

CERN LIBRARIES, GENEVA

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-B00037771

700 - a

Andreas Kama

Messung der elastischen Streuung: $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$
für den Einschussimpuls von 1.546 GeV/c
am LEAR/CERN

Diplomarbeit
Fakultät für Physik

Albert-Ludwigs-Universität
in Freiburg im Breisgau

Vorgelegt von
Stefan Siebler
aus Waldshut-Tiengen

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	2
2. Experiment	4
2.1 Produktion der Antiprotonen am CERN/LEAR	4
2.2 Kinematik der elastischen Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$	6
2.3 Versuchsaufbau für das Experiment PS185	9
2.3.1 Antiprotonenstrahl	12
2.3.2 Targetsystem	12
2.3.3 Spurverfolgungsdetektor	14
2.3.4 Hodoskop	17
2.3.5 Solenoid-Magnet zur Teilchenidentifizierung	18
2.4 Datenaufnahme	20
2.4.1 Datenaufnahme-System	20
2.4.2 Ereignis-Selektion bei der Datenaufnahme	22
3. Auswertung	24
3.1 Ereignis-Rekonstruktion	24
3.1.1 Koordinatenbestimmung in Proportionalkammern	25
3.1.2 Koordinatenbestimmung in Driftkammern	26
3.1.3 Rekonstruktion der Teilchenspuren	27
3.2 Ereignis-Selektion	29
3.2.1 Bestimmung des Reaktionsortes	30
3.2.2 Kinematische Vorhersage	34
3.2.3 Identifizierung der Teilchen im Magnet	36
3.3 Monte-Carlo-Simulation von elastischen Ereignissen	45
3.4 Auswerteprogramm	47
4. Resultate	49
4.1 Ereignis-Statistik	50
4.2 Unkorrigierte Winkelverteilung	51
4.3 Abzug des Kohlenstoff-Untergrundes	52
4.4 Korrektur der Fehlidentifikation	54
4.5 Korrektur der Akzeptanz	61
4.6 Absolutnormierung / Differentieller Wirkungsquerschnitt	65
4.7 Vergleich mit vorhandenen Daten	68
5. Zusammenfassung	70

Literaturverzeichnis

1 Einleitung

1.1 Motivation

Die vorliegende Diplomarbeit wurde im Rahmen des CERN-Projektes 'PS185' angeregt. Die Bezeichnung PS185 steht für eines von vielen Experimenten, welche auf dem Gelände des CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) in Genf, rund um das Protonensynchrotron verteilt sind. Für eine Gruppe von Experimenten, zu denen auch PS185 gehört, wird durch den vom Protonensynchrotron gespeisten LEAR (Low Energy Antiproton Ring), ein Antiprotonenstrahl von höchster Güte und Intensität zur Verfügung gestellt (Kap. 2.1).

Die anfallenden Arbeiten für PS185 (Planung, Aufbau, Messungen, Auswertungen, etc.), werden unter Beteiligung von mehreren Instituten aus verschiedenen Ländern (u.a. auch Universität Freiburg) ausgeführt.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Auswertung von PS185-Meßdaten, welche im Jahre 1985 aufgezeichnet worden sind. Die Zielsetzung für PS185 zu diesem Zeitpunkt war: Messung der Reaktion



im Energiebereich der Produktionsschwelle.

Die im Rahmen der Auswertung dieser Messung erstellten Arbeiten ([FRA87],[DUT88]), liefern u.a. Ergebnisse für den differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion.

Mit Hilfe der vorliegenden Arbeit soll eine Konsistenzprüfung bei der Erstellung der absoluten Wirkungsquerschnitte, z.B. für oben genannte Reaktion, ermöglicht werden. Hierzu wurde mit demselben Versuchsaufbau die elastische Reaktion



gemessen. Durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion (Zielsetzung dieser Arbeit), wird eine unabhängige Vergleichsmöglichkeit für die Absolutnormierung und die integrierte Luminosität geboten.

1.2 Die Arbeit im Überblick

Die folgende Aufstellung gibt einen kurzen Überblick für die einzelnen Kapitel dieser Diplomarbeit:

In Kapitel zwei werden Grundlagen und Aufbau für das Experiment PS185, zum Zeitpunkt der Messung (Sommer 1985), ausführlich beschrieben. Die wichtigsten Punkte:

- Beschreibung des Antiprotonenstrahls (2.1)
- Kinematik der elastischen Reaktion (2.2)
- Versuchsaufbau (2.3) mit Beschreibung der einzelnen Baugruppen:
 - Strahlmonitore
 - Targetsystem
 - Spurverfolgungsdetektoren (Proportionalkammern, Driftkammern)
 - Hodoskop
 - Solenoid-Magnet zur Identifikation der Teilchen aufgrund der Bahnkrümmung
- Datenaufnahme-System (2.4) (Hardware, Software, Trigger während Datenaufnahme).

In Kapitel drei werden Verlauf und Methoden der Datenauswertung näher beschrieben:

- Die Rekonstruktion der Teilchenspuren eines Ereignisses (3.1):
Mit Hilfe der gemessenen Koordinaten in Proportional- und Driftkammern werden rechnerisch dreidimensionale Teilchenspuren ermittelt.
- Selektion von Ereignissen (3.2) mit den einzelnen Stufen:
 - Bestimmung des Reaktionsortes
 - Kinematische Vorhersage
 - Identifizierung der Teilchen im Magnetfeld
- Monte-Carlo-Simulation von Ereignissen (3.3)
- Kurze Beschreibung des Auswerteprogramms (3.4)

In Kapitel vier wird der Weg von der unkorrigierten Winkelverteilung, bis hin zum differentiellen Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung beschrieben.

2 Experiment

2.1 Produktion der Antiprotonen am CERN/LEAR

Der Antiprotonenring LEAR (Low Energy Antiproton Ring) am CERN, wurde 1983 in Betrieb genommen (s. Abb. 2.1). Er ermöglicht es, mit einem intensiven Antiprotonenstrahl von $10^6 \bar{p}/\text{sec}$ und Strahlimpulsen zwischen 0.1 und 2.0 GeV/c zu arbeiten.

Durch den Beschuß eines "schweren" Targets (z.B. Blei) mit Protonen aus dem Protonensynchrotron(PS) werden unter verschiedenen anderen Teilchen auch Antiprotonen erzeugt. Diese Antiprotonen niedriger Energie (3.5 GeV) werden in einen Akkumulaterring (AA) eingeschleust. Durchschnittlich laufen 10^6 Antiprotonen pro Sekunde im AA ein. Da die übrigen schweren und negativ geladenen Teilchen einem schnellen Zerfall unterliegen, befinden sich nach kurzer Zeit nur noch die Antiprotonen im AA. Durch die stochastische Kühlung [VAN72] im AA wird ein Antiprotonenstrahl von hoher Intensität und Impulsschärfe aufgebaut. Nachdem sich im AA genügend Antiprotonen gesammelt haben, werden diese wieder in das PS zurückgeführt, um von dort aus, je nach Verwendungszweck zum SPS (Super-Protonen Synchrotron), oder nach einer Bremsung auf ca. 0.6 GeV/c zum LEAR umgeleitet zu werden. Im LEAR werden die Antiprotonen nochmals stochastisch gekühlt.

Nach etwa 20 Minuten ist der Antiprotonenstrahl am LEAR betriebsbereit: Für einen Zeitraum von ca. 1 Stunde steht ein intensiver Strahl höchster Güte zur Verfügung (Werte aus [LEF85],[GAS81]):

Parameter	LEAR	Bisherige \bar{p} -Strahlen
Reinheit (π/\bar{p})	≈ 0	10-100
Intensität (\bar{p}/sec)	10^6	10^3
Impulsschärfe (dp/p)	$0.5 \cdot 10^{-3}$	$> 10 \cdot 10^{-3}$

Tab. 2.1: Antiprotonenstrahl des LEAR

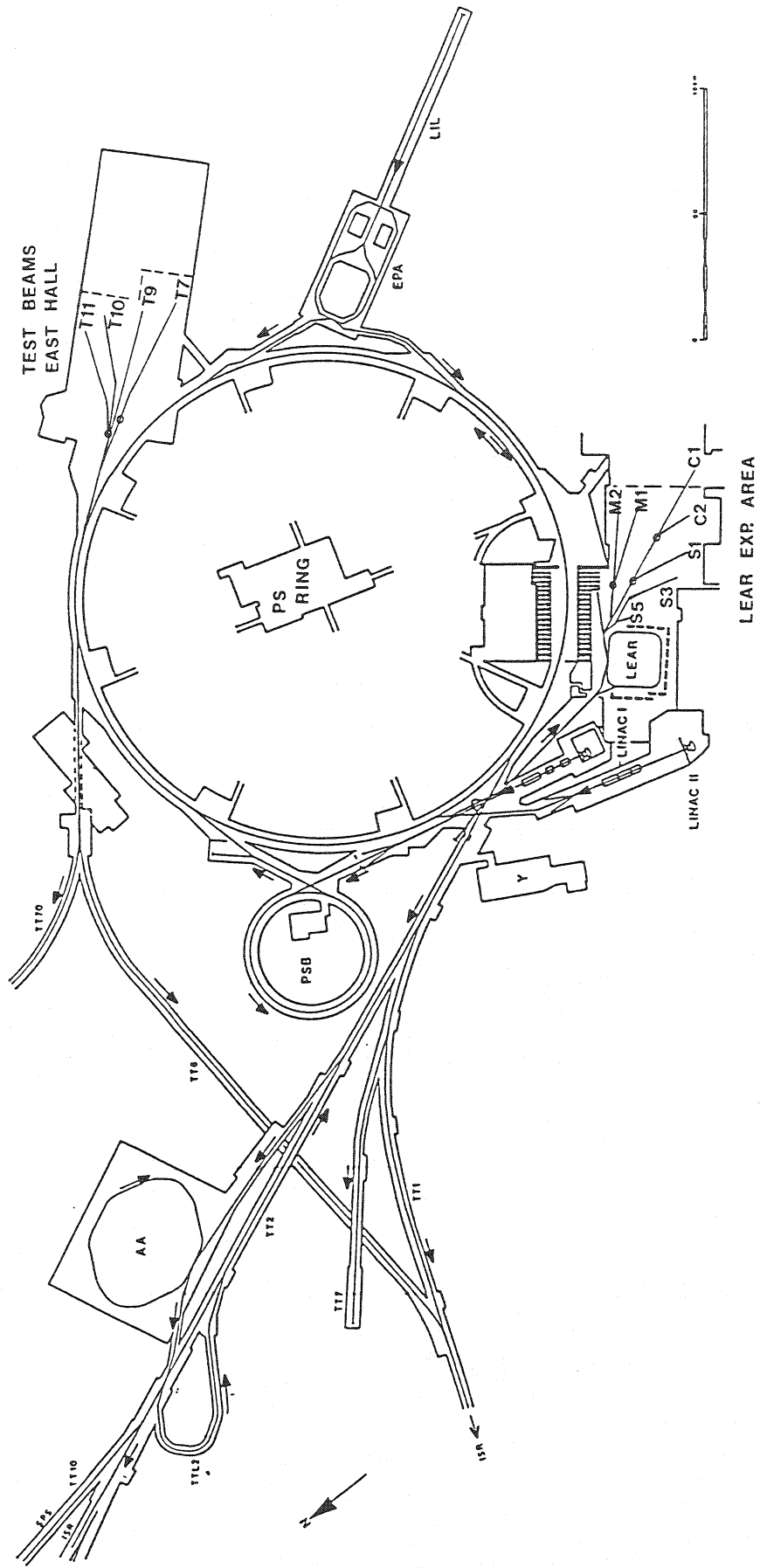


Abb. 2.1: Beschleunigerkomplex am CERN mit PS, AA, LEAR.

2.2 Kinematik der elastischen Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$

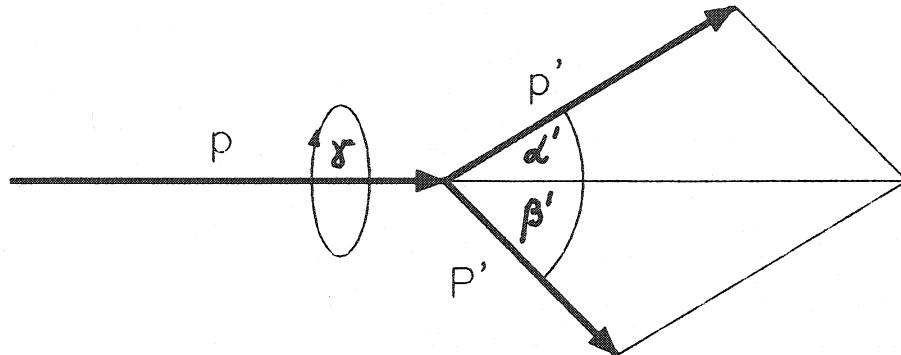


Abb. 2.2: Impulsbilanz eines stoßenden und eines ruhenden Teilchens.

Für den elastischen Stoß zwischen zwei Teilchen gelten folgende Erhaltungssätze (Kursivschrift für Vektoren):

$$\text{Impulserhaltung (relativistisch): } \vec{p} + \vec{P} = p' + P' \quad (2.1)$$

$$\text{Energieerhaltung (relativistisch): } e + E = e' + E' = E_G \quad (2.2)$$

Wenn eines der beiden Teilchen vor dem Stoß ruht ($P=0$), erhält man für die Energie der Teilchen vor und nach dem Stoß:

$$e^2/c^2 = m^2c^2 + \vec{p}^2 \quad E^2/c^2 = M^2c^2 \quad (2.3)$$

$$e'^2/c^2 = m^2c^2 + \vec{p}'^2 \quad E'^2/c^2 = M^2c^2 + \vec{P}'^2 \quad (2.4)$$

mit: c Lichtgeschwindigkeit.
 m, M Ruhemasse der Teilchen.

Gesucht sind die Komponenten der Endimpulse \vec{p}' und \vec{P}' . Die vier Gleichungen (2.3, 2.4) enthalten also sechs Unbekannte, wodurch die allgemeine Lösung zwei unbestimmte Parameter enthalten wird: Den Streuwinkel α' und den Azimutwinkel γ , der die Lage der durch \vec{p} und \vec{p}' definierten Ebene bestimmt, die um die Richtung von \vec{p} beliebig gedreht werden kann.

Für den Streuwinkel w' ergibt sich die Beziehung (Cosinussatz):

$$P'^2 = p'^2 + p^2 - 2 p p' \cos(\alpha') \quad (2.5)$$

Aus (2.2) und (2.4) folgt:

$$\varepsilon - [M^2 c^2 + P'^2]^{\frac{1}{2}} = [m^2 c^2 + p'^2]^{\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

$$\text{mit: } \varepsilon = E_G/c$$

Quadrieren von (2.6) und Einsetzen von (2.5) führt zu:

$$p'^2 (\varepsilon^2 - p^2 \cos^2(\alpha')) - 2 p p' \cos(\alpha') (\varepsilon^2 - \varepsilon M c - p^2) - p^2 c^2 (M^2 - m^2) = 0 \quad (2.7)$$

Die Lösung dieser quadratischen Gleichung bringt den Wert für p' :

$$p' = (p (A \pm [A^2 + B]^{\frac{1}{2}})) / (\varepsilon^2 - p^2 \cos^2(\alpha')) \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} \text{mit: } A &= \cos(\alpha') (\varepsilon^2 - \varepsilon M c - p^2) \\ B &= (\varepsilon^2 - p^2 \cos^2(\alpha')) c^2 (M^2 - m^2) \end{aligned}$$

Für den Fall der elastischen Antiproton-Proton-Streuung gilt für die Ruhemassen: $M = m = m_0(\text{Proton})$. $\implies B = 0$

Als Endergebnis für den Impuls des gestreuten Antiprotons erhält man:

$$p' = (2 A p) / (\varepsilon^2 - p^2 \cos^2(\alpha')) \quad (2.9)$$

$$\text{mit: } A = \cos(\alpha') (\varepsilon^2 - \varepsilon M_p c - p^2)$$

- M_p Ruhemasse des Protons.
- p Impuls des Antiprotons vor Stoß.
- p' Impuls des Antiprotons nach Stoß.
- α' Streuwinkel (LAB) des Antiprotons nach Stoß.

Aus p' und dem Winkel α' läßt sich der Vektor \vec{p}' bestimmen. Damit kann durch Anwendung des Impulssatzes ((2.1), mit $P := 0$) der Impuls \vec{P}' des Protons nach dem Stoß ebenfalls berechnet werden. Aus Abb. 2.3 und 2.4 können die Streuwinkel im Laborsystem, sowie die Impulse der Antiprotonen und Protonen, jeweils in Abhängigkeit des Cosinus des \bar{p} -Schwerpunkt winkels abgelesen werden.

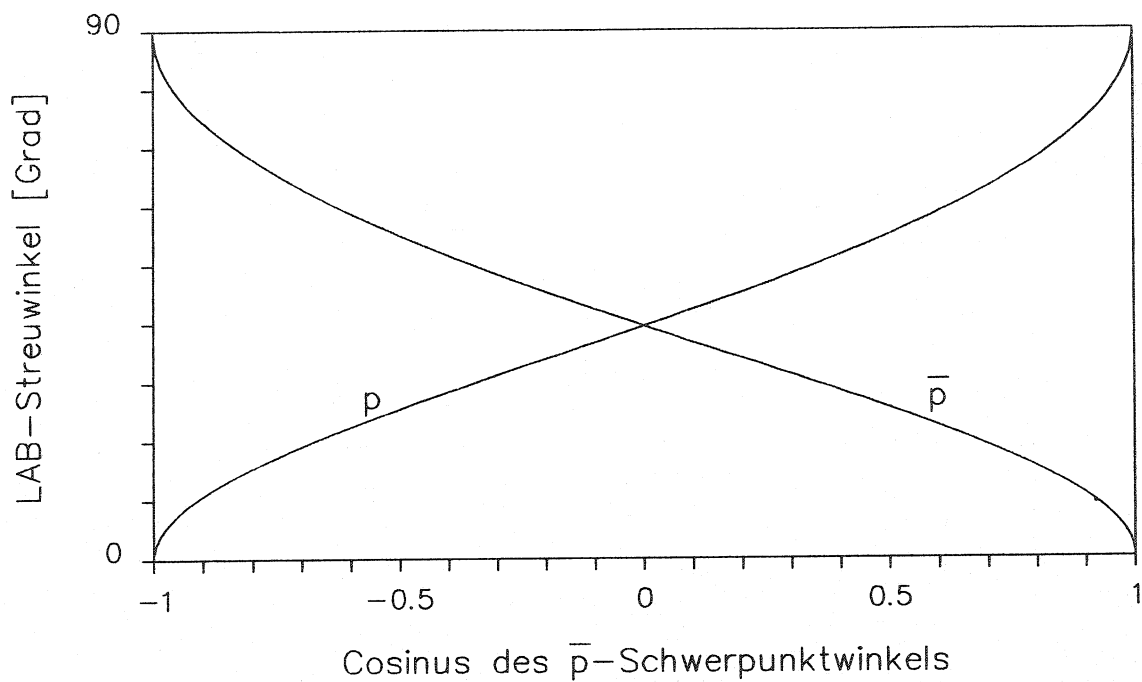


Abb. 2.3: Streuwinkel für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ in Abhängigkeit des Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem.
Einschußimpuls: 1.546 GeV/c

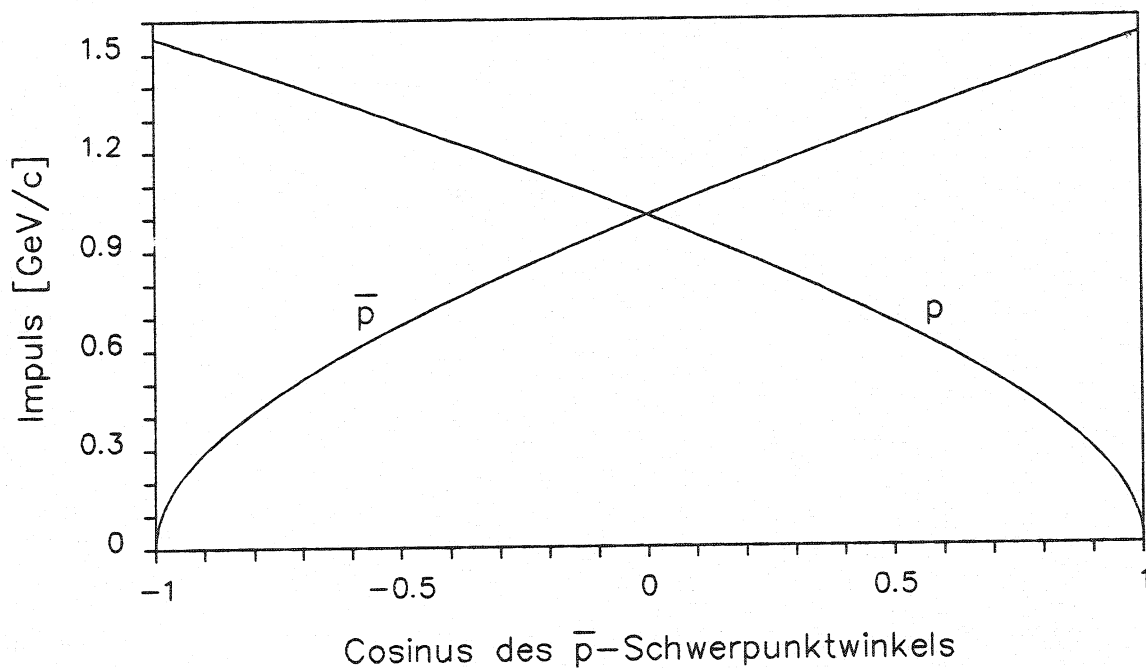
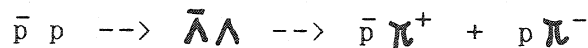


Abb. 2.4: Impulse für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ in Abhängigkeit des Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem.
Einschußimpuls: 1.546 GeV/c

2.3 Versuchsaufbau für das Experiment PS185

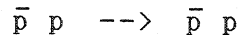
Nach der Inbetriebnahme des LEAR war PS185 eines der Experimente, das die Möglichkeiten des qualitativ hochwertigen Antiprotonenstrahls nutzte. Die vorliegenden Daten elastischer Ereignisse wurden im Sommer 1985 aufgezeichnet. Zu diesem Zeitpunkt wurde die Versuchsanordnung zur Messung der Reaktion



benutzt [FRA87].

Die Konstruktion und Ausrichtung des Experiments sollten der Messung dieser Reaktion genügen. Der Spurverfolgungsdetektor des PS185 (Abb.2.5) ist als reiner "Vorwärtsdetektor" im Laborsystem ausgelegt. Die Geometrie des Detektors reicht aus, um die Maximalwinkel der Baryonen der oben genannten Reaktion zu verfolgen.

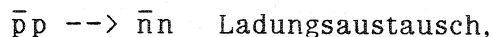
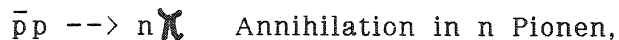
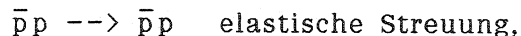
Da derselbe Versuchsaufbau zur Messung der elastischen Streuung



verwendet wurde, sind Einbußen aufgrund der eingeschränkten Winkelakzeptanz des Detektors zu erwarten (Abb.2.6).

Der Detektor ist durch folgende Funktionen charakterisierbar:

1. Der Wechselwirkungspunkt wird durch die Verwendung eines kleinen Targets und eines kleinen Strahlflecks auf ein kleines Volumen beschränkt.
2. Es existiert ein Hardware-Trigger-System, mit dessen Hilfe bereits während der Datenaufnahme eine Selektion erfolgen kann. Hierdurch können von den hauptsächlich auftretenden Ereignissen



die des Ladungsaustausches und der nichtwechselwirkenden Antiprotonen des Strahls eliminiert werden.

3. Die Spurverfolgung über Proportionalkammern und Driftkammern ermöglicht die Rückrechnung des Wechselwirkungspunktes.
4. Durch den Solenoid-Magnet mit integrierten Driftkammern wird es möglich die geladenen \bar{p} bzw. p zu identifizieren.

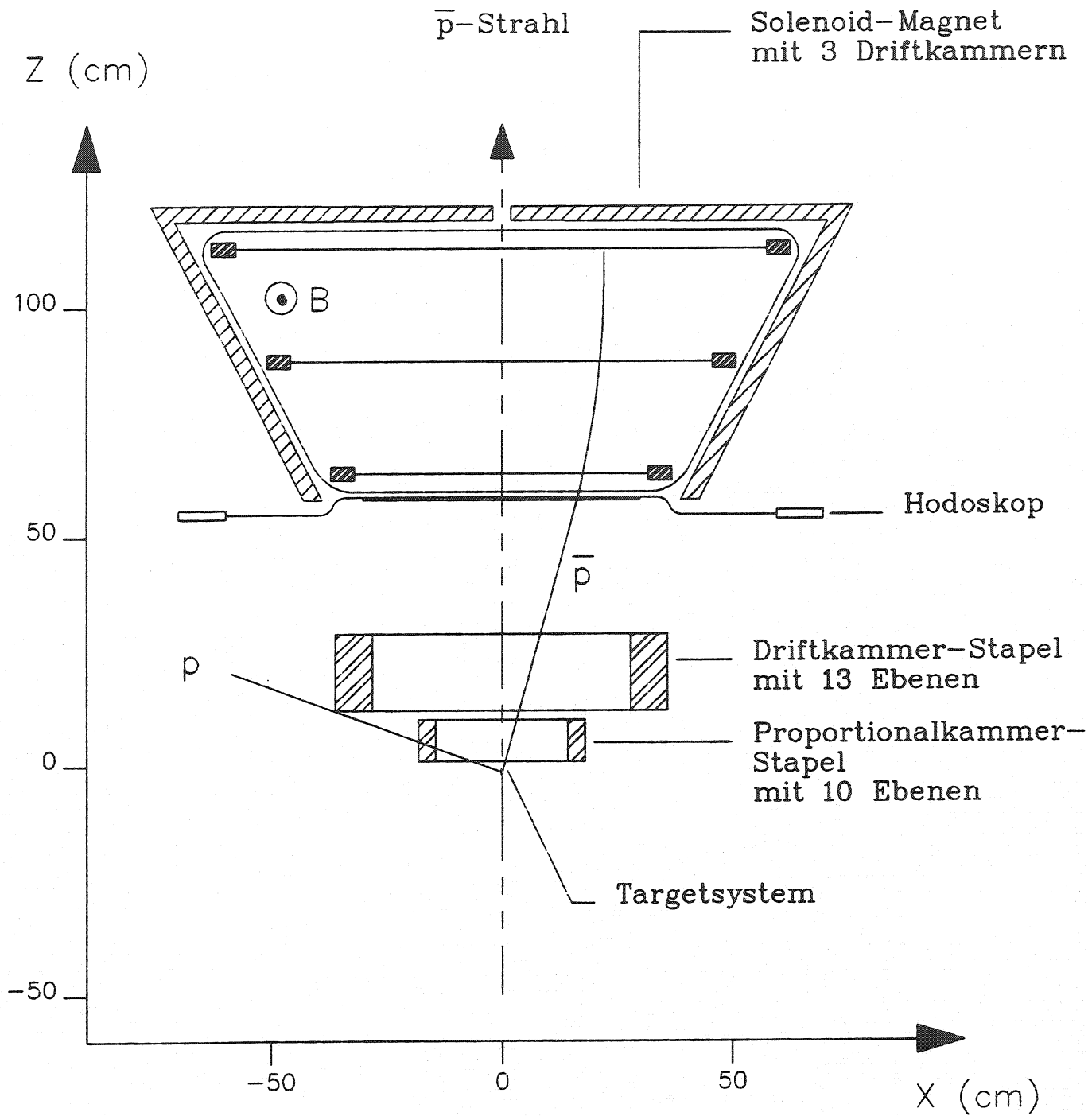


Abb. 2.5: PS185 mit Koordinatensystem
 und einem typischen $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ Ereignis.

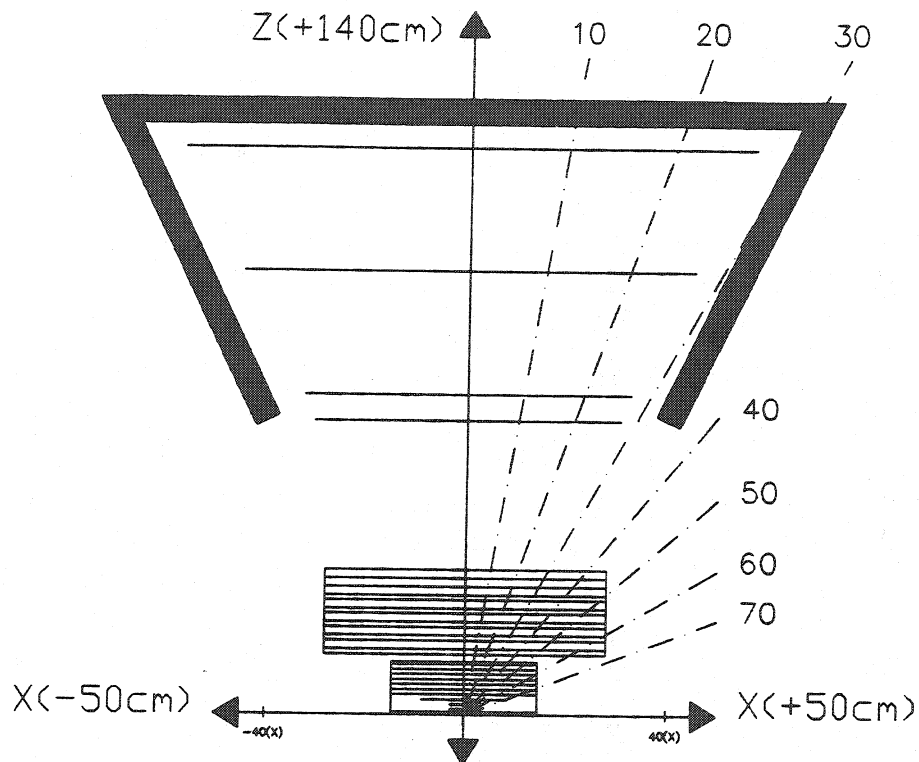


Abb. 2.6: Zur geometrischen Winkelakzeptanz des Detektors (X-Z-Projektion): Größe und Anordnung der Driftkammern im Magneten beschränken den maximalen Winkel zwischen Strahlgerade und Teilchenspur auf ca. 27 Grad (X-Z-Projektion).

2.3.1 Antiprotonenstrahl

Mehrere Einrichtungen erlauben es Ausdehnung, sowie räumliche Lage des Antiprotonenstrahls zu kontrollieren:

1. Ein Szintillationshohlzylinder, bestehend aus vier Segmenten, mit einem Durchmesser von 2.5 mm wurde ca. 15 cm vor dem Target positioniert. Durch den Vergleich der vier Zählraten kann die Abweichung des Strahls aus der Soll-Lage ermittelt werden [MUE85].
2. Informationen über die Richtung des Strahls erhält man über vier keilförmige Szintillationszähler. Hier wird über die Abhängigkeit des Energieverlustes von der Position des einfallenden Antiprotons die Richtung des Strahls bestimmt [MAL86].
3. Die Größe des Strahlflecks (Ausdehnung senkrecht zur Strahlrichtung) wird durch ein System von zwei $\varnothing 2$ mm dünnen Szintillatoren gemessen, die sich über Schrittmotoren exzentrisch durch den Strahl bewegen lassen [FRA87].
Bei der Messung im Sommer 1985 hatte der Strahlfleck eine Ausdehnung von (0.7×1.2) mm² innerhalb der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung (=XY-Ebene).

2.3.2 Targetsystem

Das Target (Abb. 2.7) ist als Sandwich-Anordnung konstruiert: Es besteht aus fünf Zellen T1-T5 mit identischen Maßen. Jede dieser Zellen enthält ein zylinderförmiges Target mit einer Länge von 2.5 mm und einem Durchmesser von 2.5 mm. Die Zellen (T2 bis T5) enthalten jeweils Polyäthylen (CH₂), das die Protonen fuer die elastische Streuung liefert. Die erste der fünf Zellen (T1) enthält Kohlenstoff (¹²C). Hierdurch wird eine simultane Messung des Kohlenstoffuntergrunds ermöglicht.

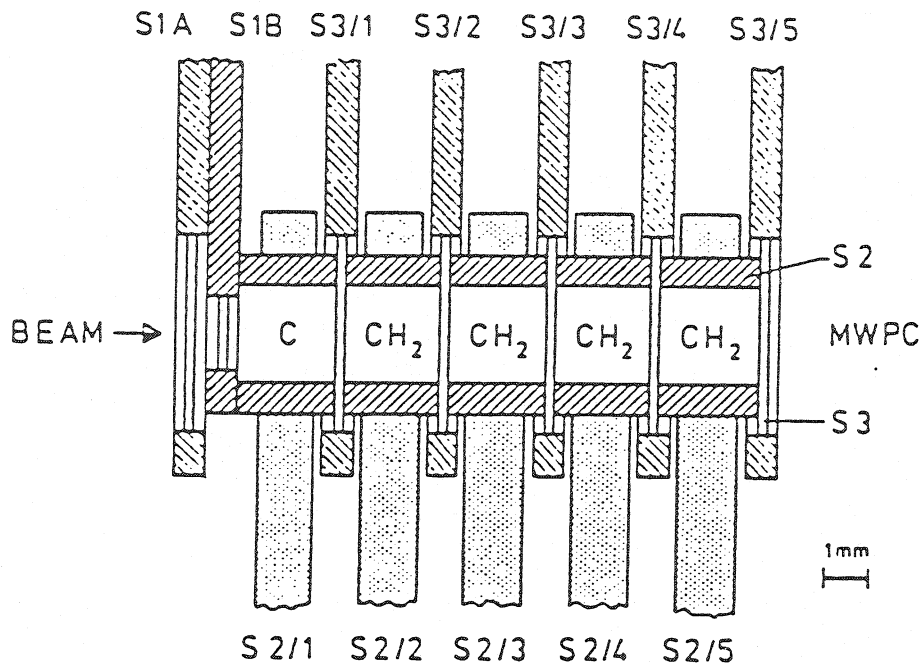


Abb. 2.7: Maßstabsgetreue Darstellung des Targetsystems.

Jede Zelle wird durch einen 1 mm dicken, zylindrischen Szintillationszähler S2 und einen 0.2 mm dicken Zähler S3 vollständig umschlossen. Durch diese Anordnung der Szintillationszähler wird ein Targetzellentrigger realisiert. Für bestimmte Reaktionen eignet sich dieser Trigger, um den Reaktionsort (Targetzelle) genau zu lokalisieren. Die Sandwich-Target-Bauweise in Verbindung mit dem Targetzellentrigger führt zu einem leistungsfähigen Targetsystem:

- Die Gesamtlänge des Targets läßt sich vergrößern, ohne daß hierdurch Einbußen bei der Genauigkeit der Bestimmung des Reaktionsorts hingenommen werden müssen.
- Die Zerfallswege innerhalb des Targetmaterials können kurz gehalten werden.
- Die gleichzeitige Messung des Kohlenstoffuntergrundes wird ermöglicht.

2.3.3 Spurverfolgungsdetektor

Um die Teilchenspuren zu rekonstruieren, finden zwei verschiedene Kammerarten Verwendung: Ca 0.5 cm hinter dem Target in Strahlrichtung befindet sich ein Stapel von 10 aufeinanderfolgenden Vieldraht-Proportional-Kammern (MWPC). Im Anschluß daran folgt ein Stapel von 13 Drift-Kammer-Ebenen (DC). Der MWPC-Stapel ist gegenüber dem DC-Stapel um 45 Grad innerhalb der XY-Ebene gedreht. Damit werden Mehrdeutigkeiten bei der Rekonstruktion räumlicher Spuren vermindert. Das um 45 Grad im Uhrzeigersinn gegen XY gedrehte Koordinatensystem wird im folgenden als UV-System bezeichnet. Beiden Koordinatensystemen ist die Z-Achse gemeinsam, die innerhalb geringer Toleranzen mit dem Verlauf des Antiprotonenstahls zusammenfällt.

Die Proportional-Kammern

10 Drahtebenen sind so angeordnet, daß jeweils abwechselnd in Richtung U bzw Richtung V des UV-Systems gemessen werden kann. Jede Kammer besteht aus 160 Drähten im Abstand von 1.27 mm und ermöglicht es, eine aktive Fläche von $(20.3 \times 20.3) \text{cm}^2$ auf Teilchen-Durchgang zu überwachen. Zwischen den zehn Zähl draht-Ebenen besteht jeweils ein Abstand von 1cm. Eine $10 \mu\text{m}$ dicke Aluminium-Folie wird zwischen den Drahtebenen als Kathodenebene eingesetzt. Während des Experiments wurde die MWPC mit einer Standard-Gasmischung aus Argon, Isobutan, Methylal und Freon bei einer Spannung von 4.8kV betrieben. Weitere Einzelheiten siehe [MAH86].

Die Driftkammern

Jeweils 7 Kammern zur Messung der x- und 6 Kammern zur Messung der y-Koordinate bilden das den Proportionalkammern folgende Driftkammern-Paket. Die Driftkammern für dieses Experiment wurden von der Freiburger Gruppe entwickelt und gebaut. Jede der 13 Driftkammerebenen besteht aus einer Kette von mehreren nebeneinanderliegenden Driftzellen.

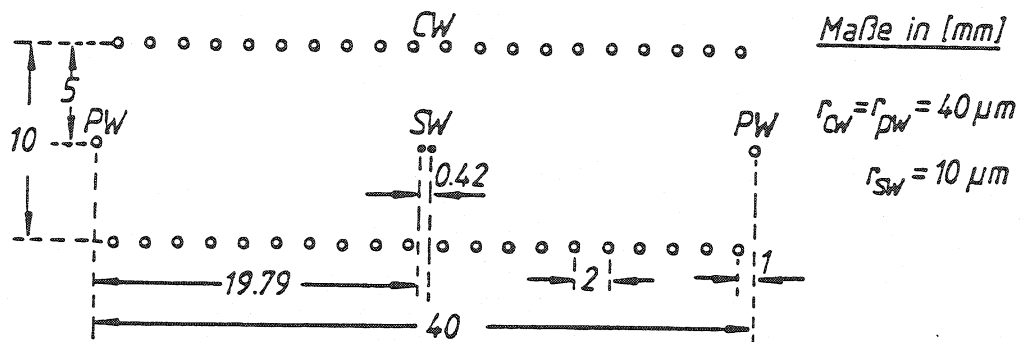


Abb. 2.8: Driftzelle.

Die Potentiale der Kathoden(CW)- und Potential(PW)-Drähte einer Driftzelle werden derart gewählt, daß ein möglichst homogenes Feld innerhalb der Zelle herrscht. Hierdurch erhält man konstante Driftgeschwindigkeiten, was mit bestmöglicher Ortsauflösung gleichzusetzen ist.

Mit Hilfe der doppelten Signaldrähte(SW) kann detektiert werden, ob sich ein Teilchen links oder rechts der Drähte durch die Driftzelle bewegt hat. Weitere Informationen zum Aufbau und zur Funktionsweise der Driftkammern können aus [SCH84], [DUT88] entnommen werden.

Zum Betreiben der Driftkammern wurde eine Gasmischung bestehend aus 67.6% Argon, 30% Isobutan und 2.4% Methylal verwendet.

Uebersicht fuer die im PS185 benutzten Detektor-Ebenen

Ebene Nr.	Orientierung	Z[cm]	Det.-Typ	Aktive Fläche [cm ²]	
1	U	1.0	MWPC	4.1 x	4.1
2	V	2.0	MWPC	4.1 x	4.1
3	U	3.0	MWPC	12.2 x	12.2
4	V	4.0	MWPC	20.3 x	20.3
5	U	5.0	MWPC	20.3 x	20.3
6	V	6.0	MWPC	20.3 x	20.3
7	U	7.0	MWPC	20.3 x	20.3
8	V	8.0	MWPC	20.3 x	20.3
9	U	9.0	MWPC	20.3 x	20.3
10	V	10.0	MWPC	20.3 x	20.3
11	X	11.99	DC	24.0 x	24.0
12	X	12.99	DC	56.0 x	56.0
13	Y	14.68	DC	56.0 x	56.0
14	Y	15.67	DC	56.0 x	56.0
15	X	17.37	DC	56.0 x	56.0
16	X	18.36	DC	56.0 x	56.0
17	Y	20.05	DC	56.0 x	56.0
18	Y	21.05	DC	56.0 x	56.0
19	X	22.74	DC	56.0 x	56.0
20	X	23.73	DC	56.0 x	56.0
21	Y	25.42	DC	56.0 x	56.0
22	X	27.11	DC	56.0 x	56.0
23	Y	28.81	DC	56.0 x	56.0
24	X	58.50	HODO	61.0 x	61.0
25	Y	58.50	HODO	61.0 x	61.0
26	X	63.70	MCH	64.0 x	70.0
27	X	88.20	MCH	92.0 x	94.0
28	X	112.80	MCH	116.0 x	116.0

MWPC: Vieldraht-Proportionalkammer

DC: Driftkammer

HODO: Szintillator-Hodoskop

MCH: Driftkammer im Solenoid-Magnet

Tab. 2.2: Detektorebenen im Experiment PS185.

2.3.4 Hodoskop

Zur Realisierung eines schnellen Triggers auf geladene Teilchen wird zwischen DC-Stapel und Solenoid-Magnet ein Szintillator-Hodoskop positioniert. Das Hodoskop besteht aus zwei Schichten mit je 22 Elementen, welche zum Auslesen der X- bzw. Y-Richtung angeordnet sind. Jede Schicht besteht aus 20 Szintillationszähler-Streifen mit den Maßen $(62 \times 3 \times 0.4)\text{cm}^3$. In zentraler Lage befinden sich zwei Streifen von der Größe $(30.5 \times 1 \times 0.4)\text{cm}^3$ so angeordnet, daß in der Mitte ein Bereich von 1cm^2 für den ungehinderten Durchgang des Primärstrahls frei bleibt.

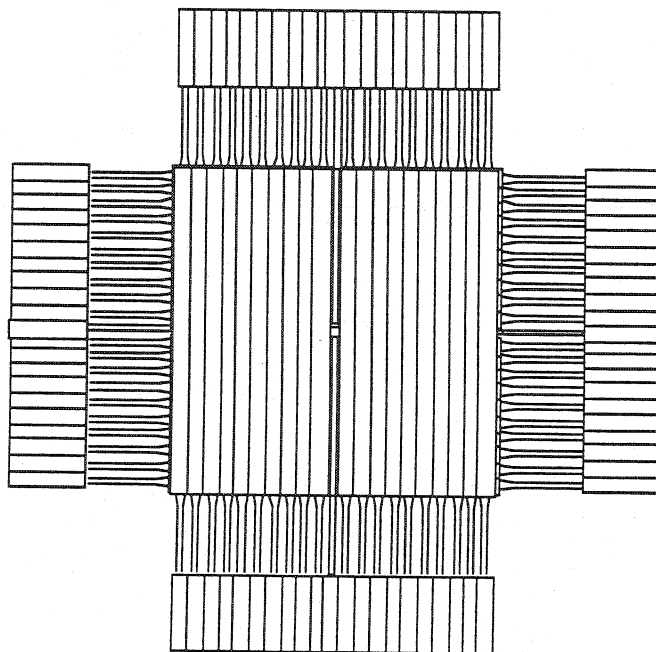


Abb. 2.9: Hodoskop mit Sicht auf die X-Ebene (Y-Ebene darunter).

An beiden Seiten der Szintillator-Streifen sind Photomultiplier angebracht, um das vom Durchgang geladener Teilchen erzeugte Licht nachzuweisen.

Target, MWPC-Stack sowie DC-Stack sind auf Schienen gegenüber dem Hodoskop verschiebbar. Hierdurch wird es möglich die Detektor-Geometrie für die Anforderungen der zu messenden Reaktion zu optimieren.

Weitere Einzelheiten über Aufbau und Funktion des Hodoskops sind in [MAH86] nachzulesen.

2.3.5 Solenoid-Magnet zur Teilchenidentifizierung

Da der Trigger zur Aufzeichnung der elastischen Daten (s. Datenaufnahme) jede Reaktion zuläßt, aus welcher geladene Teilchen resultieren, wird eine Einrichtung zur Identifikation von Ladung und Impuls eines Teilchens notwendig. Will man den differentiellen Wirkungsquerschnitt fuer die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ bestimmen, so ist man, zur Selektion der elastischen Ereignisse auf den Magneten angewiesen.

Das Solenoid (Außenansicht und Maße s. Abb. 2.10) befindet sich im Anschluß an das Hodoskop. Ein Stapel von zehn übereinanderliegenden wassergekühlten Aluminium-Spulen mit je acht Wicklungen bilden ein trapezförmiges Gehäuse. Ein 5cm hoher Streifen zwischen 5. und 6. Spule sowie eine Öffnung in der Gehäuserückwand lassen dem Primärstrahl ungehinderten Durchlaß.

Die Spulen werden mit einer Stromstärke von 1200A versorgt. Damit wird es möglich ein Magnetfeld mit einer Stärke von 0.1 Tesla senkrecht zur Strahlrichtung zu erzeugen, dessen Schwankungen bezüglich der Homogenität unter 8% liegen. Die Rekonstruktion der Spuren außerhalb des Magneten durch MWPC und DC wird nicht beeinträchtigt, da in diesem Bereich das Streufeld kleiner als 0.005 Tesla ist.

Im Innern des Magneten sind drei Driftkammern positioniert. Größe und Position dieser drei Kammern sind aus Tab. 2.2 ersichtlich. Jede dieser drei Kammern besteht aus einer Zähl drahtebene, deren Anordnung eine horizontale (X-Richtung) Ortsbestimmung des Teilchendurchgangs ermöglicht.

Durch die drei Driftkammern wird es möglich die Bahnkrümmung eines durch das Magnetfeld abgelenkten, geladenen Teilchens zu bestimmen.

Aus Ablenkungsrichtung und Bahnkrümmung lassen sich Informationen über Ladung und Impuls des Teilchens gewinnen.

Konstruktion und Position des Magneten beeinträchtigen die geometrische Akzeptanz bei der Selektion elastischer Ereignisse (s. Abb. 2.6). Der maximal erlaubte Laborwinkel eines zu identifizierenden Teilchens gegenüber der Strahlspur liegt bei ca. 37 Grad.

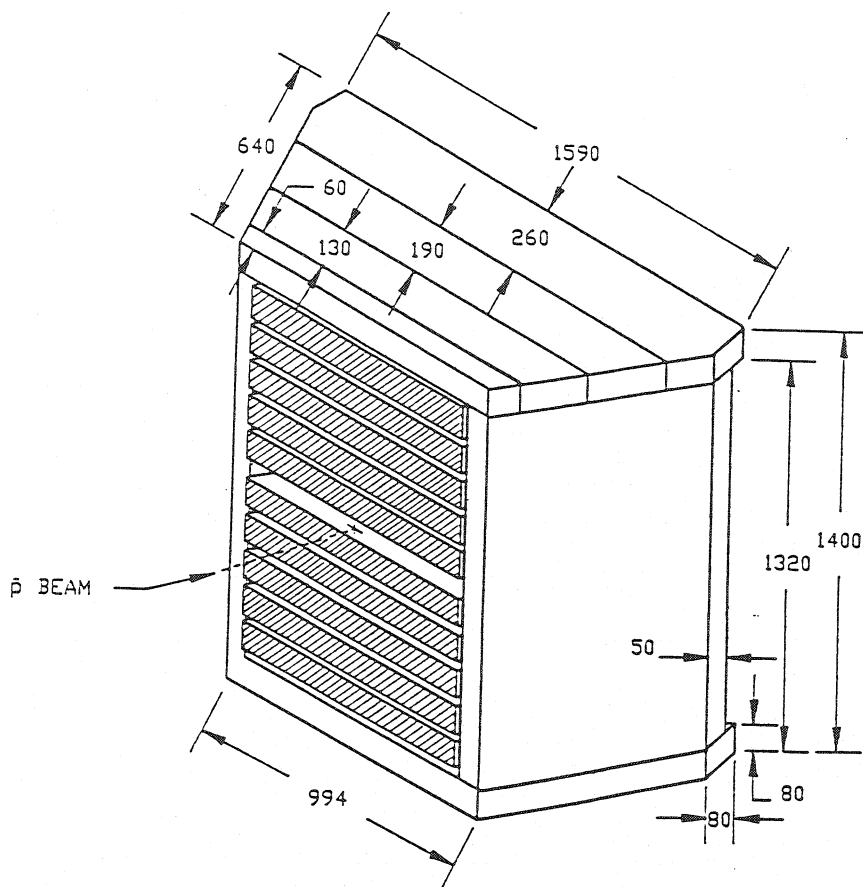


Abb. 2.10: Außenansicht des Solenoids (Alle Maße in [mm]).

Innenmaße: Höhe: 1240 mm Tiefe: 530 mm

Breite vorn: 880 mm Breite hinten: 1477 mm

Jede der schraffiert gezeichneten Alu-Spulen besitzt 8 Wicklungen.
Das Alu-Hohlprofil hat einen Querschnitt von $(12 \times 12) \text{ mm}^2$ mit einer
Öffnung von $(6 \times 6) \text{ mm}^2$ für die Wasserkühlung.

2.4 Datenaufnahme

2.4.1 Datenaufnahme-System

Die Hardware zur Datenaufnahme des Experiments besteht im wesentlichen aus drei Komponenten: Ein CAMAC-System, das die Verbindung zu den Detektoren bereitstellt, ein Kleincomputer VAX11/750, der die Kontrolle über den gesamten Ablauf der Datenaufnahme hat, sowie eine MBD11-Einheit ("micro programmed branch driver"), die den Datenfluß zwischen CAMAC und VAX ermöglicht.

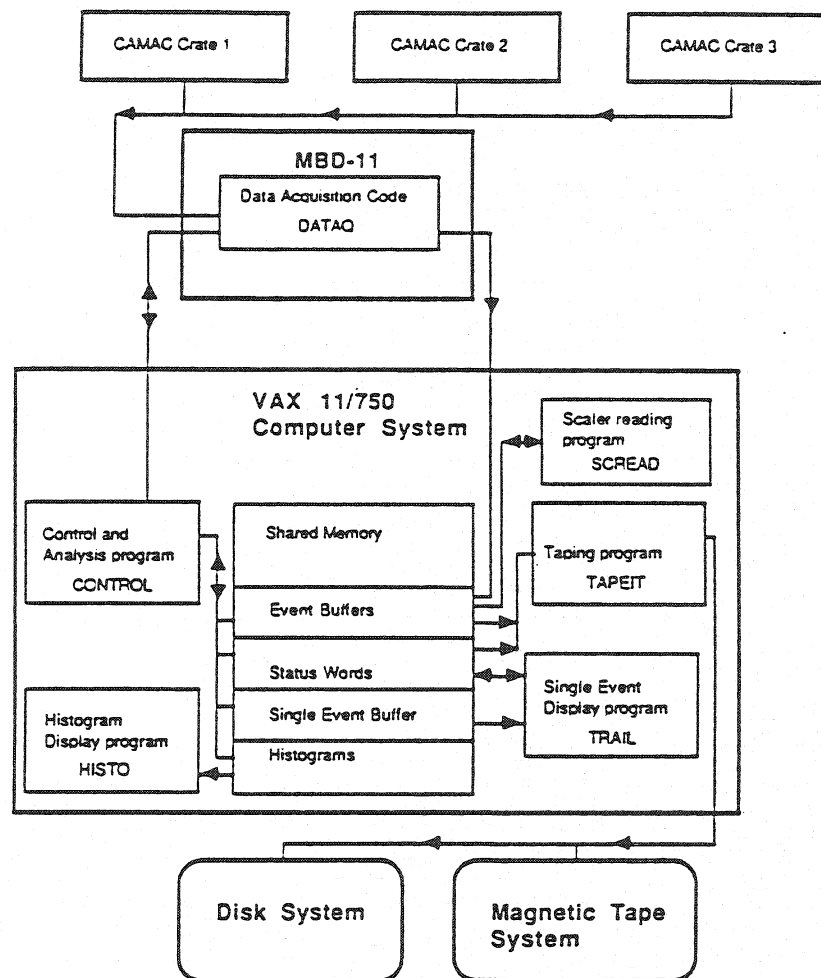


Abb. 2.11: Hauptkomponenten im Datenaufnahmesystem.

Über CAMAC wird die Verbindung zum elektronischen Kodiersystem hergestellt. Beispiele einiger Kodiereinheiten, welche in diesem Experiment benötigt werden: ADC (analog to digital converter) zur Verarbeitung der Pulshöhensignale der Photomultiplier; TDC (time to digital converter) zur Kodierung von Zeitinformationen; Verarbeitung der Proportionalkammer-Daten (PCOS) und der Driftkammer-Daten (NEVISLAB).

Die MBD11-Einheit beinhaltet einen kleinen Computer, der die Verbindung zwischen dem Datenbus des CAMAC-Systems und einem in die VAX integrierten UNIBUS herstellt.

Die VAX bildet das zentrale Organ der Datenaufnahme. Die auf ihr befindlichen Software-Komponenten kontrollieren den Ablauf:

1. DATAQ, das auf dem MBD11 installiert ist, wird von der VAX aus aktiviert. Es dient zur Initialisierung und zum Auslesen der CAMAC-Module.
2. CONTROL, das Hauptprogramm, kontrolliert die übrigen Programme und ist für Datenaustausch zwischen VAX und MBD11 zuständig. Der jeweils zuletzt gelesene Datenpuffer wird von CONTROL analysiert.
3. TAPEIT ist für die Aufzeichnung der Daten auf Magnetband oder Platte verantwortlich.
4. Die CAMAC-Zähler werden durch SCREAD ausgewertet.
5. Für die grafische Darstellung bestimmter Meßdaten, während der Datenaufnahme ist HISTO zuständig.
6. Die Darstellung von Kammerkoordinaten und daraus rekonstruierter Spuren wird durch TRAIL ermöglicht.

Eine ausführliche Beschreibung des Datenaufnahmesystems und der hier kurz beschriebenen Programme sind aus [MAH86] zu entnehmen.

2.4.2 Ereignis-Selektion bei der Datenaufnahme

Mit Hilfe des "Online-Triggers" kann während der Datenaufnahme zwischen vier Arten von Ereignissen unterschieden werden ("Eventselektion"). Die Schaltlogik für die nachfolgend beschriebenen Ereignistypen kann aus Abb. 2.12 entnommen werden.

1. NEUTRAL-EVENT mit den Bedingungen:
Einlaufendes \bar{p} , der Targettrigger muß ein "neutrales Target" bestätigen [DUT88], mindestens je ein X,Y-Hodoskop-Element muß angesprochen haben.
2. BEAM-EVENT mit der Bedingung:
Einlaufendes \bar{p} .
3. ELASTIC-EVENT mit den Bedingungen:
Einlaufendes \bar{p} , mindestens je ein X,Y-Hodoskop-Element muß angesprochen haben, die Hodoskop-Elemente X_9 bis X_{13} und Y_9 bis Y_{13} dürfen nicht angesprochen haben (Dieser $(13 \times 13) \text{cm}^2$ große Bereich des Hodoskops wird mit "Hole" bezeichnet).
Der hier beschriebene Trigger wurde verwendet, um die zur Auswertung vorliegenden Daten elastischer Ereignisse aufzuzeichnen. Durch Unterdrückung der Ereignisse aus dem Bereich "Hole" wird der Primärstrahl sicher ausgeblendet. Hierdurch wird aber auch die Winkelakzeptanz zur Messung elastischer Reaktionen beeinträchtigt: Spuren, die mit Winkeln von ≤ 6.3 Grad gegen Strahlrichtung aus dem Target kommen, werden nicht aufgezeichnet; Im Winkelbereich zwischen 6.3 bis 9.0 Grad wird nur ein Teil der Spuren erfaßt.
4. ELASTIC-CORNER:
Untermenge von ELASTIC-EVENT, mit Selektion von Ereignissen, deren Spuren im Winkel von etwa 35 Grad (gegen Strahlrichtung) verlaufen.

Alle Ereignisse (Typ 1. bis 4.) werden während der Messung aufgezeichnet und jeweils mit einer Typspezifischen "Markierung" versehen.

Für Ereignisse vom Typ 2. bis 4. wurde jeweils nur ein Bruchteil der wirklich auftretenden Ereignisrate aufgezeichnet. In der Logik wird hierfür das "Prescaling" vorgesehen, das eine fest vorwählbare Anzahl von Ereignissen unberücksichtigt läßt, bevor das nachfolgende bearbeitet wird.

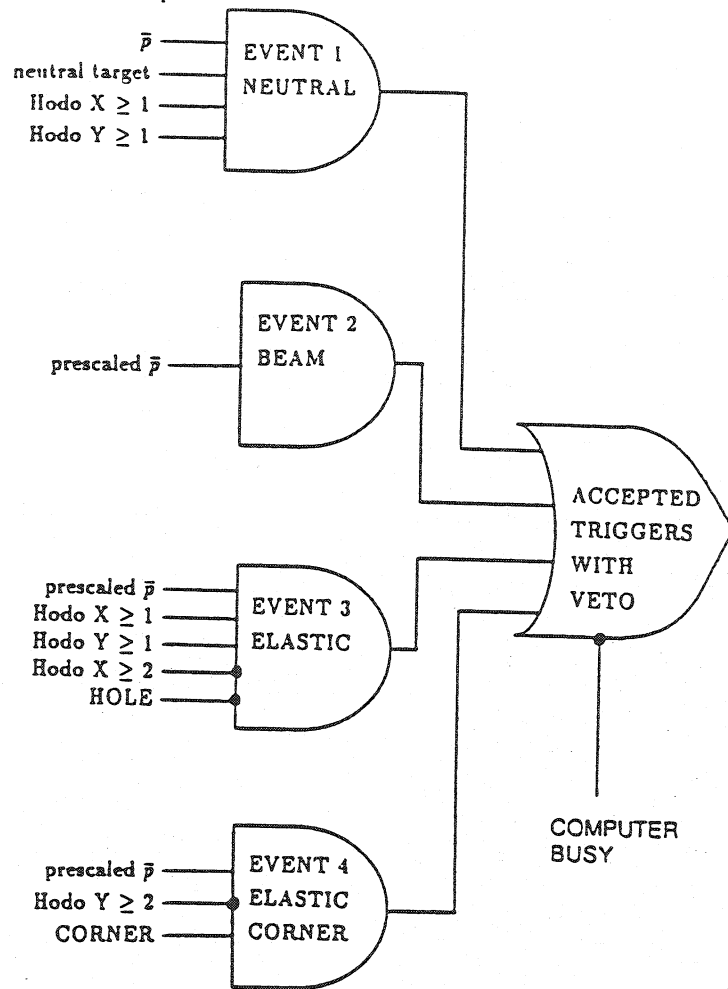


Abb. 2.12: Logik für mögliche Ereignis-Trigger.

3 Auswertung

Zur Auswertung der Daten werden Verfahren der Ereignis-Rekonstruktion (3.1) und der Ereignis-Selektion(3.2) benötigt.

Ein "Ereignis" wird durch einen Satz von Daten beschrieben, der bei der Datenaufnahme, durch Ansprechen des "ELASTIC TRIGGER" aufgezeichnet wird. In diesem Datensatz sind alle notwendigen Informationen enthalten, um die Teilchenspuren des Ereignisses innerhalb der Detektorakzeptanz, zu rekonstruieren. Mit Hilfe der Teilchenspuren und der Ortsinformationen im Solenoid-Magneten können Ereignisse vom Typ ($\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$) erkannt werden.

Die zur Auswertung bereitgestellten Daten wurden im Juli 1985, bei einer Energie des Antiprotonenstrahls von 1546MeV/c, aufgezeichnet. Die rechenintensive Auswertung des Hauptexperimentes wurde in Freiburg auf der, 1987 neu installierten Rechananlage vom Typ IBM3090 durchgeführt.

3.1 Ereignis-Rekonstruktion

Eine Übersicht für die wichtigsten Stufen der Ereignis-Rekonstruktion:

1. Aus den Daten der gemessenen Drahtadressen und Driftzeiten werden die zugehörigen zweidimensionalen Koordinaten errechnet:
Für Proportionalkammern ergeben sich UZ- bzw. VZ-Koordinaten, für Driftkammern entsprechend XZ- bzw. YZ-Koordinaten.
2. Innerhalb der vier Ebenen UZ, VZ, XZ, YZ wird nach zweidimensionalen Teilchenspuren gesucht.
Erzeugung dreidimensionaler Spuren. Hierzu wird jeweils eine Kombination von zwei, drei, oder vier zweidimensionalen Spuren gesucht, aus denen sich eine dreidimensionale Spur bilden läßt.

Die Koordinaten und Spuren, welche durch die Ereignis-Rekonstruktion errechnet werden, bilden den Ausgangspunkt für die nachfolgende Ereignis-Selektion. Die Methoden zur Bestimmung der Koordinaten in Proportional- und Driftkammern, sowie zur Bestimmung der Teilchenspuren sind von großer Bedeutung, da alle nachfolgenden Stufen der Auswertung auf diese Koordinaten und Spuren aufbauen.

Die nachfolgenden Kapitel für Koordinatenbestimmung und Spurbestimmung werden die wichtigsten Merkmale dieser Methoden beschreiben. Ausführliche Informationen zu diesen Themen sind in [DUT88] zu finden.

3.1.1 Koordinatenbestimmung in Proportionalkammern

Die Koordinaten in den Proportionalkammern werden rein geometrisch bestimmt: Die Z-Position ist identisch mit der Z-Position der entsprechenden Kammerebene; die U- bzw. V-Position wird mit Hilfe des Drahtabstands und der Nummer des angesprochenen Drahtes ermittelt. Haben mehrere benachbarte Drähte (cluster) angesprochen, so wird U bzw. V über den Schwerpunkt des "clusters" bestimmt.

Die Ortsauflösung der Proportionalkammern hängt vom Auftreffwinkel des Teilchens auf die Kammerebene ab. Mit zunehmendem Winkel verschlechtert sich die Auflösung, da hier die effektive Weglänge des Teilchens im Bereich einer Driftzelle immer kürzer wird (s. Abb. 3.2). Als Maß für die Ortsauflösung wird die Standardabweichung angegeben, die aus der Summe der quadratischen Abweichungen der Koordinaten gegenüber der Ausgleichsgeraden gebildet wird (s. Abb. 3.1).

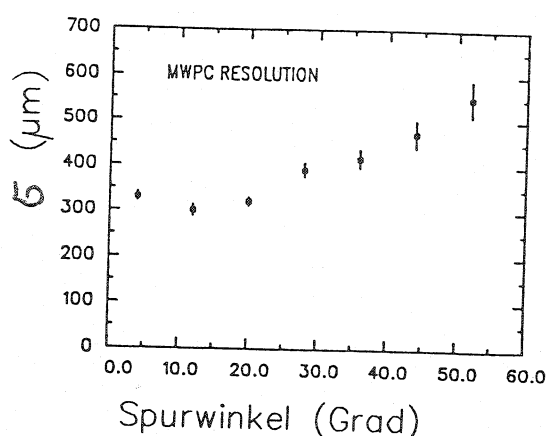


Abb. 3.1: Ortsauflösung der MWPC in Abhängigkeit des Auftreffwinkels

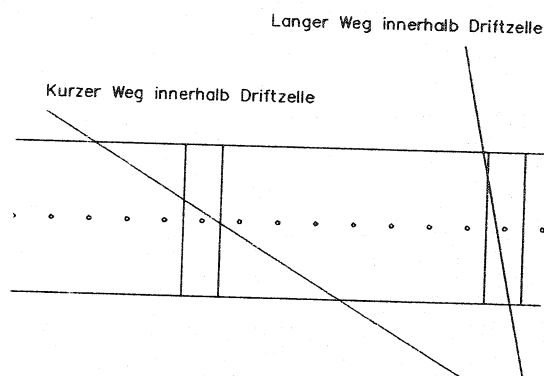


Abb. 3.2: Effektive Weglänge bei verschiedenen Auftreffwinkeln

Die Ortsauflösung der Proportionalkammer läßt sich auch theoretisch berechnen [EIC81]. Unter Annahme einer räumlich homogenen Flächenbestrahlung gilt:

$$\sigma_{th} = d / [12]^{1/2} = 370 \mu\text{m}$$

mit $d = 1.27\text{mm}$ = Abstand zwischen den Drähten

Für Winkel kleiner als 30 Grad liegt der gemessene Wert unterhalb des theoretisch berechneten (vgl. mit Abb. 3.1), da in diesem Bereich die Ortskoordinate meist aus dem Ansprechen eines zusammenhängenden "clusters" bestimmt wird. Die Ortsbestimmung über den Mittelwert mehrerer Drahtpositionen ist aber genauer als die theoretische Berechnung, da hier nur das Ansprechen eines Drahtes vorausgesetzt wird.

3.1.2 Koordinatenbestimmung in Driftkammern

Die Z-Koordinate wird rein geometrisch, aus der Position der jeweiligen Drahtebene, bestimmt. Die X- bzw. Y-Koordinate wird über eine Weg-Zeit-Zuordnung, welche zuvor für jede Zähl drahtebene ermittelt werden muß (Kammer-Eichung), bestimmt. Zur Optimierung der Ortsauflösung der Kammer wurde die "Iterative Eichung" als selbstkonsistentes Eichverfahren benutzt. Zur Realisation dieses Eichverfahrens werden (überbestimmte) Spuren mit mindestens drei Koordinaten benutzt. Durch zwei Punkte wird jeweils eine Gerade gelegt und der dritte "Soll"-Punkt durch lineare Extrapolation bzw. Interpolation errechnet. Aus der Differenz des Sollpunkts zum wirklich gemessenen Punkt erhält man eine driftzeitabhängige Korrekturfunktion für die bestehende Eich-tabelle der betreffenden Ebene. Sind die Eich-tabellen für alle Ebenen korrigiert, kann das Verfahren wiederholt werden.

Nach bereits drei Iterationen konvergierte die Eichung für die 13 Driftkammern. Für Spuren im Winkelbereich zwischen 0 bis 8 Grad ergibt sich eine Auflösung von 0.2mm.

Da die Weg-Zeit-Beziehung vom Durchschußwinkel der Teilchen abhängig ist [EIS85], werden die Werte aus der Eich-tabelle zusätzlich winkelabhängig korrigiert.

Nachweiswahrscheinlichkeit in den Driftkammern:

Zur Bestimmung der Kammer-Effizienzen wurden Spuren aus den vorliegenden Daten verwendet. Für jede Ebene wurde, innerhalb eines 1cm breiten Bereichs um den auf der Spur liegenden "Soll"-Punkt, nach einem gemessenen Kammerpunkt gesucht. Die Effizienz berechnet sich aus dem Verhältnis der Anzahl nicht gefundener zu vorhergesagter Koordinaten.

Ebene Nr.		11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	26	27	28
Effizienz in %		90	89	90	91	89	89	95	96	95	95	95	89	92	86	96	92

3.1.3 Rekonstruktion der Teilchenspuren

Nach der Rekonstruktion der zweidimensionalen Koordinaten für die vier Projektionsebenen UZ, VZ im MWPC-Kammer-Stapel sowie XZ, YZ im Driftkammer-Stapel wird innerhalb jeder Projektionsebene nach zweidimensionalen Spuren gesucht. Dabei werden folgende Arbeitsschritte durchlaufen (siehe auch Abb. 3.3):

1. Durch zwei Punkte mit größtmöglichem Abstand in Z-Richtung wird eine Gerade gelegt. Handelt es sich um eine Gerade im DC-Stapel, so werden die zwei Koordinaten entsprechend der Geradensteigung winkelkorrigiert.
2. Um die Gerade wird ein "Such-Korridor" gelegt, dessen Breite winkelabhängig ist. Für Driftkammer-Spuren wird die Korridorbreite zusätzlich verbreitert. Innerhalb des Korridors wird nach Koordinaten gesucht. In Driftkammern werden die gefundenen Koordinaten winkelkorrigiert und danach überprüft, ob sie in einem enger definierten Korridor liegen (siehe Abb. 3.3).

Für Spuren innerhalb der MWPC-Ebenen (UZ, VZ) gilt:

Halbe Breite des Suchkorridors([mm]): $1.0 + 0.5 * \tan(\alpha)$

Für Spuren innerhalb der DC-Ebenen (XZ, YZ) gilt:

Halbe Breite des erweiterten Suchkorridors([mm]): $0.6 + 1.5 * \tan(\alpha)$

Halbe Breite des angepaßten Suchkorridors([mm]): $0.6 + 0.6 * \tan(\alpha)$

3. Falls drei oder mehr Koordinaten innerhalb des Korridors gefunden werden, wird die Ausgleichsgerade berechnet.
Alle zu einer Spur gehörigen Koordinaten werden für die weitere Spurensuche als "bereits verwendet" markiert.

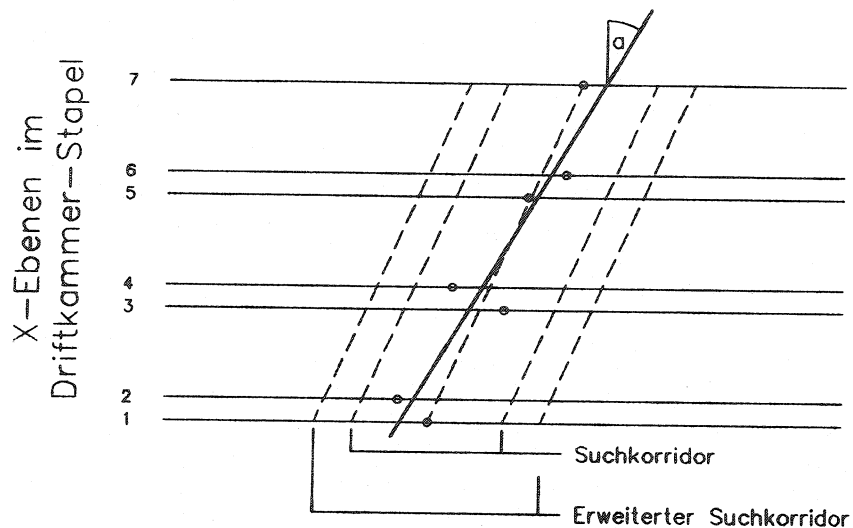


Abb. 3.3: Spurensuche in der Projektion XZ (Driftkammer-Stack)

Im letzten Schritt der Spurrekonstruktion werden räumliche Spuren aus jeweils zwei, drei oder vier zusammengehörigen zweidimensionalen Spuren gebildet. Hierzu wird jeweils aus zwei 2D-Spuren des MWPC-Stacks eine 3D-Spur gebildet und vom UVZ-Koordinatensystem ins XYZ-System transformiert. Zu dieser Geraden wird eine passende 3D-Spur gesucht, die aus zwei 2D-Spuren des DC-Stacks erzeugt worden ist. Zwei 3D-Spuren passen zusammen, wenn Steigungen und Achsenabschnitte innerhalb bestimmter Toleranzen (dreifache Standardabweichung) übereinstimmen. In diesem Falle wird aus beiden 3D-Spuren die Ausgleichsgerade berechnet. Wird keine passende 3D-Spur gefunden, so werden die einzelnen 2D-Spuren des DC-Stacks auf Übereinstimmung geprüft. Für alle nicht kombinierbaren 2D-Spuren aus dem MWPC-Stack bzw. aus dem DC-Stack werden jeweils alle möglichen Kombinationen von 3D-Spuren gebildet.

3.2 Ereignis-Selektion

Nachdem aus den Rohdaten des Ereignisses die Teilchenspuren rekonstruiert worden sind muß das Ereignis auf seine weitere Verwendbarkeit geprüft werden. Lediglich Ereignisse vom Typ $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ sind erwünscht. Andere bzw. unbrauchbare Ereignisse müssen erkannt und von der weiteren Auswertung ausgeschlossen werden.

Zusammenfassung der Kriterien, durch deren Erfüllung ein Ereignis als "verwendbar" eingestuft wird:

1. Es muß mindestens eine 3D-Spur vorhanden sein, die aus drei oder vier 2D-Spuren gebildet worden ist ("V-Spur").
Der Punkt der größten Annäherung (PDCA=Point of distance of closest approach) zwischen einer solchen 3D-Spur und der Spur des Primärstrahls muß innerhalb eines bestimmten Targetzellen-Volumens (s. Kap. 3.4, Tabelle der Programmparameter) liegen ("T-Spur"). Zur Messung des Kohlenstoffuntergrundes ist dies gleich dem Bereich der ^{12}C Zelle, sonst gleich dem Bereich der vier CH_2 Zellen.
2. Unter der Annahme, daß es sich um eine elastische Antiproton-Proton-Streuung handelt, werden zu jeder dieser Spuren aufgrund der Kinematik die zugehörigen Teilchen-Impulse (für Antiproton und Proton) vorausberechnet.
3. Für mindestens eine der Spuren, die die Bedingung 1. erfüllen, muß das zugehörige Teilchen durch den Solenoid-Magneten als Antiproton oder Proton identifiziert worden sein.

In den nachfolgenden Abschnitten werden die zur Ereignis-Selektion benötigten Methoden näher beschrieben.

3.2.1 Bestimmung des Reaktionsortes

Die Bestimmung des Ortes der maximalen Annäherung einer Teilchenspur an die Primärstrahlspur (PDCA(Strahl)) ist von großer Bedeutung: Zum einen wird ein Ereignis nur dann zur weiteren Auswertung herangezogen, wenn mindestens eine Teilchenspur vorhanden ist, deren PDCA(Strahl) innerhalb des Targetbereichs liegt ("T-Spur"); zum anderen werden hiermit "Kohlenstoff-Ereignisse" selektiert (PDCA(Strahl) liegt innerhalb der Kohlenstoff-Targetzelle), damit bei der Auswertung der " CH_2 -Ereignisse" der Kohlenstoff-Untergrund abgezogen werden kann.

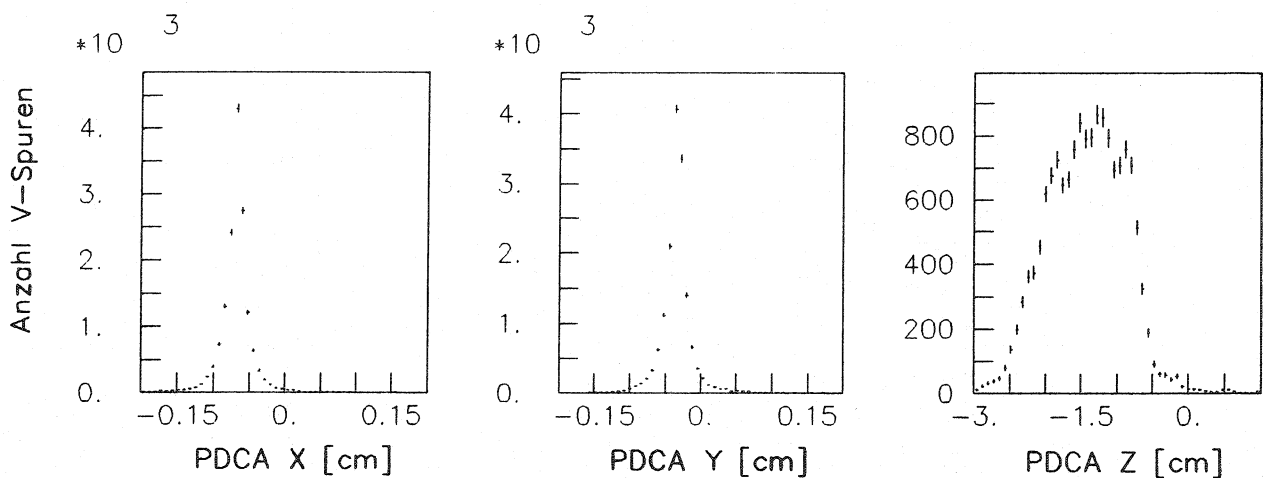


Abb. 3.4: Verteilung der X-,Y-,Z-Koordinate für PDCA(Strahl), für alle "V-Spuren" der vorhandenen Ereignisse.

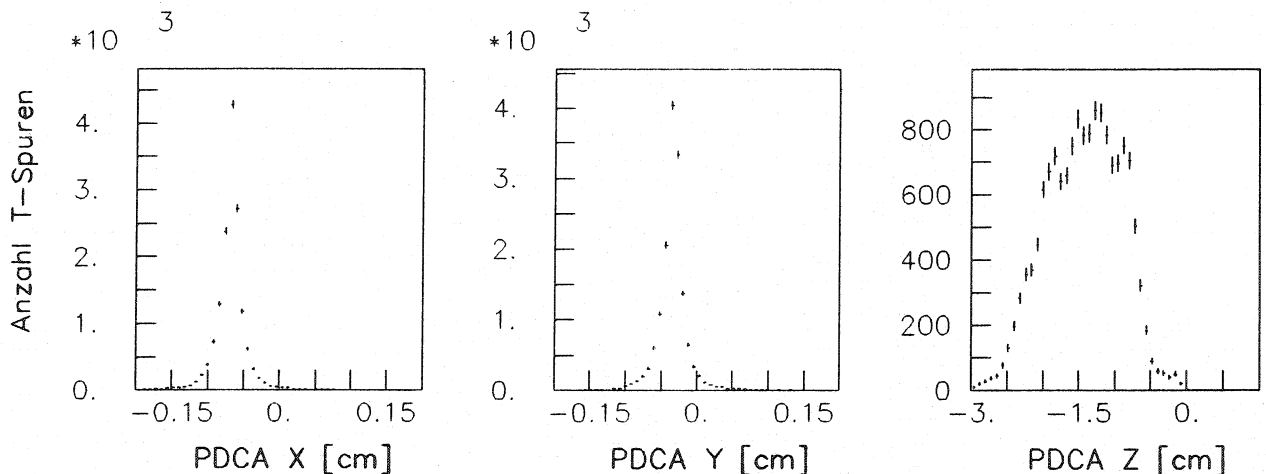


Abb. 3.5: Verteilung der X-,Y-,Z-Koordinate für PDCA(Strahl), für alle "T-Spuren" der vorhandenen Ereignisse.

In Abb. 3.4 wird die Verteilungen für die X-,Y- und Z- Koordinate für den PDCA(Strahl) für alle V-Spuren gezeigt. Alle V-Spuren, deren PDCA (Strahl) innerhalb des Targetvolumens liegt, werden weiterverarbeitet und als T-Spuren bezeichnet. Die Verteilungen für die Koordinaten des PDCA (Strahl) für alle T-Spuren ist in Abb. 3.5 zu sehen.

Das Maximum für die Verteilungen der X- und Y-Koordinate zeigt die Abweichung des Antiprotonenstrahls gegenüber dem Mittelpunkt des Targets (vgl. mit 3.4: Liste der Programmvariablen).

Für den größten Teil (96%) der V-Spuren liegt der PDCA (Strahl) innerhalb des Targetvolumens, da die Ereignis-Selektion bei der Datenaufnahme (Online-Trigger = ELASTIC EVENT; s. Kap. 2.4.2) einen hohen Anteil von elastischen Ereignissen und damit von Spuren aus dem Target zur Folge hat.

Zur Bestimmung des Kohlenstoff-Untergrundes müssen Ereignisse aus der ^{12}C -Targetzelle möglichst gut von Ereignissen aus den vier CH_2 -Targetzellen getrennt werden. Wie gut das möglich ist, hängt von der Genauigkeit ab, womit der PDCA(Strahl) rekonstruiert werden kann. Abb. 3.6 und Abb. 3.7 zeigen Ergebnisse, die durch die Auswertung von Monte-Carlo-Daten (siehe auch Kap. 3.3) erzeugt worden sind.

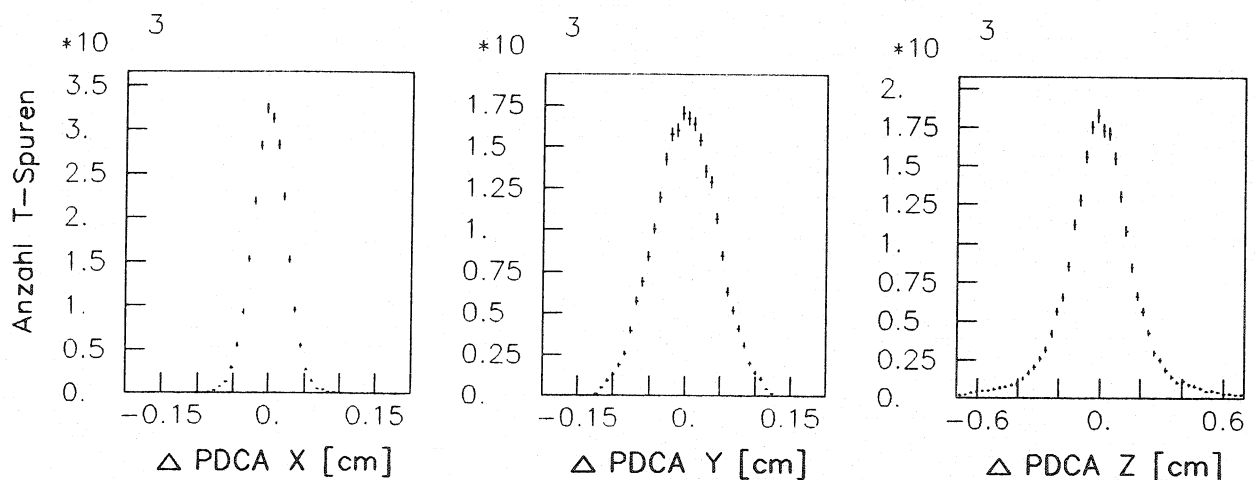


Abb. 3.6: Differenzverteilungen (Sollwert-Rekonstruiert) der X-, Y-, Z-Koordinate für PDCA(Strahl), bei Monte-Carlo-Ereignissen.

Bei der Beurteilung der Ortsauflösung ist zu beachten, daß zur Berechnung des PDCA(Strahl) der Strahl als Gerade behandelt wird. Die nicht berücksichtigte, elliptische X-Y-Ausdehnung des Strahls (s. Kap. 2.3.1), ist für die unterschiedliche Differenzverteilung in X bzw. Y verantwortlich (s. Abb. 3.6).

Hieraus ergibt sich ein Fehler bei der Berechnung der X,Y, bzw. Z-Koordinate des Reaktionsortes. Für die Berechnung von Z kann der Fehler durch die obere Grenze

$$dZ = d / \tan \alpha$$

d = Abstand des Reaktionsortes zum Strahlmittelpunkt innerhalb der X-Y-Ebene.

α = Winkel zwischen Teilchenspur und Primärstrahlgerade.

abgeschätzt werden.

Aus den Differenzenverteilungen zwischen vorgegebenen und rekonstruierten Werten für den Reaktionsort bei Monte-Carlo-Ereignissen (Abb. 3.6) lassen sich die Gesamtfehler bei der Bestimmung des Reaktionsortes abschätzen:

Parameter	Fehler in cm [HWHM]
X-Koordinate des Reaktionsortes	0.028
Y-Koordinate des Reaktionsortes	0.048
Z-Koordinate des Reaktionsortes	0.150

Mit [HWHM] (half width, half maximum) wird als Wert die halbe Breite bei halber Höhe des Maximalwerts der Verteilung abgelesen.

Wie in Kap. 2.3.2 erwähnt, beträgt die Ausdehnung einer Targetzelle in Z-Richtung $\varnothing.25\text{cm}$. Da die Z-Koordinate des PDCA(Strahl) mit einem Fehler von $\varnothing.15\text{ cm}$ behaftet ist, sind Fehler bei der Rekonstruktion der zugehörigen Targetzelle nicht auszuschließen (s. Abb. 3.7).

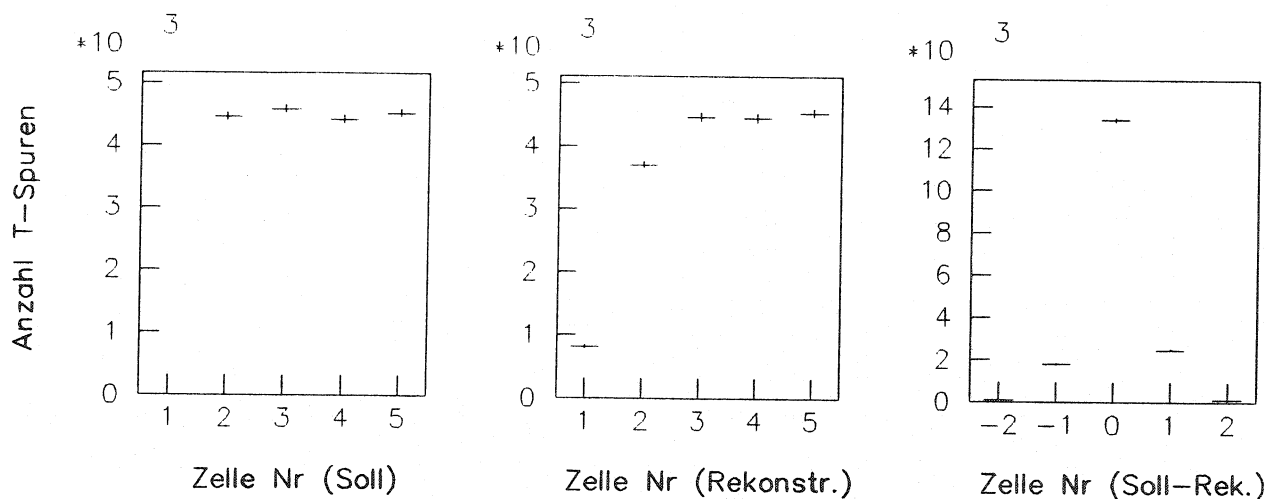


Abb. 3.7: Rekonstruktion der, dem PDCA(Strahl) zugehörigen, Targetzelle und Differenzenverteilung (Sollwert-Rekonstruiert) bei Monte-Carlo-Ereignissen. Zur Beachtung: Monte-Carlo-Daten enthalten nur Ereignisse aus den Targetzellen Nr.2 bis Nr.5.

Aus der Differenzenverteilung (Abb. 3.7 rechts) läßt sich ablesen, daß für 75% der Ereignisse die Targetzelle korrekt rekonstruiert wurde. Für 10% der Ereignisse war die Nummer der rekonstruierten Targetzelle eins zu hoch (Soll-Rek.= -1) und für 14% eins zu niedrig (Soll-Rek.= 1).

3.2.2 Kinematische Vorhersage

Für jede Spur eines Ereignisses, deren "Schnittpunkt" mit der Primärstrahl-Spur (PDCA(Strahl)) innerhalb des Targetbereichs liegt ("T-Spur"), wird angenommen, daß sie zu einem Antiproton oder Proton aus der elastischen Streuung gehört. Die kinematische Vorhersage liefert unter anderem die Teilchen-Impulse für beide Fälle. Existiert im Anschluß an diese T-Spur die entsprechend gekrümmte Teilchenbahn im Magneten, so wird die Annahme, daß es sich um eine Spur der elastischen $\bar{p}p$ -Streuung handelt, bestätigt.

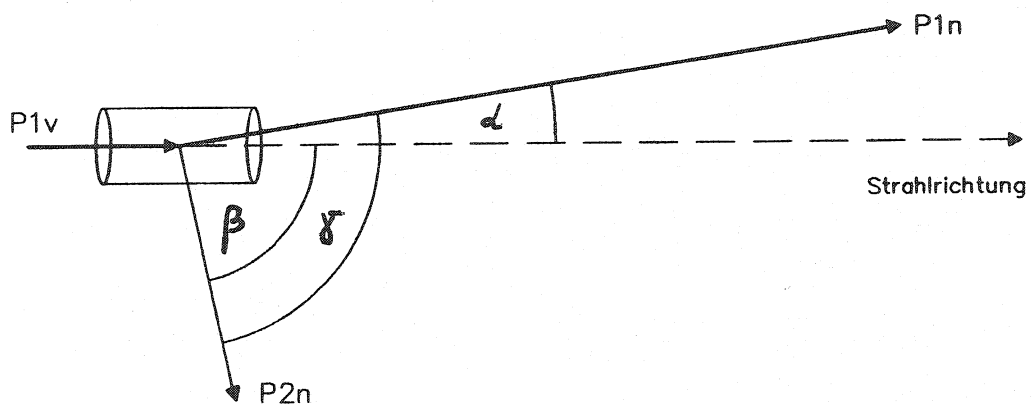


Abb. 3.8: Elastische Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ im Laborsystem.

Parameter Bedeutung

M_1, M_2	Masse von Teilchen 1 und 2	$M_1 = M_2 = 938.28 \text{ MeV}/c^2$	Protonenmasse
P_{1v}	Impuls von Teilchen 1 vor dem Stoß	$= 1.546 \text{ GeV}/c$	Einschußimpuls
P_{2v}	Impuls von Teilchen 2 vor dem Stoß	$= 0$	(ruhendes Proton)
P_{1n}	Impuls von Teilchen 1 nach dem Stoß		
P_{2n}	Impuls von Teilchen 2 nach dem Stoß		
α	Streuwinkel von Teilchen 1		
β	Streuwinkel von Teilchen 2		
γ	Öffnungswinkel der gestreuten Teilchen.		

Über den Streuwinkel, der durch eine T-Spur vorgegeben wird, lassen sich die übrigen Größen wie Streuwinkel des anderen Teilchens und Impulse nach dem Stoß mit Hilfe der relativistischen Zwei-Teilchen-Kinematik (s. Kap. 2.2) berechnen.

Nachfolgende Tabelle zeigt, wie sich die einzelnen Parameter in Abhängigkeit des Streuwinkels eines Reaktionspartners verhalten.

α	[Grad]	10.0	20.0	30.0	40.0	50.0	60.0	70.0	80.0
β	[Grad]	75.5	61.9	49.8	39.1	29.8	21.5	14.0	6.9
δ	[Grad]	85.5	81.9	79.8	79.1	79.8	81.5	84.0	86.9
P1n	[GeV/c]	1.505	1.381	1.202	0.996	0.783	0.574	0.376	0.185
P2n	[GeV/c]	0.270	0.535	0.788	1.015	1.207	1.357	1.465	1.529

Tab. 3.1: Parameter der elastischen Streuung $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$.
Impulse vor dem Stoß: \bar{p} : 1546 GeV/c p : ruhend.

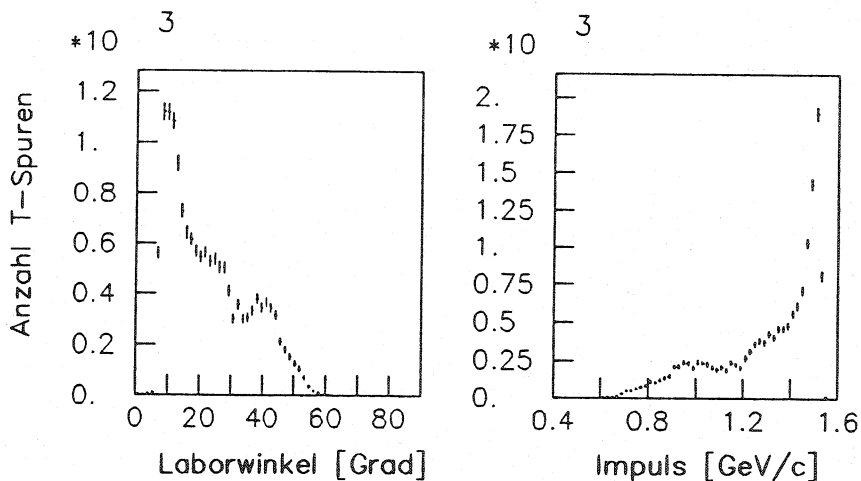


Abb. 3.9: Verteilungen für Streuwinkel (Laborsystem) und zugehörige Impulse der untersuchten T-Spuren.

In Abb 3.9 sind die Verteilungen der gemessenen Laborwinkel aller T-Spuren und der dazu berechneten Impulse zu sehen. Die Struktur im Winkelbereich zwischen 30 bis 45 Grad ist im Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts wiederzufinden (vgl. mit Abb. 4.13 im Bereich für den Cosinus des Schwerpunkt winkels von 0 bis 0.6).

Spuren im Winkelbereich zwischen 0 bis 3 Grad sind nicht zu finden, da diese im Bereich des "Hole" im Hodoskop liegen. Ereignisse die derartige Spuren enthalten, werden bereits durch den "Online-Trigger" verworfen (s. Kap. 2.4.2).

3.2.3 Identifizierung der Teilchen im Magnet

Im ersten Schritt der Ereignis-Selektion wurde nach Teilchenspuren gesucht, deren "Schnittpunkt" (=PDCA(Strahl)) mit dem Primärstrahl innerhalb des Targetbereichs liegt ("T-Spuren"). Unter Annahme, daß es sich bei den Teilchen dieser Spuren um Antiprotonen bzw. Protonen handelt, wurde die Kinematik der zugehörigen elastischen Reaktion vorausgerechnet. Im letzten Schritt wird nach T-Spuren gesucht, deren Impulsvorhersage durch die entsprechende Bahnkrümmung im Magneten bestätigt werden kann. Die Ladung des Teilchens läßt sich aus der Richtung der Ablenkung bestimmen.

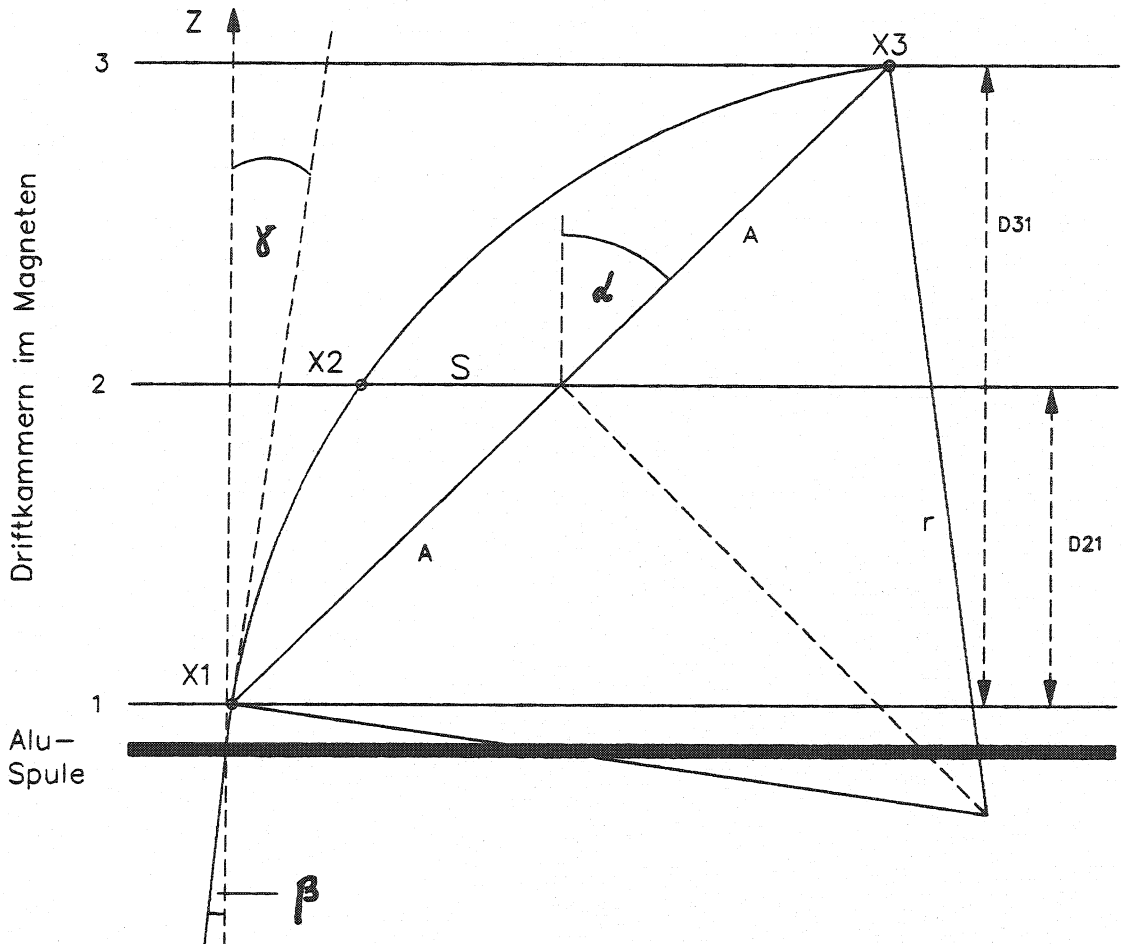


Abb. 3.10: Teilchenbahn (stark übertrieben) im Solenoid.
Veranschaulichung der Größe S.

Auf der Suche nach einem Parameter, der von der Vielfachstreuung der Teilchen in den Aluminium-Spulen möglichst unbeeinflusst bleibt, wurde die Größe S definiert. S wird mit Hilfe der Ortskoordinaten aus den drei Driftkammern innerhalb des Solenoids wie folgt gebildet:

$$S = X1 + (X3 - X1) * D21/D31 - X2$$

mit X_i Koordinate in der i-ten Magnet-DC-Kammer,
 D_{ij} Abstand zwischen Magnet-DC-Kammern i und j.

Für Rechtsablenkung (in Strahlrichtung gesehen) wird der Wert von S positiv, für Linksablenkung entsprechend negativ.

Um die kinematische Vorhersage für eine T-Spur zu prüfen, wird für S der Sollwert (S_p) sowohl für Rechtsablenkung als auch für Linksablenkung berechnet. Hierzu wird mit Hilfe der XZ-Projektion des vorhergesagten Impulses (P_{xz}) und der bekannten Magnetfeldstärke (B) S_p wie folgt berechnet:

Für Rechtsablenkung:

$$S_p = \tan(\alpha) * D21 - r * \cos(\gamma_r) + [r^2 - (D21 + r * \sin(\gamma_r))^2]^{1/2}$$

Für Linksablenkung:

$$S_p = \tan(\alpha) * D21 + r * \cos(\gamma_l) - [r^2 - (D21 - r * \sin(\gamma_l))^2]^{1/2}$$

mit $\tan(\alpha) = (X3 - X1)/D31$

$$\sin(\gamma_r) = (\sin(\alpha) * [r^2 - A^2]^{1/2} - A * \cos(\alpha)) / r$$

$$\sin(\gamma_l) = (\sin(\alpha) * [r^2 - A^2]^{1/2} + A * \cos(\alpha)) / r$$

$$A = D31 / (2 * \cos(\alpha))$$

$$r = P / (0.3 * B)$$

Bedeutung der Variablen (siehe auch Abb. 3.10)

S_p	Vorhersage für die Größe S.
X_i	Koordinate für die i-te Driftkammer im Magneten.
D_{ij}	Abstand zwischen i-ter und j-ter Driftkammer im Magneten.
α	Winkel zwischen Strahlrichtung und Gerade (X1-X3).
β	Winkel zwischen Strahlrichtung und T-Spur (Einschußwinkel).
γ	Winkel zwischen Strahlrichtung und T-Spur an der ersten Driftkammer.
A	Halbe Länge der Geraden (X1-X3).
r	Ablenkungsradius [m]
P_{xz}	Impuls (innerhalb der XZ-Ebene) des Teilchens [GeV/c]
B	Magnetfeldstärke [Tesla]

Der Unterschied zwischen den beiden Winkeln β und γ wird durch die Vielfachstreuung in den Aluminium-Spulen des Magneten und der Ablenkung des Teilchens auf dem Weg zwischen Spule und erster Driftkammer verursacht. Um den Winkel γ berechnen zu können, wird zunächst der Fußpunkt X1 bestimmt: Durch Extrapolation der T-Spur aus dem Kammer-Stack und unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung wird ein Bereich in der ersten Driftkammer festgelegt, innerhalb dessen der gemessene Punkt X1 erwartet wird. Durch die gemessenen Ortskoordinaten X1 und X3 aus der ersten und dritten Driftkammer wird eine Gerade gelegt. Damit wird der Winkel α und somit auch γ bestimmbar. Hiermit sind alle notwendigen Parameter vorhanden, um Sp, die Vorhersage zur Größe S, zu berechnen.

Im folgenden muß die Größe S aus den gemessenen Ortskoordinaten der drei Driftkammern gebildet werden. Hierzu wird unter Verwendung des aus der kinematischen Vorhersage bekannten Impulses und der Spurwinkel für jede der drei Driftkammern die "Soll-Koordinate" für beide Ablenkungsrichtungen berechnet. Um diese Koordinaten wird jeweils ein "Suchkorridor" gelegt. Die Breite des Korridors an der Z-Position der einzelnen Driftkammerebenen wird durch die dreifache Standardabweichung, die über die Fehler bei der Vorhersage und der Vielfachstreuung gebildet wird, gegeben. Damit gibt es für jede Driftkammerebene zwei Bereiche (einer für Rechtsablenkung, einer für Linksablenkung), innerhalb derer nach gemessenen Koordinaten gesucht wird. Für beide Ablenkungsrichtungen werden aus den gefundenen Koordinaten jeweils alle möglichen Werte für die Größe S berechnet. Kann S aufgrund fehlender Koordinaten nicht gebildet werden, so wird die Identifikation an dieser Stelle mit Mißerfolg abgebrochen.

Jeder der gefundenen Werte S, wird mit dem theoretisch ermittelten Wert Sp verglichen:

$$\chi^2 = [(S - Sp) / \sigma_{\text{sag}}]^2$$

$$\text{mit } \sigma_{\text{sag}} = [\sigma^2(S) + \sigma^2(Sp)]^{1/2}$$

$\sigma(S)$ Fehler aufgrund der Ortsauflösung der Kammern.

$\sigma(Sp)$ Fehler aus der theoretischen Berechnung von Sp.

Falls mehrere Lösungen für S gefunden wurden, wird der zu prüfenden Spur das S mit dem kleinsten χ^2 zugeordnet (S_{min}).

Die kinematische Vorhersage einer Spur gilt als bestätigt, falls die Bedingung ($\chi^2 \leq 4$) für S_{min} erfüllt wird.

Damit ist die Masse des Teilchens als Protonenmasse identifiziert. Die Ablenkungsrichtung des Teilchens bei vorgegebener Magnetfeldrichtung bringt die Information, ob es sich um ein Antiproton oder ein Proton handelt.

Da alle T-Spuren eines Ereignisses überprüft werden, ist es möglich, daß für mehrere T-Spuren die kinematische Vorhersage bestätigt wird. In diesem Falle wird das Ereignis durch die T-Spur mit dem kleinstem χ^2 des zugehörigen S_{\min} (= die "S-Spur" des Ereignisses) repräsentiert.

Nachfolgende Tabelle gibt eine Übersicht der theoretisch bestimmten Werte Sp , für typische Impulse, die bei den zu identifizierenden Antiprotonen bzw. Protonen auftreten.

P_{xz} [GeV/c]	r [m]	γ_{lr} [Grad]	d_r [Grad]	d_l [Grad]	Sp_r [mm]	Sp_l [mm]
1.2	40.0	0	0.35	-0.35	0.75	-0.75
		15	15.35	14.60	0.84	-0.80
		30	30.41	29.60	1.18	-1.15
1.5	50.0	0	0.28	-0.28	0.60	-0.60
		15	15.30	14.70	0.67	-0.67
		30	30.33	29.67	0.94	-0.92

Tab. 3.2: Theoretische Werte für Sp in Abhängigkeit des Impulses. Magnetfeldstärke = 0.1 Tesla; "l" steht für Linksablenkung; "r" für Rechtsablenkung. Unter Vernachlässigung der Vielfachstreuung wurde für den Winkel γ angenommen: $\gamma_l = \gamma_r \approx \beta$ (Veranschaulichung der Winkel: siehe Abb. 3.10).

Bei der Auswertung aller T-Spuren der vorliegenden Daten werden drei Fälle unterschieden:

1. Die kinematische Vorhersage für die T-Spur kann im Magneten bestätigt werden.
2. Es ist nicht möglich die T-Spur zu prüfen, da die vorberechnete Bahn im Magneten sowohl für Rechts-, wie auch für Linksablenkung nicht vollständig im Bereich der drei Driftkammern liegt.
3. Die kinematische Vorhersage kann nicht bestätigt werden. Mögliche Ursachen hierfür sind: Eine oder mehrere Kammern im Magneten haben nicht angesprochen (s. Kap. 3.1.2: Nachweiswahrscheinlichkeit in

Driftkammern); Einer oder mehrere Hits liegen ausserhalb des Suchkorridors im Magneten; Die Abweichung (χ^2) zwischen S und Sp liegt über dem Grenzwert von 4.

Ergebnisse für die Auswertung von T-Spuren im Magneten (s. Abb. 3.11):

Gesamtzahl zu prüfender T-Spuren:	15132	100.0%
Anzahl T-Spuren: Magnet bestätigt die Kinematik:	5226	34.5%
Anzahl T-Spuren: Prüfung im Magnet nicht möglich:	4002	26.5%
Anzahl T-Spuren: Kinematik wird nicht bestätigt:	5904	39.0%

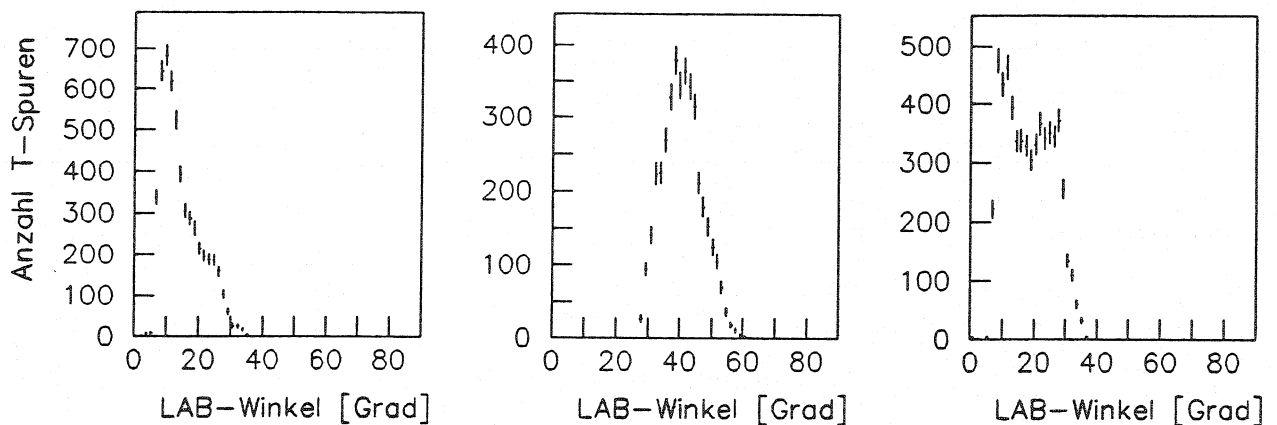


Abb. 3.11: Winkelverteilungen für T-Spuren, die durch den Magnet geprüft worden sind:

Links: Kinematische Vorhersage wurde bestätigt.

Mitte: Prüfung nicht möglich, da Bahn außerhalb Magnet.

Rechts: Kinematische Vorhersage wurde nicht bestätigt.

In Abb. 3.12 wird der Zusammenhang zwischen dem vorhergesagten Impuls und der gemessenen Größe S für die S-Spuren aller Ereignisse veranschaulicht. Hierbei wird in der zweidimensionalen Darstellung deutlich erkennbar, daß mit zunehmenden Impulsen die Trennung zwischen Antiproton und Proton immer schlechter realisierbar wird. Offensichtlich gibt es im Bereich der Protonen ($S > \emptyset$) Antiprotonen, die fälschlicherweise als Protonen identifiziert worden sind und umgekehrt. Diese Fehlidentifikation tritt auf, da die Grenze des Auflösungsvermögens bei extrem schwach gekrümmten Teilchenbahnen erreicht wird.

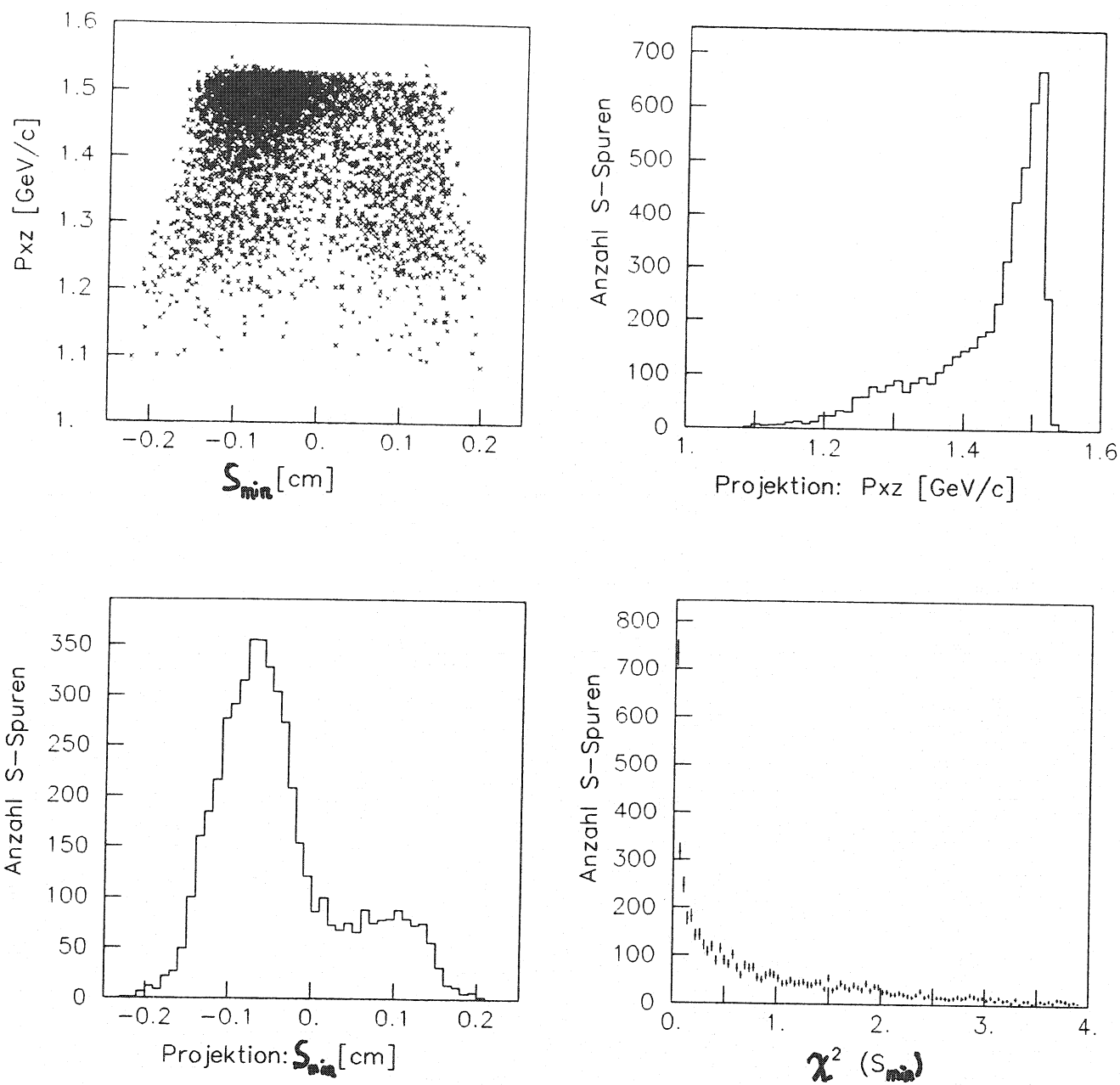
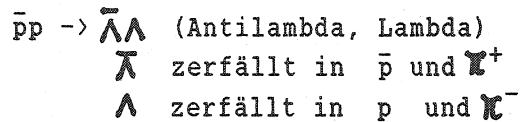


Abb. 3.12: Größe S_{min} gegen den Impuls (P_{xz}) und zugehöriges χ^2 für alle S-Spuren (= für alle rekonstruierbaren, elastischen Ereignisse) der auszuwertenden Daten. Die zugehörigen Teilchen wurden identifiziert als:

ANTIPROTON, für $S < 0$
 PROTON, für $S > 0$.

Im folgenden soll die Auflösung des Magneten bezüglich der Größe S genauer untersucht werden. Hierzu war die Auswertung zusätzlicher Daten erforderlich, da die Antiprotonen und Protonen der vorliegenden elastischen Ereignisse lediglich den Impulsbereich (P_{xz}) zwischen 1.1 bis 1.5 GeV/c abdecken. Für die große Masse der Ereignisse, die im Sommer 1985 bei einer Strahlenergie von 1.546 GeV/c und einer Magnetfeldstärke von 0.1 Tesla aufgezeichnet worden sind, war als Online-Trigger "Neutral-Event" gefordert (s. Kap. 2.4.2). Ereignisse dieses Typs wurden verwendet, um die Reaktion



zu untersuchen [DUT88]. Hierbei erfolgt die Identifikation der Zerfallsprodukte (Protonen und Pionen) ebenfalls durch das Solenoid. Das zugehörige Auswerteprogramm ("MAG85") wurde modifiziert, so daß die Werte für S und die zugehörigen Impulse (P_{xz}) aller identifizierten Teilchen (Zerfalls-Protonen und -Pionen) aufgezeichnet werden.

Damit wird es möglich den Zusammenhang zwischen der Größe S und dem zugehörigen Impuls über einen Impulsbereich von 0.1 bis 1.5 GeV/c darzustellen. Abb. 3.13 zeigt die Ergebnisse der MAG85-Auswertung und der Auswertung der elastischen Ereignisse in einem gemeinsamen Schaubild. Deutlich zu erkennen sind drei Impulsbereiche:

P_{xz} [Gev/c]	Identifizierte Teilchen	Auswerteprogramm
0.1 - 0.3	(Zerfalls-) Pionen	MAG85
0.25 - 1.0	(Zerfalls-) Protonen	MAG85
1.1 - 1.52	Protonen	EPP85/el. Streuung

Für die Verteilungen aus Abb. 3.13 wurde bei verschiedenen Impulsen jeweils Mittelwert und Standardabweichung der zugehörigen Verteilung für S abgelesen und in ein Diagramm eingetragen. Auf dieselbe Art wurden Mittelwert und Fehler des Impulses bei verschiedenen Schnitten von S abgelesen (s. Abb. 3.14).

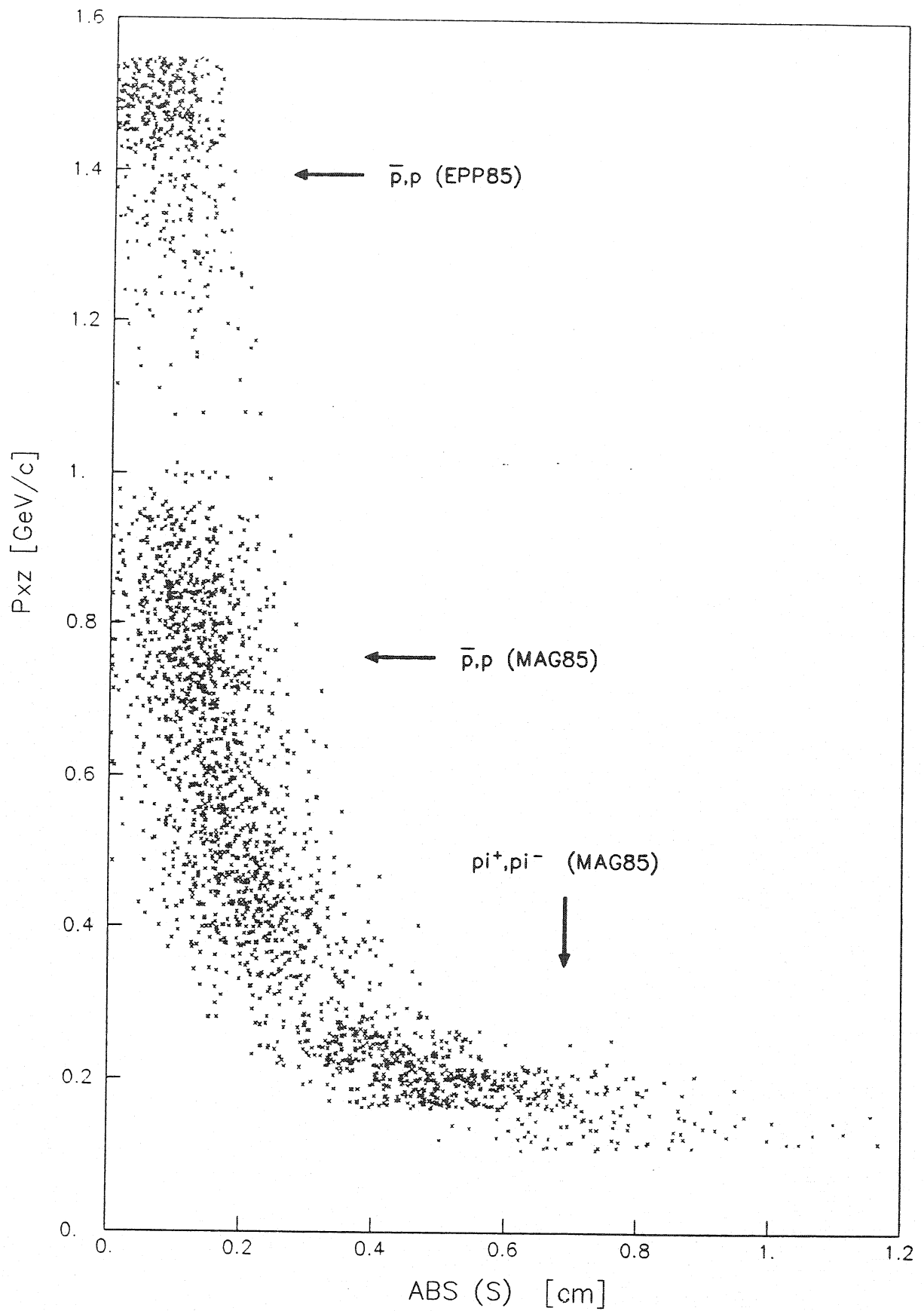


Abb. 3.13: Verteilungen der Größe S (Absolutbetrag) und zugehörige Impulse (P_{xz}) (Resultate aus MAG85 und EPP85).

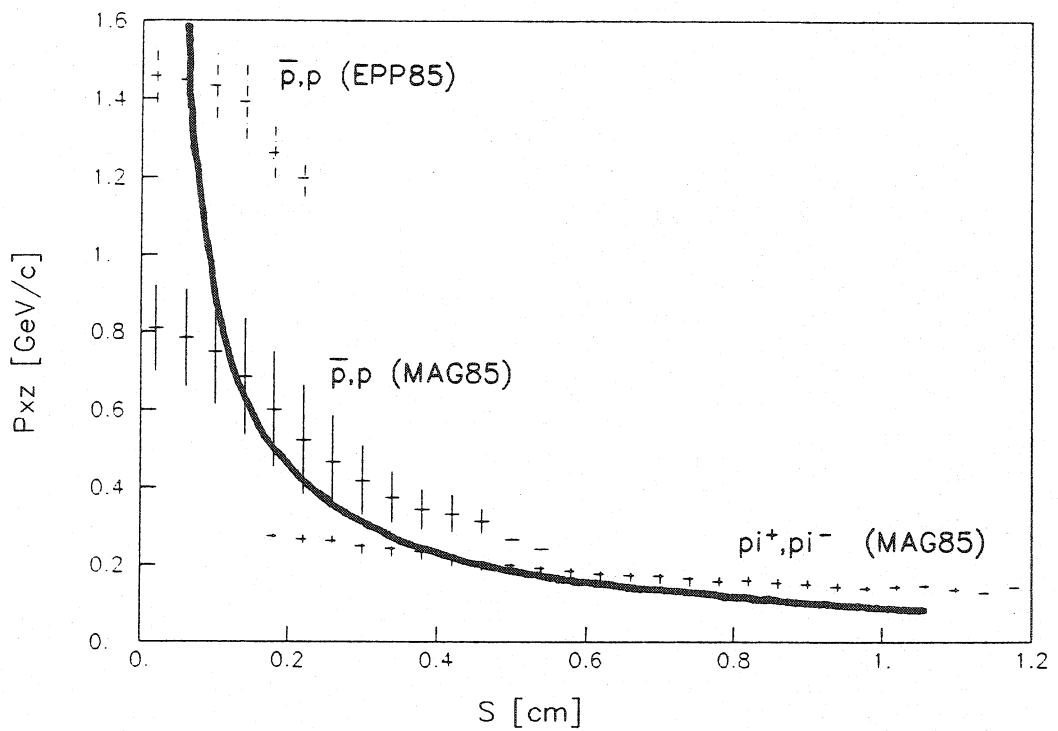
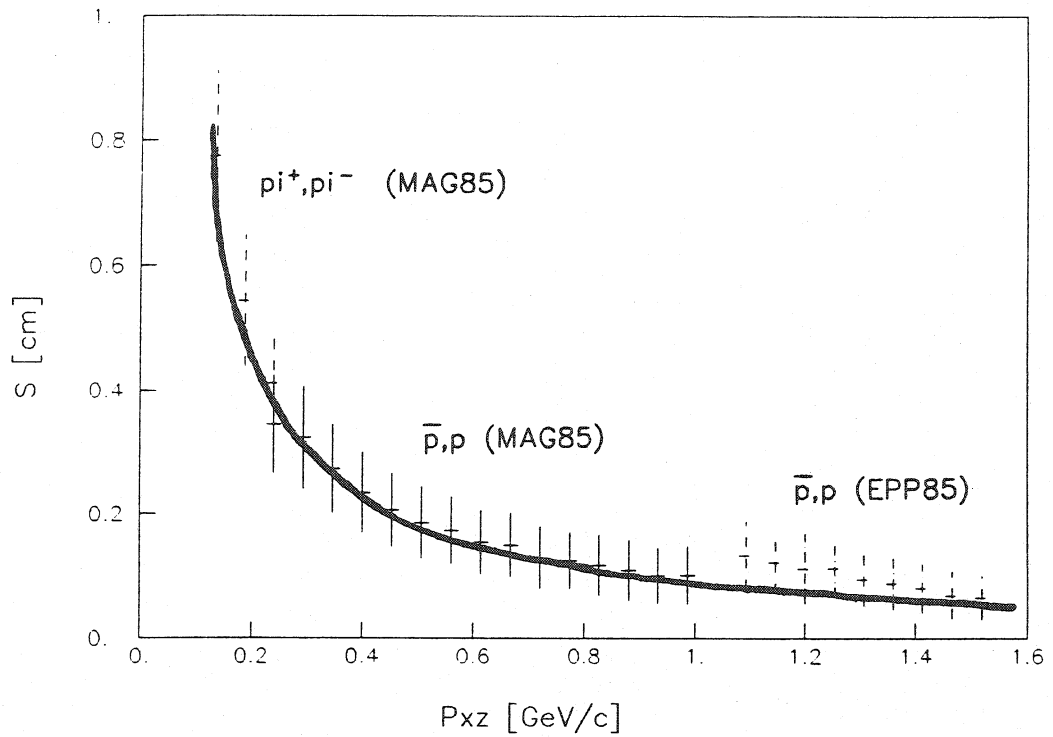


Abb. 3.14 Werte für $S(P)$ und $P(S)$ im Vergleich zu den Sollwerten (durchgezogene Linie) aus der Monte-Carlo-Auswertung. Die Werte wurden aus den Verteilungen in Abb. 3.13 bestimmt (Schnitte für Impulse, bzw. S).

Die Meßwerte für den Impuls P_{xz} in Abhängigkeit von S (Abb. 3.14 unten) haben für kleine Werte von S jeweils einen Grenzwert, da die Impulsverteilungen für die jeweiligen S -Schnitte durch den Maximalimpuls begrenzt werden (s. Abb. 3.13). Die Sollwerte in Abb. 3.14 gehören zu einer Auswertung von Monte-Carlo Daten. Diese Daten bestanden aus absolut eindeutigen Ereignissen: Simulation eindeutiger und exakter Spuren (keine Streuung der Spurkoordinaten, keine Simulation der Vielfachstreuung in der Aluminium-Spule).

Aus den Sollwerten für den Impuls in Abhängigkeit der Größe S (Abb 3.14 unten) läßt sich abschätzen, wie gut der Impuls mit Hilfe der Größe S bestimmbar ist:

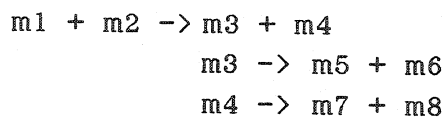
S [cm]	P_{xz} [Gev/c]	dS [cm]	dP [GeV/c]
0.1 - 0.2	0.90 - 0.45	0.1	0.45
0.2 - 0.3	0.45 - 0.30	0.1	0.15
0.3 - 0.4	0.30 - 0.23	0.1	0.07
0.7 - 0.8	0.13 - 0.11	0.1	0.02

Tab. 3.3: Impulsauflösung in Abhängigkeit von der Größe S

3.3 Monte-Carlo-Simulation von elastischen Ereignissen

Die Simulation der elastischen Streuung wird benötigt, um die Akzeptanz von Detektor und Auswerteprogramm zu messen. Damit wird es möglich, die Resultate der gemessenen Ereignisse hinsichtlich der Akzeptanz zu korrigieren (Absolutnormierung). Die Auswertung simulierter Ereignisse bringt aber noch eine Reihe von weiteren Vorteilen mit sich: Das Entwickeln und Austesten der einzelnen Module des Auswerteprogramms wird erheblich vereinfacht und die Qualität der Resultate einzelner Auswerteverfahren wird abschätzbar.

Zur Erzeugung künstlicher Ereignisdaten wurde das CERN-Programm "FOWL" [JAM77] benutzt. Der allgemeine Aufbau des Programms ermöglicht die Erzeugung von Ereignissen vom Typ:



Als variable Startparameter sind -unter anderen- spezifizierbar:

- Masse des i-ten Teilchens.
- Impuls und dessen Fehler für Teilchen 1; Teilchen 2 wird als ruhend angenommen.
- Zerfallslängen von Teilchen 3,4 in deren Ruhesystemen.
- Winkelverteilung für Teilchen 3 im Schwerpunktsystem von Teilchen 1,2.
- Zerfallswinkelverteilung von Teilchen 5 und 7 im Ruhesystem von Teilchen 3 und 4.
- Stärke und Richtung des Magnetfelds im Solenoid.

Die Startparameter wurden so gewählt, daß Ereignisse vom Typ



homogen über den Winkelbereich $-1..1$ (Cosinus des Schwerpunktwinkels), erzeugt werden (m =Protonenmasse; Impuls=1.546 GeV/c). Der Reaktionsort wird zwischen Targetzellen zwei und fünf gleichverteilt gewürfelt. Aus den Impulsen und Richtungen der gestreuten Antiprotonen bzw. Protonen werden die Koordinaten für Proportional- und Driftkammerebenen erzeugt. Auf dieselbe Art werden die Informationen für die angesprochenen Hodoskop-Segmente generiert. Über Ladung und Impuls werden die Ablenkung und hieraus die Koordinaten für die Driftkammern im Magneten berechnet. Die Fehler der Koordinaten werden über Gaußverteilungen simuliert, deren Halbbreiten der experimentellen Auflösung des jeweiligen Kammertyps (Proportional-/Driftkammer) entspricht.

Die Simulation umfaßt noch eine Reihe weiterer Eigenschaften (Kammereffizienzen, Ineffizienzen im Bereich des Primärstrahls Vielfachstreuung in der Aluminium-Spule des Magneten, u.s.w), auf die hier nicht mehr weiter eingegangen werden soll.

3.4 Auswerteprogramm

Das Auswerteprogramm "EPP85" wurde aus den am CERN bereits vorhandenen Standard-Auswerteprogrammen "EVAL86" und "MAG85" aufgebaut und entsprechend den Erfordernissen erweitert. Die Grundstruktur, vom Lesen der Rohdaten bis zur Generation dreidimensionaler Spuren, wurde von EVAL86 übernommen. Aus MAG85 wurden die Funktionen zur Berechnung der Ablenkung im Solenoid benutzt. Im folgenden wird für Struktur und Ablauf des Programms EPP85 eine Übersicht gegeben:

PI

- Programm-
Initialisierung
- Initialisierung interner Programmvariablen.
 - Einlesen und setzen externer Programmvariablen.
 - Einlesen und berechnen der Korrekturtabellen.

EI

- Ereignis-
Initialisierung
- Gehe zu PE, falls kein Ereignis mehr einlesbar.
 - Lese nächsten Rohdatenblock in Puffer, falls nötig; lese Daten für nächstes Ereignis aus Puffer.
 - Generiere die Koordinaten.
 - Bilde 2D-Spuren im MWPC-Stapel und DC-Stapel.
 - Bilde 3D-Spuren.

Ereignis- Auswertung

- Gehe zu EI, falls nicht mindestens eine V-Spur vorhanden ist.
- Gehe zu EI, falls nicht mindestens eine T-Spur vorhanden ist.
- Kinematische Vorhersage (Impuls) für alle T-Spuren, unter der Annahme einer elastischen $\bar{p}p$ -Streuung.
- Versuche für alle T-Spuren die Impulsvorhersage durch die Ablenkung (Größe S) im Magneten zu bestätigen (Identifikation als \bar{p} , oder p).
- Gehe zu EI, falls nicht mindestens eine T-Spur als Antiproton bzw. Proton identifiziert worden ist.
- Bestimme aus allen identifizierten T-Spuren diejenigen, deren $\chi^2(S)$ am kleinsten ist (S-Spur).
- Alle zur S-Spur gehörenden Daten (Impulse und Winkel beider Reaktionspartner, Größe S, u.s.w) werden zur Bildung des differentiellen Wirkungsquerschnittes aufgezeichnet.

PE

- Programm-
Ende
- Ausdruck aller Daten und Histogramme.

Erläuterungen:

- V-Spur: 3D-Spur, die aus mindestens drei 2D-Spuren gebildet worden ist (Kap. 3.2).
- T-Spur: V-Spur, deren "Schnittpunkt" (PDCA) mit dem Strahl innerhalb des Targetbereichs liegt (Kap. 3.2.1).
- S, $\chi^2(S)$: Gerichtete Größe für die Ablenkung im Magneten und deren Fehler (Kap. 3.2.3).

Aus der Vielzahl der externen Programmvariablen, die bei Programmstart eingelesen werden, soll eine Auswahl vorgestellt werden:

Parameter	Beschreibung	Wert(e)
BEAMVC(1..3)	Strahl Richtungsvektor	0.0056, -0.0032, 0.999979
TARGET(1)	Strahl X-Position [cm] für Z=0	-0.059
TARGET(2)	Strahl Y-Position [cm] für Z=0	-0.037
TARCEL(i)	Target Z-Position für Zellen 1-5 (Z in der Mitte der Zelle) [cm]	-2.125, -1.825, -1.525 -1.115, -0.805
TARGET(4)	Targetzelle halbe Breite in X [cm]	0.125
TARGET(5)	Targetzelle halbe Breite in Y [cm]	0.125
TARGET(6)	Targetzelle halbe Breite in Z [cm]	0.125
XL(9), XU(9)	Targetbereich X [cm]	von -0.23 bis 0.12
XL(10), XU(10)	Targetbereich Y [cm]	von -0.26 bis 0.19
XL(11), XU(11)	Targetbereich Z [cm]	von -3.0 bis 0.0
DEDX(3)	Impulsverlust 12C-Zelle [GeV/c]	0.00145
DEDX(4..7)	Impulsverlust CH2-Zellen [GeV/c]	jeweils 0.0007
LACFTR, LACFIT	Modus für Winkelkorrektur bei der Spurensuche (1 = Empirische Korrekturtabelle + Interpolation).	1, 1
LACMAG	Modus für Winkelkorrektur der Koordinaten im Magneten.	-1 (keine Korrektur)

Tab. 3.4: Auswahl von externen Programmvariablen

Das Programm EPP85 produziert für alle auswertbaren elastischen Ereignisse Daten und Histogramme, die zur Erstellung des differentiellen Wirkungsquerschnittes erforderlich sind. Wirkungsquerschnitte und deren Korrekturen (s. Kap. 4) werden durch ein unabhängiges Programm mit Hilfe der Resultate aus EPP85-Echt-Daten-Auswertung und EPP85-Monte-Carlo-Daten-Auswertung berechnet.

4 Resultate

In diesem Kapitel wird das Ergebnis dieser Arbeit vorgestellt: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$. Die Berechnung des integrierten Wirkungsquerschnittes wird nicht möglich sein, da durch die Akzeptanz des Detektors der Meßbereich eingeschränkt wird (s. Kap 4.6). Um zum endgültigen Ergebnis zu gelangen, müssen an der Winkelverteilung, wie sie vom Auswerteprogramm geliefert wird, noch einige Korrekturen angebracht werden.

Der Weg von der unkorrigierten Winkelverteilung bis zum Endergebnis im Überblick:

- Unkorrigierte Winkelverteilung (4.2):
Winkelverteilung aus dem Auswerteprogramm für alle Ereignisse, die als auswertbare elastische Ereignisse identifiziert worden sind.
- Abzug des Kohlenstoffuntergrundes (4.3):
Das Targetmaterial (CH_2) läßt auch Streuung an den Protonen des Kohlenstoffs zu. Dieser Untergrund kann mit Hilfe der Ereignisse aus der ^{12}C -Targetzelle bestimmt und abgezogen werden.
- Korrektur der Fehlidentifikation (4.4):
Bei höheren Teilchenimpulsen wird die Bahnkrümmung im Magneten immer schwächer, so daß in gewissem Ausmaß Antiproton und Proton bei der Identifikation verwechselt, bzw. nicht mehr erkannt werden (s. auch 3.2.3). Dieser Effekt wird korrigiert.
- Korrektur der Akzeptanz (4.5):
Durch die Detektorgeometrie und die Methoden der Auswertung, werden Ereignisse aus bestimmten Winkelbereichen weniger oft oder auch gar nicht erfaßt. Durch Auswertung von Monte-Carlo-Daten werden die Bereiche eingeschränkter Akzeptanz korrigiert.
- Absolutnormierung (4.6):
Bei der Absolutnormierung werden externe Parameter, wie zum Beispiel die Anzahl Strahl-Antiprotonen auf Target oder Ereignisverluste bei der Datenaufnahme, berücksichtigt.

4.1 Ereignis-Statistik

Vorliegende Daten:

Band im IBM-Format
Aufgezeichnet im Sommer 1985 (CERN/PS185/Run-No.: 358-365)
Online-Trigger = ELASTIC EVENT
Strahl-Impuls = 1.546 GeV/c
Magnetfeld = 0.1 Tesla

Auswertung:

Auswerteprogramm: EPP85
Rechenanlage: IBM3090 in Freiburg

Ergebnisse (Ereignis-Auswertung):

Gesamtzahl Ereignisse auf Band:	15778
Ereignisse mit mindestens einer T-Spur:	10418
Anzahl Ereignisse mit Identifikation:	4924

davon

Ereignisse mit Identifikation (CH ₂ -Targetzellen):	3861
Identifiziertes Teilchen:	Verhältnis
Antiproton für 2853 Ereignisse	2.8
Proton für 1008 Ereignisse	1.0

Ereignisse mit Identifikation (¹² C-Targetzelle):	1063
Identifiziertes Teilchen:	Verhältnis
Antiproton für 868 Ereignisse	4.5
Proton für 195 Ereignisse	1.0

4.2 Unkorrigierte Winkelverteilung

Die unkorrigierte Winkelverteilung entspricht dem Ergebnis, wie es vom Auswerteprogramm EPP85 geliefert wird. Alle Ereignisse, die vom Auswerteprogramm als elastische Reaktion vom Typ $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ erkannt worden sind und deren Wechselwirkungspunkt im Bereich der vier CH_2 -Targetzellen zu liegen kommt, wurden erfaßt. Zu jedem dieser Ereignisse wurde der Cosinus des Winkels des Antiprotons im Schwerpunktsystem der Reaktion berechnet und in einen der 60 Kanäle des dargestellten Histogramms (Abb. 4.1) einsortiert.

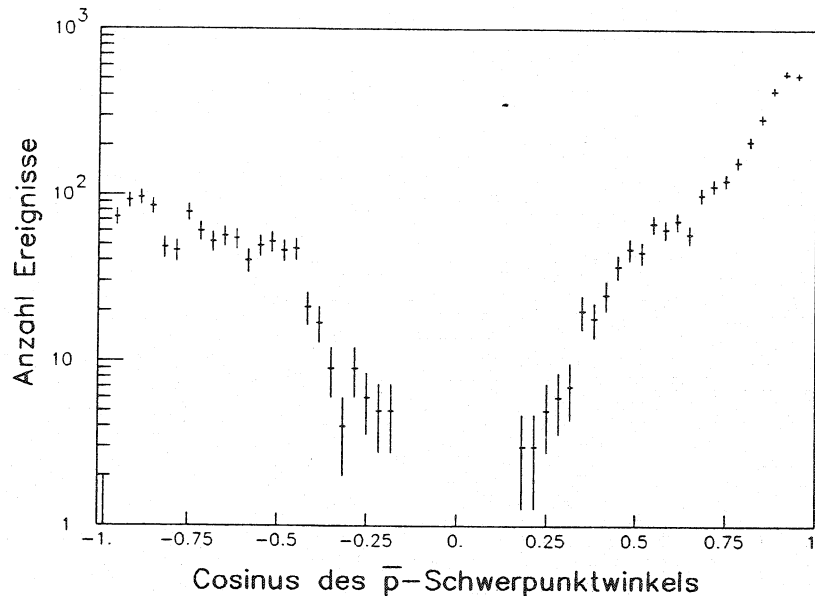


Abb. 4.1: Unkorrigierte Winkelverteilung für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ in Abhängigkeit des Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem ($N_{\text{CH}_2}(x)$).

Um aus dieser Verteilung den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu erhalten, werden zunächst die Ereignisse, die am Kohlenstoff des CH_2 produziert worden sind, abgezogen. Außerdem werden noch einige Korrekturen angebracht. Abschließend werden durch die Absolutnormierung externe Parameter (z.B. Anzahl Antiprotonen auf Target) berücksichtigt.

4.3 Abzug des Kohlenstoff-Untergrundes

Die Winkelverteilung wie sie in Abb. 4.1 gezeigt wird, enthält noch Ereignisse, die auf die Streuung am Kohlenstoff zurückzuführen sind. Um diesen Kohlenstoff-Anteil für die Ereignisse aus den vier CH_2 -Targetzellen zu bestimmen, wurden die Ereignisse, deren Reaktionsort im Bereich der ^{12}C -Targetzelle liegt, simultan, unter gleichen Bedingungen ausgewertet.

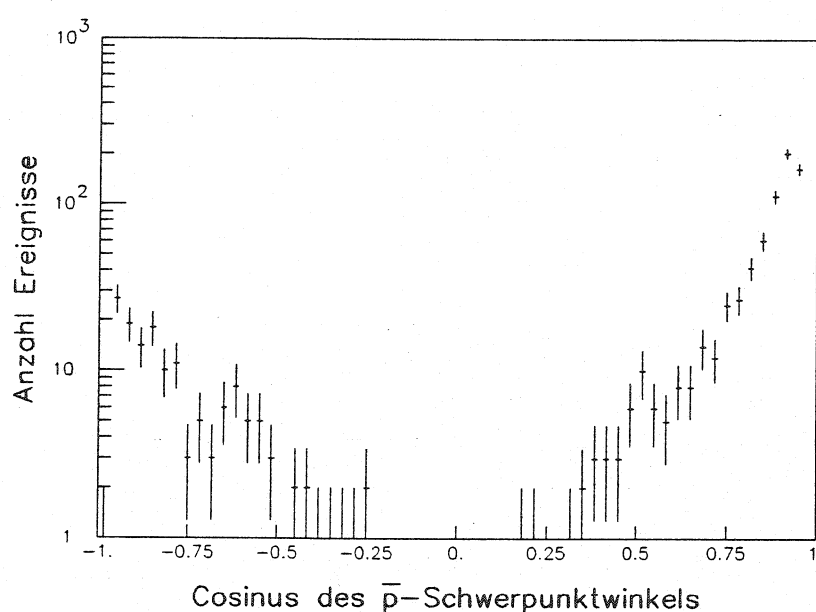


Abb. 4.2: Unkorrigierte Winkelverteilung für ^{12}C -Ereignisse in Abhängigkeit des Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem ($N_{C12}(x)$).

Der Verlauf der Winkelverteilung für ^{12}C -Ereignisse ist dem der CH_2 -Ereignisse (vgl. mit Abb. 4.1) ähnlich. Dies kann mit der Ungenauigkeit bei der Rekonstruktion des Reaktionsortes begründet werden (s. Kap. 3.2.1): Es ist nicht möglich die Ereignisse aus der ^{12}C -Targetzelle hinreichend gut von den Ereignissen aus den CH_2 -Zellen abzugrenzen. Die Winkelverteilung der ^{12}C -Ereignisse enthält also einen Anteil von CH_2 -Ereignissen. Hieraus resultiert ein systematischer Fehler, da von einer mit ^{12}C -Ereignissen durchsetzten CH_2 -Verteilung ein ^{12}C -Untergrund abgezogen wird, der zum Teil aus CH_2 -Ereignissen besteht. Dieser Effekt der "Durchmischung" ist winkelabhängig: Je kleiner die Streuwinkel, desto schlechter werden ^{12}C -Ereignisse von den CH_2 -Ereignissen getrennt.

Um die Ereignisrate für die ^{12}C -Targetzelle dem Kohlenstoff-Anteil einer CH_2 -Targetzelle anzupassen, wird der Normierungsfaktor E_C eingeführt:

$$E_C = (12.012 * \rho(\text{CH}_2)) / (14.016 * \rho(^{12}\text{C})) = 0.451 \pm 0.0016 \quad (4.1)$$

Dichten für das verwendete Targetzellenmaterial:

Polyäthylen-Zellen:	$\rho(\text{CH}_2) = (0.916 \pm 0.002) \text{ g/cm}^3$
Kohlenstoff-Zelle:	$\rho(^{12}\text{C}) = (1.740 \pm 0.005) \text{ g/cm}^3$

Der Anteil an Kohlenstoff-Ereignissen in der CH_2 -Winkelverteilung aus Abb. 4.1 wird für jeden Kanal einzeln berechnet und abgezogen:

$$N_C(x) = N_{\text{CH}_2}(x) - 4 * E_C * N_{\text{C}12}(x) \quad (4.2)$$

$$\text{Fehler: } dN_C(x) = [dN_{\text{CH}_2}(x)^2 + (4 * E_C * dN_{\text{C}12}(x))^2 + (4 * N_{\text{C}12}(x) * dE_C)^2]^{1/2}$$

mit: x Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem.
 $N_C(x)$ Anzahl Kohlenstoff-korrigierter Ereignisse
 für den betreffenden Schwerpunktswinkel.
 $N_{\text{CH}_2}(x)$ Anzahl CH_2 -Ereignisse (Abb. 4.1).
 $N_{\text{C}12}(x)$ Anzahl Kohlenstoff-Ereignisse (Abb. 4.2).
 E_C Normierungsfaktor (4.1).

Abb. 4.3 zeigt den Verlauf der Winkelverteilung ($N_C(x)$) nach Abzug des Kohlenstoffuntergrundes.

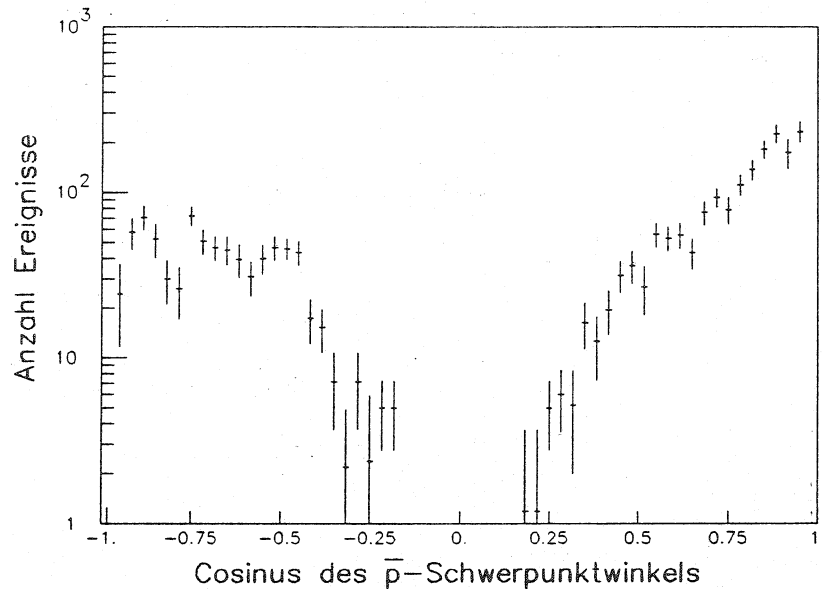


Abb. 4.3 Winkelverteilung für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ in Abhängigkeit des Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem nach Abzug des Kohlenstoff-Untergrundes ($N_C(x)$).

4.4 Korrektur der Fehlidentifikation

Bei der Identifizierung der Teilchen im Magneten, kommt es zu Fehlidentifikationen. Das bedeutet: Antiprotonen werden fälschlicherweise als Protonen erkannt und umgekehrt. Begründet werden kann dies durch die mit zunehmenden Teilchenimpuls immer schwächer werdende Bahnkrümmung im Magneten (Kap. 3.2.3), so daß sich bei der Bestimmung der Größe S Meßungenauigkeiten zunehmend auswirken (Größe S : Kap. 3.2.3; Abb 3.10).

Die Verteilung der Größe S in Abhängigkeit vom Cosinus des Winkels der Antiprotonen und Protonen im Schwerpunktsystem ist in Abb. 4.4 (links) zu sehen. Im Bild daneben ist ein Winkelschnitt dieser Verteilung für den Winkelbereich $0.8-0.9$ dargestellt. Ereignisse, für die ein Antiproton identifiziert worden ist, befinden sich im Bereich mit negativen S -Werten; im Bereich $S > 0$ befinden sich die Ereignisse mit einem identifizierten Proton. Für den Winkelbereich zwischen 0.8 bis 1.0 sind die Antiprotonen, die mit $S > 0$ auf der Seite der Protonen liegen, deutlich zu erkennen (Abb 4.4 links).

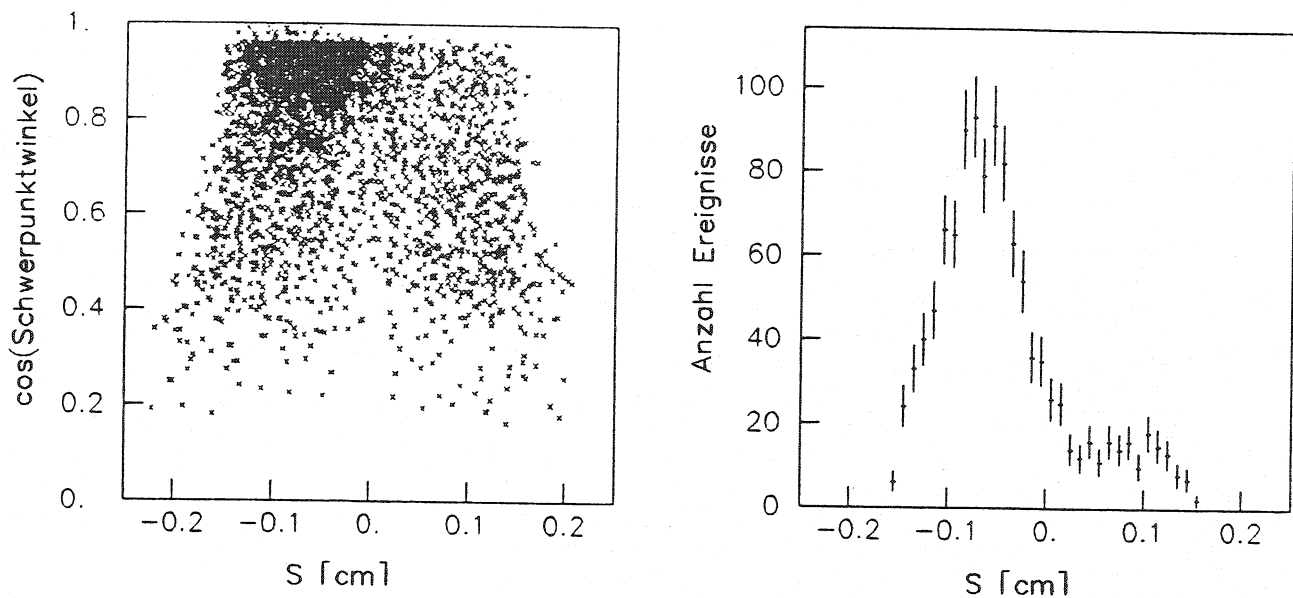


Abb. 4.4: Links: Verteilung für S in Abhängigkeit vom Cosinus des Schwerpunktswinkels ($S \leq 0$: Antiprotonen; $S > 0$: Protonen).
Rechts: Winkelschnitt: Verteilung für S im Winkelbereich 0.8 bis 0.9 .

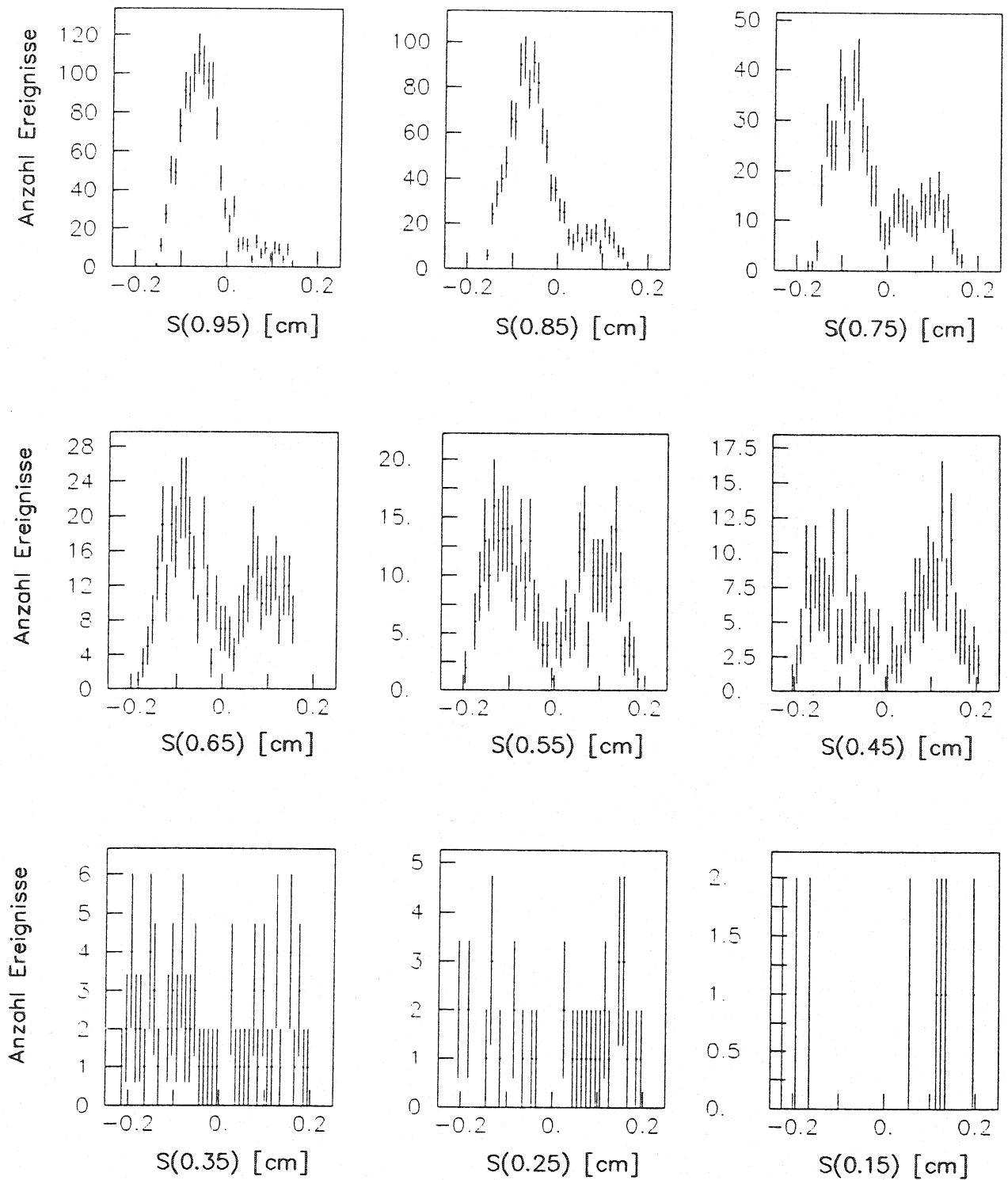


Abb. 4.5a: Verteilungen der Größe S für Winkelschnitte (Cosinus des Schwerpunktwinkels) im Bereich $\varnothing.95 - \varnothing.15$.

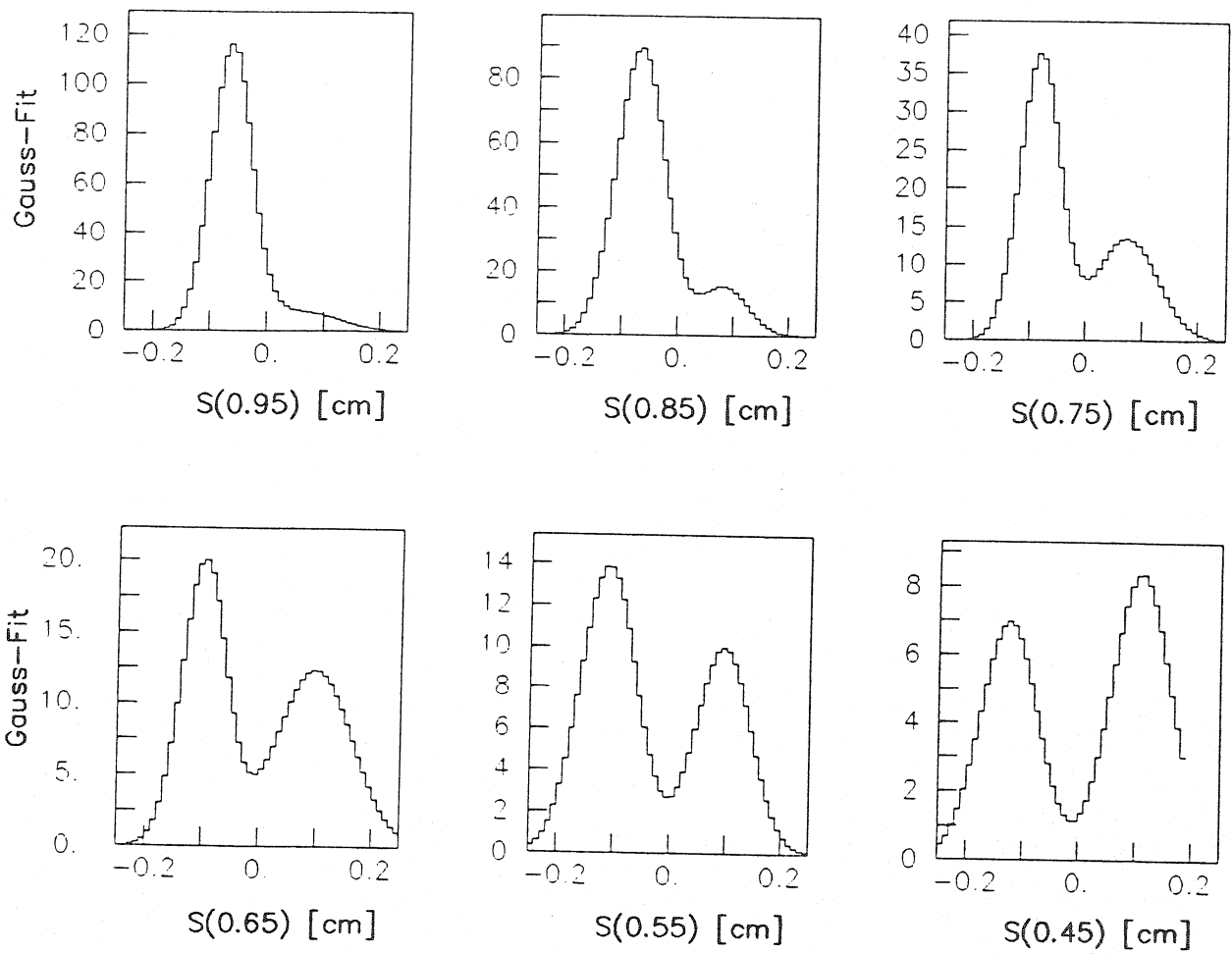


Abb. 4.5b: Fit für die Verteilungen aus Abb. 4.5a durch jeweilige Überlagerung zweier Gauß-Funktionen.

Die winkelabhängigen Verteilungen für S (Abb. 4.5a) wurden jeweils durch Überlagerung zweier Gaußfunktionen angepaßt (Abb. 4.5b). Hierdurch wird es möglich, für einzelne Bereiche des Cosinus des Schwerpunktwinkels die Verteilungen für Antiprotonen und Protonen getrennt zu betrachten.

Fitfunktion:

$$E(S) = A1 * \exp [-((S - A2)/A3)^2] \quad (4.3)$$

Resultate (Parameter der Fitfunktion):

cos		A1	A2	A3
1.0 - 0.9	\bar{p} :	118.0	-0.065	0.050
	p:	8.0	0.051	0.101
0.9 - 0.8	\bar{p} :	91.8	-0.068	0.061
	p:	15.4	0.083	0.063
0.8 - 0.7	\bar{p} :	39.3	-0.083	0.053
	p:	14.2	0.076	0.075
0.7 - 0.6	\bar{p} :	20.1	-0.095	0.058
	p:	13.0	0.085	0.071
0.6 - 0.5	\bar{p} :	13.8	-0.113	0.072
	p:	10.5	0.094	0.067
0.5 - 0.4	\bar{p} :	7.2	-0.128	0.072
	p:	8.7	0.113	0.072

Tab. 4.1: Parameter für Gauß-Fit

Mit Hilfe der Fitfunktionen werden jeweils für jeden Winkelschnitt der S-Verteilung zwei Korrekturfaktoren berechnet: Der eine soll die Anzahl der identifizierten Antiprotonen ($S \leq 0$) berichtigen, der andere entsprechend die Anzahl der identifizierten Protonen ($S > 0$).

In Abb. 4.6 werden die zur Berechnung der Korrekturfaktoren benötigten Größen am Beispiel der gefitteten S-Verteilung für den Cosinus des Schwerpunktwinkels im Bereich von 0.8 bis 0.9 dargestellt.

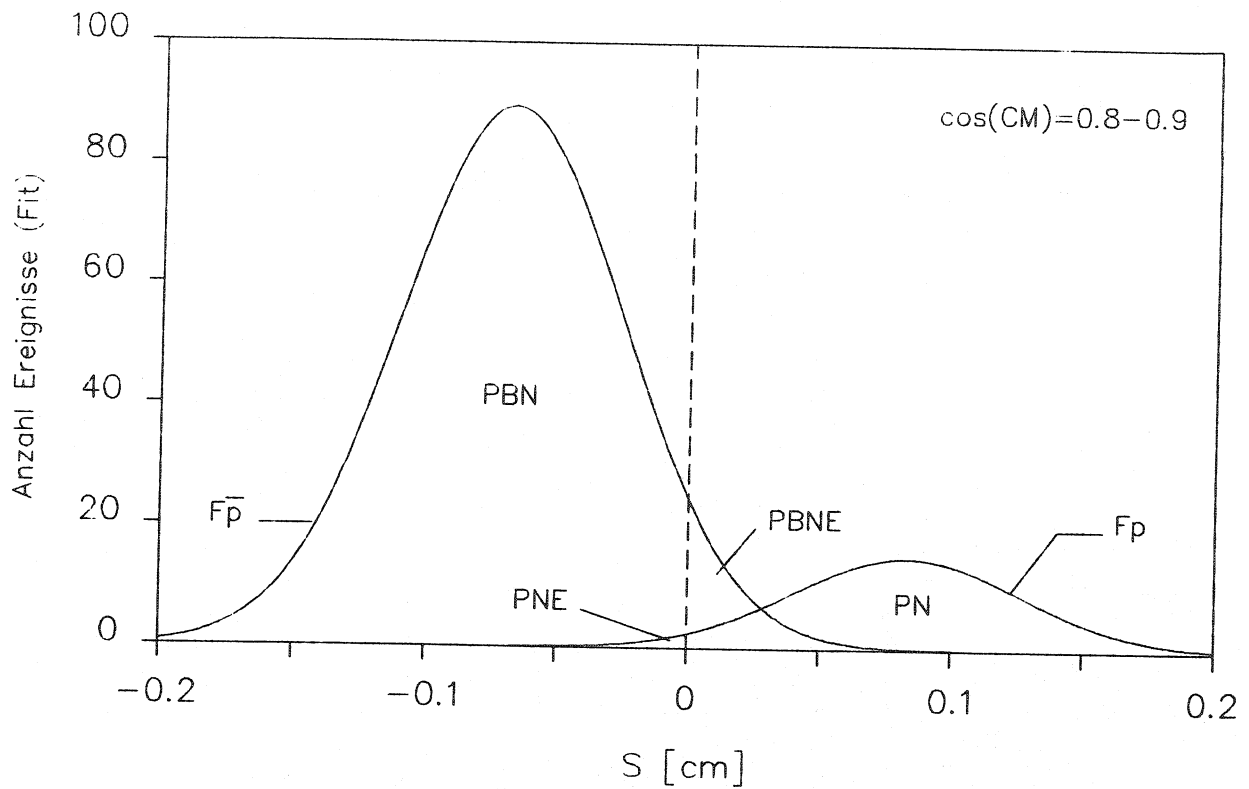


Abb. 4.6: Größen zur Berechnung der Korrekturfaktoren am Beispiel der gefitteten S -Verteilungen für Schwerpunktswinkel im Bereich $\cos(CM)=0.8-0.9$.

Parameter	Erläuterung
$F_{\bar{p}}$	Gauß-Fit für die Verteilung der Antiprotonen.
F_p	Gauß-Fit für die Verteilung der Protonen.
PBN	Anzahl Antiprotonen = Fläche unter $F_{\bar{p}}$ für den Bereich $S \leq 0$
PBNE	Anzahl fehlidentifizierter Antiprotonen = Fläche unter $F_{\bar{p}}$ für den Bereich $S > 0$
PN	Anzahl Protonen = Fläche unter F_p für den Bereich $S > 0$
PNE	Anzahl fehlidentifizierter Protonen = Fläche unter F_p für den Bereich $S \leq 0$
PBF	Faktor zur Korrektur der Antiprotonenzahl
PF	Faktor zur Korrektur der Protonenzahl

Die Korrekturfaktoren werden wie folgt berechnet:

$$PBF = (PBN + PBNE) / (PBN + PNE) \quad (4.4a)$$

$$PF = (PN + PNE) / (PN + PBNE) \quad (4.4b)$$

Die Korrekturfaktoren PBF und PF für die Verteilungen der Antiprotonen und Protonen werden den entsprechenden Schwerpunkts-Winkeln für Antiprotonen zugeordnet. Damit erhält man zur Korrektur der \bar{p} -Winkelverteilung folgende Werte (K_W):

cos	Korr.Faktor (K_W)	Fehler (dK_W)
-0.95	0.99	0.10
-0.85	0.79	0.14
-0.75	1.05	0.08
-0.65	1.032	0.04
-0.55	1.005	0.02
-0.45	1.008	0.01
0.45	0.990	0.01
0.55	0.996	0.01
0.65	0.980	0.04
0.75	0.975	0.03
0.85	1.058	0.06
0.95	1.000	0.09

Tab. 4.2: Korrekturfaktoren für Fehlidentifikation

Der Bereich zwischen $\cos = -0.4$ bis 0.4 wurde von der Korrektur ausgeschlossen (s. auch Kap. 4.5: Korrektur der Akzeptanz), da hier die Akzeptanz unter 20% absinkt.

Werden die einzelnen Kanäle der Winkelverteilung aus Abb. 4.3 mit den jeweiligen Korrekturfaktoren aus Tab. 4.2 multipliziert, so erhält man die Winkelverteilung mit Korrektur der Fehlidentifikation (Abb. 4.7).

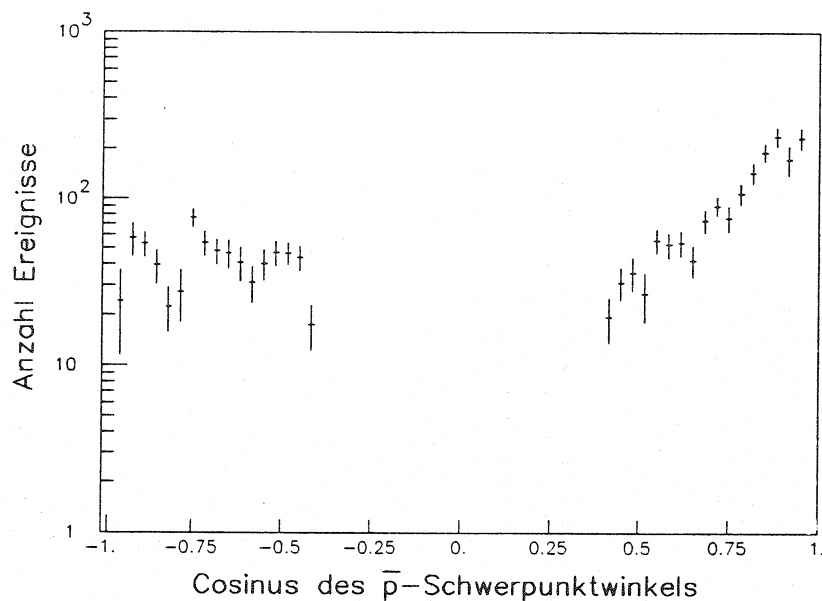


Abb. 4.7: Winkelverteilung aus Abb. 4.3 nach Korrektur der Fehlidentifikation.

4.5 Korrektur der Akzeptanz

Für verschiedene Winkelbereiche werden elastische Ereignisse weniger oft oder auch nicht erfaßt. Dies ist zum einen auf die Geometrie des Detektors und zum anderen auf die Methoden der Auswertung zurückzuführen. So werden beispielsweise Ereignisse mit Spuren im Bereich des Hodoskop-Hole (Lab-Winkel = \emptyset - 6.3 Grad) bereits bei der Datenaufnahme verworfen (Kap. 2.4.2). Ereignisse, die nicht mit Hilfe des Magneten identifiziert werden können, gehen ebenfalls verloren. Hierdurch entsteht der größte Verlust, da eine Identifikation nur für Spuren im Winkelbereich von \emptyset bis ca. 36 Grad möglich ist (Kap. 3.2.3, Abb. 3.11).

Um die Winkelbereiche mit eingeschränkter Nachweiswahrscheinlichkeit aufzuspüren und entsprechend zu korrigieren, wurden unter Verwendung des Monte-Carlo-Programms (Kap. 3.3) die Daten für 200000 elastische Ereignisse vom Typ $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$, gleichverteilt über den gesamten Winkelbereich erzeugt. Diese Monte-Carlo-Ereignisse (MC) wurden unter den gleichen Bedingungen wie die Echt-Daten durch das Programm EPP85 ausgewertet.

Hiermit läßt sich die Akzeptanzfunktion $A(x)$ wie folgt bestimmen:

$$A(x) = N_{MCA}(x) / N_{MC}(x) \quad (4.5)$$

Fehler laut Binomialstatistik:

$$dA(x) = [(A(x) * (1 - A(x))) / N_{MCA}(x)]^{1/2}$$

mit: x Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem.
 $A(x)$ Wert der Akzeptanzfunktion an der Stelle x .
 $N_{MC}(x)$ Anzahl auszuwertender Monte-Carlo-Ereignisse
 für den betreffenden Schwerpunktswinkel.
 $N_{MCA}(x)$ Anzahl MC-Ereignisse, die vom Asuwerteprogramm für den
 Schwerpunktswinkel identifiziert worden sind.

In Abb. 4.8 sind die Winkelverteilungen $N_{MC}(x)$ und $N_{MCA}(x)$ zu sehen. In der Verteilung der Akzeptanzfunktion $A(x)$ (Abb. 4.9) wird die Einschränkung, die durch die Geometrie des Magneten verursacht wird, deutlich sichtbar: Verminderte Akzeptanz in den Bereichen $-\emptyset.5$ bis $-\emptyset.2$ und $\emptyset.2$ bis $\emptyset.5$; vollständiger Ereignisverlust im Bereich $-\emptyset.2$ bis $\emptyset.2$ (jeweils Cosinus des \bar{p} -Schwerpunktwinkels).

In den Bereichen $-\emptyset.9$ bis $-\emptyset.5$ und $\emptyset.5$ bis $\emptyset.9$ ist die Akzeptanz auf ca. 78% vermindert. Dies ist auf die Nachweiswahrscheinlichkeit der Driftkammern im Magneten (s. Kap. 3.1.2) zurückzuführen: Ein Teilchen kann nur identifiziert werden, wenn jede der drei Kammern angesprochen hat.

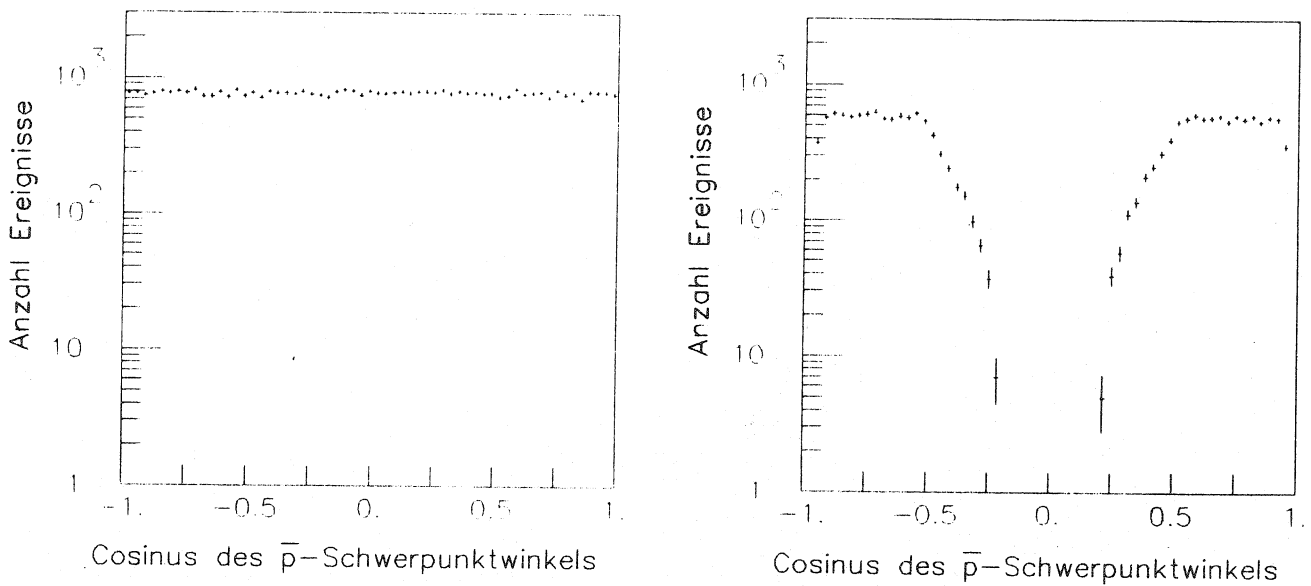


Abb. 4.8 Winkelverteilung für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ in Abhängigkeit des Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem.

Links: Vom Monte-Carlo-Programm erzeugte Ereignisse ($N_{MC}(x)$).

Rechts: Vom Auswerteprogramm akzeptierte MC-Ereignisse ($N_{MCA}(x)$).

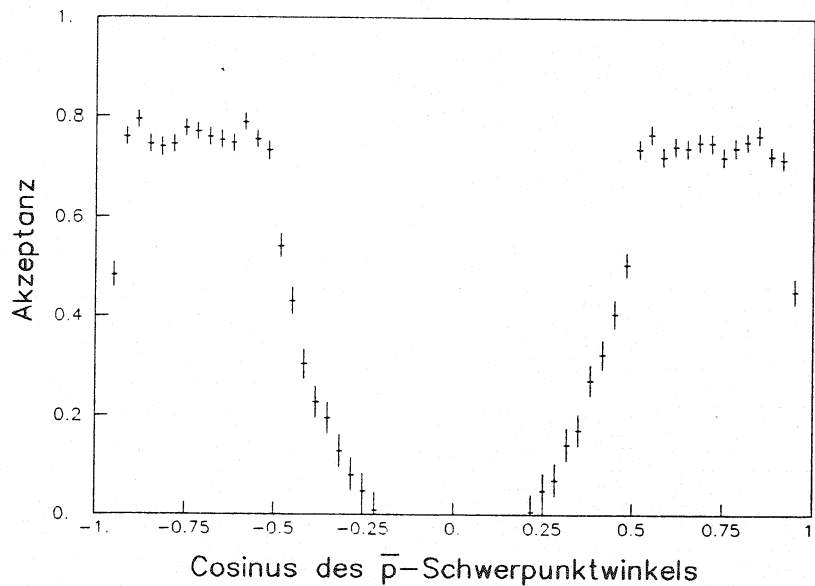


Abb. 4.9 Akzeptanzfunktion ($A(x)$) in Abhängigkeit des Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem.

Zur Korrektur der Akzeptanz werden die Zählraten der einzelnen Kanäle der Winkelverteilung aus Abb. 4.7 durch die entsprechenden Werte der Akzeptanzfunktion dividiert:

$$N_A(x) = N_{ICH2}(x) / A(x) \quad (4.6)$$

$$\text{Fehler: } dN_A = [(dN_{ICH2}(x)/A(x))^2 + (dA(x) * N_{ICH2}(x) / A(x)^2)^2]^{1/2}$$

- mit: x Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem.
 $N_A(x)$ Anzahl Akzeptanz-korrigierter Ereignisse für den betreffenden Schwerpunktswinkel.
 $N_{ICH2}(x)$ Ereignisse nach Kohlenstoffabzug und Korrektur der Fehlidentifikation für den betreffenden Schwerpunktswinkel (s. Abb. 4.7).
 $A(x)$ Wert der Akzeptanzfunktion an der Stelle x .

Die daraus resultierende Akzeptanz-korrigierte Winkelverteilung ($N_A(x)$) ist in Abb. 4.10 zu sehen.

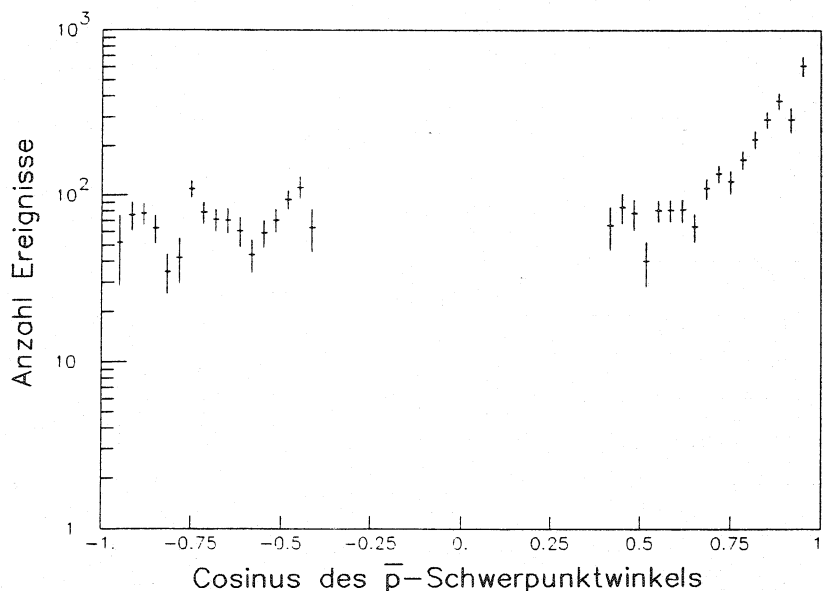


Abb. 4.10 Winkelverteilung für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ in Abhängigkeit des Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem nach Korrektur der Akzeptanz ($N_A(x)$).

4.6 Absolutnormierung

Im letzten Schritt wird die Akzeptanz-korrigierte Winkelverteilung $N_A(x)$ (Abb. 4.10) normiert, um den absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitt zu berechnen.

$$d\sigma/d\Omega(x) = N_A(x) / (2 * \pi * \delta x * L) \quad (4.7)$$

mit: x Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem.
 $d\sigma/d\Omega(x)$ Differentieller Wirkungsquerschnitt.
 $N_A(x)$ Anzahl Akzeptanz-korrigierter Ereignisse für den betreffenden Schwerpunktswinkel (s. Abb. 4.10).
 δx Winkelbreite des Kanals, innerhalb derer die Ereignisse $N_A(x)$ aufaddiert worden sind ($\delta x = 2/60$).
 L Integrierte Luminosität.

Über die integrierte Luminosität werden die Anzahl eingelaufener Protonen und die Targetparameter wie folgt berücksichtigt:

$$L = N_s * N_{cell} * d * \rho(CH_2) * N_A * (N_{\bar{p}}/u) * K_1 / A$$

mit: N_s = 2 Anzahl Wasserstoffstreuer in der CH_2 -Einheit.
 N_{cell} = 4 Anzahl CH_2 -Targetzellen.
 d = $(2500 \pm 5) \mu m$ Dicke einer CH_2 -Targetzelle.
 $\rho(CH_2)$ = $(0.916 \pm 0.002) g/cm^3$
 Dichte des CH_2 in den Targetzellen.
 N_A = $6.022 * 10^{23}$
 Avogadro-Konstante.
 $N_{\bar{p}}$ = $8.114 * 10^{10}$
 Anzahl einlaufender Antiprotonen auf Target.
 u = 2048 Untersetzungsfaktor bei der Datenaufnahme.
 K_1 = $0.89 \pm 1.5\%$
 Totzeitkorrektur.
 A = 14.016 g
 Masse eines Grammatoms CH_2 .

$$L = 2716 \text{ mb}^{-1}$$

Berechneter Wert für integrierte Luminosität.

Die Totzeitkorrektur berücksichtigt den Verlust an Ereignissen während der Datenaufnahme. Der Faktor wird aus dem Zählratenverhältnis der auf Band aufgezeichneten Ereignisse zu den vom "ELASTIC TRIGGER" (Kap. 2.4.2) registrierten Ereignissen, bestimmt.

In Abb. 4.11 ist die Winkelverteilung aus Abb. 4.10 nach der Normierung zu sehen.

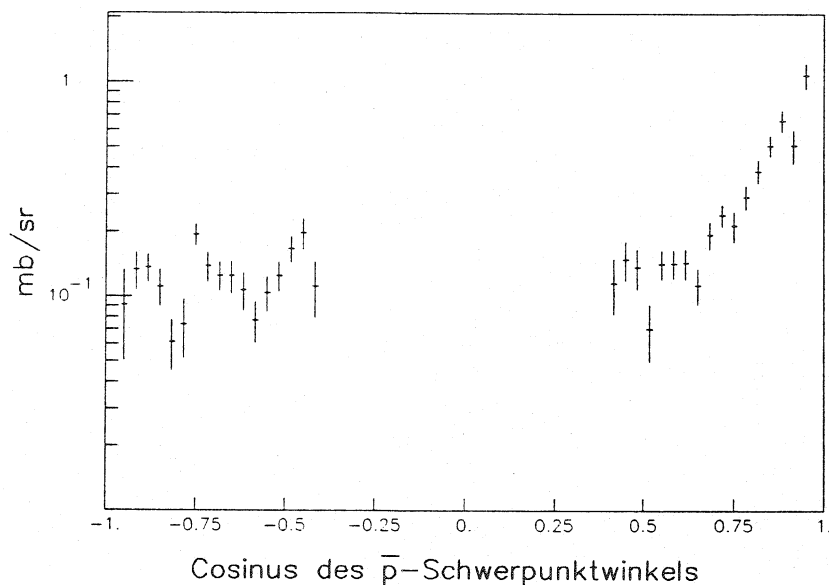


Abb. 4.11 *Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ in Abhängigkeit des Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem (\bar{p} -Einschußimpuls: 1.546 GeV/c).*

In Tabelle 4.3 werden die Werte für den differentiellen Wirkungsquerschnitt aus Abb. 4.11 wiedergegeben. Die Angaben für die Fehler kommen aus der statistischen Fehlerrechnung.

Ein systematischer Fehler ergibt sich beim Abzug des Kohlenstoff-Untergrundes (s. Kap. 4.3): Da Kohlenstoff-Ereignisse von CH_2 -Ereignissen nur schlecht getrennt werden können, wird von der CH_2 -Winkelverteilung eine mit CH_2 -Ereignissen durchsetzte Kohlenstoff-Verteilung abgezogen

$\langle \cos(\text{CM}) \rangle$	$d\sigma/d\Omega$ [mb/sr]	Fehler [mb/sr]	rel. Fehler [%]
-0.95	0.091	0.041	45
-0.92	0.128	0.020	15
-0.88	0.132	0.018	14
-0.85	0.111	0.021	20
-0.82	0.061	0.018	29
-0.78	0.072	0.020	27
-0.75	0.194	0.023	12
-0.72	0.138	0.020	14
-0.68	0.123	0.019	15
-0.65	0.124	0.021	17
-0.62	0.106	0.025	24
-0.58	0.078	0.017	22
-0.55	0.104	0.019	18
-0.52	0.122	0.019	16
-0.48	0.175	0.023	13
-0.45	0.197	0.033	17
-0.42	0.112	0.032	29
0.42	0.116	0.030	26
0.45	0.149	0.034	30
0.48	0.130	0.022	17
0.52	0.070	0.019	27
0.55	0.142	0.022	15
0.58	0.142	0.021	15
0.62	0.144	0.022	15
0.65	0.113	0.022	19
0.68	0.192	0.029	15
0.72	0.233	0.030	13
0.75	0.215	0.035	16
0.78	0.291	0.045	15
0.82	0.380	0.049	13
0.85	0.510	0.055	11
0.88	0.656	0.057	9
0.92	0.515	0.098	19
0.95	1.08	0.14	13

Tab. 4.3: Differentieller Wirkungsquerschnitt aus Abb. 4.11.
 $\langle \cos(\text{CM}) \rangle$ = Mittelwert des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem.

4.7 Vergleich mit vorhandenen Daten

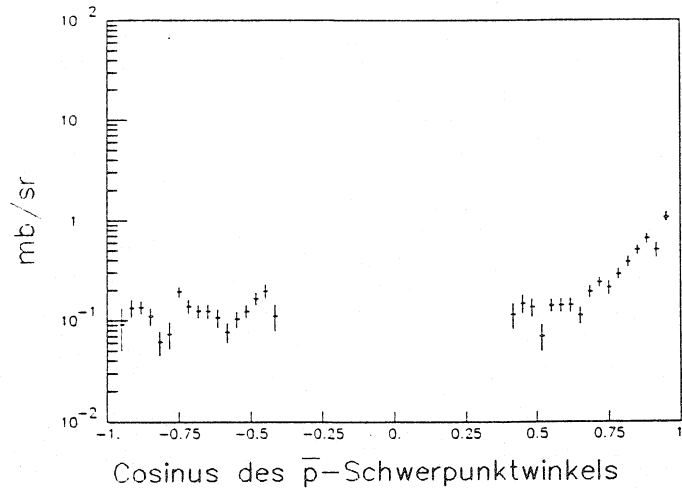


Abb. 4.12 *Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ in Abhängigkeit des Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem (\bar{p} -Einschußimpuls: 1.546 GeV/c) (PS185/EPP85, diese Arbeit (identisch mit Abb. 4.11)).*

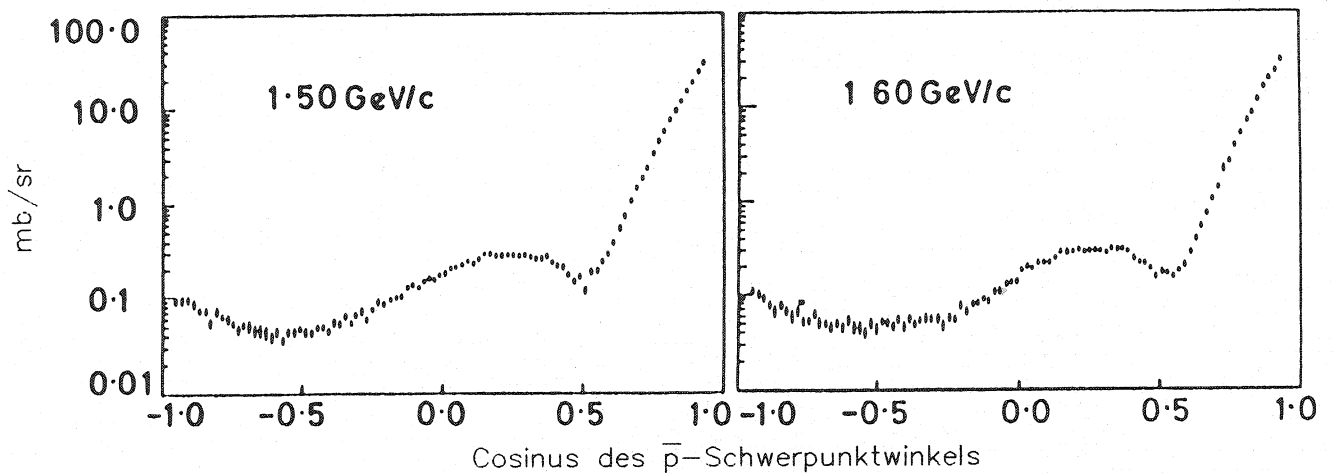


Abb. 4.13 *Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ in Abhängigkeit des Cosinus des \bar{p} -Winkels im Schwerpunktsystem (\bar{p} -Einschußimpulse: 1.5 und 1.6 GeV/c) (Eisenhandler et al. [EIS76]).*

Die Gegenüberstellung des Endergebnisses dieser Arbeit (Abb. 4.12) mit den Messungen von Eisenhandler ([EIS76]) in Abb. 4.13 zeigt eine deutliche Diskrepanz:

Im Winkelbereich (Cosinus des Schwerpunktwinkels) -1.0 bis -0.4 liegt das Endergebnis im selben Bereich wie [EIS76]. Im Vorwärtsbereich, für Schwerpunktwinkel größer als 0.6 bleibt der starke Anstieg aber aus.

Der experimentelle Aufbau, wie er zur Messung der vorliegenden elastischen Ereignisse benutzt worden ist, reicht nicht aus, um alle zur Auswertung erforderlichen Daten zu liefern:

Die geometrischen Verhältnisse schränken den Messbereich ein, so daß lediglich eine Spur (Antiproton, bzw. Proton) zur Auswertung herangezogen werden kann. Spuren mit Winkeln größer als 37 Grad liegen ausserhalb des Magneten und können daher nicht identifiziert werden. Hieraus resultiert ein großer Winkelbereich ($\cos = -0.4 \dots 0.4$ im Schwerpunktsystem), für den der Wirkungsquerschnitt nicht messbar ist.

Um den Reaktionsort innerhalb des Sandwich-Targets (s. Kap.3.2.1) genau zu bestimmen, sind die Meßdaten eines Ereignisses unzureichend. Die Methode der Rekonstruktion des Reaktionsortes über den Schnittpunkt der Teilchenspur mit der Strahlgeraden, ist mit einem zu großen Fehler behaftet, so daß die dem Reaktionsort zugeordnete Targetzelle nicht einwandfrei identifiziert werden kann. Damit lassen sich die Ereignisse aus den vier CH_2 -Zellen nur schlecht gegen die Ereignisse aus der ^{12}C -Zelle abgrenzen. Als Folge wird die ^{12}C -Untergrundmessung und damit, beim Abzug des Kohlenstoff-Untergrundes, die Winkelverteilung für die elastische Streuung verfälscht.

Um im Rahmen des PS185 die elastische Reaktion zu messen, sollten zusätzliche Ereignisdaten zur exakten Rekonstruktion des Reaktionsortes aufgezeichnet werden. Außerdem sollte der geometrische Aufbau des Detektors dieser Reaktion besser angepasst werden.

Die Messung von 1988 an einer modifizierten Version des PS185 wird derzeit hinsichtlich der elastischen Streuung im Rahmen einer Diplomarbeit ausgewertet. Die Geometrie des Versuchsaufbaus ist hier günstiger. Ausserdem wird eine genauere Bestimmung des Reaktionsortes ermöglicht, da der Strahlverlauf durch Siliziumstreifenzähler (zwei xy-Paare für den einlaufenden Strahl; ein xy-Paar für den auslaufenden Strahl) mit einer Ortsauflösung von $100\mu\text{m}$ bestimmt wird.

5 Zusammenfassung

Das Thema dieser Arbeit war die Messung der elastischen Streuung $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ für den Einschubimpuls von 1.546 GeV/c. Die auszuwertenden Daten wurden im Sommer 1985 am Antiprotonenstrahl des LEAR/CERN, im Rahmen des Experimentes PS185 aufgezeichnet. Die Ereignisse (Teilchenspuren) wurden mit Hilfe eines Detektors rekonstruiert, der im wesentlichen durch die Baugruppen Sandwich-Target, Proportionalkammern, Driftkammern und Solenoid-Magnet charakterisiert werden kann. Die Identifizierung der Teilchen erfolgte aufgrund der Bahnkrümmung im Solenoid.

Das Auflösungsvermögen (Impulsauflösung) des Magneten wurde genauer untersucht.

Bei der Auswertung wurden von den etwa 16000 vorhandenen Ereignissen 5000 als elastische identifiziert. Die Rekonstruktion des Reaktionsortes erwies sich als zu ungenau, um Ereignisse aus der Kohlenstoff-Targetzelle von den Ereignissen aus den CH₂-Targetzellen abzugrenzen. Damit entsteht beim Abzug des Kohlenstoff-Untergrundes ein systematischer Fehler.

Als Endergebnis wird der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$ geliefert.

Der Unterschied im Vorwärtsbereich zu den bereits vorhandenen Daten von Eisenhandler [EIS76] konnte nicht aufgeklärt werden.

Die Geometrie des Detektors ist ausgelegt für die Messung von $\bar{p}p$ und nicht optimiert für die elastische Streuung.

Literaturverzeichnis

- [DUT88] W.Dutty, Dissertation, Freiburg i.Br. (1988)
- [EIC81] H.Eichinger et al., Rev. of Track Fitting Methods in Counter Experiments, CERN DD 81-06 (1981) 56
- [EIS76] E.Eisenhandler et al., Nucl.Phys. B113 (1976) 1
- [EIS85] C.Eisert, Staatsexamen, Freiburg (1985)
- [FRA87] R.v.Frankenber, Dissertation, Erlangen-Nürnberg (1987)
- [GAS81] U.Gastaldi, From Nuclei To Particles, Soc.Italiana de Fisca, Bologna(1981) 462
- [JAM77] F.James, 'FOWL'-a general monte-carlo phase space program, CERN Comp.Center-Lib, W505 (1.5.1977)
- [LEF85] P.Lefevre, Proceedings of the 3.LEAR Workshop in Tignes, Hg.U. Gastaldi et al.,(1985),33
- [MAH86] C.J.Maher, Ph.D.Thesis, Carnegie-Mellon Univ. Pittsburgh (1986)
- [MAL86] D.Malz, Dipl.Arbeit, Erlangen (1986)
- [MUE85] R.Müller, Dipl.Arbeit, Erlangen (1985)
- [SCH84] H.Schledermann, Dipl.Arbeit, Freiburg (1984)
- [VAN72] S. Van Der Meer, Stochastic Damping of Betatron Oscillations, CERN/ISR-PO/72-31