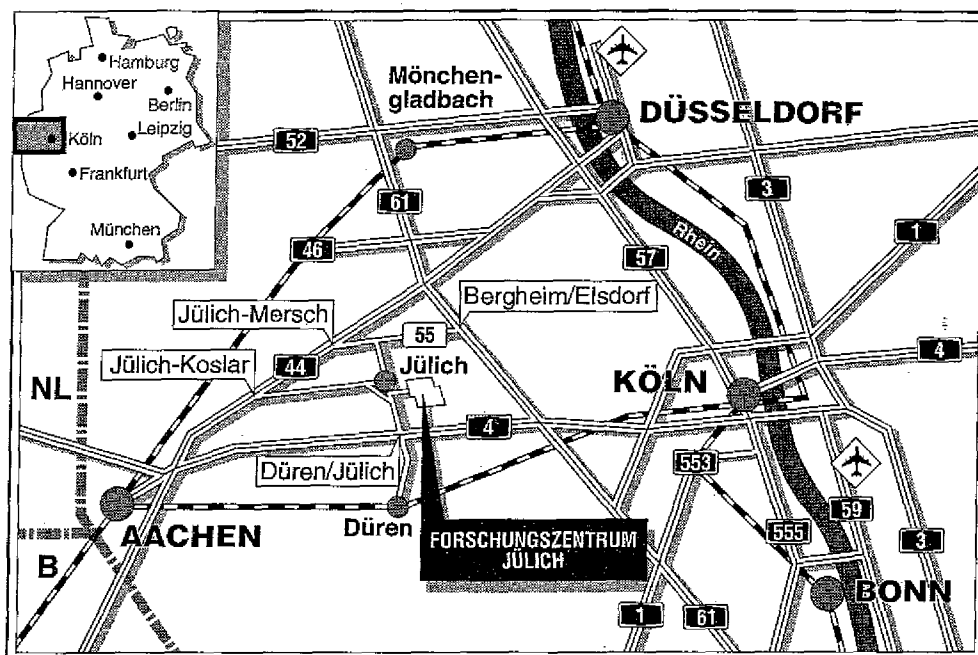


Institut für Kernphysik

**Lambda - Anti-Lambda - Erzeugung
im Bereich der Sigma - Schwelle**

Thomas Sefzick



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2584

ISSN 0366-0885

Institut für Kernphysik Jül-2584

D 5 (Diss. Universität Bonn)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH Zentralbibliothek

Postfach 19 13 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Lambda - Anti-Lambda - Erzeugung im Bereich der Sigma - Schwelle

Thomas Sefzick

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
Motivation	5
Theoretische Modelle und experimentelle Meßgrößen	9
Detektor	15
Datenaufnahmesystem	19
Trigger	19
Datenaufnahme	20
Elektronik	21
Datenauswerteprogramm	23
Strahlzeit April 1989	35
Statistik der unkorrigierten Daten	35
Λ -Lebensdauern	43
Monte-Carlo-Untersuchungen	46
Korrekturfaktoren	51
Totale Verluste	51
Delta-Elektronen	52
Target-Korrekturen	54
Magnet-Korrekturen	55
Totaler Wirkungsquerschnitt	56
Differentieller Wirkungsquerschnitt	57
Räumliche Korrektur der Detektorakzeptanz im CMS	64
Polarisationen	68
CP-Test	72
Spinkorrelationen	73
Vergleich mit existierenden Daten	77
Missing-Mass-Untersuchungen	85
Beschreibung des Verfahrens	85
Untersuchung gemessener Daten	89
Schlußfolgerungen	98
^{12}C -Korrekturen	98
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Korrekturen	99
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ - und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnittsabschätzungen	100
Zusammenfassung	107
Referenzen	109

Anhang A. Differentielle Wirkungsquerschnitte	111
Anhang B. Spinkorrelationen	119
Anhang C. Legendre-Koeffizienten der Spinkorrelationselemente	123

Einleitung

Quarks, die neben den Leptonen als die elementaren Bausteine der Materie angesehen werden, treten als drei Familien auf: $u-d$, $s-c$, $b-t$. Die Postulierung der Existenz von Quarks war für Gell-Mann [GEL64] und Zweig [ZWE65] notwendig geworden, als sie Grundprinzipien für die Darstellung der bis dahin bekannten, der starken Wechselwirkung unterliegenden Hadronen als $SU(3)$ -Gruppe aufstellten. Dabei griffen sie auf Vorarbeiten von Goldberg und Ne'eman [GOL63] zurück, welche aufbauend auf das sog. Sakatonenmodell, in dem Proton, Neutron und Λ -Teilchen als Triplet dargestellt wurden, Gebilde mit $1/3$ -zahliger Ladung in ihren Berechnungen verwendeten. Diese waren aber rein mathematischer Natur, von Teilchen wagten sie nicht zu reden. Die von Gell-Mann und Zweig postulierten Quarks hießen dann auch in Analogie zum o.g. Sakatonenmodell zuerst p , n und λ , erst später wurden u , d und s daraus. Während diese drei Quarks ausreichend waren, um daraus die damals nachgewiesenen Hadronen zu kombinieren, sind es heutzutage schon derer fünf (u, d, s, c, b) und ein weiteres (t) wartet auf seine experimentelle Bestätigung. Neueste Experimente am Large-Electron-Proton-Beschleuniger (LEP) lassen als sicher erscheinen, daß die Anzahl der Quarks auf die drei Familien beschränkt ist.

Für die weiteren Betrachtungen in dieser Arbeit zur $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktion ist es ausreichend, nur die drei leichtesten Quarks und deren Darstellung in einer $SU(3)$ -Gruppe zu betrachten. Quarks scheinen sich zur Bildung langlebiger Teilchen nur auf zwei Arten zu kombinieren: zu aus Quark und Antiquark zusammengesetzten Mesonen ($q\bar{q}$) und zu aus drei Quarks bestehenden Baryonen (qqq), wobei die dadurch entstehenden Hadronen eine ganzzahlige Elementarladung tragen. Das zugehörige Oktett für Baryonen und Nonet für Mesonen zeigt Fig.1.1. Bei einigen Teilchen können Orts- und Spin-Wellenfunktionen der Quarks keine antisymmetrische Wellenfunktion ergeben - aber genau diese Forderung stellt das Pauli-Prinzip an Teilchen mit halbzahligem Spin (Fermionen). Um diesen Widerspruch aufzulösen, schreibt man in Analogie zur Quantenelektrodynamik (QED) mit ihrer elektrischen Ladung und Photonenaustausch den Quarks eine Farbladung und Gluonenaustausch zu. Die Theorie der Wechselwirkung von Quarks und Gluonen wird als Quantenchromodynamik (QCD) bezeichnet. Die aus Quarks kombinierten Teilchen sind im additiven Quarkmodell per Definition immer farbneutral, was bei Mesonen durch die Kombination von Farbe und Antifarbe, bei Baryonen durch Mischung der drei Quarkfarben erreicht wird.

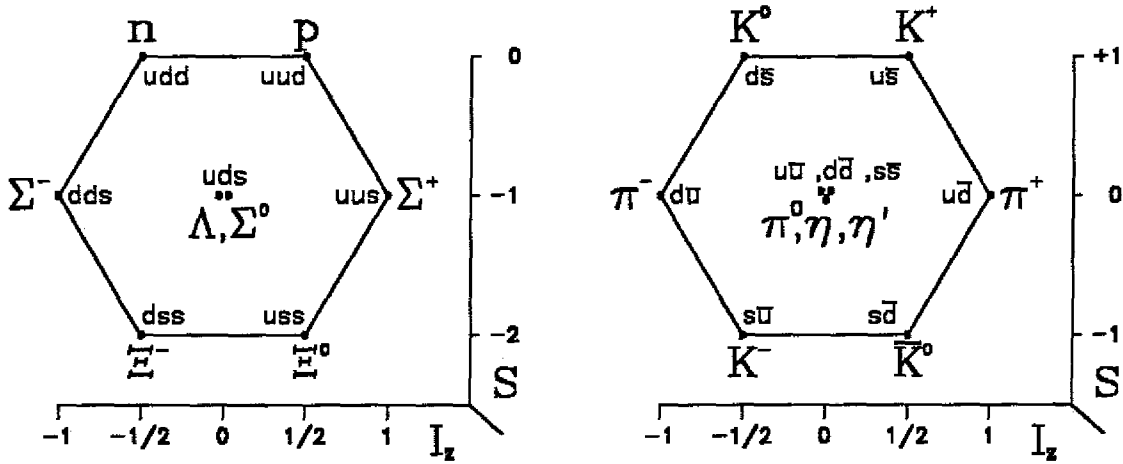


Fig.1.1 Baryonen-Oktett (links) und Mesonen-Nonet (rechts), aufgetragen ist die 'Strangeness' S, also der Gehalt an s-Quarks gegen die z-Komponente des Isospins, mit u, d, s sind die Quarks bezeichnet.

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung der Quarks untereinander ist für kurze Reichweiten klein (asymptotische Freiheit), für 'große' Abstände ab ca. einem Nukleondurchmesser aber stark ansteigend (Infrarot-Sklaverei). Das entspricht dem Befund, daß bisher noch nie ein isoliertes Quark beobachtet wurde, was gleichwertig mit der Forderung ist, daß nur farbneutrale Teilchen beobachtbar sind. Beim Versuch, ein farbiges Quark aus einem Hadron zu isolieren, wird die dazu aufgewendete Energie in die Bildung eines Quark-Antiquark-Paares umgesetzt, dessen eines Quark im farbneutralen Hadron verbleibt, während das andere mit dem zu isolierenden Quark ein farbneutrales Meson bildet.

Aus oben gesagtem folgt, daß Quark-Gloun-Reaktionen nur indirekt in Hadronenreaktionen beobachtbar sind. Eine Reaktion, die dafür sehr gut geeignet scheint, ist die in dieser Dissertation untersuchte Reaktion

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi\pi^- . \quad [1.1]$$

Betrachtet man das einfachste mögliche Quarkliniendiagramm (Fig.1.2) für den Reaktionsverlauf, so besteht dieser aus der Vernichtung eines $\bar{u}u$ -Paares gefolgt von der Erzeugung eines $\bar{s}s$ -Paares, während die übrigen Quarks in dieser Modellvorstellung unbeteiligt bleiben und somit zur ganzen Reaktionsdynamik nicht beitragen ([BIA68], [LIP73], [KLU78]). Unter der Annahme der Kenntnis der Quantenzahlen (Bahndrehimpuls, Isospin, ...) der Eingangsteilchen, ihrer Quarkkonfigurationen und unter der Bedingung, daß die Quantenzahlen der unbeteiligten Spektorteilchen im Prozeß unverändert bleiben, geht man davon aus, daß die Quantenzahlen des Ausgangssystems im Verlauf der Reaktion vom Vernichtungs- und Erzeugungsprozeß bestimmt werden. In diesem Modell hat man die Möglichkeit, über die gemessenen Observablen des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Systems Aussagen zur zugrundeliegenden Quarkdynamik zu machen.

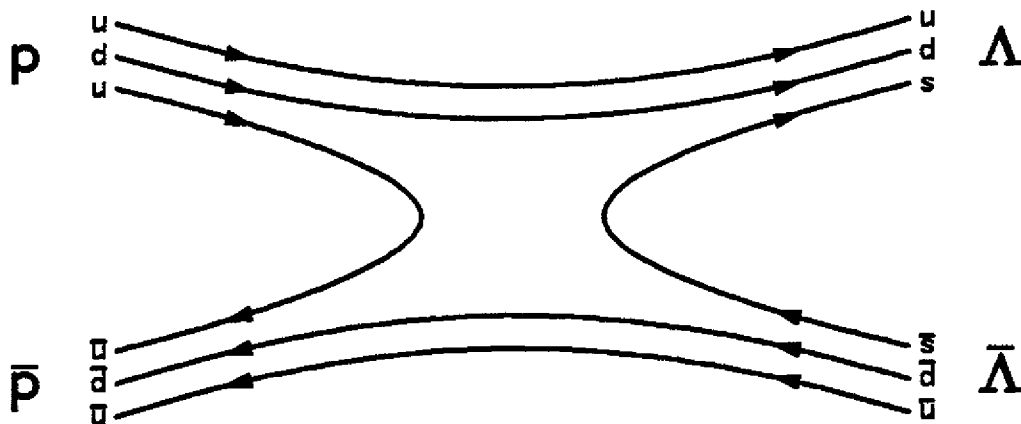


Fig.1.2 Quarkliniendiagramm der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$, einfachstes Modell mit $\bar{u}u$ -Vernichtung und $\bar{s}s$ -Erzeugung (3P_0 -Modell).

Das Λ -Teilchen hat den Isospin $I(\Lambda) = 0$, genauso wie das s -Quark, weshalb für das leichte Spektator-, das 'Beobachter'-Quarkpaar ebenso $I(ud) = 0$ gilt. Nach dem Pauli-Prinzip muß dann auch der Spin des ud -Paares im Λ verschwinden, $S(ud) = 0$. In der betrachteten Modellvorstellung ist die Polarisation eines Λ -Teilchens identisch mit der seines s -Quarks, und die Spinkorrelation des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Systems entspricht der des erzeugten $\bar{s}s$ -Paares.

Die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$ -Reaktion ist experimentell besonders leicht zugänglich, da

- die unter Paritätsverletzung vonstatten gehenden schwachen Zerfälle

$$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+ \quad \text{und} \quad \Lambda \rightarrow p\pi^- \quad [1.2]$$

eine extrem starke Polarisationempfindlichkeit aufweisen,

- diese Zerfälle aufgrund der Strangeness- und Paritätsverletzung verzögert auftreten, und so Produktions- und Zerfallsort im Experiment weit voneinander entfernt sind, was eine sehr klare experimentelle Bestimmung erlaubt,
- die $\bar{\Lambda}\Lambda$ im gesamten LEAR-Strahlimpulsbereich unter einem maximalen Winkel von 32° und ihre Zerfallsprotonen damit unter höchsten 43° im Laborsystem emittiert werden, wodurch ein Detektor, der den entsprechenden Raumwinkelbereich abdeckt, folglich eine 4π -Akzeptanz für diese Reaktion aufweist.

Die Zerfälle sind selbstanalysierend in Impuls, Polarisation und, auf die gesamte Reaktion bezogen, Spinkorrelation.

Motivation

Das PS185-Experiment [KIL81] am 'Low Energy Antiproton Ring' (LEAR) am Europäischen Forschungszentrum CERN in Genf/Schweiz hat das Ziel, Reaktionen des Typs $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$, also die Produktion von Antihyperon-Hyperon-Paaren aus der Antiproton-Proton-Wechselwirkung zu untersuchen. In dem vom LEAR abgedeckten Impulsbereich bis 2 GeV/c sind die folgenden Produktionsreaktionen von Antihyperon-Hyperon-Paaren mit einfacher Strangeness, die in nachfolgender Tabelle mit ihrer jeweiligen Reaktionsschwelle aufgeführt sind, energetisch möglich:

$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$	1.4353 GeV/c
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{c.c.}$	1.6531 GeV/c
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$	1.8175 GeV/c
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+$	1.8531 GeV/c
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0\Sigma^0$	1.8711 GeV/c
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^-\Sigma^-$	1.8989 GeV/c

Alle Reaktionen belegen im Impulsbereich des LEAR nur einen beschränkten Raumwinkelbereich im Laborsystem, weshalb der PS185-Detektor als Vorwärts-(Schwellen)-Detektor für diese Reaktionen besonders effektiv ist. Die Messungen dieser Reaktionsschwellen sind erst mit genügend hoher Präzision möglich, seit der LEAR als Speicherring die optimalen Voraussetzungen besitzt, den Phasenraum gespeicherter Antiprotonen durch stochastische und neuerdings auch Elektronenkühlung zu verkleinern. Durch die Kühlprozesse werden die Energien der Antiprotonen einander angeglichen, sie werden (innerhalb gewisser Grenzen) monoenergetisch. Gleichzeitig werden Strahldurchmesser und -divergenz minimiert. Es ist bei Schwellenexperimenten von überaus großer Wichtigkeit, einen Teilchenstrahl bei bekanntem Impuls mit niedrigster transversaler und longitudinaler Impulsbreite und minimaler Ortsunschärfe zu erhalten, um beim Überfahren der berechneten Schwelle das Einsetzen der Reaktion ermitteln zu können.

Die PS185-Kollaboration hat in der Vergangenheit ihre Prioritäten in die Ausmessung der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion gesetzt und hierbei den Strahlimpulsbereich von der Schwelle ab bis 1.92 GeV/c durch Einzelmessungen abgedeckt ([HAM85], [MAH86], [BAR87a], [BAR87b], [FRA87], [DUT88], [KIL88], [BAR89], [KIL89], [SEH89], [SCH89], [BAR90], [OHL90], [BAR91], [STI91], [ZIO91], [FIS91], [KRA91]).

Sieben Einzelmessungen bei Strahlimpulsen von 1.435 bis 1.546 GeV/c lieferten die Anregungsfunktion in einem Überschußenergiebereich von $0.0 < \varepsilon < 40.0$ MeV. Man findet heraus, daß die Reaktion bereits bei kleinen Überschußenergien einen erstaunlich hohen P-Wellenanteil hat (Fig.2.2). Von besonderem Interesse ist eine Irregularität im totalen Wirkungsquerschnitt im Bereich $\varepsilon \approx 1.0$ MeV.

Die Messung zur $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktion bei 1.695 GeV/c knapp oberhalb der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{c.c.}$ -Schwelle diente dazu, einen möglichen Einfluß des Einsetzens der $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Produktion auf die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion zu ermitteln, und um die $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Schwelle auszumessen.

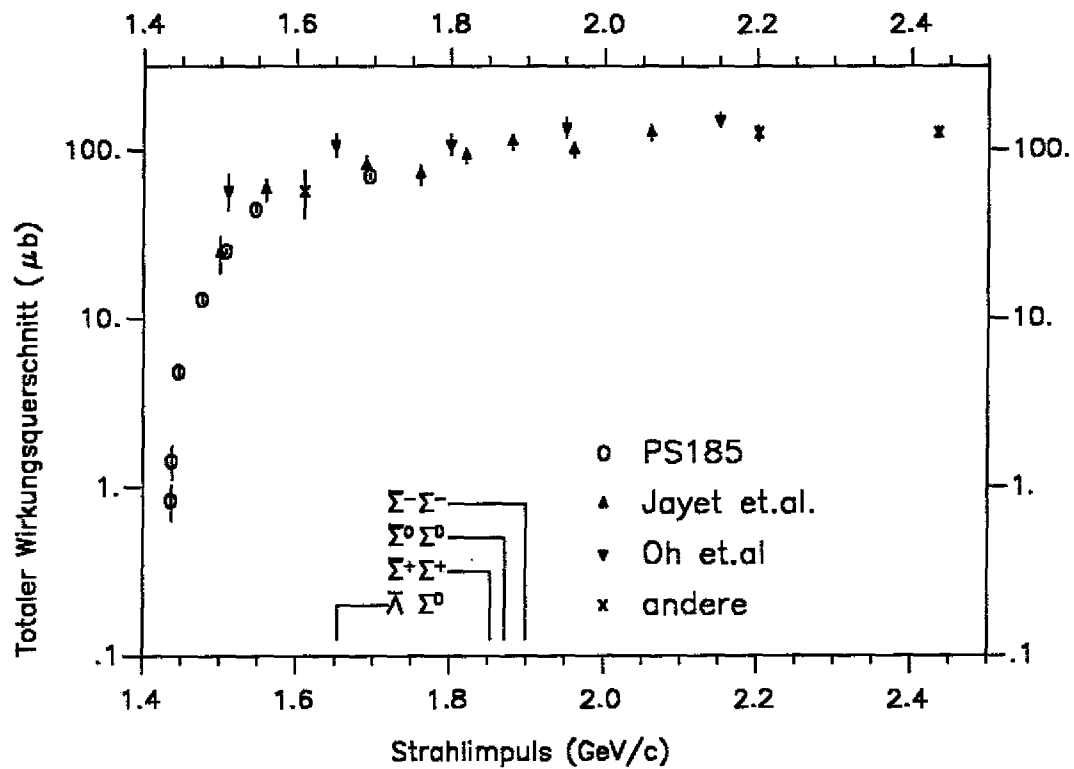


Fig.2.1 Bisher gemessene totale Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$.

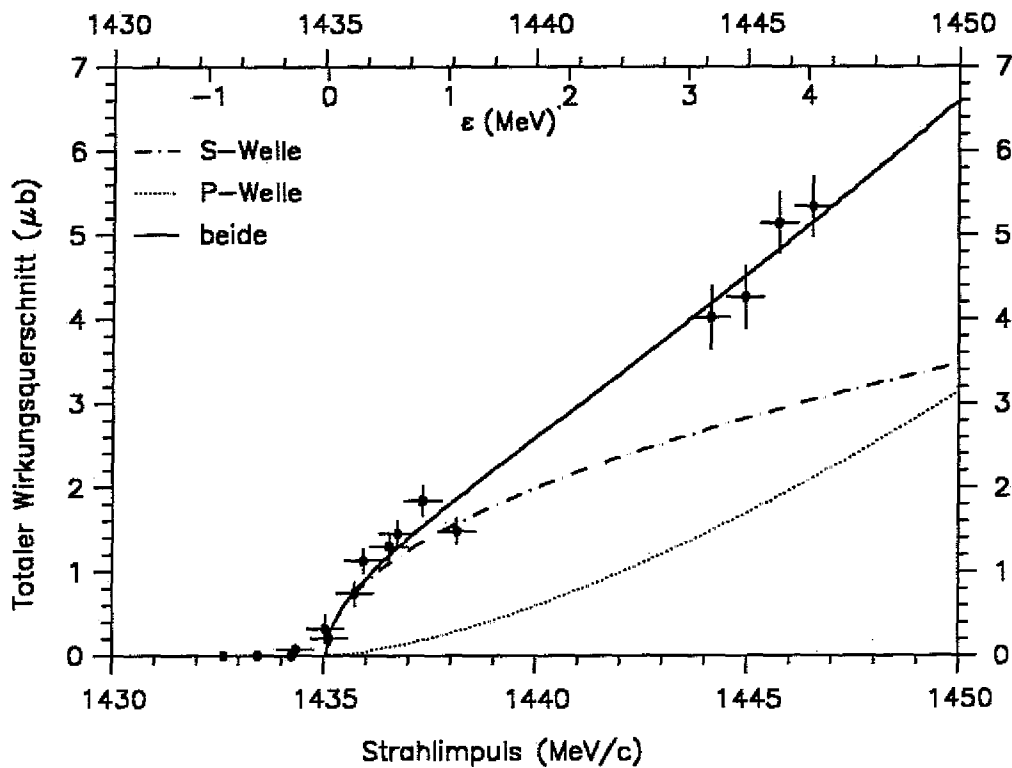


Fig.2.2 Messungen des PS185-Experimentes [FRA87] an der Reaktionsschwelle, gezeigt werden außerdem die angepaßten Verläufe der Anteile exklusiver S- bzw. P-Wellenproduktion sowie deren Summe.

Die in dieser Dissertation untersuchten Daten wurden im Herbst 1988 bei den Strahlimpulsen 1.896 und 1.910 GeV/c mit dem Ziel genommen, mögliche Einflüsse der bei 1.898 GeV/c einsetzenden $\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ -Produktion auf die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion nachzuweisen. Durch Kanalkopplungseffekte könnte sich ein 'cusp'-Effekt an der $\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ -Reaktionsschwelle in der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Erzeugung ergeben. Dieser sollte sich in totalem oder differentielltem Wirkungsquerschnitt, in den Polarisationspektren oder in den Spinkorrelationen des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Systems bemerkbar machen. Eine Analyse des $\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ -Kanals selbst ist mit den aufgenommenen Daten nicht möglich, da die Σ^- als geladene Teilchen andere Triggerbedingungen als die Λ -Produktion erfordern.

Es wurden insgesamt $4.07 \cdot 10^{10}$ Antiprotonen im Target registriert, aus denen 33104 Ereignisse des Typs $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi^-$ isoliert werden konnten, die sich auf die beiden Strahlimpulseinstellungen wie folgt verteilen: 10489 Ereignisse bei 1.896 GeV/c (eine Statistik, vergleichbar mit [SEH89]) und 22615 Ereignisse bei 1.910 GeV/c.

Überdies ermöglichen die Daten die Auswertung anderer offener Kanäle wie $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma\gamma$ insbesondere im Hinblick auf $\bar{p}p\bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{c.c.}$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$. Basierend auf Missing-Mass-Untersuchungen werden in dieser Dissertation ein Selektionsverfahren und daraus resultierend eine Wirkungsquerschnittsschätzung vorgestellt.

Theoretische Modelle und experimentelle Meßgrößen

Die Winkelabhängigkeiten sowohl der Polarisierungen der einzelnen Hyperonen als auch der Spinkorrelation zwischen beiden Hyperonen sind bei der Interpretation der gemessenen Daten von besonderem Interesse. Diese Meßgrößen werden als Funktion des $\bar{\Lambda}$ -Winkels $\Theta_{\bar{\Lambda}}^*$ im Schwerpunktsystem (CMS) der Reaktion angegeben und sind neben dem differentiellen Wirkungsquerschnitt besonders gut geeignet, die Vorhersagen verschiedener theoretischer Ansätze zu überprüfen. Weiterhin ist die Ermittlung des über den gesamten CMS-Winkelbereich integrierten Wirkungsquerschnittes von Wichtigkeit. Der differentielle Wirkungsquerschnitt z.B. läßt sich mittels

$$\frac{\delta\sigma}{\delta\Omega} \propto \left| \langle \Psi_{\Lambda\Lambda}^{(-)} | V(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda) | \Psi_{\bar{p}p}^{(+)} \rangle \right|^2 \quad [3.1]$$

beschreiben. Die Wellenfunktionen werden durch die zwischen den Teilchenpaaren wirkenden Potentiale mit 'initial' und 'final state'-Wechselwirkung bestimmt. Zur Beschreibung des $\bar{p}p$ -Verhaltens wird oft das optische Potential zur Hilfe genommen. Sein Realteil beschreibt die abstandabhängigen abstoßenden oder anziehenden Kräfte zwischen den Teilchen, also den elastischen Streuvorgang. Der Imaginärteil dagegen enthält im wesentlichen Absorptionvorgänge. Das Übergangsmatrixelement zwischen der $\bar{p}p$ -Wellenfunktion $\Psi_{\bar{p}p}^{(+)}$ und der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Wellenfunktion $\Psi_{\Lambda\Lambda}^{(-)}$ bestimmt sich, indem ein Potential V auf $\Psi_{\bar{p}p}^{(+)}$ angewendet wird. Über $\Psi_{\Lambda\Lambda}^{(-)}$ weiß man in Bezug auf die Wechselwirkungen innerhalb des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paares recht wenig - einer der Gründe, weshalb das PS185-Experiment von besonderer Wichtigkeit ist.

Das Überführungspotential V ist es, in dem sich die verschiedenen theoretischen Ansätze zur Beschreibung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ unterscheiden. Es lassen sich zwei Hauptströmungen erkennen: Von der QCD-Theorie ausgehende Ansätze, die das Verhalten einzelner Quarks zu beschreiben versuchen, auf der einen Seite, und andererseits das herkömmliche Ein-Boson-Austauschbild (OBE-Theorie) unter Verwendung störungstheoretischer Korrekturen (DWBA) mit in diesem Fall besonderem Augenmerk auf den Austausch von Mesonen.

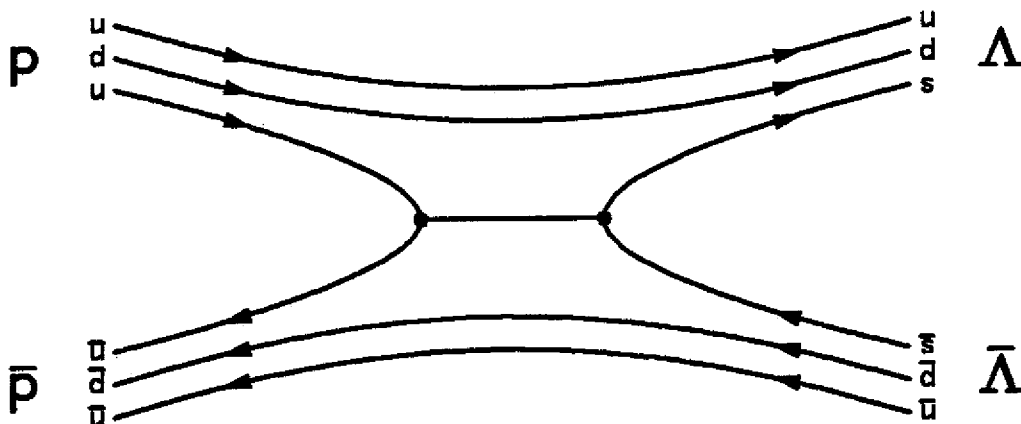


Fig.3.1 Quarklineendiagramm der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ (3S_1 -Modell). Der Übergang zwischen $\bar{u}u$ -Vernichtung und $\bar{s}s$ -Erzeugung wird mittels Gluonen bewerkstelligt.

In der ersten Gruppe sind das Ein-Gluon-Austausch- und das Vakuum-Paarerzeugungsmodell zu nennen. Beide beschreiben den Übergang $\bar{q}q \rightarrow \bar{s}s$, nur legen sie verschiedenen Übergangszustände zugrunde.

Im Vakuum-Paarerzeugungsmodell werden die Quantenzahlen des Vakuums benutzt, um den Zwischenzustand zwischen Vernichtung und Erzeugung zu überbrücken (Fig.2.2). In der Vergangenheit durchgeführte Messungen u.a. des PS185-Experiments haben gezeigt, daß $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paare mit parallelen Spins - also in einem Spin-Triplettzustand erzeugt werden. Die Quantenzahlen des Vakuums $J^P = 0^+$ in Verbindung mit der Forderung nach einem Triplettzustand legen aus Drehimpuls- und Paritätserhaltungsgründen die Quantenzahlen des $\bar{s}s$ -Paares zu $J = 0$ und $L = \text{ungerade}$ fest. Bei kleinen Energien gilt $L = 1$, und die resultierende Bezeichnung $^{2S+1}L_J = ^3P_0$ gibt dem Modell seinen Namen: 3P_0 -Modell.

Aus denselben Gründen werden beim Ein-Gluon-Austauschmodell für die $\bar{q}q$ - und $\bar{s}s$ -Paare die Quantenzahlen $J = 1$ und $L = \text{gerade}$ gefordert. Die Quantenzahlen des Gluons $J^P = 1^-$, verbunden mit der Voraussetzung kleiner Energien ($L = 0$) ergeben den Namen für das 3S_1 -Modell. Berechnungen auf Grundlage dieser Modelle sind u.a. von [GEN84], [BUR88], [FUR87] und [RUB85] durchgeführt worden.

In der OBE-Theorie geht die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ unter Austausch eines virtuellen Meson vonstatten (Fig.3.2). Virtuell ist dieses Meson deshalb, weil es sich im Gegensatz zu 'echten' Teilchen nicht entlang der Zeitachse bewegt, sondern 'senkrecht' dazu im sog. 't-Kanal', es tritt also nicht als meßbares Teilchen auf. Die möglichen Kandidaten sind das pseudoskalare Meson K (495, 0^-), das Vektormeson K^* (892, 1^-), das skalare Meson K_0^* (1430, 0^+) und das Tensormeson K_2^* (1430, 2^+). Die eingeklammerten Werte sind die Masse (in MeV/c²) und die Kombination aus Isospin und Parität J^P . Theoretische Untersuchungen unter Zuhilfenahme einzelner der o.g. Mesonen sind von verschiedenen Autoren durchgeführt worden, deren Ansätze sich hauptsächlich darin unterscheiden, ob die Annahme eines K-Austausches unter Berücksichtigung einer langreichweitigen 'final-state'-Wechselwirkung ausreicht ([KOH86a,b], [KOH88a,b], [LAF88], [SHA88], [TIM88], [TIM91]), oder ob kurzreichweitige K^* - und K_2^* -Austausche eine ebenso realistische Beschreibung liefern ([PLA71], [TAB85], [HAI91]).

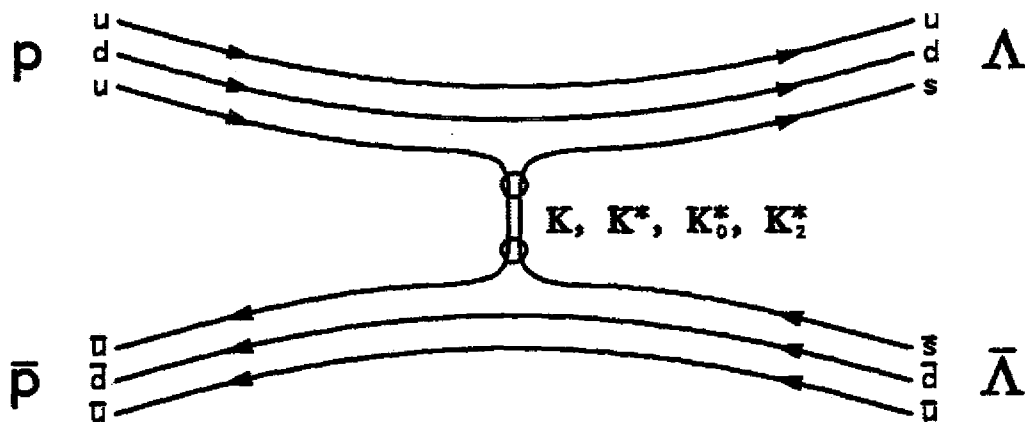


Fig.3.2 Quarkliniendiagramm der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ (OBE-Modell), Austausch eines virtuellen Mesons.

Der Mechanismus der Vernichtungs-/Erzeugungsreaktion ist nicht direkt meßbar, weshalb man sich damit behilft, die Vorhersagen der einzelnen Theorien bezüglich Wirkungsquerschnitt, Polarisation, Spinkorrelation usw. mit den Experimentdaten zu vergleichen. Somit ist das Experiment von essentieller Bedeutung, um die einzelnen theoretischen Ansätze zu überprüfen.

Die Entscheidung, ob die Hyperonenerzeugungsreaktion vorwiegend als S- oder P-Welle oder Welle höherer Ordnung vonstatten geht, kann an der Reaktionsschwelle auf relativ einfache Weise getroffen werden. Hier sind wegen der geringen Überschußenergie ε nur die niedrigsten Partialwellen möglich. Der Anstieg des totalen Wirkungsquerschnitts ist in diesem Bereich sehr aussagekräftig. Bemerkenswert ist eine starke P-Wellenbeimischung schon knapp oberhalb der Schwelle, die bei steigendem Strahlimpuls gegenüber der S-Welle mehr und mehr dominiert. Überdies sagt [SHA88] wegen eines Sprungs im strahlimpulsabhängigen Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts bei $p_{\bar{p}} = 1438 \text{ MeV/c}$ - die Überschußenergie ε beträgt hier 1 MeV/c - eine starke P-Wellenresonanz voraus. Bei den in dieser Dissertation untersuchten Strahlimpulsen im Bereich um 1.9 GeV/c treten Partialwellen höherer Ordnungen verstärkt auf, weshalb die theoretischen Vorhersagen in diesem Impulsbereich sehr spärlich gesät sind. Eine Berechnung, die außer S- und P-Wellen auch Anregungen höherer Partialwellen wie D und F in Betracht ziehen muß, kann aufgrund der dadurch gewonnenen Freiheitsgrade in Form zusätzlicher Anpassungsparameter die rechnerische Reproduktion gemessener Daten um so einfacher durchführen. Die Voraussagen in noch nicht ausgemessene höhere Impulsbereiche sind aber umso komplizierter.

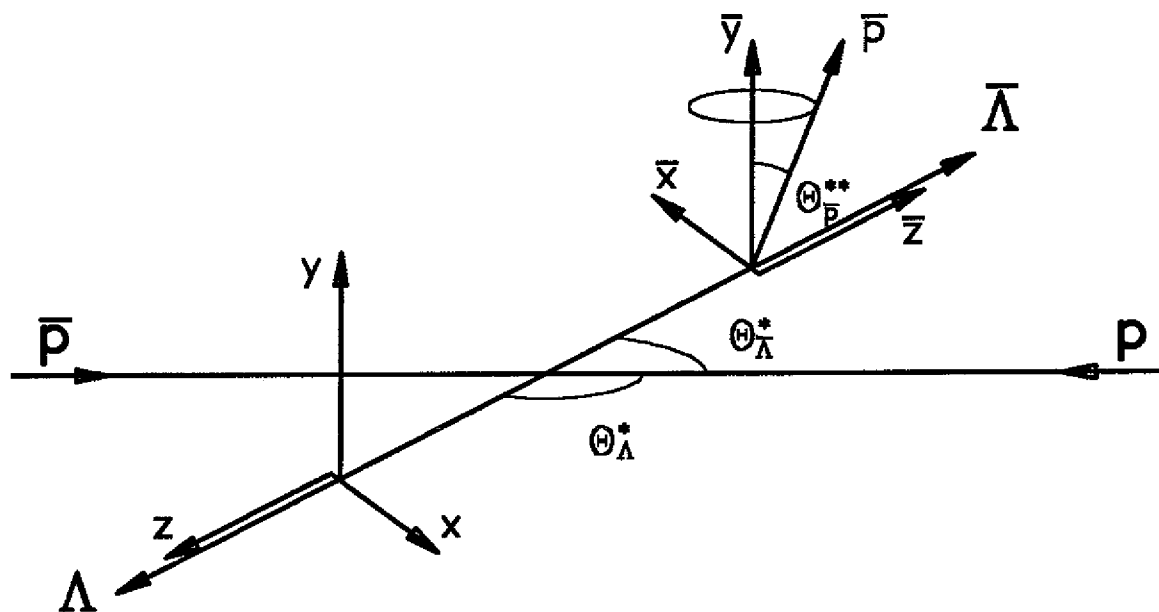


Fig.3.3 Lage der Koordinaten im Schwerpunktsystem der Hyperonenproduktion

Selbst [TAB91] beschränkt sich bei seinen neuesten Berechnungen auf S- und P-Welle und nimmt dabei in Kauf, die von [SEH89] bei einem Strahlimpuls von 1.695 GeV/c gemessenen Daten nicht realistisch beschreiben zu können. Angeregt

durch vorläufige Daten der PS185-Kollaboration bei 1.918 GeV/c sind in letzter Zeit unter Einbeziehung älterer Messungen bei 1.85 und 2.5 GeV/c Berechnungen für diese hohen Impulse durchgeführt worden ([LAF91]). Ein Hauptgegenstand solcher Berechnungen ist der differentielle Wirkungsquerschnitt (Wirkungsquerschnitt aufgetragen gegen den CMS-Winkel des $\bar{\Lambda}$).

Aufgrund der unter starker Wechselwirkung ablaufenden Hyperonenerzeugung, kann wegen Paritätserhaltung eine Polarisation der Hyperonenspins nur senkrecht auf die Produktionsebene auftreten. Diese Richtung ist gemäß Fig.3.3 als y-Koordinate festgelegt [ATH74]. Die Richtung der Zerfallsteilchen läßt Rückschlüsse auf die Hyperonenpolarisation zu. Aufgrund der Mischung von S- und P-Welle beim Zerfall weisen die Winkelverteilungen der Zerfälle eine Asymmetrie bzgl. der Spinrichtung des Hyperons auf [PER90]. Betrachtet man z.B. das Zerfallsproton im Schwerpunktsystem des Lambdas und beachtet, daß eine mögliche Λ -Polarisation nur in y-Richtung auftreten kann, ergibt sich die winkelabhängige Intensitätsverteilung I des Protons in Abhängigkeit vom Λ -Produktionswinkel im CMS der Reaktion (*) und vom Winkel des Zerfallsprotons im Eigensystem des jeweiligen Λ -Teilchens (**) zu

$$I(\Theta_p^{**}, \Theta_{\Lambda}^{*}) = 1 + \alpha P_y(\Theta_{\Lambda}^{*}) \cos(\Theta_p^{**}). \quad [3.2]$$

Der Asymmetrieparameter α wird in der Literatur [PDG90] angegeben zu :

$$\alpha = -\bar{\alpha} = 0.642 \pm 0.013 \quad [3.3]$$

Die eigentliche Bestimmung der Polarisation des Hyperons geschieht unter Anwendung entweder des 'method of moments'- [ATH74] oder des 'method of weighted sums'-Verfahrens [BEC78], [BES79]. Ersteres liefert die Polarisation gemäß

$$P = \frac{3}{\alpha} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \cos \Theta_p^{** (i)}, \quad [3.4]$$

als Mittelwert der Protonenwinkel, letzteres das Produkt von Asymmetrieparameter und Polarisation

$$\alpha P = \frac{\sum_{i=1}^N \cos \Theta_p^{** (i)}}{\sum_{i=1}^N \cos^2 \Theta_p^{** (i)}} \quad [3.5]$$

mit der Standardabweichung

$$\sigma(\alpha P) = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \cos^2 \Theta_p^{** (i)}}} \quad [3.6]$$

Dieses Verfahren ist aber nur anwendbar, wenn die Detektorakzeptanz periodisch ist :

$$A(\varphi) = A(\varphi + \pi). \quad [3.7]$$

Unter Zuhilfenahme des Literaturwertes für den Asymmetrieparameter kann man die Polarisation und deren Fehler berechnen. Dazu unterteilt man den Θ_{Λ}^* -Winkelbereich in geeigneter Weise in Intervalle und mittelt nach Korrektur der Akzeptanzverluste des Detektorsystems die Polarisation über den vollen $\Theta_{\bar{p}}^*$ -Bereich.

Zur Berechnung der Spinkorrelation betrachtet man beide Hyperonenzerfälle, wobei die Intensitätsverteilung der Zerfallsbaryonen (hier $p, \bar{p}$) gegeben ist durch

$$I(\Theta_{\bar{p}_i}^{**}, \Theta_{p_j}^{**}, \Theta_{\Lambda}^*) = \frac{1}{16\pi^2} \left(1 + \alpha P_y \cos \Theta_{p_y}^{**} + \bar{\alpha} P_{\bar{y}} \cos \Theta_{\bar{p}_y}^{**} + \alpha \bar{\alpha} \sum_{i,j} C_{ij} \cos \Theta_{\bar{p}_i}^{**} \cos \Theta_{p_j}^{**} \right), \quad [3.8]$$

mit $i = \bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$ und $j = x, y, z$. Zu beachten ist hierbei, daß im Gegensatz zur Polarisationsberechnung auch die x- und z-Komponenten der (Anti)protonrichtung für die Spinkorrelation von Bedeutung sind. Die Spinkorrelationskoeffizienten C_{ij} sind über die Pauli-Spinmatrizen $\sigma_i^{\bar{\Lambda}}$ und die Dichtematrix im Ausgangskanal $\rho_{\bar{\Lambda}\Lambda}$ definiert :

$$C_{ij} = \langle \sigma_i^{\bar{\Lambda}} \cdot \sigma_j^{\Lambda} \rangle = \frac{\text{Sp}(\rho_{\bar{\Lambda}\Lambda} \sigma_i^{\bar{\Lambda}} \sigma_j^{\Lambda})}{\text{Sp}(\rho_{\bar{\Lambda}\Lambda})} \quad [3.9]$$

Zur experimentellen Bestimmung dieser Korrelationskoeffizienten C_{ij} und ihrer Fehler $\sigma(C_{ij})$ benutzt man das als 'method of moments' bezeichnete Verfahren [ATH74] :

$$C_{ij} = \frac{9}{\alpha \bar{\alpha}} \langle \cos \Theta_{\bar{p}_i}^{**} \cdot \cos \Theta_{p_j}^{**} \rangle = \frac{9}{\alpha \bar{\alpha}} \frac{1}{N} \sum_{v=1}^N (\cos \Theta_{\bar{p}_i}^{**} \cos \Theta_{p_j}^{**})^{(v)}, \quad [3.10]$$

$$\sigma(C_{ij}) = \frac{1}{\alpha^2} \sqrt{\frac{9 - (\alpha \bar{\alpha} C_{ij})^2}{N}} \cong \frac{3}{\alpha^2} \sqrt{\frac{1}{N}}. \quad [3.11]$$

Aus o.g. Paritätserhaltungs- und Ladungskonjugationsgründen ergibt sich zwingend für die Nicht-Diagonalelemente :

$$C_{xy} = C_{yx} = C_{yz} = C_{zy} = 0 \quad [3.12]$$

und allgemein :

$$C_{ij} = C_{ji}, \quad [3.13]$$

womit die Matrix der Spin-Korrelationskoeffizienten dann folgendes Aussehen hat :

$$\begin{pmatrix} C_{xx} & 0 & C_{zx} \\ 0 & C_{yy} & 0 \\ C_{xz} & 0 & C_{zz} \end{pmatrix} \quad [3.14]$$

Um nun Aussagen über den Spinzustand des Hyperonensystems machen zu können, errechnet man den Erwartungswert des Spin-Singulett-Projektionsoperators S unter

Verwendung der Pauli-Spinmatrix $\vec{\sigma}$, der auch als 'singlet fraction' - also der Spin-Singulett-Anteil - bezeichnet wird :

$$S = \frac{1}{4} (1 - \langle \vec{\sigma}^{\bar{\Lambda}} \cdot \vec{\sigma}^{\Lambda} \rangle) = \frac{1}{4} (1 + C_{xx} - C_{yy} + C_{zz}) \quad [3.15]$$

Dieser ist für

$$\begin{aligned} \text{reinen Triplett-Zustand} &= 0 \\ \text{reinen Singulett-Zustand} &= 1 \\ \text{unkorrelierte } \bar{\Lambda}\Lambda\text{-Spinrichtungen} &= 1/4 \end{aligned}$$

Ein signifikanter Unterschied der Asymmetrieparameter α und $\bar{\alpha}$ wäre ein Indiz für eine mögliche Verletzung der CP-Invarianz. Das Verhältnis

$$A = \frac{\alpha + \bar{\alpha}}{\alpha - \bar{\alpha}} \quad [3.16]$$

wäre dann von Null verschieden. α und $\bar{\alpha}$ sind nicht direkt meßbar. Wenn man aber aufgrund der unter starker Wechselwirkung vonstatten gehenden Hyperonenproduktion die jeweilige Polarisierung von Λ und $\bar{\Lambda}$ als gleich groß voraussetzt, reicht es, das Verhältnis

$$A = \frac{\alpha P_y + \bar{\alpha} P_{\bar{y}}}{\alpha P_y - \bar{\alpha} P_{\bar{y}}} \quad [3.17]$$

zu berechnen. Die αP_y -Werte sind aus der Polarisationsberechnung bekannt. Der Fehler von A ergibt sich mittels Fehlerfortpflanzung zu

$$\sigma(A) = \sqrt{\left(\frac{-2\bar{\alpha} P_{\bar{y}}}{(\alpha P_y - \bar{\alpha} P_{\bar{y}})^2} \sigma(\alpha P_y) \right)^2 + \left(\frac{2\alpha P_y}{(\alpha P_y - \bar{\alpha} P_{\bar{y}})^2} \sigma(\bar{\alpha} P_{\bar{y}}) \right)^2} . \quad [3.18]$$

Detektor

Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ hat wegen der gegenüber den Protonen im Eingangskanal höheren Masse der Λ -Teilchen im Laborsystem nur einen begrenzten Öffnungswinkelbereich für die Λ -Teilchen und deren Zerfallsprotonen zur Verfügung. Da die Zerfallsprotonen innerhalb eines Winkels von 45° bleiben, hat der Detektor des PS185-Experimentes für sie volle geometrische Akzeptanz (4π). Sein Aufbau soll anhand Fig.4.1 kurz beschrieben werden. Die Lage des Koordinatensystems ist: In Strahlrichtung (z-Achse) gesehen weisen die x-Achse nach rechts und die y-Achse nach unten (rechtshändiges System).

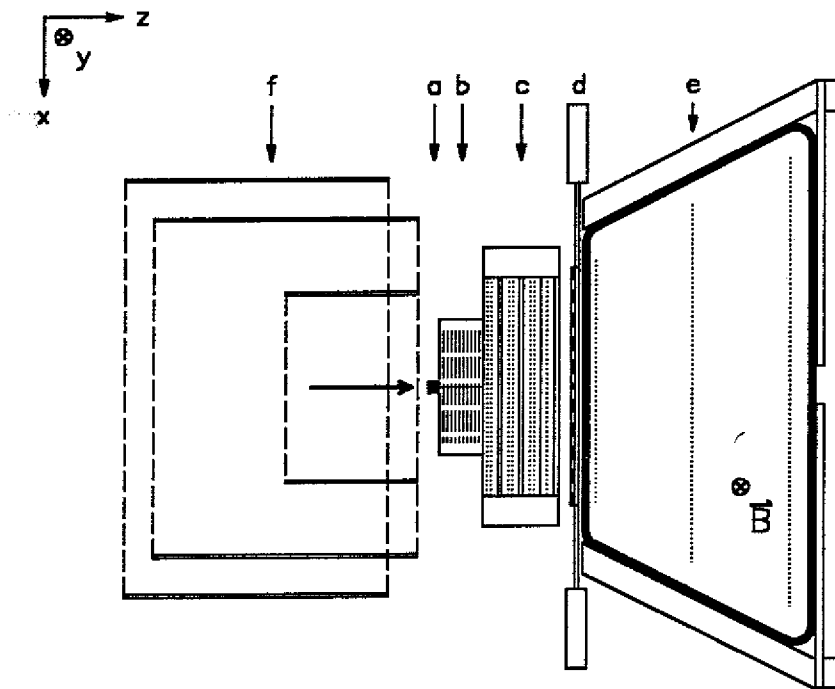


Fig.4.1 Schematische Zeichnung des PS185-Detektors (von oben gesehen) mit Target (a), MWPC (b), Driftkammern (c), Szintillatorrhodoskop (d), Solenoid (e), und 'limited streamer tubes' (f).

Da man eine möglichst hohe Ereignisrate bei gegebenem Antiprotonenstrahl erzielen möchte, ist das Target 'a' relativ dick gewählt (1 cm CH_2). Um aber gleichzeitig noch eine gute Lokalisierbarkeit der stattfindenden Reaktionen zu gewährleisten, ist es in eine Folge kleiner hintereinander angeordnete Vollzylinder unterteilt (Fig.4.2), die jeweils von Szintillatortröhrchen (S_{2-i}) als Antizählern umgeben sind. Zwischen den Zylindern befinden sich dünne (0.2 mm) Szintillatorscheibchen (S_{3-i}), mittels derer man festlegen kann, in welcher Targetzelle die gesuchte Reaktion mit Sicherheit nicht stattgefunden hat. Da man eigentlich nur reine $\bar{p}p$ -Reaktionen betrachten will, ist den in diesem Fall vier CH_2 -Zellen eine ^{12}C -Zelle vorgeschaltet, um den ^{12}C -Untergrund in den CH_2 -Zellen abschätzen zu können. Vor den fünf Targetzellen

befinden sich zwei Szintillatorscheibchen (S_{1A} , S_{1B}), deren Signale bei Koinzidenz das Eintreffen eines Antiprotons anzeigen. Der Durchmesser des S_{1B} -Zählers ist bewußt etwas kleiner gewählt als der der Targetzellen, um eine Justage derselben in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung durchzuführen und um die Strahlposition mittels der strahlaufwärts stehenden Dipole und Quadrupole auf die Targetmitte einstellen zu können. Die Auslese der Szintillatoren geschieht über Plexiglaslichtleiter und Photomultiplier.

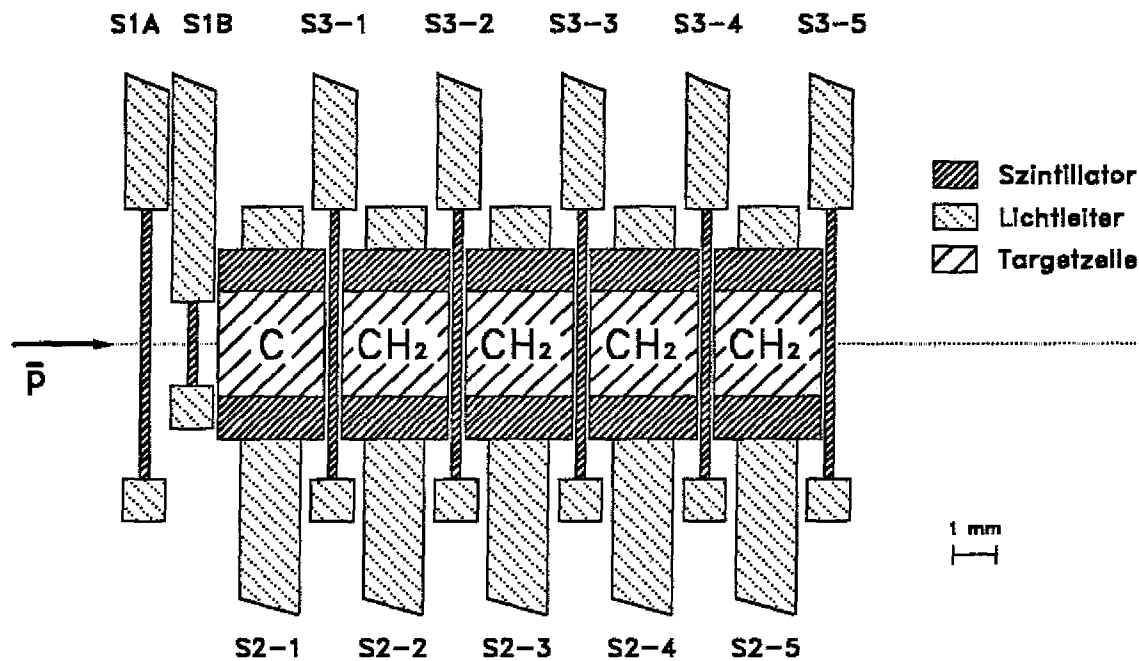


Fig.4.2 Schnitt durch das Target entlang der z-Achse

Die in Strahlrichtung direkt ans Target anschließenden zehn Vieldraht-Proportionalkammer-Ebenen 'b' (Multi-Wire-Proportional-Chamber, MWPC) sind nicht gemäß des Detektorkoordinatensystems ausgerichtet, sondern in der x-y-Ebene um 45° gedreht. Die veränderten Achsen des gedrehten Koordinatensystem werden im weiteren als u- bzw. v-Achse bezeichnet. Die abwechselnd in u bzw. v ausgerichteten Ebenen bestehen aus je 160 Drähten mit einem Abstand von 1.27 mm (1/20 inch). Daraus ergibt sich eine aktive Fläche von $(20.3 \times 20.3) \text{ cm}^2$. Der Abstand aufeinanderfolgender Ebenen beträgt 1 cm, zwischen zwei Ebenen ist jeweils eine $12 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumfolie als Kathode gespannt. Der geometrische Nullpunkt des gesamten Detektors in z-Richtung wird auf die erste Kathodenebene, also 0.5 cm vor der ersten Drahtebene festgelegt.

Die Driftkammern 'c' (DC13) bestehen aus 13 Ebenen, die bis auf die letzten drei Ebenen in 2er-Gruppen zusammengefaßt sind, sodaß auf zwei Ebenen mit x-Ausrichtung zwei in y ausgerichtete Ebenen folgen. Fig.4.3 zeigt eine Driftzelle. Die Auslese erfolgt hier über Signaldrahtpaare, um eine rechts-links- (bzw. oben-unten-) Unterscheidung machen zu können. Um die elektrostatische Abstoßung der einzelnen Drähte eines Signaldrahtpärchens zu minimieren, werden diese mittels mehrerer angeschweißter kurzer Nylonfäden auf Distanz gehalten. Wie bei

Driftkammern üblich, werden anstatt Kathodenfolien Einzeldrähte benutzt, mit denen durch Anlegen einer zur Zellenmitte hin abgestuften Kathodenspannung ('graded field') ein annähernd homogenes Driftfeld geschaffen wird.

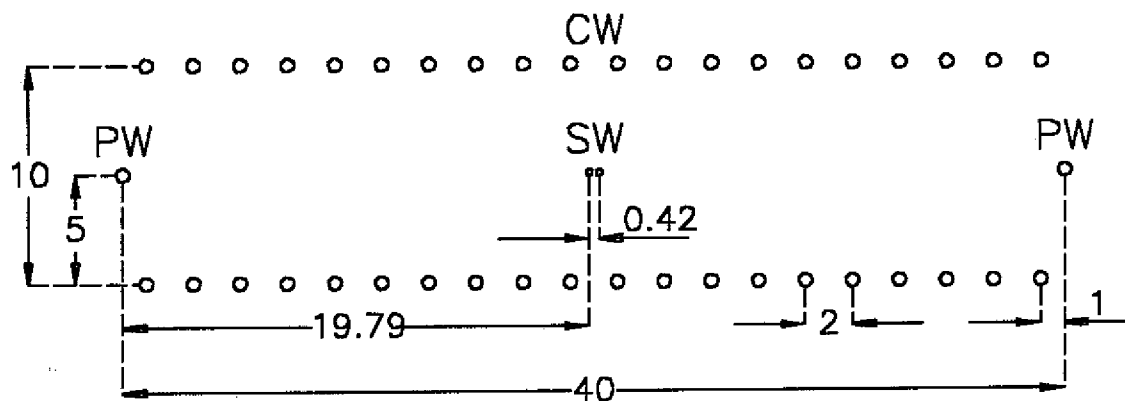


Fig.4.3 Schnitt durch eine Driftzelle (alle Maße in mm), SW: Signaldrähte, PW: Potentialdrähte, CW: Kathodendrähte.

Die jeweils mittleren Drähte der Kammerebenen von MWPC und DC13 sind im Zentrum galvanisch verdickt, um dort Gasverstärkung zu vermeiden und so den Nachweis von den Detektor reaktionslos durchquerenden Strahlantiprotonen zu unterdrücken.

Die bis hierhin beschriebenen Detektorelemente sind mechanisch zusammengefaßt und können auf Schienen als Ganzes gegenüber den nun folgenden ortsfesten Einzeldetektoren in z-Richtung verschoben werden, um die geometrische Akzeptanz des Experimentes unterschiedlichen Strahlimpulsen und Reaktionskinematiken anpassen zu können.

Das Szintillatorrhodoskop 'd' dient einerseits neben den Drahtkammern zur Spurrekonstruktion, andererseits werden zu Triggerzwecken z.B. geladene Zerfallsteilchen schnell nachgewiesen. Die zwei in x bzw. y ausgerichteten Ebenen bestehen aus jeweils 10 ($62 \times 3 \times 4$) cm³ großen links und rechts bzw. ober- und unterhalb vom Strahl angebrachten Szintillatorstreifen mit beidseitiger Photomultiplerauslese. Zwischen den Halbebenen befinden sich einseitig ausgelesene Szintillatoren mit den Abmessungen ($30.5 \times 1 \times 4$) cm³, wodurch für den Antiprotonenstrahl eine Durchlaßfläche von 1 cm² entsteht.

Die folgenden 3 Driftkammerebenen 'e' sind in y-Richtung orientiert und befinden sich in einem Solenoiden, um die Ladung der Zerfallsteilchen festzustellen. Diese mißt man als Ablenkung der Teilchenbahn in der x-z-Projektion (Sagitta), da das Magnetfeld senkrecht auf die x-z-Ebene gerichtet ist. Die Kammerebenen entsprechen in ihrer Bauform den DC13-Ebenen, nur nimmt ihre Ausdehnung strahlabwärts zu, um die 4π -Nachweiswahrscheinlichkeit für Zerfalls(anti)protonen selbst bei Ablenkung durch das Magnetfeld zu gewährleisten.

Für die Reaktion

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{K}_S^0 K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^+ \quad [4.1]$$

wurden strahlaufwärts 'limited streamer tubes' angebracht, die das Target teilweise umgeben. Sie sollen die aus dem K_S^0 -Zerfall stammenden geladenen Pionen nachweisen und deren Spurrekonstruktion erlauben. Die Auslese erfolgt innerhalb der parallel zur Strahlachse angebrachten Ebenen 2-dimensional. Eine Dimension wird durch die Richtung der Drähte abgedeckt, die andere erhält man durch die senkrecht zu den Drähten ausgeführte Segmentierung der Abdeckfolie. Die im Kammergas produzierten Raumladungen können wegen des relativ hohen ohmschen Widerstandes der Kathodenbeschichtung nicht sofort abfließen und induzieren eine Ladung auf diesen Folienstreifen. Diese Detektoren wurden für die Auswertung nicht benutzt, genausowenig wie die Mikrostreifenzähler im Targetbereich, von denen im Jahre 1988 nur zwei Testebenen zur Verfügung standen, mit denen die Ratenverträglichkeit im Experiment getestet werden sollte. Zur Spurrekonstruktion eines einlaufenden Antiprotons braucht man aber 2 x-y-Systeme, also 4 Einzelebenen. Diese wurden erst ab 1989 eingesetzt.

Trigger

Das in Kapitel 4 vorgestellte Sandwich-Target in Kombination mit dem Szintillatorhodoskop ermöglicht einen schnellen Trigger für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi\pi^-$. Zur Signatur eines Λ -Triggers verlangt man im Target eine neutrale Produktion ($\bar{\Lambda}\Lambda$) und im Hodoskop mindestens 2 geladene Treffer (die beiden Zerfalls(anti)protonen). Daß in der Realität schon ein Treffer pro Ebene als Triggerbedingung als ausreichend angesehen wird, liegt daran, daß man keine 'guten' Ereignisse aufgrund von Detektorineffizienzen verlieren möchte. Die Koinzidenz $S_{1A} \wedge S_{1B}$ signalisiert, wie schon im vorigen Kapitel ausgeführt, das Einlaufen eines Antiprotons und liefert, wenn die weiteren Triggerbedingungen auch erfüllt sind, das Startsignal für die Ausleseelektronik. Für ein neutrales Ereignis in z.B. Zelle 2 sieht die gesamte Triggerbedingung folgendermaßen aus :

$$(S_{1A} \wedge S_{1B}) \wedge \overline{S_{2_1}} \wedge S_{3_1} \wedge \overline{S_{2_2}} \wedge \overline{S_{3_2}} \wedge \left[\left(\sum S_{z_x} \geq 1 \right) \wedge \left(\sum S_{z_y} \geq 1 \right) \right] \quad [5.1]$$

Kein geladenes Teilchen darf die Triggerzelle '1' seitlich verlassen haben ($\overline{S_{2_1}}$), wohl aber muß das Antiproton Zelle '2' erreicht haben (S_{3_1}), darf diese aber nicht verlassen, weder seitlich ($\overline{S_{2_2}}$) noch strahlabwärts ($\overline{S_{3_2}}$). Ebenso dürfen keine geladenen Reaktionen diese Zelle verlassen. Die folgenden Zellen '3'-'5' werden dann nicht betrachtet, schließlich könnten sie von geladenen Teilchen aus einem Hyperonenzerfall getroffen worden sein. Im Hodoskop muß, wie schon ausgeführt, jede Ebene mindestens einen Treffer aufweisen. Folgende Wahrheitstabelle ergibt die 'neutrale' Triggerbedingung :

Zelle	$(S_{1A} \wedge S_{1B})$	S_{2_1}	S_{3_1}	S_{2_2}	S_{3_2}	S_{2_3}	S_{3_3}	S_{2_4}	S_{3_4}	S_{2_5}	S_{3_5}
1	T	F	F	-	-	-	-	-	-	-	-
2	T	F	T	F	F	-	-	-	-	-	-
3	T	F	T	F	T	F	F	-	-	-	-
4	T	F	T	F	T	F	T	F	F	-	-
5	T	F	T	F	T	F	T	F	T	F	F

[5.2]

Einfach ausgedrückt, es müssen alle S_3 -Zähler 'vor' der aktuellen Zelle getroffen sein. Ohne Signal bleiben erstens der S_3 -Zähler dieser Zelle und zweitens alle S_2 -Zähler strahlaufwärts einschließlich der die aktuelle Zelle umgebenden.

Zur Kalibration wird der 'beam event'-Trigger benutzt :

Zelle	$(S_{1A} \wedge S_{1B})$	S_{2_1}	S_{3_1}	S_{2_2}	S_{3_2}	S_{2_3}	S_{3_3}	S_{2_4}	S_{3_4}	S_{2_5}	S_{3_5}
1	T	F	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2	T	F	T	F	-	-	-	-	-	-	-
3	T	F	T	F	T	F	-	-	-	-	-
4	T	F	T	F	T	F	T	F	-	-	-
5	T	F	T	F	T	F	T	F	T	F	-

[5.3]

Hier ist nur von Interesse, daß ein Strahlteilchen eine bestimmte Targetzelle erreicht hat, was danach mit ihm passiert, ist nicht von Belang. Mit dieser Triggereinstellung lassen sich Antiprotonen-Flußkorrekturen für die einzelnen Zellen durchführen.

Der 'elastische' Trigger verlangt neben dem 'beam event'-Trigger noch mindestens einen Treffer im Hodoskop, dessen mittlerer Bereich (Streifen '9'-'13' in 'x' und 'y') antikoinzident bewertet wird, um den ungestreuten Primärstrahl von vornherein auszublenden. Das Auftreten von zwei oder mehr Treffern in 'x' deutet auf eine Reaktion der Form $\bar{p}p \rightarrow n \cdot (\pi^+\pi^-) m \cdot \pi^0$ hin und wird ebenfalls von Trigger ausgeschlossen. Die diesen Bedingungen genügenden elastischen Ereignisse eignen sich zur Kalibration der Driftzeit-Position-Zuordnung der Driftkammern und zur Bestimmung der geometrischen Positionen einzelner Detektorkomponenten.

Datenaufnahme

Die Datenaufnahme geschieht in erster Linie mit Geräten der CAMAC-Norm. Die einzelnen CAMAC-Systeme werden von einem 'Micro programmable Branch Driver' (MBD-11) gesteuert und ausgelesen (Fig.5.1) Dieser erhält seine Programme und Instruktionen von einer μ VAX II und liefert dieser die ausgelesenen Daten. Diese schreibt er direkt in den Speicher der μ VAX II. Der MBD-11 führt - gesteuert durch die μ VAX - hauptsächlich zwei Funktionen aus: Zur Datenaufnahme wird ein spezielles Programm installiert, das selbsttätig die Auslese steuert und die Daten in ein jeweils freies Segment des 'shared memory'-Bereiches der μ VAX schreibt. Die Initialisierung dieses Programms geschieht von der μ VAX aus, die dem MBD-11 auch die jeweils freien Speichersegmente mitteilt.

Zur Experimentsteuerung wird der MBD-11 als Interface VAX-CAMAC benutzt. Es werden verschiedene Module wie z.B. Hochspannungsnetzgeräte, Zähler (Scaler), usw. gesteuert, wobei für diesen Zweck der CAMAC-Branch-Highway - eine schnelle Verbindung der CAMAC-Systeme untereinander (incl. MBD-11) - in 'Gegenrichtung' zum Strom der ausgelesenen Daten benutzt wird.

Ein Großteil der eigentlichen Messungen wird in FASTBUS-Norm durchgeführt. Die Daten des 32 bit breiten FASTBUSses werden auf 24 bit reduziert und in ein CAMAC-Interface gegeben, von wo aus sie den oben beschriebenen Weg gehen.

Die μ VAX II liest 'shared memory'-Bereich aus und gibt das gelesene Speichersegment danach wieder frei. Die Daten werden dann zu Blöcken zusammengefaßt und auf ein Magnetband (9-Spur) geschrieben. 'Nebenbei' erledigt die CPU (Central Processing Unit) noch andere Aufgaben wie Steuerung und Kontrolle, graphische Darstellung einzelner Ereignisse auf dem Terminal, Histogrammverwaltung und Auslese und Speicherung der Scaler-Daten.

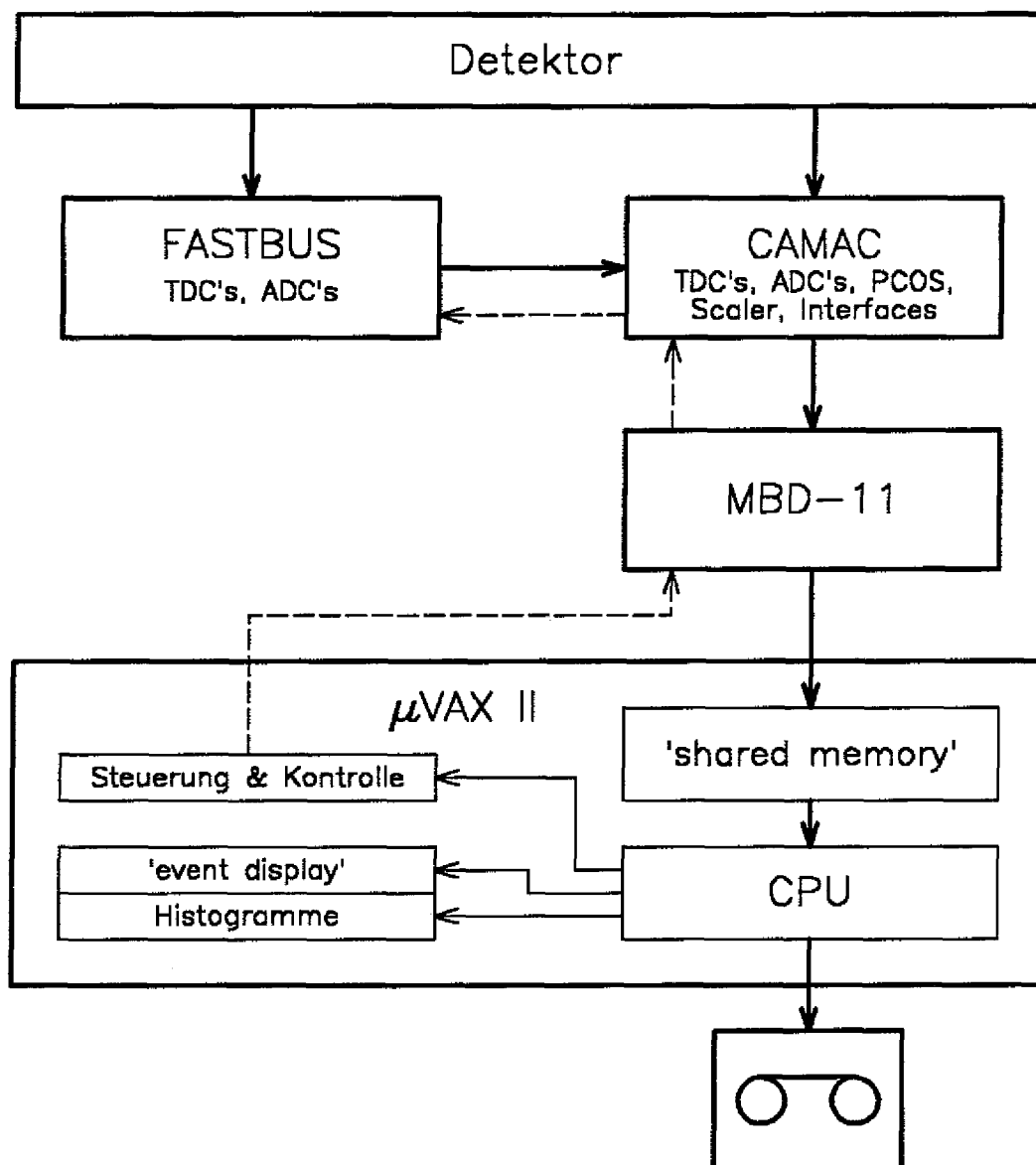


Fig.5.1 PS185-Datenaufnahmesystem. Die dicken Pfeile markieren den Datenfluß, die gestrichelten stellen Steuer- und Kontrollwege dar.

Elektronik

Die Detektorelektronik kann in die Teilbereiche Trigger- und Meßelektronik gegliedert werden. Erstere ist, da sie schnell änderbar und flexibel im Aufbau zu sein hat, hardwaremäßig verdrahtet in NIM-Norm aufgebaut. Die Meßelektronik dagegen besteht fast nur aus FASTBUS- und CAMAC-Modulen (Fig.5.2). Dieser Teil der Elektronik braucht nicht besonders flexibel zu sein, sondern soll eine schnelle Parallelverarbeitung der Detektorsignale erlauben und sich durch eine hohe Packungsdichte auszeichnen.

Die Triggerelektronik erhält die Signale der hinter die Photomultiplier des Targets geschalteten Diskriminatoren und die Summensignale der beiden

Diskriminatorblöcke des Szintillatorhodoskops. Ist eine Triggerbedingung erfüllt, so werden die TDC's freigegeben ('enable') und die ADC-Messung innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls aktiviert ('gate'). Das Starten der einzelnen TDC-Kanäle geschieht durch die jeweilig zugehörigen Diskriminatoren. Nach einer eingestellten Zeit gibt die Triggerlogik ein gemeinsames Haltsignal ('common stop'), das alle TDC's anhält. Dieses ist das verzögerte Signal des S_{1A} -Szintillators, der somit die Zeitbasis für das gesamte Experiment darstellt.

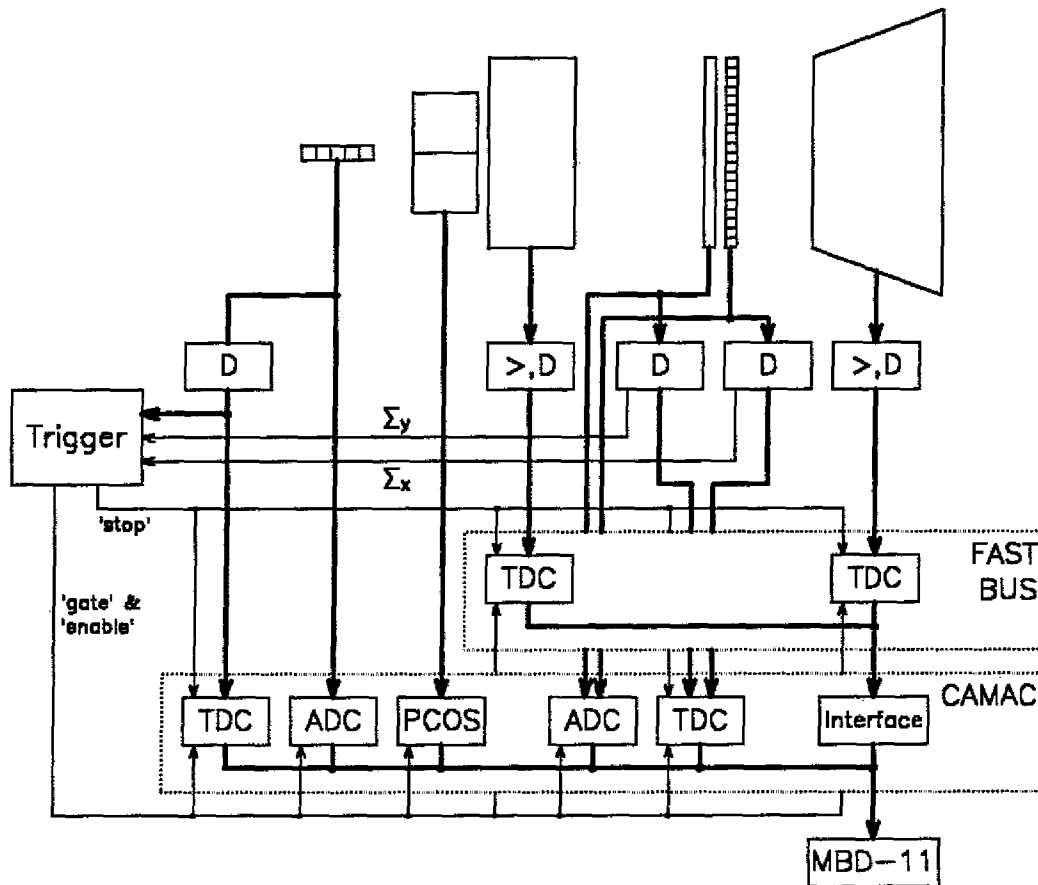


Fig.5.2 Schema der Detektorelektronik. Gezeigt sind die unterschiedlichen Ebenen, angefangen beim Detektor (oben) über Verstärker und Diskriminatoren, die Triggerlogik und die durch sie gesteuerte Meßelektronik. Mehrkanäle Datenleitungen sind dick, Einzelleitungen dünn eingezeichnet.

Die Driftzeiten der Driftkammern werden nach vorheriger Verstärkung und Diskriminierung von FASTBUS-TDC's gemessen. Die anschließende Auslese geschieht über ein FASTBUS-CAMAC-Interface. Die ADC's und TDC's der Szintillationsdetektoren - sowohl die des Targets als auch die des Hodoskops - sind in CAMAC-Norm ausgeführt, ebenso wie das 'PCOS 2'-System zur Auslese der Vieldrahtkammern (MWPC).

Datenauswertprogramm

Die Auswertung und Interpretation der mit dem PS185-Experiment gemessenen Daten geschieht mit dem Programmpaket 'EVALxx' ('xx' steht für das Jahr der Datennahme, hier '88'). Zuerst müssen die vom Datenaufnahmesystem auf Band geschriebenen Informationen dekodiert und mit der Detektorgeometrie in Bezug gesetzt werden. Alle Treffer werden in 2-dimensionale Raumkoordinaten (xz , yz , uz oder vz) senkrecht zur Orientierung der jeweiligen Detektorkomponente umgerechnet, da entlang der Drähte einer Drahtkammer keine Ortsauflösung möglich ist. Bei Szintillator- und MWPC-Treffern geht dies einfach (solange deren z -Ausdehnung nicht zu groß ist). Aus den Driftzeit- und Drahtinformationen der Driftkammern rekonstruiert man aber zuerst einmal vorläufige Raumkoordinaten - vorläufig deshalb, weil sich, wie aus Fig.6.1 ersichtlich, in Abhängigkeit vom Winkel der zu rekonstruierenden Spur bezüglich der Kammerebene andere x - bzw. y -Koordinaten für ein festes z (= Entfernung der Ebene vom Detektornullpunkt) ergeben. Erst wenn der Spurwinkel bekannt ist, können die wahren Raumkoordinaten rekonstruiert werden. Die Driftzeit, die durch die dem Signaldraht am nächsten liegende, von der Spur tangierte Isochrone (Linie gleicher Driftzeit) bestimmt wird, hängt über den Winkel α mit dem im Programm verwendeten Durchstoßpunkt durch die Kammerebene zusammen. Dieser Zusammenhang ist nicht durch eine einfache Gleichung zu beschreiben, weshalb im Auswertprogramm die Winkelkorrekturen mittels Korrektortabellen durchgeführt werden. Der Übergang von Datendekodierung zu -auswertung und -interpretation nach Fig.6.3 ist fließend, denn die Driftkammerkorrekturen gehen direkt in die Spursuch-Routine 'FNDTRK' ein, deren Algorithmus in Fig.6.2 skizziert ist.

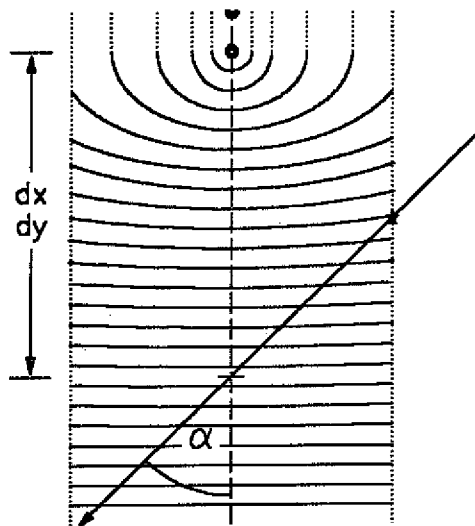


Fig.6.1 Problematik der Driftkammerkorrektur: Rekonstruktion des Durchstoßpunktes aus der gemessenen Driftzeit, die durch die tangierte Isochrone (Stern) gegeben ist.

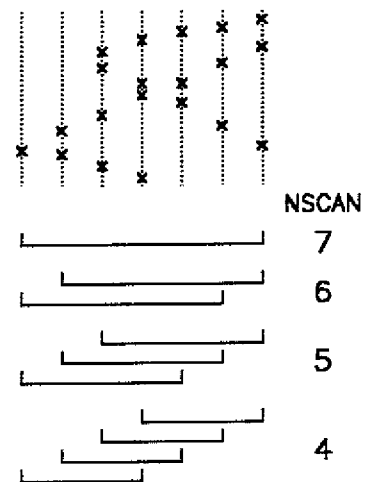
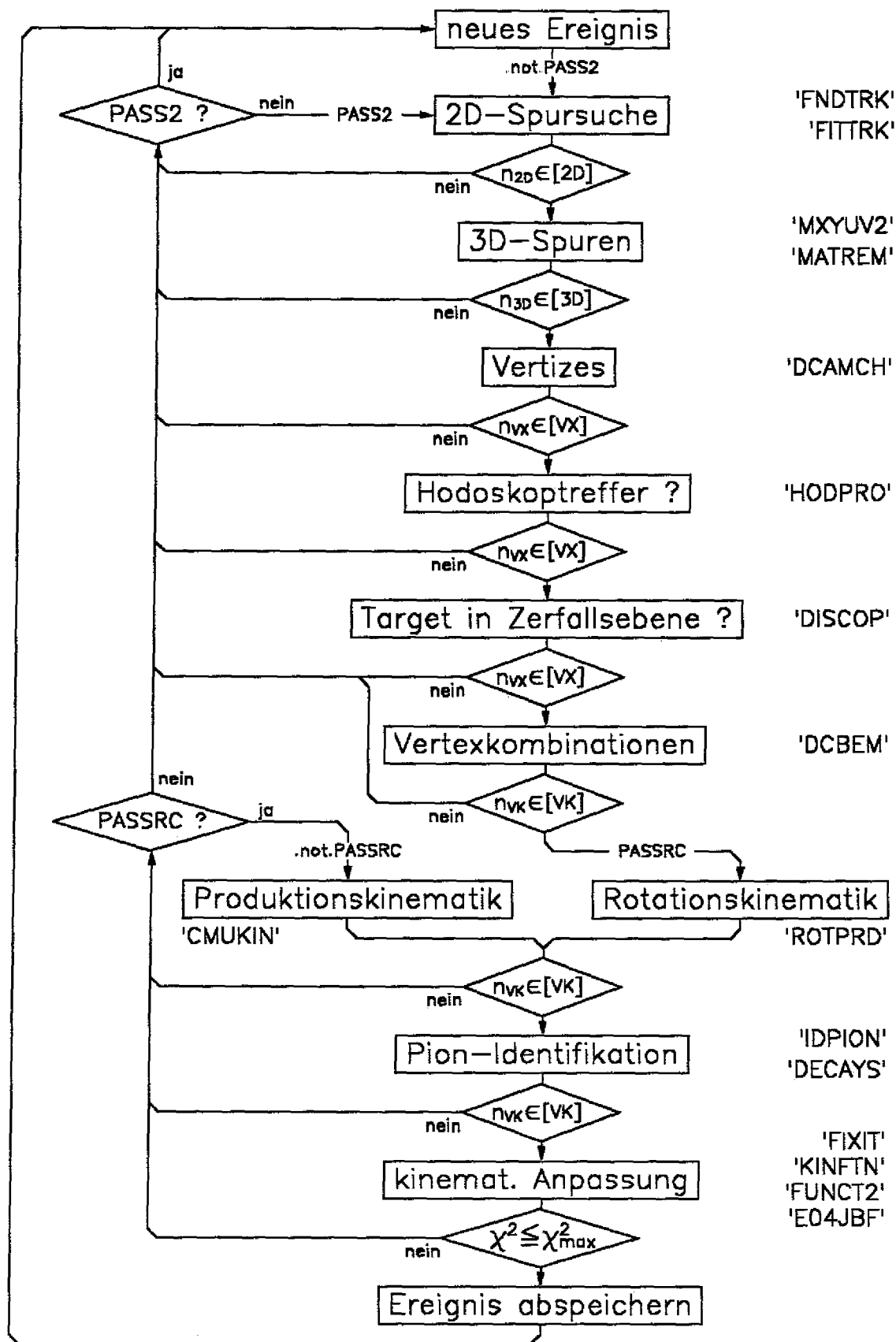


Fig.6.2 Schematische Darstellung des Spursuchalgorithmus der Routine 'FNDTRK'.



Zur Spurrekonstruktion dienen die 2-dimensionalen Treffer in den einzelnen Orientierungen, somit werden die zu den vier Projektionen (xz, yz, uz, vz) gehörenden Detektorkomponenten getrennt betrachtet. Mit der am weitesten strahlabwärts stehenden Ebene anfangend werden zuerst Spuren mit maximaler Länge gesucht (NSCAN = Anzahl der Kammerebenen = z.B. '7'). Danach sucht man kürzere Spuren bis zu einer geforderten Mindestlänge (hier '4'). Die Spursuche geschieht, indem ausgehend von einem gefundenen Trefferpaar in erster und letzter betrachteter Ebene zwischen diesen beiden Treffern ein Korridor endlicher Breite gebildet wird, in dem die potentiell zur Spur gehörenden Treffer der dazwischenstehenden Ebenen zu finden sind. Im Falle der Driftkammern werden diese Treffer darüber hinaus nach einem vorläufigen Geradenfit durch die Routine 'FITTRK' mittels der dabei gewonnenen Spurrichtung winkelnkorrigiert und danach die Gerade endgültig angepaßt. Die Spursuchroutine kann in zwei verschiedenen Moden arbeiten: 'not.PASS2' bedeutet, daß ein zur Spurrekonstruktion 'benutzter' Treffer nicht noch einmal verwendet wird, während im 'PASS2' ein Treffer mehrmals benutzt werden kann, was zu einer Vielzahl von Spurkombinationen führt. Der zweite Modus ist bei Schwellenreaktionen wichtig, wenn die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Spuren dicht beieinander liegen und von Detektor nicht mehr richtig aufgelöst werden, besonders hoch ist. Den von der Spursuchroutine bestimmten Spuren zugeordneten Treffern werden in 'FITTRK' mittels linearer Regression Geraden angepaßt, und zwar in der Form $z = ax + b$, wobei b auf die xy-Referenzebene in $z=0$ bezogen wird. Die Indizierung der relevanten Größen a und b und deren Fehler Δa und Δb geschieht fortlaufend (Fig.6.6 links), d.h. am Anfang der Liste stehen die Spuren der xz-, dann die der yz-, und danach folgen uz- und vz-Projektionen.

Die Spurstücke in den vier verschiedenen Orientierungen kombiniert man in 'MXYUV2' zu 3-dimensionalen Geraden, wobei man immer zuerst zwei rechtwinklig zueinander stehende Orientierungen (xz,yz oder uz,vz) betrachtet (Fig.6.4) und die hier miteinander kombinierten 3D-Spuren in den jeweils anderen, um 45° gedrehten Kammerstapel verlängert und dort nach passenden Spurstücken sucht. Es wird immer darauf geachtet, möglichst 4-er Kombinationen (xz, yz, uz und vz) zu erhalten, bei denen Doppeldeutigkeiten, die bei jedem Kammerstapel oder Hodoskop mit nur zwei Orientierungen zwangsläufig auftreten, vermieden werden. Dazu benötigt man aber Spuren, die alle Kammerstapel durchqueren, eine Forderung, die für die betrachtete $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ -Reaktion wegen der endlichen Λ -Lebensdauern nicht generell erfüllt ist, denn ein Teil der Λ -Zerfälle passiert erst in den Driftkammern. Deshalb wird, nachdem alle 4-er Spuren kombiniert worden sind, nach 3-er und dann nach 2-er Spuren gesucht. Die Hausnummern (=Indizes) der zu einer 3D-Geraden gehörenden Spurstücke werden nach erfolgtem 3D-Geradenfit ('FIT3D') in der Tabelle 'MAPMCH' eingetragen (Fig.6.6).

Nähern sich zwei Spurgeraden so, daß ihr minimaler Abstand d (siehe Fig.6.5) ein bestimmtes Limit unterschreitet, ist diese Geradenkombination ein guter Kandidat für einen Zerfallsvertex. Vorausgesetzt wird aber auch, daß die Detektortreffer, durch

Fig.6.3 Schematische Darstellung der Datenauswertung mit dem 'EVAL88'-Programm. Bei den auf jeden Auswerteschritt folgenden 'Ja'-/-'Nein'-Verzweigungen wird geprüft, ob die Anzahl n_{xx} innerhalb eines vom Auswerter vorgegebenen Intervalls $[xx]$ liegt. Rechts stehen die Namen der den einzelnen Schritten zugrundeliegenden ProgrammROUTINEN.

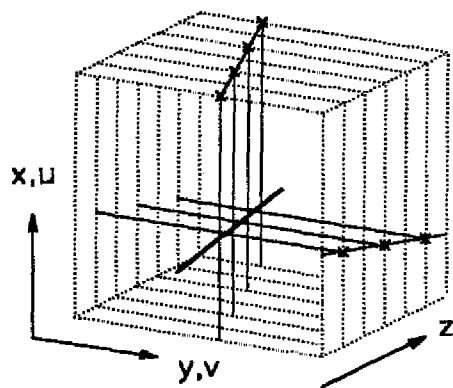


Fig.6.4 Kombination von zwei 2D- zu einer 3D-Spurgeraden. Ein-gezeichnet sind getroffene Drähte, 2D- und 3D-Spuren.

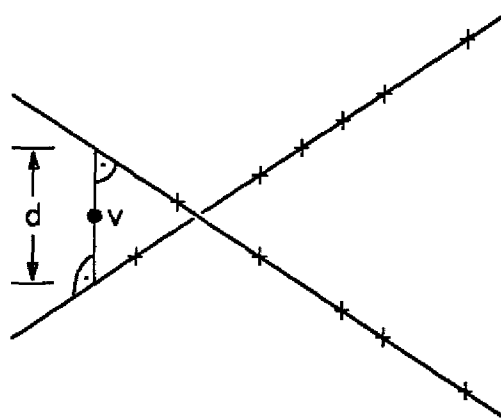


Fig.6.5 Kombination zweier Geraden zu einem Vertex. Die Kreuze markieren Detektortreffer.

die eine Spurgerade bestimmt wird, 'hinter' dem potentiellen Vertexpunkt liegen, um zu gewährleisten, daß die Geraden Teilchenspuren repräsentieren, die auch wirklich aus einem Zerfall kommen. Der Vertexpunkt v wird als auf der Normalen (auf die von der zwei Spurgeraden aufgespannte Ebene) liegend angenommen, wobei die seine genaue Position zwischen den Spurgeraden von deren Genauigkeiten abhängig ist. Die Indizes der erfolgreich kombinierten Geraden (indiziert anhand der Position

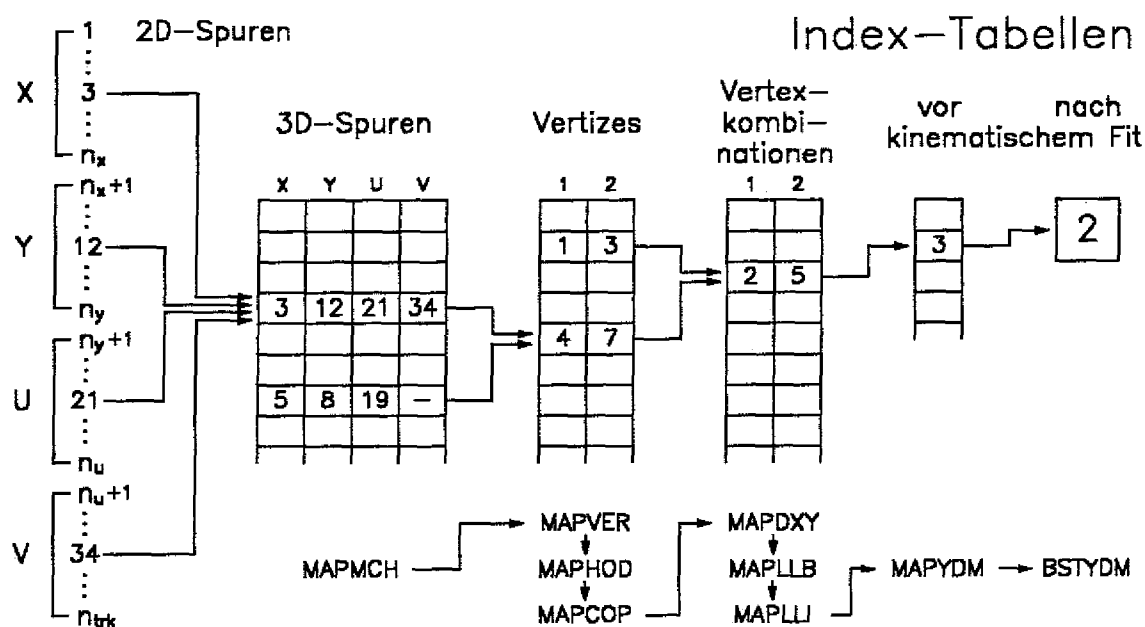


Fig.6.6 Übersicht über die im Auswerteprogramm generierten Indextabellen, links von 2D- über 3D-Spuren zu Vertizes, dann über Vertexkombinationen und kinematischen Fit zu einer einzigen Zahl, die alle Eingangsgrößen des Ereignisses festlegt. Unten die Namen der jeweils benutzten Tabellen.

in 'MAPMCH') werden in Tabelle 'MAPVER' eingetragen. Vertizes, deren Spurgeraden, falls diese das Hodoskop durchqueren, auch gemessene Hodoskopstreffer zugeordnet werden können, werden in die Tabelle 'MAPHOD' weiterkopiert. Erfüllen die Vertizes obendrein noch die sog. 'Koplanaritätsbedingung' - die durch die beiden Spurgeraden aufgespannte Ebene hat einen genügend kleinen minimalen Abstand zur Targetpunkt (d.h. das Target liegt in der Ebene) -, so erscheinen sie in 'MAPCOP' und bilden den 'Vorrat' für weitere Rekonstruktionen.

Liegen zwei Vertizes derart zueinander, daß der Abstand d der Verbindungslinie der beiden Vertexpunkte (Fig.6.7) zur Strahlachse einen bestimmten Wert unterschreitet ('Strahlkoplanarität': der Strahl liegt in der Produktionsebene), so nimmt man an, daß es sich hierbei um eine Vertexkombination der gesuchten Signatur handelt, und trägt die Vertexindizes in die Tabelle 'MAPDXY' ein. Die gesuchte Reaktion stellt nur eine kleine Untermenge aller möglichen Reaktionen dieser Signatur dar, weshalb man weitere Auswahlkriterien anwenden muß. Nachdem nun alle geometrischen Informationen bereits ausgenutzt sind, wird den einzelnen Vertexkombinationen die gesuchte Reaktion mit ihrer Kinematik unterstellt. Entweder es ist wirklich ein Ereignis des gesuchten Typs, dann stimmen die kinematischen Zusammenhänge, oder es ist eine Untergrundreaktion, dann funktioniert die für diesen Fall 'falsche' Kinematik nicht oder liefert zumindest 'schlechte' Ergebnisse. Zu Beginn der kinematischen Untersuchungen werden die Λ -Impulse mittels zwei verschiedener Methoden bestimmt.

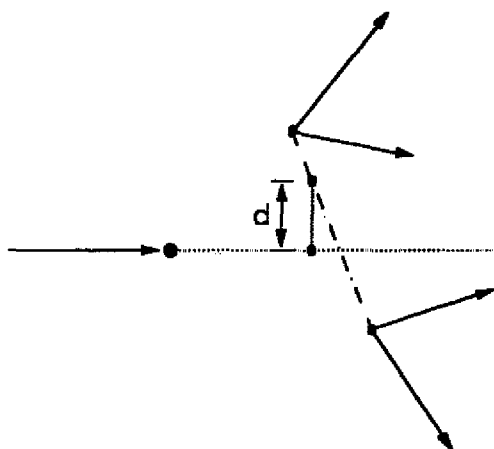


Fig.6.7 Überprüfung der sogenannten Strahlkoplanarität.

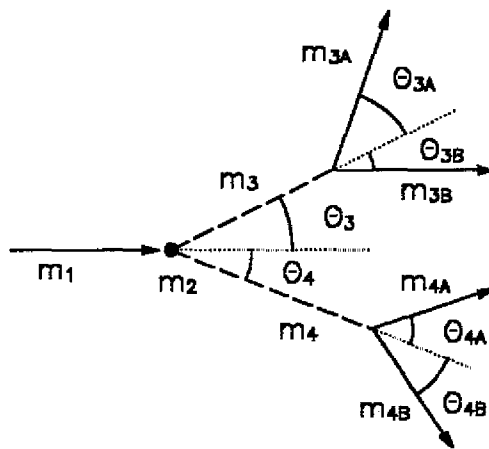


Fig.6.8 Nomenklatur der an der Hyperonenproduktion beteiligten Partikel.

In der 'Produktionskinematik' errechnet man die Winkel der produzierten Teilchen bzgl. der Strahlachse, indem man die Richtung letzterer als bekannt voraussetzt und die Verbindungsgeraden zwischen Target und den einzelnen Vertexpunkten als Λ -Richtungen verwendet. Unter Voraussetzung eines ruhenden Targets ($\vec{p}_2 = \vec{0}$) folgt aus Impulserhaltungsgründen :

$$p_3 = \frac{\sin \Theta_4}{\sin(\Theta_3 + \Theta_4)} p_1, \quad p_4 = \frac{\sin \Theta_3}{\sin(\Theta_3 + \Theta_4)} p_1. \quad [6.1]$$

Zur Nomenklatur siehe Fig.6.8. Damit ist der Zusammenhang zwischen p_1 und p_3 bzw. p_4 eindeutig festgelegt. Setzt man den Strahlimpulsbetrag p_1 ein und nimmt zusätzlich noch die beteiligten Massen als bekannt an, so ist das System vollständig bestimmt, und wichtige Größen wie Schwerpunktsystems-(CMS)-Energie (E^*), -winkel (Θ_3^*, Θ_4^*) und -impulse ($\vec{p}_3^*, \vec{p}_4^*$) lassen sich berechnen.

Die zweite Methode - auch 'Rotationskinematik' genannt - basiert auf der Überlegung, daß die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktion in einer den Strahl enthaltenden Ebene vonstatten geht. Diese Ebene kann zwar rekonstruiert werden, ist dann aber wegen der relativ großen Ungenauigkeiten in der Ortsbestimmung von Produktions- und Zerfallspunkten nicht besonders gut bestimmt. Will man nur Detektorinformationen berücksichtigen, die mit hoher Präzision bestimmt sind, so bleiben einem die Zerfallsspurenpaare. Diese spannen die zwei Zerfallsebenen auf, deren Ausrichtung zueinander und zur Strahlachse - deren Richtung als bekannt vorausgesetzt wird - von Bedeutung ist. Es werden hier keine absoluten Raumpositionen betrachtet, nur relative Orientierungen. Eine hypothetische Produktionsebene, die in Richtung der Strahlachse orientiert und um diese drehbar ist, schneidet jede der Zerfallsebenen so, daß die entstehenden Schnittgeraden einen (Produktions-)Punkt gemeinsam haben. Die jeweiligen Richtungen dieser Geraden, die die Spuren der produzierten Teilchen repräsentieren, sind nun offensichtlich von der Orientierung der Produktionsebene zur Strahlrichtung ('Drehwinkel') abhängig. Legt man die Kinematik der gesuchten Reaktion zugrunde, so ist leicht einsehbar, daß nur für einen bestimmten 'Drehwinkel' die kinematischen Bedingungen ($\vec{p}_3^* = -\vec{p}_4^*$) überhaupt erfüllt sind. Die bei diesem 'Drehwinkel' gebildeten Schnittgeraden zwischen Produktions- und Zerfallsebenen geben die Λ -Richtungen an, die Impulsbeträge folgen aus den kinematischen Zusammenhängen. So rekonstruierte Impulse ($\vec{p}_\Lambda, \vec{p}_{\bar{\Lambda}}$) sind um einiges realistischer als vergleichbar Ergebnisse der 'Produktionskinematik', insbesondere bei nahe am Target lie-

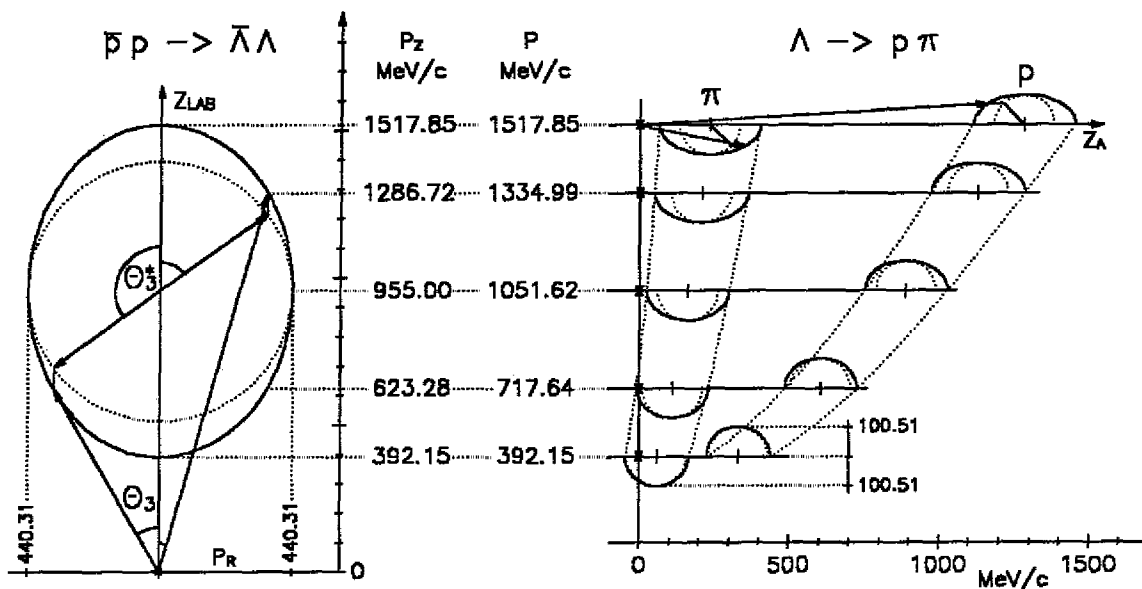


Fig.6.9 $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$ -Kinematik für $p_{\bar{p}} = 1.910$ GeV/c. Links der Zusammenhang zwischen Λ -Winkeln in $\bar{p}p$ -CMS (gepunktet) und LAB (durchgezogen), rechts die π^- - und p -Impulsintervalle (gepunktet) in Abh. vom Λ -Impuls im jeweiligen Λ -System, und für einige Λ -Impulse die Zerfallsellipsen.

genden Vertexpunkten. Der Nachteil, ab hier auf die absolute Lokalisierbarkeit der Reaktion im Detektor zu verzichten, fällt bei unseren Auswertungen nicht ins Gewicht, da alle rekonstruierten Größen wie differentieller Wirkungsquerschnitt, Polarisation und Spinkorrelation gegen den Relativwinkel Θ_{Λ}^z des $\bar{\Lambda}$ zur Strahlrichtung aufgetragen werden.

'Produktions-' und 'Rotationskinematik' sind zwei Verfahren, die sequentiell benutzt werden. Vertexkombinationen, die eines der beiden Verfahren gut 'überstanden' haben - erstens muß überhaupt eine Lösung gefunden werden, und zweitens werden physikalisch nicht sinnvolle Impulsbeträge verworfen -, werden in die Tabelle 'MAPLLB' weiterkopiert.

Wenn man die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ -Kinematik voraussetzt, ist man in der Lage, zwischen Zerfallsprotonen und -pionen zu unterscheiden. Wie aus Fig.6.9 oben rechts ersichtlich, ist abgesehen von dem Grenzfall, in dem die Zerfallsteilchen in Richtung des Λ 's weiterfliegen, der Winkel zwischen Λ - und p-Richtung stets kleiner als der zwischen Λ und π . Bei genügend kleinen Λ -Impulsen ($p_{\Lambda} < 0.8 \text{ GeV/c}$) können sogar π -Winkel $> 90^\circ$ auftreten, d.h. die Pionen haben eine Impulskomponente entgegen der Strahlrichtung. Vertexkombinationen, bei denen die 'Pion-Identifikation' erfolgreich durchgeführt wurde, werden in Tabelle 'MAPLLI' eingetragen.

Im Anschluß daran erfolgt die Impulsbestimmung der einzelnen Hyperonen und deren Zerfallsteilchen mittels der 'Zerfalls-Kinematik'. Zugrunde liegt hier der schon in Gleichung [6.1] vorgestellte Zusammenhang von Eingangs- zu Ausgangsimpulsen über die (Zerfalls-)winkel

$$p_{3A} = \frac{\sin \Theta_{3B}}{\sin(\Theta_{3A} + \Theta_{3B})} p_3, \quad p_{3B} = \frac{\sin \Theta_{3A}}{\sin(\Theta_{3A} + \Theta_{3B})} p_3, \quad [6.2]$$

der sich aus der Forderung nach Impulserhaltung ergibt. Kombiniert man diese Impulszusammenhänge mit dem Energiesatz

$$E_3 = E_{3A} + E_{3B} \quad [6.3]$$

und nimmt die beteiligten Massen (m_3, m_{3A}, m_{3B}) an, so erhält man eine quadratische Gleichung, deren eine Lösung den gesuchten Impuls p_3 liefert, während die andere negativ und damit als unphysikalisch verworfen wird.

Die Λ -Impulsbeträge (p_3, p_4) sind damit auf zwei voneinander unabhängige Weisen errechnet worden, zum einen aus der Λ -Produktion mittels 'Produktions-' bzw. 'Rotationskinematik', zum anderen aus den einzelnen Λ -Zerfällen.

Mit den bis hierher rekonstruierten und errechneten Größen, nämlich den Viererimpulsen der Hyperonen ($P_{\Lambda_1}, P_{\Lambda_2}$) und deren Zerfallsteilchen ($P_{p_1}, P_{\pi_1}, P_{p_2}, P_{\pi_2}$) verbunden mit den Annahmen über den Eingangs-Viererimpuls ($P_{\text{ein}} = P_{\bar{p}} + P_p$) ist das Ereignis vollständig bestimmt.

Die Spurmessung in einem Detektorsystem ist wegen der endlichen Auflösungen nicht exakt. Dieser Tatsache wird Rechnung getragen, indem z.B. Spuren an einen Satz von Detektortreffern oder Vertizes an Spurenpaare angepaßt werden. Diese Anpassung basiert immer nur auf den zu diesem Zeitpunkt vorhandenen Informationen, und so muß man sich im Falle der Spurrekonstruktion auf voneinander entkoppelte Anpassungen von Einzelspuren an Untermengen fehlerbehafteter Treffer zufrieden geben. Weiß man aber, welche Spuren aufgrund von Zerfällen zusam-

mengehören, kennt man die zugrunde liegende Kinematik und damit die Viererimpulse, dann ist man in der Lage, das Ereignis als Ganzes an die gemessenen Treffer anzupassen.

Das Rezept dieser 'kinematischen Anpassung' ist einfach: man nehme alle Viererimpulse ($\vec{p}_p, \vec{p}_p, \vec{p}_{\Lambda_1}, \vec{p}_{\Lambda_2}, \vec{p}_{p_1}, \vec{p}_{\pi_1}, \vec{p}_{p_2}, \vec{p}_{\pi_2}$) zuzüglich des Produktionsortes ($\vec{s}_p$) und der Zerfallsorte ($\vec{s}_{z_1}, \vec{s}_{z_2}$) und verändere deren einzelne Komponenten solange, bis die Summe der quadratischen Abweichungen χ^2 der jeweils generierten Spuren von den gemessenen Treffern minimal ist. Dieses gestaltet sich aber als sehr rechenintensiv, denn die Anzahl der zu optimierenden Parameter beträgt immerhin 41! Selbst wenn man von kartesischen zu relativen Polarkoordinaten übergeht und das Targetproton als ruhend voraussetzt, bleiben 31 Parameter - immer noch zu viele, um eine Anpassungsroutine das Problem in vertretbarem Zeitaufwand lösen zu lassen.

An dieser Stelle sollte man sich vor Augen führen, daß die verschiedenen Viererimpulse nicht voneinander unabhängig sind. Die Richtungen und Impulsbeträge der Λ 's bzw. der einem Zerfall entstammenden Teilchen sind über die jeweils zugrunde liegende Kinematik gekoppelt, die Richtungen der Zerfallsteilchen legen eine Richtungskomponente (die in der Zerfallsebene) des zerfallenden Teilchens fest, usw.. Um diese Zusammenhänge auszunutzen, transformiert man die Reaktion in das $\bar{p}p$ -Schwerpunkts-System (CMS) und die Zerfälle in das jeweilige Λ -CMS. So beschränkt man sich unter Ausnutzung der Symmetrien $\vec{p}_{\Lambda_1}^* = -\vec{p}_{\Lambda_2}^*$ im $\bar{p}p$ -CMS und $\vec{p}_{p_i} = -\vec{p}_{\pi_i}$ im Λ_i -CMS auf die Angabe von $\vec{p}_{\Lambda_1}^*$, $\vec{p}_{p_1}^*$ und $\vec{p}_{p_2}^*$. Nutzt man zusätzlich noch aus, daß Energien und Impulsbeträge durch die Kombination von Eingangsviererimpuls und Massenhypothesen eindeutig festgelegt sind, so reicht es aus, nur die Richtungen $\vec{e}_{\Lambda_1}^*$, $\vec{e}_{p_1}^*$ und $\vec{e}_{p_2}^*$ anzugeben.

Die Anzahl der jetzt noch erforderlichen Parameter - Strahlrichtung (2) und -impulsbetrag (1), Produktionsort (3), Λ -Zerfallslängen (2), Λ_1 -Richtung im $\bar{p}p$ -CMS (2), p_1 -Richtung im Λ_1 -CMS (2), p_2 -Richtung im Λ_2 -CMS (2) - reduziert sich damit ohne jeglichen Informationsverlust auf 14.

Die kinematische Anpassung basiert auf der Routine 'E04JBF' aus der NAGLIB (Programmbibliothek der 'Numerical Algorithms Group'). Zugrunde liegt ein Quasi-Newton-Algorithmus zur Suche eines Minimums einer n-dimensionalen Funktion $F(x_1, x_2, \dots, x_n)$. Die Minimierung kann über den gesamten Wertebereich der x_i oder, wie im vorliegenden Fall, in einem Teilraum - spezifiziert durch die erlaubten Intervalle in den einzelnen Dimensionen $U_i \leq x_i \leq O_i$ - ausgeführt werden.

Tab.6.1 zeigt die benutzten Intervallgrenzen für die Parameter. Sie wurden aufgrund vorgegebener geometrischer Gegebenheiten festgelegt. Im Hinblick darauf, daß die Detektortreffer wegen der zugrundeliegenden Geometrie in kartesischen Koordinaten gemessen werden, gibt man die Fit-Grenzen der Richtungen $\vec{e}_{\Lambda_1}^*$, $\vec{e}_{p_1}^*$ und $\vec{e}_{p_2}^*$ in Richtungscosinussen an, und zwar in kartesischen Koordinatensystemen, deren jeweilige z-Achse in $\bar{p}$ - bzw. Λ_1 - oder Λ_2 -Richtung zeigt. Dadurch wird eine Parameteranzahl von 17 vorgetäuscht, es bleibt aber bei den o.g. 14, da je 3 zusammengehörige Grenzen intern in je 2 Polarwinkelbereiche konvertiert werden. Letztere werden darüber hinaus zur besseren Handhabbarkeit in kartesischen Koordinaten, deren x-Achsen in Richtung des Λ_1 , p_1 oder p_2 zeigen, angegeben, weshalb keine absoluten Winkel, sondern nur Abweichungen von den anfänglichen Richtungen gefittet werden.

Parameter	Abweichungen in	erlaubter Bereich
$\Delta e_{\Lambda_1^0}^*$ $\Delta e_{\Lambda_1^+}^*$	Λ_1 -Richtung im $\bar{p}p$ -CMS	$\Delta e_{\Lambda_1^0 x}^* \in [-1.00, 1.00]$ $\Delta e_{\Lambda_1^0 y}^* \in [-1.00, 1.00]$ $\Delta e_{\Lambda_1^0 z}^* \in [-1.00, 1.00]$
$\Delta e_{p_1^0}^*$ $\Delta e_{p_1^+}^*$	p_1 -Richtung im Λ_1 -CMS	$\Delta e_{p_1^0 x}^* \in [-1.00, 1.00]$ $\Delta e_{p_1^0 y}^* \in [-1.00, 1.00]$ $\Delta e_{p_1^0 z}^* \in [-1.00, 1.00]$
$\Delta e_{p_2^0}^*$ $\Delta e_{p_2^+}^*$	p_2 -Richtung im Λ_2 -CMS	$\Delta e_{p_2^0 x}^* \in [-1.00, 1.00]$ $\Delta e_{p_2^0 y}^* \in [-1.00, 1.00]$ $\Delta e_{p_2^0 z}^* \in [-1.00, 1.00]$
$\Delta \lambda_{\Lambda_1}$ $\Delta \lambda_{\Lambda_2}$	Λ_1 - Λ_2 - Zerfallslänge im LAB (in cm)	$\Delta \lambda_{\Lambda_1} \in [0.00, 25.0]$ $\Delta \lambda_{\Lambda_2} \in [0.00, 25.0]$
Δx_{prod} Δy_{prod} Δz_{prod}	Reaktionspunkt im LAB (in cm)	$\Delta x_{\text{prod}} \in [-0.20, 0.20]$ $\Delta y_{\text{prod}} \in [-0.20, 0.20]$ $\Delta z_{\text{prod}} \in [-0.35, 0.35]$
$\Delta p_{\bar{p}}$	Strahlimpuls im LAB (in GeV/c)	$\Delta p_{\bar{p}} \in [-.00015, .00015]$
$\Delta \frac{\delta x}{\delta z}_{\bar{p}}$ $\Delta \frac{\delta y}{\delta z}_{\bar{p}}$	Strahlrichtung	$\Delta \frac{\delta x}{\delta z}_{\bar{p}} \in [-0.02, 0.02]$ $\Delta \frac{\delta y}{\delta z}_{\bar{p}} \in [-.025, .025]$

Tab.6.1 Tabelle der Parameter der kinematischen Anpassung und der dazugehörigen Wertebereiche.

Um 'E04JBF' optimal nutzen zu können, empfiehlt sich eine Transformationen der Wertebereiche $[U_i, O_i]$ der einzelnen Parameter auf Einheitsintervalle der Form $[-1, 1]$. Im Falle der Teilchenrichtungen geschieht dies für den Polarwinkel $\vartheta \in [0, \pi]$ durch $\tilde{x}_\vartheta = 2\vartheta/\pi - 1$, für $\varphi \in [-\pi, \pi]$ durch $\tilde{x}_\varphi = \varphi/\pi$. Die übrigen Parameter konvertieren sich nach folgender Formel :

$$\tilde{x}_i = 2 \frac{x_i - U_i}{O_i - U_i} - 1. \quad [6.4]$$

Dadurch werden die absoluten auf bezüglich der Fit-Grenzen relative Werte abgebildet.

Die Aufgabe der vom Anwender zur Verfügung gestellten Funktion (hier 'FUNCT2') ist es, der Fit-Routine für jeden Parametersatz $\tilde{X}^j = (\tilde{x}_1^j, \tilde{x}_2^j, \dots, \tilde{x}_n^j)$ einen Funktionswert $F(\tilde{X}^j)$ zu liefern, damit diese durch Variation der $\tilde{x}_i^j$ das Minimum der Funktion F annähern kann. Zur Berechnung der Funktionswerte werden in 'FUNCT2' die $\tilde{x}_i^j$ in ihre

ursprünglichen Wertebereiche rücktransformiert, wodurch sie wieder zu absoluten Werten x_i^j werden. Diese sind dann Grundlage kinematischen Rückrechnungen, deren Ergebnis ein Teilchenspurenatz im LAB ist, aus dem Detektortreffer vorhergesagt werden. Die Differenzen zwischen vorhergesagten $xy_v(k)$ und tatsächlich gemessenen Treffern $xy_g(k)$ dienen dann zur Berechnung des Funktionswertes, der in unserem Fall die gewichtete und durch die Anzahl der Freiheitsgrade n_f geteilte Summe der quadratischen Differenzen (= Fehler) ist :

$$\chi^2 = \frac{\sum_{k=1}^{n_f} w(k) (xy_v(k) - xy_g(k))^2}{n_f} \quad [6.5]$$

In der Praxis hat sich ein maximaler Wert von $\chi^2 \leq 5$ zur Auswahl der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi^-\pi^-$ -Reaktion als sinnvoll erwiesen. Die Entscheidung, welches der rekonstruierten Hyperonen nun das Antiteilchen ist, läßt sich nur treffen, wenn man die Ladungen der Zerfallsteilchen kennt. Dabei reicht es eigentlich schon aus, eines der vier Zerfallsteilchen zu untersuchen, denn die Entscheidung, ob es sich bei ihm um ein Proton oder ein Pion handelt, ist schon vor der kinematischen Anpassung getroffen worden. Mit der Angabe einer Teilchenladung verbunden mit der Information über die Teilchensorte ist die gesamte Reaktion ladungsmäßig festgelegt. Die Ladung eines Teilchens in einem Magnetfeld drückt sich darin aus, daß dieses Teilchen, sofern das Magnetfeld nicht parallel zu seiner Flugrichtung ausgerichtet ist, eine Kreisbahn beschreibt. In den drei Driftkammern des Magneten mißt man in der xz-Projektion dieser Bahn in der mittleren Ebene die Abweichung des Treffers von einer Geraden, die durch die entsprechenden Treffer in erster und letzter Ebene bestimmt ist.

$$S_x = x_1 + (x_3 - x_1) \frac{d_{12}}{d_{13}} - x_2 \quad [6.6]$$

Fig.6.10 zeigt die Bestimmung des x-Anteils S_x dieser als 'Sagitta' bezeichneten Abweichung.

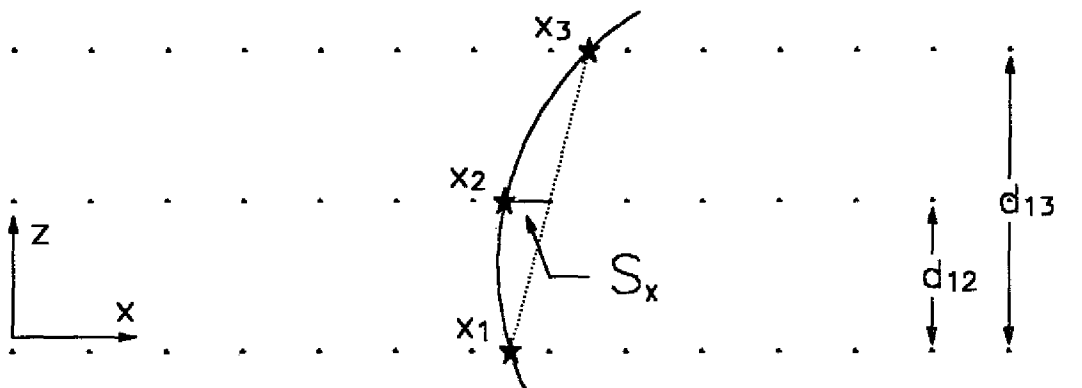


Fig.6.10 Bestimmung des x-Anteils der Sagitta in einem aus drei Ebenen bestehenden Driftkammerstapel. Die Punkte symbolisieren Signaldrähte, die Sterne stellen rekonstruierte Treffer dar.

Die absolute Größe des Sagittenwertes ist zur Ladungsbestimmung nicht von Bedeutung. Schwierigkeiten bereitet hierbei leider die Tatsache, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit der Driftkammern nicht 100% beträgt, und deshalb bei drei benötigten Treffern pro Spur die Effizienz der Ladungsbestimmung durch die schlechteste Kammerebene nach oben begrenzt wird. Da aber von der Konstruktion des Detektors her die Zerfallsprotonen den Magneten auf alle Fälle erreichen müssen und die Pionen ihn erreichen können, fallen die Effizienzverluste bei nur einer benötigten Ladungsidentifikation nicht so sehr ins Gewicht. Bei einer angenommenen Effizienz von 80% pro Ebene und Spur ergibt sich für zwei Spuren eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 96%.

Statistik der unkorrigierten Daten

Im Laufe der Experimentierzeit im Herbst 1988 wurden $4.070 \cdot 10^{10}$ Strahl-Antiprotonen in Targetsystem des PS185-Experimentes registriert. Bei einer Totzeit der Datenaufnahme von durchschnittlich 43.28%, bedingt u.a. durch eine endliche Geschwindigkeit der Datenspeicherung auf 9-Spur-Band, ergibt sich eine effektive Antiprotonenzahl von

$$n_{\bar{p}} = 2.308 \cdot 10^{10} . \quad [7.1]$$

Gemessen wurde bei zwei LEAR-Einstellungen mit den jeweiligen Extraktionsimpulsen (senkrechte Striche in Fig.7.1)

$$p_{\bar{p}} = 1.8956 \text{ GeV/c und } 1.9106 \text{ GeV/c} . \quad [7.2]$$

Weitere Antiprotonenimpulse wurden durch teilweise Benutzung von verschiedenen dicken 'Degradern' (Strahlabschwächern) erreicht, die, vor das Target gestellt, den Impuls der einlaufenden Antiprotonen durch Coulombstreuung vermindern. Fig.7.1 zeigt die dadurch von den einzelnen Targetzellen abgedeckten Impulsintervalle. Anzumerken bleibt, daß die Daten mit $p_{\bar{p}} = 1.8956 \text{ GeV/c}$ unter der Schwelle (1.8989 GeV/c) der $\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ -Produktion

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^-\Sigma^- \quad [7.3]$$

gelegen sind, während die 1.9106 GeV/c-Daten sich oberhalb dieser Schwelle befinden. Mit den Ergebnissen dieser Experimentierzeit soll geklärt werden, ob das Einsetzen der $\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ -Produktion einen Einfluß auf die $\Lambda\Lambda$ -Produktion hat.

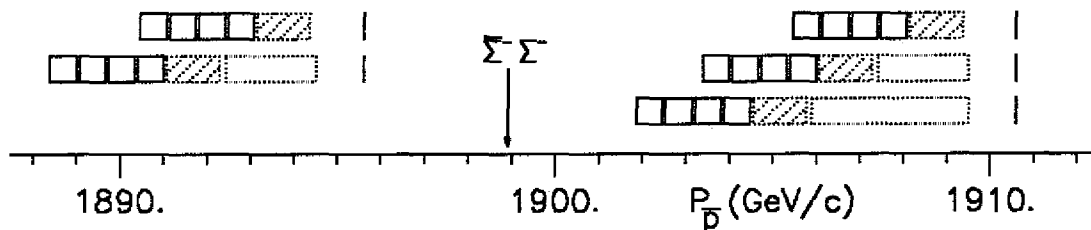


Fig.7.1 Effektive $p_{\bar{p}}$ -Bereiche, die durch die einzelnen Targetzellen abgedeckt werden, für $p_{\bar{p}} = 1.8956 \text{ GeV/c}$ (links) und 1.9106 GeV/c (rechts). Die CH_2 -Targetzellen sind durch Quadrate symbolisiert, die ^{12}C -Zellen schraffiert gepunktet, die Degradern nur gepunktet. Die senkrechten Striche markieren die LEAR-Extraktionsimpulse. In der Mitte ist die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ -Schwelle markiert.

Der Strahlimpuls oberhalb der Schwelle wurde bewußt einige MeV/c über der $\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ -Schwelle angesetzt, um einen möglichen Einfluß der $\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ -Produktion überhaupt nachweisen zu können, da genau an der Schwelle der Wirkungsquerschnitt der Reaktion [7.3] verschwindend klein ist.

Die Anzahl der effektiven Antiprotonen verteilt sich auf die einzelnen Extraktionsimpulse und Degraderdicken wie folgt :

1.8956 GeV/c	7.9mm Degrader	$\hat{=}$	1.8897 GeV/c	$n_{\bar{p}} = 1.21061 \cdot 10^9$
1.8956 GeV/c	kein Degrader	$\hat{=}$	1.8918 GeV/c	$n_{\bar{p}} = 5.86847 \cdot 10^9$
1.9106 GeV/c	15.0mm Degrader	$\hat{=}$	1.9032 GeV/c	$n_{\bar{p}} = 7.29541 \cdot 10^9$
1.9106 GeV/c	7.9mm Degrader	$\hat{=}$	1.9047 GeV/c	$n_{\bar{p}} = 6.63140 \cdot 10^9$
1.9106 GeV/c	kein Degrader	$\hat{=}$	1.9068 GeV/c	$n_{\bar{p}} = 2.07739 \cdot 10^9$

Die Auswertung ordnet einem Ereignis des gesuchten Typs durch die kinematischen Anpassung einen χ^2 -Wert zu (Fig.7.2), der ein Maß für die Qualität dieses Ereignisses darstellt. Um den ^{12}C -Untergrund weitgehend abzutrennen, werden nur Ereignisse mit $\chi^2 \leq 5.0$ betrachtet. Die unkorrigierten Anzahlen der analysierten $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse lauten :

1.8956 GeV/c	7.9mm Degrader	$\hat{=}$	1.8897 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 1,695$
1.8956 GeV/c	kein Degrader	$\hat{=}$	1.8918 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 8,794$
1.9106 GeV/c	15.0mm Degrader	$\hat{=}$	1.9032 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 10,402$
1.9106 GeV/c	7.9mm Degrader	$\hat{=}$	1.9047 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 9,294$
1.9106 GeV/c	kein Degrader	$\hat{=}$	1.9068 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 2,919$

Es muß in dieser Stelle betont werden, daß diese Zahlenwerte nicht endgültig sind und zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes erst noch mittels Monte-Carlo-Daten korrigiert werden müssen.

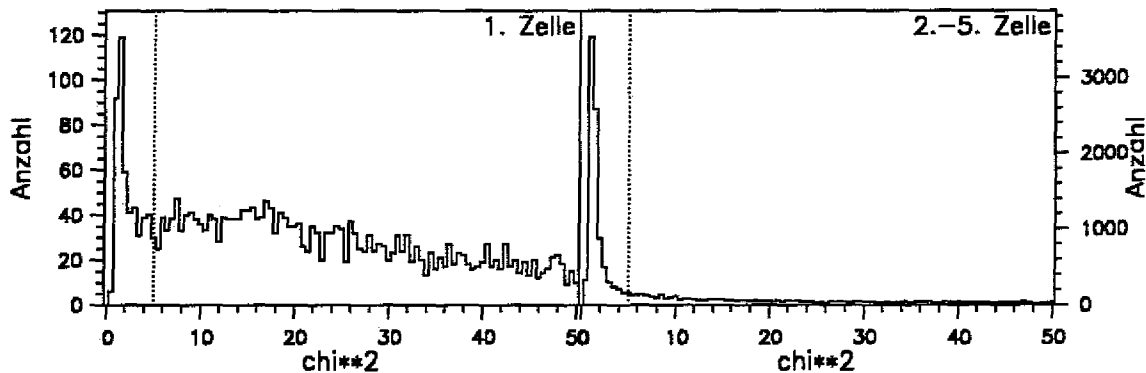


Fig.7.2 χ^2 -Verteilungen für Ereignisse aus der ^{12}C - (links) und aus den CH_2 -Zellen (rechts). In beiden Fällen wurde der kinematischen Anpassung die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion zugrundegelegt. Der $\chi^2 \leq 5.0$ -Schnitt ist gepunktet eingezeichnet.

Die Baryonenzahlidentifizierung im Solenoiden geschieht nicht verlustfrei, weil einerseits bei einigen Ereignissen den Zerfallsspuren aufgrund fehlender Detektortreffer keine Ladungen zugeordnet werden können (möglicherweise Verluste durch Streuung in den Solenoidspulen), andererseits verlangt man in der Sagittenanpassung eine gewisse Qualität $\chi_{\text{Mag}}^2 \leq 9.0$, was weitere Verluste hervorruft.

Die unkorrigierten Anzahlen der baryonenidentifizierten $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse lauten daher :

1.8956 GeV/c	7.9mm	Degrader	$\triangleq$	1.8897 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 1,461$
1.8956 GeV/c	kein	Degrader	$\triangleq$	1.8918 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 6,877$
1.9106 GeV/c	15.0mm	Degrader	$\triangleq$	1.9032 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 8,796$
1.9106 GeV/c	7.9mm	Degrader	$\triangleq$	1.9047 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 7,925$
1.9106 GeV/c	kein	Degrader	$\triangleq$	1.9068 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 2,525$

Die kinematische Anpassung bemüht sich, die optimale Kinematik für gegebene Detektorinformationen zu finden. Dabei variiert sie u.a. Strahlimpuls, Strahlrichtung und Reaktionspunkt im Target innerhalb bestimmter Grenzen. Figuren 7.3 und 7.4 zeigen die Häufigkeiten der Abweichungen der Reaktionsorte von der Targetmitte in x- und y-Koordinaten bzw. die Strahlabweichungen von der 0°-Richtung in xz- und yz-Ebene. Die übermäßige Belegung der Grenzen des vorgegeben Fit-Intervalls geschieht durch Ereignisse, bei denen die Anpassroutine das wahre Minimum der anzupassenden Funktion außerhalb des Fit-Bereiches vermutet und deshalb die jeweiligen Parameter auf die Grenzen gesetzt hat.

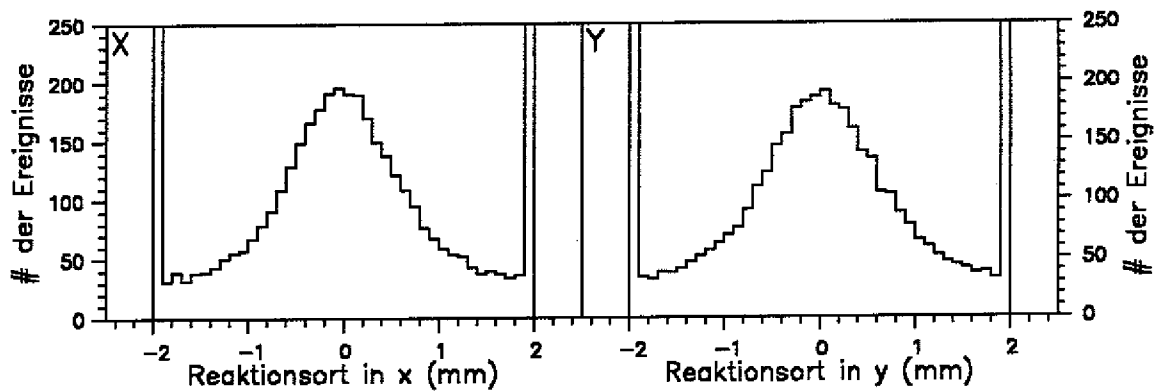


Fig.7.3 Abweichungen des Reaktionsortes von der Targetmitte, links in x-, rechts in y-Richtung.

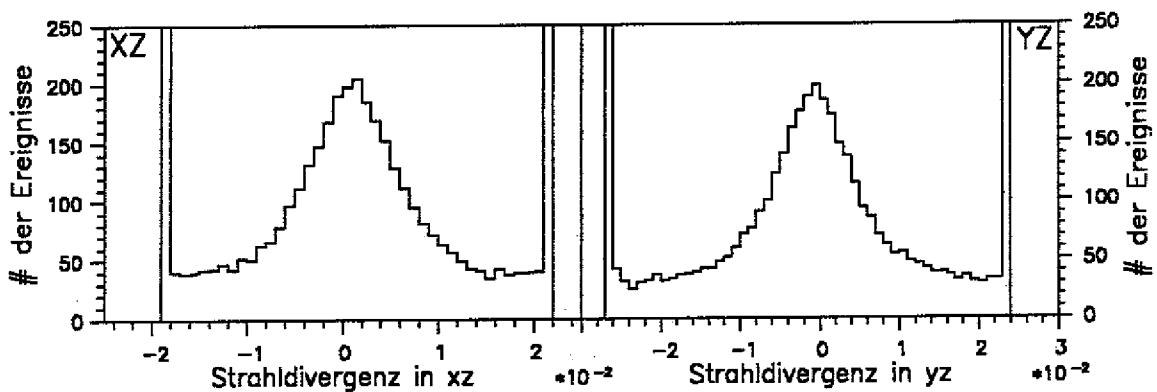


Fig.7.4 Strahlrichtung bezüglich 0° in xz- (links) und yz-Projektion.

Ein wichtiges Ergebnis zeigt Fig.7.5. Die Asymmetrie der $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Impulsverteilungen zeigt, daß die $\bar{\Lambda}$ überwiegend mit größtmöglichen LAB-Impulsen und damit im CMS unter Vorwärtswinkeln produziert werden. Die Λ dagegen decken den rückwärtigen CMS-Winkelbereich und damit die niedrigen LAB-Impulse ab. Der kleine Rückwärtsanstieg der $\bar{\Lambda}$ -Impulse bzw. der Vorwärtsanstieg im Λ -Spektrum setzt sich vorwiegend aus Ereignissen zusammen, bei denen die Ladungsbestimmung falsche Ergebnisse gebracht hat.

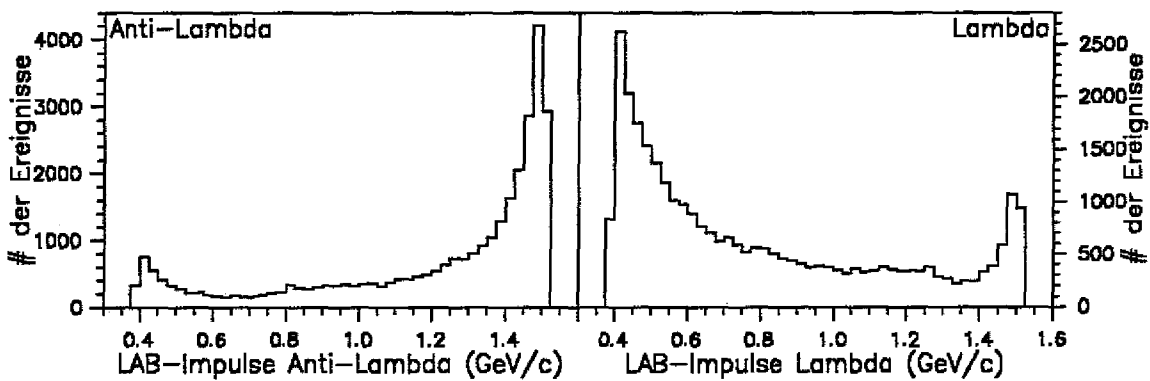


Fig.7.5 Laborimpulse für Λ (links) und $\bar{\Lambda}$ (rechts).

Die Unsymmetrie in der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Erzeugung hat zur Folge, daß die Impulse der $\bar{\Lambda}$ -Zerfallsteilchen, nämlich des $\bar{p}$ und des π^+ , mehrheitlich höhere Impulse haben, was sich im Magneten in kleineren Sagitten niederschlägt. Die Sagitten von p und π^- aus dem Λ -Zerfall sind dagegen überwiegend größer. In Fig.7.6 erkennt man so, daß die $\bar{p}$ und die π^+ im rechten bzw. linken Teil des jeweiligen Sagittenspektrums auftreten.

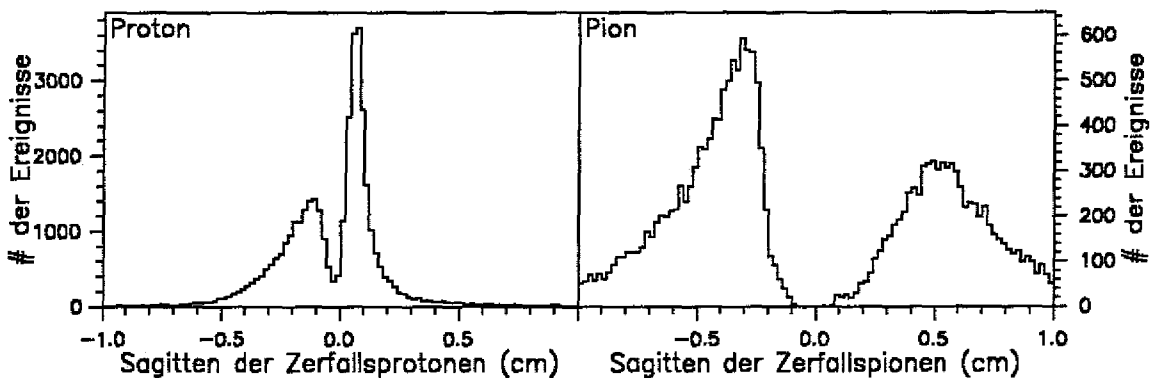


Fig.7.6 Sagittaverteilungen für Zerfallsprotonen (links) und -pionen (rechts).

Die eigentliche Unterscheidungsgröße in der Baryonenidentifikation ist die Doppelsagittadifferenz, bei der die gemessenen Sagitten je nach Zerfallszugehörigkeit addiert oder subtrahiert werden. Legt man die Nomenklatur

$$\Lambda_1 \rightarrow p_1 \pi_1, \quad \Lambda_2 \rightarrow p_2 \pi_2 \quad [7.4]$$

fest, so lautet die Formel für die Doppelsagittadifferenz :

$$\text{DSD} = S_{p_1} - S_{\pi_1} - S_{p_2} + S_{\pi_2} . \quad [7.5]$$

Es ist unmittelbar einsichtig, daß die DSD mit der Anzahl der ladungsidentifizierten Teilchen wächst (Fig.7.7).

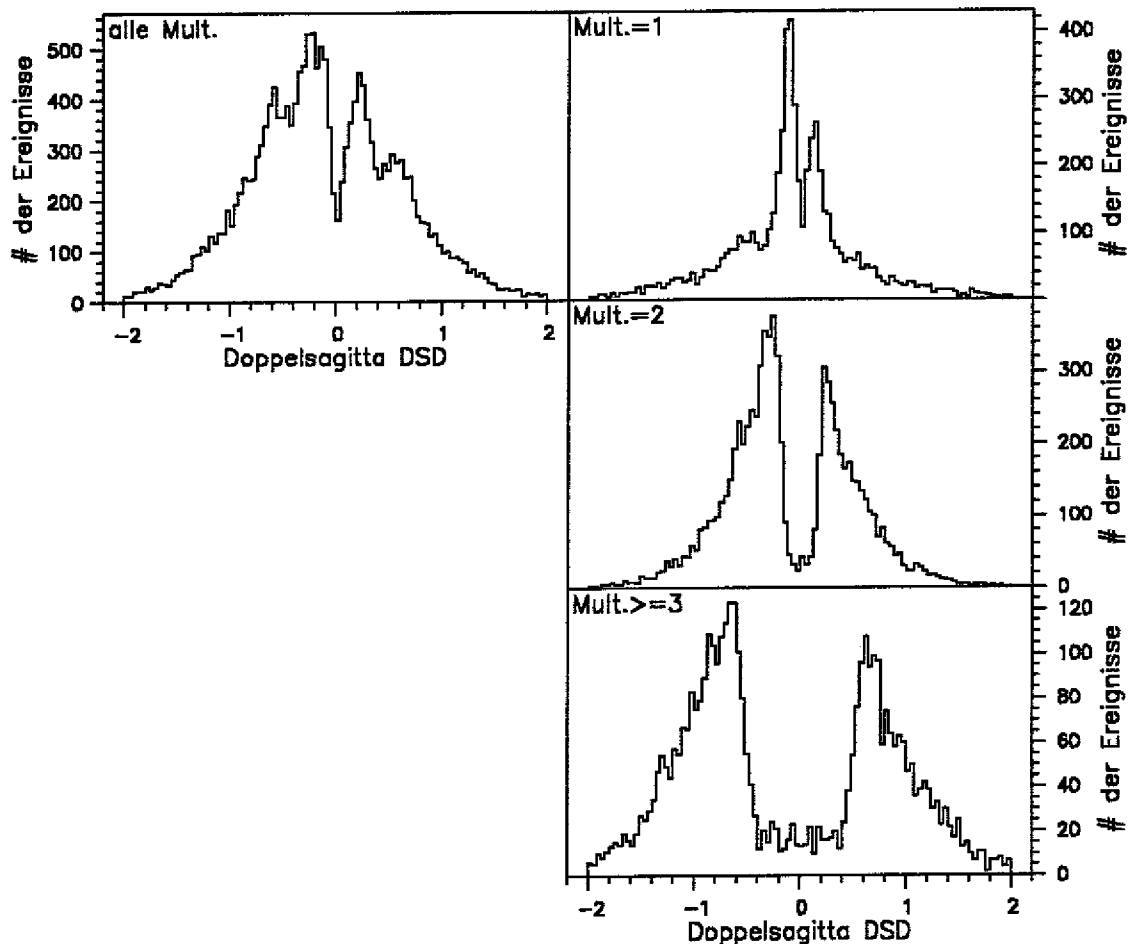


Fig.7.7 Doppelsagittendifferenzen für alle Ereignisse (links) und für einzelne Multiplizitäten (rechts).

Das linke Histogramm zeigt die DSD für alle Multiplizitäten ladungsidentifizierter Spuren, auf der rechten Seite sind die Spektren nach Einzelmultiplizitäten geordnet. Man erkennt für Ereignisse mit nur einer ladungsbestimmten Spur sehr kleine Werte, für Ereignisse mit mehr als einer identifizierten Spur wachsen die DSD an. Daß trotzdem für Multiplizitäten >1 DSD-Werte um Null auftreten, liegt an Ereignissen mit widersprüchlichen Ladungsbestimmungen. Die Sagitten für z.B. zwei Protonen haben dann gleiches Vorzeichen - d.h. den Teilchen wird gleiche Ladung zugewiesen - und statt sich in der DSD-Berechnung aufzuaddieren, subtrahieren sie sich zu ungefähr Null. Dieses tritt vermehrt auf, wenn zwei Protonen oder zwei Pionen - deren eines fehlidentifiziert ist - und sonst keine Teilchen den Magneten auswertbar durchquert haben. Eine Möglichkeit, solche Fehlidentifikationen auszu-

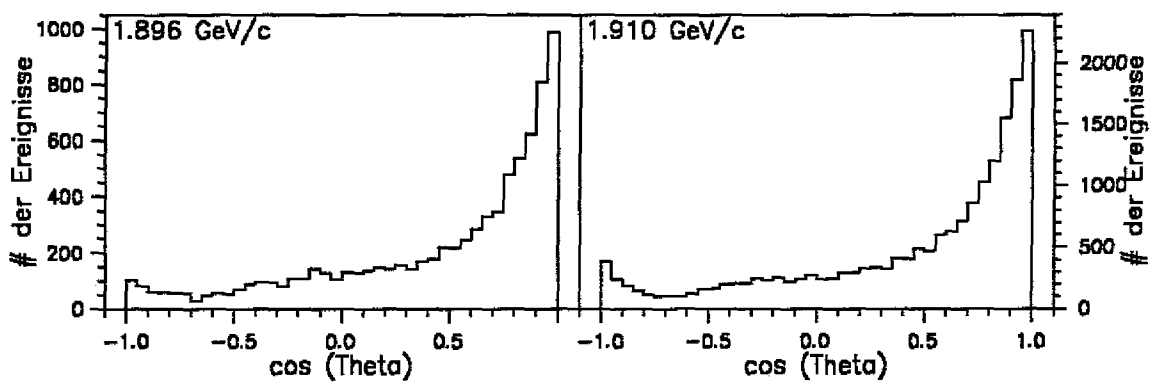


Fig.7.8 Unkorrigierte differentielle Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Strahlpulse.

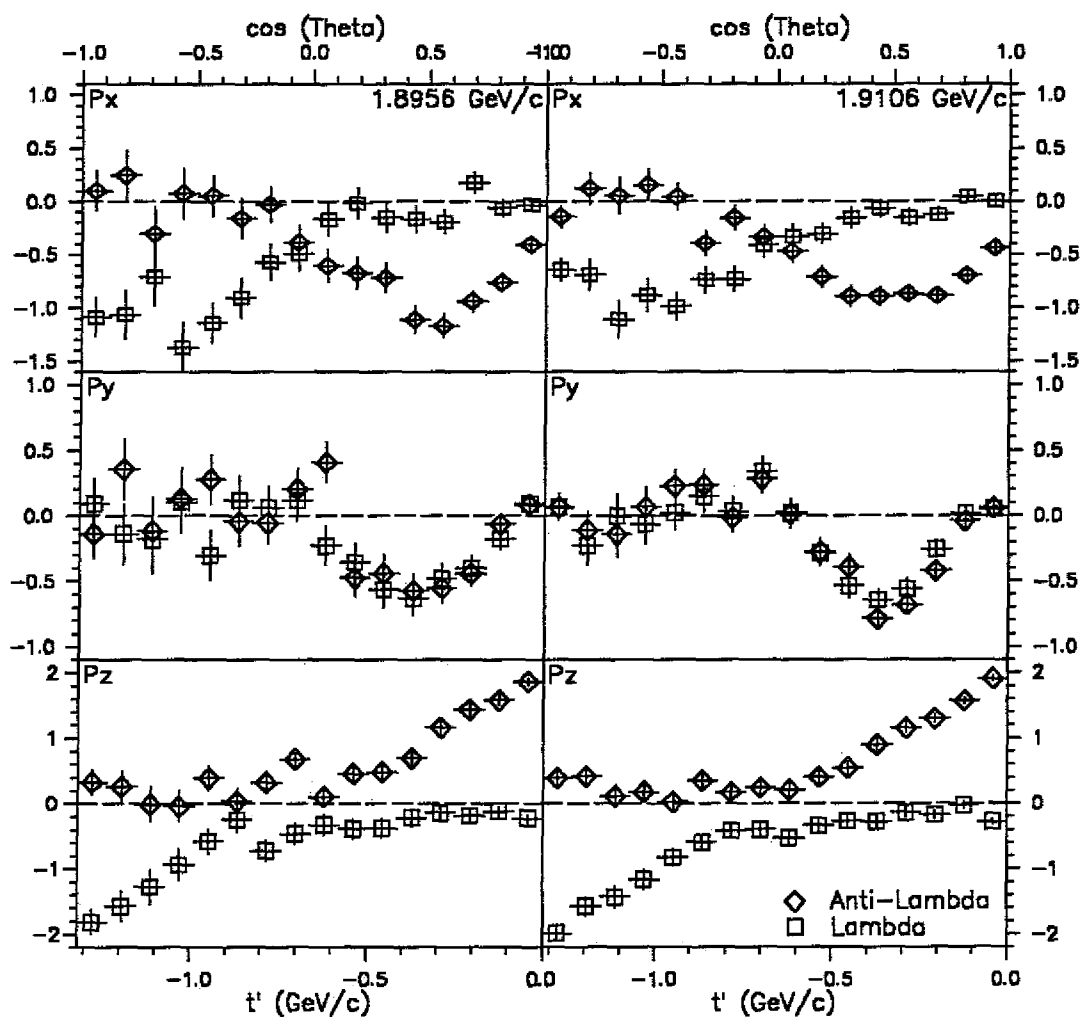


Fig.7.9 Unkorrigierte Polarisationspektren für die verschiedenen Strahlpulse.

schließen, gibt es nur in begrenztem Maße, und zwar, wenn man statt der DSD die Einzelsagitten betrachtet und nach Widersprüchen sucht. Ab einer Multiplizität von zwei ist das Erkennen dieser Widersprüche möglich, da man erstens weiß, welches der Teilchen Proton oder Pion ist, und zweitens die Zugehörigkeit der Teilchen zu den jeweiligen Zerfällen kennt. Ein Lösen dieser Widersprüche ist aber nur in einigen Fällen möglich, und zwar erst ab einer Multiplizität von drei, wenn man voraussetzt, daß die Anzahl der fehlidentifizierten Spuren kleiner ist als die der richtigen. Letztlich bleibt immer noch die Möglichkeit, offensichtlich mißverständliche Ereignisse von der weiteren Auswertung auszuschließen. Die in diesem Kapitel im folgenden gezeigten für $\bar{\Lambda}$ und Λ getrennten Polarisationspektren müssen unter der Voraussetzung betrachtet werden, daß $\bar{\Lambda}$ -Spektren wegen der teilweise falschen Ladungsbestimmung in der Magnetanalyse eine Beimischung des entsprechenden Λ -Spektrums (gespiegelt an $\cos \Theta_{\Lambda}^* = 0$) aufweisen und umgekehrt. Bei den kombinierten Spektren wie Spinkorrelationen und 'singlett fraction' ist dagegen eine Beimischung innerhalb des jeweiligen Spektrums aus spiegelsymmetrisch liegenden $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ -Bereichen zu erwarten. Der differentielle Wirkungsquerschnitt (Fig.7.8) zeigt entsprechend Fig.7.5 beim Auftrag gegen $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ einen schwachen Rückwärtsanstieg durch als $\bar{\Lambda}$ mißinterpretierte Λ . Die Daten wurden anhand der zwei Strahlimpulseinstellungen [7.2] unterschieden, aber keine Feinunterteilung nach Degraderdicken vorgenommen.

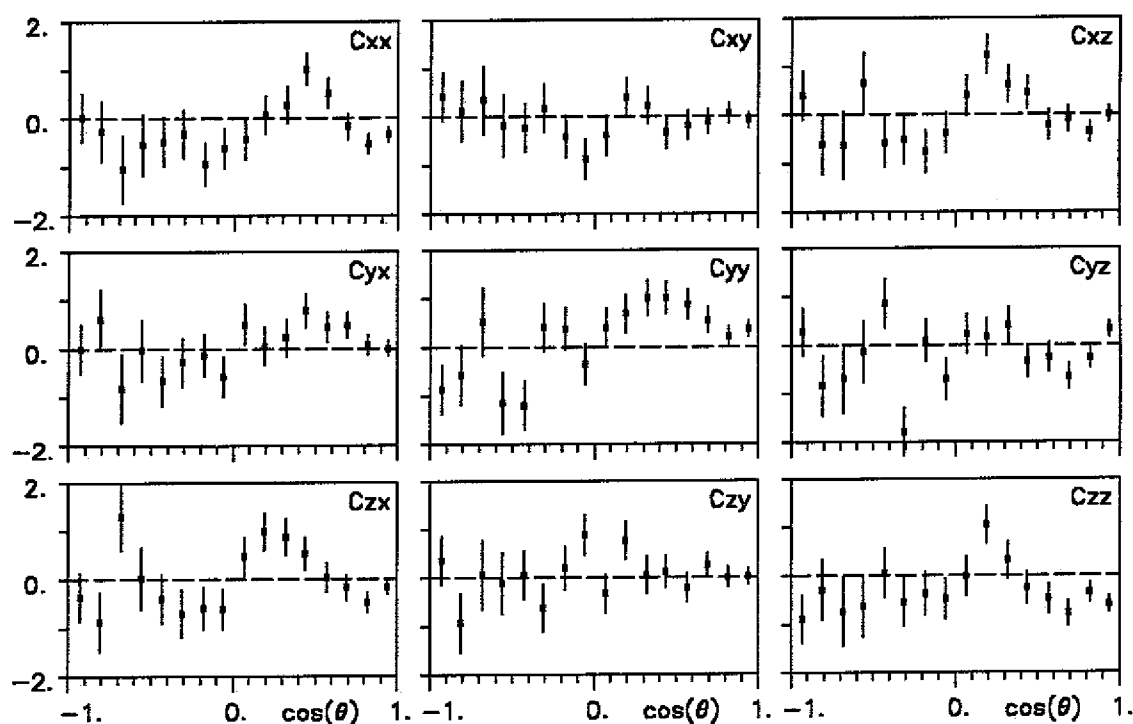


Fig.7.10 Unkorrigierte Spinkorrelationsspektren bei einem Strahlimpuls von 1.8956 GeV/c.

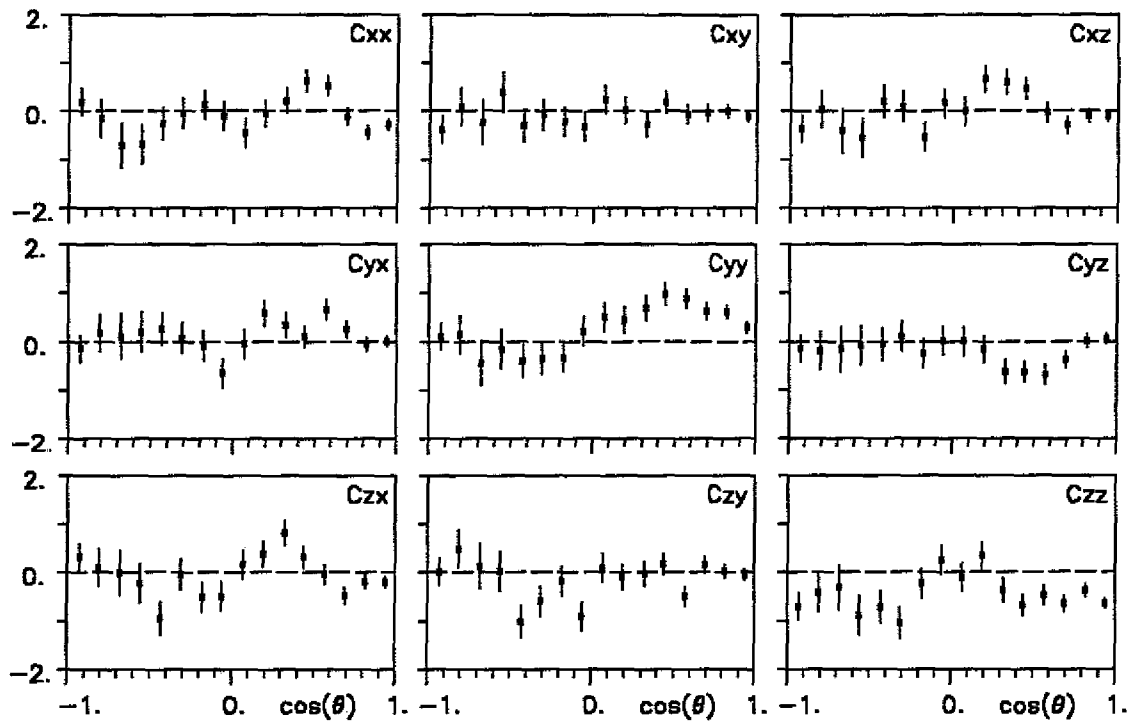


Fig.7.11 Unkorrigierte Spinkorrelationsspektren bei einem Strahlimpuls von 1.910 GeV/c.

Fig.7.9 zeigt die Polarisation der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse in Richtung der drei Achsen in den Λ -Schwerpunktssystemen (siehe Fig.3.3). Ein stark asymmetrischer Verlauf in P_x und P_z deutet auf Detektor- und Auswerteineffizienzen hin. Anzumerken ist, daß bei P_x die Spektrumsverläufe von $\bar{\Lambda}$ und Λ spiegelsymmetrisch zu $\cos \Theta_{\Lambda}^* = 0$ sind, während sie bei P_z negiert spiegelsymmetrisch sind. P_y zeigt im Verlauf von hohen zu niedrigen $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ -Werten nach einer schwachen positiven Überhöhung einen breiten negativen Unterschwinger und geht dann nach einem kleinen positiven Überschwinger bei $\cos \Theta_{\Lambda}^* = 0$ in ein Oszillieren um Nullwerte über.

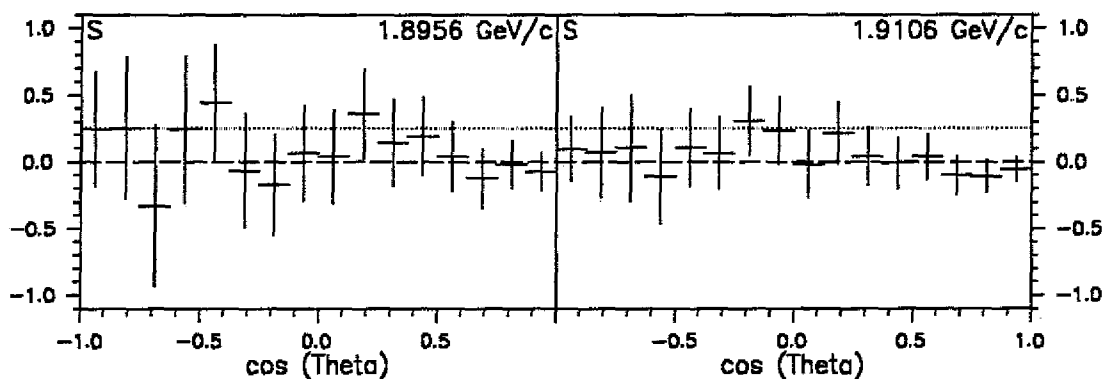


Fig.7.12 Unkorrigierte 'singlett fraction' für die verschiedenen Strahlimpulse. Die gepunktete Linie markiert den Wert $S = .25$, der eine Mischung von parallel und antiparallel stehenden Spins zu gleichen Anteilen bedeutet.

Die Spinkorrelationen zeigen teilweise recht ausgeprägte Strukturen in den Nicht-Diagonalelementen, die nach Gleichung [3.12] Null sein sollten. Die in [3.13] geforderte Gleichheit von symmetrisch zur Hauptdiagonalen liegenden Elementen ist aber dessen ungeachtet innerhalb der Fehlergrenzen gegeben, auch zeigen sich insbesondere auf der Hauptdiagonalen charakteristische, für beide Strahlimpulseinstellungen übereinstimmende Verläufe der entsprechenden Elemente. Die 'singlett fraction'-Werte liegen beim ersten Betrachten in der Gegend von $S = 0$ und deuten damit auf einen Spin-Triplettzustand hin.

Λ -Lebensdauern

Die Lebensdauern der Λ -Teilchen lassen sich auf einfache Weise bestimmen. Die zeitliche Abnahme einer Teilchenpopulation mit einer bestimmten endlichen Lebensdauer durch Zerfall berechnet sich nach

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_0}}, \quad [7.6]$$

wobei t die aktuelle Zeit und N_0 die Anfangspopulation darstellt. In einer halblogarithmischen Darstellung ergibt sich eine Gerade :

$$\ln N(t) = \ln N_0 - \frac{t}{\tau_0} \quad [7.7]$$

Die individuelle Lebensdauer eines Λ -Teilchens ist abhängig von seiner Zerfallslänge d und seinem Laborimpuls p :

$$\tau = \frac{md}{pc}, \quad [7.8]$$

mit m als Ruhemasse und c als Lichtgeschwindigkeit. Die Auswertung rekonstruiert unter Zugrundelegung der richtigen Reaktionskinematik den Teilchenimpuls, die Zerfallslänge ergibt sich aus dem Abstand von rekonstruiertem Produktionspunkt im Target und dem Zerfallsvertexpunkt. Die Gesamtheit aller erzeugten (und rekonstruierten) Λ -Teilchen stellt die Anfangspopulation N_0 dar, wobei es bedeutungslos ist, daß diese Teilchen nie alle gleichzeitig existiert haben, denn wir besitzen alle benötigten Informationen über jedes einzelne Teilchen.

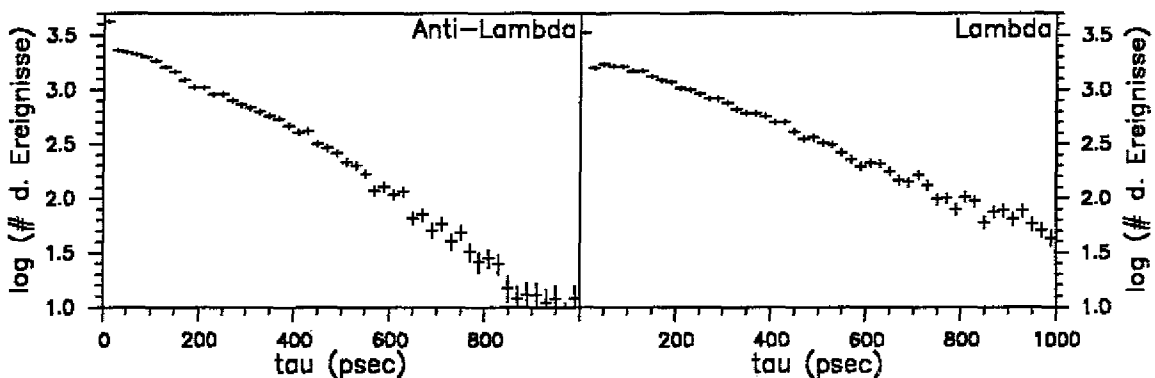


Fig.7.13 Lebensdauerspektren für $\bar{\Lambda}$ (links) und Λ (rechts).

Kumuliert man die Lebensdauern der Λ -Teilchen, so ergeben sich die Spektren in Fig.7.13. Es ist einsichtig, daß es besonders im Falle der $\bar{\Lambda}$ -Teilchen schwer fallen dürfte, eine Gerade anzupassen. Vergleicht man die Spektren mit denen früherer Messungen (siehe insbesondere [SEH89]), so erkennt man im Unterschied dazu hier das Auftreten einer Ereignisabnahme bei einem τ von ungefähr 200 psec. Diese Welle ist bei Auswertungen bisher nicht so ausgeprägt aufgetreten, was die Vermutung nahelegt, daß die bei einem Strahlimpuls um 1.9 GeV/c möglichen größeren Λ -Impulse verantwortlich sind.

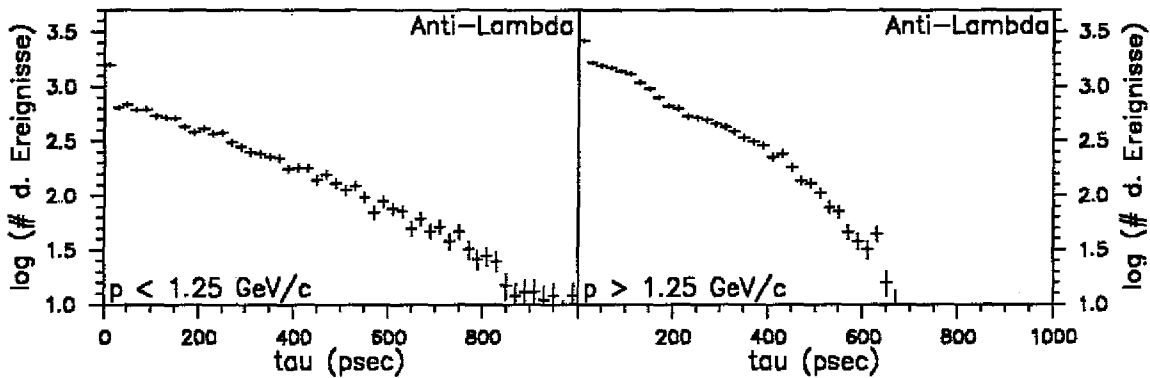


Fig.7.14 $\bar{\Lambda}$ -Lebensdauerspektren für $p_{\bar{\Lambda}} < 1.25 \text{ GeV/c}$ (links) und $p_{\bar{\Lambda}} > 1.25 \text{ GeV/c}$ (rechts).

Teilt man das $\bar{\Lambda}$ -Lebensdauerspektrum bei einem $\bar{\Lambda}$ -Impuls von 1.25 GeV/c, so erkennt man, daß diese Welle nur bei den hohen Impulsen auftritt (Fig.7.14), während das Spektrum der kleineren Impulse im Bereich von $100 \text{ psec} < \tau_{\bar{\Lambda}} < 500 \text{ psec}$ glatt erscheint. Aus diesem Grunde werden Λ -Impulse über 1.25 GeV/c nicht zur Lebensdauerberechnungen verwendet (Fig.7.15).

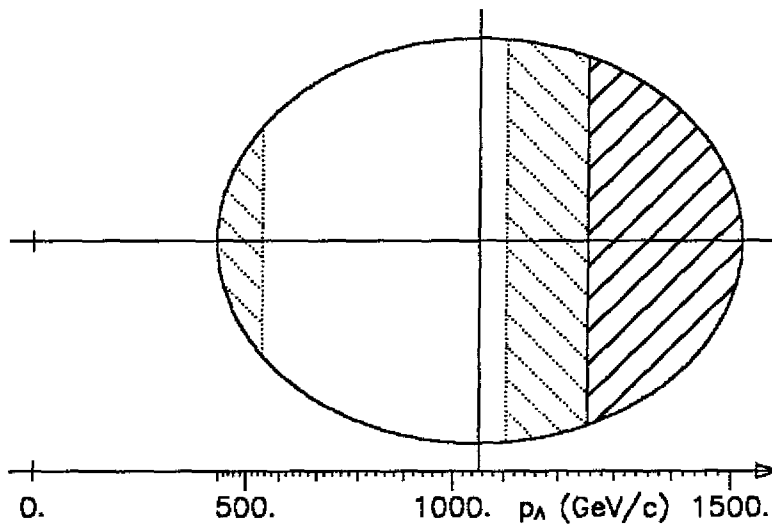


Fig.7.15 Impulsbereiche auf der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktionsellipse, nicht verwendeter Bereich schraffiert. Zur Festlegung der in der Geradenanpassung verwendeten τ -Intervalle dienen die punktiert schraffierten Bereiche.

Trotzdem sind noch Effizienzabnahmen zu kleinen ($\tau < 100$ psec) und großen ($\tau > 500$ psec) Lebensdauern zu erklären. Erstellt man Spektren, zu denen man nur Λ -Teilchen mit einem Impuls von weniger als 0.55 GeV/c verwendet, so erkennt man, daß die Verluste bei kleinen Lebensdauern hier besonders stark sind (Fig.7.16). Die Erklärung hierfür ist einfach: Λ -Teilchen mit kleinen Impulsen haben nach Gleichung [7.8] kürzere Zerfallslängen als solche mit höheren Impulsen. Dadurch besteht eine höhere Wahrscheinlichkeit, daß Zerfälle schon im Target auftreten (keine neutrale Triggerbedingung mehr erfüllt) oder daß das Zerfallspion die Drahtkammern nicht oder nicht rekonstruierbar trifft. Bei maximalen Impulsen dagegen sind die Zerfallslängen und damit die Wahrscheinlichkeit von Zerfällen im hinteren Teil des Detektors größer. Die zugehörigen Vertizes sind dann aufgrund von zuwenigen Treffern pro Spur nicht rekonstruierbar, und das Ereignis ist verloren. Dieses Verhalten ist beim rechten Lebensdauerspektrum in Fig.7.16 zu beobachten.

Aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt wissen wir, daß $\bar{\Lambda}$ -Teilchen überwiegend im Vorwärtsbereich des Schwerpunktsystems der Reaktion emittiert werden und damit hohe Laborimpulse haben, während die Λ -Teilchen, da sie sich im Schwerpunktsystem in entgegengesetzter Richtung bewegen, durchweg niedrige Impulse besitzen. Dieses Verhalten drückt sich auch in den Lebensdauerspektren aus: bei den $\bar{\Lambda}$ treten die Verluste überwiegend bei hohen τ -Werten auf, bei den Λ sind Lebensdauern kleiner als 200 psec unterdrückt. Aus diesem Grund wurden für $\bar{\Lambda}$ und Λ unterschiedliche τ -Intervalle zur Berechnungen der Lebensdauern verwendet.

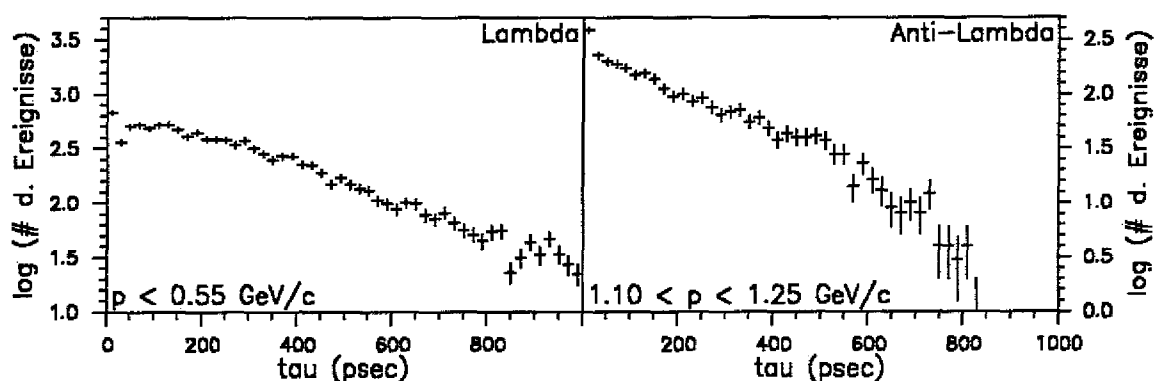


Fig.7.16 Lebensdauerspektren für kleine Λ - (links) und große $\bar{\Lambda}$ -Impulse (rechts). Die verwendeten Impulsbereiche sind in Fig.7.15 gepunktet schraffiert.

Wählt man für $\bar{\Lambda}$ den Bereich ($100 \text{ psec} > \tau > 500 \text{ psec}$), für Λ den Bereich ($200 \text{ psec} > \tau > 500 \text{ psec}$) aus, ergeben sich die folgenden Lebensdauern :

$$\tau_0^{\bar{\Lambda}} = 262.81 \pm 6.31 \text{ psec} , \quad \tau_0^{\Lambda} = 264.35 \pm 4.33 \text{ psec} . \quad [7.9]$$

Unter Ausnutzung der CPT-Invarianz können $\bar{\Lambda}$ und Λ zusammen betrachtet werden, wodurch man die kombinierte Lebensdauer erhält :

$$\tau_0^{\bar{\Lambda}, \Lambda} = 263.73 \pm 5.32 \text{ psec} . \quad [7.10]$$

Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit den Angaben aus [PDG90], dort beträgt er $263.2 \pm 2.0 \text{ psec}$.

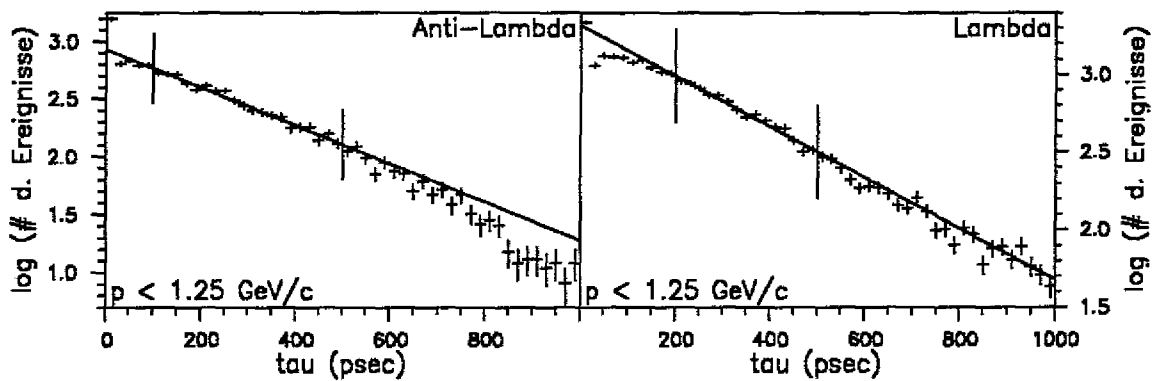


Fig.7.17 Angepaßte Geraden zur Bestimmung der Lebensdauern von Λ (links) und $\bar{\Lambda}$ (rechts). Die senkrechten Striche markieren die τ -Intervalle, die in die Anpassungen einbezogen wurden.

Aufgrund der CPT-Invarianz sollen die Lebensdauern von $\bar{\Lambda}$ und Λ gleich sein, das Verhältnis

$$R = \frac{\tau_0^\Lambda - \tau_0^{\bar{\Lambda}}}{\frac{1}{2} (\tau_0^\Lambda + \tau_0^{\bar{\Lambda}})} \quad [7.11]$$

sollte die Übereinstimmung liefern. Mit $R = 0.0059 \pm 0.0404$ ist eine Verträglichkeit mit Null gegeben.

Monte-Carlo-Untersuchungen

Um die Einfüsse der endlichen Auflösung eines Detektors und seiner nie totalen Abdeckung des der Reaktion zur Verfügung stehenden Raumwinkelbereiches abschätzen und dann die gemessenen Daten korrigieren zu können, führt man Monte-Carlo-Simulationen durch. In diesen wird die Reaktionskinematik zuerst perfekt berechnet (Fig.7.18) und danach die Geometrieinflüsse des Detektors und ihre Auswirkungen auf jedes einzelne generierte Ereignis untersucht (Fig.7.19). Das geschieht, indem man als erstes diejenigen Raumwinkelbereiche ausblendet, die von keinem Detektorelement abgedeckt werden. Danach verschlechtert man die exakten Trefferkoordinaten, deren Spuren einen Detektorteil mit endlicher Ortsauflösung durchqueren, indem man z.B. die geometrische Mitte einer Proportionalkammerzelle oder eines Szintillatorstreifens als Durchstoßpunkt annimmt. Zusätzlich muß man auch noch Ansprechwahrscheinlichkeiten, die kleiner als eins sind, in Betracht ziehen und für jeden einzelnen Detektortreffer per Zufallsgenerator entscheiden, ob er überhaupt 'gemessen' wird. Die durch diese Nachbehandlung 'realistisch' gemachten Ereignisse sind dann die Daten, die der normalen Auswertung unterzogen werden. Durch das Wissen, daß die Daten unsprünglich perfekt gewesen sind und durch die Kenntnis der perfekten Winkelverteilungen, Lebensdauern oder Polarisationen, ist man in der Lage, den Einfluß des Detektors festzustellen und die

echten Daten so zu korrigieren, als wären sie mit einem idealen Detektor gemessen worden.

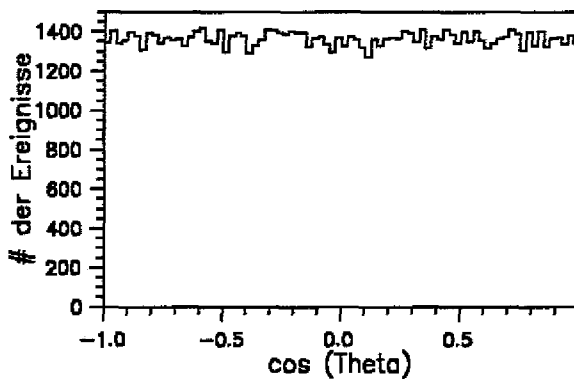


Fig. 7.18 $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ -Verteilung der MC- $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ -Ereignisse.

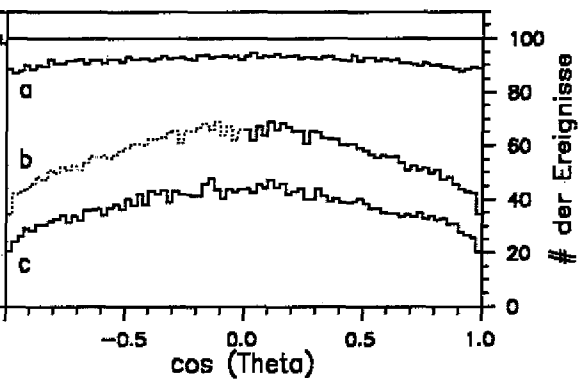


Fig. 7.19 Verluste, die durch den Detektor (obere Kurve) und die Auswertung bedingt sind (untere Kurven).

Das PS185-Monte-Carlo-Programm, das auf dem FOWL-Programmpaket (W505) der CERN-Programmbibliothek aufbaut, simuliert die endliche Ortsauflösung des PS185-Detektors, die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Drift- und Proportionalzählrohre, Streuung und Impulsverlust der Zerfallsteilchen in den Spulen des Solenoids und optional Λ -Streuung im Target und zusätzliche Spuren. Betrachtet man die Verteilung der $\bar{\Lambda}$'s im Schwerpunktsystem der Reaktion aufgetragen gegen $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ ('a' in Fig. 7.19), so erkennt man eine Abnahme der Akzeptanz insgesamt, aber besonders zu kleinen ($\cos \Theta_{\Lambda}^* \simeq 1$) und großen ($\cos \Theta_{\Lambda}^* \simeq -1$) Winkeln hin. Die über $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ konstanten Verluste rühren u.a. von Ereignissen her, bei denen einer der zwei Zerfälle zu früh (im Target) oder zu spät (hinter den Driftkammern) stattgefunden hat. Solche Verluste sind nahezu winkelunabhängig. Betrachtet man Fig. 6.9, so erkennt man, daß weitere Verluste dadurch entstehen, daß über fast den gesamten CMS-Winkelbereich für eines der Lambdas Zerfallspionen mit 90° oder sogar mit Rückwärtswinkeln im Laborsystem möglich sind. Damit besteht für diese Pionen die Wahrscheinlichkeit, zu wenige oder überhaupt keine Ebene zu treffen. Diese Wahrscheinlichkeit erhöht sich zu großen und kleinen Winkeln Θ_{Λ}^* , weil dann ein Λ -Teilchen im Schwerpunktsystem bei 180° produziert wird und damit minimalen Impuls hat. Dadurch ist das Auftreten von Zerfallspionen mit Winkeln $>90^\circ$ besonders groß. Fälle mit nicht nachgewiesenen Zerfallsteilchen behandelt das MC-Programm als von vornherein nicht rekonstruierbares Ereignisse, die dann auch nicht im Datensatz erscheinen.

Ziel der MC-Korrekturen ist es aber auch, neben den Detektoreinflüssen die Verluste durch die Datenauswertung zu korrigieren. Bedingt durch die endliche Auflösung des Detektors ist das Auswerteprogramm oft nicht in der Lage, die ursprünglichen Spuren zu rekonstruieren. Sei es, daß Spuren nur mit wenigen Detektortreffern bestimmt sind, wobei dann die endliche Auflösung um so stärker zum tragen kommt, oder sei es, daß Treffer verschiedener Spuren zur Rekonstruktion falschen Spuren benutzt werden und dadurch echte Spuren nicht gefunden werden, weil ihre Treffer schon

benutzt wurden oder weil die programminterne Tabelle der rekonstruierten Spuren bereits gefüllt ist. Auf alle Fälle resultieren solche Fehlrekonstruktionen in falscher oder zumindest schlechter Kinematik der Ereignisse, die zur Folge hat, daß solche Ereignisse verworfen werden. Diese Verluste ('b' und 'c' in Fig.7.19) zeigen eine ähnliche Winkelabhängigkeit wie schon die vom MC-Programm von vornherein ausgeschlossenen Ereignisse. Nur sind die Verluste hier stärker.

Da die PS185-Auswertung zuerst nur geometrische Rekonstruktionen und die kinematische Anpassung, aber keine Ladungsbestimmung durchführt, sind die Effizienzen nur in Abhängigkeit von $|\cos \Theta_{\Lambda}^*|$ bekannt. Durch Halbierung der Spektrumshöhe verbunden mit einer Spiegelung an der $(\cos \Theta_{\Lambda}^* = 0)$ -Achse wurde in Fig.7.19 das Spektrum 'b' künstlich auf den vollen $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ -Bereich ausgeweitet.

Die Magnetanalyse erledigt die Identifizierung von Λ und $\bar{\Lambda}$, hat aber genauso wie die geometrische Rekonstruktion in den vorhergegangenen Auswerteschritten mit endlicher Detektorauflösung und Ansprechverlusten zu kämpfen ('c' in Fig.7.19). Hinzu kommt, daß bei drei vorhandenen Driftkammerebenen pro Spur auch drei Treffer nötig sind, um die Spurkrümmung zu bestimmen. Verluste, die dadurch zustande kommen, daß bei keiner der mindestens zwei geladenen Spuren eine Ladungsidentifikation durchführbar war, sind abhängig von $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ und zwar derart, daß diese zu kleinen $|\cos \Theta_{\Lambda}^*|$ -Werten ansteigen, da dann eines der Λ 's und damit auch seine Zerfallsteilchen maximalen Impuls haben, was zu sehr kleinen Spurkrümmungen führt, wodurch die Ladungsbestimmung unmöglich oder zumindest erschwert ist. Es bleibt aber das andere Λ , das minimalen Impuls hat, und dadurch auch seine Zerfallsteilchen. Während das Pion, wie schon oben ausgeführt, vorwiegend unter großen Winkeln und damit am Magneten vorbei emittiert wird, bleibt das Proton als einziges zur Ladungsbestimmung übrig. Diese sollte problemlos durchgeführt werden können, weil der Protonenimpuls relativ klein ist. Leider kommt hier nun die Tatsache zum Tragen, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit der Magnetdriftkammern nicht 100%-ig ist, sodaß die Ladung des Protons nur in ca. 80% der Fälle bestimmt werden kann.

Alle bisher angesprochen Verluste können mittels MC-Simulationen korrigiert werden. Leider gibt es aber auch Fehlinterpretationen in der Magnetanalyse, und diese werden dabei nicht erfaßt, denn sie sind keine Verluste im eigentlichen Sinne. Es wird lediglich nur das Vorzeichen der Ladung und damit die Angabe, welchen der beiden Λ 's das Anti-Teilchen war, vertauscht, das Ereignis selber aber bleibt erhalten. Bei dem in $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ symmetrischen differentiellen Wirkungsquerschnitt der MC-Daten ist ein Effekt dieser falschen Ladungsbestimmung nicht nachweisbar. Bei den unsymmetrischen $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ -Verteilungen der echten Daten ist dagegen ein Einfluß, wie wir im vorhergehenden Kapitel gesehen haben, vorhanden.

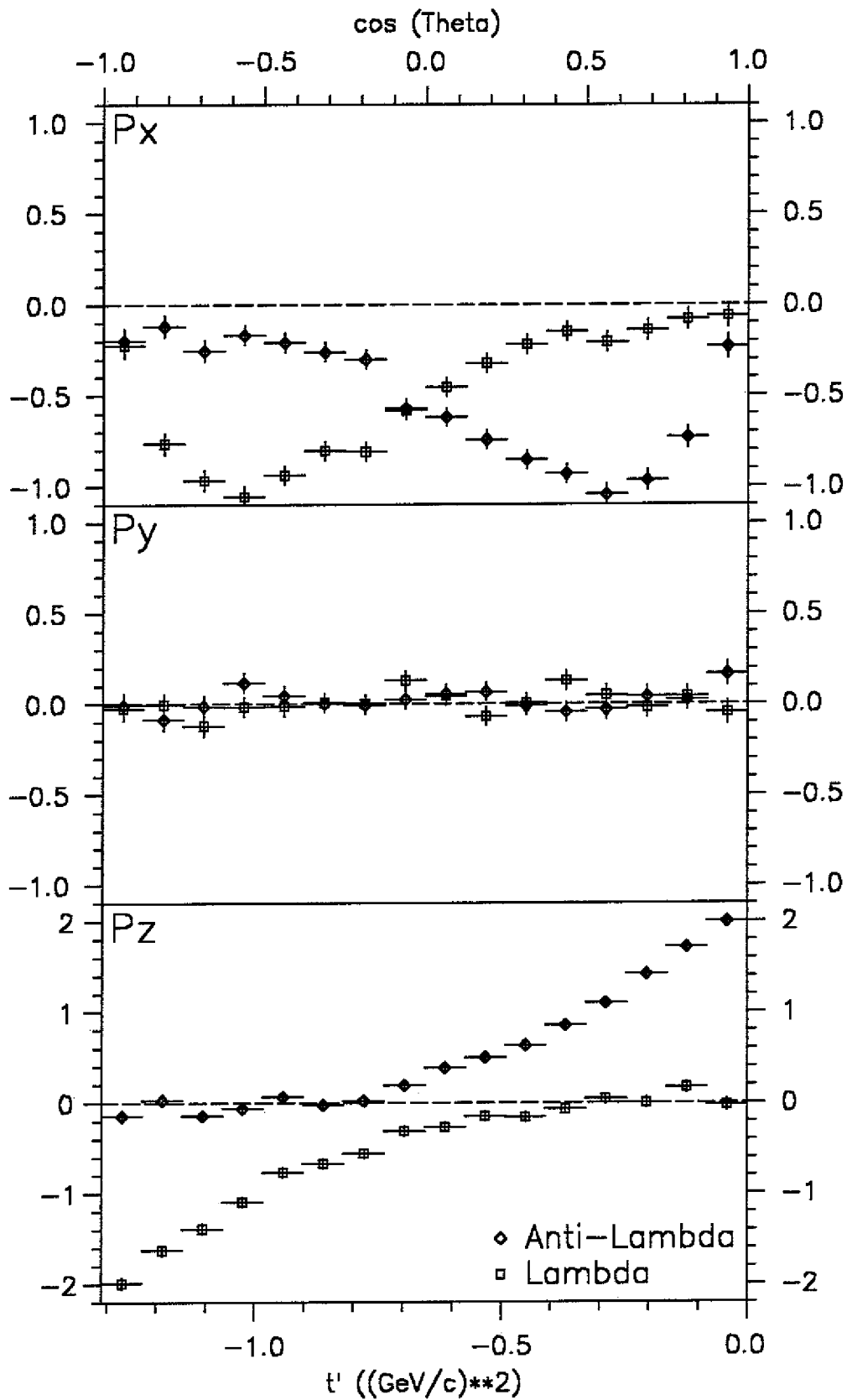


Fig.7.20 MC-Polarisationsverteilungen in Richtung der drei Raumkoordinaten in den jeweiligen Λ -Ruhesystemen.

Da die MC-Ereignisse im CMS unpolarisiert erzeugt werden, können keine Vorzugsrichtungen für die aus einem Λ -Zerfall stammenden Teilchen auftreten, die Polarisationen in Richtung der Achsen in den Zerfallssystemen müssen daher gleich Null sein. Fig.7.20 zeigt aber, daß dies nur auf die y-Komponente P_Y zutrifft, weil nur für diese die Nachweiswahrscheinlichkeit der Zerfallsteilchen im Λ -Ruhe-System symmetrisch in Θ_p (zur Nomenklatur siehe Fig.3.3) ist. Die beiden anderen Komponenten weisen dagegen erhebliche künstliche Polarisationen auf, obwohl sie - abgesehen davon, daß MC-Ereignisse ausgewertet wurden - allein schon wegen der Paritätserhaltung bei der unter starker Wechselwirkung vonstatten gehenden Λ -Produktion Null sein müßten. Der Grund für diese Abweichungen ist in einer nicht gleichmäßigen Belegung des Raumwinkelbereichs im Λ -Ruhe-System durch die Zerfallsteilchen zu suchen, Effizienzlöcher auf der Raumkugel produzieren scheinbare Polarisationen.

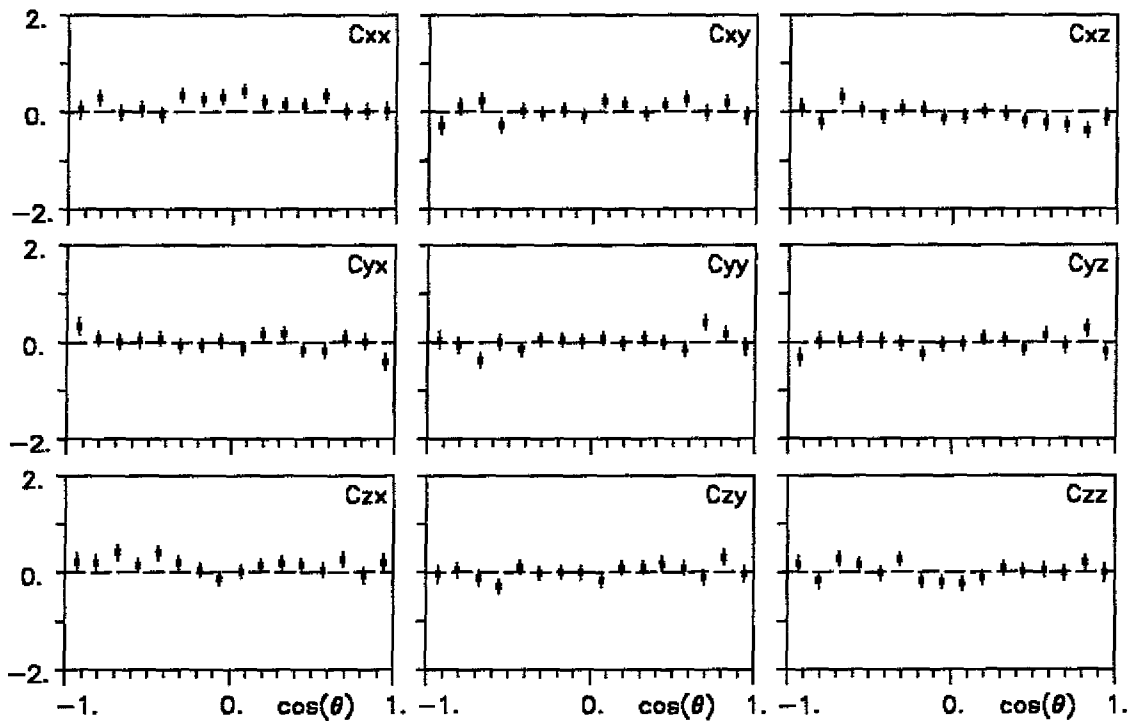


Fig.7.21 Spinkorrelationen in Richtungen der drei Raumkoordinaten in den Λ -Ruhe-systemen, MC-Daten.

Für unsere Zwecke ist es ausreichend, unter Berufung auf die Paritätserhaltung bei der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktion nur P_Y zu betrachten, das als einzige Polarisationskomponente in die weiteren Untersuchungen eingeht. Die Unpolarisiertheit der MC-Generierung impliziert unkorrelierte Λ -Spins, weshalb die Elemente der Korrelationsmatrix über den gesamten $\cos \Theta_\Lambda^*$ -Bereich gleich Null sein müssen, was sie im Blick auf Fig.7.22 auch nahezu sind. Die 'singlett-fraction' beträgt daher

$$S = \frac{1}{4} (1 + C_{xx} - C_{yy} + C_{zz}) = \frac{1}{4} . \quad [7.12]$$

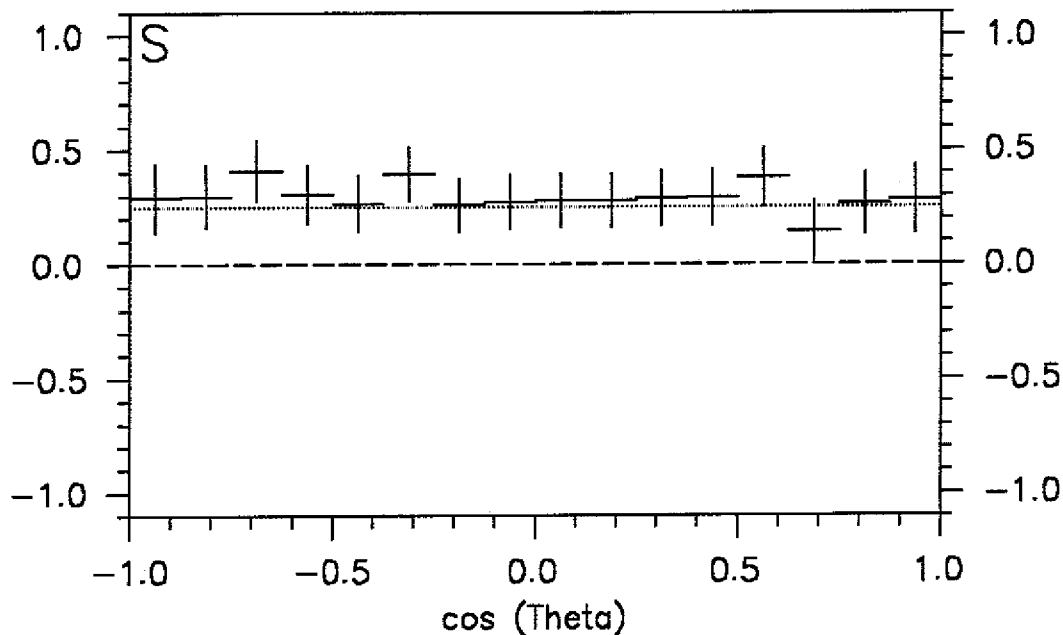


Fig.7.22 'singlett-fraction', MC-Daten

Signifikante Abweichungen dieser Meßgrößen von ihren Sollwerten würden auf zu korrigierende Einflüsse von Detektor und Auswerteprogramm hindeuten. Da aber die ausgewerteten MC-Daten mit Null verträgliche Polarisations- und Spinkorrelationsspektren und eine 'singlett fraction' von $S \approx 0.25$ aufweisen (Fig.7.22), müssen hier keine MC-Korrekturen durchgeführt werden. Geringe Abweichungen von den Sollwerten zeigen zwar, daß man kleinere Korrekturen anbringen könnte, nur ergibt sich im Falle der Spinkorrelationen die Schwierigkeit, daß es schwerlich möglich ist, einen Wert, der ungleich Null ist, mittels Multiplikation mit einem Korrekturfaktor auf Null zu bringen - außer, der Faktor selber ist Null. Ein solcher Korrekturfaktor wäre aber unsinnig, weshalb man für obige Meßgrößen andere Korrekturstrategien entwickeln muß.

Korrekturfaktoren

Totale Verluste

Die ausgewerteten $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi^-$ -Ereignisse stellen nur einen Teil der wirklich passiertten $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse dar. Ein Λ -Teilchen zerfällt mit $64.1 \pm 0.5\%$ -iger Wahrscheinlichkeit in $\Lambda \rightarrow p\pi^\pm$, zu $35.7 \pm 0.5\%$ aber in ungeladene Produkte $\Lambda \rightarrow n\pi^0$, woraus folgt, daß nur $41.08 \pm 0.64\%$ der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ mit dem PS185-Detektor überhaupt nachgewiesen werden können. Von diesen bleiben aufgrund von Detektorverlusten und Auswerteineffizienzen, wie MC-Untersuchungen gezeigt haben, $43.00 \pm 0.40\%$ unbeachtet. $5.74 \pm 0.12\%$ der Ereignisse z.B. verwirft alleine schon der χ^2 -Schnitt in der kinematischen Anpassung.

Delta-Elektronen

Delta-Elektronen (δ -e $^-$) entstehen beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch ein Medium, indem dieses geladene Teilchen elastisch an Hüllenelektronen streut. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens solcher Reaktionen ist abhängig von der kinetischen Energie T , die das δ -e $^-$ erhalten soll [PDG88] :

$$\frac{d^2N}{dTdx} = \frac{D}{2} \frac{Z_{\text{med}}}{A_{\text{med}}} \left(\frac{Z_{\text{inc}}}{\beta} \right)^2 \rho_{\text{med}} \frac{1}{T^2} \left(1 - \beta^2 \frac{T}{T_{\text{max}}} \right) \quad [7.13]$$

wobei $D = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$ mit N_A = Avogadrokonstante, r_e = klassischer Elektronenradius und m_e = Elektronenmasse. Z_{med} , A_{med} und ρ_{med} sind Ladung, Massenzahl und Dichte des Mediums, Z_{inc} und β Ladung und relativistische Geschwindigkeit des Projektils. T_{max} ist die maximal auf das δ -e $^-$ übertragbare kinetische Energie, die sich aus

$$T_{\text{max}} = \frac{2m_e \beta \gamma^2 c^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M_{\text{inc}}} + \left(\frac{m_e}{M_{\text{inc}}} \right)^2} \quad [7.14]$$

bestimmt. Integriert man Gleichung [7.13] über eine bestimmte Mediumdicke X und ein Energieintervall $[T_1, T_2]$, so erhält man :

$$N = \frac{D}{2} \frac{Z_{\text{med}}}{A_{\text{med}}} \frac{Z_{\text{inc}}^2}{\beta^2} \rho_{\text{med}} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} + \frac{\beta^2}{T_{\text{max}}} \log \left(\frac{T_1}{T_2} \right) \right) \quad [7.15]$$

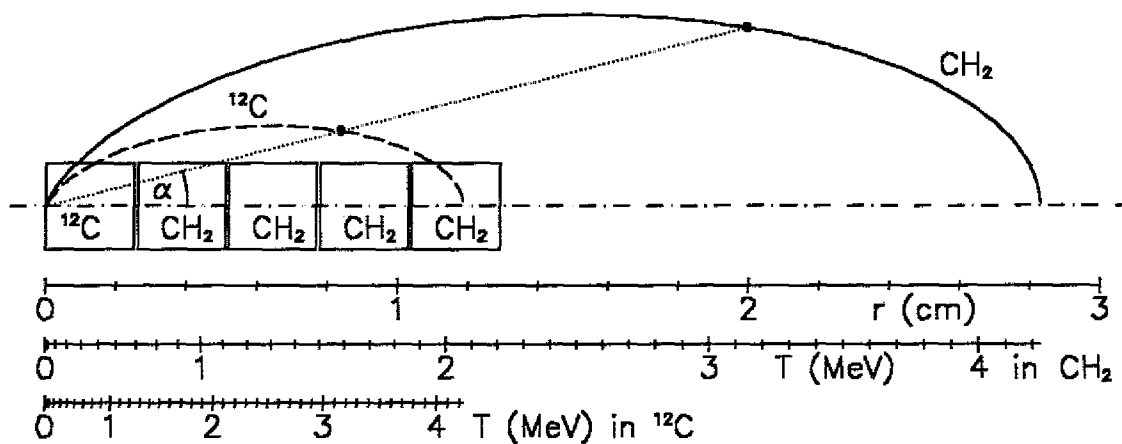


Fig.7.23 Praktische Reichweite der Delta-Elektronen in Abhängigkeit von ihrem Emissionswinkel α . Die Schnittpunkte der gepunkteten Linie mit den Kurven stellen die Reichweiten in den verschiedenen Materialien dar, unten sind die zugehörigen kinetischen Energien aufgetragen. Zum Vergleich sind die Targetzellen angedeutet. Es wurde ein Strahlimpuls ist 1.910 GeV/c zugrunde gelegt.

Über die Reaktionskinematik läßt sich jeder Richtung im Schwerpunktsystem der Reaktion ausgedrückt durch den Winkel Θ_s^* eine Richtung und damit ein Impuls im

Laborsystem zuordnen. Daraus ergibt sich dann die kinetische Energie T , die in die Formel zur Berechnung der praktischen Reichweite der δ -e $^-$ eingeht [PDG88] :

$$R = AT \left(1 - \frac{B}{(1 + CT)} \right) \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2} \quad [7.16]$$

Die Konstanten A, B und C wurden von [WEB64] an gemessene Elektronenreichweiten in Aluminium angepaßt und betragen $A = 0.55 \text{ mg cm}^{-2} \text{ keV}^{-1}$, $B = 0.9841$ und $C = 0.0030 \text{ keV}^{-1}$. Der errechnete Wert R (in mg cm^{-2}) gibt die Eindringtiefe in ein Material an, bei der 90-95% der Elektronen gestoppt sind. Um an die praktische Reichweite zu gelangen, muß dieser noch mit der Materialdichte multipliziert werden. Fig.7.23 zeigt die für Polyethylen und Kohlenstoff errechneten Reichweiten und zwar in Abhängigkeit von der Richtung des im Punkte 'O' gestreuten Elektrons. Zum Vergleich sind die zugehörigen Skalen der kinetischen Energie T eingezeichnet. Es zeigt sich, daß ab einer bestimmten Energie ($T_{\text{CH}_2}^0 = 0.367 \text{ MeV}$ für CH_2 bzw. $T_{^{12}\text{C}}^0 = 0.828 \text{ MeV}$ für ^{12}C) das δ -e $^-$ das Target verlassen kann, entweder seitlich unter Auslösung eines Antitrigger (getroffener S_2 -Zähler) oder unter kleinem Winkel zur Strahlrichtung, wobei es ein das Target durchquerendes Antiproton vortäuscht. Vernachlässigt man die Winkelstreuung der δ -e $^-$ auf ihrem Weg durch das Targetmaterial und geht man der Einfachheit halber davon aus, daß, wenn die praktische Reichweite größer als die Targetdicke in einer bestimmten Richtung ist, das δ -e $^-$ das Target auch verlassen wird, so kann man die Ereignisverluste durch δ -e $^-$ abschätzen, indem man Formel [7.15] von $T_{\text{CH}_2}^0$ bzw. $T_{^{12}\text{C}}^0$ bis T_{max} integriert. Aus Fig.7.24, die die ab einem T_0 bis T_{max} integrierten Verluste zeigt, ergeben sich somit Verlustraten von 5.1 bzw. 3.6 %. Diese Verluste sind dafür verantwortlich, daß die Ereignisrate von der vordersten zu den hinteren Targetzellen hin wegen der steigenden Wahrscheinlichkeit, ein δ -e $^-$ zu erzeugen, abnimmt.

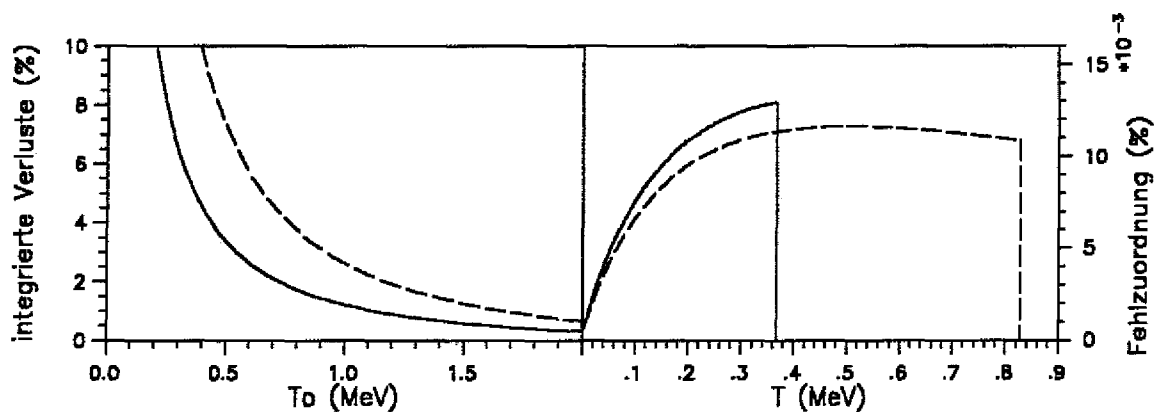


Fig.7.24 Integrierte Verluste durch Veto-Trigger für CH_2 - bzw. ^{12}C -Zellen integriert ab einer kin. Energie T_0 bis T_{max} .

Fig.7.25 Fehlzuordnungswahrscheinlichkeiten für CH_2 bzw. ^{12}C -Zellen integriert über 0.1° breite Θ^* -Intervalle bis $T_{\text{CH}_2}^0$ bzw. $T_{^{12}\text{C}}^0$ (siehe Text).

Daneben kann es aber durch δ -e $^-$ auch zu Fehlzuordnungen in den Targetzellen kommen. In Fig.7.23 erkennt man, daß niederenergetische δ -e $^-$ auftreten, die zwar das Target nicht seitlich verlassen, wohl aber, wenn sie im strahlabwärtigen Teil einer Targetzelle erzeugt werden, die nächste oder zumindest den zwischen diesen

Zellen liegenden Szintillator (hier nicht eingezeichnet, siehe Fig.4.2) erreichen. Wenn nun direkt nach der Erzeugung eines solchen $\delta\text{-e}^-$ das Antiproton eine neutrale Reaktion hervorruft, so wird der Reaktionspunkt der nächsten Zelle zugewiesen und nicht der Zelle, in der die Reaktion wirklich passiert ist. Fig.7.25 zeigt diese Fehlzurordnungsrate integriert über kleine Θ^- - und damit T -Intervalle in Abhängigkeit von der kinetischen Energie der $\delta\text{-e}^-$. Die Rate wurde unter Verwendung der Elektronenreichweiten in Strahlrichtung errechnet, um zu gewährleisten, daß das $\delta\text{-e}^-$ die Zelle auch verlassen kann. Die berechneten Kurven entstehen durch die Faltung der in T reziprok quadratisch abfallenden $\delta\text{-e}^-$ -Erzeugungswahrscheinlichkeit mit der in T stetig ansteigenden Elektronenreichweite in Strahlrichtung. Die Integration dieser Raten von $T_0 \approx 0$ bis $T_{\text{CH}_2}^0$ bzw. T_{C}^0 ergibt eine Fehlzurordnung von 2.4 % für CH_2 - und 4.2 % für ^{12}C -Zellen.

Somit haben wir es hier mit zwei konkurrierenden Prozessen zu tun: einerseits die Auslösung von Trigger-Vetosignalen oder die Vortäuschung eines nicht reagierenden Strahlantiprotons durch $\delta\text{-e}^-$, wodurch die Ereignisrate zu strahlabwärtigen Targetzellen hin abnimmt, andererseits die Fehlzurordnungen der Reaktionspunkte in strahlabwärtige Zellen, was den erstgenannten Effekt teilweise wieder aufhebt.

Target-Korrekturen

Eine einfache Möglichkeit, Verluste im Target zu korrigieren, ohne die Einflüsse von Deltaelektronen oder falsch justierten Targetzellen abschätzen zu müssen, ist die Betrachtung der Strahlereignisse. Wie schon in Kapitel 4 ausgeführt, handelt es sich hierbei um eine Triggereinstellung, bei der nur von Belang ist, daß ein Strahlantiproton eine bestimmte Targetzelle ohne vorher zu reagieren erreicht hat, eine mögliche Reaktion in dieser Zelle ist nicht von Interesse. So lassen sich zu niedrige Antiprotonenraten in fehljustierten Zellen schnell erkennen und korrigieren, auch wird der Einfluß der Deltaelektronen erfaßt, die Antitrigger produzieren.

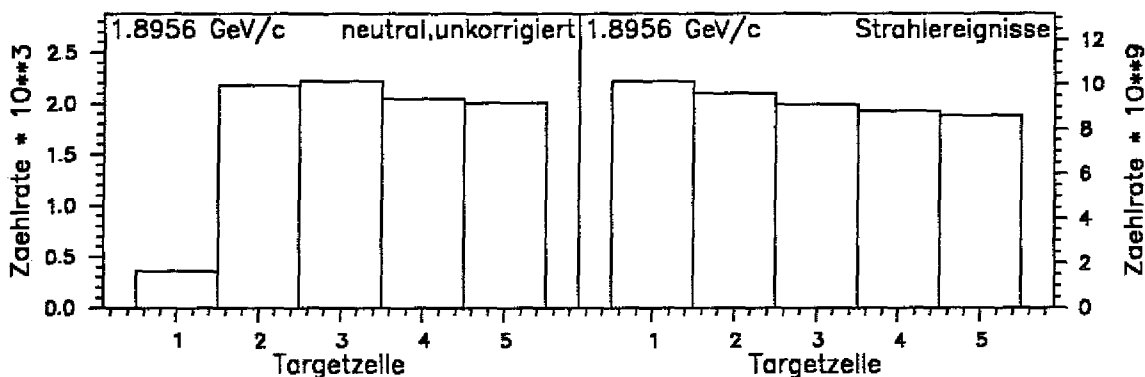


Fig.7.26 Targetzellenverteilung der ausgewerteten $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Daten.

Fig.7.27 Targetzellenverteilung der Strahlereignisse.

Zur Korrektur werden die Zähler, die während des laufenden Experimentes die Strahlereignistrigger für jede Targetzelle aufaddieren, ausgewertet. Fig.7.26 zeigt beispielhaft die Anzahlen der bei einem Strahlimpuls von 1910.6 GeV/c mit 7.9 mm dickem Degradier gemessenen und ausgewerteten $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse, aufgeteilt nach Targetzellen. Daneben in Fig.7.27 die Strahlereignisraten bei demselben

Strahlimpuls, wobei hier eine Abnahme des $\bar{p}$ -Flusses zu strahlabwärtigen Zellen bezeichnend ist. Um kurzzeitige Störungen bei der Datenaufnahme, die nur einen Datensatz (ein Band) betreffen, besser korrigieren zu können, wird nicht die Gesamtheit der bei einem Strahlimpuls gemessenen Daten, sondern jeder einzelne Datensatz mit seinen individuellen Flußfaktoren korrigiert. Die so erhaltenen Targetverteilungen der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse zeigt Fig.7.28 für die verschiedenen Strahlimpulseinstellungen.

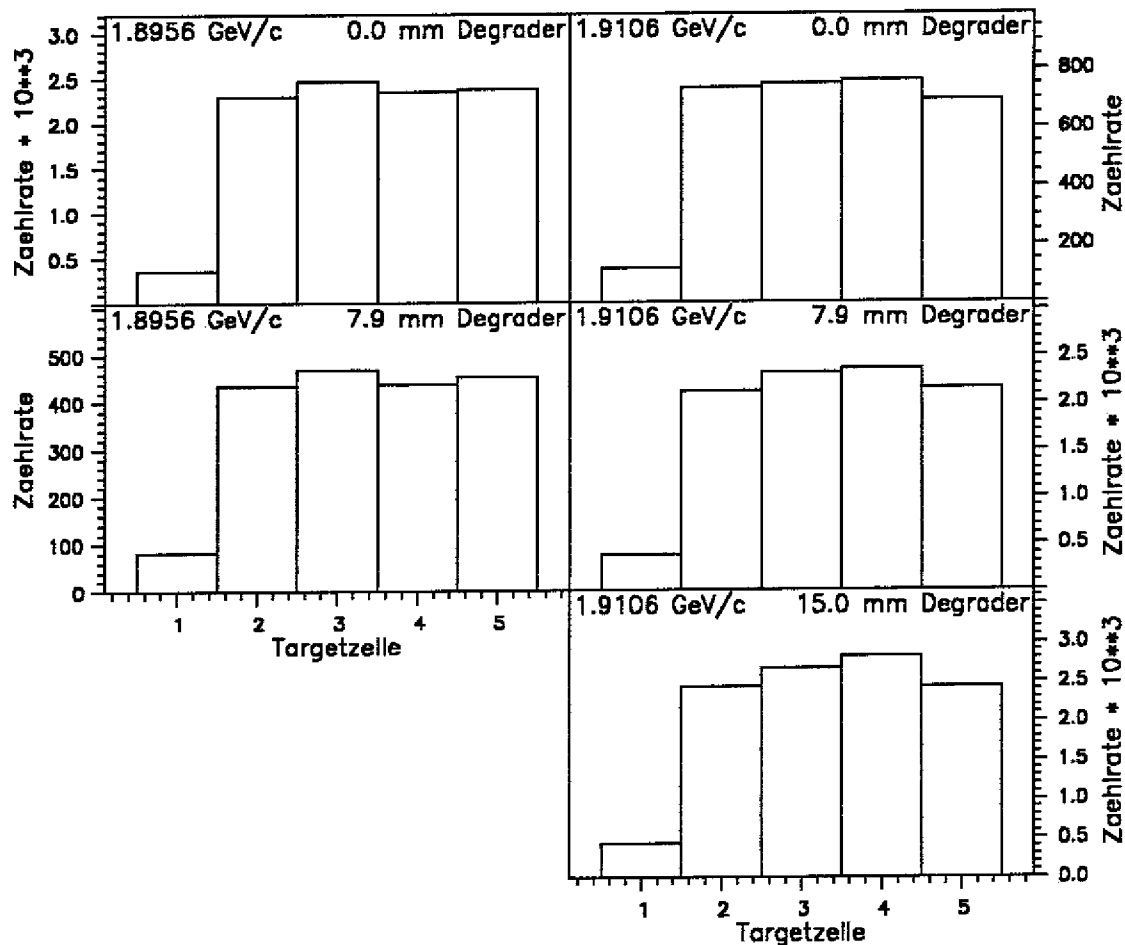


Fig.7.28 Flußkorrigierte Targetzellenverteilungen ausgewerteter $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse.

Magnet-Korrekturen

Wegen der möglichen hohen Λ - und damit auch Zerfallsteilchenimpulse können Sagitten im Magneten kleiner sein als bei früheren PS185-Strahlzeiten mit niedrigeren Strahlimpulsen. Verbunden damit ist ein höherer Anteil von falschen Ladungsbestimmungen. Es gibt nun die Möglichkeit, den Anteil dieser Falschidentifikationen wie bei [SEH89] pauschal abzuschätzen, der vorhin schon zitierte Rückwärtsanstieg im differentiellen Wirkungsquerschnitt aufgetragen gegen $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ wird dann zwar kleiner, verschwindet aber nicht. Das Verfahren krankt daran, daß das Verhältnis von Vorwärts- zu Rückwärtsanstieg betrachtet wird, und zwar in Abhängigkeit von der geforderten Spurqualität im Magneten. Die Tatsache, daß sich

das Verhältnis ab einer bestimmten Qualität trotz Erhöhung der Qualitätsanforderungen nicht mehr merklich ändert, verleitet [SEH89] zu der Annahme, diese Ereignisse mit hoher Spurqualität im Magneten seien perfekt. Daß sie es aber nicht sind, zeigt sich daran, daß der Rückwärtsanstieg nicht durch die Korrektur verschwindet, da dieses Verfahren nur die Einflüsse der Magnetanalyse erfaßt, nicht aber eventuelle Fehler in z.B. der geometrischen Vertexkombinierung. Nun könnte man sagen, dieser Anstieg sei Physik, daß dem generell aber nicht so ist, zeigt eine von [ZIO91] entwickelte Korrekturmethode, die die Sagitten der einzelnen Spuren im Magneten betrachtet. Die Baryonenidentifikation geschieht aber wie bisher unter Verwendung der DSD. Das Verfahren sucht nach widersprüchlichen Ladungsinformationen, wie z.B. zwei gleichgeladenen Teilchen aus einem Zerfall oder zwei gleichgeladenen Protonen oder Pionen. Bei einer Magnetspur pro Ereignis läßt sich logischerweise kein Widerspruch finden, hier können keine Korrekturen gemacht werden, sind aber mehr als eine Magnetspur vorhanden, so können diese Widersprüche auftreten, da eine Ladungszuweisung die Ladungen der anderen drei beteiligten Zerfallsteilchen eindeutig festlegt. Bei zwei Magnetspuren pro Ereignis ohne Widersprüche sind die Ladungszuweisungen entweder richtig, oder beide sind falsch, eine Unterscheidungsmöglichkeit dieser Fälle besteht nicht. Treten aber Widersprüche auf, so ist eine der beiden Ladungszuweisungen mit Sicherheit falsch, ein solches Ereignis kann zwar nicht korrigiert, aber von der weiteren Auswertung ausgeschlossen werden. Ab drei Magnetspuren pro Ereignis bietet sich die Möglichkeit, fehlidentifizierte Ereignisse zu reparieren, wenn man voraussetzt, daß die Anzahl der falschen Ladungszuweisungen kleiner als die Anzahl der richtigen ist. Da es aber auch möglich ist, daß z.B. zwei von drei Magnetspuren falsch bestimmt wurden, und dann die Reparatur trotzdem ein falsches Ergebnis liefern würde, ist es vermutlich besser, fehlidentifizierte Ereignisse von der weiteren Auswertung auszuschließen.

Totaler Wirkungsquerschnitt

Zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts werden die als $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi^-$ identifizierten Ereignisse herangezogen, ohne jedoch eine Baryonenidentifikation durchgeführt zu haben. Diese Information wird erst für die differentiellen Wirkungsquerschnitte benötigt. Wie schon am Anfang dieses Kapitels ausgeführt, müssen das Verzweigungsverhältnis des Λ -Zerfalls in ungeladene bzw. geladene Produkte sowie der mittels MC-Untersuchungen bestimmte Korrekturfaktor mit einbezogen werden. Diese betragen

$$k_\delta = 2.434 \pm 0.038 \quad \text{und} \quad k_{MC} = 1.754 \pm 0.012, \quad [7.17]$$

wobei beachtet werden muß, daß der Fehler des Verzweigungsverhältnissfaktors den der MC-Korrektur um mehr als das Doppelte übersteigt und damit der eigentliche genauigkeitsbegrenzende Faktor ist. Hinzu kommt noch ein Faktor von $k_\delta = 1.036$, der die Veto-Verluste durch δ -e⁻ in der ersten Targetzelle berücksichtigt, denn die $\bar{p}$ -Flußkorrektur geschieht nur relativ bezogen auf die $\bar{p}$ -Rate der ersten Zelle. Legt man die $\bar{p}$ -flußkorrigierten Ereignisanzahlen zugrunde

1.8956 GeV/c	7.9mm Degrader	$\triangleq$	1.8897 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 1,795.18$
1.8956 GeV/c	kein Degrader	$\triangleq$	1.8918 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 9,478.23$
1.9106 GeV/c	15.0mm Degrader	$\triangleq$	1.9032 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 11,485.64$
1.9106 GeV/c	7.9mm Degrader	$\triangleq$	1.9047 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 10,076.64$
1.9106 GeV/c	kein Degrader	$\triangleq$	1.9068 GeV/c	$n_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 3,181.20$

so ergeben sich die folgenden totalen Wirkungsquerschnitte :

1.88970 ± 0.00422 GeV/c	$\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 83.24 \pm 4.18 \mu b$
1.89178 ± 0.00164 GeV/c	$\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 90.66 \pm 3.34 \mu b$
1.90318 ± 0.00154 GeV/c	$\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 88.38 \pm 3.17 \mu b$
1.90470 ± 0.00336 GeV/c	$\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 85.30 \pm 3.11 \mu b$
1.90678 ± 0.00553 GeV/c	$\sigma_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 85.96 \pm 3.81 \mu b$

Es zeigt sich, daß die Werte innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen, ein Einfluß der einsetzenden $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ -Reaktion ist nicht auszumachen.

Differentieller Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt muß zwei Korrekturen unterworfen werden: erstens der Verzweigungsverhältnis- und MC-Korrektur (wie auch schon der totale Wirkungsquerschnitt), und zweitens muß der Einfluß der für einige Ereignisse nicht funktionierenden Ladungsbestimmung im Magneten korrigiert werden, der sich im Verhältnis der Ereignisanzahlen vor und nach der Ladungsbestimmung niederschlägt. Jedem einzelnen $\cos\Theta_{\Lambda}^+$ -Intervall wird ein Korrekturfaktor errechnet. Fig.7.29 zeigt die korrigierten Verteilungen für die verschiedenen Strahlimpulse und Degraderdicken.

Daneben treten Fehlinterpretationen in der Ladungsbestimmung auf, die die Ereignisanzahl nicht reduzieren, aber den Λ -Teilchen die falsche Baryonenzahl zuordnen. Am Beispiel einer Impulseinstellung (1.910 GeV/c mit 7.9mm Degrader) soll hier der Einfluß dieser fehlerhafter Ladungsbestimmungen untersucht werden. In Fig.7.30 sind auf der linken Seite die Wirkungsquerschnittsverteilungen nach den Anzahlen der im Magneten ladungsidentifizierten Spuren aufgeteilt. Man erkennt deutlich, daß eine hohe Multiplizität einen eingeschränkten Phasenraum zur Folge hat, bei der Multiplizität '4' sind Vor- und Rückwärtswinkel im Gegensatz zu niedrigeren Multiplizitäten kräftig unterdrückt. Entfernt man alle Ereignisse mit widersprüchlichen Ladungsinformationen, so ergeben sich (ab einer Multiplizität von '2') die Verteilungen auf der rechten Seite von Fig.7.30, bei denen der Rückwärtsanstieg viel kleiner, aber nicht restlos unterdrückt ist.

Betrachtet man die Spektren mit nur widersprüchlichen Ereignissen in Fig.7.31, so

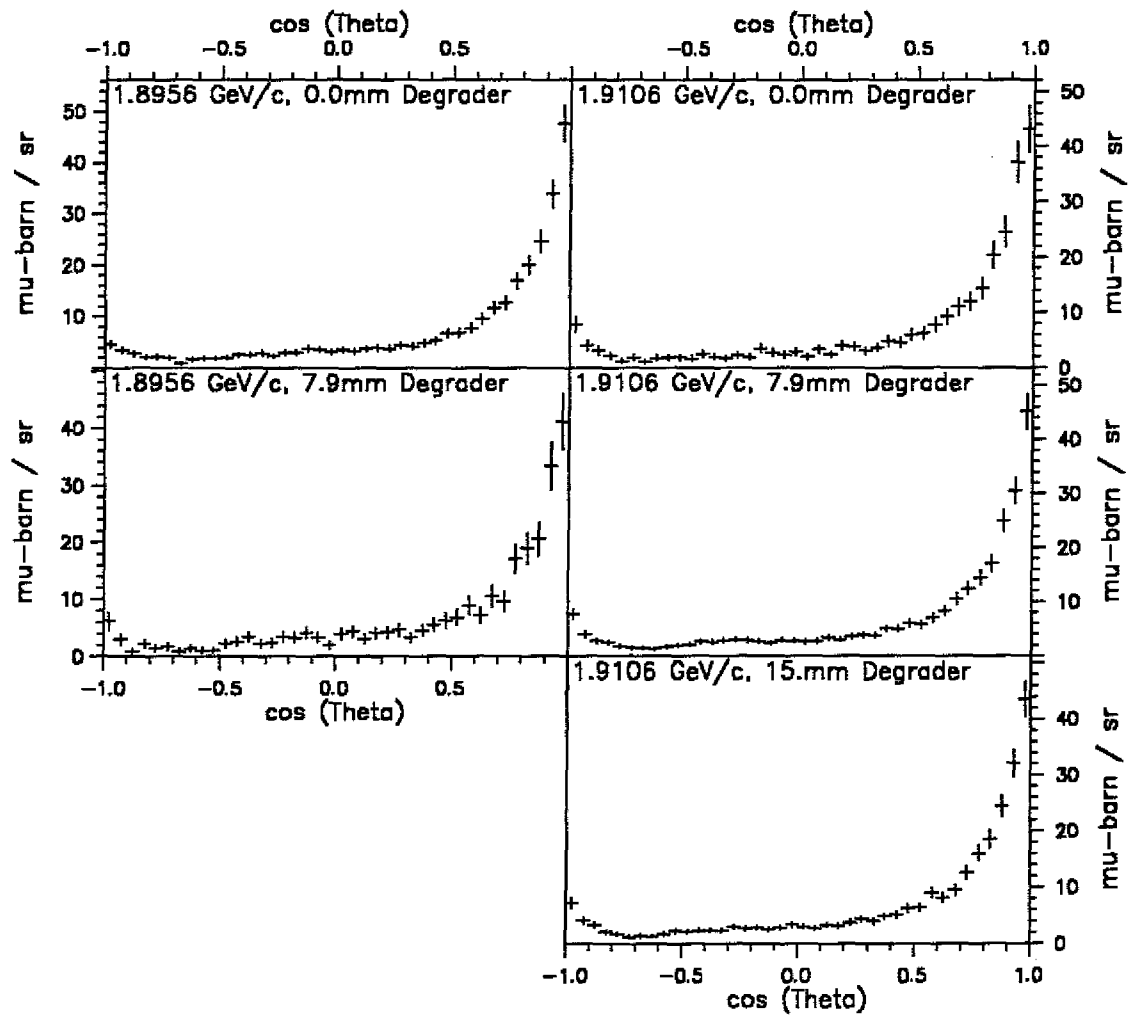


Fig.7.29 Differentielle Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Strahlpulse nach $\bar{p}$ -Fluß-, MC-, Magnet- und Verzweungsverhältniskorrekturen.

erkennt man eine überproportionale Belegung des Rückwärtsbereiches, womit man als erstes Ergebnis festhalten kann, daß der Rückwärtsanstieg im differentiellen Wirkungsquerschnittsspektrum zum großen Teil durch falsche Ladungsbestimmungen erzeugt wird. Daß aber trotzdem auch Vorwärtsanstiege zu erkennen sind, liegt zum einen daran, daß die zur Baryonenzahlbestimmung benutzte Doppelsagittadifferenz (DSD) trotz falscher Ladungszuweisung aufgrund kleiner Sagittenwerte für die falsche(n) Ladung(en) ein richtiges Ergebnis liefert. Es ist aber ebenso möglich, daß der Vorwärtsanstieg in Fig.7.31 als Abbild eines Rückwärtsanstiegs im differentiellen Wirkungsquerschnittsspektrum anzusehen ist. Da kein fehlerloses Spektrum existiert, ist es nicht möglich, eine endgültige Entscheidung darüber zu treffen, welche der beiden letztgenannten Erklärungen zutreffend ist. Die Abnahme des Rückwärtsanstiegs zu hohen Multiplizitäten in den von Widersprüchen bereinigten differentiellen Wirkungsquerschnittsverteilungen (Fig.7.30 rechts) legt falsche Teilchen(ladungs)identifikationen als Begründung zwar nahe, es ist aber auf keinen Fall auszuschließen, daß dieser Rückwärtsanstieg zu einem geringen Anteil physikalischer Natur ist.

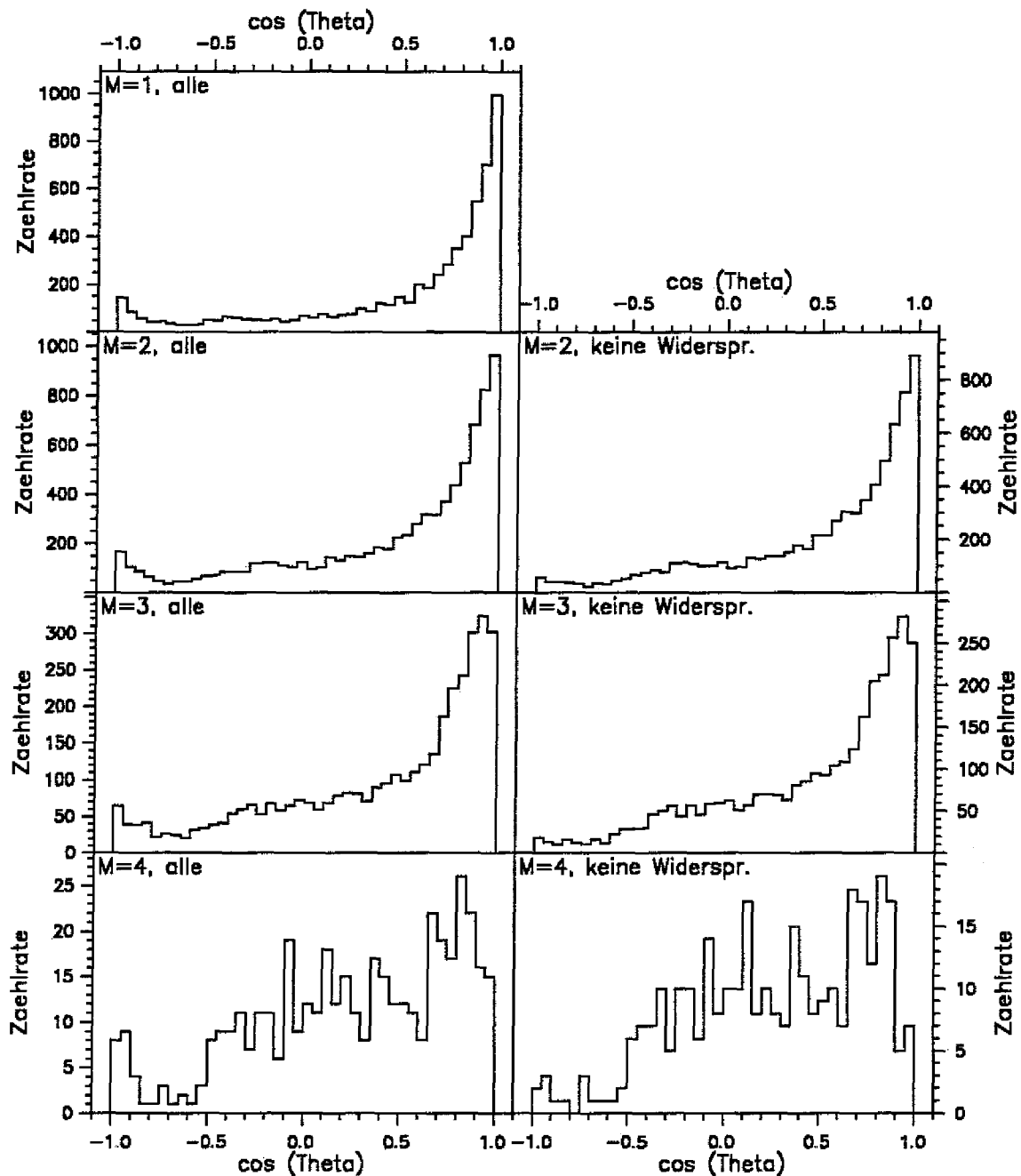


Fig.7.30 Differentielle Wirkungsquerschnitte für eine Impulseinstellung (1.910 GeV/c mit 7.9mm Degradier) aufgeteilt nach Multiplizitäten im Magneten, links alle Ereignisse, rechts nur solche ohne widersprüchliche Magnetinformation.

Vorbehaltlich der Tatsache, daß Ladungsfehlidentifikationen zu einem geringen Teil vorhanden sind, folgen in Fig.7.32 die differentiellen Wirkungsquerschnitte ab einer Multiplizität '2', die von widersprüchlichen Magnetinformationen durch Weglassen der betroffenen Ereignisse gesäubert sind. Diese Säuberung erfolgt unter der Annahme, daß, wenn kein Widerspruch auftritt, das Ereignis 'gut' ist. Dadurch erfaßt sie Fälle, in denen die Anzahl der falschen Ladungen der Multiplizität entspricht, nicht.

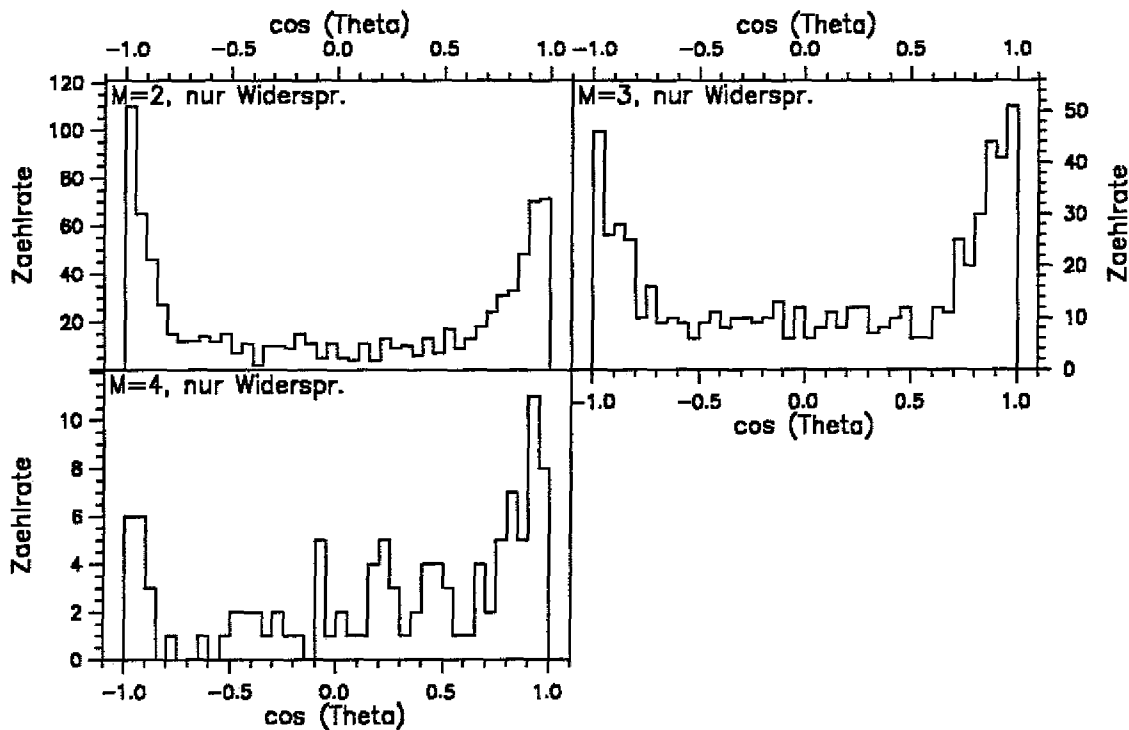


Fig.7.31 Differentielle Wirkungsquerschnitte für eine Impulseinstellung (1.910 GeV/c mit 7.9mm Degradier) aufgeteilt nach Multiplizitäten im Magneten, nur Ereignisse mit widersprüchlicher Magnetinformation.

Weiterhin muß beachtet werden, daß die Winkelverteilungen der verschiedenen Multiplizitäten unterschiedlichen Verlauf haben (Fig.7.30 links). Ab einer Multiplizität von '2' ist der mittlere $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ -Bereich gegenüber den Randbereichen $|\cos \Theta_{\Lambda}^*| \simeq 1$ betont, weshalb das Weglassen der Multiplizität '1' zu einer Verformung der Spektren führt. Deshalb werden im folgenden ursprüngliche und von Ladungswidersprüchen gesäuberte differentielle Wirkungsquerschnitte untersucht.

Zur Beschreibung dieser Winkelverteilungen bieten sich Legendre-Polynome $P(\cos \Theta_{\Lambda}^*)$ an, da sie unmittelbar Rückschlüsse auf die an der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktion beteiligten Partialwellen zulassen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann als Quadrat der die Streuamplitude f beschreibende Legendre-Polynomsumme ausgedrückt werden [PDG90] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(p^*, \Theta_{\Lambda}^*)|^2 = \left| \frac{1}{p^*} \sum_n (2n+1) a_n P_n(\cos \Theta_{\Lambda}^*) \right|^2. \quad [7.19]$$

S-Wellenproduktion hat eine konstante Belegung des gesamten Raumwinkelbereiches im Schwerpunktsystem zur Folge, was durch ein Polynom 0-ter Ordnung beschrieben wird: $P_0 = 1$, P-Wellenproduktion verhält sich nach einem Polynom 1-ter Ordnung: $P_1 = \cos \Theta_{\Lambda}^*$, ist also bei einer $(\cos \Theta_{\Lambda}^*)$ -Skala linear.

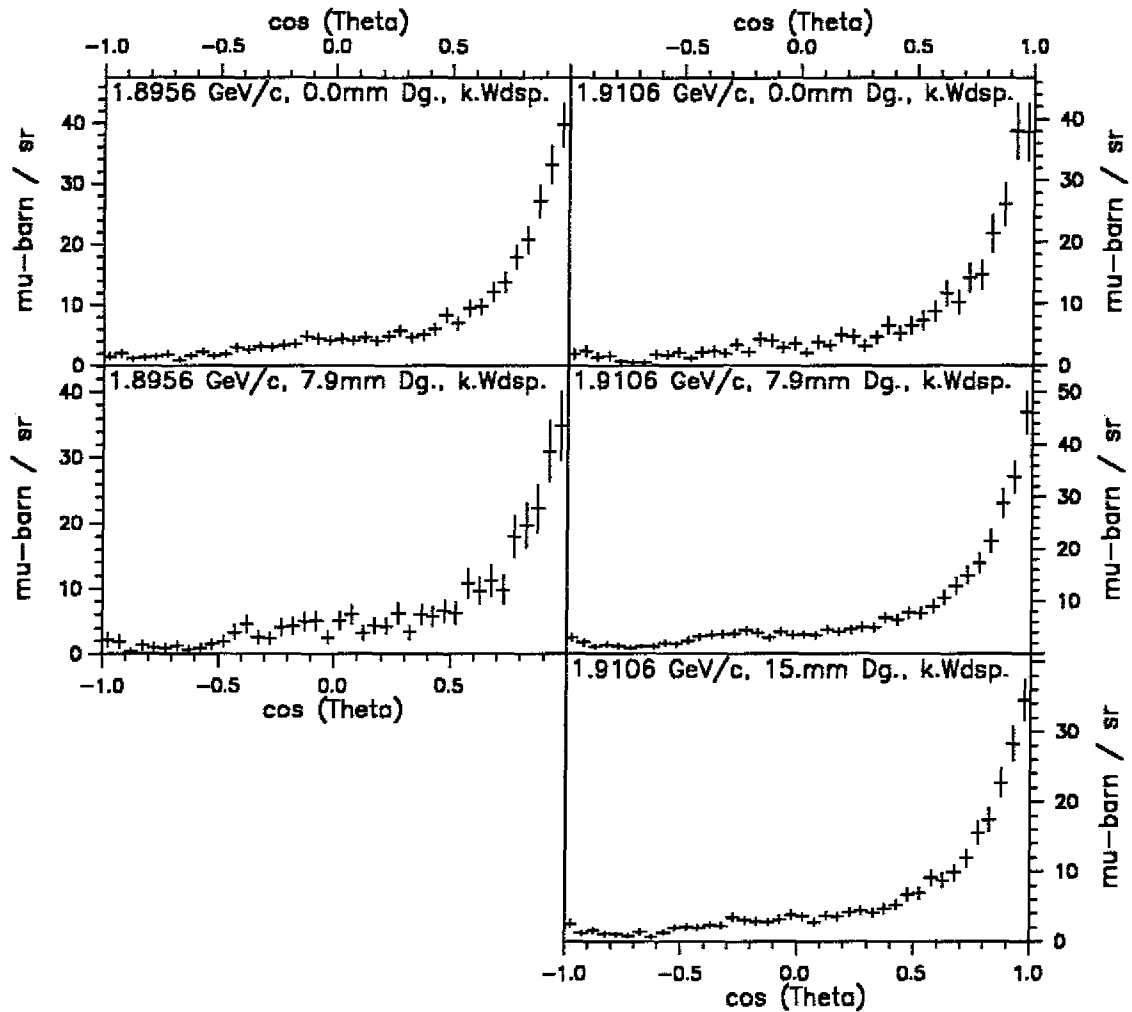


Fig.7.32 Differentielle Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Strahlimpulse ohne Widersprüche in der Ladungsidentifikation, es sind nur Ereignisse berücksichtigt, deren Multiplizität im Magneten ≥ 2 ist.

Die allgemeine Formel für Legendre-Polynome lautet:

$$P_n(\cos \Theta_{\Lambda}^*) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{d \cos \Theta_{\Lambda}^*} (\cos^2 \Theta_{\Lambda}^* - 1)^n. \quad [7.20]$$

Um die erstellten Winkelverteilungen in Fig.7.29 und 7.32 wiederzugeben, wurden Legendre-Polynome bis zur 7-ten Ordnung angepaßt, wie in Fig.7.33 beispielhaft für die Strahlimpulseinstellung 1.9106 GeV/c mit 7.9 mm Degradier bei einer geforderten Multiplizität ≥ 2 nach Abzug der widersprüchlichen Ereignisse gezeigt ist. Nutzt man aus, daß das Produkt zweier Legendre-Polynome der Ordnungen i und j ein Polynom der Ordnung $i+j$ ergibt, folgt aus der Tatsache, daß hier bis zur 7. Ordnung angepaßt wurde, in der Beschreibung der Streuamplitude f einen Partialwellenanteil von mindestens 4. Ordnung. Der relative Anteil der Polynoms 4. Ordnung ist aber so gering, daß sein quadrierter Anteil - also das Polynom 8. Ordnung - in der Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts nicht nachweisbar ist. Daher kann man da-

von ausgehen, daß die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion in dem hier betrachteten Energiebereich unter Beteiligung von S-, P-, D- und zu einem geringen Teil F-Welle vonstatten geht.

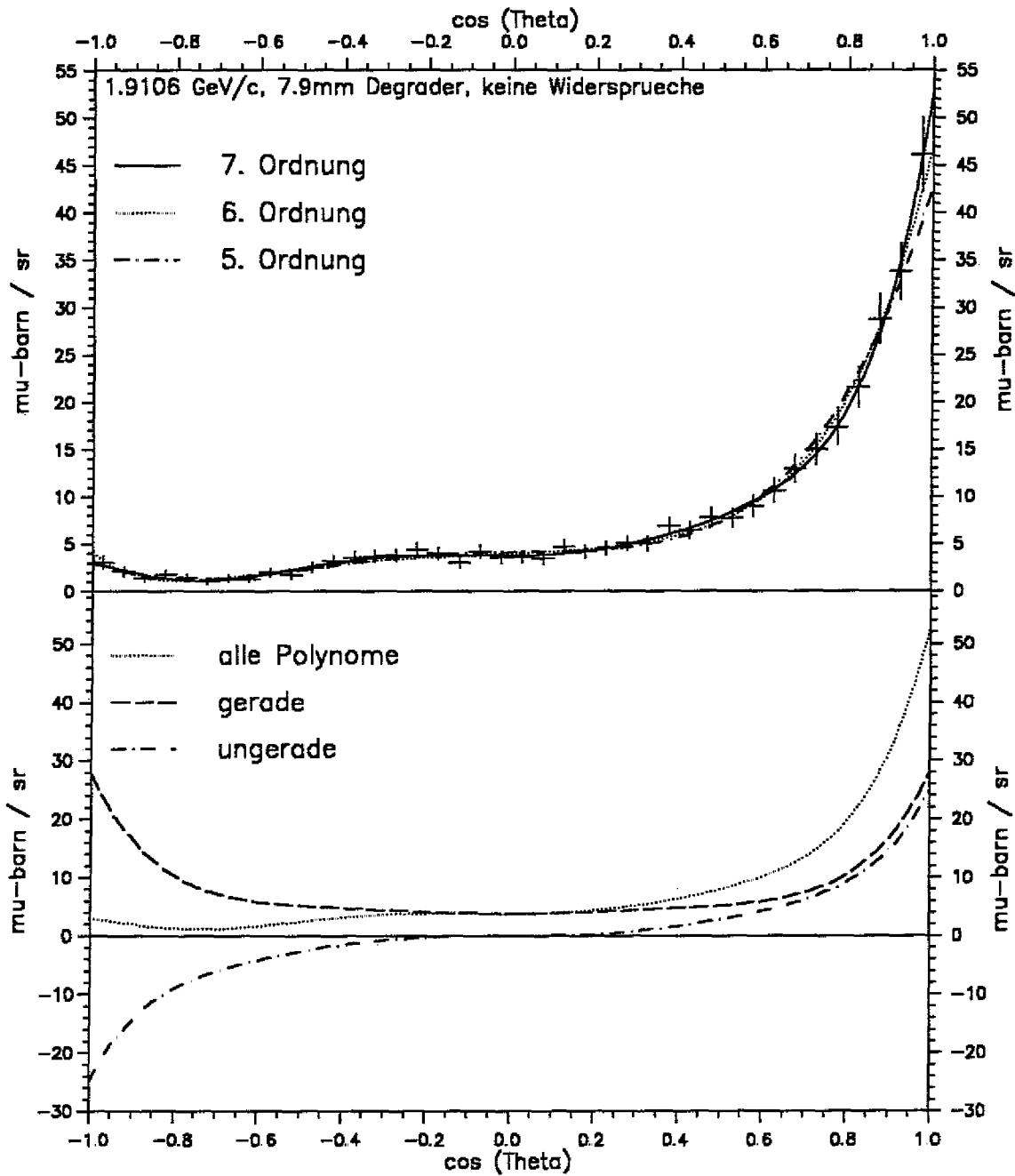


Fig.7.33 Anpassung von Legendre-Polynomen an den differentiellen Wirkungsquerschnitt. Unten die Polynome 7. Ordnung aufgeteilt nach geraden und ungeraden Termen.

Die nachfolgenden Tabellen zeigt die relativen Werte der Fitkoeffizienten a_i/a_0 für die verschiedenen Impulseinstellungen und Multiplizitätsschnitte.

	1.8956 GeV/c 7.9mm Degrader	1.8956 GeV/c 0.0mm Degrader	alle Multiplizitäten
a_1/a_0	1.57576 ± 0.10849	1.53675 ± 0.06490	
a_2/a_0	1.58852 ± 0.13778	1.64183 ± 0.08440	
a_3/a_0	1.17908 ± 0.15388	1.17766 ± 0.09274	
a_4/a_0	1.05351 ± 0.15904	1.01081 ± 0.09621	
a_5/a_0	0.35859 ± 0.16285	0.38448 ± 0.09613	
a_6/a_0	0.33154 ± 0.14220	0.27492 ± 0.08189	
a_7/a_0	0.07982 ± 0.12312	0.14705 ± 0.06709	

	1.9106 GeV/c 15.0mm Degrader	1.9106 GeV/c 7.9mm Degrader	1.9106 GeV/c 0.0mm Degrader
a_1/a_0	1.47114 ± 0.06010	1.46054 ± 0.06219	1.54189 ± 0.09023
a_2/a_0	1.70341 ± 0.07939	1.73360 ± 0.08274	1.84930 ± 0.11930
a_3/a_0	1.08639 ± 0.08657	1.14958 ± 0.09114	1.15604 ± 0.12833
a_4/a_0	1.05878 ± 0.08933	1.10635 ± 0.09383	1.09224 ± 0.13292
a_5/a_0	0.30474 ± 0.08969	0.35481 ± 0.09449	0.30720 ± 0.13349
a_6/a_0	0.38559 ± 0.07481	0.43525 ± 0.07833	0.35868 ± 0.11038
a_7/a_0	0.09033 ± 0.06408	0.14446 ± 0.06748	0.02126 ± 0.09781

	1.8956 GeV/c 7.9mm Degrader	1.8956 GeV/c 0.0mm Degrader	Multiplizität ≥ 2 keine Widersprüche
a_1/a_0	1.60026 ± 0.12590	1.57990 ± 0.07422	
a_2/a_0	1.29809 ± 0.15165	1.35816 ± 0.09099	
a_3/a_0	1.06415 ± 0.16980	1.09554 ± 0.10053	
a_4/a_0	0.79736 ± 0.17816	0.76759 ± 0.10540	
a_5/a_0	0.16000 ± 0.18286	0.24053 ± 0.10598	
a_6/a_0	0.10147 ± 0.17191	0.05469 ± 0.09763	
a_7/a_0	0.07013 ± 0.13293	0.05923 ± 0.07421	

	1.9106 GeV/c 15.0mm Degrader	1.9106 GeV/c 7.9mm Degrader	1.9106 GeV/c 0.0mm Degrader
a_1/a_0	1.59382 ± 0.06928	1.57959 ± 0.07103	1.70214 ± 0.10914
a_2/a_0	1.40835 ± 0.08516	1.45742 ± 0.08848	1.56917 ± 0.13367
a_3/a_0	1.04634 ± 0.09435	1.15249 ± 0.09879	1.16656 ± 0.14553
a_4/a_0	0.76040 ± 0.09847	0.85569 ± 0.10252	0.85942 ± 0.15143
a_5/a_0	0.23216 ± 0.10012	0.31900 ± 0.10369	0.30090 ± 0.15201
a_6/a_0	0.18455 ± 0.08941	0.31770 ± 0.09255	0.23867 ± 0.13481
a_7/a_0	0.12259 ± 0.07070	0.19361 ± 0.07319	0.15745 ± 0.10800

Falsch bestimmte Baryonenzahlen wirken als Umordnen von Ereignissen von $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ nach $-\cos \Theta_{\Lambda}^*$. Spiegelsymmetrische Funktionen, wie es die geraden Legendre-Polynome sind, werden davon nicht beeinflusst. Die punktsymmetrischen ungeraden Polynome ändern ihre Amplituden, und zwar sinken diese mit steigendem Anteil von fehlerzugeordneten Ereignissen, ihr Verhältnis untereinander ändert sich jedoch nicht. Bei einem Baryonen-Fehlidentifikationsanteil von 50% ist der Anteil von ungeraden Polynomen $c_f = 0$, bei fehlerloser Ladungsbestimmung ist $c_f = 1$. Die hier gemessenen Wirkungsquerschnitte müssen als Summe

$$\sum_{i \in \text{gerade}} a_i P_i(\cos \Theta_{\Lambda}^*) + c_f \cdot \sum_{j \in \text{ungerade}} a_j P_j(\cos \Theta_{\Lambda}^*) \quad [7.21]$$

angesehen werden, mit einem Skalierungsfaktor $c_f < 1$. Das bedeutet, daß der Anteil der geraden Polynome mit Sicherheit richtig ist und durch die Baryonenidentifikation nicht beeinflusst wird, der wahre Anteil der ungeraden Polynome aber ist in Wirklichkeit größer als der hier bestimmte, weil hier die Ladungsfehlzuordnungen Einfluß haben.

Räumliche Korrektur der Detektorakzeptanz im CMS

Bedingt dadurch, daß Zerfallspionen unter Laborwinkeln um 90° nicht ausgewertet werden, sind die Phasenraumkugeln in den Λ -Schwerpunktssystemen nicht gleichmäßig belegt, sondern weisen Löcher auf. Betrachtet man in Fig.7.34 und 7.35 die Zerfallsprotonenverteilungen in den drei Raumrichtungen $\cos \Theta_x$, $\cos \Theta_y$ und $\cos \Theta_z$ in Abh. vom $\bar{\Lambda}$ -Winkel $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ (siehe Fig.3.3), so erkennt man in y-Richtung spiegelsymmetrische Verteilungen, die keinen Einfluß auf die Polarisation in dieser Richtung haben. Die Verteilungen in den beiden anderen Richtungskomponenten weisen teilweise recht unsymmetrische Verläufe auf. Wenn man bedenkt, daß die Polarisation sich aus den Steigungen dieser Verteilungen ergibt, erklärt dieses die selbst bei MC-Daten (Fig.7.20) auftretenden künstlichen Polarisationen in x- und z-Richtung. Diese Polarisationen werden zwar nicht betrachtet, weil sie aufgrund der schwachen Wechselwirkung der Λ -Zerfälle Null sein müssen. Ein Korrekturverfahren, das die ungleichmäßige Phasenraumbelegung der Zerfälle ausgleichen will, muß sie aber zu Null korrigieren. [SEH89] hat in seiner Dissertation ein Verfahren vorgestellt, mit dem er die Spinkorrelationsdaten korrigiert hat. Es basiert auf der Überlegung, daß aufgrund der CP-Invarianz ein zerfallendes $\bar{\Lambda}$ genauso gut ein Λ sein könnte, und somit Zerfallsverteilungen von Teilchen zu Antiteilchen und umgekehrt übertragbar sind, vorausgesetzt, man beachtet die unterschiedlichen Koordinatensysteme. Jedes Ereignis, dessen vier Zerfallsteilchen nachgewiesen wurden, wird daraufhin untersucht, ob das Zerfalls- $\bar{p}$ nach einer CP-Spiegelung in einen Bereich mit verschwindender Nachweiswahrscheinlichkeit fliegt. Das $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi^-\pi^-$ -Ereignis wird dann als $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$ betrachtet, dieses aber nur dann, wenn im gespiegelten Λ -System beide Zerfallsteilchen nachweisbar sind. Dadurch werden systematische Fehler ausgeschlossen.

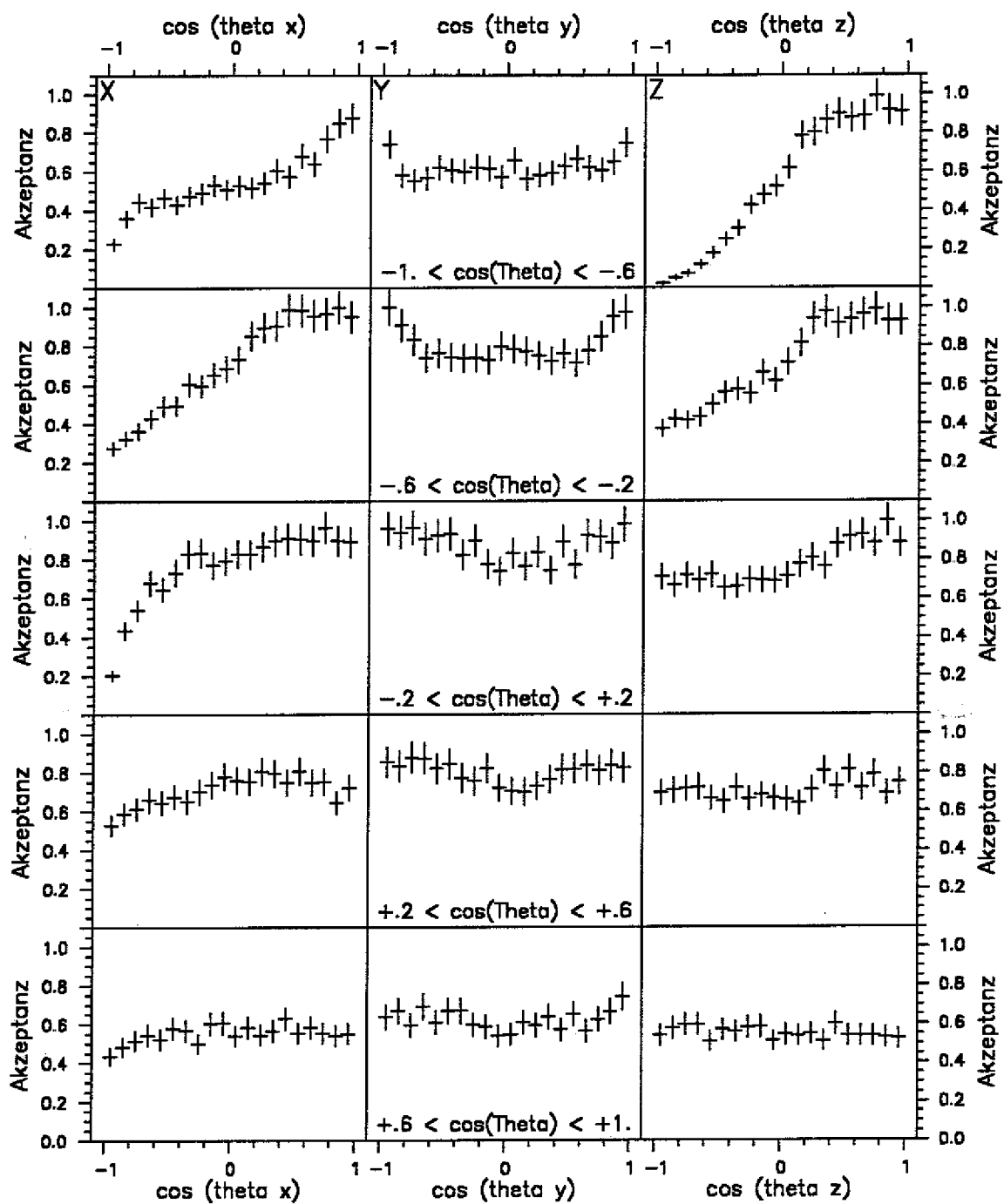


Fig.7.34 Zerfalls- $\bar{p}$ -Verteilungen in den drei Raumrichtungen des $\bar{\Lambda}$ -Eigensystems unterteilt in fünf $\cos \Theta_{\bar{\Lambda}}^{\pm}$ -Intervalle.

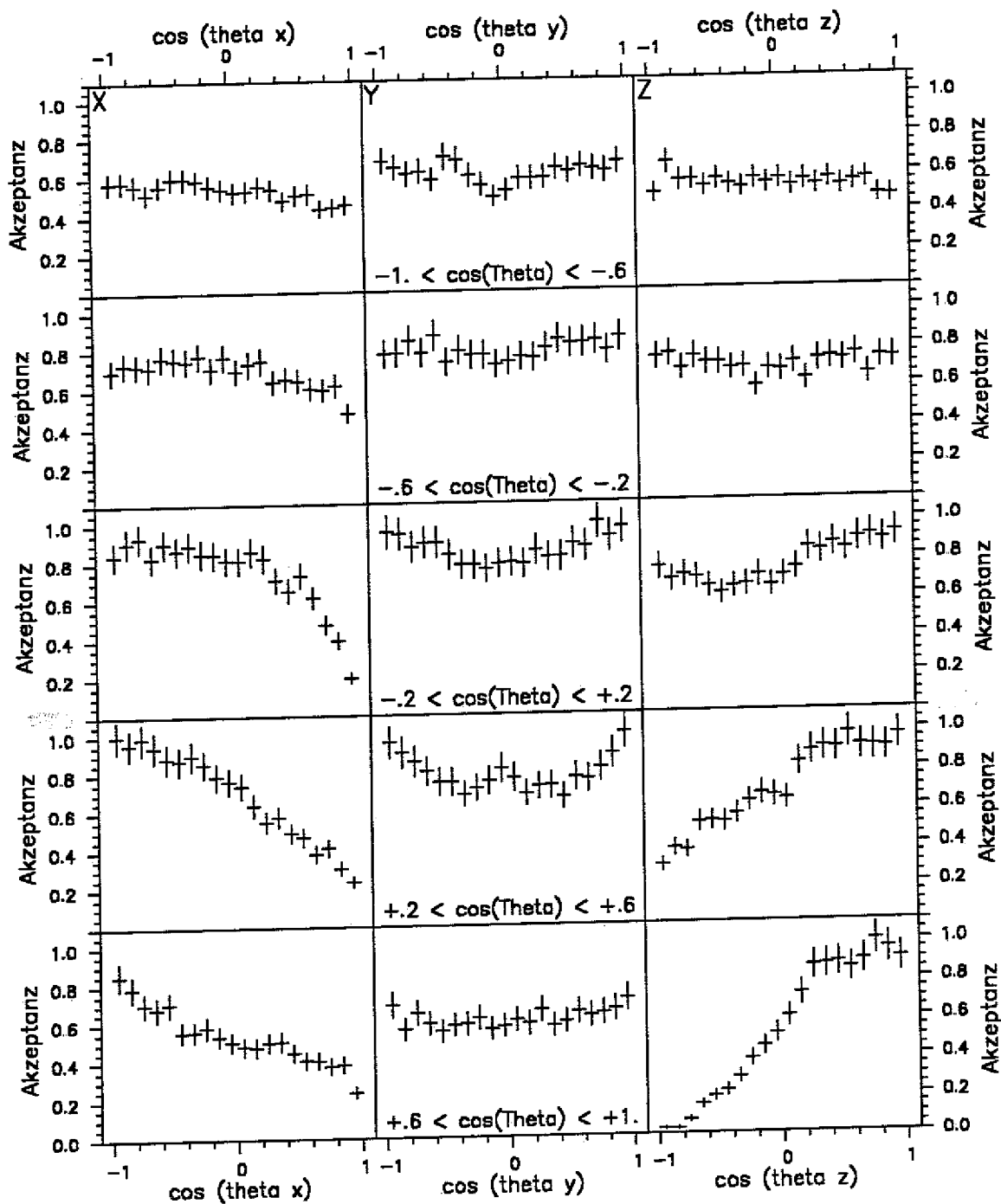


Fig.7.35 Zerfalls-p-Verteilungen in den drei Raumrichtungen des Λ -Eigensystems unterteilt in fünf $\cos \Theta_{\Lambda}^*$ -Intervalle.

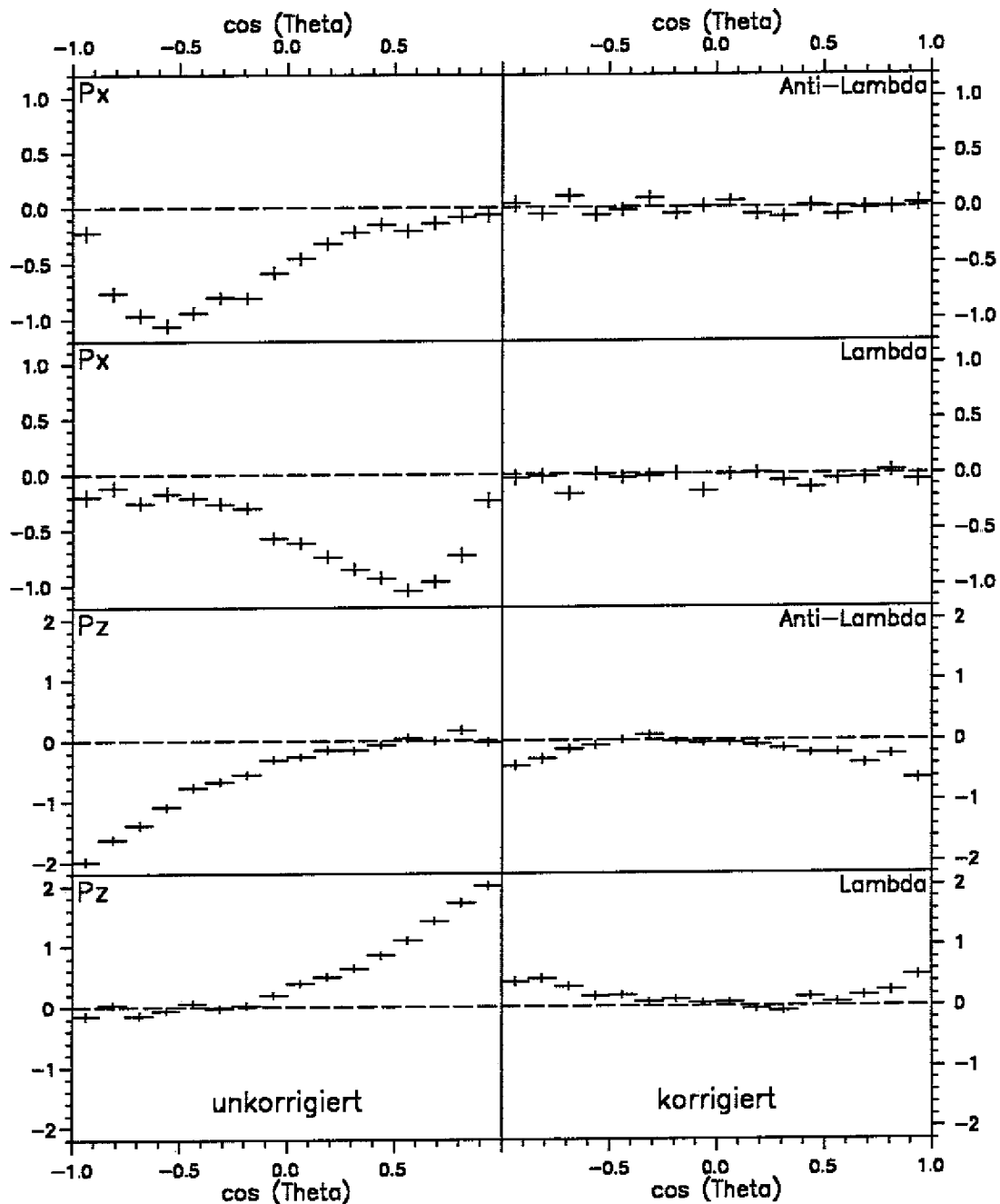


Fig.7.36 MC-Polarisationsverteilungen in x- und z-Richtung, links unkorrigiert, rechts nach Korrektur mit dem in diesem Kapitel beschriebenen Verfahren.

Betrachtet man die Polarisationsverteilungen der mit dem beschriebenen Verfahren korrigierten MC-Daten, so erkennt man, daß die künstlichen x- und z-Polarisationen fast vollständig zu Null korrigiert werden (Fig.7.36), sodaß dieses Verfahren als brauchbar angesehen werden kann. In z-Richtung kann die Korrektur nicht vollständig funktionieren, weil, wie aus Fig.7.34 und 7.35 zu erkennen, die Akzeptanz für die Zerfalls-p bei sehr großen $|\cos \Theta_{\Lambda}^*|$ unter bestimmten p-Winkeln für eines der beiden Λ -Teilchen auf Null geht.

Die y-Polarisation erscheint im Gegensatz zu den unkorrigierten Verteilungen unbeeinflusst, die Korrektur hat auf sie keine Auswirkung.

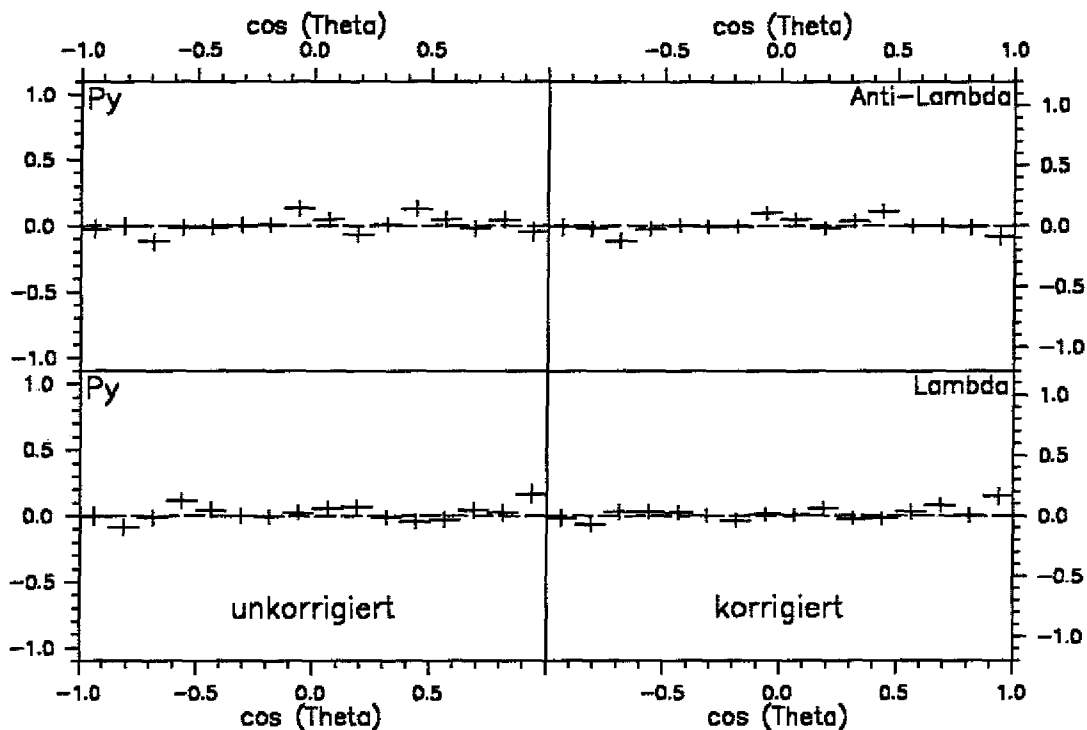


Fig.7.37 MC-Polarisationsverteilungen in y-Richtung, links unkorrigiert, rechts nach Korrektur mit dem in diesem Kapitel beschriebenen Verfahren.

Polarisationen

Nach Korrektur der gemessenen Daten mit dem in vorigen Abschnitt beschriebenen Verfahren ergeben sich Polarisationsverteilungen wie in Fig.7.38 am Beispiel einer Strahlimpulseinstellung. Getrennt nach Strahlimpulsen und Degraderdicken folgen in Fig.7.39 die y-Polarisationen, wobei unter Ausnutzung der CP-Invarianz $\bar{\Lambda}$ und Λ zusammen genommen wurden. Bei der Berechnung kam das in Kapitel 3 angesprochene 'weighted sum'-Verfahren zur Anwendung. Zur Beschreibung der Kurvenverläufe werden zugeordnete Legendre-Polynome (mit $m = 1$) benutzt

$$P_n^m(\cos \Theta_{\Lambda}^*) = (1 - \cos^2 \Theta_{\Lambda}^*)^{\frac{m}{2}} \frac{d^m}{d \cos^m \Theta_{\Lambda}^*} P_n(\cos \Theta_{\Lambda}^*), \quad [7.22]$$

weil die Polarisationen bei $|\cos \Theta_{\Lambda}^*| \simeq 1$ Null sein müssen. Das liegt daran, daß die y-Richtung der Polarisation senkrecht auf die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktionsebene steht, wenn sich die Λ 's im Labor aber mit einem Relativwinkel von 0° - was $|\cos \Theta_{\Lambda}^*| = 1$ entspricht - bewegen, so ist keine Produktionsebene mehr festlegbar, folglich kann das Zerfallskoordinatensystem räumlich nicht mehr festgelegt werden, und damit ist keine Polarisation bestimmbar.

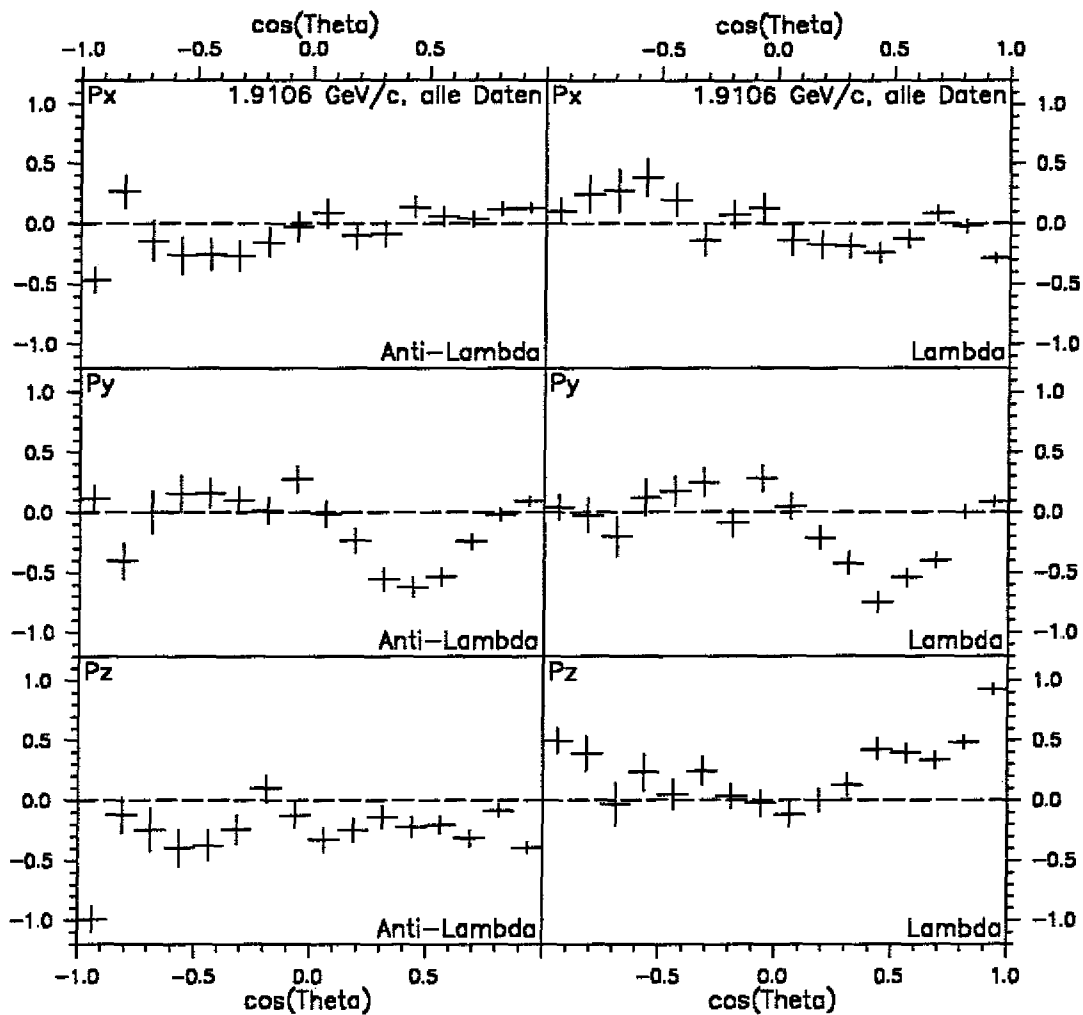


Fig.7.38 Korrigierte Polarisationen für eine Strahlimpulseinstellung.

Die Anpassung geschah in 7.Ordnung, niedrigere Ordnungen geben die Kurvenverläufe nicht genügend wieder, höhere produzieren steile Flanken an den Rändern (bei hohen $|\cos \Theta_A^*|$). Die Legendre-Koeffizienten lauten :

	1.8956 GeV/c 7.9mm Degrader	1.8956 GeV/c 0.0mm Degrader
a_1	-0.17045 ± 0.08233	-0.15535 ± 0.03867
a_2	-0.08998 ± 0.06711	-0.14599 ± 0.03067
a_3	-0.04773 ± 0.05247	-0.01826 ± 0.02410
a_4	0.12205 ± 0.04205	0.06513 ± 0.01972
a_5	0.06348 ± 0.03923	0.05756 ± 0.01748
a_6	-0.01482 ± 0.03663	-0.00441 ± 0.01651
a_7	-0.00788 ± 0.02812	-0.01749 ± 0.01323

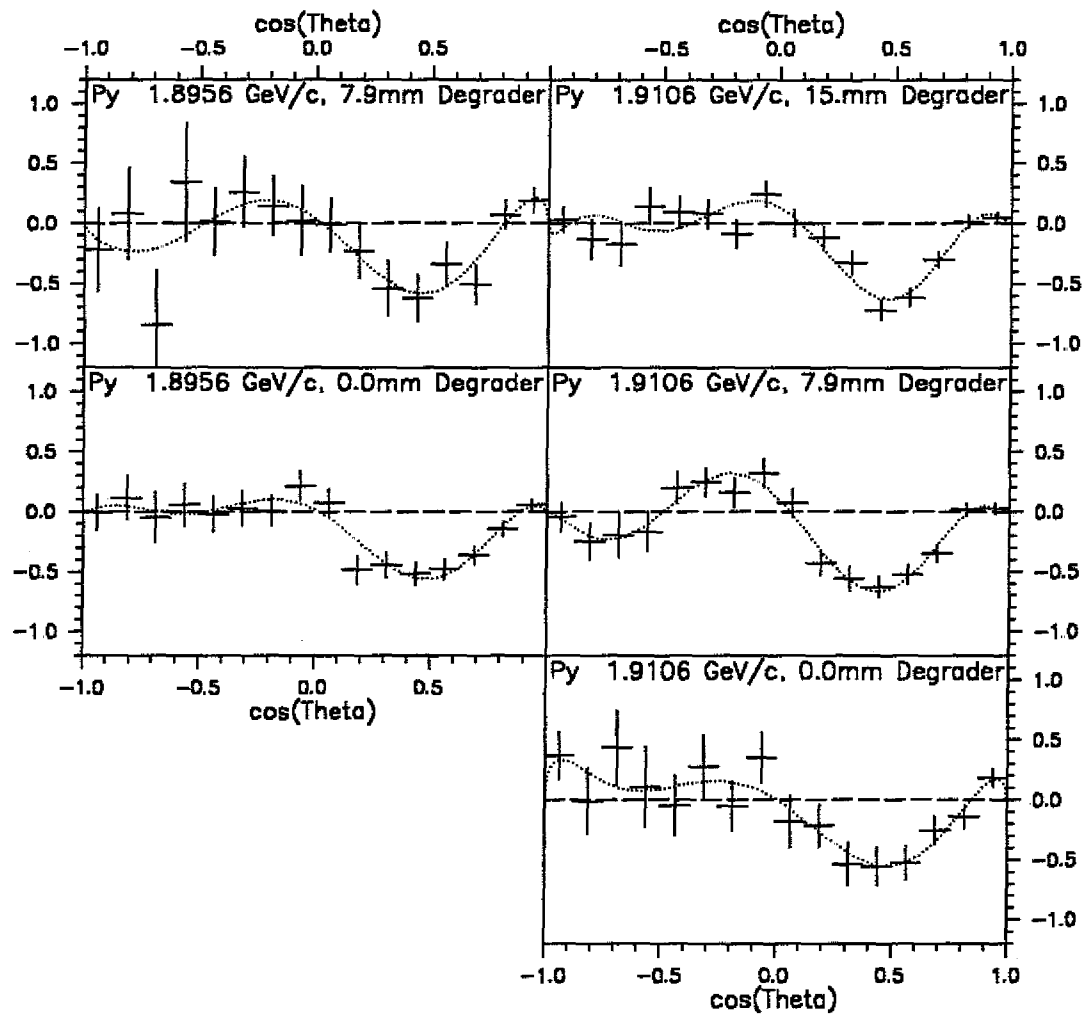


Fig.7.39 Gemittelte y-Polarisationen für die verschiedenen Strahlimpulseinstellungen und Degraderdicken.

	1.9106 GeV/c 15.0mm Degrader	1.9106 GeV/c 7.9mm Degrader	1.9106 GeV/c 0.0mm Degrader
a_1	-0.13809 ± 0.03411	-0.15393 ± 0.03563	-0.10094 ± 0.06518
a_2	-0.13658 ± 0.02635	-0.12516 ± 0.02719	-0.18930 ± 0.04949
a_3	-0.02568 ± 0.02090	-0.06377 ± 0.02154	0.02827 ± 0.03804
a_4	0.07892 ± 0.01658	0.12737 ± 0.01713	0.05865 ± 0.03133
a_5	0.07498 ± 0.01456	0.06895 ± 0.01573	0.07552 ± 0.02795
a_6	-0.00435 ± 0.01373	-0.04462 ± 0.01442	-0.01340 ± 0.02530
a_7	-0.04063 ± 0.01139	-0.01994 ± 0.01188	-0.00264 ± 0.02124

Es zeigen sich bei Strahlimpulsen unterhalb und oberhalb der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma} \Sigma^-$ -Schwelle keine signifikanten Unterschiede, selbst wenn die Daten in zwei Sätzen zusammengefaßt werden. Dies ist eine Folge der für die Polarisationsbestimmung niedrigen Statistik.

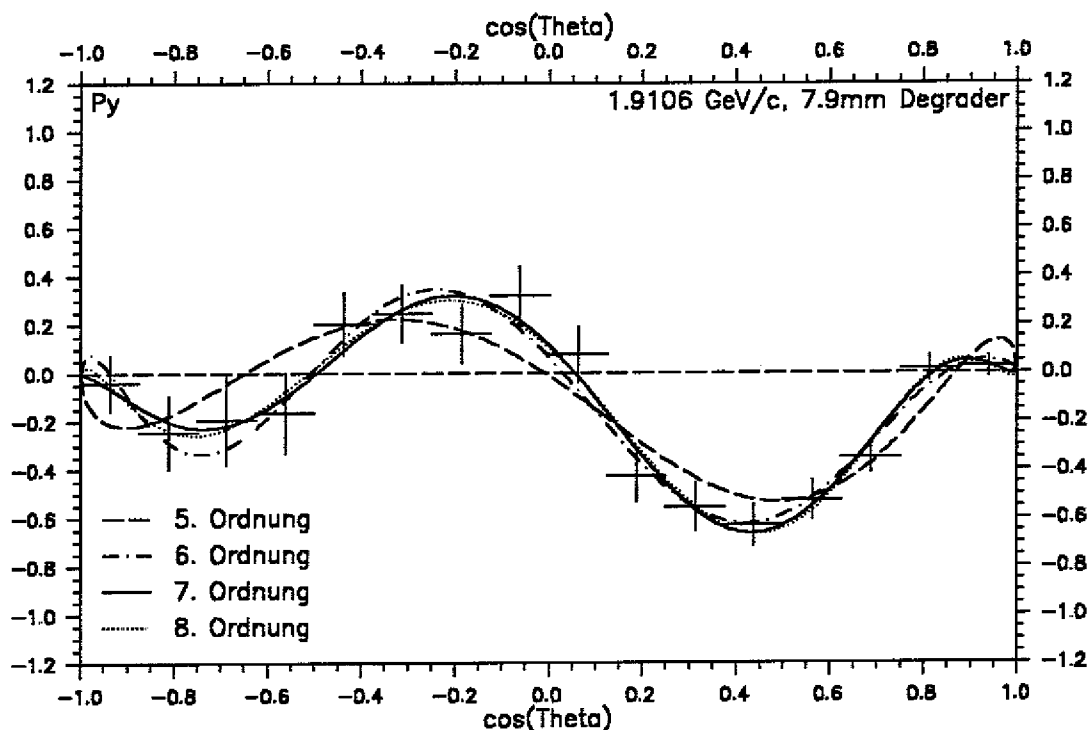


Fig.7.40 Anpassung zugeordneter Legendre-Polynome an eine y-Polarisation.

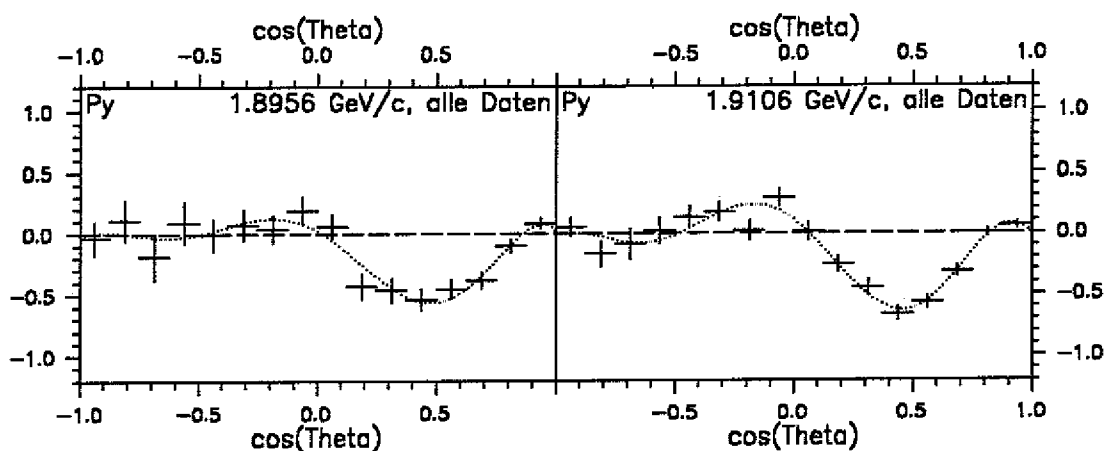


Fig.7.41 Gemittelte y-Polarisationen für die zwei Strahlimpulseinstellungen.

Die Legendre-Koeffizienten für die zwei Strahlimpulseinstellungen lauten :

	1.8956 GeV/c alle Daten	1.9106 GeV/c alle Daten
a_1	-0.15764 ± 0.03499	-0.13998 ± 0.02303
a_2	-0.13677 ± 0.02789	-0.13830 ± 0.01766
a_3	-0.02331 ± 0.02190	-0.03508 ± 0.01394
a_4	0.07523 ± 0.01783	0.09677 ± 0.01112
a_5	0.05849 ± 0.01595	0.07277 ± 0.00997
a_6	-0.00671 ± 0.01503	-0.02277 ± 0.00924
a_7	-0.01581 ± 0.01196	-0.02661 ± 0.00766

CP-Test

Zur Berechnung einer eventuellen CP-Verletzung, die sich in einem von Null verschiedenen Asymmetrieparameter (siehe Gl. [3.16]) ausdrücken würde, wurden die unkorrigierten y-Polarisationsverteilungen der zwei Datensätze mit 1.8956 GeV/c und 1.9106 GeV/c Strahlimpuls von $\bar{\Lambda}$ und Λ betrachtet. Es ergaben sich die Asymmetrieparameterverteilungen in Fig.7.42, bei denen einige Werte wegen eines zu kleinen Nenners in Gleichung [3.16] nur sehr ungenau bestimmt sind und deshalb große Fehlerbalken haben. Zu einer Mittelwertbildung gewichteter Einzelwerte tragen sie daher nur unwesentlich bei.

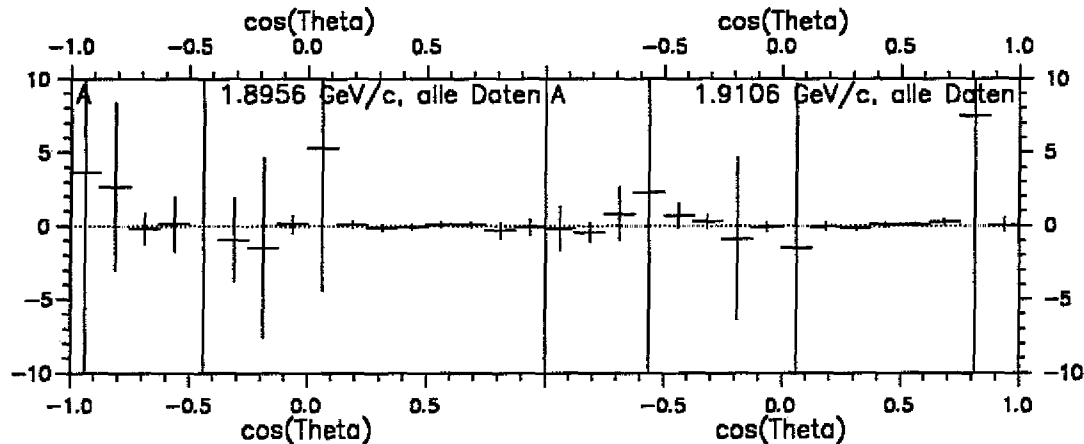


Fig.7.42 Asymmetrieparameter für die zwei Strahlimpulseinstellungen.

Die Mittelwerte betragen

$$\begin{aligned} 0.01154 \pm 0.07844 & \quad \text{für 1.8956 GeV/c Strahlimpuls und} \\ 0.07399 \pm 0.04920 & \quad \text{für 1.9106 GeV/c Strahlimpuls,} \end{aligned} \quad [7.23]$$

womit für den niedrigeren Strahlimpuls eine gute Verträglichkeit mit Null gegeben ist. Beim höheren Strahlimpuls ist ein leicht positiver Wert zu verzeichnen, wobei es dahingestellt sein mag, ob dieser nicht doch mit Null verträglich ist.

Spinkorrelationen

Die Spinkorrelationsdaten leiden bei den Strahlimpulseinstellungen 1.8956 GeV/c mit 7.9 mm Degrader und 1.9106 GeV/c ohne Degrader an sehr niedriger Statistik, auch ist die Anzahl der zugrundeliegenden Ereignisse bei den drei anderen Einstellungen nicht unbedingt ausreichend, weshalb die Daten in zwei Sätzen zusammengefaßt werden, 1.8965 GeV/c und 1.9106 GeV/c.

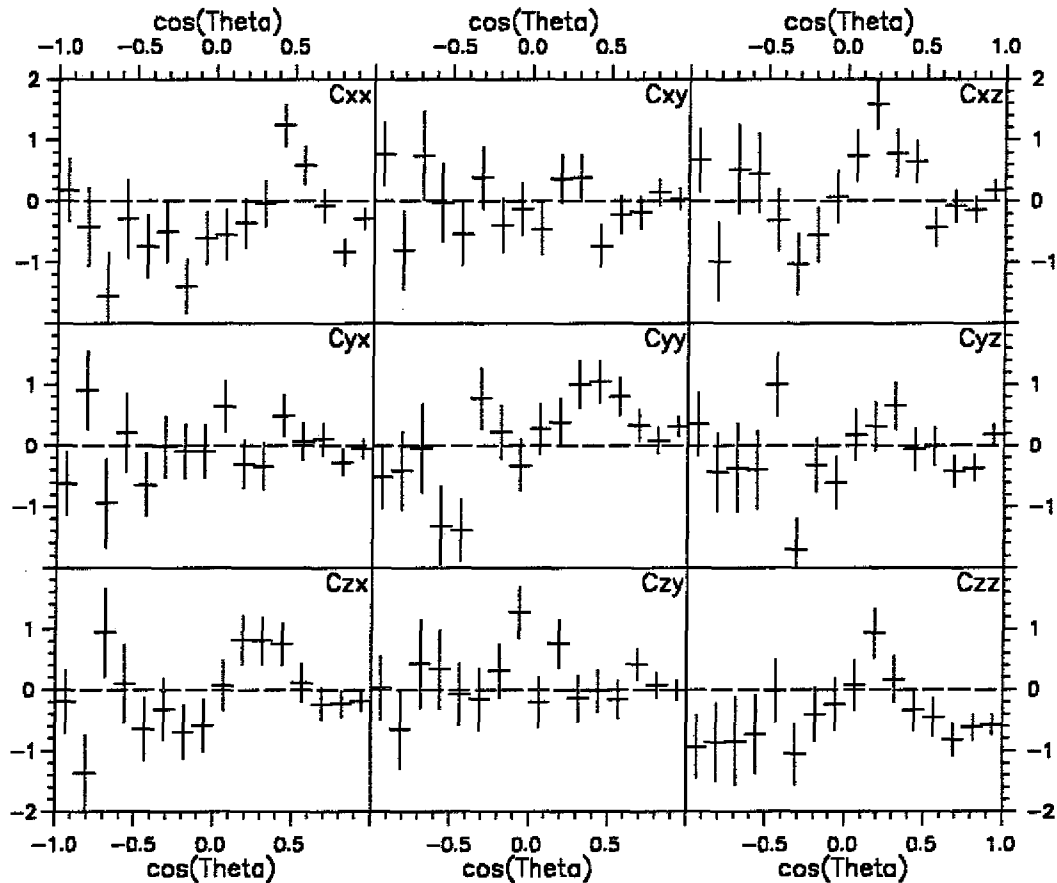


Fig.7.43 Spinkorrelationsmatrix für alle mit einem Strahlimpuls von 1.8956 GeV/c aufgenommenen Daten nach Korrektur.

Fig.7.43 und 7.44 zeigen die korrigierten Spinkorrelationsverteilungen, wobei augenfällig ist, daß es trotz der Zusammenfassung immer noch an Statistik mangelt. Zumindest im Falle der 1.9106 GeV/c-Daten kann man behaupten, daß die Nicht-Diagonalelemente mit Null verträglich sind, die Gleichheit der C_{xz} und C_{zx} ist im Rahmen der Meßgenauigkeit gegeben. Legendre-Anpassungen an die Haupt- und Nebendiagonalelemente der Spinkorrelationsmatrix befinden sich im Anhang C.

Der aus den Hauptdiagonalelementen berechnete Spin-Singulettanteil zeigt aufgeteilt nach den fünf effektiven Strahlimpulsen Werte, die um Null angeordnet sind (Fig.7.45). Bei allen Einstellungen liegen aber auch Werte im unphysikalischen negativen Bereich, besonders in den Fällen mit niedriger Statistik.

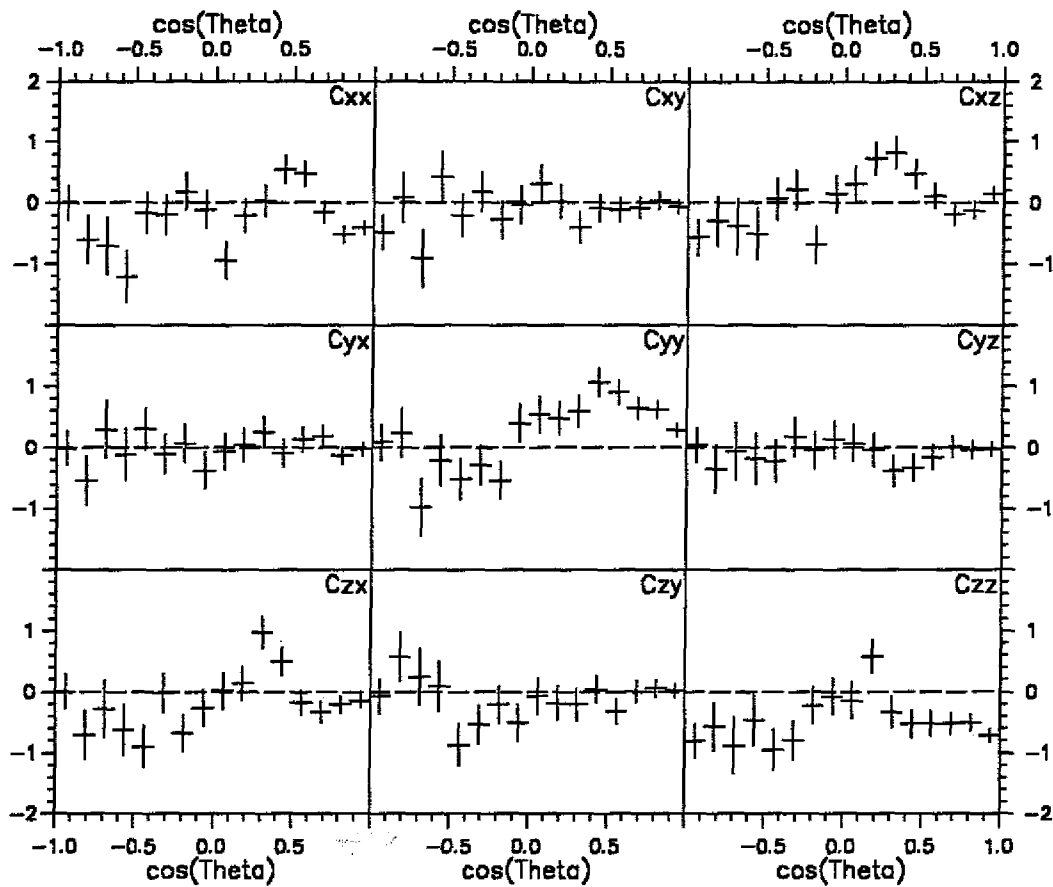


Fig.7.44 Spinkorrelationsmatrix für alle mit einem Strahlimpuls von 1.9106 GeV/c aufgenommenen Daten nach Korrektur.

Faßt man wie schon bei den Spinkorrelationen die Daten in zwei Sätze zusammen, so ergibt sich Fig.7.46. Man erkennt, daß eine Verträglichkeit der Werte mit Null gegeben ist, ein Indiz dafür ist, daß die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paare nur mit parallel stehenden Spins - also in einem Spin-Triplett-Endzustand - erzeugt werden. Die gewichteten Mittelwerte des Spin-Singulettanteils betragen

$$\begin{aligned} -0.00153 \pm 0.03582 & \quad \text{für 1.8956 GeV/c Strahlimpuls} \\ -0.03561 \pm 0.02361 & \quad \text{für 1.9106 GeV/c Strahlimpuls.} \end{aligned} \quad [7.24]$$

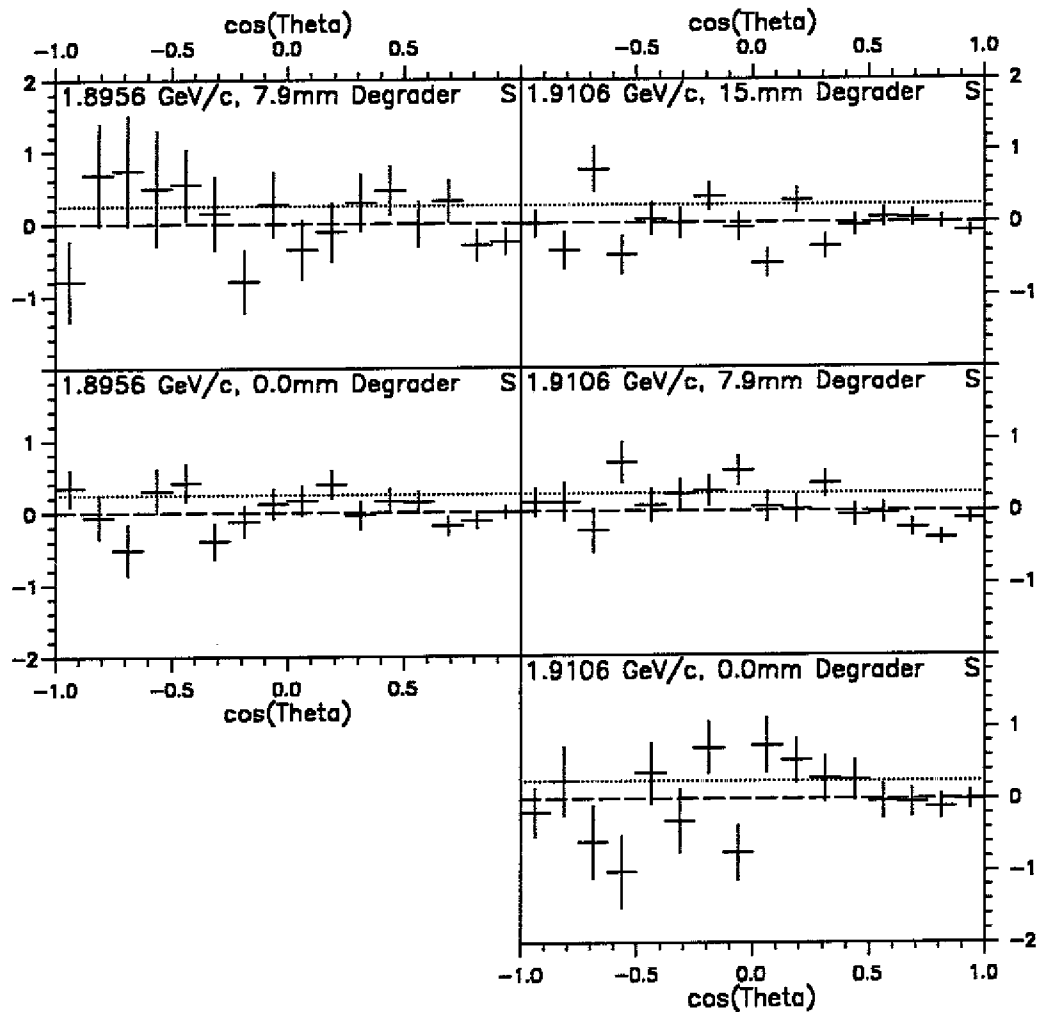


Fig.7.45 Singulett-Anteil für die verschiedenen Strahlimpulseinstellungen.

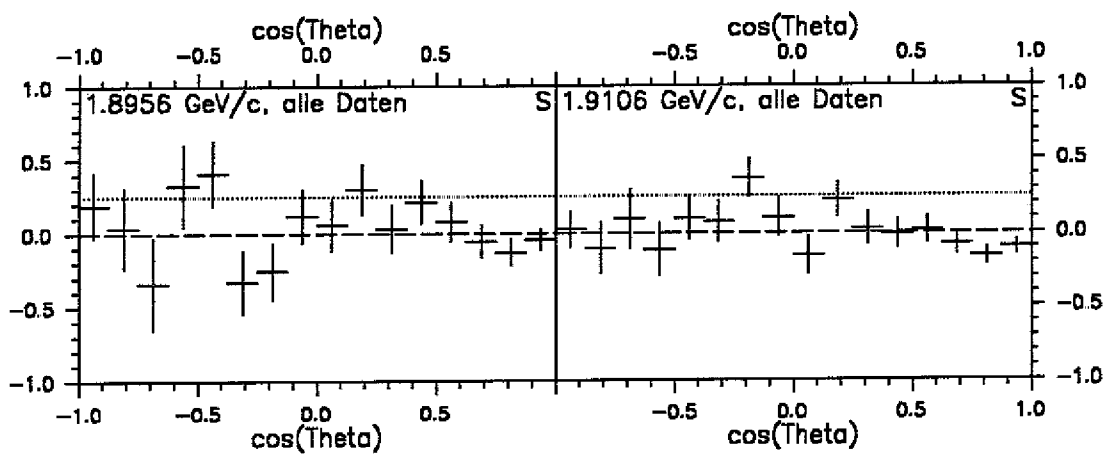


Fig.7.46 Singulett-Anteil für die zusammengefaßten Daten.

Vergleich mit existierenden Daten

Eine Interpretation der gemessenen und rekonstruierten Daten ist am sinnvollsten, wenn sie in den Kontext schon bekannter Messungen gestellt werden. Im Falle der totalen Wirkungsquerschnitte zeigt sich eine gute Übereinstimmung (Fig.8.1) mit in dieser Impulsregion schon vorhandenen, mit niedriger Statistik bestimmten Meßpunkten.

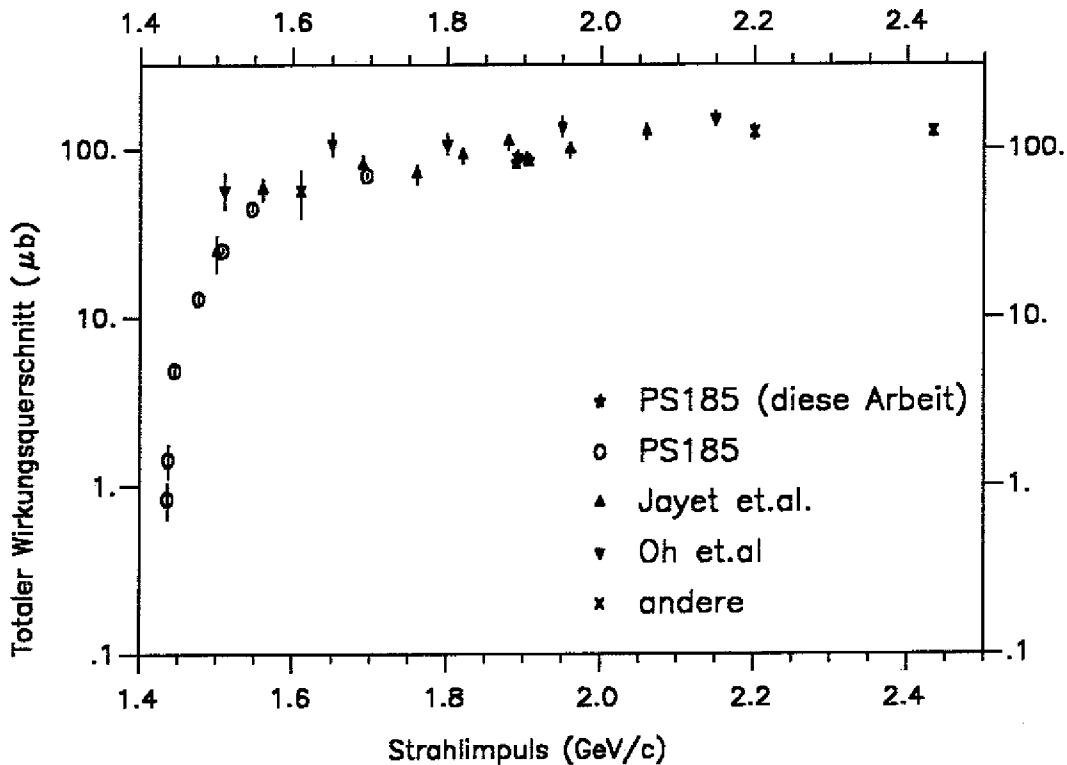


Fig.8.1 Totaler Wirkungsquerschnitt der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte - in Fig.8.2 und 8.3 in den Zusammenhang aller bisher mit dem PS185-Experiment gemessener Daten gestellt - zeigen, wie schon die Messung bei 1.695 GeV/c, einen starken Vorwärtsanstieg, dann eine lange, flache Region, und bei hohen $|t'|$ -Werten den vorher diskutierten Rückwärtsanstieg, der überwiegend durch (nicht zu behebbende) Fehlinterpretationen bedingt ist, zu einem geringen Teil aber auch Physik sein kann. Betrachtet man die Verteilungen von der Reaktionsschwelle ab, so erkennt man bei 1.43595 und 1.43695 GeV/c, daß der überwiegende Teil der Meßpunkte auf einer Linie liegt, wenn man den schwachen Vorwärtsanstieg in den jeweils zwei rechten Meßintervallen vernachlässigt. Daraus folgt, daß hier fast reine S-Wellenproduktion vorliegt [NEF91]. Bei 1.44535 GeV/c zeigt sich deutlich das Überwiegen des P-Wellenanteils, zu steigenden Strahlimpulsen kommen Partialwellen höherer Ordnung hinzu.

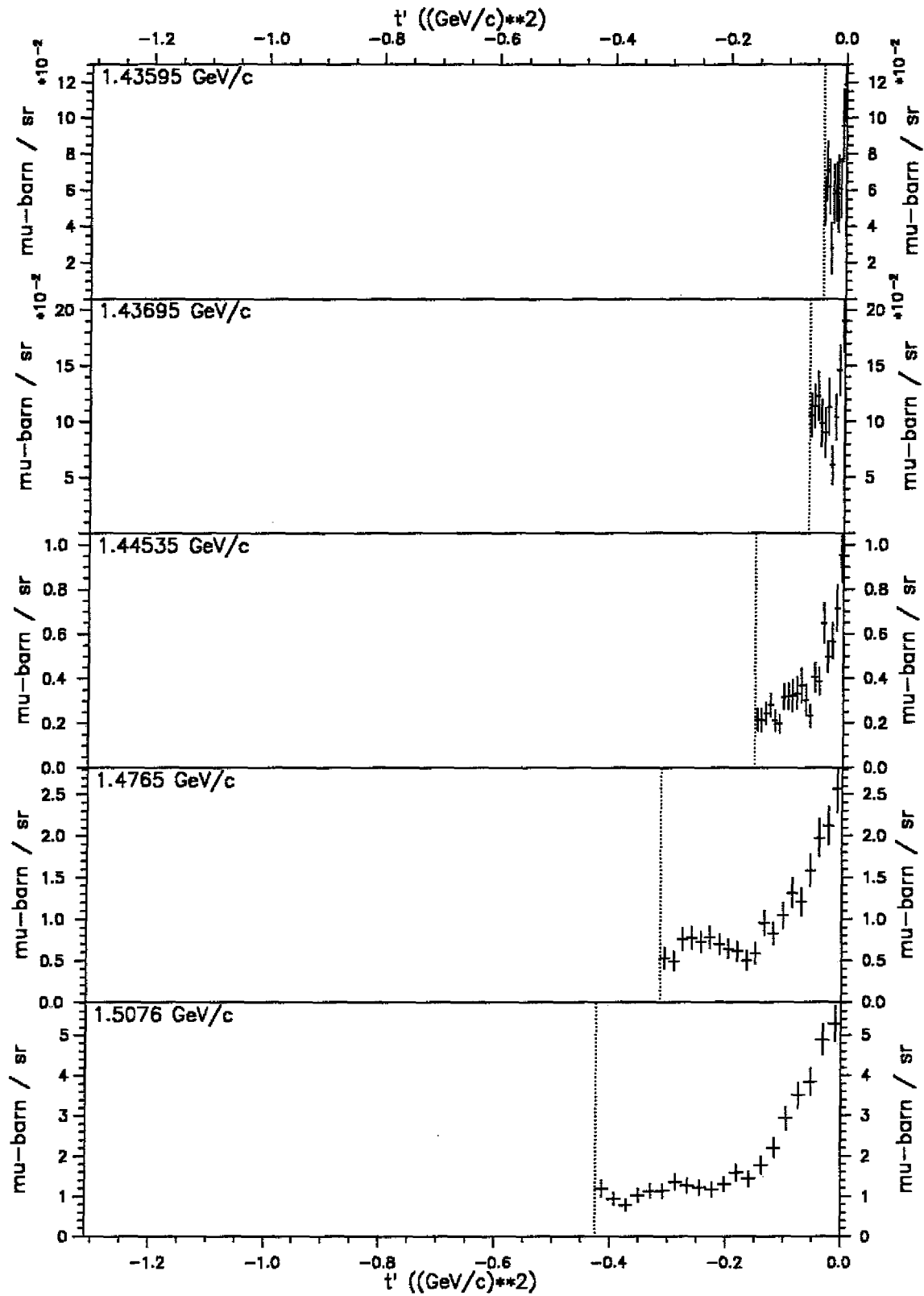


Fig.8.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion für einige Strahlimpulse.

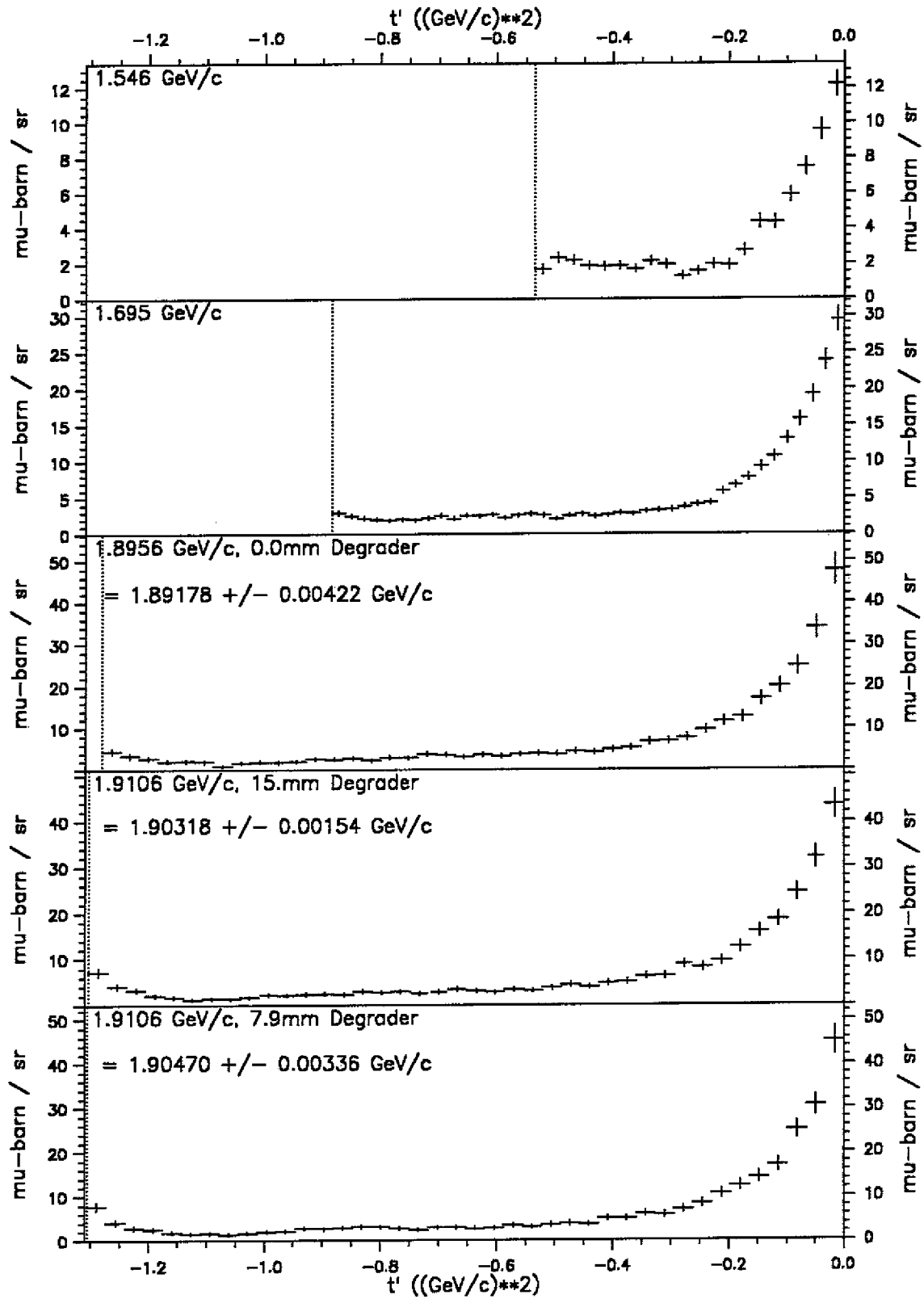


Fig.8.3 Differentieller Wirkungsquerschnitt der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion für einige Strahlimpulse.

Dieser Sachverhalt tritt auch in Fig.8.4 zutage, wo die relativen Legendre-Koeffizienten aufgetragen sind. In der Vergrößerung des in dieser Arbeit vermessenen Bereichs (Fig.8.5) erkennt man zumindest bei den beiden ersten Koeffizienten Indizien, die auf einen Einfluß der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ -Schwelle hinweisen. Der a_1/a_0 -Verlauf scheint im Bereich der Schwelle abzunehmen, für a_2/a_0 zeigt sich oberhalb der Schwelle ein starker Anstieg. Die übrigen Koeffizienten erscheinen dagegen unbeeinflusst, oder anders gesagt, einen Einfluß dort hineinzudeutieren, wäre reine Spekulation.

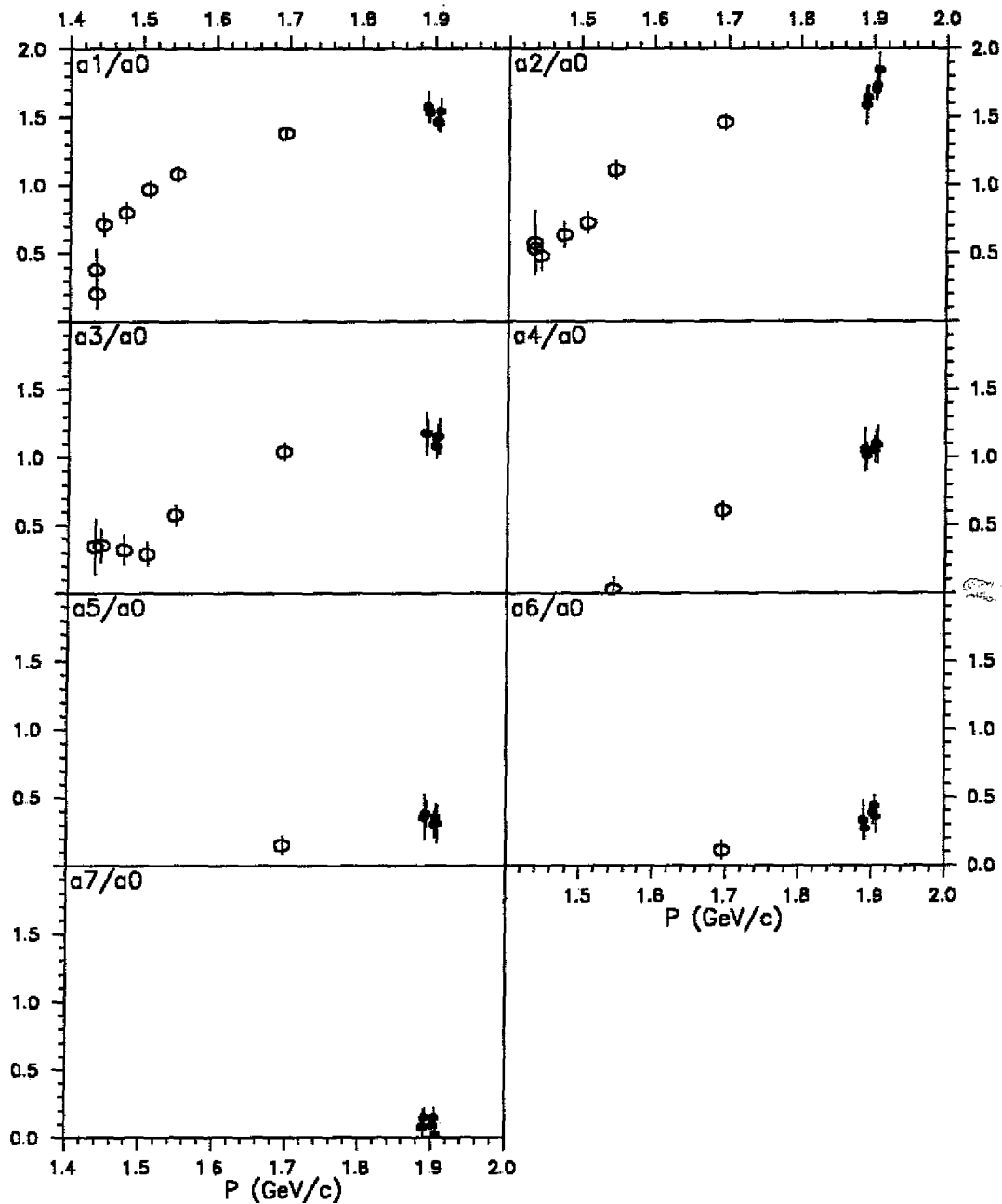


Fig.8.4 Relative Legendre-Polynome zur Beschreibung der bisher vom PS185-Experiment ausgemessenen differentiellen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Wirkungsquerschnitte.

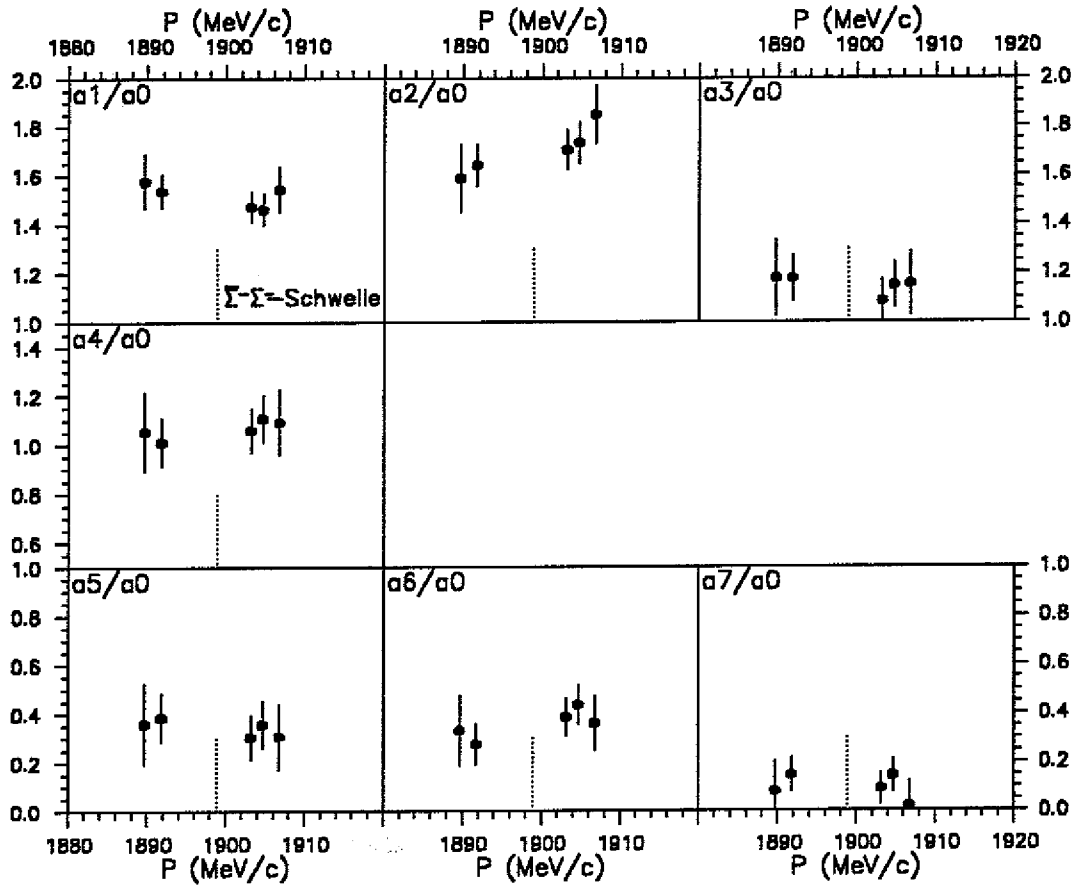


Fig.8.5 Relative Legendre-Koeffizienten zur Beschreibung der in dieser Arbeit bestimmten differentiellen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Wirkungsquerschnitte.

Der Verlauf der y-Polarisationen (Fig.8.6 und 8.7) läßt sich am besten mittels zugeordneter Legendre-Polynome beschreiben. An der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktionsschwelle gibt es zunächst nur einen positiven Überhöhung, die sich in einem positiven a_1 -Wert ausdrückt. Bei höheren Strahlimpulsen macht die Polarisation bei einem $|t'|$ von ungefähr 0.2 (GeV/c)^2 einen Nulldurchgang. Es ist hier anzumerken, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt exakt an derselben Stelle den scharfen Übergang von einem flachen, leicht steigenden Verlauf in den exponentiellen Vorwärtsanstieg macht. In dem Maße, in dem dieser Übergang bei höheren Strahlimpulsen verschwindet, vermindert sich auch die Überhöhung in der y-Polarisation und der Nulldurchgang wandert gegen $t'=0$. Das zu höheren $|t'|$ -Werten folgende Tal in der y-Polarisation bedingt negative a_1 -Werte. Bei den hier untersuchten Energien erkennt man einen zweiten Nulldurchgang bei $|t'| = 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$, hinter dem nur noch Werte um Null herum auftreten. Die Senke im negativen Wertebereich dominiert nun nicht mehr so stark, weshalb die a_1 -Werte hier Richtung Null gehen. Auch wird zu höheren Energien der anfänglich ansteigende Anteil 2.Ordnung - eine Cosinus-Funktion - wieder unterdrückt, stattdessen gewinnen höhere Ordnungen an Gewicht. Anzumerken ist, daß das angesprochene Tal bei einem Strahlimpuls von 1.695 GeV/c zu viel höheren Werten als bei den hier analysierten Daten reicht.

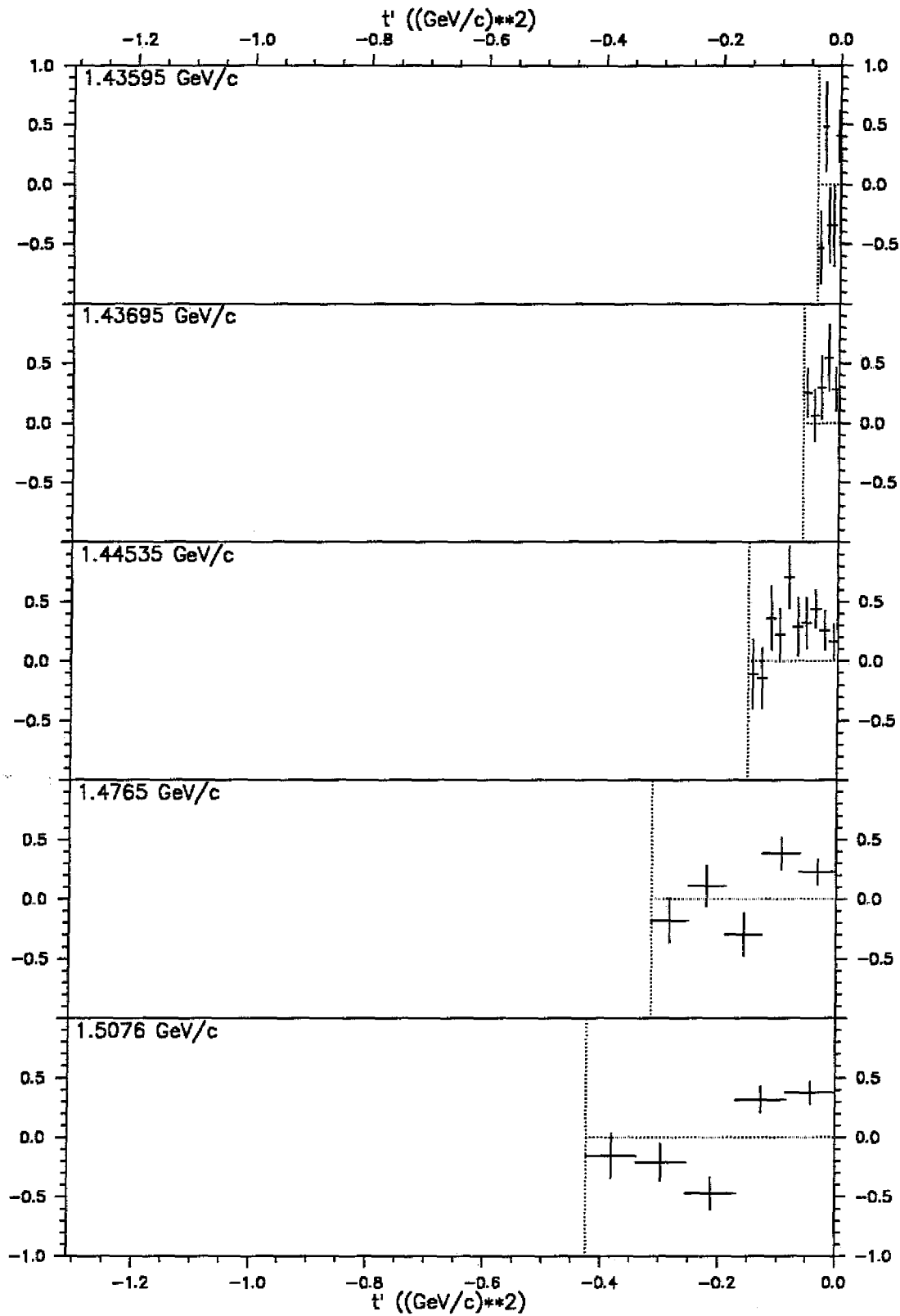


Fig.8.6 y -Polarisationen für verschiedene Strahlimpulse.

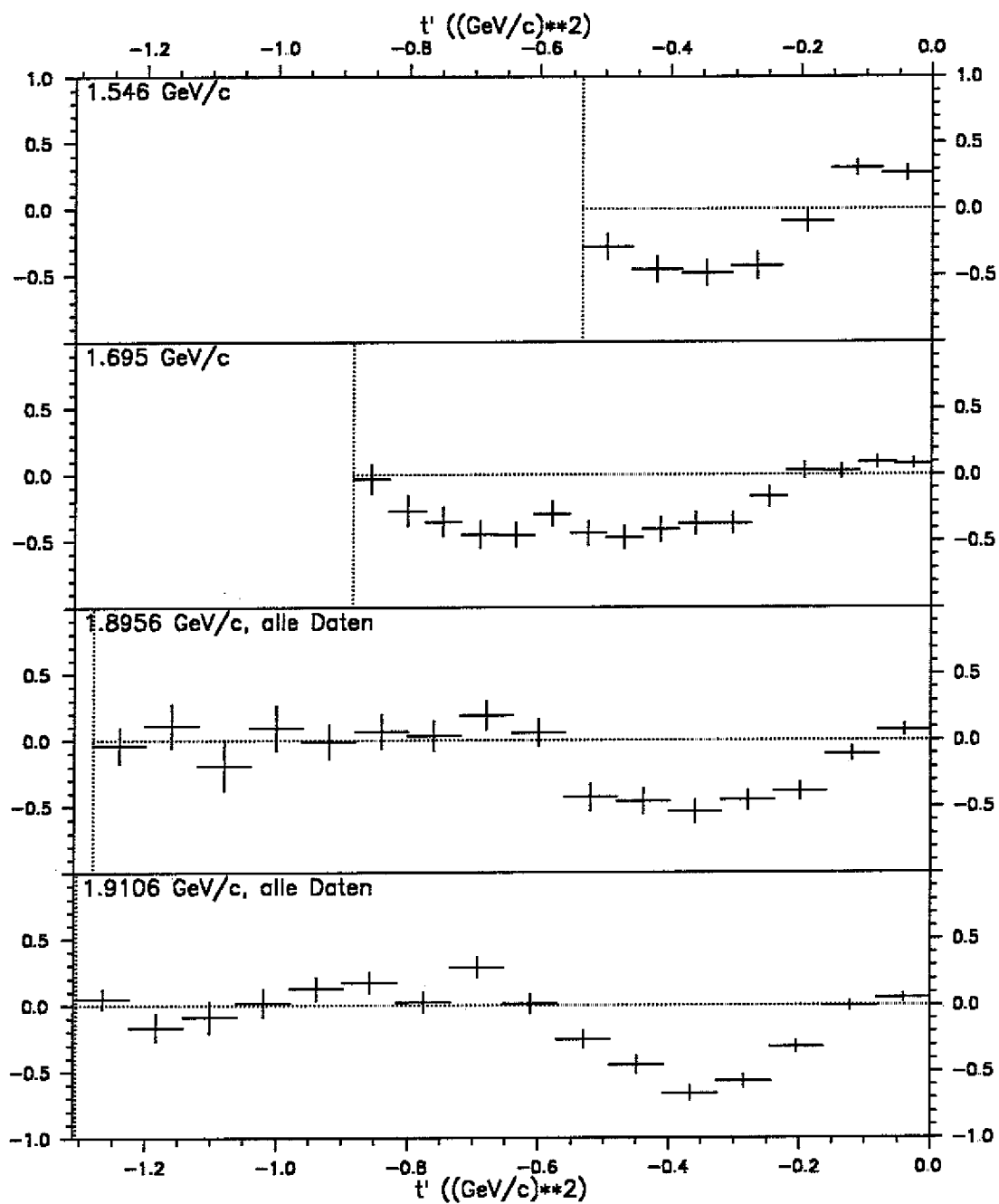


Fig.8.7 y-Polarisationen für verschiedene Strahlimpulse.

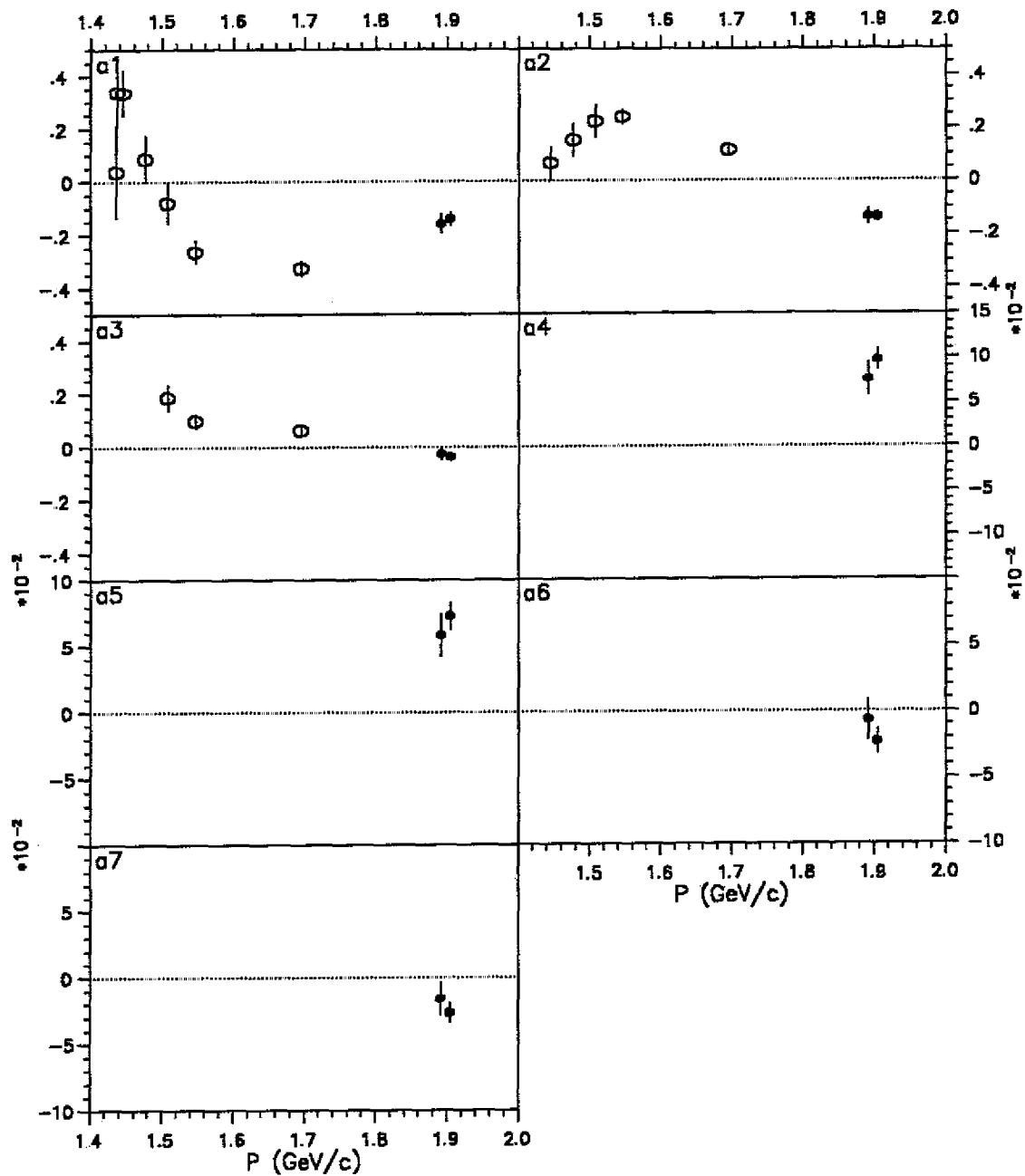


Fig.8.8 Legendre-Koeffizienten zur Beschreibung der in Fig.8.6 und 8.7 gezeigten Polarisationsspektren.

Missing-Mass-Untersuchungen

Beschreibung des Verfahrens

Möchte man mit einem Detektor wie dem des PS185-Experimentes eine Reaktion messen, so stellt sich die Aufgabe, die Ereignisse, nach denen man sucht, aus einer Vielzahl von wesentlich stärkeren Untergrundreaktionen zu extrahieren. Während der laufenden Datenaufnahme übernimmt die Triggerelektronik einen Teil dieser Aufgabe, indem sie nach spezifischen Kriterien nur jene Klasse von Ereignissen zuläßt, die der Signatur der gesuchten Reaktion entspricht. So werden für die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi^-$ -Reaktion im Target nur 'neutrale' Reaktionen zugelassen, deren Rate durch die Forderung nach einer bestimmten ('geladenen') Trefferanzahl im Hodoskop nochmals reduziert wird. Durch die Target-Triggerbedingung unterdrückt man geladene Primärprodukte zugunsten der gesuchten Reaktion und ihrer Zerfallsprodukte $\bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi^-$. In dieser Stufe sind andere Reaktionen wie z.B. $\bar{p}^{12}\text{C} \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda^{11}\text{B}$ oder $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ nicht von der reinen $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktion zu unterscheiden, denn diese erfüllen auch die 'neutrale' Triggerbedingung. Für die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktion an ^{12}C gilt dies zwar nur in einem sehr eingeschränkten Bereich des zur Verfügung stehenden Phasenraumes (das ^{11}B muß im Target verbleiben), aber die Beimischung solcher Ereignisse ist recht hoch und wird erst in der späteren Datenauswertung (Offline-Auswertung) drastisch reduziert. Die $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Produktion kann mit diesem Trigger nicht erkannt werden. Dieser Umstand führt dazu, daß die Offline-Auswertung zunächst alle Ereignisse mit neutraler Teilchenproduktion und zwei geladenen Zerfällen von vornherein als akzeptabel ansehen muß. Der größte Teil dieser Ereignisse wird durch die im Auswerteprogramm vorgenommenen kinematischen Schnitte nicht berührt, erst die kinematische Anpassung nimmt eine ernstzunehmende Selektion vor. Führt man sich dabei vor Augen, daß die zugrunde liegende Minimierungsroutine innerhalb vorgegebener Grenzen versucht, ein vorliegendes Ereignis als eines des gesuchten Typs $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi^-$ zu interpretieren, ist es leicht einzusehen, daß diese obendrein noch sehr rechenintensive Unterscheidungsmethode nicht unbedingt die vorteilhafteste sein kann, und aufgrund der natürlich begrenzten Detektorauflösung $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Ereignisse falsch interpretiert werden können.

Um einerseits diesem Mißstand zu begegnen, andererseits um die bisherige Auswertung in ihrer Qualität beurteilen zu können, wurden Missing-Mass-Untersuchungen (MM-U.) durchgeführt.

Den MM-Berechnungen liegt der Ansatz zugrunde, daß bei einer Reaktion der Form ' $1+2 \rightarrow 3+4$ ' - bei bekannter (oder als bekannt angenommener) totaler Eingangsenergie

$$S = (\mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad [9.1]$$

und dem aus der Messung rekonstruierten Viererimpuls $\mathbb{P}_3$ des einen der produzierten Teilchen - die fehlende Masse des Rest-Systems der übrigen Reaktionsprodukte errechnet werden kann. Für unsere gesuchte Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ stellt sich dieses Verfahren als einfach durchführbar heraus. Die totale Eingangsenergie S ergibt sich aus der Information, bei welchem Impuls die Antiprotonen aus dem LEAR

extrahiert werden, und aus der Annahme, daß es ein Targetproton war, das vom $\bar{p}$ getroffen wurde. Den Viererimpuls eines Reaktionsproduktes $\mathbb{P}_3$ erhält man, indem man (a) die Massen dieses Teilchens (m_3) und seiner Zerfallsprodukte (m_{3A}, m_{3B}) annimmt, (b) aus dem Produktionsort im Target und dem durch die zwei gemessenen Zerfallsspuren gebildeten Vertexpunkt die Flugrichtung $\vec{e}_3$ rekonstruiert und (c) aus den Öffnungswinkeln des Zerfalls (Θ_{3A}, Θ_{3B}) auf den Impulsbetrag p_3 schließt (Fig.9.1).

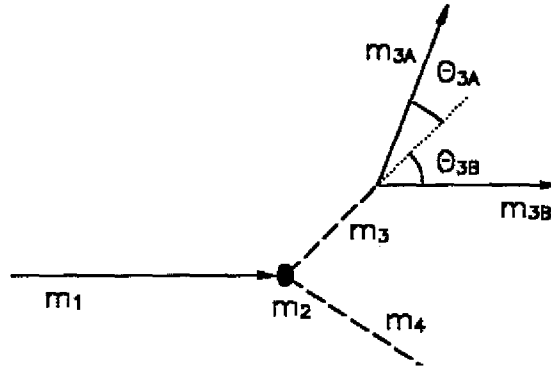


Fig.9.1 Zur Einzel-MM-Rekonstruktion benötigte Größen

Die Einzel-MM des jeweils gegenüberliegenden Systems berechnet man dann nach folgender Formel :

$$M_4^2 = (\mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2 - \mathbb{P}_3)^2 = (E_1 + E_2 - E_3)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_3)^2 . \quad [9.2]$$

Auf dieselbe Art und Weise errechnet man durch Vertauschen der Indizes '3' und '4' auch M_3^2 . Die Rest-Missing-Mass M_X^2 erhält man unter Einbeziehung sämtlicher zur Verfügung stehender Informationen und Annahmen :

$$M_X^2 = (\mathbb{P}_1 + \mathbb{P}_2 - \mathbb{P}_3 - \mathbb{P}_4)^2 = (E_1 + E_2 - E_3 - E_4)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4)^2 . \quad [9.3]$$

Hierzu werden die an den beiden Zerfällen beteiligten Massen angenommen und die beiden rekonstruierten Λ -Spuren zu den Berechnungen benutzt.

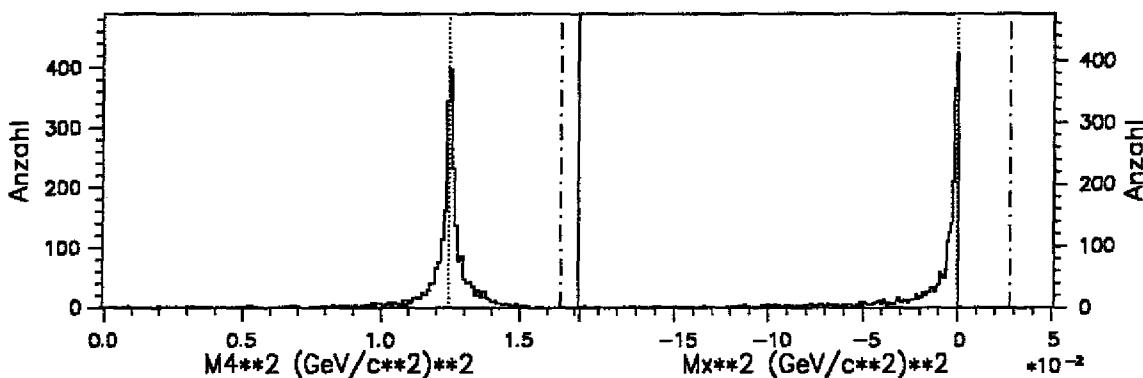


Fig.9.2 MM-Spektren von MC- $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignissen unter der Hypothese $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ erstellt, links Einzel-MM (a), rechts Rest-MM (b). Die gepunktete Linie stellt m_Λ^2 bzw. $M_X^2 = 0$ dar, die strichpunktierte das jeweilige kinematische Limit.

Legt man die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi\pi^-$ zugrunde, so ergeben sich für ausgewertete Monte-Carlo-Ereignisse des gesuchten Typs die in Fig.9.2a beispielhaft für die jeweils gegenüberliegende und in 9.2b für die Rest-Missing-Mass dargestellten Spektren. Es sind hier, da das Missing-Mass-Quadrat errechnet wird, auch negative Werte möglich, was sich besonders beim Rest-MM-Spektrum zeigt. In den Einzel-MM-Spektren (Spektrum des jeweils gegenüberliegenden Systems) ist das kinematische Limit markiert - die maximal mögliche MM des gegenüberliegenden Reaktionsproduktes, wenn dem untersuchten Teilchen kein Impuls im CMS zugestanden wird -, das bei

$$M_{4,3,\max}^2 = (\sqrt{S} - m_3)^2 = 1.6469 \left[\frac{\text{GeV}}{c^2} \right]^2 \quad [9.4]$$

liegt. Das Λ -Massenquadrat beträgt :

$$m_{\Lambda}^2 = 1.2446 \left[\frac{\text{GeV}}{c^2} \right]^2. \quad [9.5]$$

Die Rest-MM M_X^2 muß für exakt rekonstruierte $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi\pi^-$ -Ereignisse gleich Null sein, bei Ereignissen, die mit realistischer Detektorauflösung generiert und rekonstruiert wurden, liegen die (schlechten) Rest-MM-Werte wegen des kinematischen Limits von hier

$$M_{X,\max}^2 = (\sqrt{S} - m_3 - m_4)^2 = 0.0281 \left[\frac{\text{GeV}}{c^2} \right]^2 \quad [9.6]$$

vorwiegend im negativen Bereich.

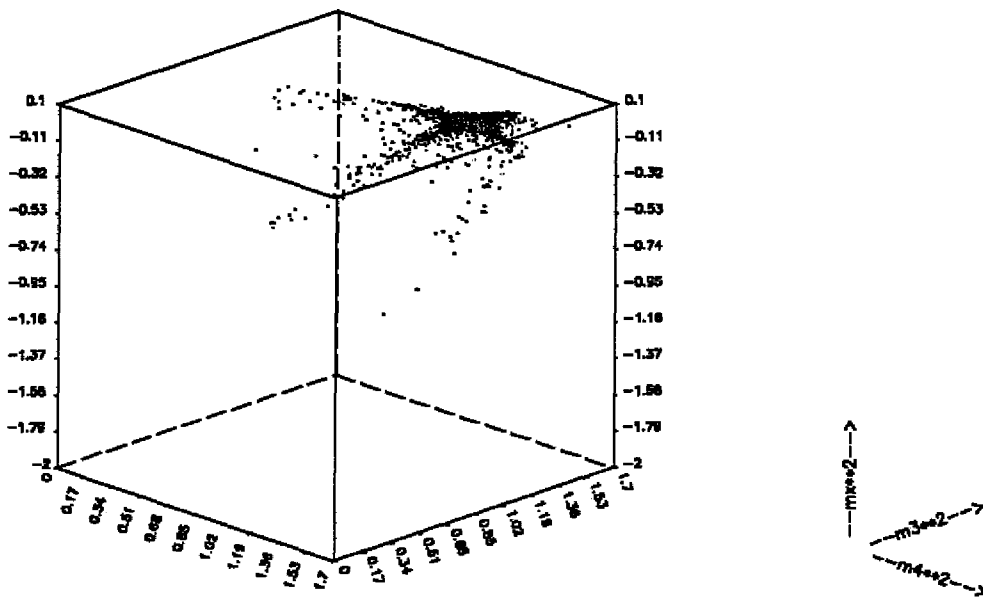


Fig.9.3 3-dimensionaler MM-Scatterplot, dieselben MC-Daten wie in Fig.9.2.
Einheit an allen drei Raumkoordinaten ist $(\text{GeV}/c^2)^2$.

Neben der Darstellung mittels Histogrammspektren bietet sich auch die Möglichkeit, die MM-Wertekombination jedes einzelnen Ereignisses als Punkt im 3-dimensionalen $(M_4^2-M_3^2-M_X^2)$ -Raum sowie in ihren 2-dimensionalen Projektionen darzustellen.

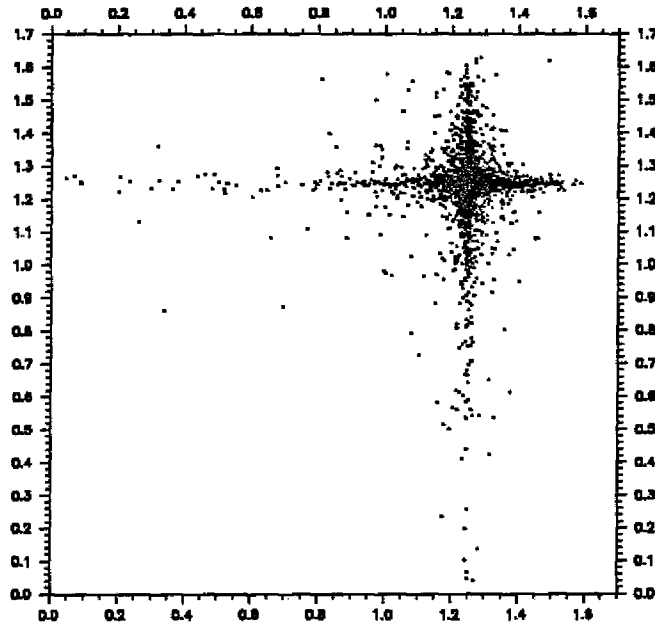


Fig.9.4 2-dimensionale $(M_4^2-M_3^2)$ -Projektion des Scatterplots in Fig.9.3.

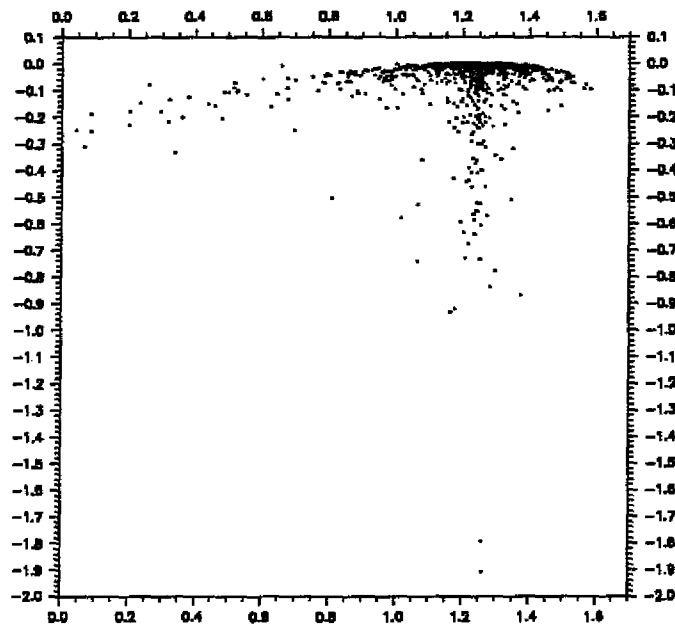


Fig.9.5 2-dimensionale $(M_4^2-M_X^2)$ -Projektion des Scatterplots in Fig.9.3.

Fig.9.3 zeigt ein Beispiel dieser 3-dimensionalen Scatterplots, bei dem die Raumkoordinaten durch die Würfelkanten angedeutet sind. Für die unter der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi^-$ -Hypothese ausgewerteten MC- $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi^-$ -Ereignisse ergibt sich ein Dreibein, dessen zwei Beine in der $(M_4^2-M_3^2)$ -Projektion senkrecht auf-

einander stehen und entlang der jeweiligen m_{Λ}^2 -Linie orientiert sind, während das dritte Bein in Richtung größerer ($-M_{\chi}^2$)-Werte zeigt und im Punkt $(m_{\Lambda}^2, m_{\Lambda}^2, 0)$ räumlich fixiert ist. Zu weiteren Betrachtungen beschränken wir uns wegen der besseren Übersichtlichkeit auf die 2-dimensionalen Projektionen $(M_4^2-M_3^2)$ und $(M_4^2-M_{\chi}^2)$, die in Fig.9.4 und 9.5 dargestellt sind.

Die endliche geometrische Auflösung des Detektors und die in der Datenauswertung vorgenommene Spurrekonstruktion bedingen bei einem Ereignis des Typs $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ eine Vielzahl von Spurstücken und damit in den meisten Fällen mehr als zwei rekonstruierte Vertizes - von denen aber nur zwei richtig sind. Die daraus kombinierten Vertexkombinationen sind bis auf die einzig richtige - ihr MM-Eintrag im $(M_4^2-M_3^2)$ -Scatterplot liegt im Punkt $(m_{\Lambda}^2, m_{\Lambda}^2)$ - falsch, und zwar bestehen sie entweder aus der Kombination eines richtigen Vertexes mit einem falschen - dann stimmt zumindest ein MM-Wert und der resultierende Punkt in der $(M_4^2-M_3^2)$ -Projektion liegt auf der Kreuzstruktur - oder sie bestehen ganz aus falschen Kombinationen, womit sie die ganze $(M_4^2-M_3^2)$ -Ebene belegen können. Die Anzahl der richtigen Vertexkombinationen pro Ereignis ist konstant $n_{rr} = 1$, die der richtig-falschen n_{rf} steigt mit der Gesamtzahl der Vertexkombinationen n linear, und die falsch-falschen Kombinationen (n_{ff}) nehmen anhand einer Potenzreihe zu :

$$n_{rr} = 1, \quad n_{rf} = 2(n-2), \quad n_{ff} = \sum_{i=1}^{n-1} i = \frac{1}{2} n(n-1) \quad [9.7]$$

Daraus folgt, daß besonderes Augenmerk einer guten Detektorauflösung und einer effektiven Spurrekonstruktion gelten muß, um in der Datenauswertung nicht in einer Unmenge von Vertexkombinationen zu ersticken.

Untersuchung gemessener Daten

Wendet man die hier vorgestellte MM-Methode auf 'echte' Ereignisse an (Fig.9.8), so erkennt man, daß die gesuchten $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse durch Vertexfehlkombinationen, die durch schlechte Kamerauflösung und -auswertung bedingt sind, und Untergrundreaktionen mit viel höherem Wirkungsquerschnitt überdeckt werden.

Die folgenden MM-Untersuchungen werden alle unter der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ -Hypothese durchgeführt - d.h. man unterstellt jedem Ereignis, daß es von diesem gesuchten Typ ist, auch wenn dieser Ansatz offensichtlich nicht zutreffend ist, wie z.B. bei MC- $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$.

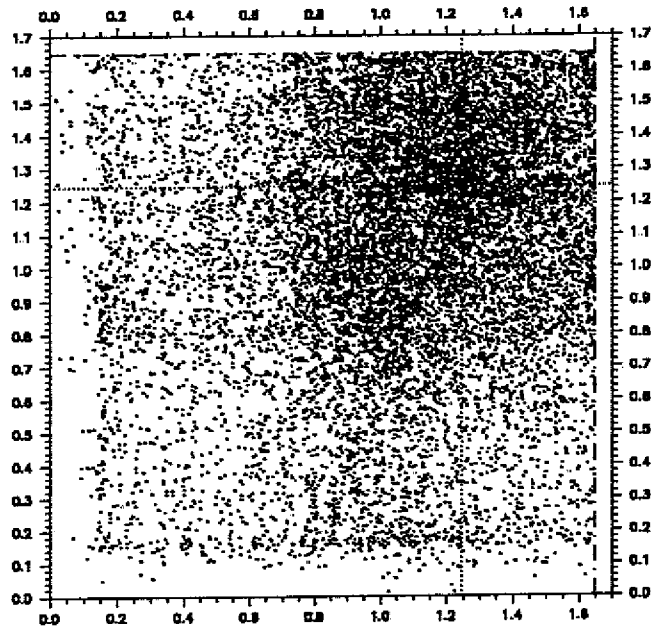


Fig.9.6 2-dimensionale $(M_4^2 - M_3^2)$ -Projektion für 'echte' Ereignisse in $(\text{GeV}/c^2)^2$. Die Begrenzungslinien rechts und oben markieren die kinematischen Limits, links und unten erkennbare Begrenzungen sind durch die endliche Detektormetrie bedingt.

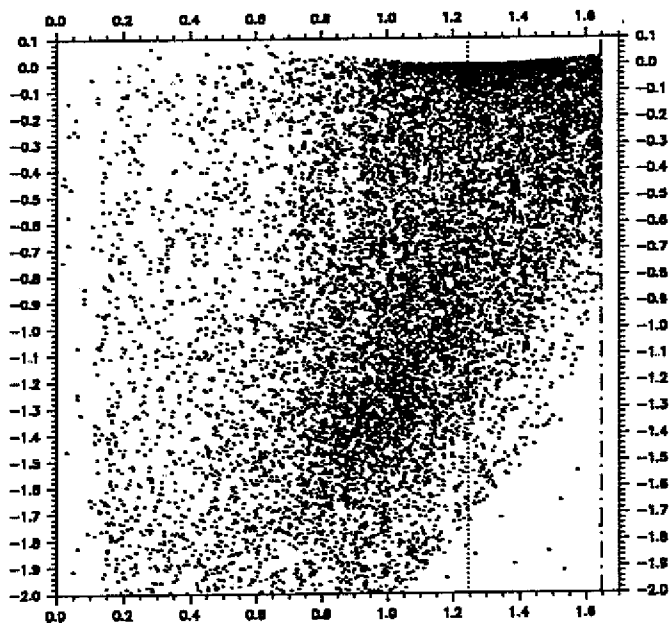


Fig.9.7 2-dimensionale $(M_4^2 - M_X^2)$ -Projektion für 'echte' Ereignisse.

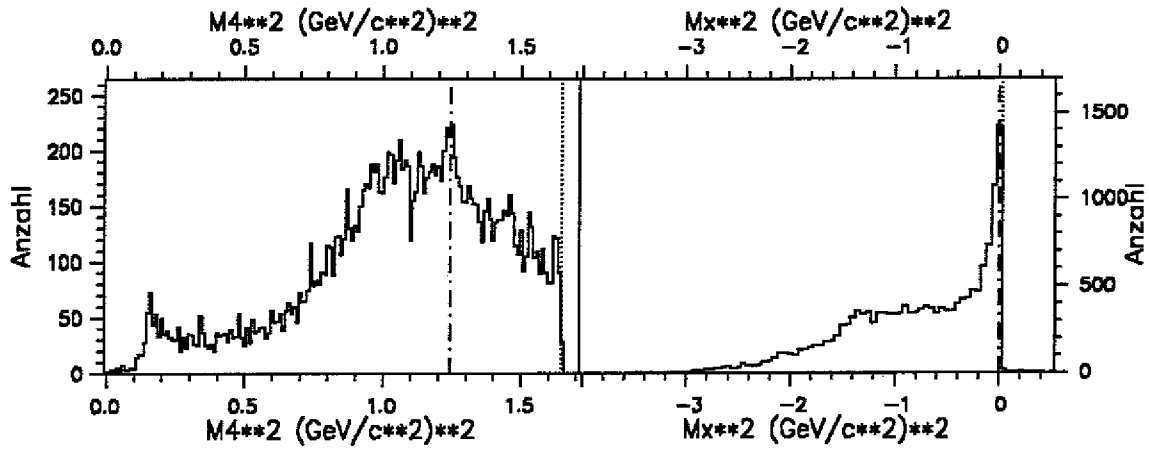


Fig.9.8 MM-Spektren von 'echten' Ereignissen, links Einzel-MM (a), rechts Rest-MM (b). Die gepunktete Linie stellt m_{Λ}^2 dar, die strichpunktigte das jeweilige kinematische Limit.

Die Fragen sind nun, woraus sich der Untergrund zusammensetzt, und wie dieser unterdrückt werden kann. Auffällig ist beim Betrachten von Fig.9.6-9.7 im Vergleich zu Fig.9.4-9.5, daß im Bereich der Λ -Masse m_{Λ}^2 bzw. bei $M_{\chi}^2 = 0$ zwar eine Anhäufung zu erkennen ist, aber auch, daß ein großer Anteil der Untergrundereignisse bei Werten um $M_{4,3}^2 = 0.9 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ bzw. bei negativen M_{χ}^2 -Werten liegt. Überdies erstreckt sich von ca. $M_{4,3}^2 = 0.8 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ bis zum kinematischen Limit ein nahezu konstanter Untergrund. Um die oben gestellten Fragen zumindest teilweise zu beantworten, folgen einige MM-Untersuchungen möglicher Untergrundreaktionen.

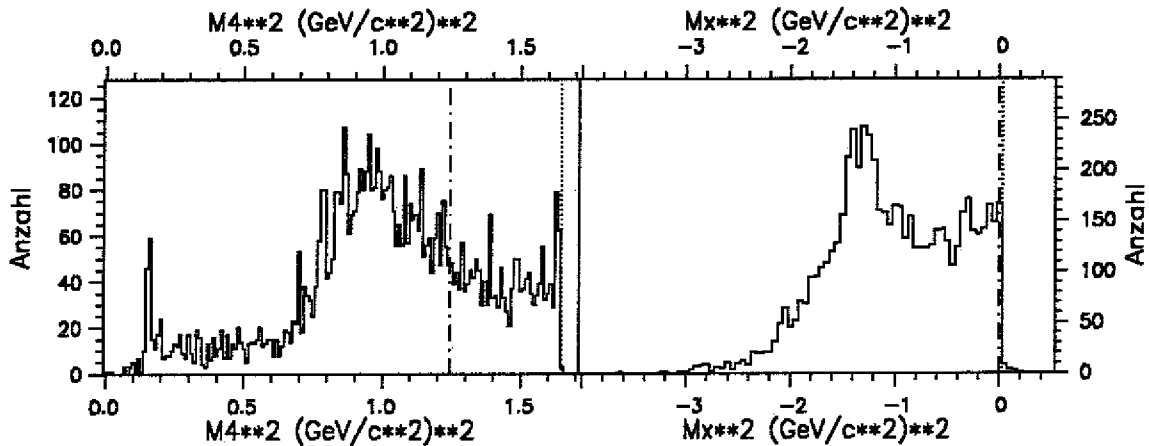


Fig.9.9 MM-Spektren von ^{12}C -Ereignissen, links Einzel-MM (a), rechts Rest-MM (b). Weitere Informationen siehe Fig.9.8.

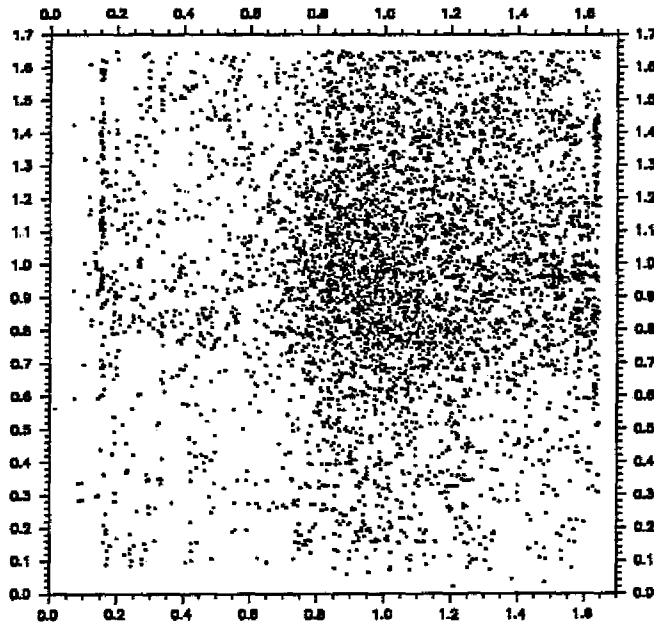


Fig.9.10 2-dimensionale ($M_4^2 - M_3^2$)-Projektion für ^{12}C -Ereignisse in $(\text{GeV}/c^2)^2$, MM-Berechnungen unter $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Hypothese.

Zur Untersuchung des Kohlenstoffuntergrundes ($\bar{p}^{12}\text{C} \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda^{11}\text{B} \rightarrow \bar{p}\pi^+\pi^-\pi^{11}\text{B}$) betrachtet man nur Ereignisse, die aus der ersten aus reinem ^{12}C bestehenden Targetzelle stammen. Auffällig ist hier auf den ersten Blick das Fehlen der m_{Λ}^2 - bzw. $M_X^2 = 0$ -Überhöhung in den MM-Spektren (Fig.9.9). Es ist aber - wie auch in den Scatter-Plots Fig.9.10-9.11 - sofort zu ermitteln, welcher Herkunft der oben angesprochene nahezu konstante Untergrund mit der Überhöhung bei $M_{4,3}^2 = 0.9 (\text{GeV}/c^2)^2$ ist: er entstammt ausschließlich Reaktionen an Kohlenstoffatomen der CH_2 -Targetmoleküle (und der C-Atome im Szintillatormaterial). Wegen der Komplexität (Anregungen des ^{11}B -Kerns und Beschränkung des Phasenraums durch Detektorgeometrie und Triggerbedingungen) dieser in das Gebiet der Kernphysik hineinreichenden Reaktion muß auf MC-Simulationen im Rahmen dieser Dissertation verzichtet werden. Für unsere Zwecke ist es aber ausreichend, den ^{12}C -Untergrund anhand der mit der ^{12}C -Targetzelle gewonnenen Erkenntnisse qualitativ und quantitativ abschätzen zu können.

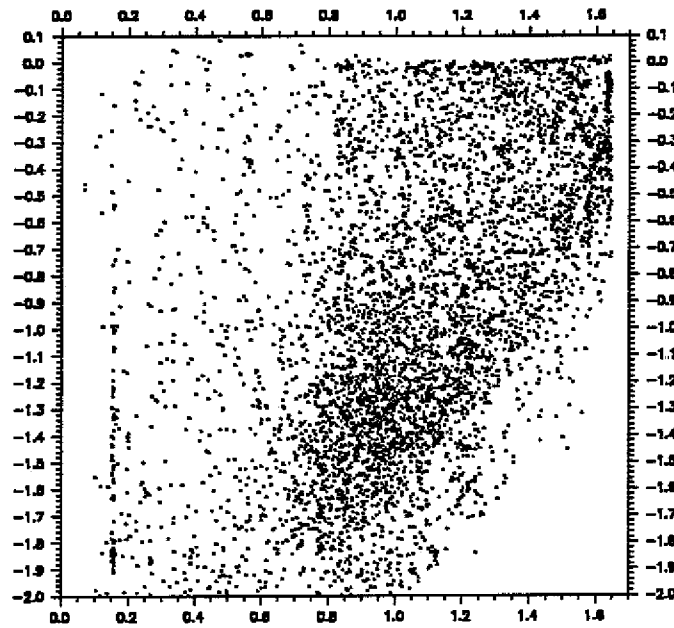


Fig.9.11 2-dimensionale $(M_4^2 - M_X^2)$ -Projektion für ^{12}C -Ereignisse, MM-Berechnungen unter $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Hypothese.

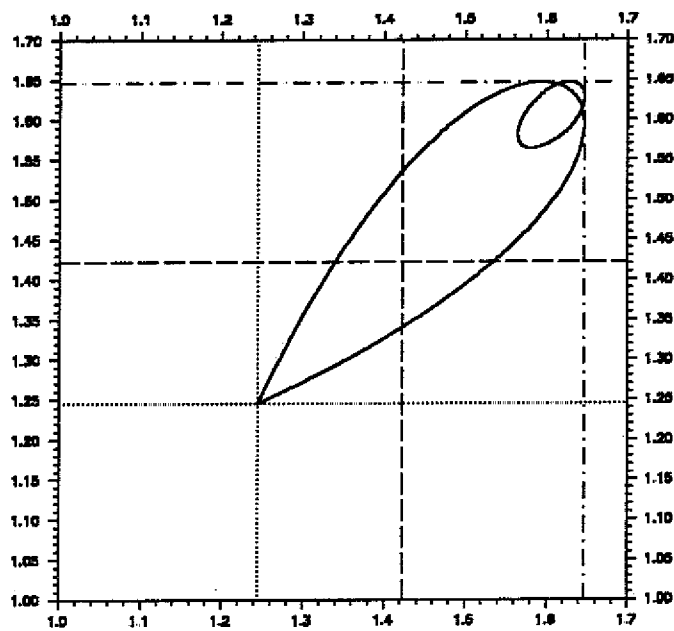


Fig.9.12 Dalitz-Plots für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ (kleine Ellipse). Markiert sind m_Λ^2 (gepunktet), $m_{\pi^0}^2$ (gestrichelt) und das kinematische Limit (strichpunktet).

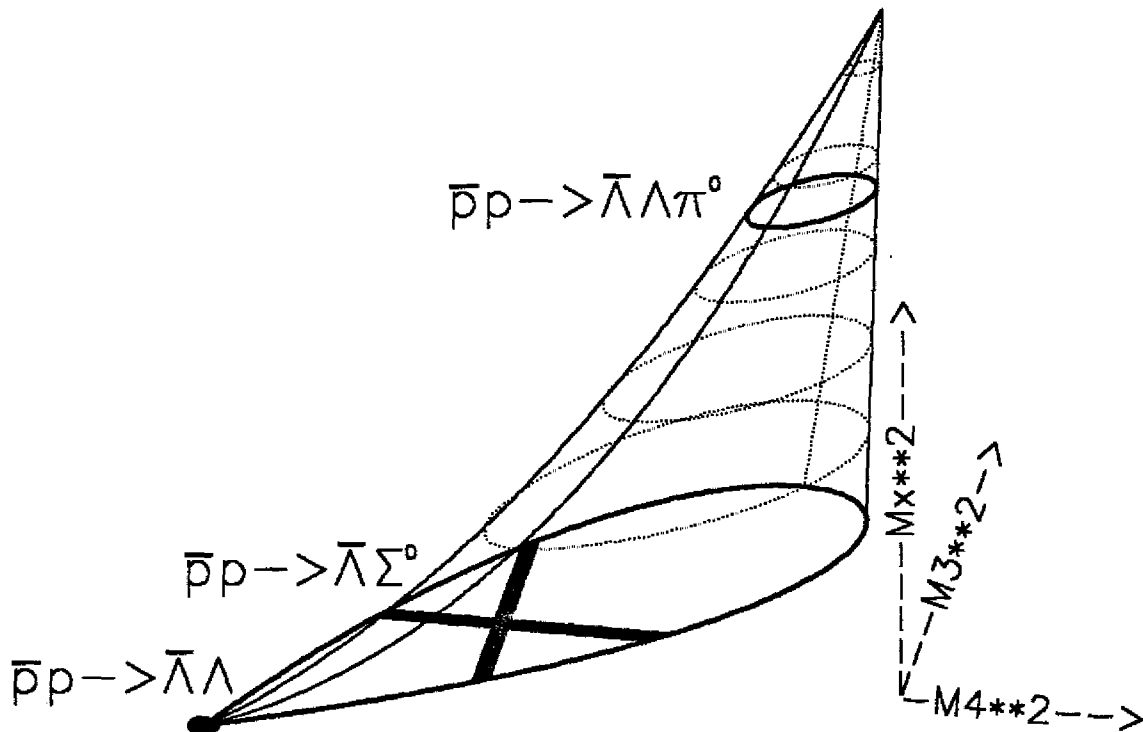


Fig.9.13 Kinematisch erlaubter MM-Bereich mit den Dalitz-Plots aus Fig.9.12 im 3-dimensionalen (M_4^2 - M_3^2 - M_x^2)-Raum. Innerhalb der tropfenförmigen Ebene liegen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$, im Volumen darüber $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma\gamma$. Die vertikal verlaufenden Linien repräsentieren die Grenzen der MM-Bereiche der Dalitzkurven.

Zur Untersuchung weiterer Untergrundreaktionen soll hier schwerpunktmäßig auf die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ -Produktion eingegangen werden, insbesondere da die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ als Konkurrenzreaktion von Interesse ist. Zunächst wird eine Untersuchung anhand des Dalitz-Plots durchgeführt. Man trägt hierbei, wenn man z.B. eine 3-Teilchenreaktion des Typs 'AB $\rightarrow$ CDE' betrachtet, die Massenquadrate der Teilchenkombinationen 'CD' und 'CE' gegeneinander in einem Scatterplot auf. In unserem Fall sind dies die schon bekannten Größen $M_4^2 = m_{(\Lambda\gamma)}^2$ und $M_3^2 = m_{(\Lambda\Sigma^0)}^2$. Fig.9.12 zeigt die äußere Begrenzung des möglichen Bereiches der effektiven Massen (große tropfenförmige Kurve). Die umhüllte Fläche wird, falls keine resonanten Zwischenzustände auftreten, gleichmäßig belegt. Abweichungen von dieser gleichmäßigen Belegung deuten darauf auf das Auftreten von Zwischenzuständen hin. Für die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ -Reaktion zeigt sich folgendes: ist die γ -Energie gleich Null, so erhalten wir die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion. Dieser Fall wird im Dalitz-Plot durch den 'Ursprungspunkt' der Umhüllenden ($m_{\Lambda}^2, m_{\Lambda}^2$) repräsentiert. Wenn nun $E_{\gamma} > 0$ ist, und ein Σ^0 als resonanter Zwischenzustand auftritt, dann zeigt sich dies dadurch, daß bei Betrachtung des direkt produzierten Λ -Teilchens die MM des gegenüberliegenden Systems bei $M_1^2 = m_{\Sigma^0}^2$ liegt: Für das andere Λ - es stammt nicht direkt aus der Produktion, sondern aus dem Σ^0 -Zerfall - dagegen gilt, daß bei der Bestimmung der MM des gegenüberliegenden Systems weder die Λ - noch die Σ^0 -Masse rekonstruiert werden können, da die dazu erforderlichen kinematischen Bedingungen nicht erfüllt

sind. Der mögliche MM-Wertebereich aber ist durch die Umhüllende im Dalitz-Plot begrenzt.

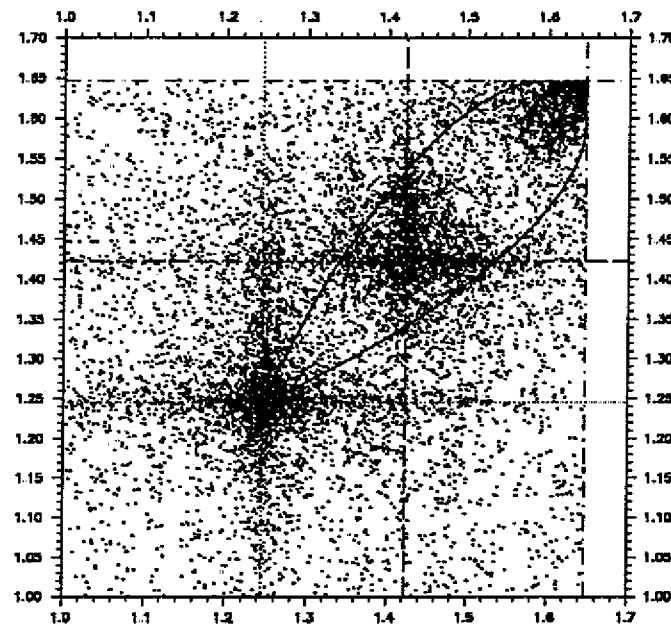


Fig.9.14 Vergrößerter MM-Scatterplot mit MC- $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$, MC- $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{c.c.}$ und MC- $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$.

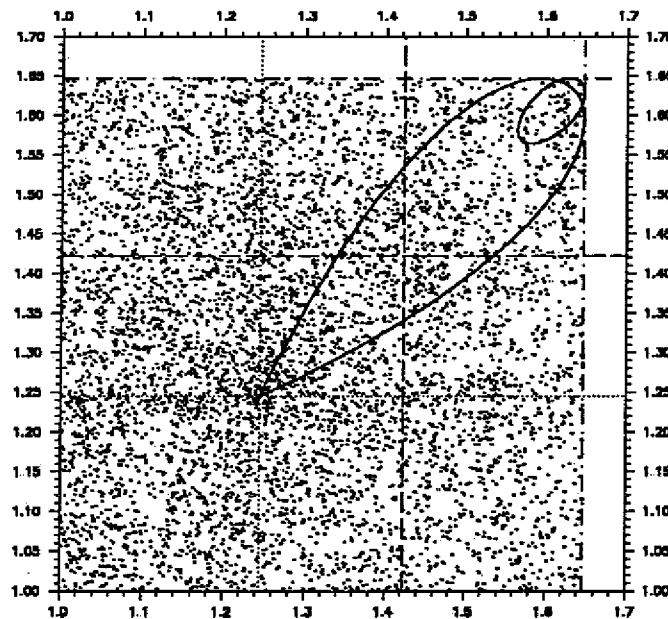


Fig.9.15 Vergrößerter MM-Scatterplot 'echter' Daten (siehe Fig.9.6).

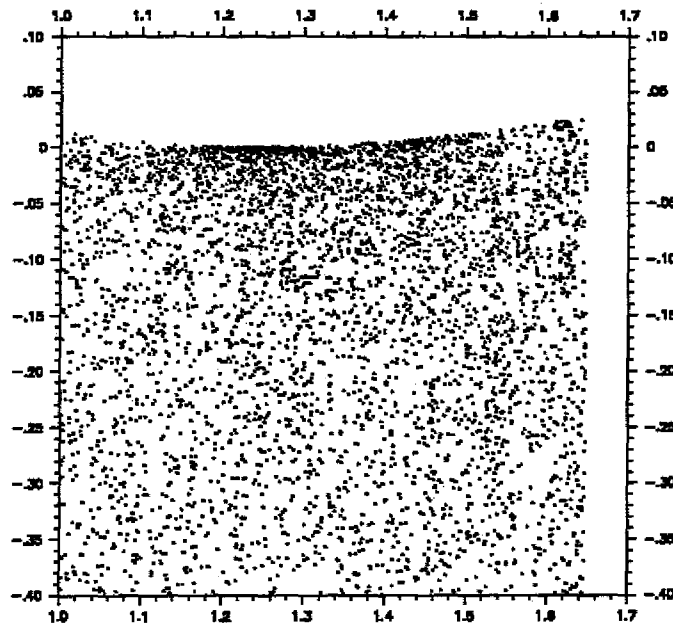


Fig.9.16 Vergrößerter MM-Scatterplot 'echter' Daten (siehe Fig.9.7).

Somit ist klar, daß ein $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignis im Scatterplot auf dem 'Ursprung' der Umhüllenden - also in einem Punkt - liegt, während die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Ereignisse auf einem Kreuz (siehe Fig.9.12 und 9.13) innerhalb der Umhüllenden verteilt sind. Ereignisse in den übrigen Bereichen innerhalb der Umhüllenden können Bremsstrahlungsereignissen zugeschrieben werden. Fig.9.14 zeigt analysierte MC- $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ - und MC- $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Ereignisse, die das beschriebene Verhalten qualitativ bestätigen. Die 'Fahnen' u.a. am Punkt $(m_{\Lambda}^2, m_{\Lambda}^2)$ sind durch die endliche Detektorauflösung und die Tatsache bedingt, daß hier alle geometrisch möglichen Zerfallsvertexkombinationen pro Ereignis ($\# = 3$) eingetragen wurden.

Ein anderer möglicher Untergrund rührt von der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ her, deren erlaubter MM-Bereich in Fig.9.12 und 9.13 durch die kleine Ellipse rechts oben begrenzt wird. Im Gegensatz zu $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ - und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Ereignissen ist hier aber M_X^2 nicht Null, sondern $M_X^2 = m_{\pi^0}^2 = 0.0182 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$. Da im untersuchten Impulsbereich ($\Lambda\pi^0$)-Resonanzen nicht bekannt sind, muß der o.g. Bereich als gleichmäßig belegt angenommen werden. Fig.9.14 zeigt rechts oben rekonstruierte MC- $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ -Ereignisse.

Betrachtet man unter Berücksichtigung der eben gewonnenen Erkenntnisse die MM-Scatterplots der 'echten' Daten (Fig.9.7-9.8 und vergrößert Fig.9.15) nochmals, so lassen sich, wenn man den ^{12}C -Untergrund 'wegdenkt', die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse leidlich identifizieren, die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{c.c.}$ - und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ -Reaktionen dagegen sind eigentlich nur zu erahnen, eine gewisse Anhäufung in den jeweiligen Regionen ist aber nicht zu verleugnen.

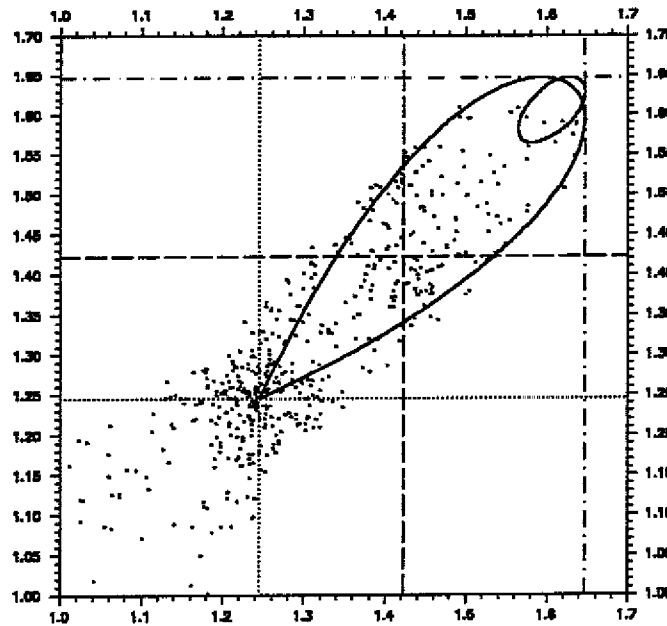


Fig.9.17 Vergrößerter MM-Scatterplot 'echter' Daten mit $M_X^2 \in [-0.005, 0.005]$.

Die Frage ist nun, ob in diesem interessierenden MM-Bereich nicht doch eine bessere Trennung und Identifikation der drei Ereignistypen möglich ist, und zwar unter Ausnutzung der Tatsache, daß $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ - und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ -Ereignisse eine Rest-MM von Null haben müssen, bei $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ diese aber $M_X^2 = m_{\pi^0}^2$ beträgt. Weiterhin sollte mit Hilfe von M_X^2 der ^{12}C -Untergrund leicht abzutrennen sein.

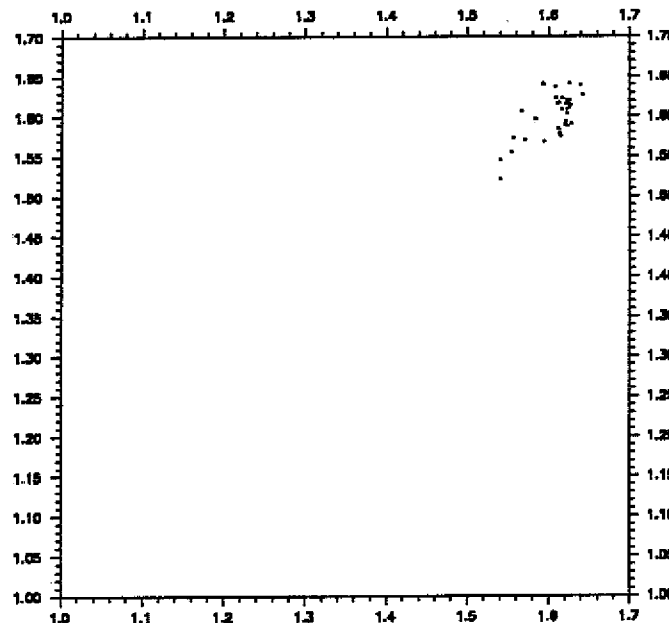


Fig.9.18 Vergrößerter MM-Scatterplot 'echter' Daten mit $M_X^2 \in [m_{\pi^0}^2 - 0.005, 0.03]$.

Die Ausschnittsvergrößerung in Fig.9.16 der (M_4^2, M_X^2) -Projektion (siehe Fig.9.7) zeigt Punktanhäufungen in den interessanten Regionen um $(m_{\Lambda}^2, 0.)$, $(m_{\Sigma^0}^2, 0.)$ und

$(m_{\Lambda\pi^0}^2, m_{\pi^0}^2)$. Zu erwähnen ist an dieser Stelle, daß wegen des bei der MM-Berechnung benutzten Verfahrens aufgrund von Abhängigkeiten einiger Parameter (Relativwinkel und Impulsbeträge) untereinander bei $M_{4,3}^2 = M_{\Lambda}^2$ die Rest-MM M_X^2 nur unwesentlich größer als Null werden kann.

Setzt man nun Schnitte in M_X^2 auf die Daten und zwar so, daß $M_X^2 \in [-0.005, 0.005]$ bzw. $M_X^2 \in [m_{\pi^0}^2 - 0.005, 0.03]$, so erhält man in der (M_4^2, M_3^2) -Projektion in ersten Fall Punkteanhäufungen bei $(m_{\Lambda}^2, m_{\Lambda}^2)$ und auf dem oben erwähnten $\Lambda\Sigma^0$ -Kreuz (Fig.9.17). Der zweite Schnitt liefert saubere $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ -Ereignisse (Fig.9.18), was ein erfolgreiche zukünftige Analyse dieses Reaktionskanals verspricht.

Schlußfolgerungen

^{12}C -Korrekturen

Zum Abzug der Kohlenstoffuntergrunds $\bar{p}^{12}\text{C} \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda^{11}\text{B}$ zählt man normalerweise die guten $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse in der ^{12}C -Targetzelle und subtrahiert dann einen auf Strahlintensität und Dichte der ^{12}C -Atome normierten Anteil von der Summe der in den CH_2 -Zellen passierten guten Ereignisse. Wie schon in den früheren am PS185-Experiment geschriebenen Dissertationen ([MAH86], [FRA87], [SEH89] und [DUT89]) ausgeführt, unterscheiden sich die Kohlenstoffereignisse der ersten (^{12}C -) Zelle von den $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignissen im Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts, in Polarisationen und Spinkorrelationen fast garnicht, weshalb in Zweifel gezogen werden kann, daß diese 'Kohlenstoffereignisse' wirklich von Typ $\bar{p}^{12}\text{C} \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda^{11}\text{B}$ sind. Fig.9.19 und 9.20 zeigen die MM-Verteilungen in den CH_2 - bzw. ^{12}C -Zellen für unter der Annahme der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion kinematisch angepaßte Ereignisse mit $\chi^2 < 5$, und zwar nur für die beste Vertexkombination. Die MM-Werte wurden aus den Eingangsdaten errechnet, nicht aus den gefitteten Teilchenrichtungen. Man sieht, daß die ^{12}C -Ereignisse den $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignissen ähneln, eine Anhäufung bei $(m_{\Lambda}^2, m_{\Lambda}^2)$ ist unverkennbar, so daß sich die Frage stellt, ob es sich hierbei nicht doch um $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignissen handelt, deren Herkunft erst einmal dahingestellt sein mag. Auf alle Fälle sind es keine $\bar{p}^{12}\text{C} \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda^{11}\text{B}$ -Ereignisse, diese bevölkern die Regionen um $M_{4,3} = 0.8 (\text{GeV}/c)^2$, wie wir im vorigen Abschnitt gesehen haben. In dieser Region befinden sich aber nur ca. 4% der Kohlenstoffereignisse. Eine mögliche Erklärung wäre, daß es sich um $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse im Degradier (Triggersignal durch δ -e $^-$) oder in den Szintillatoren handelt. Ein genereller Abzug des Kohlenstoffuntergrundes hätte somit zur Folge, daß zu viele gute $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse verworfen würden, weshalb auf eine Kohlenstoffkorrektur in Rahmen dieser Arbeit verzichtet wurde.

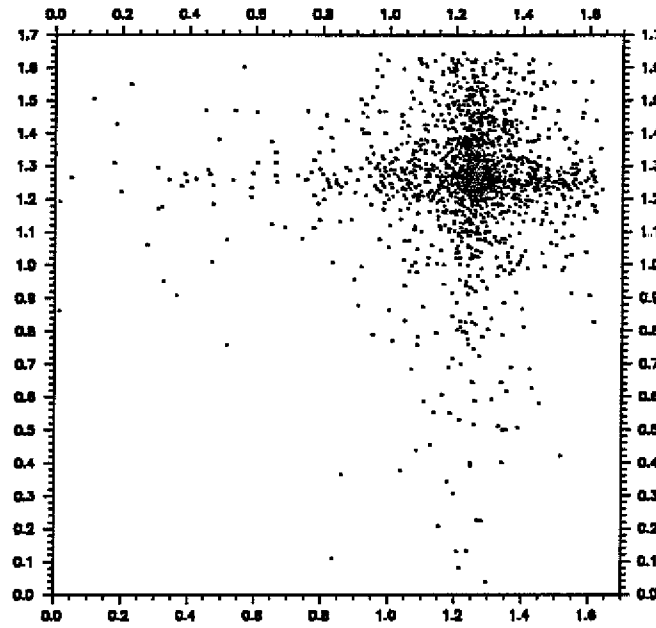


Fig.9.19 MM-Scatterplot der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse in den CH_2 -Targetzellen nach der kinematischen Anpassung ($\chi^2 \leq 5$).

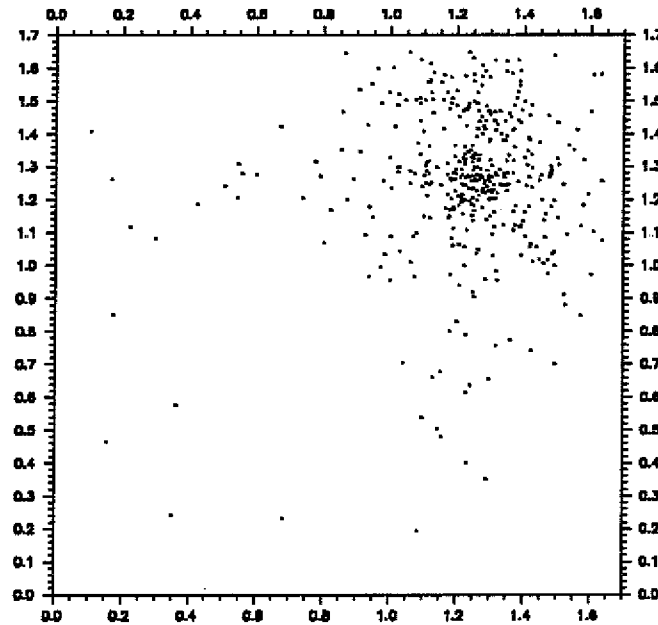


Fig.9.20 MM-Scatterplot der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse in den ^{12}C -Targetzellen nach der kinematischen Anpassung ($\chi^2 \leq 5$).

$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Korrekturen

Eine $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{c.c.}$ -Auswertung wurde nicht durchgeführt, da das dafür von [OHL90] entwickelte Programm eigentlich nur versucht, einem Ereignis die $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Kinematik anzupassen. Die Entscheidung darüber, ob es sich bei einem Ereignis um $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ oder $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ handelt, fällt [OHL90] aufgrund der Fit-Ergebnisse der

beiden Auswerteprogramme, die für die zwei Reaktionen zur Verfügung stehen. Dieses Verfahren mag im Schwellenbereich der $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Produktion funktionieren, bei den hier untersuchten Strahlimpulsen trifft dieses aber mit Sicherheit nicht mehr zu, da erstens $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ mit hohem γ -Energien - viel höher als vom Σ^0 -Zerfall her möglich wäre - auftreten und zweitens die $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^0\Sigma^0$ -Reaktion, deren Schwelle bei 1.8711 GeV/c liegt, beigemischt und eine Unterscheidung dieser Reaktionen in den Programmen nicht vorgesehen ist. Missing-Mass-Untersuchungen von mit einem Monte-Carlo-Programm generierten $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Ereignissen zeigen, daß vom $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Programm fälschlicherweise als $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ interpretierte Ereignisse im MM-Scatterplot deutlich außerhalb der von echten $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse bevölkerten Region liegen (Fig.9.21). Im Vergleich mit Fig.9.19 erkennt man, daß Überschneidungen nur in den am Punkt $(m_{\Lambda}^2, m_{\Lambda}^2)$ ansetzenden, zu hohen Werten reichenden Kreuzarmen möglich sind. Die für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ erlaubte Region im Missing-Mass-Scatterplot (Fig.9.19) ist gering bevölkert, weshalb man davon ausgehen muß, das es eine Beimischung von $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Ereignissen zur Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ gibt. Es wird zukünftigen Programmentwicklungen überlassen sein, diese Beimischungen mittels der hier entwickelten Missing-Mass-Methode vor der Durchführung kinematischer Anpassungen zu identifizieren und auszuschließen.

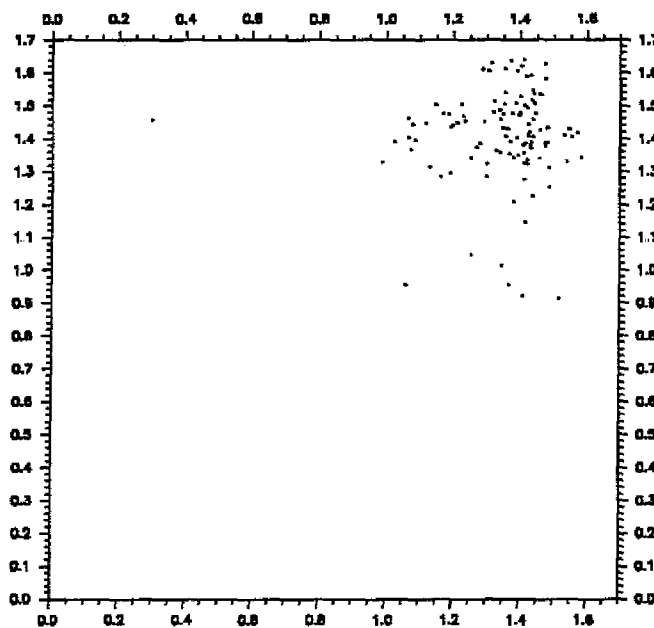


Fig.9.21 MM-Scatterplot von MC- $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Ereignissen, die von der kinematischen Anpassung als gute $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse ($\chi^2 \leq 5$) akzeptiert wurden.

$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ - und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnittsabschätzungen

Um den Versuch einer Wirkungsquerschnittsabschätzung weiterer Reaktionskanäle relativ zur $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion durchführen zu können, wurden die Missing-Mass-Werte für die Ereignisse einer Strahlimpulseinstellung (1.9106 GeV/c mit 7.9 mm Degradier) berechnet und gesammelt. Zu diesen Reaktionskanälen zählen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma\gamma$, insbesondere im Hinblick auf $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + c.c.$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$. Die Ereignisse wurden diesen in Frage kommenden Reaktionen zuge-

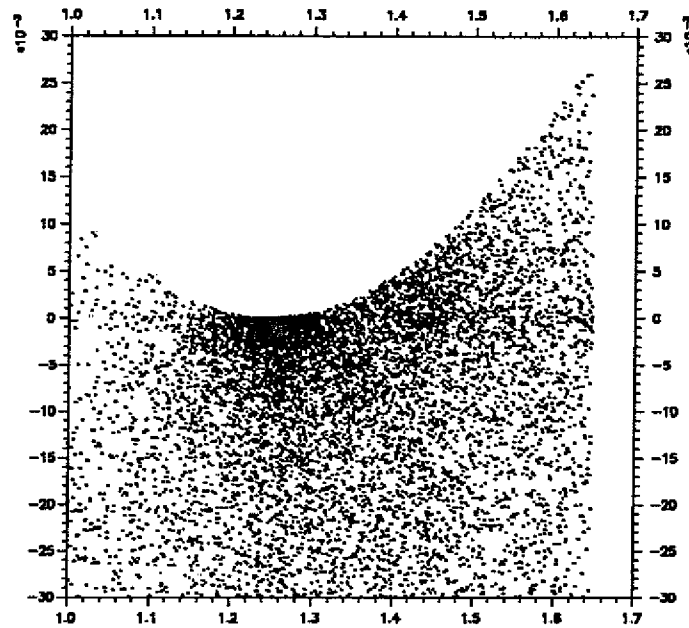


Fig.9.22 $(M_4^2 - M_X^2)$ -Verteilung der nach kleinstem $|M_X^2|$ -Wert ausgewählten Vertexkombinationen.

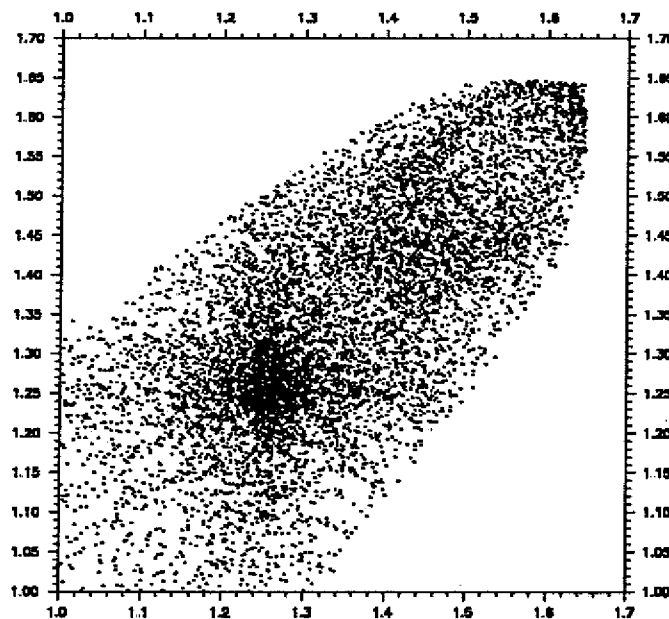


Fig.9.23 $(M_4^2 - M_3^2)$ -Verteilung der Daten aus Fig.9.22.

ordnet, und zwar nach folgendem Verfahren: Pro Ereignis sind im Mittel drei Vertexkombinationen geometrisch möglich, von denen wie oben dargelegt nur eine richtig und alle anderen falsch sind. Es gilt nun, die richtige Kombination zu finden, wobei es durchaus passieren kann, daß ein Ereignis mit seinen verschiedenen Vertexkombinationen als Kandidat für mehrere der betrachteten Reaktionen in Frage kommt. Eine Entscheidung darüber, welche Kombination die einzig richtige ist - womit dann auch entschieden wäre, welcher Reaktion das Ereignis zugehörig ist -

kann letztendlich nur über die Qualitäten der kinematischen Anpassungen an die verschiedenen Reaktionen getroffen werden. Eine Durchführung derselben für die verschiedenen Reaktionskanäle nach erfolgten MM-Analyse und -Ereignisauswahl wird in Zukunft zum Standard der Auswertung werden, in der vorliegenden Arbeit muß aber darauf verzichtet werden, da hier nur die prinzipielle Machbarkeit einer Missing-Mass-Unterscheidung geprüft wird. Da die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion den höchsten Wirkungsquerschnitt hat, wird hier der Einfachheit halber davon ausgegangen, daß wenn bei einem Ereignis eine Vertexkombination in ein den Punkt $(m_{\Lambda}^2, m_{\Lambda}^2, 0)$ umgebendes noch zu spezifizierendes Volumen fällt, dieses Ereignis als $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ interpretiert und alle seine Vertexkombinationen dem Datensatz entnommen werden. Gleiches geschieht danach mit Ereignissen, bei denen mindestens eine Vertexkombination in der Umgebung der für die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{c.c.}$ -Reaktion erlaubten Kreuzstruktur liegt. Der dann noch übrig bleibende Datensatz wird auf seinen Gehalt an $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ -Ereignissen untersucht.

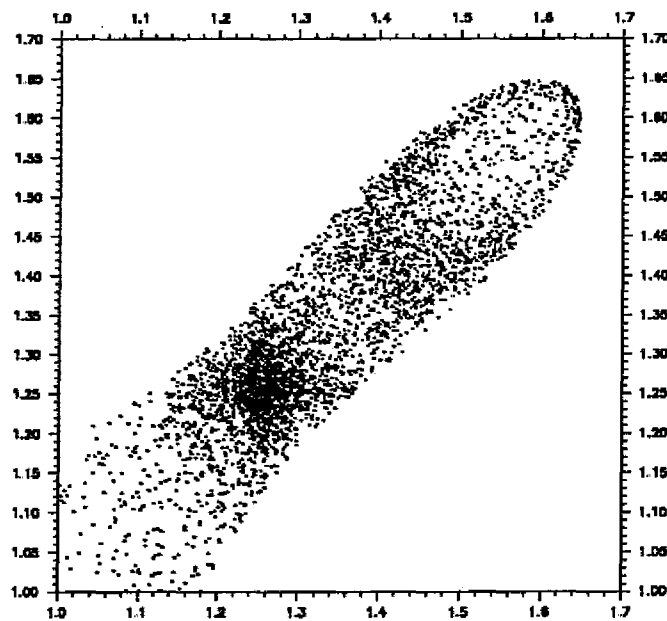


Fig.9.24 Daten aus Fig.9.23 nach erfolgtem M_x^2 -Schnitt (siehe Text).

Zuvor muß aber erst einmal geklärt werden, welche Volumina für die Ereignisauswahl geeignet sind. Zu diesem Zweck wurde für jedes Ereignis die Vertexkombination ausgewählt, deren Rest-MM dem Wert Null am nächsten liegt, die anderen Kombinationen wurden vernachlässigt. Fig.9.22 und 9.23 zeigen die entstehenden Scatterplots, die deutliche Anreicherungen im $\bar{\Lambda}\Lambda$ - und $\bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{c.c.}$ -Bereich zeigen. Auch zeigt sich eine vermehrte Bevölkerung der $M_x = 0$ -Ebene bis hin zum kinematischen Limit. Auffällig ist eine Population an den Rändern des $\bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ -Dalitz-Plots bei hohen MM-Werten. Schneidet man in M_x das Intervall $[-0.003, 0.001] \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ heraus, so ergibt sich Fig.9.24, in der die eben angesprochenen Sachverhalte besonders schön hervortreten. Hier lassen sich vernünftige Grenzen für die oben angesprochenen Auswahlvolumina festlegen, und zwar $m_{\Lambda}^2 \pm 0.005 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ und $(m_{\Sigma^0}^2 - 0.09 / + 0.13) \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$.

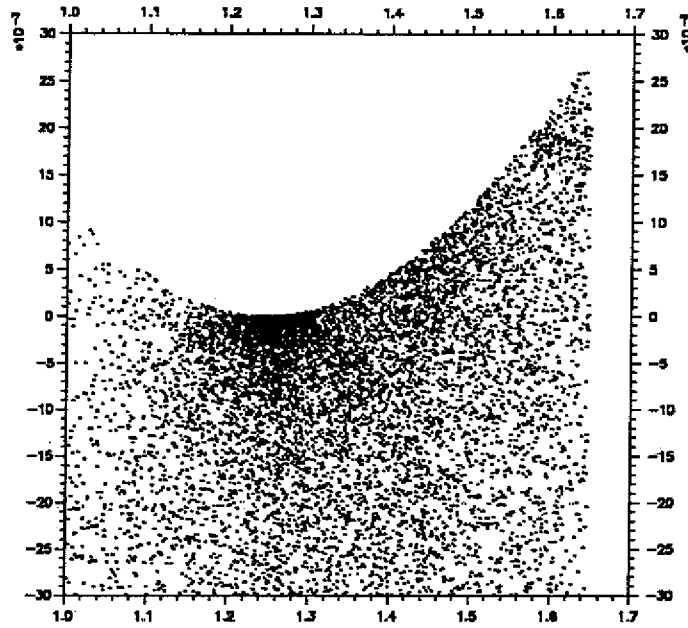


Fig.9.25 (M_x^2 - $m_{\pi^0}^2$)-Verteilung des m_{π^0} am nächsten liegenden M_x^2 -Wertes.

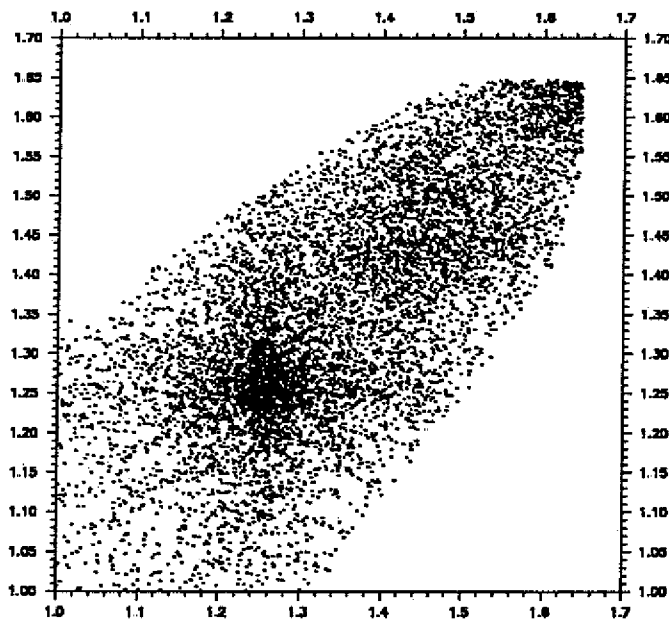


Fig.9.26 (M_4^2 - M_3^2)-Verteilung der Daten aus Fig.9.25.

Wählt man dagegen die Vertexkombination pro Ereignis aus, deren Rest-MM m_{π^0} am nächsten liegt, so erhält man Fig.9.25 und 9.26. Es ist in der Rest-MM-Richtung eine Anhäufung bei $M_x = m_{\pi^0}^2$ zu erkennen, die erwartete Population im für $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ erlaubten Bereich (kleine Ellipse im Dalitz-Plot) zeigt sich aber erst nach einem $M_x = m_{\pi^0}^2 \pm 0.002$ -Schnitt (Fig.9.27).

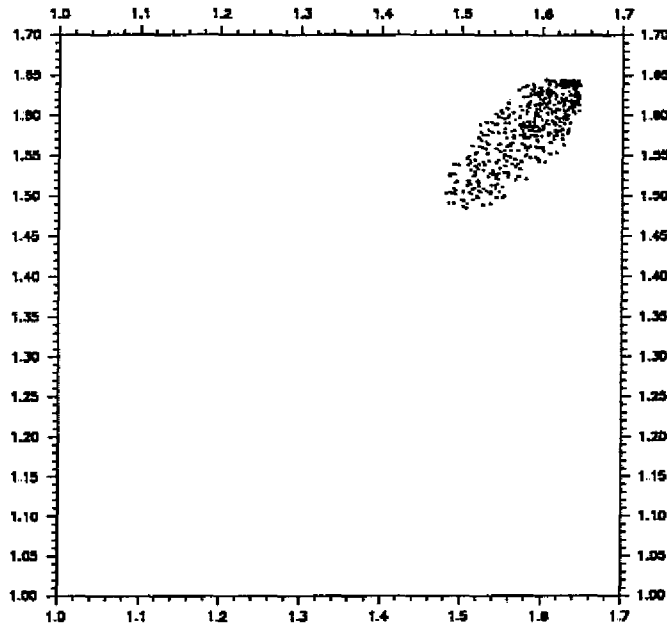


Fig.9.27 Daten aus Fig.9.26 nach erfolgtem $m_{\pi^0}^2$ -Schnitt (siehe Text).

Zählt man alle Ereignisse mit mindestens einer Vertexkombination im Volumen $(m_{\Lambda}^2 \pm 0.005, m_{\Lambda}^2 \pm 0.005, -0.003/+0.001)$ $(\text{GeV}/c^2)^6$, so erhält man 1100 Ereignisse, die der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ zugerechnet werden. Von den übrigbleibenden Ereignissen liegen 604 im Volumen $(m_{\Sigma^0}^2 - 0.09/+0.13, m_{\Sigma^0}^2 - 0.09/+0.13, -0.003/+0.001)$ $(\text{GeV}/c^2)^6$. Vermindert man dieses auf eine Kreuzstruktur mit $(m_{\Sigma^0}^2 \pm 0.05, m_{\Sigma^0}^2 \pm 0.05)$, so bleiben 526 Ereignisse, die als $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ interpretiert werden können. In derselben M_x -Scheibe liegen ab $m_{\Sigma^0}^2 + 0.05$ bis hin zum kinematischen Limit 268 $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ -Ereignisse, bei denen das γ höhere Energie hat, als daß es einem Σ^0 -Zerfall entstammen könnte.

$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma\gamma$ -Ereignisse rekonstruieren - bis auf den Sonderfall, daß beide γ 's gleichen Viererimpuls haben -, Restmassen von $M_x > 0$, da die zwei Photonen einen Relativimpuls zueinander haben und so ein Teilchen mit endlicher Ruhemasse simulieren. Diese Ereignisse liegen somit im betrachteten Missing-Mass-Raum in Bezug auf die M_x -Achse 'über' $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{c.c.}$ (Fig.9.13). In diesem Volumen befinden sich 1193 $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma\gamma$ -Ereignisse, von denen 161 der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ zugeordnet werden können.

Die relativen Wirkungsquerschnittsanteile in Bezug auf die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion betragen damit :

	$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{c.c.}$	0.475
	$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ (γ hochenergetisch)	0.244
	$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma\gamma$	1.085
davon	$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$	0.146

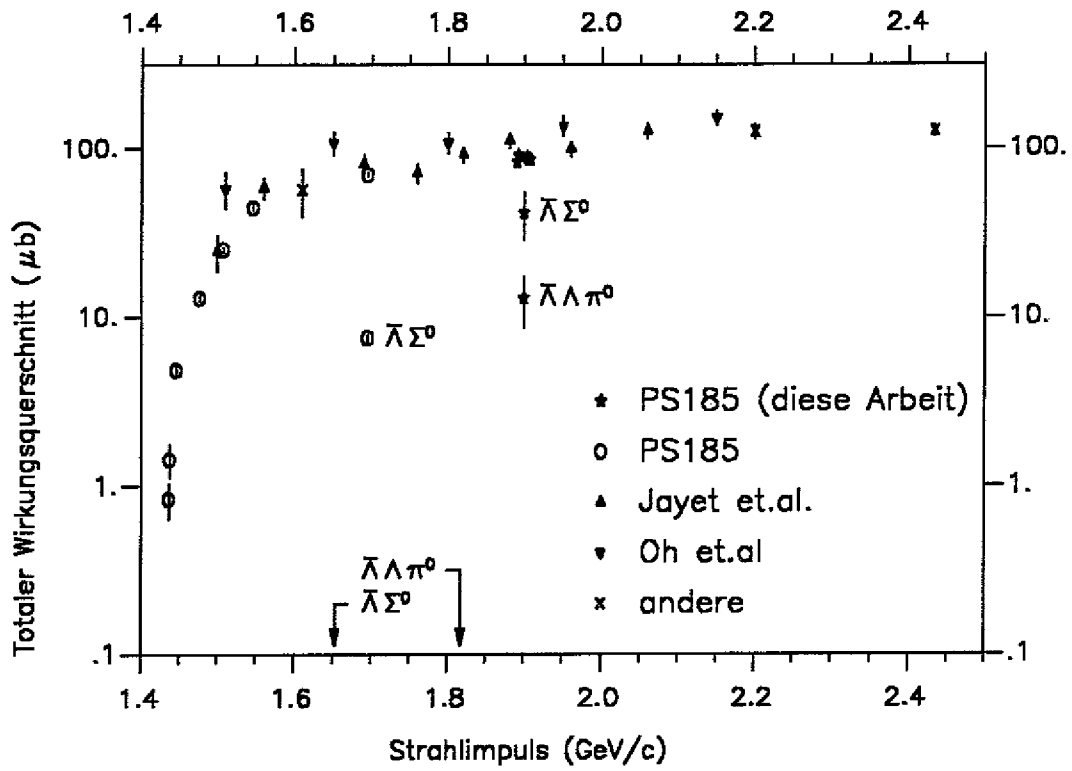


Fig.9.28 Totale Wirkungsquerschnitte der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ - und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ -Reaktionen.

Zusammenfassung

Mit den bisher mit dem PS185-Experiment vom Bereich der Schwelle bis zu einem Strahlimpuls von 1.695 GeV/c aufgenommenen und ausgewerteten Daten ergibt sich für die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ -Produktion folgendes zusammenfassendes Bild :

- $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paare werden immer in einem Spin-Triplett-Zustand erzeugt. Mit der erreichten Meßgenauigkeit ist kein Singulettbeitrag zu finden.
- Die Daten zeigen eine starke P-Wellen-Beimischung schon wenige MeV über der Reaktionsschwelle.
- Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt'$, die Polarisation P und die Spinkorrelationselemente C_{ij} sind zu einem hohen Grad energieunabhängig. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte zeigen bei $|t'| \lesssim 2 (\text{GeV}/c)^2$ einen Übergang von einem flachen Verlauf zu einem stark exponentiellen Anstieg. Im selben t' -Bereich wechselt die Polarisation ihr Vorzeichen. Nach einem positiven Maximum bei kleinen $|t'|$ erreicht sie Null erst wieder bei t'_{max} .

In der vorliegenden Arbeit wurde die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion mit hoher Statistik in einem Strahlimpulsbereich um 1.9 GeV/c untersucht. Die bisher bekannten Ergebnisse entstammen älteren, an Blaskammern durchgeführten Experimenten mit niedriger Anzahl an gemessenen Ereignissen. In diesem Impulsbereich befindet sich die Schwelle der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ Reaktion. Cusp-Effekte an dieser Schwelle sollten in $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ vorhanden sein. Die Ergebnisse zeigen folgenden Besonderheiten :

- Es deuten sich Unterschiede in den differentiellen Wirkungsquerschnitten unter ($P_{\bar{p}} = 1.8956 \text{ GeV}/c$) und über ($P_{\bar{p}} = 1.9106 \text{ GeV}/c$) der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ -Schwelle an, die sich in den Legendre-Koeffizienten erster und zweiter Ordnung zeigen.
- Die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktion erfolgt auch hier in einem Spin-Triplettzustand.
- Die differentiellen Wirkungsquerschnitte zeigen keinen scharfen Knick mehr im Übergang vom flachen Teil zum exponentiellen Vorwärtsanstieg.
- Das Maximum in der Polarisations bei kleinen $|t'|$ -Werten ist nicht mehr ausgeprägt und der Nulldurchgang zu negativen Werten findet schon bei $|t'| = 0.1 (\text{GeV}/c)^2$ statt. Nach einem zweiten Nulldurchgang bei $|t'| = 0.6 (\text{GeV}/c)^2$ liegen die Polarisationswerte zu hohen $|t'|$ -Werten hin nur knapp über Null.

Des weiteren wurde in dieser Arbeit gezeigt, daß ausgehend von Rohdaten eine Missing-Mass-Rekonstruktion gemacht werden kann, die vor der Durchführung einer kinematischen Anpassung Ereignisse den möglichen Reaktionskanälen zuweist. Dieses Verfahren ist bei hohen Strahlimpulsen von essentieller Wichtigkeit, um Fehlinterpretationen auszuschließen. Es wurde gezeigt, daß die Auflösung des PS185-Detektors hoch genug ist, um Ereignisse der Typen $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{c.c.}$ und $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\pi^0$ zu identifizieren und gegeneinander abzugrenzen. Die beiden letztgenannten Reaktionen treten aus der Menge der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma$ - bzw.

$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda\gamma\gamma$ -Ereignisse deutlich hervor, sodaß eine Abschätzung der totalen Wirkungsquerschnitte relativ zu dem der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktion durchgeführt werden konnte.

Die systematische Untersuchungen der PS185-Kollaboration haben gezeigt, daß man durch die jetzt vorhandene große Zahl von Daten der Interpretation der Quarkdynamik ein ganzes Stück nähergekommen ist. Die vergleichende Beobachtung in unterschiedlichen hadronischen und kinematischen Umgebungen ist eine Chance, zu eindeutigen Interpretation zu gelangen. Zur Vervollständigung der am LEAR aus der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -, $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ -, und demnächst $\bar{\Sigma}^+\Sigma^+$ -, $\bar{\Sigma}^0\Sigma^0$ - und $\bar{\Sigma}^-\Sigma^-$ -Produktion gewonnenen Erkenntnisse ist zu hoffen, daß die Pläne für SUPERLEAR, die die Untersuchung der Produktion schwerer Hyperonen mit stärkerem Strangeness-Gehalt (zwei bzw. drei s-Quarks pro Hyperon) versprechen, realisiert werden.

Referenzen

- [ATH74] Atherton et al., Nucl. Phys. B69 (1974), 1
- [BAR87a] P.D. Barnes et al., Phys. Lett. B189 (1987), 249
- [BAR87b] P.D. Barnes et al., Phys. Lett. B199 (1987), 147
- [BAR89] P.D. Barnes et al., Phys. Lett. B229 (1989), 432
- [BAR90] P.D. Barnes et al., Phys. Lett. B246 (1990), 273
- [BAR91] P.D. Barnes et al., Nucl. Phys. A526 (1991), 575
- [BEC78] H. Becker et al., Nucl. Phys. B141 (1978), 48
- [BES79] D. Besset, Nucl. Inst. and Meth. 166 (1979), 515
- [BIA68] A. Bialas und K. Zalewski, Nucl. Phys. B6 (1968), 449
- [BUR88] M. Burkardt, M. Dillig, Phys. Rev. C37 (1988), 1362
- [DUT88] W. Dutty, Dissertation, Universität Freiburg (1988)
- [FIS91] H. Fischer, Dissertation, Universität Freiburg, in Vorbereitung
- [FRA87] R.v. Frankenberg, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg (1987)
- [FUR87] S. Furui, A. Faessler, Nucl. Phys. A468 (1987), 669
- [GEL64] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964), 214
- [GEN84] H. Genz, S. Tatur, Phys. Rev. D30 (1984), 63
- [GOL63] H. Goldberg und Y. Ne'eman, Nuovo Cimento 27 (1963) 1
- [HAI91] J. Haidenbauer et al., 'The Reaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ in the Meson Exchange Picture', Jülich, KFA-IKP(TH)1991-31
- [HAM85] N. Hamann et al., Lecture Notes in Physics 243 (1985), 559
- [KIL81] K. Kilian et al., 'Study of Threshold Production of $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ at LEAR', CERN/PSCC/81-69, PSCC/P49, 27.08.1981
- [KIL88] K. Kilian et al., Nucl. Phys. A478 (1988), 615
- [KIL89] K. Kilian et al., Nuovo Cim. A102 (1989), 541
- [KLU78] J.C. Kluyver et al., Nucl. Phys. B140 (1978), 141
- [KOH86a] M. Kohno, W. Weise, Nucl. Phys. A454 (1986), 429
- [KOH86b] M. Kohno, W. Weise, Phys. Lett. B179 (1986), 15
- [KOH88a] M. Kohno, W. Weise, Phys. Lett. B206 (1988), 584
- [KOH88b] M. Kohno, W. Weise, Nucl. Phys. A479 (1988), 433c
- [KRA91] R. Kraft, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, in Vorbereitung
- [LAF88] P. LaFrance et al., Phys. Lett. B214 (1988), 317
- [LAF91] P. LaFrance et al., Nucl. Phys. A528 (1991), 557
- [LIP73] H.J. Lipkin, Phys. Rep. 8 (1973), 173
- [MAH86] C.J. Maher, Dissertation, Carnegie-Mellon University (1986)
- [NEF91] B.M.K. Nefkens, private Mitteilungen (1991)
- [OHL90] S. Ohlsson, Dissertation, Universität Uppsala (1990)
- [PDG88] Particle Data Group, 'Review of Particle Properties', Phys. Lett. B204 (1988)
- [PDG90] Particle Data Group, 'Review of Particle Properties', Phys. Lett. B239 (1990)
- [PER90] D. Perkins, 'Hochenergiephysik', Addison-Wesley 1990, 236
- [PLA71] G. Plaut, Nucl. Phys. B35 (1971), 221
- [RUB85] H.R. Rubinstein, H. Snellman, Phys. Lett. B165 (1985), 187
- [SCH89] H. Schmitt et al., Nucl. Phys. B8 (1989), 162
- [SEH89] G. Sehl, Dissertation, Universität Bonn, Jül-Spez-535 (1988)
- [SHA88] I.S. Shapiro, Nucl. Phys. A478 (1988), 665c
- [STI91] F. Stinzing, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, in Vorbereitung

- [TAB85] F. Tabakin, R.A. Eisenstein, Phys. Rev. C31 (1985), 1857
- [TAB91] F. Tabakin, R.A. Eisenstein, Y. Lu, zur Veröffentlichung in Phys. Rev. C
- [TIM88] R.G.E. Timmermans et al., Nucl. Phys. A479 (1988), 383c
- [TIM91] R.G.E. Timmermans et al., Phys. Lett. B257 (1991), 227
- [WEB64] K.H. Weber, Nucl. Inst. and Meth. 25 (1964), 261
- [ZIO91] M. Ziolkowski, Dissertation, Universität Krakau, in Vorbereitung
- [ZWE65] G. Zweig, in 'Symmetries in Elementary Physics' (Academic Press, NY, 1965), 192

Anhang A. Differentielle Wirkungsquerschnitte

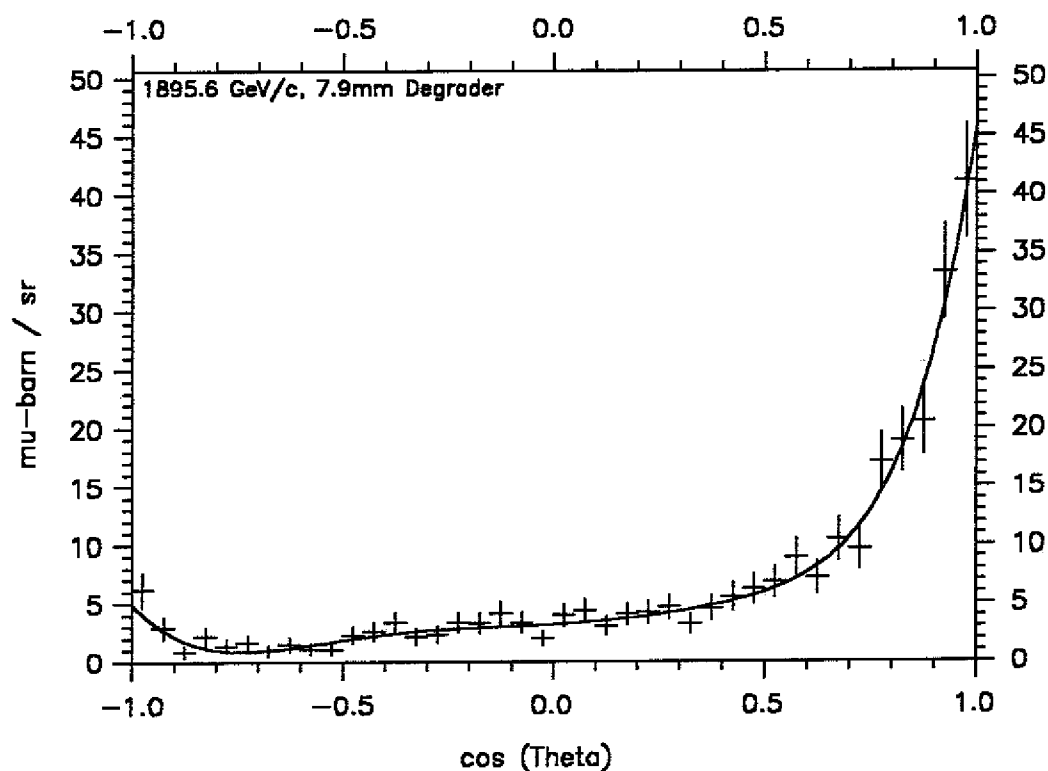


Fig.A.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt für 1.8956 GeV/c mit 7.9 mm Degrader, alle Multiplizitäten, Legendre-Fit bis 7.Ordnung.

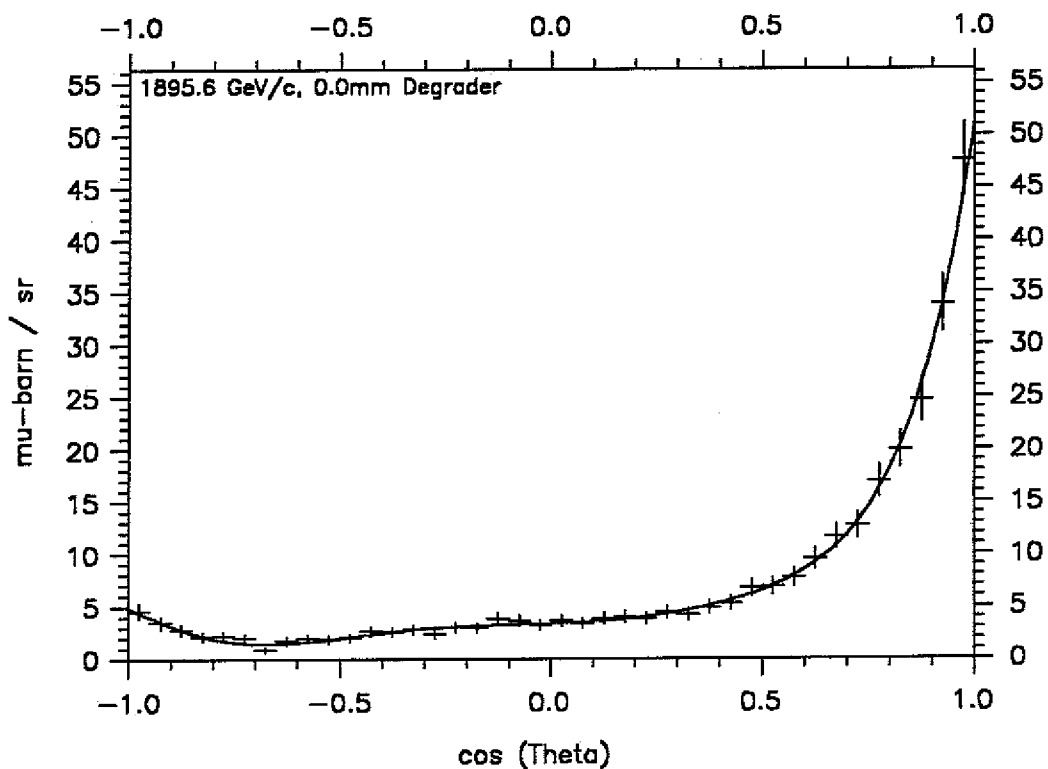


Fig.A.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt für 1.8956 GeV/c ohne Degrader, alle Multiplizitäten, Legendre-Fit bis 7.Ordnung.

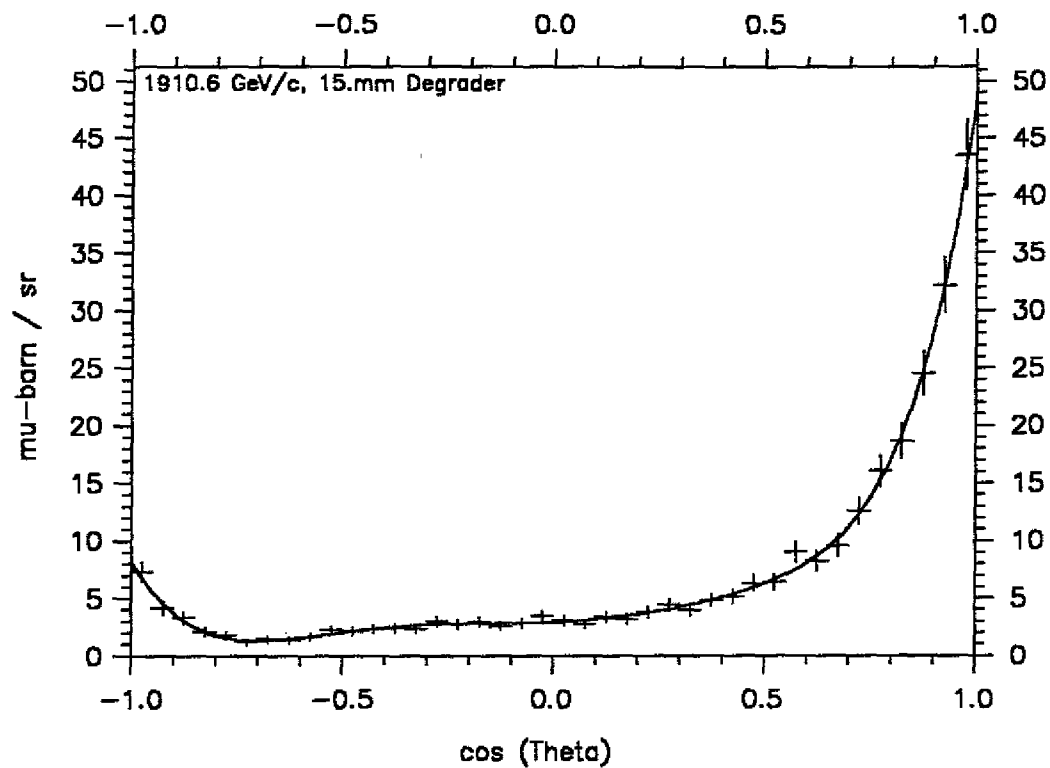


Fig.A.3 Differentieller Wirkungsquerschnitt für 1.9106 GeV/c mit 15. mm Degradator, alle Multiplizitäten, Legendre-Fit bis 7.Ordnung.

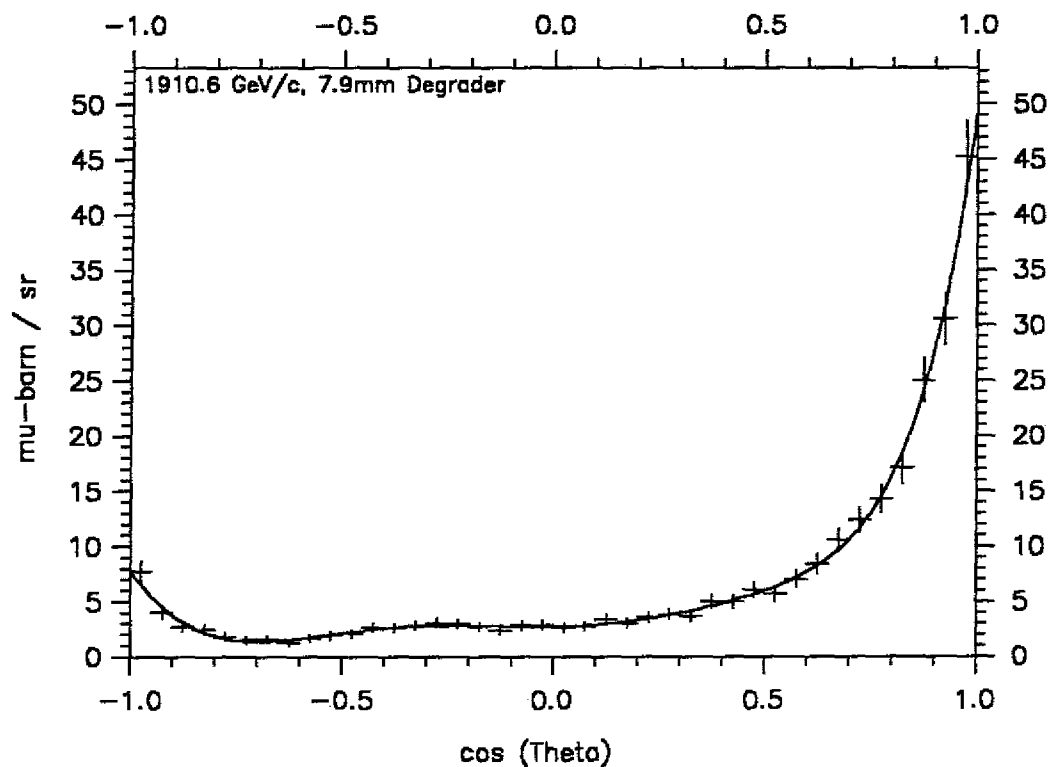


Fig.A.4 Differentieller Wirkungsquerschnitt für 1.9106 GeV/c mit 7.9 mm Degradator, alle Multiplizitäten, Legendre-Fit bis 7.Ordnung.

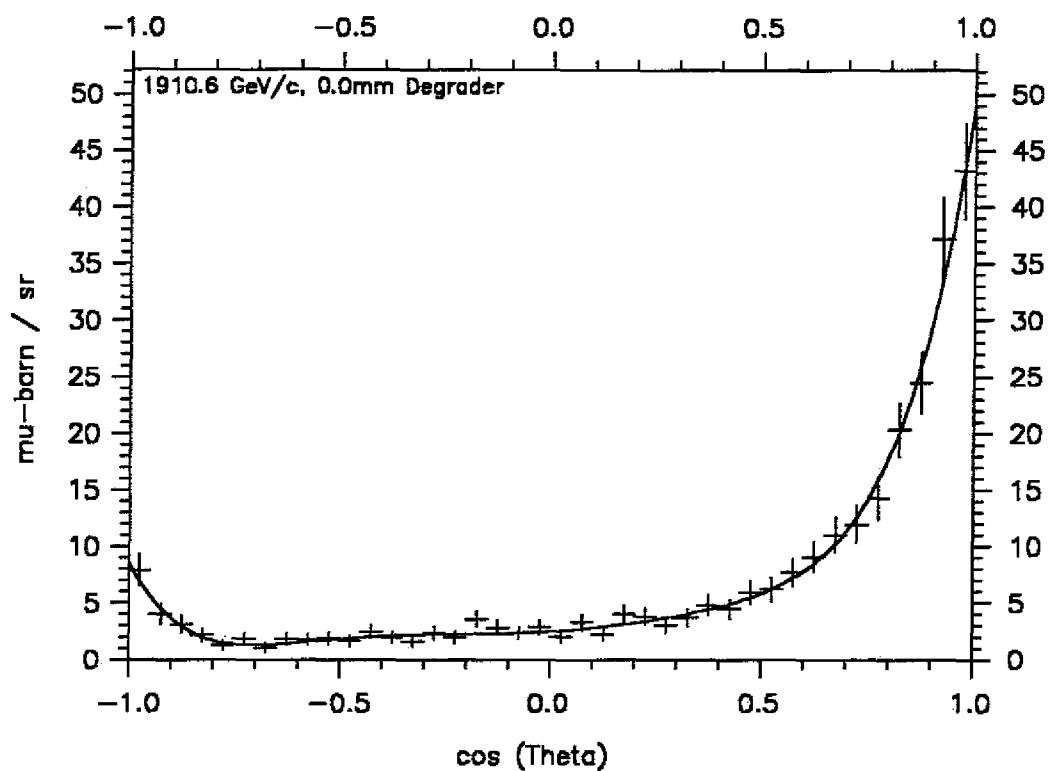


Fig.A.5 Differentieller Wirkungsquerschnitt für 1.9106 GeV/c ohne Degradation, alle Multiplizitäten, Legendre-Fit bis 7.Ordnung.

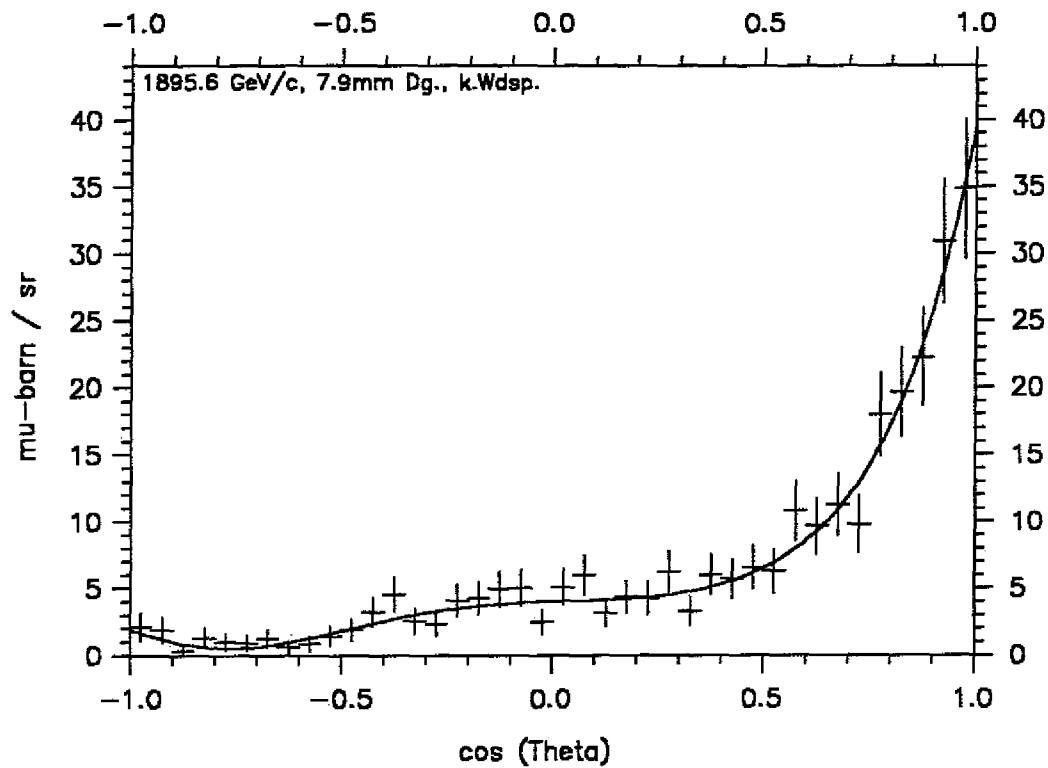


Fig.A.6 Differentieller Wirkungsquerschnitt für 1.8956 GeV/c mit 7.9 mm Degrader, Multiplizitäten ≥ 2 , keine Widersprüche, Legendre-Fit bis 7.Ordnung.

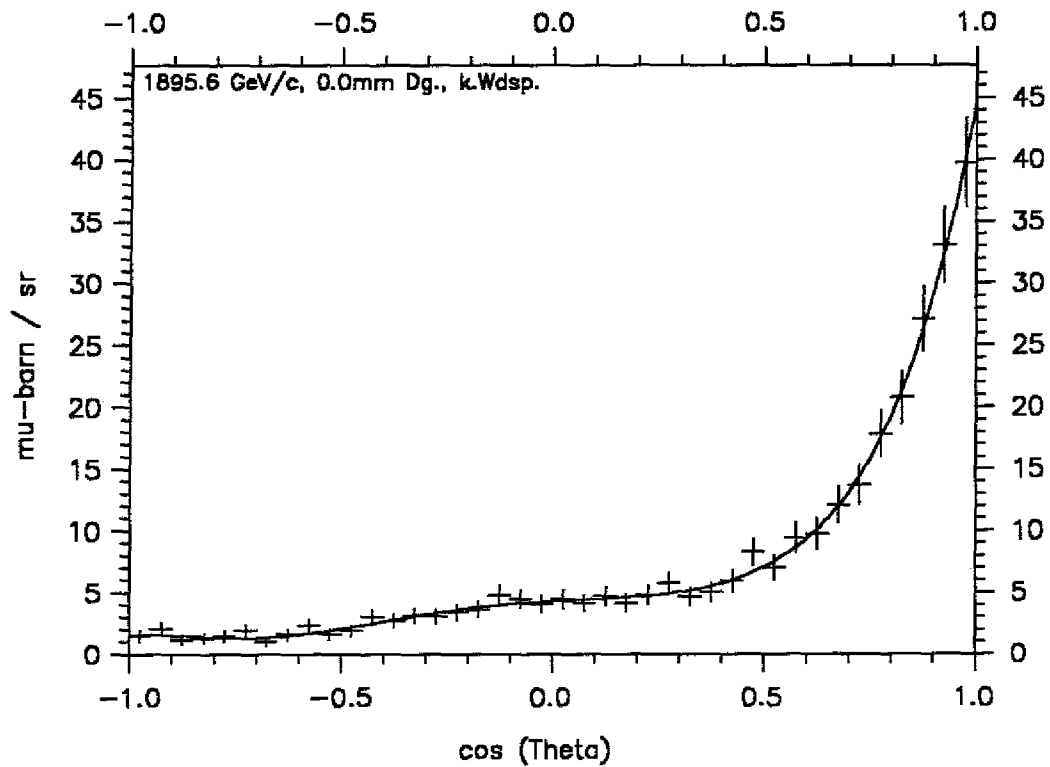


Fig.A.7 Differentieller Wirkungsquerschnitt für 1.8956 GeV/c ohne Degrader, Multiplizitäten ≥ 2 , keine Widersprüche, Legendre-Fit bis 7.Ordnung.

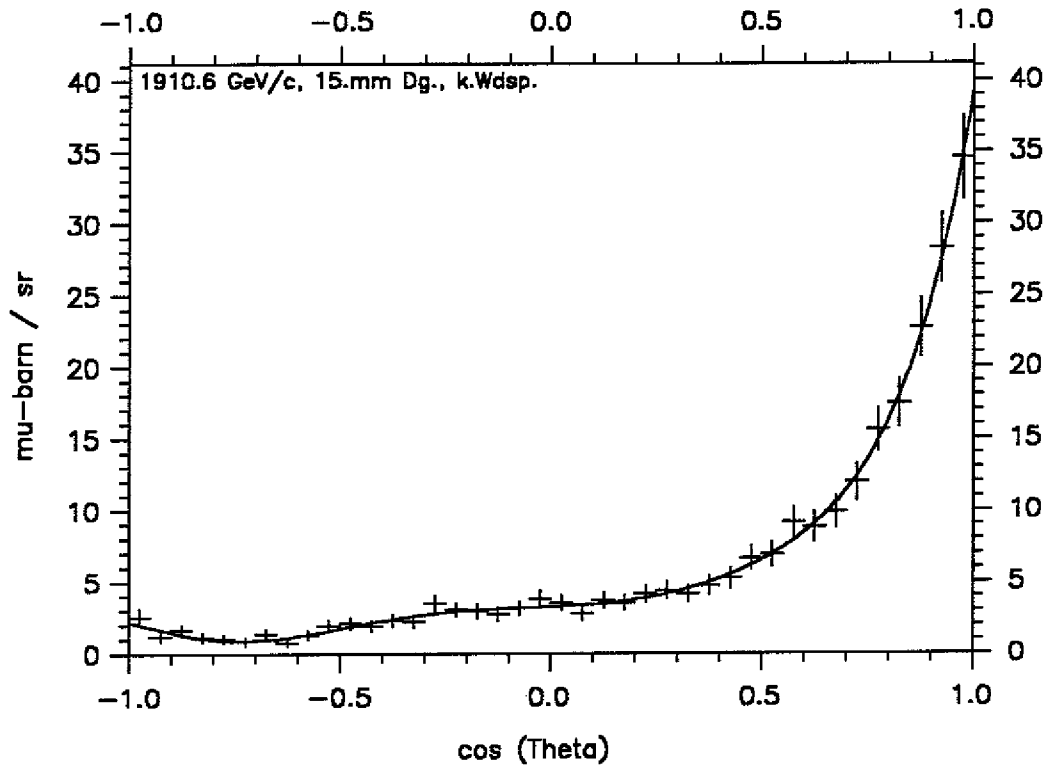


Fig.A.8 Differentieller Wirkungsquerschnitt für 1.9106 GeV/c mit 15. mm Degrader, Multiplizitäten ≥ 2 , keine Widersprüche, Legendre-Fit bis 7.Ordnung.

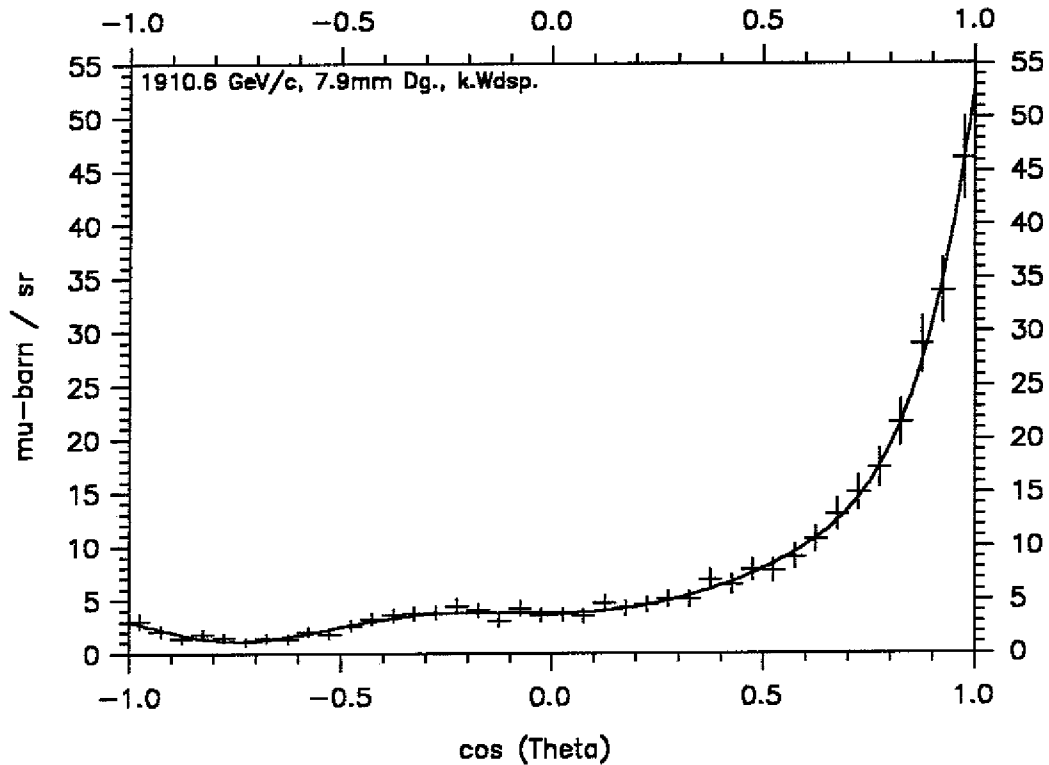


Fig.A.9 Differentieller Wirkungsquerschnitt für 1.9106 GeV/c mit 7.9 mm Degrader, Multiplizitäten ≥ 2 , keine Widersprüche, Legendre-Fit bis 7.Ordnung.

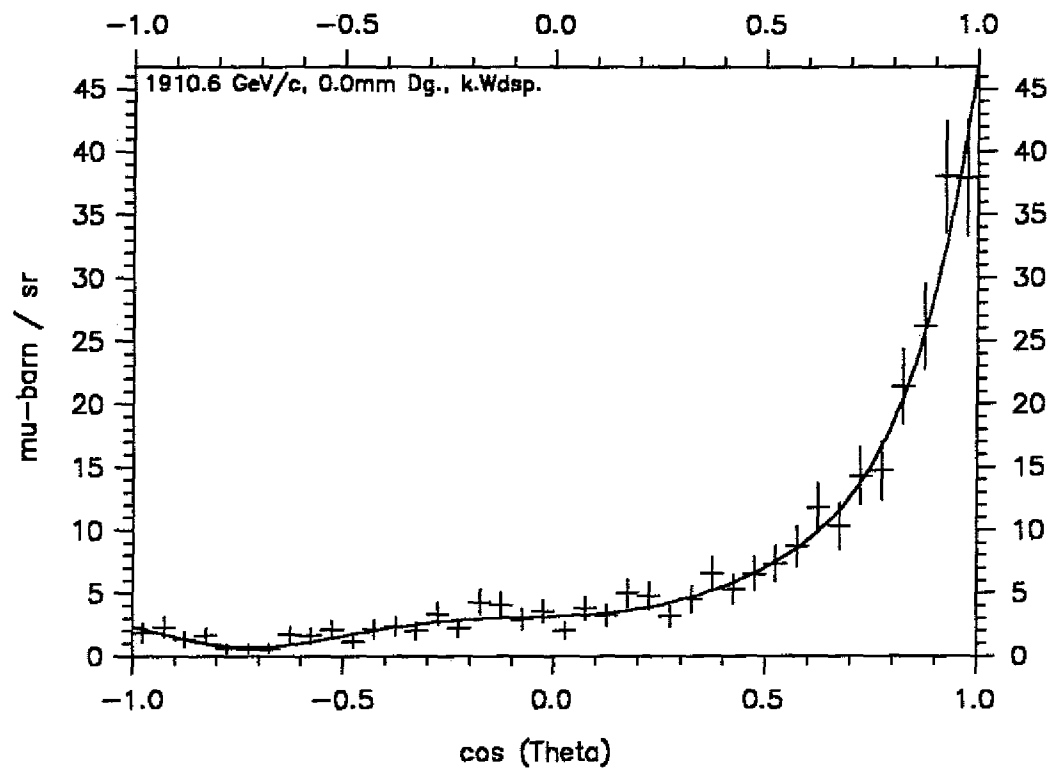


Fig.A.10 Differentieller Wirkungsquerschnitt für 1.9106 GeV/c ohne Degrader, Multiplizitäten ≥ 2 , keine Widersprüche, Legendre-Fit bis 7.Ordnung.

	1.8956 GeV/c 7.9mm Degrader	1.8956 GeV/c 0.0mm Degrader	alle Multiplizitäten
a_0	6.39105 ± 0.23891	7.14942 ± 0.15853	
a_1	10.07080 ± 0.58226	10.98683 ± 0.39492	
a_2	10.15229 ± 0.79459	11.73811 ± 0.54439	
a_3	7.53556 ± 0.94226	8.41959 ± 0.63621	
a_4	6.73303 ± 0.98480	7.22669 ± 0.66892	
a_5	2.29174 ± 1.03723	2.74882 ± 0.68459	
a_6	2.11887 ± 0.90532	1.96555 ± 0.58387	
a_7	0.51013 ± 0.78664	1.05130 ± 0.47908	

	1.9106 GeV/c 15.0mm Degrader	1.9106 GeV/c 7.9mm Degrader	1.9106 GeV/c 0.0mm Degrader
a_0	6.82827 ± 0.14095	6.67458 ± 0.14247	6.71853 ± 0.20610
a_1	10.04536 ± 0.35417	9.74853 ± 0.35919	10.35927 ± 0.51624
a_2	11.63136 ± 0.48606	11.57104 ± 0.49393	12.42462 ± 0.70508
a_3	7.41816 ± 0.57094	7.67297 ± 0.58585	7.76692 ± 0.82859
a_4	7.22965 ± 0.59142	7.38444 ± 0.60615	7.33826 ± 0.86417
a_5	2.08084 ± 0.61095	2.36820 ± 0.62864	2.06396 ± 0.89463
a_6	2.63289 ± 0.50794	2.90510 ± 0.51911	2.40978 ± 0.73789
a_7	0.61677 ± 0.43735	0.96420 ± 0.44995	0.14281 ± 0.65715

	1.8956 GeV/c 7.9mm Degrader	1.8956 GeV/c 0.0mm Degrader	Multiplizität ≥ 2 keine Widersprüche
a_0	6.48742 ± 0.28868	7.24860 ± 0.18750	
a_1	10.38153 ± 0.67358	11.45209 ± 0.44909	
a_2	8.42126 ± 0.90967	9.84476 ± 0.60844	
a_3	6.90358 ± 1.05784	7.94111 ± 0.69912	
a_4	5.17282 ± 1.13267	5.56395 ± 0.75032	
a_5	1.03801 ± 1.18538	1.74353 ± 0.76689	
a_6	0.65828 ± 1.11488	0.39640 ± 0.70761	
a_7	0.45498 ± 0.86215	0.42936 ± 0.53780	

	1.9106 GeV/c 15.0mm Degrader	1.9106 GeV/c 7.9mm Degrader	1.9106 GeV/c 0.0mm Degrader
a_0	6.18507 ± 0.14816	7.66778 ± 0.18815	6.74695 ± 0.24975
a_1	9.85789 ± 0.35760	12.11197 ± 0.45643	11.48425 ± 0.60127
a_2	8.71072 ± 0.48366	11.17515 ± 0.62058	10.58712 ± 0.81224
a_3	6.47166 ± 0.56259	8.83706 ± 0.72580	7.87069 ± 0.93766
a_4	4.70313 ± 0.59854	6.56123 ± 0.76943	5.79845 ± 0.99887
a_5	1.43593 ± 0.61829	2.44603 ± 0.79280	2.03016 ± 1.02281
a_6	1.14147 ± 0.55232	2.43602 ± 0.70716	1.61029 ± 0.90760
a_7	0.75825 ± 0.43688	1.48452 ± 0.56005	1.06231 ± 0.72758

Tabelle der Legendre-Koeffizienten für den differentiellen Wirkungsquerschnitt.

	1.8956 GeV/c 7.9mm Degrader	1.8956 GeV/c 0.0mm Degrader
a_1/a_0	1.57576 ± 0.10849	1.53675 ± 0.06490
a_2/a_0	1.58852 ± 0.13778	1.64183 ± 0.08440
a_3/a_0	1.17908 ± 0.15388	1.17766 ± 0.09274
a_4/a_0	1.05351 ± 0.15904	1.01081 ± 0.09621
a_5/a_0	0.35859 ± 0.16285	0.38448 ± 0.09613
a_6/a_0	0.33154 ± 0.14220	0.27492 ± 0.08189
a_7/a_0	0.07982 ± 0.12312	0.14705 ± 0.06709

alle Multiplizitäten

	1.9106 GeV/c 15.0mm Degrader	1.9106 GeV/c 7.9mm Degrader	1.9106 GeV/c 0.0mm Degrader
a_1/a_0	1.47114 ± 0.06010	1.46054 ± 0.06219	1.54189 ± 0.09023
a_2/a_0	1.70341 ± 0.07939	1.73360 ± 0.08274	1.84930 ± 0.11930
a_3/a_0	1.08639 ± 0.08657	1.14958 ± 0.09114	1.15604 ± 0.12833
a_4/a_0	1.05878 ± 0.08933	1.10635 ± 0.09383	1.09224 ± 0.13292
a_5/a_0	0.30474 ± 0.08969	0.35481 ± 0.09449	0.30720 ± 0.13349
a_6/a_0	0.38559 ± 0.07481	0.43525 ± 0.07833	0.35868 ± 0.11038
a_7/a_0	0.09033 ± 0.06408	0.14446 ± 0.06748	0.02126 ± 0.09781

	1.8956 GeV/c 7.9mm Degrader	1.8956 GeV/c 0.0mm Degrader
a_1/a_0	1.60026 ± 0.12590	1.57990 ± 0.07422
a_2/a_0	1.29809 ± 0.15165	1.35816 ± 0.09099
a_3/a_0	1.06415 ± 0.16980	1.09554 ± 0.10053
a_4/a_0	0.79736 ± 0.17816	0.76759 ± 0.10540
a_5/a_0	0.16000 ± 0.18286	0.24053 ± 0.10598
a_6/a_0	0.10147 ± 0.17191	0.05469 ± 0.09763
a_7/a_0	0.07013 ± 0.13293	0.05923 ± 0.07421

Multiplizität ≥ 2
keine Widersprüche

	1.9106 GeV/c 15.0mm Degrader	1.9106 GeV/c 7.9mm Degrader	1.9106 GeV/c 0.0mm Degrader
a_1/a_0	1.59382 ± 0.06928	1.57959 ± 0.07103	1.70214 ± 0.10914
a_2/a_0	1.40835 ± 0.08516	1.45742 ± 0.08848	1.56917 ± 0.13367
a_3/a_0	1.04634 ± 0.09435	1.15249 ± 0.09879	1.16656 ± 0.14553
a_4/a_0	0.76040 ± 0.09847	0.85569 ± 0.10252	0.85942 ± 0.15143
a_5/a_0	0.23216 ± 0.10012	0.31900 ± 0.10369	0.30090 ± 0.15201
a_6/a_0	0.18455 ± 0.08941	0.31770 ± 0.09255	0.23867 ± 0.13481
a_7/a_0	0.12259 ± 0.07070	0.19361 ± 0.07319	0.15745 ± 0.10800

Tabelle der relativen Legendre-Koeffizienten der Anpassung an den differentiellen Wirkungsquerschnitt.

Anhang B. Spinkorrelationen

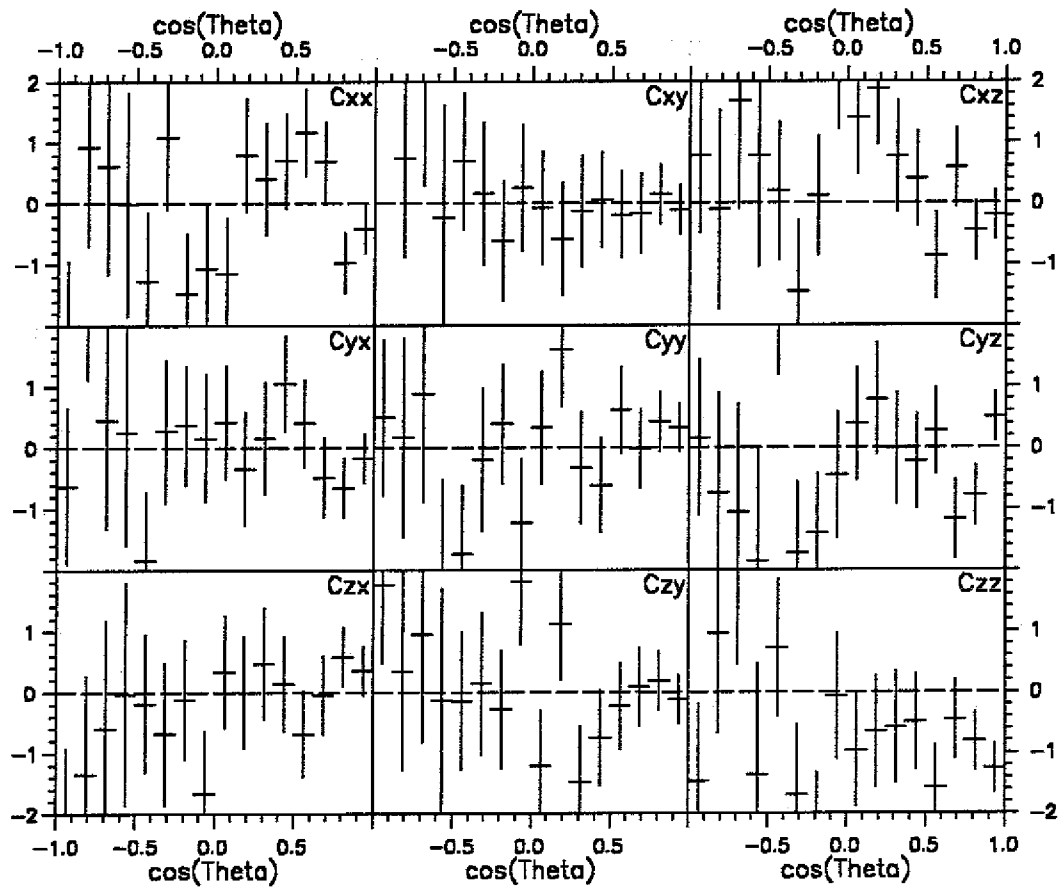
Fig.B.1 Spinkorrelationen für 1.8956 GeV/c mit 7.9 mm Degrader

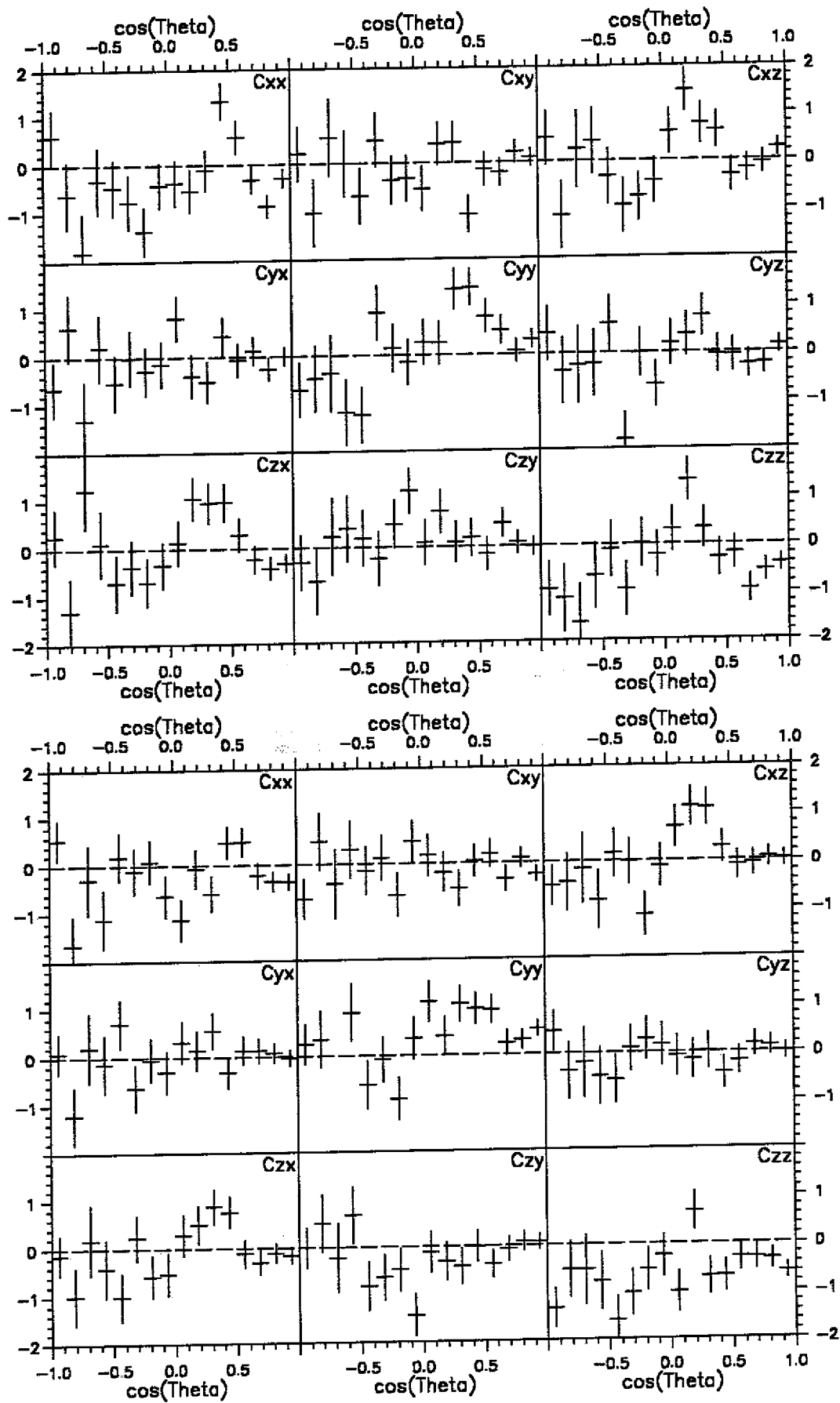
Fig.B.2 Spinkorrelationen für 1.8956 GeV/c ohne Degrader

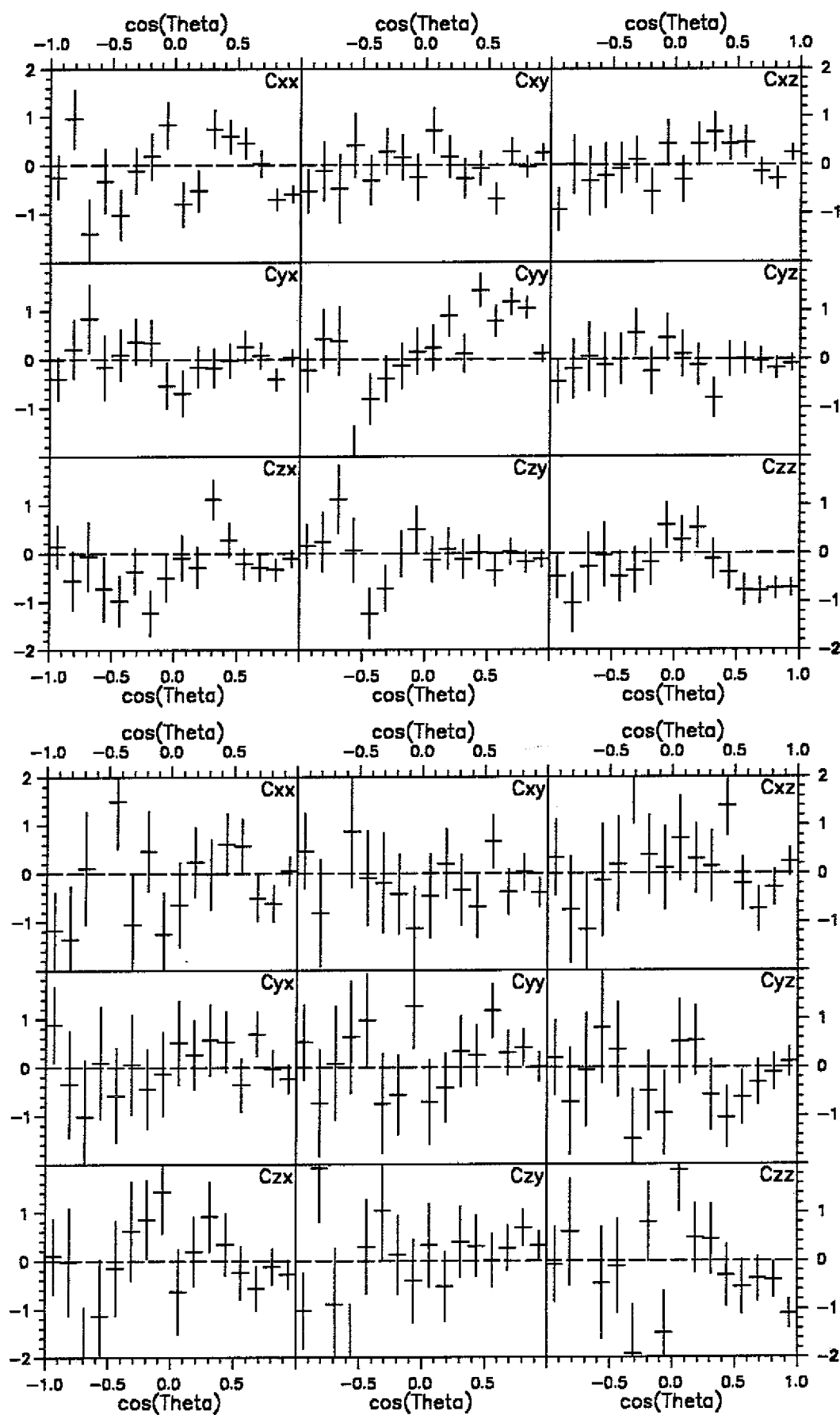
Fig.B.3 Spinkorrelationen für 1.9106 GeV/c mit 15.0 mm Degrader

Fig.B.4 Spinkorrelationen für 1.9106 GeV/c mit 7.9 mm Degrader

Fig.B.5 Spinkorrelationen für 1.9106 GeV/c ohne Degrader







Anhang C. Legendre-Koeffizienten der Spinkorrelationselemente

Legendre-Koeffizienten der Anpassung zugeordneter Polynome bis zur

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.Ordnung
χ^2	4.3353	4.6219	3.9877	3.7201	3.5003	2.1646	2.4225	1.3966	1.1783
a_1	0.08711 ± 0.08168	0.04857 ± 0.09545	0.02154 ± 0.09577	0.03273 ± 0.09586	0.01831 ± 0.09604	0.06525 ± 0.09678	0.06767 ± 0.09708	0.06236 ± 0.09709	0.06300 ± 0.09709
a_2		0.04782 ± 0.06129	0.19991 ± 0.07515	0.19452 ± 0.07518	0.20877 ± 0.07541	0.16715 ± 0.07615	0.16362 ± 0.07695	0.18101 ± 0.07715	0.18005 ± 0.07716
a_3			-0.18004 ± 0.05148	-0.09789 ± 0.06019	-0.10566 ± 0.06028	-0.07825 ± 0.06068	-0.07531 ± 0.06138	-0.09930 ± 0.06186	-0.10609 ± 0.06200
a_4				-0.11551 ± 0.04387	-0.17891 ± 0.05103	-0.18878 ± 0.05109	-0.19026 ± 0.05130	-0.16882 ± 0.05176	-0.15861 ± 0.05213
a_5					0.09731 ± 0.04000	-0.00046 ± 0.04707	-0.00034 ± 0.04708	-0.00899 ± 0.04716	-0.02093 ± 0.04771
a_6		1.8956 GeV/c, alle Daten				0.14971 ± 0.03800	0.15737 ± 0.04496	0.15680 ± 0.04496	0.16124 ± 0.04504
a_7		C_{xz}, C_{zx}					-0.01170 ± 0.03670	0.05625 ± 0.04275	0.06054 ± 0.04283
a_8							-0.11333 ± 0.03657	-0.14894 ± 0.04250	
a_9								0.06412 ± 0.03897	

Legendre-Koeffizienten der Polynomanpassung bis zur

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9 Ordnung
χ^2	3.5003	3.6380	2.7109	2.8384	2.2099	0.8876	0.9184	1.0325	1.2017
a_0	-0.33120 ± 0.10958	-0.33365 ± 0.10960	-0.35577 ± 0.10975	-0.37116 ± 0.11057	-0.31852 ± 0.11194	-0.34536 ± 0.11217	-0.34606 ± 0.11217	-0.34766 ± 0.11226	-0.34698 ± 0.11238
a_1	0.12270 ± 0.15791	0.25887 ± 0.18913	0.31590 ± 0.18972	0.35214 ± 0.19234	0.26697 ± 0.19440	0.35271 ± 0.19573	0.35160 ± 0.19574	0.35463 ± 0.19593	0.35242 ± 0.19665
a_2		-0.26538 ± 0.20287	0.15351 ± 0.23031	0.13842 ± 0.23069	0.19625 ± 0.23148	0.14594 ± 0.23187	0.15877 ± 0.23242	0.15437 ± 0.23277	0.15607 ± 0.23313
a_3			-0.93728 ± 0.24394	-1.10853 ± 0.28623	-1.04805 ± 0.28693	-1.05092 ± 0.28693	-1.04336 ± 0.28708	-1.04748 ± 0.28733	-1.05444 ± 0.29212
a_4				0.34145 ± 0.29855	-0.22760 ± 0.35302	-0.01021 ± 0.35774	-0.02342 ± 0.35812	-0.04333 ± 0.36273	-0.04213 ± 0.36284
a_5					1.07358 ± 0.35542	0.26470 ± 0.41556	0.35562 ± 0.43079	0.37243 ± 0.43353	0.34446 ± 0.48247
a_6		1.8956 GeV/c, alle Daten				1.57772 ± 0.42001	1.38525 ± 0.48389	1.29932 ± 0.54412	1.31752 ± 0.56128
a_7			C_{xx}				0.41000 ± 0.51187	0.51258 ± 0.59183	0.44465 ± 0.78403
a_8								-0.22505 ± 0.65172	-0.17654 ± 0.74803
a_9									-0.11187 ± 0.84689

Relative Legendre-Koeffizienten der Polynomanpassung bis zur

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9 Ordnung
χ^2	3.5003	3.6380	2.7109	2.8384	2.2099	0.8876	0.9184	1.0325	1.2017
a_1/a_0	-0.37046 ± 0.49227	-0.77589 ± 0.62153	-0.88792 ± 0.59949	-0.94875 ± 0.59029	-0.83817 ± 0.67769	-1.02125 ± 0.65667	-1.01601 ± 0.65450	-1.02005 ± 0.65279	-1.01567 ± 0.65529
a_2/a_0		0.79539 ± 0.66181	-0.43148 ± 0.66090	-0.37294 ± 0.63139	-0.61614 ± 0.75832	-0.42258 ± 0.68526	-0.45878 ± 0.68788	-0.44403 ± 0.68472	-0.44980 ± 0.68749
a_3/a_0			2.63450 ± 1.06331	2.98664 ± 1.17744	3.29042 ± 1.46584	3.04294 ± 1.29109	3.01496 ± 1.28187	3.01296 ± 1.27659	3.03889 ± 1.29520
a_4/a_0				-0.91996 ± 0.84979	0.71455 ± 1.13643	0.02956 ± 1.03586	0.06767 ± 1.03506	0.12464 ± 1.04413	0.12143 ± 1.04645
a_5/a_0					-3.37057 ± 1.62735	-0.76644 ± 1.22873	-1.02763 ± 1.28861	-1.07125 ± 1.29408	-0.99273 ± 1.42716
a_6/a_0		1.8956 GeV/c, alle Daten				-4.56827 ± 1.91840	-4.00289 ± 1.90751	-3.73737 ± 1.97638	-3.79710 ± 2.03203
a_7/a_0			C_{xx}				-1.18476 ± 1.52817	-1.47439 ± 1.76766	-1.28148 ± 2.29738
a_8/a_0								0.64732 ± 1.88623	0.50880 ± 2.16210
a_9/a_0									0.32242 ± 2.44296

Legendre-Koeffizienten der Polynomanpassung bis zur

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.Ordnung
χ^2	2 1943	1.7803	1 6350	1.5487	1.4562	1.4840	1 4743	1.2790	1.4193
a_0	0.08443 ± 0.10958	0.07929 ± 0.10960	0.06848 ± 0.10975	0 04684 ± 0.11057	0 07425 ± 0.11194	0.06640 ± 0.11217	0.06531 ± 0.11217	0.05752 ± 0.11226	0.06091 ± 0.11238
a_1	0.40180 ± 0.15791	0.68835 ± 0.18913	0 71621 ± 0.18972	0 76715 ± 0.19234	0.72281 ± 0.19440	0 74788 ± 0.19573	0.74616 ± 0.19574	0.76093 ± 0.19593	0.74988 ± 0.19665
a_2		-0.55842 ± 0.20287	-0.35377 ± 0.23031	-0 37497 ± 0.23069	-0 34487 ± 0.23148	-0.35958 ± 0.23187	-0.33957 ± 0.23242	-0.36104 ± 0.23277	-0.35253 ± 0.23313
a_3			-0.45793 ± 0.24394	-0.69865 ± 0.28623	-0 66717 ± 0.28693	-0.66801 ± 0.28693	-0.65621 ± 0.28708	-0.67630 ± 0.28733	-0.71112 ± 0.29212
a_4				0.47998 ± 0.29855	0 18373 ± 0.35302	0.24729 ± 0.35774	0.22669 ± 0.35812	0 12947 ± 0.36273	0.13547 ± 0.36284
a_5					0 55893 ± 0.35542	0.32240 ± 0.41556	0.46424 ± 0.43079	0.54627 ± 0.43353	0.40634 ± 0.48247
a_6		1.8956 GeV/c, alle Daten				0.46135 ± 0.42001	0.16109 ± 0.48389	-0 25836 ± 0.54412	-0.16734 ± 0.56128
a_7			C_{YY}				0 63963 ± 0.51187	1.14039 ± 0.59183	0 80054 ± 0.78403
a_8								-1 09859 ± 0.65172	-0.85595 ± 0.74803
a_{99}									-0.55968 ± 0.84689

Relative Legendre-Koeffizienten der Polynomanpassung bis zur

	1	2.	3.	4	5.	6.	7	8.	9 Ordnung
χ^2	2.1943	1.7803	1 6350	1.5487	1.4562	1.4840	1.4743	1.2790	1.4193
a_1/a_0	4.75877	8.68178	10.45895	16.37717	9.73474	11 26324	11.42470	13.22800	12.31154
a_2/a_0	± 6.45324	± 12.23587	± 16.99019	± 38.87605	± 14.90750	± 19.25336	± 19.84900	± 26.03946	± 22.94403
a_3/a_0		-7.04312 ± 10.06655	-5 16615 ± 8.93693	-8.00496 ± 19.52707	-4 64463 ± 7.66477	-5 41531 ± 9.79163	-5 19924 ± 9.61248	-6 27635 ± 12.89998	-5.78776 ± 11.34408
a_4/a_0			-6.68722 ± 11.29427	-14.91484 ± 35.73305	-8.98533 ± 14.08641	-10.06032 ± 17.53508	-10 04747 ± 17.80713	-11.75665 ± 23.48166	-11.67517 ± 22.06903
a_5/a_0				10 24672 ± 25.01320	2 47439 ± 6.04319	3.72428 ± 8.28282	3 47090 ± 8.09940	2.25061 ± 7.68463	2.22417 ± 7.23385
a_6/a_0					7.52757 ± 12.31654	4.85538 ± 10.31696	7 10813 ± 13.87583	9 49634 ± 20.00674	6.67137 ± 14.63766
a_7/a_0		1.8956 GeV/c, alle Daten				6 94801 ± 13.33288	2.46646 ± 8.53444	-4 49139 ± 12.89587	-2.74739 ± 10.51737
a_8/a_0			C_{YY}				9 79348 ± 18.55621	19.82434 ± 40.03371	13 14329 ± 27.45497
a_9/a_0								-19.09781 ± 38.95511	-14.05303 ± 28.69032
a_{99}/a_0									-9 18883 ± 21.92641

Legendre-Koeffizienten der Polynomanpassung bis zur

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.Ordnung
χ^2	1.7184	1.1957	1.2851	0.9491	0.8754	0.8754	0.6062	0.6896	0.6748
a_0	-0.40424 ± 0.10958	-0.40969 ± 0.10960	-0.40768 ± 0.10975	-0.43771 ± 0.11057	-0.41508 ± 0.11194	-0.40839 ± 0.11217	-0.40688 ± 0.11217	-0.40619 ± 0.11226	-0.41071 ± 0.11238
a_1	-0.10310 ± 0.15791	0.20065 ± 0.18913	0.19546 ± 0.18972	0.26618 ± 0.19234	0.22957 ± 0.19440	0.20822 ± 0.19573	0.21061 ± 0.19574	0.20932 ± 0.19593	0.22408 ± 0.19665
a_2		-0.59196 ± 0.20287	-0.63010 ± 0.23031	-0.65954 ± 0.23069	-0.63468 ± 0.23148	-0.62215 ± 0.23187	-0.65002 ± 0.23242	-0.64813 ± 0.23277	-0.65951 ± 0.23313
a_3			0.08534 ± 0.24394	-0.24884 ± 0.28623	-0.22284 ± 0.28693	-0.22212 ± 0.28693	-0.23855 ± 0.28708	-0.23679 ± 0.28733	-0.19029 ± 0.29212
a_4				0.66633 ± 0.29855	0.42168 ± 0.35302	0.36754 ± 0.35774	0.39624 ± 0.35812	0.40477 ± 0.36273	0.39675 ± 0.36284
a_5					0.46156 ± 0.35542	0.66300 ± 0.41556	0.46543 ± 0.43079	0.45823 ± 0.43353	0.64507 ± 0.48247
a_6		1.8956 GeV/c, alle Daten				-0.39290 ± 0.42001	0.02533 ± 0.48389	0.06213 ± 0.54412	-0.05942 ± 0.56128
a_7			C_{ZZ}				-0.89091 ± 0.51187	-0.93484 ± 0.59183	-0.48106 ± 0.78403
a_8								0.09639 ± 0.65172	-0.22761 ± 0.74803
a_9									0.74733 ± 0.84689

Relative Legendre-Koeffizienten der Polynomanpassung bis zur

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9 Ordnung
χ^2	1.7184	1.1957	1.2851	0.9491	0.8754	0.8754	0.6062	0.6896	0.6748
a_1/a_0	0.25506 ± 0.39670	-0.48977 ± 0.47988	-0.47945 ± 0.48292	-0.60812 ± 0.46551	-0.55307 ± 0.49152	-0.50985 ± 0.49932	-0.51763 ± 0.50180	-0.51531 ± 0.50296	-0.54558 ± 0.50153
a_2/a_0		1.44489 ± 0.62819	1.54559 ± 0.70163	1.50679 ± 0.65012	1.52906 ± 0.69358	1.52341 ± 0.70528	1.59758 ± 0.72131	1.59563 ± 0.72310	1.60577 ± 0.71781
a_3/a_0			-0.20934 ± 0.60101	0.56850 ± 0.66950	0.53686 ± 0.70626	0.54390 ± 0.71829	0.58630 ± 0.72386	0.58294 ± 0.72549	0.46331 ± 0.72247
a_4/a_0				-1.52230 ± 0.78302	-1.01590 ± 0.89353	-0.89997 ± 0.91017	-0.97386 ± 0.92020	-0.99650 ± 0.93451	-0.96601 ± 0.92215
a_5/a_0					-1.11198 ± 0.90726	-1.62343 ± 1.11096	-1.14390 ± 1.10473	-1.12811 ± 1.11190	-1.57062 ± 1.25086
a_6/a_0		1.8956 GeV/c, alle Daten				0.96206 ± 1.06185	-0.06224 ± 1.18940	-0.15295 ± 1.34023	0.14467 ± 1.36718
a_7/a_0			C_{ZZ}				2.18964 ± 1.39538	2.30148 ± 1.58981	1.17128 ± 1.93567
a_8/a_0								-0.23729 ± 1.60580	0.55417 ± 1.82759
a_9/a_0									-1.81960 ± 2.12125

Legendre-Koeffizienten der Anpassung zugeordneter Polynome bis zur

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.Ordnung
χ^2	5.2002	5.3349	3.5466	3.5150	3.3152	1.9811	2.0171	1.7157	1.4700
a_1	0.00254 ± 0.05455	-0.05704 ± 0.06328	-0.05986 ± 0.06328	-0.06091 ± 0.06329	-0.06980 ± 0.06340	-0.03854 ± 0.06390	-0.04748 ± 0.06427	-0.05015 ± 0.06428	-0.05334 ± 0.06431
a_2		0.07417 ± 0.03994	0.20626 ± 0.04739	0.21108 ± 0.04746	0.22668 ± 0.04792	0.19375 ± 0.04865	0.20351 ± 0.04923	0.21162 ± 0.04939	0.21268 ± 0.04939
a_3			-0.17156 ± 0.03314	-0.13673 ± 0.03755	-0.15201 ± 0.03811	-0.12432 ± 0.03876	-0.13253 ± 0.03927	-0.14258 ± 0.03958	-0.13631 ± 0.03974
a_4				-0.05481 ± 0.02778	-0.08866 ± 0.03130	-0.10692 ± 0.03164	-0.10065 ± 0.03201	-0.09029 ± 0.03241	-0.09815 ± 0.03271
a_5					0.06021 ± 0.02564	0.00424 ± 0.02936	0.00009 ± 0.02953	-0.00746 ± 0.02976	0.00150 ± 0.03018
a_6		1.9106 GeV/c, alle Daten				0.09543 ± 0.02438	0.07758 ± 0.02797	0.08210 ± 0.02806	0.07695 ± 0.02821
a_7		C_{xz}, C_{zx}					0.03073 ± 0.02361	0.05724 ± 0.02698	0.05731 ± 0.02698
a_8								-0.04830 ± 0.02378	-0.02491 ± 0.02715
a_9									-0.04549 ± 0.02547

Legendre-Koeffizienten der Polynomanpassung bis zur

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.Ordnung
χ^2	3.5607	3.2655	2.6700	2.8510	3.1068	1.6132	1.2763	0.8937	0.8093
a_0	-0.20332 ± 0.07000	-0.18362 ± 0.07038	-0.21227 ± 0.07093	-0.21994 ± 0.07154	-0.21369 ± 0.07247	-0.24050 ± 0.07276	-0.24130 ± 0.07277	-0.25043 ± 0.07291	-0.24622 ± 0.07300
a_1	-0.04895 ± 0.09955	0.09857 ± 0.11337	0.17082 ± 0.11556	0.19356 ± 0.11881	0.18167 ± 0.12082	0.24384 ± 0.12178	0.24078 ± 0.12179	0.25209 ± 0.12193	0.23843 ± 0.12247
a_2		-0.34782 ± 0.12788	-0.15545 ± 0.14109	-0.17607 ± 0.14329	-0.16466 ± 0.14483	-0.19829 ± 0.14507	-0.17644 ± 0.14545	-0.18474 ± 0.14551	-0.17697 ± 0.14566
a_3			-0.50029 ± 0.15504	-0.57105 ± 0.17726	-0.57075 ± 0.17726	-0.53797 ± 0.17744	-0.53111 ± 0.17747	-0.55106 ± 0.17775	-0.58805 ± 0.18048
a_4				0.15973 ± 0.19393	0.09856 ± 0.22443	0.18231 ± 0.22537	0.18259 ± 0.22537	0.10845 ± 0.22844	0.11512 ± 0.22851
a_5					0.12463 ± 0.23014	-0.39601 ± 0.26333	-0.27163 ± 0.27006	-0.22468 ± 0.27109	-0.38797 ± 0.30419
a_6		1.9106 GeV/c, alle Daten				1.11355 ± 0.27373	0.80379 ± 0.31176	0.50844 ± 0.34534	0.59930 ± 0.35377
a_7			C_{xx}				0.69765 ± 0.33609	1.06205 ± 0.38280	0.68172 ± 0.49985
a_8								-0.85151 ± 0.42822	-0.58063 ± 0.48558
a_9									-0.66136 ± 0.55893

Relative Legendre-Koeffizienten der Polynomanpassung bis zur

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.Ordnung
χ^2	3.5607	3.2655	2.6700	2.8510	3.1068	1.6132	1.2763	0.8937	0.8093
a_1/a_0	0.24078 ± 0.49661	-0.53680 ± 0.65077	-0.80474 ± 0.60718	-0.88005 ± 0.61135	-0.85013 ± 0.63466	-1.01387 ± 0.59205	-0.99781 ± 0.58761	-1.00662 ± 0.56827	-0.96837 ± 0.57431
a_2/a_0		1.89419 ± 1.00598	0.73233 ± 0.70828	0.80053 ± 0.70162	0.77055 ± 0.72639	0.82450 ± 0.65274	0.73118 ± 0.64183	0.73770 ± 0.61946	0.71874 ± 0.62878
a_3/a_0			2.35682 ± 1.07411	2.59641 ± 1.16739	2.67092 ± 1.22818	2.23687 ± 1.00118	2.20099 ± 0.99067	2.20047 ± 0.95616	2.38830 ± 1.01914
a_4/a_0				-0.72624 ± 0.91285	-0.46122 ± 1.06183	-0.75803 ± 0.96476	-0.75666 ± 0.96145	-0.43304 ± 0.92085	-0.46753 ± 0.93834
a_5/a_0					-0.58321 ± 1.09496	1.64663 ± 1.20294	1.12569 ± 1.16952	0.89718 ± 1.11357	1.57568 ± 1.32081
a_6/a_0		1.9106 GeV/c, alle Daten				-4.63015 ± 1.80496	-3.33105 ± 1.63653	-2.03027 ± 1.50033	-2.43397 ± 1.60782
a_7/a_0			C_{xx}				-2.89115 ± 1.64316	-4.24090 ± 1.96495	-2.76873 ± 2.18974
a_8/a_0								3.40021 ± 1.97584	2.35816 ± 2.09236
a_9/a_0									2.68604 ± 2.40564

Legendre-Koeffizienten der Polynomanpassung bis zur

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9 Ordnung
χ^2	3.0215	2.7958	0.7737	0.8183	0.8522	0.9240	1.0354	1.1284	1.3150
a_0	0.23682 ± 0.07000	0.25449 ± 0.07038	0.20831 ± 0.07093	0.20334 ± 0.07154	0.21132 ± 0.07247	0.21432 ± 0.07276	0.21425 ± 0.07277	0.21140 ± 0.07291	0.21174 ± 0.07300
a_1	0.38461 ± 0.09955	0.51697 ± 0.11337	0.63345 ± 0.11556	0.64817 ± 0.11881	0.63298 ± 0.12082	0.62604 ± 0.12178	0.62577 ± 0.12179	0.62929 ± 0.12193	0.62821 ± 0.12247
a_2		-0.31206 ± 0.12788	-0.00195 ± 0.14109	-0.01529 ± 0.14329	-0.00072 ± 0.14483	0.00304 ± 0.14507	0.00496 ± 0.14545	0.00237 ± 0.14551	0.00298 ± 0.14566
a_3			-0.80654 ± 0.15504	-0.85234 ± 0.17726	-0.85196 ± 0.17726	-0.85562 ± 0.17744	-0.85502 ± 0.17747	-0.86124 ± 0.17775	-0.86418 ± 0.18048
a_4				0.10338 ± 0.19393	0.02525 ± 0.22443	0.01590 ± 0.22537	0.01593 ± 0.22537	-0.00718 ± 0.22844	-0.00665 ± 0.22851
a_5					0.15917 ± 0.23014	0.21731 ± 0.26333	0.22823 ± 0.27006	0.24287 ± 0.27109	0.22989 ± 0.30419
a_6		1.9106 GeV/c, alle Daten				-0.12436 ± 0.27373	-0.15156 ± 0.31176	-0.24362 ± 0.34534	-0.23640 ± 0.35377
a_7			C_{YY}				0.06126 ± 0.33609	0.17485 ± 0.38280	0.14460 ± 0.49985
a_8								-0.26543 ± 0.42822	-0.24389 ± 0.48558
a_9									-0.05259 ± 0.55893

Relative Legendre-Koeffizienten der Polynomanpassung bis zur

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9 Ordnung
χ^2	3.0215	2.7958	0.7737	0.8183	0.8522	0.9240	1.0354	1.1284	1.3150
a_1/a_0	1.62404 ± 0.63809	2.03136 ± 0.71693	3.04099 ± 1.17477	3.18755 ± 1.26453	2.99532 ± 1.17554	2.92108 ± 1.14302	2.92079 ± 1.14334	2.97677 ± 1.17757	2.96694 ± 1.17508
a_2/a_0		-1.22622 ± 0.60619	-0.00935 ± 0.67733	-0.07519 ± 0.70518	-0.00340 ± 0.68536	0.01417 ± 0.67690	0.02313 ± 0.67894	0.01119 ± 0.68832	0.01409 ± 0.68794
a_3/a_0			-3.87191 ± 1.51406	-4.19161 ± 1.71308	-4.03154 ± 1.61703	-3.99231 ± 1.58832	-3.99081 ± 1.58850	-4.07394 ± 1.63744	-4.08140 ± 1.64512
a_4/a_0				0.50839 ± 0.97034	0.11950 ± 1.06282	0.07419 ± 1.05189	0.07433 ± 1.05224	-0.03398 ± 1.08064	-0.03143 ± 1.07925
a_5/a_0					0.75321 ± 1.11923	1.01398 ± 1.27601	1.06529 ± 1.31141	1.14886 ± 1.34217	1.08571 ± 1.48462
a_6/a_0		1.9106 GeV/c, alle Daten				-0.58025 ± 1.29233	-0.70739 ± 1.47486	-1.15241 ± 1.68122	-1.11647 ± 1.71457
a_7/a_0			C_{YY}				0.28592 ± 1.57169	0.82708 ± 1.83311	0.68293 ± 2.37242
a_8/a_0								-1.25556 ± 2.07141	-1.15183 ± 2.32743
a_9/a_0									-0.24840 ± 2.64113

Legendre-Koeffizienten der Polynomanpassung bis zur

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9. Ordnung
χ^2	2 1105	1 3192	1.3976	1.2417	1 3640	0.8236	0.8992	0 9195	1.0191
a_0	-0.48510 ± 0.07000	-0.45961 ± 0.07038	-0.46507 ± 0.07093	-0.48149 ± 0.07154	-0.48310 ± 0.07247	-0.46666 ± 0.07276	-0.46648 ± 0.07277	-0.46248 ± 0.07291	-0.46450 ± 0.07300
a_1	-0.05907 ± 0.09955	0.13190 ± 0.11337	0.14567 ± 0.11556	0.19436 ± 0.11881	0.19744 ± 0.12082	0.15930 ± 0.12178	0.15999 ± 0.12179	0.15504 ± 0.12193	0.16159 ± 0.12247
a_2		-0.45025 ± 0.12788	-0.41357 ± 0.14109	-0.45772 ± 0.14329	-0.46067 ± 0.14483	-0.44004 ± 0.14507	-0.44496 ± 0.14545	-0.44132 ± 0.14551	-0.44505 ± 0.14566
a_3			-0.09539 ± 0.15504	-0.24695 ± 0.17726	-0.24703 ± 0.17726	-0.26714 ± 0.17744	-0.26868 ± 0.17747	-0.25995 ± 0.17775	-0.24221 ± 0.18048
a_4				0.34212 ± 0.19393	0.35794 ± 0.22443	0.30657 ± 0.22537	0.30651 ± 0.22537	0.33895 ± 0.22844	0.33575 ± 0.22851
a_5					-0.03224 ± 0.23014	0.28714 ± 0.26333	0.25916 ± 0.27006	0.23861 ± 0.27109	0.31693 ± 0.30419
a_6		1.9106 GeV/c, alle Daten				-0.68309 ± 0.27373	-0.61342 ± 0.31176	-0.48416 ± 0.34534	-0.52773 ± 0.35377
a_7		C_{zz}					-0.15693 ± 0.33609	-0.31641 ± 0.38280	-0.13400 ± 0.49985
a_8								0.37266 ± 0.42822	0.24274 ± 0.48558
a_9									0.31720 ± 0.55893

Relative Legendre-Koeffizienten der Polynomanpassung bis zur

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9. Ordnung
χ^2	2 1105	1 3192	1.3976	1.2417	1.3640	0.8236	0.8992	0 9195	1.0191
a_1/a_0	0.12177 ± 0.20597	-0.28698 ± 0.25055	-0.31323 ± 0.25303	-0.40367 ± 0.25394	-0.40869 ± 0.25750	-0.34136 ± 0.26634	-0.34297 ± 0.26652	-0.33523 ± 0.26888	-0.34787 ± 0.26927
a_2/a_0		0.97964 ± 0.31609	0.88927 ± 0.33231	0.95064 ± 0.32942	0.95357 ± 0.33217	0.94296 ± 0.34388	0.95387 ± 0.34549	0.95424 ± 0.34874	0.95812 ± 0.34785
a_3/a_0			0.20510 ± 0.33484	0.51289 ± 0.37595	0.51133 ± 0.37484	0.57245 ± 0.39057	0.57598 ± 0.39091	0.56207 ± 0.39443	0.52144 ± 0.39710
a_4/a_0				-0.71054 ± 0.41638	-0.74092 ± 0.47767	-0.65694 ± 0.49369	-0.65706 ± 0.49389	-0.73289 ± 0.50727	-0.72282 ± 0.50488
a_5/a_0					0.06674 ± 0.47647	-0.61531 ± 0.57238	-0.55557 ± 0.58538	-0.51593 ± 0.59178	-0.68229 ± 0.66360
a_6/a_0		1.9106 GeV/c, alle Daten				1.46380 ± 0.62942	1.31499 ± 0.69910	1.04686 ± 0.76472	1.13612 ± 0.78226
a_7/a_0		C_{zz}					0.33642 ± 0.72238	0.68415 ± 0.83470	0.28848 ± 1.07704
a_8/a_0								-0.80577 ± 0.93459	-0.52257 ± 1.04859
a_9/a_0									-0.68289 ± 1.20806

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein spezieller Dank gilt

- Herrn Prof. Dr. K. Kilian für die Überlassung dieser interessanten Arbeit, für sein stetes Interesse an ihrem Fortgang und für seine hilfreichen Diskussionen und Anregungen, sie sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben,
- Herrn Dr. habil. W. Oelert für seine große Hilfs- und Diskussionsbereitschaft und die kritische Durchsicht dieser Arbeit,
- den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Mittelenergiephysik für die herzliche Atmosphäre und die gute Zusammenarbeit,
- den Mitgliedern der PS185-Kollaboration für gute Zusammenarbeit bei Durchführung und Auswertung des Experiments,
- dem Zentralinstitut für Angewandte Mathematik für die außerplanmäßige Bereitstellung von Speicherplatz und die ständige Hilfsbereitschaft beim Lösen auftretender Probleme,

Jül-2584
Februar 1992
ISSN 0366-0885