

Institut für Kernphysik

**Messung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi\pi$
am Experiment JETSET**

Olaf Steinkamp

Messung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow e\bar{e}$ am Experiment JETSET

Olaf Steinkamp

Handwritten text, possibly a signature or name, appearing in the center of the page.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Motivation	5
3	Das Experiment JETSET	19
3.1	Der LEAR Antiprotonen-Strahl	23
3.2	Das H ₂ Cluster-Jet-Target	27
3.3	Der Detektor	30
3.3.1	Die Trigger-Szintillatoren	30
3.3.2	Der Spurdetektor	35
3.3.3	Zähler zur Teilchenidentifizierung	39
3.3.4	Der Nachweis neutraler Teilchen	41
3.4	Der Trigger	44
4	Die Auswertung der Daten	49
4.1	Die Rekonstruktion der Ereignisse	51
4.1.1	Die Datenreduktion	52
4.1.2	Die Rekonstruktion geladener Spuren	53
4.1.3	Die vollständige geometrische Rekonstruktion	58
4.1.4	Die kinematische Rekonstruktion	64
4.2	Schnitte zur Untergrund-Reduktion	68
4.2.1	Schnitte auf der Topologie der Ereignisse	69

4.2.2	Schnitte auf der Kinematik	71
4.3	Die Kompatibilität mit den β -Messungen	73
4.3.1	β -Messung in den Silizium-dE/dx-Zählern	74
4.3.2	β -Messung in den Schwellen-Čerenkov-Zählern	78
4.3.3	Die kombinierten β -Messungen	82
4.4	Die Ergebnisse der "4K"-Rekonstruktion	83
4.4.1	Signal für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi KK$	92
4.5	Die Bestimmung des $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ -Signals	92
4.5.1	Extrapolation der Ereignis-Dichte	93
4.5.2	Invertierung der Effizienz-Matrix	95
4.6	Die Bestimmung der Rekonstruktions-Effizienz	98
4.7	Die Bestimmung der Luminosität	103
5	Die Ergebnisse	111
5.1	Das $\phi\phi/4K$ -Verhältnis	112
5.2	Die Winkelverteilung der $\phi\phi$ -Produktion	114
5.3	Die Bestimmung der $\phi\phi$ -Ausbeuten	119
5.3.1	Bei konstantem differentiellen Wirkungsquerschnitt	119
5.3.2	Im Bereich $ \cos \vartheta_{cm} < 0.5$	120
5.3.3	Aus der Extrapolation von Polynomen zweiter Ordnung	122
5.4	Die $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ Anregungsfunktion	122
5.5	Die Suche nach dem $\xi(2220)$	129
6	Zusammenfassung	135

T. : *"Hast any philosophy in thee, shepherd ?"*

C. : *No more but that I know the more one sickens,
the worse at ease he is, and that he that wants money,
means, and content is without three good friends; that
the property of rain is to wet and fire to burn; that
good pasture makes fat sheep; and that a great cause
of the night is lack of the sun; that he that hath lear-
ned no wit by nature nor art may complain of good
breeding, or comes of a very dull kindred.*

T. : *Such a one is a natural philosopher.*

William Shakespeare, "As You Like It"

The first of these is the

fact that the system is not
self-sufficient. It is not
self-sufficient in the sense
that it does not have the
resources to maintain itself.

The second of these is the
fact that the system is not
self-sufficient in the sense
that it does not have the
resources to maintain itself.

Kapitel 1

Einleitung

Das Experiment JETSET (PS202) wurde im Jahre 1986 am CERN (Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire, Genf) vorgeschlagen, um an dem Antiprotonen-Beschleuniger LEAR (Low Energy Antiproton Ring) die Spektroskopie hadronischer Materie im Bereich mittlerer Energien zu studieren [1].

Das Experiment bedient sich eines internen H_2 -Cluster-Jet-Targets, das den LEAR-Strahl unter rechtem Winkel kreuzt. Annihilationen der im Ring umlaufenden Antiprotonen mit Target-Protonen finden im Fluge statt. Diese Technik ermöglicht hohe Luminositäten von bis zu $10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und eine exzellente Auflösung von der Größenordnung $\mathcal{O}(1 \text{ MeV})$ in der Schwerpunktsenergie. Das dem Experiment zugängliche Energiefenster ist durch die niedrigsten und höchsten am LEAR erreichbaren $\bar{p}$ -Impulse von $0.6 \text{ GeV}/c$ beziehungsweise $2.0 \text{ GeV}/c$ auf 1.96 GeV bis 2.43 GeV festgelegt.

Das Experiment ist insbesondere motiviert durch die Suche nach "exotischen" Zuständen hadronischer Materie, die nicht auf eine reine Quark-Antiquark-Struktur zurückgeführt werden können. Die Theorie der starken Wechselwirkung, die Quanten-Chromodynamik (QCD), sagt die Existenz rein gluonischer Materie ("glueballs", zum Beispiel gg und ggg) sowie gemischter Zustände von Quarks und Gluonen ("hybrids", zum Beispiel $q\bar{q}g$) vorher [2, 3]. Obwohl eine Reihe von Kandidaten für solche Zustände vorliegen, konnten sie bislang experimentell ebensowenig zweifelsfrei bestätigt werden wie gebundene Multiquark-Zustände (zum Beispiel $qq\bar{q}\bar{q}$ und $qqqq\bar{q}$) [4].

Der Schwerpunkt des experimentellen Programms liegt auf der Untersuchung der exklusiven Reaktion

$$\bar{p}p \rightarrow \phi\phi, \quad (1.1)$$

die als besonders vielversprechender Kanal für die Suche nach gluonischer Materie angesehen wird. Im einfachsten Modell erfolgt die Reaktion über die vollkommene Annihilation aller Quark-Antiquark-Paare des Eingangskanals in einen rein

gluonischen Zwischenzustand, aus dem zwei ($s\bar{s}$)-Paare erzeugt werden (siehe Abbildung 1.1). Der OZI-Regel zufolge sind solche Prozesse, in denen Eingangs- und

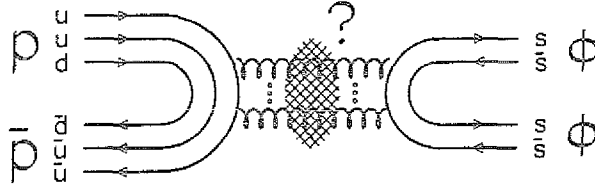


Abbildung 1.1: Ein mögliches Quarklinien-Diagramm für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ mit einem rein gluonischen Zwischenzustand.

Endzustand nicht durch durchgehende Quarklinien verbunden sind, unterdrückt [5]. Diese Unterdrückung könnte aber umgangen werden, falls ein resonanter gluonischer Zwischenzustand ("glueball") gebildet wird. Alternative Produktionsmechanismen sind allerdings vorstellbar.

Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ ist bislang in dem JETSET zugänglichen Energiebereich noch nicht untersucht worden, Messungen des $(\phi\phi)$ -Endzustandes in verschiedenen hadronischen Kanälen (zum Beispiel $\pi^-p \rightarrow \phi\phi n$) sowie in radiativen J/ψ -Zerfällen haben aber eine deutliche Überhöhung des Signals und verschiedene resonante Strukturen von der Schwelle bis etwa 2.5 GeV gezeigt [6].

Die Lebensdauer der ϕ -Mesonen beträgt $1.48 \cdot 10^{-22}$ s, sie zerfallen also noch im Produktionsvertex und werden in ihrem Zerfall in jeweils zwei geladene Kaonen nachgewiesen, der mit einem Verzweungsverhältnis von $(49.1 \pm 0.8)\%$ auftritt [7]; die Signatur der gemessenen Reaktion

$$\bar{p}p \rightarrow K^+K^-K^+K^- \quad (1.2)$$

sind vier geladene Teilchen aus dem Produktionsvertex. Die experimentellen Schwierigkeiten bei der Messung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ sind vor allem der niedrige erwartete Wirkungsquerschnitt bei einem hohen Untergrund von $\bar{p}p$ -Annihilationen in vorwiegend pionische Endzustände, sowie der niedrige Impuls und die relativ kurze Reichweite der Zerfalls-Kaonen von typischerweise $\beta\gamma \cdot c\tau \approx 2$ m (bei $\beta \approx 0.5$).

Das Experiment JETSET bedient sich eines internen Targets, umgeben von einem kompakten, den größtmöglichen Raumwinkelbereich abdeckenden Detektor, dessen einzelne Komponenten den Aufgaben des Triggers, der Rekonstruktion geladener Spuren, sowie der Teilchenerkennung dienen. Auf ein magnetisches Feld zur Messung der Teilchenimpulse wurde verzichtet.

Das Experiment wurde im Laufe des Jahres 1990 am LEAR installiert, und nahm nach kurzen Test-Strahlzeiten die ersten Daten im Jahre 1991. Das Hauptthema

der hier vorgestellten Arbeit war die Entwicklung von Auswerte-Kriterien zur Extraktion von Ereignissen des Typs $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ sowie eines Signals der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ anhand dieser ersten Daten.

In der Tat ergab die Auswertung ein deutliches, über die unkorrelierte Produktion vier geladener Kaonen dominierendes, $\phi\phi$ -Signal. Produktions-Winkelverteilungen und $\phi\phi$ -Ausbeuten wurden als Funktion der Schwerpunktsenergie bestimmt. Unregelmäßigkeiten in der Anregungsfunktion deuten sich an, aufgrund mangelnder Statistik wird es aber weiteren Messungen vorbehalten bleiben, eine endgültige Aussage über die mögliche Existenz resonanter Strukturen zu treffen.

Die Arbeit ist in sechs Abschnitte gegliedert. Im Anschluß an die Einleitung geht Kapitel 2 auf die Motivation des Experiments, den theoretischen und experimentellen Status der Suche nach gluonischer Materie, sowie Ergebnisse früherer Untersuchung des $\phi\phi$ -Endzustandes im Bereich oberhalb der Schwelle, ein. In Kapitel 3 wird der JETSET Apparat in seinen einzelnen Komponenten vorgestellt. Die Auswerte-Kette zur Extraktion der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ sowie der Bestimmung des $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ -Signals wird in Kapitel 4 ausführlich beschrieben. Kapitel 5 ist den Ergebnissen dieser Auswertung gewidmet, insbesondere werden die Resultate bezüglich des $\phi\phi/4K$ -Verhältnisses, der $\phi\phi$ Produktions-Winkelverteilungen sowie der $\phi\phi$ -Anregungsfunktion vorgestellt. Schließlich gibt Kapitel 6 eine Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse.

Die ersten beiden Abschnitte des Kapitels sind dem Aufbau und der Struktur des Buches gewidmet. Im ersten Abschnitt wird die Bedeutung der Einleitung für das Verständnis des gesamten Werkes erläutert. Im zweiten Abschnitt wird die Gliederung des Buches dargestellt, wobei die verschiedenen Kapitel und Abschnitte in ihrer gegenseitigen Abhängigkeit und Vernetzung dargestellt werden. Im dritten Abschnitt wird die Methodik des Buches erläutert, wobei die verschiedenen Verfahren und Methoden, die im Buch verwendet werden, dargestellt werden. Im vierten Abschnitt wird die Bedeutung der Einleitung für das Verständnis des gesamten Werkes nochmals betont, wobei die verschiedenen Aspekte der Einleitung, wie die Darstellung der Gliederung, die Methodik und die Bedeutung der Einleitung, nochmals zusammengefasst werden.

Kapitel 2

Motivation

Nach heutiger Vorstellung sind “Quarks” und “Gluonen” die elementaren Bausteine hadronischer Materie.

Quarks sind massive Spin-1/2 Teilchen (Fermionen), die neben einer drittelzahligen elektrischen Ladung auch “flavour”- und Farb- (“colour”-) Quantenzahlen tragen. Sie treten in sechs flavours — in ansteigender Masse “down” (d), “up” (u), “strange” (s), “charm” (c), “bottom” (b) und “top” (t) genannt — sowie in drei Farben — “rot”, “grün” und “blau” — auf. Es ist insbesondere die Eigenschaft Farbe zu tragen, die hadronische von der nicht stark wechselwirkenden leptonischen Materie unterscheidet; Farbe stellt gewissermaßen die Ladung der starken Wechselwirkung dar. Die Antiteilchen der Quarks (Anti-Quarks) tragen entgegengesetzte additive Quantenzahlen, insbesondere spricht man von “Anti-Farbe” [2].

Gluonen sind die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung. Sie sind masselose, elektrisch neutrale Spin-1 Teilchen (Bosonen), die — im Gegensatz zum Photon, das als Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung elektrisch neutral ist — ebenfalls Träger einer Farbladung sind und damit selbst der starken Wechselwirkung unterliegen.

Die starke Wechselwirkung wird durch die Quanten-Chromodynamik (QCD), eine in Anlehnung an die Quanten-Elektrodynamik (QED) der elektromagnetischen Wechselwirkung entwickelte lokale Eichtheorie, beschrieben. Da es aber statt einer elektrischen Ladung drei Farbladungen gibt, muß die Eichgruppe $U(1)$ der QED durch die Eichgruppe $SU(3)$ ersetzt werden. Dies führt zu wesentlichen Unterschieden in der Beschreibung der Theorie und hat weitreichende Konsequenzen für das Verhalten der Wechselwirkung.

Die Lagrange-Funktion der Quanten-Chromodynamik

Die eichinvariante Lagrange-Funktion der Quantenchromodynamik ist

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma_\mu D^\mu - m)q - \frac{1}{4}(G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}) \quad (2.1)$$

mit dem Quark-Feld

$$q = \begin{pmatrix} q_r \\ q_g \\ q_b \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

der kovarianten Ableitung

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_a G_\mu^a, \quad (2.3)$$

sowie dem Feldstärke-Tensor

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - gf_{abc}G_\mu^b G_\nu^c. \quad (2.4)$$

Die $G_\mu^a (a = 1, 8)$ beschreiben die acht Gluonen-Felder, und die $T_a (a = 1, 8)$ sind ein Satz von acht spurfreien unabhängigen 3×3 Matrizen, die Generatoren der Symmetrie-Gruppe $SU(3)$. Die Theorie ist nicht-abelsch, da die T_a nicht miteinander kommutieren. Vielmehr ist:

$$[T_a, T_b] = if^{abc}T_c \quad (2.5)$$

mit reellen f^{abc} , den Strukturkonstanten der Gruppe [3]. Wegen dem nicht-abelschen Charakter der Symmetrie-Gruppe macht die Forderung nach lokaler Eichinvarianz der Lagrange-Funktion unter Farb-Transformationen des Quark-Feldes den im Vergleich zur QED zusätzlichen Term $-gf_{abc}G_\mu^b G_\nu^c$ im Feldstärke-Tensor notwendig. In diesem Term spiegelt sich die oben erwähnte Tatsache wider, daß Gluonen selbst Träger einer Farbladung sind und deshalb aneinander koppeln können.

“Asymptotische Freiheit” und “confinement”

Der Wert der Kopplungskonstanten $\alpha_s = g^2/(4\pi)$ der starken Wechselwirkung hängt vom Impulsübertrag in dem betrachteten Wechselwirkungs-Vertex ab. Im Gegensatz zur Feinstrukturkonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung, die mit zunehmendem Impulsübertrag (kleiner werdendem Abstand) zunimmt, steigt der Wert von α_s aber mit abnehmendem Impulsübertrag (zunehmendem Abstand) an. Auch ist die Variation von α_s mit dem Impulsübertrag wesentlich stärker als dies bei der Feinstrukturkonstante α der Fall ist. Dieser Unterschied läßt sich dadurch erklären, daß bei der Bestimmung der “Vakuum-Polarisation” um eine Testladung neben Quark-Quark-Gluon Vertizes zusätzlich auch Gluon-Gluon Vertizes berücksichtigt werden müssen. Während also bei hinreichend großen Impulsüberträgen $\mathcal{O}(10 \text{ GeV}^2/c^2)$ Methoden der Störungsrechnung angewendet werden können, um präzise Aussagen aus der QCD abzuleiten, kann die Theorie das

Verhalten der starken Wechselwirkung bei größeren Abständen $O(> 1\text{fm})$ nicht quantitativ beschreiben, weil hier Beiträge höherer Ordnung in α_s zunehmend wichtiger werden und störungstheoretische Ansätze versagen.

Die Eigenschaft der Kopplungskonstanten, für große Impulsüberträge gegen Null zu gehen, wird als "asymptotische Freiheit" bezeichnet: bei hinreichend kleinen Abständen verhalten Quarks sich praktisch wie freie, ungebundene Teilchen.

Eine weitere experimentell beobachtete Eigenschaft hadronischer Materie ist das "confinement": Quarks und Gluonen werden nicht als freie Teilchen beobachtet sondern sind grundsätzlich in "farb-neutralen" Objekten (Singulets der Symmetriegruppe) gebunden. Das "confinement" hat, da es das Verhalten der starken Wechselwirkung bei großen Abständen betrifft, bislang nicht quantitativ aus der Theorie abgeleitet werden können und geht als Postulat in die Beschreibung hadronischer Materie ein.

"Konventionelle" Zustände hadronischer Materie

Im "Constituent Quark Model" existieren zwei Kategorien konventioneller Hadronen: "Baryonen" sind gebundene Zustände aus drei Quarks (qqq) in einem Farb-Singulett-Zustand:

$$\psi(\text{color}) = (\text{rgb} - \text{rbg} + \text{gbr} - \text{grb} + \text{brg} - \text{bgr}) / \sqrt{6}, \quad (2.6)$$

"Mesonen" sind gebundene Zustände eines Quarks und eines Anti-Quarks ($q\bar{q}$), wiederum in einem Farb-Singulett-Zustand

$$\psi(\text{color}) = (\text{r}\bar{\text{r}} + \text{g}\bar{\text{g}} + \text{b}\bar{\text{b}}) / \sqrt{3}. \quad (2.7)$$

Weitere Quantenzahlen dieser zusammengesetzten hadronischen Systeme sind ihr Gesamtspin S sowie der Bahndrehimpuls L zwischen den Quark-Konstituenten. Während Baryonen Teilchen halbzahligen Spins sind, da sie aus drei Quarks mit jeweils Spin $1/2$ bestehen, tragen Mesonen ganzzahligen Spin. Für Mesonen besteht der folgende Zusammenhang zwischen Spin und Bahndrehimpuls sowie der Parität P und der Ladungskonjugation C :

$$P = (-1)^{L+1} \quad (2.8)$$

$$C = (-1)^{L+S} \quad (2.9)$$

Damit sind die in Tabelle 2.1 für $L < 3$ aufgelisteten Kombinationen der Quantenzahlen möglich ($J = |\vec{L} + \vec{S}|$ ist der Gesamtdrehimpuls des Mesons). Die Liste setzt sich entsprechend für höhere Bahndrehimpulse fort. Die Kombinationen $J^{PC} = (\text{ungerade})^{-+}$ und $J^{PC} = (\text{gerade})^{+-}$ sowie $J^{PC} = 0^{--}$ sind für $q\bar{q}$ -Zustände also verboten.

$2s+1 L_J$	J^{PC}	$2s+1 L_J$	J^{PC}
1S_0	0^{-+}	3P_2	2^{++}
3S_1	1^{--}	1D_2	2^{-+}
1P_1	1^{+-}	3D_1	1^{--}
3P_0	0^{++}	3D_2	2^{--}
3P_1	1^{++}	3D_3	3^{--}

Tabelle 2.1: Erlaubte Quantenzahlen für konventionelle $q\bar{q}$ -Mesonen bis $L = 2$.

“Exotische” Zustände

Da die Austauschteilchen selbst Farbe tragen, koppeln sie wie die Quarks an das Gluonen-Feld. Damit ergibt sich die Möglichkeit der Existenz gebundener Farbsingulett-Zustände, die Gluonen explizit enthalten. Die QCD erlaubt also “neue” Formen hadronischer Materie: rein gluonische Zustände (gg , ggg , “glueballs”), sowie gemischte Zustände aus Gluonen und Quarks (qqg , $qqq\bar{q}g$, “hybrids”).

Ohne ein detailliertes Verständnis des “confinement” im Rahmen der QCD ist es nicht möglich, exakte Vorhersagen über die Eigenschaften solcher gluonische Freiheitsgrade enthaltenden Zustände zu machen. Eine Reihe von Modellen ist aber zur Beschreibung des Spektrums dieser nicht-konventionellen Mesonen entwickelt beziehungsweise von ihrer ursprünglichen Anwendung auf herkömmliche $q\bar{q}$ -Mesonen abgeleitet worden.

In den sogenannten “Bag”-Modellen werden Gluonen als freie, masselose Spin-1 Teilchen betrachtet, die in eine sphärische Region mit geeignet gewähltem Radius eingeschlossen sind [9]. Für jeden Drehimpuls L ergeben sich zwei Arten von Eigenzuständen: transversale elektrische Moden $(TE)_L$ mit Parität $P = (-1)^{L+1}$ sowie transversale magnetische Moden $(TM)_L$ mit Parität $P = (-1)^L$. Der leichteste Zustand aus zwei Gluonen ist vom Typ $(TE)_1(TE)_1$ mit $J^{PC} = 0^{++}$ und liegt bei einer Masse von deutlich über $1 \text{ GeV}/c^2$ [10]. Es folgen, nach ansteigender Masse geordnet, die Zustände mit $J^{PC} = 0^{-+}$, 2^{++} und 2^{-+} , wobei letzterer bei einer Masse um $2.3 \text{ GeV}/c^2$ erwartet wird [11, 12].

Potential-Modelle beschreiben Gluonen als massive Teilchen mit Spin 1, die in einem langreichweitigen, linear mit dem Abstand anwachsenden Potential eingeschlossen sind [13]. Die angenommene effektive Masse der Gluonen wird dynamisch durch ihre starke Wechselwirkung erzeugt. Sie ist von der Größenordnung $500 \text{ MeV}/c^2$, stimmt also mit den Massen der leichtesten in Hadronen gebundenen Quarks überein. Wie in den Bag-Modellen ergibt sich die folgende Reihenfolge für die Massen der aus zwei Gluonen bestehenden Gluebälle: $J^{PC} = 0^{++} < 0^{-+} < 2^{++} < 2^{-+}$ [14].

In QCD Summenregeln werden Korrelationen zwischen einem Gluonen-Strom, der

die gleichen Quantenzahlen trägt wie die zu untersuchende Resonanz, und dieser Resonanz selbst hergestellt. Durch Extrapolation aus dem Bereich hoher Impulsüberträge, in dem die Anwendung störungstheoretischer Methoden möglich ist, in den Bereich niedriger Impulsüberträge können die Parameter dieser Resonanz extrahiert werden [15]. Es bestehen bemerkenswerte Unterschiede zwischen den von verschiedenen Autoren angegebenen Resultaten. Die Masse des Zustands mit $J^{PC} = 2^{++}$ liegt bei ungefähr $2 \text{ GeV}/c^2$ [16].

In den auf der QCD beruhenden "Flux-Tube" Modellen können Gluebälle geformt werden, indem die Quarks von den Enden der sie verbindenden Farb-"flux tube" entfernt, und diese Enden miteinander verbunden werden. In diesen Modellen hat der leichteste Glueball die Quantenzahlen 0^{++} und liegt bei einer Masse von etwa $1.5 \text{ GeV}/c^2$. Alle weiteren Gluebälle haben Massen von über $2 \text{ GeV}/c^2$, derjenige mit $J^{PC} = 2^{++}$ liegt bei $2.8 \text{ GeV}/c^2$ [17].

Gitter-Eichtheorien bieten einen Ansatz für nicht-perturbative Rechnungen in Quanten-Feldtheorien und ermöglichen deshalb prinzipiell die genaueste Beschreibung der Quanten-Chromodynamik. In diesen Ansätzen wird das Raum-Zeit-Kontinuum durch diskrete Punkte auf einem Gitter ersetzt [18]. Die Felder werden nur auf diesen Gitterpunkten definiert, womit ultraviolette Divergenzen der Theorie vermieden werden. Monte-Carlo Techniken werden angewandt, um Feynman-Integrale auf dem Gitter zu berechnen und Korrelationsfunktionen zu studieren. Die Präzision der Rechnungen ist im wesentlichen durch die Kapazität der zur Verfügung stehenden Rechner limitiert, die endliche Werte für die Gitterkonstante und die Ausdehnung des Gitters erzwingen. Die Ergebnisse sind umso verlässlicher, je kleiner die Gitterkonstante a und je größer die Dimension des Gitters $L = Na$ gewählt werden; im Falle der Quanten-Chromodynamik sollte erstere wesentlich kleiner, letztere wesentlich größer als die Ausdehnung der Hadronen sein. Gitter einer Ausdehnung von $Na = 2 \text{ fm}$ mit Gitterkonstanten von $a = 0.1 \text{ fm}$ sind heute typischerweise möglich. Jede berechnete Größe hängt von der betrachteten Gitterkonstanten a ab: anstelle von Massen M können deshalb nur das Produkt Ma , beziehungsweise Massenverhältnisse $M_1 a / M_2 a = M_1 / M_2$ bestimmt werden. Wiederum wird gefunden, daß der leichteste Glueball jener mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}$ ist. Die nächst schwereren Gluebälle sind jene mit $J^{PC} = 0^{-+}$ und mit $J^{PC} = 2^{++}$, für die jeweils Massenverhältnisse von $m_{2^{++}}/m_{0^{++}} \approx m_{0^{-+}}/m_{0^{++}} \approx 1.5$ gefunden werden. Eine Kalibration der Massenskala kann aufgrund eines Vergleichs mit dem gemessenen Spektrum konventioneller Hadronen vorgenommen werden. Daraus ergibt sich eine Masse von etwa $1.5 \text{ GeV}/c^2$ für den 0^{++} sowie von über $2 \text{ GeV}/c^2$ für die 0^{-+} und 2^{++} Gluebälle [19].

Der experimentelle Nachweis exotischer Zustände

Der experimentelle Nachweis exotischer Zustände wird vor allem dadurch erschwert, daß es fast keine eindeutig definierte Signatur zu ihrer Unterscheidung gegenüber der Produktion herkömmlicher Mesonen gibt.

Eine zweifelsfreie Identifikation wäre der Nachweis von Zuständen mit Quantenzahlen, die normaler hadronischer Materie nicht zugeschrieben werden können. Der Nachweis exotischer Zustände mit konventionellen Quantenzahlen hängt eng mit dem Verständnis des Spektrums herkömmlicher ($q\bar{q}$)-Mesonen zusammen. Eine Reihe von Kandidaten wurden im wesentlichen aufgrund der Tatsache vorgeschlagen, daß sich für sie kein Platz im existierenden Schema konventioneller Mesonen findet [20]. Hinweise auf die exotische Natur eines Zustandes lassen sich aus seiner Produktions- und Zerfallsdynamik ableiten [4]. Weil Gluonen keine "flavour"-Quantenzahl tragen und elektrisch neutral sind, sollten Gluebälle in ihrem Zerfall in $q\bar{q}$ -Mesonen keine bevorzugten "flavour"- oder Ladungszustände aufweisen, und sie sollten nicht an den $\gamma\gamma$ -Endzustand koppeln. Die Produktion von Gluebällen sollte bevorzugt in "gluonen-reichen" Kanälen, zum Beispiel in radiativen J/ψ -Zerfällen, in "central production", und in OZI-verbotenen Reaktionen, erfolgen.

Die OZI (Okubo-Zweig-Iizuka) Regel war postuliert worden, um das kleine Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des ϕ -Mesons in drei Pionen:

$$\text{BR}(\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) \ll \text{BR}(\phi \rightarrow K^+ K^-) \quad (2.10)$$

zu erklären [5]. Sie besagt, daß solche Reaktionen unterdrückt sind, in denen der Eingangs- und der Endzustand nicht durch durchgehende Quarklinien verbunden sind. Aus der QCD kann die OZI-Regel aber nicht zwingend abgeleitet werden, und ihre Gültigkeit im Bereich niedriger Impulsüberträge ist umstritten.

Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$

Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ fällt in die Kategorie der nach der OZI-Regel unterdrückten Prozesse, da der Eingangs- und der Endzustand keine gemeinsamen Valenzquarks aufweisen: im Constituent Quark Modell setzt sich das Proton aus zwei "up" und einem "down" Quark zusammen, während das ϕ -Meson aus einem $s\bar{s}$ -Paar besteht. Die Reaktion könnte über einen rein gluonischen Zwischenzustand erfolgen (siehe Abbildung 1.1) und erscheint daher ideal für die Suche nach gebundenen Zuständen gluonischer Materie. Auf mögliche alternative Produktionsmechanismen wird im folgenden kurz eingegangen werden [6].

Die Produktion eines $\phi\phi$ -Paares kann durch Mischen ("flavour-mixing") aus einem ursprünglich erzeugten Paar von ω -Mesonen erfolgen, da das ϕ - und das ω -Meson den gleichen Platz im Nonett der Vektor-Mesonen ($J^{PC} = 1^{--}$) belegen [7]. Die physikalisch beobachteten Teilchen werden als Mischungen des Oktett- und des Singulett-Zustandes, $\omega_8 = (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$ beziehungsweise $\omega_1 = (u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})/\sqrt{3}$, der Symmetriegruppe $SU(3)_{\text{flavour}}$ beschrieben: $\phi = \omega_8 \cos \theta - \omega_1 \sin \theta$ und $\omega = \omega_8 \sin \theta + \omega_1 \cos \theta$. Bei einem Mischungswinkel von $\theta = 35.3^\circ$ spricht man von "idealer Mischung": das ϕ -Meson ist ein reiner $s\bar{s}$ -Zustand, das ω -Meson besteht aus leichten Quarks ($\omega = (u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$). Experimentell wurde der Mischungswinkel zu etwa 39° bestimmt, was einem Anteil leichter Quarks von etwa 1% im ϕ -Meson entspricht, durch den die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ erfolgen kann.

Die Reaktion kann über mehrere Stufen verlaufen, wobei jeder der einzelnen Produktions-Schritte durchgehende Quarklinien aufweist. Im Zwischenzustand kommen hier vor allem solche Mesonen in Frage, die, wie zum Beispiel das η -Meson, große Anteile aller drei Quarktypen ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, und $s\bar{s}$) enthalten [21]. Der erste Reaktionsschritt ($\bar{p}p \rightarrow \eta\eta$) erfolgt durch den Anteil leichter Quarks, der zweite Reaktionsschritt ($\eta\eta \rightarrow \phi\phi$) durch die s-Quark-Komponente im η -Meson. Ebenso kommen $\eta\eta'$ - und $\eta'\eta'$ -Zwischenzustände in Frage, und Lipkin argumentiert, daß die Beiträge dieser verschiedenen Kanäle sich gegenseitig aufheben könnten [22]. Ähnliche Überlegungen können für $K\bar{K}$, $K^*\bar{K}$ und $K^*\bar{K}^*$ als Zwischenzustände in dem Prozess $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ gemacht werden; wiederum könnte die Interferenz der verschiedenen Beiträge zu einer gegenseitigen Aufhebung führen.

Fishbane und Dover argumentieren, daß die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ durch Zwischenzustände aus — bislang nicht nachgewiesenen — 4-Quark-Objekten $(qs\bar{q}\bar{s})(qs\bar{q}\bar{s})$ erfolgen könnte [23]. Roberts und Karl schlagen einen Reaktionsmechanismus vor, in dem nach der Schaffung eines ersten $s\bar{s}$ -Paares ein zweites durch Aufbrechen des dieses Paar verbindenden "strings" erzeugt wird [24]. Der Prozess verläuft über die Schritte $q\bar{q} \rightarrow s_1\bar{s}_1 \rightarrow s_1(\bar{s}_2s_2)\bar{s}_1 \rightarrow (s_1\bar{s}_2)(s_2\bar{s}_1) \rightarrow \phi\phi$.

Experimente zur tief inelastischen Streuung am Proton deuten darauf hin, daß neben den Valenz-Quarks auch ein "See" von Quark-Antiquark-Paaren sowie Gluonen wesentlichen Anteil an der Wellenfunktion des Nukleons haben. Tatsächlich haben Ellis et al. demonstriert, daß eine Kopplung von $s\bar{s}$ -Mesonen an ein Baryon auch dann — nämlich durch den Beitrag eines Sees von $s\bar{s}$ -Quarks — erfolgen kann, wenn dieses ausschließlich leichte Valenz-Quarks enthält [25]. Damit eröffnet sich ein weiterer Kanal, durch den die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ unter Vermeidung der OZI-Unterdrückung verlaufen kann.

Allein aufgrund einer Messung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ wird es unmöglich sein, die Beiträge dieser verschiedenen Prozesse voneinander zu trennen und zu entscheiden, ob einer von ihnen über die anderen dominiert. Im Zusammenhang mit den — von anderen Experimenten vorgenommenen und für JETSET geplanten — Untersuchungen komplementärer Kanäle kann diese Messung aber einen wichtigen Beitrag zum Verständnis des Spektrums konventioneller und exotischer hadronischer Zustände sowie des Verhaltens der starken Wechselwirkung im nicht-pertubativen Bereich niedriger Impulsüberträge liefern.

Messungen der $\phi\phi$ -Anregungsfunktion nahe der Schwelle

Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ ist bislang nur unzureichend untersucht worden. In dem Experiment R704 am Intersecting Storage Ring (ISR) des CERN wurde — im Rahmen einer Messung der Formation des η_c in $\bar{p}p$ -Annihilationen — die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ im Energiebereich um 3 GeV studiert [26]. Basierend auf 83 rekonstruierten Ereignissen, und korrigiert für das Verzweigungsverhältnis $BR(\phi \rightarrow K^+K^-) = 49.1\%$, ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma(\bar{p}p \rightarrow \phi\phi) =$

(25 ± 8.3) nb. In einem früheren Blasenkammer-Experiment waren bei verschiedenen $\bar{p}$ -Strahlimpulsen zwischen 1.6 GeV/c und 2.2 GeV/c insgesamt sechs Ereignisse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ identifiziert worden [27]. Daraus wurde der Produktions-Wirkungsquerschnitt zu $\sigma(\bar{p}p \rightarrow K^+K^-K^+K^-) = (3.8 \pm 1.7) \mu\text{b}$ bestimmt. Eines der sechs Ereignisse war mit einem $\phi\phi$ -Zwischenzustand verträglich, woraus für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma = 0.6 \mu\text{b}$ abgeschätzt wurde.

Die $\phi\phi$ -Produktion im Energiebereich oberhalb 2 GeV wurde in verschiedenen hadronischen Reaktionskanälen sowie in radiativen J/ ψ -Zerfällen untersucht.

In vier Generationen von Experimenten mit dem MPS am BNL-AGS wurde die Reaktion $\pi^-p \rightarrow \phi\phi n$ studiert [28]. Das aus insgesamt 6658 rekonstruierten Ereignissen bestimmte Spektrum invarianter $\phi\phi$ -Massen steigt direkt oberhalb der Schwelle steil an und zeigt einen flachen Verlauf bis etwa 2.4 GeV, wo es um einen Faktor drei abfällt. In dem Bereich dieser Überhöhung wurde ein Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\sigma(\phi\phi)/\sigma(K^+K^-\phi) \geq 0.1$ gemessen, was als Hinweis auf einen Zusammenbruch der OZI-Unterdrückung in dem Prozess $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ gewertet wurde. In einer detaillierten, alle 114 Wellen mit $J < 7$ und $L < 5$ einschließenden, Partialwellen-Analyse wurde gefunden, daß praktisch die gesamten Daten durch drei Resonanzen mit Quantenzahlen $J^{PC} = 2^{++}$ beschrieben werden können. Etwa 45% der Daten wurden durch eine S-Welle mit den Parametern $m_1 = (2011 \pm 69)$ MeV und $\Gamma_1 = (202 \pm 65)$ MeV erklärt. Zwei D-Wellen enthalten 20% beziehungsweise 35% der Daten: ihre Parameter sind $m_2 = (2297 \pm 28)$ MeV und $\Gamma_2 = (149 \pm 41)$ MeV für die Resonanz mit der niedrigeren Masse sowie $m_3 = (2339 \pm 55)$ MeV und $\Gamma_3 = (319 \pm 75)$ MeV für diejenige mit der höheren Masse. Gleichzeitig wurde die $K^+K^-\phi$ -Produktion untersucht: etwa zwei Drittel dieser Daten waren inkohärent und zeigten keine Struktur, ein Drittel zeigte Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ und nur wenige Prozent $J^{PC} = 2^{++}$. Die Autoren leiteten aus der Beobachtung der drei $\phi\phi$ -Resonanzen in dem OZI-unterdrückten Prozess $\pi^-p \rightarrow \phi\phi n$ eine Interpretation dieser Zustände als Glueball-Kandidaten ab und nannten sie g_T , g'_T und g''_T (für "Tensor Glueball"), diese Interpretation ist allerdings umstritten. Von der Particle Data Group werden die drei Zustände als $f_2(2010)$, $f_2(2300)$ und $f_2(2340)$ eingeordnet [7].

Die gleiche Reaktion, $\pi^-p \rightarrow \phi\phi n$, wurde am CERN-SPS mit dem OMEGA Spektrometer in einem 16 GeV/c-Strahl untersucht [29]. Das 153 rekonstruierte Ereignisse enthaltende $\phi\phi$ -Massenspektrum zeigt eine Überhöhung zwischen der Schwelle und 2.5 GeV. In einer Spin-Paritäts-Analyse wurde gefunden, daß das Spektrum mit zwei interferierenden 2^{++} -Resonanzen verträglich ist.

Das Experiment WA67 am CERN-SPS benutzte ebenfalls das OMEGA Spektrometer, um die inklusive Reaktion $\pi^-Be \rightarrow \phi\phi + X$ bei 85 GeV/c Strahlimpuls zu untersuchen [30]. Es wurden Verhältnisse von der Größenordnung eins für die Produktion der Endzustände $K^+K^-K^+K^-$, ϕK^+K^- und $\phi\phi$ gefunden. Aus dem $\phi\phi$ -Massenspektrum, das 13088 Ereignisse zwischen der Schwelle und 3.2 GeV

enthielt, wurden zwei breite Resonanzen extrahiert: diejenige mit der niedrigeren Masse $m_1 = (2231 \pm 10)$ MeV und mit einer Breite $\Gamma_1 = (133 \pm 50)$ MeV ist eine Mischung aus S - und D -Welle, diejenige bei höherer Masse von $m_2 = (2392 \pm 10)$ MeV mit einer Breite von $\Gamma_2 = (198 \pm 50)$ MeV wurde als reine D -Welle identifiziert. Die Untersuchung von $\phi\phi$ Zerfalls-Winkelverteilungen ergab, daß das Spektrum bis 2.5 GeV mit einer Dominanz von $J^P = 2^+$ verträglich ist.

Das Experiment E623 untersuchte die inklusive Reaktion $pN \rightarrow \phi\phi X$ in einem 400 GeV/c Protonen-Strahl am FNAL [31, 32]. Eine Anhäufung der Ereignisse bei niedrigen invarianten $\phi\phi$ -Massen wurde beobachtet. Ein Fit an die Daten ergab eine schmale Struktur bei einer Masse von $m = (2141 \pm 16)$ MeV und mit einer Breite von $\Gamma = (49 \pm 28)$ MeV. Aus den gemessenen Verzweigungsverhältnissen für den Zerfall dieser Resonanz wurde der Schluß gezogen, daß sie mit einer konventionellen $q\bar{q}$ -Struktur nicht verträglich sei.

Die Reaktionen $K^-p \rightarrow \phi\phi\Lambda$ und $K^-p \rightarrow \phi\phi\Sigma^0$ wurden in einem 18.5 GeV/c-Strahl am OMEGA Spektrometer des CERN gemessen [33]. Die etwa 100 rekonstruierten Ereignisse häuften sich am unteren Ende des Spektrums invarianter $\phi\phi$ -Massen. Die Untersuchung der gleichen Reaktion in einem 11 GeV/c Strahl mit dem LASS Spektrometer am SLAC ergab eine Struktur bei Massen um 2.2 GeV [34]. Die gemessenen Winkelverteilungen waren mit den Quantenzahlen $J^P = 2^+$, nicht aber mit $J^P = 0^-$ kompatibel.

In dem Experiment WA76 am CERN OMEGA Spektrometer wurde die zentrale Produktion neutraler Zustände in den Reaktionen $\pi^+p \rightarrow \pi^+(X^0)p$ bei 85 GeV/c sowie $pp \rightarrow p(X^0)p$ bei 85 GeV/c und 300 GeV/c studiert. Die Untersuchung des Kanals $X^0 = K^+K^-K^+K^-$ zeigte ein deutliches Signal für $K^+K^-\phi$ - sowie $\phi\phi$ -Zwischenzustände [35]. Obwohl die Statistik für $\phi\phi$ -Ereignisse sehr niedrig war, deutete sich eine Anhäufung von Ereignissen im Bereich oberhalb der Schwelle an. Nach der Korrektur für nicht beobachtete Zerfallskanäle des ϕ -Mesons wurden die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte zu $\sigma(K^+K^-\phi)/\sigma(\phi\phi) = 1.5 \pm 0.6$ und $\sigma(K^+K^-K^+K^-)/\sigma(\phi\phi) = 0.3 \pm 0.2$ bestimmt [36]. Die Untersuchung von Zerfalls-Winkelverteilungen ergab, daß die Quantenzahlen $J^P = 2^+$ gegenüber 0^- bevorzugt sind, Beiträge weiterer Partialwellen konnten aber nicht ausgeschlossen werden.

Ein ganz anderes Bild ergibt die Untersuchung der $\phi\phi$ -Produktion in Strahlungszerfällen des J/ψ . Die Reaktion $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$ war von dem Experiment DM2 am DCI in Orsay sowie von dem MARKIII Experiment am SLAC-SPEAR studiert worden. Dabei wurden jeweils die Endzustände $K^+K^-K^+K^-$ und $K^+K^-K_S K_L$ betrachtet. Der DM2 Datensatz bestand aus 8.6×10^6 J/ψ -Zerfällen [37]. In der Region um 2.2 GeV wurde eine Überhöhung im $\phi\phi$ -Massenspektrum beobachtet. Aus den kombinierten Daten beider $\phi\phi$ -Zerfallskanäle ergaben sich die Parameter für diese Resonanz zu $m = (2238 \pm 7)$ MeV und $\Gamma = (80 \pm 30)$ MeV. Aus Zerfalls-Winkelverteilungen wurden Quantenzahlen $J^P = 0^-$ bevorzugt, mit $J^P = 2^+$ erschienen die gemessenen Verteilungen nicht kompatibel. Der von MARKIII analysierte J/ψ -Datensatz enthielt 4.9×10^6 Ereignisse [38]. Die $\phi\phi$ -Anregungsfunktion

zeigte neben einem Signal des η_c bei 3 GeV eine zweite Überhöhung bei 2.2 GeV, deren Parameter über beide Zerfallskanäle gemittelt zu $m = (2222 \pm 27)$ MeV und $\Gamma = (150 \pm 190)$ MeV bestimmt wurden. Aufgrund der gemessenen Zerfalls-Winkelverteilungen wurden auch hier die Quantenzahlen $J^P = 0^-$ bevorzugt; es deutet sich kein Beitrag von $J^P = 2^+$ an. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

Das $\xi(2220)$

Die $\xi(2220)$ Resonanz — von der Particle Data Group als $f_4(2220)$ kategorisiert [7] — wurde zum ersten Mal von der MARKIII Kollaboration am SLAC-SPEAR in Strahlungszерfällen des J/ψ beobachtet [39]. Die Untersuchung der Kanäle $J/\psi \rightarrow \gamma K^+ K^-$ sowie $J/\psi \rightarrow \gamma K_S K_S$ ergab eine Struktur mit einer Masse von $m = (2231 \pm 13)$ MeV sowie einer Breite von $\Gamma = (22 \pm 23)$ MeV. Die statistische Signifikanz dieser Messung betrug 4.5 Standardabweichungen im Kanal $K^+ K^-$ und 3.6 Standardabweichungen im Kanal $K_S K_S$. Es wurden die folgenden Werte für die Produkte der Verzweigungsverhältnisse bestimmt:

$$\text{BR}(J/\psi \rightarrow \gamma \xi) \times \text{BR}(\xi \rightarrow K^+ K^-) = (4.2 \pm 1.7) \times 10^{-5} \quad (2.11)$$

$$\text{BR}(J/\psi \rightarrow \gamma \xi) \times \text{BR}(\xi \rightarrow K_S K_S) = (3.1 \pm 1.6) \times 10^{-5} \quad (2.12)$$

Da dieser Zustand in dem Kanal $K_S K_S$ beobachtet wurde, müssen seine Quantenzahlen in der Reihe $J^{PC} = (\text{gerade})^{++}$ liegen.

Von der DM2 Kollaboration wurden die gleichen Reaktionen untersucht, aber kein Hinweis auf die Existenz des $\xi(2220)$ gefunden [40]. Für eine Resonanz mit den von MARKIII bestimmten Parametern werden die folgenden oberen Schranken bei 95% Konfidenz-Niveau angegeben:

$$\text{BR}(J/\psi \rightarrow \gamma \xi) \times \text{BR}(\xi \rightarrow K^+ K^-) < 2.3 \times 10^{-5} \quad (2.13)$$

$$\text{BR}(J/\psi \rightarrow \gamma \xi) \times \text{BR}(\xi \rightarrow K_S K_S) < 1.6 \times 10^{-5}, \quad (2.14)$$

die aber jeweils innerhalb einer Standardabweichung mit den von MARKIII gefundenen Verzweigungsverhältnissen verträglich sind.

Auch die BES Kollaboration am BEPC-Ring in Peking studiert Strahlungszерfälle des J/ψ . In den Kanälen $K^+ K^-$, $K_S K_S$ und $\eta\eta$ wurde jeweils eine Struktur in der Region des $\xi(2220)$ beobachtet [41], für die die folgenden vorläufigen Parameter angegeben werden:

	Masse [MeV]	Breite [MeV]
$J/\psi \rightarrow \gamma K^+ K^-$	2199 ± 7	33 ± 28
$J/\psi \rightarrow \gamma K_S K_S$	2219 ± 9	22 ± 23
$J/\psi \rightarrow \gamma \eta\eta$	2201 ± 16	25 ± 13

Reaktion	Impuls [GeV/c]	Ereignisse	Resonanzen		Quantenzahlen	Kommentare	Referenz
			Masse	Breite			
$\pi^- p \rightarrow \phi \phi n$	22	6658	2011 ± 69	202 ± 65	2^{++} , S -Welle	$(K^+ K^- \phi)/(\phi \phi) \leq 10$	[28]
			2297 ± 28	149 ± 41	2^{++} , D -Welle		
			2339 ± 55	319 ± 75	2^{++} , D -Welle		
$\pi^- p \rightarrow \phi \phi n$	16	153	—	—	2^+	Überhöhung bei niedrigen $(\phi \phi)$ -Massen	[29]
$\pi^- Be \rightarrow \phi \phi + X$	85	13088	2231 ± 10	133 ± 50	2^{++} , S/D -Welle	$(4K^\pm)/(\phi \phi) \approx 1$, $(K^+ K^- \phi)/(\phi \phi) \approx 1$	[30]
			2392 ± 10	198 ± 50	2^{++} , D -Welle		
$\pi^- N \rightarrow \phi \phi + X$	400	—	2141 ± 16	49 ± 28	—	—	[31, 32]
$K^- p \rightarrow \phi \phi \Lambda$	18.5	≈ 100	—	—	—	Anhäufung bei niedriger $(\phi \phi)$ -Masse	[33]
$K^- p \rightarrow \phi \phi \Sigma^0$							[33]
$K^- p \rightarrow \phi \phi \Lambda$	11	—	—	—	2^+ , nicht 0^-	Struktur bei $\approx 2.2 \text{ GeV}/c^2$	[34]
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ X^0 p$	85	—	—	—	2^+ , nicht 0^-	$(K^+ K^- \phi)/(\phi \phi) = 1.5 \pm 0.6$ $(4K^\pm)/(\phi \phi) = 0.3 \pm 0.2$	[35, 36]
$pp \rightarrow p X^0 p$	85, 300	—	—	—			
$J/\psi \rightarrow \gamma \phi \phi$	—	—	2238 ± 7	80 ± 30	0^- , nicht 2^+	(DM2)	[37]
	—	—	2222 ± 27	150 ± 190	0^- , nicht 2^+	(MARKIII)	[38]

Tabelle 2.2: Überblick über die in verschiedenen Produktions-Kanälen beobachteten $(\phi \phi)$ -Anregungsfunktionen. Angegeben sind jeweils die Reaktionskanäle, und (soweit bekannt) die Anzahl rekonstruierter Ereignisse, die Massen und Breiten extrahierter Resonanzen in $[\text{MeV}/c^2]$ sowie die Spin-Paritäts-Quantenzahlen.

Die Auswertung von Helizitäts-Amplituden ergab eine Spin-Parität von $J^{PC} = 2^{++}$; $J^{PC} = 4^{++}$ konnte aber nicht ausgeschlossen werden. Eine schmale Struktur um 2.2 GeV wurde auch im Kanal $J/\psi \rightarrow \gamma \bar{p} p$ beobachtet [41]. Es scheint aber nicht klar, ob diese mit der $\xi(2220)$ -Resonanz identifiziert werden kann.

Eine Messung der Reaktion $\pi^- p \rightarrow K_S K_S n$ in einem t 22 GeV/c π^- -Strahl am BNL-AGS ergab keine Struktur oberhalb 2 GeV im $K_S K_S$ -System [42]. Mit einem 40 GeV/c-Strahl am MSS in Serpukhov wurde dagegen in der gleichen Reaktion eine kleine Struktur bei einer Masse von $m = (2230 \pm 20)$ MeV und mit einer Breite von $\Gamma = (80 \pm 30)$ MeV gefunden, die die Autoren mit dem $\xi(2220)$ identifizierten [43]. Die Quantenzahlen dieser D -Wellen-Resonanz wurden zu $J^{PC} = 2^{++}$ bestimmt.

Am LASS Spektrometer am SLAC wurden die Reaktionen $K^- p \rightarrow K_S K_S \Lambda$ [44] sowie $K^- p \rightarrow K^+ K^- \Lambda$ [45] untersucht. In Partialwellen-Analysen deutet sich sowohl im $K^+ K^-$ - als auch im $K_S K_S$ -System eine Struktur oberhalb von 2 GeV an. Am deutlichsten erscheint dieses Signal in der G -Welle ($L = 4$), hier werden die Masse und Breite zu $m = (2209 \pm 16)$ MeV beziehungsweise zu $\Gamma = (60 \pm 82)$ MeV bestimmt. Die bevorzugten Quantenzahlen sind $J^{PC} = 4^{++}$, $J^{PC} = 2^{++}$ ist aber nicht ausgeschlossen.

Die GAMS-Kollaboration studierte Reaktionen vom Typ $\pi^- p \rightarrow X^0 n$ in einem 38 GeV/c-Strahl in Serpukhov und einem 100 GeV/c-Strahl am CERN-SPS. In beiden Datensätzen wurde eine Struktur bei einer Masse von $m = (2220 \pm 10)$ MeV in dem $\eta \eta'$ -System beobachtet, deren Breite mit der experimentellen Ausflösung des Apparates verträglich erscheint [46]. Aufgrund der Anisotropie der gemessenen Winkelverteilungen wurde der Schluß gezogen, daß $J \geq 2$ sei.

Auch die Formation des $\xi(2220)$ in $\bar{p} p$ -Wechselwirkungen ist von mehreren Experimenten untersucht worden. Ein Experiment am BNL-AGS [47] sowie das Experiment PS170 am CERN-LEAR [48] haben das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\sigma(\bar{p} p \rightarrow K^+ K^-) / \sigma(\bar{p} p \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ studiert. In beiden Fällen wurde kein Hinweis auf eine Struktur bei der Masse des $\xi(2220)$ gefunden, und für das Produkt der Verzweigungsverhältnisse einer $J = 2$ Resonanz mit einer Breite von $\Gamma = 30$ MeV wurden obere Schranken von

$$\text{BR}(\bar{p} p \rightarrow \xi) \times \text{BR}(\xi \rightarrow K^+ K^-) < 2 \times 10^{-4} \quad (2.15)$$

bestimmt. Das Experiment PS185 am CERN-LEAR hat den Kanal $\bar{p} p \rightarrow K_S K_S$ im Bereich des $\xi(2220)$ untersucht und ebenfalls kein Anzeichen für ein Signal gefunden [49]. Aufgrund des geringeren nicht-resonanten Wirkungsquerschnittes für den $K_S K_S$ -Endzustand kann eine schärfere Schranke auf dem Produkt der Verzweigungsverhältnisse angegeben werden:

$$\text{BR}(\bar{p} p \rightarrow \xi) \times \text{BR}(\xi \rightarrow K_S K_S) < 2.7 \times 10^{-5} \quad (2.16)$$

für eine $J = 2$ Resonanz mit einer Breite von $\Gamma = 30$ MeV.

Verschiedene Erklärungen der Natur des $\xi(2220)$ sind vorgeschlagen worden. Am wahrscheinlichsten erscheint die Interpretation als $s\bar{s}$ -Meson in einer 3F_4 - oder 3F_2 -Konfiguration [50] oder als gebundener 4-Quark Zustand mit einem signifikanten s-Quark Anteil [51].

Kapitel 3

Das Experiment JETSET

Die Anforderungen an ein Experiment zur Messung der Reaktion

$$\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow K^+K^-K^+K^- \quad (3.1)$$

verdeutlicht Abbildung 3.1. Als Funktion des $\bar{p}$ -Strahlimpulses sind die Wirkungsquerschnitte für eine Reihe von $\bar{p}p$ -Reaktionen aufgetragen. Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt von etwa 100 mb ist durch die elastische Streuung, der totale Annihilations-Wirkungsquerschnitt von 20 mb durch Multi-Pionen Endzustände dominiert. Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$, die die Erzeugung eines ($s\bar{s}$) Quark-Antiquark-Paares erfordert, ist um fast eine Größenordnung unterdrückt und liegt bei 0.4 bis 0.5 mb. Die assoziierte Produktion eines ($s\bar{s}$)-Paares in einem ϕ -Meson unterdrückt den Wirkungsquerschnitt um eine weitere Größenordnung auf etwa 40 bis 50 μb . Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow 4K^\pm$ verlangt die Erzeugung zweier ($s\bar{s}$)-Paare. Die einzige Messung dieser Reaktion im LEAR-Energiebereich [27] ergab einen Wirkungsquerschnitt von $3.8 \pm 1.7 \mu\text{b}$ für die unkorrelierte 4K-Produktion, sowie eine Abschätzung von 0.6 μb für die assoziierte Produktion über einen ($\phi\phi$)-Zwischenzustand.

Die aufgetragenen Reaktionen weisen jeweils vier geladene Teilchen im Ausgangskanal auf, und stellen damit einen Untergrund mit gleicher Signatur wie die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ dar. Dabei kommen ausschließlich Pionen, Kaonen und Protonen als Endzustandsteilchen in Frage. Jede der Untergrundreaktionen hat mindestens zwei geladene Pionen im Ausgangskanal.

Ein Experiment zur Untersuchung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$ muß angesichts des erwarteten niedrigen Wirkungsquerschnitts eine möglichst hohe Luminosität und vollständige Raumwinkelakzeptanz anstreben. Eine gute Kaon/Pion-Separation ist notwendig, um die gewünschte Reaktion aus dem um fünf Größenordnungen höheren Untergrund extrahieren zu können. Eine weitere Anforderung ist eine gute Impulsauflösung, um auch schmale Resonanzen mit Zerfallsbreiten von wenigen MeV nachweisen zu können.

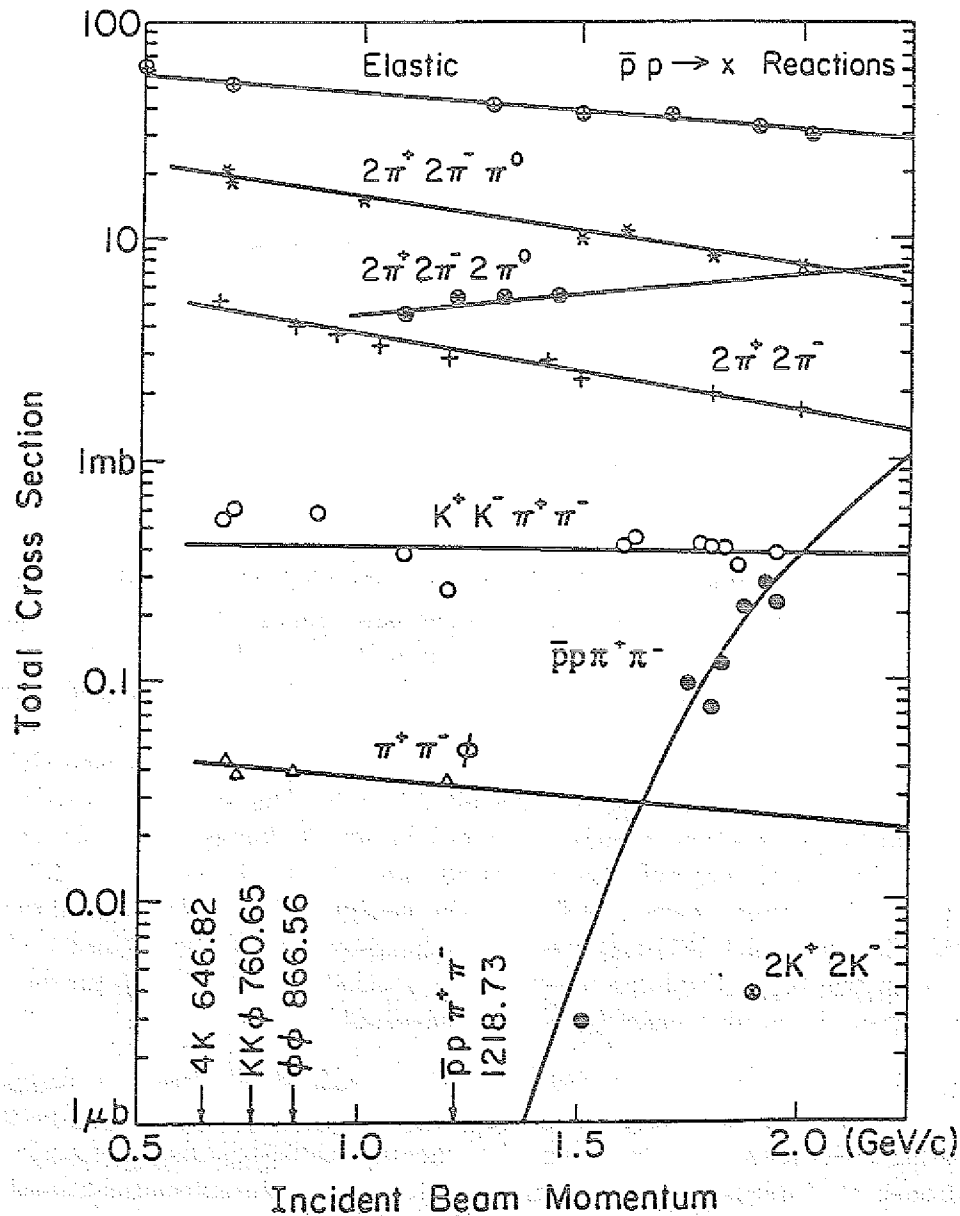


Abbildung 3.1: Wirkungsquerschnitte für die wichtigsten Untergrundreaktionen zu der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow 4K^\pm$ als Funktion des $\bar{p}$ -Impulses in dem am LEAR zugänglichen Bereich von 0.6 bis 2.0 GeV/c (aus [52]). Produktions-schwellen sind markiert und in MeV/c angegeben.

Die experimentelle Methode

Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des JETSET Apparates in der Aufsicht.

Das Experiment benutzt ein internes H_2 -Cluster-Jet-Target im LEAR. Der Jet kreuzt den umlaufenden Antiprotonenstrahl senkrecht in der Horizontalen, der Wechselwirkungspunkt im Zentrum des Bildes ist umgeben von einem kompakten Detektor-System, das um das LEAR-Strahlrohr und die Jet-Pipe angeordnet ist. Markiert ist auch das JETSET Koordinatensystem: die z -Achse verläuft in der Richtung des Antiprotonenstrahls und die x -Achse in der Richtung des Target-Strahls; der Polarwinkel ϑ wird von der z -Achse aus, der Azimutwinkel φ in der x/y -Ebene von der x -Achse aus, gemessen. Der Detektor strebt eine möglichst komplette Raumwinkel-Akzeptanz an, ist im Vorwärtsbereich allerdings durch das Strahlrohr des LEAR, dessen Ausmaße durch die Strahl-Parameter des Antiprotonen-Rings festgelegt sind, prinzipiell auf Polarwinkel $\vartheta \geq 10^\circ$ beschränkt. Der gesamte Detektor ist unterteilt in eine Endkappe, die den Vorwärtsbereich $\vartheta \leq 45^\circ$ abdeckt, und eine Tonne für Polarwinkel bis $\vartheta = 135^\circ$. Besonderes Gewicht wurde dabei auf den Vorwärtsbereich gelegt, da hier mindestens drei der vier Endzustandsteilchen erwartet werden.

Der Detektor verfügt über zwei Szintillator-Systeme (1) zur schnellen Bestimmung der Multiplizität geladener Teilchen; ein sogenanntes 'inneres' System, das die LEAR Beampipe direkt umgibt, sowie ein dreilagiges 'äußeres' Szintillator-Hodoskop.

Ein Spurdetektor (2), bestehend aus einem System von Driftröhrchen, dient der Rekonstruktion der Richtungen geladener Teilchen.

Das Experiment verzichtet auf einen Magneten zur Impulsmessung; zur Separation von Pionen und Kaonen werden der Energieverlust der Teilchen in Silizium-Zählern (3) und die Messung des Čerenkov-Effekts in Schwellen-Čerenkov-Zählern (4) sowie in einem RICH (Ring Image Čerenkov Counter, 5) benutzt. Das Vorzeichen der Ladung der Endzustandsteilchen wird nicht bestimmt.

Ein elektromagnetisches Kalorimeter im Vorwärtsbereich (7), sowie γ -Veto-Zähler in der Tonne (6) dienen der Unterdrückung von Ereignissen mit zusätzlichen neutralen Teilchen, ermöglichen aber auch die Untersuchung ergänzender Physik-Kanäle mit neutralen Teilchen im Endzustand, wie zum Beispiel $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi\pi^0$.

Überblick über das Kapitel

In den folgenden Abschnitten werden die für das Experiment wesentlichen Parameter des Antiprotonen-Strahls (Abschnitt 3.1), das Jet-Target (Abschnitt 3.2), sowie die einzelnen Komponenten des Detektors (Abschnitt 3.3) beschrieben. Die

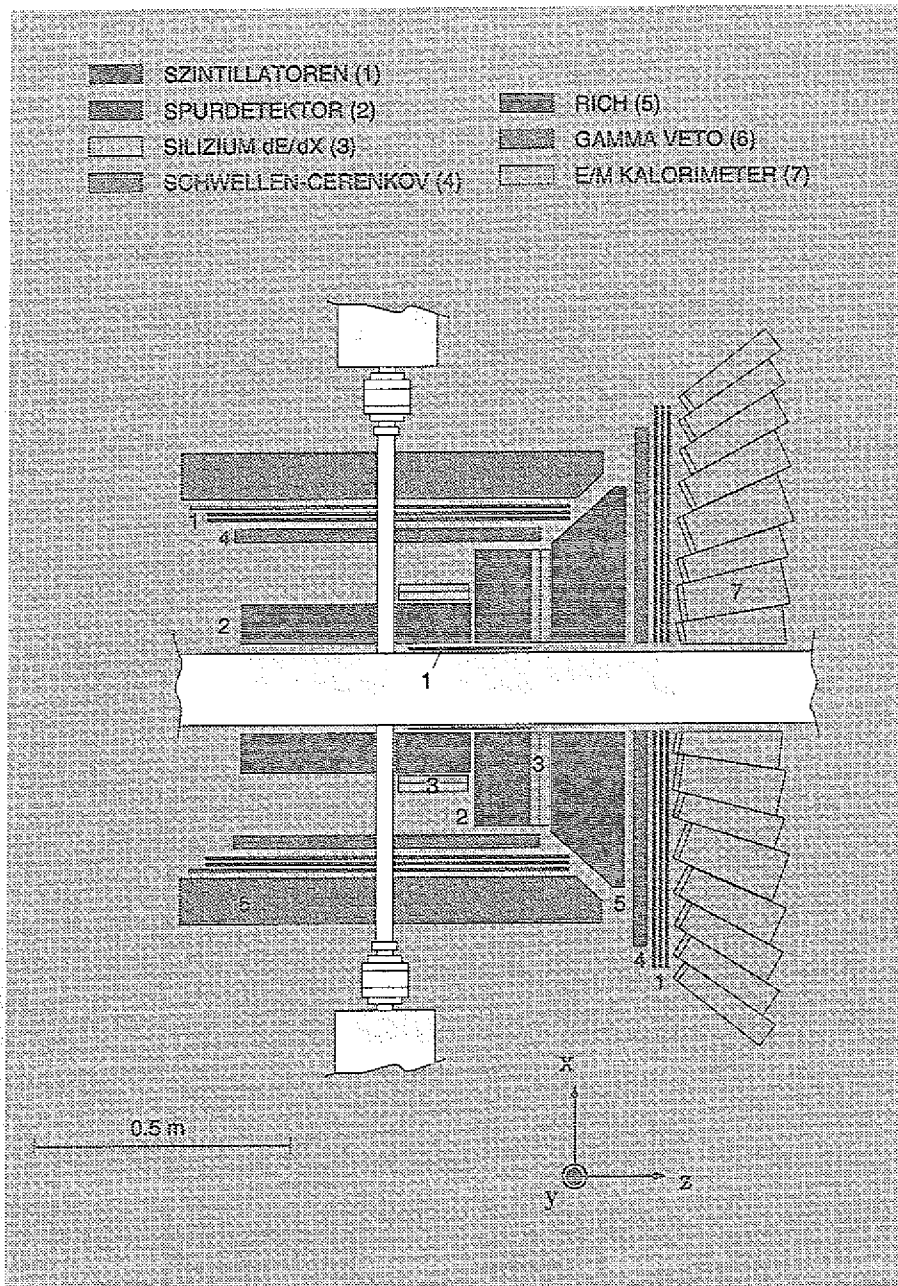


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des JETSET Experiments, in der Aufsicht. Der LEAR $\bar{p}$ -Strahl (im Bild von links nach rechts) und der H_2 -Cluster-Jet (von unten nach oben) kreuzen sich in rechtem Winkel, die Wechselwirkungszone im Zentrum des Bildes ist von einem kompakten Detektor-System umgeben.

Triggerlogik, die auf den schnellen Signalen der inneren und äußeren Szintillatoren, der Schwellen-Čerenkov-Zähler, sowie der γ -Veto-Zähler beruht, wird erklärt (Abschnitt 3.4).

3.1 Der LEAR Antiprotonen-Strahl

Die Erzeugung der Antiprotonen

Abbildung 3.3 gibt einen Überblick über den CERN-PS Komplex mit den insgesamt fünf Beschleunigern, die bei der Erzeugung des im LEAR umlaufenden Antiprotonen-Strahls benutzt werden [53]. Alle 4.5 s (entsprechend jedem zwei-

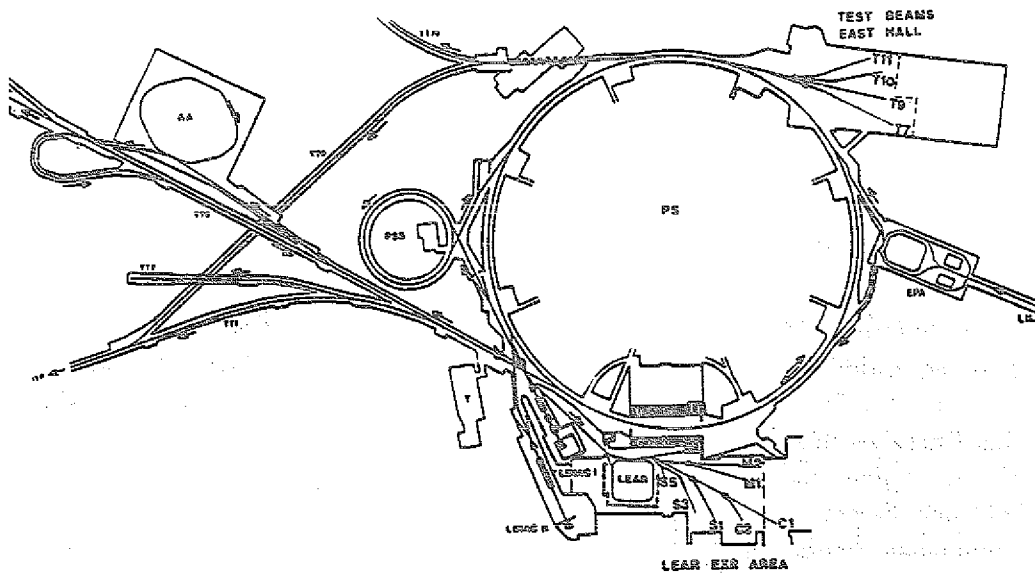


Abbildung 3.3: Überblick über den CERN Antiprotonen-Komplex. Gezeigt sind die für die Produktion der Antiprotonen wesentlichen Beschleuniger: der LINAC (Linear-Accelerator), das PS (Proton Synchrotron) mit dem Booster PSB, der AA-Doppelring (Collector und Accumulator), und schließlich LEAR. Das Produktionstarget befindet sich zwischen dem PS und dem AA.

ten Zyklus) wird im PS (Proton Synchrotron) ein Puls von $1.7 \cdot 10^{13}$ Protonen auf 26 GeV/c beschleunigt und auf ein Produktionstarget aus Iridium geschossen. Die dabei unter anderem erzeugten Antiprotonen werden mit Hilfe eines Kollektors (entweder ein 'magnetisches Horn' oder eine gepulste Lithium-Linse) fokussiert und in den ACOL (Antiproton Collector) injiziert. Die Akzeptanz des ACOL beträgt

$\pm 6\%$ um das Maximum der $\bar{p}$ -Impulsverteilung bei $3.5 \text{ GeV}/c$. Pro Stunde können $6 \cdot 10^{10}$ $\bar{p}$ produziert und gesammelt werden.

Im AC wird mit Hilfe stochastischer Kühlung [54] ein intensiver $\bar{p}$ -Strahl geringer Impulsbreite erzeugt und an den AA (Antiproton Accumulator) weitergeleitet, in dem bis zu 10^{12} Antiprotonen gespeichert werden können. Zum Transfer an den LEAR werden aus dem AA "bunches" von typischerweise 10^9 bis 10^{11} gekühlten Antiprotonen in das PS extrahiert, wo sie auf $609 \text{ MeV}/c$ abgebremst und bei diesem Impuls in den LEAR injiziert werden; die Effizienz für diesen Transfer ist besser als 50%.

Die maximal im LEAR erreichbare Strahlintensität ist durch Raumladungs-Effekte bei der Injektion auf einige 10^{10} $\bar{p}$ beschränkt. Spitzen-Werte von $\approx 5 \cdot 10^{10}$ $\bar{p}$ wurden im Dezember 1992 erreicht.

Nach der Injektion in den LEAR werden die Antiprotonen zunächst beim Einschußimpuls von $609 \text{ MeV}/c$ stochastisch gekühlt und dann auf den vom Experiment gewünschten Impuls bis zu maximal $2.0 \text{ GeV}/c$ beschleunigt oder bis auf $105 \text{ MeV}/c$ abgebremst. Schließlich wird den Experimenten ein kontinuierlicher Antiprotonen-Strahl sehr guter Impulsdefinition und -auflösung zur Verfügung gestellt.

Die Impulsauflösung des Strahls

Die gute Impulsauflösung von $\Delta p/p < 10^{-3}$ wird mit Hilfe eines Systems zur stochastischen Kühlung des Antiprotonen-Strahls erreicht, das insbesondere im Betrieb mit internen Target permanent eingesetzt wird, um die Aufweitung des Strahls und den Energieverlust der Antiprotonen durch Vielfachstreuung im Target zu kompensieren. Abbildung 3.4 zeigt das Impulsprofil des gekühlten Strahls bei laufendem internen Target. Die gemessene Breite der Verteilung beträgt $1.1 \text{ MeV}/c$ bei einem nominellen Strahlimpuls von $1420 \text{ MeV}/c$.

Die Lebensdauer des Strahls

Bei laufender stochastischer Kühlung ist die Lebensdauer des Strahls im wesentlichen durch die hadronische Wechselwirkung der umlaufenden Antiprotonen mit den Protonen des Targets begrenzt, nämlich die inelastische Streuung und die elastische Streuung in große Winkel, die außerhalb der Emittanz des LEAR fallen.

Mit einem totalen hadronischen $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{\text{tot}} \approx 100 \text{ mb}$, einer Targetdichte von $\rho \approx 10^{13} \text{ Teilchen}/\text{cm}^2$ und einer Umlauffrequenz des Antiprotonenstrahls von $\nu \approx 3 \text{ MHz}$ ergibt sich eine Abschätzung für die Lebensdauer des Strahls von

$$\tau = (\rho \cdot \nu \cdot \sigma_{\text{tot}})^{-1} \approx 72 \text{ Stunden.}$$

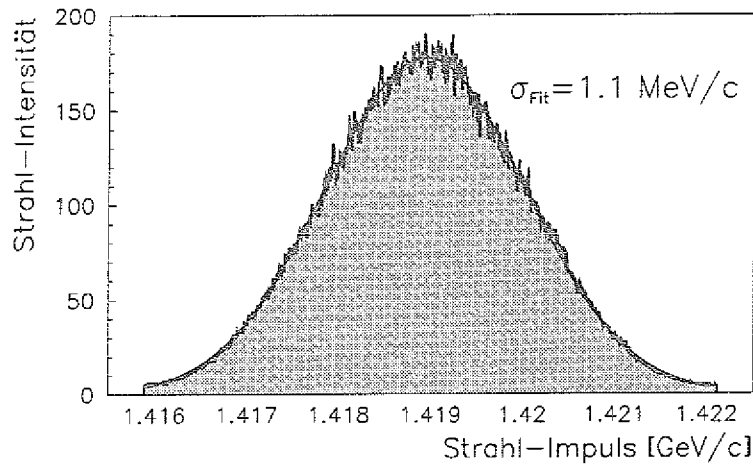


Abbildung 3.4: Das Impuls-Profil des gekühlten Antiprotonen-Strahls bei einem nominellen Strahlimpuls von $1.420 \text{ GeV}/c$, bei laufendem internen Target. Der Fit mit einer Gauss-Verteilung ergibt eine Breite von $1.1 \text{ MeV}/c$ um einen Mittelwert von $1.419 \text{ GeV}/c$.

Abbildung 3.5 zeigt die bei einem Impuls von $1.6 \text{ GeV}/c$ gemessene Abnahme der Strahl-Intensität über eine Periode von 24 Stunden, mit laufendem internen Target und stochastischer Kühlung. Die gemessene Lebensdauer von 75 Stunden ist in

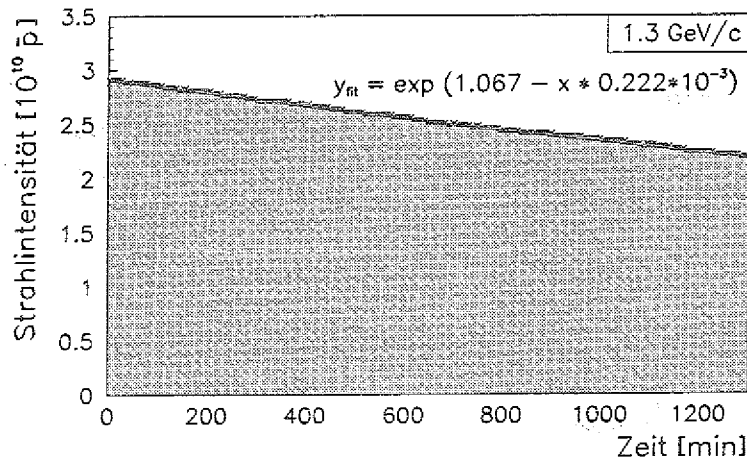


Abbildung 3.5: Die Lebensdauer des Antiprotonen-Strahls im Betrieb mit dem internen Target. Gezeigt ist die Anzahl der umlaufenden Antiprotonen als Funktion der Zeit. Der Fit einer Exponentialfunktion ergibt eine Zerfallskonstante von $2.2 \cdot 10^{-3} / \text{Minute}$, entsprechend einer Strahl-Lebensdauer von etwa 75 Stunden.

guter Übereinstimmung mit der oben angegebenen Schätzung.

Abbildung 3.6 demonstriert den Einfluß der stochastischen Kühlung auf die Qualität des Strahls. Nach einem Ausfall der longitudinalen Kühlung, die norma-

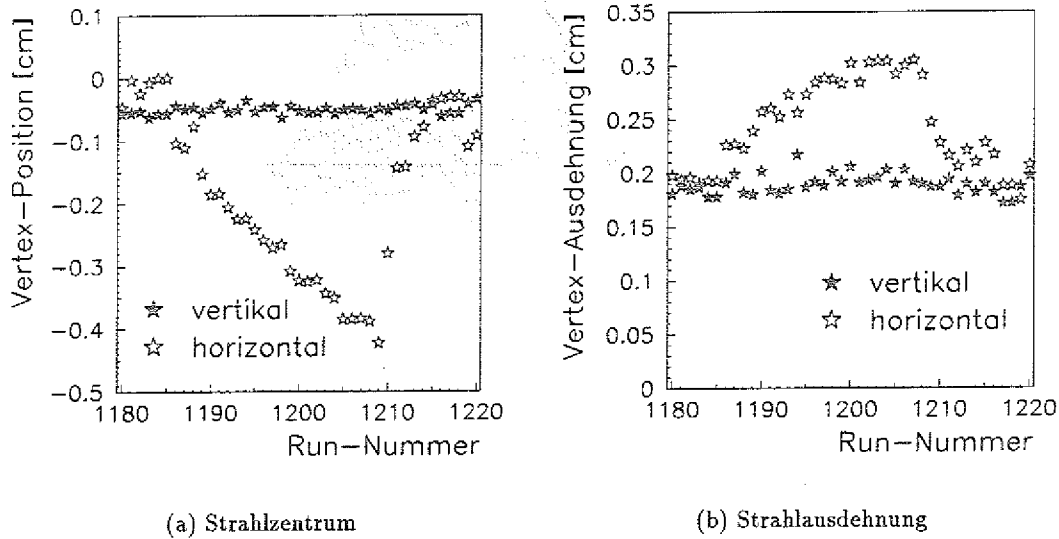


Abbildung 3.6: Die Verschiebung des Schwerpunkts und die Aufweitung des LEAR Strahlprofils in horizontaler Projektion als Folge eines Ausfalls der longitudinalen stochastischen Kühlung. Das dargestellte Intervall entspricht einem Zeitraum von etwa 20 Stunden.

lerweise den Energieverlust der Antiprotonen beim Durchlaufen des Targets ausgleicht, beginnt sich der Strahl in horizontaler Richtung aufzuweiten und aus der Soll-Position abzuwandern. Nach etwa 15 Stunden konnte die Kühlung wieder in Betrieb genommen werden, und die Strahleigenschaften normalisieren sich innerhalb kurzer Zeit. Da die transversale Kühlung normal weiterlief, blieb der Strahl in der vertikalen Projektion über den gesamten Zeitraum stabil.

Das LEAR Strahlrohr

Im Bereich des JETSET Detektors ist der LEAR mit einem speziellen Strahlrohr aus $300\text{ }\mu\text{m}$ starkem, korrigiertem "Inconel" (einer Mischung von Ni, Fe und Cr im Verhältnis 54/18/18 mit einer Strahlungslänge von $\approx 1.76\text{ cm}$) ausgestattet. Die Ausmaße der Vakuumkammer sind durch die Strahlparameter bei der Injektion bestimmt: es wurde eine annähernd ovale Form mit Halbachsen von 78 mm in der Horizontalen und 38 mm in der Vertikalen gewählt.

3.2 Das H_2 Cluster-Jet-Target

Obwohl von der technischen Realisierung schwieriger, bietet ein Gas-Jet-Target [55, 56] zahlreiche Vorteile gegenüber herkömmlichen Festkörper- oder Flüssig-Targets:

- das Target ist chemisch rein und kann hohe Strahlintensitäten ohne Veränderung seiner chemischen Eigenschaften verkraften;
- die im Vergleich zu Festkörper- und Flüssig-Targets geringe Dichte ermöglicht die Verwendung als internes Target in einem Speicherring, da die durch Vielfachstreuung im Target verursachte Aufweitung des umlaufenden Strahls durch entsprechende (stochastische) Kühlung kompensiert werden kann; auf diese Weise können höhere Luminositäten erreicht werden als an externen Targets;
- wegen der geringen Dichte wird die Energieauflösung nicht durch Energieverluste der Strahlteilchen im Target verschlechtert; sie ist allein durch die Impulsauflösung des Strahls gegeben
- mit Hilfe stochastischer Kühlung wird eine sehr lange Lebensdauer des umlaufenden Strahls erreicht; dies bedeutet eine ökonomische Ausnutzung der sehr teuren Antiprotonen.

Die Erzeugung des Cluster-Strahls

Zur Erzeugung des Cluster-Jet-Strahls wird ein Gas unter hohem Druck und bei niedriger Temperatur durch eine Düse kleiner Öffnung ($10\text{-}150\text{ }\mu\text{m}$) expandiert. Die spezielle Geometrie dieser Düse ist von entscheidender Bedeutung für die erreichbare Dichte des erzeugten Strahls. Besonders gute Resultate werden mit einer "konvergierenden - divergierenden" Geometrie erzielt, wie sie Abbildung 3.7 zeigt. Im konvergierenden Teil der Düse erhöht sich die Flußgeschwindigkeit des Gases bis zur Schallgeschwindigkeit. Gleichzeitig verringert sich die Breite der Geschwindigkeitsverteilung, das heißt das Gas kühlt sich ab. In dem divergierenden Teil der Düse wird eine weitere Erhöhung der Geschwindigkeit über die Schallgeschwindigkeit hinaus (daher der Name "Jet"-Target) erreicht. Bei geeignet gewählter Geometrie der Düse übersättigt das Gas dabei, und bei genügend großer Dichte und Druck setzt im Zentrum des Gas-Strahls die Bildung von Clustern von 10^5 bis 10^6 Molekülen ein.

Nur wenige Prozent des expandierenden Gases tragen aber zur Clusterbildung bei, fast das gesamte expandierte Gasvolumen muß in nachfolgenden Blenden ("skim-mern"), die wiederum eine wohldefinierte Geometrie haben, abgeschält und abgepumpt werden. Dies erfordert entsprechende Pumpleistungen, damit das Hochvakuum des Speicherrings nicht durch dieses Rest-Gas verunreinigt wird.

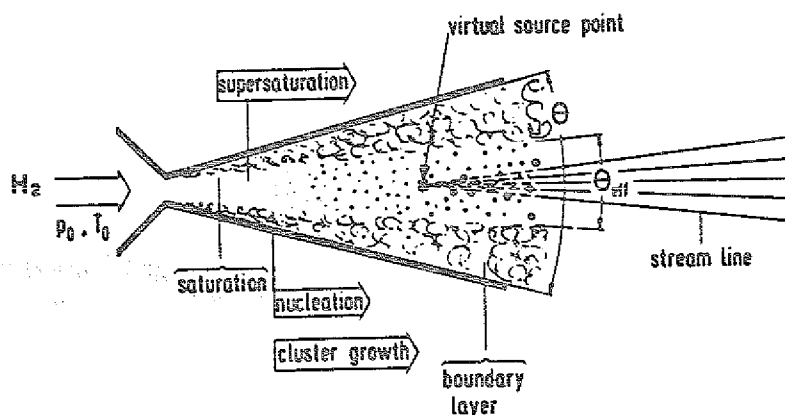


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der wesentlichen Phasen der Clusterbildung in einer Düse mit "konvergierender - divergierender" Geometrie (aus [55]). Nähere Erläuterungen im Text.

Der Cluster-Strahl zeichnet sich durch eine Teilchendichte von $\geq 10^{13}$ Atomen / cm^2 sowie durch eine hohe Stabilität aus, die im Hochvakuum Flugstrecken von mehreren Metern bei nur geringer Diffusion des Strahls erlaubt.

Das Jetset Cluster-Jet-Target

Das Jetset Cluster-Jet-Target wird bei (77 K), der Temperatur von flüssigem N_2 , und bei einem H_2 -Druck von 12 bar betrieben. Der Durchmesser der Düse beträgt 26 μm .

Abbildung 3.8 zeigt die verschiedenen Stufen des Targets in einer schematischen Darstellung. Die Produktions-Stufe ist in drei separate Kammern unterteilt, die Expansionskammer und zwei differentielle Pumpen-Stufen. Jede dieser drei Kammern ist mit Turbolmolekularpumpen mit einer Pumpleistung von jeweils 3500 l/s ausgestattet, sie sind durch Strahl-definierende Blenden von 0.6, 0.9 und 1.8 mm Radius miteinander und mit der LEAR Strahlkammer verbunden. Nachdem der Cluster-Strahl die Strahlkammer durchlaufen hat, wird er in einer wiederum dreistufigen Senke aufgefangen und abgepumpt. Die Pumpleistung in der ersten Kammer beträgt 4000 l/s, die in den beiden folgenden Kammern jeweils 1000 l/s.

Der Abstand der Düse vom LEAR Strahlrohr wurde mit etwa 100 cm recht groß gewählt, um den nachträglichen Einbau eines Magneten für das Experiment zu ermöglichen. Dieser große Abstand wirkt sich allerdings negativ auf die Jet-Dichte aus, die Werte von $2 \cdot 10^{13}$ Atomen / cm^2 nicht übertrifft.

Während der Strahlzeiten des Jahres 1991 wurde die Qualität und Dichte des Jet-

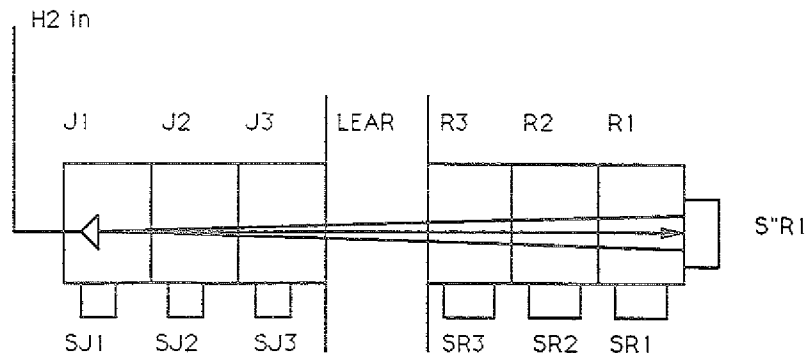


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des Cluster-Jet-Targets. 'J1' ist die Expansionskammer, 'J2' und 'J3', sowie 'R3' bis 'R1' sind die differentiellen Pump-Stufen in der Produktion bzw. in der Senke (aus [57]).

Strahls durch eine Verunreinigung einer der Blenden in der Produktionsstufe des Targets verschlechtert. Abbildung 3.9 verdeutlicht dieses Problem. Gezeigt sind in

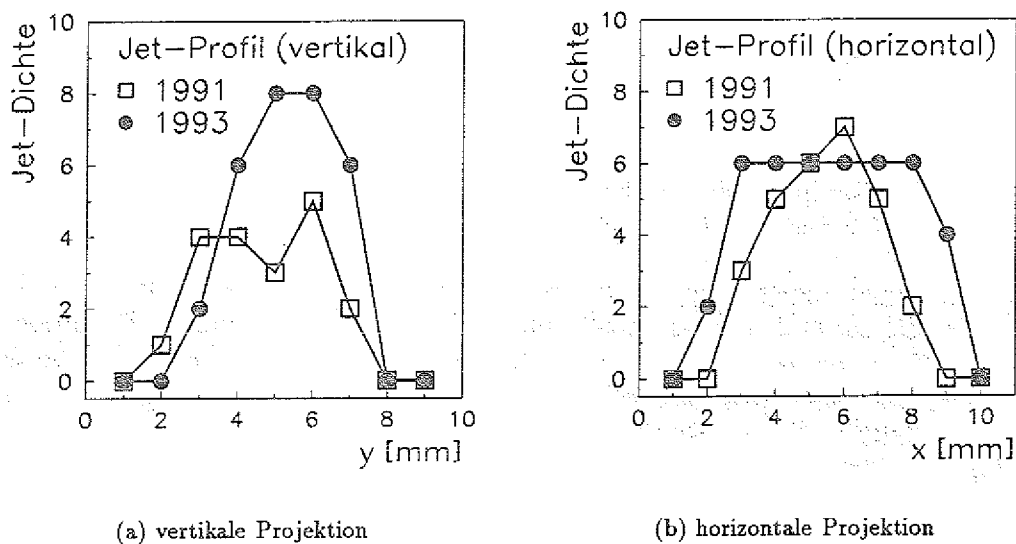


Abbildung 3.9: Strahlprofile des Cluster-Jet-Strahls in willkürlichen Einheiten, gemessen im Oktober 1991 und im Januar 1993 nach der Beseitigung einer Verunreinigung in einer der strahldefinierenden Blenden.

willkürlichen Einheiten Strahlprofile des Cluster-Strahls in der horizontalen und der vertikalen Projektion, gemessen im Oktober des Jahres 1991 und im Januar

des Jahres 1993 nach der Beseitigung dieser Verunreinigung, bei ansonsten unveränderten Parametern. Auf diesen Messungen beruhende Abschätzungen lassen eine Verbesserung der Targetdichte um etwa einen Faktor zwei erwarten.

3.3 Der Detektor

3.3.1 Die Trigger-Szintillatoren

Zwei Szintillator-Systeme, dienen der schnellen Bestimmung der Multiplizität und der Topologie geladener Teilchen.

Die inneren Triggerszintillatoren

Ein zweilagiges System von Szintillatoren bildet die innerste Lage des JETSET Detektors. Es umgibt das LEAR Strahlrohr und folgt dessen elliptischer Geometrie (siehe Abbildung 3.10). Die innere der beiden Lagen, bestehend aus 20 jeweils 2 cm breiten und 2 mm dicken Zählern, überdeckt 360° im Azimuthwinkel und den Polarwinkel-Bereich von 45° bis 65° . Die äußere Lage überdeckt wiederum den vollen Azimuthwinkel, aber den Bereich von 15° bis 45° im Polarwinkel; sie besteht aus 40 jeweils 1 cm breiten und 2 mm dicken Zählern. Die Länge der einzelnen Zähler in beiden Lagen ist individuell so gewählt, daß sie trotz des mit dem Azimuth variierenden Abstandes von der Strahlachse den genannten Polarwinkel-Bereich abdecken.

Die Lichtleiter haben die gleiche Breite wie die Szintillatoren, sind aber 3 mm dick; die Auslese erfolgt mit Photomultipliern des Typs EMI 9826A.

Die Aufgabe dieser Szintillatoren ist die Bestimmung der Multiplizität und der Topologie der in den Detektor gehenden geladenen Teilchen und die Definition des Zeitnullpunktes der Ereignisse (mit der Ausnahme solcher Trigger, für die diese Zähler als Veto verwendet werden — zum Beispiel für die Messung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0$). Diesen Zeitnullpunkt bestimmt das früheste Signal ("Fast-Or") aller Vorwärts-Zähler.

Die äußeren Triggerszintillatoren

Ein dreilagiges äußeres Szintillator-Hodoskop bildet einen universellen Vielzweck-Detektor. Aufgrund seiner hohen Granularität gibt es eine Information über die Richtungen geladener Teilchen, die im Trigger und in der Rekonstruktion verwendet werden. Die Bestimmung der Multiplizität in den drei Lagen unterstützt die Messung in den inneren Szintillatoren und ermöglicht die Erkennung sekundärer

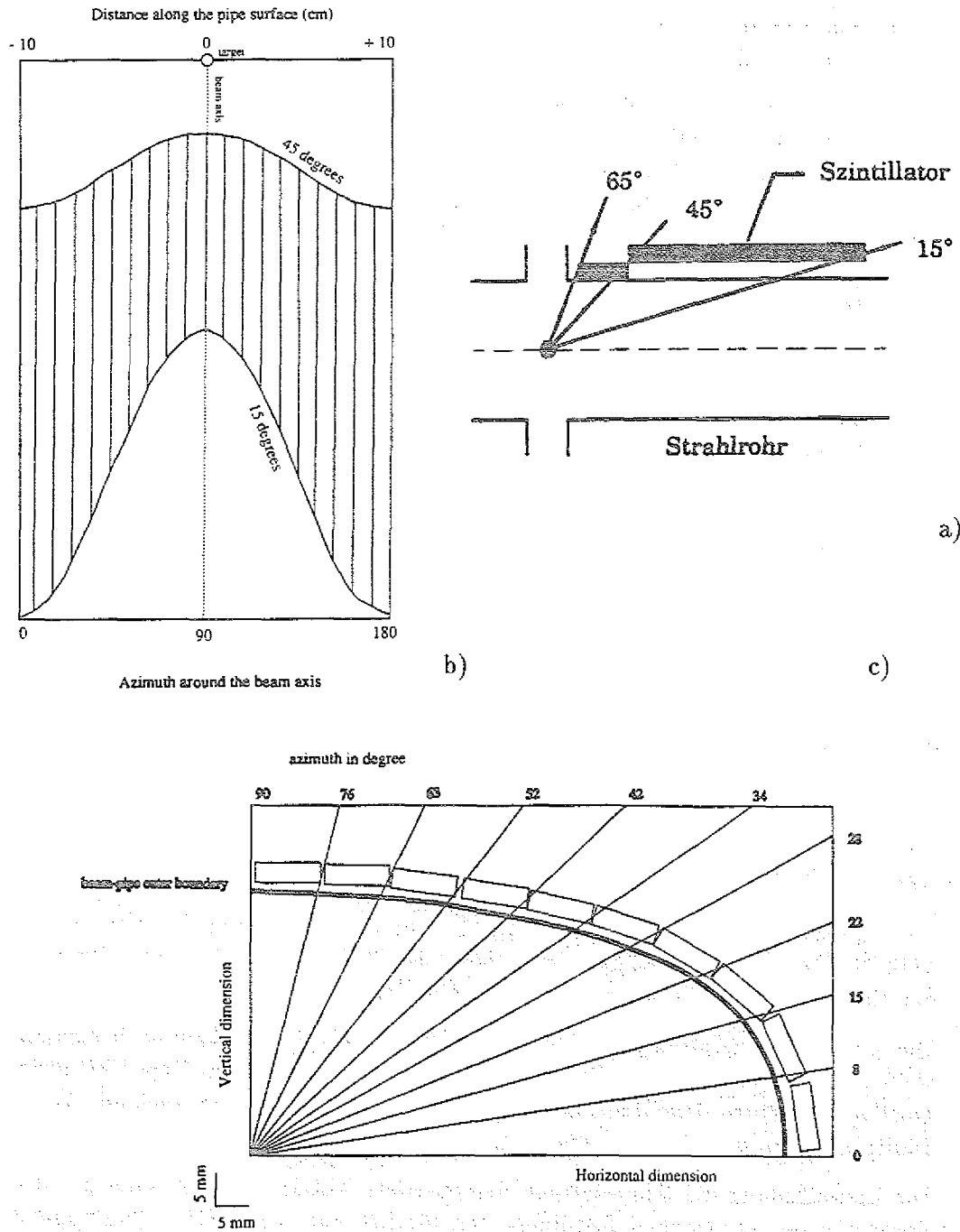


Abbildung 3.10: Die geometrische Konfiguration der inneren Trigger-Szintillatoren. a) Schnitt längs der Strahlachse; b) die Segmentierung der vorderen Zähler im Azimuth; c) Schnitt durch einen Quadranten der vorderen Zähler, in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung (aus [57]).

geladener Teilchen aus Zerfällen im Detektor-Volumen. Die Messung des Energieverlustes geladener Teilchen in den Szintillatoren ermöglicht die Bestimmung der Geschwindigkeit dieser Teilchen und kann in der Auswertung zur Teilchenerkennung benutzt werden.

Das Hodoskop ist in eine Endkappe, die Polarwinkel bis 45° abdeckt, und eine Tonne im Winkelbereich von 45° bis 135° unterteilt. Eine der drei Lagen ist in 48 (in der Endkappe) beziehungsweise 24 (in der Tonne) gerade Elemente segmentiert, die beiden anderen bestehen aus jeweils 24 (in der Tonne 12) in entgegengesetztem Drehsinn gebogenen Elementen (siehe Abbildung 3.11). Der äußere Radius der Endkappe beträgt 58 cm, der innere Radius folgt der elliptischen Form des LEAR Strahlrohres; der Radius und die Länge der Tonne sind 35 cm beziehungsweise 70 cm. Die Zähler bestehen aus (5.0 ± 0.7) mm dickem BC404 Szintillator-Material der Firma Bicron.

Die spezielle Geometrie der gebogenen Zähler stellt kein Problem für die Effizienz des Teilchennachweises dar. Testmessungen ergaben unabhängig vom Bestrahlungsort Werte von $> 99.5\%$.

Ein wesentlicher Vorteil der speziellen Geometrie der Endkappe ist die von außen nach innen ansteigende Granularität der durch die dreifach-Koinzidenz von jeweils einem Zähler aus jeder Ebene definierten "Pixel". Daraus folgt eine über den gesamten Raumwinkel fast konstante Winkelakzeptanz dieser Pixel. Diese beträgt etwa $\Delta\vartheta \times \Delta\varphi \approx 1.8^\circ \times 7.5^\circ$ in der Endkappe und $\Delta\vartheta \times \Delta\varphi \approx 10^\circ \times 15^\circ$ in der Tonne.

Die sich aus den Pixel-Koinzidenzen ergebende schnelle Information über den Durchstoßpunkt geladener Teilchen macht sich ein spezieller Trigger zur Messung der elastischen Streuung mit symmetrischer Kinematik ($\cos\vartheta_{cm} \approx 90^\circ$ für Proton und Antiproton) zunutze, der insbesondere zur Bestimmung der Luminosität dient (siehe Abschnitt 4.7).

Im Trigger für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0$, für den die inneren Szintillatoren als Veto benutzt werden, bestimmt der früheste Treffer ("Fast-Or") der geraden Zähler der Endkappe den Zeitnullpunkt des Ereignisses.

Die Auslese der Szintillatoren erfolgt am äußeren (für die Endkappe), beziehungsweise am hinteren Ende (für die Tonne) mit Photomultipliern des Typs EMI 9954B. Die Signale werden sowohl mit Zeit-Digital-Konvertern (TDC) als auch mit Analog-Digital-Konvertern (ADC) ausgelesen.

Die Zeitauflösung der Szintillatoren demonstriert Abbildung 3.12. Gezeigt ist ein Spektrum der gemessenen Zeitdifferenzen für Koinzidenzen zweier überlappender Zähler aus verschiedenen Ebenen der Endkappe. Die Breite der Verteilung ist $\sigma_{fit} = 0.4$ ns, was einer Zeitauflösung von $\sigma_{fit}/\sqrt{2} = 0.28$ ns für den einzelnen Zähler entspricht.

Die Impulshöhen-Messung kann dazu benutzt werden, über den Energieverlust der Teilchen im Szintillator deren Geschwindigkeit zu bestimmen. Abbildung 3.13 zeigt

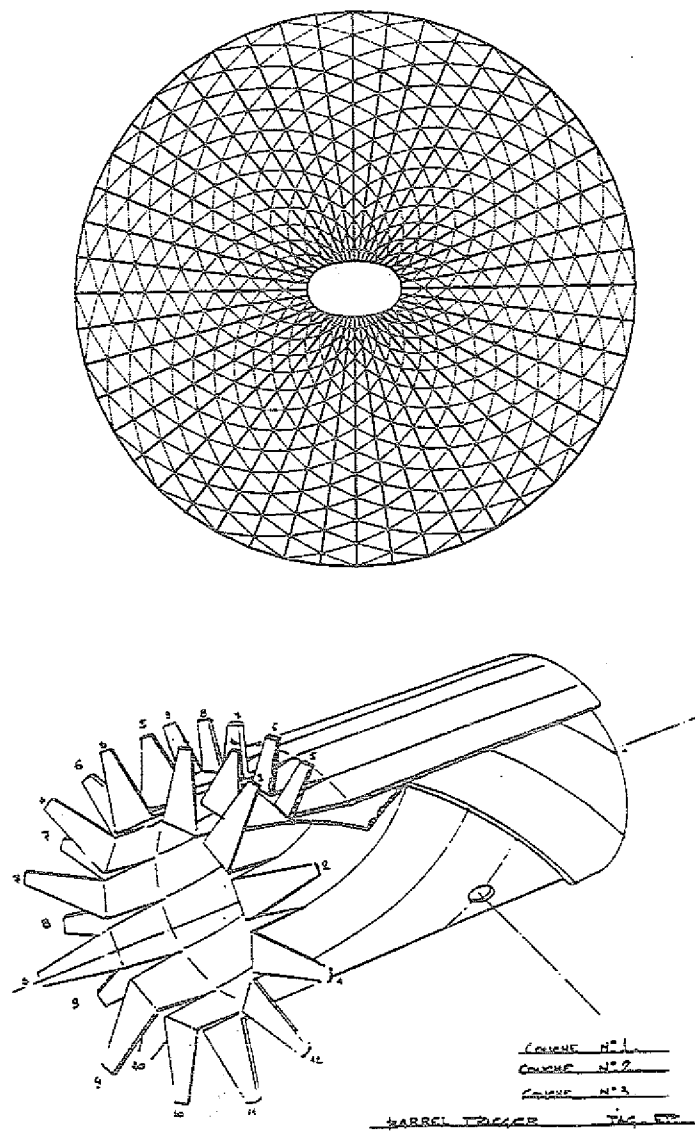


Abbildung 3.11: Das dreilagige äußere Szintillator-Hodoskop. Oben die Endkappe, unten die Tonne.

ein Impulshöhen-Spektrum, gemessen in einem Pixel eines geraden Szintillators mit dem oben erwähnten elastischen Trigger. Es ist eine klare Doppelstruktur mit einem Peak bei höheren Werten, verursacht durch elastische gestreute Protonen mit einem β -Wert von 0.73, und einem Peak bei niedrigeren Werten von schnellen Pionen mit $\beta \approx 1$ zu erkennen.

In Abbildung 3.14 sind für einen Satz rekonstruierter elastischer Ereignisse, die bei

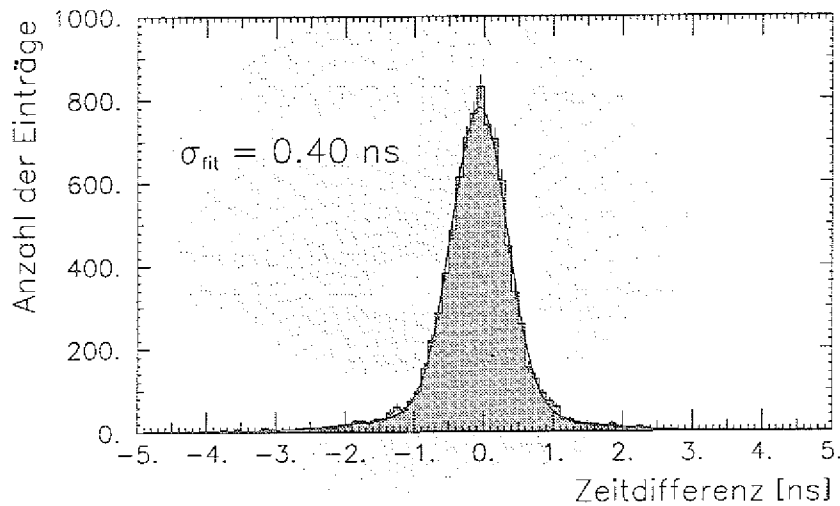


Abbildung 3.12: *Spektrum der Zeit-Differenz zwischen zwei überlappenden Szintillatoren aus verschiedenen Ebenen der Endkappe. Die Anpassung mit einer Gauss-Verteilung ergibt eine Breite von 0.4 ns.*

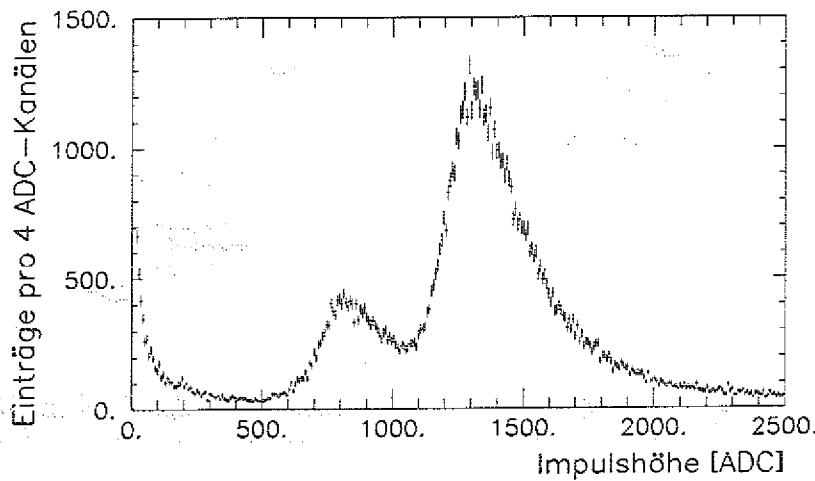


Abbildung 3.13: *Impulshöhen-Spektrum für "Pixel"-Treffer in einem der geraden Szintillatoren der Endkappe.*

verschiedenen Strahlimpulsen gemessen wurden, die Mittelwerte der in den Zählern der Endkappe gemessenen Energieverlust-Spektren gegen das aus der Kinematik

berechnete β aufgetragen. Dabei wurden nur solche Teilchen betrachtet, die ein

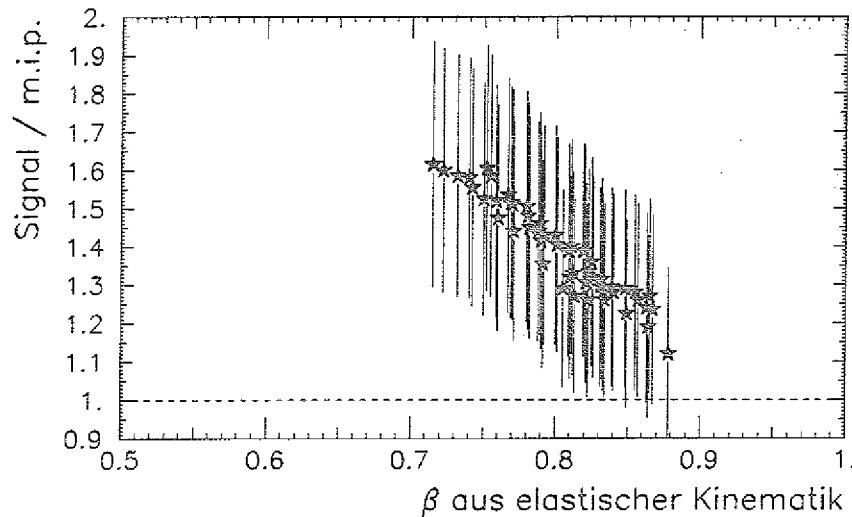


Abbildung 3.14: Mittelwerte der in den Zählern der Endkappe gemessenen ADC-Verteilungen ("truncated mean" aus drei Lagen) für elastische Ereignisse, aufgetragen gegen das aus der Kinematik berechnete β der Teilchen.

Signal in jeder der drei Lagen des Detektors ergaben, und jeweils der Mittelwert der beiden niedrigsten Messungen (das "truncated mean") berechnet. Ein klarer Zusammenhang zwischen den Mittelwerten der Verteilungen und der berechneten Geschwindigkeit ist zu erkennen; allerdings sind die Breiten der Verteilungen so groß, daß die Verwendung individueller Messungen zur Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit nicht sinnvoll erscheint. Diese Breite ist im wesentlichen bestimmt durch die Ortsabhängigkeit der Photonenausbeute, die wegen der speziellen Geometrie insbesondere der gebogenen Zähler eine große Rolle spielt: Monte-Carlo Studien und Testmessungen haben gezeigt, daß über die gesamte Fläche des Szintillators Variationen um einen Faktor zwei auftreten [58]. Um die Messung des Energieverlusts zur Teilchenidentifizierung nutzen zu können, ist somit eine detaillierte Kalibration des Detektors notwendig. Zu diesem Zwecke wurden Testmessungen durchgeführt [59], deren Ergebnisse allerdings im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr berücksichtigt werden konnten.

3.3.2 Der Spurdetektor

Zur Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen dienen Drahtkammern aus insgesamt 2000 unabhängigen zylindrischen Driftröhrchen ("straws") von jeweils 8 mm Durchmesser. Jede dieser Driftzellen besteht aus einem Aluminiumröhrchen mit

einer Wandstärke von $60\text{ }\mu\text{m}$, das mit einer Mischung von 50% Argon und 50% Kohlendioxid unter Normaldruck gefüllt ist. Im Zentrum des Driftröhrchens ist ein Stahldraht von $30\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser mit einer mechanischen Spannung von 80 g befestigt. Dieser Anodendraht liegt auf einer Spannung von 2.15 kV gegen die geerdete Wand des Röhrchens; sein elektrischer Widerstand beträgt $1\text{ k}\Omega/\text{m}$.

Zu Modulen zusammengeklebt, bilden diese Driftröhrchen eine selbsttragende Konstruktion, massive Endplatten zur Halterung der Drähte können vermieden werden. Ein weiterer Vorteil der modularen Bauweise ist die Minimierung des durch einen gerissenen Draht verursachten Schadens; nur ein einziges Driftröhrchen ist davon betroffen. Die Ratenverträglichkeit der Kammer wurde zu besser als 10 kHz/cm bestimmt.

Der Spurdetektor ist in eine Endkappe und eine Tonne unterteilt, in denen Spuren bis zu Polarwinkeln von $\vartheta \leq 50^\circ$ beziehungsweise $\vartheta \leq 140^\circ$ nachgewiesen werden können.

Die Tonne

Die Tonne besteht aus 1200 Driftröhrchen von jeweils 426 mm Länge, die parallel zur Strahlrichtung des Antiprotonen-Strahls verlaufen. Sie ist, wie in Abbildung 3.15 gezeigt, in zwei Module unterteilt, die das LEAR Strahlrohr und die Jet-Pipe umgeben. Sowohl die Gaszufuhr als auch die elektronische Auslese der

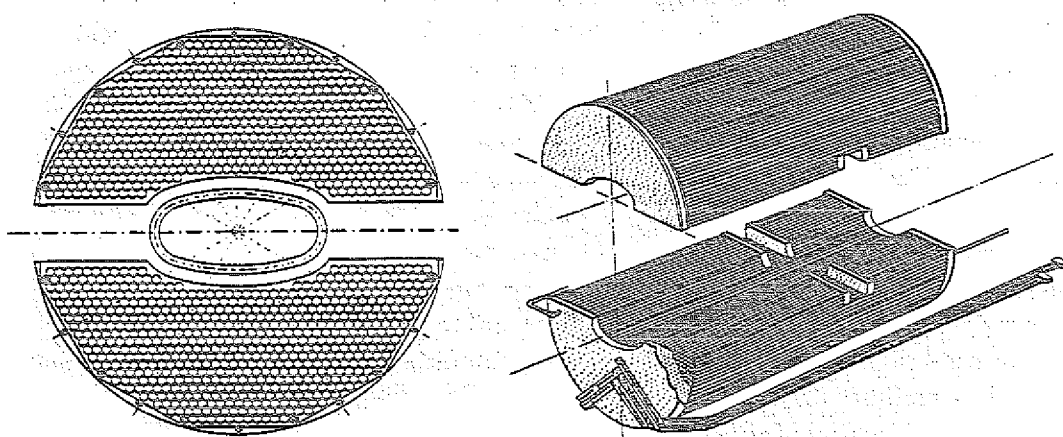


Abbildung 3.15: Der Spurdetektor in der Barrel-Region. Links ein Schnitt in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung, rechts eine schematische dreidimensionale Darstellung (aus [57]).

Anodendrahte erfolgen am rückwärtigen Ende des Detektors.

Am vorderen Ende sind die Anodendrähte paarweise mit Widerständen von $50\ \Omega$ miteinander verbunden. Die Messung der Impulshöhen an den beiden Enden des Drahtpaares ermöglicht über die Ladungsteilung die Zuordnung des Treffers zu einem der beiden Drähte sowie die Bestimmung der Position des Treffers längs dieses Drahtes.

Die Messung der Driftzeit dient der Bestimmung des Driftradius und damit der Position der Spur in der Ebene senkrecht zum Draht.

Die Endkappe

Der Vorwärtsdetektor besteht aus 800 Driftröhrchen, die in zwölf Lagen senkrecht zur Strahlrichtung angeordnet sind: jeweils sechs Lagen in horizontaler und sechs Lagen in vertikaler Richtung (siehe Abbildung 3.16). Dabei sind jeweils drei gleich

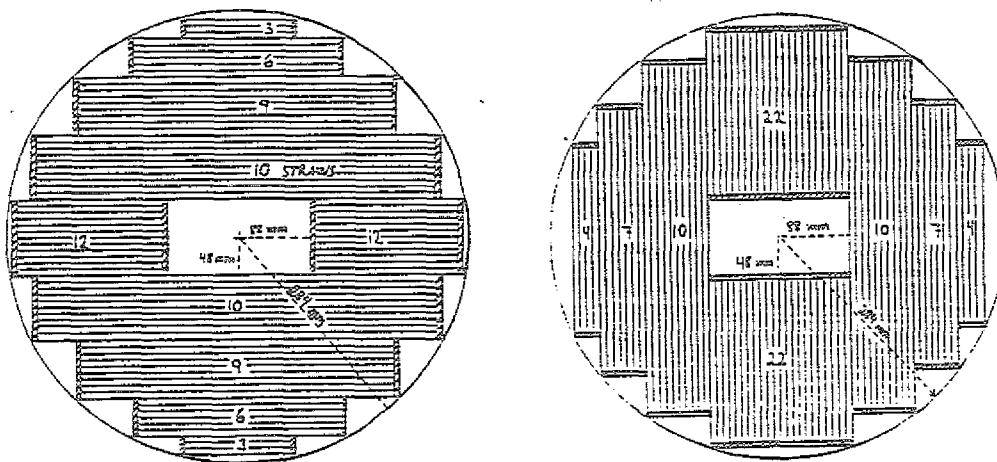


Abbildung 3.16: Der Spurdetektor in der Vorwärts-Region. Gezeigt ist die Aufsicht jeweils einer Ebene zur Messung der vertikalen (links) und der horizontalen (rechts) Position der Spur (aus [57]).

orientierte Ebenen zu einem Modul zusammengefaßt; Module entgegengesetzter Orientierung wechseln sich ab.

Die Länge der einzelnen Driftröhrchen wurde so gewählt, daß eine Kreisfläche mit einem Radius von 284 mm annähernd ausgefüllt wird. In der Mitte des Detektors wurde eine $48 \times 88\text{ mm}^2$ große rechteckige Öffnung für das LEAR Strahlrohr freigelassen.

Im Vorwärtsdetektor wird auf eine beidseitige Auslese der Drähte, und damit auf eine Ortsbestimmung über die Messung der Ladungsteilung, verzichtet. Entsprechend werden nur die Driftzeiten, nicht aber die Impulshöhen der Signale gemessen.

Abbildung 3.17 zeigt die aus der Driftzeitmessung gewonnene Kalibrationskurve für die radiale Ortsbestimmung in den Driftröhrchen. Je flacher der Verlauf dieser

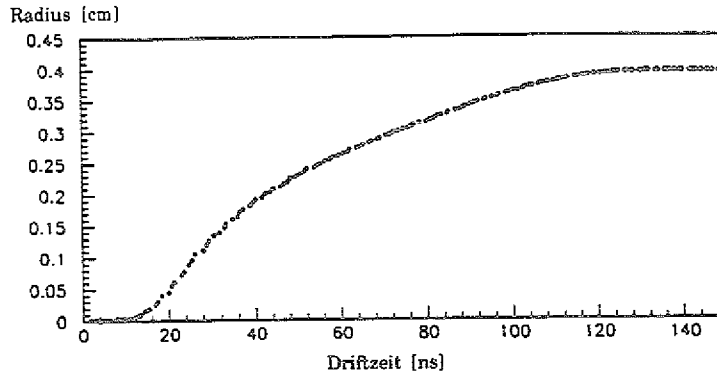


Abbildung 3.17: Eichkurve für die Driftzeitmessung in einem "straw". Aufgetragen ist der berechnete Driftradius vom Anodendraht ($r = 0$ cm) bis zum vollen Radius ($r = 0.4$ cm) als Funktion der gemessenen Driftzeit in ns (aus [60]).

Eichkurve, desto besser die aus der Driftzeitmessung gewonnene Ortsauflösung. Dies spiegelt sich in Abbildung 3.18 wider, die die berechnete Ortsauflösung als Funktion des Driftradius darstellt. Als mittlere Ortsauflösung ergeben sich [60]:

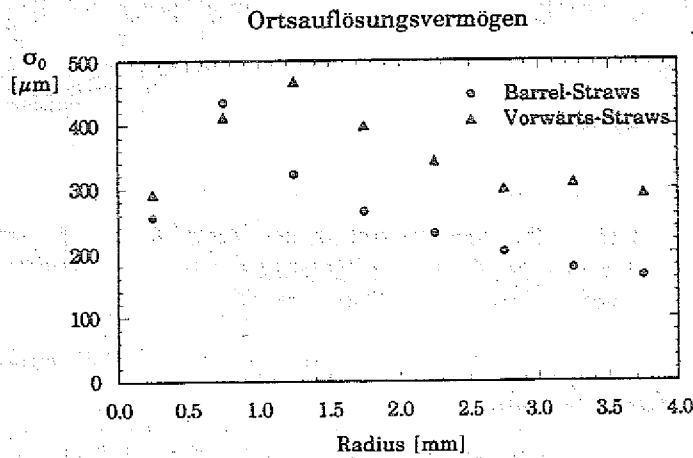


Abbildung 3.18: Die gemessene Ortsauflösung in der radialen Komponente als Funktion des berechneten Driftradius (aus [60]).

$$\sigma_r = (257 \pm 83) \mu\text{m} \quad \text{für die Tonne} \quad (3.2)$$

$$\sigma_r = (353 \pm 66) \mu\text{m} \quad \text{für den Vorwärts-Zähler} \quad (3.3)$$

Die Ortsauflösung in der Koordinate entlang des Drahtes, gewonnen aus der Messung der Ladungsteilung, beträgt etwa 1 cm.

3.3.3 Zähler zur Teilchenidentifizierung

Zur Teilchenidentifizierung dienen Detektorkomponenten, die jeweils die Geschwindigkeit geladener Teilchen bestimmen. Ein System von Schwellen-Čerenkov-Zählern ermöglicht die Separation schneller Pionen im Trigger und wird in der Offline-Auswertung über die Messung der Anzahl produzierter Photonen zur Bestimmung der Geschwindigkeit benutzt. In Silizium-Zählern erfolgt eine Geschwindigkeitsbestimmung über die Messung des Energieverlusts dE/dx .

Der Schwellen-Čerenkov-Zähler

Das System der Schwellen-Čerenkov-Zähler ist in seiner Geometrie und Segmentierung den äußeren Triggerszintillatoren angepaßt (siehe Abbildung 3.19). Den

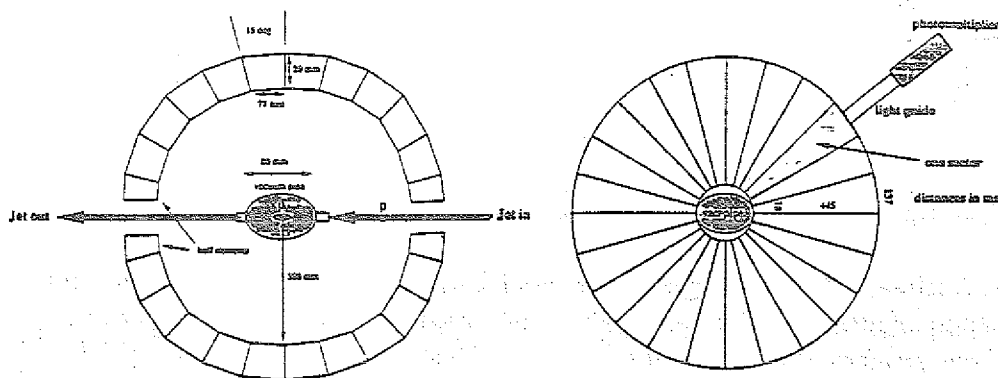


Abbildung 3.19: Die geometrische Konfiguration der Schwellen-Čerenkov-Zähler. Gezeigt sind links ein Schnitt durch die Tonne sowie rechts die Aufsicht der Endkappe (aus [57]).

rückwärtigen Bereich von 45° bis 135° überdeckt ein Zylinder mit einem Radius von 29 cm und einer Länge von 60 cm, den Vorwärtsbereich von 15° bis 45° eine Endkappe mit einem inneren Radius von 10 cm und einem äußeren Radius von 50 cm.

Sowohl die Tonne als auch die Endkappe sind in jeweils 24 gerade Zähler segmentiert. Jeder dieser Zähler bildet eine 2 cm dicke Box aus 3 mm starkem UV-durchlässigem Plexiglas, die mit dem Radiator (siehe unten) gefüllt ist. Dem Radiator ist ein Wellenlängenschieber (PPO und Aspirin) beigemischt, was die Lichtaus-

beute um etwa einen Faktor drei erhöht. Die Auslese erfolgt mit Photomultipliern über zylindrische Lichtleiter aus UV-durchlässigem Plexiglas.

Zwei verschiedene Radiatoren wurden im Laufe der Zeit benutzt: Hexan-Perfluor (C_6F_{14} , "Freon") und Wasser. Die folgende Aufstellung gibt einen Überblick über den Brechungsindex n , die resultierende Schwellengeschwindigkeit $\beta_t = 1/n$, sowie die entsprechenden Schwellenimpulse p_{th} für Pionen, Kaonen und Protonen für die beiden verwendeten Radiatoren:

	Freon	Wasser
n	1.26	1.33
β_t	0.79	0.752
$p_{th}(\pi)$	182 MeV/c	159 MeV/c
$p_{th}(K)$	636 MeV/c	563 MeV/c
$p_{th}(p)$	1225 MeV/c	1070 MeV/c

Die Silizium dE/dx -Zähler

In der Vorwärtsrichtung ist ein vierlagiger dE/dx -Zähler, bestehend aus 919 Silizium-Kristallen einer Dicke von $280 \mu m$ und einer Oberfläche von jeweils $1.96 \times 2.40 \text{ cm}^2$, installiert. Die Kristalle sind in vier "pads" von $0.49 \times 2.40 \text{ cm}^2$ unterteilt. Der Detektor füllt eine Kreisfläche mit einem äußeren Durchmesser von etwa 56 cm annähernd aus. In der Mitte wurde eine rechteckige Öffnung für das LEAR Strahlrohr freigelassen (siehe Abbildung 3.20). In zwei der Ebenen sind die PADs in horizontaler, in den anderen in vertikaler Richtung ausgerichtet.

Die Auslese-Elektronik, eine Weiterentwicklung des ursprünglich für den inneren Silizium-Zähler des UA2 Experiments entwickelten AMPLEX chips, befindet sich auf der gleichen Platine wie der Detektor selbst. Die beiden Ebenen gleicher Orientierung sind so gegeneinander versetzt, daß die durch die Auslese-Elektronik verursachten Lücken zwischen den "pads" einer Ebene von der jeweils anderen Ebene abgedeckt werden.

Die Koinzidenz zweier Treffer in Ebenen entgegengesetzter Orientierung ergeben neben der Messung des Energieverlustes eine Ortsinformation mit einer Auflösung von $5 \times 5 \text{ mm}^2$.

Abbildung 3.21 zeigt die im Teststrahl bestimmte β -Auflösung der Silizium-Detektoren. Sofern eine dE/dx -Messung in beiden Ebenen erfolgt, wird der jeweils niedrigere der beiden Meßwerte ("truncated mean") für die β -Bestimmung benutzt, und es ergibt sich eine relative Auflösung von $\Delta\beta/\beta = 15\%$ für $\beta \approx 0.5$ und von $\Delta\beta/\beta = 25\%$ für $\beta \approx 0.95$. Im Falle einer Messung in nur einer Ebene verschlechtert sich die Auflösung, bedingt durch die Landauverteilung des Energieverlustes, auf Werte zwischen 30% und 40%.

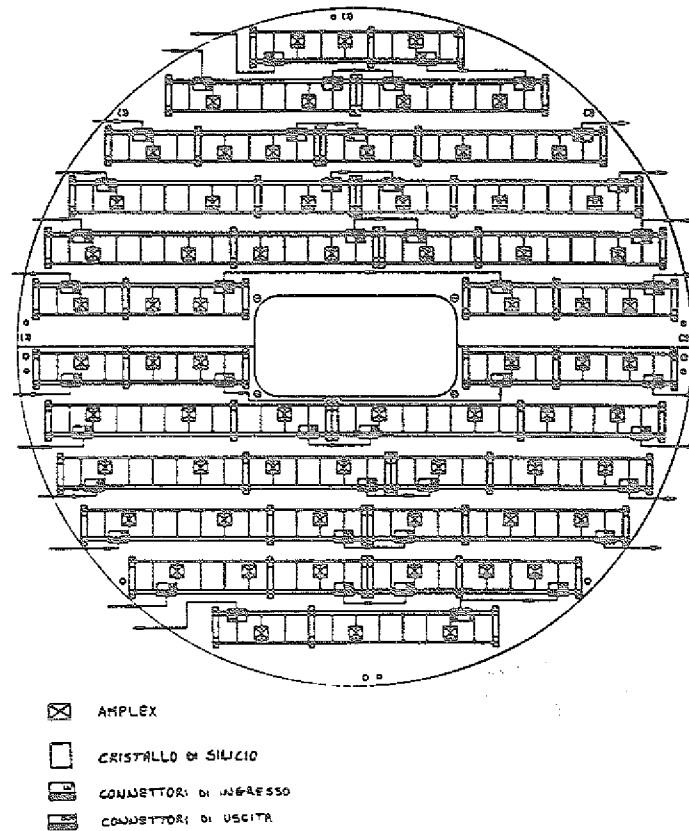


Abbildung 3.20: Schematische Darstellung einer Ebene der Silizium dE/dx -Zähler im Vorwärtsbereich. Gezeigt sind die Silizium-“pads”, die Amplex-Chips und die Verbindungen für Spannungsversorgung und Auslese (aus [57]).

3.3.4 Der Nachweis neutraler Teilchen

Die äußerste Lage des Apparates bilden Detektoren zum Nachweis von Photonen aus dem Zerfall neutraler Mesonen, wie π^0 , η und ω . Es handelt sich dabei um Kalorimeter aus Blei und szintillierenden Fasern von 1 mm Dicke, die in einer Matrix von 1.35 mm Kantenlänge zwischen die Blei-Platten eingeklebt sind (siehe Abbildung 3.22). Die Auslese der Signale erfolgt mit Photo-Vervielfachern über Lichtleiter, die auf der Stirnfläche der Zähler aufgeklebt sind.

Die Mischung von 50% Blei, 35% Szintillator-Material und 15% Epoxyd-Kleber ergibt eine Dichte von 4.58 g/cm^3 und eine Strahlungslänge von 1.61 cm.

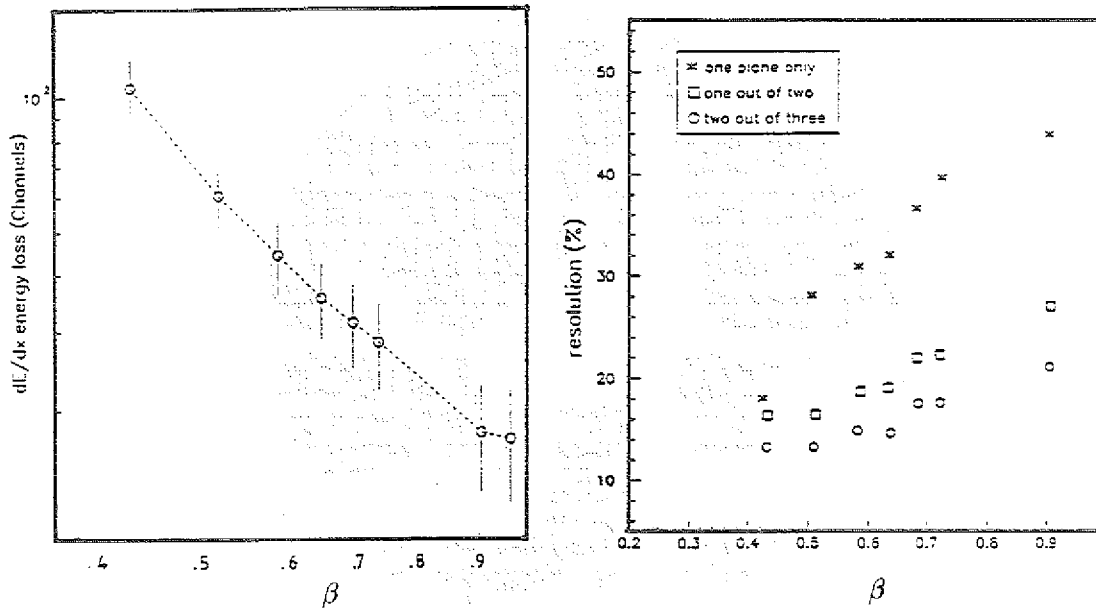


Abbildung 3.21: Ergebnisse einer Testmessung der Silizium dE/dx -Zähler. Links ist gezeigt der gemessene Energieverlust (in ADC-Kanälen), als Funktion des β des ionisierenden Teilchens. Rechts die gewonnene β -Auflösung als Funktion von β , für die Messung des Energieverlusts in einer, in zwei und in drei Lagen (aus [61]).

Das elektromagnetische Kalorimeter

Abbildung 3.23 zeigt eine Ansicht des elektromagnetischen Kalorimeters, das den Vorwärtsbereich (Polarwinkel $\vartheta < 45^\circ$) abdeckt [62]. Dieser Detektor besteht aus insgesamt 300 Blöcken, die in acht konzentrischen Ringen von 12, 24, beziehungsweise 48 Blöcken angeordnet sind. Damit ist die Segmentierung im Azimuth-Winkel jener der äußeren Triggerszintillatoren und der Čerenkov-Zähler angepaßt. Jeder dieser Blöcke hat eine Stirnfläche von 36 cm^2 und eine Dicke von 20 cm, entsprechend 12.5 Strahlungslängen. Die Fasern verlaufen längs des Blocks und werden am rückwärtigen Ende des Zählers ausgelesen.

Testmessungen haben eine Energie-Auflösung von $\sigma_E/E \leq 6\%/\sqrt{E}$ (E in GeV) über einen Energiebereich von 30 MeV bis 1.5 GeV ergeben (siehe Abbildung 3.24a). Abbildung 3.24b) zeigt ein Spektrum der rekonstruierten invarianten $(\gamma\gamma)$ -Massen für Paare neutraler Treffer im Kalorimeter. Es zeigt ein deutliches Signal bei der Pionen-Masse $m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}/c^2$ vom Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Die Breite des Signals ist durch die Auflösung des Detektors bestimmt; der Fit einer Gauss-Funktion ergibt eine Breite von $\sigma = 16 \text{ MeV}/c^2$ in guter Übereinstimmung mit der oben zitierten Energieauflösung.

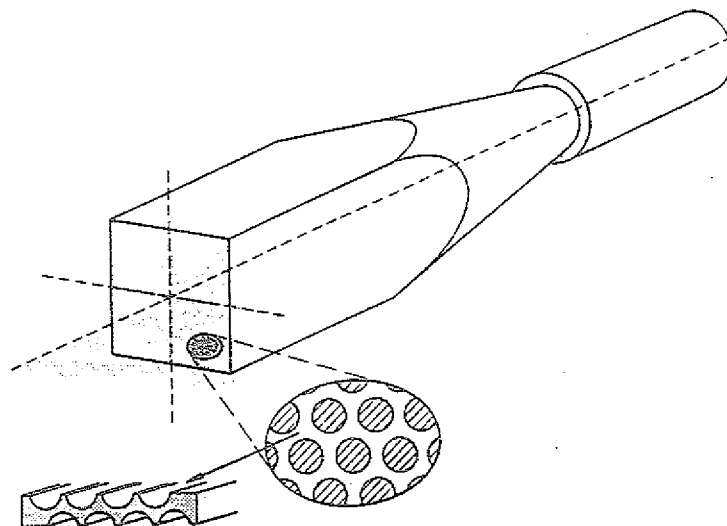


Abbildung 3.22: Schematische Darstellung eines Blocks des Kalorimeters aus Blei mit eingeklebter Matrix szintillierender Fasern.

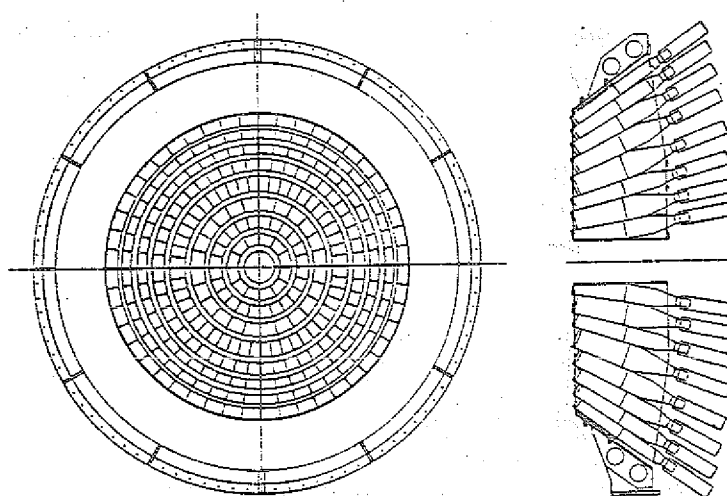


Abbildung 3.23: Aufsicht und Seitenansicht des elektromagnetischen Kalorimeters im Vorwärtsbereich des Detektors.

Die γ -Veto-Zähler in der Tonne

Den Polarwinkelbereich von 45° bis 135° deckt ein sogenannter γ -Veto-Zähler ab, der einen Zylinder von 78 cm Länge, einem inneren Radius von 39 cm und einer

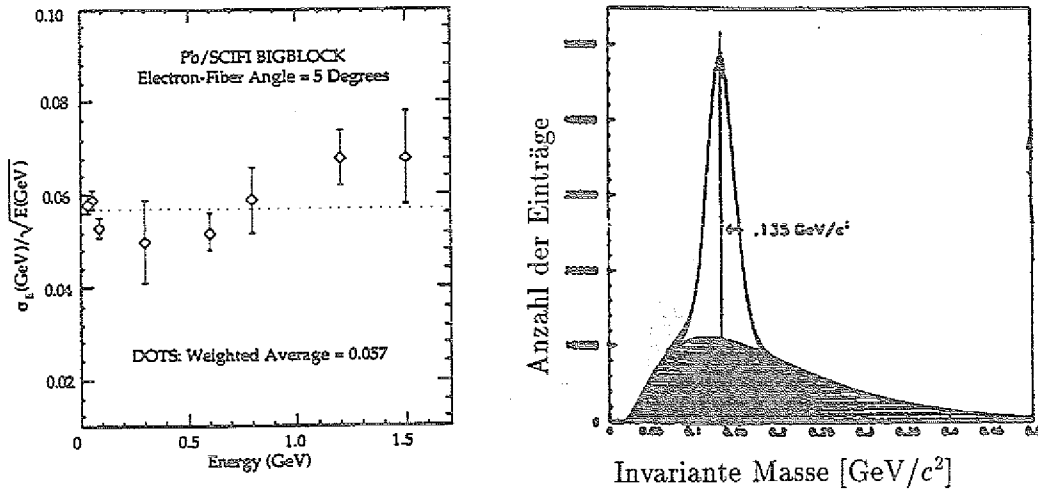


Abbildung 3.24: Energieauflösung des Kalorimeters als Funktion der Energie, gemessen im Elektronen-Teststrahl (links, aus [62]). π^0 -Signal aus der Rekonstruktion invarianter $\gamma\gamma$ -Massen aus Paaren neutraler Treffer im Kalorimeter (rechts, aus [63]).

Dicke von 10 cm (entsprechend 6.25 Strahlungslängen) bildet. Der Detektor ist im Azimuth in 24 gerade Segmente unterteilt, übereinstimmend mit der Segmentierung der geraden äußeren Triggerszintillatoren. Die szintillierenden Faser verlaufen hier parallel zur Strahlachse und werden mit Photomultipliern nach hinten ausgelesen.

Die Verwendung dieser Zähler als Kalorimeter ist wegen ihrer groben Segmentierung und geringen Dicke beschränkt. Ihre Aufgabe ist die Erkennung und Unterdrückung von Reaktionen mit Photonen im Endzustand (daher der Name γ -Veto).

3.4 Der Trigger

Bei einer erwarteten Luminosität von $L \approx 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und einem totalen hadronischen $\bar{p}p$ -Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{\text{tot}} \approx 100 \mu\text{b}$ ergibt sich eine Ereignisrate von $\sigma_{\text{tot}} \cdot L \approx 10^5 \text{ s}^{-1}$. Die Aufgabe des Triggers ist es, diese Rate auf einen für das Datennahmesystem akzeptablen Wert zu reduzieren, und dabei Ereignisse der gesuchten Reaktion $\bar{p}p \rightarrow 4K^\pm$ möglichst effizient herauszufiltern.

Der JETSET Trigger stützt sich dabei auf die Messung der Multiplizität geladener Teilchen in den inneren und den äußeren Szintillator-Systemen, auf die Information der Schwellen-Čerenkov-Zähler, sowie auf den Nachweis neutraler Teilchen in den γ -Veto Zählern.

Verschiedene Trigger, die der Kalibration der einzelnen Detektor-Elemente sowie der Bestimmung der Luminosität dienen, laufen unteretzt mit niedriger Rate parallel zu den "Physik"-Trigger, insbesondere dem "4K"-Trigger zur Messung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-K^+K^-$.

Im Folgenden werden die Bedingungen beschrieben und begründet, die in den 4K-Trigger eingehen.

Multiplizität und Topologie der inneren Szintillatoren

Die Signatur der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow 4K^\pm$ sind vier geladene Teilchen, die aus dem Produktionsvertex kommen. Dabei fallen über den gesamten gemessenen Impulsbereich sämtliche vier Kaonen in einen Konus mit Polarwinkeln $\vartheta \leq 70^\circ$; mindestens drei der vier Teilchen sind im Vorwärtsbereich des Detektors mit $\vartheta \leq 45^\circ$ zu finden (siehe Abbildung 3.25). Dieser Topologie folgend verlangt der Trigger vier Treffer

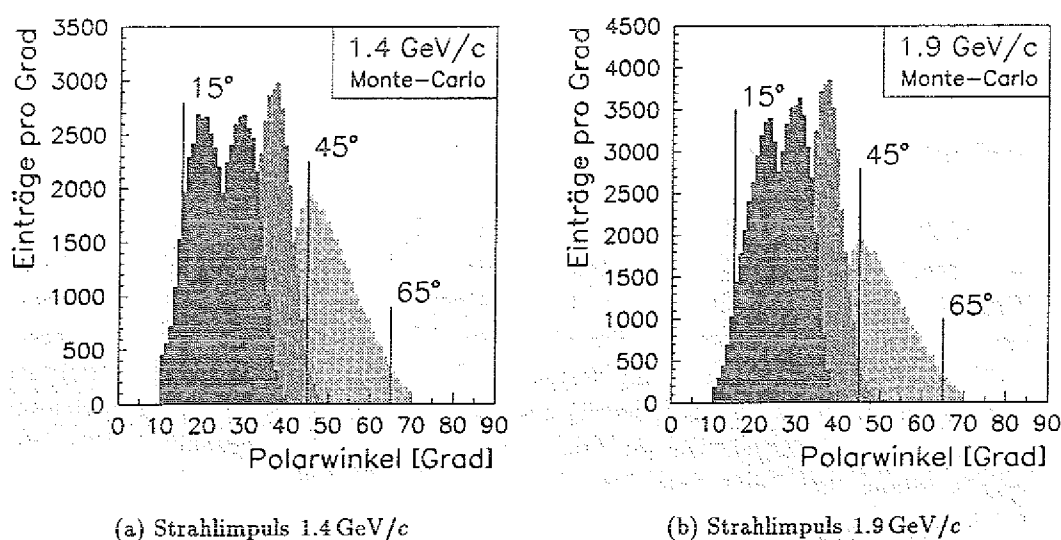


Abbildung 3.25: Die Polarwinkel der vier Kaonen im Laborsystem, in ansteigender Größe sortiert. Markiert sind die Grenzen der inneren Szintillatoren bei 15, 45 und 65°.

in den inneren Szintillatoren, von denen höchstens einer in den Zählern der Tonne (die den Polarwinkel-Bereich von 45° bis 65° abdecken) liegt. Da Spuren in der Region um 45° zu Doppeltreffern in überlappenden Zählern des Vorwärts-Bereichs und der Tonne führen können, wird auch eine totale Multiplizität von fünf erlaubt.

Multiplizität in den äußeren Szintillatoren

Weniger strenge Bedingungen werden an die Multiplizitäten im äußeren Szintillator-Hodoskop gestellt, da vor allem niederenergetische Kaonen im Material des Detektors vor dem Erreichen des Hodoskops gestoppt werden können.

Aus den Treffern in den drei Lagen des Hodoskops wird separat für die Endkappe und die Tonne die sogenannte "zwei-aus-drei" Multiplizität $\mu_{2/3}$ bestimmt. Sie ist definiert als die höchste Multiplizität in einer aus den drei Lagen, unter der Bedingung, daß mindestens zwei der drei Lagen mindestens einen Treffer hatten. Diese Logik wurde entwickelt um Ineffizienzen zu kompensieren, die durch die 200 μm breiten Lücken zwischen den einzelnen Zählern jeder Ebene entstehen.

Im Trigger wird eine untere Schranke auf die Multiplizität in der Endkappe und eine obere Schranke auf die Multiplizität in der Tonne gesetzt. Letztere ist schärfer für Ereignisse, die keinen Treffer in den rückwärtigen inneren Szintillatoren aufweisen. Die folgende Tabelle faßt die Triggerbedingungen zusammen:

Treffer in den rückwärtigen inneren Szintillatoren	Multiplizitäten $\mu_{2/3}$	
	Vorwärts	Tonne
1	> 0	≤ 2
0	> 0	$= 0$

Multiplizität in den Schwellen-Čerenkov-Zählern

Die Multiplizitäten in den Schwellen-Čerenkov-Zählern gehen in den Trigger ein, um Ereignisse mit schnellen Pionen zu unterdrücken. Ein totales Veto auf diese Zähler ist allerdings nicht möglich, da schon bei niedrigen Strahlimpulsen eines der vier Kaonen Impulse oberhalb der Čerenkov-Schwelle von 645 MeV/c (in Freon) beziehungsweise 563 MeV/c (in Wasser) haben kann. Bei hohen Strahlimpulsen liegen praktisch immer eines, häufig sogar zwei, der Kaonen über dieser Schwelle (siehe Abbildung 3.26). Die im Trigger maximal erlaubte Čerenkov-Multiplizität wurde entsprechend dem Strahlimpuls variiert: bei niedrigen Impulsen werden ein, bei hohen Impulsen zwei Treffer erlaubt.

Zusammenfassung

Der 4K Trigger ist durch die folgenden Bedingungen definiert:

- Multiplizität 4-5 in den inneren Szintillatoren, davon höchstens ein Treffer im Bereich der Tonne;
- "2/3"-Multiplizität > 0 in der Endkappe der äußeren Szintillatoren;

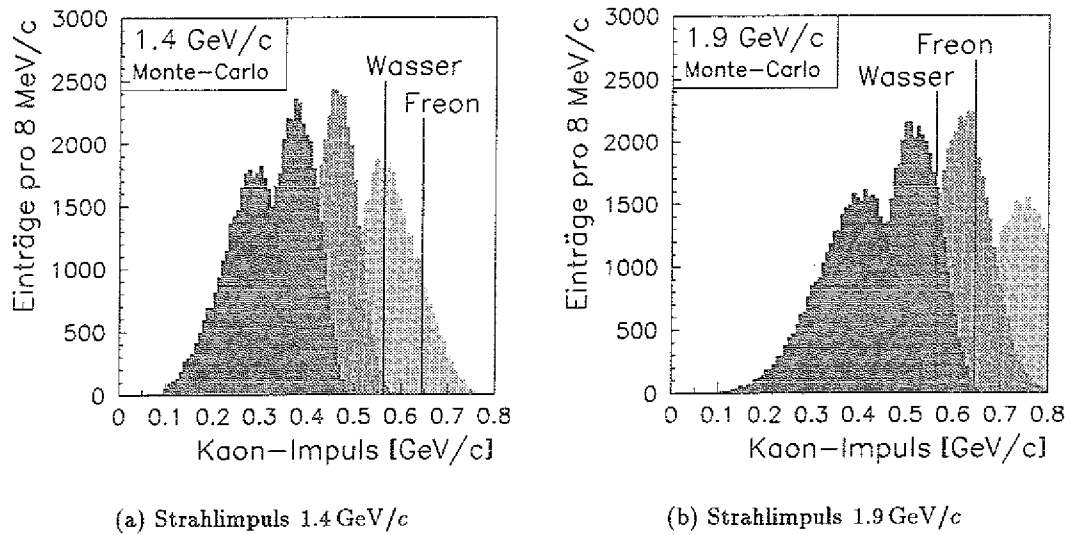
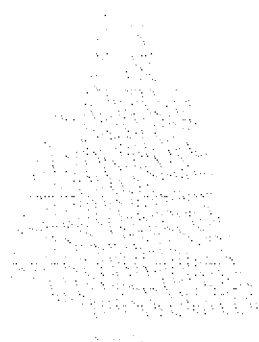


Abbildung 3.26: Die Impuls-Beträge der vier Kaonen im Laborsystem, in ansteigender Größe sortiert. Markiert sind die Čerenkov-Schwellen für Kaonen in Freon und in Wasser.

- “2/3”-Multiplizität < 2 in der Tonne der äußeren Szintillatoren, exakt Null für Ereignisse mit allen Treffern in den inneren Szintillatoren im Vorwärts-Bereich;
- Multiplizität ≤ 1 oder ≤ 2 in den Schwellen-Čerenkov-Zählern, abhängig vom Strahlimpuls.

Diese Multiplizitäts-Bedingungen ermöglichen eine schnelle Triggerentscheidung in weniger als 300 ns. Bei den während der Strahlzeiten des Jahres 1991 erreichten Luminositäten von etwa $(2 - 3) \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, führen sie zu einer Trigger-Rate von weniger als 100 Hz.



Kapitel 4

Die Auswertung der Daten

Im Laufe des Jahres 1991 nahm das Experiment JETSET während dreier Strahlzeiten im April, Juli und Oktober die ersten Daten. Während der ersten beiden Strahlzeiten wurde der Impulsbereich von 1.2 GeV/c bis zum maximalen LEAR-Impuls von 2.0 GeV/c in Schritten von 100 MeV/c vermessen, um einen Überblick über den zugänglichen Energiebereich zu gewinnen. Die dritte Strahlzeit im Oktober war einer genaueren Untersuchung des Impulsbereichs zwischen 1.4 GeV/c und 1.5 GeV/c (entsprechend Energien von 2.218 GeV und 2.254 GeV) gewidmet und durch die Suche nach einem Signal der $\xi(2220)$ -Resonanz motiviert.

Einen detaillierten Überblick über die gemessenen Strahlimpulse und die entsprechenden Schwerpunktsenergien gibt Tabelle 4.1.

Spezielle Meßbedingungen

Zwischen den Strahlzeiten im Juli und Oktober wurde der Radiator in den Čerenkov-Zählern der Endkappe ausgetauscht. Dabei wurde das zunächst verwendete Freon durch Wasser ersetzt.

Die Definition des 4K-Triggers, basierend auf den Signalen der inneren und äußeren Szintillatoren sowie der Schwellen-Čerenkov Zähler, wurde in Abschnitt 3.4 beschrieben. Die Multiplizitäts-Bedingungen auf den Čerenkov-Zählern wurden jeweils den gemessenen Strahlimpulsen angepaßt. Einen Überblick über diese Bedingungen sowie die wechselnden Betriebsparameter der Čerenkov-Zähler gibt Tabelle 4.2.

Überblick über das Kapitel

Die Auswertung der Daten erfolgt in zwei Stufen: der Rekonstruktion eines möglichst sauberen Satzes von Ereignissen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow 4K^\pm$ (im Folgenden "4K"-Ereignisse genannt), und danach der statistischen Bestimmung der Anzahl der

Strahlzeit	Impuls [GeV/c]	Energie [GeV]	Zeit [h]	Bänder	4K Trigger
<i>April</i> 10.4.–15.4.	1.5	2.254	39	50	1.152.874
	2.0	2.430	56.5	133	4.309.023
<i>Juli</i> 8.7.–15.7., 18.7.–29.7.	1.9	2.395	53.5	75	5.426.141
	1.7	2.324	38	83	4.794.052
	1.5	2.254	20.5	38	1.853.184
	1.8	2.360	61	138	6.803.367
	1.6	2.289	47.5	108	4.129.815
	1.4	2.218	62	135	5.592.226
	1.3	2.183	46	130	5.641.730
	1.2	2.149	18.5	44	1.709.731
<i>Oktober</i> 24.10.–1.11.	1.5	2.254	14	35	2.493.578
	1.405	2.220	16	41	3.130.671
	1.435	2.231	24.5	82	6.232.258
	1.450	2.236	21	78	6.395.804
	1.465	2.241	15.5	43	3.241.521
	1.420	2.225	19.5	72	6.477.255
	1.480	2.247	14	49	3.766.922
	1.390	2.215	3.5	11	886.074

Tabelle 4.1: Überblick über die während der drei Strahlzeiten des Jahres 1992 gemessenen Strahlimpulse beziehungsweise Energien. Aufgelistet sind jeweils die vom Beginn der Messung bis ihrem Ende vergangene Zeit in Stunden (wobei durch Bandwechseln, Verlust des Antiprotonen-Strahls oder andere Probleme verlorene Zeiten nicht abgezogen sind), die Anzahl der geschriebenen Magnetbänder und die Anzahl der auf Magnetband geschriebenen Trigger des Typs '4K'.

Ereignisse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$ (im Folgenden " $\phi\phi$ "-Ereignisse genannt) über dem Untergrund nichtresonanter 4K-Produktion.

Die geometrische und kinematische Rekonstruktion von Ereignissen unter der Hypothese eines 4K-Endzustands wird in Abschnitt 4.1 beschrieben. Schnitte auf der Topologie der Ereignisse und auf den rekonstruierten kinematischen Größen (Abschnitt 4.2), sowie der Vergleich der rekonstruierten und der in den Silizium-dE/dx- und Schwellen-Čerenkov-Zählern gemessenen Geschwindigkeiten der Teilchen (Abschnitt 4.3) dienen der Unterdrückung von Ereignissen aus Untergrundreaktionen. Abschnitt 4.4 faßt die Ergebnisse dieser Rekonstruktion zusammen.

Abschnitt 4.5 beschreibt verschiedene Methoden, den Untergrund nicht-resonanter 4K-Produktion in den Bereich des $\phi\phi$ -Signals zu extrapolieren und zu subtrahieren. Sie führen zu übereinstimmenden Ergebnissen.

Strahlzeit	Radiator		Schwelle [P.E.]		Impuls [GeV/c]	Multiplizität		
	BC	FC	BC	FC		AC	FC	BC
April	Freon	Freon	≥ 1	≥ 1	1.5	≤ 1	-	≤ 1
					2.0	≤ 2	-	≤ 1
Juli	Freon	Freon	≥ 1	≥ 1	1.9	≤ 2	-	≤ 1
					1.7, 1.5	-	≤ 1	≤ 1
					1.8	≤ 2	-	≤ 1
					1.6, 1.4	≤ 1	-	≤ 1
					1.3, 1.2			
Oktober	Freon	Wasser	≥ 1	≥ 5	alle	-	≤ 1	≤ 1

Tabelle 4.2: Überblick über die Čerenkov-Bedingungen während der drei Strahlzeiten des Jahres 1992. Aufgelistet sind die während der einzelnen Strahlzeiten in den Zählern der Endkappe (FC) und der Tonne (BC) verwendeten Radiatoren, die Diskriminator-Schwellen in Photoelektronen (P.E.), sowie die bei den jeweiligen Strahlimpulsen erlaubten Treffer-Multiplizitäten über dieser Schwelle ($AC = FC + BC$).

Um die Akzeptanz des Detektors und die Effizienz des Rekonstruktionsalgorithmus zu bestimmen, wird ein detailliertes, auf dem GEANT-Paket basierendes Monte-Carlo-Programm benutzt (Abschnitt 4.6).

Der Bestimmung der für jeden Punkt gemessenen integrierten Luminositäten dient die Auswertung elastischer Ereignisse, die mit einem speziellen Trigger parallel zu den 4K-Daten gemessen wurden (Abschnitt 4.7).

4.1 Die Rekonstruktion der Ereignisse

In diesem Abschnitt wird die Auswerte-Kette beschrieben, die der Extraktion und Rekonstruktion von Ereignissen unter der Hypothese eines 4K-Endzustandes dient. Die auf Magnetband geschriebenen Ereignisse des 4K-Triggers werden einer Datenreduktion unterworfen, die auf relativ einfachen Bedingungen an die Multiplizität und die Topologie der Treffer in den einzelnen Detektorkomponenten basiert (Abschnitt 4.1.1). Spuren geladener Teilchen werden in den Spurdetektoren rekonstruiert und gefittet (Abschnitt 4.1.2), sie werden mit den Treffern der anderen Detektorkomponenten assoziiert, und es werden Ereignisse ausgewählt, die vier rekonstruierte Spuren aus dem Produktionsvertex aufweisen (Abschnitt 4.1.3). Basierend auf der Kenntnis des Eingangszustandes und der Richtungen der auslaufenden Teilchen werden die Ereignisse unter der Hypothese eines 4K-Endzustandes kinematisch rekonstruiert (Abschnitt 4.1.4).

4.1.1 Die Datenreduktion

Das Ziel der Datenreduktion ist die Verifizierung der Triggerbedingungen und die Anreicherung des Datensatzes mit 4-Spur-Kandidaten durch Schnitte auf den Multiplizitäten und Topologien der Treffer in den einzelnen Detektorkomponenten.

Die Multiplizitäten in den inneren Szintillatoren

Die Multiplizitätsbedingung auf den inneren Triggerszintillatoren wird verifiziert und konkretisiert. Erlaubt werden Ereignisse folgenden Typs:

Ereignis-Typ	Multiplizitäten	
	Vorwärts	Tonne
<i>I</i>	3	1
<i>II</i>	4	0(1*)

* Falls Überlapp mit Vorwärtstreffer

Für Ereignisse mit vier Treffern im Vorwärtsbereich wird ein fünfter Treffer in einem rückwärtigen Zähler erlaubt, wenn dieser mit einem der im Vorwärtsbereich getroffenen Zähler überlappt. Solche Doppeltreffer können durch Teilchen bei einem Polarwinkel nahe 45° verursacht werden.

Die hier eingeführte Klassifizierung in Ereignisse des Typs "*I*" (drei Treffer in den Vorwärts-Zählern) und des Typs "*II*" (vier Treffer in den Vorwärts-Zählern) wird im Folgenden beibehalten werden.

Die Topologie in den inneren Szintillatoren

Wenn alle vier gemessenen Treffer in den inneren Szintillatoren in einer Halbebene gemessen werden, so muß zur Erfüllung der Impulserhaltung auf der gegenüberliegenden Seite mindestens ein zusätzliches Teilchen unbeobachtet geblieben sein. Entsprechend werden Ereignisse verworfen, für die eine Lücke von mehr als 20 Zählern (180°) zwischen zwei gemessenen Treffern auftritt.

Die Multiplizität in den äußeren Szintillatoren

Die Triggerbedingungen auf den "zwei-aus-drei"-Multiplizitäten in den äußeren Szintillatoren werden verifiziert.

Ein weiterer Schnitt erfolgt auf der Anzahl der dreifach-Koinzidenzen (Pixel) in den Zählern der Tonne. Für Ereignisse des Typs *II* wird keine solche dreifach-Koinzidenz erlaubt, für Ereignisse des Typs *I* höchstens ein Cluster (eine zusammenhängende Gruppe) von Pixeln.

Die Topologie in den äußeren Szintillatoren

Die Akzeptanz der inneren Szintillatoren ist auf den Polarwinkel-Bereich bis 65° beschränkt. Um Ereignisse mit geladenen Teilchen bei größeren Polarwinkeln zu verwerfen, wird verlangt, daß in den äußeren Szintillatoren kein Pixel-Treffer unter Polarwinkeln größer als 70° auftritt.

Die Topologie in den γ -Veto-Zählern

Ein Schnitt auf den γ -Veto-Zählern der Tonne dient der Unterdrückung von Ereignissen mit neutralen Teilchen im Endzustand. Verworfen werden Ereignisse, die einen Treffer über einer Schwelle von 500 ADC-Kanälen (entsprechend einer in den Fasern deponierten Energie von etwa 20 MeV und einer Photonenenergie von etwa 90 MeV) in einem Block der γ -Veto-Zähler aufweisen, sofern dieser nicht innerhalb 30° im Azimuth mit einem Treffer in den rückwärtigen inneren Szintillatoren assoziiert werden kann. Für Ereignisse des Typs *II* wird kein Treffer in den γ -Veto-Zählern über dieser Schwelle erlaubt.

Die Anzahl der Treffer in den Spurdetektoren

Zur Rekonstruktion von vier geladenen Spuren ist eine Mindestanzahl von Treffern in den Spurdetektoren notwendig. Demzufolge werden die folgenden Bedingungen an die Multiplizitäten gestellt:

Ereignis-Typ	Multiplizitäten	
	Vorwärts	Tonne
<i>I</i>	≥ 6	≥ 5
<i>II</i>	≥ 8	-

In den Vorwärts-Zählern wird jede Spur unabhängig in zwei orthogonalen Projektionen (horizontal und vertikal) gemessen; die genannten Multiplizitäten werden in jeder der beiden Projektionen verlangt.

4.1.2 Die Rekonstruktion geladener Spuren

Bei der Rekonstruktion der Richtungen geladener Teilchen wird die Information benutzt, daß im Falle der gesuchten Reaktion $\bar{p}p \rightarrow 4K^\pm$ alle vier Endzustandsteilchen aus dem Produktionsvertex kommen.

In den Spurdetektoren im Vorwärtsbereich werden unabhängig voneinander die zweidimensionalen Projektionen der Spuren in der vertikalen (zx) und der horizontalen (zy) Ebene¹ gemessen. Um aus allen möglichen Kombinationen rekonstruierter Projektionen die richtigen dreidimensionalen Spuren zu finden, werden die Informationen anderer Detektorkomponenten benötigt (siehe Abschnitt 4.1.3).

Dagegen erlauben die Spurdetektoren in der Tonne über die Driftzeitmessung in der (xy)-Projektion und die Messung der z -Koordinate durch Ladungsteilung die volle Rekonstruktion der dreidimensionalen Spur.

Die Suche nach Spurkandidaten

Im Vorwärtsdetektor stehen in jeder der beiden Projektionen sechs Ebenen zur Messung der Spur zur Verfügung. Jede Gruppe von mindestens zwei Treffern aus verschiedenen Ebenen, die innerhalb einer durch den Radius der Driftröhrchen gegebenen Spanne auf einer Linie mit dem nominellen Produktionsvertex liegen, stellt einen Spurkandidaten dar. Dabei können in einer Ebene bis zu zwei benachbarte Treffer zum gleichen Spurkandidaten zählen.

Eine Spur in der Tonne wird abhängig vom Azimuthwinkel etwa 15 - 18 Driftröhrchen treffen. Vorwärts gehende Teilchen unter Polarwinkeln von $\vartheta < 45^\circ$ durchlaufen nicht den gesamten Radius des Detektors und hinterlassen somit kürzere Spuren. Bei der Suche nach Spurkandidaten wird allein die Position der getroffenen Driftröhrchen in der (xy)-Ebene betrachtet, die Position der Treffer längs des Drahtes wird zunächst ignoriert. Jede Gruppe von mindestens drei Treffern, die in dieser Projektion innerhalb einer durch den Radius der Driftröhrchen gegebenen Spanne auf einer Linie mit dem nominellen Produktionsvertex liegen, bildet einen Spurkandidaten.

Die Geradenanpassung an die Spurkandidaten

Sowohl im Vorwärtsdetektor als auch in der Tonne erfolgt die Messung dreidimensionaler Spuren in zwei unabhängigen zweidimensionalen Projektionen: im Vorwärtsdetektor werden die (zx)- und die (zy)-Projektion in verschiedenen Ebenen des Detektors gemessen; in der Tonne beruht die Bestimmung der (xy)-Projektion allein auf der Messung der Driftradien, die der (rz)-Projektion (wobei $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ der Abstand von der Strahlachse ist) auf der Messung der Ladungsteilung.

Im Folgenden wird die Bestimmung der Spurrichtung durch die Anpassung einer Geraden an die gemessenen Treffer mit ihren Driftradien beschrieben. Zur Parametrisierung der Geraden wurde die Hesse'sche Normalform

$$-x \sin \vartheta_{xy} + y \cos \vartheta_{xy} - \ell_{xy} = 0 \quad (4.1)$$

¹Siehe Abbildung 3.2 für die Definition des Jetset Koordinatensystems.

gewählt (am Beispiel der xy -Projektion; entsprechend für die anderen Projektionen). Die Bestimmung der Geradenparameter ℓ_{xy} (Abstand der Geraden vom Ursprung) und ϑ_{xy} (Winkel zwischen der Geraden und der x -Achse) erfolgt über eine χ^2 -Analyse. Minimiert wird die Summe der Abstandsquadrate

$$S(\vartheta, \ell) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{-x_i \sin \vartheta_{xy} + y_i \cos \vartheta_{xy} - \ell_{xy} + \varepsilon_i \cdot \rho_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (4.2)$$

wobei (x_i, y_i) die Koordinaten der getroffenen Signaldrähte, ρ_i die gemessenen Driftradien und σ_i die Fehler der Messungen sind; $\varepsilon_i = \pm 1$ gibt das "Vorzeichen" des Driftradius, das heißt die Zuordnung des Treffers zu einer Seite des Drahtes². In erster Näherung wird unter Vernachlässigung der gemessenen Driftradien eine Gerade durch die Zentren der Driftröhrchen angepaßt (das heißt, es werden alle $\varepsilon_i = 0$ gesetzt). Da die Driftröhrchen in aufeinanderfolgenden Ebenen gegeneinander versetzt sind, verläuft die sich aus diesem Fit ergebene Gerade grundsätzlich zwischen den getroffenen Drähten und erlaubt somit für jeden Treffer die Bestimmung von ε_i . In einer zweiten Iteration werden dann die gemessenen Driftradien jeweils mit diesem Vorzeichen im Fit verwendet. Dabei wird für jede Messung ein konstanter Fehler von $\sigma = 300 \mu\text{m}$, entsprechend der mittleren aus der Eichung des Detektors gewonnenen Ortsauflösung, angenommen. Der nominelle Produktionsvertex $(x_i, y_i) = (0, 0)$ geht mit einem Fehler von $\sigma_i = 0.5 \text{ cm}$ in den Fit ein.

Eine Spur kann ein, unter großen Winkeln aber auch zwei Driftröhrchen in einer Ebene treffen. Durch δ -Elektronen oder elektronisches Übersprechen können aber auch falsche Doppeltreffer erzeugt werden. Für zwei benachbarte Treffer, die durch eine gerade Spur verursacht sind, muß die Beziehung

$$r_1 + r_2 = d \cdot \cos \vartheta \quad (4.3)$$

gelten, wobei r_1 und r_2 die gemessenen Driftradien, $d = 8 \text{ mm}$ der Abstand der Drähte voneinander, und ϑ der gefittete Spurwinkel sind. Doppeltreffer, die um mehr als drei Standardabweichungen von dieser Beziehung abweichen, werden verworfen. Außerdem werden solche Treffer, deren Abstand zur gefitteten Gerade mehr als vier Standardabweichungen beträgt, als nicht zur Spur gehörig verworfen.

In der Tonne wird nach einem erfolgreichen Fit in der (xy) -Ebene eine Gerade in der (rz) -Projektion angepaßt. Für jeden Treffer wird dabei ein Fehler von 1 cm in der z -Koordinate angenommen. In einer zweiten Iteration werden wiederum solche Treffer verworfen, deren Abstand zur gefitteten Gerade mehr als vier Standardabweichungen beträgt. Schließlich wird eine Koordinaten-Transformation der Spuren aus der (xy) - und der (rz) -Projektion in die (xz) - und die (yz) -Projektionen vorgenommen, so daß die Spuren im Vorwärtsdetektor und in der Tonne durch die gleichen Parameter beschrieben werden.

Abbildung 4.1 zeigt die Verteilung der Trefferzahlen pro rekonstruierter Spur in den Vorwärtsdetektoren und in der Tonne. Das relativ häufige Auftreten gerin-

² ε ist negativ, wenn der Draht und der Produktionsvertex auf der gleichen Seite der Spur liegen, es ist positiv, wenn sie auf gegenüberliegenden Seiten liegen.

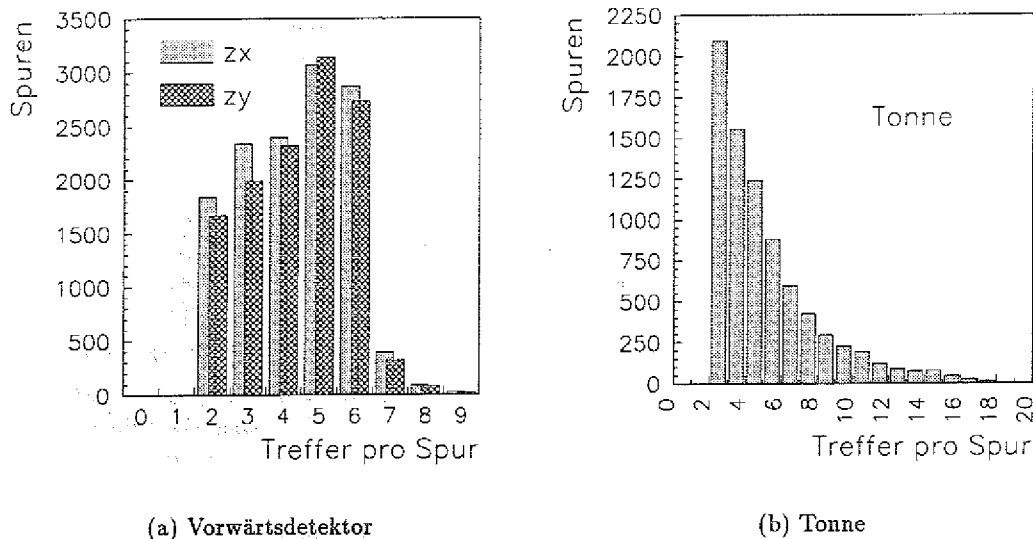


Abbildung 4.1: Die Anzahl der Treffer pro rekonstruierter Spur.

ger Trefferzahlen sowohl im Vorwärtsdetektor als auch in der Tonne ist auf solche Spuren zurückzuführen, die den Akzeptanzbereich des Detektors streifen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit eines einzelnen Driftröhrchens wurde zu $> 90\%$ bestimmt.

“Links-/Rechts-Ambiguitäten”

Die oben beschriebene Zuordnung der Spur zu einer Seite der getroffenen Drähte ist für Spuren, die nur wenige Treffer aufweisen, nicht immer eindeutig. Im Vorwärtsdetektor werden deshalb nacheinander sämtliche möglichen “links/rechts”-Kombinationen aller zur Spur gehörenden Treffer einzeln betrachtet (mit Ausnahme jener Ebenen, in denen der Spur zwei benachbarte Treffer zugeordnet wurden, womit die Zuordnung festgelegt ist).

Für jede Spur können sich maximal $2^6 = 32$ Kombinationen ergeben; diejenige mit dem besten χ^2 wird als korrekte Lösung angenommen.

Um die Anzahl der Lösungen für eine Spur zu begrenzen, werden auch in der Tonne die “links/rechts”-Kombinationen für höchstens sechs Treffer getestet. Dabei werden jeweils die sechs Treffer mit den höchsten ADC-Werten gewählt.

Abbildung 4.2 demonstriert die aus der Auswertung von Monte-Carlo Ereignissen bestimmte Winkelauflösung der Spurrekonstruktion. Die Anpassung des Differenzspektrums mit zwei überlagerten Gauss-Verteilungen unterschiedlicher Breiten ergibt eine Auflösung von 0.82° für gut rekonstruierte Spuren; allerdings ist auch ein

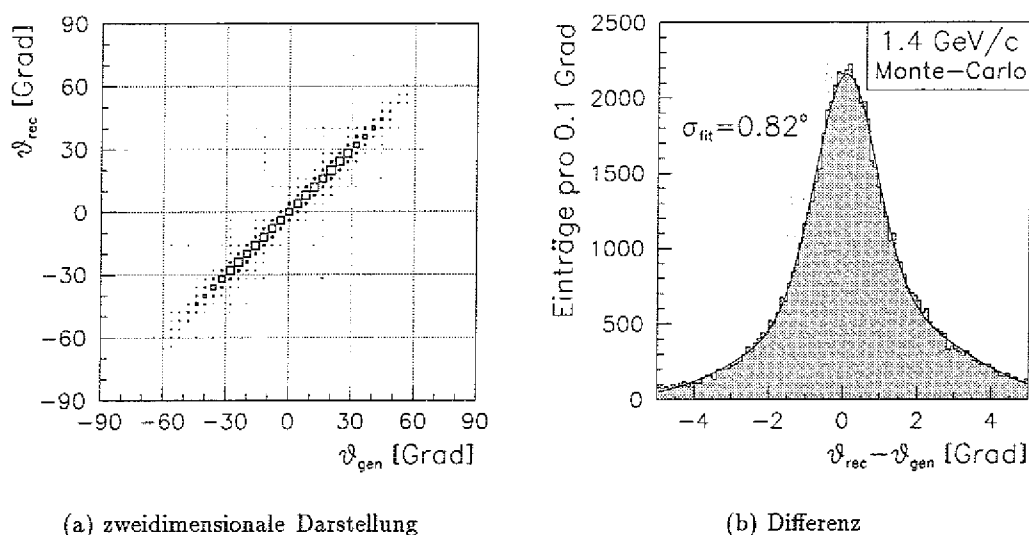


Abbildung 4.2: Die Winkelauflösung der Spur-Rekonstruktion für Monte-Carlo Ereignisse. In a) sind die rekonstruierten gegen die generierten Spurwinkel aufgetragen, b) zeigt das Differenz-Spektrum mit der Anpassung zweier überlagerter Gauß-Kurven.

breiter Untergrund schlecht rekonstruierter Spuren zu erkennen. Dieser wird durch einen Vertex-Fit wesentlich unterdrückt (siehe Abschnitt 4.1.3).

Schnitte auf der Anzahl rekonstruierter Spuren

Die kinematische Rekonstruktion der Ereignisse beruht wesentlich auf der genauen Kenntnis der Richtungen der Endzustandsteilchen, die in den Spurdetektoren gemessen werden. Ereignisse mit einer zu geringen Anzahl rekonstruierter Spuren werden deshalb an dieser Stelle verworfen.

Im Vorwärtsdetektor erwartet man für Ereignisse des Typs *I* die Spuren von drei, für Ereignisse des Typs *II* von vier geladenen Teilchen. Fallen zwei dreidimensionale Spuren in einer der beiden Projektionen so nahe zusammen, daß sie im Spurdetektor nicht unterschieden werden können, so kann die Rekonstruktion beider Spuren aufgrund der Zuordnung zu anderen Detektorelementen möglich sein, wenn sie in der zweiten Projektion deutlich getrennt sind. Deshalb wird das Fehlen einer Spur in einer der beiden Projektionen erlaubt.

In der Tonne erwartet man mindestens eine Spur für Ereignisse des Typs *I*. Zusätzliche Spuren können durch vorwärtsgehende Teilchen verursacht werden, da die Akzeptanz des Spurdetektors zu Polarwinkeln kleiner 45° reicht.

Die folgenden Bedingungen werden an die Anzahl rekonstruierter Spuren beziehungsweise Spurprojektionen gestellt:

Ereignis-Typ I: im Vorwärtsbereich mindestens zwei Spuren in jeder der beiden Projektionen, mindestens drei Spuren in einer der beiden Projektionen; mindestens eine dreidimensionale Spur in der Tonne

Ereignis-Typ II: im Vorwärtsbereich mindestens drei Spuren in jeder der beiden Projektionen, mindestens vier Spuren in einer der beiden Projektionen; kein Schnitt auf der Anzahl der Spuren in der Tonne.

Dabei werden nur solche Spuren betrachtet, die innerhalb eines Fehlers von 3 cm zum nominellen Produktionsvertex zeigen.

Abbildung 4.3 zeigt am Beispiel der bei einem Strahlimpuls von 1.6 GeV/c gemessenen Daten die Multiplizitäten rekonstruierter Spuren im Vorwärtsdetektor und in der Tonne

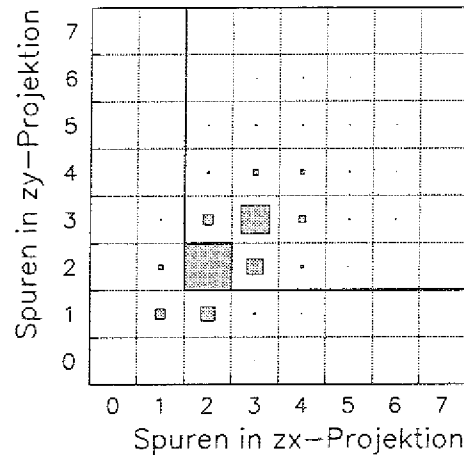
4.1.3 Die vollständige geometrische Rekonstruktion

Die in den Spurdetektoren in der Tonne und im Vorwärtsbereich rekonstruierten dreidimensionalen Spuren beziehungsweise Spurprojektionen werden einander sowie den Treffern in anderen Detektorkomponenten zugeordnet und dabei aus allen Spurkandidaten eindeutig identifizierte drei-dimensionale Spuren bestimmt. Ereignisse mit weniger als vier eindeutigen Spuren werden verworfen. Schließlich wird die Konsistenz der vier Spuren mit einem gemeinsamen Produktionsvertex in einem Vertex-Fit überprüft.

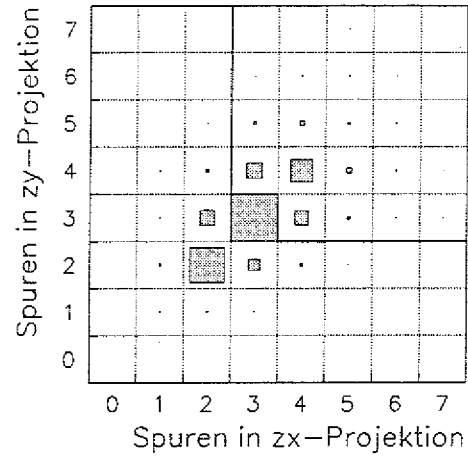
Die Zuordnung der Treffer zu Teilchenspuren

Die unabhängige Messung der horizontalen und vertikalen Projektionen der Teilchenspuren in den Spurdetektoren im Vorwärtsbereich führt zu Ambiguitäten bei der Rekonstruktion dreidimensionaler Spuren. Grundsätzlich stellt jede Kombination einer horizontalen und einer vertikalen Projektion einen Spur-Kandidaten dar, so daß n tatsächliche Spuren bis zu n^2 Kandidaten ergeben. Zur Lösung dieser Ambiguitäten wird die Zuordnung der Kombinationen zu Treffern in den äußeren und inneren Triggerszintillatoren und den Silizium-Zählern, sowie zu dreidimensionalen Spuren im Spurdetektor der Tonne benutzt.

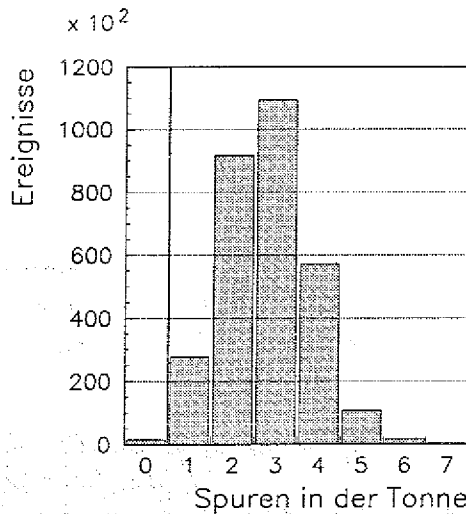
Zunächst werden alle erlaubten Kombinationen horizontaler und vertikaler Spurprojektionen gebildet. Ausgeschlossen werden dabei solche Kombinationen, für die eine der beiden Spurprojektionen nicht in den durch die Position und die Länge der getroffenen Driftröhrchen definierten Akzeptanzbereich der orthogonalen Spurprojektion fällt.



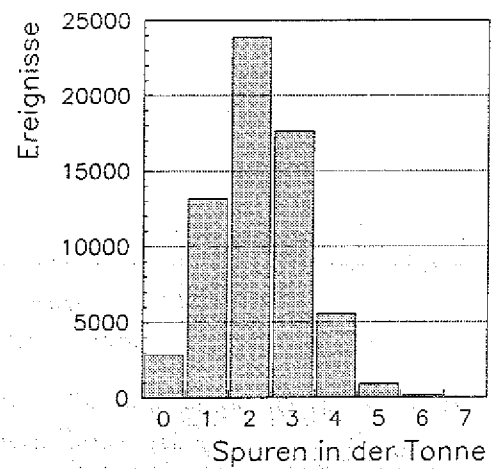
(a) Vorwärts-Detektor, Ereignis-Typ I



(b) Vorwärts-Detektor, Ereignis-Typ II



(c) Tonne, Ereignis-Typ I



(d) Tonne, Ereignis-Typ II

Abbildung 4.3: Anzahl rekonstruierter Spuren in den Spurdetektoren im Vorwärtsbereich (a,b) und in der Tonne (c,d), jeweils für Ereignisse des Typs I und für Ereignisse des Typs II. Die durchgezogenen Linien markieren die geforderten Mindest-Multiplizitäten.

Für die akzeptierten Kombinationen werden die Durchstoßpunkte durch die vier Ebenen der Silizium-Zähler, die Mittelebene der äußeren Szintillatoren und die Stirnfläche des Kalorimeters berechnet und jeweils der Abstand r_{min} in dieser Ebene zum nächstgelegenen Treffer in jeder der Detektor-Komponenten bestimmt. Fällt dieser Treffer innerhalb eines vorgegebenen Radius r_0 um den Durchstoßpunkt ($r_{min} < r_0$), so wird er dem Spurkandidaten zugeordnet. Dabei können einem Spurkandidaten bis zu vier Treffer in den Silizium-Zählern (einer in jeder Ebene) zugeordnet werden.

Zur gegenseitigen Zuordnung der Spurkandidaten im Vorwärtsbereich und der in der Tonne rekonstruierten drei-dimensionalen Spuren wird der Abstand ihrer Durchstoßpunkte in der Mittelebene des Vorwärts-Spurdetektors berechnet. Die nächstgelegene Spur in der Tonne wird dem Spurkandidaten zugeordnet, wenn sowohl dieser Abstand als auch der Winkel zwischen den beiden Spuren kleiner als ein gegebener Maximalwert sind.

Der Abstand der Spurkandidaten von den Kanten der getroffenen inneren Szintillatoren wird in der xy -Ebene bestimmt. Der nächstgelegene Treffer wird dem Spurkandidaten zugeordnet, wenn dieser Abstand kleiner als ein vorgegebener Maximalwert ist und wenn die Spur im Polarwinkel innerhalb von 2° in den Akzeptanz-Bereich der Zähler fällt.

Schließlich wird der Durchstoßpunkt des Spurkandidaten durch die Endkappe der Schwellen-Čerenkov-Zähler bestimmt und ihm der nächstgelegene Zähler zugeordnet, auch wenn dieser kein Signal aufweist. Fällt die Spur in den Randbereich zwischen zwei Zählern ($\pm 1^\circ$), so wird ihr derjenige Zähler zugeordnet, in dem ein eindeutiges Signal gemessen wurde.

Denjenigen Spuren in der Tonne, die nicht mit einem Spurkandidaten im Vorwärtsdetektor assoziiert wurden, werden in entsprechender Weise die Treffer in den inneren und äußeren Triggerszintillatoren und in den γ -Veto-Zählern, sowie jeweils ein Čerenkov-Zähler der Tonne zugeordnet.

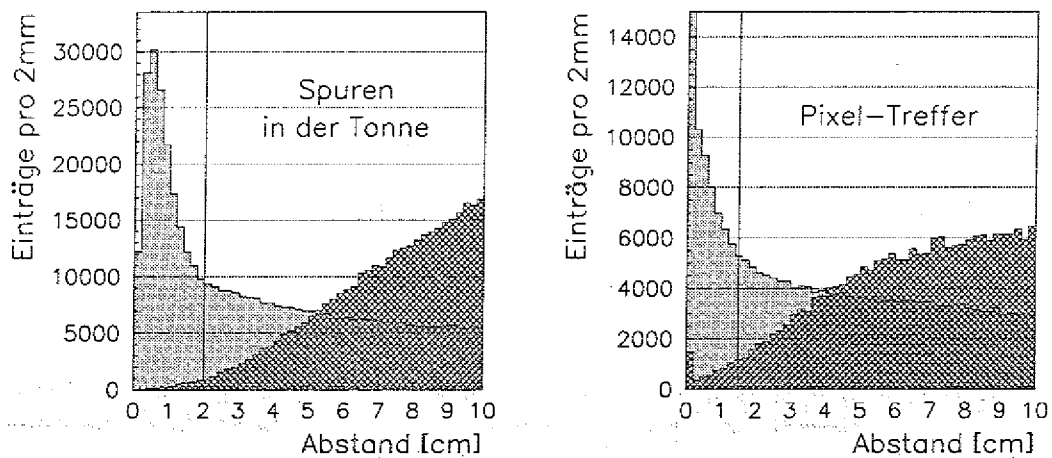
Tabelle 4.3 gibt einen Überblick über die jeweiligen Maximal-Abstände, bis zu denen ein Treffer in den verschiedenen Detektorkomponenten einer Spur beziehungsweise einem Spurkandidaten zugeordnet wird. Sie wurden aus dem Vergleich der Verteilungen der Abstände von Spurkandidaten zum nächsten und zum zweitnächsten Treffer in der jeweiligen Detektor-Komponente bestimmt. Abbildung 4.4 zeigt diese Verteilungen exemplarisch für die Abstände von Spurkandidaten im Vorwärtsdetektor zu Spuren in der Tonne sowie zu Pixel-Clustern in den äußeren Szintillatoren der Endkappe.

Die Auswahl dreidimensionaler Spuren im Vorwärtsbereich

Im Vorwärtsbereich wird zur Bestätigung eines Spurkandidaten verlangt, daß ihm

Detektor-Komponente		maximaler Abstand
innere Szintillatoren		0.8 cm
äußere Szintillatoren (Pixel-Cluster)	Endkappe	1.5 cm
	Tonne	1.5 cm
Silizium-Zähler (PADs)		1.5 cm
Spuren in der Tonne	Abstand	2.0 cm
	Winkel	10°
Vorwärts-Kalorimeter (Cluster)		7.5 cm
γ -Veto-Zähler (Cluster)		16°

Tabelle 4.3: Übersicht über die in den einzelnen Detektor-Komponenten erlaubten Abstände, bis zu denen Treffer einer Spur zugeordnet werden.



(a) Abstände zu Spuren in der Tonne

(b) Abstände zu Pixel-Clustern

Abbildung 4.4: Die Abstände von Spurkandidaten im Vorwärtsspurdetektor zur jeweils nächsten und (schraffiert) übernächsten Spur in der Tonne, sowie zum nächsten und übernächsten Pixel-Treffer in den äußeren Szintillatoren. Markiert sind die aus dem Vergleich der Verteilungen bestimmten Grenzwerte für die Zuordnung eines Treffers zum Spurkandidaten.

- eine dreidimensionale Spur in der Tonne,
- ein Pixel in den äußeren Szintillatoren, oder
- mindestens zwei Treffer in den Silizium-Zählern

zugeordnet sind. Zusätzlich werden Spurkandidaten markiert, die einem Treffer in den inneren Triggerszintillatoren zugeordnet werden konnten. Dabei ist es erlaubt, daß ein Treffer (beziehungsweise eine Spur in der Tonne) mehrere Spurkandidaten bestätigt.

Die Auswahl von vier eindeutig bestimmten Spuren

Zwei in diesem Sinne bestätigte Spurkandidaten werden dann als eindeutig identifizierte, getrennte Spuren betrachtet, wenn ihnen weder die gleichen Treffer in den äußeren Szintillatoren und den Silizium-Zählern noch die gleiche Spur in der Tonne zugeordnet wurde. Dahingegen werden zwei Spurkandidaten, denen die gleichen Treffer oder die gleiche Spur in der Tonne zugeordnet wurden, als zwei Lösungen der gleichen Spur angesehen. Solche Un-Eindeutigkeiten treten zum Beispiel dann auf, wenn zwei Spuren in einer der beiden Projektionen nahe zusammenfallen und sowohl die beiden "korrekten" als auch die gekreuzten Kombinationen jeweils den gleichen Treffern zugeordnet werden.

Ein Satz von vier Spuren wird grundsätzlich dann akzeptiert, wenn entweder alle vier Spuren in diesem Sinne eindeutig bestätigt wurden, oder wenn sie vier verschiedenen Treffern in den inneren Trigger-Szintillatoren zugeordnet wurden. Zwei dreidimensionale Spuren können in einer der beiden Projektionen so nahe zusammenfallen, daß sie dort als eine einzige zweidimensionale Spur rekonstruiert werden. Deshalb wird bei der Bestimmung eines Satzes von vier Spuren erlaubt, daß eine der gemessenen Spur-Projektionen doppelt verwendet wird.

Alle Sätze von vier Spuren, die diese Bedingung erfüllen, werden wie folgt kategorisiert: in die höchste Kategorie (16) fallen Lösungen mit vier eindeutig bestimmten Spuren, die vier verschiedenen Szintillatoren zugeordnet sind und für die keine der Projektionen doppelt verwendet wurde; in Kategorie (14) wird erlaubt, daß eine Spur entweder nicht eindeutig bestätigt ist oder daß ihr kein Treffer in den inneren Szintillator eindeutig zugeordnet ist; in den niedrigeren Kategorien werden zunehmend fehlende eindeutige Zuordnungen zugelassen. Kategorie $(2n - 1)$ ist jeweils wie Kategorie $(2n)$ definiert, es darf aber eine Projektion doppelt verwendet werden.

Alle Kombinationen, die nicht in die höchste für das Ereignis gefundene Kategorie fallen, werden verworfen. Fallen mehrere Kombinationen in diese höchste Kategorie, so werden sie als gleichberechtigte Lösungen betrachtet.

Abbildung 4.5 zeigt am Beispiel von Daten, die bei einem Strahlimpuls von $1.4 \text{ GeV}/c$ gemessen wurden, die Verteilungen der jeweils besten Kategorie für die Ereignisse sowie der Anzahl der gefundenen Lösungen in dieser Kategorie. Ereignisse, für die keine Lösung gefunden wird, werden verworfen.

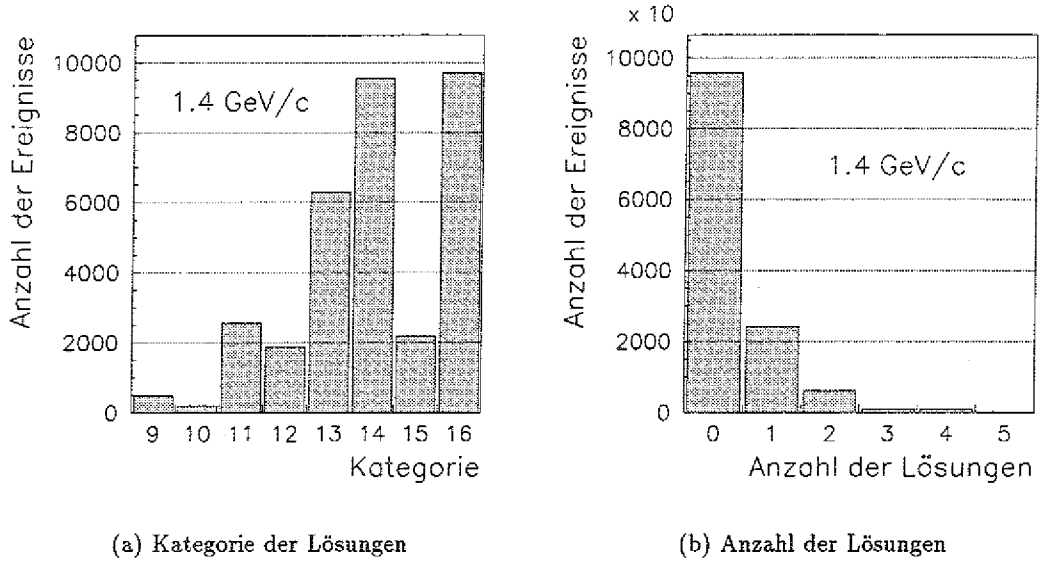


Abbildung 4.5: Verteilungen der jeweils besten Kategorie für die Rekonstruktion vier eindeutig bestimmter dreidimensionaler Spuren für ein Ereignis (a) und die Anzahl der Lösungen pro Ereignis in dieser Kategorie (b). Zur Erklärung siehe den Text.

Der Vertex-Fit

Jeder Satz von vier Spuren wird einem Fit unterworfen, um die Hypothese eines gemeinsamen Produktionsvertex der vier Endzustandsteilchen zu testen und die Position dieses Vertex zu bestimmen.

Dazu wird die Methode der kleinsten Abstandsquadrate verwendet; das zu minimierende χ^2 ist:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{(v_i - o_i)^2}{\sigma_i^2} + \sum_{j=1}^4 \sum_{i=1}^2 \frac{(v_i \cos \vartheta_{ij} - v_3 \sin \vartheta_{ij} - l_{ij})^2}{V_{ij}}, \quad (4.4)$$

wobei

v_i : die gesuchten tatsächlichen Vertex-Koordinaten (in x , y und z),

o_i : die nominellen Vertex-Koordinaten (in x , y und z),

σ_i : die Breite der nominellen Vertex-Verteilung (in x , y und z),

ϑ_{ij} : der Spürwinkel von Spur j in Projektion i (zx und zy),

l_{ij} : der Stoßparameter von Spur j in Projektion i (zx und zy) und

V_{ij} : die aus der Fehlermatrix v_{ij} der gefitteten Spur berechnete Varianz des Zählers:

$$V_{ij} = (-V_i \sin \vartheta_{ij} - V_3 \cos \vartheta_{ij} ; -1) \cdot \begin{pmatrix} v_{\vartheta\vartheta} & v_{\vartheta\ell} \\ v_{\ell\vartheta} & v_{\ell\ell} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -V_i \sin \vartheta_{ij} - V_3 \cos \vartheta_{ij} \\ -1 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

sind. Für die nominelle Vertex-Verteilung wurde in allen drei Koordinaten eine Breite von $\sigma_i = 5$ mm um den Ursprung ($o_x = o_y = o_z = 0$) angenommen.

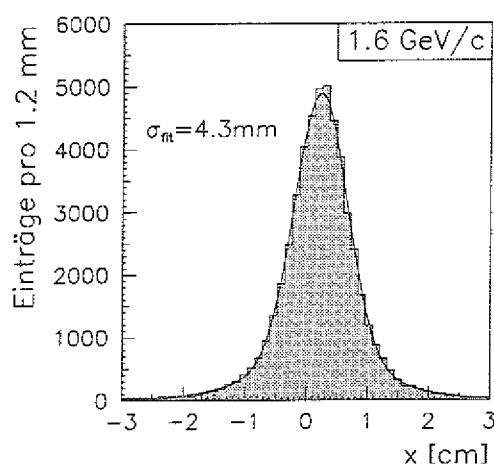
Ergibt eine der Spur-Projektionen ein zu großes Residuum, so wird sie in einer zweiten Iteration aus dem Fit herausgenommen. Bis zu zwei Spuren in jeder der beiden Projektionen können auf diese Weise für die Bestimmung der Vertex-Position verworfen werden. Für diese Spuren werden, nachdem die Vertex-Position mit Hilfe der übrigen Spuren festgelegt ist, sämtliche links/rechts-Kombinationen aus dem Spur-Fit (siehe Abschnitt 4.1.2) getestet, und diejenige als korrekte Lösung ausgewählt, die das beste χ^2 für den Vertex-Fit ergibt.

Abbildung 4.6 zeigt am Beispiel der bei einem Strahlimpuls von 1.6 GeV/c gemessenen Daten die x -, y - und z -Projektionen der gefitteten Vertex-Verteilungen. Außerdem wird für Monte-Carlo Ereignisse die Winkelauflösung der rekonstruierten Spuren nach dem Vertex-Fit demonstriert. Die Vertex-Verteilung ist in der x -Projektion ausschließlich durch das Profil des LEAR Antiprotonen-Strahls, in der z -Projektion durch das Profil des Wasserstoff-Jets und in der y -Projektion durch den Überlapp dieser beiden Strahlprofile gegeben. Anpassungen zweier überlagerter Gauss-Verteilungen unterschiedlicher Breiten (einer schmalen für das Signal, sowie einer zweiten für den breiten Untergrund schlecht rekonstruierter Spuren) ergeben Vertex-Ausdehnungen von $\sigma = 4.3$ mm in der x -, von $\sigma = 3.5$ mm in der y - und von $\sigma = 4.3$ mm in der z -Projektion. Diese Werte stimmen mit den erwarteten Breiten des Antiprotonen-Strahls und des Jet-Strahls überein.

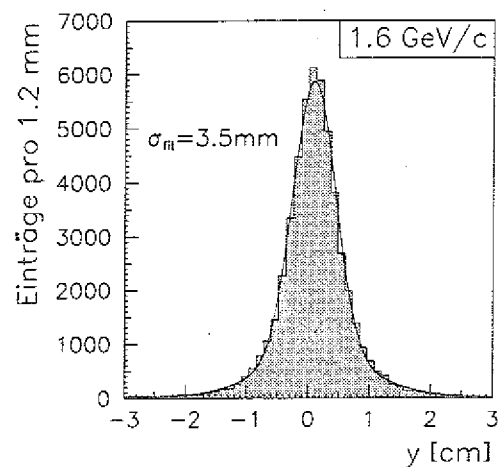
Der Vertex-Fit verbessert die Winkelauflösung der rekonstruierten Spuren. Ein Fit der Verteilung mit zwei überlagerten Gauss-Verteilungen ergibt eine Standardabweichung von $\sigma = 0.72^\circ$ im Vergleich zu $\sigma = 0.82^\circ$ vor dem Vertex-Fit (siehe Abbildung 4.2). Ausserdem ist der Untergrund schlecht rekonstruierter Spuren deutlich unterdrückt.

4.1.4 Die kinematische Rekonstruktion

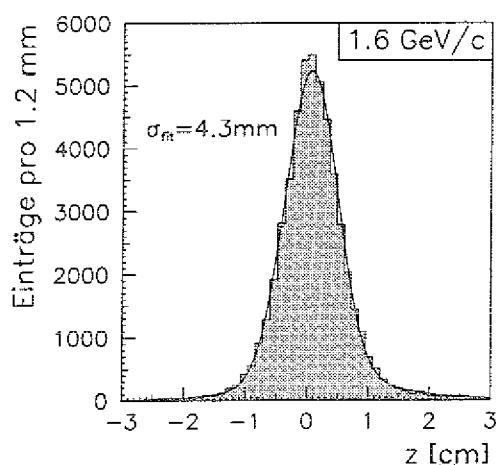
Aus der Kenntnis der Richtungen der vier Endzustandsteilchen und des Viererimpulses des Eingangszustandes wird das Ereignis unter der Annahme eines 4K-Endzustandes kinematisch rekonstruiert.



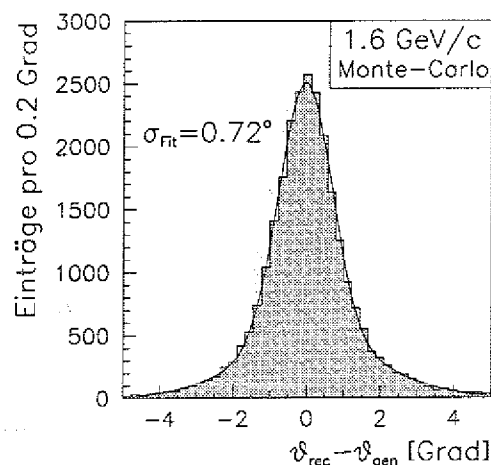
(a) Vertex-Verteilung in x



(b) Vertex-Verteilung in y



(c) Vertex-Verteilung in z



(d) Monte-Carlo Winkelauflösung

Abbildung 4.6: (a), (b) und (c) zeigen die rekonstruierten Vertex-Verteilungen in der x, y und z-Projektion für bei einem Strahlimpuls von 1.6 GeV/c gemessene Daten. (d) zeigt für Monte-Carlo-generierte Ereignisse die Differenz zwischen generiertem und rekonstruiertem Spurwinkel nach erfolgreichem Vertex-Fit.

Die Lösung der Energie- und Impulserhaltung

Das Ereignis ist durch 16 Größen, zum Beispiel die Vierer-Vektoren der vier Endzustands-Teilchen, eindeutig bestimmt. Bekannt sind die Richtungen dieser vier Teilchen (acht Größen) sowie der Vierer-Vektor des Eingangszustands (vier Größen). Werden zusätzlich die vier Massen der Endzustandsteilchen angenommen, ist die Bilanz der Parameter ausgeglichen. Es ergibt sich ein Gleichungssystem mit vier Gleichungen (Impuls- und Energieerhaltung) und vier Unbekannten (den Impulsbeträgen der Endzustandsteilchen):

$$0 = - \sum_{i=1}^4 p_i \cdot c_{ix} \quad (4.6)$$

$$0 = - \sum_{i=1}^4 p_i \cdot c_{iy} \quad (4.7)$$

$$0 = p_b - \sum_{i=1}^4 p_i \cdot c_{iz} \quad (4.8)$$

$$0 = \sqrt{p_{\text{beam}}^2 + m_p^2} + m_p - \sum_{i=1}^4 \sqrt{p_i^2 + m_i^2}. \quad (4.9)$$

Dabei sind:

p_i : die *gesuchten* Impulsbeträge der vier Endzustandsteilchen,

m_i : die *angenommenen* Massen der vier Endzustandsteilchen,

p_b : der *bekannte* Impulsbetrag des Antiprotonen-Strahls,

m_p : die *bekannte* Protonen- (Antiprotonen-) Masse und

c_{ix}, c_{iy}, c_{iz} : die *gemessenen* Richtungen der Endzustandsteilchen:

$$c_{ix} = \sin \vartheta_i \cos \varphi_i$$

$$c_{iy} = \sin \vartheta_i \sin \varphi_i$$

$$c_{iz} = \cos \vartheta_i.$$

Die Impulserhaltungsgleichungen erlauben, drei der Impulsbeträge (p_1, p_2 und p_3) als lineare Funktionen $p_i = a_i p_4 + b_i$ des vierten auszudrücken. Gibt es ein endliches Lösungsintervall $p_{\min} < p_4 < p_{\max}$, auf dem alle Impulsbeträge positiv sind, so gilt es nach Nullstellen der Energiebilanz-Gleichung

$$\Delta E(p_4) = \sqrt{p_b^2 + m_p^2} + m_p - \sum_{i=1}^4 \sqrt{(a_i p_i + b_i)^2 + m_i^2} \quad (4.10)$$

auf diesem Intervall zu suchen. Eine analytische Lösung dieser Gleichung ist nicht möglich; da es sich aber um eine Gleichung zweiter Ordnung in p_4 handelt, kann

sie maximal zwei Lösungen haben. Die zweite Ableitung der Funktion nach p_4 ist negativ, es ist also eine nach unten offene Glockenkurve.

Zur Bestimmung der Nullstellen wird die Methode der Intervall-Teilung benutzt. Dabei müssen drei Fälle unterschieden werden: ist der Wert der Energie-Bilanz auf beiden Enden des betrachteten Intervalls positiv, so kann es keine Lösung geben; hat er auf den beiden Enden des Intervall unterschiedliches Vorzeichen, so gibt es exakt eine Lösung; ist er auf beiden Enden des Intervalls negativ, so kann es immer noch keine, eine oder zwei Lösungen geben (siehe Abbildung 4.7). In letzterem Falle wird die erste Ableitung der Funktion auf den beiden Enden

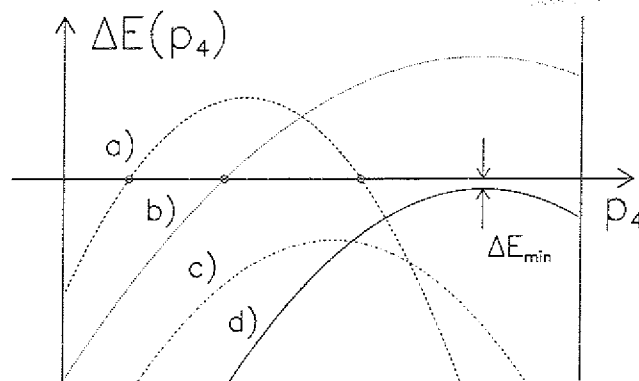


Abbildung 4.7: Die verschiedenen Möglichkeiten für das Verhalten der Energie-Bilanz als Funktion des Impulsbetrages p_4 auf dem durch die Impulserhaltung erlaubten Intervall: a) zwei kinematische Lösungen; b) eine Lösung; c) keine Lösung; d) eine "ungefähre" Lösung.

des Intervalls bestimmt. Hat sie gleiches Vorzeichen, so gibt es keine Lösung, hat sie unterschiedliches Vorzeichen, so liegen das Maximum der Funktion und damit mögliche Lösungen in diesem Intervall.

Durch fortgesetzte Intervallteilung werden entweder die Nullstellen oder — wenn die Funktion auf dem gesamten Intervall $[p_{min}, p_{max}]$ negativ ist — ihr Maximum gefunden. Ist die Energie-Verletzung in diesem Maximum kleiner als 20 MeV, so wird dieser Wert als "ungefähre" Lösung zugelassen.

Abbildung 4.8 zeigt Verteilungen der Anzahl gefundener kinematischer Lösungen sowie die Verletzung der Energie-Bilanz im Maximum der Funktion für Ereignisse, für die keine exakte Lösung gefunden wurde.

Ereignisse, für die keine exakte kinematische Lösung gefunden wurde und für die die Energieverletzung im Maximum größer als 20 MeV ist, werden verworfen.

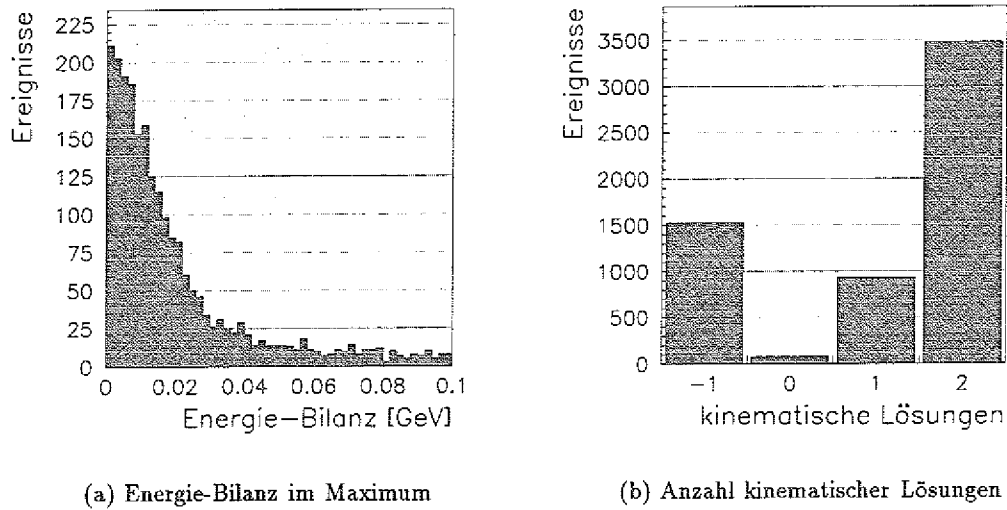


Abbildung 4.8: (a) zeigt die Verletzung der Energie-Bilanz im Maximum der Funktion, wenn die kinematische Rekonstruktion keine exakte Lösung ergeben hat; in (b) ist die Anzahl der aus der kinematischen Rekonstruktion gewonnenen Lösungen aufgetragen. (-1) steht für eine "ungefähre" Lösung mit einer Energie-Verletzung < 20 MeV.

4.2 Schnitte zur Untergrund-Reduktion

Neben den gesuchten Ereignissen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow 4K^\pm$ können auch eine Reihe von Untergrund-Reaktionen mit vier geladenen Endzustandsteilchen kinematische Lösungen für die Hypothese eines $4K$ -Endzustandes ergeben.

Eine solche Untergrund-Reaktion ist die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$, deren Schwelle bei 2154 MeV (entsprechend einem $\bar{p}$ -Strahlimpuls von 1219 MeV/c) liegt, und deren Wirkungsquerschnitt oberhalb der Schwelle stark ansteigt (siehe Abbildung 3.1). Bei einem Strahlimpuls von 1.8 GeV/c beträgt er bereits über $100 \mu\text{b}$, etwa zwei Größenordnungen über dem für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ erwarteten Wirkungsquerschnitt. Ereignisse der Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow 4\pi^\pm$ und $\bar{p}p \rightarrow 2K^\pm 2\pi^\pm$ ergeben keine kinematischen Lösungen unter der $4K$ -Hypothese. Weitere Untergrundbeiträge stellen hingegen Reaktionen mit einem oder mehreren unentdeckt gebliebenen neutralen oder geladenen Pionen dar, zum Beispiel die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow 2K^\pm 2\pi^\pm \pi^0$ und $\bar{p}p \rightarrow 4\pi^\pm n\pi^0$.

Die folgenden Abschnitte beschreiben Schnitte auf der Topologie der Ereignisse (Abschnitt 4.2.1) sowie den rekonstruierten kinematischen Größen (Abschnitt 4.2.2), die der Unterdrückung solcher Reaktionen dienen. Zur Begründung der Schnitte

werden jeweils Monte-Carlo generierte Verteilungen der untersuchten Größen für Ereignisse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ sowie der oben genannten Untergrundreaktionen gezeigt. Für jede dieser Reaktionen wurden 30.000 Ereignisse phasenraum-verteilt bei einem Strahlimpuls von 1.4 GeV/c generiert; in die gezeigten Verteilungen gehen aber nur Ereignisse ein, die in die geometrische Akzeptanz des Detektors fallen und die Multiplizitätsbedingungen auf den inneren Triggerszintillatoren (4-5 gesamt, 0-1 in der Tonne) erfüllen.

4.2.1 Schnitte auf der Topologie der Ereignisse

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Schnitte beruhen auf der Anzahl und den Richtungen der rekonstruierten Spuren sowie auf der Treffer-Multiplizität und der deponierten Energie im Kalorimeter und in den γ -Veto-Zählern.

Neutrale Treffer in den γ -Veto Zählern

Bereits in der Datenreduktion wurde ein grober Schnitt zur Unterdrückung neutraler Treffer in den γ -Veto-Zählern vorgenommen (siehe Abschnitt 4.1.1). Dieser Schnitt wird hier genauer definiert und verschärft.

Ein Cluster in den γ -Veto-Zählern wird als neutraler Treffer betrachtet, wenn keiner der überlappenden geraden Zähler des äußeren Szintillator-Hodoskops einen Treffer aufweist, und wenn das Cluster keiner rekonstruierten Spur zugeordnet werden konnte.

Ereignisse, die mindestens ein neutrales Cluster mit einer rekonstruierten Energie von mehr als 400 MeV aufweisen, werden verworfen.

Zusätzliche geladene Spuren

Nach der geometrischen Rekonstruktion der Ereignisse wurden alle Ereignisse akzeptiert, für die vier Spuren aus einem gemeinsamen Produktionsvertex rekonstruiert werden konnten (siehe Abschnitt 4.1). Der folgende Schnitt dient der Unterdrückung von Ereignissen, die zusätzliche Spuren aufweisen.

Dabei werden nur solche Spuren in Betracht gezogen, die innerhalb 3 cm zum nominellen Produktionsvertex zeigen. Spuren im Vorwärtsbereich müssen durch Treffer in den äußeren Szintillatoren oder in den Silizium-Zählern oder durch ihre Assoziation zu einer Spur in der Tonne bestätigt sein. Diese Bestätigung muß in dem Sinne eindeutig sein, daß die gleichen Treffer nicht auch einer der vier akzeptierten Spuren zugeordnet sein dürfen, und daß die Spur keine der beiden Projektionen mit einer dieser guten Spuren teilen darf. Spuren in der Tonne müssen mindestens sechs Treffer aufweisen.

Ereignisse, die mehr als eine solche zusätzliche Spur aufweisen, werden verworfen.

Der größte Polarwinkel

Während für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow 4K^\pm$ alle vier Endzustandsteilchen in einen Vorwärtskegel mit $\vartheta \leq 70^\circ$ fallen, weist für Untergrundreaktionen mit Kaonen und Pionen im Ausgangskanal meist eines der Teilchen einen größeren Polarwinkel auf (siehe Abbildung 4.9). Um solche Untergrundereignisse zu unterdrücken, wird

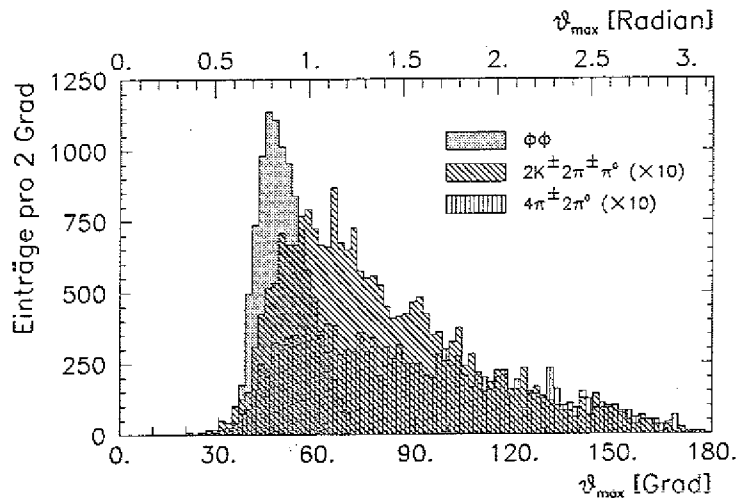


Abbildung 4.9: Der jeweils größte Polarwinkel eines geladenen Endzustandsteilchens für Monte-Carlo generierte Ereignisse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$ sowie der genannten Untergrundreaktionen.

verlangt, daß keine der vier rekonstruierten Spuren einen Polarwinkel $\vartheta > 70.5^\circ$ aufweist.

Die Summe der Polarwinkel

Die Summe $\sum \vartheta$ der Polarwinkel der vier Endzustandsteilchen ist ein Maß für den Transversalimpuls p_t . Wie Abbildung 4.10 zeigt, ergeben sich für Ereignisse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$ kleinere und für die anderen gezeigten Untergrundreaktionen vorwiegend höhere Werte als für die gesuchten $4K$ -Ereignisse.

Es wird verlangt, daß $120^\circ < \sum \vartheta < 150^\circ$ ist.

Cluster hoher Energie in Kalorimeter und γ -Veto

Ein Schnitt auf die höchste in Clustern des Kalorimeters und der γ -Veto-Zähler deponierte Energie dient der Erkennung von $\bar{p}$ -Annihilationen und der Unterdrückung von Ereignissen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$.

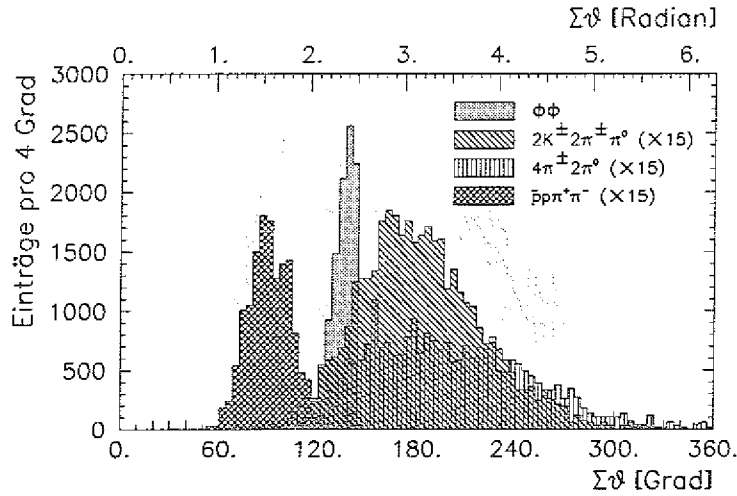


Abbildung 4.10: Die Summe der Polarwinkel der geladenen Teilchen für Monte-Carlo Ereignisse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$ sowie der im Bild genannten Untergrundreaktionen.

Ereignisse, die mindestens ein einer geladenen Spur zugeordnetes Cluster mit einer deponierten Energie $E > 1.2$ GeV aufweisen, werden verworfen.

4.2.2 Schnitte auf der Kinematik

In diesem Abschnitt werden Schnitte beschrieben, die auf den Ergebnissen der kinematischen Rekonstruktion beruhen.

Der kleinste Impulsbetrag

Monte-Carlo-Studien zeigen, daß für fast alle rekonstruierbaren 4K-Ereignisse keines der Kaonen einen Impulsbetrag kleiner als 200 MeV/c aufweist. Der Grund hierfür ist, daß Kaonen mit geringerem Impuls meist im Material des Detektors (im Strahlrohr oder in den inneren Szintillatoren) gestoppt werden und keine rekonstruierbare Spur in den Spurdetektoren hinterlassen. Dagegen ergibt die kinematische Rekonstruktion unter der 4K-Hypothese für Untergrundereignisse insbesondere der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$ in der Regel einen niedrigeren Impuls für eines der falsch zugeordneten "Kaonen" (siehe Abbildung 4.11). Infolgedessen werden kinematische Lösungen verworfen, für die mindestens einer der rekonstruierten Impulsbeträge kleiner als 200 MeV/c ist.

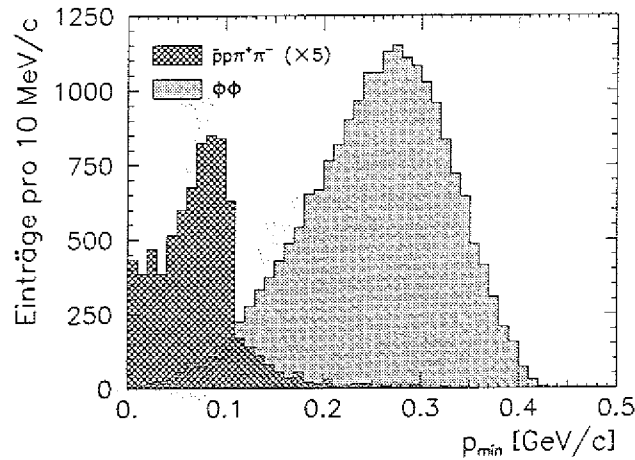


Abbildung 4.11: Der jeweils kleinste unter der 4K-Hypothese rekonstruierte Impulsbetrag für bei einem Strahlimpuls von 1.4 GeV/c generierte Monte-Carlo Ereignisse der Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$

Die Differenz der Impulsbeträge

Ein weiterer Schnitt erfolgt auf der Differenz Δp zwischen der Summe der beiden höchsten und der Summe der beiden niedrigsten rekonstruierten Impulsbeträge.

Wie Abbildung 4.12 zeigt, ergeben Ereignisse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$ sehr asymmetrische Impulsverteilungen, wenn sie unter der 4K-Hypothese rekonstruiert werden.

Ereignisse mit $\Delta p > 1.0$ GeV/c werden verworfen.

Veto auf die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$

Bei hohen Strahlimpulsen stellt die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$ den wichtigsten Untergrundbeitrag dar. Monte-Carlo-Studien zeigen, daß bei einem Strahlimpuls von 2.0 GeV/c etwa 15% phasenraumverteilt generierter Ereignisse dieser Reaktion in die geometrische Akzeptanz des 4K-Triggers fallen; 76% dieser Ereignisse ergeben eine kinematische Lösung unter der Hypothese eines 4K Endzustandes.

Im Hinblick auf den um Größenordnungen höheren Wirkungsquerschnitt der Untergrundreaktion werden alle Ereignisse verworfen, die eine kinematische Lösung für die Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$ ergeben. Dabei werden entsprechend der in Abschnitt 4.1.4 beschriebenen Methode auch ungefähre Lösungen mit einer Energieverletzung $\Delta E \leq 20$ MeV zugelassen. Etwa 15% generierter 4K-Ereignisse werden

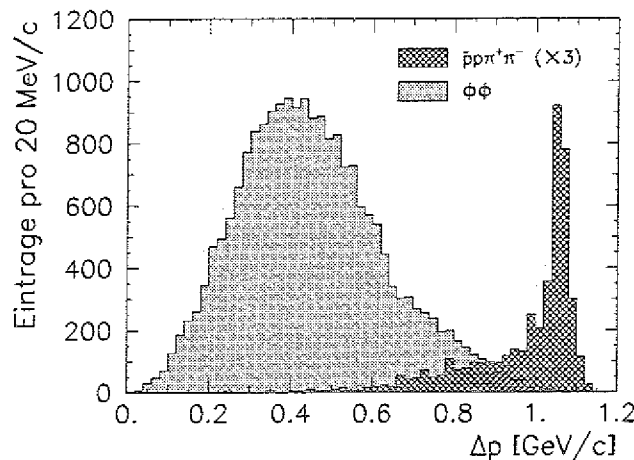


Abbildung 4.12: Die Differenz zwischen den beiden höchsten und den beiden niedrigsten unter der 4K-Hypothese rekonstruierten Impulsbeträgen für bei einem Strahlimpuls von 1.4 GeV/c generierte Monte-Carlo Ereignisse des Typs $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$.

verworfen, weil sie für die Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$ eine kinematische Lösung ergeben.

4.3 Die Kompatibilität mit den β -Messungen

Die aus der kinematischen Rekonstruktion für die vier Endzustandsteilchen bestimmten Geschwindigkeiten β werden den Messungen in den Silizium- dE/dx - und Schwellen-Čerenkov-Zählern gegenübergestellt. Dieser Vergleich dient der Unterdrückung von Untergrundreaktionen und — im Falle von Ambiguitäten aus der geometrischen oder der kinematischen Rekonstruktion (siehe Abschnitte 4.1.3 und 4.1.4) — der Bestimmung einer eindeutigen Lösung für die akzeptierten Ereignisse.

Die rekonstruierten Geschwindigkeiten werden jeweils für den mittleren Energieverlust der Teilchen im Material des Strahlrohres und des Detektors korrigiert. Ist der geschätzte Energieverlust für ein Teilchen so groß, daß

- es im Material des Detektors gestoppt wird, oder
- nach der Korrektur die Zerfallslänge $\beta\gamma \cdot c\tau_K$ im Laborsystem kleiner als ein Drittel der Flugstrecke vom Vertex zum Zähler ist, es also mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als 95% vor dem Erreichen des Detektors zerfällt,

so wird die β -Messung für dieses Teilchen ignoriert. Aus dem korrigierten β wird ein erwartetes Signal in den Silizium- beziehungsweise Čerenkov-Zählern berechnet und dessen Kompatibilität mit dem tatsächlich gemessenen Signal bestimmt.

Schließlich werden die Messungen der einzelnen Spuren kombiniert und ein Konfidenz-Niveau für das Ereignis berechnet.

Die Auswirkung der Schnitte auf diesen Kompatibilitäten werden anhand von Spektren invarianter Massen der Kaonen-Paare demonstriert. Gezeigt wird jeweils die invariante Masse eines Kaonen-Paares, wenn diejenige des zweiten Paares innerhalb 24 MeV in den Bereich der Masse des ϕ -Mesons fällt. Bereits vor den Kompatibilitätsbedingungen ist über einem breiten Untergrund, der sich aus nicht-resonanter 4K-Produktion und falsch rekonstruierten Ereignissen aus Untergrundreaktionen zusammensetzt, ein deutliches Signal bei der ϕ -Masse zu erkennen. Die Verteilungen verworfener Ereignisse sollten keine Struktur unter dem Signal zeigen, wenn sie ausschließlich nicht-4K Untergrund verwerfen.

4.3.1 β -Messung in den Silizium- dE/dx -Zählern

Jeder Spur werden bis zu vier Treffer — jeweils ein Treffer pro Ebene — in den Silizium- dE/dx -Zählern zugeordnet (siehe Abschnitt 4.1.3). Der wahrscheinlichste Energieverlust eines Teilchens der rekonstruierten Geschwindigkeit β in den Zählern wird berechnet und mit den tatsächlich gemessenen Signalen verglichen.

Das gemessene Signal

Im Falle einer Messung in nur einer Ebene der dE/dx -Zähler wird das gemessene Signal S (in ADC-Kanälen) für die vom Einfallswinkel des Teilchens abhängige Weglänge im Material des Zählers korrigiert:

$$S_m = S \cdot \cos \vartheta. \quad (4.11)$$

Liegen für ein Teilchen mehrere (n) Messungen aus verschiedenen Lagen des dE/dx -Detektors vor, so wird der Mittelwert der $n - 1$ niedrigsten Messungen (das "truncated mean") bestimmt:

$$S_m = \frac{(\sum_1^n S_i) - S_{\max}}{n - 1} \cdot \cos \vartheta. \quad (4.12)$$

Damit wird der Schwanz der den Energieverlust beschreibenden Landau-Verteilung zu hohen Werten unterdrückt und die Auflösung der Messung auf der oberen Flanke der Verteilung verbessert. Das "truncated mean" gibt eine Abschätzung des wahrscheinlichsten Energieverlustes ΔE_w , der aufgrund der Asymmetrie der Landau-Verteilung niedriger ist als der mittlere Energieverlust ΔE_m .

Berechnung des erwarteten Signals

Der theoretische Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit β eines ionisierenden Teilchens und seinem mittleren differentiellen Energieverlust dE/dx in Materie wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung

$$-\frac{dE}{dx} = 0.3071 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1} \cdot z^2 \frac{Z}{A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e c^2 \cdot \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (4.13)$$

beschrieben. Dabei sind

β : $= v/c$ die Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens und $\gamma = \sqrt{1/(1-\beta^2)}$,

m_e : die Elektronen-Masse ($m_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2$),

z : die Ladungszahl des ionisierenden Teilchens ($z = 1$ für Kaonen)

Z , A und I : die Kernladungszahl, die Massenzahl und das mittlere Ionisationspotential des Materials ($Z = 14$, $A = 28.09$ und $I \approx 16 \cdot Z^{0.9} \text{ eV} \approx 172 \text{ eV}$ für Silizium)

δ : ein Korrektur-Term für hoch-relativistische Teilchen, der aber im betrachteten Energiebereich vernachlässigbar ist.

Ist die rekonstruierte Geschwindigkeit $\beta < 0.788$, so wird für die Berechnung des erwarteten wahrscheinlichsten Energie-Verlusts (in keV) eine einfache Näherung benutzt, die das $1/\beta^2$ -Verhalten der Bethe-Bloch-Gleichung unter Vernachlässigung des logarithmischen Terms widerspiegelt:

$$\Delta E_w(\beta) = \frac{a}{\beta^2} + b \quad (4.14)$$

Die Konstanten $a = 69.41 \text{ keV}$ und $b = -6.09 \text{ keV}$ wurden aus Testmessungen der Zähler und Monte-Carlo-Studien bestimmt.

Für höherenergetische Teilchen mit $\beta > 0.788$ wird der mittlere Energieverlust aus der Integration der Bethe-Bloch-Gleichung bestimmt und dann in den wahrscheinlichsten Energieverlust umgerechnet, wobei das Verhältnis der beiden Größen bei $\beta > 0.788$ als Korrekturfaktor dient.

Schließlich wird der in keV berechnete Energieverlust in ein erwartetes Signal in ADC-Kanälen umgerechnet, wobei die Ergebnisse von Test-Messungen in einem Strahl minimalionisierender Teilchen ("mips") benutzt werden. Diese haben für den wahrscheinlichsten Energieverlust Signale von $S_{\text{mip}} = 16$ ADC-Kanälen bei einer einzelnen Messung und von $S_{\text{mip}} = 13$ ADC-Kanälen für das "truncated mean" mehrerer Messungen ergeben.

Eine unabhängige Kalibration ergibt sich aus der Auswertung elastischer Ereignisse, die parallel zu den 4K-Daten gemessen wurden [57]. Ein Fit an die Maxima

der gemessenen Impulshöhen-Verteilungen als Funktion der aus der elastischen Kinetik rekonstruierten Geschwindigkeiten ergibt den folgenden Zusammenhang:

$$S_e[\text{ADC} - \text{Kanäle}] = \frac{11.069}{\beta^2} - 0.2256. \quad (4.15)$$

Die beiden Kalibrationen befinden sich in exzellenter Übereinstimmung, wie Abbildung 4.13 zeigt.

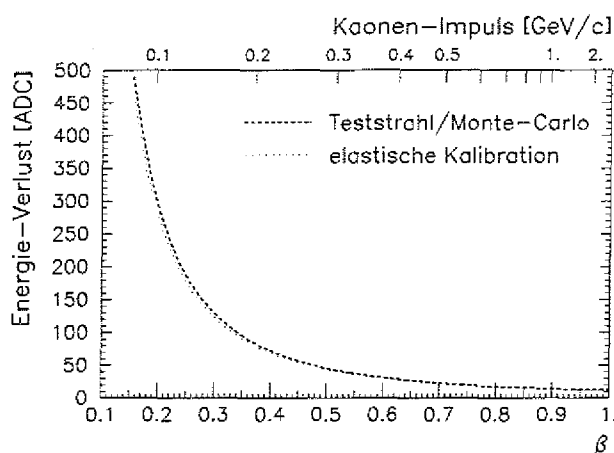


Abbildung 4.13: Die beiden im Text beschriebenen Kalibrationskurven für den Energieverlust in den Silizium- dE/dx -Zählern als Funktion der Geschwindigkeit β des einfallenden Teilchens.

Die Bestimmung der Kompatibilität

Die Auflösung der dE/dx -Messung ist aufgrund der Asymmetrie der Landau-Verteilung auf der oberen Flanke des gemessenen Spektrums schlechter als auf der unteren. Die Berechnung des "truncated mean" im Falle mehrfacher Messungen unterdrückt diese Asymmetrie und verbessert die Auflösung auf der oberen, nicht aber auf der unteren Flanke der Verteilung. Deshalb werden bei der Bestimmung der Kompatibilität des gemessenen und des vorhergesagten Signals drei Fälle unterschieden: die beiden Flanken des Landau-Spektrums werden durch zwei Gauß-Verteilungen unterschiedlicher Breite beschrieben, wobei auf der oberen Flanke zwischen einfachen und mehrfachen Messungen unterschieden wird.

Weiterhin hängt die Meßauflösung von der Geschwindigkeit β des Teilchens selbst ab. Mit zunehmendem β nehmen der Energieverlust des Teilchens und die Primärstatistik ab und damit der relative Fehler der Messung zu.

In einem Protonen-Teststrahl wurde die dE/dx -Auflösung bei verschiedenen β -Werten für einfache ($n_m = 1$) und mehrfache ($n_m > 1$) Messungen bestimmt [61].

Eine gute Beschreibung der Ergebnisse dieser Testmessungen ergibt die Anpassung einer Gleichung:

$$\sigma[\text{ADC}] = \frac{a}{\beta} - b. \quad (4.16)$$

Die Fit-Parameter a und b wurden für die drei oben beschriebenen Fälle bestimmt zu:

Flanke	Messungen	a	b
$S_m < S_e (-)$	—	1.656	-0.942
$S_m > S_e (+)$	$n_m = 1$	5.830	-0.066
	$n_m > 1$	4.500	-0.062

Aus den $N \leq 4$ Spuren mit dE/dx -Messungen wird ein χ^2 für das Ereignis bestimmt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(S_e(\beta) - S_m)^2}{\sigma(\beta|n_m, \pm)^2} \quad (4.17)$$

Daraus ergibt sich das Konfidenz-Niveau α der Messung durch Integration einer χ^2 -Verteilung mit N Freiheitsgraden:

$$\alpha = \int_{\chi^2}^{\infty} f(t|2n) dt = 2 \cdot \int_{\chi^2}^{\infty} \frac{1}{\Gamma(\frac{N}{2})} \cdot t^{\frac{N}{2}-1} \cdot e^{-t} dt \quad (4.18)$$

Abbildung 4.14 zeigt die Verteilung der Konfidenz-Niveaus am Beispiel der bei einem Strahlimpuls von 1.4 GeV/c gemessenen Daten. Sie zeigt einen leichten Anstieg zu niedrigen Konfidenz-Niveaus, was eine Unterschätzung der angenommenen Fehler andeutet, sowie einen durch nicht kompatible Ereignisse verursachten scharfen Peak bei $\alpha < 1\%$.

Ereignisse mit einem Konfidenz-Niveau $\alpha < 1\%$ werden verworfen.

Bedeutung für die Auswahl von Ereignissen

Abbildung 4.15 zeigt für verschiedene Strahlimpulse Spektren der rekonstruierten invarianten Massen von Kaonen-Paaren vor den Kompatibilitäts-Schnitten und für die verworfenen Ereignisse. In der Verteilung verworfener Ereignisse ist keine Struktur unter dem ϕ -Signal zu erkennen.

Die Effizienz des Schnitts nimmt mit zunehmendem Strahlimpuls ab, weil die Geschwindigkeit der in den Vorwärtsbereich emittierten Kaonen ansteigt und damit die β -Auflösung aufgrund der Messung des Energieverlusts abnimmt.

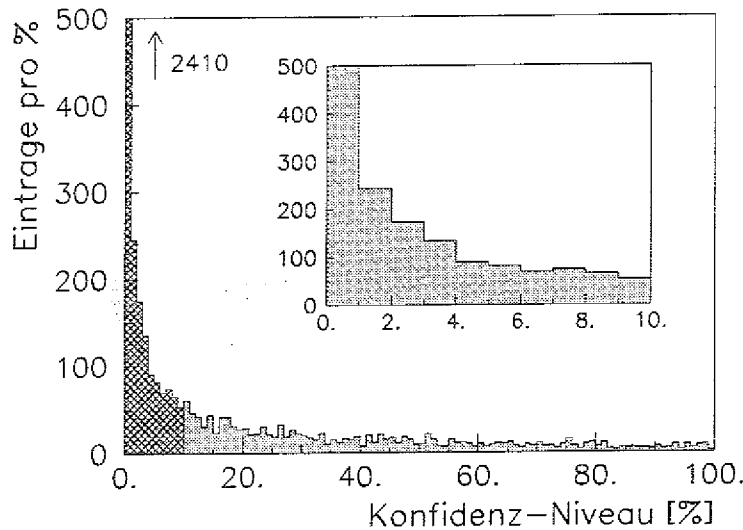


Abbildung 4.14: Verteilung der Konfidenz-Niveaus für die Kompatibilität der rekonstruierten Geschwindigkeiten mit den Messungen in den zugeordneten Silizium- dE/dx -Zählern. Der schraffierte Bereich ist in dem Ausschnitt vergrößert dargestellt.

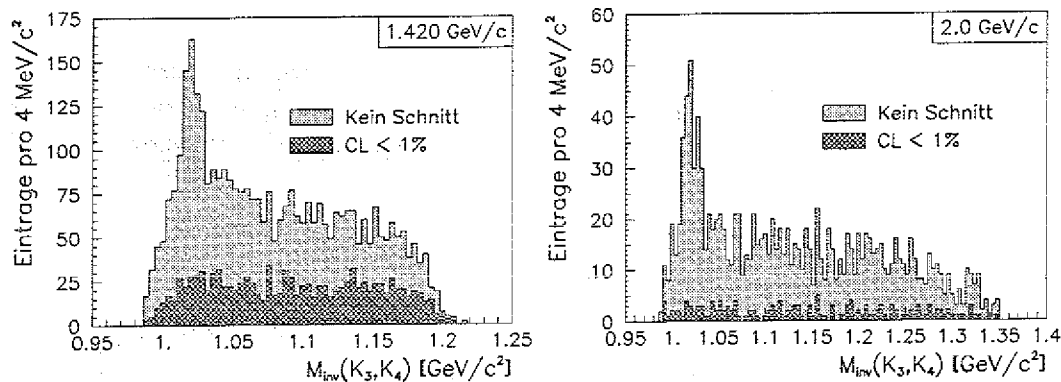


Abbildung 4.15: Spektren invarianter Massen für Ereignisse vor den Kompatibilitäts-Schnitten und (schraffiert) für solche Ereignisse, die von dem Schnitt auf der Silizium- dE/dx -Kompatibilität verworfen werden.

4.3.2 β -Messung in den Schwellen-Čerenkov-Zählern

Jeder geladenen Spur, die in den Akzeptanz-Bereich der Schwellen-Čerenkov-Zähler fällt, wird ein Zähler zugeordnet, auch wenn dieser kein Signal aufweist (siehe Ab-

schnitt 4.1). Aus der kinematisch rekonstruierten Geschwindigkeit β des betrachteten Teilchens wird die Anzahl der erwarteten Photoelektronen berechnet und mit der Messung verglichen. Für diese Analyse wurden nur Zähler der Endkappe berücksichtigt, da für die Zähler der Tonne keine Kalibration vorlag.

Das gemessene Signal

Das in ADC-Kanälen gemessene Signal S_m wird in Photo-Elektronen umgerechnet:

$$N_m = \frac{S_m - \mathcal{P}_i}{\mathcal{G}}. \quad (4.19)$$

Dabei ist $\mathcal{P}_i$ das Pedestal der Analog-Digital-Konverter und $\mathcal{G}$ der nominelle Verstärkungsfaktor der Photovervielfacher.

Berechnung des erwarteten Signals

Der Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ eines geladenen Teilchens und der Anzahl der in einem Radiator mit Brechungsindex n generierten Photonen ist durch die Gleichung

$$f(\beta) = \frac{1 - (\beta_t/\beta)^2}{1 - \beta_t^2} \quad (\beta > \beta_t) \quad (4.20)$$

gegeben, wobei $\beta_t = 1/n$ die Schwellen-Geschwindigkeit für die Erzeugung von Čerenkov-Strahlung in dem Radiator ist.

Die Sammel-Effizienz für die erzeugten Photonen hängt vom Ort des Teilcheneinfalls ab. Teststrahlungsmessungen haben eine deutliche Abhängigkeit vom Polarwinkel, nicht aber vom Azimuthwinkel des Treffers gezeigt [57]. Eine gute Beschreibung dieser Meß-Ergebnisse ergibt die Anpassung eines Polynoms zweiter Ordnung:

$$g(\vartheta) = a + b\vartheta + c\vartheta^2, \quad (4.21)$$

wobei die Parameter a , b und c die folgende Werte für Wasser- und Freon-Radiator annehmen:

Radiator	a	b	c
Freon	18.25	-0.83	0.022
Wasser	32.85	-1.49	0.040

Die Abhängigkeit der im Radiator zurückgelegten Weglänge vom Einfallswinkel des Teilchens ($d = d_0 / \cos \vartheta$) ist in diesem Korrektur-Term eingeschlossen.

Abbildung 4.16 zeigt die Funktionen $f(\beta)$ und $g(\vartheta)$ jeweils für Freon- und Wasser-Radiator.

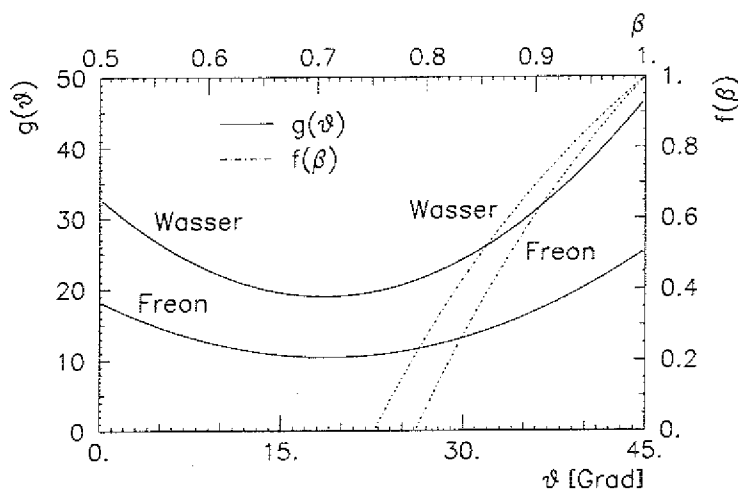


Abbildung 4.16: Die Abhängigkeit der Anzahl generierter Primär-Photonen von der Teilchen-Geschwindigkeit ($f(\beta)$) sowie die Anzahl erzeugter Photo-Elektronen in Abhängigkeit vom Ort und Einfallswinkel des Treffers ($g(\vartheta)$), jeweils für Freon- und Wasser-Radiator.

Eine Kalibration der Zähler mit Hilfe von parallel zu den 4K-Daten gemessenen elastischen Ereignissen ergibt die individuellen Verstärkungsfaktoren $\mathcal{G}_i$ der einzelnen Photovervielfacher.

Damit ergibt sich die Anzahl erwarteter Photo-Elektronen zu

$$N_e = f(\beta) \cdot g(\vartheta) \cdot \mathcal{G}_i / \mathcal{G} . \quad (4.22)$$

Die Bestimmung der Kompatibilität

Bei der Bestimmung eines Konfidenz-Niveaus α_i für jede der gemessenen Spuren werden vier Fälle unterschieden:

$N_e = 0, N_m = 0$: das rekonstruierte β liegt unterhalb der Čerenkov-Schwelle und es wurde kein Signal gemessen; in diesem Falle besteht vollkommene Übereinstimmung zwischen Erwartung und Messung:

$$\alpha_i = 0.99999 \quad (4.23)$$

$N_e = 0, N_m > 0$: das rekonstruierte β liegt unterhalb der Čerenkov-Schwelle, es wurde aber ein Signal gemessen; die Kompatibilität der Messung mit einem gauß-verteilten Rausch-Signal einer Breite von $\sigma = 2$ Photo-Elektronen wird bestimmt:

$$\alpha_i = 2 \cdot \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot \int_{N_m}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} dx \quad (4.24)$$

$N_e > 0; N_m = 0$: das rekonstruierte β liegt oberhalb der Čerenkov-Schwelle, es wurde aber kein Signal gemessen; die Kompatibilität der Anzahl erwarteter Photo-Elektronen mit Null wird unter der Annahme von Poisson-Statistik bestimmt:

$$\alpha_i = e^{(-N_e)} \quad (4.25)$$

$N_e > 0; N_m > 0$: das rekonstruierte β liegt oberhalb der Čerenkov-Schwelle und es wurde ein Signal gemessen; die Kompatibilität von erwarteter und gemessener Anzahl Photoelektronen wird unter der Annahme von Poisson-Statistik für die Anzahl erwarteter Photoelektronen bestimmt. Die entsprechenden Konfidenz-Niveaus sind tabelliert.

Die Einzelmessungen werden wie folgt zu einem Konfidenz-Niveau für das Ereignis kombiniert: seien $\alpha_i, i = 1, n$ die Konfidenz-Niveaus der n Messungen, so folgt

$$\beta = -2 \ln \prod_{i=1}^n \alpha_i \quad (4.26)$$

einer χ^2 -Verteilung mit $2n$ Freiheitsgraden. Im allgemeinen Fall ist damit das Konfidenz-Niveau α für das Ereignis:

$$\alpha = \int_{\beta}^{\infty} f(t|2n) dt = 2 \cdot \int_{\beta}^{\infty} \frac{1}{\Gamma(\frac{2n}{2})} \cdot t^{\frac{2n}{2}-1} \cdot e^{-t} dt. \quad (4.27)$$

Abbildung 4.17 zeigt die Verteilung der Konfidenz-Niveaus am Beispiel der bei einem Strahlimpuls von 1.4 GeV/c gemessenen Daten. Die Verteilung ist flach, zeigt aber neben einem Peak bei niedrigen Konfidenz-Niveaus $\alpha < 1\%$, der durch nicht-kompatible Ereignisse verursacht wird, einen zweiten Peak bei Konfidenz-Niveaus $\alpha \approx 1$. Dieser zweite Peak ist auf Ereignisse zurückzuführen, bei denen für alle betrachteten Teilchen die rekonstruierten Geschwindigkeiten unterhalb der Schwelle liegen und in den zugeordneten Zählern keine Signale gemessen wurden.

Ereignisse, für die das Konfidenz-Niveau der kombinierten Čerenkov-Messungen kleiner als 1% ist, werden verworfen.

Bedeutung für die Auswahl der Ereignisse

Abbildung 4.18 zeigt Spektren invarianter Massen von Kaonen-Paaren für verschiedene Strahlimpulse und für Freon- und Wasser-Radiatoren, jeweils vor den Kompatibilitäts-Schnitten und für die verworfenen Ereignisse. Die Verteilung verworfener Ereignisse zeigt keine Struktur unter dem $\phi\phi$ -Signal.

Die Effizienz des Schnittes steigt mit zunehmendem Strahlimpuls und ist insbesondere für den Wasser-Radiator sehr viel höher als für Freon. Beide Effekte lassen sich durch die Tatsache erklären, daß sich die Anzahl der Teilchen mit Geschwindigkeiten oberhalb der Čerenkov-Schwelle und damit die Anzahl der Messungen pro Ereignis erhöhen.

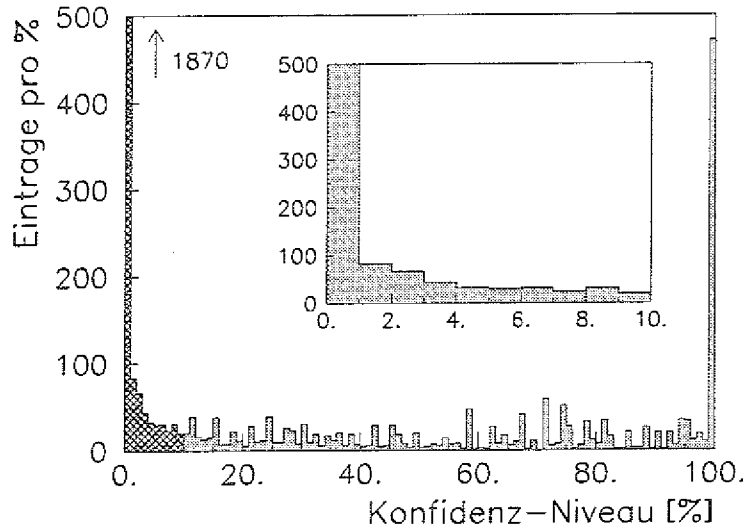


Abbildung 4.17: Verteilung der Konfidenz-Niveaus für die Kompatibilität der rekonstruierten Geschwindigkeiten mit den Messungen in den zugeordneten Čerenkov-Zählern. Der schraffierte Bereich ist in dem Ausschnitt vergrößert dargestellt.

4.3.3 Die kombinierten β -Messungen

Die Bestimmung einer eindeutigen Lösung für jedes Ereignis erfolgt aufgrund der kombinierten Kompatibilität auf den Messungen in den Silizium- dE/dx - und den Schwellen-Čerenkov-Zählern.

Die in den beiden Detektor-Komponenten bestimmten Konfidenz-Niveaus α_{sil} und α_{cer} werden wie folgt kombiniert:

$$\alpha = \alpha_{sil} \alpha_{cer} \cdot [1 - \ln(\alpha_{sil} \alpha_{cer})] . \quad (4.28)$$

Diese Formel stellt einen Spezialfall von Gleichung 4.27 für $n = 2$ dar.

Abbildung 4.19 zeigt die Verteilungen der jeweils besten und zweitbesten Konfidenz-Niveaus für ein Ereignis. Die beste Kompatibilität bestimmt die akzeptierte Lösung für das Ereignis. Ergibt diese Lösung ein Konfidenz-Niveau $\alpha < 0.1\%$, so wird das Ereignis verworfen.

In Abbildung 4.20 sind Spektren invarianter Massen vor den Kompatibilitäts-Schnitte und für die von dem Schnitt auf der kombinierten dE/dx - und Čerenkov-Kompatibilität verworfenen Ereignisse gezeigt. Wie aus den Betrachtungen der beiden Einzel-Kompatibilitäten zu erwarten, zeigt die Verteilung verworfener Ereignisse keine Struktur unter dem $\phi\phi$ -Signal.

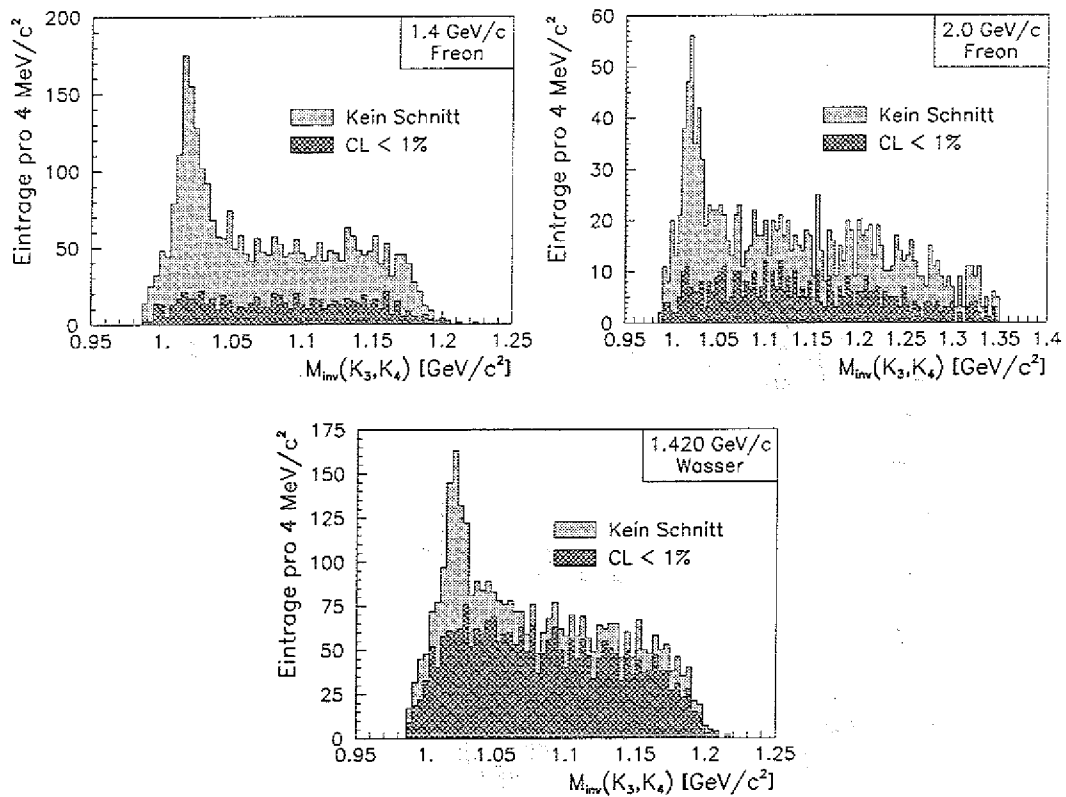


Abbildung 4.18: Spektren invarianter Massen für Ereignisse vor den Kompatibilitäts-Schnitten und (schraffiert) für solche Ereignisse, die von dem Schnitt auf der Čerenkov-Kompatibilität verworfen werden.

4.4 Die Ergebnisse der "4K"-Rekonstruktion

In diesem Abschnitt werden die wesentlichen Ergebnisse der Rekonstruktion und Extraktion von 4K-Ereignissen zusammengefasst.

Statistik

Tabelle 4.4 gibt einen Überblick über die bei allen gemessenen Strahlimpulsen erzielte Statistik. Die erste Spalte gibt die Zahl der auf Magnetband geschriebenen 4K Trigger, die weiteren Spalten die Anzahl der Ereignisse nach

- der Datenreduktion (4.1.1),
- der Spursuche (4.1.2),

Strahlzeit	Strahlimpuls [GeV/c]	4K Trigger	Reduktion	Spursuche	Vertex-Fit	Kinematik	Selektion	$\phi\phi$ -Masse
April	1.5	1152874	94005	21891	2533	647	195	86
	2.0	4309023	894952	380982	87547	38393	1295	161
Juli	1.2	1709731	135205	36646	4320	1066	73	47
	1.3	5641730	439632	119201	15124	4139	452	228
	1.4	5592226	458563	128938	18903	5323	854	359
	1.5	1853184	162385	49143	7756	2301	415	157
	1.6	4129815	387345	118008	21026	6750	1148	328
	1.7	4794052	512609	179041	33600	11785	1489	308
	1.8	6803367	789211	318405	76342	30982	2547	425
	1.9	5426141	564107	246732	55428	24476	1423	171
Oktober	1.390	886074	69259	26929	5333	1624	71	36
	1.405	3130671	228713	92079	18950	6141	220	93
	1.420	6477255	415681	161606	32568	10864	443	211
	1.435	6232258	459105	180792	36631	11796	501	205
	1.450	6395804	431346	170316	35090	11475	497	184
	1.465	3241521	232124	91928	19244	6084	274	101
	1.480	3766922	274500	109255	22914	7559	396	138
	1.5	2493578	195940	73925	15702	5519	330	135
Gesamt		74036226	6744682	2505817	509011	186924	16236	3373

Tabelle 4.4: Die Anzahl der auf Magnetband geschriebenen 4K Trigger, sowie der nach verschiedenen Stufen der Auswertung verbleibenden Ereignisse (zur Erklärung siehe den Text).

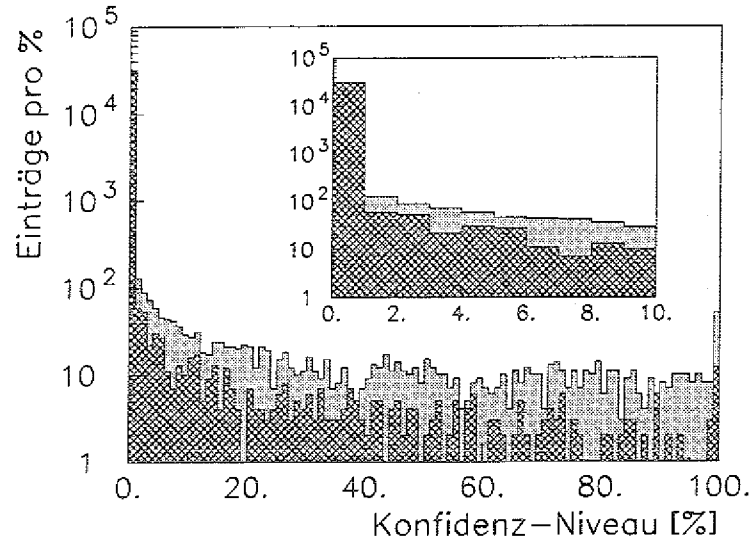


Abbildung 4.19: Verteilung der Konfidenz-Niveaus für die kombinierte Kompatibilität der β -Messungen in den dE/dx - und Čerenkov-Zählern, jeweils für die beste und (schraffiert) für die zweitbeste Lösung für ein Ereignis. Der Bereich von 0 bis 10% ist im Ausschnitt vergrößert dargestellt.

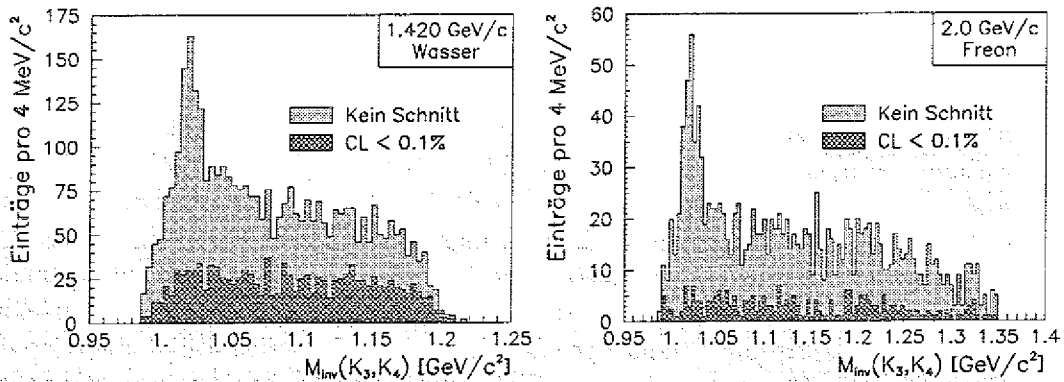


Abbildung 4.20: Spektren invarianter Massen für Ereignisse vor den Kompatibilitäts-Schnitten und (schraffiert) für solche Ereignisse, die von dem Schnitt auf der kombinierten dE/dx -Čerenkov-Kompatibilität verworfen werden.

- der geometrischen Rekonstruktion und dem Vertex-Fit (4.1.3),
- der kinematischen Rekonstruktion (4.1.4), und

- der Selektion der Ereignisse aufgrund von Schnitten auf der Topologie und Kinematik sowie der Kompatibilität mit den β -Messungen (4.2 und 4.3).

(Die Zahlen in Klammern verweisen auf die Abschnitte in denen die jeweiligen Stufen der Auswertung beschrieben sind.) In der letzten Spalte ist jeweils die Anzahl akzeptierter 4K-Ereignisse eingetragen, die eine kombinatorische Lösung mit invarianten Massen in der durch die Bedingung

$$\sqrt{(m(K_1, K_2) - m_\phi)^2 + (m(K_3, K_4) - m_\phi)^2} < 24 \text{ MeV} \quad (4.29)$$

definierten $\phi\phi$ -Region ergeben.

Die Verteilungen invarianter Massen

Auf der Suche nach einem $\phi\phi$ -Zwischenzustand werden die vier Kaonen in jeweils zwei Paare zusammengefaßt und deren invariante Massen

$$m(K_i, K_j) = \sqrt{(E_i + E_j)^2 - (\vec{p}_i + \vec{p}_j)^2} \quad (4.30)$$

bestimmt ($E_i = \sqrt{m_K^2 + \vec{p}_i^2}$ ist die Energie und $\vec{p}_i$ der Impuls von Kaon i). Da die Ladungen der Teilchen nicht gemessen werden, ergeben sich für jedes Ereignis drei kombinatorische Lösungen³:

$$m(K_2, K_3) \leftrightarrow m(K_1, K_4) \quad (4.31)$$

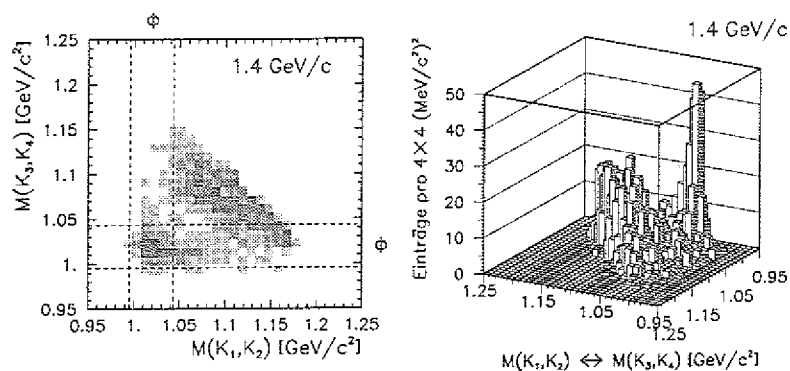
$$m(K_1, K_3) \leftrightarrow m(K_2, K_4) \quad (4.32)$$

$$m(K_1, K_2) \leftrightarrow m(K_3, K_4) \quad (4.33)$$

Abbildung 4.21 zeigt zweidimensionale Verteilungen der Paare rekonstruierter invarianter Massen für die bei einem Strahlimpuls von 1.4 GeV/c gemessenen Daten sowie für bei dem gleichen Impuls generierte Monte-Carlo 4K- und $\phi\phi$ -Ereignisse. Für jedes Ereignis sind jeweils alle drei kombinatorischen Lösungen eingetragen. Im Falle der generierten $\phi\phi$ -Ereignisse ergeben die korrekten Massenkombinationen einen Peak um die $\phi\phi$ -Masse, die beiden falschen Kombinationen verursachen ein breites "Reflektions"-Band nahe der Diagonalen des kinematisch erlaubten Bereichs. Die im Massenplot der unkorreliert generierten 4K-Ereignisse zu erkennende breite Struktur spiegelt die Variation der Akzeptanz und der Rekonstruktionseffizienz über den Phasenraum wider. Für die gemessenen Daten ergibt sich eine Überlagerung dieser beiden Verteilungen: ein schmales $\phi\phi$ -Signal über einem breiten Untergrund.

Das $\phi\phi$ -Signal

In Abbildungen 4.22 bis 4.24 sind für alle gemessenen Strahlimpulse eindimensionale Projektionen der Verteilung invarianter Massen dargestellt. Gezeigt ist die



(a) Daten

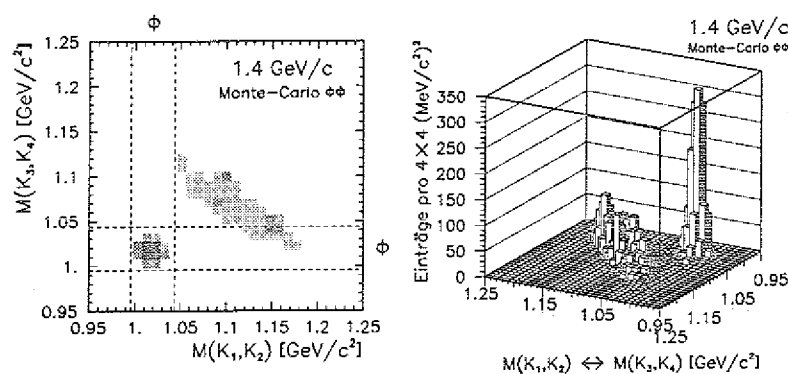
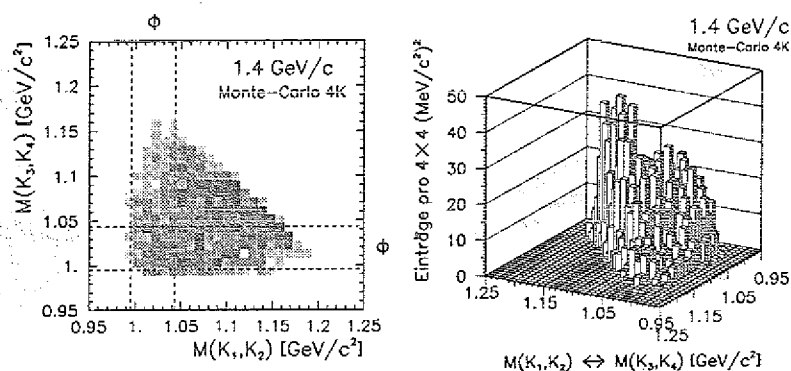
(b) Monte-Carlo $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$ (c) Monte-Carlo $\bar{p}p \rightarrow 4K^\pm$

Abbildung 4.21: Die rekonstruierten invarianten Massen der beiden Kaonen-Paare. Jedes Ereignis ergibt drei kombinatorische Einträge in diesen Verteilungen.

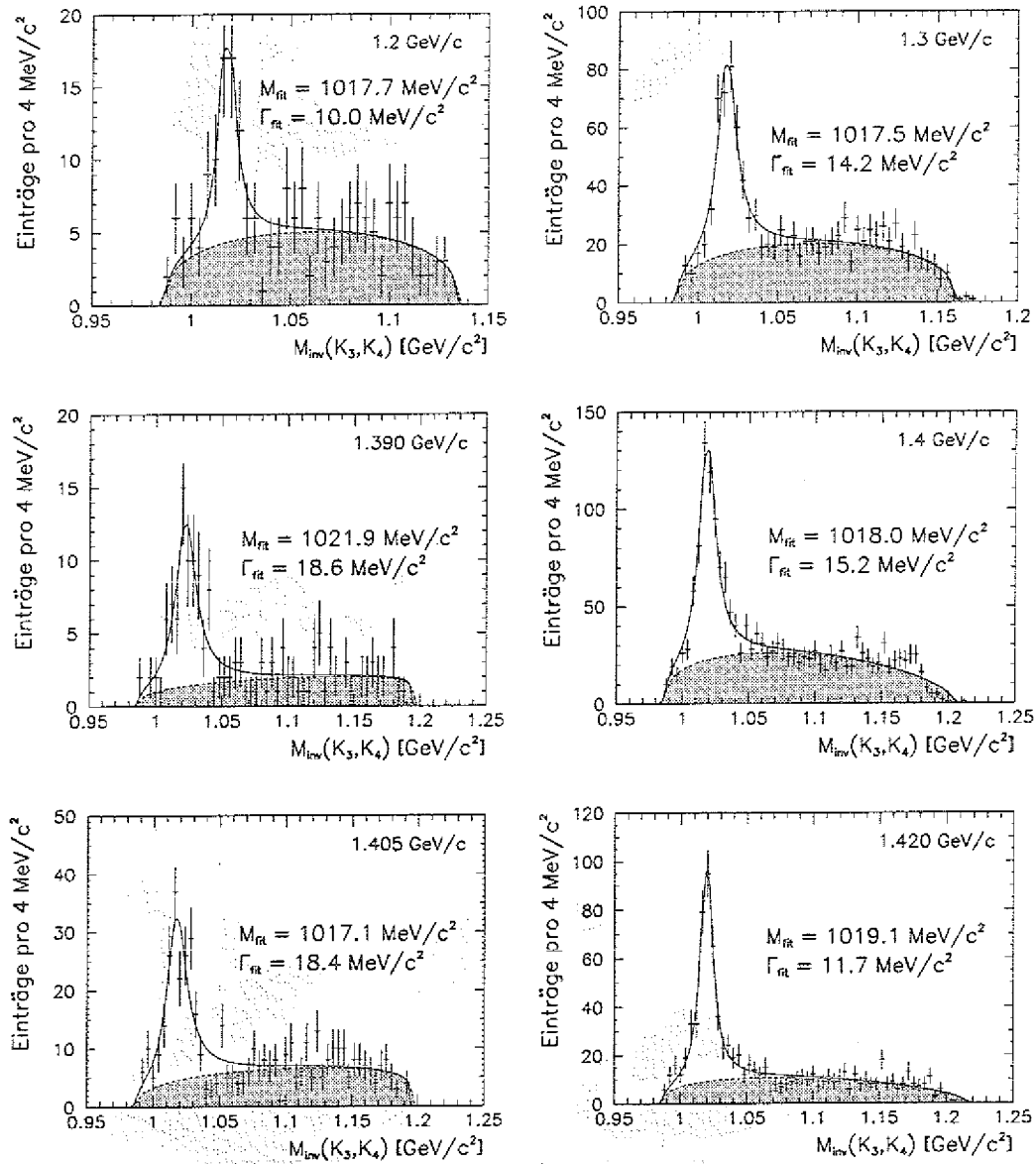


Abbildung 4.22: Projektionen der rekonstruierten invarianten Massen für alle gemessenen Strahlimpulse (1).

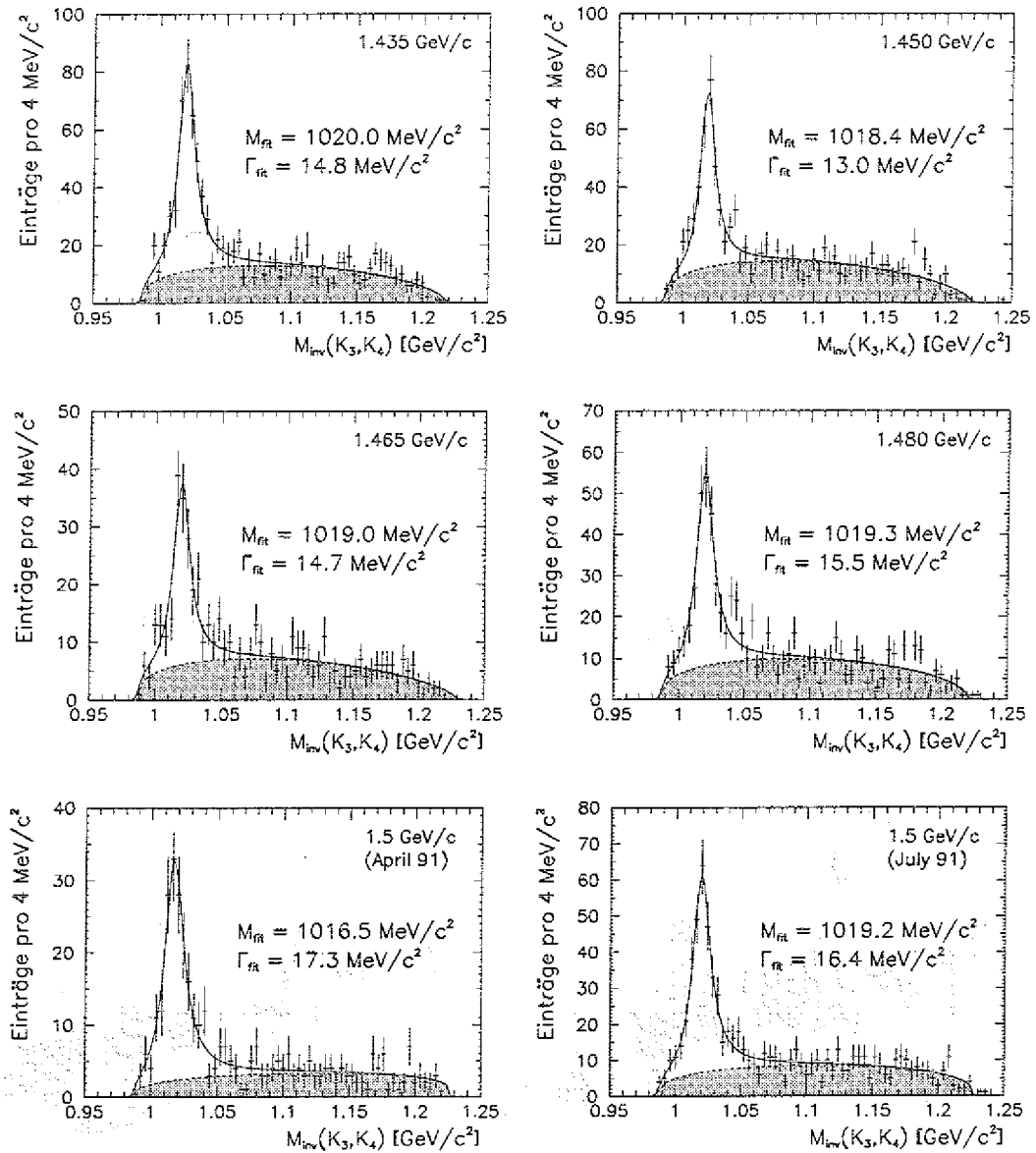


Abbildung 4.23: Projektionen der rekonstruierten invarianten Massen für alle gemessenen Strahlimpulse (2).

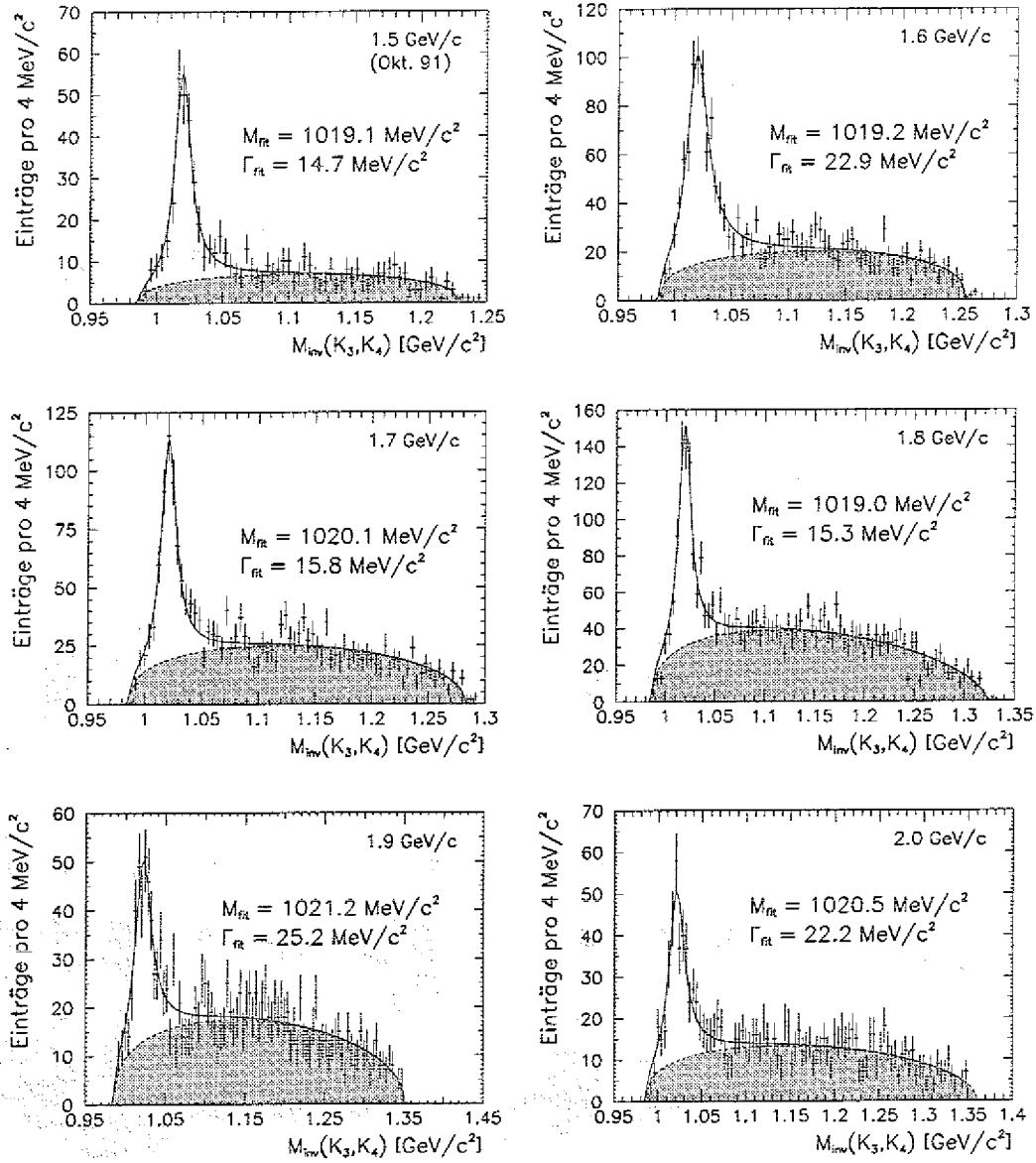


Abbildung 4.24: Projektionen der rekonstruierten invarianten Massen für alle gemessenen Strahlimpulse (3).

invariante Masse eines Kaonen-Paares, wenn diejenige des zweiten Paares innerhalb 24 MeV in den Bereich der Masse des ϕ -Mesons von $m_\phi = 1019 \text{ MeV}/c^2$ fällt. Dies entspricht einer Projektion der beiden in Abbildung 4.21 markierten Massen-Bänder auf die jeweils parallele Achse.

Für alle gemessenen Strahlimpulse ist ein deutliches ϕ -Signal zu erkennen. Die durchgezogenen Kurven ergeben sich aus der Anpassung Breit-Wigner-Verteilung über einem wie folgt parametrisierten Untergrund:

$$f(x) = a \cdot (x - 2m_K)^{0.35} \cdot (b - x)^c \cdot \left(1 + d \cdot \frac{\Gamma^2}{(x - M)^2 + \Gamma^2/4} \right). \quad (4.34)$$

Die sich aus der Anpassung ergebenden Massen M und Breiten Γ für das Signal sind jeweils in den Abbildungen angegeben.

Die Masse und Breite des gemessenen ϕ -Signals

Um die rekonstruierte Masse m_ϕ und Breite Γ_ϕ des ϕ -Signals mit guter Statistik zu bestimmen, wurden die oben beschriebenen Projektionen invarianter Massen über alle Strahlimpulse summiert (siehe Abbildung 4.25). Aus der Anpassung

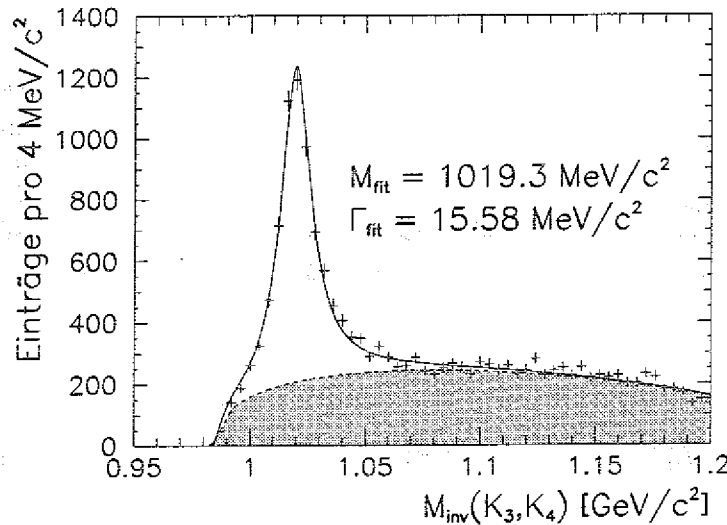


Abbildung 4.25: Die Projektion der rekonstruierten invarianten Massen, summiert über alle gemessenen Strahlimpulse.

dieser Verteilung mit einer wie in Gleichung 4.34 beschriebenen Parametrisierung ergeben sich die folgenden Werte:

³Würden die Ladungen der Kaonen bestimmt, so ergäben sich zwei Lösungen pro Ereignis: $m(K_1^+, K_1^-) \leftrightarrow m(K_2^+, K_2^-)$ und $m(K_1^+, K_2^-) \leftrightarrow m(K_2^+, K_1^-)$.

$$\begin{aligned} m_\phi &= (1019.30 \pm 0.16) \text{ MeV}/c^2 & \left(\begin{array}{l} (1019.413 \pm 0.008) \text{ MeV}/c^2 \\ (4.43 \pm 0.06) \text{ MeV}/c^2 \end{array} \right) \\ \Gamma_\phi &= (15.58 \pm 0.52) \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Die rekonstruierte ϕ -Masse befindet sich innerhalb des statistischen Fehlers in Übereinstimmung mit dem, in Klammern zitierten, von der Particle Data Group angegebenen Wert [7]. Die gemessene Breite spiegelt die Auflösung der kinematischen Rekonstruktion wider, die im wesentlichen durch die endliche Meßauflösung der Spurrekonstruktion bestimmt ist.

4.4.1 Signal für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi KK$

Ereignisse der Reaktion

$$\bar{p}p \rightarrow \phi K^+ K^- \rightarrow K^+ K^- K^+ K^-, \quad (4.35)$$

bei denen im Zwischenzustand ein ϕ -Meson auftritt, das zweite Kaonen-Paar aber unkorreliert produziert wird, führen in der Verteilung invarianter Massen zu einer Anhäufung in den beiden durch die ϕ -Masse definierten Bändern. Ein Signal für diese Reaktion deutet sich für höhere Strahlimpulse an, während es bei niedrigen Strahlimpulsen durch den kombinatorischen Untergrund überlagert ist. Abbildung 4.26 zeigt die Verteilung der invarianten Masse $m(K_3, K_4)$ eines Kaonen-Paares wenn die invariante Masse des zweiten Kaonen-Paares die Bedingung

$$1.05 \text{ GeV}/c^2 < m(K_1, K_2) < 1.1 \text{ GeV}/c^2 \quad (4.36)$$

erfüllt, sie also um mehr als 30 MeV von der ϕ -Masse abweicht und damit deutlich außerhalb des gemessenen ϕ -Signals liegt. Zur Verringerung des kombinatorischen Untergrunds wurden alle Ereignisse unterdrückt, die eine Lösung im $\phi\phi$ -Bereich ergeben. Um eine gute Statistik zu erreichen, wurden die Daten für alle Meßpunkte von 1.6 GeV/c bis 2.0 GeV/c Strahlimpuls zusammengefaßt. Ein Signal bei der ϕ -Masse ist zu erkennen, der Fit einer Breit-Wigner-Verteilung über einem wie in Gleichung 4.34 parametrisierten Untergrund ergibt eine Masse und eine Breite von

$$m_\phi = 1019.1 \pm 0.7 \text{ GeV}/c^2 \quad (4.37)$$

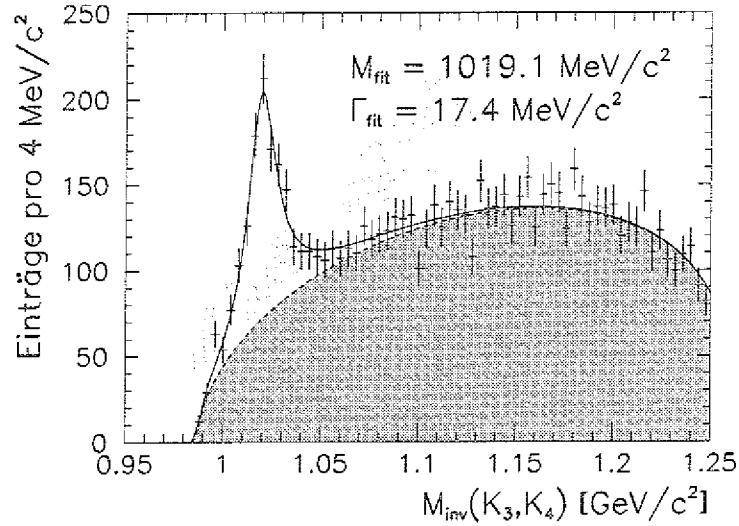
$$\Gamma_\phi = 17.4 \pm 2.1 \text{ GeV}/c^2, \quad (4.38)$$

in Übereinstimmung mit den aus dem $\phi\phi$ -Signal rekonstruierten Werten.

4.5 Die Bestimmung des $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ -Signals

In diesem Abschnitt werden zwei unabhängige Verfahren beschrieben, die jeweils der Abschätzung und dem Abzug des nichtresonanten Untergrunds unter dem $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ -Signal dienen.

Die beiden Methoden führen im Rahmen der Statistik zu übereinstimmenden Ergebnissen.



Abbildungung 4.26: $(\bar{p}p \rightarrow \phi\phi)$ -Signal in der Projektion eines Massenbandes außerhalb des $\phi\phi$ -Signals. Die gezeigte Verteilung ergibt sich aus der Summe aller Messungen von 1.6 bis 2.0 GeV/c Strahlimpuls.

4.5.1 Extrapolation der Ereignis-Dichte

Die erste Methode beruht auf der Bestimmung der Ereignis-Dichte als Funktion des Abstandes der invarianten Massen von der $\phi\phi$ -Masse. Die mittlere gemessene Dichte im Bereich außerhalb des Signals wird bestimmt, in den Bereich des Signals extrapoliert und von diesem abgezogen.

Abbildungung 4.27 zeigt den Goldhaber-Plot der invarianten Massen von Kaonen-Paaren für einen Strahlimpuls von 1.4 GeV/c. Der gemessenen Verteilung überlagert sind die Grenzen des kinematisch erlaubten Bereiches sowie Zonen gleichen Abstands

$$r = \sqrt{(m(K_1, K_2) - m_\phi)^2 + (m(K_3, K_4) - m_\phi)^2} \quad (4.39)$$

von dem Punkt (m_ϕ, m_ϕ) dargestellt.

Jedes Ereignis geht mit drei kombinatorischen Lösungen in die Verteilung ein. Ereignisse, für die eine der drei Lösungen einen Abstand $r < r_1 = 24$ MeV/c ergibt, werden als Kandidaten für einen $\phi\phi$ -Zwischenzustand betrachtet.

In Abbildung 4.28 ist die Flächendichte ρ der Einträge im Goldhaber-Plot als Funktion des Abstandes r aufgetragen. Jeder Eintrag ist mit seinem inversen Abstand $1/r$, sowie einem Korrektur-Faktor gewichtet, der den mit zunehmendem Radius

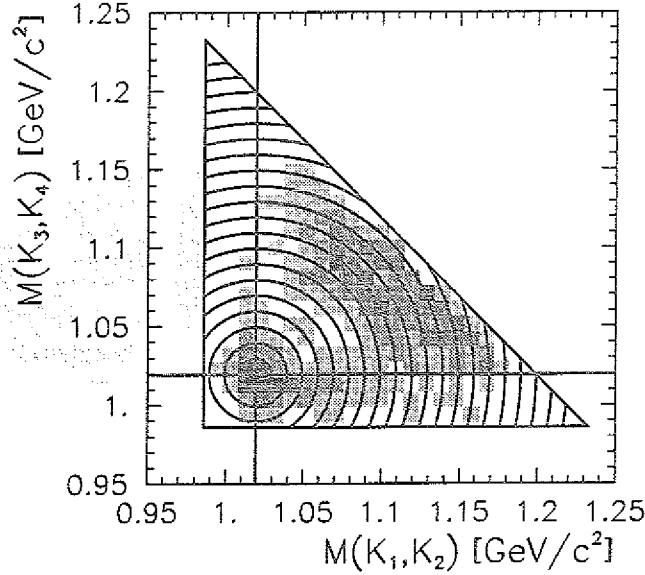


Abbildung 4.27: Goldhaber-Plot der invarianten Massen von Kaonen-Paaren. Das eingezeichnete Dreieck beschreibt den kinematisch erlaubten Bereich, die horizontale und vertikale Linie markieren jeweils die Masse m_ϕ des ϕ -Mesons, und die konzentrischen Kreise geben Zonen gleichen Abstands vom Punkt (m_ϕ, m_ϕ) .

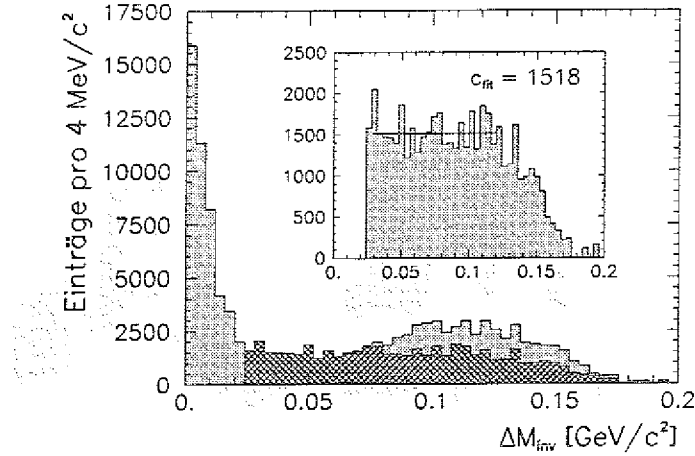
abnehmenden Anteil des kinematisch erlaubten Bereichs am Kreisbogen ausgleicht:

$$w(r) = \frac{1}{r} \cdot \frac{2\pi}{\int \theta(r, \varphi) d\varphi}, \quad \theta(r, \varphi) = \begin{cases} 1, & \text{kinematisch erlaubt} \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.40)$$

Im Falle einer konstanten Belegung des Phasenraumes ergibt sich damit eine bis zum maximalen kinematisch erlaubten Radius konstante Dichte-Verteilung.

Die gemessene Verteilung zeigt neben einem deutlichen $\phi\phi$ -Signal bei kleinen Radien eine breite Struktur bei größeren Radien, die durch die falschen kombinatorischen Lösungen der $\phi\phi$ -Ereignisse verursacht ist. Werden nur solche Ereignisse eingetragen, die keine Lösung in der $\phi\phi$ -Region ergeben, so wird diese Struktur unterdrückt und die verbleibende Verteilung ist über einen weiten Bereich flach (siehe den Ausschnitt in Abbildung 4.28). Es wird ein Testintervall $[r_1, r_2]$ festgelegt, das den — durch die hier verschwindende Akzeptanz verursachten — Abfall der Verteilung zum maximalen, kinematisch erlaubten Radius ausschließt, und die mittlere Dichte $\hat{\rho}$ auf diesem Intervall bestimmt. Die gewichtete Integration von $\hat{\rho}$ über das Intervall $[0, r_1]$ ergibt eine Abschätzung der Zahl N_B der Untergrundereignisse im $\phi\phi$ -Bereich:

$$N_B = \int_0^{r_1} \frac{\hat{\rho}}{w(r)} dr \quad (4.41)$$



Abbildungung 4.28: Radiale Dichte der Einträge im Massenplot als Funktion des Abstands vom Punkt (m_ϕ, m_ϕ) . Schraffiert und im Ausschnitt ist die Verteilung für solche Ereignisse dargestellt, die keinen Eintrag mit einem Abstand $r < 24 \text{ MeV}/c^2$ ergeben.

und damit der Zahl N_S der Ereignisse im $\phi\phi$ -Signal:

$$N_S = N_T - N_B. \quad (4.42)$$

Die Anwendung dieser Methode auf phasenraumverteilt generierte Monte-Carlo 4K-Ereignisse zeigt, daß in der Regel der Untergrund leicht unterschätzt wird, da die Akzeptanz im Bereich kleiner invarianter Massen leicht ansteigt. Bei konstanter Akzeptanz sollte die Untergrundabschätzung $N_B(4K)$ mit der Anzahl $N_T(4K)$ der in der $\phi\phi$ -Region rekonstruierten Ereignisse übereinstimmen. Das tatsächlich gefundene Verhältnis $N_B(4K)/N_T(4K)$ wird benutzt, um die Untergrundabschätzung für die gemessenen Daten zu korrigieren.

Abbildungung 4.29 und Tabelle 4.5 fassen die Ergebnisse für alle untersuchten Strahlimpulse zusammen. Die angegebenen Fehler sind die statistischen Fehler auf N_T und die durch die Statistik der Monte-Carlo-Korrektur dominierten Fehler auf N_B :

$$\Delta N_T = \sqrt{N_T}, \quad \Delta N_B = \sqrt{N_B(4K)}, \quad \Delta N_S = \sqrt{\Delta N_T^2 + \Delta N_B^2}. \quad (4.43)$$

4.5.2 Invertierung der Effizienz-Matrix

Die zweite Methode beruht auf der Bestimmung der Effizienzen, phasenraumverteilt generierte Monte-Carlo 4K- und $\phi\phi$ -Ereignisse jeweils mit invarianten Massen innerhalb beziehungsweise außerhalb der $\phi\phi$ -Region zu rekonstruieren:

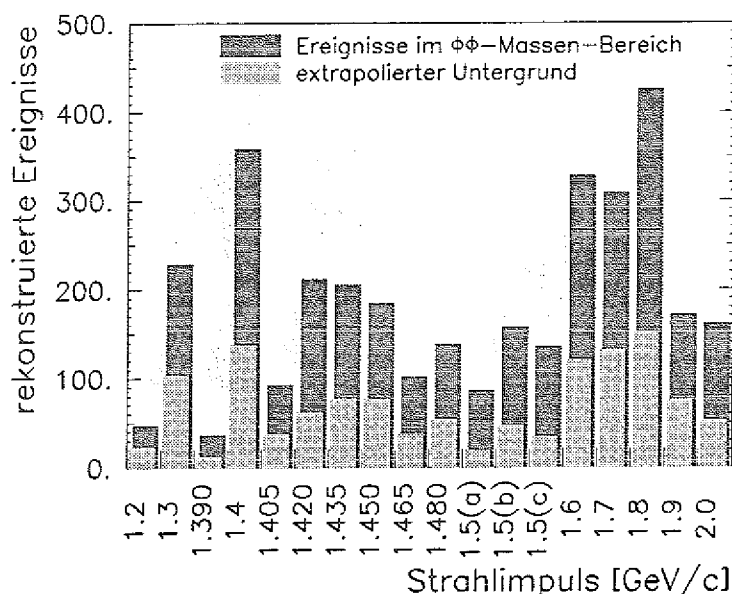


Abbildung 4.29: Die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse in der ' $\phi\phi$ '-Region, sowie der aus der Extrapolation der radialen Ereignis-Dichte bestimmte Untergrund unter dem $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ -Signal. Die drei Messungen bei 1.5 GeV/c Strahlimpuls im April (a), July (b) und Oktober (c) sind einzeln aufgeführt.

generiert	rekonstruiert	
	$\phi\phi$	4K
$\phi\phi$	$\nu_{\phi\phi}$	$\nu_{K\phi}$
4K	$\nu_{\phi K}$	ν_{KK}

Aus der Invertierung dieser Effizienz-Matrix wird die der Zahl rekonstruierter Ereignisse zugrundeliegende Anzahl von $\phi\phi$ -Ereignissen abgeschätzt.

Dabei wird ein rekonstruiertes Ereignis als " $\phi\phi$ "-Kandidat kategorisiert, wenn eine der drei kombinatorischen Lösungen invariante Massen für die beiden Kaonen-Paare ergibt, so daß sie Bedingung 4.29 erfüllt. Es wird als "4K"-Kandidat kategorisiert, wenn diese Bedingung für keine der drei Lösungen erfüllt ist.

Für einen gemischten Satz von N_ϕ generierten $\phi\phi$ -Ereignissen und N_K generierten 4K-Ereignissen ergeben sich die Zahlen n_ϕ und n_K rekonstruierter " $\phi\phi$ "- beziehungsweise "4K"-Kandidaten aus der Gleichung:

$$\begin{pmatrix} n_K \\ n_\phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_{KK} & \nu_{K\phi} \\ \nu_{\phi K} & \nu_{\phi\phi} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} N_K \\ N_\phi \end{pmatrix} = \mathcal{M} \cdot \begin{pmatrix} N_K \\ N_\phi \end{pmatrix} \quad (4.44)$$

Umgekehrt ergibt sich für die gemessenen Daten aus den Zahlen r_ϕ und r_K rekonstruierter " $\phi\phi$ "- beziehungsweise "4K"-Kandidaten durch Invertieren dieser Gleichung:

Strahlzeit	Strahlimpuls [GeV/c]	Anzahl rekonstruierter Ereignisse		
		N_T	N_B	N_S
April	1.5	86 ± 9.3	18.6 ± 1.3	67.4 ± 9.4
	2.0	161 ± 12.7	52.2 ± 5.8	108.8 ± 14.0
Juli	1.2	47 ± 6.9	23.3 ± 1.2	23.7 ± 7.0
	1.3	228 ± 15.1	103.9 ± 5.7	124.1 ± 16.1
	1.4	359 ± 18.9	138.2 ± 7.8	220.8 ± 20.5
	1.5	157 ± 12.5	46.7 ± 3.0	110.3 ± 12.9
	1.6	328 ± 18.1	120.6 ± 8.3	207.4 ± 19.9
	1.7	308 ± 17.6	132.2 ± 10.1	175.8 ± 20.2
	1.8	425 ± 20.6	152.1 ± 12.9	272.9 ± 24.3
Oktober	1.9	171 ± 13.1	75.9 ± 7.1	95.1 ± 14.9
	1.390	36 ± 6.0	12.0 ± 0.7	24.0 ± 6.0
	1.405	93 ± 9.6	37.7 ± 2.1	55.3 ± 9.9
	1.420	211 ± 14.5	62.3 ± 3.5	148.7 ± 14.9
	1.435	205 ± 14.3	77.6 ± 4.3	127.4 ± 14.9
	1.450	184 ± 13.6	76.8 ± 4.4	107.2 ± 14.3
	1.465	101 ± 10.1	38.4 ± 2.3	62.6 ± 10.3
	1.480	138 ± 11.7	53.8 ± 3.3	84.2 ± 12.2
	1.500	135 ± 11.6	34.2 ± 2.2	100.8 ± 11.8

Tabelle 4.5: Die Anzahl N_T der rekonstruierten Ereignisse in der ' $\phi\phi$ '-Region, sowie die aus der Extrapolation der radialen Ereignis-Dichte bestimmte Aufteilung dieser Zahl in Untergrund (N_B) und Signal (N_S).

chung eine Abschätzung der Anzahlen R_ϕ und R_K der der Messung zugrundeliegenden $\phi\phi$ - und 4K-Ereignisse:

$$\begin{pmatrix} R_K \\ R_\phi \end{pmatrix} = \mathcal{M}^{-1} \cdot \begin{pmatrix} r_K \\ r_\phi \end{pmatrix} = \frac{1}{\det \mathcal{M}} \cdot \begin{pmatrix} \nu_{\phi\phi} & -\nu_{K\phi} \\ -\nu_{\phi K} & \nu_{KK} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_K \\ r_\phi \end{pmatrix}. \quad (4.45)$$

Insbesondere ist:

$$R_\phi = \frac{\nu_{\phi K} \cdot r_K - \nu_{KK} \cdot r_\phi}{\nu_{KK} \cdot \nu_{\phi\phi} - \nu_{K\phi} \cdot \nu_{\phi K}}. \quad (4.46)$$

Tabelle 4.6 faßt die aus dieser Methode bestimmten Zahlen gemessener $\phi\phi$ -Ereignisse für alle untersuchten Strahlimpulse zusammen und stellt sie den aus der Extrapolation der Flächendichte gewonnenen Ergebnissen gegenüber. Die für R_ϕ angegebenen Fehler enthalten die statistischen Fehler auf den Zahlen rekonstruierter Ereignisse und auf den Rekonstruktionseffizienzen:

$$\Delta r_\alpha = \sqrt{r_\alpha}, \quad \Delta \nu_{\alpha\beta} = \sqrt{\frac{\nu_{\alpha\beta} \cdot (1 - \nu_{\alpha\beta})}{N_\alpha}}; \quad \alpha, \beta \in \{K, \phi\}, \quad (4.47)$$

wobei N_ϕ und N_K die Anzahlen generierter $\phi\phi$ - beziehungsweise 4K-Ereignisse sind.

Strahlzeit	Strahlimpuls [GeV/c]	Anzahl der Ereignisse	
		R_ϕ	$N_S \cdot \nu_{\phi\phi}$
April	1.5	3430 $\pm$ 500	3390 $\pm$ 480
	2.0	3820 $\pm$ 460	3800 $\pm$ 490
Juli	1.2	3260 $\pm$ 1160	3160 $\pm$ 930
	1.3	9290 $\pm$ 1320	9320 $\pm$ 1240
	1.4	10990 $\pm$ 1040	10920 $\pm$ 1040
	1.5	5030 $\pm$ 590	4910 $\pm$ 580
	1.6	8340 $\pm$ 770	8260 $\pm$ 810
	1.7	6620 $\pm$ 700	6530 $\pm$ 760
	1.8	9110 $\pm$ 720	9050 $\pm$ 820
	1.9	3180 $\pm$ 470	3240 $\pm$ 510
Oktober	1.390	1320 $\pm$ 340	1260 $\pm$ 320
	1.405	2680 $\pm$ 530	2730 $\pm$ 490
	1.420	6960 $\pm$ 740	7010 $\pm$ 720
	1.435	5950 $\pm$ 750	6060 $\pm$ 720
	1.450	4830 $\pm$ 680	4920 $\pm$ 660
	1.465	2710 $\pm$ 470	2730 $\pm$ 450
	1.480	3630 $\pm$ 560	3740 $\pm$ 550
	1.500	4340 $\pm$ 530	4360 $\pm$ 520

Tabelle 4.6: Die aus den beiden beschriebenen Methoden bestimmten Anzahlen akzeptanz-korrigierter $\phi\phi$ -Ereignisse.

Aus dem Vergleich der Ergebnisse der beiden Methoden wird der systematische Fehler auf dem Untergrundabzug zu kleiner als 2% geschätzt.

4.6 Die Bestimmung der Rekonstruktions-Effizienz

Zur Bestimmung der Detektor-Akzeptanz und Rekonstruktions-Effizienz wurde ein auf dem am CERN entwickelten GEANT-Paket [64] beruhendes Monte-Carlo Simulations-Programm benutzt.

Der Detektor wurde unter Berücksichtigung der Geometrie und der Massenbelegung der einzelnen Komponenten detailliert modelliert [65] und die endliche Effizienz und Meßauflösung der einzelnen Detektorelemente simuliert. Insbesondere wurden für den Spurdetektor eine Effizienz von 80% für jede Driftzelle, sowie Auflösungen von 8 ns in der Driftzeitmessung und von 1 cm in der Orts-Bestimmung entlang des Drahtes durch Ladungsteilung angenommen.

Folgende physikalische Prozesse wurden bei der Generierung der Ereignisse in Betracht gezogen:

- Zerfall (DCAY)
- Vielfachstreuung (MULS)
- hadronische Wechselwirkungen (HADR), simuliert durch Geisha [66]
- (e^+e^-) Paar-Produktion (PAIR)
- Photoelektrischer Effekt (PHOT)
- Compton-Streuung (COMP)
- Bremsstrahlung (BREM)
- Positronen-Annihilation, Photonen-Bildung (ANNI)
- Energieverlust durch dE/dx (LOSS)
- Müonen-Kern Wechselwirkungen (MUNU)

(in Klammern ist das jeweilige GEANT-Flag angegeben).

Für jeden der gemessenen Strahlimpulse wurden jeweils 100000 Ereignisse der Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ ("4K") und $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ (" $\phi\phi$ ") unter der Annahme isotroper Verteilung in der Produktion sowie — im Falle der $\phi\phi$ -Ereignisse — dem Zerfall der ϕ -Mesonen generiert und dann mit dem gleichen Auswerte-Programm analysiert wie die gemessenen Daten.

Statistik, Akzeptanzen

Die Tabellen 4.8 und 4.7 geben einen Überblick über die Statistik auf den verschiedenen Stufen der Auswertung der Monte-Carlo $\phi\phi$ - und 4K-Ereignisse.

In den einzelnen Spalten sind die Anzahl akzeptierter Ereignisse nach

- der Trigger-Multiplizitätsbedingung auf den inneren Szintillatoren,
- allen Trigger-Bedingungen,
- der Datenreduktion,
- der Spursuche,
- der geometrischen Rekonstruktion und dem Vertex-Fit,
- der kinematischen Rekonstruktion und
- den Schnitten auf der Topologie, der Kinematik und der Kompatibilität mit den β -Messungen.

Strahlimpuls [GeV/c]	Akzeptanz	4K Trigger	Reduktion	Spursuche	Vertex-Fit	Kinematik	Selektion	$\phi\phi$ -Masse
1.5	35933	15498	10813	9219	4828	3923	2352	1986
2.0	39800	22271	16334	13821	8491	6807	3722	2860
1.2	28302	9053	5552	4237	1568	1252	791	751
1.3	31548	11124	7200	5749	2510	2099	1432	1331
1.4	34295	13159	9002	7473	3632	3081	2251	2022
1.5	36499	17972	12005	10109	5189	4229	2600	2248
1.6	37983	18781	12744	10780	5831	4803	2931	2511
1.7	38776	19717	13623	11625	6530	5415	3247	2690
1.8	39321	22416	15634	13349	7692	6332	3674	3016
1.9	40003	22896	15986	13516	7972	6525	3630	2936
1.390	34184	17550	11417	9388	4378	3549	2096	1906
1.405	34681	18180	11857	9780	4584	3713	2238	2028
1.420	34900	18301	11863	9833	4674	3833	2295	2122
1.435	35379	18581	12206	10151	4783	3955	2310	2100
1.450	35441	18785	12315	10189	4958	4073	2393	2177
1.465	35636	19177	12610	10610	5181	4243	2545	2291
1.480	36263	19326	12658	10584	5322	4363	2493	2249
1.5	36460	19970	13164	10982	5482	4450	2603	2315
Gesamt	645404	322757	216983	181395	93605	76645	45604	39539

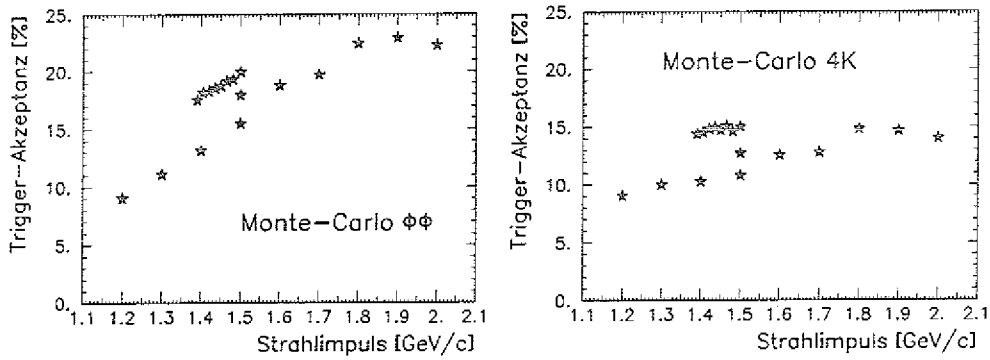
Tabelle 4.7: Die Anzahl der für jeweils 100000 generierte Monte-Carlo $\phi\phi$ -Ereignisse nach den verschiedenen Stufen der Auswertung verbleibenden Ereignisse. Für nähere Erklärungen siehe den Text.

Strahlimpuls [GeV/c]	Akzeptanz	4K Trigger	Reduktion	Spursuche	Vertex-Fit	Kinematik	Selektion	$\phi\phi$ -Masse
1.5	28463	10789	7354	5925	2740	2196	1314	206
2.0	28334	14009	10021	8319	4547	3707	1807	81
1.2	29483	9070	5465	4104	1471	1175	746	356
1.3	29482	9997	6309	4881	1893	1558	1012	331
1.4	29182	10267	6720	5329	2356	1955	1379	311
1.5	28754	12708	8311	6707	3201	2565	1582	245
1.6	28730	12538	8364	6784	3254	2625	1592	209
1.7	28497	12795	8709	7106	3484	2826	1695	173
1.8	28827	14815	10216	8415	4349	3588	2031	138
1.9	28734	14656	10241	8471	4438	3657	1902	113
1.390	29023	14353	8941	7002	2971	2334	1258	313
1.405	29228	14493	9109	7236	3039	2378	1308	316
1.420	29300	14803	9466	7459	3157	2528	1436	321
1.435	29151	14942	9454	7544	3371	2676	1508	332
1.450	29247	14695	9433	7489	3319	2698	1475	305
1.465	29241	15074	9706	7725	3449	2753	1501	285
1.480	28934	14613	9384	7463	3371	2729	1458	269
1.5	29058	15009	9621	7721	3528	2869	1528	241
Gesamt	521668	239626	156824	125680	57938	46817	26532	4545

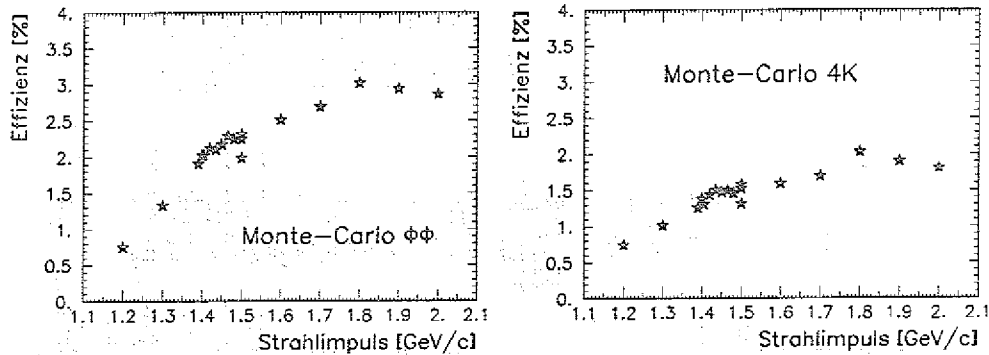
Tabelle 4.8: Die Anzahl der für jeweils 100000 generierte Monte-Carlo 4K-Ereignisse nach den verschiedenen Stufen der Auswertung verbleibenden Ereignisse. Für nähere Erklärungen siehe den Text.

aufgetragen. Die letzte Spalte gibt die Anzahl derjenigen Ereignisse an, die eine Lösung mit invarianten Massen ergeben, die innerhalb eines Kreises mit $24 \text{ MeV}/c^2$ Radius um die $\phi\phi$ -Masse fallen.

In Abbildung 4.30 sind die Trigger-Akzeptanz und die endgültige Rekonstruktions-Effizienz als Funktion des Strahlimpulses, jeweils für generierte $\phi\phi$ - und $4K$ -Ereignisse aufgetragen. Die Trigger-Akzeptanz für $\phi\phi$ -Ereignisse steigt von etwa



(a) Trigger-Akzeptanz



(b) Rekonstruktions-Effizienz

Abbildung 4.30: Die aus der Auswertung der Monte-Carlo $\phi\phi$ - und $4K$ -Ereignissen bestimmten Trigger-Akzeptanzen und Rekonstruktionseffizienzen. Im Falle der $\phi\phi$ -Ereignisse wird die Effizienz angegeben, das Ereignis mit invarianten Massen innerhalb $24 \text{ MeV}/c^2$ um die $\phi\phi$ -Masse zu rekonstruieren.

10% bei den niedrigsten bis auf fast 25% bei den höchsten gemessenen Strahlimpulsen an, was auf die mit steigendem Strahlimpuls besser werdende geometrische Ak-

zeptanz des Detektors zurückzuführen ist. Insbesondere bei höheren Strahlimpulsen ist die geometrische Akzeptanz für phasenraum-verteilt generierte 4K-Ereignisse niedriger als für die durch einen $\phi\phi$ -Zwischenzustand generierten Ereignisse. Die Strukturen in der Akzeptanz-Kurve sind auf unterschiedliche Bedingungen auf den Multiplizitäten in den Schwellen-Čerenkov-Zählern zurückzuführen. Insbesondere ist die Trigger-Akzeptanz mit Wasser-Radiator höher als mit dem Freon-Radiator. Bei den gezeigten Rekonstruktions-Effizienzen für $\phi\phi$ -Ereignisse wurde verlangt, daß die Ereignisse mit invarianten Massen rekonstruiert wurden, die in einen Kreis mit Radius $24 \text{ MeV}/c^2$ um die $\phi\phi$ -Masse fallen (entsprechend der letzten Spalte in Tabelle 4.7), während im Falle der 4K-Ereignisse kein Schnitt auf den rekonstruierten invarianten Massen erfolgte (entsprechend der vorletzten Spalte in Tabelle 4.8). Die Rekonstruktions-Effizienzen für $\phi\phi$ -Ereignisse steigen von etwa 1% bis auf 3% an, wobei die in der Trigger-Akzeptanz beobachteten Unterschiede zwischen Wasser- und Freon-Radiator durch die Kompatibilitätsbedingungen im wesentlichen ausgeglichen werden.

4.7 Die Bestimmung der Luminosität

Die Luminosität L ist durch die Anzahl $N_{\bar{p}}$ der Antiprotonen im Strahl, deren Umlauffrequenz ν und die effektive Target-Dichte $\hat{\rho}$ gegeben, die durch die Faltung des Strahlprofils $\eta(x, y)$ mit der Dichte-Verteilung $\rho(x, y)$ des Targets definiert ist:

$$L = N_{\bar{p}} \cdot \nu \cdot \hat{\rho} = N_{\bar{p}} \cdot \nu \cdot \int \int \eta(x, y) \cdot \rho(x, y) dx dy. \quad (4.48)$$

Weil die effektive Target-Dichte einer direkten Messung nicht zugänglich ist, erfolgt die Bestimmung der integrierten Luminosität indirekt über die Messung des bekannten Wirkungsquerschnittes für elastische $\bar{p}p$ -Streuung. Insbesondere wird die Streuung mit symmetrischer Kinematik, bei einem Streuwinkel von $\vartheta_{cm} \approx 90^\circ$ im Schwerpunktsystem, betrachtet.

Die Auswahl elastischer Ereignisse bei $\vartheta_{cm} \approx 90^\circ$

Zu diesem Zwecke werden parallel zu den 4K-Daten elastische Ereignisse mit einem speziellen, auf "Pixel"-Treffern in den äußeren Szintillatoren beruhenden Trigger gemessen. Dieser Trigger verlangt die Koinzidenz von jeweils zwei links- und zwei rechts-gebogenen Zählern der Endkappe, die so gewählt sind, daß die beiden durch ihren Überlapp definierten Pixel einen Azimuthwinkel von 180° und den durch die elastische Kinematik bei $\cos \vartheta_{cm} = 90^\circ$ gegebenen Labor-Öffnungswinkel aufweisen. Zwei solche Pixel-Paare, eines in horizontaler und eines in vertikaler Ausrichtung, wurden definiert (siehe Abbildung 4.31).

Eine Reduktion der genommenen Daten erfolgt aufgrund folgender Schnitte auf Treffer-Multiplizitäten in den verschiedenen Detektor-Komponenten:

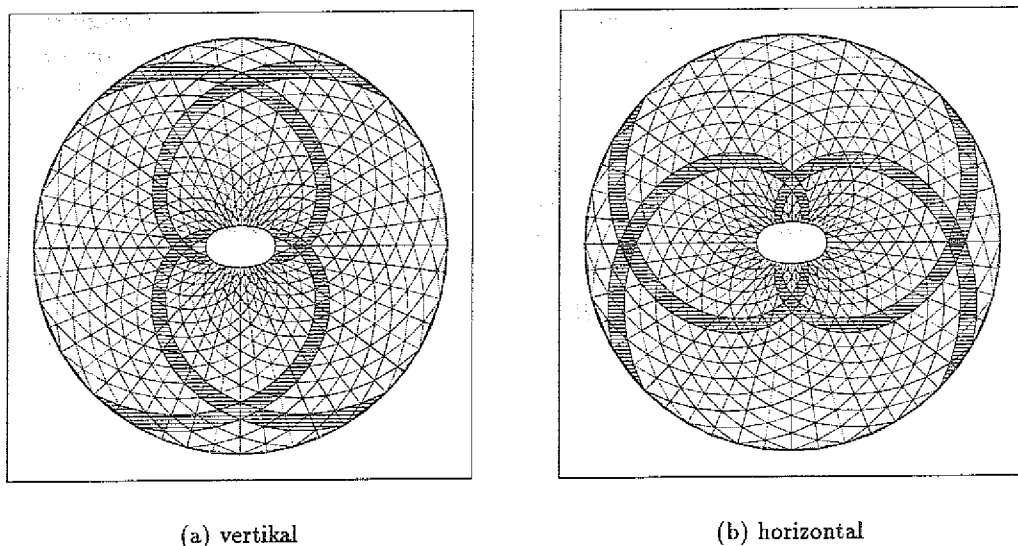


Abbildung 4.31: Die Definition des Triggers zur Bestimmung der Luminosität. Der Trigger verlangt die Koinzidenz entweder der in a) oder der in b) markierten Zähler in der Endkappe der äußeren Szintillatoren. Die Zähler und damit der Öffnungswinkel zwischen den gegenüberliegenden Pixeln wird für jeden Strahlimpuls entsprechend der elastischen Kinematik gewählt.

Detektor-Komponente		erlaubte Multiplizitäten
innere Szintillatoren	Vorwärts	$FPS < 4$
	Tonne	$BPS < 3$
Spurdetektor	Vorwärts	$FST > 13$
Schwellen-Čerenkov-Zähler	Endkappe	$FCE < 4$
	Tonne	$BCE < 2$
äußere Szintillatoren	Tonne ¹	$BSC < 3$
γ -Veto-Zähler	Tonne	$BGV < 2$

¹ Summe der Treffer in drei Lagen

sowie den folgenden kombinierten Bedingungen auf den Multiplizitäten in den γ -Veto-Zählern und den inneren und äußeren Szintillatoren in der Tonne:

	BGV	BSC	BPS
a)	> 0	> 1	> 0
b)	> 0	> 2	-
c)	> 0	-	> 0
d)	-	> 1	> 0

In den beiden Projektionen des Vorwärts-Spurdetektors werden Spuren gesucht und gefittet, die vom nominellen Produktionsvertex auf die getroffenen Pixel weisen. Dabei wird verlangt, daß die Geraden-Anpassung ein $\chi^2 < 3$ ergibt, und daß die gefundene Gerade den Produktionsvertex um nicht mehr als 1 cm verfehlt. Wurden zwei solche Spuren in jeder der beiden Projektionen gefunden, so ist ihre Zuordnung zu drei-dimensionalen Spuren mit Hilfe der getroffenen Pixel eindeutig. Die Richtungen der dreidimensionalen Spuren werden in das Schwerpunktsystem Lorentz-transformiert, und es wird verlangt, daß beide Spuren dort einen Polarwinkel von $85^\circ < \vartheta_{cm} < 95^\circ$ aufweisen.

Die Bestimmung der Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz

Für jeden der gemessenen Strahlpulse wurden mit dem gleichen Monte-Carlo Paket, wie es für die Bestimmung der 4K-Akzeptanz benutzt wurde, elastische Ereignisse phasenraumverteilt in dem Polarwinkelbereich von $75^\circ < \vartheta_{cm} < 105^\circ$ generiert. Aus der Auswertung dieser Ereignisse werden die Triggerakzeptanz und die Rekonstruktionseffizienz als Funktion des generierten Polarwinkels bestimmt.

Die Bestimmung der Luminosität

Zur Bestimmung der Luminosität wird der von Eisenhandler et. al gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt für elastische $\bar{p}p$ -Streuung [67] herangezogen. Die auf Magnetband geschriebene integrierte Luminosität ergibt sich aus der Integration des mit der Akzeptanz gewichteten differentiellen Wirkungsquerschnittes über den Polarwinkel-Bereich von $75^\circ < \vartheta_{cm} < 105^\circ$:

$$\Delta L = \frac{N_{el}}{\Delta t} \cdot \left(\int_{\vartheta_{cm}=75^\circ}^{105^\circ} d\sigma/d\Omega_{cm} \cdot \varepsilon(\Omega_{cm}) d\Omega_{cm} \right)^{-1}, \quad (4.49)$$

wobei

N_{el} : die Anzahl der für das Zeitintervall Δt rekonstruierten Ereignisse,

$d\sigma/d\Omega_{cm}$: der in [67] bestimmte differentielle Wirkungsquerschnitt, und

$\varepsilon(\Omega_{cm})$: die Rekonstruktions-Effizienz als Funktion von $\cos \vartheta_{cm}$

sind.

Totzeitkorrektur

Eine Korrektur der aus der Zahl gemessener Ereignisse bestimmten Luminosität für die Totzeit des Datennahmesystems erübrigt sich, da diese Korrektur gleichermaßen die Zahl der 4K-Ereignisse betrifft und sich bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes aufhebt.

Überblick über die gemessenen Luminositäten

In Abbildung 4.32 sind die rekonstruierte Luminosität, die Anzahl der Antiprotonen im LEAR sowie die aus diesen beiden Größen und der Umlauffrequenz des Strahls berechnete effektive Target-Dichte als Funktion der "run"-Nummer aufgetragen⁴. Deutlich zu erkennen ist der Abfall der Strahlintensität nach jeder neuen $\bar{p}$ -Injektion, verursacht durch Reaktionen der Antiprotonen im Target (siehe auch Abschnitt 3.1). Die unabhängig von der Kenntnis der Strahlintensität bestimmte Luminosität folgt dieser Verteilung, was sich in der relativen Konstanz der aus dem Verhältnis dieser beiden Größen berechneten effektiven Targetdichte über eine Meßperiode ausdrückt.

Während der Messung bei 1.435 GeV/c Strahlimpuls ("run"-Nummer 1709) wurde zusätzlich zu den oben beschriebenen Bedingungen ein Veto auf neutrale Treffer in den γ -Veto-Zählern in den Trigger aufgenommen. Der Sprung in der effektiven Target-Dichte an dieser Stelle zeigt, daß diese Änderung der Triggerbedingung bei der Bestimmung der Akzeptanz nicht vollkommen korrigiert wurde.

Unter Annahme der Konstanz der effektiven Targetdichte an diesem Punkt werden alle Luminositäten für die später genommenen Daten um einen Faktor 1.125 nach oben korrigiert.

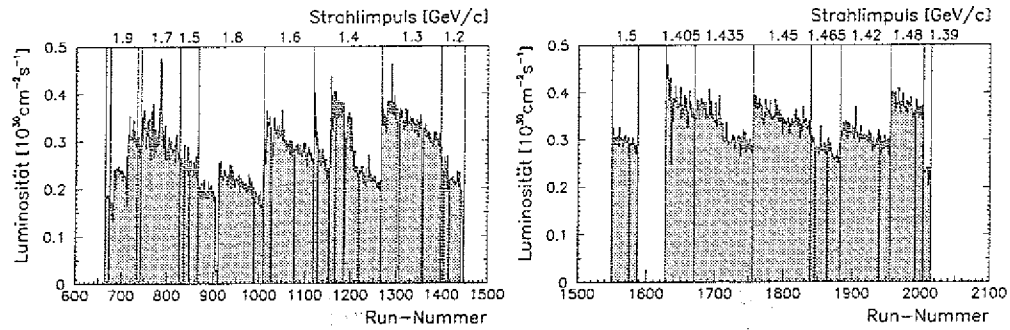
Die integrierten Luminositäten

Tabelle 4.9 und Abbildung 4.33 fassen die für die untersuchten Strahlimpulse gemessenen integrierten Luminositäten zusammen.

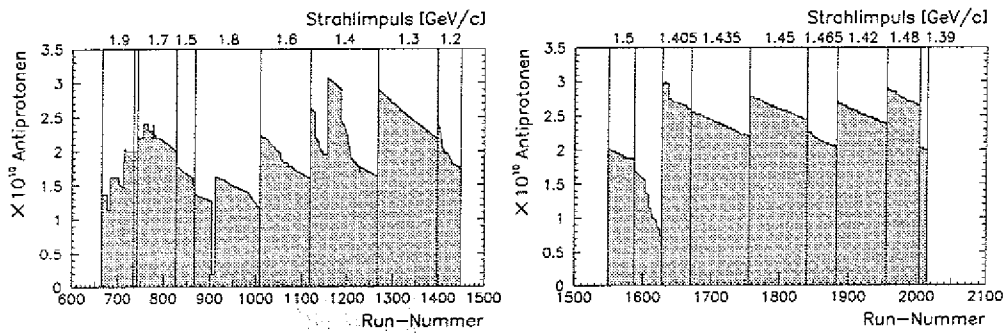
Die aufgeführten statistischen Fehler sind durch die Statistik der Akzeptanz- und Effizienz-Korrektur und durch den auf der Referenz-Messung in [67] angegebenen statistischen Fehler dominiert.

Systematische Effekte müssen in zwei Kategorien unterteilt werden: solche, die die Punkt-zu-Punkt Bestimmung der Luminositäten betreffen und jene, die in deren Normierung eingehen. Die wichtigste Quelle systematischer Fehler ist die Kenntnis der Position des Szintillator-Hodoskops bezüglich des Produktionsvertex und der sich daraus ergebenden geometrischen Akzeptanz der definierten Pixel für elastische Ereignisse. Dieser Effekt betrifft sowohl die Normierung als auch die Punkt-zu-Punkt Bestimmung, da sich die Strahlposition nach einer neuen $\bar{p}$ -Injektion um einige Millimeter verändern kann und die für die Koinzidenz gewählten Pixel jeweils den Strahlimpulsen angepaßt wurden. Monte-Carlo-Simulationen sowie die beobachtete Variation der rekonstruierten effektiven Targetdichte ergeben eine Abschätzung von 10% für die aus diesen Effekten resultierende Unsicherheit in der relativen Luminositätsbestimmung. Der auf der Referenzmessung [67] angegebene systematische Fehler von 4.5% geht in den Fehler auf der Normierung ein.

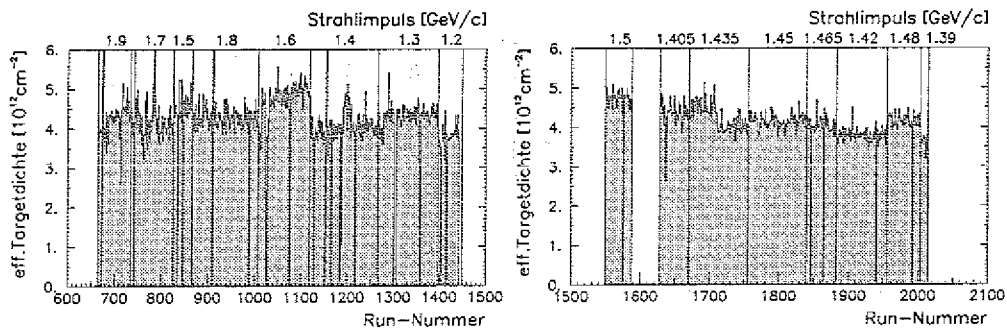
⁴Ein "run" entspricht im Normalfall einem vollgeschriebenen Magnetband beziehungsweise einem Zeitintervall von etwa 20 Minuten.



(a) momentane Luminosität



(b) Strahlintensität



(c) effektive Targetdichte

Abbildung 4.32: Die aus der Auswertung der "Pixel"-Trigger rekonstruierten Luminositäten (a), die vom LEAR-Monitorsystem gegebenen Strahlintensitäten (b) und die aus diesen beiden Größen berechneten effektiven Targetdichten (c) als Funktion der "run"-Nummer, jeweils links für die Juli- und rechts für die Oktober-Strahlzeit.

Strahlzeit	Strahlimpuls [GeV/c]	Luminosität [nb ⁻¹]
<i>April</i>	1.5	8.06±0.22
	2.0	18.8±1.10
<i>Juli</i>	1.2	7.62±0.12
	1.3	32.3±0.49
	1.4	27.2±0.42
	1.5	11.1±0.18
	1.6	25.3±0.39
	1.7	23.4±0.39
	1.8	23.2±0.36
	1.9	12.9±0.21
<i>Oktober</i>	1.390	1.84±0.04 ⁽¹⁾
	1.405	6.50±0.11
	1.420	12.5±0.20 ⁽¹⁾
	1.435	6.53±0.10
		7.17±0.11 ⁽¹⁾
	1.450	13.3±0.21 ⁽¹⁾
	1.465	7.32±0.12 ⁽¹⁾
	1.480	8.86±0.14 ⁽¹⁾
	1.500	9.71±0.15

⁽¹⁾ mit Korrekturfaktor 1.125

Tabelle 4.9: Die integrierten Luminositäten.

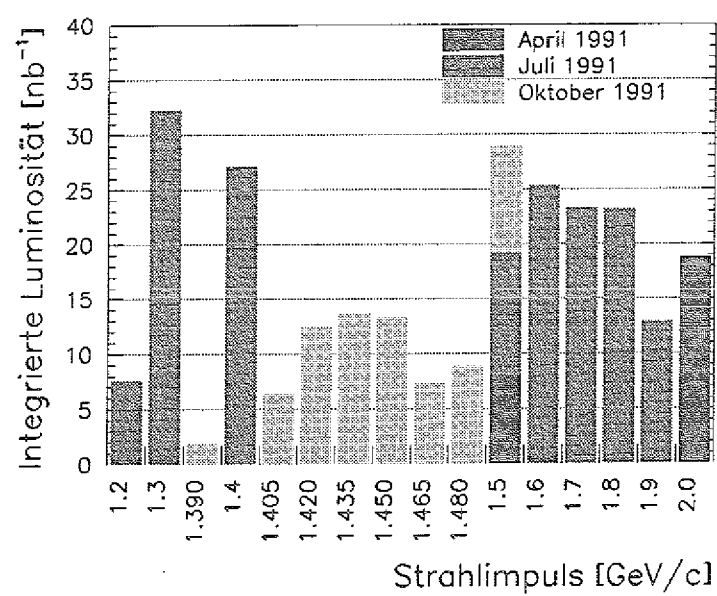
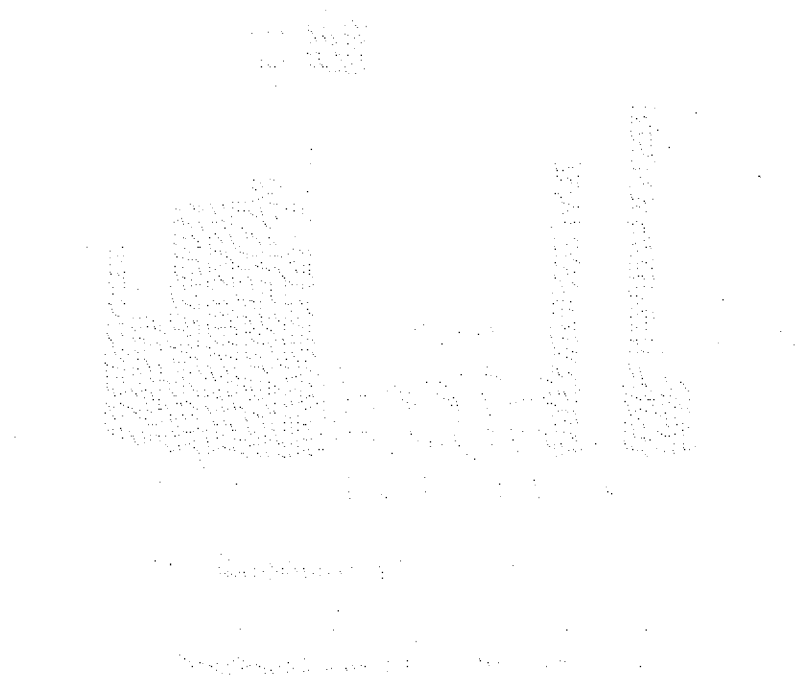


Abbildung 4.33: Die integrierten Luminositäten.



Kapitel 5

Die Ergebnisse

Die Auswertung der im Jahre 1991 zur Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ genommenen Daten ergibt über den gesamten gemessenen Energiebereich von 2.15 GeV bis 2.43 GeV ein deutliches Signal für einen $\phi\phi$ -Zwischenzustand. Bei 16 gemessenen Strahlimpulsen wurden insgesamt 3373 Ereignisse rekonstruiert, für die die beiden invarianten 2K-Massen in die durch einen Kreis mit $24 \text{ MeV}/c^2$ Radius um die $\phi\phi$ -Masse definierte Signal-Region fallen. Nach dem statistischen Abzug des Untergrundes unkorrelierter 4K-Produktion verbleiben insgesamt 2116 Ereignisse im $\phi\phi$ -Signal. Diese Zahl ist mit der in allen früheren Experimenten erreichten Statistik von einem einzigen Kandidaten im hier untersuchten Energiebereich [27] sowie 83 rekonstruierten Ereignissen bei Schwerpunktsenergien um 3 GeV [26] zu vergleichen.

Das Verhältnis des extrahierten Signals zur Gesamtzahl akzeptierter Ereignisse des Typs $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ zeigt, daß ein wesentlicher Anteil der 4K-Produktion durch einen $\phi\phi$ -Zwischenzustand erfolgt. Die relative Stärke dieses Beitrags nimmt mit zunehmender Schwerpunktsenergie ab (Abschnitt 5.1).

Die $\phi\phi$ Produktions-Winkelverteilungen sind für die niedrigsten Strahlimpulse mit einer isotropen Verteilung verträglich, es deutet sich aber eine mit steigendem Strahlimpuls zunehmende Anisotropie an (Abschnitt 5.2).

Die Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte leidet unter der im Polarwinkel eingeschränkten Akzeptanz des Detektors, die im Schwerpunktsystem für $\cos \vartheta_{cm} > 0.5$ stark abfällt und für $\cos \vartheta_{cm} > 0.7$ verschwindet. Aus diesem Grunde wird für die im Folgenden berechneten Größen das Wort "Wirkungsquerschnitt" vermieden und sie statt dessen " $\phi\phi$ -Ausbeute" genannt. In Abschnitt 5.3 werden zwei verschiedene Ansätze vorgestellt, totale $\phi\phi$ -Ausbeuten aus der Extrapolation in den nicht gemessenen Vorwärtsbereich zu bestimmen. Außerdem werden partielle $\phi\phi$ -Ausbeuten in dem eingeschränkten Intervall $0 < \cos \vartheta_{cm} < 0.5$ bestimmt.

Es ergeben sich Werte um $2 \mu\text{b}$ für die totalen $\phi\phi$ -Ausbeuten. Dieses Ergebnis bestätigt die Schätzung von $2.4 \mu\text{b}$ für den $\phi\phi$ -Wirkungsquerschnitt, die in [27]

aus einem rekonstruierten Kandidaten in diesem Energiebereich abgeleitet worden war¹, liegt aber fast zwei Größenordnungen über dem bei 3 GeV gemessenen Wert von 25 nb [26]. Damit zeigt sich auch in der Formation des $\phi\phi$ -Endzustandes aus $\bar{p}p$ -Annihilationen die schon in Produktions-Kanälen beobachtete Überhöhung des $\phi\phi$ -Signals im Bereich oberhalb der Schwelle.

In den Anregungsfunktionen deuten sich zwar Unregelmäßigkeiten an, es kann aber kein Hinweis auf die Existenz schmaler Resonanzen abgeleitet werden. Verschiedene Anpassungen an die Daten — unter der Annahme eines nicht-resonanten Verlaufs der Anregungsfunktion beziehungsweise der Annahme der in früheren Experimenten im $\phi\phi$ -Kanal beobachteten Resonanzen über einem nicht-resonanten Untergrund — ergeben ähnliche χ^2 -Werte (Abschnitt 5.4).

Aus der Untersuchung des Massenbereichs um die $\xi(2220)$ -Resonanz deutet sich eine Überhöhung an dieser Stelle an, innerhalb der statistischen Fehler ergibt sich aber keine signifikante Antwort auf die Existenz dieser Resonanz im $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ -Kanal (Abschnitt 5.5).

5.1 Das $\phi\phi/4K$ -Verhältnis

Das “ $\phi\phi/4K$ -Verhältnis” der Produktion vier geladener Kaonen durch einen $\phi\phi$ -Zwischenzustand zur unkorrelierten $4K^\pm$ -Produktion sei wie folgt definiert:

$$R_{\phi/K} = \frac{N_\phi/\varepsilon_\phi}{N_K/\varepsilon_K}, \quad (5.1)$$

wobei

N_ϕ : die Anzahl rekonstruierter Ereignisse im $\phi\phi$ -Signal, nach Abzug des nicht-resonanten $4K$ -Untergrundes,

N_K : die Anzahl rekonstruierter $4K$ -Ereignisse, nach Abzug des $\phi\phi$ -Signals,

ε_ϕ : die mittlere Rekonstruktionseffizienz für $\phi\phi$ -Ereignisse und

ε_K : die mittlere Rekonstruktionseffizienz für $4K$ -Ereignisse

sind.

Das so definierte $\phi\phi/4K$ -Verhältnis fällt von fast 1:2 bei den niedrigsten gemessenen Energien auf Werte von etwa 1:20 am oberen Ende des untersuchten Energiebereichs ab (siehe Abbildung 5.1). Die angegebenen Fehler enthalten die durch die

¹Der in [27] angegebene Wert von 600 nb ist nicht für den Zerfall der ϕ -Mesonen in nicht beobachtete Kanäle korrigiert.

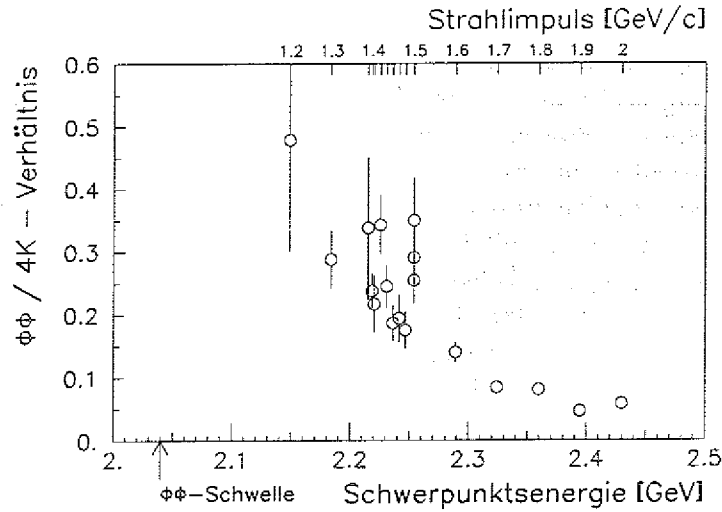


Abbildung 5.1: Das Verhältnis der Produktion vier geladener Kaonen durch einen $\phi\phi$ -Zwischenzustand zur unkorrelierten $4K^\pm$ -Produktion, als Funktion der Schwerpunktsenergie.

Anzahlen rekonstruierter Ereignisse und die Rekonstruktions-Effizienzen bedingten statistischen Fehler.

Das Verzweungsverhältnis für den Zerfall eines ϕ -Mesons in zwei geladene Kaonen wird von der Particle Data Group mit $49.1 \pm 0.8\%$ angegeben [7]. Korrigiert für nicht beobachtete Zerfallskanäle beider ϕ -Mesonen ergeben sich damit $\phi\phi/4K$ -Verhältnisse, die von 2:1 auf 1:5 abfallen.

Aufgrund einer nicht bekannten Kontamination der $4K$ -Ereignisse mit falsch rekonstruierten Ereignissen aus Untergrund-Reaktionen — wie zum Beispiel $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p\pi^+\pi^-$ — stellen diese Zahlen allerdings eine untere Grenze dar. Insbesondere können verschieden scharfe Trigger-Bedingungen eine unterschiedlich starke Untergrund-Kontamination ergeben, wie die drei voneinander abweichenden Datenpunkte bei 2.254 GeV Schwerpunktsenergie (1.5 GeV/c Strahlimpuls) zeigen, die in drei verschiedenen Strahlzeiten mit unterschiedlichen Triggerbedingungen — insbesondere auf den Multiplizitäten in den Schwellen-Čerenkov-Zählern — gemessen wurden. Dagegen können die Messungen in der Region um 2.225 GeV Schwerpunktsenergie (bei der Masse des $\xi(2220)$), in der sich eine Überhöhung um fast einen Faktor zwei andeutet, direkt miteinander verglichen werden, da sie während einer Strahlzeit unter konstanten Triggerbedingungen genommen wurden. Auf die Messung dieser Region wird in Abschnitt 5.5 näher eingegangen.

5.2 Die Winkelverteilung der $\phi\phi$ -Produktion

Zur Bestimmung der Winkelverteilungen werden alle Ereignisse, die eine kombinatorische Lösung in der durch einen Radius von 24 MeV um die $\phi\phi$ -Masse definierten Signal-Region ergeben, einem kinematischen Fit auf die Hypothese eines $\phi\phi$ -Zwischenzustandes unterworfen: dabei werden die zusätzlichen Zwangsbedingungen eingeführt, daß die invarianten Massen der beiden Kaonen-Paare die Masse des ϕ -Mesons annehmen, womit das Ereignis zweifach überbestimmt ist. Die von der Particle Data Group angegebene ϕ -Masse [7] sowie die im Spurdetektor gemessenen Richtungen der Endzustandsteilchen gehen mit ihren jeweiligen Fehlern als gemessene Parameter in den Fit ein. Die Impulsbeträge der Kaonen sind freie Parameter des Fits; als Startwerte werden die aus der kinematischen Rekonstruktion bestimmten Größen benutzt. Dieser Fit ist ausführlich in [68] beschrieben worden und soll hier deshalb nicht näher behandelt werden.

Die $\phi\phi$ Produktions-Winkelverteilung ist, da die beiden ϕ -Mesonen ununterscheidbar sind, im Schwerpunktsystem symmetrisch um $\vartheta_{cm} = 90^\circ$ ($\cos \vartheta_{cm} = 0$). Im Folgenden wird deshalb jeweils nur eine Hälfte dieser Verteilung, nämlich der "Vorwärts"-Bereich $0 < \cos \vartheta_{cm} < 1$, gezeigt.

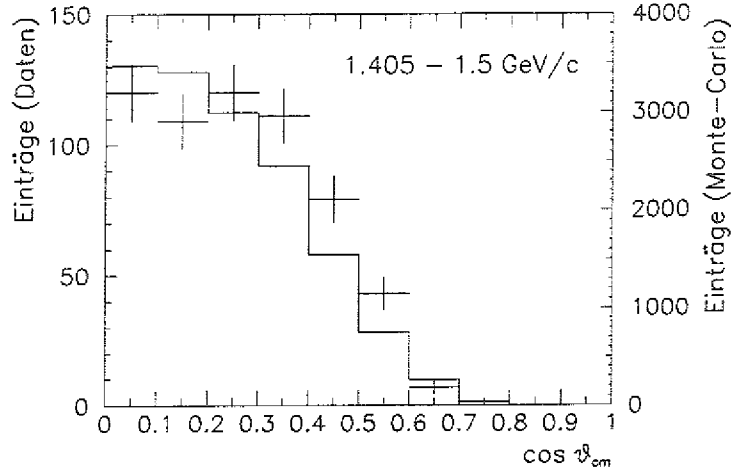
Die geometrische Akzeptanz des Detektors ist — bedingt durch die Ausmaße des den Apparat durchquerenden LEAR Strahlrohrs — auf Polarwinkel größer $\approx 10^\circ$ im Laborsystem limitiert (siehe Abschnitt 3), was zu einer Beschränkung auf Polarwinkel von $\cos \vartheta_{cm} \leq 0.7$ im Schwerpunktsystem führt. Abbildung 5.2 zeigt die aus der Auswertung von isotrop verteilt generierten Monte-Carlo $\phi\phi$ -Ereignissen bestimmte Akzeptanz-Kurve in $\cos \vartheta_{cm}$, sowie die entsprechende Verteilung für Daten. In diese Verteilungen gehen alle Ereignisse ein, für die die invarianten Massen innerhalb 24 MeV um die $\phi\phi$ -Masse fallen und für die der $\phi\phi$ -Fit ein Konfidenz-Niveau $> 1\%$ ergeben hat.

Abbildungen 5.3 bis 5.5 zeigen akzeptanz-korrigierte Winkelverteilungen für alle ausgewerteten Strahlimpulse. Zu ihrer Bestimmung wurde der Bereich $0 < \cos \vartheta_{cm} < 1$ in zehn Intervalle von jeweils $\Delta \cos \vartheta_{cm} = 0.1$ unterteilt und in jedem dieser Intervalle die Anzahl rekonstruierter Ereignisse durch die Anzahl rekonstruierter Monte-Carlo Ereignisse dividiert.

Für die niedrigeren Strahlimpulse sind die gemessenen Verteilungen mit einem flachen Verlauf der Winkelverteilung konsistent, mit größer werdendem Strahlimpuls deutet sich aber eine zunehmende Anisotropie an. Die niedrigsten Terme höherer Ordnung sind quadratisch in $\cos \vartheta_{cm}$, da wegen der Symmetrie der Winkelverteilung um $\cos \vartheta_{cm} = 0$ Terme ungerader Ordnung nicht auftreten können. Die Anpassung von Polynomen zweiter Ordnung

$$d\sigma/d\Omega = a \cdot (1 + b \cdot \cos^2 \vartheta_{cm}) \quad (5.2)$$

ergibt die den Spektren überlagert dargestellten durchgezogenen Kurven. Im Rahmen der gemessenen Statistik sind Beiträge höherer als zweiter Ordnung zur Be-



Abbildungung 5.2: Die Akzeptanz in $\cos \vartheta_{cm}$. Die durchgezogene Linie zeigt die aus der Auswertung von Monte-Carlo $\phi\phi$ -Ereignissen bestimmte Akzeptanz in $\cos \vartheta_{cm}$, die Fehlerbalken geben die gemessene Verteilung für Daten an.

schreibung der gemessenen Verteilungen nicht relevant. Der Beitrag des quadratischen Terms steigt mit zunehmendem Strahlimpuls stetig an, wie Abbildung 5.6a) zeigt, in der die sich aus der Anpassung ergebenden Koeffizienten b mit ihren Fehlern als Funktion des Strahlimpulses aufgetragen sind. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis der Anpassung einer Geraden an diese Werte, die folgende Parameter ergibt:

$$b(p_b) = 10.5 \cdot p_b - 14. \quad (5.3)$$

Üblicherweise werden differentielle Wirkungsquerschnitte durch eine Summe

$$d\sigma/d\Omega = \sum a_i \cdot P_i(\cos \vartheta_{cm}) \quad (5.4)$$

von Legendre-Polynomen in $\cos \vartheta_{cm}$ beschrieben. Die Legendre-Polynome nullter und zweiter Ordnung sind:

$$P_0(x) = 1 \quad (5.5)$$

$$P_2(x) = \frac{1}{2} (3x^2 - 1) . \quad (5.6)$$

In Abbildung 5.6b) sind die aus den quadratischen Termen b berechneten Verhältnisse

$$a_2/a_0 = \frac{2 \cdot b}{3 + b} \quad (5.7)$$

der Legendre-Koeffizienten zweiter und nullter Ordnung als Funktion des Strahlimpulses dargestellt. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus der an die quadratischen Terme angepaßten Geraden 5.3.

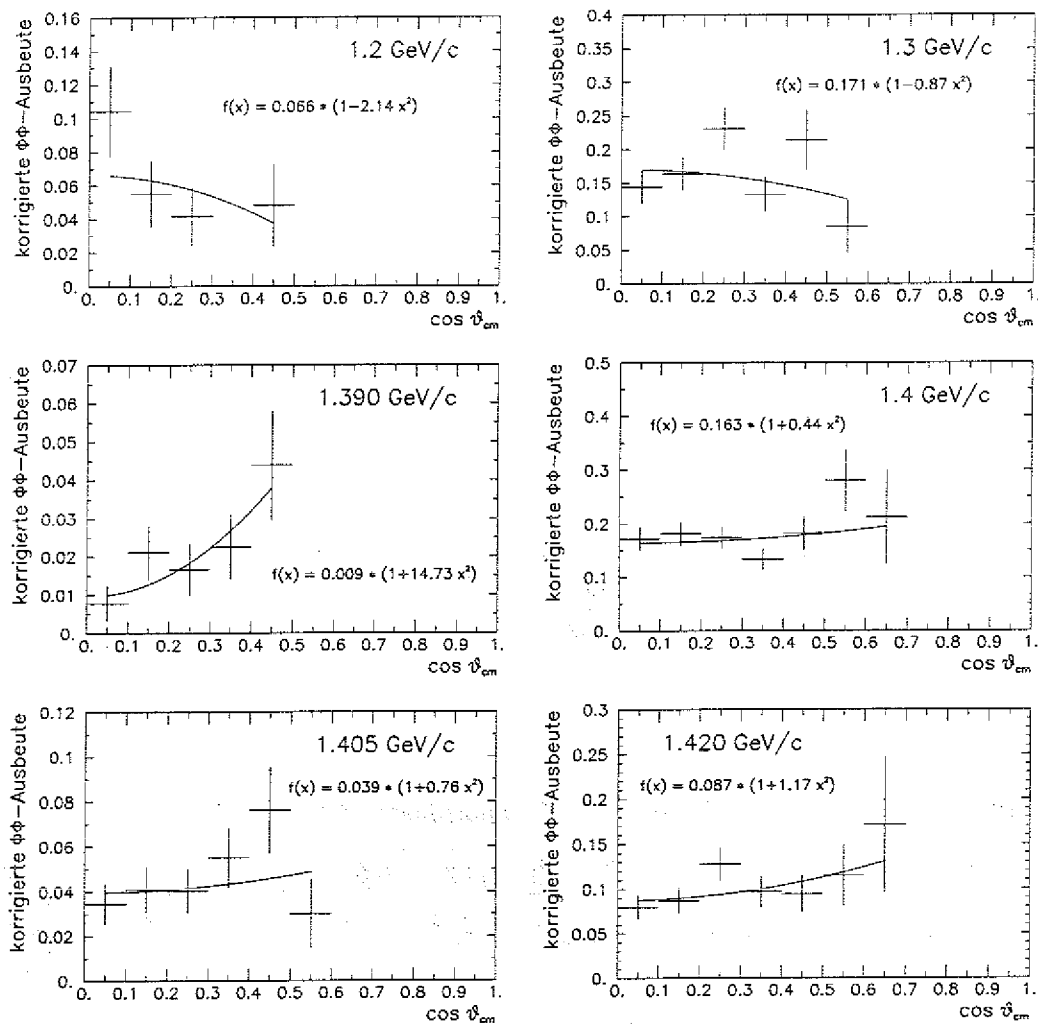


Abbildung 5.3: Akzeptanzkorrigierte Winkelverteilungen für alle gemessenen Strahlpulse (1).

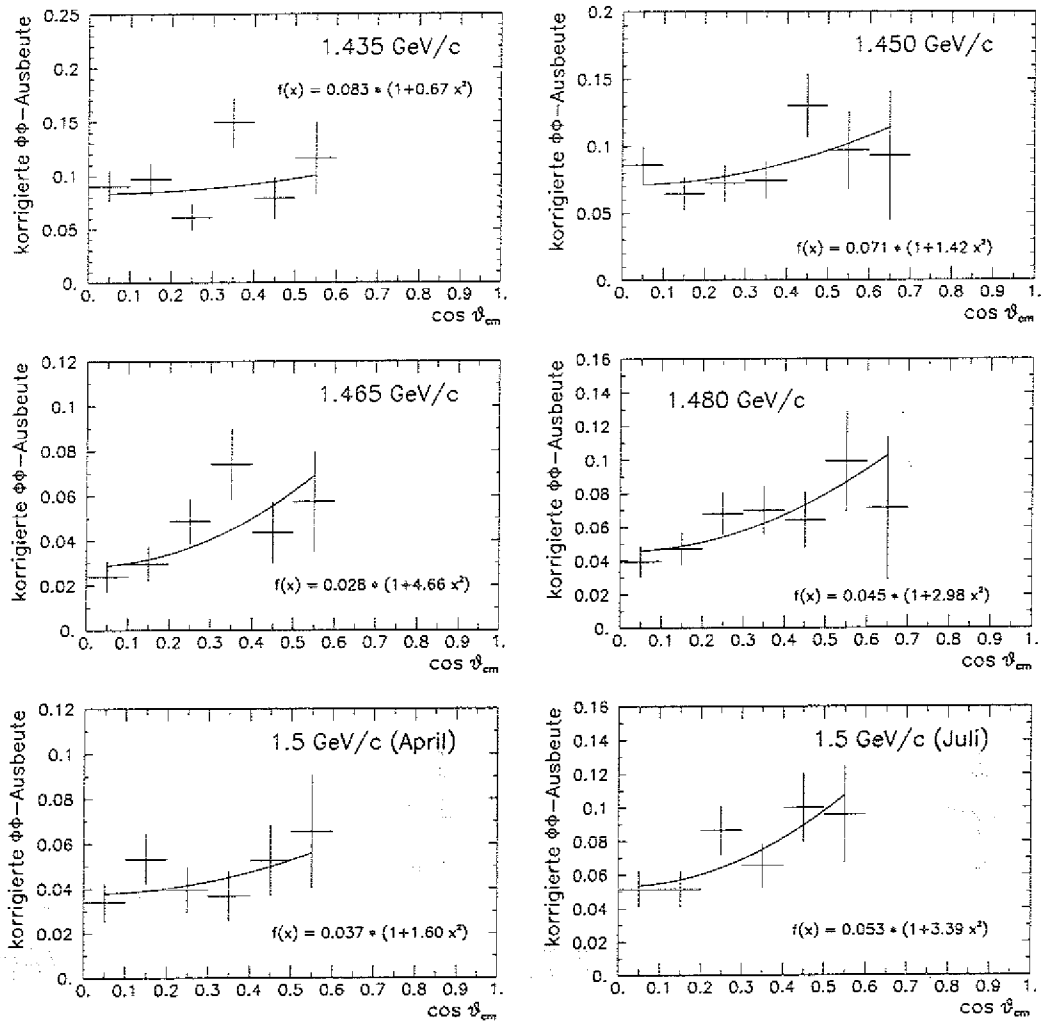


Abbildung 5.4: Akzeptanzkorrigierte Winkelverteilungen für alle gemessenen Strahlimpulse (2).

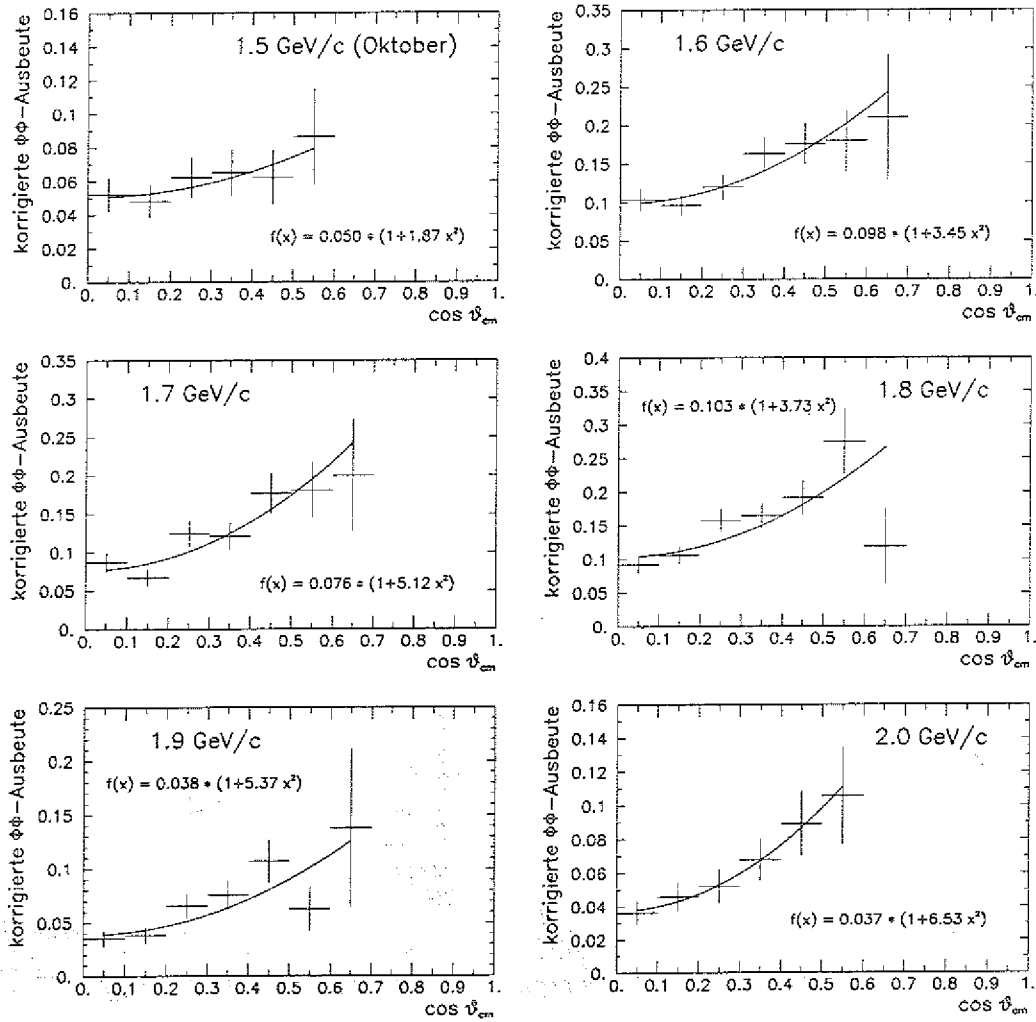


Abbildung 5.5: Akzeptanzkorrigierte Winkelverteilungen für alle gemessenen Strahlpulse (3).

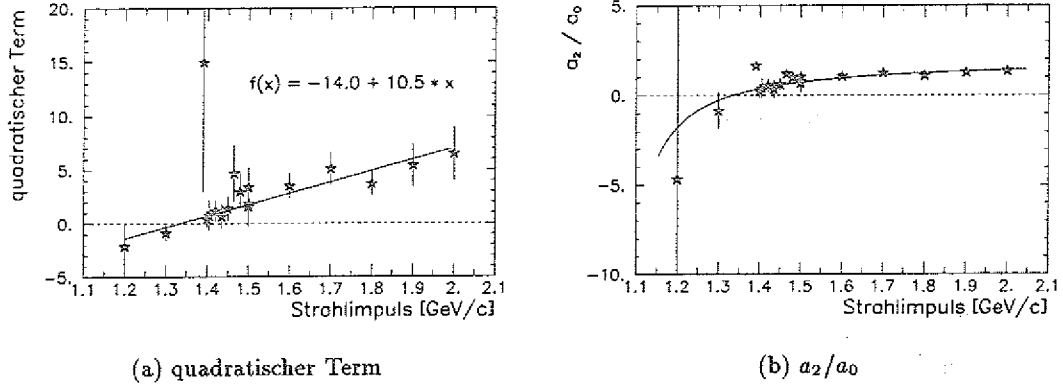


Abbildung 5.6: Der Beitrag quadratischer Terme in den Winkelverteilungen mit Anpassung einer Geraden (a), sowie das diesem Beitrag entsprechende Verhältnis a_2/a_0 zwischen Legendre-Polynomen zweiter und nullter Ordnung (b), jeweils als Funktion des Strahlimpulses.

5.3 Die Bestimmung der $\phi\phi$ -Ausbeuten

In diesem Abschnitt werden drei Ansätze zur Bestimmung von $\phi\phi$ -Ausbeuten vorgestellt. Zur Abschätzung totaler $\phi\phi$ -Ausbeuten durch Extrapolation aus dem gemessenen Polarwinkelbereich in den der Messung nicht zugänglichen Vorwärtsbereich wird in erster Näherung ein konstanter differentieller Wirkungsquerschnitt angenommen; in zweiter Näherung werden die in Abschnitt 5.2 bestimmten quadratischen Terme zur Extrapolation benutzt. Unter Vermeidung einer Extrapolation werden partielle $\phi\phi$ -Ausbeuten in dem der Messung zugänglichen Bereich $\cos \vartheta_{cm} < 0.5$ bestimmt.

5.3.1 Bei konstantem differentiellen Wirkungsquerschnitt

Unter der Annahme eines über den gesamten Polarwinkelbereich — einschließlich des nicht gemessenen Vorwärtsbereichs — konstanten differentiellen Wirkungsquerschnittes ergibt sich die totale ($\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$)-Ausbeute $\mathcal{A}$ zu:

$$\mathcal{A}(\bar{p}p \rightarrow \phi\phi) = \frac{1}{\int L dt} \cdot \frac{N_\phi}{\varepsilon_\phi} \cdot \frac{1}{BR^2(\phi \rightarrow K^+K^-)} \quad (5.8)$$

Dabei sind

N_ϕ : die Anzahl rekonstruierter $\phi\phi$ -Ereignisse (4.5),

ε_ϕ die mittlere $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ Rekonstruktions-Effizienz (4.6),

$\int L dt$: die integrierte Luminosität (4.7) und

$BR(\phi \rightarrow K^+ K^-)$: das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des ϕ -Mesons in zwei geladene Kaonen .

Die Zahlen in Klammern verweisen auf die Abschnitte, in denen die Bestimmung der jeweiligen Größen beschrieben wird. Für das Verzweigungsverhältnis wird der von der Particle Data Group angegebene Wert von

$$BR(\phi \rightarrow K^+ K^-) = (49.1 \pm 0.8) \% \quad (5.9)$$

eingesetzt.

Die sich unter dieser Annahme ergebenden $\phi\phi$ -Ausbeuten sind in der ersten Spalte von Tabelle 5.1 zusammengefaßt und in Abbildung 5.7 als Funktion der Schwerpunktsenergie dargestellt. Die angegebenen Fehler enthalten die durch die Anzahl rekonstruierter Ereignisse, die Rekonstruktionseffizienz und die integrierte Luminosität bedingten statistischen Fehler.

Die Ergebnisse der Messungen bei 1.5 GeV/c Strahlimpuls, die in drei verschiedenen Strahlzeiten, bei unterschiedlichen Trigger-Bedingungen und mit zwei verschiedenen Radiatoren in den Čerenkov-Zählern der Endkappe durchgeführt wurden, fallen innerhalb der statistischen Fehler zusammen. Dies deutet darauf hin, daß der Fehler bei der relativen Bestimmung der $\phi\phi$ -Ausbeuten von Meßpunkt zu Meßpunkt durch die Statistik dominiert ist. Der größte Beitrag zum systematischen Fehler auf dieser relativen Bestimmung ist durch die Luminositätsmessung gegeben und wurde aufgrund von Monte-Carlo-Studien zu kleiner als 10% abgeschätzt (siehe Abschnitt 4.7).

5.3.2 Im Bereich $|\cos \vartheta_{cm}| < 0.5$

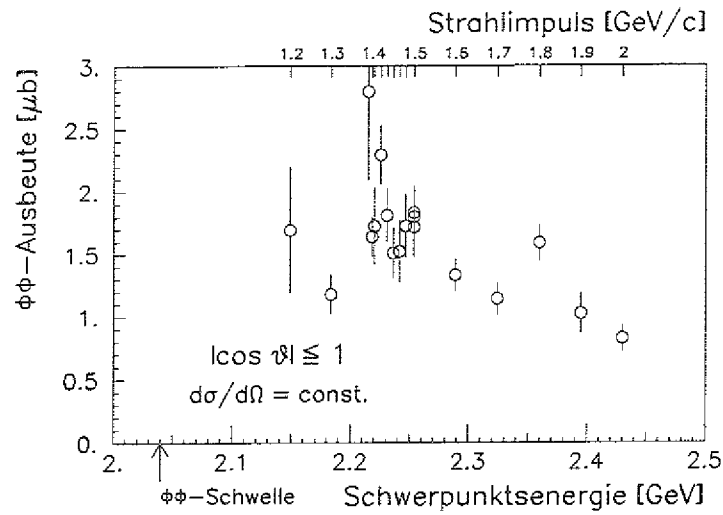
Um eine Extrapolation in den nicht gemessenen Vorwärtsbereich zu vermeiden, wird die partielle $\phi\phi$ -Ausbeute $\mathcal{A}_{0.5}$ in dem eingeschränkten Bereich

$$|\cos \vartheta_{cm}| < 0.5 \quad (5.10)$$

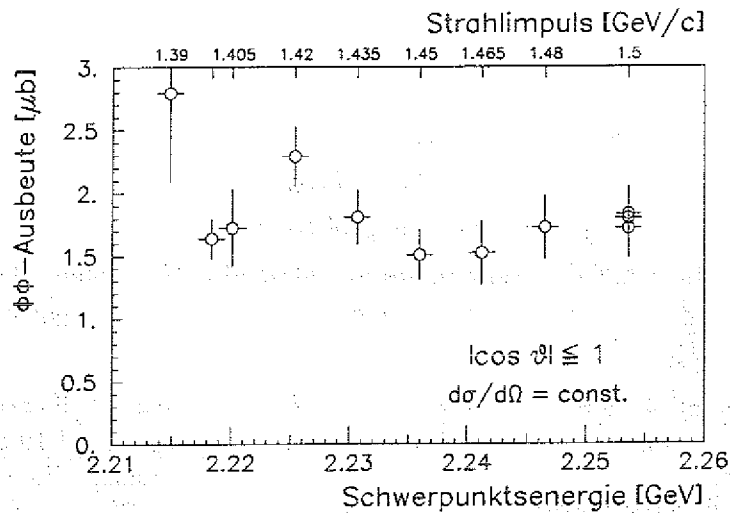
bestimmt, in dem die Akzeptanz des Detektors für alle gemessenen Energien hinreichend ist.

Die Bestimmung des $\phi\phi$ -Signals erfolgt nach der in Abschnitt 4.5 beschriebenen Methode, den nicht-resonanten 4K-Untergrund aus der Extrapolation der radialen Dichteverteilung invarianter Massen in die Signal-Region zu bestimmen und statistisch zu subtrahieren. Dabei gehen in die untersuchten Verteilungen invarianter Massen alle jene kombinatorischen Lösungen ein, für die Bedingung 5.10 erfüllt ist².

²Die drei kombinatorischen Lösungen für jedes Ereignis werden getrennt behandelt: ist die genannte Bedingung für eine Kombination nicht erfüllt, so wird nur diese Kombination, nicht aber das Ereignis insgesamt verworfen.



(a) Alle Messungen von 1.2 bis 2.0 GeV/c



(b) Die Messungen zwischen 1.39 und 1.5 GeV/c

Abbildung 5.7: Die unter der Annahme eines über den gesamten Polarwinkelbereich konstanten differentiellen Wirkungsquerschnittes bestimmten "totalen" $\phi\phi$ -Ausbeuten als Funktion der Schwerpunktsenergie.

Die mittlere Rekonstruktionseffizienz wird — wie in Abschnitt 4.6 beschrieben — aus dem Verhältnis rekonstruierter zu generierter Monte-Carlo $\phi\phi$ -Ereignisse bestimmt. Dabei wurden die Ereignisse isotrop über den gesamten Polarwinkel-Bereich generiert, aber nur solche rekonstruierten Ereignisse akzeptiert, für die der rekonstruierte Polarwinkel in den durch Gleichung 5.10 definierten Bereich fiel. Von allen generierten Ereignissen wurden nur jene gezählt, für die der generierte Polarwinkel in diesem Bereich lag, was bei isotroper Verteilung in $\cos \vartheta_{cm}$ gerade für die Hälfte aller generierten Ereignisse der Fall ist.

Die sich ergebenden $\phi\phi$ -Ausbeuten

$$\mathcal{A}_{0.5}(\bar{p}p \rightarrow \phi\phi) = \frac{1}{\int L dt} \cdot \frac{N_\phi(|\cos \vartheta_{cm}| < 0.5)}{\varepsilon_\phi(|\cos \vartheta_{cm}| < 0.5)} \cdot \frac{1}{BR(\phi \rightarrow K^+K^-)^2} \quad (5.11)$$

sind in der zweiten Spalte von Tabelle 5.1 zusammengefaßt und in Abbildung 5.8 dargestellt.

5.3.3 Aus der Extrapolation von Polynomen zweiter Ordnung

In Abschnitt 5.2 wurden Polynome zweiter Ordnung (Gleichung 5.2) an die gemessenen Winkelverteilungen angepaßt. Daraus werden Korrekturfaktoren k bestimmt, um die in dem eingeschränkten Bereich $|\cos \vartheta_{cm}| < 0.5$ bestimmten $\phi\phi$ -Ausbeuten $\mathcal{A}_{0.5}$ in den nicht gemessenen Vorwärtsbereich zu extrapolieren und totale $\phi\phi$ -Ausbeuten "zweiter" Ordnung

$$\mathcal{A}' = k \cdot \mathcal{A}_{0.5} \quad (5.12)$$

zu bestimmen. Die Korrektur-Faktoren:

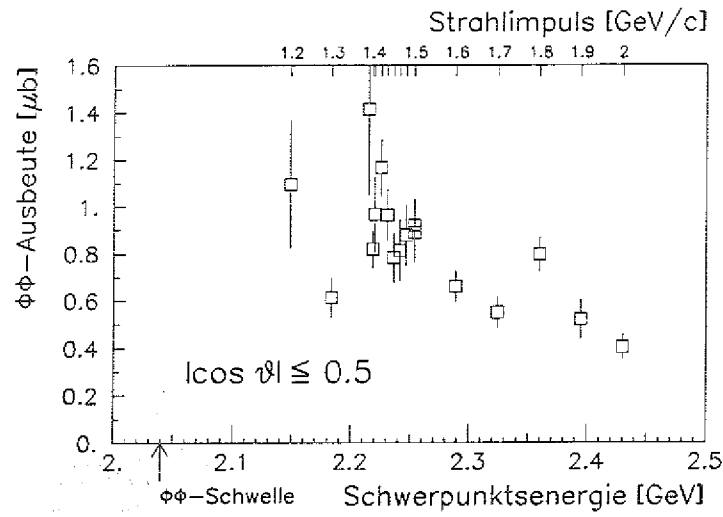
$$k = \frac{\int_0^{1.0} (1 + b \cos^2 \vartheta_{cm}) d(\cos \vartheta_{cm})}{\int_0^{0.5} (1 + b \cos^2 \vartheta_{cm}) d(\cos \vartheta_{cm})} = 8 \cdot \frac{b + 3}{b + 12} \quad (5.13)$$

sind in Abbildung 5.9 als Funktion des Strahlimpulses dargestellt. Die durchgezogene Kurve ergibt sich aus der an die quadratischen Terme b angepaßten Geraden (Gleichung 5.3).

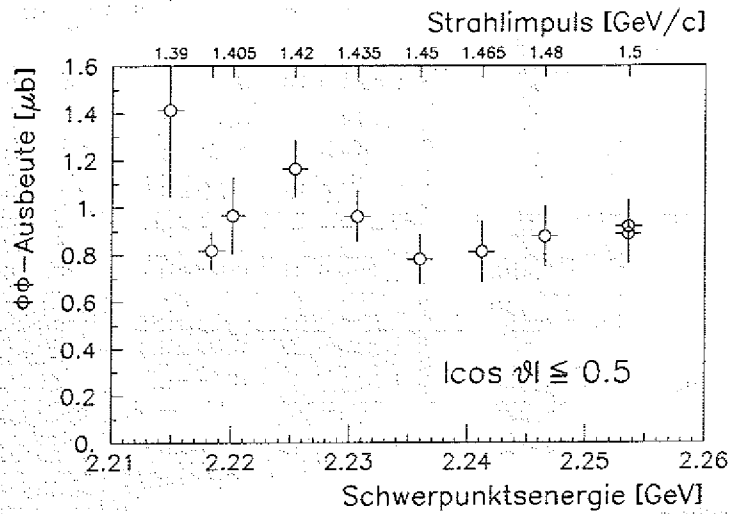
Zur Extrapolation der $\phi\phi$ -Ausbeuten wurden die aus dieser Kurve bestimmten Korrekturfaktoren benutzt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.10 gezeigt und in der dritten Spalte von Tabelle 5.1 aufgeführt, wobei die angegebenen Fehler keinen Beitrag von der Extrapolation, sondern ausschließlich die Fehler auf den partiellen $\phi\phi$ -Ausbeuten $\mathcal{A}_{0.5}$ enthalten.

5.4 Die $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ Anregungsfunktion, Spekulationen über die Existenz resonanter Strukturen

In diesem Abschnitt werden die unter der Annahme eines konstanten differentiellen Wirkungsquerschnittes beziehungsweise aus der Extrapolation von Polyno-



(a) Alle Messungen von 1.2 bis 2.0 GeV/c



(b) Die Messungen zwischen 1.39 und 1.5 GeV/c

Abbildung 5.8: Die "partiellen" $\phi\phi$ -Ausbeuten in dem Polarwinkelbereich $|\cos \vartheta_{cm}| < 0.5$ als Funktion der Schwerpunktsenergie.

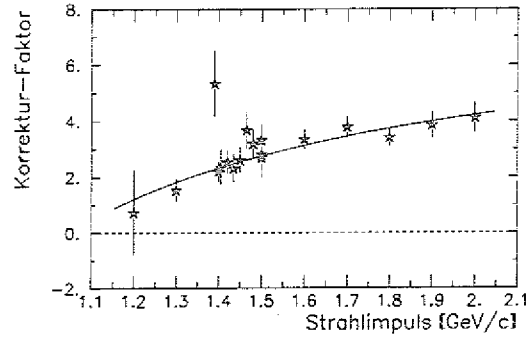
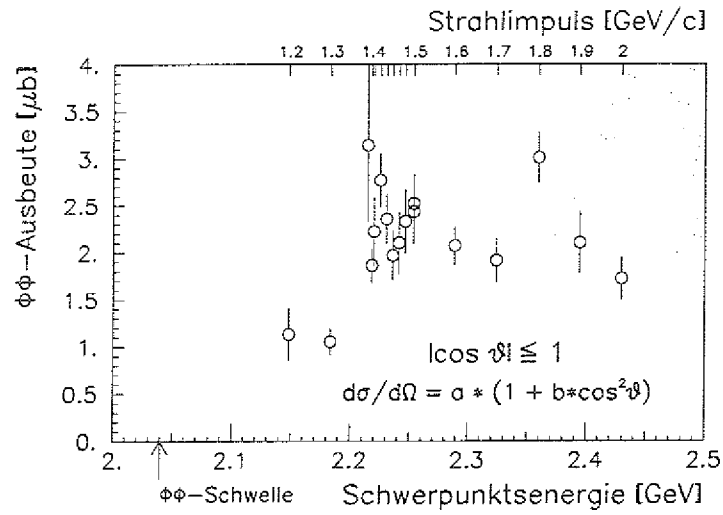


Abbildung 5.9: Die sich aus der Extrapolation von Legendre-Polynomen zweiter Ordnung ergebenden Korrektur-Faktoren.

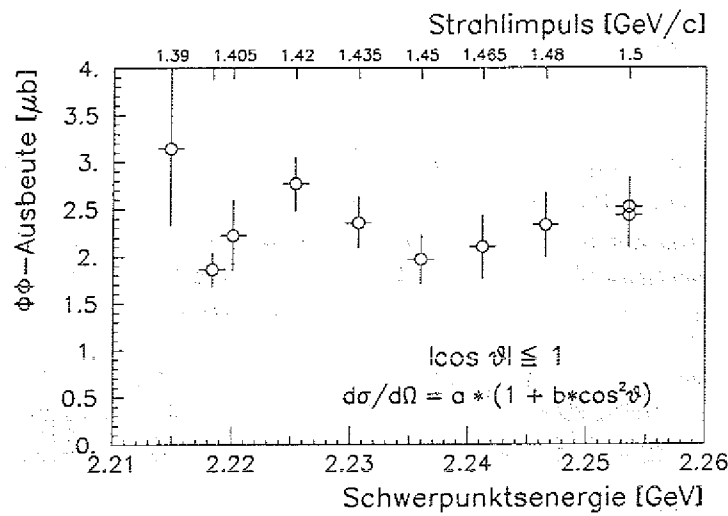
Strahlzeit	Strahlimpuls [GeV/c]	$\phi\phi$ -Ausbeute [μb]		
		$\mathcal{A}$	$\mathcal{A}_{0.5}$	$\mathcal{A}'$
April	1.5	1.72 ± 0.24	0.89 ± 0.13	2.44 ± 0.35
	2.0	0.83 ± 0.11	0.40 ± 0.05	1.73 ± 0.23
Juli	1.2	1.69 ± 0.50	1.09 ± 0.27	1.13 ± 0.28
	1.3	1.18 ± 0.16	0.61 ± 0.08	1.05 ± 0.14
	1.4	1.64 ± 0.16	0.82 ± 0.08	1.86 ± 0.18
	1.5	1.80 ± 0.21	0.92 ± 0.11	2.52 ± 0.30
	1.6	1.33 ± 0.13	0.66 ± 0.07	2.07 ± 0.21
	1.7	1.14 ± 0.13	0.55 ± 0.07	1.92 ± 0.23
	1.8	1.59 ± 0.15	0.80 ± 0.07	3.01 ± 0.27
	1.9	1.02 ± 0.16	0.52 ± 0.08	2.11 ± 0.33
Oktober	1.390	2.80 ± 0.71	1.41 ± 0.37	3.15 ± 0.82
	1.405	1.72 ± 0.31	0.97 ± 0.16	2.22 ± 0.37
	1.420	2.29 ± 0.24	1.17 ± 0.12	2.77 ± 0.29
	1.435	1.81 ± 0.22	0.96 ± 0.11	2.36 ± 0.27
	1.450	1.51 ± 0.20	0.78 ± 0.11	1.97 ± 0.26
	1.465	1.52 ± 0.25	0.81 ± 0.13	2.10 ± 0.34
	1.480	1.73 ± 0.25	0.88 ± 0.13	2.33 ± 0.34
	1.500	1.83 ± 0.22	0.92 ± 0.11	2.53 ± 0.31

Tabelle 5.1: Integrierte $\phi\phi$ -Ausbeuten: unter der Annahme eines konstanten differentiellen Wirkungsquerschnitts ($\mathcal{A}$), in dem eingeschränkten Bereich $|\cos \vartheta_{cm}| < 0.5$ ($\mathcal{A}_{0.5}$), sowie aus der Extrapolation der Polynome zweiter Ordnung bestimmt ($\mathcal{A}'$).

men zweiter Ordnung in $\cos \vartheta_{cm}$ bestimmten $\phi\phi$ -Ausbeuten auf ihre Kompatibilität mit einem nichtresonanten Verlauf der Anregungsfunktion beziehungsweise mit der



(a) Alle Messungen von 1.2 bis 2.0 GeV/c



(b) Die Messungen zwischen 1.39 und 1.5 GeV/c

Abbildung 5.10: Die aus der Extrapolation von Polynomen zweiter Ordnung bestimmten "totalen" $\phi\phi$ -Ausbeuten als Funktion der Schwerpunktsenergie.

Existenz resonanter Strukturen, wie sie in früheren Experimenten im $\phi\phi$ -System gesehen wurden, untersucht. Die $\phi\phi$ -Ausbeuten in dem eingeschränkten Polarwinkelbereich $\cos\vartheta_{cm} < 0.5$ werden nicht separat betrachtet, da sie bis auf einen Skalenfaktor praktisch mit den unter der Annahme eines konstanten differentiellen Wirkungsquerschnittes bestimmten Werten übereinstimmen.

In beiden Anregungsfunktionen deuten sich zwar Unregelmäßigkeiten an, allerdings sind sowohl die Dichte der gemessenen Punkte als auch die bei den einzelnen Meßpunkten erreichte Statistik zu gering, um endgültige Aussagen über die Existenz resonanter Strukturen geben zu können. Die beiden Meßpunkte bei Strahlimpulsen von 1.420 GeV/c und 1.8 GeV/c (entsprechend 2.225 GeV beziehungsweise 2.340 GeV Schwerpunktsenergie) fallen statistisch signifikant aus dem Rahmen der umgebenden Messungen; die Aussagekraft dieser Abweichungen ist aber beschränkt, da sie jeweils nur einen Punkt betreffen. In der Region zwischen 1.4 GeV/c und 1.5 GeV/c Strahlimpuls (2.218 GeV und 2.254 GeV Schwerpunktsenergie) deutet sich insbesondere bei der Extrapolation unter Annahme eines konstanten differentiellen Wirkungsquerschnittes eine Überhöhung an, die aber bei der Extrapolation von Polynomen zweiter Ordnung unterdrückt erscheint.

Die Annahme einer nicht-resonanten Anregungsfunktion

Um einen nicht-resonanten Verlauf der Anregungsfunktion zu simulieren, wurde eine empirische Kurve der Form

$$\mathcal{A}(E) = a_1 \cdot (E - 2m_\phi)^{a_2} \cdot \exp(-a_3 \cdot E - a_4 \cdot E^2) \quad (5.14)$$

mit vier freien Parametern a_1 bis a_4 an die 18 Datenpunkte angepaßt (siehe Abbildung 5.11). Diese Parametrisierung war in [30] benutzt worden, um den nicht-resonanten Anteil der im Kanal $\pi^- Be \rightarrow \phi\phi X$ gemessenen $\phi\phi$ -Anregungsfunktion oberhalb der $\phi\phi$ -Schwelle zu beschreiben. Der Fit ergibt die folgenden Werte für die vier Parameter und das χ^2 (bei 14 Freiheitsgraden):

$d\sigma/d\Omega$	a_1	a_2	a_3	a_4	χ^2
konstant	53.	2.1	-7.9	4.0	32/14 (16/12)
2.Ordnung	42.	2.6	-9.8	4.1	38/14 (21/12)

Dabei sind die χ^2 -Werte im wesentlichen durch die zwei Meßpunkte bei 1.42 GeV/c und 1.8 GeV/c Strahlimpuls bestimmt. Unter Ausschluß dieser beiden Punkte aus dem Fit ergeben sich die in Klammern angegebenen Werte.

Die Annahme von g_T -Resonanzen

Die in hadronischer $\phi\phi$ -Produktion beobachteten g_T -Resonanzen sind zu breit und unterscheiden sich in ihren Massen zu wenig, als daß sie als einzelne Strukturen in

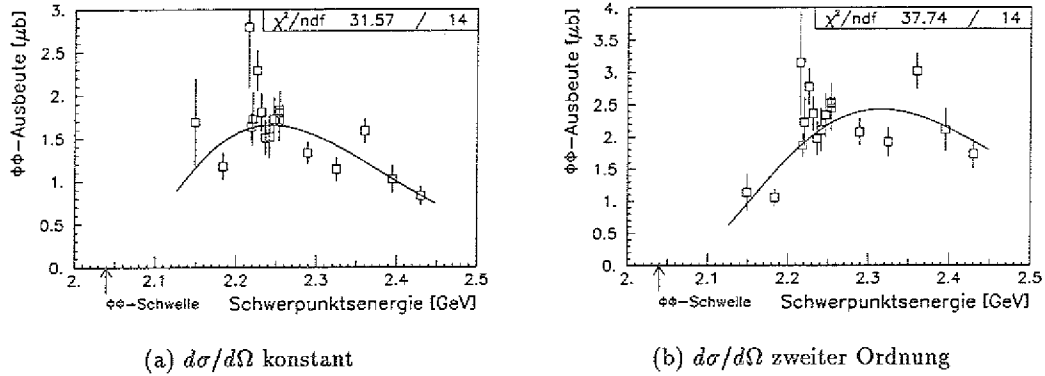


Abbildung 5.11: Anpassungen eines nicht-resonanten Verlaufs an die unter der Annahme eines konstanten differentiellen Wirkungsquerschnittes (a), beziehungsweise aus der Extrapolation von Polynomen zweiter Ordnung (b) bestimmten $\phi\phi$ -Anregungsfunktionen.

der Anregungsfunktion aufgelöst werden könnten (ihre Existenz und ihre Parameter waren in [28] aus einer detaillierten Partialwellen-Analyse abgeleitet worden). Abbildung 5.12 zeigt die Anpassung der Anregungsfunktion mit drei Breit-Wigner Kurven über einem wie oben beschrieben parametrisierten Untergrund:

$$\mathcal{A}'(E) = \mathcal{A}(E) \cdot (1 + b_1 \cdot BW(g_T) + b_2 \cdot BW(g'_T) + b_3 \cdot BW(g''_T)) . \quad (5.15)$$

Die Massen und Breiten der Resonanzen wurden auf die von der Particle Data Group für die g_T -Zustände angegebenen Werte [7]:

	Masse [GeV/c]	Breite [GeV/c]
g_T	2.011	0.202
g'_T	2.297	0.149
g''_T	2.339	0.319

festgelegt, während ihre relativen Amplituden b_1 , b_2 und b_3 sowie die vier Parameter der Untergrundbeschreibung als freie Parameter in den Fit eingehen. Das Ergebnis der Anpassung hängt in diesem Fall stark von der Wahl der Start-Werte für die Fit-Parameter ab. Für beide Anregungsfunktionen ist es aber möglich, bei einem sehr kleinen Untergrundbeitrag fast die gesamte $\phi\phi$ -Ausbeute durch die drei Breit-Wigner-Kurven zu beschreiben. Der in Abbildung 5.12 dargestellten Anpassung entsprechen die folgenden Werte für die sieben Parameter und das χ^2 (bei 11 Freiheitsgraden):

$d\sigma/d\Omega$	a_1	a_2	a_3	a_4	b_1	b_2	b_3	χ^2
konstant	16	3.5	-7.5	3.3	4.8	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$3.0 \cdot 10^{-3}$	31 / 11
2. Ordnung	5000	4.7	-7.4	3.8	1.9	$3.4 \cdot 10^{-6}$	$2.1 \cdot 10^{-4}$	33 / 11

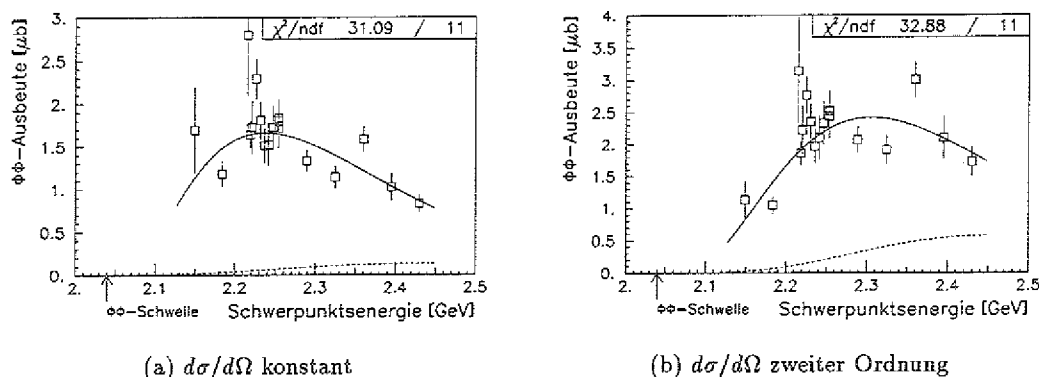


Abbildung 5.12: Anpassungen von drei Breit-Wigner Resonanzen mit den Parametern der g_T -Zustände an die $\phi\phi$ -Anregungsfunktionen. Die gestrichelten Linien geben den nicht-resonanten Untergrundbeitrag an.

Die Annahme einer $\eta(2100)$ -Resonanz

Sowohl in dem MarkIII Experiment am SLAC-SPEAR als auch in dem DM2 Experiment am Orsay-DCI wurde in radiativen J/ψ -Zerfällen eine Resonanz im $\phi\phi$ -Spektrum beobachtet, deren Masse und Breite von der DM2 Kollaboration mit $m = 2220 \text{ MeV}/c^2$ und $\Gamma = 80 \text{ MeV}/c^2$ angegeben wird [37]. Damit fällt diese Resonanz in einen Bereich, in dem sich eine Überhöhung in der $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ Anregungsfunktion andeutet. Die Anpassung einer Breit-Wigner Kurve mit diesen Parametern, wiederum über einem wie oben beschrieben parametrisierten Untergrund

$$\mathcal{A}''(E) = \mathcal{A}(E) \cdot (1 + b_1 \cdot BW) \quad (5.16)$$

ist in Abbildung 5.13 gezeigt. Der Fit ergibt die folgenden Werte für die fünf freien Parameter (vier Parameter der Untergrundbeschreibung und die relative Breit-Wigner Amplitude b_1) sowie das χ^2 (bei 13 Freiheitsgraden):

$d\sigma/d\Omega$	a_1	a_2	a_3	a_4	b_1	χ^2
konstant	19	2.0	-8.4	3.7	0.015	25/13 (11/11)
2. Ordnung	11	2.9	-10.	4.0	0.018	29/13 (15/11)

Wiederum sind die χ^2 -Werte durch die Meßpunkte bei $1.42 \text{ GeV}/c$ beziehungsweise $1.8 \text{ GeV}/c$ Strahlimpuls dominiert, und unter Ausschluß dieser Messungen ergibt der Fit die in Klammern angegebenen Werte.

Eine größere Breite oder eine niedrigere Masse, so wie sie von der Particle Data Group für diese als $\eta(2100)$ eingeordnete Resonanz angegeben werden [7], ergeben keinen annehmbaren Fit an die Daten.

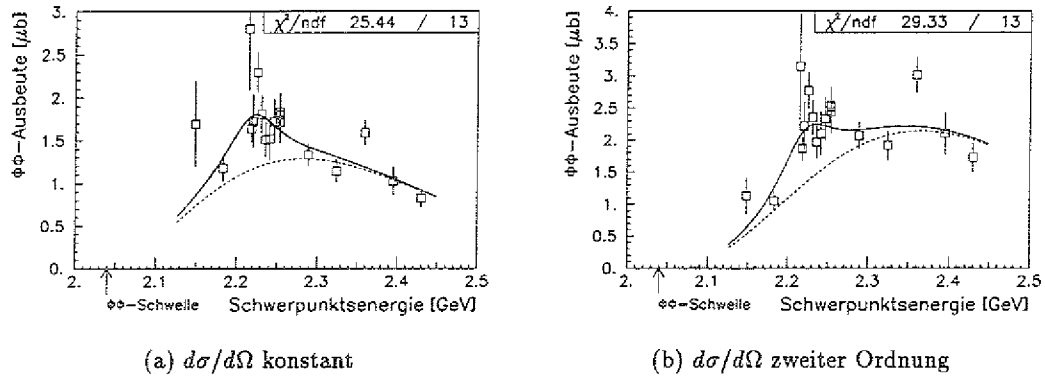


Abbildung 5.13: Anpassungen einer Breit-Wigner Resonanz bei 2.220 GeV mit einer Breite von 0.08 GeV an die $\phi\phi$ -Anregungsfunktionen. Die gestrichelten Linien geben den nicht-resonanten Untergrundbeitrag an.

5.5 Die Suche nach dem $\xi(2220)$

Die Strahlzeit im Oktober 1991 war einer detaillierten Untersuchung des Energiebereiches um die in verschiedenen Reaktionskanälen gesehene $\xi(2220)$ -Resonanz gewidmet, die die Particle Data Group als $f_4(2220)$ eingeordnet hat und deren Masse und Breite sie mit $m = (2.225 \pm 6) \text{ GeV}/c^2$ und $\Gamma = (38_{-13}^{+15}) \text{ GeV}/c^2$ angibt [7].

Tatsächlich zeigt die gemessene $\phi\phi$ -Anregungsfunktion bei einem Strahlimpuls von 1.420 GeV/c — entsprechend 2.225 GeV Schwerpunktsenergie — eine im Vergleich zu den benachbarten Datenpunkten überhöhte $\phi\phi$ -Ausbeute (siehe Abbildung 5.14), allerdings ist von diesem Effekt nur ein einziger Meßpunkt betroffen.

Um die statistische Signifikanz der Abweichung zu bestimmen, wurde an die benachbarten Punkte von 1.39 GeV/c bis 1.5 GeV/c Strahlimpuls — unter Ausschluß der Messung bei 1.420 GeV/c — eine Gerade angepaßt. Aus ihrer Extrapolation ergibt sich eine Vorhersage von $A_{fit} = (1.68 \pm 0.095) \mu\text{b}$ für die $\phi\phi$ -Ausbeute bei 1.420 GeV/c. Die gemessene Ausbeute beträgt $A_{mess} = (2.29 \pm 0.235) \mu\text{b}$, was einer Überhöhung von

$$\frac{|A_{mess} - A_{fit}|}{\sqrt{(\Delta A_{mess})^2 + (\Delta A_{fit})^2}} = 2.41 \quad (5.17)$$

Standardabweichungen entspricht.

Daß diese Überhöhung nicht durch systematische Effekte bei der Luminositäts- oder Akzeptanzbestimmung verursacht ist, verdeutlicht das von diesen Größen unabhängige $\phi\phi/4K$ -Verhältnis (siehe Abbildung 5.14), welches die gleiche Struktur

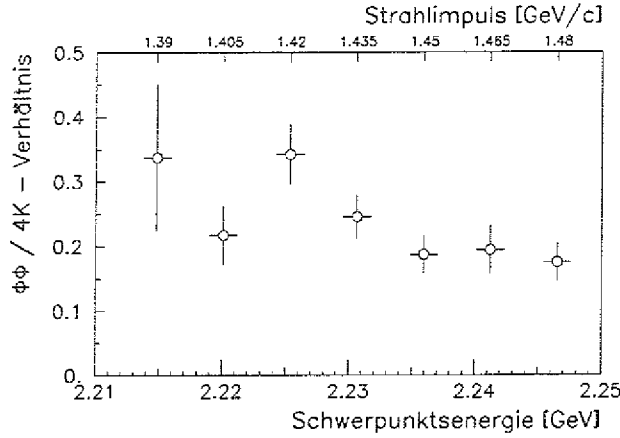


Abbildung 5.14: Das $\phi\phi/4K$ -Verhältnis im Bereich der $\xi(2220)$ -Resonanz. Gezeigt sind alle Meßpunkte in dieser Region, die während einer Strahlzeit und mit konstanten Trigger-Bedingungen gemessen wurden.

aufweist wie die Anregungsfunktion. Alle in Abbildung 5.14 gezeigten Datenpunkte wurden während einer Meßzeit mit konstanten Trigger- und Meßbedingungen genommen.

Aufgrund der Tatsache, daß nur ein einziger Meßpunkt von der beobachteten Abweichung betroffen ist und daß die ihre statistische Signifikanz nicht sehr groß ist, kann aus dieser Messung kein Rückschluß auf die Existenz einer resonanten Struktur gezogen werden. Einen Eindruck von möglichen Parametern einer Resonanz in diesem Bereich gibt aber Abbildung 5.15. Gezeigt sind spekulative Fits mit Breit-Wigner Resonanzen fest vorgegebener Breiten Γ zwischen 5 MeV und 17 MeV über einem linearen Untergrund:

$$\mathcal{A}(E_{cm}) = a \cdot \frac{\pi}{E_{cm}^2/4 - m_p^2} \cdot \frac{\Gamma^2}{(E_{cm} - M)^2 + \Gamma^2/4} + b \cdot x + c. \quad (5.18)$$

Dabei sind E_{cm} die Schwerpunktsenergie und m_p die Protonenmasse. Die Masse M und die Amplitude a der Resonanz, sowie die Untergrund-Parameter b und c sind freie Parameter des Fits. Die resultierenden Werte für die Masse und die Amplitude sind jeweils in den Abbildungen angegeben.

Aus der Amplitude der Breit-Wigner-Kurve kann das Produkt der Verzweigungsverhältnisse $\text{BR}(\xi \rightarrow \bar{p}p) \times \text{BR}(\xi \rightarrow \phi\phi)$ der Resonanz in den Eingangs- und den Ausgangskanal bestimmt werden. Es ist

$$a = \frac{2J+1}{(2s_1+1) \cdot (2s_2+1)} \cdot (\hbar c)^2 \cdot \text{BR}(\xi \rightarrow \bar{p}p) \times \text{BR}(\xi \rightarrow \phi\phi), \quad (5.19)$$

wobei J , s_1 und s_2 die Spins der Resonanz beziehungsweise der beiden Eingangsteilchen sind. Um obere Grenzen für das Produkt der Verzweigungsverhältnisse zu

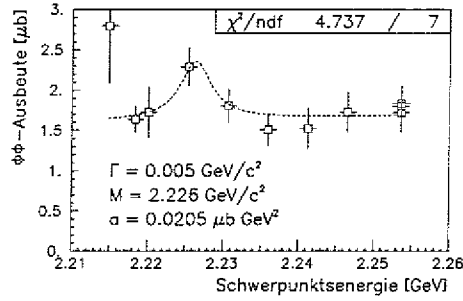
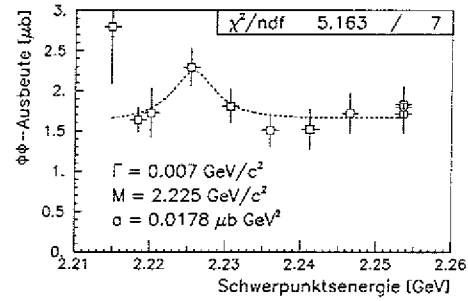
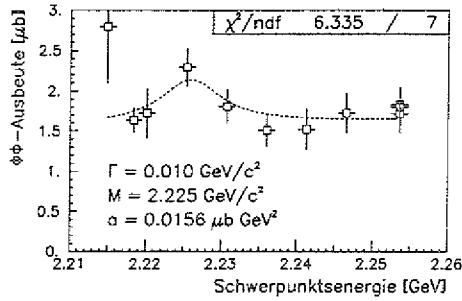
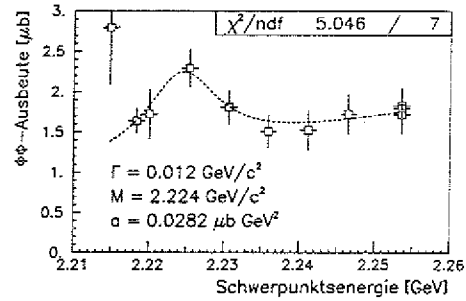
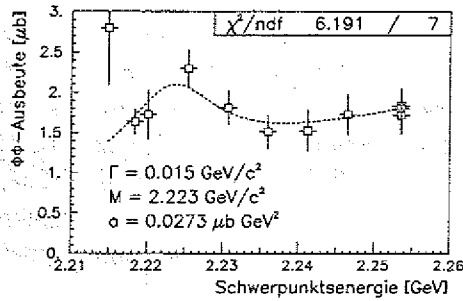
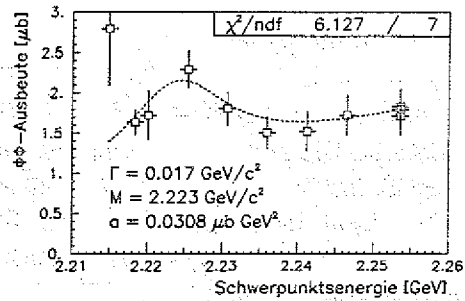
(a) $\Gamma = 5 \text{ MeV}/c^2$ (b) $\Gamma = 7 \text{ MeV}/c^2$ (c) $\Gamma = 10 \text{ MeV}/c^2$ (d) $\Gamma = 12 \text{ MeV}/c^2$ (e) $\Gamma = 15 \text{ MeV}/c^2$ (f) $\Gamma = 17 \text{ MeV}/c^2$

Abbildung 5.15: Die Anpassung von Breit-Wigner Resonanzen unterschiedlicher vorgegebener Breiten Γ über einem linearen Untergrund an die Daten-Punkte in der Region des $\xi(2220)$. Die Masse M und die Amplitude a waren freie Parameter des Fits, die resultierenden Werte sind in den einzelnen Abbildungen angegeben.

bestimmen, wurde für vier fest vorgegebene Breiten (5 MeV, 10 MeV, 15 MeV und 20 MeV) das sich aus dem oben beschriebenen Fit ergebende χ^2 als Funktion der Amplitude a betrachtet. Dabei wurde die Masse der Resonanz auf $2.225 \text{ GeV}/c^2$ festgelegt, die Fit-Funktion enthielt also drei freie Parameter (die Amplitude a sowie die Untergrund-Parameter b und c) und die Anzahl der Freiheitsgrade (bei elf Meßpunkten) betrug acht.

Abbildung 5.16 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchungen. Die durch die gestri-

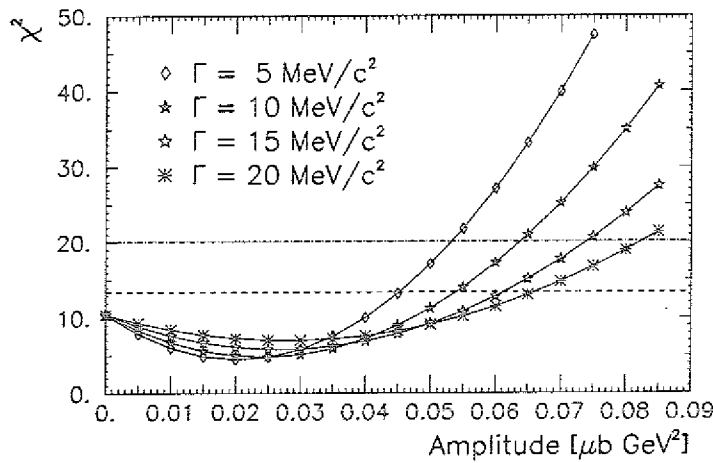


Abbildung 5.16: Die χ^2 -Werte der Resonanz-Fits als Funktion der Amplitude a bei fest vorgegebener Masse und Breite der Resonanz.

chelte und die strich-punktierte Linie markierten χ^2 -Werte entsprechen Konfidenz-Niveaus von 10% und 1% bei acht Freiheitsgraden, das heißt Wahrscheinlichkeiten von 90% beziehungsweise 99% für die nicht-Existenz einer Resonanz mit diesen Parametern. Die diesen Konfidenz-Niveaus entsprechenden oberen Grenzen auf dem Produkt der Verzweigungsverhältnisse sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt, wobei für den Spin der $\xi(2220)$ -Resonanz Werte von $J = 4$ und von $J = 2$ angenommen wurden. Aufgelistet sind auch die sich aus den in Abbildung 5.15 gezeigten "besten Fits" ergebenden Werte.

Die PS185 Kollaboration hat eine obere Grenze von 0.1% auf dem Verzweigungsverhältnis $BR(\xi \rightarrow \bar{p}p)$ bestimmt [49]. In Verbindung mit diesem Ergebnis ergeben sich Werte von einigen Prozent für das Verzweigungsverhältnis $BR(\xi \rightarrow \phi\phi)$, wenn die sich aus den besten Fits ergebenden Werte für das Produkt der Verzweigungsverhältnisse zugrunde gelegt werden.

Konfidenz-Niveau ($J=4$)	BR($\xi \rightarrow \bar{p}p$) · BR($\xi \rightarrow \phi\phi$) ($\cdot 10^{-5}$)			
	$\Gamma = 5$ MeV	$\Gamma = 10$ MeV	$\Gamma = 15$ MeV	$\Gamma = 20$ MeV
99%	6.1	7.3	8.5	9.4
90%	5.1	6.2	7.0	7.5
“bester Fit”	2.3	1.8	3.1	-

Konfidenz-Niveau ($J=2$)	BR($\xi \rightarrow \bar{p}p$) · BR($\xi \rightarrow \phi\phi$) ($\cdot 10^{-5}$)			
	$\Gamma = 5$ MeV	$\Gamma = 10$ MeV	$\Gamma = 15$ MeV	$\Gamma = 20$ MeV
99%	11.	13.	15.	17.
90%	9.3	11.	13.	14.
“bester Fit”	4.2	3.2	5.6	-

Tabelle 5.2: Obere Grenzen (99% und 90% Konfidenz-Niveau) auf dem Produkt der Verzweigungsverhältnisse $\text{BR}(\xi \rightarrow \bar{p}p) \times \text{BR}(\xi \rightarrow \phi\phi)$, für verschiedene Breiten Γ einer bei 2.225 GeV angenommenen Resonanz ξ . Aufgelistet sind auch die die sich aus dem “besten” Fit von Breit-Wigner Resonanzen dieser Breiten (siehe Abbildung 5.15) ergebenden Werte.

Die ersten beiden Aussagen sind trivial. Die dritte Aussage ist eine Folgerung aus der zweiten Aussage.

Die vierte Aussage ist eine Folgerung aus der dritten Aussage. Die fünfte Aussage ist eine Folgerung aus der vierten Aussage.

Die sechste Aussage ist eine Folgerung aus der fünften Aussage. Die siebte Aussage ist eine Folgerung aus der sechsten Aussage.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Das Experiment JETSET untersucht die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ mit einem internen Target am LEAR (CERN), wobei die ϕ -Mesonen jeweils in ihrem Zerfall in zwei geladene Kaonen nachgewiesen werden.

Das Thema dieser Arbeit war die Entwicklung einer Auswertekette zur Rekonstruktion von Ereignissen des Typs $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-K^+K^-$ sowie der Extraktion eines Signals der resonanten Produktion $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow K^+K^-K^+K^-$.

JETSET nahm die ersten Daten während dreier Strahlzeiten im Jahre 1991, wobei die Region von 1.2 GeV/c bis 2.0 GeV/c Strahlimpuls in Schritten von 100 MeV/c, sowie der Bereich zwischen 1.39 GeV/c und 1.5 GeV/c Strahlimpuls in Schritten von 15 MeV/c untersucht wurden.

Die Anwendung der beschriebenen Auswertung auf diese Daten ergab über den gesamten gemessenen Energiebereich ein deutliches $\phi\phi$ -Signal, das klar über den Untergrund nicht-resonanter 4K-Produktion dominiert. Bei 16 gemessenen Impulsen wurden insgesamt 3220 Ereignisse rekonstruiert, für die beide Kaonen-Paare eine in den Bereich des ϕ -Mesons fallende invariante Masse ergaben. Nach dem statistischen Abzug des nicht-resonanten Untergrundes verblieben insgesamt 2116 Ereignisse im $\phi\phi$ -Signal.

Luminositäten wurden aus der Messung des bekannten Wirkungsquerschnittes für elastische $\bar{p}p$ -Streuung bestimmt. Es ergaben sich momentane Luminositäten von $(3 - 4) \times 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, die integrierten gemessenen Luminositäten für die einzelnen Meßpunkte variieren zwischen 8 nb^{-1} und 32 nb^{-1} .

Zur Bestimmung der Akzeptanz des Detektors und der Rekonstruktionseffizienzen diente ein auf dem GEANT-Paket basierendes Monte-Carlo Programm. Ereignisse der Typen $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi \rightarrow 4K$ sowie $\bar{p}p \rightarrow 4K^\pm$ wurden für jeden der gemessenen Strahlimpulse unter der Annahme isotroper Verteilungen sowohl in der Produktion als auch im Zerfall der ϕ -Mesonen generiert, durch einen detailliert beschriebenen

Detektor verfolgt und mit der gleichen Auswerte-Kette analysiert wie die gemessenen Daten. Die mittleren Rekonstruktions-Effizienzen steigen von $< 1\%$ bei den niedrigsten gemessenen Strahlimpulsen bis auf fast 3% am oberen Ende des untersuchten Energie-Intervalls an.

Die Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte leidet unter der im Vorwärtsbereich verschwindenden Akzeptanz des Detektors. Totale " $\phi\phi$ -Ausbeuten" wurden unter der Annahme eines über den gesamten Polarwinkelbereich flachen differentiellen Wirkungsquerschnittes zu $(1-2) \mu\text{b}$ bestimmt. Für partielle $\phi\phi$ -Ausbeuten in dem eingeschränkten Polarwinkelbereich $|\cos \vartheta_{cm}| < 0.5$, über den die Akzeptanz des Detektors annähernd konstant ist, ergaben sich Werte zwischen $0.5 \mu\text{b}$ und $1 \mu\text{b}$.

Tatsächlich sind die gemessenen Produktions-Winkelverteilungen bei den niedrigeren Schwerpunktsenergien mit einem flachen Verlauf verträglich, doch deutet sich mit steigender Schwerpunktsenergie ein zunehmender Beitrag von Termen höherer Ordnung in $\cos \vartheta_{cm}$ an, wie die Anpassung von Polynomen zweiter Ordnung an die in dem zugänglichen Polarwinkelbereich gemessenen Winkelverteilungen zeigt. Aus der Extrapolation dieser Polynome in den nicht gemessenen Vorwärtsbereich ergeben sich totale $\phi\phi$ -Ausbeuten von $(2-3) \mu\text{b}$.

Unregelmäßigkeiten in der Anregungsfunktion deuten sich an, doch sind die gesammelte Statistik und die Dichte der gemessenen Punkte zu gering, um definitive Aussagen über die Existenz von Strukturen zu treffen. Die Anpassung einer nicht-resonanten Parametrisierung ergibt ähnliche χ^2 -Werte wie die Beschreibung durch drei g_T -Resonanzen über einem flachen nicht-resonanten Untergrund. Die Daten sind ebenfalls mit der Existenz einer von den DM2 und MARKIII Kollaborationen im $\phi\phi$ -Kanal beobachteten Resonanz verträglich.

Die Untersuchung der Region um das $\xi(2220)$ ergab keinen signifikanten Hinweis auf die Präsenz dieser Resonanz im Kanal $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$. Eine Überhöhung bei einer Masse von $2.225 \text{ GeV}/c^2$ deutet sich zwar an, doch betrifft dieser Effekt nur einen Meßpunkt, und die Abweichung ist mit 2.4 Standardabweichungen statistisch nicht sehr signifikant. Obere Grenzen auf dem Produkt der Verzweigungsverhältnisse $\text{BR}(\bar{p}p \rightarrow \xi) \times \text{BR}(\xi \rightarrow \phi\phi)$ wurden für verschiedene Breiten einer Resonanz ξ mit einer Masse von $2.225 \text{ GeV}/c^2$ bestimmt. Bei einer angenommenen Breite von $15 \text{ MeV}/c^2$ ergeben sich obere Grenzen von 8.5×10^{-5} für eine Resonanz mit $J = 4$ und von 1.5×10^{-4} für eine Resonanz mit $J = 2$. Weitere Daten in diesem Energiebereich sind in den Jahren 1992 und insbesondere 1993 genommen worden, wo ein Fein-Scan in Schritten von $5 \text{ MeV}/c$ Strahlimpuls über das Energieintervall von 2.218 GeV bis 2.234 GeV durchgeführt wurde. Die Auswertung dieser Daten ist zur Zeit noch nicht abgeschlossen.

Ein weiterer Meßpunkt, bei $1.8 \text{ GeV}/c$ Strahlimpuls (2.36 GeV Schwerpunktsenergie), fällt um mehr als zwei Standardabweichungen aus dem Rahmen der umgebenden Meßpunkte. Wiederum ist aber nur ein einziger Punkt betroffen, und es wird

weiteren Messungen in diesem Energiebereich vorbehalten bleiben, die Existenz eines relevanten Effektes zu manifestieren.

Anfang des Jahres 1992 wurde der JETSET-Apparat durch verschiedene neue Komponenten ergänzt, die die Fähigkeiten des Detektors zur Teilchenidentifizierung verbessert haben und eine Erweiterung des Physik-Programmes ermöglichen. Das System von Silizium- dE/dx -Zählern wurde in den Bereich der Tonne erweitert, wo ein einlagiger zylindrischer Zähler installiert wurde. Die γ -Veto-Zähler im Bereich der Tonne wurden mit einer Auslese auch am vorderen Ende ausgestattet, womit eine Ortsauflösung über die Messung der Laufzeitunterschiede der Signale zu den beiden Enden des Detektors erreicht und die Verwendung des Detektors zur Rekonstruktion neutraler Mesonen ermöglicht wird. Eine Vieldraht-Proportionalkammer in der Tonne unterstützt die Messung der Polarwinkel geladener Teilchen, die bislang einzig aufgrund der Ladungsteilung entlang den Drähten der Driftröhrchen erfolgte. Silizium μ -Strip-Detektoren, die der Bestimmung der Luminosität dienen, wurden im Bereich der Tonne installiert. Vor allem aber hat die Installation eines Ring Image Čerenkov Zählers (RICH) [69] im Bereich der Endkappe die Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation erheblich verbessert. Die β -Auflösung dieses Detektors wurde in Testmessungen zu 2% bestimmt, die Auswertung elastisch gestreuter $\bar{p}p$ -Ereignisse hat diesen Wert im Experiment bestätigt. Damit wird die Möglichkeit eröffnet, komplementäre Reaktions-Kanäle zu erforschen, die auch Pionen im Endzustand enthalten, wie zum Beispiel die Reaktionen $\bar{p}p \rightarrow \omega\phi$ oder $\bar{p}p \rightarrow K^*\bar{K}^*$.

Durch Verbesserungen des Jet-Targets sowie der LEAR Strahlintensität konnte eine Erhöhung der Luminosität um mehr als einen Faktor zwei erreicht werden. Damit sollte es in relativ kurzer Zeit möglich sein, Lücken in der gemessenen $\phi\phi$ -Anregungsfunktion zu schließen und die Regionen um 2.22 GeV sowie 2.36 GeV, die sich bei der Auswertung der ersten genommenen Daten als besonders interessant erwiesen haben, mit guter Statistik im Detail zu untersuchen. Bei genügender Statistik wird die Untersuchung von Zerfallswinkel-Verteilungen der ϕ -Mesonen es ermöglichen, Rückschlüsse auf die Spin-Paritäts-Quantenzahlen des $\phi\phi$ -Systems zu ziehen.

Die folgenden Abschnitte sind in drei Teile gegliedert:

Im ersten Teil werden die Grundlagen der Theorie der Differentialgleichungen dargestellt. Es werden die Existenz- und Eindeigkeitsfragen für die Anfangswertaufgaben der gewöhnlichen Differentialgleichungen behandelt. Die Theorie der linearen und nichtlinearen Differentialgleichungen wird dargestellt. Die Theorie der Systeme von Differentialgleichungen wird ebenfalls behandelt. Im zweiten Teil werden die Methoden der Integralrechnung dargestellt. Es werden die Methoden der partiellen Integration, der Integration durch Substitution und der Integration durch partielle Brüche dargestellt. Die Methoden der Integration von Funktionen mehrerer Variablen werden ebenfalls behandelt. Im dritten Teil werden die Methoden der Variationsrechnung dargestellt. Es werden die Methoden der Variation der Konstanten, der Variation der Parameter und der Variation der Anfangswerte dargestellt. Die Methoden der Variation der Konstanten werden ebenfalls behandelt.

Die folgenden Abschnitte sind in drei Teile gegliedert:

Im ersten Teil werden die Grundlagen der Theorie der Differentialgleichungen dargestellt. Es werden die Existenz- und Eindeigkeitsfragen für die Anfangswertaufgaben der gewöhnlichen Differentialgleichungen behandelt. Die Theorie der linearen und nichtlinearen Differentialgleichungen wird dargestellt. Die Theorie der Systeme von Differentialgleichungen wird ebenfalls behandelt. Im zweiten Teil werden die Methoden der Integralrechnung dargestellt. Es werden die Methoden der partiellen Integration, der Integration durch Substitution und der Integration durch partielle Brüche dargestellt. Die Methoden der Integration von Funktionen mehrerer Variablen werden ebenfalls behandelt. Im dritten Teil werden die Methoden der Variationsrechnung dargestellt. Es werden die Methoden der Variation der Konstanten, der Variation der Parameter und der Variation der Anfangswerte dargestellt. Die Methoden der Variation der Konstanten werden ebenfalls behandelt.

Literaturverzeichnis

- [1] G. BASSOMPIERRE ET AL., *Proposal CERN/PSCC/86-23 PSCC/P97* (1986)
- [2] D. H. PERKINS, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts (1987)
- [3] F. HALZEN, A. D. MARTIN, *Quarks and Leptons*, John Wiley & Sons, New York (1984)
- [4] L. G. LANDSBERG, *IHEP Preprint 93-01*, Protvino (1993),
- [5] S. OKUBO, *Phys. Lett.* **5** (1963) 165; G. ZWEIG, *CERN report 8419/TH-412* (1964); I. IIZUKA, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **37-38** (1966) 21
- [6] N. HAMANN, *CERN Preprint CERN-PPE/90-108*, (1990); *Proc. Int. School on Physics with Low-Energy Antiprotons, Erice 1990*, Ed. R. Landua, J. M. Richard, R. Klapisch, (Plenum Press, New York, 1991), Seite 165
- [7] PARTICLE DATA GROUP, *Phys. Rev.* **D45** (1992)
- [8] N. ISGUR, *Soft QCD: Low Energy Hadron Physics with QCD*, präsentiert auf der *XVI International School of Subnuclear Physics, Erice, 1978*
- [9] J. DONOGHUE, K. JOHNSON, B. A. LI, *Phys. Lett.* **B99** (1981) 416
- [10] T. BARNES, F. E. CLOSE, F. DE VIRON, *Nucl. Phys.* **B224** (1983) 241
- [11] M. CHANOWITZ, S. SHARPE, *Nucl. Phys.* **B222** (1983) 211
- [12] R. L. JAFFE, K. JOHNSON, *Phys. Lett.* **B60** (1975) 210
- [13] J. M. CORNWALL, A. SONI, *Phys. Lett.* **B120** (1983) 431
- [14] F. E. CLOSE, *Rep. Prog. Phys.* **51** (1988) 833
- [15] M. A. SHIFMAN, A. VAINSHTEIN, V. ZACHAROV, *Nucl. Phys.* **B147** (1979) 385
- [16] V. NOVIKOV, M. A. SHIFMAN, A. VAINSHTEIN, V. ZACHAROV, *Nucl. Phys.* **B191** (1981) 301
- [17] N. ISGUR, J. PATON, *Phys. Rev.* **D31** (1985) 2910
- [18] G. SCHIERHOLZ, *Proc. BNL Workshop on Glueballs, Hybrids and Exotic Hadrons, Upton (New York) 1988*, Ed. S. U. Chung (AIP Conference Proceedings No. 185, American Institute of Physics, New York, 1989), Seite 281

- [19] G. S. BALI ET. AL, *A comprehensive study of SU(3) glueballs*, Liverpool Preprint LTH 303, 1993
- [20] K. KÖNIGSMANN, *CERN Preprint CERN-PPE/91-160* (1991); T. H. BURNETT, S. R. SHARPE, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **40** (1990) 327; [14]
- [21] J. F. DONOGHUE, *Proc. Int. Europhysics Conference on High Energy Physics, Bari, 1985*, Ed. L. Nitti, G. Preparata (Laterza, Bari, 1985)
- [22] H. J. LIPKIN, *Nucl. Phys.* **B244** (1984) 147; *Nucl. Phys.* **B291** (1987) 720
- [23] C. B. DOVER, P. M. FISHBANE, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 2917
- [24] W. ROBERTS, G. KARL, *Phys. Rev.* **D39** (1989) 1877
- [25] J. ELLIS, E. GABATHULER, M. KARLINER, *Phys. Lett.* **217B** (1989) 173
- [26] C. BAGLIN ET. AL, *Phys. Lett.* **231B** (1989) 557
- [27] J. DAVIDSON ET AL., *Phys. Rev.* **D9** (1974) 77
- [28] A. ETKIN ET AL., *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 422; *Phys. Rev. Lett.* **41** (1978) 784; *Phys. Rev. Lett.* **49** (1982) 1620; *Phys. Lett.* **165B** (1985) 217; *Phys. Lett.* **201B** (1988) 568
- [29] T. A. ARMSTRONG ET AL., *Nucl. Phys.* **B196** (1982) 176
- [30] P. S. L. BOOTH ET AL., *Nucl. Phys.* **B273** (1986) 677; *Nucl. Phys.* **B273** (1986) 689
- [31] T. F. DAVENPORT ET AL., *Phys. Rev.* **D33** (1986) 2519
- [32] D. R. GREEN ET AL., *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 1639
- [33] T. A. ARMSTRONG ET AL., *Phys. Lett.* **121B** (1983) 83
- [34] D. ASTON ET AL., *SLAC Preprint SLAC-PUB-5150* (1989), präsentiert auf der 3rd Int. Conference on Hadron Spectroscopy, Ajaccio, 1989
- [35] T. A. ARMSTRONG ET AL., *Phys. Lett.* **166B** (1986) 245
- [36] T. A. ARMSTRONG ET AL., *Phys. Lett.* **221B** (1989) 221
- [37] D. BISELLO ET. AL, *Phys. Lett.* **179B** (1986) 289; *Phys. Lett.* **179B** (1986) 294; *Phys. Lett.* **241B** (1990) 617
- [38] Z. BAI ET. AL, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 1309
- [39] R. M. BALTRUSAITIS ET. AL, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 107
- [40] J. E. AUGUSTIN ET. AL, *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 2238
- [41] X. FAN ET. AL, *The Evidence of $\xi(2220)$* , präsentiert auf der 5th Int. Conference on Hadron Spectroscopy, Como, 1993, wird veröffentlicht in *Il Nuovo Cimento*
- [42] R. S. LONGACRE ET. AL, *Phys. Lett.* **177B** (1986) 223
- [43] B. V. BOLONKIN ET. AL, *Sov. J. Nucl. Phys.* **46** (1987) 451

- [44] D. ASTON ET. AL, *Nucl. Phys.* **B301** (1988) 525
- [45] D. ASTON ET. AL, *Phys. Lett.* **215B** (1988) 199
- [46] D. ALDE ET. AL, *Phys. Lett.* **177B** (1986) 120
- [47] J. SCULLI ET. AL, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1715
- [48] G. BARDIN ET. AL, *Phys. Lett.* **195B** (1987) 292
- [49] P. D. BARNES ET. AL, *Phys. Lett.* **309B** (1993) 469
- [50] S. GODFREY, R. KOKOSKI, N. ISGUR, *Phys. Lett.* **141B** (1984) 439
- [51] S. PAKVASA, M. SUZUKI, S. F. TUAN, *Phys. Lett.* **145B** (1984) 135
- [52] T. ANDERL ET AL., *Status Report to the PSCC, CERN/PSCC/88-34 PSCC/M291* (1988)
- [53] *Proc. International School on Physics with Low-Energy Antiprotons, Erice, 1987*, Ed. U. Gastaldi, R. Klapisch, F. Close (Plenum Press, New York, 1989); *Proc. International School on Physics with Low-Energy Antiprotons, Erice, 1988* Ed. F. Bradamante, J. M. Richard, R. Klapisch, (Plenum Press, New York, 1990)
- [54] S. VAN DER MEER, *CERN report CERN-ISR-PO/72-31* (1972); D. MÖHL, G. PETRUCCI, L. THORNDahl, S. VAN DER MEER, *Phys. Rep.* **58** (1980) 73
- [55] M. MACRÌ, *Proc. CERN Accelerator School Course on Antiprotons for Colliding Beam Facilities, 1984*, Ed. P. Bryant, S. Neumann (1984)
- [56] W. BICKEL ET AL., *Studies on a Gas Jet and Cluster Target*, Institut für Kernphysik, Universität Münster
- [57] C. EVANGELISTA ET. AL, *The $\bar{p}p \rightarrow \phi\phi$ Reaction Near Threshold*, CERN/SPSLC/92-42 SPSLC/M501 (1992)
- [58] A. EMPL, *Untersuchung eines Szintillations-Detektors besonderer Form*, Diplom-Arbeit, Universität Bonn, 1989; *Jül-Spez-510*, Forschungszentrum Jülich (1989)
- [59] J. THIMMEL, *Untersuchung der Lichtausbeute von Plastik-Szintillatoren*, Diplom-Arbeit, Universität Bonn, 1993; *Jül-2804*, Forschungszentrum Jülich (1993)
- [60] M. TSCHULIN, *Untersuchungen zur Ortsauflösung des Straw-Spurdetektors des JETSET-Experiments am CERN*, Diplom-Arbeit, Universität Freiburg i. Br., 1993
- [61] A. BUZZO ET AL., *Test Results of the Silicon dE/dx Detectors*, JETSET interne Notiz, JETSET-Note/89-43 (1989)
- [62] D. W. HERTZOG ET AL., *Nucl. Inst. and Meth.* **A294** (1990) 446; *Nucl. Inst. and Meth.* **A317** (1992) 506
- [63] P. G. HARRIS, *persönliche Mitteilungen*
- [64] *GEANT — Simulation Tracking and Drawing Package*, CERN Program Library Entry **W5013**, CERN, Geneva, 1992

- [65] B. STUGU, *A Batch of Monte-Carlo Data*, JETSET interne Notiz, JETSET-Note/91-27 (1991)
- [66] H. FESEFELDT, *GEISHA — The Simulation of Hadronic Showers*, PITHA 85/02, III. Physikalisches Institut, RWTH Aachen, 1985
- [67] E. EISENHANDLER ET AL., *Nucl. Phys.* **B113** (1976) 1; T. BACON ET AL., *Nucl. Phys.* **B32** (1971) 66; D. L. PARKER ET AL., *Nucl. Phys.* **B32** (1971) 29
- [68] L. M. BERTOLOTTO, *Selezione di eventi candidati per la ricerca di stati esotici della materia adronica*, Tesi di Laurea in Fisica, Università di Genova (1991); *A Kinematic Fit for Jetset*, JETSET interne Notiz, JETSET-Note/92-14 (1992)
- [69] R. T. JONES ET AL., *Nucl. Inst. and Meth.* **A323** (1992) 386

Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Professor Kurt Kilian für die Überlassung des Promotions-Themas und die großzügige Unterstützung, die es mit ermöglichte, permanent am CERN zu arbeiten; Herrn Dr. habil. Walter Oelert für die trotz oft großer räumlicher Entfernung immer ausgezeichnete Betreuung; Max Ferroluzzi für die Unterstützung der Arbeit und viele hilfreiche Gespräche; allen Studenten und "jungen Physikern" der JETSET-Kollaboration, mit denen zusammenzuarbeiten immer eine Freude war. Hier möchte ich insbesondere Staffan Ohlsson und Rick Jones erwähnen, deren Beitrag zum Gelingen des Experiments und dieser Arbeit nicht überschätzt werden kann.

Herzlichen Dank allen Physikern und Technikern des LEAR Komplexes für ihr großes Interesse an unserem Experiment und für ihren unermüdlichen Einsatz im Bemühen, uns den bestmöglichen Strahl zu geben.

Ein besonderes Andenken gilt Dr. habil. Nikolaus Hamann, dessen plötzlicher und unerwarteter Tod eine große Lücke hinterlassen hat.

JUL-2677

Februar 1994

ISSN 0944-2952