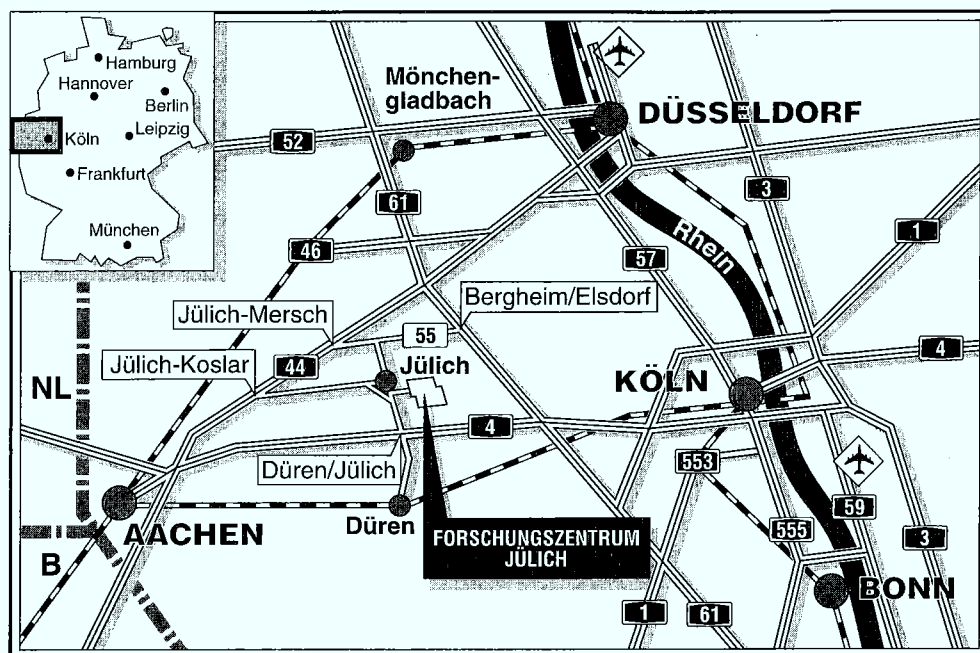


Institut für Kernphysik

**Spinobservable in der Strangeness-
erzeugung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$**

Ralf Wilhelm Bröders



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3151

ISSN 0944-2952

Institut für Kernphysik Jül-3151

D5 (Diss. Universität Bonn)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · Telex: 833 556-70 kfa d

Spinobservable in der Strangeness- erzeugung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$

Ralf Wilhelm Bröders

“Die Erforschung der allgemeinen Gesetze der Natur
dient der Ehre des menschlichen Geistes.”

Friedrich Hund

Inhaltsverzeichnis

1	Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$	3
1.1	Einleitung	3
1.2	Motivation des Experiments	5
2	Das Experiment	9
2.1	Das Detektorsystem	9
2.2	Die Einzelkomponenten	10
2.2.1	Das Target	10
2.2.2	Die Proportionalkammern	11
2.2.3	Die Driftkammern	11
2.2.4	Das Szintillatorrhodoskop	12
2.2.5	Der Solenoid-Magnet	12
2.3	Der Trigger	12
2.4	Datenaufnahme	14
2.5	Auswerteverfahren	15
2.5.1	Programmablauf	15
3	Spurrekonstruktion in den Driftkammern	19
3.1	Geometrie und Simulation einer Driftkammerzelle	20
3.2	Trefferbestimmung	23
3.2.1	Trefferbestimmung in der Zelle	23
3.2.2	Symmetrien der Zellen einer Doppelebene	24
3.2.3	Trefferbestimmung bei Zellkreuzungen	26
3.3	Vorteile der Trefferbestimmung	26
3.4	Anpassung der Tabellen	28
4	Wirkungsquerschnitt	31
4.1	Definitionen	31
4.1.1	Totaler Wirkungsquerschnitt	31
4.1.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt	32
4.1.3	Berechnung der integrierten Luminosität	32
4.2	Monte-Carlo Untersuchungen	33
4.3	Korrekturen	36

4.3.1	Monte-Carlo Akzeptanzkorrekturen	36
4.3.2	Einfluß von δ -Elektronen (e_{δ}^{-})	37
4.3.3	Target-Flußkorrektur	41
4.3.4	Verzweigungsverhältnis	42
4.3.5	Baryonenidentifikation	42
4.3.6	Statistik der korrigierten Ereignisse	46
4.4	Missing-Mass Untersuchungen	47
4.5	Ergebnisse	51
4.5.1	Totaler Wirkungsquerschnitt	51
4.5.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt	52
5	Polarisation und Spinkorrelation	57
5.1	Definitionen	57
5.1.1	Polarisation	57
5.1.2	Spinkorrelationen	59
5.1.3	Singlet Fraction	61
5.1.4	CP-Invarianz der schwachen Wechselwirkung	61
5.2	Akzeptanzen	62
5.3	Korrektur der Akzeptanzverluste	76
5.3.1	Symmetriebetrachtung und Akzeptanzkorrektur	76
5.3.2	Intrinsisches Korrekturverfahren	82
5.4	Ergebnisse	83
5.4.1	Polarisation	83
5.4.2	Spinkorrelationen	91
5.4.3	Singlet-Fraction	102
5.4.4	CP-Invarianz der schwachen Wechselwirkung	106
6	Zusammenfassung und Ausblick	109
7	Tabellarischer Anhang	111

Kapitel 1

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

1.1 Einleitung

Atome sind nicht unteilbar und elementar, sondern weisen eine sehr komplexe Struktur auf. Die heutige Vorstellung geht davon aus, daß die gesamte Materie aus wenigen, höchstwahrscheinlich elementaren Teilchen, den Quarks und Leptonen sowie deren Wechselwirkungsteilchen, aufgebaut ist. Mit ihnen lassen sich der Aufbau und die Struktur der atomaren Teilchen überaus erfolgreich erklären.

Die sogenannte ‘Quarkhypothese’ wurde 1964 von Gell-Mann [GEL64] und Zweig [ZWE65] formuliert. Ordnet man Quarks und Leptonen nach steigender Masse an, so ergeben sich drei Generationen von Paaren:

Generation	Lepton		Ladung [e^-]	Quark		Ladung [e^-]
1	Elektron- Neutrino	ν_e	0	up	u	2/3
	Elektron	e^-	-1	down	d	-1/3
2	Muon- Neutrino	ν_μ	0	charme	c	2/3
	Muon	μ^-	-1	strange	s	-1/3
3	Tau- Neutrino	ν_τ	0	top	t	2/3
	Tau	τ^-	-1	bottom	b	-1/3
Spin = 1/2						

Quarks unterliegen der starken, elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung, Leptonen nur der schwachen und elektromagnetischen (falls geladen). Die Bedeutsamkeit der obigen Gruppierung von Quarks und Leptonen in Paaren und Generationen wurde durch die Entdeckung des *top*-Quarks [CDF95] [D0C95]

eindrucksvoll unter Beweis gestellt. Innerhalb eines solchen Paares kann sich der Partner vermöge der schwachen Wechselwirkung in den anderen umwandeln. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die verschiedenen Wechselwirkungsarten und deren Austauschteilchen.

Wechselwirkung	Teilchen	Ladung [e^-]
elektro- schwache	γ	0
	W^+, W^-, Z^0	1, -1, 0
starke	Gluon	0
Spin = 1		

Gemäß einfacher Vorstellung läßt sich die uns umgebende Materie aus den Quarks und Leptonen der Paare der ersten Generation aufbauen; die der zweiten und dritten Generation treten erst bei hochenergetischen Prozessen auf und werden in Beschleuniger oder in der Höhenstrahlung beobachtet.

Eine experimentelle Bestätigung fand die 'Quarkhypothese' 1970 durch Elektronstreuexperimente an Nukleonen am SLAC¹, bei denen im Inneren der Nukleonen drei Ladungszentren nachgewiesen wurden. Diese Konstituenten tragen nur 40% des Nukleonimpulses. Ein Teil des fehlenden Impulses wird von den Gluonen getragen, welche zwischen den Quarks ausgetauscht werden [LOH81].

Mit Hilfe der 'Quarkhypothese' ist es möglich, die Systematik des Aufbaus der Hadronen² (Mesonen³ und Baryonen⁴) zu erklären. Mesonen sind dabei gebundene Systeme aus einem Quark (q) und einem Antiquark ($\bar{q}$), Baryonen bestehen aus drei Quarks. Systeme aus beispielsweise zwei oder vier Quarks scheinen nicht zu existieren, auch sind freie Quarks bislang nicht beobachtet worden. Ferner stellt man beim Aufbau der Hadronen fest, daß sich z. B. im Ω^- (sss -Zustand) alle Quarks im gleichen quantenmechanischen Zustand befinden müßten [BEC81]. Aufgrund des Pauli-Prinzips ist dies für Fermionen⁵ nicht erlaubt.

Einen Ausweg brachte die Einführung einer neuen Quantenzahl, der Farbladung [GRE64] [HAN65], weshalb die Theorie der starken Wechselwirkung als Quantenchromodynamik (QCD) bezeichnet wird. Da die Kopplungskonstante der Quark-Quark Wechselwirkung im Bild der QCD umgekehrt proportional zum Quadrat des Impulsübertrags ist (und damit proportional zum Quadrat des Abstands), verhalten sich die Quarks bei kleinen Abständen wie quasi freie Teilchen ('asymptotische Freiheit'), bei großen Abständen nimmt die Kopplungskonstante zu, man spricht von 'Infrarotklaverei' oder 'confinement'. Das die Farbhypothese

¹Stanford Linear Accelerator Center

²freie Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen

³Spin ganzzahlig

⁴Spin halbzahlig

⁵Teilchen mit halbzahligem Spin

mehr als ein formales Konstrukt ist, zeigen der Einfluß der Farbladung auf die Lebensdauer des neutralen Pions [ADL70] sowie Experimente zur Hadronenerzeugung in der e^+e^- -Annihilation [BRA82].

Trotz der eben genannten Eigenschaft des Confinements ist eine indirekte Untersuchung der Quarks, ihrer quantenmechanischen Eigenschaften und ihrer Dynamik möglich.

1.2 Motivation des Experiments

Die quantenmechanischen Eigenschaften von Quarks bei niederen Energien lassen sich nur indirekt über Reaktionen unter Beteiligung mehrerer Quarks studieren. Einen Zugang zur Untersuchung der Erzeugung eines Antistrange-Strange Quarkpaares $\bar{s}s$ bietet dabei die Antihyperon-Hyperonproduktion in der $\bar{p}p$ -Wechselwirkung

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$$

mit den möglichen Reaktionen (und Reaktionsschwellen):

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

Ziel des Experiments PS185 [KIL81a] [KIL81b] am LEAR⁶/ CERN⁷ ist es, die oben genannten Reaktionen von der Reaktionsschwelle bis zum maximalen LEAR-Impuls von 2 GeV/c zu untersuchen.

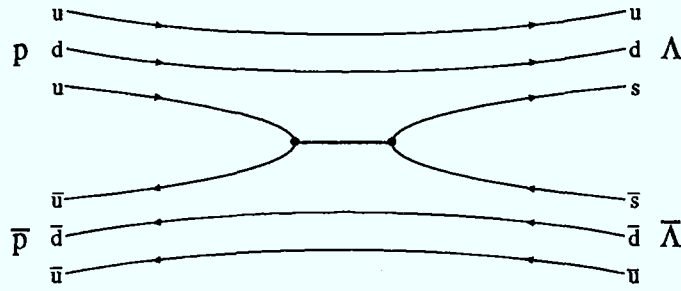
Bei der theoretischen Beschreibung der $\bar{s}s$ -Erzeugung gibt zwei Modellannahmen. Zum einem versucht man im Rahmen der QCD die Erzeugung durch gluonische Zwischenzustände zu beschreiben, zum anderen im Rahmen des Meson-Austausch-Modells durch den Austausch verschiedener K -Mesonen.

Im Rahmen der QCD beschreibt man im einfachen additiven Quarkmodell die Erzeugung des $\bar{s}s$ -Paares durch die Vernichtung eines $\bar{u}u$ -Paares.

In der Abbildung 1.1 ist das Quarkliniendiagramm der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ in niedrigster Ordnung dargestellt. Die verbleibenden ud - und $\bar{u}\bar{d}$ -Paare werden dabei als Spektatoren betrachtet und koppeln nach dem erweiterten Pauli-Prinzip zu $S = I = 0$. Die erzeugten $\bar{s}$ - und s -Quarks tragen damit den Spin der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -

⁶Low Energie Antiproton Ring

⁷Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

Abbildung 1.1: Quarkliniendiagramm ${}^3S_1$ -Modell

Hyperonen. Somit können aus den Observablen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ direkt Rückschlüsse auf die Spineigenschaften der $\bar{s}s$ -Paare gezogen werden.

Bei der Beschreibung im Rahmen der QCD unterscheidet man, ob

- der Austausch über einen Zwischenzustand mit den Quantenzahlen des Vakuums $J^P = 0^+$ erfolgt, oder
- das $\bar{s}s$ -Paar nach der $\bar{u}u$ -Vernichtung aus dem entstandenen Gluonfeld mit den Quantenzahlen $J^P = 1^-$ erzeugt wird.

Die Forderung nach der Erzeugung des $\bar{s}s$ -Paares im Tripletzustand, wie experimentell beobachtet und im Verlauf der Arbeit gezeigt wird, legt dabei aus Gründen der Impuls- und Paritätserhaltung die Quantenzahlen des $\bar{s}s$ -Paares zum einen zu $J = 0$, $L = \text{ungerade}$ (${}^{2S+1}L_J = {}^3P_0$ -Modell) zum anderen zu $J = 1$, $L = \text{gerade}$ (${}^3S_1$ -Modell) fest.⁸ Berechnungen auf der Grundlage der genannten Modelle findet man in z. B. [GEN84] [RUB85] [FUR87] [BUR88].

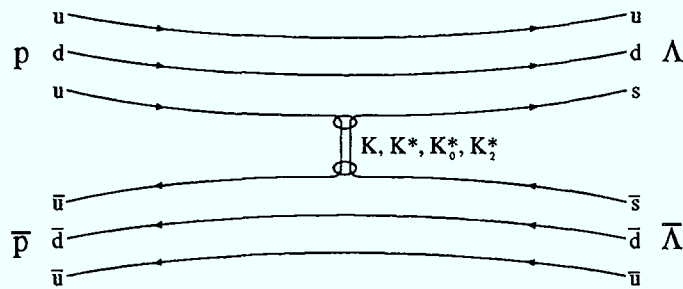


Abbildung 1.2: Quarkliniendiagramm OBE-Modell

Im Meson-Austausch-Modell (Abbildung 1.2) wird die Erzeugung des Antistrange-Strange Quarkpaares $\bar{s}s$ durch den Austausch virtueller Mesonen (K , K^* , K_0^* , K_2^*) beschrieben [KOH86] [KOH88a] [KOH88b] [HAI91].

⁸verbunden mit der Forderung kleiner Energien

In den letzten Jahren hat die PS185-Kollaboration die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ von Bereich der Schwelle bis zu Strahlimpulsen von etwa 2 GeV/c experimentell untersucht [HAM85] [MAH86] [BAR87a] [BAR87b] [FRA87] [DUT88] [KIL88] [BAR89] [KIL89] [SEH89] [SCH89] [BAR90] [OHL90] [BAR91] [HAM91] [SEF91] [STI91] [ZIO92] [FIS92] [DEC92] [GEY93] [KRA94] [TAY94] [TOH95]. Die Bestimmung der Observablen wie differentieller und totaler Wirkungsquerschnitt, Polarisation und Spinkorrelationen der erzeugten $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen bei den bisher höchsten Strahlimpulsen von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c sind Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Kapitel 2

Das Experiment

2.1 Das Detektorsystem

Das Detektorsystem wurde für die einzelnen Messungen von PS185 jeweils optimiert und variabel gehalten. Eine ausführliche Darstellung ist in [DUT88] und [SEF91] zu finden, so daß hier nur eine kurze Zusammenfassung präsentiert wird. Abbildung 2.1 zeigt den geometrischen Aufbau des PS185-Detektors:

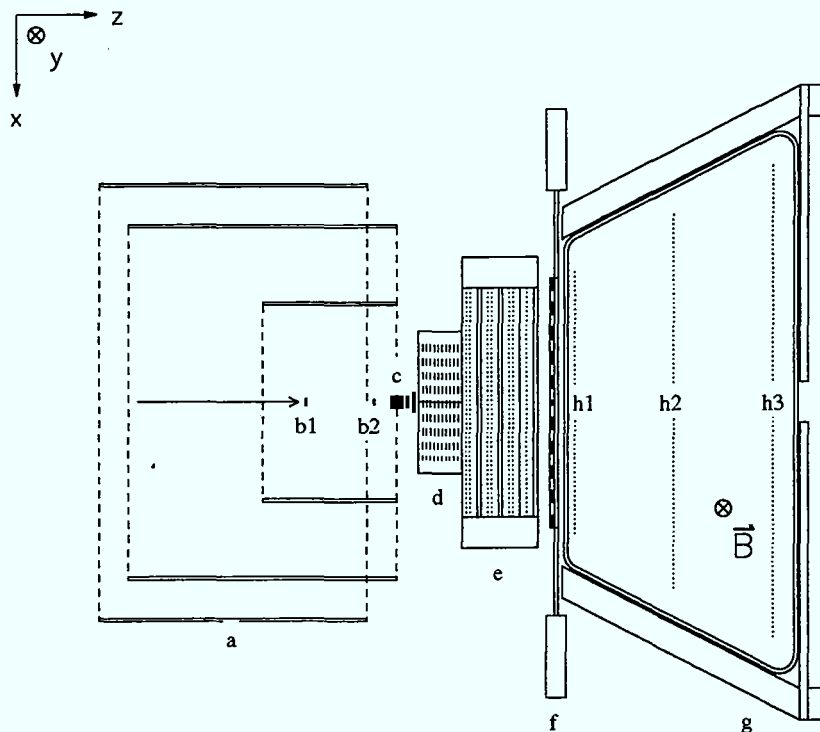


Abbildung 2.1: Der Detektor

Zu Abbildung 2.1:

- a Streamertubes
- b1, b2 Mikrostreifenzähler 1 – 4
- c Target und Mikrostreifenzähler 5 – 8
- d Proportionalkammern
- e Driftkammern
- f Szintillatorrhodoskop
- g Solenoid-Magnet
- h1, h2, h3 Magnet-Driftkammern 1–3

Aufgrund der Kinematik der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ ist der Öffnungswinkelbereich der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Teilchen und ihrer Zerfallsprotonen im Laborsystem begrenzt und beträgt für die Zerfallsprotonen 45° bei 2 GeV/c Antiproton-Impuls. Der Detektor hat somit für eine 4π -Raumwinkelakzeptanz für die in der Reaktion erzeugten $\bar{\Lambda}\Lambda$ und deren Zerfallsprotonen im Center of Mass System (CMS). Der Aufbau des Detektors soll im folgenden anhand der Einzelkomponenten erläutert werden.

2.2 Die Einzelkomponenten

2.2.1 Das Target

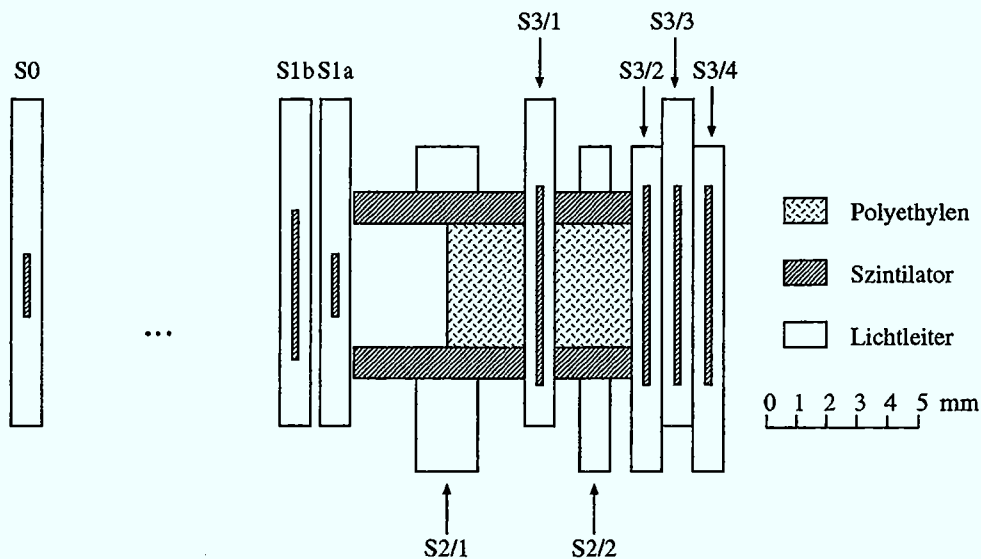


Abbildung 2.2: Die Targetregion

Das Target besteht aus zwei baugleichen zylindrischen Zellen aus Polyäthylen (CH_2) der Länge $l = 2.5$ mm und dem Durchmesser $\phi = 4$ mm, die als Sand-

wichtarget angeordnet sind. Der Vorteil der Sandwichanordnung besteht darin, daß sich die Gesamtlänge des Targets und damit die Luminosität vergrößern läßt, ohne die Genauigkeit in der Produktionsortbestimmung der Hyperonen zu verringern.

Jede Zelle ist von einem Szintillatorzylinder $S2/i$ umgeben ($l_{S2/1} = 5$ mm, $l_{S2/2} = 2.5$ mm) der z. B. als Antizähler zur Festlegung einer neutralen Reaktion in der Zelle dient (siehe hierzu 2.3). Getrennt werden die Zellen durch kreisförmige Szintillatorscheibchen $S3/i$ ($l_{S3/i} = 200$ μ m, $\phi = 6.5$ mm), durch welche die genaue Produktionsortbestimmung möglich wird. Die Szintillatorscheibchen $S3/3$ und $S3/4$ werden zur Erzeugung eines Energieverlusttriggers bei der Messung der geladenen Σ -Kanäle benötigt.

Zur Bestimmung eines Strahl-Antiprotons und zur Strahloptimierung während des Experiments dienen die Szintillatorscheibchen $S0$, $S1a$ und $S1b$, die vor dem Target positioniert sind.

2.2.2 Die Proportionalkammern

An die Mikrostreifendetektoren, die insbesondere zur Spurrekonstruktion in der Auswertung von Ereignissen des Typs $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^{\pm}\Sigma^{\pm}$ benutzt werden, schließt sich in einem Abstand von etwa 0.4 cm strahlabwärts vom Target entfernt ein Stapel von 10 Violdraht-Proportionalkammerebenen (MWPC) an.

Die Einzelebenen sind gegenüber der x-y-Orientierung des Experiments abwechselnd um $\pm 45^{\circ}$ gedreht und definieren eine u-v-Orientierung. In Verbindung mit den Driftkammern (siehe Kapitel [2.2.3]) lassen sich hierdurch Mehrdeutigkeiten bei der Spurrekonstruktion unterdrücken.

Jede Kammerebene besteht aus 160 Anodendrähten mit einem Abstand von 1.27 mm. Daraus ergibt sich eine aktive Detektorfläche von (20.3×20.3) cm². Der Ebenenabstand beträgt 1 cm; zwischen den Drahtebenen befinden sich 10 μ m dicke Aluminiumfolien, die als Kathoden dienen.

2.2.3 Die Driftkammern

An die MWPC schließt sich ein Stapel von 13 Driftkammerebenen in x-y-Orientierung an.

Die ersten zehn Kammerebenen sind als Paare in jeweils einer Orientierung zusammengefaßt. Diese fünf Doppелеbenen und drei Einfachebenen sind alternierend in x- und y-Orientierung angeordnet. Der Abstand Signaldrahtebene – Signaldrahtebene in z-Richtung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ebenen unterschiedlicher Orientierung beträgt 1.7 cm.

Jede Kammerebene besteht aus 14 Driftzellen. Mit Ausnahme der ersten in x-Orientierung angeordneten Kammerebene beträgt die aktive Fläche der Ebenen

$(56.0 \times 56.0) \text{ cm}^2$; für Ebene 1 $(24.0 \times 24.0) \text{ cm}^2$. Die aktive Fläche der ersten Ebene kann aufgrund der Kinematik des Experiments kleiner gewählt werden.

2.2.4 Das Szintillatorhodoskop

Das Hodoskop besteht aus 2 in x- bzw. y-Richtung ausgerichteten Lagen von je 20 doppelseitig ausgelesenen Szintillatorstreifen der Größe $(62 \times 3 \times 0.4) \text{ cm}^3$ und je 2 einseitig ausgelesenen Mittelstreifen der Größe $(30.5 \times 1 \times 0.4) \text{ cm}^3$. Hierdurch wird eine Öffnung von 1 cm^2 in jeder Hodoskoplage für den Primärstrahl erreicht. Das Hodoskop wird vorallem bei der Erzeugung der Trigger (siehe Kapitel [2.3]) verwendet.

2.2.5 Der Solenoid-Magnet

Der Solenoid-Magnet dient zur Teilchenladungs-Identifizierung und erzeugt ein Magnetfeld von 0.136 Tesla in y-Richtung. Im Magneten befinden sich 3 in x-Orientierung angeordnete Driftkammern, mit deren Hilfe die Ablenkung der Zerfallsteilchen und damit deren Ladung nachgewiesen wird. Der Abstand des Solenoid-Magneten zum Target ist wie der des Hodoskops variabel und wird so gewählt, daß bei gegebenem Strahlimpuls 100% Akzeptanz für die Zerfallsbaryonen erreicht wird.

2.3 Der Trigger

Zur Datenaufnahme der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ und zu Kalibrationszwecken werden im Experiment verschiedene Triggereinstellungen verwendet, die aus Koinzidenzen zwischen den Targetszintillatoren und dem Hodoskop gebildet werden.

Der sogenannte 'neutrale Trigger' dient zur Datenaufnahme der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ und verlangt, daß ein geladenes Teilchen in eine Zelle eindringt, diese aber nicht wieder verläßt. Er setzt eine neutrale Reaktion in der betreffenden Targetzelle ($\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$) und mindestens zwei Treffer im Hodoskop (die Zerfalls(anti)protonen) voraus. Ein einfallendes Strahl-Antiproton wird durch die Koinzidenz der S1a und S1b angezeigt. In der Realität wird ein Hodoskoptreffer als ausreichend erachtet, um Ereignisverluste durch Hodoskopineffizienzen zu verringern.

Die Wahrheitstabelle für ein neutrales Ereignis in den Targetzellen weist dabei die folgende Form aus:

Zelle	(S1a $\wedge$ S1b)	S2/1	S3/1	S2/2	S3/2
1	T	F	F	–	–
2	T	F	T	F	F

Die weiteren Targetsintillatoren bleiben unbeachtet.

Die Triggerbedingung für die erste (zweite) Zelle hat damit die folgende Form:

$$[S1a \wedge S1b] \wedge \left[\overline{S2/1} \wedge S3/1 \wedge \overline{S2/2} \wedge \overline{S3/2} \right] \wedge \left[\sum S_{hodo,x} \geq 1 \vee \sum S_{hodo,y} \geq 1 \right] \quad (2.1)$$

Zu Zwecken der Flußkorrektur in den Targetzellen dient der sogenannte 'beam Trigger' (siehe auch Kapitel [4.3.3]). Im Gegensatz zum 'neutralen Trigger' ist bei dieser Triggereinstellung nur von Belang, ob ein Strahl-Antiproton die eine Targetzelle erreicht hat; die strahlabwärts liegenden Szintillatoren bleiben unbeachtet.

Die Wahrheitstabelle für ein Strahl-Ereignis in einer Zelle hat damit die folgende Form:

Zelle	(S1a $\wedge$ S1b)	S2/1	S3/1	S2/2	S3/2
1	T	F	–	–	–
2	T	F	T	F	–

Die Triggerbedingung für die erste (zweite) Zelle lautet damit:

$$[S1a \wedge S1b] \wedge \left[\overline{S2/1} \wedge S3/1 \wedge \overline{S2/2} \right] \quad (2.2)$$

Um bei der 'offline-Auswertung' kurzzeitige Störungen der Datenaufnahme korrigieren zu können, werden für jeden Datensatz die Strahlereignisse mit einer Untersetzung von 2^{15} neben dem neutralen Trigger mit auf Band aufgezeichnet.

Der 'elastische Trigger' dient zur Kalibration der Driftkammern und der Bestimmung der geometrischen Position der einzelnen Detektorkomponenten. Beim 'elastischen Trigger' wird der 'beam Trigger' um die Forderung mindestens eines Treffers im Hodoskop (Streu(anti)protonen) erweitert, wobei der mittlere Hodoskopbereich (Streifen 9 – 13 in x- bzw. y-Orientierung) in Antikoinzidenz geschaltet ist, um Randbereiche des Primärstrahls (Strahl-Halo) auszublenden.

Die Triggerbedingung für die erste (zweite) Zelle lautet damit wie folgt:

$$[S1a \wedge S1b] \wedge \left[\overline{S2/1} \wedge S3/1 \wedge \overline{S2/2} \right] \wedge \left[\sum_{\neq 9-13} S_{hodo,x} \geq 1 \vee \sum_{\neq 9-13} S_{hodo,y} \geq 1 \right] \quad (2.3)$$

2.4 Datenaufnahme

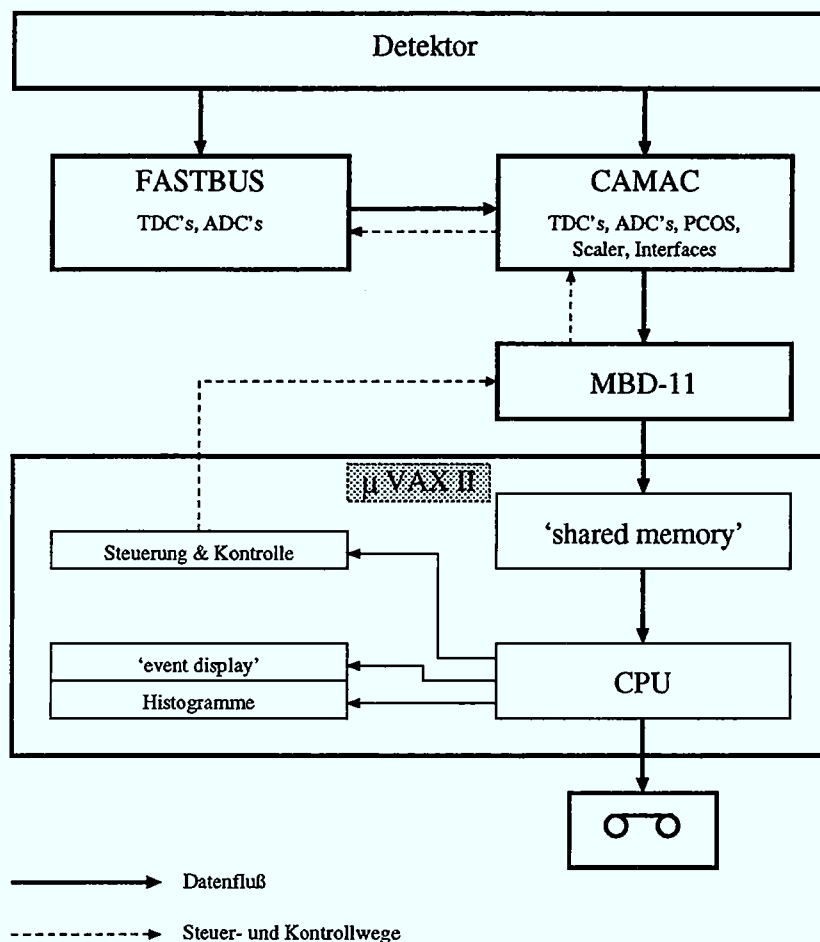


Abbildung 2.3: Das Datenaufnahme-System

In Abbildung 2.3 ist die Architektur des Datenaufnahme-System graphisch dargestellt.

Die Signale der einzelnen Detektorgruppen werden mit CAMAC und FASTBUS Modulen digitalisiert. Die Auslese der Driftkammern erfolgt über FASTBUS-TDC's vom Typ LeCroy 1879. Dabei werden die FASTBUS-32-bit-Worte unter Weglassen einiger im 'read'-Modus nicht gesetzter Bits auf 24 bit verkleinert, damit sie über das CAMAC-System ausgelesen werden können. Zur Auslese der Proportionalkammersignale wird das PCOS-II-System der Firma LeCroy verwendet. Die Signale der Szintillatordetektoren von Target und Hodoskop werden in CAMAC ADC's und TDC's verarbeitet.

Zur Datenaufnahme stand ein Rechner vom Typ μ VAX II zur Verfügung. Wird von der Triggerelektronik einer der in [2.3] beschriebenen Ereignistypen erfaßt, so wird vom MBD-11 (Micro programmable Branch Driver) die Auslese der eben

beschriebenen Module gestartet. Die Daten werden dann in ein freies Segment des 'shared memory'-Bereichs der μ VAX geschrieben und blockweise von der μ VAX auf ein 9-Spur-Magnetband gespeichert. Die belegten Speichersegmente des 'shared memory'-Bereichs werden nach der Datenauslese wieder freigegeben. Neben der Datenaufnahme werden durch die μ VAX II Aufgaben der Experimentsteuerung (Hochspannungsgeräte, etc.) übernommen, sowie über diverse Dienstleistungsprogramme eine 'online'-Überwachung des Experiments ermöglicht (Histogramme, 'event-display', etc.).

2.5 Auswerteverfahren

Zur Auswertung und Analyse der Daten wurde das Programmpaket EVAL der PS185-Kollaboration benutzt und modifiziert. In ihm wird versucht, ein vorliegendes Ereignis als ein Ereignis des Typs $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ zu identifizieren. Dabei geht man von der Signatur des Ereignisses mit zwei Zerfallsvertices aus und entscheidet im Rahmen einer kinematischen Fitroutine, ob es sich um ein Ereignis des oben genannten Typs handelt.

Die wesentlichen Schritte der Datenreduktion einschließlich der kinematischen Anpassung sind in [SEH89] und [SEF91] ausführlich beschrieben. Wesentliche Neuerungen bezüglich der Spurrekonstruktion in den Driftkammern sowie die Notwendigkeit ihrer Einführung werden in Kapitel [3] dargestellt und ausführlich besprochen.

2.5.1 Programmablauf

Der Programmablauf zur Identifizierung eines Ereignisses des Typs $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ läßt sich in die folgenden Punkte aufgliedern:

- Rohdatendekodierung
- Zuordnung der dekodierten Daten zu den einzelnen Detektorelementen
- Spursuche
 - 2 dimensionale Spursuche in den Drahtkammern
 - Kombination 2 dimensionaler Spuren im Raum
- Suche nach Zerfallsvertices
 - Suche nach Hodoskoptreffern
 - Überprüfung ob die Zerfallsebene das Target enthält
- Kombination von Zerfallsvertices zu 2-Vertice-Ereignissen

- Überprüfung der Koplanarität mit dem $\bar{p}$ -Strahl
- kinematische Rekonstruktion
 - Rotationskinematik
 - Produktionskinematik
- Pionidentifikation
- Zerfallskinetik
- kinematische Anpassung
- Baryonenidentifikation

Bei der Rohdatendekodierung werden die Fastbus- und CAMAC-Datenworte entschlüsselt und anschließend die dekodierten Werte den einzelnen Detektorelementen zugeordnet. So werden z. B. den Driftkammern die einzelnen Treffer mit Drahtadresse und TDC-Eintrag zugeordnet, dem Hodoskop die Adressen der getroffenen Szintillatorstreifen und die zugehörigen ADC-Einträge, etc. .

In der darauf folgenden Spursuche wird in jeder Orientierung von Proportional- und Driftkammer nach zweidimensionalen Spuren gesucht (siehe Kapitel [3]) und diese zu Spuren im Raum kombiniert. Die dabei entstehenden Mehrdeutigkeiten in jedem der genannten Detektorelemente werden durch die anschließende Kombination der in u-v-z- und x-y-z-Orientierung gebildeten dreidimensionalen Spuren reduziert.

An die Spursuche schließt sich die Suche nach Zerfallsvertices an. Ist der räumliche Abstand zweier Spuren in der Verlängerung kleiner als ein Toleranzwert von 0.6 cm , so werden diese zu einem Vertex zusammengefaßt. Für jeden gebildeten Vertex wird untersucht, ob dieser einen Treffer im Hodoskop aufweist, da aufgrund der Reaktionskinematik in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ zumindest die Zerfallsbaryonen der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Teilchen im Hodoskop nachgewiesen werden können. Weiterhin folgt für die Reaktion, daß die durch den Zerfallsvertex definierte Ebene das Target (Produktionsort der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Teilchen) enthält.

Für die Reaktion werden mindestens zwei Zerfallsvertices verlangt. Für die Kombination von zwei Vertices wird untersucht, ob diese koplanar mit dem Antiprotonenstrahl sind, d. h. ob der minimale Abstand zwischen der Verbindungslinie der beiden Vertexpunkte und dem Strahl kleiner als ein Toleranzwert von 0.7 cm ist. Die Forderung der Koplanarität ergibt unter der Voraussetzung des Zweiteilchen Zustands $\bar{\Lambda}\Lambda$.

An Spur- und Vertexsuche schließt sich die Bestimmung der kinematischen Größen der ermittelten Ereignisvorschläge an.

Legt man für die Zweiteilchen-Kinetik bzgl. Teilchenmassen (m) und -impulsen (p) die Notation $(p_1, m_1) + (p_2, m_2) \rightarrow (p_3, m_4) + (p_3, m_4)$ zugrunde, sei ferner

$\Theta_{3(4)}$ der Laborwinkel zwischen p_1 und $p_{3(4)}$, so erhält man als Bestimmungsgleichung für die Impulse der produzierten Teilchen mit $p_2 = 0$:

$$p_3 = \frac{\sin(\Theta_4)}{\sin(\Theta_3 + \Theta_4)} \cdot p_1 \quad \text{und} \quad p_4 = \frac{\sin(\Theta_3)}{\sin(\Theta_3 + \Theta_4)} \cdot p_1 \quad (2.4)$$

In der ‘Produktionskinematik’ werden nun die Winkel $\Theta_{3(4)}$ aus der Verbindungslinie zwischen Mittelpunkt der getroffenen Targetzelle (siehe auch Def. ‘neutraler Trigger’ Kapitel [2.3]) und Vertexpunkt sowie der Strahlrichtung bestimmt. Unter Annahme der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ sind die Massen der Teilchen festgelegt und nach nach Gleichung 2.4 lassen sich die Impulse der beteiligten Hyperonen berechnen.

Bei der ‘Rotationskinematik’ geht man davon aus, daß der Produktionspunkt der Reaktion auf der Schnittgeraden der durch die Zerfallsvertices definierten Ebenen liegt (‘Zerfallsebenen’). Die Endpunkte der Laborimpulsvektoren der produzierten Hyperonen liegen auf der Oberfläche eines Rotationsellipsoids, dessen große Halbachse in Strahlrichtung ausgerichtet ist und dessen Abstand vom gedachten Reaktionspunkt aus Impuls- und Energieerhaltung folgt. Legt man diesen Reaktionspunkt auf die Schnittgerade, so sind die möglichen Laborimpulse auf den Rändern der Schnittflächen des Ellipsoids mit den Zerfallsebenen zu suchen. Aus der Zweiteilchen-Kinematik folgt für die CMS-Impulse $\vec{p}_3^* = -\vec{p}_4^*$, d. h. die Endpunkte der Laborimpulsvektoren müssen symmetrisch zum Mittelpunkt des Ellipsoids liegen. Anschaulich heißt dies, daß die Schnittpunkte der Schnittellipsen, die sich ergeben, wenn eine der Ellipsen am Mittelpunkt gespiegelt wird, die Lösungen des Reaktionssystems sind. Es wird dann die Lösung gewählt, die der ‘Produktionskinematik’ am nächsten kommt.

Weisen die aus Produktions- oder Rotationskinematik bestimmten Hyperonenimpulse kinematisch sinnvolle Werte auf, so wird die untersuchte Vertexkombination in der Auswertung weiter berücksichtigt.

Da sich die Hyperonenimpulse auch über den Zerfall der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Teilchen bestimmen lassen, erfolgt im weiteren Programmverlauf die Bestimmung dieser Größen durch die ‘Zerfallskinematik’. Zuvor muß jedoch für die Zerfallsvertices eine Zuordnung zwischen Proton- und Pionspur erfolgen. Dabei macht man sich die aus der Zerfallkinematik die Tatsache zunutze, daß der Winkel zwischen Pionspur und Λ -Richtung immer größer ist als der Proton-Zerfallswinkel, außer wenn beide gleich Null sind. In diesem Fall ist eine Zuordnung nicht möglich.

Im Programmteil ‘Zerfallskinematik’ geht man von Gleichung 2.4 aus, nur daß man lediglich die Reaktion $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ betrachtet. Unter Berücksichtigung der Energieerhaltung $E_\Lambda = E_p + E_{\pi^-}$ ergibt sich ein quadratisches Gleichungssystem, aus dem sich die gesuchten Λ -Impulse berechnen lassen (analog für das $\bar{\Lambda}$).

Es stehen somit über Produktions-, Rotation- und Zerfallskinematik drei Verfahren zur Verfügung, die Hyperonenimpulse zu bestimmen.

Mit den bis hier bestimmten Größen lassen sich die Viererimpulse der angenommenen Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ berechnen; das Ereignis ist damit überbestimmt. Die endgültige Entscheidung, ob es sich bei der betrachteten Vertexkombination um ein Ereignis des genannten Typs handelt, erfolgt im Rahmen der kinematischen Anpassung. Es wird dabei eine kinematisch-geometrische Lösung gesucht, die am besten zu den bestimmten Spurkoordinaten paßt.

Wird für mehrere Vertexkombinationen eines Ereignisses eine Anpassung durchgeführt, so wird über den χ^2 -Wert entschieden, welche Kombination als verwendet wird. Ereignisse mit $\chi^2 \leq 5$ werden von der Auswertung als $\bar{\Lambda}\Lambda$ -identifiziert bewertet.

Durch die Analyse der Magnetkammern kann nun in der Baryonenidentifikation entschieden werden, welcher der Zerfallsvertices der des Λ bzw. $\bar{\Lambda}$ ist. Eine genaue Beschreibung der Baryonenidentifikation und die dabei auftretende Problematik einer Fehlzurordnung der Zerfallsvertices findet sich in Kapitel [4.3.5].

Kapitel 3

Spurrekonstruktion in den Driftkammern

Bei dem bisher von der PS185-Kollaboration benutzten Verfahren zur Spurrekonstruktion in den Driftkammern [DUT88] kann pro Kammerebene und Spur nur ein Treffer benutzt werden, obwohl bei Spuren mit schräger Inzidenz mehrere Zellen einer Ebene durchquert werden können.

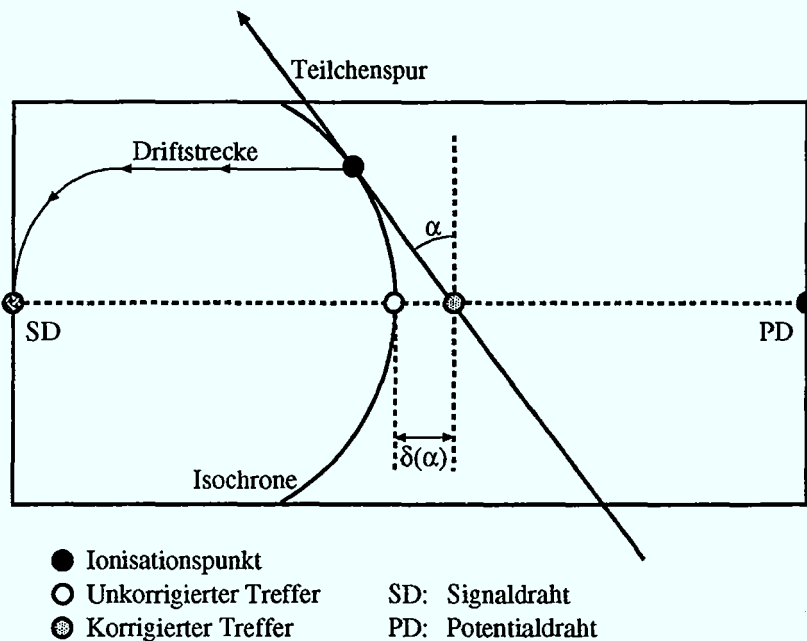


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Trefferbestimmung in einer Einzelkammer nach konventioneller Methode

Dies liegt darin begründet, daß als z -Koordinate des Treffers die Position der durch die Signaldrähte einer Kammer definierten Ebene genommen wird, womit man sich auf die Bestimmung des Durchstoßpunktes durch ebendiese Mit-

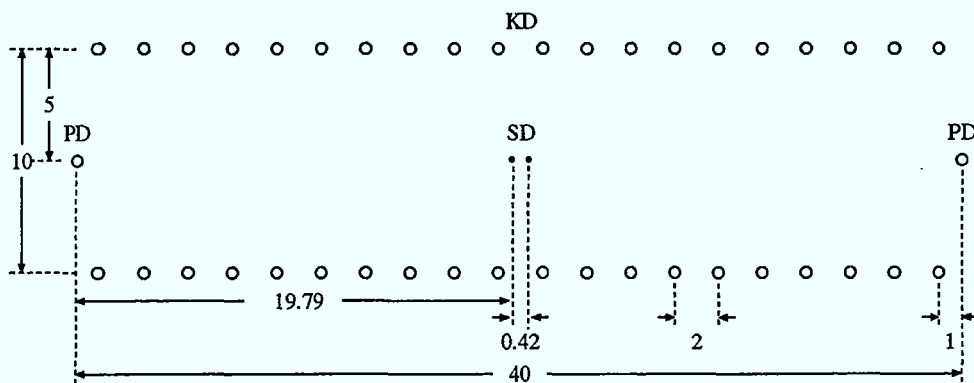
telebene beschränkt. Abhängig vom Spurwinkel ist eine Winkelkorrektur in der $x(y)$ -Koordinate der Treffer notwendig (siehe Abbildung 3.1), welche in einem Korridor um die angenommene Spur liegen ([DUT88]). Die Korrekturwerttabelle wird dabei durch ein iteratives Verfahren ermittelt.

Pro Ebene findet nur der jeweils nächste Treffer zur Rekonstruktion der Spur Verwendung, auch wenn in Wirklichkeit durch Zellkreuzungen mehrere Treffer zur Spur in der Ebene vorhanden sind. Dies hat zur Folge, daß die verworfenen Treffer bei der Suche nach weiteren Spuren verwendet werden was die Analyse erschwert. Des weiteren sind bei drei verlangten Treffern pro Spurorientierung mindestens drei Kammerebenen notwendig sind, was zu einer Beschränkung der Winkelakzeptanz des Detektors führt. Es mußte deshalb ein Verfahren entwickelt werden, mit dem alle zusammengehörenden Spurtreffer in einer Kammerebene verarbeitet werden können.

Dieses Verfahren nimmt den Ionisationspunkt des Clusters, welches als erstes zum Kammersignal beiträgt, als Trefferpunkt in einer Zelle und kann durch die trefferspezifische Bestimmung der z -Koordinate alle Spurtreffer in einer Ebene erfassen.

3.1 Geometrie und Simulation einer Driftkammerzelle

Abbildung 3.2 gibt einen Überblick des geometrischen Aufbaus einer Driftzelle.



Maße in [mm]

KD = Kathodendrähte $r_{KD} = 40\mu m$
 PD = Potentialdraht $r_{PD} = 40\mu m$
 SD = Doppel - Signaldraht $r_{SD} = 10\mu m$

Abbildung 3.2: Geometrische Dimensionen einer Driftkammerzelle

Die Doppel-Signaldrähte dienen bei der Auswertung zur Unterscheidung, in welcher der beiden Halbzellen ein Treffer stattgefunden hat. Die Kathodenebene besteht aus 20 Einzeldrähten pro Zelle. Mittels Spannungsteiler wird erreicht, daß die elektische Spannung von Potentialdraht bis zum mittleren Kathodendraht einer Zelle stufenweise abnimmt. Hieraus resultiert ein homogen abnehmendes Driftpotential und damit eine konstante Driftgeschwindigkeit v_{Drift} über weite Bereiche der Zelle.

Für eine Halbzelle wurden die folgenden Spannungseinstellungen gewählt:

	U [V]
Signaldraht	+1950
Potentialdraht	-3300
Potentialdifferenz Kathodendrähte	-322.1
Potentialdifferenz Potentialdraht-Kathode	-401.2

Mit dem Programm-Paket GARFIELD [GAR91] wurden umfangreiche Simulationen der Driftkammerzellen von Einzel- und Doppelebenen durchgeführt. Hierbei wurden die eben dargestellte Zellgeometrie, die tabellierten Potential-einstellungen sowie die im folgenden aufgeführten Daten für die Elektronendriftgeschwindigkeiten im Kammergas (Ar 67.6% – Iso C₄H₁₀ 30% – Methylal 2.4%) verwendet. In Ermangelung der für diese spezielle Gasmischung zutreffenden Daten wurden als Näherung die von [JAR80] ermittelten Werte für eine Gasmischung Ar 66% – Iso C₄H₁₀ 30% – Methylal 4% verwendet.

Ar 66% – Iso C ₄ H ₁₀ 30% – Methylal 4%	
E/P [kV/(cm·bar)]	v_{drift} [cm/ μ s]
0.1	0.57
0.2	1.15
0.4	2.30
0.7	4.02
0.8	4.35
0.9	4.58
1.0	4.76
1.1	4.89
1.2	4.99
1.3	5.05
1.4	5.12
2.0	5.05
3.0	5.05

Die Abbildung 3.3 und 3.4 zeigen als Ergebnis der Rechnungen die Feldlinien und Isochronenverteilung (Linien gleicher Driftzeit) in der Halbzelle einer Einfachebe-

ne, und für zwei Halbzellen einer Doppelebene. In Abbildung 3.3 wurde zusätzlich die qualitative Verteilung der Ionisationspunkte entlang einer Teilchenspur angedeutet.

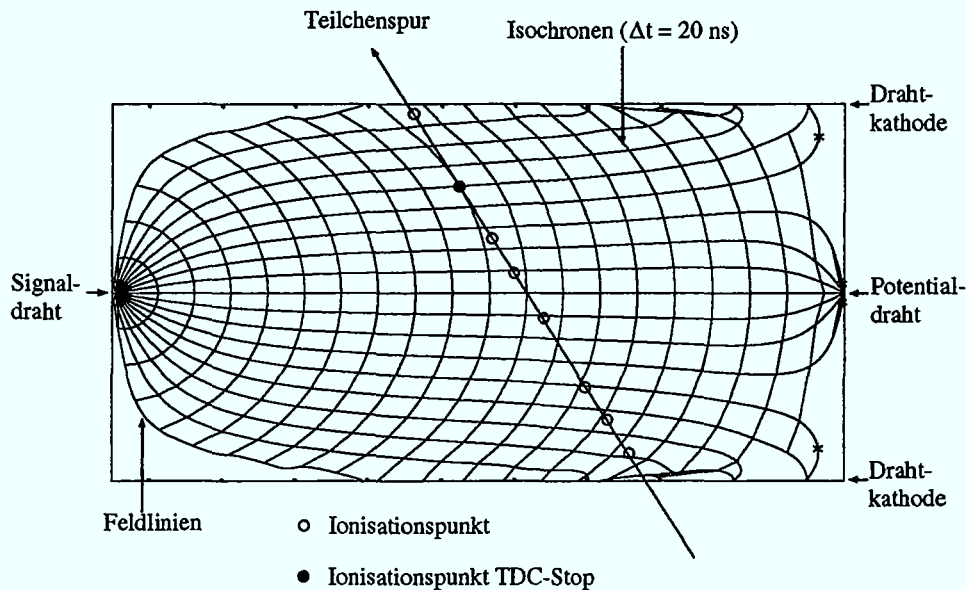


Abbildung 3.3: Feldlinien und Isochronenverteilung in der Halbzelle einer Einfachebene sowie die qualitative Verteilung der Ionisationspunkte entlang einer Teilchenspur

Durchquert ein geladenes Teilchen die Driftkammerzelle, so kommt es entlang der Teilchenspur aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung mit dem Kammergas zu Bildung von e^- -Ion-Paaren (für minimalionisierende Teilchen und unter Normaldruck etwa 100 Paare/cm). Die entstehenden Elektronen wandern entlang den Feldlinien zum Signaldraht (Anode), wobei es im Abstand von einigen μm aufgrund der hohen Feldstärken zur Ausbildung einer Ladungslawine kommt. Dabei wird das Cluster, dessen Ionisationspunkt zeitlich am nächsten an der Anode liegt, den ersten Beitrag zum Kammersignal und damit das 'Stop'-Signal des TDC's liefern. Bei gegebener Driftzeit t und Spurwinkel α ist demnach der Ionisationspunkt in der Zelle als Tangente der Teilchenspur an die Isochrone (Linie gleicher Driftzeit) eindeutig bestimmt.

Betrachtet man die Verteilung der Isochronen und Feldlinien in Abbildung 3.4 im Vergleich mit Abbildung 3.3, so erkennt man, daß die Symmetrie der Verteilung bezüglich der durch die Signaldrähte definierten Ebene verloren geht. Dies liegt darin begründet, daß bei den Doppelebenen durch die gemeinsame Mittelkathode eine Feldbeeinflussung zwischen den beiden Zellen stattfindet. Die Asymmetrie in der Isochronenverteilung hat zur Folge, daß bei der Bestimmung der Trefferpunk-

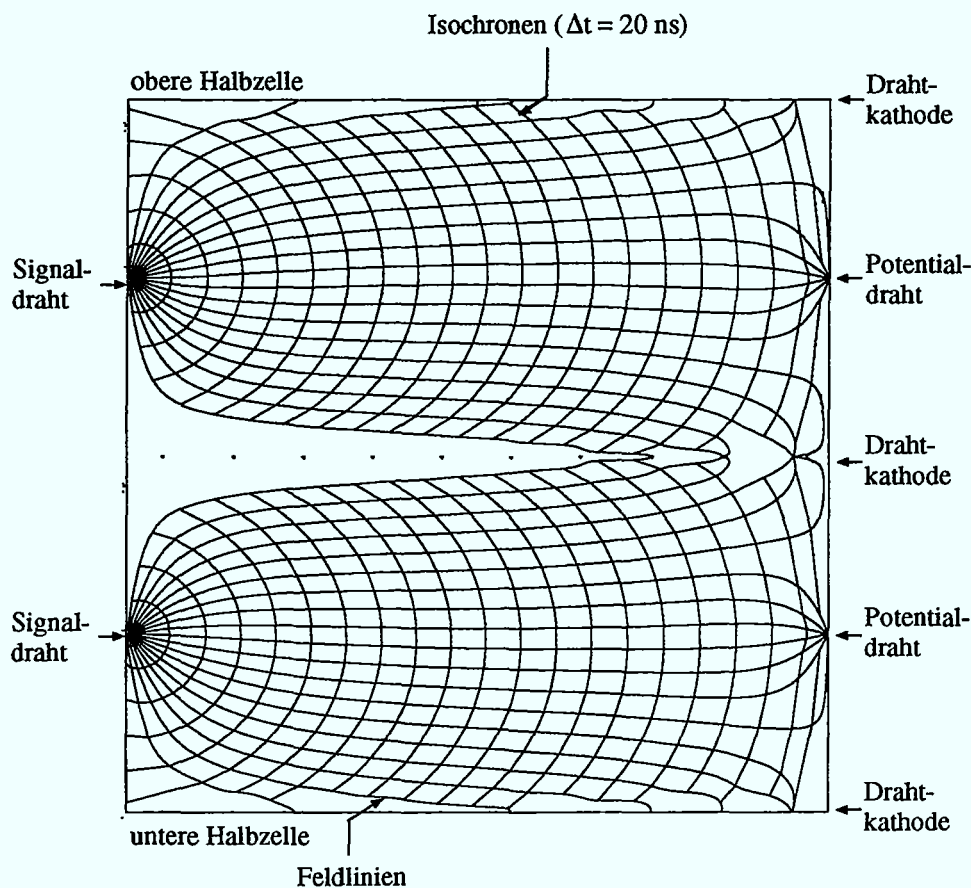


Abbildung 3.4: Feldlinien und Isochronenverteilung in zwei Halbzellen einer Doppellebene

te aus dem TDC-Eintrag t und dem Winkel α der Spur zwischen Einzel- und Doppellebenen unterschieden werden muß.

3.2 Trefferbestimmung

3.2.1 Trefferbestimmung in der Zelle

Ein Treffer gehört zu einer Spur, wenn er innerhalb eines Korridors um die Spur liegt. Als Trefferkoordinate wird direkt der tabellierte $(x(y), z)$ -Wert unter dem Spurwinkel α der gedachten Spur gewählt.

Hierzu wurden die anhand der Garfield-Simulationen bestimmten Isochronenverteilungen digitalisiert. Dabei wurden in Schritten von 4° im Winkel α und 10 ns im TDC-Kanal t die $(x(y), z)$ -Positionen innerhalb der Zelle tabelliert und in 'lookup-tables' gespeichert.

Abbildung 3.5 zeigt diese digitalisierten Isochronen in der Halbzelle einer Doppelebene. Man erkennt, daß sich der Koordinatenpunkt (x, z) als Schnittpunkt zwischen Isochrone und Isocline (Linie gleicher Steigung = gleichen Winkels) ergibt.

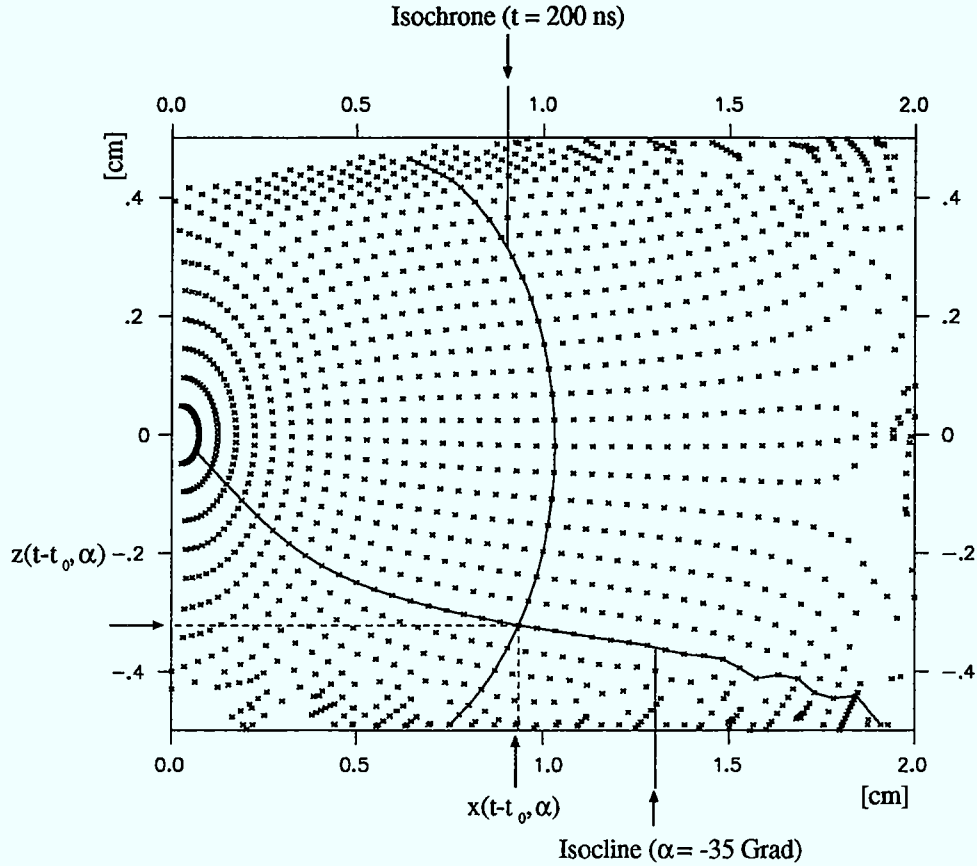


Abbildung 3.5: Digitalisierte Isochronen in der Halbzelle einer Doppelebene

Für jede Driftkammerzelle wurde aus den Driftzeitspektren der zellenspezifische TDC-Offset $t_{0,Zelle}$ bestimmt. Bei gegebenem Spurwinkel α und TDC-Eintrag t kann somit die Zuordnung $(t - t_{0,Zelle}, \alpha) \rightarrow (x(y), z)$ der Koordinaten getroffen und durch Interpolation zwischen benachbarten $(t - t_{0,Zelle}, \alpha)$ -Bins der Lookup-Table der Koordinatenpunkt in der Zelle angenähert werden.

3.2.2 Symmetrien der Zellen einer Doppelebene

Aufgrund der geometrischen Symmetrien in den Driftkammerebenen ist es ausreichend, je eine Halbzelle von Einzel- und Doppelebenen zu digitalisieren. Für

eine Einzelebene ist dies wegen der Rechts-Links Symmetrie (Abbildung 3.2) unmittelbar einsichtig, es wäre sogar ausreichend nur eine $1/4$ - Zelle zu betrachten und die Spiegelsymmetrie bezüglich der Signaldrahtebene zu nutzen.

Die Verhältnisse in der Doppelebene sollen anhand der Abbildung 3.6 verdeutlicht werden, in der schematisch für die vier Halbzellen einer Doppelebene eine Isochrone t eingezeichnet ist. Aufgrund der Feldbeeinflussung zwischen den Ebenen ist die Isochrone asymmetrisch bezüglich der Signaldrahtebene. Die Rechts-Links Symmetrie innerhalb der Zelle bleibt erhalten, die Zellen sind jetzt bezüglich der gemeinsamen Kathodenebene spiegelsymmetrisch.

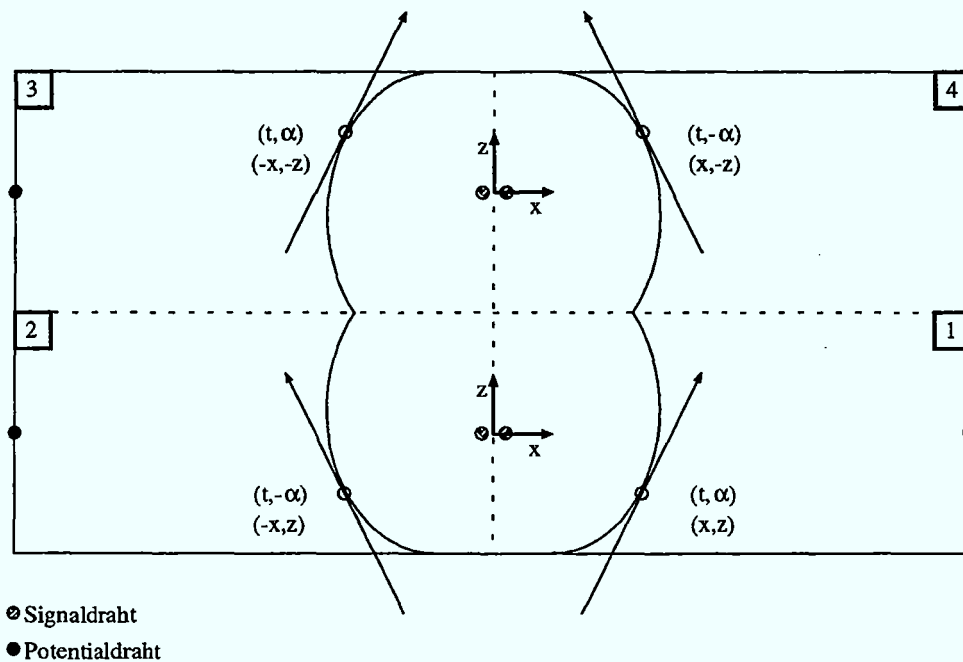


Abbildung 3.6: Symmetrien der Isochronen in der Doppelzelle einer Doppelebene

Der Ursprungspunkt des Koordinatensystems der Zelle wird so gewählt, daß er im Mittelpunkt zwischen den Doppelsignaldrähten auf der Signaldrahtebene liegt. Die $x(y)$, z -Ausrichtung fällt mit der Ausrichtung des globalen Koordinatensystems des Experiments zusammen.

Nimmt man als Referenz die Halbzelle 1, so kann durch Vorzeichenwechsel in Winkel α und $x(y)$, z -Koordinate gemäß den genannten Spiegelsymmetrien der entsprechende Punkt in einer der drei anderen Halbzellen ermittelt werden (siehe auch Abbildung 3.6).

Für die Einzelebene gelten die entsprechenden Argumente bezüglich rechter und linker Halbzelle, so daß es ausreichend ist, die relativen Koordinatenpunkte für je eine Halbzelle von Einzel- und Doppelebene in einer Lookup-Table zu digitalisieren. Besonderheiten treten nur dann auf, falls die Trefferbestimmung im Fall einer Zellkreuzung am Signaldraht erfolgt.

3.2.3 Trefferbestimmung bei Zellkreuzungen

Bei Zellkreuzungen am Signaldraht ergibt sich das Problem, daß durch die Form der Isochronen in diesem Bereich Mehrdeutigkeiten bei der Koordinatenbestimmung auftreten können (siehe Abbildung 3.7). Je nachdem, ob die Spur die Signaldrahtebene in der Zelle schneidet oder nicht, ergibt sich der Koordinatenpunkt des Clusters als Tangente an die Isochrone oder als Schnittpunkt zwischen Isochrone und der Mittelebene zwischen den Signaldrähten. Von vornherein würde man jedoch den erstgenannten Punkt als Treffer annehmen. Hier ist es wichtig, die Lage des Durchstoßpunktes der Spur durch die Signaldrahtebene zu ermitteln.

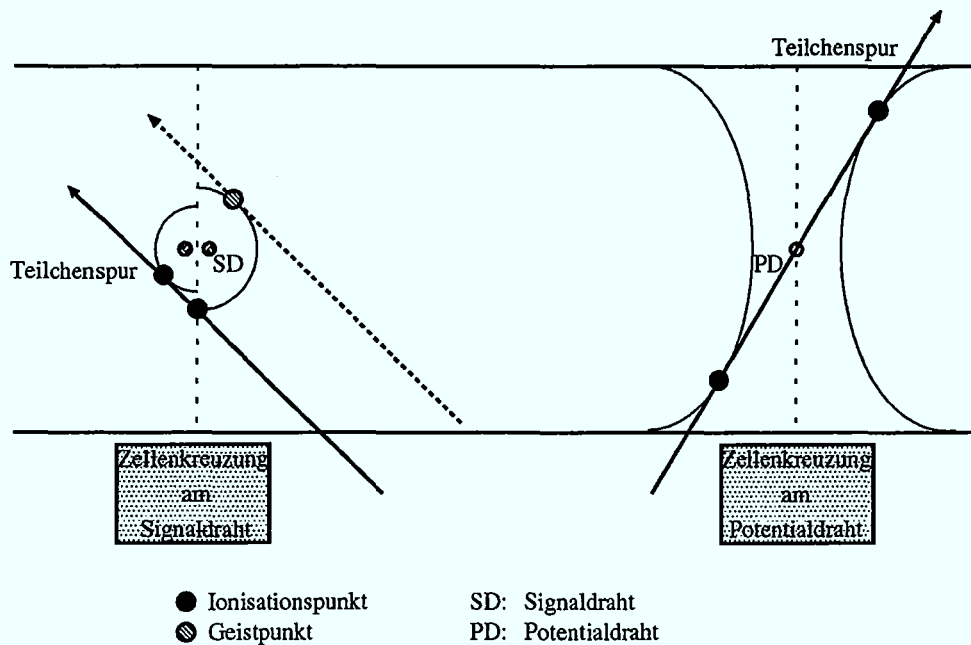


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Zellkreuzungen in einer Einzelebene

Im Falle von Zellkreuzungen am Potentialdraht ist die Koordinatenzuordnung wieder eindeutig, Ambiguitäten treten nicht auf.

3.3 Vorteile der Trefferbestimmung

Abbildung 3.8 zeigt das Treffermuster eines 4-Spur-Ereignisses in den Driftkammern. Eingezeichnet sind die Dimensionen der getroffenen Zellen, die trefferspezifischen Koordinatenpunkte sowie, besonders gekennzeichnet, zusätzliche Treffer in

einer Ebene durch Zellkreuzungen an Signal- und Potentialdrähten. Abbildung 3.8a zeigt dabei das gesamte Treffermuster, Abbildung 3.8b,c in der Vergrößerung Beispiele für die Trefferbestimmung an Signal- bzw. Potentialdraht. In c sind zur Verdeutlichung der Verschiebungsvektor zwischen den unkorrigierten Treffern nach konventioneller Methode und den winkelnkorrigierten nach der hier vorgestellten eingezeichnet.

Die Anzahl der zusätzlichen Treffer pro Spur durch die Berücksichtigung von Zellkreuzungen ist winkelabhängig und nimmt mit Betrag des Winkels zu.

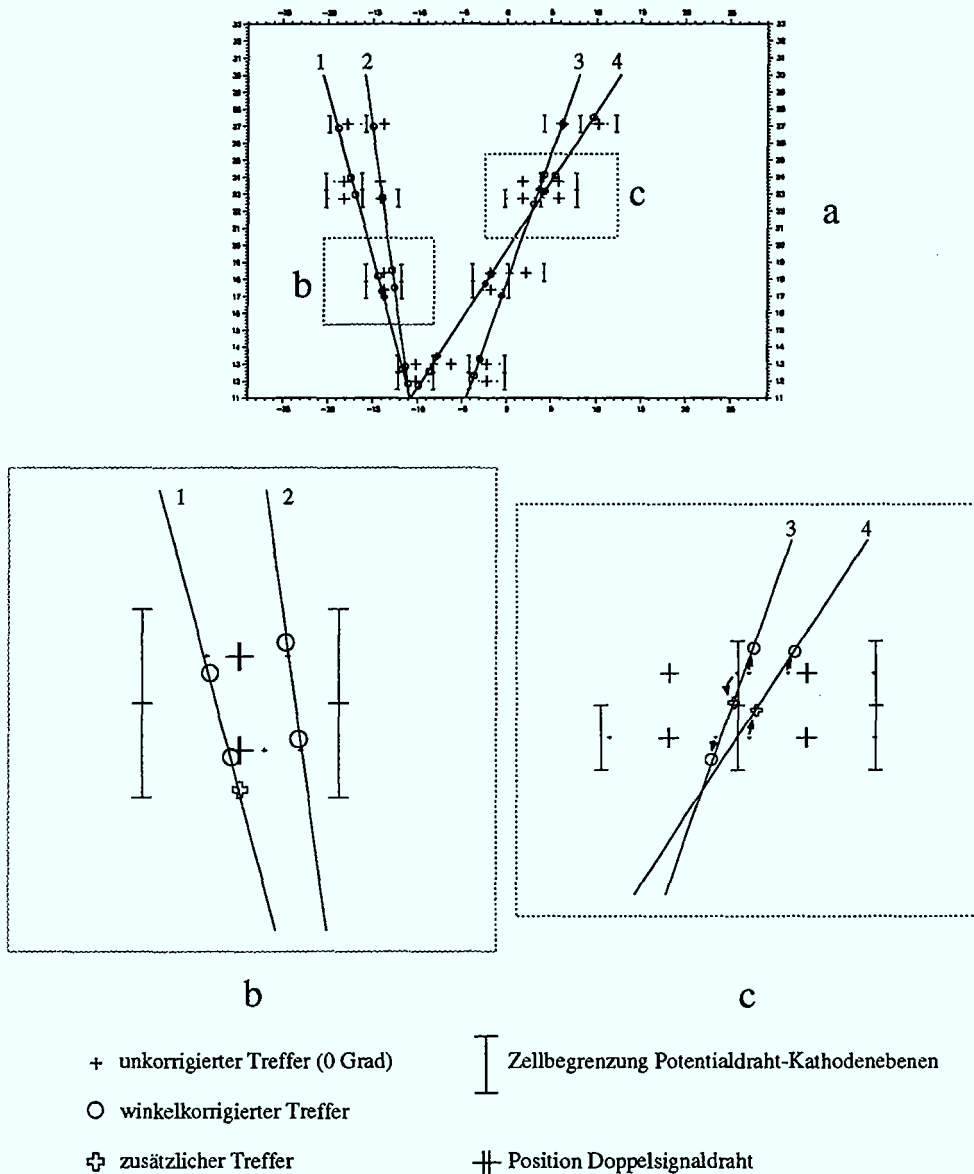
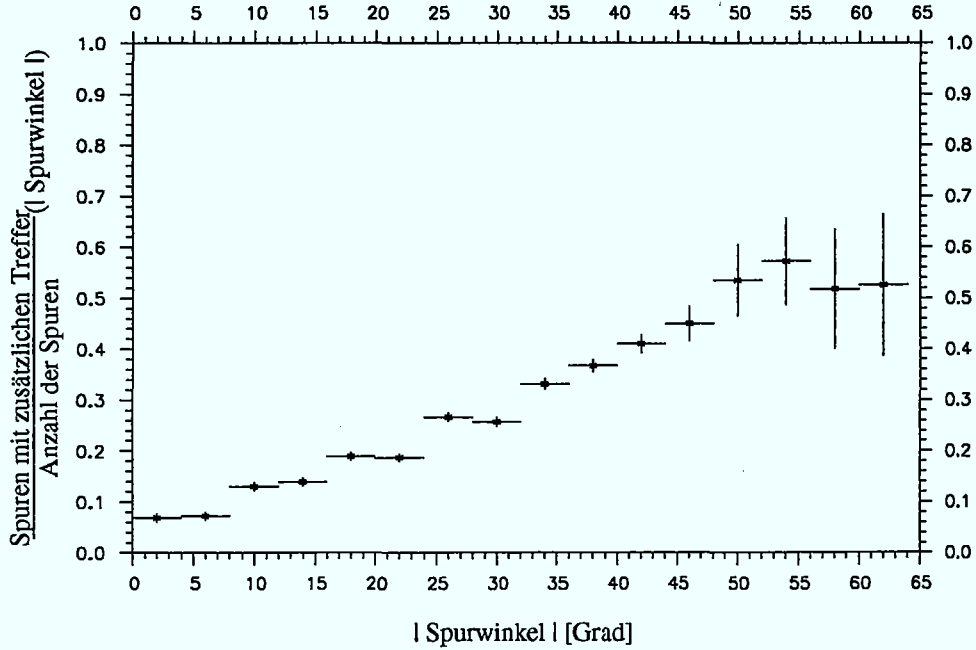


Abbildung 3.8: Treffermuster in den Driftkammern

Abbildung 3.9 zeigt die prozentuale Zunahme der Anzahl von Spuren, bei denen

zusätzliche Treffer durch die neue Methode gefunden werden konnten, als Funktion des Betrags des Spurwinkels. Es zeigt sich eine fast lineare Zunahme bis zu einem Spurwinkel von ca. 55 Grad, bei dem für fast 60% aller Spuren zusätzliche Treffer gefunden werden können. Darüber hinaus zeigt sich ein konstantes Verhalten. Für Großwinkelspuren liegen die Koordinaten im Falle von Kreuzungen am Potentialdraht im Bereich der Zellgrenzen, was eine genaue Koordinatenbestimmung durch die aus der Simulation bestimmten ‘lookup-tables’ erschwert.



Abbildungung 3.9: Zusatztreffer durch Berücksichtigung von Zellkreuzungen als Funktion des Winkels

Es ist deshalb notwendig, durch eine Adaption der theoretischen Isochronenverläufe mittels eines iteratives Eichverfahren die tatsächlichen Verhältnisse zu ermitteln. Das hierbei angewendete Verfahren soll im folgenden vorgestellt werden.

3.4 Anpassung der Tabellen

Die Anpassung der ‘lookup-tables’ wird für jede Ebene und jeden Zellentyp separat durchgeführt. Hierzu wird für ein vorliegendes Ensemble von Spuren für jeden Spurtreffer in einer Zelle die mittlere Abweichung $(\delta x(y), \delta z)$ der über $(t, \alpha) \rightarrow (x(y), z)$ zugeordneten Trefferkoordinate senkrecht zur Spur berechnet. Jedem $((t, \alpha)$ -Bin kann somit ein $(\delta x(y), \delta z)$ in einer Korrekturtabelle zugeordnet

werden.

Abbildung 3.10 zeigt in zweidimensionaler Darstellung die ermittelten Abweichungen für jeden $((t, \alpha)$ -Bin einer Einzelebene. Die 0° -Linie des Winkels liegt dabei in Bin 21.

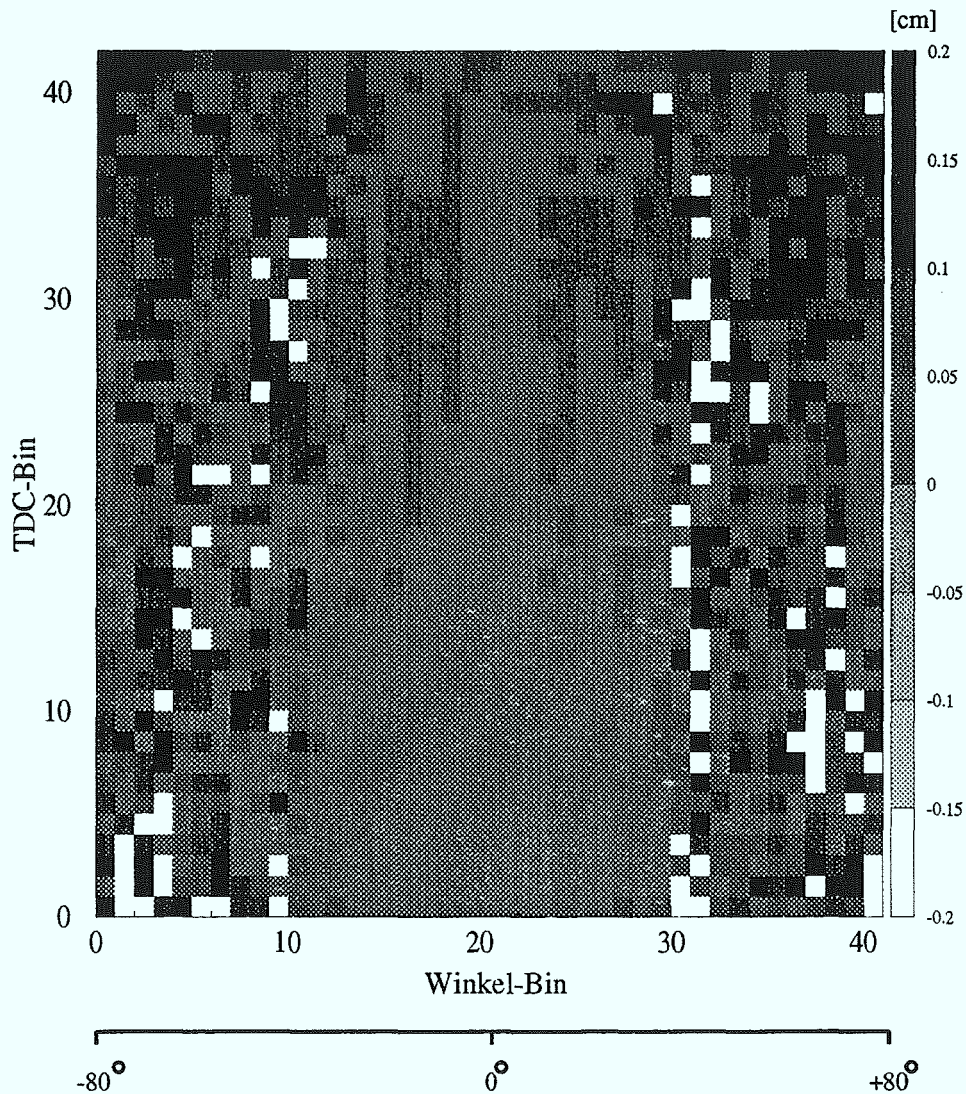


Abbildung 3.10: Anpassungstabelle für eine Einzelebene der Driftkammer

Man erkennt, daß insbesondere bei niedrigen bzw. hohen Winkel-Bins die Abweichungen zur theoretischen Lookup-Table groß sind (bis 2mm). Diese Winkelbereiche entsprechen Winkeln vom Betrag größer als ca. 50° . In Abbildung 3.3 erkennt man, daß für diese Winkel die Tangente an die getroffene Isochrone im Bereich der Drahtkathode liegt. Durch die Inhomogenität des elektrischen Feldes

in diesem Bereich ist eine theoretische Vorhersage der Trefferkoordinate hierbei mit großen Fehlern behaftet, da schon geringe Abweichungen der Kathodendrähte von der Sollage die Isochronenform entscheidend beeinflussen.

Da die Korrekturtabelle für jede Ebene separat ermittelt wird, können hiermit auch Abweichungen der Signaldrahtebene von der Sollposition berücksichtigt werden. Die Trefferzuordnung in der Zelle erhält damit die Form:

$$(t - t_{0,Zelle}, \alpha) \rightarrow (x(y) + \delta x(y), z + \delta z)$$

Die Korrektur bei Zellkreuzungen am Signaldraht muß aufgrund der Ambiguitäten nach dem obigen Verfahren separat durchgeführt werden.

Kapitel 4

Wirkungsquerschnitt

4.1 Definitionen

4.1.1 Totaler Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} einer Reaktion ist definiert über [WIL92]:

$$\sigma_{tot} = \frac{\dot{N}_R}{L}$$

mit

$\dot{N}_R$ – Zahl der Reaktionen pro Sekunde
 L – Luminosität

Die Luminosität L ist dabei ein Maß für die Trefferwahrscheinlichkeit von Strahl- und Targetteilchen.

Betrachtet man die insgesamt während einer Meßzeit gesammelten Ereignisse N_R so läßt sich der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} schreiben als:

$$\sigma_{tot} = \frac{N_R}{\int_{\text{Meßzeit}} L dt} = \frac{N_R}{\mathcal{L}} \quad (4.1)$$

wobei $\mathcal{L}$ als integrierte Luminosität bezeichnet wird.

4.1.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist definiert als:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\mathcal{L}} \cdot \frac{dN_R}{d\Omega}$$

Dabei ist $\frac{dN_R}{d\Omega}$ die Zahl Teilchen, die bei der Reaktion in das Raumwinkelement $d\Omega = d\phi \sin\theta d\theta$ gestreut wurden. Insbesondere gilt für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ wegen der Drehsymmetrie bezüglich der Strahlachse $d\Omega = 2\pi d(\cos\theta_{\Lambda}^*)$.

Damit läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt schreiben als:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\mathcal{L}} \cdot \frac{dN_R}{d(\cos\theta_{\Lambda}^*)} \quad (4.2)$$

Hierin ist $\frac{dN_R}{d(\cos\theta_{\Lambda}^*)}$ die Anzahl der in die Ringzone zwischen θ_{Λ}^* und $\theta_{\Lambda}^* + d\theta$ gestreuten Teilchen.

4.1.3 Berechnung der integrierten Luminosität

Die integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ ist abhängig von der Gesamtzahl $N_{\bar{p}}$ der einfallenden Antiprotonen auf die Targetfläche im betrachteten Energiebereich und von der Flächendichte N_T der Protonen im Target.

$$\mathcal{L} = N_{\bar{p}} \cdot N_T \quad (4.3)$$

Dabei berechnet sich die Flächendichte N_T aus:

$$N_T = \frac{n_p \cdot n_Z \cdot l_Z \cdot \rho_{CH_2} \cdot N_A}{A} \quad (4.4)$$

Dabei ist:

n_p	– Anzahl der freien Protonen im CH_2	$n_p = 2$
n_Z	– Anzahl der Targetzellen	$n_Z = 2$
l_Z	– Länge einer Targetzelle	$l_Z = (0.25 \pm 0.001) \text{ cm}$
ρ_{CH_2}	– Dichte CH_2	$\rho_{CH_2} = (0.92 \pm 0.005) \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
N_A	– Loschmidtsche Zahl	$N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$
A	– Masse eines Grammatoms CH_2	$A = 14.016 \text{ g}$

Zur Bestimmung des totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitts muß als Korrektur bei der Gesamtzahl $N_{\bar{p}}$ der einfallenden Antiprotonen auf die Targetfläche die Totzeit der Datenaufnahme berücksichtigt werden. Der Totzeitkorrekturfaktor ergibt sich als Quotient aus der Anzahl n_{acc} der von der Datenaufnahme akzeptierten neutralen Trigger und der Gesamtzahl n_{neu} der neutralen Trigger im betrachteten Energiebereich.

Für den Strahlimpuls von 1.949 GeV/c (1.992 GeV/c) ergibt sich ein Totzeitkorrekturfaktor von 0.4778 (0.6498). Bei einer Gesamtzahl von $N_{\bar{p}} = 4.82 \cdot 10^{10}$ ($N_{\bar{p}} = 3.66 \cdot 10^{10}$) Antiprotonen ergibt sich damit eine integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ von

$$\mathcal{L}^{1.949} = (911.4 \pm 6.2) \mu b^{-1} \quad (4.5)$$

für den Strahlimpuls von 1.949 GeV/c und für 1.992 GeV/c eine integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ von

$$\mathcal{L}^{1.992} = (941.2 \pm 6.4) \mu b^{-1}. \quad (4.6)$$

4.2 Monte-Carlo Untersuchungen

Bei der Bestimmung der Observablen des Experiments wie totaler und differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ stellt sich nach Reduktion der Daten das Problem, die zum Teil winkelabhängigen Verluste an Ereignissen durch endliche Detektorauflösung, Ineffizienzen der einzelnen Detektorelemente und des Auswerteprogramms zu korrigieren.

Zu diesem Zwecke werden Monte-Carlo Untersuchungen durchgeführt. Hierzu werden Ereignisse des oben genannten Typs mit perfekter Reaktionskinematik und isotroper räumlicher Verteilung generiert. Abbildung 4.1 zeigt anhand der Monte-Carlo Datensätze für die beiden Strahlimpulseinstellungen von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c die winkelabhängigen Akzeptanzverluste des Detektors und die Rekonstruktionseffizienzen des Auswerteprogramms.

Abbildung 4.1a zeigt dabei die Verteilung der isotrop im Raum generierten Monte-Carlo Daten. Durch Ausblendung nicht abgedeckter Raumwinkelbereiche des Detektors, zu frühe oder zu späte Λ -Zerfälle (Zerfallsteilchen nicht nachweisbar), von vorneherein nicht rekonstruierbare Spuren von Zerfallsteilchen, insbesondere Pionen unter großen Winkeln ($> 45^\circ$), werden Ereignisse als nicht rekonstruierbar verworfen und aus dem Datensatz entfernt (Abbildung 4.1b).

Zu diesen unvermeidlichen detektorbedingten Verlusten kommen die auswertebedingten. Durch Simulation der endlichen Detektorauflösung, d. h. , verrauschen der generierten Trefferkoordinaten in den Proportional- und Driftkammern und Berücksichtigung der Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Detektorelemente, werden die Detektoreinflüsse auf jedes einzelne Ereignis simuliert und somit aus den anfangs perfekten Daten ein 'realistischer' künstlicher Datensatz erzeugt. Mit diesem werden die Einflüsse des Auswerteprogramms und damit die Ereignisverluste bei der Datenreduktion untersucht. Im Auswerteprogramm kommt es hauptsächlich zu Ereignisverlusten durch Rekonstruktionsineffizienzen in den Proportional- und Driftkammern, wobei Teilchenspuren nicht rekonstruiert werden können. Dies kann darin begründet liegen, daß zum einen durch die endliche Auflösung des Detektors manche Treffer keiner Spur zugeordnet werden können, oder zum anderen, daß durch Fehlzuzuordnung der Treffer falsche Spuren rekonstruiert werden, und das Ereignis in der weiteren Auswertung verworfen wird. Abbildung 4.1c zeigt die Winkelverteilung der Monte-Carlo Daten vor der Baryonenidentifikation in den Magnetkammern. Die Abhängigkeit der Verteilung von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ ist ähnlich der in 4.1b, nur sind die Verluste wesentlich größer.

Als letztes treten Verluste durch die Magnetanalyse auf. Die Identifikation der Zerfallsteilchen wird in der Magnetanalyse anhand der Krümmung der Teilchenspur in den Magnetkammern (Bestimmung der Spursagitta S) durchgeführt (siehe Kapitel [4.3.5]). Da hierzu drei Treffer pro Spur in den Magnetkammern notwendig sind, kann es durch die endliche Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammern zu weiteren Ereignisverlusten kommen, falls die Sagitten mehrerer Zerfallsteilchen des Ereignisses nicht bestimmt werden können, und damit eine Baryonenidentifikation nicht mehr möglich ist.

Da die ursprünglich perfekte Raumwinkelverteilung der künstlichen Daten bekannt ist, kann dann eine Korrektur des experimentellen Datensatzes erfolgen.

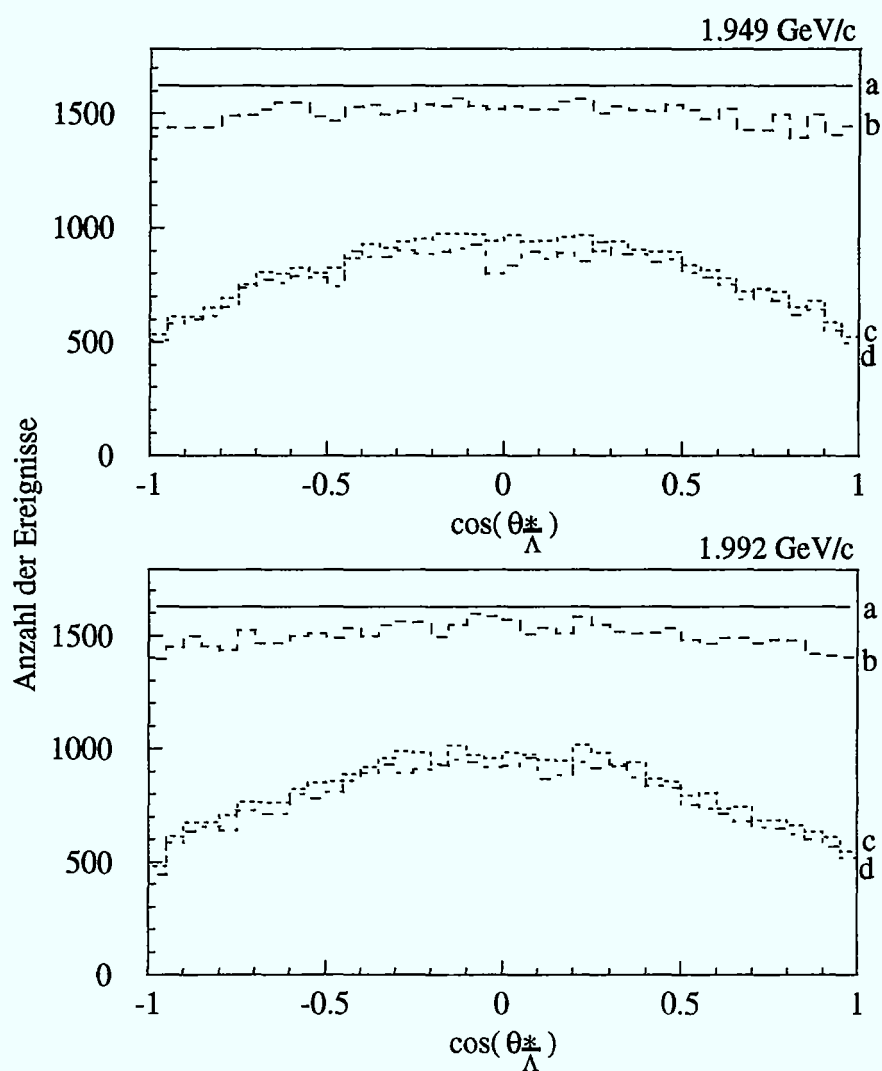


Abbildung 4.1: Monte-Carlo Daten:

Totale Akzeptanz des Detektors und Rekonstruktionseffizienz des Auswertprogramms als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für die beiden Strahlpulse von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c

a – Ausgangsdaten

b – abzüglich Detektorverluste durch zu frühe oder zu späte Zerfälle und Pionen unter zu großen Winkeln

c – abzüglich Verluste durch Programmineffizienzen bis zur Magnetanalyse

d – abzüglich Verluste durch Magnetanalyse

4.3 Korrekturen

4.3.1 Monte-Carlo Akzeptanzkorrekturen

Zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts werden die vom Auswerteprogramm ohne Magnetanalyse ermittelten $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse herangezogen, da eine Baryonenidentifikation hierbei nicht notwendig ist. Bei diesen Ereignissen erfolgt eine Monte-Carlo Korrektur in $|\cos(\theta_{\Lambda}^*)|$. Die winkelabhängige Korrekturfunktion ergibt sich aus dem Verhältnis von Abbildung 4.1a zu Abbildung 4.1c. Abbildung 4.2 zeigt die an die Daten angefitzte Korrekturfunktion (Polynom 2. Ordnung) für die beiden Strahlimpulse von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c.

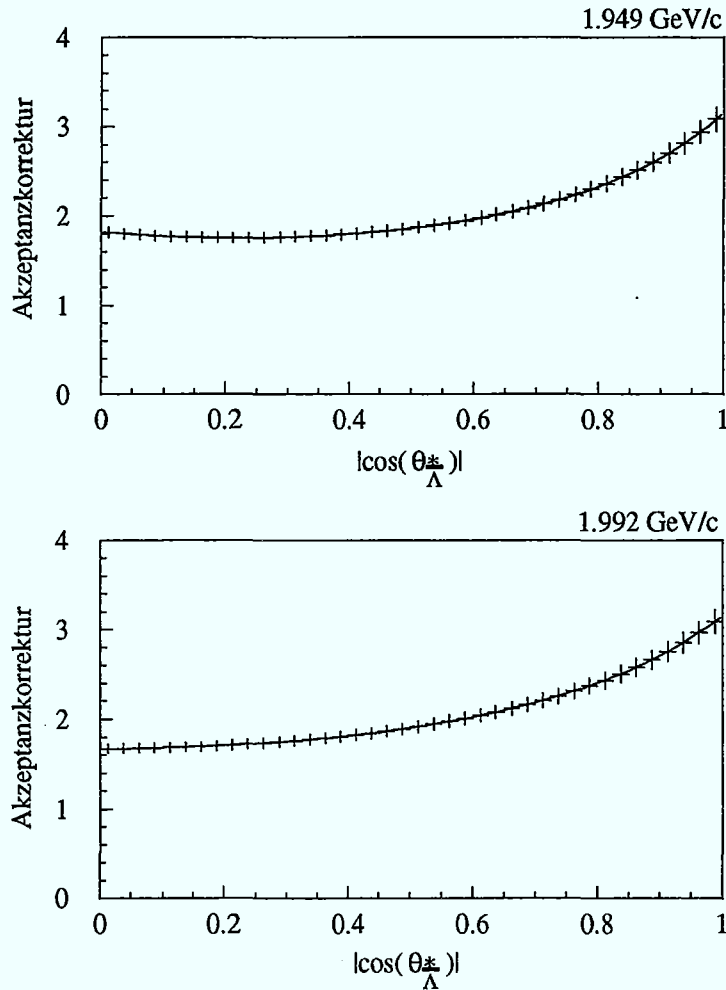


Abbildung 4.2: Akzeptanzkorrektur des totalen Wirkungsquerschnitts als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für die beiden Strahlimpulse von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c

Zur Ermittlung des differentiellen Wirkungsquerschnitts muß auch der Einfluß der Magnetanalyse auf die Winkelverteilung der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse berücksichtigt werden. Die in Abbildung 4.3 angefitzte Korrekturfunktion (Polynom 2. Ordnung) ergibt sich dabei aus dem Verhältnis von Abbildung 4.1a zu Abbildung 4.1d.

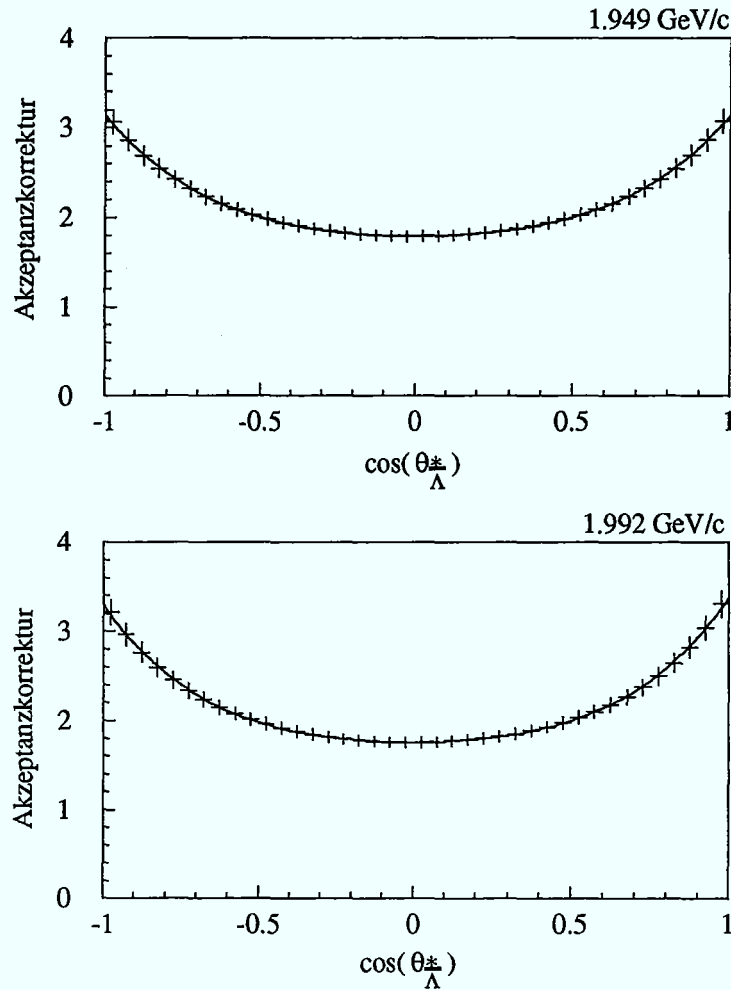


Abbildung 4.3: Akzeptanzkorrektur des differentiellen Wirkungsquerschnitts als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für die beiden Strahlimpulse von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c

4.3.2 Einfluß von δ -Elektronen (e_{δ}^-)

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch Materie kann es entlang der Spur aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung zur Erzeugung von sogenannten δ -Elektronen (e_{δ}^-) kommen. Es handelt sich hierbei um Hüllenelektronen, die, falls die übertragene Energie größer als die Ionisationsenergie ist, das Molekül

verlassen. Das Ionisationspotential I ist näherungsweise durch $I = 16Z_{med}^{0.9} \text{ eV}$, mit Z_{med} = Molekülladung, gegeben [RPP88] und im Falle von Polyäthylen (CH_2) etwa 172 eV.

Für einen Primärimpuls von etwa 2 GeV kann man die Wechselwirkung von Strahlantiprotonen mit den Hüllenelektronen im Target als Streuung an quasi freien Elektronen auffassen; die Anzahl dN der pro Weeinheit dz mit einer kinetischen Energie $T+dT$ erzeugten e_s^- ist im Falle von Spin-1/2-Teilchen gegeben durch [RPP88]:

$$\frac{d^2 N}{dT dz} = \frac{1}{2} D \left(\frac{Z_{med}}{A_{med}} \right) \left(\frac{Z_{inc}}{\beta} \right)^2 \rho_{med} \frac{1}{T^2} \left(1 - \beta^2 \frac{T}{T_{max}} + \frac{1}{2} \left(\frac{T}{E_{inc}} \right)^2 \right) \quad (4.7)$$

Dabei ist

- D Konstante, $D = 0.3071 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$
- Z_{med} Molekülladung des Mediums ($Z_{\text{CH}_2} = 8$)
- A_{med} Massenzahl des Mediums ($A_{\text{CH}_2} = 14.016$)
- ρ_{med} Dichte des Mediums ($\rho_{\text{CH}_2} = (0.92 \pm 0.005) \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$)
- Z_{inc} Ladung des Primärteilchens
- M_{inc} Masse des Primärteilchens
- E_{inc} Gesamtenergie des Primärteilchens
- β $\beta = \frac{\sqrt{E_{inc}^2 - M_{inc}^2}}{E_{inc}}$, Geschwindigkeit des Primärteilchens
- T_{max} maximal auf das e_s^- übertragbare kinetische Energie

Die Konstante D berechnet sich dabei über $D = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$, mit N_A = Avogadrokonstante, r_e = klassischer Elektronenradius und m_e = Masse des Elektrons.

Aus der relativistischen Zweiteilchen-Kinematik erhält man für T_{max}

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M_{inc}} + \left(\frac{m_e}{M_{inc}} \right)^2} \quad (4.8)$$

mit $\gamma = \frac{E_{inc}}{M_{inc}}$. Gleichung 4.7 errechnet sich aus der Rosenbluth-Gleichung für den elastischen Wirkungsquerschnitt in der Proton-Elektron-Streuung, die neben den Spins von Projektil und Target auch die Anomalie des magnetischen Moments des Protons durch Formfaktoren für den magnetischen und elektrischen Teil der Wechselwirkung berücksichtigt [PER91]. Im Falle eines Primärimpulses von etwa 2 GeV kann Gleichung 4.7 durch eine Hochenergienäherung vereinfacht werden (T_{max} einige MeV und E_{inc} einige GeV):

$$\frac{d^2 N}{dT dz} = \frac{1}{2} D \left(\frac{Z_{med}}{A_{med}} \right) \left(\frac{Z_{inc}}{\beta} \right)^2 \rho_{med} \frac{1}{T^2} \left(1 - \beta^2 \frac{T}{T_{max}} \right)$$

$$= C \cdot \frac{1}{T^2} \left(1 - \beta^2 \frac{T}{T_{max}} \right) \quad (4.9)$$

Durch Integration von Gleichung 4.9 erhält man die in einem Energieintervall $[T_1, T_2]$ auf einer Strecke Δz erzeugten e^- :

$$N = C \cdot \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} + \frac{\beta^2}{T_{max}} \ln \left(\frac{T_1}{T_2} \right) \right) \cdot \Delta z \quad (4.10)$$

Über die Reaktionskinematik läßt sich nun für jede kinetische Energie T der e^- ein Emissionswinkel θ_{Lab} bezüglich der Antiprotonenspür errechnen,

$$\cos^2(\theta_{Lab}) = \frac{\bar{\gamma}(T + m_e) - E_{cms}^e}{\bar{\gamma}\beta\sqrt{2m_e T + T^2}} \quad (4.11)$$

mit $\bar{\gamma} = \frac{E_{lab}^{ges}}{E_{cms}^{ges}}$, $\bar{\gamma}\beta = \frac{p_{inc}}{E_{cms}^{ges}}$, p_{inc} , E_{ges}^e , Eingangsimpuls und Gesamtenergie; E_{cms}^e , CMS-Gesamtenergie des e^- .

Über

$$R = aT \left(1 - \frac{b}{1 + cT} \right) \cdot \frac{1}{\rho_{med}} \quad (4.12)$$

mit $a = 0.55 \text{ mg cm}^{-2} \text{ keV}^{-1}$, $b = 0.9841$, $c = 0.003 \text{ keV}^{-1}$, läßt sich nach [WEB64] die praktische Reichweite R der Elektronen in Materialien der Dichte ρ_{med} errechnen, bei der 90–95 % der Elektronen gestoppt werden.

Die in einem Intervall $z + \Delta z$ erzeugten e^- können nun in Abhängigkeit von ihrer kinetischen Energie und damit der nach 4.12 korrelierten praktischen Reichweite im Targetmedium das Target verlassen, falls die praktische Reichweite größer ist als die unter dem Winkel $\theta_{Lab}(T)$ gegebene geometrische Strecke. Je nach Emissionswinkel $\theta_{Lab}(T)$ kann dabei das erzeugte e^- die Targetzelle unter Auslösung eines Antitrigger in den $S2/i$ -Szintillatoren verlassen oder strahlabwärts einen weiteren $S3/i$ -Szintillator treffen, was aufgrund der in Kapitel [2.3] dargestellten Triggerlogik zu einer Targetzellenfehlzuordnung führt.

Abbildung 4.4 zeigt dabei schematisch für ein Intervall $z + \Delta z$ die Winkelbereiche bzw. Bereiche der kinetischen Energie in denen das e^- einen Antitrigger im Target auslösen ($[T_2, T_{max}]$), bzw. in denen eine Zellenfehlzuordnung aufgrund eines Treffers im $S3/i$ ($[T_1, T_2]$) erfolgen kann. Die im Energieintervall $[0, T_1]$ erzeugten

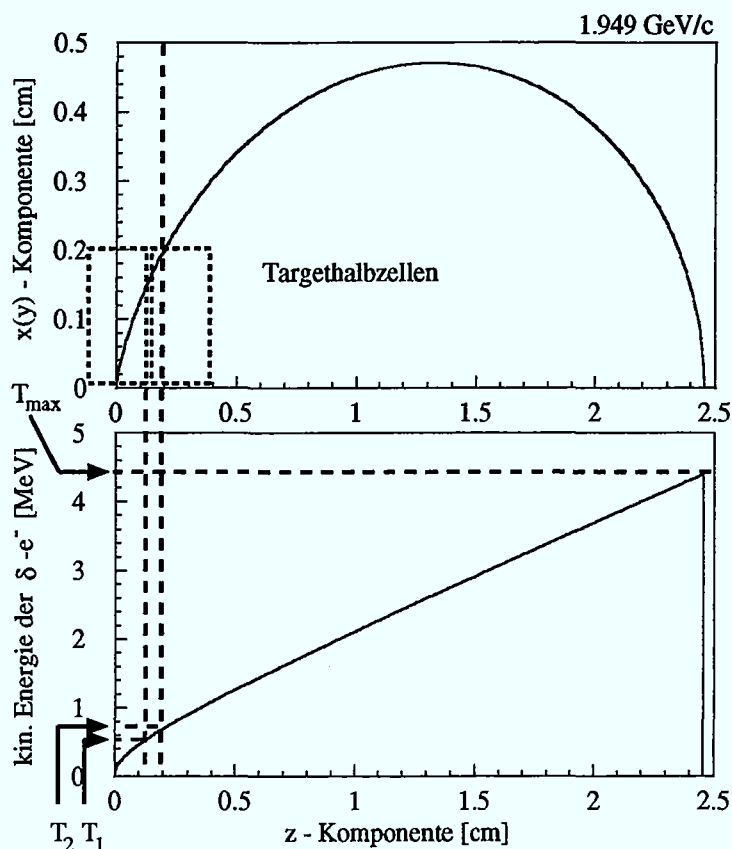


Abbildung 4.4: Effektive Reichweite der e_{δ}^{-} in CH_2 für den Strahlimpuls von $p_{\bar{p}}=1.949$ GeV/c; einskizziert sind die geometrischen Dimensionen der CH_2 -Zellen und die Integrationsgrenzen zur Berechnung der Verluste und Targetfehlzuordnungen

e_{δ}^{-} werden in der betrachteten Zelle gestoppt und können diese nicht verlassen. Wie zu erkennen, ist die kinetische Energie T_1 variabel, abhängig vom e_{δ}^{-} Erzeugungspunkt entlang z ; T_2 , T_{max} sind feste Größen und im Falle der CH_2 -Zelle für die beiden effektiven Strahlimpulseinstellungen:

$$\begin{aligned} T_2^{1.9476} &= 0.691 \text{ MeV} \\ \theta_{2,Lab}^{1.9476} &= 45.16^\circ \\ T_{max}^{1.9476} &= 4.392 \text{ MeV} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_2^{1.9906} &= 0.688 \text{ MeV} \\ \theta_{2,Lab}^{1.9906} &= 45.45^\circ \\ T_{max}^{1.9906} &= 4.588 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Teilt man die Targetzelle in Intervalle der Größe Δz auf, ergibt sich die Anzahl der durch e_s^- erzeugten Antitrigger bzw. Zellenfehlzuordnung durch Summation von Gleichung 4.10 über die Länge der Zelle. Vernachlässigt man dabei Effekte wie Mehrfachstreuung und Ansprechwahrscheinlichkeit der Szintillatoren, ergibt sich für die beiden Strahlimpulseinstellungen als Wahrscheinlichkeit P_{Anti} pro Strahlantiproton Antitrigger aufgrund von e_s^- zu erzeugen:

$$P_{Anti}^{1.9476} = 2.17\% \quad (4.13)$$

$$P_{Anti}^{1.9906} = 2.20\% \quad (4.14)$$

Für die Wahrscheinlichkeit P_{Fehl} der Fehluordnung ergibt sich:

$$P_{Fehl}^{1.9476} = 2.91\% \quad (4.15)$$

$$P_{Fehl}^{1.9906} = 2.87\% \quad (4.16)$$

Aus 4.13 und 4.14 ergibt sich damit als Korrekturfaktor für die Anzahl der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse bei den beiden Strahlimpulseinstellungen von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c:

$$k_s^{1.949} = 1.0217 \quad (4.17)$$

$$k_s^{1.992} = 1.0220 \quad (4.18)$$

4.3.3 Target-Flußkorrektur

Während für die erste Targetzelle die Verluste durch e_s^- nur durch die im vorhergehenden Kapitel [4.3.2] beschriebene Berechnung abgeschätzt werden können, lassen sich die Verluste für die zweite Zelle mit Hilfe des in Kapitel [2.3] beschriebenen 'beam Triggers' anhand der aufgenommenen Daten korrigieren.

Da bei dieser Triggereinstellung nur von Belang ist, ob ein Strahlteilchen eine Zelle erreicht hat, kann anhand des Zählratenunterschieds von Zelle 2 bzgl. Zelle 1 bei Strahlereignissen eine Flußkorrektur der neutralen Ereignisse für die zweite Zelle bezogen auf die erste durchgeführt werden. Die Flußkorrektur wird für jeden

Datensatz separat durchgeführt und berücksichtigt auch Ereignisverluste durch Fehljustage von Zelle 2 bezüglich Zelle 1.

Im Mittel ergibt sich für die zweite Zelle ein Flußkorrekturfaktor von:

$$\bar{k}_f^{1.949} = 1.035 \quad (4.19)$$

$$\bar{k}_f^{1.992} = 1.032 \quad (4.20)$$

4.3.4 Verzweigungsverhältnis

Die in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ erzeugten $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Teilchen können neben dem geladenen Kanal $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$) auch in neutrale Kanäle wie $n\pi^0$ oder $n\gamma$ zerfallen, die im Detektor nicht nachweisbar sind. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Teilchen in den geladenen Kanal zerfällt ist nach [RPP94] (0.639 ± 0.005) . Die Gesamtwahrscheinlichkeit für den Zerfall $\bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^- p\pi^+$ ist damit (0.4083 ± 0.0064) . Aus dem Verzweigungsverhältnis ergibt sich ein Korrekturfaktor k_ϵ für den totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ von

$$k_\epsilon = 2.449 \pm 0.042 \quad (4.21)$$

4.3.5 Baryonenidentifikation

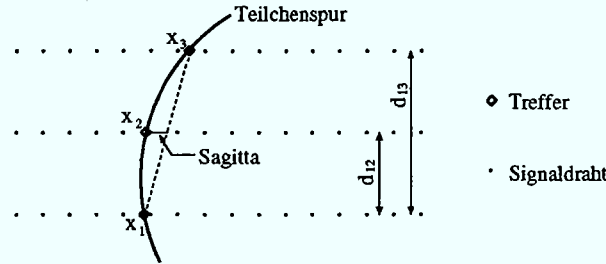


Abbildung 4.5: Baryonenidentifikation durch Bestimmung der Sagitta in den Magnetkammern

Wie in Kapitel [4.2] dargelegt, treten bei der Baryonenidentifikation Ereignisverluste auf. Wie erwähnt, wird die Identifikation der Zerfallsteilchen in der Magnetanalyse anhand der Krümmung der Teilchenspurausgangspunkt in den Magnetkammern durch Bestimmung der Spursagitta S durchgeführt (Abbildung 4.5).

$$S = x_1 - x_2 + (x_3 - x_1) \cdot \frac{d_{12}}{d_{13}} \quad (4.22)$$

Wie Abbildung 4.5 und Gleichung 4.22 zeigen, sind zur Bestimmung der Spursagitta in den Magnetkammern drei Treffer pro Spur erforderlich. Durch die endliche Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammern kommt es zu Ereignisverlusten, falls die Sagitten mehrerer Zerfallsteilchen des Ereignisses nicht bestimmt werden können, und damit eine Baryonenidentifikation nicht mehr möglich ist.

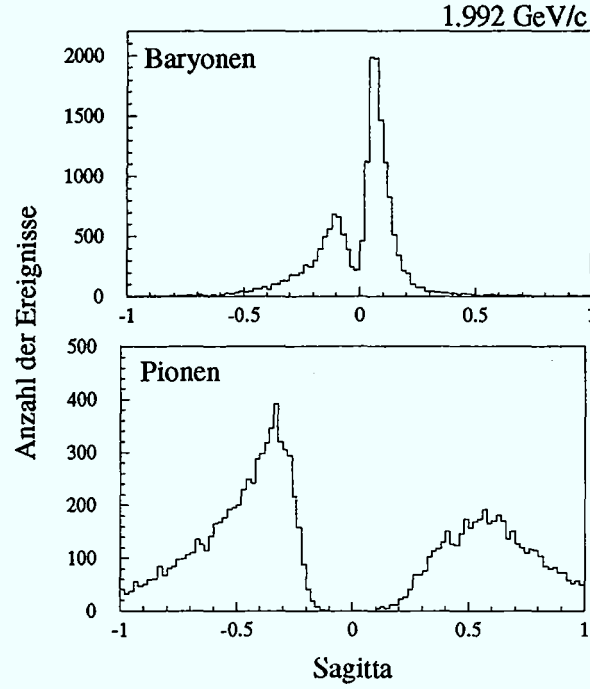


Abbildung 4.6: Sagittaverteilung für die Zerfallsbaryonen und -pionen

Abbildung 4.6 zeigt die Sagittaverteilung für die Zerfallsbaryonen und Pionen am Beispiel der Daten für den Strahlimpuls von 1.992 GeV/c. Die Messungen der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ zeigen, daß die $\bar{\Lambda}$ vorwiegend mit größtmöglichen Laborimpulsen erzeugt werden und somit die Spursagitten der $\bar{p}$ und π^- aufgrund dieser Impulseinteilung im Betrag kleiner sind als die Zerfallsteilchen des Λ . Dieser Sachverhalt spiegelt sich in der Asymmetrie der Sagittaverteilung für die Zerfallsprotonen und -pionen wieder.

Neben der Spursagitta der Zerfallsteilchen wird für jedes Ereignis als entscheidende Größe bei der Baryonenidentifikation die sog. Doppelsagittadifferenz (DSD) gebildet. Legt man für den für den Zerfall der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Teilchen die Nomenklatur

$$\Lambda_1 \rightarrow p_1\pi_1, \text{ sowie } \Lambda_2 \rightarrow p_2\pi_2$$

fest, so ist die DSD über die einzelnen Teichensagitten definiert als:

$$DSD = S_{p_1} - S_{\pi_1} - S_{p_2} + S_{\pi_2} \quad (4.23)$$

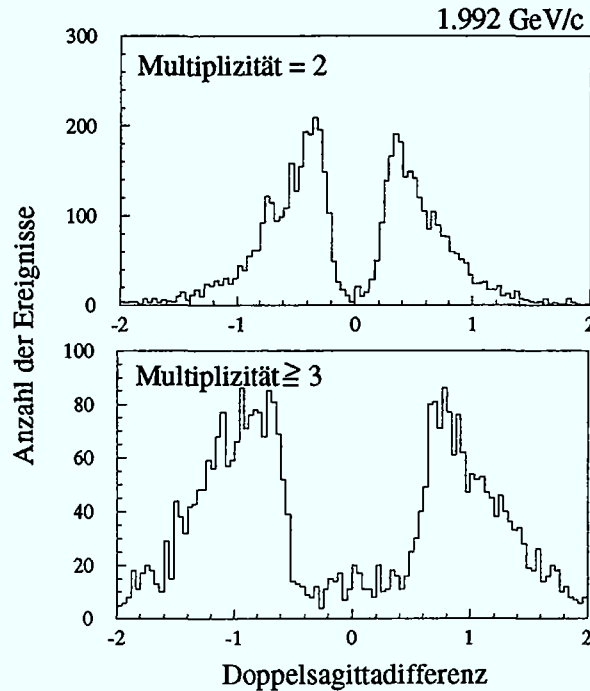


Abbildung 4.7: Verteilung der Doppelsagittadifferenz für Multiplizitäten ≥ 2

Es ist aus Gleichung 4.23 unmittelbar ersichtlich, daß die DSD im Betrag mit der Anzahl der ladungsidentifizierten Teilchen wächst. Wie Abbildung 4.7 am Beispiel der Multiplizitäten ≥ 2 zeigt, ist dies im Mittel auch der Fall; daß in diesen Verteilungen trotzdem Werte für den Betrag der DSD um Null auftreten, liegt an $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignissen mit fehlerhafter Ladungszuordnung im Magneten.

Dieser Sachverhalt wird durch Abbildung 4.8 verdeutlicht. Hier sind für die Zerfallsprotonen und -pionen die Sagitten der entsprechenden Teilchen für Ereignisse mit Multiplizität 4 als Scatterplot gegeneinander aufgetragen. Wie zu erkennen ist, wird bei einem Teil der ausgewerteten Ereignisse den sich entsprechenden Zerfallsteilchen das gleiche Vorzeichen bei der Ladungsidentifikation zugeordnet (Eintrag in den Quadranten b und c). Für ein Ereignis dieser Art resultiert ein Eintrag bei der DSD um Null; eine eindeutige Zuordnung der Zerfallsvertices über die DSD bei diesen Ereignissen ist ohne ein entsprechendes Korrekturverfahren nicht möglich.

Widersprüche bei der Teilchenidentifikation können ab einer Multiplizität von zwei erkannt werden und liegen allgemein dann vor, wenn Zerfallsteilchen der gleichen Art oder eines Zerfallsvertex das gleiche Ladungsvorzeichen zugeordnet

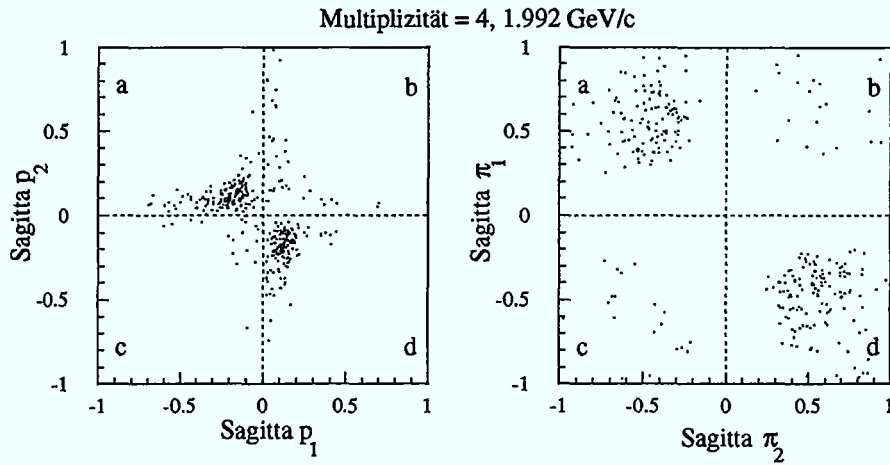


Abbildung 4.8: Scatterplots der Sagitten für Protonen und Pionen bei Ereignissen der Multiplizität 4

wird.

Aus einer fehlerhaften Teilchen-Antiteilchen Zuordnung resultiert eine Verfälschung der Winkelverteilung der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse die, wie in [ZIO92] gezeigt, vor allem für den Rückwärtsanstieg im differentiellen Wirkungsquerschnitt verantwortlich ist.

Abbildung 4.9 verdeutlicht den Einfluß von Teilchenfehlinterpretationen auf die Winkelverteilung der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse für den Strahlimpuls von 1.992 GeV/c. Die Aufteilung der Verteilung in Ereignisse ohne und mit Widersprüche zeigt deutlich, daß der Rückwärtsanstieg der Ursprungsverteilung hauptsächlich durch Ereignisse mit widersprüchlicher Teilchenidentifikation zurückgeführt werden kann. Dennoch ist auch bei Ereignissen ohne Widersprüche ein signifikanter, wenn auch geringer, Rückwärtsanstieg zu erkennen.

Durch ein von [ZIO92] entwickeltes Korrekturverfahren lassen sich die Widersprüche bei der Ladungszuordnung größtenteils korrigieren. Für die Multiplizitäten ≥ 3 wird dabei das sogenannte 'event by event' Verfahren angewendet. Unter der Annahme, daß bei Widersprüchen in der Ladungszuordnung nur eine der ermittelten Sagitten falsch ist, wird die als falsch erkannte Sagitta aus der Ermittlung der *DSD* ausgeschlossen. Es ist hiermit bei Ereignissen mit Multiplizität 3 immer, bei Multiplizität 4 in 85% der Fälle möglich, die *DSD* für das entsprechende Ereignis zu korrigieren. Abbildung 4.10 zeigt die Winkelverteilung der koorrigierten, ursprünglich ladungswidersprüchlichen Ereignisse. Ereignisse der Multiplizität 4, bei der alle Sagitten das gleiche Vorzeichen aufweisen, können durch das genannte Verfahren nicht korrigiert werden.

Ereignisse, bei denen Widersprüche durch das oben beschriebene Korrekturverfahren nicht beseitigt werden konnten, wurden bei der Ermittlung der Winkelverteilung der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Teilchen von der Auswertung ausgeschlossen. Da es sich bei

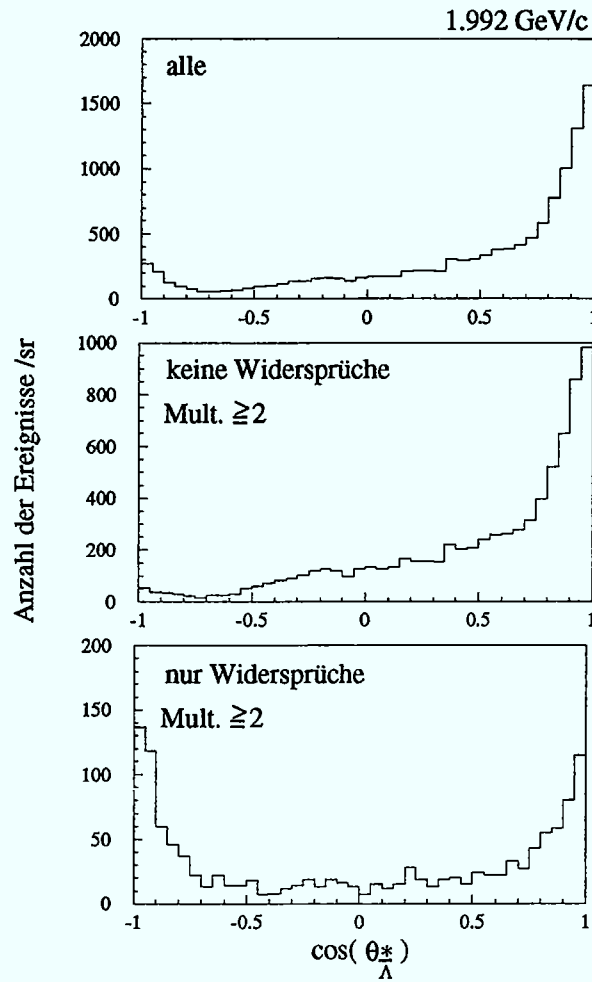


Abbildung 4.9: Winkelverteilung für Ereignisse mit widersprüchlicher Teilchenzuordnung nach der Magnetanalyse

diesen Ereignissen jedoch um $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse mit nur fehlerhafter Teilchenidentifizierung handelt, werden diese zur Ermittlung des totalen Wirkungsquerschnitts mitverwandt.

4.3.6 Statistik der korrigierten Ereignisse

Aus den in diesem Kapitel ermittelten Korrekturfaktoren und -funktionen können nun der totale und differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ ermittelt werden.

Die folgende Tabelle zeigt dabei den Einfluß der einzelnen Korrekturen auf den bis zur Baryonenidentifikation reduzierten Datensatz zur Ermittlung des totalen

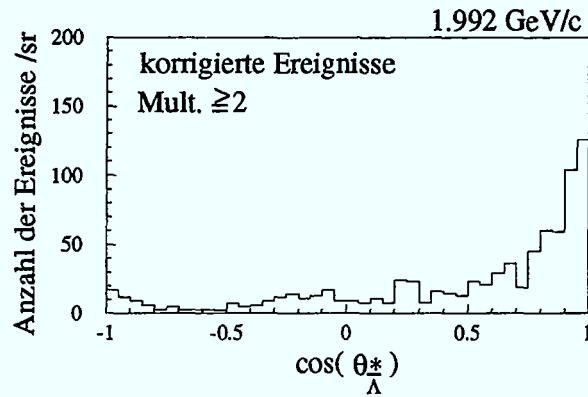


Abbildung 4.10: Winkelverteilung für Ereignisse mit korrigierter Teilchenzuordnung nach der Magnetanalyse

Wirkungsquerschnitts.

	1.949 GeV/c	1.992 GeV/c
N_R^0	13169	13533
$N_R^{0,m} = N_R^0 \cdot k_m$	30469	31621
$N_R^{0,m,\delta} = N_R^0 \cdot k_m \cdot k_\delta$	31129	32317
$N_R^{0,m,\delta,f} = N_R^0 \cdot k_m \cdot k_\delta \cdot k_f$	31676	32843
$N_R^{0,m,\delta,f,\epsilon} = N_R^0 \cdot k_m \cdot k_\delta \cdot k_f \cdot k_\epsilon$	77577	80434

Zur Tabelle:

- 0 Ursprungsdaten
- m Monte-Carlo korrigiert
- δ e_s^- korrigiert
- f flußkorrigiert
- ϵ Korrektur bzgl. Verzweigungsverhältnis

4.4 Missing-Mass Untersuchungen

Beruhend auf den von Dalitz in [DAL53] durchgeführten Untersuchungen zum Auffinden von Resonanzen in Drei-Teilchen-Endzuständen, wurde von [SEF91] das Missing-Mass Verfahren zur Reaktionsidentifizierung in die Auswertung integriert. Es kann zudem in einer Reanalyse der Daten unter Berücksichtigung der durch den kinematischen Fit getroffenen Auswahl zur Überprüfung des Ergebnisses benutzt werden.

In der kinematischen Fitroutine wird versucht, ein vorliegendes Ereignis als ei-

nes des gesuchten Typs $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ zu identifizieren. Es hängt dabei auch von der Güte der Spursuchroutine ab, inwieweit andere Reaktionskanäle oder Untergrundereignisse fälschlicherweise als $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse interpretiert werden.

Das Auswerteprogramm EVAL arbeitet zur Spursuche mit zwei verschiedenen Spursuchmethoden. In der sogenannten 'PASS1' Spursuche werden alle in den Kammern zu einer Spur gefundenen Treffer nur dieser Spur zugeordnet und stehen bei einem weiteren Durchlauf der Suchroutine nicht mehr zur Verfügung.

Bei der als 'PASS2' benutzten Spursuchmethode wird diese Restriktion aufgehoben. Wird mit 'PASS1' kein $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignis gefunden, so kann in der 'PASS2' Spursuche jeder Teffer in den Kammern mehreren Spuren zugeordnet werden, um Verluste durch Effekte wie Spurkreuzungen zu beheben.

Dieses Verfahren erhöht drastisch die Anzahl von Spuren zu jedem Ereignis. Es können hierbei von zufälligen Trefferkombinationen Spuren vorgetäuscht werden, die im kinematischen Fit dazu führen, daß das vorliegende Ereignis fälschlicherweise als $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignis eingeordnet wird.

Mit der Missing-Mass Methode steht ein Hilfsmittel zur Verfügung, die anhand des kinematischen Fits gefundenen $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse mit einem weiteren Kriterium auf ihre Vertrauenswürdigkeit zu überprüfen.

Die Methode ist in [SEF91] für das Experiment genauestens beschrieben und soll hier nur kurz skizziert werden.

Betrachtet man eine Reaktion der Form

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + x$$

so kann bei bekannter totaler Eingangsenergie

$$S = (\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \quad (4.24)$$

und dem aus der Messung rekonstruierten Viererimpuls $\mathcal{P}_3$ ($\mathcal{P}_4$) bei hypothetischer Annahme der Teilchenmasse m_3 (m_4) die fehlende Masse des Restsystems $4+x$ ($3+x$) der übrigen Reaktionsprodukte berechnet werden.

Die Missing-Mass des Restsystems berechnet sich dabei nach der Formel

$$\begin{aligned} M_{4+x(3+x)}^2 &= (\mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2 - \mathcal{P}_{3(4)})^2 \\ &= (E_1 + E_2 - E_{3(4)})^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_{3(4)})^2 \end{aligned} \quad (4.25)$$

Die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse zeichnen sich u. a. dadurch aus, daß sie aus zwei Zerfallsvertices bestehen. Vom Auswerteprogramm werden zu jedem Ereignis in der Regel verschiedene Vertexkombinationen gefunden, die mit Hilfe des kinematischen Fits bewertet werden. Die Vertexkombination mit dem besten Fitergebnis für das Ereignis wird als $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Kandidat für die weitere Auswertung benutzt.

Trägt man in einem Scatterplot die nach 4.25 berechneten Missing-Mass Quadrate für jede Vertexkombination eines Ereignisses, das als $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignis identifiziert

werden konnte, gegeneinander auf, so sollte sich eine Anhäufung beim Λ -Massenquadrat (1.2446 GeV^2) zeigen.

Abbildung 4.11 und 4.12 zeigt die Scatterplots der Missing-Mass Quadrate und deren Projektion für 50% der Daten beim Strahlimpuls von $1.992 \text{ GeV}/c$ (aus [SAC95]). Es wurden alle Vertexkombinationen der Ereignisse berücksichtigt, deren bestes Fittergebnis im $\bar{\Lambda}\Lambda$ - oder $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ -Fit $\chi^2 \leq 10$ war. Abbildung 4.11 zeigt dies für nur über 'PASS1' gefundene Ereignisse, Abbildung 4.12 für die restlichen Ereignisse des gleichen Datensatzes, die nur mit 'PASS2' gefunden wurden.

Auffällig ist die teilweise Clusterung von Einträgen im Scatterplot der Missing-Mass Quadrate in Abbildung 4.12. Diese sind dadurch begründet, daß bei Ereignissen mit überproportional vielen Driftkammertreffern über die 'PASS2' Spur- und Vertexsuche teilweise bis auf wenige Treffer identische Spuren und damit fast gleiche Vertices gebildet werden, deren Einträge im Missing-Mass Plot eng beieinander liegen.

Weiter ist zu erkennen, daß das deutliche Signal im Bereich des Λ -Massenquadrats in Abbildung 4.11 für die über den 'PASS2' zusätzlich gefundenen Ereignisse in Abbildung 4.12 nicht vorhanden ist. Dies ist u.a. durch den erhöhten Untergrund an Vertexkombinationen zu erklären, die durch die drastisch erhöhte Anzahl der von der Suchroutine vorgelegten Spuren in den Kammern gebildet werden können.

Die Wahrscheinlichkeit, daß zufällig gebildete Vertexkombinationen als $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignis interpretiert werden, nimmt daher zu, sodaß die unter 'PASS2' gefundenen Ereignisse nur mit Vorbehalt aus Gründen der Vergleichbarkeit mit bestehenden Daten zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts benutzt werden können. Für die Bestimmung der winkelabhängigen Größen wie differentieller Wirkungsquerschnitt, Polarisierung oder der Spinkorrelationen werden diese Ereignisse nicht herangezogen.

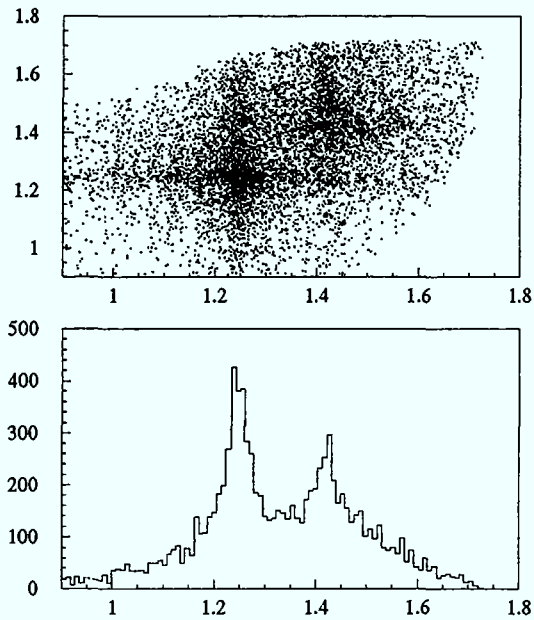


Abbildung 4.11:
Scatterplots der Missing-Mass Quadrate und deren Projektion vor dem kinematischen Fit
hier:
Mit 'PASS1' gefundene Ereignisse und die zugehörigen Vertexkombinationen, $\bar{\Lambda}\Lambda$, $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ gefittet, $\chi^2 \leq 10$ nach Fit

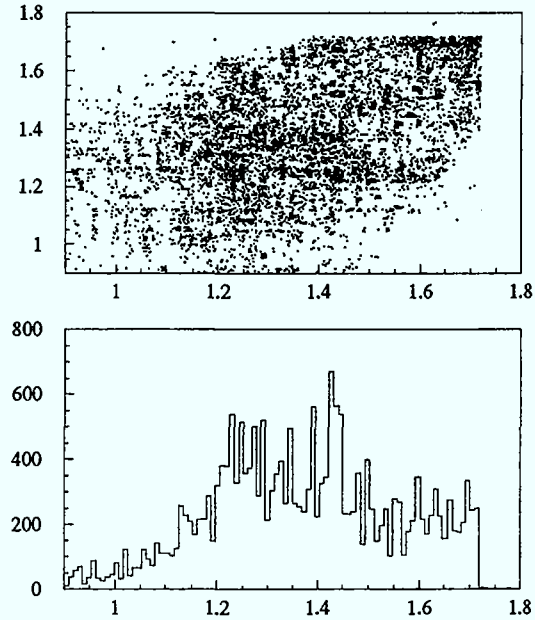


Abbildung 4.12:
Scatterplots der Missing-Mass Quadrate und deren Projektion vor dem kinematischen Fit
hier:
Nur mit 'PASS2' gefundene Ereignisse und die zugehörigen Vertexkombinationen, $\bar{\Lambda}\Lambda$, $\bar{\Lambda}\Sigma^0$ gefittet, $\chi^2 \leq 10$ nach Fit

4.5 Ergebnisse

4.5.1 Totaler Wirkungsquerschnitt

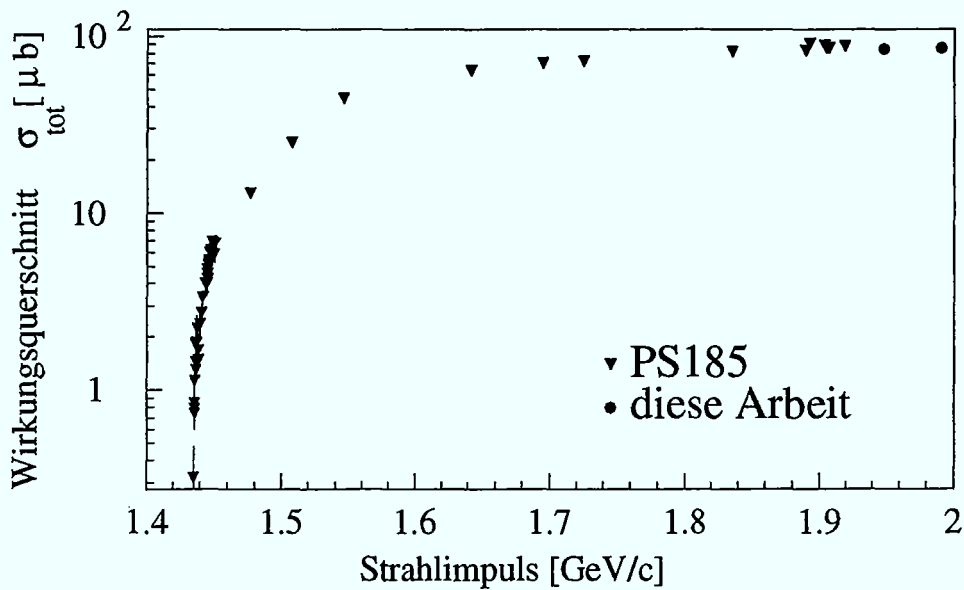
Unter Zuhilfenahme von Gleichung 4.1 und den in Kapitel [4.1.3] berechneten Werten 4.5 und 4.6 für die integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ lassen sich nun die totalen Wirkungsquerschnitte σ_{tot} für die beiden Strahlimpulse berechnen.

Mit den in Kapitel [4.3.6] angegebenen Werten für die während der Meßzeit gesammelten korrigierten Ereignisse N_R ergibt sich als totaler Wirkungsquerschnitt σ_{tot}^{Impuls} für den effektiven Strahlimpuls von 1.9476 GeV/c

$$\sigma_{tot}^{1.9476} = (85.1 \pm 1.2) \mu b \quad (4.26)$$

und für den effektiven Strahlimpuls von 1.9906 GeV/c

$$\sigma_{tot}^{1.9906} = (85.5 \pm 1.2) \mu b \quad (4.27)$$



Abbildungung 4.13: Totaler Wirkungsquerschnitt σ_{tot} als Funktion des Strahlimpulses aus verschiedenen Messungen der PS185-Kollaboration (incl. der Ergebnisse dieser Arbeit)

Der Vergleich mit den übrigen Daten der PS185-Kollaboration in Abbildung 4.13 (aus [FRA87], [BAR87a], [DUT88], [SEH89], [STI91], [SEF91], [ZIO92], [FIS92], [TAY94], [KRA94]) zeigt, daß aufgrund des Wegfalls des 'PASS2' bei der Auswertung die angegebenen Werte des totalen Wirkungsquerschnitts um etwa $6\mu b$ niedriger als erwartet sind.

Da, wie in Kapitel [4.4] gezeigt, die in der vorliegenden Auswertung unter ‘PASS2’ gefundenen Ereignisse nur unter Vorbehalt als $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse bezeichnet werden können, wurden diese bei der weiteren Auswertung nicht berücksichtigt. Bezieht man diese Ereignisse aus Gründen der Vergleichbarkeit mit den bereits existierenden Daten in die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts mit ein, so ergeben sich folgende Werte:

$$\sigma_{tot,PASS2}^{1.9476} = (90.4 \pm 1.2) \mu b \quad (4.28)$$

$$\sigma_{tot,PASS2}^{1.9906} = (90.8 \pm 1.2) \mu b \quad (4.29)$$

4.5.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Zur Ermittlung der Winkelverteilung der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse werden die Daten neben den in Kapitel [4.3] dargestellten totalen Verlustkorrekturen durch e_s^- , Flußkorrektur und Verzweigungsverhältnis für jedes $\cos(\theta_\Lambda^*)$ -Winkelbin mit der in Abbildung 4.3 dargestellten Korrekturfunktion korrigiert. Ferner wurde bei der Baryonenidentifikation das von [ZIO92] entwickelte Verfahren zur Behebung von Widersprüchen bei der Teilchenbestimmung angewandt (siehe Kapitel [4.3.5]). Aus einer fehlerhaften Teilchen-Antiteilchen Zuordnung resultiert eine Verfälschung der Winkelverteilung der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse die, wie in [ZIO92] gezeigt, vor allem für den Rückwärtsanstieg im differentiellen Wirkungsquerschnitt verantwortlich ist. Widersprüche bei der Teilchenbestimmung lassen sich zum größten Teil beheben; Abbildung 4.14 zeigt so ermittelte Verteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitt nach Durchführung der oben genannten Korrekturen.

Die Form der Verteilung gleicht in ihrem Verlauf den bisher von der PS185-Kollaboration gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitten im Bereich der Strahlimpulse von 1.9 GeV. Sie weist eine starke Anisotropie mit steilem Vorwärtsanstieg, flach verlaufendem mittleren Bereich und einem signifikanten Rückwärtsanstieg auf. Dieser Rückwärtsanstieg könnte auf einen neuen Reaktionsmechanismus und/oder Nukleon Strukturen hinweisen. Einen möglichen Erklärungsversuch im Quarkbild bieten Modelle, in welchen räumlich ausgedehnte ‘di-quarks’ als elementare Konstituenten von Baryonen zusätzlich zu den punktförmigen Quarks im ‘constituent scattering model’ verwendet werden [KRO89].

Zur Beschreibung der Verteilung dienen die an den differentiellen Wirkungsquerschnitt angefitzten Legendre-Polynome (Abbildung 4.15):

$$P_n(\cos(\theta_\Lambda^*)) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{d(\cos(\theta_\Lambda^*))^n} (\cos^2(\theta_\Lambda^*) - 1)^n \quad (4.30)$$

Die Anpassung mit Legendre-Polynomen wurde mit der für den jeweiligen Datensatz durchgeführt (8. Ordnung für 1.9476 GeV/c bzw. 1.9906 GeV/c). Die

Entwicklungskoeffizienten haben dabei die Werte

$p_{\bar{p}}$	1.949 GeV/c	1.992 GeV/c
χ^2	1.430	0.848
a_0	6.754 ± 0.092	6.795 ± 0.097
a_1/a_0	1.705 ± 0.043	1.730 ± 0.045
a_2/a_0	1.873 ± 0.057	1.934 ± 0.061
a_3/a_0	1.496 ± 0.063	1.538 ± 0.067
a_4/a_0	1.369 ± 0.067	1.452 ± 0.071
a_5/a_0	0.706 ± 0.064	0.801 ± 0.066
a_6/a_0	0.546 ± 0.062	0.702 ± 0.063
a_7/a_0	0.255 ± 0.049	0.336 ± 0.049
a_8/a_0	0.018 ± 0.038	0.095 ± 0.037

Die Beschreibung der Winkelverteilung durch die Legendre-Polynome $P_n(\cos(\theta_{\Lambda}^*))$ läßt unmittelbar Rückschlüsse auf die an der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktion beteiligten Partialwellen zu, da der differentielle Wirkungsquerschnitt als Quadrat der die Streuamplitude f beschreibende Legendre-Polynomsumme ausgedrückt werden kann [RPP94]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| f(p^*, \theta_{\Lambda}^*) \right|^2 = \left| \frac{1}{p^*} \sum_n (2n+1) \cdot a_n \cdot P_n(\cos(\theta_{\Lambda}^*)) \right|^2 \quad (4.31)$$

Es zeigt sich, daß sich der differentielle Wirkungsquerschnitt mit Polynomen 8. Ordnung für die Strahlimpulse von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c beschreiben läßt. Nach [TAB91] besteht zwischen dem Gesamtdrehimpuls j_{max} der Reaktion und der maximalen Ordnung n_{max} der Anpassung mit Legendre-Polynomen der Zusammenhang:

$$n_{max} \leq 2 \cdot j_{max} \quad (4.32)$$

Die Anpassung des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit Polynomen von 7. bzw. 8. Ordnung zeigt, daß der Gesamtdrehimpuls in der Produktion mindestens gleich 4 ist. Wie in Kapitel [5.4.3] gezeigt wird, ist der Gesamtspin des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paares in der Produktion $S=1$ (Triplett-Produktion). Dies bedeutet, das mindestens die F-Welle in der Produktion teilgenommen hat.

Da es sich bei einer Baryonenfehlidentifikation in der Winkelverteilung um eine Fehluordnung des Ereignisses in der Form $\cos(\theta_{\Lambda}^*) \rightarrow -\cos(\theta_{\Lambda}^*)$, also um eine Spiegelung bezüglich $\cos(\theta_{\Lambda}^*) = 0$ handelt, sind die geraden Legendre-Polynome hier-

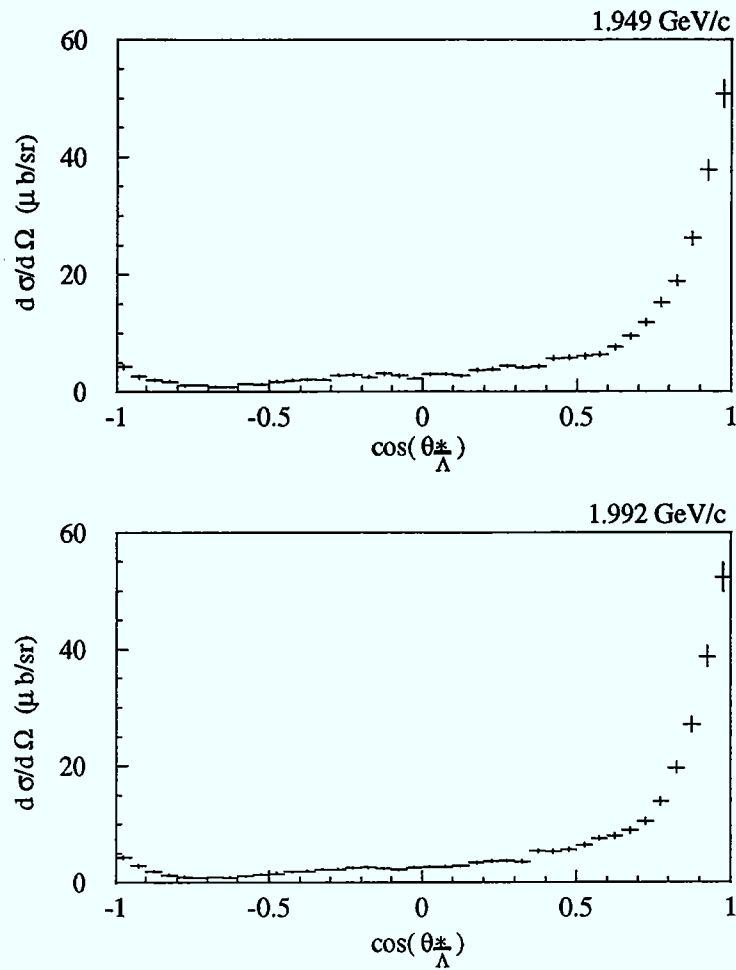


Abbildung 4.14: Differentieller Wirkungsquerschnitt (korrigiert) als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für die beiden Strahlimpulseinstellungen von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c

durch nicht betroffen. Abbildung 4.15 zeigt den Verlauf der angepaßten Legendre-Polynome aufgeteilt nach Ordnungen für die beiden Strahlimpulse von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c.

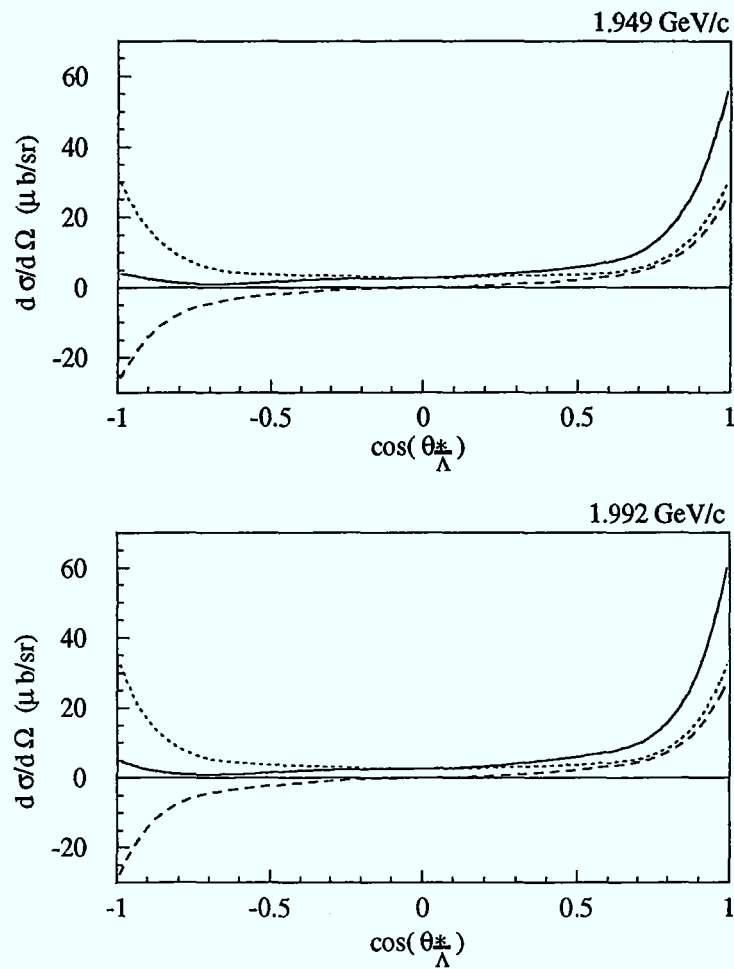


Abbildung 4.15: An den differentiellen Wirkungsquerschnitt angepaßte Legendre-Polynome als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für die beiden Strahlimpulseinstellungen von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c
 durchgezogene Linie: alle Ordnungen
 gestrichelte Linie: gerade Ordnungen
 gepunktete Linie: ungerade Ordnungen

Kapitel 5

Polarisation und Spinkorrelation

5.1 Definitionen

Abbildung 5.1 gibt einen Überblick über die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ im CMS. Es sind die Koordinaten und Winkel im $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Schwerpunktsystem und im Eigensystem des $\bar{\Lambda}$ - bzw. Λ -Teilchens dargestellt.

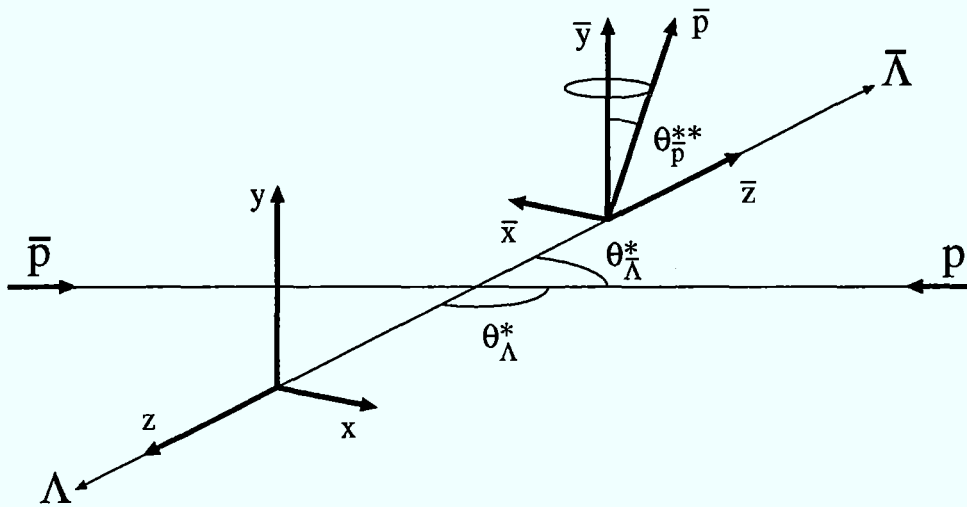


Abbildung 5.1: Definition der Winkel. Es gelte als Vereinbarung: $\cos(\theta_i^*) := \cos(\theta_{\bar{p}_i}^{**})$ und $\cos(\theta_i) := \cos(\theta_{p_i}^{**})$ mit $i = x, y, z$

5.1.1 Polarisation

$\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen werden unter starker Wechselwirkung erzeugt. Aufgrund der Paritätserhaltung kann somit eine Polarisation des Hyperonenspins nur senkrecht zur Produktionsebene in der y -Richtung des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Systems erfolgen.

Bezeichnet θ_{Λ}^* (θ_{Λ}^*) den $\bar{\Lambda}(\Lambda)$ -Produktionswinkel im CMS (*) der Reaktion und $\theta_{\bar{p}}^{**}$ (θ_p^{**}) den Winkel des Zerfalls(anti)protons im jeweiligen Eigensystem (**) des betrachteten $\bar{\Lambda}(\Lambda)$ -Teilchens, so gilt für die winkelabhängige Intensitätsverteilung $I(\theta_{\bar{p}}^{**}, \theta_{\Lambda}^*)$ Zerfallsantiprotons (analog für das Zerfallsproton):

$$I(\theta_{\bar{p}}^{**}, \theta_{\Lambda}^*) = 1 + \alpha P_y(\theta_{\Lambda}^*) \cos(\theta_{\bar{p}}^{**}) \quad (5.1)$$

Hierbei bezeichnet

α den Asymmetrieparameter der Λ -Teilchen ($\alpha = 0.642 \pm 0.013$) [RPP94]. CP-Invarianz der schwachen Wechselwirkung vorausgesetzt gilt $\alpha = -\bar{\alpha}$,

und

P_y die Polarisation des Hyperonenspins senkrecht zur Produktions-ebene.

Die j -Komponente ($j=x,y,z$) der Polarisation des Hyperons P_j berechnet sich nach der 'methode of weighted sums' [BES79] für N $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse zu

$$P_j = \frac{1}{\alpha} \frac{\sum_{n=1}^N \cos(\theta_{\bar{p}_j}^{**})_n}{\sum_{n=1}^N \cos^2(\theta_{\bar{p}_j}^{**})_n} \quad (5.2)$$

mit der Standardabweichung

$$\sigma(P_i) = \frac{1}{\alpha} \frac{1}{\sqrt{\sum_{n=1}^N \cos^2(\theta_{\bar{p}_i}^{**})_n}} \quad (5.3)$$

Hierbei wird vorausgesetzt, daß die Akzeptanz des Detektors $\mathcal{A}(\cos(\theta_{\bar{p}_j}^{**}))$ die folgende Symmetriebedingung erfüllt:

$$\mathcal{A}(\cos(\theta_{\bar{p}_j}^{**})) = \mathcal{A}(\cos(\theta_{\bar{p}_j}^{**} + \pi)) \quad (5.4)$$

Da die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen unter starker Wechselwirkung erzeugt werden, darf aufgrund der Paritätserhaltung der Polarisationsvektor nur in y -Richtung einen von Null verschiedenen Wert annehmen. Demnach ist

$$P_{\Lambda,x} = P_{\bar{\Lambda},x} = P_{\Lambda,z} = P_{\bar{\Lambda},z} = 0 \quad (5.5)$$

Aufgrund der Invarianz der starken Wechselwirkung gegen Teilchen–Antiteilchen-Konjugation gilt zudem für die Polarisierung,

$$P_{\bar{\Lambda},y} = P_{\Lambda,y} \quad (5.6)$$

Für $\cos(\theta_{\Lambda}^*) = \pm 1$ ist die Produktionsebene nicht definiert was zu einer Rotations-symmetrie um die $\bar{z}(z)$ -Achse führt [DUR64]. Die Polarisierung in y verschwindet,

$$P_{\Lambda\bar{\Lambda},y}(\cos(\theta_{\Lambda}^*) = \pm 1) = 0 \quad (5.7)$$

5.1.2 Spinkorrelationen

Bei der Berechnung der Spinkorrelationskoeffizienten C_{ij} betrachtet man beide Zerfälle der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen, wobei die Intensitätsverteilung der Zerfallsbaryonen durch

$$I(\theta_{\bar{p}_i}^{**}, \theta_{p_j}^{**}, \theta_{\Lambda}^*) = \left(\frac{1}{4\pi}\right)^2 \left(1 + \alpha P_y \cos(\theta_{p_y}^{**}) + \bar{\alpha} P_{\bar{y}} \cos(\theta_{\bar{p}_y}^{**}) + \alpha \bar{\alpha} \sum_{i,j} C_{ij} \cos(\theta_{\bar{p}_i}^{**}) \cos(\theta_{p_j}^{**}) \right) \quad (5.8)$$

gegeben ist (mit $i = \bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$ und $j = x, y, z$).

Die experimentelle Bestimmung der Spinkorrelationskoeffizienten erfolgt nach der ‘methode of moments’ [ATH74], wonach für die C_{ij} mit deren Fehler $\sigma(C_{ij})$ gilt:

$$C_{ij} = \frac{9}{\alpha \bar{\alpha}} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\cos(\theta_{\bar{p}_i}^{**}) \cos(\theta_{p_j}^{**}))_n \quad (5.9)$$

$$\sigma(C_{ij}) = \frac{1}{\alpha^2} \sqrt{\frac{9 - (\alpha \bar{\alpha} C_{ij})^2}{N}} \cong \frac{3}{\alpha^2} \sqrt{\frac{1}{N}} \quad (5.10)$$

Die in 5.9 angegebene Bestimmungsgleichung für die Spinkoeffizienten ist nur gültig, wenn die Akzeptanz $\mathcal{A}_{i,j}(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_i), \cos(\theta_j))$ des Detektors konstant

ist. Wie in Kapitel [5.2] gezeigt wird, ist dies jedoch nicht der Fall.

Zur Korrektur der auftretenden Detektorineffizienzen muß in Gleichung 5.9 jedes Ereignis n mit der normierten inversen Akzeptanz für das entsprechende $(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_i), \cos(\theta_j))_n$ -Winkelbin multipliziert werden [ZIO92].

Gleichung 5.9 gewinnt damit folgende Form:

$$C_{ij} = \frac{9}{\alpha\bar{\alpha}} \frac{\sum_{n=1}^N (\cos(\theta_{\bar{p}_i}^{**}) \cos(\theta_{\bar{p}_j}^{**}))_n \cdot \epsilon_n^{ij}}{\sum_{n=1}^N \epsilon_n^{ij}} \quad (5.11)$$

mit

$$\epsilon_n^{ij} = \frac{1}{\mathcal{A}_{i,j}(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_i), \cos(\theta_j))} \quad (5.12)$$

Aus 5.5 folgt, daß die Nichtdiagonalelemente der Spinkorrelationskoeffizienten Null sein müssen, demnach

$$C_{\bar{x}y} = C_{\bar{y}x} = C_{\bar{y}z} = C_{\bar{z}y} = 0 \quad (5.13)$$

Für die Spinkorrelationskoeffizienten folgt zudem aus 5.6,

$$C_{\bar{x}z} = C_{\bar{z}x} \quad (5.14)$$

Hiermit hat die Matrix der Spinkorrelationskoeffizienten C_{ij} das folgende Aussehen:

$$\begin{pmatrix} C_{\bar{x}x} & 0 & C_{\bar{x}z} \\ 0 & C_{\bar{y}y} & 0 \\ C_{\bar{z}x} & 0 & C_{\bar{z}z} \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

Für $\cos(\theta_\Lambda^*) = \pm 1$ gilt mit den gleichen Argumenten wie in Gleichung 5.7

$$\begin{aligned} C_{\bar{x},z} &= C_{\bar{z},x} = 0 \\ C_{\bar{x},x} &= -C_{\bar{y},y} \end{aligned} \quad (5.16)$$

5.1.3 Singlet Fraction

Das $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonensystem besteht aus zwei Fermionen mit Spin $1/2$. Die Spinvektoren koppeln zu einem Gesamtspin des Paares, dessen mögliche Werte $S_{\bar{\Lambda}\Lambda}=1$ (ein Spin-Triplett) oder $S_{\bar{\Lambda}\Lambda}=0$ (ein Spin-Singulett) sind. Der Anteil des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Singulettzustands in der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Hyperonenerzeugung, die 'Singlet-Fraction' (SF), berechnet sich aus den Diagonalelementen der Spinkorrelationskoeffizientenmatrix [TAB85] zu

$$SF = \frac{1}{4} \cdot (1 + C_{\bar{x}x} - C_{\bar{y}y} + C_{\bar{z}z}) \quad (5.17)$$

	SF	=	0	reiner Triplett-Zustand
Für die 'Singlet-Fraction' gilt:	SF	=	1	reiner Singulett-Zustand
	SF	=	$\frac{1}{4}$	unkorrelierte $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paare

5.1.4 CP-Invarianz der schwachen Wechselwirkung

In den Kapitel [5.1.1, 5.1.2] wurde bei der Berechnung der Polarisation und der Spinkorrelationskoeffizienten die Paritätserhaltung und Invarianz der starken Wechselwirkung gegenüber Teilchen-Antiteilchen-Konjugation vorausgesetzt (CP-Invarianz). Dies bedeutet u.a., daß die Polarisation in y für $\bar{\Lambda}$ und Λ identisch sind (Relation 5.6).

Die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen zerfallen unter schwacher Wechselwirkung; CP-Invarianz der schwachen Wechselwirkung bedeutet, daß die Beträge der Asymmetrieparameter für Teilchen und Antiteilchen gleich sind ($\alpha = -\bar{\alpha}$).

Prinzipiell läßt sich diese Aussage mit Hilfe von Gleichung 5.2 anhand der experimentellen Daten überprüfen. Gleichheit der Asymmetrieparameter α und $-\bar{\alpha}$ sowie der Polarisationen P_y und $P_{\bar{y}}$ bedeutet, daß der Wert des Parameters A

$$A = \frac{\alpha P_y + \bar{\alpha} P_{\bar{y}}}{\alpha P_y - \bar{\alpha} P_{\bar{y}}} \quad (5.18)$$

Null ist ($\equiv$ CP-Invarianz). Bei Verletzung der CP-Invarianz hingegen würde der Parameter A einen von Null verschiedenen Wert annehmen. Da die Produkte αP_y , $\bar{\alpha} P_{\bar{y}}$ nach 5.2 aus der Messung zugänglich sind, kann mittels 5.18 ein Test der CP-Invarianz durchgeführt werden.

Der Fehler $\sigma(A)$ ist gegeben durch:

$$\sigma(A) = \frac{1}{(\alpha P_y - \bar{\alpha} P_{\bar{y}})} \cdot \sqrt{(2 \cdot \alpha P_y \cdot \sigma(\bar{\alpha} P_{\bar{y}}))^2 + (2 \cdot \bar{\alpha} P_{\bar{y}} \cdot \sigma(P_y))^2} \quad (5.19)$$

5.2 Akzeptanzen

Zur Bestimmung der Observablen des Experiments ist die Kenntnis der Akzeptanz des Detektors für die zu untersuchende Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ unabdingbar. Der Verlust an Information durch Detektorineffizienzen bzw. Ereignissen durch das Auswerteprogramm läßt sich dabei nur durch eine genaue Detektor- und Programmanalyse unter Zuhilfenahme von Monte-Carlo Daten kompensieren, da á priori die Intensitätsverteilung der untersuchten Reaktion nicht bekannt ist. Dabei ist die Untersuchung von Symmetriebedingungen wie etwa der in Gleichung 5.4 geforderten Bedingung einer π -Periodizität der Akzeptanz $\mathcal{A}_y(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_y))$ zur Anwendbarkeit der ‘methode of weighted sums’ nur anhand isotrop im Raum erzeugter, unkorrelierter Monte-Carlo Daten möglich.

Die in Kapitel [4.2] durchgeführte Akzeptanzkorrektur mittels der totalen Akzeptanz von Detektor und Auswerteprogramm zur Bestimmung des totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitts ist nur der erste Schritt zur Behebung von Akzeptanzverlusten. Zur Bestimmung der spinabhängigen Observablen wird eine Korrektur der Daten in Abhängigkeit mehrerer Variablen notwendig (siehe Kapitel [5.3]).

Die Akzeptanz kann insgesamt als eine Funktion von 7 Variablen aufgefaßt werden [ZIO92] – dem $\bar{\Lambda}$ -Produktionswinkel θ_Λ^* und den Winkeln der Zerfallsantiprotonen und (-protonen) im $\bar{\Lambda}(\Lambda)$ -Eigensystem $\theta_i(\theta_i)$, mit $i = x, y, z$

$$\mathcal{A}_{\bar{p},p} = \mathcal{A}(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_{\bar{x}}), \cos(\theta_{\bar{y}}), \cos(\theta_{\bar{z}}), \cos(\theta_x), \cos(\theta_y), \cos(\theta_z)) \quad (5.20)$$

Zur Verdeutlichung ihres Verhaltens ist eine Projektion der 7-dimensionalen Akzeptanzfunktion 5.20 auf maximal 3 Variable hilfreich. Die so erhaltene Akzeptanzfunktion wird als reduzierte Akzeptanz bezeichnet.

Mit den reduzierten Akzeptanzen als Hilfsmittel läßt sich nun ein tieferer Einblick in die Eigenschaften des Detektors und des Auswerteprogramms bezüglich der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonenproduktion gewinnen.

In den Abbildungen 5.3 bis 5.8 sind die reduzierten Akzeptanzen der Reaktion $\mathcal{A}_{\bar{x},\bar{z}}(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_{\bar{x}}), \cos(\theta_{\bar{z}}))$ und $\mathcal{A}_{x,z}(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_x), \cos(\theta_z))$ als Scatterplots in 8 Bereichen der $\bar{\Lambda}$ -Produktionswinkels $\cos(\theta_\Lambda^*)$ am Beispiel des Monte-Carlo Datensatzes für $p_{beam} = 1.992 \text{ GeV}/c$ und für die Datensätze beider Strahlimpulseinstellungen dargestellt. Im Falle des isotrop im Raum erzeugten, unkorrelierten Monte-Carlo Datensatzes erwartet man bei idealer Detektorakzeptanz und Rekonstruktionseffizienz eine kompakte, in der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktionsebene nach außen zunehmende Dichteverteilung der Endpunkte der Antiproton- (Proton-) Richtungsvektoren aus dem Hyperonenzerfall.

Die Abbildung 5.3 und 5.4 zeigen jedoch ein deutliches Abweichen von diesem Verhalten. Für das $\bar{\Lambda}$ im θ_Λ^* -Rückwärtsbereich und umgekehrt für das Λ im θ_Λ^* -Vorwärtsbereich zeigen sich deutliche Effizienzlücken. Die Größe der Effizienzlücken

nimmt im $\bar{\Lambda}$ -System mit wachsenden $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ ab, umgekehrt im Λ -System zu.

Dieses Verhalten der reduzierten Akzeptanz ist primär eine Folge der Kinematik der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ und zeigt zum einen Ineffizienzen des Detektors, zum anderen Rekonstruktionineffizienzen des Auswerteprogramms. Im Auswerteprogramm werden Ereignisse nur dann unter der Hypothese eines $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisses weiterverarbeitet, wenn mindesten 4 Spuren nachgewiesen werden konnten. Der Detektor weist zwar eine 4π -Raumwinkelakzeptanz für die Zerfallsbaryonen der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion auf; aufgrund der Kinematik der Reaktion ist es jedoch möglich, daß die Spuren der Zerfallspionen im Laborsystem entgegen der Strahlrichtung verlaufen und somit bei frühen Zerfällen den Detektor verlassen, ohne daß ein Teil der Spur in den Drahtkammer rekonstruiert werden kann, da in der Spursuche eine minimale Anzahl von zwei getroffenen Ebenen im Driftkammerstapel gefordert wird (siehe Abbildung 5.2). Ein besonderer Fall liegt bei Pionen vor, die unter einem Winkel um 90° zur Strahlrichtung im Laborsystem emittiert werden und fast parallel zu den Kammerebenen verlaufen. Obwohl der Zerfallsort in den Kammern liegen kann, werden hier zuwenige Ebenen zur Spur-rekonstruktion getroffen, sodaß die Pionenspur der Auswertung verloren geht.

Das oben beschriebene umgekehrt gleiche Verhalten der reduzierten Akzeptanz im Hinblick auf den $\bar{\Lambda}$ -Produktionswinkel liegt – bei Vernachlässigung von Annihilationseffekten – im gleichen physikalischen Verhalten von Teilchen und Antiteilchen in der Reaktion begründet. Die Akzeptanz ist aus diesem Grunde gegenüber der Vertauschung von Teilchen und Antiteilchen symmetrisch und mit Hilfe von Abbildung 5.1 ist leicht zu erkennen, daß für die Akzeptanz die folgenden Relation gilt:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\bar{p},p} &= \mathcal{A}(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_{\bar{x}}), \cos(\theta_{\bar{y}}), \cos(\theta_{\bar{z}}), \cos(\theta_x), \cos(\theta_y), \cos(\theta_z)) \\ &= \mathcal{A}(-\cos(\theta_{\Lambda}^*), -\cos(\theta_x), \cos(\theta_y), \cos(\theta_z), -\cos(\theta_{\bar{x}}), \cos(\theta_{\bar{y}}), \cos(\theta_{\bar{z}})) \\ &= \mathcal{A}_{p,\bar{p}} \end{aligned} \quad (5.21)$$

Verdeutlichen läßt sich dies am Beispiel eines Λ -Teilchens der Reaktion für die beiden Extremfälle $\cos(\theta_{\Lambda}^*) = -1$ und $\cos(\theta_{\Lambda}^*) = +1$. Hierbei fällt die z -Komponente des Zerfallssystems mit der Strahlrichtung zusammen. In beiden Fällen wird das Λ -Teilchen zwar im Laborsystem in Strahlrichtung fliegen, jedoch im ersten Fall werden für Zerfallsprotonen mit negativen Werten von $\cos(\theta_z)$ (positive Komponente in Strahlrichtung, vergl. Abbildung 5.1) die zugehörigen Pionen im Laborsystem als Folge des minimalen Λ -Impulses entgegengesetzt zur Strahlrichtung emittiert und können wie beschrieben nicht nachgewiesen werden. Im zweiten Fall ist der Impulsübertrag auf das Λ -Teilchen maximal, sodaß Zerfallsproton und -pion sich im Laborsystem in Strahlrichtung bewegen. Für das $\bar{\Lambda}$ -Teilchen

ist dies genau umgekehrt.

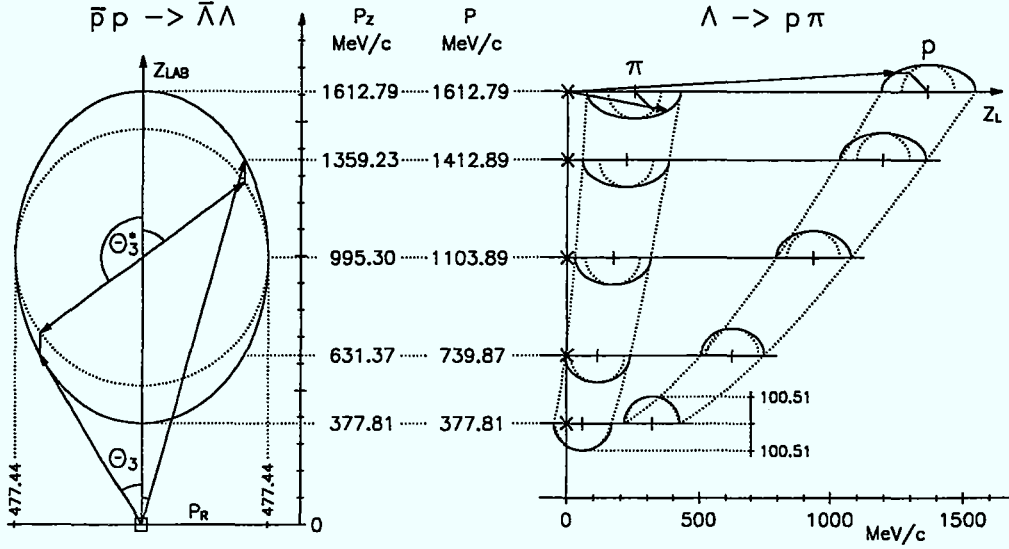


Abbildung 5.2: Kinematik der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ für den Strahlimpuls von $p_{\bar{p}} = 1.992 \text{ GeV}/c$. Links ist der Zusammenhang zwischen Λ -Winkeln im $\bar{p}p$ -CMS (gepunktet) und im Laborsystem (durchgezogen) dargestellt, rechts die π^- - und p -Impulsintervalle (gepunktet) in Abhängigkeit vom Λ -Impuls im jeweiligen Λ -System, und für einige Λ -Impulse die Zerfallsellipsen.

Das für die Monte-Carlo Daten beschriebene Akzeptanzverhalten spiegelt sich in gleicher Weise in den Abbildungen 5.5 bis 5.8 für die Datensätze beider Strahlimpulseinstellungen wieder. Auffällig ist nur die deutliche Dichtezunahme in den Scatterplots für den $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ -Vorwärtsbereich. Dieses Verhalten ist Ausdruck des Verlaufs des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion (siehe Abbildung 4.14).

Die Abbildungen 5.9 und 5.10 zeigen die auf die i -te Komponente des Baryonenwinkels im $\Lambda(\bar{\Lambda})$ -Zerfallssystem reduzierten Akzeptanzen $\mathcal{A}_i(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_i))$ bzw. $\mathcal{A}_i(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_i^*))$ für 6 Bereiche des $\bar{\Lambda}$ -Produktionswinkels $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ anhand des Monte-Carlo Datensatzes für $p_{beam} = 1.992 \text{ GeV}/c$.

Die gleichen Argumente bezüglich der Akzeptanzverluste und Symmetrien gelten für die Histogramme der jeweiligen x - und z -Komponente ebenso wie in den oben diskutierten Abbildungen 5.3 und 5.4, da es sich lediglich um Projektionen der Scatterplots handelt.

Wichtig für die Datenauswertung im Bezug auf die Polarisierung ist das Verhalten der reduzierten Akzeptanzen $\mathcal{A}_y(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_y))$ bzw. $\mathcal{A}_{\bar{y}}(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_{\bar{y}}))$. Zur Anwendung der 'methode of weighted sums' bei der Berechnung der Polarisation (Gleichung 5.2) wird eine π -Periodizität der Detektorakzeptanz vorausgesetzt. Wie aufgrund der Detektorgeometrie nicht anders zu erwarten, zeigen die Histogramme der reduzierten Akzeptanzen $\mathcal{A}_y(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_y))$ bzw. $\mathcal{A}_{\bar{y}}(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_{\bar{y}}))$ die geforderte Symmetrie bezüglich $\cos(\theta_\Lambda^*) = 0$,

$$\mathcal{A}_y(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_y)) = \mathcal{A}_{-y}(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_{-y})) \quad (5.22)$$

$$\mathcal{A}_{\bar{y}}(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_{\bar{y}})) = \mathcal{A}_{-\bar{y}}(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_{-\bar{y}})) \quad (5.23)$$

sodaß sich die Polarisierungen $P_y(\cos(\theta_\Lambda^*))$ und $P_{\bar{y}}(\cos(\theta_\Lambda^*))$ ohne Akzeptanzkorrektur berechnen lassen.

Wie aus Gleichung 5.11 folgt, ist zur Bestimmung der Spinkoeffizienten C_{ij} die Kenntnis der Akzeptanzen $\mathcal{A}_{i,j}(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_i), \cos(\theta_j))$, mit $i, j = x, y, z$, notwendig.

Zur Verdeutlichung des Verhaltens der Akzeptanz bei der Bestimmung der Spinkorrelationskoeffizienten sollen die in Abbildung 5.11 und 5.12 dargestellten Akzeptanzflächen $\mathcal{A}_{\bar{x},x}(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_{\bar{x}}), \cos(\theta_x))$ und $\mathcal{A}_{\bar{z},z}(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_{\bar{z}}), \cos(\theta_z))$ dienen.

Die aus dem Monte-Carlo Datensatz berechneten C_{ij} sollten mit Null verträglich sein. Abbildung 5.22 in Kapitel [5.4.2] zeigt jedoch, daß dies z. B. für $C_{\bar{x}x}$ im Bereich von $\cos(\theta_\Lambda^*) \approx 0$ nicht der Fall ist, die $C_{\bar{x}x}$ außerhalb des Fehlerbereichs größer Null sind. Betrachtet man in diesem Bereich die Akzeptanzflächen $\mathcal{A}_{\bar{x},x}(\cos(\theta_\Lambda^*), \cos(\theta_{\bar{x}}), \cos(\theta_x))$ so stellt man fest, daß in diesem Bereich die Akzeptanzfläche weder zu $\cos(\theta_{\bar{x}}) = 0$ oder $\cos(\theta_x) = 0$ symmetrisch ist, und die Beiträge mit positivem $\cos(\theta_{\bar{x}})$ und negativem $\cos(\theta_x)$ in 5.11 überwiegen.

In Abbildung 5.12 erkennt man, daß die Akzeptanz im Bereich $\cos(\theta_\Lambda^*) \approx \pm 1$ zum Teil ganz auf Null sinkt. Dies hat zur Folge, daß eine invertierte Akzeptanz nach Gleichung 5.12 nicht gebildet werden kann. In [ZIO92] wurde gezeigt, daß es unter Ausnutzung von Symmetriebedingungen möglich ist, eine Korrektur der Akzeptanzverluste durchzuführen.

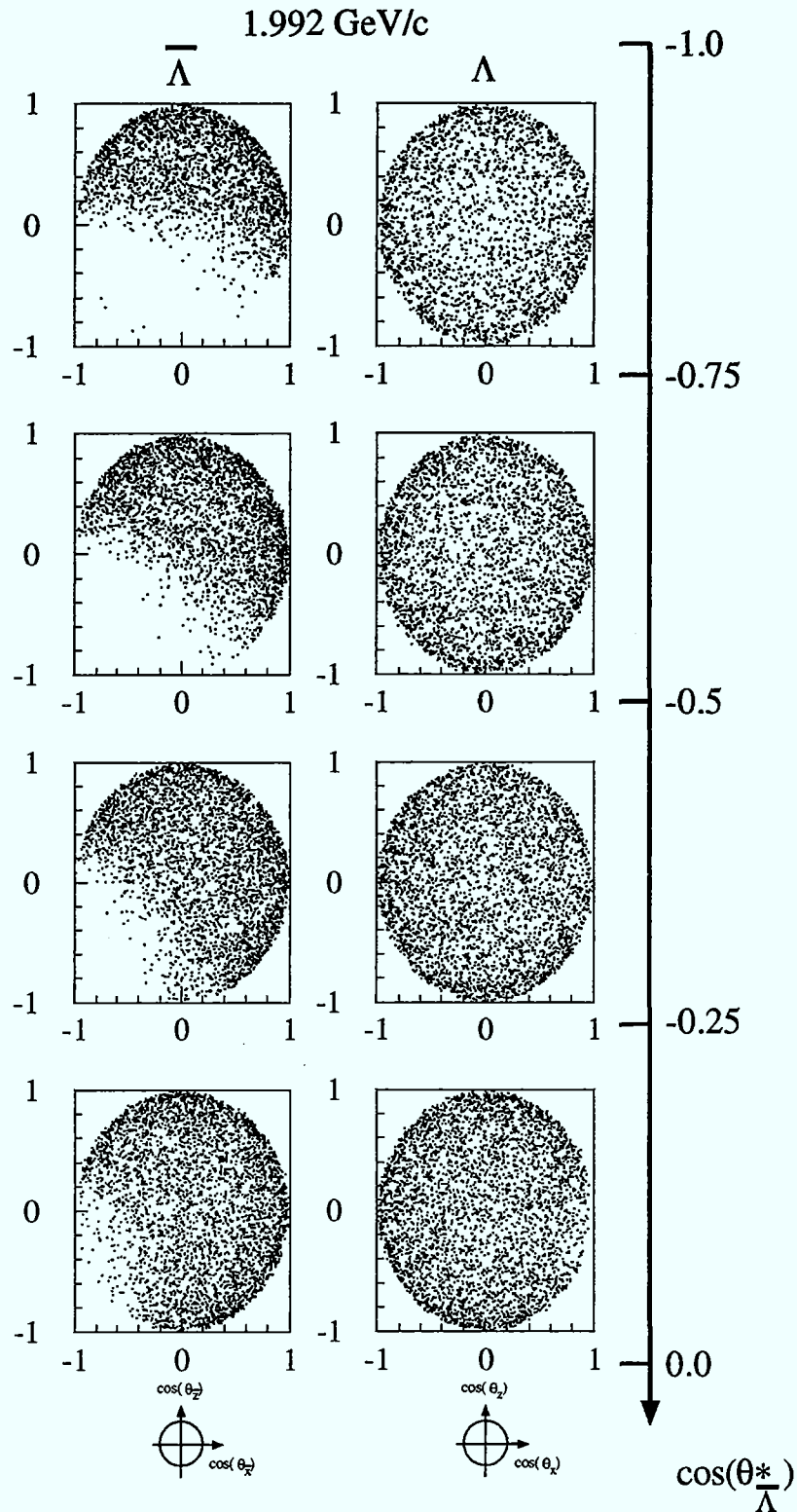


Abbildung 5.3: Monte-Carlo Daten ($p_{\bar{p}}=1.992$ GeV/c):
Verteilung der Zerfallsantiprotonen und -protonen im $\bar{\Lambda}(\Lambda)$ -Ruhesystem auf der
Produktionsebene der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen für den θ_{Λ}^* -Rückwärtsbereich

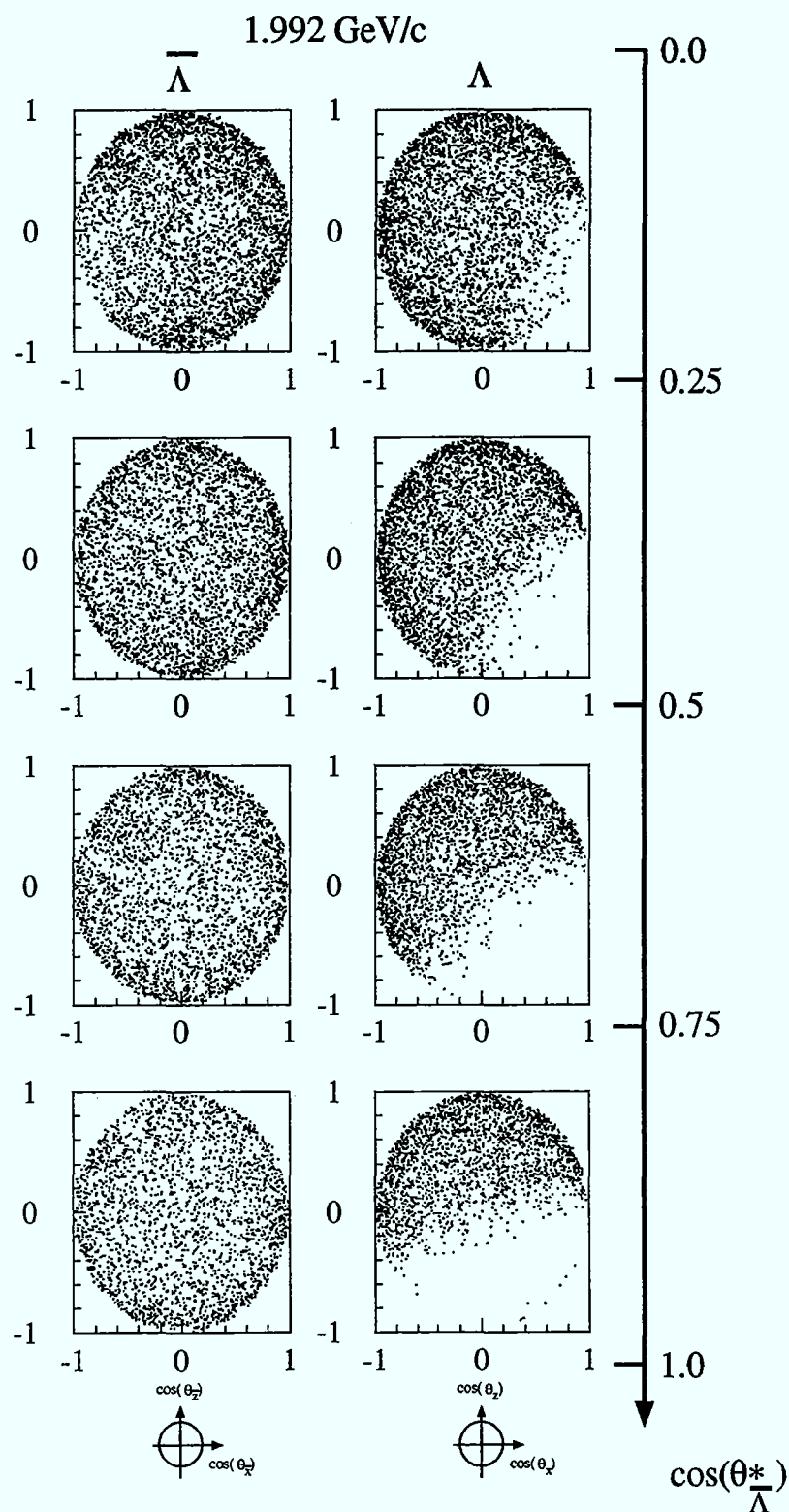


Abbildung 5.4: Monte-Carlo Daten ($p_{\bar{p}}=1.992$ GeV/c):
Verteilung der Zerfallsantiprotonen und -protonen im $\bar{\Lambda}(\Lambda)$ -Ruhesystem auf der
Produktionsebene der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen für den θ_{Λ^*} -Vorwärtsbereich

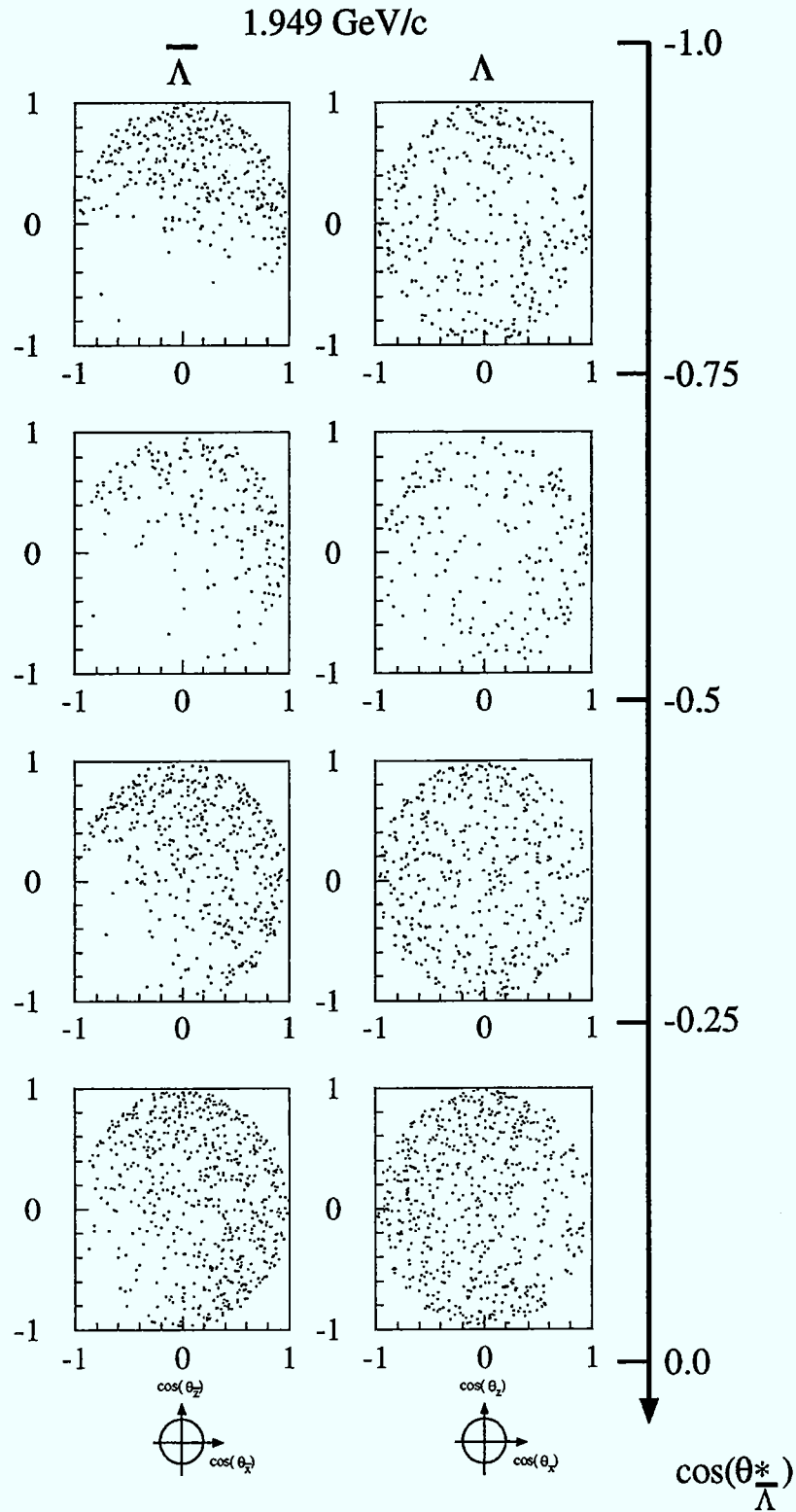


Abbildung 5.5: Daten ($p_{\bar{p}}=1.949$ GeV/c):
 Verteilung der Zerfallsantiprotonen und -protonen im $\bar{\Lambda}(\Lambda)$ -Ruhesystem auf der
 Produktionsebene der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen für den θ_{Λ^*} -Rückwärtsbereich

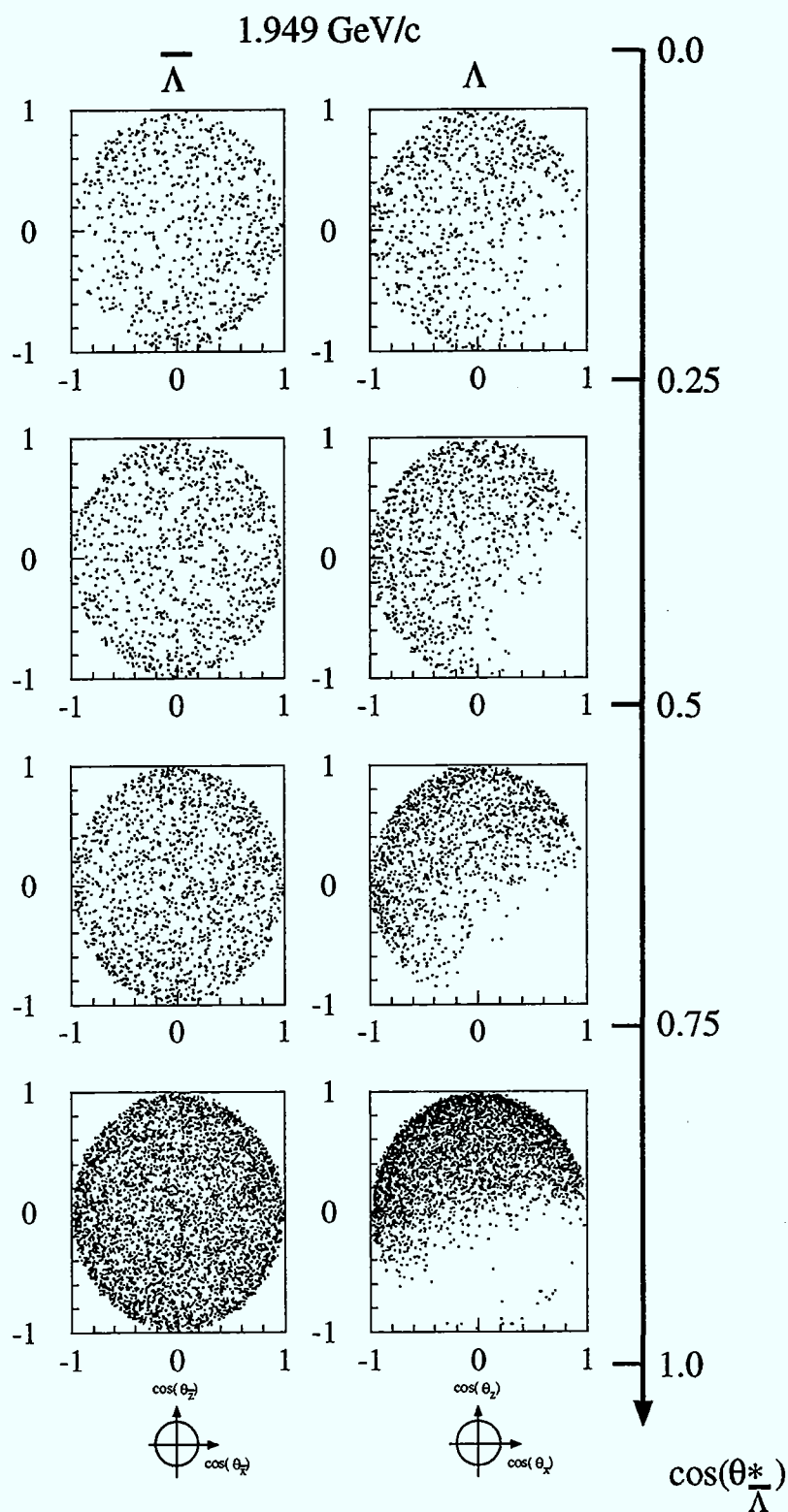


Abbildung 5.6: Daten ($p_{\bar{p}}=1.949$ GeV/c):

Verteilung der Zerfallsantiprotonen und -protonen im $\bar{\Lambda}(\Lambda)$ -Ruhesystem auf der Produktionsebene der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen für den $\theta^*_{\bar{\Lambda}}$ -Vorwärtsbereich

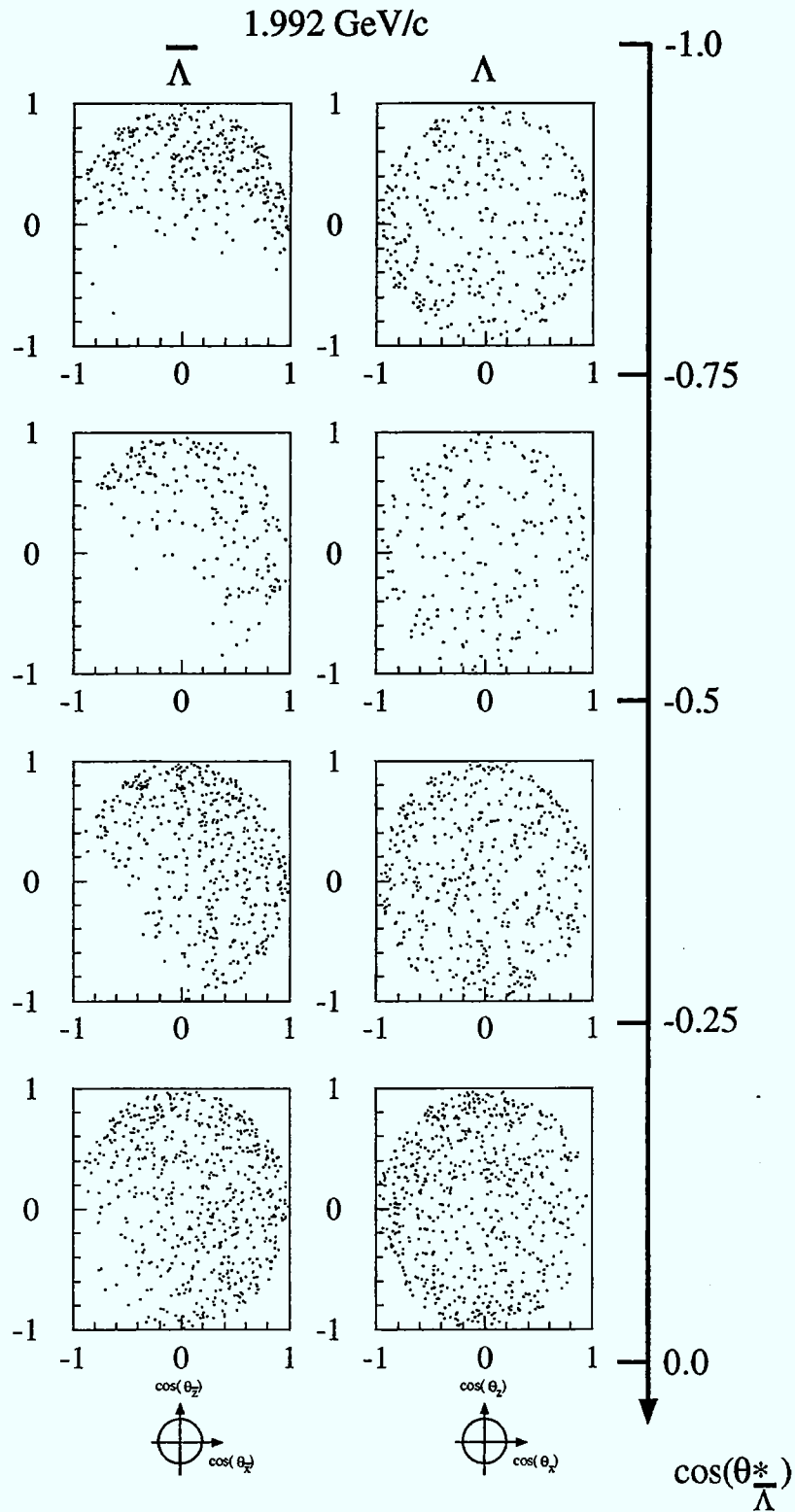


Abbildung 5.7: Daten ($p_{\bar{p}}=1.992$ GeV/c):
 Verteilung der Zerfallsantiprotonen und -protonen im $\bar{\Lambda}(\Lambda)$ -Ruhesystem auf der
 Produktionsebene der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen für den θ_{Λ}^* -Rückwärtsbereich

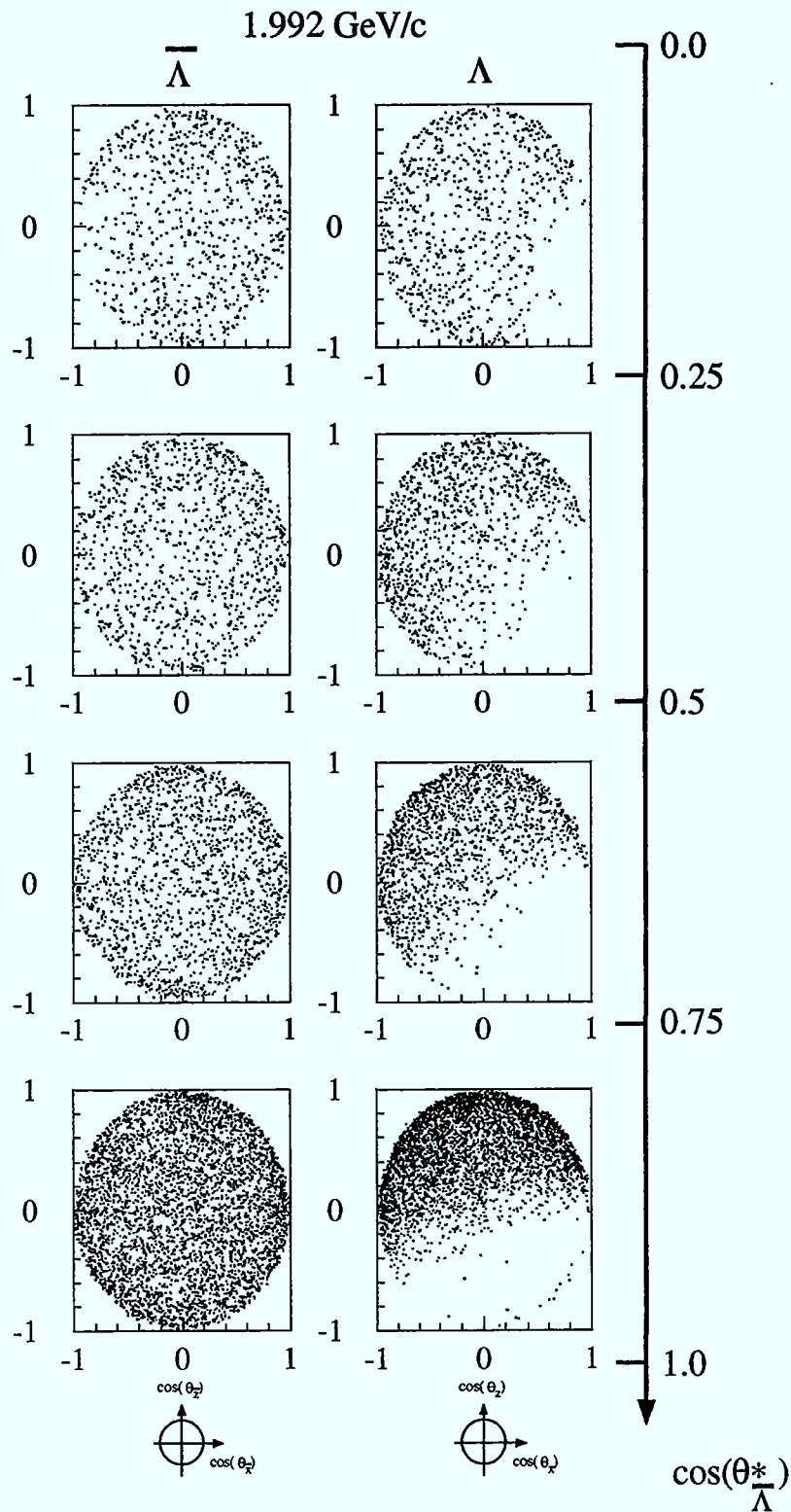


Abbildung 5.8: Daten ($p_{\bar{p}}=1.992$ GeV/c):
 Verteilung der Zerfallsantiprotonen und -protonen im $\bar{\Lambda}(\Lambda)$ -Ruhesystem auf der
 Produktionsebene der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen für den θ_{Λ}^* -Vorwärtsbereich

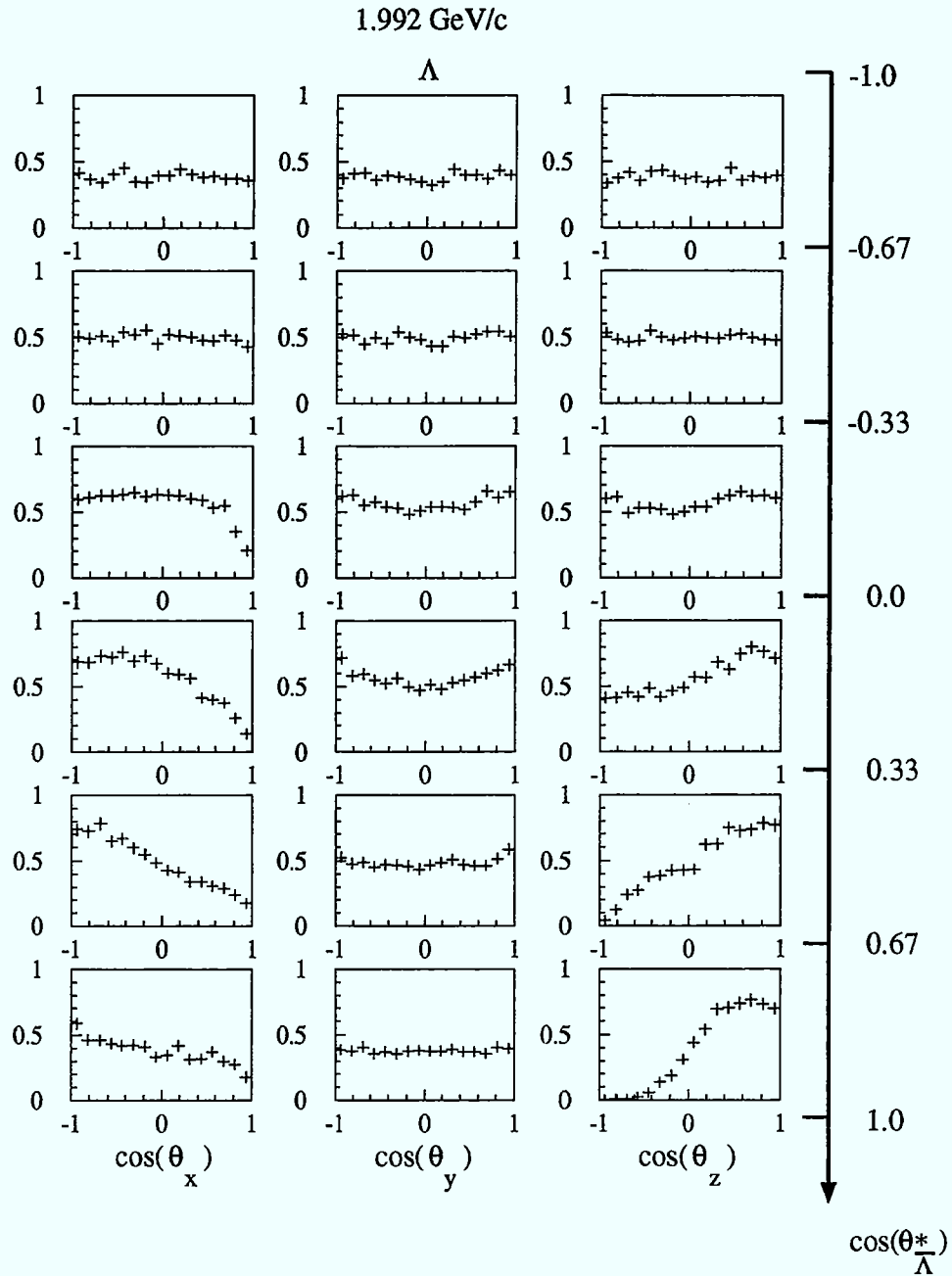


Abbildung 5.9: Monte-Carlo Daten ($p_{\bar{p}}=1.992$ GeV/c):

Akzeptanzen $\mathcal{A}_i(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_i))$ mit $i = x, y, z$ in sechs Bereichen von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$

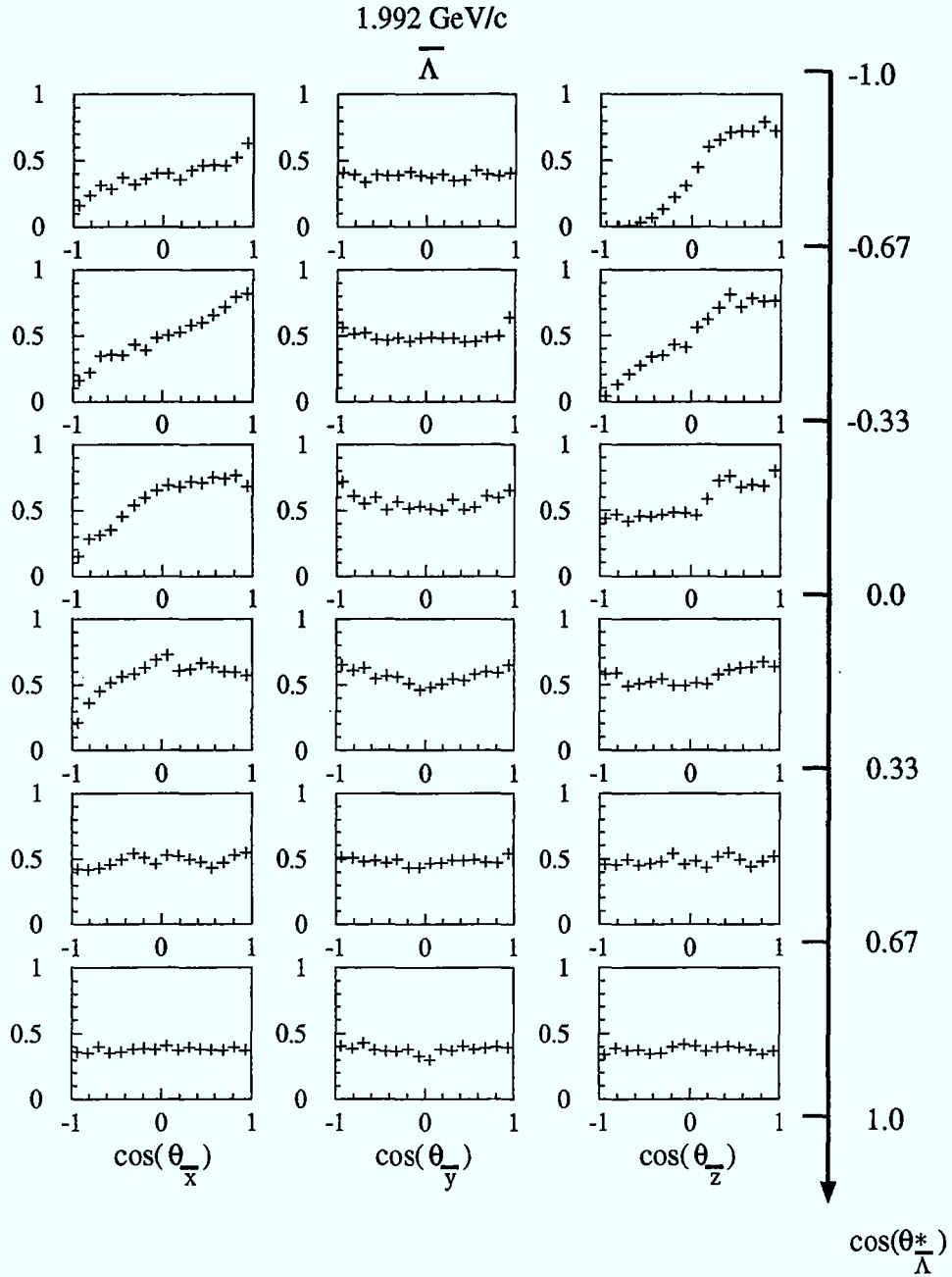


Abbildung 5.10: Monte-Carlo Daten ($p_{\bar{p}}=1.992$ GeV/c):
 Akzeptanzen $\mathcal{A}_i(\cos(\theta_{\bar{\Lambda}}^*), \cos(\theta_i^*))$ mit $i = x, y, z$ in sechs Bereichen von $\cos(\theta_{\bar{\Lambda}}^*)$

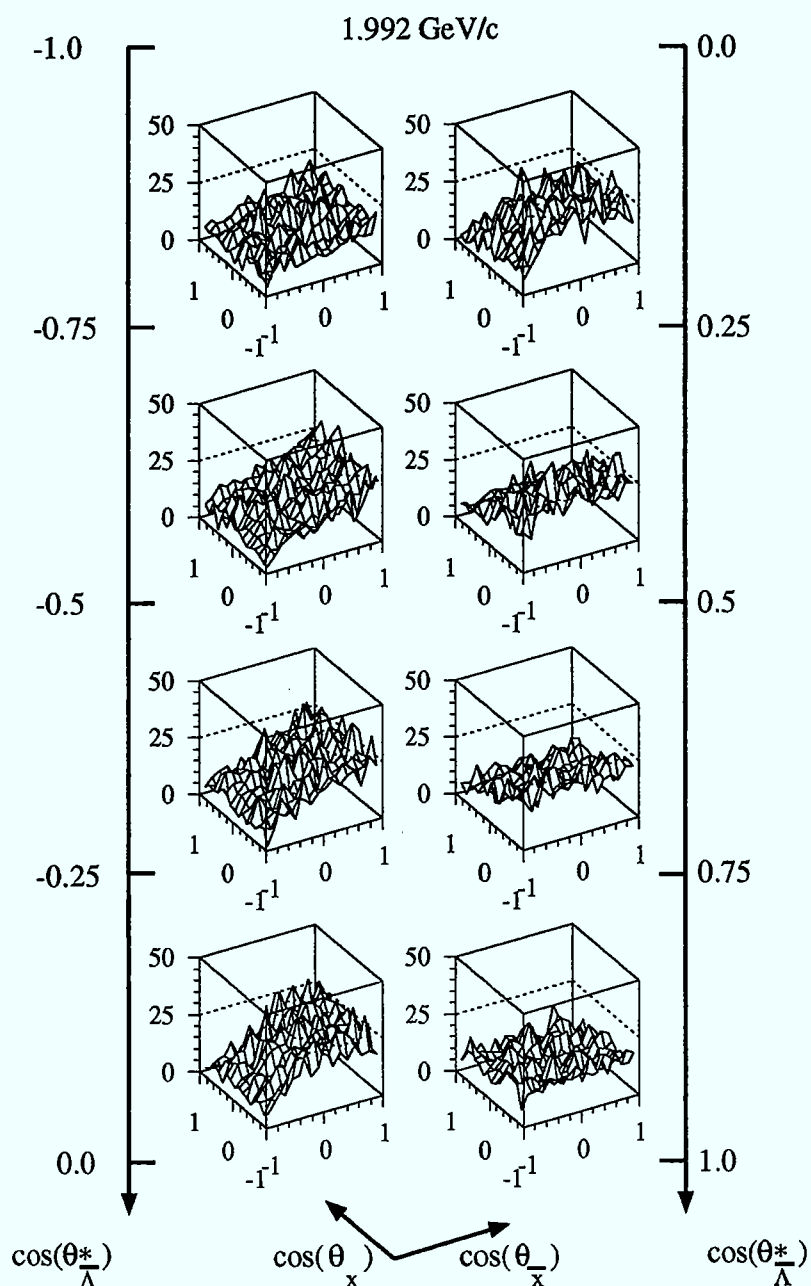


Abbildung 5.11: Monte-Carlo Daten ($p_{\bar{p}}=1.992$ GeV/c):
 Akzeptanzfläche $\mathcal{A}_{\bar{x},x}(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_{\bar{x}}), \cos(\theta_x))$ in acht Bereichen von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$

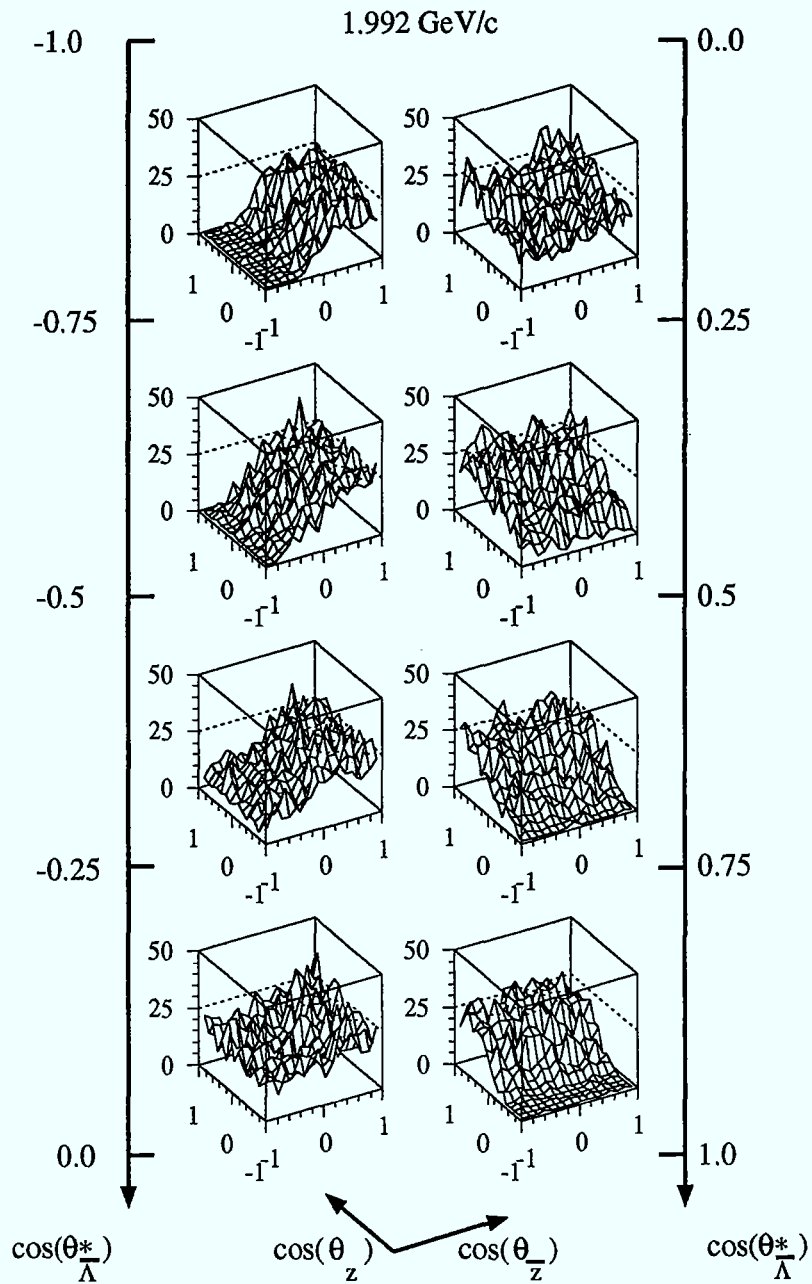


Abbildung 5.12: Monte-Carlo Daten ($p_{\bar{p}}=1.992$ GeV/c):
 Akzeptanzfläche $\mathcal{A}_{z,z}(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_z), \cos(\theta_z))$ in acht Bereichen von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$

5.3 Korrektur der Akzeptanzverluste

In vorangehenden Kapitel [5.2] konnte gezeigt werden, daß die für die Korrektur der Spinkorrelationskoeffizienten benötigten reduzierten Akzeptanzflächen $\mathcal{A}_{i,j}(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_i), \cos(\theta_j))$, mit $i, j = x, y, z$, teilweise auf Null absinken, und deshalb die Bildung einer invertierten Akzeptanz nicht möglich ist.

Unter Voraussetzung von C- und P-Invarianz bei starker und CP-Invarianz bei schwacher Wechselwirkung ($\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktion und -Zerfall) ist es möglich, aus dem vorhandenen einen erweiterten symmetrisierten Datensatz zu gewinnen, bei dem die beschriebenen Verluste beseitigt sind und eine Akzeptanzkorrektur möglich wird.

Im folgenden werden die zur Erstellung eines symmetrisierten Datensatzes notwendigen Symmetrieoperationen beschrieben und die Möglichkeit der Korrektur der Daten unter zur Hilfenahme symmetrisierter Monte-Carlo Daten, bzw. aus den experimentellen Daten erzeugten unkorrelierten Daten, dargestellt.

5.3.1 Symmetriebetrachtung und Akzeptanzkorrektur

Es seien $k_{\bar{p}}$, k_p die Richtungsvektoren der Zerfallsprotonen in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$. Geht man von einem Ereignis der Form

$$\begin{aligned} k_{\bar{p}} &= (\cos(\theta_{\bar{x}}), \cos(\theta_{\bar{y}}), \cos(\theta_{\bar{z}})) \\ k_p &= (\cos(\theta_x), \cos(\theta_y), \cos(\theta_z)) \end{aligned} \quad (5.24)$$

aus, so folgt aus der C- und P-Invarianz in der Produktion, daß ein Ereignis der Form

$$\begin{aligned} k_{\bar{p}} &= (-\cos(\theta_{\bar{x}}), \cos(\theta_{\bar{y}}), -\cos(\theta_{\bar{z}})) \\ k_p &= (-\cos(\theta_x), \cos(\theta_y), -\cos(\theta_z)) \end{aligned} \quad (5.25)$$

mit gleicher Wahrscheinlichkeit auftritt. Berücksichtigt man die CP-Invarianz in der schwachen Wechselwirkung, so folgt, daß das Ereignis der Form

$$\begin{aligned} k_{\bar{p}} &= (-\cos(\theta_x), -\cos(\theta_y), -\cos(\theta_z)) \\ k_p &= (-\cos(\theta_{\bar{x}}), -\cos(\theta_{\bar{y}}), -\cos(\theta_{\bar{z}})) \end{aligned} \quad (5.26)$$

aus 5.24, und aus 5.25 der Form

$$\begin{aligned} k_{\bar{p}} &= (\cos(\theta_x), -\cos(\theta_y), \cos(\theta_z)) \\ k_p &= (\cos(\theta_{\bar{x}}), -\cos(\theta_{\bar{y}}), \cos(\theta_{\bar{z}})) \end{aligned} \quad (5.27)$$

ebenfalls gleich wahrscheinlich ist.

Aus jedem Ereignis eines $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Datensatzes kann somit unter Berücksichtigung der Relationen 5.24–5.27 ein symmetrisierter Datensatz mit der 4-fachen Anzahl von Ereignissen erzeugt werden.

Abbildung 5.13–5.16 zeigt am Beispiel des Monte-Carlo Datensatzes von 1.992 GeV/c die Auswirkung der Symmetrisierung auf die reduzierten Akzeptanzen $\mathcal{A}_i(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_i))$ bzw. Akzeptanzflächen $\mathcal{A}_{i,j}(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_i), \cos(\theta_j))$. Es zeigt sich deutlich, daß die in Abbildung 5.9–5.12 beobachtbaren Akzeptanzverluste beseitigt werden konnten.

Eine direkte Folge der Symmetrisierung ist das Verschwinden der Polarisierungen von $\bar{\Lambda}$ und Λ in x- bzw. z-Richtung. Für die Spinkorrelation folgt, daß

$$\begin{aligned} C_{\bar{x}y} &= C_{\bar{y}x} = C_{\bar{y}z} = C_{\bar{z}y} = 0 \\ C_{\bar{x}z} &= C_{\bar{z}x} \end{aligned} \quad (5.28)$$

Zur Bestimmung der akzeptanzkorrigierten Spinkorrelationskoeffizienten werden aus dem symmetrisierten Monte-Carlo Datensatz die reduzierten Akzeptanzflächen $\mathcal{A}_{i,j}(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_i), \cos(\theta_j))$ extrahiert, und diese mit Polynomen gefittet.

Aus den auf gleiche Weise symmetrisierten experimentellen Daten lassen sich über Gleichung unter Berücksichtigung der gefitteten Akzeptanzflächen die Spinkorrelationskoeffizienten berechnen. Eine detailliertere Beschreibung des Verfahrens findet sich in [ZIO92].

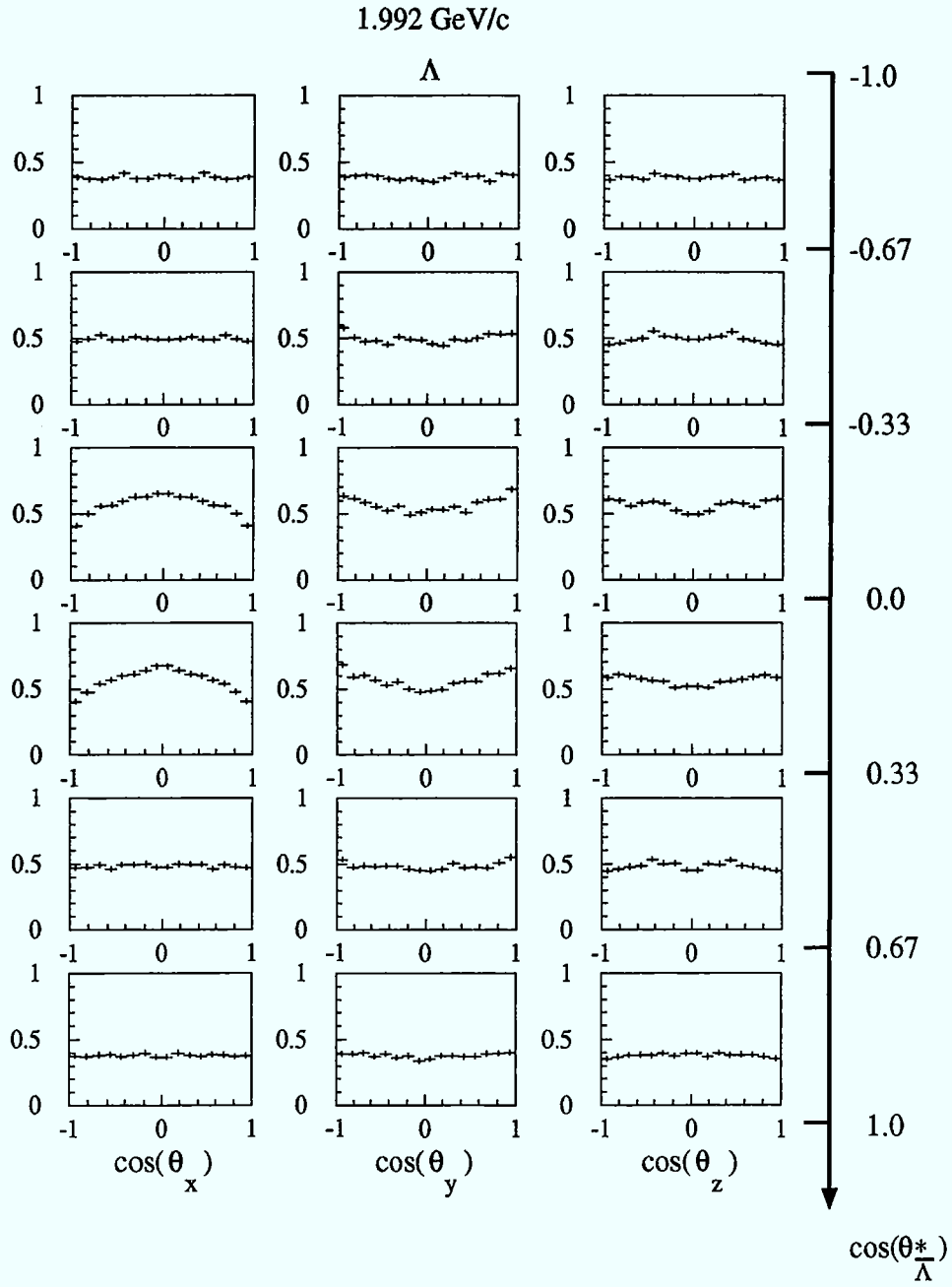


Abbildung 5.13: Monte-Carlo Daten ($p_{\Lambda}=1.992$ GeV/c) (symmetrisiert):
 Akzeptanzen $\mathcal{A}_i(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_i))$ mit $i = x, y, z$ in sechs Bereichen von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$

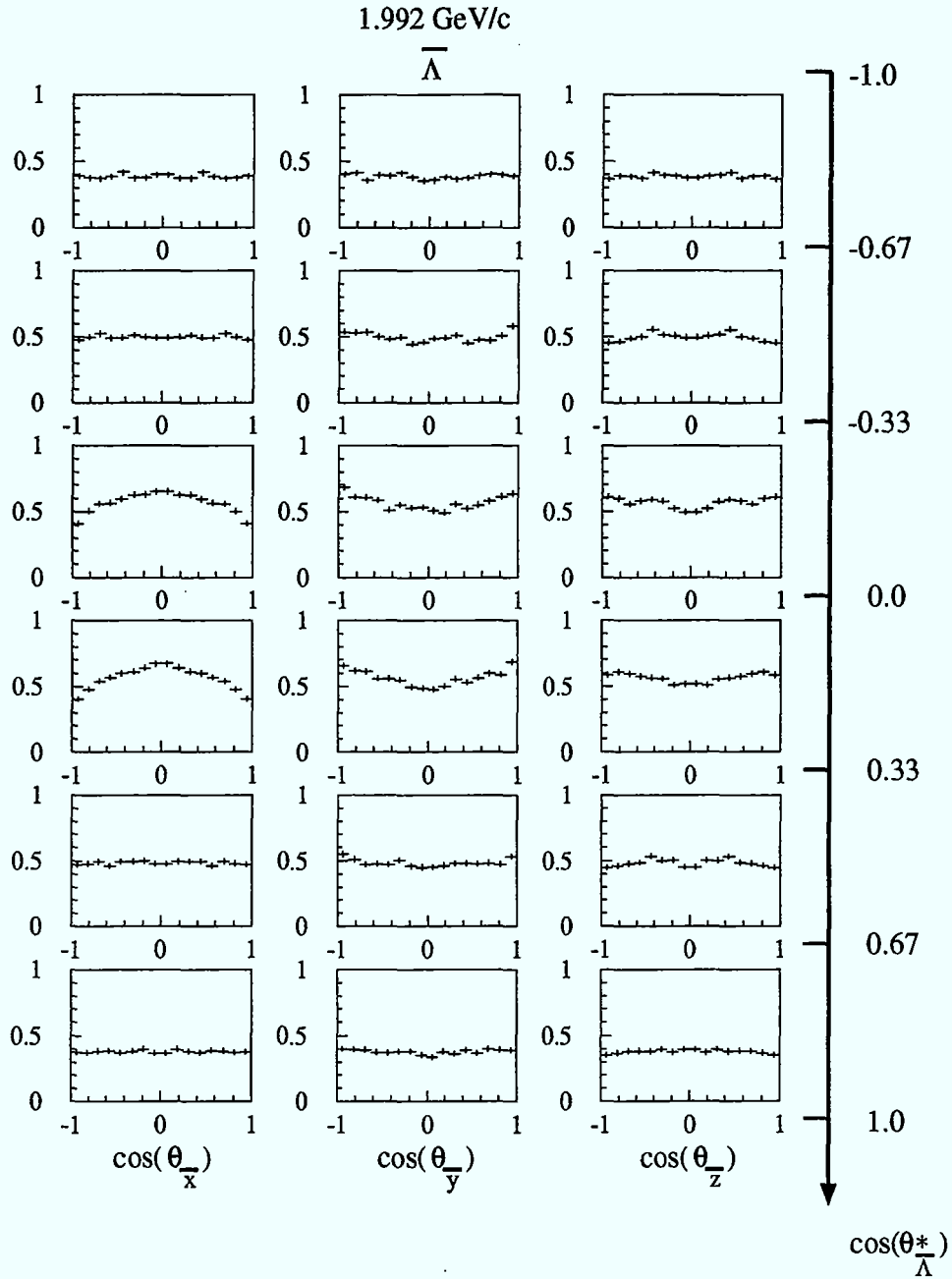


Abbildung 5.14: Monte-Carlo Daten ($p_{\bar{p}}=1.992$ GeV/c) (symmetrisiert):
Akzeptanzen $\mathcal{A}_i(\cos(\theta_{\bar{\Lambda}}^*), \cos(\theta_i^*))$ mit $i = x, y, z$ in sechs Bereichen von $\cos(\theta_{\bar{\Lambda}}^*)$

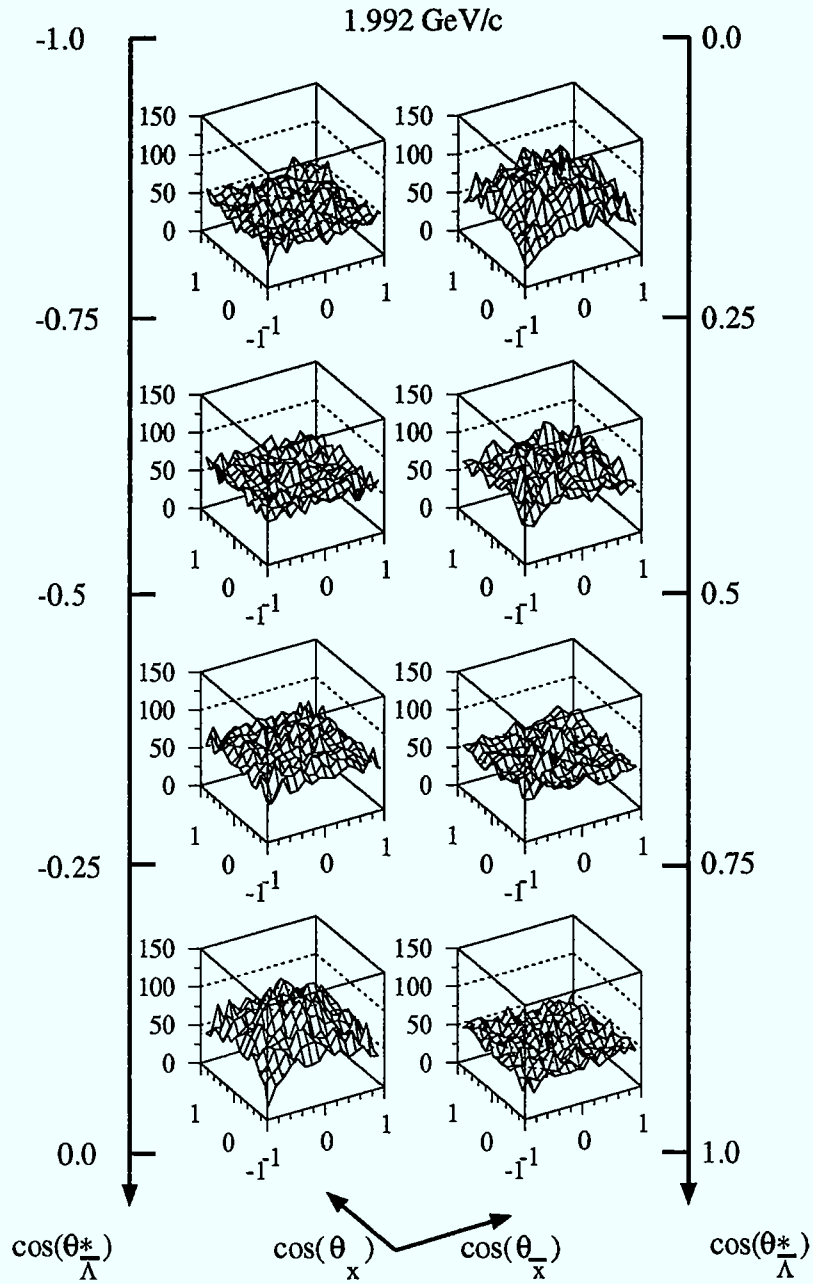


Abbildung 5.15: Monte-Carlo Daten ($p_{\bar{p}}=1.992$ GeV/c) (symmetrisiert):
 Akzeptanzfläche $\mathcal{A}_{\bar{x},x}(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_{\bar{x}}), \cos(\theta_x))$ in acht Bereichen von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$

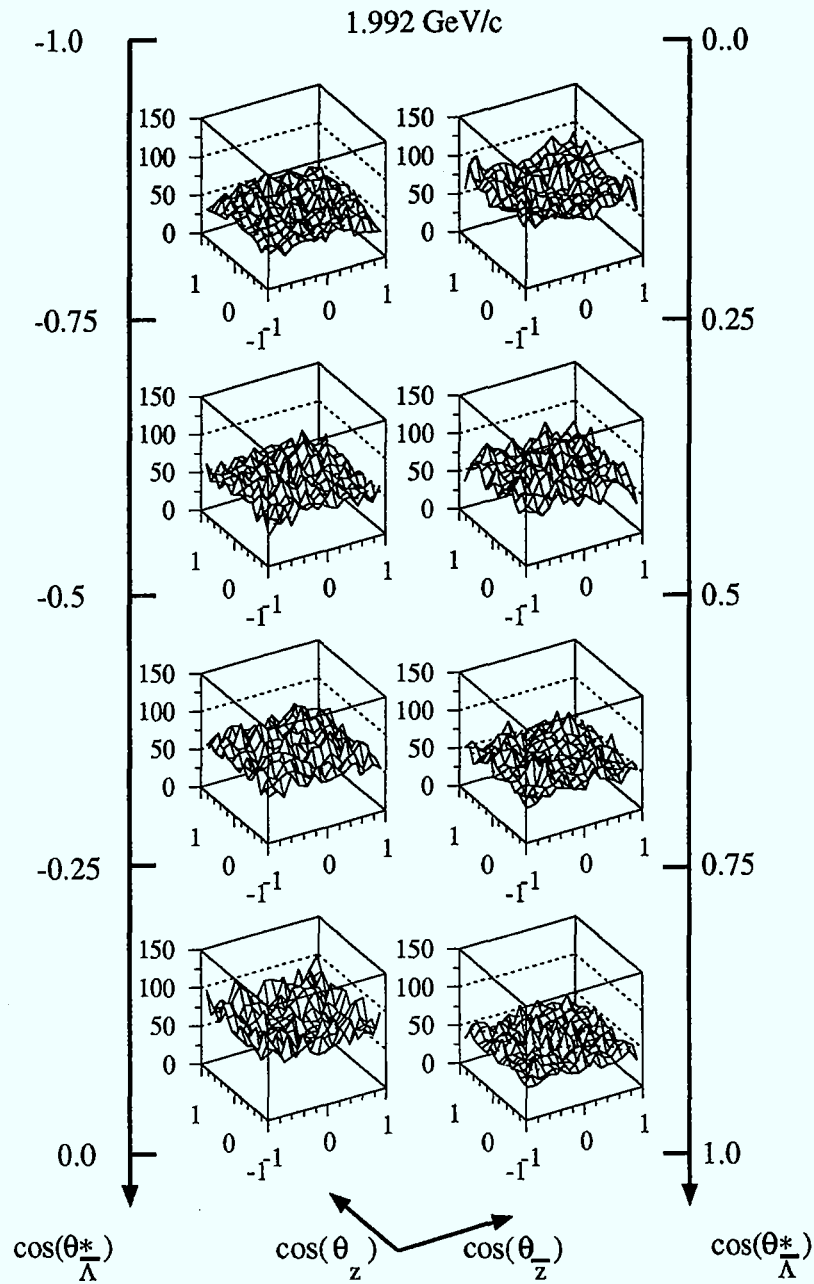


Abbildung 5.16: Monte-Carlo Daten ($p_{\bar{p}}=1.992$ GeV/c) (symmetrisiert):
 Akzeptanzfläche $\mathcal{A}_{\bar{z},z}(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_{\bar{z}}), \cos(\theta_z))$ in acht Bereichen von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$

5.3.2 Intrinsisches Korrekturverfahren

Neben dem zur Korrektur der experimentellen Daten in [5.3.1] verwendeten Monte-Carlo Datensatz besteht die Möglichkeit, aus den experimentellen Daten einen unkorrelierten Datensatz zu erzeugen und diesem für die Akzeptanzkorrektur zu verwenden. Hierfür werden die experimentellen Daten nach dem $\bar{\Lambda}$ -Produktionswinkel sortiert und eine Unterteilung in $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ -Winkelbereiche vorgenommen. Anschliessend werden für je zwei Ereignisse eines $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ -Winkelbereichs die beiden Λ -Teilchen ausgetauscht, wodurch bestehende Korrelationen zerstört werden. Ein solcher Austausch ist zulässig, wenn durch genügend feine Unterteilung in $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ gleiches kinematisches Verhalten der Ereignisse eines Winkelbereichs garantiert ist.

Der so erhaltene unkorrelierte Datensatz besitzt gegenüber den Monte-Carlo Daten den Vorteil, daß er a priori alle Einflüsse des Detektors berücksichtigt und diese nicht simuliert werden müssen.

Die unkorrelierten experimentellen Daten werden nach dem in [5.3.1] beschriebenen Verfahren zur Korrektur der Spinkorrelationskoeffizienten verwandt. Wie in [ZIO92] soll das Verfahren bei Verwendung der unkorrelierten experimentellen Daten als intrinsisches Korrekturverfahren bezeichnet werden.

5.4 Ergebnisse

5.4.1 Polarisation

Mit Gleichung 5.2 aus Kapitel [5.1.1] lassen sich aus den experimentellen Daten die Polarisationen $P_i(\cos(\theta_{\Lambda}^*))$ ($i = x, y, z, \bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$) von $\bar{\Lambda}$ und Λ bestimmen.

In den Abbildungen 5.9 und 5.10 sind die Verteilungen der Zerfallsprotonen in x , y und z in Abhängigkeit des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Schwerpunktswinkels am Beispiel des Monte-Carlo Datensatz für den Strahlimpuls von 1.992 GeV/c aufgeführt. Es zeigt sich, daß die in Gleichung 5.4 geforderte Bedingung einer π -Periodizität der Akzeptanz $\mathcal{A}_y(\cos(\theta_{\Lambda}^*), \cos(\theta_y))$ zur Anwendbarkeit der 'methode of weighted sums' erfüllt ist.

Da die Produktion der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen auf der starken, paritätserhaltenden Wechselwirkung beruht, erwartet man nach Gleichung 5.1 ein Verschwinden der Polarisation von $\bar{\Lambda}$ und Λ in $\bar{x}$, $\bar{z}$, bzw. x , z . Bei den unpolarisiert erzeugten Monte-Carlo Daten sollte zudem die Komponente in y -Richtung verschwinden. Man erwartet daher eine räumliche Gleichverteilung der Protonen im jeweiligen $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Schwerpunktsystem.

Abbildung 5.17 zeigt am Beispiel der Monte-Carlo Datensatzes von 1.992 GeV/c die Polarisation in x , y , z als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen. Wie erwartet, ist die y -Komponente der Polarisation über den gesamten Bereich von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ mit Null verträglich.

Die Polarisationen in x und z zeigen eine deutliche Abweichung von der geforderten Nullverträglichkeit, was auf Akzeptanzverluste des Detektors und Verluste von Ereignissen im Auswerteprogramm zurückzuführen ist. Wie Abbildung 5.18 zeigt, spiegelt sich dieses Verhalten auch in den Daten für die Strahlimpulseinstellungen von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c wieder. Es zeigt sich auch hier, daß die Relation 5.5 nicht erfüllt wird. Gleichung 5.2 führt aufgrund der beschriebenen Verluste daher zu unphysikalischen Ergebnissen für die Polarisation in x und z .

In Abbildung 5.19 ist die Polarisation und gemittelte Polarisation der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen in y als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für beide Strahlimpulse aufgetragen. Es zeigt sich, daß die aufgrund der Invarianz der starken Wechselwirkung gegen Teilchen-Antiteilchen-Konjugation geforderte Eigenschaft 5.6 der Polarisation für beide Datensätze erfüllt ist, was auch in Kapitel [5.4.4] bestätigt wird.

Einen detaillierter Einblick in das Verhalten der Polarisation geben die Abbildungen 5.20 und 5.21. In Abbildung 5.20 wurden die gemittelten Polarisationen für die beiden Strahlimpulse durch assoziierte Legendre-Polynome ($m=1$) bis zur

7.Ordnung angefitet,

$$P_y(\cos(\theta_\Lambda^*)) = \sum_{n=1}^{n_{max}} b_n \cdot P_n^{m=1}(\cos(\theta_\Lambda^*)) \quad (5.29)$$

mit

$$P_n^m(\cos(\theta_\Lambda^*)) = (1 - \cos^2(\theta_\Lambda^*))^{\frac{m}{2}} \frac{d^m}{d(\cos(\theta_\Lambda^*))^m} P_n(\cos(\theta_\Lambda^*)) \quad (5.30)$$

Bei den $P_n(\cos(\theta_\Lambda^*))$ handelt es sich um die Legendre-Polynome der Ordnung n , mit

$$P_n(\cos(\theta_\Lambda^*)) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{d(\cos(\theta_\Lambda^*))^n} (\cos^2(\theta_\Lambda^*) - 1)^n \quad (5.31)$$

Die Entwicklungskoeffizienten b_n haben für $n_{max} = 7$ die Werte

$p_{\bar{p}}$	1.949 GeV/c	1.992 GeV/c
χ^2	0.487	0.558
b_1	-0.121±0.048	-0.161±0.044
b_2	-0.160±0.040	-0.159±0.037
b_3	-0.040±0.031	-0.057±0.029
b_4	0.084±0.024	0.120±0.023
b_5	0.094±0.023	0.087±0.021
b_6	-0.016±0.022	-0.039±0.020
b_7	-0.010±0.017	0.002±0.015

Für die Extremwerte im Intervall $[-1,1]$ erhält man

$p_{\bar{p}}$	1.949 [GeV/c]			1.992 [GeV/c]		
Extrema	$\cos(\theta_\Lambda^*)$	$t' [(GeV/c)^2]$	P_y	$\cos(\theta_\Lambda^*)$	$t' [(GeV/c)^2]$	P_y
1	0.952	-0.033	0.166	0.955	-0.033	0.151
2	0.501	-0.346	-0.628	0.466	-0.392	-0.678
3	-0.171	-0.813	0.251	-0.230	-0.904	0.320
4	-0.651	-1.145	-0.082	-0.719	-1.263	-0.224
5	-0.948	-1.352	0.153	-0.970	-1.447	0.152

Die Nullstellen im Intervall $[-1,1]$ liegen bei

$p_{\bar{p}}$	1.949 [GeV/c]		1.992 [GeV/c]	
Nullstelle	$\cos(\theta_\Lambda^*)$	$t' [(GeV/c)^2]$	$\cos(\theta_\Lambda^*)$	$t' [(GeV/c)^2]$
1	0.848	-0.105	0.853	-0.108
2	0.087	-0.633	0.041	-0.705
3	-0.496	-1.138	-0.516	-1.114
4	-0.794	-1.245	-0.887	-1.387

Anhand der Nullstellen läßt sich die Polarisation in 4 Bereiche einteilen (siehe auch Abbildung 5.20):

Bereich A	bis	Nullstelle 1	Polarisation positiv
Bereich B	von	Nullstelle 1 bis 2	Polarisation negativ
Bereich C	von	Nullstelle 2 bis 3	Polarisation positiv
Bereich D	ab	Nullstelle 3	

Die Polarisation $P_y(\bar{\Lambda})$ für beide Strahlimpulse zeigt für kleine Viererimpulsüberträge (Polarisationsbereich A) einen leicht positiven Verlauf und wechselt bei $t' \approx -0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ das Vorzeichen. Sie zeigt bis zu $t' \approx -0.7 \text{ (GeV/c)}^2$ (Polarisationsbereich B) einen deutlich negativen Verlauf mit einem Extremwert der Polarisation von $P_y(\bar{\Lambda}) \approx -0.65$ bei $t' \approx -0.4 \text{ (GeV/c)}^2$.

Bei hohen Viererimpulsüberträgen ist der Verlauf der Polarisation zunächst positiv (Polarisationsbereich C) mit einer Maximalamplitude von $P_y(\bar{\Lambda}) \approx 0.3$, bis bei $t' \approx -1.1 \text{ (GeV/c)}^2$ ein dritter Nulldurchgang erfolgt.

Im weiteren Verlauf (Polarisationsbereich D) sind die Werte der Polarisation mit großen statistischen Fehlern behaftet; aus diesem Grund haben in diesem Bereich bezüglich Teilchen-Antiteilchen Identifikation fehlidentifizierte Ereignisse einen signifikanten Einfluß auf den Verlauf der Polarisation, wie in [ZIO92] gezeigt wurde. Dabei handelt es sich fehlidentifizierte Ereignisse der Multiplizität 1, die prinzipiell nicht korrigierbar sind und den Verlauf der Polarisation beeinflussen können. Es können somit aus den vorliegenden Daten für den Polarisationsbereich D nur bedingt Aussagen über das Verhalten der Polarisation der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen gemacht werden. Innerhalb des statistischen Fehlers sind jedoch die Polarisationen in diesem Bereich durchaus mit Null verträglich.

Abbildung 5.21 stellt die hier vorgestellten gemittelten Polarisationen im Rahmen der bisher von der PS185-Kollaboration durchgeführten Messungen dar (aus [FRA87], [BAR87a], [DUT88], [SEH89], [SEF91], [ZIO92], [FIS92], [TAY94], [KRA94]). Zur Vergleichbarkeit ist eine Darstellung von $P_y(\bar{\Lambda})$ als Funktion des reduzierten quadratischen Impulsübertrags t' notwendig.

Augenfällig ist die deutliche Verkleinerung des Polarisationsbereichs A zu höheren Strahlimpulsen hin. Erkennbar war in den oben genannten Arbeiten bei niederen Strahlimpulsen eine Verschiebung des ersten Nulldurchgangs der Polarisation in Richtung $t'=0$. Erklärungsansätze bringen dabei dieses Verhalten mit dem "Aufgehen" der Kanäle $\bar{\Lambda}\Sigma^0 + cc$ bei 1.653 GeV/c und $\bar{\Sigma}^+\Sigma^+$ bei 1.853 GeV/c in Zusammenhang [KRA94].

In den hier präsentierten Daten läßt sich diese Verschiebung nicht mehr erkennen; es zeigt sich im Gegenteil eine Verschiebung von $t'=-0.105 \text{ (GeV/c)}^2$ bei 1.949 GeV/c hin zu $t'=-0.108 \text{ (GeV/c)}^2$ bei 1.992 GeV/c.

Weiterhin erkennt man eine systematische Ausdehnung des Bereichs negativer

Polarisation (Bereich B) bei kleinen Viererimpulsüberträgen und anschließend positiver Polarisation (Bereich C) für die Datensätze ab dem Strahlimpuls von 1.835 GeV/c.

Dabei ist interessant zu beobachten, daß die maximale Ausdehnung des negativen Polarisationsbereichs B in den Daten beim Strahlimpuls von 1.726 [GeV/c] zu finden ist und sich bei 1.835 GeV/c zunächst deutlich verkleinert.

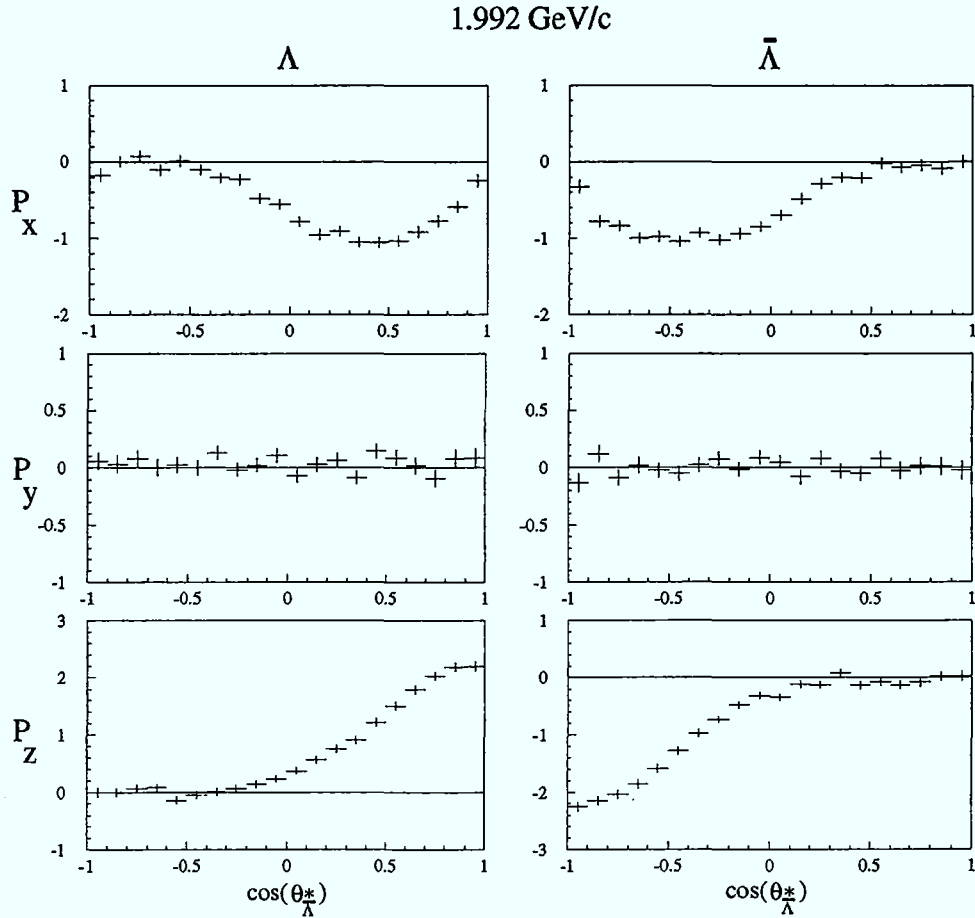


Abbildung 5.17: Monte-Carlo Daten ($p_{\bar{p}}=1.992$ GeV/c):
Polarisation in x, y, z als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen

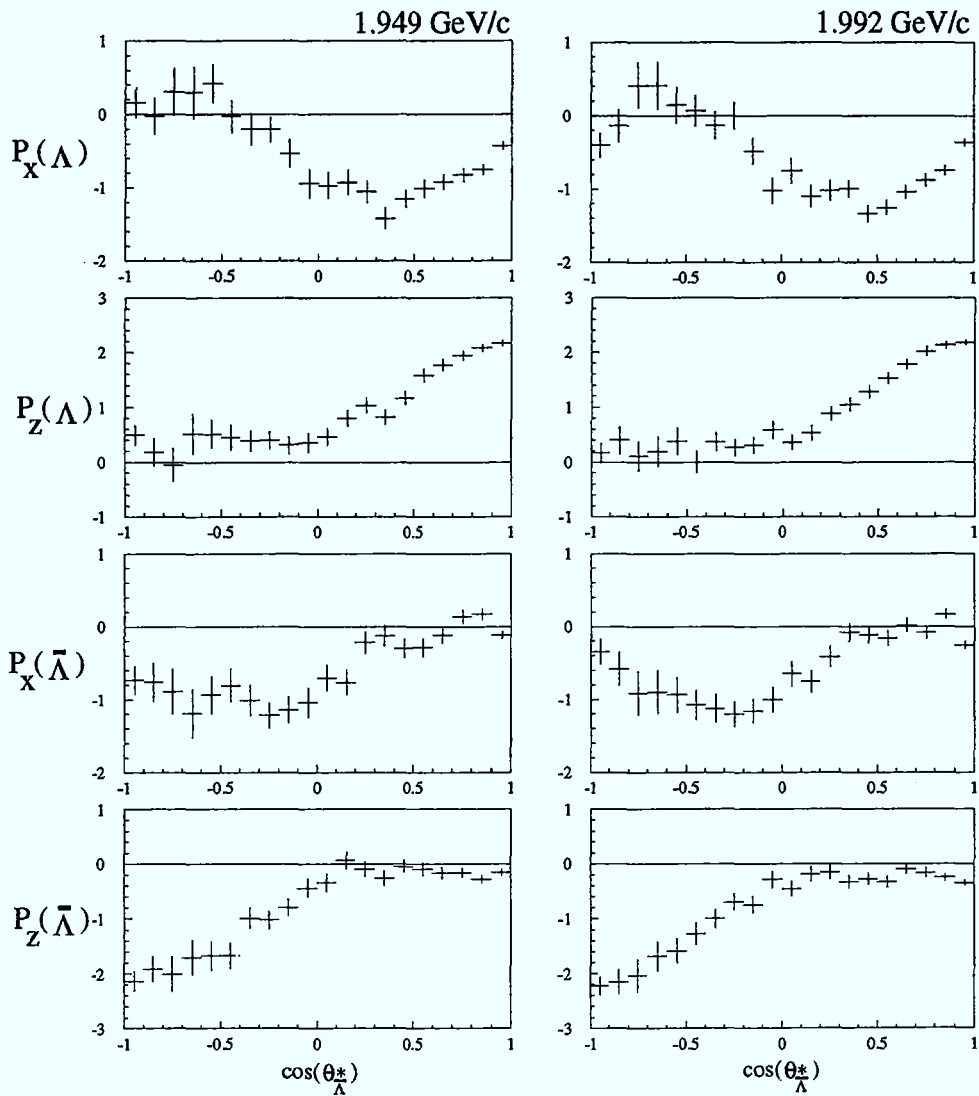


Abbildung 5.18: Daten:

Polarisation in x und z als Funktion von $\cos(\theta_\Lambda^*)$ für die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen bei den Strahlimpulsen von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c

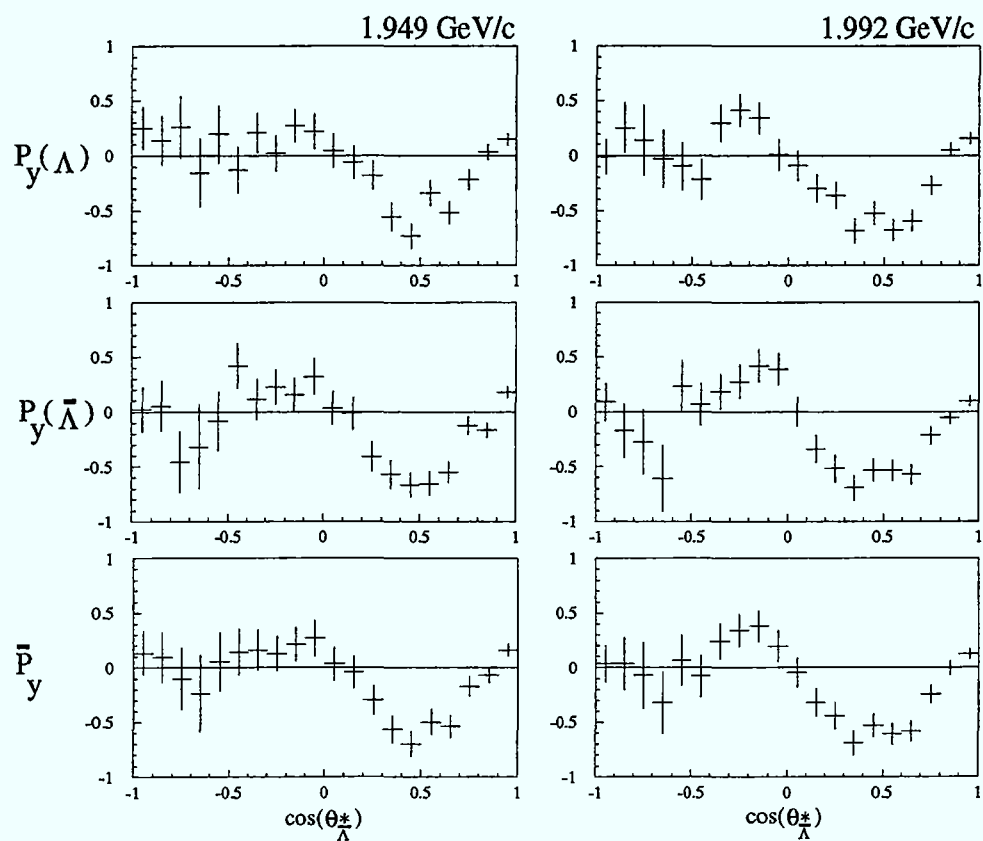


Abbildung 5.19: Daten:

Polarisation und gemittelte Polarisation in y als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen bei den Strahlimpulsen von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c

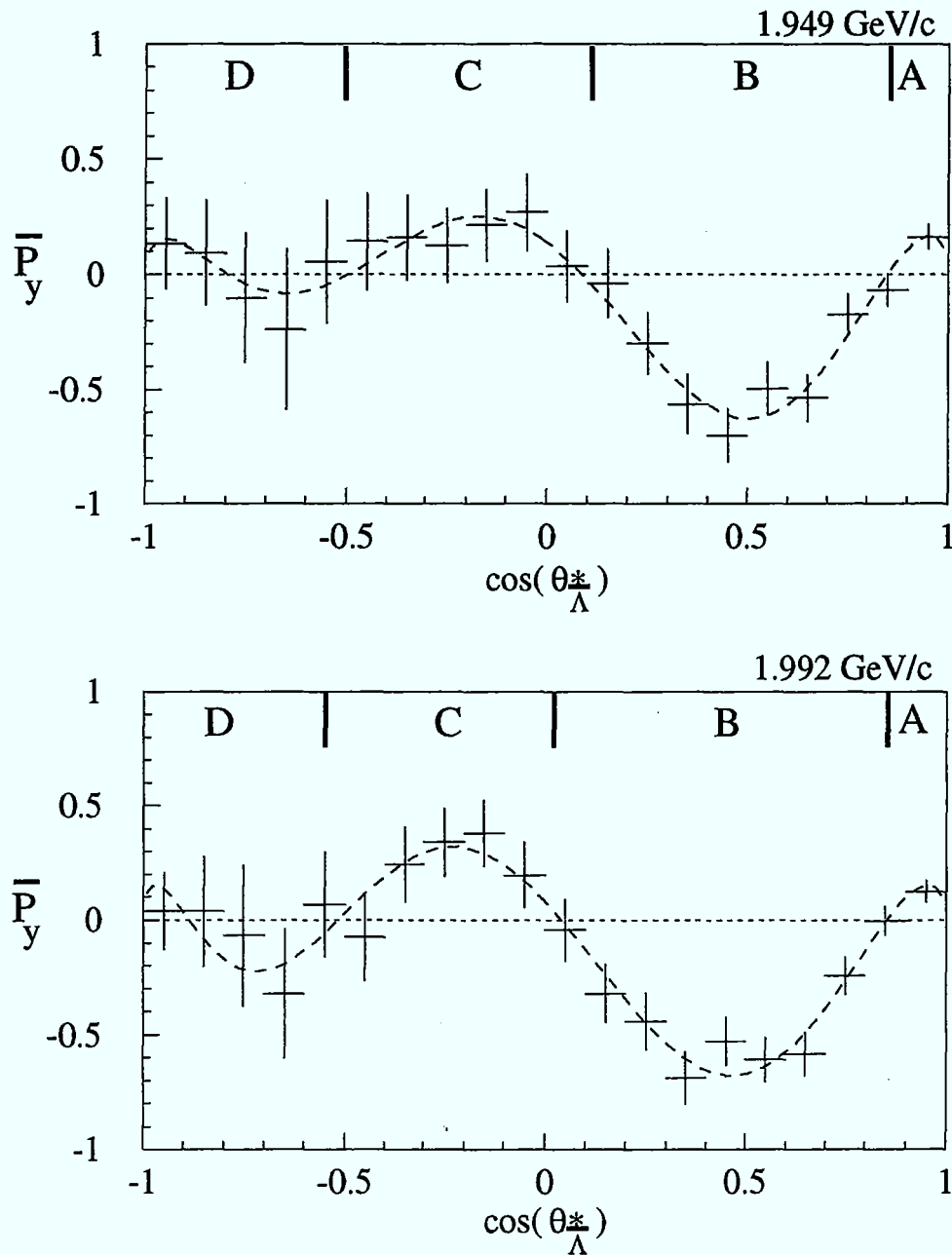


Abbildung 5.20: Daten:

Gemittelte Polarisation in y, angefitet durch assoziierte Legendre-Polynome 7. Ordnung als Funktion von $\cos(\theta_\Lambda^*)$ für die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen bei den Strahlimpulsen von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c. Eingezeichnet sind 4 Bereiche der Polarisierung, auf die im Text Bezug genommen wird.

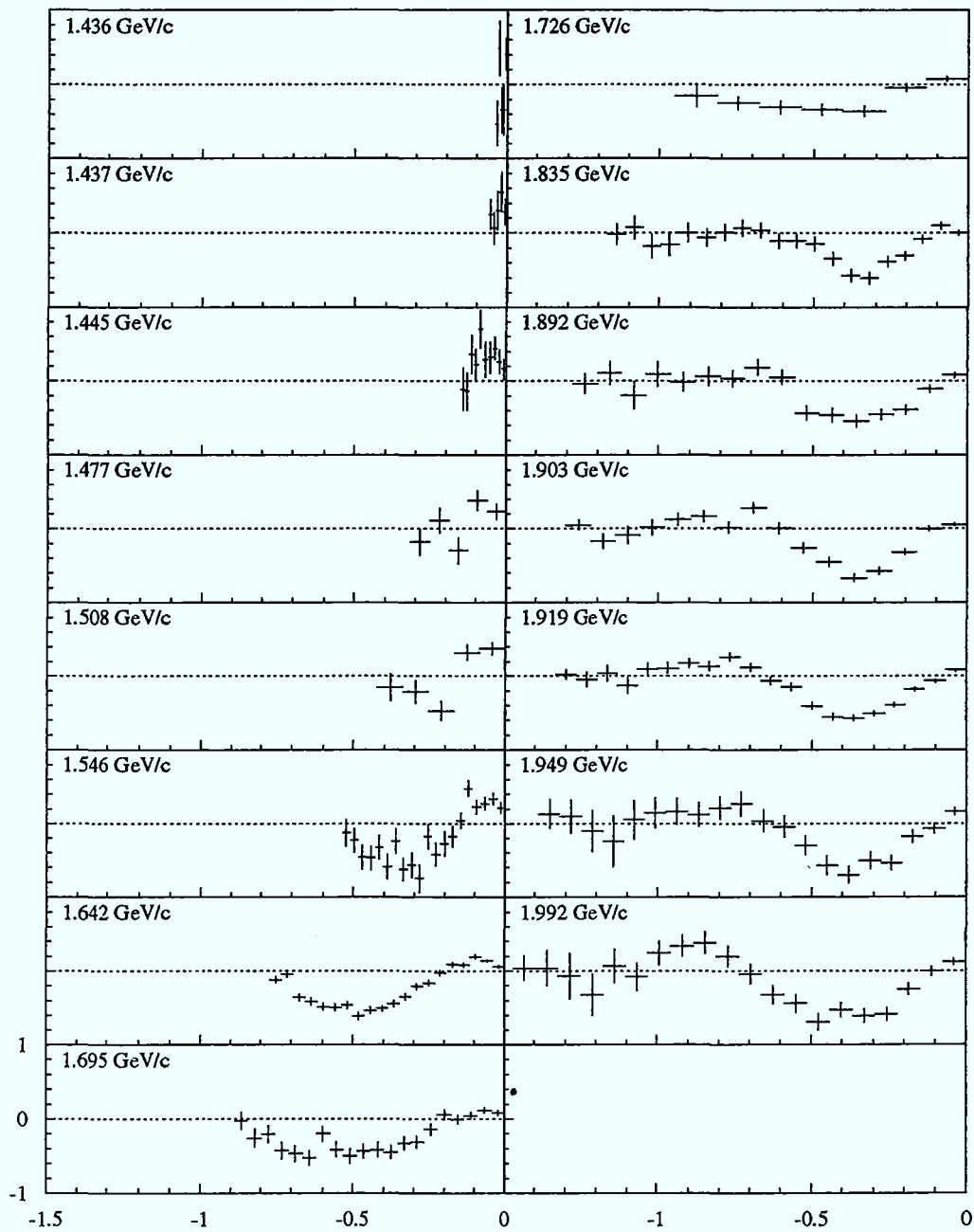


Abbildung 5.21: Daten:

Gemittelte Polarisation in y als Funktion des mittleren quadratischen Impulsübertrags t' $[(\text{GeV}/c)^2]$ für die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonen bei den bisher von der PS185-Kollaboration gemessenen Strahlimpulsen

5.4.2 Spinkorrelationen

In diesem Kapitel werden die Verteilungen der unkorrigierten sowie der korrigierten Spinkorrelationskoeffizienten für den Monte-Carlo Datensatz, den experimentell ermittelten Monte-Carlo Datensatz (exemplarisch für den Strahlimpuls von 1.992 GeV/c) sowie für die experimentellen Daten beider Strahlimpulse dargestellt. Die Abbildungen 5.22–5.25 zeigen dabei die unkorrigierten Spinkorrelationskoeffizienten, die Abbildungen 5.26–5.31 die Monte-Carlo bzw. intrinsisch korrigierten Verteilungen.

Bei den korrigierten Verteilungen ist festzustellen, daß die durch die Korrektur geforderten Eigenschaften der Nullkorrelation für die Nichtdiagonalelemente sowie die Gleichheit $C_{\bar{x}z} = C_{\bar{z}x}$ exakt erfüllt sind. Da unkorreliert erzeugt, sind die Diagonalelemente des Monte-Carlo und des experimentellen Datensatzes nach der Korrektur im gesamten Winkelbereich verträglich mit Null (Abbildung 5.26–5.27).

Die korrigierten Daten für beide Strahlimpulse (Abbildung 5.28 bis 5.31) zeigen im Wesentlichen das gleiche winkelabhängige Verhalten untereinander. Die $C_{\bar{x}x}$ sind für kleine Vorwärtswinkel bis $\theta_{\Lambda}^* \approx 35^\circ$ negativ, im Bereich bis $\theta_{\Lambda}^* \approx 80^\circ$ positiv. Für den θ_{Λ}^* -Bereich zwischen 100° und 150° zeigt sich ein negativer Verlauf. Bei $\theta_{\Lambda}^* \approx 180^\circ$ sind die Verteilungen mit Null verträglich.

Die $C_{\bar{y}y}$ Verteilungen sind im Vorwärtswinkelbereich positiv mit einer maximalen Amplitude von $C_{\bar{y}y} \approx +1$, im Rückwärtswinkelbereich negativ mit einer minimalen Amplitude von $C_{\bar{y}y} \approx -0.5$.

Die $C_{\bar{z}z}$ Elemente zeigen ein deutlich asymmetrisches Verhalten bzgl. $\theta_{\Lambda}^* = 90^\circ$. Während der Verlauf im Rückwärtswinkelbereich und für kleine Vorwärtswinkel negativ ist, zeigt sich im Bereich um $\theta_{\Lambda}^* \approx 80^\circ$ ein leicht positiver Verlauf.

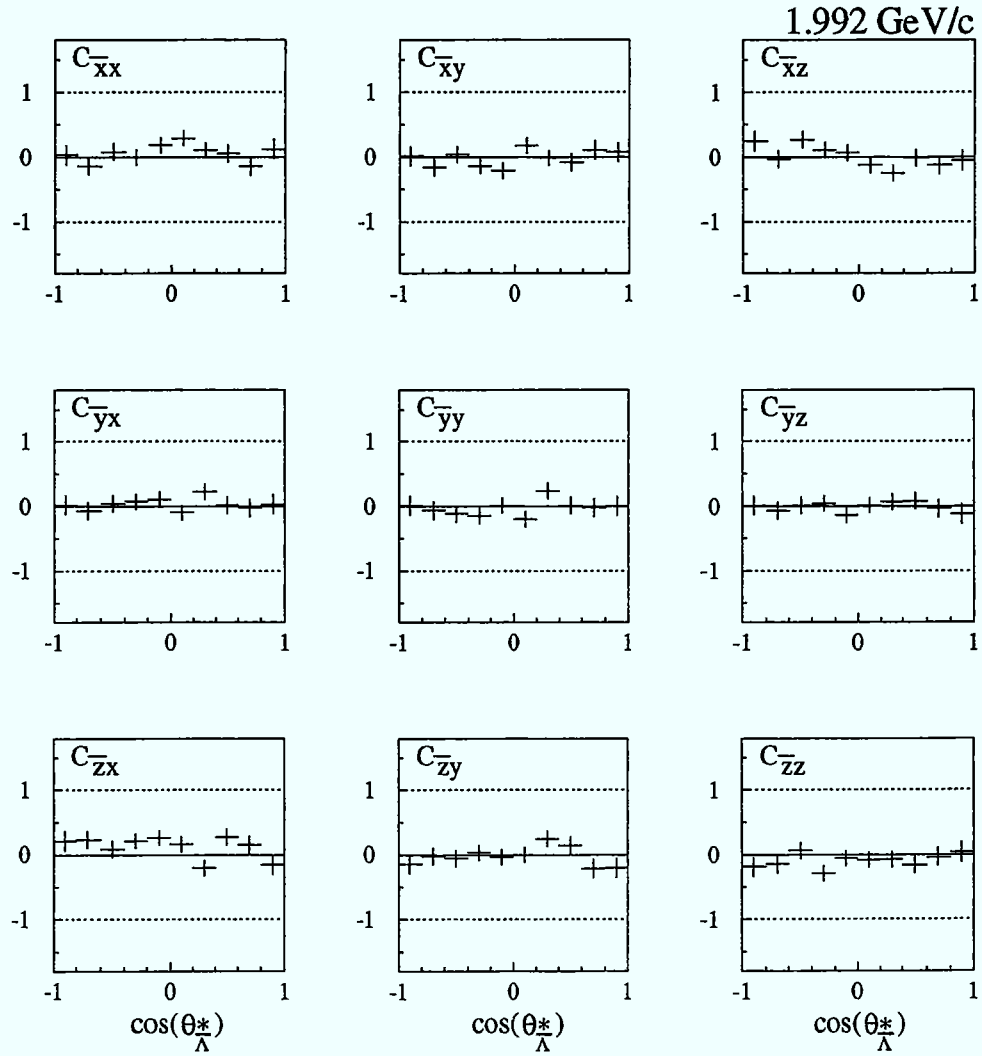


Abbildung 5.22: Monte-Carlo Daten:

Unkorrigierte Spinkorrelationen als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für $p_{\bar{p}} = 1.992 \text{ GeV}/c$

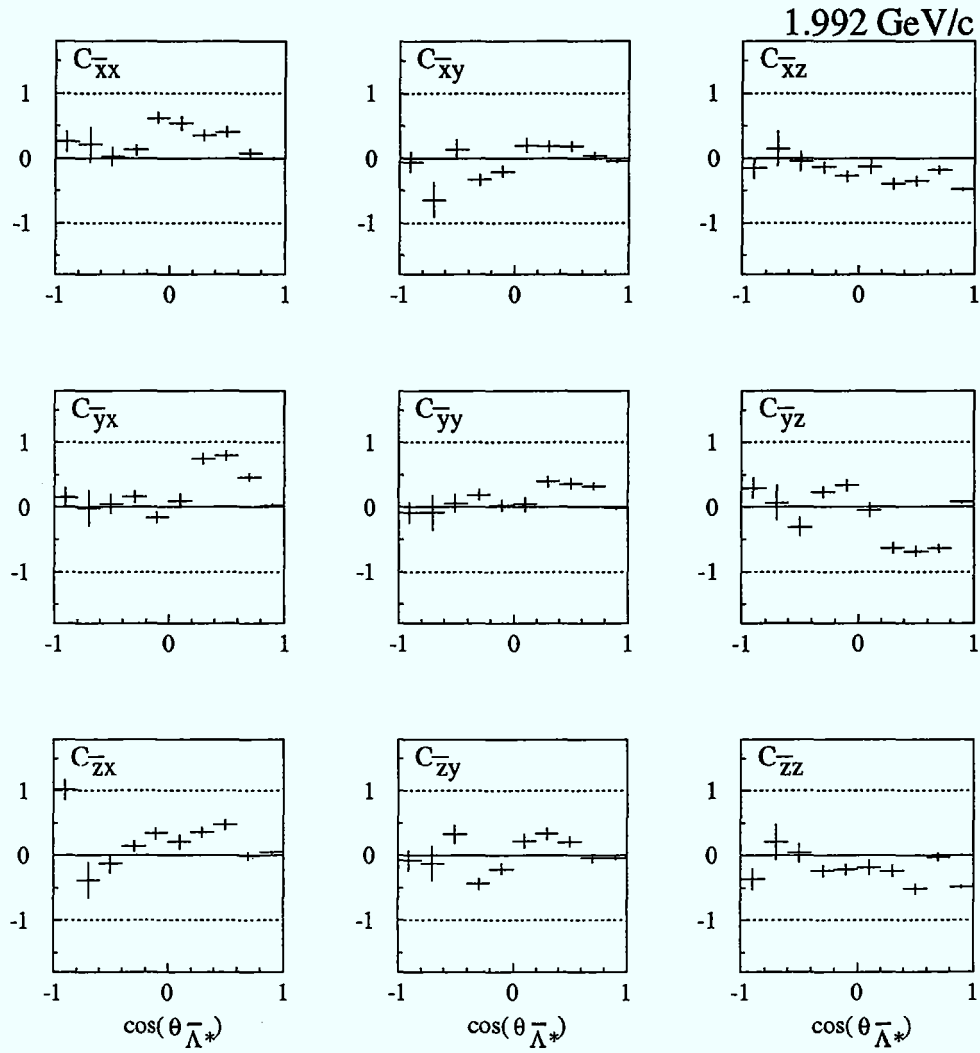


Abbildung 5.23: Experimentelle Monte-Carlo Daten:
 Unkorrigierte Spinkorrelationen als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda^*}^-)$ für $p_{\bar{p}}=1.992$ GeV/c

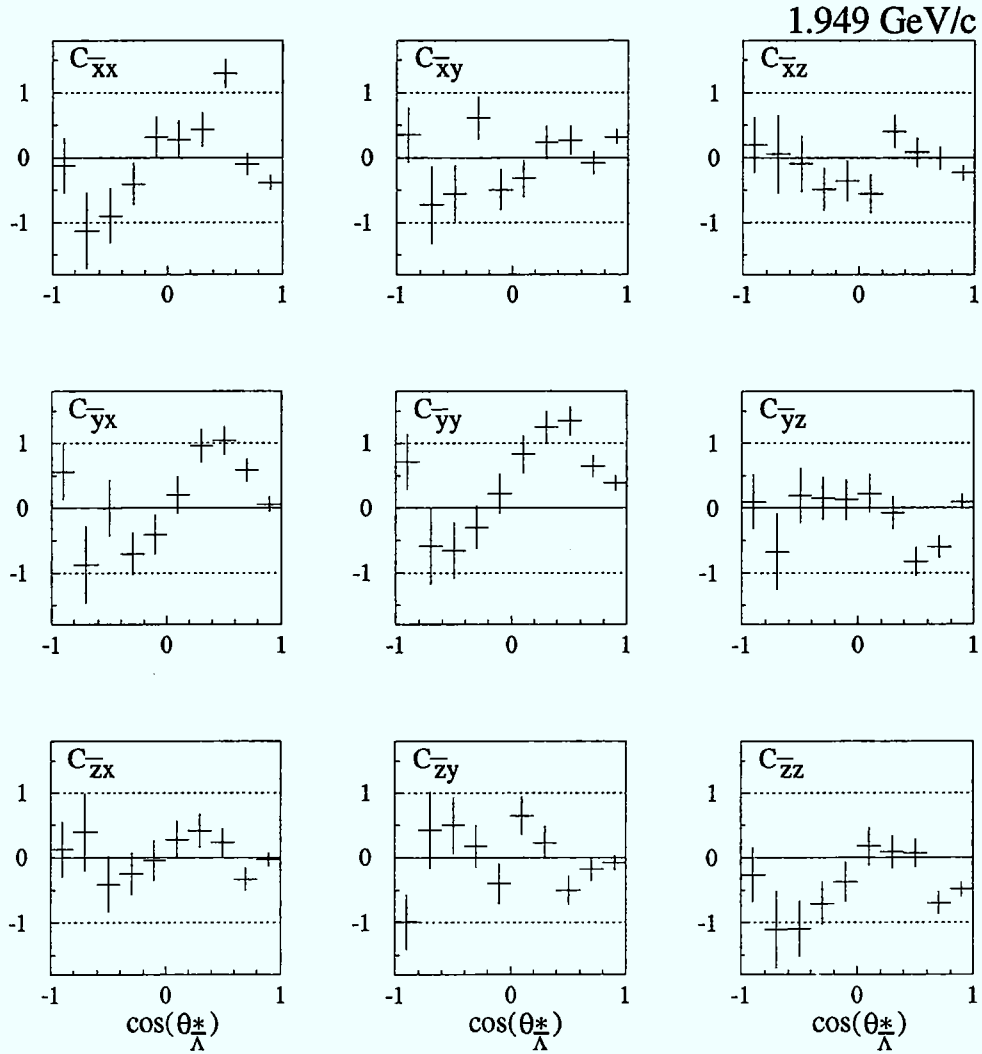


Abbildung 5.24: Daten:

Unkorrigierte Spinkorrelationen als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für $p_{\bar{p}} = 1.949 \text{ GeV}/c$

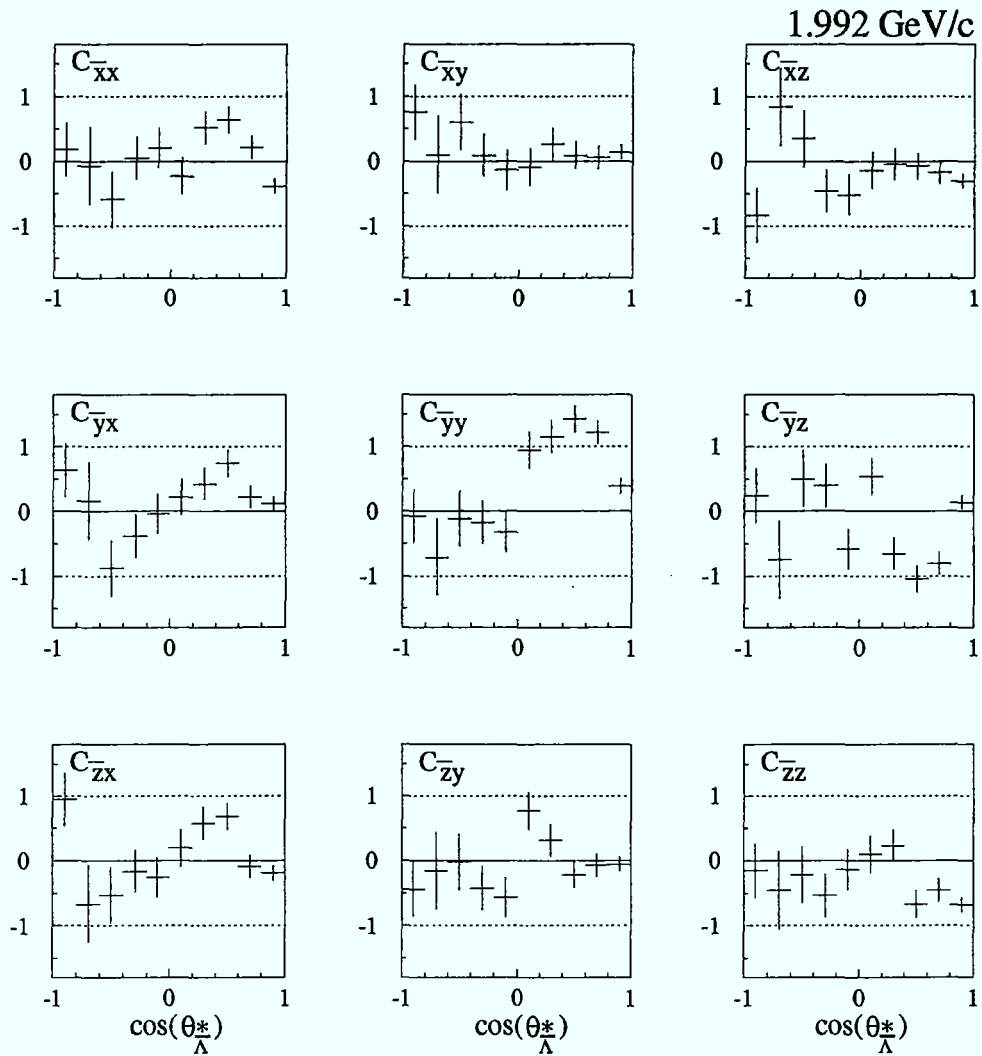


Abbildung 5.25: Daten:

Unkorrigierte Spinkorrelationen als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für $p_{\bar{p}} = 1.992$ GeV/c

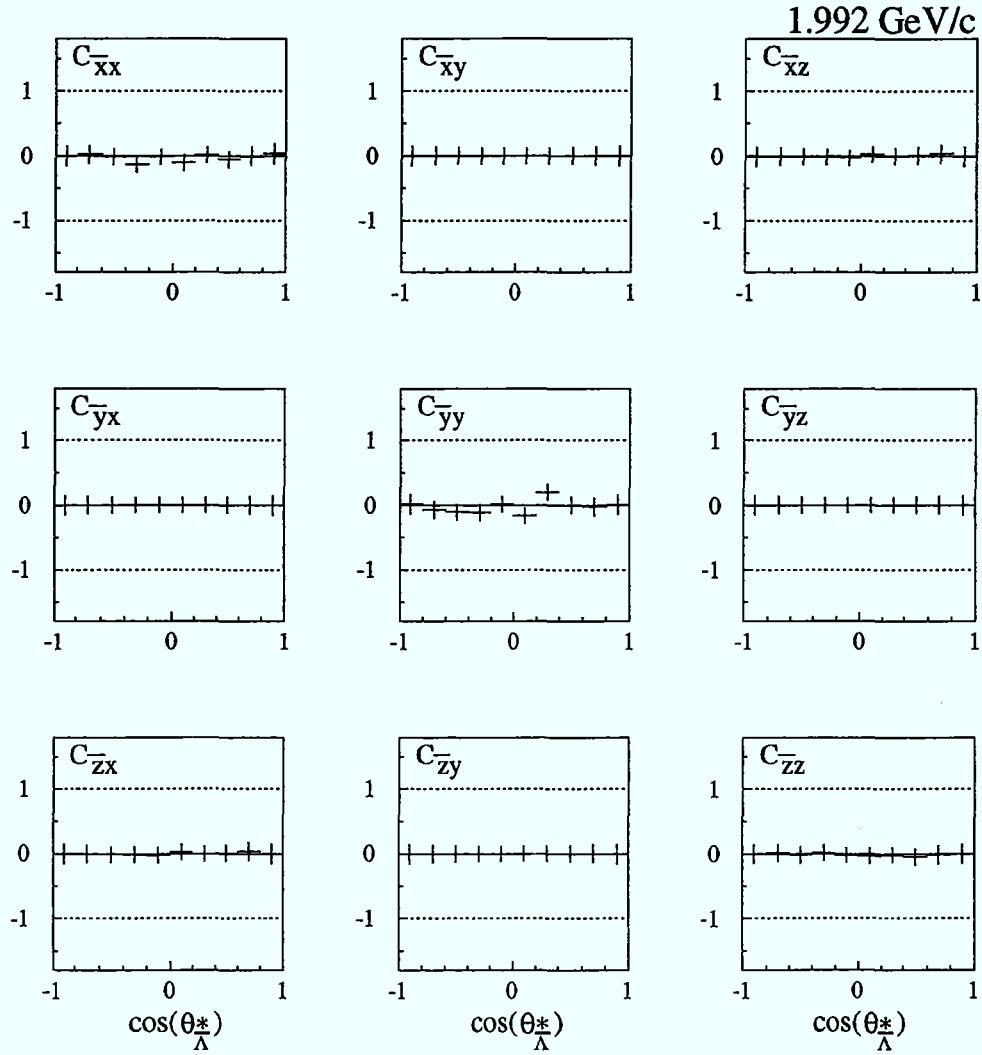


Abbildung 5.26: Monte-Carlo Daten:

Korrigierte Spinkorrelationen als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für $p_{\bar{p}} = 1.992 \text{ GeV}/c$

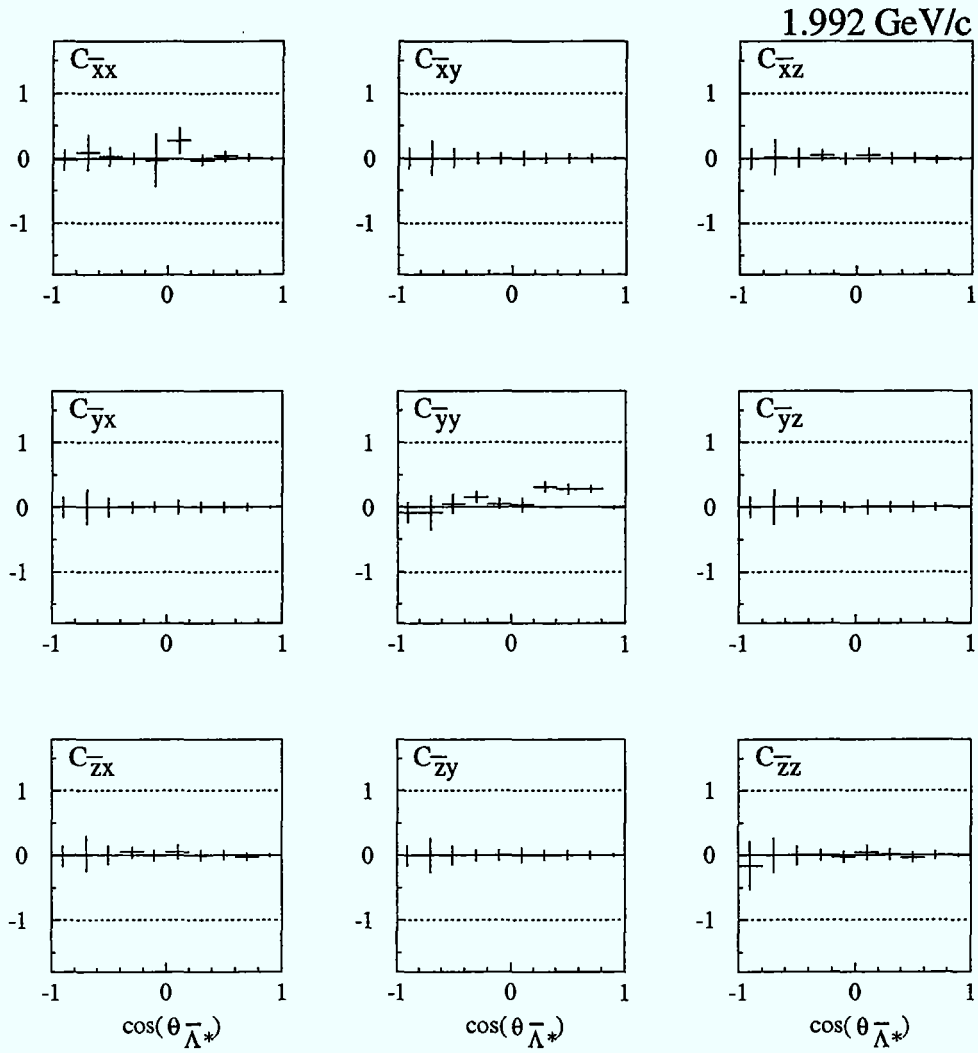


Abbildung 5.27: Experimentelle Monte-Carlo Daten:
Korrigierte Spinkorrelationen als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda^*}^-)$ für $p_{\bar{p}} = 1.992$ GeV/c

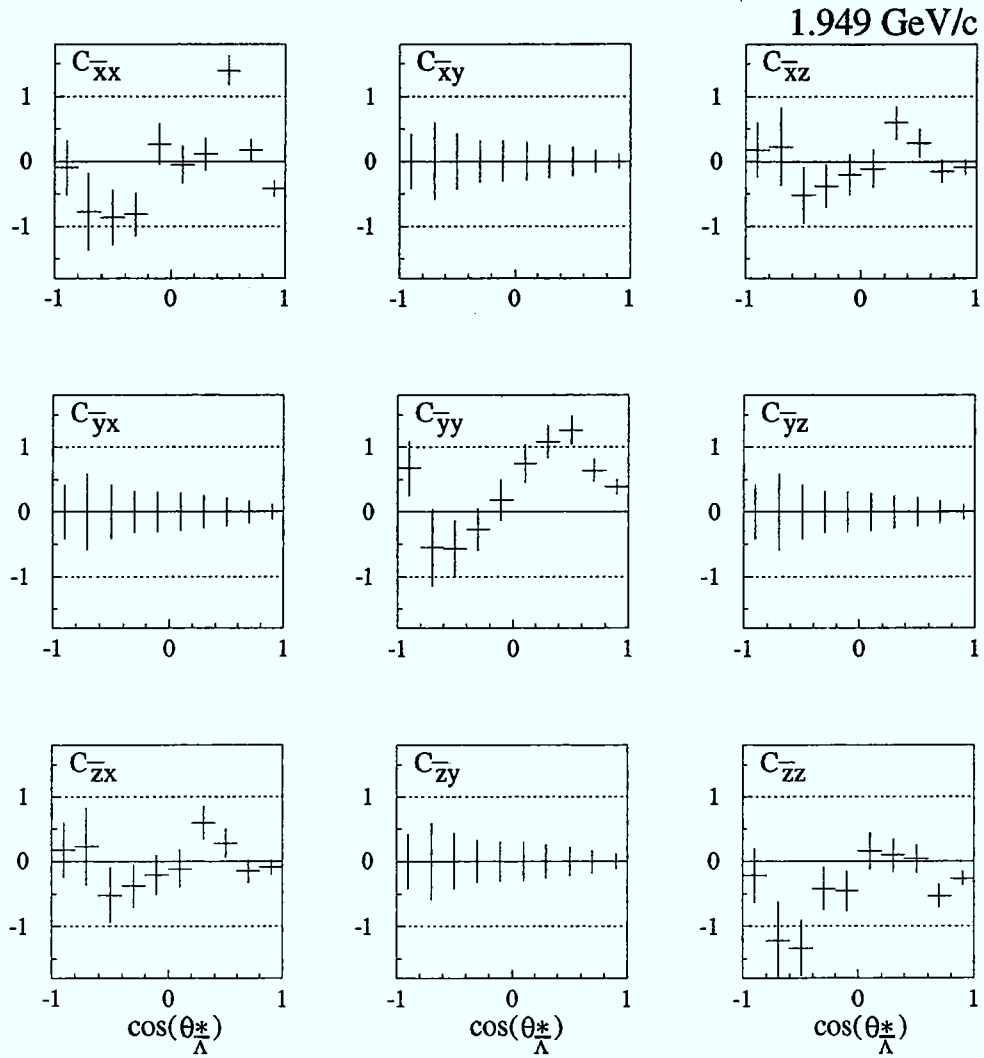


Abbildung 5.28: Daten:

Monte-Carlo korrigierte Spinkorrelationen als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für $p_{\bar{p}} = 1.949$ GeV/c

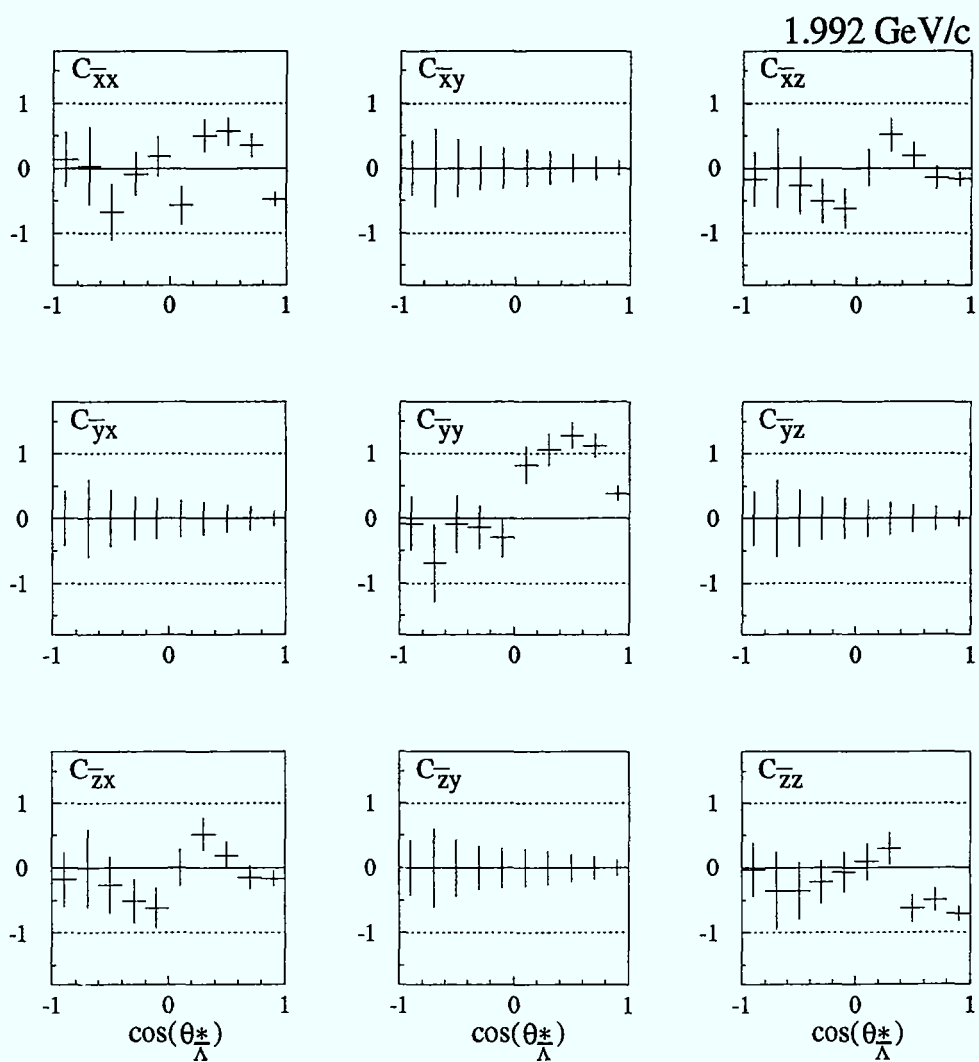


Abbildung 5.29: Daten:

Monte-Carlo korrigierte Spinkorrelationen als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für $p_{\bar{p}} = 1.992$ GeV/c

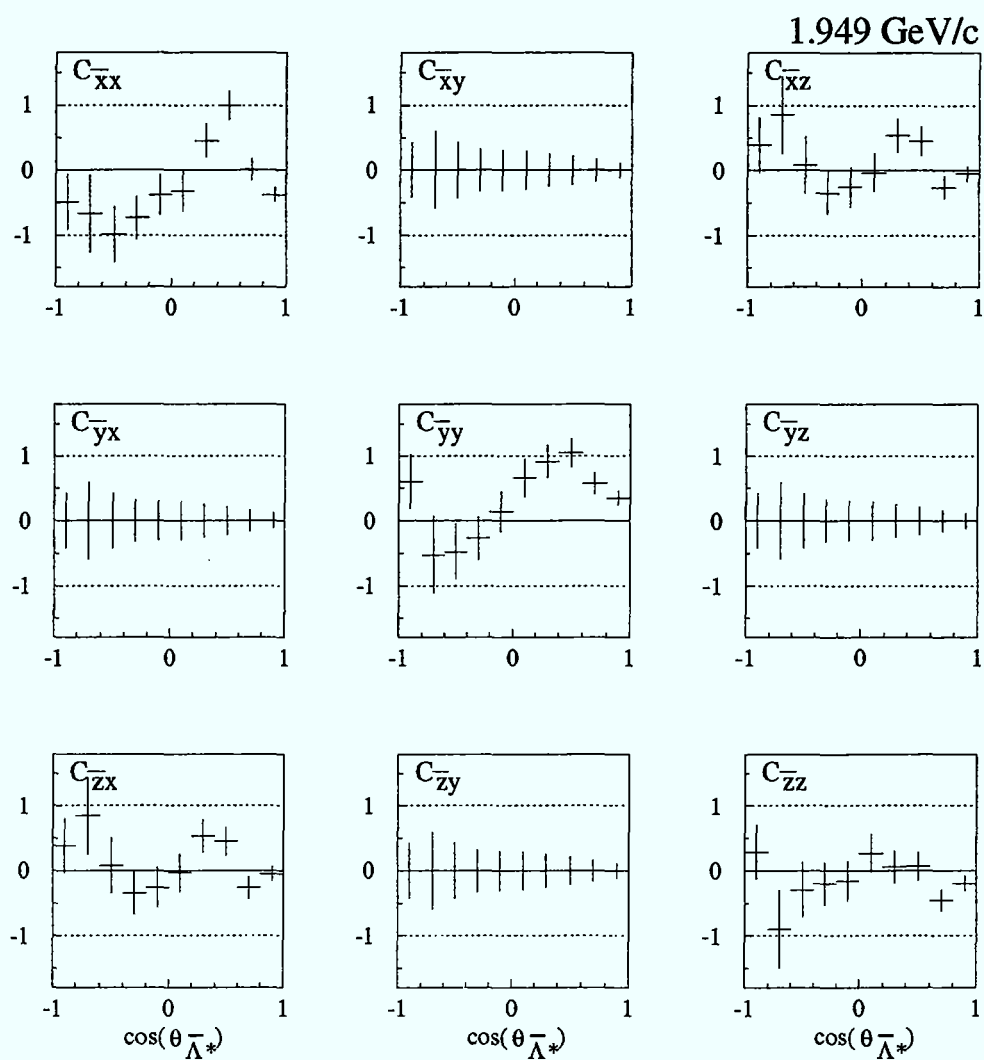


Abbildung 5.30: Daten:

Intrinsisch korrigierte Spinkorrelationen als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda^*}^-)$ für $p_{\bar{p}} = 1.949$ GeV/c

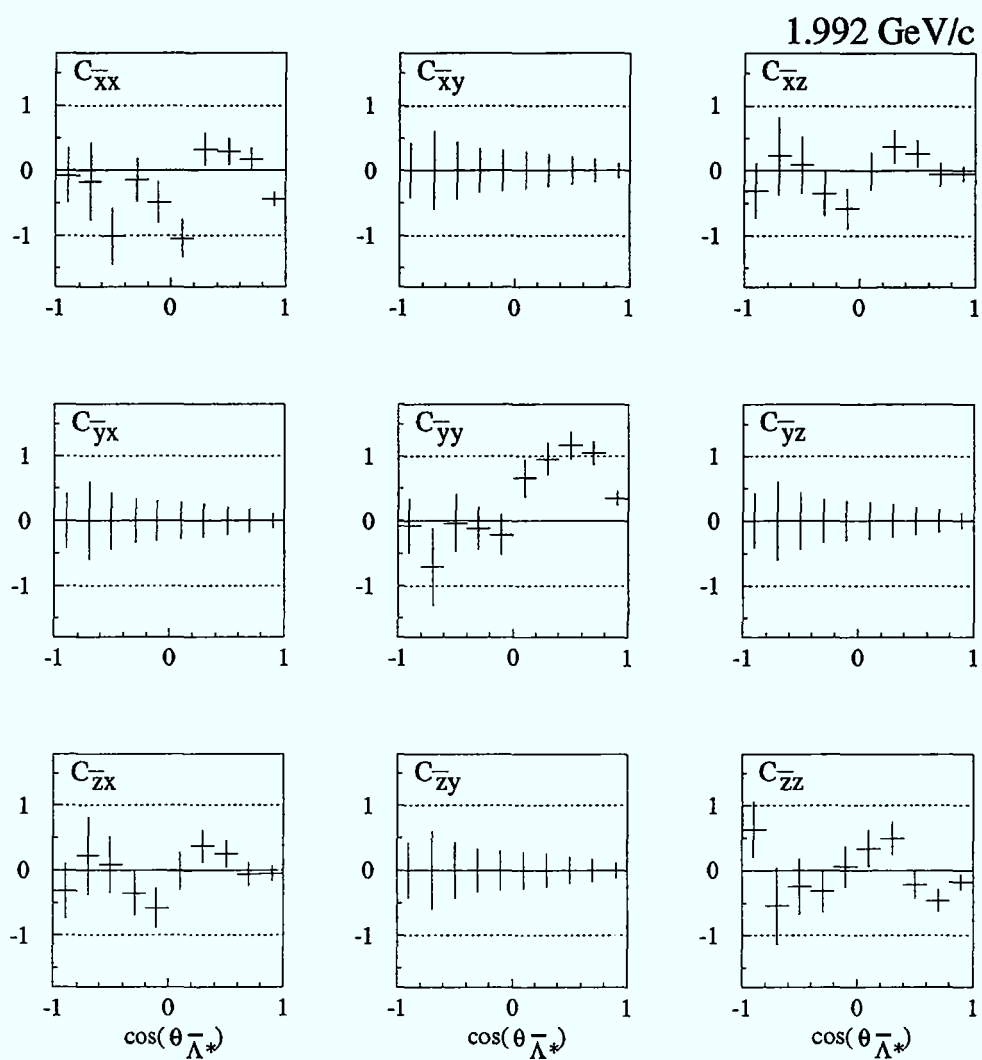


Abbildung 5.31: Daten:

Intrinsisch korrigierte Spinkorrelationen als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda^*}^{\bar{p}})$ für $p_{\bar{p}} = 1.992$ GeV/c

5.4.3 Singlet-Fraction

Mit der in Kapitel [5.1.3] dargestellten Gleichung 5.17 können aus den Diagonalelementen der Matrix der Spinkorrelationskoeffizienten die Werte des Singulettanteils in Abhängigkeit von $\cos(\theta_\Lambda^*)$ berechnet werden.

Die Abbildungen 5.32, 5.33 sowie 5.34 zeigen die Ergebnisse der Singlet-Fraction $SF(\cos(\theta_\Lambda^*))$ für beide Einstellungen des Strahlimpulses vor und nach Anwendung der in Kapitel [5.3] beschriebenen Korrekturverfahren für den Monte-Carlo Datensatz, den experimentellen unkorrelierten Datensatz und die experimentellen Daten. Wie erwartet, weisen die in Abbildung 5.32 dargestellten Monte-Carlo Werte eine Verteilung um $SF=0.25$ auf, was nach Kapitel [5.1.3] einem Datensatz unkorrelierter $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paare entspricht.

Für die über $\cos(\theta_\Lambda^*)$ gemittelte Singlet-Fraction $\langle SF \rangle$ der experimentellen Daten ergeben sich nach der Monte-Carlo-Korrektur als Werte für die jeweiligen effektiven Strahlimpulse

$$\langle SF \rangle_{mc}^{1.9476} = 0.036 \pm 0.031 \quad (5.32)$$

$$\langle SF \rangle_{mc}^{1.9906} = -0.026 \pm 0.031 \quad (5.33)$$

Nach intrinsischer Korrektur:

$$\boxed{\langle SF \rangle_{in}^{1.9476} = 0.062 \pm 0.031} \quad (5.34)$$

$$\boxed{\langle SF \rangle_{in}^{1.9906} = 0.031 \pm 0.031} \quad (5.35)$$

Aus den hier gezeigten Daten nach Monte-Carlo Korrektur ist kein Singulettbeitrag in der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Hyperonenproduktion zu erkennen, d.h. es läge demnach bei der Produktion ein reiner $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Triplettzustand vor. Dies verifiziert die bisherigen Ergebnisse der PS185-Kollaboration zur Singlet-Fraction, bei denen die Korrektur mit Monte-Carlo Daten erfolgte. Ausnahme ist das in [ZIO92] vorgestellten Ergebnis für den Singulettanteil von $\langle SF \rangle_{in}^{1.918} = 0.058 \pm 0.016$, aus dem eine Singulettbeimischung bei der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktion folgt. Dieser Wert wurde durch Anwendung der intrinsischen Korrektur gewonnen. Der von [ZIO92] für den gleichen Datensatz über Monte-Carlo Korrektur gewonnene Wert des Singulettanteils ist allerdings mit $\langle SF \rangle_{mc}^{1.918} = 0.010 \pm 0.016$ verträglich Null.

Die ermittelten Werte des Singulettanteils und die daraus zu ziehenden Schlußfolgerungen hängen stark von der verwendeten Korrekturmethode ab. Folgt man dem in Kapitel [5.3.2] dargelegten Argument, daß durch den experimentellen unkorrelierten Datensatz evtl. im Monte-Carlo Datensatz nicht eingehende Detektoreigenschaften berücksichtigt werden, so sind die durch intrinsische Korrektur gewonnenen Werte zu bevorzugen, was auf eine Singulettbemischung an der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ zu höheren Strahlimpulsen hindeutet.

Die bisherigen Werte von $\langle SF \rangle$ der PS185-Kollaboration sind

$\langle SF \rangle^{1.489}$	=	-0.077	±	0.142	[STI91]
$\langle SF \rangle^{1.546}$	=	-0.078	±	0.052	[DUT88]
$\langle SF \rangle^{1.567}$	=	-0.113	±	0.089	[STI91]
$\langle SF \rangle^{1.642}$	=	-0.003	±	0.015	[FIS92]
$\langle SF \rangle^{1.695}$	=	-0.033	±	0.030	[SEH89]
$\langle SF \rangle^{1.7257}$	=	-0.079	±	0.053	[TAY94]
$\langle SF \rangle^{1.835}$	=	0.014	±	0.030	[KRA94]
$\langle SF \rangle^{1.8956}$	=	-0.002	±	0.036	[SEF91]
$\langle SF \rangle^{1.9106}$	=	-0.036	±	0.024	[SEF91]
$\langle SF \rangle^{1.9185}$	=	0.058	±	0.016	[ZIO92]

Aus den bisherigen Messungen und den hier vorgestellten Daten ergibt unter Berücksichtigung der durch intrinsische Korrektur ermittelten Werte ein gewichteter Mittelwert $\overline{\langle SF \rangle}$ von

$$\boxed{\overline{\langle SF \rangle} = 0.009 \pm 0.008} \quad (5.36)$$

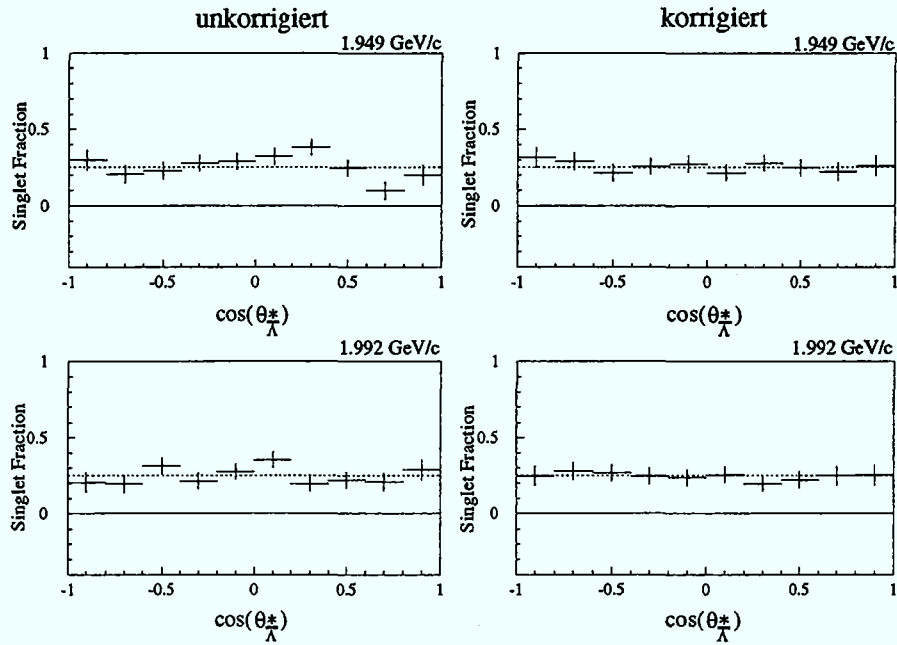


Abbildung 5.32: Monte-Carlo Daten:
Singlet Fraction als Funktion von $\cos(\theta_A^*)$ für die beiden Strahlimpulse von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c

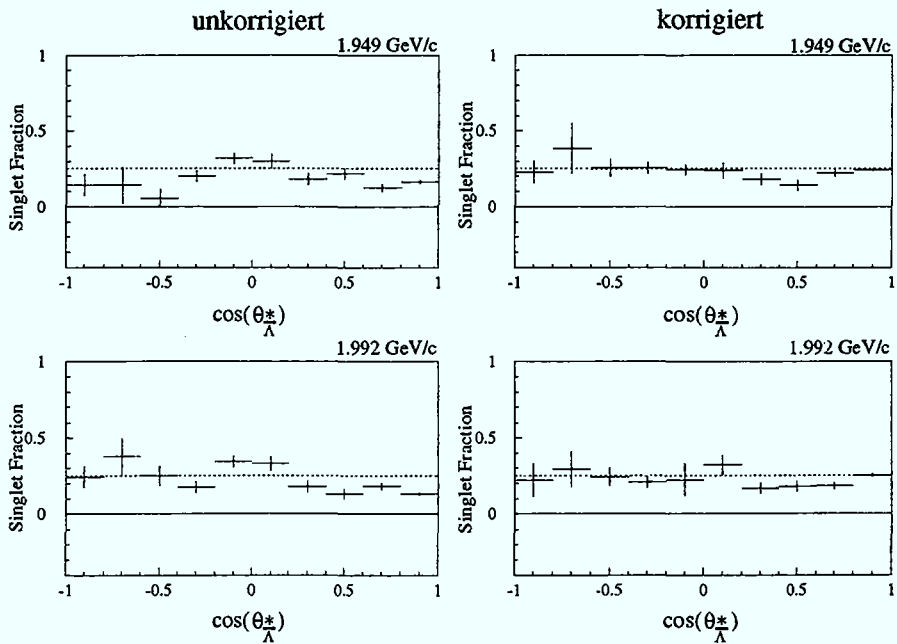


Abbildung 5.33: experimentelle unkorrelierte Daten:
Singlet Fraction als Funktion von $\cos(\theta_A^*)$ für die beiden Strahlimpulse von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c

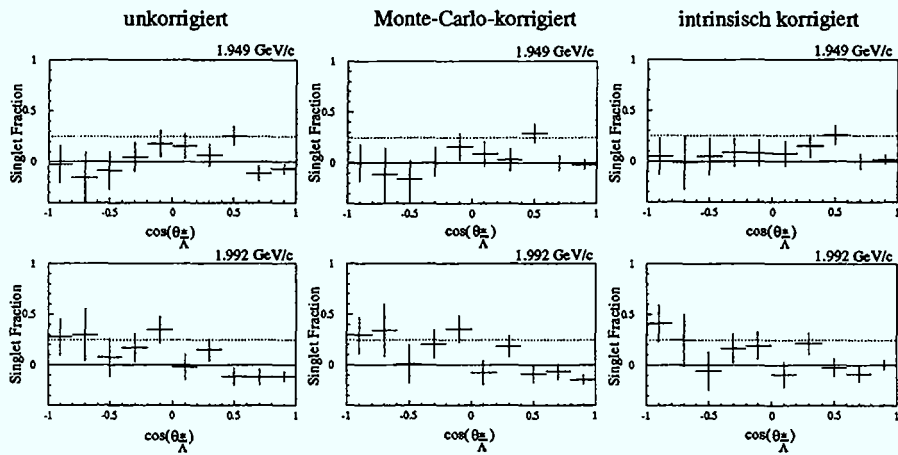


Abbildung 5.34: Daten:

Singlet Fraction (Daten mit Monte-Carlo Daten und intrinsisch korrigiert) als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für die beiden Strahlimpulse von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c

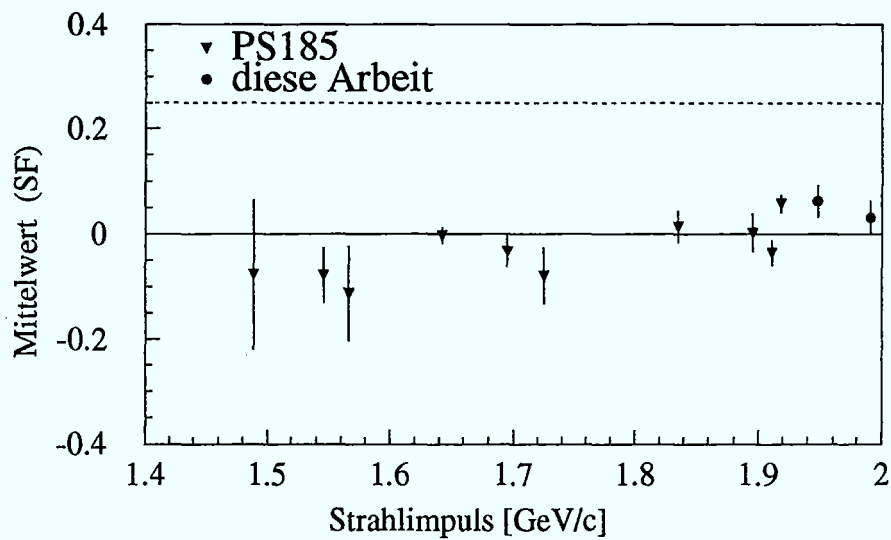


Abbildung 5.35: Mittelwerte der Singlet Fraction als Funktion des Strahlimpulses aus verschiedenen Messungen der PS185-Kollaboration (incl. der Ergebnisse dieser Arbeit)

5.4.4 CP-Invarianz der schwachen Wechselwirkung

Aus den in Kapitel [5.1.4] dargestellten Gleichungen 5.18, 5.19 läßt sich der Parameter A als Funktion der $\bar{\Lambda}$ -Produktionswinkel berechnen.

In Abbildung 5.36 ist $A(\cos(\theta_{\bar{\Lambda}}^*))$ für 20 Produktionswinkelbereiche und die verschiedenen Strahlimpulse aufgetragen. Man erkennt, daß das Verhältnis A über den gesamten Bereich mit Null verträglich ist. Relativ extreme Abweichungen von Null, verbunden mit großen Fehlern $\sigma(A)$, treten in denjenigen Bereichen von $\cos(\theta_{\bar{\Lambda}}^*)$ auf, in denen $A(\cos(\theta_{\bar{\Lambda}}^*))$ singularär wird, da die Produkte $\bar{\alpha}P_{\bar{y}}(\cos(\theta_{\bar{\Lambda}}^*))$ und $\alpha P_y(\cos(\theta_{\bar{\Lambda}}^*))$ mit Null verträglich sind.

Für den Mittelwert $\langle A \rangle$ erhält man für den jeweiligen effektiven Strahlimpuls:

$$\boxed{\langle A \rangle^{1.9476} = -0.053 \pm 0.063} \quad (5.37)$$

$$\boxed{\langle A \rangle^{1.9906} = 0.026 \pm 0.051} \quad (5.38)$$

Der Mittelwert $\langle A \rangle$ ist für beide Strahlimpulse mit Null verträglich. Dies deutet auf eine Nichtverletzung der CP-Invarianz hin. Allerdings ist die Meßgenauigkeit des Experiments um zwei Größenordnungen von dem Wert entfernt, aufgrund dessen eine Verletzung nachgewiesen werden könnte.

Die bisherigen Werte von $\langle A \rangle$ der PS185-Kollaboration sind

$\langle A \rangle^{1.546}$	=	-0.07	±	0.09	[DUT88]
$\langle A \rangle^{1.642}$	=	0.026	±	0.029	[FIS92]
$\langle A \rangle^{1.695}$	=	0.006	±	0.073	[SEH89]
$\langle A \rangle^{1.835}$	=	-0.0002	±	0.0730	[KRA94]
$\langle A \rangle^{1.8956}$	=	0.012	±	0.078	[SEF91]
$\langle A \rangle^{1.9106}$	=	0.074	±	0.049	[SEF91]
$\langle A \rangle^{1.9185}$	=	0.010	±	0.037	[ZIO92]

Aus den bisherigen Messungen und den hier vorgestellten Daten ergibt sich ein gewichteter Mittelwert $\overline{\langle A \rangle}$ von

$$\overline{\langle A \rangle} = 0.016 \pm 0.017 \quad (5.39)$$

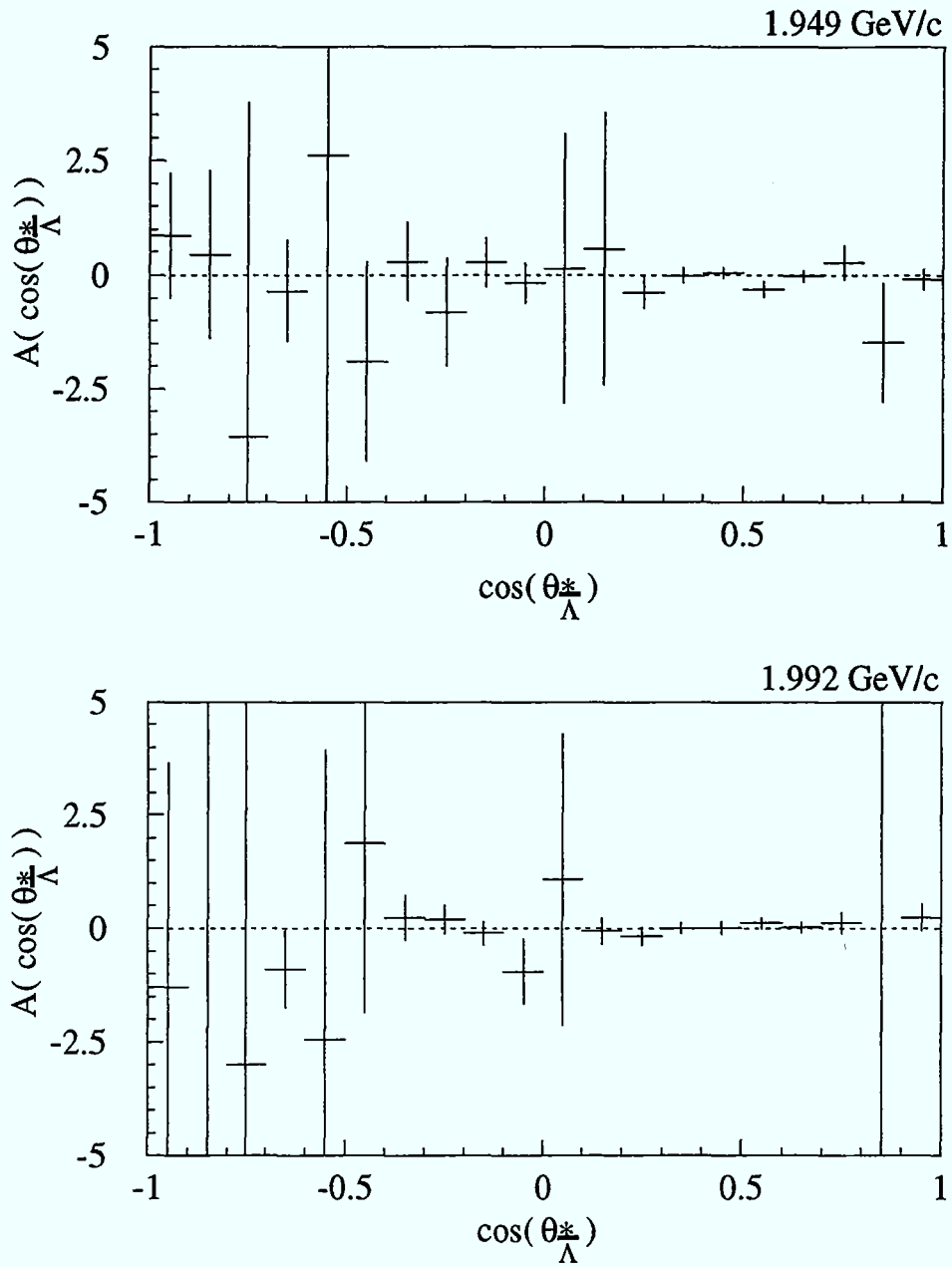


Abbildung 5.36: Asymmetrieparameter A als Funktion von $\cos(\theta_{\Lambda}^*)$ für die beiden Strahlpulse von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c

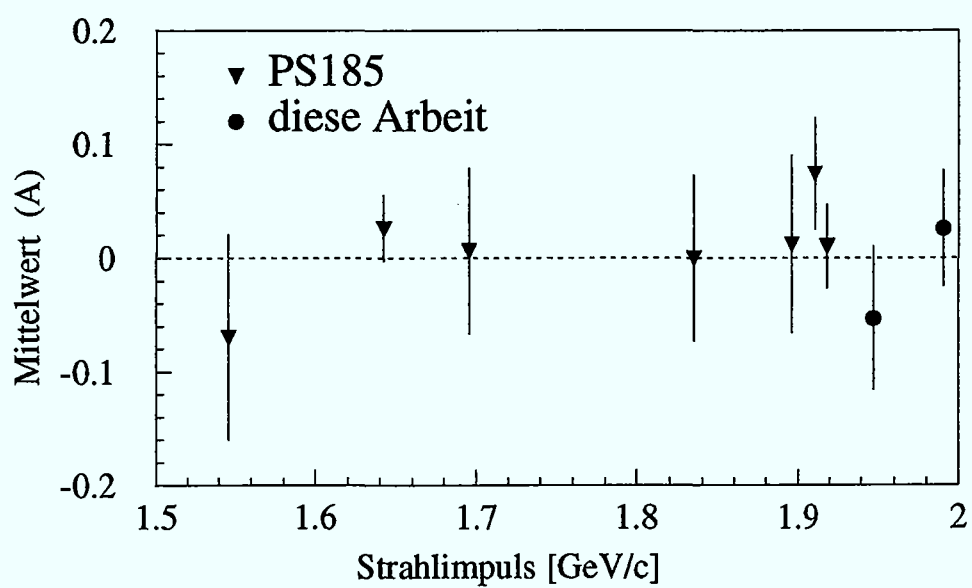


Abbildung 5.37: Mittelwerte von A als Funktion des Strahlimpulses aus verschiedenen Messungen der PS185-Kollaboration (incl. der Ergebnisse dieser Arbeit)

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ im Rahmen des Experiments PS185 bei den bisher höchsten Einschußimpulsen von 1.949 GeV/c und 1.992 GeV/c untersucht. Dabei wurde im Verlauf der Auswertung ein neues Verfahren zur Driftkammeranalyse entwickelt. Bei den Observablen der Reaktion zeigten sich Übereinstimmungen mit früheren Messungen bei niederen Strahlimpulsen, aber auch Abweichungen.

Mit der in dieser Arbeit vorgestellten Driftkammeranalyse (Kapitel [3]) ist es zum ersten Male möglich, den Ionisationsort innerhalb einer Kammerzelle genau zu bestimmen. Hiermit läßt sich auch bei Spuren mit schräger Inzidenz zur Kammerenebene noch eine ausreichende Anzahl von Treffern zur Spurrekonstruktion finden, was zu einer Verbesserung der Winkelakzeptanz der Kammern führt. Dabei wurde eine einfache Methode aufgezeigt, per Simulation bestimmte Eich Tabellen anzupassen und geometrische Sollabweichungen der Kammern zu korrigieren.

Durch Monte-Carlo Untersuchungen und eine genaue Analyse von Target- und Magnetkorrekturen konnte durch das Ausschließen widersprüchlicher Ereignisse bei der Baryonenidentifikation für beide Strahlimpulse ein 'gereinigter' Datensatz ermittelt werden (Kapitel [4.2] [4.3]), mit dem eine Bestimmung der spinabhängigen Observablen möglich war.

Der in früheren Arbeiten beobachtete Rückwärtsanstieg für den differentiellen Wirkungsquerschnitt tritt bei den hier betrachteten Strahlimpulsen auch in den 'gereinigten' Datensätzen signifikant hervor (Kapitel [4.5]). Dieser Rückwärtsanstieg könnte auf einen neuen Reaktionsmechanismus und/oder Nukleon Strukturen hinweisen. Einen möglichen Erklärungsversuch im Quarkbild bieten Modelle, in welchen räumlich ausgedehnte 'di-quarks' als elementare Konstituenten von Baryonen zusätzlich zu den punktförmigen Quarks im 'constituent scattering model' verwendet werden [KRO89].

Für der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts konnten dabei leichte, auswertespezifische Abweichungen zu früheren Messungen festgestellt und erklärt werden (Kapitel [4.4]). Im Rahmen bisheriger Messungen zeigt sich keine Ener-

gieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts im vorliegenden Bereich des Einschußimpulses.

Bei der Betrachtung der Polarisation konnten Unterschiede im systematischen Verhalten im Vergleich zu früheren Messungen festgestellt werden (Kapitel [5.4.1]). Dabei war bisher eine Verschiebung des ersten Nulldurchgangs der Polarisation in Richtung $t'=0$ erkennbar. In den hier präsentierten Daten ist diese Verschiebung nicht mehr erkennbar, es zeigt sich vielmehr eine leichte Verschiebung von $t'=-0.105$ $(\text{GeV}/c)^2$ bei 1.949 GeV/c hinzu $t'=-0.108$ $(\text{GeV}/c)^2$ bei 1.992 GeV/c . Bei der Singlet Fraction konnte der bei [ZIO92] ermittelte Sigulettanteil bei den hier vorliegenden höheren Strahlimpulsen unter Berücksichtigung des intrinsischen Korrekturverfahrens (Kapitel [5.3.2]) bestätigt werden (Kapitel [5.4.3]). Die in Kapitel [5.4.4] durchgeführten Untersuchungen bzgl. der CP-Invarianz deuten in Übereinstimmung mit bisherigen Messungen der PS185-Kollaboration auf eine Nichtverletzung hin.

In der vorliegenden Arbeit wurde ausschließlich der neutrale Kanal $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+p\pi^-$ untersucht. Die Untersuchung der in Kapitel [1.2] genannten neutralen Drei-Teilchen Kanäle aus den für diese Arbeit reduzierten Daten ist Gegenstand einer weiteren Arbeit [SAC95]. Parallel zur Untersuchung der neutralen Kanäle für die während der Strahlzeit 1991 von der PS185-Kollaboration genommenen Daten, werden von [DEN95] die geladenen Σ -Kanäle untersucht.

Kapitel 7

Tabellarischer Anhang

In diesem Kapitel erfolgt eine Auflistung der durch die Auswertung ermittelten Observablen sowie der Fitparameter.

Folgende Tabellen sind enthalten:

- differentieller und totaler Wirkungsquerschnitt 1.9476 GeV/c und 1.9906 GeV/c
- Fitkoeffizienten der Legendre-Polynome für den differentiellen Wirkungsquerschnitt 1.9476 GeV/c und 1.9906 GeV/c
- y -Polarisation 1.9476 GeV/c und 1.9906 GeV/c
- Fitkoeffizienten der assoziierte Legendre-Polynome für die y -Polarisation 1.9476 GeV/c und 1.9906 GeV/c
- Spinkorrelationen und Singlet Fraction intrinsisch und Monte-Carlo korrigiert 1.9476 GeV/c und 1.9906 GeV/c

differentieller Wirkungsquerschnitt 1.9476 GeV/c			
$\cos(\theta^*_\Lambda)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} [\mu\text{b/sr}]$	$t' [(\text{GeV}/c)^2]$	$\frac{d\sigma}{dt'} [\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2]$
-0.975	4.224±0.354	-1.371	38.246±3.208
-0.925	2.561±0.255	-1.336	23.187±2.306
-0.875	2.003±0.215	-1.302	18.132±1.947
-0.825	1.717±0.192	-1.267	15.544±1.741
-0.775	1.025±0.142	-1.232	9.281±1.288
-0.725	1.074±0.143	-1.198	9.729±1.293
-0.675	0.831±0.122	-1.163	7.526±1.109
-0.625	0.868±0.123	-1.128	7.856±1.115
-0.575	1.324±0.152	-1.093	11.989±1.372
-0.525	1.247±0.145	-1.059	11.290±1.311
-0.475	1.695±0.169	-1.024	15.346±1.529
-0.425	1.932±0.180	-0.989	17.490±1.627
-0.375	2.125±0.188	-0.955	19.242±1.701
-0.325	2.053±0.183	-0.920	18.591±1.655
-0.275	2.768±0.215	-0.885	25.066±1.950
-0.225	2.866±0.218	-0.851	25.949±1.978
-0.175	2.531±0.202	-0.816	22.917±1.833
-0.125	3.057±0.225	-0.781	27.677±2.039
-0.075	2.737±0.211	-0.747	24.785±1.908
-0.025	2.282±0.190	-0.712	20.664±1.717
0.025	2.947±0.220	-0.677	26.683±1.990
0.075	2.972±0.221	-0.642	26.906±2.002
0.125	2.677±0.208	-0.608	24.241±1.888
0.175	3.715±0.254	-0.573	33.636±2.299
0.225	3.822±0.259	-0.538	34.605±2.349
0.275	4.367±0.283	-0.504	39.541±2.563
0.325	4.126±0.275	-0.469	37.360±2.491
0.375	4.290±0.284	-0.434	38.840±2.571
0.425	5.640±0.341	-0.400	51.068±3.084
0.475	5.784±0.350	-0.365	52.371±3.168
0.525	6.072±0.365	-0.330	54.978±3.308
0.575	6.307±0.380	-0.295	57.106±3.437
0.625	7.549±0.434	-0.261	68.353±3.932
0.675	9.415±0.514	-0.226	85.241±4.655
0.725	11.801±0.616	-0.191	106.851±5.575
0.775	15.163±0.757	-0.157	137.286±6.859
0.825	18.873±0.918	-0.122	170.881±8.313
0.875	26.113±1.224	-0.087	236.434 ± 11.079
0.925	37.709±1.717	-0.053	341.428 ± 15.549
0.975	50.700±2.299	-0.018	459.043 ± 20.817
totaler Wirkungsquerschnitt			
σ_{tot}	85.1 ± 1.2 μb		

differentieller Wirkungsquerschnitt 1.9906 GeV/c			
$\cos(\theta_{\Lambda}^*)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} [\mu\text{b/sr}]$	$t' [(\text{GeV/c})^2]$	$\frac{d\sigma}{dt'} [\mu\text{b}/(\text{GeV/c})^2]$
-0.975	4.389±0.371	-1.452	37.532±3.169
-0.925	2.917±0.279	-1.415	24.943±2.382
-0.875	1.953±0.214	-1.378	16.698±1.829
-0.825	1.364±0.170	-1.342	11.660±1.456
-0.775	1.009±0.141	-1.305	8.626±1.207
-0.725	0.849±0.126	-1.268	7.257±1.076
-0.675	0.962±0.131	-1.231	8.225±1.124
-0.625	0.905±0.125	-1.195	7.735±1.068
-0.575	1.152±0.139	-1.158	9.847±1.193
-0.525	1.425±0.154	-1.121	12.182±1.318
-0.475	1.574±0.161	-1.084	13.458±1.373
-0.425	1.848±0.173	-1.048	15.801±1.483
-0.375	1.954±0.177	-1.011	16.704±1.515
-0.325	2.307±0.193	-0.974	19.724±1.650
-0.275	2.273±0.190	-0.937	19.434±1.624
-0.225	2.554±0.202	-0.901	21.838±1.727
-0.175	2.683±0.207	-0.864	22.938±1.769
-0.125	2.462±0.196	-0.827	21.049±1.677
-0.075	2.216±0.184	-0.790	18.946±1.576
-0.025	2.647±0.204	-0.754	22.630±1.743
0.025	2.782±0.210	-0.717	23.785±1.795
0.075	2.773±0.210	-0.680	23.709±1.794
0.125	2.906±0.216	-0.643	24.845±1.849
0.175	3.456±0.241	-0.607	29.551±2.058
0.225	3.647±0.250	-0.570	31.182±2.136
0.275	3.747±0.256	-0.533	32.035±2.185
0.325	3.593±0.251	-0.497	30.726±2.147
0.375	5.446±0.329	-0.460	46.565±2.810
0.425	5.344±0.328	-0.423	45.690±2.804
0.475	5.704±0.346	-0.386	48.775±2.960
0.525	6.470±0.381	-0.350	55.322±3.259
0.575	7.603±0.431	-0.313	65.008±3.689
0.625	8.007±0.455	-0.276	68.460±3.888
0.675	8.901±0.499	-0.239	76.105±4.266
0.725	10.471±0.572	-0.203	89.532±4.893
0.775	13.907±0.723	-0.166	118.908±6.179
0.825	19.708±0.973	-0.129	168.512±8.321
0.875	27.098±1.301	-0.092	231.696 ± 11.121
0.925	38.748±1.826	-0.056	331.314 ± 15.610
0.975	52.316±2.475	-0.019	447.324 ± 21.164
totaler Wirkungsquerschnitt			
σ_{tot}	85.5 ± 1.2 μb		

y-Polarisation 1.9476 GeV/c				
$\cos(\theta_{\Lambda}^*)$	$t' [(\text{GeV}/c)^2]$	Λ	$\bar{\Lambda}$	P_y
-0.950	-1.354	0.250 ± 0.193	0.019 ± 0.203	0.134 ± 0.198
-0.850	-1.284	0.138 ± 0.225	0.053 ± 0.230	0.096 ± 0.227
-0.750	-1.215	0.259 ± 0.286	-0.460 ± 0.279	-0.101 ± 0.282
-0.650	-1.146	-0.155 ± 0.314	-0.320 ± 0.386	-0.238 ± 0.350
-0.550	-1.076	0.194 ± 0.265	-0.087 ± 0.269	0.054 ± 0.267
-0.450	-1.007	-0.130 ± 0.212	0.419 ± 0.208	0.145 ± 0.210
-0.350	-0.937	0.209 ± 0.182	0.113 ± 0.188	0.161 ± 0.185
-0.250	-0.868	0.023 ± 0.162	0.225 ± 0.159	0.124 ± 0.160
-0.150	-0.799	0.273 ± 0.151	0.155 ± 0.158	0.214 ± 0.155
-0.050	-0.729	0.220 ± 0.165	0.319 ± 0.166	0.269 ± 0.166
0.050	-0.660	0.042 ± 0.155	0.032 ± 0.151	0.037 ± 0.153
0.150	-0.590	-0.064 ± 0.149	-0.017 ± 0.149	-0.041 ± 0.149
0.250	-0.521	-0.182 ± 0.132	-0.411 ± 0.134	-0.297 ± 0.133
0.350	-0.452	-0.558 ± 0.128	-0.570 ± 0.133	-0.564 ± 0.130
0.450	-0.382	-0.733 ± 0.117	-0.667 ± 0.114	-0.700 ± 0.115
0.550	-0.313	-0.341 ± 0.118	-0.653 ± 0.113	-0.497 ± 0.115
0.650	-0.243	-0.522 ± 0.107	-0.551 ± 0.096	-0.536 ± 0.101
0.750	-0.174	-0.218 ± 0.092	-0.125 ± 0.084	-0.172 ± 0.088
0.850	-0.105	0.033 ± 0.073	-0.168 ± 0.067	-0.068 ± 0.070
0.950	-0.035	0.147 ± 0.055	0.176 ± 0.051	0.162 ± 0.053

y-Polarisation 1.9906 GeV/c				
$\cos(\theta_{\Lambda}^*)$	$t' [(\text{GeV}/c)^2]$	Λ	$\bar{\Lambda}$	P_y
-0.950	-1.433	-0.011 ± 0.163	0.089 ± 0.171	0.039 ± 0.167
-0.850	-1.360	0.251 ± 0.233	-0.174 ± 0.250	0.038 ± 0.241
-0.750	-1.286	0.137 ± 0.320	-0.274 ± 0.298	-0.068 ± 0.309
-0.650	-1.213	-0.031 ± 0.262	-0.611 ± 0.301	-0.321 ± 0.282
-0.550	-1.140	-0.098 ± 0.219	0.232 ± 0.239	0.067 ± 0.229
-0.450	-1.066	-0.219 ± 0.187	0.067 ± 0.192	-0.076 ± 0.189
-0.350	-0.993	0.300 ± 0.168	0.184 ± 0.162	0.242 ± 0.165
-0.250	-0.919	0.411 ± 0.145	0.275 ± 0.153	0.343 ± 0.149
-0.150	-0.846	0.340 ± 0.144	0.421 ± 0.146	0.380 ± 0.145
-0.050	-0.772	0.009 ± 0.143	0.387 ± 0.145	0.198 ± 0.144
0.050	-0.699	-0.091 ± 0.136	0.003 ± 0.136	-0.044 ± 0.136
0.150	-0.625	-0.300 ± 0.129	-0.339 ± 0.127	-0.319 ± 0.128
0.250	-0.552	-0.364 ± 0.122	-0.518 ± 0.123	-0.441 ± 0.122
0.350	-0.478	-0.687 ± 0.114	-0.692 ± 0.115	-0.690 ± 0.114
0.450	-0.405	-0.525 ± 0.106	-0.531 ± 0.104	-0.528 ± 0.105
0.550	-0.331	-0.680 ± 0.099	-0.537 ± 0.095	-0.609 ± 0.097
0.650	-0.258	-0.597 ± 0.098	-0.572 ± 0.090	-0.585 ± 0.094
0.750	-0.184	-0.272 ± 0.083	-0.217 ± 0.081	-0.244 ± 0.082
0.850	-0.111	0.050 ± 0.065	-0.055 ± 0.060	-0.002 ± 0.063
0.950	-0.037	0.156 ± 0.050	0.095 ± 0.046	0.125 ± 0.048

Spinkorrelationen und Singlet Fraction 1.9476 GeV/c intrinsisch korrigiert						
$\cos(\theta_{\Lambda}^*)$	$t' [(GeV/c)^2]$	C_{xx}	C_{yy}	C_{zz}	$C_{xz} = C_{zx}$	SF
-0.900	-1.319	-0.488±0.425	0.609±0.421	0.292±0.421	0.386±0.421	0.049±0.183
-0.700	-1.180	-0.674±0.597	-0.525±0.596	-0.901±0.597	0.848±0.596	-0.012±0.258
-0.500	-1.041	-0.987±0.426	-0.476±0.426	-0.291±0.426	0.082±0.426	0.049±0.184
-0.300	-0.903	-0.731±0.327	-0.270±0.326	-0.195±0.326	-0.344±0.326	0.086±0.141
-0.100	-0.764	-0.377±0.312	0.143±0.309	-0.155±0.309	-0.253±0.309	0.081±0.134
0.100	-0.625	-0.323±0.296	0.663±0.289	0.267±0.289	-0.033±0.289	0.071±0.126
0.300	-0.486	0.457±0.253	0.916±0.253	0.055±0.253	0.537±0.253	0.149±0.110
0.500	-0.347	1.000±0.219	1.049±0.219	0.075±0.219	0.454±0.219	0.257±0.095
0.700	-0.209	0.017±0.172	0.576±0.172	-0.453±0.172	-0.258±0.172	-0.003±0.075
0.900	-0.070	-0.379±0.112	0.349±0.112	-0.197±0.112	-0.046±0.112	0.019±0.049
Mittelwert						0.062±0.031

Spinkorrelationen und Singlet Fraction 1.9906 GeV/c intrinsisch korrigiert						
$\cos(\theta_{\Lambda}^*)$	$t' [(GeV/c)^2]$	C_{xx}	C_{yy}	C_{zz}	$C_{xz} = C_{zx}$	SF
-0.900	-1.397	-0.069±0.419	-0.081±0.419	0.634±0.426	-0.317±0.419	0.412±0.182
-0.700	-1.250	-0.170±0.599	-0.710±0.598	-0.547±0.597	0.224±0.597	0.248±0.259
-0.500	-1.103	-1.011±0.436	-0.032±0.435	-0.246±0.435	0.091±0.435	-0.056±0.188
-0.300	-0.956	-0.149±0.332	-0.117±0.331	-0.313±0.331	-0.357±0.331	0.164±0.143
-0.100	-0.809	-0.494±0.317	-0.210±0.309	0.059±0.309	-0.580±0.309	0.194±0.135
0.100	-0.662	-1.049±0.289	0.660±0.284	0.336±0.284	-0.007±0.284	-0.094±0.124
0.300	-0.515	0.326±0.249	0.957±0.248	0.495±0.248	0.373±0.249	0.216±0.108
0.500	-0.368	0.294±0.210	1.169±0.210	-0.219±0.210	0.261±0.210	-0.024±0.091
0.700	-0.221	0.174±0.177	1.055±0.177	-0.459±0.177	-0.057±0.177	-0.085±0.077
0.900	-0.074	-0.440±0.111	0.347±0.111	-0.179±0.111	-0.046±0.111	0.009±0.048
Mittelwert						0.031±0.031

Spinkorrelationen und Singlet Fraction 1.9476 GeV/c Monte-Carlo korrigiert						
$\cos(\theta_{\Lambda}^*)$	$t' [(GeV/c)^2]$	C_{xx}	C_{yy}	C_{zz}	$C_{xz} = C_{zx}$	SF
-0.900	-1.319	-0.096±0.421	0.675±0.421	-0.216±0.421	0.178±0.421	0.003±0.182
-0.700	-1.180	-0.776±0.595	-0.551±0.595	-1.221±0.595	0.230±0.595	-0.112±0.258
-0.500	-1.041	-0.859±0.425	-0.565±0.426	-1.336±0.426	-0.519±0.426	-0.158±0.184
-0.300	-0.903	-0.819±0.327	-0.277±0.326	-0.419±0.326	-0.377±0.326	0.010±0.141
-0.100	-0.764	0.264±0.310	0.181±0.309	-0.457±0.309	-0.205±0.309	0.156±0.134
0.100	-0.625	-0.054±0.289	0.745±0.289	0.159±0.289	-0.111±0.289	0.090±0.125
0.300	-0.486	0.113±0.253	1.084±0.253	0.094±0.253	0.597±0.253	0.031±0.110
0.500	-0.347	1.397±0.219	1.265±0.219	0.040±0.219	0.283±0.219	0.293±0.095
0.700	-0.209	0.170±0.172	0.642±0.172	-0.533±0.172	-0.150±0.172	-0.001±0.075
0.900	-0.070	-0.419±0.112	0.387±0.112	-0.257±0.112	-0.088±0.112	-0.016±0.049
Mittelwert						0.036±0.031

Spinkorrelationen und Singlet Fraction 1.9906 GeV/c Monte-Carlo korrigiert						
$\cos(\theta_{\Lambda}^*)$	$t' [(GeV/c)^2]$	C_{xx}	C_{yy}	C_{zz}	$C_{xz} = C_{zx}$	SF
-0.900	-1.397	0.140±0.419	-0.077±0.419	-0.027±0.418	-0.173±0.419	0.298±0.181
-0.700	-1.250	0.029±0.597	-0.692±0.597	-0.350±0.597	-0.009±0.597	0.343±0.258
-0.500	-1.103	-0.675±0.434	-0.088±0.435	-0.358±0.435	-0.267±0.434	0.014±0.188
-0.300	-0.956	-0.090±0.331	-0.135±0.331	-0.221±0.331	-0.511±0.331	0.206±0.143
-0.100	-0.809	0.189±0.309	-0.292±0.309	-0.062±0.309	-0.614±0.309	0.355±0.134
0.100	-0.662	-0.569±0.285	0.822±0.284	0.096±0.284	0.010±0.284	-0.074±0.123
0.300	-0.515	0.503±0.249	1.061±0.249	0.295±0.248	0.517±0.249	0.185±0.108
0.500	-0.368	0.571±0.210	1.284±0.210	-0.621±0.210	0.197±0.210	-0.083±0.091
0.700	-0.221	0.351±0.177	1.124±0.177	-0.492±0.177	-0.144±0.177	-0.066±0.077
0.900	-0.074	-0.480±0.111	0.381±0.111	-0.705±0.111	-0.163±0.111	-0.141±0.048
Mittelwert						-0.026±0.031

Literaturverzeichnis

- [ADL70] S. L. Adler, "Perturbation Theory Anomalies" in "Lectures on Elementary Particles and Quantum Field Theory", Brandeis University Summer Institute, 1970
- [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
- [BEC81] P. Becher, M. Böhm, H. Joos, "Eichtheorien der starken und elektroschwachen Wechselwirkung", Teubner, Stuttgart 1981
- [BES79] D. Besset, Nucl. Inst. and Meth. 166 (1979), 515
- [BRA82] TASSO Kollaboration, R. Brandelik et al., DESY-Bericht 82/010
- [BUR88] M. Burkhardt, M. Dillig, Phys. Rev. C37 (1988), 1362
- [CDF95] CDF Collaboration, F. Abe et al., "Observation of Top Quark in $p\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab", Phys. Rev. Letters, Volume 74, Number 14, 1995, 2626
- [D0C95] D0 Collaboration, F. Abachi et al., "Observation of the Top Quark", Phys. Rev. Letters, Volume 74, Number 14, 1995, 2632
- [DAL53] R. H. Dalitz, Phil. Mag. 44, 1068, 1953
- [DEC92] G. Decker, Dissertation, Forschungszentrum Jülich, Universität Bonn, 1992
- [DEN95] H. Dennert, Dissertation, in Vorbereitung, Universität Erlangen-Nürnberg

- [DUR64] L. Durand et al., Phys. Rev. B135 (1964) 540
- [DUT88] W. Dutty, Dissertation, Universität Freiburg, 1988
- [FIS92] H. Fischer, Dissertation, Universität Freiburg, 1992
- [FRA87] R. v. Frankenberg, Dissertation, Universität Erlangen–Nürnberg, 1987
- [FUR87] S. Furui, A. Faessler, Nucl. Phys. A468 (1987), 669
- [GAR91] Rob Veenhof, “Garfield, a drift-chamber simulation program”, Version 3.00, CERN program library, 1991
- [GEL64] M. Gell–Mann, Phys. Lett. 8 (1964), 214
- [GEN84] H. Genz, S. Tatur, Phys. Rev. D30 (1984), 63
- [GRE64] O. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. 13 (1964), 598
- [GEY93] R. Geyer, Dissertation, Universität Erlangen–Nürnberg, 1993
- [HAN65] M. Y. Han, Y. Nambu, Phys. Rev. 139B (1965), 1006
- [HAI91] J. Haidenbauer et al., “The Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ in the Meson Exchange Picture”, Forschungszentrum Jülich, KFA–IKP(Theorie) 1991–31
- [HAM85] N. Hamann et al., Lecture Notes in Physics 243 (1985), 559
- [HAM91] N. Hamann, “Strange–Particle Physics at LEAR”, Habilitationsschrift, Universität Freiburg, 1991
- [JAR80] J. A. Jaros, SLAC–PUB–2647(1980)
- [KIL81a] K. Kilian, CERN/PSCC/81–29/159 (1981)
- [KIL81b] K. Kilian et al., CERN/PSCC/81–29,PSCC/P49 (August 1981)
- [KIL88] K. Kilian et al., Nucl. Phys. A478 (1988), 615
- [KIL89] K. Kilian et al., Nuovo Cim. A102 (1989), 541
- [KOH86] M. Kohno, W. Weise, Phys. Lett. 179B (1986), 15
- [KOH88a] M. Kohno, W. Weise, Phys. Lett. 206B (1988), 584
- [KOH88b] M. Kohno, W. Weise, Phys. Lett. A479 (1988), 433c
- [KRA94] R. A. Kraft, Dissertation, Universität Erlangen–Nürnberg, 1994
- [KRO89] P. Kroll, B. Quadder, W. Schweiger, Nucl. Phys. B316 (1989), 179

- [LOH81] E. Lohrmann, "Hochenergiephysik", Teubner, Stuttgart 1981
- [MAH86] C. J. Maher, Dissertation, Carnegie-Mellon University, 1986
- [OHL90] S. Ohlson, Dissertation, Universität Uppsala, 1990
- [PER91] D. W. Perkins, "Hochenergiephysik", Addison-Wesley (Deutschland), München 1991
- [RPP88] Particle Data Group, "Review of Particle Properties", Phys. Lett. B204 (1988)
- [RPP90] Particle Data Group, "Review of Particle Properties", Phys. Lett. B239 (1990)
- [RPP94] Particle Data Group, "Review of Particle Properties", Phys. Rev. D50, 1173, (1994)
- [RUB85] H. R. Rubinstein, H. Snellman, Phys. Lett. B165 (1985), 187
- [SAC95] K. Sachs, Dissertation, in Vorbereitung, Forschungszentrum Jülich, Universität Bonn
- [SCH89] H. Schmitt et al., Nucl. Phys. B8 (1989), 162
- [SEF91] Th. Sefzick, Dissertation, Forschungszentrum Jülich, Universität Bonn, 1991
- [SEH89] G. Sehl, Dissertation, Forschungszentrum Jülich, Universität Bonn, 1989
- [STI91] F. Stinzing, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1991
- [TAB85] F. Tabakin, R. A. Eisenstein, Phys. Rev. C31 (1985), 1857
- [TAB91] F. Tabakin et al., "Spin Observables at Threshold for the Reaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ ", Phys. Rev. C (1991)
- [TAY94] R. Taylor, Dissertation, University of Illinois, Urbana-Champaign, 1994
- [TOH95] R. Todenhausen, Dissertation, Universität Freiburg, 1995
- [WEB64] K. H. Weber, Nucl. Inst. and Meth. 25 (1964), 227
- [WIL92] K. Wille, "Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen", Teubner, Stuttgart 1992

- [ZIO92] M. Ziółkowski, Dissertation, Forschungszentrum Jülich, Universität Krakau, 1992
- [ZWE65] G. Zweig, in "Symmetries in Elementary Physics", Academic Press, NY, 1965, 192

Danksagung

Kein Mensch kann eine Leistung ohne die Mithilfe anderer erbringen. Viele haben zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen; im sicheren Bewußtsein, jemanden zu vergessen, gilt mein Dank

- Herrn Prof. Dr. K. Kilian für die Möglichkeit, diese Arbeit durchzuführen und seine wertvollen Anregungen, auch über das Thema der Doktorarbeit hinaus,
- Herrn Dr. habil. Walter Oelert für die sehr gute, immer freundliche und freundschaftliche Betreuung und die vielen wertvollen Diskussionen bei Fragen und Problemen während meiner Arbeit,
- Herrn Dr. Thomas Sefzick, der mir seit meiner Diplomandenzeit mit Rat und Tat zur Seite stand, mich in vorbildhafter Weise bei meiner Arbeit unterstützte und mir den Blick für das Wesentliche lehrte,
- Herrn Dr. Michał Ziółkowski, für die Mithilfe bei der Datenanalyse “aus der Ferne” und die tatkräftige Unterstützung bei der Datenauswertung,
- Frau Dipl. Phys. Kirsten Sachs, für die exellente Zusammenarbeit bei der Auswertung der Daten,
- allen Mitgliedern der ‘Mittelenergiephysik’-Gruppe – Stephan Brauksiepe, Dr. Martin Dahmen, Dr. Guido Decker, Dr. Reiner Geyer, Dr. Dieter Grzonka, Dr. Christoph Lippert, Dipl. Phys. Pawel Moskal, Dr. Eduard Roderburg, Dipl. Phys. Georg Schepers, Dr. Rüdiger Stratmann, Dipl. Phys. Magnus Wolke — für die freundschaftliche Zusammenarbeit und die vielen kleinen und großen Hilfestellungen,
- Herrn Dipl. Ing. Gebhard Schug, für seine Hilfen beim Einstieg in UNIX und seine “süßen Überraschungen” am Nachmittag,
- allen Mitgliedern der PS185-Kollaboration für die gute Zusammenarbeit und die freundschaftliche Aufnahme bei meinen Aufenthalten am CERN – insbesondere Herrn Dr. Klaus Röhrich für seine sorgfältigen Korrekturen,
- meinen Eltern Heinrich und Katharina Bröders sowie meinem Bruder Johann, die immer eine Stütze für mich waren und sind,
- meinen Schwiegereltern Bernhard und Marianne Strauch für ihre Unterstützung, vor allem für die kleinen und großen Besorgungen die sie erledigten, während ich an dieser Arbeit schrieb,
- am Schluß – aber nicht als letztes – meiner Frau Petra, der ich für sovieles danke, daß der Platz an dieser Stelle nicht ausreicht, es zu schreiben.

Jül-3151
Dezember 1995
ISSN 0944-2952