Untersuchung der ω- und der ϕ-Produktion in der Neutron-Antiproton-Annihilation in Ruhe

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Bernd Kämmle
aus Pinneberg

Hamburg
1995

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Das Proton und das Neutron werden im Konstituenten-Quarkmodell als aus drei Quarks (uud und udd) zusammengesetzt beschrieben. Die Quantenchromodynamik (QCD) beschreibt die Wechselwirkung der Quarks, die sich zum Beispiel in der Existenz von gebundenen Quark-Antiquarkpaaren, den sogenannten Mesonen, oder der Existenz von Baryonen, bestehend aus drei Quarks, manifestiert. Die Wechselwirkung wird hierbei von Feldquanten, den Gluonen, vermittelt. Man nimmt daher an, daß es im Inneren der Baryonen einen Anteil an Gluonen geben muß und entsprechend der Kopplung der Gluonen untereinander erwartet man auch einen Anteil an sogenannten Seequarks im Nukleon. Die Konstituenten-Quarks werden in diesem Modell als Valenzquarks bezeichnet.

Der Crystal-Barrel-Detektor am Low Energy Antiproton Ring (LEAR) des CERN/Genf wurde im Oktober 1989 in Betrieb genommen. Er bietet die Möglichkeit, sowohl geladene als auch neutrale Teilchen mit hoher Statistik in einem großen Raumwinkel von nahezu 4π nachweisen zu können. Dieses ermöglicht gegenüber anderen Experimenten eine besonders genaue und untergrundfreie Messung kinematisch vollständiger Ereignisse. Im Jahre 1991 wurde im Crystal Barrel zum ersten Mal ein Deuteriumtarget verwendet. Die damit aufgezeichneten Daten dienen als Grundlage für die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse.

Die vorliegende Untersuchung analysiert die Reaktionsprodukte der $\overline{p}n$-Annihilation und versucht somit, Aufschluß über die Struktur des Protons bzw. des Neutrons zu geben. Aus der OZI-Regel ergeben sich Vorhersagen für das erwartete Verhältnis der Produktionsraten $R(\phi/\omega) = \frac{BR(N\overline{N}\to\phi X)}{BR(N\overline{N}\to\omega X)}$. Da das ϕ-Meson fast ausschließlich aus $s\overline{s}$-Quarks besteht und die Nukleonen gemäß dem naiven Quarkmodell keinen Strangenessgehalt haben, erwartet man für das Verhältnis $R(\phi/\omega)$ kleine Werte. Ein großer Wert von R gibt hingegen einen Hinweis auf einen möglichen $s\overline{s}$-Gehalt im Nukleon. Für einige Reaktionspartner X wurden bereits Abweichungen von der OZI-Vorhersage beobachtet. In dieser Arbeit wird die Annihilation $\overline{p}n \to \phi\pi^-$ und $\overline{p}n \to \omega\pi^-$ untersucht.

Ein wichtiger Bestandteil dieser Arbeit ist die Entwicklung eines neuen Mustererkennungsprogramms, das für die Spurerkennung in der Jet-Driftkammer (JDC) Verwendung findet. Ohne dieses hätte die oben genannte Analyse mit einem rein geladenen Endzustand nicht durchgeführt werden können. Das von mir entwickelte Mustererkennungsprogramm basiert auf der Anwendung derFuzzy-Radon-Transformation auf ein „schlecht gestelltes Problem erster Art“ [59]. Diese Methode ist geeignet, selbständig aus einem Satz von Meßwerten diejenigen zu selektieren, die problemrelevante Informationen beinhalten, und den anderen (Ausreißern, Fehlmessungen, zu einem anderen Datensatz gehörigen) ein kleines bis verschwindendes Gewicht zu geben, um so die beste aller möglichen Lösungen zu finden.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Das Kernthema dieser Arbeit ist die Untersuchung der Gültigkeit der OZI-Regel [65][13] in der $\overline{p}n$-Annihilation. Zunächst wird das Quarkmodell soweit beschrieben, wie es zum Verständnis der untersuchten Mesonen und der verwendeten Hadronen erforderlich ist. Dann wird die OZI-Regel selbst erläutert und es wird aufgezeigt, aus welchen Anfangszuständen heraus die $\overline{p}n$-Annihilation stattfindet.

1.1 Das Quarkmodell

Nach dem heutigen Standardmodell ist die Materie aus drei Familien von Leptonen und Quarks aufgebaut. Zu den Leptonen gehören neben dem Elektron (e^-) das Myon (μ^-) und das Tau (τ^-) sowie die dazugehörigen Neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ).

$$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix} \qquad \overset{\text{Ladung}}{\begin{pmatrix}0\\ -1\end{pmatrix}} \tag{1.1}$$

Die Quarks tragen $\frac{1}{3}$-zahlige Ladung und werden nach sechs *Flavors* unterschieden: *up (u), down (d), strange (s), charm (c), bottom (b) und top (t).*

$$\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix}s\\ c\end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix}b\\ t\end{pmatrix} \qquad \overset{\text{Ladung}}{\begin{pmatrix}+\frac{2}{3}\\ -\frac{1}{3}\end{pmatrix}} \tag{1.2}$$

Zwischen diesen Teilchen wirken verschiedene Kräfte, so daß sich gebundene Systeme bilden können. Die bekannten „elementaren“ Kräfte sind:

- die starke Wechselwirkung,
- die elektromagnetische Wechselwirkung,
- die schwache Wechselwirkung und
- die Gravitation.

Die Kräfte werden durch Felder beschrieben, die durch den Austauch von virtuellen Feldquanten, den Bosonen, zustande kommen. Dieses sind für die starke Wechselwirkung die Gluonen, für die schwache Wechselwirkung die $W^{\pm}$ und das Z^0 und für die elektromagnetische Wechselwirkung das Photon. Tatsächlich ist man bemüht, diese verschiedenen Kräfte durch ein gemeinsames Konzept zu beschreiben. Auf diesem Wege versucht die elektroschwache Theorie, die von Glashow, Weinberg und Salam entwickelt wurde, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zu vereinheitlichen.

Im Konstituenten-Quarkmodell geht man davon aus, daß alle Mesonen und Baryonen aus Quarks zusammengesetzt sind. Dabei kann man den Quarks grundlegende Eigenschaften zuordnen, so daß sich die Eigenschaften der aus Quarks zusammengesetzten Teilchen als die Summe der Quarkeigenschaften beschreiben lassen. Einige fundamentale Eigenschaften, die Quantenzahlen der Quarks, sind in Tabelle 1.1 dargestellt.

Eigenschaft \ Quark		d	u	s	c	b	t
Q/e	*	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$
I_z	*	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0
S	*	0	0	-1	0	0	0
C	*	0	0	0	1	0	0
B	*	0	0	0	0	-1	0
T	*	0	0	0	0	0	1
I		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0

Tabelle 1.1: Quantenzahlen der Quarks
Q/e = Ladung/Elementarladung, I = Isospin, I_z = z-Komponente des Isospins, S = Seltsamkeit, C = Charm, B = „Bottom“, T = „Top“. Die mit einem * gekennzeichneten Quantenzahlen sind additiv.

Die Gluonen koppeln an die Farbladung der Quarks. Dabei gibt es drei Farben (Rot, Grün und Blau) und die dazugehörigen Antifarben. Aus der QCD (Quantenchromodynamik) ergibt sich, daß lediglich Quarkkonfigurationen, die ein Farbsinglett bilden, gebundene Zustände haben können. Zu den Farbsingletts gehören die $q\overline{q}$-Systeme, die die Mesonen bilden, und die qqq-Systeme, die die Baryonen bilden. Darüber hinaus erwartet man die Existenz von Glueböllen (gg und ggg), die aus zwei oder drei Gluonen bestehen, Hybriden ($q\overline{q}g^k$), die aus einem Quark-Antiquark-Paar und einem oder mehreren Gluonen bestehen, und Multiquarkzuständen ($q^k\overline{q}^k$), Zuständen aus mehreren $q\overline{q}$-Paaren, die auch als Baryonia bezeichnet werden.

1.1.1 Die $q\overline{q}$-Zustände (Mesonen)

Dem Quarkmodell zufolge sind die Mesonen aus einem Quark und einem Antiquark zusammengesetzt. Beschränkt man sich auf die drei leichtesten Quarks u, d und s (*up, down* und *strange*), so kann man die Symmetriegruppe $SU(3)_{flavor}$ bilden. Aus 3 Quarks und den entsprechenden

Antiquarks lassen sich 3^2 verschiedene Mesonen gleicher Drehimpuls- und Spin-Quantenzahl aufbauen.

Die neun möglichen $q\overline{q}$-Kombinationen aus $SU(3)_{flavor}$ bilden unter Annahme exakter Symmetrie ein Oktett und ein Singlett.

$$3 \otimes \overline{3} = 8 \oplus 1 \tag{1.3}$$

Da Zustände mit gleichen Quantenzahlen IJ^P und gleichen additiven Quantenzahlen miteinander mischen können und die $SU(3)_{flavor}$-Symmetrie gebrochen ist, sind die $SU(3)_{flavor}$-Eigenzustände und die Masseneigenzustände für die Vektormesonen nicht gleich.

Im Falle der Vektormesonen mischen die Eigenzustände ω_0 (der Singlettzustand) mit dem ω_8, dem entsprechenden Oktettzustand. Dabei ergeben sich die tatsächlich beobachtbaren Teilchen, das ϕ und das ω, aus den Eigenzuständen in folgender Weise, wobei θ_V der Mischungswinkel ist:

$$\begin{aligned}
\omega_0 &= \tfrac{1}{\sqrt{3}}(u\overline{u} + d\overline{d} + s\overline{s}) \\
\omega_8 &= \tfrac{1}{\sqrt{6}}(u\overline{u} + d\overline{d} - 2s\overline{s}) \\
\omega &= \omega_8 \sin\theta_V + \omega_0 \cos\theta_V \\
\phi &= \omega_0 \sin\theta_V - \omega_8 \cos\theta_V
\end{aligned} \tag{1.4}$$

Bei einem Winkel von $\tan\theta_{ideal} = 1/\sqrt{2}, \theta_{ideal} = 35,3^\circ$ besteht das ϕ ausschließlich aus $s\overline{s}$ und das ω ausschließlich aus $u\overline{u}$ und $d\overline{d}$. Dieser Winkel wird daher *idealer Mischungswinkel* genannt. Der beobachtete Mischungswinkel für die Vektormesonen ϕ, ω liegt in der Nähe des idealen Mischungswinkels. Daher wird manchmal statt des Mischungswinkels auch die Abweichung vom idealen Mischungswinkel angegeben.

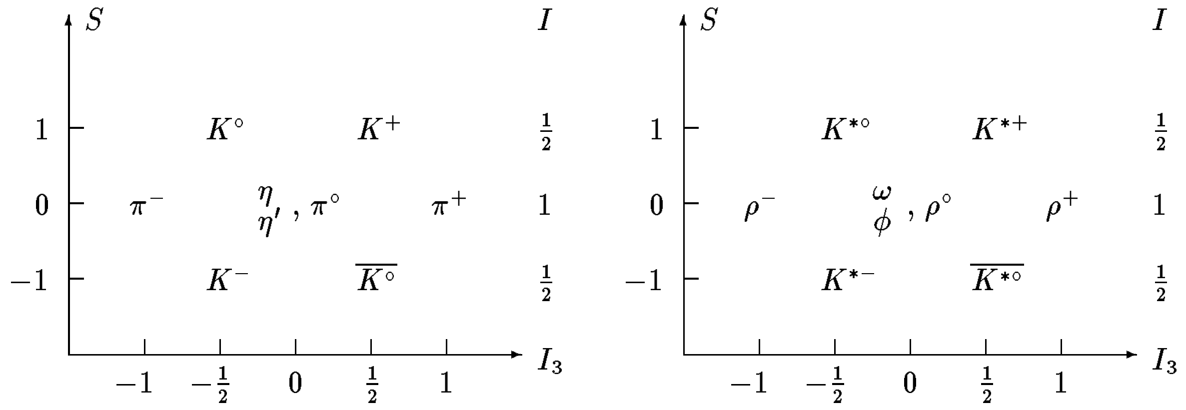


Abbildung 1.1: Darstellung der Nonetts für pseudoskalare und Vektormesonen

Bei den leichten Mesonen sind die konstituierenden Quarks im Grundzustand, das heißt, der relative Bahndrehimpuls L der Quarks ist 0. Die Spins der beiden Quarks können lediglich zu $S = 0$ oder $S = 1$ koppeln. Die Teilchen werden nach ihrem Gesamtspin J und ihrer Parität klassifiziert.

Teilchen mit $J^P = 0^+$ sind skalare, Teilchen mit $J^P = 0^-$ pseudoskalare Mesonen. Entsprechend sind für $J = 1$ die Teilchen mit $J^P = 1^+$ Axialvektor- und mit $J^P = 1^-$ Vektormesonen. Teilchen mit größerem Gesamtspin werden Tensormesonen genannt. Abbildung 1.1 zeigt das SU(3) Nonett der pseudoskalaren Mesonen und der Vektormesonen. In Tabelle 1.2 sind die

L	S	J	$N^{2s+1}L_J$	J^{PC}	Teilchen		
					$I=0$	$I=\frac{1}{2}$	$I=1$
0	0	0	1^1S_0	0^{-+}	$\eta, \eta^{'}$	K	π
0	1	1	1^3S_1	1^{--}	ω, ϕ	$K^*(892)$	ρ
1	0	1	1^1P_1	1^{+-}	$h_1(1170), h_1(1380)$	$K_{1b}^{\dagger}$	$b_1(1235)$
1	1	0	1^3P_0	0^{++}	$f_0(1300), f_0(980)$	$K_0^*(1430)$	$a_0(980)$
1	1	1	1^3P_1	1^{++}	$f_1(1285), f_1(1510)$	$K_{1a}^{\dagger}$	$a_1(1260)$
1	1	2	1^3P_2	2^{++}	$f_2(1270), f_2^{'}(1525)$	$K_2^*(1430)$	$a_2(1320)$
2	0	2	1^1D_2	2^{-+}	...		
2	1	1	1^3D_1	1^{--}	...		
2	1	2	1^3D_2	2^{--}	...		
2	1	3	1^3D_3	3^{--}	...		

Tabelle 1.2: Quantenzahlen der leichten Mesonen

† *Das K_{1a} und das K_{1b} sind Mischzustände aus $K_1(1270)$ und $K_2(1400)$ mit einem Mischungswinkel von etwa 45^0.*

In dieser Tabelle sind lediglich u-,d- und s-Quarks berücksichtigt. Quarks höherer Massen spielen bei diesem Experiment im niederenergetischen Bereich keine Rolle. Es wurde die Namensgebung der *Particle Data Group* [67] verwendet.

möglichen Zustände der konstituierenden Quarks, die sich daraus für das Gesamtsystem ergebenden Quantenzahlen und die mit diesen Quantenzahlen identifizierten Teilchen dargestellt.

Für die in dieser Analyse wichtigen Teilchen, das ϕ, das ω und das π^-, ergeben sich daraus die Quantenzahlen J^{PC}: $\pi^- = 0^{-+}$ und $\phi = \omega = 1^{--}$.

1.1.2 Dreiquarkzustände (Baryonen)

Alle bisher gefundenen Baryonen sind Dreiquarkzustände qqq und bilden in $SU(3)_{color}$ Farbsingletts, das heißt, ihre Wellenfunktion ist vollständig antisymmetrisch unter Vertauschung beliebiger Farben.

Da die Wellenfunktion der Baryonen antisymmetrisch unter Vertauschung zweier beliebiger Quarks sein muß und die Farbwellenfunktion stets antisymmetrisch ist, muß die Wellenfunktion, die Ort, Spin und Flavor beschreibt, symmetrisch sein.

$$|qqq>_A = |Farbe>_A \times |Ort, Spin, Flavor>_S \tag{1.5}$$

Dabei gibt der Index die Symmetrie der Wellenfunktion unter Vertauschung beliebiger Quarks an (A = antisymmetrisch, S = symmetrisch). Wenn man sich zunächst auf drei Quarksorten beschränkt, so ergeben sich 27 verschiedene Kombinationsmöglichkeiten, Dreiquarkzustände zu konstruieren:

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10_S \oplus 8_M \oplus 8_M \oplus 1_A \tag{1.6}$$

Auch hier gibt der Index die Art der Symmetrie wie in Gleichung (1.5) an. Zusätzlich zu den total symmetrischen und total antisymmetrischen Wellenfunktionen gibt es hier Wellenfunktionen, deren Symmetrie nicht eindeutig festgelegt ist. Diese tragen den Index M. Wenn man verlangt, daß der Spin aller Quarks gleich und die Spin-Funktion symmetrisch ist, dann sind lediglich die zehn Elemente des Dekupletts mögliche Eigenwerte.

Auch hier kann, wie bei den Mesonen, der Singlettzustand (hier Λ_1) mit einem der Oktettzustände (hier Λ_8) mischen, sofern sie den gleichen Spin und die gleiche Parität besitzen.

Für den Gesamtspin $\frac{1}{2}$ des Baryons (zwei Spins parallel, einer antiparallel) muß man den Übergang zur Symmetriegruppe $SU(6)_{spin,flavor}$ machen, wobei man eine Spin-Flavor-Wellenfunktion mit $d\uparrow$, $d\downarrow$, ... $s\downarrow$ ($\uparrow,\downarrow = Spin$: *up*, *down*) definiert. Man erhält dann:

$$6 \otimes 6 \otimes 6 = 56_S \oplus 70_M \oplus 70_M \oplus 20_A \tag{1.7}$$

Diese $SU(6))_{spin,flavor}$ Multipletts lassen sich dann in $SU(3)_{flavor}$ Multipletts zerlegen:

$$56 = {}^4 10 \oplus {}^2 8 \tag{1.8}$$
$$70 = {}^2 10 \oplus {}^4 8 \oplus {}^4 8 \oplus {}^2 1 \tag{1.9}$$
$$20 = {}^2 8 \oplus {}^4 1 \tag{1.10}$$

In dieser Gleichung gibt die hochgestellte Zahl die Anzahl der möglichen Spineinstellungen $(2S+1)$ des Gesamtspins S an. In Gleichung (1.8) findet sich so das bereits gefundene Dekuplett aus Gleichung (1.6) und auch das Oktett für die Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen wieder.

Das $J^P = \frac{1}{2}^+$ Oktett, das auch die Nukleonen enthält, und das $J^P = \frac{3}{2}^+$ Dekuplett bilden gemeinsam die Grundzustände des 56-Plett, in dem der Bahndrehimpuls der Quarks Null ist. Die 70- und 20-Plett können nur gebildet werden, wenn die Ortswellenfunktion antisymmetrisch ist, was angeregten Nukleonen entspricht.

In Abbildung 1.2 sind das Oktett und das Dekuplett der Baryonen dargestellt. Die Quantenzahlen für das Proton und das Neutron sind $I(J^P) = \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$. Da das Neutron und das Proton Fermionen sind, müssen die Antiteilchen entgegengesetzte Parität besitzen. Daher haben das Antiproton und das Antineutron die Quantenzahlen $I(J^P) = \frac{1}{2}(\frac{1}{2}^-)$.

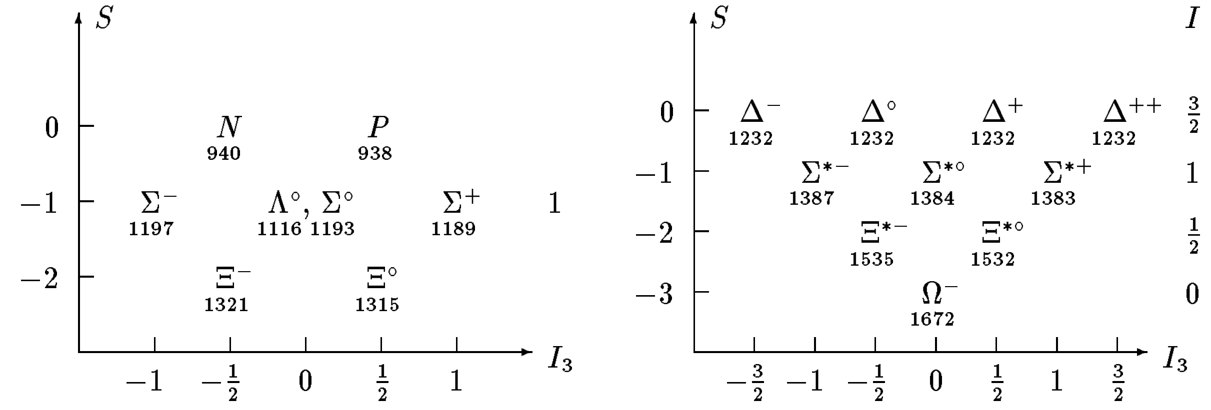


Abbildung 1.2: Darstellung des Baryonoktetts und des Baryondekupletts

1.2 Die OZI-Regel

Im Konstituenten-Quarkmodell werden das Proton und das Neutron als aus u- und d-Quarks aufgebaute Systeme betrachtet. Bei der Nukleon-Antinukleon-Annihilation (und ebenfalls bei der inelastischen Nukleon-Nukleon-Streuung) finden sich jedoch im Endkanal auch Teilchen wieder, die aus *strange* Quarks aufgebaut sind. Diese s- und $\overline{s}$-Quarks müssen demnach an Gluon-Vertices erzeugt werden. Der OZI-Regel [65] zufolge sollten dabei aber Übergänge mit sogenannten *externen* Quarklinien gegenüber solchen ohne externe Quarklinien stark unterdrückt sein. Abbildung 1.3 zeigt am Beispiel der Reaktionen $\overline{p}n \to \phi\pi^-$ (OZI-verboten) und $\overline{p}n \to K^{*-}K^0$ OZI-erlaubt), was mit externen Quarklinien gemeint ist: im Kanal $\phi\pi^-$ bildet das erzeugte Quark-Antiquark-Paar selbst einen mesonischen Zustand, im Kanal $K^{*-}K^0$ arrangieren sich die erzeugten Quarks mit je einem aus den Nukleonen kommenden Quark zu einem Meson. Die Unterdrückung des OZI-verbotenen Übergangs kann dadurch erklärt werden, daß, um ein Farbsinglett zu erzeugen, mindestens zwei (wegen der negativen C-Parität des ϕ-Mesons in diesem Fall sogar drei) Gluonen an das $s\overline{s}$-Paar koppeln müssen [68]. Bei der Produktion von $K^{*-}K^0$ ist das nicht der Fall. In dieser Arbeit wird das Verhältnis der Produktionsraten

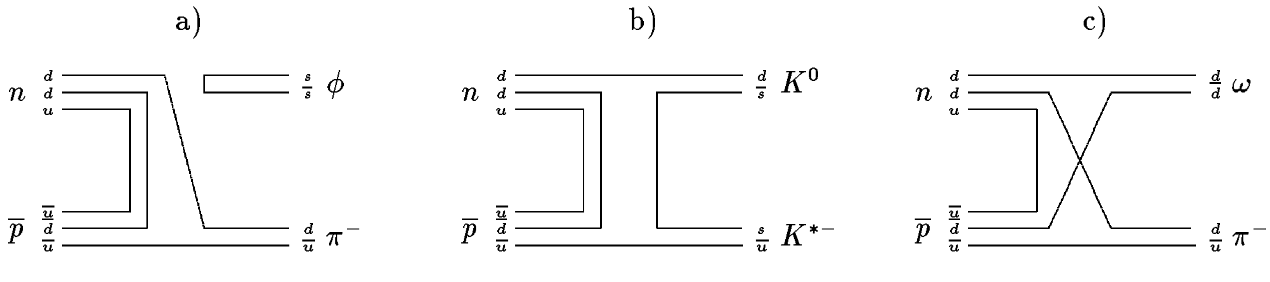


Abbildung 1.3: Darstellung einiger Annihilationsdiagramme
a) OZI-verbotenes Diagramm, zum ϕ-Meson gibt es keine durchlaufende Quarklinie b) OZI-erlaubtes Annihilations- und c) OZI-erlaubtes Rearrangementdiagramm in zwei Mesonen

$BR(\overline{p}n \to \omega\pi^-)$ und $BR(\overline{p}n \to \phi\pi^-)$ untersucht. Das ϕ- und das ω-Meson sind Mischzustände der Eigenwerte ω_0 und ω_8 in $SU(3)_{flavor}$ (siehe Abschnitt 1.1.1). Nimmt man an, daß das Proton und Neutron lediglich aus u- und d-Quarks bestehen, und weiterhin, daß das begleitende Meson, das π^-, in beiden Reaktionen den gleichen Einfluß hat, schließlich haben das ϕ- und das ω-Meson die gleichen Quantenzahlen, so ergibt sich das Verhältnis der Verzweigungsverhältnisse in folgender Weise:

$$\frac{BR(\overline{p}n \rightarrow \omega X)}{BR(\overline{p}n \rightarrow \phi X)} = \frac{<\omega|u\overline{u}|\omega> + <\omega|d\overline{d}|\omega>}{<\phi|u\overline{u}|\phi> + <\phi|d\overline{d}|\phi>} = \frac{\sin^2\theta_V + \frac{4}{\sqrt{2}}\sin\theta_V\cos\theta_V + 2\cos^2\theta_V}{2\sin^2\theta_V - \frac{4}{\sqrt{2}}\sin\theta_V\cos\theta_V + \cos^2\theta_V} \quad (1.11)$$

$$\frac{BR(\overline{p}n \rightarrow \omega X)}{BR(\overline{p}n \rightarrow \phi X)} = \frac{1}{\tan^2\delta} \qquad ; \qquad \delta = (\theta_V - \theta_{ideal}) \quad (1.12)$$

In diesen Gleichungen repräsentiert das X ein begleitendes Meson. Der Winkel δ gibt die Abweichung des Mischungswinkels θ_V vom idealen Mischungswinkel $\theta_{ideal} = 35,3^\circ$ an. Im Grenzfall der idealen Mischung ist also die Erzeugung des ϕ-Mesons aus der $\overline{p}n$-Annihilation gemäß der OZI-Regel ganz ausgeschlossen. Entscheidend für eine Vorhersage des relativen Verzweigungsverhältnisses $BR(\omega)/BR(\phi)$ ist die Bestimmung des Mischungswinkels. Dieser läßt sich zum Beispiel über die Quarkmassen bestimmen.

Aus der Gell-Mann-Okubo-Massenformel [68] ergibt sich in der linearen Näherung $\theta_V = 36^\circ$ und in der quadratischen Näherung $\theta_V = 39^\circ$. Unabhängig von der Diskussion, welche der

Methode	θ_V	ϕ/ω
Gell-Mann-Okubo Massenformel linear	36°	1/6699
Gell-Mann-Okubo Massenformel quadratisch	39°	1/240

Tabelle 1.3: Nach der OZI-Regel erwartetes Produktionsverhältnis für ϕ/ω in Abhängigkeit vom Mischungswinkel $\cos\theta_V$.

beiden Massenformeln besser zur Beschreibung der Mesonenmassen geeignet ist, ergibt sich als oberer Grenzwert für das Verhältnis der Produktionsraten $R(\phi/\omega) < 1/240$.

1.3 Annihilationsdynamik und Anfangszustände des Antiproton-Deuterium-Systems

In diesem Experiment haben die Antiprotonen einen sehr geringen Impuls von nur $200 MeV/c$. Daher werden fast alle Antiprotonen zunächst im Target abgebremst und bilden dann ein gebundenes Antiproton-Deuterium-System [9]. Für große Drehimpulse ist der Überlapp der Wellenfunktionen des Antiprotons und des Deuteriumkerns klein. Daher kann das gebundene $\overline{p}d$-System zunächst über den Stark-Effekt (Stöße mit Nachbaratomen) den größten Teil seines Drehimpulses abgeben, so daß die Annihilation fast ausschließlich aus der S- und P-Welle stattfindet. Etwa 90% der Annihilationen erfolgen aus der S-Welle, der Rest aus der P-Welle[4].

Bei der Annihilation selbst vernichten sich im allgemeinen nicht alle drei Antiquarks mit anderen Quarks, sondern lediglich ein oder zwei Quark-Antiquark-Paare. Die verbleibenden

Quarks gruppieren sich um und bilden dann neue Mesonen. An den Annihilationsvertex koppeln Gluonen, die dafür sorgen, daß Energie- und Impulserhaltung gewährleistet sind und auch die Farbladungen $SU(3)_{color}$ erhalten bleiben.

Bei der eigentlichen Antiproton-Deuterium-Annihilation treten mehrere konkurrierende Prozesse auf.

In dem einen Fall annihiliert das Antiproton lediglich mit einem Bestandteil des Deuteriums, dem Proton oder dem Neutron. Dieses Proton bzw. Neutron des Deuteriums verhalten sich dann wie quasi freie Teilchen, und das jeweils andere Baryon (Neutron, Proton) nimmt an der Reaktion nicht teil. Das nicht an der Reaktion teilnehmende Teilchen wird Spektator genannt. Dabei treten typischerweise Impulse von weniger als $180 MeV/c$ für das Spektatorteilchen auf (siehe Abbildung 1.4). Dieses läßt sich am besten damit beschreiben, daß das Proton und das Neutron sich an verschiedenen Orten aufhalten und daher der Überlapp der Wellenfunktion des Antiprotons entweder mit dem Proton oder dem Neutron groß ist. Es kann natürlich nicht ausgeschlossen werden, daß die Annihilation des Antiprotons auch mit Proton und Neutron gemeinsam eintreten kann.

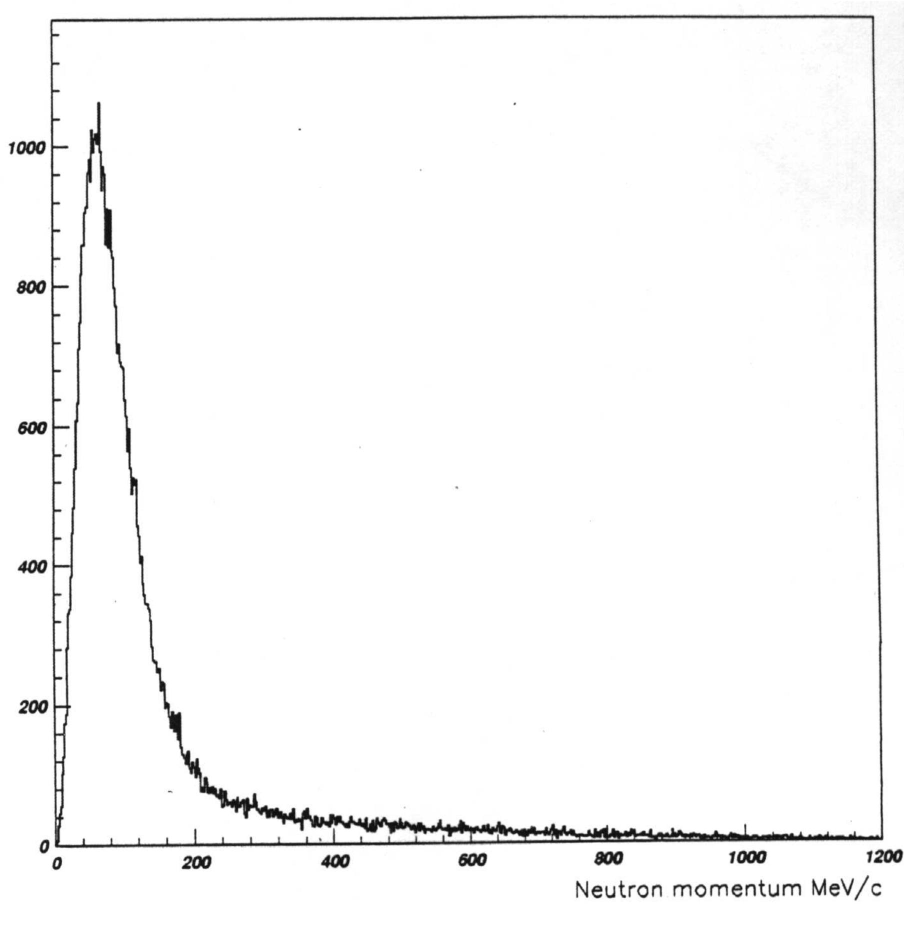


Abbildung 1.4: Spektatorimpuls bei der $\overline{p}d$-Annihilation in Ruhe (aus [3]).

Neben diesem Typ der Annihilation gibt es auch die Möglichkeit, daß die bei der Annihilation entstehenden Mesonen mit dem Spektator wechselwirken und ihm auf diese Weise Impuls übertragen. Die Annihilationen, bei denen der Impuls des Spektators groß ist, sind wichtig für

a) die Untersuchung von sogenannten Pontecorvo-Reaktionen, die nur möglich sind, wenn es ein Teilchen gibt, das den Impuls aufnimmt, und
b) die Untersuchungen von Proton- und Neutron-Resonanzen.

In dieser Analyse gilt das Interesse jedoch der einfachen Annihilation des Antiprotons mit dem Neutron, bei der das Proton nicht teilnimmt, sondern lediglich Spektator ist und somit einen Impuls im Bereich kleiner $180MeV/c$ hat. Damit ergeben sich als mögliche Anfangszustände für kleine Drehimpulse des $\overline{p}n$-Systems $l = 1$, $l = 2$ die in Tabelle 1.4 genannten Anfangszustände.

Atomzustand $^{2S+1}L_J$	Quantenzahlen $I^G(J^{PC})$
$^1S_0$	$1^-(0^{-+})$
$^3S_1$	$1^+(1^{--})^*$
$^1P_1$	$1^+(1^{+-})^*$
$^3P_0$	$1^-(0^{++})$
$^3P_1$	$1^-(1^{++})$
$^3P_2$	$1^-(2^{++})$

Tabelle 1.4: Anfangszustände des $\overline{p}n$-Systems
Die mit $*$ gekennzeichneten Zustände sind die möglichen Anfangszustände, aus denen heraus die Annihilation in die Endzustände $\phi\pi^-$ und $\omega\pi^-$ möglich ist.

1.4 Isospin des $\overline{p}n$- und $\overline{p}p$-Systems

Ein Zweiteilchenzustand wird beschrieben aus der Summe seiner Bestandteile.

$$|J_1, m_1\rangle|J_2, m_2\rangle = \sum_j c_j|J, m\rangle \tag{1.13}$$

Der Isospin (I, I_3) von Proton, Neutron, Antiproton und Antineutron ist gegeben als

$$p = (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}), n = (\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}), \overline{p} = (\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}), \overline{n} = (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) \quad . \tag{1.14}$$

Der Isospin von zwei $I = \frac{1}{2}$ Teilchen kann zu 0 oder 1 koppeln. Mit Hilfe der Clebsch-Gordan-Algebra, die für diese Anwendung die Form

$$\begin{array}{lcccl} |I^1, I_3^1\rangle & \otimes & |I^2, I_3^2\rangle & = & \sum_j c_j|I^{Ges}, I_3^{Ges}\rangle \\ |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle & \otimes & |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle & = & 1|1, 1\rangle \\ |\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle & \otimes & |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle & = & \frac{1}{\sqrt{2}}|1, 0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|0, 0\rangle \\ |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle & \otimes & |\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle & = & \frac{1}{\sqrt{2}}|1, 0\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}|0, 0\rangle \\ |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle & \otimes & |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle & = & 1|1, -1\rangle \end{array} \tag{1.15}$$

hat, lassen sich die entstehenden Zustände (Mischzustände) berechnen. In Tabelle 1.5 sind die damit möglichen Isospinszustände der verschiedenen Teilchensysteme dargestellt.

Im $\overline{p}p$-System gibt es sowohl die $I = 1$ als auch die $I = 0$ Zustände des Protoniums. Bei der Annihilation des Antiprotons mit dem Neutron dagegen gibt es den Isospin $I = 0$ nicht,

Isospin	System $(p\overline{n})$	$(\overline{p}p)$ $(\overline{n}n)$	$(n\overline{p})$
$I = 1$	$(1,1)$	$(1,0)$	$(1,-1)$
$I = 0$		$(0,0)$	

Tabelle 1.5: Mögliche Isospinzustände (I, I_3) des $N\overline{N}$-Systems

da die I_3-Komponente des Isospins immer 1 sein muß. Dadurch unterscheidet sich die $\overline{p}p$- von der $\overline{p}n$-Annihilation. Daher ist es auch möglich, daß die absoluten Verzweigungsverhältnisse $BR(\overline{p}p \rightarrow \phi\pi^\circ)$ und $BR(\overline{p}p \rightarrow \omega\pi^\circ)$ sich von den Verzweigungsverhältnissen $BR(\overline{p}n \rightarrow \phi\pi^-)$ und $BR(\overline{p}n \rightarrow \omega\pi^-)$ unterscheiden.

Kapitel 2

Das Crystal-Barrel-Experiment

Die Antiprotonen werden durch Beschuß eines Wolfram-Targets mit Protonen erzeugt und über mehrere Beschleunigungsstrecken auf das Target im Crystal-Barrel geleitet, in welchem die Antiprotonen annihilieren. Die dabei entstehenden Teilchen werden dann direkt oder über ihre Zerfallsteilchen nachgewiesen. Diese sind entweder geladen und werden mit den Drahtkammern PWC und JDC nachgewiesen oder sie sind neutral und deponieren Energie im Kalorimeter. Mit Hilfe des Crystal-Barrels ist es möglich, sowohl neutrale Teilchen mit guter Orts- und Energieauflösung in einem Raumwinkel von fast 4π als auch gleichzeitig geladene Teilchen mit guter Impulsauflösung in einem großen Raumwinkel nachzuweisen.

2.1 Erzeugung der Antiprotonen

Die im Linearbeschleuniger (LINAC) vorbeschleunigten Protonen werden im Proton-Synchrotron (PS) auf einen Impuls von $26 GeV/c$ beschleunigt und anschließend auf ein Wolfram-Target geleitet. Dabei entstehen neben anderen Teilchen auch Antiprotonen. Die so generierten Antiprotonen haben einen Impuls von etwa $3,5 GeV/c$ und werden im Antiprotonen-Akkumulator (AA) gesammelt. Sobald sich hinreichend viele Antiprotonen im Antiprotonen-Akkumulator befinden, werden sie zurück in das PS geleitet, in welchem sie auf $600 MeV/c$ abgebremst werden, damit sie anschließend in den Low-Energy-Antiproton-Ring (LEAR) eingespeist werden können.

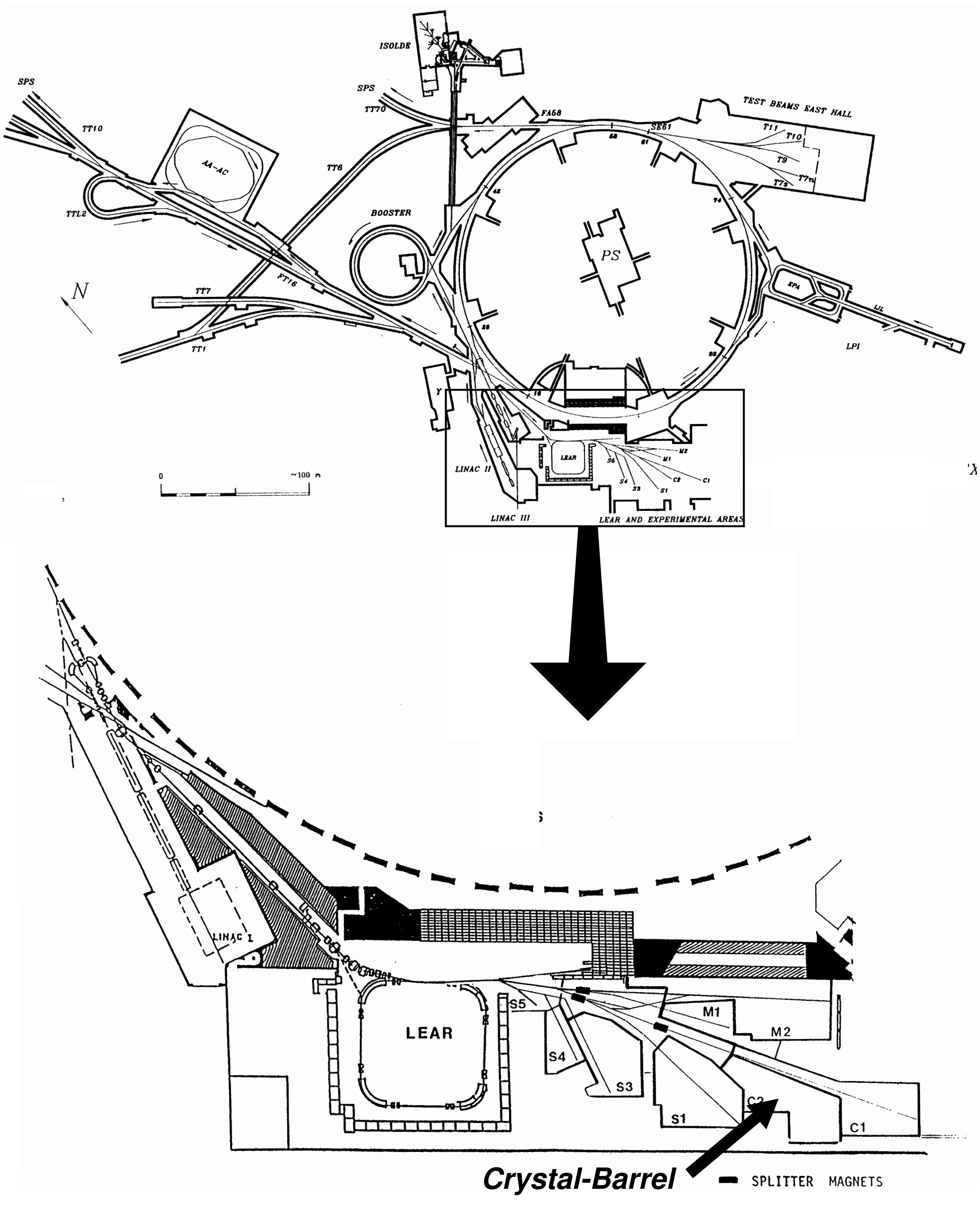


Abbildung 2.1: Der Crystal-Barrel-Detektor am CERN
In der oberen Abbildung ist der Antiprotonen-Komplex des CERN zu sehen. In der unteren Abbildung sind der LEAR und die Strahlführung zum Crystal-Barrel-Experiment dargestellt.

2.2 LEAR

Der LEAR wird innerhalb eines recht kurzen Zeitraums von ca. 10 - 15 Minuten mit Antiprotonen gefüllt und kann diese gleichmäßig über einen langen Zeitraum von etwa 45 Minuten bis 3 Stunden an die angeschlossenen Experimente abgeben. Dabei kann der Impuls der Antiprotonen im Bereich von $0,1 - 2,0 GeV/c$ frei gewählt werden. Mit Hilfe der stochastischen Kühlung wird eine Impulsunschärfe $\Delta p/p$ von 5×10^{-4} erreicht. Aufgrund der langen Speicherzeiten ist der Strahl frei von Verunreinigungen durch Kaonen oder Pionen. Bei den in dieser Arbeit analysierten Daten hatten die Antiprotonen einen Impuls von $200 MeV/c$.

2.3 Der Crystal-Barrel-Detektor

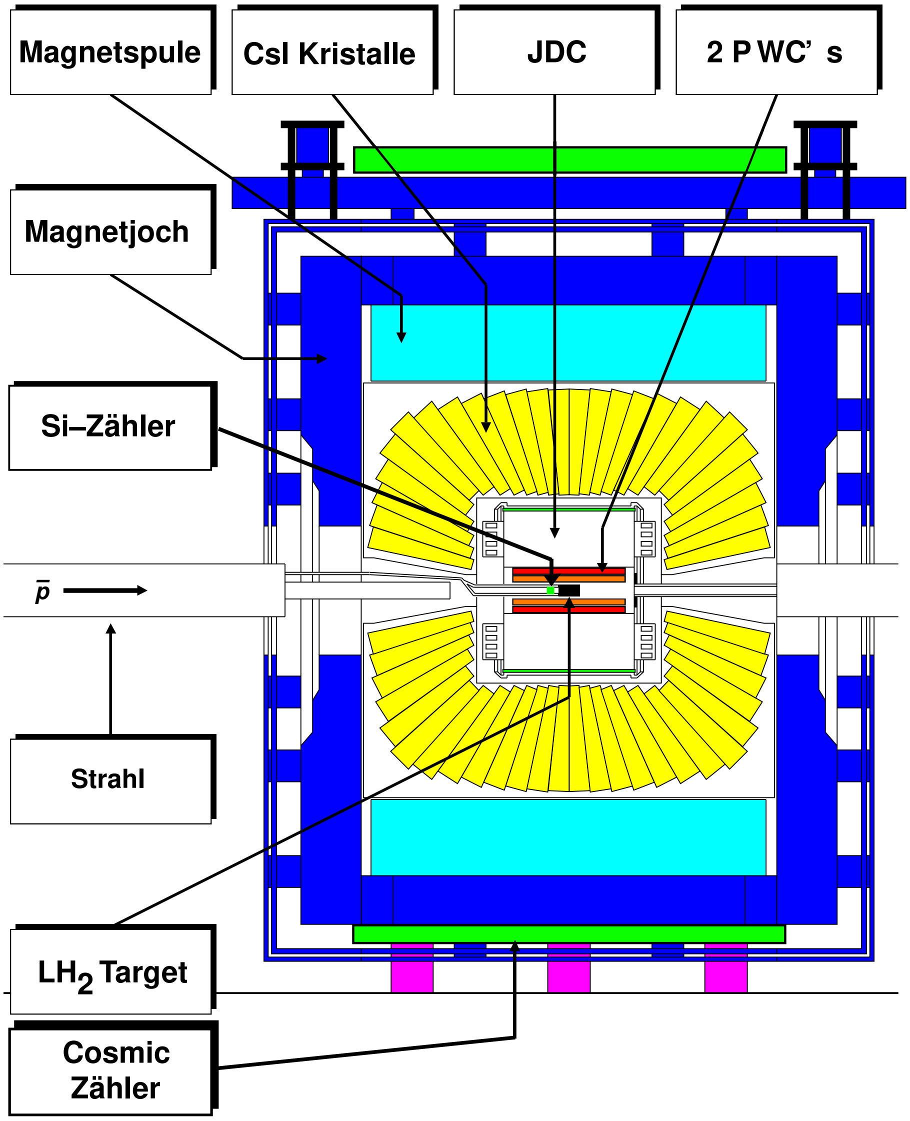


Abbildung 2.2: Querschnitt durch den Crystal-Barrel-Detektor nach [69]. Der Detektor ist rotationssymmetrisch um die Strahlachse konstruiert.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten des Crystal-Barrel-Detektors, so wie sie zur Zeit der Datennahme für diese Analyse vorhanden waren, beschrieben.

2.3.1 Antiprotonentrigger und Target

Die Antiprotonen vom LEAR gelangen mit einer Rate von etwa $10^4 \overline{p}/s$ in das Target, welches mit flüssigem Deuterium gefüllt ist. Auf dem Weg ins Target durchqueren die Antiprotonen den Antiprotonentrigger, der das Startsignal für die Datennahme auslöst. Der $\overline{p}$-Trigger besteht aus einem kreisförmigen Siliziumzähler Si_1 (Dicke $200 \mu m$) und vier quadratischen, dahinterliegenden Siliziumzählern Si_{2-5} (vergl. Abb. 2.3). Durch diese Anordnung kann das Strahlprofil vermessen und auf die Mitte des Targets fokussiert werden. Dadurch wird sichergestellt, daß möglichst viele der aufgezeichneten Annihilationen auch tatsächlich aus Annihilationen mit dem Deuterium im Target stammen.

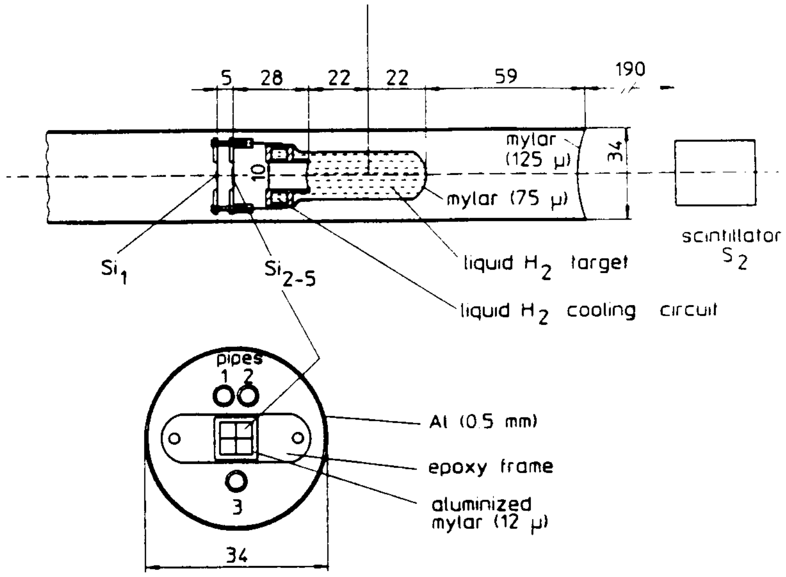


Abbildung 2.3: Das Deuteriumtarget mit Antiprotonenzählern
Die Antiprotonen werden mit dem kreisförmigen Zähler Si_1 und den vier dahinterliegenden Siliziumzählern Si_{2-5} nachgewiesen. Der Szintillator S_2 dient als Veto für Antiprotonen, die das Target ohne Wechselwirkung durchqueren.

Das Target selbst hat einen Durchmesser von $17mm$, eine Länge von $44mm$ und ein Eintrittsfenster für die Antiprotonen von $10mm$ Durchmesser. Es kann wahlweise mit Wasserstoff oder auch mit Deuterium gefüllt werden. Für andere Untersuchungen ist auch ein Gastarget vorgesehen. Bei dem benutzten Impuls von $200 MeV/c$ stoppen die Antiprotonen nach $22mm$ in der Mitte des Targets.

2.3.2 PWC

Um das Target herum befindet sich eine Proportionaldrahtkammer (PWC), die zwei Lagen von je 90 Anodendrähten besitzt. Die Kammer wird mit einer Spannung von 2550 Volt betrieben, so daß die Einzeldrahteffizienz über 99% liegt. Die einzelnen Trefferinformationen der Anodendrähte werden zu einer digitalen ECL-Logikeinheit geleitet. Dort werden jeweils benachbarte Treffer zu sogenannten Clustern zusammengefaßt. Diese Anordnung erlaubt es, innerhalb kürzester Zeit die Anzahl der geladenen Spuren (geladene Multiplizität) zu berechnen. Die PWC dient im wesentlichen zum schnellen Triggern auf bestimmte Ereignistypen.

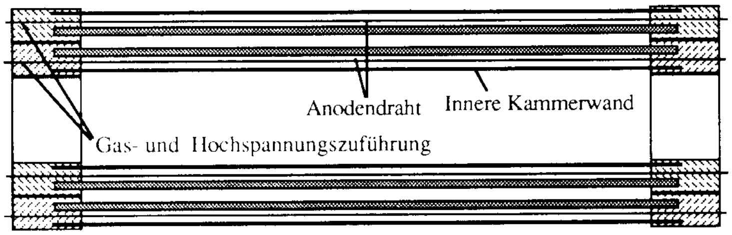


Abbildung 2.4: Darstellung der Proportionaldrahtkammer

2.3.3 JDC

Um die PWC herum befindet sich die JDC, die ihrerseits in einem homogenen, axialen, magnetischen Feld von 1,5 Tesla untergebracht ist. Im Gegensatz zur PWC, die nur eine Bestimmung des getroffenen Anodendrahts erlaubt, gibt die JDC auch Auskunft über den Abstand der geladenen Teilchenspur zum Signaldraht. Aufgrund des Magnetfeldes bewegen sich alle geladenen Teilchen auf einer Helix. Mit Hilfe der JDC ist es möglich, die Teilchenspur auszumessen und somit den Impuls der geladenen Teilchen zu bestimmen. Die JDC besteht aus 30 Sektoren, die im Kreis angeordnet sind. Jeder Sektor hat 23 Lagen von Signaldrähten (Anodendrähten).

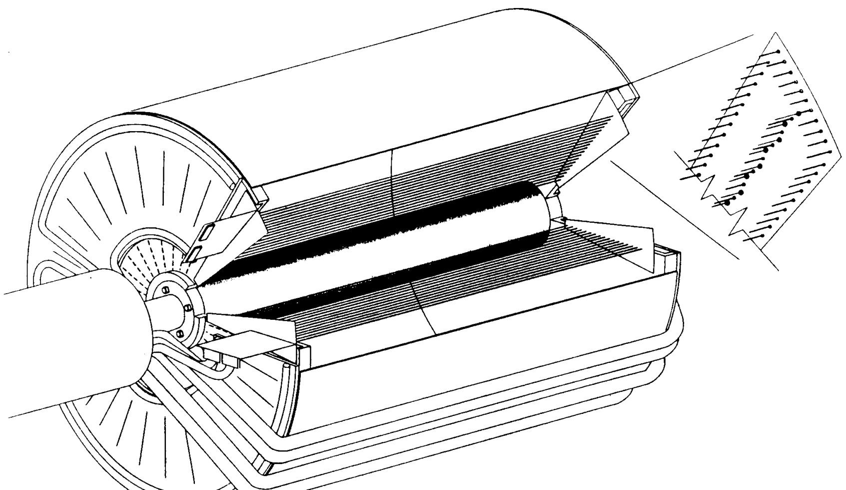


Abbildung 2.5: Darstellung der Jet-Driftkammer (JDC) [36]

Die elektrischen Spannungen aller Felddrähte (Kathodendrähte) sind so gewählt, daß sich ein weitgehend homogenes Driftfeld von $1100 V/cm$ ergibt. Bei dem verwendeten Gas (90% CO_2, 10% $Isobutan$) ergibt sich je nach Luftdruck und Temperatur eine Driftgeschwindigkeit von $8,4 \mu m/ns$ und aufgrund des Magnetfeldes ein Lorenzwinkel von 7,2 Grad. Der Lorenzwinkel beschreibt die Abweichung der Bewegungsrichtung der ionisierten Gasteilchen von der Richtung des elektrischen Feldes und hängt unmittelbar von der magnetischen Feldstärke und der Driftgeschwindigkeit ab.

Die Mischung des Gases und die Temperatur werden konstant gehalten, so daß die Driftgeschwindigkeit lediglich dem Luftdruck entsprechend korrigiert werden muß. Für die Datenrekonstruktion stehen daher Driftzeittabellen für verschiedene Werte des Luftdrucks zur Verfügung. Abbildung 2.6 zeigt das effektive Driftfeld für eine gegebene Feldstärke von 1,5 Tesla und den Normalluftdruck am Ort des Experiments.

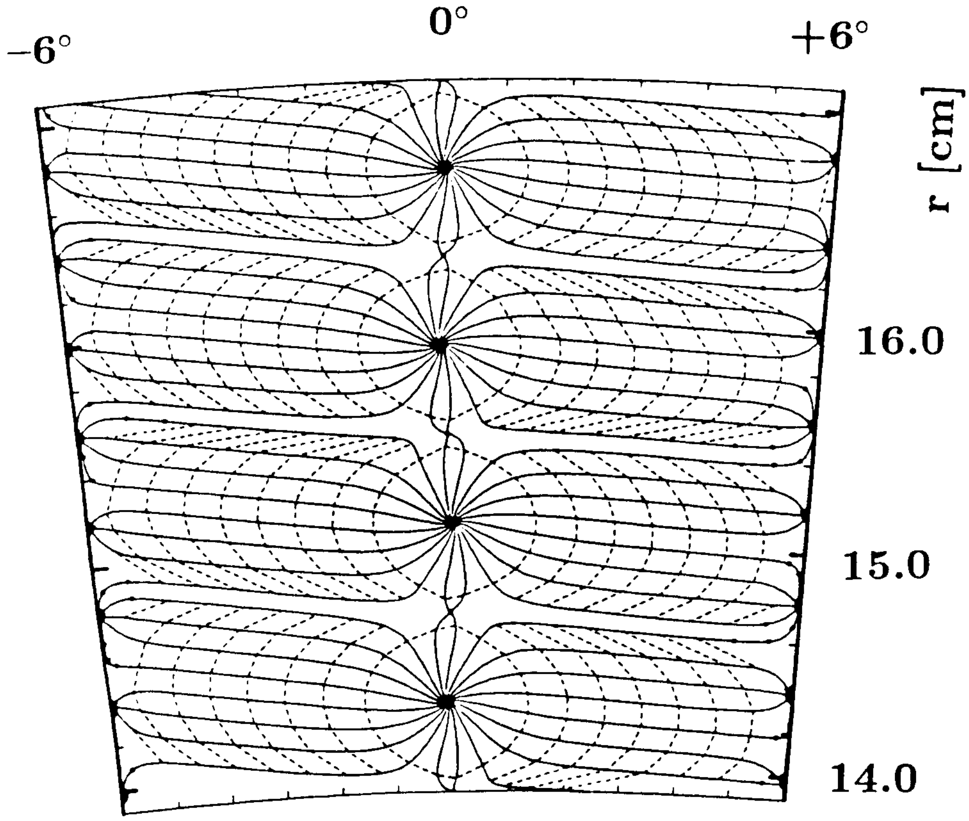


Abbildung 2.6: Die Driftfeldverteilung in der Jet-Driftkammer
Driftfeldlinien in einem JDC-Sektor für die Lagen 1 bis 4 bei 1,5 Tesla. Die Drift-Isochronen (gestrichelte Linien) haben einen Abstand von $0,2\mu s$. Die Darstellung ist 2-fach vergrößert. Die Feldlinien des elektrischen Feldes sind symmetrisch zu den Signaldrähten. Die Abweichungen zwischen den elektrischen Feldlinien und den Driftfeldlinien kommen durch das Magnetfeld zustande. Die Driftfeldlinien sind im homogenen Bereich des elektrischen Feldes um den Lorenzwinkel geneigt.

Die Signaldrähte der JDC werden an beiden Enden mit direkt auf den Endplatten montierten Vorverstärkern ausgelesen. Die Signale der Vorverstärker werden dann zu Struck-Flash-ADCs geleitet und dort in ihrem zeitlichen Verlauf alle $10ns$ digitalisiert. Der Signalverlauf wird für die inneren Lagen über $2,56\mu s$ und für die äußeren Lagen über $10,24\mu s$ aufgezeichnet.

Aus dem Amplitudenverhältnis der beiden Signale eines jeden Drahtes läßt sich die z-Koordinate eines jeden Drahtes bestimmen. Durch die Bestimmung der Driftzeit (die Zeit zwischen dem Teilchendurchgang und dem elektrischen Signal) kann der Abstand der Teilchenspur zum Signaldraht festgestellt werden. Aus diesen Informationen wird, wie in Kapitel 2.4.1 beschrieben, die Teilchenspur und damit der Impuls der geladenen Teilchen bestimmt.

Neben der Spurerkennung ist mit der Kammer auch eine Teilchendiskriminierung möglich. Die geladenen Teilchen haben eine Ionisationsdichte gemäß der Bethe-Bloch-Formel, die mittels Integration der Ladung auf den Signaldrähten gemessen werden kann. Je nach verlangter Reinheit und Vorauswahl lassen sich zum Beispiel Kaonen von Pionen bis zu einem Impuls von etwa $500 MeV/c$ voneinander unterscheiden (siehe Abbildung 2.7).

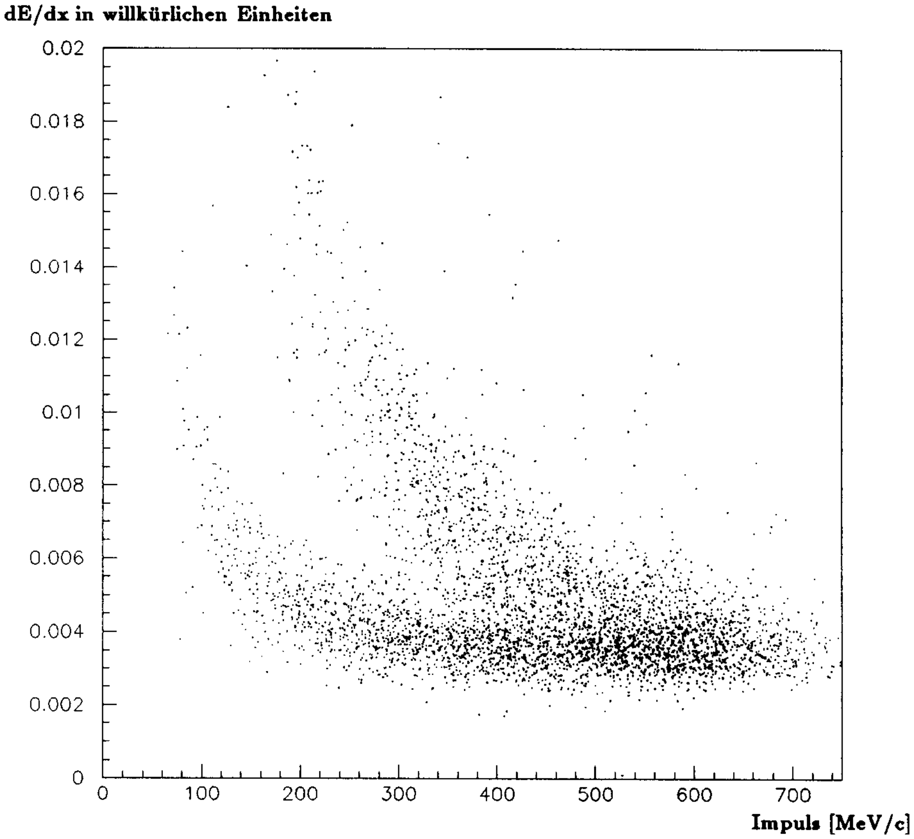


Abbildung 2.7: Spezifischer Energieverlust dE/dx in der JDC.
Es sind das Pionen- und das Kaonenband zu erkennen, die beide etwa gleich stark besetzt sind. Um das Kaonenband deutlich sichtbar zu machen, wurden Ereignisse mit Kaonen durch kinematische Selektion angereichert. Ohne Vorselektion sind nur etwa 4% aller geladenen Teilchen Kaonen.

Neben der Funktion des Teilchennachweises dient die JDC auch zum Triggern auf bestimmte Topologien der Ereignisse. Dazu werden die Signale der Lagen 2, 3, 4, 5, 20 und 21 zu einem schnellen Triggermodul geleitet, das innerhalb von $10 \mu s$, ähnlich wie bei der PWC, die geladene Multiplizität berechnet. Für die hier verwendeten, mit 3-Prong-Long-Track (drei lange geladene Spuren) getriggerten Daten wurde verlangt, daß in den äußeren Lagen (Lage 20,21) jeweils 3-4 Sektoren ein Signal hatten. Mit Hilfe dieser Triggerbedingung wurden die Drei-Prong-Ereignisse um den Faktor 7,4 gegenüber den nur auf das Antiproton getriggerten Daten angereichert.

2.3.4 Das Kalorimeter

Das Kalorimeter umschließt die JDC und deckt einen Raumwinkel von $97,8\%$ von 4π ab. Es dient zum Nachweis der Photonen, die direkt oder indirekt aus der $\overline{p}N$-Annihilation entstehen.

Das Kalorimeter besteht aus 1380 CsJ(Tl)-Kristallen, die alle zentrisch auf das Target ausgerichtet sind (siehe Abb. 2.2). Sie haben eine Länge von $300mm$, was etwa 16 Strahlungslängen entspricht. Dadurch wird sichergestellt, daß auch Photonen von $2GeV$ noch mehr als 99% ihrer Energie innerhalb des Kalorimeters abgeben. Die Kristalle sind in 26 Ringen um die Strahlachse, bestehend aus je 60 Kristallen (30 Kristalle für die 3 äußeren Ringe), angeordnet.

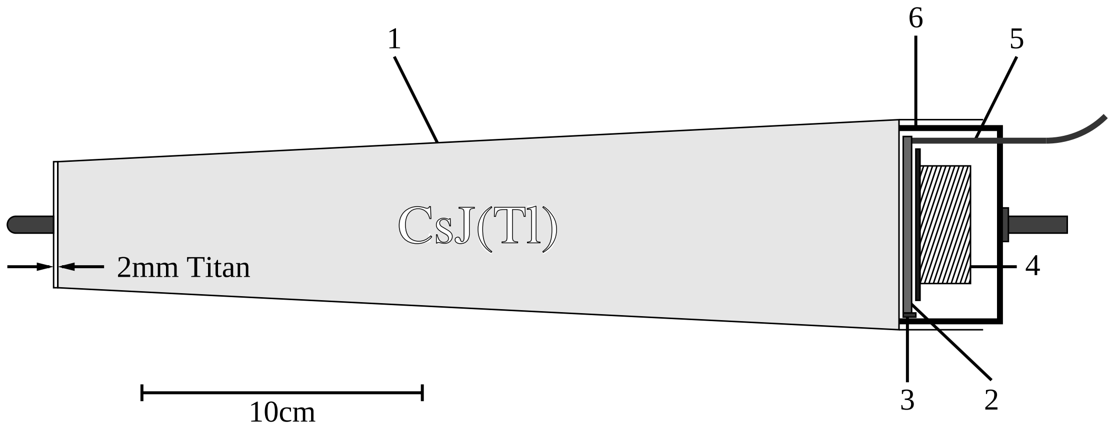


Abbildung 2.8: Ein CsJ-Kristall mit Ausleseelektronik
(1) Titanhülle mit 0,1 mm Stärke, (2) Wellenlängenschieber mit aufgeklebter (3) Photodiode, (4) Vorverstärker, (5) Glasfaser vom Lichtpulser und (6) Gehäuse (Abschirmung).

Jeder Kristall überdeckt einen Raumwinkel von $6°$ in θ und $6°$ in ϕ (bzw. $12°$ in ϕ für die 3 äußeren Ringe). Damit ist die Segmentierung so klein, daß selbst neutrale Pionen ($\pi°$) mit der maximal möglichen Energie von $1GeV$, deren Zerfallsphotonen einen minimalen Öffnungswinkel von $16°$ haben, noch problemlos aus den beiden Zerfallsphotonen als $\pi°$ rekonstruiert werden können.

Das Szintillationslicht der Kristalle wird nicht, wie oft üblich, mit rauscharmen Photomultipliern ausgelesen, sondern aufgrund des starken Magnetfeldes mit Photodioden. Um ein optimales Signal/Rausch-Verhältnis zu haben, wurden kleine Photodioden mit kleiner Kapazität und geringem Ruhestrom ausgewählt. Um aber das gesamte Szintillationslicht auszunutzen, wird das Licht mit einem Wellenlängenschieber, der die ganze Rückseite des Kristalls abdeckt, absorbiert. Das vom Wellenlängenschieber reemittierte Licht wird mit der seitlich angeklebten Photodiode ausgelesen. Dadurch bekommt die Photodiode eine effektive Fläche, die um ein Vielfaches größer ist als ihre tatsächliche Abmessung.

Das elektrische Signal der Photodiode wird nur wenige Millimeter entfernt mit einem empfindlichen Vorverstärker verstärkt, so daß möglichst wenige Störsignale auf den Leitungen zur weiteren Elektronik eingefangen werden. Das Signal wird durch Frequenzfilter, die auf die Impulsform optimiert sind, geleitet und schließlich in zwei ADCs pro Kristall digitalisiert. Der eine ADC (2282-Le-Croy-ADC) hat 12 Bit und erreicht bei einem Meßbereich von $0-400MeV$ eine Auflösung von $0,1MeV$ pro Kanal, der andere ADC (Le-Croy-FERA-ADC) hat 11 Bit und besitzt bei einem Meßbereich von $0-2000MeV$ eine Auflösung von $1MeV$ pro Kanal. Mit dieser

Anordnung ergibt sich ein elektronisches Grundrauschen, das lediglich $200keV$ entspricht.

2.3.5 Der Magnet

Der Magnet erzeugt das für die JDC notwendige magnetische Feld von $1,5$ Tesla. Innerhalb der JDC ist die Homogenität besser als 2%. Der Magnet ist konventioneller Bauart (nicht supraleitend) und benötigt für die Feldstärke von $1,5$ Tesla eine Stromstärke von $I = 4848A$. Dieses entspricht bei $500V$ einer Leistungsaufnahme von etwa $2,5MW$.

2.4 Teilchenrekonstruktion

Ein wesentlicher Teil der Datenanalyse besteht in der Rekonstruktion der Teilchen aus den Rohdaten der einzelnen Detektorkomponenten, die zu diesem Zweck zunächst einmal geeicht werden müssen. Die Eichkonstanten werden in einer gemeinsamen Datenbank [28] für alle Detektorkomponenten bereitgehalten. Da die Eichkonstanten zeitlichen Schwankungen unterliegen, wird in dieser Datenbank auch ihre zeitliche Gültigkeit verwaltet.

Die Rekonstruktion der Teilchen aus den Rohdaten erfolgt mit der gemeinsamen Offline-Rekonstruktions-Software, die von allen beteiligten Instituten gemeinsam verwendet wird, und somit gründlich auf eventuelle Fehler geprüft ist. Die Selektion der Endzustände dagegen erfolgt mit individueller Software, die den speziellen Anforderungen des jeweiligen Zerfallskanals angepaßt ist.

2.4.1 Erkennung geladener Teilchen

Die Richtung und der Impuls geladener Teilchen wird mit der JDC bestimmt [27] [29]. Dazu werden zunächst die „Hits“ aus den Signalen der JDC rekonstruiert und anschließend zu einer Teilchenspur zusammengesetzt.

Die Rekonstruktion der „Hits“

Zu jedem ausgelesenen Signaldraht der JDC steht der zeitliche Verlauf des elektrischen Signals von beiden Enden des Signaldrahtes zur Verfügung. Aus dem Verhältnis der Signalamplituden ergibt sich die **z-Koordinate** der Teilchenspur an jedem Signaldraht.

Durch Extrapolation der Anstiegsflanke des Signals kann der Zeitpunkt der Ankunft des ersten Ions bestimmt und durch Differenzbildung mit dem Zeitpunkt der Annihilation die Driftzeit berechnet werden. Diese Zeit entspricht der größten Annäherung der Teilchenspur an den Signaldraht.

In Abbildung 2.9 sind exemplarisch ein paar Signale einer Teilchenspur in aufeinanderfolgenden Lagen der JDC dargestellt. Man erkennt, wie schwierig es ist, den genauen Beginn des Signals festzulegen. Die zweiten großen Signale stammen nicht von einer zweiten Teilchenspur, sondern entstehen durch die Ionisationsstatistik im Gas.

Nachdem die Driftzeit bestimmt ist, kann in der Driftzeittabelle nachgesehen werden, auf welchen Isochronen (vergleiche Abbildung 2.6) das geladene Teilchen durch die Kammer gelangt ist. Dabei kann zunächst nicht zwischen links vom Signaldraht und rechts vom Signaldraht unterschieden werden. Da für die weiteren Berechnungen der Rechenaufwand mit den Isochronen zu groß wird, benutzt man an Stelle der ganzen Isochronen lediglich einen einzigen Punkt der Isochronen, der im weiteren Hit genannt wird. Zu diesem Zweck wird jeweils der Punkt der Isochronen ausgewählt, dessen Tangente senkrecht zur mittleren Driftrichtung einer Driftzelle steht. Der durch diese Vereinfachung auftretende Fehler ist für schwach gekrümmte Spuren, die vom Target kommen, sehr gering und wird zu einem späteren Zeitpunkt durch die sogenannte Isochronenkorrektur kompensiert. Unter Verwendung der Koordinaten der Signaldrähte können nun die Koordinaten der einzelnen Hits berechnet werden. Pro Signal werden zwei Hits rekonstruiert, wobei jeder Hit der Spiegelhit des anderen ist. In der Abbildung 2.10 sind die Hits einer Teilchenspur sowohl in der r-ϕ-Ebene als auch in der r-z-Ebene dargestellt.

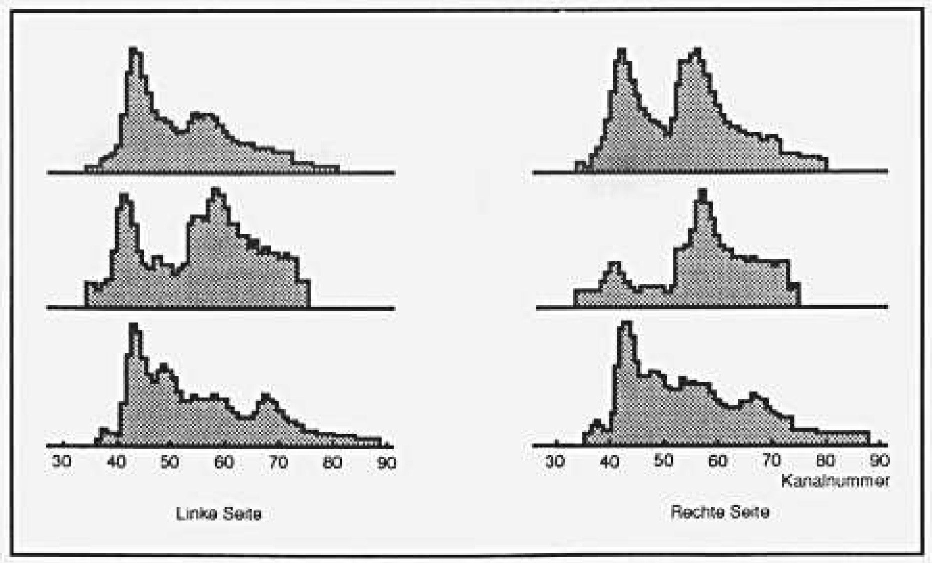


Abbildung 2.9: Linearisiertes Pulshöhenspektrum eines geladenen Teilchens an drei aufeinanderfolgenden Signaldrähten.

Die Rekonstruktion der Teilchenspur

Im nächsten Schritt müssen die Hits zu einer Teilchenspur zusammengesetzt werden. Um zwischen der linken und der rechten Lösung unterscheiden zu können, sind die Signaldrähte nicht genau in einer Reihe angeordnet, sondern leicht links und rechts um je $200\mu m$ versetzt. Dadurch ergibt sich beim Zusammensetzen der Hits zu einer Spur wie in Abbildung 2.10 auf der einen Seite eine leichte Zickzacklinie, auf der anderen Seite eine „glatte" Kurve. Damit kann die Ambiguität zwischen links und rechts aufgelöst werden.

Die Entscheidung, welche Hits zusammengehören und einen Track (eine geladene Teilchenspur) bilden, wird mit einem Mustererkennungsprogramm getroffen. Dieses war bisher der Schwachpunkt in der Rekonstruktion geladener Teilchen. Erst durch die Implementierung eines neuen Mustererkennungsverfahrens (vergleiche Kapitel 3) konnte die Effizienz in der Rekonstruktion geladener Teilchen auf einen zufriedenstellenden Wert gesteigert werden.

Anschließend wird an die Hits einer Teilchenspur in der r-ϕ-Ebene ein Kreis angefittet. Die sich daraus ergebenden Kreisparameter dienen als Startwerte für den daran anschließenden Helixfit, in dem auch die Hits der PWC berücksichtigt werden. Aus dem Helixfit erhält man den Betrag des Impulses und die Ladung des Teilchens. Unter der Annahme, daß das Teilchen sehr nah an der z-Achse entstanden ist, kann auch die Richtung des Impulses bestimmt werden.

Aus der Unsicherheit in der Driftzeitbestimmung ergibt sich eine Unsicherheit von $150\mu m$ in der Abstandsbestimmung des Hits vom Signaldraht. Mit dieser Einzeldraht-Ortsauflösung erreicht die JDC für lange Teilchenspuren (18-23 Hits/Track) eine Impulsauflösung in der r-ϕ-Ebene von 2% bis 12% für Teilchen mit einem Impuls von $0,1$ bis $1,0 GeV/c$.

Bei Ereignissen mit mehr als einem Track wird in einem sogenannten Vertex-Fit der Ort bestimmt, an dem sich alle Spuren kreuzen. Wenn der Fit nicht in der Lage ist, einen solchen Punkt zu bestimmen, werden nacheinander einzelne Tracks weggelassen, bis der Fit eine Lösung

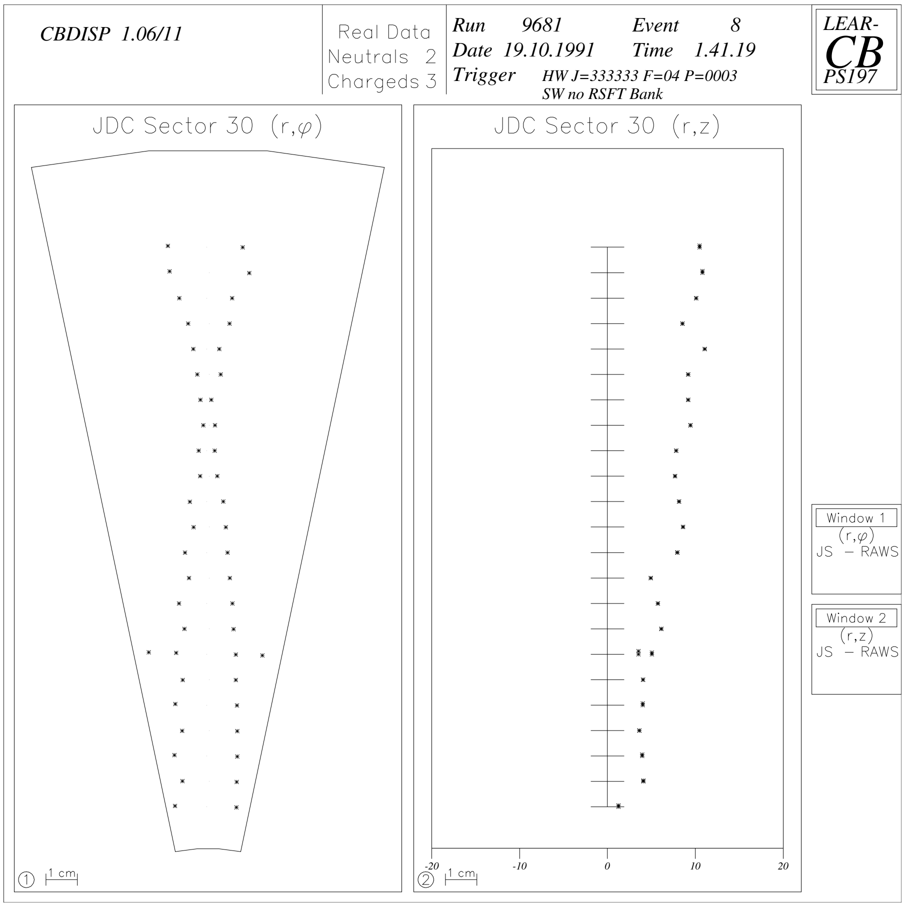


Abbildung 2.10: Aus den Driftzeiten rekonstruierte Hits
In der linken Abbildung enthält jeweils zwei Einträge pro Signaldraht, da man zunächst noch nicht weiß, ob das Teilchen auf der linken oder der rechten Seite vom Signaldraht entlanggegangen ist. In der rechten Abbildung ist die aus dem Amplitudenverhältnis bestimmte z-Koordinate eines jeden Signals in der r-z-Ebene dargestellt.

findet. Ist das der Fall, so wird der weggelassene Track als „Nicht-Vertex-Spur" gekennzeichnet und der so bestimmte Ort als Vertex der Annihilation abgespeichert. Mit Hilfe dieses Verfahrens kann der Vertex der Annihilation mit einer x-y-Auflösung von etwa $1mm$ und einer z-Auflösung von $5mm$ rekonstruiert werden. Die Genauigkeit der Vertexbestimmung hängt natürlich stark von der Anzahl der Teilchenspuren sowie von deren Länge ab. Mit diesem Verfahren erhält man noch einen weiteren Punkt der Teilchenspuren, so daß sich die Impulsauflösung der Tracks um einige Prozent verbessert.

Bestimmung des Ionisationsvermögens dE/dx.

Außer der Impulsbestimmung lassen sich mit Hilfe der JDC auch Pionen und Kaonen voneinander unterscheiden [20][70]. Aus den mit den einzelnen Signaldrähten gemessenen Ladungen kann das Ionisationsvermögen dE/dx des durchgehenden Teilchens bestimmt werden. Dazu wird für jeden Hit des Tracks die gesamte auf diesem Draht deponierte Ladung berechnet und durch die Weglänge geteilt, die das Teilchen durch die dazugehörige Driftzelle zurückgelegt hat. Aus diesen Einzelwerten dE_i/dx_i des Ionisationsvermögens wird das Ionisationsvermögen (dE/dx) des Teilchens bestimmt. Anstatt einfach den Mittelwert der Einzelmessungen zu verwenden, wird hier die Methode des *truncated mean* angewandt. Dabei werden die 30% größten und die 10% kleinsten Meßwerte verworfen und von den restlichen der Mittelwert bestimmt. Diese Methode ist sinnvoll, da die Meßwertverteilung sehr unsymmetrisch ist und starke Ausreißer enthält. Verbesserungsmöglichkeiten werden zur Zeit in [2] untersucht.

Da der Impuls der Teilchen bekannt ist, kann man mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel das erwartete dE/dx für die beiden Teilchenhypothesen (π,K) berechnen und mit dem Meßwert vergleichen. Auf diese Weise lassen sich Kaonen von Pionen bis zu einem Impuls von etwa $500MeV/c$ unterscheiden.

2.4.2 Eichung der JDC

Die Eichung der JDC gliedert sich in mehrere Schritte. Der Zeitnullpunkt der einzelnen Flash-ADC-Module muß abgeglichen werden, um Laufzeitunterschiede der Signale zu kompensieren. Dazu werden die kürzesten gemessenen Driftzeiten für jedes Modul einzeln in ein Histogramm eingetragen. Die kürzeste vorkommende Driftzeit definiert für dieses Modul den Zeitnullpunkt.

Für die z-Eichung werden die Verstärkungsfaktoren der beiden Signalauslesesysteme und die effektive Länge der einzelnen Signaldrähte angepaßt. Dazu werden speziell für diesen Zweck aufgezeichnete Daten verwendet, bei denen das Magnetfeld abgeschaltet ist. Ohne Magnetfeld sind die Teilchenspuren Geraden, was die Eichung wesentlich vereinfacht. Die z-Koordinate berechnet sich nach:

$$z = z_0 + \frac{z_l}{2} \times \frac{A_+ - \alpha A_-}{A_+ + \alpha A_-} \tag{2.1}$$

Dabei sind z_0 die Mitte des Drahtes, z_l die elektrische Länge, A_+ und A_- die Amplituden und α das Verhältnis der Verstärkungsfaktoren.

Die r-ϕ-Eichung besteht darin, die richtige Driftzeittabelle für den richtigen Luftdruck auszuwählen. Der Gasdruck der JDC folgt den natürlichen Luftdruckschwankungen, da das Gassystem nach außen offen ist und ständig frisches Gas der gewünschten Mischung in die JDC strömt. Die Driftgeschwindigkeit der Ionen hängt im wesentlichen von der Gaszusammensetzung, der elektrischen Feldstärke, dem Luftdruck und der Temperatur ab. Die ersten beiden

Parameter werden weitestgehend konstant gehalten, so daß lediglich auf die Luftdruck- und Temperaturschwankungen korrigiert werden muß.

Die r-ϕ-Eichung müßte eigentlich die Driftzeittabellen selbst überprüfen. Zu diesem Zweck wurde auch eine Laserkalibration der JDC diskutiert[34]. Es stellte sich aber heraus, daß es bei der gegebenen Geometrie extrem schwierig ist, die bisherige Genauigkeit der Driftzeittabellen durch eine Laserkalibration zu verbessern.

Um die richtige Driftzeittabelle auszuwählen, werden sogenannte kollineare $\pi^+\pi^-$ bzw. K^+K^- Ereignisse, die monoenergetische Pionen und Kaonen bekannten Impulses erzeugen, verwendet. Für diese Ereignisse wird der Impuls der Teilchen mit verschiedenen Driftzeittabellen berechnet und jeweils in ein Histogramm eingetragen. Anschließend wird die Driftzeittabelle ausgewählt, bei der die Breite der Impulsverteilung minimal ist.

2.4.3 Erkennung neutraler Teilchen

Die neutralen Teilchen werden aus den Energiedepositionen in den 1380 Kristallen rekonstruiert [26]. Zunächst werden alle Kristalle markiert, die eine Energie über $1MeV$ haben. Nun werden Gebiete von zusammenhängenden, markierten Kristallen gesucht, die mindestens eine gemeinsame Ecke besitzen. Wenn die Summe der Kristallenergien dieses Gebietes $20MeV$ überschreitet, so wird dieses Gebiet *Cluster* genannt. Damit kohärentes Rauschen der Elektronik keinen Cluster generieren kann, wird verlangt, daß wenigstens ein Kristall des Clusters eine Energie größer als $4MeV$ besitzt.

Dem absoluten Energiemaximum des Clusters wird jetzt ein PED (Particle Energy Deposit) zugeordnet. Wenn es ein weiteres lokales Energiemaximum in dem Cluster gibt, so wird verlangt, daß die Energie im Zentralkristall dieses Maximums größer als $20MeV$ ist. Damit wird erreicht, daß mehrere Teilchen, die dicht beieinander liegen (in einem Cluster sind), noch als zwei Teilchen rekonstruiert werden können. Gleichzeitig wird verhindert, daß kleine Schauerfluktuationen zusätzliche PEDs erzeugen.

Für den Fall, daß sich nur ein PED in einem Cluster befindet, wird die Energie des PED durch die Summe der beteiligten Kristalle berechnet und der Ort der Energiedeposition als der Schwerpunkt der Kristallenergien bestimmt.

Wenn mehrere PEDs in einem Cluster sind, so werden die Energien im Überlappungsbereich der beiden PEDs entsprechend der Energien im jeweiligen Zentralkristall aufgeteilt und lediglich die 8 Nachbarn des Zentralkristalls[1] zur Orts- und Energiebestimmung verwendet.

Die rekonstruierte Energie verhält sich trotz linearer Elektronik nicht proportional zur Energie der ursprünglichen Photonen. Bei kleinen Energien liegt ein Teil der deponierten Energie unterhalb der Nachweisschwelle von $1MeV$ der einzelnen Kristalle, bei großen Energien können ein paar Prozent der Energie verloren gehen, da der elektromagnetische Schauer über den Kristall hinausragt (leakage) und auch ein Teil der Energie zwischen den Kristallen in den Titanhüllen der Kristalle verloren geht. Um dieses zu kompensieren, wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Studien Korrekturen sowohl für Ein-PED- als auch für Mehr-PED-Cluster entwickelt [12].

Bei der Ortsrekonstruktion ergeben sich kleine Abweichungen vom tatsächlichen Eintrittsort. Diese beruhen zum Teil auf Schauerfluktuationen, aber auch systematisch auf dem Energieverlust des elektromagnetischen Schauers in den Wandungen der Kristalle. Dafür sind ebenfalls

[1] Im Übergangsbereich zwischen den Ringen mit 30 und 60 Kristallen werden entsprechend 9 Nachbarn berücksichtigt.

Korrekturen mit Hilfe von Monte-Carlo-Studien entwickelt worden [55]. Bei sehr kleinen Energien bleibt in der Ortsrekonstruktion das Problem, daß nur ein Kristall ein Signal hat, und daher die beste Annahme für den Eintrittsort des Photons der Flächenschwerpunkt des getroffenen Kristalls ist.

Da auch die geladenen Teilchen Energie im Kalorimeter deponieren und daher als PEDs nachgewiesen werden, müssen diese PEDs zum Nachweis der neutralen Teilchen unterdrückt werden. Dieses wird im sogenannten „global Tracking“ [26] gemacht. Dabei werden die Spuren der geladenen Teilchen in das Kalorimeter extrapoliert, und das nächstgelegene PED, welches in einem Öffnungswinkel von $\cos\alpha = 0,98$ liegt, dem geladenen Teilchen zugeordnet. Auf diese Weise lassen sich 98% aller in der JDC eindeutig nachgewiesenen Teilchen mit Signalen in den Kristallen korrelieren.

2.4.4 Eichung des Kalorimeters

Für jeden der 1380 Kristalle gibt es je zwei Eichkonstanten, eine für den FERA- und eine für den 2282-ADC. Die Eichung des Kalorimeters gliedert sich in mehrere Schritte.

Bei ersten Testmessungen konnte die Elektronik mit Hilfe von minimal ionisierenden (geladenen) Pionen, die bei der $\overline{p}p$-Annihilation entstehen, zunächst einmal auf etwa $\pm 3\%$ gleich eingestellt werden.

Eine globale erste Eichung ergab sich anschließend aus der Analyse von Ereignissen ohne geladene Teilchen. Bei diesen Ereignissen weiß man, daß für vollständige Ereignisse die Energie die zweifache Protonenmasse ergeben muß. Also wurde ein gemeinsamer Skalierungsfaktor für alle Kristalle bestimmt, der diese Bedingung erfüllt.

Die Eichung für die einzelnen Meßperioden erfolgt über die $\gamma\gamma$-invariante Masse des π°. Dazu werden in jeder Meßperiode 1-2 Millionen speziell getriggerte Ereignisse aufgezeichnet, in denen die Anzahl der π° möglichst groß ist. Für jeden Kristall wird ein Spektrum aufgezeichnet, in das jeweils die invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ eingetragen wird, wenn der Kristall der Zentralkristall eines der beiden Gammas war. Im Bereich der π°-Masse ergibt sich in jedem dieser Spektren ein lokales Maximum. Nun kann ein Korrekturfaktor für jeden Kristall bestimmt werden, so daß dieses Maximum bei der π°-Masse liegt. Die Korrekturfaktoren der Kristalle sind über die Gammas alle miteinander gekoppelt. Daher gibt dieser Korrekturfaktor lediglich die Richtung an, in der die Eichung eines Kristalls korrigiert werden muß. Erst wenn man diese Methode iterativ anwendet, ergibt sich die endgültige Eichung.

Kapitel 3

Mustererkennung mit der Fuzzy-Radon-Transformation

Das Interesse dieser Arbeit liegt in der Bestimmung des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte

$$\frac{BR(\overline{p}n \to \phi\pi^-)}{BR(\overline{p}n \to \omega\pi^-)} \quad . \tag{3.1}$$

Dafür ist es unerläßlich, die Effizienzen der Datenanalyse mit Hilfe von Monte-Carlo-Programmen zu bestimmen. Monte-Carlo-Ereignisse haben aber immer ein wenig andere Eigenschaften als „echte“ Daten. Während der Datenanalyse hat sich herausgestellt, daß schon sehr geringe Unterschiede in der Qualität der JDC-Daten sehr große Auswirkungen auf die Rekonstruktionseffizienz für geladene Teilchen haben und man daher die Effizienz nur sehr ungenau mit Monte-Carlo-Daten bestimmen kann. Wenn man eine hohe Rekonstruktionseffizienz hat, so ist das Rekonstruktionsverfahren robust gegen kleine Variationen und damit für Monte-Carlo- und „echte“ Daten gleich.

Die bisherige Rekonstruktionseffizienz für Ereignisse mit drei langen geladenen Spuren in der JDC lag bei etwa 50% dessen, was aufgrund der vorhandenen Hits zu erwarten gewesen wäre, und war mit einem großen systematischen Fehler behaftet. Bei der späteren Analyse hat sich gezeigt, daß die Rekonstruktionseffizienz für Pionen und Kaonen gleichen Impulses wesentlich verschieden ist, was sich bei der Berechnung relativer Verzweigungsverhältnisse nicht kompensiert. Daher mußte ein Weg gefunden werden, die Rekonstruktionseffizienz zu verbessern.

Ein möglicher Weg, die Effizienz zu steigern, ist die Anwendung der Fuzzy-Radon-Transformation auf die Spurerkennung geladener Teilchen.

Im Abschnitt 3.1 wird zunächst aufgezeigt, was die Mustererkennung in der JDC zu leisten hat.

Anschließend wird in Kapitel 3.2 das ursprüngliche Mustererkennungsverfahren vorgestellt und aufgezeigt, welche Auswirkungen die falsche Zuordnung von Hits zu den Teilchenspuren auf die Anzahl und den Impuls der rekonstruierten Teilchen hat.

In Kapitel 3.3 werden die Radon-Transformation und ihre Erweiterung zur Fuzzy-Radon-Transformation erklärt. Kapitel 3.4 zeigt die Implementation der Fuzzy-Radon-Transformation in das Mustererkennungsprogramm. In Abschnitt 3.5 werden die Ergebnisse zusammengefaßt und es wird gezeigt, was die neue Methode zu leisten vermag.

3.1 Aufgabe und Probleme der Mustererkennung

Die JDC stellt als Information die drei Raumkoordinaten eines jeden Hits zur Verfügung (vergleiche Abschnitt 2.4.1). Die Aufgabe des Mustererkennungsprogramms besteht darin, die einzelnen Hits den Teilchenspuren zuzuordnen, wobei man nicht genau weiß, wieviele Teilchenspuren es gibt. Genaugenommen werden diejenigen Teilchen gesucht, die diese Meßwertverteilung generieren können. Das heißt, wir haben ein nicht eindeutiges Inversionsproblem [59].

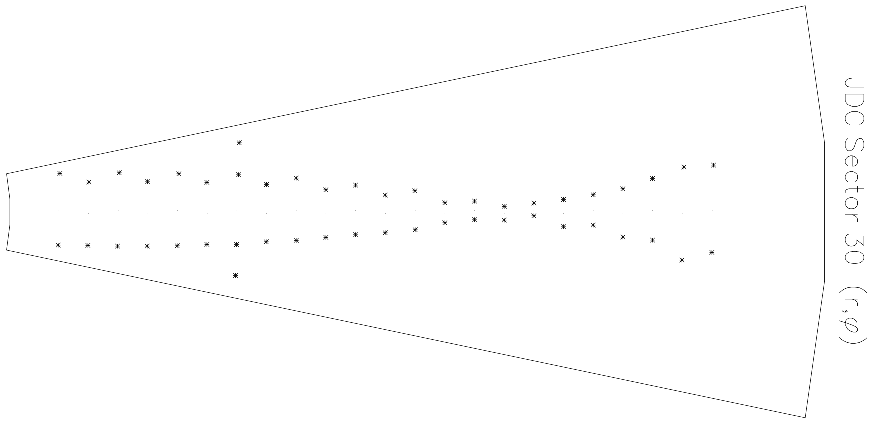


Abbildung 3.1: „Hits" einer Teilchenspur in einem Sektor der JDC
Jedem Signal auf einem der Signaldrähte der JDC werden zunächst zwei Hits zugeordnet.
In Lage sieben ist zufällig ein zweites Signal erkannt worden.

Abbildung 3.1 zeigt ein Beispiel für eine einfache Teilchenspur, die vollständig durch einen Sektor geht und dabei einmal die Signaldrahtebene kreuzt. Die Hits, welche die „glatte" Teilchenspur bilden, gehören zu einer Teilchenspur. Die Hits spiegelbildlich zur Signaldrahtebene liegen auf einer Zickzacklinie und bilden eine „Geisterspur". Diese Hits werden Spiegelhits genannt. Im obigen Beispiel ist die Lösung des Inversionsproblems offensichtlich.

Im mathematischen Sinn ist das obige Beispiel nicht so einfach. Will man zum Beispiel zwei Teilchenspuren finden, so könnte die eine Spur durch jeden zweiten Hit der Geisterspur gegangen sein und die andere Spur die bereits gesehene sein. Erst durch die Bedingung, daß eine Teilchenspur auch auf jedem Signaldraht erkannt werden muß, wird die Lösung wieder eindeutig. Im allgemeinen sehen aber die Teilchenspuren nicht so einfach aus wie in dem obigen Beispiel (vergleiche Abbildungen 3.2).

Nach Durchsicht einiger hundert Ereignisse wurden unter anderem folgende Schwierigkeiten erkannt, mit der die Mustererkennung zurechtkommen muß:

- Fehlende Hits
  Es gibt in jeder Datennahmeperiode einzelne Signaldrähte, die eine geringe Effizienz haben und fast nie ein Signal erkennen. Aufgrund des Driftfeldes gibt es innerhalb der JDC Orte, bei denen die Driftzeit so groß ist, daß das Signal den Signaldraht zu spät erreicht.

  Eine andere Art fehlender Hits tritt häufig auf, wenn zwei Teilchen durch dieselbe Driftzelle gehen. In dem Fall muß die Software ein zweites Signal finden, was bei der Signalform sehr schwierig ist und leicht zu zusätzlichen Hits wie in Abbildung 3.1 in Lage 7 führt.

- „Outlayer“
  Mit „Outlayer“ werden Hits bezeichnet, die einem tatsächlichen Teilchendurchgang entsprechen, aber deren Zeitmessung schlecht war. Diese Hits sind meist $200 - 1000\mu m$ zu weit vom Signaldraht entfernt rekonstruiert. Dieses Problem tritt besonders häufig in der Nähe der Signaldrähte und dicht an den Felddrähten auf, wo das Driftfeld sehr inhomogen ist (vergleiche Abbildung 2.6).

- Kurze Teilchenspuren
  Aufgrund der Kammergeometrie gibt es natürlich auch eine große Anzahl von sogenannten kurzen Spuren, die nur wenige Lagen der JDC durchqueren, bis sie die Endplatten der Kammer erreichen, und für die es dementsprechend wenige Hits gibt. Bei Spuren mit nur drei Hits sind beide Lösungen, alle Hits links vom Draht und alle Hits rechts vom Draht, mathematisch exakt richtig. Bei fünf Hits kann durch nur einen einzigen Ausreißer die Spiegellösung mathematisch exakt sein, obwohl die andere Lösung der tatsächlichen Teilchenspur entspricht. Erst bei einer größeren Anzahl von Hits können die Lösungen eindeutig unterschieden werden.

- Kreuzende Teilchenspuren
  Damit sind wie in Abbildung 3.1 und 3.2b Spuren gemeint, welche die Signaldrahtebene kreuzen. Das Problem der Teilchenspur in Abbildung 3.2b besteht darin, daß es mehrere Möglichkeiten gibt, die Hits zu einer Teilchenspur zusammenzufügen, welche alle relativ viele Hits der Teilchenspur zuordnen. Die von der „alten“ Mustererkennung gefundene Lösung ordnet der Teilchenspur 20 Hits zu. Bei der richtigen Lösung, die die Signaldrahtebene kreuzt, können maximal alle Hits (22) der Teilchenspur zugeordnet werden. Der Unterschied beträgt lediglich zwei Hits.

  Zusammen mit schlechten Meßwerten im Bereich der Signaldrähte lassen sich die Lösungen schwer voneinander unterscheiden.

- Mehrdeutige Hits
  Wenn sich mehrere Teilchenspuren sehr nahekommen oder kreuzen, ist es nicht immer eindeutig zu entscheiden, zu welcher Teilchenspur ein Hit gehört.

Die Mustererkennung sollte robust gegenüber Meßungenauigkeiten sein, damit sie auch bei noch nicht geeichten Daten die richtigen Hits zu Teilchenspuren zusammensetzen kann. Kleine Fehler in der Eichung sollten das Ergebnis, wie groß die Anzahl der geladenen Teilchen in einem Ereignis ist und welche Hits eine Teilchenspur bilden, so gut wie nicht beeinflussen.

3.2 Probleme des bisherigen Trackings

Ein Teilergebnis der Analyse ist, daß die bisherige Methode der Erkennung geladener Teilchen viel schlechtere Ergebnisse liefert, als man aufgrund der Rohdatenqualität erwartet. Als entscheidendes Problem läßt sich die Zuordnung der Hits zu den Teilchenspuren erkennen.

Die Beispiele in Abbildung 3.2 zeigen einige der Probleme, die bei der Mustererkennung auftreten können. Abbildung 3.2a) und 3.2c) sind Beispiele, in welchen die Teilchenspuren jeweils aufgrund einzelner schlecht gemessener Hits in zwei Teilchenspuren zerlegt wurden. Abbildung 3.2b) verdeutlicht das häufig auftretende Problem, daß die Mustererkennung nicht in der Lage ist, Spuren, die die Ebene der Signaldrähte kreuzen, richtig zu erkennen. Abbildung 3.2d) zeigt die Problematik, über fehlende Hits hinweg die Teilchenspur richtig zusammenzusetzen.

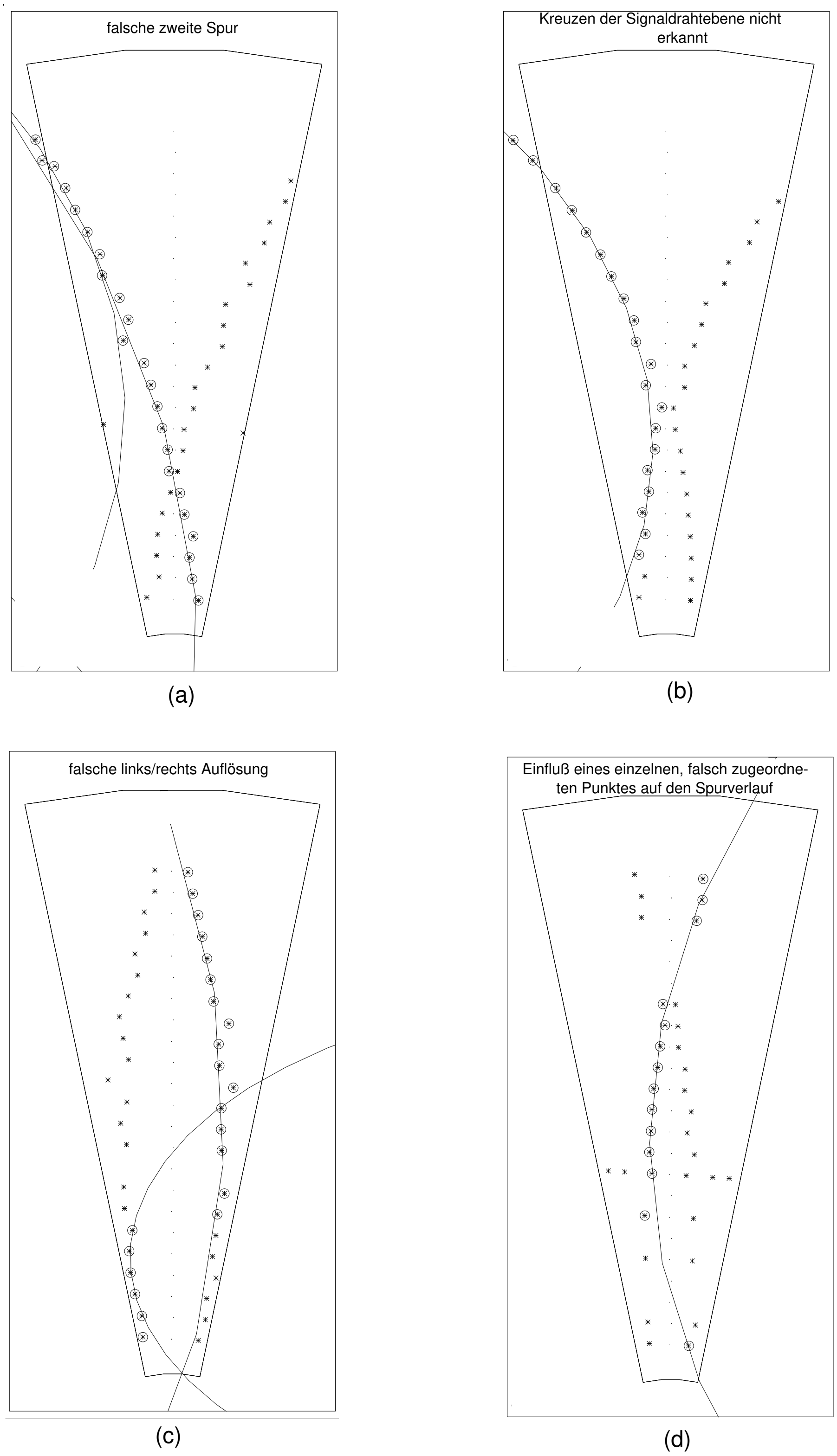


Abbildung 3.2: Beispiele zur fehlerhaften Spurrekonstruktion
Es sind jeweils einzelne Sektoren in der r-ϕ-Ebene dargestellt, in denen jeweils nur eine einzige Teilchenspur durch den Sektor verläuft. Es gibt natürlich auch Ereignisse mit sich kreuzenden Spuren.

Fehler, die in der Mustererkennung auftreten, führen dazu, daß a) eine einzelne Teilchenspur als zwei Teilchen rekonstruiert wird, oder b) einer Teilchenspur ein oder mehrere falsche Hits zugeordnet werden, wodurch der rekonstruierte Impuls weit ab vom tatsächlichen Teilchenimpuls liegen kann.

Das bedeutet, daß nicht nur die Impulse der Teilchen falsch rekonstruiert werden können, sondern daß auch das Ladungsvorzeichen falsch sein kann, und die Anzahl der Teilchenspuren nicht mit der tatsächlichen Anzahl übereinstimmt.

3.2.1 Ursachen

Die Ursachen der oben beschriebenen Probleme liegen zum einen in den hohen Anforderungen an die Mustererkennung (siehe Abschnitt 3.1), zum anderen in der bisherigen Methode der Mustererkennung.

Bisher beginnt das Spurerkennungsprogramm in einer der äußeren Lagen der Kammer und sucht dort mehrere beieinander liegende Hits. Diese werden zu einer Spur verbunden. Nachdem eine Anfangsspur gefunden ist, wird durch die jeweils letzten drei Hits eine Gerade gelegt und ein weiterer Hit in einer weiter innen liegenden Lage gesucht. Wenn dieser gefunden ist, so wird wieder durch die letzten drei Hits eine Gerade gelegt und erneut ein weiterer Hit gesucht, der zu dieser Spur gehört. Dieses Verfahren wird rekursiv angewandt, bis es keine weiter innen liegende Lage mehr gibt, in der ein Hit liegen könnte.

Dieses ist also eine *rekursive* Methode, die *lokal* arbeitet, das heißt, sie benutzt in der Rekursion lediglich die Informationen der letzten drei Hits, um weitere Hits zu suchen.

3.2.2 Auswirkungen auf die Analyse

Die falsch rekonstruierten Events führen noch nicht notwendigerweise zu falschen Ergebnissen. Da viele dieser Ereignisse die Energie- und Impulserhaltung nicht mehr erfüllen oder die falsche Anzahl an Teilchenspuren haben, erzeugen diese in den untersuchten Kanälen meistens nur Untergrund. Ergebnisse, bei denen man sich lediglich für die Massen und Breiten der Teilchen interessiert, sind möglich, obwohl auch dort das Signal zu klein und der Untergrund zu groß sind. Die Massen und Breiten sollten jedoch davon weitestgehend unberührt bleiben.

Wenn man sich aber für Verzweigungsverhältnisse interessiert, muß man die Nachweiseffizienz genau kennen. Da aber die Monte-Carlo-Daten nicht genau den echten Daten entsprechen, wird der Fehler in der Bestimmung der Effizienz groß, wenn die Rekonstruktion sehr empfindlich auf kleine Variationen der Hitpositionen reagiert. Bei hoher Effizienz wirken sich kleine Unterschiede zwischen Monte-Carlo-Daten und „echten“ Daten auf die Bestimmung der Effizienz kaum noch aus.

3.3 Die Radon-Transformation

Die Radon-Transformation R ist definiert als ein Linienintegral über eine Dichtefunktion ρ entlang eines Integrationspfades T.

$$R = \int_T \rho dt \tag{3.2}$$

Sie wird bereits seit Jahren in der Medizin im Bereich der Röntgen-Computer-Tomographie angewandt, um aus den gemessenen Intensitäten die Dichteverteilung des menschlichen Körpers zu berechnen.

3.3.1 Die Radon-Transformation bei der Mustererkennung

Auf die Mustererkennung in der JDC läßt sich die Radon-Transformation in folgender Weise anwenden.

Zunächst wird jedem Punkt in der JDC eine Wahrscheinlichkeitsdichte ρ zugeordnet, den Meßwert (Hit in Driftzelle) mit seiner Driftzeit t zu erhalten. Dabei nimmt die Dichte mit zunehmendem Abstand vom Hit ab. Bei hinreichend großen Abständen ist die Dichte nahezu konstant und 0. An dem Ort des Hits ist sie auf 1 normiert. Wenn man die R-ϕ-Ebene betrachtet und auf der z-Achse die Dichte aufträgt, so erhält man eine Art Gebirgskette entlang der Teilchenspur (vergl. Abbildung 3.3).

In der R-ϕ-Ebene ist die Menge aller möglichen Teilchenspuren die Menge aller Kreise. Jeder Kreis in einer Ebene läßt sich im allgemeinen durch drei Parameter $k1, k2, k3$ parametrisieren. Diese drei Parameter spannen einen dreidimensionalen Raum auf. Durch Anwendung der Radon-Transformation läßt sich nun jedem Punkt dieses Parameterraumes eine Radondichte R zuordnen. Diese ist ein Maß dafür, wieviele Hits wie genau auf dem Kreis liegen.

$$R = \int_T \rho(k1, k2, k3) dt \tag{3.3}$$

Im nächsten Schritt muß lediglich diejenige Teilchenspur ausgewählt werden, für die die Radonfunktion maximal ist. Dieses läßt sich durch folgende Synonyme ausdrücken:

- Es wird der Kreis ausgewählt, für den das Integral über die Dichte ρ entlang der Kreislinie maximal ist.
- Es wird der Kreis ausgewählt, auf dem maximal viele Punkte möglichst gut liegen.

Diese Aussage bedeutet nichts anderes, als daß für die beste aller denkbaren Lösungen die Radondichte in jedem Fall ihr absolutes Maximum hat.

Diese Aussage ist allerdings nur bedingt richtig. Voraussetzung dafür ist nämlich, daß der Verlauf der Dichtefunktion, wie im folgenden erläutert wird, richtig definiert ist.

Bei der Suche nach dem bestmöglichen Kreis kommt es stark darauf an, wie schnell die Wahrscheinlichkeitsdichte ρ um einen Hit herum abfällt. Benutzt man als Wahrscheinlichkeitsdichte eine δ-Funktion, so ergeben sich als Maxima der Radondichte alle die Kreise, die jeweils mathematisch exakt durch drei oder mehr Punkte gehen. Da in realen Daten aufgrund der Meßungenauigkeiten nur sehr selten mehr als drei Punkte mathematisch exakt auf einem Kreis liegen, würden einer Teilchenspur nur genau drei Hits zugeordnet werden. Jede andere Dreipunktkombination hätte die gleiche Radondichte.

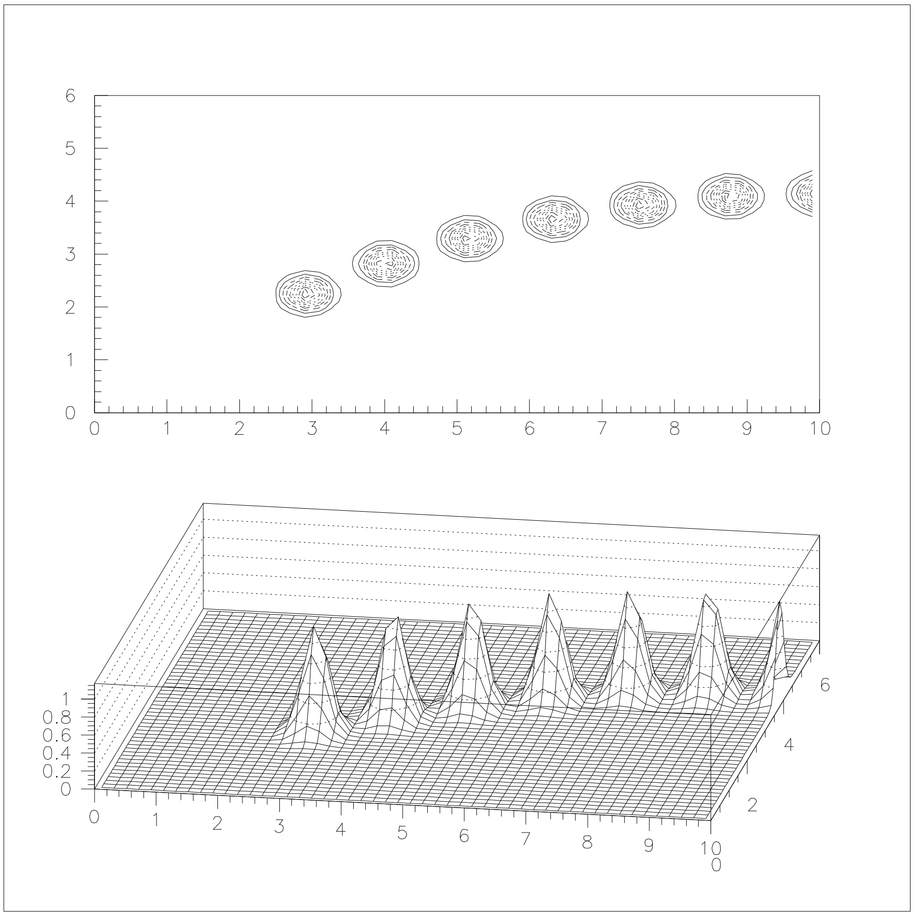


Abbildung 3.3: Wahrscheinlichkeitsdichte einer Teilchenspur in der r-ϕ-Ebene, schematische Darstellung.

Zur Vereinfachung sind hier jeweils nur die „gut gemessenen“ Hits dargestellt und die Spiegelhits weggelassen.

Wählt man als Wahrscheinlichkeitsdichte Boxen einer bestimmten Breite um die Hits, so bekommt die Radondichte die Bedeutung der Anzahl der Hits, die zu einer Teilchenspur gehören.

Wählt man hingegen die Wahrscheinlichkeitsdichte um die Hits gaußförmig, so hängt die Radondichte sowohl von der Anzahl als auch von der Qualität (Abstand des Hits von der Spur) ab. Ein einzelner schlechter Meßwert (z.B. in drei σ Entfernung) hat dann fast keinen Einfluß mehr auf das Fitergebnis. Die verwendete Wahrscheinlichkeitsdichte muß also der tatsächlichen Fehlerbreite entsprechen.

In Abbildung 3.4 ist die Dichtefunktion auf der z-Achse gegenüber zwei Kreisparametern aufgetragen. Man erkennt, daß die Dichte fast überall Null ist. Für die beiden möglichen Krümmungen, richtige Spur und Geisterspur, gibt es jeweils einen Bereich mit lokalen Maxima. Die kleineren Nebenmaxima entstehen durch einzelne, schlecht gemessene Hits. Jeder Kreis, der durch beliebige drei Hits geht, erreicht in der Dichtefunktion einen Wert von drei. Es ist also durchaus schwierig, das absolute Maximum der Dichteverteilung in dem dreidimensionalen Parameterraum zu finden.

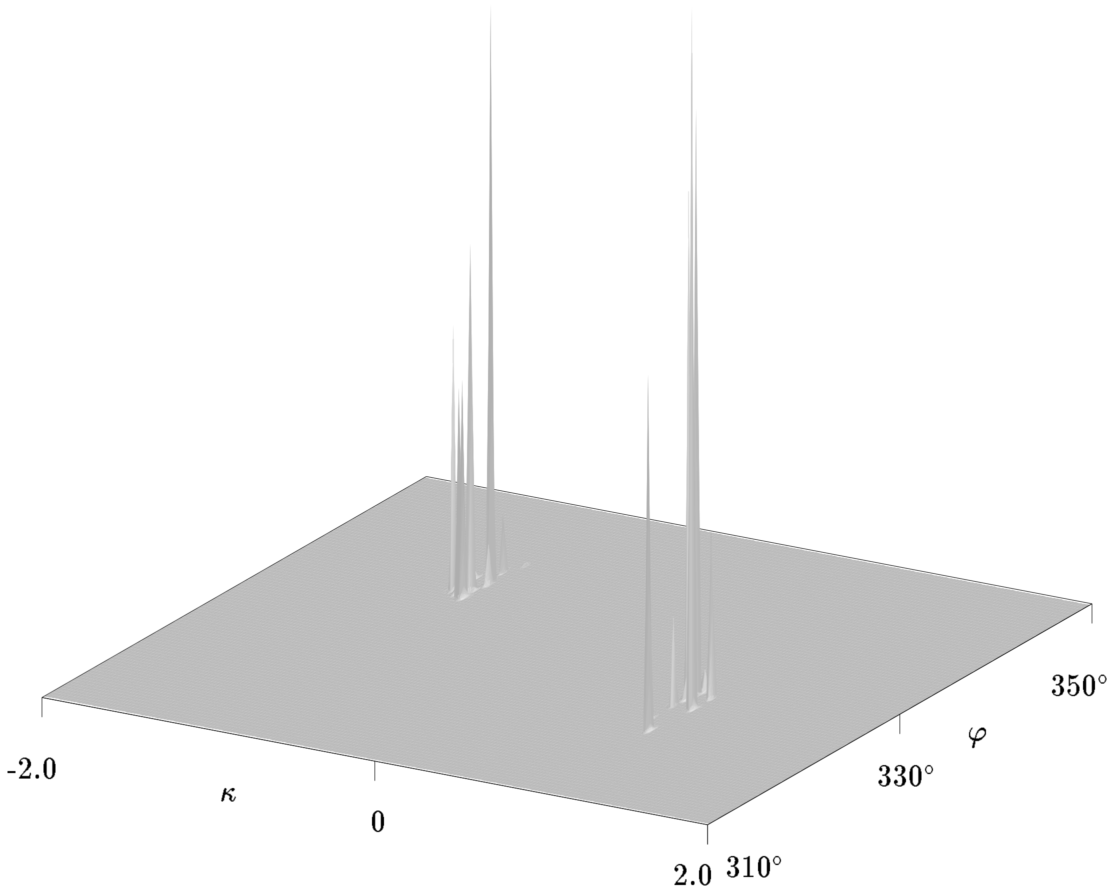


Abbildung 3.4: Die Radondichteverteilung für eine geladene Teilchenspur
Auf der x-Achse und auf der y-Achse sind je ein Parameter des Kreises aufgetragen, der dritte Parameter wurde festgehalten. Auf der z-Achse ist die Radondichte aufgetragen.

3.3.2 Die Fuzzy-Radon-Transformation

Die Fuzzy-Radon-Transformation unterscheidet sich von der Radon-Transformation lediglich darin, daß bei der Fuzzy-Radon-Transformation zusätzlich noch die verschieden großen Fehler der einzelnen Meßwerte berücksichtigt werden.

Wenn ein Teilchen sehr schräg durch einen Sektor der JDC gelangt, so ist der Fehler in der Ortsbestimmung größer, als wenn es gerade vom Target kommt. Daher wird bei der Fuzzy-Radon-Transformation der Meßfehler im rekonstruierten Ort variabel als Funktion der Richtung des Teilchens an diesem Ort verwendet. Dieses kann in der Dichtefunktion berücksichtigt werden, indem die Dichte auch von der Richtung der Trajektorie abhängt.

3.4 Implementation der Fuzzy-Radon-Transformation in die Mustererkennung

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, besteht das eigentliche Problem nicht in der Berechnung der Radondichte, sondern darin,

a) die Dichteverteilung selbst richtig zu bestimmen und zu parametrisieren, und

b) aus der Menge aller möglichen Parameter den Parametersatz zu finden, für den die Radondichte maximal ist.

Wenn man mit den Parametern zu weit vom Maximum entfernt ist, ist die Dichtefunktion Null und bietet keine Hinweise darauf, in welcher Richtung das Maximum zu suchen ist. Die zweite Schwierigkeit besteht darin, daß es viele lokale Maxima gibt, die es erschweren, das absolute Maximum zu finden (vergleiche Abbildung 3.4).

In diesem Abschnitt soll kurz skizziert werden, welche Mittel eingesetzt wurden, um die obigen Probleme zu lösen. Dabei wurde auch darauf Wert gelegt, die notwendige Rechenzeit zu begrenzen.

- Eingrenzung des Problems.
  Sehr häufig sind die Teilchenspuren durch Sektoren voneinander getrennt, in denen sich keine Hits befinden. Um eine Teilchenspur zu finden, genügt es, die Hits in einem Gebiet zusammenhängender Sektoren (in folgenden auch Cluster genannt) zu betrachten. Diese Annahme ist fast immer richtig. Lediglich bei quer durch die JDC verlaufenden Spuren kann es ganz vereinzelt vorkommen, daß damit Hits vernachlässigt werden.

- Übergang vom Integral zur Summe.
  Da die Hits der JDC diskrete Meßwerte sind, bietet es sich an, statt über die gesamte Trajektorie zu integrieren, über den Beitrag eines jeden Hits zu summieren.

  Das Integral der Dichte vom Beginn bis zum Ende der jeweiligen Driftzelle wurde durch eine geeignete Dichtefunktion ersetzt.

- Verwendung eines Fitprogramms.
  Die Menge alle möglichen Kreise ist zu groß, als daß man sie komplett durchrechnen könnte, um das absolute Maximum zu finden. Daher wird, ausgehend von „guten" Startwerten mit einem Fitprogramm (in diesem Fall MINUIT [35]), dieses Maximum gesucht.

- Berechnung guter Startwerte.
  Es werden zunächst gute Startwerte berechnet. Prinzipiell könnte ein Fit auch mit beliebigen Startwerten beginnen und die Lösung suchen. Die Rechenzeit verringert sich aber erheblich, wenn die Startwerte nah beim richtigen Wert liegen.

  Die Berechnung „guter“ Startwerte erfolgt dadurch, daß man zunächst in einem ersten Mustererkennungsprogramm alle diejenigen Hits miteinander verbindet, von denen man ganz sicher, zweifelsfrei und ohne Ambiguitäten sagen kann, daß sie zu einer Teilchenspur zusammengehören. Dann wird die größte Gruppe dieser verbundenen Hits als Startsegment genommen, der zu diesen Hits gehörige Kreis berechnet und als Startparameter für den Fit verwendet.

  Wegen der Ambiguität mit den gespiegelten Hits wird das Entsprechende auch für die Spiegelhits ausgeführt.

- Parametrisierung der Kreise.
  Es ist sehr wichtig, den Kreis auf das Problem angepaßt zu parametrisieren, damit der Fit schnell, beziehungsweise überhaupt konvergiert. Dazu ist es günstig, die Parameter möglichst unabhängig voneinander zu wählen und eine realistische Abschätzung für die Abweichung der Startparameter vom Fitergebnis zu haben.

  In der Praxis wurden für den Kreis ein fester Aufhängepunkt innerhalb des Startsegmentes und die Richtung der Tangente an diesem Punkt definiert. Diese beiden Größen sind im allgemeinen schon vor dem Fit relativ genau bekannt. Als freie Parameter wurden a) die Krümmung des Kreises, b) eine Richtungskorrektur für die Tangente am Aufhängepunkt und c) eine Positionskorrektur des Aufhängepunktes senkrecht zur Tangente eingeführt. Es hat sich gezeigt, daß sowohl die Richtungskorrektur als auch die Ortskorrektur kleine Werte haben, die um Null verteilt sind. Die Richtungskorrektur beträgt typischerweise einige Grad, die Ortskorrektur Bruchteile eines Millimeters. Der Krümmungsradius, der den Impuls des Teilchens wiederspiegelt, variiert dagegen erheblich. Insbesondere bei schwachen Krümmungen ist der Effekt groß. Beim Crystal-Barrel liegen die typischen Krümmungsradien zwischen $60cm$ und $4m$, bei einer Länge der Teilchenspur von nur $10cm$ bis maximal $23cm$ in radialer Richtung.

- Variation der Breite der Dichtefunktion
  Damit der Fit nicht auf einem lokalen Maximum hängen bleibt, sondern die richtige Lösung finden kann, wird die Dichtefunktion während der Bestwertbestimmung variiert. Für den ersten Fit wird die Breite der Dichtefunktion auf den zehnfachen Wert der nominalen Einzeldrahtauflösung gestellt. Dadurch verschwimmen die lokalen Maxima zu einem einzigen großen. Nun wird nach und nach die Breite der Dichtefunktion auf die nominale Einzeldrahtauflösung vermindert. Dabei separieren sich die kleinen lokalen Maxima vom absoluten, während der Fit die Möglichkeit hat, der Bewegung des absoluten Maximums zu folgen.

  Bei Ereignissen mit mehreren Teilchenspuren in einem Sektor gibt es in der Radondichte sehr viel mehr lokale Maxima als bei Ereignissen mit nur einer Teilchenspur in einem Sektor. Um auch bei solchen Ereignissen eine hohe Effizienz zu erreichen, wurden zusätzlich eine Reichweitefunktion und eine Suchbreitefunktion eingeführt, die im letzten Fit bei der nominalen Einzeldrahtauflösung keinen Einfluß mehr haben. Die Idee dahinter ist es, den einzelnen Hits je nach ihrer Vertrauenswürdigkeit ein unterschiedliches Gewicht mitzugeben.

- Reichweitefunktion
  Die Hits, die in einem Startsegment liegen, werden als verläßlich eingestuft. Sie bekommen daher das Gewicht 1. Entsprechend ihrem Abstand vom Startsegment wird das Gewicht der Hits verringert. Als Abstand wird die Länge des Kreisbogens zwischen dem Rand des Startsegmentes und der Zentralprojektion des Hits auf den Kreis verwendet.
- Suchbreitefunktion
  Entsprechend weiß man, daß, wenn ein Hit weit vom Startsegment entfernt ist, seine Position in Bezug auf das Startsegment schlecht bestimmt ist. Daher wird solchen Hits ein größerer Fehler zugeordnet.

Im Zuge dessen, daß für jeden Fit die Breite der Dichtefunktion der nominalen Einzeldrahtauflösung angenähert wird, wird gleichzeitig der Einfluß der Reichweitefunktion und der Suchbreitefunktion kleiner gewählt, so daß im endgültigen Fit nur noch die Radondichte maximiert wird.

- Bestimmung der Anzahl der erwarteten Spuren.
  Wenn in dem Cluster nur nach einer Spur gesucht werden muß, ist der Verlauf der Radondichte nicht ganz so kompliziert und die Suche nach dem absoluten Maximum der Radondichte kann in gröberen Schritten geschehen. Bei mehreren Spuren in dem Cluster muß die Variation der Breite der Dichtefunktion, wie oben beschrieben, in feinen Schritten durchgeführt werden.

  Die Anzahl der erwarteten Spuren kann aus der Anzahl der Hits in jeder Lage des Clusters berechnet werden.

- Vereinfachung im Rechenweg.
  Wenn bereits mit dem ersten Startsegment die richtige Teilchenspur gefunden wurde, so ist es nicht mehr nötig, die Berechnung der größten Radondichte auch für die Spiegelspur durchzuführen, nur um zu entscheiden, welche Spur die richtige ist.

  Dazu wird die Anzahl der erwarteten Hits $N_{erwartet}$ berechnet und mit der Anzahl der dicht am Kreis liegenden Hits N_{nah} verglichen. Ist das Verhältnis $N_{erwartet}/N_{nah}$ größer als 80%, so wird die Lösung als richtig gewertet (Dieses Kriterium ist in mindestens 95% aller Fälle richtig.). Anderenfalls wird die Berechnung für das Spiegelsegment wiederholt. Dieses ist häufig bei kurzen Spuren notwendig. Sollte keiner der beiden Wege das Kriterium erreichen, so wird die Lösung mit der größeren Radondichte gewählt.

- Rekursion.
  Nachdem eine Teilchenspur gefunden wurde, werden alle Hits, die in zwei σ Abstand zu der Teilchenspur liegen, der Teilchenspur zugeordnet und aus der Liste der Hits gestrichen. Zusätzlich werden auch die Hits, die etwas weiter weg liegen, aber der Teilchenspur zugeordnet werden können, als schlecht gemessen markiert und ebenfalls aus der Liste der Hits gestrichen.

  Mit den nun verbleibenden Hits startet das Mustererkennungsprogramm von neuem, indem es wieder Startsegmente bildet, das beste Startsegment auswählt und versucht, eine weitere Teilchenspur zu finden.

  Auf diese Weise lassen sich auch Ereignisse mit mehreren sich kreuzenden Teilchenspuren oder nah beieinander liegenden Teilchenspuren richtig rekonstruieren.

- Isochronenkorrektur.
  Wie im Abschnitt 2.4.1 beschrieben, wird an Stelle der gesamten Isochronen lediglich ein Punkt ausgewählt, der diese repräsentiert. Je nach Richtung des Teilchendurchgangs durch die Driftzelle ist dieser Punkt unterschiedlich gut gewählt. Um der Richtung des Teilchendurchgangs durch die Driftzelle und der Form der Isochronen Rechnung zu tragen, wird während des Fits eine entsprechende Ortskorrekur für jeden einzelnen Hit durchgeführt.

3.5 Ergebnisse

In diesem Abschnitt wird zunächst auf der Basis einzelner Ereignisse die „alte“ Mustererkennung mit der „neuen“, auf der Fuzzy-Radon-Transformation beruhenden Mustererkennung verglichen. Der Vergleich wurde nicht mit extremen Beispielen durchgeführt, sondern mit den ersten 15 Ereignissen eines zufällig gewählten Datensatzes. Um die Auswirkungen der „neuen“ Methode auf die Analyse zu demonstrieren, werden anschließend Vergleiche anhand eines größeren Datensatzes durchgeführt.

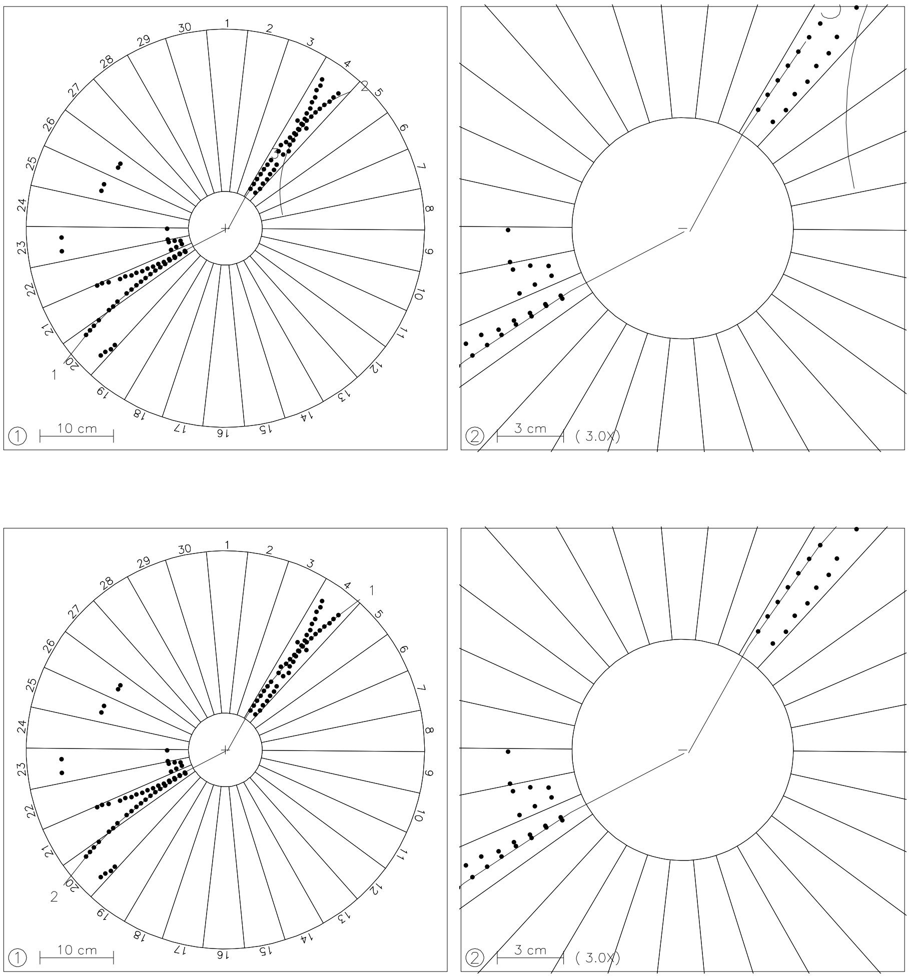


Abbildung 3.5: Unterschiede in der Anzahl der Teilchenspuren durch die Mustererkennung (Ereignis Nr.1).
Die obere Abbildung zeigt die Ergebnisse der „alten“ Mustererkennung, die Teilchenspur in Sektor 4 ist gesplittet. Unten ist das Ergebnis der Radontransformation zu sehen.

In Abbildung 3.5 ist Ereignis Nr.1 eines Datensatzes dargestellt. In Sektor Nr.4 ist die eine leicht erkennbare Teilchenspur von der „alten“ Methode (oberer Teil der Abbildung) als zwei Teilchenspuren rekonstruiert worden. Mit Hilfe der Fuzzy-Radon-Transformation wurde die Spur richtig rekonstruiert.

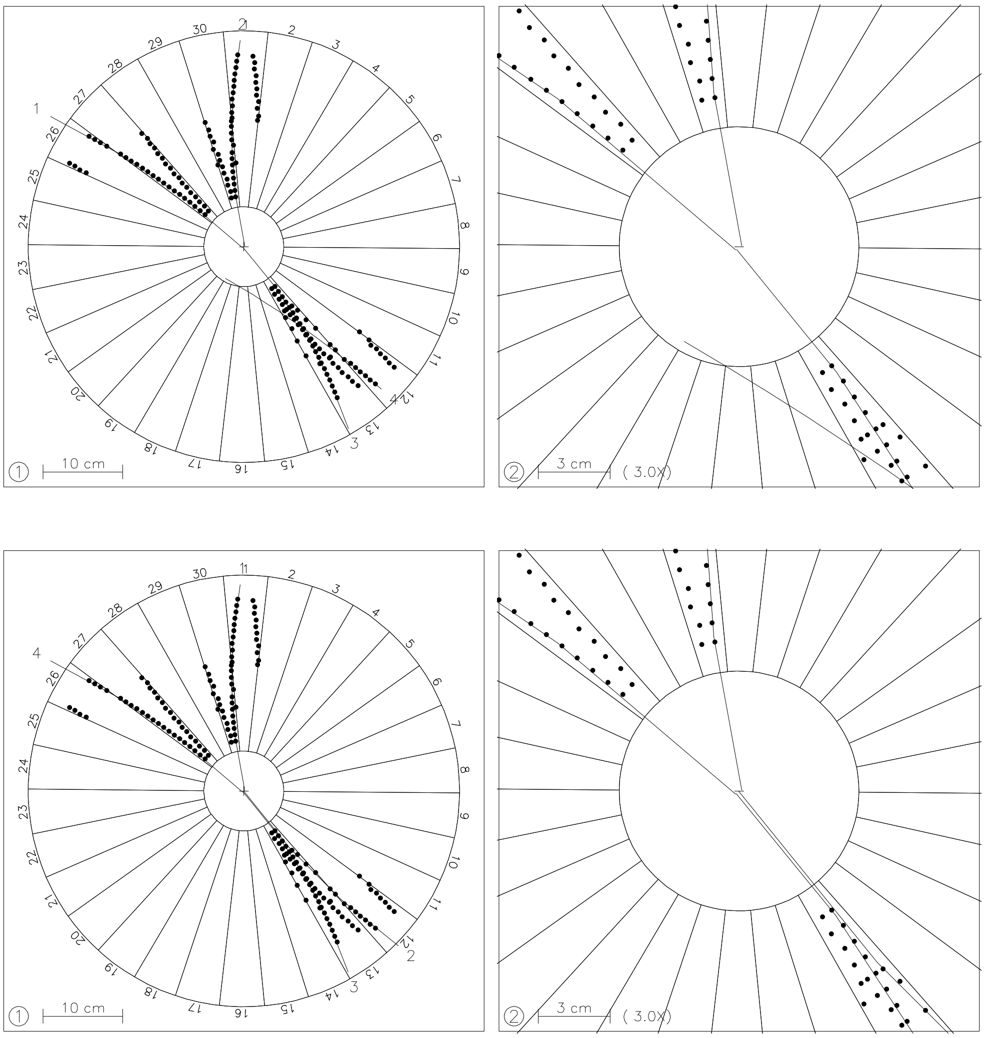


Abbildung 3.6: Unterschied der Mustererkennung bei fehlenden Hits (Ereignis Nr. 15).
Obere Abbildung „alte“ Mustererkennung, unten Radontransformation. Die Teilchenspur in Sektor 12 ist schwierig zu rekonstruieren, da viele der Hits, die zu dieser Teilchenspur gehören, im benachbarten Sektor liegen und dort nur zu geringer Zahl erkannt wurden.

Um zu zeigen, daß nicht nur sehr einfache Ereignisse richtig rekonstruiert werden können, wurde in Abbildung 3.6 Ereignis Nr.15 ausgewählt. Hier liegt das Problem im Sektor 12. Die Spur des Teilchens in Sektor 12 verläuft zum großen Teil durch Sektor 13, in dem sich eine weitere Teilchenspur befindet. Aufgrund der von der JDC gelieferten Signalform ist es sehr schwierig, ein zweites Signal richtig zu erkennen. Daher fehlen mehr als die Hälfte aller Hits der einen Teilchenspur. Somit ist es nicht verwunderlich, daß die bisherige Methode (obere Abbildung), die jeweils nur lokal nach dem nächsten Hit sucht, nicht in der Lage ist, diese Spur richtig zu rekonstruieren. Die Radontransformation (untere Abbildung) hingegen findet die richtige Lösung, da sie global arbeitet und alle Informationen über die Hits gleichzeitig verwendet.

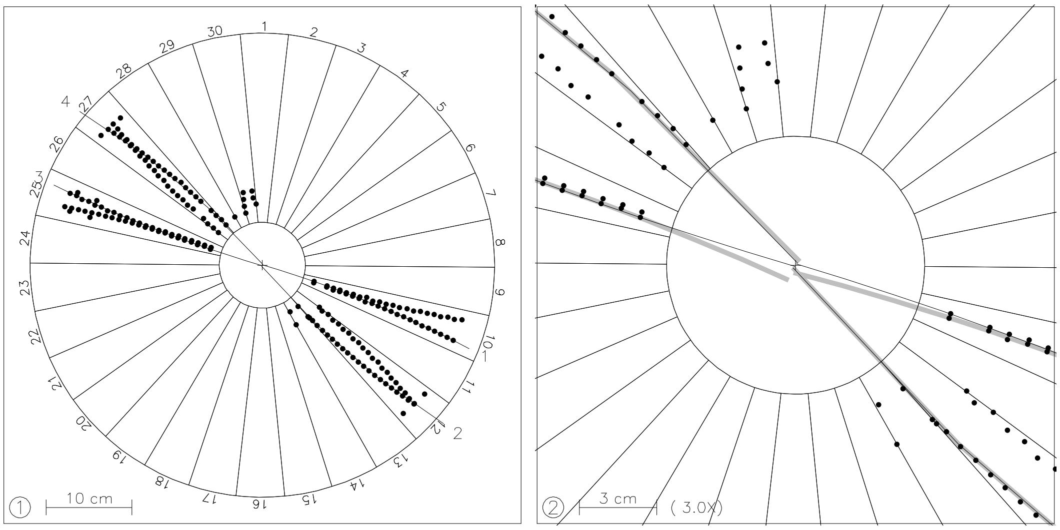


Abbildung 3.7: Einfluß der Mustererkennung auf die Impulsbestimmung (Ereignis Nr.3).
Die breiten, grauen Linien zeigen das Ergebnis der „alten“ Methode, die schmalen, schwarzen das der Radontransformation.

Mit der Abbildung 3.7 (Ereignis Nr.3) möchte ich auf ein weiteres Problem aufmerksam machen. In der linken der beiden Abbildungen kann man noch keinen Unterschied zwischen den beiden Methoden erkennen. Es haben scheinbar beide die richtige Lösung gefunden. Erst beim genaueren Hinsehen stellt man fest, daß sich die beiden Lösungen unterscheiden. Bei der Fuzzy-Radon-Transformation kommen in diesem Ereignis alle Teilchenspuren aus einem gemeinsamen Vertex, was dem physikalischen Tatbestand entspricht. Ein zweiter Vertex kann für dieses Ereignis ausgeschlossen werden. Bei der „alten“ Methode gibt es keinen gemeinsamen Schnittpunkt für die Spuren. Die Rekonstruktion ist „falsch“ oder zumindest ungenau.

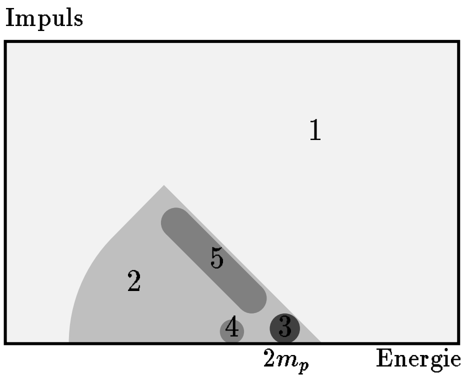
Der Unterschied in den Ergebnissen besteht darin, daß die Entscheidung, welcher Hit (Hit oder Spiegelhit) zur Teilchenspur gehört, für einige wenige Hits unterschiedlich ausgefallen ist. Es kann aber auch sein, daß von der Fuzzy-Radon-Transformation mehr „schlecht gemessene“ Hits als solche erkannt wurden und diese daher keinen Einfluß mehr auf das Endergebnis haben. Die Art und Weise, mit der die Radontransformation implementiert ist, stellt sicher, daß kein Hit weiter als zwei σ von der Teilchenspur entfernt sein kann.

Festzustellen bleibt, daß auch Teilchenspuren, die im wesentlichen richtig rekonstruiert sind, durch nur wenige falsch zugeordnete Hits oder auch nur durch unzureichende Unterdrückung von „schlecht gemessenen“ Hits mit sehr falschen Impulsen rekonstruiert werden können. Es ist keine Seltenheit, daß sich mit der „neuen“ Methode der Impuls der Teilchen um über 50% gegenüber der „alten“ Methode ändert oder daß sich sogar das Vorzeichen der Krümmung und damit die Ladung eines Teilchens umkehrt.

Schon auf der Basis der ersten Ereignisse kann man erkennen, daß sich die Ergebnisse der Fuzzy-Radon-Transformation wesentlich von denen der „alten“ Methode unterscheiden.

Um zu zeigen, wie sich die Methode auf die Analyse auswirkt, wurde das Datensample ausgewählt, das auch in meiner Analyse verwendet wird. Es wurden die auf „drei lange geladene" Spuren getriggerten Rohdaten genommen und daraus jeweils mit der „alten" und der „neuen" Methode alle Teilchen rekonstruiert. Da die geladenen Spuren mit der „neuen" Teilchenrekonstruktion zum Teil in andere Kristalle zeigen, muß auch die Zuordnung, welche Energiedepositionen im Kalorimeter von Gammas und welche von geladenen Teilchenspuren stammen, neu durchgeführt werden. Durch diese neue Zuordnung verändert sich also auch das invariante $\gamma\gamma$-Massenspektrum.

Um den Einfluß der Radontransformation möglichst klar erkennen zu können, wurde in der Abbildung 3.9 jeweils nur die Impulssumme der geladenen Teilchen gegen die Energiesumme der geladenen Teilchen dargestellt. Es wurden nur Ereignisse dargestellt, in denen genau drei geladene Spuren rekonstruiert wurden und die Summe der Ladungen negativ ist ($\overline{p}n$-Annihilationen). Alle Ereignisse, in denen sich π° finden ließen, wurden ignoriert.



1) kinematisch verbotener Bereich

2) kinematisch erlaubter Bereich

3) vollständig rekonstruierte Ereignisse ohne Kaonen

4) vollständig rekonstruierte Ereignisse mit 2 Kaonen

5) Ereignisse mit einem fehlenden Teilchen

Abbildung 3.8: Impuls gegen Energie, schematische Darstellung

Um die Abbildung 3.9 zu interpretieren, wurden in Abbildung 3.8 die einzelnen kinematischen Bereiche der Energie-Impuls-Darstellung erläutert.

In Abbildung 3.9 erkennt man für beide Methoden bei der zweifachen Protonenmasse die vollständig rekonstruierten Ereignisse. Das sind die Ereignisse des Typs $\overline{p}p \to \pi^+\pi^-\pi^-$. Die Anhäufung der Ereignisse bei $1500 MeV/c^2$ entspricht den Ereignissen des Typs $\overline{p}n \to K^+K^-$. Die Energie der Ereignisse wurde unter Annahme der Pionenmasse berechnet und ist daher für Ereignisse, in denen geladene Kaonen vorkommen, systematisch niedriger. Der Impuls ist von der Massenhypothese unabhängig.

Da die Menge der verwendeten Rohdaten in beiden Fällen gleich war, ist die Anzahl der Ereignisse unmittelbar ein Maß für die Rekonstruktionseffizienz. Die Breite dieser Verteilung ist ein Maß für die Energieauflösung der geladenen Teilchen. Daher wurde in Abbildung 3.10 die Energieverteilung aller derjenigen Ereignisse aus Abbildung 3.9 dargestellt, deren Impuls kleiner als $180 MeV/c$ ist. Durch Anpassung zweier Gaußfunktionen an die Daten (im Energiebereich von 1300 - $2000 MeV/c^2$) ergibt sich für die „alte" Methode eine Energieauflösung von $104 MeV/c^2$ für Pionen, mit der neuen Methode dagegen $81,9 MeV/c^2$. Die Anzahl der Ereignisse wächst von 11679 auf 19201. Damit hat sich die Effizienz um 65% verbessert, die Energieauflösung um etwa 21%.

Die entsprechenden Zahlen kann man für Ereignisse mit zwei geladenen Kaonen nicht so einfach gewinnen. Der Peak bei der zweifachen Protonenmasse läßt sich in einem hinreichend

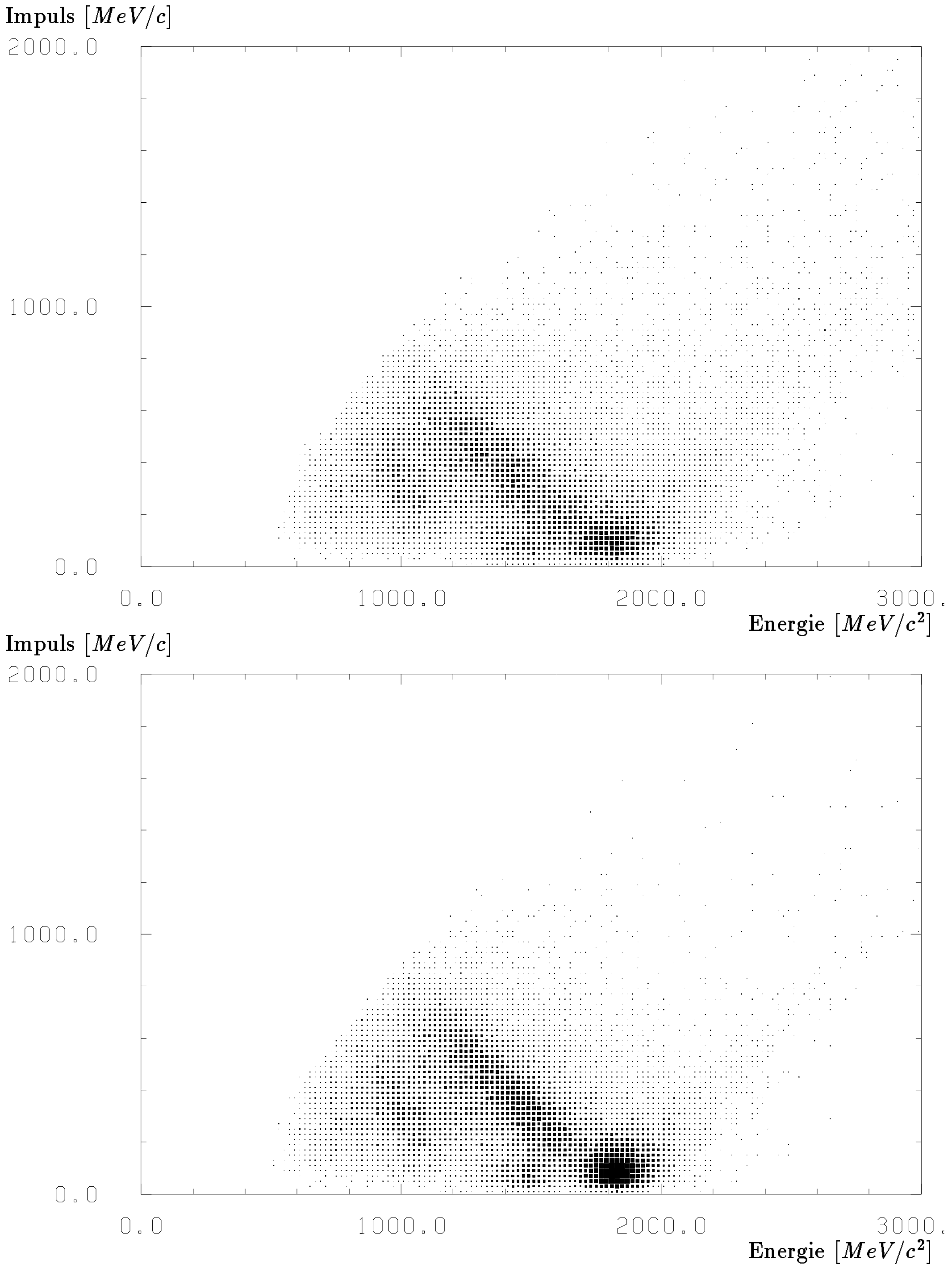


Abbildung 3.9: Impuls gegen Energie für selektierte Ereignisse
Oben mit der „alten“ Mustererkenung, unten mit der Fuzzy-Radon-Transformation. Es sind jeweils die Summe der Impulse der geladenen Teilchen gegen die Summe der Energien der geladenen Teilchen dargestellt.
Es wurden nur solche Ereignisse verwendet, in denen a) kein π^0 gefunden wurde und b) genau drei geladene Teilchen rekonstruiert wurden. Die z-Achse (die Schwärzung der Punkte) wurde in beiden Abbildungen gleich gewählt. Die Anzahl der analysierten Ereignisse ist identisch.

schmalen Bereich noch recht gut mit einer Gaußfunktion beschreiben, obwohl er in Wirklichkeit nicht gaußförmig ist. Die Energieverteilung der Ereignisse ist asymmetrisch um den häufigsten Wert verteilt und hat eine lange, zu kleineren Energien abfallende Flanke, auf der sich die Ereignisse des Typs $\overline{p}n \to K^+K^-\pi^-$ befinden. Wegen des schlecht beschriebenen Untergrundes ist diese Methode nicht geeignet, den Effekt auf die Kaonen zu untersuchen. Man erkennt aber in Abbildung 3.10, daß mit der Fuzzy-Radon-Transformation die Separation der Ereignisse $\overline{p}n \to K^+K^-\pi^-$ von den Ereignissen $\overline{p}n \to \pi^+\pi^-\pi^-$ deutlich besser geworden ist.

Statt dessen kann man die Anzahl der Ereignisse $\overline{p}n \to \phi\pi^-$ mit $\phi \to K^+K^-$, die sich mit den beiden Methoden rekonstruieren lassen, vergleichen (siehe Abbildung 3.11). Es liegt wieder das gleiche Datensample vor und es wurde die gleiche Analyse mit den gleichen Selektionskriterien durchgeführt. Man erkennt, daß sich die Rekonstruktionseffizienz um etwa 40% verbessert.

Der Zugewinn an Ereignissen mit geladenen Kaonen ist nicht so stark wie der Gewinn bei den geladenen Pionen. Das liegt nicht daran, daß die Impulsverteilung der Teilchen verschieden ist, sondern in erster Linie daran, daß die Kaonen im Mittel einen größeren Energieverlust in den einzelnen Driftzellen haben. Dadurch sind die Signale auf den Signaldrähten der JDC höher. Es werden also mehr Signale erkannt (es gibt weniger fehlende Hits) und die Genauigkeit der Driftzeitbestimmung verbessert sich (es gibt weniger „Outlayer"). Damit wird deutlich, daß die Effizienz für die Pionen stärker wächst als für die Kaonen. Das bedeutet aber auch, daß mit der bisherigen Methode das Verhältnis der Anzahl der Pionen zur Anzahl der Kaonen falsch bestimmt war.

Im Abbildung 3.9 kann man außerdem erkennen, daß die Anzahl der physikalisch „unsinnig" (falsch) rekonstruierten Ereignisse (siehe „kinematisch verbotener Bereich" in Abbildung 3.8) deutlich abgenommen hat.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Radontransformation eine *globale* Methode ist, da sie die gesamte zur Verfügung stehende Information gleichzeitig verwendet. Sie ist robust in ihrer Lösung und nicht sensitiv auf einzelne schlechte Meßwerte. Für Ereignisse mit drei geladenen Teilchen wurde mit ihr die Effizienz im Teilchennachweis erheblich gesteigert. Der Zugewinn für Ereignisse mit zwei geladenen Kaonen liegt bei 40% der Ereignisse und bei weniger stark ionisierenden Teilchen (π^+ und π^-) bei 65% der Ereignisse. Der Gewinn an gut rekonstruierten Ereignissen ist entsprechend für Ereignisse mit mehr geladenen Teilchen noch größer. Neben der höheren Rekonstruktionseffizienz verbessert sich gleichzeitig die Energieauflösung von etwa $100 MeV/c^2$ auf $\approx 80 MeV/c^2$.

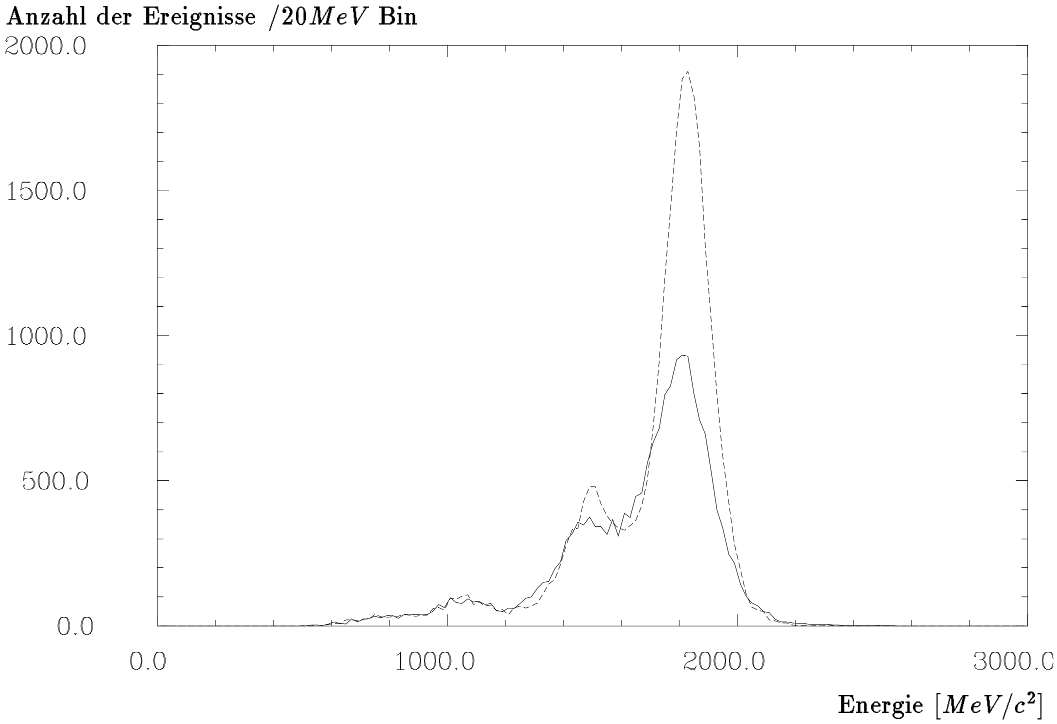


Abbildung 3.10: Energieverteilung von Ereignissen mit genau drei geladenen Teilchen
Durchgezogene Linie mit der „alten“ Mustererkenung, unterbrochene Linie mit der Fuzzy-Radon-Transformation.

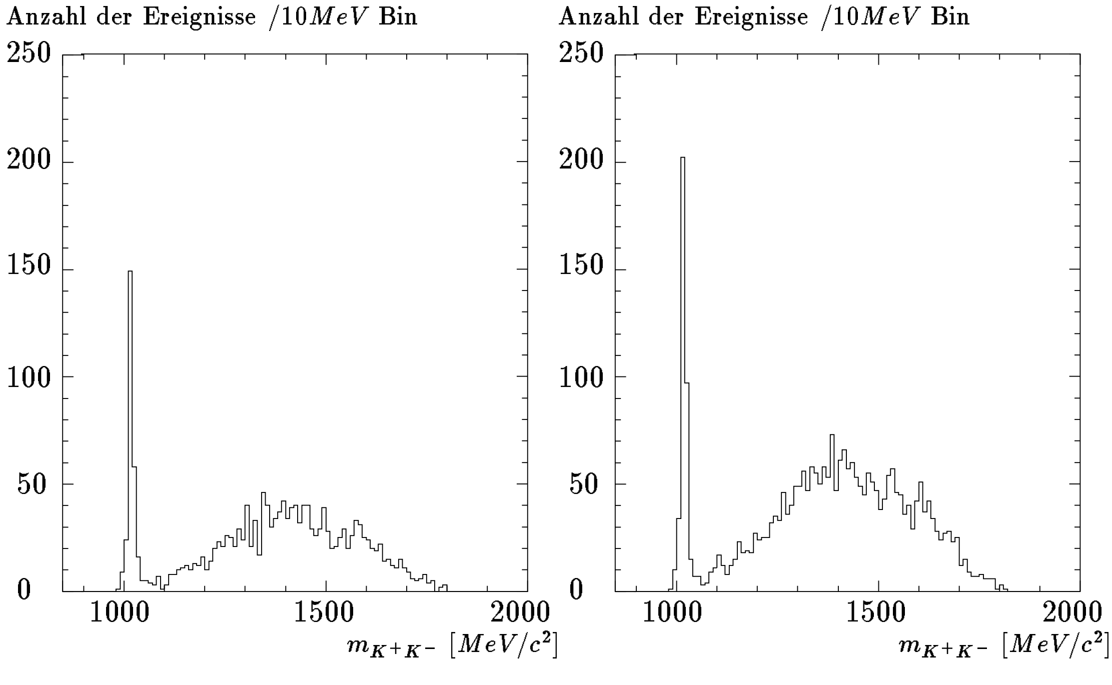


Abbildung 3.11: Invariante K^+K^--Massen.
Links mit der „alten“ Mustererkenung, rechts mit der Fuzzy-Radon-Transformation.

Kapitel 4

Datenanalyse

In diesem Kapitel werden die einzelnen Schritte der Datenanalyse vorgestellt. Das Ziel der Selektion besteht darin, aus der Menge aller zur Verfügung stehenden Daten diejenigen herauszufiltern, die zu den folgenden Ereignistypen gehören:

- $\overline{p}n \to \phi\pi^-$
- $\overline{p}n \to \omega\pi^-$

Dabei kommt es darauf an,
a) möglichst alle anderen Ereignisse, die einen Untergrund unter dem gesuchten Signal erzeugen, zu verwerfen,
b) keines der gesuchten Ereignisse zu verlieren,
c) sicherzustellen, daß die analysierten Ereignisse auch richtig rekonstruiert werden und schließlich,
d) daß die Auswirkungen der Schnitte durch Monte-Carlo-Programme simuliert werden können, damit die Effizienz bestimmt werden kann.

Im nächsten Abschnitt wird zunächst die Auswahl der Endzustände, in denen nach $\phi\pi^-$ und $\omega\pi^-$ gesucht wird, beschrieben. Daraus ergeben sich die für diese Analyse mit einem speziellem Trigger aufgezeichneten Datensätze. Diese getriggerten Daten werden in den anschließenden Qualitätstests auf gleichbleibende, gute Datenqualität geprüft. Diese Qualitätstests wurden unabhängig vom gesuchten Endzustand durchgeführt. Damit wird es möglich, für die so selektierten Runs[1] die Selektionseffizienz zu bestimmen. Im nächsten Abschnitt werden zunächst einige allgemeine Probleme der Ereignisrekonstruktion (die Auswirkungen zusätzlicher und fehlender Teilchen) diskutiert. Die anschließende Analyse der Kanäle $\overline{p}n \to \phi\pi^-$ und $\overline{p}n \to \omega\pi^-$ wird in jeweils eigenen Abschnitten beschrieben. Hier werden die speziellen Methoden zum Extrahieren des gesuchten Signals sowie vergleichende Untersuchungen dargestellt.

4.1 Auswahl der Endzustände

Für die Rekonstruktion der ϕ-Mesonen wurde der Zerfall des ϕ in K^+K^- ausgewählt (vergl. Tabelle 4.1). Das ϕ zerfällt mit $49,1\%$ Wahrscheinlichkeit [67] in diesen Kanal. Es wird also nach Ereignissen gesucht, in denen es genau ein positiv geladenes Teilchen und genau zwei negativ geladene Teilchen im Endzustand gibt.

[1] Gruppen von typischerweise 5000 - 10000 nacheinander aufgezeichneten Ereignissen

Die Schwierigkeit in der Analyse dieses Kanals besteht darin, daß nur etwa 4% aller geladenen Teilchen Kaonen sind und man daher bei der Selektion der Ereignisse mit Kaonen leicht einen Untergrund von pionischen Ereignissen hat. Bei kleinen Impulsen bis etwa $450 MeV/c$ können die Pionen und Kaonen anhand ihres Ionisationsvermögens in der JDC unterschieden werden (vergl. Abbildung 2.7).

Alternativ kann man Ereignisse mit Kaonen auch an ihrer Kinematik unterscheiden. Die Energie E_t der geladenen Teilchen berechnet sich nach

$$E_t = \sqrt{p^2c^2 + m_0^2c^4} \quad . \tag{4.1}$$

Dabei ist p der mit der JDC gemessene Teilchenimpuls und m_0 die Ruhemasse des Teilchens. Da die meisten geladenen Teilchen, die im Crystal-Barrel entstehen, Pionen sind, geht man in der Analyse zunächst davon aus, daß alle geladenen Teilchen Pionen sind ($m_0 = m_{\pi^\circ}$). Bei Ereignissen mit Kaonen ist diese Massenhypothese falsch und die berechnete Energie zu klein. Auf diese Weise kann man Ereignisse mit Kaonen erkennen. Es gibt natürlich auch andere Ereignisse mit zu geringer Energie, wenn zum Beispiel ein oder mehrere Teilchen nicht nachgewiesen wurden. Diese Ereignisse können zusammen mit Splitoffs oder schlecht gemessenen Spuren durchaus auch einen kleinen Gesamtimpuls besitzen und so wie Ereignisse mit Kaonen erscheinen. Den Untergrund kann man zum Beispiel in den Abbildungen 3.9 und 3.10 erahnen. Ein Problem der kinematischen Selektion ist, daß damit noch nicht eindeutig festgelegt ist, welche und wieviele der geladenen Teilchen Kaonen sind.

Eine Alternative zu der vorgestellten Analyse wäre die Rekonstruktion des Kanals $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$, bei dem wiederum das K_S in zwei π° zerfällt. Problematisch ist bei diesem Kanal aber die Rekonstruktion des K_L. Die Lebensdauer des K_L ist so groß, daß es in den meisten Fällen nicht über seine Zerfallsteilchen nachgewiesen werden kann. Sollte das K_L^0 innerhalb der JDC zerfallen, so ist die Rekonstruktion fast ausgeschlossen, da sich der Zerfallsvertex nicht bestimmen läßt. Im anderen Fall erreicht das K_L das Kalorimeter, in welchem es hadronisch wechselwirken kann. Eine hadronische Wechselwirkung kann von der Software nicht von einem γ unterschieden werden und wird daher als γ rekonstruiert. Die hadronische Wechselwirkungslänge im Kalorimeter sowie die Wahrscheinlichkeit des Zerfalls in der JDC sind nicht genau bekannt und zudem impulsabhängig. Die Untersuchung dieses Kanals ist also noch schwieriger.

Eine dritte Möglichkeit, das ϕ zu rekonstruieren, wäre die Untersuchung des Kanals $\phi \rightarrow \rho\pi$. Das ϕ zerfällt mit 12,9% Wahrscheinlichkeit in $\rho\pi$. Die Untersuchung dieses Kanals ist aussichtslos, da das ρ eine sehr breite Resonanz ist und daher die dazugehörigen Ereignisse kaum eindeutig zu identifizieren sind.

Die anderen Zerfallskanäle des ϕ (siehe Tabelle 4.1) sind so selten, daß sich die Suche nach ihnen nicht lohnt.

Die Rekonstruktion der ω-Mesonen wird in dem Kanal $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ untersucht, da die anderen Zerfallskanäle der ω-Mesonen wesentlich schwächer sind (siehe Tabelle 4.2).

Die Auswahl dieser Zerfallskanäle bietet gegenüber allen anderen Möglichkeiten den großen Vorteil, daß sowohl $\phi\pi^-$ als auch $\omega\pi^-$ aus Daten mit genau drei geladenen Teilchen rekonstruiert werden. Dadurch ist das Verhältnis der beiden Wirkungsquerschnitte von der Rekonstruktionseffizienz der geladenen Teilchen, die die größte Unsicherheit in der Monte-Carlo-Simulation ist, weitestgehend unabhängig. Auch die Anzahl der Splitoffs, die durch die geladenen Teilchen

ϕ Zerfallskanäle	Anteil Γ_i/Γ
K^+K^-	$(49,1 \pm 0,9)\%$
$K_L^0 K_S^0$	$(34,3 \pm 0,7)\%$
$\rho\pi$	$(12,9 \pm 0,7)\%$
$\pi^+\pi^-\pi^\circ$	$(2,5 \pm 0,9)\%$
$\eta\gamma$	$(1,28 \pm 0,09)\%$
...	...

Tabelle 4.1: Zerfallskanäle des Phi-Mesons [67]

ω Zerfallskanäle	Anteil Γ_i/Γ
$\pi^+\pi^-\pi^\circ$	$(88,8 \pm 0,7)\%$
$\pi^\circ\gamma$	$(8,5 \pm 0,5)\%$
$\pi^+\pi^-$	$(2,21 \pm 0,3)\%$
...	...

Tabelle 4.2: Zerfallskanäle des Omega-Mesons [67]

entstehen, ist für beide Kanäle vergleichbar. Die für diese Arbeit interessanten Endzustände sind also: $K^+K^-\pi^-$ für $\phi\pi^-$ und $\pi^+\pi^-\gamma\gamma\pi^-$ für $\omega\pi^-$.

4.2 Trigger und Datensätze

Zur Selektion der Ereignisse $K^+K^-\pi^-$ und $\pi^+\pi^-\gamma\gamma\pi^-$ werden, wie oben beschrieben, Daten mit genau drei geladenen Teilchen benötigt. Diese lassen sich natürlich aus der Menge aller Annihilationen mit den Analyseprogrammen auch herausfiltern.

Um jedoch eine ausreichend hohe Statistik im gesuchten Endzustand zu bekommen, wurde ein spezieller Trigger entwickelt, der, während die Daten aufgezeichnet werden, aus der Menge aller Annihilationen bevorzugt die Ereignisse des gesuchten Typs auswählt. Dieser Trigger sollte Ereignisse mit genau *drei langen geladenen Spuren in der JDC* selektieren. Lange Spuren wurden verlangt, damit der Fehler in der Impulsbestimmung möglichst gering ist.

Um diese Bedingungen mit den gegebenen Triggermöglichkeiten weitestgehend zu erfüllen, wurde im Trigger verlangt, daß in den Lagen 20 und 21 der JDC jeweils 3 bis 4 verschiedene Sektoren Signale registriert haben. Dadurch, daß die Multiplizität in den äußeren Lagen geprüft wird, erreicht man, daß die geladenen Teilchen lange Spuren in der JDC hinterlassen. Es werden bis zu 4 Signale zugelassen, da bei einem Ereignis mit drei geladenen Teilchen sehr häufig dort, wo das geladene Teilchen die JDC verläßt und in das Kalorimeter geht, Teilchen erzeugt werden, die ein zusätzliches Signal in der JDC generieren.

Man hätte auch noch versuchen können, in dem Trigger die Anzahl der neutralen Teilchen, die im Kalorimeter Energie deponieren, festzulegen. Davon wurde aber abgesehen, da die Häufigkeit, mit der Splitoffs entstehen, zu dem Zeitpunkt noch ungewiß war und mit dieser einfacheren Triggerbedingung die Daten auch für die Analyse anderer Kanäle mit drei geladenen

Spuren geeignet bleiben.

Mit diesen Triggerbedingungen wurden im Mai 1991 etwa 0,5 Millionen und im Oktober 1991 rund 0,7 Millionen Antiproton-Deuterium-Annihilationen aufgezeichnet, die zur Analyse bereitstehen. Die gesamte Menge aller zu analysierenden Daten umfaßt etwa $33 GByte$.

Mit Hilfe der Qualitätstests wurden fehlerhafte Runs identifiziert und von der Analyse ausgenommen. Um sorgfältige Studien des gesuchten Kanals ausführen zu können, erfolgt die Analyse des jeweiligen Kanals in jeweils zwei Schritten. In einer groben Voranalyse werden zunächst nur die Ereignisse verworfen, die ganz sicher nicht zum gesuchten Datentyp gehören. Die verbleibende Datenmenge ist dann so klein, daß mit ihr sorgfältige Studien und Variationen der Schnitte möglich sind.

4.3 Qualitätstests

Alle Ereignisse wurden einer Qualitätsprüfung unterzogen [32]. Dabei geht es darum sicherzustellen, daß die Datenqualität zum einen gut, vor allem aber gleichbleibend ist. Würde sich zum Beispiel die Triggereffizienz während der einzelnen Runs ändern, so ließe sich kein Monte-Carlo-Programm schreiben, mit dessen Hilfe man die Effizienz bestimmen könnte. Außerdem möchte man Runs, bei denen einzelne Hardwarekomponenten ausgefallen sind, nicht verwenden.

Zu diesem Zweck werden jeweils über einen Run Mittelwerte verschiedener Eigenschaften berechnet und gegen die Run-Nummer, die jeweils einer bestimmten Zeit entspricht, in einer Grafik aufgetragen.

Zum Beispiel ist die mittlere Anzahl geladener und neutraler Teilchen eines Ereignisses eine physikalisch festgelegte Größe, die sich im Laufe der Zeit nicht ändert. Daher muß auch die Anzahl rekonstruierter geladener und neutraler Teilchen pro Ereignis zeitlich konstant sein. So gibt es eine ganze Reihe von Größen, deren Stabilität geprüft wurde (siehe Tabelle 4.3).

In vergangenen Meßperioden konnte auf diese Weise ein systematischer Fehler in der Nullpunktbestimmung einiger ADCs aufgedeckt werden, der jeweils nur zu Beginn einer Antiprotonextraktion auftrat. Die von diesem Problem betroffenen Daten konnten aus der Analyse ausgeschlossen werden.

Bei den für diese Analyse zur Verfügung stehenden Daten wurden ebenfalls erhebliche Unregelmäßigkeiten festgestellt.

Betrachtet man zum Beispiel die mittlere Anzahl der γ (vergleiche Abb. 4.1), so erkennt man in der oberen Abbildung deutliche Schwankungen von bis zu 50%. In der unteren Abbildung hingegen schwankt die mittlere Anzahl der γ nur gering um den Wert von $4,2$ γ/Ereignis. Außerdem ist die Anzahl der γ in der oberen Abbildung (Daten vom Mai 1991) fast immer höher als in der unteren Abbildung (Daten vom Oktober 1991). Durch Vergleiche mit vielen anderen Verteilungen konnte schließlich als Ursache für diese Unterschiede der Pile-Up-Trigger während der Meßzeit im Mai 1991 identifiziert werden.

Der Pile-Up-Trigger soll Ereignisse verwerfen, bei denen eine zweite Annihilation innerhalb der Auslesezeit der Kristalle oder der JDC stattfindet. In der besagten Strahlzeit war dieser Pile-Up-Trigger ineffizient. Daher kam es je nach Strahlintensität verschieden oft vor, daß eine Annihilation von einer zweiten Annihilation zeitlich überlagert wurde. Die dabei in den Kristallen deponierte Energie der zweiten Annihilation wird dadurch der ersten Annihilation zugeordnet und als γ der ersten Annihilation rekonstruiert. Die Häufigkeit, mit der dieser Fall auftrat, hing von der Strahlintensität ab. Daher schwankt die Anzahl der rekonstruierten γ

Bereich	Meßgröße	Kommentar
Kinematik	P_{tot}	totaler Impuls
	E_{tot}	totale Energie
	$n_{E<2,5GeV}$	Anzahl der Ereignisse mit einer Energie $< 2,5GeV$
Kalorimeter	n_{PEDs}	Anzahl der PEDs
	E_{PED}	PED-Energie pro Teilchen
	E_{π°	π°-Energie pro Teilchen
	...	...
JDC	dE/dx	für Teilchen mit $P > 500MeV/c$
	$P_{positive}$	Impuls positiver Teilchen
	$P_{negative}$	Impuls negativer Teilchen
	$n_{geladen}$	Anzahl geladener Teilchen
	$n_{HitsJDC}/Teilchen$	Anzahl getroffener JDC-Drähte pro Teilchen
	$n_{Hitstot}/Teilchen$	Anzahl getroffener JDC- und PWC-Drähte pro Teilchen
	n_{first}	Nummer der ersten getroffenen Lage in der JDC
	$n_{last}/Teilchen$	Nummer der letzten getroffenen Lage in der JDC
	$n_{uncorrelated}$	Anzahl unkorrelierter Hits in der JDC
	...	...

Tabelle 4.3: Auf Konstanz geprüfte Meßgrößen der einzelnen Ereignisse.
Für jeden Prüfparameter wurde der Mittelwert des Parameters gegen die Run-Nummer (Zeit) aufgetragen und die Konstanz des Mittelwertes überprüft.

mit der Strahlintensität, die zu Beginn eines Spills[2] schnell ihr Maximum erreicht und dann langsam (über mehrere aufgezeichnete Runs) abfällt.

Dieses Problem wurde bis zur Strahlzeit im Oktober 1991 behoben, so daß die mittlere Anzahl rekonstruierter γ deutlich geringer wurde und konstant ist. Die Schwankungen im unteren Teil der Abbildung 4.1 sind statistischer Natur.

Bei der stark variierenden Anzahl von Pile-Up-Ereignissen in der Meßzeit vom Mai 1991 ist es sehr schwierig, die Anzahl der gesuchten Ereignisse auf die richtige Anzahl von Annihilationen zu normieren. Aus diesem Grund wurden die Daten vom Mai 1991 (ca. 0,5 Mio Ereignisse) für diese Analyse nicht verwendet, was die Anzahl der Ereignisse fast auf die Hälfte reduziert und den statistischen Fehler der Analyse vergrößert.

4.4 Probleme der Ereignisrekonstruktion

Bevor die Datenselektion im Detail beschrieben wird, möchte ich hier zunächst auf die Problematik falsch rekonstruierter Ereignisse eingehen und die Auswirkungen auf die Analyse erläutern.

Ereignisse, die falsch rekonstruiert werden, bereiten in der Analyse große Schwierigkeiten. Zum einen ist es nicht leicht, die Effizienz dieses Effekts richtig zu bestimmen, zum anderen erzeugen diese Ereignisse zusätzlichen Untergrund unter den gesuchten Resonanzen. Das Problem läßt sich im wesentlichen einteilen in das Problemfeld der „nicht nachgewiesenen Teilchen“ und das der „zusätzlich rekonstruierten Teilchen“, der Splitoffs. Natürlich gibt es auch

[2]Ein Spill ist eine Extraktionsphase des LEAR.

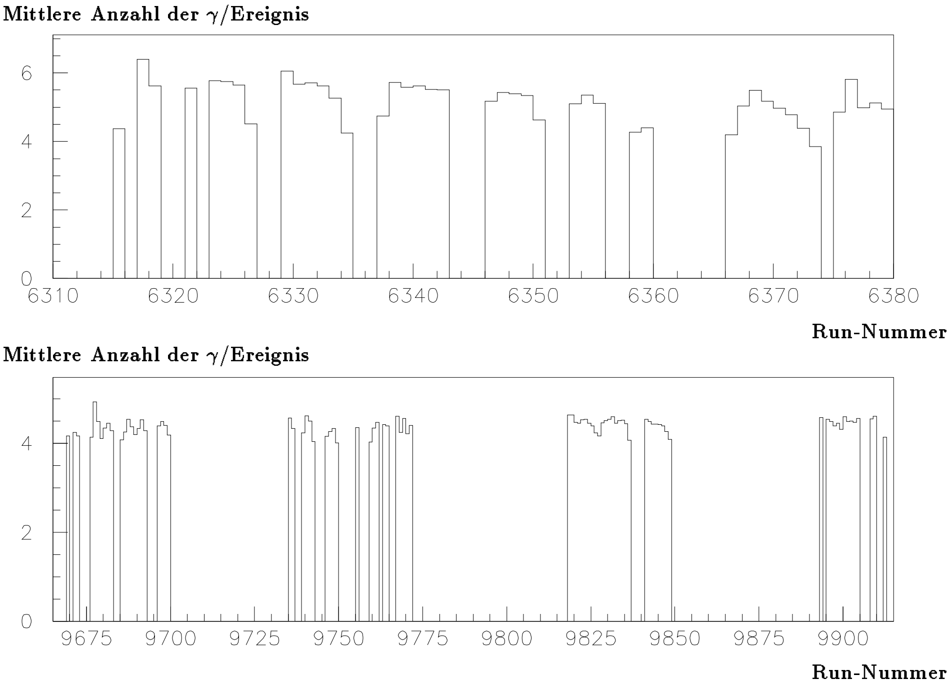


Abbildung 4.1: Mittlere Anzahl rekonstruierter Gammas/Ereignis eines Runs als Funktion der Run-Nummer.
Oben Daten vom Mai 1991, unten Daten vom Oktober 1991.

Kombinationen dieser Situationen.

4.4.1 Nicht nachgewiesene Teilchen

Zu den nicht nachgewiesenen Teilchen gehören vor allem diejenigen, die in die „blinden“ Bereiche des Kalorimeters und der JDC gehen.

Diese nicht nachgewiesenen Teilchen lassen sich an der zu geringen Gesamtenergie und am Ungleichgewicht des Impulses erkennen. Sie stellen kein so großes Problem dar, da diese Ereignisse gut erkannt werden können, der Raumwinkel des Detektors recht groß ist und sich dieser gut verstandene Effekt auch bestens durch Monte-Carlo-Programme simulieren läßt.

Zu den nicht nachgewiesenen Teilchen gehören ebenfalls diejenigen, die eine zu geringe Energie haben und daher unter der Nachweisschwelle des Detektors liegen. Auch dieser Effekt ist gut verstanden, läßt sich durch Monte-Carlo-Programme genau simulieren und stellt somit kein Problem dar.

4.4.2 Elektromagnetische und hadronische Splitoffs

Die „zuviel“ nachgewiesenen Teilchen sind die sogenannten Splitoffs. Zu ihnen gehören die elektromagnetischen Schauerfluktuationen, bei denen ein Gamma mehr als ein lokales Energiemaximum im Kalorimeter erzeugt. Das tritt je nach Wahl der Nachweisschwelle für Gammas bei wenigen Prozent aller Gammas auf. Eine andere und viel häufigere Ursache für Splitoffs sind geladene Teilchen, die im Kalorimeter hadronisch wechselwirken, so daß weitere geladene und neutrale Teilchen entstehen, die dann zum Teil weit entfernt vom ursprünglichen Teilchen

Energie im Kalorimeter deponieren und dadurch „richtige“ Teilchen simulieren. Die Energieverteilung dieser Splitoffs reicht hinauf bis über $600 MeV/c^2$. Man kann diese hadronischen Splitoffs nur an der überzähligen Energie und am Impulsungleichgewicht des Ereignisses erkennen. Die Stärke dieser Effekte hängt stark von der Energieschwelle ab, von der an man ein Teilchen als Teilchen akzeptiert.

4.4.3 Kombinationen von fehlenden Teilchen und Splitoffs

Schwierig ist die Analyse von Ereignissen, in denen einerseits ein Teilchen nicht nachgewiesen wurde und gleichzeitig ein Splitoff dieses fehlende Teilchen imitiert. Aber auch in diesem Fall weiß man häufig, daß die invariante Masse der beiden Gammas die π°-Masse sein muß, so daß sich die meisten dieser Ereignisse herausfiltern lassen. Bei einem starken Zerfallskanal, der durch diesen Effekt genau die Topologie des gesuchten seltenen Endzustandes bekommt, muß die Selektion darauf abgestimmt werden, diesen Anteil möglichst klein zu halten.

Genau das ist in der vorliegenden Analyse der Fall. Das ω wird aus dem Zerfall $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\circ$ rekonstruiert. Um alle tatsächlichen π° zu finden, muß die Nachweisschwelle für die Zerfallsgammas des π° hinreichend niedrig gewählt werden. Andererseits muß sie hoch genug sein, damit nicht mehr π° rekonstruiert werden als ursprünglich vorhanden waren. Wenn zuviele π° rekonstruiert werden, erscheinen Ereignisse des gesuchten Typs $\omega\pi^-$ als $\omega\pi^-\pi^\circ$ und Ereignisse des Typs $\pi^+\pi^-\pi^-$ als $\pi^+\pi^-\pi^\circ\pi^-$, in dem das ω gesucht wird. Wenn zu wenige π° gefunden werden, erscheinen die häufigen Ereignisse des Typs $\omega\pi^-\pi^\circ$ als der gesuchte Kanal $\omega\pi^-$.

Wie diese Problematik in den hier untersuchten Kanälen behandelt wird, beschreiben die Abschnitte 4.5 und 4.6.

4.5 Selektion des Kanals $\overline{p}n \rightarrow \phi\pi^-$

4.5.1 Vorselektion

Für die Selektion des Kanals $\overline{p}n \rightarrow \phi\pi^-$ mit $\phi \rightarrow K^+K^-$ würde man zunächst einmal drei geladene Spuren in der JDC verlangen und erwarten, daß im Kalorimeter außer den Energiedepositionen der geladenen Teilchen keine Energie deponiert wurde. Wenn man mit solch einer Selektion anfängt, erhält man den gesuchten Kanal mit nur wenigen Untergrundereignissen. Tatsächlich erzeugen aber die geladenen Teilchen recht häufig Splitoffs, deren Produktionsrate nicht genau bekannt ist. Daher würde man mit solch einer Analyse viele Ereignisse des gesuchten Typs verlieren. Da die Anzahl der Splitoffs nicht bekannt ist, weiß man nicht, wieviele Ereignisse des gesuchten Typs ($\overline{p}n \rightarrow K^+K^-\pi^-$) durch diese Selektion nicht nachgewiesen wurden und kann kein Verzweigungsverhältnis bestimmen.

Sehr viel zuverlässiger lassen sich Ereignisse, die nicht zum gesuchten Ereignistyp zählen, verwerfen, wenn man zunächst eine π°-Erkennung mit Hilfe des Programmpakets PHYSAC durchführt und alle Ereignisse, die π° beinhalten, verwirft. Die π°-Erkennung wird über die invariante $\gamma\gamma$-Masse unter Berücksichtigung der Energie- und Richtungsauflösung durchgeführt. Die Unterdrückung von Ereignissen mit echten Pionen funktioniert sehr zuverlässig, aber auch hier hat man das Problem der Splitoffs. Paare von Splitoffs können ein π° vortäuschen, wodurch das Ereignis verworfen wird. Somit verliert man auch mit dieser Methode eine unbekannte Anzahl von Ereignissen des gesuchten Typs und das Verzweigungsverhältnis kann nur schwer beziehungsweise ungenau bestimmt werden.

Um von diesen Gefahren unabhängig zu sein, wurde in der Analyse dieses Kanals die Information des Kalorimeters lediglich zu Vergleichs- und Kontrollzwecken herangezogen.

Die Selektionskriterien

Für die Vorselektion des Kanals $\overline{p}n \rightarrow \phi\pi^-$ mit $\phi \rightarrow K^+K^-$ wurden folgende Schnitte auf die Daten angewandt:

- Die Ereignisse müssen 3 geladene Spuren enthalten und die Summe der Ladungen muß -1 sein.
  Das Proton wird nicht nachgewiesen.

- Alle neutralen Teilchen werden ignoriert.
  Es werden keine neutralen Teilchen erwartet.

- Energie- und Impulserhaltung werden verlangt.
  Dabei wird die Massenhypothese gesetzt, daß das positiv geladene Teilchen ein K^+ und das negativ geladene Teilchen mit dem kleineren Impuls ein K^- ist. Diese Hypothese ist für alle Ereignisse des gesuchten Typs richtig. Das π^- aus dem Zweikörperzerfall des $\overline{p}n$-Systems in $\phi\pi^-$ ist monoenergetisch und hat einen Impuls von etwa $660 MeV/c$. Die beiden Kaonen sind im Schwerpunktsystem des ϕ ebenfalls kollinear und monoenergetisch. Nach Umrechnung ins Laborsystem ergibt sich für die Kaonen ein möglicher Impulsbereich von $170 MeV/c$ bis $480 MeV/c$.

$$\begin{aligned} E_{gesamt} &= m_{Neutron} + m_{Proton} \pm 200 MeV/c^2 \\ P_{gesamt} &< 300 MeV/c \end{aligned}$$

Dadurch, daß alle neutralen Teilchen ignoriert werden und in die Energie- und Impulsberechnung nicht eingehen, können auch Ereignisse mit vielen Splitoffs noch weiter analysiert werden.

Dieser Schnitt erlaubt aber auch, daß einige Ereignisse des Typs $\pi^+\pi^-\pi^-\pi^\circ\pi^\circ$ alle obigen Schnitte überstehen. Dieses kann vorkommen, wenn die beiden π° entgegengesetzt gleichen Impuls haben, so daß der Gesamtimpuls des Ereignisses auch ohne die π° bei Null liegt, und die fehlende Energie der π° gerade die in diesem Fall zu hohe Massenhypothese kompensiert, die dadurch entsteht, daß man geladene π für geladene K hält.

Ereignisse des Typs $\pi^+\pi^-\pi^-\pi^\circ$ sind bei dieser Selektion bereits stark unterdrückt, da das nicht berücksichtigte π° immer ein Ungleichgewicht im Gesamtimpuls bewirkt.

Nach diesen Schnitten verbleiben etwa $4,5\%$ aller Ereignisse.

Erläuterungen der Schnitte

In den folgenden Absätzen werden die Auswirkungen der einzelnen Selektionsschritte dargestellt. In Abbildung 4.2 sind auf der x-Achse jeweils die totale Energie, die Summe aller Teilchenenergien, und auf der y-Achse der Betrag des Gesamtimpulses aufgetragen. Die Bilder sind der Reihe nach jeweils Subsamples des vorherigen Bildes.

Alle vollständig und richtig rekonstruierten Ereignisse, in denen es keine geladenen Kaonen gibt, erfüllen die Energie- und Impulserhaltung und haben einen Eintrag pro Ereignis bei $E = 2m_p$ und $|\vec{P}| = 0$. Aufgrund der Auflösung des Detektors sind die Einträge um den erwarteten Wert verschmiert (vergleiche Abbildung 4.2a). Der typische Impuls liegt bei etwa $70 MeV/c$, die

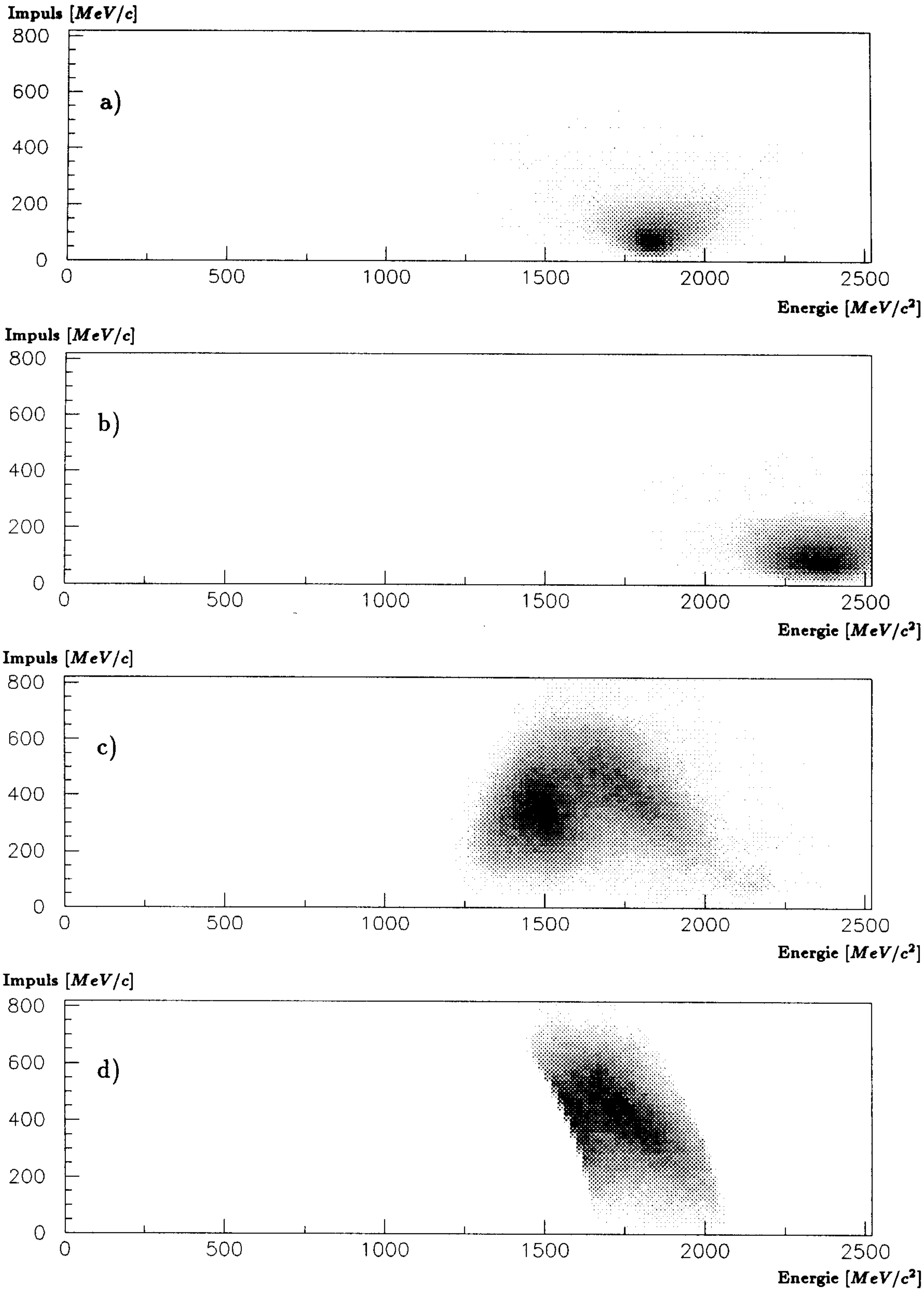


Abbildung 4.2: Energie- und Impulsverteilungen in den einzelnen Selektionsschritten. a) unmittelbar nach der Teilchenrekonstruktion, b) nach dem Setzen der Kaonenhypothese, c) nach dem Verwerfen aller γ, d) nach der Impulsselektion der Ereignisse unter Annahme eines Spektators.

Energieauflösung bei etwa $100 MeV/c^2$. Daran erkennt man, daß sowohl die Energie- als auch die Impulsmessung hervorragend funktionieren und auch die Rekonstruktionseffizienz hoch ist. Ereignisse mit zusätzlich rekonstruierten leichten Teilchen oder mit einem Teilchen, dessen Impuls zu groß rekonstruiert wurde, liegen, von diesem Punkt aus gesehen, auf der Diagonalen nach rechts oben. Ereignisse mit einem fehlenden Teilchen oder einem mit zu geringer Energie rekonstruierten Teilchen liegen, von diesem Punkt aus gesehen, auf der Diagonalen nach links oben.

Bei einer gegebenen Energie E des Ereignisses gilt für den Impuls $|\vec{P}| \leq E/c$. Daher müssen alle Ereignisse unterhalb der Diagonalen $P = E/c$ liegen. Wenn ein Teilchen der Masse m_0 nicht nachgewiesen wurde, so fehlen am Gesamtimpuls $\vec{P}$ der Impuls $\vec{P_T}$ des Teilchens, an der Gesamtenergie E hingegen $\sqrt{(P_T \cdot c)^2 + (m_0 \cdot c^2)^2}$. Wenn mehrere Teilchen fehlen, so addiert sich der Verlust des Impulses vektoriell und kann sich teilweise kompensieren, die fehlenden Energien addieren sich linear. Wenn also Teilchen fehlen bzw. nicht nachgewiesen wurden, so erwartet man, daß die rekonstruierten Ereignisse im Rahmen der Meßgenauigkeit innerhalb des Dreiecks $(E = 0, P = 0)$, $(E/c^2 = m_p, P/c = m_p)$ und $(E/c^2 = 2m_p, P/c = 0)$ liegen.

In Abbildung 4.2a sind alle Ereignisse dargestellt, die den Trigger (drei lange geladene Spuren) ausgelöst haben und in denen genau drei Spuren mit der Gesamtladung -1 rekonstruiert wurden. Jede Energiedeposition im Kalorimeter, die nicht einem geladenen Teilchen zugeordnet ist, wurde zunächst als γ betrachtet und zählte bei der Energie- und Impulsbestimmung mit.

Man sieht sehr deutlich, daß bei den meisten Ereignissen die Gesamtenergie bei der zweifachen Protonenmasse liegt und die Summe des Impulses nahe bei Null ist, wie man es bei der Annihilation in Ruhe erwartet. Die dort liegenden Ereignisse sind die vollständig und richtig rekonstruierten. Bei den Ereignissen mit überzähligen Teilchen (rechte Diagonale) haben die Splitoffs typischerweise kleine Impulse im Bereich von wenigen $100 MeV/c$.

In Abbildung 4.2b ist für alle Ereignisse die Hypothese gesetzt, daß das positiv geladene Teilchen ein K^+ und das negativ geladene mit dem kleineren Impuls ein K^- ist. Dadurch verschieben sich die Energien aller Ereignisse, nicht aber deren Impulse. Wie zu erwarten ist, verschieben sich die Energien nicht alle gleichmäßig. Der Energieunterschied pro Teilchen ist

$$\Delta E = \sqrt{p_T^2 c^2 + m_K^2 c^4} - \sqrt{p_T^2 c^2 + m_\pi^2 c^4} \quad . \tag{4.2}$$

Bei Teilchen mit geringem Impuls ändert sich die Teilchenenergie um die Massendifferenz $m_K - m_\pi$, bei Teilchen mit hohem Impuls ändert sich die Teilchenenergie fast gar nicht. Die gesuchten Ereignisse des Typs $(K^+K^-\pi^-)$ werden an der Stelle $E = 1876 MeV/c^2$, $P \approx 70 MeV/c$ erwartet, an der auch in Abbildung 4.2a das Maximum war. Da der gesuchte Zerfallskanal sehr schwach ist, etwa 10^{-3}, kann dort kein lokales Maximum gesehen werden.

Um die gesuchten Ereignisse dennoch sichtbar zu machen, wurden in einer Studie alle diejenigen Ereignisse aus Abbildung 4.2b genommen, in denen sich keine π° rekonstruieren lassen, und in Abbildung 4.3 dargestellt. Hier kann man erkennen, welche Energie- und Impulsschnitte zur Selektion des gesuchten Kanals geeignet sind. Um aber Probleme mit der π°-Erkennungseffizienz zu vermeiden, wurde dieser Schnitt in der Analyse nicht durchgeführt.

Um keine Ereignisse des gesuchten Typs zu verlieren, bei denen ein Splitoff aufgetreten ist, wurden alle neutralen Teilchen verworfen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.2c zu sehen. Man erkennt jetzt deutlich das Band der Ereignisse, bei denen genau ein Teilchen (meist ein π°) fehlt und die geladenen Teilchen in Wirklichkeit Pionen sind. Das große ausgedehnte Maximum bei $1500 MeV/c^2$ entsteht durch Ereignisse, in denen jetzt mehrere Teilchen fehlen.

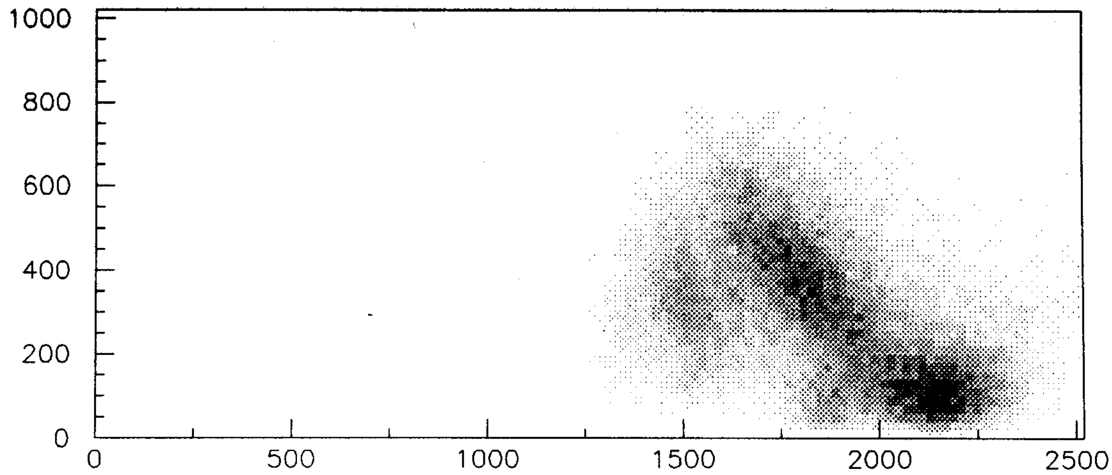


Abbildung 4.3: Energie- und Impulsverteilung nach Unterdrückung der π°.

In Abbildung 4.2d ist schließlich die Auswirkung des *Spectator Cuts* zu sehen. Bei dieser Selektion wird angenommen, daß das Proton als Spektator an der Annihilation teilnimmt, Impuls fortträgt, aber selbst im Detektor nicht nachgewiesen wird. Das bedeutet, daß die Gesamtenergie E_{gesamt} der Ereignisse die dreifache Protonenmasse $(m_{\overline{p}} + m_p + m_n)$ ist und das nicht nachgewiesene Proton den Impuls des rekonstruierten Ereignisses trägt. Die rekonstruierte Energie E_{rek} berechnet sich dann als

$$E_{rek} = E_{gesamt} - \sqrt{P^2c^2 + m_p^2c^4} \quad . \tag{4.3}$$

Für kleine Impulse ist $E_{rek} \approx 2m_p$. Um die erwartete Ereignisenergie E_{rek} wurde ein Schnitt von $\pm 200 MeV/c^2$ gemacht. Man erkennt, daß bei kleinem Spektatorimpuls bis zu $300 MeV/c$ sich die erwartete Energie nur wenig ändert. Erst bei höheren Impulsen sinkt die erwartete Ereignisenergie stärker ab. Aus Abbildung 4.2a, in der noch keine Teilchenselektion stattgefunden hat, erkennt man, daß der Spektatorimpuls unter Berücksichtigung der Auflösung des Detektors für fast alle Ereignisse mit Null kompatibel ist. Damit wird die eingangs gemachte Annahme, daß das Proton im Deuterium an der Annihilation nicht teilnimmt, bestätigt.

4.5.2 Endselektion

Zusätzlich zu den bisherigen Schnitten und Hypothesen wurden nun noch engere Selektionen der Daten durchgeführt. Insbesondere wurden die Selektionsgrenzen variiert und auf diese Weise der systematische Fehler bestimmt.

Endselektion $\overline{p}n \rightarrow \phi\pi^-$

- Alle geladenen Spuren müssen
  a) innerhalb der ersten 3 Lagen der JDC beginnen,
  b) außerhalb der 16. Lage der JDC enden und
  c) mindestens 8 Hits in der JDC haben.
  Da bereits vom Trigger lange Teilchenspuren verlangt wurden, verwerfen diese Schnitte

nur einige Prozent der Ereignisse. Der Einfluß dieser Selektion entspricht genau dem, was man auf Grund der Kammergeometrie und der Hiteffizienz erwartet; er sorgt aber dafür, daß nur Ereignisse mit gut gemessenen Spuren (kleinen Fehlern in der Impulsmessung) weiter analysiert werden.

- Energie- und Impulserhaltung werden verlangt.

$$\begin{aligned} E_{gesamt} &= m_{Neutron} + m_{Proton} \pm 150 MeV/c^2 \\ P_{gesamt} &< 200 MeV/c \end{aligned}$$

  In Abbildung 4.4a *ist zu erkennen, daß der Untergrund unter dem gesuchten ϕ-Signal immer noch zu groß ist.*

- Es wird verlangt, daß beide als Kaon gekennzeichneten Teilchen sich auch im spezifischen Energieverlust dE/dx wie Kaonen verhalten. *In Abbildung* 4.4f *ist zu sehen, daß lediglich Untergrundereignisse verworfen werden, das Signal aber vollständig erhalten bleibt.*

Nach dieser Selektion verbleiben 396 Ereignisse, von denen 219 vom Typ $\overline{p}n \rightarrow \phi\pi^-$ mit $\phi \rightarrow K^+K^-$ sind. Auf Grund der Selektion gibt es fast keinen Untergrund unter dem Signal.

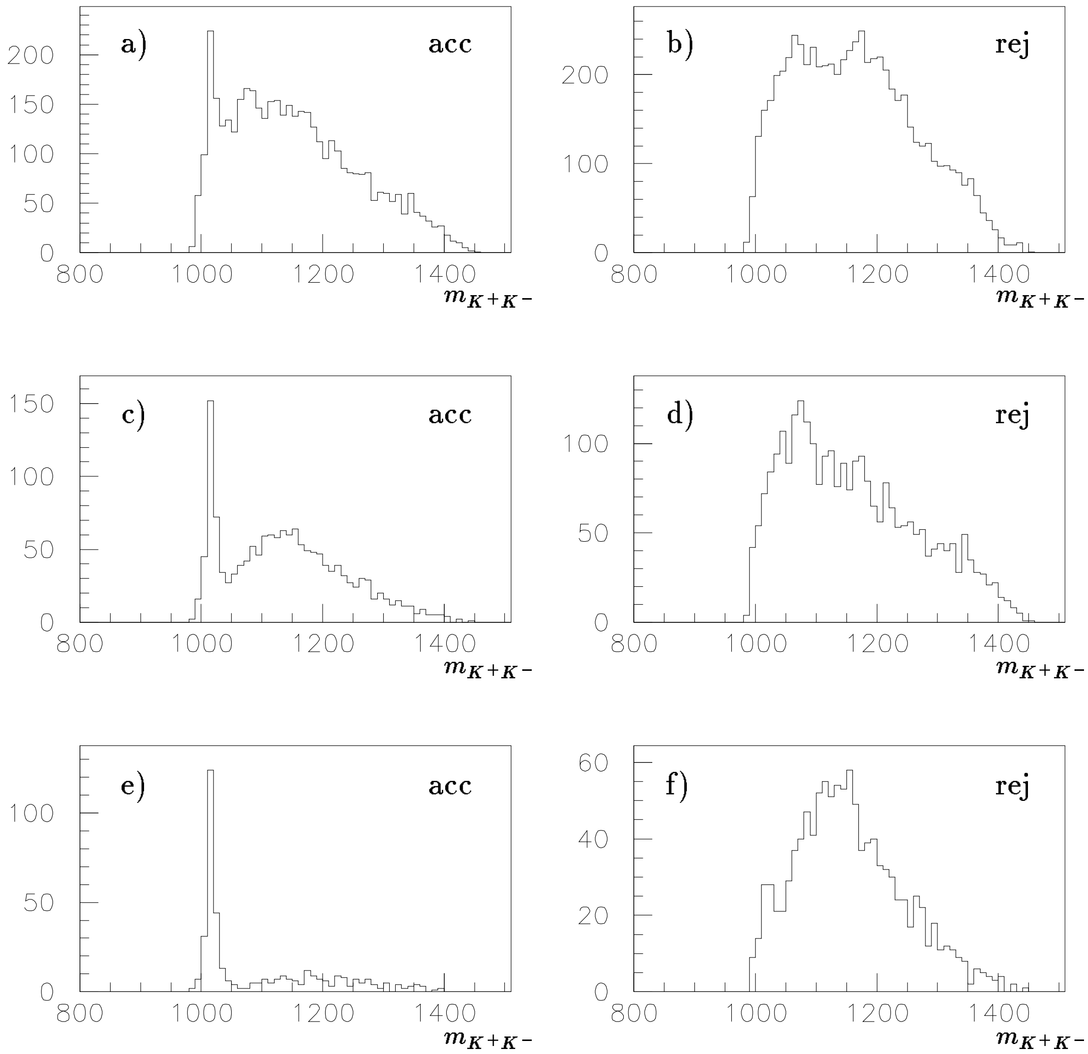


Abbildung 4.4: Invariante K^+K^- Massenspektren.
In der linken Spalte sind jeweils die von dem Schnitt akzeptierten Ereignisse (acc), rechts die verworfenen (rej) dargestellt. Die Bilder einer Zeile sind jeweils Untermengen der vorher akzeptierten Ereignisse.
Die Teilchenhypothese (die Zuordnung, welche Teilchen Kaonen sind) wurde zu Beginn mit Hilfe der Kinematik des Ereignisses festgelegt.
In Zeile 1 (Abb. a, b) ist der Einfluß des Impulsschnittes $P \leq 200 MeV/c$ dargestellt. In Zeile 2 (Abb. c, d) wurde verlangt, daß sich wenigstens eines der Kaonen am Energieverlust dE/dx als Kaon identifizieren läßt. Zeile 3 (Abb. e, f): Beide Kaonen müssen sich am Energieverlust dE/dx als Kaonen identifizieren lassen.

4.6 Selektion des Kanals $\overline{p}n \to \omega\pi^-$

4.6.1 Vorselektion

Für die Vorselektion des Kanals $\overline{p}n \to \omega\pi^-$ mit $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^\circ$ sind andere Selektionskriterien als bei dem Kanal $\overline{p}n \to \phi\pi^-$ notwendig.

Die geladenen Teilchen $\pi^+\pi^-\pi^-$ in diesem Kanal haben eine ähnliche Impulsverteilung wie im Kanal $K^+K^-\pi^-$. Daher können zu ihrer Selektion auch ähnliche Schnitte angewandt werden.

Für die Selektion des π° muß ein guter Kompromiß zwischen möglichst hoher Nachweiswahrscheinlichkeit und nicht allzu vielen π°, die aufgrund von Splitoffs und Schauerfluktuationen entstehen, gefunden werden.

Die γ aus dem π°-Zerfall haben im Ruhesystem des π° eine Energie von etwa $70MeV/c^2$. Je nach Impuls und Zerfallswinkel des π° ergeben sich in unserem Experiment ($\overline{p}n$-Annihilation in Ruhe) für die Zerfallsphotonen im Laborsystem Energien im Bereich von nahe bei Null und maximal $\approx 0.9GeV/c^2$. Dabei ist der Bereich zwischen $0 - 50MeV/c^2$ relativ schwach vertreten. Andererseits treten gerade im niederenergetischen Bereich die meisten Splitoffs und Schauerfluktuationen auf. Es hat sich herausgestellt, daß es für diese Analyse besonders günstig ist, nur Teilchen über einer Mindestenergie von $25MeV/c^2$ als Teilchen zu akzeptieren. Der damit einhergehende Verlust in der Rekonstruktionseffizienz für π° läßt sich leicht über die Kinematik verstehen und mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen berechnen.

- Die Ereignisse müssen 3 geladene Spuren enthalten und die Summe der Ladungen muß -1 sein.
  Das Proton wird nicht nachgewiesen.

- Alle γ müssen eine Energie größer als $25MeV/c^2$ haben.
  Dieses dient zur Splitoff-Unterdrückung.

- Alle PEDs (Particle Energy Deposits), die in einem Cluster liegen, in den ein geladenes Teilchen geht, werden ignoriert.
  Diese Bedingung reduziert die Anzahl der geladenen Splitoffs erheblich. Natürlich werden damit auch echte γ verworfen, dieser Effekt läßt sich jedoch gut mit Monte Carlo simulieren. Die Splitoffs bereiten dagegen größere Probleme.

- Die Anzahl der jetzt verbleibenden PEDs, hervorgerufen von neutralen Teilchen, muß kleiner als sechs sein.
  Da nach einem π° gesucht wird, sind damit immer noch bis zu 4 Splitoffs erlaubt.

- Es wird verlangt, daß sich aus der Kombination der PEDs genau ein π° rekonstruieren läßt.
  Dazu wurde das Programmpaket PHYSAC verwendet. In Abbildung 4.5 ist zu erkennen, daß fast immer, wenn die invariante Masse von $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ bei der ω-Masse oder einer anderen Resonanz liegt, die anderen γ-Paare eine Masse in der Nähe der π°-Masse haben. Es gibt also einen starken Untergrund in der invarianten Masse $m_{\pi^+\pi^-\gamma\gamma}$ von Ereignissen des Typs $\omega\pi^-\pi^\circ$, der durch diese Selektion reduziert wird.

- Alle weiteren PEDs werden ignoriert.
  Wenn es sich um den gesuchten Ereignistyp handelt, gibt es keine weiteren γ mehr. Durch diesen Schnitt werden also lediglich mögliche Splitoffs verworfen.

- Energie- und Impulserhaltung werden verlangt.

$$\begin{aligned} E_{gesamt} &= m_{Neutron} + m_{Proton} \pm 200 MeV/c^2 \\ P_{gesamt} &< 300 MeV/c \end{aligned}$$

Nach dieser Vorselektion verbleiben 6, 6% aller Ereignisse.

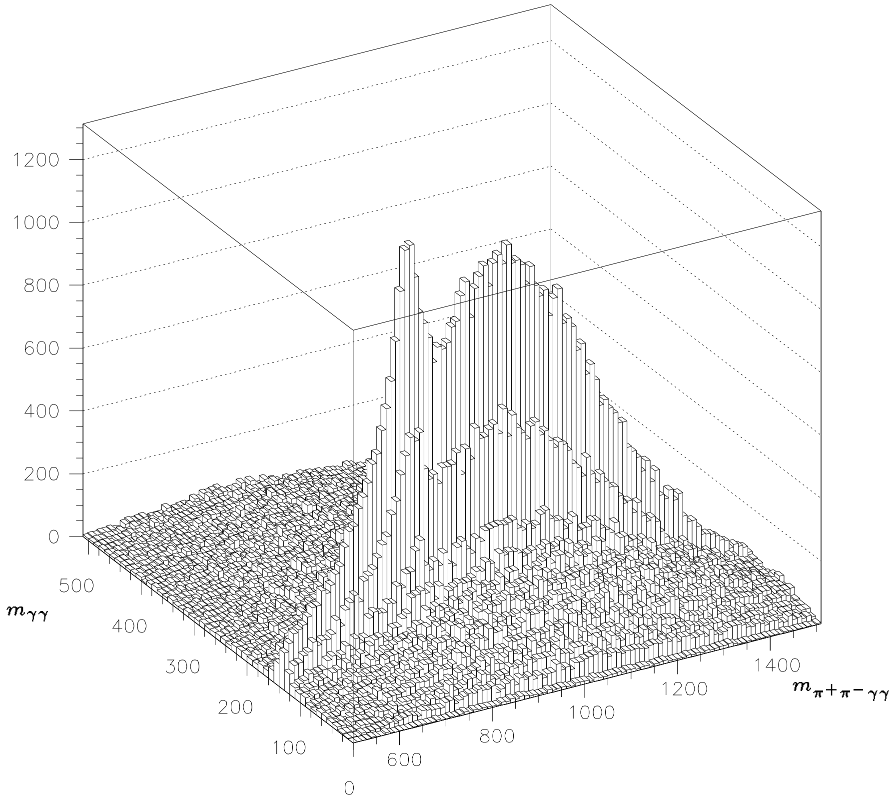


Abbildung 4.5: Invariantes Massenspektrum $m_{\gamma\gamma}$ gegen $m_{\pi^+\pi^-\gamma\gamma}$

4.6.2 Endselektion

Ähnlich wie bei der Endselektion für den Kanal $\phi\pi^-$ wurden auch hier nur die Ereignisse mit *guten* geladenen Spuren selektiert und anschließend der Energie- und Impulsschnitt variiert. Die besten Ergebnisse lassen sich auf folgende Weise erreichen.

- Alle geladenen Spuren müssen
  a) innerhalb der ersten 3 Lagen der JDC beginnen,
  b) außerhalb der 16. Lage der JDC enden und
  c) mindestens 8 Hits in der JDC haben.

- Energie- und Impulserhaltung werden verlangt.

$$\begin{aligned} E_{gesamt} &= m_{Neutron} + m_{Proton} \pm 150 MeV/c^2 \\ P_{gesamt} &< 200 MeV/c \end{aligned}$$

Auch nach dieser Selektion befindet sich unter dem Signal noch ein Untergrund, der zum Teil auf Kombinatorik beruht (Abb. 4.6). Da es zwei Möglichkeiten gibt, aus den Teilchen des Endzustandes $\pi^+\pi^-\pi^-\pi^\circ$ die invariante Masse $m_{\pi^+\pi^-\pi^\circ}$ zu bilden, sind in der Abbildung für jedes Ereignis die Massen für beide Kombinationsmöglichkeiten eingetragen.

Das Signal wurde mit einer Gaußverteilung plus einem Legendre-Polynom 4. Grades zur Beschreibung des Untergrundes gefittet. Aus dem Fit ergibt sich, daß insgesamt 862 ± 61 Ereignisse des Typs $\overline{p}n \rightarrow \omega\pi^-$ mit $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\circ$ gefunden wurden. Der Fit hat ein χ^2/ndf von $37,4/43$.

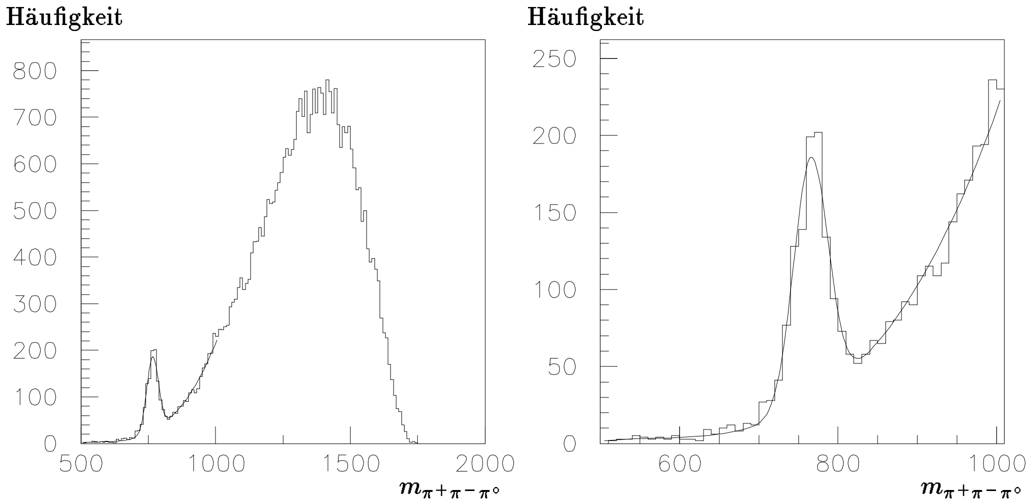


Abbildung 4.6: Invariante $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ Massenspektren.

4.7 Monte-Carlo-Simulation

Aufgabe der Monte-Carlo-Simulation ist es, die Effizienz der Selektion zu bestimmen. Zur Effizienz zählen a) die Rate, mit der Ereignisse des gesuchten Typs auch als diese rekonstruiert werden (*Rekonstruktionseffizienz*), b) die Rate, mit der Ereignisse eines anderen Typs das Signal vortäuschen (*feed in*). Des weiteren kann das Monte Carlo auch helfen, bessere Selektionskriterien zu finden.

Aus der Kenntnis der Anzahl analysierter Daten, der Anzahl der rekonstruierten Ereignisse und der Nachweiseffizienz ist es schließlich möglich, das Verzweigungsverhältnis zu bestimmen.

Der folgende Abschnitt gibt eine grobe Übersicht über die Funktionsweise des Monte-Carlo-Programms. Genauere Details werden in den einzelnen Unterkapiteln beschrieben.

Im Monte-Carlo-Programm werden die primären Mesonen, die aus der Annihilation entstehen, generiert und dann deren Weg durch den Detektor mit seinen vielen verschiedenen Materialien berechnet. Auf diesem Wege können die Teilchen mit dem Detektor wechselwirken oder in leichtere Teilchen zerfallen. Die Simulation geht schließlich soweit ins Detail, daß im Endeffekt Daten wie beim richtigen Detektor vorliegen, mit den ADC-Counts in den durchnumerierten Kristallen und den Signalen auf den Drähten der JDC. Deshalb kann auf Monte-Carlo-generierte Ereignisse dieselbe Software angewandt werden wie auf echte Meßdaten. Bei den Monte-Carlo-Daten ergibt sich jedoch zusätzlich die Möglichkeit, auch auf die Eigenschaften der generierten Teilchen zuzugreifen und sie mit den Eigenschaften der rekonstruierten Teilchen zu vergleichen.

Die Monte-Carlo-Teilchen werden mit dem Softwarepaket GEANT [30][23] generiert. Deren elektromagnetische Wechselwirkungen werden mit EGS [54] berechnet. Zur Simulation der hadronischen Wechselwirkung wurde ursprünglich GHEISHA [53] verwendet. Es stellte sich aber heraus, daß dieses Programm die Ortsverteilung der hadronischen Splitoffs nur schlecht simuliert und deshalb durch FLUKA [33] ersetzt werden mußte.

4.7.1 Simulation des primären Reaktionskanals

Beim Monte-Carlo-Programm kann der **Anfangszustand**, der primär aus der Annihilation entstehen soll, im Rahmen der kinematischen Limits frei gewählt werden. Die primären Teilchen erhalten dann nach den Regeln der Energie- und Impulserhaltung ihren Impuls. Bei mehr als 2 Teilchen im Anfangszustand werden die Impulse der primären Teilchen phasenraumverteilt vergeben, so daß keine künstlichen Resonanzen erzeugt werden. Das heißt, die verschiedenen möglichen Topologien bevölkern den Phasenraum gleichmäßig.

Als nächstes können der **Vertex** (der Ort der Annihilation) und die Vertexverteilung festgelegt werden. Diese ist so gewählt, daß sie der gemessenen Stoppverteilung der Antiprotonen im Deuterium-Target genau entspricht (siehe Abb. 4.7). Damit ist der Anfangszustand eines Monte-Carlo-Ereignisses gegeben.

4.7.2 Simulation des Teilchendurchgangs durch den Detektor

Im folgenden Schritt wird die *Zeit* eingeschaltet und die Bewegung der Teilchen durch den Detektor verfolgt.

Dabei werden die einzelnen Wechselwirkungen der Teilchen mit der Detektormaterie berücksichtigt. Die Materieverteilung des Detektors wird mit Hilfe des GEANT Softwarepaketes im

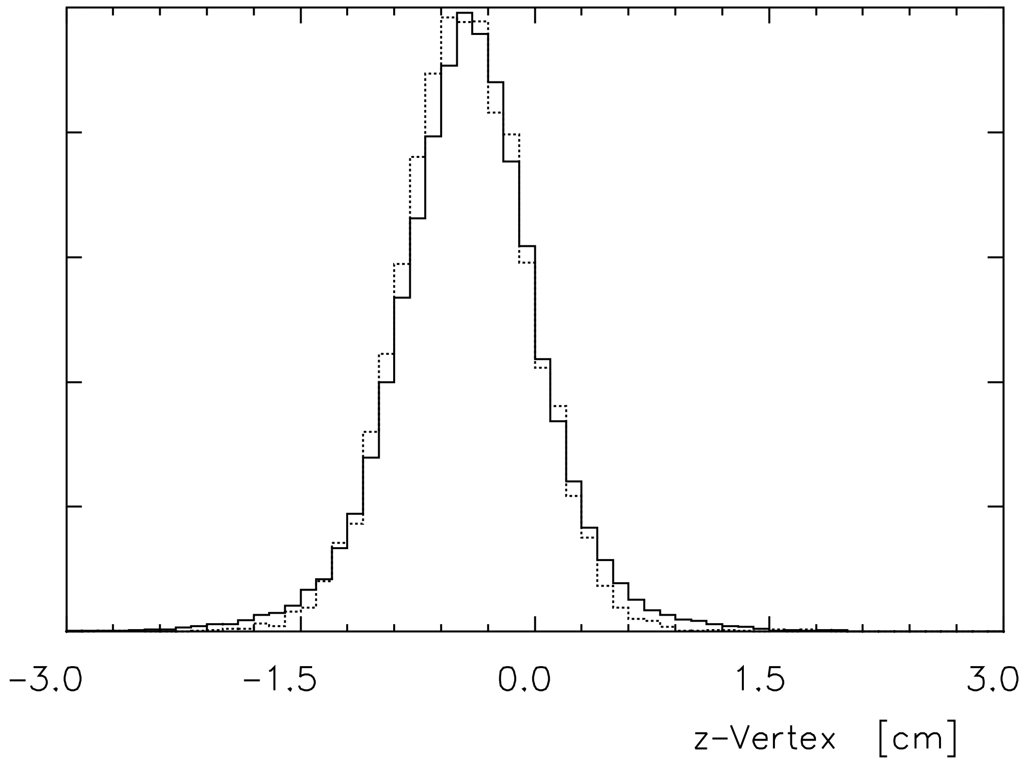


Abbildung 4.7: Vertexverteilung
Die gestrichelte Linie zeigt die aus Monte-Carlo-Daten rekonstruierte Vertexverteilung, die durchgezogene Linie die aus *echten* Daten rekonstruierte Vertexverteilung.

Crystal-Barrel-Simulationsprogramm definiert. Neben den Detektorkomponenten JDC, PWC und Kalorimeter werden auch das Target, die Haltekonstruktionen, Zwischenräume sowie die Vorverstärker der Ausleseelektronik simuliert.

Abhängig von der Teilchenart werden folgende Prozesse berücksichtigt:

- Der Zerfall der schweren Mesonen in leichtere Mesonen. Dabei werden die bekannten Zerfallsmoden aus dem *Particle Data Booklet* verwandt.
- Für Photonen werden Paarbildung, Compton-Streuung und Photoeffekt simuliert.
- Für alle geladenen Teilchen werden Vielfachstreuung, Ionisation und Produktion von δ-Elektronen und Bremsstrahlung berechnet.
- Für Positronen zusätzlich die mögliche Annihilation,
- für Myonen zusätzlich der Zerfall im Fluge, die direkte e^+e^--Paarproduktion und nukleare Wechselwirkungen mit dem Detektor,
- für Hadronen zusätzlich der Zerfall im Fluge und hadronische Wechselwirkungen mit dem Detektor, wie sie im Softwarepaket FLUKA definiert sind.

4.7.3 Simulation der Meßwerte der JDC und des Kalorimeters

JDC

In der Simulation der JDC werden die Wege der geladenen Teilchen durch die JDC sowie ihre Abstände zu den Signaldrähten (sense wire) berechnet. Für die einzelnen Signaldrähte wird eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 96% angenommen, was für Teilchen in unterschiedlichen Sektoren den *echten* Daten entspricht.

Mit Hilfe des GARFIELD-Simulationsprogramms [72] wurden die Feldstärkeverteilungen innerhalb der JDC berechnet. Unter Verwendung der Driftzeittabelle, die die Driftgeschwindigkeit der Ionen als Funktion der Feldstärke beschreibt, wird für jeden einzelnen Signaldraht die Zeit berechnet, nach der die Ionen, die entlang der Teilchenspur entstehen, den Signaldraht erreichen. Diese Zeit wird entsprechend der Zeitauflösung der JDC verschmiert und abgespeichert.

Die Signalamplitude wird berechnet, indem zunächst die Länge L der Teilchenspur innerhalb einer Driftzelle berechnet wird. Mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel wird unter Berücksichtigung der Teilchenmasse, des Teilchenimpulses und der Weglänge L der erwartete Energieverlust innerhalb der Driftzelle berechnet. Dieser erwartete Energieverlust wird entsprechend der Landau-Verteilung, die sich aufgrund der Ionisationsstatistik innerhalb der Driftzelle ergibt, verschmiert. Dieser neue Energieverlust wird entsprechend der z-Auflösung des Detektors auf die beiden Ausleseenden des Signaldrahtes verteilt, so daß sich eine z-Auflösung wie bei *echten* Daten ergibt (siehe Abbildung 4.7). Um in Monte-Carlo- und *echten* Daten die gleiche Effizienz zu erhalten, muß die Anzahl der *getroffenen* JDC-Drähte gleich sein. Ein Vergleich ist in Abbildung 4.8 zu sehen.

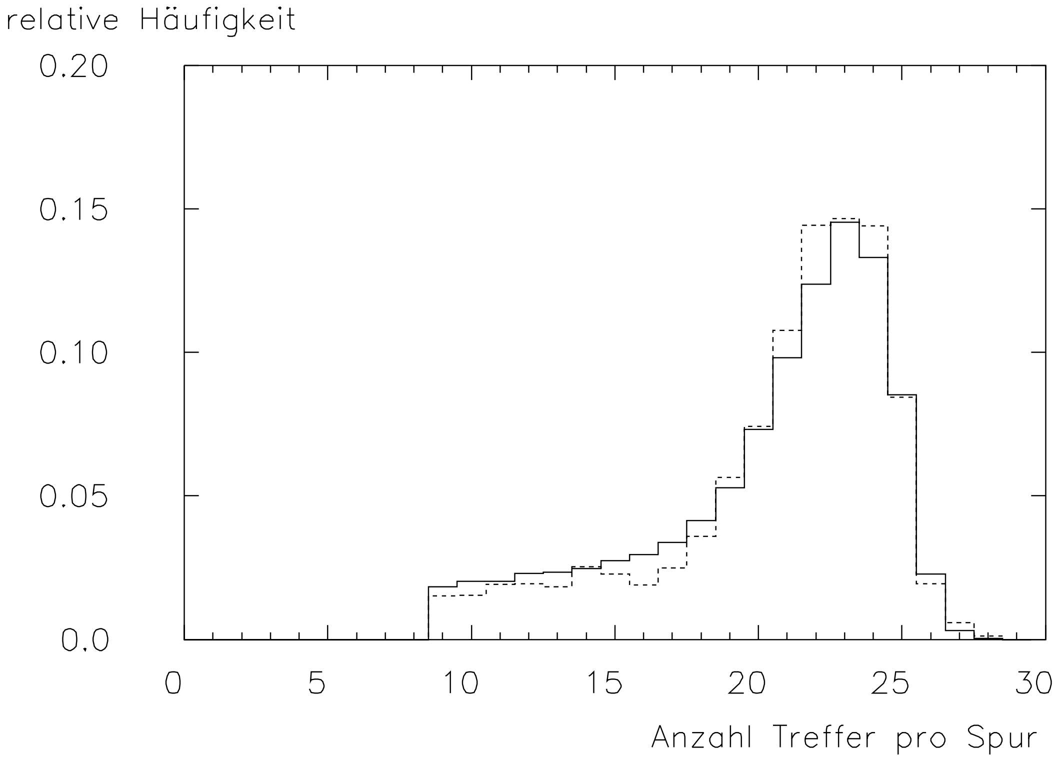


Abbildung 4.8: Verteilung der Anzahl der Hits in der JDC pro Teilchenspur
Die gestrichelte Linie zeigt die aus Monte-Carlo-Daten rekonstruierte Hitverteilung, die durchgezogene Linie die aus *echten* Daten.

Kalorimeter
Im Kalorimeter werden die zum elektromagnetischen Schauer gehörenden Teilchen bis hinunter zu einer Energie von $200 keV$ für Elektronen und $75 keV$ für Photonen im Kristall verfolgt. Liegt die Teilchenenergie unterhalb dieser Schwelle, so wird angenommen, daß die Teilchen ihre gesamte Energie an ihrem derzeitigen Ort deponieren. Teilchen mit so kleinen Energien fliegen nicht mehr weit, so daß weiteres Verfolgen lediglich Rechenzeit verbraucht, aber die Qualität der Monte-Carlo-Daten nicht mehr verbessert. Für jeden Kristall werden alle darin deponierten Energien addiert und mit dem Rauschen der Elektronik verschmiert. Diese Energie wird dann entsprechend der 2282-ADC-Kanäle und FERA-ADC-Kanäle umgerechnet und abgespeichert.

Die so berechneten ADC-Kanäle unterscheiden sich im Datenformat nicht von *echten* Daten und können mit den gleichen Analyse-Programmen wie *echte* Daten verwendet werden.

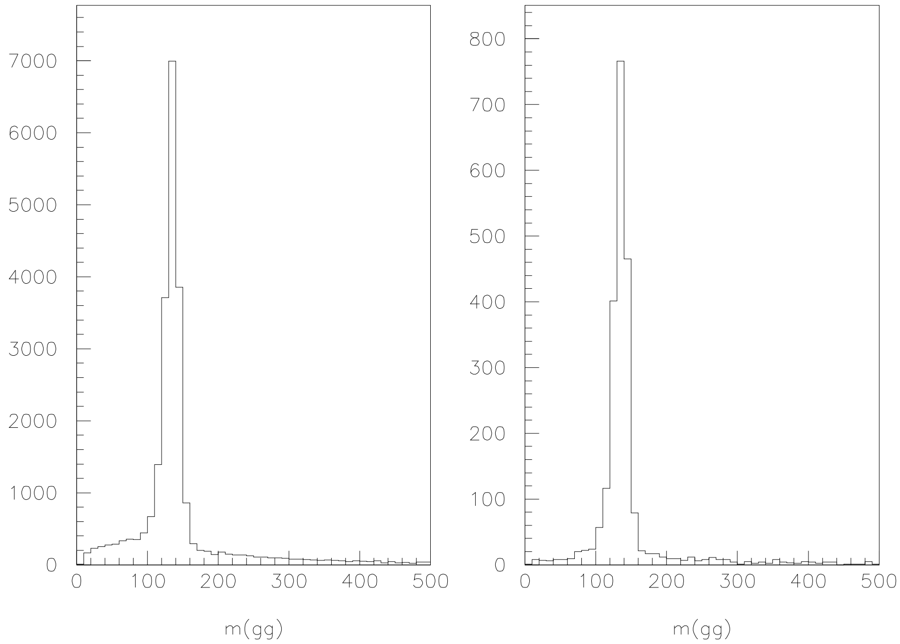


Abbildung 4.9: Energieauflösung des Kalorimeters
Die linke Abbildung zeigt *echte* Daten, die rechte Monte-Carlo-Daten

Um den Effekt der Eichung des Kalorimeters und dessen Qualität mit zu simulieren, wurde für die Monte-Carlo-Daten eine eigene Eichung des Kalorimeters durchgeführt. Das elektronische Rauschen ist durch Verschmierung der Meßwerte berücksichtigt und ist ein statistischer Effekt, der sich über viele Ereignisse herausmittelt. Die Unsicherheit in der Eichung der Kristalle hingegen ist ein systematischer Effekt für die einzelnen Kristalle und somit ein gesonderter Effekt. Zur Eichung des Kalorimeters für die Monte-Carlo-Daten wurde dasselbe Verfahren wie bei der Eichung *echter* Daten verwandt. Auf diese Weise erhält man für Monte-Carlo-Daten die gleiche Energieauflösung wie für *echte* Daten (Abbildung 4.9).

4.8 Bestimmung des Verhältnisses $\frac{BR(\overline{p}n \to \phi\pi^-)}{BR(\overline{p}n \to \omega\pi^-)}$

4.8.1 Effizienz der Selektion

Zur Bestimmung der Effizienz der einzelnen Selektionsschritte und der gesamten Analyse sowie zur Bestimmung des Untergrundes wurden verschiedene Monte-Carlo-Datensätze erzeugt.

	$\overline{p}n \to$	Anzahl Ereignisse
Signal	$\phi\pi^-$	50 000
Phasenraum	$K^+K^-\pi^-$	50 000
Signal	$\omega\pi^-$	25 000
Phasenraum	$\pi^+\pi^-\pi^\circ\pi^-$	25 000
Untergrund	$\pi^+\pi^-\pi^-$	25 000

Tabelle 4.4: Erstellte Monte-Carlo-Datensätze.
Signal ist der gesuchte Kanal, *Phasenraum* ist der nicht resonante Untergrund und *Untergrund* sind Kanäle, die durch Fehlidentifikation von Teilchen als der gesuchte Kanal erscheinen können.

In den Tabellen 4.5 und 4.6 sind die Schnitte der Selektion dargestellt, die Auswirkungen dieser Schnitte auf die Anzahl der physikalischen Ereignisse und die Auswirkungen auf Monte-Carlo-Daten des untersuchten Kanals. Die Zahlen in der Spalte *Daten* spiegeln die Auswirkungen der Schnitte auf die Gesamtheit aller Daten wieder, also auch aller Untergrundkanäle, während in der Spalte *Monte Carlo* unmittelbar die Wirkung der Schnitte auf das gesuchte Signal sichtbar ist. Im Falle der Monte-Carlos-Daten für $\phi\pi^-$ sind nur $49,1\%$ der Ereignisse vom Typ $K^+K^-\pi^-$, da das Monte-Carlo-Programm die anderen Zerfallsmoden des ϕ-Mesons entsprechend Tabelle 4.1 berücksichtigt und generiert. Bei Kanal $\omega\pi^-$ zerfällt das ω zu $88,8\%$ in $\pi^+ \pm \pi^\circ$, so daß in diesen Monte-Carlo-Daten fast ausschließlich Ereignisse des gesuchten Endzustands vorliegen.

Selektion $\overline{p}n \rightarrow \phi\pi^-$	Daten Anzahl	Monte Carlo Anzahl
ursprünglicher Datensatz		50.000
getriggerte Ereignisse	698k	11.170
3 geladene Teilchen	332k	7132
$\sum Ladungen = -1$	271k	6607
$Energie = 2m_p \pm 200MeV/c^2$	117k	6070
$\lvert Impuls\rvert < 300MeV/c$	31.237	4203
dE/dx	1035	4186
first HIT	952	3775
last HIT	899	3744
# HIT	898	3728
$Energie = 2m_p \pm 150MeV/c^2$	746	3624
$\lvert Impuls\rvert < 200MeV/c$	555	2957

Tabelle 4.5: Auswirkungen der Schnitte für die Selektion des Kanals $\overline{p}n \rightarrow \phi\pi^-$ auf Daten und Monte Carlo
First HIT,last HIT und # HIT geben die Topologie der geladenen Teilchenspuren in der JDC an. *First HIT* steht für die Nummer der Lage, in der der erste Hit der Teilchenspur gefunden wurde, *last HIT* steht entsprechend für die Nummer der Lage des letzten Hits und *# HIT* für die Anzahl der Hits.

Mit Hilfe des Triggers wurden bevorzugt die Ereignisse des gesuchten Endzustandes aufgezeichnet. Die Anreicherung der Daten mit „drei langen geladenen Teilchenspuren“ in der JDC mit Hilfe des Triggers hat bei allen erzeugten Monte-Carlo-Datensätzen mit genau drei geladenen Teilchenspuren jeweils die gleiche Effizienz gehabt. Die Variation lag im Bereich des statistischen Fehlers. Das würde man auch in erster Näherung erwarten, wenn sich die Topologien der geladenen Teilchenspuren wenig unterscheiden. Die Impulsverteilung der geladenen Teilchen ist beim Endzustand $K^+K^-\pi^-$ und $\pi^+\pi^-\pi^-\pi^\circ$ ähnlich. Die Kaonen haben zwar eine höhere Masse als die Pionen, was den Phasenraum eingrenzt, dafür ist in dem anderen Endzustand ein zusätzliches Teilchen (π°) vorhanden. Die geladenen Spuren der Ereignisse des Typs $\phi\pi^-$ sind koplanar. Wegen des Dreikörperzerfalls des ω trifft dies für die Teilchenspuren im Kanal $\omega\pi^-$ nicht zu.

Nachdem die Rekonstruktionseffizienz für die geladenen Teilchen durch die Implementation der Fuzzy-Radon-Transformation erheblich verbessert wurde, kann man davon ausgehen, daß sich diese für Pionen und Kaonen nur noch wenig unterscheidet. Der Unterschied in der Rekonstruktionseffizienz kam dadurch zustande, daß die Kaonen mit kleinen Impulsen mehr Ionen in einer Driftzelle erzeugen als Pionen. Daher sind die gemessenen Signale größer und die Teilchenspuren lassen sich somit leichter rekonstruieren (Vergleiche Kapitel 3.5). Da das Monte Carlo auch die Signale auf den Drähten der JDC entsprechend der Bethe-Bloch-Formel für Kaonen und Pionen unterschiedlich simuliert, würde auch ein Restunterschied in der Rekonstruktionseffizienz durch das Monte-Carlo-Programm berücksichtigt. Der aus dem „Tracking“ geladener Teilchen resultierende, systematische Fehler im relativen Verzweigungsverhältnis wird daher als kleiner als 2% angenommen.

Wenn man die Daten mit dem Monte Carlo vergleicht, so stellt man fest, daß in den „ech-

Selektion $\overline{p}n \rightarrow \omega\pi^-$	Daten Anzahl $25MeV/c^{2*}$	Monte Carlo Anzahl $25MeV/c^{2*}$	Monte Carlo Anzahl $20MeV/c^{2*}$
ursprünglicher Datensatz		25.000	25.000
getriggerte Ereignisse	698k	2537	2537
3 geladene Teilchen	332k	1860	1860
$\sum Ladungen = -1$	271k	1758	1758
$\#\gamma < 4$	245k	1753	1749
$1\pi^\circ$	116k	1109	1127
$Energie = 2m_p \pm 200MeV/c^2$	54k	1065	1082
$\|Impuls\| < 300MeV/c$	47633	1035	1052
first HIT	46149	963	979
last HIT	45336	961	977
# HIT	45284	960	976
$Energie = 2m_p \pm 150MeV/c^2$	38967	943	955
$\|Impuls\| < 200MeV/c$	34831	890	905

*Dieses gibt die Energieschwelle an, ab der eine Energiedeposition im Kalorimeter als γ gewertet wird.

Tabelle 4.6: Auswirkungen der Schnitte für die Selektion des Kanals $\overline{p}n \rightarrow \omega\pi^-$ auf Daten und Monte Carlo

ten" Daten sehr viel weniger Ereignisse mit 3 geladenen Teilchenspuren enthalten sind als beim Monte Carlo. Dieses liegt daran, daß es bei der $\overline{p}d$-Annihilation etwa gleich viele $\overline{p}n$- und $\overline{p}p$-Annihilationen gibt. In der $\overline{p}p$-Annihilation treten sehr häufig Ereignisse mit 4 geladenen Teilchenspuren auf, bei denen eine Teilchenspur die JDC seitlich verläßt, bevor sie die äußere Lage des Triggers erreicht und daher den Trigger für drei geladene Teilchen auslöst. Eine andere häufige Ursache sind die Ereignisse mit 4 geladenen Teilchen, bei denen sich zwei Teilchenbahnen in der Lage des Triggers kreuzen und somit wie ein Ereignis mit drei geladenen Teilchenspuren aussehen.

Die Schnitte in der Energie und im Impuls der Ereignisse wurden insgesamt so gewählt, daß man nur etwa 10% aller Ereignisse des gesuchten Kanals verwirft und damit kleine Unterschiede in der Energieauflösung zwischen „echten" und Monte-Carlo-Daten nur einen kleinen Einfluß haben. Der systematische Fehler liegt unter 5%.

Um die Effizienz der π°-Erkennung genau bestimmen zu können, wurde die Nachweisschwelle für γ auf $25MeV/c^2$ gesetzt. Damit werden viele niederenergetische „Splitoffs" unterdrückt und die damit verbleibende Anzahl an falsch rekonstruierten π° wird sehr klein. Auf diese Weise wird sichergestellt, daß nicht zu viele Ereignisse des Typs $\pi^+\pi^-\pi^\circ\pi^- + 2$ „Splitoffs" fälschlicherweise als $\pi^+\pi^-\pi^\circ\pi^-\pi^\circ$ rekonstruiert werden. Der Verlust an Ereignissen des Typs $\pi^+\pi^-\pi^\circ\pi^-$, der eintritt, wenn eines der Zerfallsphotonen des π° nicht nachgewiesen wird, läßt sich sehr genau durch Monte-Carlo-Ereignisse bestimmen. Gleichzeitig erhöht sich durch die hohe Nachweisschwelle von $25MeV/c^2$ der Untergrund durch den Kanal $\overline{p}n \rightarrow \omega\pi^\circ\pi^-$ (siehe unten). Um den Einfluß dieses Schnittes auf die π°-Erkennung zu untersuchen, wurde diese Schwelle variiert (siehe Tabelle 4.6). Dadurch verändert sich die Nachweiseffizienz des gesuchten Kanals um wenige Prozent. Um dieser Variation Rechnung zu tragen, wird ein systematischer Fehler von 3% angenommen.

Der Schnitt auf den spezifischen Energieverlust dE/dx der geladenen Teilchen wird ebenfalls vom Monte Carlo gut beschrieben. Die Werte des Energieverlustes dE/dx mußten für die Monte-Carlo-Ereignisse jedoch zunächst geeicht werden. In Abbildung 4.10 erkennt man, wie man die Pionen von den Kaonen diskriminieren kann. In der Abbildung sind ausschließlich Monte-Carlo-Ereignisse des Typs $\overline{p}n \rightarrow \phi\pi^-$ enthalten. Das ϕ zerfällt zu etwa 49% nach K^+K^-, aber auch in andere Kanäle, in denen geladene Pionen vorkommen. Diese Teilchen bilden in Abbildung 4.10 die Pionenbänder. Im linken Bild ist das monoenergetische Rückstoß-Pion zu sehen. In den „echten" Daten wurden im letzten Zwischenschritt (vergleiche Abbildung 4.4) durch diese Selektion etwa 7% der Ereignisse des gesuchten Typs verworfen. Studien dieses Schnittes haben ergeben, daß der systematische Fehler dieser Selektion im Bereich von unter 5% liegt.

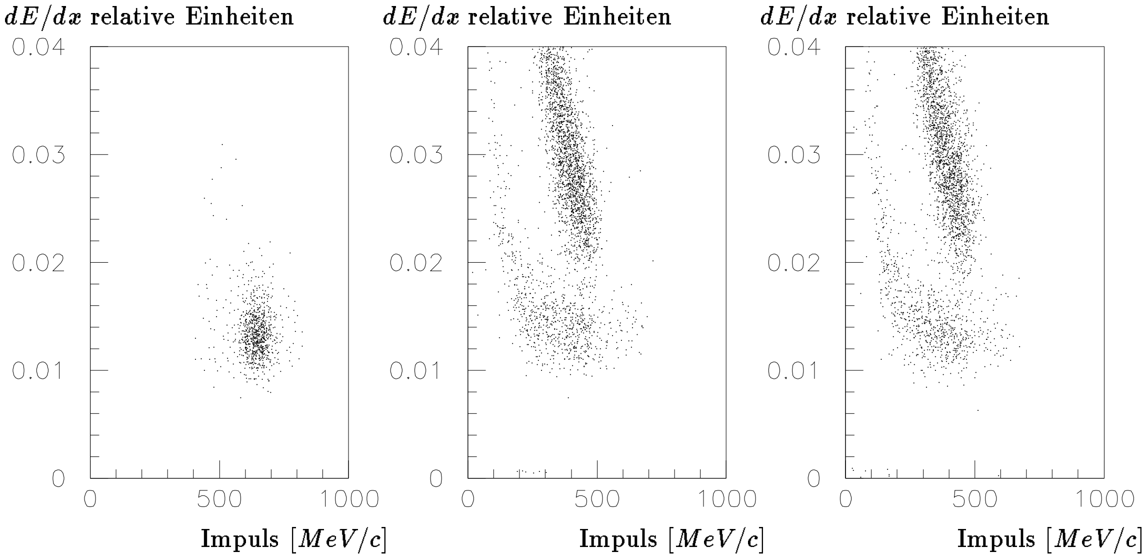


Abbildung 4.10: Verteilung von Energieverlust dE/dx in Abhängigkeit vom Impuls.
Die Energieverlustverteilungen von $\phi\pi^-$ Monte Carlo Daten. Links Teilchen mit der Hypothese π^-, Mitte Teilchen mit der Hypothese K^+, rechts Teilchen mit der Hypothese K^-

Der Einfluß der Schnitte in der Spurselektion (*first HIT, last HIT, # HIT*), liegt insgesamt bei etwa 10% (vergleiche Tabellen 4.5 und 4.6). Mit diesem Schnitt werden noch einmal speziell Ereignisse mit schlecht gemessenen Spuren, das heißt Spuren, die aufgrund ihrer Topologie einen größeren Meßfehler haben können, aussortiert. Diese Selektion wirkt sich bei Monte-Carlo-Daten und bei „echten" Daten fast gleich aus, obwohl in den „echten" Daten neben dem gesuchten Kanal auch noch Untergrundereignisse vorliegen. Der systematische Fehler dieser Schnitte sollte kleiner als 2% sein. Die Aufgabe dieser Schnitte ist es, dafür zu sorgen, daß der systematische Fehler in den Schnitten auf die Ereignisenergie und den Impuls des Ereignisses klein ist.

In der vorliegenden Analyse wurde lediglich zu Testzwecken vom kinematischen Fit Gebrauch gemacht. Der kinematische Fit variiert den Impuls der rekonstruierten Teilchen im Rahmen ihrer *angegebenen* Meßfehler dahingehend, daß gewisse, vom Anwender definierte Bedingungen wie die Energie- und Impulserhaltung für ein Ereignis gewährleistet sind. Der kinematische Fit wird klassifiziert nach der Anzahl seiner „Constraints“ (Bedingungen). Für Ereignisse, in denen alle Teilchen nachgewiesen wurden, verwendet man meist die Energie- und Impulserhaltung, was 4 „Constraints“ entspricht, 1 für Energie und 3 für den Impuls. Die Ergebnisse des kinematischen Fits sind die Wahrscheinlichkeit, daß das Ereignis die „Constraints“ erfüllen kann, und die entsprechend korrigierten Impulse der Teilchen. Liegt die Wahrscheinlichkeit unter einer gewissen Schwelle, so wird das Ereignis verworfen. Entscheidend bei der Verwendung des kinematischen Fits ist die genaue Angabe aller Meßfehler. Werden die Meßfehler zu groß oder zu klein angegeben, so verändert sich die Effizienz des kinematischen Fits und damit die Anzahl rekonstruierter Ereignisse. Um nicht von der Fehlerparametrisierung abhängig zu sein, wurde der kinematische Fit in dieser Analyse nicht verwendet.

Unter Berücksichtigung aller oben genannten Effekte ergeben sich für die getriggerten Daten folgende Nachweiseffizienzen:

Für den Kanal $\phi\pi^-$ wurden gemäß Abbildung 4.11 2780 ± 53 Monte-Carlo-Ereignisse rekonstruiert. Damit ergibt sich entsprechend der 11.170 Ereignisse, welche die Triggerbedingung erfüllen, eine Nachweiseffizienz von $24,9\% \pm 2,01\%_{system}$ für getriggerte Ereignisse. Der systematische Fehler wurde aus den oben erwähnten systematischen Fehlern berechnet. Der statistische Fehler ist gegenüber dem systematischen zu vernachlässigen.

Für den Kanal $\omega\pi^-$, mit $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^\circ$, wurden 834 ± 30 Monte-Carlo-Ereignisse von 2537 Ereignissen, welche die Triggerbedingung erfüllen, rekonstruiert (vergleiche Abbildung 4.12 und Tabelle 4.6). Damit ergibt sich eine Nachweiseffizienz von $32\% \pm 2,5\%_{system} \pm 1,1\%_{stat}$. Die Effizienz in diesem Kanal ist höher als in dem anderen, obwohl in diesem Kanal eine größere Anzahl an Teilchen rekonstruiert werden muß. Dieses hat seine Ursache darin, daß in den Monte-Carlo-Daten beim ϕ mehr Ereignisse enthalten sind, die nicht in den gesuchten Endzustand zerfallen, als beim ω-Meson.

Diese für beide Kanäle hohen Effizienzen kommen durch die Anreicherung „gut rekonstruierbarer “ Ereignisse mit Hilfe des Triggers zustande.

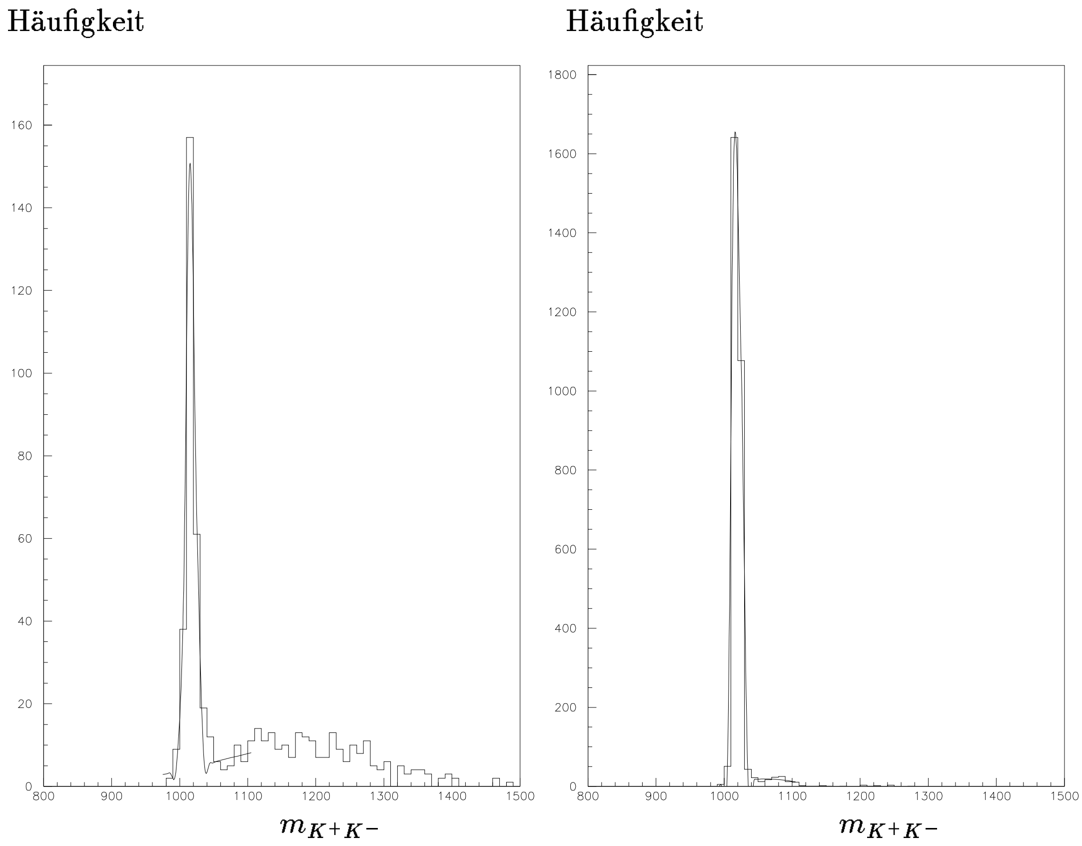


Abbildung 4.11: Vergleich der invarianten Masse $m_{K^+K^-}$ bei „echten" Daten für Ereignisse des Typs $\overline{p}n \to \phi\pi^-$

Links „echte" Daten, rechts Monte-Carlo-Daten

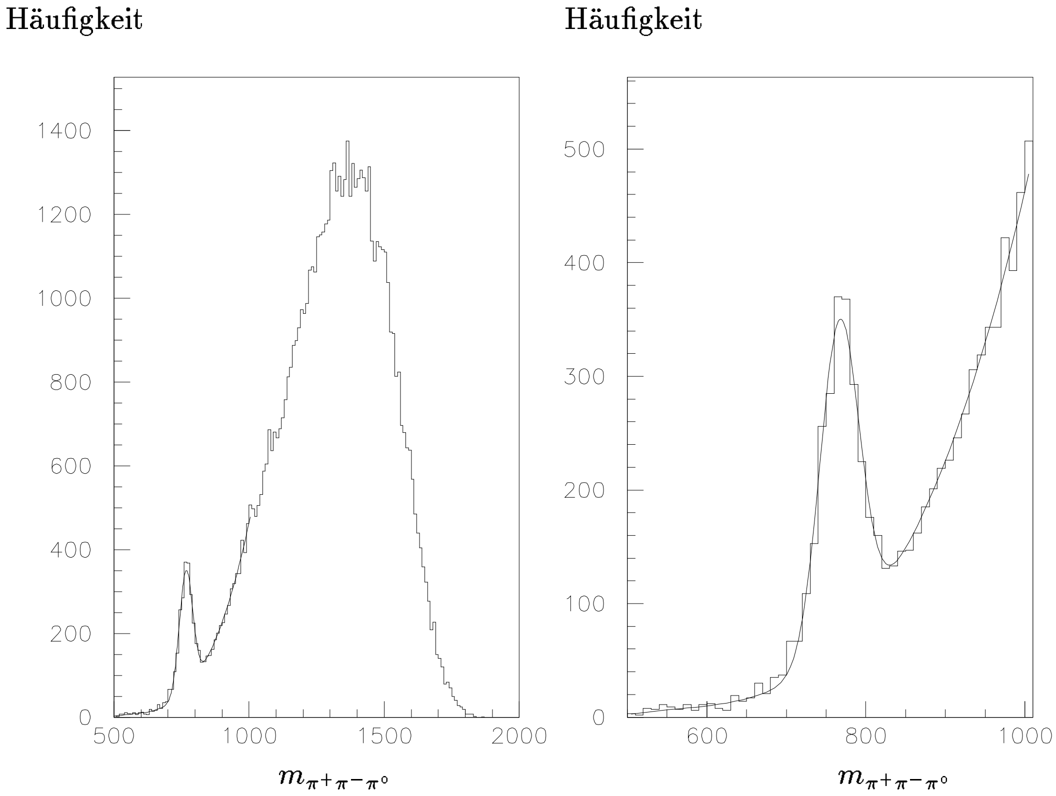


Abbildung 4.12: Bestimmung des Signals $\omega\pi^-$ aus der invarianten Masse $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$

4.8.2 Bestimmung des Untergrunds

Für die Untersuchung des Kanals $\overline{p}n \to \phi\pi^-$ wurden je 50000 Monte-Carlo-Ereignisse des Typs $\overline{p}n \to \phi\pi^-$ und $\overline{p}n \to K^+K^-\pi^-$ verwendet. Wie zu erwarten ist, erzeugen die phasenraumverteilten $K^+K^-\pi^-$ Ereignisse fast keinen Untergrund unter dem ϕ-Signal. Das gleiche gilt auch für die Ereignisse $\overline{p}n \to K^*K^-$, bei denen das K^* nach $K^+\pi^-$ zerfällt. Diese erzeugen keinen resonanten Untergrund im Bereich der Masse des ϕ. Ein Kanal, der möglicherweise Untergrund erzeugen könnte, ist der Kanal $\overline{p}n \to \phi\pi^-\pi^\circ$, mit $\phi \to K^+K^-$. Wenn das π° nicht nachgewiesen wird, können diese Ereignisse als $\phi\pi^-$ rekonstruiert werden. Voraussetzung dafür ist, daß das nicht nachgewiesene π° einen kleinen Impuls hatte, sonst würde der Schnitt auf den Impuls diese Ereignisse verwerfen. Der Beitrag dieser Untergrundereignisse läßt sich folgendermaßen abschätzen:

Aus dem Vergleich mit anderen Verzweigungsverhältnissen kann man erwarten, daß der Kanal $\overline{p}n \to \phi\pi^-\pi^\circ$ etwa so stark wie $\overline{p}n \to \phi\pi^-$ ist. Für viele Kanäle $\overline{p}n \to \phi X$ und $\overline{p}p \to \phi X$ wobei X für $\pi^\circ, \rho, \omega, \pi^\circ\pi^\circ, \pi^+\pi^-$ steht, liegt das Verzweigungsverhältnis bei etwa $0,5 * 10^{-3}$. Wenn der Untergrundkanal $\overline{p}n \to \phi\pi^-\pi^\circ$ nicht wesentlich davon abweicht, so sollte er um wenigstens 90% unterdrückt sein.

Aus den Vergleichen der Analyse, bei der zunächst alle Ereignisse verworfen wurden, in denen sich ein oder mehrere π° rekonstruieren ließen, kann man schließen, daß der Anteil der Ereignisse des Typs $K^+K^-\pi^-\pi^\circ$ im selektierten Signal kleiner als 10% ist. In Abbildung 4.13 ist die Anzahl der Splitoffs für die selektierten Ereignisse dargestellt. Die Verteilungen sind sich relativ ähnlich, obwohl in der linken Abbildung alle Ereignisse der letzten Selektionsstufe dargestellt sind, also sowohl die Ereignisse $\phi\pi^-$ als auch der Untergrund, und in der rechten Abbildung ausschließlich Monte-Carlo-Ereignisse des Typs $\phi\pi^-$. Wenn in dem selektierten Datensample noch eine größere Anzahl an Ereignissen mit π° enthalten wäre, so sollte sich dieses in einer erhöhten Anzahl der Ereignisse bemerkbar machen, die als „2 Splitoff" markiert sind. Insbesondere wenn das π° einen kleinen Impuls hat, zerfällt es in zwei γ, die beide oberhalb der Nachweisschwelle von $25MeV/c^2$ für γ liegen. Das Kalorimeter erfaßt aufgrund seines großen Raumwinkels 96% aller solcher γ, so daß bei niedrigen Energien der π° etwa 90% dieser Untergrundereignisse auch zwei γ im Kalorimeter hinterlassen. Dieser Untergrund wird durch einen systematischen Fehler von 5% berücksichtigt.

Für den Kanal $\overline{p}n \to \omega\pi^-$ ist der Hauptuntergrundkanal $\overline{p}n \to \omega\pi^-\pi^\circ$. Bei der $\overline{p}p$-Annihilation in Ruhe beträgt das Verhältnis

$$\frac{BR(\overline{p}p \to \omega\pi^\circ)}{BR(\overline{p}p \to \omega\pi^\circ\pi^\circ)} = \frac{5,73 * 10^{-3}}{20 * 10^{-3}} \tag{4.4}$$

nach [63][5]. Unter der Annahme, daß das entsprechende Verhältnis bei der $\overline{p}n$-Annihilation gleich ist, hat der Untergrundkanal $\overline{p}n \to \omega\pi^-\pi^\circ$ ein um den Faktor 3,5 höheres Verzweigungsverhältnis als der gesuchte Kanal.

Der Kanal $\overline{p}n \to \omega\pi^-\pi^\circ$ kann zum resonanten Untergrund durch die Ereignisse beitragen, in denen das zweite π° nicht rekonstruiert wurde. Auch bei diesem Untergrundkanal gilt das, was bereits oben über Ereignisse mit nicht rekonstruiertem π° gesagt wurde. Falls das nicht nachgewiesene π° einen großen Impuls hat, so wird es durch die Schnitte in der Ereignisenergie und im Ereignisimpuls verworfen. Bei kleinen Energien des π° erwartet man mit etwa 90% Wahrscheinlichkeit, daß beide der Zerfallsgamma des π° im Kalorimeter nachgewiesen werden und mit über 95% Wahrscheinlichkeit, daß wenigstens eines der beiden Zerfallsgamma nachgewiesen

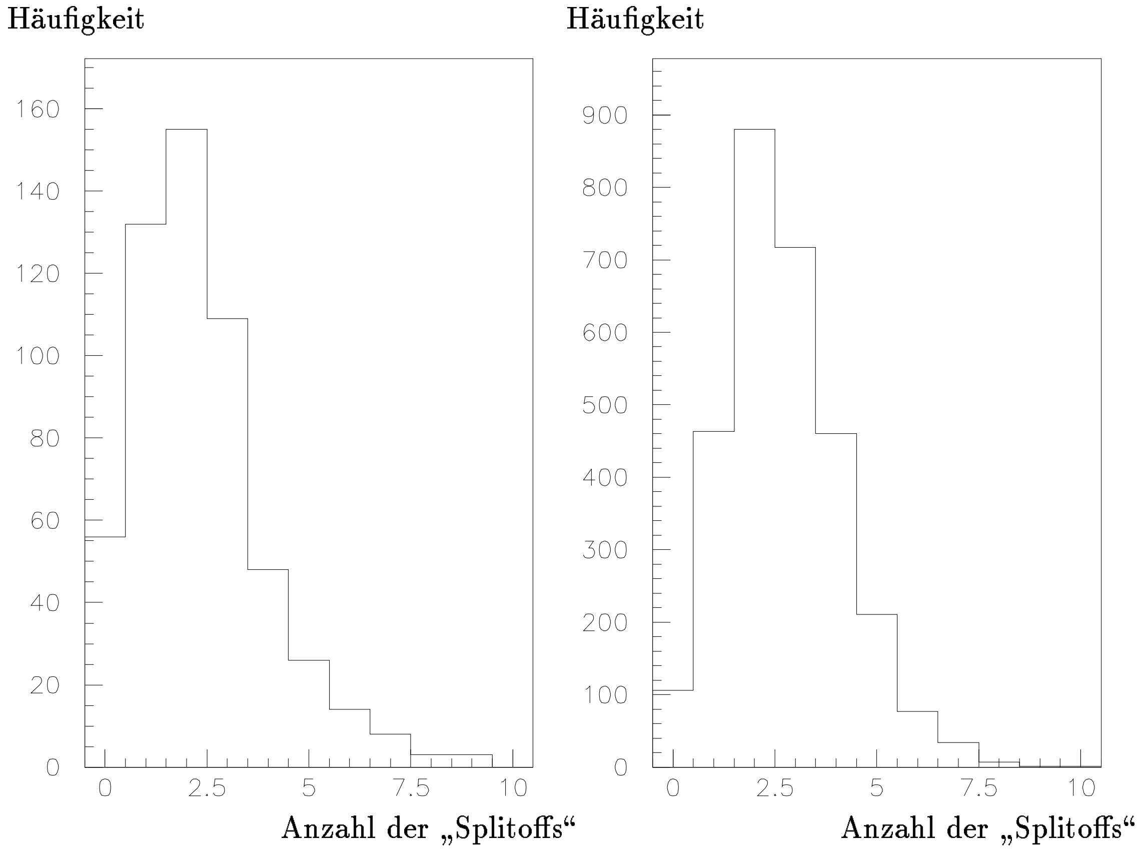


Abbildung 4.13: Anzahl der „Splitoffs“ im letzten Selektionsschritt für Ereignisse des Typs $\overline{p}n \rightarrow \phi\pi^-$

Links „echte“ Daten, rechts Monte-Carlo-Daten wird. Wenn der Kanal $\overline{p}n \rightarrow \omega\pi^-\pi^\circ$ in dem selektierten Datensatz einen Untergrund erzeugt, so müssen für diese Untergrundereignisse die Zerfallsgamma des π° für Splitoffs gehalten worden sein. Daher wurden in Tabelle 4.7 die Anzahl rekonstruierter Ereignisse für „echte“ Daten und Monte-Carlo-Daten des Typs $\overline{p}n \rightarrow \omega\pi^-$ in Abhängigkeit von der Anzahl der “Splitoffs“ dargestellt.

# „Splitoffs“	Daten Anzahl	Monte Carlo Anzahl	Verhältnis Daten/Monte Carlo
≤ 4	1767	834	2,11
0	1189	573	2,07
1	418	180	2,33
2	112	36	3,1

Tabelle 4.7: Anzahl der als $\overline{p}n \rightarrow \omega\pi^-$ rekonstruierten Ereignisse in Abhängigkeit von der Anzahl der „Splitoffs“

Für Ereignisse mit Null und einem „Splitoff“ ist das Verhältnis von der Anzahl rekonstruierter $\omega\pi^-$ Ereignisse aus „echten“ Daten und Monte Carlo nahezu gleich. Erst bei 2 „Splitoffs“ ist die Anzahl der rekonstruierten $\omega\pi^-$-Ereignisse aus den „echten“ Daten überproportional groß. Diese zusätzlichen Ereignisse stammen voraussichtlich aus dem Untergrundkanal $\overline{p}n \rightarrow \omega\pi^-\pi^\circ$. Da der Untergrund bei Ereignissen mit keinem „Splitoff“ minimal ist, werden für die Bestimmung des Verhältnisses der ϕ/ω Produktion die Anzahlen der Ereignisse mit keinem „Splitoff“ verwendet. Für diese beträgt die Rekonstruktionseffizienz aus den getriggerten Daten $(32,5\pm2,5\pm1,1)\%$. Der systematische Fehler durch diesen Untergrund ist kleiner als 5%.

4.9 Ergebnis

Unter Berücksichtigung aller oben erwähnten Effekte ergibt sich das relative Verzweigungsverhältnis $R = \frac{BR(\overline{p}n\rightarrow\phi\pi^-)}{BR(\overline{p}n\rightarrow\omega\pi^-)}$ zu

$$\frac{(258\pm16)_\phi}{(24,9\pm2,01)\%_{eff}} * \frac{(32,5\pm2,5\pm1,1)\%_{eff}}{(1767\pm45)_\omega} = 0,191\pm0,024_{system}\pm0,013_{stat} \quad . \tag{4.5}$$

Der systematische Fehler beinhaltet einen relativen systematischen Fehler von je 8% und 6% in der Bestimmung der Effizienz und des Untergrundes bei den beiden Kanälen $\overline{p}n \rightarrow \phi\pi^-$ und $\overline{p}n \rightarrow \omega\pi^-$. Die oben genannten systematischen Fehler wurden als im wesentlichen linear unabhängig betrachtet und für das Endergebnis quadratisch addiert. Damit wird dem Rechnung getragen, daß sich einige Fehler aufgrund ihrer Abhängigkeiten voneinander linear addieren, andere im relativen Verzweigungsverhältnis gerade kompensieren.

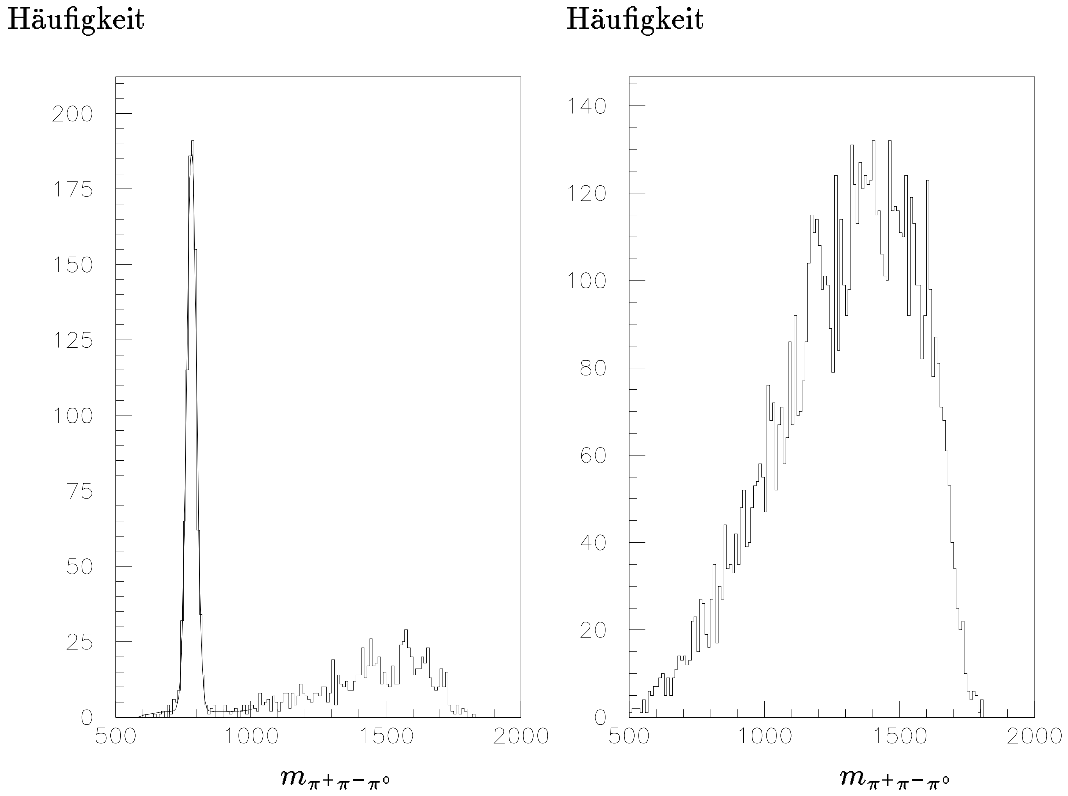


Abbildung 4.14: Monte-Carlo-Daten zur invarianten Masse $m_{\pi^+\pi^-\pi^0}$
Links Monte-Carlo-Ereignisse des Typs $\overline{p}n \rightarrow \omega\pi^-$, rechts Monte Carlo, phasenraumverteilte $\overline{p}n \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^-$ Ereignisse

Kapitel 5

Diskussion der Ergebnisse

In der oben durchgeführten Analyse hat sich herausgestellt, daß das Verhältnis R der ϕ/ω-Produktion in den Kanälen $\overline{p}n \rightarrow \phi\pi^-$ und $\overline{p}n \rightarrow \omega\pi^-$ den Wert $0,191 \pm 0,024_{system} \pm 0,013_{stat}$ hat. Dieses Verhältnis steht im krassen Widerspruch zu dem Verhältnis von $1/240$, welches man unter Annahme des Konstituenten-Quarkmodells, in dem das Proton und das Neutron lediglich aus drei Quarks (uud und ddu) zusammengesetzt sind, und der OZI-Regel erwartet.

Wenn man das Verhältnis jedoch mit dem entsprechenden aus der $\overline{p}p$-Annihilation in Ruhe vergleicht, $BR(\overline{p}p \rightarrow \phi\pi^\circ)/BR(\overline{p}p \rightarrow \omega\pi^\circ) = 0,167 \pm 0,013 \pm 0,013$ [57], so passen diese Ergebnisse gut zusammen. Das ermittelte Verhältnis ist auch mit dem vom OBELIX-Experiment ermittelten Wert von $BR(\overline{p}n \rightarrow \phi\pi^-)/BR(\overline{p}n \rightarrow \omega\pi^-) = 0,133 \pm 0,026$ [64] kompatibel.

Natürlich hängt das Verhältnis der Produktionsraten $R(\phi X/\omega X)$ von dem Teilchen X ab, das zusammen mit dem ϕ, ω erzeugt wird. Wenn das X zum Beispiel auch ein ϕ-Meson ist, so ist die Erzeugung des Endzustandes $\phi\phi$ aus der $\overline{p}n$- und $\overline{p}p$-Annihilation in Ruhe aus kinematischen Gründen unmöglich. Im Gegensatz zu den direkten Übergängen in drei oder mehr Teilchen, wo der Phasenraum eindeutig definiert ist, ist die Angabe eines Phasenraums für Zweikörperzerfälle, in denen die Energien und Impulse bis auf die natürliche Breite der Resonanzen festgelegt ist, problematisch. Es gibt mehrere Modelle, die versuchen, die experimentellen Daten durch Einführung geeigneter dynamischer Faktoren zu beschreiben (siehe Tabelle 5.1) [25][56][58][62][71]. Die Werte dieser Faktoren liegen typischerweise im Bereich von $0,8$ - $1,3$ und reichen nicht aus, die große Diskrepanz zwischen Messung und OZI-Regel zu erklären.

Interessant ist auch der Vergleich von $R(\phi X/\omega X)$ bei anderen Kanälen $X = \pi^\circ, \eta, \gamma, \pi^\circ\pi^\circ ...$ (siehe Tabelle 5.2 und Abbildung 5.1). Man erkennt, daß die OZI-Regel in den meisten Fällen verletzt ist. Die Abweichung von der OZI-Regel ist aber nicht in allen Fällen gleich ausgeprägt, sondern hängt in erheblichem Maße von den weiteren beteiligten Teilchen (Mesonen/Gamma) ab. Besonders stark ist die Abweichung in den Kanälen $\phi\pi/\omega\pi$ und $\phi\gamma/\omega\gamma$. Die Verhältnisse $R(\phi X/\omega X)$ sind für $X = \pi^-, \pi^\circ, \pi^+$ in etwa gleich. Der Isospin des Anfangszustandes scheint also keinen großen Einfluß auf das Produktionsverhältnis zu haben.

Die Ursache für diese Abweichungen wird in unterschiedlicher Weise diskutiert.

So gibt es Überlegungen, ob der Anfangszustand, Annihilation aus der S-Welle oder der P-Welle, einen Einfluß auf das Verhältnis haben kann [10]. Um das zu untersuchen, sind Vergleiche von Annihilationen in einem flüssigen und einem gasförmigem Target sinnvoll.

Modell	f_{dyn}	$\frac{BR(\omega\pi^\circ)}{BR(\phi\pi^\circ)}$	$\frac{BR(\omega\pi^-)}{BR(\omega\eta)}$	$\frac{BR(\phi\pi^-)}{BR(\phi\eta)}$	$\frac{BR(\omega\eta)}{BR(\phi\eta)}$	$\frac{BR(\omega\pi^-)BR(\phi\eta)}{BR(\phi\pi^-)BR(\omega\eta)}$
[25, 56]	q	$1,178$	$1,171$	$1,308$	$1,316$	$0,895$
[58]	1	$1,0$	$1,0$	$1,0$	$1,0$	$1,0$
[62]	qE_aE_b	$1,249$	$1,146$	$1,253$	$1,366$	$0,915$
[71]	$qe^{A\sqrt{s-(m_a+m_b)^2}}$	$0,975$	$0,803$	$0,763$	$0,926$	$1,052$

Tabelle 5.1: Relative dynamische Faktoren

Mit q wird der Impuls der Mesonen mit den Massen $m_{a,b}$ und den Energien $E_{a,b}$ bezeichnet. s ist hier durch $4m_p^2$ zu ersetzen. Die Konstante $A = -1,2GeV^{-1}$ wurde experimentell bestimmt.

Kanal	$R(\phi/\omega)$	Quelle
$\overline{p}p \rightarrow \phi\gamma, \omega\gamma$	$0,23 \pm 0,09$	[76]
$\overline{p}p \rightarrow \phi\pi^\circ, \omega\pi^\circ$	$0,14 \pm 0,04$	[51]
$\overline{p}p \rightarrow \phi\eta, \omega\eta$	$0,006 \pm 0,002$	[52]
$\overline{n}p \rightarrow \phi\pi^+, \omega\pi^+$	$0,110 \pm 0,016$	[64]
$\overline{p}d \rightarrow \phi\pi^-, \omega\pi^-$	$0,191 \pm 0,024 \pm 0,013$	diese Arbeit
$\overline{p}d \rightarrow \phi\pi^-, \omega\pi^-$	$0,133 \pm 0,026$	[64]
$\overline{p}p \rightarrow \phi\pi^\circ\pi^\circ, \omega\pi^\circ\pi^\circ$	$0,006 \pm 0,003$	[51]
$\overline{p}p \rightarrow \phi\pi^+\pi^-, \omega\pi^+\pi^-$	$0,007 \pm 0,0014$	[48]
$\overline{p}p \rightarrow \phi\omega, \omega\omega$	$0,019 \pm 0,007$	[18][6]
$\overline{p}p \rightarrow \phi\rho^0, \omega\rho^0$	$0,0063 \pm 0,0016$	[10][75]

Tabelle 5.2: Verhältnisse $R(\phi/\omega)$ für Annihilationen in Ruhe.

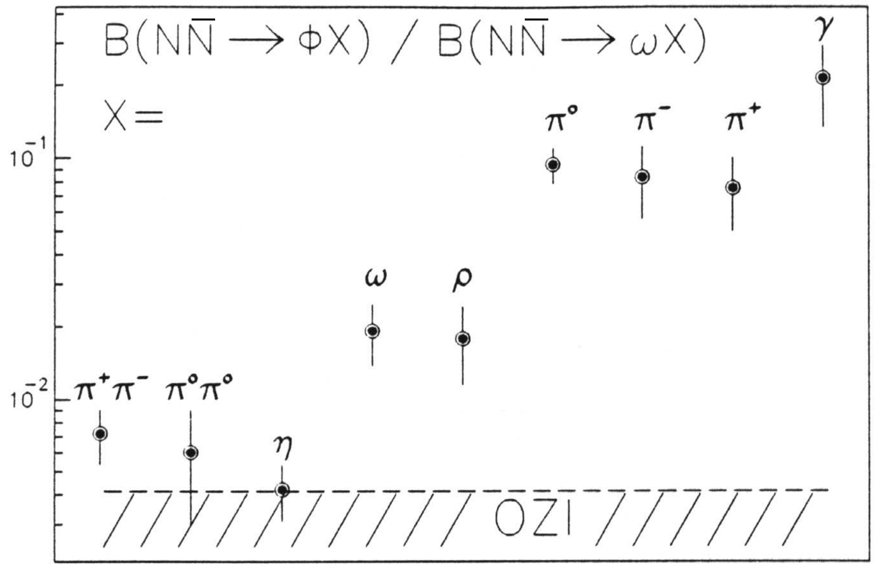


Abbildung 5.1: Relative Verzweigungsverhältnisse $\frac{BR(N\overline{N}\to\phi X)}{BR(N\overline{N}\to\omega X)}$ für Annihilation in Ruhe.

Im Jahre 1988 veröffentlichten A. Etkin et al. einen Artikel [11], in dem eine OZI-unterdrückte ϕ-Produktion in dem Kanal $\pi^- p \to \phi\phi n$ bei $22 GeV/c$ mit Hilfe von gluonischen Zwischenzuständen erklärt werden konnte.

Von [39] und [44] wird eine erhöhte ϕ-Produktion in der Reaktion $\pi^- p \to \phi\pi^\circ n$ in Zusammenhang mit einem „cryptoexotic 4quark" Zwischenzustand C gebracht.

Eine andere Möglichkeit, eine höhere Rate der ϕ-Produktion zu erklären, besteht in der Annahme einer Endzustandswechselwirkung, bei der das ϕ nicht direkt aus der Nukleon-Antinukleon-Annihilation heraus entsteht, sondern über OZI-erlaubte Zwischenzustände [60][61]. Locher et al. [60] beschreiben den Prozeß der ϕ-Produktion in folgender Weise: Das $\overline{p}p$-System zerfällt zunächst OZI-erlaubt in $K^*\overline{K}$. Diese Mesonen tauschen dann, OZI-erlaubt, ein virtuelles Kaon aus, so daß sich der Endzustand $\phi\pi^\circ$ bildet. Neben der ϕ-Produktion über $K^*\overline{K}$ werden auch $\rho\rho$ und andere Kanäle mit einbezogen (vergleiche Abbildung 5.2). Die überhöhte ϕ-Produktion bei $\phi\gamma$ wird von ihnen mit Hilfe des Vektor-Meson-Dominanz-Modells beschrieben.

Ein ganz anderer Weg, die Experimente mit der OZI-Regel in Einklang zu bringen, wird von [46][47][48][42][43] beschritten. Die starke ϕ-Produktion läßt sich auch durch die Annahme eines gewissen intrinsischen $s\overline{s}$-Gehalts im Proton und Neutron erklären. In dem Fall könnte das ϕ-Meson über den Anteil der Strangeness im Nukleon gemäß der OZI-Regel erzeugt werden. Schon ein Beitrag von nur wenigen Prozent $s\overline{s}$ im Proton und Neutron würde ausreichen, das OZI-erwartete Verhältnis der ϕ-Produktion erheblich zu verändern. Im Fall des in dieser Arbeit untersuchten Kanals werden etwa 43 mal mehr ϕ erzeugt, als es von der OZI-Regel unter der Annahme keiner Strangeness im Proton und Neutron erwartet wird. Bereits ein Beitrag von 8,8% $s\overline{s}$ im Nukleon wäre gemäß Gleichung (5.1) [48] ausreichend, die Abweichung vom Faktor

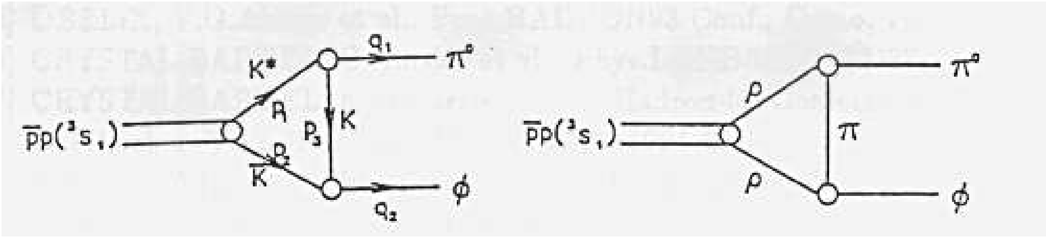


Abbildung 5.2: Rescattering Diagramme mit Beiträgen zum Prozess $\overline{p}p \to \phi\pi^{\circ}$ [60].

43 für die OZI-Regel ohne $s\overline{s}$ im Proton auszugleichen. Dabei stehen in der Gleichung (5.1) Z für den Anteil an $s\overline{s}$ im Nukleon, δ für die Abweichung vom idealen Mischungswinkel (vergl. Abschnitt 1.1.1) und f für einen dynamischen Faktor (siehe oben). Im Grenzfall für $Z = 0$ ergibt sich aus Gleichung 5.1 die bekannte OZI-Regel mit den Korrekturen f zur Beschreibung der Annihilationsdynamik.

$$R = \left(\frac{Z - \tan\delta}{1 - Z\tan\delta} \right)^2 * f \tag{5.1}$$

Auch im Zusammenhang mit anderen Eigenschaften des Nukleons wird immer wieder ein $s\overline{s}$-Anteil im Nukleon diskutiert.

Bei der Pion-Nukleon-Streuung wird der σ-Term σ_{NN} berechnet, der ein Maß für den Anteil an u- und d-Quarks im Nukleon ist [50][73][74].

$$\sigma_{NN} = \frac{m_u + m_d}{2M} < N|u\overline{u} + d\overline{d}|N > \tag{5.2}$$

Der gemessene Wert für diesen σ-Term weicht von dem aus der Massenformel berechneten ab. Diese Abweichung läßt sich unter anderem durch die Annahme eines kleinen $s\overline{s}$-Gehalts im Nukleon erklären.

Ebenso werden im Zusammenhang mit dem Spin des Protons [49][22][45], der nach dem Konstituenten-Quarkmodell von den drei Konstituentenquarks getragen wird, ein möglicher $s\overline{s}$-Gehalt im Nukleon diskutiert.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Reaktionen $\overline{p}n \to \phi\pi^-$ und $\overline{p}n \to \omega\pi^-$ bei Annihilation in Ruhe im flüssigen Deuterium untersucht. Dabei wird das ϕ über seinen Zerfall in K^+K^- nachgewiesen und das ω aus seinem Zerfall in $\pi^+\pi^-\pi^\circ$. Die hierzu verwendeten Daten wurden im Jahre 1991 im europäischen Laboratorium für Teilchenphysik CERN in Genf mit dem Crystal-Barrel-Spektrometer aufgezeichnet.

In diesem Experiment wurden die vom LEAR-Antiprotonenspeicherring heruntergekühlten Antiprotonen in einem Flüssig-Deuteriumtarget gestoppt. Die bei der darauffolgenden Antiproton-Deuterium-Annihilation entstehenden Reaktionsprodukte werden mit dem Crystal-Barrel-Spektrometer nachgewiesen. Die geladenen Teilchen werden mit Hilfe der Jet-Driftkammer JDC ausgemessen, während die neutralen Teilchen mit dem Kalorimeter nachgewiesen werden.

Die Daten für die Analyse der Kanäle $\overline{p}n \to \phi\pi^-$ und $\overline{p}n \to \omega\pi^-$ wurden mit einem speziellen Trigger aufgezeichnet, der gut rekonstruierbare Ereignisse mit drei geladenen Teilchen anreichert.

Die zu Beginn dieser Analyse verwendete Methode zur Rekonstruktion geladener Teilchen hatte eine geringe Effizienz und es war nicht sicher, ob geladene Kaonen und geladene Pionen mit der gleichen Effizienz rekonstruiert werden konnten. Als Ursache für die geringe Effizienz stellte sich die Methode heraus, mit der die Hits in der JDC zu Teilchenspuren zusammengesetzt werden (Mustererkennung).

Durch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Implementation der Fuzzy-Radon-Transformation auf die Mustererkennung in der JDC konnte die Effizienz, Ereignisse mit drei geladenen Pionen zu rekonstruieren, um 65% gesteigert werden. Gleichzeitig verbesserte sich die Energieauflösung für Ereignisse mit drei geladenen Pionen um 20%. Damit war die notwendige Voraussetzung für die Rekonstruktion der geladenen Teilchen aus den Daten geschaffen.

In der Analyse wurde das relative Verzweigungsverhältnis $R = BR(\overline{p}n \to \phi\pi^-)/BR(\overline{p}n \to \omega\pi^-)$ zu $0,191 \pm 0,024_{system} \pm 0,013_{stat}$ bestimmt. Dieses Verhältnis steht im Widerspruch zu dem Verhältnis von 1/240, das man aufgrund der OZI-Regel erwartet, wenn man annimmt, daß es keinen $s\overline{s}$-Gehalt im Proton und Neutron gibt. Andererseits deckt sich dieses Ergebnis sehr gut mit dem entsprechenden Verhältnis bei der $\overline{p}p$-Annihilation. Dort ergibt sich das relative Verzweigungsverhältnis $R = BR(\overline{p}p \to \phi\pi^\circ)/BR(\overline{p}p \to \omega\pi^\circ)$ zu $0,167 \pm 0,013 \pm 0,013$ [57]. Dieses Verhältnis zeigt also keine Abhängigkeit vom Isospin des Anfangszustands.

Als Ursache für diese Abweichung von der OZI-Regel werden vor allen Dingen zwei Möglichkeiten diskutiert. Einerseits läßt sich das gemessene Verhältnis R mit der OZI-Regel in Einklang bringen, wenn man annimmt, daß es einen intrinsischen $s\overline{s}$-Gehalt im Proton und Neutron von etwa $8,8\%$ gibt, so daß die ϕ-Produktion über OZI-erlaubte Diagramme geschieht

[46][47][48][42][43]. Eine andere Möglichkeit, die Messungen mit der OZI-Regel in Einklang zu bringen, besteht darin, andere Mechanismen zu finden, in denen das ϕ über eine Reihe von jeweils OZI-erlaubten Prozessen erzeugt wird, wie zum Beispiel über einen K^*K Zwischenzustand [60].

Literaturverzeichnis

[1] L. Adiels et al., Z. Physik C42(1989)49.

[2] J. Adomeit, Untersuchungen zur Teilchendiskriminierung anhand von Energieverlustberechnungen am Crystal-Barrel-Detektor, Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Hamburg (1995)

[3] C. Amsler (Crystal Barrel Collaboration), SSpectatoränd NonspectatorNeutrons in the Reaction $\overline{p}d \rightarrow \pi^\circ\pi^\circ\pi^\circ n$ for Stopped Antiprotons,

[4] C. Amsler et al., The Pseudoscalar mixing angle θ_{ps} from η and η' production in $\overline{p}p$ annihilation at rest, Phys. Lett. B294(1992)451-456.

[5] C. Amsler (Crystal Barrel Collaboration), Antiproton-Proton Annihilation at Rest into $\omega\pi^\circ\pi^\circ$, CERN-PPE/93-74 (1993).

[6] C. Amsler (Crystal Barrel Collaboration), Z. Phys. C 58 (1993) 175.

[7] C. Amsler et al., Anti-proton - proton annihilation at rest into two body final states, Z. Phys. C58(1993)175-190.

[8] P.Anninos et al., Topical Conf. Resonances,
Ohio Univ., Athens, Ohio, 1965

[9] J. Reifenröther, E. Klempt, Phys. Lett. B245 (1990) 885

[10] J. Reifenröther et al., ϕ Production in $\overline{p}p$ Annihilation at Rest, ASTERIX Collaboration, Phys. Lett. B267(1991)299-308.

[11] A. Etkin et al., Phys. Letters B 201 (1988) 568

[12] F.-H. Heinsius, T. Kiel, Crystal Data Reconstruction Software, CB note 92 Rev. 11 (1992), unveröffentlicht.

[13] Christoph Berger, Teilchenphysik, ISBN 3-540-54218-3 Springer-Verlag Berlin Heidelberg NewYork 1992

[14] A. Bettini et al., Nuov. Cim. 47(1967)642.

[15] A. Bettini et al., Nuov. Cim. 63A(1969)1199.

[16] A. Bettini et al., Nuov. Cim. 63(1969)1139.

[17] A. Bettini et al., Nuov. Cim. 62(1969)1038.

[18] R. Bizzari et al., Nucl. Phys. B 27 (1971) 140.

[19] J. Blom et al., A Fuzzy Radon Transformation for Track Recognition Buys Ballot Laboratory,University of Utrecht (Niederlande) Oktober 1993

[20] R. K. Bock et. al., Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation, Vol. 2, European Physical Society, CERN (Januar 1984)

[21] D. Bridges et al., PRL 56(1986)215

[22] S.Brodsky, J. Ellis and M. Karliner, Phys. Letter B206 (1988) 309

[23] R. Brun et al., GEANT3, CERN Report DD/ee/84-1(1987).

[24] LEAR PS182, S. Carius, PhD Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm, May 1986.

[25] J. Carbonell, G. Ihle and J. M. Richard, Z. Phys.A334(1989)329.9

[26] F.-H. Heinsius und T. Kiel, crystal data reconstruction, CB note 92, Universität Hamburg, Hamburg 1988, unveröffentlicht.

[27] C. A. Meyer, Chamber Reconstruction Software, CB note 93 (1991), unveröffentlicht.

[28] F.-H. Heinsius, Calibration Constants Database Software, CB note 122 (1991), unveröffentlicht.

[29] C. A. Meyer, User Guide for Locater 1.50, CB note 123 (1991), unveröffentlicht.

[30] R. Bossingham, Monte Carlo Software CBGEANT, CB-Note 169, University of California, 1992, unveröffentlicht.

[31] M. Burchell, Hadronic Splitoffs, CB-note 201, CERN, (1992) unveröffentlicht.

[32] F.-H. Heinsius, B. Kämmle, T. Kiel, P. Schmidt, Data Quality Checks and 2/4 Prong DST Production, CB note 203, unveröffentlicht.

[33] A.J. Noble, A Study of Hadronic Interactions in CBGEANT: FLUKA vs GHEISHA, CB note 258, unveröffentlicht.

[34] J. Meier, Studies upon a possible Laserkalibration, CB-minutes Januar 1995, unveröffentlicht.

[35] CERN Programming Library, Function Minimization and Error Analysis, CERN Geneva, Switzerland D506, März 1992.

[36] E. Aker et al., The Crystal Barrel Detector at LEAR, Nuclear Instruments and Methods, A321(1992)69.

[37] M. Chiba et al., Phys. Lett. B202(1988)447.

[38] M. Chiba et al., Phys. Rev. D39(1989)3227.

[39] F.E. Close and H.J. Lipkin, Phys. Letters B 196 (1987) 245

[40] F.E. Close, The Nucleon Spin Crisis Bible, Invited talk at the 6th ICTP Workshop, Trieste, Italy, 3-14. May 1993, RAL-93-034.

[41] F.E. Close, R.G. Roberts, Consistent Analysis of the Spin Content of the Nucleon, Phys. Lett. B316(1993)165-171.

[42] R. Decker, D. Woitschitzky,
A test of the OZI-rule in proton-antiproton annihilation, Phys. Lett. B273(1991)301-305.

[43] R. Decker, M. Novakowsky and U. Wiedner, Fortschritte der Physik Vol 41 (1993) 2, 87-149

[44] C.B. Dover and P.M. Fishbane, Phys. Rev. Letter 62 (1989) 2917

[45] J. Ellis, R. Flores and S.Ritz, Phys. Letters B198 (1987) 393

[46] J. Ellis, E. Gabathuler, M. Karliner, Phys. Lett. B217(1989)173.

[47] J.Ellis, M. Karliner Phys. Lett. B 313 (1993) 407.

[48] J.Ellis, M. Karliner, D.E. Kharzeev and M.G. Sapozhnikov, Abundant ϕ-meson production in $\overline{p}p$ annihilation at rest and strangeness in the nucleon, CERN-TH.7326/94, December 1994.

[49] EMC collaboration, J. Ashman et al.,
Phys. Lett. B206(1988)364.; Nucl. Phys. B328(1990)1.

[50] T.Ericson, Low energy pion-nucleon scattering and the nucleon sigma term, CERN-TH.6165/91 (1991)

[51] M.A. Faessler (Crystall Barrel Collab.), Conference NAN '93, Moskow 1993;
Phys. At. Nuclei 57 (1994) 1693.

[52] M.A. Faessler (Crystall Barrel Collab.), Hadron '93, Como 1993

[53] H. Fesefeldt,The Simulation of Hadronic Showers — Physics and Applications — , III. Physikal. Inst. RWTH Aachen,1985

[54] Richard L. Ford and Walter R. Nelson, The EGS Code System: Computer programs for the Monte Carlo simulation of electromagnetic cascade showers (Version 3), Report 210,SLAC (Stanford),1978

[55] R. Glantz, Untersuchungen zur Richtungsrekonstruktion für Photonen im Crystal-Barrel-Kalorimeter, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1992.

[56] U. Hartmann, E. Klempt, J. Körner, Proton- Antiproton Annihilation at Rest into Two Mesons and the Quark Line Rule, Z. Phys. A 331(1988)217-222.

[57] T. Kiel, Untersuchung der ω- und der ϕ- Produktion in der Proton- Antiproton Annihilation, Dissertation 1994, Uni Hamburg

[58] E. Klempt, Phys. Lett. B 244(1990)122.

[59] A.K. Louis, Inverse und schlecht gestellte Probleme, B.G. Teubner Stuttgart 1989.

[60] M. P. Locher, Y. Lu, Rescattering mechanisms for $\overline{p}p \rightarrow \phi X$ and the OZI rule reexamined, PSI-PR-94-38, 1994

[61] Y. Lu et. al., Z. Phys. A 345 (1993) 207

[62] S. Mundigl, M. Vicente Vacas, W. Weise, Protonium annihilation into two mesons, Z. Phys. A 338(1991)103-110.

[63] C. Amsler (Crystal Barrel Collaboration), Antiproton-Proton Annihilation at Rest into Two Mesons, Nuclear Physics A558(1993) 127c-136c.

[64] V.G. Ableev, Obelix Collaboration, ϕ and ω meson production in $\overline{n}p$ annihilation and the OZI rule, Physics Letters B 334 (1994) 237-243

[65] S. Okubo, Phys. Letters 5 (1963) 165; G. Zweig, CERN preprint No. 8419/TH412 (1964); I. Izuka, Progr. Theor. Phys. Suppl. 37 (1966) 21.

[66] C. Peterson, Neural Networks in High Energie Physics Algorithms and Results, Invited talk at the „Second International Workshop on Sotfware Engineering, Artificial Intelligence and Expert Systems for High Energy and Nuclear Physics“, LU TP 92-6, 1992

[67] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Rev. D(1994).

[68] D. H. Perkins, Introduction to high energy physics, Addison-Wesley, ISBN 0-201-05757-3

[69] D. Schmele, Das Lichtpulser-System des Crystal Barrels, Diplomarbeit, Universität Hamburg, November 1992, unveröffentlicht

[70] C. Straßburger, Nachweis von Vektormesonen im Crystal Barrel Detektor, Diplomarbeit, Universität Mainz, 1990.

[71] J. Vandermeulen, $N\overline{N}$ Annihilation creates two mesons, Z. Phys. C 37(1988)563-567.

[72] Rob Veenhof,Garfield, a drift-chamber simulation program,CERN, program library W5050, 1991

[73] U. Wiedner et al., Hidden strangeness in the Proton ? Determination of the real part of the isospin-even forward-scattering amplitude of pion-nucleon scattering at $54.3 MeV$, Phys. Rev. D40(1989)3568.

[74] U. Wiedner, Untersuchungen der OZI-Regel in der Proton- Antiproton Annihilation und weitere Studien zum Quarkinhalt des Protons, Habilitationsschrift, Universität Hamburg (1992).

[75] P. Wiedenauer et al., Z. Phys. C58 (1993) 387.

[76] U. Wiedner (Crystal Barrel Collab), Few Body Problems, Williansburg 1994

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Danksagung

Diese Arbeit enstand im Rahmen des Crystal-Barrel-Projekts am I. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg.

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen, mich bei allen, die beim Zustandekommen dieser Arbeit geholfen haben, ganz herzlich zu bedanken.

Dem CERN sei als Standort des Crystal-Barrel-Experiments für dessen Gastfreundschaft und für die Bereitstellung von Ressourcen gedankt sowie den vielen Kollegen in der Kollaboration für deren Einsatz.

Im Besonderen möchte ich mich bedanken bei

- meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. U. Strohbusch, der mir diese Arbeit ermöglichte und mich betreute,
- meinen ehemaligen und jetzigen Mitdoktoranden Dr. Fritz-Herbert Heinsius, Dr. Torsten Kiel, Dr. Helmut Kreiser, Reinhardt Lekebusch, Jürgen Meier, Peter Schmidt, Rainer Seibert sowie unserem Diplomanden Jörn Adomeit für die fruchtbare Zusammenarbeit, viele anregende Diskussionen und die schöne Zeit, die wir miteinander verbracht haben.
- Ebenso danke ich Herrn Dr. Ulrich Wiedner für zahlreiche Diskussionen.

Nicht zuletzt gehört der Dank meiner Mutter, die mich stets unterstützte, sowie allen meinen lieben Freunden.