

Institut für Kernphysik

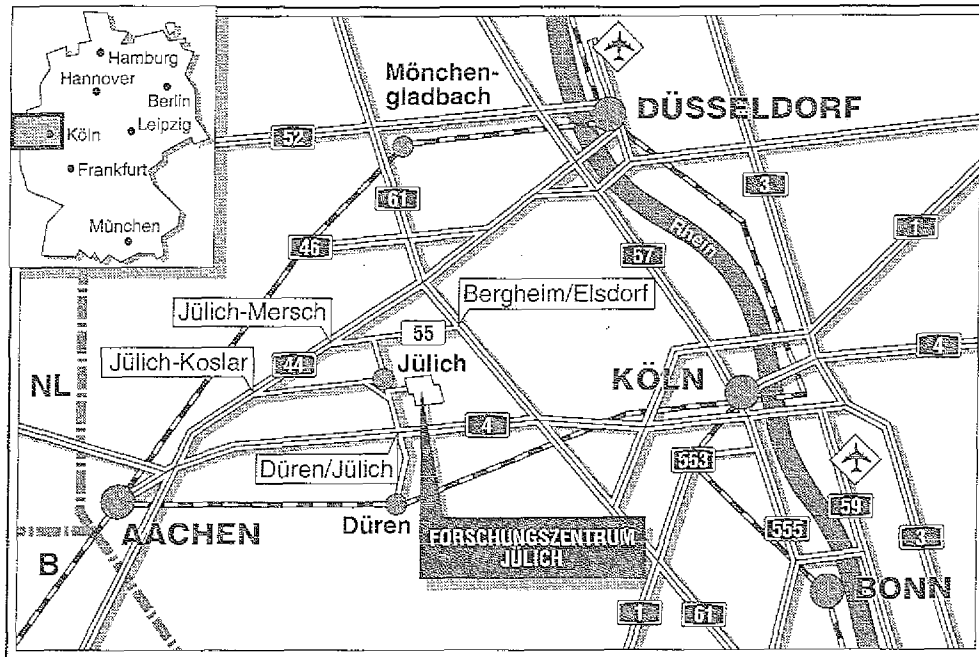
**Dynamik der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Reaktion
170.5 MeV über der Produktions-
schwelle**

Michał Ziótkowski

Handwritten text at the top of the page, possibly a header or title.

Handwritten text in the middle of the page, possibly a section header or a key point.

Handwritten text at the bottom of the page, possibly a conclusion or a list of items.



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2703

ISSN 0366-0885

Institut für Kernphysik Jüli-2703

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833 556-70 kfa d

Handwritten text, possibly a list or notes, located in the upper middle section of the page. The text is very faint and difficult to read.

Handwritten text, possibly a signature or a short note, located in the lower middle section of the page.

Handwritten text, possibly a list or notes, located in the lower section of the page. The text is very faint and difficult to read.

Handwritten text, possibly a signature or a short note, located in the bottom right corner of the page.

Dynamik der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Reaktion 170.5 MeV über der Produktions- schwelle

Michał Ziólkowski

1948

1949

1950

1951

1952

1953

1954

Dynamika reakcji $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$
170.5 MeV powyżej progu na produkcję

Dynamik der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Reaktion
170.5 MeV über der Produktionsschwelle

Michał Ziółkowski

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Physikalischen Fakultät
der Jagiellonischen Universität zu Krakau.

Durchgeführt unter der Leitung
von Dr. habil. Walter Oelert
im Forschungszentrum Jülich (BRD)
und im Institut für Kernphysik in Krakau.

Praca na stopień doktora nauk fizycznych
wykonana w Forschungszentrum Jülich (RFN)
oraz w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie,
pod kierunkiem doc. dr hab. Waltera Oelerta

przedstawiona
Radzie Wydziału Matematyki i Fizyki
Uniwersytetu Jagiellońskiego.

THE HISTORY OF THE

REPUBLIC OF THE UNITED STATES OF AMERICA

FROM THE FOUNDATION OF THE COLONIES TO THE PRESENT

BY

W. B. E. D.

CHAPTER I
THE FOUNDATION OF THE COLONIES

CHAPTER II
THE STRUGGLE FOR INDEPENDENCE

CHAPTER III
THE CONSTITUTION

CHAPTER IV
THE UNION OF STATES

CHAPTER V
THE CIVIL WAR

CHAPTER VI
THE RECONSTRUCTION

Inhalt

1	Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$	1
1.1	Motivation	1
1.2	Kinematik und Invarianzen	5
2	Experiment	14
2.1	Detektorsystem	14
2.2	Neutraler Trigger und Datenaufnahmesystem	17
2.3	Auswerteverfahren	19
2.4	Identifizierung der Baryonenzahl	22
2.5	Korrekturverfahren der Fehlidentifizierung	24
3	Wirkungsquerschnitt	30
3.1	Definitionen	30
3.2	Korrekturen	31
3.2.1	Zerfallsmodus	31
3.2.2	Target-Fluß-Korrektur	31
3.2.3	Kohlenstoff-Untergrund	32
3.2.4	χ^2_{kin} -Schnitt	32
3.2.5	Akzeptanzkorrektur	32
3.3	Exp. Ergebnisse: Wirkungsquerschnitt	36
4	Spinabhängige Observable	40
4.1	Definitionen und Eigenschaften	40
4.2	Bestimmungsmethoden	46
4.3	Untersuchung der Akzeptanz-Funktion	49
4.3.1	Monte-Carlo-Akzeptanz im Bezug auf die Bestimmung der Polarisation	54
4.3.2	Monte-Carlo-Akzeptanz bei der Bestimmung der Spin- korrelationen	58
4.3.3	Korrektur der Akzeptanzverluste	66
4.3.4	Extraktion der Akzeptanz aus den experimentellen Daten	75
4.4	Exp. Ergebnisse: Die Polarisation	91
4.5	Exp. Ergebnisse: Spin-Korrelations-Koeffizienten	98
4.6	CP-Invarianz-Test der schwachen Wechselwirkung	107
5	Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick	110

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

1981

Kapitel 1

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

1.1 Motivation

Die Vorstellung, daß es kleinste elementare Teilchen gibt, die sich nicht weiter zerlegen lassen und die in ihrer Zusammensetzung über eine bestimmte Wechselwirkung die Materie aufbauen, ist schon sehr alt. Sie wurde durch die Jahrhunderte immer wieder aufgegriffen und gemäß dem zu der Zeit gültigen Kenntnisstand interpretiert.

Die Grundsteine der Materie, wie sie dem heutigen Verständnis entsprechen, sind Quarks und Leptonen. Sie lassen sich in drei Familien gegenseitig zuordnen, Tab.1.1. Neueste Ergebnisse vom LEP (Large Elektron-Positron Collider) zeigen, daß die Anzahl der Familien auf drei beschränkt ist. Nur die erste Familie der Grundbausteine macht die uns umgebene Materie aus. Die anderen Familien werden lediglich unter höheren Energiebedingungen an Beschleunigern und im Weltraum beobachtet. Diese fundamentalen Elementarteilchen werden durch die Träger der entsprechenden Wechselwirkungskräfte zwischen den Grundbausteinen ergänzt. Trotz vielfältiger Versuche ist es nicht gelungen, Quarks als freie Teilchen zu beobachten. Im Gegensatz zu Leptonen und Photonen, die als freie Teilchen existieren, bleiben die Quarks und Gluonen in Hadronen eingeschlossen. Dieses Phänomen beschreibt die Quantenchromodynamik (QCD) als die Theorie der starken Wechselwirkung damit, daß die Koppelungskonstante der Quark-Quark Wechselwirkung bei kleinem Abstand klein ist ("asymptotische Freiheit"), mit wachsendem Abstand aber linear zunimmt ("infrarot Sklaverei").

Trotz dieser Eigenschaft, die als Konfinement bezeichnet wird, ist eine indirekte Untersuchung der Quarks, ihrer quantenmechanischen Eigenschaften und ihrer Dynamik möglich. Zu diesem Studium eignet sich die Beobachtung der Hyperon-Teilchen, die wie alle Baryonen im statischen Quarkmodell aus drei Quarks bestehen. Eines der Hyperonen ist das Λ -Teilchen, das sich durch ein eingebautes strange (s)-Quark neben einem u-d Quarkpaar auszeichnet. Im Falle der Erzeugung aus einem Proton (udu-Quarkkonfiguration) ersetzt dieses s-Quark ein u-Quark zur Bildung des Λ -Teilchen.

Grundbausteine der Materie Spin $S=1/2$				
Quarks	Q_{el}	I_3	Leptons	Q_{el}
down (d)	-1/3	-1/2	e	-1
up (u)	+2/3	+1/2	ν_e	0
strange (s)	-1/3	0	μ	-1
charm (c)	+2/3	0	ν_μ	0
bottom (b)	-1/3	0	τ	-1
top (t)	+2/3	0	ν_τ	0

Träger der Wechselwirkungen Spin $S=1$		
Wechselwirkung	Teilchen	Q_{el}
elektro- schwache	γ -Photon	0
	W^+, W^-, Z^0	+1, -1, 0
starke	g-Gluon	0

Tabelle 1.1:

Am LEAR-Beschleuniger ("Low Energy Antiproton Ring") des Europäischen Forschungszentrum CERN in Genf wird durch den Vernichtungsprozeß von Antiproton und Proton ein Antilambda-Lambda-Paar erzeugt [KIL81]. Die Untersuchung dieses Prozesses wird im PS185-Experiment für Einschußimpulse von 1.435 GeV/c (die Produktionsschwelle) bis 2 GeV/c (maximaler LEAR-Impuls) systematisch durchgeführt.

Die Abb.1.1 zeigt ein Quarkliniendiagramm niedrigster Ordnung für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$. Im einfachen additiven Quarkmodell wird der Produktionsprozeß als eine Vernichtung eines $\bar{u}u$ -Paares und die anschließende Erzeugung eines $\bar{s}s$ -Paares dargestellt. Die verbleibenden Quarkpaare-Gebilde von Proton und Antiproton (ud und $\bar{u}\bar{d}$) werden bei dem Übergang von $\bar{p}p$ nach $\bar{\Lambda}\Lambda$ nur als Spektatoren betrachtet. Die leichten Quarks bilden ein Diquark-Systemen und koppeln gemäß des erweiterten Pauliprinzips zu Spin und Isospin Null ($S = I = 0$). Damit trägt das s-Quark den Spin des Λ -Teilchens und das \bar{s} den des $\bar{\Lambda}$, so daß ein $\bar{\Lambda}(\Lambda)$ -Teilchen im Reaktionsablauf die Spin-Eigenschaften des $\bar{s}(s)$ -Quarks repräsentiert. Daher können bei Gültigkeit des additiven Quarkmodells die Polarisation des $\bar{s}(s)$ -Quarks und die Spinkorrelationen des $\bar{s}s$ -Paares experimentell gemessen, obwohl die strange-Quarks selbst nicht beobachtet werden.

Es gibt unterschiedliche Vorstellungen für den Reaktionsmechanismus bei der Erzeugung des $\bar{s}s$ -Paares:

- (i) Im ${}^{2S+1}L_J = {}^3S_1$ -Modell wird angenommen, daß ein $\bar{u}u$ -Paar vernichtet wird und aus dem entstandenen Gluon mit den Quantenzahlen $J^\pi=1^-$ das $\bar{s}s$ -Paar erzeugt wird (Abb.1.1):

$$\bar{u}u \rightarrow \text{Gluon } 1^- \rightarrow \bar{s}s$$

In diesem Fall muß die Produktion des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paares mit dem relativen Bahndrehimpuls $l=0$ (S-Welle) und im Spin-Triplettzustand ($S_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 1$) stattfinden.

- (ii) Ein Austausch über einen Zwischenzustand mit den Quantenzahlen des Vakuums $J^\pi = 0^+$ (z.B. durch einen Multigluonzustand) (Abb.1.1) wird als 3P_0 -Modell bezeichnet. Hierbei wird für das $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paar erwartet, daß es in einer P-Welle und ebenfalls in dem Spin-Triplettzustand entsteht. Mit wachsender Energie werden höhere Bahndrehimpulse wichtig.
- (iii) Der Prozeß $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ wird auch im Rahmen des Mesonenaustausch-Modells (OBE) interpretiert. Dabei wird angenommen, daß der $\bar{\Lambda}\Lambda$ Erzeugungsprozeß mit dem Austausch von strange K-Mesonen stattfindet (Abb.1.2). Es werden das pseudoskalare Meson $K(494, J^\pi = 0^-)$, das Vektormeson $K^*(892, J^\pi = 1^-)$ und das Tensormeson $K^{**}(1430, J^\pi = 2^-)$ in Betracht genommen. Hierbei stellt sich heraus, daß die Tensorkraft einen wichtigen Beitrag zur Wechselwirkung liefert, was wiederum zur Dominanz der Spin-Tripletterzeugung führt.
- (iv) Neben der Erzeugung des $\bar{s}s$ -Paares im Spin-Triplettzustand ist auch eine Spin-Singulett-Produktion möglich. Ein Modell, in dem pseudoskalare η' und η Mesonen (Mesonen, die u- und s-Quarks enthalten) im 1S_0 Zustand ausgetauscht werden, ist dazu ein Beispiel. Es zeigt sich [ALB90] aber, daß aufgrund verschiedener Faktoren auch hier der Anteil der Spin-Singulett-Produktion klein ist.

Im Bereich der Produktionsschwelle des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paares ist die Anzahl der beitragenden Drehimpulse gering, so daß die Reaktionsdynamik überschaubar bleibt.

Bei einer realistischen Beschreibung des $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Prozesses muß die Wechselwirkungen im $\bar{p}p$ -Eingangs- sowie im $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ausgangskanal berücksichtigt werden. Dabei werden die theoretischen Rechnungen mit Hilfe der DWBA- (distorted wave born approximation) bzw. CCM-Methode (coupled channel matrix) durchgeführt.

In den letzten Jahren hat die PS185-Kollaboration die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Reaktion mit den Einzelmessungen im Strahlimpulsbereich zwischen der Produktionsschwelle (bei 1.435 GeV/c) und 1.9185 GeV/c (entspricht 170.5 MeV über der Schwelle) experimentell untersucht. Die Ergebnisse sind in [MAH86], [BAR87], [FRA87], [DUT88], [KIL88], [BAR89], [KIL89], [SCH89], [SEH89], [BAR91], [STI91], [SEF91], [FIS92] dargestellt. Die vorliegende Arbeit umfaßt Ergebnisse der Untersuchung der Reaktion bei der bisher höchsten Überschußenergie von 170.5 MeV über der Schwelle. Ein Satz dynamischer Observablen mit dem differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitt, der Polarisation der Hyperonen und ihren Spinkorrelationen wird dargestellt und diskutiert.

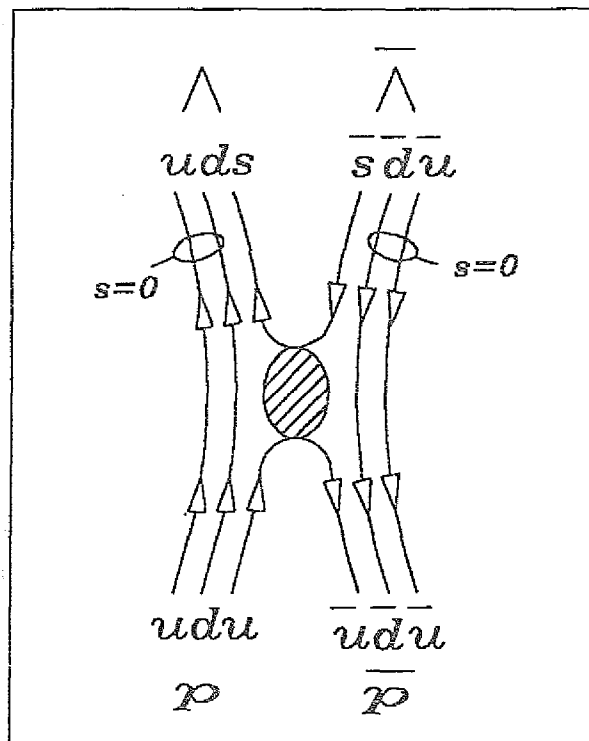


Abb.1.1:

Diagramm der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ im Quarkmodell

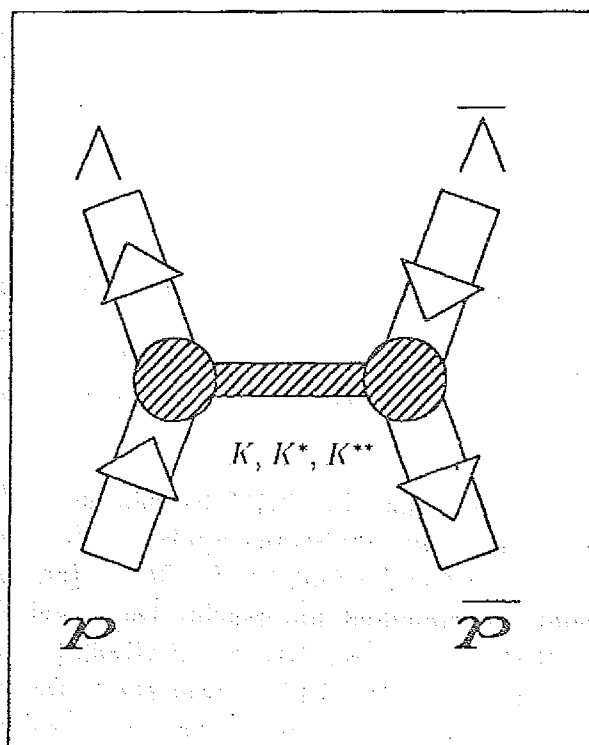


Abb.1.2:

Diagramm der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ im OBE-Modell

1.2 Kinematik und Invarianzen

Die Ruhemasse der Lambda-Hyperonen ($m_\Lambda=1.1156 \text{ GeV}/c$) ist größer als die der Protonen ($m_p=0.9383 \text{ GeV}/c$). Somit können die $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Teilchen in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ nur dann erzeugt werden, wenn der Strahlimpuls oberhalb des Schwellenimpulses von $1.435 \text{ GeV}/c$ liegt. Bei der in dieser Arbeit diskutierten Messung mit einem Strahlimpuls von $1.9185 \text{ GeV}/c$ werden $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Teilchen im Schwerpunktsystem des $\bar{p}p$ -Paares mit dem Impulsbetrag von $444.4 \text{ MeV}/c$ erzeugt.

Relativistische Zwei-Teilchen-Kinematik

Schwerpunkts- und Laborsystem werden durch die Lorentz-Transformation ineinander übergeführt. Die Komponenten der Impulsvektoren in den beiden Systemen gehorchen dieser Transformation wie folgt [DER62]:

$$\begin{aligned} P_{i\parallel} &= \gamma (P_{i\parallel}^* + \beta E_i^*) \equiv \gamma P_i^* \left(\cos\theta_i^* + \frac{\beta}{\beta_i^*} \right) \\ P_{i\perp} &= P_{i\perp}^* \equiv P_i^* \sin\theta_i^* \end{aligned} \quad (1.1)$$

mit dem Index * werden die Größen im Schwerpunktsystem gekennzeichnet, weiter gilt:

$P_{i\parallel}$ der longitudinale Impuls des i -ten Teilchens im Laborsystem,

$P_{i\perp}$ der transversale Impuls des i -ten Teilchens im Laborsystem,

$$P_i = \sqrt{P_{i\parallel}^2 + P_{i\perp}^2},$$

θ_i der Streuwinkel des i -ten Teilchens im Laborsystem,

E_i^* die Energie des i -ten Teilchens im Schwerpunktsystem,

$\beta = v/c$; wobei v die Geschwindigkeit ist, mit der sich das Schwerpunktsystem bewegt; c steht für die Lichtgeschwindigkeit,

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2},$$

$\beta_i^* = v_i^*/c$; wobei v_i^* die Geschwindigkeit des i -ten Teilchens im Schwerpunktsystem ist.

Die Endpunkte der Impulsvektoren des i -ten Teilchens im Schwerpunktsystem bilden einen Kreis mit dem Radius P_i^* . Aus der Lorentz-Transformation (1.1) ergibt sich (indem aus der Gl. 1.1 $\sin\theta_i$ und $\cos\theta_i$ separiert und in die Relation $\sin^2\theta_i + \cos^2\theta_i = 1$ eingesetzt werden), daß die Endpunkte der Laborimpulsvektoren $\vec{P}_i = (P_{i\parallel}, P_{i\perp})$ des i -ten Teilchens auf einer Ellipse im Laborsystem liegen, die mit folgender Gleichung beschrieben wird [DER62]:

$$\frac{\left(P_{i\parallel} - \frac{\beta}{\beta_i^*} \cdot \gamma P_i^* \right)^2}{(\gamma P_i^*)^2} + \frac{(P_{i\perp})^2}{(P_i^*)^2} = 1 \quad (1.2)$$

Kinematik des Produktionsprozesses

In Abb.1.3 ist die kinematische Ellipse des Produktionsprozesses $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ für den Strahlimpuls von 1.9185 GeV/c dargestellt. Folgende Parameter beschreiben die kinematische Ellipse bei diesem Strahlimpuls:

$$P_i^* = 444.4 \text{ MeV/c für } \bar{\Lambda} \text{ und } \Lambda$$

$$\gamma P_i^* = 568.7 \text{ MeV/c}$$

$$\beta/\beta_i^* = 1.6867$$

Über das kinematische Verhalten der $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Hyperonen läßt sich folgendes sagen:

- (i) Prinzipiell sind die kinematischen Eigenschaften der $\bar{\Lambda}$ und Λ Teilchen in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ völlig symmetrisch.
- (ii) Da $\beta/\beta_i^* > 1$ ist, liegt die gesamte Ellipse rechts vom Null-Punkt. Die $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Teilchen werden im Laborsystem in einen Vorwärtskegel mit einem maximalen Laborwinkel von 29° emittiert.
- (iii) Der Laborimpulsbetrag der Hyperonen nimmt Werte zwischen 390.5 MeV/c und 1.528 GeV/c an.

Zerfallskinematik

Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ wird durch den Nachweis der Zerfallsprodukte der $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Teilchen untersucht:

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

Im Ruhesystem der Hyperonen weisen die Zerfallsteilchen -sowohl die Protonen als auch die Pionen- den gleichen Impulsbetrag von 100.51 MeV/c auf. Die Kinematik des Zerfallprozesses im Laborsystem ist vom Laborimpulsbetrag des zerfallenden Hyperons abhängig (β und γ Parameter).

Die Betrachtung der Zerfälle wird im Ruhesystem der zerfallenden Hyperonen durchgeführt. Der β -Parameter ist mit der jeweiligen Geschwindigkeit des Hyperons im Laborsystem verknüpft. Die β_i^* -Größe gibt die Geschwindigkeit der Zerfallsteilchen im Ruhesystem des Hyperons in Einheiten von c wider.

Die Abb.1.4 zeigt bei fünf Impulsbeträgen der Hyperonen die entsprechenden kinematischen Ellipsen der Zerfallsteilchen (bezüglich der Hyperon-Richtung im Laborsystem). Es wird beobachtet:

- (i) Im Laborsystem sind die Zerfallsprotonen und Pionen im kinematischen Verhalten nicht gleich. Die β_i^* -Größe ist für Pionen und Protonen unterschiedlich ($\beta_\pi^* > \beta_p^*$), so daß die entsprechenden kinematischen Ellipsen für die Protonen bezüglich des Labor-Nullpunktes zu höheren Impulsen (in der Abb. 1.4 weiter nach rechts) verschoben sind als die der Pionen.

- (ii) Der Laborwinkel von einem Proton bezüglich der Hyperon-Richtung ist immer kleiner als der des korrelierten Pions.
- (iii) Bei kleinen Hyperon-Impulsbeträgen ist die Größe $\beta/\beta_\pi^* < 1$, so daß der Labor-Nullpunkt innerhalb der Pionen-Ellipse liegt. Deshalb können die Pionen mit stumpferen Winkeln ($> 90^\circ$) emittiert werden.
- (iv) Der Laborwinkel der Zerfallsprotonen ist mit etwa 17° im Bezug auf die Hyperon-Richtung begrenzt. Der effektive Laborwinkel der Zerfallsprotonen bezüglich der Strahlrichtung ist $\leq 40^\circ$.

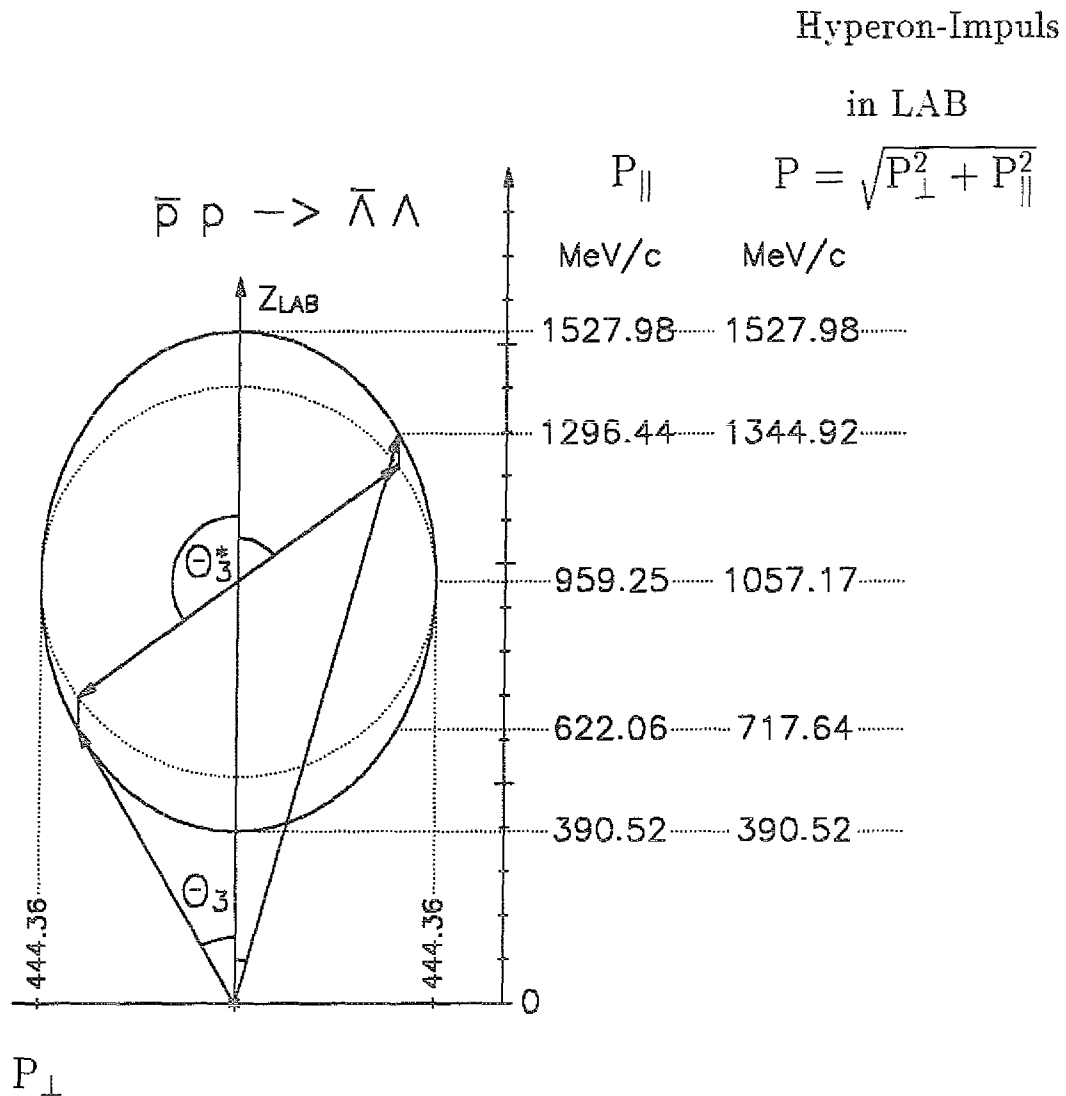


Abb.1.3:

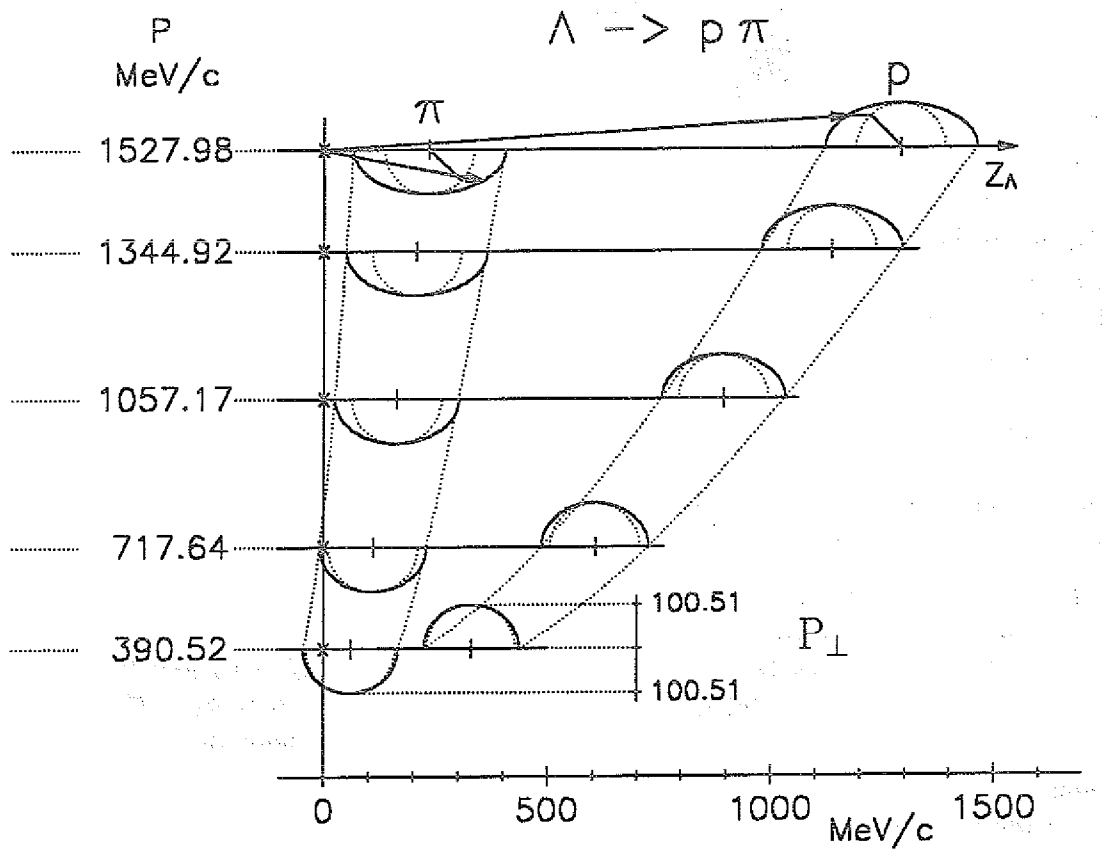
Relativistische Produktions-Kinematik für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$
bei dem Strahlimpuls 1.9185 GeV/c;

P_{\perp}, P_{\parallel} - transversaler und longitudinaler Labor-Impuls des Hyperons

Hyperon-Impuls

in LAB

Hyperon-Zerfall



mit dem Strahlimpuls $P_{||}$...

Abb.1.4:

Relativistische Kinematik für den Zerfallsprozeß $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$
 bei dem Strahlimpuls $1.9185 \text{ GeV}/c$;
 $P_{\perp}, P_{||}$ - transversaler und longitudinaler Labor-Impuls der Zerfallsprodukte

P- und C-Invarianz des Produktionsprozesses

Der Produktionsprozeß $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ erfolgt durch die starke Wechselwirkung. Experimente zeigen, daß die starke Wechselwirkung gegen die Paritätstransformation (P) und die Teilchen-Antiteilchen-Konjugation (C) invariant ist. Es wurde keine Verletzung der P- bzw. C-Symmetrie in der starken Wechselwirkung beobachtet.

Die Abb.1.5a zeigt schematisch den Ablauf der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ im Schwerpunktsystem von $\bar{p}p$. Die Koordinaten sind in Abb.4.1 definiert.

In Abb.1.5b ist die Reaktion dargestellt, die man durch die Spiegelung von (a) erhält (die Wahl der Spiegelungsebene ist beliebig, jedoch für die Produktionsebene am übersichtlichsten). Unter dieser Paritätsoperation wechseln jene Vektoren das Vorzeichen, die senkrecht zu der Spiegelungsebene (hier Produktionsebene) auftreten (die parallelen Vektoren bleiben unbeeinflusst).

Die Axialvektoren (als Vektorprodukt zweier Vektoren) verhalten sich umgekehrt, so daß die in der Spiegelungsebene liegenden Vektoren ihr Vorzeichen ändern, die zu der Ebene senkrechten jedoch nicht.

Die Spinvektoren der Hyperonen $\vec{S} = \frac{1}{2}\hbar\vec{\sigma}$ sind Axialvektoren. Dies betrifft auch den Polarisationsvektor des $\bar{\Lambda}$ und Λ , der als ein Erwartungswert des Pauli-Spinvektoroperators $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ definiert ist.

Die Paritätsinvarianz besagt, daß die Observablen in den beiden, mit der Paritätstransformation verbunden Systemen, (Abb.1.5a und Abb.1.5b) gleich sind [FON70]. Für die Polarisation kann dies nur dann erreicht werden, wenn diese Observable keine Komponente in der Produktionsebene hat. So wird in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ eine vom Null verschiedene Polarisation der Hyperonen nur in senkrechter Richtung zur Produktionsebene erwartet.

Für die Spinkorrelationen $C_{\bar{m},n}$ zwischen $\bar{\Lambda}$ und Λ ($m, n = x, y, z$), die als Erwartungswerte des Produkts der Spinoperatoren $\sigma_{\bar{m}} \cdot \sigma_n$ definiert werden (4.1), besagt die Paritätsinvarianz, daß die Elemente $C_{\bar{x},y}, C_{\bar{y},x}, C_{\bar{y},z}, C_{\bar{z},y}$ null sein müssen. Dies ist verständlich, da die Skalarprodukte $\sigma_{\bar{x}}\sigma_y, \sigma_{\bar{y}}\sigma_x, \sigma_{\bar{y}}\sigma_z, \sigma_{\bar{z}}\sigma_y$ ihre Vorzeichen unter Spiegelungstransformation ändern; denn die einzelnen Operatoren $\sigma_{\bar{x}}, \sigma_{\bar{y}}, \sigma_x, \sigma_z$ ändern ihr Vorzeichen, wohingegen $\sigma_{\bar{y}}, \sigma_y$ unverändert bleiben.

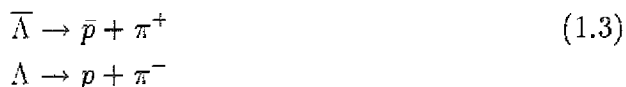
In Abb.1.5c ist die Reaktion (a) nach der Anwendung der Teilchen-Antiteilchen-Konjugation dargestellt. Im diesen C-symmetrischen System (Abb.1.5c) werden die Teilchen und Antiteilchen gegenüber dem ursprünglichen System (Abb.1.5a) vertauscht interpretiert. Die Invarianz der Reaktion unter Teilchen-Antiteilchen-Konjugation bedeutet, daß die entsprechenden Observablen in beiden Systemen gleich sind. Hiermit ist die Polarisation der $\bar{\Lambda}$ -Teilchen im ursprünglichen System gleich der Polarisation des $\bar{\Lambda}$ im ladungssymmetrischen System. Da unter der C-Operation das Λ aus dem ersten System als $\bar{\Lambda}$ mit gleicher Polarisation im zweiten System interpretiert wird, ist in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ die Polarisation von $\bar{\Lambda}$ und Λ gleich.

Infolge der C-Transformation werden die Spinvektoren von $\bar{\Lambda}$ und Λ aus dem ersten System mit entsprechender Orientierung den nun vertauschten Λ und $\bar{\Lambda}$ im zweiten System zugeordnet. Die Gleichheit der $C_{\bar{x},z}$ -Observablen in bei-

den Systemen ergibt, daß: $\langle \sigma_{\bar{z}} \sigma_z \rangle = \langle \sigma_x \sigma_{\bar{x}} \rangle \equiv \langle \sigma_{\bar{x}} \sigma_x \rangle$ ist. Damit ist aufgrund der C-Invarianz für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$, $C_{\bar{z},z} = C_{\bar{x},x}$ bewiesen.

Hyperonzerfälle und die Symmetrie-Operationen

Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ wird mit Hilfe der schwachen Hyperon-Zerfälle untersucht:



In der schwachen Wechselwirkung wird die Paritätsinvarianz und die Symmetrie gegen Teilchen-Antiteilchen-Konjugation verletzt. Die Abb.1.6a zeigt ein Experiment mit polarisierten $\bar{\Lambda}$ -Teilchen, in dem die Zerfallsantiprotonen unter einem θ -Winkel bezüglich der Polarisationsrichtung registriert werden. Nach Anwendung der P- bzw. C-Operation resultieren dann die in den Abbildungen 1.6b und 1.6c dargestellten Systeme (b) und (c) (der Detektor unterliegt ebenfalls den Transformationen). Die Ergebnisse der Zählratenmessungen der Zerfallsteilchen in den beiden Systemen sind verschieden vom Ergebnis aus (a). Dies ist mit der erwähnten Verletzung der P- und C-Invarianz in den Zerfällen äquivalent.

Die Abb.1.6d zeigt das Produkt der zusammengesetzten CP-Transformation, mit der das System (a) umgewandelt wurde. Im (a)- und CP-symmetrischen System (d) werden die gleichen Zählraten der Zerfallsteilchen gemessen, falls die Prozesse (1.3) gegen CP-Transformation invariant sind. Die Ergebnisse der bisherigen Experimente zeigen, daß jede mögliche CP-Verletzung in den schwachen $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Zerfällen unter 2% liegen. Aufgrund der Paritätsverletzung wird in den Systemen (a) und (d) die Winkelverteilung der Zerfallsteilchen mit der Relationen [PER90]

$$\begin{aligned} W_A &= W_0 \{ 1 + \bar{\alpha} \cdot P \cdot \cos \theta \} \\ W_D &= W_0 \{ 1 + \alpha \cdot P \cdot \cos(180^\circ - \theta) \} \end{aligned}$$

beschrieben (P steht dabei für die Polarisation; Kapitel 4.2). Die aus der Annahme der CP-Invarianz folgende Bedingung $W_A = W_D$ impliziert, daß $\alpha = -\bar{\alpha}$ sein muß. Eine eventuelle Verletzung dieser Relation zwischen den Asymmetrieparametern α und $\bar{\alpha}$ würde bedeuten, daß eine Verletzung der CP-Invarianz in den Prozessen (1.3) stattfindet (Kapitel 4.6).

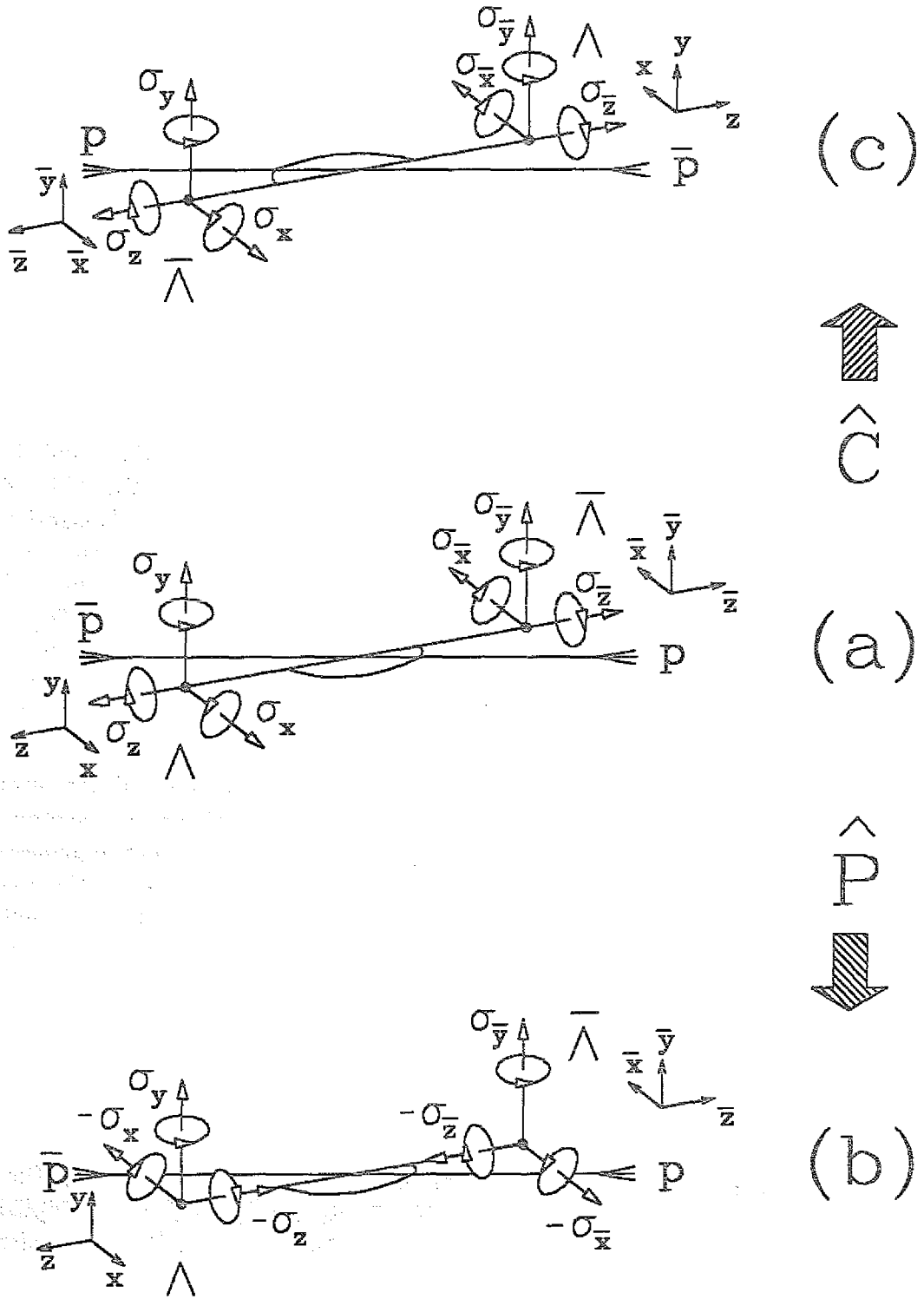


Abb.1.5:

- (a) Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$
 $\sigma_{\bar{x}}, \sigma_{\bar{y}}, \sigma_{\bar{z}}$ ($\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$) -Komponente des $\bar{\Lambda}(\Lambda)$ -Spinvektors,
- (b) P -Transformation des Systems aus (a),
- (c) C -Transformation des Systems aus (a),

Definition der Koordinaten jeweils gemäß der Abb.4.1

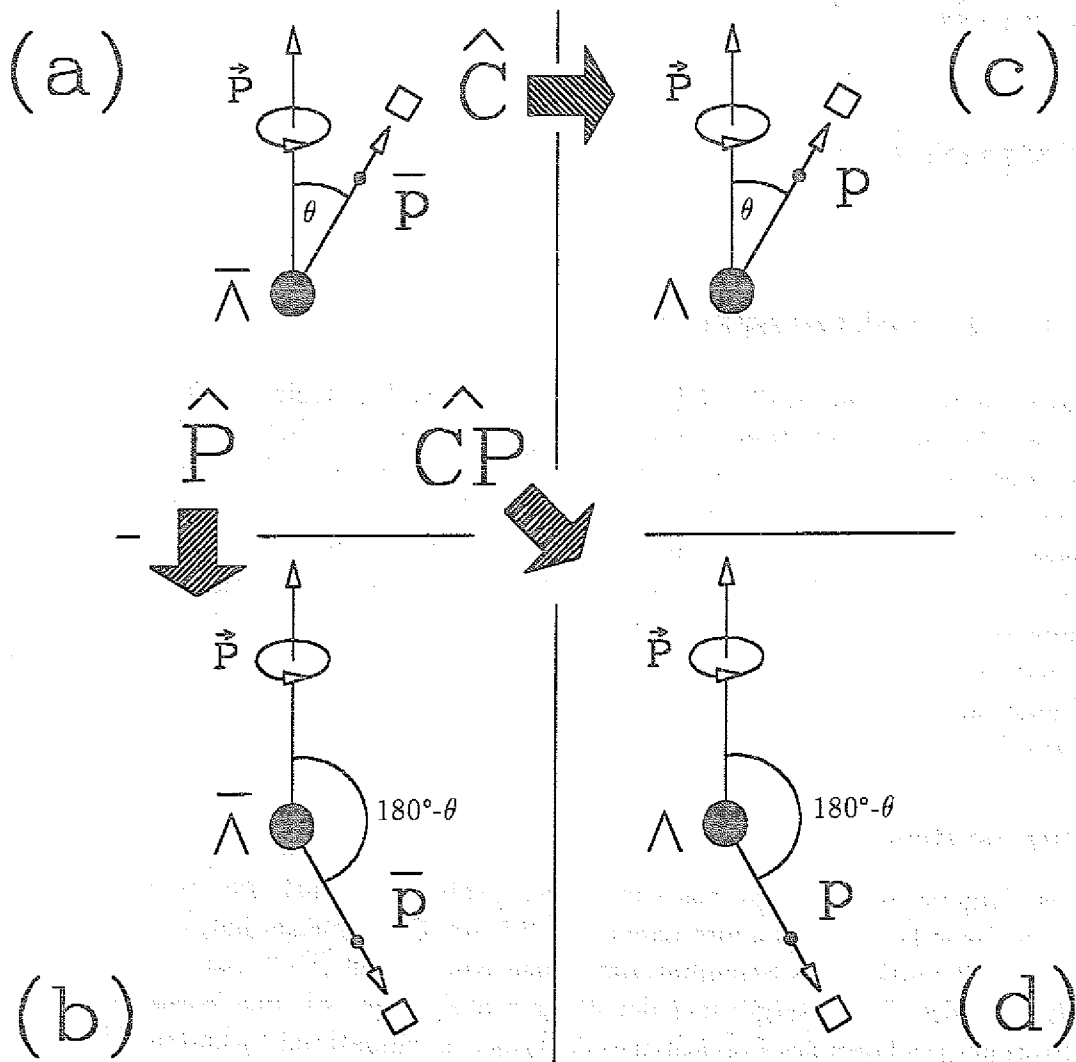


Abb.1.6:

$\bar{\Lambda}$ -Zerfall und seine P-, C- und CP-Transformationen;
 \vec{P} ist der Polarisationsvektor des Hyperons

Kapitel 2

Experiment

2.1 Detektorsystem

Das Detektorsystem im PS185 Experiment wurde so konstruiert, daß im Impulsbereich des LEAR-Beschleunigers ($p_{\bar{p}} \leq 2 \text{ GeV}/c$) sämtliche Reaktionen des Typs $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$ ($Y_i = \Lambda, \Sigma^0, \Sigma^-, \Sigma^+$) mit 4π -Raumwinkelakzeptanz im Schwerpunktsystem nachweisbar sind. Die Abb.2.1 gibt eine schematische Darstellung der einzelnen Komponenten des Detektors wieder. Der Detektor besteht aus 4 Grundelementen: einem aktiven Targetsystem, einer Anordnung von 10 Proportionaldrahtkammern und 13 Driftkammern zur Rekonstruktion der Teilchenspuren, einem Szintillatorhodoskop für den schnellen Trigger und einem Solenoid-Magnet mit drei Driftkammern zur Baryonzahl-Identifizierung.

Targetsystem

Das Targetsystem besteht aus vier Zellen (Abb.2.2), wobei jede Zelle eine zylindrische Form mit 2.5 mm Länge und 2.5 mm Durchmesser hat. Die erste Targetzelle enthält als Streumaterial reinen Kohlenstoff (^{12}C). Sie dient zur Messung des ^{12}C -Untergrundes der übrigen drei Zellen, die den Wasserstoff (Protonen) in Form des Polyäthylens (CH_2) als Streumaterial enthalten. Jede Zelle ist mit einem Szintillatortröhrchen $S2-i$ (1 mm dick) umgeben und von beiden Seiten mit $S3-i$ (0.2 mm dick) Szintillatorscheibchen abgeschlossen. Mit dieser Anordnung von Szintillatorzählern läßt sich feststellen, in welcher Targetzelle eine Reaktion mit neutralen Produkten stattgefunden hat. Die Logik des Ansprechens der Zähler ist in [DUT88] zu finden. Zum Anzeigen des Eintreffens eines Antiprotons und zur Zeitbestimmung des Ereignisses dienen die in Koinzidenz geschalteten Szintillatorzähler S1A und S1B, die vor den 4 Targetzellen eingebaut sind.

Die Anordnung der Drahtkammern

Strahlabwärts hinter nach dem Target befindet sich ein Stapel von 10 Proportional- und 13 Driftkammern. Sie dienen zur Rekonstruktion der Teilchenspuren. Jede Ebene der Proportionalkammern ist mit 160 Drähten im

Abstand von 1.27 mm ($20.3 \times 20.3 \text{ cm}^2$ aktiver Fläche) bespannend. Die Ebenen weisen in Strahlrichtung einen Abstand von 1 cm zueinander auf. Durch sie wird abwechselnd die Positionen in zwei zueinander vertikalen Richtungen (u und v) gemessen. Der Kammerstapel ist in Bezug auf die Driftkammern um 45° in der xy-Ebene (Abb.2.1) gedreht, um Mehrdeutigkeiten der räumlichen Spurrekonstruktion zu reduzieren.

Der Driftkammerstapel besteht aus 13 Drahtebenen, die die Koordinaten in x-Richtung (7 Ebenen) und in y-Richtung (6 Ebenen) messen. Eine Driftzelle ist 40 mm lang und enthält in der Mitte zwei eng benachbarte Signaldrähte, so daß die "Rechts-Links" Doppeldeutigkeit in einer Driftzelle entfällt. Die aktive Fläche einer Ebene beträgt $56 \times 56 \text{ cm}^2$. Durch die Verdickung der Drähte im Bereich des Primärstrahls sind beide Drahtkammertypen ineffizient für den intensiven Antiprotonen-Strahl (pro Targetfläche bis zu 10^6 Teilchen/sec).

Hodoskop

Das Hodoskop dient als Teil des schnellen Triggers und wird auch für die Bestimmung der Teilchenspuren verwendet. Es besteht aus zwei Lagen, die jeweils aus 20 Szintillatorstreifen der Größe ($62 \times 3 \times 0.4$) cm^3 aufgebaut sind. Zwei zusätzliche Streifen ($30.5 \times 1 \times 0.4$) cm^3 sind zentral angebracht, so daß eine Öffnung von 1 cm^2 für den Primärstrahl entsteht. Die Ebenen messen entsprechend der Streifenorientierung die x- und die y-Koordinaten. Die Streifen werden von beiden Seiten (außer den zentralen Streifen) ausgelesen.

Solenoid-Magnet

Eine Unterscheidung zwischen Teilchen und Antiteilchen geschieht aufgrund der Bestimmung des Ladungs-Vorzeichen der Teilchen in einem Magnetfeld. Ein Solenoid erzeugt senkrecht zur xz-Ebene (Abb.2.1) ein Magnetfeld von 0.09 Tesla. Innerhalb des Solenoids befinden sich drei Driftkammern, die die Ablenkung der Spuren in x-Projektion messen. Die Anordnung weist eine 100% geometrische Akzeptanz für den Nachweis der Zerfallsbaryonen auf.

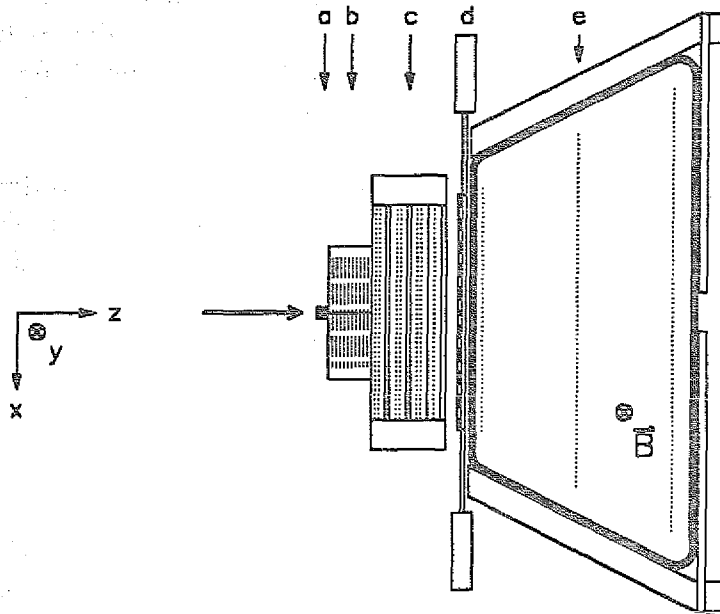


Abb.2.1:

Schematische Zeichnung des PS 185-Detektors (von oben gesehen) mit Target (a), MWPC (b), Driftkammern (c), Scintillatorhodoskop (d), Solenoid zur Baryonenzahl-Identifizierung mit drei Driftkammern (e). Definition des Koordinatensystems.

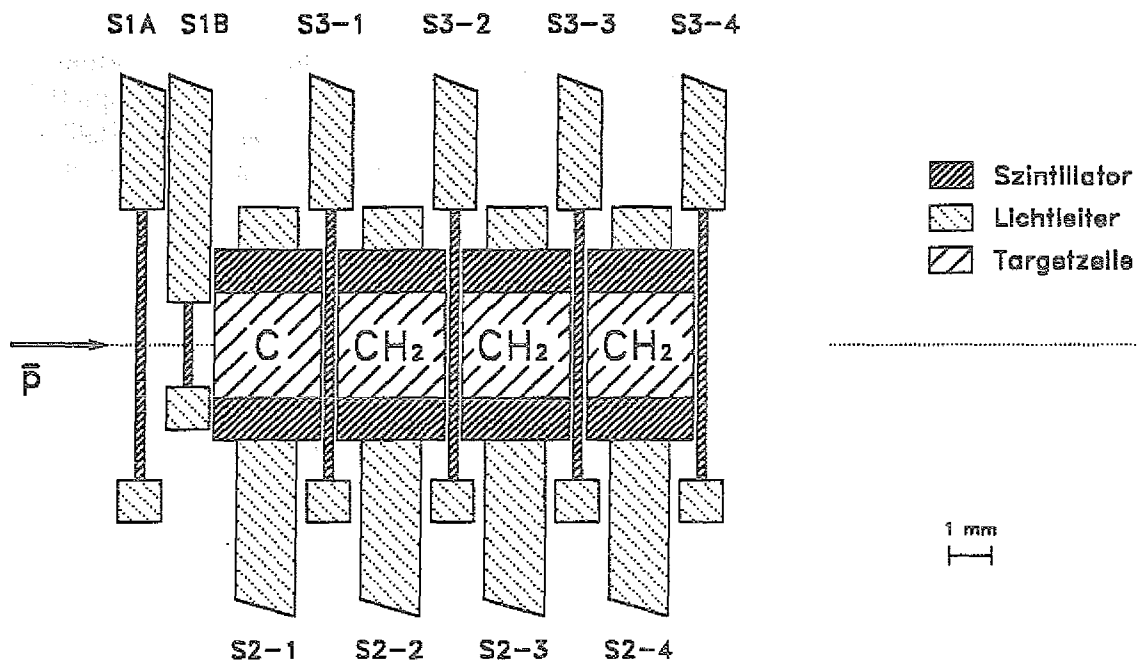


Abb.2.2:

Targetsystem im PS 185 Experiment; Schnitt entlang der z-Achse

2.2 Neutraler Trigger und Datenaufnahmesystem

Neutraler Trigger

Für den Nachweis der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$ wird ein schneller "neutraler Trigger" definiert. Für ein neutrales Ereignis z.B. in der dritten Targetzelle sieht die gesamte Triggerbedingung folgendermaßen aus:

"neutral" Ereignis in Zelle 3 =

$$\begin{aligned} & (S1A \wedge S1B) \wedge \\ & (\overline{S2-1} \wedge S3-1) \wedge (\overline{S2-2} \wedge S3-2) \wedge (\overline{S2-3} \wedge \overline{S3-3}) \wedge \\ & (HODx \geq 1 \wedge HODy \geq 1) \end{aligned}$$

Der Einfall eines Strahl-Antiprotons wird mit der Koinzidenz $S1A \wedge S1B$ signalisiert. Alle S3-Zähler, die vor der Reaktion-Zelle liegen, müssen getroffen sein. Alle S2-Zähler, bis einschließlich des die Reaktion-Zelle umgebenden, dürfen nicht getroffen werden. Ebenfalls darf der S3-Zähler der Reaktion-Zelle nicht ansprechen. Im Hodoskop wird mindestens ein Treffer pro Ebene ($HODx \geq 1$ und $HODy \geq 1$) verlangt.

Datenaufnahmesystem

Die Signale aus dem Detektor werden in der "front-end-elektronic" mit NIM, CAMAC und FASTBUS Modulen verarbeitet. Die Digitalisierung der Driftkammersignale geschieht in den "multihit" FASTBUS-TDC Modulen des Typs LeCroy 1879. Die Signale aus der Proportionalkammern werden mit dem LeCroy "PCOS 2" System ausgelesen. Die Szintillationsdetektoren (aus dem Targetsystem und aus dem Hodoskop) werden mit CAMAC-ADC's und -TDC's verarbeitet. Die Architektur des Aufnahmesystems zeigt Abb.2.3. Das System basiert auf einem μ VAX Rechner und einem programmierbaren "CAMAC-branch-driver" MBD-11. Das Program, mit dem Daten aus den 4 CAMAC-Crates ausgelesen werden, läuft in dem MBD-Kontroller. Das FASTBUS System wird einem CAMAC-Crate zugeordnet. Als FASTBUS Master wird LeCroy Segment Manager and Interface 1821 eingesetzt. Die Daten aus den FASTBUS Modulen werden mit 24 bit Worten in ein High-Speed Memory Module in Camac Crate transferiert. Der Austausch von Kontrol- und Status-Daten erfolgt mit dem FB-CAMAC-Interface LeCroy 2891. Die ausgelesenen Daten werden erst in den Speicher der μ VAX geschoben, bevor sie auf dem Magnetband gespeichert werden.

Auf der μ VAX läuft ein "online" Analyseprogramm, mit dem verschiedene Meßgrößen aus dem Datenbuffer entnommen und graphisch dargestellt werden.

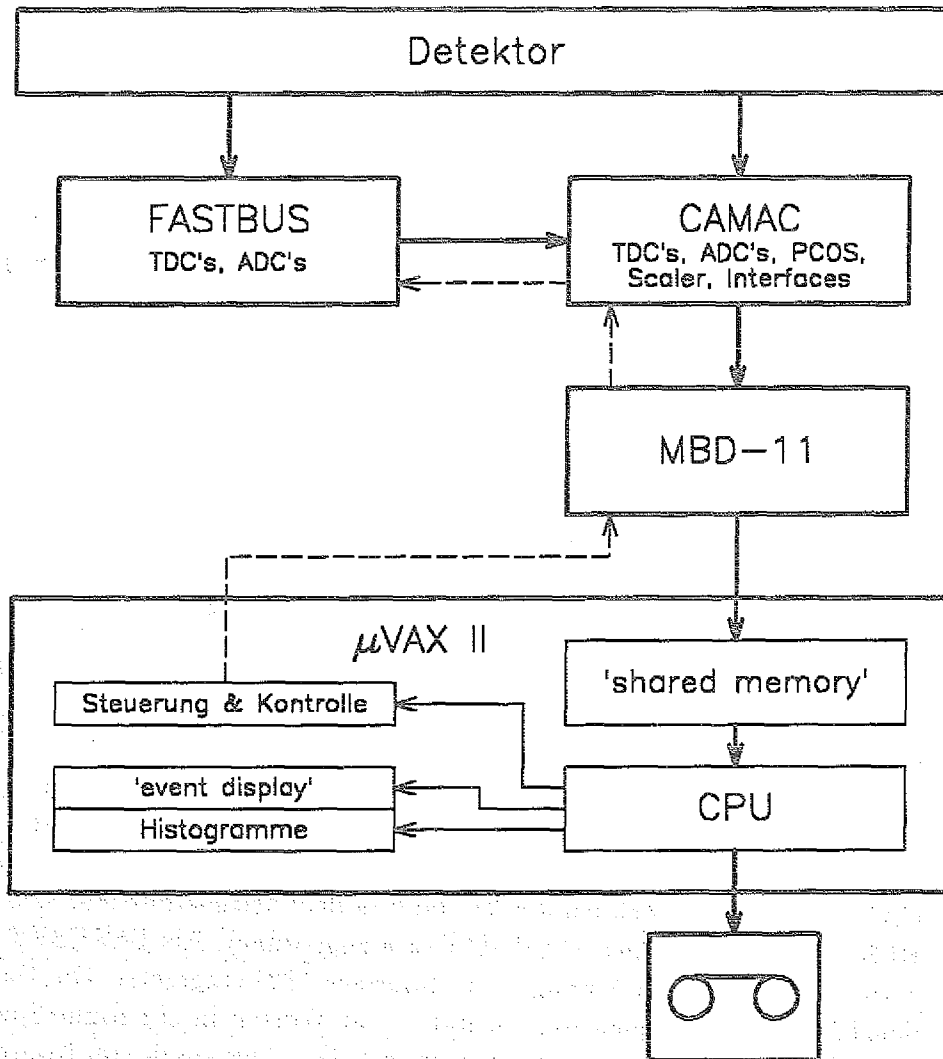


Abb.2.3:

Schema des PS 185-Daten-Aufnahme-Systems

2.3 Auswerteverfahren

Zur Auswertung und Interpretation der gemessenen Daten wurde das PS185-Analyse-Programmpaket benutzt und erweitert. Die entsprechenden Rechnungen wurden zum Teil am CERN und weiter in Forschungszentrum Jülich jeweils auf den Rechnern vom Typ IBM 3090 durchgeführt. Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über das Auswerteverfahren. Eine ausführlichere Beschreibung ist in [DUT88] und in [SEF91] zu finden.

Die Daten eines Ereignisses werden im Analyseprogramm zuerst dekodiert. Die Nummern der Drähte und die Driftzeiten sowie die Nummern der Hodoskopstreifen werden auf die entsprechenden Raumkoordinaten $((x,z),(y,z)$ für die Driftkammer und Hodoskop, $(u,z),(v,z)$ für die Proportionalkammer) umgesetzt.

In jeder der vier Projektionen $(uz,vz$ und $xz,yz)$ wird nach den Teilchenspuren gesucht. Zwei Koordinaten der Ebenen, die den größten Abstand voneinander haben werden mit einer Gerade verbunden. Um diese Gerade wird ein Toleranz-Korridor gelegt, innerhalb dem nach eventuellen weiteren Treffern gesucht wird. Falls die Zahl der Treffer gleich oder größer drei ist, so wird für diesen Treffer-Satz eine Ausgleichsgerade berechnet. Für die Driftkammer-Treffer wird dabei eine Winkelkorrektur der Koordinaten durchgeführt.

Aus den gewonnenen zwei-dimensionalen Geraden werden getrennt in Proportionalkammern und Driftkammern räumliche Spuren kombiniert. Dabei entstehen auch zusätzliche "Geist"-Kombinationen, die keinen realen Spuren entsprechen. Diese Spur-Mehrdeutigkeit wird reduziert, indem versucht wird, die Dreidimensionalen-Spuren aus beiden Detektorteilen miteinander zu verbinden. Somit entstehen Spuren, die aus allen vier Projektionen bestehen, sowie solche, die aus nur drei oder zwei verbleibenden Projektionen resultieren.

Im folgenden wird nach den für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$ charakteristischen Vertices gesucht. Nähern sich zwei räumliche Teilchenbahnen auf einen minimalen Abstand kleiner 0.6 cm, so wird diese Spur-Kombination als ein Kandidat für einen Zerfalls-Vertex angenommen. Es wird verlangt, daß eine der Vertex-Spuren im Hodoskop einen Treffer hat. Für ein Ereignis der untersuchten Reaktion werden mindestens zwei Vertex-Kandidaten gefordert.

Für jeden Vertex wird die folgende "Koplanaritätsbedingung" überprüft: die auf zwei Spurgeraden aufgespannte Ebene muß innerhalb einer Toleranz den Targetmittelpunkt enthalten. Für Zwei-Vertex-Kombinationen wird verlangt, daß die Verbindungslinie der beiden Vertexpunkten innerhalb einer Toleranz die Strahlrichtung schneidet. Diese zwei Bedingungen folgen aus der Kinematik der Zwei-Teilchen-Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$.

Die Zwei-Vertex-Kombinationen müssen weitere kinematische Bedingungen

erfüllen. In der "Produktionskinematik" werden unter Annahme der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Reaktion die Impulsbeträge der eventuellen Hyperonen aus den Winkeln zwischen der Strahlachse und den Linien, die Vertex-Punkte mit dem Target verbinden, errechnet. Diese Werte werden mittels einer zweiten Methode -der "Rotationskinematik"- überprüft, indem die Hyperon-Richtungen als Schnittgeraden einer um Strahlrichtung rotierenden Ebene mit den zwei Vertexebenen bestimmt werden. Die errechneten Impulse müssen kinematisch sinnvolle Werte aufweisen, sonst wird die Kombination verworfen.

Eine Unterscheidung zwischen Pionen- und Protonen- Spuren in einem Vertex erfolgt aufgrund der kinematisch bedingten Tatsache, daß der Winkel zwischen Hyperon- und Proton-Richtung stets kleiner als der zwischen Hyperon und Pion ist (außer den Fällen, daß sie beide gleich Null sind).

Danach werden aus den einzelnen Λ -Zerfällen unter Annahme der Zerfallskinetik die Impulsbeträge der Hyperonen noch einmal berechnet und verifiziert.

Die Entgültige Entscheidung, ob eine Kombinationen zweier Vertices der untersuchten Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$ entspricht, wird mit Hilfe der "kinematischen Anpassung" getroffen. Es wird für jede Zwei-Vertex-Kombination, die die bisherigen Bedingungen erfüllt, eine kinematisch-geometrische Lösung gesucht, die am besten mit den gemessenen Spur-Koordinaten übereinstimmt. Dies geschieht, indem ein Minimum der folgenden χ_{kin}^2 -Größe gesucht wird:

$$\chi_{kin}^2 = \frac{1}{\nu} \sum_{i=1}^n \frac{(\xi_i - \tilde{\xi}_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (2.1)$$

dabei sind

ξ_i : die gemessenen Spur-Koordinaten (x,y,u,v) der zwei Vertex-Kombinationen,

σ_i^2 ihre Standartabweichungen,

$\tilde{\xi}_i$ die entsprechenden vorhergesagten Koordinaten,

ν ist die Anzahl der Freiheitsgrade und

n bedeutet die Gesamtzahl der Koordinaten.

In Tab.2.1 wurden 17 Parameter aufgelistet, die in der kinematischen Anpassung variiert werden und jeweils den Satz der vorhergesagten Koordinaten für die χ_{kin}^2 -Größe bestimmen. Als Start-Werte für die Prozedur werden die aus der Rotationskinematik resultierenden Ergebnisse genommen.

<i>Parameter als Abweichung in :</i>	<i>Erlaubter Bereich der Abweichung</i>
Λ_1 -Richtung im $\bar{p}p$ -CMS : $\cos\theta_{\Lambda_1 x}$ $\cos\theta_{\Lambda_2 x}$ $\cos\theta_{\Lambda_3 x}$	$[-1.00, 1.00]$ $[-1.00, 1.00]$ $[-1.00, 1.00]$
p_1 -Richtung im Λ_1 -CMS : $\cos\theta_{p_1 x}$ $\cos\theta_{p_1 y}$ $\cos\theta_{p_1 z}$	$[-1.00, 1.00]$ $[-1.00, 1.00]$ $[-1.00, 1.00]$
p_2 -Richtung im Λ_2 -CMS : $\cos\theta_{p_2 x}$ $\cos\theta_{p_2 y}$ $\cos\theta_{p_2 z}$	$[-1.00, 1.00]$ $[-1.00, 1.00]$ $[-1.00, 1.00]$
Zerfallslänge von Λ_1 und Λ_2 im LAB: $L_1(\text{cm})$ $L_2(\text{cm})$	$[0.00, 25.0]$ $[0.00, 25.0]$
Produktionspunkt im LAB: $x_{prod}(\text{cm})$ $y_{prod}(\text{cm})$ $z_{prod}(\text{cm})$	$[-0.20, 0.20]$ $[-0.20, 0.20]$ $[-0.20, 0.20]$
Strahlimpuls im LAB: $p_{\bar{p}}(\text{GeV}/c)$	$[-0.0015, 0.0015]$
Strahlrichtung: $\frac{dx}{dz}$ $\frac{dy}{dz}$	$[-0.02, 0.02]$ $[-0.025, 0.025]$

Tabelle 2.1: *Parameter der kinematischen Anpassung und die jeweils zugehörigen Variationsbereiche.*

Für die "guten Ereignisse" wurde die Bedingung gestellt, daß $\chi_{kin}^2 \leq 7$ ist (siehe Kapitel 3.2.4).

Die Unterscheidung zwischen Hyperon- und Antyperon-Vertex für die mit der kinematischen Anpassung ausgewählten Ereignisse geschieht mittels der Magnet-Analyse, indem die Ladungsvorzeichen der Teilchen bestimmt werden. Diesen Teil der Datenanalyse beschreibt das nächste Kapitel.

2.4 Identifizierung der Baryonenzahl

Nach der kinematischen Anpassung der Spuren aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$ wird bestimmt, welcher der beiden Vertices (p_1, π_1) oder (p_2, π_2) dem Antilambda bzw. Lambda zuzuordnen ist. Durch die Messung der Spürkrümmung der Zerfallsteilchen im Magnetfeld erfolgt über die Bestimmung des Ladungsvorzeichens die Trennung von Teilchen und Antiteilchen.

In Abb. 2.4 wird für eine Teilchenspur die entsprechende Meßgröße, die sogenannte Sagitta S definiert, deren Vorzeichen auf das Ladungsvorzeichen des Teilchens hinweist. Sie wird wie folgt gebildet:

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

wobei x_1, x_2, x_3 die gemessenen Koordinaten in den Magnetdriftkammer sind. Die erwarteten Sagittawerte, für Links- und Rechtsablenkung lassen sich berechnen, weil der Teilchenimpuls und die Feldstärke bekannt sind. Die gemessene Größe wird mit den vorhergesagten Sagitten unter Zuhilfenahme einer χ^2_{Sag} Auswahl verglichen, und nur dann akzeptiert, wenn $\chi^2_{\text{Sag}} \leq 9$ ist (siehe [DÜT88]).

In Abb.2.5 (links) sind die Verteilungen der experimentellen Sagittagrößen für Protonen und Pionen dargestellt. Für die langsameren Protonen ist die Sagittaverteilung breiter als für die schnellen Antiprotonen. Bei den Baryonen für kleine Sagitta-Werte ist zwischen Protonen und Antiprotonen keine eindeutige Trennung über die Sagitta zu erreichen und dadurch kann es zu falscher Identifizierung kommen. Die Sagitta für Pionen (Abb.2.5 (links unten)) zeigt dagegen eine gute Trennung der positiven und negativen Werte. Falls es möglich ist, für mehr als ein Teilchen die Sagitta zu bestimmen (Multiplizität $m > 1$), so wird eine sogenannte Doppelsagittadifferenz gebildet:

$$DSD = S(p_1) - S(\pi_1) - S(p_2) + S(\pi_2) \quad (2.2)$$

hierbei ist $S(i) = 0$ ($i = p_1, p_2, \pi_1, \pi_2$) wenn für das i -te Teilchen die S -Größe nicht bestimmt werden kann.

Die Doppelsagittadifferenz wächst im Betrag mit der Zahl der Spuren von bestimmbarer Sagitten, allerdings nur, wenn alle Vorzeichen der Sagitten logisch richtig sind. Dies ist nicht immer der Fall wie Abb.2.5 (rechts) zeigt, wo die Spektren der Doppelsagittadifferenz für alle Multiplizitäten dargestellt sind. Im mittlerem Bereich um Null liegen diejenige DSD-Werte, die für $m > 1$ aus den Kombinationen widersprüchlicher Vorzeichen der Sagitten resultieren können.

Tatsächlich wurde bei der Überprüfung der Selbstübereinstimmung der Sagitten festgestellt, daß für einen Teil der Ereignisse eine widersprüchliche Ladungsinformation geliefert wird. In Abbildungen 2.6 und 2.7 werden z.B. die Ereignisse mit den zwei widersprüchlichen Sagitten von Pionen (Abb.2.6) bzw. Protonen (Abb.2.7) sichtbar. Sie liegen in den $(+,+)$ und $(-,-)$ Bildvierteln. Die hier auftretenden falschen Sagitten lassen sich nicht mit einem schärferen χ^2_{Sag} -Schnitt entfernen. Die Überprüfung der Übereinstimmung

und damit die Separierung der falschen Kombinationen ist erst ab Multiplizität 2 möglich. Die Tab. 2.2 faßt die Multiplizitäten und den Anteil der Ereignisse mit widersprüchlichen Sagitten zusammen.

Mult.		#	davon mit Widerspr.#	
alle	100%	39510	5567	
1	25%	9960		
2	44%	17500	14%	2445
3	27%	10520	24%	2536
4	4%	1530	38%	586

Tabelle 2.2: Die Multiplizitäten im Magnet und der Anteil der widersprüchlichen Sagitta-Kombinationen.

Der relative Anteil der Ereignisse mit widersprüchlicher Ladungsinformation nimmt mit der Multiplizität zu. Die Ursachen für das Auftreten der falschen Sagitten liegen zum einen darin, daß die aus der Vorwärtsproduktion stammenden schnellen Antiprotonen im Magnet gering abgelenkt werden und damit kleine Sagitten bilden. Zum anderen können in der x-Projektion (vertikal zu den Feldlinien) nahe beieinander liegende Spuren zur Verwechslung der Treffer in den Magnetdriftkammern führen.

Die resultierende, zum Teil falsche Teilchen-Antiteilchen Interpretation spiegelt sich deutlich in der Winkelverteilung der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse wider. Da $\bar{\Lambda}$ mit Λ verwechselt wird, kommt ein Umordnen der Ereignisse von $\cos\theta_{\Lambda}^+$ nach $-\cos\theta_{\Lambda}^-$ zustande. Die Abb.2.8 stellt die Winkelverteilungen zusammen, die nach der Multiplizität und Qualität der Sagitten (mit und ohne Widersprüche) geordnet wurden. Der deutliche Zählrateanstieg im Rückwärtswinkelbereich wird durch das Auftreten der falschen Sagitten verursacht. Dies bestätigen die Verteilungen der Ereignisse mit nur widersprüchlichen Sagitten, auf denen die überproportionale Belegung des Rückwärtsbereiches wieder erkennbar ist (Abb. 2.9). Da die Entscheidung mit der DSD-Größe getroffen wird, ist sie zum Teil richtig, trotz der falschen Sagitten, und zwar wenn in Formel 2.2 der Betrag der Summe der richtigen Sagitta-Anteile größer als der Betrag der Summe der falschen Sagitta-Anteile ist. Deshalb beobachtet man bei den separierten Winkelverteilungen in Abb.2.9 neben einem Rückwärts- auch einen Vorwärtzanstieg, dessen Anteil mit der Multiplizität zunimmt (bei $m = 4$ ist die Verteilung fast symmetrisch).

2.5 Korrekturverfahren der Fehlidentifizierung der Baryonenzahl

Unter der Annahme, daß bei jeweils einer widersprüchlicher Kombination nur eine Sagitta verfälscht war, läßt sich ab Multiplizität 3 ein 'event by event' Korrekturverfahren anwenden. Es ist kombinatorisch immer möglich bei $m = 3$ und meistens bei $m = 4$ diejenige Sagitta zu finden, die mit den anderen Sagitten in der Vorzeichenbestimmung nicht übereinstimmt. Diese wird als "falsche Sagitta" angenommen und für die Zuordnung der Ladungszahlen nicht mehr berücksichtigt. Das illustriert das folgendes Beispiel:

Teilchen: $(p_1 \quad \pi_1) \quad (p_2 \quad \pi_2)$

Sagitta-Vorzeichen: $(+ \quad -) \quad (+ \quad \text{keine})$

Hier entsprechen die Sagitta-Vorzeichen des ersten Vertex der Logik, während sich die p_2 -Sagitta widersprüchlich verhält. Sie wird also als falsch angenommen und wird in der DSD-Größe nicht verwendet. In Abb.2.9 sind die auf diese Art korrigierten Winkelverteilungen der widersprüchlichen Kombinationen für die Multiplizitäten 3 und 4 dargestellt.

Einige falsche Kombinationen der Multiplizität 4 sind nicht eindeutig (ca. 15%) der Fälle und lassen sich zwar erkennen, aber nicht korrigieren. Sie weisen auf die Anwesenheit von zwei falschen Sagitten hin, wenn z.B. alle 4 Sagitten das gleiche Vorzeichen haben. Die Annahme, daß nur eine Sagitta falsch war, ihre Wahrscheinlichkeit sei q genannt, ist also nicht immer richtig. Für den Fall zweier falscher Sagitten erwartet man eine kleinere Wahrscheinlichkeit in der Ordnung q^2 . Damit läßt sich der verbliebene Rückwärtsanstieg der Verteilung der korrigierten Ereignisse mit Multiplizität 3 erklären. Es ist z.B. in der Kombination $(+ \quad - \quad + \quad \text{keine})$ möglich, aber weniger wahrscheinlich, daß nicht die p_2 -Sagitta falsch war, wie es in der Korrektur angenommen wird, sondern die Sagitten von p_1 und π_1 gleichzeitig.

Die Spektren mit logisch richtigen Sagitten weisen für jede Multiplizität > 1 darauf hin, daß es in Wirklichkeit keinen bedeutsamen Rückwärtsanstieg in der Winkelverteilungen gibt. Die verbliebene kleinere Erhöhung ist eventuell auf die nicht erkennbare Widersprüche zweiter Ordnung zurückzuführen. Ein physikalischer Beitrag jedoch läßt sich nicht ausschließen (siehe [OEL92]). In den Spektren mit nur widersprüchlichen Sagitten (Abb.2.9 links) zeichnet sich im Rückwärtsbereich die hohe Vorwärtswinkelzählrate ab. Hier auf basiert ein phänomenologisches *statistisches Umwandeln* des Spektrums der falschen Kombinationen mit der Multiplizität 2. Es sei betont, daß bei dieser statistischen Umwandlung jeglicher physikalisch eventuell möglicher rückwärtiger Anstieg oder Abfall ignoriert wird. Die im Rückwärtsbereich auftretenden Ereignisse, die über der konstante Niveaulinie des mittleren Bereiches liegen, wurden dabei den entsprechenden Vorwärtswinkelbins zugeordnet (siehe Abb.2.9 oben).

Die falschen Sagitten werden auch bei der Multiplizität 1 auftreten, da die

Sagitta-Größe für Protonen und Antiprotonen zum Teil sehr kleine Werte ($< 1\text{mm}$) annimmt und nicht eindeutig getrennt ist. Die falsche Zuordnung der Ereignisse muß im Rückwärtsbereich zu einer Erhöhung der Zählrate führen, die als Abbildung des Vorwärtsanstieges zu verstehen ist. Diese Erhöhung ist sichtbar (siehe Abb.2.8). Der Anteil der falsch interpretierten Ereignisse für die Multiplizität 1 wurde auf 8% abgeschätzt (als Verhältnis der Zählraten im Rück- und Vorwärts-Anstieg); dieser Wert ist in Übereinstimmung mit dem aus Tab. 2.2 extrahierten systematischen Verhalten. Für die ersten vier rückwärtigen $\cos \theta_A$ -Bins der Winkelverteilung der Multiplizität 1 (Abb.2.8) wurde ebenfalls das statistische Umwandlungsverfahren angewandt. Als Referenzlinie ist das mittlere Niveau der folgenden 4 Bins angenommen worden.

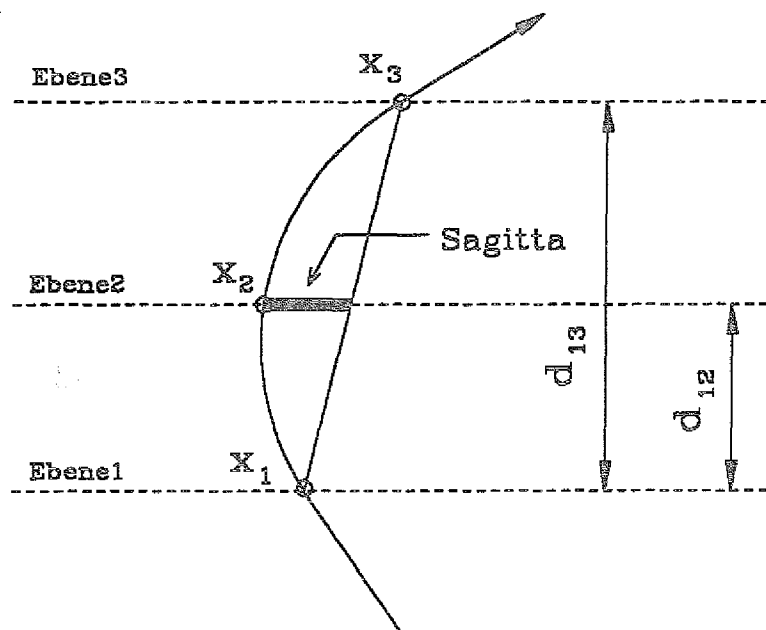


Abb.2.4:

Definition der Sagitta-Größe für eine Teilchenspur

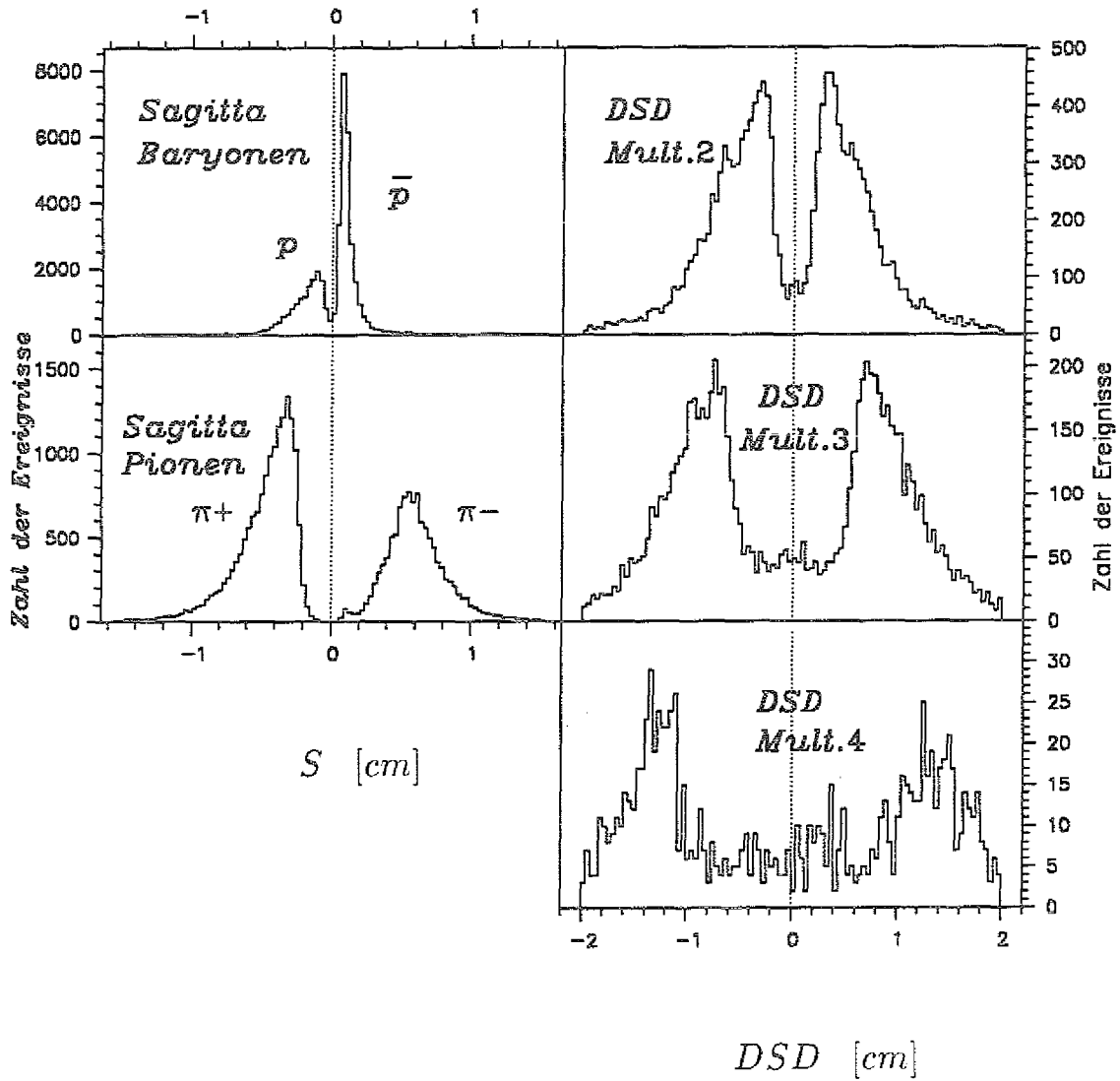


Abb.2.5:

links: Sagittaverteilungen für Zerfallsbaryonen und -pionen,
rechts: Doppelsagittaverteilungen für verschiedene Multiplizitäten.

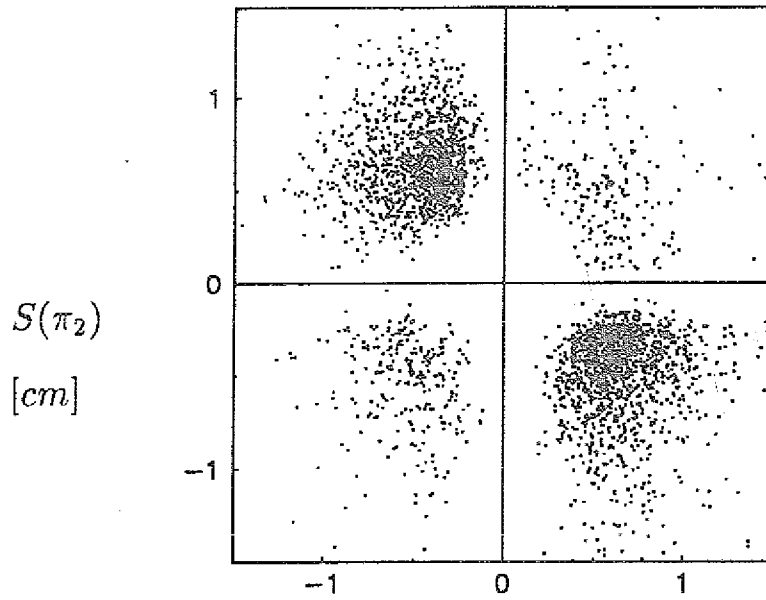


Abb.2.6:

π_1 -Sagitta vs. π_2 -Sagitta

$S(\pi_1)$ [cm]

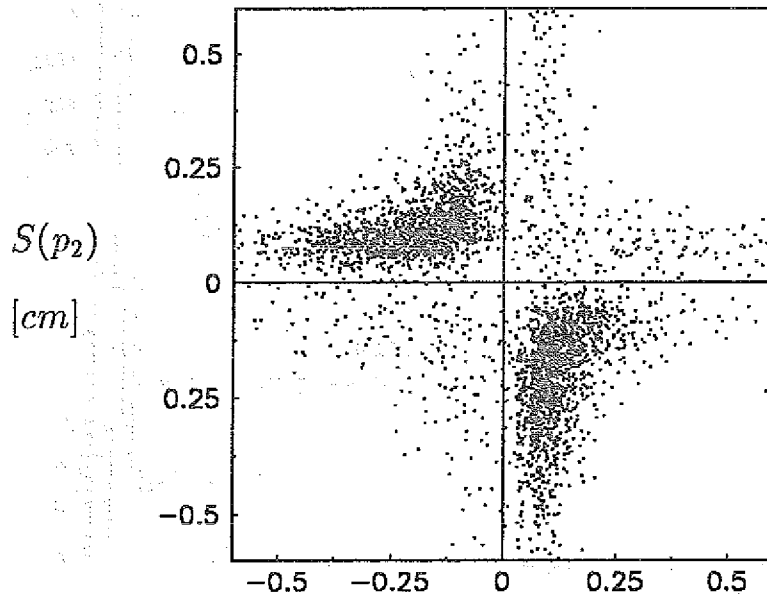


Abb.2.7:

p_1 -Sagitta vs. p_2 -Sagitta

$S(p_1)$ [cm]

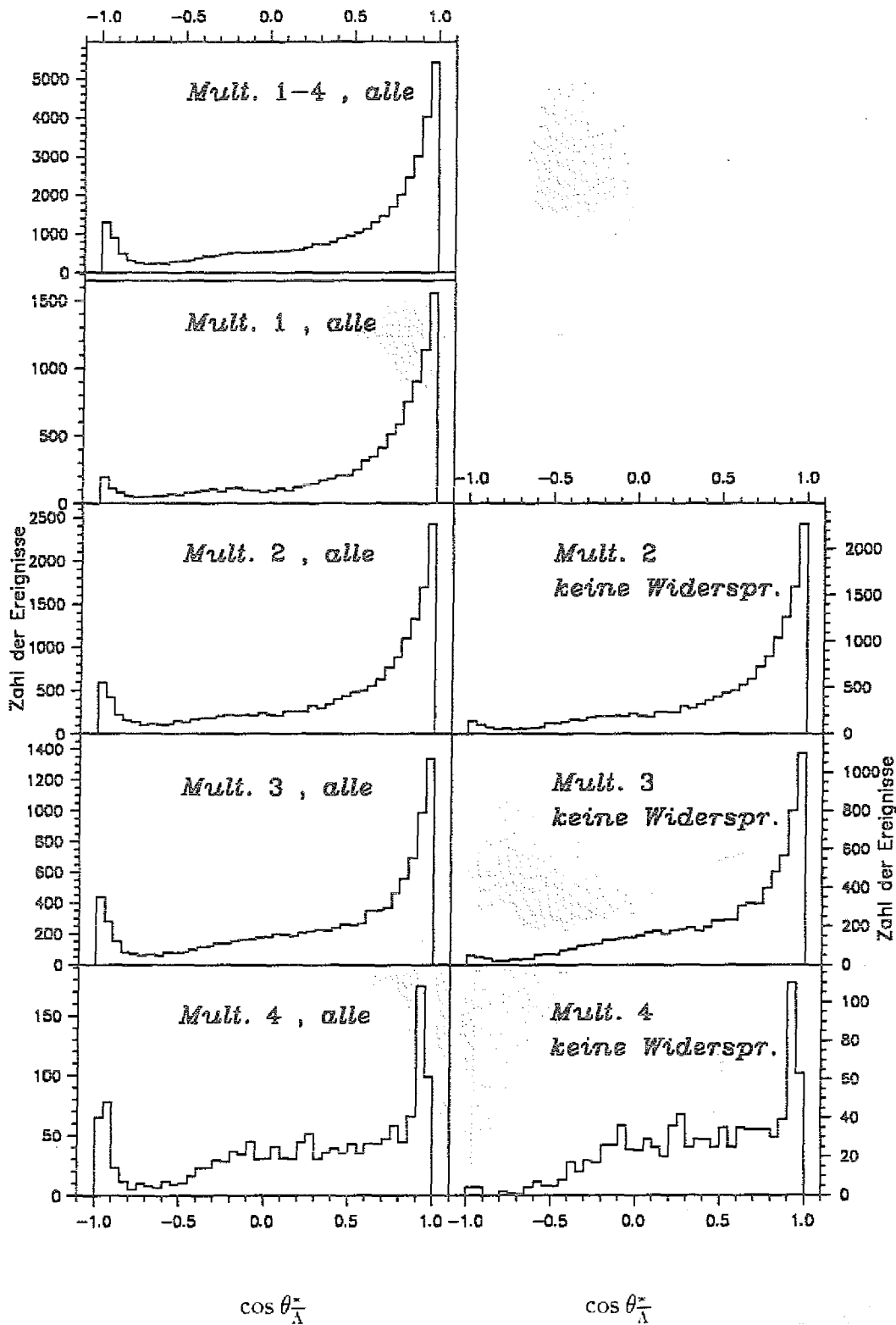


Abb. 2.8:

Die Winkelverteilungen der Ereignisse nach Multiplizität geordnet:
 links: alle Ereignisse,
 rechts: Ereignisse ohne widersprüchliche Sagitten

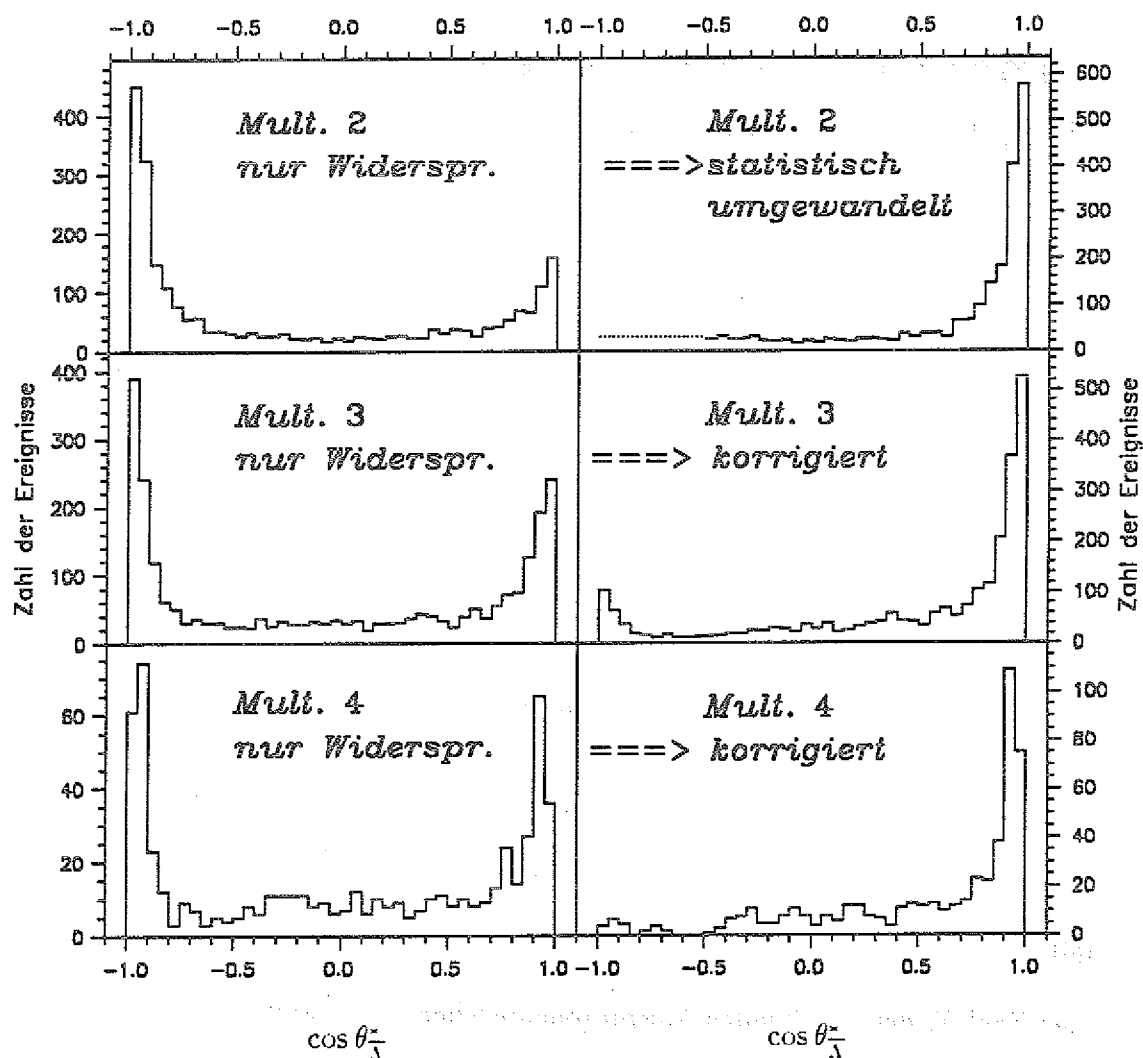


Abb.2.9:

links: Spektren der ladungswidersprüchlichen Ereignisse nach Multiplizität geordnet,

rechts: statistisch umgewandeltes Spektrum der Multiplizität 2 und die 'event by event' korrigierten Spektren.

Kapitel 3

Differentieller und totaler Wirkungsquerschnitt

3.1 Definitionen

Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird auf folgende Weise definiert [MAY70]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\mathcal{L}} \cdot \frac{dN}{d\Omega} \quad \left[\frac{\mu b}{sr} \right] \quad (3.1)$$

hierbei ist:

$\frac{dN}{d\Omega}$ [sr^{-1}] die Zahl der $\bar{\Lambda}$ -Teilchen, die in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ in den Raumwinkel $d\Omega = d\phi \cdot d(\cos\theta_{\Lambda}^z)$ gestreut werden,

\mathcal{L} [μb^{-1}] ein Normierungsfaktor, die sogenannte Luminosität, gegeben durch:

$$\mathcal{L} = N_{\bar{p}} \cdot N_p \quad (3.2)$$

mit:

der Zahl $N_{\bar{p}}$ der einfallenden Antiprotonenteilchen pro gesamte Targetfläche

und

der Flächendichte N_p [cm^{-2}] der Protonenstreucentren im Target.

Die Reaktion weist eine Drehsymmetrie um die Strahlrichtung auf. Daher ist:

$$\frac{dN}{d\Omega}(\cos\theta_{\Lambda}^z) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{dN}{d(\cos\theta_{\Lambda}^z)}$$

wobei $\frac{dN}{d(\cos\theta_{\Lambda}^z)}$ die Zahl der in die Ringzone zwischen θ_{Λ}^z und $\theta_{\Lambda}^z + d\theta_{\Lambda}^z$ gestreuten $\bar{\Lambda}$ -Teilchen ist.

Den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man durch die Integration von Gl.3.1

über den gesamten Raumwinkel:

$$\sigma_{tot} = \int_{4\pi} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega = N_{tot} \cdot \frac{1}{\mathcal{L}} \quad [\mu b] \quad (3.3)$$

Darin ist N_{tot} die Gesamtzahl der $\bar{\Lambda}$ -Teilchen, die in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ in den vollen 4π -Raumwinkel produziert werden.

Um den totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ bei 1.9185 GeV/c zu ermitteln, muß die gemessene Zählrate $\frac{dN}{d(\cos\theta^z)}$ noch verschiedenen Korrekturen unterworfen werden.

3.2 Korrekturen

3.2.1 Zerfallsmodus

Die Ereignisse der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Reaktion wurden nur durch den Nachweis der geladenen Zerfallsprodukte registriert:



Das Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfallsmodus beträgt $(0.641 \pm 0.0054)^2 = 0.4109 \pm 0.0064$ [RPP90]. Daher muß die Zahl der gemessenen $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse mit dem Faktor

$$\epsilon_{mod} = 2.43 \pm 0.04$$

multipliziert werden.

3.2.2 Target-Fluß-Korrektur

Die gemessene Zählrate der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse im Target differiert von Zelle zu Zelle. Dies wird hauptsächlich durch die Erzeugung von δ -Elektronen durch den Antiprotonenstrahl im Targetmaterial verursacht [SEH89],[SEF91]. Die freigesetzten Elektronen können geladene Produkte simulieren, indem sie die Veto-Zähler des neutralen Triggers treffen und damit zum Verlust der richtigen neutralen $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse führen. Dazu kommt noch eine Reduktion des Primärstrahls in den Targetzellen aufgrund des totalen Wirkungsquerschnittes von etwa 90 mb [RPP90]. Die Zählrate der Antiprotonen in der ersten Zelle dividiert durch die Zählraten jeder anderer Zelle wurden als Korrekturfaktoren ϵ_{tar} für beschriebene Verluste angenommen. Es wurden folgende mittlere Werte der Korrekturfaktoren (und ihre statistische Fehler σ) berechnet:

Zelle	ϵ_{tar}	$\sigma(\epsilon_{tar})$
2	1.078	0.002
3	1.143	0.002
4	1.227	0.006

3.2.3 Kohlenstoff-Untergrund

Die CH_2 -Zellen enthalten Kohlenstoff-Streuzentren, an denen auch die Produktion der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Teilchen in der Reaktion $\bar{p}^{12}C \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda + X$ stattfindet. Ein Teil dieser Produktion kann im Auswertprogramm nicht von denen an den Wasserstoffzentern stattgefundenen Reaktionen unterschieden werden [DUT88]. Dadurch entsteht für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ ein durch die ^{12}C -Streuzentren bedingter Untergrund. Er läßt sich aus der Anzahl der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse in der ersten Targetzelle, die nur aus ^{12}C besteht, abschätzen. Die auf die Zahl der ^{12}C -Streuzentren in CH_2 -Target normierte $\cos\theta_{\Lambda}^*$ -Winkelverteilung der ^{12}C -Ereignisse wird Bin für Bin von der Verteilung der CH_2 -Ereignisse subtrahiert. In Abb. 3.1 ist die Verteilung der χ_{kin}^2 -Größe für fluß-korrigierte Ereignisse aus den CH_2 -Zellen und für den normierten ^{12}C -Untergrund aus der ersten Zelle dargestellt. Der Wirkungsquerschnitt dieses Untergrundes, der durch Ereignisse zustande kommt, die am ^{12}C stattgefunden haben, aber der Kinematik der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$ Reaktion gehorchen, beträgt etwa 10% (für $\chi_{kin}^2 \leq 7.0$).

3.2.4 χ_{kin}^2 -Schnitt

Zur Berechnung aller Observablen wurden diejenige $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse genommen, die einen χ_{kin}^2 -Wert kleiner als 7.0 aufweisen. Oberhalb dieser Grenze (siehe Abb. 3.1) liegt noch ein Teil der am Proton erzeugten Ereignisse $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$, ein am ^{12}C erzeugter, sowie ein durch zufällige Vertexkombinationen entstandener konstanter Untergrund. Der kombinatorische Untergrund wurde nach dem Abzug des ^{12}C -Anteils als gemittelte Zählrate im χ_{kin}^2 -Bereich von 20 bis 25 bestimmt und subtrahiert. Das Verhältnis der korrigierten Ereignisse mit $\chi_{kin}^2 \leq 7$ zu denen mit $\chi_{kin}^2 > 7$ führt zu einem Korrekturfaktor:

$$\epsilon_{\chi} = 1.065 \pm 0.011 .$$

3.2.5 Akzeptanzkorrektur

Die durch Ineffizienzen in dem Detektor und in dem Auswertprogramm verursachten Verluße wurden mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation untersucht. Es wurden 350 000 Ereignisse der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$ generiert. Ihre primäre Winkelverteilung zeigt die Kurve (a) in Abb. 3.2. Das Monte-Carlo-Programm berücksichtigt die Geometrie des Detektors, die Effizienz der Proportional- und Driftkammern, ihre endliche Ortsauflösung, die toten Zonen im Detektor, die Energieverluste im Target und im Detektor sowie die Tatsache, daß die Ereignisse mit einem Zerfallsvertex innerhalb der Targetzelle vom neutralen Trigger nicht akzeptiert werden. Weitere, nicht erfaßte Einflüsse können vorhanden sein, werden aber in den Rechnungen nicht berücksichtigt, da sie nicht bekannt sind. Die Monte-Carlo-Ereignisse wurden mit dem gleichen Analyseprogramm ausgewertet, das auch für die Datenanalyse diente. Im diesem wurden für echte und Monte Carlo-Daten nur die kompletten Vier-Spur-Ereignisse analysiert. Hierdurch entstehen zusätzliche

Verluste. Die Kurve (b) in Abb. 3.2 ist ein Ergebnis der Auswertung der MC-Daten mit dem Analyseprogramm. Es ist eine winkelabhängige Abnahme der Zählrate bis zu 36% für $|\cos \theta_{\Lambda}^z| = 1$ erkennbar.

Aus dem Verhältnis der Kurven (a) und (b) ergibt sich ein MC-Akzeptanz-Korrekturfaktor $\epsilon_{mc}(\cos \theta_{\Lambda}^z)$.

Die Effizienz der Baryonenzahl-Bestimmung (in der Magnetanalyse, Abb. 3.3) läßt sich für die experimentellen Daten aus dem Verhältnis der Zahl von $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignissen mit bestimmbarer Baryonenzahl zur Gesamtzahl der zuvor schon bestimmten aber nicht nach Teilchen und Antiteilchen charakterisierten $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse berechnen. Ein Korrekturfaktor $\epsilon_{mag}(\cos \theta_{\Lambda}^z)$ wird als invertierte Akzeptanz der Magnetanalyse bestimmt. Die aus ϵ_{mc} und ϵ_{mag} resultierende Akzeptanz-Korrekturfunktion für die Winkelverteilung der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Ereignisse ist in Abb. 3.4 dargestellt.

Die gemessenen $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Zählraten N_{gem}^i wurden mit den oben beschriebenen Korrekturfaktoren nach der folgenden Formel korrigiert [DUT88]:

$$N_{kor}^i \equiv (\epsilon_{tar} \cdot N_{gem}^i - N_{12C}^i) \cdot \epsilon_{mc}^i \cdot \epsilon_{mag}^i \cdot \epsilon_{mod} \cdot \epsilon_{\chi} \quad (3.5)$$

dabei ist i die Nummer des $\cos \theta_{\Lambda}^z$ -Bins.

Korrektur aufgrund fehlerhafter Trennung von Teilchen und Antiteilchen

Um die Einflüsse der falschen Sagittakombinationen auf den differentiellen Wirkungsquerschnitten zu beseitigen, wurden die in Kapitel 2.5 beschriebenen Korrekturverfahren angewandt.

Die separierten Ereignisse der Multiplizität 3 und 4 mit widersprüchlichen Sagitten wurden unter Annahme nur einer falschen Sagitta neu interpretiert. Die mit Widersprüchen separierten Ereignisse der Multiplizität 2 sowie das Spektrum der Multiplizität 1 wurden statistisch umgewandelt (Kapitel 2.5).

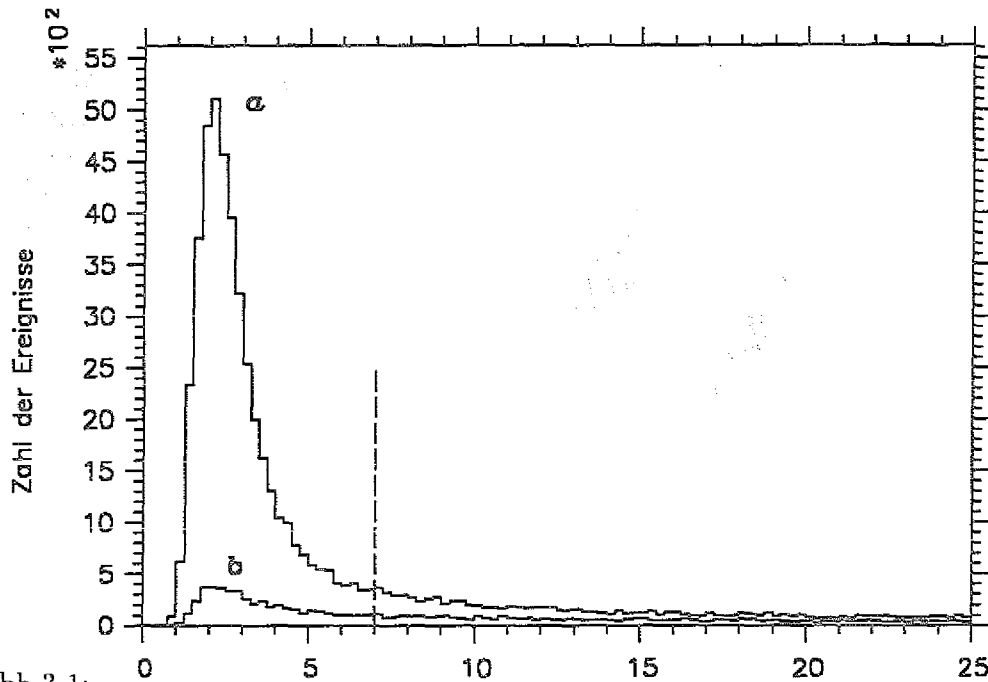


Abb.3.1:

χ_{kin}^2 -Verteilungen für: χ_{kin}^2
 (a) die CH_2 -Zellen
 (b) den auf CH_2 -Zellen normierten ^{12}C -Untergrund.

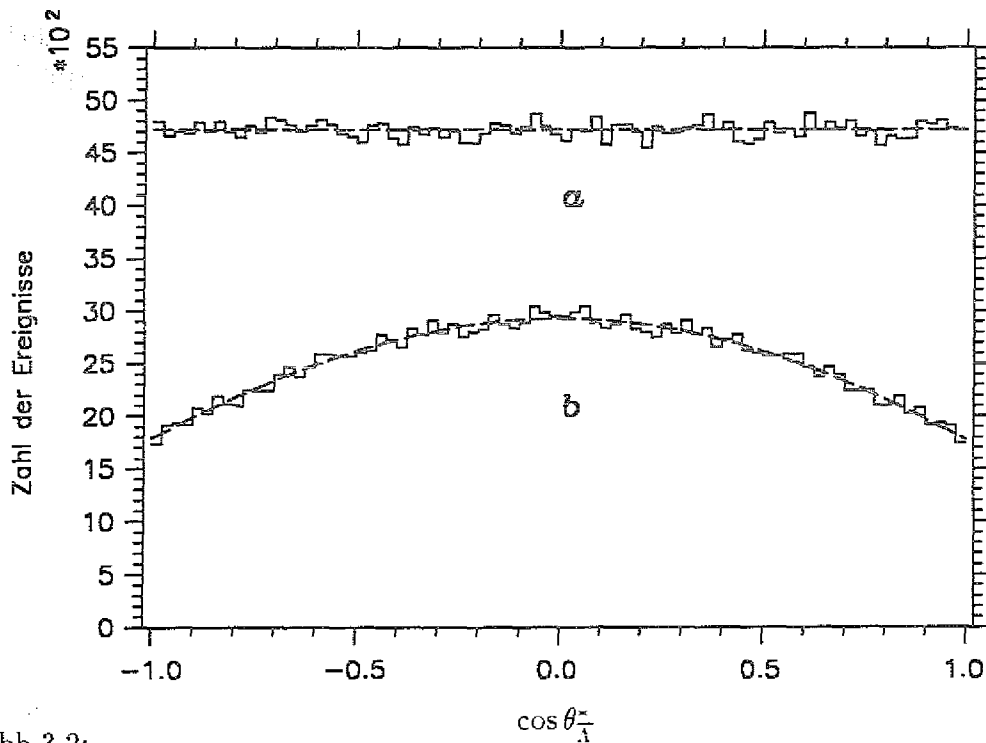


Abb.3.2:

Akzeptanzverluste im Detektor und im Auswerteprogramm
 (a) primäre $\cos \theta_{\Lambda}^*$ -Verteilung der Monte-Carlo-Ereignisse,
 (b) Ergebnis der Auswertung mit dem Analyseprogramm (Anpassungskurve)

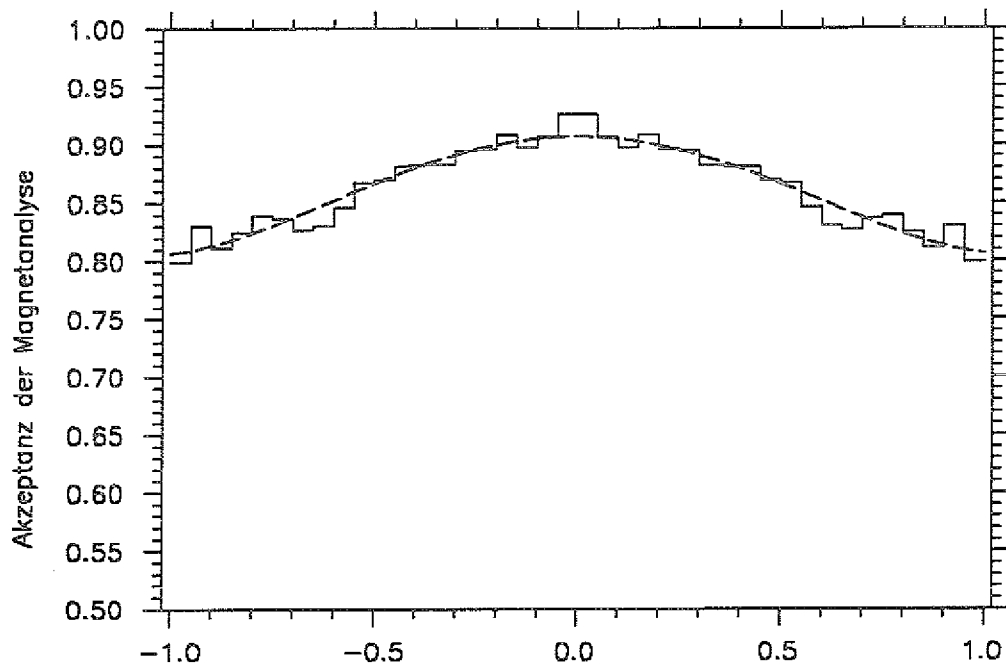


Abb.3.3:

$$\cos \theta_{\Lambda}^*$$

Akzeptanzverluste in der Baryonenzahlbestimmung (Anpassungskurve).

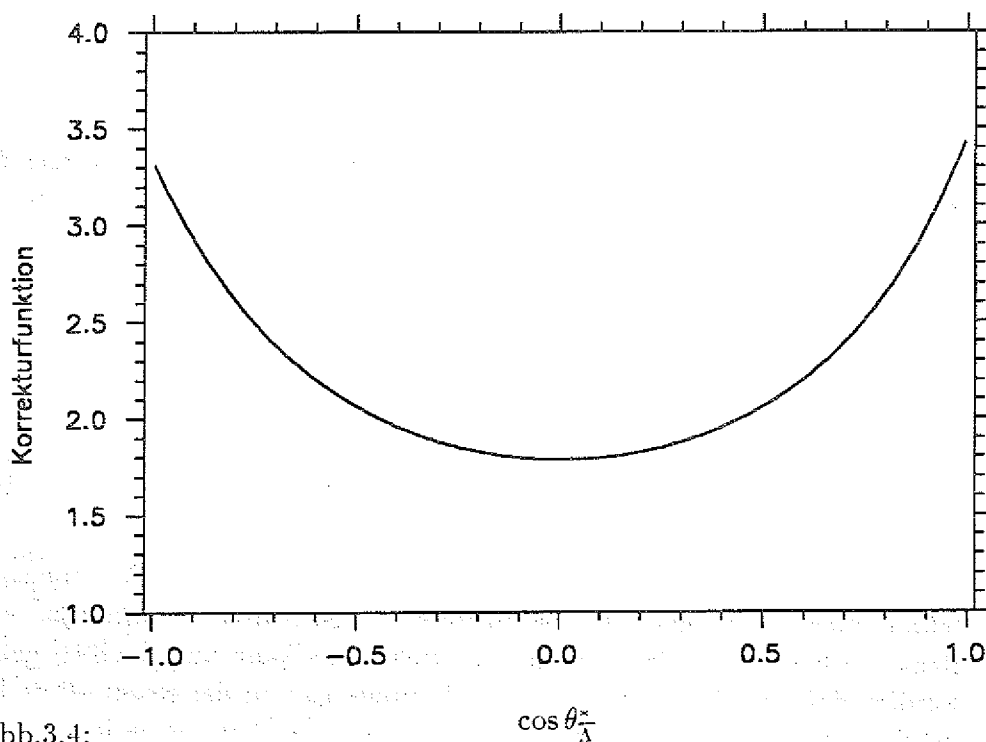


Abb.3.4:

$$\cos \theta_{\Lambda}^*$$

Korrekturfunktion der Winkelverteilung, berechnet aus der Akzeptanz des Detektors und des Auswerteprogramms sowie der Effizienz der Baryonenzahlbestimmung.

3.3 Experimentelle Ergebnisse: totaler und differentieller Wirkungsquerschnitt

Für die Luminosität ergibt sich einen Wert von

$$\mathcal{L} = 3170 \mu\text{b}^{-1}$$

der aus der gesamten Antiprotonenzahl im Experiment

$$N_{\bar{p}} = 537 \cdot 10^8$$

und der Flächendichte der Protonen im CH₂-Target

$$N_p = 5.9 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$$

resultiert. Da das Daten-Aufnahme-System eine Akzeptanz für den neutralen Trigger von ca. 80% hatte, mußte die Zahl der Strahl-Teilchen entsprechend korrigiert werden.

Unter Ausnutzung der in Kapitel 3.2 beschriebenen Korrekturen erhält man aus den Daten als totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ für den Strahlimpuls von 1.9185 GeV/c:

$$\sigma_{\text{tot}} = 88 \pm 1 \mu\text{b}$$

Der korrigierte differentielle Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 3.5 dargestellt. Die Fehler des totalen und differentiellen Wirkungsquerschnittes enthalten die statistischen Fehler der gemessenen Ereignisse sowie die Fehler der einzelnen Korrekturfaktoren.

Die Anpassung des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit Legendre-Polynomen in Gl.3.6 bis zur achten Ordnung (Abb.3.5) erfolgte mit den in Tab. 3.1 aufgelisteten Koeffizienten:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos\theta) = \sum_{n=0}^{n_{\text{max}}} a_n \cdot P_n(\cos\theta) \quad (3.6)$$

Die Anpassung der Legendre-Polynome an den differentiellen Wirkungsquerschnitt macht es möglich, Rückschlüsse über den Anteil der in der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Reaktion beteiligten Partialwellen, zu ziehen. Es kann aus [TAB91] gezeigt werden, daß zwischen dem Gesamtdrehimpuls j_{max} in der Reaktion und der maximalen Ordnung der Anpassung mit Legendre-Polynomen folgende Relation besteht:

$$n_{\text{max}} \leq 2 \cdot j_{\text{max}}$$

Da mit der kleinsten Ordnung von 8 die Daten beschrieben werden können, kann man annehmen, daß der Gesamtdrehimpuls j in der Produktion mindestens gleich 4 war. Dies bedeutet ferner, daß in der Triplett-Produktion (mit dem Gesamtspin des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paares $S=1$) mindestens die F-Welle ($l=3$) teilgenommen hat, dagegen in einer eventuellen Singulett-Produktion ($S=0$) sogar mindestens die nächst höhere erwartet wird.

In Abb.3.6 wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt'$ als Funktion des reduzierten Viererimpulstransfers in logarithmischer Skala dargestellt. In Analogie zu den Ausführungen in [JOH90] kann versucht werden, den Vorwärtisanstieg durch einen Steigungsparameter b ausdrücken:

$$\frac{d\sigma}{dt'} = \frac{d\sigma}{dt'} \Big|_{t'=0} e^{-bt'}$$

Abbildung 3.6 scheint jedoch anzudeuten, daß der Wirkungsquerschnitt für den Vorwärtsbereich ($t' \leq -0.4$) nicht gut durch eine Gerade beschrieben werden kann. Als Mittelwert wird auch hier ein Steigungsparameter von etwa 9 (GeV/c)^{-2} extrahiert, der zu einem Absorbtradius von $R=1.2 \text{ fm}$ führen würde. Es scheint jedoch, daß bei der in dieser Arbeit betrachteten Energie für kleinere Winkel bzw. kleine Werte von $|t'|$ ein größerer Wert von R bevorzugt wird, wohingegen ab $t'=-0.2$ bis $t' \approx -0.6$ ein kleinerer Steigungsparameter b und damit ein kleinerer Wert von R die Reaktion bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt jenseits von $t'=-0.6$ läßt sich offensichtlich nicht in diesem einfachen Bild diskutieren.

Wenn die falsche Teilchen-Antiteilchen Zuordnung mit einer von $\cos \theta_{\Lambda}^z$ unabhängigen Wahrscheinlichkeit ε stattfindet (was nur als Näherung gilt), kann gezeigt werden, daß die geraden Koeffizienten dadurch unbeeinflusst bleiben; es ändern sich nur die ungeraden Koeffizienten:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos \theta_{\Lambda}^z) = \sum_i a_{2i} \cdot P_{2i}(\cos \theta) + \sum_j (1 - 2\varepsilon) a_{2j+1} \cdot P_{2j+1}(\cos \theta)$$

In Abb.3.7 ist eine Zerlegung des Fits in gerade und ungerade Komponenten dargestellt.

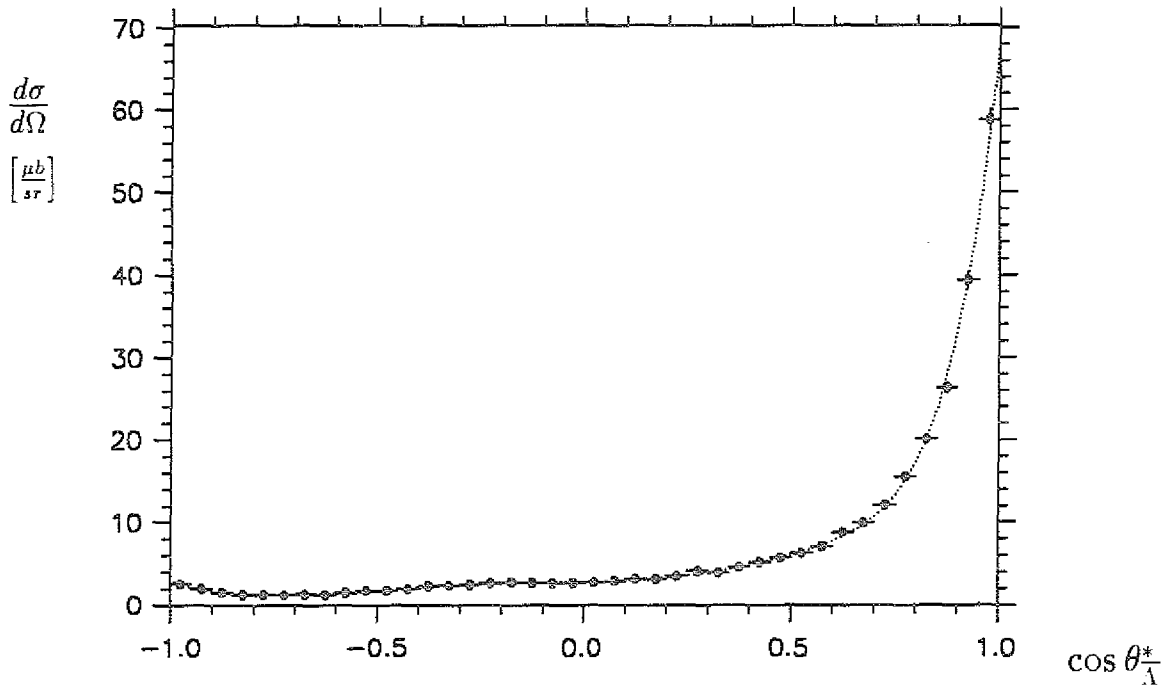
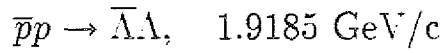


Abb.3.5:

Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ für den Strahlimpuls von 1.9185 GeV/c; die Korrekturen wurden durchgeführt; Anpassung von Legendre-Polynomen bis zur achten Ordnung

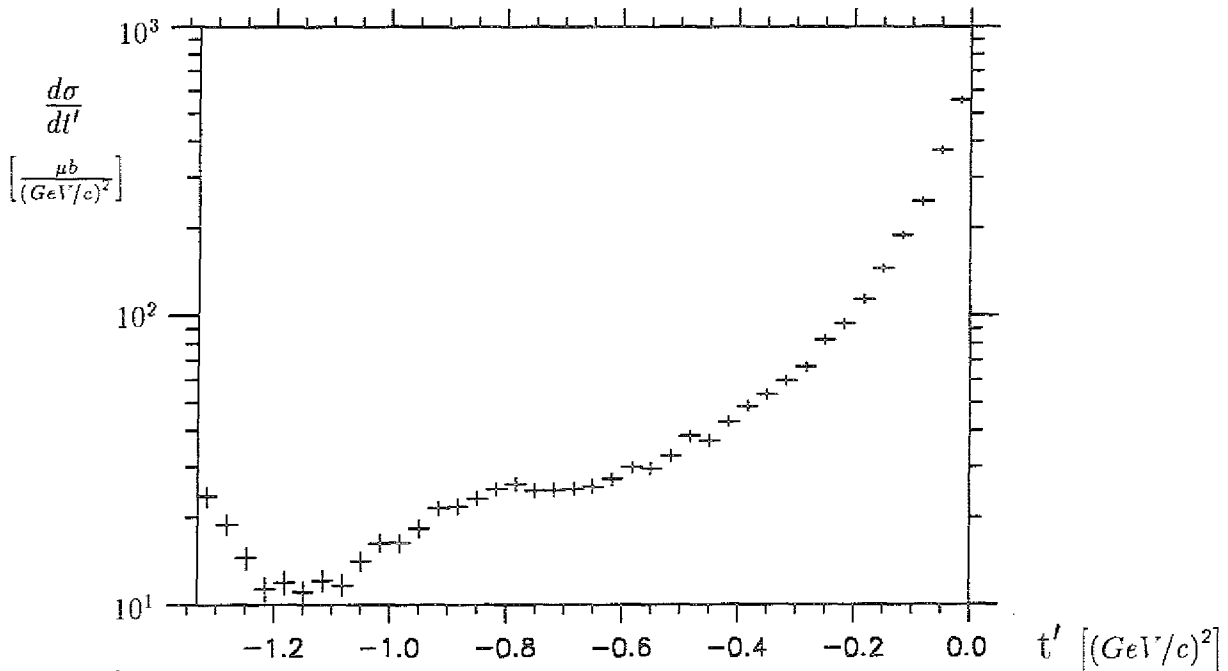


Abb.3.6:

Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ für den Strahlimpuls von 1.9185 GeV/c als Funktion des reduzierten Viererimpulsübertrages

n_{max}	8
χ^2	0.89
a_0	7.033 ± 0.053
a_1/a_0	1.775 ± 0.023
a_2/a_0	1.919 ± 0.031
a_3/a_0	1.659 ± 0.035
a_4/a_0	1.374 ± 0.037
a_5/a_0	0.826 ± 0.036
a_6/a_0	0.622 ± 0.035
a_7/a_0	0.337 ± 0.029
a_8/a_0	0.118 ± 0.023

Tabelle 3.1: Die Koeffizienten der Anpassung der Legendre-Polynome der 8. Ordnung an den differentiellen Wirkungsquerschnitt.

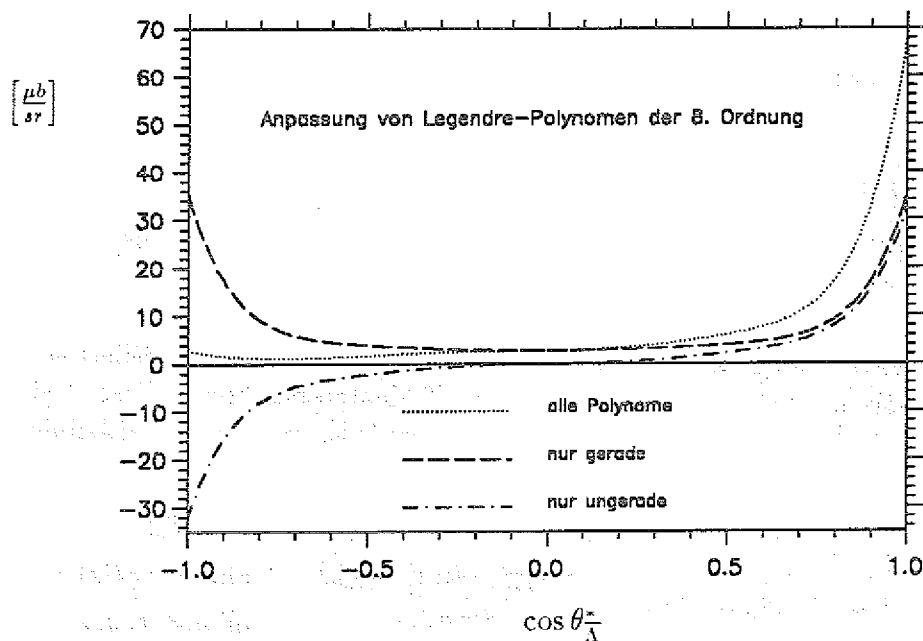


Abb.3.7:

Zerlegung der Anpassungskurve aus Abb.3.5 in gerade und ungerade Komponenten

Kapitel 4

Spinabhängige Observable

4.1 Definitionen und Eigenschaften

Der Spin der Λ - und $\bar{\Lambda}$ -Teilchen ist $1/2$. Deshalb können die in starker Wechselwirkung $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ erzeugten Hyperonen polarisiert sein.

In Abb.4.1 sind die Koordinaten definiert, die zur Bestimmung der spinabhängigen Observablen benutzt werden.

Der Polarisationsvektor ist als Erwartungswert des Pauli-Spin-Operators in einem quantenmechanischen Zustand definiert [DUR64]. Für Λ ($\bar{\Lambda}$) gilt:

$$(\vec{P}_\Lambda)_m = \langle \sigma_{\Lambda,m} \rangle = \frac{Sp(\rho_{\bar{\Lambda}\Lambda} \cdot \sigma_{\Lambda,m})}{Sp(\rho_{\bar{\Lambda}\Lambda})} \quad \text{mit} \quad m = x, y, z \quad (4.1)$$

Dabei sind

$\sigma_{\Lambda,m}$ die Paulischen Spinoperatoren, die den Spin-Operator des Teilchens $(\vec{S}_\Lambda)_m = \frac{1}{2}\hbar\sigma_{\Lambda,m}$ definieren, und

$\rho_{\bar{\Lambda}\Lambda}$ die Dichtematrix im $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ausganskanal.

$|\vec{P}|$ ist die Wahrscheinlichkeit, mit der der Spinvektor eines Teilchens in Richtung von \vec{P} zeigt.

Die Spinvektoren der beiden Hyperonen können miteinander korreliert sein. Eine Matrix mit neun Spinkorrelations-Koeffizienten beschreibt diese Beziehung. Die Matrix-Elemente werden durch folgende Erwartungswerte definiert [DUR64]:

$$C_{\bar{m},n} = \langle \sigma_{\bar{\Lambda},\bar{m}} \cdot \sigma_{\Lambda,n} \rangle = \frac{Sp(\rho_{\bar{\Lambda}\Lambda} \cdot \sigma_{\bar{\Lambda},\bar{m}} \cdot \sigma_{\Lambda,n})}{Sp(\rho_{\bar{\Lambda}\Lambda})} \quad \text{mit} \quad (4.2)$$

$m, n = x, y, z$

Die Paritäts-Invarianz der starken Wechselwirkung impliziert, daß der Polarisationsvektor nur in Richtung der y-Achse (Abb. 4.1) einen von Null verschiedenen Wert haben darf (Kapitel 1.2), was gleichbedeutend ist mit:

$$P_{\bar{\Lambda},x} = P_{\Lambda,x} = P_{\bar{\Lambda},z} = P_{\Lambda,z} = 0 \quad (4.3)$$

Aufgrund der P-Invarianz müssen folgende Relationen ebenfalls erfüllt sein:

$$C_{\bar{x},y} = C_{\bar{y},x} = C_{\bar{y},z} = C_{\bar{z},y} = 0 \quad (4.4)$$

Die Invarianz der starken Wechselwirkung gegen Teilchen-Antiteilchen-Konjugation verlangt zusätzlich (Kapitel 1.2), daß die Polarisation von $\bar{\Lambda}$ und Λ gleich sein muß:

$$P_{\bar{\Lambda},\bar{y}} = P_{\Lambda,y} \quad (4.5)$$

Die Koeffizienten $C_{\bar{m},n}$ erfüllen dabei die Relation:

$$C_{\bar{x},z} = C_{\bar{z},x} \quad (4.6)$$

Bei $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktionswinkeln von 0° und 180° gilt

$$\left. \begin{array}{l} C_{\bar{x},z} = C_{\bar{z},x} = 0 \\ P_y = 0 \\ C_{\bar{z},x} = -C_{\bar{y},y} \end{array} \right\} \quad \text{für } \cos \theta_{\bar{\Lambda}}^* = \pm 1, \quad (4.7)$$

da in diesen Fällen die Bestimmung einer Produktionsebene nicht eindeutig ist, was zu einer Rotationssymmetrie um die $\bar{z}(z)$ -Achse führt [DUR64].

Damit hat die Spinkorrelations-Matrix folgende Form:

$$\begin{pmatrix} C_{\bar{x},x} & 0 & C_{\bar{x},z} \\ 0 & C_{\bar{y},y} & 0 \\ C_{\bar{x},z} & 0 & C_{\bar{z},z} \end{pmatrix}$$

Die Spinvektoren $\vec{S}_{\bar{\Lambda}}, \vec{S}_{\Lambda}$ der erzeugten $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Teilchen koppeln zu einem Gesamtspin $\vec{S}_{\bar{\Lambda}\Lambda}$ des Paares, dessen mögliche Werte $S_{\bar{\Lambda}\Lambda}=1$ (ein Triplet $\uparrow\uparrow$) oder $S_{\bar{\Lambda}\Lambda}=0$ (ein Singulett $\uparrow\downarrow$) sind. Die sogenannte "singlet fraction"-Observable enthält die Information über den Anteil des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Singulettzustandes in der Produktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$. Sie ist definiert als [TAB85]:

$$SF = \frac{1}{4}(1 - \langle \vec{\sigma}_{\bar{\Lambda}} \cdot \vec{\sigma}_{\Lambda} \rangle) \quad (4.8)$$

wobei die Vektoren $\vec{\sigma}_{\bar{\Lambda}}, \vec{\sigma}_{\Lambda}$ aus drei Paulischen-Spinoperatoren $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ bestehen.

Die "singlet fraction" läßt sich gemäß (4.3) und (4.8) mit drei diagonalen Spinkorrelations-Koeffizienten ausdrücken¹:

$$SF = \frac{1}{4}(1 + C_{\bar{x},x} - C_{\bar{y},y} + C_{\bar{z},z}) \quad (4.9)$$

¹gemäß der Koordinatendefinition in Abb.4.1 sind die \bar{y}, y -Richtungen parallel, wohingegen \bar{x}, x und \bar{z}, z antiparallel sind

Statistische Interpretation der spinabhängigen Observablen

Im Folgenden sollen die spinabhängigen Observablen für Spin-1/2-Teilchen betrachtet werden; dabei sei m ist die Quantisierungsachse. Betrachtet wird die σ_m -Projektion des Spinvektors \vec{S} eines Teilchens (in $1/2 \hbar$ -Einheiten). Die möglichen Eigenwerte vom σ_m sind $+1$ und -1 , was den zwei möglichen Spin-Basiszuständen entspricht. Dies bedeutet, daß das Ergebnis einer Messung der σ_m -Größe bei einzelnen Teilchen entweder $+1$ oder -1 ist, abhängig davon, in welchem Basiszustand sich das Teilchen befand [LAN65]. In einem Ensemble von Teilchen sind:

N_{\uparrow} Teilchen mit der σ_m -Spinprojektion von $+1$
 und
 N_{\downarrow} Teilchen mit der σ_m -Spinprojektion von -1 .

Als statistischer Mittelwert der σ_m -Projektion des Spinvektors (über die zwei möglichen Basiszustände) ergibt sich damit:

$$\langle \sigma_m \rangle = \frac{(+1) \cdot N_{\uparrow} + (-1) \cdot N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (4.10)$$

Diese Beziehung bestimmt die mit Gl.4.1 definierte m -Komponente des Polarisationsvektors. Die übrigen zwei Polarisationskomponenten lassen sich analog zu (4.10) interpretieren, was erkennbar ist, wenn man die jeweilige in Betracht genommene Raumrichtung als die Quantisierungsachse wählt.

Aus (4.10) folgt, daß:

$$P_m \begin{array}{l} 0 \quad \text{wenn } N_{\uparrow} = N_{\downarrow} \\ 1 \quad \text{wenn } N_{\downarrow} = 0 \\ -1 \quad \text{wenn } N_{\uparrow} = 0 \end{array}$$

und z.B.

$$0.5 \quad \text{wenn } N_{\uparrow} = 3 \cdot N_{\downarrow}$$

Bei der Bestimmung eines Spinkorrelations-Koeffizientes $C_{\bar{m},n}$ werden zwei Richtungen betrachtet: \bar{m} und n , wobei m und n unabhängig voneinander die Koordinaten x, y und z (siehe Abb.4.1) durchlaufen. Die Spin-Projektion des $\bar{\Lambda}$ -Teilchen ist dabei auf die \bar{m} -Richtung bezogen, die des Λ entsprechend auf die n -Richtung. In einem $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paar können die Spin-Projektionen des $\bar{\Lambda}$ und Λ eine von vier möglichen Kombinationen bilden; der $\sigma_{\bar{m}} \cdot \sigma_n$ -Operator nimmt dann einen der vier folgenden Eigenwerte an (falls die beiden Richtungen als Quantisierungsachsen gewählt wurden):

Eigenwerte des $\sigma_{\bar{m}} \cdot \sigma_n$ -Op.	Eigen- zustand
$(+1) \cdot (+1) = +1$	1 $\uparrow\uparrow$
$(-1) \cdot (-1) = +1$	2 $\downarrow\downarrow$
$(+1) \cdot (-1) = -1$	3 $\uparrow\downarrow$
$(-1) \cdot (+1) = -1$	4 $\downarrow\uparrow$

Ein Ensemble von $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paare befindet sich im allgemeinen in einem gemisch-

ten Zustand, wobei:

- $N_{\uparrow\uparrow}$ die Zahl der Paare im 1. Zustand
- $N_{\downarrow\downarrow}$ die Zahl der Paare im 2. Zustand
- $N_{\uparrow\downarrow}$ die Zahl der Paare im 3. Zustand
- $N_{\downarrow\uparrow}$ die Zahl der Paare im 4. Zustand.

Der statistische Mittelwert der Größe $\sigma_{\bar{m}} \cdot \sigma_n$ (über vier Basiszustände) ist damit:

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\bar{m}} \cdot \sigma_n \rangle &= \frac{(+1) \cdot N_{\uparrow\uparrow} + (+1) \cdot N_{\downarrow\downarrow} + (-1) \cdot N_{\uparrow\downarrow} + (-1) \cdot N_{\downarrow\uparrow}}{N_{\uparrow\uparrow} + N_{\downarrow\downarrow} + N_{\uparrow\downarrow} + N_{\downarrow\uparrow}} \\ &= \frac{(N_{\uparrow\uparrow} + N_{\downarrow\downarrow}) - (N_{\uparrow\downarrow} + N_{\downarrow\uparrow})}{N_{\uparrow\uparrow} + N_{\downarrow\downarrow} + N_{\uparrow\downarrow} + N_{\downarrow\uparrow}} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Laut Gl.4.3 stellt dieser Mittelwert den $C_{\bar{m},n}$ -Spin-Korrelations-Koeffizient dar. Aus (4.11) folgt, daß:

$$C_{\bar{m},n} = \begin{cases} +1 & \text{wenn } N_{\uparrow\downarrow} = N_{\downarrow\uparrow} = 0 \\ -1 & \text{wenn } N_{\uparrow\uparrow} = N_{\downarrow\downarrow} = 0 \\ 0 & \text{wenn } N_{\uparrow\uparrow} + N_{\downarrow\downarrow} = N_{\uparrow\downarrow} + N_{\downarrow\uparrow} \end{cases}$$

und z.B.

$$0.5 \quad \text{wenn } (N_{\uparrow\uparrow} + N_{\downarrow\downarrow}) = 3 \cdot (N_{\uparrow\downarrow} + N_{\downarrow\uparrow})$$

Bei der Betrachtung der "singlet fraction"-Observablen ist der Gesamtspin des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paares $S_{\bar{\Lambda}\Lambda}$ und seine Projektion S_3 auf eine gewählte Richtung von Bedeutung. Es gibt folgende Eigenwerte (und Eigenzustände) der Operatoren $S_{\bar{\Lambda}\Lambda}^2$ und S_3 :

$S_{\bar{\Lambda}\Lambda}(S_{\bar{\Lambda}\Lambda} + 1)$	S_3	Eigenzustand
0	0	Singulett $S_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 0$
2	-1	Triplet
2	0	Triplet $S_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 1$
2	1	Triplet

Die Größe $\langle \vec{\sigma}_{\bar{\Lambda}} \cdot \vec{\sigma}_{\Lambda} \rangle$ nimmt deshalb folgende Werte an [BOD72]:

$$\begin{aligned} \langle \vec{\sigma}_{\bar{\Lambda}} \cdot \vec{\sigma}_{\Lambda} \rangle &= \frac{4}{\hbar^2} \langle \vec{S}_{\bar{\Lambda}} \cdot \vec{S}_{\Lambda} \rangle = \frac{2}{\hbar^2} \langle S_{\bar{\Lambda}\Lambda}^2 - S_{\bar{\Lambda}}^2 - S_{\Lambda}^2 \rangle \\ &= 2(S_{\bar{\Lambda}\Lambda}(S_{\bar{\Lambda}\Lambda} + 1) - S_{\bar{\Lambda}}(S_{\bar{\Lambda}} + 1) - S_{\Lambda}(S_{\Lambda} + 1)) \\ &= \begin{cases} -3 & \text{für den Singulettzustand } S_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 0 \\ 1 & \text{für jeden Triplettzustand } S_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 1 \end{cases} \end{aligned}$$

mit $S_{\bar{\Lambda}} = S_{\Lambda} = \frac{1}{2}$.

In einem aus Singulett und Triplett gemischten Zustand ist:

- N_{00} die Zahl der Paare mit $S_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 0$ und $S_3 = 0$
- N_{1-1} die Zahl der Paare mit $S_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 1$ und $S_3 = -1$
- N_{10} die Zahl der Paare mit $S_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 1$ und $S_3 = 0$
- N_{11} die Zahl der Paare mit $S_{\bar{\Lambda}\Lambda} = 1$ und $S_3 = +1$

Der statistische Mittelwert der Größe $\vec{\sigma}_{\bar{\Lambda}} \cdot \vec{\sigma}_{\Lambda}$ in dem gemischten Zustand ist dann gegeben als:

$$\begin{aligned} \langle \vec{\sigma}_{\bar{\Lambda}} \cdot \vec{\sigma}_{\Lambda} \rangle &= \frac{(-3) \cdot N_{00} + (+1) \cdot N_{1-1} + (+1) \cdot N_{10} + (+1) \cdot N_{11}}{N_{00} + N_{1-1} + N_{10} + N_{11}} \\ &= \frac{N_{1-1} + N_{10} + N_{11} - 3N_{00}}{N_{00} + N_{1-1} + N_{10} + N_{11}} \end{aligned} \quad (4.12)$$

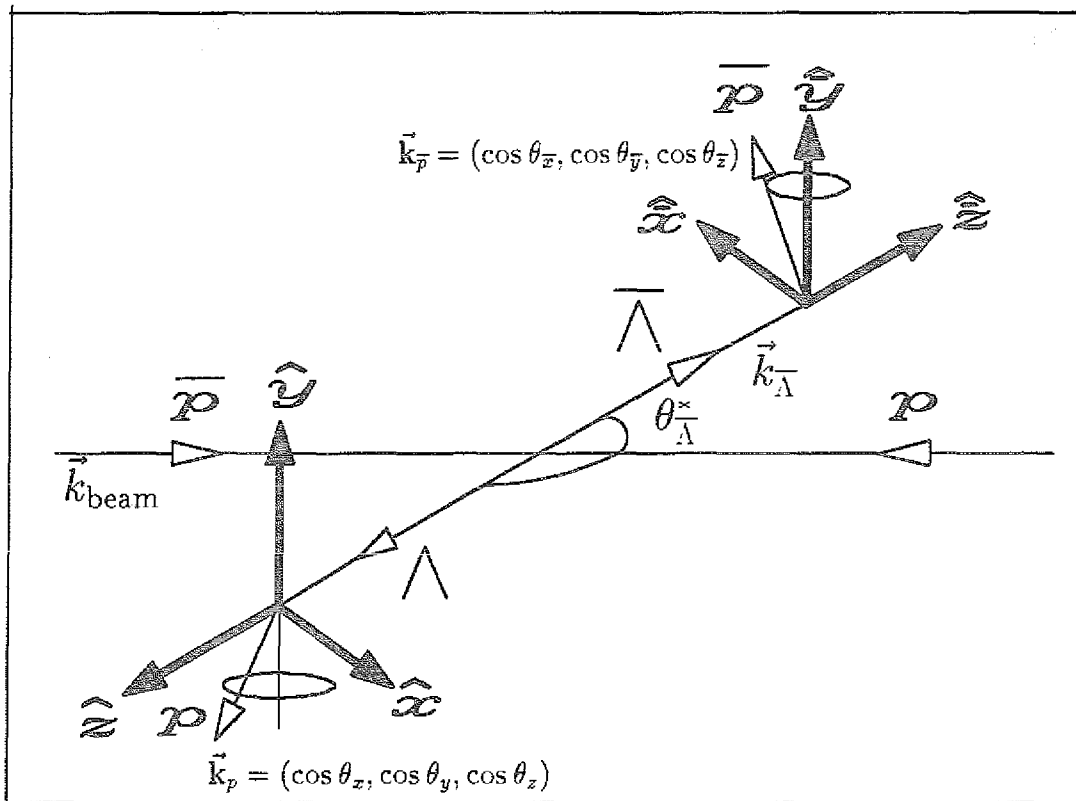
Die in Gl.4.8 definierte "singlet fraction" nimmt folgende Form an:

$$\begin{aligned} SF = \frac{1}{4}(1 - \langle \vec{\sigma}_{\bar{\Lambda}} \cdot \vec{\sigma}_{\Lambda} \rangle) &= \frac{1}{4} \left(1 - \frac{N_{1-1} + N_{10} + N_{11} - 3N_{00}}{N_{00} + N_{1-1} + N_{10} + N_{11}} \right) \\ &= \frac{N_{00}}{N_{00} + N_{1-1} + N_{10} + N_{11}} \end{aligned} \quad (4.13)$$

Damit gilt für die "singlet fraction":

$$SF = \begin{cases} 0 & : \text{für reinen Triplett-Zustand, } N_{00} = 0 \\ 1 & : \text{für reinen Singulett-Zustand, } N_{1-1} + N_{10} + N_{11} = 0 \\ \frac{1}{4} & : \text{für einen gemischten Zustand} \\ & \text{mit einem } N_{00}\text{-Anteil von 25\%} \end{cases} \quad (4.14)$$

Gemäß Gl.4.13 gibt der Wert der "singlet fraction"-Größe den statistischen Anteil des Singulett-Zustandes in einem quantenmechanischen Endzustand des $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paares an.



$$|\vec{k}_{\text{beam}}| = |\vec{k}_{\bar{\Lambda}}| = |\vec{k}_{\bar{p}}| = |\vec{k}_p| = 1$$

$$\hat{y} := \vec{k}_{\text{beam}} \times \vec{k}_{\bar{\Lambda}} \qquad \hat{y} := \hat{y}$$

$$\hat{z} := \vec{k}_{\bar{\Lambda}} \qquad \hat{z} := -\hat{z}$$

$$\hat{x} := \hat{y} \times \hat{z} \qquad \hat{x} := -\hat{x}$$

Abb.4.1:

Definition der Koordinaten im $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Schwerpunktsystem und in den Eigensystemen von $\bar{\Lambda}$ und Λ .

4.2 Bestimmungsmethoden der spinabhängigen Observablen

Die Dynamik des Produktionsprozesses $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ wirkt sich auf den Polarisationsvektor, den Spinkorrelations-Koeffizienten und den differentiellen Wirkungsquerschnitt aus. Deshalb besteht großes Interesse an der experimentellen Bestimmung dieser Observablen. Sie werden jeweils bei verschiedenen $\bar{\Lambda}$ -Produktionswinkeln aus den gemessenen Daten ermittelt.

Die Spinobservablen der $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Teilchen bestimmen die räumliche Verteilung ihrer Zerfallsprodukte, die unter schwacher Wechselwirkung entstehen:

$$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+ \quad \text{und} \quad \Lambda \rightarrow p + \pi^-.$$

Es gilt dabei eine für die Bestimmung der Observablen grundlegende Relation [DUR64], in der die Symmetrien (4.3), (4.4), (4.5), (4.6) bereits berücksichtigt sind:

$$\begin{aligned}
 W(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z; \vec{k}_{\bar{p}}, \vec{k}_p) = & \frac{1}{16\pi^2} \{ 1 + \bar{\alpha} \cdot \mathbf{P}_y(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z) \cdot \cos \theta_{\bar{y}} \\
 & + \alpha \cdot \mathbf{P}_y(\cos \theta_{\Lambda}^z) \cdot \cos \theta_y \\
 & + \bar{\alpha} \alpha \cdot (\mathbf{C}_{\bar{x},x}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z) \cdot \cos \theta_{\bar{x}} \cos \theta_x \\
 & + \mathbf{C}_{\bar{y},y}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z) \cdot \cos \theta_{\bar{y}} \cos \theta_y \\
 & + \mathbf{C}_{\bar{z},z}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z) \cdot \cos \theta_{\bar{z}} \cos \theta_z \\
 & + \mathbf{C}_{\bar{x},z}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z) \cdot \cos \theta_{\bar{x}} \cos \theta_z \\
 & + \mathbf{C}_{\bar{y},z}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z) \cdot \cos \theta_{\bar{y}} \cos \theta_z) \} \quad (4.15)
 \end{aligned}$$

mit $\vec{k}_{\bar{p}} = (\cos \theta_{\bar{x}}, \cos \theta_{\bar{y}}, \cos \theta_{\bar{z}}) = (\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ siehe Abb.4.1
 $\vec{k}_p = (\cos \theta_x, \cos \theta_y, \cos \theta_z) = (x, y, z)$

Dabei ist:

$W(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z; \vec{k}_{\bar{p}}, \vec{k}_p)$ die Wahrscheinlichkeit, daß die zwei Zerfallsbaryonen in die entsprechenden Richtungen $\vec{k}_{\bar{p}}, \vec{k}_p$ emittiert werden, und

$\bar{\alpha}, \alpha$ sind die Asymmetrieparameter der $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Teilchen. Bei Gültigkeit der CP-Invarianz in der schwachen Wechselwirkung gilt die Relation $\alpha = -\bar{\alpha}$ (Kapitel 1.2). Der Parameter α hat einen experimentellen Wert von 0.642 ± 0.013 [RPP90].

Die gemessene Verteilung W_{gem} resultiert aus Gl.4.15 und einer Akzeptanzfunktion $\mathcal{A}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z; \vec{k}_{\bar{p}}, \vec{k}_p)$

$$W_{gem} = \mathcal{A} \cdot W$$

Die Winkelverteilung eines Zerfallsbaryons wird durch Integration von Gl.4.15 über den Raumwinkel des zweiten Zerfallsbaryons bestimmt. Damit hat die Winkelverteilung der Zerfallsprotonen folgende Form [TAB85]:

$$W(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z; \cos \theta_y) = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha \cdot P_y(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z) \cdot \cos \theta_y) \quad (4.16)$$

Die nun folgenden Relationen beziehen sich auf ein Ensemble von N $\bar{\Lambda}$ -Ereignissen in einem $\cos \theta_{\Lambda}^*$ Produktionswinkel-Bin.

Aus der Verteilung (4.16) wird die Polarisation für das Λ wie folgt ermittelt: (analog für das $\bar{\Lambda}$)

$$\frac{\langle \cos \theta_y \rangle}{\langle \cos^2 \theta_y \rangle} = \frac{\int W(\cos \theta_{\Lambda}^*; \cos \theta_y) \cdot \cos \theta_y d\Omega_p}{\int W(\cos \theta_{\Lambda}^*; \cos \theta_y) \cdot \cos^2 \theta_y d\Omega_p} = \alpha \cdot P_y(\cos \theta_{\Lambda}^*)$$

wobei über den Raumwinkel des Protons integriert wird. Diese Relation ist richtig unter Annahme, daß die Akzeptanzfunktion die folgende Symmetriebedingung erfüllt [BES79]:

$$\mathcal{A}(\cos \theta_y) = \mathcal{A}(-\cos \theta_y) \quad (4.17)$$

Bei genügend großer Statistik können die Mittelwerte $\langle \cos \theta_y \rangle$ und $\langle \cos^2 \theta_y \rangle$ durch ihre statistischen Estimatoren

$$\langle \cos \theta_y \rangle = \frac{\sum \cos \theta_{y,i}}{N} \quad \text{und} \quad \langle \cos^2 \theta_y \rangle = \frac{\sum \cos^2 \theta_{y,i}}{N}$$

ersetzt werden, woraus die Bestimmungsformel für die Polarisation folgt [BES79] (analog für x - und z -Komponente)

$$P_y(\cos \theta_{\Lambda}^*) = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\sum_{i=1}^N \cos \theta_{y,i}}{\sum_{i=1}^N \cos^2 \theta_{y,i}} \quad (4.18)$$

Die Standardabweichung ist gegeben durch:

$$\sigma(P_y) = \frac{1}{\alpha \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^N \cos^2 \theta_{y,i}}}$$

Aus der Verteilung (4.15) können die Spinkorrelationskoeffizienten $C_{\bar{m},n}$ ermittelt werden:

$$\langle \cos \theta_{\bar{m}} \cos \theta_n \rangle = \iint W(\cos \theta_{\Lambda}^*; \vec{k}_{\bar{p}}, \vec{k}_p) \cdot \cos \theta_{\bar{m}} \cos \theta_n d\Omega_{\bar{p}} d\Omega_p = \frac{\bar{\alpha}\alpha}{9} \cdot C_{\bar{m},n}(\cos \theta_{\Lambda}^*)$$

wobei über die Raumwinkel des Protons und Antiprotons aus dem Λ - bzw. $\bar{\Lambda}$ -Zerfall integriert wird.

Bei genügend großer Statistik erhält man folgende Bestimmungsgleichung für die $C_{\bar{m},n}$ -Koeffizienten:

$$C_{\bar{m},n}(\cos \theta_{\Lambda}^*) = \frac{9}{\bar{\alpha}\alpha} \frac{\sum_{i=1}^N (\cos \theta_{\bar{m}} \cos \theta_n)_i}{N} \quad (4.19)$$

wobei der Erwartungswert $\langle \cos \theta_{\bar{m}} \cos \theta_n \rangle$ durch seinen statistischen Estimator ersetzt wurde. Die Standardabweichung ist gegeben durch:

$$\sigma(C_{\bar{m},n}) = \frac{1}{\alpha^2} \sqrt{\frac{9 - (\alpha \bar{\alpha} C_{\bar{m},n})^2}{N}} \approx \frac{3}{\alpha^2 \sqrt{N}}$$

Die Formel (4.19) ist unter Annahme einer konstanten Akzeptanz gültig. Falls dies nicht gilt, muß Gl.4.19 wie folgt umgeschrieben werden:

$$C_{\bar{m},n}(\cos \theta_{\Lambda}^z) = \frac{9}{\bar{\alpha} \alpha} \frac{\sum_{i=1}^N (\cos \theta_{\bar{m}} \cos \theta_n)_i \cdot \varepsilon_i}{\sum_{i=1}^N \varepsilon_i} \quad (4.20)$$

hierbei ist $\varepsilon_i = \mathcal{A}^{-1}(\cos \theta_{\Lambda}^z; \cos \theta_{\bar{m}}, \cos \theta_n)$ die Korrekturfunktion für das i -te Ereignis.

Die "singlet fraction" wird gemäß Formel (4.9) aus den $C_{\bar{x},x^-}$, $C_{\bar{y},y^-}$ und $C_{\bar{z},z^-}$ Elementen bestimmt.

4.3 Untersuchung der Akzeptanz-Funktion

Als Akzeptanz-Funktion (kurz Akzeptanz) bezeichnet man die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Ereignis (hier des Typs $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$) im Detektor nachgewiesen und im Auswerteprogramm rekonstruiert wird.

Die Akzeptanz kann effektiv als eine Funktion des $\bar{\Lambda}$ -Produktionswinkels und der Richtungsvektoren der beiden Zerfallsbaryonen (insgesamt eine Funktion von sieben Variablen) betrachtet werden:

$$\mathcal{A}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z; \vec{k}_{\bar{p}}, \vec{k}_p) \quad (4.21)$$

mit

$$\begin{aligned} \vec{k}_{\bar{p}} &= (\cos \theta_{\bar{x}}, \cos \theta_{\bar{y}}, \cos \theta_{\bar{z}}) \equiv (\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) \\ \vec{k}_p &= (\cos \theta_x, \cos \theta_y, \cos \theta_z) \equiv (x, y, z) \end{aligned} \quad \text{siehe Abb.4.1}$$

Als eine "reduzierte Akzeptanz" wird die Akzeptanz (4.21) bezeichnet, falls sie als Funktion von weniger Variablen als oben (4.21) angegeben untersucht wird.

Für die Bestimmung der spinabhängigen Observablen ist eine absolute Normierung der Akzeptanz nicht erforderlich, wie aus Formel (4.18) und (4.20) folgt.

Das prinzipiell gleiche kinematische Verhalten von Teilchen und Antiteilchen in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$ (siehe Abb.1.3 und 1.4) impliziert, daß die Akzeptanz gegenüber Teilchen-Antiteilchen-Vertauschung symmetrisch ist, abgesehen von sekundären Effekten, die später diskutiert werden. Es gilt daher:²

$$\begin{aligned} &\mathcal{A}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z; (\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}), (x, y, z)) \\ &= \mathcal{A}(-\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z; (-x, y, z), (-\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})) \end{aligned} \quad (4.22)$$

Um die Akzeptanz zu untersuchen, wurden 350 000 Monte-Carlo-Ereignisse generiert. In den Ruhesystemen der Hyperonen sind die Zerfallsprodukte mit isotroper Raumwinkelverteilung simuliert, wobei die beiden Zerfallsprozesse unkorreliert sind. Die Auswertung der Monte-Carlo-Daten erfolgte mit dem gleichen Analyseprogramm, welches auch bei den experimentellen Daten verwendet wird.

Der Verlauf der totalen Akzeptanz $\mathcal{A}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z)$ wurde bereits in Abb.3.2 und Abb.3.3 dargestellt. Abb.4.2 gibt einen Überblick darüber, wie sich die Akzeptanz im Bezug auf die Zerfallsprodukte verhält. Die Endpunkte der Richtungsvektoren der Zerfallsprotonen erzeugen auf der Oberfläche einer Einheitskugel in den Ruhesystemen der Hyperonen ihre Dichteverteilungen. In Abb.4.2 sind die Projektionen dieser Kugelflächen auf die (x, z) - und (\bar{x}, \bar{z}) -Ebenen dargestellt, unterteilt in acht gleiche $\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z$ -Intervalle.

Im Fall einer auf den Kugelflächen konstanten Akzeptanz erwartet man für

²nach der Vertauschung von $\bar{\Lambda}$ - und Λ -ist der neue $\bar{\Lambda}$ -Produktionswinkel gleich $180^\circ - \theta_{\bar{\Lambda}}^z$; die Richtungen der \bar{x} - und \bar{z} -Achsen drehen sich auch dabei um 180° , nicht aber die der y - und z -Achsen, siehe Abb.4.1.

die Monte-Carlo-Ereignisse eine kompakte Dichteverteilung, die radial vom Mittelpunkt (0,0) bis zum Kreisrand zunimmt. Stattdessen treten deutliche Verluste auf. Sie nehmen die Form von "Löchern" an, in denen die Akzeptanz sogar bis auf Null sinkt. Die fehlenden Zerfallsprotonen (-antiprotonen) charakterisiert ein negativer z (\bar{z})-Wert. Im $\bar{\Lambda}$ -Ruhesystem treten die Verluste bei Rückwärts-Produktionswinkeln auf. Beim $\theta_{\Lambda}^z \cong 180^\circ$ fehlen fast alle Zerfallsantiprotonen mit $\bar{z} < 0$. Die Akzeptanzlöcher nehmen zu kleineren Winkeln hin allmählich ab und verschwinden für $\theta_{\Lambda}^z < 90^\circ$. Im Λ -Ruhesystem verhält sich die Akzeptanz als Funktion des θ_{Λ}^z -Winkels entgegengesetzt zum $\bar{\Lambda}$ -System. Die dargestellten Akzeptanzverluste lassen sich auf folgende Weise erklären. Die Datenauswertung basiert auf der Rekonstruktion aller vier Spuren der Zerfallsteilchen. Man verlangt für eine Spur mindestens sechs getroffene Kammerebenen (drei für eine Projektion). Deshalb werden Spuren nicht rekonstruiert,

- die mit einem Laborwinkel um 90° zu der Strahlrichtung verlaufen; sie treffen zu wenig Ebenen,
- die im Detektor rückwärts führen (mit einem Laborwinkel zwischen 90° und 180°); sie treffen ebenfalls zu wenige Ebenen (außer einigen wenigen, die aus verzögerten Zerfällen tief genug im Detektor resultieren).

Solche Spuren werden von Pionen erzeugt, die aus den Zerfällen rückwärts gestreuten Hyperonen entstammen (siehe Abb.1.4). Da alle vier Spuren in der Analyse gefordert werden, sind die fehlenden Ereignisse auf nicht nachgewiesene Pionen zurückzuführen. In Abb.4.3 wird nochmals verdeutlicht, wie ein Akzeptanzloch entsteht. Es sind die kinematischen Ellipsen für die Zerfallsprodukte der Λ -Teilchen bei einem Λ -Rückwärtswinkel dargestellt, (vgl. Abb.1.3 und 1.4). Die gestrichelte Linie markiert den Laborwinkel von 90° . Im links von dieser Linie befindlichen Teil der Ellipse liegen die "verlorenen" Pionen. Im Λ -Ruhesystem entspricht ihm ein Kreisabschnitt δ . Auf dem Kreis gegenüber befinden sich die zugehörigen Protonen (mit $z < 0$). Der schraffiert gezeichnete Bereich stellt das resultierende Akzeptanzloch dar. Da der Pionen-Laborwinkel (bezüglich der Strahlrichtung) aus dem Hyperon-Laborwinkel und dem Pionen-Laborwinkel bezüglich der Hyperon-Richtung resultiert, ist das Akzeptanzloch unsymmetrisch zu z -Achse.

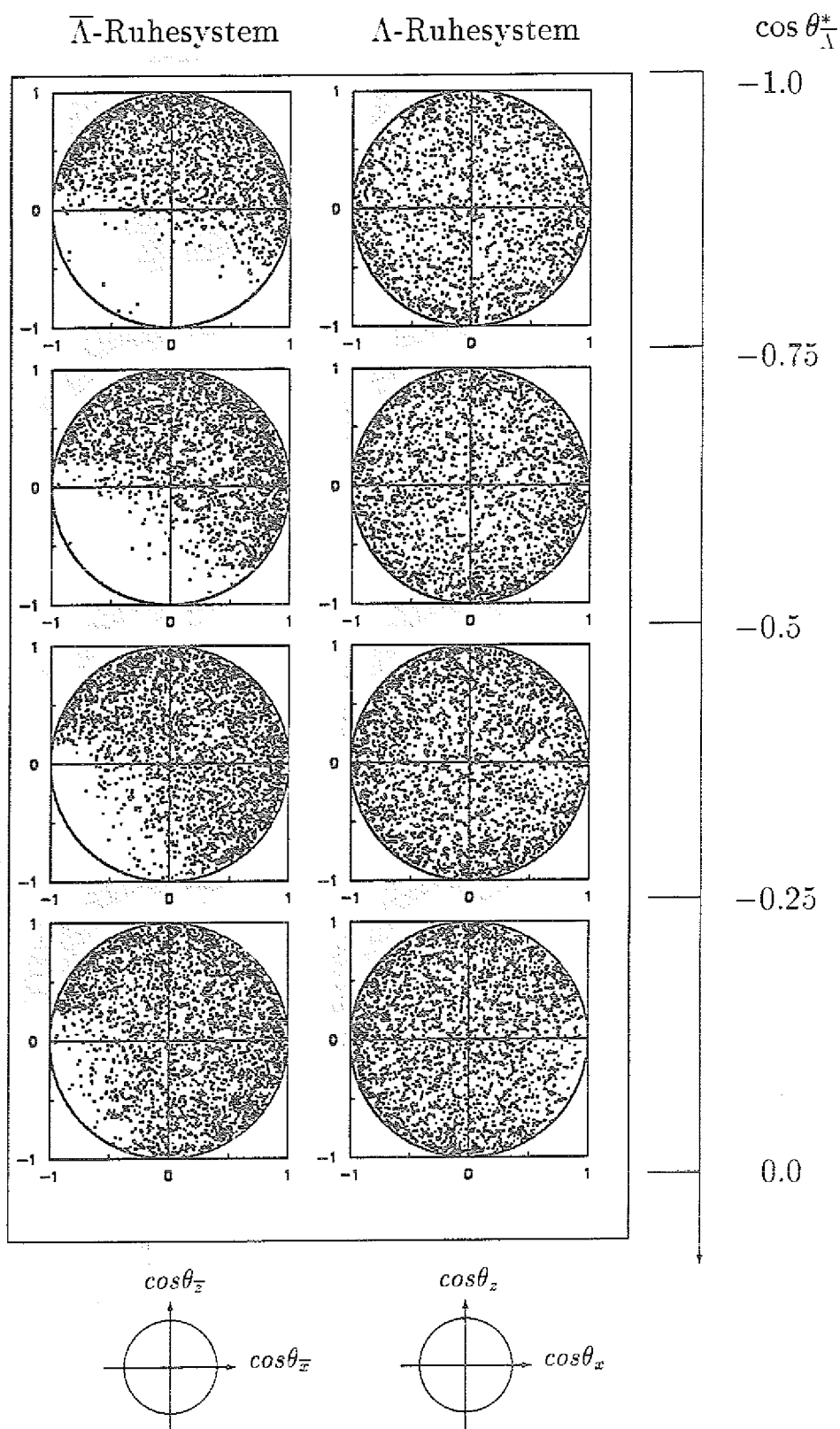
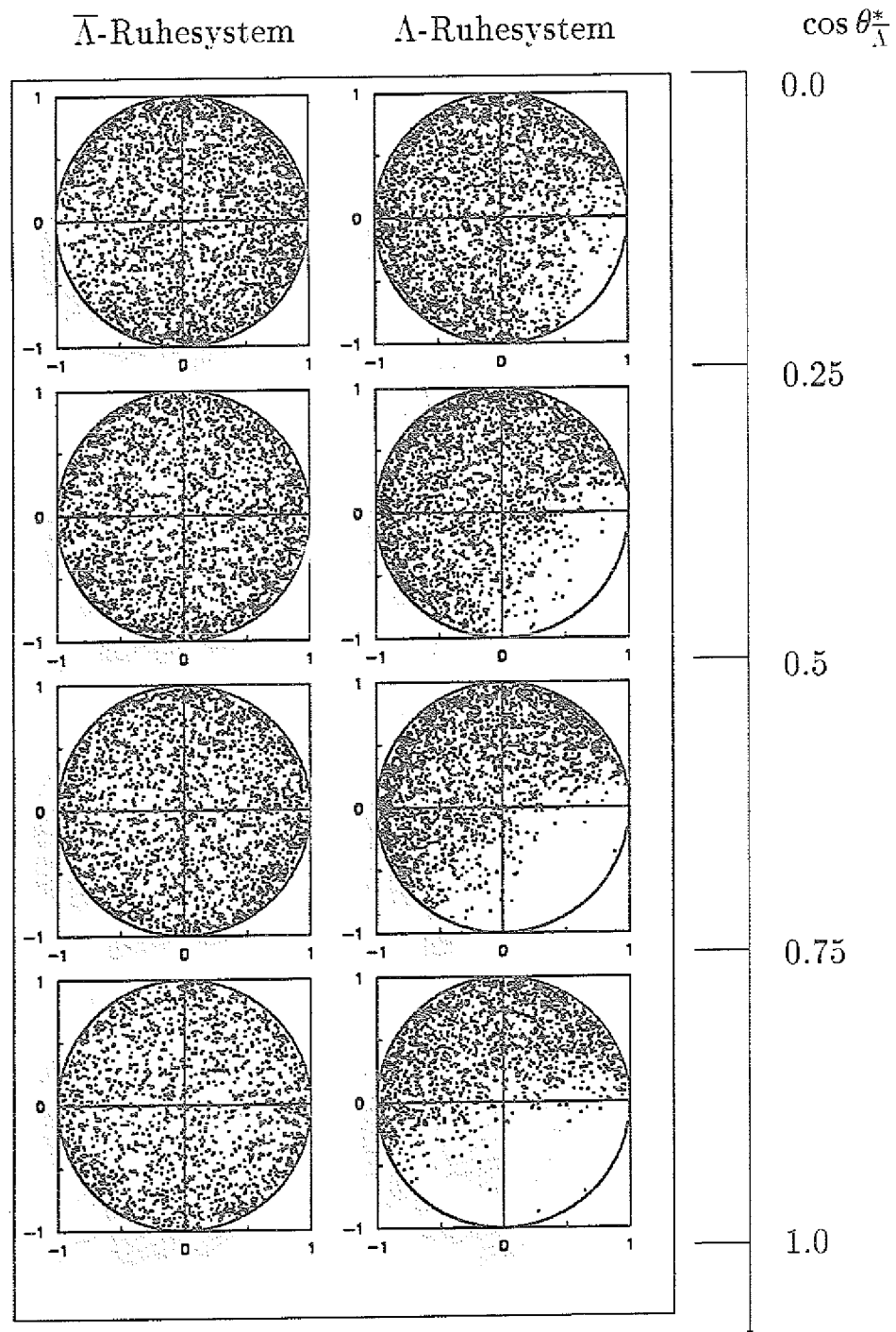


Abb. 4.2:

Monte-Carlo-Daten: Projektion der Endpunkte der Richtungsvektoren für Zerfallsantiprotonen und -protonen in den $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Ruhesystemen auf der $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktionsebene.

- Auf dieser Seite: für den θ_{Λ}^* -Rückwärtsbereich.
- Auf der nächsten Seite: für den θ_{Λ}^* -Vorwärtsbereich



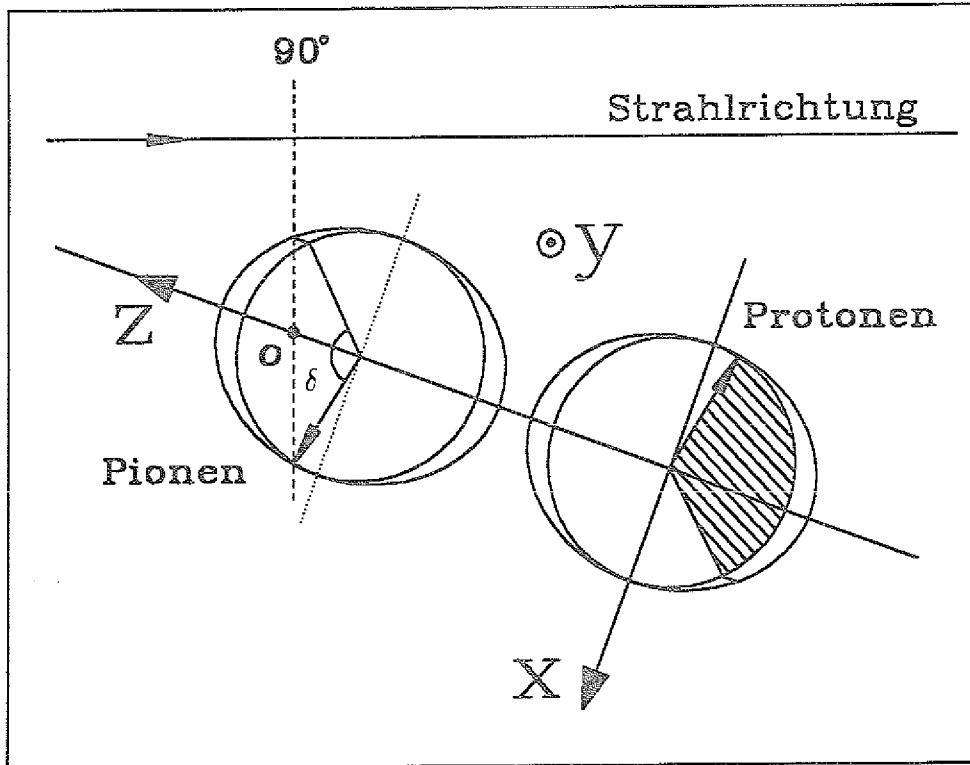


Abb.4.3:

Kinematische Bedingungen für die "verlorenen" Pionen,
 x, y, z sind Achsenrichtungen im Λ -Ruhe-system (Abb.4.1),
 O - Laborreferenzpunkt für die Zerfallsteilchen

4.3.1 Monte-Carlo-Akzeptanz im Bezug auf die Bestimmung der Polarisation

Die Abbildungen 4.4 und 4.5 enthalten die sechs reduzierten Akzeptanzen als Funktionen der einzelnen Richtungskosinusse:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\bar{x}}(\cos \theta_{\Lambda}^x; \bar{x}) & , & \mathcal{A}_{\bar{y}}(\cos \theta_{\Lambda}^x; \bar{y}) & , & \mathcal{A}_{\bar{z}}(\cos \theta_{\Lambda}^x; \bar{z}) \\ \mathcal{A}_x(\cos \theta_{\Lambda}^x; x) & , & \mathcal{A}_y(\cos \theta_{\Lambda}^x; y) & , & \mathcal{A}_z(\cos \theta_{\Lambda}^x; z) \end{aligned}$$

aufgeteilt in sechs Bereiche von $\cos \theta_{\Lambda}^x$. Es ist zu beobachten, daß die Funktionen $\mathcal{A}_{\bar{y}}$ und \mathcal{A}_y für alle $\cos \theta_{\Lambda}^x$ -Bins zu $\cos \theta_{\bar{y}} = 90^\circ$ bzw. $\cos \theta_y = 90^\circ$ symmetrisch sind:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\bar{y}}(\cos \theta_{\Lambda}^x; \bar{y}) &= \mathcal{A}_{\bar{y}}(\cos \theta_{\Lambda}^x; -\bar{y}) \\ \mathcal{A}_y(\cos \theta_{\Lambda}^x; y) &= \mathcal{A}_y(\cos \theta_{\Lambda}^x; -y) \end{aligned} \quad (4.23)$$

Diese Eigenschaft der Akzeptanz spiegelt die Symmetrie des Detektors bezüglich der Reaktionsebene (senkrecht zu der \bar{y} - und y -Achsen) wider. Die Polarisationen $P_{\bar{y}}(\cos \theta_{\Lambda}^x)$ und $P_y(\cos \theta_{\Lambda}^x)$ können daher ohne Akzeptanz-Korrektur mit Gleichung (4.18) bestimmt werden (Abb.4.6a).

Die Akzeptanz als Funktion der einzelnen \bar{x} -, \bar{z} -, x -, z -Richtungskosinusse weist deutlich unsymmetrische Strukturen auf, die auf die beschriebenen Effizienzlöcher zurückzuführen sind. Die Bestimmung der $P_{\bar{x}}$ -, $P_{\bar{z}}$ - und P_x -, P_z -Polarisationen nach einer Formel analog zu (4.18) führt deshalb zu unphysikalischen Ergebnissen (Abb.4.6b,c).

Die Akzeptanz-Projektionen in $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Eigensystemen (Abbildungen 4.4 und 4.5) sind mit drei Relationen, die aus der "Teilchen-Antiteilchen"-Symmetrie der Akzeptanz (4.22) folgen, verbunden:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\bar{x}}(\cos \theta_{\Lambda}^x; \bar{x}) &= \mathcal{A}_x(-\cos \theta_{\Lambda}^x; -x) \\ \mathcal{A}_{\bar{y}}(\cos \theta_{\Lambda}^x; \bar{y}) &= \mathcal{A}_y(-\cos \theta_{\Lambda}^x; y) \\ \mathcal{A}_{\bar{z}}(\cos \theta_{\Lambda}^x; \bar{z}) &= \mathcal{A}_z(-\cos \theta_{\Lambda}^x; z) \end{aligned}$$

Es sei hier betont, daß die Teilchen-Antiteilchen-Symmetrie aufgrund der unterschiedlichen hadronischen Wechselwirkungen nicht unbedingt exakt erfüllt wird (Kapitel 4.3.4).

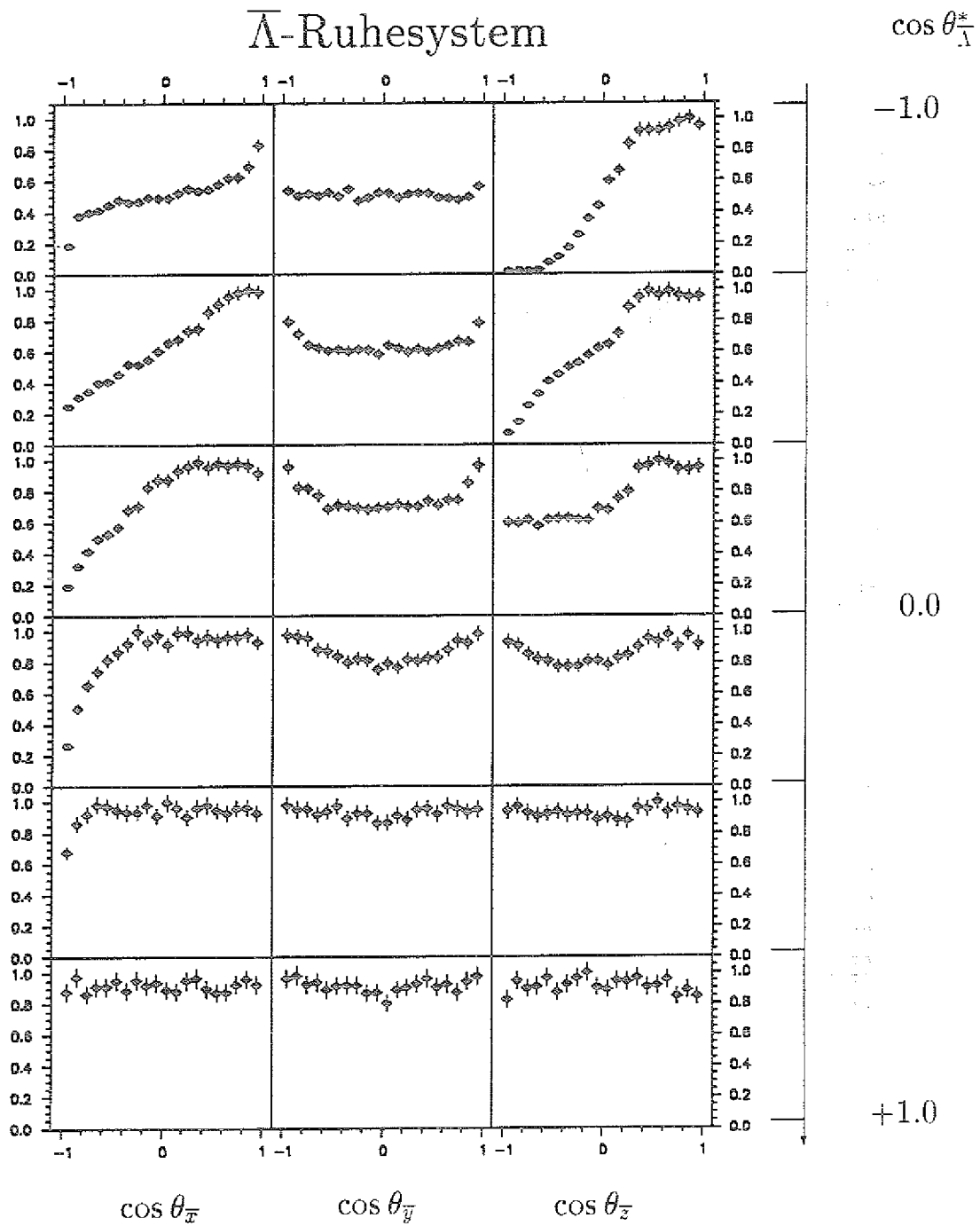


Abb. 4.4:

Monte-Carlo-Daten: Reduzierte Akzeptanz als Funktion der einzelnen Richtungskosinusse im $\bar{\Lambda}$ -Ruhesystem unterteilt in sechs $\cos \theta_{\bar{\Lambda}^*}$ -Intervalle.

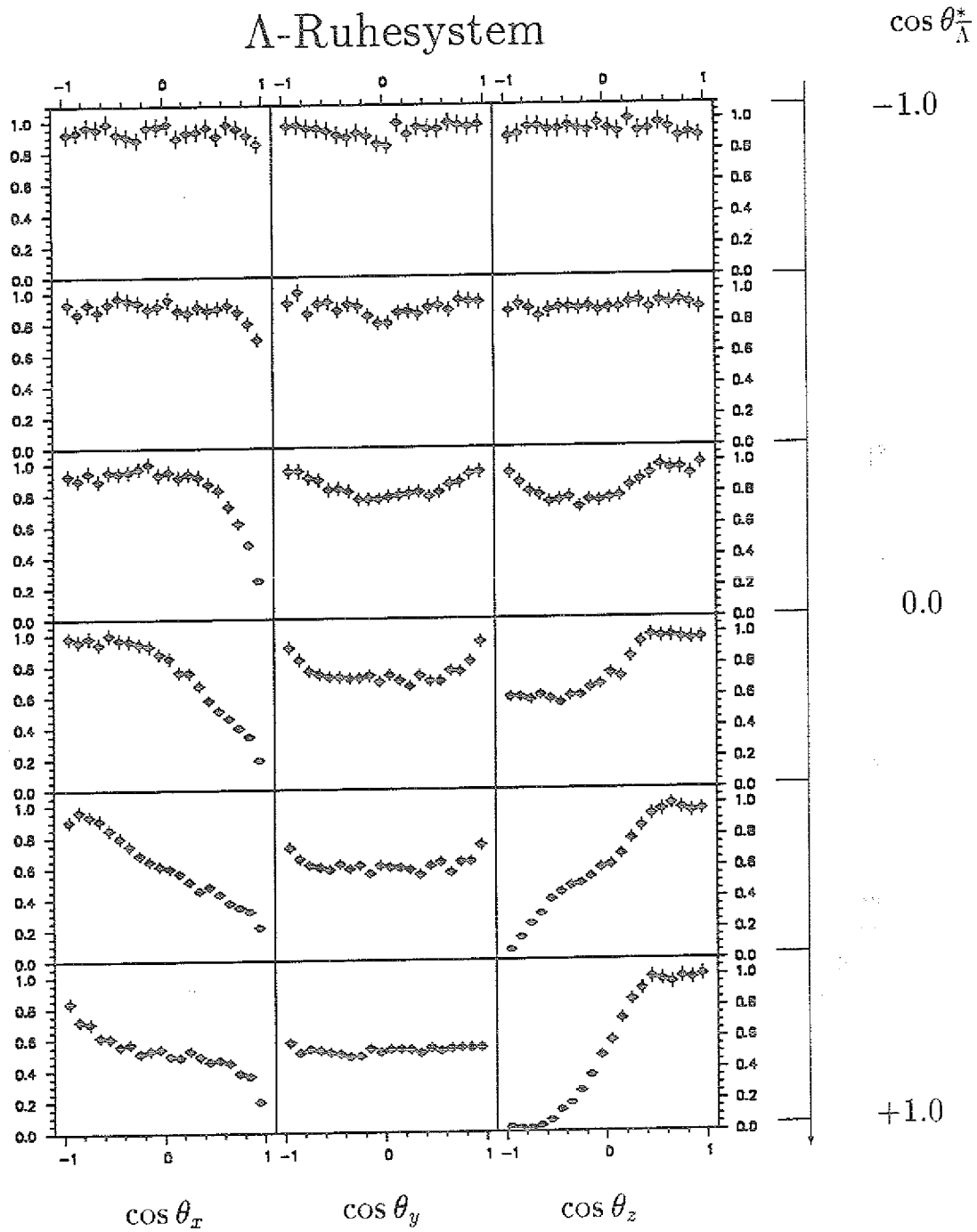


Abb. 4.5:

Monte-Carlo-Daten: Reduzierte Akzeptanz als Funktion der einzelnen Richtungskosinuse im Λ -Ruheesystem unterteilt in sechs $\cos \theta_{\Lambda}^*$ -Intervalle.

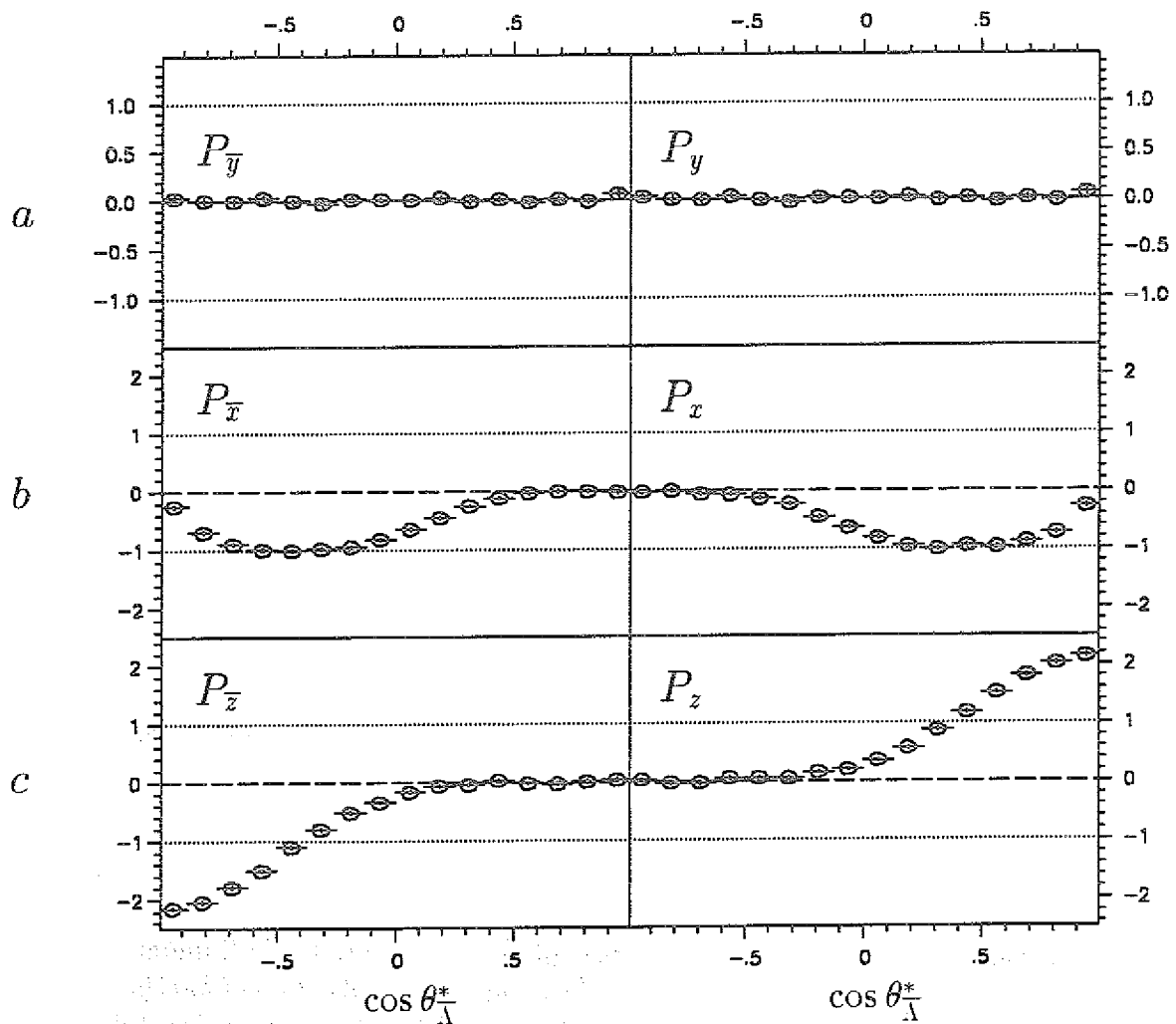


Abb.4.6:

Monte-Carlo-Daten: Auswirkung der Akzeptanzverluste auf die Wiedergabe der "Null"-Polarisationen.

4.3.2 Monte-Carlo-Akzeptanz bei der Bestimmung der Spinkorrelationen

Für die Bestimmung der Spinkorrelationen ist eine zweidimensionale Darstellung der Akzeptanz nützlich. Es werden die folgenden sechs reduzierten Akzeptanzen $\mathcal{A}_{\bar{m}n}$ abgebildet, die einen Einfluß auf die Bestimmung der entsprechenden $C_{\bar{m},n}$ -Spinkorrelations-Elemente haben:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\bar{x}x}(\cos \theta_{\bar{x}}^z; \bar{x}, x), \quad \mathcal{A}_{\bar{x}y}(\cos \theta_{\bar{x}}^z; \bar{x}, y), \quad \mathcal{A}_{\bar{x}z}(\cos \theta_{\bar{x}}^z; \bar{x}, z) \\ \mathcal{A}_{\bar{y}y}(\cos \theta_{\bar{y}}^z; \bar{y}, y), \quad \mathcal{A}_{\bar{y}z}(\cos \theta_{\bar{y}}^z; \bar{y}, z) \\ \mathcal{A}_{\bar{z}z}(\cos \theta_{\bar{z}}^z; \bar{z}, z) \end{aligned} \quad (4.24)$$

Die übrigen drei Akzeptanzfunktionen können mit Hilfe Symmetriebetrachtungen (4.22) reproduziert werden:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\bar{y}x}(\cos \theta_{\bar{y}}^z; \bar{y}, x) &= \mathcal{A}_{\bar{x}y}(-\cos \theta_{\bar{x}}^z; -x, \bar{y}) \\ \mathcal{A}_{\bar{z}x}(\cos \theta_{\bar{z}}^z; \bar{z}, x) &= \mathcal{A}_{\bar{x}z}(-\cos \theta_{\bar{x}}^z; -x, \bar{z}) \\ \mathcal{A}_{\bar{z}y}(\cos \theta_{\bar{z}}^z; \bar{z}, y) &= \mathcal{A}_{\bar{y}z}(-\cos \theta_{\bar{y}}^z; y, \bar{z}) \end{aligned} \quad (4.25)$$

Das Verhalten der Akzeptanz-Funktionen (4.24) ist in den Abbildungen 4.7 bis 4.12 jeweils für acht $\cos \theta_{\bar{x}}^z$ Intervalle gezeigt. In Abb.(4.13) sind die aus den Monte-Carlo-Daten bestimmten Spinkorrelations-Koeffizienten und die "singlet fraction" dargestellt. Die Auswirkung der Akzeptanzverluste auf die Wiedergabe der "0"-Korrelationen in den Monte-Carlo-Daten kann daher verständlich werden:

- Das $C_{\bar{x},x}$ -Element scheint eine positive und zu $\cos \theta_{\bar{x}}^z = 0$ symmetrische Korrelation aufzuweisen. Bei 90° beträgt die maximale Amplitude etwa 0.5, dies wird durch Abb.(4.7) verständlich; denn hier überwiegen die Beiträge $\cos \theta_{\bar{x}} \cos \theta_x$ zu $C_{\bar{x},x}$ mit der Signatur $\cos \theta_{\bar{x}} = +, \cos \theta_x = -$ also $(+, -)$; siehe Gl.4.19.
- Die übrigen $C_{\bar{m},n}$ -Elemente geben die in der Monte-Carlo-Simulation vorprogrammierten "Null"-Korrelationen wieder, da die entsprechenden Akzeptanzen $\mathcal{A}_{\bar{m}n}(\cos \theta_{\bar{m}}^z; \cos \theta_{\bar{m}}, \cos \theta_n)$ jeweils zu einer der Achsen $\cos \theta_{\bar{m}} = 0, \cos \theta_n = 0$ in guter Näherung symmetrisch sind, so daß sich die positiven und negativen $\cos \theta_{\bar{m}} \cos \theta_n$ -Beiträge aufheben; siehe Gl.4.19.

In der "singlet fraction"-Verteilung wird die Struktur des $C_{\bar{x},x}$ -Elements wiedergespiegelt.

Im Fall der Polarisation für die echten Daten erscheint eine Pseudo-Korrelation in den "Null"- $C_{\bar{y},x}, C_{\bar{x},y}, C_{\bar{z},y}, C_{\bar{y},z}$ -Elementen (siehe hierzu das Kapitel 4.5). Die auftretenden Akzeptanzverluste können allgemein auch die von Null verschiedenen physikalischen Korrelationen: $C_{\bar{x},x}, C_{\bar{y},y}, C_{\bar{z},z}$ und $C_{\bar{x},z}, C_{\bar{z},x}$ verfälschen. Somit müssen die Spinkorrelations-Koeffizienten bei ihrer Bestimmung entsprechend korrigiert werden.

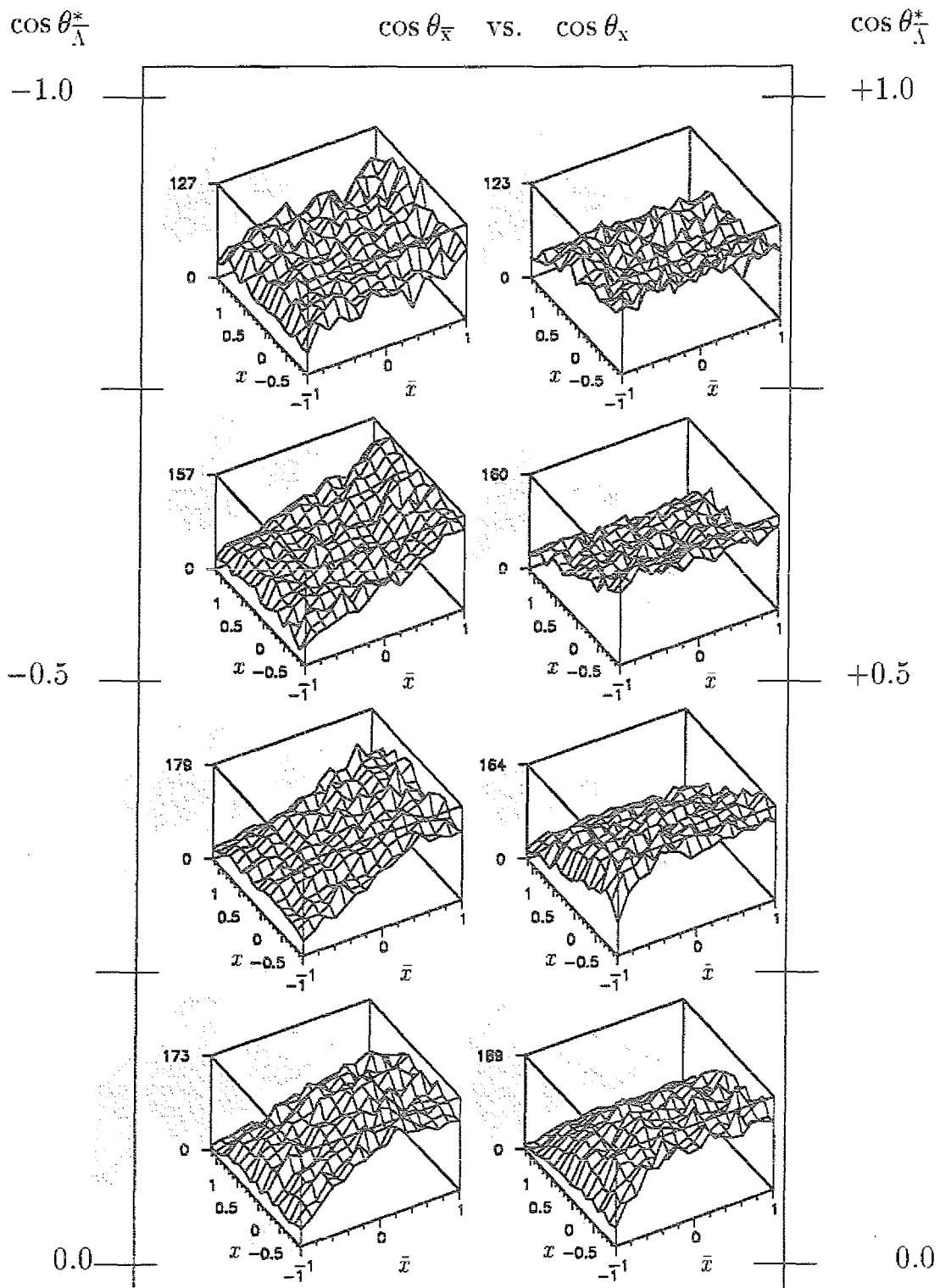


Abb.4.7:

Monte-Carlo-Daten: Die zweidimensionale Akzeptanz-Funktion $A_{\bar{x}x}(\cos \theta_{\bar{x}}, \cos \theta_x)$ in acht Bereichen von $\cos \theta_{\bar{x}}$.

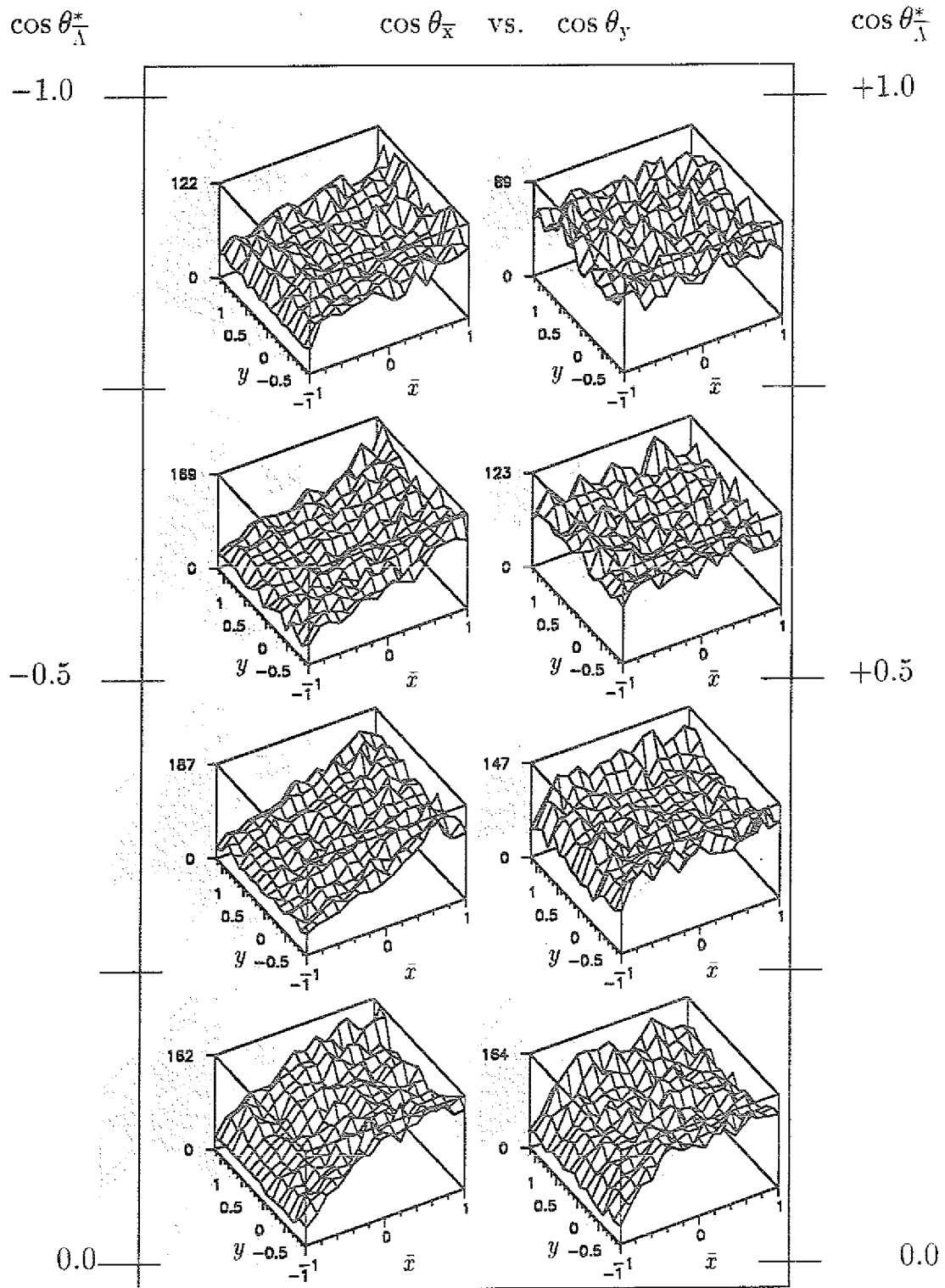


Abb.4.11:

Monte-Carlo-Daten: Die zweidimensionale Akzeptanz-Funktion $A_{\bar{x}y}(\cos \theta_{\bar{x}}, \cos \theta_y)$ in acht Bereichen von $\cos \theta_{\bar{x}}$.

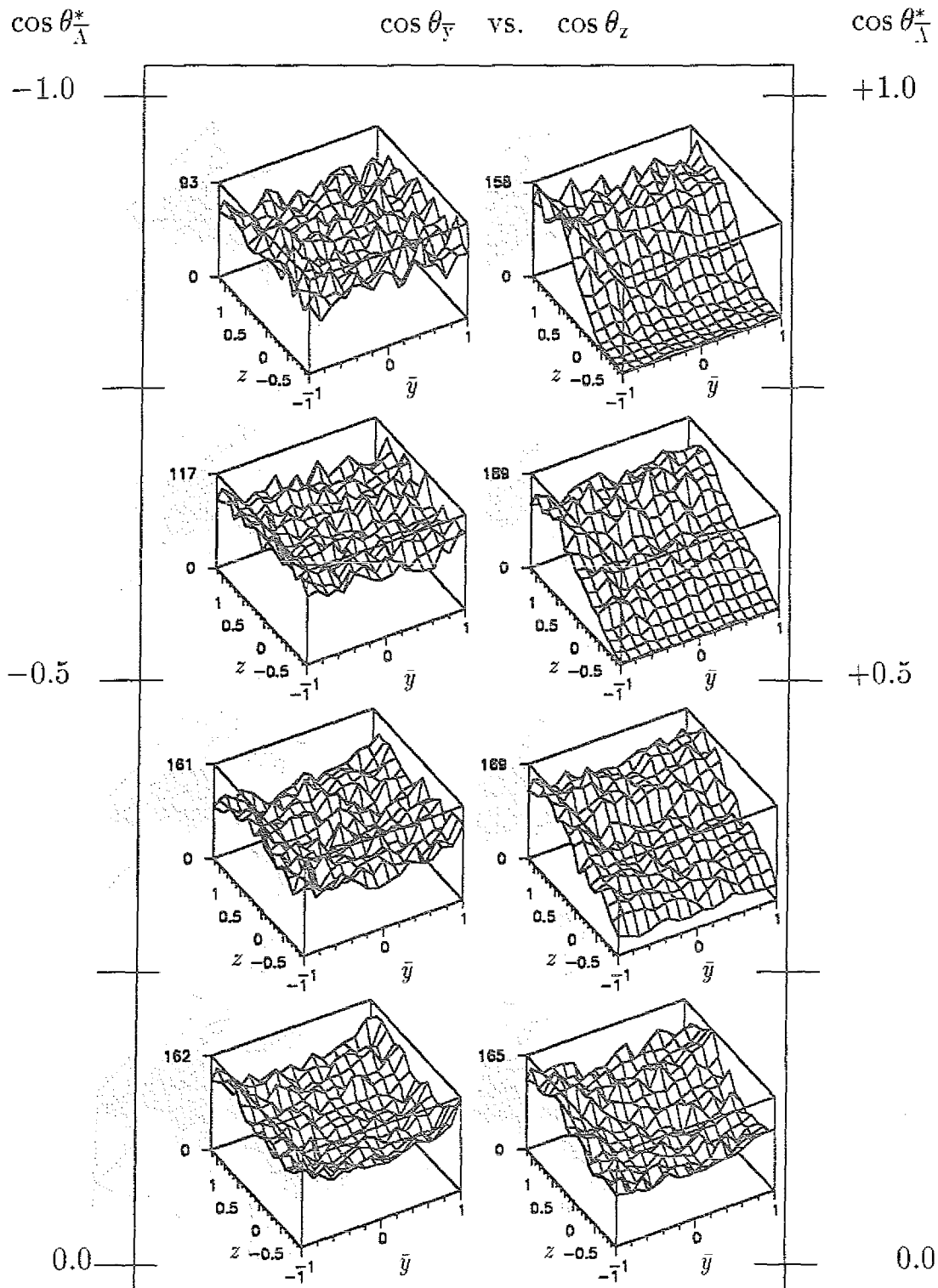


Abb.4.12:

Monte-Carlo-Daten: Die zweidimensionale Akzeptanz-Funktion $\mathcal{A}_{\bar{y}z}(\cos \theta_{\bar{y}}, \cos \theta_z)$ in acht Bereichen von $\cos \theta_{\Lambda}^*$.

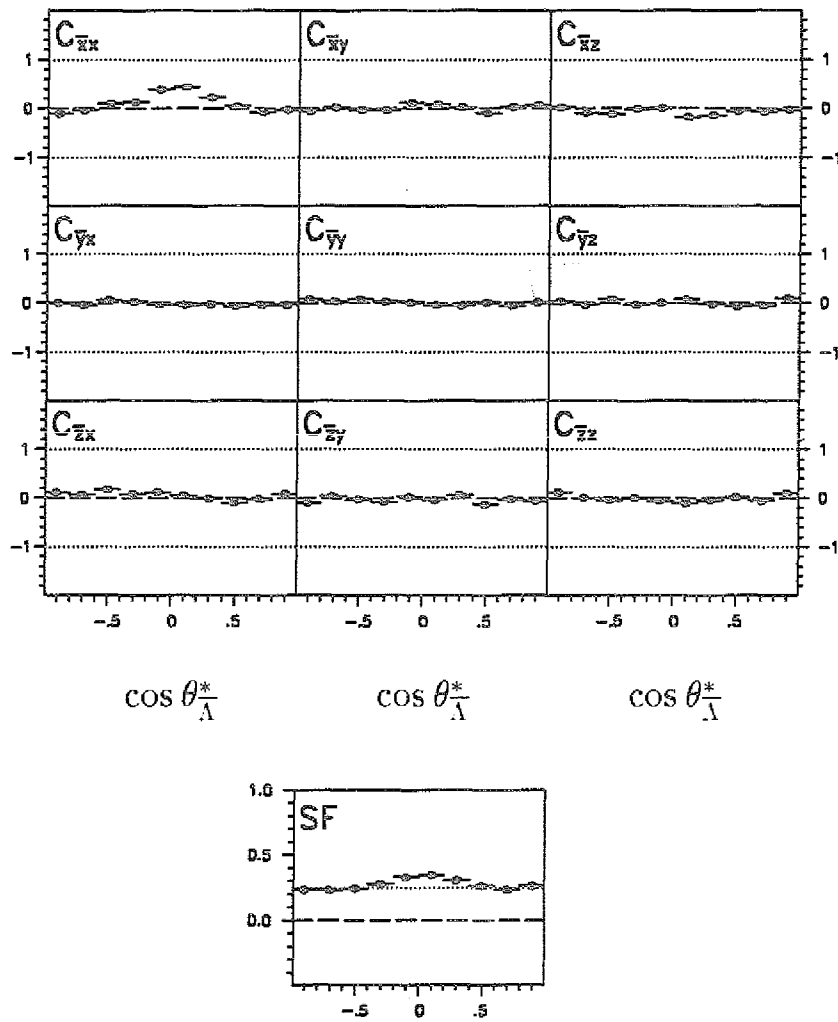


Abb.4.13:

Monte-Carlo-Daten: Die unkorrigierten Spinkorrelations-Koeffizienten und die "singlet fraction".

4.3.3 Korrektur der Akzeptanzverluste

Die Akzeptanz sinkt zum Teil bis auf Null, wie z.B. in Abb.4.9 sichtbar ist. In diesen Fällen ist eine einfache Bestimmung der Korrekturfunktion als invertierte Akzeptanz \mathcal{A}^{-1} nicht möglich. Ein im folgenden beschriebenes Korrekturverfahren löst dieses Problem.

Symmetrie der vier Ereignisse

Die Relation (4.15) gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß die zwei Zerfallsbaryonen aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$ in die gegebenen Raumrichtungen:

$$\begin{aligned} \text{Ereignis \#1} \quad \vec{k}_{\bar{p}} &= (\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) \\ \vec{k}_p &= (x, y, z) \end{aligned} \quad (4.26)$$

emittiert werden (siehe Abb.4.1). Es gilt folgende Symmetrie in der Beschreibung des Prozesses $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$:

Unter einem Produktionswinkel θ_{Λ}^z gibt es für jedes beliebige Ereignis (4.26) drei andere "symmetrische" Ereignisse, die auch mit der gleichen Wahrscheinlichkeit wie (4.26) auftreten:

$$\begin{aligned} \text{Ereignis \#2} \quad \vec{k}_{\bar{p}} &= (-\bar{x}, \bar{y}, -\bar{z}) \\ \vec{k}_p &= (-x, y, -z) \\ \\ \text{Ereignis \#3} \quad \vec{k}_{\bar{p}} &= (x, -y, z) \\ \vec{k}_p &= (\bar{x}, -\bar{y}, \bar{z}) \\ \\ \text{Ereignis \#4} \quad \vec{k}_{\bar{p}} &= (-x, -y, -z) \\ \vec{k}_p &= (-\bar{x}, -\bar{y}, -\bar{z}) \end{aligned} \quad (4.27)$$

Das Ereignis #2 entsteht aus #1 durch die gleichzeitige Rotation der Richtungsvektoren der beiden Zerfallsbaryonen um 180° in der xz-Produktionsebene. Dieser Zusammenhang besteht auch zwischen den Ereignissen #4 und #3.

Die Kombination #3 ist aus #1 abzuleiten, indem $\bar{\Lambda}$ - und Λ -vertauscht und die Richtungen der Zerfallsprotonen in der xz-Produktionsebene gespiegelt werden.

Die beschriebene physikalische Symmetrie des Prozesses $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \rightarrow \bar{p}\pi^+ p\pi^-$ (im folgenden als die "Symmetrie der vier Ereignisse" bezeichnet) beruht auf der Relation (4.15) als Folge der P- und C- Invarianz der starken Wechselwirkung und der CP-Invarianz der schwachen Zerfälle³. Die Symmetrie

³Die Ergebnisse der bisherigen Experimente der PS185-Kollaboration zeigen, daß jede

zwischen den Ereignissen des Typs 2 und 1 fordert die Gültigkeit der C- und P-Invarianzen im Erzeugungsprozeß $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$. Die CP-Invarianz der schwachen Zerfälle wird benötigt, um die Symmetrie der Ereignissen #3 und #4 mit #1 zu gewährleisten.

Korrekturverfahren für die Spinkorrelations-Koeffizienten

Prinzipiell können die primären Ereignisse (4.26) um die drei symmetrischen Ereignissen (4.27) ergänzt werden, solange ein Korrekturverfahren zur Bestimmung der Spinkorrelations-Koeffizienten erarbeitet wird. Die Zahl der Ereignisse wird damit vervierfacht. Dieses Ensemble von Ereignissen wird im folgenden als "symmetrisierte Ereignisse" bezeichnet. Die Konsequenzen der C- und P-Invarianzen für die Observablen

$$\begin{aligned} P_{\bar{\Lambda},x} &= P_{\bar{\Lambda},z} = P_{\Lambda,x} = P_{\Lambda,z} = 0 \\ C_{\bar{x},y} &= C_{\bar{y},x} = C_{\bar{y},z} = C_{\bar{z},y} = 0 \\ C_{\bar{x},z} &= C_{\bar{z},x} \end{aligned}$$

sind bereits in dem symmetrisierten Datensatz mathematisch exakt erfüllt (Addition der vier Beiträge aus (4.26) und (4.27) zu den Observablen anhand der Bestimmungsformel (4.18) und (4.19)).

Allein die Ereignisse des Typs 2 können weitgehend die Akzeptanzlöcher auffüllen, da sie durch eine Drehung um 180° in der xz-Ebene aus den Primäreignissen entstehen (vergleiche die gegenseitige Lage in der xz-Ebene der Primäreignisse und der Akzeptanzlöcher (Abb.4.2)).

In Abb.4.14 sind die Projektionen der neuen Akzeptanz auf die drei Richtungskosinuse in einem der Hyperon-Eigensysteme wiedergegeben. Die zweidimensionalen Darstellungen für die vierfachen Monte-Carlo-Ereignisse (analog zu Abb. 4.7, 4.8, 4.9 und 4.10) zeigen Abb.4.15-4.18. Sie weisen keine Effizienzlöcher mehr auf, in denen die Akzeptanz auf Null sinken würde. Diese Verteilungen stellen neue *effektive Akzeptanzen* für die Auswertung der symmetrisierten Ereignisse dar.

Die Bestimmung der korrigierten Spinkorrelations-Koeffizienten erfolgt mit der neuen effektiven Akzeptanz gemäß der Formel (4.20). Dabei werden die symmetrisierten Ereignisse ausgewertet. Die entsprechenden Korrekturfunktionen sind wie folgt zu gewinnen: Die Akzeptanzflächen $\mathcal{A}_{\bar{x}x}$, $\mathcal{A}_{\bar{y}y}$, $\mathcal{A}_{\bar{z}z}$ und $\mathcal{A}_{\bar{z}z}$ wurden in dem Auswerteverfahren in zehn $\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z$ -Intervallen mit Polynomen der Form

$$\mathcal{A}_{\bar{m}n}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z; \cos \theta_{\bar{m}}, \cos \theta_n) = \sum_{i,j=0}^k A_{ij}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z) \cdot (\cos \theta_{\bar{m}})^i \cdot (\cos \theta_n)^j \quad (4.28)$$

mögliche CP-Verletzung in den $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Zerfällen unter 2% liegen würde, siehe Kapitel 4.6

angepaßt. Es hat sich gezeigt, daß die Anpassung mit der maximalen Ordnung von $k=3$ ausreichend ist. Für jedes Ereignis kann damit ein Korrekturfaktor als invertierte Akzeptanz $\mathcal{A}_{\bar{m}n}^{-1}(\cos \theta_{\bar{A}}^z; \cos \theta_{\bar{m}}, \cos \theta_n)$ analytisch berechnet werden.

Die Korrekturmethode wurde mit dem Monte-Carlo-Datensatz geprüft. Die korrigierte $C_{\bar{m},n}$ -Matrix und die "singlet fraction"-Verteilung für die MC-Ereignisse sind in Abb.4.19 dargestellt. Die scheinbare Korrelation im Element $C_{\bar{z},z}$ wurde auf Null korrigiert. Die "singlet fraction" liegt bei $SF=0.25$, einem Wert der die unkorrelierten Spinrichtungen von \bar{A} und A kennzeichnet.

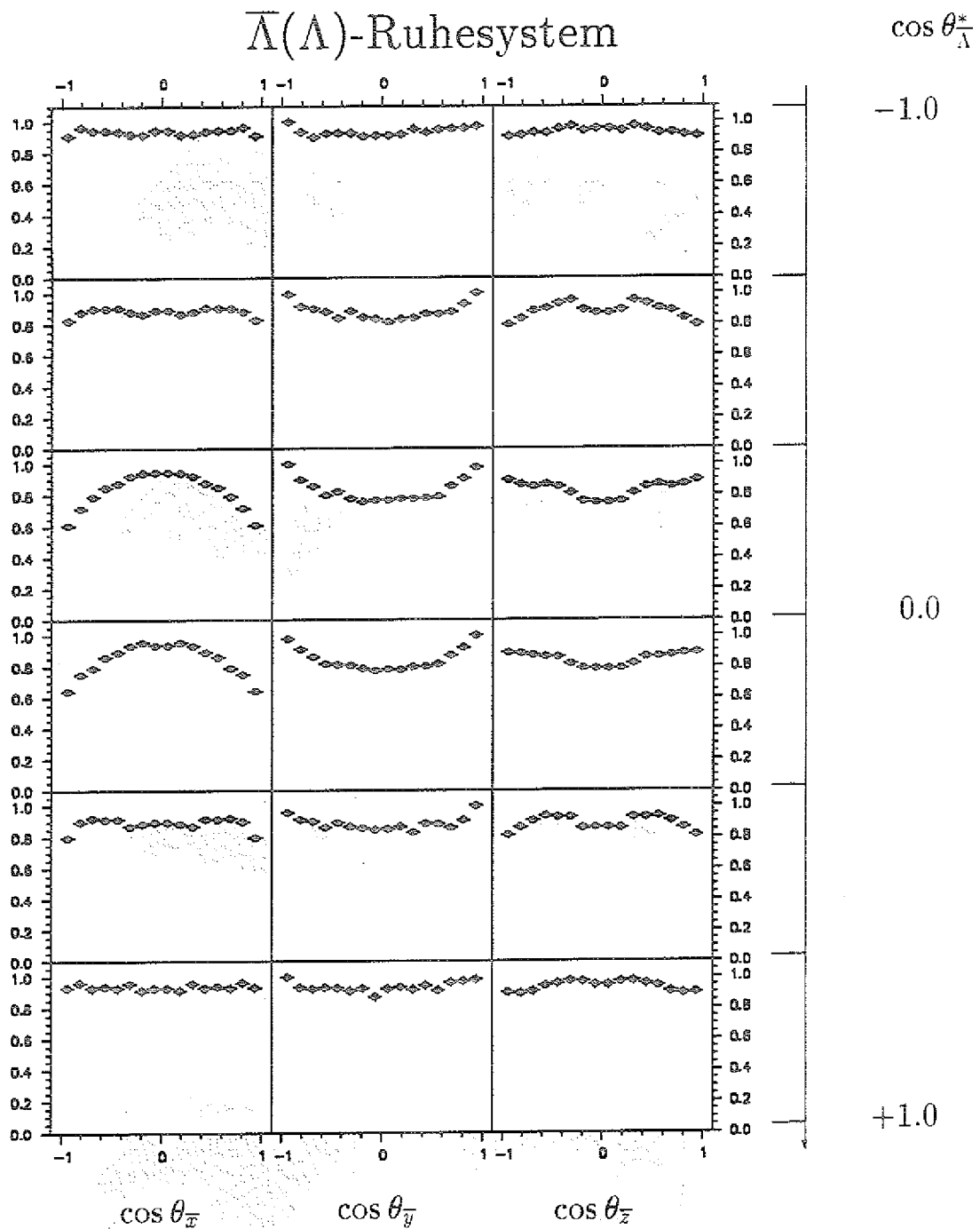


Abb.4.14:

Monte-Carlo-Daten: Effektive Akzeptanz für die symmetrisierten Ereignisse als Funktion der einzelnen Richtungskosinusse im Hyperon-Ruhesystem unterteilt in sechs $\cos \theta_{\Lambda}^*$ -Intervalle.

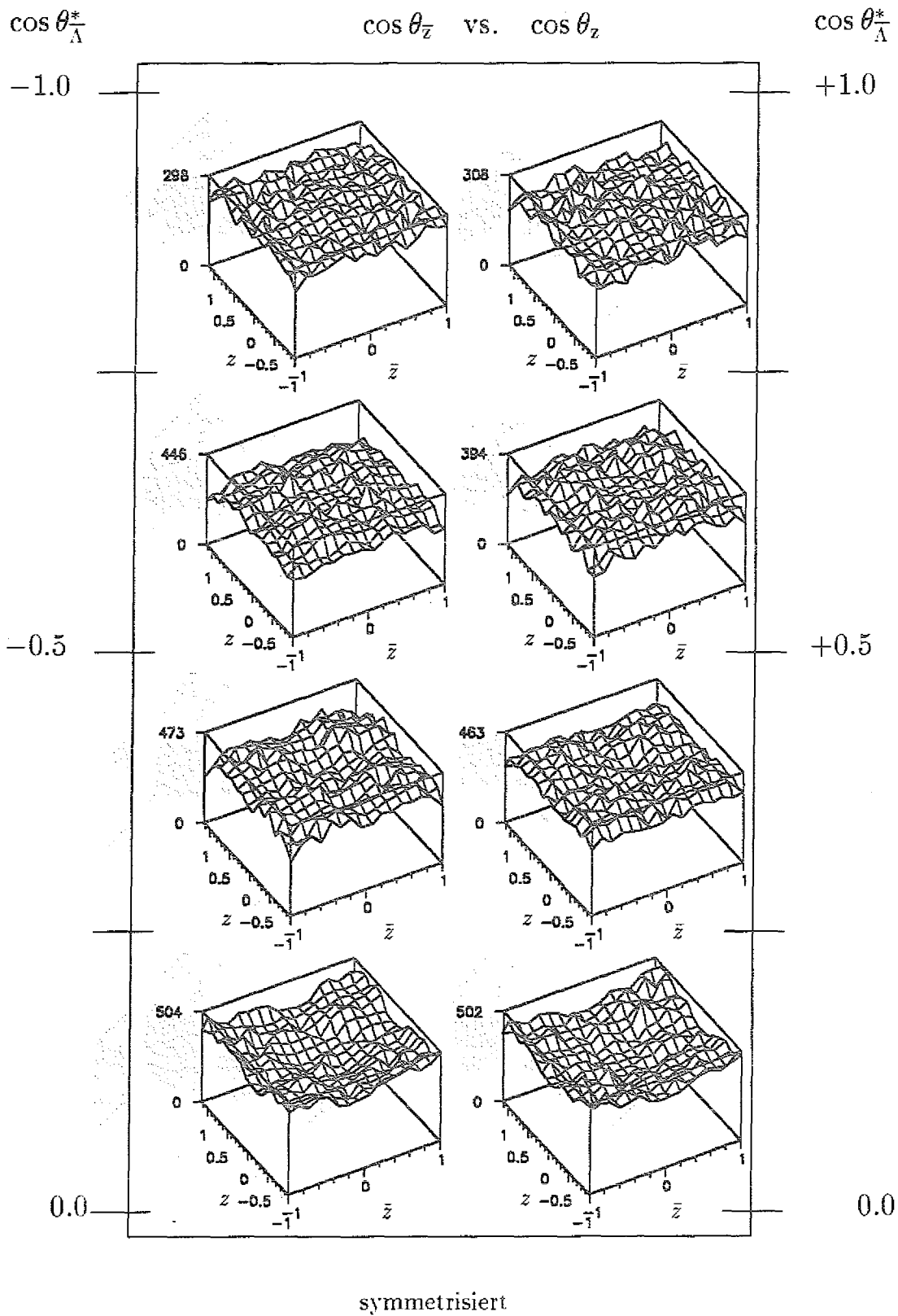


Abb.4.17:

Monte-Carlo-Daten: Die zweidimensionale symmetrisierte Akzeptanz-Funktion $A_{zz}(\cos \theta_z, \cos \theta_z)$ in acht Bereichen von $\cos \theta_A^*$.

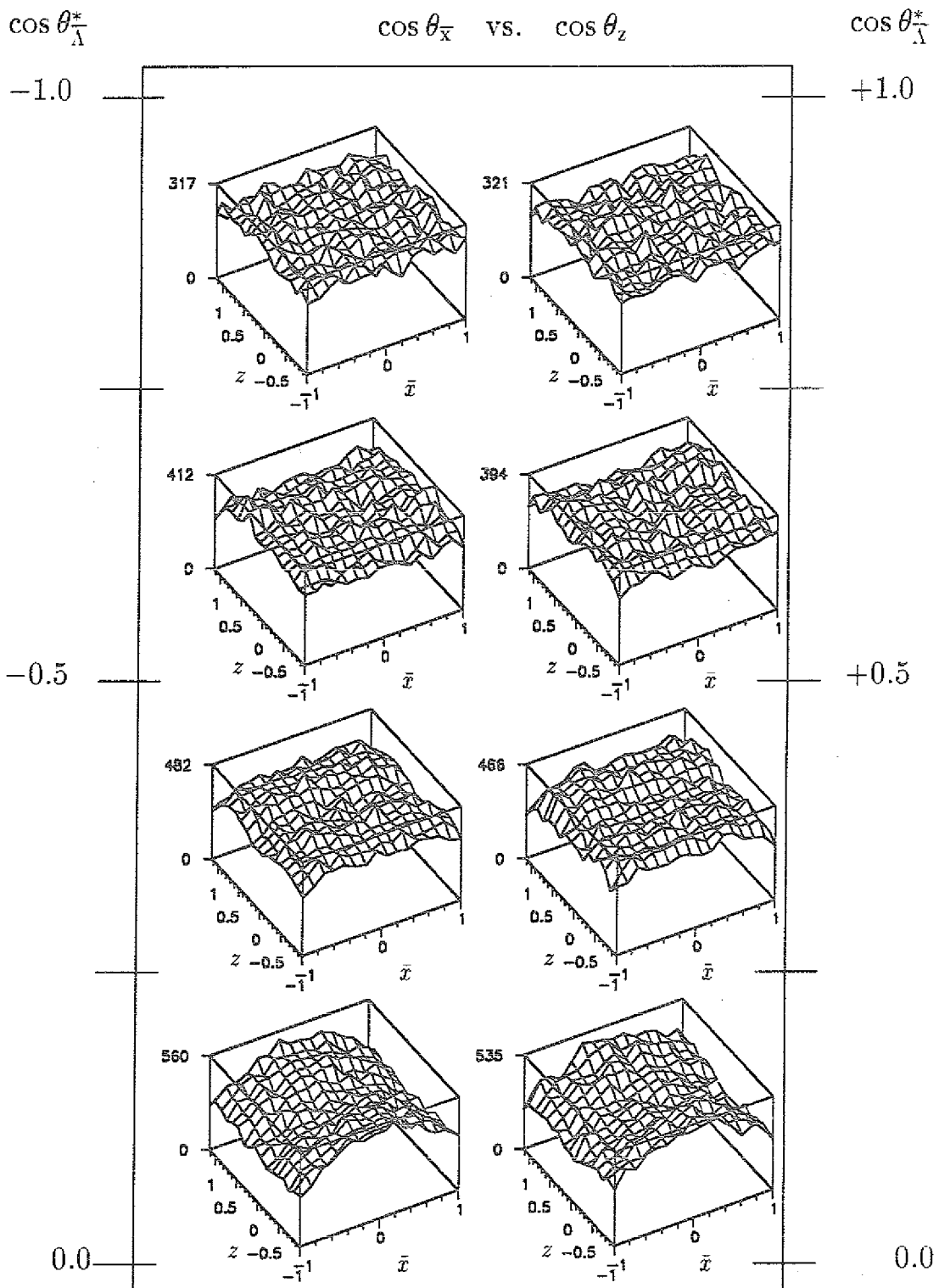


Abb.4.18:

Monte-Carlo-Daten: Die zweidimensionale symmetrisierte Akzeptanz-Funktion $A_{z\bar{x}}(\cos \theta_{\bar{x}}, \cos \theta_z)$ in acht Bereichen von $\cos \theta_{\bar{x}}$.

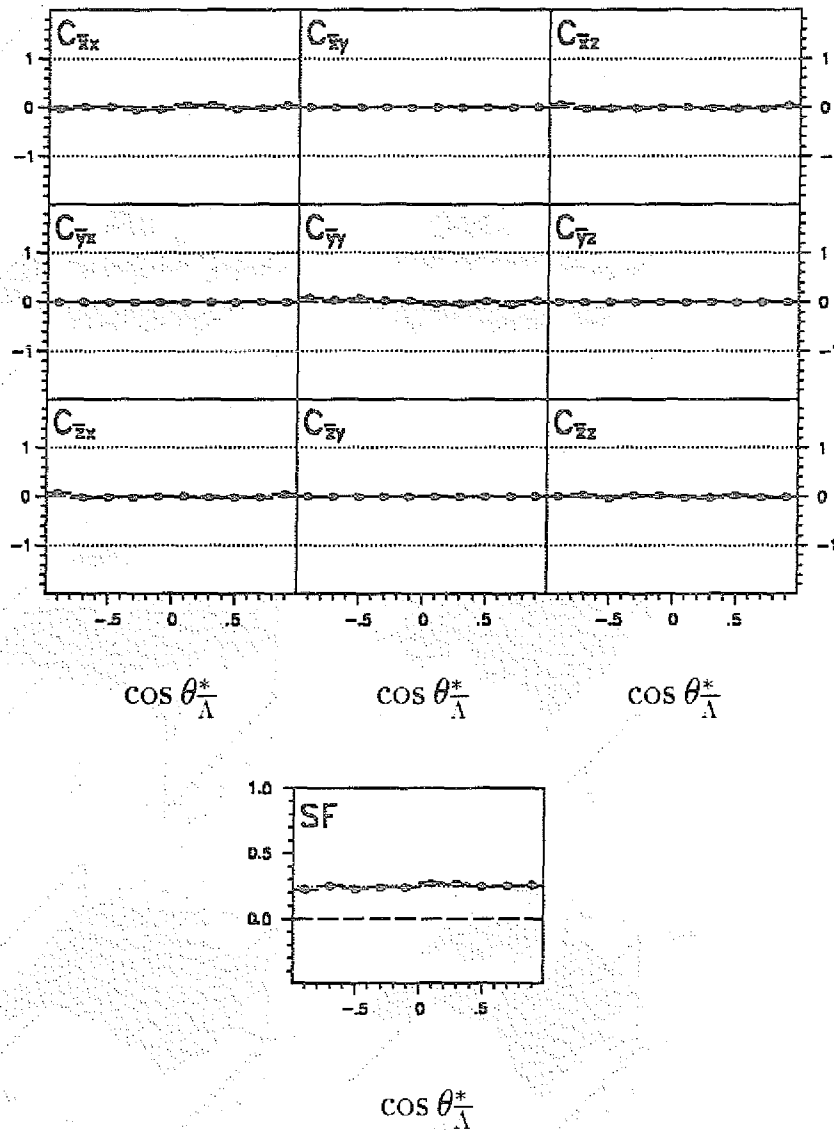


Abb.4.19:

Monte-Carlo-Daten: Die korrigierte Spinkorrelations-Koeffizienten und die "singlet fraction".

4.3.4 Extraktion der Akzeptanz aus den experimentellen Daten

Die Abb.4.20 zeigt die Projektionen der Endpunkte der Richtungsvektoren der Zerfallsprotonen und -antiprotonen in den Eigensystemen der Hyperonen auf die Produktionsebene. Die Abbildung basiert auf dem experimentellen Datensatz und ist analog zu der Abb.4.2 für die Monte-Carlo-Daten. Die beiden Darstellungen Abb.4.2 und Abb.4.20 sind kohärent zueinander, was bedeutet, daß die Akzeptanzlöcher in Monte Carlo Rechnungen qualitativ gut verstanden sind.

Da die $\bar{\Lambda}$ und Λ ohne Polarisation in der x - z -Ebene erzeugt werden, stellen die Verteilungen der $\bar{x}(x)$ - beziehungsweise $\bar{z}(z)$ -Projektion der Richtungskosinusse direkt die reduzierten Akzeptanzen dar (Abb.4.21 und Abb.4.22):

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\bar{x}}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z; \cos \theta_{\bar{x}}) & \quad \mathcal{A}_{\bar{z}}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z; \cos \theta_{\bar{z}}) \\ \mathcal{A}_x(\cos \theta_{\Lambda}^z; \cos \theta_x) & \quad \mathcal{A}_z(\cos \theta_{\Lambda}^z; \cos \theta_z) \end{aligned}$$

Für die Richtungskosinusse $\bar{y}(y)$, wo die Polarisation bedeutsam ist, werden die Verteilungen mit den Relationen beschrieben:

$$\begin{aligned} W_{\bar{p}}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z; \cos \theta_{\bar{y}}) &= \mathcal{A}_{\bar{y}}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z; \cos \theta_{\bar{y}})(1 + \bar{\alpha} P_{\bar{y}}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z) \cdot \cos \theta_{\bar{y}}) \\ W_p(\cos \theta_{\Lambda}^z; \cos \theta_y) &= \mathcal{A}_y(\cos \theta_{\Lambda}^z; \cos \theta_y)(1 + \alpha P_y(\cos \theta_{\Lambda}^z) \cdot \cos \theta_y) \end{aligned} \quad (4.29)$$

Daher können sie nicht direkt als Akzeptanz betrachtet werden. Die Gültigkeit der Detektor-Symmetrie (4.23) für die $\mathcal{A}_{\bar{y}}$ und \mathcal{A}_y kann wegen der Polarisation experimentell nicht überprüft werden. Wird diese Symmetrie in $\theta_{\bar{y}}(\theta_y)$ angenommen und angewandt, so ergibt sich zwangsweise eine in $\cos \theta_{\bar{y}(y)}$ symmetrische Verteilung, die die Form der Akzeptanzfunktion $\mathcal{A}_{\bar{y}}$ und \mathcal{A}_y über den ganzen $\cos \theta_{\bar{y}(y)}$ -Bereich wiedergibt:

$$\frac{1}{2} \{ W_{\bar{p}(p)}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z; \cos \theta_{\bar{y}(y)}) + W_{\bar{p}(p)}(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z; -\cos \theta_{\bar{y}(y)}) \} = \mathcal{A}_{\bar{y}(y)} \quad (4.30)$$

In den Abbildungen 4.21 und 4.22 sind reduzierte Akzeptanzen aus den experimentellen Daten, analog zu Abb.4.4 und 4.5 für Monte-Carlo-Daten, dargestellt. Der Vergleich zeigt, daß eine gute Übereinstimmung der Monte-Carlo-Vorhersagen mit den experimentellen Ergebnissen in der x - und \bar{x} -Projektion sichtbar ist; jedoch in \bar{z} -Projektion treten Unterschiede im Vorwärtswinkelbereich des $\bar{\Lambda}$ auf. Die Monte-Carlo-Simulation gibt einen konstanten Verlauf in $\cos \theta_{\bar{z}}$. Im Gegensatz dazu ist experimentell eine zu $\cos \theta_{\bar{z}} = 0$ unsymmetrische Abnahme der Akzeptanz deutlich erkennbar. Das Minimum tritt für $\cos \theta_{\bar{z}} \approx -1$ auf. Kinematisch entspricht dies den langsamen Antiprotonen, die mit den schnellen Pionen π^+ korreliert sind (Abb.1.4).

Die Formen der Winkelverteilungen der \mathcal{A}_y -Akzeptanzen (mittlere Darstellung in Abb.4.22) weisen keine bedeutsamen Unterschiede zu Monte-Carlo-Vorhersagen (Abb.4.5) auf. Im $\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z$ -Vorwärtswinkelbereich für die $\mathcal{A}_{\bar{y}}$ -Funktion (Abb.4.21) ist gegenüber den MC-Rechnungen (Abb.4.4) in der Form eine stärkere Abnahme der experimentellen Akzeptanz bemerkbar; die experimentellen Daten zeigen bei $\cos \theta_{\bar{y}} = 0$ einen deutlichen Einbruch. Die im

$\cos \theta_{\Lambda}^z$ -Rückwärtsbereich auftretenden unterschiedlichen Strukturen können zum einen aus der verletzten Teilchen-Antiteilchen-Symmetrie des Detektors aufgrund der unterschiedlichen hadronischen Wechselwirkungen resultieren (bei einem Impuls von 0.5 GeV/c unterscheidet sich der Reaktionswirkungsquerschnitt von $\bar{p}p$ und pp um ca. 120 mb [RPP90]). Zum anderen werden diese Differenzen auch durch den "unkorrigierbaren" Anteil der Teilchen-Antiteilchen-Fehlidentifizierung (Kapitel 2.5: Mult=1 und Effekte zweiter Ordnung) beeinflusst.

Intrinsisches Korrekturverfahren

In Kapitel 4.3.2 wurde die Akzeptanz für Spinkorrelations-Koeffizienten mit Monte-Carlo-Daten beschrieben. Hier wird eine neue Methode vorgestellt, die aus experimentellen Daten unkorrelierte $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paare produziert. Dies geschieht, wenn für zwei beliebige Ereignisse aus einem $\cos \theta_{\Lambda}^z$ -Bin ein Umtausch der Λ -Teilchen (oder $\bar{\Lambda}$) vorgenommen wird:

$$\text{für } \cos \theta_{\Lambda}^z \text{-Bin:} \quad \begin{array}{l} \text{Ereignis \# } i \quad (\bar{\Lambda}_i), \Lambda_i \quad \searrow \nearrow \quad (\bar{\Lambda}_i), \Lambda_j \\ \text{Ereignis \# } j \quad (\bar{\Lambda}_j), \Lambda_j \quad \nearrow \searrow \quad (\bar{\Lambda}_j), \Lambda_i \end{array} \quad (4.31)$$

Vorteil: Detektoreinflüsse, sowohl bekannte wie im Monte-Carlo einprogrammiert als auch unbekannt, werden in dieser Art mit berücksichtigt.

Die Abb.4.23 zeigt die Spinkorrelations-Koeffizienten für den unkorrelierten "experimentellen" Datensatz (vgl. hierzu die M.C.-Daten in Abb.4.13):

- Wie in der M.C.-Rechnung schon beobachtet und erklärt, tritt auch hier wieder eine scheinbare Korrelation im $C_{\bar{x},x}$ -Element deutlich auf.
- Im Gegensatz zu dem Monte-Carlo-Ergebnis weist das $C_{\bar{z},z}$ -Element eine negative scheinbare Korrelation auf.
- Auch die $C_{\bar{y},z}$ - und $C_{\bar{z},y}$ -Elemente zeigen deutliche, im Vorzeichen unterschiedliche, scheinbare Strukturen, die in der Monte-Carlo-Simulation nicht reproduziert werden.
- Die \bar{y} und y enthaltenden Elemente spiegeln die Struktur der von null unterschiedlichen Polarisation wider, vergleiche speziell die $C_{\bar{y},x}$ und $C_{\bar{y},z}$ mit der Polarisation, dargestellt in Abb.4.33, siehe hierzu das Kapitel 4.5.

In Abbildungen 4.24 bis 4.27 sind die $\mathcal{A}_{\bar{x}x^-}$, $\mathcal{A}_{\bar{y}y^-}$, $\mathcal{A}_{\bar{z}z^-}$ und $\mathcal{A}_{\bar{x}z^-}$ Akzeptanzen dargestellt, die aus den "experimentellen" unkorrelierten Daten resultieren. Die $\mathcal{A}_{\bar{y}y^-}$ -Verteilung wurde in \bar{y} und y symmetrisiert, um Polarisationseffekte zu beseitigen. Die bereits oben im Bezug auf die Abb.4.21 und 4.22 beschriebenen Unterschiede im Verhalten der Akzeptanz zwischen Monte-Carlo und "experimentellen" Ergebnissen sind nun auf den dargestellten Flächen sichtbar.

Abbildungen 4.28 bis 4.31 zeigen die mit der Symmetrie der vier Ereignisse (4.27) erstellten effektiven Akzeptanzen, analog zu Abb.4.15 bis 4.18 für die Monte-Carlo-Daten. Diesen Akzeptanzflächen wurden Polynomen (4.28) angepaßt, um die auf den "experimentellen" Daten beruhenden Korrekturfunktionen für die Bestimmung der Spinkorrelations-Koeffizienten zu gewinnen. Die scheinbaren Korrelationen in den $C_{\bar{x},x}$, $C_{\bar{x},z}$, $C_{\bar{z},z}$, $C_{\bar{z},x}$ -Elementen für die unkorreliert erzeugten "experimentellen" Daten (Abb.4.23), lassen sich mit der so gewonnenen Korrekturfunktionen aufheben. Wie zu erwarten (hier aber nicht dargestellt), erhält man für die Korrelations-Koeffizienten $C_{\bar{m},n}$ aus den vertauschten nicht korrelierten Daten keine Strukturen mehr und der SF-Wert wird 0.25 wie im korrigierten Monte-Carlo-Ergebnis (Abb.4.19). Die Korrekturmethode, die die unkorreliert erzeugten experimentellen Daten verwendet, wird im folgenden als *intrinsisches Korrekturverfahren* bezeichnet.

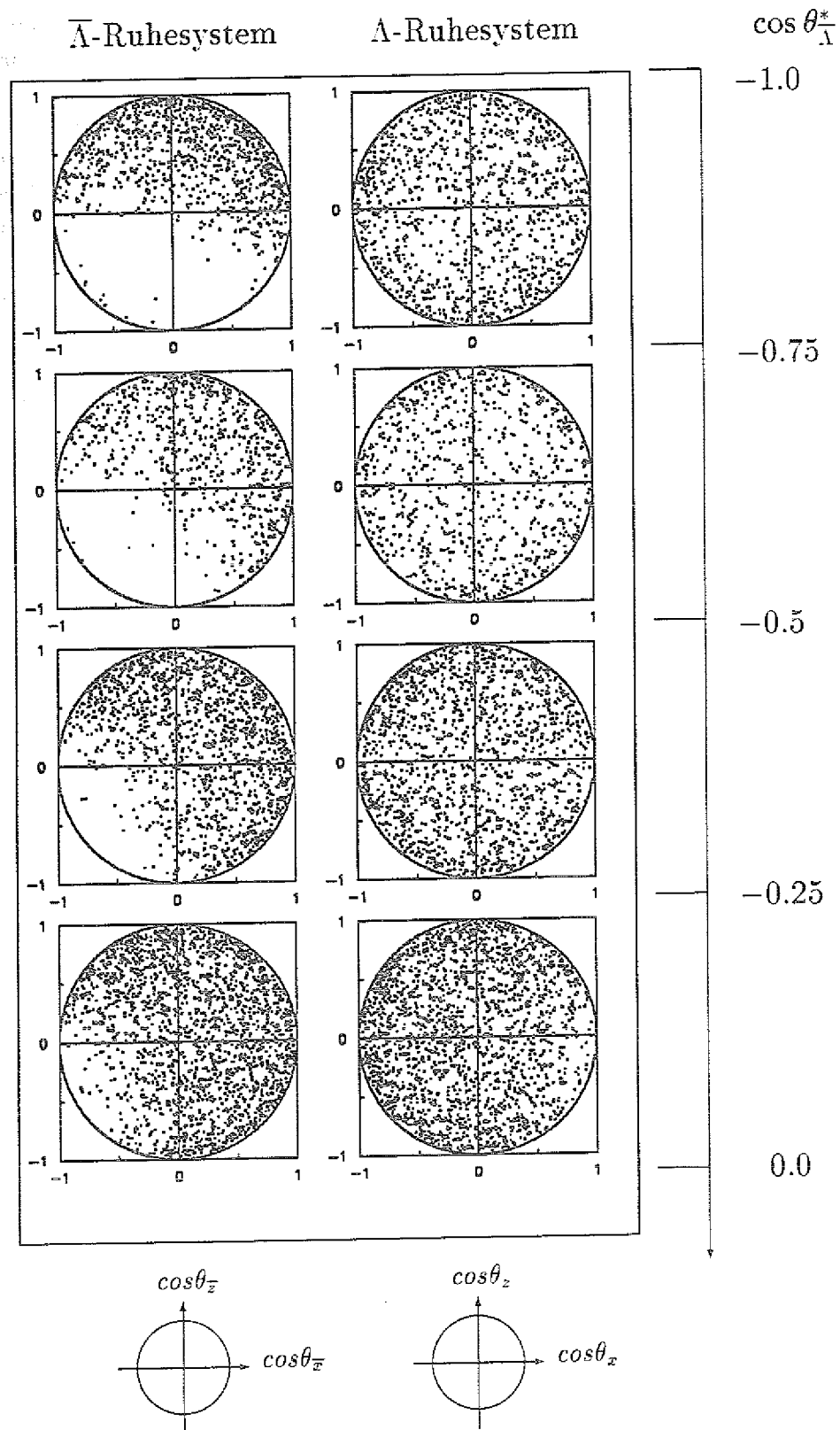
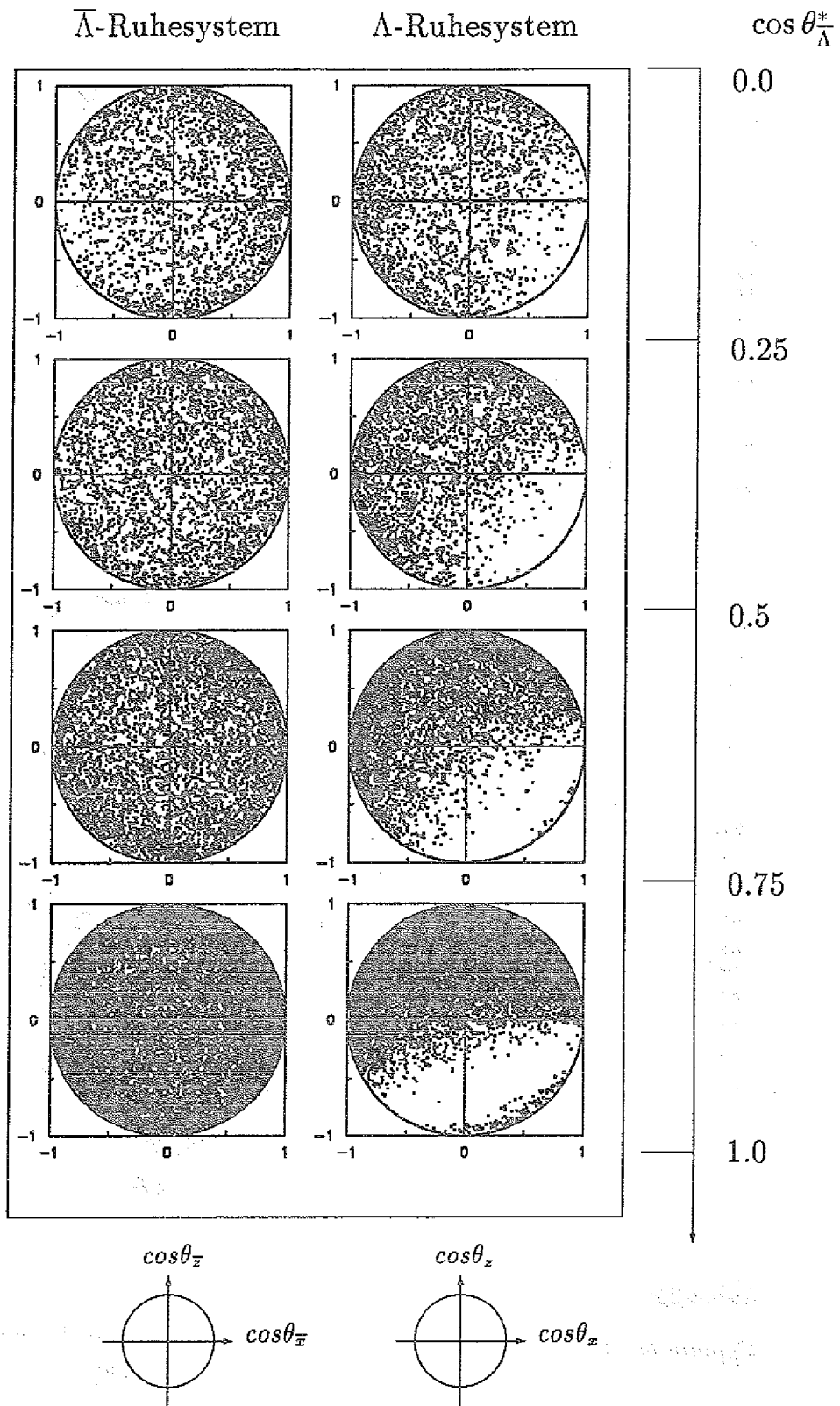


Abb.4.20:

Experimentelle Daten: Projektion der Endpunkte der Richtungsvektoren für Zerfallsprotonen und -antiprotonen in den $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Ruhesystemen auf die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Produktionsebene.

- Auf dieser Seite: für den θ_{Λ}^* -Rückwärtsbereich.
- Auf der nächsten Seite: für den θ_{Λ}^* -Vorwärtsbereich



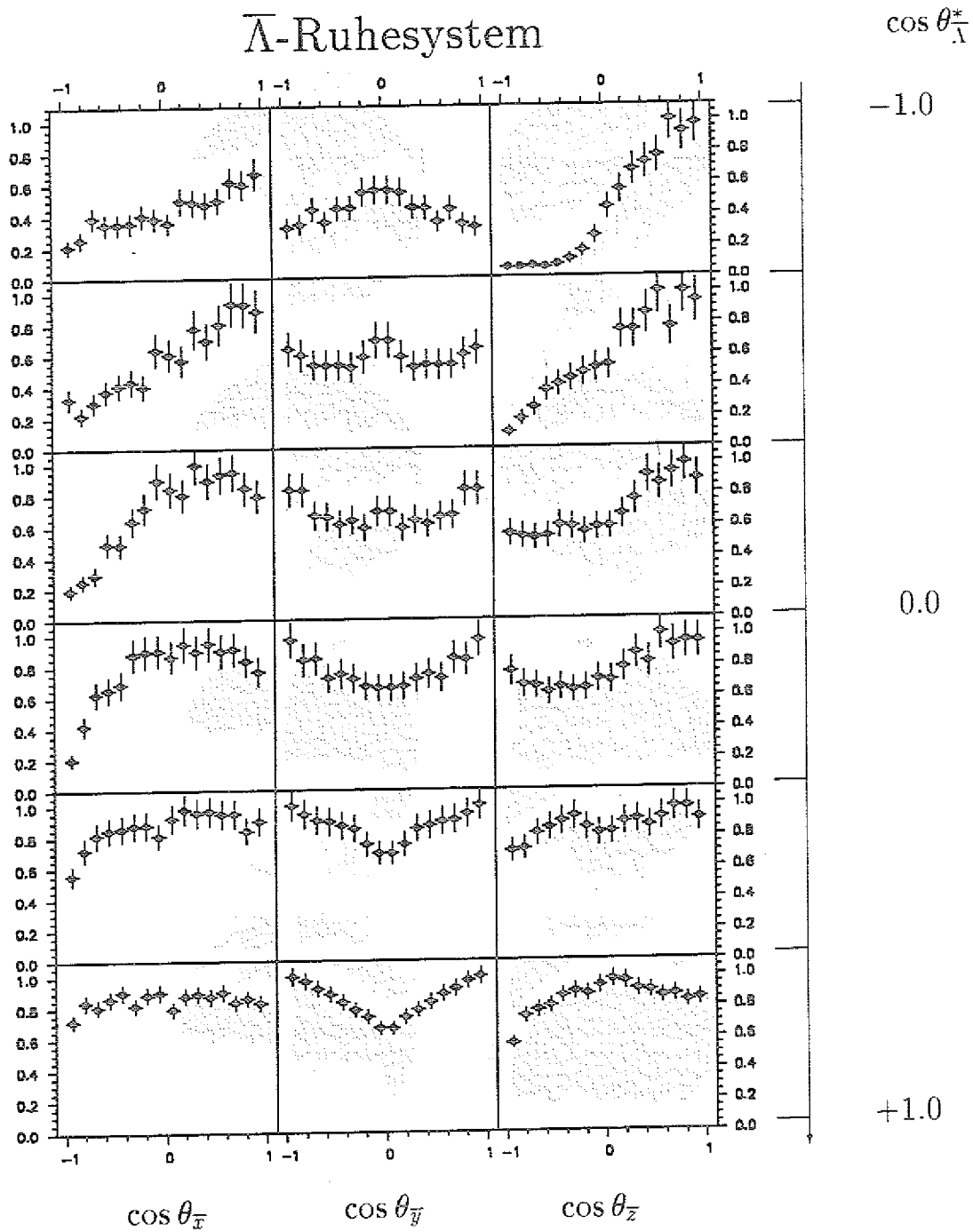


Abb.4.21:

Experimentelle Daten: Reduzierte Akzeptanz als Funktion der einzelnen Richtungskosinusse im $\bar{\Lambda}$ -Ruhesystem für sechs Bereiche von $\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^$.*

Λ -Ruhesystem

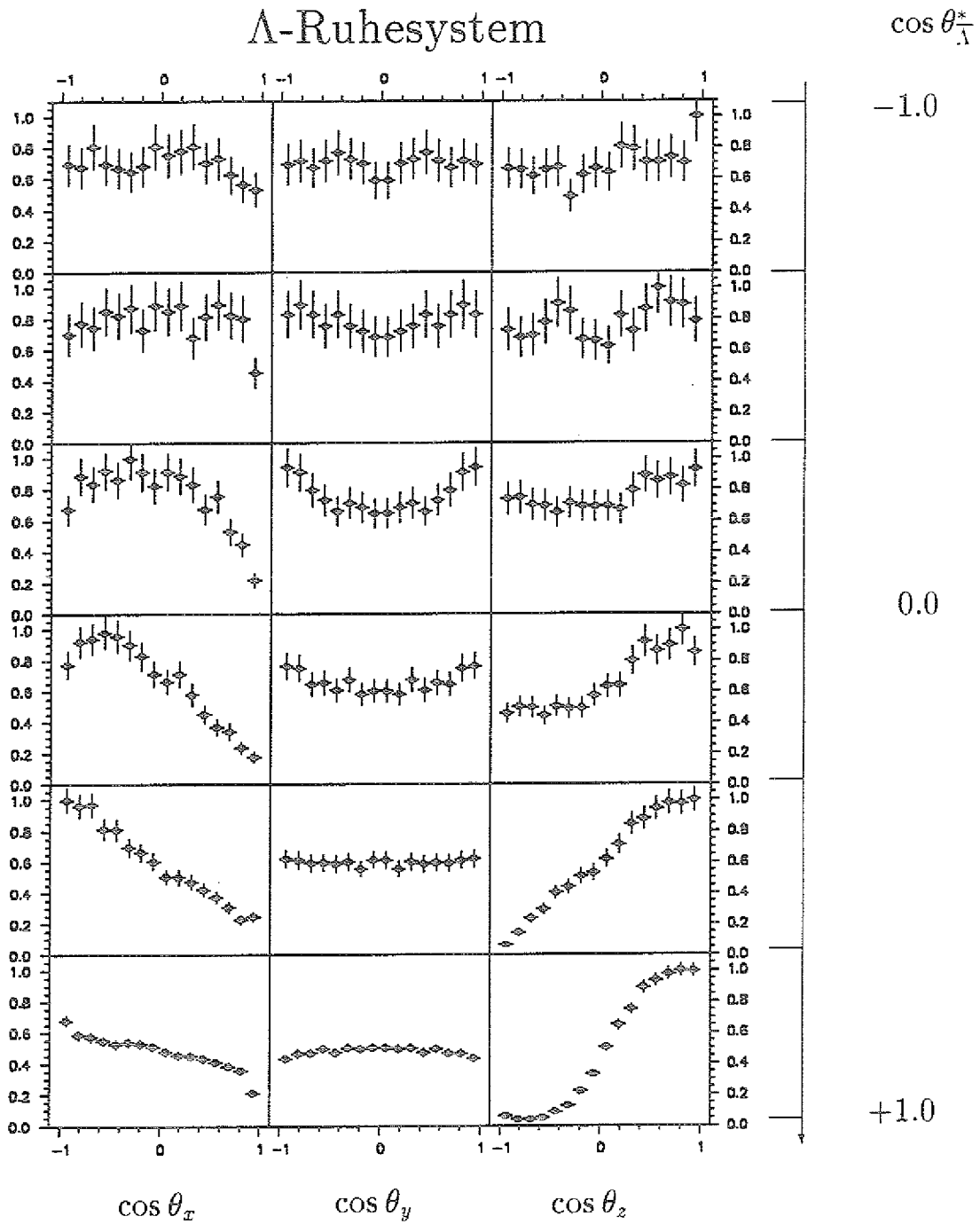


Abb.4.22:

Experimentelle Daten: Reduzierte Akzeptanz als Funktion der einzelnen Richtungskosinusse im Λ -Ruhesystem für sechs Bereiche von $\cos \theta_{\Lambda^*}$.

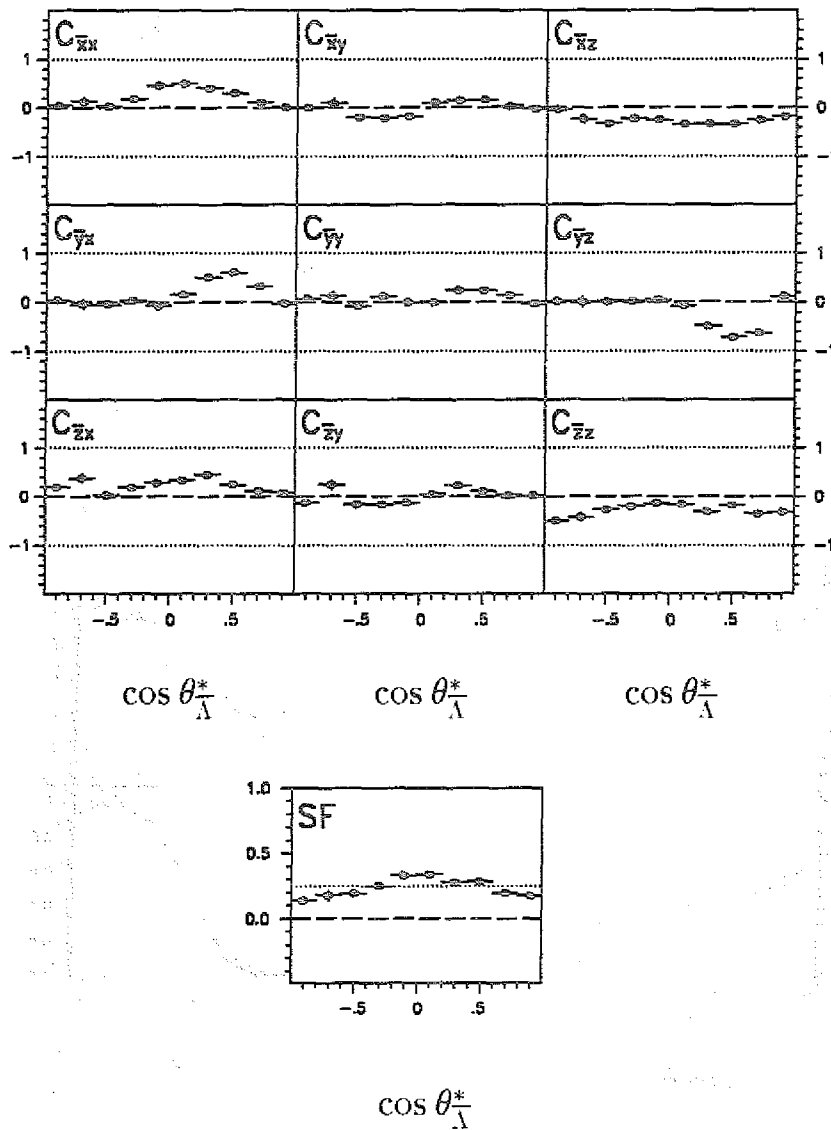


Abb.4.23:

Unkorrelierte experimentelle Daten: Die Spinkorrelations-Koeffizienten und die "singlet fraction".

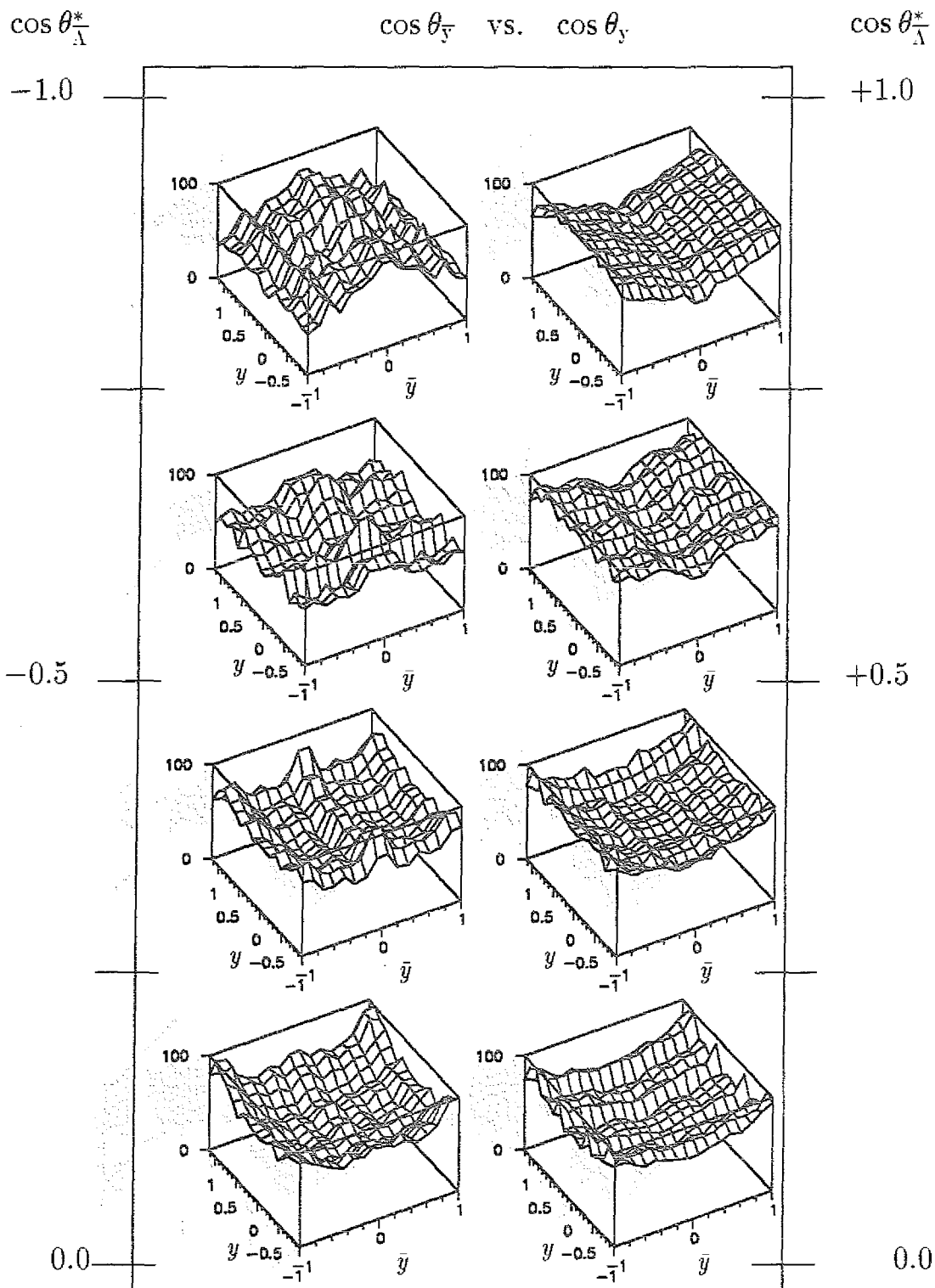


Abb.4.25:

Unkorrelierte experimentelle Daten: Die zweidimensionale Akzeptanz-Funktion $A_{\bar{y}y}(\cos \theta_{\bar{y}}, \cos \theta_y)$ in acht Bereichen von $\cos \theta_{\Lambda}^*$.

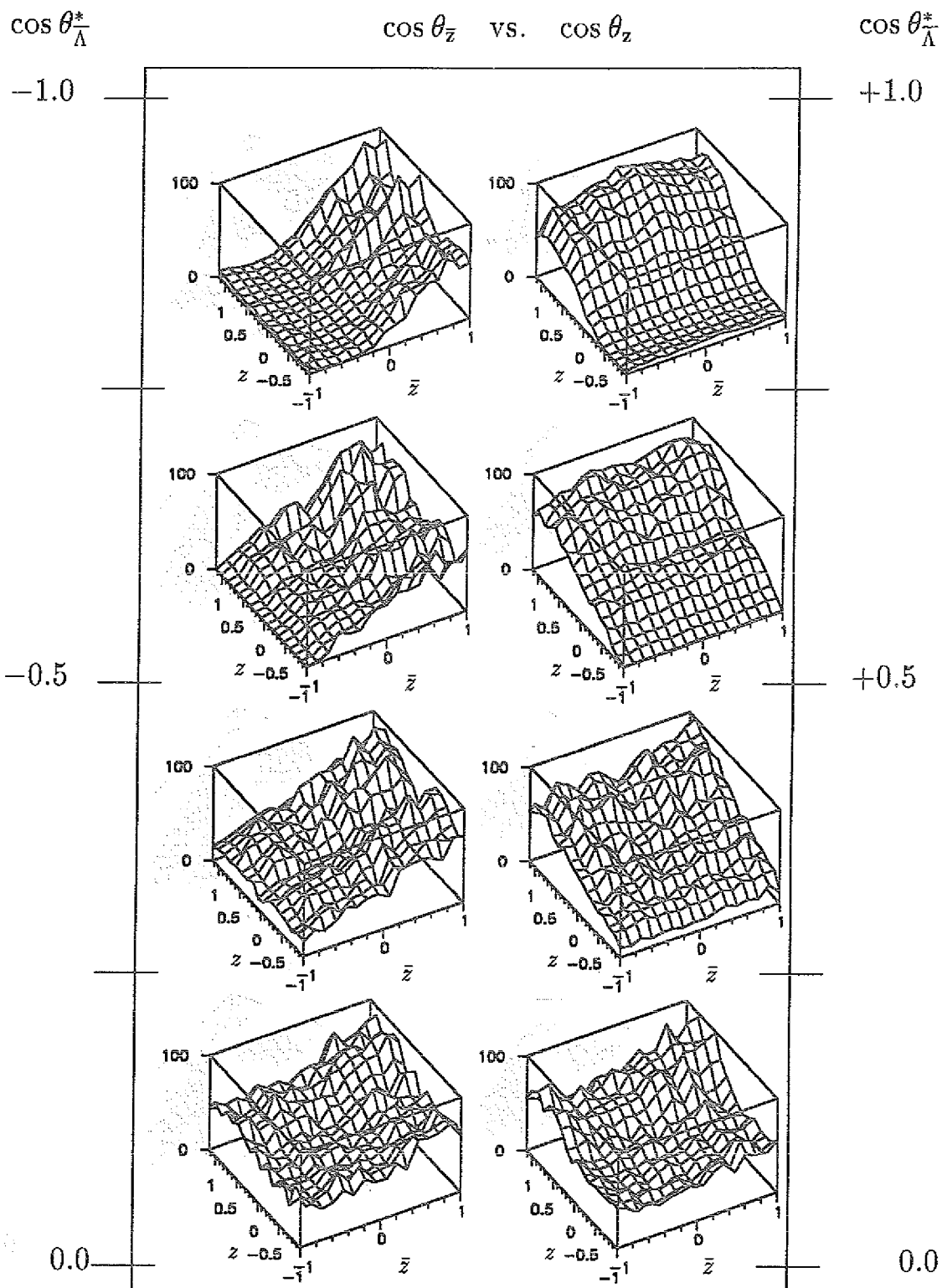


Abb.4.26:

Unkorrelierte experimentelle Daten: Die zweidimensionale Akzeptanz-Funktion $A_{zz}(\cos \theta_{\bar{z}}, \cos \theta_z)$ in acht Bereichen von $\cos \theta_{\Lambda}^*$.

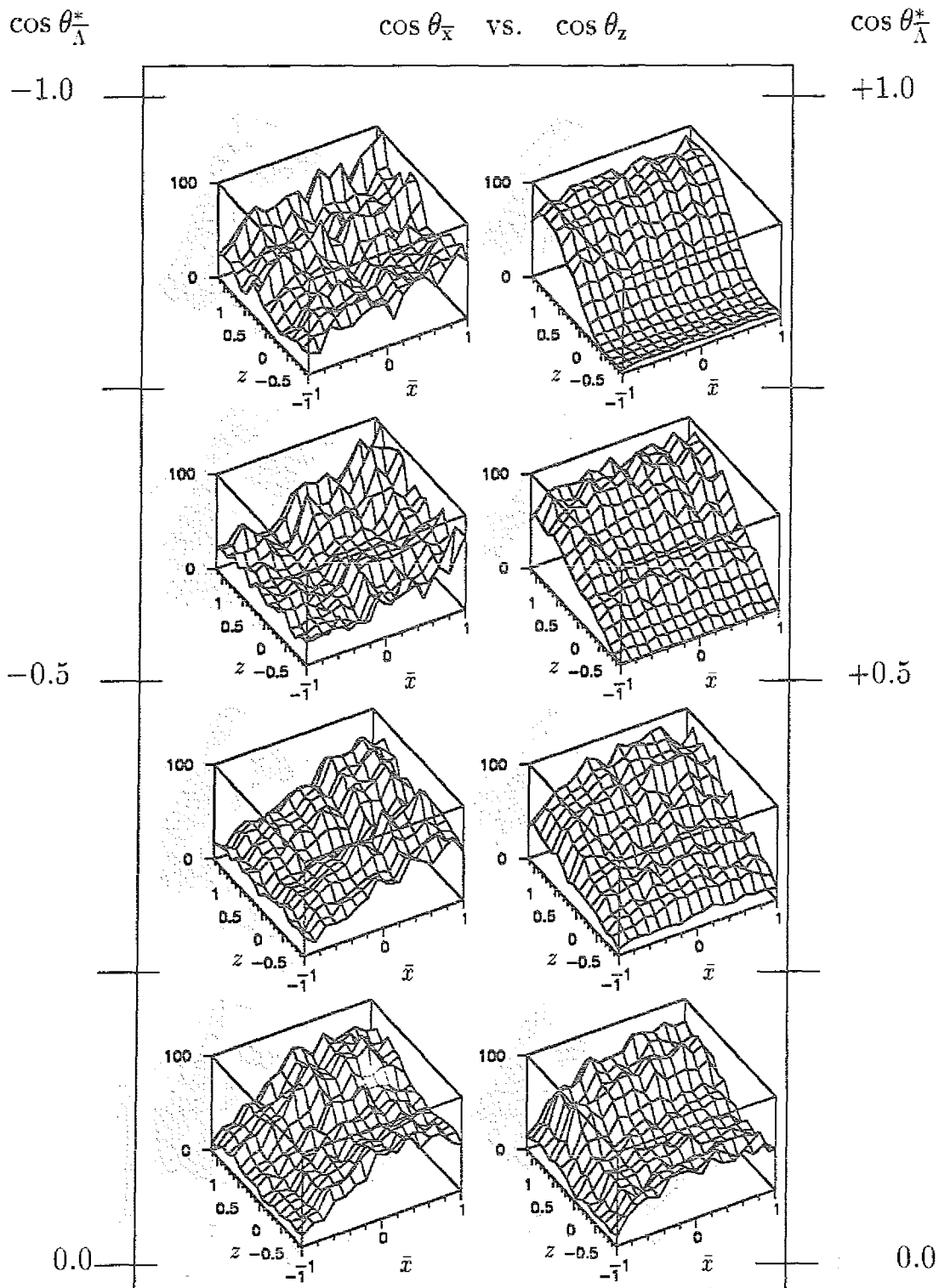


Abb.4.27:

Unkorrelierte experimentelle Daten: Die zweidimensionale Akzeptanz-Funktion $A_{z\bar{z}}(\cos \theta_{\bar{x}}, \cos \theta_z)$ in acht Bereichen von $\cos \theta_{\Lambda}^*$.

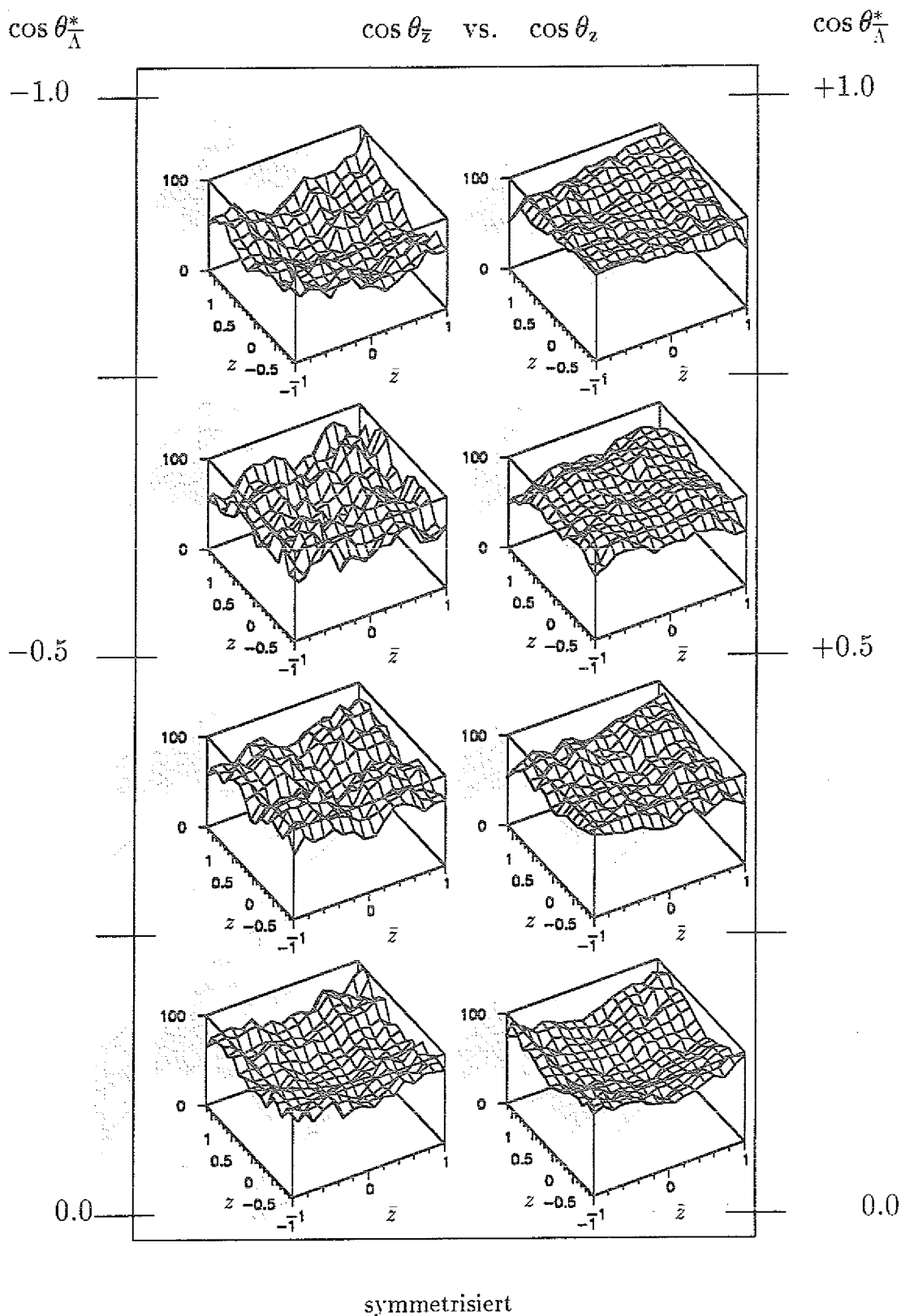


Abb.4.30:

Unkorrelierte experimentelle Daten: Die symmetrisierte zweidimensionale Akzeptanz-Funktion $\mathcal{A}_{\bar{z}z}(\cos \theta_{\bar{z}}, \cos \theta_z)$ in acht Bereichen von $\cos \theta_{\Lambda}^*$.

4.4 Experimentelle Ergebnisse: Die Polarisation

Zur Bestimmung der Polarisation wurden 36 977 gemessene und identifizierte $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignisse unter Benutzung der Formel 4.18 ausgewertet.

Die Abb.4.32 zeigt getrennt für $\bar{\Lambda}$ und Λ die Polarisation in 20 Bereichen von $\cos\theta_{\Lambda}^z$. Innerhalb der statistischen Fehler stimmen die Polarisationswerte der beiden Hyperonen überein, wie aus der C-Invarianz der starken Wechselwirkung erwartet wird.

Die in Abb.4.33a gezeigte "mittlere" Polarisation P_y wurde aus der Summe der $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Zerfallsereignisse bestimmt, wobei die Meßwerte für die Λ -Zerfälle in die der $\bar{\Lambda}$ -Zerfälle kinematisch umgewandelt wurden ($\cos\theta_y \rightarrow -\cos\theta_y$, Abb.4.1). Dies Verfahren ist exakt gültig, solange die CP-Symmetrie der schwachen Zerfälle von $\bar{\Lambda}$ und Λ erfüllt ist.

Die Polarisation, gemessen bei einem \bar{p} -Impuls von 1.9185 GeV/c, zeigt einen deutlich negativen Verlauf im Produktionswinkelbereich bis $\theta_{\Lambda}^z \approx 90^\circ$ ($t' \geq -0.65$ (GeV/c)²). Sie erreicht eine maximale Amplitude $P_y = -0.55 \pm 0.05$ bei $\theta_{\Lambda}^z = (66 \pm 3)^\circ$ ($t' = -0.37 \pm 0.03$). Für die Produktionswinkel $\theta_{\Lambda}^z \geq 90^\circ$ weist sie erst leicht positive Werte auf, danach ist die Amplitude mit Null verträglich. Für kleine Vorwärtswinkel nimmt die Polarisation einen positiven Wert an. Dank der in diesem Bereich hohen Zählrate ist eine genauere Untersuchung des Verlaufes möglich. In Abb.4.33b ist die Polarisation im Winkelbereich $\theta_{\Lambda}^z \leq 37^\circ$ ($t' \geq -0.13$) mit einer $\cos\theta_{\Lambda}^z$ -Binbreite von 0.025 dargestellt. Man erkennt einen positiven Verlauf der Polarisation unter kleinen Winkeln mit einer maximalen Amplitude von 0.2 ± 0.05 . Der Vorzeichenwechsel der Polarisation geschieht bei $\theta_{\Lambda}^z = (27 \pm 3)^\circ$ ($t' = -0.07 \pm 0.02$).

In Abb.4.34 wird die Polarisation als Funktion des reduzierten quadratischen Viererimpulsübertrages t' zusammen mit der Polarisation bei zwei niedrigeren Strahlimpulsen dargestellt [DUT88] und [SEH89].

Es läßt sich hier ein systematisches Verhalten der Polarisation beobachten:

- Die für kleine Impulsüberträge positive Amplitude sinkt mit wachsendem Beam-Impuls und weist bei der gegenwärtigen Messung von 1.9185 GeV/c in der Amplitude noch einen kleinen aber Signifikanten Beitrag auf.
- Der bei 1.546 GeV/c sichtbare negative Verlauf der Polarisation dehnt sich beim Impuls 1.695 GeV/c auf den nun erweiterten Bereich von t' aus.
- Bei 1.9185 GeV/c ist der t' -Bereich der negativen Polarisation enger. Bei $t' \approx -0.65$ (GeV/c)² tritt ein zweiter Null-Durchgang auf.

- Im weiteren Bereich von t' macht sich bei 1.9185 GeV/c ein neues positives Verhalten bemerkbar, im Bereich der großen Impulsüberträge ist die Polarisation mit Null verträglich.

Der Verlauf der Polarisation kann durch die zum Teil falsche Teilchen-Antiteilchen Identifizierung beeinflusst sein. Dieser Effekt ist für kleine Winkel sicherlich vernachlässigbar, für große Winkel aber doch eventuell relevant. Die Abb.4.35a zeigt für die sagitta-widersprüchlichen Ereignisse mit Multiplizität 3 und 4 (Kapitel 2.5) die resultierende Polarisation-Verteilung. Die negative Polarisation aus dem Vorwärtsbereich des θ_{Λ}^z spiegelt sich bei den Rückwärtswinkeln wider. Wie im Kapitel 2.5 beschrieben, lassen sich diese Ereignisse korrigieren. Die Abb.4.35b stellt die entsprechende "korrigierte" Polarisation dar. Die Transformation der Meßgrößen infolge der Fehlidentifizierung geschieht auf folgende Weise:

ein richtig interpretiertes Ereignis:

$$\begin{array}{ccc} & \bar{\Lambda}\text{-Zerfall} & \Lambda\text{-Zerfall} \\ \cos \theta_{\Lambda}^z, \vec{k}_{\bar{p}} = (\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}) & & \vec{k}_p = (x, y, z) \end{array} \quad (4.32)$$

ein falsch interpretiertes Ereignis:

$$\begin{array}{ccc} & \bar{\Lambda}\text{-Zerfall} & \Lambda\text{-Zerfall} \\ -\cos \theta_{\Lambda}^z, \vec{k}_{\bar{p}} = (-x, -y, z) & & \vec{k}_p = (-\bar{x}, -\bar{y}, \bar{z}) \end{array}$$

Für ein $\cos \theta_{\Lambda}^z$ -Bin gilt: der Richtungskosinus y eines Zerfallsprotons ändert das Vorzeichen und wird als Richtungskosinus $-y$ eines Antiprotons bei $-\cos \theta_{\Lambda}^z$ interpretiert. Analog geschieht dies mit dem Richtungskosinus \bar{y} . So wird die Polarisation aus dem Vorwärtswinkelbereich in den Rückwärtswinkelbereich übertragen. Dabei spielt sowohl die Höhe der Amplitude als auch die Größe der Zählrate in dem entsprechenden Bin eine Rolle. Aus den sagitta-widersprüchlichen Ereignissen der Multiplizität 2 ergibt sich die in Abb.4.35c dargestellte Polarisation-Verteilung. Da diese Ereignisse "unkorrigierbar" sind (siehe Kapitel 2.5), wurden sie bei der Bestimmung der Polarisation ausgeschlossen. Es bleibt ein Anteil der fehlidentifizierten Ereignisse der Multiplizität 1 in der Verteilung 4.33 enthalten (siehe Kapitel 2.5).

Die Verteilung der Polarisation kann mit den zugeordneten Legendre-Polynomen [BRO79] beschrieben werden:

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

Die Abb.4.33a zeigt, daß für eine gute Beschreibung Legendre Polynomen bis zum 7. Grad ausreichen. Wie oben schon beschrieben, werden die Polarisationwerte im rückwärtigen Winkelbereich durch die Fehlidentifizierung beeinflusst und können durchaus mit Fehlern behaftet sein, die größer sind, als die angegebenen statistischen Fehler. Deshalb werden diese Werte bei der

n_{max}	7
χ^2	1.29
b_1	-0.117 ± 0.020
b_2	-0.163 ± 0.018
b_3	-0.021 ± 0.015
b_4	0.091 ± 0.011
b_5	0.056 ± 0.009
b_6	-0.017 ± 0.009
b_7	-0.011 ± 0.007

Tabelle 4.1: Die Entwicklungskoeffizienten der Anpassung mit den zugeordneten Legendre-Polynomen an die Polarisationsverteilung

Anpassung mit geringerem Gewicht betrachtet. Die Entwicklungskoeffizienten sind in Tab. 4.1 aufgelistet. Die Interpretation des maximalen Grades der Anpassung ist gleich der bei dem differentiellen Wirkungsquerschnitt beschrieben (siehe Kapitel 3.3):

$$n_{max} \leq 2 \cdot j_{max}$$

wobei j_{max} für den maximalen Gesamtdrehimpuls im $\bar{A}A$ -System steht. Mit $n_{max} = 7$ läßt sich annehmen, daß der maximale Gesamtdrehimpuls j_{max} in der Produktion eventuell ≥ 4 war. Dies stimmt mit dem Ergebnis der Anpassung der normalen Legendre Polynomen an den differentiellen Wirkungsquerschnitt überein (Kapitel 3.3).

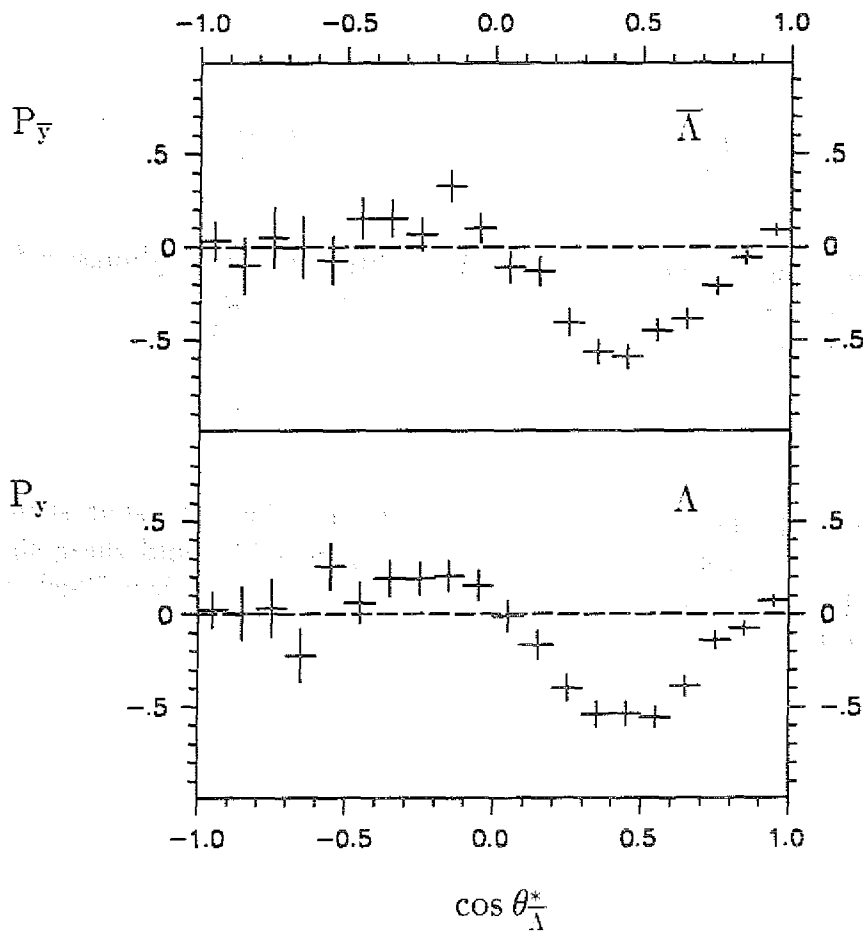


Abb. 4.32:

Die Verteilung der Polarisation für $\bar{\Lambda}$ und Λ als Funktion des Kosinus des $\bar{\Lambda}$ -Streuwinkels in c.m.-System.

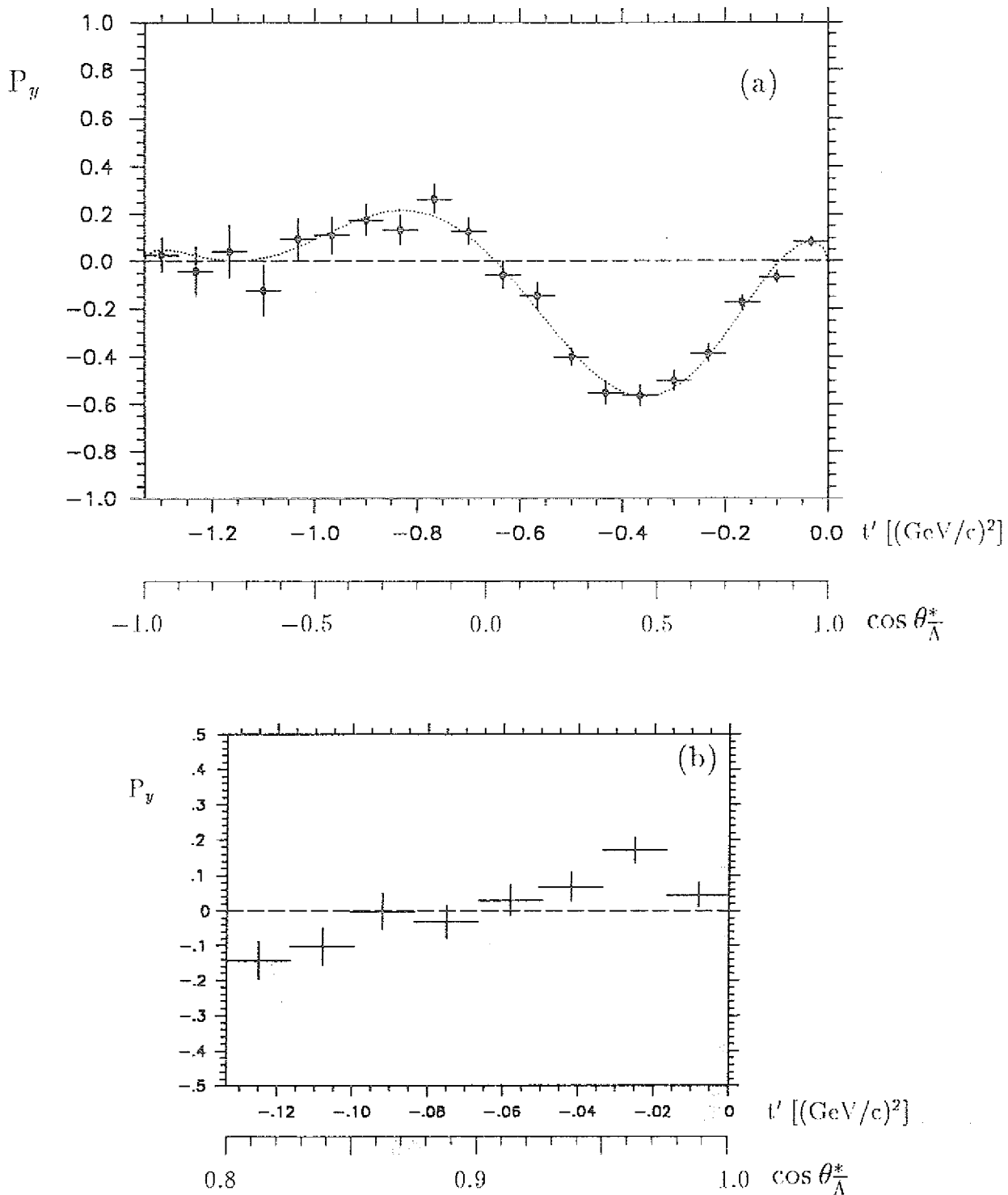
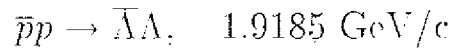


Abb.4.33:

- (a) Die "mittlere" Polarisation von $\bar{\Lambda}$ und Λ bei $1.9185 \text{ GeV}/c$;
Anpassung mit den zugeordneten Legendre-Polynomen bis zur 7. Ordnung
- (b) Verlauf der Polarisation für den Kleinwinkelbereich $\cos \theta_{\Lambda}^* \geq 0.8$

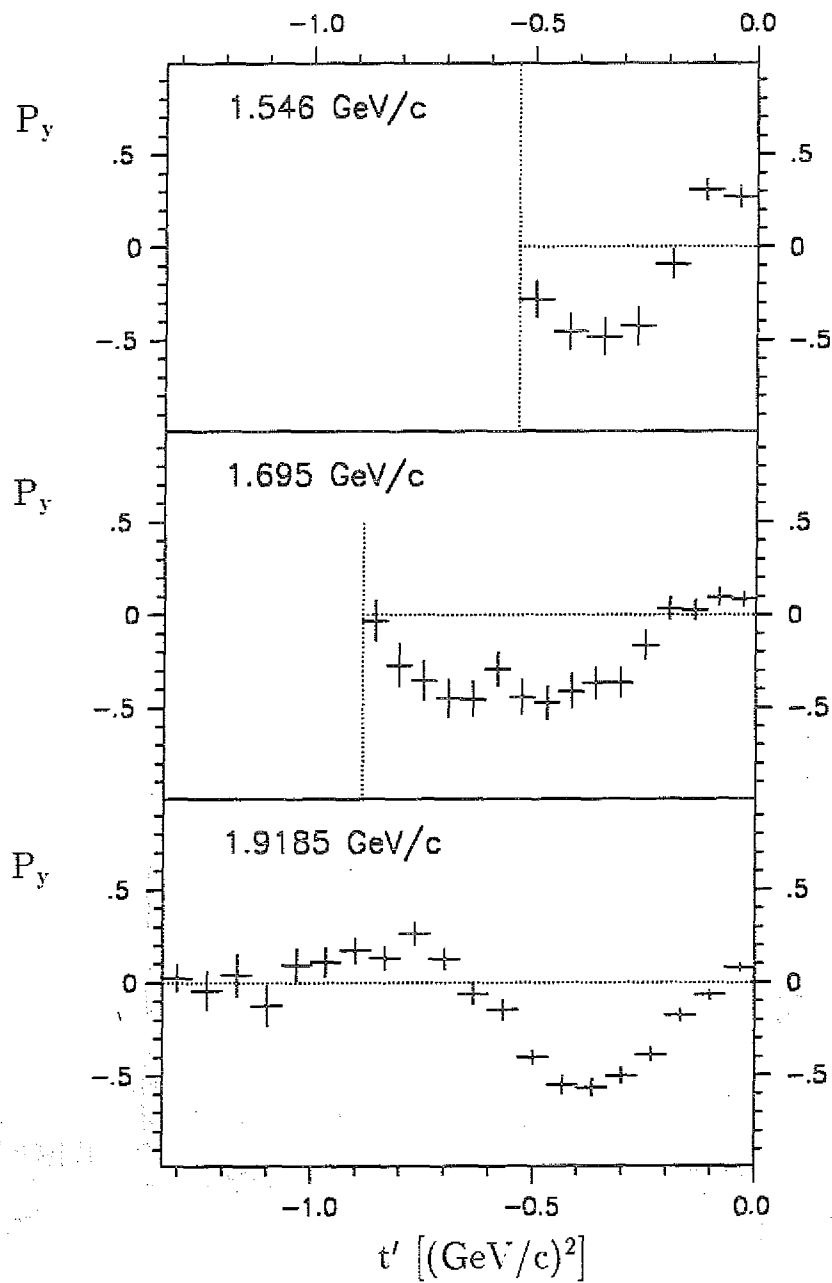


Abb.4.34:

Systematisches Verhalten der Polarisation bei drei verschiedenen Strahlimpulsen.

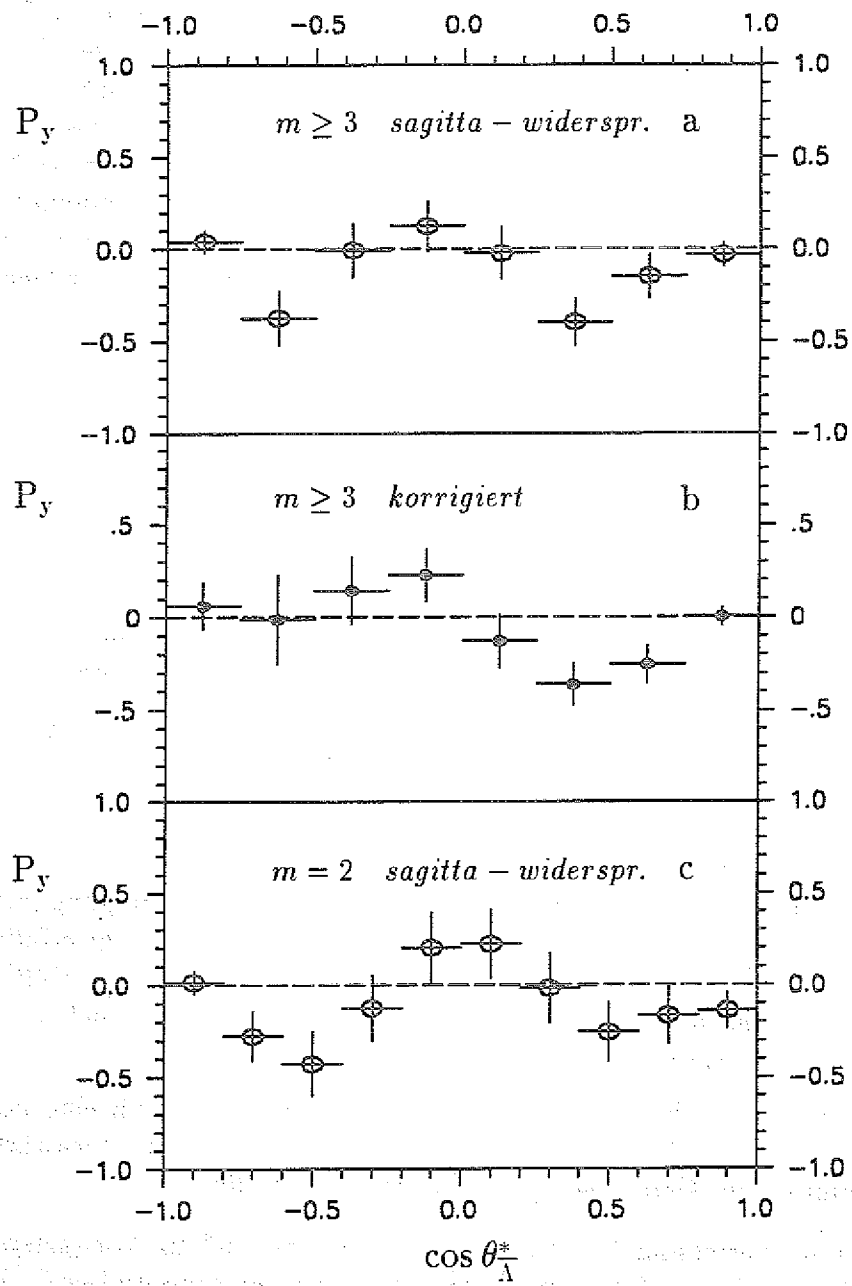


Abb.4.35:

Auswirkung der falschen Teilchen-Antiteilchen-Identifizierung auf die Bestimmung der Polarisation; a), b) und c) werden im Text diskutiert.

4.5 Experimentelle Ergebnisse: Spin-Korrelations-Koeffizienten

Die Verteilungen der unkorrigierten Spin-Korrelations-Koeffizienten und die "singlet fraction"-Verteilung für die experimentellen Daten sind in Abb.4.36 dargestellt. Die scheinbare Korrelation in den "0"-Elementen $C_{\bar{y},x}$, $C_{\bar{y},z}$ im Vorwärtswinkel-Bereich kommt durch die Kombination aus starker P_y -Polarisation (Abb.4.33) und großen Akzeptanzverlusten (Abb.4.12) zu Stande: für die unpolarisierten Monte-Carlo-Daten sind die Verteilungen der $\cos \theta_{\bar{y}} \cos \theta_z$ -Beiträge im θ_{Λ}^z -Vorwärtswinkelbereich (Abb.4.12) symmetrisch in $\cos \theta_{\bar{y}}$; im Fall der Polarisation für die echten Daten nehmen diese Verteilungen eine in \bar{y} -Richtung geneigte Form an, so daß sich die negativen und positiven Beiträge nicht mehr aufheben (aufgrund von Akzeptanzverlusten fehlen diejenige mit der Signatur (+,-) und (-,-), siehe Abb.4.12). Obwohl prinzipiell nicht erwartet, unterscheiden sich die Verteilungen der Elemente $C_{\bar{z},x}$ und $C_{\bar{x},z}$ voneinander; dies ist begründet in der unterschiedlichen Form der Akzeptanzfunktionen $\mathcal{A}_{\bar{z}z}$ und $\mathcal{A}_{\bar{x}x}$ (siehe Abb.4.10 mit der Beziehung (4.25)).

Auf zwei Arten wurden die experimentellen Daten mit den in Kapitel 4.3.3 beschriebenen Verfahren korrigiert:

- (a) Die Abb.4.37 präsentiert das Ergebnis der Korrektur, die mit der effektiven Monte-Carlo-Akzeptanz (Kapitel 4.3.3) durchgeführt wurde.
- (b) In Abb.4.38 dagegen ist das Ergebnis der intrinsischen Korrektur dargestellt, das mit der effektiven "experimentellen" Akzeptanz (Kapitel 4.3.4) gewonnen wurde.

Für beide Ergebnisse ist folgendes festzustellen:

Wie man aufgrund des Korrekturprinzipes erhält, ist die Bedingung (4.4) für die "Null"-Spinkorrelations-Koeffizienten mathematisch exakt erfüllt und die $C_{\bar{x},x}$ - und $C_{\bar{z},z}$ -Verteilungen sind gleich. Die diagonalen Spin-Korrelationen weisen für beide Korrekturverfahren fast identische und deutlich von Null verschiedene Werte auf. Und zwar:

- Die $C_{\bar{x},x}$ -Koeffizienten zeigen im Vorwärtswinkelbereich eine positive Amplitude, jedoch deuten sie um $\cos \theta_{\Lambda}^z = 1$ und für die Rückwärtsproduktion auf kleine negative Korrelationswerte hin.
- In der Verteilung der $C_{\bar{y},y}$ -Koeffizienten dehnt sich im Vorwärtswinkel-Bereich eine starke positive Korrelation aus. Die Amplitude erreicht den maximalen Wert $C_{\bar{y},y} = 1$, bei $\theta_{\Lambda}^z = (66 \pm 3)^\circ$ (wo auch das Maximum der Polarisation auftritt, Abb.4.33). Im Rückwärtsbereich ($\theta_{\Lambda}^z \approx 90^\circ$) beobachtet man in der Verteilung einen negativen Verlauf. Der Null-Durchgangspunkt tritt, wie in der Polarisation-Verteilung bei $\theta_{\Lambda}^z \approx 90^\circ$ auf.
- Die $C_{\bar{z},z}$ -Koeffizienten nehmen überwiegend negative Werte an. In der Verteilung läßt sich eine annähernde Symmetrie um 90° erkennen.

Zwischen den beiden Ergebnissen mit unterschiedlichen Korrekturfverfahren, Abb.4.37 und Abb.4.38, bestehen jedoch auch systematische Unterschiede:

- Die $C_{\bar{z},z}$ -Werte in Abb.4.38 haben geringere Amplituden als die mit der Monte-Carlo-Methode ermittelten (Abb.4.37).

In den Abbildungen 4.37 und 4.38 sind auch die "singlet fraction"-Verteilungen dargestellt. Beide Amplituden der "singlet fraction" weisen Werte unter der 0.25-Linie auf (in Abb.4.38 außer einem Punkt); siehe Gl.(4.14). Eine Struktur läßt sich ablesen:

- Für die Vorwärtsproduktion geht die "singlet fraction" auf Null.
- Im weiteren Bereich von $\cos \theta_{\Lambda}^z$ ist eine kleine Amplitude größer als Null zu beobachten.
- Die Verteilung scheint im mittleren Bereich von $\cos \theta_{\Lambda}^z$ symmetrisch zu $\theta_{\Lambda}^z = 90^\circ$ zu sein.

Zwischen den beiden SF-Ergebnissen, Abb.4.37 und Abb.4.38, besteht ein Unterschied im Vorwärtswinkel-Bereich. Bei der Korrektur mit Hilfe der Monte-Carlo-Akzeptanz bleiben zwei äußerst rechts gelegene Meßpunkte unter der SF=0 Linie, also im unphysikalischen Bereich. Mit der "experimentellen" Akzeptanzkorrektur werden sie jedoch innerhalb des Fehlers auf Null korrigiert. Als Mittelwert der "singlet fraction"-Verteilung im ganzen Winkelbereich ergibt sich:

- $\langle SF \rangle = 0.010 \pm 0.016$ mit Monte-Carlo-Korrektur
- $\langle SF \rangle = 0.058 \pm 0.016$ mit intrinsischer Korrektur

Die Verteilungen der Spinkorrelations-Koeffizienten können mit Legendre-Polynomen beschrieben werden. Die $C_{\bar{x},x}$, $C_{\bar{y},y}$ und $C_{\bar{z},z}$ -Koeffizienten weisen eine Form der "normalen" Legendre-Polynome auf (wie der differentiellen Wirkungsquerschnitt), wohingegen das $C_{\bar{x},z}$ ($=C_{\bar{z},x}$)-Element mit den zugeordneten Legendre-Funktionen (wie die Polarisation) beschrieben wird (siehe [TAB91]). Für eine gute Beschreibung der vorliegenden Daten sind die Polynome bis zur siebten Ordnung ausreichend, Abb.4.39. Die dargestellte SF-Kurve resultiert aus der Kombination der $C_{\bar{x},x}$, $C_{\bar{y},y}$, $C_{\bar{z},z}$ -Anpassungskurven gemäß der Gl.(4.9). Die Anpassungskoeffizienten wurden in Tab. 4.2 aufgelistet. Eine Interpretation dieser Ergebnisse wurde in den Kapiteln 3 und 4.4 gegeben.

Die Auswirkung der zum Teil falschen Teilchen-Antiteilchen Identifizierung auf die Spinkorrelations-Koeffizienten und "singlet fraction" ist gleich der bei der Bestimmung der Polarisation: in den Verteilungen der Elementen $C_{\bar{x},x}$, $C_{\bar{y},y}$ und $C_{\bar{z},z}$ im Rückwärtswinkel-Bereich spiegeln sich die Korrelationen aus dem Vorwärtsbereich wider. Diese Auswirkung wurde, wie im Kapitel 4.4 beschrieben, entsprechend minimalisiert.

Die Abb.4.40 zeigt ein Ergebniss der intrinsischen Korrektur, bei der die

Teilchen-Antiteilchen-Symmetrie der Akzeptanz angenommen und die Akzeptanz im Rückwärtsbereich des Produktionswinkels mit der Akzeptanz aus der Vorwärtsbereich ausgedrückt wurde. Eine Verletzung dieser Symmetrie (Kapitel 4.3.4) führt zu den sichtbaren Unterschieden (besonders im $C_{\bar{x},x}$ -Element) im Vergleich mit dem in Abb.4.38 dargestellten Ergebnis einer Korrektur, bei der derartige Symmetrie nicht angenommen wurde.

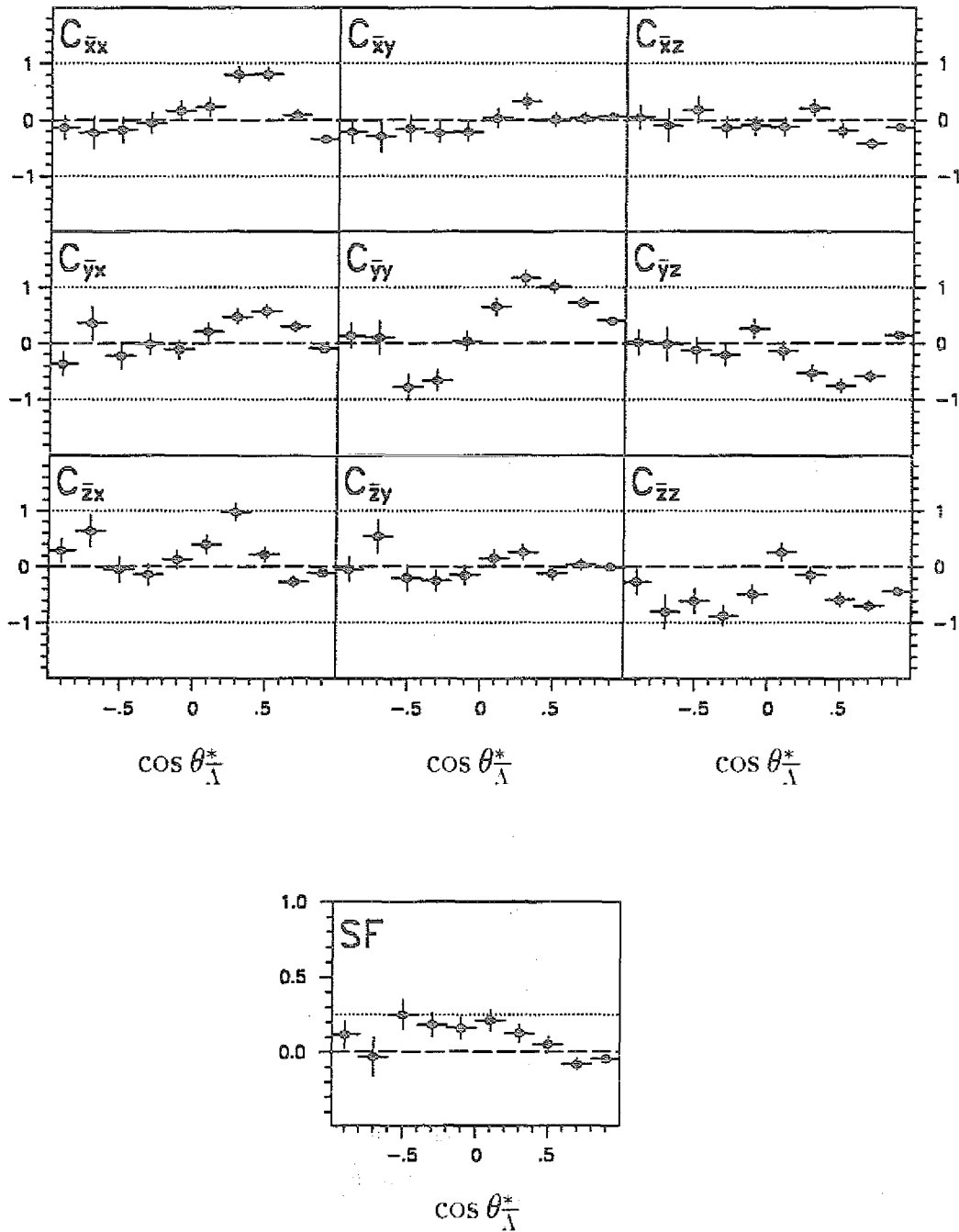


Abb.4.36:

Experimentelle Daten:

Unkorrigierte Spinkorrelations-Koeffizienten und die "singlet fraction".

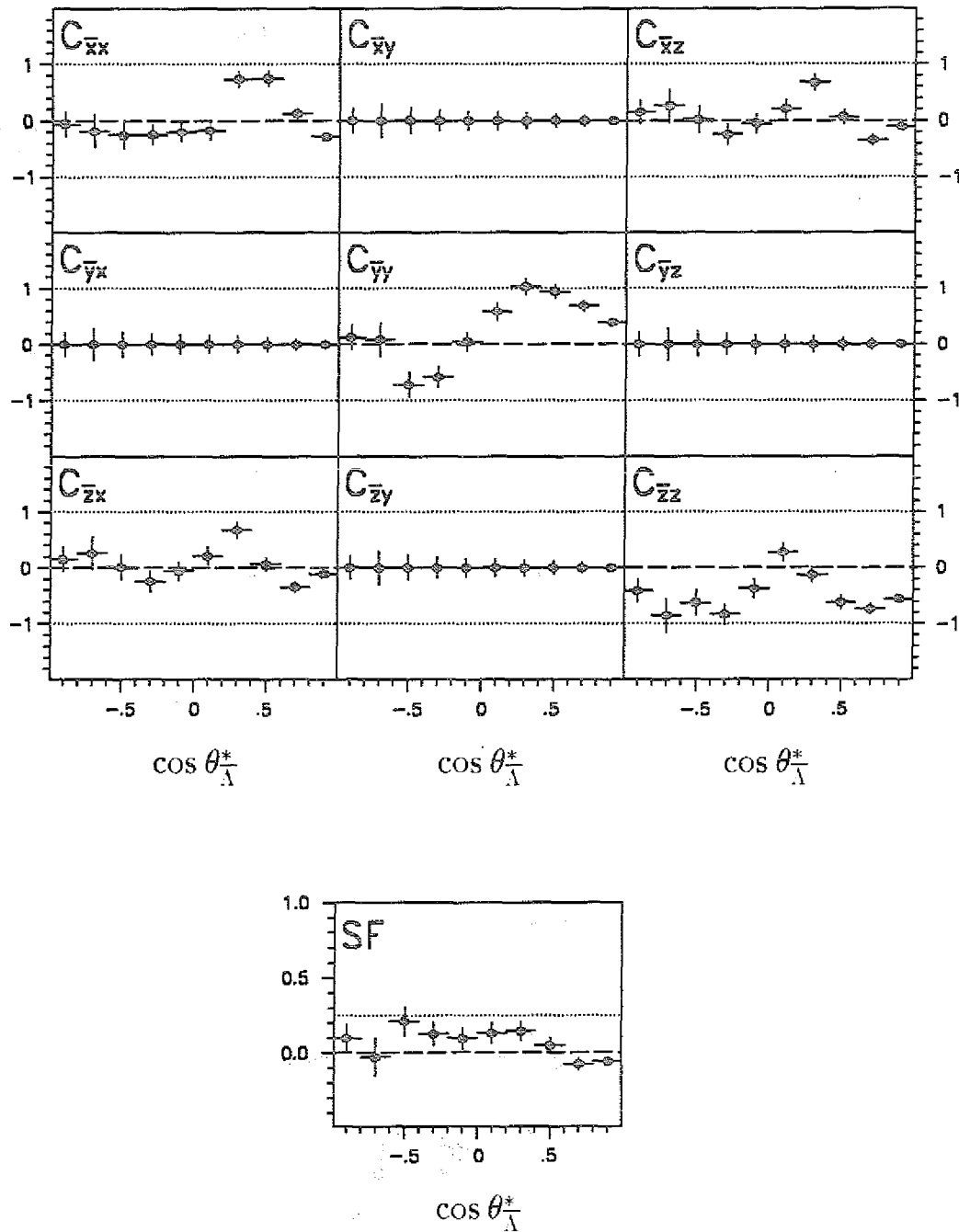


Abb.4.37:

Experimentelle Daten:

Mit der Monte-Carlo-Akzeptanz korrigierte Spinkorrelations-Koeffizienten und die "singlet fraction".

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda, \quad 1.9185 \text{ GeV}/c$$

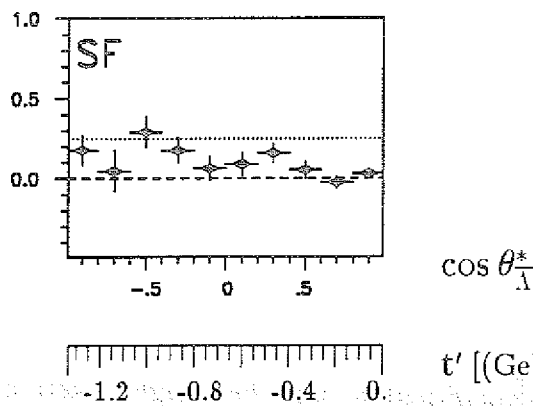
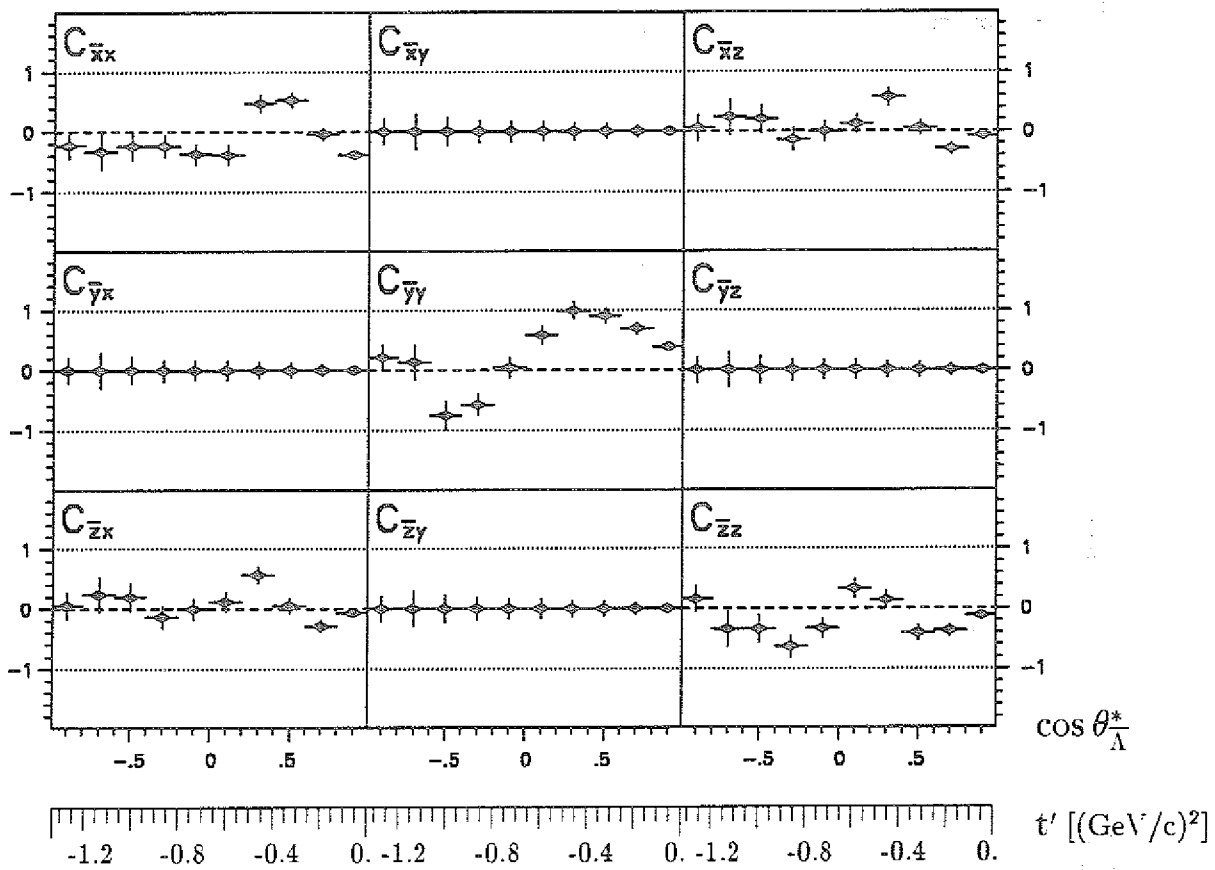


Abb.4.38:

Experimentelle Daten:

Mit der "experimentellen" Akzeptanz korrigierte Spinkorrelations-Koeffizienten und die "singlet fraction", wobei die Akzeptanz aus dem vollen Bereich des Produktionswinkels gewonnen wurde.

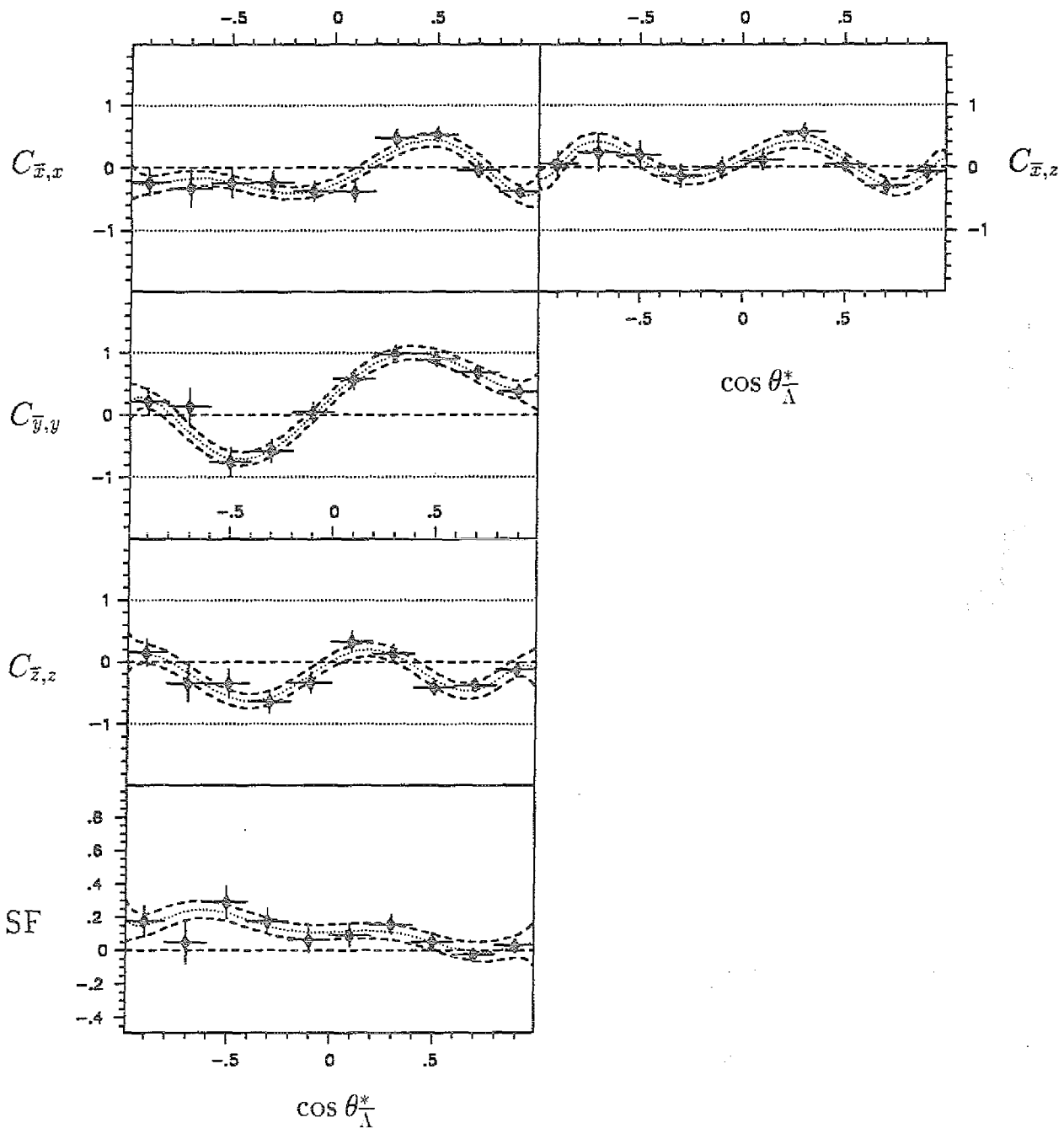


Abb.4.39:

Experimentelle Daten:

die Spinkorrelations-Koeffizienten und die "singlet fraction" aus der Abb.4.38:

Anpassung mit Legendre Polynomen $C_{\bar{x},x}$, $C_{\bar{y},y}$, $C_{\bar{x},z}$ bis zur sechsten Ordnung,

$C_{\bar{z},z}$ bis zur siebten Ordnung,

gestrichelte Linie entspricht einem Fehlerbereich der Anpassung von einer Standardabweichung.

	$C_{\bar{x},x}$	$C_{\bar{y},y}$	$C_{\bar{z},z}$
χ^2	1.95	0.25	1.37
a_0	-0.107 ± 0.054	0.228 ± 0.058	-0.193 ± 0.054
a_1/a_0	-1.735 ± 1.226	2.809 ± 0.852	-0.067 ± 0.480
a_2/a_0	1.243 ± 1.151	0.185 ± 0.473	-0.410 ± 0.556
a_3/a_0	4.642 ± 2.600	-4.564 ± 1.290	1.872 ± 0.844
a_4/a_0	3.128 ± 2.067	0.689 ± 0.707	-2.158 ± 1.008
a_5/a_0	-2.364 ± 1.815	2.157 ± 0.884	-2.372 ± 1.086
a_6/a_0	-2.883 ± 1.845	-0.649 ± 0.566	1.501 ± 0.930
a_7/a_0			1.206 ± 0.753

	$C_{\bar{x},z}$
χ^2	1.13
b_1	0.113 ± 0.066
b_2	-0.055 ± 0.052
b_3	-0.022 ± 0.040
b_4	-0.082 ± 0.032
b_5	-0.013 ± 0.032
b_6	0.099 ± 0.026

Tabelle 4.2:

Die Entwicklungskoeffizienten der Anpassung mit Legendre-Polynomen an die Spinkorrelations-Koeffizienten:

$C_{\bar{x},x}, C_{\bar{y},y}, C_{\bar{z},z}$ - zugeordnete Legendre-Polynome,

$C_{\bar{x},z} = C_{\bar{z},x}$ - normale Legendre-Polynome.

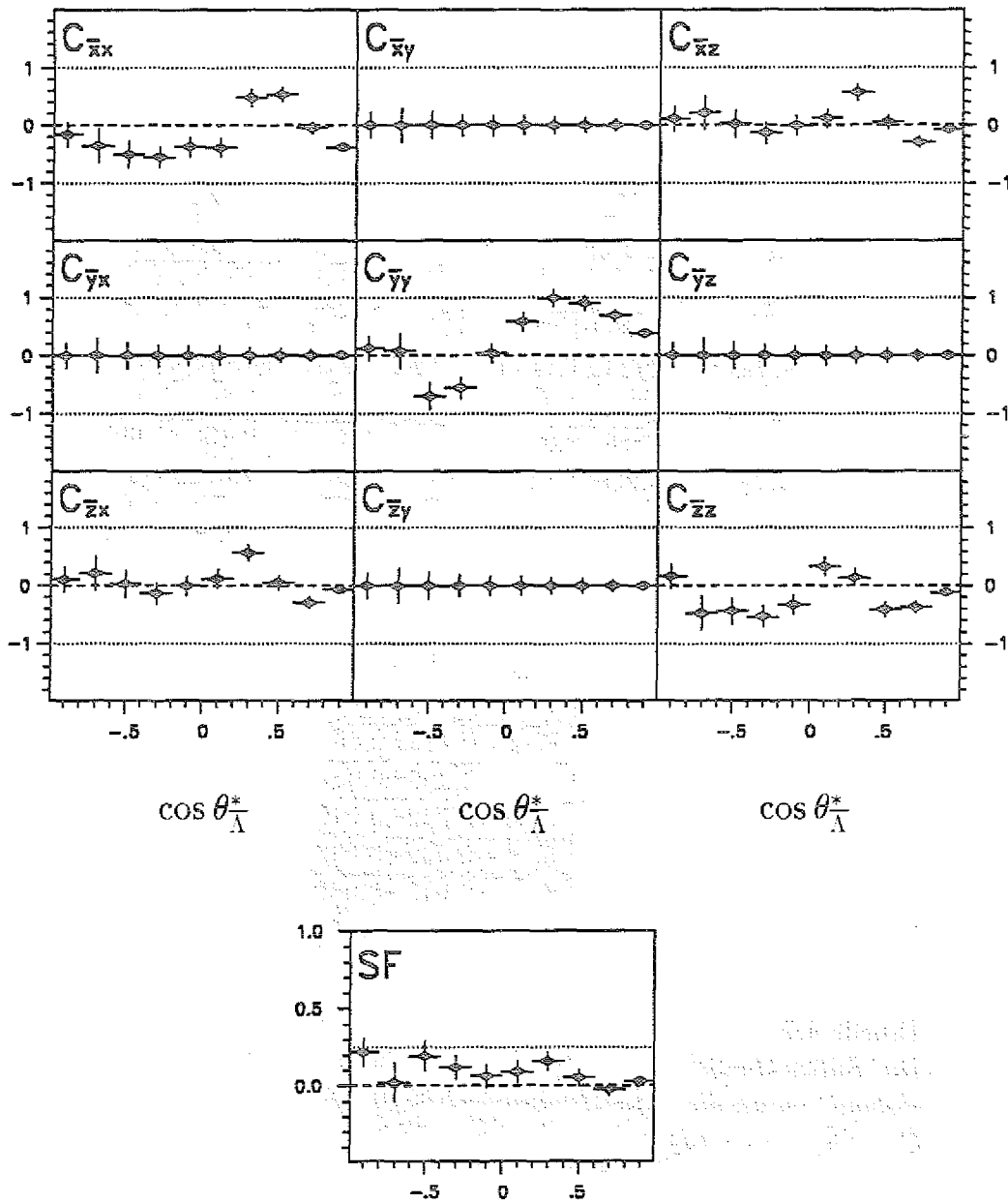


Abb. 4.40:

Experimentelle Daten:

Mit der "experimentellen Akzeptanz" korrigierte Spinkorrelations-Koeffizienten und die "singlet fraction",

wobei die Akzeptanz nur aus dem Vorwärtsbereich des θ_{Λ}^* gewonnen und auf den ganzen Winkelbereich angewandt wurde, siehe Text.

4.6 CP-Invarianz-Test der schwachen Wechselwirkung

Die CP-Invarianz der schwachen Wechselwirkung bedeutet, daß die zwei Zerfallsprozesse:

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

unter der kombinierten Paritäts- und Teilchen-Antiteilchen Transformation in sich übergehen, (siehe Kapitel 1.2). Dies impliziert, daß die Zerfalls-Parameter für $\bar{\Lambda}$ - und Λ -mit der Relation:

$$\alpha + \bar{\alpha} = 0$$

verbunden sind. Eine eventuelle Verletzung der CP-Invarianz würde dazu führen, daß die Größe:

$$A = \frac{\alpha + \bar{\alpha}}{\alpha - \bar{\alpha}} \quad (4.33)$$

einen von Null verschiedenen Wert annimmt.

Da die aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ stammenden Hyperonen wegen der starken Wechselwirkung gleiche Polarisation haben sollen (siehe Kapitel 1.2) ist:

$$A = \frac{\alpha P_y + \bar{\alpha} P_{\bar{y}}}{\alpha P_y - \bar{\alpha} P_{\bar{y}}} \quad (4.34)$$

Das Verhältnis (4.34) kann für die experimentellen Daten ermittelt werden, da die Größen αP_y und $\bar{\alpha} P_{\bar{y}}$ unter Benutzung der Formel 4.18 für jedes einzelne $\cos \theta_{\Lambda}^z$ -Bin bestimmt werden.

Als Fehler für A ergibt sich aus (4.34) mit einer Betrachtung der Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma(A) = \sqrt{\left(\frac{2\alpha P_y}{(\alpha P_y - \bar{\alpha} P_{\bar{y}})^2} \sigma(\alpha P_y) \right)^2 + \left(\frac{2\bar{\alpha} P_{\bar{y}}}{(\alpha P_y - \bar{\alpha} P_{\bar{y}})^2} \sigma(\bar{\alpha} P_{\bar{y}}) \right)^2} \quad (4.35)$$

Die Größe des Fehlers ist sowohl von der Zählrate N in einem $\cos \theta_{\Lambda}^z$ -Bin als auch von der Amplitude der Polarisation P_y abhängig; aus (4.35) folgt:

$$\sigma^2(A) \sim \left(\frac{P_y}{\alpha P_y^2} \sigma(\alpha P_y) \right)^2 \sim \frac{\sigma^2(\alpha P_y)}{P_y^2} \sim \frac{1}{P_y^2 \cdot N} \sim \left(P_y^2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{-1}$$

Dabei wurde $\sigma^2(\alpha P_y) \sim \frac{3}{N}$ [DUT88] als Näherung genutzt.

Je Größer das Produkt $P_y^2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}$ ist, desto genauer kann das Verhältnis (4.34) bestimmt werden. Der Verlauf des Produktes in Abhängigkeit des $\cos \theta_{\Lambda}^z$ ist in Abb.4.41 gezeigt. Die Bestimmung der Größe A für den Strahlimpuls von 1.9185 GeV/c ist im θ_{Λ}^z -Winkelbereich um 60° ($\cos \theta_{\Lambda}^z \approx 0.5$) optimal. Die gezeigte Kurve wurde mit Hilfe der an den differentiellen Wirkungsquerschnitt und an die Polarisation angepaßten Legendre-Funktionen berechnet (siehe Abb.3.5 und Abb.4.33). In Abb.4.42 ist für die ermittelten Werte das

Verhältnis A aus den vorliegenden Daten in $20 \cos \theta_A^{\pm}$ -Intervallen dargestellt. Als Mittelwert für A ergibt sich dann:

$$\langle A \rangle = 0.010 \pm 0.037$$

Zu diesem Mittelwert wurden nur diejenigen Werte von A aufgenommen, die einen Fehler $\sigma(A) < 1$ aufweisen.

Der Mittelwert ist mit Null verträglich und weist somit nicht auf eine Verletzung der CP-Invarianz hin, was auch theoretisch für die vorliegende Meßgenauigkeit nicht erwartet wird. Signifikante Abweichungen des Wertes A von Null werden erst in der Größenordnung 10^{-4} vorhergesagt [DON86].

Folgende Werte der Größe $\langle A \rangle$ wurden in den bisherigen Messungen der PS 185 Kolaboration bestimmt:

-0.07	\pm	0.09	[DUT88]
0.006	\pm	0.073	[SEH89]
0.012	\pm	0.078	[SEF91]
0.074	\pm	0.049	[SEF91]
0.026	\pm	0.029	[FIS92]

Aus diesen 6 Messungen ergibt sich ein Mittelwert von

$$\langle A \rangle = 0.022 \pm 0.019 \quad .$$

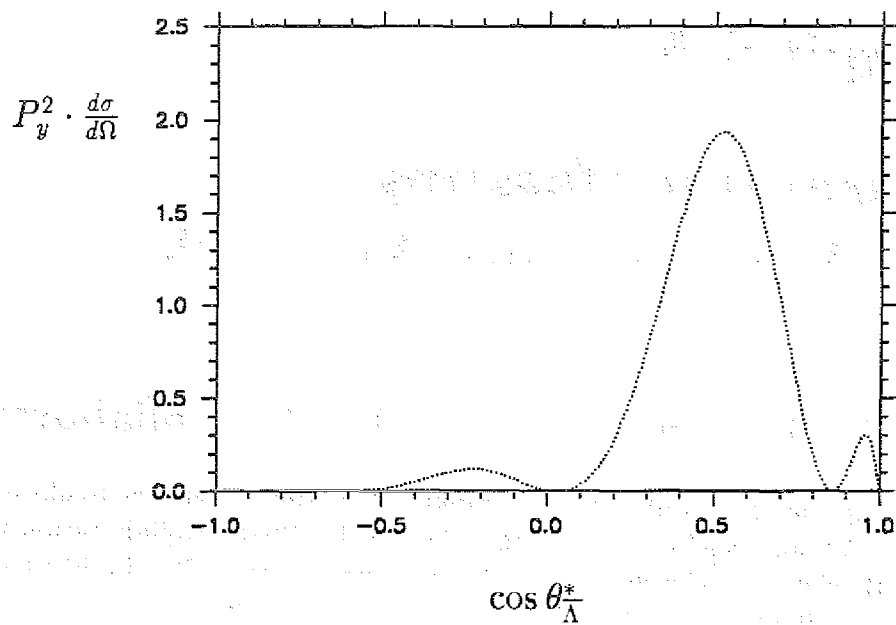
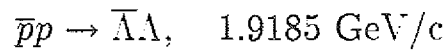


Abb.4.41:

Das Produkt $P_y^2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}$ in Abhängigkeit von $\cos \theta_{\Lambda}^*$.

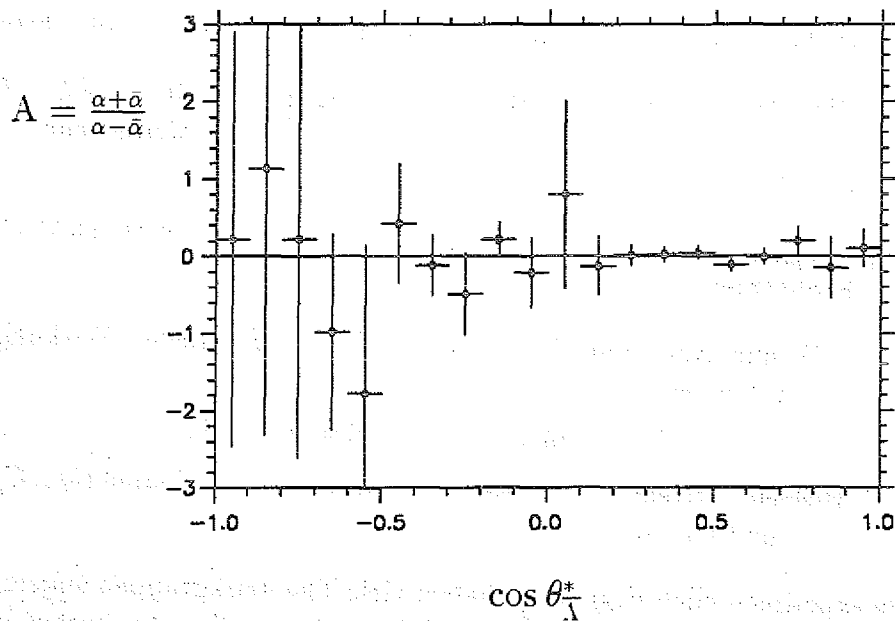


Abb.4.42:

Das Verhältnis $A = \frac{\alpha + \bar{\alpha}}{\alpha - \bar{\alpha}}$ in Abhängigkeit von $\cos \theta_{\Lambda}^*$; $\langle A \rangle = 0.010 \pm 0.037$

Kapitel 5

Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick

Bisherige Ergebnisse der PS185-Kollaboration

Die assoziierte Produktion von Strangeness wurde mittels der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ untersucht. In früheren Arbeiten der PS185 Kollaboration wurde der Bereich der Schwelle untersucht, wo erwartet wird, daß die Komplexibilität des Reaktionsmechanismus aufgrund weniger Partialwellen beschränkt ist. Die experimentellen Ergebnisse der Messungen dicht an der Produktionsschwelle lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- (a) Die $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paare und damit das $\bar{s}s$ -System werden im reinen Triplet-Zustand erzeugt.
- (b) Dicht an der Schwelle ist ein starker P-Wellenbeitrag beobachtbar.
- (c) Die Observablen: differentieller Wirkungsquerschnitt ($d\sigma/dt'$), Polarisation (P) und Spinkorrelationen $C_{\bar{m},n}$ scheinen weitgehend energieunabhängig zu sein.
- (d) Bei einem relativen Viererimpulstransfer von $t' \approx -0.18$ (GeV/c)² wird beobachtet:
 - (i) eine Änderung des Anstieges des differentiellen Wirkungsquerschnittes,
 - (ii) ein Nulldurchgang der Polarisation und
 - (iii) ein Extremwert der Spin-Korrelations-Koeffizienten $C_{\bar{z},x}$, $C_{\bar{y},y}$, $C_{\bar{z},z}$ und $C_{\bar{z},z}$ sowie $C_{\bar{z},x}$.

Die experimentellen Ergebnisse haben viele Theoretikgruppen angeregt, Modellrechnungen zur Strangeness-Produktion anzustellen. Im hohenenergetischen Bereich kann der $\bar{q}q$ -Vernichtungs- und der darauf folgender $\bar{s}s$ -Erzeugungsprozeß durch den Austausch eines Gluons charakterisiert werden. Aufgrund der asymptotischen Freiheit wird die Beschreibung des dynamischen Prozesses relativ einfach. Bedingt durch die Infrarotklaverei wird diese

Situation im niederenergetischen Schwellenbereich aber schwieriger, da Zwischenzustände aus mehreren Gluonen gebildet werden und hierdurch eine theoretische Behandlung erschwert wird. Rechnungen, die auf der Grundlage des Quarkmodells basieren, um den Vernichtungs- und Erzeugungsprozeß von Quark-Antiquark Paaren zu beschreiben, scheinen zur Zeit noch weniger verläßlich zu sein, da sie Quarkfreiheitsgrade nicht explizit berücksichtigen. Der Beschreibung im Quarkmodell stehen die Betrachtungen mit versteckter Flavour gegenüber, die die Reaktionsdynamik im t-Kanal-Mesonaustausch-Modell beschreiben. Hier wird der K-Meson-Austausch betrachtet, wobei das relative Gewicht von verschiedenen K-Mesonen: $K(494)$, $K^*(892)$ und $K^{**}(1430)$ von Modell zu Modell verschieden ist. Es ist auffallend, daß die theoretischen Untersuchungen im wesentlichen auf den Bereich der Produktionsschwelle ($\varepsilon \leq 100$ MeV) beschränkt sind. Lediglich Kroll et al. [KRO89] benutzen für ihre Reaktionsbeschreibung deutlich über der Schwelle räumlich ausgedehnte Diquarks als elementare Bausteine der Baryonen neben den punktförmigen Quarks. Leider stellen die Autoren selbst fest, daß unterhalb von $\sqrt{s} = 2.65$ GeV (entspricht einer Überschußenergie von etwa 400 MeV) Schwelleneffekte die Daten zu sehr beeinflussen, so daß ihr Modell in Schwellenbereich nicht anwendbar ist.

Vorliegende Daten

In der vorliegenden Arbeit wurde die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Reaktion bei einem Antiprotonimpuls von $p_{\bar{p}} = 1.9185$ GeV/c ($\sqrt{s} = 2.402$ GeV oder $\varepsilon = 170.5$ MeV) untersucht. Bei der hohen Statistik von 36977 analysierten $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Ereignissen, wurden totaler und differentieller Wirkungsquerschnitt, Polarisation und Spin-Korrelations-Koeffizienten untersucht. Der totale Wirkungsquerschnitt liegt mit 88 ± 1 μb innerhalb der in diesem Energiebereich bekannter Werte, zeichnet sich aber durch einen wesentlich kleinen Fehler aus und lehrt, daß der starke Anstieg des totalen Wirkungsquerschnittes an der Schwelle in eine flache Verteilung ab etwa $p_{\bar{p}} = 1.6$ GeV/c übergeht, Abb.5.1.

Die hohe Statistik des Experiments erlaubt eine genaue Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes, wie im Kapitel 3 diskutiert. Es konnte in dieser Arbeit nicht zweifelsfrei geklärt werden, ob der leichter Anstieg zu 180° hin aufgrund des physikalischen Produktionsprozesses oder als Meßungenauigkeit durch Vertausch von $\bar{\Lambda}$ - und Λ -in der Baryonzahl-Identifizierung zu erklären ist. Korrekturmöglichkeiten in der Baryonzahl-Identifizierung wurde eingehend diskutiert.

Gegenüber dem oben beschriebenen systematischen Verhalten der Polarisation der Lambda-Teilchen aus der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Reaktion, zeigt die Polarisation bei der gegenwärtigen Messung nur im Bereich um $\cos\theta_{\Lambda}^* = 0.5$ (entspricht 60° oder $t' = -0.35$) deutlich negative Werte. Der an der Reaktionsschwelle beobachteten positiven Anteil ist hier jetzt wesentlich kleiner in der Amplitude und wesentlich früher in Nulldurchgang. Für Winkel größer als 90° zeigen die gegenwärtigen Daten eher ein positives Polarisationsverhalten. Diese

Beobachtungen sind ähnlich wie bei [SEF91], wo bei vergleichbaren Anti-protonenimpulsen gemessen wurde, wie in der gegenwärtigen Arbeit. Es ist bemerkenswert, daß aus Messung von Jacobs et al. [JAC78] bei 3.0 GeV/c (weit oberhalb des Strahlimpulses dieser Arbeit) wie bei den PS185 Messungen an der Schwelle für kleine Winkel eine positive Polarisation extrahiert und bei $t' \approx 0.18$ bis 0.2 ein Nulldurchgang beobachtet wird. Die Frage bleibt zu klären, ob hier der Einfluß der $\bar{p}p \rightarrow \Sigma^0 \Sigma$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda \pi$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^\pm \Sigma^\pm$ Schwellen sichtbar wird. Messungen in den Bereichen dieser Schwellen sind von der PS185 Kollaboration durchgeführt aber noch nicht ausgewertet worden [TAY92] und [BRO92]. Der Vollständigkeit halber sei hier erwähnt, daß Becker et al. [BEC78] die $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$ -Reaktion bei $P_{\bar{p}}=6$ GeV/c untersuchten und nur negative Polarisationwerte beobachteten.

In dieser Arbeit wurde die Bestimmung der Spin-Korrelations-Koeffizienten intensiv analysiert. Auf statistischer Basis wurden diese Observablen aus der Korrelationen zwischen den Richtungen der Zerfallsprodukte der schwach zerfallenden $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Teilchen bestimmt. Die Ausnutzung von invarianten Symmetrien erlaubte es, Akzeptanzfunktion zu bestimmen, die den Zählratenverlust durch Imperfektionen im Detektor ausgleichen. Darüber hinaus wurde neben einem konventionellen Monte-Carlo- auch ein "experimentelles" Korrekturverfahren entwickelt, daß durch die Kombination von nicht gemeinsam erzeugten $\bar{\Lambda}$ - und Λ -Teilchen einen nicht korrelierten Datensatz von " $\bar{\Lambda} \Lambda$ -Paaren" liefert. Zusammen mit der hohen Zählratenstatistik konnten auf diese Art sehr präzise Spin-Korrelations-Observablen aus der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$ Messung extrahiert werden. Vielleicht ist es auf diese neue Auswertemethode zurückzuführen, daß keine Korrelationsamplituden beobachtet wurden, die im unphysikalischen Bereich liegen und deshalb in das gegenwärtige Auswerteverfahren mehr Vertrauen gesetzt werden kann.

Bisherige Analysen der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$ Reaktion im Bereich der Schwelle lieferten "singlet fraction"-Werte, die mit Null verträglich waren, also eine reine Tripletproduktion des $\bar{s}s$ -Quarkpaares ergaben [BAR91]. Auch bezüglich der "singlet fraction"-Bestimmung zeigt sich in der gegenwärtigen Arbeit, daß die neue Auswertemethode vertrauenswürdig erscheint; denn in der "singlet fraction"-Verteilung als Funktion des Produktionswinkels werden nun keine unphysikalischen Meßwerte mehr beobachtet. Überraschend ist jedoch, daß nach beiden Auswertemethoden ein leicht positiver Wert des "singlet fraction" beobachtet wird. Das vorliegende experimentelle Ergebnis ist vielleicht nicht hinreichend signifikant, jedoch sollen im folgenden einige Betrachtungen zur "singlet fraction" angestellt werden:

Im Quarkmodell wird als grundlegender Prozeß die Vernichtung und Erzeugung einer Quarkpaares im Eingangs- und Ausgangskanal betrachtet: $\bar{u}u \rightarrow \bar{s}s$ und hierdurch die Spinstruktur der Reaktion bestimmt. Die Diquarks der beteiligten Hyperonen sind nach dem Pauliprinzip im Singulettzustand einflußlos als Spektatoren an der Reaktion beteiligt. Die meisten der vorgeschlagenen Quarkmodelle betrachten den s-Kanal-Vektor (3S_1) und/oder Skalar (3P_0) Austausch. Beide Modelle führen zwangsläufig zur Spintriplett-Produktion im Endzustand. Wie bei Alberg et al. [ALB90] beschrieben, könn-

te aber ein Pseudoskalar s-Kanal Zwischenzustand zur Singulettproduktion beitragen und der Zwischenzustand wird als η - oder η' -Austausch vorstellbar, da diese Mesonen sowohl up- als auch strange-Quarkbeiträge haben. Dieser angedeutete pseudoskalare Beitrag soll aber aufgrund von Argumenten der Kopplungskonstanten und der Spin-Multiplizitäten klein sein, was zweifellos auch im Experiment beobachtet wird.

In der Mesonaustausch-Betrachtung [HAI91] wird eine konstruktive Interferenz zwischen K - und K^* -Austausch beobachtet, die zu einer starken Tensorkomponente führt, wohingegen sich die entsprechenden Zentralpotentiale aufheben. Rechnungen zeigen [HAI91], daß hieraus ein Singulettanteil von nur weniger Prozenten resultiert. Erst das Ausschalten der Interferenz würde starken "singlet fraction"-Anteil sichtbar machen.

An dieser Stelle werden wir wieder mit der Qualität von Quarkmodellen und Mesonaustausch-Beschreibung konfrontiert. Wegen einander entsprechenden Qualitäten der Beschreibung der experimentellen Daten für Wirkungsquerschnitt und Polarisation scheint auf dieser Basis eine Entscheidung für eines der Modelle nicht geben. Jedoch ist zu beachten, daß beiden Modelltypen ein entscheidend unterschiedlicher Mechanismus zugrunde liegt. Im Mesonaustausch werden die Partialwellen (aufgrund der starken K - K^* -Austausch-Tensorkraft) durch einen $\Delta l = -2$ Übergang im $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Kanal bestimmt. Derartige $\Delta l = -2$ Moden sind in der einfachen Vorstellung des Quarkmodells verboten (3S_1) oder sehr stark unterdrückt (3P_0). Es ist zu hoffen, daß der Unterschied in der energieabhängigen Beschreibung der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion sichtbar wird. Daten hierzu stehen durch die Messungen der PS185-Kollaboration zur Verfügung und werden weiterhin ausgewertet. Diese Arbeit liefert für $\epsilon = 170.5$ MeV über der Schwelle einen Satz sehr präzisen Observablen, die in die theoretische Analyse einfließen können. Eine sehr wertvolle Ergänzung wäre die Messung vom Spin-Transfer-Daten. Hierzu sollten Strahl und/oder Target polarisiert sein, um den $\Delta l = -2$ Transfer experimentell nachweisen zu können.

Im folgenden werden in Abb.5.2 die beobachteten und extrahierten Daten zusammenfassend dargestellt; die nachfolgenden Tabellen liefern die Daten in numerischer Form.

Experimentelle Daten:
 $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktion 170.5 MeV
 über der Produktionsschwelle

Totaler Wirkungsquerschnitt: $(88 \pm 1) \mu \text{ barn}$

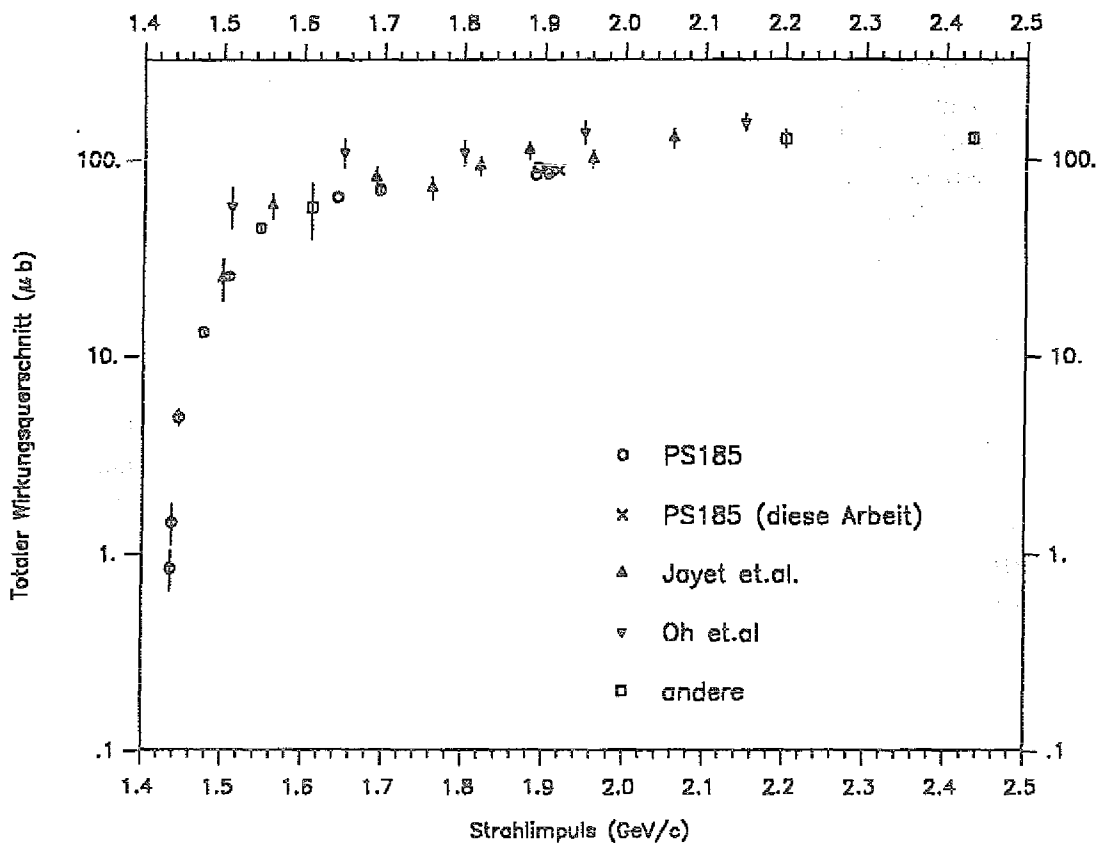


Abb.5.1:

Totaler Wirkungsquerschnitt der $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ -Reaktionen; Zusammenfassung der Ergebnisse der PS185 Kollaboration und der in der Literatur vorliegenden Daten

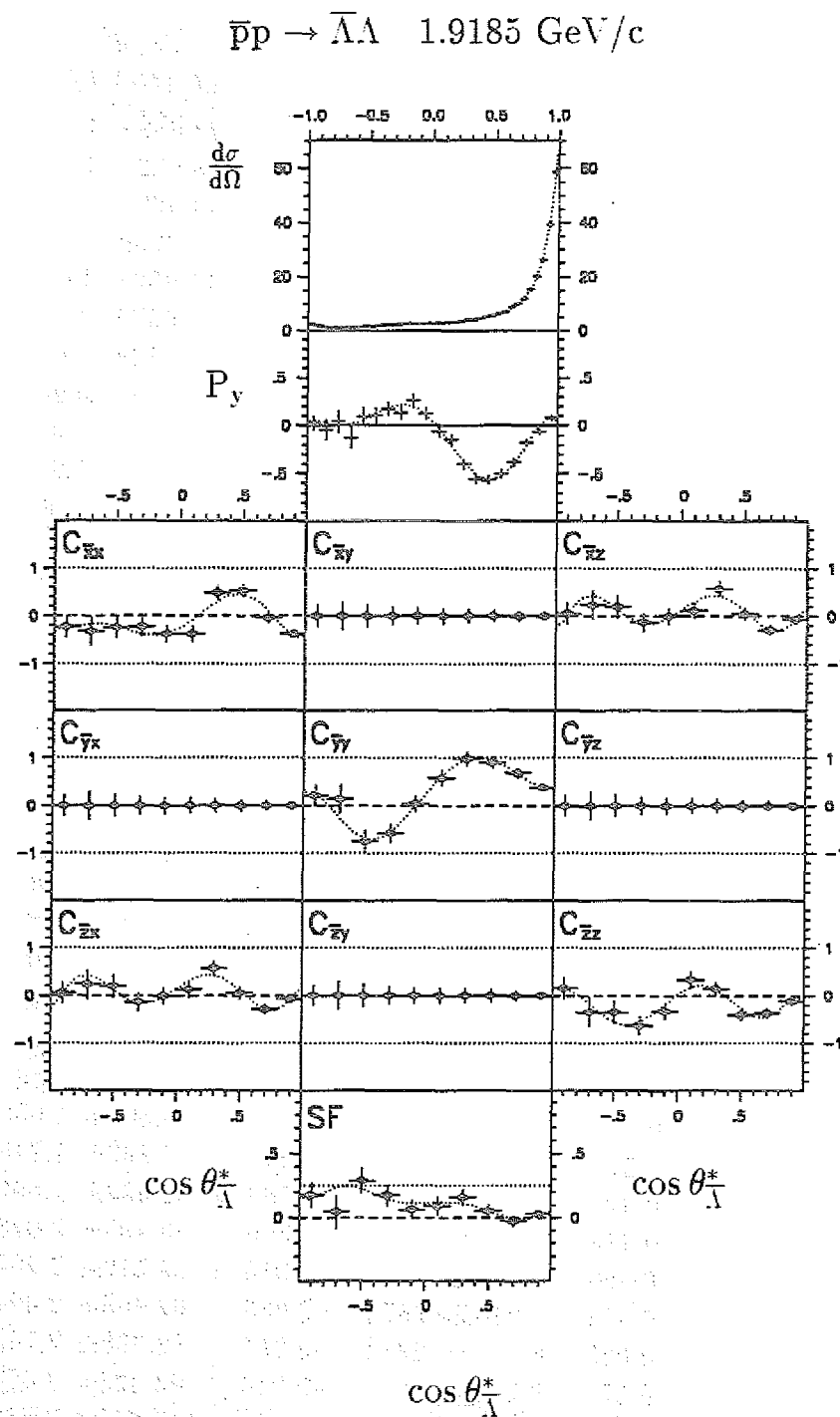


Abb.5.2:

Experimentelle Ergebnisse in der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ bei $1.9185 \text{ GeV}/c$
 (die $C_{\bar{m},n}$ -Koeffizienten und die SF mit der experimentellen Akzeptanz korrigiert)

Differentieller Wirkungsquerschnitt

$\cos \theta_{\Lambda}^*$	$d\sigma/d\Omega$ $\mu\text{b}/\text{sr}$	t' $(\text{GeV}/c)^2$	$d\sigma/dt'$ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$
-0.975	2.508±0.185	-1.316	23.658± 1.745
-0.925	2.007±0.157	-1.282	18.932± 1.481
-0.875	1.537±0.137	-1.249	14.499± 1.292
-0.825	1.200±0.113	-1.216	11.320± 1.066
-0.775	1.267±0.112	-1.182	11.952± 1.056
-0.725	1.170±0.105	-1.149	11.037± 0.990
-0.675	1.284±0.106	-1.116	12.112± 1.000
-0.625	1.238±0.101	-1.082	11.678± 0.953
-0.575	1.501±0.110	-1.049	14.159± 1.038
-0.525	1.729±0.114	-1.016	16.310± 1.075
-0.475	1.734±0.113	-0.982	16.357± 1.066
-0.425	1.940±0.123	-0.949	18.300± 1.160
-0.375	2.281±0.126	-0.916	21.517± 1.189
-0.325	2.317±0.127	-0.883	21.856± 1.198
-0.275	2.475±0.128	-0.849	23.347± 1.207
-0.225	2.655±0.131	-0.816	25.045± 1.236
-0.175	2.770±0.136	-0.783	26.129± 1.283
-0.125	2.629±0.135	-0.749	24.799± 1.273
-0.075	2.641±0.132	-0.716	24.913± 1.245
-0.025	2.664±0.137	-0.683	25.130± 1.292
0.025	2.714±0.134	-0.649	25.601± 1.264
0.075	2.879±0.141	-0.616	27.158± 1.330
0.125	3.163±0.143	-0.583	29.837± 1.349
0.175	3.135±0.145	-0.550	29.572± 1.368
0.225	3.469±0.156	-0.516	32.723± 1.472
0.275	4.050±0.169	-0.483	38.204± 1.594
0.325	3.908±0.173	-0.450	36.864± 1.632
0.375	4.547±0.185	-0.416	42.892± 1.745
0.425	5.135±0.201	-0.383	48.439± 1.896
0.475	5.671±0.215	-0.350	53.495± 2.028
0.525	6.316±0.234	-0.316	59.579± 2.207
0.575	7.046±0.257	-0.283	66.465± 2.424
0.625	8.731±0.291	-0.250	82.360± 2.745
0.675	9.904±0.326	-0.216	93.425± 3.075
0.725	12.072±0.377	-0.183	113.875± 3.556
0.775	15.411±0.444	-0.150	145.372± 4.188
0.825	20.067±0.544	-0.117	189.292± 5.132
0.875	26.247±0.674	-0.083	247.588± 6.358
0.925	39.395±0.930	-0.050	371.614± 8.773
0.975	58.748±1.282	-0.017	554.171±12.093

Die Polarisation der erzeugten $\bar{\Lambda}(\Lambda)$ -Hyperonen:

$\cos \theta_{\Lambda}^z$	$t' (\text{GeV}/c)^2$	P_y
-0.950	-1.299	0.027 ± 0.069
-0.850	-1.232	-0.043 ± 0.102
-0.750	-1.166	0.041 ± 0.111
-0.650	-1.099	-0.125 ± 0.107
-0.550	-1.032	0.095 ± 0.087
-0.450	-0.966	0.109 ± 0.077
-0.350	-0.899	0.174 ± 0.066
-0.250	-0.833	0.132 ± 0.062
-0.150	-0.766	0.264 ± 0.058
-0.050	-0.699	0.126 ± 0.056
0.050	-0.633	-0.060 ± 0.057
0.150	-0.566	-0.146 ± 0.054
0.250	-0.500	-0.402 ± 0.050
0.350	-0.433	-0.552 ± 0.047
0.450	-0.366	-0.565 ± 0.044
0.550	-0.300	-0.501 ± 0.040
0.650	-0.233	-0.387 ± 0.036
0.750	-0.167	-0.174 ± 0.031
0.850	-0.100	-0.066 ± 0.025
0.950	-0.033	0.082 ± 0.019

Die Spinkorrelations-Koeffizienten für die erzeugten Hyperonen
(korrigiert mit der experimentellen Akzeptanz)

$\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z$	$t'(\text{GeV}/c)^2$	$C_{\bar{x},x}$	$C_{\bar{y},y}$	$C_{\bar{z},z}$
-0.900	-1.266	-0.228 ± 0.210	0.218 ± 0.210	0.156 ± 0.210
-0.700	-1.132	-0.323 ± 0.290	0.139 ± 0.290	-0.349 ± 0.290
-0.500	-0.999	-0.241 ± 0.224	-0.754 ± 0.224	-0.349 ± 0.224
-0.300	-0.866	-0.235 ± 0.179	-0.577 ± 0.179	-0.637 ± 0.179
-0.100	-0.733	-0.373 ± 0.164	0.040 ± 0.163	-0.332 ± 0.163
0.100	-0.599	-0.386 ± 0.159	0.579 ± 0.156	0.331 ± 0.156
0.300	-0.466	0.477 ± 0.137	0.985 ± 0.137	0.139 ± 0.137
0.500	-0.333	0.531 ± 0.117	0.904 ± 0.117	-0.410 ± 0.117
0.700	-0.200	-0.038 ± 0.091	0.691 ± 0.091	-0.372 ± 0.091
0.900	-0.067	-0.379 ± 0.059	0.381 ± 0.059	-0.116 ± 0.059

$\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z$	$t'(\text{GeV})^2$	$C_{\bar{x},z} = C_{\bar{z},x}$
-0.900	-1.266	0.054 ± 0.210
-0.700	-1.132	0.236 ± 0.290
-0.500	-0.999	0.199 ± 0.224
-0.300	-0.866	-0.137 ± 0.179
-0.100	-0.733	-0.005 ± 0.163
0.100	-0.599	0.117 ± 0.156
0.300	-0.466	0.569 ± 0.137
0.500	-0.333	0.051 ± 0.117
0.700	-0.200	-0.294 ± 0.091
0.900	-0.067	-0.072 ± 0.059

Die "singlet fraction" für die erzeugten $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paare
(korrigiert mit der experimentellen Akzeptanz)

$\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z$	$t'(\text{GeV})^2$	SF
-0.900	-1.266	0.177 ± 0.091
-0.700	-1.132	0.047 ± 0.126
-0.500	-0.999	0.291 ± 0.097
-0.300	-0.866	0.176 ± 0.077
-0.100	-0.733	0.064 ± 0.071
0.100	-0.599	0.091 ± 0.068
0.300	-0.466	0.158 ± 0.059
0.500	-0.333	0.054 ± 0.050
0.700	-0.200	-0.025 ± 0.039
0.900	-0.067	0.031 ± 0.026
$\langle SF \rangle = 0.058 \pm 0.016$		

Die Spinkorrelations-Koeffizienten für die erzeugten Hyperonen
(korrigiert mit der Monte-Carlo-Akzeptanz)

$\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z$	$t' (GeV/c)^2$	$C_{\bar{x},x}$	$C_{\bar{y},y}$	$C_{\bar{z},z}$
-0.900	-1.266	-0.071 ± 0.210	0.120 ± 0.210	-0.411 ± 0.210
-0.700	-1.132	-0.184 ± 0.290	0.081 ± 0.290	-0.853 ± 0.290
-0.500	-0.999	-0.256 ± 0.223	-0.724 ± 0.223	-0.627 ± 0.223
-0.300	-0.866	-0.246 ± 0.179	-0.584 ± 0.179	-0.832 ± 0.179
-0.100	-0.733	-0.197 ± 0.163	0.043 ± 0.163	-0.372 ± 0.163
0.100	-0.599	-0.173 ± 0.156	0.580 ± 0.156	0.278 ± 0.156
0.300	-0.466	0.737 ± 0.137	1.030 ± 0.137	-0.123 ± 0.137
0.500	-0.333	0.753 ± 0.117	0.937 ± 0.117	-0.621 ± 0.117
0.700	-0.200	0.131 ± 0.091	0.687 ± 0.091	-0.739 ± 0.091
0.900	-0.067	-0.283 ± 0.059	0.389 ± 0.059	-0.561 ± 0.059

$\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z$	$t' (GeV)^2$	$C_{\bar{x},z} = C_{\bar{z},x}$
-0.900	-1.266	0.161 ± 0.210
-0.700	-1.132	0.283 ± 0.290
-0.500	-0.999	0.016 ± 0.223
-0.300	-0.866	-0.193 ± 0.179
-0.100	-0.733	-0.053 ± 0.163
0.100	-0.599	0.206 ± 0.156
0.300	-0.466	0.677 ± 0.137
0.500	-0.333	0.064 ± 0.117
0.700	-0.200	-0.342 ± 0.091
0.900	-0.067	-0.109 ± 0.059

Die "singlet fraction" für die erzeugten $\bar{\Lambda}\Lambda$ -Paare
(korrigiert mit der Monte-Carlo-Akzeptanz)

$\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^z$	$t' (GeV)^2$	SF
-0.900	-1.266	0.099 ± 0.091
-0.700	-1.132	-0.029 ± 0.126
-0.500	-0.999	0.210 ± 0.097
-0.300	-0.866	0.127 ± 0.077
-0.100	-0.733	0.097 ± 0.071
0.100	-0.599	0.131 ± 0.068
0.300	-0.466	0.146 ± 0.059
0.500	-0.333	0.049 ± 0.050
0.700	-0.200	-0.074 ± 0.039
0.900	-0.067	-0.058 ± 0.026
$\langle SF \rangle = 0.010 \pm 0.016$		

Bibliographie

- [ALB90] M.A. Alberg et al., *Universität Regensburg TPR-90-51*, 1990
- [BAR87] P.D. Barnes et al., *Phys. Lett. B* 189 (1987) 249
P.D. Barnes et al., *Phys. Lett. B* 199 (1987) 147
- [BAR89] P.D. Barnes et al., *Phys. Lett. B* 229 (1989) 432
- [BAR91] P.D. Barnes et al., *Nucl. Phys. A* 526 (1991) 575
- [BEC78] M. Becker et al., *Nucl. Phys. B* 141 (1978) 48
- [BES79] D. Besset et al., *Nucl. Instr. and Meth.* 166 (1979) 515
- [BOD72] E. Bodenstedt, *Experimente der Kernphysik und ihre Deutung*, Mannheim, 1972
- [BRO79] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Leipzig, 1079
- [BRO92] R.Bröders, Forschungszentrum Jülich, private Mitteilung
- [DER62] K.G. Dedrick, *Rev. of Mod. Phys. vol. 34 number 3* (1962) 429
- [DON86] J. Donoghue et al., *Phys. Rev. D* 34 (1986) 83
X.G. He et al., *Phys. Lett.* 272 B (1991) 411
- [DUR64] L. Durand et al., *Phys. Rev.* B135 (1964) 540
- [DUT88] W. Dutty, *Dissertation, Universität Freiburg, 1988*
- [FIS92] H. Fischer, *Dissertation, Universität Freiburg, 1992*
- [FON70] L. Fonda, G.C. Ghirardi, *Symmetry Principles in Quantum Physics*, New York, 1970
- [FRA87] R.v. Frankenberg, *Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1987*
- [HAI91] J.Haidenbauer et al., *The Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ In the Meson Exchange Picture*, KFA Jülich, KFA-IKP(TH)1991-31
- [HAI92] J.Haidenbauer et al., *Can One Discriminate Between Meson-Exchange and Quark-Gluon Transition Mechanisms In the $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ Process*, KFA Jülich, KFA-IKP(TH)1992-7

- [JAC78] S.M. Jacobs et al., *Phys. Rev. D* 17 (1978) 1187
- [JOH90] T. Johansson *Hyperon-Antihyperon Production at LEAR*, CERN-PPE/90-146 (1990)
- [KIL81] K. Kilian *A Pilot Experiment for Study of $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ at LEAR*, CERN/PSCC/81-29/159 (1981)
- [KIL88] K. Kilian et al., *Nucl. Phys. A* 478 (1988) 615
- [KIL89] K. Kilian et al., *Nuovo. Cim. A* 102 (1989) 541
- [KRA92] R. Kraft, *Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg*, in Vorbereitung
- [KRO87] P.Kroll et al., *Nucl. Phys. A* 474 (1987) 608
- [KRO89] P.Kroll et al., *Nucl. Phys. B* 316 (1989) 373
- [LAN65] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Quantum mechanics*, New York, 1965
- [MAH86] C.J. Maher, *Dissertation, Cornege-Mellow University, 1986*
- [MAY70] Th. Mayer-Kuckuk, *Physik der Atomkerne*, Stuttgart, 1970
- [OEL92] W. Oelert *Physics at SuperLEAR* Proceedings of the SuperLEAR Workshop, Zürich, 1991; KFA-IKP(I)-1991-11
- [OHL90] S. Ohlsson, *Dissertation, Universität Uppsala, 1990*
- [PER90] D.H. Perkins, *Hochenergiephysik*, Bonn 1990
- [RPP90] Review of Particle Properties *Phys. Lett. B* vol. 239 (1990)
- [SCH89] H. Schmitt et al., *Nucl. Phys. B* 8 (1989), 162
- [SEF91] Th. Sefzick, *Dissertation, Forschungszentrum Jülich, 1991*
- [SEH89] G. Sehl, *Dissertation, Forschungszentrum Jülich, 1989*
- [STI91] F. Stizing, *Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 1991*
- [TAB85] F. Tabakin et al., *Phys. Rev. C* 31 (1985) 1857
- [TAB91] F. Tabakin et al., *Spin Observables at Threshold For the Reaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$* , zur Veröffentlichung in *Phys. Rev. C*
- [TAY92] R. Taylor, *Dissertation, University of Illinois Urbana USA*, in Vorbereitung

1947

1948

1949

1950

1951

1952

1953

1954

1955

1956

1957

1958

1959

1960

1961

1962

1963

1964

1965

1966

1967

1968

1969

1970

1971

1972

1973

1974

Mein Dank gilt

Herrn Prof. Dr. A. Budzanowski, Herrn Prof. Dr. L. Jarczyk und Herrn Prof. Dr. A. Strzałkowski für Ihre wissenschaftliche Betreuung und Unterstützung in meiner Studienzeit in Krakau und darüber hinaus,

Herrn Prof. Dr. K. Kilian und Herrn Priv. Doz. Dr. W. Oelert für die Möglichkeit der Durchführung dieser Forschungstätigkeit sowie für die tatkräftige Zusammenarbeit und freundschaftliche Betreuung während meines Aufenthalts im Forschungszentrum Jülich,

allen Mitgliedern der Mittelenergie-Physik-Gruppe des Jülicher Instituts für das perfekte Arbeitsklima und die sehr gute Kameradschaft,

den Teilnehmern der PS185-Kolaboration für die erfolgreiche Zusammenarbeit während meines Aufenthalts am CERN,

Herrn Dr. Th. Sefzick für die Unterstützung bei der graphischen Darstellung der Daten und

Herrn R. Bröders für die sorgfältige Korrektur des deutschen Textes dieser Arbeit.

1. The first part of the document is a list of names and addresses of the members of the committee. The names are listed in alphabetical order, and the addresses are listed below each name. The list includes names such as Mr. A. B. C., Mr. D. E. F., and Mr. G. H. I.

2. The second part of the document is a list of names and addresses of the members of the committee. The names are listed in alphabetical order, and the addresses are listed below each name. The list includes names such as Mr. J. K. L., Mr. M. N. O., and Mr. P. Q. R.

3. The third part of the document is a list of names and addresses of the members of the committee. The names are listed in alphabetical order, and the addresses are listed below each name. The list includes names such as Mr. S. T. U., Mr. V. W. X., and Mr. Y. Z. A.

4. The fourth part of the document is a list of names and addresses of the members of the committee. The names are listed in alphabetical order, and the addresses are listed below each name. The list includes names such as Mr. B. C. D., Mr. E. F. G., and Mr. H. I. J.

5. The fifth part of the document is a list of names and addresses of the members of the committee. The names are listed in alphabetical order, and the addresses are listed below each name. The list includes names such as Mr. K. L. M., Mr. N. O. P., and Mr. Q. R. S.

6. The sixth part of the document is a list of names and addresses of the members of the committee. The names are listed in alphabetical order, and the addresses are listed below each name. The list includes names such as Mr. T. U. V., Mr. W. X. Y., and Mr. Z. A. B.

7. The seventh part of the document is a list of names and addresses of the members of the committee. The names are listed in alphabetical order, and the addresses are listed below each name. The list includes names such as Mr. C. D. E., Mr. F. G. H., and Mr. I. J. K.

Handwritten text at the top of the page, possibly a header or title, which is mostly illegible due to blurring.

Handwritten text at the bottom of the page, possibly a footer or signature, which is mostly illegible due to blurring.

Vertical text along the right edge of the page, possibly a page number or a reference, which is mostly illegible due to blurring.

Jül-2703
Dezember 1992
ISSN 0366-0885