plot}} |A_L|^2 dXdY} = (\epsilon + i\varphi_{1S}) + 2i(\varphi_{1M} - \varphi_{1S}) \times \\ &\quad \frac{\iint_{\text{Dalitz-plot}} \tau \beta e^{i\delta_{1M}} Y A_L^*(Y) dXdY}{\iint_{\text{Dalitz-plot}} |A_L|^2 dXdY} + \frac{\iint_{\text{Dalitz-plot}} 2\tau \gamma e^{i\delta_2} X A_L^*(Y) dXdY}{\iint_{\text{Dalitz-plot}} |A_L|^2 dXdY} \quad (150) \end{aligned}$$

gegeben ist. Die zweite Zeile folgt aus (147). Es ist zu erwarten, dass die CP -Verletzung in den Zerfallsamplituden sehr gering ist, so dass der mittlere Term wegen der Kleinheit des Integralquotienten [25] vernachlässigt werden kann. Der letzte Integralausdruck von (150) ist ungerade in X und verschwindet wegen der Symmetrie des Dalitz-plots bezüglich der Y-Achse. Wie es sein muss, gilt dann

$$\eta_{+-0}^I = \epsilon + i\varphi_{1S} \simeq \eta_{+-0} , \quad (151)$$

wie ein Vergleich mit (84) bestätigt (in der Wu-Yang-Phasenkonvention ist $a_0=0$). Würde man sich hingegen ausschliesslich auf positive (oder negative) X konzentrieren, so käme der entsprechende Anteil des dritten Terms von (150) zu η_{+-0}^I hinzu, d.h. man erhielte

$$\begin{aligned} \eta_{+-0}^{I,X>0} &= \eta_{+-0} + \eta_{+-0}^{I,|X|} , \quad \text{mit} \\ \eta_{+-0}^{I,|X|} &= \frac{\iint_{\text{Dalitz-plot}} 2\tau \gamma e^{i\delta_2} |X| A_L^*(Y) dXdY}{\iint_{\text{Dalitz-plot}} |A_L|^2 dXdY} \simeq 0.031 . \quad (152) \end{aligned}$$

Der Zahlenwert von $\eta_{+-0}^{I,|X|}$, das vom CP -erlaubten K_S -Zerfall herrührt, wurde wiederum [25] entnommen. Obwohl noch keine K_S -Zerfälle beobachtet worden sind, lässt sich dieser aus Isospinbetrachtungen und einer Durchsicht der Daten zu sämtlichen beobachteten Zerfällen geladener Kaonen abschätzen. $\eta_{+-0}^{I,|X|}$ beträgt etwa das 20-fache von ϵ . Daraus ist ersichtlich, dass eine unterschiedliche Akzeptanz von π^+ und π^- unangenehme Konsequenzen haben kann. Werden z.B. mehr positive geladene Pionen mit hohem Impuls registriert als negative Pionen (oder umgekehrt), d.h. dass öfter $|\vec{p}(\pi^+)| > |\vec{p}(\pi^-)|$ als $|\vec{p}(\pi^+)| < |\vec{p}(\pi^-)|$, so können in η_{+-0}^I von (150) durchaus Beiträge eingehen, die vom Wert von η_{+-0} um ein Vielfaches abweichen. Deshalb muss die Akzeptanz des Detektors sehr sorgfältig studiert werden. Umgekehrt lässt sich der CP -erhaltende Anteil von K_S durch Aufspalten des Dalitz-plots in positive und negative X bestimmen. Die Asymmetrie (122), um wieder auf das η_{+-0} zurückzukommen, lässt sich auch schreiben als

$$A_{+-0} = 2\epsilon - 2[\operatorname{Re}(\eta_{+-0}^I) \cos(\Delta mt) - \operatorname{Im}(\eta_{+-0}^I) \sin(\Delta mt)] e^{-\frac{1}{2}(\gamma_S - \gamma_L)t}, \quad (153)$$

wobei wir aufgrund der (noch nicht bekannten) Akzeptanz $a(X, Y)$, für welche vorläufig noch keine explizite Zeitabhängigkeit vorausgesetzt werden soll, zwischen η_{+-0}^I und η_{+-0} unterscheiden müssen. Analog zu obigen Überlegungen ergibt sich dann für η_{+-0}^I aus (153):

$$\eta_{+-0}^I = \eta_{+-0} + \tilde{\eta}_{+-0}^I, \quad \tilde{\eta}_{+-0}^I = \frac{C_{X>0} + C_{X<0}}{A_{X>0} + A_{X<0}}, \quad (154)$$

$$\text{mit } A_{X>0} = \int \int_{\text{Dalitz-plot}, X>0} a(X, Y) |A_L|^2 dXdY$$

$$C_{X>0} = \int \int_{\text{Dalitz-plot}, X>0} 2\epsilon \gamma a(X, Y) e^{i\delta_2} X A_L^*(Y) dXdY$$

und analogen Definitionen für $A_{X<0}$ und $C_{X<0}$. Wäre $a(X, Y) = a(-X, Y)$, so würde $C_{X>0} + C_{X<0} = 0$ und folglich $\eta_{+-0}^{I,|X|}$ verschwinden. Da die den Pionen zur Verfügung stehenden Impulse im Ruhesystem des Kaons klein sind, so sind auch die Endzustands-Wechselwirkungen der Pionen schwach und die Phasenverschiebungen δ_i sehr klein. Deswegen sind nicht nur $A_{X>0}$ und $A_{X<0}$, sondern auch die $C_{X>0}$ und $C_{X<0}$ praktisch reell, so dass (153) wegen (154) auch in der Form

$$A_{+-0} \simeq 2\epsilon - 2 \left[\operatorname{Re} \left(\eta_{+-0} + \frac{C_{X>0} + C_{X<0}}{A_{X>0} + A_{X<0}} \right) \cos(\Delta mt) - \operatorname{Im}(\eta_{+-0}) \sin(\Delta mt) \right] e^{-\frac{1}{2}(\gamma_S - \gamma_L)t} \quad (155)$$

geschrieben werden kann. Zusammenfassend stellen wir fest:

- Die aufgrund unterschiedlicher Detektorakzeptanz für positiv und negativ geladene Pionen (d.h. $a(X, Y) \neq a(-X, Y)$) entstehenden Beiträge vom CP -erhaltenden K_S -Zerfall an η_{+-0} verfälschen überwiegend dessen Realteil.
- Unerwartet grosse CP -Verletzung im Zerfall und somit eine wesentliche Abweichung der Grösse η_{+-0} von ϵ würde sich nach (151) im Imaginärteil von η_{+-0} manifestieren.

Dieser Befund macht deutlich, weshalb es zweckmässiger ist, beim Anpassen der Asymmetrie A_{+-0} an die Daten nicht die Parameter $|\eta_{+-0}|$ und φ_{+-0} zu fitten, sondern stattdessen $\operatorname{Re}(\eta_{+-0})$ und $\operatorname{Im}(\eta_{+-0})$.

4.6 Untergrund

Ein weiteres Problem, mit dem wir konfrontiert sind, stellt der Untergrund dar. Prinzipiell ist man natürlich daran interessiert, wieviel Untergrund gesamthaft vorhanden ist. Von grossem Wert wäre freilich das Wissen um die genaue Zusammensetzung des Untergrunds, weil sich dann gezielt die Kanäle, welche massgeblich daran beitragen, studieren liessen. Gerade hinsichtlich der einzelnen Untergrundanteile bestehen aber etliche Unsicherheiten. Denn bekanntlich gibt es kaum eine bessere Methode, als simulierte Ereignisse unterschiedlicher Kategorien mit den Filter- und Analyseprogrammen der normalen Daten zu verarbeiten, um zu schauen, wieviele übrigbleiben. Zusammen mit den jeweiligen Verzweungsverhältnissen liessen sich sodann quantitative Aussagen machen. Eine Übersicht über solche Studien aus Monte-Carlo Simulationen [53] wird zwar in Tabelle 12 für Kanäle, die sich als substantiell herausgestellt haben, gegeben. Eingetragen sind die Akzeptanz nach dem 4-Spurfilter, der Vorselektion und der vollständigen $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ -Selektion bis zum 1C-Fit, sowie das Produkt aus Akzeptanz und Verzweungsverhältnis der Untergrundkanäle. Doch wie schon in Unterabschnitt 4.3 hingewiesen worden ist, wurde die Kalorimeterinformation in den Simulationen nicht berücksichtigt, so dass die in der Tabelle aufgelisteten Werte mit einer bestimmten Unsicherheit behaftet sind. Zur Akzeptanz nach dem 1C-Fit ist zu erwähnen, dass auf die in-

Kanal	T223	4-Spurfilter	Vorselektion	1C-Fit	BR	BR $\times$ Akzep. [10^{-9}]
$\pi^+\pi^-\pi^0$	0.124	0.048	0.038	$18 \cdot 10^{-3}$	$1.56 \cdot 10^{-5}$	281
$\pi^+\pi^-$	0.171	0.098	0.011	$4 \cdot 10^{-5}$	$1.65 \cdot 10^{-3}$	66.0
$\pi^\pm e^\mp (\bar{\nu}_e)$	0.120	0.056	0.015	$4.4 \cdot 10^{-4}$	$4.87 \cdot 10^{-5}$	21.4
$\pi^\pm \mu^\mp (\bar{\nu}_\mu)$	0.120	0.055	0.026	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$3.40 \cdot 10^{-5}$	57.8
$\pi^0_{prim} + \pi^+\pi^-$	0.100	0.044	0.033	$5.0 \cdot 10^{-6}$	$1.65 \cdot 10^{-3}$	8.3
$KK\pi\pi, n\pi^0$	0.081	0.031	0.004	$7.0 \cdot 10^{-5}$	$8.40 \cdot 10^{-3}$	588

Tabelle 12: Akzeptanzen und Produkt aus Akzeptanz und Verzweungsverhältnis (BR, branching ratio) für $\pi^+\pi^-\pi^0$ - und Untergrundereignisse aus MC-Simulationen. Die Verzweungsverhältnisse beinhalten auch einen Faktor 30/580 bei den K_L -Zerfällen, welche nur über den Bereich von 0 bis $30 \tau_s$ generiert worden sind. Die Kalorimeterinformation wurde nicht berücksichtigt.

variante Masse der sekundären Teilchen, wiederum berechnet unter der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese, diesmal aber mit den optimierten (gefitteten) Impulsen der primären Teilchen, ein Schnitt bei 480, resp. 520 MeV/c² angesetzt wurde.

Beim Untergrund scheint es sich massgeblich um $KK\pi\pi$ -Ereignisse mit ein oder mehreren π^0 's zu handeln. Allerdings wird die in der Tabelle angegebene Zahl mit Simulationen, welche unter den Bedingungen von 1992 mit dem neuen Trigger produziert worden sind, um ein bis zwei Zehnerpotenzen reduziert. Es muss also betont werden, dass die ermittelten Werte nur für die Daten von 1991 Bedeutung haben. Daneben setzt sich der Untergrund hauptsächlich aus muonischen Ereignissen des semileptonischen Kanals, sowie aus 2-pionischen „Goldenen

Ereignissen" zusammen, was im übrigen auch auf die neuen Daten zuzutreffen scheint. Weitere Untergrundkanäle bilden $\pi e \nu$ -Ereignisse des semileptonischen Zerfalls, sowie Ereignisse mit einem π^0 's am primären Vertex. Trotz der genannten Umstände zeigt die Tabelle zwei Tendenzen auf:

- Einmal von $KK\pi\pi$ -Ereignissen mit einem oder mehreren π^0 abgesehen, welche unter den neuen Triggerbedingungen massiv unterdrückt sein werden, sind „Goldene“ $\pi^+\pi^-$ - und muonische Ereignisse dominant. (Da von den beiden letztgenannten Kategorien eigentlich keine Gammas zu erwarten sind, handelt es sich allerdings bei den in der Tabelle angegebenen Werten um obere Limiten.)
- Sämtliche Kanäle treten in Begleitung (mindestens) eines geladenen Kaons am primären Vertex auf.

Der erste Punkt hat schliesslich den Ausschlag dafür gegeben, trotz des Verlusts von etwa 30% von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen, die 2C- und 3C-Fits in die Selektion einzubeziehen. Wie beispielsweise aus einem Vergleich der beiden Figuren der Abbildung 44 hervorgeht, wird man dadurch auch den Anteil von (muonischen) Ereignissen los, der in der invarianten Masseverteilung der sekundären Teilchen (mit $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese) den kaum zu trennenden Übergang vom Untergrundbereich in eine steil ansteigende Flanke rechts des K^0 -Peaks verursacht. Was den Rechenaufwand betrifft, so fällt die Bilanz ebenfalls leicht zugunsten der 2C- und 3C-Fits aus, solange die 'Anti' 4C-Fits erst hinterher durchgeführt werden. Für die P12- und P13-Daten sind die 2C- und 3C-Fits ohnehin unerlässlich, da der Untergrund durch Ereignisse der Sorte $KK\pi\pi + n\pi^0$ unannehmbar gross wird, selbst wenn dessen Anteil nach Tabelle 12 überschätzt worden sein sollte. Durch den 2C- und 3C-Fit kann sich die Zusammensetzung des Untergrunds natürlich drastisch ändern, weshalb wir uns in der weiteren Diskussion nicht mehr auf die in der Tabelle 12 gemachten Angaben verlassen wollen.

Der zweite Punkt hat auch Konsequenzen für den globalen Untergrund. Unser Ziel ist es ja, nicht bloss den Prozentsatz des Untergrunds abzuschätzen, sondern auch dessen Einfluss auf die Asymmetrie A_{+-0} zu quantifizieren. Handelt es sich nun beim Untergrund ebenfalls um kaonische Ereignisse, so liegt die Vermutung nahe, dass der Untergrund denselben Normierungsfaktor für das Verhältnis von $\bar{K}^0$ zu K^0 besitzt. Dadurch lässt sich die Modifikation, welche die Asymmetrie durch den Untergrund erfährt, sehr leicht bestimmen. Dazu betrachten wir die „wahren“ Raten R'_{+-0} und $\bar{R}'_{+-0}$, welche mit den um einen entsprechenden Anteil des Untergrunds erweiterten gemessenen Raten R_{+-0} und $\bar{R}_{+-0}$ über die Beziehungen

$$\bar{R}'_{+-0} = \bar{R}_{+-0} - \bar{B}_{+-0} \quad \text{und} \quad R'_{+-0} = R_{+-0} - B_{+-0}$$

verknüpft sein müssen, falls die gemachte Annahme zutreffend ist. Die Asymmetrie A_{+-0} lautet dann in erster Ordnung analog zu (140):

$$\begin{aligned} A_{+-0} &= \frac{(\bar{R}_{+-0} - \bar{B}_{+-0}) - \alpha_{+-0}(R_{+-0} - B_{+-0})}{(\bar{R}_{+-0} - \bar{B}_{+-0}) + \alpha_{+-0}(R_{+-0} - B_{+-0})} \\ &= \frac{(1 - \delta_{+-0})\bar{R}_{+-0} - (1 + \delta_{+-0})R_{+-0} - (1 - \delta_{+-0})\bar{B}_{+-0} + (1 + \delta_{+-0})B_{+-0}}{(1 - \delta_{+-0})\bar{R}_{+-0} + (1 + \delta_{+-0})R_{+-0} - (1 - \delta_{+-0})\bar{B}_{+-0} - (1 + \delta_{+-0})B_{+-0}} \\ &= \frac{(\bar{R}_{+-0} - R_{+-0}) - (\bar{B}_{+-0} - B_{+-0}) - \delta_{+-0} \cdot [(\bar{R}_{+-0} + R_{+-0}) - (\bar{B}_{+-0} + B_{+-0})]}{(\bar{R}_{+-0} + R_{+-0}) - (\bar{B}_{+-0} + B_{+-0}) - \delta_{+-0} \cdot [(\bar{R}_{+-0} - R_{+-0}) - (\bar{B}_{+-0} - B_{+-0})]}, \end{aligned}$$

$$A_{+-0} = \frac{A'_{+-0}}{1-x} - \delta_{+-0} - \frac{(\bar{B}_{+-0} - B_{+-0})}{(\bar{R}_{+-0} + R_{+-0}) \cdot (1-x)}, \quad (156)$$

mit $x = \frac{\bar{B}_{+-0} + B_{+-0}}{\bar{R}_{+-0} + R_{+-0}},$

unter Vernachlässigung von $\delta_{+-0} \cdot (\bar{R}_{+-0} - R_{+-0})$ und $\delta_{+-0} \cdot (\bar{B}_{+-0} - B_{+-0})$. Man sieht, dass die mit den gemessenen, unkorrigierten Raten gebildete Asymmetrie A'_{+-0} gegenüber der korrekten Asymmetrie in erster Näherung mit einem Faktor $1-x$ gedämpft wird. Dieser widerspiegelt ganz einfach die falsche Normierung der Ratendifferenz zwischen K^0 und $\bar{K}^0$, denn korrekterweise müsste diese ja auf die Summe der beiden untergrundfreien Raten normiert werden. Der Faktor $(1-x)$ ist aber gerade das Verhältnis zwischen den richtigen Raten (der $\pi^+\pi^-\pi^0$) und den um den Anteil des Untergrunds erweiterten Raten.

Es stellt sich nun die Frage, ob der Anteil des Untergrunds x zeitabhängig ist oder nicht. Hat man eine Methode, den Anteil des Untergrunds zu bestimmen, so könnte man diese für jede Intervallunterteilung der Zeitachse separat durchführen. Es ist jedoch klar, dass die vorhandene Statistik dieses Verfahren (noch) nicht zulässt. Ein Ausweg ist nur unter der groben Annahme möglich, dass die Zeitabhängigkeit des Untergrunds über den Bereich, über den der Fit für die Asymmetrie durchgeführt werden soll, nicht sehr ausgeprägt ist, und man sich folglich mit der Bestimmung des globalen Untergrunds zufrieden geben kann.

Eine solche Abschätzung des prozentualen Anteils des Untergrunds wurde einmal nach dem 1C-Fit und einmal nach dem 3C-Fit durchgeführt. Die Idee dabei ist, zuerst anhand von

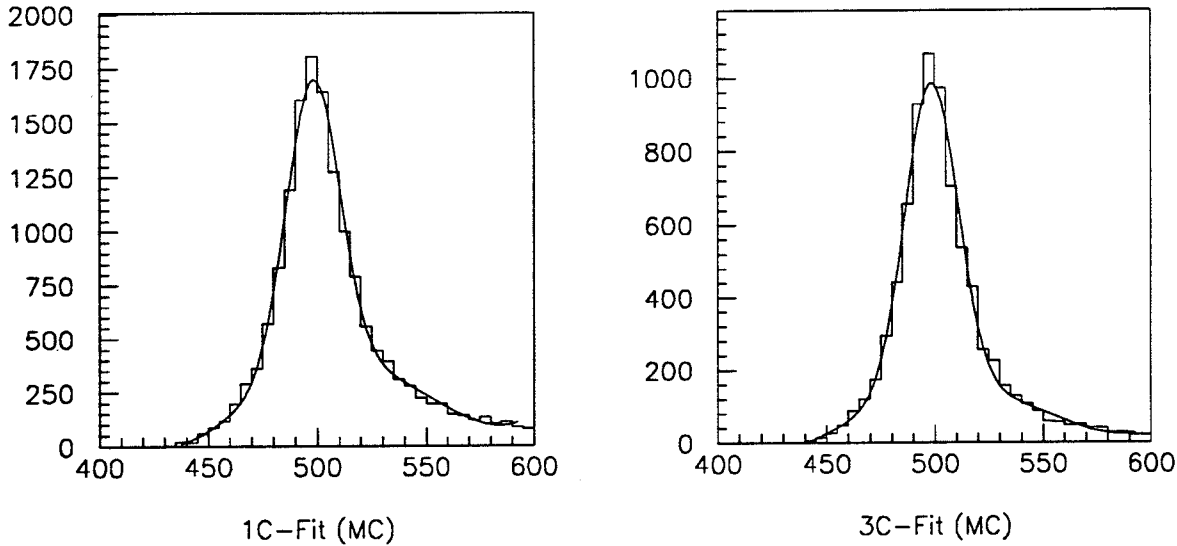


Abbildung 41: Invariante Masse der sekundären Pionen von MC-Daten nach dem 1C-Fit (links) und nach dem 3C-Fit (rechts). Die gefitteten Kurven setzen sich aus einer Gaussverteilung und einem Polynom 4. Grades zusammen.

Monte-Carlo Daten die Form der invarianten Massenverteilung von guten, d.h. von 3-pionischen Ereignissen nach den entsprechenden Fitprozeduren zu parametrisieren. Als Parametrisierung scheint eine Überlagerung einer Gausskurve mit einem Polynom 4. Grades zweckmässig, wie die Abbildung 41 zeigt. Anschliessend soll ein ganz ähnliches Vorgehen für den Untergrund gemacht werden. Hier setzen denn auch die ersten Ungenauigkeiten ein, da wir nicht über einen Datensatz reinen Untergrunds verfügen. Doch wählen wir dazu Ereig-

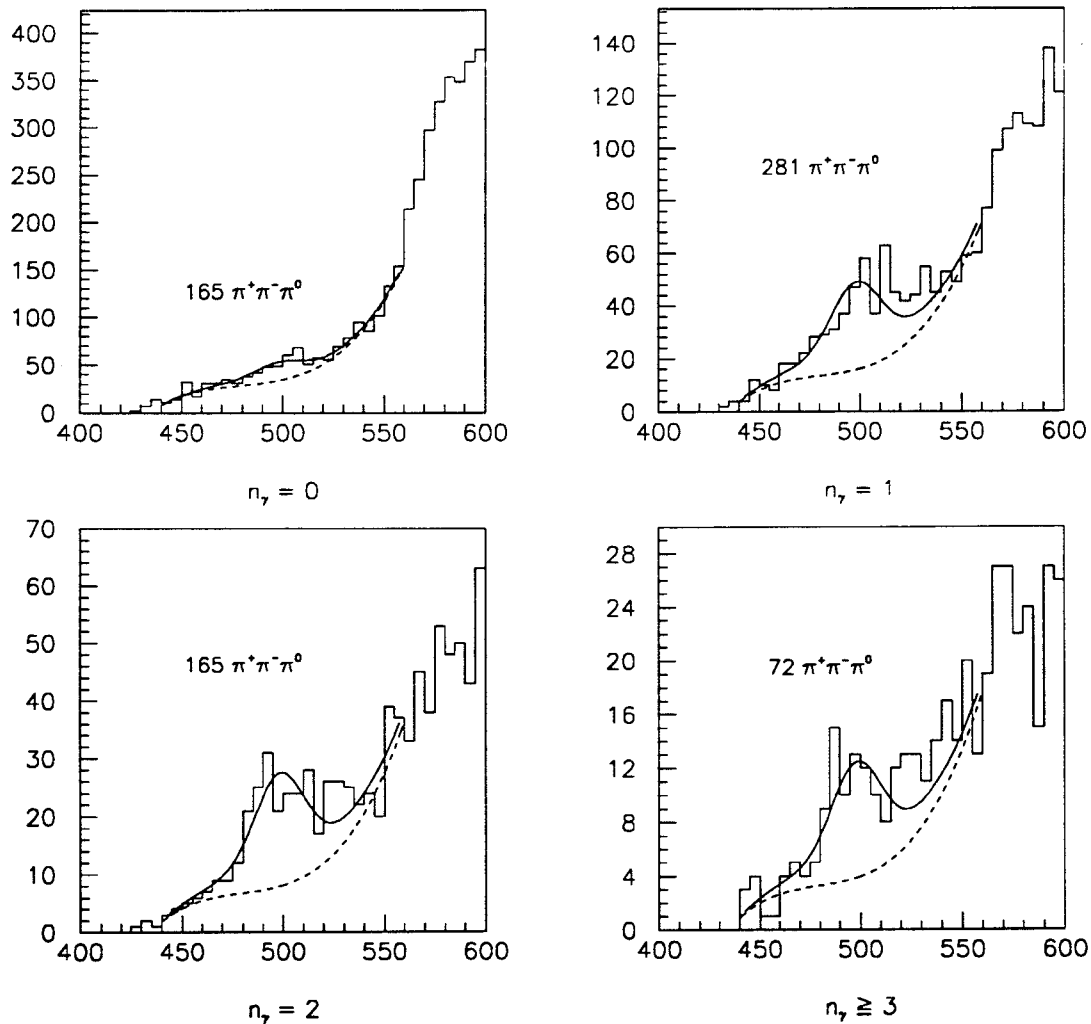


Abbildung 42: Invariante Masse der sekundären Teilchen aus P12- und P13- Daten nach einem 1C-Fit, berechnet unter der Annahme der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese, für Ereignisse mit 0, 1, 2 oder ≥ 3 Gammas im Kalorimeter. Eingezeichnet sind die gefitteten Anteile des Untergrunds und der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse.

nisse mit Null Gammas im Kalorimeter, bei denen der Untergrund klar überwiegt. An diese wird eine Kurve angepasst, die sich aus dem Untergrund und dem kleinen Anteil von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen zusammensetzt. Wie aus den Abbildungen 42 und 43 ersichtlich ist, scheint ein Polynom 3. Grades für die Daten nach dem 1C-Fit und ein Polynom 4. Grades im Falle des 3C-Fits der allgemeinen Form des Untergrunds Genüge zu tun. Stehen die Parameter sowohl der 3-pionischen Verteilung als auch des Untergrunds einmal fest, so lässt sich eine Kurve an

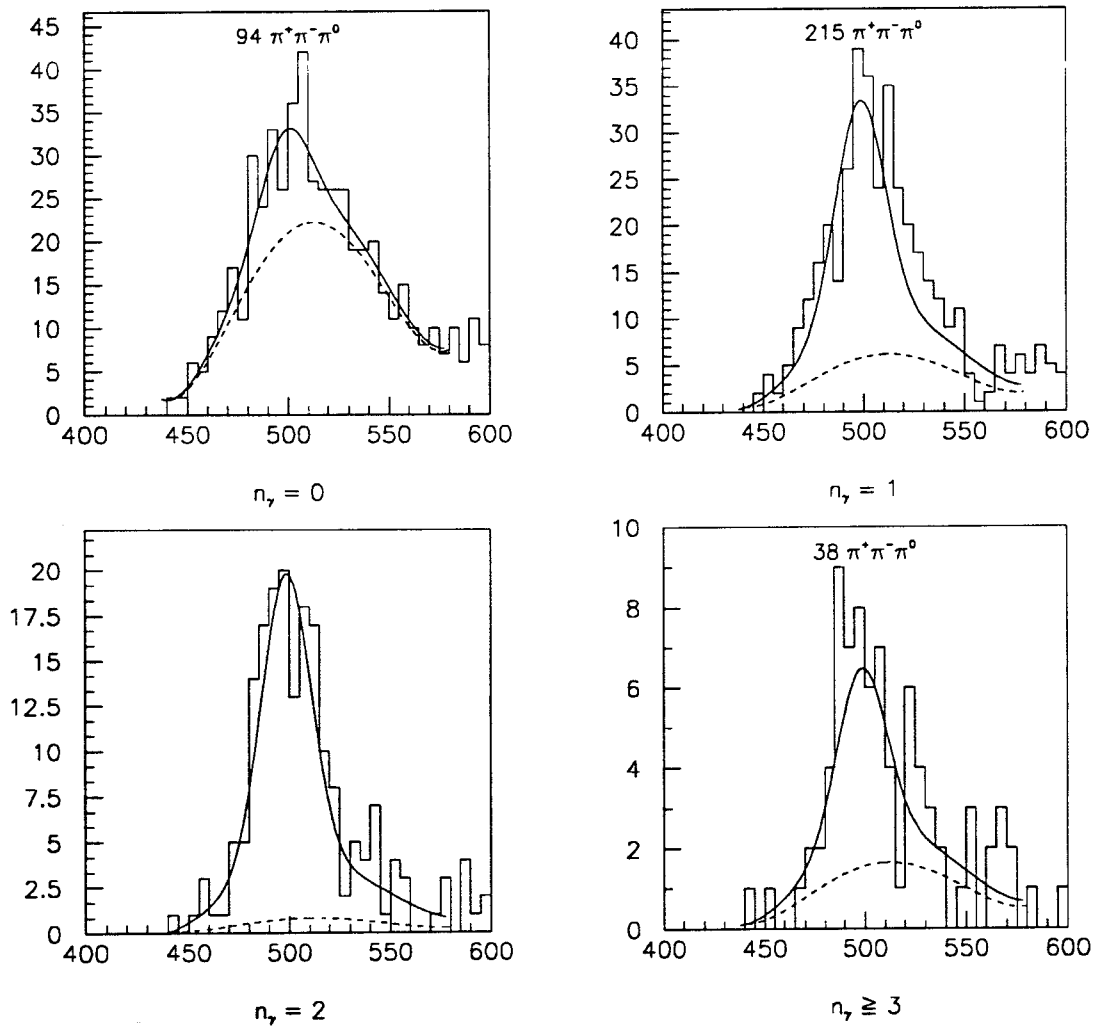


Abbildung 43: Invariante Masse der sekundären Teilchen aus P12- und P13- Daten nach einem 3C-Fit, berechnet unter der Annahme der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese, für Ereignisse mit 0, 1, 2 oder ≥ 3 Gammas im Kalorimeter. Eingezeichnet sind die gefitteten Anteile des Untergrunds und der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse.

eine beliebige Verteilung anpassen, indem nur noch die beiden Faktoren, zu denen die beiden Anteile an der Gesamtheit beitragen, gefittet werden müssen. In den genannten Abbildungen wurde dies für Daten mit 1, 2 oder ≥ 3 Gammas im Kalorimeter getan. Dasselbe ist auch in den beiden Figuren der Abbildung 44 zu sehen. Diese beziehen sich auf Daten der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Selektion, d.h. mit einem Gamma oder zwei Gammas im Kalorimeter. Sowohl anhand dieser beiden Figuren, als auch durch einen Vergleich der Abbildungen 42 und 43 lässt sich überprüfen, wie gut die beiden Abschätzungen der Anzahl guten Ereignisse im Peak miteinander in Einklang stehen. Ziehen wir den in Tabelle 11 angegebenen Reduktionsfaktor

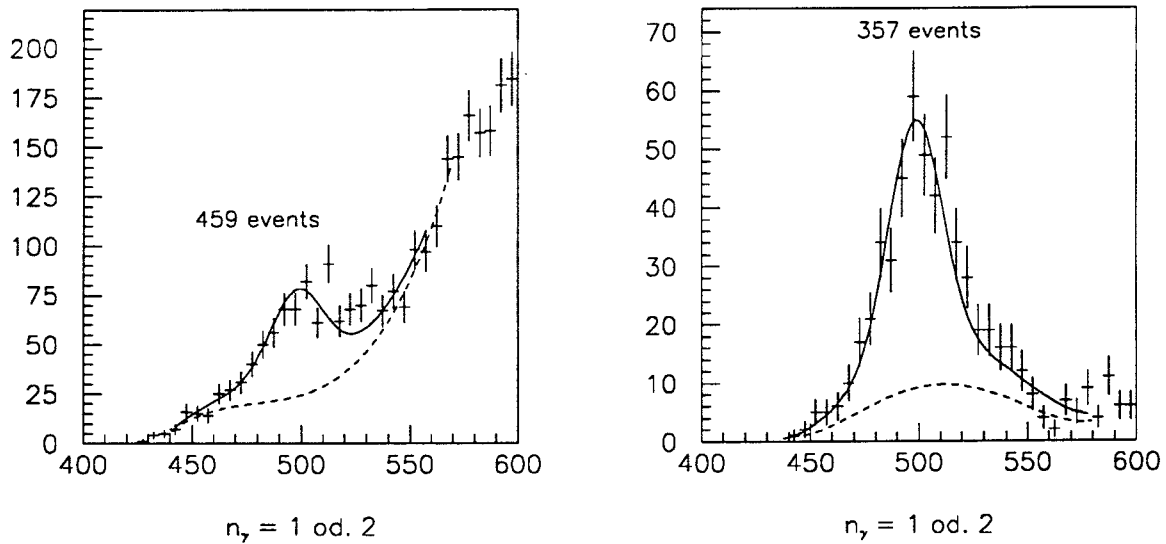


Abbildung 44: Vergleich des Untergrunds zwischen 1C- und 3C-Fit in der invarianten Masse der sekundären Teilchen, berechnet unter der Annahme der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese.

von etwa 30% zwischen dem 1C- und dem 3C-Fit für reine $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse in Betracht, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung. Für diejenigen 585 Ereignisse, welche die in Abschnitt 4.1 gestellten Selektionskriterien erfüllen und in der rechten Figur der Abbildung 44 zu sehen sind, ergibt sich ein Untergrundanteil von $x = 0.4$.

4.7 Die Asymmetrie A_{+-0} aus den P12- und P13-Daten

Nun sind wir in der Lage, eine obere Limite für $|\eta_{+-0}|$ aus den Daten der Strahlperioden P12 und P13 anzugeben. Wenn wir die uns zur Verfügung stehende Statistik von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen betrachten, so stellen wir bald einmal fest, dass wir noch keineswegs CP -verletzende Effekte in diesem Kanal messen können. Im Moment ist der zu erwartende Fehler für $|\eta_{+-0}|$ noch etwa 100 mal höher als der Wert für $|\eta_{+-0}|$ selbst. Mit andern Worten geht es vorläufig lediglich darum, innerhalb der Limiten der gegebenen Statistik einen „Nulleffekt“ zu bestätigen. Bisher wurde CP -Verletzung im 3-pionischen Zerfallskanal kaum gemessen. Eines der wenigen Experimente, in welchem eine obere Grenze für $|\eta_{+-0}|$ gemessen worden ist, wurde

1972 von Metcalf et al. [55] durchgeführt. Dessen Wert von etwa 0.21 (resp. 0.35 im 90% Vertrauensbereich) für den Fehler von $|\eta_{+-0}|$ bildet die aktuelle Limite, wie sie beispielsweise in [10] aufgeführt ist. Bevor wir eine Limite aufgrund der P12- und P13-Daten angeben, soll noch die Überlegung angestellt werden, wie die Limite von der gegebenen Statistik abhängt.

4.7.1 Abschätzung der benötigten Statistik von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen für eine gegebene Limite von $|\eta_{+-0}|$

In diesem Abschnitt soll eine einfache Abschätzung durchgeführt werden, wieviel $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse für eine vorgegebene Limite von $|\eta_{+-0}|$ in Abhängigkeit der unteren Integrationsgrenze der zeigabhängigen Asymmetrie A_{+-0} (122) benötigt werden. Dabei gehen wir von der Situation aus, dass der (statistische) Fehler von $|\eta_{+-0}|$ wesentlich grösser ist als der Wert von $|\eta_{+-0}|$ selbst, so dass die Limite mit dem Fehler identisch ist. Überdies soll angenommen werden, dass η_{+-0} im wesentlichen ϵ ist, so dass wir die Phase φ_{+-0} bei $\pi/4$ fixieren wollen. Da die Grösse $\text{Re}(\epsilon)$ im Vergleich zu $|\eta_{+-0}|$ sehr genau bekannt ist, soll sie ebenfalls als Konstante in den Fit der Asymmetrie A_{+-0} eingehen. Daher kann man sich anstelle von A_{+-0} auf die Grösse

$$A' \equiv 2 \text{Re}(\epsilon) - A_{+-0} = 2 |\eta_{+-0}| \cdot e^{-(\bar{\gamma}-\gamma_L)t} \cos(\Delta mt + \varphi_{+-0}) \quad (157)$$

beschränken. Haben wir M Messpunkte A'_i zu den Zeiten t_i , welche den Bereich der Asymmetrie abdecken, mit den Fehlern σ_i , so erhalten wir $|\eta_{+-0}|$ mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate, d.h. durch Minimierung der Grösse

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \sum_{i=1}^M \frac{(A'_i - A'(x_i))^2}{\sigma_i^2} = \sum_i \frac{(A'_i - \eta \cdot x_i)^2}{\sigma_i^2} \\ &= \eta^2 S_{xx} - 2\eta S_{Ax} + S_{AA}, \end{aligned} \quad (158)$$

$$\begin{aligned} \text{wobei } \eta &= |\eta_{+-0}| \\ x_i &= 2 \cdot e^{-(\bar{\gamma}-\gamma_L)t_i} \cos(\Delta mt_i + \varphi_{+-0}) \\ S_{xx} &= \sum_i \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \\ S_{Ax} &= \sum_i \frac{x_i A'_i}{\sigma_i^2} \\ S_{AA} &= \sum_i \frac{A'^2_i}{\sigma_i^2}. \end{aligned}$$

Durch Ableiten von χ^2 nach η ergibt sich an der Stelle des Minimums:

$$\begin{aligned} \eta_0 &= \frac{S_{Ax}}{S_{xx}}, \\ \chi^2_{\min} &= \chi^2(\eta_0) = \frac{S_{xx} S_{AA} - S_{Ax}^2}{S_{xx}}. \end{aligned} \quad (159)$$

Definitionsgemäss gibt $\chi^2 - \chi^2_{\min}$ das Quadrat der Anzahl Standardabweichungen an, um die η von η_0 entfernt ist, d.h.

$$\chi^2 - \chi^2_{\min} = \frac{(\eta - \eta_0)^2}{\sigma_\eta^2}.$$

Andererseits folgt aus (157) bis (159) auch

$$\chi^2 - \chi_{\min}^2 = S_{xx} \cdot (\eta - \eta_0)^2 ,$$

was uns unmittelbar zu der Beziehung

$$\frac{1}{\sigma_\eta^2} = S_{xx} = \sum_i \frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \quad (160)$$

führt. Da wir ϵ konstant lassen, setzen sich die σ_i^2 aus den $\sigma_{N,i}^2$ und $\sigma_{\bar{N},i}^2$ der Anzahl N_i der K^0 und $\bar{N}_i$ der $\bar{K}^0$ zur Zeit t_i zusammen. Wegen (110) gilt:

$$\sigma_i^2 = \left(\frac{\partial A'}{\partial N} \right)^2 \sigma_{N,i}^2 + \left(\frac{\partial A'}{\partial \bar{N}} \right)^2 \sigma_{\bar{N},i}^2 = \frac{(2\bar{N}_i)^2 \sigma_{N,i}^2 + (-2N_i)^2 \sigma_{\bar{N},i}^2}{(N_i + \bar{N}_i)^4} . \quad (161)$$

Die N_i und $\bar{N}_i$ unterscheiden sich nur geringfügig und die statistischen Fehler $\sigma_{N,i}$ und $\sigma_{\bar{N},i}$ sind durch die Wurzeln der gemessenen Anzahl Ereignisse N_i und $\bar{N}_i$ gegeben, d.h.

$$\begin{aligned} N_i &\simeq \bar{N}_i , \\ \sigma_{N,i} &= \sqrt{N} , \quad \sigma_{\bar{N},i} = \sqrt{\bar{N}} , \end{aligned}$$

so dass für (161)

$$\sigma_i^2 \simeq \frac{1}{2 \cdot N_i} \quad (162)$$

gilt. Mit den Definition für S_{xx} und x_i unter (158) ergibt sich für ersteres aus (162):

$$S_{xx} \simeq \sum_i 2 N_i \cdot x_i^2 . \quad (163)$$

Liegen die Zeitintervalle der t_i dicht genug, so kann die Summe von (163) durch ein Integral, und N_i durch die Rate R , multipliziert mit dt , ersetzt werden. Man erhält

$$\begin{aligned} N &= \sum_i N_i = \int_{t_A}^{t_0} R(t) dt = \frac{1}{2} N_{3\pi} \gamma_L \int_{t_A}^{t_0} e^{-\gamma_L t} dt \\ S_{xx} &= 2 \int_{t_A}^{t_0} R(t) x^2(t) dt = 4 N_{3\pi} \gamma_L \int_{t_A}^{t_0} e^{-\gamma_L t} \cdot e^{-2(\bar{\gamma}-\gamma_L)t} \cos^2(\Delta m t + \frac{\pi}{4}) dt \\ &= 2 N_{3\pi} \gamma_L \int_{t_A}^{t_0} e^{-\gamma_S t} \left\{ 1 + \cos \left[2(\Delta m t + \frac{\pi}{4}) \right] \right\} dt \\ &\simeq 2 N_{3\pi} \gamma_L \int_{t_A}^{t_0} e^{-\gamma_S t} \left\{ 1 - \sin(2\Delta m t) \right\} dt , \end{aligned} \quad (164)$$

wobei aufgrund des kleinen Wertes r (86) für das Verhältnis zwischen den Zerfallsbreiten von K_S und K_L in $\pi^+\pi^-\pi^0$ bei $R(t)$ von (107) nur noch der Beitrag des K_L berücksichtigt wurde. $N_{3\pi}$ ist die totale Anzahl von Zerfällen von K_S und K_L im betrachteten Zeitraum,

d.h. die Summe über alle N_i und $\bar{N}_i$ der Zerfallszeiten von Null bis ∞ . Diese fällt bei der Division von N und S_{xx} aus (164) raus und mit (160) ergibt sich³ für N :

$$N = \frac{1}{4\sigma_\eta^2} \cdot \frac{\int_{t_A}^{t_0} e^{-\gamma_L t} dt}{\int_{t_A}^{t_0} e^{-\gamma_S t} \{1 - \sin(2\Delta m t)\} dt} \quad (165)$$

$$= \frac{1}{4\sigma_\eta^2} \cdot \frac{\frac{1}{\gamma_L} \cdot (e^{-\gamma_L t_A} - e^{-\gamma_L t_0})}{\frac{e^{-\gamma_S t_A}}{\gamma_S} \cdot \left\{1 - \frac{\gamma_S}{\gamma_S^2 + (2\Delta m)^2} [\gamma_S \sin(2\Delta m t_A) + 2\Delta m \cos(2\Delta m t_A)]\right\}},$$

wobei der Term im Nenner für die obere Integrationszeit t_0 aufgrund des raschen Abfalls mit τ_S vernachlässigt wurde. Mit den Näherungen (116) vereinfacht sich der Ausdruck (165) für die benötigte Anzahl N von K^0 -, resp. $\bar{K}^0$ -Zerfällen in $\pi^+\pi^-\pi^0$ zu

$$N = \frac{1}{2\sigma_\eta^2} \cdot \frac{(t_0 - t_A)}{\tau_S} \cdot \frac{e^{\gamma_S t_A}}{\left\{2 - [\sin(2\Delta m t_A) + \cos(2\Delta m t_A)]\right\}}, \quad (166)$$

um im Limes $t_A \rightarrow 0$ in

$$N = \frac{1}{2\sigma_\eta^2} \cdot \left(\frac{t_0}{\tau_S}\right) \quad (167)$$

überzugehen. In den Gleichungen (165) bis (167) kommt die wohlbekannte Tatsache zum Ausdruck, dass die Statistik für eine Messgrösse quadratisch mit dem Faktor erhöht werden muss, um den der Fehler der Messgrösse verkleinert werden will. Dass N linear mit t_0 ansteigt, ist eine Konsequenz aus der Abnahme der Zerfallsraten mit τ_L , d.h. der annähernden Konstanz bis 20 oder 30 τ_S . Wichtig dabei ist nur, dass t_0 oberhalb des Bereichs der ausgeprägten Asymmetrie ist. Gleichzeitig bedeutet dies aber auch, dass es unerheblich ist, ob man für die obere Integrationszeit $6\tau_S$ oder einen höheren Wert wählt. Da die Akzeptanz des CPLEAR-Detektors zu höheren Zerfallszeiten hin abfällt (s/e Abbildung 46), stellt man einen Vergleich aus Daten am besten bei einem möglichst tiefen Wert von t_0 , beispielsweise also bei etwa $6\tau_S$ an. Andernfalls überschätzt man für eine gegebene Anzahl von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen die Fehlerlimite von η_{+-0} .

Die Tabelle 13 zeigt die benötigte Statistik von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen zu einigen Limiten von

$\sigma_{\eta,90}$	σ_η	# $\pi^+\pi^-\pi^0$ $t_0 = 6\tau_S$	# $\pi^+\pi^-\pi^0$ $t_0 = 15\tau_S$
0.35	0.21	140	340
0.17	0.10	560	1400
0.10	0.06	1600	4000
10^{-2}	$0.6 \cdot 10^{-2}$	160'000	400'000
10^{-3}	$0.6 \cdot 10^{-3}$	$16 \cdot 10^6$	$40 \cdot 10^6$

Tabelle 13: Übersicht über die benötigte Statistik von Zerfällen in $\pi^+\pi^-\pi^0$ für verschiedene Fehlerlimiten σ_η von η_{+-0} , resp. $\sigma_{\eta,90}$ für ein Vertrauensniveau von 90% (der erste angegebene Wert zuoberst entspricht der heutigen Limite)

³ wobei gilt: $\int e^{\alpha t} \sin(\beta t) dt = \frac{e^{\alpha t}}{\alpha^2 + \beta^2} [\alpha \sin(\beta t) - \beta \cos(\beta t)]$

$|\eta_{+-0}|$, einmal bei $t_0 = 6\tau_s$ und einmal bei $t_0 = 15\tau_s$, für den Fall, dass die Asymmetrie A_{+-0} bis zur Zeit $t_A=0$ hinunter gemessen werden kann. Die beiden Fälle sind aufgrund der eben gemachten Bemerkung bis auf Akzeptanzeffekte identisch. Für höhere untere Integrationszeiten steigt die erforderliche Anzahl entsprechend an. Dieser Korrekturfaktor, d.h. das Verhältnis von (166) zu (167), ist in Abbildung 45 in Abhängigkeit von t_A aufgetragen.

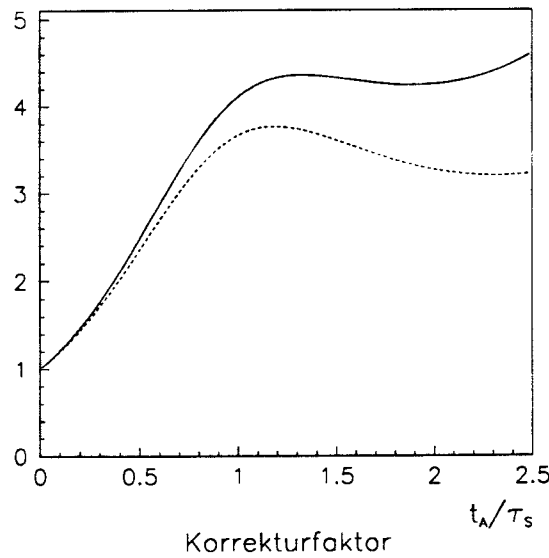


Abbildung 45: Korrekturfaktor für die Anzahl benötigter $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse zur Abschätzung von $|\eta_{+-0}|$ aus der Asymmetrie A_{+-0} in Abhängigkeit der unteren Limite der Zerfallszeit t_A , einmal für die obere Zerfallszeit $t_0=6\tau_s$ (ausgezogene Kurve) und einmal für $t_0=15\tau_s$ (gestrichelt)

Zu betonen ist, dass die in diesem Abschnitt gemachten Abschätzungen auch für den in Abschnitt 4.5.2 diskutierten Fall zutreffen, dass nicht der Betrag von η_{+-0} , sondern dessen Imaginärteil gefittet wird. Voraussetzung ist dann allerdings, dass die beiden Größen $2\text{Re}(\epsilon)$ und $\text{Re}(\eta_{+-0})$ fix gelassen werden.

4.7.2 Die Limite für $|\eta_{+-0}|$ aus den P12- und P13-Daten

Wie ein Blick auf die Tabelle 13 und die Abbildung 44 verrät, müssten wir eigentlich in der Lage sein, bereits aufgrund der P12- und P13-Daten die heutige Limite für $|\eta_{+-0}|$ zu erreichen. Es gibt jedoch hauptsächlich drei Gründe, die zu Qualitätseinbussen unserer Daten führen und diesem Ziel somit im Wege stehen:

- Aus dem Vergleich zwischen den Akzeptanzkurven für simulierte Daten und für echte Daten der Abbildung 46 geht hervor, dass es unsinnig ist, die Daten unterhalb von $2\tau_s$ für den Fit der Asymmetrie zu verwenden, da Untergrundeffekte dort dominieren. Die Abbildung 45 zeigt eindrücklich, dass wir dadurch einen Faktor 2 (die Wurzel aus 4) für den Fehler einbüßen.

- Der Untergrund, der sich über den gesamten Bereich der Asymmetrie erstreckt, führt zu einer Dämpfung der Asymmetrie, so dass sich die gefitteten Grössen und deren Fehler mit einem entsprechenden Korrekturfaktor vergrössern.
- Da wir aus der vorhandenen Statistik der P12- und P13-Daten die Normierung (s/e Unterabschnitt 4.5.1) nicht innerhalb vernünftiger Grenzen bestimmen können, müssen wir diese ebenfalls variabel lassen, d.h. mitfitten. Ganz ähnlich verhält es sich mit dem Realteil von η_{+-0} , wenn wir einer möglichen unterschiedlichen, impulsabhängigen Akzeptanz für positiv und negativ geladene Pionen Rechnung tragen wollen, wie in Unterabschnitt 4.5.2 besprochen worden ist. Somit müssen korrekterweise drei Grössen gefittet werden anstatt nur eine, wodurch sich der Fehler für $\text{Im}(\eta_{+-0})$ ebenfalls vergrössert.

Wie die genannten Effekte die Asymmetrie A_{+-0} und somit $|\eta_{+-0}|$ beeinflussen, wurde in den vorangegangenen Abschnitten bereits geschildert. Wir können uns nun die Asymmetrie,

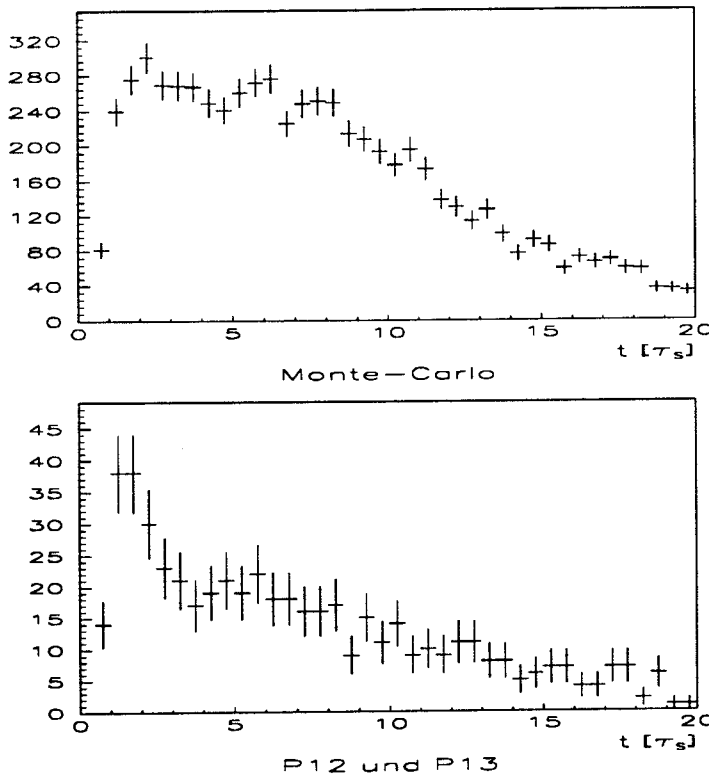


Abbildung 46: Die Verteilung der Zerfallszeit von $K^0(\bar{K}^0) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ für simulierte Ereignisse (oben) und für P12- und P13-Daten (unten).

welche die anzupassenden Parameter mit samt den erforderlichen Modifikationen enthält, zusammensetzen. Durch Gleichsetzen von (155) und (156) erhalten wir für die nach (110) gebildete Asymmetrie A'_{+-0} aus den unkorrigierten, noch mit Untergrund behafteten Raten:

$$\frac{A'_{+-0}}{1-x} = 2\epsilon + \delta_{+-0} - 2 \left[\text{Re}(\eta_{+-0} + \tilde{\eta}_{+-0}^I) \cos(\Delta mt) - \text{Im}(\eta_{+-0}) \sin(\Delta mt) \right] e^{-\frac{1}{2}(\gamma_S - \gamma_L)t} \quad (168)$$

Dabei möge nochmals in Erinnerung gerufen werden, dass x das Verhältnis des Untergrunds zur Summe der gemessenen (unkorrigierten) Raten von K^0 und $\bar{K}^0$ darstellt, und δ_{+-0} durch die Normierung von K^0 zu $\bar{K}^0$ gegeben ist, also

$$x = \frac{\bar{B}_{+-0} + B_{+-0}}{\bar{R}_{+-0} + R_{+-0}},$$

$$\delta_{+-0} = \frac{\alpha_{+-0} - 1}{\alpha_{+-0} + 1}.$$

$\tilde{\eta}_{+-0}^I$ ist der in (154) definierte Ausdruck mit Beiträgen, die aufgrund der unterschiedlichen Akzeptanz der entgegengesetzt geladenen Pionen zustande kommen können und in 4.5.2 besprochen worden sind. In (168) wurde der dritte Term von (156), der durch die Differenz zwischen dem Untergrund $\bar{B}_{+-0}$ der $\bar{K}^0$ und dem Untergrund B_{+-0} der K^0 gegeben ist, vernachlässigt.

Da wir α_{+-0} , resp. δ_{+-0} und $\tilde{\eta}_{+-0}^I$ nicht kennen, müssen wir diese Größen im Fit ebenfalls variabel lassen. Das Resultat ist in Abbildung 47 illustriert. Für x wurde ein durchschnittlicher Wert oberhalb von $2\tau_S$ von 0.35 angenommen, der analog zum Wert von 0.4 des Unterabschnitts 4.6 für $\tau_S \geq 0$ bestimmt wurde. Für die Limite von $|\eta_{+-0}|$ können wir den Fehler von $\text{Im}(\eta_{+-0})$ verwenden, da es keinen Grund dafür gibt, dass $\text{Re}(\eta_{+-0})$ wesentlich von

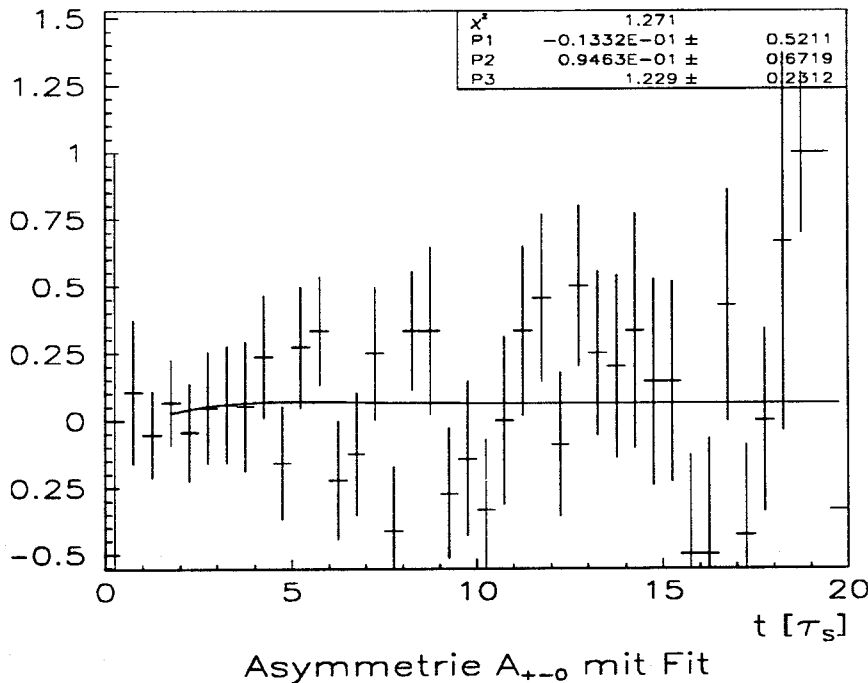


Abbildung 47: Die gefittete Asymmetrie A_{+-0} mit den Parametern $P1 \equiv \text{Im}(\eta_{+-0})$, $P2 \equiv \text{Re}(\eta_{+-0} + \tilde{\eta}_{+-0}^I)$ und $P3 \equiv \alpha_{+-0}$.

$\text{Re}(\epsilon)$ abweicht, welches ja rund hundert mal kleiner ist als der Fehler von $\text{Im}(\eta_{+-0})$ (vgl. auch die zusammenfassenden Bemerkungen am Ende von Unterabschnitt 4.5.2). Aus den P12- und P13-Daten folgt also für die Limite von $|\eta_{+-0}|$:

$$|\eta_{+-0}| < 0.79 \quad \text{in einem Vertrauensbereich von 90\% .}$$

Dieser Wert gilt, wie gesagt, unter der Annahme von 35% Untergrund. Interessant ist auch der Vergleich, wie die Limite sich ändert, wenn lediglich zwei oder gar nur ein Parameter von Gleichung (168) anzupassen sind. Im einen Fall würden wir von der Annahme symmetrischer Akzeptanz für positiv und negativ geladene Pionen ausgehen und den Parameter $\tilde{\eta}_{+-0}^I$ Null setzen. Im andern Fall schliesslich könnten wir die wohl nicht ganz zutreffende Annahme machen, dass der Normierungsfaktor α_{+-0} etwa jenem des geladenen 2-pionischen Zerfalls entspricht. In Tabelle 14 sind die Fitergebnisse für diese Varianten für drei Werte des Untergrunds angegeben. Einmal wiederum für den oben bestimmten Wert von 0.35, sowie für 0.3 und 0.4 im Falle, dass wir den Untergrund über-, resp. unterschätzt haben.

z	Fitparameter P1, P2 und P3		Fitparameter P1 und P3 ($P2 = 1.64 \cdot 10^{-3}$)		Fitparameter P1 ($P2 = 1.64 \cdot 10^{-3}$, $P3 = 1.15$)	
	σ	90% CL	σ	90% CL	σ	90% CL
0.3	0.45	0.74	0.28	0.46	0.24	0.39
0.35	0.48	0.79	0.30	0.49	0.26	0.43
0.4	0.52	0.85	0.32	0.52	0.28	0.46

Tabelle 14: Limiten von $|\eta_{+-0}|$ bei verschiedenen Werten z des Untergrundanteils aus einem Fit für die Asymmetrie A_{+-0} mit 3, 2 oder 1 veränderlichen Parameter. ($P1 = \text{Im}(\eta_{+-0})$, $P2 = \text{Re}(\eta_{+-0} + \tilde{\eta}_{+-0}^I)$ und $P3 = \alpha_{+-0}$)

4.8 Die Anzahl $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse mit dem neuen Trigger T607163323

Wie bereits früher erwähnt, war der Trigger ab 1992 bis zum Niveau des HWP2.5 vollständig betriebsbereit. Für die zukünftige Datennahme, die zur Untersuchung von CP -Verletzung vorgesehen ist, ist die Triggerkonfiguration T607163323 vorgesehen. Die Bedeutung der vier hintersten Ziffern wurde bereits im Unterabschnitt 4.1.1 erklärt. Eine 3 an der dritten und vierten Stelle ist praktisch äquivalent zu 2, nur dass die Gesamtanzahl der Primärspuren nebst 4 auch 3 betragen darf, in der Hoffnung, dass eine fehlende vierte Spur offline gefunden wird. Der Vollständigkeit halber, mögen die einzelnen Bedingungen nochmals genannt werden:

T ihg fedcba :

$$\mathbf{a=3} \quad N_K \geq 1, \quad N_{S1} \geq 2$$

$$\mathbf{b=2} \quad p_T > 270 \text{ MeV}/c$$

- c=3 $N_K \geq 1$, $N_C \geq 2$, falls $N_P = 2$, oder $N_C \geq 4$, falls $N_P = 3$ oder 4
- d=3 $N_K \geq 1$, $4 \geq N_C \geq 2$, falls $N_P = 2$, oder $N_C = 4$, falls $N_P = 3$ oder 4
- e=6 $N_K = 1$ oder $N_K = 2$ (K^+K^-), $N_C = 4$, falls $N_P = 2, 3$ oder 4, oder $N_C = N_P = 2$ oder 3
- f=1 Kinematiksschnitt auf $p_K + p_{\pi, \text{prim}}$
- g=7 HWP2 OK nach dE/dx, TOF (Flugzeit) und Anzahl Photoelektronen im Čerenkovzähler
- h=0 existiert nicht (Bezeichnung aus „historischen“ Gründen)
- i=6 $N_{CLU} \geq 6$

Dabei wurden wie früher die Bezeichnungen N_K , N_{S1} , N_C , N_P und N_{CLU} für die Anzahl der Kaonkandidaten, der angesprochenen Spuren in S1, der geladenen Teilchen (Spuren), der Primärspuren und der Shower im Kalorimeter verwendet. Zu betonen ist, dass im Unterschied zu den Daten von P12 und P13 nun auch wieder die Proportionalkammer PC2 präsent war. Unser Interesse gilt nun der Anzahl guter, d.h. verwertbarer $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse, die unter den neuen Triggerbedingungen erfasst werden. Die Tabelle 15 gibt eine Übersicht über den Unterschied zwischen den alten (1991) und neuen (1992) Daten. Für die neuen Daten wurden 10 Kassetten des gewünschten Triggers verwendet. Aus der Tabelle ist ersichtlich, dass man

	Rohdaten	Vorselektion	$\pi^+\pi^-\pi^0$ mit Untergrund
P12 & P13 (T223 und T2223)	ca. $60 \cdot 10^6$	89'133 $\sim 0.15\%$	585 $\sim 10^{-3}\%$
T607163323	998'780	30'311 $\sim 3\%$	245 $\sim 0.025\%$

Tabelle 15: Vergleich zwischen neuem und altem Trigger in Bezug auf die Selektion von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen. Für die letzte Spalte gelten die in Unterabschnitt 4.1.4 beschriebenen Selektionskriterien

allein auf der Stufe der Vorselektion einen Faktor 20 an potentiellen $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen gegenüber früheren Daten gewinnt.

Von der Vorselektion reduziert sich Datenmenge um einen weiteren Faktor von etwa 150 im Falle der P12- und P13-Daten, und von etwa 130 für die neuen Daten. Dies hängt einerseits wohl von der neuen Triggerbedingung ab, welche auch 3-Spurereignisse akzeptiert, andererseits aber sicher auch vom Umstand, dass die zweite Proportionalkammer wieder betriebsbereit war.

Wären die Geschwindigkeiten der Datenaufnahme für alte und neue Daten dieselben, so erhielte man also unter den neuen Triggerbedingungen etwa 25 mal mehr gute Ereignisse pro

Kassette als mit den 91er Daten.

Rechnen wir mit einer Strahlintensität von etwa 1 MHz und einer durchschnittlichen Schreibdauer von etwa 5 min pro Kassette (ca. 10^5 Ereignisse), so kämen wir auf ein gutes Ereignis auf etwa $12 \cdot 10^6$ Antiprotonen nach der vollständigen Selektionsstufe. Allerdings ist diese Zahl aufgrund des noch nicht genau bekannten Untergrunds mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Nehmen wir für diesen wiederum 35% an, so erhalten wir grob gesagt etwa

16 $\pi^+\pi^-\pi^0$ - Ereignisse pro IBM-Kassette, oder

1 $\pi^+\pi^-\pi^0$ - Ereignis auf $\sim 19 \cdot 10^6$ Antiprotonen,

d.h. $\sim 450'000$ $\pi^+\pi^-\pi^0$ - Ereignisse in 100 Tagen Strahlzeit (durchgehend).

In einer Periode, die etwa 100 ununterbrochenen Tagen problemfreier Datennahme bei 1 MHz Strahlintensität entspricht, liesse sich folglich eine Datenmenge sammeln, die benötigt wird, um $|\eta_{+-0}|$ auf 10^{-2} genau zu messen.

Diskussion und Ausblick

Seit 1991 werden im CPLEAR-Experiment Daten aufgenommen, die es u.a. erlauben, den 3-pionischen Zerfall der neutralen Kaonen im Hinblick auf CP -Verletzung zu studieren. Genauer gesagt, steht in naher (und vielleicht auch ferner) Zukunft die sukzessive Verringerung des Fehlers des CP -verletzenden Parameters $|\eta_{+-0}|$ (s/e Abschnitt 1.3) im Zentrum des Interesses, was vorwiegend eine Frage der Statistik ist. Im Gegensatz etwa zum Zerfall von neutralen Kaonen in zwei geladene Pionen, dem im CPLEAR-Experimentes die grösste Bedeutung zukommt, ist nicht nur die Zerfallswahrscheinlichkeit von $K^0(\bar{K}^0) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ rund 3000 mal geringer, sondern auch die Asymmetrie A_{+-0} selbst etwa 100 mal schwächer als A_{+-} . In der vorliegenden Arbeit wurden nun die Resultate im Rahmen der gegebenen Möglichkeiten anhand der ersten erhältlichen Daten von 1991 präsentiert. Für sämtliche bisherigen Untersuchungen von Daten stellte die tiefe Zahl von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen das Hauptproblem dar, so dass uns bei der Interpretation der Daten enge Grenzen auferlegt sind. Obwohl bereits mit der Statistik von 1991 theoretisch genügend $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse vorhanden sind, um die heutige (noch sehr hohe) Limite von 0.35 (in einem Vertrauensbereich von 90%) zu erreichen oder gar leicht zu unterschreiten, liegt diese für die Daten der genannten Periode mit einem Wert von etwa 0.79 noch um einen guten Faktor 2 höher.

Inzwischen hat sich die Situation mit den neuen Daten jedoch schlagartig verbessert. Sämtliche Daten von 1992 sind bereits gefiltert und zu MiniDst's verarbeitet worden, welche ganz allgemein die Grundlage für die verschiedenen Auswertungen bilden. Gegenüber 1991 ist aber nicht nur die Zahl der aufgezeichneten Bänder massiv gestiegen, sondern auch die Qualität der Daten selbst hat sich erheblich erhöht. Der Grund dafür lag hauptsächlich am nunmehr vollständig ausgerüsteten und funktionstauglichen Trigger, zu einem geringeren Teil wohl aber auch an der Wiederinbetriebnahme der reparierten Proportionalkammer PC2. So sind beispielsweise pro Band 25 mal mehr gute $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse vorzufinden als gegenüber den Daten von 1991, auf denen diese Arbeit beruht. Dies eröffnet für die zukünftige Auswertung ganz neue Möglichkeiten. Bevor die wichtigsten Punkte genannt werden sollen, auf die zukünftige Anstrengungen konzentriert werden müssen, sollen nochmals die Schwierigkeiten, mit denen man bis anhin konfrontiert war und auf die in dieser Arbeit eingegangen worden ist, zusammengefasst werden:

- Mangels genügender Statistik konnte der Untergrund nicht für jedes Zeitintervall separat bestimmt werden, so dass dieser nicht subtrahiert werden konnte. Im günstigsten (zeitunabhängigen) Fall schwächt dieser in erster Ordnung die Asymmetrie A_{+-0} , aus der $|\eta_{+-0}|$ gewonnen wird, um einen Faktor ab, der dem Verhältnis zwischen der Rate der 3-pionischen Ereignisse zur gemessenen, den Untergrund enthaltenden Rate entspricht. Dieser Faktor liegt für die 91er Daten zwischen 0.60 und 0.65.
- Die Ereignisse unterhalb von $2\tau_s$ konnten nicht für die Asymmetrie verwendet werden, wie ein Vergleich der Verteilungen der Zerfallszeiten zwischen echten und simulierten Daten zeigt (Abbildung 46). Dies verschlechtert die Limite um etwa einen Faktor 2.
- Systematische Effekte wie die Normierung von K^0 zu $\bar{K}^0$ oder unterschiedliche Akzeptanzen, resp. Impulsverteilungen von entgegengesetzt geladenen Pionen können zwar parametrisiert werden, müssen aber gleichzeitig mit $\text{Im}(\eta_{+-0})$ gefittet werden, da sie (vorläufig) nicht separat bestimmt werden können. Entsprechende Parameter aus anderen Zerfallskanälen zu übernehmen, ist problematisch, da für jeden Zerfallsmodus

spezifische Selektionskriterien angewendet werden. Dadurch dass man aber gezwungen ist, mehrere Parameter gleichzeitig variabel zu halten, verschlechtern sich die einzelnen Fehler im allgemeinen, speziell jener von $\text{Im}(\eta_{+0})$.

Nicht studiert worden ist bis anhin der Einfluss der Zeitauflösung auf die Asymmetrie und somit auf $|\eta_{+0}|$. Dieses Thema muss anhand von neuen Monte-Carlo Daten studiert und behandelt werden. Wieweit in Zukunft die systematischen Effekte in den Griff zu bekommen sind, d.h. unter die statistischen Fehler gedrückt werden können, ist noch offen und wird ebenfalls Gegenstand von Untersuchungen mit den neuen Daten sein. Hingegen ist es sicher, dass durch die Anwesenheit der Proportionalkammer PC2, und durch die Installation des endgültigen Triggers die Zerfallszeit-Verteilung viel besser wird, speziell für kurze Zeiten. Doch wie die Abbildung 45 zeigt, muss man weit unter $1\tau_s$ gelangen, um wesentliche Verbesserungen zu erzielen, resp. Verluste zu vermeiden. Dieser Themenkomplex wiederum

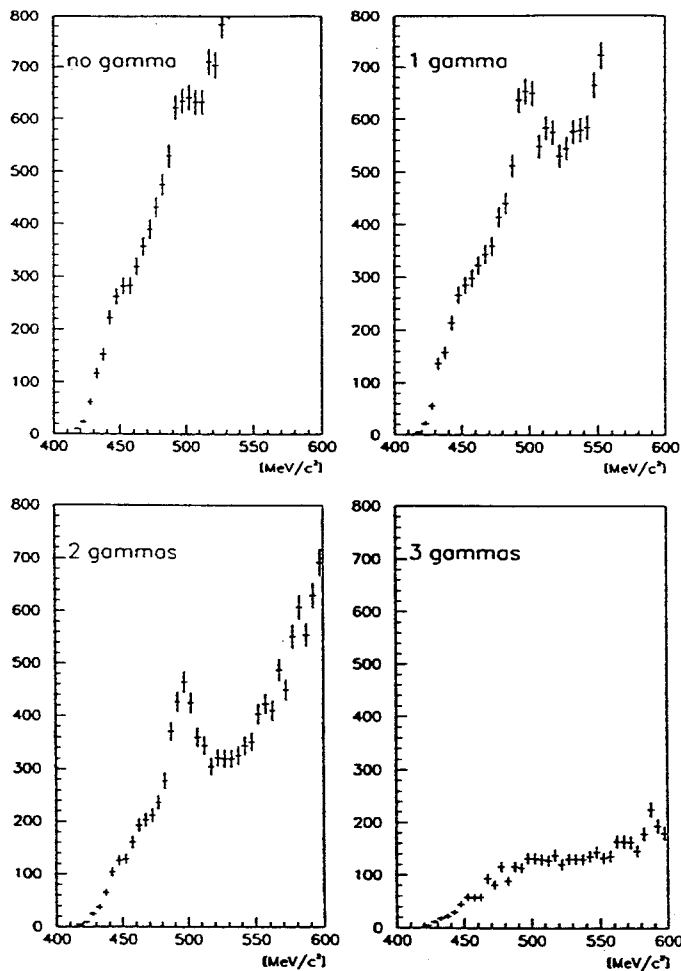


Abbildung 48: Invariante Masse der sekundären Teilchen, berechnet unter der Annahme der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese, selektiert nach 0, 1, 2 oder 3 Gammas im Kalorimeter, von 92er Daten

umfasst auch die Frage der soeben erwähnten Zeitauflösung, aber auch des Untergrunds. Doch mit der Statistik der neuen Daten wird es nun möglich sein, den Untergrund für jedes Zeitintervall zu bestimmen, so dass der Untergrund in Zukunft kein Problem mehr darstellen sollte. Wie weit die Arbeiten auf dem Gebiet der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Analyse schon gediehen sind, zeigen die Abbildungen 48 und 49.

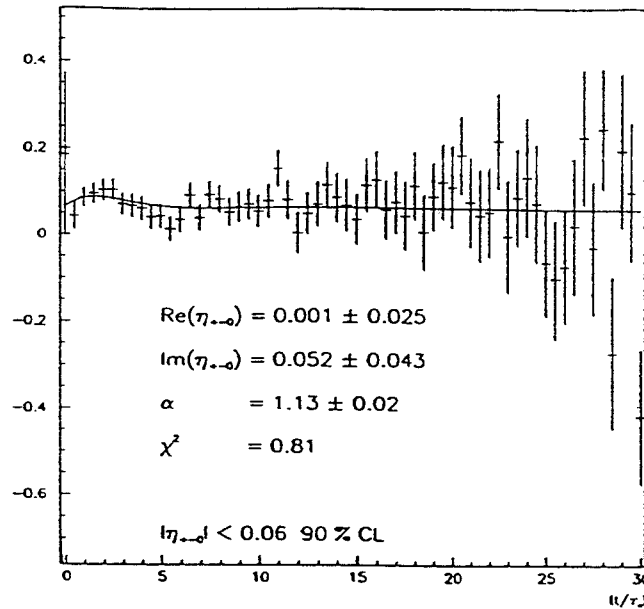


Abbildung 49: Asymmetrie A_{+-0} aus den Daten von 1992.

In Abbildung 48 ist analog zur Abbildung 42 die Verteilung der 3-pionischen, invarianten Masse der sekundären Teilchen für verschiedene Anzahl Shower im Kalorimeter zu sehen. Im Unterschied zu früher wurden jedoch noch keine Fits mit Nebenbedingungen ausgeführt. Die Figuren repräsentieren etwa 6% der gesamten Statistik von 1992.

In Abbildung 49 ist die Asymmetrie A_{+-0} aufgetragen, wie sie sich nach der Evaluation von knapp der Hälfte der 92er Daten ergibt. Gegenüber den Daten von 1991 erhält man folglich für die obere Grenze von $|\eta_{+-0}|$ eine Verbesserung von über einem Faktor 10 ! Ein weiteres Betätigungsfeld hat sich auch beim Studium von einer allfälligen unterschiedlichen Akzeptanz von entgegengesetzt geladenen Pionen eröffnet. Wird beispielsweise häufiger ein höherer Impuls für das positiv geladene Pion gemessen als umgekehrt, so können plötzlich Effekte ins Spiel kommen, welche die erwartete CP -Verletzung um ein Vielfaches übertreffen. Verantwortlich dafür ist der CP -erlaubte Anteil der K_S -Amplitude mit Isospin $I = 2$, der sich bei symmetrischer Akzeptanz der Pionen entgegengesetzter Ladung bei der Integration über den Dalitz-plot ausmitteln würde (s/e Unterabschnitt 4.5.2). Dieser Sachverhalt lässt sich nun ausnützen, die Daten in zwei Kategorien zu trennen, die eine mit höheren Impulsen der positiv geladenen Pionen und die andere entsprechend mit höheren Impulsen der negativ geladenen Pionen. (Da es um den neutralen Kaonzerfall geht, beziehen sich die beiden Kategorien natürlich auf die Impulse der sekundären Pionen.) Für beide Kategorien, bei welchen der besagte Effekt maximal, einmal positiv und einmal negativ, ist, lässt sich diese

$I=2$ -Amplitude bestimmen. Obwohl sie bisher noch nicht gemessen worden ist, lässt sie sich aufgrund von entsprechenden experimentellen Werten für Zerfälle von *geladenen* Kaonen mittels Isospinrelationen sehr genau bestimmen. Eine direkte experimentelle Bestätigung (also direkt durch Zerfälle *neutraler* Kaonen) gäbe uns folglich einen Trumpf in die Hand, zumindest in dem Sinne, dass damit auch die Messung der Limite von $|\eta_{+-0}|$ an Glaubwürdigkeit und Zuverlässigkeit gewänne. Dass die neuesten Resultate den errechneten Wert von 1.45 für die $I=2$ -Amplitude bereits innerhalb von 2σ erreichen, ist ein ermutigendes Zeichen und zugleich auch ein grosser Ansporn, den eingeschlagenen Weg weiter zu verfolgen.

A Isospinzerlegung des 3-Pionsystems

Hier soll die Isospinzerlegung des 3-Pionsystems angegeben werden. Da ein Pion den Isospin 1 trägt, dessen z -Komponente gerade dem Vorzeichen der Pionladung entspricht, kann dieses System zum Gesamtisospin 0, 1, 2 oder 3 koppeln. Dabei bezeichnen wir einen 3-Pionzustand mit

$$(m_1 m_2 m_3) \equiv |1, m_1\rangle \otimes |1, m_2\rangle \otimes |1, m_3\rangle ,$$

wobei die m_i die Isospin z -Komponenten der einzelnen Pionen sind, und ein Isospinzustand mit Isospin I und z -Komponente M durch $|I, M\rangle$ ($|M| \leq I$) dargestellt wird.

Obwohl wir uns im Rahmen des CPLEAR-Experimentes nur für Zustände mit Isospin z -Komponente $M = 0$ interessieren, sind hier sämtliche 3-Pionzustände aufgeführt. Zum einen geschieht dies aus Gründen der Vollständigkeit, zum andern auch, weil an einigen Literaturstellen, wie z.B. in [24], Zerfälle geladener Kaonen besprochen werden.

Zur Berechnung der Isospinzerlegung führt man zuerst eine Zerlegung für zwei Pionen (hier die ersten beiden mit z -Komponente m_1 und m_2) mit Hilfe der Clebsch-Gordan Koeffizienten eines $1 \otimes 1$ -Systems durch und koppelt anschliessend das dritte Pion über die entsprechenden Clebsch-Gordan Koeffizienten eines $0 \otimes 1$ -, eines $1 \otimes 1$ - oder eines $2 \otimes 1$ -Systems dazu, je nachdem ob die beiden ersten Pionen zum Isospin 0, 1 oder 2 koppeln. Bezeichnen wir den Isospin, zu dem die ersten beiden Pionen koppeln, mit I_{12} und dessen z -Komponente mit m_{12} , so lässt sich dieser Sachverhalt mathematisch folgendermassen formulieren:

$$\begin{aligned} (m_1 m_2 m_3) &= \sum_{2 \geq I_{12} \geq |m_{12}|} \langle I_{12}, m_{12} | m_1 m_2 \rangle |I_{12}, m_{12}\rangle \otimes |1, m_3\rangle \\ &= \sum_{2 \geq I_{12} \geq |m_{12}|} \langle I_{12}, m_{12} | m_1 m_2 \rangle \sum_{I_{12}+1 \geq I \geq |M|} \langle I, M | m_{12} m_3 \rangle |I, M\rangle_{I_{12} \otimes 1} , \end{aligned}$$

$$\text{mit } m_{12} = m_1 + m_2 , \quad M = m_{12} + m_3 .$$

In den Zuständen $|I, M\rangle_{I_{12} \otimes 1}$ brauchen die tiefgestellten Symbole $I_{12} \otimes 1$, welche die Kopplungen des 2-Pionsubsystems mit dem dritten Pion zum Gesamtisospin I angeben, nicht explizit geschrieben zu werden, wenn I_{12} eindeutig ist, wie für $I = 0$ ($I_{12} = 1$) und $I = 3$ ($I_{12} = 2$) der Fall ist. Die in obigen Summen auftauchenden Ausdrücke $\langle I_{12}, m_{12} | m_1 m_2 \rangle$ und $\langle I, M | m_{12} m_3 \rangle$ sind die beispielsweise in [10] aufgeführten Clebsch-Gordan Koeffizienten. Mit diesen Koeffizienten ergeben sich dann folgende Isospinzerlegungen für die Kopplungen mit z -Komponente $M \geq 0$:

$$\begin{aligned} (+ + +) &= |3, 3\rangle \\ (+ + 0) &= \sqrt{\frac{1}{3}} |3, 2\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |2, 2\rangle_{2 \otimes 1} \\ (+ 0 +) &= \left(\sqrt{\frac{1}{2}} |2, 1\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}} |1, 1\rangle \right) \otimes |1, 1\rangle \\ &= \sqrt{\frac{1}{3}} |3, 2\rangle - \sqrt{\frac{1}{6}} |2, 2\rangle_{2 \otimes 1} + \sqrt{\frac{1}{2}} |2, 2\rangle_{1 \otimes 1} \\ (0 + +) &= \left(\sqrt{\frac{1}{2}} |2, 1\rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} |1, 1\rangle \right) \otimes |1, 1\rangle \\ &= \sqrt{\frac{1}{3}} |3, 2\rangle - \sqrt{\frac{1}{6}} |2, 2\rangle_{2 \otimes 1} - \sqrt{\frac{1}{2}} |2, 2\rangle_{1 \otimes 1} \\ (+ 0 0) &= \left(\sqrt{\frac{1}{2}} |2, 1\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}} |1, 1\rangle \right) \otimes |1, 0\rangle \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \sqrt{\frac{4}{15}} |3, 1\rangle + \sqrt{\frac{1}{12}} |2, 1\rangle_{2\otimes 1} - \sqrt{\frac{3}{20}} |1, 1\rangle_{2\otimes 1} + \frac{1}{2} |2, 1\rangle_{1\otimes 1} + \frac{1}{2} |1, 1\rangle_{1\otimes 1} \\
(0 + 0) &= \left(\sqrt{\frac{1}{2}} |2, 1\rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} |1, 1\rangle \right) \otimes |1, 0\rangle \\
&= \sqrt{\frac{4}{15}} |3, 1\rangle + \sqrt{\frac{1}{12}} |2, 1\rangle_{2\otimes 1} - \sqrt{\frac{3}{20}} |1, 1\rangle_{2\otimes 1} - \frac{1}{2} |2, 1\rangle_{1\otimes 1} - \frac{1}{2} |1, 1\rangle_{1\otimes 1} \\
(0 0 +) &= \left(\sqrt{\frac{2}{3}} |2, 0\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |0, 0\rangle \right) \otimes |1, 1\rangle \\
&= \sqrt{\frac{4}{15}} |3, 1\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |2, 1\rangle_{2\otimes 1} + \sqrt{\frac{1}{15}} |1, 1\rangle_{2\otimes 1} - \sqrt{\frac{1}{3}} |1, 1\rangle_{0\otimes 1} \\
(+ + -) &= \sqrt{\frac{1}{15}} |3, 1\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |2, 1\rangle_{2\otimes 1} + \sqrt{\frac{3}{5}} |1, 1\rangle_{2\otimes 1} \\
(+ - +) &= \left(\sqrt{\frac{1}{6}} |2, 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}} |1, 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |0, 0\rangle \right) \otimes |1, 1\rangle = \sqrt{\frac{1}{15}} |3, 1\rangle - \\
&\quad \sqrt{\frac{1}{12}} |2, 1\rangle_{2\otimes 1} + \sqrt{\frac{1}{60}} |1, 1\rangle_{2\otimes 1} + \frac{1}{2} |2, 1\rangle_{1\otimes 1} - \frac{1}{2} |1, 1\rangle_{1\otimes 1} + \sqrt{\frac{1}{3}} |1, 1\rangle_{0\otimes 1} \\
(- + +) &= \left(\sqrt{\frac{1}{6}} |2, 0\rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} |1, 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |0, 0\rangle \right) \otimes |1, 1\rangle = \sqrt{\frac{1}{15}} |3, 1\rangle - \\
&\quad \sqrt{\frac{1}{12}} |2, 1\rangle_{2\otimes 1} + \sqrt{\frac{1}{60}} |1, 1\rangle_{2\otimes 1} - \frac{1}{2} |2, 1\rangle_{1\otimes 1} + \frac{1}{2} |1, 1\rangle_{1\otimes 1} + \sqrt{\frac{1}{3}} |1, 1\rangle_{0\otimes 1} \\
(+ - 0) &= \left(\sqrt{\frac{1}{6}} |2, 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}} |1, 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |0, 0\rangle \right) \otimes |1, 0\rangle \\
&= \sqrt{\frac{1}{10}} |3, 0\rangle - \sqrt{\frac{1}{15}} |1, 0\rangle_{2\otimes 1} + \sqrt{\frac{1}{3}} |2, 0\rangle_{1\otimes 1} - \sqrt{\frac{1}{6}} |0, 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |1, 0\rangle_{0\otimes 1} \\
(- + 0) &= \left(\sqrt{\frac{1}{6}} |2, 0\rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} |1, 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |0, 0\rangle \right) \otimes |1, 0\rangle \\
&= \sqrt{\frac{1}{10}} |3, 0\rangle - \sqrt{\frac{1}{15}} |1, 0\rangle_{2\otimes 1} - \sqrt{\frac{1}{3}} |2, 0\rangle_{1\otimes 1} + \sqrt{\frac{1}{6}} |0, 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |1, 0\rangle_{0\otimes 1} \\
(+ 0 -) &= \left(\sqrt{\frac{1}{2}} |2, 1\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}} |1, 1\rangle \right) \otimes |1, -1\rangle = \sqrt{\frac{1}{10}} |3, 0\rangle + \\
&\quad \frac{1}{2} |2, 0\rangle_{2\otimes 1} + \sqrt{\frac{3}{20}} |1, 0\rangle_{2\otimes 1} + \sqrt{\frac{1}{12}} |2, 0\rangle_{1\otimes 1} + \frac{1}{2} |1, 0\rangle_{1\otimes 1} + \sqrt{\frac{1}{6}} |0, 0\rangle \\
(- 0 +) &= \left(\sqrt{\frac{1}{2}} |2, -1\rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} |1, -1\rangle \right) \otimes |1, 1\rangle = \sqrt{\frac{1}{10}} |3, 0\rangle - \\
&\quad \frac{1}{2} |2, 0\rangle_{2\otimes 1} + \sqrt{\frac{3}{20}} |1, 0\rangle_{2\otimes 1} - \sqrt{\frac{1}{12}} |2, 0\rangle_{1\otimes 1} + \frac{1}{2} |1, 0\rangle_{1\otimes 1} - \sqrt{\frac{1}{6}} |0, 0\rangle \\
(0 + -) &= \left(\sqrt{\frac{1}{2}} |2, 1\rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} |1, 1\rangle \right) \otimes |1, -1\rangle = \sqrt{\frac{1}{10}} |3, 0\rangle + \\
&\quad \frac{1}{2} |2, 0\rangle_{2\otimes 1} + \sqrt{\frac{3}{20}} |1, 0\rangle_{2\otimes 1} - \sqrt{\frac{1}{12}} |2, 0\rangle_{1\otimes 1} - \frac{1}{2} |1, 0\rangle_{1\otimes 1} - \sqrt{\frac{1}{6}} |0, 0\rangle \\
(0 - +) &= \left(\sqrt{\frac{1}{2}} |2, -1\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}} |1, -1\rangle \right) \otimes |1, 1\rangle = \sqrt{\frac{1}{10}} |3, 0\rangle - \\
&\quad \frac{1}{2} |2, 0\rangle_{2\otimes 1} + \sqrt{\frac{3}{20}} |1, 0\rangle_{2\otimes 1} + \sqrt{\frac{1}{12}} |2, 0\rangle_{1\otimes 1} - \frac{1}{2} |1, 0\rangle_{1\otimes 1} + \sqrt{\frac{1}{6}} |0, 0\rangle \\
(0 0 0) &= \left(\sqrt{\frac{2}{3}} |2, 0\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |0, 0\rangle \right) \otimes |1, 0\rangle \\
&= \sqrt{\frac{2}{5}} |3, 0\rangle - \sqrt{\frac{4}{15}} |1, 0\rangle_{2\otimes 1} - \sqrt{\frac{1}{3}} |1, 0\rangle_{0\otimes 1}
\end{aligned}$$

Ersetzt man in den Zuständen links der Gleichheitszeichen + durch - und umgekehrt, so bewirkt dies auf der rechten Seite nach dem letzten Gleichheitszeichen eines Ausdrucks nebst einem Vorzeichenwechsel für die z-Komponenten der Isospins auch einen Wechsel des Vorzeichens für sämtliche Anteile mit geradem Gesamtisospin, d.h. mit $I = 0$ und $I = 2$.

Umgekehrt erhält man die einzelnen Anteile der Isospinwellenfunktionen mit einer bestimmten z -Komponente M , indem man über alle Kombinationen von 2 Isospinzuständen summiert, deren z -Komponenten zusammen M ergeben. Dabei gehört einer der beiden Zustände dem dritten Pion an und der andere repräsentiert die Zusammensetzung der ersten beiden Pionen. Dieser Anteil der Kopplung ist dann selbst wiederum eine Summe über alle möglichen Pion-Isospinzustände, deren z -Komponenten (d.h. Ladungen der Pionen) zusammen jene des gekoppelten Subsystems ergeben, d.h. in der mathematischen Schreibweise:

$$\begin{aligned} |I, M\rangle_{I_{12} \otimes 1} &= \sum_{|M-m_3| \leq 2} \langle I, M | m_{12} m_3 \rangle |I_{12}, m_{12}\rangle \otimes |1, m_3\rangle \\ &= \sum_{|M-m_3| \leq 2} \langle I, M | m_{12} m_3 \rangle \sum_{|m_{12}-m_2| \leq 1} \langle I_{12}, m_{12} | m_1 m_2 \rangle (m_1 m_2 m_3), \end{aligned}$$

wobei auch hier wieder $|m_i| \leq 1$ für $i = 1, 2$ oder 3 . Damit lauten die einzelnen Isospinanteile mit z -Komponente $M \geq 0$:

$$\begin{aligned} |3, 3\rangle &= (+ + +) \\ |3, 2\rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}} |2, 2\rangle \otimes |1, 0\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |2, 1\rangle \otimes |1, 1\rangle \\ &= \sqrt{\frac{1}{3}} [(+ + 0) + (+ 0 +) + (0 + +)] \\ |2, 2\rangle_{2 \otimes 1} &= \sqrt{\frac{2}{3}} |2, 2\rangle \otimes |1, 0\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |2, 1\rangle \otimes |1, 1\rangle \\ &= \sqrt{\frac{2}{3}} (+ + 0) - \sqrt{\frac{1}{6}} [(+ 0 +) + (0 + +)] \\ |2, 2\rangle_{1 \otimes 1} &= \sqrt{\frac{1}{2}} [(+ 0 +) - (0 + +)] \\ |3, 1\rangle &= \sqrt{\frac{1}{15}} |2, 2\rangle \otimes |1, -1\rangle + \sqrt{\frac{8}{15}} |2, 1\rangle \otimes |1, 0\rangle + \sqrt{\frac{2}{5}} |2, 0\rangle \otimes |1, 1\rangle \\ &= \sqrt{\frac{1}{15}} [(+ + -) + (+ - +) + (- + +)] + \sqrt{\frac{4}{15}} [(0 0 +) + (+ 0 0) + (0 + 0)] \\ |2, 1\rangle_{2 \otimes 1} &= \sqrt{\frac{1}{3}} |2, 2\rangle \otimes |1, -1\rangle + \sqrt{\frac{1}{6}} |2, 1\rangle \otimes |1, 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}} |2, 0\rangle \otimes |1, 1\rangle \\ &= \sqrt{\frac{1}{3}} [(+ + -) - (0 0 1)] + \sqrt{\frac{1}{12}} [(+ 0 0) + (0 + 0) - (+ - +) - (- + +)] \\ |2, 1\rangle_{1 \otimes 1} &= \sqrt{\frac{1}{2}} |1, 1\rangle \otimes |1, 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}} |1, 0\rangle \otimes |1, 1\rangle \\ &= \frac{1}{2} [(+ 0 0) - (0 + 0) + (+ - +) - (- + +)] \\ |1, 1\rangle_{2 \otimes 1} &= \sqrt{\frac{3}{5}} |2, 2\rangle \otimes |1, -1\rangle - \sqrt{\frac{3}{10}} |2, 1\rangle \otimes |1, 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{10}} |2, 0\rangle \otimes |1, 1\rangle = \sqrt{\frac{1}{15}} (0 0 +) \\ &+ \sqrt{\frac{3}{5}} (+ + -) - \sqrt{\frac{3}{20}} [(+ 0 0) + (0 + 0)] + \sqrt{\frac{1}{60}} [(+ - +) + (- + +)] \\ |1, 1\rangle_{1 \otimes 1} &= \sqrt{\frac{1}{2}} |1, 1\rangle \otimes |1, 0\rangle - \sqrt{\frac{1}{2}} |1, 0\rangle \otimes |1, 1\rangle \\ &= \frac{1}{2} [(+ 0 0) - (0 + 0) - (+ - +) + (- + +)] \\ |1, 1\rangle_{0 \otimes 1} &= \sqrt{\frac{1}{3}} [(+ - +) + (- + +) - (0 0 +)] \\ |3, 0\rangle &= \sqrt{\frac{1}{5}} |2, 1\rangle \otimes |1, -1\rangle + \sqrt{\frac{3}{5}} |2, 0\rangle \otimes |1, 0\rangle + \sqrt{\frac{1}{5}} |2, -1\rangle \otimes |1, 1\rangle = \sqrt{\frac{2}{15}} (0 0 0) \\ &+ \sqrt{\frac{1}{10}} [(+ 0 -) + (0 + -) + (+ - 0) + (- + 0) + (0 - +) + (- 0 +)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
|2,0\rangle_{2\otimes 1} &= \sqrt{\frac{1}{2}}|2,1\rangle \otimes |1,-1\rangle - \sqrt{\frac{1}{2}}|2,-1\rangle \otimes |1,1\rangle \\
&= \frac{1}{2}[(+0-) + (0+-) - (0-+) - (-0+)] \\
|2,0\rangle_{1\otimes 1} &= \sqrt{\frac{1}{6}}|1,1\rangle \otimes |1,-1\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}}|1,0\rangle \otimes |1,0\rangle + \sqrt{\frac{1}{6}}|1,-1\rangle \otimes |1,1\rangle \\
&= \sqrt{\frac{1}{12}}[(+0-) - (0+-) + (0-+) - (-0+)] + \sqrt{\frac{1}{3}}[(+-0) - (-+0)] \\
|1,0\rangle_{2\otimes 1} &= \sqrt{\frac{3}{10}}|2,1\rangle \otimes |1,-1\rangle - \sqrt{\frac{2}{5}}|2,0\rangle \otimes |1,0\rangle + \sqrt{\frac{3}{10}}|2,-1\rangle \otimes |1,1\rangle = -\sqrt{\frac{4}{15}}(000) \\
&+ \sqrt{\frac{3}{20}}[(+0-) + (0+-) + (0-+) + (-0+)] - \sqrt{\frac{1}{15}}[(+-0) + (-+0)] \\
|1,0\rangle_{1\otimes 1} &= \sqrt{\frac{1}{2}}|1,1\rangle \otimes |1,-1\rangle - \sqrt{\frac{1}{2}}|1,-1\rangle \otimes |1,1\rangle \\
&= \frac{1}{2}[(+0-) - (0+-) - (0-+) + (-0+)] \\
|1,0\rangle_{0\otimes 1} &= \sqrt{\frac{1}{3}}[(+-0) + (-+0) - (000)] \\
|0,0\rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}}|1,1\rangle \otimes |1,-1\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}}|1,0\rangle \otimes |1,0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}}|1,-1\rangle \otimes |1,1\rangle \\
&= \sqrt{\frac{1}{6}}[(+0-) - (0+-) - (+-0) + (-+0) + (0-+) - (-0+)]
\end{aligned}$$

Die entsprechenden Zustände mit negativer z-Komponente erhält man durch Vertauschen der Vorzeichen der einzelnen Pionladungen. Zusätzlich ändert sich das Vorzeichen für die gesamte Wellenfunktion bei allen Zuständen, deren Gesamtisospin I gleich dem Isospin I_{12} des 2-Pionsubsystems ist, d.h. bei $|2,-2\rangle_{2\otimes 1}$, $|2,-1\rangle_{2\otimes 1}$, $|2,0\rangle_{2\otimes 1}$, $|1,-1\rangle_{1\otimes 1}$, $|1,0\rangle_{1\otimes 1}$.

B Berechnung des Randes des Dalitz-plots von $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Die Umrandung des in Abschnitt 4.5.2 definierten Dalitz-plots von $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ wird durch all jene Einstellmöglichkeiten der Pionimpulse gebildet, wo je zwei parallel zueinander und antiparallel zum dritten sind, so dass Vektorbetrachtungen wegfallen. Für diese Fälle gilt im Ruhesystem des zerfallenden Kaons:

$$\begin{aligned} p_3 &= p_1 + p_2 \quad \text{oder} \quad p_3 = p_1 - p_2 \\ E_3 &= M - (E_1 + E_2) . \end{aligned} \quad (169)$$

Die in (145) und (146) definierten X und Y lassen sich beide durch die Energien der beiden geladenen Pionen

$$\begin{aligned} X &= s_2 - s_1 = k \cdot (E_1 - E_2) \\ Y &= s_3 - s_0 = k \cdot (E_1 + E_2) - q \end{aligned} \quad (170)$$

ausdrücken, wobei sich wie üblich die Indizes 1, 2 und 3 auf π^+ , π^- und π^0 beziehen. Für Y wurde die zweite Gleichung von (169) verwendet. Die Konstanten k und q sind durch die Kaonmasse M und die Pionmassen $m \equiv m_{\pi^+} = m_{\pi^-}$ und $m_0 \equiv m_{\pi^0}$ wie folgt gegeben:

$$k = \frac{2M}{m^2}, \quad q = \frac{2(2M^2 + m^2 - m_0^2)}{3m^2} . \quad (171)$$

Aufgrund der Beziehung zwischen den Impulsen (169) ergibt sich für E_3 aber auch:

$$\begin{aligned} E_3^2 &= m_0^2 + (p_1 \pm p_2)^2 = m_0^2 - 2m^2 + E_1^2 + E_2^2 \pm 2p_1 p_2, \quad \text{mit} \\ p_1^2 p_2^2 &= (E_1^2 - m^2)(E_2^2 - m^2) = E_1^2 E_2^2 - m^2(E_1^2 + E_2^2) + m^4 . \end{aligned} \quad (172)$$

Durch Einsetzen von E_3 aus (169) in (172) erhält man die Gleichung

$$\begin{aligned} \left\{ \left[M - (E_1 + E_2) \right]^2 + 2m^2 - m_0^2 - (E_1^2 + E_2^2) \right\}^2 &= 4p_1^2 p_2^2 \\ &= 4 \left[E_1^2 E_2^2 - m^2(E_1^2 + E_2^2) + m^4 \right] . \end{aligned} \quad (173)$$

Dieser drängt sich eine Substitution der Art (170) geradezu auf. Setzen wir $Y' = Y + q$, so gilt

$$\begin{aligned} 4k^2 \cdot E_1 E_2 &= Y'^2 - X^2 \\ 2k^2 \cdot (E_1^2 + E_2^2) &= Y'^2 + X^2 \end{aligned}$$

und für (173) resultiert nach Multiplikation mit k^4 :

$$\begin{aligned} \left\{ k^2 (M^2 + 2m^2 - m_0^2) - 2MkY' + \frac{(Y'^2 - X^2)}{2} \right\}^2 \\ = \left(\frac{Y'^2 - X^2}{2} \right)^2 - 2m^2 k^2 (Y'^2 + X^2) + 4m^4 k^4 . \end{aligned}$$

Der Term $\left(\frac{Y'^2 - X^2}{2} \right)^2$ fällt weg und man erhält mit der Substitution

$$\begin{aligned} Y' &= Z + \sqrt{V} = Y + q, \\ \text{wobei } \sqrt{V} &= q - s_0 = \frac{M^2 - m_0^2}{m^2} \\ s_0 &= \frac{(M^2 + 2m^2 + m_0^2)}{3 \cdot m^2}, \end{aligned} \quad (174)$$

nach ein paar Umformungen die Beziehung

$$Z^3 - 6 s_0 \cdot Z^2 + [8(3 s_0 - 2) + V - X^2] \cdot Z - 4 V = 0 . \quad (175)$$

Nach Division durch Z lautet X als Funktion von Z

$$X(Z) = \pm \sqrt{Z^2 - 6 s_0 \cdot Z + [8(3 s_0 - 2) + V]} - \frac{4 V}{Z} ,$$

und mit (174) als Funktion von Y

$$X(Y) = \pm \sqrt{Y^2 - 4 s_0 \cdot Y + [-(s_0 - 4)(5 s_0 - 4) + V]} - \frac{4 V}{Y + s_0} . \quad (176)$$

Um über den Bereich des Dalitz-plots integrieren zu können, müssen noch die Integrationsgrenzen, d.h. die Achsenschnittpunkte von Y berechnet werden, da Y dort seine Extremalwerte annimmt, und in (176) X als Funktion von Y gegeben ist. Dazu müsste für $X=0$ die Gleichung dritten Grades in Z (175) gelöst werden. Es ist jedoch einfacher, die Lösungen für Y_{min} und Y_{max} durch eine physikalische Überlegung herauszufinden und dann beispielsweise mit (175) zu überprüfen. Definitionsgemäss ist Y maximal, wenn der Impuls vom π^0 minimal, d.h. $p_3=0$ und folglich $E_3=m_0$, ist. Entsprechend ist für $Y=Y_{min}$ der π^0 -Impuls maximal. Auf der Y-Achse sind aber die Impulse der beiden geladenen Pionen betragsmässig gleich. Es muss also $p_1 = p_2 = p_3/2$ gelten. Man findet, indem man Gleichungen (169) bis (171) benützt:

$$\begin{aligned} Y_{min} &= -\frac{(M^2 - 10 m^2 + m_0^2)}{3 \cdot m^2} = 4 - s_0 , \\ Y_{max} &= \frac{2}{3} \left(\frac{M^2 - 3 M m_0 + m_0^2}{m^2} - 1 \right) = 2(s_0 - 1) - \sqrt{(3 s_0 - 2)^2 - V} . \end{aligned} \quad (177)$$

Literatur

- [1] T.D. Lee, Particle Physics and Introduction to Field Theory, hardwood academic publishers (hap).
- [2] C.S. Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hoppes, R.P. Hudson, Phys.Rev. **105** (1957), 1413.
- [3] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch and R. Turlay, Phys.Rev.Lett. **13** (1964), 138.
- [4] D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley Publishing Company, Inc.
- [5] Otto Nachtmann, Elementarteilchenphysik, Konzepte und Phänomene, Vieweg Verlag, S.437 .
- [6] R.E. Marshak, Riazuddin and C.P. Ryan, Theory of Weak Interactions of Elementary Particles, Wiley-Interscience, New York (1960).
- [7] Bernd Pagels, Eine Anmerkung zur Phasenkonvention im K^0 - $\bar{K}^0$ -System (1990), unveröffentlicht
E.M. Ma, W.A. Simmons, S.F. Tuan, Phys.Rev. **D20** (1979), 2888.
- [8] L. Wolfenstein, Phys.Rev.Lett. **13** (1964), 562.
- [9] V.V. Barmin *et al.*, Nuclear Physics **B247** (1984), 293.
- [10] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys.Rev. **D45** (1992).
- [11] T.J. Devlin and J.O. Dickey, Rev.Mod.Phys. **51** (1979), 237.
- [12] T.T. Wu and C.N. Yang, Phys.Rev.Lett. **13** (1964) 12, 380.
- [13] R.G. Sachs, The Physics of Time Reversal, University of Chicago Press (1987).
- [14] G. Källén, Elementary Particle Physics, chapter 16 (1964), Addison-Wesley.
- [15] J.M. Blatt and V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, John Wiley, New York (1952), 320.
- [16] W. Grimus, Fortschritte der Physik **36** (1988) no. 4, 201.
- [17] T.D. Lee and C.S. Wu, Ann.Rev.Nucl.Sci., Weak Interactions, chapter 9, **16** (1964), 138.
- [18] H.Y. Cheng, C.Y. Cheung, W.B. Yeung, Z.Phys. **C43** (1989), 391.
H.Y. Cheng, Phys.Lett. **B238** (1990), 399.
J. Kambor, J. Missimer, D. Wyler, Phys.Lett. **B261** (1991), 496.

- [19] L. Wolfenstein, CPSC Vol. 5, CP-Violation, North Holland, Elsevier Science Publishers B.V. (1989).
- [20] F.J. Gilman and Y. Nir, Ann.Rev.Nucl. and Part.Sci. **40** (1990), 213.
- [21] F. Halzen and A.D. Martin, Quarks and Leptons, John Wiley and Sons Inc. (1984).
- [22] L.M. Sehgal and L. Wolfenstein, Phys.Rev. **162** (1967) no. 5, 1362.
- [23] C. Zemach, Phys.Rev. **B133** (1964), 1201.
- [24] S. Weinberg, Phys.Rev.Lett.,
New Test for $\Delta I = \frac{1}{2}$ in K^+ -decay, **4** (1960), 87.
- [25] T. Nakada, Comments on the CP Violation in $K \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$
Decays (I)-(III), PSI-TN-93.
- [26] K.J. Peach, Nucl.Part.Phys. **16** (1990), 131.
- [27] H. Burckhardt *et al.*, Phys.Lett. **B206** (1988), 169.
- [28] R. Armenteros, B. French, Antinucleon-Nucleon Interactions,
High Energy Physics Vol. IV, Ed. E.H.S. Burhop, academic press, New York (1969), 311.
L. Tauscher, F. Montanet, CPLEAR note SW009 (1988).
- [29] A.G. Wightman, Phys.Rev. **77** (1950), 521.
- [30] J.E. Augustin *et al.*, LAL 78/14 (78).
- [31] CPLEAR Collab., R. Adler *et al.*, CPLEAR proposal,
CERN/PSCC/85-6 (1985).
- [32] R. Adler *et al.*, LEAP 1990, Proc. First Biennial Conf.
on Low Energy Antiproton Physics, Stockholm (1990), 414.
- [33] Christian Bula, Doktorarbeit, ETH Zürich, 1992.
- [34] M. Dejardin, Ph.D. thesis, Université de Paris 7 (1992).
- [35] Guido Polivka, Diplomarbeit, Universität Basel, 1991.
- [36] René Rickenbach, Doktorarbeit, Universität Basel, 1989.
- [37] A. Angelopoulos *et al.*, Nucl.Instrum.Methods **A311** (1992), 78.
- [38] Ph. Bloch, CPLEAR Note CP/Norm/VI (1992).
- [39] P. Bloch *et al.*, Development of small high-gain Tubes for the electromagnetic
Calorimeter of the CPLEAR-Experiment,
Nucl.Instrum.Methods **A297** (1990), 126.
- [40] Andreas Schopper, Doktorarbeit, Universität Basel, 1989.

- [41] D. Tröster *et al.*, Nucl.Instrum. Methods **A279** (1989), 285.
- [42] L. Sacks, AIP Conf. Proc. **243**, (1992), 408,
Interactions between particle and nuclear physics, Tucson.
- [43] Ch. Witzig, Doktorarbeit, ETH Zürich, 1990.
- [44] Bernd Pagels, Doktorarbeit, Universität Basel, 1992.
- [45] Ronny Adler, Doktorarbeit, Universität Basel, in Vorbereitung.
- [46] Pierre Mandrin, Ortsauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters,
Diplomarbeit, Cern, 1991.
- [47] R.Adler *et al.*, Design and test of a prototype gas-sampling electromagnetic
calorimeter of high granularity for the CPLEAR experiment,
Nucl.Instrum.Methods **A321** (1992), 458.
- [48] Philippe Bloch und Peter Gumplinger, CPLEAR Note CP/SW/0006 (1988).
- [49] P. Bloch *et al.*, Results of the analysis of the test calorimeter data, interne Notiz.
- [50] Ch.Felder, das TPB-Experiment, Diplomarbeit, Universität Basel, 1987.
- [51] Guido Polivka, Doktorarbeit, Universität Basel, in Vorbereitung.
- [52] René Rickenbach *et al.*, Cuts used in the $K^0, \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Analysis (1992),
interne Notiz.
- [53] René Rickenbach, CPLEAR Note CP/3Pi/?,
Status of the $K^0, \bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Evaluation, (1993).
- [54] R. Adler *et al.*, First determination of CP violation parameters
from $K^0-\bar{K}^0$ decay asymmetry, Phys. Lett. **B286** (1992), 180.
- [55] M. Metcalf *et al.*, Experimental study of the time-dependent
rate of $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, Phys. Lett. **B40** (1972), 703.

Abbildungsverzeichnis

1	Das von der Phasenkonvention abhängige $\bar{\epsilon}$ liegt auf einem Kreis, der durch $ \eta $ gegeben ist.	16
2	Das Wu-Yang Dreieck	22
3	Boxdiagramme	36
4	Pinguindigramm	36
5	Feynman-Diagramm zum $\Delta S = \Delta Q$ – erhaltenden semileptonischen Zerfall . .	36
6	Raten und Asymmetrien zum 2-pionischen Zerfall	41
7	Raten und Asymmetrien zum 3-pionischen Zerfall	43
8	Asymmetrien zum semileptonischen Zerfall	46
9	Die Geschwindigkeits- (links) und Impulsverteilungen (rechts) von Pionen und Kaonen der „Goldenen Zerfälle“	47
10	Der CPLEAR-Detektor, oben: Querschnitt (Y-Z), unten: Transversalebene (X-Y)	50
11	Energieverlust dE/dx in S1 für sämtliche Spuren (a) und für Spuren der Signatur $\bar{S}\bar{C}\bar{S}$ (b). Deutlich zu sehen ist das Kaonband oberhalb von etwa 350 MeV/c und das tiefergelegene, langgezogene Pionband.	57
12	Ausschnitt aus einer Kalorimeterkammer	57
13	Zur Definition der Streifenorientierung und -numerierung, sowie zur Berechnung von Z. Ein eingezeichneter Streifen entspricht 16 richtigen Streifen, resp. 1 Kabel. Die Anzahl N der Kabel beträgt zwischen 25 und 28.	65
14	Verteilung der angesprochenen Drähte, die sog. „Hitmaps“, aus ungefähr 50'000 $p\bar{p}$ –Annihilationen der Strahlperiode P12 für die Lagen 1 bis 4 des zweiten Kalorimeterdrittels.	68
15	Verteilung der angesprochenen U- und V-Streifen, wiederum für die Lagen 1 bis 4 des zweiten Kalorimeterdrittels. Im Gegensatz zu den Drähten ist die Verteilung nicht mehr konstant, sondern abhängig von der Länge und dem abgedeckten Raumwinkel der Streifen.	69
16	Die unkorrigierten (Methode 1) und auf tote Bereiche der Spacer und Löcher in den Hit-maps korrigierten (Methode 2) Kammereffizienzen sämtlicher Ebenen und Drittel des Kalorimeters. Die Kanäle 1 bis 18 beziehen sich auf den ersten Drittel, jene von 21 bis 38 auf den zweiten, und jene von 41 bis 58 auf den dritten.	71
17	Die unkorrigierten und korrigierten Treffermultiplizitäten sämtlicher Ebenen und Drittel des Kalorimeters für die Drähte.	71
18	Die unkorrigierten (oben) und auf Rauschen und inaktive Bereiche korrigierten (unten) Effizienzen der U- und V-Streifen.	73
19	Die Multiplizitäten der Streifen für die Methoden 1 (unkorrigiert) und 2 (korrigiert).	74
20	Die Wahrscheinlichkeiten p_0 und p_R für das Auftreten von unkorrelierten Streifensignalen (Rauschen). Siehe Text für die Definitionen von p_0 und p_R . Die Spitzen bei 1 sind auf einige wenige Streifen mit enormem Rauschen zurückzuführen.	76

21	Verteilung der Differenz zwischen der aus einem Referenzpunkt einer benachbarten Ebene berechneten Streifennummer und den Streifennummern, die ein Rauschsignal aufweisen (ohne Drahtinformation). Über dem statistisch verteilten Untergrund erhebt sich die Spitze von induzierten Signalen.	78
22	relative Trefferhäufigkeit eines Streifens, normiert auf die längsten Streifen, für Spuren aus dem Zentrum.	79
23	Oben: Die Verteilung der Differenzen zwischen $Z(\varphi, U)$ und $Z(\varphi, V)$, berechnet aus dem φ eines Drahts und einem U-, resp. V-Streifen für die beiden ersten Lagen des dritten Drittels nach dem internen Alignment. Unten: Die Differenz zwischen dem Z der ersten Lage (Z_1) und jenem der zweiten Lage (Z_2), einmal ohne und einmal mit Z -Abhängigkeit.	85
24	Die Differenzen zwischen den im Kalorimeter gefundenen Showerfüßen und den aus dem Innern des Detektors auf den Radius der Showerfüße extrapolierten Spuren in φ und Z für die ersten beiden Lagen des dritten Drittels nach dem Alignment.	87
25	Verteilungen des rekonstruierten Winkels ϕ nach dem provisorischen Fit (a) und nach dem endgültigen Fit, einmal ohne (b) und einmal mit Fixierung (c) der Fitgeraden durch den „Impact-point“. Bei (d) wurde zusätzlich zu (c) die Korrelation zwischen W , U und V überprüft.	91
26	Verteilungen des rekonstruierten Winkels ϑ . (Vgl. auch Bildunterschrift zu Abbildung 25)	92
27	Die RMS-Werte der Verteilungen des rekonstruierten Winkels ϕ in Abhängigkeit der Gammaenergie.	94
28	Die RMS-Werte der Verteilungen des rekonstruierten Winkels ϑ in Abhängigkeit der Gammaenergie.	94
29	Darstellung eines Showers eines 150 MeV Gammas in den Projektionen W , U und V (I) (Einfall horizontal von links), einmal als Treffernummern (oben) und einmal als mittlere Koordinaten (unten) pro Lage, sowie im Raum (Einfall von hinten rechts, gestrichelt) mit Projektion der Raumpunkte auf die XZ - (II a) und die XY -Ebene (II b). Ebenfalls miteingezeichnet sind die Fitresultate der rekonstruierten Richtungen.	99
30	Darstellung eines Showers eines 150 MeV Gammas. (Vgl. auch Bildunterschrift zu Abbildung 29)	100
31	Verteilung zwischen Anzahl rekonstruierter Raumpunkte und Anzahl Treffer in der Drahtprojektion.	104
32	Einige ausgewählte, typische $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse mit 2 Showern (Gammas). Zur Klarheit steht $\pi_p^\pm$ für ein primäres, $\pi_s^\pm$ für ein sekundäres Pion.	109
33	Cosinus des Zwischenwinkels (links) und invariante Masse (rechts) der beiden geladenen sekundären Spuren. Eingezeichnet ist der Schnitt auf die invariante Masse bis 290 MeV/c ²	111
34	Pionimpuls gegen Kaonimpuls am primären Vertex mit eingezeichnetem erlaubten Bereich für „Goldene Ereignisse“ aus Daten (links) und aus Monte-Carlo (rechts) mit einem Impulsschnitt bei 300 MeV/c.	112

35	Totaler fehlender Impuls gegen fehlende Energie, berechnet unter der Annahme eines π^0 am sekundären Vertex. Akzeptiert wird nur das Gebiet oberhalb der eingezeichneten Geraden. Ebenfalls eingezeichnet ist die Kurve des theoretischen Verlaufs von reinen $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen.	113
36	Die Zeit t_{fit} aus den <i>gefitteten</i> Grössen gegen die Zeit t aus der ungefitteten Grössen.	113
37	Invariante Masse der sekundären Teilchen unter der Annahme der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese für korrekte Spurzuordnungen (links) und für falsche Zuordnungen (rechts), bei denen die beiden Spuren mit entgegengesetzter Kaonladung miteinander vertauscht sind.	115
38	Energieverteilungen der Gammas aus dem $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal (links) und getrennt für die Gammas der tieferen (γ_L) und der höheren (γ_H) Energie (rechts). . .	116
39	Die Wahrscheinlichkeitsverteilung nach dem 6C-Fit (oben links) und die Tests der Bedingungen 1. (m_K), 2. (m_{π^0}), sowie des $\cos$ des Zwischenwinkels zwischen dem Impuls des neutralen Kaons und der Verbindungsgeraden der beiden Vertizes	118
40	Dalitz-plot von $K^0(\bar{K}^0) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Siehe Text für die Definitionen von X und Y. links: Simulierte Verteilung, gestrichelt eingezeichnet ist der Rand für den nichtrelativistischen Fall, rechts: P12 und P13 Daten nach dem 3C-Fit .	123
41	Invariante Masse der sekundären Pionen von MC-Daten nach dem 1C-Fit (links) und nach dem 3C-Fit (rechts). Die gefitteten Kurven setzen sich aus einer Gaussverteilung und einem Polynom 4. Grades zusammen.	128
42	Invariante Masse der sekundären Teilchen aus P12- und P13- Daten nach einem 1C-Fit, berechnet unter der Annahme der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese, für Ereignisse mit 0, 1, 2 oder ≥ 3 Gammas im Kalorimeter. Eingezeichnet sind die gefitteten Anteile des Untergrunds und der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse.	129
43	Invariante Masse der sekundären Teilchen aus P12- und P13- Daten nach einem 3C-Fit, berechnet unter der Annahme der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese, für Ereignisse mit 0, 1, 2 oder ≥ 3 Gammas im Kalorimeter. Eingezeichnet sind die gefitteten Anteile des Untergrunds und der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse.	130
44	Vergleich des Untergrunds zwischen 1C- und 3C-Fit in der invarianten Masse der sekundären Teilchen, berechnet unter der Annahme der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese.	131
45	Korrekturfaktor für die Anzahl benötigter $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignisse zur Abschätzung von $ \eta_{+-0} $ aus der Asymmetrie A_{+-0} in Abhängigkeit der unteren Limite der Zerfallszeit t_A , einmal für die obere Zerfallszeit $t_0=6\tau_S$ (ausgezogene Kurve) und einmal für $t_0=15\tau_S$ (gestrichelt)	135
46	Die Verteilung der Zerfallszeit von $K^0(\bar{K}^0) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ für simulierte Ereignisse (oben) und für P12- und P13-Daten (unten).	136
47	Die gefittete Asymmetrie A_{+-0} mit den Parametern $P1 \equiv \text{Im}(\eta_{+-0})$, $P2 \equiv \text{Re}(\eta_{+-0} + \bar{\eta}_{+-0}^I)$ und $P3 \equiv \alpha_{+-0}$	137
48	Invariante Masse der sekundären Teilchen, berechnet unter der Annahme der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese, selektiert nach 0, 1, 2 oder 3 Gammas im Kalorimeter, von 92er Daten	142
49	Asymmetrie A_{+-0} aus den Daten von 1992.	143

Tabellenverzeichnis

1	Eigenschaften von Kaonen: links: Quarkzustände, rechts: Lebensdauern und wichtigste Zerfallskanäle	7
2	Ungefähre Unterdrückungsfaktoren für die 3-pionischen Zerfallsamplituden durch CP -Verletzung, $\Delta I = \frac{1}{2}$ -Regel und Drehimpuls-Schranke der niedrigsten Ordnung l mit $\epsilon \approx 2 \times 10^{-3}$, $\xi \equiv \xi_{\frac{3}{2}} \approx \xi_{\frac{5}{2}} \approx 5 \times 10^{-2}$ und $(p_{\pi}/m_K)^{2l} \approx 10^{-l}$	28
3	Verzweigungsverhältnisse der Zerfallskanäle von Proton-Antiproton Vernichtungsreaktionen in $K^+\pi^-\bar{K}^0$ oder $K^-\pi^+K^0$ nach [26]	48
4	Die wichtigsten Größen im Zusammenhang mit der Verletzung der CP -Symmetrie und der $\Delta S = \Delta Q$ -Regel. Wo nicht anders vermerkt, bedeutet die angegebene Genauigkeit den relativen Fehler.	52
5	Sektorisierung eines Kalorimeterdrittels mit insgesamt 21'016 Kanälen in seine 18 Lagen.	64
6	Die über die einzelnen Ebenen gemittelten Werte für die Effizienzen und Multiplizitäten pro Dittel. Der angegebene „Fehler“ gibt die mittlere Abweichung der einzelnen Ebenen vom Mittelwert an.	80
7	Die mittlere Wahrscheinlichkeit pro Drittel für das Auftreten von Rauschen auf den Streifen für die Fälle, wo praktisch keine Beeinflussung von benachbarten Ebenen stattfindet (p_R), wo keine Überprüfung mit Nachbarebenen vorgenommen wird (p_0), und wo der Anteil von induzierten Signalen durch Anwesenheit von Referenzpunkten am grössten ist ($p_{0,R}$).	81
8	Die mittleren, unkorrigierten Effizienzen der Streifen bei verschiedenen Diskriminatorschwellen (berechnet aus Ebenen mit Effizienzen kleiner als 100%).	81
9	Rauschen auf den Streifen in Abhängigkeit der Diskriminatorschwelle (berücksichtigt sind Ebenen, deren Rauschen kleiner als 100% beträgt).	82
10	Prozentsatz der Überlappung von geladenen Spuren mit einem Gamma, mit beiden Gammas und mit dem Gamma der höheren Energie γ_H im $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kanal für fünf Werte auf der Höhe von S2.	117
11	Die einzelnen Reduktionsstufen von guten $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen durch einen 1C-, 2C-, 3C-, 4C-, 5C- und 6C-Fit bei einem Schnitt bei 5 % auf die Wahrscheinlichkeit, bezogen auf Ereignisse mit einer invarianten Masse der sekundären Teilchen ($\pi^+\pi^-\pi^0$ -Hypothese) zwischen 420 und 600 MeV/c ² (100 %). Ein (P) bedeutet, dass sich die 4. Nebenbedingung auf den primären Vertex bezieht, entsprechend steht (S) für den sekundären Vertex.	119
12	Akzeptanzen und Produkt aus Akzeptanz und Verzweigungsverhältnis (BR, branching ratio) für $\pi^+\pi^-\pi^0$ - und Untergrundereignisse aus MC-Simulationen. Die Verzweigungsverhältnisse beinhalten auch einen Faktor 30/580 bei den K_L -Zerfällen, welche nur über den Bereich von 0 bis 30 τ_s generiert worden sind. Die Kalorimeterinformation wurde nicht berücksichtigt.	126
13	Übersicht über die benötigte Statistik von Zerfällen in $\pi^+\pi^-\pi^0$ für verschiedene Fehlerlimiten σ_{η} von η_{+-0} , resp. $\sigma_{\eta,90}$ für ein Vertrauensniveau von 90% (der erste angegebene Wert zuoberst entspricht der heutigen Limite)	134
14	Limiten von $ \eta_{+-0} $ bei verschiedenen Werten x des Untergrundanteils aus einem Fit für die Asymmetrie A_{+-0} mit 3, 2 oder 1 veränderlichen Parameter. (P1 = Im(η_{+-0}), P2 = Re($\eta_{+-0} + \tilde{\eta}_{+-0}^I$) und P3 = α_{+-0})	138

15	Vergleich zwischen neuem und altem Trigger in Bezug auf die Selektion von $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Ereignissen. Für die letzte Spalte gelten die in Unterabschnitt 4.1.4 beschriebenen Selektionskriterien	139
----	--	-----

Lebenslauf

Name: Felder Christoph

Geburtsdatum: 8. Januar 1963

Heimatort: Flühli, LU

Zivilstand: ledig

Wohnorte:

1963 - 71: Allschwil (BL)

1971 - 88: Pfeffingen (BL)

1988 - 93: Basel

Ausbildung:

1970 - 71: Primarschule Allschwil

1971 - 75: Primarschule Pfeffingen

1975 - 79: Progymnasium Aesch

1979 - 82: Gymnasium Münchenstein, Maturaabschluss Typus B im Sept. '82

1982 - 87: Studium der Physik, Mathematik und Chemie an der Universität Basel

1987: Diplom in Experimentalphysik an der Universität Basel

1988 - 93: Dissertation und Mitarbeit in der PS195-Kollaboration am CERN unter den Professoren G. Backenstoss und L. Tauscher

Folgenden Dozentinnen und Dozenten der Universität Basel verdanke ich meine Ausbildung :

K. Alder, G. Backenstoss, C. Bandle, G. Baur, E. Baumgartner, W. Czaya, N. A'Campo, P. Diehl, J. Fünfschilling, J. Garberson, U. Götz, H.J. Güntherodt, H. Huber, H. Kraft, H.-U. Künzi, B. Marzetta, F. Pauer, G.R. Plattner, F.N. Rösler, H. Rudin, I. Sick, T.H. Schucan, P. Schiess, P. Talkner, L. Tauscher, H. Thomas, D. Trautmann, R. Viollier, R. Wagner, H.-J. Wirz, I. Zschokke-Gränacher, A.D. Zuberbühler

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich den Herren Professoren G. Backenstoss und L. Tauscher meinen Dank dafür aussprechen, dass sie mir die Gelegenheit gegeben haben, in diesem Experiment mitzumachen.

Zu Dank verpflichtet bin ich auch – wie wohl jeder Mitarbeiter von CPLEAR – Dr. Philippe Bloch vom CERN, dessen unermüdlicher Einsatz für die Kollaboration jedem von uns direkt oder indirekt zum Nutzen gereicht.

Ganz speziell möchte ich aber meinen Kollegen Dr. René Rickenbach und Dr. Bernd Pagsels, sowie Ronny Adler und Guido Polivka danken, sei es für ihre Unterstützung oder für nützliche Hinweise und Diskussionen im fachlichen Bereich, sei es für das freundschaftliche Arbeitsklima. In diesen Kreis miteinbeziehen möchte ich auch Dr. Peter Weber, sowie meine ehemaligen Kollegen Dr. Urs Mall, Dr. Andreas Schopper und Dr. Dominik Tröster aus der Basler Gruppe.

Für lehrreiche Anregungen und Diskussionen bin ich auch Professor H.J. Gerber, sowie den Privatdozenten W. Fetscher und T. Nakada von der ETH Zürich, resp. vom PSI, dankbar. Besonderer Dank gebührt dabei T. Nakada für die Hilfe im Zusammenhang mit theoretischen und messtechnischen Aspekten des dreipionischen Zerfalls.