

Messung der Reaktionen  
 $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$   
für Photonenergien bis 2.6 GeV  
mit dem SAPHIR-Detektor an ELSA

**Dissertation**

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Karl-Heinz Glander

aus

Königswinter

Bonn 2003

Wieviel Mühe kostet es, die Natur unter dem Mantel der schnellen Lösungen hervorzu- blättern? Doch genau eben dies ist es, was sich zu erkämpfen lohnt. Der Leitfaden dieser Arbeit war der Wunsch, den kleinen Dingen auf die Spur zu kommen, die kleinen Erkennt- nisse zu mehren, auf daß einmal ein Bild des Ganzen entstehen möge, an denen neue, größere Erkenntnisse erwachsen können.

Im Gedenken an Andreas Uch

# Danksagungen

Ich danke Herrn Prof. Ewald Paul für die zahlreichen Diskussionen und die nie müde werdende Unterstützung und Begleitung meiner Arbeit. Besonders dankbar bin ich für den großen Freiraum, den er mir ließ, eigenen Ideen nachzugehen.

Herrn Prof. Walter Schwille danke ich für die vielen anregenden Gespräche in gemütlicher Atmosphäre.

Weiterhin danke ich den SAPHIR-Gruppenmitgliedern und den Mitgliedern der ZEUS-Gruppe Bonn (FDET), die in vielen hilfreichen Diskussionen Anregungen zu dieser Arbeit geliefert und zu einer angenehmen Arbeitsumgebung beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt den Lektoren für das gründliche Lesen dieser Arbeit: Prof. Ewald Paul, Boris Brendebach, Prof. Walter Schwille, Brigitte Glander, Katrin Coboeken und Oliver Kind.

Nicht zuletzt danke ich meiner Frau Silke und meiner Tochter Chiara, die mich die langen Durststrecken haben besser ertragen lassen.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>1</b>
<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>1 Die Reaktionen <math>\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda</math> und <math>\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0</math> im Standardmodell</b>	<b>9</b>
1.1 Das Massenspektrum der Hadronen . . . . .	11
1.2 Prozeßdynamik . . . . .	16
<b>2 Das SAPHIR-Experiment am Bonner Elektronen-Beschleuniger ELSA</b>	<b>19</b>
2.1 Physik mit dem <b>SAPHIR</b> -Detektor . . . . .	19
2.1.1 Vektormeson-Produktion . . . . .	20
2.1.2 $\Delta$ -Produktion . . . . .	20
2.1.3 $\eta/\eta'$ -Produktion . . . . .	21
2.1.4 Assoziierte <i>strangeness</i> -Produktion . . . . .	21
2.2 Der Elektronen-Beschleuniger <b>ELSA</b> . . . . .	23
2.2.1 Experimente an <b>ELSA</b> . . . . .	25
2.3 Der <b>SAPHIR</b> -Detektor . . . . .	26
2.3.1 Das Meßprinzip des <b>SAPHIR</b> -Detektors . . . . .	26
2.3.2 Aufbau des <b>SAPHIR</b> -Detektors . . . . .	27
2.3.3 Die Datennahme 1997/1998 . . . . .	31
2.4 Das <b>SAPHIR</b> -Driftkammersystem . . . . .	32
2.4.1 Verwendete Koordinatensysteme . . . . .	32
2.4.2 Funktionsweise der Driftkammern . . . . .	34
2.4.3 Aufbau des Driftkammersystems . . . . .	35
<b>3 Ereignisrekonstruktion und Reaktionszuordnung im Überblick</b>	<b>41</b>

<b>4 Die Driftkammersimulation</b>	<b>43</b>
4.1 Die Akzeptanzkorrektur	43
4.2 Die Driftkammergeometrie	46
4.2.1 Die Driftzelligeometrie	49
4.3 Simulation der Signalerzeugung	54
4.3.1 Bestimmung der ansprechenden Drähte	54
4.3.1.1 Feinheiten	57
4.3.2 Simulation der Driftzeitmessung	62
4.3.2.1 Simulation der Elektronencluster	64
4.3.2.2 Die Ort-Driftzeit-Beziehung	71
4.3.2.3 Driftzeitfehler	75
4.3.2.4 Simulation der Flug- und Signalzeiten	80
4.4 Simulation und Experiment im Vergleich	85
4.4.1 Driftzeitspektren	85
4.4.2 Doppelansprecher	88
4.4.3 Drahtlageneffizienz	98
4.4.4 Defekte Drähte	101
4.5 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$	102
<b>5 Spurfindung in den SAPHIR-Driftkammern</b>	<b>105</b>
5.1 Allgemeine Problemstellung	105
5.2 Spurfindung in der zentralen Driftkammer <b>CDC</b>	106
5.3 Spurfindung in der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b>	107
5.3.1 Theorie der <b>Principal Components Analysis (PCA)</b>	109
5.3.2 Bestimmung der <b>PCA</b> -Koeffizienten	113
5.3.3 Wahl der Startkonfigurationen	116
5.3.4 Vorhersage eines Drahtansprechers	118
5.3.4.1 Die Stützlagenkombination (1,3,7,10,12)	118
5.3.4.2 Untersuchungen mit drei Stützlagen	123
5.3.4.3 Extrapolationen mit der <b>PCA</b> -Methode	126
5.3.4.4 Erstellung und Bewertung der <b>PCA</b> -Koeffizientensätze	127
5.3.5 Zuordnung der Drahtansprecher zu Spurkandidaten	128
5.3.6 Seitenwahlentscheidungen	131
5.3.7 Spurpunktrekonstruktion	143
5.3.8 Behandlung von Drahtaussetzern	146

<b>6 Die Spurrekonstruktion</b>	<b>149</b>
6.1 Die <b>Quintic-Spline</b> -Methode	149
6.2 Der Least-Square-Fit zur Bestimmung der Spurparameter	151
6.3 Spurfiteresiduen und Probabilitäten	153
6.4 Vielfachstreuung	153
6.5 Auswahl der <b>CDC</b> -Spurkandidaten	155
6.6 Verkippte Spuren	155
6.7 Verbindung der Spurstücke aus <b>FDC</b> und <b>CDC</b>	158
6.8 Entfernung schlechter Ansprecher aus dem Spurfiter	160
6.9 Fehlerrechnung	165
6.10 Die erreichte Spurparameterauflösung für die Datennahme 1997/1998	172
<b>7 Analyse der Reaktionen <math>\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda</math> und <math>\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0</math></b>	<b>181</b>
7.1 Datenselektion	181
7.1.1 Die Ereignistopologie	181
7.1.2 Sekundär- und Primärvertexfit auf die gesuchte Topologie	183
7.1.3 Der kinematische Fit	185
7.1.4 Weitere Selektionskriterien	188
7.1.5 Die selektierten Ereignisse	193
7.1.6 Untergrund	199
7.1.7 Rekonstruierte mittlere Lebensdauer des $\Lambda$ -Hyperons	218
7.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte	225
7.2.1 Akzeptanzrechnung	225
7.2.2 Fehlerrechnung	228
7.2.3 Ergebnisse	230
7.2.3.1 $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$	236
7.2.3.2 $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$	237
7.2.3.3 Anpassung von Legendre-Polynomen an die Daten	237
7.2.4 Vergleich mit einer älteren <b>SAPHIR</b> -Messung	240
7.2.5 Gegenseitiger Untergrund der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$	242
7.3 Totale Wirkungsquerschnitte	247

7.3.1	Beschreibung und Interpretation . . . . .	249
7.3.2	Abhängigkeit vom Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits	250
7.3.3	Vergleich mit einer älteren <b>SAPHIR</b> -Messung . . . . .	259
7.4	Evidenz für einen Beitrag der Resonanz $D_{13}(1895)$ zur Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$	264
7.5	Hyperonpolarisationen . . . . .	270
7.5.1	Erläuterung der Meßmethode . . . . .	270
7.5.1.1	Bestimmung der Polarisation durch Geradenanpassung an die Winkelverteilung des Protons im $\Lambda$ -Zerfall . . . . .	273
7.5.1.2	Bestimmung der Polarisation aus Messung der Oben-Unten-Asymmetrie . . . . .	273
7.5.2	Rekonstruktion der simulierten Hyperonpolarisation . . . . .	273
7.5.3	Akzeptanzkorrektur . . . . .	278
7.5.4	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	280
7.5.4.1	Vergleich mit einer älteren <b>SAPHIR</b> -Messung . . . . .	282
7.5.4.2	$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ : Verbesserte Auflösung . . . . .	283
7.5.4.3	Versuch einer Interpretation . . . . .	283
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>285</b>
<b>A</b>	<b>Ergebnisse zu den Reaktionen <math>\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda</math> und <math>\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0</math></b>	<b>287</b>
A.1	Differentielle Wirkungsquerschnitte . . . . .	287
A.2	Gegenseitiger Untergrund der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ .	298
A.3	Polarisation . . . . .	300
A.3.1	Einteilung in vier Energie- und Produktionswinkelintervalle . . . . .	300
A.3.1.1	Methode: Geradenanpassung an die Winkelverteilung des Protons im $\Lambda$ -Zerfall . . . . .	300
A.3.1.2	Methode: Messung der Oben-Unten-Asymmetrie . . . . .	300
A.3.2	$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ : Verbesserte Auflösung . . . . .	301
A.3.2.1	Methode: Geradenanpassung an die Winkelverteilung des Protons im $\Lambda$ -Zerfall . . . . .	301
A.3.2.2	Methode: Messung der Oben-Unten-Asymmetrie . . . . .	302
	<b>Verzeichnis der Abbildungen</b>	<b>316</b>
	<b>Verzeichnis der Tabellen</b>	<b>318</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>328</b>

# Einleitung

“Was die Welt im Innersten zusammenhält” — Die hoffnungslose Suche Fausts nach dem Urgrund aller Dinge kann auch heute noch als Sinnbild für das rastlose Streben der Wissenschaften gelten. Bleibt die metaphysische Seite allen Seins, trotz zaghafter Bemühungen sich dieser zu nähern, dem Menschen wohl auf ewig verschlossen, so sind die Fortschritte der physischen Aspekte dieser Erkenntnissuche seit Entwicklung der Ideentheorie von Plato über die Kategorienlehre nach Kant (um nur plakativ zwei ausgewählte Gedankengebäude anzuführen) bis hin zu unserer heutigen gedanklichen Einteilung der materiellen Welt innerhalb der Naturwissenschaften im Bewußtsein der Auslassung der Metaphysik unverkennbar (insoweit, wie man nicht die Klassifizierung der Dinge in einzelne Teile selbst bereits als Problem der Vereinfachung ansehen muß). Der modernen Physik ist es gelungen, die der physisch faßbaren Welt zu Grunde liegende Dynamik auf vier Grundkräfte zurückzuführen. Die der Menschheit aus alltäglicher Erfahrung wahrscheinlich am längsten bekannte Kraft, die Gravitation, ist die gegenseitige Anziehung von Körpern auf Grund ihrer Masse. Wird diese Kraft heute im Rahmen der **Allgemeinen Relativitätstheorie** als masseabhängige geometrische Eigenschaft der vierdimensionalen Raumzeit formuliert, liegt hierin auch das Hauptproblem, warum diese Kraft, zumindest bisher, nicht mit den übrigen drei Kräften in einer einheitlichen Theorie formuliert werden konnte, da letztere ausnahmslos im mathematischen Formalismus der Quantenfeldtheorien beschrieben werden. Diese drei Kräfte, namentlich die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft, unterscheiden sich vom theoretischen Standpunkt aus gesehen im wesentlichen nur durch ihre ihnen zu Grunde liegende Eichsymmetrie und lassen sich wegen ihrer ähnlichen mathematischen Struktur zu einem einheitlichen Modell, dem **Standardmodell**, zusammenfassen.

Die elektromagnetische Kraft, die die Phänomene bezüglich der elektrischen Ladung beschreibt, gilt als verstanden, ihre mathematische Formulierung durch die Quantenelektrodynamik (kurz **QED**) als experimentell bestbestätigte gültige Theorie. Das Verständnis der schwachen Kraft, die beispielsweise für den Zerfall des freien Neutrons verantwortlich ist und eine nicht unwesentliche Rolle für den Weiterzerfall von in Kernreaktoren bei Spaltung schwerer Kerne entstehender instabiler Tochterkerne spielt, ist nicht zuletzt durch den Nachweis der die schwache Kraft vermittelnden Austauschteilchen  $W^\pm$  und  $Z^0$  im Jahre 1983 in  $p\bar{p}$ -Stoßexperimenten am **SPS**<sup>1</sup> des **CERN**<sup>2</sup> und den in den 80er und 90er Jahren am **CERN** durchgeführten **LEP**<sup>3</sup>-Experimenten beträchtlich gewachsen. Die starke Kraft, die anziehend zwischen den Kernbausteinen der Materie wirkt und damit die Kerne zusammenhält, ist bis zum heutigen Tage die am wenigsten verstandene Kraft, was nicht zuletzt durch ihre komplizierte mathematische Struktur begründet werden muß. Um sie näher zu

---

<sup>1</sup>**SPS:** *Super Proton Synchrotron*

<sup>2</sup>**CERN:** *Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire*

<sup>3</sup>**LEP:** *Large Electron Positron collider*

beleuchten, sind in den letzten Jahrzehnten zahlreiche Experimente durchgeführt worden, die jeweils einzelne Aspekte adressierten. Eine der wichtigsten Entdeckungen war dabei, daß die Protonen und Neutronen, als Bausteine der Kernmaterie auch Nukleonen (lat. *nucleus*, der Kern) genannt, sich ihrerseits statisch wieder aus je drei Quarks zusammensetzen. Die zuerst beobachtete Wechselwirkung zwischen den Nukleonen läßt sich letztendlich als Restwirkung einer eigentlich zwischen den Quarks wirksamen Kraft verstehen. Der Abstand zwischen den wechselwirkenden Quarks ist maßgeblich für die Stärke der Kraft, die zwischen ihnen wirkt. Für kleine Abstände (klein gegenüber der Ausdehnung der Nukleonen von etwa  $10^{-15} m$ ) ist die starke Wechselwirkung im Rahmen einer Störungsentwicklung einer numerisch exakten Berechnung zugänglich. Für größere Abstände ist die wirkende Kraft jedoch so stark, daß eine störungstheoretische Behandlung ihre Gültigkeit verliert. Die theoretischen Beschreibungen von Prozessen in diesem Abstandsbereich sind trotz jahrzehntelanger theoretischer Arbeit bis heute fast ausnahmslos phänomenologischer Art. Daher ist die modellhafte Beschreibung von experimentellen Ergebnissen noch unumgänglich.

Eines der Experimente, die sich für die starke Wechselwirkung in diesem nicht störungstheoretisch zugängigen Bereich interessieren, ist das **SAPHIR**-Experiment, bei dem Protonen mit Photonen beschossen werden. Ein wesentlicher Teil der Wechselwirkung des Photons mit dem Nukleon ist durch die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \gamma p$  gegeben, zu der verschiedenste Prozeßmechanismen unter der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung signifikant beitragen. Neben dieser Reaktion besteht auch die Möglichkeit, daß neue Teilchen, Leptonpaare oder auch Hadronen, erzeugt werden, wobei ein Teil der Reaktionsenergie in Masse umgewandelt wird. Aus dem Studium von Prozessen mit hadronischen Endzuständen lassen sich Erkenntnisse zur Wirkungsweise der starken Kraft gewinnen.

In dieser Arbeit sollen hierzu die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  untersucht werden. Die im Zusammenhang mit diesen Reaktionen relevanten theoretischen Modelle werden in Kapitel 1 vorgestellt.

Zur Vermessung (unter anderem) dieser Reaktionen, genauer zur Messung der Wahrscheinlichkeit, unter welchen Winkeln im Schwerpunktsystem (oder anderen geeignet gewählten Bezugssystemen) die Teilchen erzeugt werden, wurde **SAPHIR**, ein aus vielen Einzelkomponenten zusammengesetzter Detektor, verwendet, der in Kapitel 2 näher beschrieben wird. In Kapitel 3 werden in einem kurzen Überblick alle in diesem Experiment zum Einsatz kommenden Verfahrensschritte skizziert, die zur Rekonstruktion der Kinematik eines mit dem **SAPHIR**-Detektor vermessenen Ereignisses und Zuordnung desselben zu einer bestimmten Reaktion nötig sind.

Da der **SAPHIR**-Detektor zum einen nicht den gesamten Raumwinkel abdeckt, zum anderen auch nicht für jedes Reaktionsereignis die Meßinformationen innerhalb der Ereignisrekonstruktion wieder zu einem Gesamt ereignis zusammengesetzt werden können, hat der **SAPHIR**-Detektor, wie für Großraumwinkeldetektoren unvermeidlich, für die zu untersuchenden Reaktionen eine Nachweiseffizienz kleiner als 100%. Daher ist man darauf angewiesen, einen Korrekturfaktor, den sogenannten Akzeptanzfaktor, zu berechnen, mit dem man die gemessene Anzahl an Reaktionen bei einer bestimmten Kinematik zu korrigieren hat. Hierzu verwendet man üblicherweise eine Detektorsimulation, bei der mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode die Reaktionen mit einer gewünschten statistisch verteilten Kinematik zufallsgeneriert werden und anschließend die Signale, die die entstandenen Reaktionsprodukte in den einzelnen Detektorkomponenten dann hinterlassen, vollständig simuliert werden. Damit wird festgestellt, wieviele der gewürfelten Ereignisse tatsächlich mit dem Detektor nachgewiesen werden konnten. Dies setzt aber voraus, daß die Detektorsimulation dem realen

Detektor in Aufbau und Funktionsweise genau genug entspricht. Für die in den 1997 und 1998 genommenen Daten, die auch die Grundlage für die in dieser Arbeit untersuchten Reaktionskanäle  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  bilden, stellte sich heraus, daß die Genauigkeit der Simulation speziell für das Driftkammersystem nicht ausreichte, weswegen im Rahmen dieser Arbeit eine bereits bestehende Driftkammersimulation durch eine realistischere ersetzt wurde, wie in Kapitel 4 näher ausgeführt wird.

Ebenfalls Teil dieser Arbeit war die Neuentwicklung der Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen in der Vorwärtsdriftkammer (**FDC**, *forward drift chamber*), da eine an simulierten Daten entwickelte frühere Version ([Jüng91, Umla93, Tran97]) den experimentellen Anforderungen nicht genügte. Die dort angewendete Methode zur Spurfindung und Spurpunkt-rekonstruktion, die sogenannte **Principal Components Analysis (PCA)**, wurde dabei beibehalten. Die neuentwickelte Rekonstruktion wurde sowohl an Monte-Carlo-Ereignissen als auch an experimentellen Daten detailliert überprüft und ist nun Teil der offiziellen Datenauswertung. Sie wird in Kapitel 5 ausführlich beschrieben.

Wichtigstes Ergebnis der Studien zur Driftkammersimulation war die Feststellung, daß die Fehler der Driftkammermeßinformationen nicht rein gaußverteilt sind, sondern zusätzlich einen meßtechnisch bedingten nichtgaußischen Anteil besitzen (s. Kapitel 4). Als direkte Konsequenz hieraus ergab sich eine quantitative Untersuchung des Einflusses dieser nichtgaußischen Anteile auf den Spurfit, der nur mit gaußverteilten Fehlern statistisch korrekt arbeitet (s. Kapitel 6). Tatsächlich konnten für etwa 30% aller Spuren auf Grund der negativen Auswirkungen vor allem der nichtgaußischen Ausläufer auf den Spurfit die Komponenten der Teilchenimpulse nur unzureichend genau bestimmt werden. Für die im **SAPHIR**-Experiment vornehmlich untersuchten Reaktionen mit drei geladenen Teilchen im Endzustand bedeutete dies, daß statistisch gesehen für jedes Ereignis eine Spur fehlerhaft rekonstruiert wurde. Da die Fehler der mit der Driftkammer gemessenen Informationen, speziell der nichtgaußische Anteil, nur bedingt realistisch simuliert werden konnte, mußte ein Weg gefunden werden, den Einfluß dieser Fehler auf die Spurrekonstruktion zu reduzieren. Dabei half, daß für die meisten Spuren die Anzahl an Meßpunkten so groß ist, daß der Spurfit, in dem der Teilchenimpulsvektor berechnet wird, überbestimmt ist, wodurch es möglich wird, die Meßinformationen, die die größten Abweichungen vom Fitergebnis aufweisen, aus dem Fit zu entfernen. Das genaue Verfahren ist in Kapitel 6 nachzulesen.

Die in dieser Arbeit analysierten Daten der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  sind mit Photonenergien ab der Produktionsschwelle (0.911 *GeV* bzw. 1.047 *GeV*) bis 2.6 *GeV* in vier Meßperioden in den Jahren 1997 und 1998 aufgenommen worden. Bereits früher sind diese Reaktionen mit **SAPHIR**-Daten aus den Jahren 1992 bis 1994 analysiert worden [Lind93, Lind94, Jüng95, Tran97, Tran98, Goer99], allerdings bei kleinerer Ereignisstatistik und ohne Informationen aus der Vorwärtsdriftkammer **FDC** (s. Abschnitt 5.3) und den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Änderungen in Simulation und Spurfit.

In Kapitel 7 werden die Selektion der gewünschten Ereignisse zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  und die zugehörige Akzeptanzrechnung beschrieben. Anschließend werden die Ergebnisse der Analyse dieser Reaktionen mit Photonenergien ab der Produktionsschwelle (0.911 *GeV* bzw. 1.047 *GeV*) bis 2.6 *GeV* vorgestellt und mit den Ergebnissen der Analyse der in den Jahren 1992 bis 1994 genommenen **SAPHIR**-Daten verglichen.

In Abschnitt 7.4 wird zudem die kürzlich durch phänomenologische Analysen unserer früher veröffentlichten Daten aufgeworfene Frage nach dem Vorhandensein einer sogenannten *missing resonance* in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  aufgegriffen und diskutiert.

Über die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  wurde bereits auf Konferenzen berichtet. Ein Abdruck des Konferenzbeitrags zur **NSTAR 2001** mit vorläufigen Ergebnissen findet sich in [\[Glan01\]](#).

Die mit dieser Arbeit vorliegenden Ergebnisse wurden zur Veröffentlichung in *The European Physical Journal A* eingereicht.

Bei Durchsicht des Inhaltsverzeichnisses wird dem Leser die für eine Dissertation überdimensional große Anzahl an Seiten ins Auge fallen. Der Grund hierfür ist, daß für die weitreichenden technischen Arbeiten an der Simulation und Rekonstruktion der Ereignisse im **SAPHIR**-Detektor, die im Rahmen dieser Dissertation durchgeführt wurden, keine anderweitigen Niederschriften existieren, so daß deren ausführliche Beschreibung nun in den Kapiteln [4](#), [5](#) und [6](#) dieser Dissertation zu finden ist.

Der Leser, der nur an den physikalischen Fragestellungen zu den untersuchten Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  interessiert ist, kann bei Durchsicht der Arbeit ohne Verständnisschwierigkeiten auf diese Kapitel verzichten.

Für die objektive Einschätzung der systematischen Fehler der physikalischen Meßergebnisse zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , wie sie in Kapitel [7](#) diskutiert werden, sind diese technischen Kapitel jedoch von Bedeutung.

# Kapitel 1

## Die Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ im Standardmodell

Nach heutiger Vorstellung lassen sich alle bekannten physikalischen Phänomene letztendlich auf das Wirken der vier Grundkräfte, im einzelnen sind das die Gravitations-, die elektromagnetische, die starke und die schwache Kraft, zwischen einer kleinen Anzahl an (bisher) als fundamental geltenden Elementarteilchen, den Quarks und Leptonen (s. Tabelle 1.1), zurückführen. Spielt die Gravitation aus theoretischer Sicht noch eine Sonderrolle, so lassen sich die anderen drei Kräfte im sogenannten **Standardmodell** vereinen. In diesem werden alle Kräfte durch eine Feldtheorie beschrieben, wobei jede Kraft durch eine bestimmte Eichsymmetrie charakterisiert ist, die die zugehörige Feldtheorie erfüllen muß. Diese lokal gültigen Symmetrien generieren sogenannte vektorielle Eichfelder, die an die Wellenfunktionen der Materieteilchen ankoppeln. Auf Grund ihres vektoriellen Charakters können diese Eichfelder als Austauscheteilchen (die sogenannten Eichbosonen) mit Eigendrehimpuls 1 interpretiert werden (s. Tabelle 1.2).

Da die Hadronen der in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  sich aus den bereits erwähnten Quarks zusammensetzen (s. auch Abb. 1.1), diese wiederum vor allem unter der starken Kraft miteinander wechselwirken, sollten sich der-

Generation	Quarks			Leptonen		
	Name ( <i>flavour</i> )	Symbol	elektr. Ladung [e]	Name	Symbol	elektr. Ladung [e]
1.	<i>up</i>	u	$+\frac{2}{3}$	Elektron	$e^-$	-1
	<i>down</i>	d	$-\frac{1}{3}$	e-Neutrino	$\nu_e$	0
2.	<i>charm</i>	c	$+\frac{2}{3}$	Myon	$\mu^-$	-1
	<i>strange</i>	s	$-\frac{1}{3}$	$\mu$ -Neutrino	$\nu_\mu$	0
3.	<i>top</i>	t	$+\frac{2}{3}$	Tauon	$\tau^-$	-1
	<i>bottom</i>	b	$-\frac{1}{3}$	$\tau$ -Neutrino	$\nu_\tau$	0

Tabelle 1.1: Quarks und Leptonen.

	Wechselwirkung		
	stark	elektro- magnetisch	schwach
Eichboson(en)	Gluonen	Photon	Weakonen
Symbol	$g_1, \dots, g_8$	$\gamma$	$W^\pm, Z^0$
Spin	1	1	1
elektr. Ladung [e]	0	0	$\pm 1, 0$
Masse [ $GeV/c^2$ ]	0	0	80 – 90
relative Stärke ( $Q^2 \approx 1 GeV^2/c^2$ )	1	$10^{-2}$	$10^{-5}$

Tabelle 1.2: Die Wechselwirkungen und deren Austauscheteilchen (Eichbosonen) im Standardmodell.

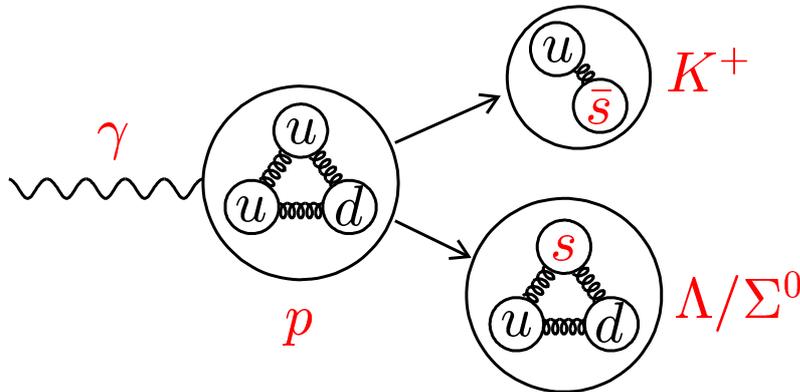


Abbildung 1.1: Die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  im Quarkbild: Bei ausreichender Photonenergie kann ein  $s\bar{s}$ -Paar aus dem Vakuum erzeugt werden. Zusammen mit den im Proton vorhandenen  $up$ - und  $down$ -Quarks können sich das *strange*- und das Anti-*strange*-Quark zu einem pseudoskalaren  $K^+$ -Meson und einem  $\Lambda$ - bzw.  $\Sigma^0$ -Hyperon umformieren. Die beiden Hyperonen unterscheiden sich dabei nur durch die Ausrichtung der Quark-Spins untereinander. In einem *naiven* Quarkbild gesprochen koppeln im  $\Lambda$  die Spins der  $up$ - und  $down$ -Quarks zu 0, im  $\Sigma^0$  zu 1 und antiparallel zum Spin des *strange*-Quarks, so daß beide Hyperonen den Gesamtspin  $\frac{1}{2}$  besitzen.

artige hadronische Reaktionen unmittelbar aus der Quantenchromodynamik (**QCD**) als der Feldtheorie der starken Wechselwirkung berechnen lassen. Eine direkte Berechnung aus der **QCD**-Lagrangedichte ist jedoch nicht möglich, weil dessen mathematisch komplexe Struktur dies nicht zuläßt. Da bei den in den hadronischen Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  auftretenden kleinen Impulsüberträgen die Entfernung der beteiligten Quarks so groß ist, daß die Kopplungsstärke nicht klein gegen 1 ist, ist eine Störungsentwicklung nach der Kopplungsstärke, die innerhalb der Quantenchromodynamik für kleine Abstände und kleine Kopplungsstärke gültig ist, hier nicht anwendbar. Stattdessen ist man auf Modelle

angewiesen, um aus den beobachteten Reaktionen Aussagen über die starke Wechselwirkung bei großen Abständen zu erlangen. Einige dieser Modelle sind bereits vor der Entwicklung der **QCD** Anfang der 70er Jahre formuliert worden. Andere jüngere Modelle wiederum versuchen Eigenschaften der **QCD**-Lagrangedichte einzubeziehen. Grundsätzlich lassen sich die Modelle in zwei Gruppen unterteilen. Die eine Gruppe von Modellen beschäftigt sich mit der Berechnung der Massenspektren von Hadronen, während die andere Gruppe versucht, die Prozeßdynamik von Reaktionen, wie die in dieser Arbeit vermessen, zu beschreiben, um durch Anpassung an die experimentellen Daten die in den Modellen vorkommenden Parameter zu fixieren und Annahmen beispielsweise über die Anregung und interne Struktur der beteiligten Hadronen zu testen. Beide Gruppen sollen in den folgenden Abschnitten näher beschrieben werden.

Der Vollständigkeit halber sei hier erwähnt, daß in sogenannten Gitterrechnungen versucht wird, die **QCD**-Lagrangedichte bzw. die Raumzeit, auf der die beteiligten Felder definiert sind, geeignet zu diskretisieren, um dann mit Monte-Carlo-Standardmethoden das obengenannte Problem numerisch zu lösen, so daß man über diesen Weg Aussagen über den nicht störungstheoretisch zugängigen Bereich unmittelbar aus der **QCD**-Lagrangedichte gewinnen kann. Angewandt auf das Problem der **QCD** von leichten Quarks kommen diese Gittermethoden zur Gewährleistung der Berechenbarkeit bisher jedoch noch nicht ohne zahlreiche Annahmen bzw. Näherungen aus. Daher sind die erhaltenen Ergebnisse noch nicht geeignet, um quantitativ gültige Aussagen zu tätigen, weswegen die Gitterrechnungen im folgenden nicht weiter behandelt werden. Für die Zukunft darf man aber interessante Resultate erwarten, zumal die qualitativen Aussagen dieser Rechnungen bereits heute sehr vielversprechend sind.

## 1.1 Das Massenspektrum der Hadronen

Eine der zentralen Fragestellungen zur starken Wechselwirkung ist das Anregungsspektrum von Quark-Systemen.

Quarks bzw. deren Antiteilchen wurden bisher niemals frei beobachtet (man spricht von *confinement*), sondern schließen sich immer so zusammen, daß sich ihre starken Ladungen gegenseitig neutralisieren. Da die starke Kraft drei Ladungsarten mit jeweils positiver wie negativer Einstellung kennt, ordnet man in Anlehnung an die Farbenlehre jeder Ladungsart eine der drei Grundfarben rot( $r$ ), grün( $g$ ) und blau( $b$ ) zu, weswegen man die starke Ladung auch häufig Farbladung nennt. Neutralität erhält man, wenn sich alle drei Grundfarben oder eine Farbe sich mit ihrer Anti-Farbe  $\bar{r}$ ,  $\bar{g}$  oder  $\bar{b}$  zum farbneutralen *Weiß* mischen. Je drei Quarks mit untereinander verschiedenen starken Ladungen schließen sich zu einem Baryon ( $qqq$ ) bzw. entsprechend je drei Anti-Quarks zu einem Anti-Baryon ( $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ ) zusammen, oder je ein Quark bildet mit einem Anti-Quark der passenden Gegenladung ein Meson ( $q\bar{q}$ ).

Es stellt sich nun unmittelbar die Frage nach der Masse dieser so gebildeten farbneutralen Objekte  $qqq$ ,  $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$  und  $q\bar{q}$ . Hierbei muß man sehr unterscheiden, ob man Hadronen betrachtet, die nur aus den leichten Quarks *up*, *down* und *strange* aufgebaut sind<sup>1</sup>, oder auch eines der

---

<sup>1</sup>Baryonen, die *strange*-Quarks beinhalten, bezeichnet man als Hyperonen. Diese Hyperonen bekommen eine (negative) *strangeness* entsprechend der Anzahl an *strange*-Quarks zugewiesen. Das  $\Lambda$ - und das  $\Sigma^0$ -Hyperon enthalten beispielsweise je ein *strange*-Quark (s. auch Abb.1.1), erben daher von diesen die *strangeness*-Quantenzahl  $S = -1$ .

schwereren Quarks *charm*, *bottom* und *top* tragen. Während die Masse der schweren Quarks einen großen Teil zur Gesamtmasse der mit ihnen gebildeten Baryonen oder Mesonen beiträgt, erhalten die Hadronen, die nur aus den leichten Quarks zusammengesetzt sind, ihre Masse zum größten Teil aus der Feldenergie der zwischen den Quarks stattfindenden starken Wechselwirkung. Diesem wesentlichen Unterschied entsprechend unterscheiden sich auch die Modelle zur Berechnung der Hadronmassen. Da an den in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen nur leichte Quarks beteiligt sind, wird hier auf die Beschreibung von Modellen für Hadronen mit schweren Quarks verzichtet.

Die bisher erfolgreichsten Modelle zur Beschreibung des Massenspektrums sind die Konstituentenquarkmodelle, in denen ein großer Teil der Wechselwirkungsenergie innerhalb des Hadrons durch die effektive Masse der Valenzquarks parametrisiert wird. Statt beispielsweise der einigen  $MeV$  für die nackten *up*- und *down*-Quarks besitzen deren zugehörigen Konstituentenquarks typischerweise Massen von etwa  $300 MeV$ , also etwa ein Drittel der Nukleonmassen. Die Restwechselwirkung zwischen den Konstituentenquarks wird durch geeignete Potentiale beschrieben. Dabei werden alle Quarkeigenschaften wie elektrische Ladung, Farbladung und *flavour*, sowie Spin und Isospin berücksichtigt. Zusätzlich haben die Quarks als Fermionen das Pauli-Prinzip zu erfüllen.

Das einfachste Konstituentenquarkmodell ist das *Harmonische-Oszillator-Quarkmodell*, bei dem, wie der Name schon sagt, die Quarks relativ zueinander harmonisch schwingen können, wobei man entsprechend geeignete Relativkoordinaten definiert. Weichen in diesem ersten Ansatz die Massenberechnungen zwar noch sehr von der in der Natur realisierten Werten ab, so erlaubt dieses sehr einfache Modell bereits eine Klassifikation nach Haupt- und Nebenquantenzahlen und somit ein Abzählchema für die zu erwartenden Zustände. Für eine bessere Beschreibung der experimentell gefundenen Massenzustände entwickelten Nathan Isgur und Gabriel Karl Ende der 70er Jahre ein nichtrelativistisches Quarkmodell [Isgu77, Isgu78, Isgu79], in dem an Stelle des Oszillatorpotentials für jedes Quarkpaar ein Potential der Form  $a + br - c/r$  verwendet wird, wobei  $r$  den Abstand zwischen den beiden Quarks bezeichnet. Durch den linearen Anstieg für große Abstände  $r$  ist gleichzeitig das experimentell beobachtete *confinement* realisiert sowie die Beschreibung der experimentell beobachteten Regge-Trajektorien gewährleistet. Zusätzlich zum *confinement*-Potential wird zur Erklärung der Massenaufspaltung zwischen dem  $\pi$ - und  $\rho$ -Meson ein Spin-Spin- und ein Tensor-Term, der ebenfalls von den Spins der Quarks abhängt, berücksichtigt. Diese beiden Terme werden als Austausch eines effektiven Gluons interpretiert. Neben diesen beiden Termen wurden jedoch alle anderen Terme der Fermi-Breit-Wechselwirkung, dies sind der Darwin-, der Bahn-Bahn- und der Spin-Bahn-Term, vernachlässigt.

Auf Grund vielversprechender Erfolge dieses nichtrelativistischen Modells lag es nahe, es um die aus einer relativistischen Beschreibung zu erwartenden Korrekturterme erster Ordnung zu erweitern. Für die Baryonen ist dies durch Simon Capstick und Nathan Isgur im Jahre 1986 geschehen [Caps86]. Während der  $\Delta$ -Sektor (Isospin  $3/2$ ) in diesem *relativisierten Quarkmodell*<sup>2</sup> sehr gut beschrieben werden kann, gibt es deutliche Abweichungen zwischen Modell und Experiment für die Nukleonanregungen  $N^*$  (Isospin  $1/2$ ). Die Spin-Bahn-Kopplung, die aus der Natur ersichtlich klein ist, wird in diesem Modell unterdrückt. Außerdem gibt es keine natürliche Erklärung für das Auftreten sogenannter Paritätsdubletts zu Zuständen mit gerader und ungerader Parität. Gerade dies ist aber eines der großen

---

<sup>2</sup>Der Begriff *relativisiert* ist eine direkte Übersetzung des in den englischen Originalarbeiten verwendeten Terminus *relativized*. Diese Wortkreation soll verdeutlichen, daß es sich nicht um ein relativistisches Modell im eigentlichen Sinne handelt.

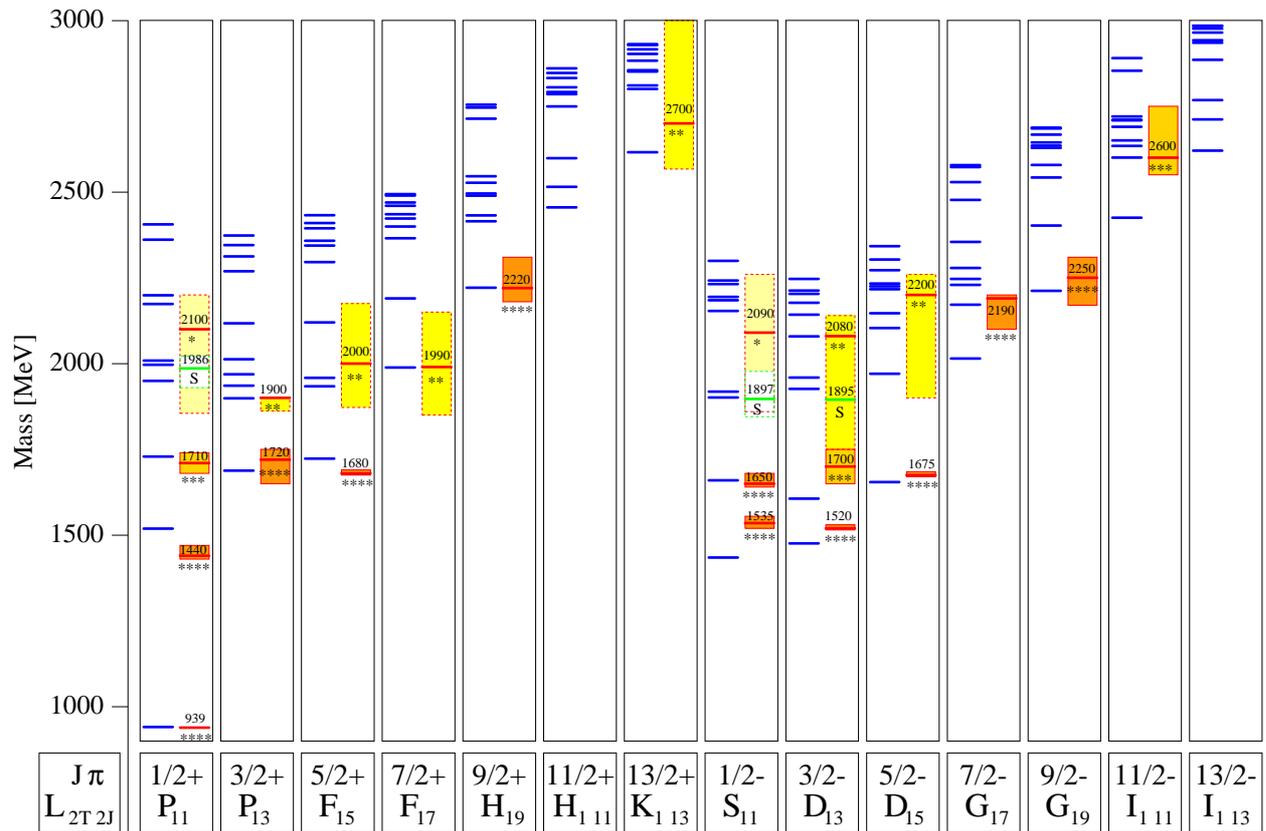


Abbildung 1.2: Nukleonresonanzen in Modell und Experiment: Für jeden Satz von Quantenzahlen werden die experimentell bestimmten Resonanzen (rechts) den in einem kovarianten Quarkmodell mit *confinement*-Potential und 't Hooftscher Wechselwirkung (s. Text) berechneten (links) gegenübergestellt. Für die experimentellen Resonanzen ist ihre Signifikanz in Form von Sternchen bewertet durch die Particle Data Group sowie die im Particle Data Booklet [PDG00] zu findenden experimentellen Unsicherheiten der Massenbestimmung als Kästen eingetragen. Mit S sind drei Resonanzen bezeichnet, für die im **SAPHIR**-Experiment Evidenz gefunden wurde. Für diese ist die Unsicherheit der Massenbestimmung nicht eingetragen.

Stärken des vollständig relativistisch kovarianten Modells von Herbert R. Petry, Bernard Ch. Metsch *et al.* [Petr00, Petr01], in dem die Wechselwirkung zwischen den Konstituentenquarks durch die sogenannte 't Hooftsche Wechselwirkung [tHoo76, Shif80] generiert wird, die spezielle Wechselwirkungen der Gluonen und der Quarks mit diesen Gluonen berücksichtigt. Zusätzlich wirkt auch in diesem Modell zwischen den Quarks ein *confinement*-Potential, daß sich im wesentlichen für kleine Quarkabstände wie  $1/r$ , für große Abstände wie  $r$  verhält. In diesem Modell kann das gesamte Spektrum der bisher gemessenen Baryon- und Mesonzustände der Hadronen bestehend aus den leichten Quarks *up*, *down* und *strange* sehr gut beschrieben werden (s. Abbildungen 1.2, 1.3, 1.4 und 1.5). Auf dem Mesonensektor kann dieses Modell durch Hinzunahme der 't Hooftschen Wechselwirkung die Massenaufspaltung zwischen  $\pi$ ,  $\eta$  und  $\eta'$  sehr gut wiedergeben, während diese Zustände im relativisierten Mesonmodell von Stephen Godfrey und Nathan Isgur [Godf84] mit 1-Gluon-Austausch zunächst entartet sind. Dieses offensichtliche Problem in Quarkmodellen mit 1-Gluon-Austausch versucht man mit Mehr-Gluon-Vernichtungsgraphen als "Korrektur höherer Ordnung" zu lösen.

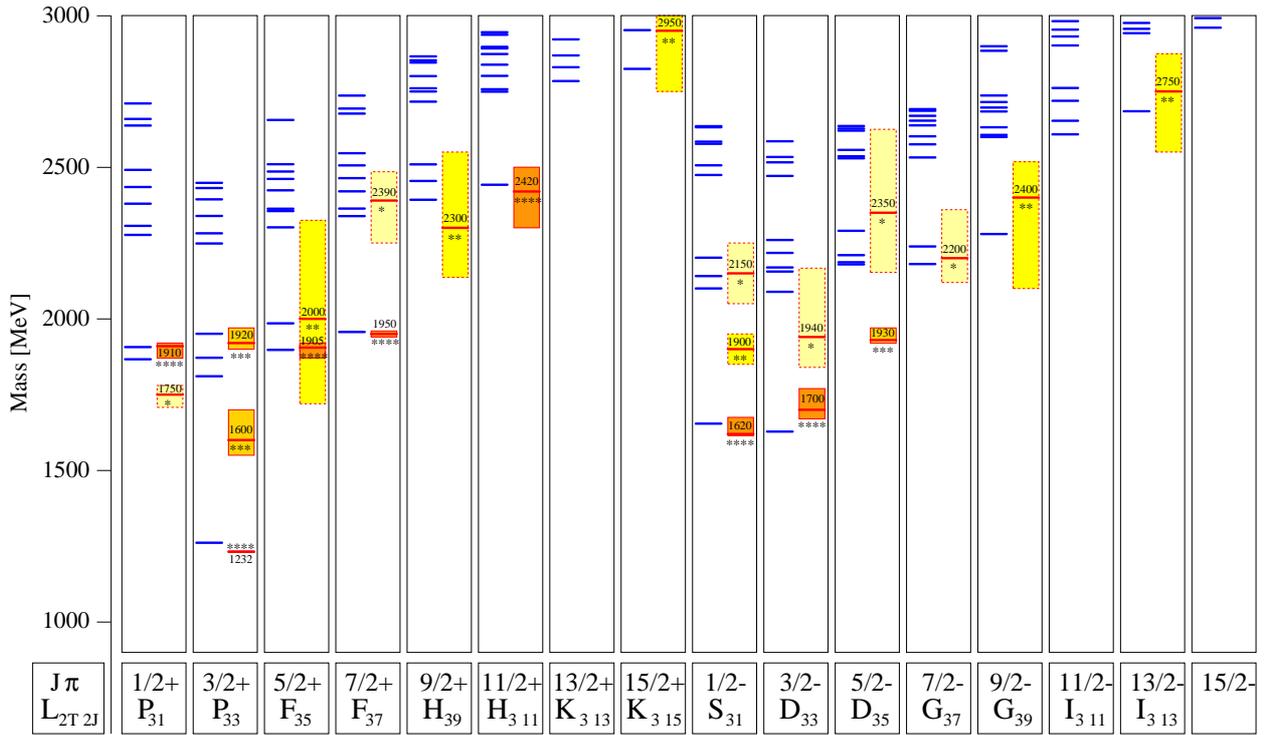


Abbildung 1.3: Delta-Resonanzen in Modell und Experiment: vgl. Text zu Abb. 1.2

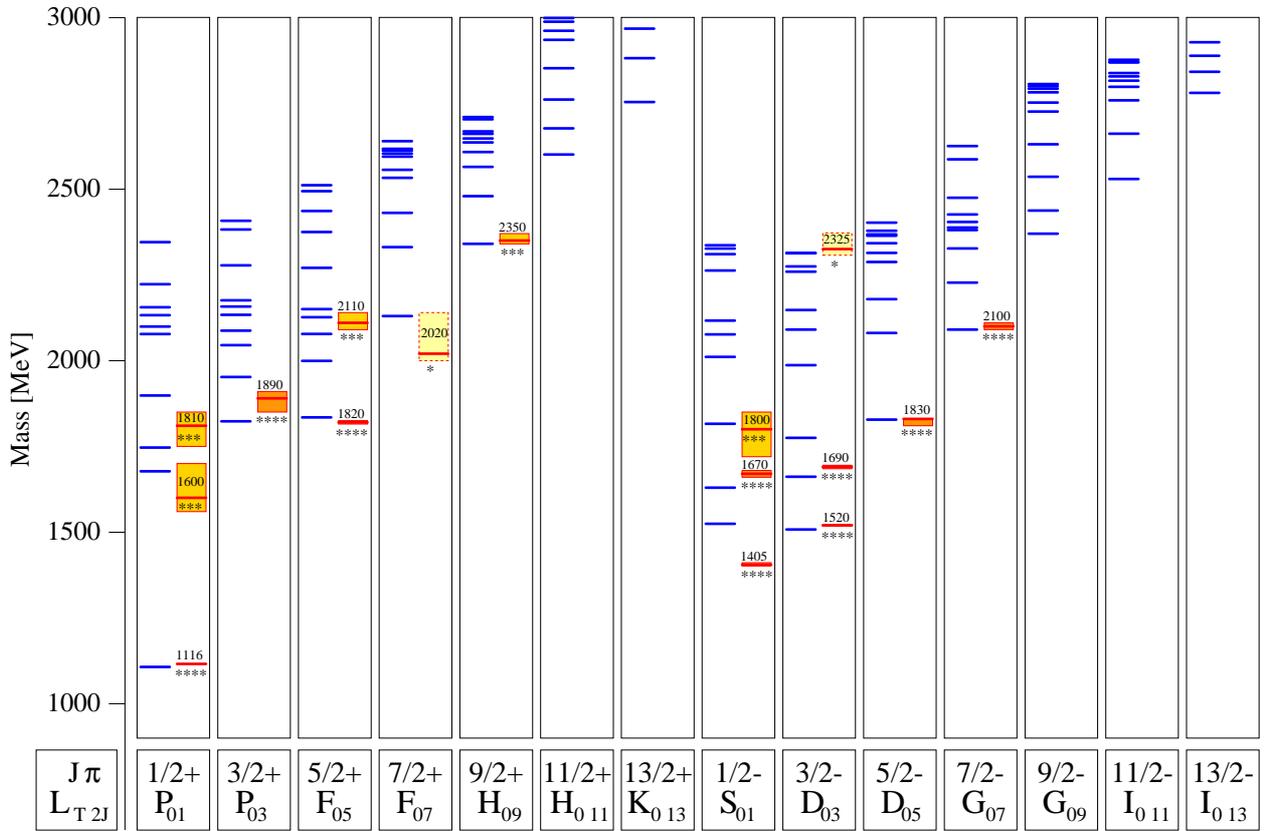


Abbildung 1.4: Lambda-Resonanzen in Modell und Experiment: vgl. Text zu Abb. 1.2

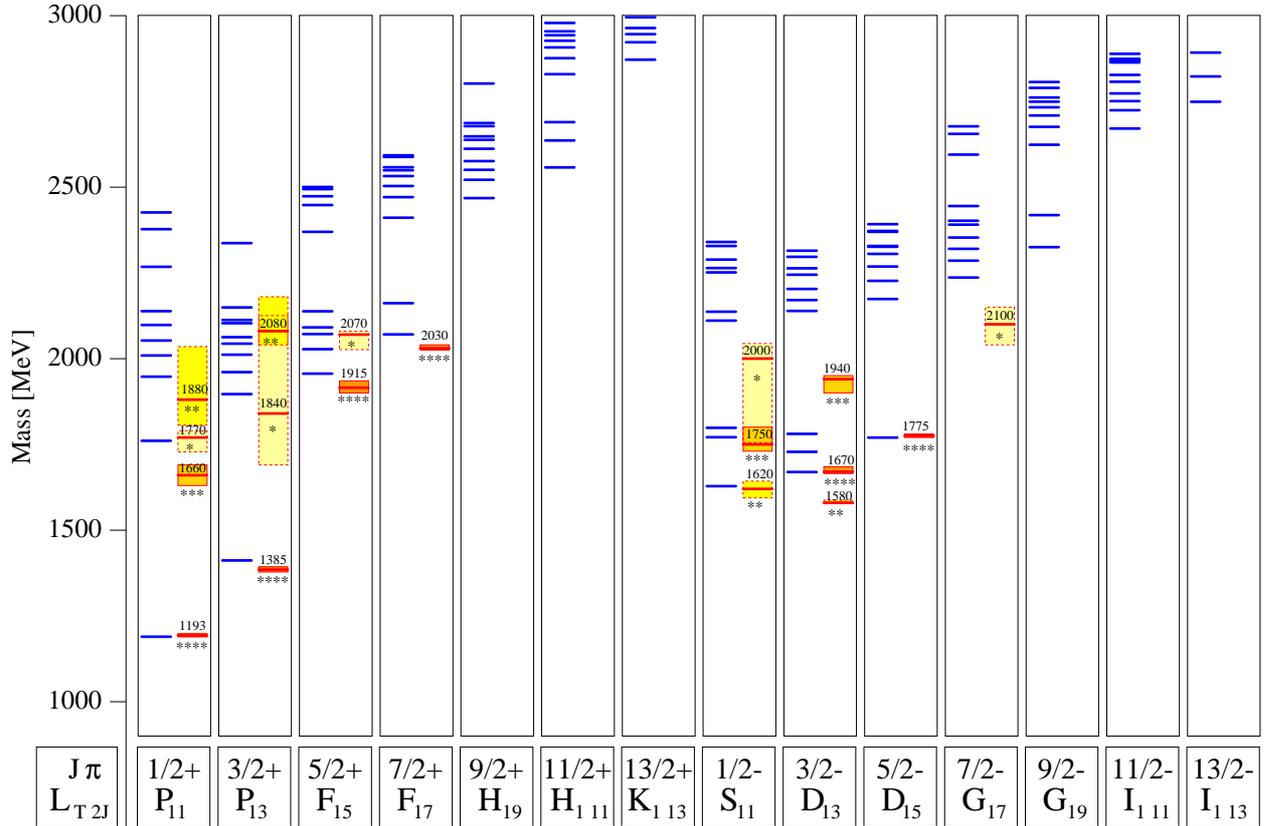


Abbildung 1.5: Sigma-Resonanzen in Modell und Experiment: vgl. Text zu Abb. 1.2

Auf dem Baryonensektor sind zusätzlich zur Beschreibung der Paritätsdubletts als große Erfolge für das kovariante Modell mit 't Hooftscher Wechselwirkung zu nennen, daß die sogenannte Roper-Resonanz, ein Zustand mit Spin  $J = 1/2$ , positiver Parität  $\pi$  und einer Masse von  $1440 \text{ MeV}$ , in diesem Modell mit einer Nukleonanregung mit ähnlicher Masse identifiziert werden kann (s. Abbildung 1.2) und die Nukleon-Delta-Aufspaltung durch die 't Hooftsche Wechselwirkung gut wiedergegeben wird (s. Abbildung 1.2 und 1.3).

Der Vollständigkeit halber seien noch zwei weitere Modelle erwähnt, die einen anderen Modellansatz für das Quarkpotential wählen. Zum einen ist dies das Modell von L. Theussl *et al.* [Theu01], das ein *confinement*-Potential der Form  $a + br$  annimmt und zusätzlich den Austausch von Goldstone-Bosonen durch ein Yukawa-artiges Potential proportional zu  $e^{-m_G r}/r$  berücksichtigt, wobei  $m_G$  die Masse des Goldstone-Bosons bezeichnet. Die Divergenz dieses Potentials für  $r \rightarrow 0$  muß durch einen zusätzlichen Term proportional zu  $-e^{-\Lambda_G r}/r$  mit  $\Lambda_G$  als zunächst freiem Parameter regularisiert werden. Tatsächlich ist jedoch dieser Term nach Bestimmung der Proportionalitätskonstanten aus der Anpassung an experimentelle Daten der führende, so daß die Interpretation der Quarkwechselwirkung durch Austausch von einfachen Goldstone-Bosonen angezweifelt werden muß.

Ein anderes Modell [Bijker] faßt das 3-Quark-System als "Molekül" auf und versucht, die Anregungsspektren der Baryonen durch die Rotations- und Vibrationsanregungen zu erklären. Tatsächlich ist die Übereinstimmung mit den Massenspektren recht gut, doch erhöht sich durch die hohe Anzahl der Freiheitsgrade ebenfalls die Anzahl an vorhergesagten Zuständen beträchtlich. Viele der beobachteten Zustände müßten obendrein vielfach entartet sein.

Es gibt einige Modelle, deren Rechnungen den experimentellen Werten bereits sehr nahe

kommen und dies bei Verwendung eines nur sehr kleinen Parametersatzes. Allerdings verbleibt das allen Modellen gemeinsame Problem, daß mehr Zustände vorausgesagt werden, als bisher nachgewiesen wurden. Daher spricht man auch vom Problem der *missing resonances*. Eine mögliche Erklärung wäre, daß zwei der drei Quarks im Baryon ein Di-Quark bilden, welches mit dem verbliebenen dritten Quark wechselwirkt. Dadurch wäre die Anzahl der Freiheitsgrade eingefroren, und man würde eine entsprechend kleinere Zahl an Zuständen erhalten. Natürlicher erscheint jedoch die Erklärung, daß die meisten Resonanzen in der Pion-Nukleon-Streuung gefunden wurden, viele Resonanzen jedoch den Modellrechnungen zur Folge nicht oder nur schwach an das  $\pi N$ -System koppeln können. Da Daten zu anderen Reaktionen jedoch nur spärlich vorliegen, könnten also viele Resonanzen unentdeckt geblieben sein. Diese Situation soll durch Vermessung eben dieser Reaktionen mit alternativen Ein- und Ausgangszuständen durch zahlreiche Experimente verbessert werden. Darunter ist auch das **SAPHIR**-Experiment, welches Resonanzen in Photoproduktionsreaktionen zum Eingangszustand  $\gamma p$  unter Erzeugung von offener *strangeness*<sup>3</sup>, wie in den in dieser Arbeit untersuchten Endzuständen  $K^+\Lambda$  und  $K^+\Sigma^0$ , sowie Endzuständen ohne *strangeness* wie  $N\pi\pi$ ,  $N\rho$ ,  $N\pi\pi\pi$ ,  $N\omega$ ,  $N\phi$ ,  $N\eta$  und  $N\eta'$ , um nur einige zu nennen, sucht.

In Abbildung 1.2 sind drei Zustände eingezeichnet, für die in bisher analysierten **SAPHIR**-Daten Evidenzen für beitragende Resonanzen gesehen wurden. Der beobachtete lineare Anstieg der differentiellen Wirkungsquerschnitte als Funktion der Photonenergie und des  $\eta'$ -Produktionswinkels in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta'$  ist konsistent mit der Annahme, daß die Resonanzen  $S_{11}(1897)$  und  $P_{11}(1986)$  dominant beitragen [Plöt98]. Evidenz für ein möglicherweise beitragende Resonanz  $D_{13}(1895)$  wurde in einer Modellanpassung [Benn99] an die Ergebnisse der Analyse der in den Jahren 1992 bis 1994 genommenen **SAPHIR**-Daten zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  [Tran98] gesehen. Diese Arbeit zeigt bereits ohne detaillierten Modellvergleich eine erneute Indikation für das Vorhandensein dieser Resonanz (s. Abschnitt 7.4).

## 1.2 Prozeßdynamik

Da die Prozeßdynamik von hadronischen Reaktionen wie  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  zum jetzigen Zeitpunkt nicht direkt aus der Quantenchromodynamik berechnet werden kann, bedarf es Modellen, die versuchen, die wesentlichen beteiligten Freiheitsgrade zu berücksichtigen. Auf Grund der Vielfalt und großen Anzahl an existierenden Modellen kann an dieser Stelle nicht auf alle eingegangen werden, sondern nur auf die, die für die Diskussion der bisher veröffentlichten Daten herangezogen wurden und die daher für die mit dieser Arbeit neu vorliegenden **SAPHIR**-Daten relevant sind.

In jüngerer Zeit wurde ein Rechenschema ( $\chi PT$ , *chiral perturbation theory*) entwickelt, das sich die chirale Symmetrie der **QCD**-Lagrangedichte für masselose Quarks zunutze macht. Speziell an der Produktionsschwelle kann die Lagrangedichte störungstheoretisch entwickelt werden. In dieser chiralen Störungstheorie wird eine Niederenergieentwicklung in Potenzen von  $q^2/\Lambda_\chi^2$  durchgeführt. Dabei ist  $q$  der Teilchenimpuls und  $\Lambda_\chi$  ein Abschneideparameter in der Größenordnung  $\Lambda_\chi \approx 1 \text{ GeV}$ . Es wird angenommen, daß die Quarks masselos sind, was

---

<sup>3</sup>Man redet von offener *strangeness*, wenn im Endzustand Hadronen auftreten, die selber eine *strangeness* ungleich Null tragen. Dies ist genau dann der Fall, wenn die entsprechenden Hadronen  $s$ - oder  $\bar{s}$ -Quarks als Valenzquarks in ungepaarter Form enthalten. Setzt sich beispielsweise das  $\phi$ -Meson aus je einem  $s$ - und  $\bar{s}$ -Quark zusammen, so trägt das Meson selber keine *strangeness*.

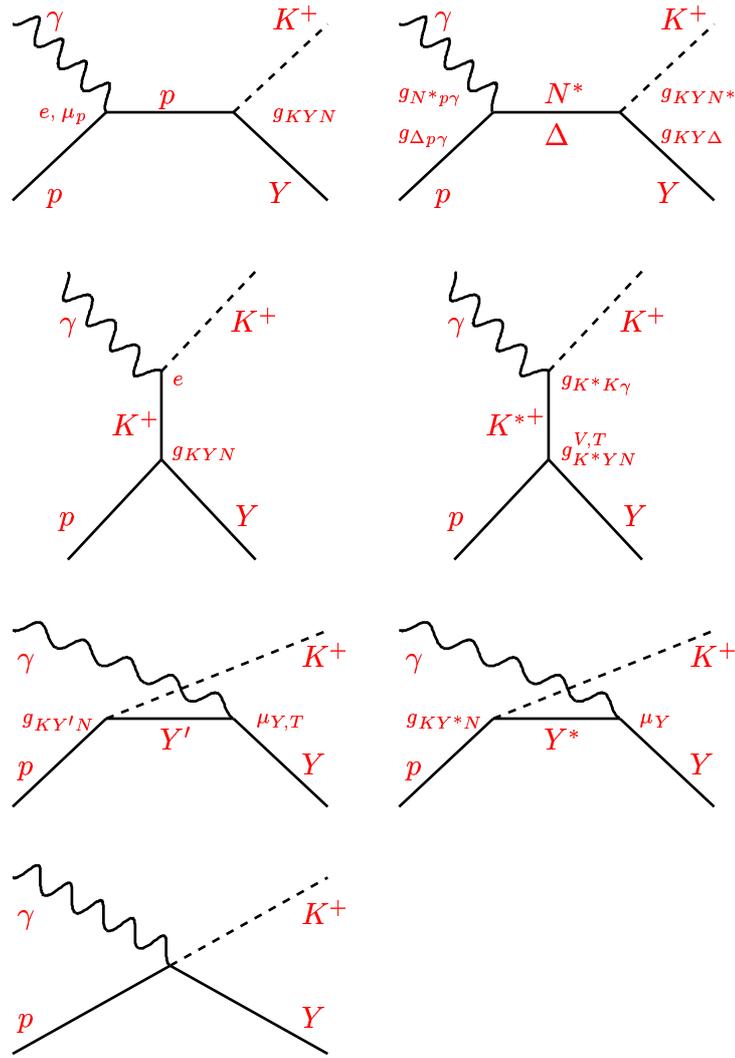


Abbildung 1.6: Graphen in unterster Ordnung zur Photoproduktion der Endzustände  $K^+Y$  am Proton ( $Y = \Lambda$  bzw.  $\Sigma^0$ ). Erläuterungen s. Text.

bei den Massen von einigen  $MeV$  für das  $up$ - und  $down$ -Quark sicherlich eine gut erfüllte Annahme ist. Es ist jedoch noch ungeklärt, inwieweit die chirale Störungstheorie auch auf die schwereren  $strange$ -Quarks<sup>4</sup> angewendet werden kann.

Bereits vor der Formulierung der Quantenchromodynamik entwickelte Modelle waren ohne Kenntnis der Quarks in der Lage, Daten erster Messungen hadronischer Reaktionen in den 50er und 60er Jahren allein auf der Basis hadronischer Freiheitsgrade zu beschreiben. In den letzten beiden Jahrzehnten wurden die Modelle so verfeinert, daß sie nun nicht mehr die Unitarität verletzen und ihre Analytizität gewährleistet ist [Cutk79, Hoeh79, Man192, Arnd95, Feus98, Drec99, Penn02]. Dies wird erreicht durch die gleichzeitige Analyse mehrerer Kanäle (man spricht von *coupled-channels analysis*) in einem geeigneten Formalismus. Als typische Anfangs- bzw. Endzustände sind dabei  $\gamma N$ ,  $eN$ ,  $\pi N$ ,  $\pi\pi N$ ,  $\eta N$ ,  $\omega N$ ,  $K\Lambda$ ,  $K\Sigma$  und andere zu nennen, von denen auch einige im **SAPHIR**-Experiment eine ausgezeichnete

<sup>4</sup>Die Massenangaben zu den  $strange$ -Quarks sind abhängig vom verwendeten Modell, in dem die Masse bestimmt wurde. In [PDG00] wird ein Massenbereich zwischen  $75 MeV$  und  $170 MeV$  angegeben.

Rolle spielen.

Von zunehmender Bedeutung sind die Modelle, die von einer effektiven Lagrangedichte ausgehen. Abbildung 1.6 zeigt die beitragenden Graphen niedrigster Ordnung für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  im Hadronaustauschbild. Das Hyperon  $Y$  im Endzustand ist dabei entsprechend mit  $\Lambda$  bzw.  $\Sigma^0$  zu identifizieren. Die oberen beiden Graphen zeigen den Austausch eines Protons bzw. angeregter Nukleon- und  $\Delta$ -Zustände im  $s$ -Kanal. Letztere können wegen ihres Isospins  $I = \frac{3}{2}$  nur zur  $\Sigma^0$ -Produktion beitragen. Desweiteren können Kaonen und deren Anregungen im  $t$ -Kanal sowie  $\Lambda$  und  $\Sigma^0$  sowie Hyperonresonanzen im  $u$ -Kanal ausgetauscht werden.

Im Ansatz von Bennhold *et al.* [Benn99] werden außer den eingezeichneten Kopplungsstärken an den Vertices auch die Ausdehnungen der Hadronen mit Hilfe von Formfaktoren berücksichtigt, wodurch das Modell sensitiv auf die innere Struktur der Hadronen wird. Durch die Verwendung von Hadronformfaktoren und die von Null verschiedenen Resonanzbreiten geht jedoch zunächst die Eichinvarianz verloren. Im Modell von Bennhold *et al.* wird die Eichinvarianz über einen sogenannten Kontaktgraphen, der als unterster Graph in Abbildung 1.6 zu sehen ist, bei gleichzeitiger Verwendung einer speziellen Eichvorschrift für die Formfaktoren [Habe98] restauriert.

Aufgabe der Hadronaustauschmodelle ist es, durch Anpassung an experimentelle Daten festzustellen, welche Graphen wie stark beitragen. Speziell die Frage, welche angeregten Nukleon-, Meson- und Hyperon-Zustände eine Rolle spielen, ist dabei von besonderem Interesse. Die **SAPHIR**-Daten für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  werden unter diesem Aspekt in Abschnitt 7.4 mit Rechnungen von Bennhold *et al.*, die die hier vorgestellten Daten noch nicht einbezogen haben, vergleichend diskutiert.

# Kapitel 2

## Das SAPHIR-Experiment am Bonner Elektronen-Beschleuniger ELSA

### 2.1 Physik mit dem SAPHIR-Detektor

Die genauesten Daten zur Produktion von Hadronen bei Schwerpunktsenergien im Bereich von Baryonresonanzen stammen vornehmlich aus der  $\pi N$ -Streuung. Durch die Vermessung photoninduzierter hadronischer Reaktionen im **SAPHIR**-Experiment können zusätzliche Informationen zur starken Wechselwirkung erhalten werden. Von besonderem Interesse sind dabei nachstehende Punkte:

- **Die Untersuchung der inneren Struktur von Hadronen:**  
Die innere Struktur der Hadronen wird im **SAPHIR**-Experiment im wesentlichen dort berührt, wo elektromagnetische und hadronische Formfaktoren für die beteiligten Hadronen in die entsprechenden Modelle (vgl. Abschnitt 1.2) eingebaut werden müssen. Diese Formfaktoren sind via Fouriertransformation unmittelbar mit der Verteilung der elektromagnetischen bzw. der starken Ladung innerhalb der Hadronen verknüpft. Aber auch aus Kenntnis der Mechanismen, unter denen Hadronen, die *strange*-Quarks als Valenzquarks beinhalten, erzeugt werden, versucht man aufzuklären, inwieweit *strange*-Quarks zur inneren Struktur von Hadronen beitragen.
- **Das Verständnis der Prozeßdynamik, mit der Hadronen unter der starken Wechselwirkung erzeugt werden (vgl. Abschnitt 1.2):**  
Die Reaktionsmechanismen bei der Produktion von Mesonen werden durch Vermessung der Wirkungsquerschnitte von Reaktionen ab der Produktionsschwelle bis in das Kontinuum und ggf. auch durch Messung der Polarisation der Endzustandsteilchen untersucht. Dabei ist es von entscheidender Wichtigkeit, daß mit dem **SAPHIR**-Detektor die kinematisch erlaubten Bereiche vollständig abgedeckt werden.
- **Baryonen- und Mesonenspektroskopie (vgl. Abschnitt 1.1):**  
Durch die Vermessung von Wirkungsquerschnitten zu einzelnen Reaktionen ist man sensitiv auf die dominanten Beiträge zur Prozeßdynamik. Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben, kann es sich dabei auch um den Austausch von angeregten Nukleon-, Meson-

und Hyperon-Zuständen handeln. Dadurch wird es möglich, noch unentdeckte Resonanzen aufzuspüren, die ggf. auch durch die in Abschnitt 1.1 beschriebenen Modelle vorhergesagt werden.

Da Photon-Proton-Reaktionen ein vielfältiges Spektrum an möglichen hadronischen Endzuständen beinhalten, wurde der **SAPHIR**-Detektor so konzipiert, daß er verschiedenste Mehrteilchenendzustände parallel messen kann. Im folgenden werden die im **SAPHIR**-Experiment analysierbaren Endzustände nach inhaltlich definierten Gruppen aufgeteilt dargestellt.

### 2.1.1 Vektormeson-Produktion

Nach dem Vektormesondominanzmodell (**VDM**) fluktuiert das Photon in Reaktionen mit Hadronen zunächst in ein gebundenes Quark-Antiquark-Paar, um dann als Vektormeson ( $\rho^0, \omega, \phi, \dots$ ) unter der starken Wechselwirkung mit dem entsprechenden Hadron zu reagieren. Wird dieses Vektormeson im Endzustand real produziert, spricht man von quasielastischer Produktion. Geschieht dies unter Austausch eines Pomerons, welches die Quantenzahlen des Vakuums trägt, so werden die Vektormesonen mit einer Winkelverteilung erzeugt, die der Streuung von Licht an einer schwarzen Scheibe für kleine Winkel gleicht. Dieser Analogie entsprechend spricht man daher auch von *diffraktiver* Erzeugung. Durch die Vermessung der direkten Produktion von Vektormesonen in den Reaktionen

$$\begin{aligned}\gamma p &\rightarrow \rho^0 p \\ \gamma p &\rightarrow \omega p \\ \gamma p &\rightarrow \phi p\end{aligned}$$

kann untersucht werden, inwieweit für die einzelnen Reaktionen das Vektormesondominanzmodell Gültigkeit besitzt. Zudem ist von Interesse, ob die Vektormesonen wie bei höheren Photonenergien diffraktiv über den Austausch eines Pomerons erzeugt werden oder ob bei kleinen Photonenergien auch andere Prozesse beitragen, wie beispielsweise der Austausch von Pionen oder angeregten Baryonen, die in Nukleon-Vektormeson-Endzustände zerfallen können.

In bisherigen Messungen ist das **VDM**-Modell für die  $\rho^0$ -,  $\omega$ - und  $\phi$ -Produktion gut anwendbar, allerdings zeigen sich in früheren Experimenten für  $\rho^0$  an der Produktionsschwelle und  $\omega$  bei großen Winkeln Abweichungen von den Vorhersagen [Dain85]. Die im **SAPHIR**-Experiment erreichte höhere Auflösung erlaubt eine genauere Untersuchung. Eine Analyse zur  $\phi$ -Erzeugung mit **SAPHIR**-Daten wurde fertiggestellt [Bart02] und zur Veröffentlichung eingereicht. Eine umfassende Analyse zur  $\rho^0$ -Produktion mit **SAPHIR**-Daten steht vor der Fertigstellung [Wu03].

### 2.1.2 $\Delta$ -Produktion

Das elektrisch neutrale Vektormeson  $\rho^0$  zerfällt unter der starken Wechselwirkung noch am Primärvertex in  $\pi^+ \pi^-$ , so daß seine Produktion über die Messung der Reaktion  $\gamma p \rightarrow$

$p\pi^+\pi^-$  nachgewiesen werden kann. Zum selben Endzustand führen aber auch die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$  und  $\gamma p \rightarrow \Delta^0\pi^+$  mit nennenswerten Wirkungsquerschnitten, so daß diese drei Reaktionen unter zusätzlicher Berücksichtigung eines nichtresonanten Beitrags zum Endzustand  $p\pi^+\pi^-$  und etwaiger Interferenzen zwischen  $\rho^0$ ,  $\Delta^{++}$  und  $\Delta^0$  gleichzeitig analysiert werden müssen [Wu03].

Von Interesse ist hier wiederum das Verständnis der Prozeßdynamik, wobei ein Hauptaugenmerk auf möglicherweise beitragende höhere  $\Delta$ -Anregungen liegt.

### 2.1.3 $\eta/\eta'$ -Produktion

Diese Reaktionen können ebenfalls zur Identifikation neuer Baryonresonanzen genutzt werden. Da  $\eta$  und  $\eta'$  beide den Isospin 0 tragen, der Isospin unter der starken Wechselwirkung aber erhalten ist, sind Beiträge von  $\Delta^+$ -Resonanzen im  $s$ -Kanal nicht möglich. Die  $\eta/\eta'$ -Produktion bietet daher (wie auch die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ , s. unten) den Vorteil, daß Nukleonresonanzen leichter identifizierbar sind, insoweit sie zum entsprechenden Endzustand beitragen.

Innerhalb der  $\eta$ -Photoproduktion konnten bisher neben der dominant beitragenden  $S_{11}(1535)$  auch kleinere Anteile anderer Resonanzen mit Massen bis zu  $1.7\text{ GeV}$  festgestellt werden [Drec99, Chia01a]. Das **SAPHIR**-Experiment möchte die Messung der Wirkungsquerschnitte bis zu Photonenergien von  $2.6\text{ GeV}$  ausdehnen [vanP03], so daß auch Nukleonresonanzen mit größeren Massen identifiziert werden könnten, insofern sie an  $\eta p$  koppeln.

Die Vermessung von Wirkungsquerschnitten zur  $\eta'$ -Photoproduktion bietet ähnliche Möglichkeiten zur Bestimmung der beitragenden Baryonresonanzen. Frühere Messungen der Experimente der **ABBHM**- bzw. **AHHM**-Kollaboration konnten lediglich den totalen Wirkungsquerschnitt mit großen statistischen und systematischen Fehlern bestimmen [Link00]. Eine erste Analyse der mit dem **SAPHIR**-Detektor in den Jahren 1997 und 1998 genommenen Daten hat signifikant kleinere statistische Fehler geliefert [Plöt98]. Die systematischen Fehler wurden in einer weiteren Analyse genauer untersucht [Link00]. Eine abschließende Analyse steht noch aus.

### 2.1.4 Assoziierte *strangeness*-Produktion

Die Produktion von Mesonen und Baryonen mit offener *strangeness*<sup>1</sup> wie in den für diese Arbeit relevanten Kaon-Hyperon-Endzuständen  $K^+\Lambda$  und  $K^+\Sigma^0$  gehört vielleicht zu den derzeit interessantesten Gebieten der Physik bei mittleren Energien, da in die an diesen Reaktionen beteiligten *strangeness* tragenden Hadronen, *strange*-Quarks (bzw. Anti-Quarks) als Valenzquarks eingebaut sind und diese Quarks die leichtesten nicht natürlich vorkommenden Valenzquarks darstellen. Das Verständnis der Produktion dieser Quarks im Experiment ist nicht zuletzt aus kosmologischer Hinsicht relevant, da sich bereits unmittelbar zu Beginn unseres Universums die *strange*-Quarks in die leichteren *down*-Quarks umgewandelt haben. Das Verständnis ihrer Produktion gibt also auch umgekehrt Aufschluß über die Verhältnisse zu Beginn unseres Universums.

Im Hinblick auf Fragestellungen, die sich auf die starke Wechselwirkung beziehen, sind folgende wichtige Punkte zu nennen. Zum einen ist es im Schwellenenergiebereich interessant

---

<sup>1</sup>Zur Definition von offener *strangeness* vergleiche die Fußnoten in Abschnitt 1.1.

festzustellen, inwieweit die chirale Störungstheorie (vgl. Abschnitt 1.2), die in der Pionproduktion, wo man es nur mit den leichten *up*- und *down*-Quarks zu tun hat, mit Erfolg eingesetzt wird, auch auf die schwereren *strange*-Quark angewendet werden kann. Im schwelennahen Energiebereich und darüber hinaus ist es von besonderem Interesse herauszufinden, inwieweit die Produktion von *strangeness* tragenden Hadronen von Resonanzanregungen im  $\gamma p$ -System (*s*-Kanal) geprägt ist, die nicht oder nur schwach zur Pionproduktion beitragen. Durch die Vermessung von Reaktionen, an denen *strange*-Quarks beteiligt sind, wie in den Prozessen unter Produktion offener *strangeness*  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , aber auch bei der  $\phi$ - und  $\eta/\eta'$ -Produktion wird man sensitiv auf den  $s\bar{s}$ -Gehalt des Quark-Sees des Protons und erhält so Einblick in die innere Struktur des Protons.

Da die Hyperonen schwach zerfallen und die schwache Wechselwirkung die Parität verletzt, ist es möglich, über den Hyperon-Zerfall die Polarisation der Hyperonen zu vermessen, unabhängig davon, ob das einlaufende Photon oder getroffene Proton polarisiert sind (vgl. Abschnitt 7.5). Da die Hyperonpolarisation mit den Spins der Quarks, die das Hyperon bilden, verknüpft ist, eröffnet sich damit der Zugang zu dem großen Gebiet der “Spin-Physik”, welches immer mehr an Bedeutung sowohl für die Mittel- als auch für die Hochenergiephysik gewinnt. Dabei bietet die Mittelenergiephysik den Vorteil, daß in der Schwellenregion die Energien der erzeugten Teilchen und damit die erreichbaren Bahndrehimpulse klein sind. Damit kann man sich auf wenige beitragende Partialwellen beschränken und die Abhängigkeit vom Spin der beteiligten Teilchen untersuchen.

Ein weiterer interessanter Punkt im Bereich der *strangeness*-Produktion ist die Suche nach neuen Baryonen mit *strangeness*. Von den in Quarkmodellen vorhergesagten Hyperonresonanzen sind erst wenige experimentell gesehen worden (s. auch die Abbildungen 1.4 und 1.5 in Abschnitt 1.1).

Zur Untersuchung der angesprochenen Fragestellungen werden zur Zeit **SAPHIR**-Daten aus den Meßperioden in den Jahren 1997 und 1998 zu folgenden Reaktionen analysiert:

$$\begin{aligned}\gamma p &\rightarrow K^+ \Lambda \\ \gamma p &\rightarrow K^+ \Sigma^0 \\ \gamma p &\rightarrow K^0 \Sigma^+\end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned}\gamma p &\rightarrow K^0 \Lambda \pi^+ \\ \gamma p &\rightarrow K^0 \Sigma^0 \pi^+ \\ \gamma p &\rightarrow K^+ \Sigma^- \pi^+ \\ \gamma p &\rightarrow K^+ \Sigma^+ \pi^- \quad .\end{aligned}$$

Zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ ,  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  und  $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$  wurden bereits Ergebnisse von der Analyse der **SAPHIR**-Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994 veröffentlicht [Tran98, Goer99b]. Eine Analyse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$  an den neuen **SAPHIR**-Daten wird zur Zeit durchgeführt [Lawa03].

Bei den Dreikörperendzuständen werden an **SAPHIR**-Daten zur Zeit Analysen zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^0 \Lambda \pi^+$  und  $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^0 \pi^+$  [Brau03, Wiel03] sowie  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^- \pi^+$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^+ \pi^-$  [Schu03] durchgeführt.

## 2.2 Der Elektronen-Beschleuniger ELSA

Für den Einsatz von Großraumwinkeldetektoren wie dem **SAPHIR**-Detektor, die für den Nachweis von Reaktionen mit Mehrteilchenendzuständen wie den in Abschnitt 2.1 aufgeführten nötig sind, benötigt man einen Teilchenbeschleuniger, der einen möglichst kontinuierlichen Strahl liefert, um im Detektor eine hohe Reaktionsrate bei geringen Totzeitverlusten und gleichzeitiger Reduzierung des zufälligen Untergrunds aus Höhenstrahlung und Strahlrohrereignissen zu erhalten. Zu diesem Zweck wurde am Physikalischen Institut der Universität Bonn die **EL**ektronen-**St**retcher-**A**nlage **ELSA**<sup>2</sup> gebaut (s. Abb. 2.1), die seit ihrer Inbetriebnahme im Jahre 1987 den Experimenten einen monoenergetischen Elektronenstrahl<sup>3</sup> im Energiebereich von  $0.5\text{ GeV}$  bis  $3.5\text{ GeV}$  mit einem hohen Tastverhältnis<sup>4</sup> von bis zu 98% (je nach Arbeitsmodus) bereitstellt.

**ELSA** baut auf das bereits seit 1967 existierende Elektronen-Synchrotron auf, welches jetzt als Booster eingesetzt einen gepulsten Strahl mit einer Pulsfrequenz von  $50\text{ Hz}$  liefert und

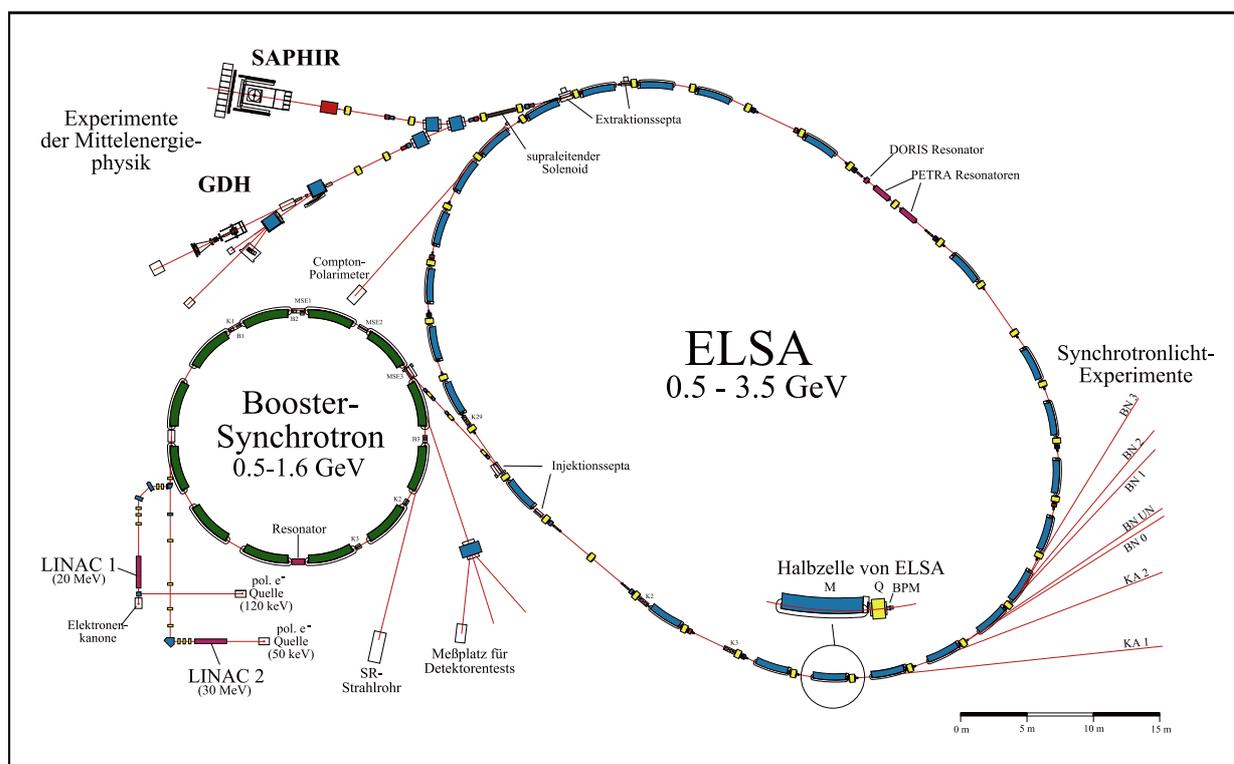


Abbildung 2.1: Die Bonner Beschleunigeranlage **ELSA** während der Datennahme 1997/1998

<sup>2</sup>Für unsere englischsprachigen Kollegen bedeutet **ELSA** **EL**ectron **St**retcher and **A**ccelerator.

<sup>3</sup>Im **SAPHIR**-Experiment wird dieser Elektronenstrahl auf ein Bremsstrahltarget gelenkt, so daß das Experiment mit den entstandenen Bremsstrahlungsphotonen Photoproduktionsprozesse untersuchen kann.

<sup>4</sup>Als Tastverhältnis bezeichnet man das Verhältnis der Extraktionszeit, in der den Experimenten Elektronen zugeführt werden, zur gesamten Zykluszeit, die zur Bereitstellung der Elektronen benötigt wird. Dabei hat man zwischen dem makroskopischen und mikroskopischen Tastverhältnis zu unterscheiden. Der Unterschied besteht im wesentlichen darin, daß das mikroskopische Tastverhältnis auch die zeitlichen Intensitätsschwankungen des Elektronenstrahls mitberücksichtigt. Um so größer diese Schwankungen, desto größer der Unterschied zwischen dem mikroskopischen und makroskopischen Tastverhältnis.

mit Pulsängen von maximal  $0.7\text{ ms}$  nur ein Tastverhältnis von weniger als 5% besitzt. In **ELSA** wird der gepulste Strahl zur Verbesserung des Tastverhältnisses in einen kontinuierlichen Strahl umgewandelt und, falls gewünscht, zu höheren Elektronenergien beschleunigt. Die Injektion geschieht typischerweise bei Energien zwischen  $0.5\text{ GeV}$  und  $1.6\text{ GeV}$ , je nach gewünschter Endenergie in **ELSA**. Dabei wird **ELSA** über mehrere Synchrotron-Umläufe gefüllt. Das Synchrotron selber bezieht die Elektronen aus einem der zwei zur Verfügung stehenden Linearbeschleuniger **LINAC 1** und **LINAC 2**, die die in einer entsprechenden Quelle erzeugten Elektronen auf etwa  $20\text{ MeV}$  vorbeschleunigen. Entsprechend der jeweiligen experimentellen Anforderungen kann die Beschleunigeranlage **ELSA** in verschiedenen Moden betrieben werden:

- **Stretcher-Modus:** Bis zu Endenergien von  $1.6\text{ GeV}$  wird **ELSA** ausschließlich verwendet, um den gepulsten Synchrotronstrahl zu einem kontinuierlichen zu *stretchen*. Da die injizierten Elektronen in **ELSA** nicht mehr beschleunigt werden, bleiben die magnetischen Felder aller Magnete konstant, mit Ausnahme von vier Quadrupolmagneten, mit deren Hilfe über die Methode der Resonanzextraktion die Extraktionsrate variiert werden kann. In diesem Modus ist die Extraktionszeit gleich der Zykluszeit des Injektors, die  $20\text{ ms}$  beträgt. Auf Grund der unregelmäßigen Intensitätsstruktur des extrahierten Strahls beträgt das mikroskopische Tastverhältnis trotz eines makroskopischen Tastverhältnisses von 98% nur 60%.
- **Nachbeschleunigermodus:** Für Endenergien oberhalb von  $1.6\text{ GeV}$  werden die Elektronen aus dem Synchrotron mit  $1.2\text{ GeV}$  in **ELSA** injiziert, um dann bei gleichzeitiger Erhöhung der Magnetfelder (auch rampen genannt) die Elektronen durch elektrische Felder bis zur gewünschten Endenergie von bis zu  $3.5\text{ GeV}$  zu beschleunigen. Nach der Extraktion wird **ELSA** wieder in den ursprünglichen Zustand heruntergefahren. Im **SAPHIR**-Experiment, das in diesem **ELSA**-Modus betrieben wurde, betrug die Extraktionszeit typischerweise 40 Sekunden bei sehr gleichmäßiger Strahlintensität mit aus **ELSA** extrahierten Strömen von etwa  $100\text{ pA}$ . Da während der Injektion, der Hochbeschleunigung (die sogenannte Ramp-Phase) und dem Herunterfahren den Experimenten kein Strahl zugeführt werden kann, verringert sich hierdurch das Tastverhältnis. Um die Verschlechterung des Tastverhältnisses so gering wie möglich zu halten, werden erst einige Pulse des Synchrotrons bis zu internen **ELSA**-Strömen von  $15\text{ mA}$  bis  $80\text{ mA}$  injiziert, bevor die Ramp-Phase beginnt. Dennoch verringert sich das makroskopische Tastverhältnis auf bis zu 95%. Das für die Experimente relevante mikroskopische Tastverhältnis jedoch erhöht sich wegen der Gleichmäßigkeit des extrahierten Strahls gegenüber dem Stretcher-Modus auf maximal 85%.
- **Speichermodus:** In diesem Modus wird das von den Elektronen abgestrahlte Synchrotronlicht verwendet, um mit diesem entsprechende Experimente durchführen zu können. Hierfür ist es wünschenswert, den Elektronenstrahlstrom möglichst lange in **ELSA** aufrecht halten zu können. Bei Strahlenergien zwischen  $1.6$  und  $3.0\text{ GeV}$  erreicht man Speicherzeiten von einigen Stunden bei von der Strahlenergie abhängenden Strahlströmen bis maximal  $250\text{ mA}$ .

## 2.2.1 Experimente an ELSA

Zur Zeit der dieser Arbeit zu Grunde liegenden Datennahme (1997/1998) wurden neben dem **SAPHIR**-Experiment, das in Abschnitt 2.3.2 beschrieben wird, weitere Experimente durchgeführt, die der Vollständigkeit halber hier kurz vorgestellt werden sollen:

- **ELAN**: Dieses Experiment untersucht die  $\Delta$ -Anregung des Nukleons in Streuungen von Elektronen an Protonen. Von besonderem Interesse sind hierbei die zur  $\Delta$ -Resonanz beitragenden Multipole. Aus Messung des  $E2/M1$ -Verhältnisses, das in Modellen mit unterschiedlichsten Ansätzen mit ebenfalls verschiedenen Werten vorhergesagt wird, möchte man zum einen Aussagen über die Struktur der  $\Delta$ -Resonanz selber, zum anderen aber auch Aussagen zur Gültigkeit der Modelle und damit über die starke Wechselwirkung gewinnen.
- **PHOENICS**: Wie das **SAPHIR**-Experiment untersuchte auch **PHOENICS** Photoproduktionsprozesse mit energiemarkierten realen Photonen, allerdings nur bis zu Photonenergien von 1.2 GeV. Dabei kam auch ein polarisiertes Target zum Einsatz, wodurch Targetasymmetrien gemessen werden konnten.
- **SYLI (SYnchrotronLICHT)**: Diese Gruppe macht sich nicht direkt die mit **ELSA** beschleunigten Elektronen, sondern das bei der Kreisbeschleunigung entstehende Synchrotronlicht zunutze. Dabei werden sowohl Bereiche der Grundlagenforschung (z. B. Atom- und Molekülspektroskopie) als auch der angewandten Physik (z. B. Röntgenlithographie) abgedeckt. Obwohl **ELSA** nicht als Speicherring konstruiert wurde, daher beispielsweise das Vakuumsystem nicht optimal auf Experimente mit Synchrotronstrahlung abgestimmt ist, sind dennoch hohe Strahlströme bis zu 250 mA bei 1.6 GeV und immerhin noch 40 mA bei 2.7 GeV Strahlenergie möglich. Außer der **SYLI**-Gruppe nutzen auch außeruniversitäre Firmen und das Forschungszentrum Karlsruhe FZK das Synchrotronlicht, hauptsächlich für Studien im Bereich der Mikromechanik und Mikrofabrikation.

Während der Meßplatz des **PHOENICS**-Experiments heute nicht mehr genutzt wird, wurde der **SAPHIR**- durch den **Crystal-Barrel**-Detektor und das **ELAN**- durch das **GDH**-Experiment ersetzt.

- Nach dem Abbau des **SAPHIR**-Detektors im Jahre 1998 wurde an seinem früheren Meßplatz der **Crystal-Barrel**-Detektor aufgebaut, der zuvor am **LEAR**-Beschleuniger am **CERN** zum Einsatz kam. Der **Crystal-Barrel** ist wie **SAPHIR** ein Großraumwinkeldetektor, der mit Hilfe von 1380 CsI-Kristallen vor allem Multiphotonenzustände gut vermessen kann. Damit ist der **Crystal-Barrel**-Detektor sehr gut für Reaktionen geeignet, in denen elektrisch neutrale Hadronen in Photonen zerfallen, wodurch das **SAPHIR**-Experiment, das auf geladene Teilchen spezialisiert ist, komplementär ergänzt wird. Hauptsächliches Ziel des **Crystal-Barrel**-Experiments ist die Untersuchung von Meson-Resonanzen in Photoproduktionsereignissen mit Endzuständen aus vornehmlich neutralen Teilchen. Dabei steht die Suche nach von Quarkmodellen vorhergesagten, bisher aber nicht experimentell nachgewiesenen *missing resonances* (vgl. Abschnitt 1.1), die

Festlegung von Zerfallsmoden bekannter Resonanzen und die Überprüfung von weniger etablierten Resonanzen im Vordergrund. Damit liefert dieses Experiment wie das **SAPHIR**-Experiment einen neuen Einblick in die Quantenchromodynamik bei kleinen Energien.

Nach Abschluß der Testphase werden seit Herbst 2000 Daten für physikalische Analysen genommen.

- **GDH**: Das **GDH**-Experiment dient der Überprüfung der **Gerasimov-Drell-Hearn**-Summenregel, die das anomale magnetische Moment des Protons bzw. Neutrons mit der Differenz der totalen Absorptionswirkungsquerschnitte von Photonen am entsprechenden Nukleon mit dem Photonspin parallel bzw. antiparallel zum Nukleon verbindet. Dabei ist die Differenz der Wirkungsquerschnitte über die Photonenergie zu integrieren, wodurch eine Kenntnis dieser Differenz ab der Produktionsschwelle bis zu unendlichen Photonenergien nötig ist. Muß diese Differenz für experimentell nicht zugänglich hohe Energien theoretisch abgeschätzt werden, so wurden in Mainz bereits Messungen beginnend ab der Schwelle bis zu einer Photonenergie von  $800\text{ MeV}$  durchgeführt. Diese Messungen sollen durch **ELSA** bis zu Photonenergien von  $E < 3.3\text{ GeV}$  erweitert werden. Die meisten Testmessungen ohne Polarisation wurden 1999 durchgeführt und dienten den Studien zu systematischen Fehlereinflüssen. Seit Herbst 2000 werden Messungen mit polarisierten Photonen sowie polarisierten Protonen vorgenommen. Die polarisierten Photonen werden hierzu in Bremsstrahlungsprozessen von Elektronen, die von **ELSA** bereits polarisiert bereitgestellt werden, erzeugt. Die Messungen an Protonen sowie an Deuterium-Kernen, die als Neutrontarget dienen, sind bereits abgeschlossen.

## 2.3 Der SAPHIR-Detektor

### 2.3.1 Das Meßprinzip des SAPHIR-Detektors

Die meisten Endzustandsteilchen der in Abschnitt 2.1 aufgeführten Reaktionen, wie beispielsweise die Vektormesonen oder Hyperonen, sind so kurzlebig, daß sie bereits unmittelbar am Ort oder zumindest in der Nähe der primären Reaktion zwischen dem eingeschossenen Photon mit dem ruhenden Proton zerfallen. Die Produktion dieser zerfallenden Teilchen kann nur über die Vermessung der Zerfallsprodukte und -kinematik nachgewiesen werden.

Für die gegenseitige Abgrenzung der konkurrierenden Reaktionen müssen alle Endzustandsteilchen eines Ereignisses identifiziert werden können, um unter Kenntnis der gesamten Ereigniskinematik auf die stattgefundene Reaktion zurückschließen zu können.

Wegen der genannten Anforderungen muß der Detektor für jedes Teilchen die Bestimmung des Impulsvektors an seinem Entstehungsort ermöglichen. Zudem sollte der Detektor einen großen Raumwinkel abdecken, um eine möglichst große Effizienz für den Nachweis der betreffenden Reaktion zu gewährleisten und den gesamten kinematisch erlaubten Winkelbereich messen zu können.

Zur Vermessung der erzeugten geladenen Teilchen ist der Einsatz einer Spektrometeranlage, bestehend aus einem Magneten, der die Teilchen auf gekrümmte Bahnen zwingt, und einem Nachweisdetektor, der die räumlichen Spurverläufe und daraus die Impulsvektoren der

geladenen Teilchen bestimmt, sinnvoll. Zum Nachweis von neutralen Teilchen kommen für gewöhnlich Kalorimeter zum Einsatz. Letztere waren auch für das **SAPHIR**-Experiment geplant, haben aber die Einsatzreife nicht erreicht, wodurch die vermeßbaren Reaktionen zunächst auf die beschränkt sind, in denen nur geladene Produkte entstehen. Durch Ausnutzung der Energie- und Impulserhaltung ist es jedoch möglich, auch Reaktionen nachzuweisen, in denen genau ein zusätzliches neutrales Teilchen entstanden ist, falls die Kinematik des Eingangszustands bekannt ist. Da die benötigten Photonen durch Bremsstrahlungsprozesse der von **ELSA** gelieferten Elektronen an einem Radiator erzeugt werden, weist der entstandene Photonenstrahl ein kontinuierliches Energiespektrum auf, was die Messung der Energie der mit den ruhenden Protonen reagierenden Photonen durch eine entsprechende Detektorkomponente erforderlich macht.

Das hier beschriebene Meßprinzip für den Nachweis hadronischer Photoproduktionsereignisse führt zum gewählten Aufbau des **SAPHIR**-Detektors, der im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

### 2.3.2 Aufbau des SAPHIR-Detektors

**SAPHIR**<sup>5</sup> ist ein Großraumwinkeldetektor, der für den Nachweis von in Photon-Proton-Reaktionen erzeugten hadronischen Mehrteilchenendzuständen konzipiert wurde [Alth78, Schw94]. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Die hohe geometrische Akzeptanz des **SAPHIR**-Detektors von etwa 60% des gesamten Raumwinkelbereichs im Laborsystem erlaubt die vollständige Vermessung der möglichen Kinematik aller beteiligten Teilchen im Photon-Proton-Schwerpunktsystem.

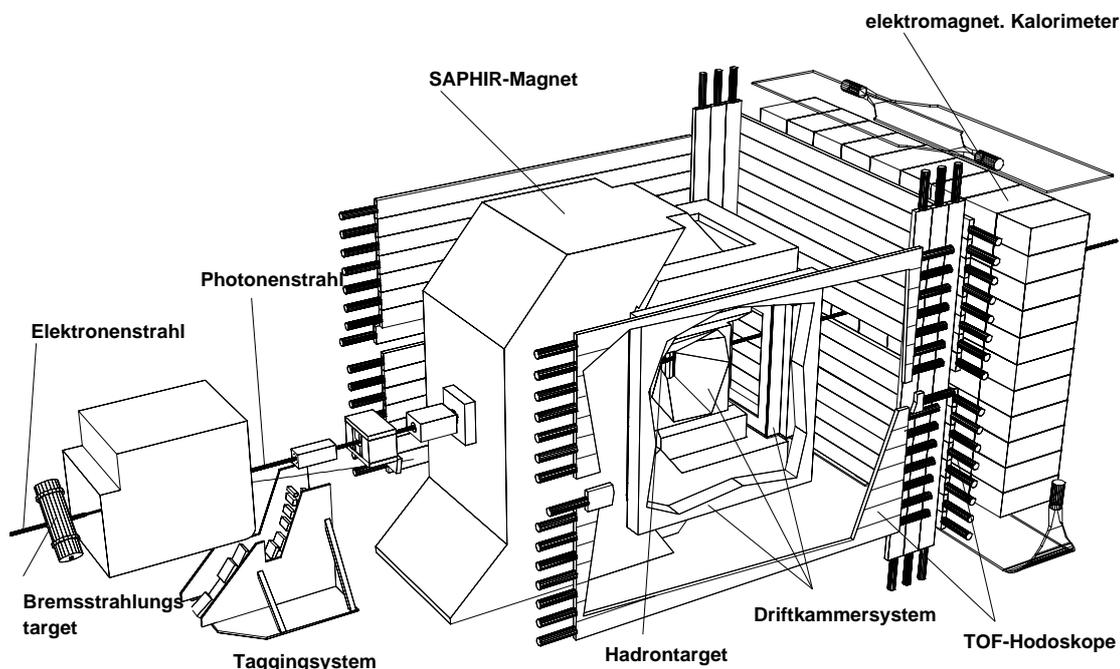


Abbildung 2.2: Der **SAPHIR**-Detektor

<sup>5</sup>Spektrometer-Anlage für **PH**oton**I**nduzierte **R**eaktionen

Die benötigten Photonen werden in Bremsstrahlungsprozessen der von **ELSA** bereitgestellten Elektronen an einem Bremsstrahltarget, auch Radiator genannt, aus quadratischen Kupferfolien der Fläche  $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$  erzeugt. Die Dicke des Bremsstrahltargets von etwa  $0.10 - 0.15\text{ mm}$  und damit seine Strahlungslänge wird der Energie der Einschüßelektronen so angepaßt, daß die Elektronen statistisch gesehen nur maximal einen Bremsprozeß machen können, da ansonsten mehr als ein Photon entsteht. Die gestreuten Elektronen (knapp 1% aller Elektronen) verlieren unterschiedlich viel Energie, so daß ein Photonenstrahl mit kontinuierlichem Energiespektrum erzeugt wird, das in guter Näherung proportional zu  $1/E_\gamma$  ist, wobei  $E_\gamma$  die Photonenergie bezeichnet. Nahezu alle gestreuten Elektronen werden unter sehr kleinen Laborwinkeln erzeugt, daher behält der Photonenstrahl die Richtung des einlaufenden Elektronenstrahls bei.

Die Energiemarkierung von mit den ruhenden Protonen reagierenden Photonen geschieht durch das Taggingssystem (engl. *to tag*, markieren), das sich aus dem Taggingmagneten und dem Tagginghodoskop zusammensetzt (s. Abb. 2.3). Alle Elektronen werden nach Durchqueren des Radiators durch das Dipolfeld des Taggingmagneten nach unten abgelenkt. Die Elektronen, die keinen Bremsstrahlungsprozeß erfahren haben, werden so in den sogenannten Strahlvernichter (einen Behälter aus Blei, s. Abb. 2.3) geführt und dort vernichtet.

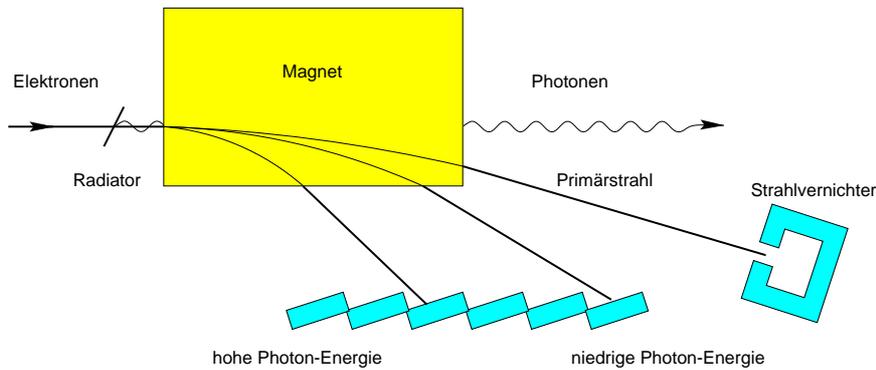


Abbildung 2.3: Das Taggingssystem zur Energiemarkierung von Bremsstrahlungsphotonen.

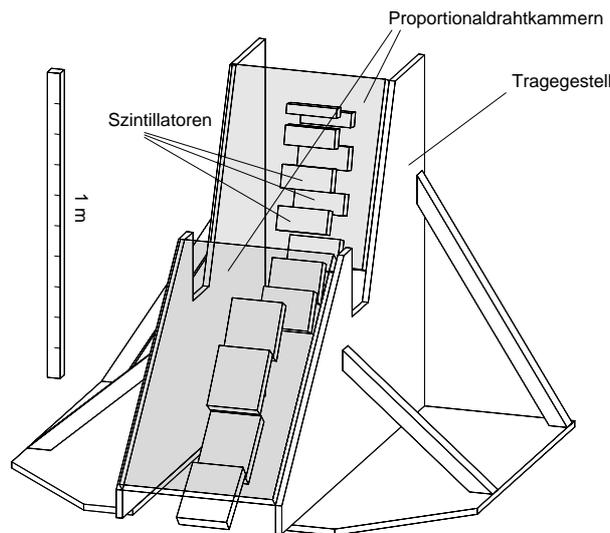


Abbildung 2.4: Das Tagginghodoskop **TOPAS II**

Die am Radiator gestreuten Elektronen werden an einem von ihrer verbliebenen Energie abhängenden Ort des Tagginghodoskops **TOPAS II** (**T**agging of **P**hotons at **S**APHIR, s. näheres in [Schn90, Burg91, Link94, Wißk94, Burg96, Link00]) bestehend aus 14 Szintillationszählern und zwei Proportionaldrahtkammern (s. Abb. 2.4) nachgewiesen. **TOPAS II** deckt dabei für die gestreuten Elektronen den Energiebereich von 31% bis 95% der Eingangsenergie des primären monoenergetischen Elektronenstrahls ab. Aus der durch die Ortsmessung gewonnenen Energie  $E_e$  der abgebremsten Elektronen ist durch Differenzbildung mit der Energie  $E_0$  der aus **ELSA** extrahierten Elektronen die Energie der Bremsstrahlungspotonen über die Beziehung  $E_\gamma = E_0 - E_e$  berechenbar und damit die Kinematik des Eingangszustands der Photoproduktionsprozesse vollständig festgelegt. Der Nachweis eines Elektrons im Tagginghodoskop dient zusätzlich als zeitliches Startsignal für die Datennahme einer Reaktion.

Der durch Bremsprozesse erzeugte Photonenstrahl gelangt unbeeinflusst vom Taggingmagnet durch ein System von zwei Kollimatoren, das den Strahl von eventuell noch vorhandenen geladenen Teilchen befreit und ihn zudem auf einen möglichst kleinen Strahldurchmesser kollimiert, und einem Magneten, der den Strahl von im ersten Kollimator in elektromagnetischen Schauern erzeugten Untergrund reinigt, durch ein Loch im C-förmigen Rückflußjoch des **SAPHIR**-Magneten in den inneren Bereich des **SAPHIR**-Detektors. Dort trifft er auf das Target aus flüssigem Wasserstoff, das sich in einem parallel zum Strahl ausgerichteten Zylinder aus Capton-Folie von 8 cm Länge und einem Durchmesser von 3 cm befindet.

Wegen der kleinen Strahlungslänge des Targets von etwa einem Prozent verläßt ein Großteil der Photonen das Target ohne Wechselwirkung und wird von dem sich hinter einem Loch in dem elektromagnetischen Kalorimeter befindenden Gamma-Veto-Zähler (in Abb. 2.2 nicht zu sehen) detektiert. Hierbei handelt es sich um einen Blei-Mineralöl-Sandwich-Zähler, der bei Durchquerung eines Photons Čerenkov-Licht erzeugt, welches mit Hilfe von Photomultipliern detektiert wird. Er dient als Veto für die Datennahme, falls ein Photon zeitlich korreliert zu einem Elektrontrigger im Tagginghodoskop nachgewiesen wird, da dann davon ausgegangen werden muß, daß im Target keine Wechselwirkung stattgefunden hat. Außerdem wird der Gamma-Veto-Zähler in Kombination mit der Energiemessung der Elektronen im Tagginghodoskop **TOPAS II** zur Bestimmung des Photon-Flusses eingesetzt [Hann96, Bart02].

Die Impulse von im Target erzeugten geladenen Teilchen werden durch ein Spektrometersystem, gebildet aus dem **SAPHIR**-Magneten und dem Driftkammersystem, vermessen. Aus dem gemessenen räumlichen Verlauf der Spurbahnen kann, da das Magnetfeld  $\vec{B}(\vec{x})$  bekannt ist, der Impulsvektor der Teilchen an einem beliebig wählbaren Punkt ihres innerhalb des Driftkammersystems liegenden Spurstücks (vgl. auch Kapitel 5 und 6) berechnet werden. Das Target befindet sich hierzu in der Vertikalen genau zwischen den Polschuhen des C-förmigen Dipolmagneten. In einem Bereich von etwa  $\pm 50$  cm in jede Raumrichtung um das Target herrscht so ein nahezu homogenes Magnetfeld von 0.6 T. Da die Hauptkomponente des Magnetfelds senkrecht zum Photonenstrahl in vertikaler Raumrichtung verläuft, werden die Spuren von im Target erzeugten geladenen Teilchen hauptsächlich in der Horizontalebene gekrümmt.

Zur Vermessung des räumlichen Verlaufs dieser Spurbahnen ist das Target von der zentralen Driftkammer **CDC** (*central drift chamber*) umgeben. Die Symmetrieachse dieser zylindrischen Driftkammer ist parallel zum Magnetfeld ausgerichtet, so daß der horizontale Verlauf der Spuren durch die vertikal gespannten Nachweisdrähte gut vermessen werden kann. Um auch die Vertikalkomponente bestimmen zu können, sind 630 der insgesamt 1540 Drähte um etwa  $\pm 5^\circ$  aus der Vertikalen verkippt.

Unmittelbar um die zylindrische **CDC** sind sechs zusätzliche planare Nachweislagen angebracht (in Abb. 2.2 nicht eingezeichnet), die, da sie sich im gleichen Detektorgehäuse wie die **CDC** befinden, zusammengefaßt als **PCDC** (*planar central drift chamber*) bezeichnet werden. Wegen ihrer niedrigen Nachweeffizienz von nur etwa 60% [Law98] während der dieser Arbeit zu Grunde liegenden Datennahme in den Jahren 1997 und 1998 wurden diese sechs planaren Nachweislagen allerdings nicht zur Spurrekonstruktion verwendet.

In Vorwärtsrichtung (durch die Richtung der einlaufenden Photonen definiert) wird die zentrale Driftkammer durch die planare Vorwärtsdriftkammer **FDC** (*forward drift chamber*) unterstützt. Ihre Drähte sind in 12 Nachweislagen senkrecht zum Photonenstrahl sowohl in vertikaler als auch horizontaler Richtung angeordnet, so daß die **FDC** die Vermessung der Spurbahnen sowohl in der Horizontalebene aber vor allem auch in der Vertikalrichtung verbessert.

Zur Unterstützung der zentralen Driftkammer zu den Seiten hin waren zwei weitere planare Driftkammern geplant, von denen allerdings nur die rechte Driftkammer eingebaut wurde. Die mit dieser Kammer in den Jahren 1997 und 1998 aufgezeichneten Meßdaten waren jedoch nicht auswertbar.

Wegen der zentralen Bedeutung des Driftkammersystems (speziell die **CDC** und die **FDC**) für diese Arbeit wird dessen Aufbau in Abschnitt 2.4 genauer beschrieben.

Das Driftkammersystem wird nach vorne und den Seiten durch je eine Hodoskopwand zur Messung der Flugzeiten der Teilchen vom Target zu den Wänden ergänzt. Die Hodoskope bilden zusammen die Flugzeitanlage **TOF** (**T**ime-**O**f-**F**light). Eine schematische Darstellung der **TOF**-Anlage ist in Abbildung 2.5 zu sehen. Das Fronthodoskop besteht aus 16 horizontal angeordneten Szintillationszählern, die Seitenhodoskope aus je 14. Zusätzlich sind

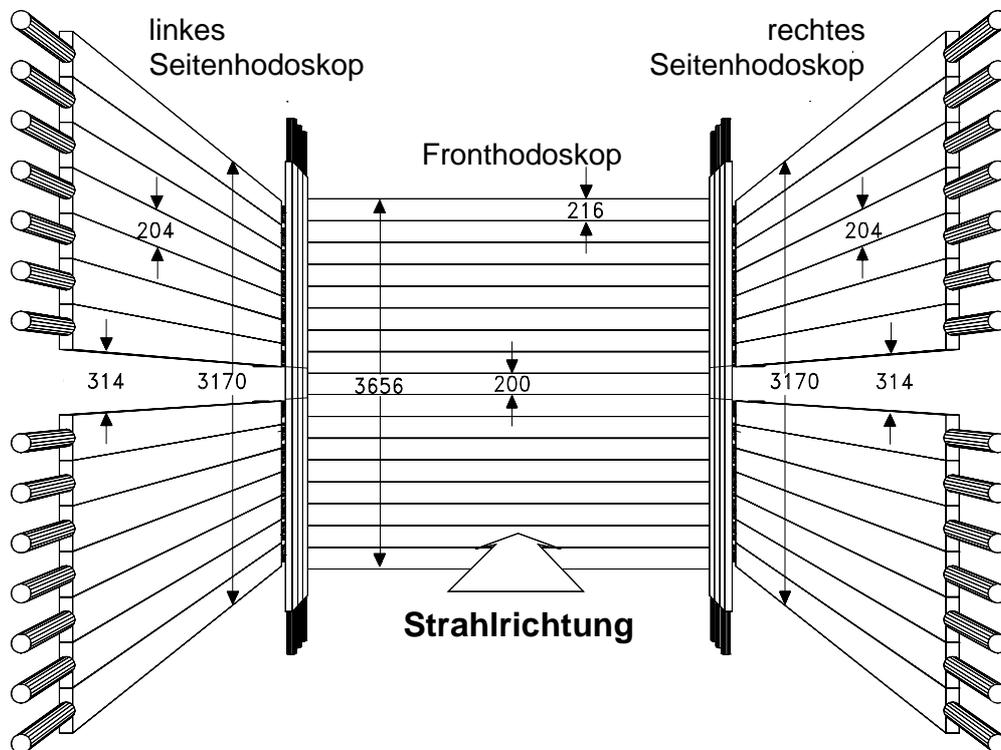


Abbildung 2.5: Das Flugzeithodoskop **TOF** des **SAPHIR**-Detektors

zur Schließung der beiden Lücken zwischen Front- und Seitenhodoskopen noch je drei Szintillationszähler senkrecht angeordnet. Jeder Zähler ist  $21.6\text{ cm}$  breit und  $340\text{ cm}$  lang.

Bei der vorderen Wand wurde auf Höhe des Targets ein Bereich der Höhe  $20\text{ cm}$ , an den Seitenwänden sogar ein Bereich von  $31.4\text{ cm}$  ohne Szintillationszähler gelassen, bei den senkrechten Zählern ein entsprechend großes Plexiglasstück eingeklebt. Die so entstandene Lücke dient zur Unterdrückung des in der Mittelebene vorherrschenden elektromagnetischen Untergrunds aus von in Photon-Proton-Reaktionen erzeugten  $e^+e^-$ -Paaren, die unter geringen Öffnungswinkeln produziert werden und im hauptsächlich vertikalen Magnetfeld in der Horizontalebene aufgefächert werden.

Die Szintillationszähler werden an beiden Seiten von Photomultipliern ausgelesen, so dass für jeden Treffer zwei Laufzeiten relativ zum Startsignal von **TOPAS II** geliefert werden. Nach einigen zählerabhängigen Korrekturen der Zeitmessungen wird aus der Addition dieser Laufzeiten die Flugzeit der Teilchen vom Entstehungsort zur **TOF**-Wand, aus der Differenz der Trefferort bestimmt. Nach Zuordnung eines **TOF**-Treffers zu einer Teilchenspur wird aus der Kombination der mit der **TOF**-Anlage gemessenen Flugzeit und dem mit der Driftkammer bestimmten Impuls die Masse des geladenen Teilchens berechnet, wodurch eine Teilchenidentifikation, d.h. eine Zuordnung zu  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  oder  $p$ , teilweise möglich ist. Eine Beschreibung der Kalibration der **TOF**-Anlage und der Meßmethode für Flugzeit, Trefferort und Teilchenmasse ist beispielsweise in [Neue99, Bart02] zu finden.

Für diese Arbeit wurde die Massenbestimmung jedoch nicht verwendet. Die **TOF**-Anlage diente aber zur Triggerung von erwünschten Reaktionen bei gleichzeitiger Unterdrückung von Untergrundereignissen (s. Abschnitt 2.3.3).

Hinter dem vorderen **TOF**-Fronthodoskop befindet sich ein elektromagnetisches Kalorimeter, welches Photonen aus Zerfällen elektrisch neutraler Reaktionsprodukte wie beispielsweise  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  oder  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$  nachweisen sollte. Für die in dieser Arbeit untersuchten Daten aus den Jahren 1997 und 1998 waren die mit dem Kalorimeter aufgenommenen Meßinformationen allerdings nicht verwertbar.

### 2.3.3 Die Datennahme 1997/1998

Die vorliegende Arbeit basiert auf vier Strahlzeiten in den Jahren 1997 und 1998. Während dieser Meßperioden wurden im **SAPHIR**-Detektor Ereignisse mit Taggingraten von etwa  $1\text{ MHz}$  erzeugt, was die Aufzeichnung aller stattfindenden Reaktionen unmöglich macht. Daher ist auf die physikalisch relevanten Ereignisse getriggert worden. Für die Meßperioden der Jahre 1997 und 1998 wurden ein mit dem Taggingssystem **TOPAS II** detektiertes Elektron bei gleichzeitigem Ausbleiben eines Photons im Gamma-Veto-Detektor sowie mindestens zwei zeitlich zum getaggtten Elektron passende **TOF**-Ansprecher verlangt. Mit diesem Trigger wurde der Untergrund aus Höhenstrahlung, Strahlrohreignissen und an Nukleonen im Target oder Detektormaterial produzierten  $e^+e^-$ -Paaren hinreichend unterdrückt. Die in den Jahren 1997 und 1998 erreichte Taggingrate von etwa  $1\text{ MHz}$  wurde durch die verwendeten Triggerbedingungen auf eine Triggerrate von ungefähr  $40\text{ Hz}$  reduziert.

1997 gab es insgesamt vier für die Physikanalyse bestimmte Meßperioden, eine weitere im Februar 1998. Von diesen fünf Datennahmen wurden die in Tabelle 2.1 aufgelisteten vier für diese Arbeit herangezogen. Die Meßperiode im Mai 1997 lieferte weitere 13.8 Millionen aufgezeichnete Ereignisse, verwendete jedoch einen Elektronenstrahl aus **ELSA** mit einer Energie von nur  $1.6\text{ GeV}$ . Diese Messung bedarf daher gegenüber den anderen vier Peri-

Meßperiode	Energie des primären Elektronenstrahls	Anzahl der aufgezeichneten Ereignisse
Jan. 1997	2.8 GeV	29.4 Mill.
Apr. 1997	2.8 GeV	33.8 Mill.
Nov. 1997	2.6 GeV	47.0 Mill.
Feb. 1998	2.8 GeV	56.6 Mill.

Tabelle 2.1: Daten zu den Meßperioden in den Jahren 1997 und 1998.

oden, die von einer primären Elektronenenergie von 2.6 GeV bzw. 2.8 GeV ausgehen, einer gesonderten Behandlung.

Weitere Informationen zu den Strahlzeiten sowie eine Beschreibung der für die einzelnen Detektorkomponenten notwendigen Kalibrationen finden sich in [Bart02].

## 2.4 Das SAPHIR-Driftkammersystem

### 2.4.1 Verwendete Koordinatensysteme

Alle Messungen des **SAPHIR**-Detektors sind ortsabhängige Informationen. Für die Rekonstruktion der im Target ausgelösten Reaktion ist die Kenntnis der relativen Lage aller Detektorkomponenten einschließlich ihrer Lage bezüglich des Magnetfelds wichtig. Daher ist zunächst die Einführung eines Koordinatensystems sinnvoll, das für alle Detektorkomponenten gültig ist und deswegen auch *master reference system* (**MRS**) genannt wird. In diesem rechtshändigen kartesischen Koordinatensystem liegen nach der Rekonstruktion des Gesamt ereignisses auch die Informationen für die Physikanalysen, die Viererimpulse der Teilchen sowie ihre Entstehungsorte, vor. Die  $x$ -Achse des **MRS** wird durch den Photonenstrahl definiert (s. Abb. 2.6). Die  $y$ -Achse zeigt vertikal nach oben und die  $z$ -Achse aus Strahlrichtung gesehen nach rechts. Der Ursprung des **MRS**, auch **MRS**-Punkt genannt, liegt in  $z$  symmetrisch zum Magneten auf halber Höhe zwischen den Polschuhenden. In Abbildung 2.6 ist auch die Lage der für diese Arbeit wichtigen Driftkammerkomponenten **CDC** und **FDC** relativ zum **MRS**-Punkt zu sehen.

Für die Verarbeitung der Detektorinformationen der einzelnen Komponenten ist es für viele Berechnungen sinnvoll, ein detektorabhängiges Koordinatensystem (*detector reference system*, kurz **DRS**) zu definieren (s. Abb. 2.7).

Der Ursprung des **DRS** für die zylindrische Driftkammer **CDC** liegt inmitten des Targets auf der Zylinderachse im Zentrum der Kammer. Im **MRS** ist der Ursprung des **CDC-DRS** durch den Punkt  $(-70\text{ cm}, 0, 0)$ <sup>6</sup> gegeben. Die  $x$ -Achse des **MRS** wird zur  $y$ -Achse im **CDC-DRS**. Die  $x$ -Achse des **CDC-DRS** verläuft um 70 cm entlang der **MRS**- $x$ -Achse

<sup>6</sup>Dies ist der nominale Punkt für die **CDC** relativ zum **MRS**. Inwieweit die tatsächliche Position hiervon abweicht, ist nie genau gemessen worden. In einigen Arbeiten findet man jedoch die Aussage, daß die relative Verschiebung der **CDC** weniger als 1 cm beträgt.

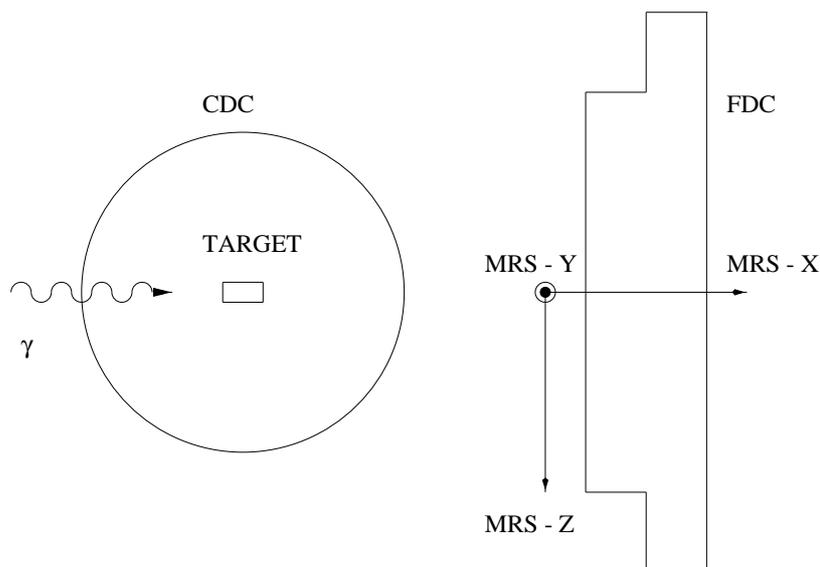


Abbildung 2.6: Das **master reference system** (MRS)

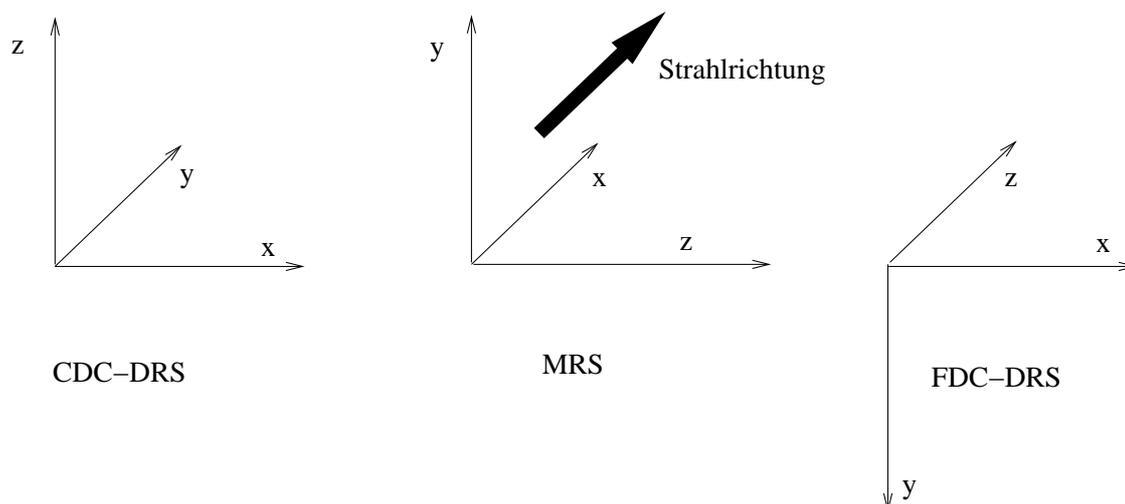


Abbildung 2.7: Das **master reference system** (MRS) und die detektorabhängigen Koordinatensysteme (**detector reference system**, kurz **DRS**) für die Driftkammerkomponenten **CDC** und **FDC**.

verschoben parallel zur  $z$ -Achse des **MRS**. Die  $z$ -Achse des **CDC-DRS** verläuft entlang der Zylinderachse der **CDC** vertikal nach oben.

Für die Vorwärtsdriftkammer **FDC** wird für jede Nachweislage ein eigenes **DRS** definiert, da die Drähte jeder Lage eine unterschiedliche Orientierung im Raum aufweisen und jeder Nachweisdraht nur Ortsinformationen senkrecht zum Draht liefert. Damit macht es Sinn, eine Achse des **DRS** in Richtung des Drahtes, eine weitere parallel zur Nachweislage senkrecht zur Drahtrichtung und eine dritte senkrecht zur Nachweisebene durch das Symmetriezentrum zu definieren. Damit liegt für jede Lage der **FDC** das **DRS** in der Nachweisebene mit seinem Ursprung so definiert, daß die  $y$ -Achse parallel zum Draht und die  $x$ -Achse senkrecht dazu, jedoch in der durch die Drähte aufgespannten Nachweisebene liegend, verläuft. Die

$z$ -Achse komplettiert das rechtshändige Koordinatensystem entsprechend und steht somit senkrecht zur Nachweisebene. Die  $z$ -Achsen der **DRS** aller **FDC**-Lagen gehen durch das Symmetriezentrum der **FDC** bezüglich der  $x$ - $y$ -Ebene und fallen deswegen aufeinander. Somit geht der Ursprung aller **FDC-DRS** durch Translation entlang der **FDC-DRS- $z$** -Achse ineinander über. Als Referenzpunkt der **FDC** zum **MRS** dient der **DRS**-Ursprung der ersten **FDC**-Lage. Bei Kenntnis der Lage dieses **DRS**-Ursprungs relativ zum **MRS**-Punkt und der Verdrehung des **FDC-DRS** der ersten Lage gegen das **MRS** können alle Punkte jedes **FDC-DRS** in das **MRS** umgerechnet werden.

Erste Studien zu diesem sogenannten *alignment* haben ergeben, daß der **FDC-DRS**-Ursprung der ersten Nachweislage im **MRS** bei  $(6\text{ cm}, -0.61\text{ cm}, -4.06\text{ cm})$  liegt. Eine genauere Untersuchung (s. [Lawa98]) lieferte eine zusätzliche Verkippung der **FDC-DRS- $z$** -Achse gegen die **MRS- $x$** -Achse um  $-0.0013\text{ rad}$  um die **MRS- $y$** -Achse und  $-0.0018\text{ rad}$  um die **MRS- $z$** -Achse. Eine Verdrehung um die **MRS- $x$** -Achse sowie die Verschiebung entlang dieser Achse konnte mit dem in [Lawa98] verwendeten Verfahren nicht zuverlässig bestimmt werden, da die Korrelationen mit vorher bestimmten Variablen einen starken Einfluß haben.

## 2.4.2 Funktionsweise der Driftkammern

Für die Analyse der in Abschnitt 2.1 beschriebenen Reaktionen werden der Entstehungsort der primär erzeugten Teilchen inklusive ihrer Viererimpulse benötigt. Für Reaktionen, in denen die primär entstandenen Teilchen nach einer meßbaren Fluglänge noch im Detektor zerfallen, ist zusätzlich eine Rekonstruktion auch dieser Zerfallsvertices nötig. Für geladene Teilchen ist die Krümmung ihrer Spuren in einem Magnetfeld  $\vec{B}(\vec{x})$  ein Maß für ihren Impuls. Aus der räumlichen Rekonstruktion dieser Trajektorien kann so auf die für die physikalischen Analysen benötigten Impulsinformationen der Teilchen geschlossen werden.

Die Vermessung der durch den **SAPHIR**-Magneten gekrümmten Spurbahnen von im Target oder in Sekundärzerfällen erzeugten geladenen Teilchen ist Aufgabe des Driftkammersystems. Um die Spuren rekonstruieren zu können, benötigt man entlang der Spuren mehrere Spurpunkte. Für die Messung dieser Ortsinformationen macht man sich die Fähigkeit geladener Teilchen zunutze, Moleküle ionisieren zu können. Es muß lediglich gewährleistet werden, daß die Ionisationsorte gemessen werden können. Dies gelingt durch sogenannte Driftzellen, die aus einem Signaldraht, der als Anode arbeitet, und einer feldformenden Kathode bestehen. Hierzu dienen im Falle des **SAPHIR**-Driftkammersystems weitere Drähte, die gegen dem Signaldraht auf negativem Potential liegen, und wegen ihrer Aufgabe, das elektrische Feld zu formen, Potentialdrähte genannt werden.

Die nachzuweisenden geladenen Teilchen ionisieren innerhalb der Driftkammern entlang ihrer Flugbahn Driftkammergasmoleküle. Die so primär entstandenen Elektronen ionisieren im allgemeinen weitere Gasmoleküle. Auf diese Weise entstehen Cluster aus primären und sekundären Elektronen, die im herrschenden Feld vom Signaldraht angezogen werden. In den **SAPHIR**-Driftzellen driften die Cluster mit Geschwindigkeiten zwischen 10 und 50  $\mu\text{m}/\text{ns}$  zum Signaldraht (vgl. Abbildung 4.25 in Abschnitt 4.3.2.3). Im Bereich des Signaldrahtes ist das Feld näherungsweise proportional zu  $1/r$ , so daß es durch den damit verbundenen Energiegewinn der Elektronen zu einer lawinenartigen Vervielfachung von Elektronen durch Ionisation zahlreicher weiterer Gasmoleküle kommt. Für Driftkammern sind Gasverstärkungen zwischen  $10^5$  und  $10^6$  typisch.

Das Signal auf dem Nachweisdraht wird durch Influenz auf diesem erzeugt. Durch Messung

der Zeit zwischen der primären Ionisation der Gasmoleküle durch das nachzuweisende geladene Teilchen und der Entstehung des Signals am Signaldraht durch das dort hin gedriftete Elektronencluster kann auf die Entfernung der Spur vom Signaldraht geschlossen werden. Experimentelle Details der Zeitmessung sind in [Haas92], die Physik der Signalerzeugung in Driftkammern in [Blum93] zu finden. Die für die Driftkammersimulation (s. Kapitel 4) und die Rekonstruktion der Spuren (Kapitel 5 und 6) relevanten Aspekte der Driftkammerphysik werden an geeigneter Stelle angeführt.

Die mit den Driftkammern gemessenen Drahtansprecher werden durch Mustererkennungsalgorithmen zu Spuren zusammengefaßt (s. Kapitel 5) und durch einen Fit an ein Spurmodell angepaßt (s. Kapitel 6). Aus dem Spurfit erhält man dann den Impulsvektor an einem frei wählbaren Punkt entlang der Spurbahn.

### 2.4.3 Aufbau des Driftkammersystems

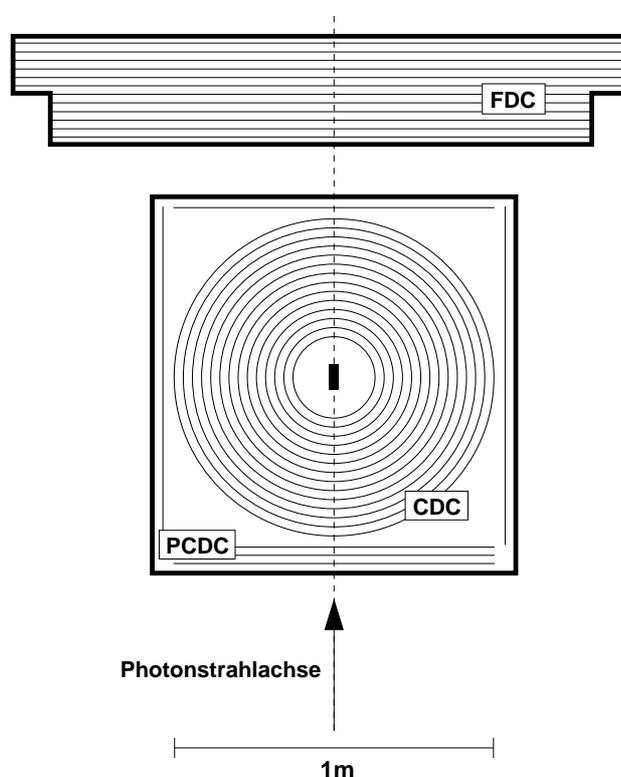


Abbildung 2.8: Das **SAPHIR**-Driftkammersystem in der Aufsicht. Es setzt sich aus der zentralen Driftkammer **CDC**, die das Target (schwarzes Rechteck) zylindrisch umschließt, den sechs planaren Drahtlagen der die **CDC** unmittelbar umrandenden **PCDC** und der planaren Vorwärtsdriftkammer **FDC** zusammen. In dieser maßstabsgetreuen Zeichnung wurde für die **FDC** ihr Versatz (vgl. Abschnitt 2.4.1) gegenüber der **CDC** mitberücksichtigt.

Das in Abbildung 2.8 schematisch dargestellte Driftkammersystem setzt sich aus der zentralen Driftkammer **CDC** (*central drift chamber*), den sechs planaren Lagen der **PCDC** (*planar central drift chamber*) und der Vorwärtsdriftkammer **FDC** (*forward drift chamber*) zusammen.

Die **CDC** als Hauptkomponente des Driftkammersystems ist eine zylindrische Driftkammer, die sich zusammen mit den sechs planaren Drahtlagen der **PCDC** in einem Gehäuse mit den Außenmaßen<sup>7</sup>  $119.0\text{ cm} \times 92.4\text{ cm} \times 113.8\text{ cm}$  ( $x \times y \times z$  im **MRS**) befindet (s. Abb. 2.8). Im Zentrum der **CDC** liegt das Target, welches in Abbildung 2.8 als schwarzes Rechteck zu erkennen ist. Die Spuren der im Target produzierten geladenen Teilchen werden aus den Meßinformationen der **CDC** rekonstruiert und auf ihren Entstehungsort im Target zurückextrapoliert. Auch die Spuren geladener Teilchen aus Sekundärzerfällen können mit der **CDC** vermessen und daraus der Sekundärvertex rekonstruiert werden.

Die Vertexorte sowie die Viererimpulsvektoren der entstandenen Teilchen sind die für physikalische Analysen benötigten Informationen. Da die Hauptkomponente des Magnetfeldes im Bereich der **CDC** in vertikaler Richtung verläuft, sind die Spuren geladener Teilchen vor allem in der Horizontalebene gekrümmt. Die **CDC** ist deswegen so konzipiert worden, daß sie eine gute Ortsauflösung vor allem für die Horizontalkomponenten aufweist. Weil die Nachweisdrähte einer Driftkammer lediglich eine Spurinformaton senkrecht zum Draht lie-

Nachweislage	Signaldrahtanzahl	Radius der Nachweisebene [cm]	Stereowinkel [°]
1	45	12.892	0
2	55	15.756	+ 5.268
3	65	18.621	0
4	75	21.486	− 5.295
5	85	24.351	0
6	95	27.215	+ 5.306
7	105	30.080	0
8	115	32.945	− 5.312
9	125	35.810	0
10	135	38.675	+ 5.316
11	145	41.539	0
12	155	44.404	− 5.318
13	165	47.269	0
14	175	50.134	0

Tabelle 2.2: Wichtige geometrische Daten der Nachweislagen der zentralen Driftkammer.

<sup>7</sup>Alle in diesem Abschnitt gemachten Angaben zur Geometrie der Driftkammern sind den Bauzeichnungen entnommen und bei der Neuerstellung der Driftkammersimulation im Rahmen dieser Arbeit vollständig berücksichtigt worden. Die in den Bauzeichnungen angegebenen Konstruktionsfehler liegen zwischen 50 und 200  $\mu\text{m}$ .

fern, sind die Drähte innerhalb der CDC vertikal ausgerichtet. Neben Drähten, die parallel zur Raumvertikalen gespannt sind, gibt es sogenannte Stereodrähte, die um etwa  $5^\circ$  gegen die Vertikale verkippt sind, so daß mit deren Hilfe auch eine grobe vertikale Ortsbestimmung möglich ist, was weiter unten noch ausführlicher diskutiert wird. Aus der vertikalen Anordnung der Drähte begründet sich die gewählte zylindrische Geometrie der zentralen Driftkammer mit der Symmetrieachse parallel zur Hauptkomponente des Magnetfeldes in vertikaler Richtung verlaufend.

In der Decken- und Bodenplatte sind für die Anbringung der Signaldrähte auf 14 konzentrischen Kreisen, in deren Mitte die Projektion des Targets liegt, Löcher für die Drahtbefestigungsstopfen gebohrt worden. Jeder dieser Kreise definiert eine Nachweislage, die von innen nach außen von 1 bis 14 durchnummeriert werden. Die innerste Lage besitzt 45 Bohrlöcher, jede weitere Lage jeweils 10 Löcher mehr bis 175 Bohrlöcher in Lage 14. Daraus ergeben sich insgesamt Bohrungen für 1540 Signaldrähte. Die Radien der Nachweislagen sind so berechnet, daß der Abstand zwischen zwei Drähten entlang des Kreises genau  $1.8\text{ cm}$  beträgt. Die Radien variieren so von  $12.892\text{ cm}$  in Lage 1 bis  $50.134\text{ cm}$  in Lage 14 (vgl. Tabelle 2.2).

Zur Vereinfachung der Spurrekonstruktion ist ein möglichst radialsymmetrisches elektrisches Feld um den Signaldraht wünschenswert. Dies wäre durch eine Metallzylinderkathode, entlang deren Symmetrieachse der Signaldraht gespannt wäre, exakt erreichbar. Der Nachteil dabei allerdings wäre, daß für die aus der zu untersuchenden Reaktion stammenden geladenen Teilchen die Wahrscheinlichkeit, an diesem Metallzylinder weitere Reaktionen auszulösen, sehr hoch wäre. Daher verwendet man lediglich sechs Potentialdrähte, die hexagonal um den Signaldraht angeordnet sind (s. Abb. 2.9). In einem weiten Bereich um den Signaldraht ist das elektrische Feld so zumindest näherungsweise radialsymmetrisch, wie aus Abbildung 2.10 ersichtlich ist. Zur geometrischen Realisierung der hexagonalen Driftzellenstruktur sind für

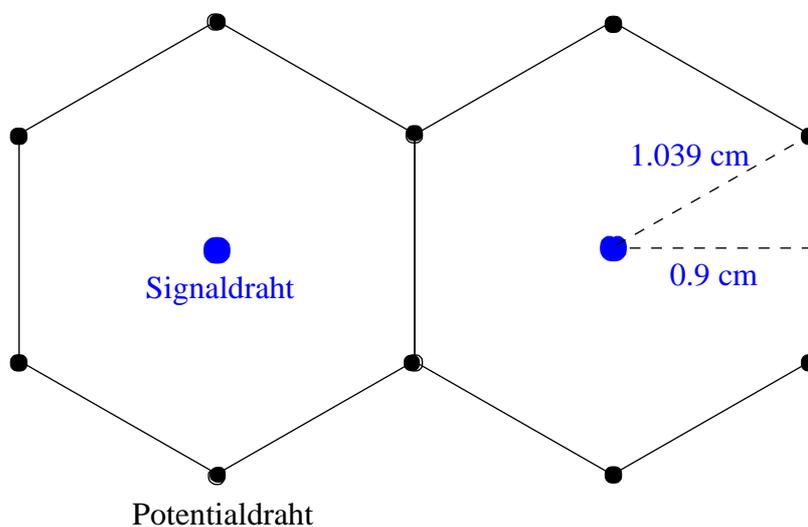


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Driftzelle geometrie einer planaren Kammer. Die Signaldrähte definieren die Nachweisebene. Die Potentialdrähte spannen weitere vier Ebenen parallel zur Nachweisebene auf. Sie sind dabei so gegeneinander versetzt, daß sich die regelmäßige hexagonale Driftzellenstruktur ausbildet. Für eine zylindrische Kammer muß man sich die Nachweisebene sowie die Potentialdrahtebenen als zu Zylindermänteln zusammengerollt denken, wodurch die Regelmäßigkeit der Hexagonalzellen nicht mehr vollständig erhalten bleibt (vgl. auch Abschnitt 4.2).

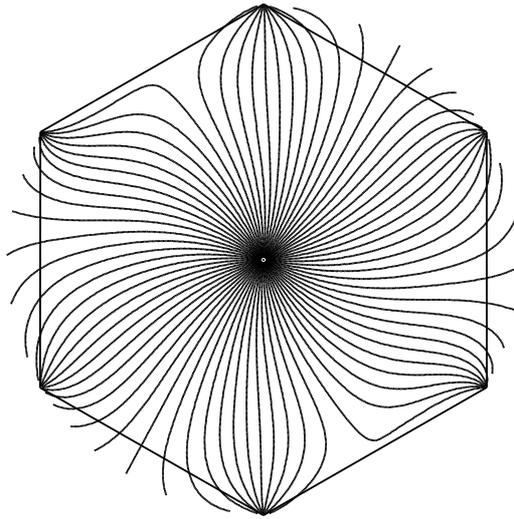


Abbildung 2.10: Elektrisches Feld einer Driftzelle (ohne äußeres Magnetfeld).

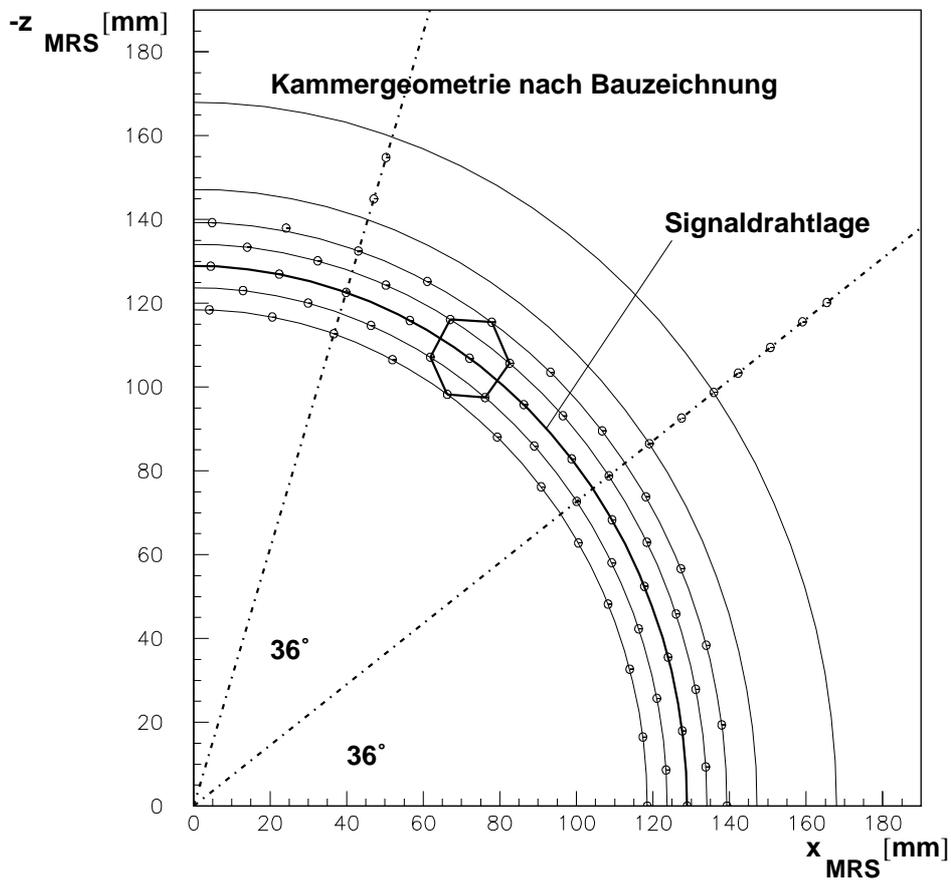


Abbildung 2.11: Anordnung der Bohrlöcher für die Anbringung der Signal- und Potentialdrähte für einen Quadranten der ersten Nachweislage der zentralen Driftkammer **CDC**.

die Potentialdrähte in Decken- und Bodenplatte weitere vier Kreise mit Bohrlochern entsprechend angeordnet (s. Abb. 2.11). Die Radien dieser Kreise wurden so gewählt, daß die gewünschte möglichst gleichmäßige Hexagonalstruktur zwischen den Bohrlochern dieser fünf

Kreise entsteht (s. Abb. 2.9 und Abb. 2.11). Entsprechend unterscheiden sich die Radien des äußersten und des innersten Kreises vom Radius der Signaldrahtlage um  $1.039\text{ cm}$ .

In allen Lagen mit ungerader Lagennummer sowie in der äußersten Lage 14 wurden die Nachweisdrähte genau senkrecht zwischen den Bohrlöchern der oberen und unteren Abdeckung der **CDC** verspannt. Die übrigen Lagen, also die mit gerader Lagennummer (bis auf die äußerste Lage 14) sind sogenannte Stereolagen. Bei diesen sind die Bohrungen oben und unten um einen halben Bohrabstand gegeneinander verdreht angebracht. Die Drähte werden nun um 4.5 Bohrabstände versetzt verspannt, wodurch sich aus der effektiven Kammerhöhe<sup>8</sup> von  $86.89\text{ cm}$  gemessen zwischen den beiden Drahtbefestigungspunkten oben und unten ein Winkel von ungefähr  $\pm 5.3^\circ$  gegen die Vertikale ergibt. Ist die zu einem Draht gehörende obere Bohrung gegenüber der unteren von oben gesehen gegen den Uhrzeigersinn versetzt, ist der Winkel positiv definiert, ansonsten negativ. Die so erhaltenen Winkel der einzelnen Nachweislagen der **CDC** sind in Tabelle 2.2 aufgeführt.

Die Verkippung der Stereodrähte gegen die Vertikale wird zur Auflösung der Vertikalkomponenten des Spurverlaufs ausgenutzt. Bei einer nominalen Ortsauflösung von  $250\ \mu\text{m}$  senkrecht zum Draht ist für die Stereodrähte der zentralen Driftkammer **CDC** durch eine Untersetzung mit  $1/\sin(\text{Stereowinkel} \approx 5.3) \approx 10.8$  eine maximal erreichbare vertikale Auflösung von  $2.7\text{ mm}$  zu erwarten. Zur Verbesserung dieser relativ groben Auflösung, desweiteren aber auch zur Unterstützung der **CDC** bei der Vermessung des horizontalen Spurverlaufs speziell für hochenergetische Teilchen, deren Spuren durch das **SAPHIR**-Magnetfeld weniger gekrümmt werden, waren daher die folgenden zusätzlichen Driftkammerkomponenten vorgesehen.

Unmittelbar um die zylindrische **CDC** wurde die **PCDC** installiert. Sie besteht aus insgesamt sechs planaren Nachweislagen. In Vorwärtsrichtung (durch die Strahlrichtung definiert) und zu den Seiten hin befindet sich je eine Lage mit horizontal verspannten Drähten (s. Abb. 2.8). In Rückwärtsrichtung wurde die **CDC** sogar durch drei Lagen ergänzt, eine mit horizontal gespannten Drähten ( $90^\circ$ -Lage), eine  $-5^\circ$ -Lage und eine  $+5^\circ$ -Lage. Wegen der in Abschnitt 2.3.2 bereits angesprochenen niedrigen Nachweiseffizienz wurden diese sechs planaren Nachweislagen jedoch nicht zur Spurrekonstruktion verwendet.

Neben den zwei seitlichen planaren Drahtlagen der **PCDC** sollte die **CDC** zur linken und rechten Seite hin zusätzlich durch je eine weitere Driftkammer mit jeweils fünf Nachweislagen ergänzt werden, jedoch standen, wie bereits in Abschnitt 2.3.2 erwähnt, für diese Arbeit keine auswertbaren Daten zur Verfügung.

Damit konnten für diese Arbeit nur die Meßdaten der Vorwärtsdriftkammer **FDC** zur Verbesserung der Spurrekonstruktion verwendet werden. Die **FDC** setzt sich aus insgesamt zwölf Nachweislagen zusammen (s. Abb. 2.8). Sie besitzt wie die **CDC** vertikal ausgerichtete Nichtstereo- und Stereodrähte, zudem jedoch auch horizontal gespannte Nichtstereo- und Stereodrähte. Die Details sind in Tabelle 2.3 angegeben, wobei die Lagen entlang der Strahlrichtung von 1 bis 12 nummeriert sind.

Die ersten sechs Drahtlagen befinden sich in der inneren **FDC** mit einer Breite von  $169.8\text{ cm}$ , die weiteren sechs in der äußeren **FDC** mit einer Breite von  $193.2\text{ cm}$ , so daß alle Nachweislagen in der Horizontalebene einen in etwa gleichen Winkel gegen die Strahlrichtung abdecken. Beide Bereiche der **FDC** sind  $158.0\text{ cm}$  hoch, die Gesamttiefe beträgt  $36.1\text{ cm}$ . Die Abstände zwischen den einzelnen Lagen betragen konstruktionsbedingt  $2.6\text{ cm}$ ,  $2.7\text{ cm}$  oder  $2.8\text{ cm}$ .

---

<sup>8</sup>Die effektive Kammerhöhe berechnet sich aus dem Außenmaß für die Kammerhöhe von  $92.4\text{ cm}$ , von der die Länge der Befestigungsstopfen für die Signaldrähte von  $2.755\text{ cm}$  zweifach abgezogen werden muß.

Lage	MRS- $x$ [cm]	Vertikallage	Anzahl der Bohrungen	Anzahl der Signaldrähte	Winkel [°]	Drahtabstand [cm]
1	6.0	ja	92	82	0	1.8
2	8.6		84	74	84.974	1.7931
3	11.3		84	74	95.026	1.7931
4	14.0		84	81	90	1.8
5	16.8	ja	91	89	0	1.8
6	19.5	ja	91	81	5.414	1.7920
7	22.2	ja	104	94	-5.414	1.7920
8	24.8		85	81	90	1.8
9	27.5		84	82	90	1.8
10	30.2		84	72	85.052	1.7933
11	32.9		84	73	94.948	1.7933
12	35.7	ja	104	102	0	1.8

Tabelle 2.3: Wichtige geometrische Daten der Nachweislagen der Vorwärtsdriftkammer. Die angegebenen Winkel der Drähte sind gegen die **MRS- $y$** -Achse im mathematischen Sinn definiert, wenn man aus Strahlrichtung auf die Nachweisebenen schaut. Die **MRS- $x$** -Werte in der zweiten Spalte geben die Positionen der **FDC**-Lagen im **MRS** an.

Für Vertikallagen sind oben und unten, für Horizontallagen links und rechts für die Signal- und Potentialdrähte jeweils symmetrisch zur Kammermitte Löcher im Abstand von  $1.8\text{ cm}$  für die Befestigung der Drähte bebohrt worden. Der Abstand der Bohrlöcher in der **FDC** entspricht somit dem Abstand der Bohrlöcher für die Signaldrähte (und nur für diese!) in der **CDC** entlang dem Nachweislagenkreis (s.o.), wodurch sich für die Driftzellen der **FDC** und **CDC** eine in etwa gleiche geometrische Struktur ergibt<sup>9</sup>. Für Nichtstereolagen bilden die Signaldrähte zusammen mit den Potentialdrähten hexagonale Driftzellen mit den Ausmaßen wie in Abbildung 2.9. Für die Stereolagen 2, 3, 6 und 7 wurden die Drähte um acht Bohrungen versetzt gespannt, für die Lagen 10 und 11 um neun. Damit erhält man unter Berücksichtigung der Kammerausmaße nach Abzug der Länge der Befestigungsstopfen (für die **FDC**  $3.03\text{ cm}$ ) Stereowinkel zwischen  $4.9^\circ$  und  $5.4^\circ$  gegen die Vertikale ( $0^\circ$ ) bzw. Horizontale ( $90^\circ$ ), wie aus Tabelle 2.3 ersichtlich.

Durch Hinzunahme der **FDC**-Meßinformationen zur Spurfindung (s. Kapitel 5) konnte die Rekonstruktion von Spuren und die Impulsbestimmung der zugehörigen geladenen Teilchen im Rahmen dieser Arbeit wesentlich verbessert werden, wie in Kapitel 6 noch näher beschrieben wird.

<sup>9</sup>Auf die geometrischen Eigenheiten der **CDC**-Driftzellen bedingt durch die zylindrische Geometrie der **CDC** wird in Abschnitt 4.2 näher eingegangen.

# Kapitel 3

## Ereignisrekonstruktion und Reaktionszuordnung im Überblick

Bevor Ereignisse, die im **SAPHIR**-Detektor stattgefunden haben, einer bestimmten physikalischen Reaktion zugeordnet werden können, müssen die mit den einzelnen Komponenten des **SAPHIR**-Detektors genommenen Meßinformationen entsprechend aufbereitet werden. Die sich anschließenden Physikanalysen benötigen die Kinematik des gesamten Ereignisses im Eingangs- und Ausgangszustand.

Wie in Abschnitt 2.3.2 gesehen, liefert das Taggingssystem **TOPAS II** durch Energiemessung des im Bremsstrahltarget gestreuten Elektrons die Energie des einlaufenden Photons. Unter der Annahme, daß der Photonenstrahl parallel zur **MRS- $x$** -Richtung verläuft, ist so zusammen mit dem ruhenden Proton aus dem Wasserstofftarget der Viererimpuls des Eingangszustands vollständig bekannt. Mögliche Abweichungen des die Reaktion auslösenden Photons von der Strahlrichtung durch auftretende Strahldivergenzen werden im Fehler des Photonviererimpulses berücksichtigt.

Die Kinematik der geladenen Endzustandsteilchen wird durch das Driftkammersystem vermessen. Für die Datennahme in den Jahren 1997 und 1998 standen hierzu die Meßinformationen der zentralen Driftkammer **CDC** und der Vorwärtsdriftkammer **FDC** zur Verfügung. Wie bereits in Abschnitt 2.4.2 beschrieben wurde, liefern die Driftkammerdriftzellen, die von primär im Target erzeugten oder in nachfolgenden Zerfällen entstandenen geladenen Teilchen durchquert wurden, die jeweilige Drahtnummer und die gemessene Driftzeit. Aus diesen Informationen zu den angesprochenen Drähten wird der räumliche Verlauf der Teilchenspuren berechnet. Hierzu müssen die von mehreren Spuren erzeugten Drahtansprecher zunächst jedoch erst den zu rekonstruierenden Spuren zugeordnet werden. Dies gelingt mit Hilfe von speziellen Mustererkennungsalgorithmen. Historisch bedingt wird diese Spurfindung in **CDC** und **FDC** getrennt durchgeführt. Die für die **CDC** verwendete Spurfindemethode wird kurz in Abschnitt 5.2 beschrieben.

Neben der Zusammenfassung von Drahtansprechern zu Spuren innerhalb der Spurfindung wird der Verlauf der Spuren im Raum benötigt. Hierfür sind Algorithmen zur Spurpunkt-rekonstruktion zuständig. Je nach verwendeter Methode können Spurfindung und Spurpunkt-rekonstruktion auch in einem Algorithmus behandelt werden, wie es für die **CDC** der Fall ist. Für die **FDC** schließt die Berechnung der Spurpunkte unmittelbar an die Spurfindung an. Die Neuentwicklung der gesamten **FDC**-Spurrekonstruktion bildete einen Schwerpunkt dieser Arbeit. Die Spurfindung und Spurpunkt-rekonstruktion innerhalb der **FDC** wird des-

wegen in Abschnitt 5.3 ausführlich erläutert.

Nach der Berechnung der Spurpunkte entlang der innerhalb der Driftkammern liegenden Raumkurve für jedes geladene Teilchen wird durch einen anschließenden Fit (s. Abschnitt 6), der ein Spurmodell an die berechneten Spurpunkte anpaßt, der Impulsvektor am dem Target nächstgelegenen Spurpunkt bestimmt. Innerhalb dieses Fits werden zusätzlich auch die Flugzeitinformationen der TOF-Anlage in Verbindung mit dem in einer ersten Iteration des Spurfits erhaltenen Teilchenimpuls zur Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit  $\beta = v/c$  verwendet. Mit dieser zusätzlichen Information können dann die Beiträge zum Fehler der Ortsmessung, die auf die Vielfachstreuung der nachzuweisenden Teilchen im Driftkammersystem zurückzuführen sind, im Fit quantitativ mitberücksichtigt werden.

Nachdem für jede Spur der Impulsvektor an einem Spurpunkt berechnet wurde, wird versucht, alle Spuren zu einem gemeinsamen Vertex zu verknüpfen. Dies sollte immer dann möglich sein, wenn alle geladenen Teilchen des vermessenen Ereignisses am gleichen Ort erzeugt wurden. Dabei werden neben den Vielfachstreu Fehlern der Winkel auch die Energieverluste durch Streuprozesse der geladenen Teilchen berücksichtigt. Anders als im Spurfitt, bei dem Spurverläufe innerhalb des Driftkammergas behandelt werden, sind vor allem die Energieverluste innerhalb des Wasserstofftargets im Vertexfit nicht zu vernachlässigen.

Außer dem Versuch, aus allen im Spurfitt vermessenen Spuren einen gemeinsamen Primärvertex zu bilden, wird für je zwei der Spuren versucht, diese zu Zweispurvertices zusammenzufassen. Diese könnten Zerfallsvertices von langlebigeren Teilchen entsprechen. Speziell für die in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , wie auch für andere Reaktionen, in denen  $\Lambda$ -Hyperonen erzeugt werden, werden speziell Zweiteilchenvertices zur Hypothese  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  gesucht (s. Abschnitt 7.1.2).

Zu guter Letzt soll aus den bisher rekonstruierten Ereignisinformationen auf die Art der stattgefundenen Reaktion geschlossen werden. Hierzu wird die in der Spur- und Vertexrekonstruktion berechnete Kinematik sogenannten kinematischen Fits unterworfen, die überprüfen, ob für zu testende Reaktionshypothesen die Viererimpulserhaltung im Rahmen der Meßfehler gewährleistet ist. Als Nebenbedingungen werden den rekonstruierten Spuren zur jeweiligen Reaktionshypothese passende Teilchenmassen zugeordnet. Für die in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , in denen die primär erzeugten Hyperonen sekundär zerfallen, wird zusätzlich die Viererimpulserhaltung an den Zerfallsvertices gefordert, wobei die Masse des jeweiligen instabilen Hyperons ebenfalls festliegt<sup>1</sup>. Mit den kinematischen Fits zu verschiedenen Reaktionshypothesen ist die Zuordnung zu bestimmten Reaktionen möglich. Aus den vermessenen Ereignissen lassen sich so die zum gesuchten Reaktionstyp passenden selektieren, wodurch bereits eine weitgehende Abtrennung der gewünschten Reaktionen vom Untergrund möglich wird. Die in dieser Arbeit verwendeten kinematischen Fits werden in Abschnitt 7.1.3 kurz beschrieben.

Nachdem man in den experimentellen Daten die Zuordnung vorgenommen hat, müssen noch die detektorbedingten Nachweisverluste bestimmt und die Anzahl der experimentell gezählten Ereignisse um diese Akzeptanzverluste korrigiert werden. Dies geschieht mittels einer Detektorsimulation. In Kapitel 4 wird diese vorgestellt, wobei der Schwerpunkt auf der Überarbeitung der Simulation des Driftkammersystems im Rahmen dieser Arbeit liegt.

---

<sup>1</sup>Die Zerfallsbreiten  $\Gamma \neq 0$  des  $\Lambda$ - und  $\Sigma^0$ -Hyperons sind im Vergleich mit der Detektoraufösung zu vernachlässigen.

# Kapitel 4

## Die Driftkammersimulation

### 4.1 Die Akzeptanzkorrektur

In Streuexperimenten mit ruhendem Target ist ein für eine Reaktion zu bestimmender Wirkungsquerschnitt gegeben durch

$$\sigma = \frac{N}{F n_T} \quad ,$$

wobei  $F$  den Photonenfluß und  $n_T$  die Targetdichte bezeichnet.  $N$  ist die Anzahl stattgefundenener Ereignisse der gewünschten Art.  $F$  wird durch das Taggingsystem in Zusammenspiel mit dem Gamma-Veto-Detektor (vgl. Abschnitt 2.3.2),  $n_T$  durch Messung von Druck und Temperatur des flüssigen Wasserstoffs im Target bestimmt. Die Zählrate  $N$  ist jedoch nicht unmittelbar meßbar, da der Nachweis der Reaktionsprodukte aus verschiedensten Gründen nicht zu 100% gelingt. Man benötigt demnach einen Korrekturfaktor  $A$ , der die mit dem Detektor vermessende Anzahl  $N_{\text{detektiert}}$  auf die physikalische Anzahl  $N = A N_{\text{detektiert}}$  korrigiert. Diesen Faktor nennt man Akzeptanzfaktor, sein Kehrwert ist die Effizienz für den Nachweis der betreffenden Reaktion. Zur Messung der interessierenden Wirkungsquerschnitte ist also auch die Kenntnis der Akzeptanz nötig, die für Großraumwinkeldetektoren üblicherweise mit Hilfe von Detektorsimulationen bestimmt wird.

Die Simulation **SAPHIRGEANT** des **SAPHIR**-Detektors basiert auf dem am **CERN** entwickelten Simulationspaket **GEANT** [[GEAN83](#)] in der Version 2.0 von 1983, auf das aufbauend viele zusätzliche Aspekte, die in dieser frühen Version noch nicht standardisiert enthalten waren, nachträglich hinzugefügt werden mußten. Ein Übergang auf neuere **GEANT**-Versionen wurde nie vollzogen, da diese auf ein moderneres Datenbanksystem aufbauen, so daß alle bei **SAPHIR** verwendeten Programmpakete mit großem zeitlichen Aufwand nachhaltig hätten überarbeitet werden müssen. Die Einarbeitung von für das **SAPHIR**-Experiment wichtigen Detektoreigenschaften war demgegenüber praktikabler.

Zunächst werden innerhalb der Simulation die zu untersuchenden Reaktionen mit einer gewünschten statistisch verteilten Kinematik im Bereich des Targets zufallsgeneriert. Für die geladenen Teilchen wird dann zur gegebenen Kinematik mit Hilfe der Runge-Kutta-Methode [[Zurm65](#)] die Teilchenbahn im inhomogenen Magnetfeld bestimmt, wobei auch der Zerfall von Teilchen gemäß ihrer mittleren Lebensdauer berücksichtigt wird.

Bei Durchquerung von Materie jeder Art müssen Vielfachstreuung und Energieverlust der Teilchen berücksichtigt werden. Daher wird bei der Simulation die räumliche Verteilung aller Detektormaterialien, vom Target mit flüssigem Wasserstoff, den mit einer Gasmischung gefüllten Driftkammern bis hin zu den Szintillatormaterialien der **TOF**, dem Strukturmaterial, aus dem die Detektoren aufgebaut sind, sowie die Luft in den Zwischenräumen im Detail berücksichtigt.

Neben der Geometrie der Detektorkomponenten wird zusätzlich auch die Signalerzeugung durch die nachzuweisenden Teilchen entsprechend simuliert und die Nachweiseffizienzen der einzelnen Detektorkomponenten werden berücksichtigt.

Die so generierten Ereignisse spiegeln bereits die Triggereffizienz, die von der Geometrie und den Nachweiseffizienzen des Taggingsystems, der **TOF**-Zähler und des Gamma-Veto-Zählers, aber auch von Absorptionen von Teilchen in allen durchquerten Materialien und der Ereigniskinematik abhängt, für die jeweilige simulierte Reaktion wider. Nach Abfrage der für den **SAPHIR**-Detektor experimentell realisierten Triggerbedingungen (vgl. Abschnitt 2.3.3) verbleiben die simulierten Ereignisse, die auch im tatsächlich durchgeführten Experiment aufgezeichnet worden wären. Je nach Reaktionstyp sind das etwa 50% bis 70% aller Ereignisse, wenn die gesamte Reaktionskinematik betrachtet wird.

Die simulierten und experimentellen Ereignisse werden den gleichen Rekonstruktions- und Analyseschritten unterzogen. Hierbei reduziert sich die Effizienz für den Nachweis bestimmter Reaktionen weiter um bis zu einer Größenordnung. Durch Auszählung der am Ende verbliebenen simulierten Ereignisse, die für die Bestimmung der totalen differentiellen Wirkungsquerschnitte auch als Funktion einer gewählten Kinematik durchgeführt werden kann, erhält man durch Vergleich mit der tatsächlich simulierten Anzahl an Ereignissen den Akzeptanzfaktor, der sich aus der Trigger-, Rekonstruktions- und Analyseakzeptanz zusammensetzt. Genaueres zur Akzeptanzrechnung für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ist in Abschnitt 7.2.1 nachzulesen.

Die Akzeptanzfaktoren konnten zunächst nicht mit der notwendigen Zuverlässigkeit und den durch die hohe Ereignisstatistik gebotenen kleinen systematischen Fehlern bestimmt werden. So zeigte sich für die in den Jahren 1997 und 1998 genommenen Daten in ersten Analysen zu einzelnen Reaktionen, daß die mit der zu dieser Zeit bestehenden Detektorsimulation bestimmten Wirkungsquerschnitte den Daten anderer verschiedener Experimente signifikant widersprachen. Abbildung 4.1 zeigt dies beispielsweise für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ , die eine deutliche Abweichung des totalen Wirkungsquerschnitts von anderen Experimenten von mehr als 100% bei den höchsten Photonenergien zeigt. Dies machte die Notwendigkeit der Überarbeitung der existierenden Detektorsimulation deutlich.

Die Wirkungsquerschnitte werden aus den Messungen des Taggingsystems, der **TOF**-Anlage und des Driftkammersystems bestimmt, so daß zunächst die Simulation jeder dieser Detektorkomponenten als Kandidat für die schlechte Beschreibung der Detektorakzeptanz in Frage kam.

Die Bestimmung des Photonflusses mit Hilfe des Taggingsystems und Gamma-Veto-Detektors für die betreffenden Datennahmeperioden ist ausführlich [Hann96] untersucht worden. Während der statistische Fehler der Flußbestimmung gegenüber allen anderen Fehlereinflüssen als vernachlässigbar bezeichnet werden darf, ist ein systematischer Fehler, der die oben angeführte große Abweichung des Wirkungsquerschnitts von den Weltdaten erklären könnte, auszuschließen. Letzteres gilt ebenfalls für die Triggerakzeptanz der **TOF**-Anlage. Bei der Datennahme wurden mindestens zwei geladene Teilchen in der **TOF**-Anlage verlangt. Die Effizienz der einzelnen Szintillatoren wurde für jede Datennahmeperiode als Funktion der

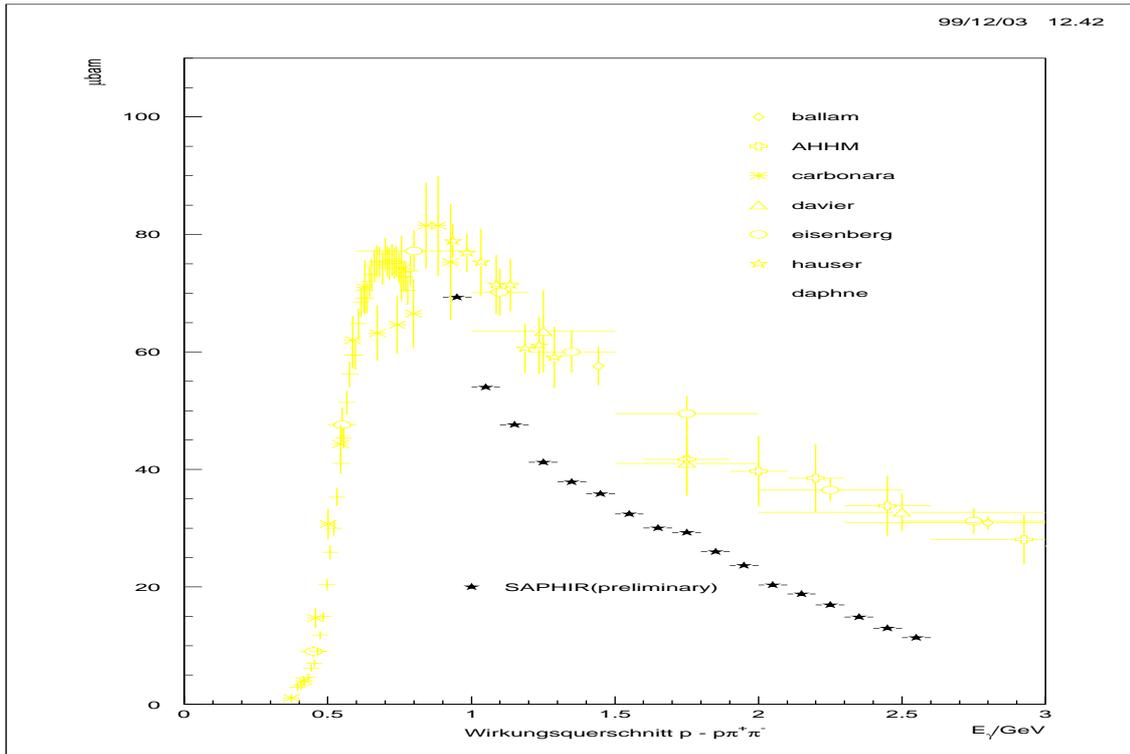


Abbildung 4.1: Der totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  zu einem frühen Zeitpunkt der Analyse [Bart99]. Die signifikante Abweichung des aus den **SAPHIR**-Daten gewonnenen Wirkungsquerschnitts von den in anderen Experimenten (Referenzen s. [Bart02]) bestimmten Werten macht die zu diesem Zeitpunkt bestehenden Probleme der Akzeptanzrechnung deutlich.

Teilchensorte und des Durchtrittsortes bestimmt [Neue99, Bart02] und in die Simulation eingebaut. Die Abhängigkeit vom Teilchenimpuls wurde in [Neue99] ebenfalls untersucht und als sichtbarer, aber vernachlässigbarer Effekt gefunden. Schwankungen der gemessenen Triggerakzeptanz in der Größenordnung der statistischen und systematischen Fehler führen zu einer Variation der Wirkungsquerschnitte von weniger als 5%.

Damit blieb nur noch die Simulation des Driftkammersystem als Hauptfehlerquelle für die Akzeptanzberechnung übrig. Tatsächlich war zu Beginn dieser Arbeit bereits bekannt, daß speziell für die Rekonstruktion der Spuren innerhalb der Driftkammern deutliche Unterschiede zwischen Experiment und Simulation bestanden. Um die Fehlerquelle(n) zu finden, wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals das Konzept verfolgt, die Simulation des Driftkammersystems bereits auf der Rohdatenebene den experimentellen Gegebenheiten genauer anzupassen und nicht wie früher den Vergleich zwischen Simulation und Experiment erst mit den Informationen aus der Spurrekonstruktion zu beginnen. Dabei half die hohe Statistik der in den Jahren 1997 und 1998 genommenen Daten gegenüber Messungen aus früheren Jahren, was im Rahmen dieser Arbeit ein genaues Studium der Driftkammereigenschaften während dieser Datennahme ermöglichte und in der Neuentwicklung der Driftkammersimulation, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden soll, mündete.

In diesem Kapitel soll das Hauptaugenmerk auf den unmittelbar von den Driftkammern gemessenen Rohdaten liegen. In Kapitel 6 wird dann der Einfluß der Simulation dieser Rohdaten auf die Spurrekonstruktion verdeutlicht werden.

## 4.2 Die Driftkammergeometrie

Der erste Schritt bei der Simulation eines Detektors ist die Realisierung der experimentellen Geometrie desselben. Besonders kritisch für die spätere Simulation der Signalerzeugung war die genaue Berücksichtigung der Anordnung der Signal- und Potentialdrähte (vgl. Abschnitt 2.4.3) im Raum. Was zunächst einfach klingt, ist es in der Praxis jedoch nicht unbedingt, wenn man bedenkt, daß die gewünschte Ortsauflösung in einer späteren Rekonstruktion der Driftkammermeßdaten in der Größenordnung von etwa  $200 \mu\text{m}$  liegen soll. Dafür muß die Position der Drähte, und zwar für alle Punkte entlang des Drahtes im Raum, mit deutlich besserer Präzession simuliert werden.

Um die Geometrieimplementation innerhalb der aktuellen Simulation von der früheren abgrenzen zu können, sei hier kurz der Grundgedanke innerhalb der alten Simulation erläutert. Ausgehend von einigen Detektorkennwerten, für die in früheren Analysen verschiedene Geometrien benutzt wurden, wurde für jeden Signaldraht ein Punkt auf der Hälfte des Drahtes ausgezeichnet und seine Koordinaten im zugehörigen **DRS** und **MRS** (vgl. Abschnitt 4.2) berechnet. Durch diesen Punkt wurde eine Driftebene senkrecht zum Signaldraht ausgezeichnet. In dieser Ebene definiert dann ein Kreis mit vordefiniertem Radius die Projektion der dreidimensionalen Driftzelle in diese ausgezeichnete Driftebene (s. Abb. 4.2), dessen Radius so gewählt ist, daß er den Inkreis eines regelmäßigen Rechtecks mit dem Kreisdurchmesser

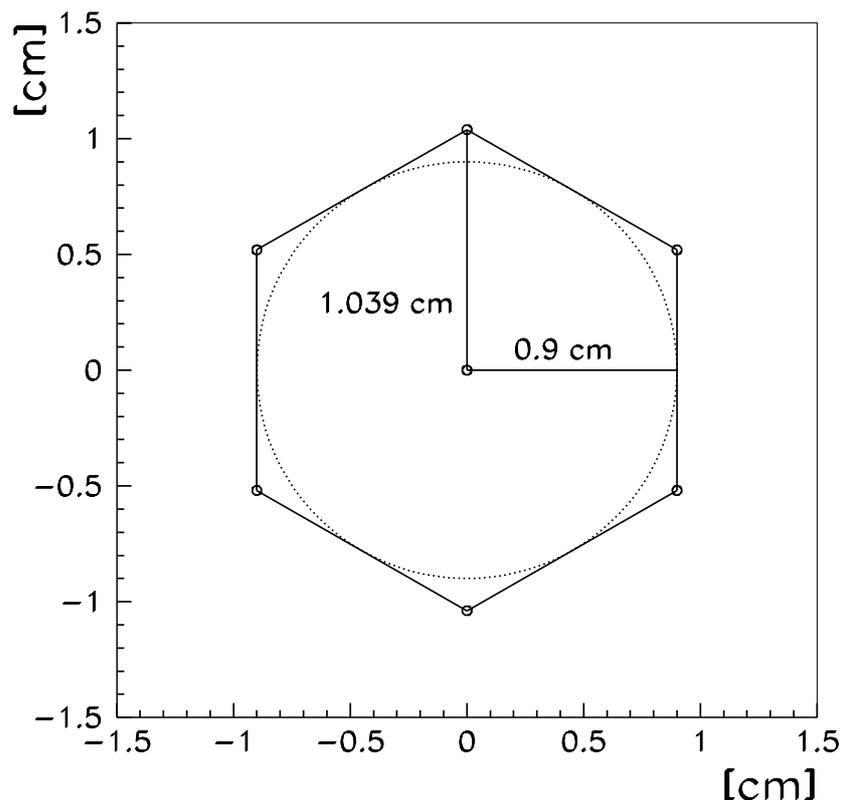


Abbildung 4.2: In der früheren Version der Driftzellengeometrie wurden die Driftzellen durch einen Zylinder um den Signaldraht definiert, dessen Schnitt jeweils den Inkreis zum durch denselben Schnitt durch die Driftzelle erzeugten Sechseck darstellte. Es wurden dementsprechend nur innerhalb dieses Inkreises bzw. Zylinders erzeugte Ansprechere berücksichtigt.

als seine Breite bezeichnet. Ansprecher außerhalb des Kreises im Bereich der Potentialdrähte wurden somit a priori ignoriert, wie auch im folgenden noch zu sehen sein wird. Zudem wird mit diesem Vorgehen von einer komplett erfüllten regelmäßigen hexagonalen Symmetrie der Driftzelle für jeden Schnitt senkrecht zum Draht entlang des gesamten Drahtes ausgegangen. Speziell bedeutet dies auch, daß die Potentialdrähte parallel zum Signaldraht verlaufen, somit das Sechseck entlang des Signaldrahtes sowohl seine Größe als auch seine symmetrische Struktur nicht verändert. Was zunächst vernünftig klingen mag, ist jedoch genau die Ursache, warum die Geometrie vor dieser Entwicklungsarbeit nur grob, nicht aber exakt beschrieben wurde. Denn umgekehrt bedeutet dieses Vorgehen, daß die Driftzelle aus der regelmäßigen Sechseckstruktur, zu der der definierte Kreis den Inkreis darstellt, einfach durch Heben ins Dreidimensionale erzeugt wird. Dies ist aber für die Stereolagen einer planaren Kammer sowie für alle Lagen einer zylindrischen Kammer nicht zutreffend, wie nach Beschreibung der neuen Methode bei Berücksichtigung der Kammergeometrie diskutiert wird. Der Einfluß der verwendeten geometrischen Approximationen auf die Simulationsergebnisse wurde, wie sich nun herausstellte, wesentlich unterschätzt.

Zur Realisierung der Geometrie innerhalb der neuen Simulation wurden sowohl für die zentrale Driftkammer **CDC** als auch für die Vorwärtsdriftkammer **FDC** die zugehörigen Bauzeichnungen zu Rate gezogen. Die einzelnen Drähte werden innerhalb der Simulation als Geraden im Raum beschrieben, die durch die beiden Befestigungspunkte an ihren Enden genau festgelegt sind und aus den in Abschnitt 2.4.3 nachzulesenden Geometrieinformationen berechnet werden können (Der Vollständigkeit halber sei hier erwähnt, daß für die **CDC** in Abschnitt 2.4.3 die Lage der Bohrlöcher entlang des Kreises nicht angegeben ist. Diese für die Geometriesimulation notwendigen Informationen wurden ebenfalls aus den Bauzeichnungen entnommen.). Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß zur Berechnung der Befestigungspunkte die Befestigungsstopfen (s. Abschnitt 2.4.3) mitberücksichtigt wurden.

Die Geometrie der Driftzelle für eine diese durchquerende Spur ergibt sich dann ganz einfach, indem man zunächst den Punkt auf dem Signaldraht im **MRS** bestimmt, an dem das Teilchen dem Draht am nächsten kommt und anschließend einen Schnitt senkrecht zum Nachweisdraht genau an diesem Punkt durchführt und die Durchtrittspunkte der Potentialdrähte durch die so entstandene Driftebene berechnet. Auch die Spur selber kann in diese Ebene projiziert werden. So erreicht man, daß die dreidimensionale Driftzellenstruktur, die, wie noch zu sehen sein wird, vor allem für die zentrale Driftkammer recht kompliziert ist, an jedem Kammerpunkt korrekt beschrieben wird. Die einzige Näherung, die so gemacht wird, ist die, daß man die Driftwege als vollständig in der Driftebene liegend annimmt. Dies ist zwar wegen des **SAPHIR**-Magnetfelds nicht ganz richtig, jedoch ist der zu erwartende Effekt so klein, daß er für die Ortsauflösung der Kammer überhaupt keine Rolle spielt und somit vernachlässigbar ist.

Durch das beschriebene Verfahren erübrigt sich speziell für die Stereodrähte, die ja nicht senkrecht zu den Abdeckplatten der Driftkammern, sondern unter einem um etwa  $5^\circ$  davon verschiedenen Winkel gespannt sind, die Bestimmung eben dieses Winkel, da sie in die Berechnungen auf Grund der verwendeten geometrisch analytischen Methode zu keiner Zeit eingehen. Seine Berechnung ist dennoch bei Kenntnis der Geradengleichungen für die Drähte durch Bildung des Skalarprodukts der Richtungsvektoren mit der Vertikalen ebenfalls genau bestimmbar und den Tabellen 2.2 und 2.3 zu entnehmen. Es sei hier bereits erwähnt, daß für die Stereolagen der zylindrischen Kammer die Potentialdrähte gegen die Vertikale andere Winkel bilden als die Signaldrähte, da die Bohrungen für diese auf anderen Radien liegen. In der früheren Version der Geometriesimulation wurden die Stereowinkel sehr wohl zur Be-

rechnung der Driftzellen verwendet und einfach aus der Entfernung der Abdeckplatten und dem Versatz der Bohrlöcher geschätzt und je nach Bedarf um einen beliebig wählbaren Betrag zusätzlich variiert, um die Rekonstruktionsergebnisse gegebenenfalls dadurch noch zu optimieren.

Für die in dieser Arbeit entwickelte Methode zur Simulation der Driftzelligeometrie ist die Kenntnis des genauen Verlaufs der Drähte im Raum nötig. Hierzu muß man neben dem Versatz der Bohrlöcher, der speziell für die Vorwärtsdriftkammer erst noch bestimmt werden mußte, da widersprüchliche Aufzeichnungen keine eindeutige Aussage zuließen, lediglich die Entfernung der Abdeckplatten und die Art der Befestigung der Drähte durch die Drahtstopfen genau kennen.

Speziell für die Vorwärtsdriftkammer **FDC** stellte sich beim Studium einer früheren Version der **FDC**-Spurfindung heraus (s. auch Abschnitt 5.3), daß die für die **FDC** innerhalb der Simulation verwendete Geometrie nicht der experimentellen Situation entsprechen konnte. Das erste Problem bereitete hierbei bereits die Zuordnung von gemessenen Drahtansprechern zum physikalischen Draht: Wegen der versetzten Verspannung der Drähte zwischen den Bohrlöchern können für die Stereolagen nicht alle Bohrungen verwendet werden. Tatsächlich wurden aber sowohl für Stereo- als auch für Nichtstereolagen einige mögliche Drähte nicht gespannt. Zusätzlich gab es Drähte, für die die Elektronik nicht funktioniert hat, so daß auch diese nicht mitgezählt werden können. Für die einzelnen Lagen ergeben sich so die Signaldrahtanzahlen wie in Tabelle 2.3 angegeben. Für die Rekonstruktion der Spuren aus den experimentellen Daten sowie der experimentellen Situation entsprechenden Simulation der **FDC** für die Akzeptanzrechnung muß man wissen, welcher gemessene Drahtansprecher zu welchem Draht gehört und zwischen welchen Bohrungen dieser Draht tatsächlich verläuft. Dies mag als Selbstverständlichkeit gelten, doch mußten diese Informationen wegen widersprüchlicher Aufzeichnungen erst noch herausgefunden werden. Dies wurde dadurch erschwert, daß ein Zugang zu den Anschlüssen der Ausleseelektronik an der in den Gesamtdetektor eingebauten **FDC** selber nicht mehr möglich war. Dementsprechend war die vom Autor vorgefundene Simulation der **FDC** nach festgestellter wahrer Geometrie falsch. Die Position der Drähte sowie die Stereowinkel, die mit genau umgekehrten Vorzeichen simuliert wurden, waren falsch in die Simulation implementiert worden. Die Bestimmung der wahren Geometrie gelang durch Hinzunahme der Detektorinformationen der **CDC**, indem die aus den **CDC**-Ansprechern rekonstruierten Spuren in die Nachweislagen der **FDC** unter Berücksichtigung des Magnetfeldes  $\vec{B}(\vec{x})$  mittels Runge-Kutta-Verfahren [Zurm65] extrapoliert wurden, um sie dort mit den gefundenen **FDC**-Ansprechern in Beziehung zu setzen. Somit konnte sowohl die Position der **FDC**-Signaldrähte innerhalb einer Nachweislage als auch der Versatz der zu einem Draht gehörenden Bohrlöcher und damit ihr Winkel gegen die Vertikale bestimmt werden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen kann man im **SAPHIR**-Simulationspaket der die Geometrie der **FDC** definierenden Routine (*gufdc.f*) entnehmen.

Bei dieser aufwendigen (und bei mehr Sorgfalt bei Notierung der realisierten Geometrie eigentlich vermeidbaren) Methode, die wahre Geometrie der **FDC** herauszufinden, wurde zusätzlich festgestellt, daß das Symmetriezentrum der **FDC** in der Horizontalen gegen die Strahlachse um 4.06 cm nach links (aus Strahlrichtung gesehen) verschoben ist und nicht, wie bei [Scho96] angegeben, um nur 3.2 cm. Nach mündlicher Information wurde letztere Messung mit einem Lineal aus einiger Entfernung per Augenmaß vermessen, so daß die scheinbare Diskrepanz von etwa acht Millimetern, die verglichen mit der erwarteten Ortsauflösung der Kammer erheblich wäre, auf Grund des Meßverfahrens in letzterem Falle nicht als signifikant bezeichnet werden kann. Der Vergleich von **CDC**-Spuren mit **FDC**-Ansprechern

zeigte eine zusätzlicher Verschiebung der Kammer in der Vertikalen um  $0.61\text{ cm}$  nach unten. Eine genauere Bestimmung der Lage der **FDC** relativ zur **CDC** ergab eine zusätzliche Verdrehung der **FDC** um die **MRS- $y$** -Achse von  $-0.0013\text{ rad}$  und von  $-0.0018\text{ rad}$  um die **MRS- $z$** -Achse [Lawa98], was ebenfalls bei Simulation der Kammergeometrie berücksichtigt wurde. Auch die in [Lawa98] verwendete Methode basiert auf Bestimmung der Abstände von aus der **CDC** extrapolierten Spuren vom jeweils angesprochenen Draht. Aus diesen in zwölf Nachweislagen für jeden Draht bestimmbar Abstandsverteilungen konnte dann auf die jeweils drei Translations- und Rotationsfreiheiten der **FDC** aus der Soll- in die Ist-Lage geschlossen werden. Die Translation entlang der Strahlachse sowie die Rotation um dieselbe war mit dieser Methode jedoch nur mit großen systematischen Fehlern bestimmbar, so daß in der vorliegenden Simulation für diese Freiheitsgrade die Soll-Werte verwendet wurden. Dies ist für den Vergleich von in Simulation und Experiment rekonstruierten Spuren jedoch kein Problem, da die großen systematischen Fehler umgekehrt bedeuten, daß beide Freiheitsgrade sich auf den Verlauf der Spuren im Raum kaum auswirken, somit ihre Nichtbestimmbarkeit gerade deswegen auch kein Problem darstellt.

Die Position der **FDC** relativ zur **CDC** war mit ausreichender Genauigkeit bekannt (s.o.) und wurde entsprechend in der Driftkammersimulation berücksichtigt. Die absolute Position der **CDC** bzw. ihre Position relativ zum **SAPHIR**-Magneten war nur ungenau ( $\approx 1\text{ cm}$ ; vgl. Fußnote in Abschnitt 2.4.1) bekannt. In der Simulation (und auch innerhalb der Rekonstruktion von simulierten und experimentellen Ereignissen) wurde die **CDC** als in ihrer Sollposition liegend angenommen. Wie bereits in Abschnitt 2.4.1 erwähnt wurde, liegt der nominale Ursprung des **CDC-DRS** bei  $(-70\text{ cm}, 0, 0)$  im **MRS**. Verschiebungen des Driftkammersystems von einigen Millimetern im **SAPHIR**-Magnetfeld wirken sich auf die Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen nicht merkbar aus, so daß eine genauere Kenntnis der **CDC**-Position nicht nötig war. Die Kenntnis der relativen Positionen von **FDC** und **CDC** dagegen sind für die Spurrekonstruktion von wesentlicher Bedeutung.

### 4.2.1 Die Driftzellengeometrie

Für die Simulation der Signalerzeugung ist es wichtig, die Driftzellenstruktur genau wiederzugeben. Die Driftwege der Elektronencluster, die in Ionisationsakten der nachzuweisenden geladenen Teilchen mit dem Driftkammergas erzeugt werden (s. auch Abschnitt. 4.3), liegen in einer Ebene senkrecht zum ansprechenden Signaldraht auf Höhe des Ionisationsortes entlang der Drahtrichtung. Verzerrungen der Driftwege aus dieser Driftebene heraus, verursacht durch das vorhandene Magnetfeld, können in sehr guter Näherung vernachlässigt werden. Die genaue Simulation der geometrischen Begrenzung der Driftebene durch die Potentialdrähte entscheidet darüber, ob für eine Driftzelle ein Ansprechere simuliert werden muß oder ob der Ionisationsakt außerhalb der Driftzelle stattgefunden hat. Ist der ansprechbare Bereich zu groß simuliert, so überschätzt man die Nachweiseffizienz, wodurch die Rekonstruktion der Spuren erleichtert wird, was aber nicht unbedingt der experimentellen Situation entsprechen muß. Außerdem kann die Frage, ob eine Spur in zwei benachbarten Driftzellen sogenannte Doppelansprecher hinterläßt, wichtig für die Rekonstruktionsqualität der Spuren sein, da sich diese beiden Ansprecher entweder gegenseitig helfen oder aber auch stören können. Dies hängt beispielsweise auch davon ab, wie gut man die Driftwege im Bereich der Driftzellenbegrenzungen kennt.

In diesem Abschnitt sollen daher einige geometrische Eigenschaften von Driftzellen in der

## Signaldrähte einer Stereolage

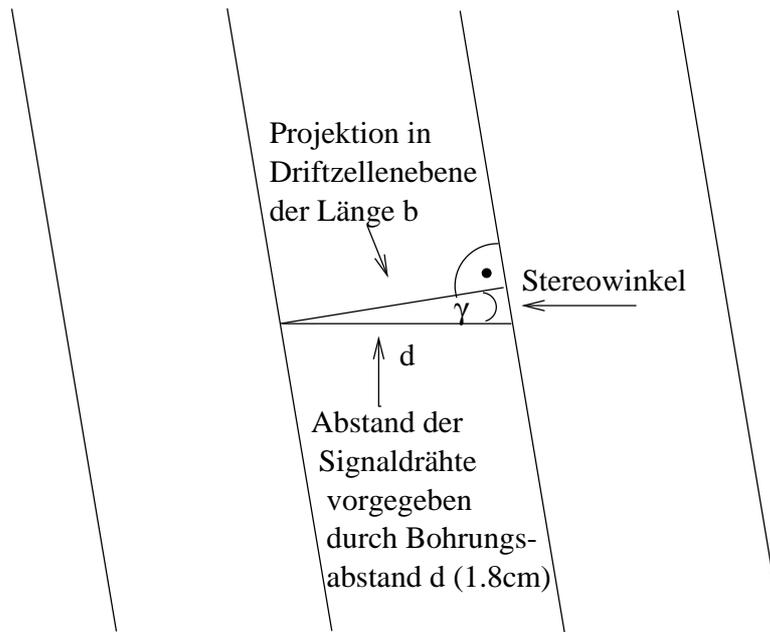


Abbildung 4.3: Für die Stereolagen einer planaren Driftkammer verringert sich der Abstand der Signaldrähte zueinander um den Cosinus des Stereowinkels.

zentralen und der Vorwärtsdriftkammer, die durch die in Abschnitt 4 beschriebenen Simulationemethode der Kammergeometrie nun richtig berücksichtigt werden, genauer beschrieben werden, wodurch auch die wesentlichen Änderungen der neuen gegenüber der früheren Simulation deutlicher werden sollen.

Für die planare Vorwärtsdriftkammer ist im wesentlichen nur zu beachten, daß für die Stereolagen die Breite der Driftzellen verkürzt ist, wie aus Abbildung 4.3 ersichtlich ist. Während die Abstände der Bohrlöcher zur Befestigung der Drähte einen konstanten Abstand von  $d = 1.8 \text{ cm}$  betragen, ist der Abstand der Drähte durch  $\cos(\text{Stereowinkel } \gamma \approx 5^\circ)$  um bis zu  $80 \mu\text{m}$  (s. Tab. 2.3) verkürzt, was bei der angestrebten Ortsauflösung von etwa  $250 \mu\text{m}$  und weniger ein nicht zu vernachlässigender Betrag ist. Der in Abbildung 4.2 gezeigte Driftzellenschnitt ist somit in der Breite um einen entsprechenden Betrag gestaucht zu denken. Der in der früheren Simulation verwendete Inkreis hätte dann richtigerweise durch eine Ellipse ersetzt werden müssen. Tatsächlich wurde aber je nach Simulationsversion ein Kreis mit dem ursprünglichen Durchmesser von  $d = 1.8 \text{ cm}$  oder einem der verkürzten Breite der Driftzelle entsprechenden Durchmesser verwendet. Somit wurde die geometrische Eigenart der planaren Stereolagen nicht berücksichtigt. In der aktuellen Version der Driftkammersimulation wird der Schnitt der Driftzelle senkrecht zum Draht am Punkt der geringsten Annäherung einer Spur an den Signaldraht, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, mit Hilfe von Methoden der analytischen Geometrie bestimmt, so daß die Stauchung der Driftzelle in der Breite automatisch richtig mitberechnet wird.

Weitaus schwieriger gestaltet sich die Geometrie der Driftzellen für die zylindrische Driftkammer CDC. Bereits aus Abbildung 2.11 wird deutlich, daß selbst für Nichtstereolagen die Schnitte der Driftzellen senkrecht zum Nachweisdraht keine regelmäßigen Sechsecke ergeben, sondern die Seiten dieser Sechsecke auf einen gemeinsamen Fluchtpunkt zulaufen, der durch

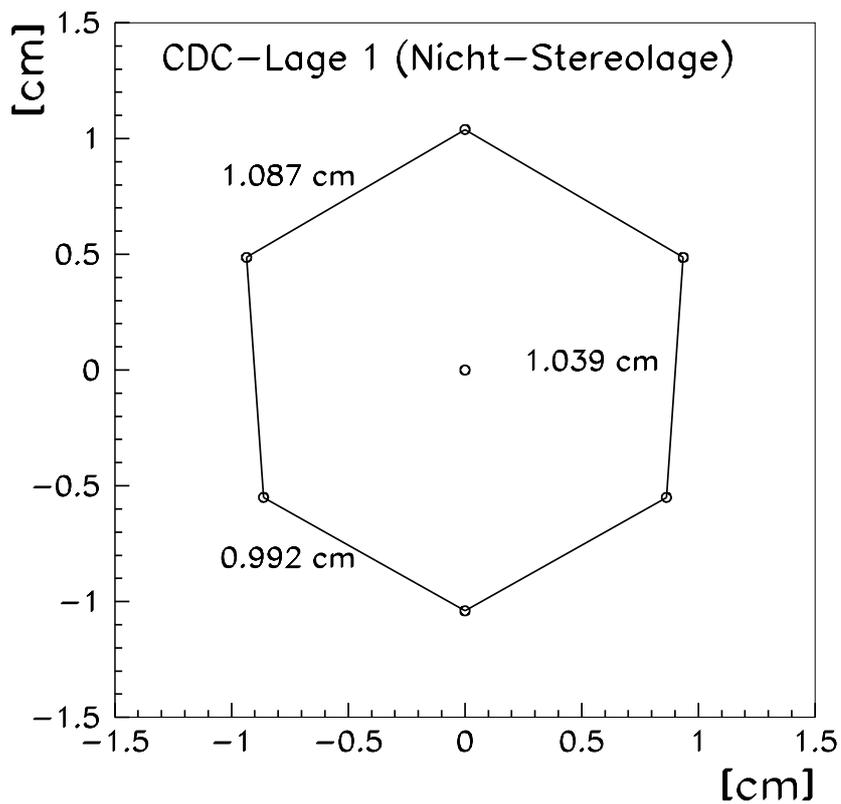


Abbildung 4.4: Gezeigt ist der Einfluß der zylindrischen Driftkammergeometrie der **CDC** auf die Struktur der Driftzellen am Beispiel der **CDC-Lage 1**, für die der Effekt am größten ist.

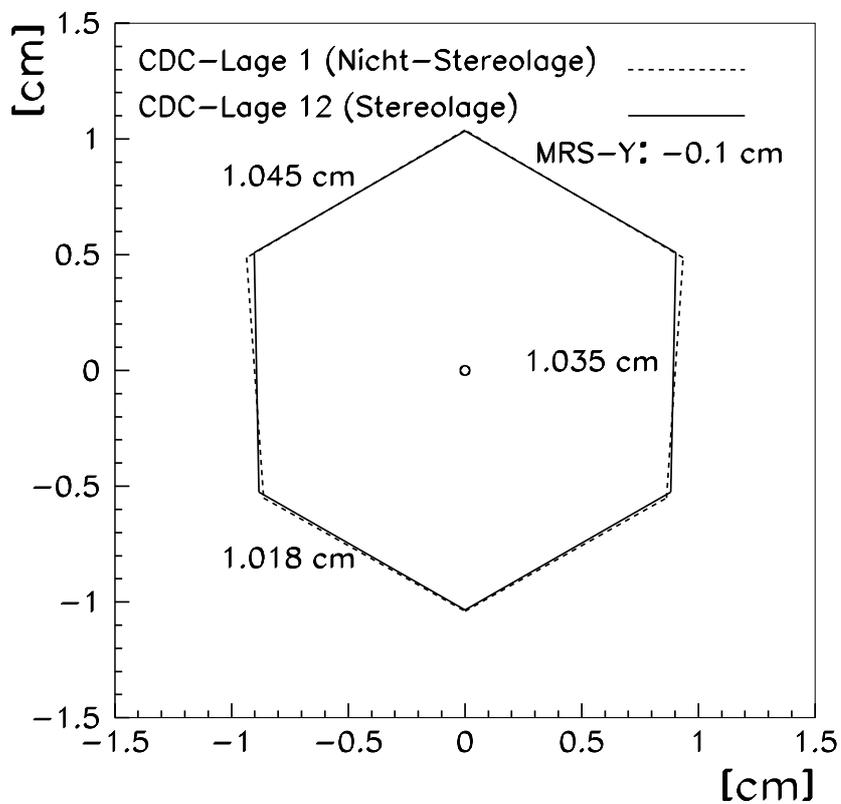


Abbildung 4.5: Radieneffekt durch zylindrische Geometrie der zentralen Driftkammer.

die Zylinderachse auf Höhe des jeweiligen Schnittes gegeben ist, wobei die Zylinderachse wiederum durch Verbindung der Mittelpunkte der konzentrischen Bohrlöcherkreise der Boden- und Deckenplatte gebildet wird. Die Abschrägung der Seiten ist um so größer, desto kleiner der Radius der Nachweislage ist, so daß die größte Abweichung des Driftzellenschnitts von einem regelmäßigen Sechseck für die **CDC-Lage 1** auftritt. Wie aus Abbildung 4.4 zu erkennen ist, verlängern bzw. verkürzen sich je zwei Seitenlängen des Sechsecks in dieser Nachweislage um etwa  $48 \mu m$ . Der angesprochene Radieneffekt wird aus Abbildung 4.5 ersichtlich, wo einem Driftzellenschnitt aus der **CDC-Lage 1** ein entsprechender Schnitt aus **CDC-Lage 12** auf Höhe des Targets ( $MRS-y \approx 0$ ) überlagert wurde. Aus den für diesen Schnitt angegebenen Abmessungen der Driftzellenseiten und der Überlagerung selber erkennt man die zunehmende Abweichung von der regelmäßigen Sechseckstruktur mit abnehmenden Radius.

Ein besonderer geometrischer Effekt ergibt sich zusätzlich für die Stereolagen der zentralen Driftkammer. Für Nichtstereolagen werden die Drähte zwischen zwei sich genau gegenüber liegenden Bohrungen in Boden- und Deckenplatte gespannt. Für Stereolagen erhält man die Neigung der Drähte gegen die Vertikale jedoch, indem man die Drähte zwischen zwei Bohrungen verspannt, die zwar auf einem Kreis mit gleichem Radius jedoch gegeneinander um 4.5 Bohrlöcherabstände entlang des Kreises versetzt sind. Die gespannten Drähte bilden nun einen mittig eingeschnürten Zylinder, der aus Verdrehung des ursprünglichen Zylinders entstanden ist. Die auf diese Weise entstandene Einschnürung ist in Abbildung 4.6 zu sehen.

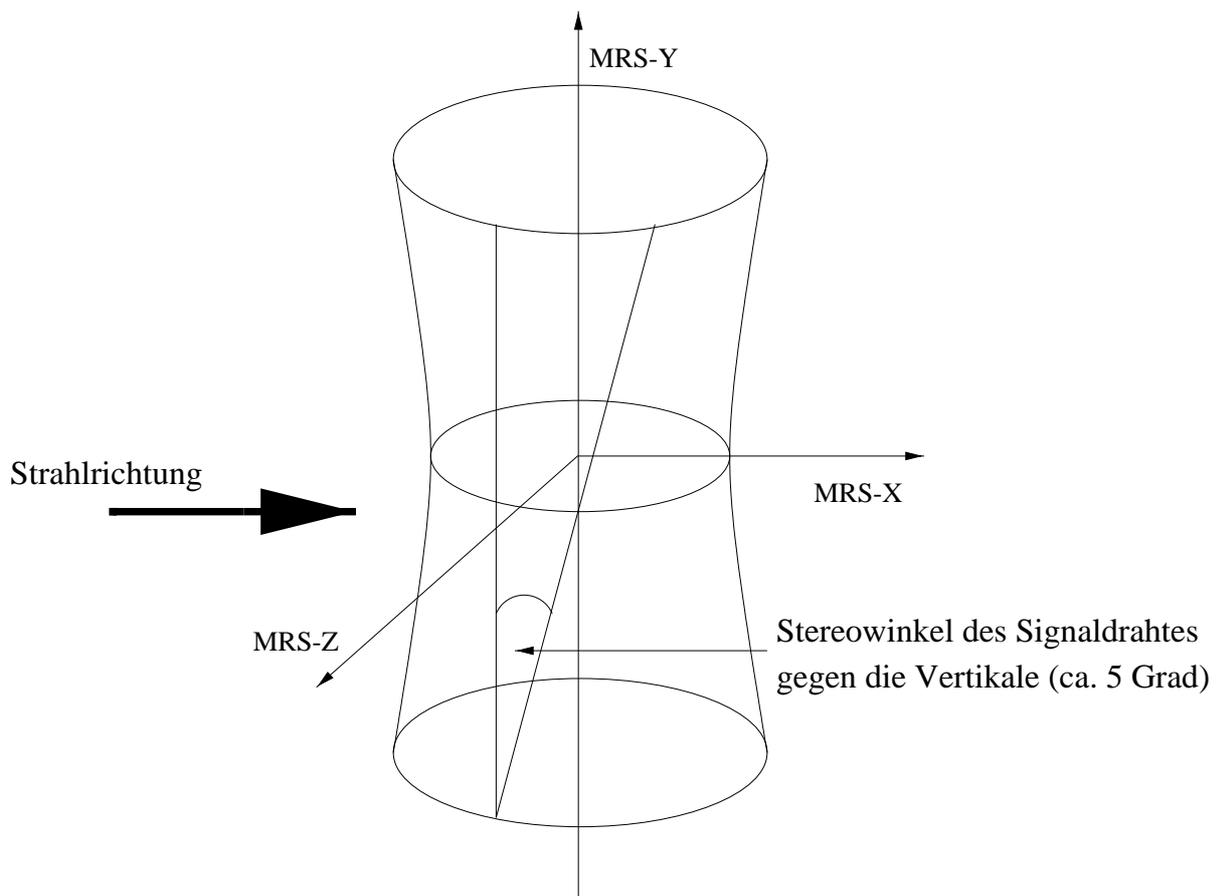


Abbildung 4.6: Geometrie für die Stereolagen der zentralen Driftkammer.

Zusätzlich ist zu beachten, daß die Bohrlöcher für die Potentialdrähte auf Kreisen liegen, deren Radien von den Kreisen für die Signaldrähte abweichen. Damit ist auch der Abstand zwischen den Bohrlöchern entlang des Kreises für alle fünf zu einer Driftzelle gehörenden Radien verschieden, so daß die zugehörigen Drähte auch fünf verschiedene Neigungswinkel gegen die Vertikale einnehmen und zusätzlich die Verdrillung der zugehörigen Zylinder unterschiedlich stark ausgeprägt sind. Die einzelnen Drähte einer Driftzelle verlaufen somit keineswegs parallel zueinander, wie in der früheren Simulation angenommen. Entlang des Signaldrahtes verändert sich somit der Schnitt durch die Driftzelle, was durch die Abbildung 4.7 an einem Beispiel dokumentiert werden soll. So unterscheiden sich die Seitenlängen der Drift-

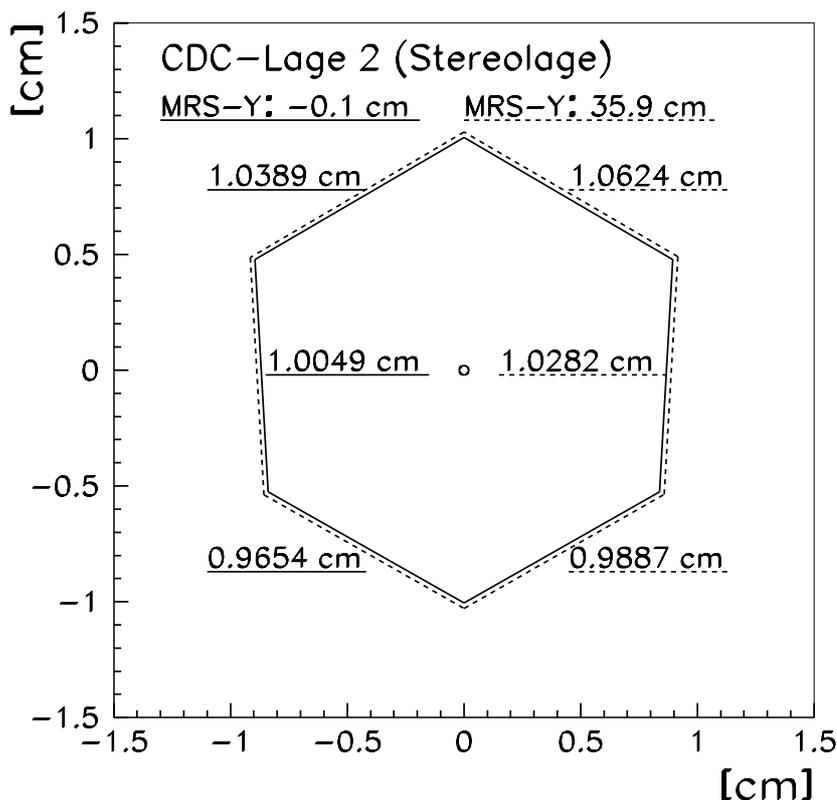


Abbildung 4.7: Effekt der zylindrischen Geometrie inklusive des höhenabhängigen Effektes für die Stereolagen der zentralen Driftkammer.

zellenschnitte für die CDC-Stereolage 2 in Targethöhe ( $MRS-y = -0.1 \text{ cm}$ ; durchgezogene Linie) gegenüber der Kammerdeckelnähe ( $MRS-y = 35.9 \text{ cm}$ ; gestrichelte Linie) um mehr als  $200 \mu\text{m}$ , also in etwa der Größenordnung der erwarteten Ortsauflösung der Driftkammer. Die zusätzliche unterschiedliche Verdrillung der Potentialdrahtzylinder gegen den der Signaldrähte führt zudem zu einer Verdrehung des Driftzellenschnitts um den Signaldraht, was in der alten Simulation ebenfalls keine Berücksichtigung fand, bei der nun verwendeten Methode aber problemlos durch die Bestimmung der Durchtrittsorte der Potentialdrahtgeraden durch die Driftebene automatisch mitberechnet wird. Der Durchtrittswinkel der Spurprojektionen in die Driftebene unterscheidet sich in beiden Simulationen entsprechend ebenfalls ein wenig voneinander.

## 4.3 Simulation der Signalerzeugung

Durchquert ein Teilchen eine Driftzelle einer Driftkammer, so ionisiert es dort Moleküle des Driftkammergases, das sich im Falle der **SAPHIR**-Driftkammern aus einem Gemisch aus Helium, Neon und Isobutan im Verhältnis 21.25% : 63.75% : 15% zusammensetzt. Die Energie der primär erzeugten Elektronen reicht für gewöhnlich aus, um weitere Driftkammergasmoleküle zu ionisieren. Dies geschieht solange, bis alle Elektronenenergien unter der niedrigsten Ionisationsenergie des Gasgemischs liegen. Das beigemischte Isobutan sorgt dann schnell durch seine zahlreichen Anregungsmöglichkeiten für die Thermalisierung der Elektronen, so daß sie zu Beginn ihrer Drift zum Signaldraht als ruhend angenommen werden können. Die so aus primären und sekundären Elektronen gebildeten Cluster driften dann mit thermischen Energien mit über weite Bereiche der Driftzelle nahezu konstanter Geschwindigkeit im elektrischen Feld der Driftzelle und unter Beeinflussung durch das magnetische Feld des **SAPHIR**-Magneten zum Signaldraht. Im Bereich des Signaldrahtes werden die Elektronen durch das dort annähernd wie  $1/r$  verlaufende elektrische Potential beschleunigt. Mit der gewonnenen Energie ionisieren die Elektronen lawinenartig weitere Gasmoleküle mit für Driftkammern typischen Gasverstärkungen von  $10^5$  bis  $10^6$ . Die entstandene Ladungslawine erzeugt über Influenzladungen das Signal auf dem Draht. Im Experiment wird dieses Signal durch eine an den betreffenden Draht angeschlossene Nachweiselektronik erfaßt. Zusätzlich zur Information, welcher Draht durch ein geladenes Teilchen angesprochen hat, werden für jeden Draht die Zeiten zwischen der primären Ionisation durch das nachzuweisende geladene Teilchen und Ankommen der Elektronenlawine am Signaldraht, die sogenannten Driftzeiten, gemessen. Somit erhält man als Ansprecher, wegen ihrer digitalen Aufzeichnung häufig auch Digitalisierung oder kurz **digi** genannt, die Nummer des Drahtes, der angesprochen hat, als auch eine Zeitmessung. Beides muß innerhalb der Driftkammersimulation adequat simuliert werden. Bei der Bestimmung der ansprechenden Drähte muß beachtet werden, daß je nach Durchtrittswinkel der Spur durch eine Nachweislage auch mehrere benachbarte Drähte ansprechen können. Die Driftzeitmessung selber wie auch deren Fehler sind von verschiedenen Parametern abhängig, die bei der Simulation der Driftzeiten berücksichtigt werden müssen.

### 4.3.1 Bestimmung der ansprechenden Drähte

Zu Beginn der Simulation werden, wie in Abschnitt 4.1 bereits erwähnt, für alle generierten Teilchen zunächst der räumliche Verlauf ihrer Spuren mit Hilfe der Runge-Kutta-Methode [Zurm65] bestimmt, wobei Teilchenzerfälle sowie in den einzelnen Detektormaterialien stattfindende Vielfachstreuprozesse und Energieverluste durch Streuung berücksichtigt werden. Bei der Runge-Kutta-Methode ist die Schrittweite zwischen zwei zu berechnenden Punkten entlang der Spur frei wählbar. Für die Bestimmung des Spurverlaufs im Driftkammergas wird die größte Rechengenauigkeit bei einer Schrittweite zwischen 0.125 cm und 4 cm erreicht [Jako84]. In der gegenwärtigen Simulation ist innerhalb der Driftkammern eine maximale Schrittweite von 2 cm gewählt, da dies einen guten Kompromiß zwischen Rechengenauigkeit und Rechengeschwindigkeit darstellt. Lediglich im Bereich von sensitivem Detektormaterial, wie beispielsweise den Signaldrähten der Driftkammern, wird die Schrittweite dynamisch, der Annäherung der Spur an die Nachweislagen angepaßt, verkleinert, um eine bessere Genauigkeit für die später zu simulierenden Ansprecher zu erreichen. Auf diese beschriebene Weise

erhält man für jedes geladene Teilchen entlang seiner Spur eine Kette von Raumpunkten sowie die Spurrichtung an diesen Punkten. Nachdem der Spurverlauf im Raum festliegt, wird für alle Detektorkomponenten des **SAPHIR**-Detektors an Hand dieser Spurinformatoren überprüft, ob sie von einer oder mehreren Spuren durchquert worden sind. Hier von Interesse ist nur die Berechnung der Durchtritte durch die Driftzellen der Driftkammern **CDC** und **FDC**.

Für die Driftkammern gilt jede Nachweislage als eigene Detektorkomponente, d.h., innerhalb der Simulation wird für jede Nachweislage der Driftkammern einzeln festgehalten, ob eine oder mehrere der Spuren geladener Teilchen (auch von möglichen Zerfallsprodukten z.B. aus Zerfällen der Art  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \bar{\nu}_\mu$  oder  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ) sie durchquert. Das präziseste Verfahren zur Feststellung der von Spuren durchquerten Driftzellen wäre, wenn für jede Driftzelle einer Lage überprüft würde, ob für mindestens eine der Spuren ein oder mehrere Spurrpunkte innerhalb der Driftzelle liegen. Um dies herauszufinden, müßten alle Driftzellen mit einem Großteil aller Spurrpunkte kombiniert werden, was einen hohen Rechenzeitaufwand bedeuten würde. Stattdessen wird im Simulationspaket **GEANT** standardmäßig eine andere Strategie verfolgt. Zunächst wird lediglich untersucht, ob eine Spur eine Nachweislage überhaupt durchquert. Erst dann wird in der Nähe dieses Durchtritts überprüft, welche Driftzellen durchlaufen worden sein könnten. Dieses Vorgehen soll im folgenden genauer beschrieben werden.

Eine Nachweislage der **CDC** bzw. **FDC** gilt als durchquert, wenn sich für die entsprechende Spur entlang dieser ein mit der Runge-Kutta-Methode berechnetes aufeinanderfolgendes Spurrpunktpaar findet, für das der eine Punkt aus Spurrichtung gesehen vor, der andere hinter der Nachweislage liegt. Für die zentrale Driftkammer **CDC** sind die Nachweislagen durch die Zylinderfläche gegeben, die sich ergibt, wenn man sich die für die Signaldrähte in der Boden- und Deckenplatte befindlichen Bohrlöcherkreise (vgl. Abschnitt 2.4.3) der betreffenden Lage zu einem Zylinder verbunden denkt<sup>1</sup>. Für die planare Driftkammer **FDC** entspricht die Nachweislage der Fläche, die durch die Signaldrähte einer Lage aufgespannt wird. Aus der räumlichen Lage der beiden Spurrpunkte und der beiden Richtungsvektoren an diesen wird in jeder der zwei zur Nachweislagenormalen senkrechten Koordinaten eine kubische Kurve angepaßt, wobei die Koordinate entlang der Nachweislagenormalen als Parameter dient. Mit dieser Raumkurve wird dann der genaue Durchtrittsort sowie die Durchtrittsrichtung der Spur durch den Nachweiszyylinder (**CDC**) bzw. die Nachweisebene (**FDC**) berechnet. Innerhalb des Simulationspaketes **GEANT** wird der für einen Spurdurchtritt bestimmte Ort und die Durchtrittsrichtung zusammenfassend als **hit** bezeichnet.

Für jeden berechneten **hit** wird nun grob abgeschätzt, welche Driftzellen dieser Lage durchquert worden sein könnten. Ausdehnung und Orientierung der Zellen werden hierzu großzügig genähert, um keinen Draht, der im Experiment angesprochen hätte, wegen einer zu groben Näherung verfrüht zu verwerfen. Die genaue Geometrie der Driftzellen geht hier wegen der bereits erwähnten zu großen Rechenzeiten noch nicht ein. Zusätzlich wird bei dieser Abschätzung angenommen, daß die Spur im Bereich des berechneten **hits** linear verläuft, da die Krümmung der Spur aus Durchtrittsort und -richtung nicht mehr rekonstruierbar ist. Diese Näherung ist für die meisten Spuren, die Nachweislagen der **CDC** und **FDC** durchqueren, jedoch gut genug. Die Fälle, bei denen diese Näherung problematisch wird, werden in Abschnitt 4.3.1.1 besprochen.

---

<sup>1</sup>Für die Stereolagen der **CDC** bedeutet diese Definition einer Nachweislage, daß nicht die Signaldrähte selber, sondern nur ihre Enden auf dem Nachweiszyylinder liegen. Dies führt in bestimmten Fällen zu Problemen bei der Generierung von Drahtansprechern, wie in Abschnitt 4.3.1.1 näher erläutert wird.

Erst in dem folgenden Schritt geht erstmals die in Abschnitt 4.2 beschriebene vollständige Geometrie der Kammer bzw. der Driftzellen ein. Für alle in der Näherung gefundenen Signaldrähte wird nun der Punkt auf dem jeweiligen Draht bestimmt, für den die Spur dem Draht am nächsten kommt. Danach wird mit Hilfe der dreidimensionalen Signal- und Potentialdrahtparametrisierungen der Driftzellenschnitt an diesem Punkt senkrecht zum Signaldraht sowie die Projektion der durch die **hit**-Informationen definierten Spurgeraden in diese Driftebene berechnet (s. Abb. 4.8). Damit reduzieren sich ab diesem Schritt mit Ausnahme der Simulation der Elektronencluster (s. Abschnitt 4.3.2.1) alle weiteren Berechnungen auf ein zweidimensionales Problem.

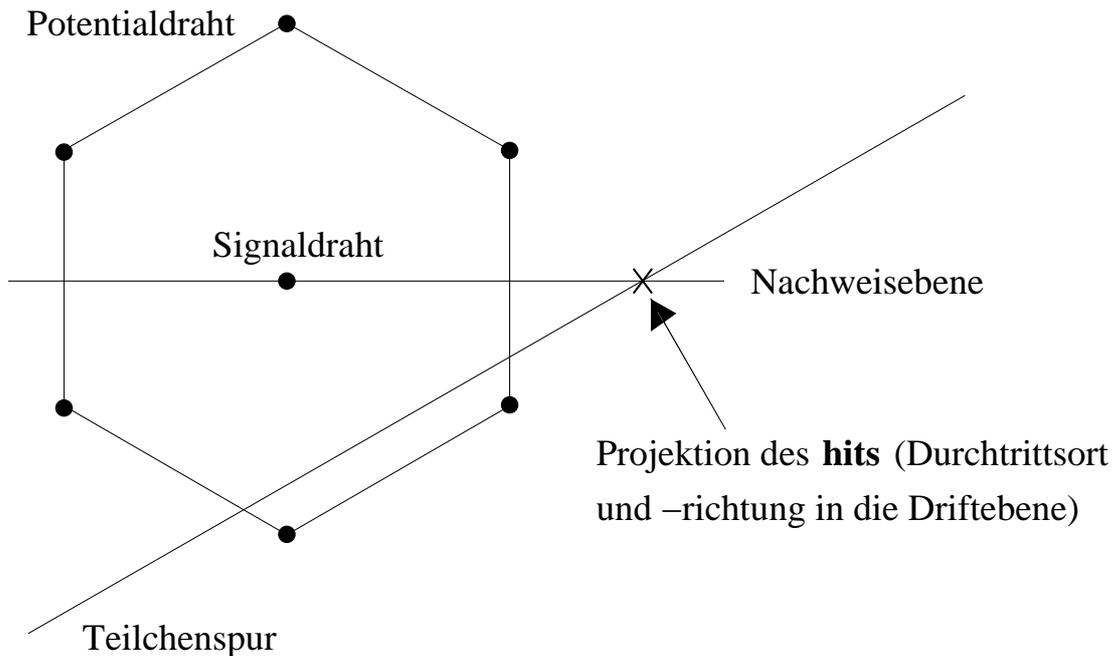


Abbildung 4.8: Die Projektion der Teilchenspur in die Driftebene. Zusätzlich eingezeichnet ist die Lage des **hits** (s. Text). Man erkennt, daß ein **hit** nicht notwendigerweise innerhalb der von der Spur durchquerten Driftzelle liegen muß.

Durchquert die Spur den Driftzellenschnitt, was durch Bestimmung der Anzahl an Kreuzungspunkten der Spurprojektion mit den Driftzellenseiten mit Hilfe analytischer Geometrie festgestellt werden kann, so kommt diese Driftzelle als möglicher Drahtansprecher und deswegen für die weiteren Schritte der Simulation der Signalerzeugung in Betracht. Es sei aber bereits an dieser Stelle erwähnt, daß, obwohl eine Driftzelle gekreuzt wurde, es dennoch möglich sein kann, daß kein Ansprecher zu simulieren ist, wie noch aus den Abschnitten 4.3.2.1 und 4.4.3 deutlich werden wird.

Der letzte Schritt der Simulation einer Digitalisierung ist die Bestimmung der Driftzeit, mit der der Drahtansprecher zu erzeugen ist. Die Berechnung dieser Driftzeit aus dem Abstand der Spur vom Draht wird in Abschnitt 4.3.2.2, die Berücksichtigung der experimentellen Fehler der Zeitmessung in den Abschnitten 4.3.2.1 und 4.3.2.3 beschrieben.

Zuvor jedoch sollen im folgenden Abschnitt einige Spezialfälle, die bei der Bestimmung von möglichen Drahtansprechern auftreten können, näher erläutert werden.

### 4.3.1.1 Feinheiten

Für bestimmte Kinematiken kann es vorkommen, daß der Spurverlauf des Teilchens zwar berechnet wird, jedoch nicht in allen durchquerten Driftzellen Ansprechere simuliert werden, da gewisse Spezialfälle nicht gut genug berücksichtigt werden. So wird beispielsweise das Vorgehen, Digitalisierungen nur dann zu erzeugen, wenn auch Durchtrittsort und -richtung durch den Nachweiszyylinder bzw. der Nachweisebene, also ein sogenannter **hit** vorliegt, immer dann problematisch, wenn sich die Teilchenspur zwar der Nachweislage nähert, sie aber nicht durchquert. Obwohl möglicherweise Driftzellen durchlaufen wurden, werden also keine Drahtansprecher simuliert, weil die Spur wegen zu großer Spürkrümmung vor der Nachweislage wieder umkehrt. In Abbildung 4.9 wird dies am Beispiel einer planaren Nachweislage verdeutlicht. Für die **CDC** ist die Nachweisebene als auf einem Zylinder aufgerollt zu denken. Demnach tritt der Fall, daß kein **hit** berechnet wird, für die **CDC** nur dann auf, wenn die Krümmung der Spuren kleiner als die Krümmung des Nachweiszyinders ist.

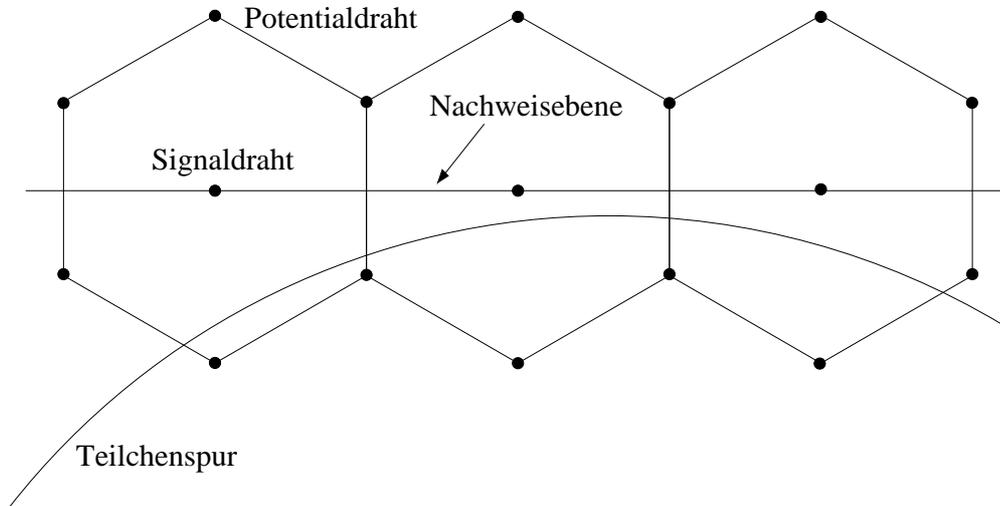


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung einer Teilchenspur, die die Nachweisebene einer planaren Kammer (beispielsweise der **FDC**) nicht kreuzt, wohl aber Driftzellen durchquert. Da aber kein **hit** berechnet wird, kann auch kein Drahtansprecher simuliert werden.

Für die **FDC** kommt die Umkehrung eines Teilchen kurz vor einer **FDC**-Lage nur selten vor, da ein Teilchen, was den inneren fast homogenen Teil des Magnetfeldes verläßt und im Bereich der **FDC** in den inhomogenen Teil vorstößt, die Spurrichtung gegen die Vorwärtsrichtung nur selten umdreht, sondern die letzte **FDC**-Lage vor Verlassen der Driftkammer lediglich unter einem sehr flachen Winkel gegen die Nachweisebene durchstößt. Nur wenn der Teilchenimpuls groß genug ist, um die **FDC** zu erreichen, aber klein genug, um in ihr auch wieder umzukehren, ist die in Abbildung 4.9 zu sehende Situation möglich. Abbildung 4.10 zeigt jedoch ein derartiges selten vorkommendes Beispiel für ein simuliertes Ereignis der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  aus der Sicht von oben. Zwei der drei Spuren verlassen das Target, welches innerhalb des kleineren Kreises zu sehen ist, und durchqueren ungehindert die Vorwärtsdriftkammer **FDC**. Die durchgezogenen Linien sind dabei die Ergebnisse des Spurfits an rekonstruierte Spürpunkte (zur Spurfindung und Spurrekonstruktion s. Kapitel 5 und 6). Bereits aus der Tatsache, daß sie dem Verlauf der als kleine

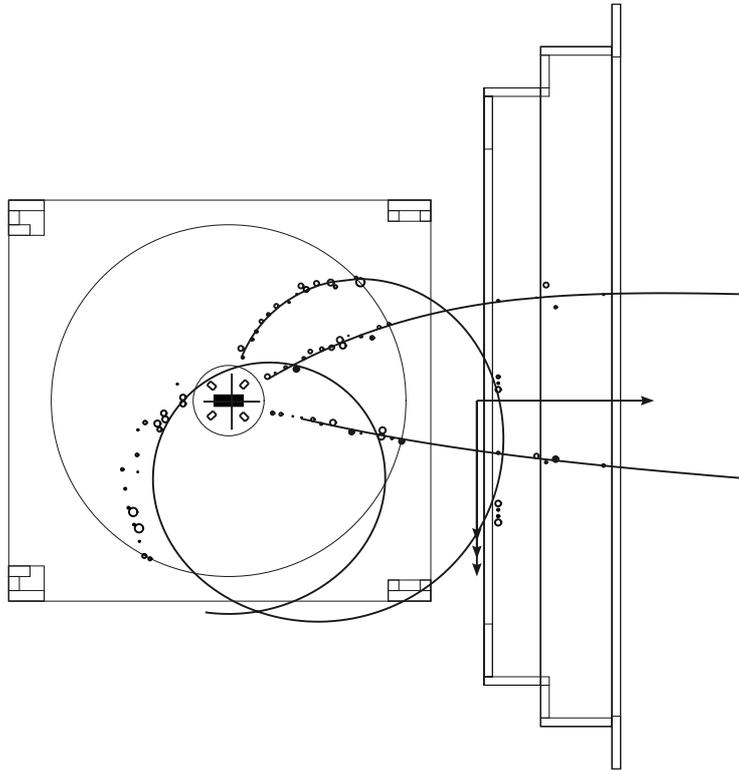


Abbildung 4.10: Simuliertes Ereignis der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ , bei dem eine niederenergetische Spur nur die ersten Lagen der Vorwärtsdriftkammer **FDC** durchquert, um dann wieder in die zentrale Driftkammer **CDC** einzutreten. Sowohl die zugehörigen Ansprecher konnten richtig simuliert als auch der Impuls der Spur bis auf wenige  $MeV$  genau rekonstruiert werden.

Kreise eingezeichneten Drahtansprecher recht gut folgen, ist zu erkennen, daß die Impulsbestimmung ausreichend gut gelungen ist. Hier von Interesse sind jedoch der Ansprecher der dritten Spur. Folgt man der für diese dritte Spur eingezeichnete Linie des Rekonstruktionsergebnisses, so verläßt diese Linie zunächst die **CDC**, um dann innerhalb der ersten Lage der **FDC** einige benachbarte Drähte anzusprechen zu lassen, dann gegen die Strahlrichtung umzukehren, weitere Ansprecher innerhalb der ersten **FDC**-Lage zu erzeugen und dann in den rechten hinteren Teil der **CDC** wieder einzutreten, um auch hier Ansprecher zu hinterlassen. In der früheren Version der Simulation wurde die Erzeugung von Ansprechern nach Erreichen des Umkehrpunktes abgebrochen. Für das hier gezeigte Ereignis wäre das kein Problem. Allerdings kommt es vor, daß eine Spur, die die **CDC** verläßt, um an einer anderen Stelle wieder einzutreten, gerne als zwei Spuren rekonstruiert wird, die, wie in diesem Falle auch, beide ungefähr vom Target ausgehen. Aus einem Ereignis mit drei Spuren wird so eines mit vier Spuren, so daß eine korrekte Zuordnung dieses Ereignisses zu einer bestimmten Reaktion unmöglich wird. Simuliert man dies nicht richtig mit, verfälscht man die nötigen Akzeptanzfaktoren. Der Effekt ist nicht leicht zu quantifizieren, wahrscheinlich ist er aber klein. Jedoch gilt grundsätzlich, daß man die experimentelle Situation innerhalb der Simulation fast immer zu gut, selten aber schlechter als im eigentlichen Experiment beschreibt, so daß sich viele kleine Effekte aufsummieren. Somit wird der Akzeptanzfaktor und damit der gemessene Wirkungsquerschnitt im allgemeinen zu klein und nur selten zu groß sein.

Für die **CDC** wiederum kommt es auf Grund ihrer zylindrischen Geometrie für niederenergetische Spuren häufig vor, daß diese einen Nachweiszyylinder nahezu tangential passieren. Geschieht dies vor Erreichen des Zylinders, so werden einige eigentlich zu simulierende Ansprechere nicht erzeugt werden. Für die Stereolagen der **CDC** wird dies insbesondere deswegen sehr häufig auftreten, weil die Stereodrähte auf einem eingeschnürten Zylinder (s. Abb. 4.6) und nicht auf dem für die Berechnung eines **hits** definierten Nachweiszyylinder liegen.

Andersherum tritt für diese sehr stark gekrümmten Spuren aber auch der Fall auf, daß die verwendete lineare Extrapolation der Durchtrittsrichtung durch die Nachweislage (vgl. Abschnitt 4.3.1) so stark vom wirklichen gekrümmten Spurverlauf abweicht, daß zuviele Drahtansprecher erzeugt werden, und zudem entsprechend die Abstandsberechnungen der Spurbahn zu einigen der Signaldrähte falsch wird. Abbildung 4.11 zeigt als Beispiel eine derartige Spur. Die durchgezogenen Linien in dieser Abbildung sind diesmal nicht die Ergebnisse der Spurrekonstruktion, da alle drei zu erkennenden Spuren nicht rekonstruiert werden konnten<sup>2</sup>. Stattdessen ist eine innerhalb der Ereignisdarstellung üblicherweise verwendete Polygonannäherung an die mit dem Runge-Kutta-Verfahren berechneten wahren Spurverläufe auf Grund der generierten Kinematik gezeigt. Nur für niederenergetische Spuren, wie die in dieser Abbildung näherungsweise auf einem Kreis verlaufende, ist eine Abweichung der Polygonnäherung vom wirklichen Spurverlauf zu erkennen. Dennoch ist ersichtlich, daß in der äußersten von dieser Spur erreichten **CDC**-Lage zuviele Ansprechere erzeugt wurden, wofür die angesprochene lineare Extrapolation der Spur im Bereich des berechneten Durchtritts durch diese Lage verantwortlich ist. Man könnte dem Abhilfe schaffen, indem man statt der Annahme, daß das Spurstück im Bereich des Durchtritts durch eine Nachweislage linear genähert werden kann, den gekrümmten Verlauf für Berechnungen zu Grunde legt. Da diese Annahme aber nur von den sehr niederenergetischen Spuren signifikant verletzt wird, diese durch die Spurrekonstruktion jedoch häufig gar nicht oder, falls doch rekonstruierbar, ansonsten zumeist mit großen Impulsfehlern rekonstruiert wird, würde die Verwendung des gekrümmten Spurverlaufes nur unnötig die Rechenzeit bei der Generierung von Drahtansprechern erhöhen.

Tatsächlich aber wichtig zu simulieren ist, daß diese niederenergetische Spuren entlang ihrer gesamten Bahn Ansprechere hinterlassen, wie im folgenden noch diskutiert werden soll. In der früheren Simulation wurden derartig stark gekrümmte Kreisbahnen innerhalb der **CDC**, wie die in Abbildung 4.11 zu erkennende, oder tangential zu **FDC**-Lagen verlaufende Spuren nicht richtig simuliert, da, wie bereits erwähnt wurde, die Generierung von Ansprechern gestoppt wurde, sobald die Spur gegen die Strahlrichtung ihr Vorzeichen änderte, somit solche Ansprechere, die im Experiment erzeugt werden, in der Simulation jedoch nicht entsprechend generiert werden.

Je nach Durchtrittswinkel der Spur gegen die Nachweisebene bzw. den Nachweiskreis können, wie bereits an obigen Beispielen gesehen, mehr als eine, in sehr tangentialen Fällen sogar sehr viele Driftzellen durchquert worden sein. Da die meisten Teilchen unmittelbar im Target

---

<sup>2</sup>Ereignisse mit mindestens einer derartig stark gekrümmten Spur können sehr häufig nicht zu Ende rekonstruiert werden, da die Rekonstruktion derartig niederenergetischer Spuren in einem der Rekonstruktionsschritte zu mathematischen Problemen und damit Programmabstürzen führt. In diesem Fall muß das Ereignis verworfen werden. Hauptsächlich betroffen ist die Spurfindung innerhalb der **CDC** und vereinzelt auch der Spurfitt. Inwieweit die Ursachen für die Nichtrekonstruierbarkeit innerhalb der **CDC** beseitigt werden könnten, ist nicht untersucht worden. Bei der Überarbeitung des Spurfitts in dieser Arbeit ist jedoch versucht worden, für so viele der in **CDC** und **FDC** gefundenen Spuren wie möglich den Spurfitt zur Konvergenz und damit zum mathematisch gültigen Ergebnis zu führen. Daher tritt das Problem hier nur noch vereinzelt auf.

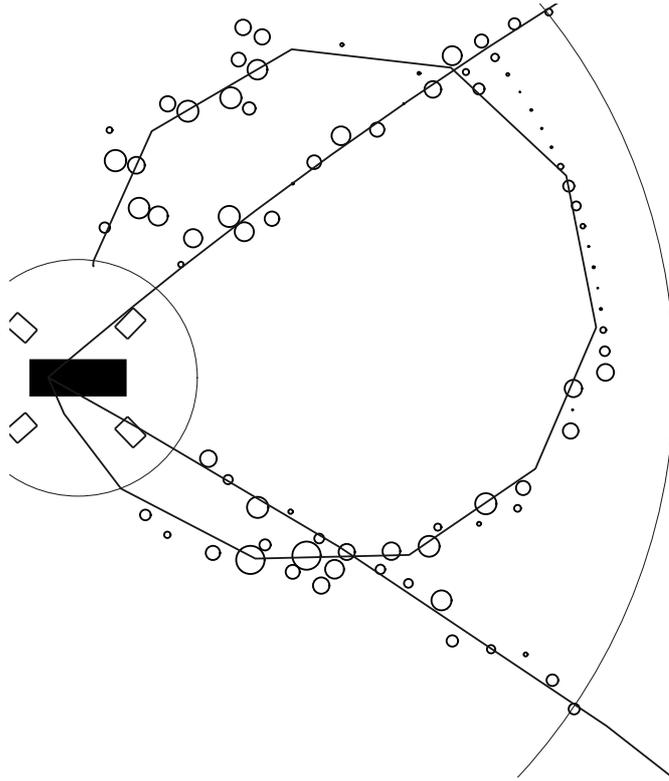


Abbildung 4.11: Simuliertes Ereignis der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ , bei dem eine niederenergetische Spur innerhalb der **CDC** einen vollständigen Kreis beschreibt. Da für diese Spur die für die Berechnung der Drahtansprecher im Bereich eines für eine Nachweislage berechneten **hits** (s. Text) verwendete lineare Näherung vom tatsächlichen gekrümmten Spurverlauf deutlich abweicht, werden für diese Spur in der äußersten von ihr durchquerten **CDC**-Lage zuviele Ansprecher erzeugt.

erzeugt werden, besitzen die Teilchenspuren, die tangential zum Beispiel zu einer bestimmten **CDC**-Lage verlaufen, eine ähnliche Bahnkrümmung und damit in etwa den gleichen Impuls. In der früheren Version der Simulation wurden für diese Spuren wegen für diese Extremwinkel unzureichender Näherung nur wenige der wirklich entstandenen Ansprecher erzeugt. In der jetzigen Version werden jedoch alle, ggf. wegen der linearen Näherung im Bereich des Durchtritts durch die Nachweislage sogar zuviele Ansprecher generiert.

Abbildung 4.12 zeigt weitere typische Ereignisse aus der aktuellen Simulation, in denen niederenergetische Teilchen mit Impulsen bis etwa  $60 \text{ MeV}$  innerhalb der zentralen Driftkammer **CDC** auf geschlossenen Kreisbahnen verlaufen und gegebenenfalls in einigen Nachweislagen sehr viele Ansprecher hinterlassen. Die Generierung all dieser Ansprecher ist daher wichtig, weil die Rekonstruktion anderer Spuren durch diese behindert werden kann, was auch für die experimentellen Daten der Fall ist. Simuliert man für ein Ereignis nur einen Teil der Ansprecher, die im Experiment aufgetreten wären, so ist die Rekonstruktion dieses simulierten Ereignisses nicht mehr mit der Rekonstruktion des entsprechenden experimentellen Ereignisses vergleichbar. Im schlimmsten Fall könnte ein Ereignis, was im Experiment unrekonstruierbar wäre, innerhalb der Simulation als zu suchendes Ereignis akzeptiert werden. Somit wäre die Berechnung des in Abschnitt 4.1 erläuterten Akzeptanzfaktors dann fehlerhaft.

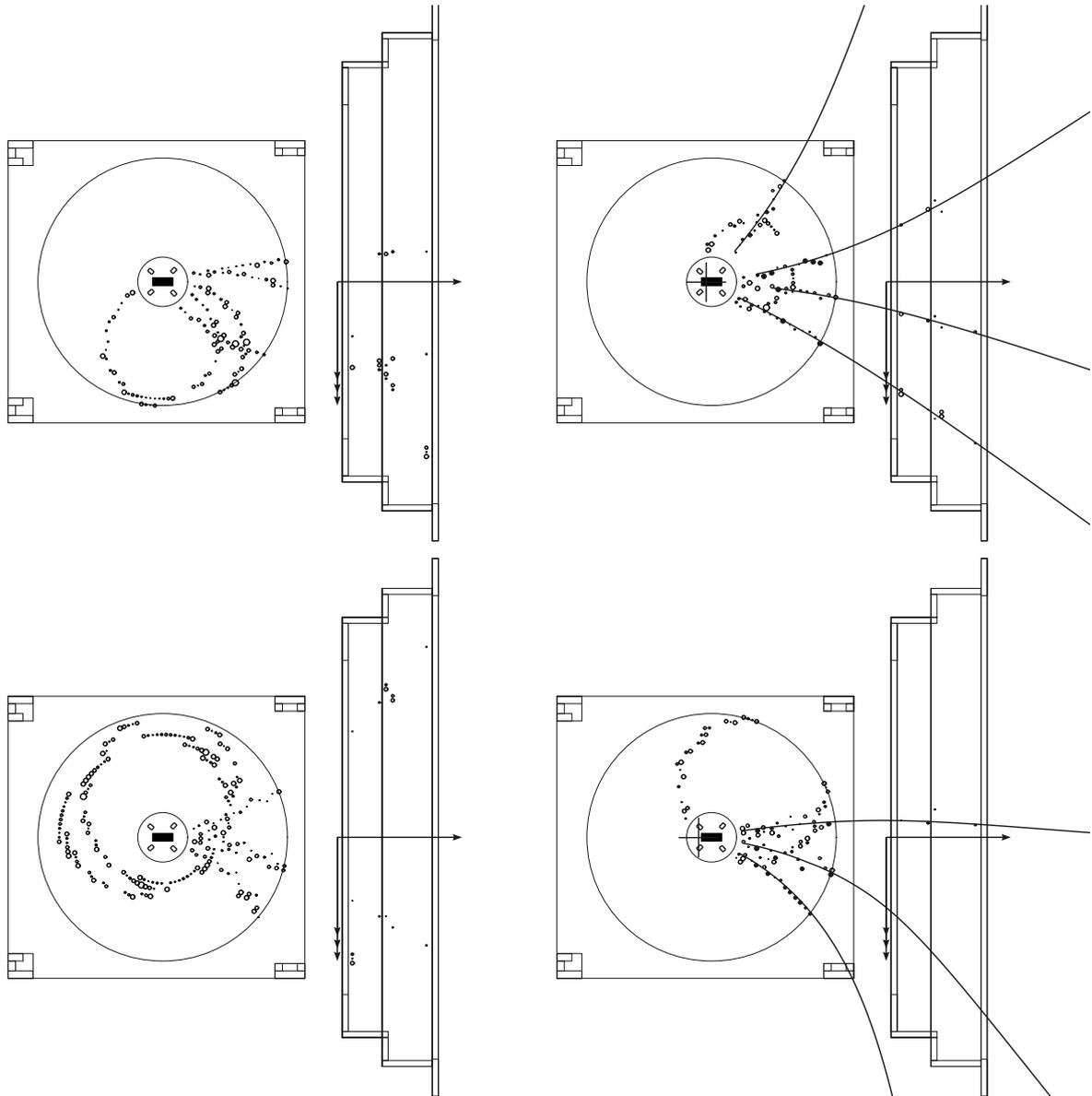


Abbildung 4.12: Simulierte Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ , bei denen niederenergetische Spuren innerhalb der zentralen Driftkammer **CDC** entlang geschlossener Kreise Ansprechere hinterlassen haben.

Geschlossene Kreise innerhalb der **CDC** ergeben sich für Impulse bis etwa  $60 \text{ MeV}$ . Derartig kleine Impulse treten natürlich umso häufiger auf, desto mehr Teilchen in einem Ereignis erzeugt werden und desto kleiner die Energie des einlaufenden Photons ist. Vor allem Ereignisse mit fünf geladenen Teilchen im Endzustand sind häufig von derartig niederenergetischen Spuren betroffen, die selber oft nicht rekonstruiert werden können und die Rekonstruktion anderer Spuren behindern. Wenn der Impuls etwas größer als  $60 \text{ MeV}$  ist, dann ist der Kreis innerhalb der **CDC** nicht mehr geschlossen (wie in Abb. 4.10 bzw. rechts unten in Abb. 4.12 zu sehen ist), so daß die eigentlich zu einem Teilchen gehörige Bahn sogar fälschlicherweise zwei Spuren zugeordnet werden kann.

Eine quantitative Aussage über die Häufigkeit von niederenergetischen Spuren ist nicht ein-

fach anzugeben, weil dies sowohl von der Photonenergie als auch von der Art des Prozesses abhängt. Die Anzahl liegt für Reaktionen mit fünf geladenen Teilchen im Endzustand jedoch in der Größenordnung von 10% aller Ereignisse und ist daher ein zu berücksichtigender Effekt. Für Dreispurereignisse sind derartig niederenergetische Spuren zwar seltener, allerdings treten sie für Extremkinematiken wiederum gehäuft auf, so daß der beschriebene Effekt für differentielle Wirkungsquerschnitte unter Umständen ebenfalls nicht zu vernachlässigen ist. Ein bereits angesprochener Punkt war, daß für den Fall, daß eine Spur die Nachweislage zwar nicht durchtritt, ihr aber nahe genug kommt, um auch Driftzellen zu durchqueren, dennoch sowohl in der früheren als auch in der aktuellen Simulation keine Ansprecher erzeugt werden. Für Nachweislagen der **CDC** tritt diese Situation ausschließlich für niederenergetische Spuren auf. In der aktuellen Version der Simulation werden die kreisförmigen Bahnen bis auf diesen angesprochenen Punkt vollständig simuliert. Dies reicht aus, um diese Spur und damit das gesamte Ereignis nicht rekonstruierbar zu machen. Da diese Ereignisse mit niederenergetischen Spuren aber sowohl für simulierte als auch experimentelle Ereignisse nicht richtig rekonstruiert werden können, ist diese Nachlässigkeit innerhalb der Simulation kein Problem, da die Akzeptanzfaktoren bezüglich der nachweisbaren Ereignisse richtig bleiben.

### 4.3.2 Simulation der Driftzeitmessung

Für die Bestimmung der angesprochenen Driftzellen und die Abstände der Spuren von den zugehörigen Drähten ist nur die Geometrie der Driftkammern von Bedeutung. Im nächsten Schritt muß jedoch die im Experiment vorgenommene Zeitmessung simuliert werden. Da diese von driftkammertypischen und **SAPHIR**-spezifischen Faktoren abhängt, sollen die für die Simulation der Driftzeiten relevanten Aspekte der Zeitmessung der Übersichtlichkeit halber hier kurz im Überblick erläutert werden, bevor die Details in den einzelnen Unterabschnitten behandelt werden. Eine genaue Beschreibung der experimentellen Durchführung dieser Zeitmessung ist in [Haas92] zu finden.

Im Experiment ist die Zeit, die ein durch das nachzuweisende Teilchen erzeugtes Elektronencluster für seine Drift zum Signaldraht benötigt, nicht direkt meßbar. Stattdessen werden für jeden einzelnen Draht relative Zeitmessungen bezogen auf den Zeitpunkt, der durch ein im Taggingssystem nachgewiesenes Elektron definiert ist, vorgenommen. Dabei ist das Zeitfenster so gewählt, daß alle auftretenden Zeiten (elektronisches Rauschen ausgenommen) in dieses Fenster passen. Man erhält so für jeden Draht ein sogenanntes Driftzeitspektrum. Dieses wird für jeden Draht so verschoben, daß der Zeitnullpunkt, der durch die Anstiegsflanke definiert wird, für alle Drähte gleich liegt. Die genaue Prozedur dieser sogenannten  $t_0$ -Korrektur für die Datennahmen in den Jahren 1997 und 1998 ist in [Bart02] nachzulesen. Abbildung 4.13 zeigt das so erhaltene globale Driftzeitspektrum für einen kleinen Teil der im April 1997 genommenen und als zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  gehörend eingeordneten Ereignisse. Global meint hier, daß dieses Histogramm die Driftzeiten aller für diese Ereignisse in der **CDC** angesprochenen Drähte nach der  $t_0$ -Korrektur zeigt. Zusätzlich ist in Abbildung 4.13 das mit der früheren Simulation erhaltene Driftzeitspektrum als gepunktete Kurve zu sehen, welches auf gleiche Weise wie für die experimentellen Daten erzeugt wurde. Es ist deutlich erkennbar, daß die frühere Simulation die experimentelle Situation nicht beschreibt. Auch nach der  $t_0$ -Korrektur ist die Bezeichnung Driftzeit eigentlich noch nicht korrekt. Die Driftzeitmessungen im Experiment beziehen sich nämlich auf den Zeitpunkt, an dem das im Bremsstrahltarget gestreute Elektron im Taggingssystem **TOPAS II** nachgewiesen wurde.

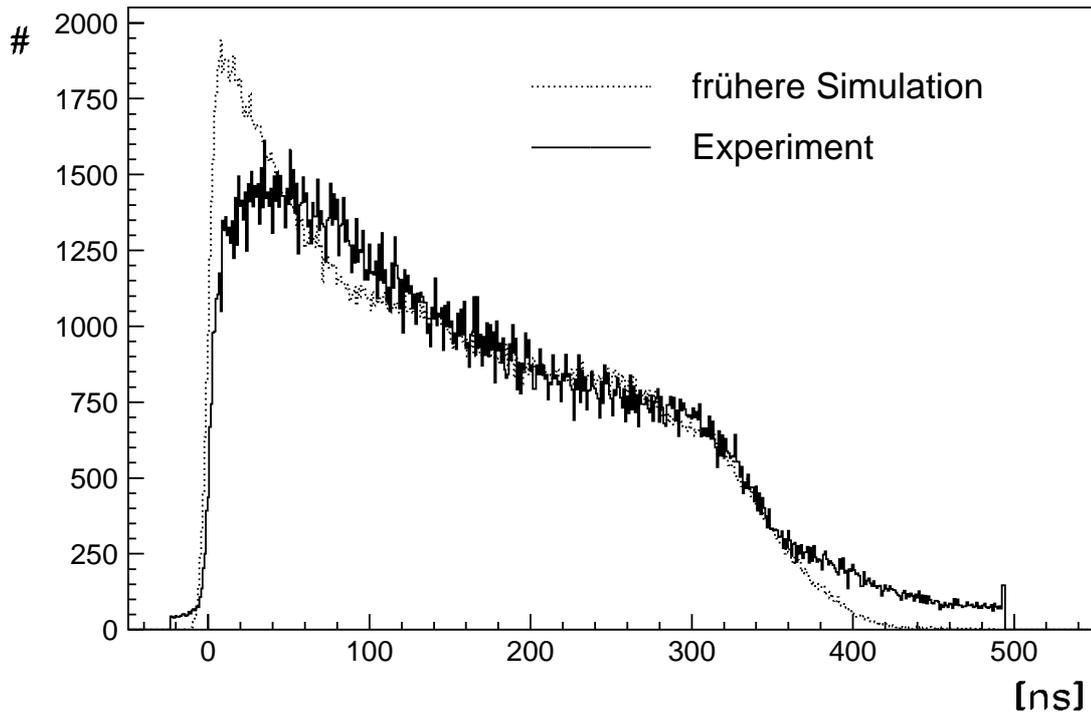


Abbildung 4.13: Gezeigt ist das experimentelle globale Driftzeitspektrum für die CDC nach der  $t_0$ -Korrektur für vorselektierte Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  während der Datennahme im April 1997. Zum Vergleich sind flächennormiert zusätzlich die mit der früheren Simulation generierten Driftzeiten eingetragen.

Die experimentellen Zeiten in [Abbildung 4.13](#) enthalten somit auch die unterschiedlichen Flugzeiten der Endzustandsteilchen vom Ort ihrer Erzeugung bis zum Signaldraht, zu dem die jeweilig gemessene Driftzeit gehört. Außerdem hängen die Laufzeiten der Signale von ihrer Erzeugung bis hin zu ihrer elektronischen Aufzeichnung durch die an einem der beiden Drahtenden angebrachte Ausleseelektronik davon ab, wo entlang des Drahtes das Signal erzeugt wurde. Zudem stammen die geladenen Teilchen aus Reaktionen zu verschiedenen Photonenergien. Da die zugehörigen Bremsstrahlungselektronen möglicherweise verschiedene Zeiten von ihrer Entstehung im Bremsstrahltarget bis zu ihrem Nachweis im Taggingsystem **TOPAS II** benötigen, haben die Photonen bezogen auf den Zeitnullpunkt dementsprechend unterschiedliche Flugstrecken in Richtung Target zurückgelegt.

Die nach Abzug all dieser Korrekturen verbliebene Zeit ist dann mit der Drift der durch die nachzuweisenden Teilchen erzeugten Elektronencluster zum Signaldraht und damit letztendlich mit dem Abstand der Spur vom Draht verknüpft. Neben den bereits beschriebenen Punkten muß bei der Simulation der experimentellen Zeitmessung vor allem in angemessener Weise berücksichtigt werden, wie die Elektronencluster erzeugt werden, zum Signaldraht driften und dort das Signal erzeugen.

Innerhalb der Driftkammersimulation werden die hier beschriebenen Punkte in umgekehrter Reihenfolge durchgeführt. Der Weg vom bereits bekannten Spur-Draht-Abstand zur Simulation der Zeit, die letztendlich im Experiment gemessen worden wäre, wird in den folgenden Abschnitten beschrieben. Lediglich die von 100% verschiedenen Ansprechereffizienzen sollen erst innerhalb des Vergleichs der Simulation mit dem Experiment in [Abschnitt 4.4.3](#) genauer besprochen werden, da die Effizienzen durch eben diesen Vergleich quantifiziert wurden.

### 4.3.2.1 Simulation der Elektronencluster

Ausgangspunkt für die Simulation der im Experiment gemessenen Zeiten sind die Driftzellen, für die, wie in Abschnitt 4.3.1 beschrieben, mindestens eine Spur bestimmt wurde, deren Projektion in die Driftebene den Driftzellenschnitt durchquert (s. auch Abb. 4.14).

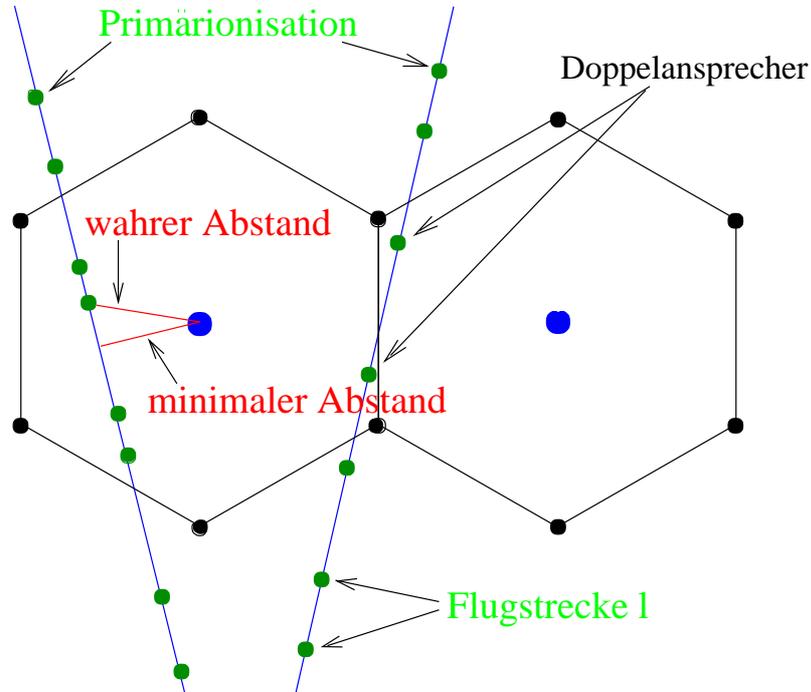


Abbildung 4.14: Durchtritt zweier exemplarischer Spuren durch eine Nachweisebene. Jede Spur ionisiert entlang ihres Weges Driftkammergasmoleküle und hinterläßt so bei Durchquerung von Driftzellen in diesen Elektronencluster.

Jede Spur ionisiert entlang ihres Weges Driftkammergasmoleküle. Dabei entstehen, wie zu Beginn des Abschnitts 4.3 erläutert, Elektronencluster. Wie in Abbildung 4.14 angedeutet, unterliegen die Abstände dieser Cluster untereinander einer statistischen Verteilung. Die Zeit, die im Experiment gemessen wird, hängt von den Abständen der längs der Spur erzeugten Elektronencluster vom jeweiligen Nachweisdraht ab. Das für diesen Draht gemessene Signal beginnt mit dem zeitlich zuerst eintreffenden Cluster. Der damit verbundene Abstand des Clusters vom Draht am Zeitpunkt seiner Erzeugung ist in Abbildung 4.14 als wahrer Abstand bezeichnet. Für die Rekonstruktion der Spuren benötigt wird jedoch der minimale Abstand der Spur vom Draht. Sind die Clusterabstände entlang der Spur entsprechend groß, so kann der wahre Abstand vom minimalen Spur-Draht-Abstand signifikant um mehr als den erwarteten Ortsfehler der Driftkammermessung abweichen. Somit ist die Simulation der Clusterverteilung entlang der Spur der erste Schritt bei der Simulation der experimentellen Zeitmessung.

Ist die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  zwischen zwei Clustern bekannt, so folgt die Anzahl der erzeugten Cluster entlang einer Spurstücklänge  $L$  einer Poissonverteilung, falls die Länge  $L$  klein genug gewählt ist. Die Wahrscheinlichkeit, daß nach der Strecke  $L$  genau  $k$  Elektro-

nencluster erzeugt wurden, ist durch

$$P\left(\frac{L}{\lambda}, k\right) = \frac{\left(\frac{L}{\lambda}\right)^k}{k!} e^{-L/\lambda}$$

gegeben. Aus dieser Wahrscheinlichkeit für die Anzahl an Clustern kann auf die für die Simulation der Entstehungsorte benötigte Intervallverteilung der jeweiligen Fluglängen  $l$  zwischen je zwei Clustern geschlossen werden. Aus Multiplikation der Wahrscheinlichkeit, während der Länge  $l$  keinen Cluster vorzufinden, mit der Wahrscheinlichkeit, daß im differentiellen Spurstück zwischen  $l$  und  $l + dl$  genau ein Cluster erzeugt wurde, ergibt sich mit  $dl \rightarrow 0$

$$f(l) dl = P\left(\frac{l}{\lambda}, 0\right) P\left(\frac{dl}{\lambda}, 1\right) = \frac{1}{\lambda} e^{-l/\lambda} dl \quad . \quad (4.1)$$

Mit den gültigen Beziehungen  $\int_0^\infty f(l) dl = 1$  und  $\int_0^\infty l f(l) dl = \lambda$  läßt sich  $f(l)$  als die gesuchte Wahrscheinlichkeitsverteilung der freien Fluglängen  $l$  mit der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  als Mittelwert deuten.

Mit Hilfe dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung werden, dem räumlichen Verlauf der Spur folgend, ab dem berechneten Eintrittsort in die betrachtete Driftzelle iterativ die jeweils nächsten Clusterbildungsorte zufallsgeneriert, bis die Spur die Driftzelle wieder verläßt.

Für jeden berechneten Clusterort wird dann der Abstand vom Signaldraht und aus diesem über die sogenannte inverse Ort-Driftzeit-Beziehung (s. Abschnitt 4.3.2.2) die für die Drift des Elektronenclusters zum Draht benötigte Zeit bestimmt. Die kürzeste aller Zeiten wird als die dem Experiment entsprechende Driftzeit behalten. Es sei darauf hingewiesen, daß mit dieser Vorgehensweise letztendlich angenommen wurde, daß das Signal auf dem Nachweisdraht bereits durch nur einen Cluster ausgelöst wird.

Die zeitlichen Abstände der einzelnen Elektronencluster hängen bei der gleichen mittleren freien Weglänge  $\lambda$  vom Winkel der Spur gegen die Driftebene ab. Umso paralleler die Spur zur Driftebene verläuft, desto weniger dicht liegen die Elektronencluster in dieser Projektion und desto größer ist die Abweichung des wahren vom minimalen Spur-Draht-Abstand. Auch aus diesem Grunde ist eine zweidimensionale Betrachtung, wie sie in der früheren Simulation vorgenommen wurde, nicht sinnvoll.

Für die Umsetzung der Clusterberechnungen in der Simulation ist eine Quantifizierung der mittleren freien Weglänge  $\lambda$  zwischen je zwei erzeugten Clustern nötig. Letztlich ist  $\lambda$  mit dem durch Ionisation verursachten mittleren Energieverlust  $dE/dx$  im Driftkammergas verknüpft. Dieser wiederum ist für ein massives geladenes Teilchen durch die Bethe-Bloch-Beziehung

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{D Z \rho}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left( \ln \frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 \right)$$

gegeben. Dabei sind  $Z$ ,  $A$  und  $\rho$  die Kernladungszahl, die Massenzahl und die Dichte des Gases<sup>3</sup>,  $z$  und  $\beta = v/c$  die Ladungszahl und die relativistische Geschwindigkeit des Teilchens.  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  ist der Lorentzfaktor und  $m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$  die Ruheenergie eines

---

<sup>3</sup>Für Gasgemische sind diese Größen geeignet zu mitteln.

Elektrons.  $I$  ist das mittlere Ionisationspotential des Gases und ist näherungsweise durch  $I(Z) \approx 13,5 \text{ eV} \cdot Z$  gegeben.  $D = 4\pi N_L r_e^2 m_e c^2 = 0.3070 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$  ist eine Konstante mit  $N_L$  die Lohschmidtsche Zahl und  $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 = 2.8179 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$  der klassische Elektronenradius.

Wie der Energieverlust  $dE/dx$  hängt somit auch  $\lambda$  von der relativistischen Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  ab. Die in den **SAPHIR**-Driftkammern verwendete Gasmischung aus Helium, Neon und Isobutan im Verhältnis 21.25% : 63.75% : 15% liefert eine im Vergleich zur angestrebten Ortsauflösung große freie Weglänge  $\lambda$ , so daß ihre  $\beta$ -Abhängigkeit berücksichtigt werden muß. Die für die **SAPHIR**-Driftkammern zu verwendene mittlere freie Weglänge  $\lambda(\beta)$  wurde in einer ersten Iteration empirisch mit Hilfe der **CDC**-Driftzeitspektren bestimmt und im Zusammenspiel mit aus der Spurrekonstruktion entnommenen Größen nach mehrfachen aufwendigen Iterationen finalisiert. Die Anpassung an die Driftzeitspektren sei im folgenden erläutert.

Aus Abbildung 4.14 ist ersichtlich, daß der wahre Clusterabstand bei gleicher Verteilung der Cluster entlang der Spur umso mehr vom minimalen Spur-Draht-Abstand abweicht, desto näher die Spur dem Draht kommt. Dementsprechend werden im Experiment auch größere Driftzeiten gemessen, als dies für die Erzeugung des Clusters beim minimalen Spur-Draht-Abstand der Fall gewesen wäre. Genau diese Situation ist in Abbildung 4.13 bei kleinen Driftzeiten zu sehen. In der früheren Simulation, die in der Abbildung als gepunktete Kurve zu sehen ist, wurde die Clusterverteilung entlang der Spur nicht berücksichtigt. Dementsprechend sind die simulierten Zeiten kleiner als die im Experiment gemessenen Zeiten<sup>4</sup>.

Im Zuge der Fertigstellung des neuen Simulationsprogramms wurde die für die Berechnung der Clusterverteilung benötigte Funktion  $\lambda(\beta)$  durch Anpassung der **CDC**-Driftspektren aus der neuen Simulation an das Experiment bestimmt. Zu diesem Zweck wurden, um wohldefinierte und vergleichbare Zeitmessungen zu verwenden, sowohl für das Experiment als auch für die Simulation nur Driftzeiten aus Ereignissen entnommen, die vollständig rekonstruiert und der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  zugeordnet werden konnten. Zudem wurden von diesen Driftzeiten nur die verwendet, zu deren Spur innerhalb der Spurrekonstruktion eine eindeutige Teilchenzuordnung über die **TOF**-Anlage (vgl. Abschnitt 6.4) möglich war. Aus dem im Spurfitt bestimmten Impuls konnte so zusammen mit der Teilchenmasse die Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  berechnet werden. Die Driftzeiten, der eine Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  zugeordnet werden konnte, wurden als Funktion von  $\beta$  mit  $0 \leq \beta \leq 1$  in 40 Histogramme eingeteilt. Für jeden  $\beta$ -Bereich konnte somit die mittlere freie Weglänge gesondert angepasst werden.

Die Abbildungen 4.15, 4.16, 4.17 und 4.18 zeigen die Ergebnisse dieser Anpassung für einige ausgewählte  $\beta$ -Bereiche. Es ist deutlich zu erkennen, daß der Anstieg der Driftzeitspektren mit größer werdenden  $\beta$  flacher wird und sich das bei kleinen Driftzeiten liegende Maximum immer stärker zu größeren Driftzeiten hin verschiebt und breiter wird. Aus Abbildung 4.18 ist ersichtlich, daß für sehr große  $\beta$  zwar die Beschreibung des Anstiegs, nicht aber gleichzeitig auch des Verlaufes des gesamten Driftzeitspektrums gelingt. Daher wird vermutet, daß die innerhalb der Simulation verwendete inverse Ort-Driftzeit-Beziehung (s. Abschnitt 4.3.2.2), die hauptsächlich für die Form des Driftzeitspektrums verantwortlich ist, speziell für große

---

<sup>4</sup>Die in dieser Abbildung zu erkennende Abweichung der früheren Simulation zum Experiment bei großen Driftzeiten oberhalb von etwa 350 ns ist im übrigen auf die in Abschnitt 4.2 bereits erwähnte grobe Geometriesimulation der Driftzellen zurückzuführen. In der früheren Simulation wurden die Driftzellen als Kreise um den Signaldraht beschrieben, wodurch die im Bereich der Potentialdrähte erzeugten Ansprecher keine Driftzeit hinterlassen.

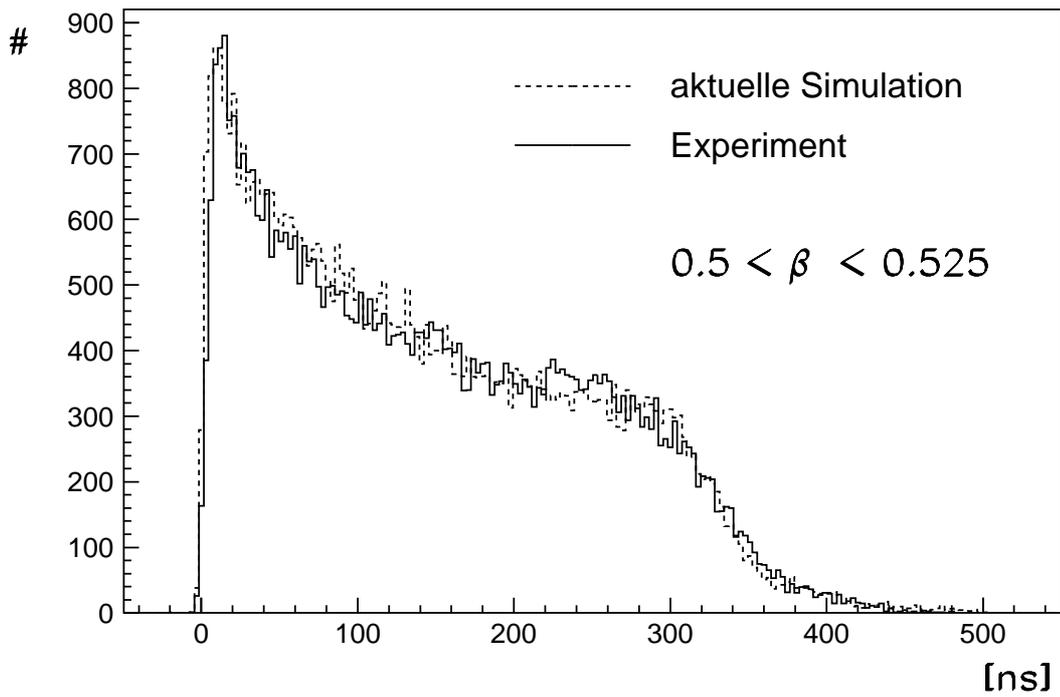


Abbildung 4.15: Driftzeiten für die zentrale Driftkammer **CDC** in der aktuellen Simulation nach Anpassung an die experimentellen Driftzeiten aus der Datennahme im April 1997.

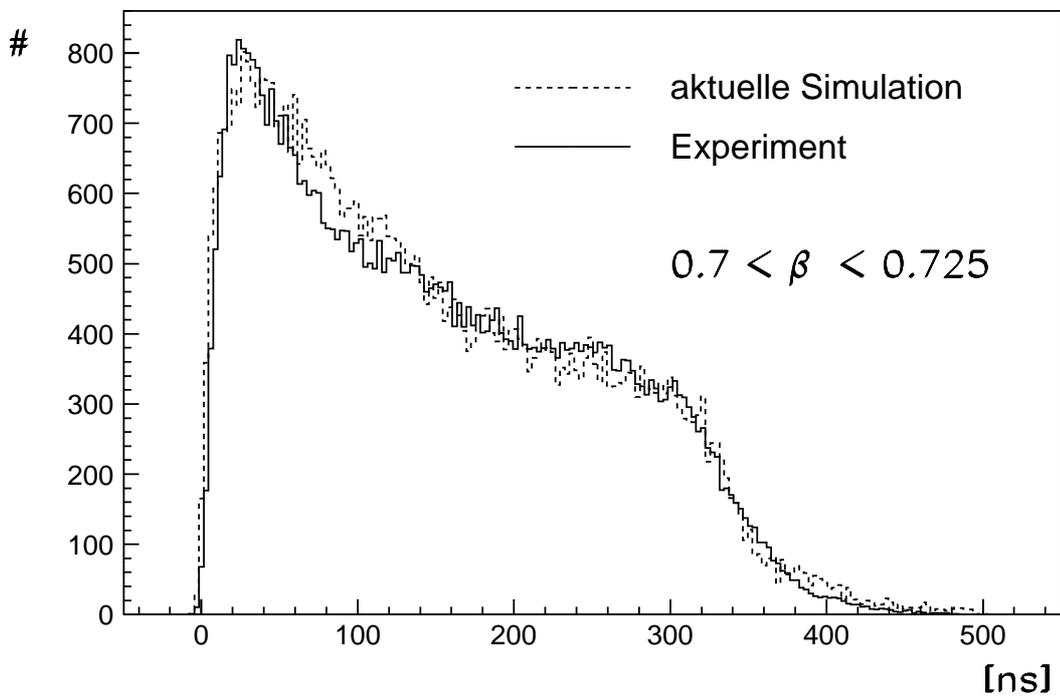


Abbildung 4.16: Driftzeiten für die zentrale Driftkammer **CDC** in der aktuellen Simulation nach Anpassung an die experimentellen Driftzeiten aus der Datennahme im April 1997.

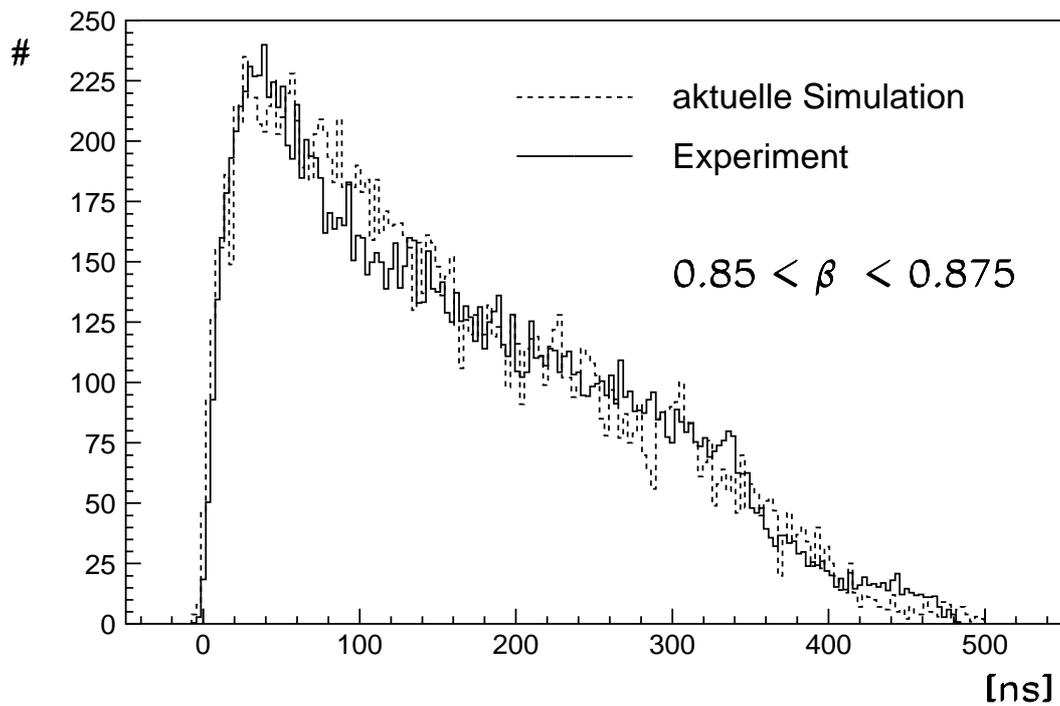


Abbildung 4.17: Driftzeiten für die zentrale Driftkammer **CDC** in der aktuellen Simulation nach Anpassung an die experimentellen Driftzeiten aus der Datennahme im April 1997.

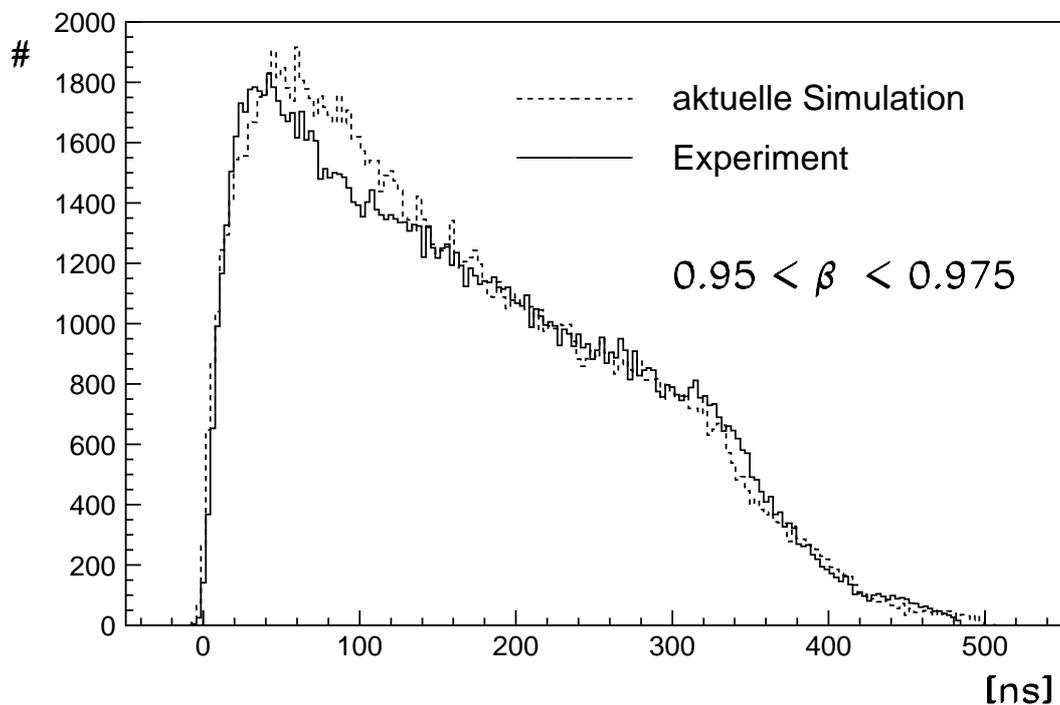


Abbildung 4.18: Driftzeiten für die zentrale Driftkammer **CDC** in der aktuellen Simulation nach Anpassung an die experimentellen Driftzeiten aus der Datennahme im April 1997.

$\beta$  nicht der experimentellen Situation entspricht. Wie im folgenden Abschnitt noch näher erläutert wird, wurde die Ort-Driftzeit-Beziehung unabhängig von der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  bestimmt. Abbildung 4.18, aber auch die in den Abbildungen 4.15, 4.16 und 4.17 zu sehenden kleineren Abweichungen zwischen Simulation und Experiment lassen dagegen vermuten, daß die Ort-Driftzeit-Beziehung leicht von  $\beta$  abhängt.

Die über die beschriebene Anpassung der Simulation an das Experiment erhaltenen Funktionswerte für  $\lambda(\beta)$  wurden durch einen Polynomfit geglättet. Die durchgezogene Kurve in Abbildung 4.19 zeigt das Ergebnis für die Datennahme im April 1997.

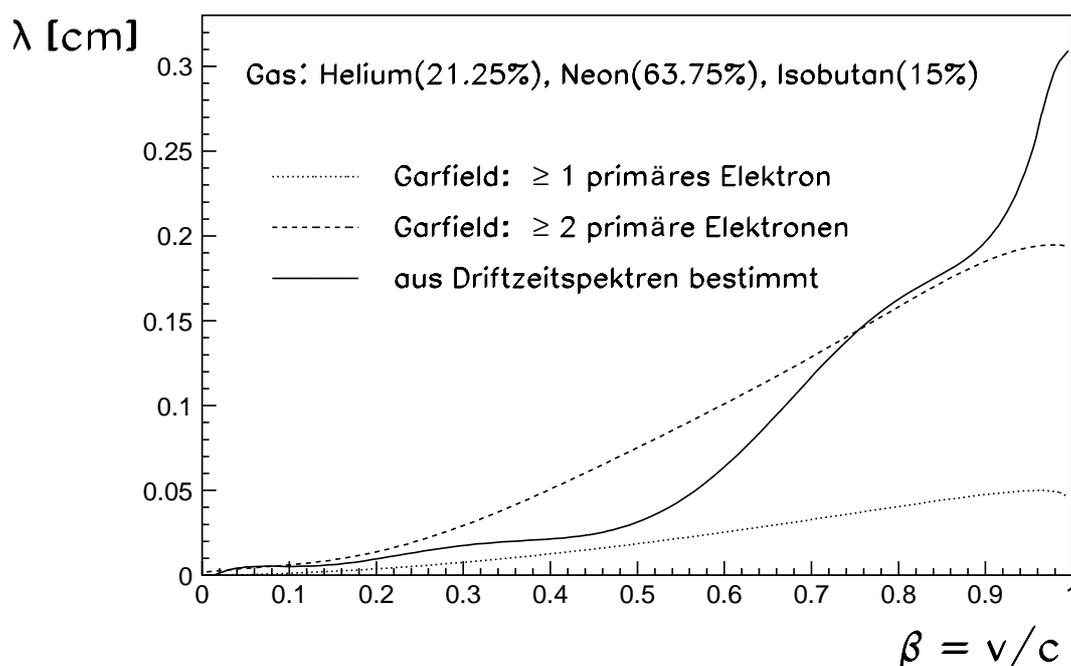


Abbildung 4.19: Als durchgezogene Kurve ist die mittlere freie Weglänge  $\lambda(\beta)$  gezeigt, wie sie aus der Anpassung der Driftzeitspektren der neuen Simulation an die experimentellen Driftzeiten der Datennahme im April 1997 gewonnen wurde. Im Vergleich hierzu sind Rechnungen mit dem Driftkammersimulationsprogramm **GARFIELD** gezeigt.

Um den unerwarteten Verlauf dieser treppenartigen Kurve zumindest qualitativ verständlich zu machen, wurden zusätzliche Untersuchungen mit dem Driftkammersimulationsprogramm **GARFIELD** [GARF98] angestellt [Wiel00]. Mit dem in **GARFIELD** implementierten Simulationsprogramm **HEED** [HEED98] ist es möglich, Energieverluste von schnellen geladenen Teilchen in Gas und Gasgemischen zu berechnen. Außerdem kann mit diesem Programm unter anderem die Anzahl an Clustern pro zurückgelegter Wegstrecke bestimmt werden, wobei die Verteilung der Clustergrößen, also die Anzahl an Primär- wie Sekundärelektronen im Cluster, gleichzeitig statistisch korrekt behandelt wird. Die simulierte Clusterbildung entspricht somit so genau, wie es für das Gas bzw. Gasgemisch bekannt ist, der experimentellen Situation.

Die zwei zusätzlichen Kurven in Abbildung 4.19 zeigen die für das während der Datennahmen 1997/1998 verwendete Driftkammergasgemisch mit diesem Programm bestimmten mittleren freien Weglängen zwischen Clustern, die mindestens ein primäres Elektron (gepunktete Kurve) bzw. mindestens zwei primäre Elektronen (gestrichelte Kurve) enthalten. Die aus den

Driftzeitspektren erhaltene Kurve folgt für  $\beta < 0.5$  in etwa dem Verlauf der gepunkteten Kurve. Dann vergrößert sich die empirisch bestimmte Kurve, um für  $0.7 < \beta < 0.9$  parallel zur zweiten mit **HEED** bestimmten Kurve zu verlaufen. Für noch größere  $\beta$  bildet sich für die empirisch bestimmte mittlere freie Weglänge andeutungsweise sogar ein drittes Plateau. Keine der mit **HEED** berechneten Kurven beschreibt also die gemessene Kurve über den gesamten  $\beta$ -Bereich.

Ein Versuch einer Begründung für die gemessene Kurve sei im folgenden gegeben. Für den Fall, daß jedes Cluster unabhängig von der Anzahl der mitgeführten Primärelektronen das Signal auf dem Nachweisdraht auslösen kann, wäre zu erwarten, daß die empirisch bestimmte Kurve der gepunkteten Kurve folgt, da diese Kurve die mittlere freie Weglänge für die Gesamtheit aller Cluster darstellt<sup>5</sup>. Dies ist der gewünschte Idealfall, von dem bei der weiter oben beschriebenen Implementierung der Clusterstatistik und der daraus resultierenden Berechnung der Driftzeiten ausgegangen wurde. Auf Grund der Tatsache, daß die empirische Kurve die gepunktete Kurve übersteigt, was vor allem für große Teilchengeschwindigkeiten  $\beta$  gilt, kann umgekehrt geschlossen werden, daß eben nicht jeder Cluster in der Lage ist, einen Drahtansprecher auszulösen, also nicht genug Ladung für die Signalbildung auf dem Nachweisdraht mit sich führt. Nimmt man dagegen an, daß nur Cluster, die mindestens zwei primäre Elektronen enthalten und damit im Mittel mehr Ladung als Cluster mit nur einem Primärelektron mit sich führen<sup>6</sup>, ein Signal auslösen, so müßte die empirische Kurve der gestrichelten entsprechen. Letztere übersteigt aber speziell für kleine  $\beta$  deutlich die gemessene Kurve. Daraus läßt sich schließen, daß Cluster mit nur einem primären Elektron sehr wohl zur Signalbildung beitragen müssen.

Diese Überlegungen führen zu der Vermutung, daß bei der in den Jahren 1997 und 1998 gewählten elektronischen Nachweisschwelle und den zwischen den Driftzellendrähten in den **SAPHIR**-Driftkammern angelegten Hochspannungen viele Drahtansprecher in der Regel möglicherweise eben nicht nur durch einen Cluster, wie es für Driftkammern allerdings eigentlich sinnvoll wäre, sondern durch die zeitliche Überlagerung der am Signaldraht ankommenden Ladungen mehrerer Cluster erzeugt wurden. Wieviele Cluster dies im einzelnen sein müssen, hängt davon ab, wieviel Ladung die beteiligten Cluster mit sich führen und welchen Zeitabstand sie zueinander haben. Mit größer werdendem  $\beta$  vergrößern sich auch die Abstände zwischen den entlang der Spur erzeugten Clustern, wie es beispielsweise auch die gepunktete Kurve zeigt. Somit steigt auch die Wahrscheinlichkeit, daß die einzelnen Cluster zeitlich gegeneinander verschoben am Signaldraht erscheinen, so daß eine für einen elektronischen Nachweis nötige Signalüberlagerung nicht mehr zu Stande kommt. Somit vergrößert sich effektiv gesehen auch die mittlere freie Weglänge zwischen den signalauslösenden Clustergruppen.

Mit der hier geführten Diskussion wird wiederum deutlich, daß die Berücksichtigung der Clusterverteilung innerhalb der Simulation, wie sie weiter oben beschrieben wurde, lediglich eine effektive Beschreibung darstellt. Die Annahme, daß das Signal auf dem Nachweisdraht von nur einem Elektronencluster erzeugt wird, entspricht wohl nicht immer der experimen-

---

<sup>5</sup>Die gepunktete Kurve ist im übrigen nicht mit der mittleren freien Weglänge zwischen den Primärionisationen zu identifizieren, da nicht jeder Cluster nur ein Primärelektron beinhaltet.

<sup>6</sup>Umso mehr primäre Elektronen in einem Cluster enthalten sind, desto mehr sekundäre Elektronen werden statistisch gesehen erzeugt. Die Gesamtladung eines jeden zum Signaldraht driftenden Clusters ist also letztendlich mit der in ihm enthaltenen Anzahl an primären Elektronen verknüpft. Im Mittel werden deswegen Cluster mit zwei Primärelektronen mehr Ladung mit sich führen als Cluster mit nur einem primären Elektron.

tellen Situation.

**GARFIELD** wäre im Prinzip in der Lage, die Driftkammerphysik vollständig und quantitativ zu simulieren, so daß mit Hilfe von **GARFIELD** letztendlich versucht werden könnte, die bestimmte effektive mittlere freie Weglänge in den **SAPHIR**-Driftkammern zu reproduzieren. Der Aufwand wäre jedoch enorm. So müßten für eine gegebene Driftzellegeometrie und bekannte Randbedingungen, wie die an die Drähte angelegte Hochspannung sowie dem äußeren Magnetfeld, die Driftwege der Cluster und die dafür benötigten Zeiten im elektromagnetischen Feld bestimmt werden. Zudem wäre die Berechnung der für die verwendete Gasmischung relevanten Prozesse im Detail nötig. Das umfaßt die primären Ionisationen der Gasmoleküle genauso wie die Ausbildung der Elektronencluster und vor allem ihre Drift zum Signaldraht. Das Verhalten der Cluster bei ihrer Drift zum Nachweisdraht sowie die Signalbildung auf diesem hängt unter anderem von der Zusammensetzung der einzelnen Cluster aus primär und sekundär erzeugten Elektronen ab. Zudem führt nicht jede primäre Ionisation entlang der Teilchenspur zur Ausbildung eines Clusters am Ort der Primärionisation. Beispielsweise besitzen entstehende hochenergetische Elektronen mit einigen  $keV$  Bewegungsenergie, aus historischen Gründen auch  $\delta$ -Elektronen genannt, eine endliche Reichweite innerhalb des Driftkammerngases, bevor sie gestoppt werden. Diese  $\delta$ -Elektronen erzeugen ihrerseits entlang ihres Weges Elektronencluster, die gegebenenfalls zeitlich vor den unmittelbar an der Spur des nachzuweisenden Teilchen erzeugten Clustern am Signaldraht ankommen<sup>7</sup>. Mit der zusätzlichen Angabe der Mindesthöhe des Signals für den elektronischen Nachweis wäre **GARFIELD** unter Berücksichtigung aller obiger Punkte dann in der Lage, die effektive mittlere freie Weglänge zwischen den Clustern bzw. Clustergruppen, die zu einem meßbaren Signal führen, anzugeben.

Umgekehrt wäre auch denkbar, mit Hilfe von **GARFIELD** die beschriebenen Feinheiten der Signalbildung innerhalb der **SAPHIR**-Driftkammersimulation selber zu implementieren. Der letztendlich durch die Komplexität des Hilfstools **GARFIELD** dokumentierte große Aufwand, der für das dazu nötige genaue Verständnis der Signalbildung in den **SAPHIR**-Driftkammern nötig wäre, ist jedoch nicht zu rechtfertigen. Es wird davon ausgegangen, daß für die Anwendung der Driftkammersimulation in der Akzeptanzrechnung das oben beschriebene phänomenologische Vorgehen ausreichend ist, da letztlich nur entscheidend ist, die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment so weit zu treiben, daß die Spurrekonstruktion möglichst wenig durch die verbliebenen Unterschiede beeinflusst wird.

#### 4.3.2.2 Die Ort-Driftzeit-Beziehung

Mit dem in Abschnitt 4.3.2.1 beschriebenen Verfahren wurden im Bereich der durchquerten Driftzellen entlang der Spuren die Erzeugungsorte der Elektronencluster berechnet. Jedem dieser Clusterorte muß eine Driftzeit zugeordnet werden, um zu entscheiden, welches Cluster als erstes beim Signaldraht ankommt. Zusammen mit der Drahtnummer definiert die Driftzeit dieses Clusters dann den zu simulierenden Drahtansprecher. Es verbleibt lediglich die Entscheidung, ob bei diesem Draht eine Nichteffizienz vorlag (vgl. Abschnitt 4.4.3), sowie die Verschmierung der berechneten Driftzeit mit dem im Experiment zu erwartenden Driftzeitfehler (s. Abschnitt 4.3.2.3). Für den Fall, daß eine Driftzelle von mehr als einer Spur durchquert wurde, wird der Ansprecher durch die Spur mit der kleinsten Driftzeit erzeugt,

---

<sup>7</sup> Bei ausreichend langer Reichweite können die  $\delta$ -Elektronen sogar von der Driftkammer vermeßbare Teilchenspuren hinterlassen, was jedoch bei **SAPHIR**-Energien keine Rolle spielt.

da dies der experimentellen Situation entspricht.

Ist die Driftgeschwindigkeit  $v_{Drift}$  entlang der gesamten Driftstrecke bekannt, so ist im Prinzip der Abstand des Elektronenclusters vom Draht  $r_{Drift}$  aus der Driftzeit  $t_{Drift}$  bei Radialsymmetrie der Driftwege durch Integration gemäß

$$r_{Drift} = \int_0^{t_{Drift}} v_{Drift}(t) dt$$

unabhängig von der Driftrichtung gegeben, wobei die im allgemeinen nicht konstante Driftgeschwindigkeit  $v_{Drift}$  entlang des Driftweges über die Zeit  $t$  parametrisiert ist. Wegen der hexagonalen Driftzellenstruktur und vor allem des Vorhandenseins eines zusätzlichen äußeren Magnetfeldes ist die Radialsymmetrie der Driftwege innerhalb der Driftzelle nur für einen begrenzten Bereich um den Signaldraht in ausreichender Weise erfüllt (s. Abbildung 4.20 und 4.21), so daß im Prinzip zur Bestimmung des Abstandes  $r_{Drift}$  aus der Driftzeit  $t_{Drift}$  die Lösung der Bewegungsgleichung für die Drift des Elektronenclusters durch das Gasmedium innerhalb des elektromagnetischen Feldes notwendig wäre. Wie bereits bei der effektiven Behandlung der mittleren freien Weglänge in Abschnitt 4.3.2.1 wird stattdessen ein phänomenologischer Ansatz gewählt.

Die Driftwege bzw. Isochronen (Driftabstände zu gleicher Zeit) sind wegen der vorhandenen Symmetrie durch einige Parameter klassifizierbar. In frühen Untersuchungen, die mit einer Testdriftkammer durchgeführt wurden, hatte sich gezeigt (s. z.B. [Burb87], [Rade88]), daß bereits aus der Kenntnis des Magnetfeldbetrags  $B$  am Ort des Elektronenclusters, dem in der Driftebene definierten Durchtrittswinkel  $\alpha$  der Spur gegen die Nachweislagennormale und der Seite, an der die Spur am Draht vorbeiläuft, eine eindeutige Beziehung zwischen dem Abstand  $u$  der Spur vom Draht und der Driftzeit  $t_{Drift}$  besteht (zur Definition von  $\alpha$  und  $u$  siehe Abb. 4.22). In dem Bereich der Driftzelle, für den die Radialsymmetrie der Driftwege erfüllt ist und die Isochronen, wie in Abbildung 4.22 angedeutet wird, Kreise darstellen, ergibt sich zu gegebener Driftzeit unabhängig vom Winkel  $\alpha$  immer der gleiche Abstand  $u$  der Spur vom Draht, weswegen  $u$  auch als Driftradius bezeichnet wird. Abweichungen von der Radialsymmetrie zu den Potentialdrähten hin werden durch eben den Winkel  $\alpha$  und Angabe des Magnetfeldbetrags sowie der Seite, an der die Spur am Draht vorbeiläuft, wegen der dann immer noch vorhandenen Punktsymmetrien ausreichend parametrisiert.

Man beachte, daß die so eingeführte Ort-Driftzeit-Beziehung

$$\mathbf{ODB}(B, \alpha, \text{Seite}) : t_{Drift} \rightarrow u$$

eigentlich nicht der gesuchten Beziehung zwischen  $r_{Drift}$  und  $t_{Drift}$  entspricht. Zum einen gilt  $r_{Drift} \geq u$ , zum anderen ist  $t_{Drift}$  nicht einem Cluster zuzuordnen, sondern stellt eine Mittelung über die Cluster dar, die für die Bildung des nachweisbaren Signals verantwortlich sind. Für die Simulation der Clusterverteilung entlang der Spur stand aber nur die empirisch bestimmte **ODB** von Haas [Haas92] zur Verfügung.

Mit Hilfe der **ODB** wird innerhalb der Spurrekonstruktion die Zeitmessung in die benötigte Ortsinformation umgerechnet. Für die Simulation muß umgekehrt jedoch aus dem berechneten Abstand des Elektronenclusters zum Signaldraht die für die Drift benötigte Zeit bestimmt werden. Hierzu wird die **ODB** zur sogenannten inversen **ODB** invertiert [Rade88].

Für die zentrale Driftkammer **CDC** wurde die **ODB** experimentell bestimmt, indem der

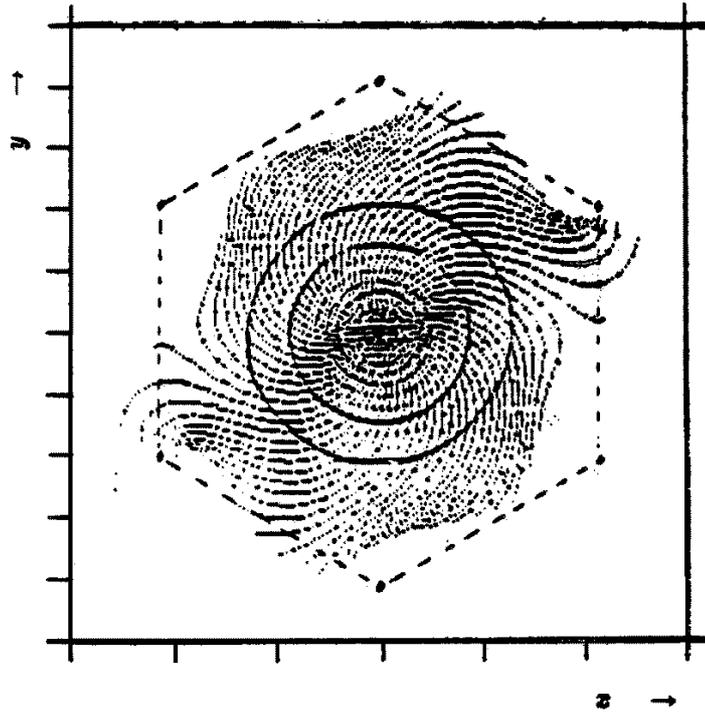


Abbildung 4.20: Driftwege und Isochronen für ein äußeres Magnetfeld  $B_z = 0.5 T$  parallel zum Draht. Dies entspricht der Situation innerhalb der zentralen Driftkammer **CDC** (Bild aus [Haas92]).

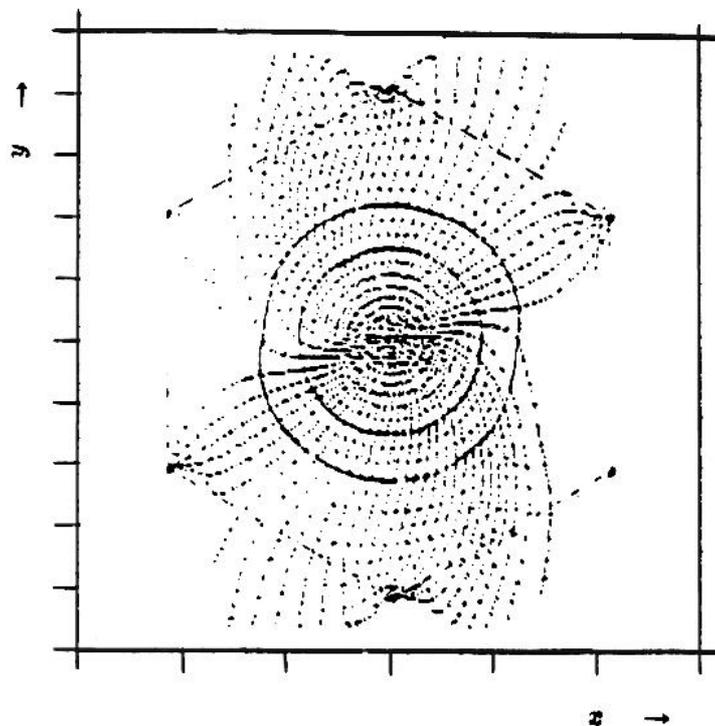


Abbildung 4.21: Driftwege und Isochronen für ein äußeres Magnetfeld mit den Komponenten  $B_z = B_y = 0.5 T$ . Ähnliche Magnetfeldkonstellationen treten innerhalb des inhomogenen Magnetfelds im Bereich der Vorwärtsdriftkammer **FDC** auf (Bild aus [Haas92]).

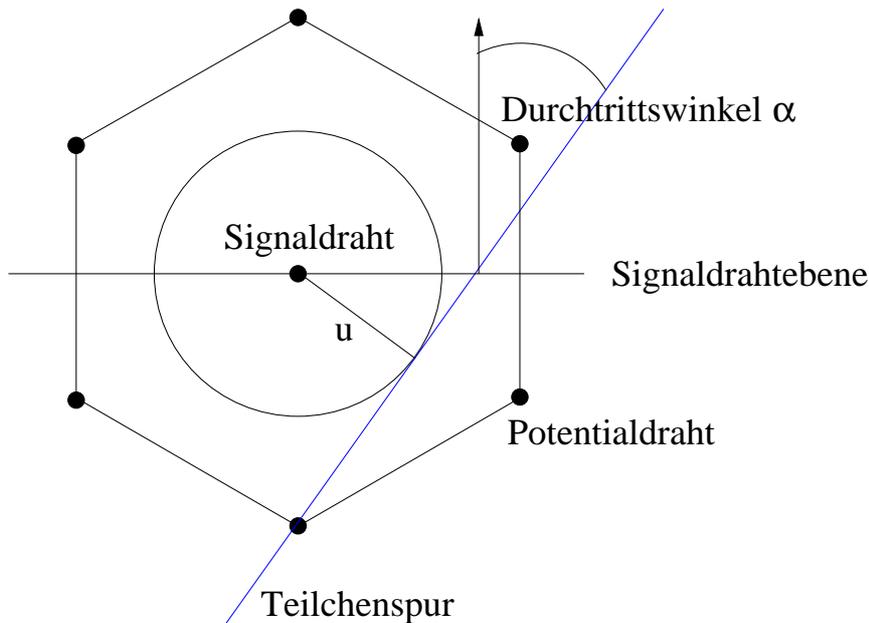


Abbildung 4.22: Definition von  $\alpha$  und  $u$  zur Definition der Ort-Driftzeit-Beziehung.

Abstand von rekonstruierten Spuren mit der gemessenen Zeit in Beziehung gebracht wurden. Für das während der Datennahme 1997 und 1998 verwendete Gasgemisch wurde die **ODB** in [Haas92], allerdings für weiter zurückliegende Strahlzeiten, ermittelt. Es ist nicht auszuschließen, daß beim Betrieb der **CDC** in den Jahren 1997 und 1998 die **ODB** durch veränderte Randbedingungen von der früher gemessenen verschieden war. Als mögliche Ursachen wären dann beispielsweise eine veränderte Hochspannung an den Drähten, die veränderte Ratenbelastung oder Alterseffekte der Driftkammer zu nennen. Alle Abweichungen der bestimmten **ODB** von der wahren haben dann selbstverständlich unmittelbaren Einfluß auf die Messung der mittleren freien Weglänge  $\lambda(\beta)$ .

Für die Vorwärtsdriftkammer **FDC** ist die **ODB** in dieser Arbeit in einer ersten Näherung bestimmt worden, indem die simulierten Drahtabstände mit den Zeitmessungen aus dem Experiment verknüpft wurden. Eine genaue Beschreibung der Methode findet sich in [Schu99]. Ein ergänzender Kommentar zur **ODB** ist noch anzuführen. Die Verdrillung der Driftzellen für **CDC**-Stereolagen und die Verkürzung der Driftzellenbreite für **CDC**- und **FDC**-Stereolagen ist zwar in der neuen Geometriesimulation der Driftkammern richtig beschrieben, jedoch bei der Bestimmung und Verwendung der **ODB** wurde weder in der früheren, noch in der aktuellen Version der Simulation sowie innerhalb der Spurrekonstruktion berücksichtigt, daß die geometrischen Abweichungen der Driftzellen von der regelmäßigen Sechseckstruktur eine Verzerrung des elektrischen Feldes bewirken. Es bleibt aber offen, inwieweit die **ODB** davon signifikant beeinflusst wird. Gegebenenfalls hätte die **ODB** als Funktion der Driftzellegeometrie vermessen werden müssen.

Da die für  $t_{Drift}$  erwähnte Mittelung über mehrere Cluster sicherlich von der mittleren freien Weglänge  $\lambda(\beta)$  abhängt, hätte genaugenommen die **ODB** auch als Funktion der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  gemessen werden müssen. Dadurch wird die Bestimmung der effektiven mittleren freien Weglänge  $\lambda(\beta)$  über die Driftzeitspektren, in die für die Simulation notwendigerweise die experimentelle inverse **ODB** eingeht, zusätzlich beeinflusst.

Verbliebene Restunterschiede, die zwischen der neuen Simulation und Experiment beim Ver-

gleich auf Ebene der Signalerzeugung (s. Abschnitt 4.4) beobachtet werden, sind im wesentlichen auf die beschriebenen systematischen Fehler der **ODB**-Messung und -Anwendung und der damit verbundenen Messung der mittleren freien Weglänge zwischen den Elektronenclustern zurückzuführen. Um abzuschätzen, inwieweit die verbliebenden Unterschiede einen Einfluß auf die Spurrekonstruktion und damit auf die Akzeptanzrechnung haben, wurde der Vergleich von Simulation und Experiment auch für einige relevante Größen der Spurrekonstruktion durchgeführt. Einige ausgewählte Ergebnisse hierzu sind die **FDC**-Spurfindung betreffend in Kapitel 5 und den Spurfitt betreffend in Kapitel 6 zu finden. Der Vergleich von Simulation und Experiment im Spurfitt führte zu kleineren Nachkorrekturen der über die Driftzeitspektren bestimmten mittleren freien Weglänge, die in der in Abbildung 4.19 gezeigten Kurve bereits enthalten sind. Der Spurfitt wurde zudem so überarbeitet, daß er möglichst wenig auf die hier beschriebenen systematischen Unterschiede zwischen Simulation und Experiment empfindlich ist (s. Kapitel 6).

### 4.3.2.3 Driftzeitfehler

Nach der Berechnung der Driftzeiten mittels der inversen **ODB** aus den zuvor bestimmten Abständen  $r_{Drift}$  der einzelnen Elektronencluster vom Draht müssen die experimentellen Fehler der Zeitmessung berücksichtigt werden. Hierzu wird in der Simulation jede Driftzeit mit einem Fehler addiert, der zuvor um Null gaußverteilt gewürfelt wurde. Die Breite der Gaußverteilung hängt dabei von den experimentellen Gegebenheiten ab. Der Gesamtfehler setzt sich aus mehreren Fehlerquellen zusammen, die im folgenden diskutiert werden. Einige der Fehlerbeiträge wurden durch Anpassung der für die Simulation erhaltenen Spurfittresiduen an die experimentellen Residuen festgelegt (s. auch Kapitel 6).

Einige Fehlerbeiträge sind zunächst nicht als Zeit- sondern als Ortsfehler bekannt. Abbildung 4.23 zeigt diese Ortsfehler. Ein Beitrag zu diesem Fehler wird durch die sogenannten  $\delta$ -Elektronen (s. Abschnitt 4.3.2.1) verursacht. Diese führen nicht zu der gewünschten Signalbildung auf dem Nachweisdraht, sondern stören durch ihre Flugbahn die Ortsmessung durch die Elektronencluster. Der Beitrag der  $\delta$ -Elektronen ist für alle Driftkammergase ein ungefähr gleich großer Beitrag von etwa  $\sigma_\delta = 25 \mu m$  [Saul77, Haas92]. Dieser Fehler ist nicht vom Abstand der Primärisation vom Signaldraht abhängig.

Dies gilt auch für den Ortsfehler durch die ungenaue Kenntnis der Position der Drähte. Dieser Fehler wird für die **SAPHIR**-Driftkammern in den Bauzeichnungen mit  $50 \mu m$  angegeben. Es hat sich aber bei der Anpassung der Simulation an das Experiment innerhalb des Spurfitts (vgl. Kapitel 6) gezeigt, daß die Driftzeitfehler über den gesamten Abstandsbereich der primären Ionisation vom Draht zu klein waren, so daß der Fehler der Drahtposition empirisch auf  $\sigma_{Draht} = 120 \mu m$  aufgeweitet wurde. In diesem Fehler können unbekannte Einflüsse parametrisiert sein. Auf mögliche weitere Fehlerquellen wird am Ende dieses Abschnitts bei der Diskussion des Gesamtfehlers eingegangen.

Einen weiteren Fehler der Ortsmessung stellt das Auseinanderdiffundieren der Elektronencluster entlang ihrer Drift zum Signaldraht dar. Dieser Beitrag hängt von der benötigten Driftzeit  $t_{Drift}$  der Elektronencluster und dem verwendeten Driftkammergas, zudem von der Zahl  $j$  von in einem Cluster befindlichen Primärelektronen, die zum Auslösen eines elektronischen Signals nötig sind, und der gesamten Anzahl  $n_{tot}$  an primär und sekundär erzeugten

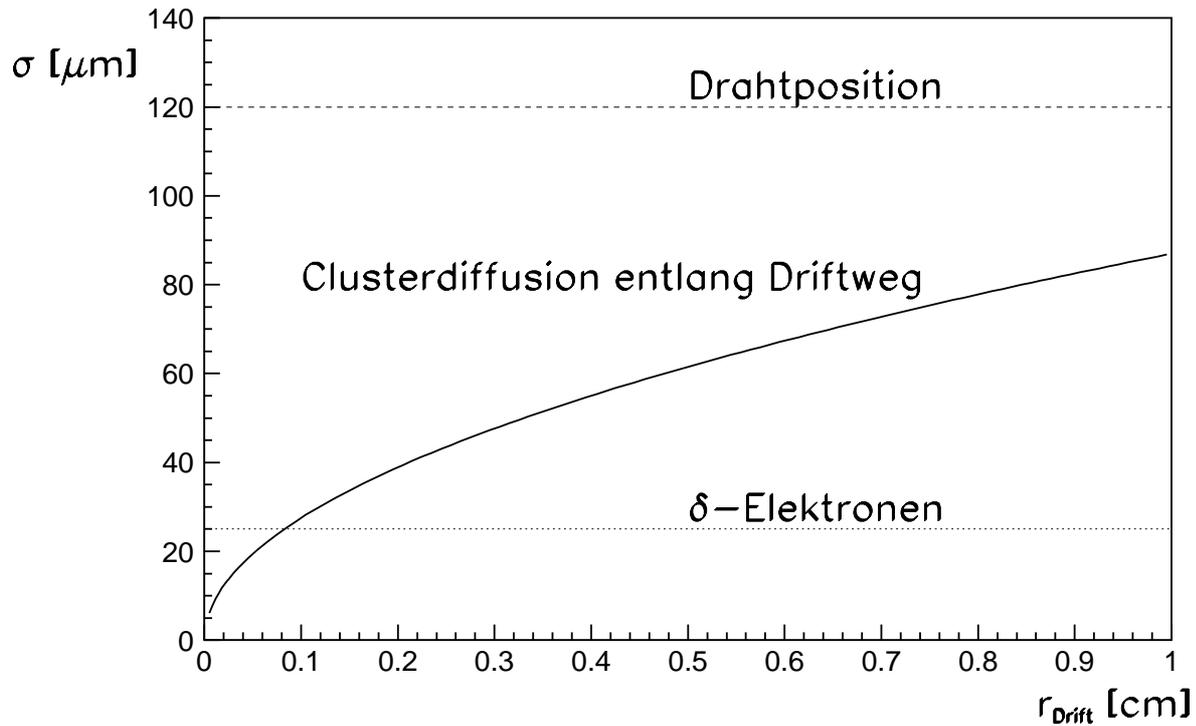


Abbildung 4.23: Einige Beiträge zum Fehler der Ortsmessung.

Elektronen im Cluster gemäß

$$\sigma_{Diffusion} = \frac{\sigma_r}{2 \ln n_{tot}} \sum_{i=j}^{n_{tot}} \frac{1}{i^2}$$

mit

$$\sigma_r = \sqrt{2 D_T t_{Drift}}$$

ab [Saul77, Burb87]. Dabei bezeichnet  $D_T$  die transversale Diffusionskonstante. Nimmt man die Driftgeschwindigkeit  $v_{Drift}$  als über die Driftzelle konstant an, so erhält man

$$\sigma_r = \sqrt{2 D_T \frac{r_{Drift}}{v_{Drift}}},$$

mit  $r_{Drift} = v_{Drift} t_{Drift}$  der Abstand der primären Ionisation vom Signaldraht<sup>8</sup>.

In [Mart89] ist  $\sigma_r / \sqrt{r_{Drift}} = \sqrt{2 D_T / v_{Drift}}$  für einige Gasgemische bestimmt worden. Für ein Gasgemisch aus Helium und Isobutan im Verhältnis 90:10, welches dem in den **SAPHIR**-Driftkammern verwendeten Gasgemisch am ähnlichsten ist, wurde bei typischen Driftkammerbedingungen  $\sigma_r / \sqrt{r_{Drift}} = 177 \mu\text{m} / \sqrt{\text{cm}}$  ermittelt [Mart89, Haas92].

<sup>8</sup>Die Driftgeschwindigkeit ist, wie aus Abbildung 4.25 zu entnehmen ist, innerhalb der Driftzelle nicht konstant. Eine genauere Umrechnung der Driftzeit  $t_{Drift}$  in den Abstand  $r_{Drift}$  über die **ODB** ändert zwar den hier beschriebenen Diffusionsfehler, der Einfluß auf den Gesamtfehler in Abbildung 4.26 ist jedoch gering.

Der Faktor  $\sigma_{Diffusion}/\sigma_r = \frac{1}{2 \ln n_{tot}} \sum_{i=j}^{n_{tot}} 1/i^2$  hängt nur von  $j$  und  $n_{tot}$  ab. Die interne Struktur der Cluster im **SAPHIR**-Experiment ist jedoch unbekannt. Weder  $j$  noch  $n_{tot}$  können daher angegeben werden. Zudem variieren beide Werte bei gleichem Driftkammergas von Cluster zu Cluster, da sie statistischen Verteilungen folgen. Deswegen ist untersucht worden, inwieweit der Diffusionsfehler vom Prozeß der Clusterbildung abhängt. Die Anzahl  $j$  an primären Elektronen innerhalb eines Clusters folgt einer Poissonverteilung. Für die in Driftkammern verwendeten Gase und Gasgemische liegt der Mittelwert dieser Statistik typischerweise zwischen zwei und drei, wobei dieser Mittelwert von der Dichte der Primärisationen entlang der Spur abhängt. Der Faktor  $\sigma_{Diffusion}/\sigma_r$  wurde für  $1 \leq j \leq 4$  als Funktion der Gesamtzahl  $n_{tot}$  an Elektronen im Cluster untersucht. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.24. Für  $j \geq 2$  ist der Faktor bei festem  $j$  nahezu eine Konstante in  $n_{tot}$ . Für verschiedene  $j$

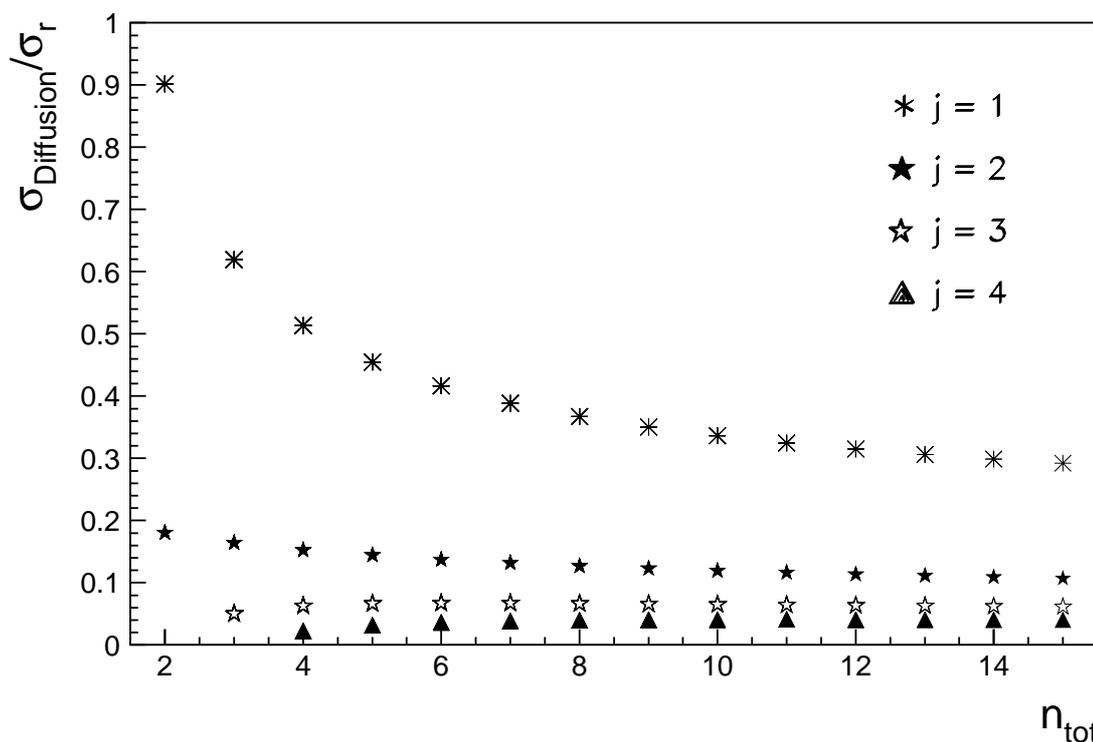


Abbildung 4.24: Der Faktor  $\sigma_{Diffusion}/\sigma_r = \frac{1}{2 \ln n_{tot}} \sum_{i=j}^{n_{tot}} 1/i^2$  des Diffusionsfehlers hängt von der Zahl  $j$  an im Cluster befindlichen Primärelektronen und der gesamten Anzahl  $n_{tot}$  an Elektronen im Cluster ab. Er ist hier für  $1 \leq j \leq 4$  und  $n_{tot} \leq 15$  gezeigt.

variiert der Faktor jedoch erheblich. Demnach müßte innerhalb der Simulation für eine korrekte Behandlung des Diffusionsfehlers genaugenommen für jeden einzelnen Cluster auch die Clusterbildung simuliert werden. Stattdessen wird dieser Fehler wie auch schon die mittlere freie Weglänge und die Ort-Driftzeit-Beziehung in den Abschnitten 4.3.2.1 und 4.3.2.2 effektiv behandelt. Dies ist nicht zuletzt deshalb sinnvoll, da den Untersuchungen zur mittleren freien Weglänge die Vermutung entstammt, daß zumeist Ladungen aus mehr als einem Cluster nötig sind, um ein Signal auf dem Nachweisdraht zu erzeugen, so daß der Diffusionsfehler sich auch aus dem Verhalten aller Cluster während ihrer Drift zum Signaldraht zusammensetzt.

Als effektiver Diffusionsfehler wurde eine mit den Spurfitresiduen verträgliche Parametri-

sierung

$$\sigma_{Diffusion} = 0.5 \cdot \frac{177 \mu m}{\sqrt{cm}} \cdot \sqrt{r_{Drift}}$$

bestimmt, die in Abbildung 4.23 gezeigt ist. Demnach wäre für den Faktor  $\sigma_{Diffusion}/\sigma_r = \frac{1}{2 \ln n_{tot}} \sum_{i=j}^{n_{tot}} 1/i^2$  ein mittlerer Wert von 0.5 angenommen, was im Vergleich zu Abbildung 4.24 als ein um etwa um einen Faktor 2 zu großer Wert erscheint. Wenn man jedoch bedenkt, daß der oben angegebene Wert  $\sigma_r/\sqrt{r_{Drift}} = 177 \mu m/\sqrt{cm}$  für ein Helium-Isobutan-Gemisch bei mit hoher Wahrscheinlichkeit vom **SAPHIR**-Experiment verschiedener Driftgeschwindigkeit  $v_{Drift}$  ermittelt und die Driftgeschwindigkeit  $v_{Drift}$  in obiger Betrachtung als konstant angenommen wurde, sich zudem der Diffusionsfehler im Prinzip auf mehrere Cluster bezieht, so scheint die verwendete Parametrisierung angemessen zu sein.

Aus den beschriebenen, als Funktion vom Abstand  $r_{Drift}$  vorliegenden Ortsfehlern wurde der zu diesem Abstand gehörige Zeitfehler durch Division mit der dortigen Driftgeschwindigkeit ermittelt. Hierzu wurde die nur leicht vom Magnetfeldbetrag  $B$  und dem Durchtrittswinkel  $\alpha$  abhängende **ODB** über beide Parameter gemittelt und für Abstände  $r_{Drift}$  für Spuren links und rechts vom Draht je ein Polynom an die so gemittelte **ODB** angelegt. Durch Bildung der Ableitung dieser beiden Polynome konnte dann die Driftgeschwindigkeit als Funktion des Abstands  $r_{Drift}$  berechnet werden (s. Abbildung 4.25). Die auf diese Weise aus den Ortsfehlerkurven berechneten Zeitfehler sind in Abbildung 4.26 zu sehen. Zusätzlich ist der Abbildung 4.26 der angenommene Fehler  $\sigma_t = 1.7 ns$  der elektronischen Zeitmessung [Haas92] zu entnehmen. Der Gesamtfehler ergibt sich aus der Wurzel über die Addition der Fehlerquadrate.

Der oben erwähnte Drahtpositionsfehler von  $\sigma_{Draht} = 120 \mu m$ , der im Vergleich zu den Angaben der Bauzeichnungen als zu groß erscheint, könnte beispielsweise durch einen durch die Elektronik bedingten Fehler bei der Messung der Driftzeiten verursacht werden. Das experimentelle Driftzeitspektrum in Abbildung 4.13 zeigt deutlich ausgeprägte unstatistische, aber regelmäßige Fluktuationen. Die sich in Blöcken von 8 ns wiederholenden Strukturen gehen nach Auskunft des Herstellers wahrscheinlich auf einen internen Logikfehler der die Signale aufzeichnenden Elektronik zurück. Da die Art des Fehlers jedoch nicht genau bekannt ist, wurde er nicht simuliert. Demnach ist der Einfluß dieses Elektronikfehlers eine mögliche zusätzliche Fehlerquelle, die dann zum obigen Fehler  $\sigma_t = 1.7 ns$  der elektronischen Zeitmessung hinzuberechnet werden müßte. Zudem ist dieser Fehler in [Haas92] lediglich grob abgeschätzt worden. Außerdem kann in  $\sigma_{Draht} = 120 \mu m$  zum Teil der Einfluß der Clusterstatistik auf die **ODB**-Messung hereinparametrisiert sein. Dabei würde die  $\beta$ -Abhängigkeit jedoch nicht berücksichtigt werden. Dies wird möglicherweise zum Teil durch die bestimmte effektive mittlere freie Weglänge  $\lambda(\beta)$  kompensiert. In Anbetracht dieser Unkenntnisse über die genaue experimentelle Situation hätte statt des großen Fehlers zu  $\sigma_{Draht}$  auch der Zeitfehler durch einen zusätzlichen Beitrag von einigen Nanosekunden vergrößert werden können. Dies hätte durch die Umrechnung des Ortsfehlers in einen Zeitfehler über die Driftgeschwindigkeit einen vom Abstand etwas anders abhängigen Gesamtfehler zur Folge. Dies läßt sich aber durch die Residuen des Spurfits nicht mehr genauer unterscheiden. Daher ist die Vergrößerung des Drahtpositionsfehlers geblieben, wodurch ein im Bereich der Potentialdrähte größerer Gesamtfehler entsteht. Dies ist nicht unvernünftig, wenn man bedenkt, daß die Ort-Driftzeit-Beziehung in diesem Bereich nicht mit der entsprechenden Genauigkeit bestimmt wurde, für die Simulation aber durch Verwendung der invertierten gemessenen **ODB** bei der

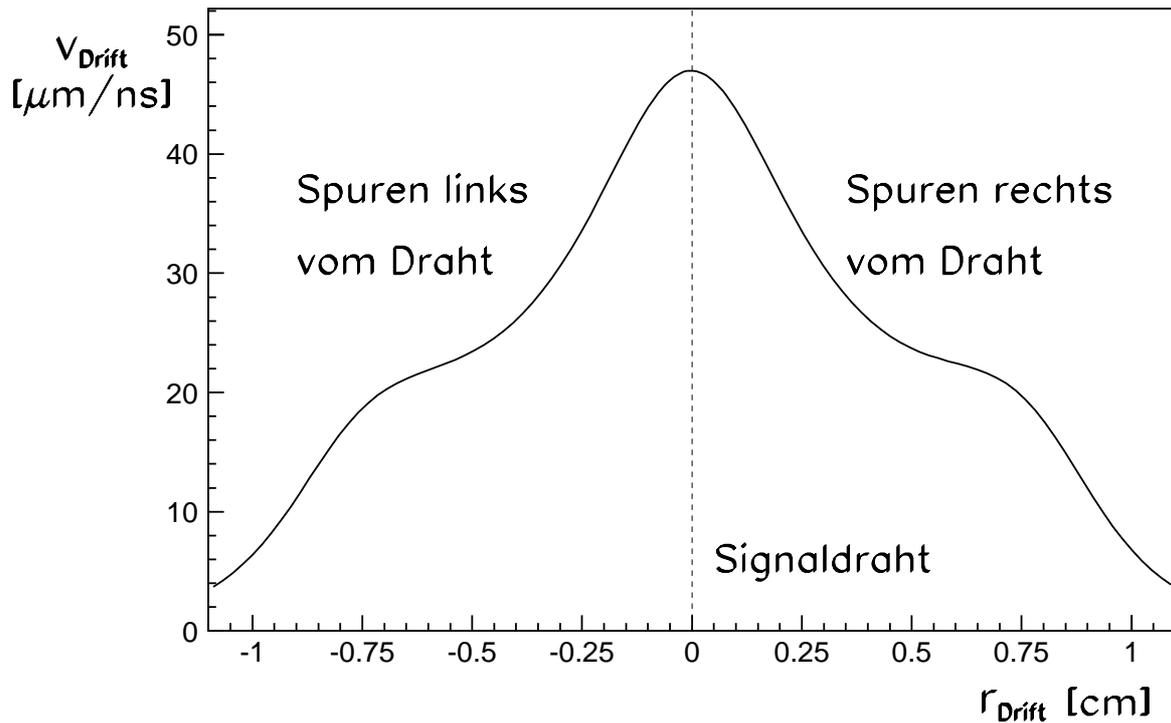


Abbildung 4.25: Die Driftgeschwindigkeit  $v_{Drift}$  beim Abstand  $r_{Drift}$  vom Signaldraht.

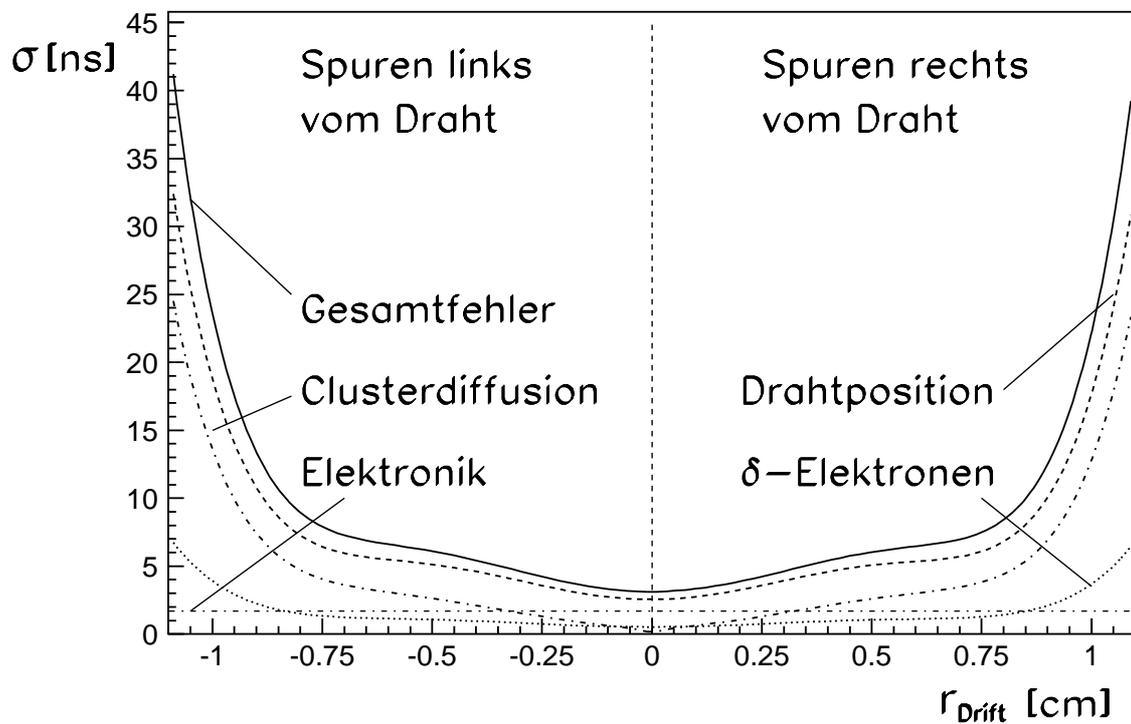


Abbildung 4.26: Der Gesamtfehler der simulierten Driftzeit als Funktion vom Abstand  $r_{Drift}$  der Elektronencluster vom Signaldraht.

Simulation der Drahtansprecher diese auch in diesem Bereich als gut bekannt angenommen wird. Der vergrößerte Fehler wirkt dem ein wenig entgegen.

Insgesamt gesehen verstecken sich in dem verwendeten Gesamtfehler die verschiedensten gegenseitigen Abhängigkeiten, die nicht genau festgelegt werden konnten. Für die Anwendung der Simulation für die Akzeptanzrechnung ist jedoch zunächst das Ziel, daß die Driftzeitfehler in der Simulation denen des Experiments gut genug entsprechen. Die Größenordnungen der berücksichtigten Fehlerbeiträge sind vernünftig und der Verlauf des Gesamtfehlers als Funktion des Abstands der primären Ionisation vom Draht ist plausibel.

In der früheren Simulation wurde ein für alle Driftzeiten und damit Spur-Draht-Abstände gleicher Driftzeitfehler zwischen 9 ns und 12 ns (je nach Auswertung) angenommen. Im Bereich des Signaldrahtes sind früher somit zu große, im Bereich der Potentialdrähte zu kleine Fehler verwendet worden. Das hier beschreibende Vorgehen für die Driftzeitfehler stellt trotz der effektiven Behandlung einiger Fehlerbeiträge somit eine wesentliche Erweiterung und Verfeinerung der Simulation dar.

#### 4.3.2.4 Simulation der Flug- und Signalzeiten

Um der experimentellen Situation zu genügen, müssen an die berechneten Driftzeiten, die zum zeitlich als ersten am Signaldraht eintreffenden Elektronencluster gehören, zusätzliche Zeitkorrekturen angebracht werden. Zu berücksichtigen sind die Laufzeiten der Signale auf dem Nachweisdraht und die Flugzeiten der am Ereignis beteiligten Teilchen. Es sei betont, daß nur von Spur zu Spur verschiedene Signallauf- und Flugzeiten relevant sind, da gemeinsame Zeitoffsets innerhalb der  $t_0$ -Korrektur, die bereits in Abschnitt 4.3.2 erwähnt wurde, entfallen. Daher können die berechneten Zeiten einfach zu den berechneten Driftzeiten addiert werden.

Aus praktischen Gründen werden die Signallaufzeiten bezüglich der Drahtmitte simuliert, da dieser Ort bei der Berechnung der Driftzellenschnitte bereits aus den Daten zur Kammergeometrie bestimmt wurde. Zunächst wird die Länge der Signallaufstrecken zwischen dem Ort der Signalerzeugung und der Drahtmitte ermittelt. Je nach Anbringung der elektronischen Auslese werden diese Strecken mit einem entsprechenden Vorzeichen versehen. Die Drähte der zentralen Driftkammer **CDC** und die Vertikallagen der Vorwärtsdriftkammer **FDC** wurden im Experiment oben und die Horizontallagen der **FDC** aus Strahlrichtung gesehen rechts ausgelesen. Mit der Signalgeschwindigkeit erhält man aus der Signalstrecke die Signallaufzeit, die auf die berechnete Driftzeit addiert wird. Für alle laufenden Analysen zu den Datennahmen 1997/1998 wird eine Signalgeschwindigkeit von  $v_S = 29 \text{ cm/ns}$ , also annähernd Lichtgeschwindigkeit, angenommen. Abbildung 4.27 zeigt die Signallaufzeiten für die innerste Lage 1 und die äußerste Lage 14 der **CDC**. Für die innerste **CDC**-Lage zeigt lediglich ein kleiner Teil an Spuren von 0 ns verschiedene Signallaufzeiten, da die im Target erzeugten Teilchen die Drähte dieser Lage in etwa der Hälfte der Drahtlänge passieren. In der äußersten **CDC**-Lage erzeugen immerhin 50% aller Spuren um 1 ns von der Drahtmitte entfernte Ansprecher. Für die **FDC**, die über einen Meter vom Target entfernt ist, differieren die Signallaufzeiten von Spur zu Spur deutlicher, wie den Abbildungen 4.28 und 4.29 zu entnehmen ist. Die Signallaufzeitunterschiede betragen hier für alle Nachweislagen mehrere Nanosekunden.

Neben den Signallaufzeiten können auch die von der Teilchengeschwindigkeit abhängenden Flugzeiten innerhalb einer Lage um mehrere Nanosekunden differieren. Abbildung 4.30 zeigt

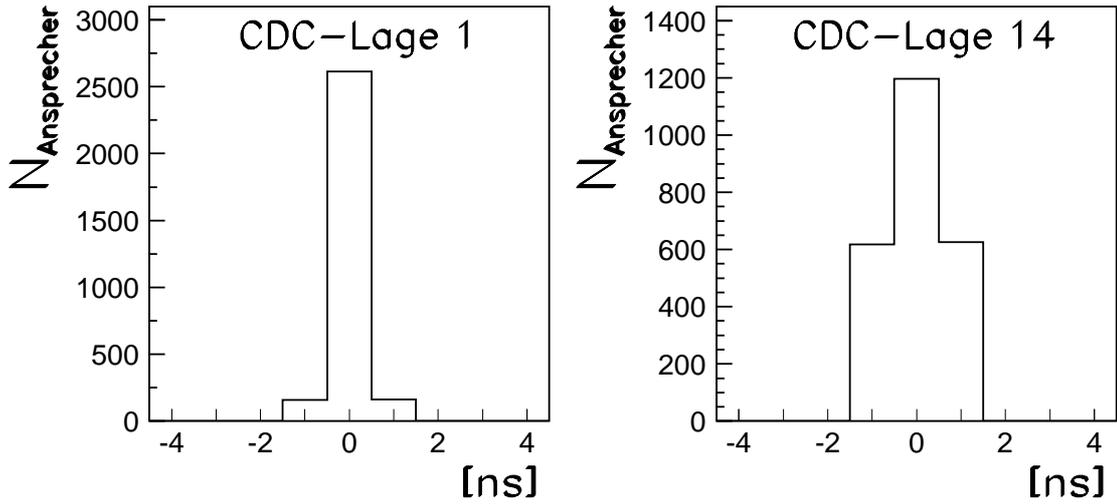


Abbildung 4.27: Auf die Drahtmitte bezogene Signallaufzeiten für phasenraumverteilte simulierte Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  für die innerste und äußerste Nachweislage der zentralen Driftkammer **CDC**.

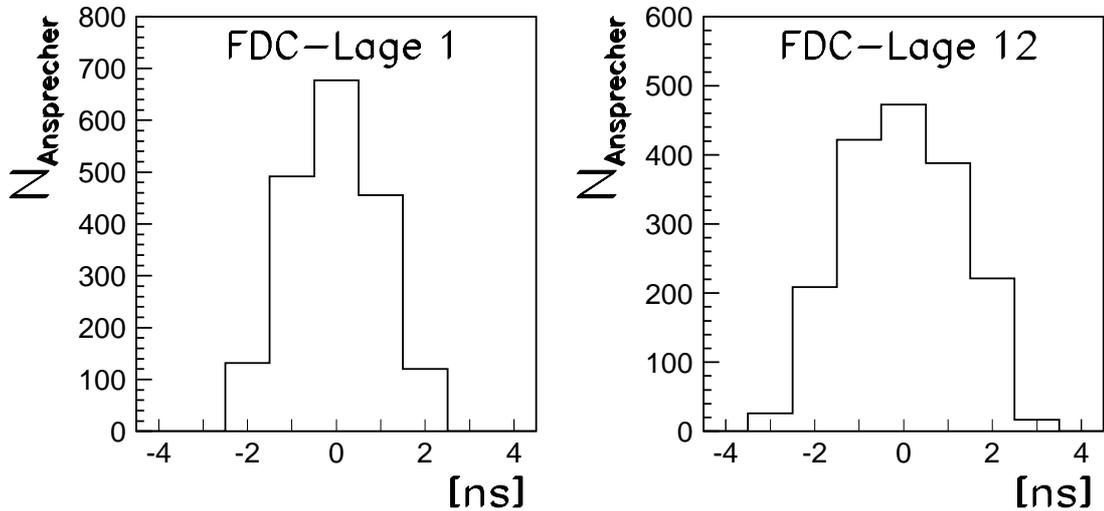


Abbildung 4.28: Auf die Drahtmitte bezogene Signallaufzeiten für phasenraumverteilte simulierte Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  für die Vertikallagen 1 und 12 der Vorwärtsdriftkammer **FDC**.

die Zeit zwischen Primärvertex und Vorbeiflug des den Ansprecher auslösenden Teilchens am jeweiligen Draht für die Nachweislagen der **CDC**. Für sekundär erzeugte geladene Teilchen wie Myonen aus  $\pi$ -Zerfällen in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  setzt sich diese Zeit aus der Flugzeit des Mutterteilchens zwischen Primärvertex und Sekundärvertex zusammen. Entsprechend wird mit tertiär usw. zerfallenden Teilchen verfahren. In Abbildung 4.30 ist zu erkennen, daß sich der Schwerpunkt der Flugzeitverteilung erwartungsgemäß mit zunehmender Entfernung vom Target zu größeren Flugzeiten verschiebt. Wichtiger ist jedoch die Beobachtung, daß mit größer werdender Entfernung vom Target auch die Flugzeitunterschiede auf Grund verschiedener Teilchengeschwindigkeiten zunehmen. Für die **FDC** zeigen sich deswegen die größten Unterschiede, wie der Abbildung 4.31 zu entnehmen ist. Wie die Signalzeiten werden auch die Flugzeiten zur vorher bestimmten Driftzeit hinzugerechnet.

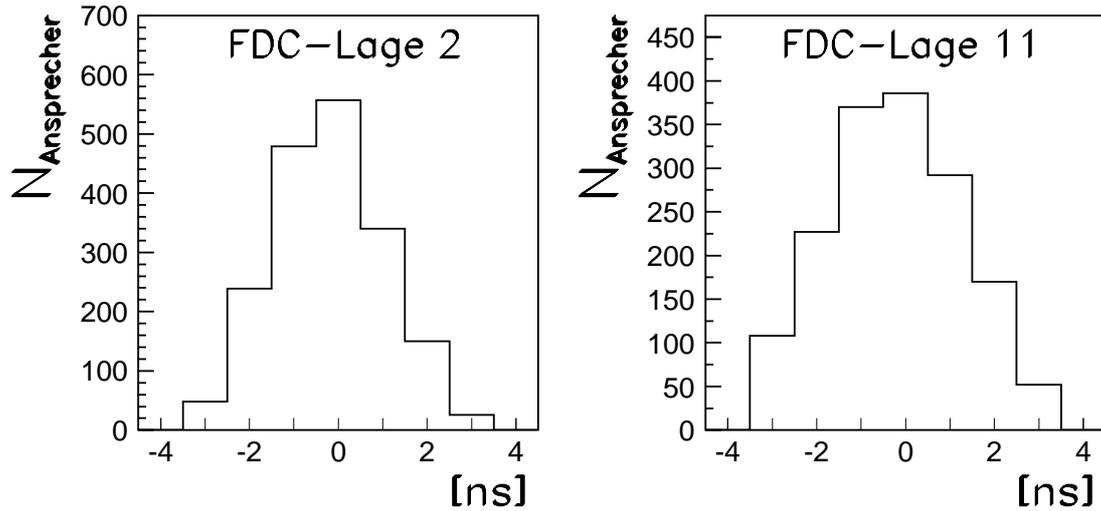


Abbildung 4.29: Auf die Drahtmitte bezogene Signallaufzeiten für phasenraumverteilte simulierte Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  für die Horizontallagen 2 und 11 der Vorwärtsdriftkammer **FDC**.

Um einen für alle Ereignisse gemeinsamen Bezugspunkt zu haben, werden der Vollständigkeit halber alle Vertexorte zumindest entlang der Strahlrichtung auf die Targetmitte korrigiert, indem die Zeit, die ein Photon entlang der Strahlrichtung für die Strecke zwischen Vertex und Targetmitte benötigt, addiert bzw. subtrahiert wird, je nachdem, ob der Vertex aus Strahlrichtung gesehen vor bzw. nach der Targetmitte liegt. Diese Zeiten betragen wegen der kleinen Strecken von weniger als der halben Targetlänge von 4 cm weniger als 0.13 ns und sind daher eigentlich vernachlässigbar. Lediglich beim Runden der aus Addition von Drift-, Signal-, Flug- und Vertexzeit gewonnenen Gesamtzeit auf eine natürliche Zahl, wie sie von der Elektronik gemessen wird, kann die Vertexzeit leicht Einfluß auf die letztliche simulierte Zeitmessung nehmen.

Tatsächlich wurde diese Vertexkorrektur auf die Targetmitte jedoch in Vorbereitung auf eine weitere Korrektur angebracht. Genaugenommen fehlt nämlich eine letzte Zeitkorrektur, denn der Startpunkt für die Zeitmessung an den Driftkammerdrähten wird nicht durch das im Target ausgelöste Ereignis, sondern durch das im Taggingssystem **TOPAS II** nachgewiesene Bremsstrahlungselektron definiert. Je nach Energie der gestreuten Elektronen dauert ihre Flugzeit vom Bremsstrahltarget in das Taggingssystem unterschiedlich lang. Dementsprechend weit ist das im Bremsstrahlungsprozeß entstandene Photon bereits in Richtung Target geflogen. Es verbleibt dann für jedes Photon noch die restliche Flugstrecke bis zum Auslösen der zu messenden Reaktion. Die Zeit, die dafür nötig ist, hängt damit von der Energie der Bremsstrahlungselektronen ab. Wegen der im Vergleich zum Impuls kleinen Elektronenmasse fliegen alle gestreuten Elektronen mit nahezu Lichtgeschwindigkeit. Eine Flugstreckendifferenz der Elektronen zu den Nachweisorten im Taggingssystem von 30 cm bedeutet damit einen Flugzeitunterschied von lediglich einer Nanosekunde. Eine Flugzeitkorrektur zwischen **TOPAS II** und dem Target wurde daher nicht angebracht, da die Flugstrecken der Elektronen sich sogar um weniger als 30 cm voneinander unterscheiden, die damit verbundene Flugzeitkorrektur also entsprechend kleiner als eine Nanosekunde wäre. Für eine genaue Berechnung der Flugstrecken wären zudem geometrische Berechnungen zur Flugbahn der gestreuten Elektronen im Taggingmagnetfeld nötig gewesen. Dieser Aufwand ist bei den kleinen zu erwartenden Flugzeitunterschieden nicht gerechtfertigt.

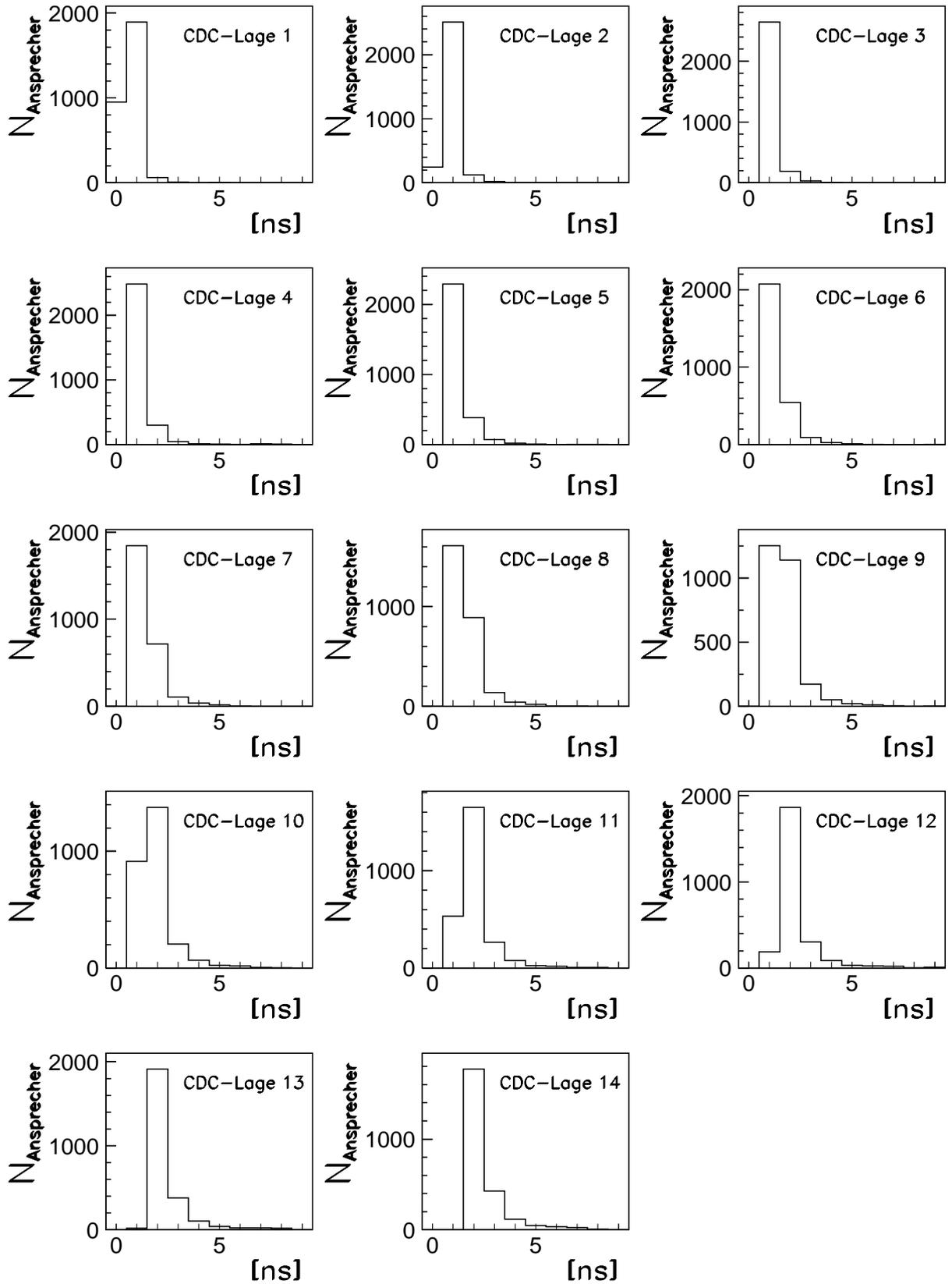


Abbildung 4.30: Auf den Primärvertex bezogene Flugzeiten der die Ansprecher erzeugenden Teilchen für phasenraumverteilte simulierte Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  für die Nachweislagen der zentralen Driftkammer **CDC**.

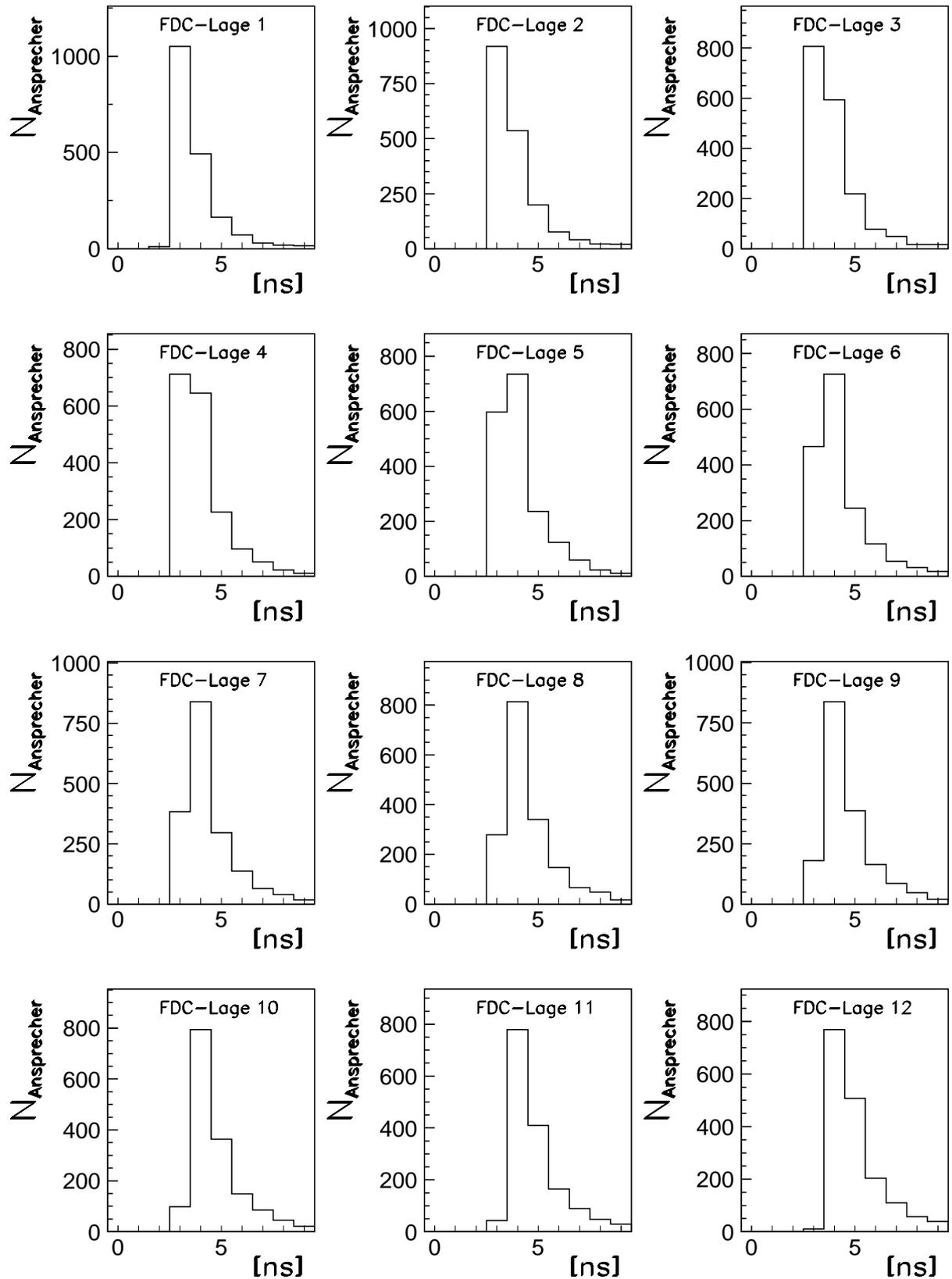


Abbildung 4.31: Auf den Primärvertex bezogene Flugzeiten der die Ansprecher erzeugenden Teilchen für phasenraumverteilte simulierte Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  für die Nachweislagen der Vorwärtsdriftkammer **FDC**.

Wie in Abschnitt 6.9 noch zu sehen sein wird, wurde sowohl für die Simulation als auch für das Experiment für moderate Teilchengeschwindigkeiten  $\beta \approx 0.5$ , für die sowohl die Vielfachstreuung als auch die Clusterstatistik kaum Einfluß auf die Ortsauflösung haben, eine Driftkammerauflösung von  $150 \mu\text{m}$  erreicht. Diese Auflösung war für die experimentellen Daten jedoch erst möglich, seitdem die Signallauf- und Flugzeiten innerhalb des Spurfits entsprechend korrigiert werden (s. auch Abschnitt 6.9). Die Simulation diente hierzu als Entwicklungsumgebung. Wurden in der Simulation Signallauf- und Flugzeiten generiert, aber im Spurfit nicht korrigiert, so konnte mit der Simulation die zunächst schlechtere Auflösung der experimentellen Daten reproduziert werden. Nach angebrachter Korrektur im Spurfit konnte dann eine deutliche Verbesserung der Ortsauflösung für Experiment und Simulation erzielt werden, die der Auflösung einer Simulation ohne Generierung der Signallauf- und Flugzeiten, aber auch ohne anschließende Korrektur im Spurfit entsprach.

Der Einfluß der Signallauf- und Flugzeiten auf die Driftkammerauflösung ist leicht einzusehen, wenn man bedenkt, daß bei einer Driftgeschwindigkeit von durchschnittlich etwa  $v_{\text{Drift}} = 30 \mu\text{m}/\text{ns}$  eine Differenz von  $1 \text{ ns}$  in den gemessenen Zeiten eine Driftstreckendifferenz von  $30 \mu\text{m}$  bedeutet. Da die Signallaufzeit- und Flugzeitdifferenzen zwischen verschiedenen Spuren mehrere Nanosekunden betragen, ist ein entsprechend großer Einfluß auf die erreichbare Ortsauflösung zu erwarten.

## 4.4 Simulation und Experiment im Vergleich

Ausgangspunkt dieses Kapitels war die Beobachtung, daß die Wirkungsquerschnitte, die in Analysen zu den mit dem **SAPHIR**-Detektor in den Jahren 1997/98 genommenen Daten erhalten wurden, signifikant von Messungen anderer Experimente abweichen. Als mögliche Ursache wurde in Abschnitt 4.1 eine fehlerhafte Akzeptanzrechnung auf Grund einer unzureichenden Simulation der Driftkammern benannt. Tatsächlich ist bereits der Abbildung 4.13 in Abschnitt 4.3.2 zu entnehmen, daß die frühere Simulation deutliche Abweichungen zum Experiment zeigte. Nach der ausführlichen Beschreibung aller Aspekte der neuen Simulation stellt sich die Frage, inwieweit die experimentelle Situation nun hinreichend beschrieben werden kann. Für einen Vergleich von Simulation und Experiment sind sowohl die Driftzeiten als auch die Drahtansprecher selber von Interesse. In den folgenden Abschnitten werden diese beiden Meßinformationen differenziert untersucht.

### 4.4.1 Driftzeitspektren

Abbildung 4.32 zeigt die globalen Driftzeitspektren für die zentrale Driftkammer **CDC**. Neben dem experimentellen Spektrum, das bereits in Abbildung 4.13 zu sehen war, ist zusätzlich das globale Driftzeitspektrum für die neue Simulation eingezeichnet. Sowohl für kleine als auch für große Driftzeiten beschreibt die neue Simulation das Experiment besser als die alte Simulation. Die großen Driftzeiten oberhalb von etwa  $350 \text{ ns}$  fehlen in der alten Simulation, da, wie in Abschnitt 4.2 bereits erwähnt, nur Ansprecher innerhalb von Driftzelleninkreisen generiert wurden. Durch die Berechnung der vollständigen Driftzelligeometrie kann in der neuen Simulation auch der Ausläufer zu größeren Driftzeiten gut beschrieben werden. Die noch zu erkennenden Unterschiede sind auf eine im Bereich der Potentialdrähte nicht gut

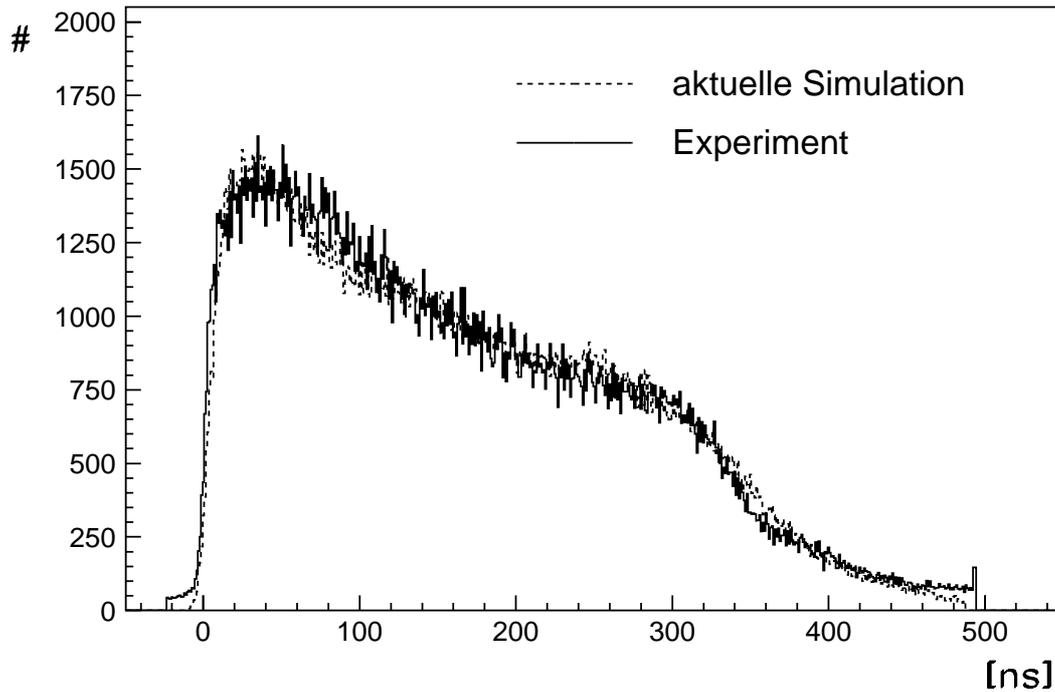


Abbildung 4.32: Driftzeiten für die zentrale Driftkammer **CDC** in der aktuellen Simulation im Vergleich mit experimentellen Driftzeiten aus der Datennahme im April 1997. Sowohl für das Experiment als auch die Simulation wurden nur Driftzeiten aus vorselektierten Ereignissen zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  verwendet.

bekannte Ort-Driftzeit-Beziehung zurückzuführen. Die gute Beschreibung des Spektrums im Bereich kleiner Driftzeiten, die in Signaldrahtnähe erfolgten Primärionisationen entsprechen, ist auf die in Abschnitt 4.3.2.1 beschriebene Simulation der Clusterstatistik zurückzuführen. Wie dort bereits erläutert, wurde die mittlere freie Weglänge  $\lambda(\beta)$  zwischen den Clustern so angepaßt, daß die Driftzeitspektren aus Simulation und Experiment als Funktion der Geschwindigkeit  $\beta$  der Teilchen, die die zugehörigen Ansprechere ausgelöst haben, möglichst gut übereinstimmen.

Zusätzlich wurden im Rahmen dieser Arbeit die Driftzeitspektren auch als Funktion von Teilchensorte und Impuls und in Abhängigkeit von der Nachweislage untersucht. Es zeigte sich jeweils eine ähnlich gute Übereinstimmung wie in Abbildung 4.32. In [Schu99] wurden auch Abhängigkeiten vom Durchtrittswinkel der Spuren durch die Driftzelle studiert. Auch hier wurde eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation beobachtet.

Eine ähnlich gute Situation konnte für die Vorwärtsdriftkammer **FDC** erreicht werden, wie aus den Abbildungen 4.33 und 4.34 ersichtlich wird. Unter Verwendung der in dieser Arbeit für die **FDC** bestimmten **ODB** (vgl. Abschnitt 4.3.2.2) in beiden Simulationen ergibt sich wiederum eine durch die neue Simulation deutlich verbesserte Übereinstimmung von Simulation und Experiment. Für die **FDC** allerdings zeigten die Untersuchungen in [Schu99] zur Abhängigkeit der Driftzeiten sowohl von den Durchtrittswinkeln der Spuren als auch vom Ort innerhalb der **FDC** in einigen Wertebereichen deutlichere Unterschiede zwischen Simulation und Experiment. Dies ist nicht weiter verwunderlich, wenn man bedenkt, daß die Ort-Driftzeit-Beziehung zwischen Driftzeit und Driftstrecke für die **FDC** nur in einer groben Näherung global für alle Driftzeiten, also unabhängig von allen denkbaren Parametern,

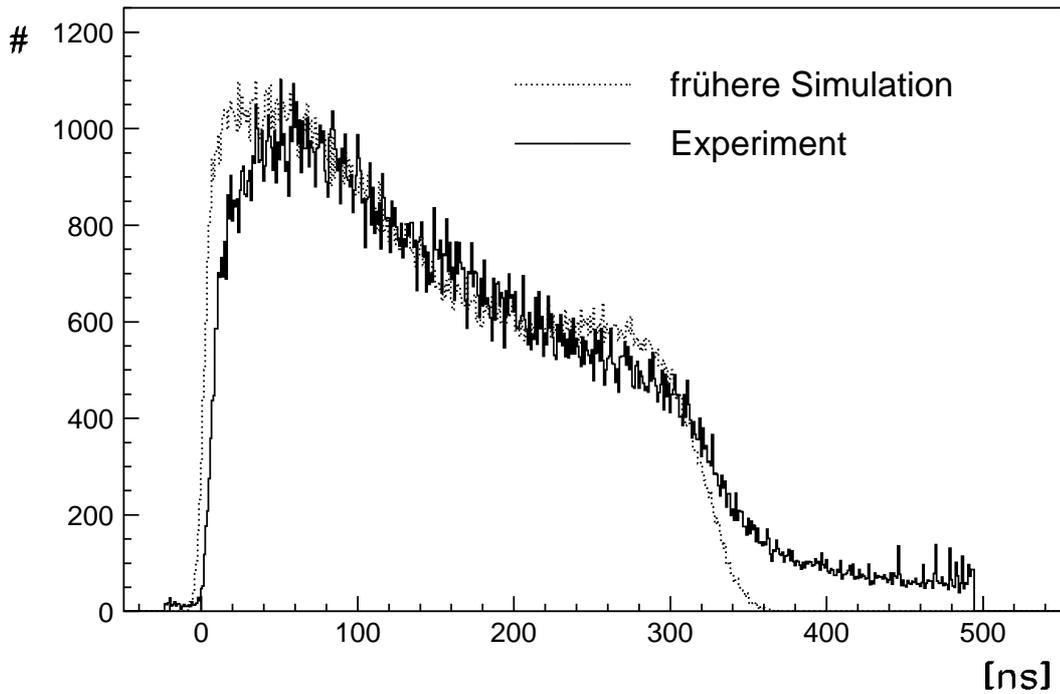


Abbildung 4.33: Driftzeiten für die Vorwärtsdriftkammer **FDC** in der früheren Simulation im Vergleich mit experimentellen Driftzeiten aus der Datennahme im April 1997. Sowohl für das Experiment als auch die Simulation wurden nur Driftzeiten aus vorselektierten Ereignissen zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  verwendet.

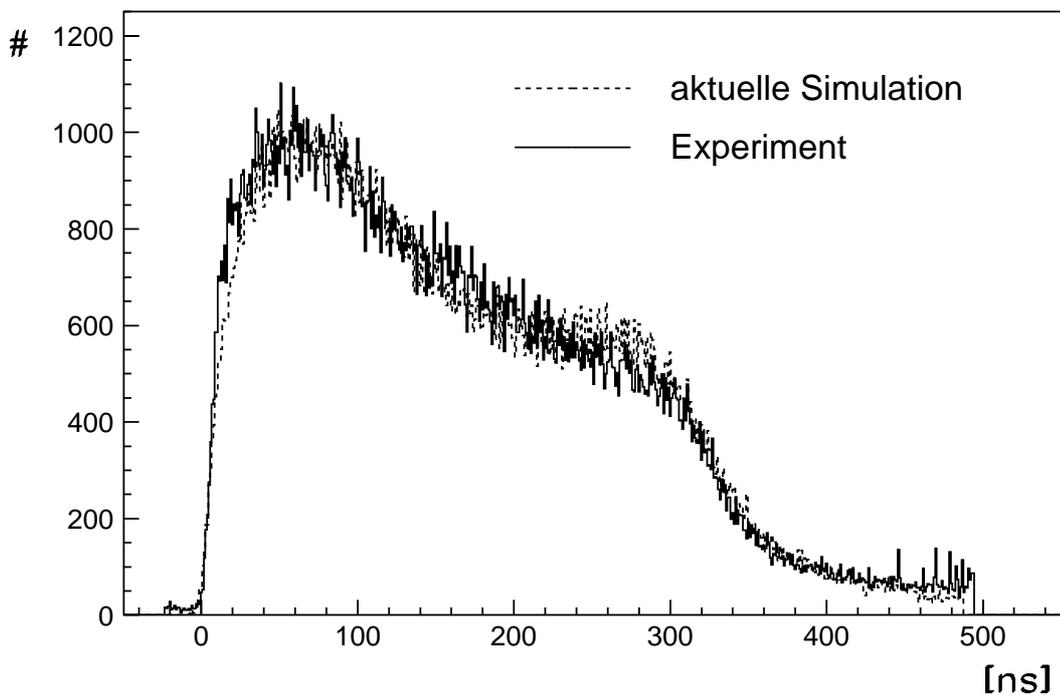


Abbildung 4.34: Driftzeiten für die Vorwärtsdriftkammer **FDC** in der aktuellen Simulation im Vergleich mit experimentellen Driftzeiten aus der Datennahme im April 1997. Sowohl für das Experiment als auch die Simulation wurden nur Driftzeiten aus vorselektierten Ereignissen zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  verwendet.

ermittelt wurde. Nicht zuletzt, weil die **FDC** sich im Vergleich mit der **CDC** in einem deutlich inhomogeneren Magnetfeld befindet, daß sowohl in Richtung als auch in Betrag stark variiert, sind Abhängigkeiten der **ODB** vom Ort und Durchtrittswinkel zu erwarten. Zudem hängt die **ODB** in der **FDC** im Vergleich mit der **CDC** deutlich stärker vom Durchtrittswinkel der Spuren durch die Lage ab, da die Durchtrittswinkel der **FDC** wegen der planaren Geometrie einen deutlich größeren Bereich als für die **CDC** überstreichen. Eine Bestimmung der **FDC-ODB** als Funktion von Durchtrittswinkel und -ort wurde in einer laufenden Dissertation [Lawa03] vorgenommen. Die Verwendung dieser verfeinerten **ODB** verschlechterte jedoch entgegen der Erwartung ein wenig die Ortsauflösung der Spurrekonstruktion innerhalb der **FDC**, so daß weiterhin die zuerst bestimmte **ODB** verwendet wird. Da die Auflösung innerhalb der Spurpunktreakonstruktion der **FDC** (s. Abschnitt 5.3.7) konsistent zu dem innerhalb des Spurfits für die **FDC** verwendeten statistischen Fehler (s. Abschnitt 6.9) ist, wurde kein neuer Versuch zur Verbesserung der **FDC-ODB**-Bestimmung unternommen.

## 4.4.2 Doppelansprecher

Wie bereits in Abschnitt 4.3 erwähnt, kann eine Spur beim Durchtritt durch eine Nachweislage unter Umständen mehr als nur einen Draht ansprechen. Der häufigst vorkommende Fall von genau zwei benachbarten Ansprechern, sogenannte Doppelansprecher, ist in Abbildung 4.14 zu sehen, wo die rechte der beiden Spuren zwei Driftzellen durchquert, dementsprechend auch Ansprecher in jeder dieser Zellen erzeugt, insofern innerhalb des durchquerten Bereichs wie in Abbildung 4.14 in jeder Zelle mindestens eine Ionisation von Driftkammereasmolekülen durch das zugehörige geladene Teilchen stattgefunden hat (s. zur Simulation dieser Ionisationsakte Abschnitt 4.3.2.1). Das Ansprechen zweier benachbarter Drähte nennt man einen Doppelansprecher bzw. eine Doppeldigitalisierung.

Aus Abbildung 4.14 ist eine zusätzliche Komplikation für die Spurrekonstruktion ersichtlich. Die nur durch die linke Zelle verlaufende Spur ionisiert Gasmoleküle unter kürzerem Abstand zum Signaldraht. Daher sprechen zwar beide Zellen an, die benachbarten Ansprecher stammen jedoch von zwei Spuren. Der Fall, daß zwar zwei Spuren recht dicht nebeneinander durch die Nachweislage gehen, jedoch der Doppelansprecher von nur einer der beiden Spuren erzeugt wird, während die andere Spur in der betreffenden Nachweislage gar keinen Ansprecher hinterläßt, ist ebenso denkbar. Aufgabe der Spurfindung ist also die korrekte Zuordnung des Doppelansprechers zur richtigen Spur bzw. den richtigen Spuren. Da die Seiten, an denen die Teilchen an den Signaldrähten vorbeigeflogen sind, zunächst unbekannt sind, verschärft das Problem zusätzlich. Aus diesem Grund stellen sehr eng nebeneinander verlaufende bzw. sich kreuzende Teilchenspuren ein besonderes Problem für die Spurfindung und Spurrekonstruktion dar. Dies macht an dieser Stelle nochmals die bereits in den Abschnitten 4.3.1 und 4.3.1.1 angesprochene Wichtigkeit der richtigen Simulation speziell auch dieser Mehrfachansprecher deutlich.

Es stellt sich dementsprechend die Frage, inwieweit die überarbeitete Simulation nun die Anzahl der Drahtansprecher richtig erzeugt. Die erste meßbare Größe, die darüber Aufschluß geben kann, ist die mittlere Anzahl an Ansprechern pro Nachweislage und Ereignis. Abbildung 4.35 zeigt diese Größe für alle Lagen der zentralen Driftkammer **CDC** für Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  in Simulation und Experiment. Die Beschränkung des Vergleichs auf eine ausgewählte Reaktion ist nötig, um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten. Beispielsweise treten im Experiment auch Ereignisse mit mehr als drei geladenen Teilchen im

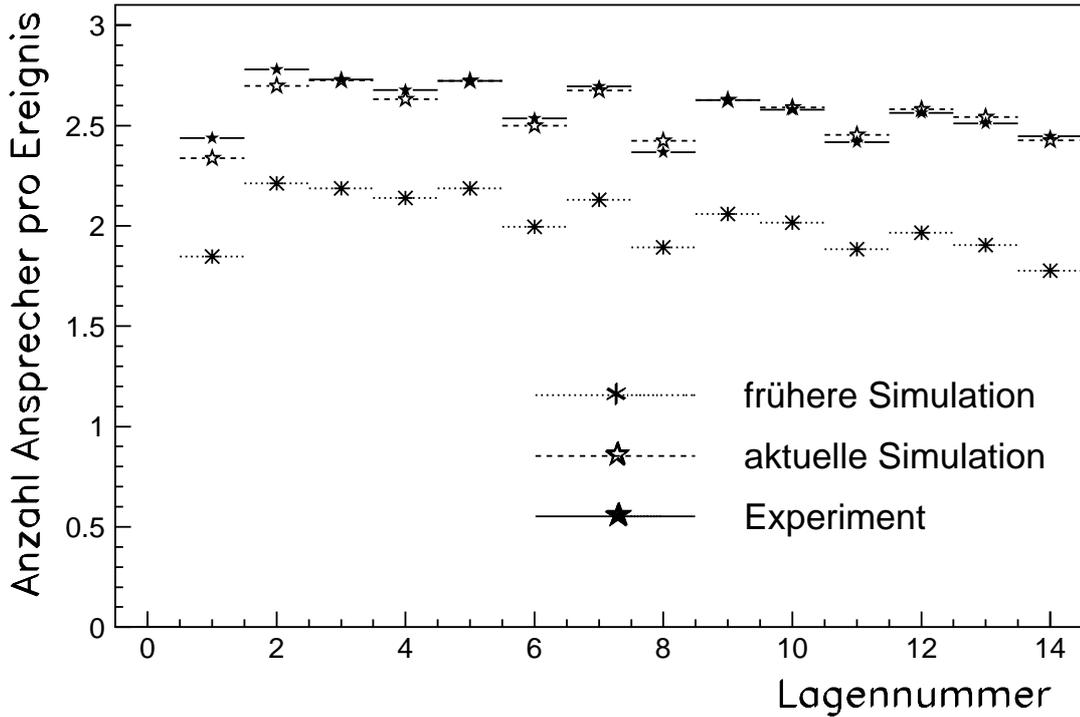


Abbildung 4.35: Mittlere Anzahl an Ansprechern pro Nachweislage und Ereignis in der zentralen Driftkammer **CDC** für simulierte und experimentelle Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ .

Endzustand auf, die dementsprechend mehr Ansprecher in den Driftkammern erzeugen. Für die experimentellen Daten sind wegen der zahlreichen Konkurrenzkanäle die Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  aus der Gesamtdatenmenge zu selektieren. Hierfür sind die entsprechenden Rekonstruktions- und Analyseschritte notwendig. Um der experimentellen Situation so nahe wie möglich zu kommen, wurden die Rekonstruktions- und Selektionsschritte exakt gleich durchgeführt und die Triggereffizienz der **TOF**-Szintillatoren berücksichtigt. Lediglich die Kinematik der simulierten Daten wurde der Einfachheit halber nur als Phasenraum simuliert, während in experimentellen Daten zusätzlich das  $\rho^0$ -Meson bzw. die  $\Delta$ -Resonanzen  $\Delta^{++}$  und  $\Delta^0$  dominant beitragen. Die mittlere Anzahl an Ansprechern sollte speziell für die **CDC** aber bis auf kleinere Unterschiede bei der Triggereffizienz nicht sehr von der Kinematik der einzelnen Reaktionen abhängen. Lediglich die mittlere Nachweiseffizienz der Drähte variiert leicht als Funktion von der Teilchengeschwindigkeit zwischen 95% und 99% (s. Abschnitt 4.4.3), ist hier also ein vernachlässigbarer Effekt.

Aus Abbildung 4.35 ist zu entnehmen, daß die experimentelle mittlere Anzahl an Ansprechern pro **CDC**-Lage durch die neue Simulation deutlich besser wiedergegeben wird, als dies mit der alten der Fall ist. In der alten Simulation sind nur Ansprecher innerhalb des Inkreises, nicht aber im Bereich der Potentialdrähte generiert worden (vgl. Abbildung 4.2 in Abschnitt 4.2). Dadurch verringert sich die Anzahl an Ansprechern. Wie in Abbildung 4.14 erkennbar gehören im Bereich der Potentialdrähte erzeugte Ansprecher häufig zu Spuren, die auch in der Nachbarzelle einen Ansprecher auslösen. Dies läßt vermuten, daß mit der zu geringen Zahl an Ansprechern in der alten Simulation auch zuwenige Doppelsprecher simuliert wurden. In Abbildung 4.35 verwunderlich ist die für einige der Lagen niedrigere Anzahl an Ansprechern sowohl in Experiment als auch in beiden Simulationen. Der Grund

hierfür ist nicht bekannt, läßt sich wahrscheinlich jedoch auf die geometrischen Eigenschaften der **CDC** zurückführen, zumal die Simulation identische Ausreißer zeigt.

Für die Vorwärtsdriftkammer **FDC** ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und neuer Simulation nicht so gut wie für die **CDC**, wie Abbildung 4.36 zeigt. Dies ist wahrscheinlich auf die Verwendung von nur phasenraumverteilten Ereignissen der Reaktion  $\gamma p \rightarrow$

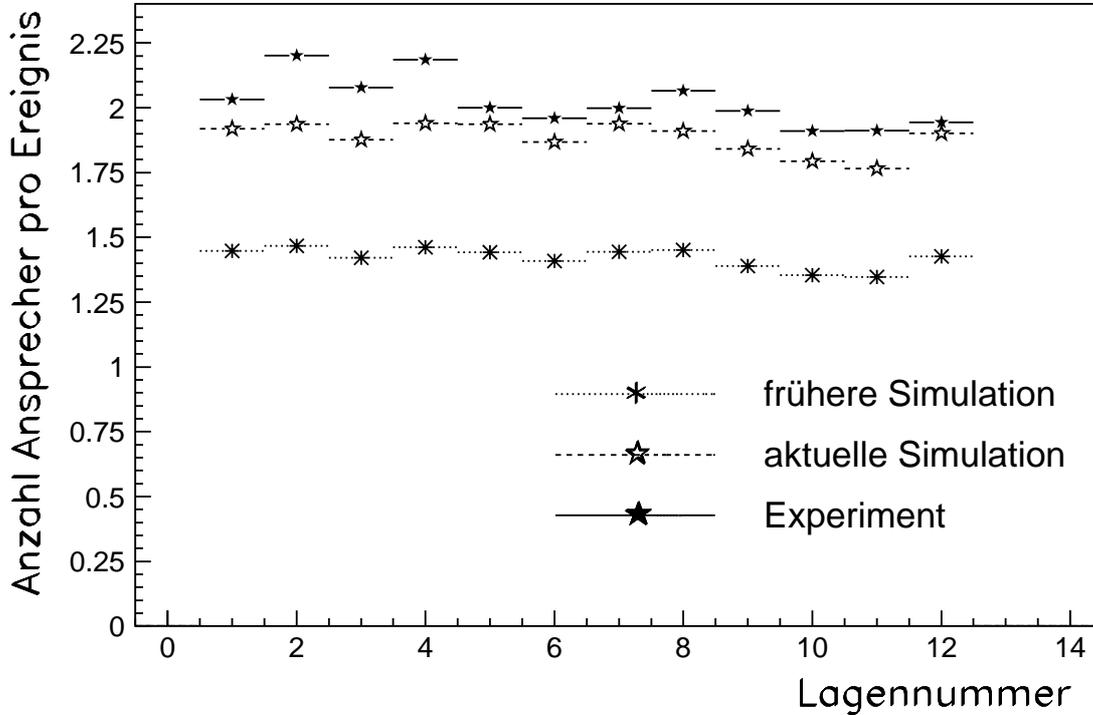


Abbildung 4.36: Mittlere Anzahl an Ansprechern pro Nachweislage und Ereignis in der Vorwärtsdriftkammer **FDC** für simulierte und experimentelle Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ .

$p \pi^+ \pi^-$  für die Simulation zurückzuführen, während experimentell die zur gleichen Reaktion beitragenden Endzustände  $p \rho^0$ ,  $\Delta^{++} \pi^-$  und  $\Delta^0 \pi^+$  dominieren. In allen drei Endzuständen werden die beiden Endzustandsteilchen im Schwerpunktsystem unter kleinen Winkeln gegen die Photonenstrahlachse produziert. Die Zerfallsprodukte entstehen damit im Laborsystem gegenüber dem Phasenraum deutlich häufiger unter kleinen Winkeln gegen die Strahlrichtung, so daß in der **FDC** entsprechend mehr Ansprechere erzeugt werden. Für die **CDC** wäre eine Abhängigkeit von der Reaktionskinematik auch zu erwarten, wenn die Ansprecherverteilungen nicht lagen- sondern drahtweise bestimmt worden wären. Da die in Abbildung 4.36 für die **FDC** zu erkennende Abweichung der neuen Simulation vom Experiment jedoch nur klein ist, wurde davon abgesehen, für diesen Vergleich in der Simulation eine dem Experiment entsprechende Kinematik zu generieren.

Die Vermutung, daß vor allem die Doppelansprecher den Löwenanteil an den in der alten Simulation nicht generierten Ansprechern bilden, wird durch die Abbildung 4.37 gestützt. Diese zeigt für jeden Drahtansprecher den Abstand zum nächstgelegenen, in der selben Lage angesprochenen Draht in Einheiten von Drahtnummern. Jedes Drahtpaar wird dabei einmal gezählt. Die Doppelansprecher benachbarter Zellen entsprechen dem erhöhten Eintrag für einen Abstand von genau einem Draht. Die Anzahl an benachbart ansprechenden Drähten

wird durch die neue Simulation im Vergleich mit dem Experiment gut und deutlich besser als durch die alte Simulation wiedergegeben, wie aus Abbildung 4.38, die einen Ausschnitt der Abbildung 4.37 für kleine Drahtnummerndifferenzen darstellt, ersichtlich ist. Man beachte dabei, daß die für die beiden Simulationen erhaltenen Verteilungen nicht auf die Anzahl der Einträge in die experimentelle Verteilung normiert wurden. Stattdessen wurde, wie im übrigen für alle Abbildungen dieses Abschnitts, lediglich für alle Verteilungen eine gleiche Anzahl an vorselektierten Ereignissen der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  verwendet. Umso bemerkenswerter ist die Beobachtung, daß die aktuelle Simulation die Anzahl an benachbarten Ansprechern mit einer Genauigkeit von 10% quantitativ nahezu richtig wiedergibt.

Die Abbildungen 4.39 und 4.40 zeigen die Drahtnummerndifferenzen für die **FDC**. Wie für die **CDC** stimmt die neue Simulation mit dem Experiment gut überein. Zusätzlich ist aus der Höhe des Eintrags für benachbarte Drahtansprecher zu erkennen, daß in der **FDC** Doppelansprecher häufiger als in der **CDC** vorkommen. Dies liegt an der planaren Bauweise zusammen mit der Tatsache, daß bereits kleine Winkel der Spurbahnen gegen die Ebenennormalen zu einem Durchlaufen der Teilchen durch mehrere Zellen, also zu Doppelansprechern führen.

In die hier diskutierten Abbildungen 4.37, 4.38, 4.39 und 4.40 sind alle Ansprecher aus allen Lagen der **CDC** bzw. **FDC** eingegangen. Zusätzlich ist der minimale Drahtabstand für die **CDC** und die **FDC** auch lagenabhängig untersucht worden. Es zeigten sich dabei keine lagenbedingten Schwankungen.

Aus der Untersuchung der minimalen Drahtabstände geht noch nicht unmittelbar hervor, ob die häufig auftretenden benachbarten Ansprecher von nur einem Teilchen erzeugt wurden. Ist dies zwar die natürlichste Erklärung, so läßt sich diese einfach überprüfen, indem man entlang rekonstruierter Spuren die Doppelansprecher zählt. Hierfür wird getrennt nach Spuren für alle Ansprecher, die von der Spurfindung einer Spur zugeordnet wurden, festgestellt, ob zusätzlich ein jeweils benachbarter Draht angesprochen hat. Jeder so gefundene Drahtnachbar wird als zu einer Spur gehörender Doppelansprecher gezählt. Zu einem kleinen Teil beinhalten die so gezählten Doppelansprecher auch benachbarte Drähte, die durch eng nebeneinander verlaufende oder sich kreuzende Spuren angesprochen wurden. Abbildung 4.41 zeigt die so erhaltene Doppelansprecherverteilung für die Spurstücke innerhalb der **CDC**. Wiederum zeigt sich, daß die neue Simulation dem Experiment sehr gut entspricht. Es sei betont, daß die Abbildung 4.41 gegenüber den Abbildungen 4.35 bis 4.40 eine etwas andere Aussage beinhaltet, da über die geforderte Spurzugehörigkeit Doppelansprecher aus verschiedenen Lagen verknüpft werden.

Nachdem festgestellt werden konnte, daß die Anzahl an Doppelansprechern durch die neue Simulation gut wiedergegeben wird, stellt sich die Frage, inwieweit auch die Driftzeitstruktur dieser Ansprecher beschrieben werden kann. Zunächst einmal läßt sich für die Doppelansprecher die Summe der beiden Driftzeitmessungen bilden. Beispielsweise würde man für die rechte Spur in Abbildung 4.14 für beide Driftzeiten einen Wert im Bereich großer Driftzeiten erwarten, so daß man für die Summe der gemessenen Driftzeiten (insofern die linke Spur nicht vorhanden wäre) dann einen Wert von 600 ns und größer erhalten würde. Tatsächlich zeigt die Abbildung 4.42 sowohl für die experimentellen Daten wie auch für die neue Simulation einen gegenüber der alten Simulation deutlich erhöhten Ausläufer oberhalb von 600 ns. Es deutet sich also an, daß die neue Simulation nicht nur die Anzahl an Doppelansprechern sondern auch deren Driftzeitstruktur besser beschreibt. Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß die Verteilungen nicht flächennormiert, sondern auf die gleiche Anzahl an Ereignissen bezogen wurden. Somit spiegelt Abbildung 4.42 nicht nur wider, daß die neue Simulation die

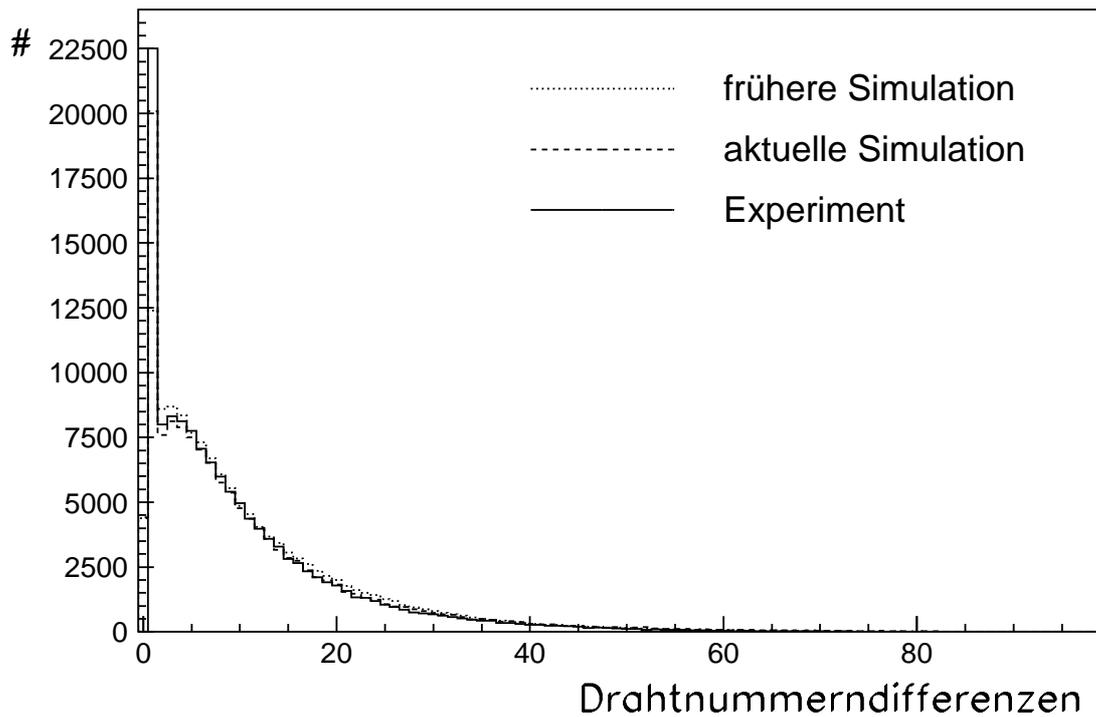


Abbildung 4.37: Abstand der Drahtansprecher zum jeweils nächstgelegenen angesprochenen Draht innerhalb der selben Lage in Einheiten von Drahtnummern gebildet für alle Ansprecher aus allen Lagen der zentralen Driftkammer **CDC**.

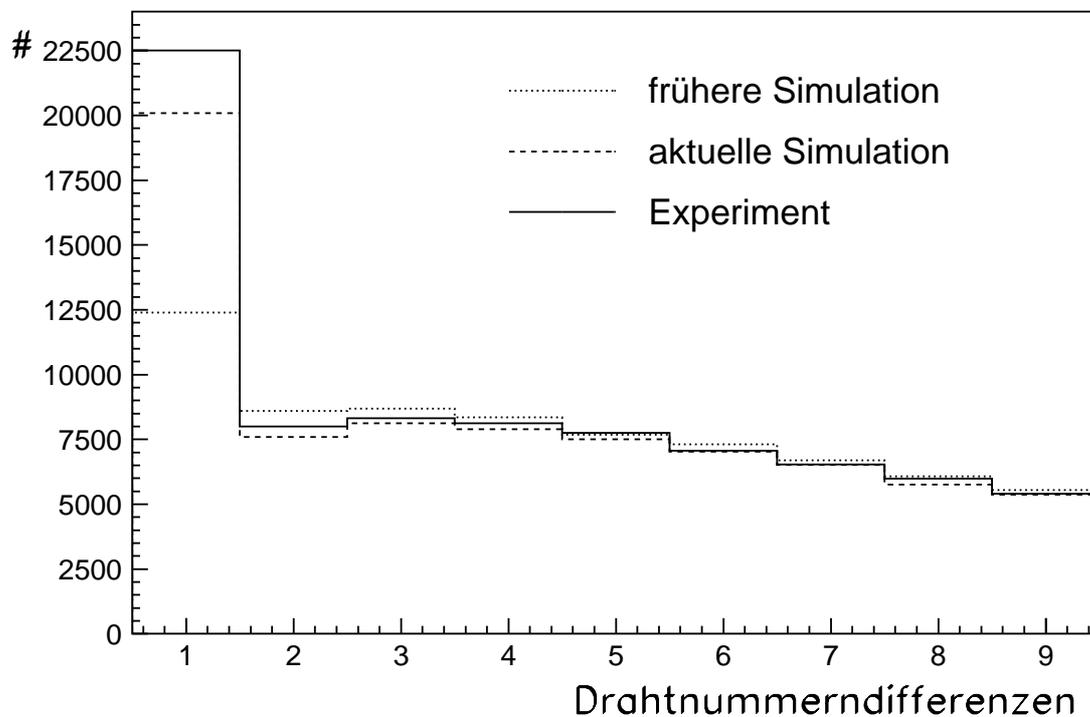


Abbildung 4.38: Ausschnitt der Abbildung 4.37 für kleine Drahtnummerdifferenzen.

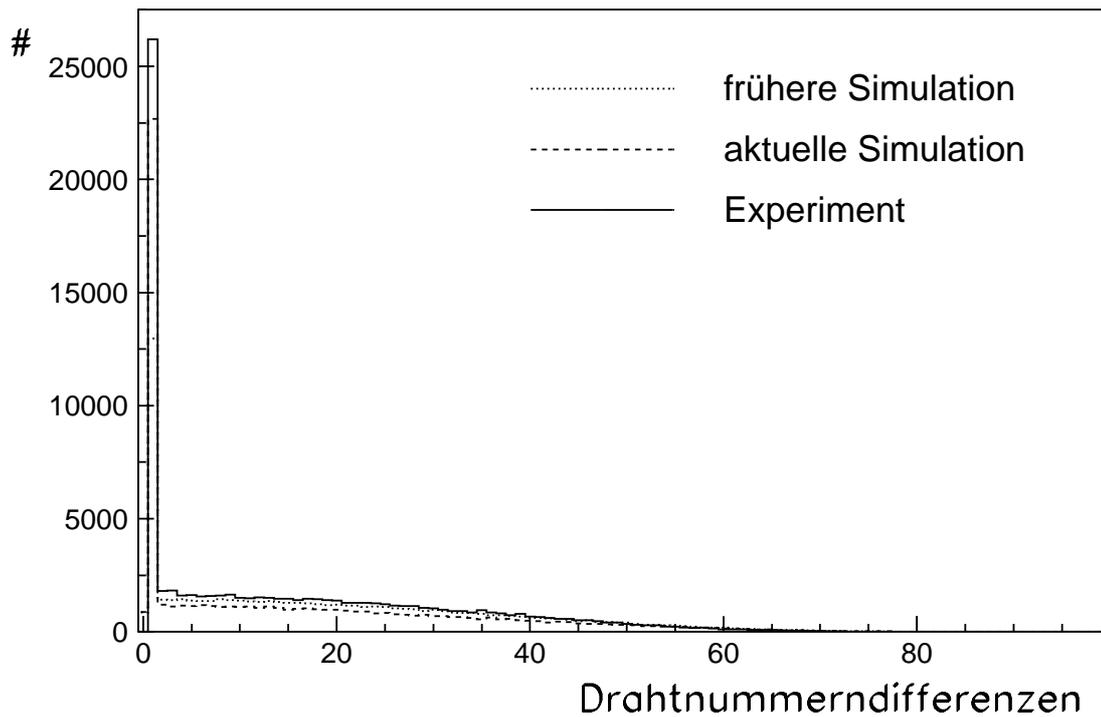


Abbildung 4.39: Abstand der Drahtansprecher zum jeweils nächstgelegenen angesprochenen Draht innerhalb der selben Lage in Einheiten von Drahtnummern gebildet für alle Ansprecher aus allen Lagen der Vorwärtsdriftkammer **FDC**.

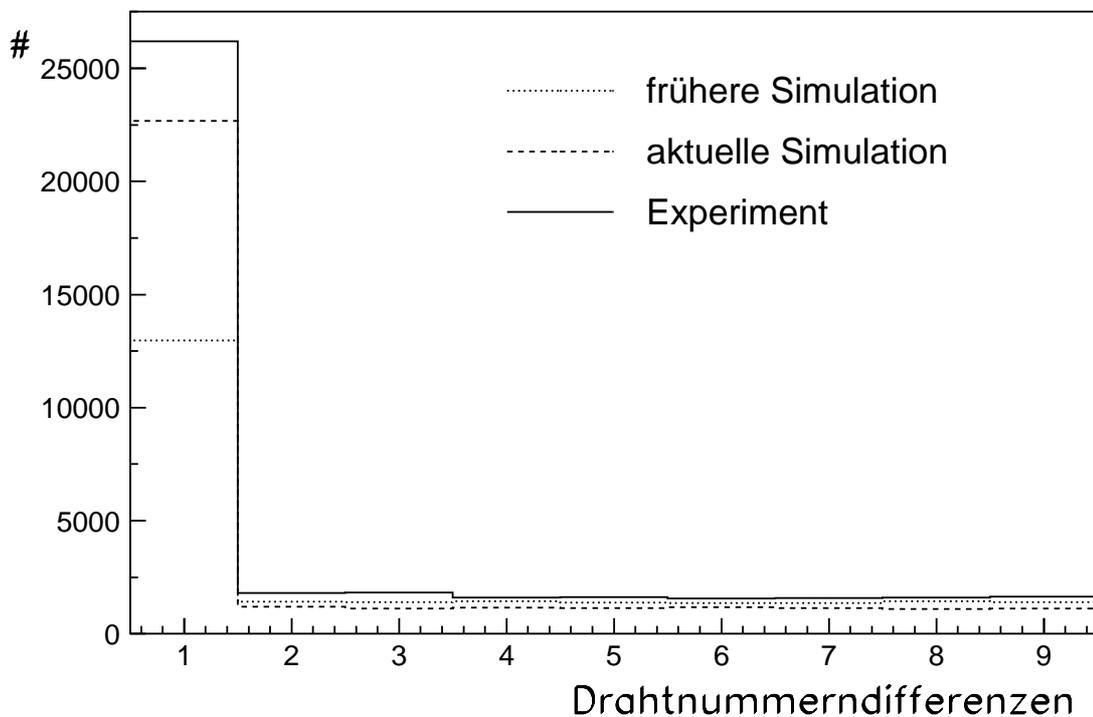


Abbildung 4.40: Ausschnitt der Abbildung 4.39 für kleine Drahtnummerdifferenzen.

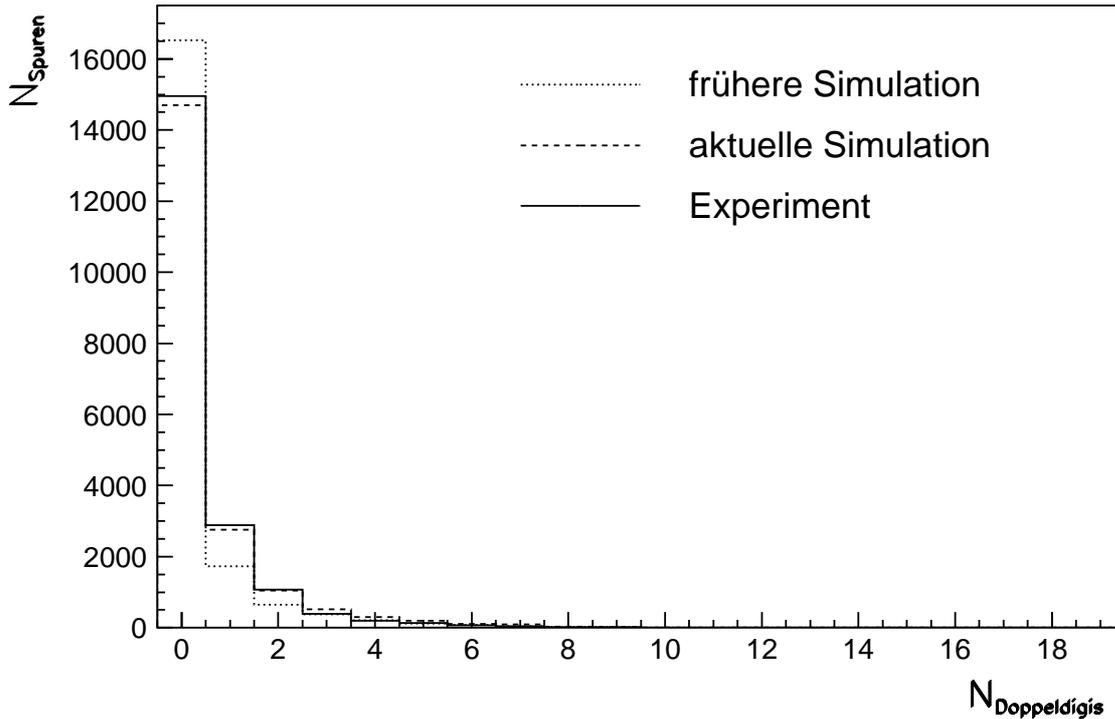


Abbildung 4.41: Anzahl an Doppelsprechern entlang einer Spur innerhalb der zentralen Driftkammer **CDC**.

Form der Verteilung, sondern auch die Anzahl der Doppelsprecher gut wiedergibt. Alle für die **CDC** getroffenen Aussagen gelten auch eingeschränkt für die entsprechende Verteilung für die Vorwärtsdriftkammer **FDC** in Abbildung 4.43. Hier zeigt sich aber auch stärker als für die **CDC**, daß die Ort-Driftzeit-Beziehung für die **FDC** im Bereich großer Driftzeiten, also in der Nähe der Potentialdrähte, nicht gut beschrieben wird. Das liegt an der verwendeten groben Näherung für die **ODB** in der **FDC** unabhängig von Magnetfeld und Durchtrittswinkel der Spuren durch die Nachweislage (s. Abschnitt 4.3.2.2 und 4.4.1). Noch sensitiver auf die Driftzeitstruktur von benachbarten Drahtansprechern wird man, wenn man an Stelle der Summe beider Driftzeiten beide getrennt nach größer und kleiner aufträgt. Abbildung 4.44 zeigt die größere, Abbildung 4.45 die kleinere der beiden Driftzeiten für Doppelsprecher in der **CDC**. Wiederum zeigt sich, daß die neue Simulation die experimentelle Situation grob richtig beschreibt. Verbleibende Unterschiede sind wiederum auf die systematischen Schwierigkeiten bei der Bestimmung der **ODB** vor allem in Potentialdrahtnähe zu suchen (vgl. auch Abschnitt 4.3.2.2).

Die entsprechenden Verteilungen für die **FDC** zeigen die Abbildungen 4.46 und 4.47. Während das Maximum für die größeren Driftzeiten durch die neue Simulation recht gut beschrieben wird, ist dies für die kleineren Driftzeiten nicht der Fall. Auch hier zeichnen sich wieder Probleme bei der für die **FDC** bestimmten **ODB** ab. Der in beiden Abbildungen sichtbare Exzeß für Driftzeiten kleiner  $100\text{ ns}$  läßt sich wenigstens teilweise auf die unterschiedliche Kinematik zwischen Simulation und Experiment zurückführen. Die experimentellen Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  erzeugen im Vergleich mit der phasenraumverteilten Simulation mehr Teilchen unmittelbar in Vorwärtsrichtung. Durch die so erhöhte Spurdichte innerhalb der **FDC** ist die Wahrscheinlichkeit, daß zwei benachbarte Driftzellen durch zwei verschiedene Teilchen angesprochen, im Experiment höher als in der Simulation. Die Driftzeiten dieser

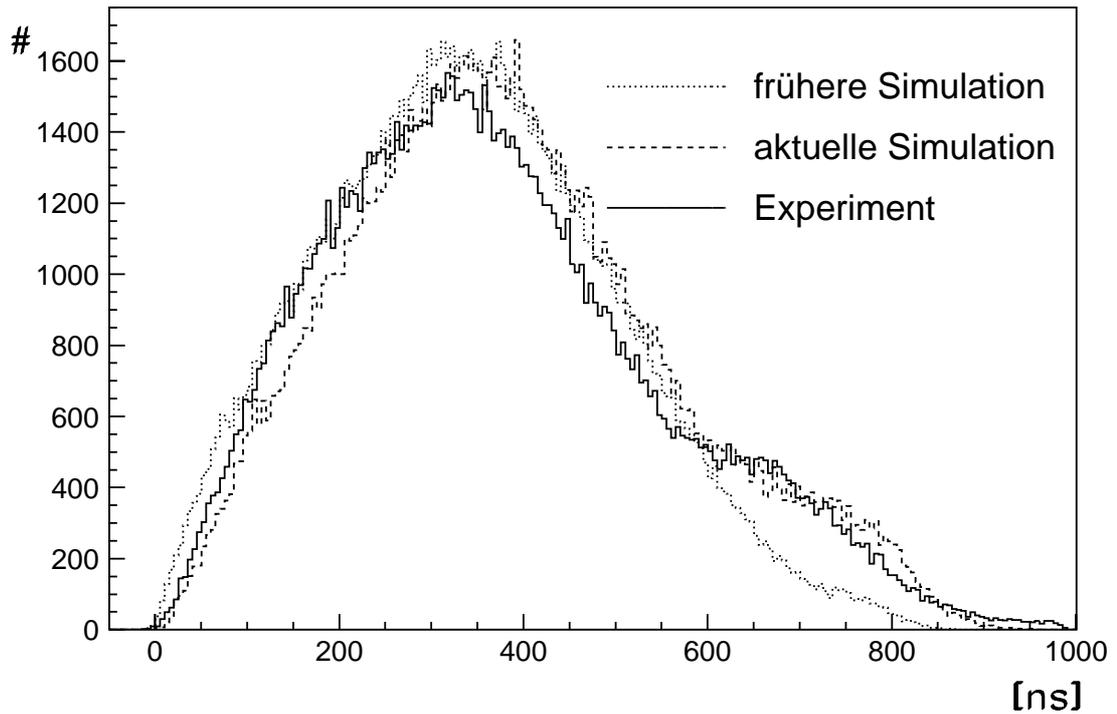


Abbildung 4.42: Die Summe der beiden Driftzeiten für Doppelansprecher aus der zentralen Driftkammer **CDC**.

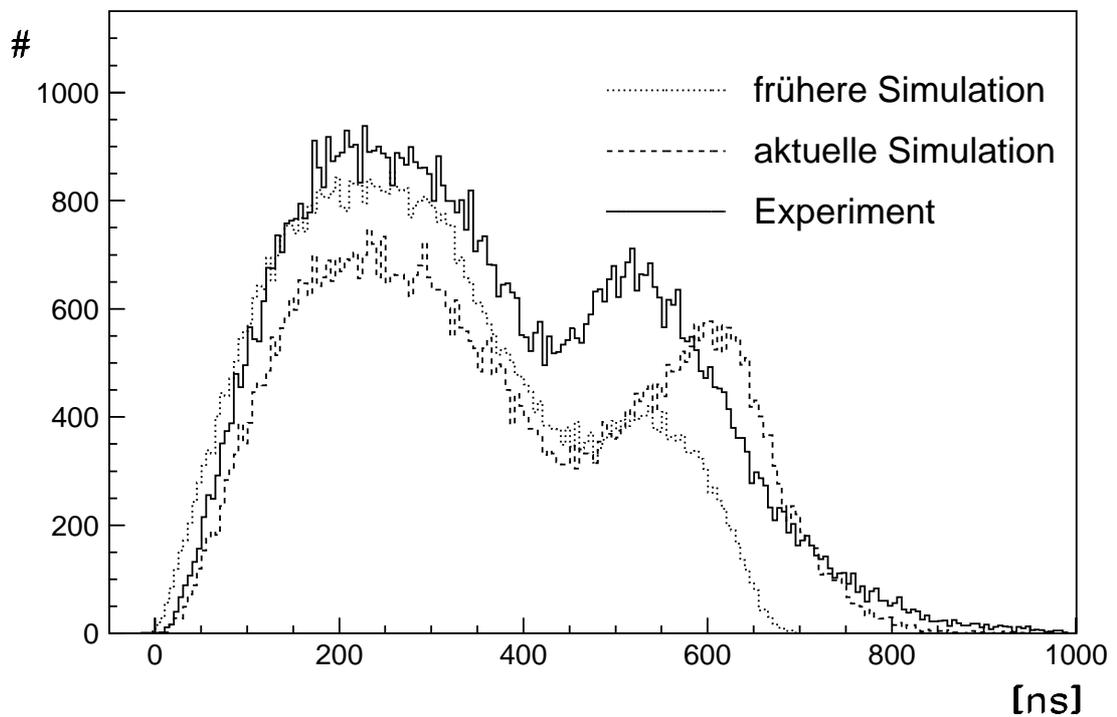


Abbildung 4.43: Die Summe der beiden Driftzeiten für Doppelansprecher aus der Vorwärtsdriftkammer **FDC**.

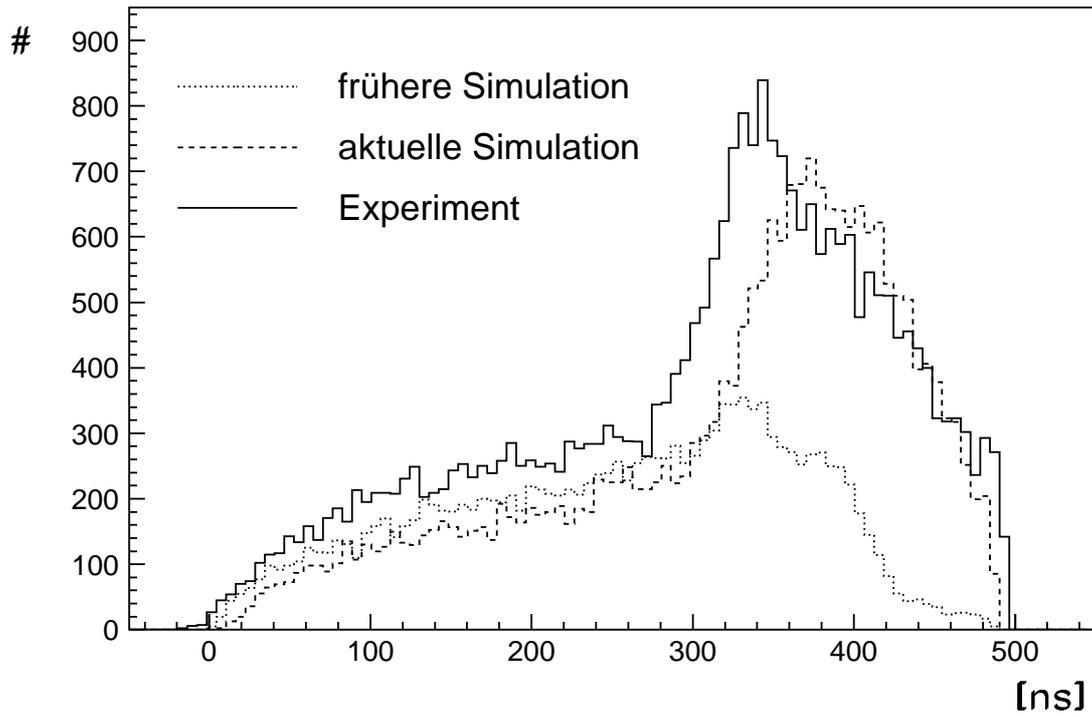


Abbildung 4.44: Größere der beiden Driftzeiten für Doppelansprecher aus der zentralen Driftkammer **CDC**.

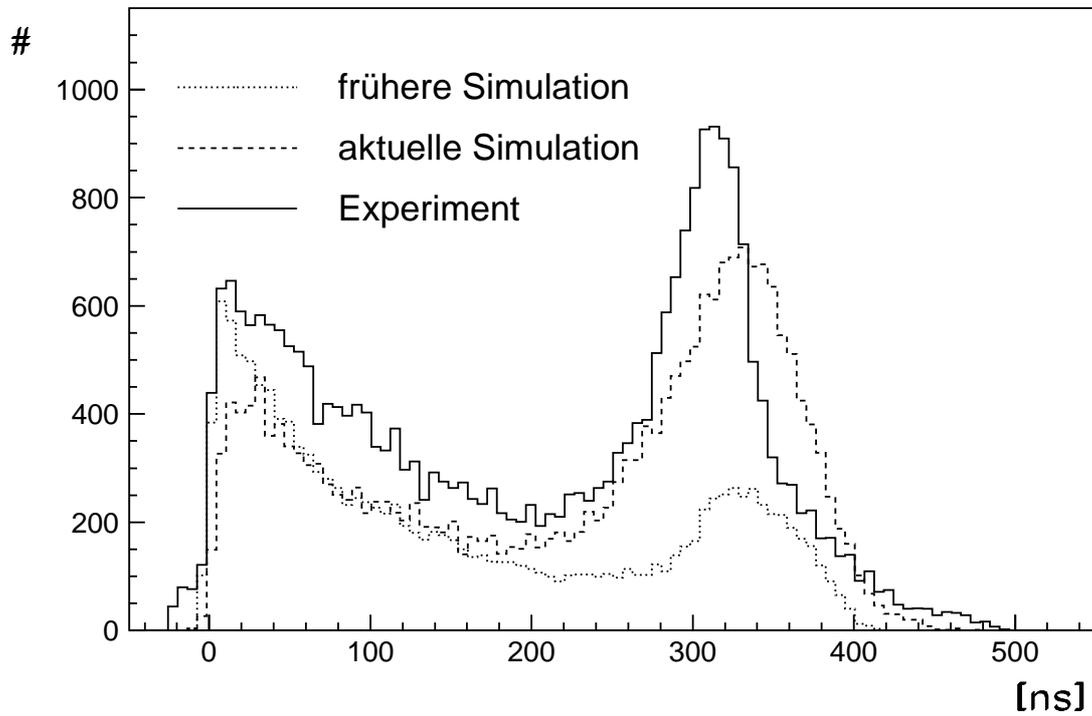


Abbildung 4.45: Kleinere der beiden Driftzeiten für Doppelansprecher aus der zentralen Driftkammer **CDC**.

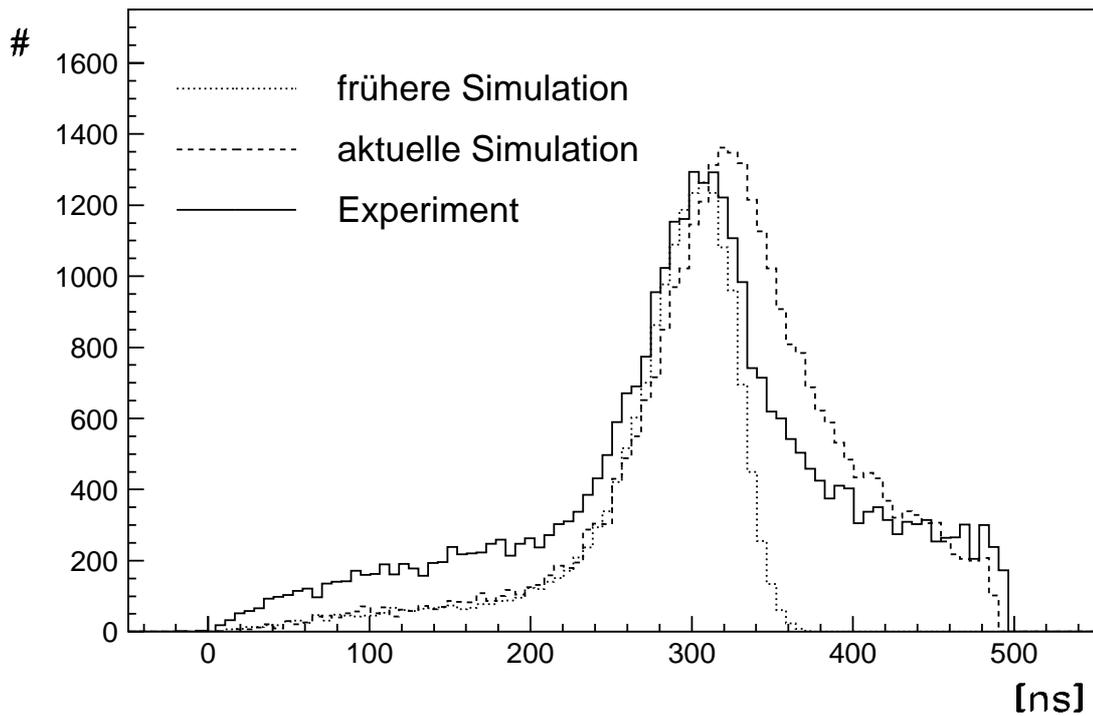


Abbildung 4.46: Größere der beiden Driftzeiten für Doppelsprecher aus der Vorwärtsdriftkammer **FDC**.

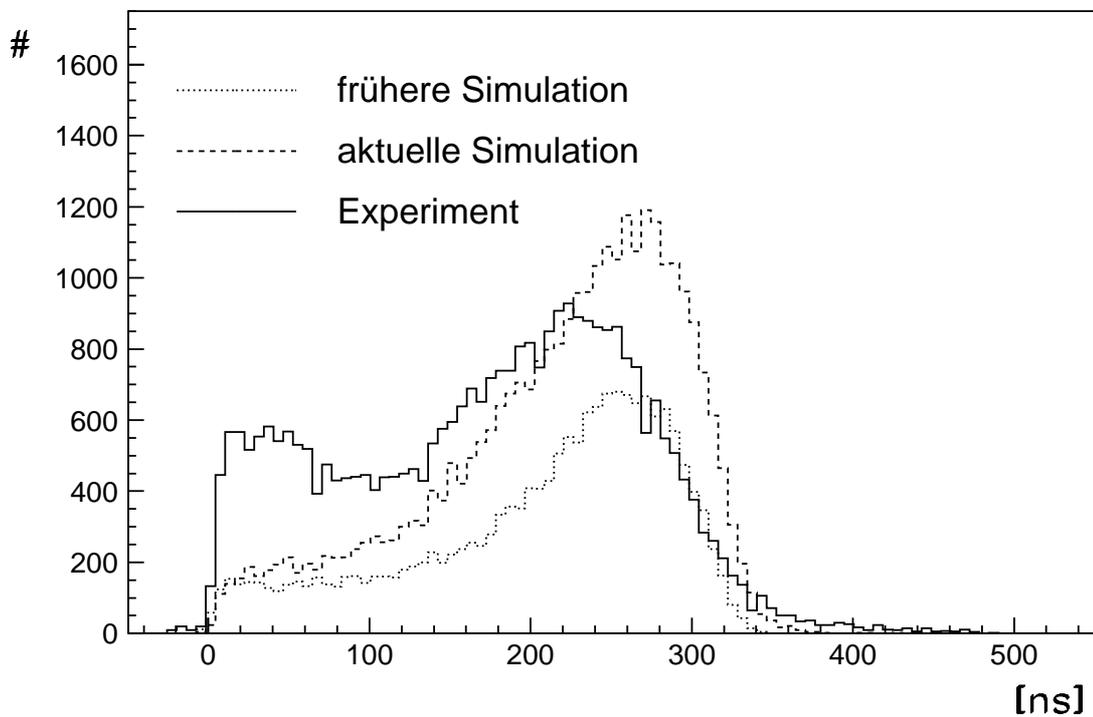


Abbildung 4.47: Kleinere der beiden Driftzeiten für Doppelsprecher aus der Vorwärtsdriftkammer **FDC**.

beiden benachbarten Driftzellen sind dann nicht korreliert und zeigen die übliche Driftzeitverteilung, wie sie auch in Abbildung 4.34 zu sehen ist.

Insgesamt gesehen zeigt die Untersuchung der Doppelansprecher, daß die neue Simulation nun der experimentellen Situation sehr nahe kommt. Dies gilt vor allem im Hinblick darauf, daß die hier gezeigten Abbildungen nur einen sehr kleinen Teil aller Vergleichsergebnisse darstellen. Zusätzlich sind noch lagen-, zum Teil sogar drahtabhängige Effekte sowie Abhängigkeiten von Teilchensorte und -geschwindigkeit untersucht worden. Überall zeigte sich in den Abbildungen dieses Abschnitts ähnliches Bild.

### 4.4.3 Drahtlageneffizienz

Ein Teilchen hinterläßt nicht in jeder durchquerten Driftzelle auch einen Drahtansprecher. Diese Aussetzer erschweren die Spurfindung innerhalb der Driftkammern und müssen deswegen in der Simulation berücksichtigt werden.

Eine Ursache für das Nichtansprechen könnte sein, daß die Driftzelle zwar durchquert wird, aber dabei innerhalb der Zelle keine Ionisation stattfindet. Dies gilt vor allem für Spuren, die nur den Potentialdrahtbereich passieren (s. rechte Spur in Abb. 4.14 in Abschnitt 4.3.2.1) und

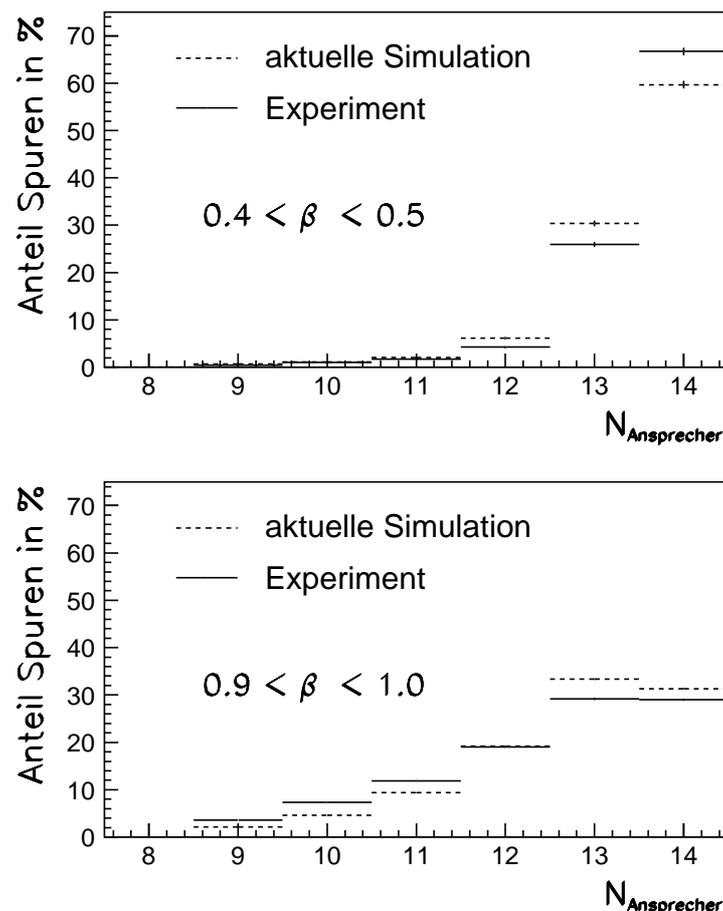


Abbildung 4.48: Bestimmung der Drahteffizienz aus der Anzahlverteilung der einer Spur zugeordneten Ansprecher innerhalb der zentralen Driftkammer CDC als Funktion der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$ . Gezeigt sind zwei exemplarische  $\beta$ -Bereiche.

daher innerhalb der Driftzelle nur einen kleinen Weg zurücklegen. Denn dann ist die Wahrscheinlichkeit, innerhalb der Driftzelle selber keine Ionisation auszulösen, sehr groß. Wie in Abschnitt 4.3.2.1 erläutert, nimmt die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Ionisationen mit der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  zu, so daß die Wahrscheinlichkeit des Überspringens einer Zelle ebenfalls mit  $\beta$  zunimmt. Diese Möglichkeit der Nichteffizienz ist durch die Berücksichtigung der mittleren freien Weglänge (s. Abschnitt 4.3.2.1) bereits abgedeckt.

Da aber innerhalb der Simulation ein Drahtansprecher mit zugehöriger Driftzeit bereits generiert wird, sobald mindestens ein Cluster als innerhalb der Driftzelle liegend berechnet wurde (s. Abschnitt 4.3.2.1), gibt es eine weitere von  $\beta$  abhängende Quelle für Nichteffizienzen, die mit der bis hierhin beschriebenen Simulation noch nicht entsprechend berücksichtigt wird. Wegen der sich aus Abbildung 4.19 ergebenden Vermutung, daß mehrere sich zeitlich ausreichend überdeckende Cluster nötig sind, um die Schwelle zur Aufzeichnung des Signals zu überschreiten, ist denkbar, daß Spuren, obwohl sie einen oder vielleicht auch zwei oder mehr Cluster innerhalb der Driftzelle erzeugen, trotzdem im Experiment keinen Drahtansprecher hinterlassen hätten, für sie bis zu diesem Punkt der Simulation jedoch in dieser Driftzelle ein Ansprecher generiert würde, da ja ein innerhalb der Driftzelle berechneter Cluster für die Driftzeitgenerierung ausreicht. Wegen der mit  $\beta$  zunehmenden mittleren freien Weglänge ist im Falle der Richtigkeit obiger Vermutung zu erwarten, daß bisher vor allem für große  $\beta$  zuviele Ansprecher simuliert werden. Eine entsprechende Beobachtung des Absinkens der Nachweiseffizienz auf den Signaldrähten mit steigendem  $\beta$  wäre neben den Driftzeitspektren ein weiterer Beleg für den in Abschnitt 4.3.2.1 besprochenen Effekt des verwendeten Driftkammergases, daß die Überlagerung mehrerer Cluster zur Signalbildung nötig ist. Zu genau dieser Beobachtung führte aber die im folgenden beschriebene Untersuchung zur Bestimmung der Drahtlageneffizienz.

Ist die Nachweiseffizienz der Driftzellen 100%, so sollten Teilchen, die alle Lagen einer Driftkammer durchqueren, auch in jeder Nachweislage mindestens einen Ansprecher erzeugen.

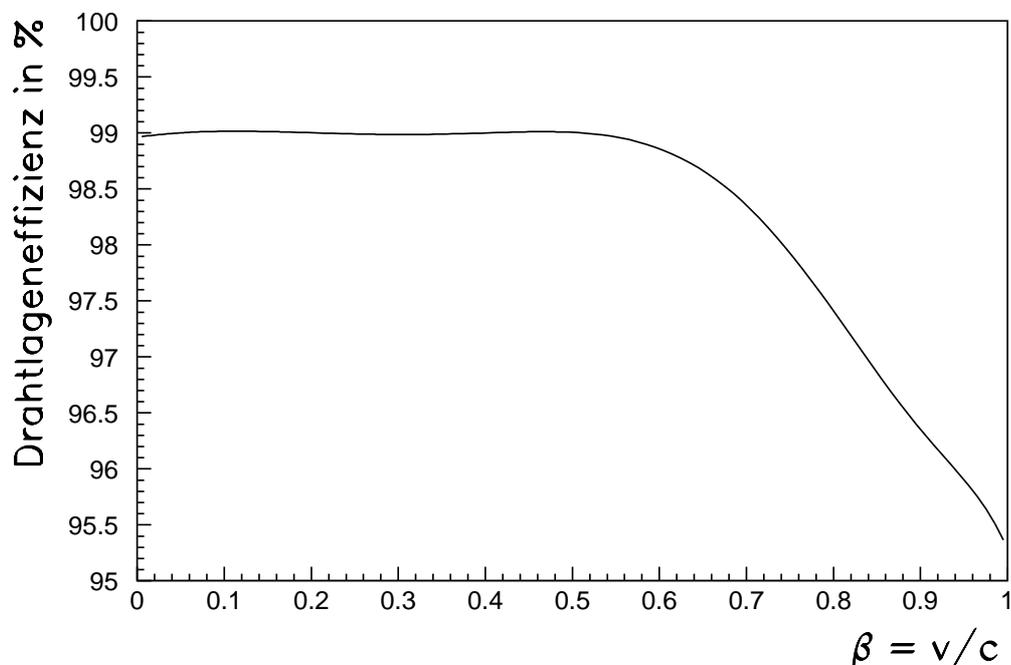


Abbildung 4.49: Die bestimmte mittlere Drahtlageneffizienz als Funktion der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$ .

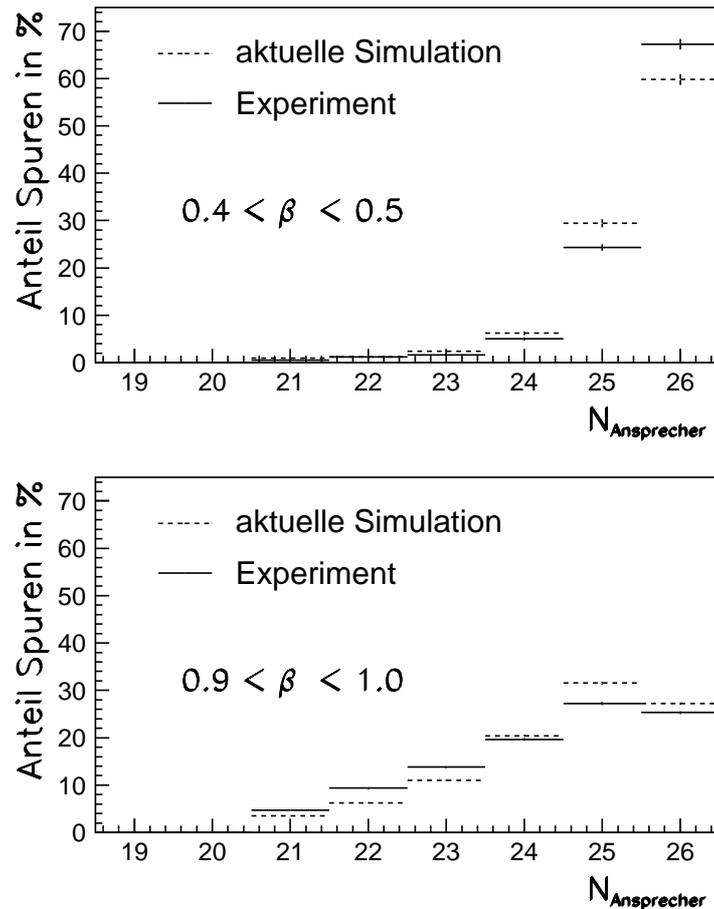


Abbildung 4.50: Anzahlverteilung der einer Spur zugeordneten Ansprecher aus der zentralen Driftkammer **CDC** und der Vorwärtsdriftkammer **FDC** für zwei exemplarische Bereiche der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$ .

Für eine Nachweiseffizienz von weniger als 100% sollte die Anzahl der angesprochenen Lagen in der zugehörigen Nachweiswahrscheinlichkeit, die der Effizienz entspricht, binomialverteilt sein. Diese Binomialverteilung sollte um so perfekter erfüllt sein, desto kleiner die Schwankungen der Nachweiseffizienzen der einzelnen Drähte vom gemeinsamen Mittelwert sind und desto geringer die Anzahl der Mehrfachansprecher in den Lagen ist. Dann wäre alleine aus der experimentellen Ansprecherverteilung durch Anpassung einer Binomialverteilung bereits die Effizienz der Drähte bestimmbar. Da aber von der perfekten Erfüllung dieser Bedingungen nicht ausgegangen werden kann, wurde stattdessen innerhalb der Simulation für die Driftzellen aller Nachweislagen der **CDC** und **FDC** die gleiche mittlere Nachweiseffizienz angenommen und in Simulation und Experiment die innerhalb der Spurfindung einem Teilchen zugeordneten Ansprecher gezählt. Aus Vergleich der so für Simulation und Experiment erhaltenen Ansprecherverteilungen war es dann möglich, die Nachweiseffizienzen innerhalb der Simulation so lange zu verändern, bis eine ausreichend gut erfüllte Übereinstimmung von Simulation und Experiment erreicht wurde.

Dieser Vergleich ist zuerst als Funktion der Teilchensorte und dem Teilchenimpuls untersucht worden. Nach Entdeckung des großen Einflusses der Ionisationsstatistik auf die Driftkammernmessungen lag es nahe, die Ansprecherverteilungen ebenfalls als Funktion von  $\beta$  zu untersuchen. Der Definitionsbereich für  $\beta$  zwischen 0 und 1 wurde hierzu äquidistant in zehn Bins

aufgeteilt. Die Abbildung 4.48 zeigt die erhaltene Anpassung für die zentrale Driftkammer **CDC** für zwei exemplarisch ausgewählte  $\beta$ -Bereiche. Für Simulation und Experiment sind die Verteilungen über die Anzahl der Einträge auf 1 flächennormiert. Die Übereinstimmung ist gut. Es ist deutlich zu erkennen, daß mit zunehmenden  $\beta$  die Verteilung von der maximal möglichen Anzahl 14 zu kleineren Anzahlen verschoben wird. Dies bedeutet, daß die Effizienz der Nachweisdrähte mit steigender Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  abnimmt. Die bestimmte Effizienz als Funktion von  $\beta$  ist in Abbildung 4.49 zu sehen und spiegelt das durch die Ansprecherverteilungen angedeutete Verhalten wider.

Wie oben bereits vermutet, scheint die Clusterstatistik nicht nur zu einer effektiven Vergrößerung der gemessenen Driftzeiten, sondern zusätzlich auch zu dem oben bereits erwarteten Absenken der Nachweiseffizienz zu führen. Unterstützt wird die Vermutung letztendlich auch durch die Beobachtung, daß das deutliche Ansteigen der effektiven mittleren freien Weglänge  $\lambda(\beta)$  ab etwa  $\beta \approx 0.6$  mit dem Beginn des Abfalls der Nachweiseffizienz zusammenfällt.

Der Vollständigkeit halber sind in Abbildung 4.50 die Ansprecherverteilungen unter Hinzunahme der **FDC** für zur Abbildung 4.48 identische  $\beta$ -Bereiche gezeigt. Obwohl die Anpassung der Effizienz nur über die Ansprechere der **CDC** durchgeführt wurde, zeigt sich auch hier eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment, wodurch die Annahme einer gleichen Nachweiseffizienz in **CDC** und **FDC** unterstützt wird.

#### 4.4.4 Defekte Drähte

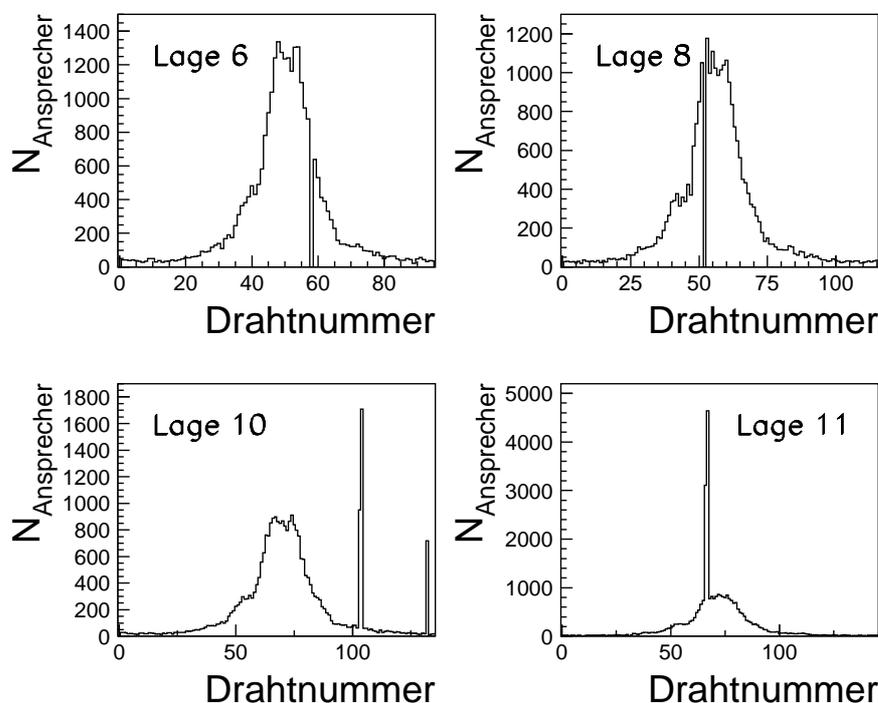


Abbildung 4.51: Drahtansprecherverteilungen für einige exemplarische Drahtlagen der zentralen Driftkammer **CDC** für die Datennahme im April 1997. Man erkennt deutlich ausgefallene wie überansprechende Drähte.

Nicht alle Driftzellen arbeiteten während der Datennahmen korrekt. So zeigen die Drahtansprecherverteilungen zu einigen exemplarisch ausgewählten Nachweislagen der zentralen Driftkammer **CDC** in Abbildung 4.51 deutlich das Vorhandensein von ausgefallenen bzw. überansprechenden Drähten. Für beide Fälle wurden die entsprechenden Drähte sowohl für experimentelle wie auch simulierte Daten innerhalb der Ereignisrekonstruktion nicht berücksichtigt.

Neben den hier zu sehenden defekten Drähten gibt es auch solche, die zwar in der Drahtansprecherverteilung nicht auffällig sind, jedoch ein untypisches Driftzeitspektrum zeigen. Dies kommt beispielsweise vor, wenn das Zeitfenster für die Elektronik so verschoben war, daß nicht das gesamte Spektrum aufgenommen wurde. Ein weiterer Grund ist der Ausfall von Potentialdrähten, was innerhalb der Driftzelle eine Verzerrung des elektrischen Feldes und damit eine Verzerrung auch des Driftzeitspektrums zur Folge hat. Auch diese Drähte wurden aus der Ereignisrekonstruktion entfernt. Die Bestimmung dieser defekten Drähte für alle Datennahmeperioden der Jahre 1997 und 1998 wurde von Jens Barth vorgenommen [Bart02].

## 4.5 Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

Ausgangspunkt dieses Kapitels über die Driftkammersimulation war die in Abschnitt 4.1 gemachte Beobachtung, daß der totale Wirkungsquerschnitt zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ , der mit einer auf der früheren Simulation basierenden Akzeptanzrechnung gewonnen wurde, eine signifikante Abweichung von Messungen anderer Experimente aufweist. Abbildung 4.52 zeigt den gegenwärtigen Stand der Auswertung für diesen Kanal [Bart02]. Es ist augenscheinlich, daß die Akzeptanzberechnung mit der neuen Simulation nun zu einem mit den Weltdaten verträglichen Ergebnis führt.

Es ist nicht zu allen Einzelheiten der neuen Simulation studiert worden, wie groß der jeweilige Einfluß auf die Akzeptanzkorrektur der Wirkungsquerschnittsmessung ist, zumal parallel Entwicklungsarbeiten auf der Rekonstruktionsseite (s. Kapitel 5 und 6) stattgefunden haben, die ihrerseits die Güte der Auswertung positiv beeinflußt haben. Der Haupteinfluß auf die Messung von Wirkungsquerschnitten ist jedoch auf die gasbedingte Statistik der Ionisationsclusterbildung zurückzuführen. In Kapitel 6 zum Spurfit wird vorgeführt, wie die nichtgaußische Beeinflussung der Driftzeitfehler durch die effektive mittlere freie Weglänge vor allem für große  $\beta$  zu Problemen bei der Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung führt. Im **SAPHIR**-Experiment treten die größten  $\beta$  wegen ihrer im Vergleich zu Kaonen und Protonen kleinen Masse für Pionen auf. Ist der Impuls eines Teilchens bis auf einen Faktor  $c$  (mit  $c$  die Lichtgeschwindigkeit) gleich seiner Masse, so bewegt es sich mit der Geschwindigkeit  $\beta = 0.707$ . Somit ist die effektive mittlere freie Weglänge  $\lambda(\beta)$ , wie aus Abbildung 4.19 ersichtlich ist, für geladene Pionen bereits ab einem Impuls von  $140 \text{ MeV}$  von signifikanter Größenordnung, während beispielsweise Protonen erst für Impulse oberhalb von  $938 \text{ MeV}$  in diesen für die Spurrekonstruktion kritischen Bereich geraten. Somit ist der Einfluß der Ionisationsclusterstatistik auf die Wirkungsquerschnittsmessung vor allem bei Endzuständen mit schnellen Pionen am größten. Die hier angeführte Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  zeigte entsprechend von allen untersuchten Reaktionen die größte Empfindlichkeit auf die bestimmte mittlere freie Weglänge.

Die große mittlere freie Weglänge, die zu den angesprochenen Problemen der Akzeptanzrechnung geführt hat, ist auf das verwendete Driftkammergas zurückzuführen. In mehreren

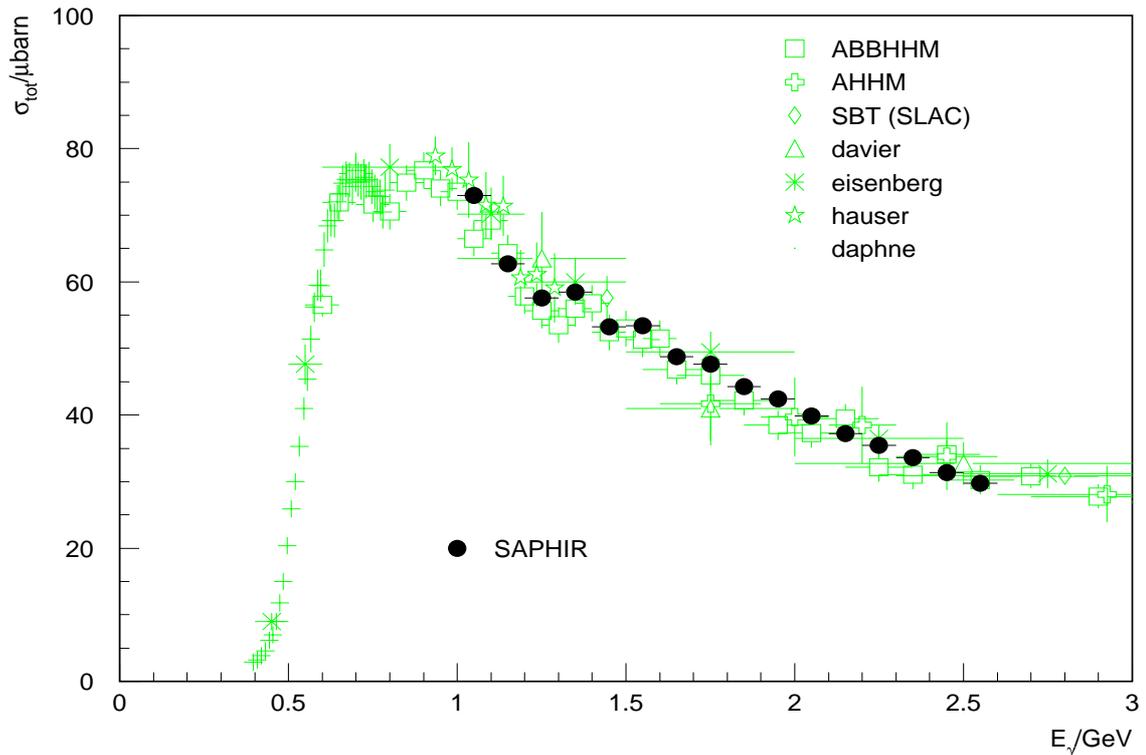


Abbildung 4.52: Der totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  [Bart02]. Für die Akzeptanzrechnung ist die aktuelle Simulation verwendet worden. Die in Abbildung 4.1 beobachtete signifikante Abweichung des aus den **SAPHIR**-Daten gewonnenen Wirkungsquerschnitts von den in anderen Experimenten (Referenzen s. [Bart02]) bestimmten Werten besteht nun nicht mehr.

Arbeiten ist das aus Helium, Neon und Isobutan im Verhältnis 21.25% : 63.75% : 15% zusammengesetzte Gasgemisch auch im Vergleich zu anderen Gasgemischen, die standardmäßig in Driftkammern anderer Experimente verwendet wurden, als für den Einsatz im **SAPHIR**-Detektor gut geeignet befunden worden. Dabei lag das Hauptaugenmerk auf der Minimierung der Vielfachstreuung, weil diese zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung von Driftkammern führt. Gleichzeitig bedeutet jedoch diese Verringerung an Vielfachstreuungsprozessen eine Reduzierung des Energieverlustes der nachzuweisenden geladenen Teilchen entlang ihrer Bahn innerhalb der Driftkammern. Dementsprechend werden entlang der Spur auch weniger Elektronencluster, die für den Nachweis und die Vermessung des Teilchens notwendig sind, gebildet. Mit der Wahl des Gases, speziell durch den Einsatz der Heliumkomponente, die eine sehr große mittlere freie Weglänge mit sich bringt, waren zusammen mit der Notwendigkeit von mehreren sich zeitlich überlagernden Clustersignalen, die möglicherweise auf eine zu geringe Gasverstärkung im Driftkammergas zurückzuführen ist, die unerwünschten Folgen für die Spurrekonstruktion und damit der Akzeptanzrechnung erst möglich.



# Kapitel 5

## Spurfindung in den SAPHIR-Driftkammern

### 5.1 Allgemeine Problemstellung

In den Reaktionen, die im **SAPHIR**-Experiment untersucht werden (s. Abschnitt 2.1), erzeugen typischerweise drei bzw. fünf geladene Teilchen Drahtansprecher innerhalb der zentralen Driftkammer **CDC**. Auf Grund des Lorentz-*boosts* des Schwerpunktsystems durchqueren im Laborsystem die meisten dieser Teilchen auch die Vorwärtsdriftkammer **FDC**.

Das Grundproblem für die Spurfindung innerhalb der beiden Driftkammern ist die große Anzahl an Möglichkeiten, unter denen die Drahtansprecher zu Spuren kombiniert werden können. Vorausgesetzt, jede der  $i$  Spuren ( $i$  kann natürlich für **CDC** und **FDC** verschieden sein) hinterläßt in jeder der  $n = 14$  (**CDC**) bzw.  $n = 12$  (**FDC**) Lagen genau einen Ansprecher, so gibt es für die zu suchenden Spuren  $i^n$  Kombinationsmöglichkeiten. Beachtet man zusätzlich noch, daß zunächst unbekannt ist, auf welcher Seite vom jeweiligen Draht das Teilchen vorbeigeflogen ist, dann erhöht sich wegen dieser Ambiguität die Anzahl der Kombinationen nochmals um einen Faktor  $2^n$ .

Ziel der Spurfindung ist es nun, aus diesen Kombinationen die  $i$  richtigen Kombinationen herauszufiltern. Würde man dabei tatsächlich alle Kombinationen gleichberechtigt abarbeiten, wäre der Rechenaufwand immens. Ziel jeder Spurfindung ist es deswegen, mit Hilfe eines intelligenten Algorithmus diese große Anzahl an Kombinationen schnell auf ein Minimum zu reduzieren.

Neben dem kombinatorischen Problem sind innerhalb der Spurfindung weitere Probleme zu lösen. Für die Zuordnung der Drahtansprecher zu einzelnen Spuren stehen lediglich die Drahtnummern sowie die gemessenen Driftzeiten zur Verfügung. Innerhalb der Spurfindung müssen die Driftzeiten unter Verwendung der Ort-Driftzeit-Beziehung (s. Abschnitt 4.3.2.2) in Driftradien umgerechnet werden. Wie in Abschnitt 4.3.2.2 gesehen, hängt die **ODB** unter anderem vom Ort, an dem ein Drahtansprecher erzeugt wurde, als auch vom in der Driftebene liegenden Durchtrittswinkel der Spur durch die Driftzelle ab. Beide Informationen sind aber zunächst noch gar nicht bekannt, wodurch iterative Verfahren für die Spurfindung benötigt werden.

Bei der Zuordnung von Drahtpositionen und Driftradien zu Spuren müssen zudem Aussetzer und zufällige Ansprecher erkannt und entsprechend berücksichtigt werden. Für sich

kreuzende bzw. parallel verlaufende Spuren müssen etwaige benachbarte Ansprechere sowie Ansprechere, die von mehreren die Driftzelle durchlaufenden Spuren erzeugt worden sein könnten, der jeweils richtigen Spur zugeordnet werden.

Ebenfalls Aufgabe der Spurfindung ist eine erste Berechnung von Raumpunkten entlang der Spurbahn, die sogenannte Spurpunktrekonstruktion. Je nach Spurfindemethode werden die Spurpunkte, wie im Falle der **CDC**, bei der Zuordnung der Drahtansprecher zu Spuren selber oder, wie für die **FDC**, unmittelbar anschließend bestimmt.

Für die **CDC** und die **FDC** werden Drahtansprecher historisch bedingt mit vom Ansatz her sehr verschiedenen Spurfindealgorithmen zu Spuren zusammengefaßt. Die für die **CDC** verwendete Methode wird in Abschnitt 5.2 nur kurz vorgestellt. Die Rekonstruktion von Spurstücken innerhalb der **FDC** wurde im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelt. Deswegen werden die Algorithmen zur Spurfindung, Seitenwahlentscheidung und Berechnung der zu den Drahtansprechern gehörenden räumlichen Spurpunkten in Abschnitt 5.3 ausführlich behandelt.

## 5.2 Spurfindung in der zentralen Driftkammer CDC

Die zentrale Driftkammer des **SAPHIR**-Detektors befindet sich unmittelbar zwischen den beiden Polschuhen des **SAPHIR**-Magnetens. Daher dominiert im Bereich der zentralen Driftkammer **CDC** die Vertikalkomponente des Magnetfeldes. Erst in der Nähe der Polschuhe tragen die Horizontalkomponenten geringfügig bei. Der Magnetfeldbetrag variiert nur schwach über das gesamte Meßvolumen der **CDC**. Wegen dieser Verhältnisse kann das die **CDC** durchdringende Magnetfeld in einem Bereich von einigen Zentimetern in sehr guter Näherung als homogen angesehen werden. Lokal gesehen verlaufen die Teilchen damit auf schraubenförmigen Bahnen. Entsprechend lag die Anwendung einer klassischen Spurverfolgungsmethode mit lokalem Helixmodell für die Spurfindung innerhalb der **CDC** nahe. Für eine genauere Beschreibung der Methode und ihrer Anwendung auf die Spurfindung in der **CDC** sei auf [Grew89] und [Korn91] hingewiesen. Hier soll nur kurz die grundsätzliche Idee beschrieben werden.

Die Ansprechere der **CDC**-Nachweisdrähte werden zunächst zu lokalen Teilstücken kombiniert, wobei aus Drahtnummer- und Driftzeitinformationen lokale Helixspurstücke rekonstruiert werden. Dabei werden für jedes Teilstück Ansprechere aus nur vier oder fünf aufeinanderfolgenden Lagen kombiniert, um die Lokalität zu gewährleisten. Die Gesamtspur wird dann aus mehreren sich zum Teil überlappenden lokalen Helixspurstücken zusammengesetzt. Hierbei wird gefordert, daß sich die die Helices definierenden Parameter von Helix zu Helix nicht außerhalb gewisser Grenzen verändern.

Um nur die sinnvollen Ansprecherkombinationen zu überprüfen (vgl. Abschnitt 5.1), wird ein Standardsuchverfahren verwendet, das sich *depth first and backtracking* nennt. Bei diesem Verfahren werden die jeweils ersten Helixteilstücke einer Spur mit den Ansprechern der äußersten **CDC**-Lage (Lage 14) beginnend gesucht. Ein Ansprecher aus Lage 14 wird mit einem Ansprecher der nächstinneren Lage 13 kombiniert. Diese Kombination wird dann wiederum mit einem Ansprecher der Lage 12 verknüpft. Derart arbeitet man sich bis zur gewünschten Tiefe vor. Aus den so kombinierten Ansprechern aus der gewünschten Anzahl von Lagen wird dann versucht, eine Helix zu konstruieren. Für jeden Ansprecher werden dabei zunächst beide möglichen Seiten für den Vorbeiflug des Teilchens an den Signaldrähten

unabhängig voneinander geprüft. Sollte eine gewählte Kombination von Ansprechern und Seitenentscheidungen zur erfolgreichen Bildung eines Helixkandidaten führen, so arbeitet man sich für eine neue Helix in tieferliegende Ebenen vor. Ist die Helix mit den gewählten Ansprechern nicht zu bilden, werden mit der innersten Lage beginnend alle Ansprecher dieser Lage ausprobiert, bis eine Ansprecherkombination zum Erfolg führt. Ist dies mit allen Ansprechern dieser Lage nicht möglich, wird der Ansprecher aus der nächstäußeren Lage ausgetauscht. Mit diesem Verfahren werden von allen Ansprechern der äußersten Lage ausgehend Helices gefunden, die dann mit genauso gefundenen Helices aus den weiter innen liegenden Lagen verknüpft werden können. Die wesentlichen Kriterien sind dabei eine möglichst geringe Krümmungsänderung von Helix zu Helix sowie Änderung der Helixstücke in der Vertikalen.

Insgesamt reduziert sich die ursprüngliche Kombinatorik erheblich. Für ein Ereignis mit  $i$  geladenen Teilchen im Endzustand und der Annahme, daß jedes Teilchen in jeder dieser Lagen genau einen Ansprecher hinterlassen hat, und der Berücksichtigung der nötigen Seitenentscheidungen müssen statt der ursprünglichen  $(2i)^{14}$  Möglichkeiten für jede einzelne Helix maximal  $(2i)^5$  Kombinationen getestet werden. Die Kombinatorik der gefundenen Helices miteinander ist dann vergleichsweise klein. Damit ist die eingesparte Rechenzeit immens.

Als problematisch hat sich die Berücksichtigung von Aussetzern (die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit der Driftzellen liegt zwischen 95% und 99%; vgl. Abschnitt 4.4.3) herausgestellt. Dem wurde durch einen verfeinerten Algorithmus Rechenschaft getragen [Korn91].

### 5.3 Spurfindung in der Vorwärtsdriftkammer FDC

Vor dieser Arbeit war für die Vorwärtsdriftkammer **FDC** eine lokale Spurfindemethode entwickelt worden [Fuhr89], die vergleichbar mit der für die zentrale Driftkammer **CDC** verwendeten war. Wegen der starken Inhomogenität des **SAPHIR**-Magnetfelds im Bereich der **FDC** diente ein Polygonzug als lokales Spurmodell. Die linearen Teilstücke des Polygonzuges bildeten dabei Tangenten an den Spurverlauf.

Bei der Entwicklung dieser lokalen Spurfindung wurde eine Effizienz der Driftzellen von 100% vorausgesetzt, die im Experiment allerdings nur näherungsweise erreicht wird (s. Abschnitt 4.4.3). Zudem wurde davon ausgegangen, daß eine Spur in allen 12 Nachweislagen der **FDC** Drahtansprecher hinterlassen hat. Spuren, die nur einen Teil der **FDC** durchqueren, um dann zu den Seiten hin wieder auszutreten, konnten so nicht rekonstruiert werden. Eine Weiterentwicklung der Spurfindung innerhalb der **FDC** war daher nötig.

Die Erfahrung mit den für die **CDC** und **FDC** entwickelten lokalen Spurfindealgorithmen hatte gezeigt, daß lokale Spurfindemethoden zu großen Rechenzeiten führen. Ein wichtiger Grund hierfür ist, daß oft für eine gefundene Spur innerhalb der Spurfindung keine eindeutige Entscheidung über die richtige Kombination von Drahtansprechern und Seitenwahlentscheidungen getroffen werden kann. Die Auswahl der vermeintlich richtigen Kombination übernimmt dann erst der Spurfit, der hierzu für jede Kombination durchgeführt werden muß (s. Abschnitt 6.5). Auch die Wahrscheinlichkeit für Fehlentscheidungen steigt bei dieser späten Auswahl der richtigen Spurkandidaten.

Bei den damals verwendeten Computern und der zu erwartenden Menge an zu verarbeitenden Daten war die benötigte Rechenzeit ein sehr wichtiges Kriterium. Daher wurde für die **FDC** an Stelle der Weiterentwicklung der bereits bestehenden Spurfindung eine neue

Spurfindung [Jüing91, Umla93, Tran97] basierend auf einer globalen Spurfindemethode, der sogenannten **Principal Components Analysis**-Methode [Andr72, Eich81] (kurz **PCA**), entwickelt. Auch diese Version zeigte sich im Umgang mit experimentellen Daten als nicht ausgereift, so daß im Rahmen dieser Arbeit ein dritter Versuch zur Rekonstruktion von Spuren in der **FDC** unternommen wurde. Wiederum diene die **Principal Components Analysis**-Methode als Basis, so daß die mit der Vorgängerversion gemachten Erfahrungen unmittelbar in die Neuentwicklung der Rekonstruktion einfließen konnten.

Die theoretische Grundlage der **Principal Components Analysis**-Methode wird in Abschnitt 5.3.1 beschrieben. Die Grundidee dieser Methode ist, daß bereits mit Hilfe von Drahtansprechern aus einigen Nachweislagen, die am besten über die gesamte Kammer verteilt ausgewählt werden, eine Vorhersage auf Meßpunkte in den übrigen Lagen gemacht werden kann, so daß die Findung und die Rekonstruktion des gesamten in der Kammer liegenden Spurstücks möglich wird. Daraus ergeben sich neben der später noch zu begründenden geringeren Rechenzeit weitere Vorteile dieser Methode gegenüber den lokalen Spurfindemethoden. Während lokale Modelle Spurstücke nur über kurze Distanzen berechnen und diese zu weiteren aufzusammelnden Ansprechern oder, wie für die **CDC**, zu weiteren Spurstücken hin extrapolieren, interpoliert die **PCA** bei geeigneter Auswahl an Stützstellenlagen zu Ansprechern der dazwischen liegenden Lagen. Im allgemeinen sind deswegen kleinere Fehler für die Vorhersage auf Ansprecher der nicht als Stützstellen verwendeten Lagen zu erwarten. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit, einer Spur falsche Drahtansprecher zuzuordnen oder eine falsche Seitenwahlentscheidung zu treffen, deutlich verringert. Lediglich für die äußersten Nachweislagen bleibt die Auflösung der Ambiguitäten problematisch.

Der Vorteil der Interpolationen an Stelle von Extrapolationen kann jedoch nicht durch Anwendung eines globalen Spurmodells umgesetzt werden, da wegen des im Bereich der **FDC** stark inhomogenen Magnetfelds kein geeignetes analytisches Spurmodell (wie beispielsweise eine Helix in einem homogenen Magnetfeld) gefunden werden kann. Die **PCA** ist jedoch ein globaler Mustererkennungsalgorithmus, der ohne ein solches Spurmodell auskommt, und sich daher ideal für den Einsatz innerhalb der **FDC** eignet.

Ein weiterer entscheidender Vorteil von globalen Spurfindemethoden ist die einfache Berücksichtigung von Aussetzern entlang der Spurbahn.

Die damals geforderte, heute jedoch nicht mehr so entscheidende geringe Rechenzeit ergibt sich für die **PCA**, wie bei der Beschreibung der Methode in Abschnitt 5.3.1 klar werden wird, daraus, daß nur wenige einfache Rechenoperationen bestehend aus Multiplikationen und Additionen, nicht aber, wie beispielsweise in der **CDC**-Spurfindung, Berechnungen von Spurmodellen und Anpassung an die Drahtansprecher durch geeignete Fits nötig sind. Auch ist die abzuarbeitende Kombinatorik extrem klein und schwerlich noch weiter verringert. Bei all diesen Vorteilen stellt sich die nicht unberechtigte Frage, warum die **PCA** nicht auch für die **CDC** angewendet wurde. Da die für die **CDC** entwickelte Spurfindung bereits früh einsatzbereit war und für die Auswertung der in den Jahren 1992 bis 1994 genommenen Daten erfolgreich verwendet wurde, lag verständlicherweise das Hauptaugenmerk auf der zusätzlichen Rekonstruktion von Spuren innerhalb der **FDC**. Während die auf der **PCA** basierende Neuentwicklung der **FDC**-Spurfindung [Jüing91, Umla93, Tran97] sich als nicht für den Einsatz mit experimentellen Daten geeignet zeigte, konnte erst mit dieser Arbeit aus den mit der **FDC** aufgezeichneten Drahtansprechern eine Verbesserung der Spurrekonstruktion in Hinblick auf die anschließenden physikalischen Analysen erreicht werden. Tatsächlich wäre die Ausdehnung der **PCA** auch auf die **CDC** denkbar und sinnvoll, wie in Abschnitt 6.7 noch ausführlicher diskutiert wird, unterblieb aber wegen praktischer Erwägungen.

### 5.3.1 Theorie der Principal Components Analysis (PCA)

Die Bewegung eines geladenen Teilchens mit Ladung  $q$  innerhalb eines Magnetfeldes  $\vec{B}(\vec{x})$  wird durch die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

bestimmt. Die zugehörige Bahnkurve  $\vec{x}(t)$  erhält man als Lösung der Bewegungsgleichung

$$m \frac{d^2}{dt^2} \vec{x} = q \left( \vec{E} + \frac{d}{dt} \vec{x} \times \vec{B} \right) .$$

Jede physikalisch mögliche Spur ist bereits durch Angabe von sechs Integrationskonstanten oder Anfangsbedingungen vollständig und eindeutig festgelegt. Da man zur Messung des Teilchenimpulses aus Messung der Spurkrümmung bei bekanntem Magnetfeld nur am räumlichen und nicht am zeitlichen Verlauf der Bahnkurve interessiert ist, verbleiben nach Elimination der Zeitabhängigkeit (s. explizit bei Beschreibung des Spurfits in Abschnitt 6.1)  $m = 5$  sogenannte Spurparameter, durch deren Angabe der Spurverlauf im Raum und damit der Impulsvektor des Teilchens bei seiner Erzeugung im Vertex eindeutig festgelegt ist. Die Nachweislagen der Vorwärtsdriftkammer liefern aber zu jeder Spur bis zu  $n = 12$  Meßinformationen  $(x_1, x_2, \dots, x_n)$ , von denen nur höchstens  $m = 5$  Meßwerte voneinander unabhängig sein können. Damit sollte es möglich sein, eine Funktion  $f$  zu finden, die die  $m = 5$  Meßinformationen  $x_{l_1}, x_{l_2}, \dots, x_{l_m}$  aus den Lagen  $l_1, \dots, l_m$  auf den zur selben Spur gehörigen Meßwert  $x_{l_{m+1}}$  in Lage  $l_{m+1}$  überführt:

$$x_{l_{m+1}} = f(x_{l_1}, x_{l_2}, \dots, x_{l_m}) .$$

Dabei ist lediglich zu beachten, daß die  $m$  Ausgangslagen, im folgenden auch als Stützlagen bezeichnet, sinnvoll gewählt werden, da die Meßinformationen aus diesen Lagen für jede experimentell realisierbare Spur möglichst nicht voneinander abhängen sollten (s. hierzu auch Abschnitt 5.3.3).

Ist die Funktion  $f$  gefunden, so kann der Meßwert  $x_{l_{m+1}}$  über die Meßwerte in den Lagen  $l_1, \dots, l_m$  vorhergesagt und mit tatsächlich gemessenen Werten verglichen werden, was eine Anwendung innerhalb der Spurfindung erst möglich macht. Im folgenden ist der Meßwert  $x_{l_{m+1}}$ , auf den eine Vorhersage getroffen werden soll, als Unbekannte zu betrachten. Die zugehörige Lage wird im folgenden auch Vorhersagelage genannt.

Als Meßinformationen können zum Beispiel die Positionen der angesprochenen Drähte (ggf. unter Berücksichtigung der Driftradien) dienen. Vorstellbar ist jedoch auch, und dies wird für die Spurpunktrekonstruktion benötigt werden, daß die Meßwerte  $x_{l_1}, x_{l_2}, \dots, x_{l_m}$  die aus Drahtansprecher und Driftradius bestimmten Positionen der Spur bei Durchtritt der entsprechenden Nachweisebene sind,  $x_{l_{m+1}}$  jedoch beispielsweise der Winkel der Spur gegen die Nachweisebene oder eine Koordinate des Durchtrittsortes in einem beliebigen Koordinatensystem ist. Die Lage  $l_{m+1}$  könnte dann durchaus auch gleich einer der Ausgangslagen  $l_1, \dots, l_m$  sein.

Für die Bestimmung der Funktion  $f$  nimmt man vereinfacht an, daß es sich bei  $f$  um eine lineare Abbildung handelt<sup>1</sup>. Die Funktion nimmt damit die Form

$$x_{l_{m+1}} = \sum_{i=1}^m \alpha_i x_{l_i} + \beta \quad (5.1)$$

an. Zur Bestimmung der  $\alpha_i$  und  $\beta$  führt man den Vektor

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} x_{l_1} \\ x_{l_2} \\ \vdots \\ x_{l_m} \\ x_{l_{m+1}} \end{pmatrix}$$

ein. Gesucht ist eine Basis aus Basisvektoren  $\vec{e}_i$  ( $i = 1, \dots, m + 1$ ) derart, daß eine Komponente dieses Vektors  $\vec{x}$  entwickelt nach dieser Basis möglichst verschwindet. Dies gelingt umso besser, desto gerechtfertigter die Annahme ist, daß die Funktion  $f$  durch eine lineare Abbildung darstellbar ist. Nicht prinzipiell notwendig, aber aus numerischen Gründen sinnvoll ist es, den Vektor  $\vec{x}$  zuvor erst noch um einen Vektor  $\vec{z}$  gemäß  $\vec{y} = \vec{x} - \vec{z}$  zu verschieben, wobei die Komponenten von  $\vec{z}$  so gewählt sein sollen, daß sich die durch den Detektor gemessenen Komponenten von  $\vec{x}$  gleichmäßig um die entsprechenden Komponenten des Vektors  $\vec{z}$  verteilen. Damit sind die Beträge der Komponenten der Vektoren  $\vec{y}$  innerhalb durch den Detektor vorgegebener Grenzen minimiert, will meinen, es treten vom Betrage kleinere Zahlen auf als ohne die Verschiebung um den Vektor  $\vec{z}$ . In der Praxis erhält man den Vektor  $\vec{z}$  leicht mit Hilfe von mit der Detektorsimulation generierten Spuren. Für jede Lage  $l_i$  bestimmt man aus  $N$  generierten Spuren den Mittelwert  $\bar{x}_{l_i}$  aus allen Koordinaten  $x_{l_i}$  gemäß

$$\bar{x}_{l_i} = \frac{\sum_{j=1}^N x_{l_i}^{(j)}}{N} . \quad (5.2)$$

Man identifiziert den Vektor  $\vec{z}$  dann mit dem Mittelwertvektor

$$\vec{\bar{x}} = \begin{pmatrix} \bar{x}_{l_1} \\ \bar{x}_{l_2} \\ \vdots \\ \bar{x}_{l_m} \\ \bar{x}_{l_{m+1}} \end{pmatrix}$$

---

<sup>1</sup>Prinzipiell kann die hier beschriebene Methode auch auf nichtlineare Abbildungen erweitert werden, s. [Jüing91], was aber für die Anwendung auf den **SAPHIR**-Detektor nicht nötig ist, vorausgesetzt, die Anzahl der Ausgangslagen wird groß genug gewählt und Extrapolationen werden möglichst vermieden.

und bildet den verschobenen Vektor  $\vec{y}$  gemäß

$$\vec{y} = \vec{x} - \vec{\bar{x}} . \quad (5.3)$$

Gesucht ist nun der Basiswechsel, dargestellt durch die quadratische Matrix  $\mathcal{A}$  der Dimension  $(m+1) \times (m+1)$ , so daß für alle mit dem Detektor meßbaren Vektoren  $\vec{x}$  eine der Komponenten des in der neuen Basis dargestellten Vektors

$$\vec{\xi} = \mathcal{A} \vec{y} \quad (5.4)$$

möglichst klein wird ( $\xi_{m+1} \approx 0$ ), es verbleiben die “führenden Komponenten”  $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_m$ , woraus sich der Name **Principal Components Analysis (PCA)** für die hier beschriebene Methode ableitet. Unter der Nebenbedingung  $\xi_{m+1} = 0$  läßt sich das lineare Gleichungssystem 5.4 mit  $m+1$  Gleichungen und  $m+1$  Unbekannten ( $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_m, x_{l_{m+1}}$ ) eindeutig lösen. Hierzu definiere man  $\vec{e}_i$  ( $i = 1, \dots, m+1$ ) als die Basisvektoren der gesuchten neuen Basis, die gemäß der Bedingung

$$\vec{e}_i^t \cdot \vec{e}_i = 1$$

normiert sein sollen. Man denke sich den Vektor  $\vec{y}$  als bereits in den noch unbekanntenen Basisvektoren  $\vec{e}_i$  entwickelt:

$$\vec{\xi} = \sum_{i=1}^{m+1} (\vec{y}^t \cdot \vec{e}_i) \vec{e}_i .$$

Aus  $\xi_{m+1} \approx 0$  folgt, daß sich  $\vec{\xi}$  durch

$$\vec{\xi} \approx \sum_{i=1}^m (\vec{y}^t \cdot \vec{e}_i) \vec{e}_i$$

approximieren läßt. Die quadratische Abweichung dieser Näherung vom tatsächlichen Wert ist gegeben durch

$$\begin{aligned} \epsilon &= \left( \vec{\xi} - \sum_{i=1}^m (\vec{y}^t \cdot \vec{e}_i) \vec{e}_i \right)^2 \\ &= \left( \sum_{i=1}^{m+1} (\vec{y}^t \cdot \vec{e}_i) \vec{e}_i - \sum_{i=1}^m (\vec{y}^t \cdot \vec{e}_i) \vec{e}_i \right)^2 \\ &= \left( \sum_{i=m+1}^{m+1} (\vec{y}^t \cdot \vec{e}_i) \vec{e}_i \right)^2 \\ &= ((\vec{y}^t \cdot \vec{e}_{m+1}) \vec{e}_{m+1})^2 \\ &= (\vec{e}_{m+1}^t \cdot \vec{y})(\vec{y}^t \cdot \vec{e}_{m+1}) . \end{aligned}$$

Unter Einführung der Dispersionsmatrix

$$\mathcal{D} := \vec{y} \cdot \vec{y}^t \quad (5.5)$$

erhält man für die quadratische Abweichung

$$\epsilon = \vec{e}_{m+1}^t \cdot \mathcal{D} \cdot \vec{e}_{m+1} \quad . \quad (5.6)$$

Entsprechend der Ausgangsfragestellung ist die Basis zu suchen, unter der die quadratische Abweichung  $\epsilon$  minimal wird. Zur Lösung dieses Problems läßt sich die Methode der Lagrange-Multiplikatoren anwenden. Man erweitert Gleichung 5.6 durch Einschreiben einer 0 zu

$$\epsilon = \vec{e}_{m+1}^t \cdot \mathcal{D} \cdot \vec{e}_{m+1} - \lambda_{m+1} \vec{e}_{m+1}^t \cdot \vec{e}_{m+1} + \lambda_{m+1} \quad .$$

Der quadratische Fehler  $\epsilon$  ist hier als Funktion der Komponenten  $e_i$  ( $i = 1, \dots, m+1$ ) des noch unbekanntes Vektors  $\vec{e}_{m+1}$  aufzufassen.  $\epsilon(e_1, \dots, e_{m+1})$  wird minimal, wenn der entsprechende Gradient verschwindet:

$$\vec{\text{grad}} \epsilon(e_1, \dots, e_{m+1}) = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial e_1} \\ \vdots \\ \frac{\partial}{\partial e_{m+1}} \end{pmatrix} \epsilon(e_1, \dots, e_{m+1}) = \vec{0} \quad .$$

Nach kurzer Rechnung führt diese Bedingung auf das Eigenwertproblem

$$\mathcal{D} \cdot \vec{e}_{m+1} = \lambda_{m+1} \vec{e}_{m+1} \quad . \quad (5.7)$$

Die gesuchten Basisvektoren erhält man also als die Eigenvektoren der Dispersionsmatrix  $\mathcal{D}$ . Aus der Definition dieser Matrix in Gleichung 5.5 ist ersichtlich, daß  $\mathcal{D}$  positiv definit und symmetrisch ist, ihre Eigenwerte  $\lambda_i$  daher reell und positiv sind. Aus den Gleichungen 5.6 und 5.7 folgt

$$\epsilon = \lambda_{m+1} \quad .$$

$\epsilon$  wird daher genau dann minimal, wenn man die Eigenvektoren nach der Größe der Eigenwerte sortiert, so daß  $\lambda_i > \lambda_{i+1}$ . Die gesuchte Basis ist somit gefunden, die in Gleichung 5.4 eingeführte Matrix  $\mathcal{A}$ , die den Basiswechsel ausführt, durch

$$\mathcal{A} = (\vec{e}_1, \vec{e}_2, \dots, \vec{e}_{m+1})$$

gegeben.

Mit  $\xi_{m+1} \approx 0$  und der Kenntnis der Matrix  $\mathcal{A}$ , läßt sich die in Gleichung 5.1 gesuchte

Abhängigkeit des Meßwertes  $x_{l_{m+1}}$  von den Meßwerten  $x_{l_1}, x_{l_2}, \dots, x_{l_m}$  mit Hilfe der Gleichungen 5.3 und 5.4 finden:

$$0 \approx \xi_{m+1} = \sum_{i=1}^{m+1} \mathcal{A}_{m+1,i} (x_{l_i} - \bar{x}_{l_i}) \quad ,$$

woraus sich

$$x_{l_{m+1}} = - \frac{1}{\mathcal{A}_{m+1,m+1}} \sum_{i=1}^m \mathcal{A}_{m+1,i} x_{l_i} + \frac{1}{\mathcal{A}_{m+1,m+1}} \sum_{i=1}^m \mathcal{A}_{m+1,i} \bar{x}_{l_i}$$

ergibt. Für die in Gleichung 5.1 gesuchten Koeffizienten, die man auch als **PCA**-Koeffizienten bezeichnet, erhält man somit

$$\alpha_i = - \frac{\mathcal{A}_{m+1,i}}{\mathcal{A}_{m+1,m+1}} \quad , \quad \beta = - \sum_{i=1}^m \alpha_i \bar{x}_{l_i} \quad . \quad (5.8)$$

Sind einmal für einen beliebig gewählten Satz an Nachweislagen  $l_1, \dots, l_m, l_{m+1}$  die **PCA**-Koeffizienten bekannt, so kann mit Gleichung 5.1 für beliebige Meßwerte  $x_{l_1}, x_{l_2}, \dots, x_{l_m}$  der Meßwert  $x_{l_{m+1}}$  vorhergesagt werden.

### 5.3.2 Bestimmung der **PCA**-Koeffizienten

Vor Anwendung der **Principal Components Analysis**-Methode für die Spurfindung und Spurpunktreakonstruktion müssen die **PCA**-Koeffizienten bestimmt werden. Um Mißverständnisse zu vermeiden, sei hier in aller Deutlichkeit gesagt, daß die **PCA**-Koeffizienten nicht für jedes Ereignis vor oder während der Spurfindung und Spurpunktreakonstruktion neu bestimmt werden müssen, sondern universell für alle Ereignisse gelten. Während lokale Spurmodelle immer wieder neu an Drahtansprecherkombinationen angepaßt werden müssen, werden bei Anwendung der **PCA** nur einfache Berechnungen nach Gleichung 5.1 nötig.

Die **PCA**-Koeffizienten werden mit Hilfe von Spuren aus simulierten Ereignissen bestimmt, deren Verlauf durch den **SAPHIR**-Detektor, wie mehrfach in Kapitel 4 erwähnt wurde, mittels der Runge-Kutta-Methode [Zurm65] berechnet wird. Da die **PCA**-Koeffizienten für die Rekonstruktion von Spurstücken innerhalb der Vorwärtsdriftkammer **FDC** verwendet werden sollen, werden nur die Spuren zur Berechnung der Koeffizienten herangezogen, die den sensitiven Meßbereich jeder der zwölf **FDC**-Nachweislagen durchquert haben. Dabei wird eine ausreichend große Statistik als Basis für die Berechnungen gewählt, so daß die Gesamtheit der verwendeten Spuren den durch die Physik vorgegebenen Meßwerterraum vollständig abdeckt. Grob gesprochen ersetzen somit die simulierten Spuren das fehlende globale Spurmodell.

Die simulierten Informationen werden als fehlerfrei angenommen. Tatsächlich verlaufen die experimentellen Spuren zu gleichem Anfangspunkt und Impulsvektor ein wenig anders als die simulierten Spuren, da das Magnetfeld, durch das die Spuren verfolgt werden müssen, nur mit einer gewissen Genauigkeit bekannt ist und die Runge-Kutta-Methode ebenfalls nur eine endliche numerische Genauigkeit besitzt.

Hätte sich herausgestellt, daß die mit den simulierten Daten bestimmten **PCA**-Koeffizienten für die Anwendung auf experimentelle Spuren unzureichend wären, wäre es prinzipiell auch möglich gewesen, echte Spuren für die Berechnung der **PCA**-Koeffizienten zu verwenden. Allerdings müßte der Verlauf dieser echten Spuren durch die **FDC** dann mit einer anderen Methode zumindest bis zu einer gewissen Güte rekonstruiert worden sein. So wäre denkbar, für experimentelle Ereignisse in der **CDC** rekonstruierte Spurstücke mittels Runge-Kutta-Methode durch die **FDC** zu extrapolieren oder aber doch eine lokale Spurfindemethode als erste Iteration zu verwenden, um dann mit Hilfe der experimentellen Spuren die **PCA**-Koeffizienten zu bestimmen und die Rekonstruktion von **FDC**-Spurstücken mit Hilfe der **PCA**-Koeffizienten in einer zweiten Iteration zu verbessern. Man benötigt aber spätestens zur Akzeptanzrechnung eine Simulation, die dem Experiment ähnlich genug ist. Ist dies der Fall, so sollten die **PCA**-Koeffizienten, die mit simulierten Spuren bestimmt wurden, auf die experimentellen Spuren übertragbar sein. Tatsächlich haben sich die Spuren aus der überarbeiteten Driftkammersimulation, wie sie in Kapitel 4 vorgestellt wurde, als ausreichend für die Berechnung der **PCA**-Koeffizienten erwiesen.

Für die Bestimmung der **PCA**-Koeffizienten wurden Spuren aus phasenraumverteilten Ereignissen der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  verwendet, die mit dem offiziellen Simulationspaket **SAPHIRGEANT** simuliert wurden, womit gleichzeitig Vielfachstreuung und Energieverluste der geladenen Teilchen berücksichtigt worden sind. Durch die Wahl dieser Reaktion und Kinematik wird gewährleistet, daß die verwendeten Spuren ein breites Impuls- und Winkelspektrum abdecken. Werden Koeffizienten gefunden, die für alle diese Spuren eine gute Brauchbarkeit zeigen, dann wird dies auch für alle Spuren aus anderen Reaktionen gelten. Zur Bestimmung der Koeffizienten ist das Eigenwertproblem in Gleichung 5.7 zu lösen. Hierfür kommen Standardverfahren zum Einsatz. Da die Dispersionsmatrix  $\mathcal{D}$  symmetrisch ist, wurde eine eigens für symmetrische Matrizen vorgesehene Routine names *eisrs1* aus der **CERN-library GENLIB** verwendet.

Wie aber ist die Dispersionsmatrix  $\mathcal{D}$  zu bilden? Dies hängt ganz von der Aufgabenstellung der mit den gewonnenen **PCA**-Koeffizienten später durchzuführenden Berechnungen ab. Der erste Schritt der Spurfindung besteht darin, durch Kombination aller Ansprecher aus  $m$  (z.B.  $m = 5$ ) Stützlagen Vorhersagen auf Ansprecher in den übrigen Lagen zu tätigen, um dort in einem gewissen Bereich um die Vorhersage nach tatsächlich vorhandenen Ansprechern zu suchen. Zu diesem Zweck werden als Meßwerte  $x_i$  die Durchtrittsorte der simulierten Spuren durch die betreffenden Nachweislagen verwendet. Aus Drahtnummer und Driftzeit eines angesprochenen Nachweisdrahtes erhält man lediglich eine Ortsinformation senkrecht zum Draht, weswegen die Durchtrittsorte sinnvollerweise im **FDC-DRS** (vgl. Abschnitt 2.4.1) der jeweiligen **FDC**-Lage berechnet werden. Die **DRS**- $z$ -Koordinate dieses Ortes ist bereits durch die Position der Lage im **MRS** (s. Abschnitt 2.4.1) festgelegt. Die **DRS**- $y$ -Achse verläuft parallel zu den Drähten und liefert daher keine verwertbare Information. Daher werden nur die **DRS**- $x$ -Positionen der Durchtrittsorte verwendet, die die  $m + 1$  Meßwerte  $x_{l_1}, \dots, x_{l_{m+1}}$  aus den  $m + 1$  Nachweislagen  $l_1, \dots, l_{m+1}$  bilden. Um direkt mit den Drahtnummern der angesprochenen Drähte arbeiten zu können, werden die Meßwerte in Einheiten von Drahtabständen berechnet. Abbildung 5.1 verdeutlicht die beschriebene Definition der Meßwerte.

Genaugenommen ist die Bezeichnung der Meßwerte als **DRS**- $x$ -Komponenten in Abbildung 5.1 und auch im nachfolgenden Text nicht ganz zutreffend, da für jede **FDC**-Lage der Ursprung des **DRS** festgelegt ist (s. Abschnitt 2.4.1) und die Koordinaten in diesem System üblicherweise in Einheiten von Zentimetern angegeben werden. Der Einfachheit halber

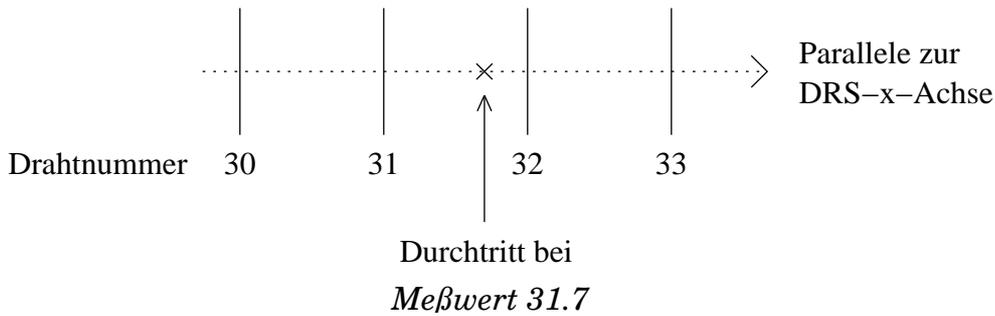


Abbildung 5.1: Als Meßwerte  $x_i$  bei Festlegung der Durchtrittsorte von Spuren durch eine **FDC**-Nachweislage wird die jeweilige **DRS**- $x$ -Komponente in Drahtnummereneinheiten verwendet.

werden im folgenden die in Einheiten von Drahtnummern definierten Meßwerte dennoch als **DRS**- $x$ -Komponenten bezeichnet, da sie eine Meßangabe entlang der **DRS**- $x$ -Achse darstellen und lediglich die Skala, die durch die Drahtnumerierung definiert wird, gegenüber dem eigentlichen **DRS** der jeweiligen **FDC**-Lage verschoben und gestaucht ist. Wenn im folgenden von **DRS**- $x$ -Komponenten die Rede ist, sind immer die in Drahtnummereneinheiten angegebenen Werte gemeint. Erst in Abschnitt 5.3.7 werden Vorhersagen auf die **DRS**-Komponenten, die im eigentlichen **DRS** definiert sind, vorgenommen.

Für alle Nachweislagen wurde für die so definierten Meßwerte nach Gleichung 5.2 der Mittelwert über eine Anzahl an simulierten Spuren gebildet. Die erhaltenen Werte lagen erwartungsgemäß im Bereich des Zentrums einer jeden Lage. Selbstverständlich liefert jede neue Ereignismenge auch etwas verschiedene Mittelwerte. Der genaue Wert ist jedoch unerheblich für die **PCA**-Berechnungen. Wesentlich ist nur, daß die Mittelwerte für alle weiteren Berechnungen fixiert bleiben. Genaugenommen hätte es sogar ausgereicht, als Mittelwert die Nummer des zur Kammermitte nächstgelegenen Drahtes zu verwenden. Die für die Vertikallagen mit Hilfe der simulierten Ereignisse bestimmten Mittelwerte weichen allerdings wegen der Verschiebung der **FDC**-Kammermitte in **MRS**- $z$ -Richtung um  $-4.06\text{ cm}$  (vgl. Abschnitt 2.4.1) gegen den Photonenstrahl um etwas mehr als zwei Drahtnummern von dem jeweils zentral liegenden Draht ab. Die Verwendung der über die Simulation bestimmten Mittelwerte ist daher numerisch ein wenig günstiger.

Für eine ausreichend groß gewählte Menge an simulierten Ereignissen (in der Praxis wurden Ereignismengen zwischen 10000 und 1000000 Ereignissen verwendet) wird für die gewählte Lagenkombination  $l_1, \dots, l_{m+1}$  für jede Spur der Vektor  $\vec{y}$  nach Gleichung 5.3 und daraus die Dispersionsmatrix  $\mathcal{D}$  nach Gleichung 5.5 gebildet.

Prinzipiell gäbe es nun zwei Möglichkeiten, die gewünschten **PCA**-Koeffizienten zu bestimmen. Zum einen könnte das durch Gleichung 5.7 definierte Eigenwertproblem für jede der  $N$  Spuren einzeln gelöst werden, um dann die  $N$  Sätze an jeweils erhaltenen **PCA**-Koeffizienten über alle Spuren zu mitteln. Der zweite mögliche Weg ist die vorherige Mittelung aller Dispersionsmatrizen und einmalige Lösung des dann durch die gemittelte Dispersionsmatrix definierten Eigenwertproblems. Beide Wege wurden unabhängig voneinander getestet. Es zeigte sich, daß der erste Weg unbrauchbar ist, da die zu einzelnen Spuren bestimmten **PCA**-Koeffizienten zwar für die Berechnung des  $(m+1)$ -ten Meßwerts aus den  $m$  anderen Meßwerten dieser Spur eine Genauigkeit von besser als 0.01 Drahtabständen liefert, die Koeffizientensätze aller Spuren jedoch eine so große Streuung untereinander aufweisen, daß

nach Bildung der Koeffizientenmittelwerte eine Vorhersage des unbekanntes Meßwerts aus den übrigen Meßwerten gänzlich unmöglich ist. Die Mittelung über alle Dispersionsmatrizen dagegen stellt aber genau die Forderung nach gleichzeitiger Vorhersagekraft für alle Spuren da. Sozusagen ist in der gemittelten Matrix das durch die Menge aller simulierten Spuren gegebene globale Spurmodell enthalten.

Neben der hier beschriebenen Anwendung der **PCA** für die Vorhersage der **DRS- $x$** -Koordinate des Spurdurchtritts in Lage  $l_{m+1}$  durch die entsprechende Information aus den Lagen  $l_1, \dots, l_m$  werden innerhalb der **FDC**-Spurfindung und **FDC**-Spurpunktreakonstruktion auch die Vorhersagen von  $m$  **DRS- $x$** -Durchtrittskoordinaten auf andere Meßgrößen als der **DRS- $x$** -Koordinate in Drahtnummereinheiten benötigt. Hierzu ist in obiger Beschreibung der Meßwert  $x_{l_{m+1}}$  entsprechend zu definieren und der zugehörige Mittelwert, der in Gleichung 5.3 zur Bildung des Vektors  $\vec{y}$  zu verwenden ist, nach Gleichung 5.2 zu berechnen. In Abschnitt 5.3.6 werden für die Auflösung der Ambiguitäten Vorhersagen auf die Durchtrittswinkel in allen zwölf Nachweislagen benötigt. Bei der Spurpunktreakonstruktion, die in Abschnitt 5.3.7 näher erläutert wird, werden mit den in Drahtnummerneinheiten vorliegenden  $m$  **DRS- $x$** -Durchtrittskoordinaten die Durchtrittsorte (**DRS- $x$** ,**DRS- $y$** ) der Spur in allen zwölf **FDC**-Lagen vorhergesagt. Die so bestimmten **DRS- $x$** -Komponenten liegen dann nicht mehr in Drahtnummerneinheiten, sondern im wie in Abschnitt 2.4.1 definierten **FDC-DRS** vor.

### 5.3.3 Wahl der Startkonfigurationen

Entscheidend für die Spurfindequalität ist die Anzahl  $m$  der Stützlagen sowie eine geschickte Wahl derselben.

Wie in Abschnitt 5.3.1 bereits erläutert wurde, sind fünf unabhängige Parameter nötig, um den räumlichen Verlauf einer Spur festzulegen. Daher sollten die Meßinformationen aus mindestens ebensovielen Nachweislagen für die Rekonstruktion der **FDC**-Spurstücke verwendet werden. Auf der anderen Seite ist es jedoch aus zweierlei Gründen ratsam, nicht beliebig mehr Stützlagen zu verwenden. Zum einen erhöht sich die abzuarbeitende Kombinatorik mit jeder weiteren Stützlage, zum anderen werden die Ansprechere aus den übrigen Lagen verwendet, um über die richtige Kombination an Ansprechern zu einer Gesamtspur zu entscheiden. Umso mehr Vorhersagen aus den  $m$  Ausgangslagen auf die verbliebenden  $12 - m$  Lagen getätigt werden können, desto besser die Entscheidungsgrundlage. Daher wurde für die ersten Untersuchungen zur Anwendung der **PCA**-Methode auf die **FDC**  $m = 5$  gewählt, in der Annahme, daß die Meßinformationen aus den gewählten Stützlagen unabhängig voneinander sind.

Bei der Entscheidung über die als Ausgangspunkt dienenden Nachweislagen spielen verschiedene Punkte eine wichtige Rolle. Die notwendigen Kriterien lassen sich einfacher finden, wenn man zunächst das vereinfachte Spurbeispiel einer Geraden im Raum

$$\begin{pmatrix} y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y \\ z \end{pmatrix}_{x=x_0} + (x - x_0) \begin{pmatrix} \frac{dy}{dx} \\ \frac{dz}{dx} \end{pmatrix}_{x=x_0}$$

betrachtet. Als Koordinatensystem sei hier beispielsweise das **MRS** gewählt, so daß die  $x$ -Achse mit der Photonstrahlrichtung zusammenfällt und die Nachweislagen der **FDC** (unter Vernachlässigung der in Abschnitt 2.4.1 erwähnten Verkippungen der **FDC** gegen die

Strahlachse) parallel zur  $y$ - $z$ -Ebene liegen. Jede Komponente dieser Parametrisierung stellt damit eine Gerade in zwei Dimensionen dar. Man benötigt also je zwei Informationen in der Horizontalen und der Vertikalen. Dies können wie in der obigen Parametrisierung je eine Orts- und Steigungsinformation oder aber auch zwei Ortsinformationen bei verschiedenem  $x$  sein. Durch die Driftkammermessungen wird der letztere Fall realisiert.

Da die Nachweislagen nur Ortsinformationen senkrecht zum Verlauf der Nachweisdrähte liefern, sollten sinnvollerweise mindestens je zwei Vertikal- und Horizontallagen ausgewählt werden, um den Spurverlauf sowohl in der Horizontalen als auch in der Vertikalen sichern zu können. Die Bestimmung einer Geraden durch zwei Punkte gelingt bei gleichbleibender Ortsauflösung immer besser, desto weiter die Punkte entfernt sind. Daher bieten sich zur Festlegung der Horizontalkomponente die vertikalen Lagen 1 und 12 an. Gleichzeitig wird durch die Wahl der äußersten Lagen eine Verschlechterung der Rekonstruktionsqualität durch Extrapolationen vermieden.

Da im Bereich der **FDC** die Hauptkomponente des **SAPHIR**-Magnetfelds in vertikaler Richtung verläuft, die **FDC**-Spurstücke also vor allem in der Horizontalen gekrümmt sind, ist eine weitere Vertikallage als Stützlage sinnvoll. Hierfür kommen die verbliebenen drei Vertikallagen 5, 6 und 7 in Frage. Alle drei bieten den Vorteil, daß sie mehr oder weniger mittig zwischen den äußeren beiden liegen, so daß zwei in etwa gleich lange Interpolationsstrecken entstehen. Um aber Vertikal- und Horizontalkomponenten miteinander verknüpfen zu können, ist die Verwendung von möglichst vielen Stereolagen sinnvoll, so daß entweder Nachweislage 6 oder 7 die erste Wahl darstellen. Unter gänzlicher Vermeidung von Stereolagen als Ausgangslagen würden die Spurverläufe in Horizontal- und Vertikalrichtung unabhängig voneinander rekonstruiert, wodurch es zwangsläufig zu Vertauschungen der beiden Komponenten zwischen Spuren untereinander kommen würde<sup>2</sup>.

Für die Festlegung der Vertikalkomponenten würde sich das Horizontallagenpaar gebildet aus den Lagen 2 und 11 anbieten, da beide Stereolagen und die weitest auseinanderliegenden Horizontallagen sind. Nachteil dieser Wahl ist jedoch, daß die Interpolation zwischen den Lagen 1 und 2 bzw. 11 und 12 zwar kurz, die Interpolation zwischen 2 und 7 (bzw. 6) sowie 11 und 7 (bzw. 6) dafür um so länger ist. Tatsächlich zeigte sich die Kombination (1,3,7,10,12) der Kombination (1,2,7,11,12) ein wenig überlegen.

Da die Kombination (1,3,7,10,12) in den Voruntersuchungen zur **PCA** verglichen mit allen anderen getesteten Kombinationen (auch zu anderem  $m$ ) die besten Resultate gezeigt hat, lag es nahe, mit dieser Kombination auch die **FDC**-Spurfindung zu beginnen. Daher wird für die weiteren Erläuterungen zur **PCA**-Methode die Kombination (1,3,7,10,12) als Beispiel verwendet. Andere Kombinationen werden lediglich für Vergleiche mit dieser optimalen Kombination herangezogen.

Erst in Abschnitt 5.3.8 werden auch andere Kombinationen wichtig werden, wenn es um die Behandlung von Drahtaussetzern entlang der Spuren geht. Sollten diese Aussetzer nämlich in einer der Ausgangslagen einer Stützlagenkombination vorkommen, kann die Spur mit dieser Kombination nicht mehr gefunden werden, so daß auf alternative Kombinationen ausgewichen werden muß. Die Reihenfolge der abzuarbeitenden Kombinationen ist dabei durch die in diesem Abschnitt diskutierten Kriterien bzw. die erreichte Güte bei der **PCA**-Vorhersage der innerhalb der Spurfindung und Spurpunktreakonstruktion benötigten Meßinformationen festgelegt.

---

<sup>2</sup>In der früheren auf der **PCA** basierenden Rekonstruktion [Jüing91, Umla93, Tran97] wurde dieser Punkt durch die favorisierte Kombination (1,8,12), die sich nur aus Nichtstereolagen zusammensetzt, nicht beachtet.

### 5.3.4 Vorhersage eines Drahtansprechers

Die Vorhersagegenauigkeit der **PCA** entscheidet über die erreichbare Qualität der Spurfindung bei der Zuordnung von Drahtansprechern zu Spuren und der Auflösung der Ambiguitäten (s. Abschnitte 5.3.5 und 5.3.6) sowie über die erreichbare Ortsauflösung bei der Berechnung der Spurpunkte (s. Abschnitt 5.3.7). In diesem Abschnitt soll die Vorhersagekraft der **PCA** in der Anwendung auf die Vorwärtsdriftkammer **FDC** des **SAPHIR**-Detektors gezeigt werden. Gleichzeitig wird darauf eingegangen, welche vorbereitenden Studien zu den verwendeten (und nicht verwendbaren) **PCA**-Koeffizientensätzen nötig waren, bevor mit der eigentlichen Entwicklung des später genauer zu beschreibenden Spurfindealgorithmus begonnen werden konnte.

Die erste Aufgabe innerhalb der Spurfindung mit der **PCA** ist es herauszufinden, welche Drahtansprecher eines zu rekonstruierenden Ereignisses zur gleichen Spur gehören. Hierzu ist über alle Drahtansprecher der gewählten Ausgangslagen zu kombinieren, um dann mit den für diese Stützlagenkombination gewonnenen **PCA**-Koeffizienten aus den zugehörigen **DRS**- $x$ -Komponenten der Drahtansprecher in den Ausgangslagen mit Hilfe der Gleichung 5.1 eine Vorhersage auf die **DRS**- $x$ -Komponenten in den übrigen Lagen für die Suche nach dortigen Drahtansprechern zu tätigen. Bei  $m$  Ausgangslagen und 12 **FDC**-Lagen insgesamt müssen demnach  $12 - m$  Koeffizientensätze bestimmt werden.

#### 5.3.4.1 Die Stützlagenkombination (1,3,7,10,12)

Bereits in Abschnitt 5.3.3 wurde die Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) als besonders geeignet für **FDC**-Spurfindung herausgestellt. Deswegen wird die **PCA**-Vorhersage eines Drahtansprechers auf der Basis von  $m = 5$  Ausgangslagen im folgenden exemplarisch für diese Stützlagenkombination dokumentiert.

Die für die Vorhersage nötigen **PCA**-Koeffizienten ergeben sich durch die Elemente der Matrix  $\mathcal{A}$  nach Gleichung 5.8. Die Matrix  $\mathcal{A}$  stellt den Basiswechsel vom Meßwertvektor  $\vec{y}$  auf den neuen Vektor  $\vec{\xi}$  dar (s. Gleichung 5.4). Die Vorhersage wird umso genauer sein, desto besser die Voraussetzung  $\xi_{m+1} = 0$  erfüllt ist.

Abbildung 5.2 zeigt exemplarisch die Verteilung der  $m + 1 = 6$  Komponenten des Vektors  $\vec{\xi}$  für die Spuren aus 10000 simulierten Ereignissen der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  für die Vorhersage der **DRS**- $x$ -Komponente des Durchtritts in **FDC**-Nachweislage 2 ausgehend von der Stützlagenkombination (1,3,7,10,12). Man beachte die unterschiedlichen Skalen entlang der Abzissen. Für alle Spuren ist  $\xi_6$  gegenüber den übrigen Komponenten tatsächlich vernachlässigbar klein. Dies ergibt sich noch eindrücklicher durch Abbildung 5.3, die den Anteil jeder Komponente am Betrag des Vektors  $\vec{\xi}$  zeigt. Während die Komponenten  $\xi_1$  und  $\xi_2$  den Hauptanteil am Vektor  $\vec{\xi}$  ausmachen, trägt die Komponente  $\xi_3$  für fast alle Spuren bereits mit weniger als 10% bei. Der Anteil von  $\xi_6$  beträgt nahezu 0%.

Um die für die Vorhersage auf Lage 2 geltende Situation nicht für alle Lagen zeigen zu müssen, liefert Abbildung 5.4 eine zusammenfassende Darstellung. Für jede Lage, auf die eine Vorhersage getätigt werden soll, ist die Anzahl der Komponenten  $\xi_i$ , die mit mehr als 1% zum Betrag des Vektors  $\vec{\xi}$  beitragen, gezeigt. Während für einige Lagen noch kleinere (zum Teil in dieser Abbildung nicht sichtbare) Einträge für fünf beitragende Komponenten auftreten, werden in keiner Lage sechs Komponenten zur Darstellung der Vektoren  $\vec{\xi}$  benötigt, so daß für die Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) die Bedingung  $\xi_{m+1} \approx 0$  hinreichend erfüllt

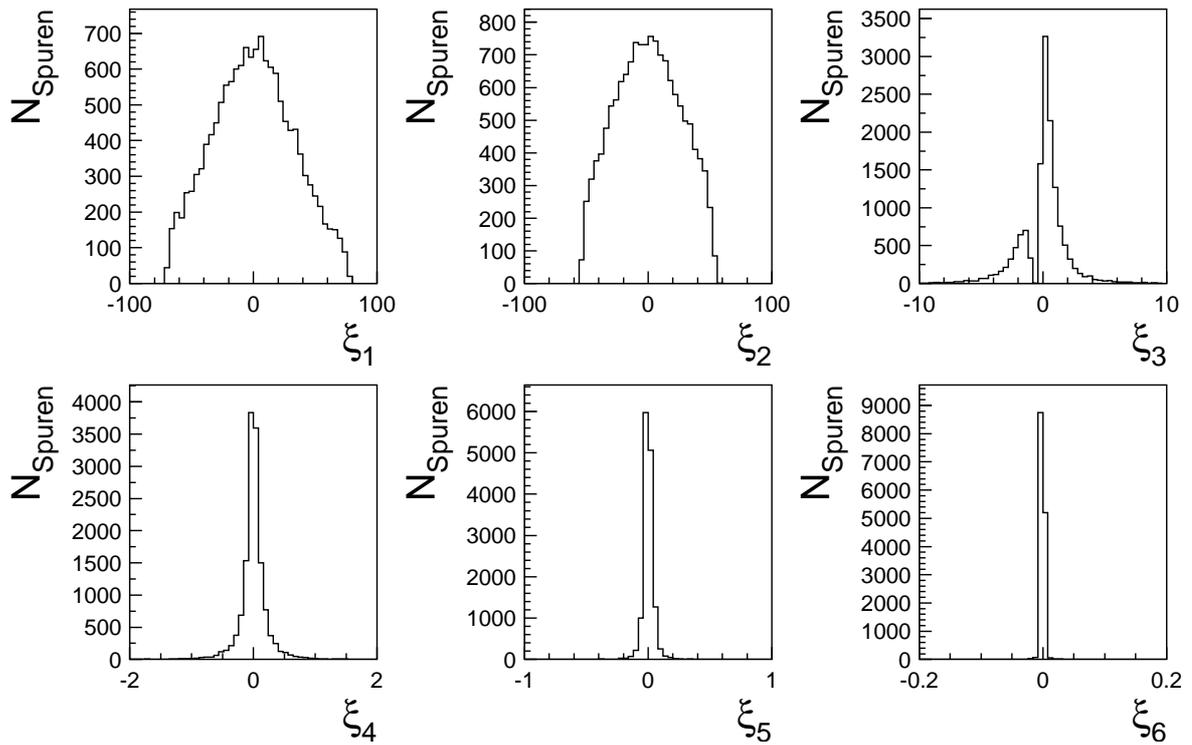


Abbildung 5.2: Die Komponenten  $\xi_i$  bei der Vorhersage auf die **DRS**- $x$ -Komponente in **FDC**-Nachweislage 2 für die Stützlagenkombination (1,3,7,10,12).

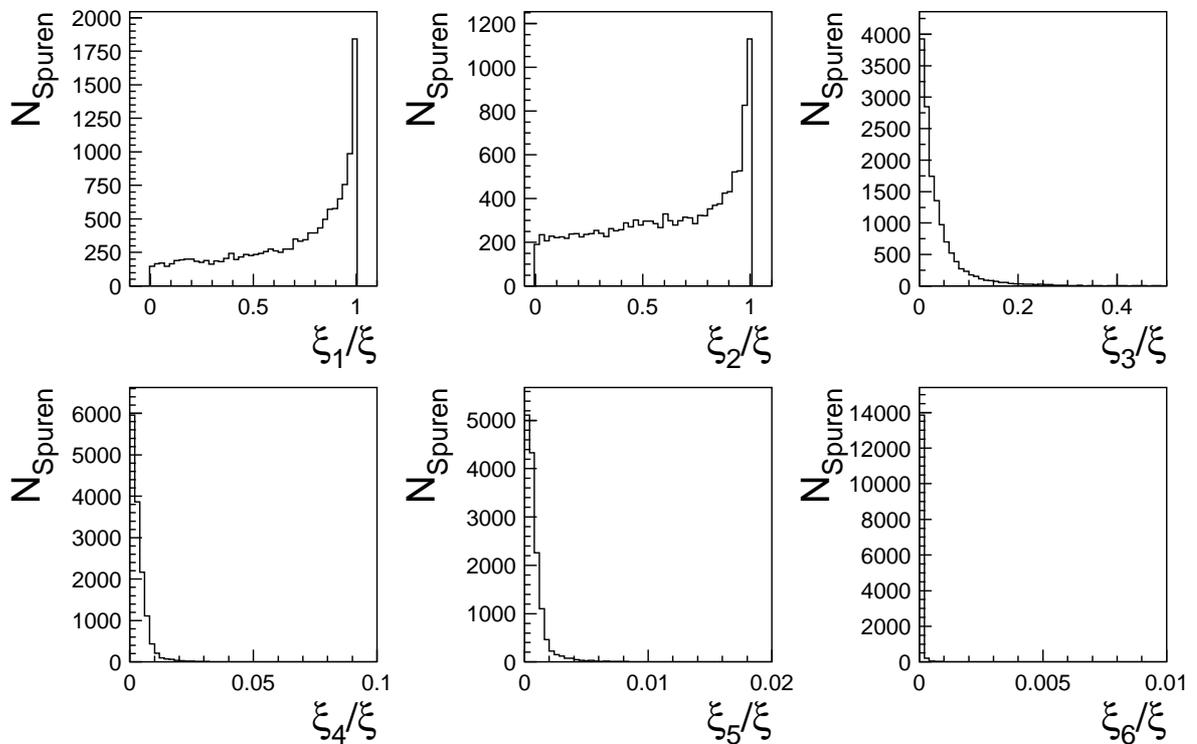


Abbildung 5.3: Anteil der Komponenten  $\xi_i$  am Betrag des Vektors  $\vec{\xi}$  bei der Vorhersage auf die **DRS**- $x$ -Komponente in **FDC**-Nachweislage 2 für die Stützlagenkombination (1,3,7,10,12).

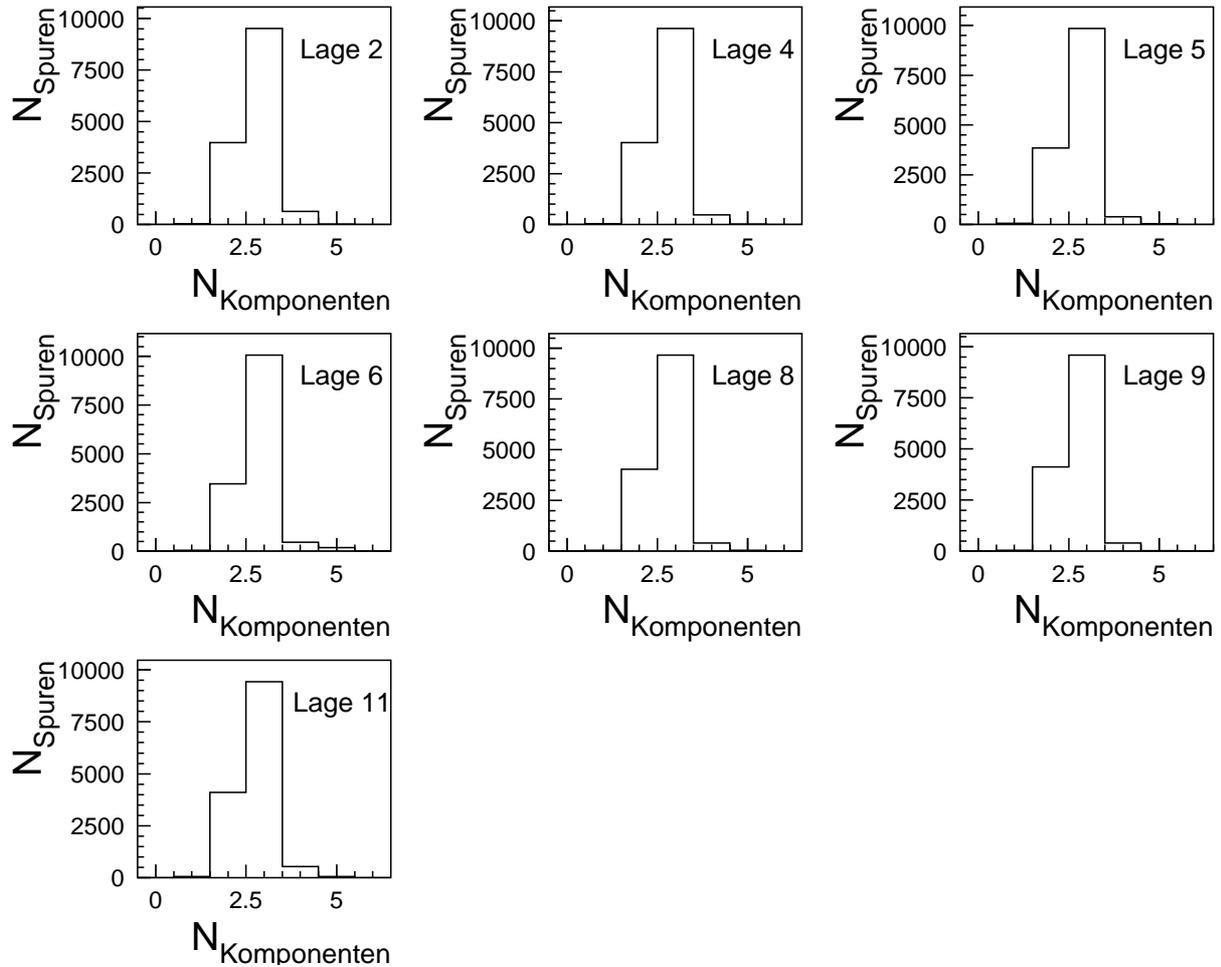


Abbildung 5.4: Anzahl der Komponenten  $\xi_i$ , die mit mehr als 1% zum Betrag des Vektors  $\vec{\xi}$  bei der Vorhersage auf die **DRS- $x$** -Komponente in **FDC-Nachweislage 2** ausgehend von der Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) beitragen.

ist.

Mit den bis hierhin diskutierten Abbildungen zur Überprüfung der **PCA**-Koeffizientenberechnung darf man glauben, daß ausgehend von bekannten **DRS- $x$** -Komponenten in den Lagen der Kombination (1,3,7,10,12) eine gute Vorhersage auf die entsprechende Information in den übrigen Lagen möglich ist. Wie gut die Vorhersagegenauigkeit aber wirklich ist, läßt sich am leichtesten wie folgt überprüfen. Setzt man in Gleichung 5.1 für die Ausgangslagen  $l_1, \dots, l_m$  die exakten Durchtrittsorte  $x_{l_i}$  senkrecht zu den Drähten (also die jeweiligen **DRS- $x$** -Komponenten in Drahtnummerneinheiten) ein, so erhält man eine Vorhersage auf die Lage  $l_{m+1}$ , für die der Satz an **PCA**-Koeffizienten bestimmt wurde. Die Vorhersage läßt sich durch Differenzbildung mit dem wirklichen Durchtrittsort, der für die simulierten Spuren exakt bekannt ist, vergleichen. Abbildung 5.5 zeigt diese sogenannten Residuen für alle sieben nicht als Stützlagen dienenden Nachweislagen, für die innerhalb der Spurfindung eine Vorhersage benötigt wird. Die Standardabweichungen variieren zwischen 0.0014 und 0.0027 Drahtabständen. Mit den Drahtabständen aus Tabelle 2.3 in Abschnitt 2.4.3 ergibt sich mit Hilfe der berechneten **PCA**-Koeffizienten eine maximale Ortsauflösung der Spurrekonstruktion zwischen  $25 \mu\text{m}$  und  $49 \mu\text{m}$  senkrecht zu den Drähten, die jedoch nur im Falle fehlerloser Ortsinformationen in den Ausgangslagen erreicht werden kann. Diese Auflösungen definie-

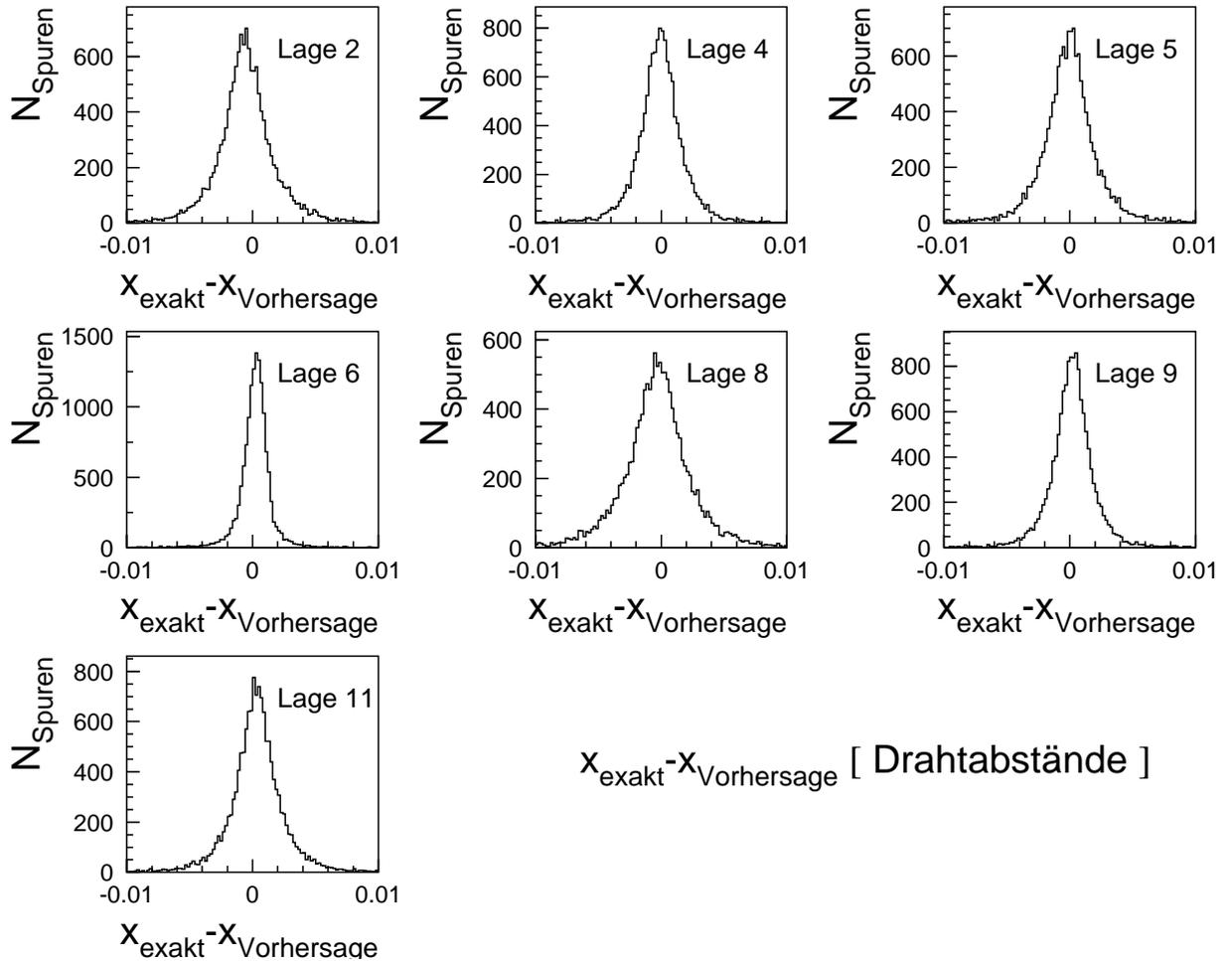


Abbildung 5.5: Mit Hilfe der **DRS**- $x$ -Komponenten in den Ausgangslagen 1,3,7,10 und 12 können die **DRS**- $x$ -Komponenten der Spurdurchtritte in den übrigen Lagen vorhergesagt werden. Für die Vorhersagen wurden in den Ausgangslagen die exakten Werte der **DRS**- $x$ -Komponenten verwendet, wie sie in der Simulation generiert wurden. Gezeigt sind die Residuen dieser Vorhersagen, die sich aus der Differenz des tatsächlichen innerhalb der Simulation berechneten Spurdurchtritts  $x_{\text{exakt}}$  mit dem Vorhersagewert  $x_{\text{Vorhersage}}$  ergeben. Wie die **DRS**- $x$ -Komponenten sind auch die Residuen in Drahtnummerneinheiten angegeben.

ren die Vorhersagekraft der **PCA**-Koeffizienten für den beschriebenen zu Grunde liegenden Anwendungszweck<sup>3</sup>. Die letztlich mit der Spurrekonstruktion experimentell erreichbare Genauigkeit erhält man erst, wenn die Meßwerte, die für die Vorhersagen verwendet werden, mit den für den Detektor realistischen Fehlern versehen sind. Die Fehler der Methode selber

<sup>3</sup>Die in [Jüing91] entwickelte **PCA** lieferte ähnlich gute Genauigkeiten. Die dort für die **FDC** berechneten **PCA**-Koeffizientensätze sind aber für die Rekonstruktion der experimentellen Daten nicht sinnvoll einsetzbar, da sie von einer falschen Detektorgeometrie ausgingen. In der dort verwendeten Driftkammersimulation wurden zum einen die Verschiebungen und Verkippungen der **FDC** (s. Abschnitt 2.4.1) gegenüber der Soll-Position nicht berücksichtigt. Entscheidender für die Notwendigkeit der Neuentwicklung der **PCA** war jedoch, daß bei der Berechnung der **PCA**-Koeffizientensätze in [Jüing91] sowie der in [Umla93, Tran97] auf der Basis von simulierten Spuren entwickelten **FDC**-Spurfindung die Drahtorientierungen in den Stereolagenpaaren 2 und 3, 6 und 7 sowie 10 und 11 verwechselt wurden.

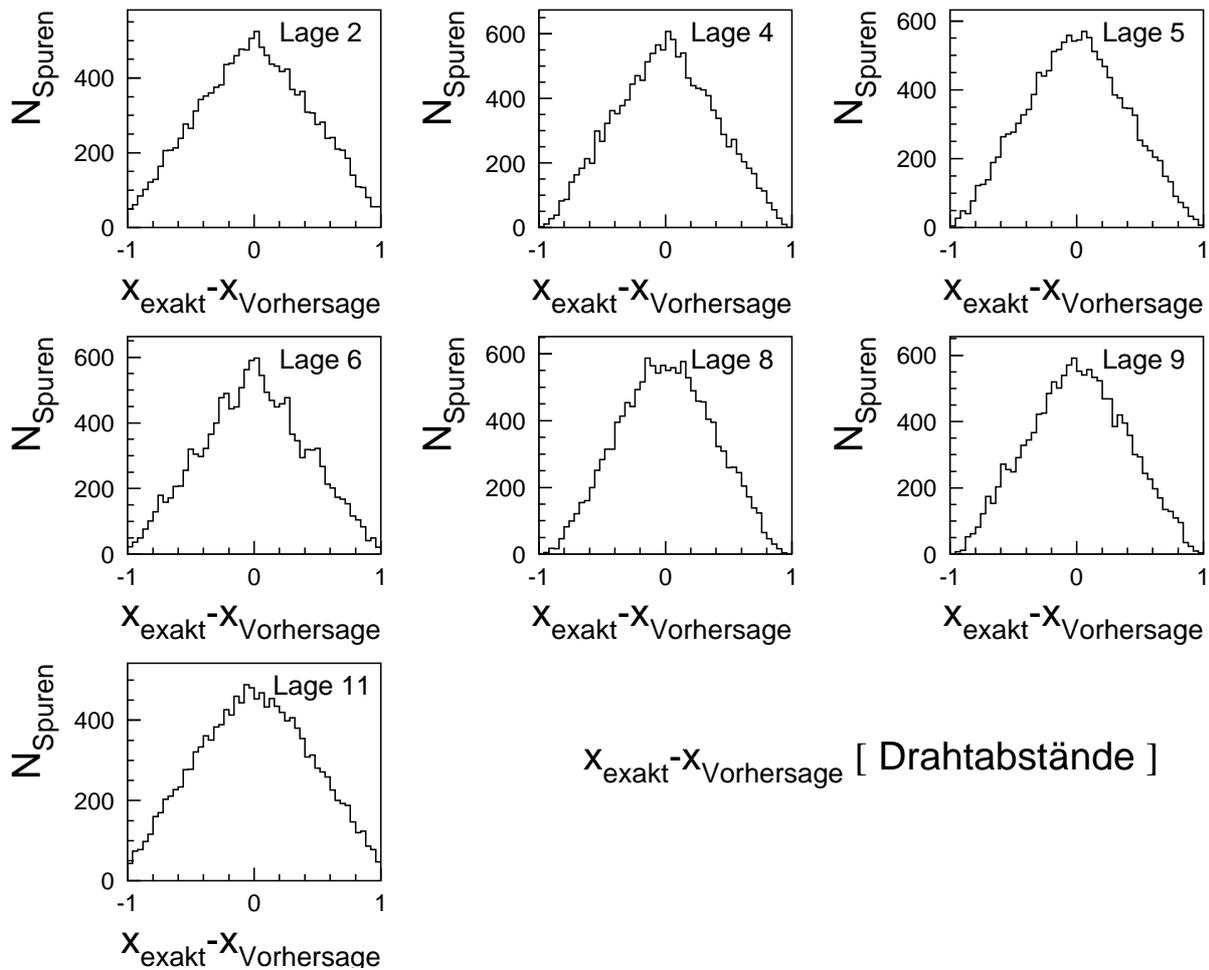


Abbildung 5.6: Mit Hilfe der **DRS**- $x$ -Komponenten in den Ausgangslagen 1,3,7,10 und 12 können die **DRS**- $x$ -Komponenten der Spurdurchtritte in den übrigen Lagen vorhergesagt werden. In diesem Fall sind in den Ausgangslagen statt der exakten Werte lediglich die auf die Drahtnummern gerundeten Werte eingesetzt worden. Die in Drahtnummereinheiten angegebenen Residuen der Vorhersagen, die sich aus der Differenz des tatsächlichen innerhalb der Simulation berechneten Spurdurchtritts  $x_{\text{exakt}}$  mit dem Vorhersagewert  $x_{\text{Vorhersage}}$  ergeben, sind erwartungsgemäß breiter als in Abbildung 5.5.

sollten jedoch möglichst klein gegenüber den Detektorfehlern sein, damit der Gesamtfehler durch sie möglichst wenig vergrößert wird.

Die genannten Auflösungen, die besser als die letztendlich angestrebte Driftkammerauflösung von etwa  $200 \mu\text{m}$  sind, sollten ausreichen, um die Entscheidung über die Seite, an der die Spur am jeweiligen Draht vorbeigeflogen ist, treffen zu können. Die geforderten exakten Durchtrittsorte der Spuren in den Stützlagen sind jedoch bis hierhin unbekannt, die Drahtansprecher noch nicht einmal zu Spuren zusammengefaßt. Auch die Durchtrittswinkel der Spuren durch die Driftzellen sind nicht bekannt. Somit ist eine Verwendung der Driftzeiten und Umrechnung in möglichst genaue Ortsinformationen noch nicht sinnvoll, wie spätestens im Verlauf dieses Kapitels durch Darstellung der gewählten Rekonstruktionsschritte klar werden soll. Wenn die Driftzeiten aber noch nicht zum Einsatz kommen, bleiben nur die Drahtnummern der Drahtansprecher, deren Abweichung vom wahren Durchtritt der Spur

durch die Nachweislage bis zu einem halben Drahtabstand betragen kann. Für den ersten Schritt der Spurrekonstruktion, nämlich der Zuordnung der Drahtansprecher zu einzelnen Spuren, liegt es nahe zu testen, wie gut die **PCA**-Vorhersage unter Verwendung von eben nur diesen Drahtnummern der angesprochenen Drähte ist. Für die Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) zeigt dies die Abbildung 5.6. Für alle Lagen ist die **PCA**-Vorhersage selbst unter der ungenauen Ausgangssituation für nahezu alle Spuren immerhin besser als ein Drahtabstand, für viele Spuren sogar deutlich besser. Diese Genauigkeit reicht aus, um in einem engen Bereich um die Vorhersage nach wirklich vorhandenen Drahtansprechern suchen zu können, ohne Gefahr zu laufen, Ansprecher von vermeintlich falschen Spuren aufzusammeln. Eine kurze Beschreibung der Zusammenfassung von Drahtansprechern zu Spuren basierend auf der hier gefundenen Situation liefert der folgende Abschnitt. Zuvor sollen aber noch einige weitere Ergebnisse diskutiert werden, die während den Voruntersuchungen zur Entwicklung der **FDC**-Rekonstruktion angestellt wurden und zur Meinungsbildung über den zu wählenden Spurfindealgorithmus beigetragen haben.

### 5.3.4.2 Untersuchungen mit drei Stützlagen

Den Abbildungen 5.2, 5.3 und 5.4 ist zu entnehmen, daß für die meisten Spuren offensichtlich drei Komponenten für die Vorhersage ausreichen. Zum gleichen Ergebnis führten auch frühere Untersuchungen zur Anwendung der **PCA**-Methode innerhalb der **FDC** in [Jüing91]. Es darf deswegen die Frage gestellt werden, ob nicht entgegen der Argumentation in Abschnitt 5.3.3 auch nur  $m = 3$  Stützlagen für die Spurfindung ausreichen würden, zumal dies innerhalb der früheren auf der **PCA** basierenden **FDC**-Rekonstruktion [Jüing91, Umla93, Tran97] zumindest für das Zusammenfassen von Drahtansprechern als sinnvoll erachtet wurde. Ohne hier auf die Ergebnisse näher einzugehen, sei erwähnt, daß für alle ausprobierten Kombinationen von  $m = 3$  Stützlagen für die Komponente  $\xi_4$  die geforderte Bedingung  $\xi_{m+1} \approx 0$  deutlich schlechter als für die in diesem Abschnitt gezeigte Wahl  $m = 5$  erfüllt ist. Dies führt entsprechend zu einer Verringerung der Ortsauflösung bei der Vorhersage der **DRS**- $x$ -Komponente. Für die von der früheren Rekonstruktion für das Aufsammeln von Drahtansprechern bevorzugte Lagenkombination (1,8,12) wird dies durch Abbildung 5.7 dokumentiert. Die erreichbaren Auflösungen variieren verglichen mit Abbildung 5.5 deutlich stärker von Lage zu Lage und liegen zwischen 0.031 Drahtabständen in Lage 5 und 0.094 Drahtabständen in Lage 2. Daraus ergeben sich für eine Driftkammerrekonstruktion indiskutable Ortsauflösungen zwischen  $558 \mu m$  und  $1686 \mu m$  senkrecht zu den Drähten. Für die Rekonstruktion des genauen Durchtrittsorts der Spur durch die Nachweislage sind Ausgangslagenkombinationen zu  $m = 3$  also nicht zu empfehlen.

Auch in [Umla93] wurden für die genaue Bestimmung des Durchtrittsorts Kombinationen zu  $m = 5$  verwendet. Für die Spurfindung selber, also dem Aufsammeln von Drahtansprechern in den Lagen, auf die eine Vorhersage getätigt wurde, wurden **PCA**-Koeffizientensätze zu  $m = 3$  eingesetzt, wobei die Kombination (1,8,12) die favorisierte war. Abbildung 5.8 zeigt daher für diese Kombination die Residuen, die sich ergeben, wenn für die Ausgangslagen lediglich die Drahtnummern eingesetzt werden. Tatsächlich sind diese für die Vorhersage auf alle neun Lagen mit denen in Abbildung 5.6 vergleichbar, so daß für das Zusammenfassen von Drahtansprechern zu Spuren Stützlagenkombinationen zu  $m = 3$  ausreichen würden. Trotzdem wurden in der aktuellen Version der **FDC**-Rekonstruktion auch für diesen Zweck Kombinationen zu  $m = 5$  verwendet, da die gleiche Wahl von Stützlagenkombinationen

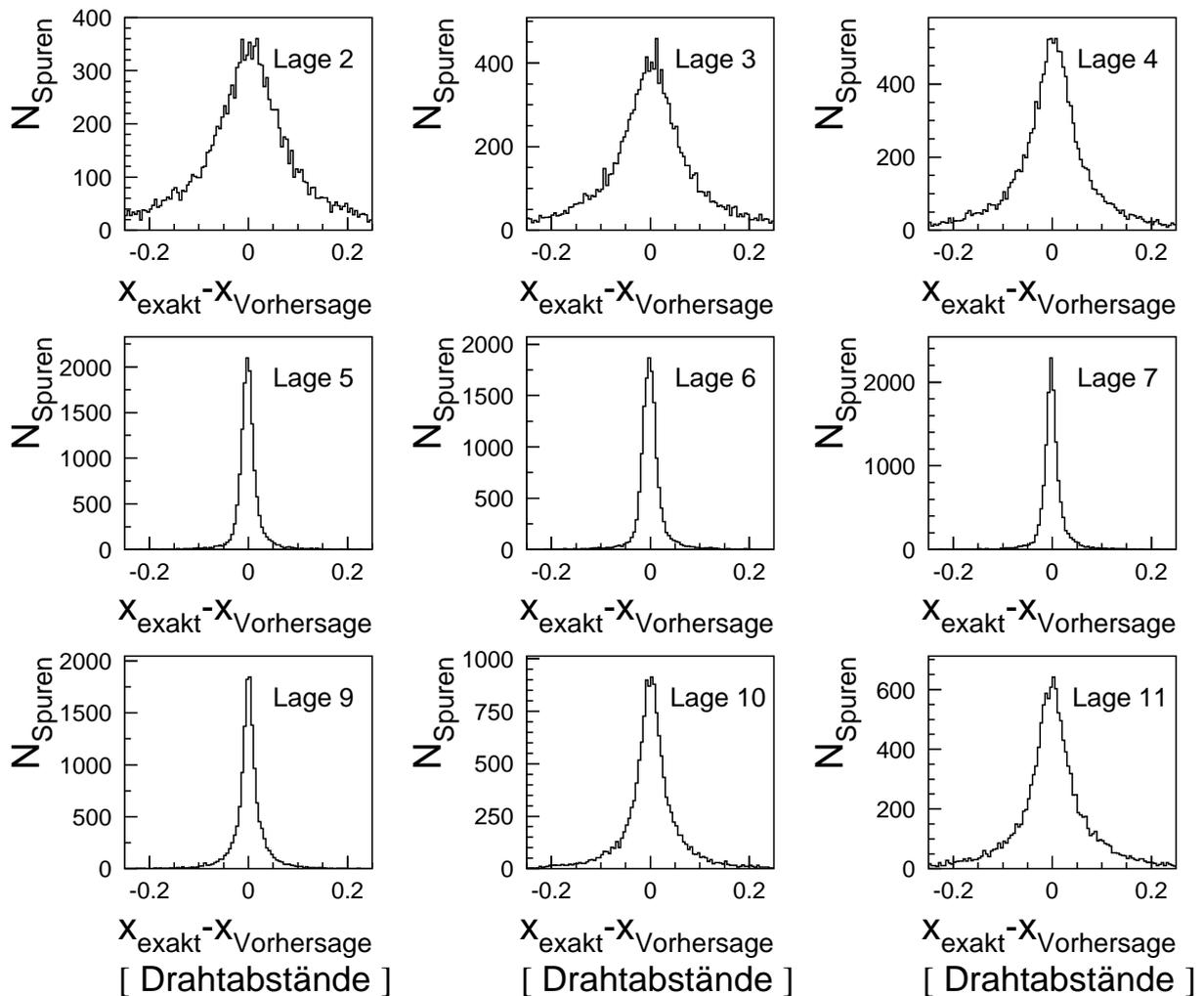


Abbildung 5.7: Mit Hilfe der **DRS- $x$** -Komponenten in den Ausgangslagen 1, 8 und 12 können die **DRS- $x$** -Komponenten der Spurdurchtritte in den übrigen Lagen vorhergesagt werden. Für die Vorhersagen wurden in den Ausgangslagen die exakten Werte der **DRS- $x$** -Komponenten verwendet, wie sie in der Simulation generiert wurden. Gezeigt sind die Residuen dieser Vorhersagen, die sich aus der Differenz des tatsächlichen innerhalb der Simulation berechneten Spurdurchtritts  $x_{\text{exakt}}$  mit dem Vorhersagewert  $x_{\text{Vorhersage}}$  ergeben. Wie die **DRS- $x$** -Komponenten sind auch die Residuen in Drahtnummerneinheiten angegeben.

in allen nötigen Rekonstruktionsschritten den Algorithmus wesentlich vereinfacht. Dies gilt speziell für die Berücksichtigung von Drahtaussetzern. Würden in den einzelnen Rekonstruktionsschritten unterschiedliche Kombinationen eingesetzt werden, so müßte in jedem dieser Schritte erneut überprüft werden, ob in den Ausgangslagen der dort eingesetzten Kombination für die zu untersuchende Spur auch tatsächlich Drahtansprecher vorliegen. Verwendet man aber eine Stützlagenkombination durchgehend durch alle Rekonstruktionsschritte, so entfällt diese Überprüfung.

Daß für viele Spuren auch nur drei Komponenten eine gute Vorhersage ermöglichen, liegt übrigens daran, daß alle Spuren mehr oder weniger vom gleichen Ort ausgehen, da sie alle im Bereich des Targets entstehen. Das Target dient daher sozusagen als ein weiterer Spurdurchtritt entlang der Spurbahn. Diese Information ist allerdings von grober Genauigkeit, was

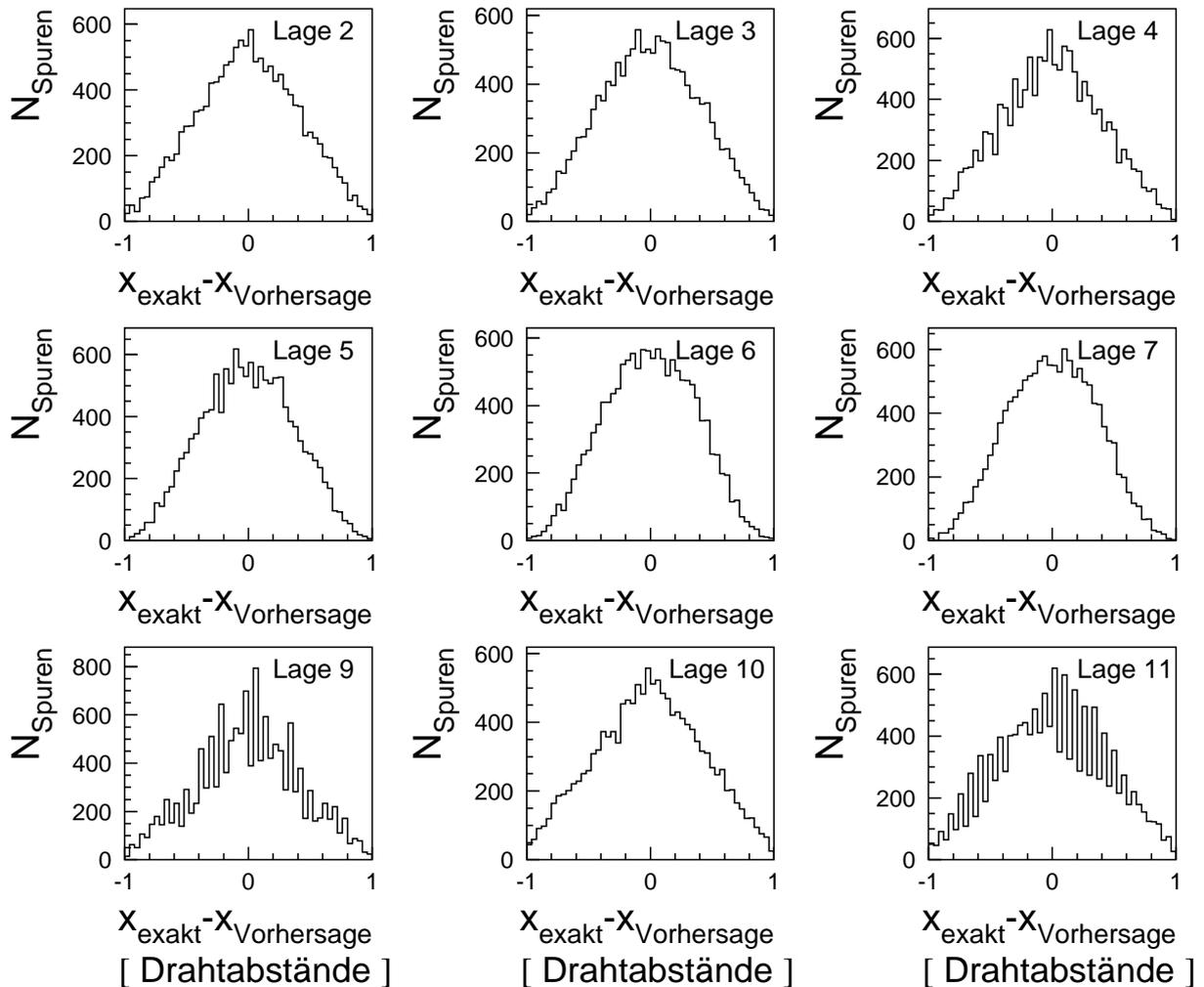


Abbildung 5.8: Mit Hilfe der **DRS**- $x$ -Komponenten in den Ausgangslagen 1, 8 und 12 können die **DRS**- $x$ -Komponenten der Spurdurchtritte in den übrigen Lagen vorhergesagt werden. In diesem Fall sind in den Ausgangslagen statt der exakten Werte lediglich die auf die Drahtnummern gerundeten Werte eingesetzt worden. Gezeigt sind die Residuen dieser Vorhersagen, die sich aus der Differenz des tatsächlichen innerhalb der Simulation berechneten Spurdurchtritts  $x_{\text{exakt}}$  mit dem Vorhersagewert  $x_{\text{Vorhersage}}$  ergeben. Wie die **DRS**- $x$ -Komponenten sind auch die Residuen in Drahtnummerneinheiten angegeben.

sich neben den schlechteren Auflösungen in Abbildung 5.7 gegenüber Abbildung 5.5 auch in Abbildung 5.4 durch die Einträge für vier bzw. fünf (und statistisch nicht signifikant auch einige wenige Einträge für sechs) mit mehr als 1% zum Betrag des Vektors  $\vec{\xi}$  beitragenden Komponenten zeigt. Der Anteil dieser Einträge nimmt für alle anderen Ausgangslagenkombinationen sogar noch zu, da sie weniger ideal sind. Will man eine bestmögliche Genauigkeit für alle zu rekonstruierenden Spuren, so erscheint die Wahl von mindestens fünf Ausgangslagen sinnvoll. Bei weniger guten Stützlagenkombinationen kann sogar die Hinzunahme einer sechsten Stützlage in Erwägung gezogen werden.

### 5.3.4.3 Extrapolationen mit der PCA-Methode

Bereits bei der Diskussion über sinnvollerweise zu wählende Stützlagenkonfigurationen in Abschnitt 5.3.3 wurde erklärt, daß Extrapolationen möglichst zu vermeiden sind. Zur Verdeutlichung dieser Aussage kann die Stützlagenkombination (3,5,7,10,12) dienen, für die die Vertikallage 1 in der oben favorisierten Kombination (1,3,7,10,12) durch die weiter innen liegende Vertikallage 5 (ebenfalls keine Stereolage) ersetzt wurde. Die Abbildungen 5.9 und 5.10 sind die zugehörigen Ergebnisse, die mit den Abbildungen 5.5 und 5.6 zu vergleichen sind.

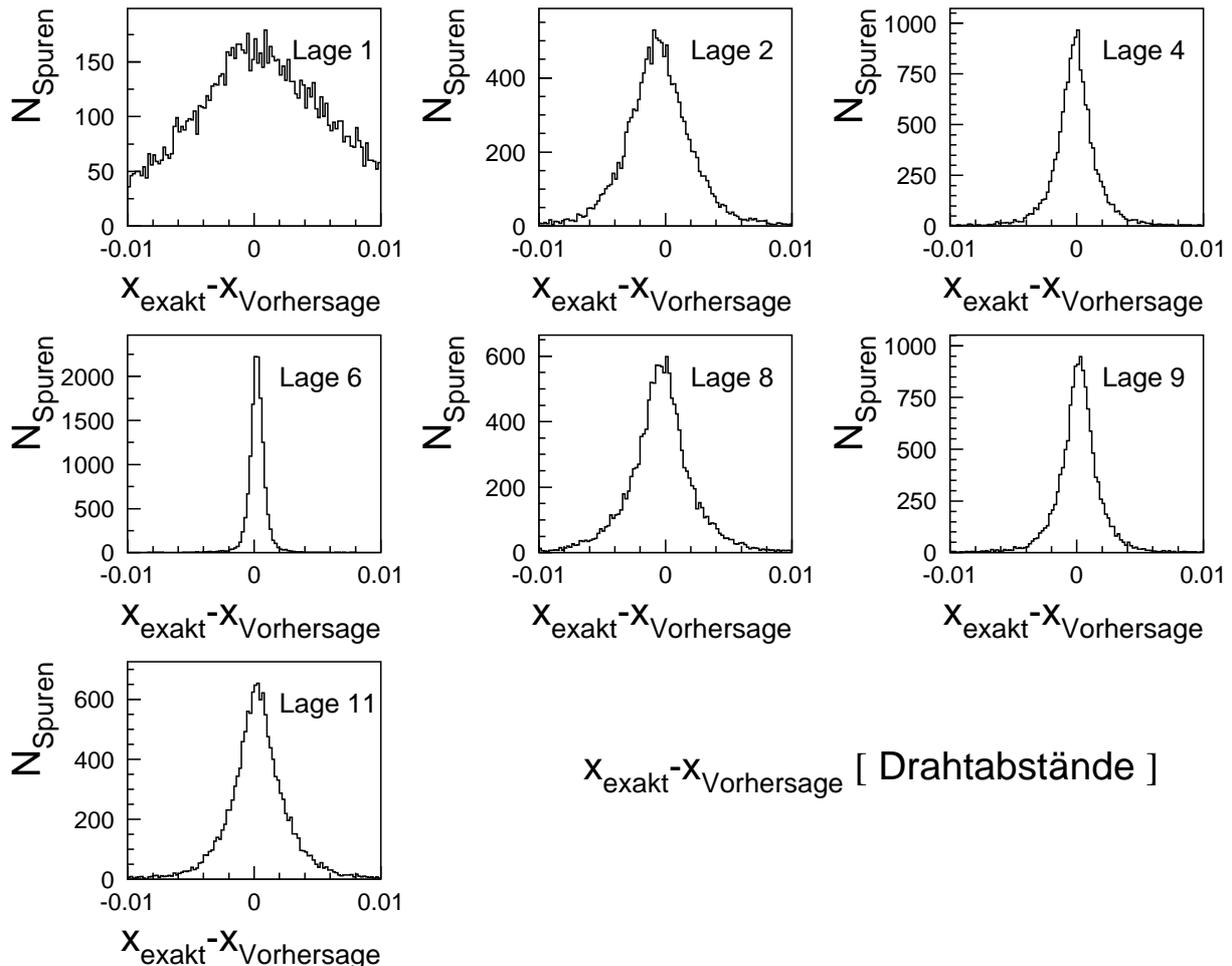


Abbildung 5.9: Residuenverteilungen wie in Abbildung 5.5 für die Ausgangslagen 3,5,7,10 und 12.

Während die Vorhersage auf die meisten Lagen ähnlich gut gelingt, liefert die Extrapolation auf die Lage 1 eine deutlich verschlechterte Ortsauflösung. Wie Abbildung 5.10 zeigt, ist mit Hilfe der Stützlagenkombination (3,5,7,10,12) die Trennung von dicht beieinander liegenden Spuren innerhalb der Lage 1 nur unter Verwendung der Drahtnummern in vielen Fällen nicht gewährleistet. Gleiche Aussagen gelten auch für das Weglassen der Lage 12 als Ausgangslage. Spuren werden deswegen nur dann ohne die Ausgangslagen 1 und/oder 12 rekonstruiert, wenn dies wegen Drahtaussetzer erforderlich ist.

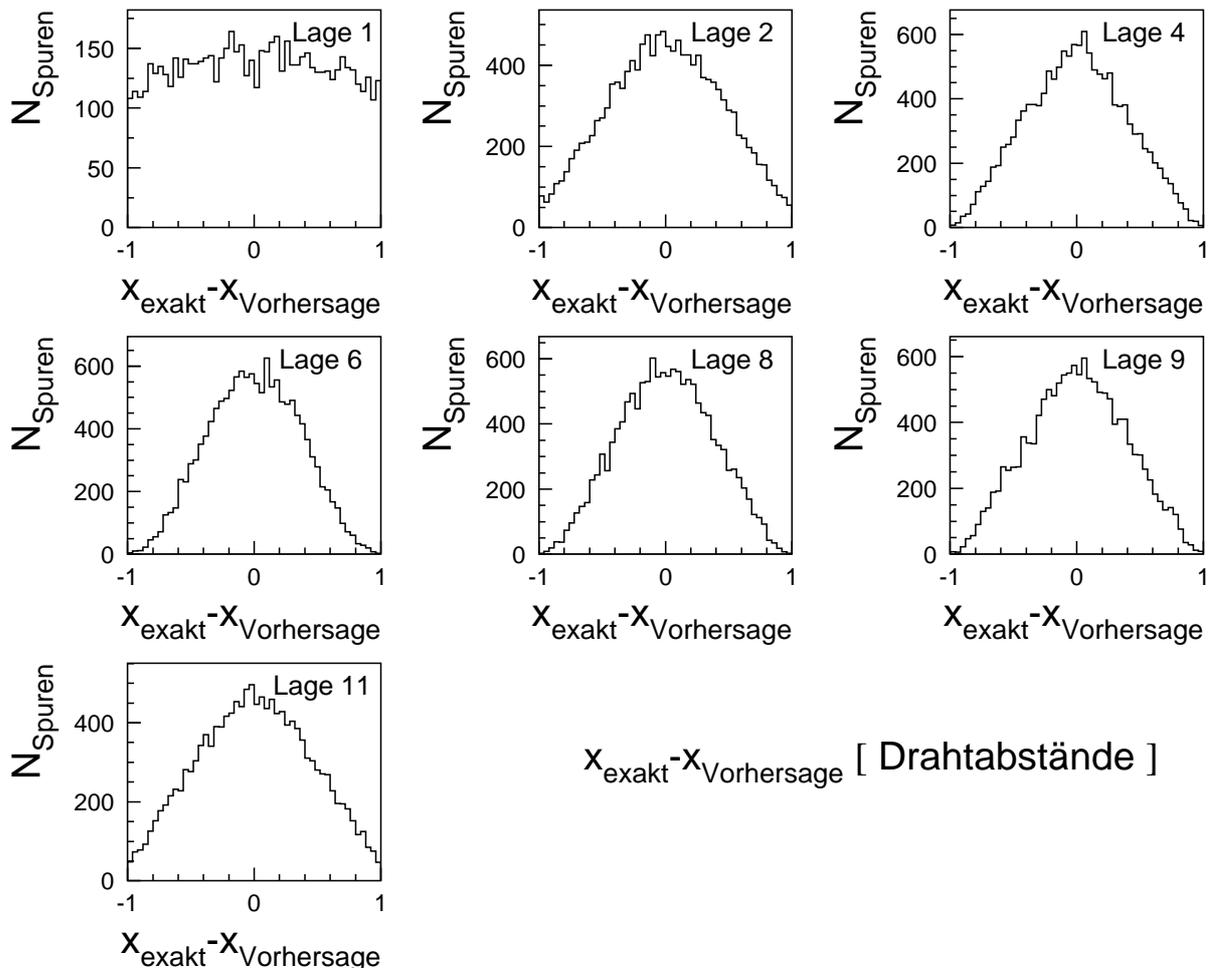


Abbildung 5.10: Residuenverteilungen wie in Abbildung 5.6 für die Ausgangslagen 3,5,7,10 und 12.

#### 5.3.4.4 Erstellung und Bewertung der PCA-Koeffizientensätze

Abschließend zu den Untersuchungen zur Vorhersagekraft der **PCA** sei noch angemerkt, daß nicht jeder Versuch, mit Hilfe von simulierten Ereignissen für eine gewünschte Stützlagenkombination einen Satz **PCA**-Koeffizienten für eine Vorhersage auf eine bestimmte Meßgröße zu finden, auch erfolgreich ist. Man könnte vermuten, daß die Qualität der **PCA**-Koeffizienten von der Zahl der Spuren, die zu ihrer Bestimmung verwendet wurden, abhängt. Tatsächlich aber zeigten Statistiken zwischen 10000 und 1000000 Ereignissen weder Vor- noch Nachteile. Für alle Ereigniszahlen konnten die **PCA**-Koeffizientensätze gute oder schlechte Vorhersagegenauigkeiten liefern. Als wirkliche Ursache für die von der verwendeten Ereignismenge abhängende Güte der **PCA**-Koeffizienten werden daher numerische Probleme bei der Lösung des Eigenwertproblems 5.7 vermutet. Rundungsfehler der verwendeten Computer können durchaus zu numerischen Instabilitäten und daher zu ungenauen Berechnungen der Eigenwerte führen. Dies äußert sich unter anderem darin, daß die Eigenwertbestimmung zur Matrix  $\mathcal{D}$  für kleine Eigenwerte zu negativen Resultaten führt, obwohl alle Eigenwerte eigentlich positiv sein müßten.

Wie oben gesehen läßt sich die Güte der für eine Ereignismenge berechneten Lösung am

einfachsten an Hand der Residuenverteilungen überprüfen. Umso besser die Vorhersage mit der wahren Größe übereinstimmt, also umso schmaler die Residuenverteilung, desto besser die Güte der Lösung. Falls die Lösung des Eigenwertproblems numerisch nicht stabil ist, wird die Verteilung entsprechend breiter.

Eine der Aufgaben bei der Entwicklung der Rekonstruktion war also, für jeden notwendigen Rekonstruktionsschritt unter Verwendung immer wieder neuer Ereignismengen **PCA**-Koeffizientensätze so lange erneut zu berechnen, bis keine Verbesserung der zugehörigen Residuenverteilungen mehr erzielt werden konnte. Hierzu waren oft zahlreiche Iterationen erforderlich. Dieser Aufwand mußte für jede Stützlagenkombination, die verwendet, für jede Lage, auf die eine Vorhersage gemacht, und für jede Meßgröße, die vorhergesagt werden sollte, betrieben werden. Und man bedenke, daß in den Voruntersuchungen auch für die Stützlagenkombinationen, die letztendlich nicht zum Einsatz kamen, ebenfalls die **PCA**-Koeffizientensätze bis zur bestmöglichen Güte geführt werden mußten, um über Einsatz und Nichteinsatz entscheiden zu können. Der zeitlich zu Buche schlagende Rechenaufwand für die Rekonstruktion von Spuren mit Hilfe der **Principal Components Analysis**-Methode findet also während der Entwicklung der Rekonstruktion, nicht aber bei ihrem anschließenden Einsatz statt.

Die Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) lieferte bei der Bestimmung der **PCA**-Koeffizientensätze im Vergleich zu allen anderen ausprobierten Kombinationen die besten Vorhersagen auf die **DRS**- $x$ -Komponenten aller sieben nicht als Stützlagen dienenden Lagen. Dies gilt sowohl für die Verwendung der exakten **DRS**- $x$ -Komponenten in den Ausgangslagen sowie nur der Drahtnummern selber. Zudem bietet die Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) auch für alle anderen Vorhersagen auf später benötigte Meßinformationen die größte Genauigkeit. Damit bietet sich die Verwendung dieser Kombination als erste Wahl für die **FDC**-Spurfindung an.

### 5.3.5 Zuordnung der Drahtansprecher zu Spurkandidaten

Der erste Schritt der Rekonstruktion von Spurstücken innerhalb der Vorwärtsdriftkammer **FDC** ist die Zuordnung von Drahtansprechern zu Spurkandidaten. Ausgehend von der bevorzugten Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) wird diese Zuordnung mit Hilfe der sieben **PCA**-Koeffizientensätze durchgeführt, die für die Vorhersagen auf die **DRS**- $x$ -Komponenten in den nicht als Stützlagen dienenden Nachweislagen bestimmt wurden (s. Abschnitt 5.3.4.1). Für jedes Ereignis werden dessen Drahtansprecher in den Stützlagen, im Falle der bevorzugten Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) also die Drahtansprecher in den Lagen 1,3,7,10 und 12, miteinander kombiniert. Jede bildbare Drahtansprecherkombination in den Stützlagen liefert einen Spurkandidaten.

Zunächst ist von Interesse, in wievielen **FDC**-Nachweislagen für diesen Spurkandidaten passende Drahtansprecher gefunden werden können. Hierzu werden für jeden dieser Spurkandidaten unter Verwendung nur der Drahtnummern die **DRS**- $x$ -Komponenten in den übrigen Lagen vorhergesagt. Ist in einem zu definierenden Abstand um die jeweilige Vorhersage tatsächlich ein Drahtansprecher auffindbar, so wird dieser gezählt und gemerkt. Auch benachbarte Ansprecher, die der geforderten Bedingung entsprechen, werden für die spätere Bearbeitung markiert, die Lage aber nicht nochmals gezählt. Für alle Drahtansprecherkombinationen in den Ausgangslagen, also jeden Spurkandidaten, erhält man auf diese Weise die Anzahl an Lagen, für die im Rahmen der geforderten Genauigkeit Ansprecher gefunden,

sowie eine Liste der Drahtansprecher, die dem Spurkandidaten zugeordnet werden konnten. Für den Fall, daß in einer Vorhersagelage mehr als ein passender Drahtansprecher gefunden wurde, muß zu einem späteren Zeitpunkt der Spurfindung entschieden werden, welcher tatsächlich dem Spurkandidaten zugeordnet werden soll.

Der maximal erlaubte Abstand zwischen Vorhersage und Drahtansprechern sollte so gewählt werden, daß für die zur gleichen Spur gehörenden Drahtansprecher aus den Stützlagen, um deren Vorhersage auf die übrigen Lagen herum möglichst nur Drahtansprecher gefunden werden, die auch zur gleichen Spur gehören. Deswegen sollte der Abstand um die Vorhersage so klein wie möglich gewählt werden. Auf der anderen Seite möchte man aber zu einer gegebenen Stützlagenkombination möglichst für alle Spuren auch alle zugehörigen Drahtansprecher finden können. Daher ist ein Kompromiß zwischen beiden Forderungen nötig. Bei Betrachtung der Abbildung 5.6 bietet sich ein Abstand von  $\pm 1$  in Einheiten von Drahtabständen zwischen Vorhersage und Drahtnummer des aufzusammelnden Drahtansprechers an. Während der Entwicklung der Rekonstruktion hat sich diese Wahl gegenüber anderen getesteten Abständen bewährt.

Für den so gewählten Abstand kann für simulierte Spuren, die in allen zwölf **FDC**-Lagen Drahtansprecher erzeugen, mit der Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) für 99% dieser Spuren mit Hilfe ihrer in den Lagen 1,3,7,10 und 12 hinterlassenen Ansprecher in allen der übrigen sieben Lagen auch mindestens ein von ihnen erzeugter Drahtansprecher aufgesammelt werden. Für die restlichen Spuren mit Ansprechern in allen zwölf Lagen können immerhin in sechs der sieben Lagen die zugehörigen Ansprecher gefunden werden.

Um für 100% der Spuren, die in jeder Lage Drahtansprecher hinterlassen haben, die zugehörigen Drahtansprecher in allen sieben Vorhersagelagen zu finden, würde für die Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) zwar bereits ein gewählter Abstand von  $\pm 1.2$  ausreichen, gleichzeitig steigt aber die Anzahl von Fehlzuordnungen innerhalb der Spurfindung. Die 1% der Spuren, für die mit der Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) nicht alle Ansprecher gefunden werden konnten, werden stattdessen unter Verwendung anderer Stützlagenkombinationen mit allen zwölf Drahtansprechern rekonstruiert (s. hierzu auch Abschnitt 5.3.8), wodurch eine Vergrößerung des maximal erlaubten Abstands zur Erhöhung der Spurfindeeffizienz unnötig wird. Demgegenüber hat eine Verringerung der Abstandsbedingung nicht zu weniger Fehlzuordnungen geführt.

In Abbildung 5.11 ist für jeden Spurkandidaten aus simulierten Ereignissen zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  die Anzahl der Lagen histogrammiert, in denen ein passender Drahtansprecher vorgefunden wurde. Dabei wurden die fünf Stützlagen mitgezählt, so daß nur Einträge zwischen fünf und zwölf Lagen möglich sind. Die allermeisten Drahtansprecherkombinationen in den fünf Stützlagen finden, wenn überhaupt, nur in ein oder zwei Nachweislagen Drahtansprecher im Bereich um die zugehörigen Vorhersagen, wie die großen Einträge für kleine Lagenanzahlen zeigen.

Der Abbildung 4.49 in Abschnitt 4.4.3 ist zu entnehmen, daß für geladene Teilchen, deren Geschwindigkeit  $\beta$  kleiner als etwa 0.6 ist, die Nachweiseffizienz der Driftzellen im Mittel bei 99% liegt. Von den Spuren, die in allen zwölf **FDC**-Lagen Driftzellen durchqueren, werden bei dieser Effizienz  $0.99^{12} = 88.6\%$  der Spuren tatsächlich in allen zwölf **FDC**-Lagen mindestens einen Drahtansprecher hinterlassen<sup>4</sup>. Bei 95% Nachweiseffizienz ist dies immerhin noch für 54% der Spuren der Fall. Die Spuren, die in allen Nachweislagen Drahtansprecher erzeugen, bilden also einen Großteil aller innerhalb der **FDC** zu rekonstruierender Spuren. Zudem

---

<sup>4</sup>Bei dieser Abschätzung wurden etwaige Doppelansprecher (s. Abschnitt 4.4.2) sowie defekte Drähte (vgl. Abschnitt 4.4.4) ignoriert.

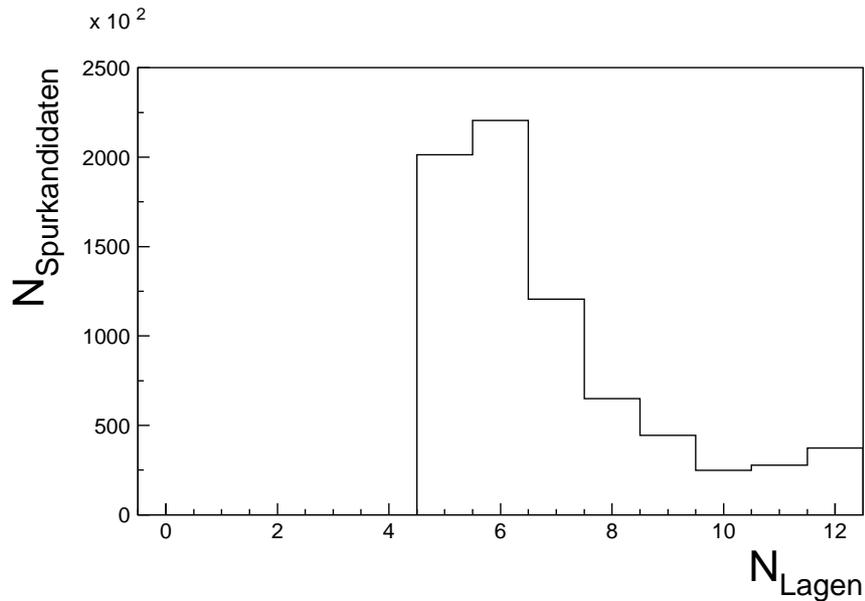


Abbildung 5.11: Für jeden Spurkandidaten, der sich aus Kombination der Drahtansprecher in den Stützlagen 1, 3, 7, 10 und 12 ergibt, ist die Anzahl der **FDC**-Nachweislagen, in denen passende Drahtansprecher gefunden werden konnten, histogrammiert. Dabei wurden die fünf Stützlagen mitgezählt.

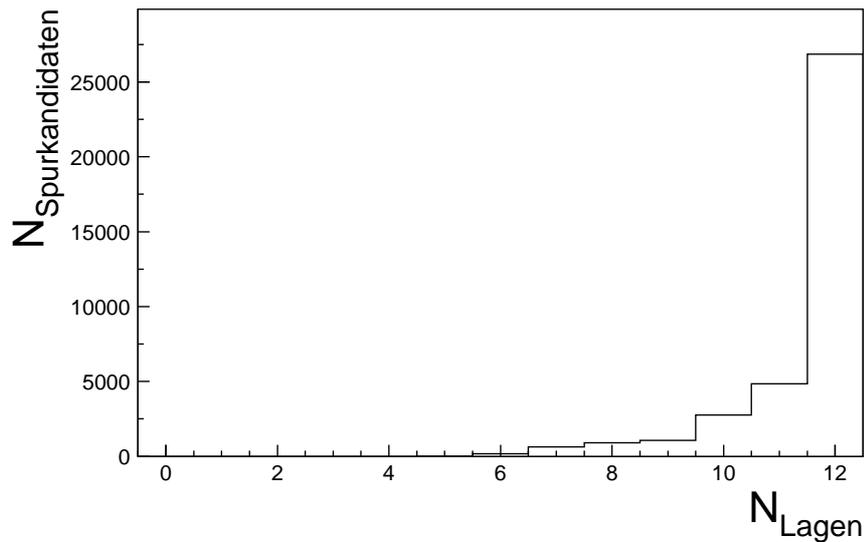


Abbildung 5.12: Für die Spurkandidaten aus Abbildung 5.11, für die in allen zwölf Nachweislagen der Vorwärtsdriftkammer **FDC** Drahtansprecher gefunden werden konnten (also für alle Spurkandidaten, die in Abbildung 5.11 einen Eintrag bei  $N_{Lagen} = 12$  hinterlassen haben), wurde die maximale Anzahl an Lagen gesucht, in denen die Spurkandidaten mit den tatsächlichen Spuren Drahtansprecher gemeinsam haben.

wird die räumliche Lage der Spuren und damit die Kinematik der zugehörigen Teilchen umso besser rekonstruiert, desto mehr Drahtansprecher hierzu verwendet werden. Daher macht es Sinn, zunächst die Spuren mit Drahtansprechern in allen **FDC**-Lagen zu finden, d.h., sich also zunächst auf die Spurkandidaten zu beschränken, die in Abbildung 5.11 einen Eintrag bei  $N_{Lagen} = 12$  hinterlassen haben.

Wie oben erläutert wurde, können mit dem gewählten Abstand von  $\pm 1$  mit Hilfe der

Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) für 99% dieser Spuren auch alle zwölf Ansprechere als zu einer Spur zugehörig gefunden werden. Die Drahtkombinationen dieser Spuren sind in den Spurkandidaten, die in Abbildung 5.11 einen Eintrag für  $N_{Lagen} = 12$  hinterlassen haben, enthalten. Abbildung 5.11 zeigt, daß sich die Anzahl an Spurkandidaten durch die Forderung eines Eintrags bei  $N_{Lagen} = 12$  bereits erheblich reduziert. Gleichzeitig sind in dieser Untermenge für bereits 99% der Spuren, die in allen zwölf Nachweislagen Ansprechere erzeugt haben, die richtigen Ansprecherkombinationen vorhanden. Es stellt sich allerdings die Frage, ob in der so selektierten Menge auch Spurkandidaten mit Drahtansprecherfehlzuordnungen vorhanden sind.

Mit Hilfe der Simulation wurde überprüft, ob die so ausgewählten Spurkandidaten nur aus Drahtansprechern zusammengesetzt sind, die von der gleichen Spur erzeugt wurden. Für jeden verbliebenen Spurkandidaten wurde hierzu die maximale Anzahl an Nachweislagen gezählt, für die er Drahtansprecher besitzt, die der gleichen Spur angehören. Das Ergebnis dieser Auszählung ist in Abbildung 5.12 zu sehen. Die Einträge für  $N_{Lagen} < 12$  zeigen, daß viele der Spurkandidaten noch aus Drahtansprechern, die von verschiedenen Spuren erzeugt wurden, zusammengesetzt sind. Die Aufgabe des nächsten Rekonstruktionsschrittes neben den zu treffenden Seitenwahlentscheidungen ist es, diese falschen Spurkandidaten zu erkennen und zu verwerfen, so daß nur noch die richtigen Spurkandidaten übrig bleiben.

### 5.3.6 Seitenwahlentscheidungen

Wie im vorigen Abschnitt gesehen, erfolgt lediglich durch die Verwendung der Drahtnummern der angesprochenen Signaldrähte bereits die Zuordnung der Ansprechere zu Spurkandidaten. Für viele dieser Spurkandidaten gehören aber nicht alle Drahtansprecher der gleichen Spur an. Der nächste Schritt der Spurfindung muß also sein, aus den Spurkandidaten diejenigen auszuwählen, für die die Drahtansprecher tatsächlich von ein und derselben Spur erzeugt wurden. Hierzu ist die Hinzunahme der Driftradien, die über die **ODB** aus den Driftzeiten berechnet werden, nötig, um genauere Eingangswerte für die **PCA**-Vorhersage zu gewinnen.

Nun kann aus der Driftzeit alleine noch nicht auf die Seite, an der das nachzuweisende Teilchen am Drahtansprecher vorbeigeflogen ist, geschlossen werden. Somit ist die aus der Driftzeit gewonnene Information über den Abstand der Spur vom Draht sowohl für die eine als auch die andere Seite auszuwerten. Damit läßt sich das Entfernen der Spurkandidaten, deren Drahtansprecher nicht alle zur gleichen Spur gehören, gleichzeitig mit der Auflösung der Ambiguitäten verknüpfen.

Jede Ambiguitätenkombination ist zunächst als gleichwertig zu behandeln. Für jeden Drahtansprecher gibt es also zwei mögliche Einstellungen. Bei einem Spurkandidaten, für den in allen Nachweislagen Drahtansprecher gefunden wurden, sind dies  $2^{12}$  mögliche Ambiguitätskombinationen, die getestet werden müssen. Da man zu einem späteren Zeitpunkt der Rekonstruktion auch Spuren mit Ansprechern aus weniger als zwölf Lagen finden möchte, man dann also nur über das Vorhandensein von Drahtansprechern in den für die Zuordnung der Drahtansprecher zu Spuren verwendeten Stützlagen sicher sein kann, ist die einfachste Möglichkeit, auch bei der Auflösung der Ambiguitäten von diesen Stützlagen auszugehen. Deswegen werden zunächst nur die Ambiguitäten in den fünf Ausgangslagen kombiniert. Dies macht für jeden Spurkandidaten  $2^5 = 32$  Ambiguitätskombinationen in den Ausgangslagen, von denen aus die Ambiguitäten für die zum Spurkandidaten gehörenden Drahtansprecher

aus den übrigen Lagen untersucht werden müssen. Die nächsten Rekonstruktionsschritte müssen also für alle 32 Kombinationen durchgeführt werden. Der Einfachheit halber wird im folgenden jede dieser zu einem Spurkandidaten gehörenden Kombinationen in den Stützlagen als Seitenwahlkandidat bezeichnet. Zu jedem Spurkandidaten gehören somit 32 Seitenwahlkandidaten.

Die erste Teilaufgabe dieses Rekonstruktionsschritts ist es, die Durchtrittsorte der Spuren in den Ausgangslagen einer **PCA**-Vorhersage mit Hilfe der Driftzeiten der dortigen Drahtansprecher genauer zu bestimmen, als dies durch die Drahtnummern der Fall ist. Zunächst wird hierzu die **ODB** (vgl. Abschnitt 4.3.2.2) bemüht, um aus der Driftzeit den Driftradius  $u$  (s. Abbildung 5.13) zu bestimmen. Die in der **FDC**-Rekonstruktion verwendete **ODB** wurde im Rahmen dieser Arbeit bestimmt. Sie liefert für eine gegebene Driftzeit den Driftradius ohne Berücksichtigung weiterer Parameter. Eine verfeinerte **ODB** [Lawa03], die auch Abhängigkeiten vom Durchtrittswinkel und -ort berücksichtigte, führte zu einer leichten Verschlechterung der Ortsauflösung, so daß weiterhin die zuerst bestimmte **ODB** verwendet wird.

Da die verwendete **ODB** nur von der Driftzeit abhängt, hat dies den Vorteil, daß innerhalb der Spurfindung nicht erst die nötigen Parameter wie Durchtrittswinkel und -ort bzw., wie im Falle der **CDC**, Durchtrittswinkel und Magnetfeld bestimmt werden müssen. Dies vereinfacht die Spurfindung, weil zumindest für die Verwendung der **ODB** kein iteratives Vorgehen für die Bestimmung dieser Parameter innerhalb der Spurfindung nötig wird.

Aus der Driftzeit erhält man also den Driftradius  $u$ . Interessiert ist man aber am in der Nachweisebene liegenden Durchtrittsort  $x$  senkrecht zum Draht. Aus Abbildung 5.13 entnimmt

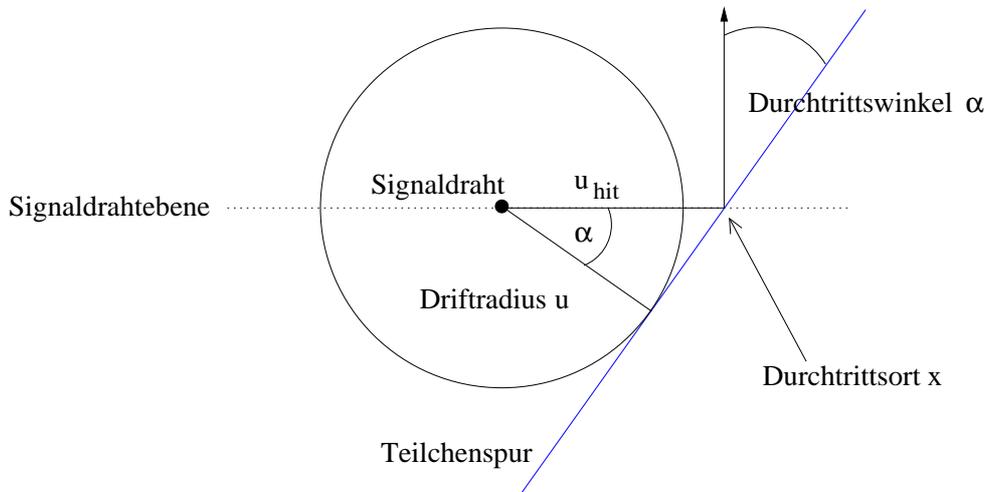


Abbildung 5.13: Mit Hilfe von  $u_{hit}$ , daß sich aus dem Driftradius  $u$  und dem in der Driftebene definierten Durchtrittswinkel  $\alpha$  berechnen läßt, und der Drahtnummer des angesprochenen Signaldrahts wird der Durchtrittsort  $x$  senkrecht zum Draht bestimmt.

man, das dieser Durchtrittsort durch die Drahtnummer des Drahtansprechers und Kenntnis des Abstands  $u_{hit}$  des Durchtrittsorts vom Draht in Einheiten von Drahtabständen berechenbar ist. Der Abstand  $u_{hit}$  läßt sich aus dem Driftradius  $u$  über die Beziehung  $u_{hit} = u / \cos(\alpha)$  berechnen. Dabei wird allerdings vorausgesetzt, daß die Ionisation, die den Draht ansprechen läßt, auch am Ort der größten Annäherung der Spur an den Signaldraht erzeugt wurde. Die Spur verläuft dann entlang der Tangente an den durch den Driftradius definierten Driftkreis.

Wie in Abschnitt 4.3.2.1 gesehen, ist diese Voraussetzung experimentell nicht erfüllt, da die Signale auf dem Nachweisdraht von Elektronenclustern erzeugt werden, die der Ionisationsstatistik folgend unter größeren Abständen als dem Spur-Draht-Abstand entstanden sind (s. auch Abbildung 4.14). Speziell für Teilchen mit großer Geschwindigkeit  $\beta$  (s. auch Abbildung 4.19) kann die Abstandsmessung so falsch werden, daß der über  $u$  bzw.  $u_{hit}$  bestimmte Durchtrittsort  $x$  vom tatsächlichen Teilchendurchtritt für eine zu große Anzahl an Drahtansprechern stärker abweicht, als dies durch die angestrebte bzw. später im Spurfit verwendete Driftkammerauflösung statistisch gesehen der Fall sein dürfte. Der durch die Ionisationsclusterstatistik verursachte zusätzliche Beitrag zur Driftkammerauflösung ist zudem nicht gaußverteilt. Zusammengefaßt führt die Ionisationsclusterstatistik immer dann zu Problemen innerhalb der Rekonstruktion, wenn die aus den Driftzeiten berechneten Drift-radien als die Abstände zwischen Spur und Draht interpretiert werden. Diese Interpretation ist sowohl innerhalb der **CDC**- und **FDC**-Spurfindung als auch bei dem anschließenden Spurfit nötig.

Die gegenüberliegenden Abstände vom Draht werden durch ein entsprechendes Vorzeichen von  $u_{hit}$  berücksichtigt.

Der Durchtrittswinkel  $\alpha$  ist bis hierhin noch nicht bekannt. Dies gilt sowohl für die Stützlagen wie auch für die übrigen Lagen. Zunächst muß man also die Durchtrittswinkel  $\alpha$  für alle Lagen bestimmen.

Die Durchtrittswinkel  $\alpha$  in den Stützlagen erhält man über ein iteratives Verfahren. In der ersten Iteration werden die Driftradien  $u$  in den Stützlagen als in der Nachweisebene liegend angenommen. Dies wäre korrekt, wenn  $\alpha = 0$  und damit  $u_{hit} = u$  gelten würde. Zusammen mit den Drahtnummern des Spurkandidaten und den für den gerade zu bearbeitenden Seitenwahlkandidaten in den Stützlagen gewählten Ambiguitäten erhält man dann die Durchtrittsorte in den Ausgangslagen in der ersten Näherung. Mit diesen Startwerten  $x_{start}$  macht man eine Vorhersage auf die Durchtrittswinkel in den Stützlagen. Somit machen die Stützlagen eine Vorhersage auf sich selber. Mit den so gewonnenen Durchtrittswinkeln berechnet man  $u_{hit} = u / \cos(\alpha)$  für die nächste Iteration. Man erhält so in jeder Iteration aus den jeweils neu berechneten  $u_{hit}$  zusammen mit der Drahtnummer und der gewählten Ambiguität den Durchtrittsort  $x_I$  in der  $I$ . Iteration. Wenn sich  $u_{hit}$  gemessen in Drahtabständen und damit der Durchtrittsort  $x_I$  zwischen zwei Iterationen für alle Stützlagen um weniger als  $0.0001/1.8$  (entspricht bei einem Drahtabstand von  $1.8\text{ cm}$  einer Abbruchbedingung von  $1\ \mu\text{m}$ ) verändert, wird das iterative Verfahren abgebrochen. Die Durchtrittswinkel und -orte in den Stützlagen sind dann mit ausreichend guter Genauigkeit gefunden.

Abbildung 5.14 zeigt die Anzahl der benötigten Iterationen für alle abgearbeiteten Seitenwahlkandidaten. Zur Überprüfung, inwieweit die Spurfindung für simulierte und experimentelle Spuren übereinstimmt, sind zum Vergleich über die Anzahl der Einträge aufeinander normierte Ergebnisse für Experiment und Simulation zu sehen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wurden hier wie in allen späteren Vergleichen dieses Kapitels für Simulation und Experiment, wie bereits in Kapitel 4, vorselektierte Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  verwendet, die die gesamte Rekonstruktions- und Analyseketten durchlaufen haben<sup>5</sup>.

---

<sup>5</sup>Es sei an dieser Stelle für den aufmerksamen Leser angemerkt, daß die Abbildungen in den Abschnitten 5.3.5, 5.3.6 und 5.3.7, in denen nur Ergebnisse zu simulierten Spuren gezeigt sind, ebenfalls mit simulierten Ereignissen der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  hergestellt wurden, die jedoch keine Vorselektion durchlaufen haben. Die für den Vergleich von Experiment und Simulation verwendeten vorselektierten simulierten Ereignisse sind lediglich eine Untermenge von diesen. Somit sind die Abbildungseinträge zwischen diesen zwei

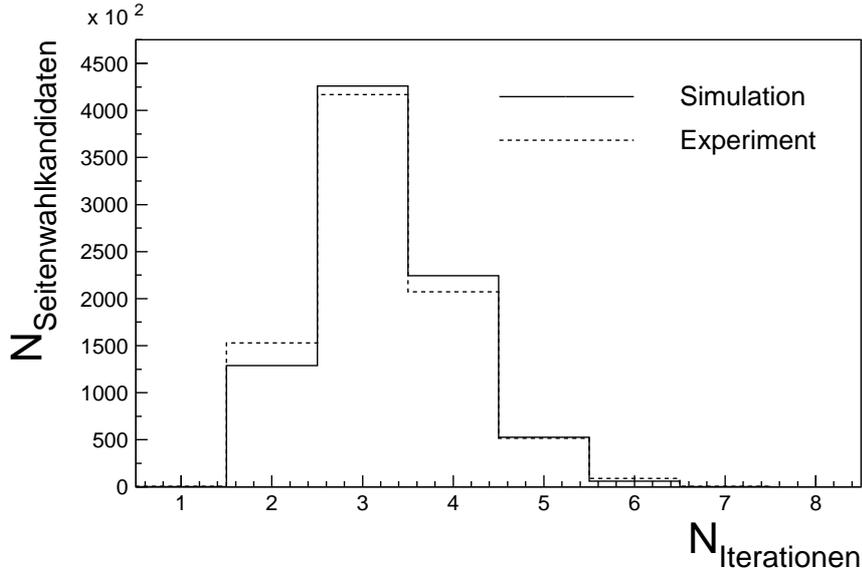


Abbildung 5.14: Anzahl der nötigen Iterationen für die Bestimmung der Durchtrittswinkel  $\alpha$  in den Stützlagen für Simulation und Experiment im Vergleich.

Noch aussagekräftiger für den Vergleich von Simulation und Experiment sind die Abbildungen 5.15 und 5.16, weil sie die erste Stelle innerhalb der **FDC**-Rekonstruktion darstellen, wo sich Unterschiede in den simulierten und experimentellen Driftzeiten und ihre Umrechnung in die Driftradien bemerkbar machen können. Abbildung 5.15 zeigt für jeden Seitenwahlkandidaten die Differenz der in Drahtnummerneinheiten berechneten Durchtrittsorte  $x_{letzte}$  und  $x_{vorletzte}$  der jeweils letzten beiden Iterationen. Die Übereinstimmung zwischen simulierten und experimentellen Daten ist sehr gut. Ähnlich gut vergleichen sich die simulierten und experimentellen Verteilungen in Abbildung 5.16, in der die Differenzen zwischen der letzten Iteration  $x_{letzte}$  und den Startwerten  $x_{start}$  zu sehen sind.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß die **PCA**-Vorhersage der Durchtrittsorte direkt auf die Durchtrittswinkel  $\alpha$  nicht gut funktioniert. Eine bis zu einem Faktor 10 bessere Winkelvorhersageauflösung läßt sich erreichen, wenn man zunächst mit den Durchtrittsorten die Durchtrittssteigungen  $dx/dz$  und  $dy/dz$  im **DRS** vorhersagt und daraus den in der Driftzellenebene liegenden Durchtrittswinkel  $\alpha$  über die Beziehung

$$\alpha = \arctan \left( \frac{dy}{dz} \sin(w_{Lage}) - \frac{dx}{dz} \cos(w_{Lage}) \right) \quad (5.9)$$

bestimmt. Die Winkel  $w_{Lage}$  sind die Orientierungen der Drähte in den **FDC**-Lagen, wie sie in Abschnitt 2.4.3 definiert und dort in Tabelle 2.3 angegeben sind. Man beachte, daß bei der gewählten Schreibweise in Gleichung 5.9 die Winkel  $w_{Lage}$  in Grad zu verwenden sind, während das Argument des Arcus Tangens im Bogenmaß resultiert.

Zur Berücksichtigung der mathematischen Definition von Winkeln ist der so berechnete Durchtrittswinkel  $\alpha$  für die Vertikallagen noch mit einem Faktor  $-1$  zu multiplizieren, wenn die durch die Winkel  $w_{Lage}$  definierten Drahtrichtungen als Bezugsachsen dienen.

---

Ereignismengen auch nicht übertragbar. Innerhalb einer Ereignismenge sind die Abbildungen in den Abschnitten 5.3.5, 5.3.6 und 5.3.7 jeweils konsistent.

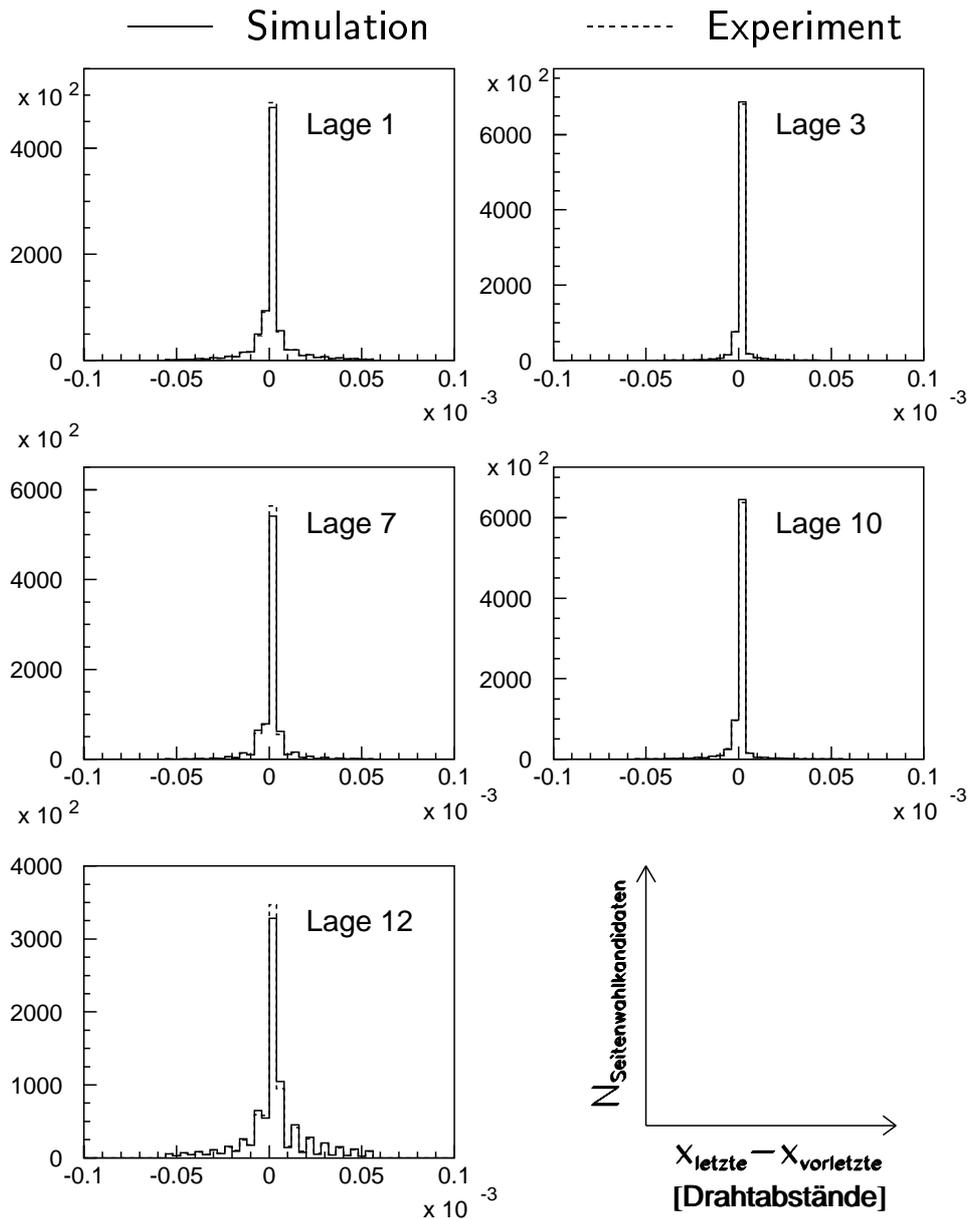


Abbildung 5.15: Getrennt nach Stützlagen sind die Differenzen der in Drahtnummereneinheiten berechneten Durchtrittsorte  $x_{\text{letzte}}$  und  $x_{\text{vorletzte}}$  der jeweils letzten beiden Iterationen während der Bestimmung der Durchtrittswinkel  $\alpha$  in den Stützlagen gezeigt.

Bei exakt bekannten Durchtrittsorten liegt die Standardabweichung der so berechneten Vorhersagen auf die Durchtrittswinkel  $\alpha$  für die Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) zwischen  $0.59 \text{ mrad}$  und  $1.40 \text{ mrad}$  bzw.  $0.034^\circ$  und  $0.080^\circ$  (s. auch Abbildung 5.17). Durch die Fehler der Driftradienberechnungen, die aus den gaußverteilten Driftzeitfehlern (s. Abschnitt 4.3.2.3) bzw. den durch die Ionisationsstatistik oder Verwendung einer nur ungenau bekannten **ODB** resultierenden systematischen Fehlern (s. Abschnitte 4.3.2.1 und 4.3.2.2) verursacht werden, werden diese Winkelauflösungen ein wenig schlechter. Aber selbst, wenn für die Vorhersagen nur die Drahtnummern der Drahtansprecher verwendet werden, ist die Genauigkeit für alle Lagen immerhin noch besser als  $81 \text{ mrad}$  entsprechend  $4.6^\circ$ . Die Berechnung der Projektion des Driftradius  $u$  auf  $u_{\text{hit}}$  stellt mit der erreichten Winkelauflösung

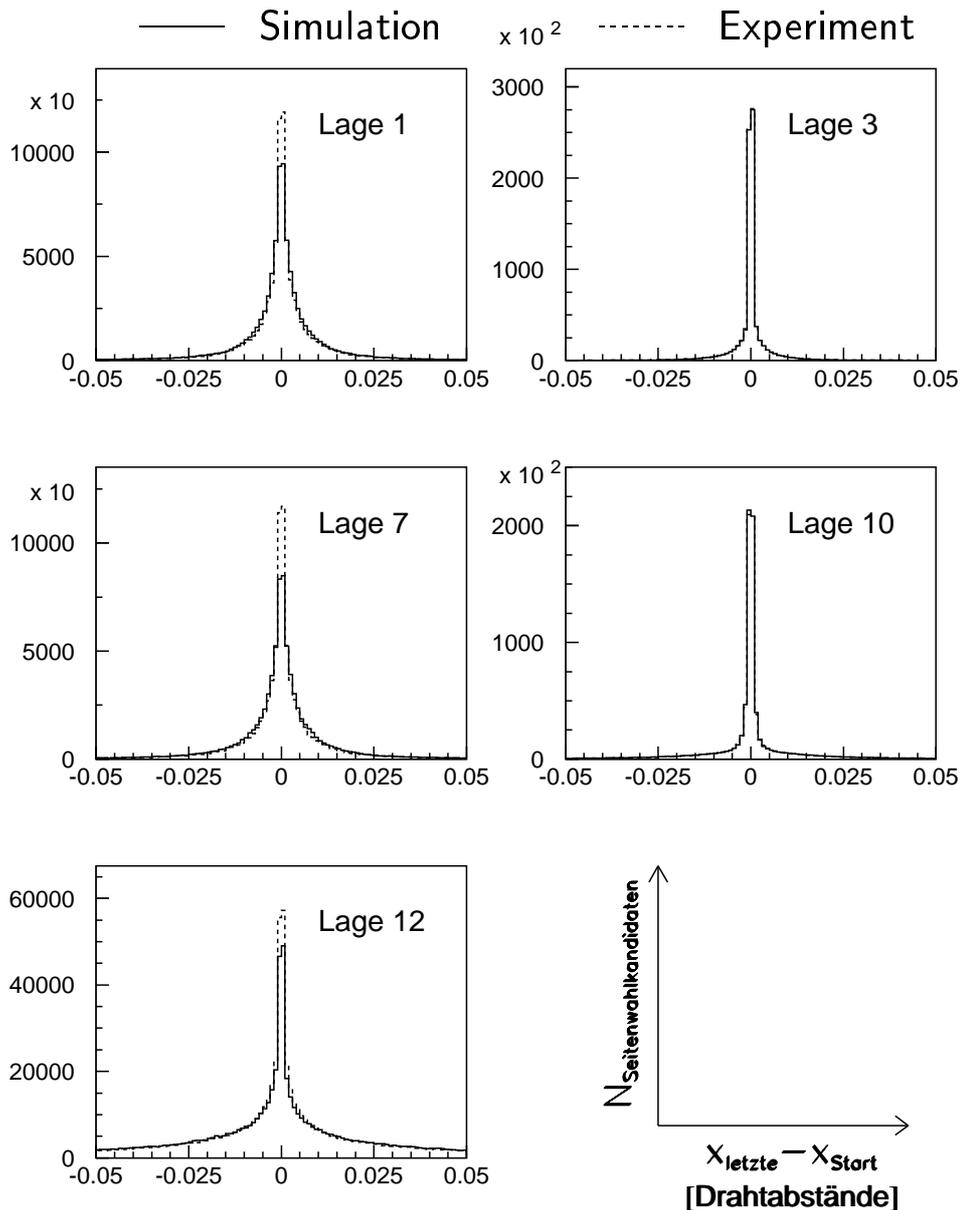


Abbildung 5.16: Getrennt nach Stützlagen sind die Differenzen der in Drahtnummereneinheiten berechneten Durchtrittsorte  $x_{\text{letzte}}$  und  $x_{\text{Start}}$  während der Bestimmung der Durchtrittswinkel  $\alpha$  in den Stützlagen gezeigt.

somit keinerlei Problem dar.

Mit den nun bestmöglich bekannten Durchtrittsorten in den Stützlagen werden im nächsten Teilschritt auf zwei unterschiedlichen Wegen die Durchtrittsorte in den Vorhersagelagen bestimmt. Mit Hilfe der Durchtrittsorte in den Stützlagen erfolgt zum einen eine direkte **PCA**-Vorhersage auf die Durchtrittsorte in den übrigen Lagen, was nun mit den genauer bekannten Durchtrittsorten besser gelingt, als dies unter Verwendung nur der Drahtnummern bei der Zuordnung der Drahtansprecher zu Spurkandidaten (s. Abschnitt 5.3.5) möglich war. Die so in den Vorhersagelagen berechneten Durchtrittsorte seien mit  $v$  bezeichnet.

Zum zweiten werden auch die Durchtrittswinkel  $\alpha$  in diesen Lagen aus den Vorhersagen der Durchtrittsrichtungen  $dx/dz$  und  $dy/dz$  im **DRS** wie in Gleichung 5.9 angegeben bestimmt,

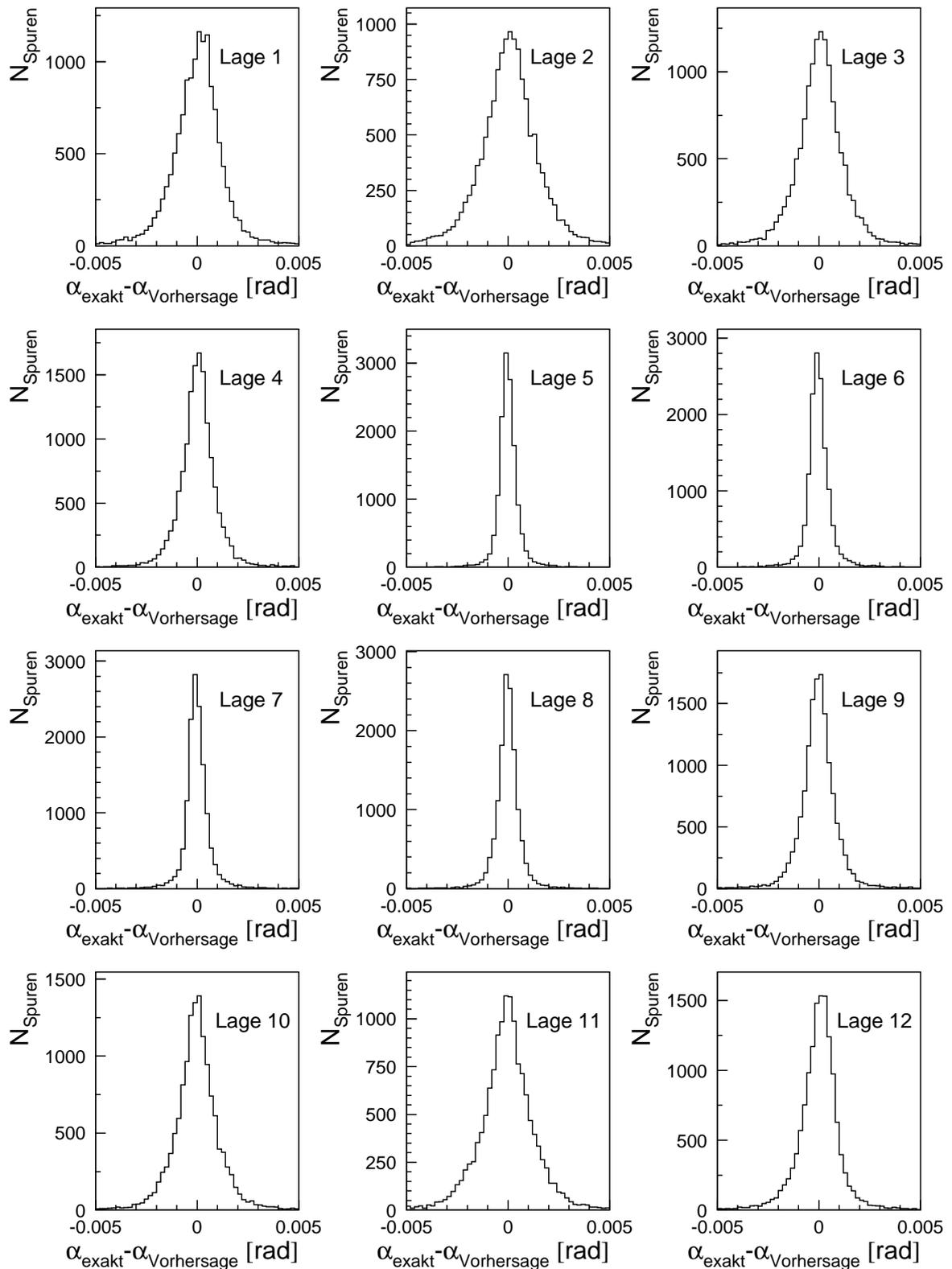


Abbildung 5.17: Mit Hilfe der **DRS**- $x$ -Komponenten in den Ausgangslagen 1,3,7,10 und 12 können die in der Driftebene definierten Durchtrittswinkel  $\alpha$  in allen zwölf **FDC**-Lagen vorhergesagt werden. Hier gezeigt sind die Residuen dieser Vorhersagen, die sich aus der Differenz des tatsächlichen innerhalb der Simulation berechneten Spurdurchtrittswinkels mit dem Vorhersagewert ergeben.

wozu diesmal kein iteratives Verfahren nötig ist. Für den (oder die) Drahtansprecher des Spurkandidaten in der jeweiligen Vorhersagelage wird über die Driftzeit der Driftradius und mit Hilfe von  $\alpha$  die Projektion  $u_{hit}$  bestimmt. Da die Seitenwahlentscheidung für diesen (die) Drahtansprecher in dieser Vorhersagelage bei angenommener Ambiguitätenkombination in den Stützlagen (also für den gerade zu untersuchenden Seitenwahlkandidaten) noch nicht getroffen wurde, ergeben sich zunächst zwei über die Driftzeit berechnete Durchtrittsorte  $w_{links}$  und  $w_{rechts}$ , für jede Seitenmöglichkeit eine. Somit läßt sich für beide möglichen Durchtrittsorte  $w_{links}$  und  $w_{rechts}$  der Abstand von der direkten Vorhersage  $v$  auf den Durchtrittsort bilden. Die Seite, die den geringeren Abstand zur Vorhersage bildet, wird als die richtige akzeptiert. Der auf dem zweiten Weg bestimmte Durchtrittsort  $w$  ist nun bekannt. Sollten in einer Vorhersagelage mehrere Drahtansprecher zum gleichen Spurkandidaten gefunden worden sein, so wird der Ansprecher und die zugehörige Seitenwahl für den aktuell abzuarbeitenden Seitenwahlkandidaten markiert, die die geringste Abweichung zwischen Berechnung  $w$  und Vorhersage  $v$  aufweisen. Für jeden Seitenwahlkandidaten, also jede Ambiguitätenkombination in den Stützlagen, werden auch diese Residuen  $r = w - v$  in der  $i$ . Vorhersagelage, im folgenden als  $r_i$  bezeichnet, zur späteren Verwendung behalten. Für jeden Seitenwahlkandidaten verbleibt so in jeder der Vorhersagelagen genau ein zugeordneter Drahtansprecher mit getroffener Seitenwahl und Information über die Abweichung  $r_i$  zwischen den auf den zwei unterschiedlichen Wegen berechneten Durchtrittsorten  $v_i$  und  $w_i$ . Abbildung 5.18 zeigt diese während der Spurfindung berechneten Residuen. Simulation und Experiment stimmen sehr gut überein.

Die stark ausgeprägten Ausläufer zu großen Residuen hin gehören zu Seitenwahlkandidaten mit falschen Seitenentscheidungen in den Stützlagen sowie zu Spurkandidaten, die sich aus von verschiedenen Spuren erzeugten Drahtansprechern zusammensetzen. In den Residuen ist also letztlich die Information darüber enthalten, welcher der Seitenwahlkandidaten eines Spurkandidaten der richtige ist. Für die Auswertung dieser Residuen zur Auswahl des richtigen Seitenwahlkandidaten sind zahlreiche Strategien denkbar, beginnend mit einfachen Schnitten auf die Residuen selber. Die angestellten Untersuchungen zur Auffindung geeigneter Strategien können hier nicht diskutiert werden. Im folgenden wird lediglich die tatsächlich verwendete Methode erläutert.

Für jeden Seitenwahlkandidaten wird aus den Residuen  $r_i$  ein  $\chi^2$  über

$$\chi^2 = \frac{1}{n - m} \sum_i r_i^2$$

definiert, wobei  $i$  über die Lagen läuft, auf die eine Vorhersage getroffen wurde.  $n - m$  ist die Anzahl der Freiheitsgrade, die sich aus der Anzahl  $n$  der Nachweislagen, in denen zum Spurkandidaten Drahtansprecher gefunden worden sind (also z.B.  $n = 12$ , falls der Spurkandidat sich aus Drahtansprechern aller **FDC**-Lagen zusammensetzt), unter Abzug der Anzahl  $m$  an Stützlagen ergibt.

Die derartig für alle Seitenwahlkandidaten berechneten  $\chi^2$  sind in Abbildung 5.19 zu sehen. Für jeden Spurkandidaten wird der Seitenwahlkandidat als richtig ausgewählt, der das kleinste  $\chi^2$  aufweist. Damit reduzieren sich die ursprünglichen  $2^5 = 32$  Ambiguitätskombinationen auf genau eine. Gleichzeitig zur Auswahl eines bestimmten Seitenwahlkandidaten, also der Entscheidung über die Ambiguitäten in den Stützlagen, sind für jeden Spurkandidaten automatisch auch die Seitenwahlentscheidungen in den übrigen Nachweislagen getroffen. Die Abbildungen 5.20 und 5.21 zeigen die Residuen  $r_i$  bzw. die daraus gebildeten  $\chi^2$  für die

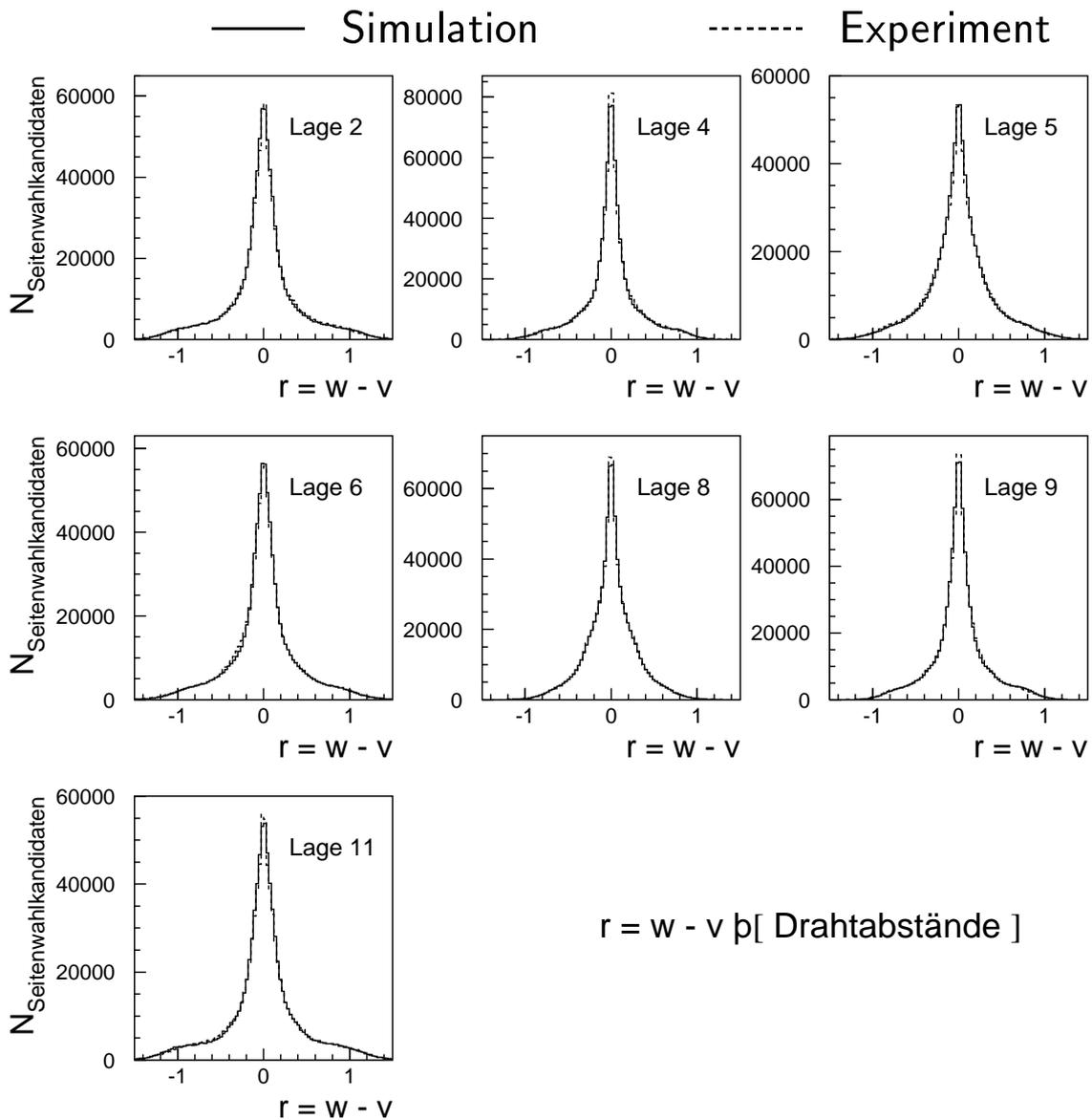


Abbildung 5.18: Für alle abgearbeiteten Seitenwahlkandidaten, also jede Ambiguitätenkombination in den Stützlagen 1,3,7,10 und 12, sind hier nach Vorhersagelagen getrennt die minimalen Abweichungen  $r = w - v$  (s. Text) in Drahtnummerneinheiten gezeigt.

ausgewählten Seitenwahlkandidaten. Es zeigt sich eine deutliche Verschmälerung der Residuen und damit Verringerung der daraus berechneten  $\chi^2$ .

Nun liegen zwar für jeden Spurkandidaten die Ambiguitätenauflösungen vor, aber es konnte noch nicht herausgefunden werden, welche Spurkandidaten sich aus Drahtansprechern zu verschiedenen Spuren zusammensetzen. Die Auswahl der "richtigen" Spurkandidaten ist jedoch vergleichsweise einfach, denn bisher wurde noch nicht ausgenutzt, daß jeder Drahtansprecher nur zu einer Spur gehören kann. Man akzeptiert den Spurkandidaten, der das kleinste  $\chi^2$  geliefert hat, als erste gefundene Spur. Anschließend streicht man alle Spurkandidaten, die mit diesem Spurkandidaten Drahtansprecher gemeinsam haben. Aus den verbliebenen Spurkandidaten wählt man wiederum den aus, der nun das kleinste  $\chi^2$  besitzt. Auf diese Weise

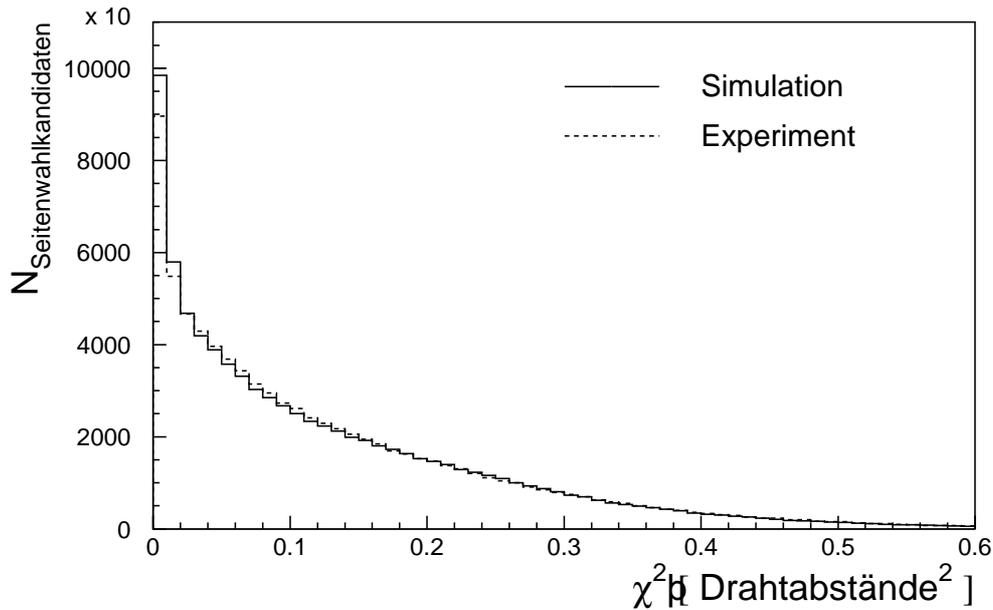


Abbildung 5.19: Für alle abgearbeiteten Seitenwahlkandidaten, also jede Ambiguitätenkombination in den Stützlagen 1,3,7,10 und 12, ist das aus den minimalen Abweichungen  $r_i = w_i - v_i$  gebildete  $\chi^2$  (s. Text) gezeigt.

verfährt man so lange, bis alle Spurkandidaten entweder akzeptiert oder verworfen wurden. Die Spuren sind gefunden, ihre Durchtrittsorte in allen Lagen, in denen für sie Drahtansprecher vorlagen (zum bis hierhin beschriebenen Punkt der Rekonstruktion also in allen zwölf Lagen), mit Hilfe der **PCA**-Vorhersagen bestimmt. Es verbleibt lediglich die Berechnung der räumlichen Spurpunkte, die im nächsten Abschnitt erläutert wird. Zuvor soll jedoch die Qualität der beschriebenen Spurfindemethode bewertet werden.

Mit Hilfe der simulierten Ereignisse läßt sich feststellen, wieviele Drahtansprecher einer falschen Spur zugeordnet und wieviele falsche Seitenentscheidungen getroffen wurden. Wie bereits für die Spurkandidaten, die bei der Zuordnung der Drahtansprecher zu Spuren in Abschnitt 5.3.5 gefunden wurden, kann für die hier als Spuren akzeptierten Spurkandidaten gezählt werden, wieviele der Drahtansprecher tatsächlich durch die gleiche Spur erzeugt wurden. Das Ergebnis zeigt Abbildung 5.22. Gegenüber der Abbildung 5.12, wo noch zahlreiche Fehlzugeordnungen beobachtet wurden, enthalten 95% der akzeptierten Spurkandidaten keine falschen Drahtansprecher. Von allen zugeordneten Drahtansprechern wurden lediglich 0.7% der falschen Spur zugesprochen.

Den Abbildungen 5.12 und 5.22 liegt die gleiche simulierte (nicht vorselektierte) Ereignismenge zu Grunde, die mit der in Kapitel 4 beschriebenen Driftkammersimulation erzeugt wurde. Es mag daher verwundern, daß der Eintrag bei  $N_{Lagen} = 12$  hier nur etwa halb so groß ist als in Abbildung 5.12. Hierfür sind Doppelansprecher in den Stützlagen verantwortlich. Im Mittel besitzt jede Spur in den Stützlagen einen Doppelansprecher. Da diese bei der Kombination der Drahtansprecher in den Stützlagen getrennt behandelt werden, führt das auf eine Verdopplung der zu einer Spur gehörenden Spurkandidaten. Bei der Auswahl der als Spur zu akzeptierenden Spurkandidaten reduziert sich die Anzahl der Spurkandidaten entsprechend wieder um etwa die Hälfte.

Für 7% der Drahtansprecher, die der richtigen Spur zugeordnet wurden, wurde eine falsche

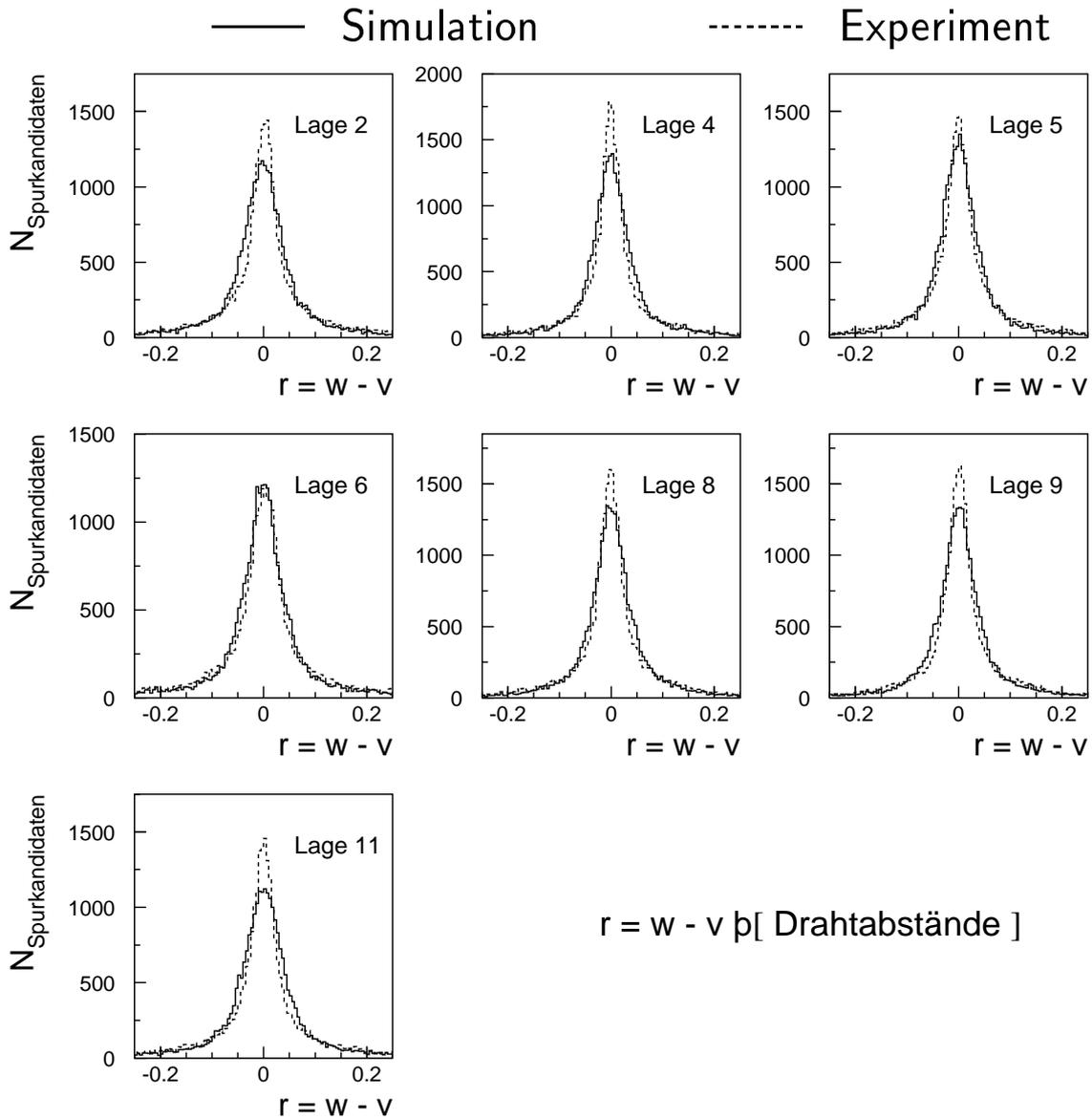


Abbildung 5.20: Für jeden Spurkandidaten wird eine eindeutige Entscheidung über den als richtig zu verwendenden Seitenwahlkandidaten getroffen. Für den ausgewählten Seitenwahlkandidaten sind hier nach Vorhersagelagen getrennt seine minimalen Abweichungen  $r = w - v$  (s. Text) gezeigt.

Seitenentscheidung getroffen. Wie Abbildung 5.23 zeigt, treten diese Fehlentscheidungen gehäuft in den äußeren Lagen 1 und 12 auf.

Da die experimentellen Verteilungen (nicht nur für die in diesem Abschnitt gezeigten) den simulierten sehr gut entsprechen, darf geschlossen werden, daß die für die experimentellen Daten erreichte Spurfindequalität ähnlich ist.

Die gemachten Angaben gelten für die realistische Simulation der Driftkammern, wie sie in Kapitel 4 beschrieben wurde. Für die Bewertung der **FDC**-Spurfindung mag zusätzlich von Interesse sein, welche Spurfindequalität unter Verwendung eines ideal gedachten Detektors maximal erreichbar wäre. Für simulierte Daten, in denen die geladenen Teilchen weder Vielfachstreuung noch Energieverluste erleiden, die Nachweiseffizienz der Driftzellen 100%

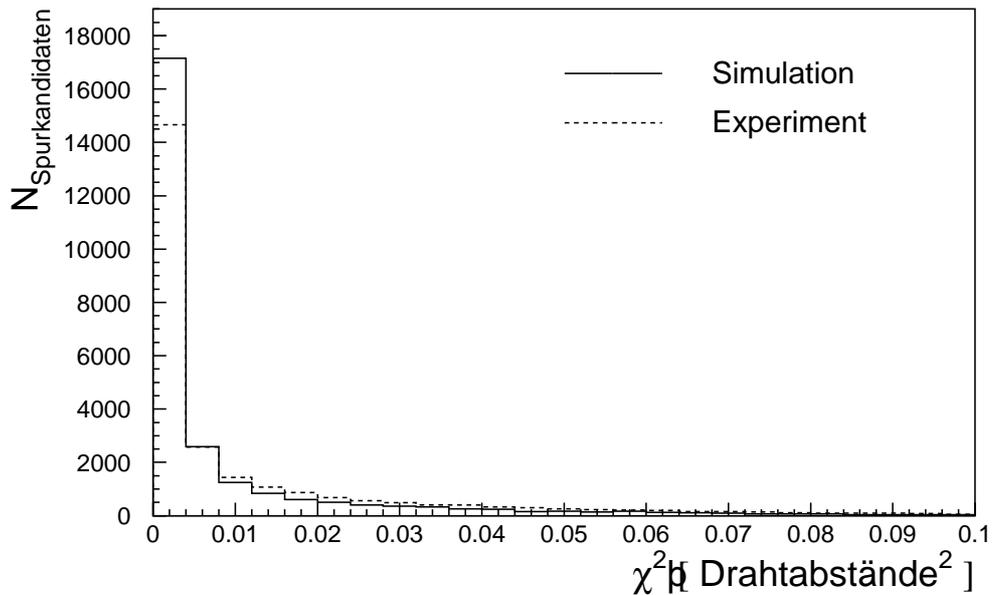


Abbildung 5.21: Für jeden Spurkandidaten wird eine eindeutige Entscheidung über den als richtig zu verwendenden Seitenwahlkandidaten getroffen. Für den ausgewählten Seitenwahlkandidaten ist das aus den minimalen Abweichungen  $r_i = w_i - v_i$  gebildete  $\chi^2$  (s. Text) gezeigt.

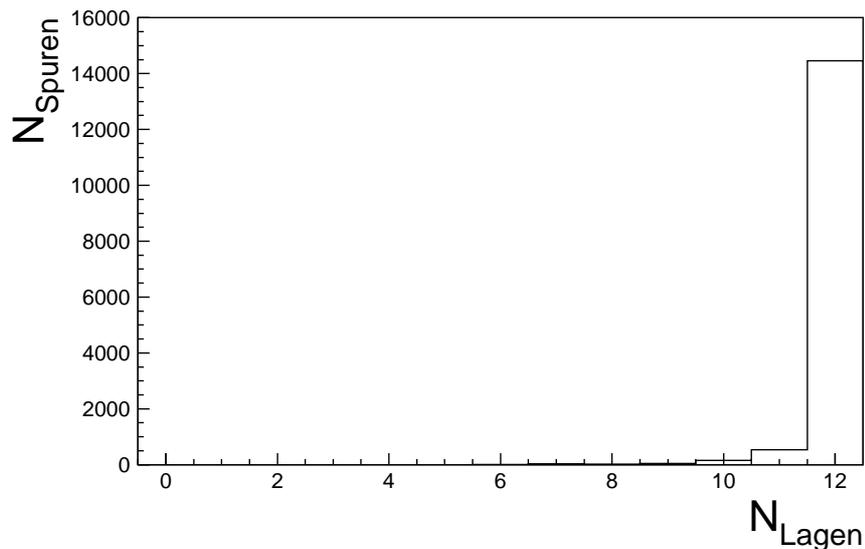


Abbildung 5.22: Für die als Spuren akzeptierten Spurkandidaten wurde die maximale Anzahl an Lagen gesucht, in denen diese Spurkandidaten mit den tatsächlichen Spuren Drahtansprecher gemeinsam haben.

beträgt und keine defekten Drähte vorhanden sind, die Umrechnung der Driftzeit in die Drift-radien fehlerlos gelingt und vor allem die Ionisationsstatistik unberücksichtigt bleibt, erhält man Spuren, die sich zu über 99.9% aus den richtigen Drahtansprechern zusammensetzen. Die übrigen Spuren enthalten lediglich einen falschen Drahtansprecher und nur für weniger als 1% der richtigen Drahtansprecherzuordnungen wird eine falsche Seitenwahlentscheidung getroffen.

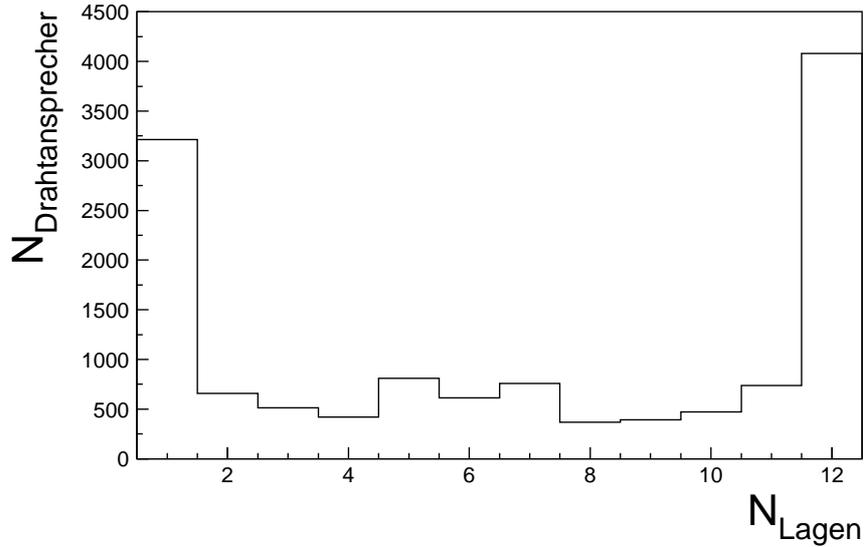


Abbildung 5.23: Für die Drahtansprecher, die zwar der richtigen Spur zugeordnet wurden, jedoch eine falsche Seitenwahl getroffen wurde, sind die jeweiligen Nachweislagen, in denen sie erzeugt wurden, histogrammiert.

Zum Abschluß sei noch ein Kommentar zur Auflösung der Ambiguitäten angefügt. Anders als in der **CDC**-Spurfindung werden in der jetzigen **FDC**-Spurfindung (im **FDC**-Vorgänger von [Umla93] sehr wohl) Doppelansprecher nicht genutzt, um eine Seitenwahlentscheidung zu treffen, da Doppelansprecher, wie in Abbildung 4.14 in Abschnitt 4.4.2 gesehen, nicht unbedingt durch eine Spur erzeugt worden sein müssen. Erzwingt man für benachbarte Ansprecher, die eigentlich von zwei Spuren erzeugt wurden, daß die Seitenwahl für einen vermeintlichen Durchgang zwischen den beiden Drähten getroffen wird, so kommt es zu Fehlentscheidungen. Dieses Problem ist umso größer, desto höher die Spurdichte ist. Speziell in der **CDC** kreuzen sich wegen des Lorentz-*boosts* viele Spuren oder verlaufen dicht nebeneinander. Somit ist der Nutzen von Doppelansprechern für die Seitenentscheidung vor allem für die **CDC** anzuzweifeln.

### 5.3.7 Spurpunktrekonstruktion

Die für die Physikanalysen benötigte Kinematik der geladenen Teilchen wird durch einen Spurfit über die rekonstruierten Spurpunkte bestimmt (s. Kapitel 6). Der Spurfit geht dabei von räumlichen Spurpunkten im **MRS** (s. Abschnitt 2.4.1) aus. Für die **FDC** müssen diese Spurpunkte im abschließenden Schritt der Spurfindung berechnet werden. Hierzu wird für jede gefundene Spur von den während der Auflösung der Ambiguitäten erhaltenen **DRS- $x$** -Komponenten in den Ausgangslagen, die als Drahtnummerninformationen in Einheiten von Drahtabständen vorliegen, ausgegangen. Mit diesen Ausgangsinformationen werden Vorhersagen auf die **DRS- $x$** - und **DRS- $y$** -Komponente des Durchtrittsortes im **DRS** einer jeden der zwölf **FDC**-Lagen berechnet. Die **DRS- $z$** -Komponente ist bereits durch die Position der **FDC**-Lage im Raum festgelegt. Damit werden für die Berechnung der räumlichen Spurpunkte entlang des **FDC**-Spurstücks 24 **PCA**-Koeffizientensätze benötigt.

Abbildung 5.24 zeigt für die simulierten Daten die Residuen zwischen der jeweiligen Vor-

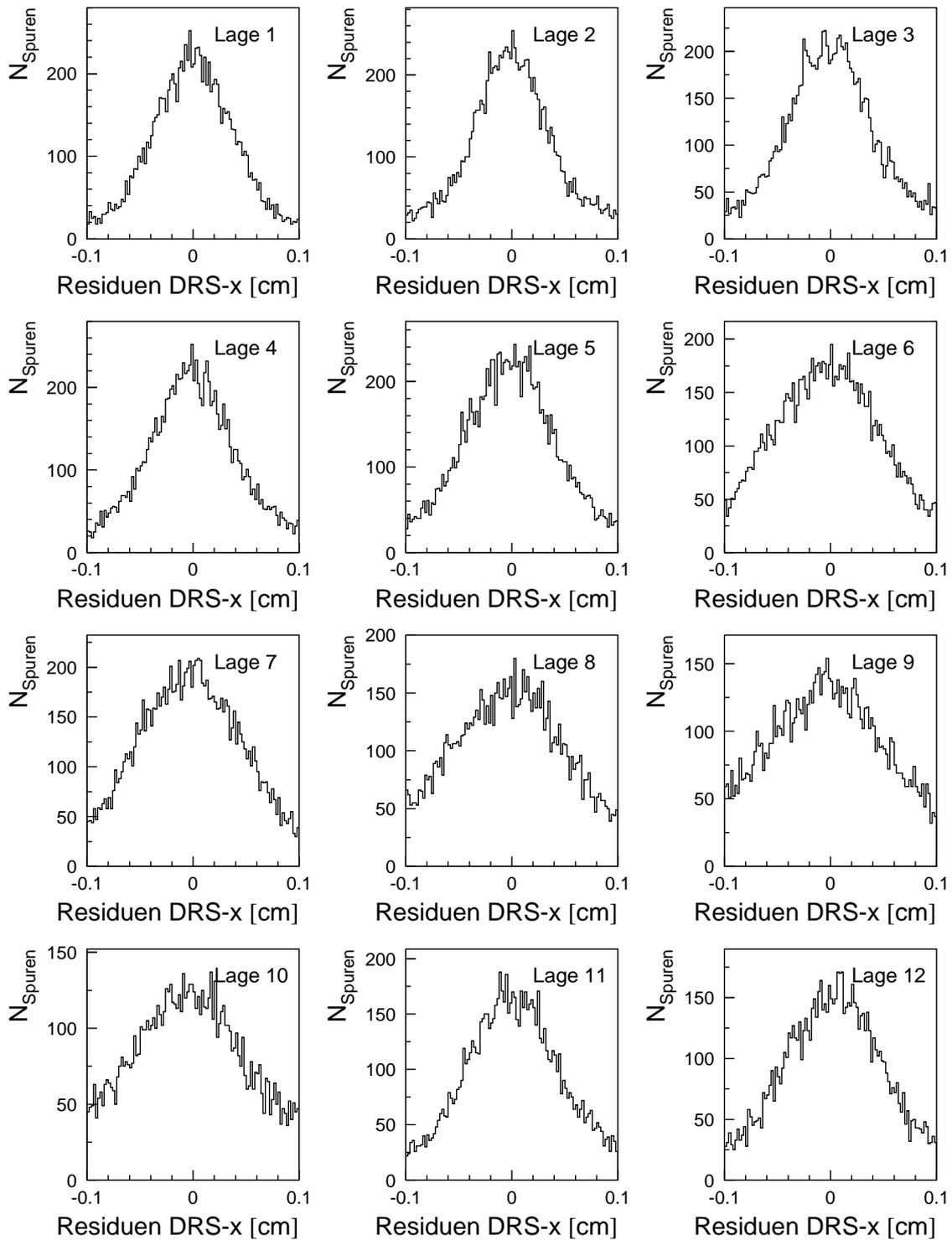


Abbildung 5.24: Für jede gefundenen Spur können mit Hilfe der **DRS- $x$** -Komponenten in den Ausgangslagen 1,3,7,10 und 12, die als Drahtnummerninformationen in Einheiten von Drahtabständen vorliegen, die tatsächlichen **DRS- $x$** -Koordinaten im **FDC-DRS** bestimmt werden. Für simulierte Daten mit und ohne Berücksichtigung der Ionisationsstatistik (vgl. Abschnitt 4.3.2.1) sind hier die Residuen gezeigt, die sich aus der Differenz des innerhalb der Simulation generierten Werts und der mit den **PCA**-Koeffizienten angestellten Berechnung ergeben.

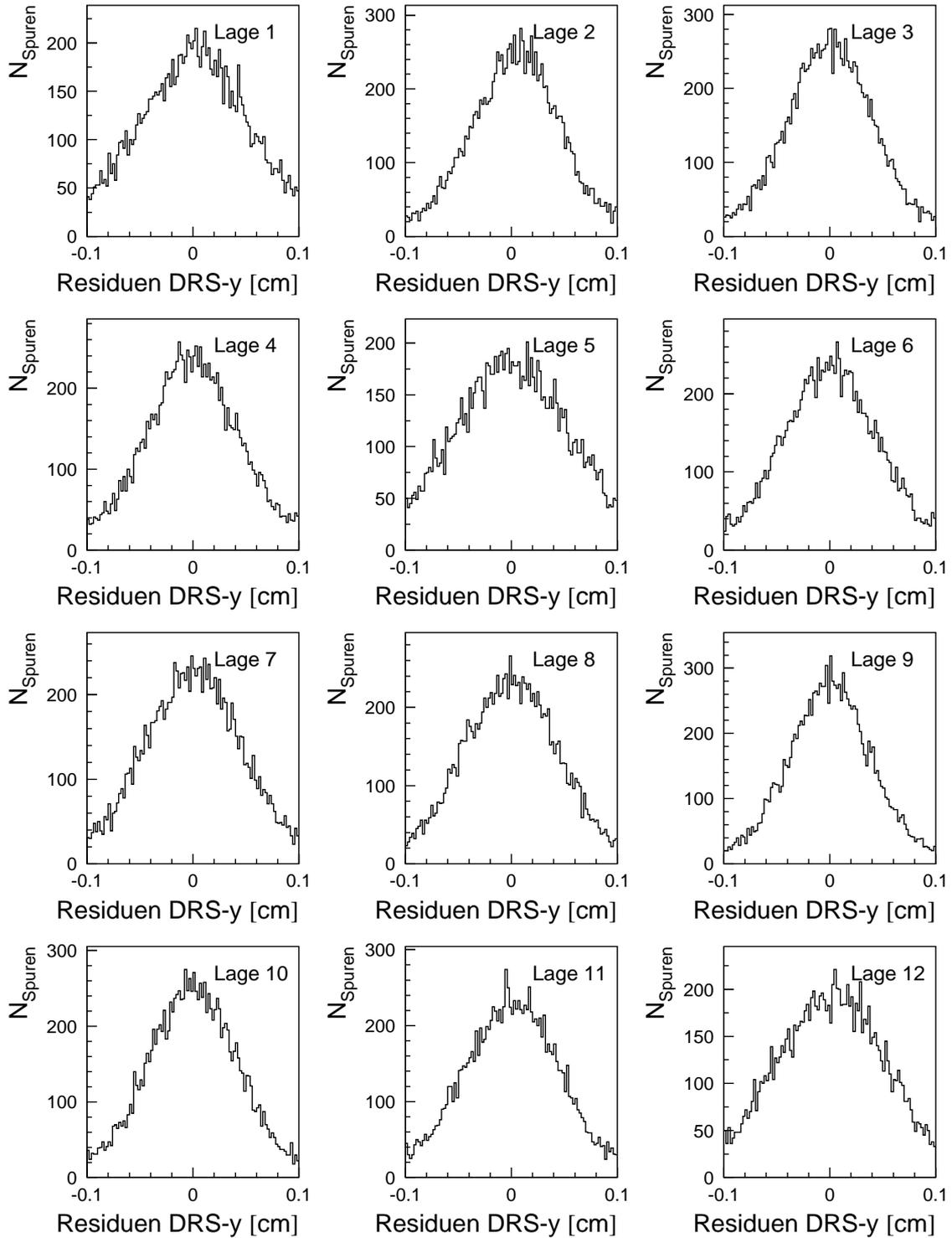


Abbildung 5.25: Für jede gefundene Spur können mit Hilfe der **DRS- $x$** -Komponenten in den Ausgangslagen 1,3,7,10 und 12, die als Drahtnummerninformationen in Einheiten von Drahtabständen vorliegen, die **DRS- $y$** -Koordinaten im **FDC-DRS** bestimmt werden. Für simulierte Daten mit und ohne Berücksichtigung der Ionisationsstatistik (vgl. Abschnitt 4.3.2.1) sind hier die Residuen gezeigt, die sich aus der Differenz des innerhalb der Simulation generierten Werts und der mit den **PCA**-Koeffizienten angestellten Berechnung ergeben.

hersage und der tatsächlichen **DRS- $x$** -Komponente des Durchtrittsortes. Für die **DRS- $y$** -Komponente sind die entsprechenden Residuenverteilungen in Abbildung 5.25 zu sehen.

Die hier erreichte Ortsauflösung für die **DRS**-Komponenten liegt zwischen  $400\ \mu\text{m}$  und  $600\ \mu\text{m}$ <sup>6</sup>. Da sich die Verteilungen zu den verschiedenen Rekonstruktionsschritten zwischen Experiment und Simulation gut vergleichen, ist auch hier wie am Ende des letzten Abschnitts bei der Bewertung der Ambiguitätenauflösung und Drahtansprecherzuordnung davon auszugehen, daß die für die Simulation erhaltenen Ergebnisse auf das Experiment übertragbar sind, also die experimentellen Auflösungen den hier für die Simulation angegebenen entsprechen.

Wird die Ionisationsstatistik (s. Abschnitt 4.3.2.1) nicht simuliert, so verbessern sich die Auflösungen auf zwischen  $300\ \mu\text{m}$  und  $500\ \mu\text{m}$  liegend, was den Einfluß der Ionisationsstatistik auf die **FDC**-Rekonstruktion zeigt. Ohne Simulation der Flug- und Signallaufzeiten (s. Abschnitt 4.3.2.4) verbessert sich die Auflösung um nochmals  $100\ \mu\text{m}$ . Werden in der Simulation also nur Vielfachstreuung und Energieverluste der nachzuweisenden Teilchen sowie die statistischen Fehler der Driftzeitmessung (s. Abschnitt 4.3.2.3) berücksichtigt, so erhält man Auflösungen zwischen  $200\ \mu\text{m}$  und  $400\ \mu\text{m}$ .

Durch die Flug- und Signallaufzeitkorrekturen (s. auch Abschnitt 4.3.2.4 und Abschnitt 6.9) sowie die Verringerung des Einflusses der Ionisationsstatistik auf die Spurrekonstruktion innerhalb des Spurfits (s. Abschnitt 6.8) werden hier für die **FDC** im Mittel tatsächlich Auflösungen von etwa  $300\ \mu\text{m}$  senkrecht zum Draht erreicht (s. Abschnitt 6.9).

Die Koordinaten der räumlichen Spurpunkte, die nun im jeweiligen **FDC-DRS** der zugehörigen Nachweislage mit einer gewissen Genauigkeit vorliegen, werden für die Übergabe an den anschließenden Spurfitt inklusive ihrer Meßfehler in das **MRS** transformiert.

### 5.3.8 Behandlung von Drahtaussetzern

Bei der Zuordnung der Drahtansprecher zu Spurkandidaten in Abschnitt 5.3.5 wurden nur die Kandidaten berücksichtigt, die sich aus Drahtansprechern aus allen zwölf Nachweislagen der **FDC** zusammensetzen. Nach allen Rekonstruktionsschritten und Auswahl der als rekonstruierte Spur zu akzeptierenden Spurkandidaten sind damit 98% der Spuren, die tatsächlich in allen zwölf Nachweislagen Drahtansprecher hinterlassen haben, gefunden und die ihnen zugeordneten Drahtansprecher als bereits verwendet markiert. Aus den noch nicht zugeordneten Drahtansprechern wird nun versucht, weitere Spuren zu bilden.

Als erstes werden mit Hilfe andere Stützlagenkombinationen als die bisher verwendete Kombination (1,3,7,10,12) die noch nicht gefundenen Spuren mit Drahtansprechern in allen zwölf Nachweislagen gesucht. Die Reihenfolge der abzuarbeitenden Kombinationen ist dabei nicht beliebig, sondern nach ihrer **PCA**-Vorhersagequalität auf die benötigten Meßinformationen sortiert.

Lassen sich keine Spuren mit Drahtansprechern in allen Lagen mehr finden, werden mit den vorhandenen Stützlagenkombinationen nun Spuren mit Ansprechern in elf Nachweislagen

---

<sup>6</sup>Die angegebenen Ortsauflösungen beziehen sich auf Vorhersagen, die mit den während der Spurfindung berechneten und somit fehlerbehafteten **DRS- $x$** -Komponenten vorgenommen wurden. Die **PCA**-Vorhersage auf die Komponenten im **DRS** gelingen mit den exakten Durchtrittsorten erwartungsgemäß deutlich besser. Für die Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) liegen die Vorhersageauflösungen für die **DRS- $x$** -Komponente zwischen  $55\ \mu\text{m}$  (Vorhersage auf Lage 2) und  $290\ \mu\text{m}$  (Vorhersage auf Lage 10). Für die **DRS- $y$** -Vorhersage ergeben sich Auflösungen zwischen  $10\ \mu\text{m}$  (Vorhersage auf Lage 3) und  $90\ \mu\text{m}$  (Vorhersage auf Lage 12).

gesucht. Können keine derartigen Spuren mehr gefunden werden, wird die geforderte Anzahl an Nachweislagen weiter reduziert.

Auf diese Weise werden die noch nicht zugeordneten Drahtansprecher sukzessive zu Spuren zusammengefasst. Die Mindestanforderung an die zu bildenden Spuren sind Ansprecher aus neun Nachweislagen. Können aus den gegebenenfalls noch vorhandenen Drahtansprechern keine Spuren mehr gebildet werden, so wird die Spurfindung beendet.

In der hier beschriebenen Vorgehensweise mit der Behandlung von Drahtaussetzern liegt einer der wesentlichen Unterschiede zur Vorgängerversion [Jüng91, Umla93, Tran97] der **FDC**-Spurfindung. Hier wurde nämlich nicht erst nach der maximal möglichen Anzahl an Drahtansprechern gefragt, um sich erst später mit weniger Ansprechern zufrieden zu geben. Ausgehend von drei Stützlagen wurden alle Drahtansprecherkombinationen aus mehr als sieben Nachweislagen gleichberechtigt als Spurkandidat bearbeitet. Übertragen auf die hier beschriebene jetzige Spurfindung hätten von Abbildung 5.11 ausgehend, alle Drahtansprecherkombinationen mit mindestens neun (vier mehr als die Stützlagenanzahl) Ansprechern als Spurkandidat akzeptiert und abgearbeitet werden müssen. Es käme dann häufig zu akzeptierten Spuren aus weniger als der maximal möglichen Anzahl an Drahtansprechern und einer Erhöhung der Fehlzuordnungen. Für drei Stützlagen ist bei der Mindestforderung von nur sieben Lagen insgesamt die Situation sogar noch schlechter.

Für die Behandlung der Drahtaussetzer kommen insgesamt 29 Stützlagenkombinationen zum Einsatz. Davon gehen 10 Kombinationen von sechs statt fünf Stützlagen aus. Durch die große Anzahl an verwendeten Stützlagenkombinationen wird eine Spurfindeeffizienz für Spuren mit Drahtansprechern aus mindestens neun Nachweislagen von nahezu 100% erreicht.



# Kapitel 6

## Die Spurrekonstruktion

### 6.1 Die Quintic-Spline-Methode

Die innerhalb der Spurfindung berechneten Spurpunkte werden einem Spurfitt übergeben, der diese Punkte an ein Spurmodell anpaßt, um so den Impulsvektor an einem Punkt entlang der Spurbahn sowie die Teilchenladung zu bestimmen. Wegen der Inhomogenität des Magnetfeldes kann kein globales Spurmodell verwendet werden. Stattdessen kommt im **SAPHIR**-Experiment die **Quintic-Spline**-Methode [Wind74] zum Einsatz, die über kurze Spurstrecken sogenannte Spline-Funktionen an die Spurpunkte anlegt. Die Methode wird im folgenden kurz vorgestellt. Für eine detaillierte Beschreibung der Anwendung der **Quintic-Spline**-Methode im **SAPHIR**-Experiment sei auf [Jako84] verwiesen.

Aufgabe des Spurfits ist es, die durch die Lorentzkraft definierte Bewegungsgleichung

$$m \ddot{\vec{r}}(t) = q (\dot{\vec{r}}(t) \times \vec{B}(\vec{x}))$$

für ein geladenes Teilchen mit der Masse  $m$  und Ladung  $q$  im ortsabhängigen **SAPHIR**-Magnetfeld  $\vec{B}(\vec{x})$  zu lösen. Die einzelnen Komponenten der Beschleunigung  $\vec{r}$  lauten:

$$\begin{aligned} \ddot{x} &\equiv \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{q}{m} (\dot{y}B_z - \dot{z}B_y) \\ \ddot{y} &\equiv \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{q}{m} (\dot{z}B_x - \dot{x}B_z) \\ \ddot{z} &\equiv \frac{d^2z}{dt^2} = \frac{q}{m} (\dot{x}B_y - \dot{y}B_x) \end{aligned} \tag{6.1}$$

Da nur der räumliche, nicht aber der zeitliche Verlauf der Spur bekannt ist, wird zur Vereinfachung des Problems die explizite Zeitabhängigkeit eliminiert, so daß sich die zur Beschreibung der Spur nötigen Integrationskonstanten von sechs auf fünf reduzieren. Mit den geltenden Beziehungen

$$\begin{aligned} y' &\equiv \frac{dy}{dx} = \frac{\dot{y}}{\dot{x}} \\ z' &\equiv \frac{dz}{dx} = \frac{\dot{z}}{\dot{x}} \\ y'' &\equiv \frac{d^2y}{dx^2} = \frac{\ddot{y}\dot{x} - \dot{y}\ddot{x}}{\dot{x}^3} \\ z'' &\equiv \frac{d^2z}{dx^2} = \frac{\ddot{z}\dot{x} - \dot{z}\ddot{x}}{\dot{x}^3} \end{aligned} \tag{6.2}$$

und der Impulsdarstellung

$$p \equiv |\vec{p}| = m |\dot{\vec{r}}(t)| = m \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2} = m \dot{x} \sqrt{1 + y'^2 + z'^2}$$

erhält man aus den Gleichungen 6.1 die zwei nicht mehr explizit von der Zeit abhängenden Gleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{p}{q} y'' &= \sqrt{1 + y'^2 + z'^2} \left( z' B_x + y' z' B_y - (1 + y'^2) B_z \right) \\ \frac{p}{q} z'' &= \sqrt{1 + y'^2 + z'^2} \left( -y' B_x + (1 + z'^2) B_y - z' y' B_z \right) \end{aligned} \quad (6.3)$$

Die Funktionen  $y(x)$  und  $z(x)$  als Lösung der Gleichungen 6.3 sind zunächst unbekannt. Zu ihrer Bestimmung werden an die in der Spurpunktreakonstruktion berechneten  $n$  Spurpunkte  $\vec{r}_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ) sogenannte kubische Spline-Funktionen  $S_y(x)$  und  $S_z(x)$  als Interpolationskurven an die Spurpunkte angepaßt (zur Konstruktion der Funktionen  $S_y(x)$  und  $S_z(x)$  s. Anhang in [Jako84]). Diese Spline-Funktionen setzen sich derart stückweise aus Polynomen dritten Grades zusammen, daß die Funktionen selbst sowie ihre beiden ersten Ableitungen an den durch die gemessenen Spurpunkte sowie einiger zusätzlicher sogenannter *inserts* gegebenen Stützstellen  $x_i$  keine Sprungstellen besitzen. Durch Differentiation der Kurven  $S_y(x)$  und  $S_z(x)$  lassen sich die Ableitungen  $y'(x_i)$  und  $z'(x_i)$  an allen Stützstellen bestimmen. Zusammen mit dem bekannten Magnetfeld  $\vec{B}(\vec{x})$  hat man somit eine Approximation der Funktionen  $\frac{p}{q} y''$  und  $\frac{p}{q} z''$  an allen Stützstellen  $x_i$ . Für  $\frac{p}{q} y''(x_i)$  und  $\frac{p}{q} z''(x_i)$  werden die kubischen Spline-Funktionen  $A_y(x)$  und  $A_z(x)$  konstruiert. Durch zweifache Integration dieser beiden Funktionen erhält man endlich analytische Ausdrücke für die Spurkoordinaten  $y(x)$  und  $z(x)$ :

$$\begin{aligned} y(x) &= a_1 + a_2 x + \frac{q}{p} Y(x) \\ z(x) &= b_1 + b_2 x + \frac{q}{p} Z(x) \end{aligned} \quad (6.4)$$

Dabei sind  $Y(x)$  und  $Z(x)$  die zweifachen Integrale der Spline-Funktionen  $A_y(x)$  und  $A_z(x)$ , so daß  $y(x)$  und  $z(x)$  nun Polynome vierter Ordnung in  $x$  sind. Aus den fünf dazu nötigen Polynomkoeffizienten begründet sich der Name der **Quintic-Spline**-Methode.

$a_1, a_2, b_1, b_2$  und  $d \equiv \frac{q}{p}$  sind die fünf gewünschten Integrationskonstanten, durch die die Spur eindeutig festgelegt ist. Sie können durch einen **Least-Square-Fit**<sup>1</sup> der analytischen Funktionen  $y(x)$  und  $z(x)$  aus den Gleichungen 6.4 an die gemessenen Spurkoordinaten  $y(x_i)$  und  $z(x_i)$  bestimmt werden (s. den folgenden Abschnitt).

Zur Verbesserung der Numerik für die Spline-Anpassungen ist es sinnvoll, das Koordinatensystem  $(x, y, z)$ , das in der Anwendung des Spurfits auf den **SAPHIR**-Detektor durch das **MRS** gegeben ist, geeignet an den Spurverlauf anzupassen. Da die Spur in der Vertikalen über den gesamten Driftkammerbereich nahezu linear verläuft, ist lediglich eine Drehung des **MRS** in der Horizontalebene nötig. Die neue  $x$ -Achse verläuft dann parallel zur horizontalen Verbindungslinie zwischen letztem und erstem Spurpunkt. Nach Beendigung des Spurfits werden die korrigierten Spurpunkte und die bestimmten Spurparameter im **MRS** angegeben. Bei den folgenden Erläuterungen zum Spurfitt wird für eine besseres Leseverständnis diese zwischenzeitliche Transformation ignoriert.

---

<sup>1</sup>Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate

## 6.2 Der Least-Square-Fit zur Bestimmung der Spurparameter

Faßt man die gesuchten Spurparameter  $a_1, a_2, b_1, b_2$  und  $d \equiv \frac{q}{p}$  sowie die Spurkoordinaten  $y_i \equiv y(x_i)$  und  $z_i \equiv z(x_i)$  der gemessenen Spurpunkte  $\vec{r}_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ) zu Vektoren

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ d \\ b_1 \\ b_2 \end{pmatrix}, \quad \vec{y} = \begin{pmatrix} y_1 \\ z_1 \\ y_2 \\ z_2 \\ \vdots \\ y_n \\ z_n \end{pmatrix}$$

zusammen, so ist aus den Gleichungen 6.4 ersichtlich, daß zwischen den beiden Vektoren ein linearer Zusammenhang  $\mathcal{B} \vec{x} = \vec{y}$  besteht, der durch die Matrix  $\mathcal{B}$  der Dimension  $2n \times 5$  dargestellt sei.

Im Spurfitt werden die Fehler der Ortsmessungen  $y_i$  und  $z_i$  als gaußverteilt angenommen. Die zugehörigen Standardabweichungen  $\sigma_{y_i}$  und  $\sigma_{z_i}$  werden in der  $2n \times 2n$ -dimensionalen Gewichtsmatrix  $\mathcal{W}$  zusammengefasst. Ohne Berücksichtigung der Vielfachstreufehler, die zu Kovarianzen zwischen den gemessenen Koordinaten führen (s. auch Abschnitt 6.4), ist die Gewichtsmatrix diagonal. Die Diagonalelemente sind durch die Gewichte der Ortsmessungen gegeben:

$$\begin{aligned} W_{2i-1, 2i-1} &= \frac{1}{\sigma_{y_i}^2} \\ W_{2i, 2i} &= \frac{1}{\sigma_{z_i}^2} \end{aligned} .$$

Mit diesen Definitionen kann die Lösung für  $\vec{x}$  mit dem **Least-Square-Fit** als Standardmethode der Statistik (s. beispielsweise [Bran74]) aus

$$\vec{x} = -(\mathcal{B}^t \mathcal{W} \mathcal{B})^{-1} \mathcal{B}^t \mathcal{W} \vec{y}$$

erhalten werden. Durch Fehlerfortpflanzung erhält man die Fehler des Spurparametervektors  $\vec{x}$  in Form der Kovarianzmatrix

$$\text{cov}(\vec{x}) = (\mathcal{B}^t \mathcal{W} \mathcal{B})^{-1} \quad . \quad (6.5)$$

Wählt man die Integrale  $Y(x)$  und  $Z(x)$  so, daß sie sowie ihre erste Ableitung am dem Target am nächsten liegenden ersten Spurpunkt verschwinden, so erhält man mit den gefitteten

Parametern folgende die Spur kennzeichnende Größen:

$$\begin{aligned}
 y(x_1) &= a_1 + a_2 x_1 \\
 z(x_1) &= b_1 + b_2 x_1 \\
 y'(x_1) &= \frac{dy}{dx}(x_1) = a_2 \\
 z'(x_1) &= \frac{dz}{dx}(x_1) = b_2
 \end{aligned}
 \tag{6.6}$$

Diese Wahl der Randbedingungen hat sich als am günstigsten für auf die Spurinformatoren aufbauende Vertexfits erwiesen.

Für alle im **SAPHIR**-Experiment untersuchten Reaktionen gilt  $q = \pm 1$ . Wegen  $p > 0$  kann aus dem Vorzeichen des im Fit bestimmten Parameters  $d = \frac{q}{p}$  eindeutig auf die Ladung  $q$  und den Impuls  $p$  zurückgeschlossen werden.

Aus numerischen Gründen werden im Vertexfit und den kinematischen Fits, die die Spurfiteinformationen verwenden, die Spurfiteparameter im sogenannten Omega-System dargestellt. Eine Spur wird in diesem System durch die Spurparameter

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{p} &= \frac{d}{q} \\
 y_0 \equiv y(x_1) &= a_1 + a_2 x_1 \\
 z_0 \equiv z(x_1) &= b_1 + b_2 x_1 \\
 \lambda \equiv & \arctan \frac{a_2}{\sqrt{1+b_2^2}} \\
 \phi \equiv & \arctan b_2
 \end{aligned}
 \tag{6.7}$$

eindeutig festgelegt. Der sogenannte Dipwinkel  $\lambda$  ist der Winkel der Spur gegen die Horizontalebene und  $\phi$  der in der Horizontalebene definierte Winkel gegen die **MRS**- $x$ -Achse (s. Abbildung 6.1).

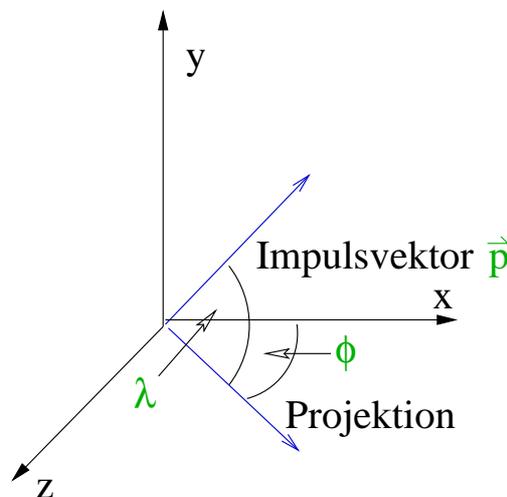


Abbildung 6.1: Das Omega-System im MRS.

Setzt man die im Fit erhaltenen Spurparameter  $a_1, a_2, b_1, b_2$  und  $d = \frac{q}{p}$  in die Gleichungen 6.4 ein, so können mit diesen **Quintic-Spline**-Funktionen die Ableitungen  $y'(x_i)$  und  $z'(x_i)$ , die zuvor aus den an die ursprünglich gemessenen Spurpunkte angepaßten Spline-Funktionen  $S_y(x)$  und  $S_z(x)$  berechnet wurden, verbessert werden. Die **Quintic-Spline**-Methode verbessert so iterativ die Berechnung der Spurparameter. Auf die Spurmessung mit dem **SAPHIR**-Driftkammersystem angewandt zeigte sich, daß sich bereits nach wenigen Iterationen (meist genügen zwei) der Spurparametersatz nicht mehr verändert [Jako84]. Um die Güte des Fits nochmals zu verbessern, wurden die Gleichungen 6.4 derart transformiert, daß im Meßwertvektor  $\vec{y}$  an Stelle der Koordinaten  $y_i$  und  $z_i$  unmittelbar der Abstand  $d_i$  der Spur vom  $i$ -ten Signaldraht verwendet werden kann. Nach entsprechender Umdefinition der Matrizen  $\mathcal{B}$  und  $\mathcal{W}$  reduzieren sich deren Dimensionen  $2n \times 5$  und  $2n \times 2n$  auf  $n \times 5$  und  $n \times n$ . Da die  $n$  Abstände  $d_i$  über die Ort-Driftzeit-Beziehung unmittelbar mit den vom Detektor gemessenen Driftzeiten verknüpft sind, ließen sich so die Fehler der Spurparameter nochmals verringern [Lind93].

### 6.3 Spurfitresiduen und Probabilitäten

Grundidee des **Least-Square-Fits** ist die Minimierung der  $\chi^2$ -Funktion, die in diesem Fall durch

$$M = \vec{\epsilon}^t \mathcal{W} \vec{\epsilon} \quad (6.8)$$

gegeben ist. Dabei ist  $\mathcal{W}$  die im **Least-Square-Fit** verwendete Gewichtsmatrix.  $\vec{\epsilon}$  bezeichnet den Residuenvektor gebildet aus den Differenzen der Spurkoordinatenstartwerte  $y_i, z_i$  mit den Fitergebnissen  $y_{i\,fit}, z_{i\,fit}$  bzw., nach erwähntem Übergang auf die Abstände  $d_i$  zwischen Spur und Draht, den entsprechenden Differenzen  $d_i - d_{i\,fit}$ . Als Spurfitresiduum  $r_i$  sei in den weiteren Abschnitten dieses Kapitels immer die Differenz des mit Hilfe der **ODB** aus der Driftzeit berechneten Drahtabstands  $d_i$  und dem Fitergebnis  $d_{i\,fit}$  gemeint.

Für den Fall, daß die Spurfitresiduen gaußverteilt sind und in der Gewichtsmatrix  $\mathcal{W}$  quantitativ richtig durch die Standardabweichung  $\sigma_{d_i}$  der Gaußverteilung berücksichtigt werden, ist  $M$   $\chi^2$ -verteilt zum Erwartungswert  $f = n - s$ , mit  $n$  die Anzahl der gemessenen Drahtabstände und  $s = 5$  die Anzahl der bestimmten Spurparameter. Statt der  $\chi^2$ -Funktion  $M$  wird zur Bewertung der Fitgüte die bekannte  $\chi^2$ -Probabilität  $P(\chi^2)$  (s. z.B. bei [Bran74]) verwendet. Für eine  $\chi^2$ -verteilte Größe ergibt sich für die Probabilität eine Gleichverteilung zwischen 0 und 1. Der Mittelwert der Verteilung ist demnach 0.5.

### 6.4 Vielfachstreuung

Für eine korrekte Behandlung der Orts- bzw. Zeitfehler in der Gewichtsmatrix  $\mathcal{W}$  müssen die Fehlerbeiträge, die durch Vielfachstreuung der nachzuweisenden geladenen Teilchen im Driftkammersystem verursacht werden, geeignet berücksichtigt werden. Die im Spurfit verwendete Parametrisierungsmethode wird in [Jako84] ausführlich beschrieben.

Neben den Meßfehlern  $\sigma_{y_i}$  und  $\sigma_{z_i}$  der Spurpunktmessung werden zusätzlich in jedem der  $n$

Spurpunkte  $\vec{r}_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ) gegen die Flugrichtung definierte Streuwinkel  $t_{iy}$  und  $t_{iz}$  eingeführt, die die Vielfachstreueffekte zwischen den Spurpunkten  $\vec{r}_{i-1}$  und  $\vec{r}_i$  berücksichtigen. Bei Behandlung der Vielfachstreuung innerhalb der Simulation sowie dem Spurfit werden die Streuwinkel als gaußverteilt zum Mittelwert  $\mu = 0$  angenommen. Die verwendeten Standardabweichungen der Gaußverteilungen sind durch

$$\sigma_{t_{iy}} = \sigma_{t_{iz}} = \frac{0.015 \text{ GeV}}{p \cdot \beta} \cdot \sqrt{\frac{L_i}{X_0}} \quad (6.9)$$

gegeben. Dabei ist  $p$  der Teilchenimpuls und  $\beta$  die Teilchengeschwindigkeit.  $X_0$  bezeichnet die Strahlungslänge innerhalb des durchquerten Mediums. Im verwendeten Driftkammergas beträgt die Strahlungslänge etwa  $X_0 = 35000 \text{ cm}$ .  $L_i$  ist die Spurlänge zwischen den Spurpunkten  $\vec{r}_{i-1}$  und  $\vec{r}_i$ .

Der in Gleichung 6.9 angegebene Vielfachstreuefehler ergibt sich innerhalb der Molière-Theorie zur Vielfachstreuung [Moli48], die die Messungen sehr gut wiedergibt [Beth53], als führender Term einer Taylor-Entwicklung [Blum93]. Die weiteren Terme verursachen in den durch  $\sigma_{t_{iy}}$  bzw.  $\sigma_{t_{iz}}$  definierten Gaußverteilungen zusätzliche Ausläufer zu größeren Streuehleren hin. Diese Ausläufer werden durch die Teilchen verursacht, für die entlang der Strecke  $L_i$  einzelne Coulombstreuereprozesse unter sehr großen Winkeln aufgetreten sind. Der in Gleichung 6.9 angegebene Streuefehler stellt somit eine idealisierte Näherung der Vielfachstreuefehler dar.

Die zurückgelegte Wegstrecke von  $L_i \approx 3 \text{ cm}$  zwischen zwei Drahtansprechern ist klein gegen die für das Driftkammergas gegebenen Strahlungslänge  $X_0 = 35000 \text{ cm}$ . Die für die Anwendung der Molière-Theorie notwendige Voraussetzung von statistisch ausreichend vielen Streuakten ist nicht erfüllt, so daß statt der in der Molière-Theorie berechneten Vielfachstreuefehler Streuefehler aus Betrachtungen zu einzelnen bzw. wenigen Coulombstreuereakten entlang der Strecke  $L_i \approx 3 \text{ cm}$  bestimmt werden müßten. Dies ist in der verwendeten **GEANT**-Version 2.0 jedoch nicht vorgesehen<sup>2</sup>.

Wie noch in Abschnitt 6.9 zu sehen sein wird, führt die nicht ganz korrekte Behandlung der Coulombstreuefehler für die experimentellen Spuren zu einer nur näherungsweise richtigen Berücksichtigung dieser Fehler im Spurfit.

Mit der Einführung der Streuwinkel  $t_{iy}$  und  $t_{iz}$  sind die  $n$  Spurpunkte  $\vec{r}_i$  nicht mehr voneinander unabhängig. Dies führt ausgehend von der wie in Abschnitt 6.2 definierten Gewichtsmatrix  $\mathcal{W}$  zu einer nichtdiagonalen Gewichtsmatrix  $\tilde{\mathcal{W}}$ .

Die Vielfachstreuefehler hängen von der relativistischen Teilchengeschwindigkeit  $\beta = v/c$  ab, die zunächst unbekannt ist. Somit wird der Spurfit zunächst ohne Berücksichtigung der Vielfachstreuefehler durchgeführt. Aus dem in dieser 1. Iteration (nicht zu verwechseln mit den für das Konvergieren des Fits notwendigen Iterationen !) in erster Näherung erhaltenen Teilchenimpuls kann bei gegebener Masse auf die Teilchengeschwindigkeit geschlossen werden.

Für die Bestimmung der Teilchenmasse aus dem Impuls können die Flugzeitmessungen der Time-Of-Flight-Zähler herangezogen werden. Hierzu werden die in der 1. Iteration erhaltenen Spuren mit Hilfe der Runge-Kutta-Methode [Zurm65] bis in die **TOF**-Anlage extrapoliert.

---

<sup>2</sup>In **GEANT** Version 3 werden die Streuefehler bezüglich der Coulombstreuung in Abhängigkeit vom Medium und der zurückgelegten Wegstrecke in korrekter Weise simuliert. Im Bereich der Vielfachstreuung wird die exakte Molière-Theorie und nicht nur der führende Term berücksichtigt. Der Bereich der Einzel- und Mehrfachprozesse wird in angemessener Weise behandelt. **GEANT3** wurde im **SAPHIR**-Experiment wegen der in Abschnitt 4.1 genannten Gründe jedoch nicht verwendet.

Falls in einem definierten Bereich um den so bestimmten Durchtrittsort der Spur durch die entsprechende **TOF**-Wand ein mit geeigneter Rekonstruktion berechneter **TOF**-Ansprecher vorliegt, so wird aus der für diesen Ansprecher gemessenen Flugzeit zusammen mit dem bestimmten Impuls die Teilchenmasse und damit die Teilchengeschwindigkeit ermittelt. Somit können in der nachfolgenden 2. Iteration des Spurfits die Vielfachstreuungfehler nun quantitativ richtig mitbehandelt werden, wodurch die Fehlerrechnung des Spurfits verbessert wird. Hierzu wird in allen Berechnungen die Gewichtsmatrix  $\mathcal{W}$  durch die Gewichtsmatrix  $\widetilde{\mathcal{W}}$  ersetzt. Falls für eine Spur innerhalb der **TOF**-Anlage kein korrespondierender Ansprecher gefunden werden kann, wird das Teilchen als Pion angenommen, weil die Wahrscheinlichkeit, damit die richtige Masse zu treffen, wegen des häufigen Auftretens von Pionen in den Endzuständen so am größten ist. Um diese ggf. fehlerhafte Behandlung für Spuren ohne damit kombinierten **TOF**-Ansprecher loszuwerden, werden in jüngerer Zeit alle Spuren mehrmals behandelt, wobei alle Massen der in den im **SAPHIR**-Experiment untersuchten Endzuständen auftretenden Teilchen (Proton, Pion, Kaon) parallel berücksichtigt werden [Schu03]. Mit diesen verschiedenen Teilchenhypothesen werden dann auch die nachfolgenden Vertexbestimmungen und Fits auf die Reaktionskinematik mit allen physikalisch möglichen Teilchenhypothesen parallel weitergeführt. Für die anschließende Physikauswertung stehen damit die Vielfachstreuungfehler in den durchquerten Materialien unter der Voraussetzung, daß der Endzustand eindeutig durch die Kinematik festgelegt werden kann, quantitativ richtig zur Verfügung. Gleiches gilt auch für die zu berücksichtigenden Energieverluste der geladenen Teilchen im Wasserstofftarget und für die die Gewichtsmatrix  $\mathcal{W}$  definierenden Fehler der Spurpunkt-messungen. Letztere hängen nämlich ebenfalls von der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  ab, wie noch in Abschnitt 6.9 zu sehen sein wird.

## 6.5 Auswahl der CDC-Spurkandidaten

Bereits zu Beginn von Abschnitt 5.3 wurde darauf hingewiesen, daß innerhalb der **CDC**-Spurfindung, die auf einer lokalen Spurfindemethode basiert, für eine gefundene Spur häufig keine eindeutige Entscheidung über die richtige Kombination von Drahtansprechern und Seitenwahlentscheidungen getroffen werden kann. Für jeden dieser zur gleichen Spur gefundenen **CDC**-Spurkandidaten wird deshalb der Spurfite in vereinfachter Form (sozusagen in 0. Iteration) durchgeführt. Der Kandidat zu einer Spur, der die größte  $\chi^2$ -Probabilität aufweist, wird als der richtige ausgewählt. Nur für diesen wird dann der eigentliche Spurfite durchgeführt.

## 6.6 Verkippte Spuren

Die Abbildung 6.2 zeigt beispielhaft die Drahtansprecher und das daraus resultierende Rekonstruktionsergebnis für ein Ereignis aus der Datennahme April 1997. Das obere Bild zeigt das Ereignis von der Seite, das untere Bild die Aufsicht. Bei der Rekonstruktion wurden weder die Informationen aus der Vorwärtsdriftkammer **FDC**, noch die im folgenden beschriebene Überarbeitung des Spurfits verwendet.

Eine Spur dieses Ereignisses wurde sowohl in der Vertikalen als auch der Horizontalen schlecht

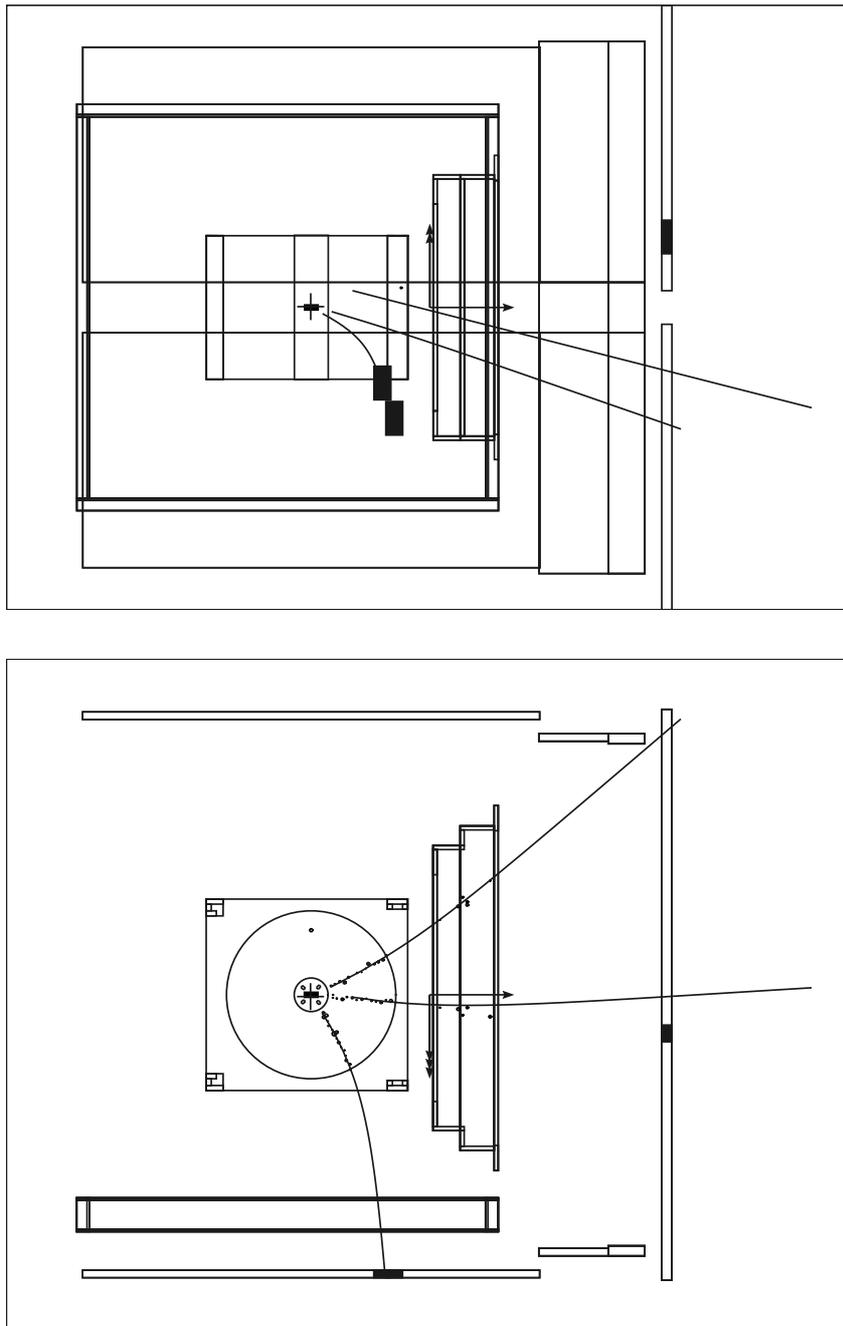


Abbildung 6.2: Beispielergebnis mit Ereignisrekonstruktion ohne Verwendung der Meßinformationen der Vorwärtsdriftkammer **FDC** und der in den folgenden Abschnitten beschriebenen Überarbeitung des Spurfits.

rekonstruiert. Die Rückwärtsextrapolation läuft in der Vertikalen am Target vorbei, weswegen so rekonstruierte Spuren auch als verkippt bezeichnet werden. Die Vorwärtsextrapolation trifft den zugehörigen Ansprechere in der vorderen **TOF**-Wand weder in der Vertikalen, noch in der Horizontalen. Aus der Aufsicht gesehen, wird die Spur statt richtigerweise nach rechts (s. auch Abbildung 6.3) als nach links gekrümmt rekonstruiert. Dem Endzustand dieses Ereignisses wird so die unphysikalische Gesamtladung  $-1$  zugesprochen. Die Kinematik dieses

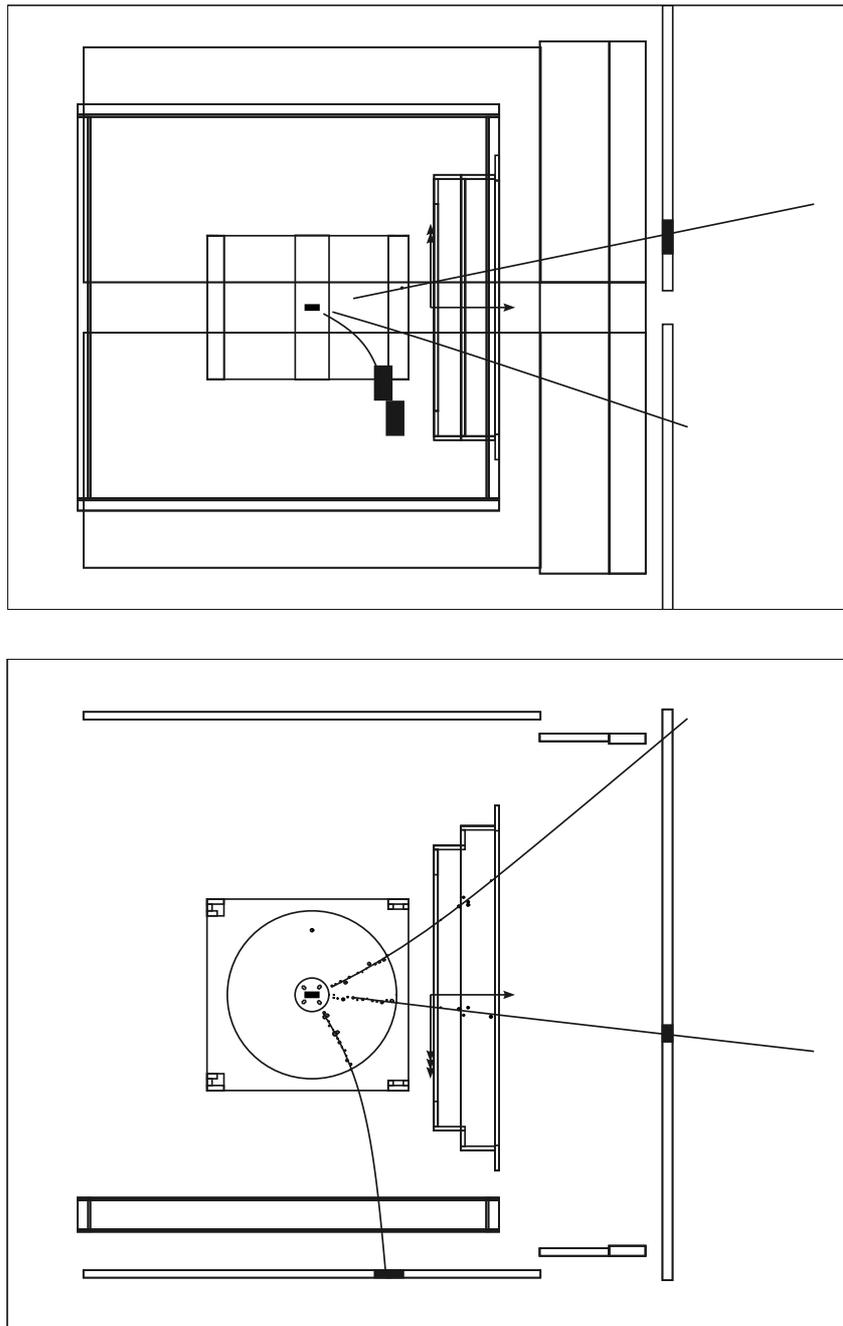


Abbildung 6.3: Das Beispiereignis aus Abbildung 6.2 wurde hier unter Verwendung des überarbeiteten Spurfits, in den die Meßinformationen der Vorwärtsdriftkammer **FDC** implementiert und schlechte Ansprechere entfernt wurden, rekonstruiert.

Ereignisses wurde offensichtlich nicht korrekt bestimmt. Ereignisse, die so schlecht wie in Abbildung 6.2 rekonstruiert werden, gehen in den nachfolgenden Analysen oft verloren. Die Akzeptanz für zu untersuchende Reaktionen wird entsprechend geringer, was durch den anzubringenden Akzeptanzfaktor (s. Abschnitt 4.1) ausgeglichen werden muß. Genau das leistet die in Kapitel 4 beschriebene neue Driftkammer-simulation. In Kapitel 4 wurde mehrfach auf den großen Einfluß der in Abschnitt 4.3.2.1

beschriebenen Ionisationsstatistik hingewiesen. Tatsächlich treten für simulierte Ereignisse ohne Berücksichtigung der Ionisationsstatistik derartig schlecht rekonstruierte Spuren, wie sie in Abbildung 6.2 gezeigt sind, nicht auf. Erst durch Hinzunahme der Ionisationsstatistik in die Simulation können die schlecht rekonstruierten Ereignisse und damit die Akzeptanz richtig simuliert werden.

Etwa 30% aller experimentellen Spuren zeigten in den Ereignisdarstellungen eine deutlich fehlbestimmte Kinematik. Das bedeutet, daß im Mittel nahezu jedes Ereignis betroffen war, da die Ereignisse mit drei geladenen Spuren im Endzustand den Hauptanteil an allen getriggerten Ereignissen darstellen. Nicht immer waren die schlecht rekonstruierten Spuren verkippt und die Impulsbestimmung derart fehlerhaft wie in Abbildung 6.2, so daß viele dieser Ereignisse doch noch der richtigen Reaktion zugeordnet werden konnten. Aber wie aus den Ausführungen in den Abschnitten 4.1 und 4.5 hervorgeht, ging für die am stärksten betroffenen pionischen Endzustände bis zu jedes zweite Ereignis verloren. Zudem führte eine schlecht rekonstruierte Kinematik auch zu einer erhöhten Wahrscheinlichkeit von Fehlzuordnungen zu konkurrierenden Reaktionen.

Kann zwar mit der neuen Driftkammersimulation die Akzeptanz des **SAPHIR**-Detektors richtig beschrieben werden, so war der Akzeptanzverlust um bis zu einem Faktor 2 doch Anlaß genug zu überlegen, ob die Kinematik der mit der bisherigen Rekonstruktion verlorengehenden Ereignisse nicht doch besser bestimmt werden kann.

Die Verwendung der Spurfundeergebnisse zur Vorwärtsdriftkammer **FDC** im Spurfite<sup>3</sup> führt zu einer besseren Festlegung des vertikalen wie horizontalen Spurverlaufs, so daß verkippte Spuren durch richtig rekonstruierte Spuren ersetzt werden.

Die nichtgaußischen Einflüsse der Ionisationsstatistik auf den Spurfite, der nur bei gaußförmig verteilten Orts- bzw. Driftzeitfehlern eine gute Impulsbestimmung ermöglicht, führen jedoch selbst unter Hinzunahme der **FDC** zu immer noch signifikanten Akzeptanzverlusten. Eine Verminderung des Einflusses der Ionisationsstatistik war daher unerlässlich. In Abschnitt 6.8 wird ein Verfahren vorgestellt, mit dem sich grobe Fehler der Driftzeitmessung, wie sie vor allem durch die Ionisationsstatistik entstehen, nicht mehr negativ auf den Spurfite auswirken können, indem die zugehörigen Ansprechere aus dem Fit entfernt werden.

Mit diesen noch näher auszuführenden Änderungen des Spurfites wird das in Abbildung 6.2 zu sehende Ereignis dann mit der richtigen Kinematik rekonstruiert, wie durch die Abbildung 6.3 dokumentiert wird.

## 6.7 Verbindung der Spurstücke aus **FDC** und **CDC**

Wie in Kapitel 5 ausführlich beschrieben wurde, werden die Spurstücke geladener Teilchen innerhalb der Vorwärtsdriftkammer **FDC** unabhängig von den Meßinformationen der zentralen Driftkammer **CDC** rekonstruiert. Nach Ausführung beider Spurfundeprogramme muß daher vor der Übergabe der berechneten Spurpunkte an den Spurfite herausgefunden werden, welche der Spurstücke aus den beiden Kammern der gleichen Spur angehören.

Das zu lösende Hauptproblem besteht darin, Fehlzuordnungen von Spurstücken beider Kammern, die zu verschiedenen Spuren gehören, zu vermeiden. Hierzu wurde im Rahmen dieser Arbeit ein sehr differenzierter Algorithmus entwickelt, der hier wegen seiner Komplexität

---

<sup>3</sup>Die für die Einbindung der **FDC** in den Spurfite notwendige Anbindung der **FDC**-Spurstücke an die innerhalb der **CDC** gefundenen Spuren wird im folgenden Abschnitt 6.7 kurz erläutert.

nicht im Detail beschrieben werden soll.

Dank dieser differenzierten Anbindung, die mit zahlreichen Fallunterscheidungen auf unterschiedliche Ereignistopologien reagiert, können Fehlzuordnungen zu nahezu 100% ausgeschlossen werden, wie mit simulierten und experimentellen Ereignissen zu unterschiedlichen Reaktionen mit drei bzw. fünf geladenen Teilchen im Endzustand überprüft wurde. Im Zweifel werden Spurstücke nicht angebunden und der Spurfit nur mit den **CDC**-Spurstücken durchgeführt. Auch dies kommt jedoch nur in seltenen Fällen (weniger als 1%) vor.

Für die Anbindung der in den beiden Driftkammern rekonstruierten Spurstücke ist die Extrapolation der Spurstücke von der einen Kammer in die andere nötig. Die erste Entscheidung, die zu treffen war, betraf die bevorzugte Extrapolationsrichtung.

Da im allgemeinen die Spuren innerhalb der **CDC** dichter beieinander verlaufen als in der **FDC**, ist es zur Vermeidung von Fehlanbindungen sinnvoll, zunächst die **CDC**-Spurstücke in die **FDC** zu extrapolieren, um sie dort an **FDC**-Spurstücke anzubinden. Zudem liegt zur **CDC**-Spur bereits die Information über den Teilchenimpuls vor (s. Abschnitt 6.5), während sie für die Extrapolation aus der **FDC** in die **CDC** fehlt.

Mit der Kinematik der **CDC**-Spuren, die aus der 0. Iteration des Spurfits in einer ersten Näherung erhalten wurde, werden die Extrapolationen mittels Runge-Kutta-Verfahren [Zurm65] berechnet und eine Anbindung an **FDC**-Spurstücke versucht. Insofern die Extrapolationen die **FDC** erreichen, werden für jede **CDC**-Spurextrapolation jeweils die Durchtrittsorte durch die einzelnen Lagen der **FDC** bestimmt. Hier liegen für jede **FDC**-Spur sowohl die mit der **FDC**-Spurpunktreakonstruktion (s. Abschnitt 5.3.7) berechneten Spurpunkte als auch die Drahtnummern der zugehörigen Drahtansprecher vor. Somit lassen sich die Abweichungen der **CDC**-Extrapolationen von diesen **FDC**-Spurinformationen berechnen, mit deren Hilfe Anbindungskriterien entwickelt wurden.

In der 0. Iteration des Spurfits sind weder **FDC**-Informationen verwendet, noch ist der Einfluß der Ionisationsstatistik bereits reduziert worden. Somit sind die Teilchenimpulse oft noch nicht gut bestimmt, so daß einige **CDC**-Extrapolationen wie in dem in Abbildung 6.2 gezeigten Ereignis für eine Anbindung häufig zu weit an den zugehörigen **FDC**-Spuren vorbeilaufen<sup>4</sup>. Wegen der deutlich schlechteren Impulsbestimmung in der Vertikalen werden in der Anbindung die Vertikal- gegenüber den Horizontalkomponenten mit schwächeren Bedingungen versehen.

Die rekonstruierten **FDC**-Spurstücke, die nicht eindeutig an die **CDC**-Extrapolationen angebunden werden konnten, werden rückwärts in die **CDC** extrapoliert. Hierzu wird kein Runge-Kutta-Verfahren verwendet, da für die **FDC**-Spurstücke noch keine Impulsbestimmung vorliegt. Stattdessen werden die innerhalb der **FDC**-Spurfindung berechneten Größen Durchtrittsort und -richtung in der ersten Lage der **FDC** verwendet, um linear bis zur **CDC** rückwärts zu extrapolieren. Diese lineare Spurnäherung, die den Verlauf der Spuren nur grob beschreibt (s. auch die Ereignisse in den Abbildungen 4.10, 4.12 und 6.2), ist für die Anbindung ausreichend, da in den meisten Fällen zu diesem Zeitpunkt der Anbindung ein Teil der **CDC**-Spuren bereits an innerhalb der **FDC** rekonstruierte Spuren vergeben ist und die noch nicht angebundenen Spuren innerhalb der **CDC** weit genug voneinander getrennt verlaufen. Die Kriterien für die Rückwärtsanbindung wurden mit den Orts- und Steigungsinformationen der linearen Rückwärtsextrapolation in Verbindung mit den entsprechenden Informationen aus dem Spurfit, der in 0. Iteration über die **CDC**-Spurstücke durchgeführt

---

<sup>4</sup>Man beachte, daß anders als in Abbildung 6.2 die Spuren innerhalb der **FDC** häufig auch deutlich enger beieinander verlaufen, so daß die Anbindung nur erfolgen kann, wenn die **FDC**-Spurstücke innerhalb entsprechend enger Grenzen um die **CDC**-Extrapolation liegen.

wurde, definiert. Hierfür waren zur Vermeidung von Fehlanbindungen zahlreiche Fallunterscheidungen nötig.

Der enorme Aufwand bei der Anbindung der **CDC**- und **FDC**-Spurstücke, der hier nur angedeutet werden konnte, hätte vermieden werden können, wenn die **CDC**- und **FDC**-Informationen bereits innerhalb der Spurfindung gemeinsam behandelt worden wären. Die gemeinsame Zuordnung der Drahtansprecher aus **CDC** und **FDC** zu Spuren wäre wahrscheinlich mit Hilfe der in Abschnitt 5.3 beschriebenen **Principal Components Analysis**-Methode möglich gewesen, ist aber nicht durchgeführt worden.

Eine gemeinsame Behandlung von **CDC** und **FDC** würde wahrscheinlich auch zu einer Verbesserung der Spurtrennung führen. In der **CDC** dicht beieinanderliegende Spuren werden von der jetzigen **CDC**-Spurfindung sehr häufig nicht als zwei Spuren erkannt. In diesem Fall ist das gesamte Ereignis für spätere Analysen verloren. Da sich diese Spuren im allgemeinen bis zur **FDC** getrennt haben, werden hier beide von der **FDC**-Spurfindung auch gefunden. Da die Krümmung des kurzen, innerhalb der **FDC** liegenden Spurstücks für eine Impulsbestimmung nicht ausreicht, ist diese von der **FDC** gelieferte Information zur Zeit wertlos. Es ist anzunehmen, daß eine **PCA** über beide Kammern in der Lage wäre, die **CDC**-Ansprecher unter Zuhilfenahme der **FDC**-Informationen der jeweils richtigen Spur zuzuordnen. Der Spurfit käme zur Bestimmung der Teilchenkinematik bei vollständiger Information aus der **FDC** mit nur wenigen Spurpunkten aus der **CDC** aus.

Auch könnte bei gleichzeitiger Spurfindung in **CDC** und **FDC** mit Hilfe der **PCA** wahrscheinlich darauf verzichtet werden, erst mit Hilfe einer 0. Iteration des Spurfits eine endgültige Entscheidung über die vermeintlich richtigen Spurkandidaten zu treffen, wie dies zur Zeit für die **CDC**-Spuren nötig ist (s. Abschnitt 6.5).

Eine Verwendung der Drahtansprecher aus **CDC** und **FDC** innerhalb einer gemeinsamen Spurfindung, die z.B. auf der **PCA**-Methode basieren könnte, wäre wegen der genannten Gründe ein wünschenswerter Fortschritt der Ereignisrekonstruktion.

## 6.8 Entfernung schlechter Ansprecher aus dem Spurfit

In Abschnitt 6.6 wurde darauf hingewiesen, daß die Probleme bei der Spurrekonstruktion auf Grund der Ionisationsstatistik auch nach Anbindung der Spurstücke aus **CDC** und **FDC** und Einbindung der **FDC**-Spurpunkte in den Spurfit Auswirkungen haben können. Insbesondere ist die Impulsbestimmung davon betroffen, was durch die Abbildung 6.4 dokumentiert werden soll. Es sei betont, daß für die hier gezeigten Spurfitergebnisse die **FDC**-Informationen, soweit vorhanden, im Spurfit berücksichtigt wurden. In beiden Histogrammen sind Impulsresiduen für Spuren aus simulierten Ereignissen gezeigt, die sich aus der Differenz der durch den Spurfit rekonstruierten Impulse mit den tatsächlich generierten Werten ergeben.

Das linke Histogramm in Abbildung 6.4 zeigt die Impulsresiduen, die sich für eine Simulation in Abwesenheit der Ionisationsclusterstatistik ergeben, während das rechte Histogramm mit simulierten Ereignissen unter Berücksichtigung der Ionisationscluster erstellt wurde. Beide Histogramme sind zur besseren Vergleichbarkeit auf das Maximum normiert. Der Einfluß der Clusterstatistik auf die Impulsauflösung ist deutlich zu erkennen. Die rechte Verteilung zeigt eine in zwei Anteile zerlegbare Struktur. Der zentrale Bereich ist mit einer Gaußverteilung verträglich. Für diesen Bereich läßt sich für später in den Analysen durchzuführende kinematische Fits ein statistischer Impulsfehler angeben. Darunter ist allerdings zusätzlich

eine deutlich breitere Verteilung zu erkennen. Die Anzahl an Spuren in dieser breiten “Untergrundverteilung” ist ungefähr so groß wie die schmalere zentrale Verteilung. Während ein Teil von ihnen als zum schmäleren Teil des Signals zugehörig erklärt werden kann, liegt der andere Teil außerhalb der durch eine Gaußanpassung an den schmäleren Teil definierten Impulsfehlerverteilung. Diese Beiträge stören das Konvergenzverhalten von Vertexfits und kinematischen Fits. Daher muß versucht werden, das Auftreten dieser Ausläufer möglichst zu verhindern.

Aus Gleichung 6.5 in Abschnitt 6.2 ist ersichtlich, daß die Fehler der Impulsbestimmung mit den Fehlern der Orts- bzw. Driftzeitmessungen verknüpft sind. Dies gilt unabhängig davon, wie die im Spurfit verwendeten Fehler  $\sigma_{d_i}$ , mit denen die Gewichtsmatrix  $\mathcal{W}$  definiert wird, eingestellt sind. Sind die tatsächlichen Spurpunktfehler gaußverteilt, so gilt dies auch für die Impulsfehler. In der Simulation, die dem linken Histogramm in Abbildung 6.4 zu Grunde liegt, wurden nur gaußverteilte Driftzeitfehler wie in Abschnitt 4.3.2.3 beschrieben

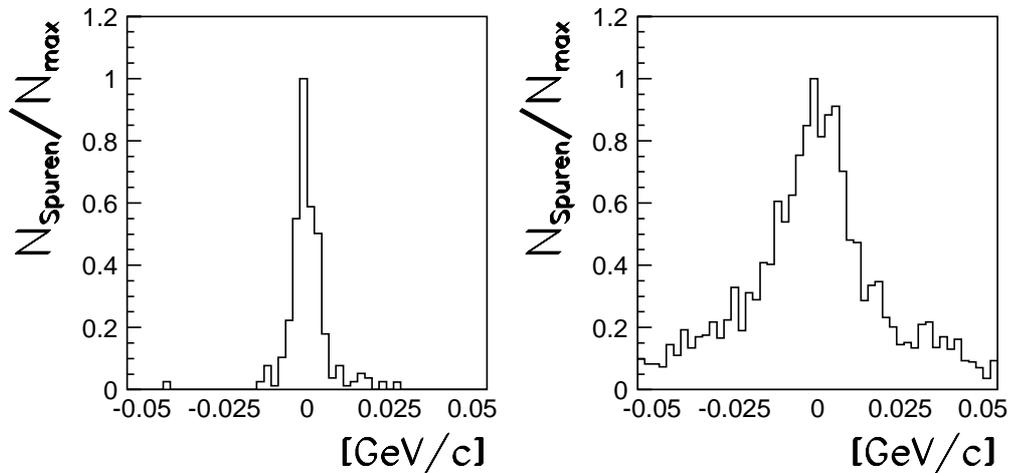


Abbildung 6.4: Impulsresiduen (s. Text) für simulierte Spuren ohne (linkes Histogramm) bzw. mit (rechtes Histogramm) Berücksichtigung der Ionisationsclusterstatistik.

generiert. Entsprechend erhält man auch eine Gaußverteilung für die Impulsresiduen. Damit die in Gleichung 6.8 definierte Funktion  $M$   $\chi^2$ -verteilt ist, sind im Spurfit Ortsfehler  $\sigma_{d_i}$  der Spurfitresiduen zu verwenden, die den bei der Erzeugung der Drahtansprecher verwendeten Driftzeitfehlern entsprechen.

Die Simulation der Ionisationsclusterstatistik führt aber für viele Drahtansprecher zu einer deutlichen Vergrößerung der Driftzeiten, so daß die aus ihnen über die Ort-Driftzeit-Beziehung berechneten Driftradien deutlich vom kürzesten Abstand zwischen Spur und Signaldraht abweichen. Die Spurfitresiduen folgen entsprechend nicht mehr einer Gaußverteilung, sondern zeigen Ausläufer. Der Korrelation zwischen Ortsmessung und Impulsbestimmung folgend führen Spurfits, in die Driftkammerinformationen mit deutlich größeren Abweichungen als die durch die statistischen Fehler angegebenen eingebaut werden, auch zu einer entsprechend großen Abweichung der bestimmten Impulse von den tatsächlichen Werten. So führen die Ausläufer in den Spurfitresiduen zu den im rechten Histogramm zu sehenden Ausläufern der Impulsresiduen.

Während der Spurfit wie auch die Spurfindung die gemessenen Driftzeiten als zum minimalen Abstand (s. Abbildung 4.14) gehörend interpretiert, beziehen sich die Driftzeiten tatsächlich auf den (die) erzeugten Elektronencluster, der (die) für die Erzeugung des Drahtanspre-

chers verantwortlich ist (sind)<sup>5</sup>. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der freien Fluglängen  $l$  zur mittleren freien Weglänge  $\lambda$  zwischen den Elektronenclustern fällt exponentiell ab (s. Gleichung 4.1 in Abschnitt 4.3.2.1). Hierzu korreliert folgen die Abweichungen der wahren Abstände zu den minimalen Abständen ebenfalls einer Exponentialverteilung. Damit entspricht selbst bei eingeschalteter Simulation der Elektronencluster die Driftzeit für die meisten Ansprechere in guter Näherung dem minimalen Abstand der Spur vom Signaldraht. Andere Ansprechere werden jedoch mit Driftzeiten erzeugt, die zu großen Abweichungen des wahren Abstands vom minimalen Abstand führen. Dies gilt umso mehr, desto größer die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  ist. Entfernt man diese Ansprechere aus dem Spurfit, so sollte sich auch die Impulsmessung verbessern.

Wie im folgenden Abschnitt noch zu sehen sein wird, sind die im Spurfit einzustellenden Fehler  $\sigma_{d_i}$  für **CDC** und **FDC** kleiner als  $300 \mu\text{m}$ . Für gaußverteilte Meßfehler dürfen nur weniger als 1% der Messungen um mehr als drei Standardabweichungen vom Mittelwert abweichen. Somit ist die Driftzeitmessung eines Ansprechers auf jeden Fall als schlecht im statistischen Sinne zu definieren, wenn das zugehörige Spurfitresiduum größer als  $3 \cdot 300 \mu\text{m}$  ist. Nach der 1. Iteration des Spurfits werden deshalb diese Ansprechere entfernt, deren Spurfitresiduen deutlich größer sind, als dies die zu erwartenden Residuenfehler  $\sigma_{d_i}$  unter der Annahme einer Gaußverteilung der Driftzeitfehler erlauben würden.

Da ein derartig schlechter Ansprecher im Fit auch die Residuen anderer Ansprechere beeinflusst, werden nicht alle Ansprechere, deren Spurfitresiduen größer als  $3 \cdot 300 \mu\text{m}$  sind, gleichzeitig entfernt. Stattdessen wird der Ansprecher mit dem größten Residuum entfernt, insofern es die notwendige Bedingung übersteigt. Die 1. Iteration des Spurfits wird ohne diesen Ansprecher wiederholt. Verbessert sich die Spurfitprobabilität, so bleibt der Ansprecher entfernt. Der Vorgang wiederholt sich solange, wie noch Ansprechere mit zu großen Residuen auffindbar sind und durch ihre Entfernung die Probabilität vergrößert wird. Verbessert sich durch die Entfernung eines Ansprechers die Probabilität nicht, so wird der Ansprecher

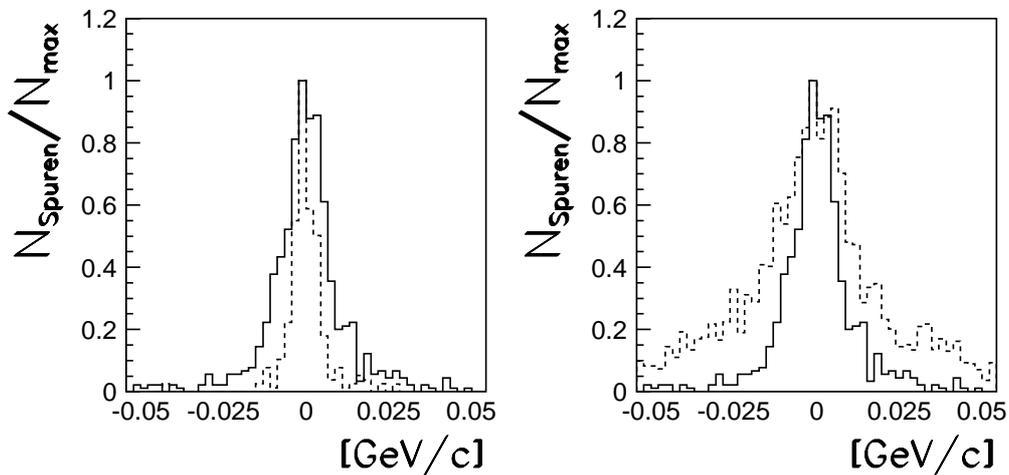


Abbildung 6.5: Impulsresiduen (s. Text) für simulierte Spuren mit Berücksichtigung der Ionisationsclusterstatistik, jedoch nach Entfernen der schlechten Ansprechere aus dem Spurfit. Zum Vergleich ist die Verteilung zweimal gezeigt, und gestrichelt sind die Verteilungen aus Abbildung 6.4 überlagert.

<sup>5</sup>Es sei an die in Kapitel 4 diskutierte Vermutung erinnert, daß im Mittel mehr als ein Elektronencluster zur Bildung des Signals auf dem Nachweisdraht nötig ist.

wieder der Spur hinzugefügt und das Entfernen der schlechten Ansprecher abgebrochen. Der Spurfit wird dann nochmals mit diesem Ansprecher durchgeführt, um das alte Ergebnis vor seiner Entfernung zu reproduzieren.

Nach Abbruch der Ansprecherentfernung wird die 2. Iteration des Spurfits gestartet, in der die Vielfachstreuung, wie in Abschnitt 6.4 beschrieben, berücksichtigt werden.

Das Ergebnis der Überarbeitung des Spurfits zeigt die Abbildung 6.5. Die Verbesserung der Impulsbestimmung ist augenscheinlich. Es wird zwar nicht die Impulsauflösung erreicht, die ohne Vorhandensein der Ionisationsclusterstatistik möglich wäre, jedoch verschwinden die von einer gedachten Gaußverteilung abweichenden Ausläufer nahezu vollständig. Zudem ist die erhaltene Verteilung schmaler als der gaußförmige Anteil der Impulsresiduen des rechten Histogramms in Abbildung 6.4.

Es sei angemerkt, daß der beschriebene Algorithmus zur Entfernung schlechter Ansprecher nicht nur den Einfluß der Ionisationsclusterstatistik verringert. Zudem werden auch Drahtansprecher, die fälschlicherweise einer Spur zugeordnet oder für die Fehlentscheidungen bei der Seitenwahl getroffen wurden, wirkungsvoll aus dem Spurfit entfernt.

Der im Spurfit zu bestimmende Spurparametervektor  $\vec{x}$  (s. Abschnitt 6.2) beinhaltet nicht nur den Teilchenimpuls. Die erreichten Verbesserungen der Impulsbestimmung, wie sie hier dokumentiert werden, gelten jedoch in gleicher Weise auch für die anderen Parameter, durch

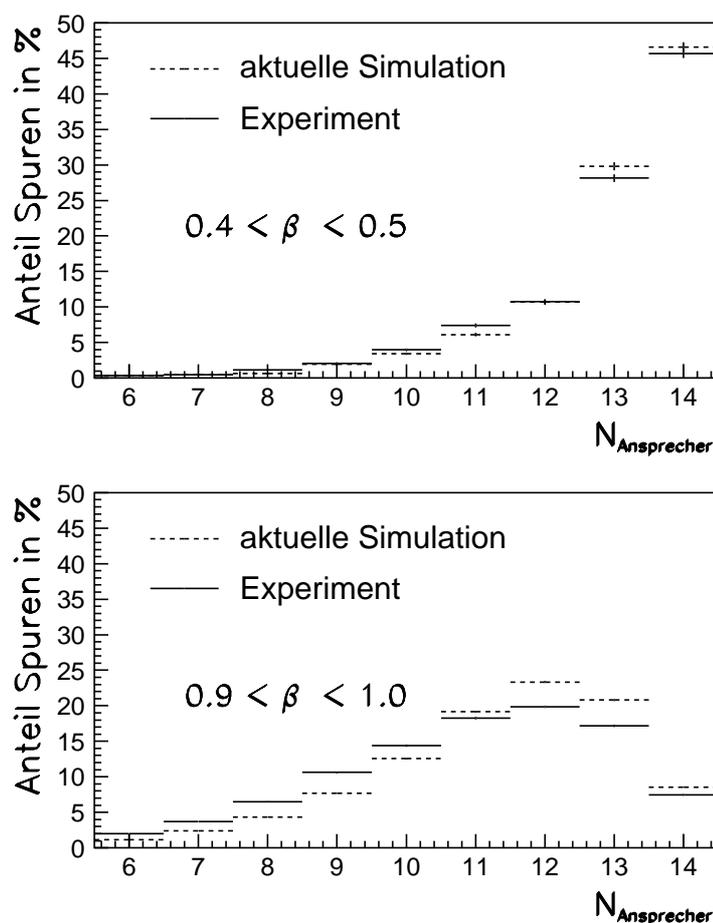


Abbildung 6.6: Ansprecherverteilungen nach Entfernen der schlechten Ansprecher aus dem Spurfit als Funktion von  $\lambda(\beta)$ . Zur Erzeugung dieser Verteilungen wurden für die betrachteten Spuren innerhalb des Spurfits nur die Ansprecher aus der zentralen Driftkammer CDC verwendet.

die die Teilchenkinematik festgelegt wird.

Es stellt sich jedoch die Frage, ob die für die Simulation erreichten Verbesserungen auch auf die experimentellen Spuren übertragbar sind. Neben einigen weiteren Histogrammen in den folgenden Abschnitten, die dieses belegen, sind hier in den Abbildungen 6.6 und 6.7 die Ansprecherverteilungen nach Entfernen der schlechten Ansprecher aus dem Spurfit gezeigt. Wie bereits in Abschnitt 4.4.3 werden für jede Spur die ihr zugeordneten Drahtansprecher,

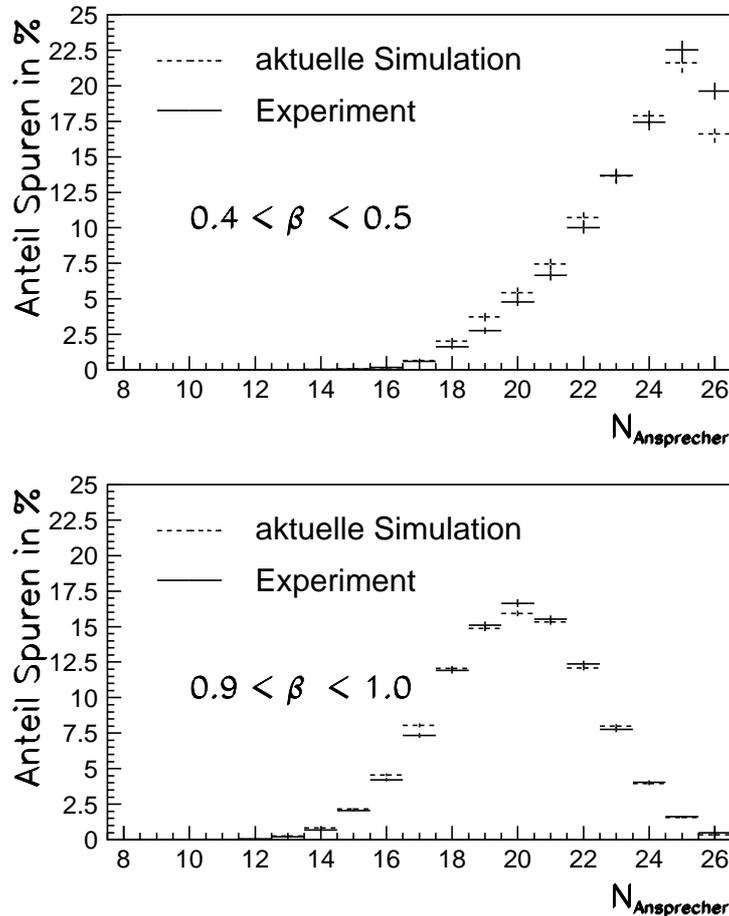


Abbildung 6.7: Ansprecherverteilungen nach Entfernen der schlechten Ansprecher aus dem Spurfit als Funktion von  $\lambda(\beta)$ . Hier wurden nur die Spuren betrachtet, für die im Spurfit sowohl Ansprecher aus der zentralen Driftkammer **CDC** als auch der Vorwärtsdriftkammer **FDC** vorlagen.

hier jedoch nach Abzug der entfernten Ansprecher, gezählt. Da die mittlere freie Weglänge  $\lambda(\beta)$  mit der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  zunimmt, ist zu erwarten, daß umso mehr Ansprecher verworfen werden, desto größer  $\beta$  ist. Daher wurden die Ansprecherverteilungen wie in Abschnitt 4.4.3 als Funktion von  $\beta$  betrachtet. Tatsächlich zeigt sich der erwartete Effekt. Die gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment spricht dafür, daß die effektive Behandlung der Signalerzeugung innerhalb der neuentwickelten Simulation, wie sie in Kapitel 4 beschrieben wurde, der experimentellen Situation im Hinblick auf die Spurrekonstruktion ausreichend Rechnung trägt. Dies wird auch durch die Beobachtungen, die in den nächsten Abschnitten vorgestellt werden, unterstützt.

Eine weitere Aufbaustufe der Ansprecherentfernung, die nach Durchlaufen der oben beschrie-

benen Methode durchgeführt wird, aber für die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse nicht mehr zum Einsatz kam, verwirft die Ansprechere nicht jeweils einzeln, um eine Verbesserung der Spurfitprobabilität zu erreichen, sondern testet zusätzlich, nachdem das Verwerfen einzelner Ansprechere nicht mehr zum gewünschten Erfolg führt, ob ein gleichzeitiges Entfernen mehrerer Ansprechere mit schlechten Residuen größer als  $3 \cdot 300 \mu\text{m}$  zu einer weiteren Verbesserung der Probabilitäten führt. Eine erneute Rekonstruktion der experimentellen Daten mit dieser zusätzlichen Spurfitverbesserung ist in Arbeit.

## 6.9 Fehlerrechnung

In Abschnitt 6.3 wurde die  $\chi^2$ -Funktion  $M$  eingeführt. Die Fehler  $\sigma_{d_i}$  der Spurfitresiduen wurden so eingestellt, daß die für  $M$  definierte Probabilität einer Gleichverteilung möglichst nahe kommt (s. unten).

Da sowohl die Vielfachstreufehler als auch die Ionisationsclusterstatistik, die beide einen großen Einfluß auf den Spurfit haben, von der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  abhängen, wurde die Einstellung der Residuenfehler als Funktion von  $\beta$  durchgeführt. Weil die Residuenverteilungen der Ansprechere aus der Vorwärtsdriftkammer **FDC** breiter als die der Ansprechere aus der zentralen Driftkammer **CDC** sind, wurden in einem ersten Schritt die **FDC**-Ansprechere im Spurfit nicht verwendet. Die erhaltenen Probabilitäten sind damit unmittelbar mit den Spurfitresiduen der **CDC**-Ansprechere verknüpft. Innerhalb der **CDC** zeigte sich in den Residuenverteilungen keine Abhängigkeit von der Lagenummer. Daher wurden für alle **CDC**-Lagen die gleichen Fehler  $\sigma_{d_i} \equiv \sigma_d$  eingestellt.

Für den späteren Vergleich mit simulierten Daten wurde die Einstellung der Residuenfehler an vorselektierten experimentellen Ereignissen zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  vorgenommen. Für Spuren, für die mit Hilfe von zuordnbaren **TOF**-Ansprechern eine eindeutige Entscheidung über die Art der Teilchen, durch die die Spuren erzeugt wurden, getroffen wurde, wurde aus der Teilchenmasse und dem im Spurfit ermittelten Teilchenimpuls die Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  berechnet.

Wie Abbildung 6.8 zeigt, kann die flache Probabilitätsverteilung in sowohl Experiment als auch Simulation nur für einen Teil der Spuren erreicht werden. Der andere Teil besitzt kleine Probabilitäten in der Nähe von 0. Diese Spuren enthalten auch nach der Entfernung der den Fit störenden Ansprechere immer noch eine statistisch erhöhte Anzahl an Ansprechern mit Spurfitresiduen, die verglichen zu den eingestellten Residuenfehlern zu groß sind. Auf die große Anzahl an Einträgen bei den kleinsten Probabilitäten wird noch einzugehen sein.

Die für die experimentellen Spuren eingestellten Residuenfehler sind in Abbildung 6.9 als durchgezogene Kurve zu sehen. Für die simulierten Daten führt diese Kurve nur für  $\beta > 0.6$  zu den flachen Probabilitätsverteilungen, wie sie in Abbildung 6.8 zu sehen sind. Für  $\beta < 0.6$  wird für die simulierten Spuren ein konstanter Residuenfehler von  $\sigma_d = 150 \mu\text{m}$  verwendet. Dieses unterschiedliche Verhalten von Simulation und Experiment in Bezug auf die Spurfitprobabilitäten wird im folgenden erklärt. Da die für die simulierten Spuren verwendete Kurve leichter zu verstehen ist, wird diese zuerst diskutiert.

Die Spurfitresiduen  $r$  wurden in Abschnitt 6.3 als Differenz  $d - d_{fit}$ , gebildet aus den Spur-Draht-Abständen  $d$  und  $d_{fit}$ , definiert.  $d$  ist der Abstand, der über die Ort-Driftzeit-Beziehung aus der Driftzeit berechnet wird, und  $d_{fit}$  der Abstand des in der Spurfindung berechneten Spurpunkts von der durch den Fit korrigierten Spurpunktmessung. Arbeitet

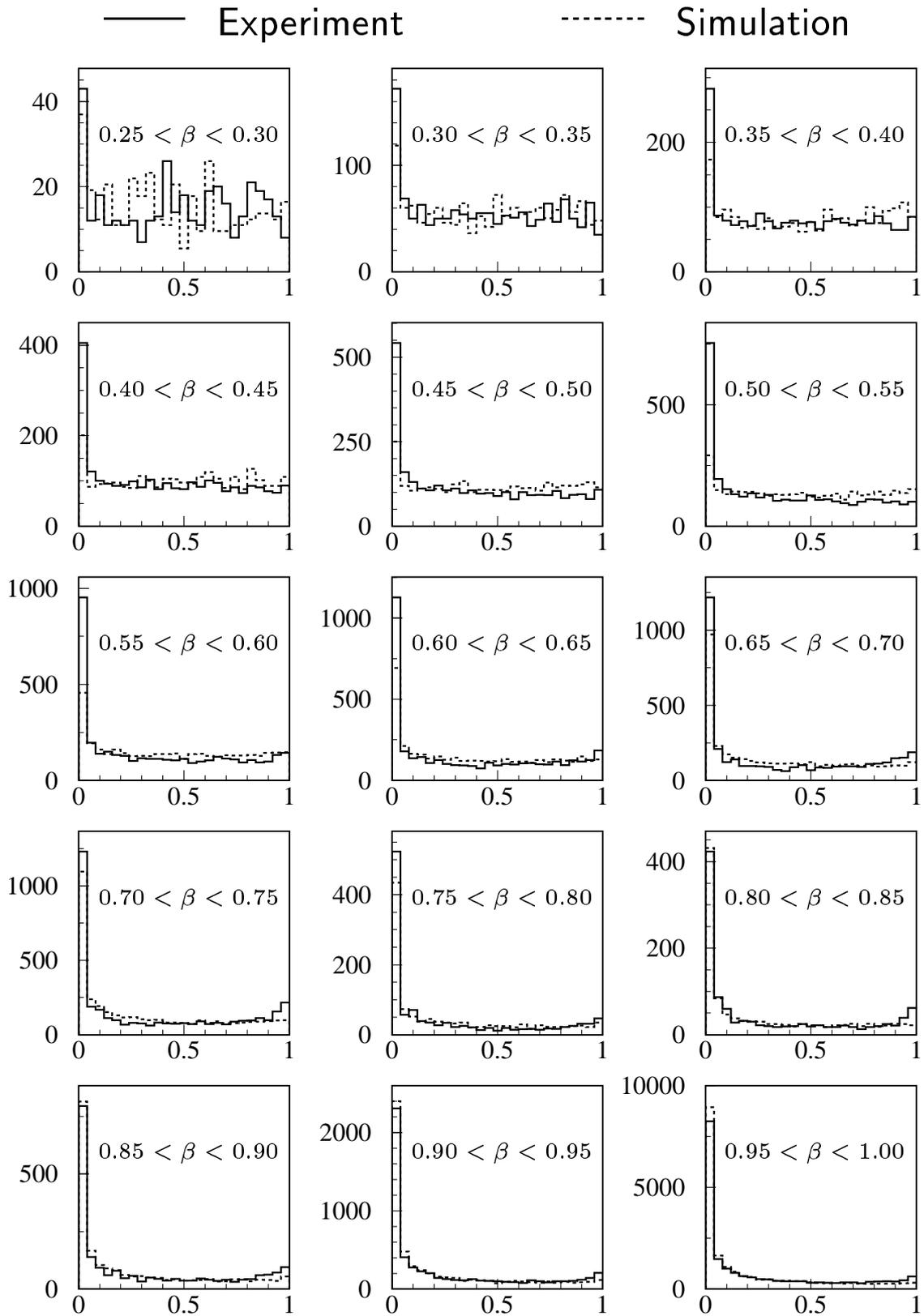


Abbildung 6.8: Spurfitprobabilitäten nach Einstellung der Spurfitresiduenfehler  $\sigma_d$  für Simulation und Experiment in Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit  $\beta = v/c$  für die im April 1997 genommenen Daten. Im Spurfit wurden nur die Ansprecher der zentralen Driftkammer **CDC** verwendet.

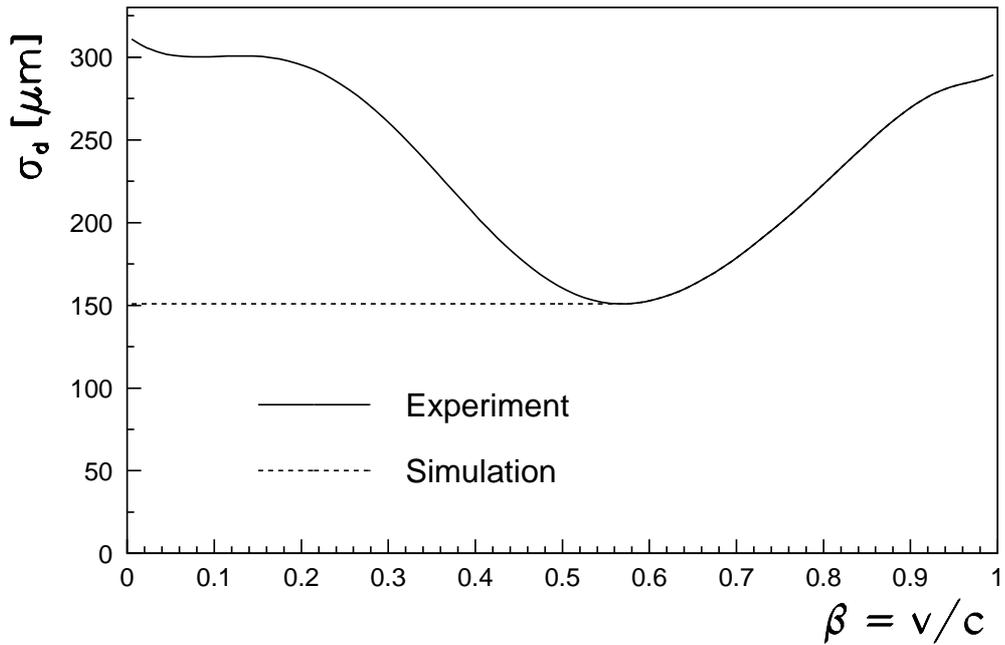


Abbildung 6.9: Die im Spurfitt für die CDC-Ansprecher verwendeten Residuenfehler  $\sigma_d$  als Funktion der Teilchengeschwindigkeit  $\beta = v/c$ . Für  $\beta < 0.6$  werden in Simulation und Experiment voneinander verschiedene Residuenfehler benutzt.

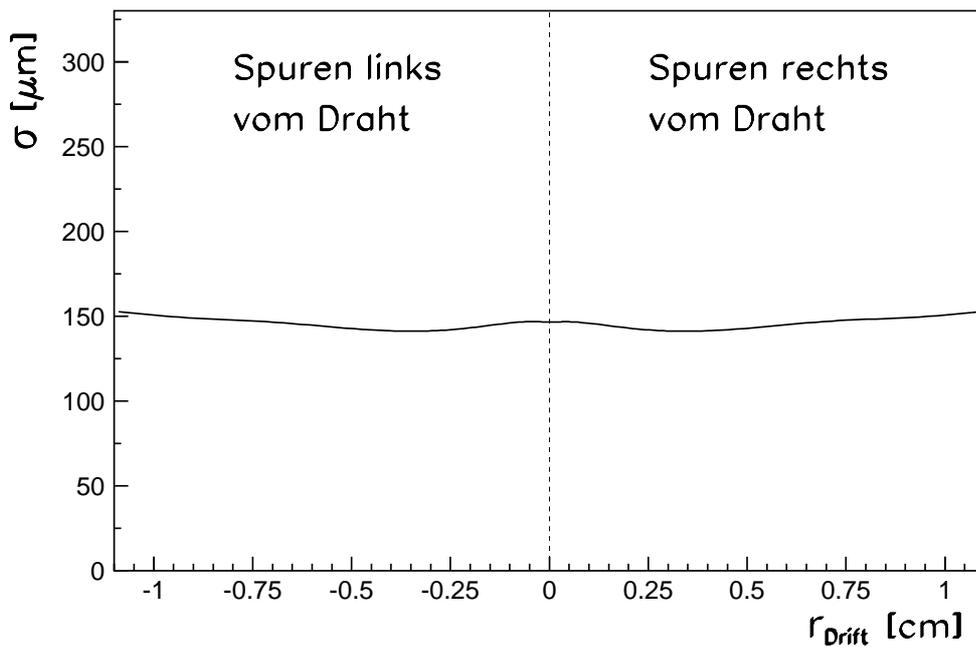


Abbildung 6.10: Fehler der Abstandsmessung, der sich über die bekannte Driftgeschwindigkeit aus dem in Abbildung 4.26 gezeigten Gesamtfehler der Driftzeitmessung ergibt.

der Spurfitt aus mathematischer und informatischer Sicht fehlerlos und gelingt auch die Umrechnung der Driftzeit in den Spur-Draht-Abstand in Spurfindung und Spurfitt ohne Fehler, so sollte für die Spurfittresiduen  $r = 0$  gelten. Bleibt in der tatsächlichen Anwendung des Spurfitts seine Arbeitsweise näherungsweise fehlerlos, so sollte die Verteilung der Residuen allein durch die in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Einflüsse auf die Driftzeitmessung gegeben

sein.

In Abschnitt 4.3.2.4 wurde erläutert, daß die gemessenen Driftzeiten auch nach der  $t_0$ -Korrektur noch nicht mit den Abständen zwischen Spur und Draht verknüpft sind. Zusätzlich beinhalten sie noch von Spur zu Spur verschiedene Signallauf- und Flugzeiten. Daher werden die Driftzeiten im Spurfit entsprechend korrigiert. Da die Flugzeiten von der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  abhängen, geschieht diese Korrektur wie auch die Berücksichtigung der Vielfachstreuung (s. Abschnitt 6.4) erst während der 2. Iteration des Spurfits.

Wird in der Simulation die Ionisationsstatistik ausgeschaltet, so ist die Verteilung der Spurfitresiduen nach der Flug- und Signallaufzeitkorrektur der Driftzeiten abgesehen von Rekonstruktionsfehlern nur noch mit den in Abschnitt 4.3.2.3 diskutierten Driftzeitfehlern korreliert. Rechnet man mit Hilfe der in Abbildung 4.25 gezeigten Driftgeschwindigkeit den Gesamtfehler der Driftzeitmessung in Abbildung 4.26 in einen Ortsfehler um, so erhält man die Abbildung 6.10. Während der Driftzeitfehler eine große Abhängigkeit vom Abstand  $r_{Drift}$  der Elektronencluster vom Signaldraht zeigt, ist dies für den sich daraus ergebenden Ortsfehler nicht der Fall. Er beträgt über die gesamte Driftzelle nahezu konstant  $150 \mu m$ . Wegen dieser Konstanz müssen die Residuenfehler  $\sigma_d$  auch nicht als Funktion vom Abstand  $d$  der Spur vom Signaldraht betrachtet werden.

Für  $\beta < 0.6$  werden die Driftzeiten auf Grund der Ionisationsstatistik noch nicht merklich vergrößert, so daß der für die simulierten Daten eingestellte Residuenfehler  $\sigma_d$  selbst bei simulierter Ionisationsstatistik tatsächlich konstant und von der Größenordnung des erwarteten Ortsfehlers von  $150 \mu m$  ist, wie aus Abbildung 6.9 ersichtlich ist (gestrichelte Linie). Bei ausgeschalteter Ionisationsstatistik bleibt der einzustellende Residuenfehler auch für  $\beta > 0.6$  bei  $\sigma_d = 150 \mu m$ . Mit Simulation der Ionisationsstatistik folgen die für die Simulation eingestellten Residuenfehler  $\sigma_d$  der für die experimentellen Spuren bestimmten Kurve. Die Fehler steigen ab dem Minimum bei  $\beta = 0.6$  zu größeren  $\beta$  hin an. Das in Abschnitt 6.8 beschriebene Entfernen der Ansprechere, deren Spurfitresiduen nicht mit den durch  $\sigma_d$  vorgegebenen Gaußverteilungen verträglich sind, reduziert lediglich die nichtgaußischen Ausläufer der Residuenverteilungen. Die Vergrößerung der Driftzeiten durch die Ionisationsstatistik führt aber zudem zu einer Verbreiterung der Residuenverteilungen. Dem folgend müssen also auch die Residuenfehler größer eingestellt werden. Der beginnende Anstieg bei  $\beta = 0.6$  in Abbildung 6.9 ist konsistent zum Beginn des starken Anstiegs der mittleren freien Weglänge  $\lambda(\beta)$  in Abbildung 4.19 bzw. dem beginnenden Abfall der Drahtlageneffizienz in Abbildung 4.49.

Es verbleibt zu klären, warum die experimentellen Residuenfehler für  $\beta < 0.6$  von der für die Simulation verwendeten Kurve abweichen, die für  $\beta < 0.6$  konstant verläuft. Vorab sei ausdrücklich gesagt, daß die Probabilitäten für die experimentellen Daten für  $\beta < 0.6$  deutlich schlechter würden, wenn man für sie in diesem Bereich den für die Simulation gültigen Fehler  $\sigma_d = 150 \mu m$  verwenden würde. Die flache Verteilung der Probabilitäten (mit Ausnahme des ersten Bins) war für die experimentellen Daten nur mit der in Abbildung 6.9 zu sehenden durchgezogenen Kurve zu erreichen. Die Beobachtung, daß diese Kurve mit geringer werdender Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  ansteigt, deutet auf die Vielfachstreuung als Ursache hin. Wie in Abschnitt 6.4 beschrieben, werden im Spurfit die Vielfachstreuungfehler  $t_{y_i}$  und  $t_{z_i}$  zwischen aufeinanderfolgenden Spurpunkten  $\vec{r}_{i-1}$  und  $\vec{r}_i$  benötigt. Die Entfernung  $L_i$  zwischen den Spurpunkten, die zu Drahtansprechern aus verschiedenen Nachweislagen gehören, ist so klein, daß die Annahme von ausreichend vielen Streuprozessen entlang dieser Strecke für die Anwendung von Gleichung 6.9 nicht erfüllt ist. Selbst die Annahme von gaußverteilten Vielfachstreuungfehlern zu einer gegebenenfalls anderen Breite ist nicht gerecht-

fertigt. Stattdessen müßten die einzelnen Comptonstreuungsprozesse, deren Anzahl entlang der Strecke  $L_i$  einer Poissonverteilung folgt, simuliert und daraus die jeweiligen Streufehler (und eigentlich auch Versetzungsfehler) bestimmt werden. Während in den neueren Versionen des Simulationspakets **GEANT** [GEAN83] die Vielfachstreuung auch in dieser exakten Weise behandelt wird, ist dies in der im **SAPHIR**-Experiment verwendeten Version 2.0 (s. auch Abschnitt 4.1) nicht der Fall. Die exakte Behandlung würde zu nicht gaußverteilten Streufehlern mit Ausläufern zu großen Fehlern hin führen. Im Mittel sind die über die Einzelstreuungen berechneten Fehler auch größer als die für die Vielfachstreuung berechneten. Die in Abschnitt 6.4 erläuterte Behandlung der Vielfachstreufehler im Spurfit arbeitet aber nur mit gaußverteilten Vielfachstreufehler statistisch korrekt. Der vergrößerte Streufehler aus den Einzelstreuungen führt zu einer Verbreiterung der einzustellenden Residuenfehler  $\sigma_d$ . Die Ausläufer zu großen Streufehlern hin, die für die experimentellen Spuren vorhanden sind, führen für diese zu einer erhöhten Anzahl an Spuren mit Wahrscheinlichkeiten im Bereich von Null. Während für  $\beta > 0.7$  die Anzahl der Einträge in diesem Bereich für Simulation und Experiment ungefähr übereinstimmen, die schlechten Wahrscheinlichkeiten also auf Resteffekte der offensichtlich in Simulation und Experiment ähnlichen mittleren freien Weglänge zwischen den Ionisationsclustern zurückzuführen ist, unterscheiden sich die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für  $\beta < 0.6$  im ersten Bin ( $P(\chi^2) \approx 0$ ) deutlich. Außer für die aller kleinsten  $\beta$ , die zu Protonspuren mit sehr kleinen Teilchenimpulsen gehören, führt die Simulation für  $\beta < 0.6$  zu merklich weniger Spuren mit Wahrscheinlichkeiten im ersten Bin.

Bis auf die beschriebenen Unterschiede, die auf eine unterschiedliche Behandlung der Vielfachstreuung zurückzuführen sind, verhält sich die Simulation auch auf der Spurfitenebene ähnlich zum Experiment, während in [Lind93] noch auf die große Abweichung der Spurfitwahrscheinlichkeiten in Simulation und Experiment hingewiesen wurde. Die zu Beginn dieser Arbeit noch nicht abgestellten Unterschiede zwischen Simulation und Experiment im Spurfit zusammen mit der Feststellung, daß die nach der Akzeptanzrechnung erhaltenen Wirkungsquerschnitte zu einigen Reaktionen um bis zu einem Faktor 2 von bereits in anderen Experimenten gemessenen Daten abwichen (s. Abschnitt 4.1), waren der Auslöser für das genaue Studium der Driftkammer, die in die Neuentwicklung der Driftkammersimulation, wie sie in Kapitel 4 beschrieben wird, mündete.

Wie oben diskutiert, wurden für die zentrale Driftkammer **CDC** die Residuenfehler  $\sigma_d$  an Hand der Spurfitwahrscheinlichkeiten abhängig von der Teilchengeschwindigkeit  $\beta = v/c$  zwischen  $150 \mu\text{m}$  und  $300 \mu\text{m}$  bestimmt. Sie sind als Fehler der Ortsmessung senkrecht zu den Nachweisdrähten zu interpretieren. Nach Einstellung der Residuenfehler für die **CDC** waren die entsprechenden Fehler für die Vorwärtsdriftkammer **FDC** zu bestimmen. Hierzu wurden dann auch die **FDC**-Ansprecher in den Spurfit genommen. Unabhängig von der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  und der **FDC**-Lagennummer führte ein **FDC**-Residuenfehler von konstant  $300 \mu\text{m}$  zu flachen Wahrscheinlichkeitsverteilungen (unter Vernachlässigung des ersten Bins).

In Abschnitt 5.3.7 wurden Ortsauflösungen zwischen  $200 \mu\text{m}$  und  $400 \mu\text{m}$  angegeben für den Fall, daß die Ionisationsstatistik sowie die Flug- und Signallaufzeiten nicht simuliert werden. Im Spurfit sind jedoch Ortsauflösungen in dieser Größenordnung auch mit Simulation beider Effekte zu erwarten, wenn man die gemessenen (bzw. simulierten) Driftzeiten um die Flug- und Signallaufzeiten korrigiert sowie die Ansprecher, deren Driftzeitmessungen stark durch die Ionisationsstatistik verzerrt wurden, aus dem Spurfit entfernt. Somit ist der im Spurfit eingestellte **FDC**-Residuenfehler von konstant  $300 \mu\text{m}$  konsistent zur Spurpunktauflösung in Abschnitt 5.3.7. Eine Lagenabhängigkeit der Spurfitresiduen wurde nicht beobachtet.

Wie weiter oben diskutiert wurde, hängen die **CDC**-Fehler von der Teilchengeschwindigkeit

$\beta$  ab. Da  $\beta$  aber erst nach der 1. Iteration des Spurfits bekannt ist, werden die hier diskutierten Residuenfehler auch erst in der 2. Iteration des Spurfits verwendet. In der 0. und 1. Iteration des Spurfits wird für alle Drahtansprecher ein Fehler von  $333 \mu\text{m}$  verwendet. Dieser Wert kam auch in allen früheren Analysen zum Einsatz.

Abschließend zur Diskussion der im Spurfit verwendeten Residuenfehler sei erwähnt, daß sich deutlich schlechtere Spurfitprobabilitäten als die in Abbildung 6.8 gezeigten ergeben würden, wenn im Spurfit nicht die weiter oben angesprochene Flug- und Signallaufzeitkorrektur der Driftzeiten durchgeführt würde. Dies gilt gleichermaßen für die experimentellen Daten und die in den Physikanalysen verwendete Simulation, die die Flug- und Signallaufzeiten berücksichtigt.

Bisher wurden nur die Fehler auf der Seite der Ortsmessungen diskutiert. Es stellt sich nun die Frage, ob aus der Fortpflanzung dieser Fehler auch die Fehler der bestimmten Spurparameter richtig erhalten werden. Dies ist deswegen von Interesse, weil die Spurfitergebnisse in den nachfolgenden Rekonstruktions- und Analyseschritten weiterverwendet werden, der Spurfit aber auch nach Entfernung der schlechtesten Ansprecher mit teilweise nicht gaußverteilten Meßfehlern arbeiten muß, wie aus den hohen Einträgen bei kleinen Spurfitprobabilitäten in Abbildung 6.8 abgelesen werden kann.

Für simulierte Daten gibt es zwei Möglichkeiten, die Fehler der über den Fit bestimmten Spurparameter zu ermitteln. Der eine bestimmbare Fehler ergibt sich aus den Quadratwurzeln der Diagonalelemente der durch Gleichung 6.5 definierten Kovarianzmatrix  $\text{cov}(\vec{x})$ . Diese Kovarianzmatrix wird auch für die experimentellen Spuren berechnet und bildet die Grundlage für alle Berechnungen zur Fehlerfortpflanzung in späteren Vertexfits und kinematischen Fits. Nur für die simulierten Spuren kann zudem auch ein Fehler durch Anpassung einer Gaußverteilung an die Spurparameterresiduen ermittelt werden, wobei diese Residuen wie in Abschnitt 6.8 durch die Differenz des generierten und dem durch den Spurfit erhaltenen Wert gebildet werden.

Die beiden unabhängig voneinander bestimmbaren Fehler können miteinander verglichen werden. Abbildung 6.11 zeigt dies beispielhaft für die ermittelten Impulse.

Da der Teilchenimpuls, und nicht die Teilchengeschwindigkeit, eine direkte Meßgröße des Spurfits darstellt, werden die Spurparameterauflösungen üblicherweise als Funktion des Teilchenimpulses wiedergegeben. Für den Teilchenimpuls gibt man zudem nicht den Fehler selber, sondern den relativen Impulsfehler an. Die über die Gaußanpassungen an die Impulsresiduen bestimmten Impulsfehler  $\Delta p$  werden als Funktion des Teilchenimpulses ermittelt und daraus der relative Impulsfehler  $\Delta p/p$  errechnet. Aus der Kovarianzmatrix erhält man für jede Spur zunächst den Fehler  $\Delta(1/p)$  zum Spurparameter  $1/p$ . Über Fehlerfortpflanzung nach Gauß ergibt sich für jede Spur der relative Impulsfehler aus  $\Delta p/p = \Delta(1/p)/(1/p)$ . Die relativen Impulsfehler werden über alle Spuren zum gleichen Impulsintervall gemittelt. Die so erhaltenen relativen Impulsfehler sind in Abbildung 6.11 gezeigt. Offensichtlich führen die Spurfitresiduenfehler  $\sigma_d$ , die wie in Abbildung 6.9 eingestellt wurden, zu einer selbstkonsistenten Impulsfehlerberechnung. Dabei meint selbstkonsistent, daß sich die auf die beiden unterschiedlichen Wege bestimmten Impulsfehler entsprechen.

Da die Spurpunktmeß- und Vielfachstreuungfehler von der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  abhängen, wurde der Vergleich der Gaußanpassungen mit den Kovarianzfehlern auch nach Teilchensorte getrennt untersucht. Es zeigte sich für alle Teilchenarten eine gute Übereinstimmung. Dies liegt an den verwendeten Residuenfehlern, die entgegen früherer Verfahrensweisen nun nicht mehr als konstant, sondern von  $\beta$  abhängig angenommen werden (s. Abbildung 6.9).

Auch für die übrigen vier Spurparameter wurde die Übereinstimmung der Standardabweichungen

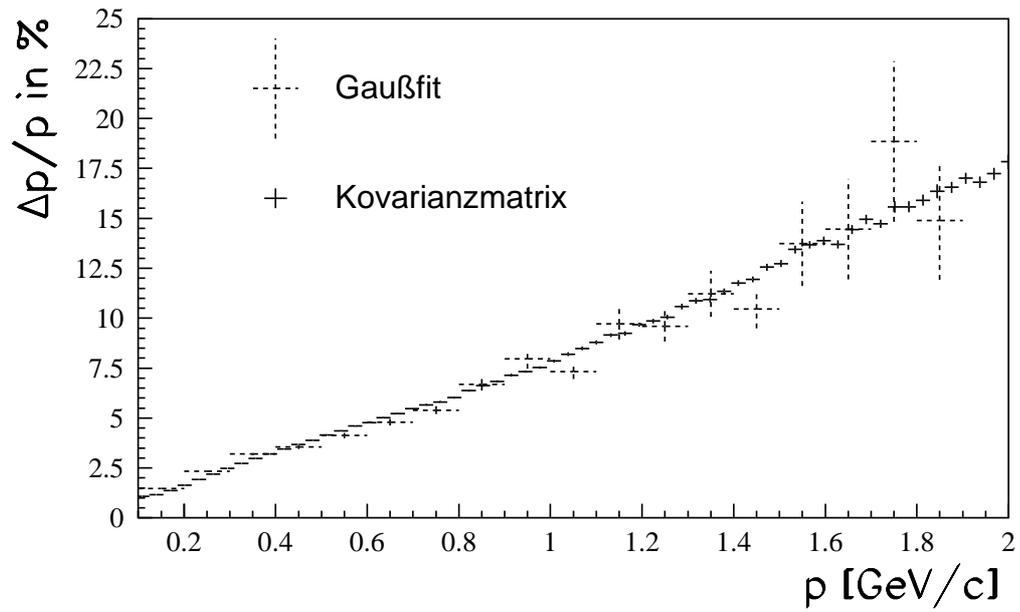


Abbildung 6.11: Impulsaufösungen bestimmt aus der Kovarianzmatrix zum Spurfit bzw. den Standardabweichungen aus Gaußanpassungen an die Spurfitresiduenfehler.

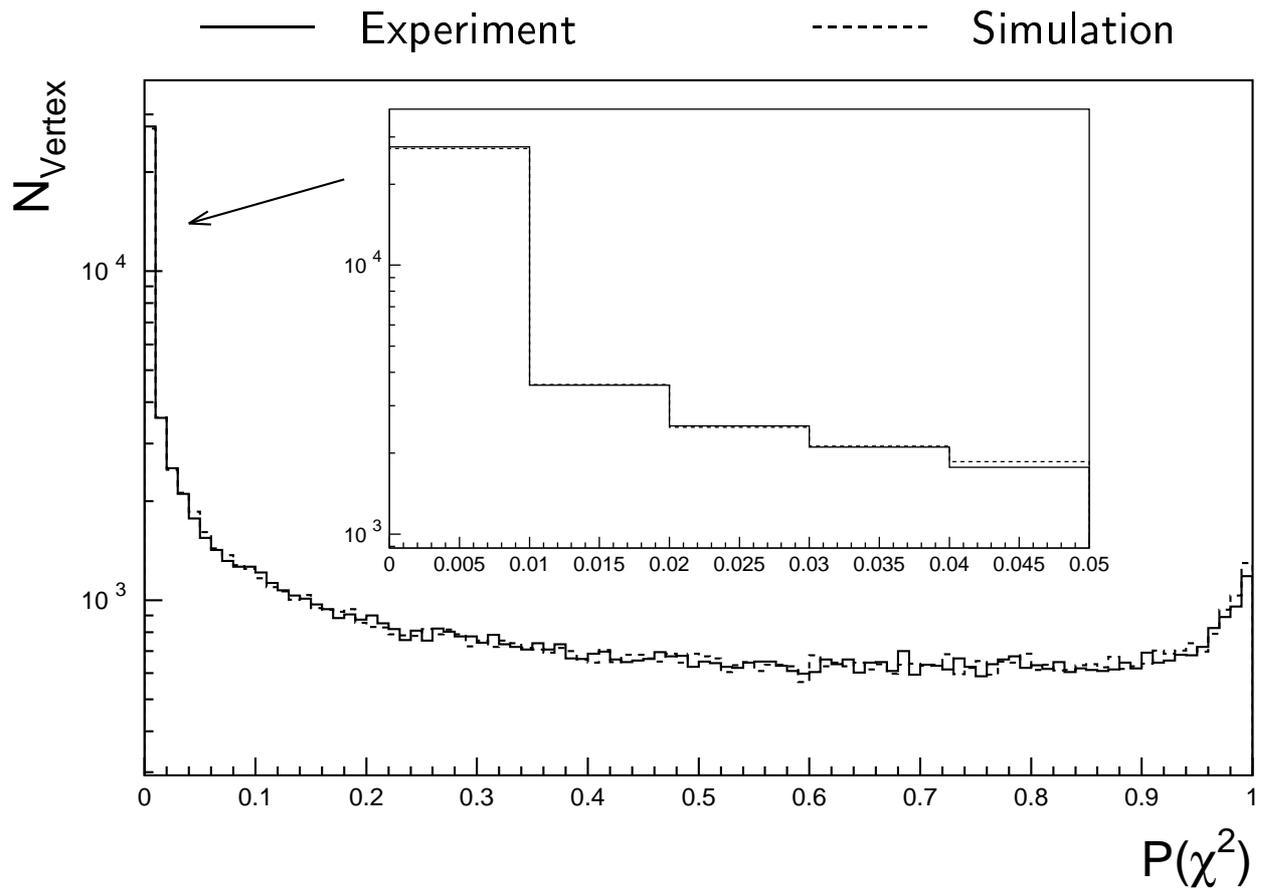


Abbildung 6.12: Primärvertexfitprobabilitäten zu vorselektierten Ereignissen der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ . Simulation und Experiment zeigen eine sehr gute Übereinstimmung.

chungen der Gaußfits mit den über alle Spuren gemittelten Kovarianzfehlern geprüft. Die Übereinstimmungen sind ähnlich gut.

Der angestellte Vergleich der über die zwei verschiedenen Methoden bestimmten Spurparameterfehler ersetzt die Untersuchung der sogenannten Pull-Größen (s. z.B. bei [Bran74]), die nur dann Sinn macht, wenn die Meßfehler gaußverteilt sind. Dann sind die Pull-Größen quantitativ interpretierbar und geben Aufschluß über die Richtigkeit der angenommenen Meßfehler, in diesem Fall also der Residuenfehler. Auf die Untersuchung dieser Größen wurde verzichtet, da die Voraussetzung von gaußverteilten Fehlern nicht ausreichend erfüllt ist. Zur Dokumentation, wie sich die für den Spurfit eingestellten Fehler fortpflanzen, ist in Abbildung 6.12 für die verwendeten vorselektierten Ereignisse zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  exemplarisch die Probabilitätsverteilung zum Primärvertexfit gezeigt. Wie die Spurfitprobabilitäten zu diesen Ereignissen ist auch hier eine über weite Bereiche flache Verteilung zu sehen. Es bleibt der auch für die Spuren beobachtete Rückwärtspeak. Die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment ist sehr gut. Man beachte dabei die für die Ordinate gewählte logarithmische Skala.

## 6.10 Die erreichte Spurparameterauflösung für die Datennahme 1997/1998

Zum Abschluß der Darstellung des Spurfits verbleibt die Diskussion der erreichten Auflösung für die einzelnen bestimmten Spurparameter. Wie in Abschnitt 6.2 bereits beschrieben, werden die Spurparameter nach Beendigung des Spurfits zur Weiterverwendung in den anschließenden Vertexfits und kinematischen Fits in das Omega-System umgerechnet (s. Gleichungen 6.7 in Abschnitt 6.2). Entsprechend werden in diesem Abschnitt die Spurparameterauflösungen auch für dieses System angegeben. Zu diesem Zweck wurden die Fehler verwendet, die sich aus der Kovarianzmatrix ergeben, und die erhaltenen Fehler über alle Spuren gemittelt.

In Abbildung 6.13 ist der relative Impulsfehler  $\Delta p/p$  als Funktion von  $p$  zu sehen, der wie Ende des letzten Abschnitts beschrieben, aus den Kovarianzfehlern zum Spurparameter  $1/p$  bestimmt wurde.

Es ist deutlich zu erkennen, daß die Impulsauflösung durch die Mitberücksichtigung der **FDC**-Meßinformationen wesentlich verbessert wird.

Für Spuren, die ohne Verwendung der **FDC**-Ansprecher gefittet wurden, hängt die Auflösung von der Masse der Teilchen ab. Der Grund hierfür sind die von der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  abhängenden Residuenfehler  $\sigma_d^{CDC}$  der **CDC**-Ansprecher. Die Impulsauflösung wie auch die aller anderen Spurparameter zeigen aber erwartungsgemäß keinerlei Abhängigkeit von der Ladung (hier nicht gezeigt). Die für die Pionen eingezeichneten Kurven in Abbildung 6.13 wie auch in den folgenden Abbildungen enthalten daher positive wie negative Pionen.

Sind die Spuren mit den **FDC**-Ansprechern gefittet worden, so dominieren diese die Vermessung der Vertikalkomponente  $p_y$ . Zusammen mit den von  $\beta$  unabhängigen Residuenfehlern  $\sigma_d^{FDC} = 300 \mu\text{m}$  ergibt sich eine Impulsauflösung, die nahezu unabhängig von der Teilchensorte ist.

Es wurde bereits früher erläutert, daß der Spurfit ohne die Entfernung der schlechtesten Ansprecher (s. Abschnitt 6.8) für die Spurparameter ungenauere Ergebnisse liefert. Um dies quantifizieren zu können, wurden die Impulsaufösungen auch für diesen Fall bestimmt. Für

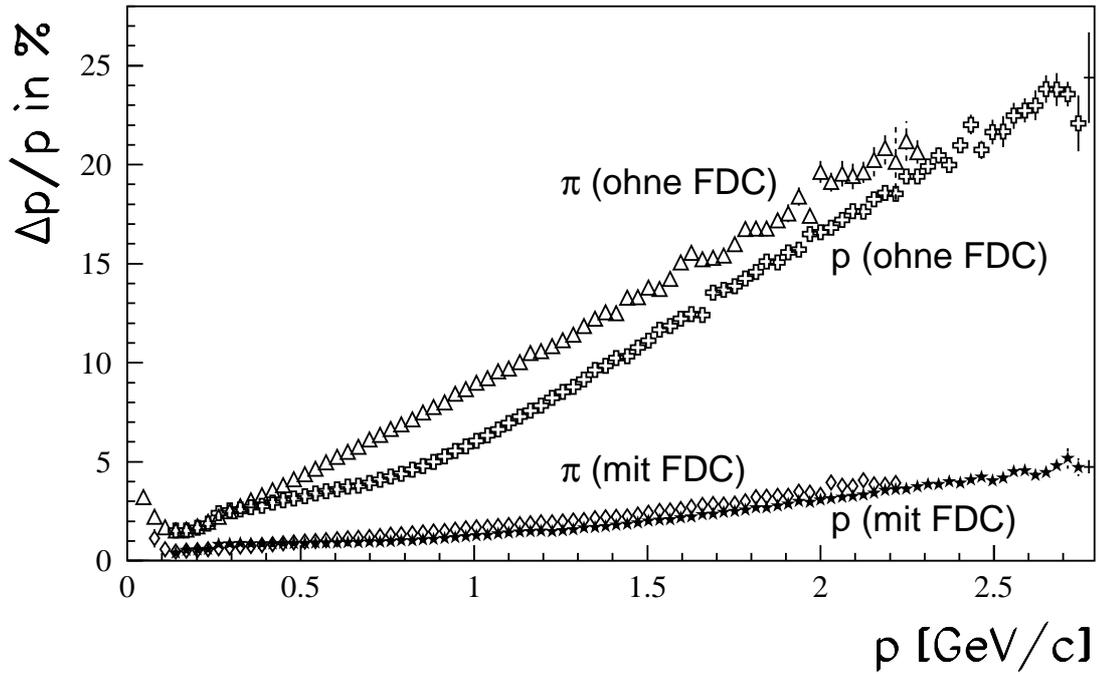


Abbildung 6.13: Impulsauflösung  $\Delta p/p$  als Funktion des Teilchenimpulses  $p$ .

Spuren, deren **FDC**-Meßinformationen im Spurfitt verwendet wurden, würden die gemittelten Kovarianzfehler in Abbildung 6.13 ohne Entfernung der schlechten Ansprecher in etwa mit den dort gezeigten Kurven mit der Betitelung “ohne **FDC**” übereinstimmen. Die Mitverwendung der schlechten Ansprecher verschlechtert die Impulsmessung also um etwa einen Faktor vier bis fünf. Gleiches gilt für die Spurfits ohne Berücksichtigung der **FDC**-Ansprecher. Für die höchsten Impulse dieser Spuren erhält man relative Impulsfehler im Bereich von 100%, wenn die schlechten Ansprecher im Spurfitt verwendet werden.

Abbildung 6.14 zeigt die Auflösung des Dipwinkels  $\lambda$ . Anders als für den Teilchenimpuls wird die Auflösung des Dipwinkels, wie auch die Auflösung der übrigen Spurparameter, durch den mittleren Fehler selber angegeben, in diesem Fall also  $\Delta\lambda$ . Der Winkel  $\lambda$ , der gegen die Horizontalebene gemessen wird, kann erwartungsgemäß unter Zuhilfenahme der **FDC**-Ansprecher um bis zu einen Faktor zehn besser rekonstruiert werden. Wie bereits die Impulsauflösung zeigt die Dipwinkelauflösung keine Abhängigkeit von der Teilchenmasse. Außerdem hängt die Auflösung bei Verwendung der **FDC**-Informationen kaum vom Teilchenimpuls ab. Dies ist nicht weiter verwunderlich, weil die Spuren im vertikalen Verlauf kaum durch das **SAPHIR**-Magnetfeld gekrümmt werden. Eine spektroskopische Wirkung in der Vertikalen ist somit nahezu nicht vorhanden.

Anders ist die Situation für die Spuren, die ohne **FDC**-Ansprecher gefittet werden. Die Auflösung ist wesentlich schlechter und hängt von der Teilchensorte ab.

In Abbildung 6.14 wird die Dipwinkelauflösung als Funktion des Teilchenimpulses betrachtet. Unbeachtet bleibt dabei die Abhängigkeit der Auflösung vom Dipwinkel selber. In Abbildung 6.15 wird umgekehrt die Impulsabhängigkeit vernachlässigt und die Abhängigkeit vom Dipwinkel  $\lambda$  untersucht.

Für Spuren, die mit **FDC**-Ansprechern gefittet wurden, ist die Auflösung konstant für  $-0.6 < \lambda < 0.6$ . Dies entspricht dem Winkelbereich, für den die Spuren die Möglichkeit haben, in allen Horizontallagen der **FDC** Drahtansprecher zu hinterlassen. Entsprechend verschlechtert sich die Dipwinkelauflösung außerhalb dieses Bereichs. Der Effekt ist jedoch

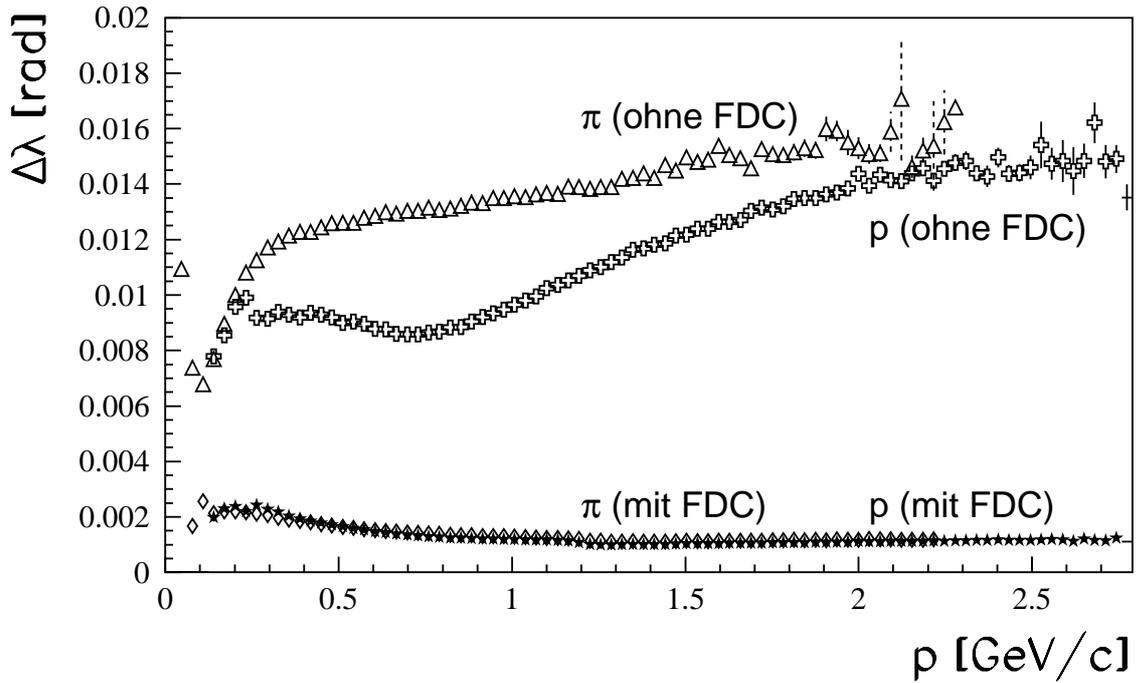


Abbildung 6.14: Dipwinkelauflösung  $\Delta\lambda$  als Funktion des Teilchenimpulses  $p$ .

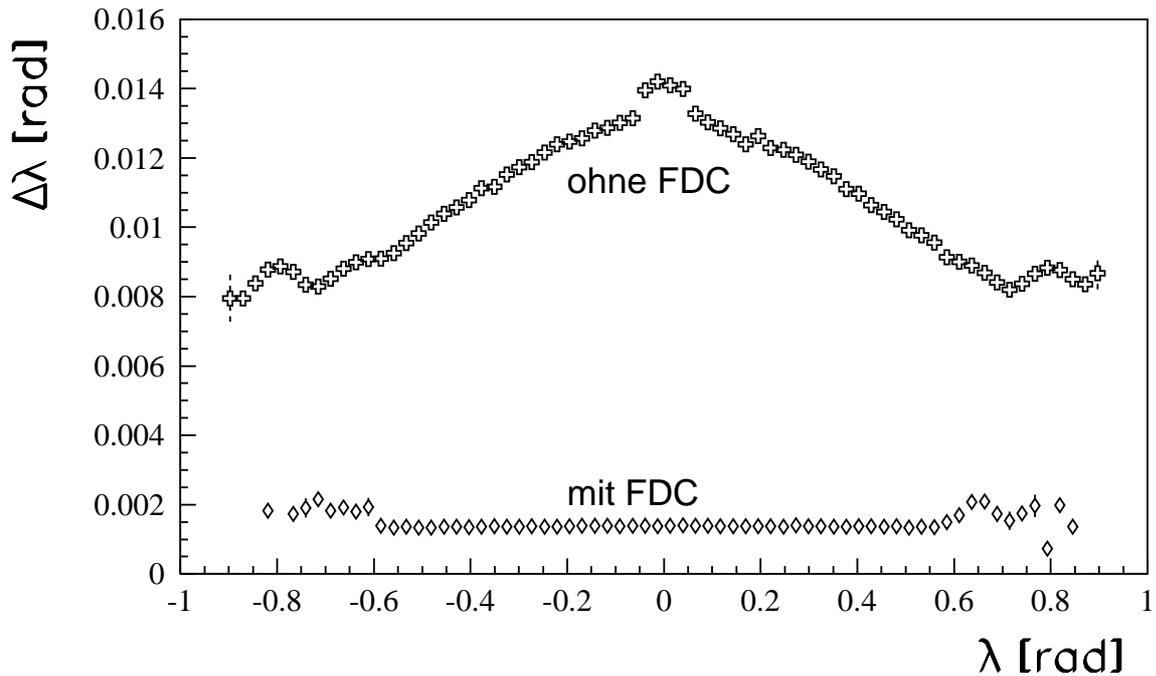


Abbildung 6.15: Dipwinkelauflösung  $\Delta\lambda$  als Funktion des Dipwinkels  $\lambda$ .

klein, da bereits **FDC**-Ansprecher aus zwei Horizontallagen ausreichen, um zusammen mit den Ansprechern aus Stereolagen der **CDC** eine gute Dipwinkelauflösung am ersten Spurpunkt zu gewährleisten.

Für Spuren, die ohne **FDC**-Informationen gefittet wurden, besteht eine starke Abhängigkeit vom Dipwinkel selber. Die Auflösung ist umso besser, desto größer der Dipwinkel ist. Eine Abhängigkeit von der Teilchensorte wurde hier nicht untersucht.

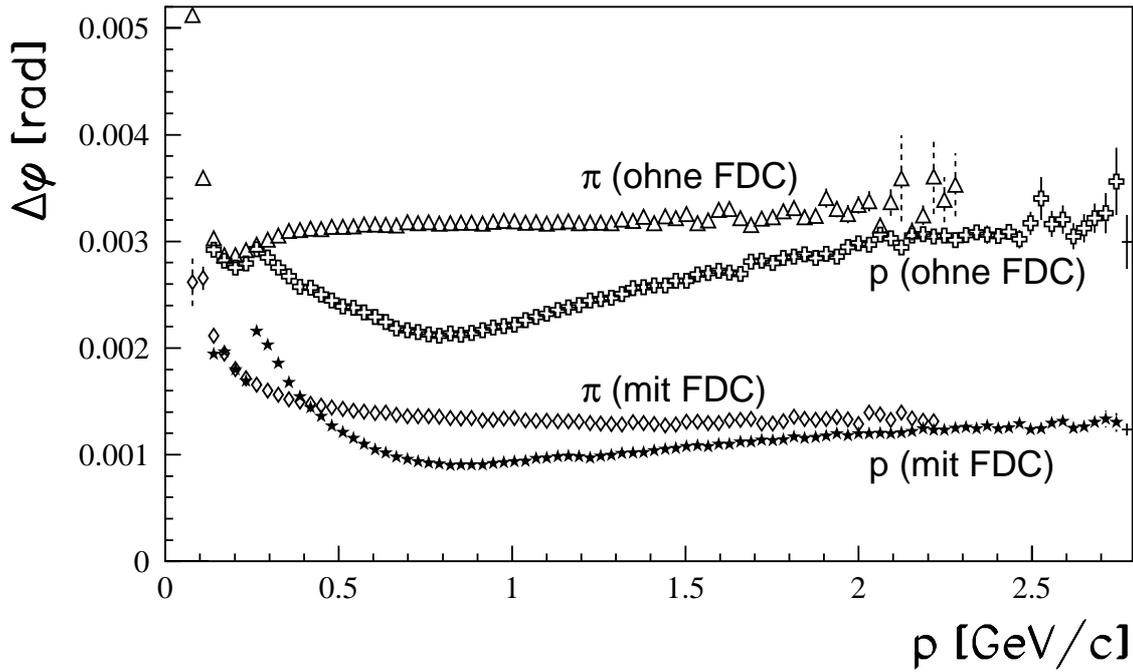


Abbildung 6.16: Horizontalwinkelauflösung  $\Delta\phi$  als Funktion des Teilchenimpulses  $p$ .

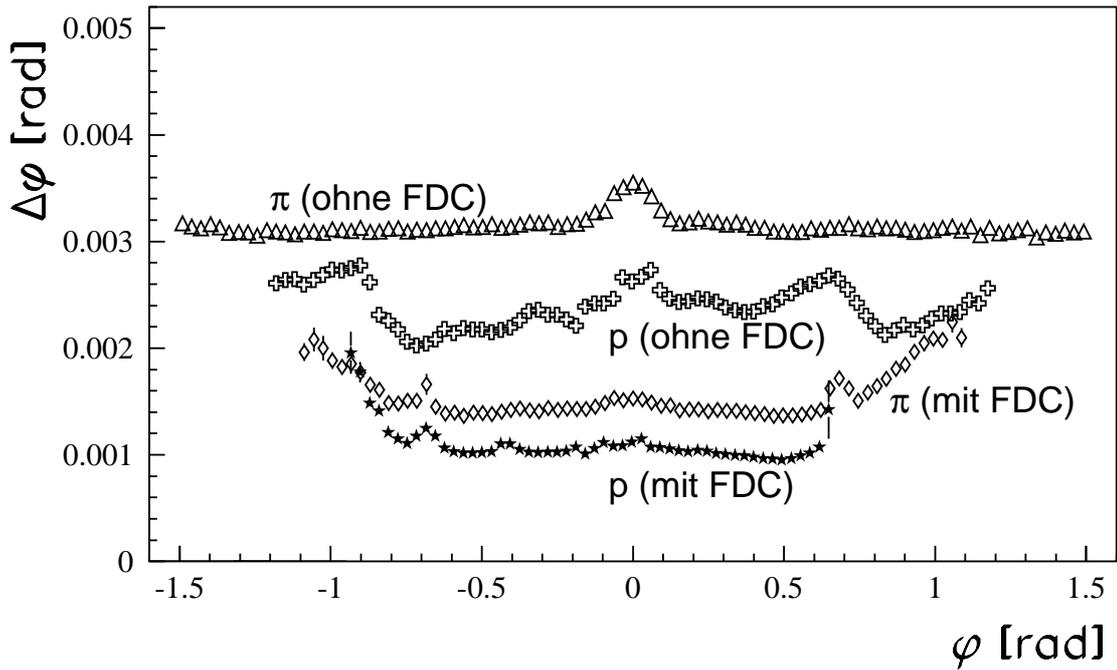


Abbildung 6.17: Horizontalwinkelauflösung  $\Delta\phi$  als Funktion des Horizontalwinkels  $\phi$ .

Die Auflösung des Horizontalwinkels ist in [Abbildung 6.16](#) zu sehen. Hier spiegelt sich die bereits früher gemachte Aussage wider, daß die Vorwärtsdriftkammer **FDC** die zentrale Driftkammer **CDC** nicht nur in der Vertikalen, sondern auch in der Horizontalebene unterstützt. Die Auflösungsverbesserung fällt mit einem Faktor zwei bis drei allerdings deutlich geringer als die Verbesserung der Dipwinkelmessung aus. Man beachte, daß der Horizontalwinkelfehler  $\Delta\phi$  auch ohne **FDC**-Ansprecher bereits maximal  $0.003 \text{ rad}$  beträgt, während

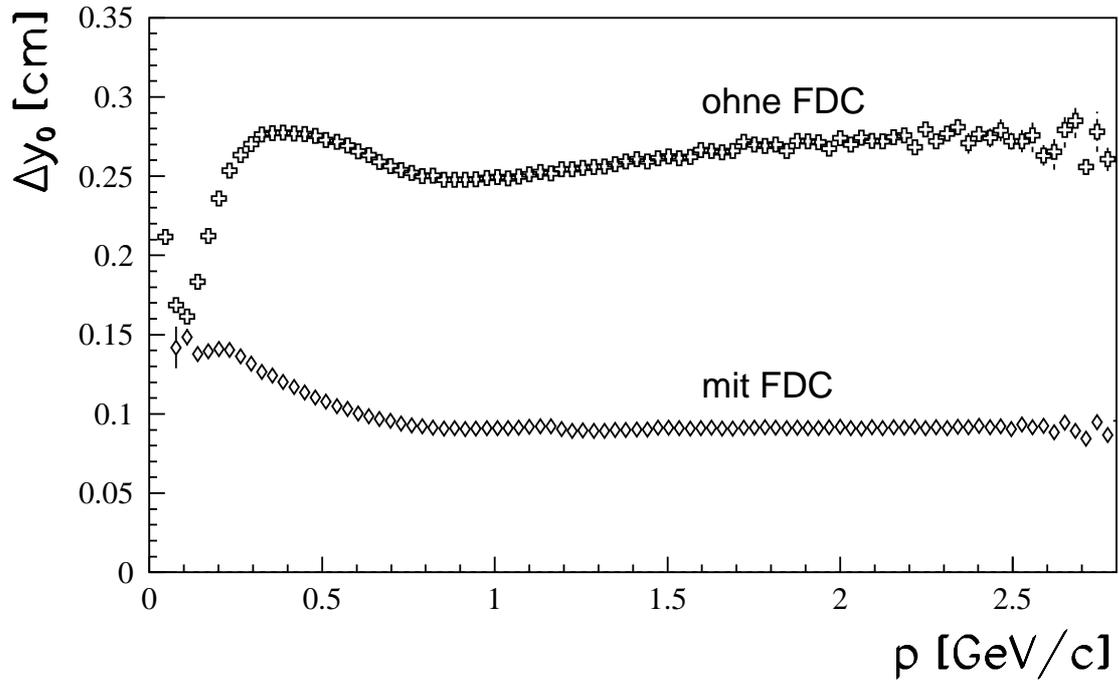


Abbildung 6.18:  $y_0$ -Auflösung  $\Delta y_0$  als Funktion des Teilchenimpulses  $p$ .

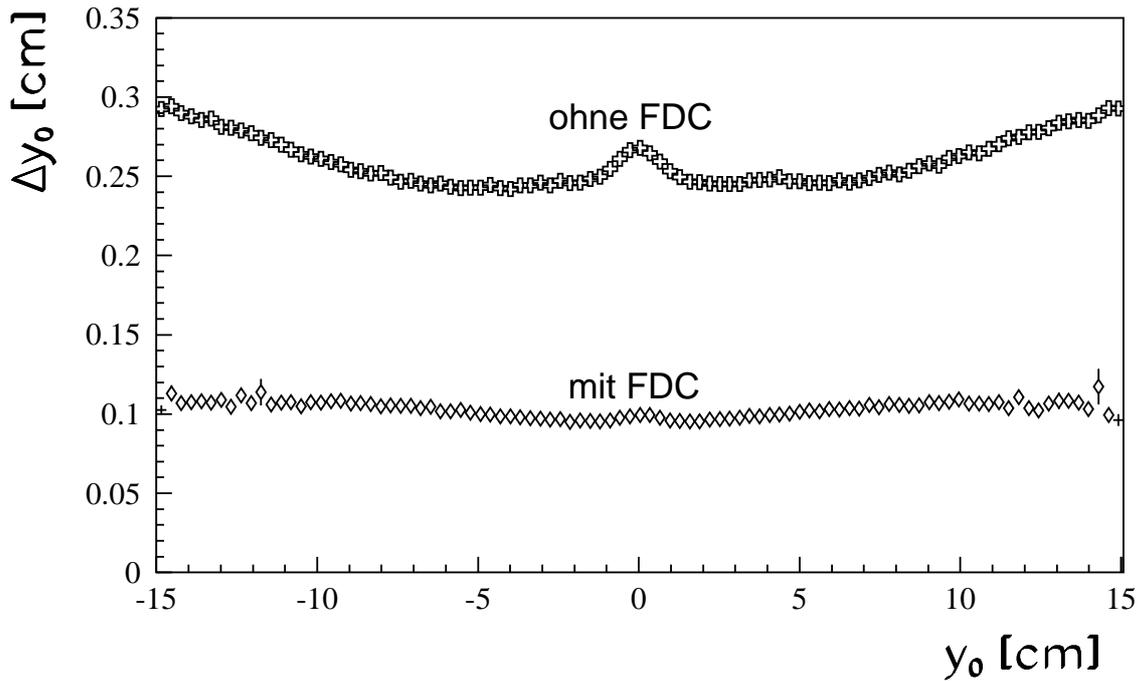


Abbildung 6.19:  $y_0$ -Auflösung  $\Delta y_0$  als Funktion von  $y_0$ .

für diese Spuren der Dipwinkelfehler  $\Delta\lambda$  Werte bis zu etwa  $0.015 \text{ rad}$  erreicht. Werden die **FDC**-Ansprecher im Spurfit verwendet, so liegen beide Auflösungen nahezu impuls- und winkelunabhängig zwischen etwa  $0.0010 \text{ rad}$  und  $0.0015 \text{ rad}$  (s. hierzu auch die Horizontalwinkelauflösung  $\Delta\phi$  als Funktion des Horizontalwinkels  $\phi$  in Abbildung 6.17). Auch diese Beobachtung zeigt die durch die Vorwärtskammer deutlich gesteigerte Rekonstruktionsqualität.

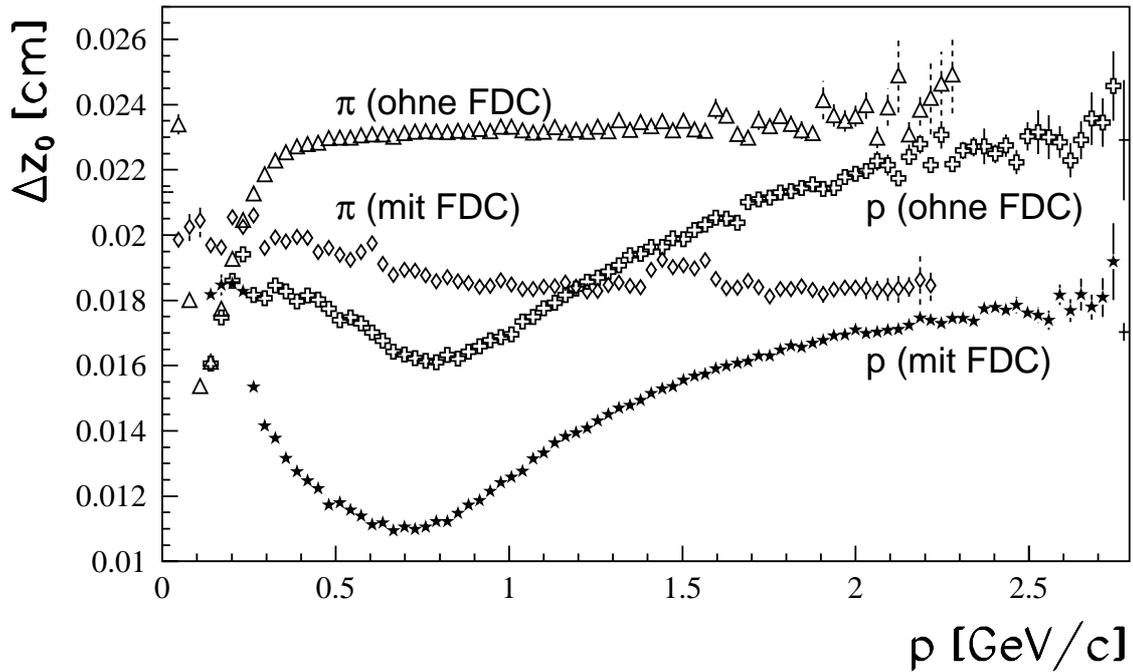


Abbildung 6.20:  $z_0$ -Auflösung  $\Delta z_0$  als Funktion des Teilchenimpulses  $p$ .

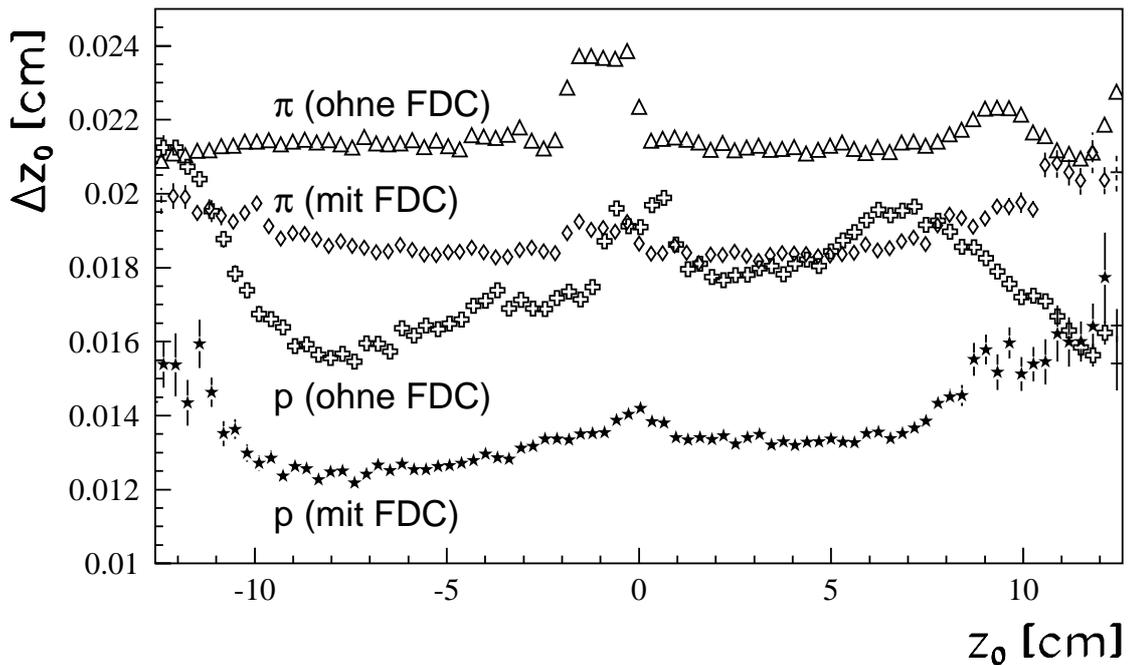


Abbildung 6.21:  $z_0$ -Auflösung  $\Delta z_0$  als Funktion von  $z_0$ .

Anders, als dies beim Dipwinkel  $\lambda$  zu sehen war, zeigt die Horizontalwinkelauflösung auch ohne Verwendung der **FDC**-Meßinformationen nur eine kleine Abhängigkeit vom Horizontalwinkel  $\phi$  (s. Abb. 6.17). Dies dokumentiert die Erwartung, daß die **CDC** alleine bereits eine gute Impulsbestimmung innerhalb der Horizontalebene ermöglicht.

Interessant erscheint in diesem Zusammenhang, daß die Auflösung für Protonspuren ohne Verwendung der **FDC**-Ansprecher eine angedeutet erkennbare Punktsymmetrie um  $\phi = 0$

aufweist. Das Minimum bei  $\phi \approx -0.7$  korrespondiert mit dem Maximum bei  $\phi \approx 0.7$ , das Maximum bei  $\phi \approx -0.9$  mit dem Minimum bei  $\phi \approx 0.9$ .

Pionspuren, die ohne **FDC**-Ansprecher gefittet wurden, zeigen ein derartiges Verhalten nicht. Deren Auflösung liegt über weite Bereiche des Horizontalwinkels konstant bei etwa  $0.003 \text{ rad}$ . Lediglich um  $\phi = 0$  ist eine leicht schlechtere Auflösung zu beobachten.

Für Protonspuren mit **FDC**-Ansprecher ist vor allem auffällig, daß sie vom Betrage nach größere negative als positive Horizontalwinkel abdecken. Aus der Definition des Horizontalwinkels  $\phi$  in Gleichung 6.7 geht hervor, daß ein positives  $\phi$  aus Strahlrichtung gesehen eine Startrichtung der Spur ab dem ersten Spurpunkt nach rechts bedeutet. Positive Pionen und Protonen werden durch den **SAPHIR**-Magneten in der Horizontalebene zusätzlich nach rechts abgelenkt. Somit können Spuren zu positiv geladenen Teilchen, die unter negativem Horizontalwinkel  $\phi$  nach links derart starten, daß die linearen Verlängerungen ihrer Startrichtungen in der Horizontalebene an der Vorwärtsdriftkammer **FDC** vorbeilaufen, durch das Magnetfeld so abgelenkt werden, daß sie die **FDC** doch durchlaufen. Demnach treten die größten negativen Winkel  $\phi$  für die Spuren der positiv geladenen Teilchen auf. Die umgekehrte Beziehung gilt für die negativen Teilchen. Aus diesen Erläuterungen für die Spuren, die unter Hinzunahme von **FDC**-Ansprechern rekonstruiert wurden, erklärt sich die Beobachtung, daß die Kurve für die Protonen (mit **FDC**) in Abbildung 6.17 einen in  $\phi$  asymmetrischen Bereich abdecken. Die Pion-Kurve (mit **FDC**) ergibt sich aus positiv und negativ geladenen Pionen, so daß die Asymmetrie in der gezeigten Kurve nicht zu erkennen ist. Es sei hier deshalb erwähnt, daß für Winkel  $\phi < -0.7 \text{ rad}$  die Kurve nur durch die positiv geladenen Pionen, für Winkel  $\phi > 0.7 \text{ rad}$  entsprechend durch die negativ geladenen Pionen gegeben ist.

Die Auflösung  $\Delta y_0$  der Vertikalkomponente  $y_0$  der Spur an ihrem ersten Spurpunkt zeigt nur kleinere Abhängigkeiten vom Teilchenimpuls  $p$  (s. Abb. 6.18) bzw. der Vertikalkomponente  $y_0$  (s. Abb. 6.19). Die **FDC**-Ansprecher verbessern die Auflösung um etwa einen Faktor 2.5. Die  $z_0$ -Auflösung hängt vor allem für Protonspuren sehr stark vom Teilchenimpuls ab, wie in Abbildung 6.20 zu sehen ist. Für große Impulse gleicht sich die Protonauflösung der Pionauflösung an. Für Impulse oberhalb von  $0.5 \text{ GeV}/c$  verlaufen die Auflösungen der Protonen bzw. Pionen mit und ohne Beteiligung der **FDC**-Ansprecher parallel.

Die  $z_0$ -Auflösungsverteilung als Funktion von  $z_0$  (s. Abb. 6.21) zeigt nur kleine Variationen. Wie bereits in Abbildung 6.17 fällt jedoch für die Protonspuren, die ohne **FDC**-Ansprecher gefittet wurden, die punktsymmetrische Verteilung um den Nullpunkt auf.

In Kapitel 5 wurde die Spurfindung und Spurpunktreakonstruktion innerhalb der Vorwärtsdriftkammer beschrieben. Auf den genauen technischen Ablauf in der Implementation dieser Informationen in den Spurfit wurde in diesem Kapitel verzichtet, aber die notwendige Anbindung von **FDC**- und **CDC**-Spurstücken angesprochen. Die Verbesserungen, die durch die Berücksichtigung der **FDC**-Ansprecher erreicht werden, sind in diesem Abschnitt ausführlich gezeigt worden. Gleichzeitig wurde in den früheren Abschnitten mehrfach betont, daß die hier gezeigten Auflösungen nur nach der in Abschnitt 6.8 beschriebenen Überarbeitung des Spurfits erreicht werden konnten.

Zum Abschluß der Diskussion der Parameterauflösungen soll nun an einem Beispiel dokumentiert werden, welchen Einfluß die beschriebenen Rekonstruktionsverbesserungen auf spätere Analysen besitzen. Hierzu dienen experimentelle Ereignisse aus der Datennahme April 1997, die nach erfolgtem Primärvertexfit über kinematische Fits zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow p K^+ K^-$  zugeordnet wurden. In dieser Ereignismenge sollten sich auch Ereignisse zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow \phi p$  finden lassen, da das  $\phi$ -Meson zu 49% in  $K^+ K^-$  zerfällt. In Abbil-

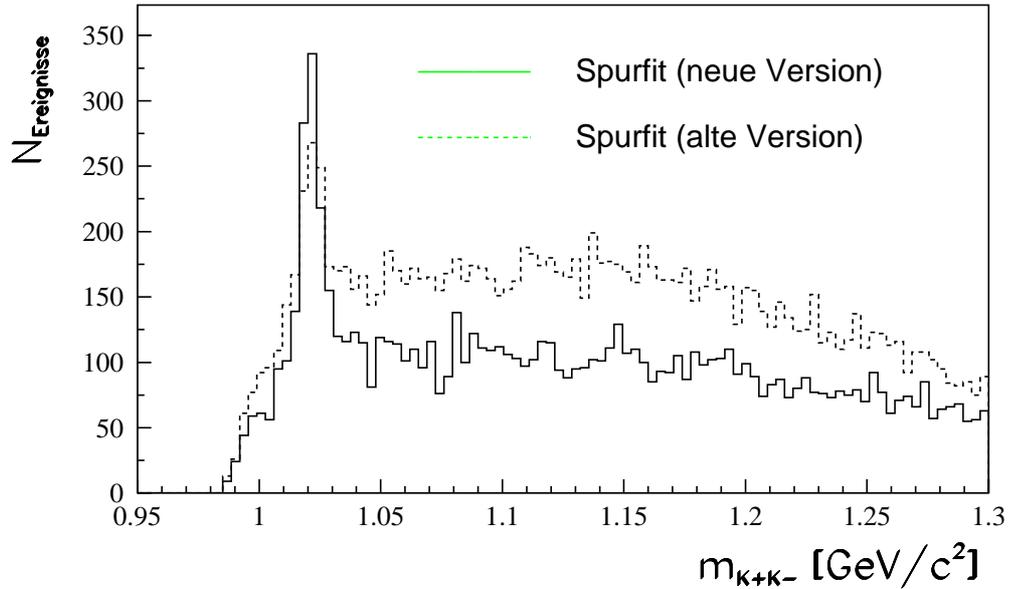


Abbildung 6.22:  $\phi$ -Signal in der invarianten Masse  $m_{K^+K^-}$ .

Abbildung 6.22 sind für die als  $\gamma p \rightarrow p K^+ K^-$  selektierten Ereignisse die Verteilung der invarianten Masse  $m_{K^+K^-}$  zu sehen, die aus den Viererimpulsen der beiden Kaonen gebildet wurde. Dabei wurden alle Ereignisse der Datennahme April 1997 sowohl mit dem überarbeiteten Spurfit (also mit **FDC**-Ansprecher, falls vorhanden, sowie Entfernung der schlechtesten Ansprecher), als auch mit dem Spurfit in der alten Version (jedoch bei gleicher Einstellung der Residuenfehler) rekonstruiert. Die überarbeitete Version des Spurfits führt zu einer erhöhten Auflösung der Spurparameter, so daß auch die Massenauflösung besser wird. Tatsächlich ist das  $\phi$ -Signal mit dem neuen Spurfit schmaler. Wesentlich wichtiger ist aber die Beobachtung, daß das  $\phi$ -Signal mit dem neuen Spurfit wesentlich größer ist. In der gleichen Ausgangsmenge an Datennahmeereignissen werden nun also mehr  $\phi$ -Mesonen gesehen. Gleichzeitig verbessert sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Die Verbesserungen, die der Spurfit in seiner neuen Form für die nachfolgende Analyse bewirkt, werden somit sehr deutlich.



# Kapitel 7

## Analyse der Reaktionen

$$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \text{ und } \gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$$

### 7.1 Datenselektion

#### 7.1.1 Die Ereignistopologie

Der **SAPHIR**-Detektor ist so konzipiert, daß er während der Datennahme Ereignisse zu unterschiedlichen Reaktionen vermessen kann. Aufgabe der Physikanalysen ist die Zuordnung von rekonstruierten Ereignissen zu den jeweiligen physikalischen Reaktionen. Hierzu ist notwendigerweise die Topologie des jeweiligen zu untersuchenden Reaktionstyps auszunutzen. Die Abbildung 7.1 zeigt schematisch die Topologie der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  im Labor-

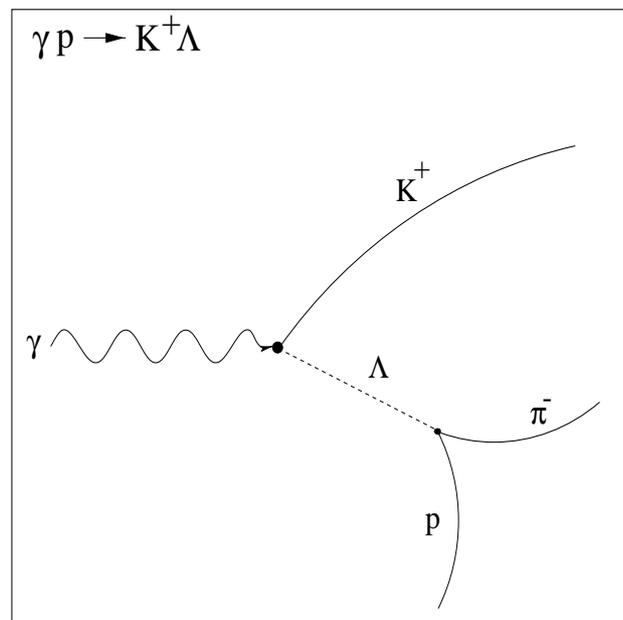


Abbildung 7.1: Ereignistopologie der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für den Nachweis über den Endzustand  $K^+ p \pi^-$ .

system für den Nachweis über den Endzustand  $K^+p\pi^-$ . Das einlaufende Photon trifft das ruhende Proton im Target und erzeugt am Proton ein  $K^+$ -Meson und ein  $\Lambda$ -Hyperon. Beide Teilchen sind instabil und zerfallen unter der schwachen Wechselwirkung.

Das  $K^+$  besitzt eine mittlere Zerfallslänge von  $c\tau = 3.713 \text{ m}^1$ , so daß die Wahrscheinlichkeit für einen zu beobachtenden Zerfall innerhalb des **SAPHIR**-Detektors sehr klein ist. Auf Grund seiner elektrischen Ladung kann der Verlauf seiner Spur in den Driftkammern vermessen werden.

Die  $\Lambda$ -Hyperonen sind elektrisch neutral und können deswegen durch die Driftkammern nicht direkt nachgewiesen werden. Da sie aber eine mittlere Zerfallslänge von nur  $c\tau = 7.89 \text{ cm}$  besitzen, so daß sie zumeist noch im Target oder zumindest in Targetnähe zerfallen, können sie im **SAPHIR**-Detektor über ihren Zerfall in geladene Teilchen gemäß  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  nachgewiesen werden. Neben dieser Zerfallsreaktion, die einen Anteil von 63.9% an allen Zerfällen ausmacht, zerfällt das  $\Lambda$ -Hyperon zu 35.8% nach  $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ . Ein Nachweis einer Reaktion mit zwei neutralen Teilchen im Endzustand ist mit dem **SAPHIR**-Detektor, so wie er in der Datennahme 1997/98 betrieben wurde, jedoch nicht möglich. Die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  wird dementsprechend über den Endzustand  $K^+p\pi^-$  identifiziert.

In Abbildung 7.2 ist die Topologie der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zum Endzustand  $K^+p\pi^- \gamma$

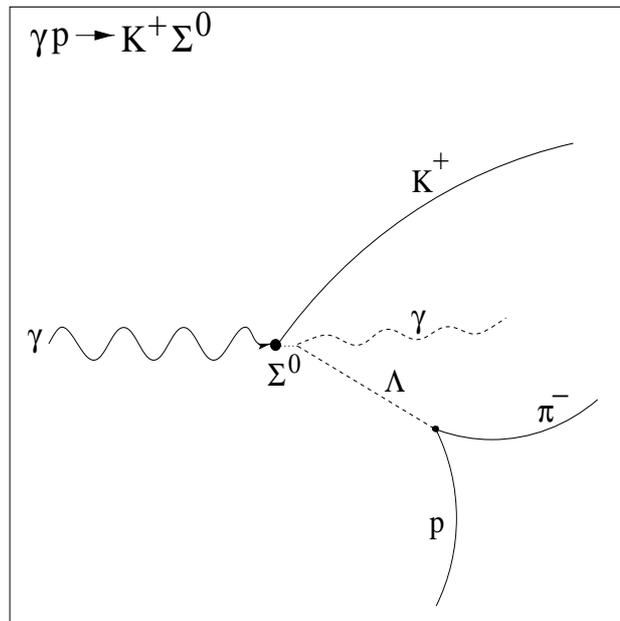


Abbildung 7.2: Ereignistopologie der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für den Nachweis über den Endzustand  $K^+p\pi^- \gamma$ .

gezeigt, die bezüglich der geladenen Reaktionsprodukte der Topologie der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  entspricht. Am Proton wird neben einem  $K^+$ -Meson ein  $\Sigma^0$ -Hyperon erzeugt, das wegen seiner sehr kleinen mittleren Zerfallslänge von nur  $c\tau = 2.22 \cdot 10^{-11} \text{ m}$  als unmittelbar am Ort seiner Entstehung zerfallend betrachtet werden kann. Die geringe Zerfallslänge ergibt sich aus seinem elektromagnetischen Zerfall, der zu 100% über die Reaktion  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$  verläuft. Das  $\Lambda$ -Hyperon wird wie für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  mit Hilfe der Driftkam-

<sup>1</sup>Alle in diesem Kapitel verwendeten Teilcheneigenschaften sind Angaben der *Particle Data Group* (D.E. Groom *et al.*) aus dem *Review of Particle Physics in The European Physical Journal* **C15** (2000).

mern über seinen Zerfall  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  in geladene Teilchen nachgewiesen. Das ungeladene Photon aus dem  $\Sigma^0$ -Zerfall bleibt zunächst vom **SAPHIR**-Detektor ungesehen. Der Nachweis seiner Erzeugung, und damit die Unterscheidung zwischen den beiden Reaktionstypen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , gelingt erst durch Auswertung der Energie- und Impulsbilanz durch kinematische Fits (s. Abschnitt 7.1.3).

Aus der hier erläuterten Topologie für den Nachweis der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  folgt, daß die **SAPHIR**-Driftkammern Ereignisse mit Spuren zu zwei positiv und einem negativ geladenen Teilchen vermessen haben müssen. Damit ergeben sich die ersten einfachen Selektionskriterien aus den folgenden Forderungen:

- Die Spurrekonstruktion liefert für ein Ereignis genau drei Spuren.
- Die Gesamtladung der für diese drei bestimmten Spuren ist  $+1e$ .

### 7.1.2 Sekundär- und Primärvertexfit auf die gesuchte Topologie

Der Topologiebeschreibung in Abschnitt 7.1.1 ist zu entnehmen, daß für die Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zwei der drei nachgewiesenen Spuren nicht aus dem Primärvertex stammen, sondern im Zerfall des  $\Lambda$ -Hyperons entstanden sind. Die Spurfitinformationen zum negativ geladenen Teilchen müssen sich also mit den entsprechenden Informationen eines der beiden positiv geladenen Teilchen unter der Teilchenhypothese  $(\pi^-, p)$  zu einem Sekundärvertex zusammenfassen lassen. Aus dem für das  $\Lambda$ -Hyperon dann bekannten Dreierimpuls und den Spurinformationen der verbliebenen dritten Spur zur Teilchenhypothese  $K^+$  ist anschließend der Primärvertex zu bilden. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ist die Flugstrecke des  $\Sigma^0$ -Hyperons im Rahmen der Meßgenauigkeiten zu vernachlässigen.

Zur Überprüfung dieser Forderungen wird zunächst ein Fit auf den Sekundärvertex durchgeführt, der in [Grün86] entwickelt wurde. Dabei werden beide möglichen Spurkombinationen unabhängig voneinander abgearbeitet. Der Spur des negativ geladenen Teilchens wird die Nominalmasse des Pions zugeordnet. Die jeweilige Partnerspur erhält die Nominalmasse des Protons. Möglicherweise mit Hilfe von etwaigen **TOF**-Ansprechern zugeordnete Teilchenmassen werden ignoriert, um nicht von möglichen Fehlzuordnungen abzuhängen. Mit den getroffenen Teilchenhypothesen ist für die beiden Spuren einer Spurkombination die Behandlung der Vielfachstreuung und Energieverluste im Target festgelegt, so daß mit dem eigentlichen Vertexfit begonnen werden kann.

Zur Extrapolation der Spuren auf einen gemeinsamen Vertex hin werden im Vertexfit lokale Helices als Spurmodell angenommen. Zu diesem Zweck werden die fünf Spurparameter sowie deren Kovarianzmatrix, wie sie innerhalb des Spurfits für den ersten Spurpunkt bestimmt wurden (vgl. Abschnitt 6.2), in geeignete Helixkoordinaten transformiert (s. [Grün86]). Die insgesamt zehn Helixparameter, durch die die Bahnen  $(x_a, y_a, z_a)$  bzw.  $(x_b, y_b, z_b)$  der beiden Spuren in Helixkoordinaten festgelegt sind, sind im folgenden im Vektor  $\vec{k} = (k_1, \dots, k_5, k_6, \dots, k_{10})$  zusammengefaßt. Diese Helixparameter müssen im Rahmen der Meßfehler so variiert werden, daß sie auf einen gemeinsamen Schnittpunkt zulaufen. Hierzu wird für jede Spur ein weiterer Parameter ( $k_{11}$  bzw.  $k_{12}$ ) eingeführt, durch den die einzelnen Bahnpunkte entlang der Helix durchfahren werden. Auf diese Weise lassen sich

Nebenbedingungen

$$\begin{aligned}
F_1(k_1, \dots, k_{11}, k_{12}) &= x_a(k_1, \dots, k_5, k_{11}) - x_b(k_6, \dots, k_{10}, k_{12}) = 0 \\
F_2(k_1, \dots, k_{11}, k_{12}) &= y_a(k_1, \dots, k_5, k_{11}) - y_b(k_6, \dots, k_{10}, k_{12}) = 0 \\
F_3(k_1, \dots, k_{11}, k_{12}) &= z_a(k_1, \dots, k_5, k_{11}) - z_b(k_6, \dots, k_{10}, k_{12}) = 0
\end{aligned} \tag{7.1}$$

formulieren.

Zur (approximativen) Erfüllung dieser Bedingungen wird die  $\chi^2$ -Funktion

$$\chi^2 = (\vec{k} - \vec{k}_{fit})^t \mathcal{G} (\vec{k} - \vec{k}_{fit}) + \sum_{i=1}^3 \lambda_i F_i$$

minimiert.  $\vec{k}_{fit}$  bezeichnet die im Fit im Rahmen der Meßfehler variierten rekonstruierten Spurparameter, die im Vektor  $\vec{k}$  zusammengefaßt sind.  $\mathcal{G}$  ist die Gewichtsmatrix, die aus den Gewichtsmatrizen  $\widetilde{\mathcal{W}}_1$  und  $\widetilde{\mathcal{W}}_2$  (s. Abschnitt 6.4) der beiden Spuren hervorgeht. Die Nebenbedingungen in den Gleichungen 7.1 werden mit Hilfe der bekannten Methode der Lagrange-Multiplikatoren durch den Summand  $\sum_{i=1}^3 \lambda_i F_i$  berücksichtigt. Mit den Lagrange-Multiplikatoren  $\lambda_i$  ( $i = 1, \dots, 3$ ) sowie den bereits eingeführten Parametern  $k_{11}$  und  $k_{12}$  werden im Vertexfit fünf Parameter durch Minimierung der  $\chi^2$ -Funktion festgelegt.

Im Fit werden Energieverluste im Target sowie Vielfachstreuungseffekte berücksichtigt, wobei die oben geforderte Hypothese ( $\pi^-, p$ ) für das Teilchenpaar verwendet wird. Genaueres zur Energieverlustrechnung und Implementation von Vielfachstreufern in den Vertexfit ist in [Grün86] zu finden.

Nach dem Vertexfit werden die durch den Fit korrigierten Spurparameter, die im Vektor  $\vec{k}_{fit}$  zusammengefaßt und in Helixkoordinaten angegeben sind, wieder in das ursprüngliche System transformiert. Zusammen mit den gemachten Teilchenhypothesen werden am Vertexort aus den Dreierimpulsen die beiden Viererimpulse  $p_{\pi^-}$  und  $p_p$  und daraus über die Beziehung

$$m_{\Lambda}^{vxfit} = \sqrt{(p_{\pi^-} + p_p)^2} \tag{7.2}$$

die invariante Masse gebildet.

Sollten beide möglichen Spurkombinationen zu konvergierenden Vertexfits führen, so wird die Kombination als richtig akzeptiert, deren zugehörige invariante Masse  $m_{\Lambda}^{vxfit}$  näher an der tatsächlichen  $\Lambda$ -Masse liegt.

Nachdem der Sekundärvertexfit festliegt, wird nach gleichem Verfahren ein weiterer Vertexfit auf den Primärvertex durchgeführt. Die beiden Viererimpulse  $p_{\pi^-}$  und  $p_p$  am Sekundärvertex definieren den Viererimpuls des  $\Lambda$ -Hyperons. Der zugehörige Dreierimpuls kann auf Grund der elektrischen Neutralität des  $\Lambda$  linear rückwärtsextrapoliert werden. Die rekonstruierte Spur, die nicht am Sekundärvertex beteiligt ist, wird wie bereits im Sekundärvertexfit mit Hilfe seiner am ersten Spurpunkt vorliegenden Spurparameter entlang lokaler Helixbahnen zum Target hin extrapoliert. Für diese Spur gilt zur Berechnung von Energieverlusten und Vielfachstreufern die Teilchenhypothese  $K^+$ .

Aus den beschriebenen Vertexfits auf die Topologie der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ergeben sich weitere Selektionskriterien:

- Für ein Ereignis muß mindestens einer der beiden Sekundärvertexfits, die aus je zwei Spuren zur Gesamtladung 0 gebildet werden können, konvergiert haben.
- Konvergieren die Vertexfits zu beiden möglichen Kombinationen, so definiert der Fit den Zerfallsvertex des  $\Lambda$ -Hyperons, dessen zugehörige invariante Masse  $m_{\Lambda}^{vxfit}$  näher an der Nominalmasse  $m_{\Lambda} = 1115.683 \text{ MeV}/c^2$  des  $\Lambda$ -Hyperons liegt.
- Der Primärvertexfit muß konvergieren.

### 7.1.3 Der kinematische Fit

Das wichtigste Hilfsmittel für die Selektion der gesuchten Reaktionen bei gleichzeitig weiterer Unterdrückung des Untergrunds ist der sogenannte kinematische Fit. Dabei ist die Grundidee, die für ein Ereignis rekonstruierten Dreierimpulse der geladenen Endzustandsteilchen und den durch das Taggingssystem gemessenen Dreierimpuls des Photons im Eingangszustand zu verwenden, um zu einer aufgestellten Reaktionshypothese die Erfüllbarkeit der Energie- und Impulserhaltung im Rahmen der Meßfehler zu überprüfen.

Der in dieser Arbeit verwendete kinematische Fit wurde in [Lind89] entwickelt und basiert auf der allgemein bekannten Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate (s. z.B. [Bran74]). Die Methode wird im folgenden nur kurz skizziert.

Für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  sind die Viererimpulse des Eingangszustands  $\gamma p$  im **MRS** durch die Vierervektoren

$$p_{\gamma}^{in} = \begin{pmatrix} E_{\gamma} \\ p_{\gamma}^x \\ p_{\gamma}^y \\ p_{\gamma}^z \end{pmatrix}, \quad p_p^{in} = \begin{pmatrix} m_p \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

festgelegt. Unter der Annahme, daß der im Bremsstrahltarget erzeugte Photonenstrahl exakt parallel zur **MRS**- $x$ -Achse zeigt, vereinfacht sich der Viererimpuls des Photons für weitere Berechnungen zu

$$p_{\gamma}^{in} = \begin{pmatrix} E_{\gamma} \\ E_{\gamma} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix},$$

wobei  $E_{\gamma}$  die mit Hilfe des Taggingystems bestimmte Photonenergie (vgl. Abschnitt 2.3.2) bezeichnet. Abweichungen von der Parallelität durch vorhandene Strahldivergenzen werden im Fit durch geeignete Meßfehler für den Dreierimpuls  $\vec{p}_{\gamma}^{in}$  berücksichtigt.

Aus dem Sekundärvertexfit für den  $\Lambda$ -Zerfall werden die Dreiervektoren  $\vec{p}_{\pi^-}^{out}$  und  $\vec{p}_p^{out}$  entnommen und daraus mit entsprechenden Massenhypothesen die Vierervektoren

$$p_{\pi^-}^{out} = \begin{pmatrix} E_{\pi^-} \\ p_{\pi^-}^x \\ p_{\pi^-}^y \\ p_{\pi^-}^z \end{pmatrix}, \quad p_p^{out} = \begin{pmatrix} E_p \\ p_p^x \\ p_p^y \\ p_p^z \end{pmatrix}$$

gebildet. Es sind dies die gleichen Vierervektoren, die in Abschnitt 7.1.2 mit  $p_{\pi^-}$  und  $p_p$  bezeichnet und mit deren Hilfe die invariante Masse  $m_{\Lambda}^{vxfit}$  berechnet wurde.

Der Viererimpuls

$$p_{K^+}^{out} = \begin{pmatrix} E_{K^+} \\ p_{K^+}^x \\ p_{K^+}^y \\ p_{K^+}^z \end{pmatrix}$$

des Kaons ergibt sich aus dem Dreierimpuls  $\vec{p}_{K^+}^{out}$ , der im Fit auf den Primärvertex berechnet wurde.

Die Energiekomponenten der Viererimpulse  $p_{\pi^-}^{out}$ ,  $p_p^{out}$  und  $p_{K^+}^{out}$  beinhalten die Massenhypothesen, wie sie bereits in den Vertexfits verwendet wurden. Die Massenhypothesen stellen einen wesentlichen Bestandteil der zu testenden Reaktionshypothese dar.

Da der Viererimpuls  $p_{\Lambda}^{out}$  des  $\Lambda$ -Hyperons an seinem Zerfallsvertex durch  $p_{\Lambda}^{out} = p_{\pi^-}^{out} + p_p^{out}$  gegeben ist, formuliert sich die Energie- und Impulserhaltung für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  am Primärvertex mit Hilfe der oben definierten Viererimpulse gemäß

$$p_{\gamma}^{in} + p_p^{in} = p_{K^+}^{out} + p_{\pi^-}^{out} + p_p^{out} \quad . \quad (7.3)$$

Daraus resultieren die im Fit zu erfüllenden Bedingungen:

$$\begin{aligned} F_1 &= E_{\gamma} + m_p - E_{K^+} - E_{\pi^-} - E_p = 0 \\ F_2 &= E_{\gamma} + 0 - p_{K^+}^x - p_{\pi^-}^x - p_p^x = 0 \\ F_3 &= 0 + 0 - p_{K^+}^y - p_{\pi^-}^y - p_p^y = 0 \\ F_4 &= 0 + 0 - p_{K^+}^z - p_{\pi^-}^z - p_p^z = 0 \end{aligned} \quad (7.4)$$

Zu einer gegebenen Reaktionshypothese, die durch einen kinematischen Fit entsprechend getestet werden soll, sind die Massen der beteiligten Teilchen festgelegt. Sind zudem wie in Gleichung 7.4 die Dreierimpulse aller beteiligten Teilchen durch den **SAPHIR**-Detektor vermessen, so enthalten die vier Bedingungsgleichungen keine unbekanntes Größen, da die Energien aus den Dreierimpulsen sowie der Massenhypothesen berechnet werden. Der Fit ist

somit vierfach überbestimmt und wird auch als 4C-Fit (C für *constraints*) bezeichnet.

Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ist in den Gleichungen 7.3 und 7.4 zusätzlich der Viererimpuls  $p_\gamma^{out}$  einzufügen. Da der Dreierimpuls des Photons im Ausgangszustand nicht bekannt ist, stehen nun drei Unbekannte den vier Bedingungsgleichungen gegenüber. Der 1C-Fit ist noch einfach überbestimmt und liefert neben verbesserten Werten für die bereits bekannten Dreierimpulse auch den Dreierimpuls des Photons im Ausgangszustand.

Neben den vier Bedingungsgleichungen, die die Energie- und Impulsbilanz der gesamten Reaktion überprüfen, werden in den kinematischen Fits zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  auch Nebenbedingungen eingeführt, die die Kinematik der Hyperonzerfälle betreffen. Für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  gilt  $(p_{\pi^-} + p_p)^2 = m_\Lambda^2$  am Zerfallsvertex des  $\Lambda$ -Hyperons. Die Überprüfung der daraus zu definierenden Nebenbedingung

$$F_5 = (p_{\pi^-}^{out} + p_p^{out})^2 - m_\Lambda^2 = 0$$

berücksichtigt direkt die topologische Signatur der Ereignisse und ist daher hilfreich, um Untergrund von anderen Reaktionen zu eliminieren.

Speziell für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  wird zudem eine weitere Nebenbedingung

$$F_6 = (p_{\pi^-}^{out} + p_p^{out} + p_\gamma^{out})^2 - m_{\Sigma^0}^2 = 0$$

(mit  $m_{\Sigma^0} = 1192.642 \text{ MeV}/c^2$ ) für den Zerfall des  $\Sigma^0$ -Hyperons gemäß  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma \rightarrow p \pi^- \gamma$  eingeführt.

Im kinematischen Fit wird unter Berücksichtigung der oben angeführten Bedingungen die  $\chi^2$ -Funktion

$$\chi^2 = (\vec{y} - \vec{y}_{fit})^t \mathcal{K} (\vec{y} - \vec{y}_{fit})$$

minimiert. Der Vektor  $\vec{y}$  enthält die gemessenen Dreierimpulse der drei geladenen Teilchen im Ausgangszustand und des Photons im Eingangszustand. Es sind dies die Dreierimpulse, die zu den Viererimpulsvektoren  $p_\gamma^{in}$ ,  $p_{\pi^-}^{out}$ ,  $p_p^{out}$  und  $p_{K^+}^{out}$  gehören. Der Vektor  $\vec{y}_{fit}$  liefert die zugehörigen durch den Fit verbesserten Meßwerte. Die Meßfehler sind in Form der Kovarianzmatrix  $\mathcal{K}$  angegeben.

Im kinematischen Fit werden die Bedingungen  $F_1, \dots, F_4$  und die Nebenbedingung  $F_5$  im **MRS** berechnet. Gleiches gilt im Falle des Tests auf die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für die Berücksichtigung der Nebenbedingung  $F_6$  sowie der Berechnung des Impulsvektors  $\vec{p}_\gamma^{out}$  des Photons im Ausgangszustand über die Bedingungen  $F_2, F_3$  und  $F_4$  (nach Einfügung des Viererimpulses  $p_\gamma^{out}$  in die Gleichungen 7.3 und 7.4). Die Minimierung der  $\chi^2$ -Funktion dagegen wird im Omega-System (s. Abschnitt 6.2) durchgeführt.

Insofern der Fit konvergiert, liefert er zu einer getesteten Hypothese ein  $\chi^2$  bzw. die zugehörige Probabilität  $P(\chi^2)$ , die zur Bewertung der Fitgüte bzw. der Erfüllung der geforderten Reaktionshypothese verwendet werden.

Die Konvergenz der kinematischen Fits liefert eine notwendige, aber noch nicht hinreichende Bedingung für die Selektion der Ereignisse zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ :

- Mindestens einer der kinematischen Fits auf die Hypothesen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  muß konvergiert haben.

## 7.1.4 Weitere Selektionskriterien

In den Abschnitten 7.1.1, 7.1.2 und 7.1.3 wurden Selektionskriterien definiert, die lediglich die in Abschnitt 7.1.1 beschriebenen Topologien der gesuchten Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ausnutzen. Nach ihrer Anwendung auf die experimentellen Ereignisse ließ sich untersuchen, inwieweit bereits die gesuchten Ereignisse von den unerwünschten Untergrundereignissen aus anderweitigen Reaktionen getrennt werden konnten.

Zu diesem Zweck wurde die sogenannte fehlende Masse, im folgenden auch *missing mass* genannt, aus der Differenz des Viererimpulses  $p^{in} \equiv p_\gamma^{in} + p_p^{in}$  des Eingangszustands (*initial state*; kurz *i.s.*) und des Viererimpulses  $p_{K^+}^{out}$  des Kaons am rekonstruierten Primärvertex gebildet:

$$m_{i.s.-Kaon}^{vxfit} \equiv \sqrt{(p^{in} - p_{K^+}^{out})^2} \quad (7.5)$$

Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  sollte die so definierte *missing mass*  $m_{i.s.-Kaon}^{vxfit}$  der Masse des  $\Lambda$ -Hyperons entsprechen. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  erwartet man die  $\Sigma^0$ -Masse.

Abbildung 7.3 zeigt die so berechnete *missing mass*  $m_{i.s.-Kaon}^{vxfit}$  nach Anwendung der bis hierhin beschriebenen Selektionskriterien für die Gesamtheit aller experimentellen Ereignisse aus den in Abschnitt 2.3.3 angeführten Datennahmen der Jahre 1997 und 1998. Es zeichnen sich deutliche Signale an den erwarteten Stellen ab (s. die mit  $\Lambda$  und  $\Sigma^0$  bezeichneten gestrichelten Linien). Es ist jedoch augenscheinlich, daß neben den gesuchten Reaktionen noch ein ausgeprägter Untergrund vorhanden ist. Interessant in diesem Zusammenhang ist die sicht-

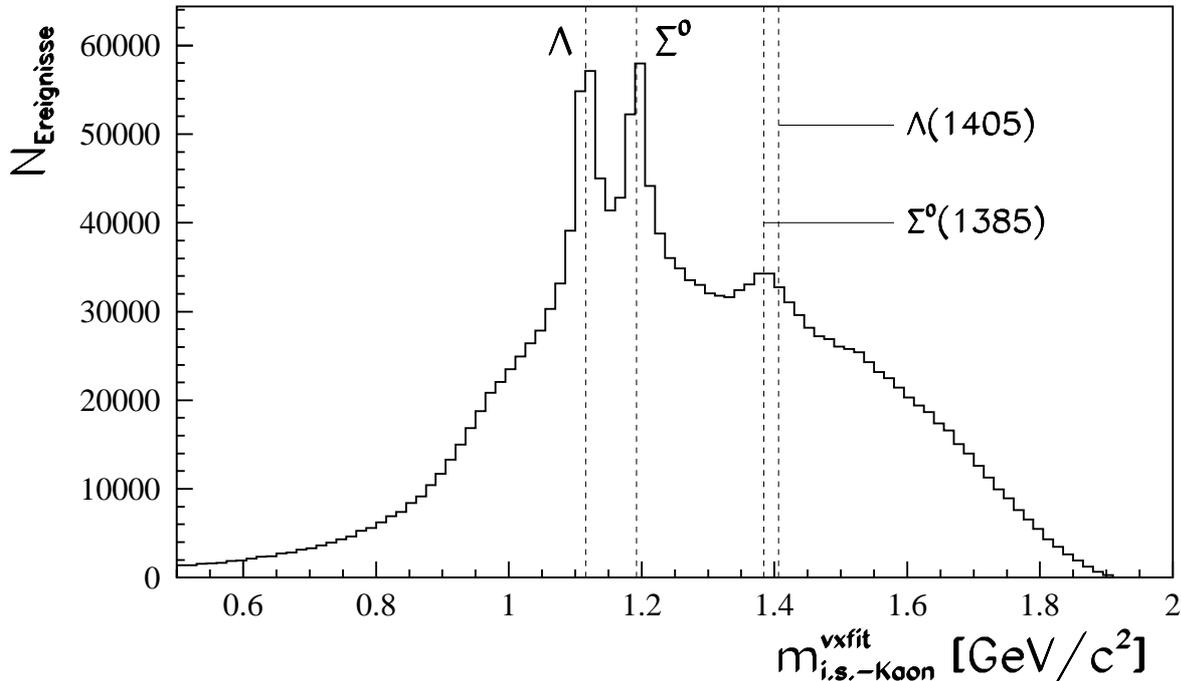


Abbildung 7.3: *missing masses*  $m_{i.s.-Kaon}^{vxfit}$  gebildet aus dem Eingangszustand (*initial state*; kurz *i.s.*) und dem Viererimpuls des Kaons am Primärvertex für die experimentellen Ereignisse der Datennahmeperioden der Jahre 1997/98 nach Anwendung der bis hierhin beschriebenen Selektionskriterien.

bare Struktur bei einer Masse  $m_{i.s.-Kaon}^{vxfit} \approx 1.4 \text{ GeV}/c^2$ , die auf Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda(1405)$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0(1385)$  hinweist.

Zur Trennung der gewünschten Ereignisse vom Untergrund waren weitere Selektionskriterien nötig, die im folgenden beschrieben werden. Sie wurden mit Hilfe von simulierten und experimentellen Ereignissen unter der Vorgabe entwickelt, möglichst nur Untergrundereignisse zu entfernen.

Zunächst wurde ein weicher Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits durchgeführt. Es wurde gefordert:

- Mindestens einer der beiden Fits auf die Reaktionshypothesen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  muß eine Probabilität  $P(\chi^2) > 10^{-10}$  geliefert haben.

Abbildung 7.4 zeigt die *missing mass*  $m_{i.s.-Kaon}^{vxfit}$  nach diesem Schnitt. Der in Abbildung 7.3 noch deutlich zu erkennende Untergrund ist hier bereits weitgehend verschwunden.

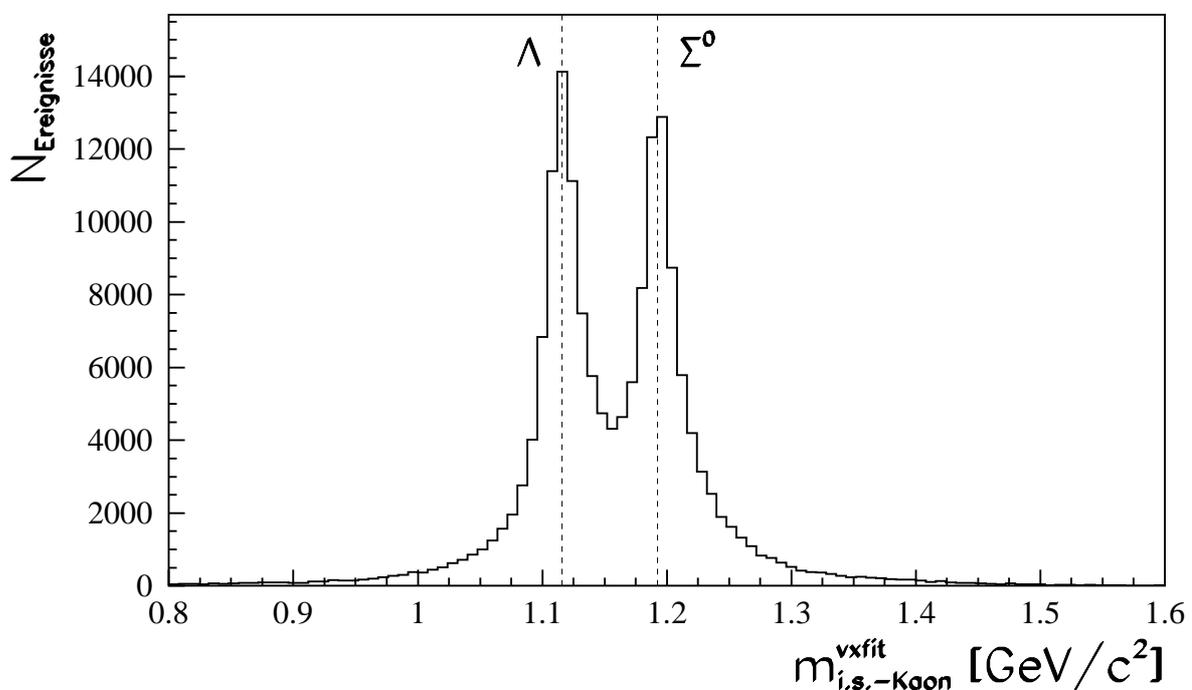


Abbildung 7.4: *missing masses*  $m_{i.s.-Kaon}^{vxfit}$  nach der Forderung, daß mindestens einer der beiden kinematischen Fits auf die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  eine Probabilität  $P(\chi^2) > 10^{-10}$  geliefert hat.

Zur weiteren Verminderung der Untergrundereignisse wurden Schnitte auf den im Vertexfit bestimmten Ort des Primärvertex durchgeführt. Untergrundereignisse und schlecht rekonstruierte und damit unbrauchbare Ereignisse der gesuchten Reaktionen führen im Fit auf den Primärvertex häufig zu Vertexorten, die deutlich außerhalb des Targets liegen. Im **MRS** liegt das Targetzentrum bei  $(-70 \text{ cm}, 0, 0)$ . Das Target hat um diesen Punkt die Ausmaße  $\pm 4 \text{ cm}$  in **MRS**- $x$ -Richtung (entlang der Targetzylinderachse) sowie eine radiale Ausdehnung von  $1.5 \text{ cm}$  in der **MRS**- $y$ - $z$ -Ebene.

Abbildung 7.5 zeigt die **MRS- $x$** -Vertexkomponente des Primärvertex für experimentelle Daten (links) bzw. simulierte Daten der gesuchten Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  (rechts) nach Anwendung der bisher beschriebenen Selektionskriterien. Die experimentelle Verteilung zeigt an den mit Pfeilen markierten Positionen Erhöhungen, die in der simulierten Verteilung nicht zu finden sind. An diesen Positionen befinden sich Detektorbegrenzungsfolien aus Kapton, an denen offensichtlich ein Teil der bis hierhin selektierten Ereignisse erzeugt worden ist. Die durch die Kaptonfolien erzeugten Strukturen werden übrigens noch deutlicher aufgelöst (s. z.B. [Bart02]), wenn man zur Rekonstruktion des Vertex Ereignisse zu Grunde legt, deren Endzustandsteilchen alle am Primärvertex erzeugt

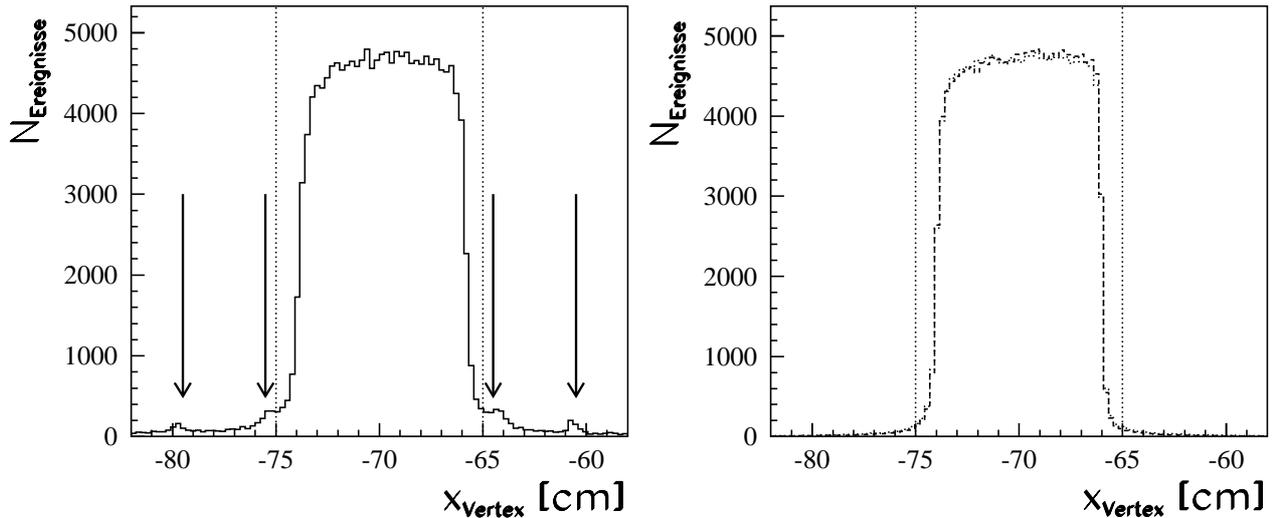


Abbildung 7.5: **MRS- $x$** -Vertexkomponente (entlang Strahlrichtung) des Primärvertex. Die linke Abbildung zeigt die experimentelle Verteilung für die Datennahmeperioden der Jahre 1997/98. Zum Vergleich sind rechts die entsprechenden Verteilungen für simulierte Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  (gestrichelt) und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  (gepunktet) zu sehen. Sie wurden aufeinander flächennormiert und in der Höhe grob an die experimentelle Verteilung angepaßt. Die senkrechten gepunkteten Linien bezeichnen die Schnittgrenzen. Die in der experimentellen Verteilung eingezeichneten Pfeile weisen auf die Positionen von Detektorbegrenzungsfolien aus Kapton hin. Offensichtlich hat ein Teil der bis hierhin selektierten Ereignisse in diesen stattgefunden.

wurden. In diesem Fall werden die Spuren geladener Teilchen durch einen einzigen Vertexfit zu einem Vertex zusammengefaßt. Dadurch ergibt sich eine bessere Vertexauflösung, als dies für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  notwendigen zweistufigen Vertexfit (Sekundär- mit anschließendem Primärvertexfit) der Fall ist. Um den an den Kaptonfolien erzeugten Untergrund, der innerhalb der Simulation nicht simuliert wurde, zu entfernen, ist ein Schnitt auf die Vertexverteilung anzubringen. Der Schnitt

- $-75 \text{ cm} < x_{Vertex} < -65 \text{ cm}$

ist durch die gepunkteten senkrechten Linien gekennzeichnet.

Nach dem Schnitt auf die **MRS- $x$** -Vertexkomponente des Primärvertex wurden zusätzlich

Schnitte

- $-2 \text{ cm} < y_{Vertex} < 2 \text{ cm}$
- $-2 \text{ cm} < z_{Vertex} < 2 \text{ cm}$

auf die beiden anderen Komponenten durchgeführt.

Die Verteilung der Vertexkomponenten nach Anwendung aller Selektionskriterien ist im folgenden Abschnitt zu finden (s. Abbildung 7.10). Gleiches gilt auch für alle anderen Größen, die im weiteren zur Definition von Selektionsschnitten verwendet werden.

Die bis hierhin selektierten Ereignisse, für die die beiden kinematischen Fits auf die Reaktionshypothesen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  mit der geforderten Probabilität  $P(\chi^2) > 10^{-10}$  konvergiert haben, wurden der Reaktion zugeordnet, deren kinematischer Fit die größere Probabilität geliefert hat.

Die weiteren Schnitte waren i.a. für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  verschieden und werden im folgenden parallel dargestellt.

Es erfolgten Schnitte auf die invarianten Massen  $m_{i.s.-Kaon}^{vxfit}$  (s. Gleichung 7.5) und  $m_{\Lambda}^{vxfit}$  (s. Gleichung 7.2):

- $\Lambda$  :  $1000 \text{ MeV} < m_{i.s.-Kaon}^{vxfit} < 1240 \text{ MeV}$
- $\Sigma^0$  :  $1050 \text{ MeV} < m_{i.s.-Kaon}^{vxfit} < 1350 \text{ MeV}$
- $\Lambda$  :  $|m_{\Lambda}^{vxfit} - m_{\Lambda}| < 8 \text{ MeV}$
- $\Sigma^0$  :  $|m_{\Lambda}^{vxfit} - m_{\Lambda}| < 8 \text{ MeV}$

Dabei ist  $m_{\Lambda}$  die Nominalmasse  $m_{\Lambda} = 1115.683 \text{ MeV}/c^2$  des  $\Lambda$ -Hyperons.

Desweiteren wurden die Produktionswinkel des Kaons im Schwerpunktsystem *cms* (*center of mass system*) verwendet, um mit ihrer Hilfe Selektionskriterien zu definieren.

Aus dem Viererimpuls des Kaons  $p_{K^+}^{out}$ , wie er im Primärvertexfit erhalten wurde, wurden zusammen mit dem durch das Taggingssystem festgelegten Viererimpuls  $p_{\gamma}^{in}$  des Photons der Cosinus  $\cos(\theta_{K^+,vxfit}^{cms})$  des Produktionswinkels des Kaons gegen die **MRS**-*x*-Achse (s. auch Abb. 7.85 in Abschnitt 7.5) sowie der Winkel  $\phi_{K^+,vxfit}^{cms}$  in der **MRS**-*y-z*-Ebene berechnet. Die Winkel sind so definiert, daß für  $\cos(\theta_{K^+,vxfit}^{cms}) = +1$  das Kaon in **MRS**-*x*-Richtung erzeugt wurde (Vorwärtsproduktion des Kaons) und  $\phi_{K^+,vxfit}^{cms} = 0$  innerhalb der **MRS**-*y-z*-Ebene eine Produktion in **MRS**-*y*-Richtung bedeutet.

Die gleichen Winkel lassen sich mit den Viererimpulsen des Kaons und Photons berechnen, die nach dem kinematischen Fit auf die jeweilige Reaktionshypothese erhalten wurden. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  seien die Winkel durch  $\cos(\theta_{K^+,kin.\Lambda}^{cms})$  und  $\phi_{K^+,kin.\Lambda}^{cms}$ , für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  durch  $\cos(\theta_{K^+,kin.\Sigma}^{cms})$  und  $\phi_{K^+,kin.\Sigma}^{cms}$  bezeichnet.

Untergrundereignisse und schlecht rekonstruierte Ereignisse der gesuchten Reaktionen zeichnen sich oft dadurch aus, daß die Kaon-Produktionswinkel, die aus den Informationen des kinematischen Fits bestimmt wurden, nicht konsistent zu denen sind, die sich aus den am Vertex rekonstruierten Viererimpulsen ergeben haben. Zur Definition von Schnitten wurden die Differenzen der auf die zwei beschriebenen Methoden berechneten Produktionswinkel bestimmt. Für jede erhaltene Verteilung wurden die Ereignisse verworfen, die um mehr als

drei Standardabweichungen vom bestimmten Mittelwert abweichen (s. hierzu auch die Abbildungen 7.11, 7.12, 7.13 und 7.14 im folgenden Abschnitt). Daraus ergaben sich folgende Selektionskriterien:

- $\Lambda$  :  $|\cos(\theta_{K^+,kin.\Lambda}^{cms}) - \cos(\theta_{K^+,vxfit}^{cms})| < 3 \cdot 8.5 \cdot 10^{-3}$
- $\Sigma^0$  :  $|\cos(\theta_{K^+,kin.\Sigma}^{cms}) - \cos(\theta_{K^+,vxfit}^{cms})| < 3 \cdot 10.0 \cdot 10^{-3}$
- $\Lambda$  :  $|\phi_{K^+,kin.\Lambda}^{cms} - \phi_{K^+,vxfit}^{cms}| < 3 \cdot 7.0 \cdot 10^{-3}$
- $\Sigma^0$  :  $|\phi_{K^+,kin.\Sigma}^{cms} - \phi_{K^+,vxfit}^{cms}| < 3 \cdot 7.0 \cdot 10^{-3}$

Auch die Produktionswinkel des Protons im Zerfall des  $\Lambda$ -Hyperons dienen als Schnittvariablen. Sie wurden im Ruhesystem des  $\Lambda$  ( $\Lambda$ - $cms$ ) berechnet. Der Winkel  $\theta_p^{\Lambda-cms}$  ist gegen die Normale der Ebene definiert, die durch das einlaufende Photon und das auslaufende  $K^+$ -Meson aufgespannt wird (s. auch Abb. 7.85 in Abschnitt 7.5).  $\phi_p^{\Lambda-cms}$  bezeichnet den Winkel zwischen der Projektion des Protons in diese Ebene und der Photonrichtung. Die Produktionswinkel des Protons lassen sich auch mit den Viererimpulsen aus dem Vertexfit bzw. den Viererimpulsen aus dem kinematischen Fit berechnen. Analog zu den Produktionswinkeln des Kaons wurden weitere Selektionskriterien gefunden:

- $\Lambda$  :  $|\cos(\theta_{p,kin.\Lambda}^{\Lambda-cms}) - \cos(\theta_{p,vxfit}^{\Lambda-cms})| < 3 \cdot 8.5 \cdot 10^{-3}$
- $\Sigma^0$  :  $|\cos(\theta_{p,kin.\Sigma}^{\Lambda-cms}) - \cos(\theta_{p,vxfit}^{\Lambda-cms})| < 3 \cdot 7.0 \cdot 10^{-3}$
- $\Lambda$  :  $|\phi_{p,kin.\Lambda}^{\Lambda-cms} - \phi_{p,vxfit}^{\Lambda-cms}| < 3 \cdot 2.2 \cdot 10^{-2}$
- $\Sigma^0$  :  $|\phi_{p,kin.\Sigma}^{\Lambda-cms} - \phi_{p,vxfit}^{\Lambda-cms}| < 3 \cdot 2.7 \cdot 10^{-2}$

Mit den beschriebenen Selektionskriterien wurden von den in den Jahren 1997 und 1998 genommenen Daten 51977 Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und 54388 Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zugeordnet.

Die für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  erhaltenen Ergebnisse, die in den Abschnitten 7.2 und 7.3 vorgestellt werden, hängen nur moderat von den gewählten Schnitten ab. Ausnahme bildet allerdings die zu Beginn dieses Abschnitts gestellte Forderung, daß mindestens einer der beiden Fits auf die Reaktionshypothesen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zu besser als  $P(\chi^2) > 10^{-10}$  erfüllt sein muß. Um den Einfluß dieses Schnitts auf die Meßergebnisse studieren zu können, wurde die Analyse parallel auch unter einem verschärften Schnitt  $P(\chi^2) > 10^{-3}$  durchgeführt. Unter diesem Schnitt verbleiben von den oben angegebenen Ereigniszahlen noch 42737 Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und 45517 Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ .

Im folgenden wird der schärfere Schnitt  $P(\chi^2) > 10^{-3}$  als *hardcut*, der weichere Schnitt  $P(\chi^2) > 10^{-10}$  als *softcut* bezeichnet. Der Einfluß des Probabilitätsschnitts auf die Meßergebnisse wird in Abschnitt 7.3.2 ausführlich diskutiert.

Da im Experiment nur Ereignisse getriggert wurden, die mindestens zwei Ansprechere in den **TOF**-Zählern hinterlassen haben (vgl. Abschnitt 2.3.3), war selbiges für die simulierten Daten zu fordern.

- Für simulierte Ereignisse müssen mindestens zwei Ansprechere in den **TOF**-Zählern generiert worden sein.

### 7.1.5 Die selektierten Ereignisse

In diesem Abschnitt werden für die experimentellen Ereignisse, die der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  oder  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zugeordnet wurden, einige ausgewählte Meßgrößen gebildet und mit entsprechenden Ergebnissen verglichen, die jeweils für phasenraumverteilte simulierte Ereignisse zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  erhalten wurden. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf den Meßgrößen, die im letzten Abschnitt auch zur Definition von Selektionskriterien verwendet wurden. Da sich die in diesem Abschnitt gezeigten Histogramme für die zwei verschiedenen Forderungen an die Probabilität der kinematischen Fits (*softcut* und *hardcut*) nur in der Anzahl an Einträgen unterscheiden, werden nur die Ergebnisse unter dem weichen Schnitt *softcut* vorgestellt.

Abbildung 7.6 zeigt die Ergebnisse zur *missing mass*  $m_{i.s.-Kaon}^{vxfit}$ . Die simulierten Daten beschreiben die experimentellen Signale in Breite und Höhe.

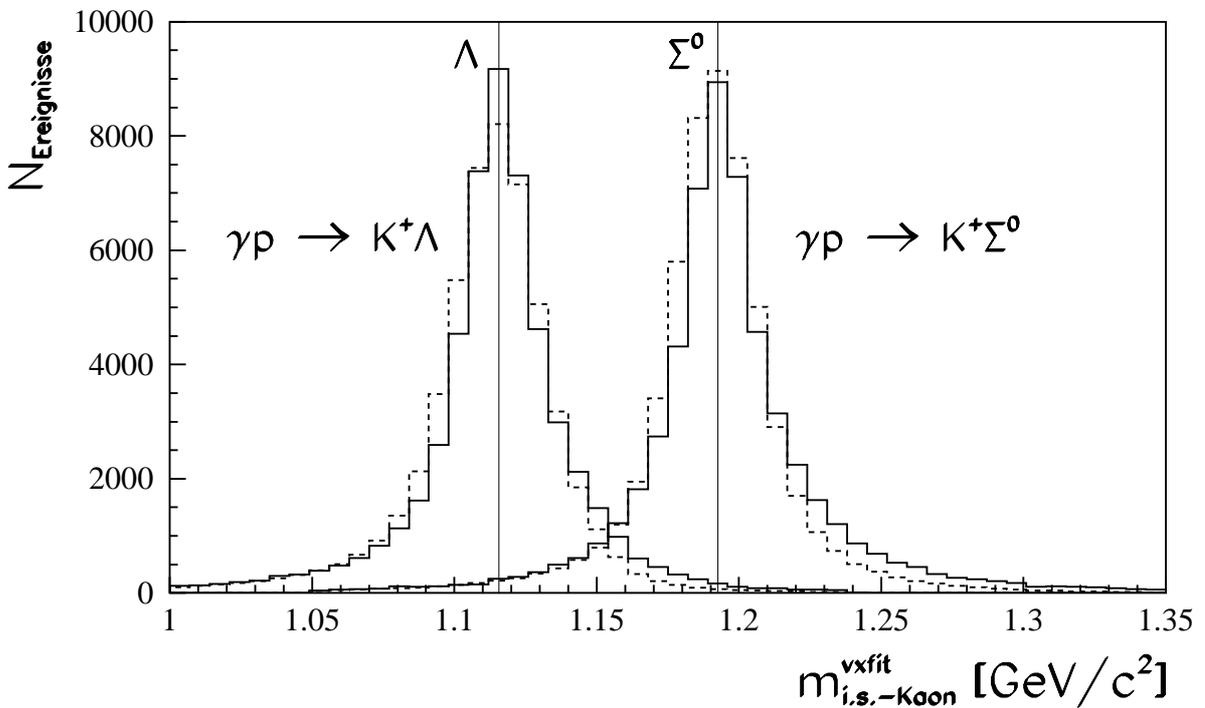


Abbildung 7.6: *missing masses*  $m_{i.s.-Kaon}^{vxfit}$  für Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  nach allen Selektionsschritten. Gestrichelt sind die Verteilungen der selektierten simulierten Ereignisse zu sehen, die auf die jeweilige zugehörige experimentelle Verteilung flächennormiert wurden. Die senkrechten Linien kennzeichnen die bekannten Positionen der Hyperon-Massen.

Die Breiten aller vier Signale in Abbildung 7.6 betragen etwa  $20 \text{ MeV}$ . In die Berechnung von  $m_{i.s.-Kaon}^{vxfit}$  geht die mit dem Taggingssystem gemessene Energie des einlaufenden Photons sowie die mit dem Driftkammersystem rekonstruierte Kaon-Spur ein (s. Gleichung 7.5 in Abschnitt 7.1.4). Damit hängen die Breiten, die ein Maß für die Massenauflösung des **SAPHIR**-Detektors darstellen, vom Auflösungsvermögen von Tagging- und Driftkammersystem ab. Den Hauptanteil zur Massenauflösung trägt hier das Taggingssystem bei. Bildet man nämlich die Differenz  $E_{\gamma,tag} - E_{\gamma,kin.\Lambda/\Sigma^0}$  aus der mit dem Taggingssystem

gemessenen Photonenergie  $E_{\gamma,tag}$  und der nach dem kinematischen Fit auf die Hypothese  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  erhaltenen Photonenergie  $E_{\gamma,kin.\Lambda}$  bzw.  $E_{\gamma,kin.\Sigma}$  (s. Abbildung 7.7), so ergeben sich für Experiment und Simulation Gaußverteilungen mit Breiten von ebenfalls etwa 20 MeV.

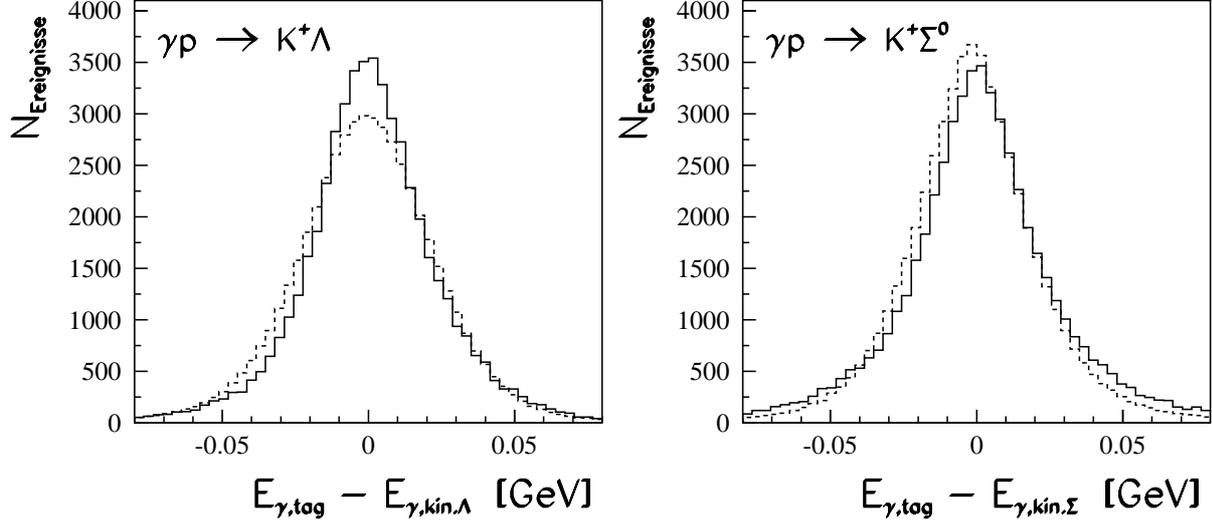


Abbildung 7.7:  $E_{\gamma,tag} - E_{\gamma,kin.\Lambda/\Sigma^0}$  für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten.

Die in Abbildung 7.7 für die experimentellen und simulierten Ereignisse gezeigten Differenzverteilungen stimmen für beide Reaktionen gut überein. Die beobachtbaren Abweichungen sind im wesentlichen darauf zurückzuführen, daß die Auflösung des Taggingsystems nicht konstant mit der zu messenden Energie ist, sondern sich mit größer werdender Photonenergie verbessert. Während für die simulierten Daten innerhalb des Reaktionsgenerators als Energieverlauf ein Bremsstrahlspektrum produziert wurde, folgen die experimentellen Ereignisse innerhalb des **SAPHIR**-Detektors den Wirkungsquerschnitten der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Die hier überlagerten selektierten experimentellen bzw. simulierten Ereignisse genügen daher nicht der gleichen Photonenergieverteilung.

Tatsächlich reproduzieren die simulierten Daten die experimentelle Energieauflösung besser als in Abbildung 7.7 gezeigt, wenn die Energiedifferenzen als Funktion der Photonenergie betrachtet werden. Die genannten Breiten von etwa 20 MeV stellen lediglich die mittlere Energieauflösung dar.

Abbildung 7.8 zeigt die invariante Masse  $m_{\Lambda}^{vxfit}$ . Für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  reproduzieren die simulierten und experimentellen Verteilungen der invarianten Massen die bekannte  $\Lambda$ -Masse. Die Massenauflösung ist in allen Verteilungen näherungsweise gleich und beträgt etwa 2 MeV. Diese gegenüber der *missing mass*  $m_{i.s.-Kaon}^{vxfit}$  deutlich bessere Massenauflösung ergibt sich, da zur Berechnung von  $m_{\Lambda}^{vxfit}$  nur Driftkammerinformationen verwendet werden (s. Gleichung 7.2 in Abschnitt 7.1.2).

Eine weitere interessante Größe, wenn auch nicht zur Selektion verwendet, stellt die *missing mass*  $m_{i.s.-f.s.}^{vxfit}$  der geladenen Teilchen im Ausgangszustand (*final state*; kurz *f.s.*) gegen die Teilchen im Eingangszustand dar. Mit Hilfe der Viererimpulse aus den Vertexfits und der

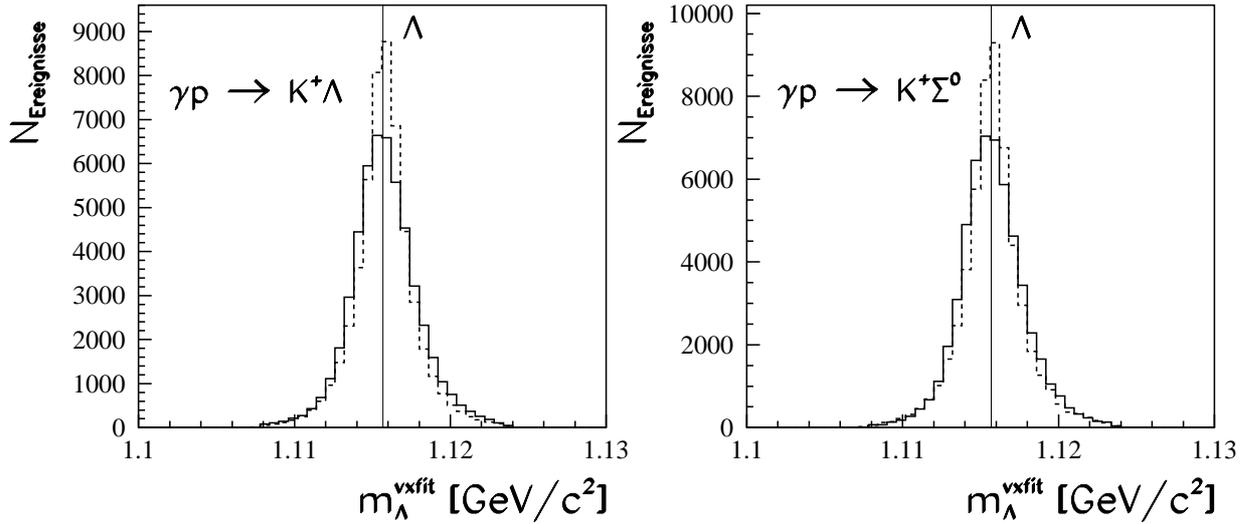


Abbildung 7.8: Die invariante Masse  $m_\Lambda^{vxfit}$  für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten. Die senkrechten Linien kennzeichnen die bekannte Position der  $\Lambda$ -Masse.

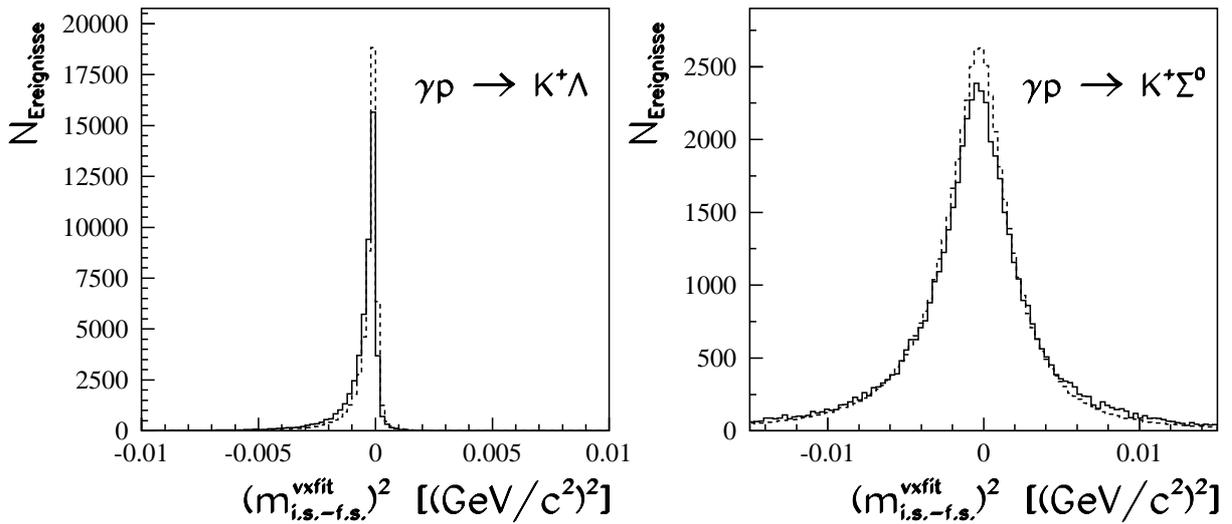


Abbildung 7.9: Das Quadrat der *missing mass*  $m_{i.s.-f.s.}^{vxfit}$  (s. Text) für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten.

Viererimpulse des Eingangszustands ergibt sich das Quadrat dieser *missing mass* aus

$$(m_{i.s.-f.s.}^{vxfit})^2 \equiv (p_\gamma^{in} + p_p^{in} - p_{K^+}^{out} - p_{\pi^-}^{out} - p_p^{out})^2 \quad .$$

In Abbildung 7.9 sind die berechneten Quadrate  $(m_{i.s.-f.s.}^{vxfit})^2$  der *missing masses* zu sehen. Für beide Reaktionen stimmen simulierte und experimentelle Daten gut überein. An der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  sind nur die zur Bildung der *missing mass*  $m_{i.s.-f.s.}^{vxfit}$  verwendeten Teilchen beteiligt, so daß  $m_{i.s.-f.s.}^{vxfit} = 0$  gelten sollte. Wie Abbildung 7.9 zeigt, ist diese Bedingung sehr gut erfüllt.

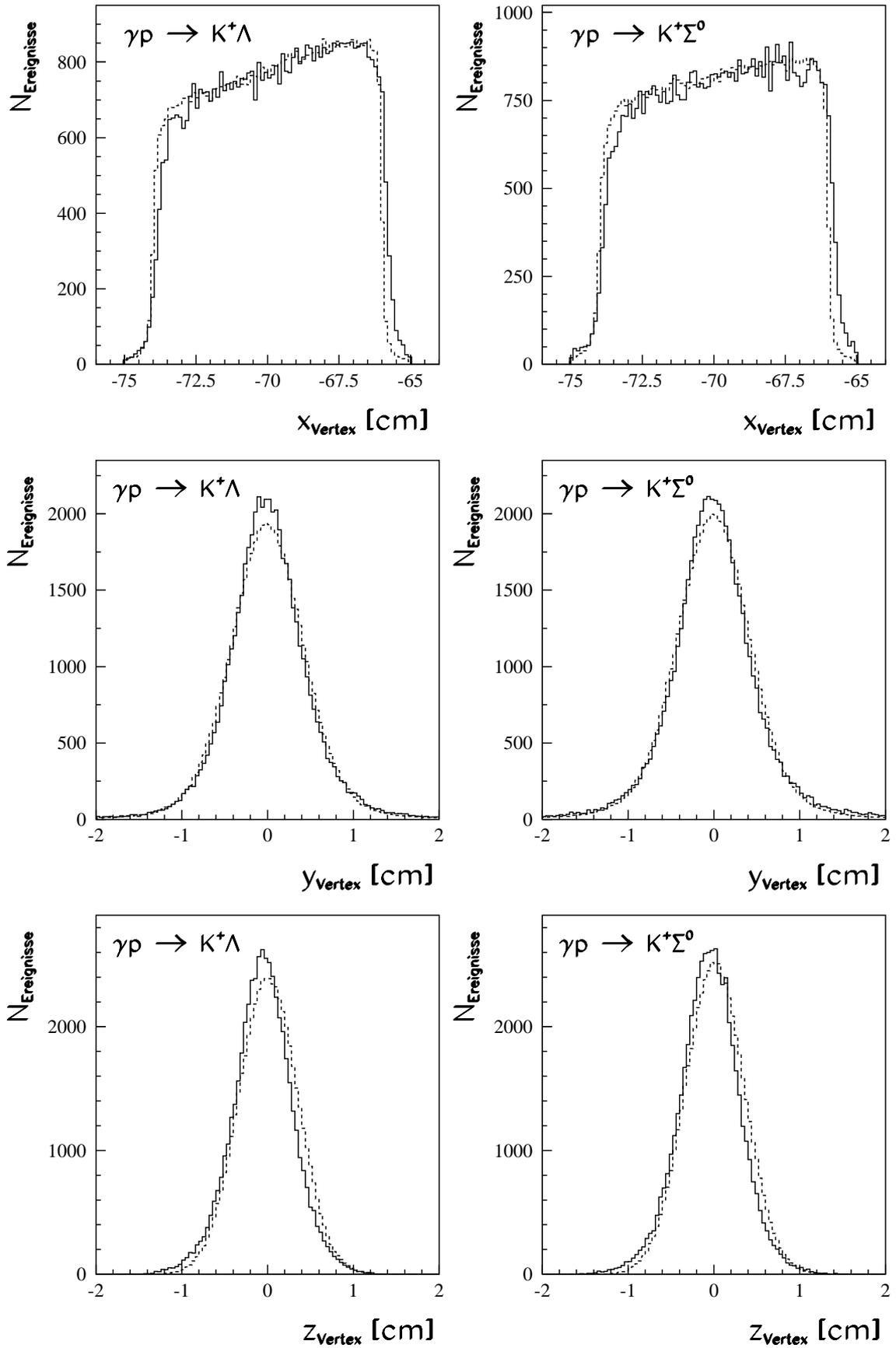


Abbildung 7.10: Vertexkomponenten des Primärvertex im MRS für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten.

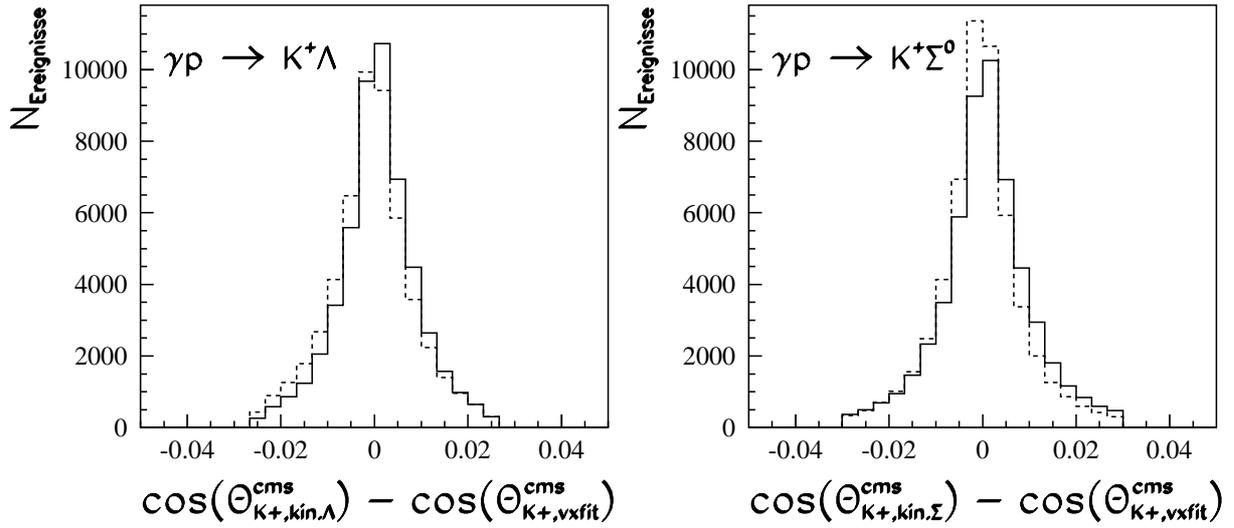


Abbildung 7.11:  $\cos(\theta_{K^+,kin,\Lambda/\Sigma}^{cms}) - \cos(\theta_{K^+,vxfit}^{cms})$  für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten.

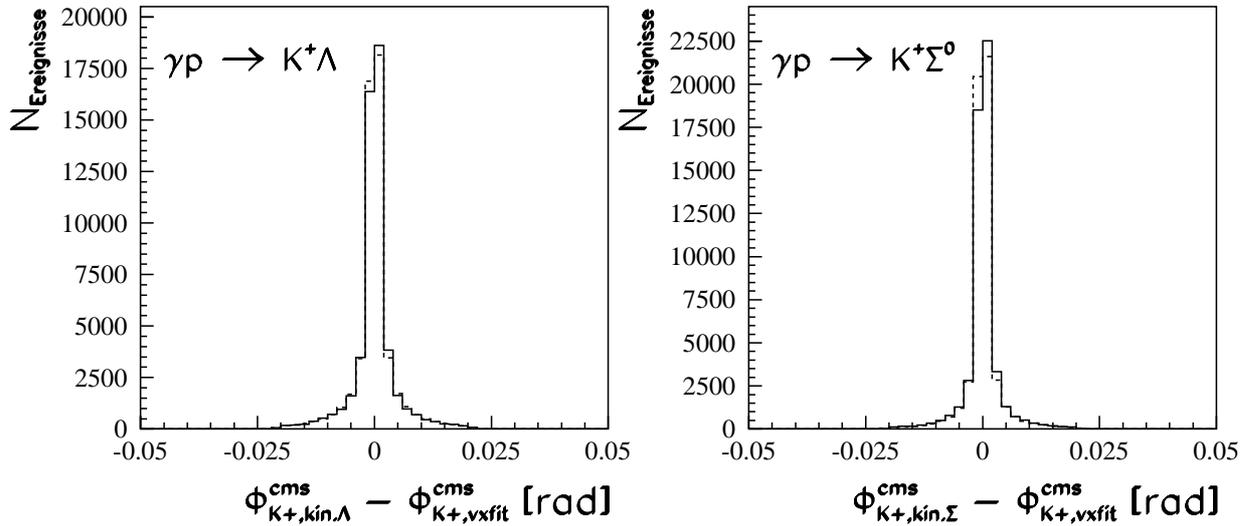


Abbildung 7.12:  $\phi_{K^+,kin,\Lambda/\Sigma}^{cms} - \phi_{K^+,vxfit}^{cms}$  für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten.

In der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  wird ein Photon im Endzustand erzeugt, welches jedoch durch den **SAPHIR**-Detektor nicht direkt nachgewiesen werden kann. Der Viererimpuls dieses Photons wurde aus

$$p_\gamma^{out} = p_\gamma^{in} + p_p^{in} - p_{K^+}^{out} - p_{\pi^-}^{out} - p_p^{out}$$

berechnet. Damit ist  $(m_{i.s.-f.s.}^{vxfit})^2 = (p_\gamma^{out})^2$  das Quadrat der Photonmasse. Tatsächlich sind in Abbildung 7.9 die Histogramme zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  um Null verteilt.

Eine ausreichende Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment ergibt sich auch für die Ortskoordinaten des Primärvertex, wie durch die Abbildung 7.10 dokumentiert wird.

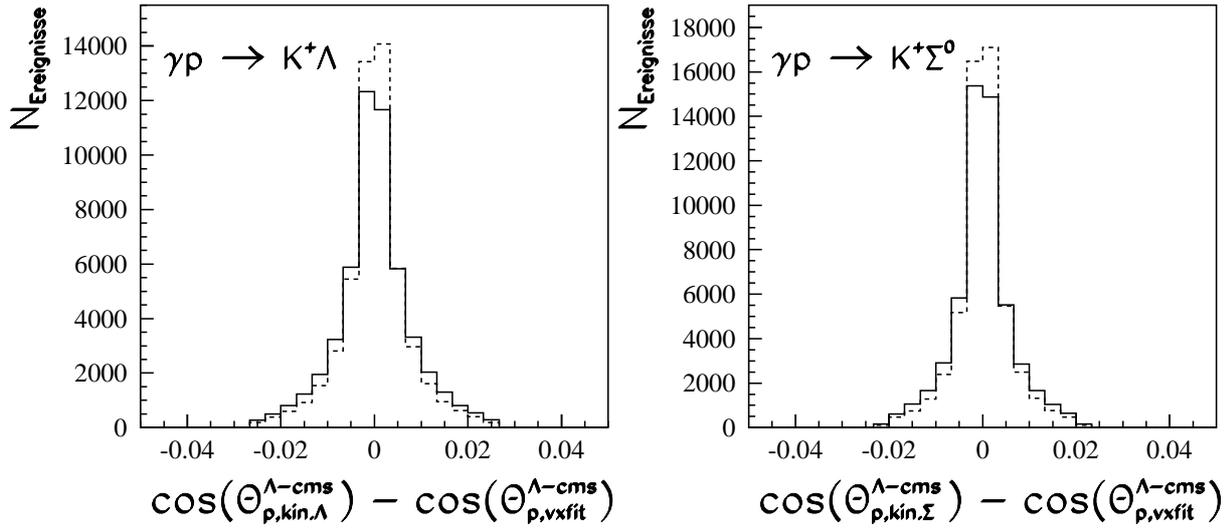


Abbildung 7.13:  $\cos(\theta_{p,kin}^{\Lambda-cms}) - \cos(\theta_{p,vxfit}^{\Lambda-cms})$  für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten.

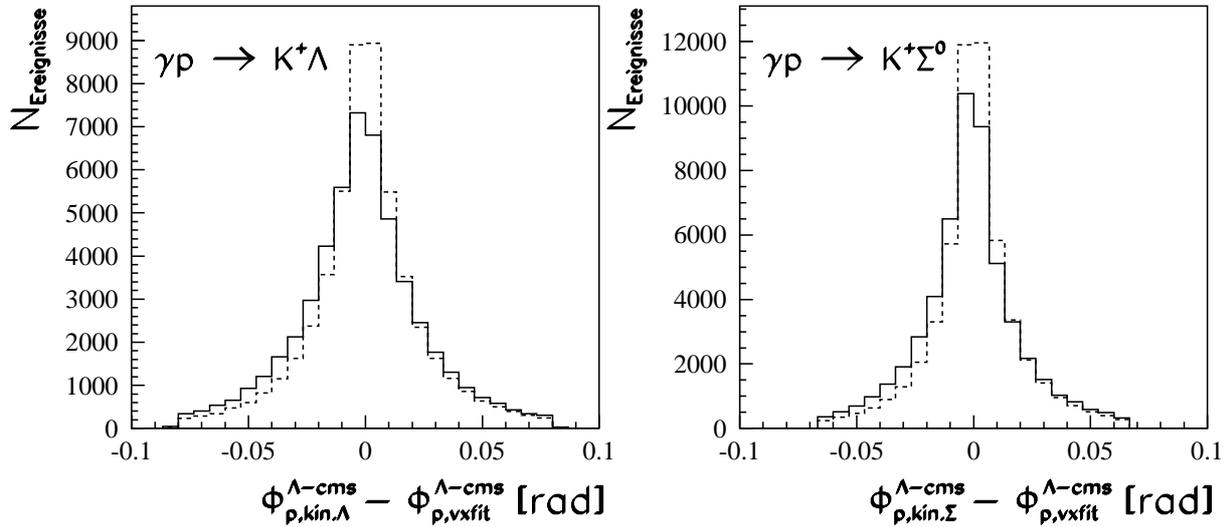


Abbildung 7.14:  $\phi_{p,kin}^{\Lambda-cms} - \phi_{p,vxfit}^{\Lambda-cms}$  für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten.

Selbiges gilt für die Differenzverteilungen der Produktionswinkel, wie die Abbildungen 7.11, 7.12, 7.13 und 7.14 belegen.

## 7.1.6 Untergrund

Die in den Abschnitten 7.1.1 bis 7.1.4 beschriebenen Selektionskriterien haben die Aufgabe, in der Menge aller gemessenen Ereignisse die herauszufinden, die zur gesuchten Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  gehören. Gleichzeitig soll vermieden werden, daß Untergrundereignisse nach der Selektion fälschlicherweise ebenfalls einer der beiden Reaktionen zugeordnet werden. Der im vorherigen Abschnitt angestellte Vergleich zwischen selektierten experimentellen Daten mit simulierten Daten, die speziell für die jeweilige Reaktion phasenraumverteilt generiert wurden, läßt vermuten, daß nach Anwendung der Selektionskriterien Untergrundereignisse bereits weitgehend ausgeschlossen werden konnten. Zusätzlich wurde jedoch eine Abschätzung des verbliebenen Untergrunds unter Zuhilfenahme von simulierten Untergrundereignissen durchgeführt. Die zunächst zu berücksichtigenden Reaktionen stellen die Untergrundkanäle dar, die entweder einen im Vergleich mit den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  deutlich höheren Wirkungsquerschnitt besitzen, oder aber eine ähnliche Ereignistopologie aufweisen. Die wichtigsten konkurrierenden Reaktionen sind deshalb die Untergrundkanäle:

- $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$
- $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$
- $\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^- \pi^+$
- $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$
- $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0 \pi^0$
- $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  (bzw.  $\gamma p \rightarrow K_S^0 \Lambda \pi^+$  mit anschließendem Zerfall  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ )
- $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Sigma^0 \pi^+$  (bzw.  $\gamma p \rightarrow K_S^0 \Sigma^0 \pi^+$  mit anschließendem Zerfall  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ) .

Auf die Reaktion  $\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^- \pi^+$  wird im folgenden nicht weiter eingegangen. Der totale Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist zwar deutlich größer als die totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , aber die Reaktion  $\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^- \pi^+$  stellt dennoch keinen wichtigen Untergrundkanal dar. Die große Masse des elektrisch neutralen Neutrons und die große Massendifferenz zwischen der Masse des  $\pi^+$ , welches bei entsprechender Fehlzuordnung zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als das aus dem  $\Lambda$ -Zerfall resultierende Proton fungiert, und der Protonmasse führt dazu, daß Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^- \pi^+$  die Selektion nicht überleben.

Die Untergrundreaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0 \pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Sigma^0 \pi^+$  (bzw.  $\gamma p \rightarrow K_S^0 \Sigma^0 \pi^+$ ) werden in diesem Abschnitt ebenfalls nicht näher untersucht. Die Untersuchung der Untergrundkanäle  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  hat gezeigt, daß die entsprechenden Reaktionen mit einem  $\Sigma^0$  an Stelle eines  $\Lambda$ -Hyperons keine Rolle spielen (s. unten).

Wurden  $N_{selek}^{exp}$  experimentelle Ereignisse der gesuchten Reaktion (hier  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ ) zugeordnet, so ist für jeden der in Frage kommenden Untergrundkanäle der Anteil  $U$  an diesen  $N_{selek}^{exp}$  Ereignissen gesucht. Ist  $N_{U,selek}^{exp}$  die Anzahl der Ereignisse, die

fälschlicherweise als Ereignisse der gesuchten Reaktion identifiziert wurden, so ist der durch die betrachtete Konkurrenzreaktion verursachte Untergrund durch

$$U = \frac{N_{U,selek}^{exp}}{N_{selek}^{exp}}$$

gegeben.

Während  $N_{selek}^{exp}$  nach der Selektion festliegt, ist die Anzahl  $N_{U,selek}^{exp}$  zunächst unbekannt. Mit Hilfe des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_U$  der Untergrundreaktion und zu dieser Reaktion simulierten Ereignissen kann der Untergrund  $U$  dennoch bestimmt werden. Wie bereits in Abschnitt 4.1 erläutert wurde, ist ein Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  durch

$$\sigma = \frac{N_{detektiert}}{F n_T} \cdot A$$

gegeben, wobei  $F$  den Photonenfluß und  $n_T$  die Targetdichte bezeichnet.  $N_{detektiert}$  ist hier die gesuchte Größe  $N_{U,selek}^{exp}$ , wenn  $A$  gleichzeitig die Akzeptanzkorrektur der fehlzugeordneten Ereignisse auf den Wirkungsquerschnitt der Untergrundreaktion darstellt. Wenn  $N_{U,gen}^{simu}$  Ereignisse des Untergrundkanals generiert und davon  $N_{U,selek}^{simu}$  Ereignisse der gesuchten Reaktion ( $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ ) zugeordnet wurden, so ist der fragliche Akzeptanzfaktor durch  $A_U = N_{U,gen}^{simu} / N_{U,selek}^{simu}$  gegeben. Damit gilt die Beziehung

$$\sigma_U = \frac{N_{U,selek}^{exp}}{F n_T} \cdot \frac{N_{U,gen}^{simu}}{N_{U,selek}^{simu}} \cdot$$

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_R$  der gesuchten Reaktion  $R$  wird auf entsprechende Weise über die Gesamtanzahl  $N_{selek}^{exp}$  der selektierten Ereignisse bestimmt (s. auch Abschnitt 7.2.1). Der Akzeptanzfaktor  $A_R$  wird hier mit Hilfe der zur gesuchten Reaktion simulierten Daten ermittelt. Es gilt

$$\sigma_R = \frac{N_{selek}^{exp}}{F n_T} \cdot \frac{N_{R,gen}^{simu}}{N_{R,selek}^{simu}} \cdot$$

Der Untergrund  $U$  ist damit über die Gleichung

$$U = \frac{\sigma_U}{\sigma_R} \cdot \frac{N_{U,selek}^{simu}}{N_{U,gen}^{simu}} \cdot \frac{N_{R,gen}^{simu}}{N_{R,selek}^{simu}} = \frac{\sigma_U}{\sigma_R} \cdot \frac{A_R}{A_U} \quad (7.6)$$

berechenbar.

Notwendig für die Abschätzung des zu erwartenden Untergrunds durch einen bestimmten Kanal ist also die Kenntnis der Wirkungsquerschnitte  $\sigma_U$  und  $\sigma_R$  sowie der wie oben definierten Akzeptanzfaktoren  $A_U$  und  $A_R$  des Untergrundkanals und der gesuchten Reaktion. Um einen ersten Überblick zu geben, sind die für die Berechnung der Akzeptanzfaktoren nötigen Ereigniszahlen sowie die jeweiligen Wirkungsquerschnitte in Tabelle 7.1 unabhängig von der generierten Kinematik aufgelistet. Weiter unten wird diskutiert, ob in bestimmten kinematischen Regionen nennenswerte Untergrundbeiträge auftreten.

Reaktion	totaler Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}(E_\gamma)$ [ $\mu b$ ]	Generierte Ereignisse	Zugeordnete Ereignisse zu	
			$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$	$\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$
$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$	30 – 76	940741	97/62	
	30 – 70	794878		83/60
$\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$	4 – 28	626378	38/17	
	6 – 28	528865		192/76
$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$	< 0.7	919148	29/11	3540/1395
$\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$	0.46 – 0.92	762723	2/0	780/199
$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$	0.3 – 2.3	988399	96838/87829	
	0.6 – 2.3	898703		8093/7262
$\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$	0.3 – 2.3	995556	1732/1312	117204/107395

Tabelle 7.1: Übersicht über die Informationen, die zur Abschätzung der Beiträge möglicher Untergrundreaktionen zu den untersuchten Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  benötigt werden. Die Angaben zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$ ,  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  beziehen sich auf die Energiebereiche ab ihrer jeweiligen Produktionsschwelle bis zu einer Photonenergie von  $E_\gamma = 2.6 \text{ GeV}$ . Für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ ,  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  sind die Informationen für zwei Energiebereiche zu gleicher Obergrenze  $E_\gamma = 2.6 \text{ GeV}$  angegeben (vgl. Text). Die beiden Untergrenzen bilden die Produktionsschwellen der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Für die Anzahl der zugeordneten Ereignisse sind jeweils zwei Werte in der Form  $a/b$  angegeben.  $a$  wurde dabei unter dem weichen Schnitt (*softcut*),  $b$  unter dem harten Schnitt (*hardcut*) auf die Probabilität des jeweiligen kinematischen Fits auf die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  erhalten. Genauere Erläuterungen s. Text.

Die Produktion der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  beginnt bei Photonenergien von  $0.911 \text{ GeV}$  bzw.  $1.047 \text{ GeV}$ . Die Produktionsschwellen der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  und  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$  liegen unterhalb dieser Energien, so daß für diese Untergrundkanäle in Tabelle 7.1 Angaben zu zwei Energiebereichen zu finden sind. Die jeweils erste Zeile zu einem der beiden Untergrundreaktionen bezieht sich auf den Energiebereich ab der Produktionsschwelle  $0.911 \text{ GeV}$  der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bis zu  $2.6 \text{ GeV}$ . Die zweite Zeile macht entsprechend Angaben ab der Produktionsschwelle  $1.047 \text{ GeV}$  der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  bis zu  $2.6 \text{ GeV}$ .

Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  sind die Zahlen ebenfalls zu den beiden Produktionsschwellen  $0.911 \text{ GeV}$  und  $1.047 \text{ GeV}$  angegeben.

Die Produktionsschwellen der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  liegen bei  $1.152 \text{ GeV}$  bzw.  $1.168 \text{ GeV}$  und damit oberhalb der Schwelle der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Die Angaben in Tabelle 7.1 zu diesen beiden Untergrundreaktionen beziehen sich entsprechend auf den Energiebereich ab ihrer Produktionsschwelle bis zu  $2.6 \text{ GeV}$ .

Für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  und  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$  ist die bei den Untergrunduntersuchungen berücksichtigte Variation ihrer totalen Wirkungsquerschnitte mit der Photonenergie  $E_\gamma$  über den relevanten Energiebereich zwischen der Produktionsschwelle der betrachteten Reaktion ( $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ ) und  $2.6 \text{ GeV}$  angegeben. Eine Beschreibung der Messung dieser Wirkungsquerschnitte im **SAPHIR**-Experiment ist in [Bart02] nachzulesen. Dort finden sich zu diesen Reaktionen auch Literaturverweise auf weitere Experimente. Abbildung 4.52 in Abschnitt 4.5 zeigt das Ergebnis der Analyse zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ . Der gemessene totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$  ist in Abbildung 7.15 zu sehen.

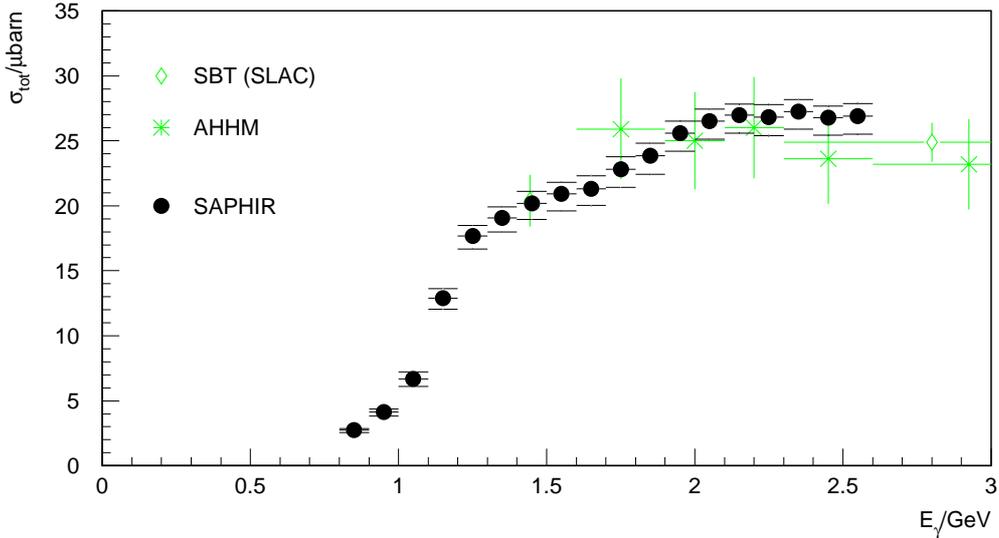


Abbildung 7.15: Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$  [Bart02].

Für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  existieren Messungen aus alten Blasenkammerexperimenten mit großen statistischen Fehlern.

Die **ABBHHM**-Kollaboration gibt für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^0 \Lambda \pi^+$  im fraglichen Bereich zwischen  $0.911 \text{ GeV}$  und  $2.6 \text{ GeV}$  einen totalen Wirkungsquerschnitt zwischen  $0.7 \mu b$  und  $1.4 \mu b$  an [ABBH69]. Das  $K^0$ -Meson setzt sich zu je 50% aus dem langlebigen  $K_L^0$  und dem kurzlebigen  $K_S^0$  zusammen. Das  $K_S^0$  zerfällt zu 68.6% in  $\pi^+ \pi^-$  und führt so auf einen Endzustand der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^0 \Lambda \pi^+$  mit fünf geladenen Teilchen, wenn  $\Lambda$  in  $p \pi^-$  zerfällt. Dieser Anteil stellt demnach keinen Untergrund für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  dar. Zerfällt das  $\Lambda$ -Hyperon in  $n \pi^0$ , so ergibt sich zwar ein Endzustand  $\pi^+ \pi^- n \pi^0 \pi^+$  mit drei geladenen Teilchen, aber die Forderung eines Zweiteilchenvertex zur Masse des  $\Lambda$ -Hyperon bzw. die Konvergenz der kinematischen Fits auf die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  sind schwer zu erfüllen. Ein Zerfall des  $K_S^0$  in  $\pi^+ \pi^-$  führt also auf keinen merklichen Untergrund in den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Zu 31.4% zerfällt das  $K_S^0$  jedoch in  $\pi^0 \pi^0$ . Zusammen mit der Erzeugung des  $K_L^0$  bildet dieser Zerfallsanteil des  $K_S^0$  den relevanten Untergrund. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^0 \Lambda \pi^+$  kommen demnach 65.7% des totalen Wirkungsquerschnitts als potentieller Untergrund in Betracht. Für die simulierten Daten zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  in Tabelle 7.1 wird daher ein Wirkungsquerschnitt zwischen  $0.46 \mu b$  und  $0.92 \mu b$  veranschlagt.

Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  ist der Wirkungsquerschnitt kleiner als  $0.7 \mu b$  [ABBH69]. Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  wurden unter anderem in dieser Arbeit gemessen (s. Abschnitte 7.2 und 7.3). Die totalen Wirkungsquer-

schnitte sind den Abbildungen 7.62 und 7.63 in Abschnitt 7.3 zu entnehmen. Sie variieren für beide Reaktionen ab der jeweiligen Produktionsschwelle zwischen  $0.3 \text{ GeV} - 2.3 \text{ GeV}^2$ . Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  sind in Tabelle 7.1 zusätzlich auch Angaben bezüglich des Energiebereichs ab der Produktionsschwelle der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zu finden.

Die Ereigniszahlen in Tabelle 7.1 beziehen sich auf die besprochenen Energiebereiche. Für die einer der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zugeordneten Ereignisse sind jeweils zwei Ereigniszahlen angegeben. Die erste Zahl ergibt sich bei Verwendung des weichen Selektionsschnitts (*softcut*) auf die Probabilität des kinematischen Fits. Die zweite Zahl gibt entsprechend die Anzahl der Ereignisse unter dem harten Schnitt (*hardcut*) an.

Die Auflistung der Wirkungsquerschnitte und Ereigniszahlen in Tabelle 7.1 berücksichtigt nicht mögliche Abhängigkeiten von einer speziellen Kinematik. Es ist jedoch denkbar, daß ein Konkurrenzkanal vor allem in bestimmten kinematischen Bereichen einen merklichen Untergrundbeitrag liefert. Deshalb wurde für jede der in Tabelle 7.1 aufgeführten Reaktionen der Untergrundbeitrag nach Gleichung 7.6 als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels bestimmt. In allen Untersuchungen, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden, wurden die verwendeten Produktionswinkel und die Energie des einlaufenden Photons mit Hilfe der Viererimpulse bestimmt, die aus den zu den Reaktionshypothesen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  durchgeführten kinematischen Fits erhalten wurden. Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß die folgenden Untersuchungen rein qualitativer Natur sind, da für die simulierten Daten nicht die physikalische Produktionsdynamik generiert und die Wirkungsquerschnitte in Gleichung 7.6 nur als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$ , nicht aber als Funktion des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels verwendet wurden.

Die rein pionischen Endzustände  $p \pi^+ \pi^-$  und  $p \pi^+ \pi^- \pi^0$  werden unter wesentlich größeren Wirkungsquerschnitten erzeugt, als dies bei den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  der Fall ist. So reicht bei ihnen, verglichen mit den übrigen Reaktionen, ein entsprechend kleinerer Prozentsatz an falsch zugeordneten Ereignissen, um einen merklichen Untergrundbeitrag zu liefern. Sollten die pionischen Endzustände immer unter einer gleichen Kinematik fälschlicherweise als Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  identifiziert werden, so könnte der Untergrundbeitrag unter dieser Kinematik entsprechend groß werden. Abbildung 7.16 zeigt die Lage der Untergrundereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ , die als Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  misidentifiziert wurden, in der Ebene, die durch die Photonenergie  $E_\gamma$  und den Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels aufgespannt wird. Wegen der geringen Ereigniszahlen wurde der Winkel- und der Energiebereich nur in jeweils zwei Intervalle unterteilt. Der zugehörige Untergrund wurde über die Gleichung 7.6 berechnet. Zur Bestimmung der Anzahl an generierten simulierten Daten als Funktion von  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  wurde angenommen, daß bei der Fehlzuordnung der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  das  $\pi^+$  als Kaon mißinterpretiert wird. Somit wurde für die generierten Ereignisse für  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  der entsprechende Cosinus  $\cos(\theta_{\pi^+}^{cms})$  verwendet. Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  wurden als konstant in  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  (bzw.  $\cos(\theta_{\pi^+}^{cms})$ ) angenommen. Wie die Abbildungen zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  in Abschnitt 7.2 zeigen, ist dies nur eine Näherung. Dies gilt speziell auch für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ , der mit  $\cos(\theta_{\pi^+}^{cms})$  ansteigt. Die in Abbildung 7.17 zu sehende Berechnung stellt damit nur eine grobe Abschätzung des Untergrunds dar. Es zeigt sich aber, daß in der

---

<sup>2</sup>Selbstverständlich beginnt ein Wirkungsquerschnitt an der Produktionsschwelle bei  $0 \mu b$ . Die Angaben beziehen sich allerdings auf die gemessenen Datenpunkte, die für ein Energieintervall endlicher Breite gelten.

Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für in Vorwärtsrichtung ( $\cos(\theta_{K^+}^{cms}) > 0$ ) produzierte Kaonen kein Untergrund durch die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  zu erwarten ist. Zudem deutet sich an, daß ein durch die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  in Rückwärtsrichtung produzierter Untergrund mit der Photonenergie größer wird (man beachte die Orientierung der Achsen in Abb. 7.17.).

Für den Untergrundanteil der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  an der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ergibt sich ein ähnliches Bild, wie die Abbildungen 7.18 und 7.19 zeigen.

Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$  wurde die Untergrundabschätzung in gleicher Weise wie für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen die Abbildungen 7.20, 7.21, 7.22 und 7.23. Der zu erwartende Untergrund zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  ist klein. Lediglich in Rückwärtsrichtung bei großen Photonenergien tritt ein leicht größerer Untergrund von einigen Prozent auf. Die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$  trägt zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  vor allem bei großen Photonenergien bei. Auffällig ist hier, daß der Untergrund sowohl in Rückwärts- als auch Vorwärtsrichtung auftritt. Bemerkenswert ist, daß der Untergrund durch den *hardcut* an Stelle des *softcut* auf die Probabilität des kinematischen Fits deutlich (um etwa einen Faktor 2) reduziert wird.

Die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  stellt für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  keinen Untergrund dar, wie die Ereigniszahlen in Tabelle 7.1 beweisen. Die Masse des zusätzlich produzierten  $\pi^0$  läßt offensichtlich eine Fehlinterpretation als  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  nicht zu. Anders ist dies für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , in der im Endzustand  $K^+ \Lambda \gamma$  ein Photon entsteht, welches wie das  $\pi^0$  elektrisch neutral ist. Eine Fehlzuordnung des Endzustands  $K^+ \Lambda \pi^0$  zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ist somit denkbar. Ein für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  angenommener konstanter totaler Wirkungsquerschnitt von  $0.7 \mu b$  führt auf eine Untergrundabschätzung, wie sie in Abbildung 7.25 zu sehen ist. Der größte Untergrund zeigt sich für in Vorwärtsrichtung produzierte Kaonen und nimmt zudem mit steigender Photonenergie leicht zu. Auffällig ist der erhöhte Untergrundbeitrag für vorwärts produzierte Kaonen an der Produktionsschwelle, der unter *softcut* etwa 6% beträgt. Durch den härteren Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits wird dieser Beitrag deutlich auf weniger als 2% reduziert. Beide Werte überschätzen sicherlich den tatsächlich vorhandenen Untergrund, da bei der Berechnung des Untergrunds für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  auch in ihrer Schwellenregion (oberhalb  $1.152 \text{ GeV}$ ; s.o.) ein Wirkungsquerschnitt von  $0.7 \mu b$  angenommen wurde. Insgesamt gesehen ist der Untergrund in allen kinematischen Bereichen klein.

Wie die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  trägt auch die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  nicht zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bei. Auch der Beitrag zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ist klein und beschränkt sich im wesentlichen auf die Rückwärtsrichtung (s. Abbildungen 7.26 und 7.27). Wie bereits in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  zeigt sich ein höherer Untergrund unmittelbar an der Produktionsschwelle (man beachte die Orientierung der Achsen), der durch den *hardcut* deutlich reduziert werden kann. Wie bei der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  darf vermutet werden, daß der erhöhte Untergrund an der Produktionsschwelle auf einen verwendeten zu hohen Wirkungsquerschnitt in Schwellennähe (oberhalb  $1.168 \text{ GeV}$ ; s.o.) zurückzuführen ist.

Die zu Beginn dieses Abschnitts angeführten Untergrundkanäle  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0 \pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Sigma^0 \pi^+$  wurden nicht näher untersucht. Wie gesehen, spielen die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  als Untergrund für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  keine Rolle. Es ist anzunehmen, daß dies für die analogen Reaktionen mit einem  $\Sigma^0$ -Hyperon im Endzustand ähnlich ist. Zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  tragen die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0 \pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Sigma^0 \pi^+$  wie die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  sicherlich ebenfalls nicht bei. Dafür sorgt bereits die um  $77 \text{ MeV}$  höhere Masse des  $\Sigma^0$ -Hyperons gegenüber der Masse des  $\Lambda$ -Hyperons.

$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$

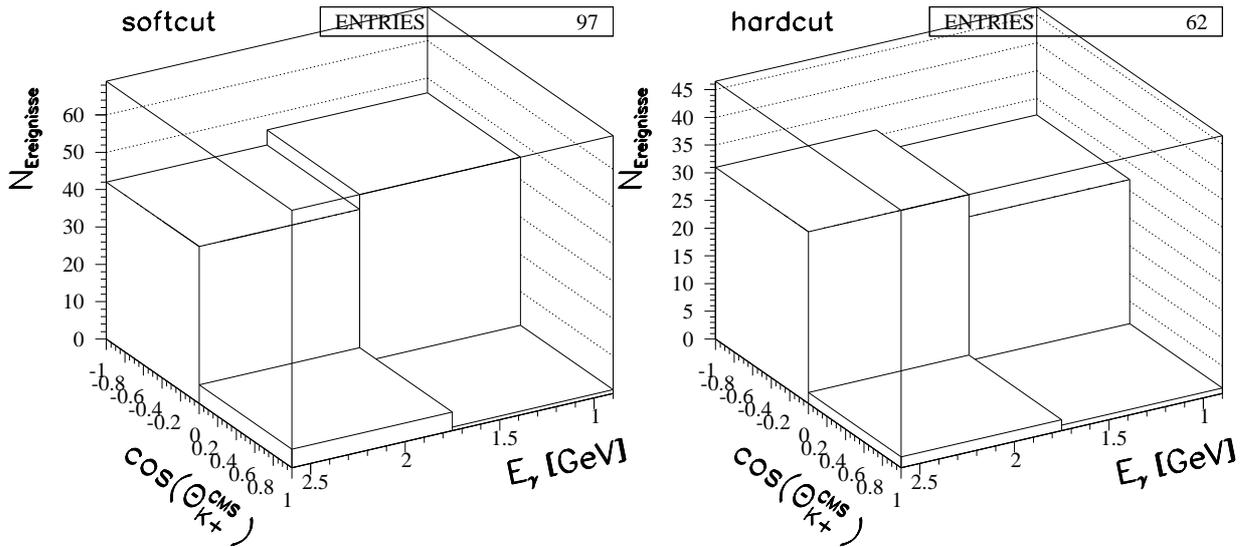


Abbildung 7.16: Lage der Untergrundereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  in der Ebene, die durch die Photonenergie  $E_\gamma$  und den Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt. Man beachte die Orientierung der Achsen.

$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$

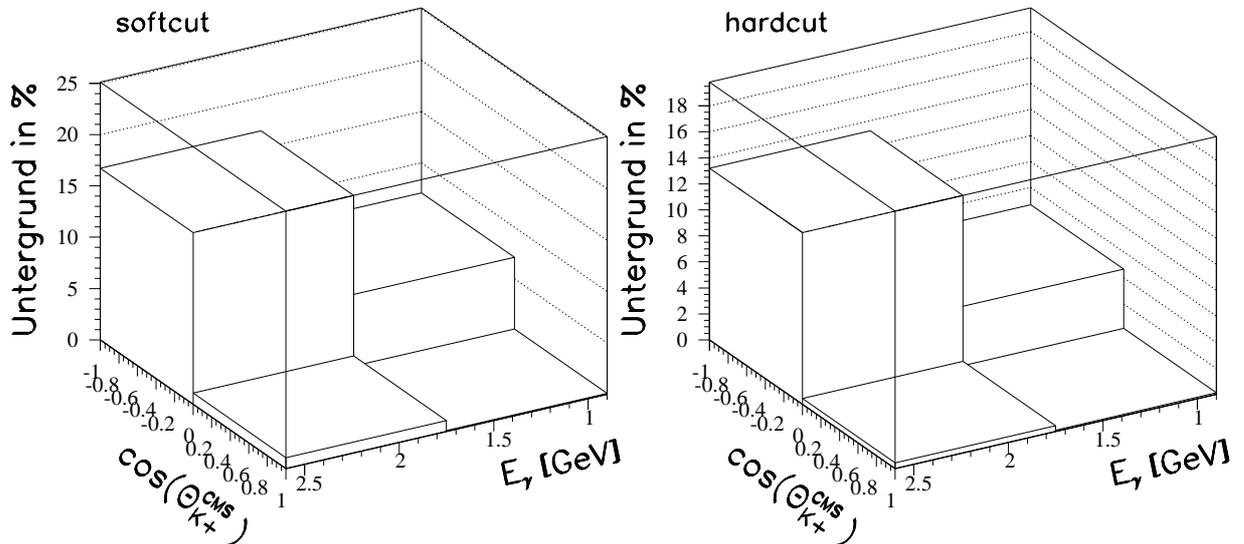


Abbildung 7.17: Prozentualer Untergrund der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt. Man beachte die Orientierung der Achsen.

$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$

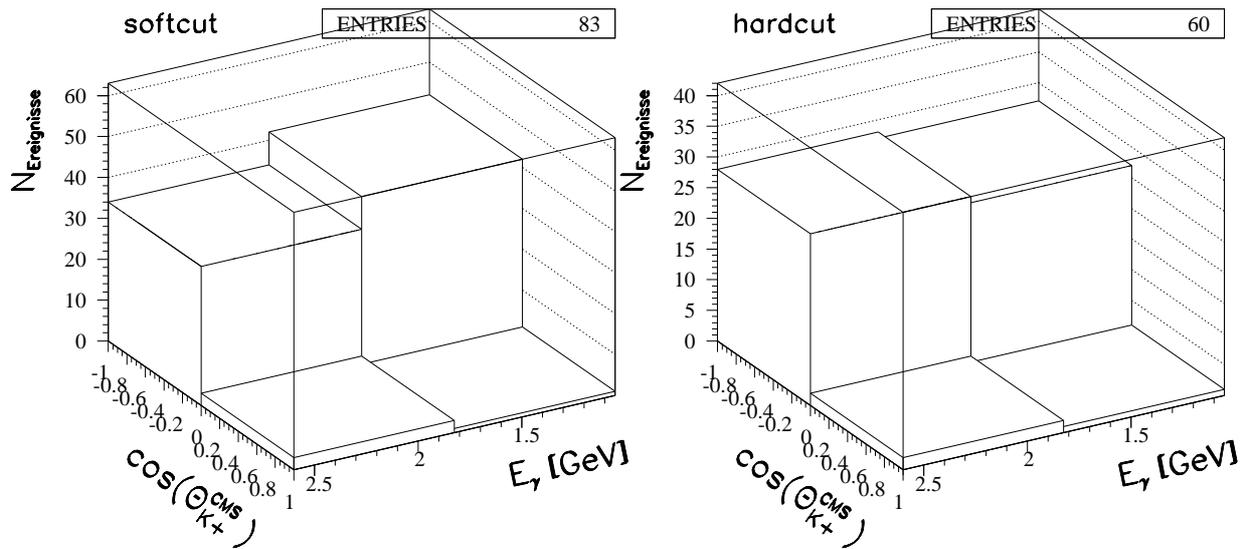


Abbildung 7.18: Lage der Untergrundereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  in der Ebene, die durch die Photonenergie  $E_\gamma$  und den Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt. Man beachte die Orientierung der Achsen.

$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$

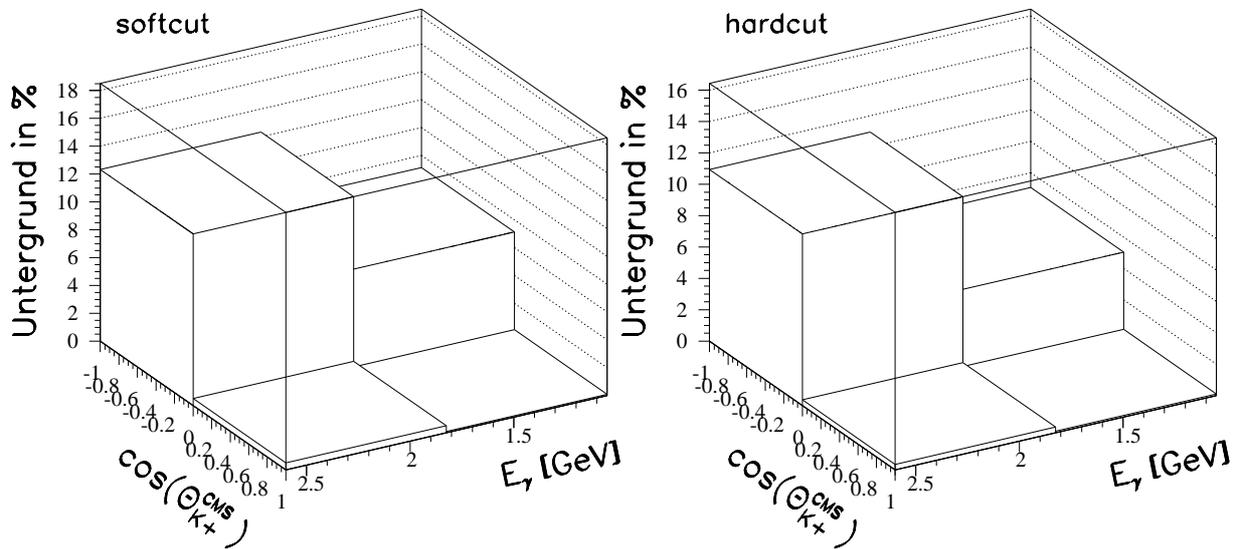


Abbildung 7.19: Prozentualer Untergrund der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt. Man beachte die Orientierung der Achsen.

$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$

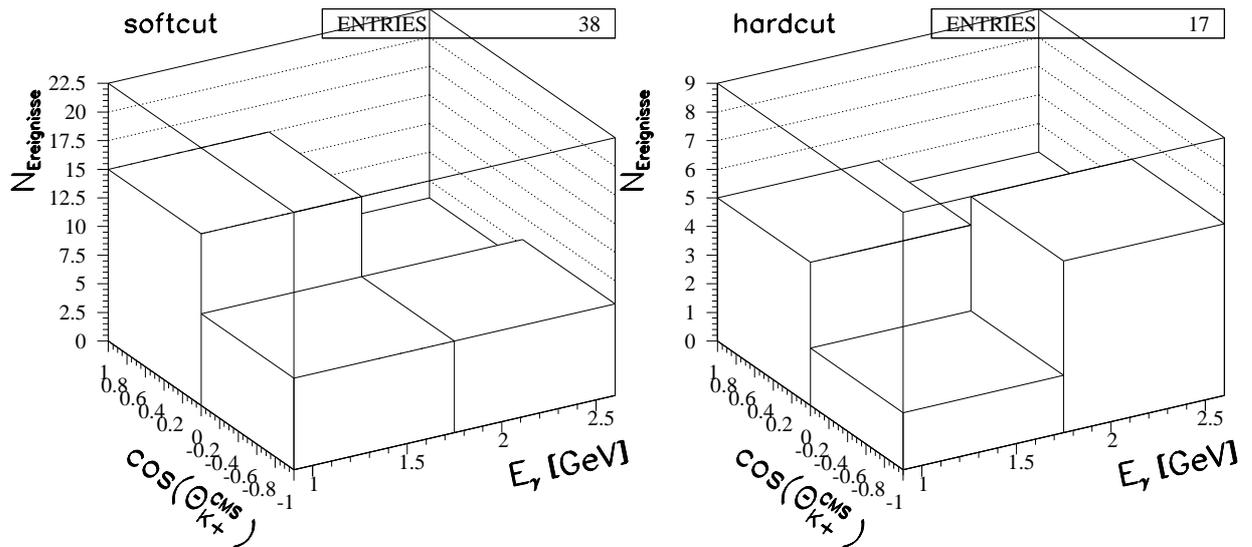


Abbildung 7.20: Lage der Untergrundereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  in der Ebene, die durch die Photonenergie  $E_\gamma$  und den Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt. Man beachte die Orientierung der Achsen.

$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$

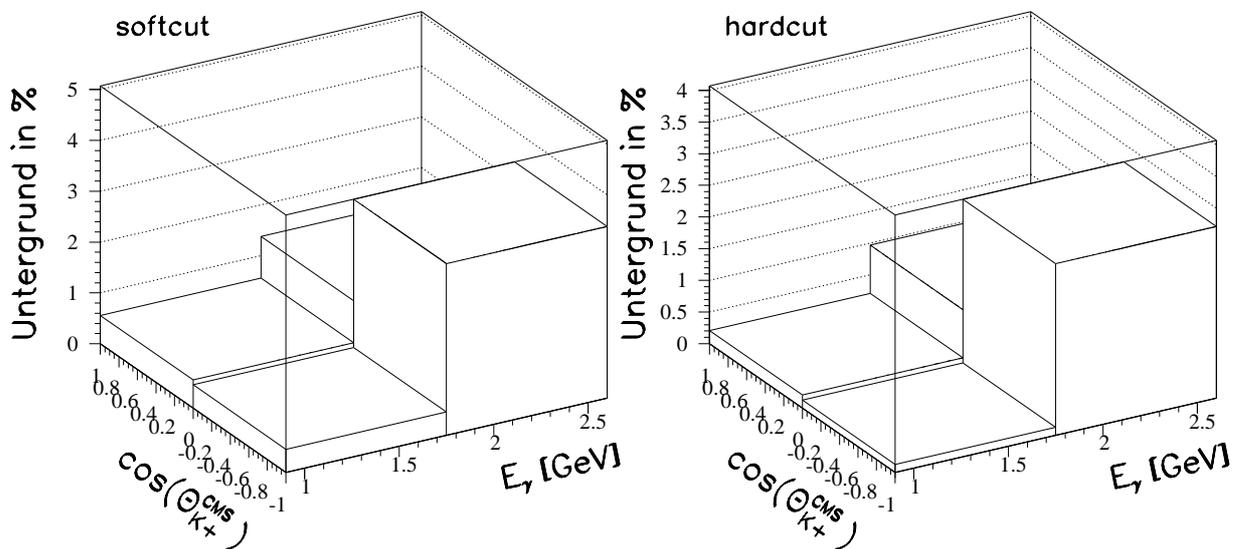


Abbildung 7.21: Prozentualer Untergrund der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt. Man beachte die Orientierung der Achsen.

$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$

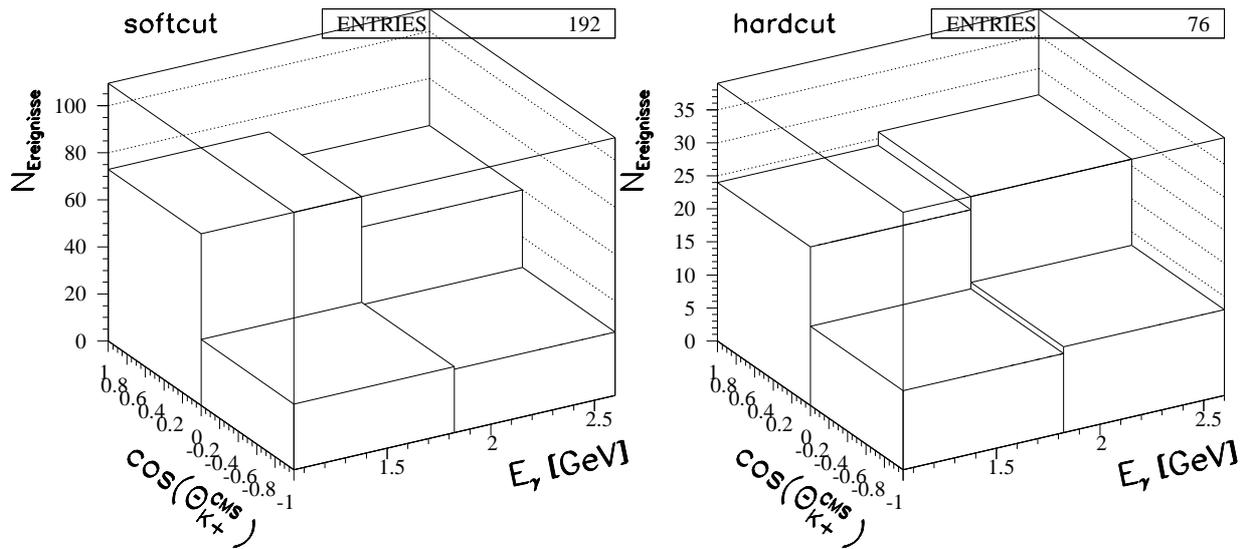


Abbildung 7.22: Lage der Untergrundereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  in der Ebene, die durch die Photonenergie  $E_\gamma$  und den Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt. Man beachte die Orientierung der Achsen.

$\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$

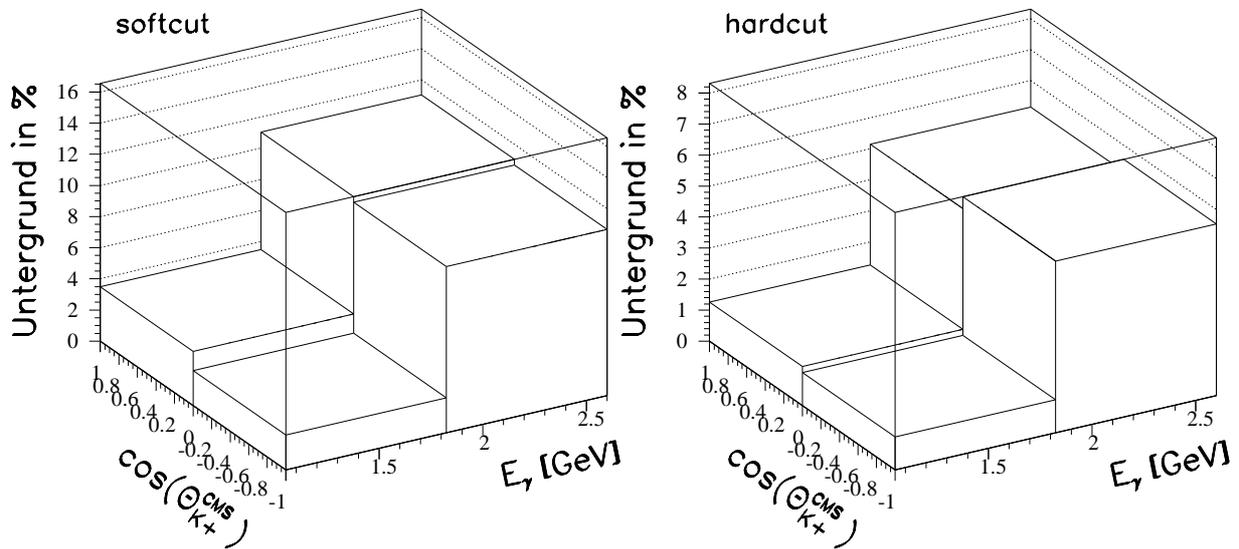


Abbildung 7.23: Prozentualer Untergrund der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt. Man beachte die Orientierung der Achsen.

$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$

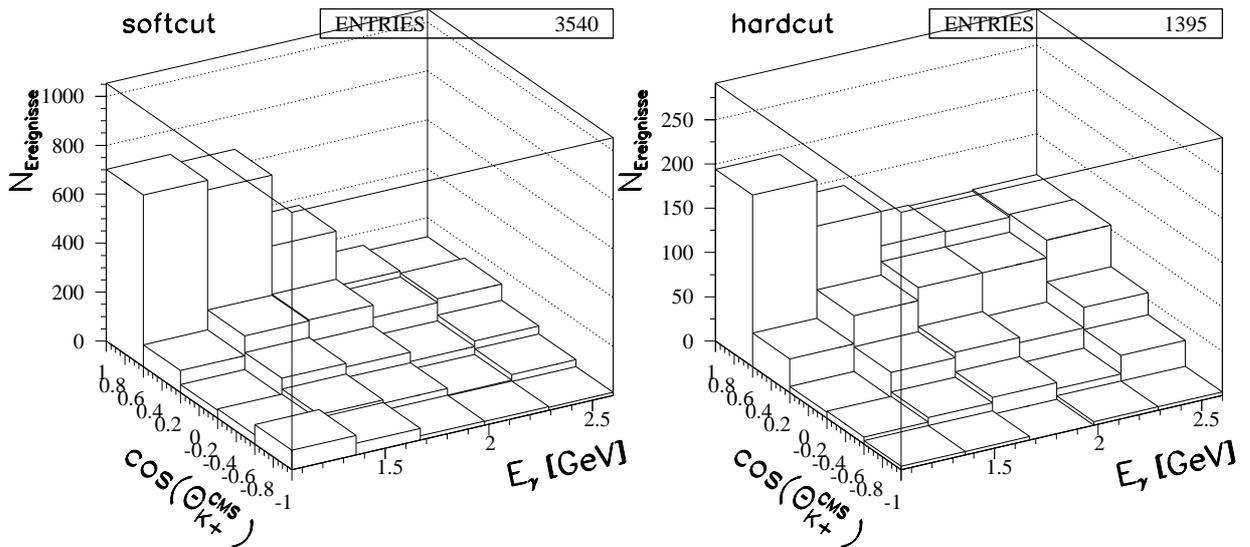


Abbildung 7.24: Lage der Untergrundereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  in der Ebene, die durch die Photonenergie  $E_\gamma$  und den Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt. Man beachte die Orientierung der Achsen.

$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$

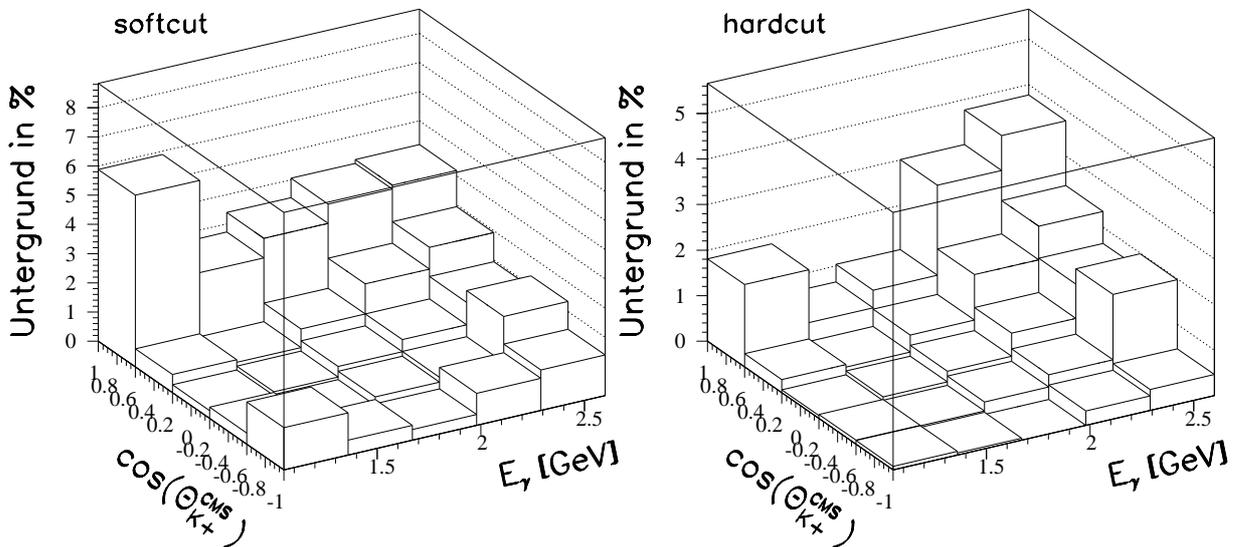


Abbildung 7.25: Prozentualer Untergrund der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt. Man beachte die Orientierung der Achsen.

$\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$

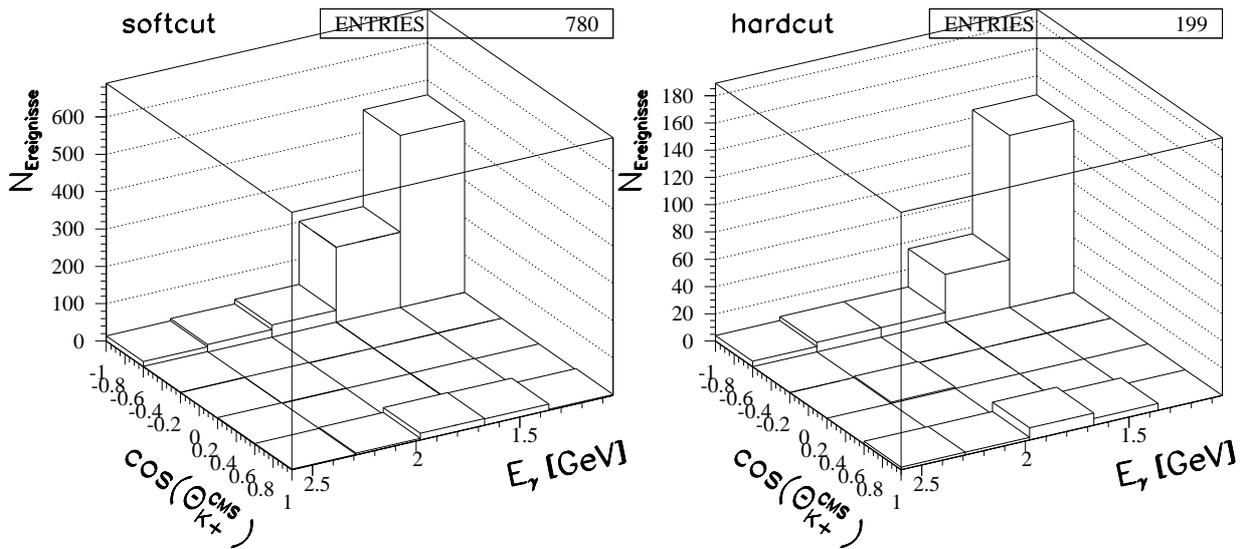


Abbildung 7.26: Lage der Untergrundereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  in der Ebene, die durch die Photonenergie  $E_\gamma$  und den Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt. Man beachte die Orientierung der Achsen.

$\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$

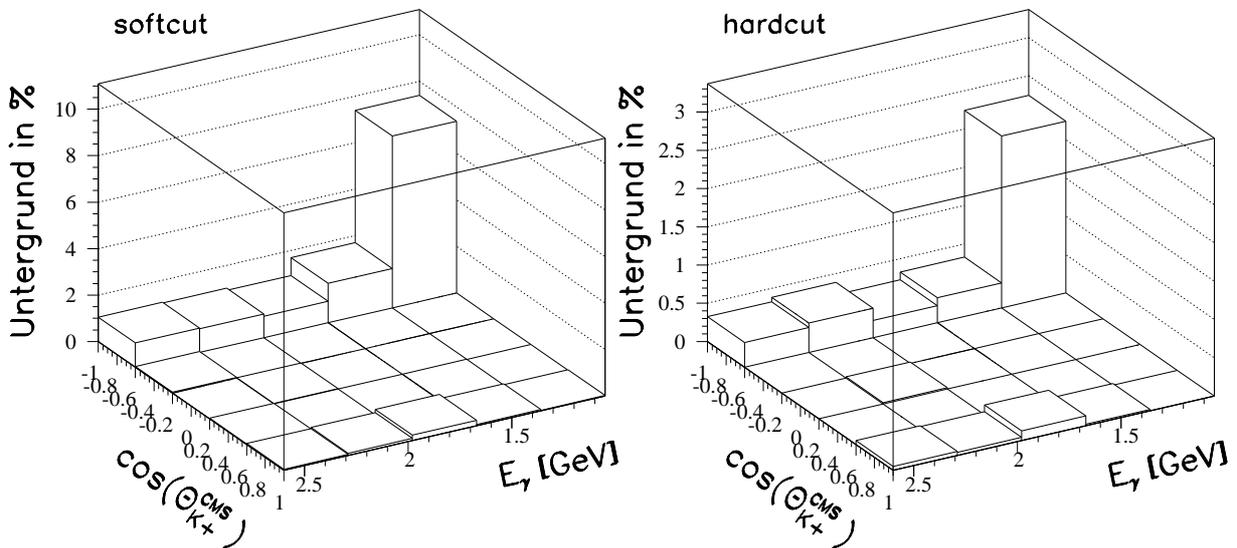


Abbildung 7.27: Prozentualer Untergrund der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  (inkl.  $\gamma p \rightarrow K_S^0 \Lambda \pi^+$  mit anschließendem Zerfall  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ; s. Text) in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt. Man beachte die Orientierung der Achsen.

### Untergrund in $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$

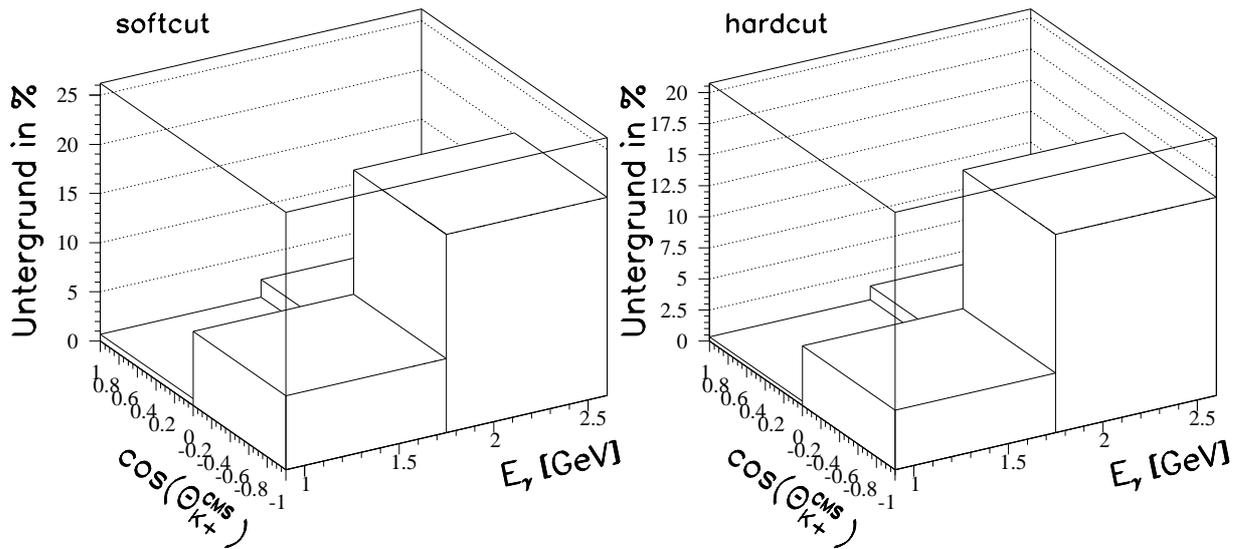


Abbildung 7.28: Prozentualer Untergrund aller Untergrundreaktionen in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt. Man beachte die Orientierung der Achsen.

### Untergrund in $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$

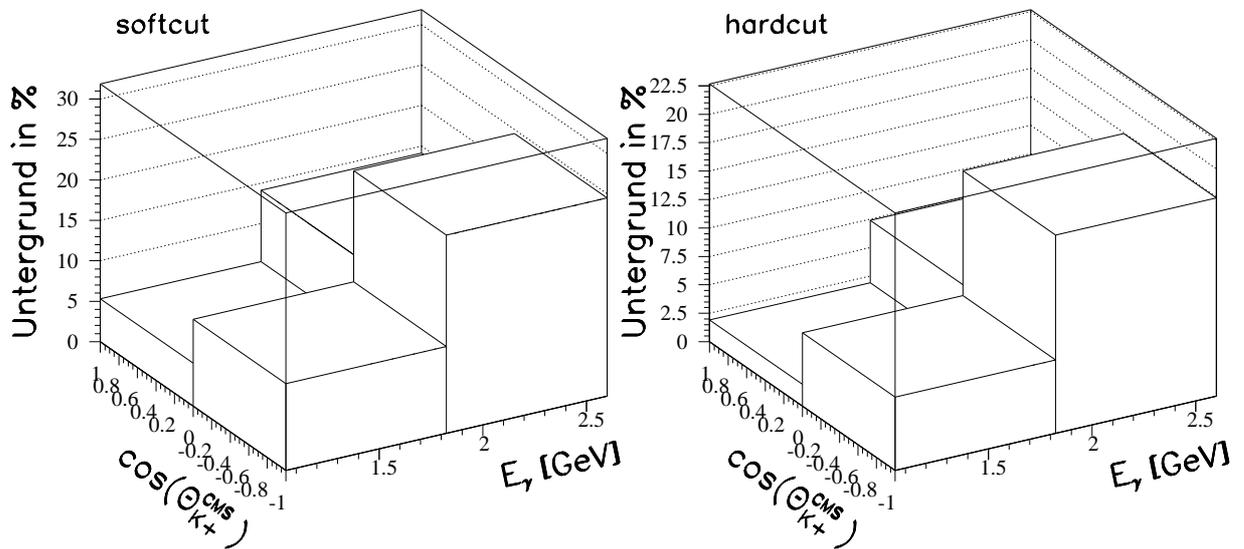


Abbildung 7.29: Prozentualer Untergrund aller Untergrundreaktionen in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt. Man beachte die Orientierung der Achsen.

Bisher wurden die Beiträge der vier Untergrundkanäle  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ ,  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda\pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K_L^0\Lambda\pi^+$  getrennt betrachtet. Die Abbildungen 7.28 und 7.29 zeigen die Summe aller Beiträge für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ . Dabei wurde die Trennung nach dem durchgeführten Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits (*softcut* bzw. *hardcut*) beibehalten. Unabhängig von Reaktion und Schnitt ergibt sich der größte zu erwartende Untergrund in Rückwärtsrichtung und für große Photonenergien. Die in den Abbildungen 7.28 und 7.29 gezeigten Untergrundbeiträge werden durch die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  und  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  dominiert. Wie noch in Abschnitt 7.1.7 zu sehen sein wird, liefert die Untersuchung der experimentellen Lebensdauererwartungen der  $\Lambda$ -Hyperonen für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  keinen Hinweis auf signifikant beitragende pionische Endzustände. Daher wird davon ausgegangen, daß die hier durchgeführten Untergrunduntersuchungen wegen der verwendeten vereinfachenden Annahmen (s.o.) den tatsächlich vorhandenen Untergrund überschätzen. Nach gleichzeitiger Betrachtung der Untersuchungen zum Untergrund in diesem Abschnitt, der im folgenden Abschnitt diskutierten Lebensdauererwartungen sowie der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abschnitt 7.2.3 wird angenommen, daß der Untergrund durch die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ ,  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda\pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K_L^0\Lambda\pi^+$  zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  unter *softcut* im Mittel über den Photonenergie- und Kaon-Produktionswinkelbereich weniger als 5% beträgt. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  ist mit einem Untergrund von weniger als 10% zu rechnen.

Die Abhängigkeit des Gesamtuntergrunds vom Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits dokumentiert die Abbildung 7.30. Hier ist getrennt nach Reaktion die Differenz der in Abbildung 7.28 bzw. 7.29 vorgestellten prozentualen Untergrundbeiträge unter *softcut* und *hardcut* zu sehen. Es ist ersichtlich, daß für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  unter dem harten Schnitt *hardcut* in allen kinematischen Bereichen ein geringerer Untergrundanteil verbleibt als unter dem weicheren Schnitt *softcut*.

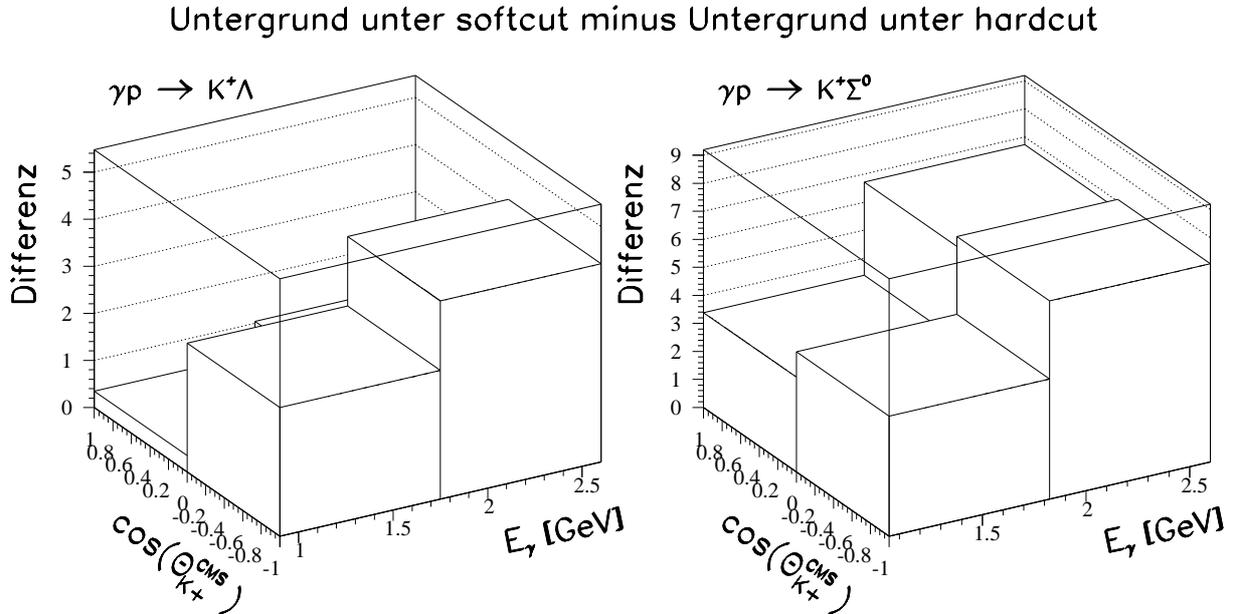


Abbildung 7.30: Für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  ist hier getrennt nach Reaktion die Differenz gebildet aus dem Untergrund, der sich unter dem Schnitt *softcut* ergibt, und dem Untergrund, den man unter dem Schnitt *hardcut* erhält, gezeigt.

$\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$

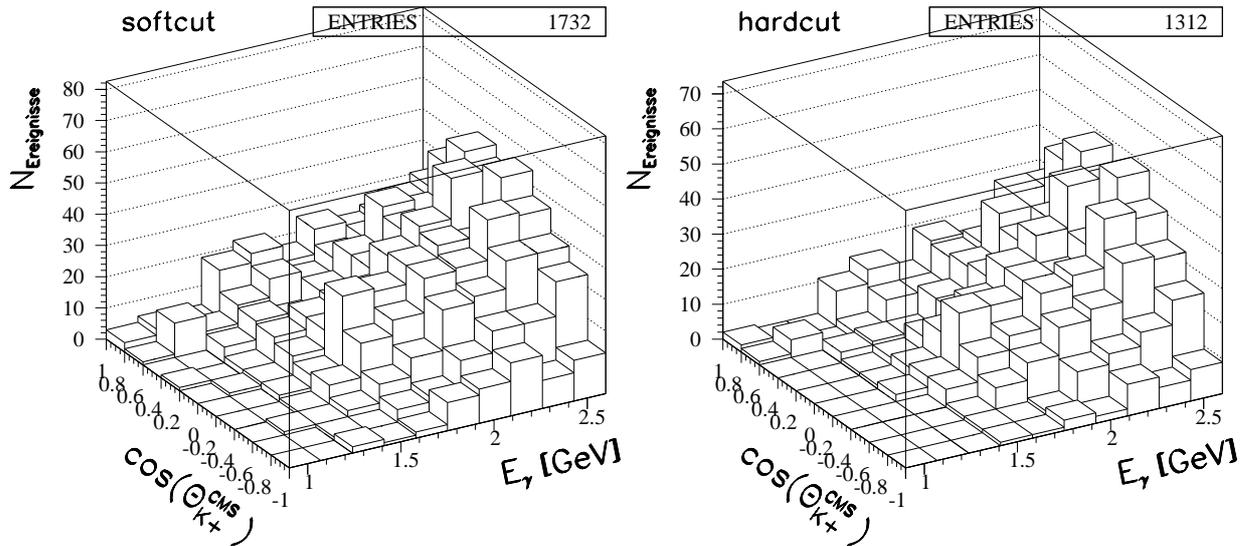


Abbildung 7.31: Lage der Untergrundereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  in der Ebene, die durch die Photonenergie  $E_\gamma$  und den Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{\text{cms}})$  des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt.

$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$

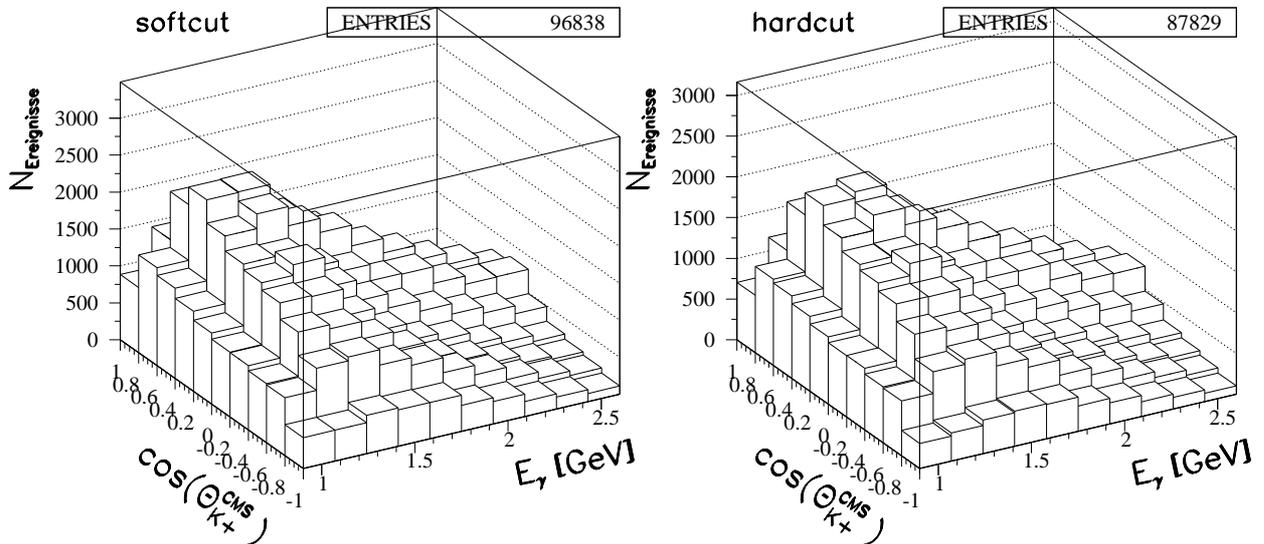


Abbildung 7.32: Wie Abbildung 7.31, nur mit dem Unterschied, daß hier die simulierten Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  gezeigt sind, die richtig zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zugeordnet wurden.

$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$

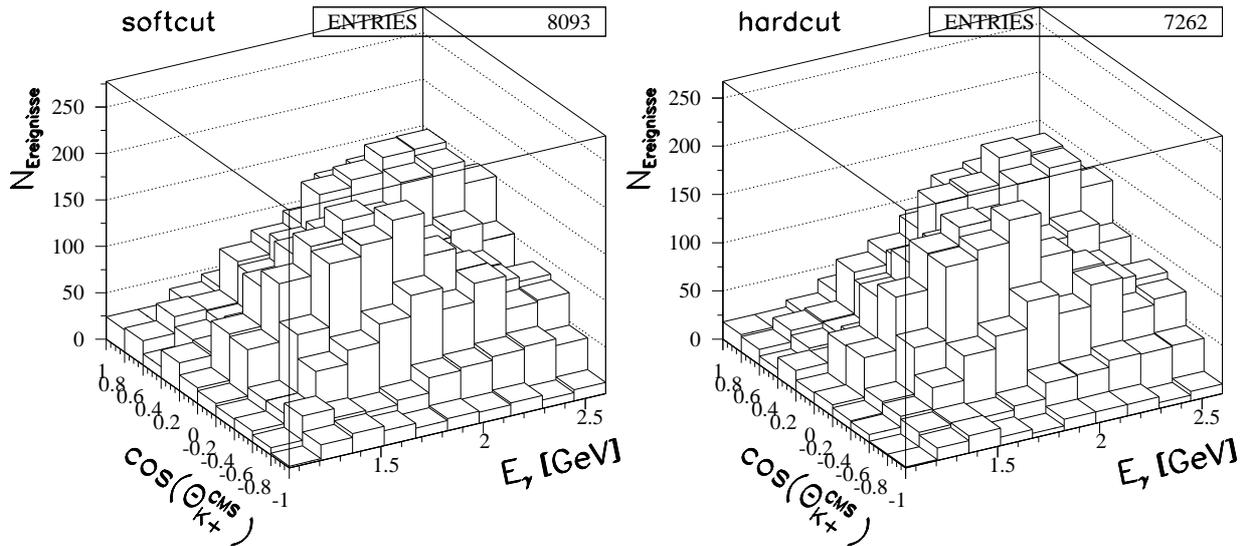


Abbildung 7.33: Lage der Untergrundereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  in der Ebene, die durch die Photonenergie  $E_\gamma$  und den Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. Das linke Histogramm wurde unter dem weichen (*softcut*), das rechte Histogramm unter dem harten (*hardcut*) Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits erstellt.

$\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  identifiziert als  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$

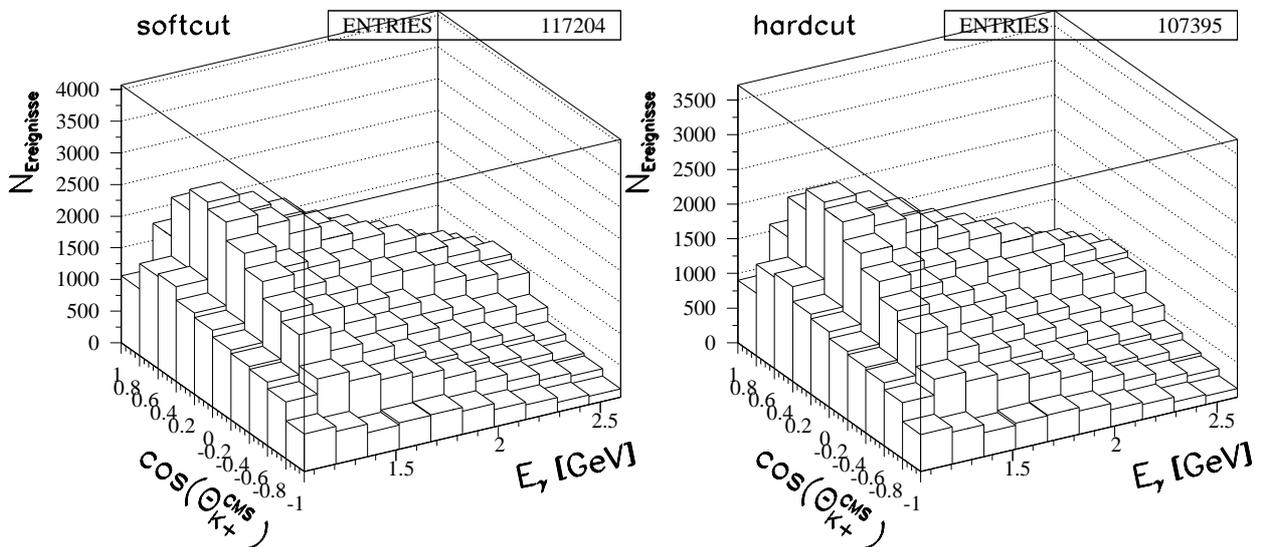


Abbildung 7.34: Wie Abbildung 7.33, nur mit dem Unterschied, daß hier die simulierten Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  gezeigt sind, die richtig zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zugeordnet wurden.

Ein wichtiger Beitrag zum Untergrund wurde bisher nicht betrachtet. Wie die Ereigniszahlen in Tabelle 7.1 zeigen, kommt es zu gegenseitigen Fehlzuordnungen von Ereignissen der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zu  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  und umgekehrt. Auch der Überlapp der Verteilungen zur *missing mass*  $m_{i.s.-K\alpha on}^{vxfit}$  in Abbildung 7.6 läßt bereits vermuten, daß die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  einen gegenseitigen Untergrund darstellen.

Aus den Ereigniszahlen in Tabelle 7.1 läßt sich ein mittlerer Untergrund von Ereignissen der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  in den Meßergebnissen zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  und umgekehrt abschätzen. Der Einfachheit halber sei angenommen, daß sich die Wirkungsquerschnitte beider Reaktionen gleichen und das Verhältnis  $A_R/A_U$  (s. Gleichung 7.6) unabhängig von der Reaktionskinematik ist. Unter diesen Voraussetzungen können die Ereigniszahlen in Tabelle 7.1 zu den beiden Reaktionen für eine grobe Untergrundabschätzung in direkte Beziehung gesetzt werden. Da die Anzahl der generierten Ereignisse für beide Reaktionen nahezu übereinstimmen, reicht hier die Verhältnisbildung aus der Anzahl der falsch zugeordneten Ereignisse des Untergrundkanals und der Anzahl der richtig zugeordneten Ereignisse des betrachteten Kanals. Die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  liefert somit zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  näherungsweise einen Untergrund  $8093/117204 = 6.9\%$  (*softcut*) bzw.  $7262/107395 = 6.8\%$  (*hardcut*). Umgekehrt ergibt sich ein Untergrund der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  von  $1.8\%$  (*softcut*) und  $1.5\%$  (*hardcut*). Der jeweilige Untergrund ist somit unabhängig vom gewählten Schnitt auf die Probabilität der kinematischen Fits.

Wie gesehen, ist der gegenseitige Untergrund nicht zu vernachlässigen. Aus diesem Grund ist es wiederum interessant zu studieren, ob es Abhängigkeiten von der Kinematik gibt. Einen ersten Eindruck hierzu liefern die Abbildungen 7.31, 7.32, 7.33 und 7.34. Die Abbildungen 7.31 und 7.33 zeigen jeweils die Anzahl der fehlzugeordneten Ereignisse als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Anzahl der fehlzugeordneten Ereignisse mit der Photonenergie  $E_\gamma$  steigt. Die Anzahl der generierten Ereignisse nimmt dagegen etwa mit  $1/E_\gamma$  ab (ohne Abbildung). Dieser Abfall mit der Photonenergie ist entsprechend auch für die richtig zugeordneten Ereignisse zu beobachten (s. Abbildungen 7.32 und 7.34). Daraus ist bereits ersichtlich, daß der gegenseitige Untergrund jeweils mit der Photonenergie zunimmt.

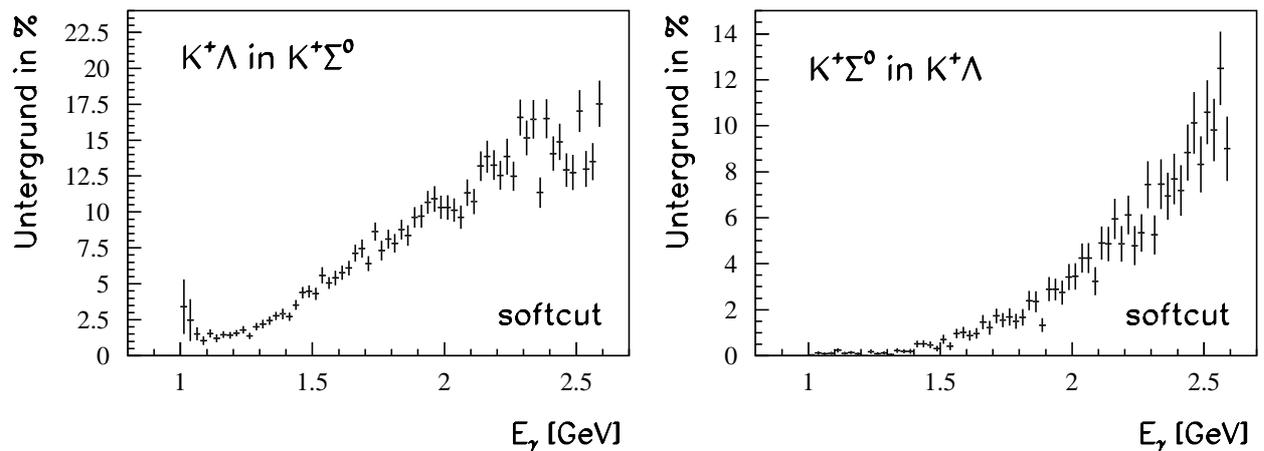


Abbildung 7.35: Prozentualer Anteil des gegenseitigen Untergrunds der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$ .

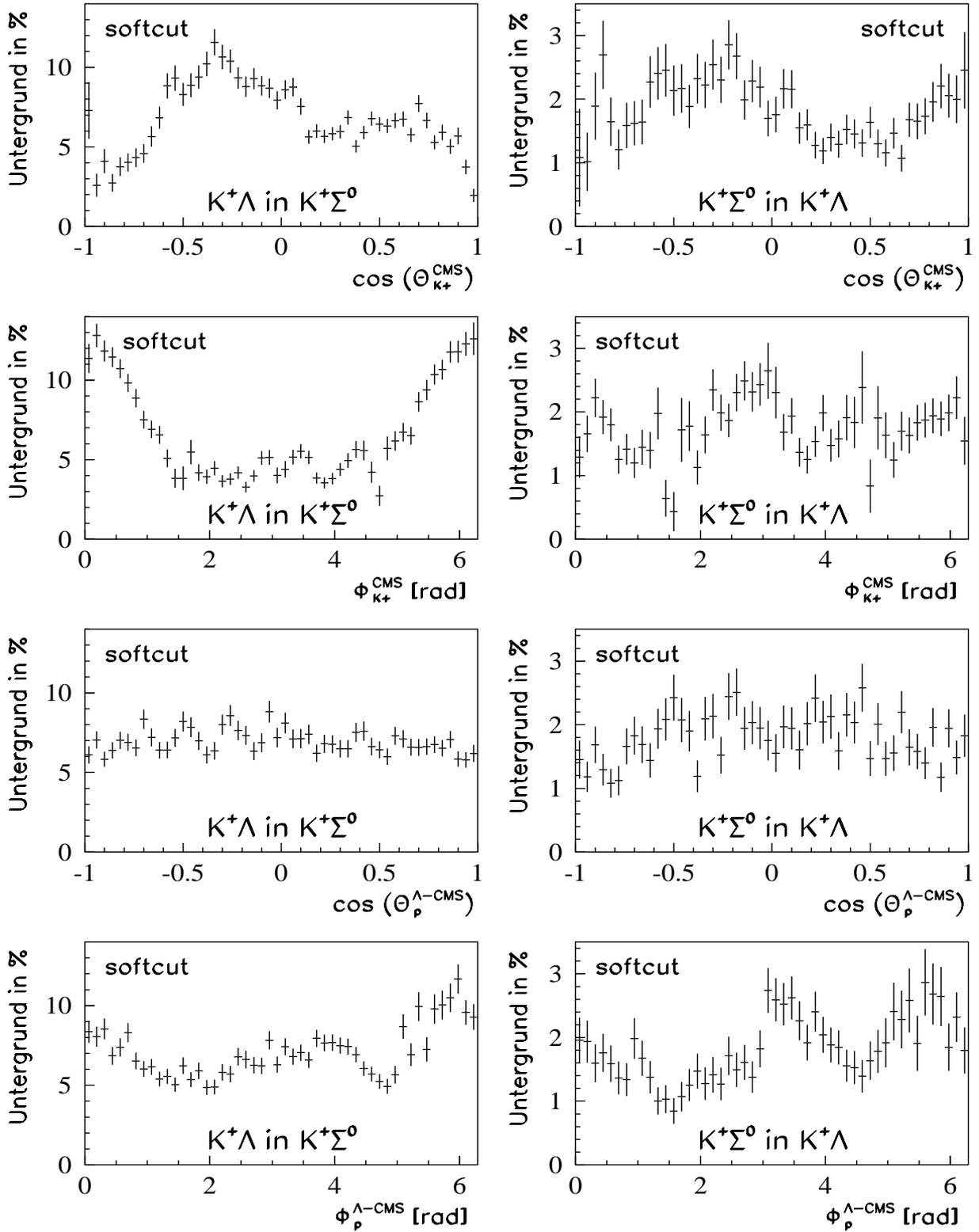


Abbildung 7.36: Die Histogramme zeigen den gegenseitigen prozentualen Untergrund der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktion einiger kinematischer Variablen. Dabei werden Abhängigkeiten von der Photonenergie und den jeweils anderen kinematischen Größen nicht berücksichtigt. Es wurde der weiche Schnitt *softcut* auf die Probabilität des jeweiligen kinematischen Fits durchgeführt. Links ist der Beitrag der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zu sehen. Für die rechte Seite ist es entsprechend umgekehrt.

Um diese Beobachtung quantifizieren zu können, wird wiederum von für beide Reaktionen gleichen Wirkungsquerschnitten ausgegangen, so daß in Gleichung 7.6  $\sigma_U/\sigma_R = 1$  verwendet wird. Außerdem wird vorausgesetzt, daß das Verhältnis  $A_R/A_U$  außer von der Photonenergie nicht von der Reaktionskinematik abhängt. Dann läßt sich der Untergrund als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  wieder durch Division der Anzahl der falsch zugeordneten Ereignisse des Untergrundkanals und der Anzahl der richtig zugeordneten Ereignisse des betrachteten Kanals abschätzen. Über vorhandene Abhängigkeiten der Akzeptanzfaktoren und der Wirkungsquerschnitte von anderen kinematischen Größen wird auf diese Weise gemittelt. Man erhält einen energieabhängigen Untergrund, wie er in Abbildung 7.35 für den Schnitt *softcut* zu sehen ist. Für beide Reaktionen ist ein starker Anstieg des Untergrunds mit größer werdender Photonenergie zu beobachten.

Die unterschiedlichen Produktionsschwellen 0.911 GeV und 1.047 GeV der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  führen übrigens zu der im linken Histogramm der Abbildung 7.35 zu erkennenden Erhöhung des Untergrunds in der Schwellenregion. Es sei darauf hingewiesen, daß die ersten beiden Datenpunkte in diesem Histogramm unterhalb der Produktionsschwelle der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  liegen und somit für die in den Abschnitten 7.2 und 7.3 vorgestellten Wirkungsquerschnitte dieser Reaktion keine Rolle spielen.

Unter dem Schnitt *hardcut* ergibt sich ein zu den Datenpunkten in Abbildung 7.35 nahezu identischer Verlauf des Untergrunds. Selbiges gilt auch für die weiteren Untersuchungen in diesem Abschnitt, so daß im folgenden der Übersicht halber nur die Ergebnisse für den weichen Schnitt *softcut* gezeigt werden.

Auf gleiche Weise, wie dies für die Abhängigkeit des Untergrunds von der Photonenergie durchgeführt wurde, läßt sich auch die Abhängigkeit von anderen kinematischen Variablen untersuchen. Abbildung 7.36 zeigt die Abhängigkeit des Untergrunds von den Winkeln, auf die auch bei der Datenselektion geschnitten wurde (s. Abschnitt 7.1.4). Es sind dies die Produktionswinkel des Kaons im *cms* und die Zerfallswinkel des Protons aus dem  $\Lambda$ -Zerfall im  $\Lambda$ -Ruhe-system. Bis auf den Cosinus  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms})$  des Produktionswinkels des Protons im Ruhesystem des  $\Lambda$ -Hyperons sind zum Teil stark ausgeprägte Schwankungen des Untergrundanteils zu erkennen. Speziell für den Untergrund der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  variiert der Anteil als Funktion von  $\phi_{K^+}^{cms}$  zwischen 3% und 13%.

Vergleicht man die Abbildungen 7.35 und 7.36, so ist zu erwarten, daß die Abhängigkeiten des Untergrunds von den Produktionswinkeln selber eine Funktion der Photonenergie sind. Eine Berechnung der Untergrundbeiträge als Funktion mehrerer kinematischer Größen ist unter Verwendung der entsprechend differentiell bestimmten Akzeptanzen und Wirkungsquerschnitte beider Reaktionen möglich. Tatsächlich wurde der gegenseitige Untergrund der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  mit Hilfe der in Abschnitt 7.2 vorgestellten differentiellen Wirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta)$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels ermittelt. Die nach Gleichung 7.6 zur Berechnung des Untergrunds notwendigen Akzeptanzfaktoren  $A_U = N_{U,gen}^{simu}/N_{U,selek}^{simu}$  und  $A_R = N_{R,gen}^{simu}/N_{R,selek}^{simu}$  wurden in entsprechender Weise als Funktion von  $E_\gamma$  und  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  behandelt. Das Ergebnis dieser Untergrundbestimmung ist in Abschnitt 7.2.5 bzw. in tabellarischer Form in Anhang A.2 zu finden.

Zum Abschluß dieses Abschnitts sei nochmals daran erinnert, daß alle hier angegebenen Untergrundanteile wegen der getroffenen vereinfachenden Annahmen lediglich die Qualität einer groben Abschätzung besitzen. Sie sollen nur einen Anhaltspunkt dafür geben, in welchen kinematischen Bereichen möglicherweise ein nennenswerter Untergrundbeitrag auftreten kann.

### 7.1.7 Rekonstruierte mittlere Lebensdauer des $\Lambda$ -Hyperons

Ein wichtiges Kriterium für die Güte der Trennung der gewünschten Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  vom Untergrund liefert die Bestimmung der mittleren Lebensdauer der zerfallenden  $\Lambda$ -Hyperonen mit Hilfe der selektierten Ereignisse.

Die Untersuchungen in Abschnitt 7.1.6 haben gezeigt, daß ein Untergrundbeitrag durch die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  selbst verursacht wird. Da aber in beiden Reaktionen ein  $\Lambda$ -Hyperon unmittelbar am Primärvertex erzeugt wird, sollte sich auch mit dem gegenseitigen Untergrund bei Messung der Lebensdauer aus den experimentellen Daten für beide Reaktionen die bekannte mittlere Lebensdauer  $\tau_\Lambda = 2.632 \pm 0.020 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  ergeben. Deswegen ist die Verteilung der Flugzeiten (bzw. Lebensdauern) der rekonstruierten  $\Lambda$ -Hyperonen ein guter Test, um mögliche Untergrundbeiträge von Reaktionen, in denen kein  $\Lambda$ -Hyperon im Endzustand entsteht, zu überprüfen. Untergrundbeiträge der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  können durch die Lebensdauerermessung jedoch nicht erkannt werden.

Simulierte Daten zeigen, daß für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  und  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$  ein fälschlicherweise gefundener  $\Lambda$ -Zerfallsvertex nur als nahe am Primärvertex liegend berechnet werden kann. Für etwa 90% der Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  und  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ , die den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  oder  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zugeordnet wurden, wird eine Flugzeit  $t < 1 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  gemessen und somit die mittlere Lebensdauer des  $\Lambda$ -Hyperons erwartungsgemäß deutlich unterschätzt. Für den Fall, daß die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  und  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$  einen nennenswerten Untergrundbeitrag zu den untersuchten Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  verursachen, zeigt sich dies durch eine Abweichung der gemessenen Flugzeitverteilung vom erwarteten exponentialen Verlauf bei kleinen Flugzeiten, die sich durch eine Überhöhung bei kleinen Lebensdauern manifestieren sollte. Wie im folgenden noch zu sehen sein wird, ist eine derartige Überhöhung für die selektierten experimentellen Ereignisse nicht beobachtet worden. Dies deutet darauf hin, daß die in Abschnitt 7.1.6 für die pionischen Endzustände abgeschätzten Untergrundbeiträge lediglich obere Schranken angeben und der tatsächlich vorhandene Untergrund, wie dort angegeben, kleiner ist.

Zur Berechnung der  $\Lambda$ -Lebensdauer für ein Ereignis, das der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zugeordnet wurde, wird der Abstand  $s$  zwischen den in den Vertexfits bestimmten Orten des Primär- und Sekundärvertex ermittelt. Ist die Geschwindigkeit  $v$  des  $\Lambda$ -Hyperons im Laborsystem und damit der Lorentzfaktor  $\gamma$  für den Übergang in das  $\Lambda$ -Ruhesystem bekannt, so ergibt sich die Flugzeit  $t$  durch die Beziehung

$$t = \frac{s}{v \gamma} \quad . \quad (7.7)$$

Die Geschwindigkeit  $v$  und der Lorentzfaktor  $\gamma$  werden über die im Sekundärvertexfit berechneten Viererimpulse  $p_{\pi^-}^{\text{out}}$  und  $p_p^{\text{out}}$  bestimmt ( $c$  bezeichnet die Lichtgeschwindigkeit):

$$v = c \cdot \frac{\sqrt{(\vec{p}_{\pi^-} + \vec{p}_p)^2}}{E_{\pi^-} + E_p} \quad \gamma = \frac{E_{\pi^-} + E_p}{m_\Lambda} \quad .$$

Die Abbildung 7.37 zeigt die Verteilung der wie beschrieben rekonstruierten Flugzeiten der  $\Lambda$ -Hyperonen für die experimentellen Ereignisse aus den Datennahmen in den Jahren 1997 und 1998, die mit den in den Abschnitten 7.1.1 bis 7.1.4 beschriebenen Selektionskriterien

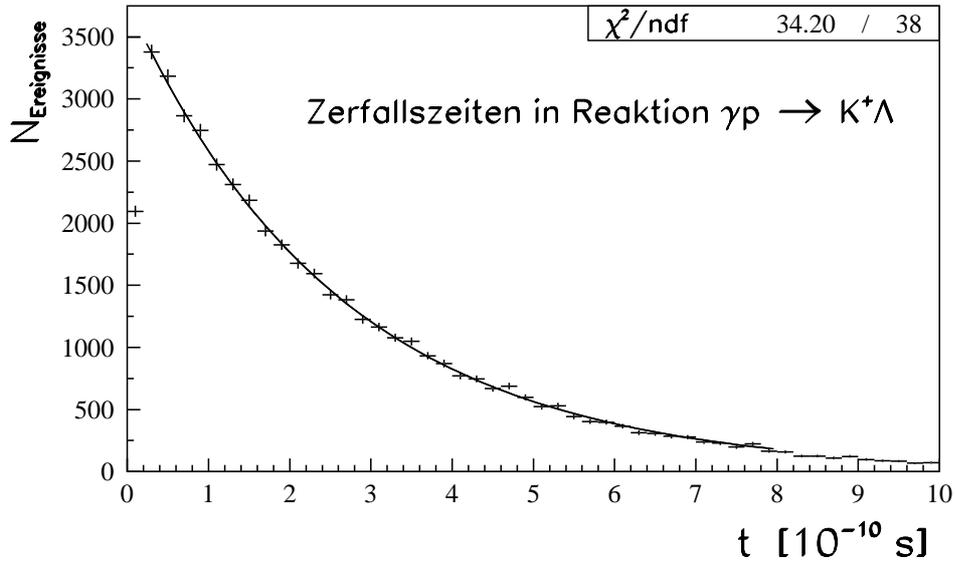


Abbildung 7.37: Verteilung der rekonstruierten  $\Lambda$ -Flugzeiten für die experimentellen Ereignisse, die der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zugeordnet wurden. Die durchgezogene Linie beschreibt den Fit an die Daten (s. Text).

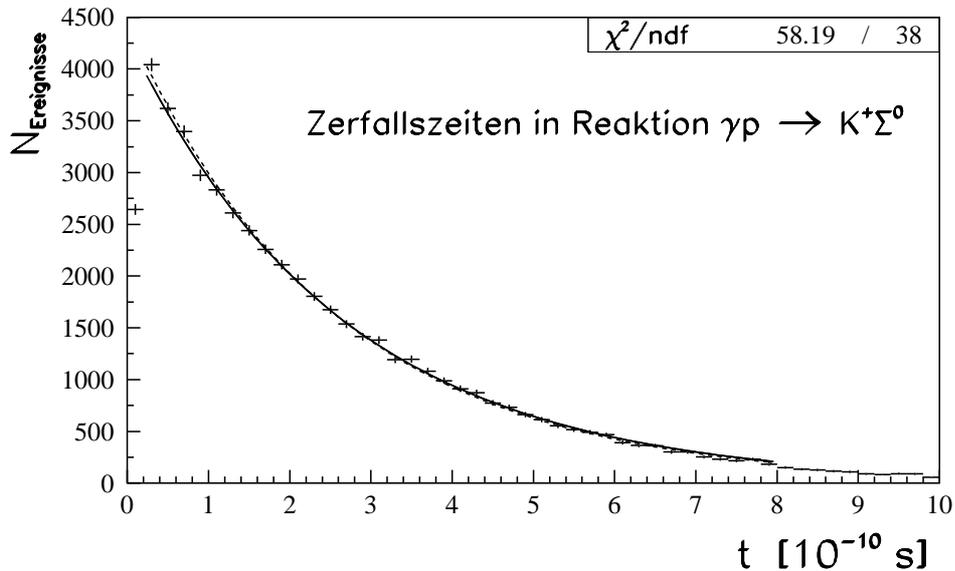


Abbildung 7.38: Verteilung der rekonstruierten  $\Lambda$ -Flugzeiten für die experimentellen Ereignisse, die der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zugeordnet wurden. Die durchgezogene Linie beschreibt den Fit an die Daten (s. Text).

der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zugeordnet wurden.

Die in Abbildung 7.37 eingezeichnete Kurve zeigt das Ergebnis eines Exponentialfits zur Funktion  $f(t) = a \cdot e^{-t/\tau_\Lambda}$  (mit  $t$  in Einheiten von  $10^{-10} \text{ s}$  und  $\tau_\Lambda$  der oben angegebene Nominalwert). Da der erste Histogrammeintrag ( $t < 0.2 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ ) deutlich vom Verlauf der übrigen Verteilung abweicht, wurde der Fit erst ab dem zweiten Eintrag durchgeführt. Auf den Einbruch der Lebensdauer-Verteilung bei kleinen Flugzeiten wird noch weiter unten ausführlich eingegangen. Als Obergrenze für die Flugzeiten wurde im Fit  $t_{\text{max}} = 8 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  verwendet, weil alle Exponentialfits mit einer Obergrenze kleiner als das so gewählte  $t_{\text{max}}$  ein  $\chi^2$  über die Anzahl der Freiheitsgrade  $\text{ndf}$  (*number of degrees of freedom*) mit  $\chi^2 / \text{ndf} \approx 1$ ,

alle Fits mit Verwendung von Histogrammeinträgen auch oberhalb von  $t_{max} = 8 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  leicht größere Werte für  $\chi^2/ndf$  lieferten. Das erhaltene  $\chi^2$  über die Anzahl der Freiheitsgrade  $ndf$  ist der Abbildung zu entnehmen und beträgt  $\chi^2/ndf = 34.20/38 = 0.90$ .

In Abbildung 7.37 nicht eingezeichnet ist das Ergebnis eines weiteren Exponentialfits zur Funktion  $g(t) = a \cdot e^{-b \cdot t}$ , da sich das Ergebnis in der Abbildung kaum von der gezeigten Kurve unterscheidet. Bei gleichen Grenzen für den Fit wie für die Funktion  $f(t)$  wurde aus dem im Fit festgelegten Parameter  $b$  eine mittlere Lebensdauer  $\tau_{\Lambda}^{fit} = 2.602 \pm 0.018 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  ermittelt, die konsistent zur oben angegebenen erwarteten mittleren Lebensdauer  $\tau_{\Lambda}$  ist. Für das  $\chi^2$  über die Anzahl der Freiheitsgrade  $ndf$  ergab sich in diesem Fall  $\chi^2/ndf = 31.22/37 = 0.84$ . In beiden Fits zeigt sich die Lebensdauerverteilung also als konsistent zum Nominalwert  $\tau_{\Lambda}$  bei gleichzeitig guten Werten für  $\chi^2/ndf$ . Daraus ist zu schließen, daß keine meßbaren Beiträge von Untergründereignissen bei kleinen Flugzeiten existieren.

Dehnt man die Fits bis zu Lebensdauern  $t_{max} = 10 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  aus, so ergibt sich für den Fit der Funktion  $g(t)$  an die Daten eine mittlere Lebensdauer  $\tau_{\Lambda}^{fit} = 2.559 \pm 0.015 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  mit  $\chi^2/ndf = 59.19/47 = 1.26$ . Die gemessene mittlere Lebensdauer ist somit um einige Standardabweichungen zu klein. Entsprechend verschlechtert sich auch der Fit zur Funktion  $f(t)$  und liefert ein  $\chi^2$  über die Anzahl der Freiheitsgrade  $ndf$  von  $\chi^2/ndf = 84.27/48 = 1.76$ . Die Abbildung 7.38 zeigt die Lebensdauerverteilung des  $\Lambda$ -Hyperons für die Ereignisse, die der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zugeordnet wurden.

Analog zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  wurde ein Exponentialfit zur Funktion  $f(t) = a \cdot e^{-t/\tau_{\Lambda}}$  für Flugzeiten zwischen  $t_{min} = 0.2 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  und  $t_{max} = 8.0 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  durchgeführt, der auf  $\chi^2/ndf = 58.19/38 = 1.53$  führte. Das Ergebnis dieses Fits zeigt die durchgezogene Kurve in Abbildung 7.38.

Der Fit der Funktion  $g(t) = a \cdot e^{-b \cdot t}$  an die Daten über den gleichen Lebensdauerbereich lieferte eine mittlere Lebensdauer  $\tau_{\Lambda}^{fit} = 2.563 \pm 0.016 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  und  $\chi^2/ndf = 40.13/37 = 1.08$ . Trotz des guten Werts für  $\chi^2/ndf$  weicht die ermittelte Lebensdauer signifikant um einige Standardabweichungen von der Erwartung ab. Dies entspricht der Beobachtung, daß für den Fit zur Funktion  $f(t) = a \cdot e^{-t/\tau_{\Lambda}}$  das  $\chi^2$  über die Anzahl der Freiheitsgrade  $ndf$  mit  $\chi^2/ndf = 1.53$  deutlich größer als 1 ist. Die im Fit erhaltene Funktion  $g(t)$  ist in Abbildung 7.38 als gestrichelte Kurve eingezeichnet. Für  $f(t)$  und  $g(t)$  ist in der Abbildung eine kleine Abweichung erkennbar, die aber nicht signifikant ist.

Werden die Fits bis zu Lebensdauern  $t_{max} = 10 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  ausgedehnt, so verschlechtern sich die Ergebnisse. Für die Anpassung der Funktion  $g(t)$  an die Daten erhält man eine mittlere Lebensdauer  $\tau_{\Lambda}^{fit} = 2.497 \pm 0.013 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  und  $\chi^2/ndf = 111.0/47 = 2.36$ . Der Fit zur Funktion  $f(t)$  ergibt  $\chi^2/ndf = 215.9/48 = 4.50$ .

Sowohl für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ , als auch für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  hat sich gezeigt, daß die Bestimmung der mittleren Lebensdauer  $\tau_{\Lambda}$  des  $\Lambda$ -Hyperons von den gewählten Grenzen für die berücksichtigten Flugzeiten  $t$  abhängt. Tatsächlich nimmt die über einen Fit der Funktion  $g(t) = a \cdot e^{-b \cdot t}$  an die Daten ermittelte mittlere Lebensdauer  $\tau_{\Lambda}$  mit steigender Lebensdauergrenze  $t_{max}$  ab. Diese Beobachtung, sowie der deutliche Einbruch der Verteilungen in den Abbildungen 7.37 und 7.38 für Lebensdauern  $t < 0.2 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ , wurde mit Hilfe von simulierten Ereignissen näher untersucht.

Für die Messung der mittleren Lebensdauer  $\tau_{\Lambda}$  über Fits an die rekonstruierten experimentellen Lebensdauern  $t$  wurde vorausgesetzt, daß die Akzeptanz des **SAPHIR**-Detektors im betrachteten Flugzeitintervall für den Nachweis der Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  unabhängig von der Lebensdauer  $t$  ist. Diese Annahme ist jedoch für beide Reaktionen nicht über den gesamten Flugzeitbereich erfüllt, wie die Abbildung 7.39 zeigt.

Die Akzeptanz wurde dabei durch Division der Anzahl der selektierten simulierten Ereignisse durch die Anzahl der generierten simulierten Ereignisse bestimmt. Hierzu, sowie für die im folgenden gezeigten Abbildungen, wurden Ereignisse verwendet, die die experimentelle Situation während der Datennahme im Januar 1997 simulieren. Für die Simulation der übrigen Datennahmen sind die entsprechenden Ergebnisse jedoch ähnlich und werden daher hier nicht gezeigt.

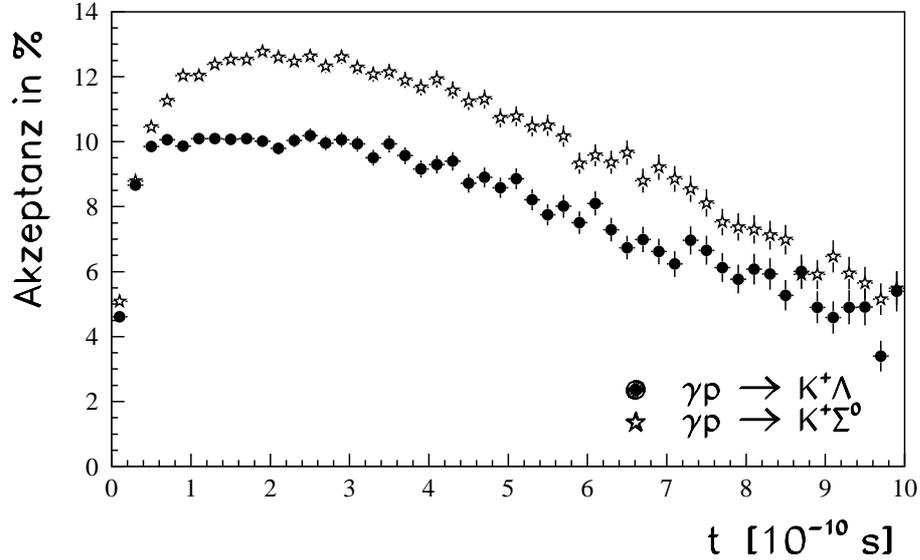


Abbildung 7.39: Die mittlere Akzeptanz des **SAPHIR**-Detektors für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktion der Lebensdauer  $t$ .

Für beide Reaktionen ist die Akzeptanz im Bereich  $1 \cdot 10^{-10} \text{ s} \leq t \leq 4 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  näherungsweise konstant. Zu größeren Flugzeiten hin fällt die Akzeptanz ab. Die Ursache hierfür wurde nicht näher untersucht. Vermutlich gelingt die Anbindung des im Sekundärvertex rekonstruierten  $\Lambda$ -Hyperons an die Spur des  $K^+$ -Mesons zu einem Primärvertex umso schlechter, desto weiter die Vertices voneinander entfernt sind. Der Abfall zu kleineren Flugzeiten hin ist dagegen zunächst nicht einsehbar, denn die Verbindung von zwei sehr nahe beieinander liegenden Vertices sollte unproblematisch sein.

Um den Akzeptanzverlust bei kleinen Lebensdauern verstehen zu können, wurde für die selektierten simulierten Daten die Qualität der Lebensdauerrekonstruktion als Funktion von der generierten Lebensdauer  $t_{gen}$  untersucht. Zu diesem Zweck wurden als Funktion von  $t_{gen}$  Verteilungen zur Differenz  $t_{rekon} - t_{gen}$  aus der rekonstruierten Lebensdauer  $t_{rekon}$  und der generierten Lebensdauer  $t_{gen}$  gebildet und für jede Verteilung der Mittelwert  $m_{t_{rekon}-t_{gen}}$  bestimmt.

Abbildung 7.40 zeigt das Ergebnis für die Simulation der Datennahme im Januar 1997. Für Lebensdauern  $1 \cdot 10^{-10} \text{ s} < t_{gen} < 7.5 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  ergeben sich Mittelwerte  $m_{t_{rekon}-t_{gen}} \approx 0$ , die deutlich kleiner als die in diesem Abschnitt in den Abbildungen verwendeten Breiten  $\Delta t = 0.2 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  der Lebensdauerintervalle sind.

Oberhalb von  $t_{gen} \approx 7.5 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  zeigen die Mittelwerte  $m_{t_{rekon}-t_{gen}}$  für die Simulationen aller Datennahmen Schwankungen bis zu  $m_{t_{rekon}-t_{gen}} \pm 0.05 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ . Da die Schwankungen maximal 25% der verwendeten Intervallbreiten  $\Delta t = 0.2 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  betragen, sind Migrationen in Nachbarintervalle vernachlässigbar. Die Ursache für die Schwankungen liegt an der kleinen Statistik bei großen Lebensdauern. Diese führt zu einer ungenauen Berechnung von

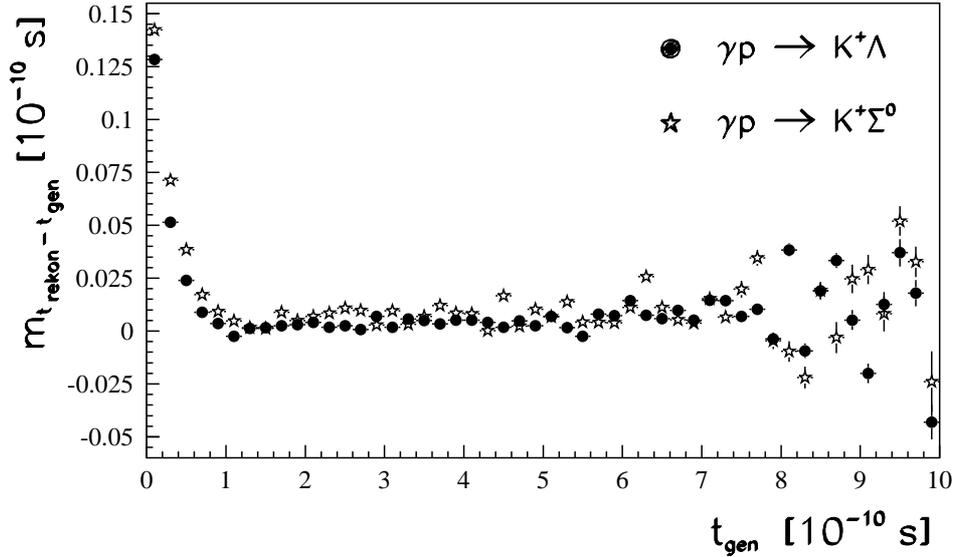


Abbildung 7.40: Für simulierte Daten zur Datennahme im Januar 1997 ist hier der Mittelwert  $m_{t_{rekon}-t_{gen}}$  der Verteilungen zur Differenz  $t_{rekon} - t_{gen}$  als Funktion der generierten Lebensdauer  $t_{gen}$  gezeigt.  $t_{rekon}$  bezeichnet dabei die rekonstruierte Lebensdauer.

$m_{t_{rekon}-t_{gen}}$ .

An dieser Stelle allerdings ist die Beobachtung von Interesse, daß  $m_{t_{rekon}-t_{gen}}$  für Lebensdauern  $t_{gen} < 1 \cdot 10^{-10} s$  mit kleiner werdender Lebensdauer zunimmt. Es zeigt sich also, daß die kleinen Lebensdauern systematisch zu groß rekonstruiert werden. Das ist wenigstens teilweise ein Effekt der Vertexauflösung, d.h. ein Migrationseffekt. Für  $t_{gen} < 0.2 \cdot 10^{-10} s$  ist die Fehlrekonstruktion im Mittel bereits so groß, daß für eine große Anzahl an Ereignissen, deren generierte Lebensdauer  $t_{gen}$  in diesem Bereich liegt, eine Lebensdauer  $t_{rekon} > 0.2 \cdot 10^{-10} s$  rekonstruiert wird, sie also zu größeren Lebensdauern migrieren. Die Ursache für die Migration ist innerhalb der Vertexrekonstruktion zu suchen. Mit der beobachteten Migration ist der in Abbildung 7.39 zu sehende Einbruch der Akzeptanz bei kleinen Lebensdauern zu erklären. Damit ist auch der eigentliche Grund für den Einbruch der Lebensdauerverteilungen bei kleinen Lebensdauern  $t < 0.2 \cdot 10^{-10} s$  gefunden.

Wie oben bereits gesagt, ist die Akzeptanz für beide Reaktionen im Bereich  $1 \cdot 10^{-10} s \leq t \leq 4 \cdot 10^{-10} s$  in erster Näherung konstant (s. Abbildung 7.39). Im gleichen Bereich sind auch keine Migrationen zu erkennen (s. Abbildung 7.40). Somit liegt es nahe, die Exponentialfits der Funktionen  $f(t) = a \cdot e^{-t/\tau_\Lambda}$  und  $g(t) = a \cdot e^{-b \cdot t}$  an die Daten mit entsprechend gewählten Grenzen für die verwendeten Lebensdauern nochmals zu wiederholen.

Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  liefert der Fit der Funktion  $f(t)$  an die Daten in Abbildung 7.37  $\chi^2/ndf = 7.40/14 = 0.53$ . Der Fit zur Funktion  $g(t)$  führt auf eine mittlere Lebensdauer  $\tau_\Lambda^{fit} = 2.667 \pm 0.059 \cdot 10^{-10} s$  mit  $\chi^2/ndf = 6.99/13 = 0.54$ .

Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ergibt sich unter dem Fit der Funktion  $f(t)$  an die Daten in Abbildung 7.38  $\chi^2/ndf = 7.27/14 = 0.52$ . Aus dem Fit zur Funktion  $g(t)$  erhält man eine mittlere Lebensdauer  $\tau_\Lambda^{fit} = 2.681 \pm 0.051 \cdot 10^{-10} s$  mit  $\chi^2/ndf = 6.40/13 = 0.49$ .

Die Fits über den Bereich  $1 \cdot 10^{-10} s \leq t \leq 4 \cdot 10^{-10} s$  liefern also zu gute Werte für  $\chi^2/ndf$  und im Vergleich mit der nominalen mittleren Lebensdauer  $\tau_\Lambda = 2.632 \pm 0.020 \cdot 10^{-10} s$  etwas zu große Lebensdauern, die jedoch im Rahmen der Fehler mit dem Nominalwert übereinstimmen.

Ist man an einer zufriedenstellenden Messung der mittleren Lebensdauer  $\tau_\Lambda$  des  $\Lambda$ -Hyperons

mit dem **SAPHIR**-Detektor interessiert, so sollte eine entsprechende Akzeptanzrechnung berücksichtigt werden. Warum wurde aber hier nicht einfach eine eindimensionale Akzeptanzrechnung in der Flugzeit  $t$  mit Hilfe der für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  bestimmten Akzeptanzen (s. Abbildung 7.39) angewendet?

Im Bereich der Migrationen bei kleinen Lebensdauern ist eine einfache Akzeptanzrechnung nicht ausreichend, da die Einträge in benachbarten Lebensdauerintervallen im Rahmen der durch die Flugzeitmeßfehler gegebenen Auflösung voneinander abhängen. Eine sogenannte einfache *bin-by-bin*-Korrektur, wie sie z.B. bei Erstellung der differentiellen Wirkungsquerschnitte (s. Abschnitt 7.2) durchgeführt wird, ist somit nicht zulässig.

Man könnte aber die eindimensionale Akzeptanzrechnung immerhin im Bereich  $1 \cdot 10^{-10} \text{ s} \leq t \leq 10 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  anwenden. Leider führt auch das nicht auf das gewünschte Ergebnis, wie Abbildung 7.41 zeigt. Zur Erzeugung dieses Histogramms wurden die Lebensdauerverteilun-

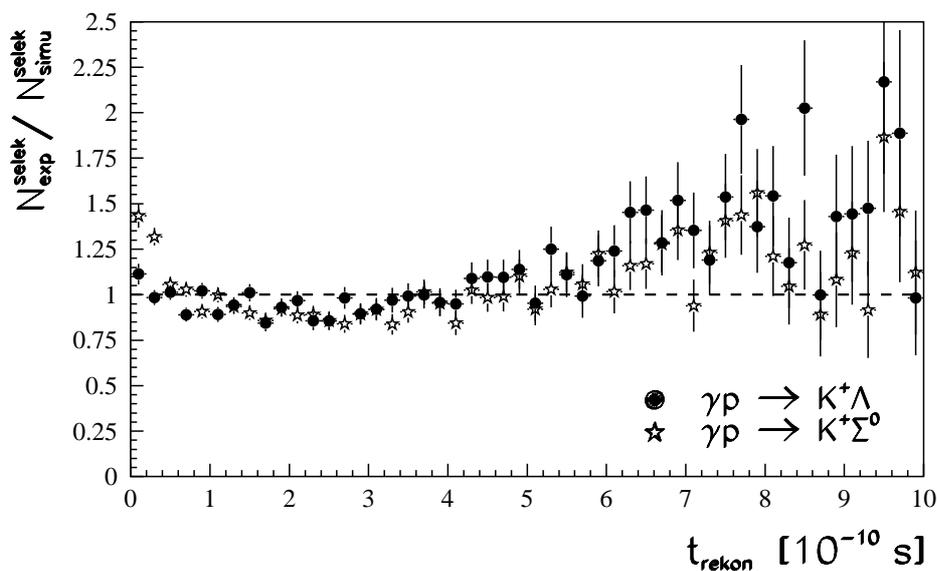


Abbildung 7.41: Zur Bildung dieses Histogramms wurden die Lebensdauerverteilungen der selektierten experimentellen und selektierten simulierten Ereignisse zur Datennahme im Januar 1997 dividiert. Dabei wurden die simulierten Daten zuerst auf die experimentellen Ereignisse flächennormiert. Der Idealfall wäre eine konstante Verteilung zum Wert 1. Dieser Idealfall ist offensichtlich nicht gegeben.

gen der selektierten experimentellen und selektierten simulierten Ereignisse zur Datennahme im Januar 1997 dividiert. Dabei wurden die simulierten Daten zuerst auf die experimentellen Ereignisse flächennormiert. Soll eine eindimensionale Akzeptanzrechnung auf eine Verteilung führen, die bei einem Fit über den Bereich  $1 \cdot 10^{-10} \text{ s} \leq t \leq 10 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  eine mittlere Lebensdauer liefert, die konsistent mit dem Nominalwert ist, so sollten die Verteilungen in Abbildung 7.41 flach sein. Dieser Idealfall ist offensichtlich aber nicht gegeben, so daß die Anwendung der Akzeptanzen in Abbildung 7.39 auf die Flugzeitverteilungen in den Abbildungen 7.37 und 7.38 die Lebensdauerermessung nicht verbessert. Die Akzeptanz der Flugzeitverteilung wird damit außer von der Flugzeit selber noch von der Ereigniskinematik abhängen.

Wäre die Lebensdauerermessung eine physikalische Fragestellung für den **SAPHIR**-Detektor, so wäre eine aufwendige Akzeptanzrechnung nötig, wie sie für die Bestimmung der Wir-

kungsquerschnitte durchgeführt wird (s. Abschnitt 7.2). Hier sollen die Lebensdauer-  
 verteilungen nur Aufschluß über mögliche Beiträge von den Kanälen  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  und  
 $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  geben, so daß eine Akzeptanzrechnung mit dem dazu nötigen Aufwand  
 nicht sinnvoll erschien. Die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  und  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  würden sich  
 durch eine deutliche Überhöhung bei kleinen Flugzeiten zeigen, die jedoch in den Abbildun-  
 gen 7.37 und 7.38 nicht zu erkennen ist.

Zusammenfassend zeigen die Untersuchungen in diesem Abschnitt, daß die Lebensdauer-  
 verteilungen für die selektierten Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$   
 mit den diskutierten Einschränkungen konsistent zur bekannten mittleren Lebensdauer des  
 $\Lambda$ -Hyperons sind. Zudem ist, wie bereits festgestellt, im Bereich kleiner Flugzeiten kei-  
 ne Überhöhung zu erkennen, die auf einen größeren Anteil an Ereignissen der Reaktion  
 $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$  bzw.  $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$  schließen lassen. Dies läßt die mit Hilfe von simulier-  
 ten Ereignissen erhaltenen Untergrundabschätzungen in Abschnitt 7.1.6 als obere Schranken  
 erscheinen.

## 7.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Der Eingangszustand  $\gamma p$  eines Ereignisses im **SAPHIR**-Detektor ist bereits durch Kenntnis der Energie  $E_\gamma$  des einlaufenden Photons vollständig festgelegt (s. auch Abschnitt 7.1.3). Durch Angabe von zwei weiteren voneinander unabhängigen kinematischen Größen ist die Kinematik eines Ereignisses zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  eindeutig bestimmt. Üblicherweise werden zu diesem Zweck im Schwerpunktsystem (*cms*) bezüglich der Flugrichtung des Photons der Polarwinkel  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  sowie der Azimutalwinkel  $\phi_{K^+}^{cms}$  des Kaons eingeführt.

Die physikalisch relevante Meßgröße für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ist damit der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \cos\theta, \phi) = \frac{d^2\sigma}{d\cos\theta d\phi}(E_\gamma, \cos\theta, \phi) \quad ,$$

wobei  $d\Omega = d\cos\theta d\phi$  das bekannte Raumwinkelelement bezeichnet<sup>3</sup>.

Die Endzustände  $K^+ \Lambda$  und  $K^+ \Sigma^0$  werden unter der starken Wechselwirkung produziert. Wegen der Azimutalsymmetrie dieser Wechselwirkung ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Azimutalwinkel  $\phi_{K^+}^{cms}$  trivial, so daß man durch Integration für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\int \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \cos\theta, \phi) d\phi = 2\pi \frac{d\sigma}{d\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta)$$

erhält<sup>4</sup>.

$\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta)$  ist somit der zu messende Wirkungsquerschnitt.

### 7.2.1 Akzeptanzrechnung

Wie bereits in Abschnitt 4.1 erläutert, ist ein Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  im **SAPHIR**-Experiment durch

$$\sigma = \frac{N_{selek}^{exp}}{F n_T} \cdot A \quad (7.8)$$

gegeben, wobei  $F$  den Photonenfluß und  $n_T$  die Targetdichte bezeichnet.  $A$  ist der Akzeptanzfaktor, der die Anzahl  $N_{selek}^{exp}$  der selektierten experimentellen Ereignisse auf die tatsächlich im Detektor stattgefundenen Anzahl korrigiert. Der Akzeptanzfaktor  $A$  ergibt sich mit Hilfe der Simulation von Ereignissen zur gesuchten Reaktion aus

$$A = \frac{N_{gen}^{simu}}{N_{selek}^{simu}} \quad , \quad (7.9)$$

<sup>3</sup>Hier wurde zwecks Übersichtlichkeit für  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  und  $\phi_{K^+}^{cms}$  auf die Indizierungen verzichtet. Solange nicht ausdrücklich anderes erklärt wird, ist mit  $\cos\theta$  und  $\phi$  im folgenden immer  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  und  $\phi_{K^+}^{cms}$  gemeint.

<sup>4</sup>Diese Aussage gilt nur, wenn die Photonen und Protonen im Eingangszustand unpolarisiert sind.

wobei  $N_{gen}^{simu}$  die Anzahl der generierten und  $N_{selek}^{simu}$  die Anzahl der davon richtig selektierten Ereignisse ist.

Zur Messung des gesuchten differentiellen Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta)$  wurde wie in den Vorgängerarbeiten [Lind93, Lind94, Jüing95, Tran97, Tran98, Goer99] eine zweidimensionale Akzeptanzrechnung durchgeführt. Hierzu werden die Anzahl  $N_{selek}^{exp}$  sowie der Akzeptanzfaktor  $A$  als Funktion von  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  und  $E_\gamma$  betrachtet.

Für die Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  wurde der Winkelbereich  $-1 \leq \cos(\theta_{K^+}^{cms}) \leq 1$  in 20 Intervalle eingeteilt. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  wurden im Bereich der Produktionsschwelle ( $0.911 \text{ GeV}$ ) zwischen  $0.9 \text{ GeV}$  und  $1 \text{ GeV}$  vier Energieintervalle der Breite  $25 \text{ MeV}$  eingeführt. Zwischen  $1 \text{ GeV}$  und  $2.6 \text{ GeV}$  wurden Intervalle der Breite  $50 \text{ MeV}$  verwendet. Entsprechend wurden für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  an der Produktionsschwelle ( $1.047 \text{ GeV}$ ) zwischen  $1.05 \text{ GeV}$  und  $1.15 \text{ GeV}$  Energieintervalle der Breite  $25 \text{ MeV}$  und zwischen  $1.15 \text{ GeV}$  und  $2.6 \text{ GeV}$  Energieintervalle der Breite  $50 \text{ MeV}$  betrachtet. Auf diese Weise erhält man für beide Reaktionen eine zweidimensionale Einteilung der Ebene, die durch  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  und  $E_\gamma$  aufgespannt wird. In jedem Bereich dieser Einteilung wurde der Akzeptanzfaktor nach Gleichung 7.9 ermittelt und anschließend der Wirkungsquerschnitt nach Gleichung 7.8 berechnet. Für die selektierten experimentellen und simulierten Ereignisse wurden  $E_\gamma$  und  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  mit Hilfe der Viererimpulse bestimmt, die aus den zu den Reaktionshypothesen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  durchgeführten kinematischen Fits erhalten wurden.

Für jede der vier in dieser Arbeit verwendeten Datennahmeperioden der Jahre 1997 und 1998 (vgl. Abschnitt 2.3.3) ist eine eigene Akzeptanzkorrektur durchgeführt worden, da die jeweiligen experimentellen Bedingungen dieser Perioden voneinander verschieden waren. Für jede Periode ist die zur Akzeptanzkorrektur notwendige Detektorsimulation entsprechend angepaßt worden. Dies betrifft alle Detektorkomponenten, die für die Analyse verwendet wurden. Es sind dies das Taggingssystem **TOPAS II**, die **TOF**-Anlage, die Driftkammern **CDC** und **FDC** sowie der **SAPHIR**-Magnet. Auf Details kann an dieser Stelle nicht eingegangen werden. Weitergehende Informationen zu den einzelnen Strahlzeiten finden sich jedoch in [Link00, Bart02].

Es können hier unmöglich die gesamten Ergebnisse der Akzeptanzrechnung getrennt nach Reaktion, Datennahme, Energie- und Winkelbereich sowie Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits vorgestellt werden. Abbildung 7.42 zeigt daher lediglich stellvertretend den Akzeptanzfaktor als Funktion von  $\cos(\theta_{K^+, kin. \Lambda}^{cms})$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  im Energieintervall  $1.5 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.55 \text{ GeV}$  für die Datennahmeperiode April 1997. Unter dem härteren Schnitt *hardcut* auf die Probabilität des kinematischen Fits ist der Akzeptanzfaktor erwartungsgemäß etwas größer als unter dem weichen Schnitt *softcut*. Die beiden Schnitte wurden in Abschnitt 7.1.4 definiert.

Im Mittel ergibt sich ein Akzeptanzfaktor von näherungsweise  $A \approx 10$ . Dies entspricht einer Akzeptanz für den Nachweis der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  im **SAPHIR**-Detektor von  $1/A \approx 10\%$ . Diese mittlere Akzeptanz erhält man auch aus der Division der richtig zugeordneten Ereignisse und der Anzahl der generierten Ereignisse unter Verwendung der Ereigniszahlen aus Tabelle 7.1<sup>5</sup> in Abschnitt 7.1.6. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  ergibt sich  $96838/988399 = 10\%$  (*softcut*) bzw.  $87829/988399 = 9\%$  (*hardcut*). Für die Reaktion

---

<sup>5</sup>Die Akzeptanzrechnung wurde allerdings mit deutlich mehr simulierten Ereignissen zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  durchgeführt, als zur Untersuchung des Untergrunds verwendet wurden. Für jede Reaktion und Datennahme wurden über eine Million Ereignisse generiert. Insgesamt kamen über neun Millionen simulierte Ereignisse zum Einsatz.

$\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  resultieren auf diese Weise die Akzeptanzen 12% (*softcut*) und 11% (*hardcut*). Die Akzeptanzen beider Reaktionen sind also vergleichbar.

In Abbildung 7.43 sind für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  exemplarisch die Akzeptanzfaktoren der Datennahmeperioden Januar 1997 und April 1997 für das Energieintervall  $1.5 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.55 \text{ GeV}$  gegenübergestellt. Die sichtbaren Unterschiede belegen die Notwendigkeit einer meßperiodenabhängigen Akzeptanzrechnung. Zwischen den Meßperioden Januar 1997 und April 1997 wurde eine Rekalibration der Szintillationszähler der **TOF**-Anlage durchgeführt, wodurch sich die verbesserte Akzeptanz bzw. die damit verbundenen kleineren Akzeptanzfaktoren für die Datennahme April 1997 in Abbildung 7.43 erklären.

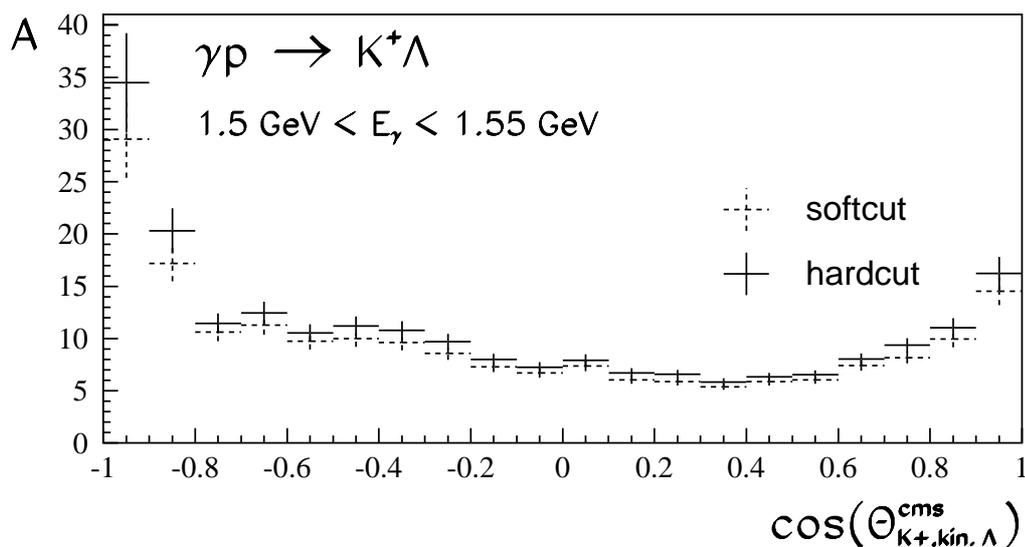


Abbildung 7.42: Akzeptanzfaktor  $A$  als Funktion von  $\cos(\theta_{K^+,kin.\Lambda}^{cms})$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  im Energieintervall  $1.5 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.55 \text{ GeV}$  für die Datennahmeperiode April 1997.

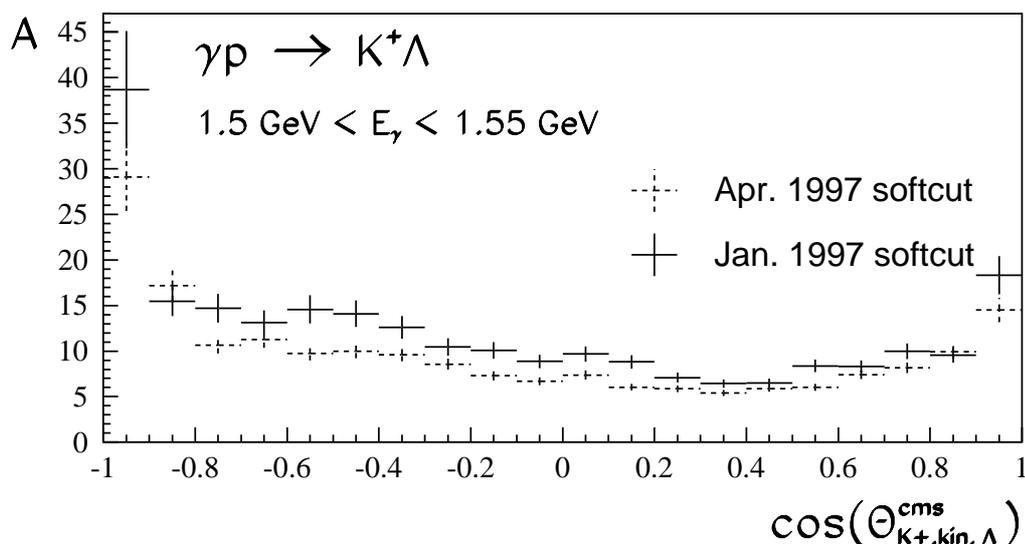


Abbildung 7.43: Akzeptanzfaktor  $A$  als Funktion von  $\cos(\theta_{K^+,kin.\Lambda}^{cms})$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  im Energieintervall  $1.5 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.55 \text{ GeV}$  für die Datennahmeperioden Januar und April 1997.

## 7.2.2 Fehlerrechnung

Im vorigen Abschnitt wurde darauf hingewiesen, daß für jede Datennahmeperiode eine eigene Akzeptanzrechnung durchgeführt wurde. Entsprechend wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für jede Meßperiode bestimmt. Zu jeder Datennahme wurde aus den statistischen Fehlern des Akzeptanzfaktors, der Anzahl der selektierten experimentellen Ereignisse und der Flußbestimmung der statistische Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnitts berechnet. Abbildung 7.44 zeigt exemplarisch den so erhaltenen differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  als Funktion von  $\cos(\theta_{K^+,kin.\Lambda}^{cms})$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  im Energieintervall  $1.35 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.4 \text{ GeV}$  für die einzelnen Datennahmeperioden unter dem weichen Schnitt *softcut* auf die Probabilität des kinematischen Fits.

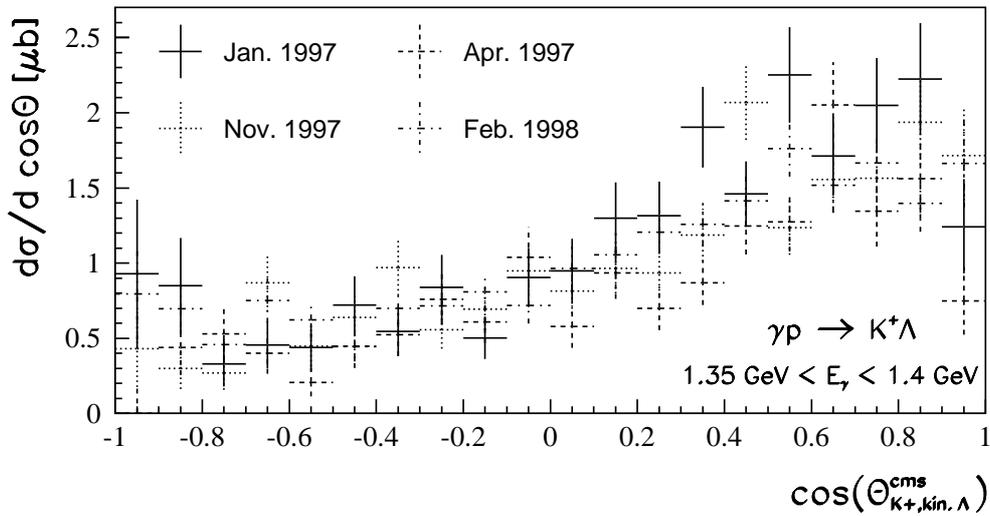


Abbildung 7.44: Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  als Funktion von  $\cos(\theta_{K^+,kin.\Lambda}^{cms})$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  im Energieintervall  $1.35 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.4 \text{ GeV}$  für die einzelnen Datennahmeperioden der Jahre 1997 und 1998.

Es sei angemerkt, daß  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  eine differentielle Größe darstellt. Um dem Rechnung zu tragen, wurde das Ergebnis der Wirkungsquerschnittsberechnung nach Gleichung 7.8 noch durch die Breite 0.1 der Winkelintervalle in  $\cos(\theta_{K^+,kin.\Lambda}^{cms})$  dividiert. Wegen der endlichen Breite ist der somit gebildete Wirkungsquerschnitt  $\frac{\Delta\sigma}{\Delta\cos\theta}$  eine Näherung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ . Im folgenden wird statt der mathematisch korrekten Bezeichnung  $\frac{\Delta\sigma}{\Delta\cos\theta}$  die Bezeichnung  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  gewählt.

Für jedes Winkel- und Energieintervall wurde aus den  $N = 4$  vorhandenen Messungen  $x_i$  mit statistischen Fehlern  $\sigma_i$  der gewichtete Mittelwert  $m$  und der zugehörige statistische Fehler  $\sigma_m$  nach

$$m = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}}, \quad \sigma_m = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}}} \quad (7.10)$$

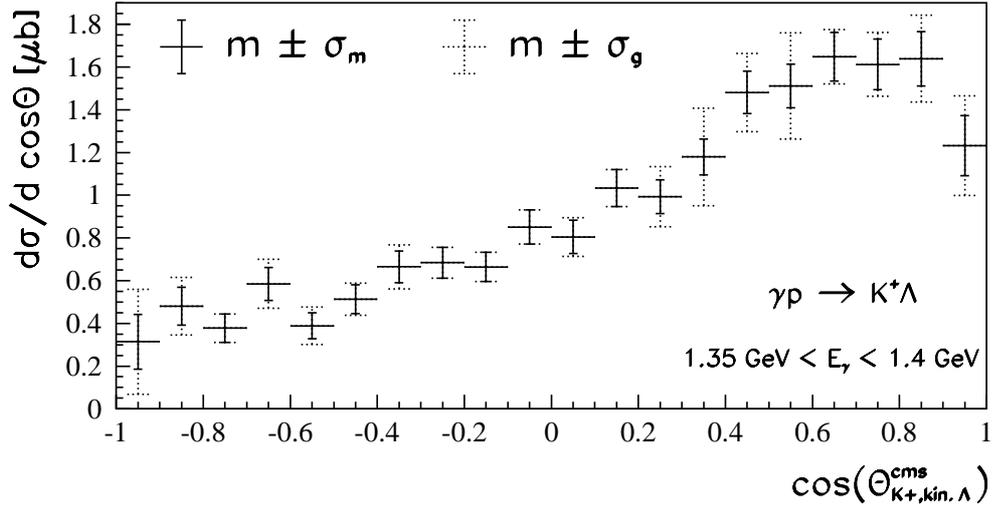


Abbildung 7.45: Der hier zu sehende differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  geht aus Abbildung 7.44 durch Bildung der gewichteten Mittelwerte hervor. Die Berechnung der statistischen Fehler  $\sigma_m$  und  $\sigma_g$  der Mittelwerte  $m$  ist im Text erklärt.

gebildet<sup>6</sup>. Das Ergebnis für die Werte aus Abbildung 7.44 zeigt Abbildung 7.45. Neben dem wie in Gleichung 7.10 berechneten Fehler  $\sigma_m$  wurde ein weiterer statistischer Fehler für den Mittelwert  $m$  bestimmt. Hierzu wurde zunächst die Varianz der Stichprobe

$$V_S = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (m - x_i)^2$$

ermittelt. Die Varianz des Mittelwertes ergab sich dann aus  $V_M = V_S/N$ . Aus den Abweichungen der Meßwerte  $x_i$  vom Mittelwert  $m$  erhielt man somit einen zweiten Fehler  $\sigma_2$  des Mittelwertes aus

$$\sigma_2 = \sqrt{V_M} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (m - x_i)^2} \quad .$$

Für den Fall, daß  $\sigma_2$  größer als  $\sigma_m$  war, die Abweichungen der Meßwerte  $x_i$  also vom Mittelwert  $m$  stärker abwichen, als dies im Vergleich mit dem statistischen Fehler  $\sigma_m$  der Fall sein durfte, wurde ein Fehler  $\sigma_s$  über

$$\sigma_s = \sqrt{\sigma_2^2 - \sigma_m^2}$$

berechnet. Für  $\sigma_2 \leq \sigma_m$  wurde  $\sigma_s = 0$  verwendet.

$\sigma_s$  kann als systematischer Fehler interpretiert werden, der die statistisch gesehen zu großen

<sup>6</sup>Drei der vier verwendeten Datennahmen wurden mit einer Energie des primären Elektronenstrahls von  $E_0 = 2.8 \text{ GeV}$  durchgeführt (vgl. Abschnitt 2.3.3). Während der Datennahme im November 1997 wurde dagegen ein Elektronenstrahl mit einer Energie von nur  $E_0 = 2.6 \text{ GeV}$  verwendet. Da das Taggingssystem nur Bremsstrahlungselektronen nachweisen kann, für die die Energie  $E_\gamma$  des zugehörigen Bremsstrahlungsphotons zwischen 31% und 95% der Energie  $E_0$  der primären Elektronen liegt (vgl. Abschnitt 2.3.2), wurde bei der Bildung der differentiellen Wirkungsquerschnitte oberhalb von  $2.4 \text{ GeV}$  die Datennahme November 1997 nicht verwendet. Entsprechend setzt sich dort der Mittelwert  $m$  aus nur  $N = 3$  Messungen zusammen.

Schwankungen zwischen den einzelnen Meßperioden beinhaltet. Dieser Fehler fängt damit Unsicherheiten auf, die bei der Bestimmung der experimentellen Bedingungen der einzelnen Meßperioden auftreten. Für jede Meßperiode sind die Effizienz der Szintillationszähler der **TOF**-Anlage, der Photonenfluß, das **SAPHIR**-Magnetfeld und die Driftkammerbedingungen festzulegen, was für jede Datennahme nur mit endlicher systematischer Genauigkeit möglich ist.

Der Gesamtfehler  $\sigma_g$  der Wirkungsquerschnittsmessung wurde definiert über

$$\sigma_g = \sqrt{\sigma_m^2 + \sigma_s^2} \quad .$$

Für  $\sigma_2 \leq \sigma_m$  gilt demnach  $\sigma_g = \sigma_m$ , für  $\sigma_2 > \sigma_m$  gilt  $\sigma_g = \sigma_2$ . Neben dem Fehler  $\sigma_m$  ist in Abbildung 7.45 auch der Fehler  $\sigma_g$  eingezeichnet. Wie bereits gesagt, beinhaltet dieser oft größere Fehler bereits einen Großteil der systematischen Unsicherheiten der Wirkungsquerschnittsmessung.

### 7.2.3 Ergebnisse

Die offenen Kreise in den Abbildungen 7.46, 7.47 und 7.48 zeigen den für die Datennahmen der Jahre 1997 und 1998 gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta)$  der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  ab der Produktionsschwelle bis zu einer Photonenergie von 2.6 GeV. In den Abbildungen 7.49, 7.50 und 7.51 sind entsprechend die Ergebnisse für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zu sehen. Der mögliche Bereich für den Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Produktionswinkels des Kaons im Schwerpunktsystem der Reaktion ist vollständig abgedeckt. Für jeden Datenpunkt sind die in Abschnitt 7.2.2 erläuterten Fehler  $\sigma_m$  und  $\sigma_g$  eingezeichnet. Die Darstellung der Fehler ist dabei wie in Abbildung 7.45 gewählt.

Gezeigt sind die Ergebnisse unter dem weichen Schnitt *softcut* ( $P(\chi^2) > 10^{-10}$ ) auf die Probabilität des kinematischen Fits. Die Ergebnisse unter *hardcut* ( $P(\chi^2) > 10^{-3}$ ) stimmen im Rahmen der Fehler (sowohl  $\sigma_g$  als auch dem ggf. kleineren Fehler  $\sigma_m$ ) mit den Ergebnissen unter *softcut* überein. Allerdings ist der differentielle Wirkungsquerschnitt, der unter dem weichen Schnitt gewonnen wurde, für nahezu alle Energie- und Winkelintervalle um etwa 10% größer als der Wirkungsquerschnitt unter dem harten Schnitt *hardcut*. Somit existiert eine systematische Abhängigkeit der Ergebnisse vom gewählten Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits. Hierauf wird noch in Abschnitt 7.3.2 im Zusammenhang mit der Vorstellung der totalen Wirkungsquerschnitte näher eingegangen.

Die unter dem weichen Schnitt *softcut* ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte, wie sie in den Abbildungen 7.46 bis 7.51 zu sehen sind, sind in tabellarischer Form in Anhang A.1 angegeben.

Neben den in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitten sind in den Abbildungen 7.46 bis 7.51 die bereits veröffentlichten Datenpunkte ([Tran98]) der Analyse zu den Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994 zu sehen (Dreiecke). Diese Messungen decken den Energiebereich bis 2 GeV ab. Entsprechend der für diese Messungen verwendeten breiteren Energieintervalle (vgl. Abschnitt 7.2.4) sind die zugehörigen Datenpunkte in den Abbildungen 7.46, 7.47, 7.49 und 7.50 in mehreren Energieintervallen eingetragen. Nach der in den Abschnitten 7.2.3.1 bis 7.2.3.3 folgenden Beschreibung und Interpretation der in dieser Arbeit gewonnenen differentiellen Wirkungsquerschnitte sowie der an diesen durchgeführten Fits von Legendre-Polynomen werden die beiden Datensätze in Abschnitt 7.2.4 verglichen.

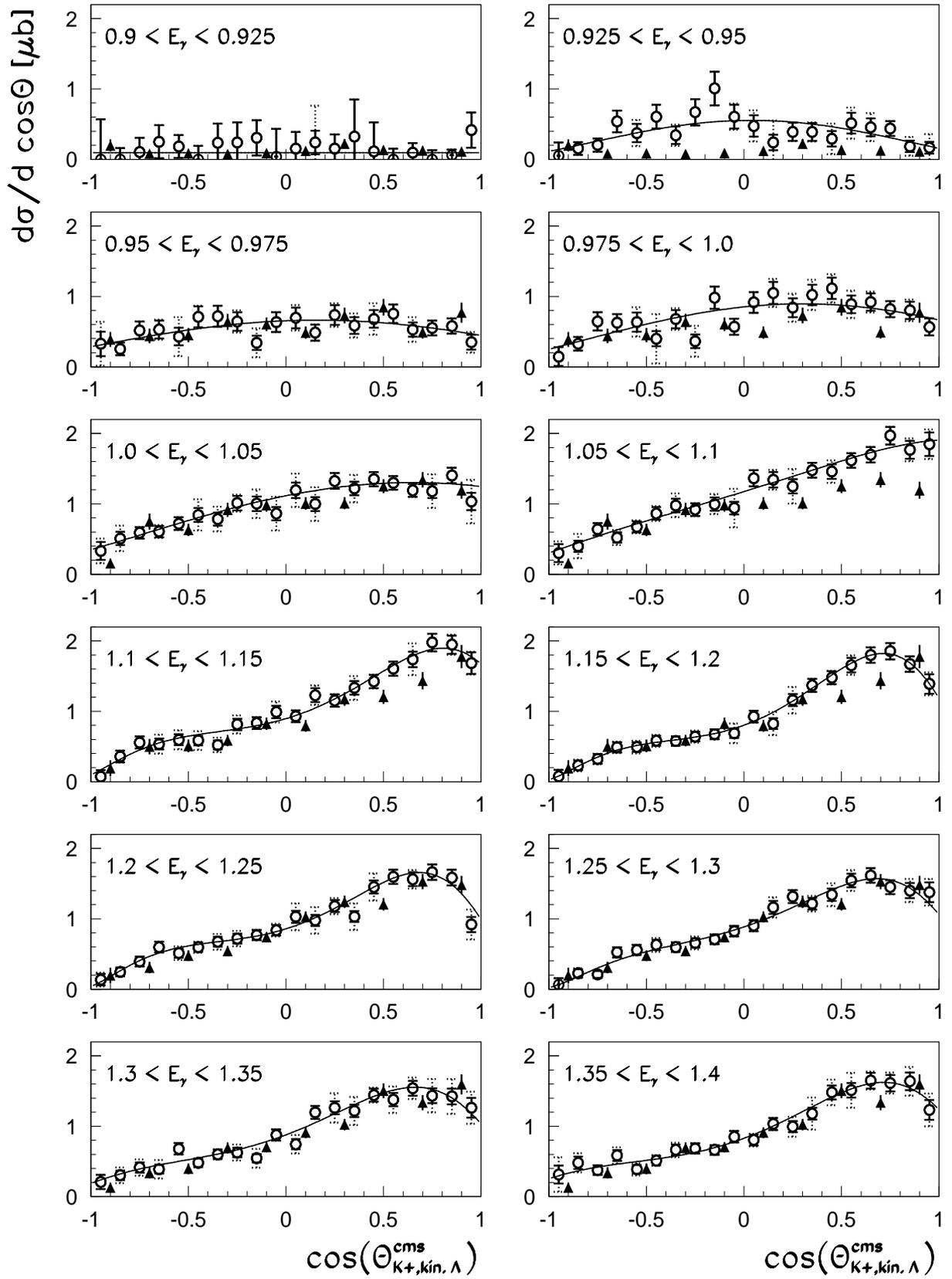


Abbildung 7.46: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für Photonenergien  $0.9 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.4 \text{ GeV}$  (Kreise). Zum Vergleich sind die bereits veröffentlichten Datenpunkte zu den Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994 zu sehen (Dreiecke). Die Kurven zeigen Fits von Legendre-Polynomen an die neuen Daten (s. Text).

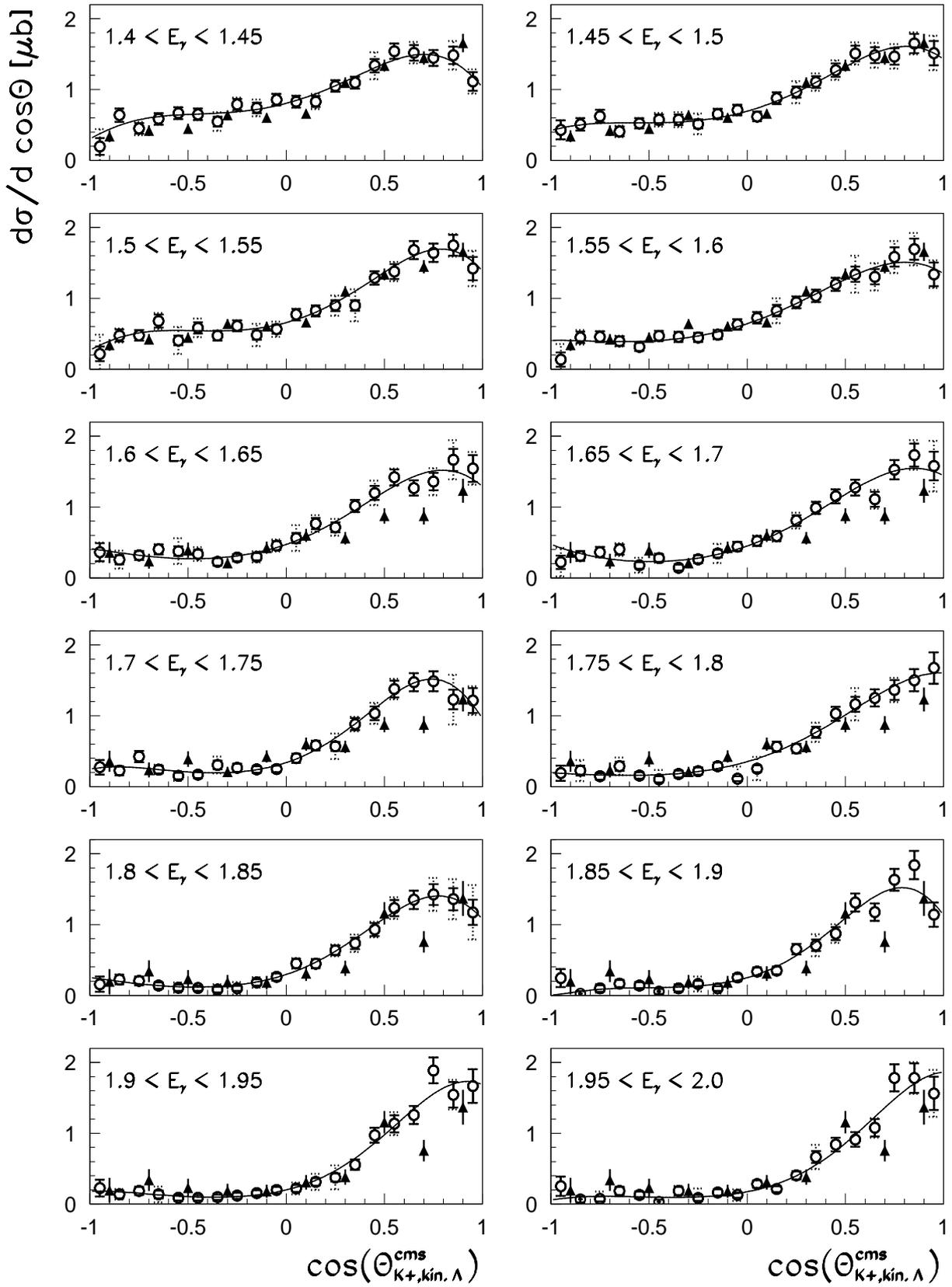


Abbildung 7.47: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für Photonenergien  $1.4 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.0 \text{ GeV}$  (Kreise). Zum Vergleich sind die bereits veröffentlichten Datenpunkte zu den Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994 zu sehen (Dreiecke). Die Kurven zeigen Fits von Legendre-Polynomen an die Daten (s. Text).

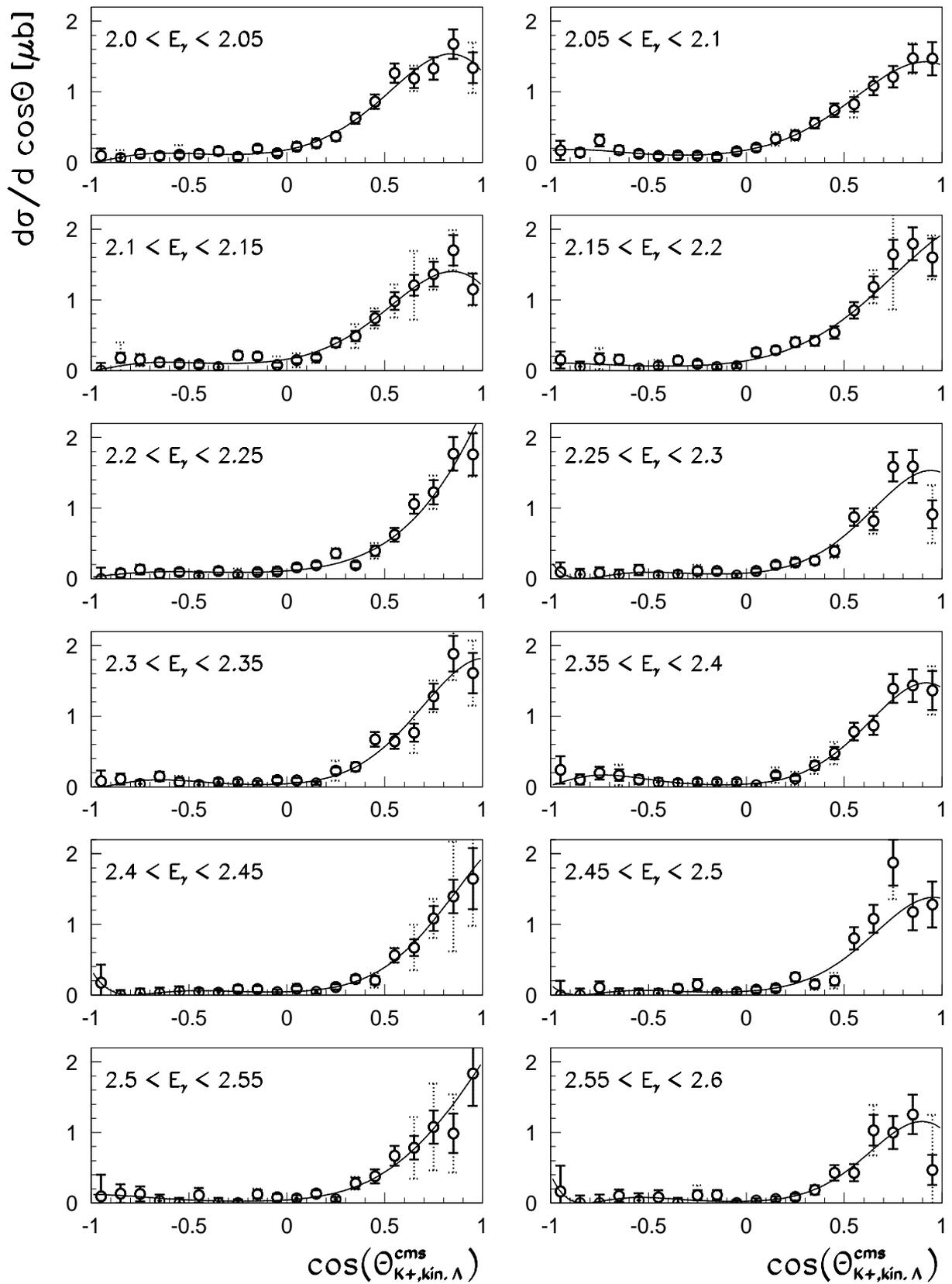


Abbildung 7.48: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für Photonenergien  $2.0 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$  (Kreise). Die Kurven zeigen Fits von Legendre-Polynomen an die Daten (s. Text).

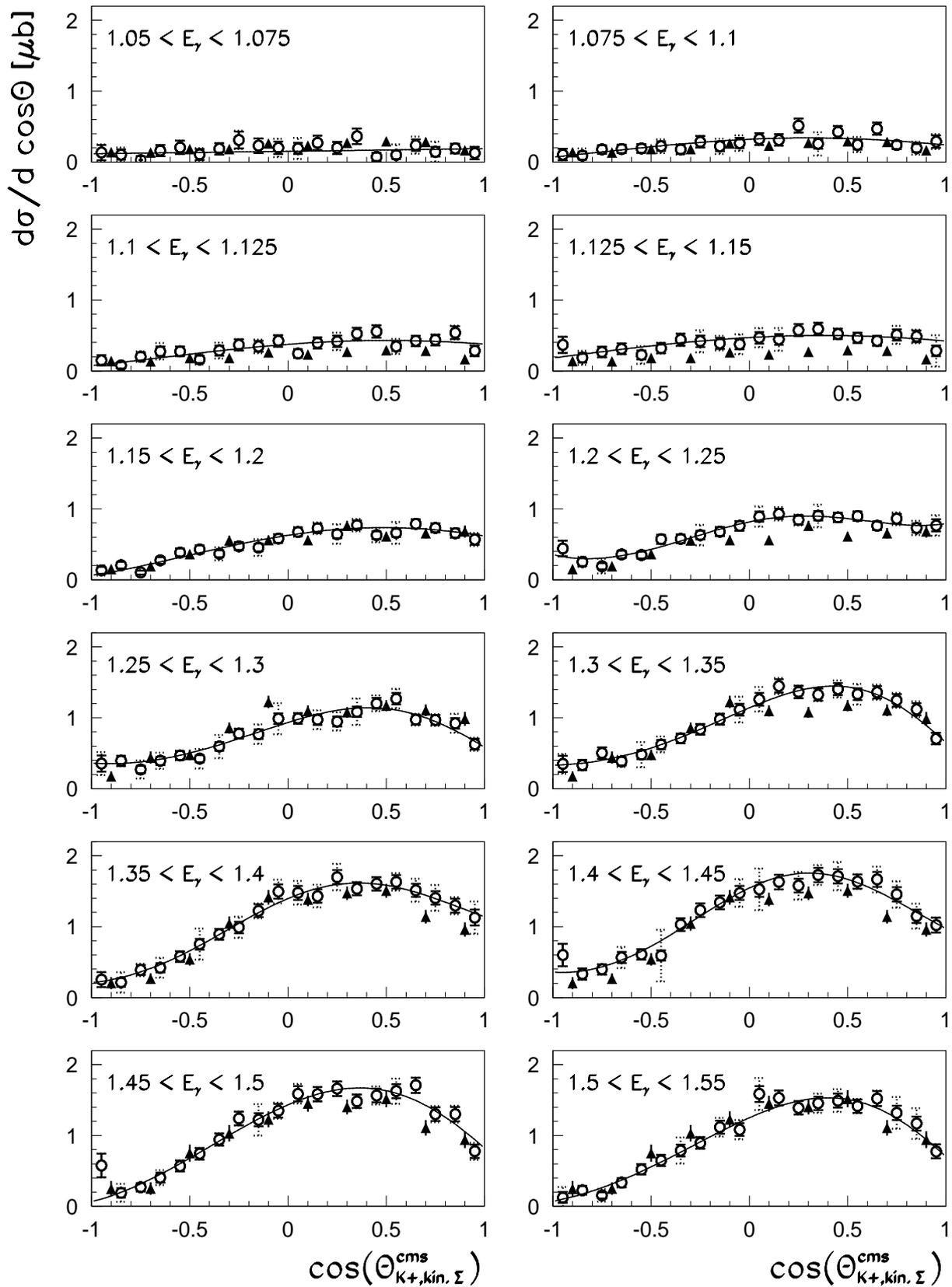


Abbildung 7.49: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für Photonenergien  $1.05 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.55 \text{ GeV}$  (Kreise). Zum Vergleich sind die bereits veröffentlichten Datenpunkte zu den Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994 zu sehen (Dreiecke). Die Kurven zeigen Fits von Legendre-Polynomen an die Daten (s. Text).

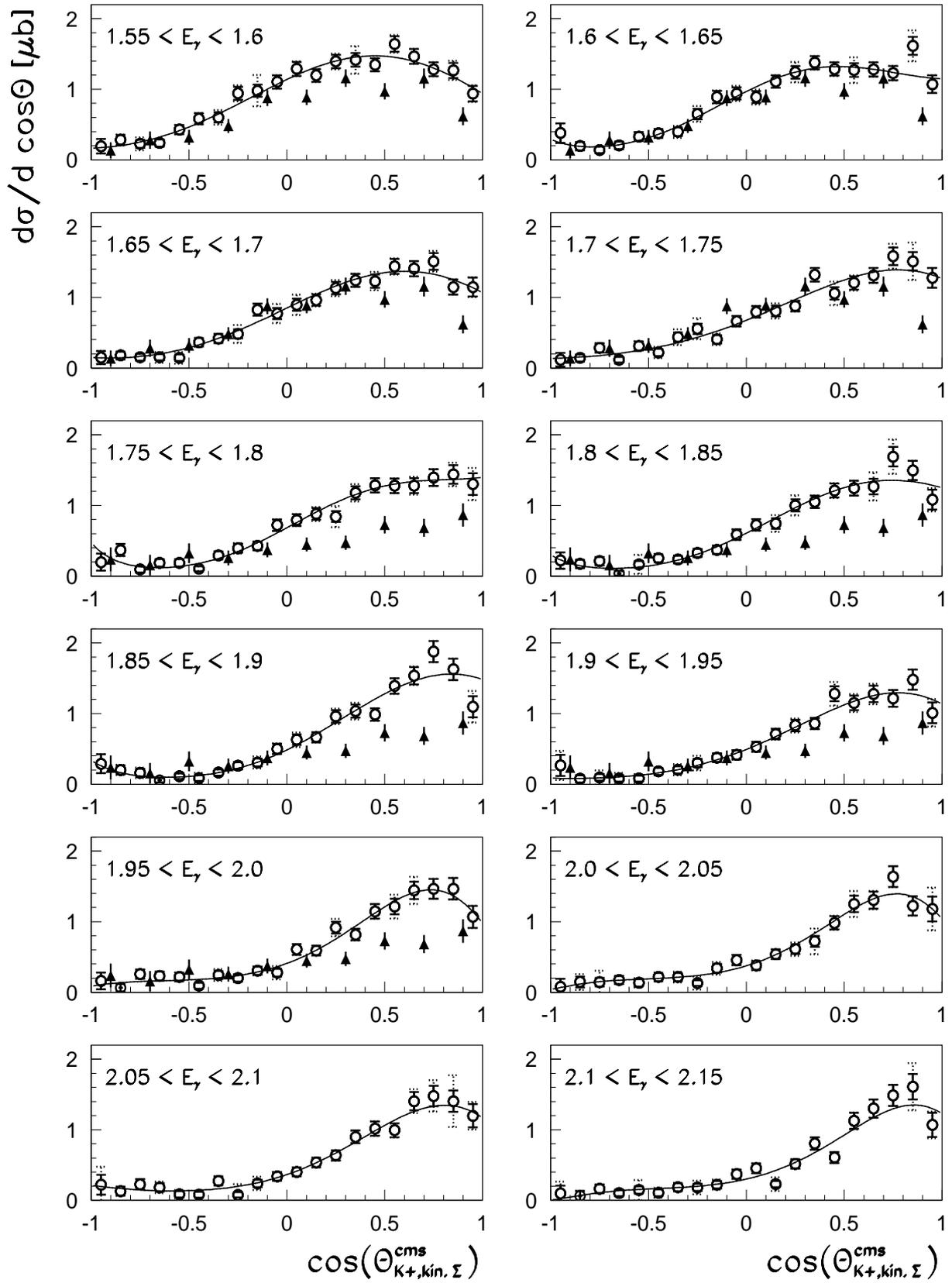


Abbildung 7.50: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für Photonenergien  $1.55 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.15 \text{ GeV}$  (Kreise). Zum Vergleich sind die bereits veröffentlichten Datenpunkte zu den Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994 zu sehen (Dreiecke). Die Kurven zeigen Fits von Legendre-Polynomen an die Daten (s. Text).

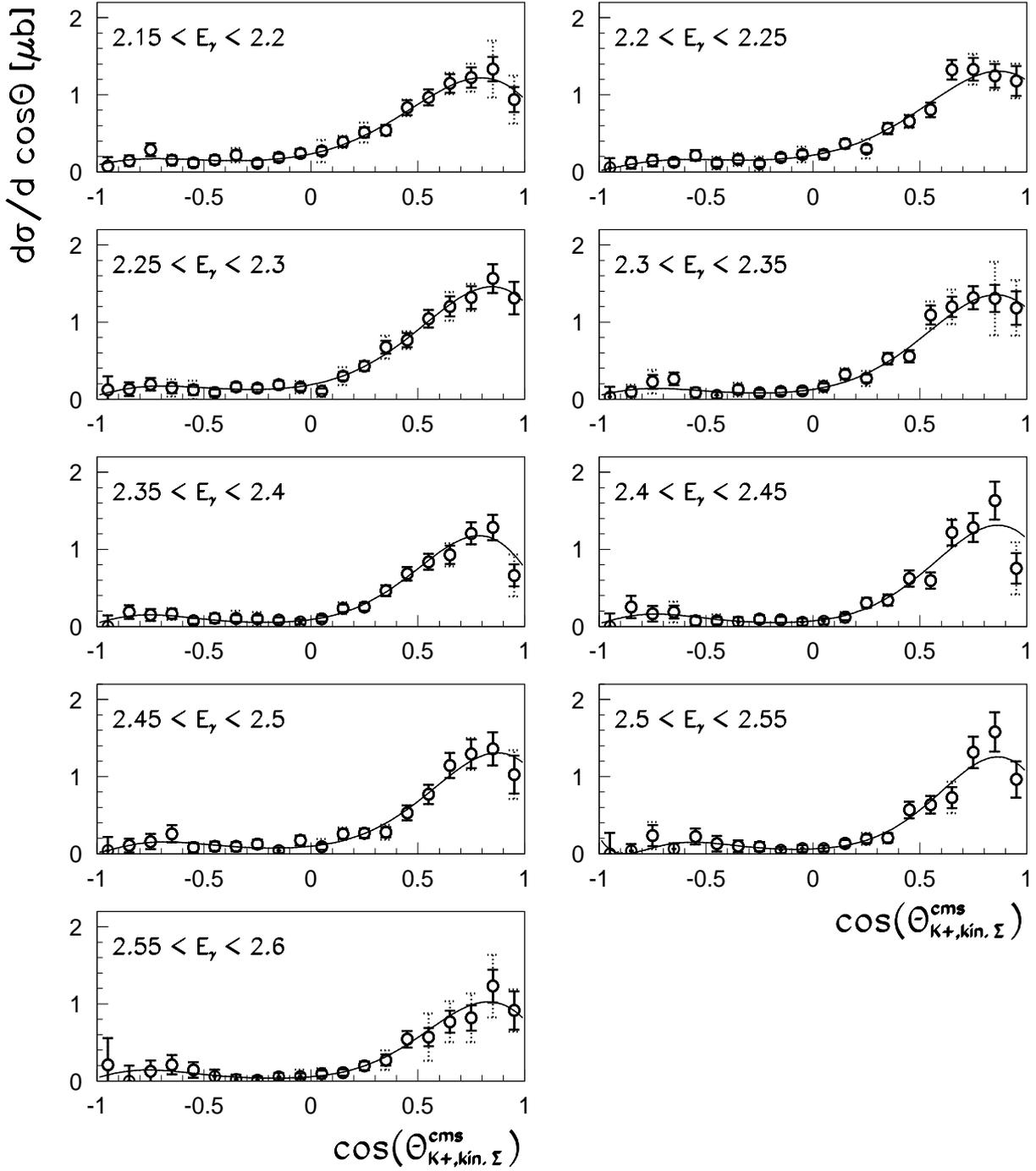


Abbildung 7.51: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für Photonenergien  $2.15 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$  (Kreise). Die Kurven zeigen Fits von Legendre-Polynomen an die Daten (s. Text).

### 7.2.3.1 $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$

Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zeigt sich unmittelbar an der Produktionsschwelle eine flache Winkelverteilung, wodurch sich die Produktion von  $K^+ \Lambda$  über eine  $s$ -Welle andeutet. Bereits im nächsten Energieintervall  $0.925 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 0.95 \text{ GeV}$  ist der differentielle Wirkungsquerschnitt nicht mehr flach. Dies ist ein Hinweis auf den Beitrag von Partialwellen zu höheren Drehimpulsen. In einer *coupled-channels analysis* zu meson- und photon-

induzierten Reaktionen mit den Endzuständen  $\gamma p$ ,  $\pi N$ ,  $\pi \pi N$ ,  $\eta N$  und  $K \Lambda$  [Feus98], in der vorläufige Daten [Menz97] zu den bereits veröffentlichten **SAPHIR**-Daten [Tran98] zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  berücksichtigt wurden, wird der Energiebereich in der Nähe der Produktionsschwelle durch Hinzunahme der bekannten Resonanzen  $S_{11}(1650)$ ,  $P_{11}(1710)$  und  $P_{13}(1720)$  beschrieben, wobei die Resonanzen  $S_{11}(1650)$  und  $P_{11}(1710)$  dominieren. Nach Erweiterung dieser Analyse um die Endzustände  $\omega N$  und  $K \Sigma$  [Penn02] und Verwendung der bereits veröffentlichten **SAPHIR**-Daten [Tran98] zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  wird die Schwellenregion durch dominante Beiträge der Resonanzen  $S_{11}(1650)$  und  $P_{13}(1720)$  beschrieben, während die Resonanz  $P_{11}(1710)$  keinen nennenswerten Beitrag mehr liefert.

Eine weitere unabhängig durchgeführte *coupled-channels analysis* [Chia01b] zu den Endzuständen  $\gamma p$ ,  $\pi N$ ,  $K \Lambda$  und  $K \Sigma$  unterstützt die Vermutung, daß die Resonanzen  $S_{11}(1650)$  und  $P_{11}(1710)$  zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  beitragen.

Mit zunehmender Photonenergie bildet sich ein immer stärker ausgeprägtes Maximum für in Vorwärtsrichtung produzierte Kaonen aus. Dieses Verhalten kann durch Austausch von  $K$ -Mesonen im  $t$ -Kanal beschrieben werden.

### 7.2.3.2 $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  verläuft bis zu einer Photonenergie von 100  $MeV$  oberhalb der Produktionsschwelle vergleichsweise flach. Mit zunehmender Photonenergie bilden sich deutliche Strukturen aus. Die Form der Winkelverteilung im Bereich einer Photonenergie von  $E_\gamma \approx 1.45 GeV$ , entsprechend einer Schwerpunktsenergie von etwa 1900  $MeV$ , zusammen mit einer Erhöhung im totalen Wirkungsquerschnitt in diesem Bereich (s. Abschnitt 7.3), deutet auf dominante Resonanzbeiträge hin. Bisher existiert keine zuverlässige Partialwellenanalyse, die die Quantenzahlen einer solchen Resonanz bestimmen konnte. Es kann zudem nicht ausgeschlossen werden, daß im fraglichen Energiebereich mehr als eine Resonanz beiträgt. Rechnungen, die von C. Bennhold *et al.* im Hadronaustauschmodell (vgl. Abschnitt 1.2), basierend auf unseren bereits veröffentlichten Daten, durchgeführt wurden [Benn99], lassen Beiträge der  $\Delta$ -Resonanzen  $S_{31}(1900)$  und  $P_{31}(1910)$  zu. Die in dieser Arbeit gewonnenen Daten liefern eine bessere Grundlage, die tatsächlich beitragende(n) Resonanz(en) zu untersuchen.

Für höhere Photonenergien bildet sich wie in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  ein ausgeprägtes Maximum für in Vorwärtsrichtung produzierte Kaonen aus. Auch hier wird der Austausch von  $K$ -Mesonen im  $t$ -Kanal als der dominante Prozeß angenommen.

### 7.2.3.3 Anpassung von Legendre-Polynomen an die Daten

Die in den Abbildungen 7.46 bis 7.51 eingezeichneten Kurven sind Fits von Legendre-Polynomen der Form

$$\frac{d\sigma}{d \cos(\theta_{K^+}^{cms})} = \frac{q}{k} \left( \sum_{l=0}^L a_l P_l(\cos \theta_{K^+}^{cms}) \right)^2 \quad (7.11)$$

an die Daten. Dabei sind  $q$  und  $k$  die Impulse des Kaons und Photons im Schwerpunktsystem ( $cms$ ) und  $l$  durchläuft die Quantenzahlen des Bahndrehimpulses bis zu einem maximalen

Drehimpuls  $L$ .

Im hier untersuchten Energiebereich tragen nur wenige Partialwellen zu den Reaktionen bei.  $L$  wurde deswegen in allen Fits so minimal wie möglich gewählt. Über nahezu den gesamten Energiebereich ergab sich die beste Anpassung der Legendre-Polynome bei der Wahl  $L = 4$ . Wegen der Drehimpulsbarriere können in unmittelbarer Nähe der Produktionsschwellen der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  jedoch lediglich Partialwellen zu kleinen Drehimpulsen  $l$  beitragen. Entsprechend reichte hier ein kleiner gewähltes  $L$  bei gleichzeitig guter Anpassung der Legendre-Polynome an die Daten aus. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  wurde im ersten Energieintervall  $L = 0$ , für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$   $L = 1$  gewählt. Für beide Reaktionen wurde dann in den nächsten vier Energieintervallen im Fit  $L = 2$  verwendet.

In Abbildung 7.52 bzw. 7.53 sind die Fitkoeffizienten  $a_l$  für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  dargestellt. Als zweite Skala ist oberhalb der Abbildungen die sich aus der Photonenergie  $E_\gamma$  und der Protonenmasse  $m_p$  ergebende Schwerpunktsenergie  $W \equiv \sqrt{s} = \sqrt{2m_p E_\gamma + m_p^2}$  angegeben.

Für die Koeffizientensätze beider Reaktionen sind deutliche Strukturen zu erkennen, die Hinweise auf sich mit der Photonenergie ändernde Produktionsmechanismen liefern.

Aus Gleichung 7.11 ist offensichtlich, daß die Anpassung der Legendre-Polynome an die Daten die Spins der beteiligten Teilchen vernachlässigt, so daß die Fitkoeffizienten  $a_l$  nicht in einfacher (und schlüssiger) Weise mit den vollständigen Partialwellenamplituden in Beziehung gesetzt werden können. Zusätzlich ist bei der Interpretation der Koeffizienten zu beachten, daß einer bestimmten Resonanz eindeutig Multipole  $E_{l+}$  und  $M_{l+}$  bzw.  $E_{l-}$  und  $M_{l-}$  zu festem  $l$  zugeordnet werden können, sich diese Multipole aber selber als Funktion der Legendre-Polynome  $P_{l-1}$ ,  $P_l$  und  $P_{l+1}$  darstellen lassen. Eine Resonanz muß sich daher, je nach Verlauf aller beitragender Multipole, als Funktion der Photonenergie nicht unbedingt in der Partialwelle zu gleichem  $l$  manifestieren.

Für die fundierte Interpretation der gezeigten differentiellen Wirkungsquerschnitte ist eine Multipolanalyse notwendig, die wegen der hohen Anzahl an Freiheitsgraden jedoch nicht in einfacher Weise durchführbar ist. Hierzu sind Randbedingungen aus den entsprechenden theoretischen Modellen und ggf. aus experimentellen Messungen zu weiteren Reaktionsobservablen der gleichen Reaktion (z.B. Messung der Strahlasymmetrie bei polarisiertem Photonstrahl oder der Targetasymmetrie bei polarisiertem Target) oder anderer Photoproduktionsreaktionen (s. *coupled-channels*-Rechnungen) von Nöten.

Genaueren Aufschluß über die tatsächlich beitragenden Produktionsmechanismen können also erst Rechnungen der entsprechenden Theoriegruppen geben. An dieser Stelle werden lediglich die erkennbaren Strukturen der gewonnenen Fitkoeffizienten  $a_l$  herangezogen, um auf mögliche interessante Reaktionsmechanismen hinzuweisen.

Unmittelbar an der Produktionsschwelle dominiert für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  erwartungsgemäß die  $s$ -Wellen-Produktion, wie es sich im Koeffizienten  $a_0 \approx -1.5 \mu b$  widerspiegelt (s. Abbildung 7.52). Wie bereits in Abschnitt 7.2.3.1 erwähnt, verknüpfen theoretische Rechnungen den großen  $s$ -Wellen-Beitrag an der Produktionsschwelle mit der Produktion einer  $S_{11}(1650)$  im Zwischenzustand.

Während die  $s$ -Wellen-Produktion mit zunehmender Photonenergie an Bedeutung abnimmt, vergrößert sich der  $p$ -Wellen-Beitrag ab der Produktionsschwelle bis zur Ausbildung eines Minimums für  $a_1$  bei einer Photonenergie von etwa  $E_\gamma \approx 1.15 \text{ GeV}$ . Die Zunahme des  $p$ -Wellen-Beitrags in der Nähe der Produktionsschwelle wird in theoretischen Arbeiten durch Hinzunahme der Resonanzen  $P_{11}(1710)$  und  $P_{13}(1720)$  beschrieben (vgl. hierzu Zitate in Abschnitt 7.2.3.1).

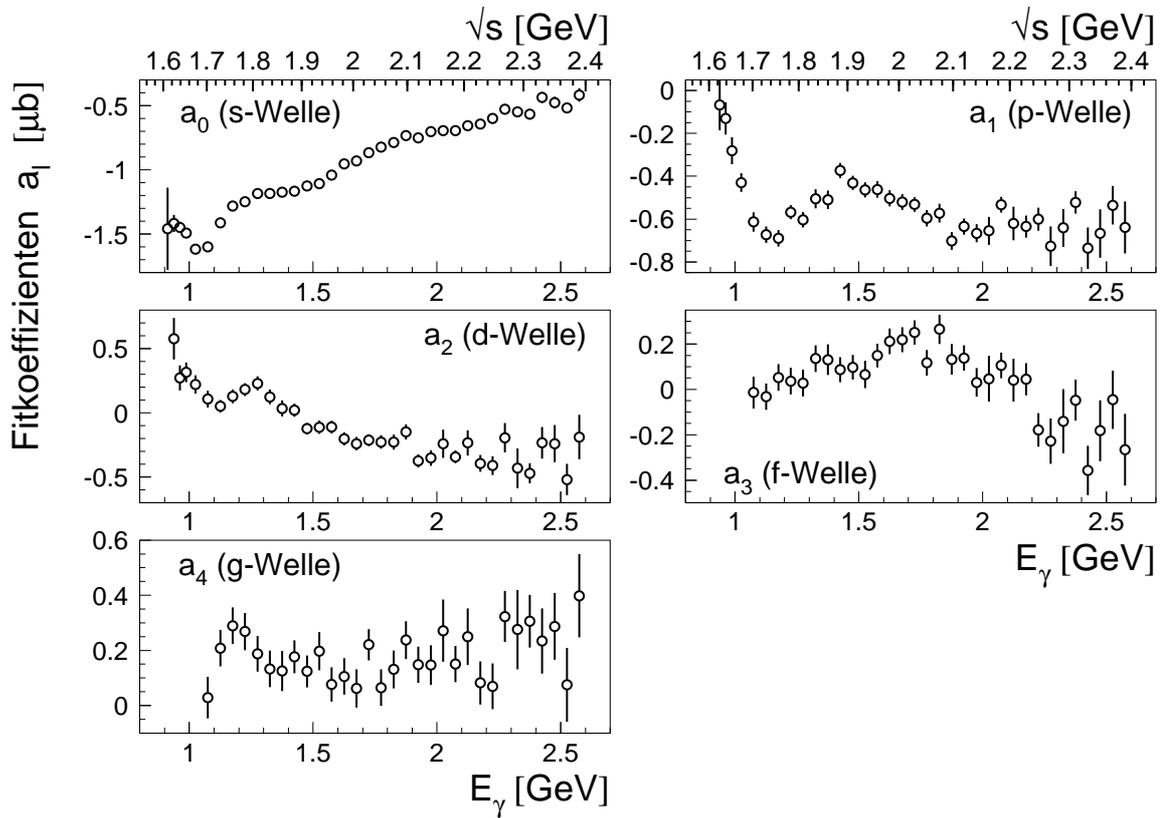


Abbildung 7.52: Koeffizienten  $a_l$  der Fits von Legendre-Polynomen an die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ .

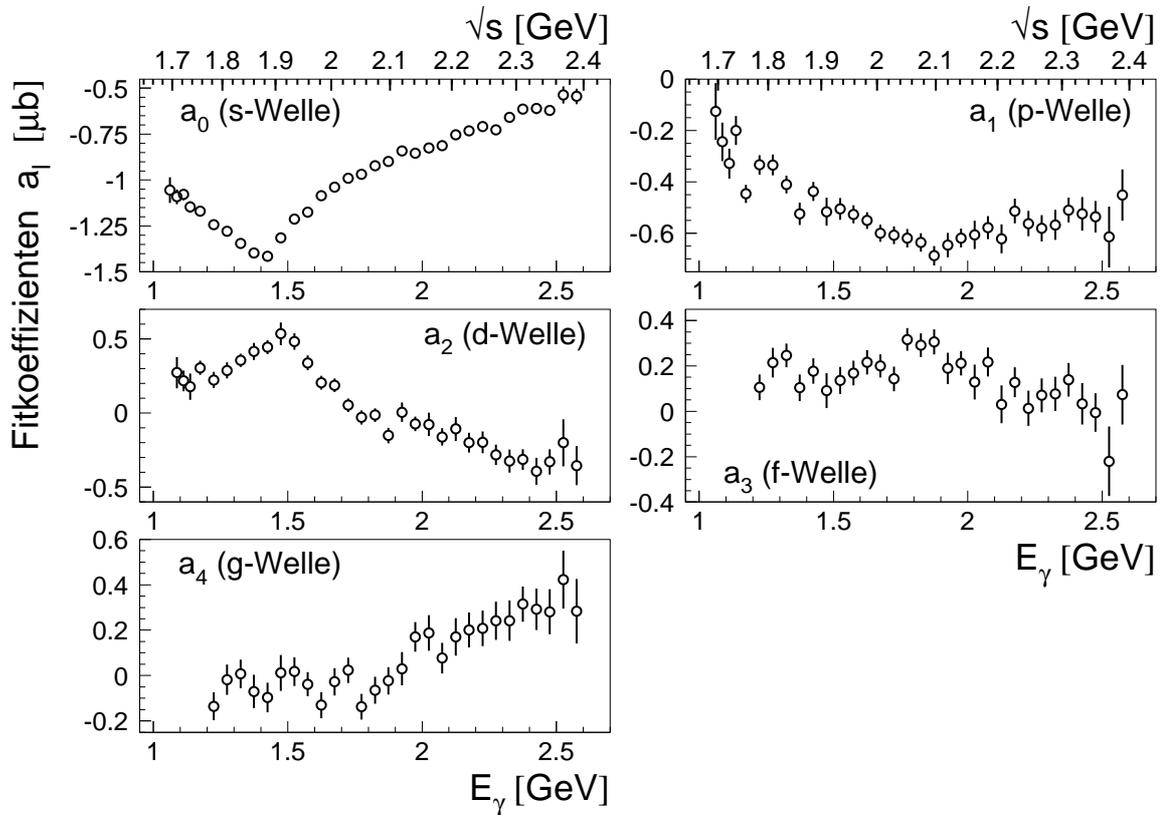


Abbildung 7.53: Koeffizienten  $a_l$  der Fits von Legendre-Polynomen an die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ .

Neben dem bereits erwähnten Minimum bei einer Photonenergie von etwa  $E_\gamma \approx 1.15 \text{ GeV}$  ist für den Koeffizienten  $a_1$  in Abbildung 7.52 ein ausgeprägtes Nebenmaximum bei einer Photonenergie von etwa  $E_\gamma \approx 1.45 \text{ GeV}$  zu erkennen. Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ , der in Abschnitt 7.3 vorgestellt wird (s. Abb. 7.62), zeigt in diesem Energiebereich eine deutliche Struktur, die in Rechnungen von C. Bennhold *et al.* im Hadronaustauschmodell (vgl. Abschnitt 1.2), basierend auf den bereits veröffentlichten **SAPHIR**-Daten, durch Hinzunahme einer  $D_{13}(1895)$  beschrieben wird (s. auch Abschnitt 7.3.1 und 7.4).

Eine weitere auffällige Struktur zeigt sich für den Koeffizienten  $a_3$ , der bei einer Photonenergie von etwa  $E_\gamma \approx 1.8 \text{ GeV}$  maximal wird. Die Koeffizienten  $a_0$ ,  $a_1$  und  $a_4$  lassen bei der gleichen Photonenergie kleine Änderungen im Verlauf erkennen.

In Abbildung 7.53 sind die Ergebnisse der Legendre-Fits an den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zu sehen. Auffällig sind die ausgeprägten Maxima für die Koeffizienten  $a_0$  und  $a_2$  bei einer Photonenergie von  $E_\gamma \approx 1.425 \text{ GeV}$ . Sie können mit Signalen von zwei Resonanzen in Zusammenhang gebracht werden.

Während in einer naiven Interpretation (vgl. hierzu die Kommentare zum Zusammenhang der Fitkoeffizienten  $a_l$  mit Partialwellen- sowie Multipolamplituden) die hier für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  beobachteten Maxima in der  $s$ - und  $d$ -Welle bei gleichzeitigem Ausbleiben einer Struktur in der  $p$ -Welle auf beitragende  $S$ - und  $D$ -Resonanzen hinweisen, bevorzugen, wie bereits in Abschnitt 7.2.3.2 erwähnt, Rechnungen von C. Bennhold *et al.*, die auf den bereits veröffentlichten **SAPHIR**-Daten basieren, Beiträge der  $\Delta$ -Resonanzen  $S_{31}(1900)$  und  $P_{31}(1910)$ .

Wie bereits für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zeigen auch die Koeffizienten der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  eine Struktur bei einer Photonenergie von etwa  $E_\gamma \approx 1.8 \text{ GeV}$ . Die Koeffizienten  $a_1$ ,  $a_3$  und  $a_4$  nehmen hier Extremwerte an, bzw. ändern ihre Steigung in diesem Bereich.

Möglicherweise weisen die für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  gleichermaßen beobachteten Strukturen bei einer Photonenergie von etwa  $E_\gamma \approx 1.8 \text{ GeV}$  auf Resonanzbeiträge bei einer Resonanzmasse von etwa  $2100 \text{ MeV}$  hin.

## 7.2.4 Vergleich mit einer älteren SAPHIR-Messung

Zum Vergleich mit den in dieser Arbeit erhaltenen differentiellen Wirkungsquerschnitten sind in den Abbildungen 7.46 bis 7.51 die bereits veröffentlichten Datenpunkte ([Tran98]) der Analyse zu den Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994 zu sehen (Dreiecke). Die eingezeichneten Fehler (zum Teil kleiner als die Dreieckssymbole) beinhalten die in [Tran98] angegebenen statistischen und systematischen Fehler.

Wegen der deutlich geringeren Statistik dieser Meßperioden wurden in der Analyse dieser Daten nur zehn Intervalle in  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  verwendet. Außerdem wurden breitere Energieintervalle gewählt. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  wurde der Energiebereich zwischen  $0.9 \text{ GeV}$  und  $1.0 \text{ GeV}$  in zwei Intervalle der Breite  $50 \text{ MeV}$  eingeteilt. Zwischen  $1.0 \text{ GeV}$  und  $1.4 \text{ GeV}$  wurden vier Intervalle der Breite  $100 \text{ MeV}$  verwendet. Für den Bereich zwischen  $1.4 \text{ GeV}$  und  $2.0 \text{ GeV}$  wurden drei Intervalle der Breite  $200 \text{ MeV}$  eingeführt. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  wurde für die Analyse der Daten aus den Jahren 1992 bis 1994 eine andere Energieeinteilung gewählt. Zwischen  $1.05 \text{ GeV}$  und  $1.55 \text{ GeV}$  wurden fünf Intervalle der Breite  $100 \text{ MeV}$  verwendet. Für den Energiebereich zwischen  $1.55 \text{ GeV}$  und  $1.75 \text{ GeV}$

wurde ein Intervall der Breite  $200 \text{ MeV}$ , für den Bereich zwischen  $1.75 \text{ GeV}$  und  $2.00 \text{ GeV}$  ein Intervall der Breite  $250 \text{ MeV}$  eingeführt.

Erst durch die Datennahmen in den Jahren 1997 und 1998 konnte der vermessene Energiebereich von  $2 \text{ GeV}$  auf  $2.6 \text{ GeV}$  ausgeweitet werden.

Man beachte, daß die Datenpunkte der alten Analyse entsprechend der größeren Breite der Energieintervalle in den Abbildungen 7.46 bis 7.51 mehrfach eingezeichnet sind. Die für diese Daten eingezeichneten Fehler, die meist kleiner als die Dreiecksymbole sind, beziehen sich jedoch auf die diesen Daten zugehörigen Energieintervallbreiten. Wäre für diese Daten die gleiche Einteilung bezüglich der Photonenergie vorgenommen worden, so wären die statistischen Fehler selbstverständlich entsprechend größer.

Es sind einige signifikante Abweichungen zwischen den in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitten und den veröffentlichten Daten der alten Analyse zu beobachten. Im Bereich der Abweichungen liegen die in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnisse fast ausnahmslos über den Ergebnissen der älteren Analyse. Dies gilt sowohl für die in den Abbildungen 7.46 bis 7.51 gezeigten Ergebnisse, die unter dem weichen Schnitt *softcut* erstellt wurden, als auch für die hier nicht gezeigten Ergebnisse unter dem harten Schnitt *hardcut*.

Es sei an dieser Stelle daran erinnert, daß die frühere Driftkammersimulation, die auch für die veröffentlichten Daten zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  verwendet wurde, nicht ausreichend entwickelt war und beispielsweise für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  zu einer Überschätzung der Detektoreffizienz bzw. Unterschätzung der anzubringenden Akzeptanzfaktoren führte (vgl. Abbildung 4.1 in Abschnitt 4.1). Als Hauptursache wurde in Kapitel 4 die mit der Teilchengeschwindigkeit  $\beta = v/c$  zunehmende mittlere freie Weglänge  $\lambda(\beta)$  zwischen den durch die nachzuweisenden geladenen Teilchen erzeugten Ionisationsclustern im Driftkammergas angeführt. Wegen der größeren Masse ist bei gleichem Impuls die Teilchengeschwindigkeit  $\beta$  eines  $K^+$  kleiner als die eines  $\pi^+$ . Damit ist zu erwarten, daß die Driftkammereffizienz für den geladenen Teil  $p K^+ \pi^-$  der Endzustände der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  durch die Ionisationsstatistik (vgl. Abschnitt 4.3.2.1) weniger beeinflusst wird, als dies für den Endzustand  $p \pi^+ \pi^-$  bei gleicher Energie des einlaufenden Photons der Fall ist. Es ist jedoch denkbar, daß die Verwendung der alten Driftkammersimulation auch für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zumindest in bestimmten kinematischen Regionen zu kleine Akzeptanzfaktoren lieferte. Die größten Kaon-Geschwindigkeiten treten für große Photonenergien und für in Vorwärtsrichtung produzierte Kaonen auf. Genau unter diesen kinematischen Bedingungen sind die größten Abweichungen zwischen den beiden Datensätzen zu finden (s. Abbildung 7.47 zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für Photonenergien oberhalb  $1.55 \text{ GeV}$  bzw. Abbildung 7.50 zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ ).

In der älteren Analyse wurde ein Schnitt  $P(\chi^2) > 10^{-3}$  auf die Probabilität des kinematischen Fits verwendet, der dem in dieser Arbeit definierten Schnitt *hardcut* entspricht. Wegen der großen Unterschiede der verwendeten Rekonstruktions- und Simulationsprogramme (s. auch Kapitel 4, 5 und 6) sind die Daten der alten und neuen Analyse bei gleichem Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits und ansonsten ebenfalls ähnlichen Selektionskriterien nur bedingt vergleichbar. Es sei dennoch hier angemerkt, daß die in dieser Arbeit unter *hardcut* ermittelten Werte ebenfalls, obwohl sie um etwa 10% niedriger als unter Verwendung des *softcut* sind (s. oben), signifikant von den alten Daten abweichen. Der Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits kann somit nicht für die beobachteten Abweichungen verantwortlich gemacht werden.

Zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  existieren Daten aus zahlreichen weiteren Experimenten, die zwischen den Jahren 1959 und 1978 veröffentlicht wurden. Selbst

die Summe aller früheren Experimente (vor **SAPHIR**) deckt den Energie- und Winkelbereich nur sehr lückenhaft ab. Zudem zeigen die Experimente untereinander zum Teil große Streuungen. Literaturverweise zu den Veröffentlichungen dieser Experimente finden sich in [Tran97]. Dort werden auch die bereits publizierten **SAPHIR**-Daten mit den Messungen aus den älteren Experimenten verglichen. Daher wird hier auf einen Vergleich verzichtet.

## 7.2.5 Gegenseitiger Untergrund der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$

In Abschnitt 7.1.6 wurde bereits darauf hingewiesen, daß ein nicht zu vernachlässigender Beitrag zum Untergrund durch die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  selbst verursacht wird. Mit Hilfe der oben vorgestellten differentiellen Wirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta)$  wurde der gegenseitige Untergrund der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels ermittelt.

In Abschnitt 7.1.6 wurde Gleichung 7.6 abgeleitet, mit der der prozentuale Anteil  $U$  einer Untergrundreaktion an der zu messenden Reaktion berechnet werden kann. Die Bestimmungsgleichung sei hier zur Wiederholung angegeben:

$$U = \frac{\sigma_U}{\sigma_R} \cdot \frac{N_{U,selek}^{simu}}{N_{U,gen}^{simu}} \cdot \frac{N_{R,gen}^{simu}}{N_{R,selek}^{simu}} = \frac{\sigma_U}{\sigma_R} \cdot \frac{A_R}{A_U} \quad (7.12)$$

Dividiert man nicht durch den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_R$  der gesuchten Reaktion, so erhält man mit

$$U' = \sigma_U \cdot \frac{N_{U,selek}^{simu}}{N_{U,gen}^{simu}} \cdot \frac{N_{R,gen}^{simu}}{N_{R,selek}^{simu}} = \sigma_U \cdot \frac{A_R}{A_U} \quad (7.13)$$

den Untergrundbeitrag in  $\mu b$ . Der über Gleichung 7.13 aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta)$  berechnete Untergrund sei mit  $\frac{dU'}{d\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta)$  bezeichnet.

Der gegenseitige Untergrund der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  wurde nach Gleichung 7.12 bzw. Gleichung 7.13 bestimmt. Die dazu notwendigen Akzeptanzfaktoren  $A_U = N_{U,gen}^{simu}/N_{U,selek}^{simu}$  und  $A_R = N_{R,gen}^{simu}/N_{R,selek}^{simu}$  wurden wie die differentiellen Wirkungsquerschnitte als Funktionen von  $E_\gamma$  und  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  betrachtet.

Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  sind in erster Näherung vergleichbar. Bei einem Untergrundanteil von z.B.  $U = 10\%$  ist die Wahrscheinlichkeit  $1/A_U$  dafür, daß ein Untergrundereignis der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  innerhalb der Analyse der untersuchten Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zugeordnet wird, um etwa diesen Faktor 10 kleiner als die Wahrscheinlichkeit  $1/A_R$ , daß das Ereignis der richtigen Reaktion zugeordnet wird. Somit ist es sinnvoll, für die Untersuchung des gegenseitigen Untergrunds eine gröbere Einteilung in Energie- und Winkelintervalle als bei der Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte zu wählen. Für die Untergrunduntersuchung wurden deswegen statt der zuvor nur 10 Winkelintervalle verwendet und der Energiebereich zwischen 0.9 GeV und 2.6 GeV in 17 Intervalle der Breite 100 MeV eingeteilt.

Die zur Bildung der Akzeptanzfaktoren  $A_U$  und  $A_R$  notwendigen Informationen sind in den Abbildungen 7.54, 7.55 und 7.56 zu sehen. Für die Untergrundberechnung wurden die über neun Millionen simulierten Ereignisse verwendet, die auch für die Akzeptanzrechnung zur Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte zum Einsatz kamen (vgl. Abschnitt 7.2.1). Auf eine getrennte Betrachtung der Datennahmeperioden wurde bei der Bestimmung des gegenseitigen Untergrunds jedoch verzichtet.

Zur Berechnung der Untergrundbeiträge über die Gleichung 7.12 bzw. 7.13 werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  benötigt. Die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte, wie sie in den Abbildungen 7.46 bis 7.51 zu sehen bzw. den zugehörigen Tabellen in Anhang A.1 zu entnehmen sind, wurden zu diesem Zweck durch Bildung von Mittelwerten zu der hier benötigten Energie- und Winkeleinteilung zusammengefaßt. Das Ergebnis zeigen die jeweils rechten Histogramme der Abbildungen 7.57 und 7.58. Die linken Histogramme in diesen Abbildungen zeigen die über Gleichung 7.13 berechneten Untergrundbeiträge zu der im rechten Histogramm gezeigten Reaktion. Das Ergebnis dieser Untergrundbestimmung ist in tabellarischer Form in Anhang A.2 zu finden. Die dort angegebenen Fehler für  $\frac{dU'}{d\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta)$  wurden aus den Fehlern der zu Grunde liegenden Ereigniszahlen sowie der Fehler  $\sigma_g$  (vgl. Abschnitt 7.2.2) der differentiellen Wirkungsquerschnitte fortgepflanzt.

Durch Division der beiden Histogramme in Abbildung 7.57 erhält man den prozentualen Untergrundbeitrag der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  gemäß Gleichung 7.12. Das Ergebnis zeigt das linke Histogramm in Abbildung 7.59. In umgekehrter Weise erhält man den Beitrag der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  durch Division der Histogramme in Abbildung 7.58. Das Ergebnis dieser Berechnung zeigt das rechte Histogramm in Abbildung 7.59.

Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß im linken Histogramm der Abbildung 7.59 fünf Einträge mit Prozentzahlen zwischen 20% und 120% entfernt wurden, um für die beiden Histogramme in Abbildung 7.59 zur besseren Vergleichbarkeit ein ähnliches Maximum zu erhalten. Die betreffenden Einträge liegen oberhalb von  $E_\gamma > 2.4 \text{ GeV}$  und unterhalb von  $\cos(\theta_{K^+}^{cms}) < -0.2 \text{ GeV}$ , also für beide Reaktionen im Bereich kleiner differentieller Wirkungsquerschnitte. Entsprechend liegen für diese Einträge die relativen Fehler für die Berechnung der prozentualen Untergrundbeiträge über 100%. Im linken Histogramm der Abbildung 7.57 sowie im Anhang A.2 wurden keine Einträge ausgelassen.

Der Vergleich der beiden Histogramme in Abbildung 7.59 zeigt, daß die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  erst für größere Photonenergien als Untergrund zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bedeutend wird, während die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bereits bei kleineren Photonenergien merklich zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  beiträgt. Vor allem an der Produktionsschwelle der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , wo der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bereits angestiegen ist, stellt die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  einen nicht zu vernachlässigenden Untergrund zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  dar.

Summiert man für das linke Histogramm der Abbildung 7.57 für jedes Energieintervall die Einträge der jeweils zehn Winkelintervalle auf und berücksichtigt durch Multiplikation mit der Intervallbreite 0,2, daß  $\frac{dU'}{d\cos\theta}$  wie der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  eine differentielle Größe in  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  ist, so erhält man bereits hier den Untergrundbeitrag der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zum totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ , wie er im folgenden Abschnitt 7.3 vorgestellt wird. Das Ergebnis dieser Untergrundberechnung zeigt das linke Histogramm in Abbildung 7.60. Der in entsprechender Weise ermittelte Beitrag

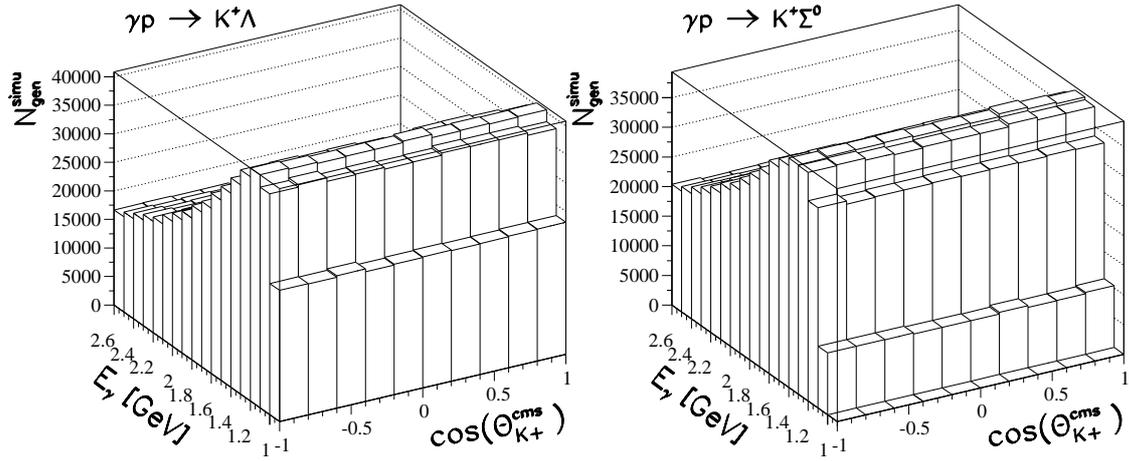


Abbildung 7.54: Generierte Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels.

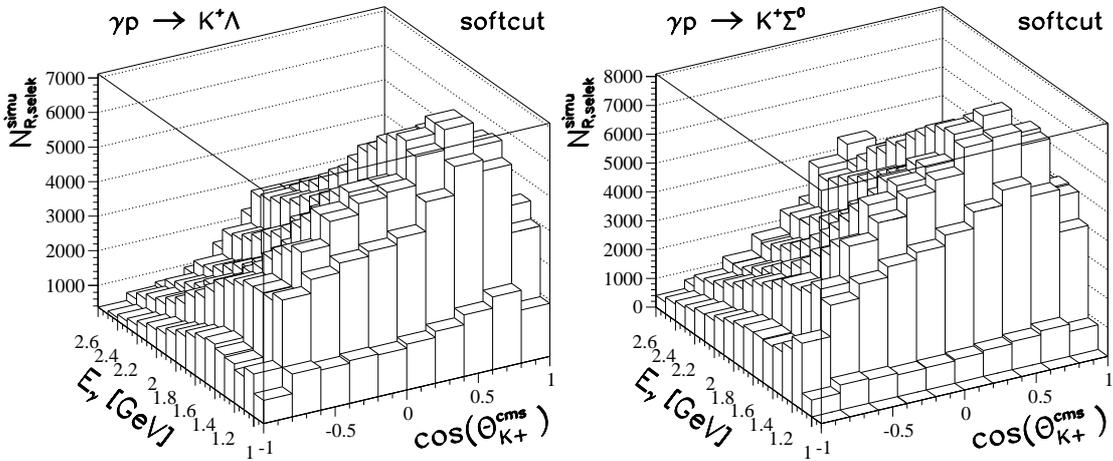


Abbildung 7.55: Simulierte Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , die der richtigen Reaktion zugeordnet werden konnten, als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels.

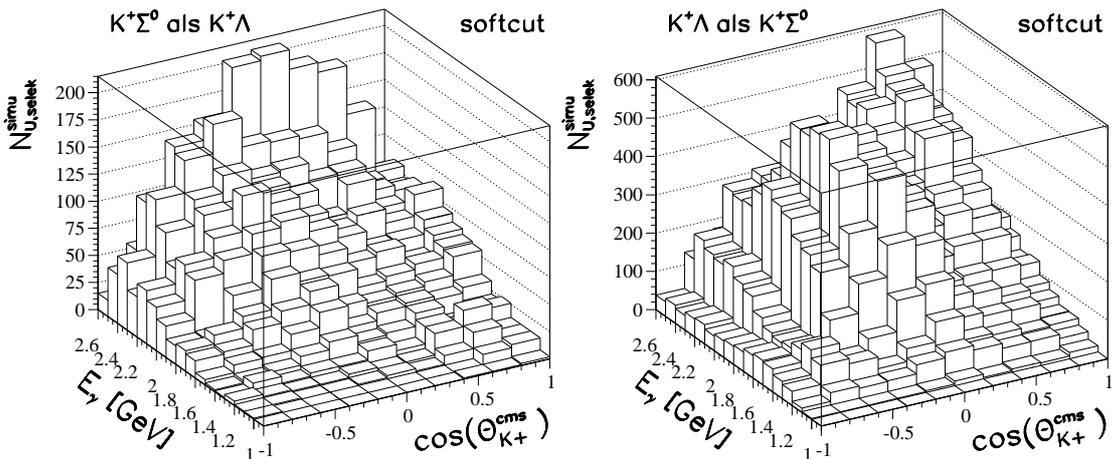


Abbildung 7.56: Simulierte Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , die der falschen Reaktion zugeordnet wurden, als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels.

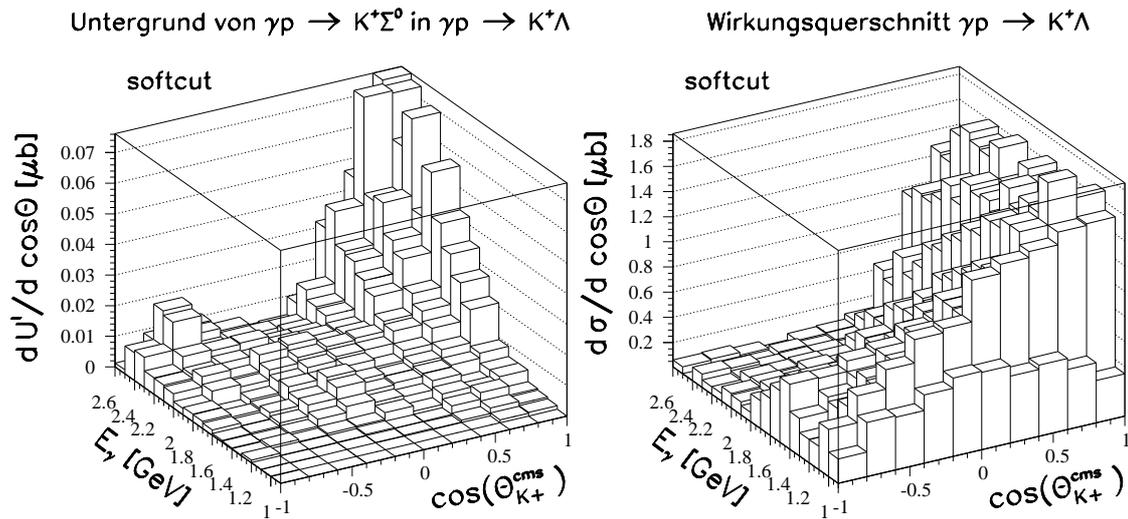


Abbildung 7.57: Das rechte Histogramm zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . Das linke Histogramm stellt den durch fehlzugeordnete Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  gebildeten Untergrund dar.

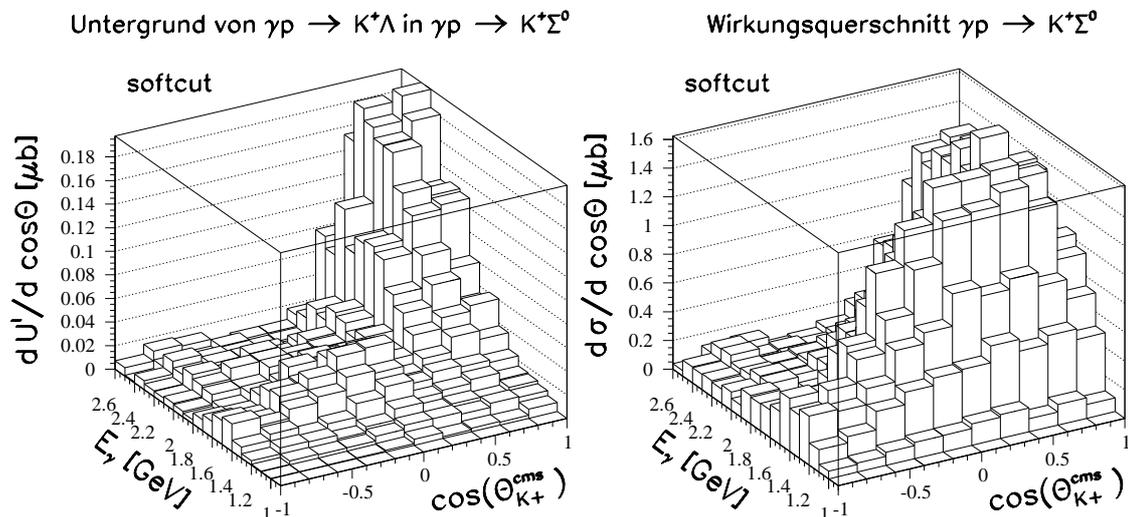


Abbildung 7.58: Das rechte Histogramm zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Das linke Histogramm stellt den durch fehlzugeordnete Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  gebildeten Untergrund dar.

der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zum totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ist im rechten Histogramm der Abbildung 7.60 zu sehen.

Die gegenseitigen prozentualen Untergrundanteile der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktionen der Photonenergie  $E_\gamma$ , wie er in Abbildung 7.61 zu sehen ist, erhält man, wenn man die über die Winkelintervalle aufsummierten Einträge des Untergrundbeitrags  $\frac{dU'}{d \cos \theta}$  durch die ebenfalls über die Winkelintervalle aufsummierten Einträge des differentiellen Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\sigma}{d \cos \theta}$  dividiert. Es bestätigen sich die bereits für Abbildung 7.59 gemachten Aussagen, daß die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  erst für größere Photonenergien merklich zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  beiträgt, während die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bereits ab der Produktionsschwelle einen kleinen Untergrundbeitrag von etwa 2% zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  liefert.

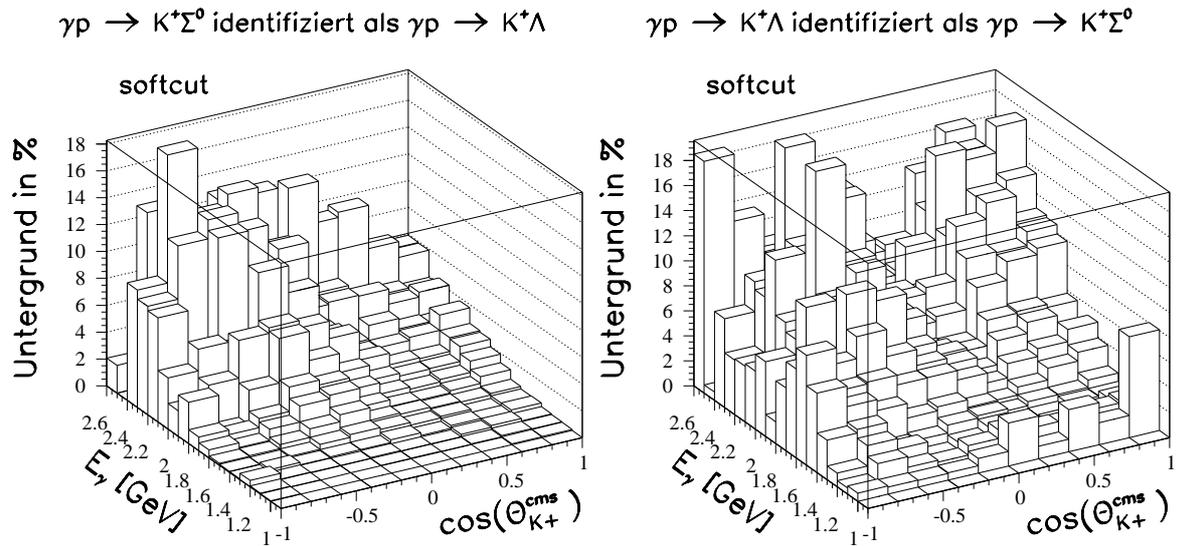


Abbildung 7.59: Gezeigt ist der gegenseitige prozentuale Untergrundanteil der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels.

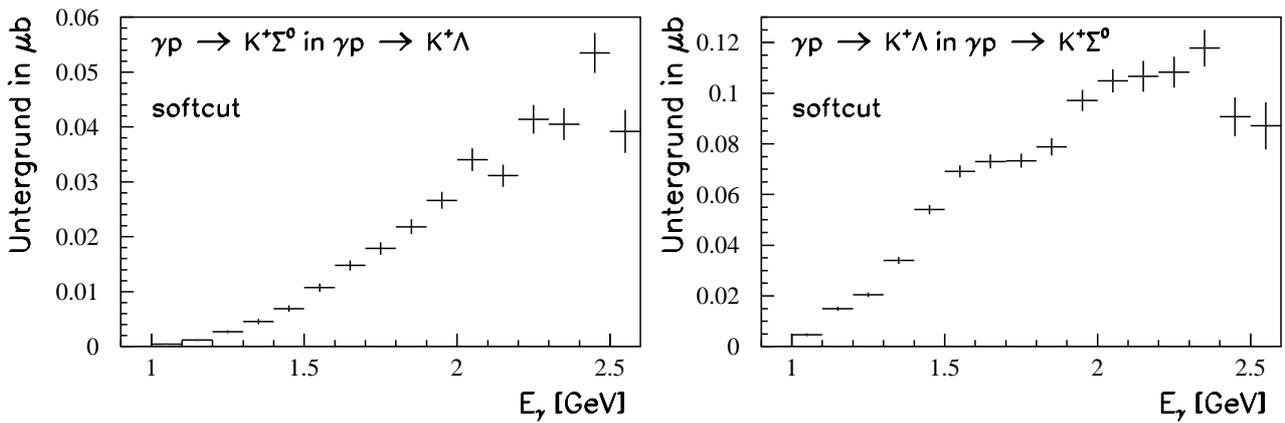


Abbildung 7.60: Gegenseitige Untergrundbeiträge der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktionen der Photonenergie  $E_\gamma$ .

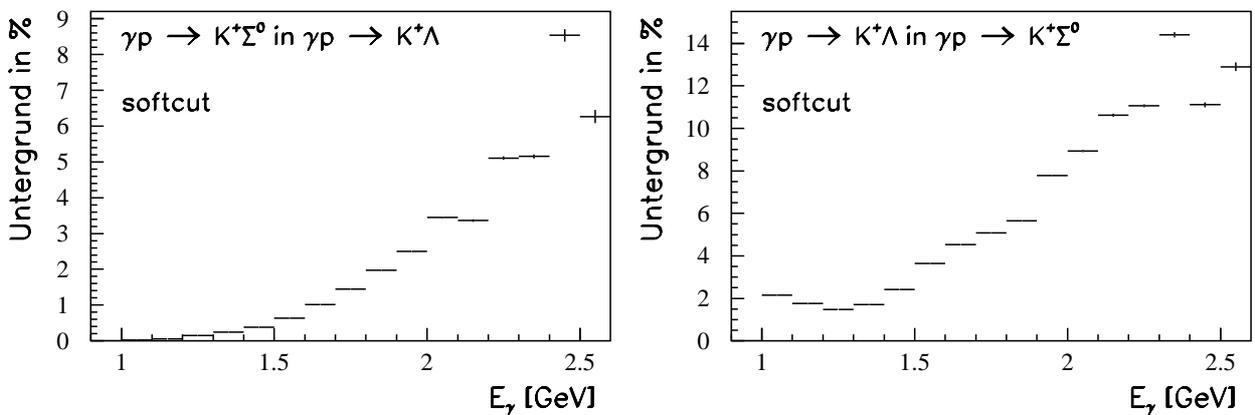


Abbildung 7.61: Gegenseitige prozentuale Untergrundanteile der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktionen der Photonenergie  $E_\gamma$ .

## 7.3 Totale Wirkungsquerschnitte

Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}(E_\gamma)$  ergibt sich durch Integration über den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta)$ :

$$\sigma_{tot}(E_\gamma) = \int_{-1}^{+1} \frac{d\sigma}{d\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta) d\cos\theta \quad .$$

Die in Abschnitt 7.2.3 gezeigten differentiellen Wirkungsquerschnitte beziehen sich auf Winkelintervalle der Breite  $\Delta\cos\theta = 0.1$ . Den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man aus den angegebenen differentiellen Wirkungsquerschnitten daher näherungsweise über folgende Summation:

$$\sigma_{tot}(E_\gamma) = \sum \frac{\Delta\sigma}{\Delta\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta) \Delta\cos\theta \quad .$$

Die so aus den in den Abbildungen 7.46, 7.47, 7.48, 7.49, 7.50 und 7.51 gezeigten Ergebnissen gewonnenen totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  sind in den Abbildungen 7.62 und 7.63 zu sehen. Jeder Datenpunkt besitzt zwei Fehler, die durch Fehlerfortpflanzung aus den in Abschnitt 7.2.2 für die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte definierten statistischen Fehlern  $\sigma_m$  und  $\sigma_g$  berechnet wurden.

Zusätzlich zur Abhängigkeit von der Photonenergie ist oberhalb der Abbildungen die sich aus der Photonenergie  $E_\gamma$  und der Protonenmasse  $m_p$  ergebene Schwerpunktsenergie  $W \equiv \sqrt{s} = \sqrt{2m_p E_\gamma + m_p^2}$  angegeben.

Der gegenseitige Untergrundbeitrag der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , der in Abbildung 7.60 in Abschnitt 7.2.5 dargestellt ist, ist in den Abbildungen 7.62 und 7.63 als schraffiertes Band zu sehen.

Es sei daran erinnert, daß die in den Abbildungen 7.46 bis 7.51 dargestellten differentiellen Wirkungsquerschnitte unter dem weichen Schnitt *softcut* auf die Probabilitäten der kinematischen Fits zur jeweiligen Reaktionshypothese  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  erhalten wurden. In Zusammenhang mit der Vorstellung der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abschnitt 7.2.3 wurde bereits darauf hingewiesen, daß die Ergebnisse systematisch vom gewählten Schnitt auf die Probabilitäten der kinematischen Fits abhängen. In Abschnitt 7.3.2 wird diese Systematik auf der Basis der totalen Wirkungsquerschnitte näher untersucht. An dieser Stelle sei das Ergebnis der Untersuchung vorweggenommen, daß die unter dem Schnitt *softcut* gemessenen Wirkungsquerschnitte, in erster Näherung unabhängig von der Photonenergie, um etwa 5% systematisch unterschätzt werden. Demgegenüber steht die Überschätzung der Wirkungsquerschnitte auf Grund des Untergrundes von verbliebenen Ereignissen von anderen Reaktionen. In Abschnitt 7.1.6 wurde abgeschätzt, daß dafür im Mittel über alle Photonenergien und Kaon-Produktionswinkel ein systematischer Fehler von 5% für  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und von 10% für  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zu veranschlagen ist. Der Unterschätzung durch den Schnitt auf die Fitprobabilitäten steht also die Überschätzung durch den mitselektierten Untergrund entgegen. Da beide Effekte von ähnlicher Größenordnung sind, wird davon ausgegangen, daß sie sich, insbesondere für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ , weitgehend kompensieren.

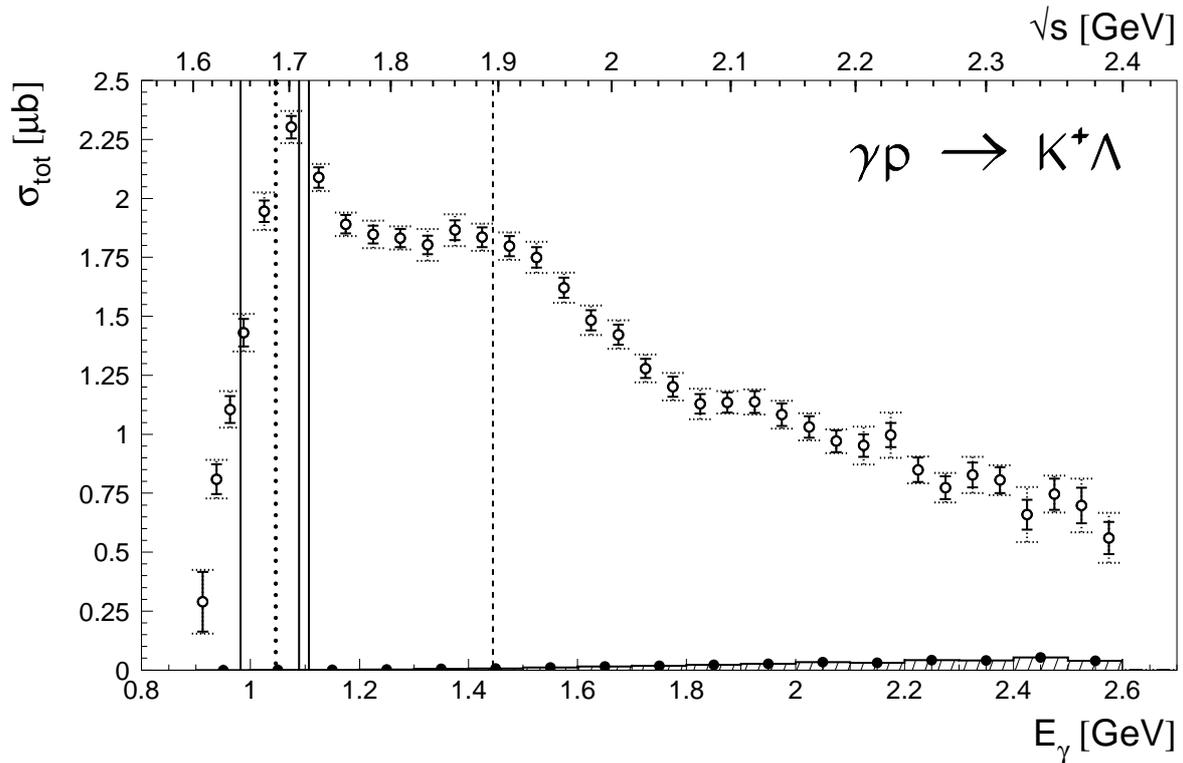


Abbildung 7.62: Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . Zusätzlich eingezeichnet ist der Untergrundbeitrag der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Die Bedeutung der senkrechten Linien ist im Text erläutert.

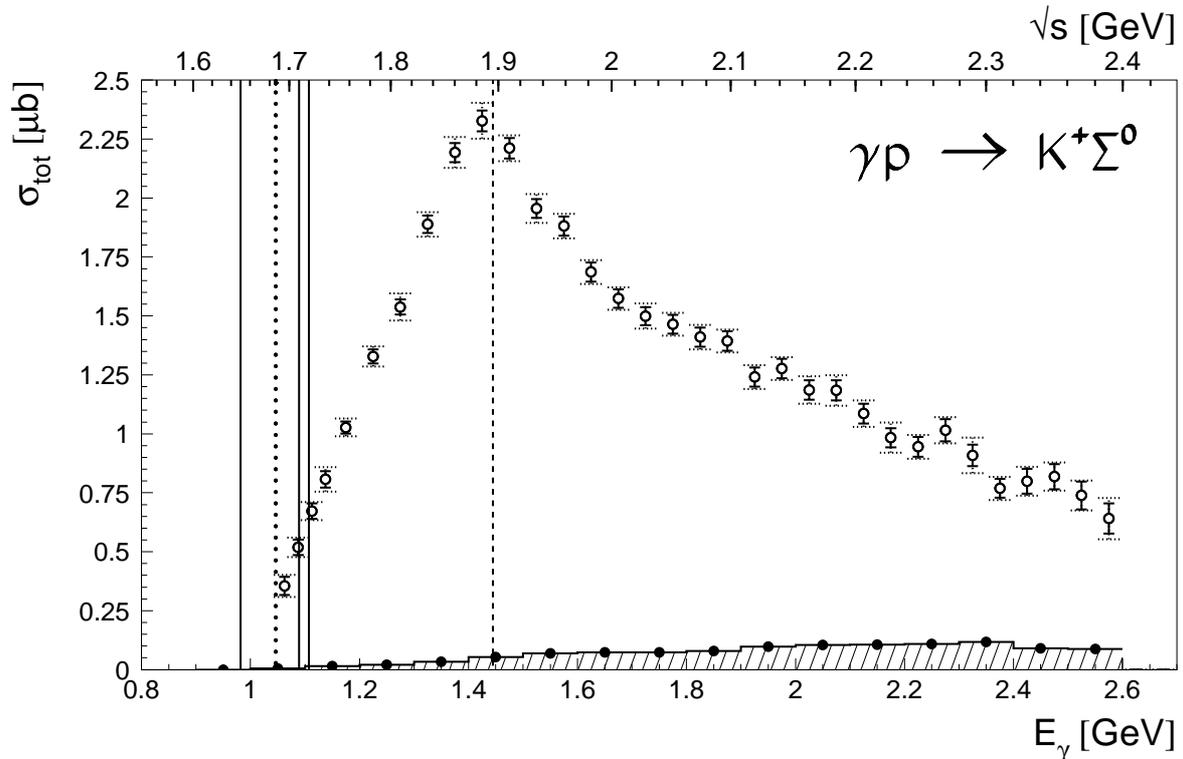


Abbildung 7.63: Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Zusätzlich eingezeichnet ist der Untergrundbeitrag der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . Die Bedeutung der senkrechten Linien ist im Text erläutert.

### 7.3.1 Beschreibung und Interpretation

Bei Vergleich der Abbildungen 7.62 und 7.63 ist deutlich zu erkennen, daß der totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  ab der Produktionsschwelle wesentlich schneller ansteigt, als dies für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  der Fall ist. Dieses unterschiedliche Verhalten ist vermutlich auf signifikante Beiträge der Resonanzen  $S_{11}(1650)$ ,  $P_{11}(1710)$  und  $P_{13}(1720)$  zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zurückzuführen (vgl. auch Abschnitt 7.2.3.1), während ihr (gemeinsamer) Beitrag zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  klein zu sein scheint. Die Massen dieser Resonanzen sind in den Abbildungen 7.62 und 7.63 durch die senkrechten durchgezogenen Linien eingezeichnet. Die  $S_{11}(1650)$  liegt unterhalb der Produktionsschwelle  $E_\gamma = 1.047 \text{ GeV}$  der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , die als senkrechte gepunktete Linie in Abbildung 7.62 bzw. 7.63 zu erkennen ist. Das ausgeprägte Maximum der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bei einer Photonenergie von etwa  $1.075 \text{ GeV}$  ist möglicherweise nicht nur auf resonante Beiträge alleine zurückzuführen. Da sich das Maximum etwa an der Produktionsschwelle der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  befindet, könnte auch ein sogenannter *cusp*-Effekt durch das Öffnen des  $\Sigma^0$ -Kanals einen Beitrag zum Maximum in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  leisten. Ob und in welcher Höhe ein derartiger Effekt beteiligt ist, ist von theoretischer Seite bisher ungeklärt.

Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zeigt eine deutlich zu erkennende Struktur im Photonenergiebereich zwischen  $1.3 \text{ GeV}$  und  $1.7 \text{ GeV}$ . Rechnungen von C. Bennhold *et al.* im Hadronaustauschmodell (vgl. Abschnitt 1.2), basierend auf den bereits veröffentlichten **SAPHIR**-Daten [Tran98], beschreiben diese Struktur durch Hinzunahme einer  $D_{13}(1895)$ . Da es sich bei dieser Resonanz, im Falle ihrer Existenz, um eine sogenannte *missing resonance* handeln würde, also um eine theoretisch zwar vorhergesagte, bisher experimentell aber nicht beobachtete Resonanz, wird diese in Abschnitt 7.4 gesondert diskutiert. Die von Bennhold *et al.* berechnete Position dieser Resonanz bei der Schwerpunktsenergie  $W \equiv \sqrt{s} = 1895 \text{ MeV}$  ist in Abbildung 7.62 durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet. Für den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ist ein ausgeprägtes Maximum bei einer Photonenergie von etwa  $E_\gamma \approx 1.425 \text{ GeV}$  entsprechend einer Schwerpunktsenergie  $W \equiv \sqrt{s} \approx 1885 \text{ MeV}$  zu erkennen. Bereits in den Abschnitten 7.2.3.2 und 7.2.3.3 bei der Diskussion des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  und der zugehörigen Legendre-Fits wurde auf möglicherweise vorhandene große Resonanzbeiträge hingewiesen. Bisher existiert keine eindeutige Analyse, die über die tatsächlich beitragenden Resonanzen Auskunft geben kann.

In Abbildung 7.63 ist wie in Abbildung 7.62 die Position der in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  vermuteten Resonanz  $D_{13}(1895)$  als gestrichelte Linie eingezeichnet. Das Maximum des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  befindet sich in der Nähe der Schwerpunktsenergie, die der Masse dieser Resonanz entspricht. Es kann nicht ausgeschlossen werden, daß auch diese Resonanz, insofern sie tatsächlich existiert, auch zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  beiträgt.

Für Photonenergien oberhalb von  $E_\gamma = 1.8 \text{ GeV}$  zeigen die totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  einen ähnlichen monotonen Abfall mit der Photonenergie, in Übereinstimmung mit der Beobachtung eines ähnlichen Verlaufs der differentiellen Wirkungsquerschnitte beider Reaktionen in diesem Energiebereich. Der für beide Reaktionen gefundene Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte, die ein starkes Ansteigen zu in Vorwärtsrichtung produzierten Kaonen zeigen, deutet in vielen unabhängigen Modellrechnungen auf einen Austausch von Kaonen im  $t$ -Kanal als den dominanten Prozeß hin.

### 7.3.2 Abhängigkeit vom Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits

In Abschnitt 7.2.2 wurden für die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  die statistischen Fehler  $\sigma_m$  und  $\sigma_g$  eingeführt. Wie beschrieben beinhaltet letzterer bereits einen Teil der systematischen Unsicherheiten der Wirkungsquerschnittsmessung. In den Abschnitten 7.2.3 und 7.3 wurde darauf hingewiesen, daß die hauptsächlich verbleibende systematische Unsicherheit der Messung der differentiellen (und damit auch der totalen) Wirkungsquerschnitte durch den Schnitt auf die Probabilitäten der kinematischen Fits auf die jeweilige Reaktionshypothese  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  gegeben ist. In Abschnitt 7.1.4 wurden die Schnitte  $P(\chi^2) > 10^{-10}$  (*softcut*) und  $P(\chi^2) > 10^{-3}$  (*hardcut*) eingeführt. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , die unter dem weichen Schnitt *softcut* erhalten wurden, sind im Mittel 10% größer als die Wirkungsquerschnitte unter dem harten Schnitt *hardcut* (vgl. Abschnitt 7.2.3).

Wegen der großen Anzahl an Datenpunkten wurde in Abschnitt 7.2.3 auf eine Darstellung der Ergebnisse zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten unter dem harten Schnitt *hardcut* verzichtet. An Hand der totalen Wirkungsquerschnitte soll hier jedoch der Einfluß des Schnitts auf die Probabilitäten diskutiert werden.

Die Abbildungen 7.64 und 7.65 zeigen die aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten gewonnenen totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  unter den beiden Schnitten *softcut* und *hardcut*. Für beide Reaktionen erhält man unter dem Schnitt *softcut* für alle Photonenergien einen höheren Wirkungsquerschnitt, wie dies bereits im Zusammenhang mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten erwähnt wurde.

In Abbildung 7.66 ist für beide Reaktionen die Abweichung der Ergebnisse unter *softcut* und *hardcut* relativ zum totalen Wirkungsquerschnitt, der unter dem weichen Schnitt *softcut* gewonnen wurde, zu sehen. Über einen weiten Energiebereich beträgt die relative Abweichung etwa 10% in Konsistenz mit der entsprechenden Beobachtung bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten.

Da die Wirkungsquerschnittsmessung abhängig vom Schnitt auf die Probabilitäten der kinematischen Fits ist, ist anzunehmen, daß die Verteilung dieser Probabilitäten für experimentelle und simulierte Daten verschieden ist. Dies wird durch Abbildung 7.67 bestätigt.

Die Probabilitätsverteilungen zu den beiden Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zeigen sowohl für die experimentellen als auch die zugehörigen simulierten Ereignisse im Rahmen der statistischen Fehler keine Abhängigkeit von der jeweiligen Datennahmepériode. Die Probabilitätsverteilungen in Abbildung 7.67 wurden daher nach Experiment und Simulation sowie Reaktionstyp getrennt, aber über die vier Datennahmepérioden summiert. Die beiden Verteilungen zu den simulierten Ereignissen wurden über die Anzahl der Einträge auf die jeweils zugehörige experimentelle Verteilung flächennormiert.

Im Mittel besitzen die simulierten Ereignisse größere Probabilitäten als die experimentellen Ereignisse. Im Bereich kleiner Probabilitäten (s. ersten Eintrag in Abbildung 7.67) befinden sich ungefähr doppelt so viele experimentelle wie simulierte Ereignisse. Genau hier werden aber die Schnitte *softcut* und *hardcut* wirksam.

Zur genaueren Beleuchtung der Situation zeigt deswegen Abbildung 7.68 an Stelle der Probabilitäten der kinematischen Fits die Logarithmen derselben. Auch hier wurden die simulierten Verteilungen über die Anzahl der Einträge auf die experimentellen Verteilungen normiert. Die Schnitte *softcut* und *hardcut* sind als gestrichelte Linien eingezeichnet.

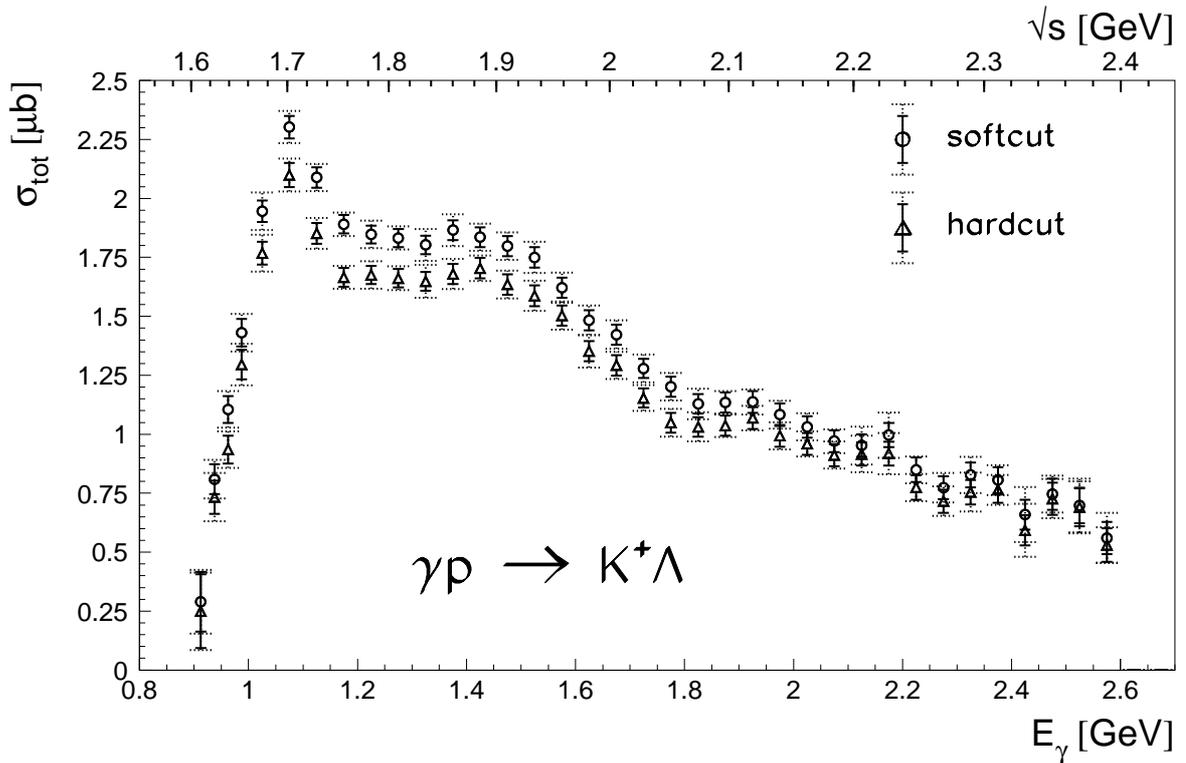


Abbildung 7.64: Die Abbildung zeigt die Abhängigkeit der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  vom Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits zur Reaktionshypothese  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ .

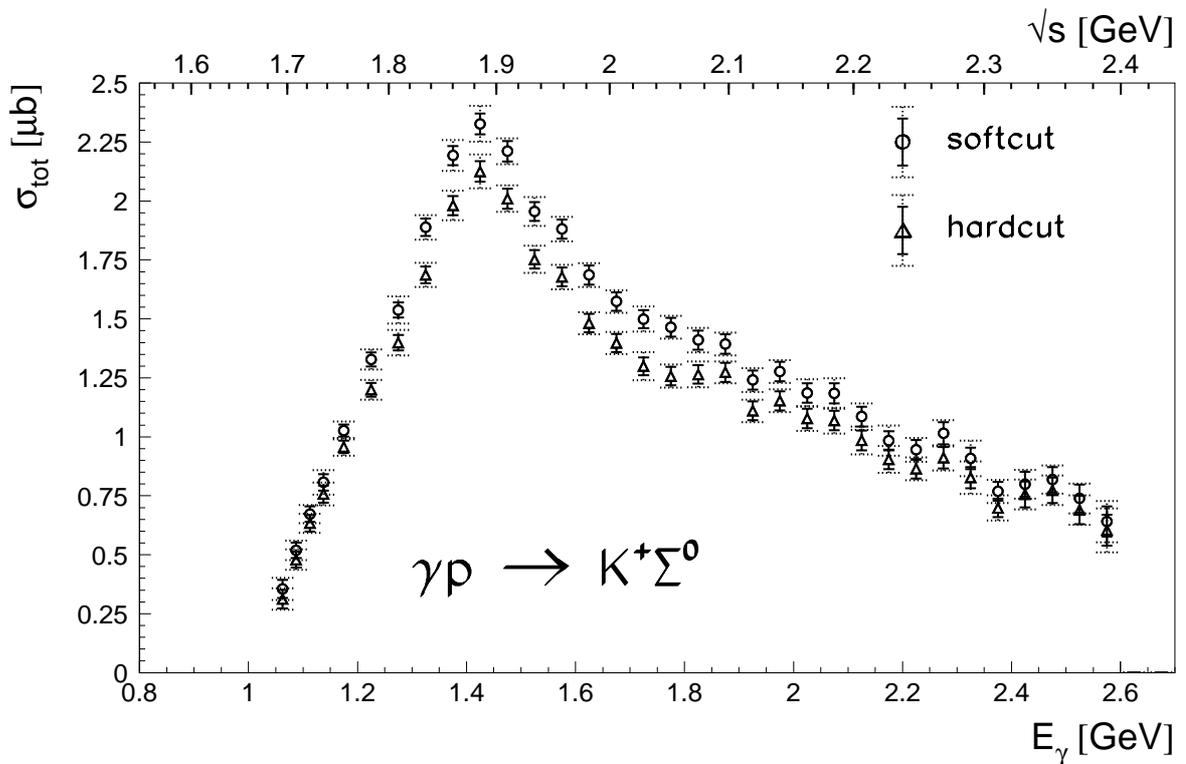


Abbildung 7.65: Die Abbildung zeigt die Abhängigkeit der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  vom Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits zur Reaktionshypothese  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ .

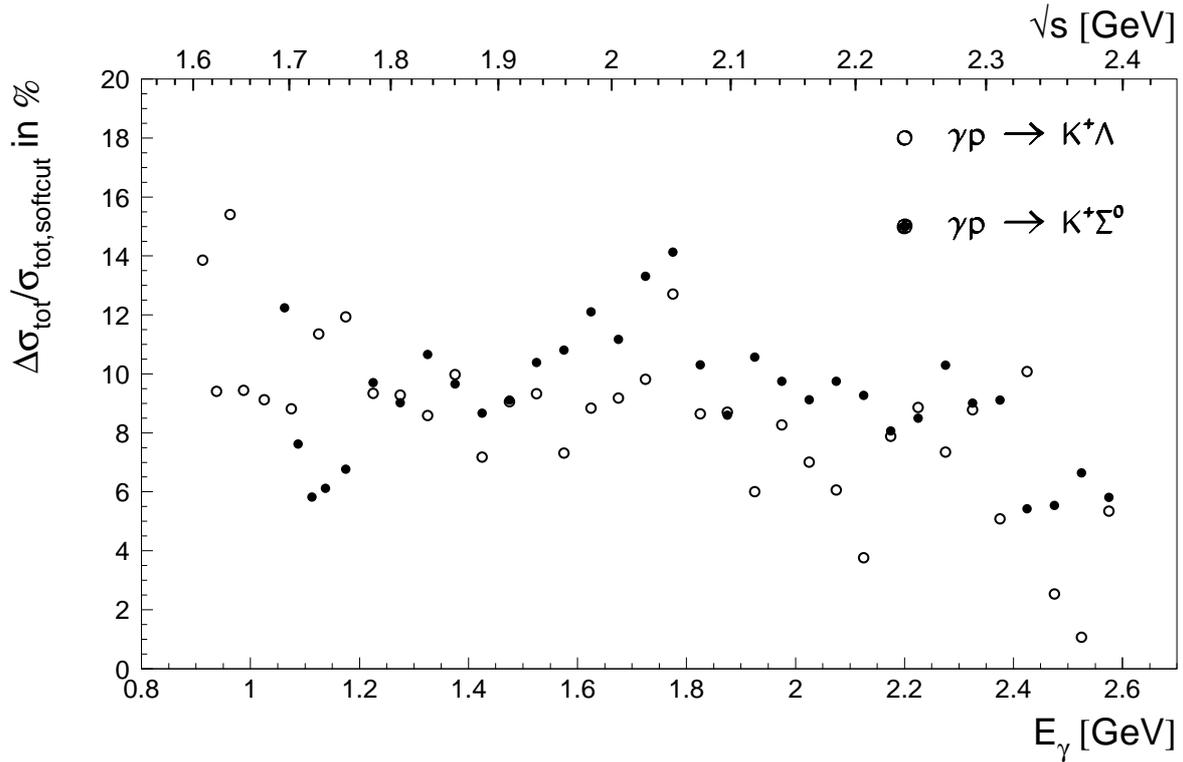


Abbildung 7.66: Abweichung der totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  unter dem weichen Schnitt *softcut* und dem harten Schnitt *hardcut* relativ zur Messung unter *softcut*.

Die Abbildung 7.68 macht deutlich, daß bei für experimentelle und simulierte Daten gleich gewähltem Schnitt auf die Probabilitäten der kinematischen Fits die mit Hilfe der simulierten Daten bestimmte Nachweisakzeptanz überschätzt wird. An Hand von Abbildung 7.68 kann diese qualitative Aussage jedoch nicht quantifiziert werden. Zu diesem Zweck wurde eine zusätzliche Untersuchung angestellt.

Wie in Abbildung 7.68 zu sehen ist, bedeutet Konvergenz des kinematischen Fits im Rahmen der Rechengenauigkeit der verwendeten Computer, daß im Fit eine Probabilität  $P(\chi^2) > 10^{-30}$  erhalten wurde. Die Menge der Ereignisse mit  $P(\chi^2) > 10^{-30}$  definiert somit die durch einen Schnitt auf die Probabilität selektierbare Obermenge. Bezogen auf die Anzahl der Ereignisse zwischen  $P(\chi^2) > 10^{-30}$  und  $P(\chi^2) = 1$  wurde als Funktion von  $\log P(\chi^2)$  der Anteil  $F$  der Ereignisse bestimmt, der einen entsprechenden Schnitt überleben würde. Das Ergebnis dieser für beide Reaktionen in Experiment und Simulation durchgeführten Untersuchung zeigt die Abbildung 7.69. Für die simulierten Daten ist die Übereinstimmung der Kurven beider Reaktionen so gut, daß sie in Abbildung 7.69 nicht unterscheidbar sind. Die Kurven für die experimentellen Daten sind dagegen von den Kurven der simulierten Daten verschieden und zeigen auch untereinander eine leichte Abweichung.

Unter dem *hardcut*  $P(\chi^2) > 10^{-3}$  überleben etwa 89.4% der simulierten Ereignisse die Selektion. Von den experimentellen Daten überstehen jedoch nur etwa 76.6% diesen Schnitt. Bezogen auf den minimal zu fordernden Schnitt  $P(\chi^2) > 10^{-30}$  wird der Wirkungsquerschnitt bedingt durch den Schnitt  $P(\chi^2) > 10^{-3}$  um einen Faktor  $89.4/76.6 = 1.17$ , also um 17%, unterschätzt.

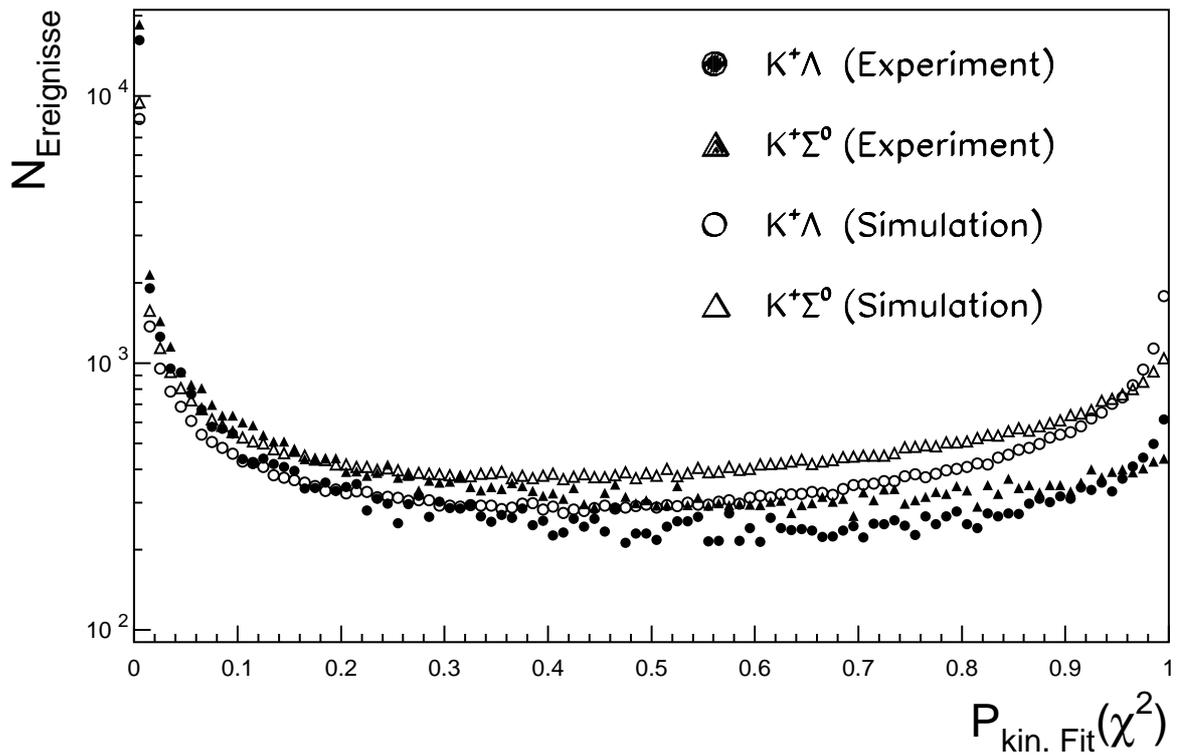


Abbildung 7.67: Für die experimentellen und simulierten selektierten Daten zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  sind hier die Probabilitäten der entsprechenden kinematischen Fits gezeigt.

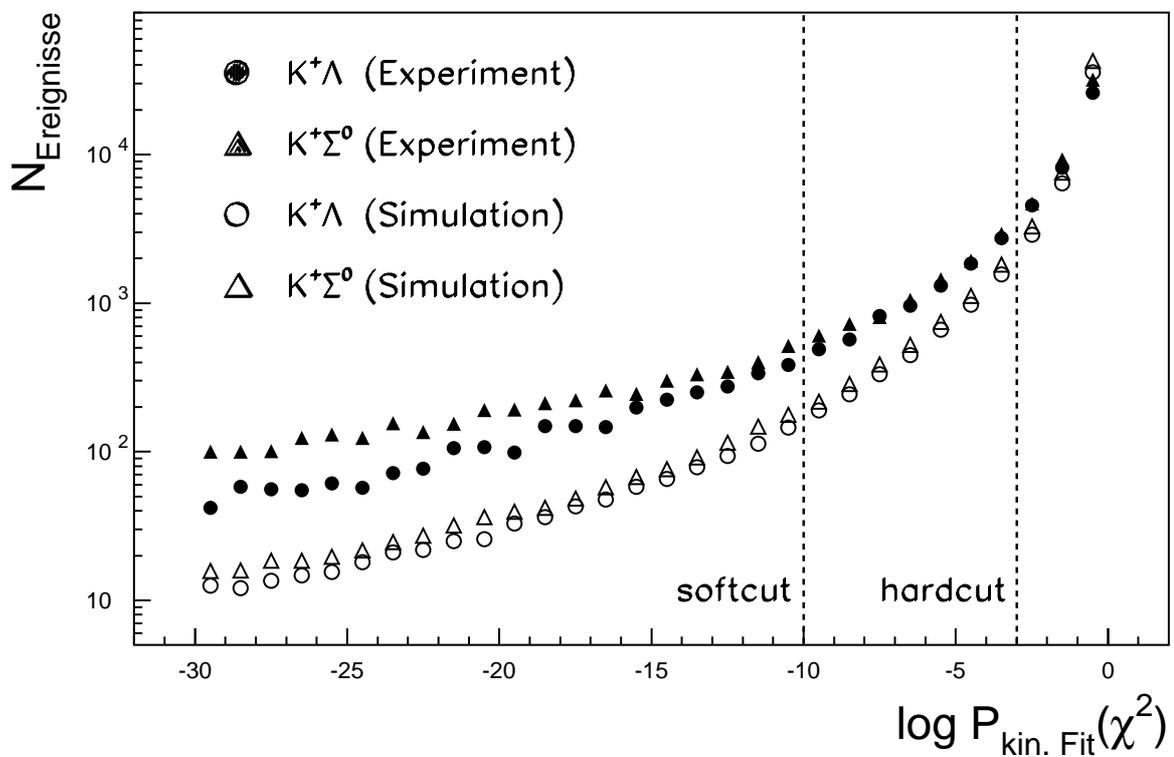


Abbildung 7.68: Wie Abbildung 7.67, nur daß an Stelle der Probabilitäten der kinematischen Fits die Logarithmen derselben histogrammiert sind.

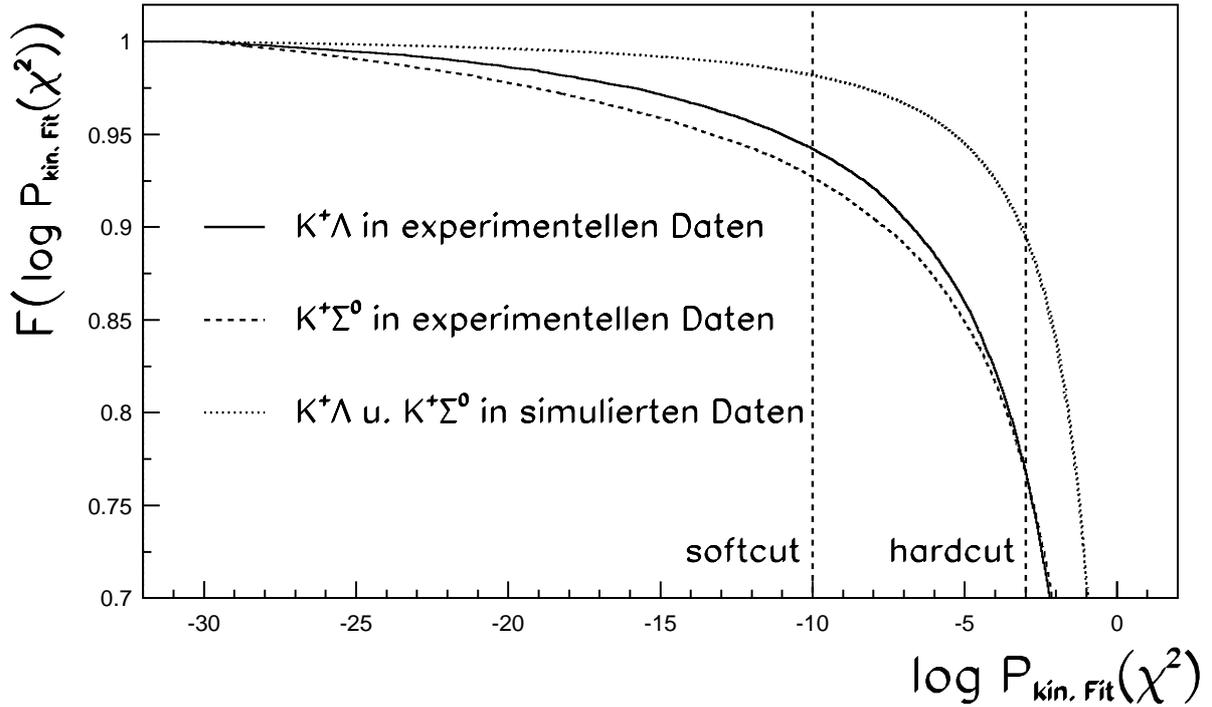


Abbildung 7.69: Als Funktion von  $\log P(\chi^2)$  ist der Anteil  $F$  der Ereignisse, die einen Schnitt auf  $\log P(\chi^2)$  überleben würden, bezogen auf alle Ereignisse mit  $P(\chi^2) > 10^{-30}$  zu sehen.

Für den *softcut*  $P(\chi^2) > 10^{-10}$  ist die Situation abhängig von der betrachteten Reaktion. Von den der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zugeordneten experimentellen Ereignissen überleben 94.2% diesen weichen Schnitt. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  gilt dies immerhin noch für 92.7% der Ereignisse. Demgegenüber stehen bei beiden Reaktionen 98.2% der simulierten Ereignisse. Bedingt durch den Schnitt werden die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  um 4.2% bzw. 5.9% unterschätzt.

Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  sollte der Wirkungsquerschnitt unter dem Schnitt *softcut* im Mittel demnach mit  $1.17/1.042 = 1.123$  um etwa 12.3% größer gemessen werden als unter dem Schnitt *hardcut*. Entsprechend sollte für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  der Unterschied der gemessenen Wirkungsquerschnitte im Mittel etwa 10.5% betragen. Diese Werte sind konsistent zur tatsächlich als Funktion der Photonenergie beobachteten relativen Abweichung zwischen den Meßergebnissen unter *softcut* und *hardcut* (s. Abbildung 7.66).

Kann auch mit obiger Untersuchung der Einfluß des Schnitts auf die Probabilität des kinematischen Fits auf die Wirkungsquerschnittsmessung begründet werden, so ist bis hierhin unklar, warum sich die Probabilitätsverteilungen für simulierte und experimentelle Ereignisse wie gesehen so deutlich unterscheiden.

Wie die Untergrunduntersuchungen in Abschnitt 7.1.6 gezeigt haben, ist der Anteil der Untergrundkanäle an den gemessenen Wirkungsquerschnitten der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  unter den Schnitten *softcut* und *hardcut* verschieden, wie unter anderem durch die Abbildung 7.30 dokumentiert wird. Damit lag es nahe zu untersuchen, welchen Verlauf die Kurven in Abbildung 7.69 für die simulierten Daten annehmen, wenn außer den simulierten Ereignissen zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  auch in entsprechender Anzahl simulierte Ereignisse zu den Untergrundreaktionen  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ ,  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ ,  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  berücksichtigt werden. Wie die

Abbildungen 7.28 und 7.29 zeigen, ist der aus diesen Kanälen gebildete Untergrundanteil abhängig von der kinematischen Region. Entsprechend der Einteilung in den Abbildungen 7.28 bzw. 7.29 wurden die Probabilitätsverteilungen für kleine und große Photonenergien untersucht. Der Einfachheit halber wurde aber auf eine Trennung in vor- und rückwärts produzierte Kaonen verzichtet. Stattdessen wurde für jeden Untergrundkanal für die beiden Energiebereiche der Mittelwert über den Kaon-Produktionswinkel gebildet. Getrennt nach Photonenergiebereich und untersuchter Reaktion ( $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ ) wurden dann die Ereignisse der vier Untergrundanteile mit den tatsächlich zur Reaktion gehörenden simulierten Ereignissen den ermittelten Anteilen entsprechend gemischt.

Mit den so für die beiden Energiebereiche erhaltenen Probabilitätsverteilungen wurden wie bereits für Abbildung 7.69 Kurven  $F(\log P(\chi^2))$  für Experiment sowie Simulation mit und ohne Berücksichtigung der Untergrundreaktionen berechnet. Das Ergebnis für die kleinen Photonenergien zeigen die Abbildungen 7.70 und 7.71. Für die großen Energien sind die Abbildungen 7.72 und 7.73 zu betrachten.

In allen vier Abbildungen weicht die Kurve für die Simulation ohne Hinzunahme von Untergrundereignissen wie bereits in Abbildung 7.69 deutlich von der experimentellen Kurve ab. Unter Berücksichtigung der Untergrundkanäle zeigt sich vor allem für große Photonenergien (s. Abb. 7.72 u. 7.73), daß die Diskrepanz zwischen Experiment und Simulation bezüglich der Probabilitätsverteilungen durch den beiträgenden Untergrund erklärt werden kann. Auch für kleine Photonenergien (s. Abb. 7.70 u. 7.71) nähert sich die für die simulierten Ereignisse berechnete Kurve unter Hinzunahme der simulierten Untergrundereignisse der Kurve, die für die experimentellen Ereignisse ermittelt wurde. Eine ähnlich gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation, wie sie für die großen Photonenergien erreicht werden konnte, ist jedoch nicht zu beobachten. Der verbliebene Unterschied zwischen Simulation und Experiment ist allerdings klein. So verbleibt beispielsweise unter dem Schnitt *softcut* ein Restunterschied von etwa 3% (Abstand zwischen den gestrichelten und den durchgezogenen Linien in den Abbildungen 7.70 u. 7.71).

Die Akzeptanzfaktoren, die mit Hilfe der zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  simulierten Ereignissen bestimmt wurden, sind auf die experimentellen Ereignisse zu beziehen, die tatsächlich unter den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  erzeugt wurden. Die selektierten experimentellen Ereignisse enthalten jedoch auch Untergrund. Wie obige Diskussion zeigt, ist die Nachweiseffizienz zu den Schnitten *softcut* bzw. *hardcut* unter Berücksichtigung des Untergrunds niedriger, als dies ohne Beachtung der Untergrundereignisse abgeschätzt wurde. Demnach wären die selektierten experimentellen Ereignisse auch um entsprechend größere Akzeptanzfaktoren zu korrigieren gewesen. Wäre beispielsweise für die experimentellen Ereignisse zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , der die Abbildung 7.73 zu Grunde liegt, eine Akzeptanzrechnung ebenfalls dort zu sehenden simulierten Ereignismengen mit Hinzunahme der Untergrundereignisse durchgeführt worden, so würden sich die Wirkungsquerschnitte unter *softcut* bzw. *hardcut* entsprechen. Da die Kurve für die simulierten Daten ohne Untergrund um einige Prozentpunkte über den beiden anderen Kurven liegt, wäre der Wirkungsquerschnitt um den entsprechenden Betrag höher.

Da der Unterschied der Probabilitätsverteilungen in Simulation und Experiment zum einen durch Hinzunahme von Untergrundereignissen noch nicht vollständig erklärt werden kann, zum anderen die Untergrunduntersuchungen in Abschnitt 7.1.6 lediglich qualitative, jedoch quantitativ (vor allem als Funktion von  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ ) nur bedingt verwendbare Abschätzungen darstellen, ist es nicht sinnvoll, statt der für die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte berechneten Akzeptanzfaktoren, die mit Hilfe der zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow$

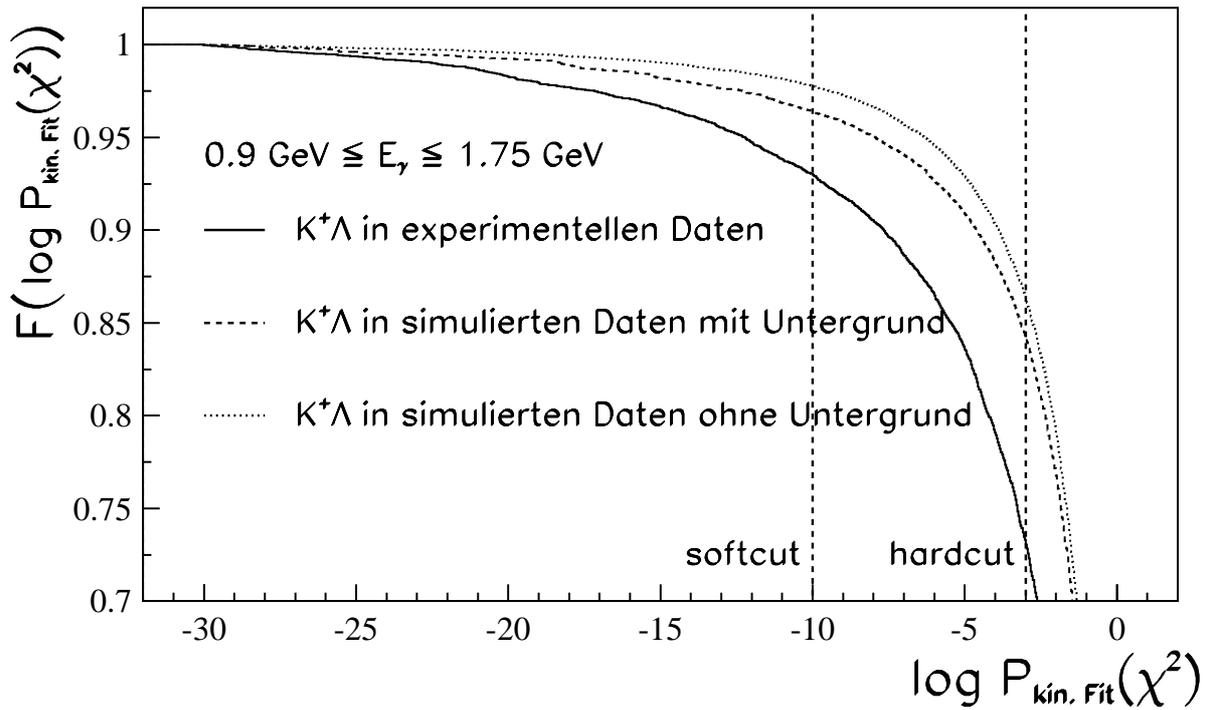


Abbildung 7.70: Für Photonenergien  $0.9 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.75 \text{ GeV}$  ist hier für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  als Funktion von  $\log P(\chi^2)$  der Anteil  $F$  der Ereignisse, die einen Schnitt auf  $\log P(\chi^2)$  überleben würden, bezogen auf alle Ereignisse mit  $P(\chi^2) > 10^{-30}$  zu sehen.

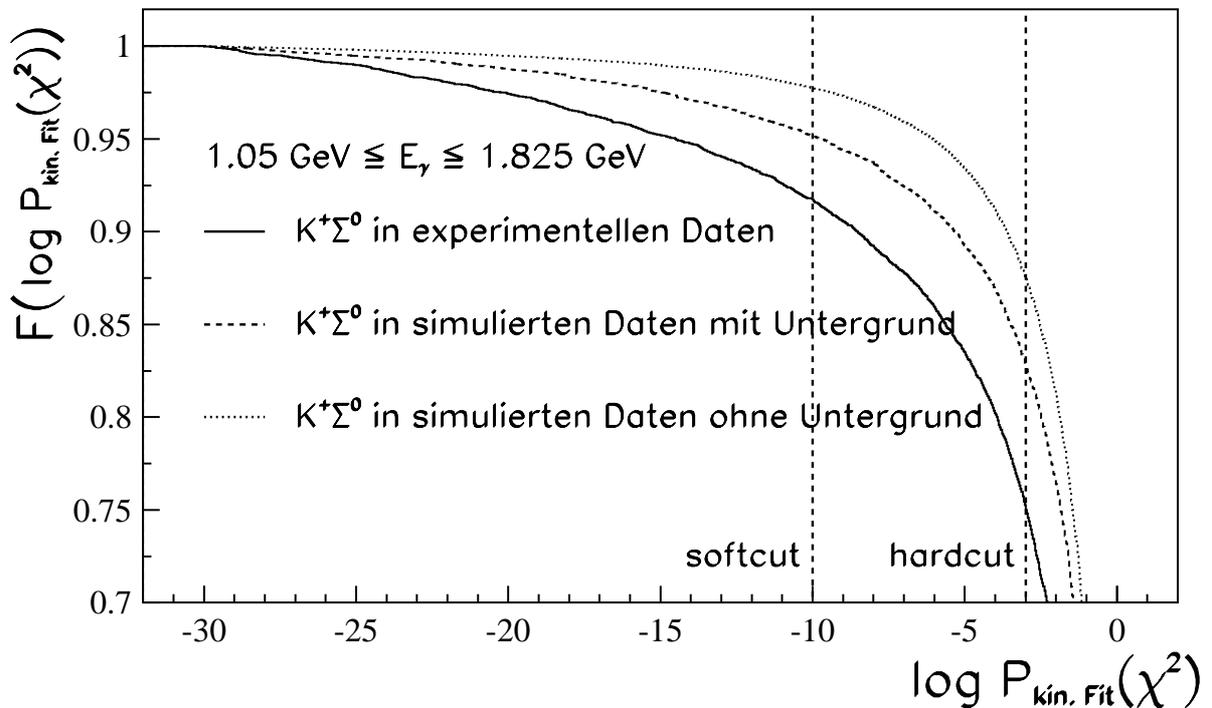


Abbildung 7.71: Für Photonenergien  $1.05 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.825 \text{ GeV}$  ist hier für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktion von  $\log P(\chi^2)$  der Anteil  $F$  der Ereignisse, die einen Schnitt auf  $\log P(\chi^2)$  überleben würden, bezogen auf alle Ereignisse mit  $P(\chi^2) > 10^{-30}$  zu sehen.

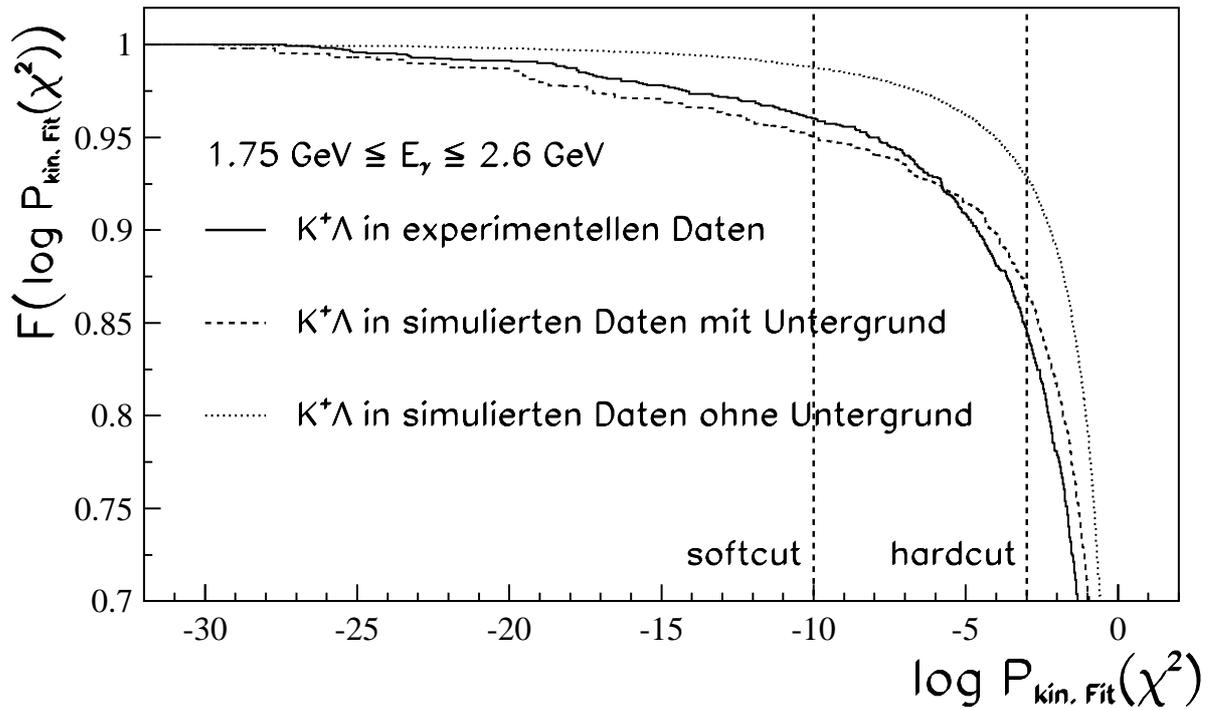


Abbildung 7.72: Für Photonenergien  $1.75 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$  ist hier für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  als Funktion von  $\log P(\chi^2)$  der Anteil  $F$  der Ereignisse, die einen Schnitt auf  $\log P(\chi^2)$  überleben würden, bezogen auf alle Ereignisse mit  $P(\chi^2) > 10^{-30}$  zu sehen.

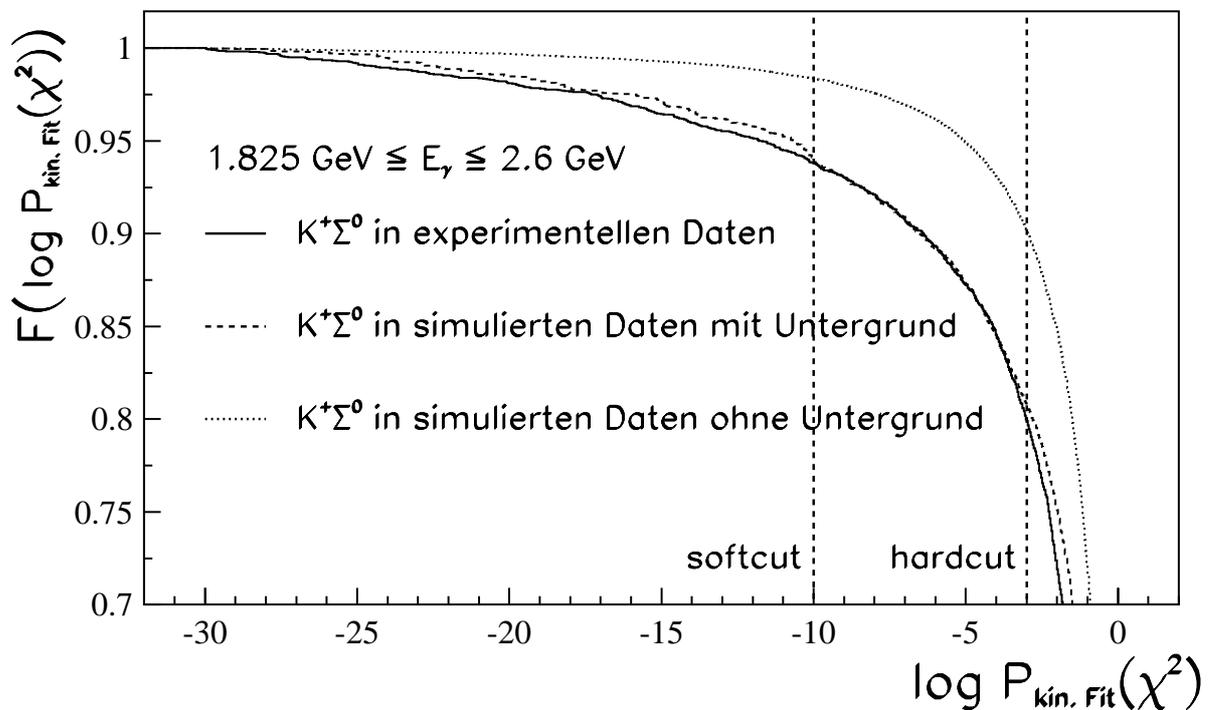


Abbildung 7.73: Für Photonenergien  $1.825 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$  ist hier für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  als Funktion von  $\log P(\chi^2)$  der Anteil  $F$  der Ereignisse, die einen Schnitt auf  $\log P(\chi^2)$  überleben würden, bezogen auf alle Ereignisse mit  $P(\chi^2) > 10^{-30}$  zu sehen.

$K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  simulierten Ereignissen bestimmt wurden, solche zu verwenden, für die der durch die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ ,  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ ,  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$  verursachte Untergrund mitberücksichtigt wurde.

Stattdessen ist es sinnvoller, den Schnitt auf die Probabilitäten der kinematischen Fits so zu wählen, daß der Unterschied der Probabilitätsverteilungen zwischen Experiment und Simulation (ohne Untergrund) und damit der systematische Fehler für die als endgültiges Meßergebnis anzugebenden Wirkungsquerschnitte möglichst klein ist.

Daher werden die Wirkungsquerschnitte, die unter dem Schnitt *softcut* erhalten wurden, gegenüber denen, die unter dem Schnitt *hardcut* ermittelt wurden, bevorzugt. Der Grund hierfür ist die weiter oben bereits diskutierte Beobachtung, daß die systematische Unterschätzung der Wirkungsquerschnitte unter *softcut* kleiner als unter *hardcut* ist. Dies liegt nicht zuletzt daran, daß unter *softcut* bereits über 90% der selektierbaren experimentellen Ereignisse berücksichtigt werden, während der Schnitt *hardcut* bereits im Bereich liegt, wo die Nachweiseffizienz mit größer werdendem Schnitt auf  $\log P(\chi^2)$  immer schneller abfällt.

Mit der Wahl *softcut* als dem zu verwendenden Schnitt sammelt man auf der Gegenseite einen etwas höheren Anteil an Untergrund auf, wie Abbildung 7.30 zeigt. Der entscheidende Vorteil, daß der Abstand der Anzahl der unter dem Schnitt *softcut* bereits aufgesammelten Ereignisse von der Anzahl der unter dem Mindestschnitt  $\log P(\chi^2) > -30$  maximal aufzusammelnden Ereignisse deutlich kleiner als unter dem Schnitt *hardcut* ist, überwiegt jedoch diesen Nachteil. Dies gilt vor allem auch vor dem bereits in Abschnitt 7.2.3 erwähnten Hintergrund, daß die differentiellen (und damit, wie die Abbildungen 7.64 und 7.65 belegen, auch die totalen) Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  unter den Schnitten *softcut* und *hardcut* keine von der Kinematik abhängenden Unterschiede aufweisen, sondern in allen kinematischen Regionen in erster Näherung konstant um etwa 10% differieren.

Bereits im Zusammenhang mit Abbildung 7.69 wurde erwähnt, daß der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  unter dem Schnitt *softcut* um etwa 4%, und der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  um etwa 6% unterschätzt wird. Aus den Abbildungen 7.70 bis 7.73 ist ersichtlich, daß eine kleine Abhängigkeit von der Photonenergie vorhanden ist. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  wird der Wirkungsquerschnitt bei kleinen Photonenergien um etwa 5%, bei größeren Photonenergien um etwa 3% unterschätzt. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  sind die Zahlen 6% bzw. 4% zu nennen. Im Rahmen der statistischen Genauigkeit der Wirkungsquerschnittsmessung ist es sicherlich vertretbar, für beide Reaktionen eine energieunabhängige systematische Unterschätzung der Wirkungsquerschnitte, die unter dem weichen Schnitt *softcut* und Verwendung von simulierten Ereignissen ohne Berücksichtigung von Untergrundereignissen gewonnen wurden, von etwa 5% anzugeben.

Unter dem weichen Schnitt *softcut* auf die Probabilitäten der kinematischen Fits werden die differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte also um etwa 5% unterschätzt. Auf der anderen Seite aber beinhalten die unter diesem Schnitt selektierten Ereignisse auch Untergrund. Dabei gleicht sich zu einem gewissen Teil die Unterschätzung durch den Schnitt auf die Fitprobabilitäten mit der Überschätzung durch mitselektierten Untergrund wieder aus.

### 7.3.3 Vergleich mit einer älteren SAPHIR-Messung

In Abschnitt 7.2.4 wurden die in dieser Arbeit erhaltenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  mit einer älteren **SAPHIR**-Messung verglichen. Neben den differentiellen Wirkungsquerschnitten wurden in [Tran98] auch die totalen Wirkungsquerschnitte veröffentlicht.

Die Abbildungen 7.74 und 7.75 zeigen die in [Tran98] angegebenen totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  im Vergleich mit den Wirkungsquerschnitten, die im Rahmen dieser Arbeit unter dem Schnitt *softcut* auf die Probabilität des kinematischen Fits erhalten wurde. Lediglich für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zeigt sich eine signifikante Abweichung der beiden Messungen für Photonenergien oberhalb  $E_\gamma > 1.75 \text{ GeV}$ .

Interessant ist in diesem Zusammenhang, daß beispielsweise für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  die ältere **SAPHIR**-Messung für Photonenergien im Bereich  $1.4 \text{ GeV} < E_\gamma < 1.6 \text{ GeV}$  etwas oberhalb des in dieser Arbeit ermittelten Wirkungsquerschnitts liegt, während sich die differentiellen Wirkungsquerschnitte in diesem Energiebereich gleichen (s. Abbildung 7.47). Diese Beobachtung ist auf eine Inkonsistenz der differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte innerhalb der früheren **SAPHIR**-Messung zurückzuführen, deren Ursache in der Methode der Wirkungsquerschnittsmessung zu suchen ist.

Zu Beginn von Abschnitt 7.3 wurde erläutert, daß in dieser Arbeit der totale Wirkungsquerschnitt durch Summation (Integration) über den differentiellen Wirkungsquerschnitt berechnet wurde. Somit sind beide Messungen automatisch konsistent, jedoch stellt der gemessene totale Wirkungsquerschnitt damit keine unabhängige Meßgröße dar<sup>7</sup>.

Der totale Wirkungsquerschnitt in [Tran98] wurde jedoch unabhängig vom differentiellen Wirkungsquerschnitt bestimmt, indem für beide eine eigenständige Akzeptanzrechnung durchgeführt wurde. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt wurde eine zweidimensionale Akzeptanzrechnung angewendet, wie sie in Abschnitt 7.2.1 beschrieben wurde. Die Ereigniszahlen und Akzeptanzfaktoren wurden demnach als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels betrachtet. Für die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts dagegen wurde eine eindimensionale Akzeptanzrechnung, nur abhängig von der Photonenergie, durchgeführt. Ein derartiges Vorgehen führt unweigerlich zu Inkonsistenzen zwischen differentiellem und totalem Wirkungsquerschnitt, wenn, wie für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  (s. beispielsweise Abbildung 7.43), die Nachweisakzeptanz nicht konstant in  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  ist, es sei denn, für die Akzeptanzrechnung werden simulierte Ereignisse verwendet, die unter der gemessenen Winkelverteilung generiert wurden. In [Tran98] wurde jedoch mit nach Phasenraum generierten Ereignissen gearbeitet.

Das Ausmaß der Inkonsistenz in [Tran98] läßt sich darstellen, indem man die dort angegebenen differentiellen Wirkungsquerschnitte wie in dieser Arbeit zum totalen Wirkungsquerschnitt aufsummiert und mit dem in [Tran98] zu findenden totalen Wirkungsquerschnitt vergleicht (s. Abb. 7.76 und 7.77). Für beide Reaktionen zeigt sich, daß der mit Hilfe einer eindimensionalen Akzeptanzrechnung gewonnene Wirkungsquerschnitt über weite Photonenergiebereiche oberhalb des durch Summation des differentiellen Wirkungsquerschnitts, also mit Hilfe einer zweidimensionalen Akzeptanzkorrektur erhaltene totale Wirkungsquerschnitt

---

<sup>7</sup>Dies ist übrigens der Grund dafür, daß die ermittelten totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  nicht im Anhang zu finden sind. Sie ergeben sich bereits aus den dort angegebenen Ergebnissen zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten.

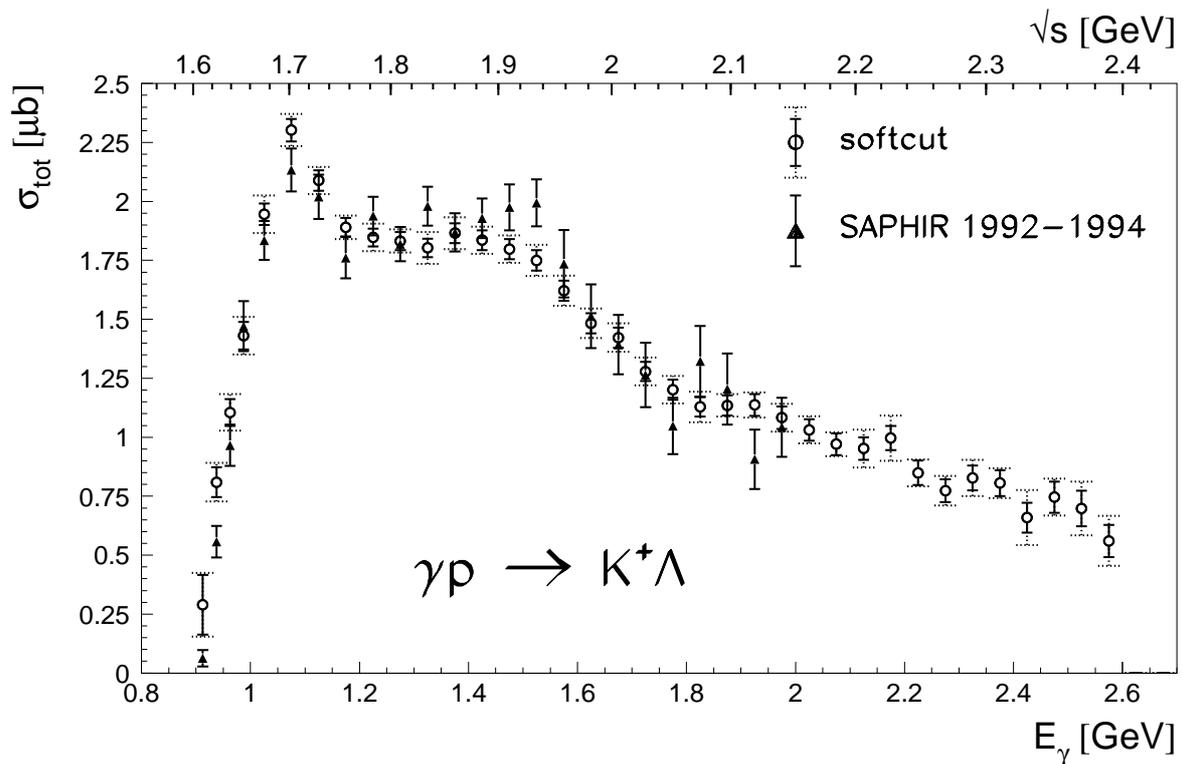


Abbildung 7.74: Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  (Kreise). Zum Vergleich sind die bereits veröffentlichten Datenpunkte zu den Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994 zu sehen (Dreiecke).

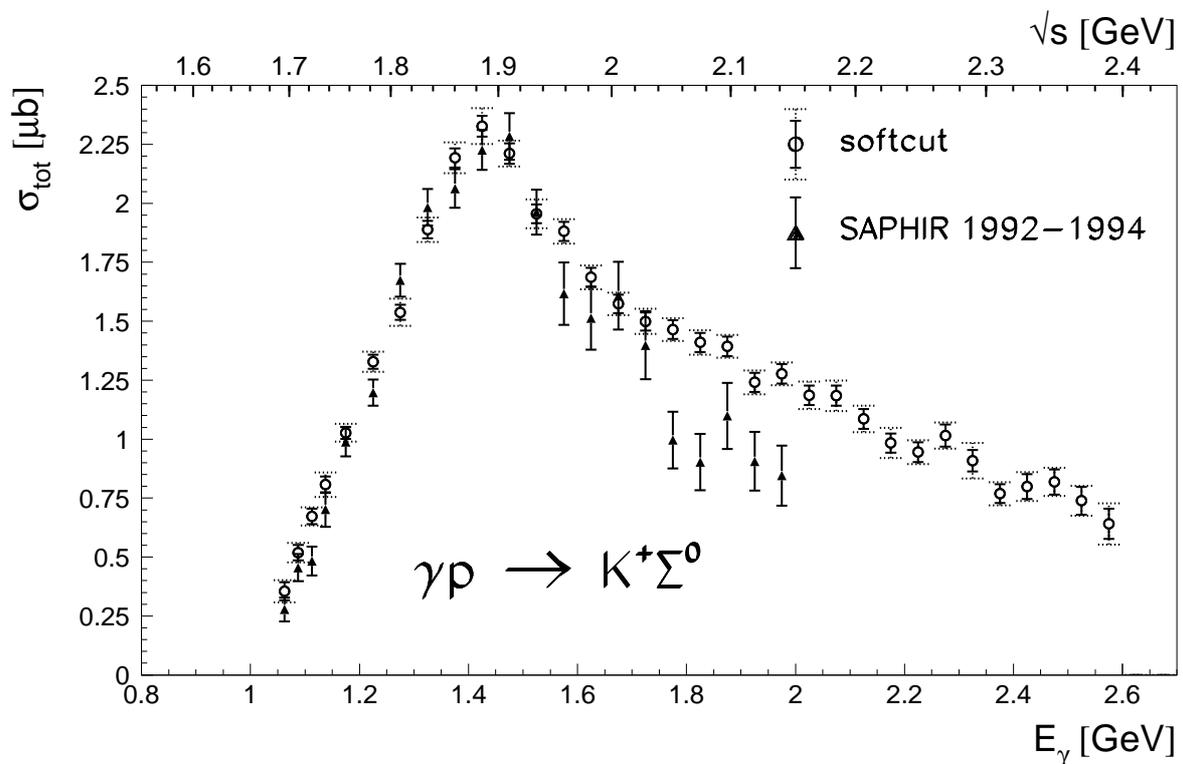


Abbildung 7.75: Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  (Kreise). Zum Vergleich sind die bereits veröffentlichten Datenpunkte zu den Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994 zu sehen (Dreiecke).

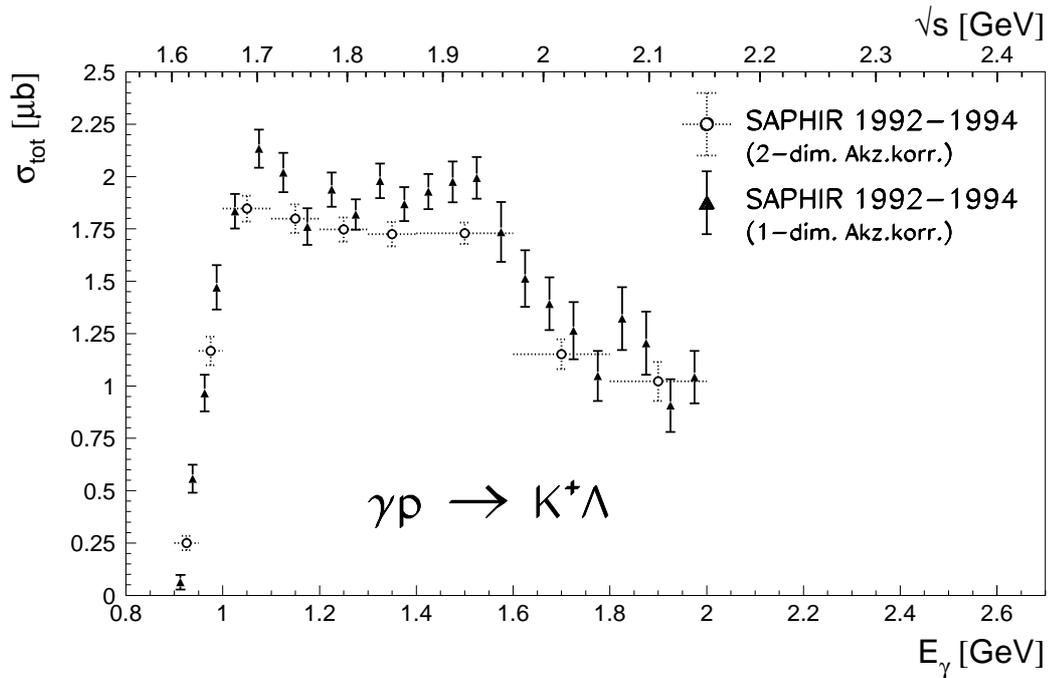


Abbildung 7.76: Die Dreiecke zeigen den in [Tran98] angegebenen totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zu den Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994. Für diese Datenpunkte wurde eine eindimensionale Akzeptanzrechnung in der Photonenergie durchgeführt. Die Kreise zeigen den totalen Wirkungsquerschnitt, der sich aus der Summation der in [Tran98] veröffentlichten differentiellen Wirkungsquerschnitte ergibt.

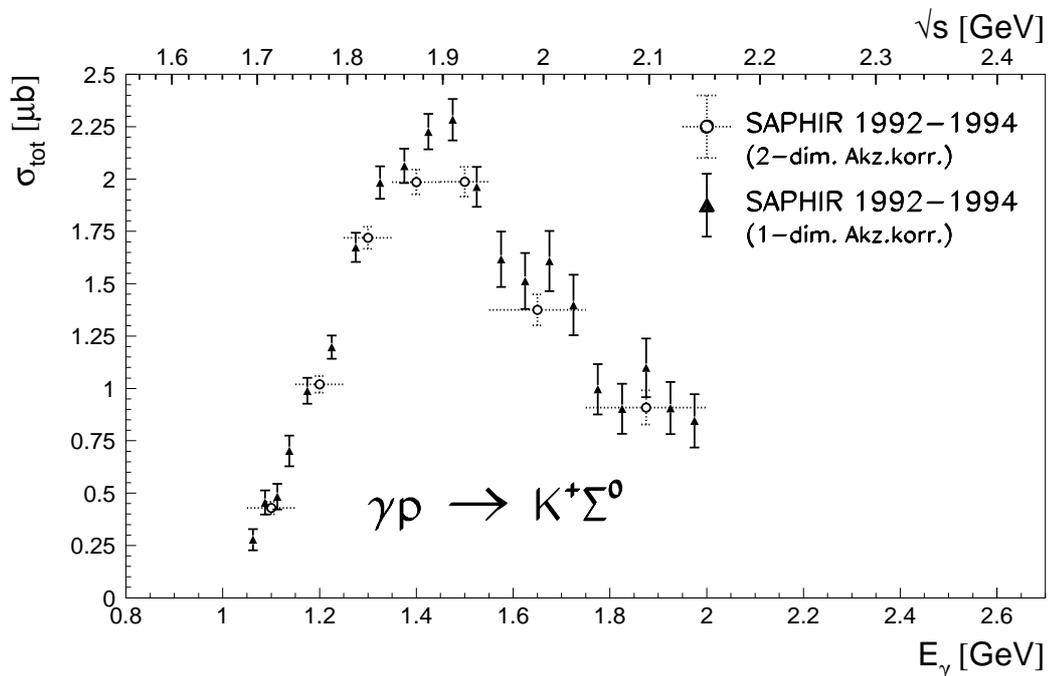


Abbildung 7.77: Die Dreiecke zeigen den in [Tran98] angegebenen totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zu den Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994. Für diese Datenpunkte wurde eine eindimensionale Akzeptanzrechnung in der Photonenergie durchgeführt. Die Kreise zeigen den totalen Wirkungsquerschnitt, der sich aus der Summation der in [Tran98] veröffentlichten differentiellen Wirkungsquerschnitte ergibt.

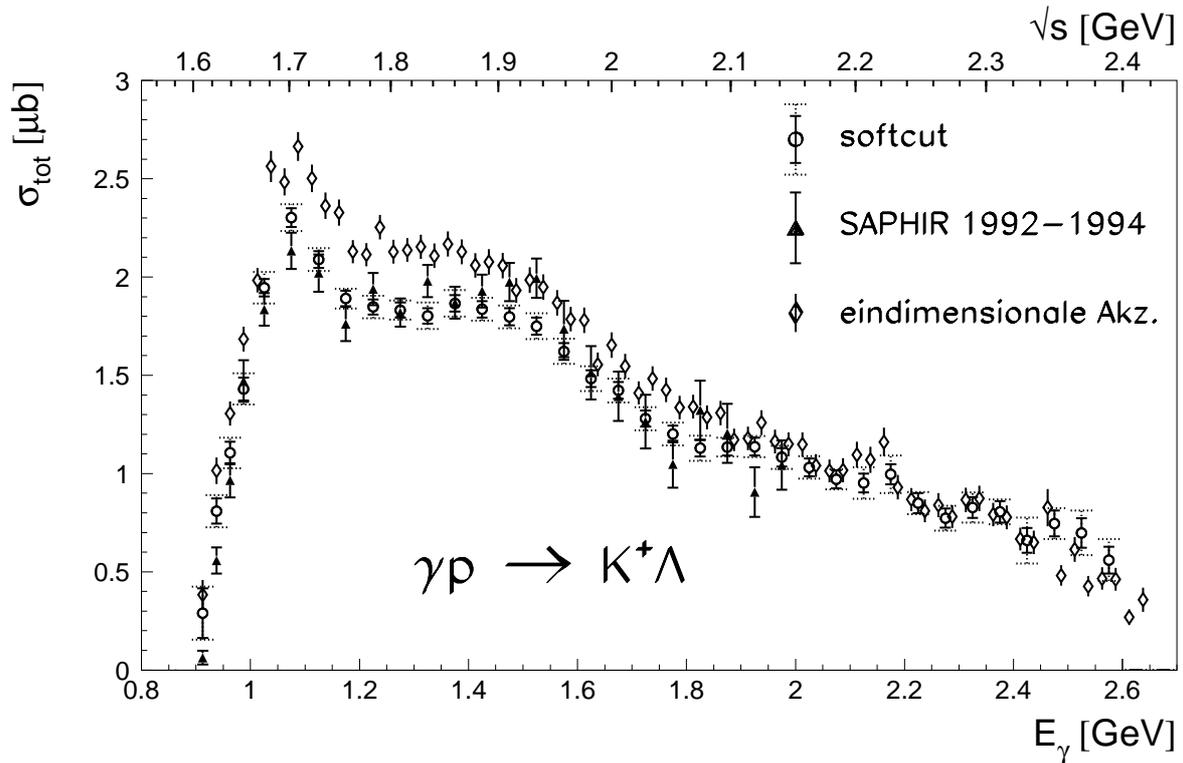


Abbildung 7.78: Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  (Kreise). Zum Vergleich sind die bereits veröffentlichten Datenpunkte zu den Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994 zu sehen (Dreiecke). Die Rauten zeigen das Ergebnis für die Datennahmen 1997/1998 unter Anwendung des weichen Schnitts *softcut* und einer eindimensionalen Akzeptanzrechnung in der Photonenergie  $E_\gamma$ .

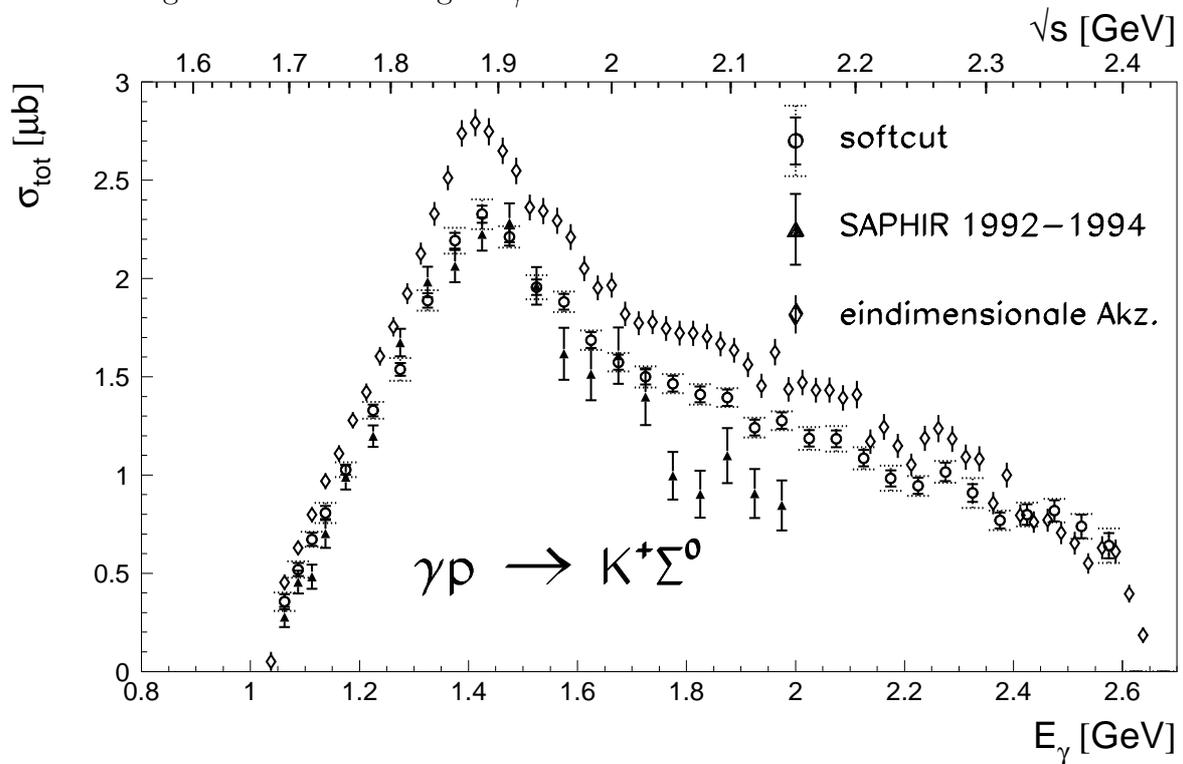


Abbildung 7.79: Wie Abbildung 7.78, nur mit dem Unterschied, daß hier die entsprechenden Ergebnisse für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zu sehen sind.

liegt, wobei der energieabhängige Verlauf der Form nach im wesentlichen der gleiche bleibt. Die für die in [Tran98] veröffentlichten Daten gefundene Inkonsistenz zwischen differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitten konnte für die in dieser Arbeit analysierten Datennahmen der Jahre 1997 und 1998 nachvollzogen werden. Hierzu wurde für diese Daten ebenfalls eine eindimensionale Akzeptanzrechnung zur Bestimmung der totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  durchgeführt. Das Ergebnis für die selektierten Ereignisse aus den Datennahmen der Jahre 1997 und 1998 bezeichnen die Rauten in den Abbildungen 7.78 und 7.79. Zwecks Vergleichbarkeit wurde wie für die gezeigten Ergebnisse aus der Summation über die differentiellen Wirkungsquerschnitte hier auch der weiche Schnitt *softcut* auf die Probabilität des kinematischen Fits angewendet. Der in der eindimensionalen Akzeptanzrechnung ermittelte totale Wirkungsquerschnitt (Rauten) ist über einen weiten Photonenergiebereich signifikant größer als der über die Summation über die differentiellen Wirkungsquerschnitte ermittelte totale Wirkungsquerschnitt (Kreise). Anzumerken bleibt hier noch, daß die bereits in Abschnitt 7.3 angesprochene Struktur, die für den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  im Photonenergiebereich zwischen 1.3 GeV und 1.7 GeV zu erkennen ist, sowohl in der älteren als auch der in dieser Arbeit durchgeführten Messung zu sehen ist. Auf diese Struktur wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen.

## 7.4 Evidenz für einen Beitrag der Resonanz $D_{13}(1895)$ zur Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$

Da bisher keine theoretischen Analysen mit den im Rahmen dieser Arbeit erhaltenen Ergebnissen durchgeführt wurden, unterbleibt der Vergleich mit Modellrechnungen. Einige interessante Aussagen liefert aber bereits die Interpretation der veröffentlichten Daten ([Tran98]) im Rahmen theoretischer Modelle (s. hierzu [Tran97, Goer99]). In jüngerer Zeit wurde die auch in den bereits veröffentlichten **SAPHIR**-Daten zu erkennende Struktur des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  im Photonenergiebereich zwischen  $1.3 \text{ GeV}$  und  $1.7 \text{ GeV}$ , auf die bereits in Abschnitt 7.3.1 im Zusammenhang mit den neuen Daten hingewiesen wurde, diskutiert. Auf diese Struktur soll im folgenden kurz eingegangen werden.

Abbildung 7.80<sup>8</sup> zeigt den bereits von der **SAPHIR**-Gruppe veröffentlichten totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  ([Tran98]), der auf die Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994 basiert, als Funktion der Schwerpunktsenergie  $W = \sqrt{s}$ . Die offenen

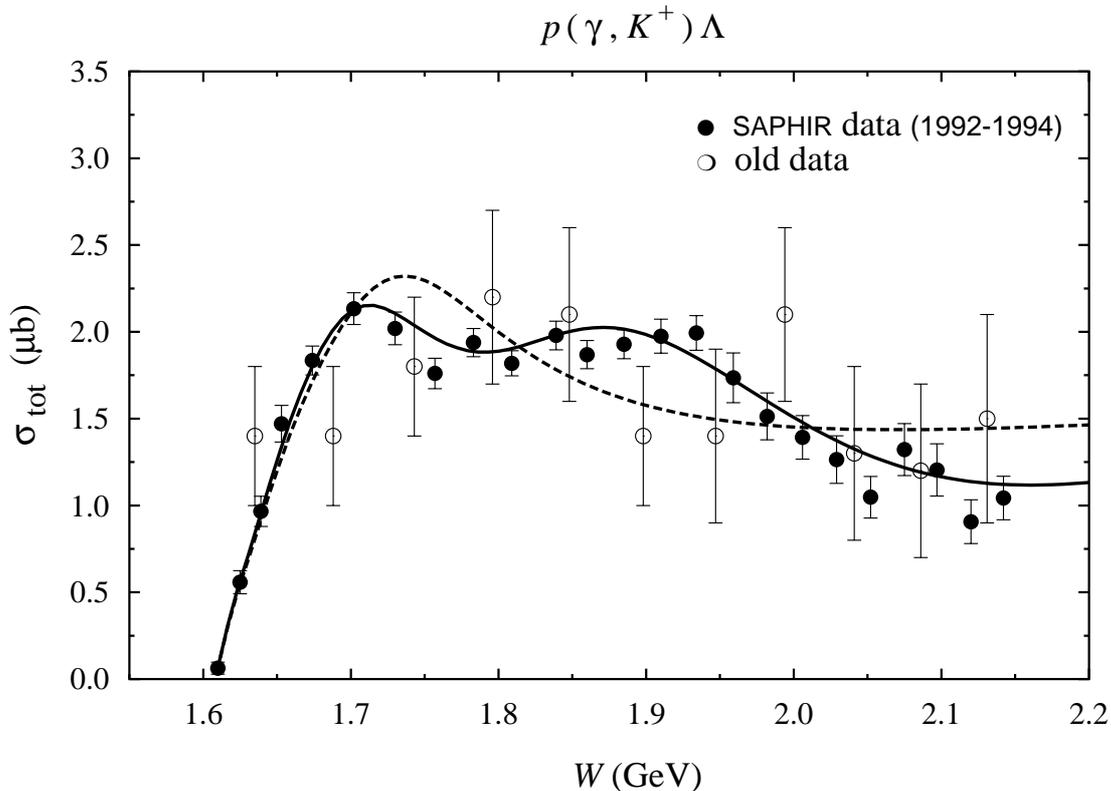


Abbildung 7.80: Die ausgefüllten Datenpunkte zeigen die bereits veröffentlichte **SAPHIR**-Messung ([Tran98]) des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . Die offenen Kreise sind Datenpunkte einer älteren Blasenkammermessung ([ABBH69]). Die eingezeichneten Kurven sind Ergebnisse von Rechnungen im Hadronaustauschmodell, die von Bennhold *et al.* durchgeführt wurden. Die gestrichelte Kurve wurde ohne Berücksichtigung einer  $D_{13}(1895)$ , die durchgezogene Kurve mit Berücksichtigung einer  $D_{13}(1895)$  erhalten.

<sup>8</sup>Die Abbildungen 7.80, 7.81 und 7.82 stammen aus: C. Bennhold, H. Haberzettl, T. Mart: "A New Resonance in  $K^+ \Lambda$  Electroproduction: The  $D_{13}(1895)$  And Its Electromagnetic Form Factors" Los Alamos Preprint server xxx.lanl.gov/archive/nucl-th 9909022

Kreise bezeichnen Datenpunkte einer älteren Blasenkammermessung ([[ABBH69](#)]). Rechnungen von C. Bennhold *et al.* in einem Hadronaustauschmodell ([[Benn99](#)], vgl. Abschnitt 1.2), die mit Hilfe eines Fits unter anderem an die hier gezeigten **SAPHIR**-Daten inklusive der zugehörigen differentiellen Wirkungsquerschnitte angepaßt wurden, beschreiben die in den **SAPHIR**-Daten deutlich sichtbare Struktur durch Hinzunahme einer bisher nicht beobachteten  $D_{13}(1895)$ -Resonanz in das Modell, wie die durchgezogene Kurve zeigt. Ohne Berücksichtigung der  $D_{13}(1895)$  ergibt sich die gestrichelte Kurve, die den totalen Wirkungsquerschnitt wesentlich schlechter wiedergibt.

Die von Bennhold *et al.* empirisch eingeführte  $D_{13}(1895)$  kann mit der sogenannten *missing resonance*<sup>9</sup>  $D_{13}(1960)$  identifiziert werden, die Capstick und Roberts im Rahmen des von Capstick und Isgur im Jahre 1986 entwickelten *relativisierten Quarkmodells* (s. Abschnitt 1.1) vorhergesagt haben [[Caps98](#)]. Capstick und Roberts erhalten in ihren Rechnungen eine große Partialbreite dieser Resonanz für den Zerfall in  $K^+ \Lambda$ .

Im kovarianten Quarkmodell von Herbert R. Petry, Bernard Ch. Metsch *et al.* (s. Abschnitt 1.1) werden zwei  $D_{13}$ -Resonanzen mit einer Masse in der Nähe von  $1900 \text{ MeV}$  vorhergesagt, ihre Partialbreiten wurden bisher jedoch noch nicht berechnet. Für die beiden im Modell von Petry, Metsch *et al.* erhaltenen  $D_{13}$ -Resonanzen sowie die sich durch die **SAPHIR**-Daten in den Rechnungen von Bennhold *et al.* andeutende  $D_{13}(1895)$  sind die Positionen im Massenspektrum in Abbildung 1.2 in Abschnitt 1.1 dargestellt.

In den Rechnungen von Bennhold *et al.* führt die Hinzunahme der  $D_{13}$ -Resonanz außer zu einer Erhöhung des totalen Wirkungsquerschnitts im entsprechenden Photonenergiebereich zu einer Vorhersage über den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Wie der Vergleich der Abbildungen 7.81 und 7.82 zeigt, erhöht sich durch die  $D_{13}$  der Wirkungsquerschnitt vor allem für vor- und rückwärts produzierte Kaonen. Eine solche Überhöhung zeigte sich in den veröffentlichten **SAPHIR**-Daten bereits andeutungsweise (Man beachte die im Vergleich zu den neuen Daten schlechtere Energie- und Winkelauflösung.). Es stellt sich demnach die Frage, ob Anzeichen für das Vorhandensein dieser typischen Struktur im differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  auch in den neuen Daten existieren.

Obwohl der im Rahmen dieser Arbeit ermittelte differentielle Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu der bereits veröffentlichten **SAPHIR**-Messung eine bessere Auflösung sowohl in der Photonenergie  $E_\gamma$  als auch dem Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels aufweist, gibt es für den Photonenergiebereich  $1.3 \text{ GeV} < E_\gamma < 1.7 \text{ GeV}$  in den entsprechenden Histogrammen der Abbildungen 7.46 und 7.47 keinen offensichtlichen Hinweis auf eine derartige Struktur, die sich für große und kleine  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  manifestieren soll.

Betrachtet man jedoch Abbildung 7.82 genauer, so läßt sich feststellen, daß die Erhöhung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Vor- und Rückwärtsrichtung vor allem dann sichtbar sein sollte, wenn der Wirkungsquerschnitt bei festgehaltenem Produktionswinkel als Funktion der Photonenergie betrachtet wird. Die Datenpunkte zum differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ , die in den Abbildungen 7.46, 7.47 und 7.48 zu sehen sind, wurden daher in entsprechender Weise angeordnet.

Das Ergebnis dieser Anordnung für die in Rückwärtsrichtung produzierten Kaonen zeigt die Abbildung 7.83. Für die Produktionswinkelbereiche  $-0.9 < \cos(\theta_{K^+}^{cms}) < -0.8$  und  $-0.8 < \cos(\theta_{K^+}^{cms}) < -0.7$  ist eine deutliche Struktur zu erkennen, dessen Maximum bei einer Photonenergie von etwa  $E_\gamma \approx 1.45 \text{ GeV}$  liegt. Diese Photonenergie entspricht einer

---

<sup>9</sup>vgl. Abschnitt 1.1

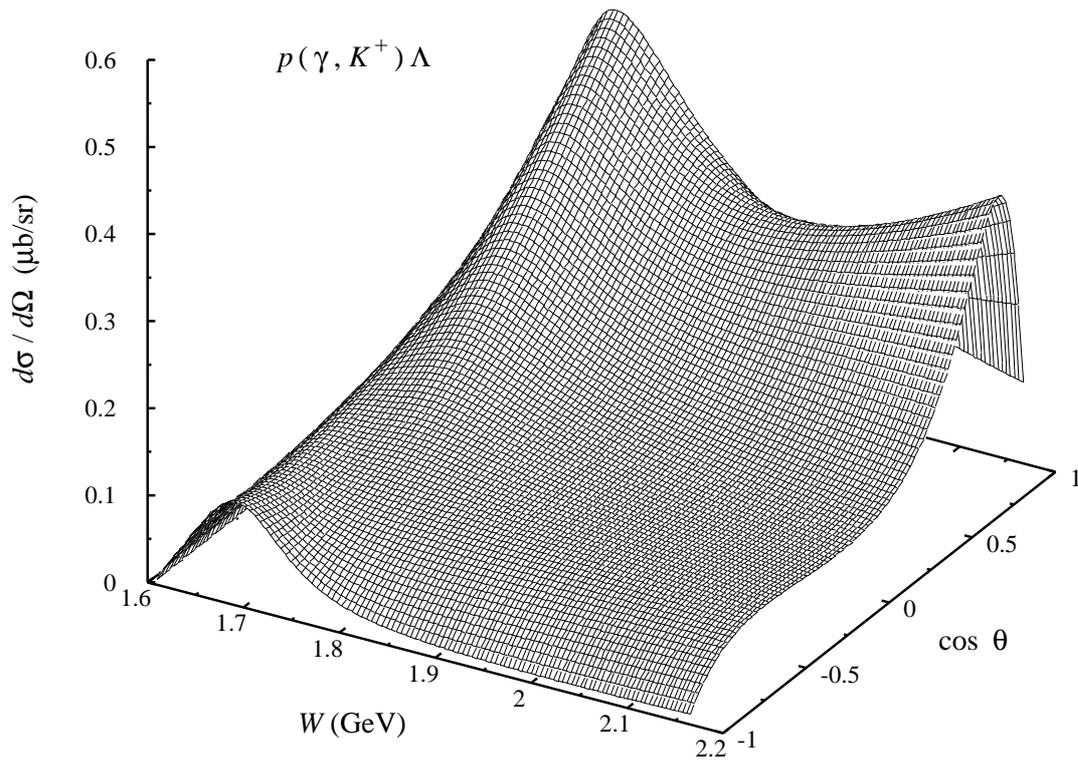


Abbildung 7.81: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  im Fit von C. Bennhold *et al.* ohne Berücksichtigung einer  $D_{13}(1895)$  *missing resonance*.

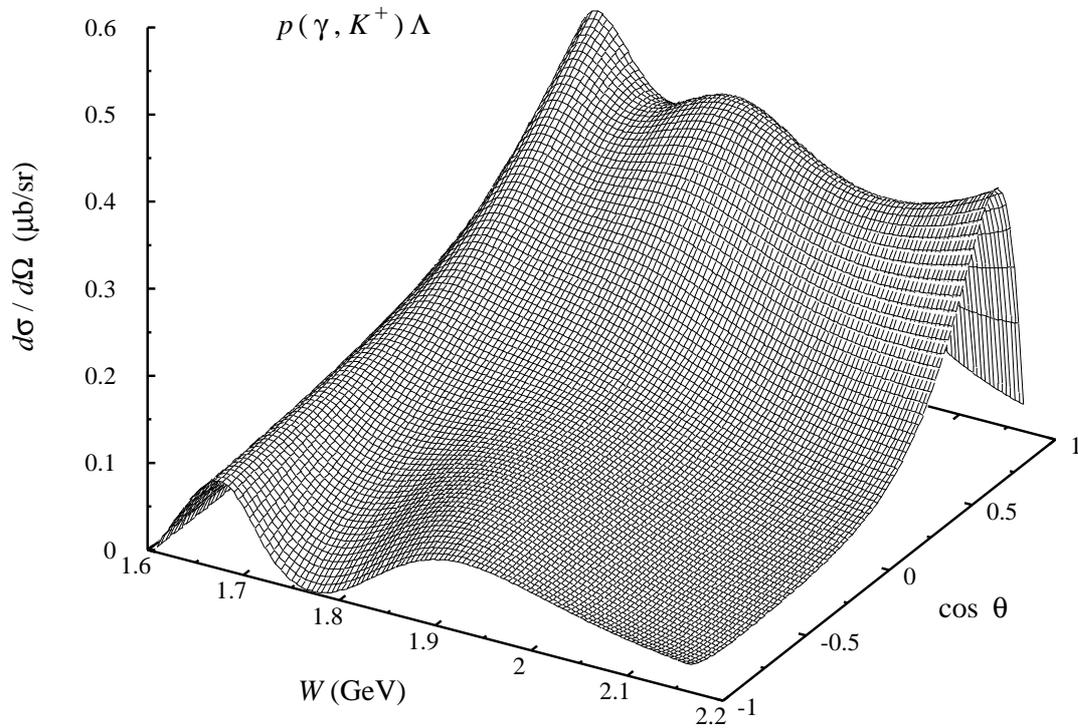


Abbildung 7.82: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  im Fit von C. Bennhold *et al.* unter Berücksichtigung einer  $D_{13}(1895)$  *missing resonance*.

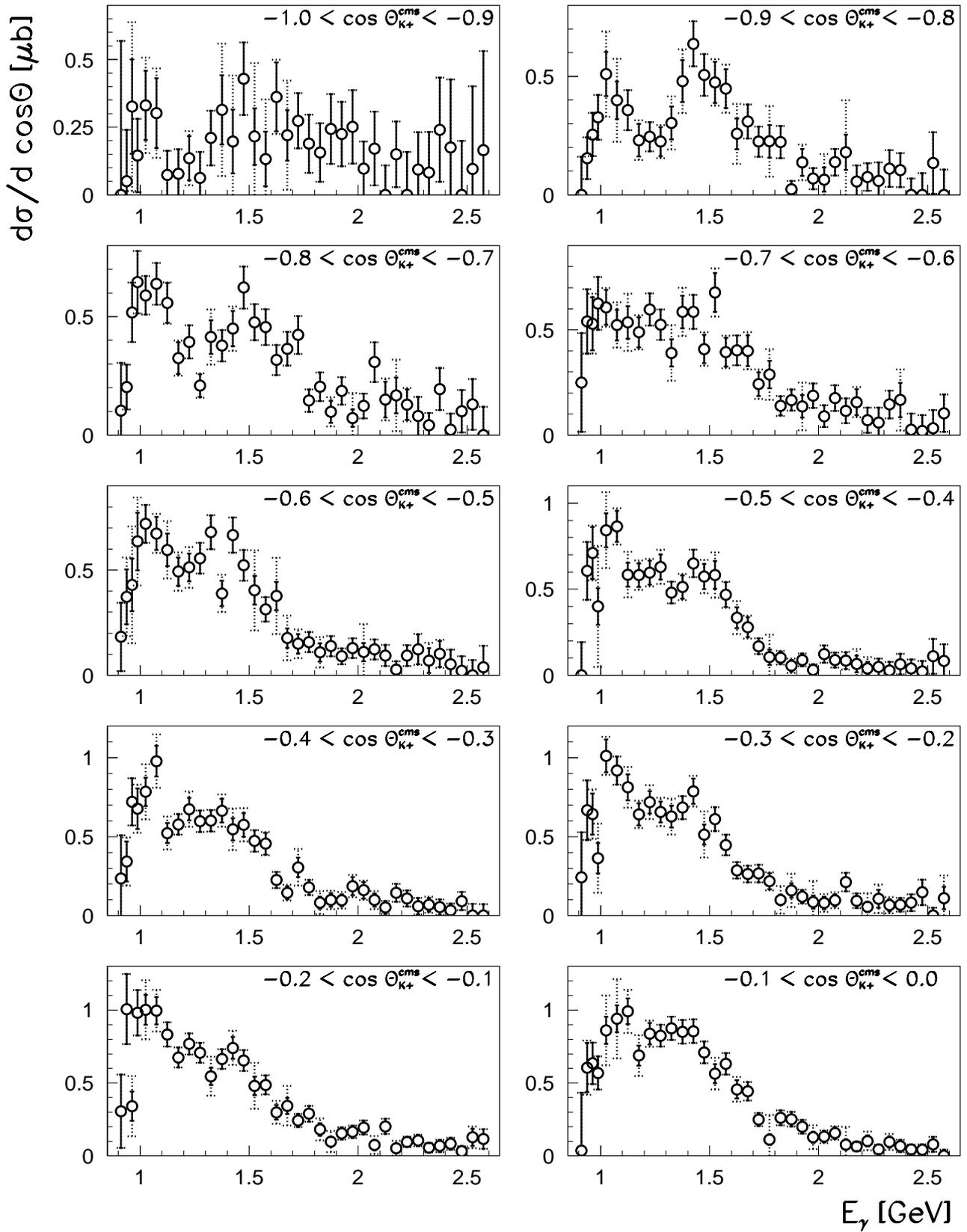


Abbildung 7.83: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für in Rückwärtsrichtung produzierte Kaonen bei festgehaltenem Produktionswinkel als Funktion der Photonenergie.

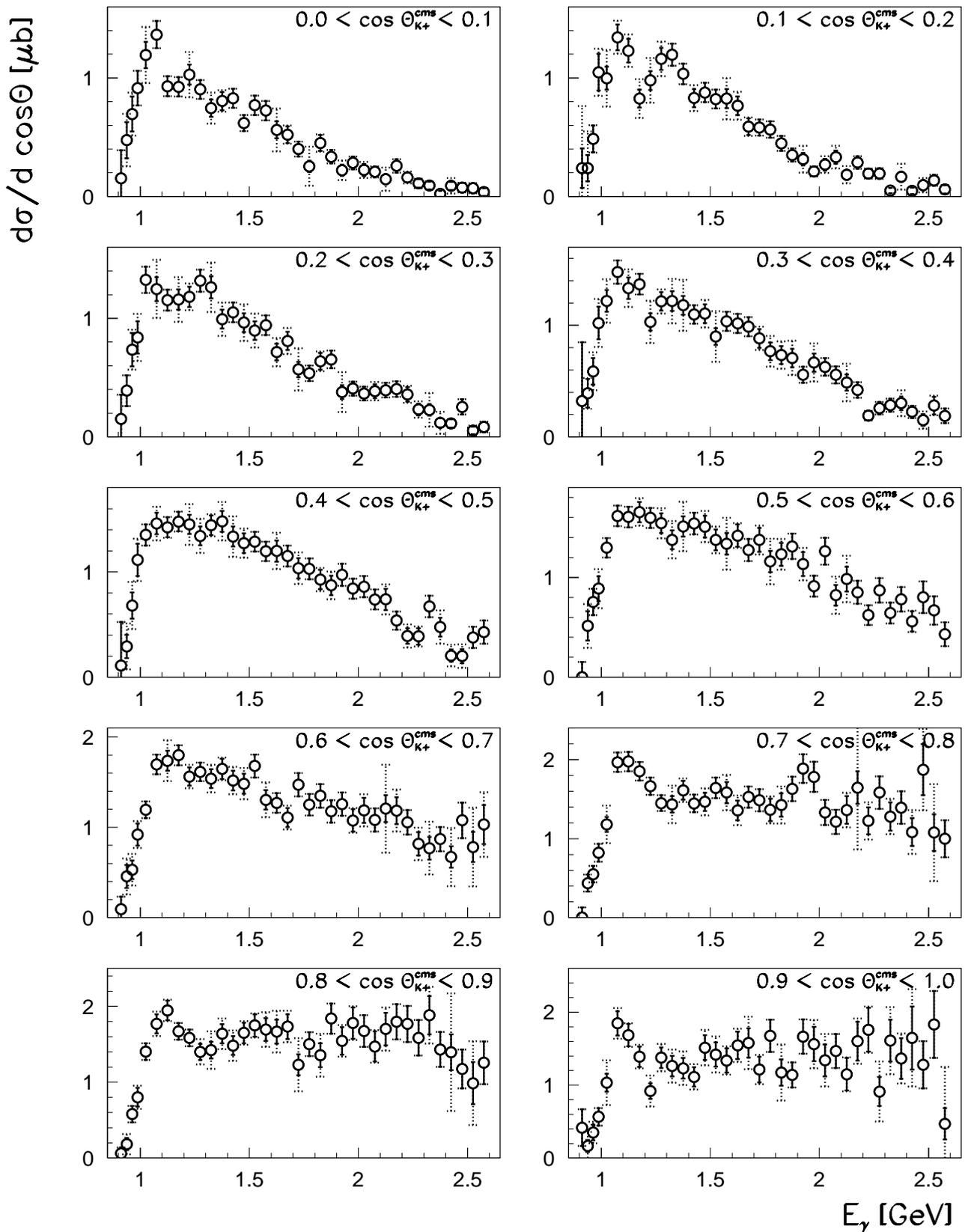


Abbildung 7.84: Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für in Vorwärtsrichtung produzierte Kaonen bei festgehaltenem Produktionswinkel als Funktion der Photonenergie.

Schwerpunktsenergie von etwa  $W \approx 1.9 \text{ GeV}$ , bei der in den Rechnungen von Bennhold *et al.* auch die Masse der  $D_{13}$  vermutet wird (s. gestrichelte Linie in Abbildung 7.62). Die Struktur bei einer Photonenergie  $E_\gamma \approx 1.45 \text{ GeV}$  ist in Abbildung 7.83 mit abnehmender Signifikanz auch für größere  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  sichtbar.

Die in Abbildung 7.82 vorhergesagte Überhöhung für  $\cos(\theta_{K^+}^{cms}) \approx 1$  ist jedoch in den in dieser Arbeit bestimmten differentiellen Wirkungsquerschnitten nicht zu erkennen, wie Abbildung 7.84 zeigt. Dies ist jedoch nicht als Widerspruch zu den Rechnungen von Bennhold *et al.* zu bewerten, da die in diesem Modell berücksichtigten Produktionsmechanismen möglicherweise nicht alle physikalisch realisierten Beiträge zum Vorwärtswirkungsquerschnitt umfassen. Die größte Aktivität im Wirkungsquerschnitt zeigt sich für in Vorwärtsrichtung produzierte Kaonen, so daß zusätzliche Beiträge die von der  $D_{13}$  für große  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  verursachte Struktur überlagern können.

Bennhold *et al.* macht neben der Anpassung des Modells an den differentiellen Wirkungsquerschnitt auch eine Vorhersage auf die Polarisation  $P_\Lambda$  des  $\Lambda$ -Hyperons sowie der Strahlasymmetrie  $\Sigma$ . Die Hinzunahme einer  $D_{13}$  führt zu keinen signifikanten Änderungen für die Polarisation. Dagegen ändert die Strahlasymmetrie ihr Vorzeichen. Messungen des **GRAAL**-Experiments zur Strahlasymmetrie  $\Sigma$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  unterstützen die Existenz einer  $D_{13}$ -Resonanz im hier diskutierten Massenbereich [DAng01].

Der Fit des Modells von Bennhold *et al.* wurde simultan an Photon- und Elektroproduktionsdaten durchgeführt. Vorliegende Daten [Brau79, Nicu98] zum transversalen und longitudinalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $e p \rightarrow e' K^+ \Lambda$  lassen sich im Modell von Bennhold *et al.* nur unter Hinzunahme der  $D_{13}$  beschreiben<sup>10</sup>.

Die Evidenz für die  $D_{13}$ -Resonanz wurde hier unter Zuhilfenahme der Rechnungen von Bennhold *et al.* diskutiert. Es soll nicht verschwiegen werden, daß zwei kürzliche Publikationen [Sagh01, Jans01] zu unterschiedlichen Schlußfolgerungen bezüglich der  $D_{13}$  kommen. Während das Modell von B. Saghai den bereits veröffentlichten totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  auch ohne diese Resonanz beschreibt, unterstützen S. Janssen, J. Rycebusch *et al.* die Notwendigkeit dieser Resonanz. Allerdings zeigt B. Saghai in [Sagh01] keinen Vergleich seiner Rechnung mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten. S. Janssen, J. Rycebusch *et al.* beschreiben auch die veröffentlichte **SAPHIR**-Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Die beste Anpassung ihrer Rechnung an die Daten erhalten sie unter zusätzlicher Hinzunahme der Hyperonresonanzen  $\Lambda(1800)$  und  $\Lambda(1810)$ .

Ist die Interpretation des differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  auch nicht eindeutig, so deutet die in beiden zu beobachtende Struktur bei einer Photonenergie  $E_\gamma \approx 1.45 \text{ GeV}$  auf interessante Produktionsmechanismen hin. Da die nun vorliegenden Daten im Vergleich zu unseren bereits veröffentlichten Daten eine bessere Auflösung der Wirkungsquerschnitte sowohl in der Photonenergie  $E_\gamma$  als auch dem Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels aufweisen, werden erneute Anpassungen aller existierender theoretischer Modelle hoffentlich mehr Aufschluß über die zu den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  beitragenden Resonanzen liefern.

---

<sup>10</sup>s. hierzu: C. Bennhold, H. Haberzettl, T. Mart:

“A New Resonance in  $K^+ \Lambda$  Electroproduction: The  $D_{13}(1895)$  And Its Electromagnetic Form Factors”  
Los Alamos Preprint server xxx.lanl.gov/archive/nucl-th 9909022

## 7.5 Hyperonpolarisationen

Wegen des schwachen Zerfalls der Hyperonen und der Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung läßt sich für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  selbst bei unpolarisiertem Photonstrahl und unpolarisiertem Target außer den differentiellen und den sich daraus ergebenden totalen Wirkungsquerschnitten auch die Polarisation der Hyperonen bestimmen.

### 7.5.1 Erläuterung der Meßmethode

Für Reaktionen der Art  $a + b \rightarrow c + d$  läßt sich zeigen [Jaco59, Gott64], daß unter der Voraussetzung unpolarisierter Eingangsteilchen und Erhaltung der Parität der Polarisationsvektor  $\vec{P}_d$  im Ruhesystem des Teilchens  $d$  senkrecht auf der Produktionsebene steht. Dabei ist der Polarisationsvektor über  $\vec{P}_d \equiv \text{Spur}(\vec{s} \cdot \rho_d)$  definiert, wobei  $\vec{s}$  der Spinoperator und  $\rho_d$  die Spindichtematrix des Teilchens  $d$  ist.

Für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ist die Produktionsebene durch das einlaufende Photon und das auslaufende  $K^+$  bereits vollständig festgelegt. Im Laborsystem sei der Normalenvektor auf die Produktionsebene durch

$$\vec{n} \equiv \frac{\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{K^+}}{|\vec{p}_\gamma \times \vec{p}_{K^+}|}$$

definiert (s. auch Abb. 7.85). Damit läßt sich der für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zu messende Polarisationsvektor des  $\Lambda$ - bzw.  $\Sigma^0$ -Hyperons durch  $\vec{P} = P \vec{n}$  darstellen<sup>11</sup>.

Die zu messende Komponente  $P_\Lambda$  des Polarisationsvektors  $\vec{P}_\Lambda$  des  $\Lambda$ -Hyperons läßt sich für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  auf einfache Weise aus dem schwachen Zerfall  $\Lambda \rightarrow p \pi^-$  bestimmen. Bezeichnet  $\vec{v}_p$  den Einheitsvektor entlang der Flugrichtung des Protons im  $\Lambda$ -Ruhesystem ( $\Lambda - cms$ ), so ist die Winkelverteilung für im  $\Lambda$ -Zerfall emittierte Protonen durch

$$W(\vec{v}_p) d\Omega = \frac{1}{2} \left( 1 + \alpha \vec{P}_\Lambda \cdot \vec{v}_p \right) d\Omega \quad (7.14)$$

gegeben [Lee57]. Der Zerfallsparameter  $\alpha$  beträgt für den  $\Lambda$ -Zerfall gemäß  $\Lambda \rightarrow p \pi^-$   $\alpha = 0.642 \pm 0.013$  [PDG00].

Ist  $\theta_p^{\Lambda-cms}$  der im Ruhesystem des  $\Lambda$ -Hyperons gegen die Normale  $\vec{n}$  definierte Winkel des Zerfallsprotons (s. auch Abb. 7.85), so läßt sich die Winkelverteilung in Gleichung 7.14 mit

$$\vec{P}_\Lambda \cdot \vec{v}_p = P_\Lambda \vec{n} \cdot \vec{v}_p = P_\Lambda \cos(\theta_p^{\Lambda-cms})$$

<sup>11</sup>Genaugenommen werden die Polarisationsvektoren durch das **SAPHIR**-Magnetfeld verdreht, so daß sie nicht mehr senkrecht auf der Produktionsebene stehen. Eine in [Lind89] durchgeführte Abschätzung zeigt jedoch, daß dieser Effekt bei der gegebenen Magnetfeldstärke von etwa 0.6 T im zentralen Bereich des **SAPHIR**-Detektors um das Target und den Flugstrecken der  $\Lambda$ -Hyperonen von wenigen cm zu vernachlässigen ist.

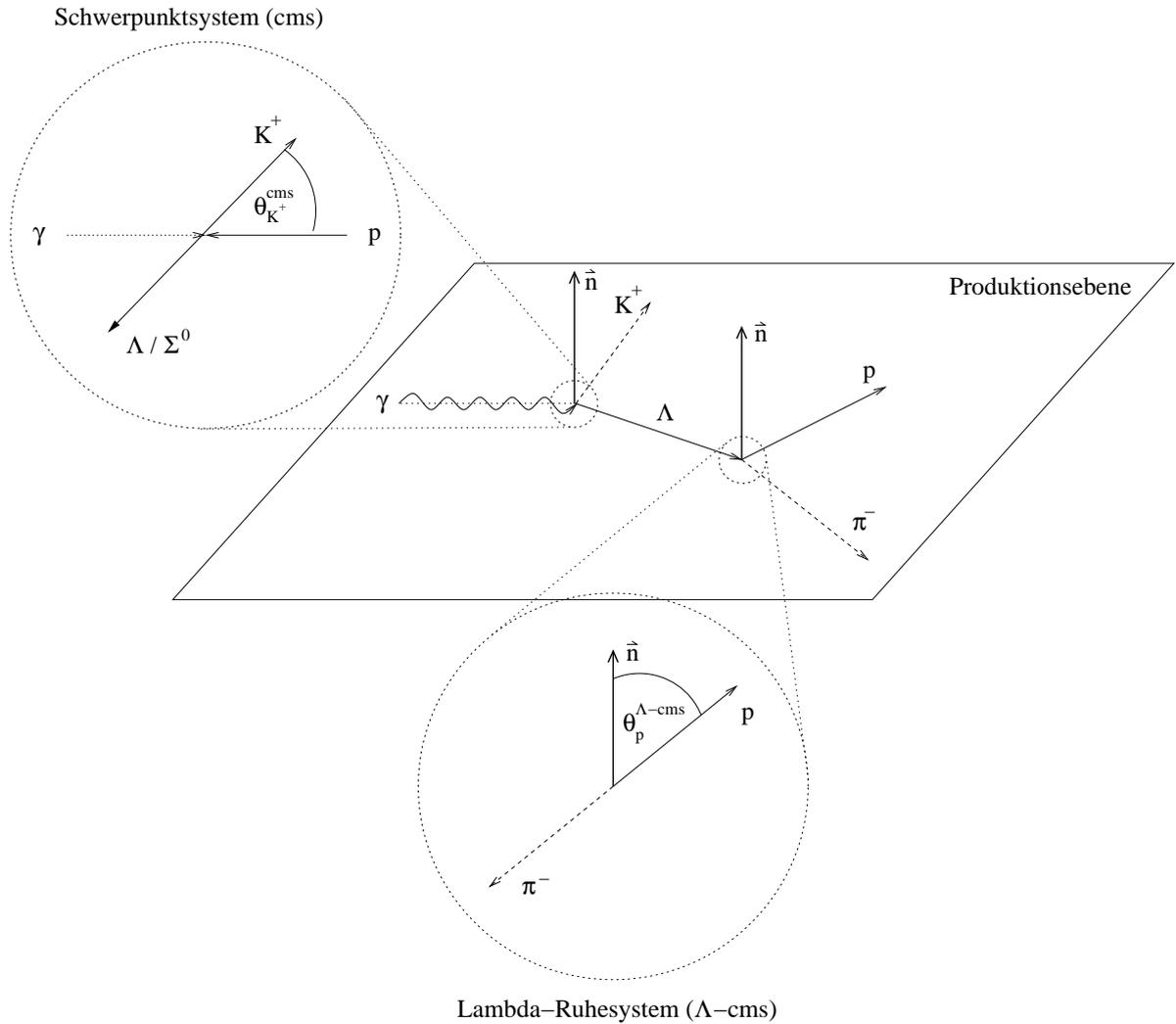


Abbildung 7.85: Definition des Produktionswinkels  $\theta_{K^+}^{cms}$  des Kaons im Schwerpunktsystem (*cms*) der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  und des Zerfallswinkels  $\theta_p^{\Lambda-cms}$  des Protons im Ruhesystem des gemäß  $\Lambda \rightarrow p \pi^-$  zerfallenden  $\Lambda$ -Hyperons. Man beachte, daß für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  die Flugbahn des im Zerfall  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$  entstehenden  $\Lambda$ -Hyperons nicht in der durch das einlaufende Photon und das auslaufende Kaon aufgespannten Produktionsebene liegen muß.

schreiben als<sup>12</sup>

$$W(\cos \theta) d\Omega = \frac{1}{2} (1 + \alpha P_\Lambda \cos \theta) d\Omega \quad . \quad (7.15)$$

Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ist die Polarisation des  $\Sigma^0$ -Hyperons auf ähnlich einfache Weise bestimmbar. Das  $\Sigma^0$  zerfällt zu 100% gemäß  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ . Aus allgemeinen Betrachtungen zu diesem elektromagnetischen Zerfall [Gatt58], die im wesentlichen auf der Forderung

<sup>12</sup>Zum Zwecke der Übersichtlichkeit wird in Formelausdrücken für  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms})$  häufig auf die Indizierungen verzichtet. Solange nicht ausdrücklich anderes erklärt wird, ist mit  $\cos \theta$  im folgenden immer  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms})$  gemeint.

der Eichinvarianz der elektromagnetischen Wechselwirkung basieren, folgt, daß für ein Ereignis der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zwischen dem Polarisationsvektor  $\vec{P}_{\Sigma^0}$  des  $\Sigma^0$  und dem  $\Lambda$ -Polarisationsvektor  $\vec{P}_\Lambda$  im Ruhesystem des  $\Sigma^0$ -Hyperons die einfache Beziehung

$$\vec{P}_\Lambda = - \left( \vec{P}_{\Sigma^0} \cdot \vec{u}_\Lambda \right) \vec{u}_\Lambda \quad (7.16)$$

gilt. Dabei bezeichnet  $\vec{u}_\Lambda$  den Einheitsvektor in Flugrichtung des  $\Lambda$ -Hyperons im Ruhesystem des  $\Sigma^0$ -Hyperons. Das in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  entstehende  $\Lambda$  ist also immer longitudinal entlang seiner Flugrichtung polarisiert.

Gleichung 7.16 verknüpft die Polarisierungen der beiden beteiligten Hyperonen für ein Einzelereignis der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  mit anschließendem Zerfall  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ . Für eine größere Ereignismenge, bei der die  $\Lambda$ -Hyperonen bei gegebener Polarisation des  $\Sigma^0$  in alle Richtungen emittiert wurden, läßt sich über alle  $\vec{u}_\Lambda$  mitteln, und man erhält für diese statistische Ereignismenge die Beziehung

$$\langle \vec{P}_\Lambda \rangle_{\vec{u}_\Lambda} = - \frac{1}{3} \vec{P}_{\Sigma^0} \quad .$$

Die Winkelverteilung für das Proton aus dem  $\Lambda$ -Zerfall innerhalb der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ist wie in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  durch Gleichung 7.14 gegeben. Anders als in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  ist die relative Orientierung des Polarisationsvektors  $\vec{P}_\Lambda$  zur Produktionsebene aber nicht festgelegt. Mit Gleichung 7.16 und  $\vec{P}_{\Sigma^0} = P_{\Sigma^0} \vec{n}$  folgt jedoch aus Gleichung 7.14

$$W(\vec{v}_p) d\Omega = \frac{1}{2} \left( 1 - \alpha P_{\Sigma^0} (\vec{n} \cdot \vec{u}_\Lambda) (\vec{u}_\Lambda \cdot \vec{v}_p) \right) d\Omega$$

und nach Mittelung über alle Emissionsrichtungen  $\vec{u}_\Lambda$  die Winkelverteilung

$$\langle W(\vec{v}_p) \rangle_{\vec{u}_\Lambda} d\Omega = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{3} \alpha P_{\Sigma^0} (\vec{n} \cdot \vec{v}_p) \right) d\Omega \quad .$$

$P_{\Sigma^0} \vec{n} \cdot \vec{v}_p = P_{\Sigma^0} \cos(\theta_p^{\Lambda-cms})$  führt dann auf die für die experimentelle Bestimmung der  $\Sigma^0$ -Polarisation verwendete Darstellung

$$W(\cos \theta) d\Omega = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{3} \alpha P_{\Sigma^0} \cos \theta \right) d\Omega \quad (7.17)$$

der Zerfallswinkelverteilung des Protons im  $\Lambda$ -Zerfall.

Die Polarisierungen des  $\Lambda$ -Hyperons in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und des  $\Sigma^0$ -Hyperons in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  erhält man also auf die gleiche Weise. Im Falle der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ist lediglich ein zusätzlicher Faktor  $-\frac{1}{3}$  zu berücksichtigen.

### 7.5.1.1 Bestimmung der Polarisation durch Geradenanpassung an die Winkelverteilung des Protons im $\Lambda$ -Zerfall

Die Hyperonpolarisation wurde durch Anpassung der oben eingeführten Winkelverteilungsfunktion  $W(\cos \theta)$  an die experimentellen Daten bestimmt.

Wie den Gleichungen 7.15 bzw. 7.17 zu entnehmen ist, wird erwartet, daß für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  die Ereigniszählraten als Funktion von  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms})$  einer Geradengleichung der Form

$$G(\cos \theta) = g_0 + g_1 \cos \theta$$

genügen. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  gilt  $g_1 = g_0 \alpha P_\Lambda$ , für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$   $g_1 = -g_0 \alpha P_{\Sigma^0}/3$ .  $g_0$  und  $g_1$  werden durch Anpassung der Geradenfunktion  $G(\cos \theta)$  an die experimentellen Verteilungen bestimmt. Dann ergeben sich die Hyperonpolarisationen  $P_\Lambda$  bzw.  $P_{\Sigma^0}$  aus

$$P_\Lambda = \frac{g_1}{\alpha g_0} \quad , \quad P_{\Sigma^0} = -\frac{3 g_1}{\alpha g_0} \quad .$$

### 7.5.1.2 Bestimmung der Polarisation aus Messung der Oben-Unten-Asymmetrie

Die Hyperonpolarisation wurde auch durch eine numerische Kalkulation direkt bestimmt. Es seien insgesamt  $N$  Ereignisse gegeben. Mit  $N_1$  und  $N_2$  sei die Anzahl der Ereignisse mit  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms}) > 0$  bzw.  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms}) < 0$  bezeichnet, so daß gilt:  $N = N_1 + N_2$ . Für  $P_\Lambda \neq 0$  bzw.  $P_{\Sigma^0} \neq 0$  führen die in Gleichung 7.15 bzw. 7.17 angegebenen Winkelverteilungen zu einer Asymmetrie in den Zählraten  $N_1$  und  $N_2$ .

Mit  $N_1 = \int_0^1 N W(\cos \theta) d \cos \theta$ ,  $N_2 = \int_{-1}^0 N W(\cos \theta) d \cos \theta$  und  $N = N_1 + N_2$  folgt sofort aus Gleichung 7.15 die Polarisation

$$P_\Lambda = +\frac{2}{\alpha} \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}$$

des  $\Lambda$ -Hyperons in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ .

Für die Polarisation des  $\Sigma^0$ -Hyperons in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ergibt sich entsprechend

$$P_{\Sigma^0} = -\frac{6}{\alpha} \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} \quad .$$

## 7.5.2 Rekonstruktion der simulierten Hyperonpolarisation

Mit Hilfe von simulierten Ereignissen wurden die beiden Methoden zur Bestimmung der Hyperonpolarisation, wie sie in den Abschnitten 7.5.1.1 und 7.5.1.2 beschrieben wurden, in der Anwendung auf mit dem **SAPHIR**-Detektor vermessene Ereignisse getestet.

Innerhalb der Simulation wurden die Hyperonen als unpolarisiert angenommen und entsprechend generiert. Zu überprüfen war also, ob für die simulierten Ereignisse der Reaktionen

$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  im Rahmen der Meßfehler die Polarisation  $P = 0$  gemessen wird. Diese Überprüfung ist Thema dieses Abschnitts.

Gleichzeitig soll vorbereitend dargestellt werden, auf welche Weise die Polarisation der Hyperonen für die experimentellen Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  aus den vier Datennahmen der Jahre 1997/98 gewonnen wurden.

Wie der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta)$ <sup>13</sup> ist auch die Hyperonpolarisation als Funktion der Photonenergie  $E_\gamma$  und des Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Produktionswinkels des Kaons im Schwerpunktsystem der Reaktion zu betrachten. Für die Untersuchungen zu den simulierten Ereignissen in diesem Abschnitt wurden die gleichen Energie- und Winkelbereiche verwendet, wie sie weiter unten für die experimentellen Daten gewählt wurden.

Zunächst wurde überprüft, ob in der Simulation tatsächlich unpolarisierte Hyperonen generiert wurden. In einem zweiten Schritt wurde dann für die simulierten Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , die der richtigen Reaktion zugeordnet werden konnten, die Polarisation mit den beiden beschriebenen Methoden bestimmt.

Die oberen beiden Histogramme in Abbildung 7.86 zeigen für einen beispielhaft ausgewählten

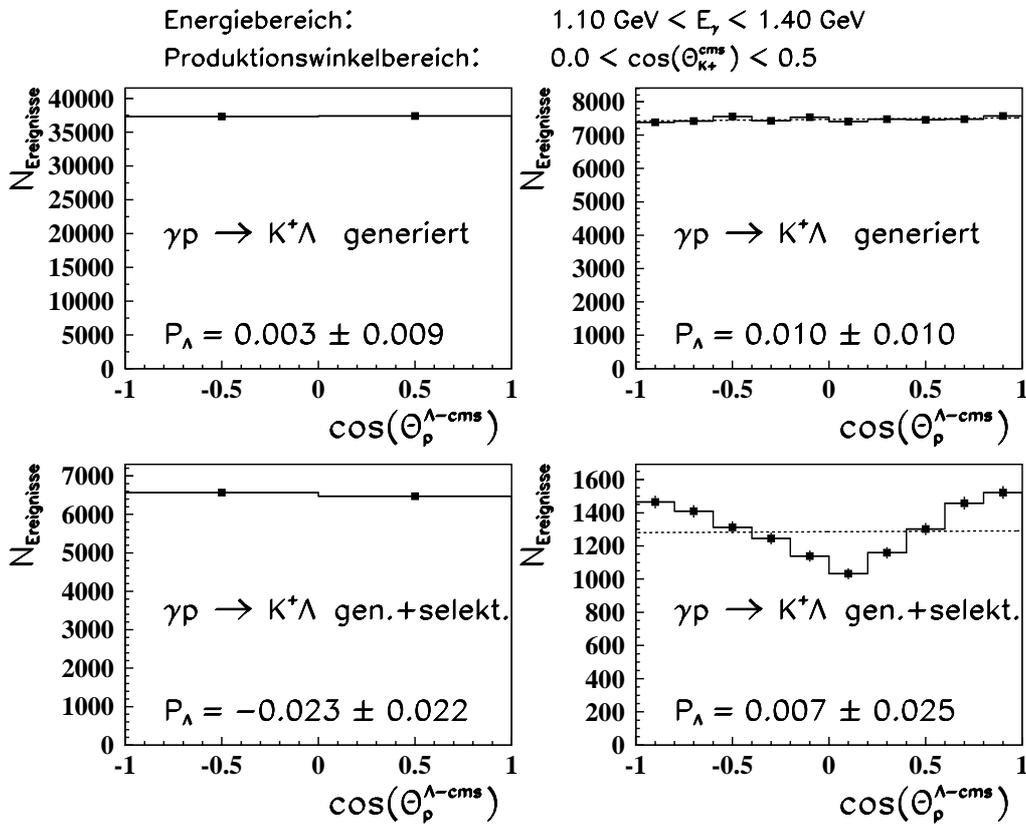


Abbildung 7.86: Histogramme zur Bestimmung der Polarisation des  $\Lambda$ -Hyperons für generierte bzw. davon innerhalb der Datenselektion richtig zugeordnete simulierte Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für einen ausgewählten Photonenergie- und Kaon-Produktionswinkelbereich. Zu Grunde liegt die Detektorsimulation zur Datennahme im November 1997. Die linken Histogramme dienen der Polarisationsmessung durch Bestimmung der Oben-Unten-Asymmetrie (vgl. Abschnitt 7.5.1.2). Aus den rechten Histogrammen wird die Polarisation über eine Geradenanpassung ermittelt (vgl. Abschnitt 7.5.1.1).

<sup>13</sup>Hier ist  $\cos\theta$  mit  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  gleichzusetzen.

Photonenergie- und Kaon-Produktionswinkelbereich die generierten Ereignisse zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  als Funktion des Cosinus  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms})$  des Proton-Zerfallswinkels im Ruhesystem des  $\Lambda$ -Hyperons. Zu Grunde liegt die Detektorsimulation zur Datennahme im November 1997. Das linke der beiden Histogramme umfaßt zwei, das rechte zehn Intervalle. Die jeweils zu sehenden Histogrammeinträge bilden somit die Basis für die Oben-Unten-Asymmetrie-Messung (vgl. Abschnitt 7.5.1.2) bzw. die Messung der Polarisation über eine Geradenanpassung (vgl. Abschnitt 7.5.1.1). Es ist zu erkennen, daß die generierten Ereignisse flache Winkelverteilungen in  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms})$  aufweisen. Entsprechend sind auch die für die generierten Ereignisse gemessenen Polarisationen mit  $P_\Lambda = 0.003 \pm 0.009$  bzw.  $P_\Lambda = 0.010 \pm 0.010$  konsistent mit der generierten Polarisation  $P_\Lambda = 0$ .

Die unteren beiden Histogramme in Abbildung 7.86 zeigen die simulierten Ereignisse, die nach Durchlauf durch die Detektorsimulation und Ereignisrekonstruktion innerhalb der anschließenden Datenselektion (s. Abschnitt 7.1) der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zugeordnet wurden. Der Cosinus  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms})$  des Proton-Zerfallswinkels sowie die Photonenergie  $E_\gamma$  und der Cosinus  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  des Kaon-Produktionswinkels wurden mit Hilfe der Viererimpulse bestimmt, wie sie im kinematischen Fit zur Hypothese  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  gewonnen wurden.

Bei der Selektion wurde der Schnitt *softcut* (vgl. Abschnitt 7.1.4) auf die Probabilität des kinematischen Fits angewendet. Alle Untersuchungen zur Hyperonpolarisationsmessung führen unter den beiden Schnitten *softcut* und *hardcut* zu nahezu identischen Ergebnissen. Das gilt gleichermaßen für simulierte wie experimentelle Ereignisse. Die Polarisationsmessung hängt damit nicht vom gewählten Schnitt auf die Probabilität der kinematischen Fits ab. In Konsistenz zu der Messung der differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  wurde für die Polarisationsmessung ebenfalls der Schnitt *softcut* als der endgültige gewählt. Im weiteren wird für selektierte Ereignisse, experimentelle wie simulierte, nicht immer darauf hingewiesen, daß ihrer Selektion der Schnitt *softcut* zu Grunde liegt.

Beide Methoden zur Bestimmung der Hyperonpolarisation führen für die selektierten simulierten Ereignisse in Abbildung 7.86 mit  $P_\Lambda = -0.023 \pm 0.022$  bzw.  $P_\Lambda = 0.007 \pm 0.025$  auf mit  $P_\Lambda = 0$  verträgliche Ergebnisse. Allerdings ist auffällig (s. das Histogramm rechts unten in Abbildung 7.86), daß für die rekonstruierten simulierten Ereignisse die Nachweisakzeptanz nicht konstant in  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms})$  ist. Daß die Hyperonpolarisation dennoch im Rahmen der Meßfehler richtig berechnet wurde, liegt daran, daß die Akzeptanz symmetrisch zu  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms}) = 0$  ist. Auf den Akzeptanzeinbruch bei  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms}) = 0$  und mögliche Konsequenzen für die Messung einer von Null verschiedenen Polarisation wird noch weiter unten (s. Abschnitt 7.5.3) näher eingegangen.

Im noch folgenden Teil dieses Abschnitts wird mit Hilfe der simulierten Ereignisse die Methode erläutert, wie die Polarisation der Hyperonen aus den Ereignissen der vier Datennahmen der Jahre 1997 und 1998 gewonnen wurde. Die hier vorgestellte Methode wird dann, nach Durchführung einer offensichtlich notwendigen (s. Abb. 7.86) Akzeptanzkorrektur für die experimentellen Ereignisverteilungen (vgl. Abschnitt 7.5.3), auf die experimentellen Daten aus den Meßperioden der Jahre 1997/98 angewendet (s. Abschnitt 7.5.4). Für die Erläuterung dieser Methode an Hand simulierter Ereignisse ist der beobachtete Akzeptanzeinbruch nicht weiter von Interesse und wird im Rest dieses Abschnitts ignoriert.

Mit Abbildung 7.86 wurde für einen Photonenergie- und Kaon-Produktionswinkelbereich für zur Datennahme im November 1997 simulierte Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  mit Hilfe der beiden Methoden zur Polarisationsmessung überprüft, ob die gewünschte Polarisation  $P_\Lambda = 0$  richtig generiert wurde und ob für die generierten Ereignisse, die nach der Detektor-

simulation, Ereignisrekonstruktion und Datenselektion noch verblieben sind, die Polarisationsmessung (unter Ignorierung der nicht konstanten Akzeptanz) konsistent mit dem generierten Wert ist. Diese Überprüfung wurde für simulierte Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für alle Photonenergie- und Kaon-Produktionswinkelbereiche sowie für alle vier Datennahmen in entsprechender Weise durchgeführt.

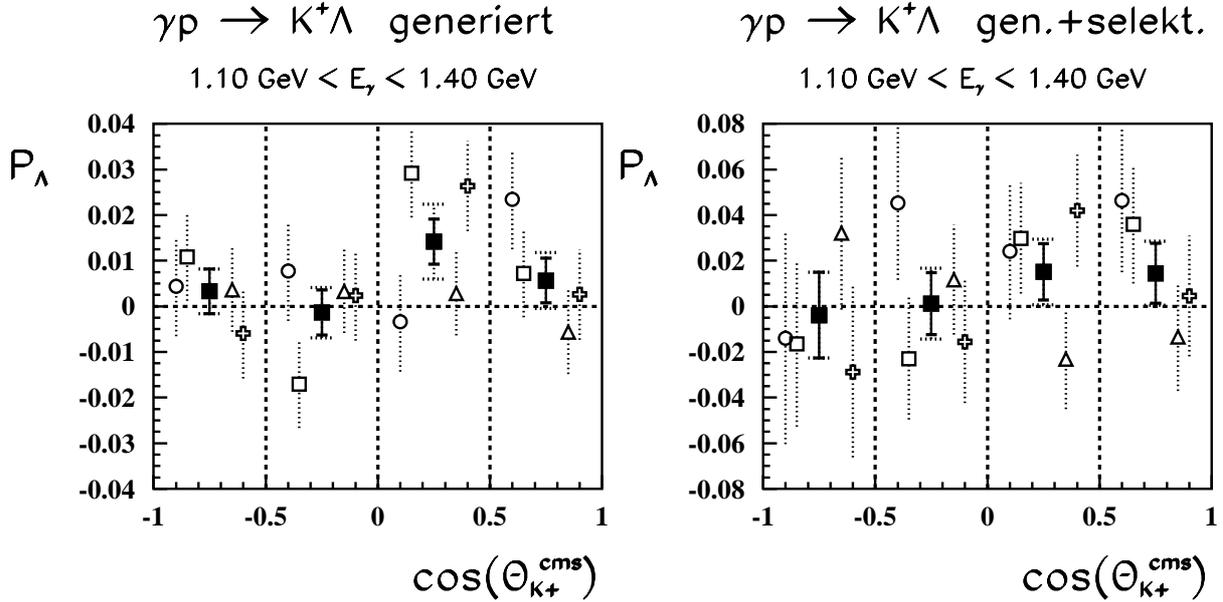


Abbildung 7.87: Überprüfung der generierten und rekonstruierten Hyperonpolarisation für mit  $P_\Lambda = 0$  simulierte Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für den Energiebereich  $1.10 \text{ GeV} < E_\gamma < 1.40 \text{ GeV}$ . Zu sehen sind die Ergebnisse für alle vier Kaon-Produktionswinkelbereiche (durch die senkrechten gestrichelten Linien abgetrennt). Die unausgefüllten Symbole beziehen sich auf die vier verschiedenen Datennahmen (Kreise: Januar 1997; Quadrate: April 1997; Dreiecke: November 1997; Kreuze: Februar 1998). Die ausgefüllten Quadrate zeigen den jeweils zugehörigen gewichteten Mittelwert. Verwendet wurde hier die Methode zur Messung der Oben-Unten-Asymmetrie.

Abbildung 7.87 zeigt das Ergebnis dieser Überprüfung für simulierte Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für den Energiebereich  $1.10 \text{ GeV} < E_\gamma < 1.40 \text{ GeV}$ . Das linke Histogramm bezieht sich dabei auf die generierten, das rechte Histogramm auf die davon innerhalb der Datenselektion richtig der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zugeordneten Ereignisse. Beide Histogramme zeigen die Ergebnisse für die gewählten vier Produktionswinkelbereiche. Sie wurden unter der Methode zur Messung der Oben-Unten-Asymmetrie gewonnen. Die unausgefüllten Symbole gehören zu den vier Datennahmen (Kreise: Januar 1997; Quadrate: April 1997; Dreiecke: November 1997; Kreuze: Februar 1998). Die ausgefüllten Quadrate zeigen den gewichteten Mittelwert aus den jeweils vier Datenpunkten. Die Bildung des Mittelwerts sowie die Berechnung der erkennbaren zwei Fehler wurden auf die gleiche Weise durchgeführt, wie in Abschnitt 7.2.2 in Zusammenhang mit der Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte beschrieben. Sowohl die generierten, als auch die selektierten simulierten Ereignisse sind konsistent zur generierten Polarisation  $P_\Lambda = 0$ .

Wie in Abbildung 7.87 wurden auch die anderen Energiebereiche zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und alle Energiebereiche zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  betrachtet. Abbildung 7.88 zeigt

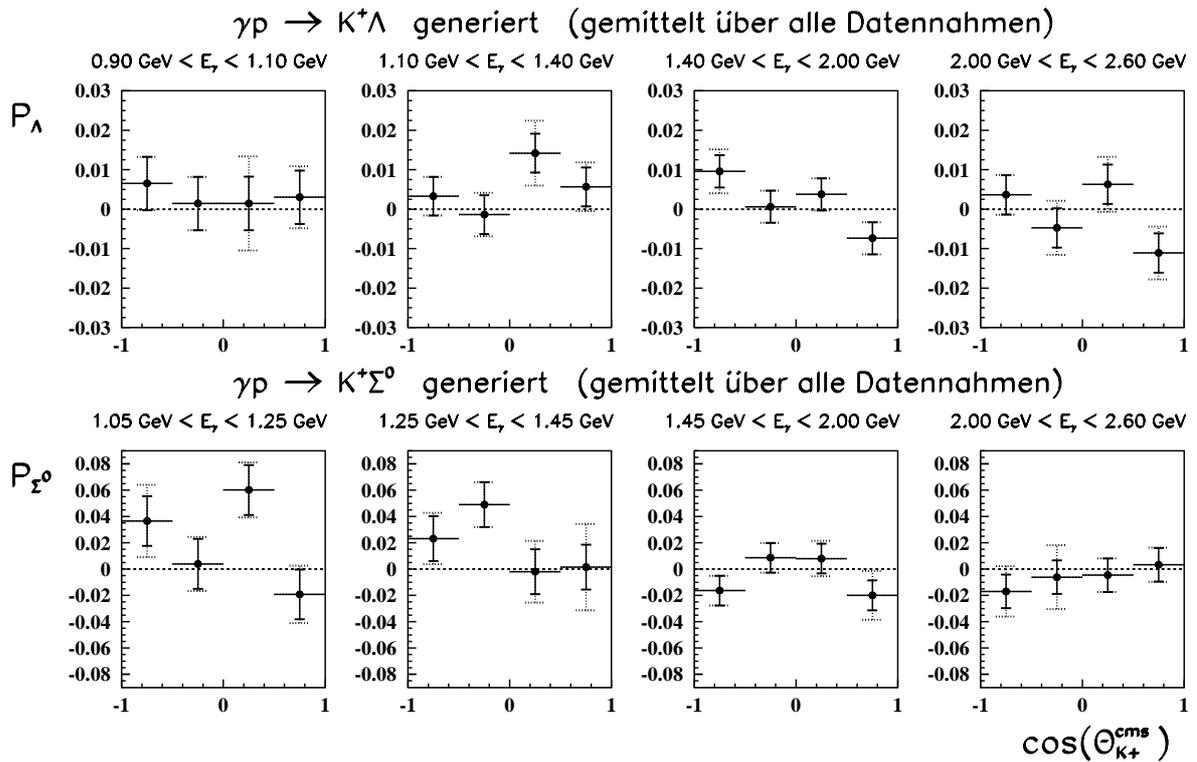


Abbildung 7.88: Überprüfung der generierten Hyperonpolarisationen  $P_\Lambda = 0$  und  $P_{\Sigma^0} = 0$  für generierte Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Verwendet wurde die Methode zur Messung der Oben-Unten-Asymmetrie.

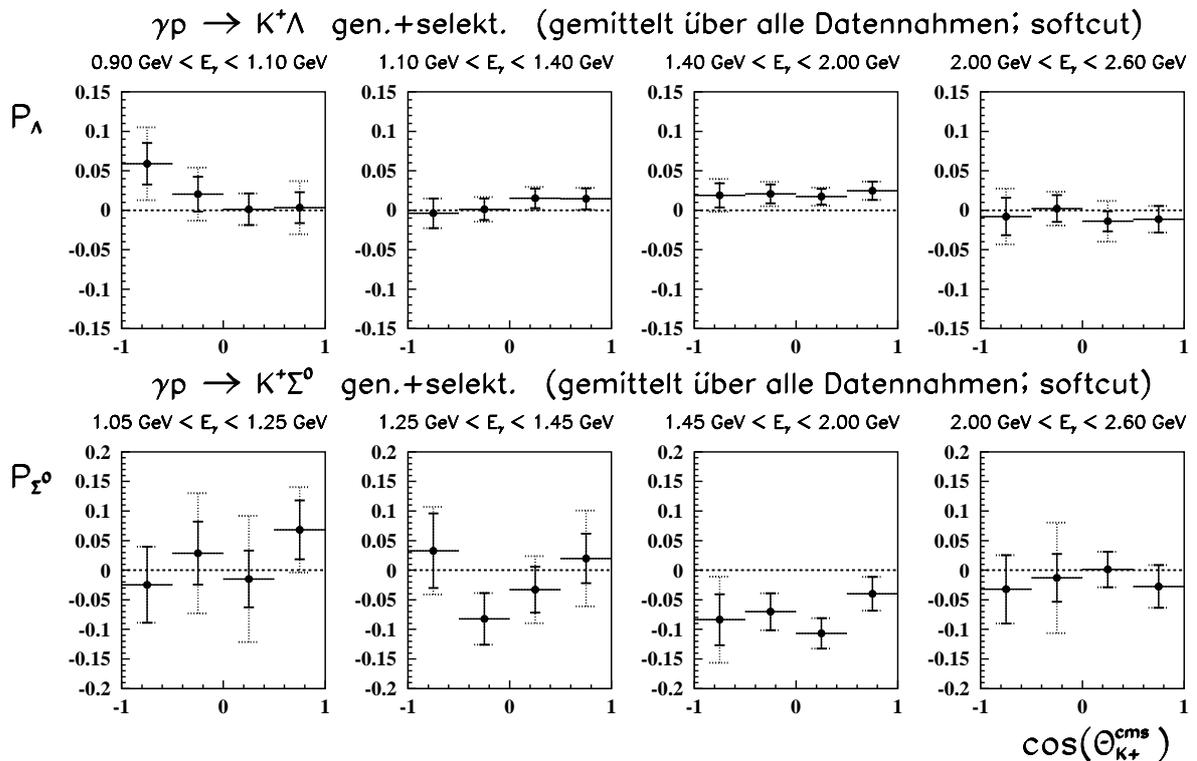


Abbildung 7.89: Bestimmung der Hyperonpolarisation für mit  $P_\Lambda = 0$  und  $P_{\Sigma^0} = 0$  simulierte Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , die innerhalb der Datensuktion der richtigen Reaktion zugeordnet werden konnten. Verwendet wurde die Methode zur Messung der Oben-Unten-Asymmetrie.

die Überprüfung der generierten Polarisierungen  $P_\Lambda = 0$  und  $P_{\Sigma^0} = 0$  mit Hilfe der Methode der Messung der Oben-Unten-Asymmetrie. Der Übersichtlichkeit halber sind nicht die Ergebnisse zu den Simulationen der einzelnen Datennahmen, sondern nur die daraus gebildeten gewichteten Mittel gezeigt. Für beide Reaktionen sind die für die generierten Ereignisse ermittelten Polarisierungen verträglich mit  $P = 0$ . Adäquate Ergebnisse liefern die Geradenanpassungen an die Proton-Zerfallswinkelverteilungen (nicht gezeigt).

Wie Abbildung 7.89 zeigt, können mit Hilfe der richtig zugeordneten Ereignisse die generierten Polarisierungen trotz des im Zusammenhang mit Abbildung 7.86 bereits angesprochenen Akzeptanzeinbruchs reproduziert werden. Auch hier führen die Geradenanpassungen zu vergleichbaren Resultaten (ebenfalls hier nicht gezeigt). Das bedeutet umgekehrt, daß die Polarisationsmessungen zumindest für Polarisation  $P = 0$  nicht wesentlich durch die Detektorakzeptanz beeinflusst werden.

### 7.5.3 Akzeptanzkorrektur

In Abschnitt 7.5.2 wurde für simulierte Ereignisse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , die die gesamte Analyseketten durchlaufen haben, gezeigt, daß die Messung der Polarisation mit Hilfe der beiden vorgestellten Methoden (s. Abschnitte 7.5.1.1 und 7.5.1.2) die generierte Hyperonpolarisation  $P = 0$  im Rahmen der Meßfehler reproduziert.

Allerdings wurde in Zusammenhang mit Abbildung 7.86 darauf hingewiesen, daß die Nachweisakzeptanz nicht konstant in  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms})$  ist, sondern für  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms}) = 0$  minimal wird. Aufgrund der Symmetrie dieses Akzeptanzeinbruchs um  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms}) = 0$  wird die Polarisationsmessung für die selektierten simulierten Ereignisse jedoch nicht beeinträchtigt, wie die Untersuchungen im letzten Abschnitt belegen. Es ist aber im allgemeinen davon auszugehen, daß für von Null verschiedene Polarisierungen der Akzeptanzeinbruch die Messung verfälscht. Daher wurde die Messung der Hyperonpolarisationen für die experimentellen Ereignisse mit akzeptanzkorrigierten Verteilungen durchgeführt. Die Akzeptanzrechnung wird im folgenden beschrieben.

Das obere Histogramm in Abbildung 7.90 zeigt experimentelle Ereignisse der Datennahme November 1997, die der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zugeordnet wurden, als Funktion des Cosinus  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms})$  des Proton-Zerfallswinkels im Ruhesystem des rekonstruierten  $\Lambda$ -Hyperons. Die Abweichung von der erwarteten Geraden ist deutlich zu erkennen. Dies ignorierend wurde die Polarisation über die Methode der Geradenanpassung an die Zerfallswinkelverteilung zu  $P_\Lambda = -0.335 \pm 0.075$  bestimmt. Das  $\chi^2$  über die Anzahl der Freiheitsgrade  $ndf$  beträgt  $\chi^2/ndf = 5.74$ .

Der gewählte Photonenergie- und Kaon-Produktionswinkelbereich entspricht dem für die simulierten Ereignisse in Abbildung 7.86 gezeigten Bereich, so daß das mittlere Histogramm in Abbildung 7.90 den aus den beiden rechten Histogrammen der Abbildung 7.86 durch Division gebildeten Akzeptanzfaktor als Funktion von  $\cos(\theta_p^{\Lambda-cms})$  darstellt.

Korrigiert man die Einträge des oberen Histogramms in Abbildung 7.90 mit den so bestimmten Akzeptanzfaktoren, so erhält man die akzeptanzkorrigierte experimentelle Ereignisverteilung, wie sie das untere Histogramm in Abbildung 7.90 zeigt. Es ist erkennbar, daß diese Verteilung der erwarteten Geraden besser entspricht. Der Geradenfit liefert mit  $P_\Lambda = -0.333 \pm 0.072$  ein nahezu identisches Ergebnis zur Geradenanpassung an das obere Histogramm. Mit  $\chi^2/ndf = 0.88$  ist das  $\chi^2$  über die Anzahl der Freiheitsgrade aber erwartungsgemäß besser als für den obigen Fit.

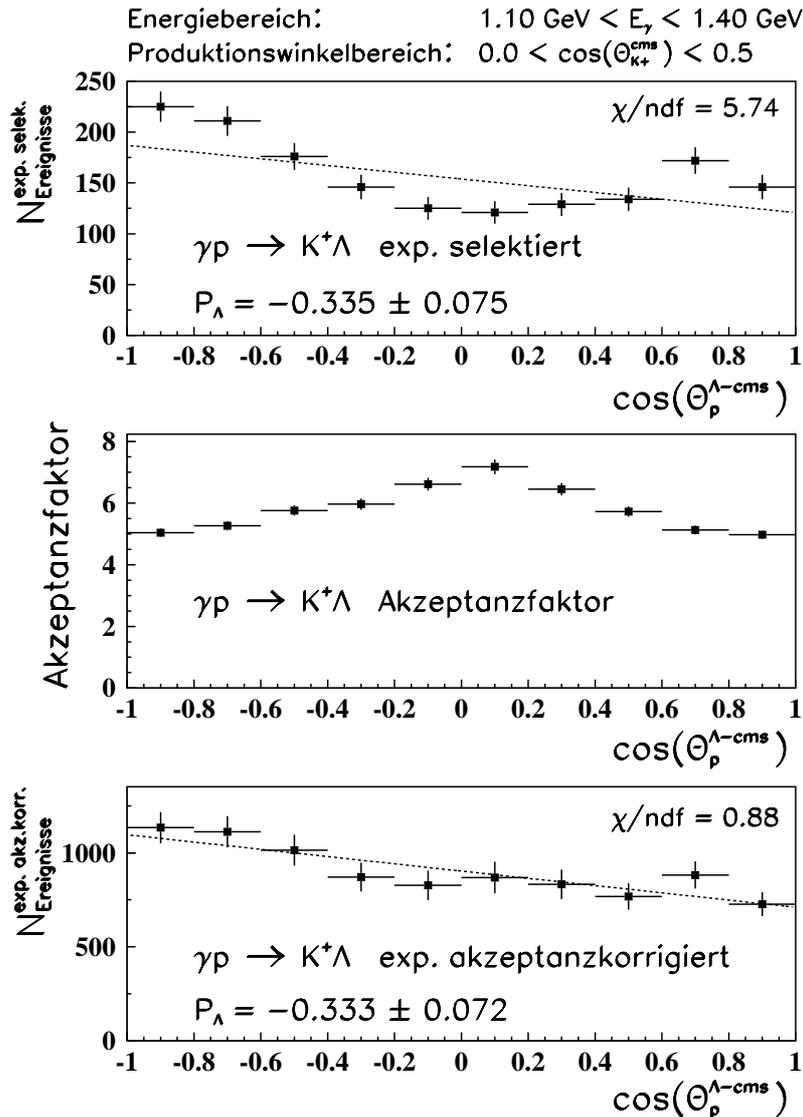


Abbildung 7.90: Das obere Histogramm zeigt für einen ausgewählten Photonenergie- und Kaon-Produktionswinkelbereich die Zerfallswinkelverteilung für experimentelle Ereignisse der Datennahme im November 1997, die innerhalb der Datenselektion der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zugeordnet wurden. Mit Hilfe simulierter Ereignisse wurde die zugehörige Nachweisakzeptanz bestimmt. Das mittlere Histogramm zeigt den so gewonnenen Akzeptanzfaktor als Funktion des Proton-Zerfallswinkels. Das untere Histogramm zeigt die akzeptanzkorrigierte Ereignisverteilung. Zusätzlich eingezeichnet sind die Geradenanpassungen an die unkorrigierte und korrigierte experimentelle Zerfallswinkelverteilung.

Die hier gefundene Übereinstimmung zwischen den gemessenen Polarisierungen für die Ereignisverteilungen ohne und mit Akzeptanzrechnung ist unabhängig von der Datennahme, unabhängig vom gewählten Energie- und Produktionswinkelbereich und unabhängig von der Methode der Polarisationsbestimmung. Die Winkelabhängigkeit der Akzeptanz unberücksichtigt zu lassen, führt offensichtlich auch für von Null verschiedene Polarisierungen zu keiner wesentlichen Verfälschung der Messung. Natürlich bilden aber die akzeptanzkorrigierten experimentellen Ereignisverteilungen die Grundlage für die endgültigen Polarisationsmessungen, wie sie im folgenden Abschnitt vorgestellt werden.

## 7.5.4 Experimentelle Ergebnisse

Im letzten Abschnitt wurde die für die experimentellen Ereignisse durchgeführte Akzeptanzkorrektur beschrieben. Die korrigierten Zerfallswinkelverteilungen bildeten die Grundlage für beide Methoden der Polarisationsmessung.

Wie bereits für die simulierten Ereignisse in Abschnitt 7.5.2 erläutert, wurden für einen bestimmten Photonenergie- und Kaon-Produktionswinkelbereich auch die akzeptanzkorrigierten experimentellen Ereignisverteilungen getrennt nach Datennahmeperiode ausgewertet und anschließend das gewichtete Mittel  $m$  und die zwei Fehler  $\sigma_m$  und  $\sigma_g$  (vgl. Abschnitt 7.2.2) gebildet.

Abbildung 7.91 zeigt das Ergebnis der Polarisationsmessungen getrennt nach den beiden verwendeten Bestimmungsmethoden.

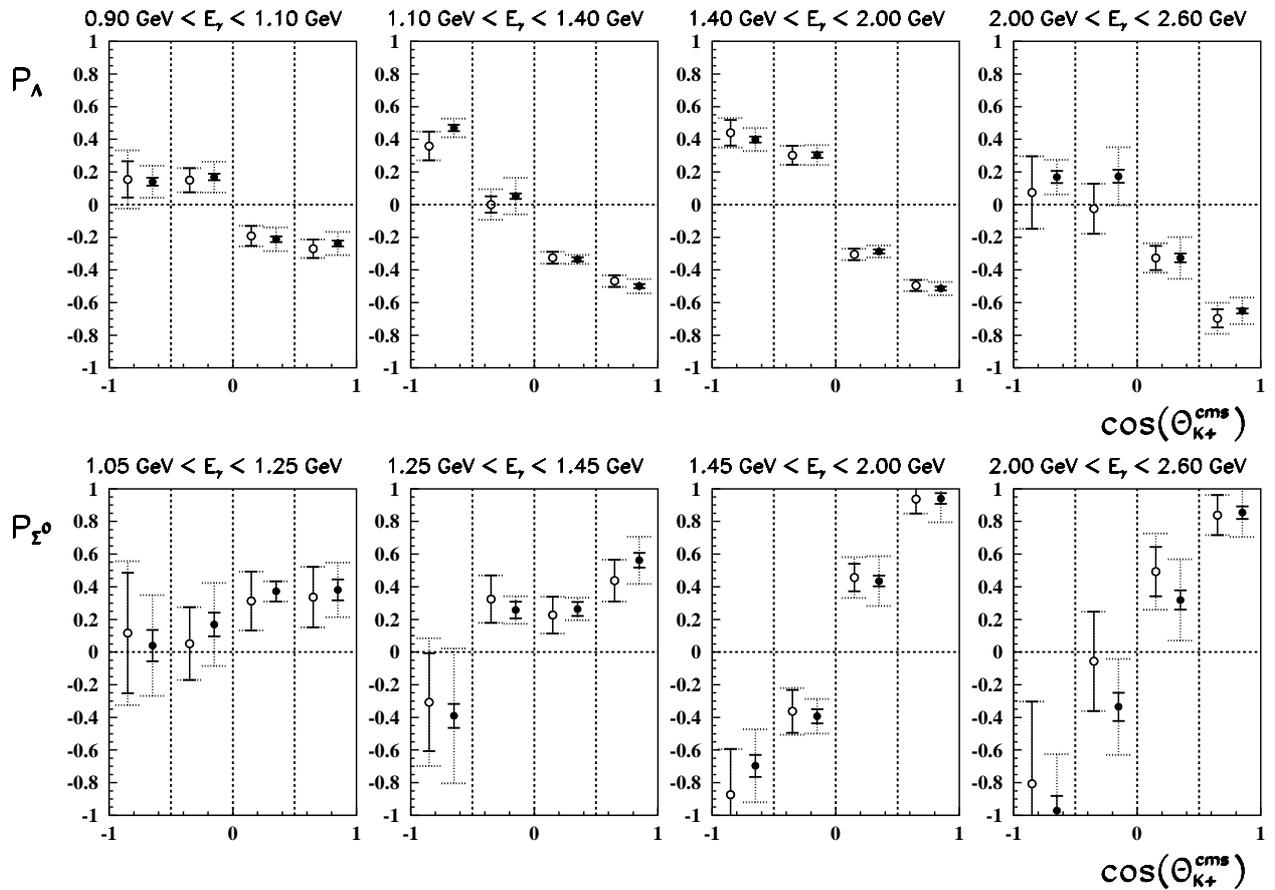


Abbildung 7.91: Bestimmung der Hyperonpolarisationen  $P_\Lambda$  und  $P_{\Sigma^0}$  für die akzeptanzkorrigierten experimentellen Ereignisverteilungen der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Verwendet wurde die Methode zur Messung der Oben-Unten-Asymmetrie (ausgefüllte Kreise) bzw. die Polarisationsmessung über eine Geradenanpassung an die Proton-Zerfallswinkelverteilungen (offene Kreise). Die Datenpunkte beziehen sich jeweils auf die durch senkrechte Linien abgetrennten Kaon-Produktionswinkelbereiche. Über die Ergebnisse aus den vier Datennahmen wurde getrennt nach Bestimmungsmethode gewichtet gemittelt und eine Fehlerrechnung durchgeführt, wie sie in Abschnitt 7.2.2 für die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte beschrieben wurde. Die Fehler  $\sigma_m$  sind durch die durchgezogenen, die Fehler  $\sigma_g$  durch die gepunkteten Fehlerbalken dargestellt.

Wie zu erkennen ist, führen die Messung der Oben-Unten-Asymmetrie und die Geradenanpassung an die Zerfallswinkelverteilungen zu übereinstimmenden Ergebnissen. Der statistische Fehler  $\sigma_m$  der gewichteten Mittelung über die vier Datennahmen ist für die Oben-Unten-Asymmetrie-Messung kleiner als für die Polarisationsmessung über die Geradenanpassung an die Proton-Zerfallswinkelverteilung. Der Fehler  $\sigma_g$ , der für  $\sigma_g > \sigma_m$  die Standardabweichung  $\sigma_2$  der einzelnen Datennahmen vom gebildeten Mittelwert  $m$  darstellt (vgl. Abschnitt 7.2.2), hängt jedoch wenig von der verwendeten Methode ab. Die kleineren statistischen Fehler  $\sigma_m$ , die bei Verwendung der Oben-Unten-Asymmetrie-Messung erhalten wurden, überschätzen somit die Genauigkeit der Polarisationsmessung bzw. unterschätzen die systematischen Fehler, die sich durch die Schwankungen der Ergebnisse zu den einzelnen Datennahmeperioden ausdrücken. Die größeren Fehler  $\sigma_g$  erscheinen dagegen als realistischere Abschätzungen der Fehler der Polarisationsmessung.

Da beide Methoden zur Bestimmung der Polarisation im Rahmen der Fehler  $\sigma_g$  zu vergleichbaren Ergebnissen führen, ist zunächst keine der Methoden zu bevorzugen. Die zu einer bestimmten Reaktion für einen bestimmten Photonenergie- und Kaon-Produktionswinkelbereich mit Hilfe der beiden Methoden gewonnenen Messungen sind allerdings nicht als voneinander unabhängig zu betrachten, da beiden Methoden bis auf die Wahl der Zerfallswinkelaufteilung (zwei bzw. zehn Intervalle) die gleichen Ereignisverteilungen zu Grunde liegen. Somit muß einer der beiden Methoden für die letztlich gültige Angabe der experimentell bestimmten Polarisationen der Vorrang gegeben werden.

Für die Wahl der Geradenanpassung an die Zerfallswinkelverteilungen des Protons im  $\Lambda$ -Zerfall sprechen zwei Argumente. Zum einen weichen für diese Methode die beiden unabhängig voneinander berechneten statistischen Fehler  $\sigma_m$  und  $\sigma_2$  weniger voneinander ab als für die Messung der Oben-Unten-Asymmetrie. Zum anderen liefern die  $\chi^2$  über die Anzahl der Freiheitsgrade  $ndf$  im Falle der Geradenanpassungen an die für die in zehn Intervalle aufgeteilten Zerfallswinkelverteilungen eine zusätzliche Information über die Güte der Anpassung und damit über die Qualität der Akzeptanzkorrektur bzw. die möglicherweise zu erwartenden systematischen Fehler, die bei einer für nur zwei Winkelintervalle durchgeführten Akzeptanzkorrektur mit anschließender Polarisationsbestimmung über die Messung der Oben-Unten-Asymmetrie fehlt.

Der Vollständigkeit halber sind in den Tabellen A.13 bis A.16 in Anhang A.3 alle der in Abbildung 7.91 gezeigten Datenpunkte inklusive der Meßfehler zu finden.

Zusätzliche systematische Fehler werden nicht angegeben. Die Untersuchungen zu den simulierten Daten in Abschnitt 7.5.2 verbunden mit den statistisch sinnvollen ( $\chi^2/ndf \approx 1$ ) Geradenanpassungen an die akzeptanzkorrigierten experimentellen Zerfallswinkelverteilungen (vgl. Abschnitt 7.5.3) lassen annehmen, daß eventuelle zusätzliche systematische Fehler klein sind.

Ein systematischer Einfluß auf die Polarisationsmessung könnte durch den mitselzierten Untergrund verursacht werden. Dies gilt speziell für den gegenseitigen Untergrund der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , da die primär erzeugten Hyperonen  $\Lambda$  bzw.  $\Sigma^0$  in allen kinematischen Bereichen entgegengesetzt polarisiert sind. Der erwartete Einfluß ist jedoch wie die Untergrundbeiträge selber klein.

### 7.5.4.1 Vergleich mit einer älteren SAPHIR-Messung

Die Photonenergie- und Kaon-Produktionswinkelaufteilung wurde für die in Abbildung 7.91 zu sehenden Polarisationsmessungen so gewählt, wie sie für die bereits veröffentlichten **SAPHIR**-Messungen [Tran98] vorgenommen wurde. Somit lassen sich beide Datensätze unmittelbar vergleichen.

Abbildung 7.92 entspricht der Abbildung 7.91, wobei zusätzlich die Daten aus [Tran98] (Dreiecke) zu sehen sind.

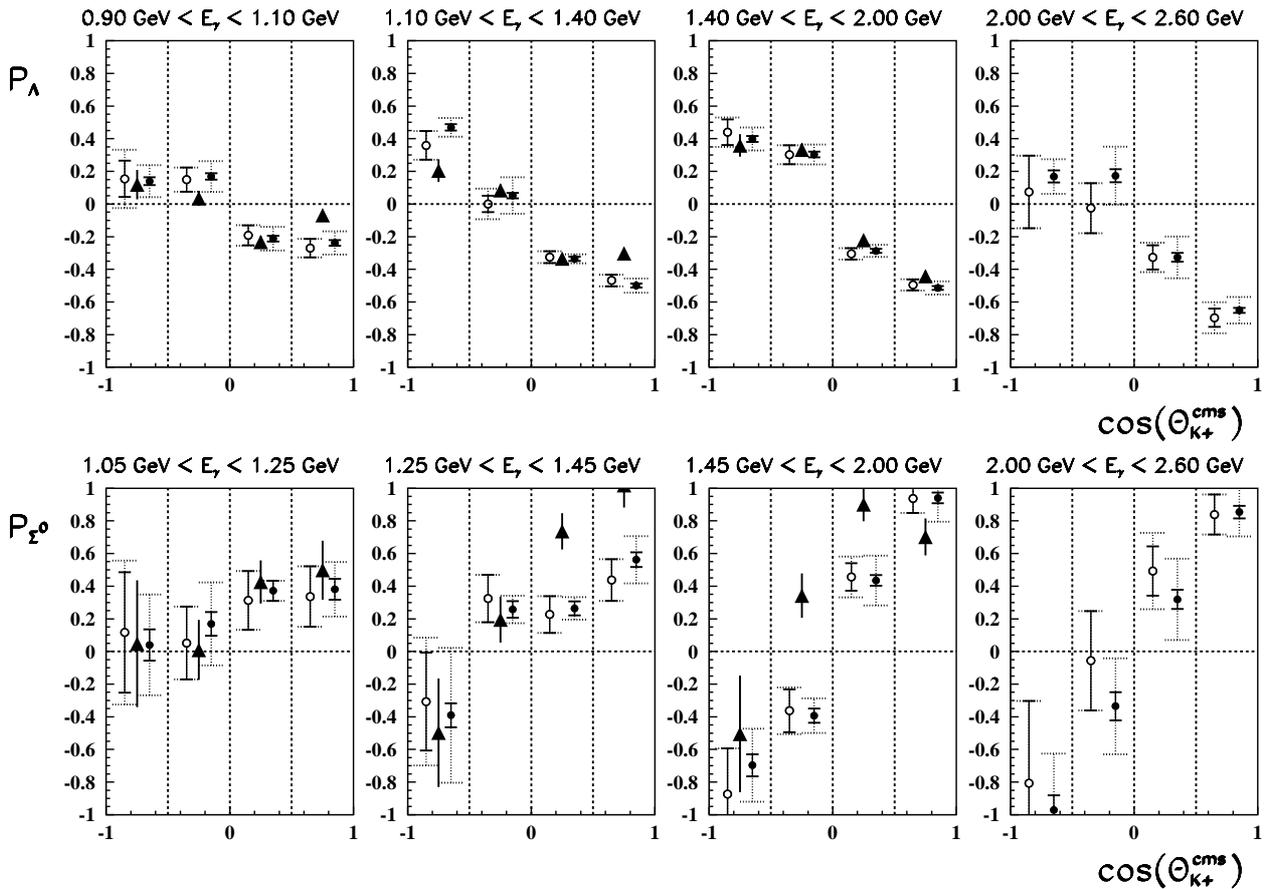


Abbildung 7.92: Wie Abbildung 7.91. Zusätzlich wurden die bereits in [Tran98] veröffentlichten **SAPHIR**-Messungen zu den Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994 eingezeichnet (Dreiecke).

Für die Polarisation  $P_\Lambda$  des  $\Lambda$ -Hyperons in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen der älteren **SAPHIR**-Messung und der mit dieser Arbeit vorliegenden neuen Messung.

Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  weichen die beiden Messungen für den Photonenergiebereich  $1.25 \text{ GeV} < E_\gamma < 2.0 \text{ GeV}$  ein wenig voneinander ab, zeigen aber qualitativ den gleichen Verlauf.

### 7.5.4.2 $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ : Verbesserte Auflösung

Im Hinblick auf energie- und winkelabhängige Produktionsmechanismen ist von besonderem Interesse, ob sich Abhängigkeiten außer in Wirkungsquerschnitten auch über die Hyperonpolarisation zeigen. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  wurde dafür eine feinere Einteilung in fünf Energie- und je sechs Produktionswinkelintervalle gewählt. Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  wurde eine feinere Einteilung nicht vorgenommen, da wegen des zusätzlichen Faktors  $1/3$  in Gleichung 7.17 gegenüber Gleichung 7.15 die Meßfehler entsprechend größer sind.

In Abbildung 7.93 sind die Ergebnisse für die Polarisation des  $\Lambda$ -Hyperons in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  gezeigt. Die Datenpunkte sind in den Tabellen A.17 und A.18 in Anhang A.3 angegeben.

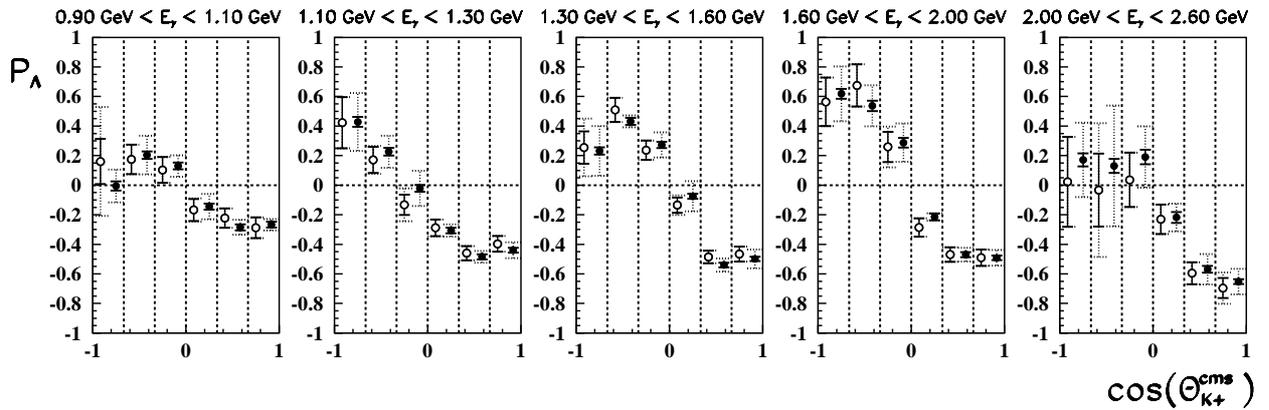


Abbildung 7.93: Bestimmung der  $\Lambda$ -Polarisation  $P_\Lambda$  für die akzeptanzkorrigierten experimentellen Ereignisverteilungen der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . Verwendet wurde die Methode zur Messung der Oben-Unten-Asymmetrie (ausgefüllte Kreise) bzw. die Polarisationsmessung über eine Geradenanpassung an die Proton-Zerfallswinkelverteilungen (offene Kreise). Die Datenpunkte beziehen sich jeweils auf die durch senkrechten Linien abgetrennten Kaon-Produktionswinkelbereiche. Über die Ergebnisse aus den vier Datennahmen wurde getrennt nach Bestimmungsmethode gewichtet gemittelt und eine Fehlerrechnung durchgeführt, wie sie in Abschnitt 7.2.2 für die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte beschrieben wurde.

### 7.5.4.3 Versuch einer Interpretation

Vergleicht man die gemessenen  $\Lambda$ - und  $\Sigma^0$ -Polarisationen in Abbildung 7.91 miteinander, so fällt auf, daß ihre Abhängigkeit vom Kaon-Produktionswinkel im allgemeinen ein entgegengesetztes Vorzeichen aufweist. Für den Fall gleicher Produktionsmechanismen für das in den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  entstehende  $s\bar{s}$ -Quark-Antiquark-Paar läßt sich das umgekehrte Vorzeichen bereits im *naiven* Quarkmodell verstehen (s. Abb. 7.94).

Das sich im jeweiligen Hyperon  $\Lambda$  bzw.  $\Sigma^0$  befindliche  $s$ -Quark definiert die Quantisierungsachse und sei für beide Hyperonen negativ polarisiert. Da für das  $\Lambda$ -Hyperon die Spins der beiden übrigen Quarks (*up* und *down*) zu Null koppeln, folgt der  $\Lambda$ -Spin dem Spin des *strange*-Quarks. Das  $\Lambda$ -Hyperon ist dann negativ polarisiert. Für das  $\Sigma^0$ -Hyperon koppeln die Spins des *up*- und des *down*-Quarks dagegen zu Eins. Ihr gemeinsamer Gesamtdrehimpuls  $J = 1$

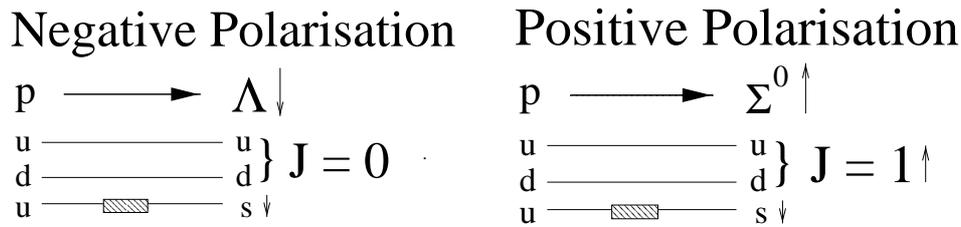


Abbildung 7.94: Im *naiven* Quarkbild sind das  $\Lambda$ - und das  $\Sigma^0$ -Hyperon bei gleicher Ausrichtung der Spins ihrer *strange*-Quarks entgegengesetzt polarisiert.

muß umgekehrt zum Spin des *strange*-Quarks gerichtet sein, da das  $\Sigma^0$ -Hyperon den Spin  $1/2$  besitzt. Der Spin des  $\Sigma^0$ -Hyperon steht dann entgegengesetzt zum Spin des im Hyperon befindlichen *s*-Quarks. Das  $\Sigma^0$ -Hyperon ist bei negativ polarisiertem *strange*-Quark dann positiv polarisiert.

Aus der angestellten Betrachtung folgt, daß das  $\Lambda$ - und  $\Sigma^0$ -Hyperon relativ zueinander eine entgegengesetzte Polarisation besitzen sollten, so lange diese naive Quarkaddition nicht durch unterschiedliche Prozeßdynamiken der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  gestört wird.

Für beide Reaktionen wechseln die Polarisationen ihr Vorzeichen für alle Photonenergien bei Kaon-Produktionswinkeln von etwa  $\cos(\theta_{K^+}^{cms}) \approx 0$ . Die Polarisationen weisen eine ausgeprägte, energieunabhängige Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie in  $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$  auf.

Für beide Hyperonen wächst der Polarisationsgrad mit zunehmender Energie an, für das  $\Sigma^0$  mehr als für das  $\Lambda$ .

Für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  ist das  $\Sigma^0$ -Hyperon für extrem vorwärts beziehungsweise rückwärts produzierte Kaonen bereits ab einer Photonenergie von  $1.45 \text{ GeV}$  maximal polarisiert ( $P \approx \pm 1$ ).

Es gibt dynamische Modelle, die die Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie und die Zunahme der Polarisation mit der Energie qualitativ erklären können [DeGr81]. Hier soll aber auf die Einzelheiten nicht näher eingegangen werden.

Die Frage, inwieweit die theoretischen Modelle der Mittelenergiephysik in der Lage sind, die ausgeprägten und anscheinend monoton mit der Energie wachsenden Polarisationen der  $\Lambda$ - und  $\Sigma^0$ -Hyperonen in den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zusammen mit den gemessenen differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitten in einer geschlossenen Darstellung zu beschreiben, bleibt zum gegenwärtigen Zeitpunkt offen.

# Zusammenfassung

Die in den Jahren 1997 und 1998 an der Beschleunigeranlage **ELSA** mit dem **SAPHIR**-Detektor genommenen Daten ermöglichten die Untersuchung der Produktion von Kaon-Hyperon-Paaren innerhalb der Photoproduktion am Proton. In dieser Arbeit wurden die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  untersucht.

Die Selektion der Ereignisse basierte auf dem Nachweis der geladenen Endprodukte durch das **SAPHIR**-Driftkammersystem und der vollständigen Kenntnis des Eingangszustands. Die Energie der die Reaktion am Proton auslösenden Photonen wurde mit Hilfe des Taggingssystems gemessen.

Da das ungeladene  $\Lambda$ -Hyperon zu 63.9% in ein Proton und ein negativ geladenes Pion zerfällt, gelang der Nachweis der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  mit anschließendem Zerfall  $\Lambda \rightarrow p \pi^-$  durch Vermessung der Spuren aller produzierten geladenen Teilchen mit anschließender Rekonstruktion sowohl des  $\Lambda$ -Zerfallsorts als auch des Primärvertex. Mit Hilfe eines kinematischen Fits auf die Reaktionshypothese  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  wurde überprüft, ob die Viererimpulse der beteiligten Teilchen im Rahmen der Meßfehler die Energie- und Impulserhaltung erfüllen. Die Massen der Endzustandsteilchen wurden dabei entsprechend der Reaktionshypothese angenommen.

Das gegenüber dem  $\Lambda$  etwas schwerere  $\Sigma^0$ -Hyperon zerfällt in ein  $\Lambda$  und ein Photon. Letzteres konnte durch den **SAPHIR**-Detektor nicht direkt gemessen werden. Im Falle der  $\Sigma^0$ -Produktion gemäß  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  mit den anschließenden Hyperonzerfällen  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$  und  $\Lambda \rightarrow p \pi^-$  wurde der zunächst unbekannte Viererimpuls des Zerfallsphotons mit Hilfe der bekannten Viererimpulse aller anderen Teilchen im Ein- und Ausgangszustand berechnet. Der anschließende kinematische Fit auf die Reaktionshypothese  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  war dann immer noch einfach überbestimmt.

Bereits veröffentlichte **SAPHIR**-Daten [Tran98], die auf Datennahmen zwischen 1992 und 1994 basieren, haben die existierenden Messungen aus den in den 60er und 70er Jahren durchgeführten Experimenten deutlich erweitert. Bei den **SAPHIR**-Meßperioden in den Jahren 1997 und 1998, die dieser Analyse zu Grunde liegen, wurde die Energie der in **ELSA** beschleunigten Elektronen auf 2.8 GeV erhöht, wodurch der vermessene Energiebereich der die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  bzw.  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  auslösenden Photons gegenüber den früheren Datennahmen von 2 GeV auf 2.6 GeV ausgedehnt werden konnte. Die neuen Datennahmen lieferten für den mit den älteren Meßperioden vergleichbaren Photonenergiebereich bis 2 GeV eine etwa vierfach größere Menge an verwertbaren physikalischen Ereignissen in einem verbesserten **SAPHIR**-Detektor.

Für die Analyse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  standen im Gegensatz zu früheren Arbeiten nun auch die Meßinformationen aus der Vorwärtsdriftkammer zur Verfügung, für die im Rahmen dieser Arbeit die Methode der *Principal Components* sowohl für die Spurfindung als auch Spurpunktreakonstruktion angewendet wurde. Die Selektion der

zu untersuchenden Ereignisse gelang durch die Verbesserungen am Spur- und Vertexfit unter Hinzunahme der Vorwärtsdriftkammer bis hin zu den größten gemessenen Photonenergien von  $E_\gamma = 2.6 \text{ GeV}$  nahezu untergrundfrei.

Die Simulation des gesamten Driftkammersystems, angefangen von der Geometrie der Kammern über die Simulation der Effizienz der Nachweisdrähte bis hin zur Erzeugung der Ansprechere, wurde im Rahmen dieser Arbeit komplett neu entwickelt, da sich die Akzeptanzrechnung, für die eine frühere Driftkammersimulation verwendet wurde, als unzureichend herausstellte. Vor allem die Beimischung von Helium zum Driftkammergas zusammen mit einer für Driftkammern vergleichsweise kleinen Gasverstärkung wirkte sich negativ auf die Findung und Rekonstruktion von Teilchenspuren im Driftkammersystem aus. Der damit verbundene Einfluß auf die Nachweisakzeptanz wurde innerhalb der Simulation durch Einführung einer effektiven mittleren freien Weglänge zwischen den für den Nachweis in den Driftkammern notwendigen Ionisationsclustern berücksichtigt.

Aus den Arbeiten zu Spurrekonstruktion und Driftkammersimulation resultierte eine detaillierte Studie der systematischen Fehler im Rahmen der vorliegenden Dissertation.

Die totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zeigen deutliche Anzeichen für das Vorhandensein von resonanten Beiträgen im  $s$ -Kanal. Im Falle der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  verstärken sich die Hinweise darauf, daß sowohl der totale als auch der differentielle Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung einer  $D_{13}(1895)$  als Zwischenzustand besser beschrieben werden als ohne. Falls sich dieses Ergebnis weiter erhärten sollte, wäre mit dieser Resonanz eine sogenannte *missing resonance* gefunden, also eine jener Resonanzen, die zwar von verschiedenen Quarkmodellen vorhergesagt werden, bisher jedoch experimentell nicht bestätigt werden konnten. Die Schwellenregion der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  wird in theoretischen Rechnungen erfolgreich durch Hinzunahme der bekannten Resonanzen  $S_{11}(1650)$ ,  $P_{11}(1710)$  und  $P_{13}(1720)$  beschrieben.

Das offensichtlich stark ausgeprägte resonante Verhalten, das man für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  sowohl im totalen als auch im differentiellen Wirkungsquerschnitt beobachten kann, läßt sich bisher nicht eindeutig bestimmten Resonanzen zuordnen. Es gibt Anzeichen, daß es sich für Schwerpunktsenergien im Bereich von  $1900 \text{ MeV}$  um die Überlagerung mehrerer Resonanzen bei ähnlicher Masse handeln könnte. Als Kandidaten werden zur Zeit die  $\Delta$ -Resonanzen  $S_{31}(1900)$  und  $P_{31}(1910)$  diskutiert.

Neben den differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitten wurden auch die Hyperonpolarisationen  $P_\Lambda$  und  $P_{\Sigma^0}$  als Funktion der Photonenergie und des Kaon-Produktionswinkels vermessen. Beide zeigen eine ähnliche Modulation mit dem Kaon-Produktionswinkel mit jeweils entgegengesetztem Vorzeichen. Für beide Reaktionen und alle Photonenergien wechselt die Hyperonpolarisation ihr Vorzeichen beim Kaon-Produktionswinkel  $\cos(\theta_{K^+}^{cms}) \approx 0$ . Die  $\Lambda$ -Polarisation wächst langsam mit der Energie des einlaufenden Photons. Auch die  $\Sigma^0$ -Polarisation nimmt mit der Photonenergie zu. Eine Variation der Polarisation für die Energieregionen, die auf Resonanzproduktion hinweisen, wurde nicht festgestellt.

Eine Interpretation der hier vorliegenden neuen Daten im Rahmen theoretischer Modelle liegt noch nicht vor, da alle bisherigen Rechnungen lediglich auf dem früheren **SAPHIR**-Datensatz und den wenigen Meßpunkten aus früheren Experimenten basieren. Auf Grund der höheren Anzahl an Datenpunkten im gleichen Photonenergiebereich und der Ausweitung der Messung bis hin zu Photonenergien von  $2.6 \text{ GeV}$  in den neuen **SAPHIR**-Daten ist eine genauere Bestimmung der Modellparameter an die Daten nun möglich. Erst solche Modellrechnungen, die den neuen Datensatz mitverwenden, werden zeigen, ob frühere Aussagen verifiziert oder neue Aussagen gewonnen werden können.

# Anhang A

## Ergebnisse zu den Reaktionen



Die Tabellen A.1 bis A.10 in Anhang A.1 enthalten die Zahlenwerte zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta)$  der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , wie sie in den Abbildungen 7.46 bis 7.51 in Abschnitt 7.2.3 zu sehen sind.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in der Form  $m \pm \sigma_g(\sigma_m)$  angegeben. Die Definition der Größen  $m$ ,  $\sigma_g$  und  $\sigma_m$  ist in Abschnitt 7.2.2 nachzulesen.

Der gegenseitige Untergrund  $\frac{dU'}{d\cos\theta}(E_\gamma, \cos\theta)$  der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , wie er in den jeweils linken Histogrammen der Abbildungen 7.57 und 7.58 in Abschnitt 7.2.5 gezeigt ist, ist in den Tabellen A.11 und A.12 in Anhang A.2 angegeben.

Die für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  gemessenen Hyperonpolarisationen  $P_\Lambda$  und  $P_{\Sigma^0}$ , wie sie in den Abbildungen 7.91 bzw. 7.93 zu sehen sind, sind den Tabellen A.13 bis A.18 in Anhang A.3 zu entnehmen. Die Polarisationsmessungen sind wie die differentiellen Wirkungsquerschnitte in der Form  $m \pm \sigma_g(\sigma_m)$  angegeben.

Wie in Abschnitt 7.5 beschrieben, wurden die Polarisationen mit Hilfe zweier verschiedener Methoden bestimmt. Die über die Geradenanpassung an die Winkelverteilung des Protons im  $\Lambda$ -Zerfall ermittelten Werte sind dem Anhang A.3.1.1 bzw. für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  in verbesserter Auflösung in Anhang A.3.2.1 zu entnehmen. Die über die Messung der Oben-Unten-Asymmetrie gewonnenen Polarisationen sind entsprechend im Anhang A.3.1.2 bzw. Anhang A.3.2.2 zu finden.

## A.1 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Differenzieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$							
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			0.90 - 0.925	0.925 - 0.95	0.95 - 0.975	0.975 - 1.	
-1.0	...	-0.9	0.000 ± 0.569 (0.569)	0.051 ± 0.189 (0.189)	0.326 ± 0.312 (0.174)	0.145 ± 0.136 (0.136)	
-0.9	...	-0.8	0.000 ± 0.161 (0.161)	0.154 ± 0.088 (0.088)	0.255 ± 0.092 (0.092)	0.328 ± 0.095 (0.095)	
-0.8	...	-0.7	0.103 ± 0.201 (0.201)	0.203 ± 0.095 (0.095)	0.518 ± 0.126 (0.126)	0.646 ± 0.131 (0.131)	
-0.7	...	-0.6	0.250 ± 0.234 (0.234)	0.539 ± 0.153 (0.153)	0.529 ± 0.143 (0.126)	0.625 ± 0.125 (0.125)	
-0.6	...	-0.5	0.183 ± 0.162 (0.162)	0.373 ± 0.187 (0.130)	0.430 ± 0.277 (0.125)	0.636 ± 0.209 (0.137)	
-0.5	...	-0.4	0.000 ± 0.192 (0.192)	0.606 ± 0.168 (0.168)	0.710 ± 0.159 (0.151)	0.400 ± 0.351 (0.106)	
-0.4	...	-0.3	0.234 ± 0.275 (0.275)	0.343 ± 0.153 (0.127)	0.720 ± 0.149 (0.149)	0.677 ± 0.153 (0.128)	
-0.3	...	-0.2	0.242 ± 0.286 (0.286)	0.668 ± 0.189 (0.189)	0.643 ± 0.157 (0.131)	0.364 ± 0.220 (0.097)	
-0.2	...	-0.1	0.305 ± 0.252 (0.252)	1.007 ± 0.240 (0.240)	0.341 ± 0.207 (0.100)	0.982 ± 0.156 (0.156)	
-0.1	...	0.0	0.036 ± 0.397 (0.397)	0.605 ± 0.186 (0.169)	0.635 ± 0.142 (0.142)	0.569 ± 0.113 (0.113)	
0.0	...	0.1	0.152 ± 0.238 (0.238)	0.475 ± 0.222 (0.153)	0.696 ± 0.182 (0.147)	0.914 ± 0.147 (0.147)	
0.1	...	0.2	0.239 ± 0.524 (0.167)	0.239 ± 0.310 (0.110)	0.485 ± 0.116 (0.113)	1.049 ± 0.199 (0.155)	
0.2	...	0.3	0.151 ± 0.205 (0.205)	0.390 ± 0.130 (0.130)	0.736 ± 0.168 (0.140)	0.839 ± 0.199 (0.136)	
0.3	...	0.4	0.321 ± 0.528 (0.528)	0.390 ± 0.137 (0.128)	0.587 ± 0.170 (0.119)	1.021 ± 0.216 (0.146)	
0.4	...	0.5	0.111 ± 0.414 (0.414)	0.292 ± 0.218 (0.111)	0.680 ± 0.224 (0.125)	1.115 ± 0.201 (0.152)	
0.5	...	0.6	0.000 ± 0.153 (0.153)	0.514 ± 0.221 (0.147)	0.754 ± 0.132 (0.132)	0.888 ± 0.197 (0.123)	
0.6	...	0.7	0.093 ± 0.139 (0.139)	0.456 ± 0.199 (0.128)	0.530 ± 0.175 (0.102)	0.920 ± 0.149 (0.124)	
0.7	...	0.8	0.000 ± 0.131 (0.131)	0.437 ± 0.107 (0.107)	0.550 ± 0.105 (0.105)	0.820 ± 0.114 (0.114)	
0.8	...	0.9	0.059 ± 0.082 (0.082)	0.184 ± 0.133 (0.081)	0.580 ± 0.109 (0.109)	0.802 ± 0.154 (0.124)	
0.9	...	1.0	0.416 ± 0.252 (0.252)	0.166 ± 0.191 (0.082)	0.349 ± 0.147 (0.107)	0.566 ± 0.120 (0.120)	
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			1. - 1.05	1.05 - 1.1	1.1 - 1.15	1.15 - 1.2	
-1.0	...	-0.9	0.331 ± 0.177 (0.128)	0.302 ± 0.165 (0.129)	0.074 ± 0.089 (0.089)	0.078 ± 0.091 (0.091)	
-0.9	...	-0.8	0.510 ± 0.180 (0.094)	0.399 ± 0.175 (0.079)	0.358 ± 0.084 (0.084)	0.231 ± 0.084 (0.068)	
-0.8	...	-0.7	0.590 ± 0.082 (0.082)	0.638 ± 0.088 (0.088)	0.558 ± 0.087 (0.084)	0.325 ± 0.075 (0.067)	
-0.7	...	-0.6	0.607 ± 0.092 (0.082)	0.522 ± 0.108 (0.073)	0.535 ± 0.136 (0.077)	0.488 ± 0.081 (0.071)	
-0.6	...	-0.5	0.719 ± 0.089 (0.089)	0.674 ± 0.093 (0.079)	0.596 ± 0.136 (0.077)	0.493 ± 0.091 (0.067)	
-0.5	...	-0.4	0.843 ± 0.221 (0.099)	0.864 ± 0.106 (0.090)	0.585 ± 0.133 (0.069)	0.582 ± 0.086 (0.069)	
-0.4	...	-0.3	0.784 ± 0.174 (0.090)	0.978 ± 0.169 (0.098)	0.523 ± 0.105 (0.064)	0.577 ± 0.065 (0.065)	
-0.3	...	-0.2	1.012 ± 0.121 (0.104)	0.918 ± 0.089 (0.089)	0.813 ± 0.129 (0.082)	0.641 ± 0.086 (0.070)	
-0.2	...	-0.1	1.002 ± 0.203 (0.103)	0.996 ± 0.143 (0.095)	0.833 ± 0.082 (0.082)	0.675 ± 0.069 (0.069)	
-0.1	...	0.0	0.861 ± 0.240 (0.094)	0.940 ± 0.273 (0.092)	0.991 ± 0.148 (0.088)	0.688 ± 0.140 (0.068)	
0.0	...	0.1	1.193 ± 0.237 (0.111)	1.365 ± 0.114 (0.114)	0.930 ± 0.085 (0.085)	0.925 ± 0.082 (0.082)	
0.1	...	0.2	0.998 ± 0.239 (0.098)	1.343 ± 0.140 (0.109)	1.230 ± 0.137 (0.100)	0.826 ± 0.164 (0.076)	
0.2	...	0.3	1.325 ± 0.111 (0.111)	1.248 ± 0.246 (0.101)	1.154 ± 0.088 (0.088)	1.158 ± 0.188 (0.086)	
0.3	...	0.4	1.219 ± 0.195 (0.098)	1.478 ± 0.104 (0.104)	1.333 ± 0.169 (0.097)	1.368 ± 0.092 (0.092)	
0.4	...	0.5	1.351 ± 0.101 (0.101)	1.459 ± 0.160 (0.102)	1.423 ± 0.100 (0.095)	1.478 ± 0.095 (0.093)	
0.5	...	0.6	1.297 ± 0.096 (0.096)	1.617 ± 0.103 (0.103)	1.606 ± 0.102 (0.102)	1.655 ± 0.139 (0.102)	
0.6	...	0.7	1.194 ± 0.093 (0.093)	1.697 ± 0.110 (0.110)	1.738 ± 0.225 (0.110)	1.799 ± 0.110 (0.110)	
0.7	...	0.8	1.180 ± 0.239 (0.096)	1.968 ± 0.124 (0.124)	1.977 ± 0.123 (0.123)	1.854 ± 0.117 (0.117)	
0.8	...	0.9	1.404 ± 0.111 (0.111)	1.769 ± 0.162 (0.127)	1.947 ± 0.142 (0.130)	1.672 ± 0.110 (0.110)	
0.9	...	1.0	1.033 ± 0.309 (0.123)	1.847 ± 0.212 (0.167)	1.686 ± 0.163 (0.154)	1.390 ± 0.162 (0.138)	

Tabelle A.1: Differenzieller Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  [ $\mu b$ ] der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für den Photonenenergiebereich  $0.9 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.2 \text{ GeV}$ .

Differenzieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$							
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			1.2 - 1.25	1.25 - 1.3	1.3 - 1.35	1.35 - 1.4	
-1.0	...	-0.9	0.135 ± 0.100 (0.082)	0.063 ± 0.095 (0.095)	0.210 ± 0.101 (0.101)	0.314 ± 0.245 (0.128)	
-0.9	...	-0.8	0.246 ± 0.062 (0.062)	0.225 ± 0.070 (0.061)	0.304 ± 0.112 (0.069)	0.480 ± 0.135 (0.089)	
-0.8	...	-0.7	0.393 ± 0.070 (0.070)	0.209 ± 0.052 (0.048)	0.414 ± 0.117 (0.071)	0.377 ± 0.066 (0.066)	
-0.7	...	-0.6	0.596 ± 0.077 (0.077)	0.525 ± 0.072 (0.072)	0.390 ± 0.132 (0.064)	0.585 ± 0.115 (0.078)	
-0.6	...	-0.5	0.513 ± 0.097 (0.066)	0.556 ± 0.073 (0.073)	0.680 ± 0.081 (0.080)	0.389 ± 0.088 (0.060)	
-0.5	...	-0.4	0.596 ± 0.080 (0.069)	0.629 ± 0.099 (0.073)	0.480 ± 0.063 (0.063)	0.513 ± 0.076 (0.067)	
-0.4	...	-0.3	0.674 ± 0.112 (0.070)	0.597 ± 0.067 (0.067)	0.601 ± 0.069 (0.068)	0.665 ± 0.104 (0.074)	
-0.3	...	-0.2	0.718 ± 0.108 (0.071)	0.657 ± 0.090 (0.066)	0.627 ± 0.115 (0.068)	0.684 ± 0.073 (0.073)	
-0.2	...	-0.1	0.768 ± 0.072 (0.072)	0.708 ± 0.070 (0.068)	0.546 ± 0.134 (0.059)	0.664 ± 0.068 (0.068)	
-0.1	...	0.0	0.838 ± 0.090 (0.074)	0.825 ± 0.074 (0.074)	0.875 ± 0.080 (0.080)	0.851 ± 0.081 (0.081)	
0.0	...	0.1	1.028 ± 0.191 (0.085)	0.903 ± 0.080 (0.080)	0.745 ± 0.131 (0.072)	0.805 ± 0.091 (0.078)	
0.1	...	0.2	0.979 ± 0.189 (0.079)	1.162 ± 0.146 (0.093)	1.197 ± 0.093 (0.093)	1.034 ± 0.086 (0.086)	
0.2	...	0.3	1.181 ± 0.114 (0.086)	1.317 ± 0.092 (0.092)	1.262 ± 0.208 (0.092)	0.993 ± 0.141 (0.079)	
0.3	...	0.4	1.031 ± 0.190 (0.077)	1.215 ± 0.109 (0.084)	1.217 ± 0.200 (0.088)	1.179 ± 0.229 (0.084)	
0.4	...	0.5	1.451 ± 0.194 (0.091)	1.342 ± 0.162 (0.089)	1.443 ± 0.105 (0.093)	1.481 ± 0.184 (0.099)	
0.5	...	0.6	1.597 ± 0.101 (0.101)	1.544 ± 0.151 (0.098)	1.378 ± 0.188 (0.094)	1.511 ± 0.249 (0.102)	
0.6	...	0.7	1.563 ± 0.132 (0.100)	1.616 ± 0.103 (0.103)	1.540 ± 0.155 (0.106)	1.648 ± 0.127 (0.113)	
0.7	...	0.8	1.663 ± 0.110 (0.110)	1.450 ± 0.101 (0.101)	1.434 ± 0.238 (0.104)	1.612 ± 0.149 (0.118)	
0.8	...	0.9	1.585 ± 0.112 (0.112)	1.401 ± 0.166 (0.106)	1.423 ± 0.247 (0.111)	1.639 ± 0.203 (0.127)	
0.9	...	1.0	0.919 ± 0.213 (0.107)	1.376 ± 0.188 (0.140)	1.261 ± 0.228 (0.140)	1.232 ± 0.233 (0.140)	
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			1.4 - 1.45	1.45 - 1.5	1.5 - 1.55	1.55 - 1.6	
-1.0	...	-0.9	0.197 ± 0.244 (0.118)	0.429 ± 0.134 (0.134)	0.215 ± 0.272 (0.104)	0.133 ± 0.220 (0.101)	
-0.9	...	-0.8	0.638 ± 0.095 (0.095)	0.506 ± 0.088 (0.088)	0.475 ± 0.099 (0.087)	0.448 ± 0.102 (0.082)	
-0.8	...	-0.7	0.450 ± 0.094 (0.074)	0.623 ± 0.089 (0.089)	0.477 ± 0.077 (0.077)	0.456 ± 0.076 (0.076)	
-0.7	...	-0.6	0.585 ± 0.081 (0.081)	0.409 ± 0.080 (0.067)	0.677 ± 0.115 (0.092)	0.395 ± 0.078 (0.068)	
-0.6	...	-0.5	0.666 ± 0.084 (0.084)	0.523 ± 0.073 (0.073)	0.404 ± 0.190 (0.068)	0.313 ± 0.058 (0.058)	
-0.5	...	-0.4	0.650 ± 0.080 (0.080)	0.574 ± 0.096 (0.072)	0.582 ± 0.131 (0.080)	0.468 ± 0.076 (0.072)	
-0.4	...	-0.3	0.547 ± 0.132 (0.070)	0.574 ± 0.106 (0.075)	0.473 ± 0.069 (0.069)	0.455 ± 0.074 (0.069)	
-0.3	...	-0.2	0.788 ± 0.098 (0.079)	0.514 ± 0.146 (0.064)	0.610 ± 0.076 (0.076)	0.447 ± 0.065 (0.065)	
-0.2	...	-0.1	0.741 ± 0.118 (0.075)	0.654 ± 0.072 (0.072)	0.480 ± 0.157 (0.063)	0.487 ± 0.067 (0.064)	
-0.1	...	0.0	0.856 ± 0.081 (0.081)	0.710 ± 0.075 (0.075)	0.564 ± 0.108 (0.065)	0.631 ± 0.074 (0.074)	
0.0	...	0.1	0.828 ± 0.081 (0.081)	0.620 ± 0.068 (0.068)	0.769 ± 0.082 (0.082)	0.724 ± 0.081 (0.081)	
0.1	...	0.2	0.830 ± 0.109 (0.077)	0.877 ± 0.082 (0.082)	0.822 ± 0.079 (0.079)	0.825 ± 0.175 (0.081)	
0.2	...	0.3	1.050 ± 0.083 (0.083)	0.964 ± 0.156 (0.079)	0.897 ± 0.143 (0.078)	0.942 ± 0.084 (0.084)	
0.3	...	0.4	1.098 ± 0.083 (0.083)	1.105 ± 0.124 (0.084)	0.899 ± 0.227 (0.075)	1.035 ± 0.086 (0.086)	
0.4	...	0.5	1.336 ± 0.192 (0.095)	1.273 ± 0.139 (0.094)	1.288 ± 0.094 (0.094)	1.196 ± 0.093 (0.093)	
0.5	...	0.6	1.541 ± 0.109 (0.107)	1.510 ± 0.158 (0.109)	1.377 ± 0.135 (0.105)	1.338 ± 0.261 (0.108)	
0.6	...	0.7	1.519 ± 0.152 (0.109)	1.484 ± 0.175 (0.111)	1.679 ± 0.127 (0.127)	1.305 ± 0.193 (0.107)	
0.7	...	0.8	1.446 ± 0.112 (0.112)	1.466 ± 0.173 (0.116)	1.643 ± 0.130 (0.130)	1.583 ± 0.226 (0.135)	
0.8	...	0.9	1.483 ± 0.201 (0.124)	1.650 ± 0.156 (0.136)	1.748 ± 0.159 (0.148)	1.694 ± 0.228 (0.149)	
0.9	...	1.0	1.113 ± 0.173 (0.132)	1.514 ± 0.244 (0.171)	1.420 ± 0.249 (0.165)	1.339 ± 0.195 (0.167)	

Tabelle A.2: Differenzieller Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  [ $\mu b$ ] der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für den Photonenenergiebereich  $1.2 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.6 \text{ GeV}$ .

Differenzieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$							
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			1.6 - 1.65	1.65 - 1.7	1.7 - 1.75	1.75 - 1.8	
-1.0	...	-0.9	0.362 ± 0.138 (0.127)	0.220 ± 0.202 (0.093)	0.274 ± 0.102 (0.102)	0.189 ± 0.108 (0.108)	
-0.9	...	-0.8	0.257 ± 0.126 (0.065)	0.310 ± 0.072 (0.072)	0.225 ± 0.064 (0.064)	0.226 ± 0.150 (0.068)	
-0.8	...	-0.7	0.317 ± 0.063 (0.063)	0.364 ± 0.071 (0.071)	0.423 ± 0.080 (0.080)	0.146 ± 0.048 (0.048)	
-0.7	...	-0.6	0.403 ± 0.071 (0.071)	0.400 ± 0.089 (0.073)	0.242 ± 0.070 (0.056)	0.288 ± 0.121 (0.066)	
-0.6	...	-0.5	0.377 ± 0.182 (0.068)	0.177 ± 0.106 (0.046)	0.150 ± 0.069 (0.046)	0.158 ± 0.047 (0.047)	
-0.5	...	-0.4	0.335 ± 0.096 (0.061)	0.279 ± 0.066 (0.058)	0.169 ± 0.046 (0.046)	0.105 ± 0.131 (0.044)	
-0.4	...	-0.3	0.226 ± 0.051 (0.051)	0.145 ± 0.050 (0.040)	0.306 ± 0.117 (0.062)	0.178 ± 0.050 (0.047)	
-0.3	...	-0.2	0.286 ± 0.052 (0.052)	0.263 ± 0.054 (0.054)	0.267 ± 0.056 (0.056)	0.218 ± 0.058 (0.050)	
-0.2	...	-0.1	0.298 ± 0.079 (0.050)	0.343 ± 0.136 (0.055)	0.242 ± 0.046 (0.046)	0.289 ± 0.054 (0.054)	
-0.1	...	0.0	0.456 ± 0.085 (0.062)	0.444 ± 0.063 (0.063)	0.249 ± 0.046 (0.046)	0.112 ± 0.170 (0.037)	
0.0	...	0.1	0.562 ± 0.181 (0.072)	0.522 ± 0.076 (0.071)	0.400 ± 0.063 (0.063)	0.254 ± 0.165 (0.048)	
0.1	...	0.2	0.766 ± 0.119 (0.078)	0.589 ± 0.078 (0.070)	0.581 ± 0.068 (0.068)	0.565 ± 0.069 (0.069)	
0.2	...	0.3	0.715 ± 0.120 (0.070)	0.809 ± 0.110 (0.077)	0.568 ± 0.178 (0.064)	0.537 ± 0.065 (0.065)	
0.3	...	0.4	1.017 ± 0.085 (0.085)	0.988 ± 0.086 (0.086)	0.882 ± 0.104 (0.084)	0.767 ± 0.137 (0.078)	
0.4	...	0.5	1.199 ± 0.172 (0.101)	1.151 ± 0.098 (0.098)	1.034 ± 0.151 (0.097)	1.029 ± 0.099 (0.099)	
0.5	...	0.6	1.420 ± 0.123 (0.112)	1.274 ± 0.111 (0.111)	1.376 ± 0.145 (0.119)	1.160 ± 0.229 (0.105)	
0.6	...	0.7	1.269 ± 0.109 (0.109)	1.109 ± 0.133 (0.104)	1.473 ± 0.129 (0.129)	1.252 ± 0.120 (0.120)	
0.7	...	0.8	1.358 ± 0.190 (0.124)	1.527 ± 0.135 (0.135)	1.487 ± 0.140 (0.140)	1.364 ± 0.173 (0.142)	
0.8	...	0.9	1.667 ± 0.277 (0.156)	1.733 ± 0.208 (0.163)	1.229 ± 0.351 (0.137)	1.502 ± 0.157 (0.157)	
0.9	...	1.0	1.545 ± 0.230 (0.188)	1.578 ± 0.359 (0.201)	1.214 ± 0.200 (0.175)	1.675 ± 0.222 (0.222)	
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			1.8 - 1.85	1.85 - 1.9	1.9 - 1.95	1.95 - 2.	
-1.0	...	-0.9	0.156 ± 0.108 (0.108)	0.244 ± 0.129 (0.129)	0.225 ± 0.119 (0.119)	0.251 ± 0.136 (0.136)	
-0.9	...	-0.8	0.222 ± 0.068 (0.068)	0.024 ± 0.035 (0.035)	0.137 ± 0.076 (0.057)	0.069 ± 0.045 (0.045)	
-0.8	...	-0.7	0.204 ± 0.060 (0.060)	0.098 ± 0.062 (0.047)	0.187 ± 0.058 (0.058)	0.072 ± 0.106 (0.036)	
-0.7	...	-0.6	0.139 ± 0.047 (0.045)	0.166 ± 0.050 (0.050)	0.136 ± 0.113 (0.053)	0.187 ± 0.058 (0.058)	
-0.6	...	-0.5	0.109 ± 0.072 (0.043)	0.139 ± 0.049 (0.047)	0.090 ± 0.038 (0.038)	0.129 ± 0.047 (0.047)	
-0.5	...	-0.4	0.102 ± 0.041 (0.037)	0.055 ± 0.041 (0.034)	0.089 ± 0.037 (0.037)	0.031 ± 0.034 (0.034)	
-0.4	...	-0.3	0.082 ± 0.074 (0.038)	0.099 ± 0.059 (0.044)	0.097 ± 0.053 (0.038)	0.187 ± 0.071 (0.057)	
-0.3	...	-0.2	0.099 ± 0.088 (0.034)	0.159 ± 0.105 (0.045)	0.120 ± 0.045 (0.042)	0.086 ± 0.134 (0.041)	
-0.2	...	-0.1	0.181 ± 0.075 (0.043)	0.098 ± 0.073 (0.033)	0.154 ± 0.042 (0.042)	0.165 ± 0.043 (0.043)	
-0.1	...	0.0	0.260 ± 0.051 (0.051)	0.251 ± 0.051 (0.051)	0.199 ± 0.047 (0.047)	0.127 ± 0.082 (0.038)	
0.0	...	0.1	0.451 ± 0.073 (0.067)	0.335 ± 0.057 (0.057)	0.221 ± 0.084 (0.047)	0.283 ± 0.054 (0.054)	
0.1	...	0.2	0.447 ± 0.063 (0.063)	0.350 ± 0.055 (0.055)	0.315 ± 0.114 (0.052)	0.211 ± 0.042 (0.042)	
0.2	...	0.3	0.637 ± 0.084 (0.070)	0.653 ± 0.074 (0.074)	0.377 ± 0.168 (0.057)	0.407 ± 0.058 (0.058)	
0.3	...	0.4	0.734 ± 0.123 (0.080)	0.707 ± 0.154 (0.083)	0.557 ± 0.072 (0.072)	0.666 ± 0.171 (0.082)	
0.4	...	0.5	0.928 ± 0.111 (0.092)	0.873 ± 0.131 (0.093)	0.973 ± 0.105 (0.105)	0.841 ± 0.096 (0.096)	
0.5	...	0.6	1.232 ± 0.153 (0.115)	1.311 ± 0.127 (0.127)	1.134 ± 0.163 (0.119)	0.913 ± 0.104 (0.104)	
0.6	...	0.7	1.350 ± 0.130 (0.130)	1.177 ± 0.123 (0.123)	1.258 ± 0.129 (0.129)	1.077 ± 0.138 (0.123)	
0.7	...	0.8	1.425 ± 0.234 (0.147)	1.631 ± 0.155 (0.155)	1.888 ± 0.181 (0.181)	1.783 ± 0.190 (0.190)	
0.8	...	0.9	1.357 ± 0.284 (0.157)	1.840 ± 0.199 (0.199)	1.545 ± 0.207 (0.180)	1.779 ± 0.224 (0.207)	
0.9	...	1.0	1.172 ± 0.386 (0.179)	1.140 ± 0.172 (0.172)	1.666 ± 0.237 (0.237)	1.563 ± 0.331 (0.235)	

Tabelle A.3: Differenzieller Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  [ $\mu b$ ] der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für den Photonenenergiebereich  $1.6 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.0 \text{ GeV}$ .

Differenzieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$				
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]			
	2.-2.05	2.05-2.1	2.1-2.15	2.15-2.2
-1.0 ... -0.9	0.097 ± 0.100 (0.100)	0.171 ± 0.136 (0.136)	0.000 ± 0.108 (0.108)	0.150 ± 0.121 (0.121)
-0.9 ... -0.8	0.064 ± 0.108 (0.051)	0.138 ± 0.056 (0.056)	0.180 ± 0.219 (0.074)	0.057 ± 0.068 (0.068)
-0.8 ... -0.7	0.123 ± 0.052 (0.052)	0.308 ± 0.084 (0.084)	0.150 ± 0.089 (0.076)	0.167 ± 0.151 (0.076)
-0.7 ... -0.6	0.090 ± 0.051 (0.051)	0.176 ± 0.061 (0.061)	0.115 ± 0.059 (0.059)	0.156 ± 0.071 (0.062)
-0.6 ... -0.5	0.110 ± 0.135 (0.044)	0.123 ± 0.047 (0.047)	0.094 ± 0.050 (0.050)	0.027 ± 0.040 (0.040)
-0.5 ... -0.4	0.123 ± 0.050 (0.050)	0.088 ± 0.043 (0.043)	0.085 ± 0.052 (0.049)	0.066 ± 0.086 (0.049)
-0.4 ... -0.3	0.160 ± 0.061 (0.052)	0.098 ± 0.058 (0.042)	0.052 ± 0.041 (0.041)	0.145 ± 0.057 (0.057)
-0.3 ... -0.2	0.079 ± 0.057 (0.040)	0.097 ± 0.052 (0.037)	0.212 ± 0.059 (0.059)	0.093 ± 0.046 (0.046)
-0.2 ... -0.1	0.194 ± 0.048 (0.048)	0.074 ± 0.062 (0.036)	0.202 ± 0.052 (0.052)	0.052 ± 0.051 (0.034)
-0.1 ... 0.0	0.131 ± 0.044 (0.039)	0.157 ± 0.047 (0.042)	0.078 ± 0.121 (0.036)	0.065 ± 0.031 (0.031)
0.0 ... 0.1	0.224 ± 0.067 (0.050)	0.208 ± 0.047 (0.047)	0.146 ± 0.098 (0.043)	0.258 ± 0.057 (0.057)
0.1 ... 0.2	0.268 ± 0.070 (0.049)	0.332 ± 0.096 (0.055)	0.183 ± 0.073 (0.042)	0.286 ± 0.052 (0.052)
0.2 ... 0.3	0.365 ± 0.057 (0.057)	0.385 ± 0.079 (0.059)	0.394 ± 0.062 (0.062)	0.402 ± 0.066 (0.066)
0.3 ... 0.4	0.627 ± 0.079 (0.079)	0.556 ± 0.077 (0.077)	0.488 ± 0.168 (0.073)	0.419 ± 0.070 (0.070)
0.4 ... 0.5	0.860 ± 0.101 (0.101)	0.739 ± 0.096 (0.096)	0.739 ± 0.144 (0.099)	0.538 ± 0.086 (0.086)
0.5 ... 0.6	1.263 ± 0.135 (0.135)	0.822 ± 0.187 (0.103)	0.984 ± 0.233 (0.124)	0.851 ± 0.116 (0.116)
0.6 ... 0.7	1.189 ± 0.179 (0.138)	1.083 ± 0.130 (0.130)	1.207 ± 0.488 (0.148)	1.186 ± 0.234 (0.148)
0.7 ... 0.8	1.331 ± 0.158 (0.158)	1.213 ± 0.153 (0.153)	1.363 ± 0.219 (0.176)	1.646 ± 0.782 (0.205)
0.8 ... 0.9	1.675 ± 0.207 (0.207)	1.472 ± 0.216 (0.200)	1.702 ± 0.285 (0.215)	1.796 ± 0.233 (0.233)
0.9 ... 1.0	1.340 ± 0.360 (0.219)	1.468 ± 0.234 (0.234)	1.150 ± 0.233 (0.222)	1.602 ± 0.311 (0.265)
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]			
	2.2-2.25	2.25-2.3	2.3-2.35	2.35-2.4
-1.0 ... -0.9	0.000 ± 0.158 (0.158)	0.094 ± 0.137 (0.137)	0.083 ± 0.150 (0.150)	0.241 ± 0.192 (0.192)
-0.9 ... -0.8	0.075 ± 0.058 (0.058)	0.059 ± 0.078 (0.078)	0.111 ± 0.078 (0.078)	0.104 ± 0.072 (0.072)
-0.8 ... -0.7	0.128 ± 0.070 (0.065)	0.080 ± 0.081 (0.081)	0.042 ± 0.052 (0.052)	0.195 ± 0.089 (0.089)
-0.7 ... -0.6	0.071 ± 0.060 (0.060)	0.059 ± 0.072 (0.072)	0.146 ± 0.066 (0.066)	0.167 ± 0.146 (0.082)
-0.6 ... -0.5	0.094 ± 0.050 (0.050)	0.124 ± 0.074 (0.071)	0.070 ± 0.085 (0.059)	0.102 ± 0.067 (0.062)
-0.5 ... -0.4	0.041 ± 0.065 (0.038)	0.048 ± 0.049 (0.049)	0.028 ± 0.050 (0.050)	0.065 ± 0.060 (0.060)
-0.4 ... -0.3	0.108 ± 0.050 (0.050)	0.059 ± 0.053 (0.053)	0.069 ± 0.050 (0.044)	0.053 ± 0.049 (0.049)
-0.3 ... -0.2	0.055 ± 0.088 (0.034)	0.107 ± 0.090 (0.057)	0.066 ± 0.052 (0.039)	0.069 ± 0.044 (0.044)
-0.2 ... -0.1	0.095 ± 0.036 (0.036)	0.106 ± 0.039 (0.039)	0.055 ± 0.032 (0.032)	0.068 ± 0.042 (0.042)
-0.1 ... 0.0	0.102 ± 0.064 (0.037)	0.044 ± 0.031 (0.031)	0.095 ± 0.056 (0.040)	0.067 ± 0.041 (0.041)
0.0 ... 0.1	0.161 ± 0.050 (0.042)	0.110 ± 0.040 (0.035)	0.092 ± 0.033 (0.033)	0.022 ± 0.026 (0.026)
0.1 ... 0.2	0.193 ± 0.043 (0.043)	0.194 ± 0.046 (0.046)	0.050 ± 0.023 (0.023)	0.166 ± 0.110 (0.042)
0.2 ... 0.3	0.359 ± 0.073 (0.061)	0.231 ± 0.070 (0.050)	0.228 ± 0.142 (0.049)	0.118 ± 0.093 (0.037)
0.3 ... 0.4	0.190 ± 0.043 (0.043)	0.257 ± 0.055 (0.055)	0.283 ± 0.060 (0.060)	0.301 ± 0.117 (0.060)
0.4 ... 0.5	0.391 ± 0.110 (0.075)	0.387 ± 0.096 (0.077)	0.672 ± 0.102 (0.102)	0.476 ± 0.159 (0.089)
0.5 ... 0.6	0.622 ± 0.099 (0.099)	0.871 ± 0.123 (0.123)	0.643 ± 0.105 (0.105)	0.781 ± 0.124 (0.124)
0.6 ... 0.7	1.056 ± 0.136 (0.136)	0.817 ± 0.181 (0.129)	0.768 ± 0.293 (0.127)	0.869 ± 0.135 (0.135)
0.7 ... 0.8	1.224 ± 0.236 (0.170)	1.583 ± 0.207 (0.207)	1.280 ± 0.224 (0.181)	1.392 ± 0.206 (0.206)
0.8 ... 0.9	1.768 ± 0.239 (0.239)	1.586 ± 0.233 (0.233)	1.883 ± 0.374 (0.253)	1.433 ± 0.231 (0.231)
0.9 ... 1.0	1.760 ± 0.316 (0.300)	0.912 ± 0.410 (0.199)	1.610 ± 0.462 (0.287)	1.364 ± 0.344 (0.278)

Tabelle A.4: Differenzieller Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  [ $\mu b$ ] der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für den Photonenenergiebereich  $2.0 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.4 \text{ GeV}$ .

Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$						
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]			
			2.4 - 2.45	2.45 - 2.5	2.5 - 2.55	2.55 - 2.6
-1.0	...	-0.9	0.175 ± 0.252 (0.252)	0.000 ± 0.199 (0.199)	0.095 ± 0.305 (0.305)	0.165 ± 0.366 (0.366)
-0.9	...	-0.8	0.000 ± 0.069 (0.069)	0.000 ± 0.092 (0.092)	0.134 ± 0.130 (0.130)	0.000 ± 0.107 (0.107)
-0.8	...	-0.7	0.022 ± 0.068 (0.068)	0.101 ± 0.089 (0.089)	0.129 ± 0.107 (0.107)	0.000 ± 0.120 (0.120)
-0.7	...	-0.6	0.026 ± 0.077 (0.077)	0.020 ± 0.075 (0.075)	0.033 ± 0.086 (0.086)	0.104 ± 0.089 (0.089)
-0.6	...	-0.5	0.052 ± 0.070 (0.070)	0.022 ± 0.069 (0.069)	0.000 ± 0.072 (0.072)	0.038 ± 0.102 (0.102)
-0.5	...	-0.4	0.040 ± 0.052 (0.052)	0.022 ± 0.061 (0.061)	0.110 ± 0.102 (0.102)	0.083 ± 0.097 (0.097)
-0.4	...	-0.3	0.033 ± 0.044 (0.044)	0.092 ± 0.058 (0.058)	0.000 ± 0.074 (0.074)	0.000 ± 0.072 (0.072)
-0.3	...	-0.2	0.082 ± 0.053 (0.053)	0.147 ± 0.081 (0.081)	0.000 ± 0.050 (0.050)	0.111 ± 0.142 (0.070)
-0.2	...	-0.1	0.083 ± 0.041 (0.041)	0.031 ± 0.037 (0.037)	0.127 ± 0.075 (0.059)	0.116 ± 0.067 (0.067)
-0.1	...	0.0	0.044 ± 0.034 (0.034)	0.042 ± 0.037 (0.037)	0.079 ± 0.051 (0.051)	0.000 ± 0.042 (0.042)
0.0	...	0.1	0.089 ± 0.065 (0.035)	0.074 ± 0.041 (0.041)	0.069 ± 0.043 (0.043)	0.037 ± 0.032 (0.032)
0.1	...	0.2	0.047 ± 0.028 (0.028)	0.095 ± 0.061 (0.044)	0.136 ± 0.047 (0.047)	0.060 ± 0.034 (0.034)
0.2	...	0.3	0.113 ± 0.036 (0.036)	0.253 ± 0.063 (0.063)	0.054 ± 0.043 (0.032)	0.083 ± 0.045 (0.045)
0.3	...	0.4	0.224 ± 0.055 (0.055)	0.150 ± 0.077 (0.052)	0.281 ± 0.089 (0.079)	0.188 ± 0.066 (0.066)
0.4	...	0.5	0.206 ± 0.104 (0.058)	0.201 ± 0.112 (0.066)	0.378 ± 0.100 (0.100)	0.429 ± 0.111 (0.111)
0.5	...	0.6	0.561 ± 0.107 (0.102)	0.803 ± 0.159 (0.159)	0.670 ± 0.142 (0.142)	0.430 ± 0.119 (0.119)
0.6	...	0.7	0.671 ± 0.322 (0.119)	1.078 ± 0.196 (0.196)	0.783 ± 0.436 (0.167)	1.032 ± 0.358 (0.216)
0.7	...	0.8	1.083 ± 0.277 (0.174)	1.873 ± 0.517 (0.324)	1.077 ± 0.615 (0.234)	0.998 ± 0.234 (0.234)
0.8	...	0.9	1.394 ± 0.776 (0.236)	1.174 ± 0.256 (0.256)	0.988 ± 0.553 (0.278)	1.256 ± 0.281 (0.281)
0.9	...	1.0	1.647 ± 0.668 (0.432)	1.280 ± 0.324 (0.324)	1.833 ± 0.458 (0.458)	0.470 ± 0.780 (0.214)

Tabelle A.5: Differentieller Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  [ $\mu b$ ] der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für den Photonenenergiebereich  $2.4 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ .

Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$							
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			1.05 - 1.075	1.075 - 1.1	1.1 - 1.125	1.125 - 1.15	
-1.0	...	-0.9	0.133 ± 0.115 (0.106)	0.104 ± 0.081 (0.081)	0.149 ± 0.073 (0.073)	0.369 ± 0.114 (0.114)	
-0.9	...	-0.8	0.106 ± 0.099 (0.071)	0.092 ± 0.100 (0.057)	0.079 ± 0.046 (0.046)	0.186 ± 0.100 (0.069)	
-0.8	...	-0.7	0.029 ± 0.052 (0.052)	0.176 ± 0.060 (0.060)	0.201 ± 0.076 (0.060)	0.266 ± 0.074 (0.074)	
-0.7	...	-0.6	0.160 ± 0.078 (0.078)	0.183 ± 0.059 (0.059)	0.277 ± 0.118 (0.070)	0.312 ± 0.076 (0.076)	
-0.6	...	-0.5	0.207 ± 0.096 (0.096)	0.192 ± 0.061 (0.061)	0.276 ± 0.069 (0.069)	0.225 ± 0.126 (0.064)	
-0.5	...	-0.4	0.106 ± 0.088 (0.075)	0.223 ± 0.096 (0.068)	0.162 ± 0.070 (0.052)	0.321 ± 0.077 (0.071)	
-0.4	...	-0.3	0.186 ± 0.081 (0.081)	0.179 ± 0.074 (0.062)	0.286 ± 0.111 (0.073)	0.441 ± 0.086 (0.086)	
-0.3	...	-0.2	0.310 ± 0.130 (0.120)	0.285 ± 0.082 (0.082)	0.366 ± 0.079 (0.079)	0.418 ± 0.157 (0.082)	
-0.2	...	-0.1	0.229 ± 0.101 (0.101)	0.221 ± 0.107 (0.068)	0.346 ± 0.098 (0.076)	0.390 ± 0.103 (0.078)	
-0.1	...	0.0	0.198 ± 0.128 (0.088)	0.268 ± 0.110 (0.073)	0.423 ± 0.082 (0.082)	0.376 ± 0.139 (0.072)	
0.0	...	0.1	0.191 ± 0.150 (0.078)	0.323 ± 0.082 (0.082)	0.244 ± 0.063 (0.063)	0.467 ± 0.136 (0.081)	
0.1	...	0.2	0.272 ± 0.102 (0.102)	0.312 ± 0.080 (0.080)	0.394 ± 0.078 (0.078)	0.444 ± 0.159 (0.078)	
0.2	...	0.3	0.199 ± 0.086 (0.086)	0.514 ± 0.101 (0.101)	0.417 ± 0.123 (0.082)	0.575 ± 0.086 (0.086)	
0.3	...	0.4	0.361 ± 0.110 (0.110)	0.256 ± 0.165 (0.068)	0.524 ± 0.085 (0.085)	0.592 ± 0.085 (0.085)	
0.4	...	0.5	0.071 ± 0.057 (0.057)	0.423 ± 0.086 (0.086)	0.556 ± 0.089 (0.089)	0.523 ± 0.076 (0.074)	
0.5	...	0.6	0.101 ± 0.146 (0.061)	0.245 ± 0.107 (0.069)	0.344 ± 0.105 (0.067)	0.466 ± 0.074 (0.074)	
0.6	...	0.7	0.237 ± 0.121 (0.080)	0.469 ± 0.086 (0.086)	0.422 ± 0.074 (0.074)	0.422 ± 0.070 (0.070)	
0.7	...	0.8	0.144 ± 0.142 (0.068)	0.240 ± 0.057 (0.057)	0.435 ± 0.076 (0.076)	0.508 ± 0.128 (0.079)	
0.8	...	0.9	0.190 ± 0.069 (0.069)	0.197 ± 0.093 (0.056)	0.539 ± 0.098 (0.090)	0.487 ± 0.097 (0.082)	
0.9	...	1.0	0.124 ± 0.088 (0.088)	0.288 ± 0.104 (0.087)	0.284 ± 0.075 (0.075)	0.282 ± 0.221 (0.075)	
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			1.15 - 1.2	1.2 - 1.25	1.25 - 1.3	1.3 - 1.35	
-1.0	...	-0.9	0.132 ± 0.071 (0.050)	0.442 ± 0.108 (0.108)	0.353 ± 0.162 (0.114)	0.350 ± 0.141 (0.115)	
-0.9	...	-0.8	0.206 ± 0.048 (0.047)	0.253 ± 0.070 (0.055)	0.391 ± 0.074 (0.074)	0.333 ± 0.073 (0.073)	
-0.8	...	-0.7	0.102 ± 0.037 (0.030)	0.192 ± 0.103 (0.043)	0.270 ± 0.126 (0.053)	0.502 ± 0.081 (0.081)	
-0.7	...	-0.6	0.273 ± 0.047 (0.047)	0.359 ± 0.053 (0.053)	0.392 ± 0.115 (0.059)	0.385 ± 0.078 (0.060)	
-0.6	...	-0.5	0.385 ± 0.055 (0.055)	0.348 ± 0.048 (0.048)	0.467 ± 0.069 (0.061)	0.481 ± 0.178 (0.064)	
-0.5	...	-0.4	0.428 ± 0.056 (0.056)	0.572 ± 0.063 (0.063)	0.422 ± 0.140 (0.052)	0.623 ± 0.111 (0.066)	
-0.4	...	-0.3	0.367 ± 0.094 (0.050)	0.578 ± 0.062 (0.062)	0.593 ± 0.163 (0.062)	0.708 ± 0.069 (0.069)	
-0.3	...	-0.2	0.474 ± 0.056 (0.056)	0.631 ± 0.144 (0.063)	0.777 ± 0.070 (0.070)	0.837 ± 0.073 (0.073)	
-0.2	...	-0.1	0.457 ± 0.119 (0.055)	0.680 ± 0.064 (0.064)	0.768 ± 0.139 (0.068)	0.979 ± 0.080 (0.077)	
-0.1	...	0.0	0.582 ± 0.061 (0.061)	0.760 ± 0.069 (0.067)	0.986 ± 0.219 (0.076)	1.115 ± 0.181 (0.084)	
0.0	...	0.1	0.676 ± 0.069 (0.065)	0.891 ± 0.141 (0.072)	0.990 ± 0.075 (0.075)	1.260 ± 0.174 (0.089)	
0.1	...	0.2	0.727 ± 0.085 (0.065)	0.930 ± 0.094 (0.073)	0.972 ± 0.134 (0.074)	1.449 ± 0.114 (0.094)	
0.2	...	0.3	0.645 ± 0.138 (0.060)	0.844 ± 0.076 (0.066)	0.948 ± 0.129 (0.070)	1.365 ± 0.088 (0.088)	
0.3	...	0.4	0.772 ± 0.088 (0.063)	0.903 ± 0.160 (0.067)	1.085 ± 0.188 (0.072)	1.326 ± 0.095 (0.084)	
0.4	...	0.5	0.630 ± 0.102 (0.055)	0.881 ± 0.066 (0.066)	1.203 ± 0.113 (0.077)	1.406 ± 0.120 (0.084)	
0.5	...	0.6	0.662 ± 0.155 (0.057)	0.899 ± 0.068 (0.068)	1.269 ± 0.137 (0.082)	1.332 ± 0.147 (0.083)	
0.6	...	0.7	0.790 ± 0.066 (0.066)	0.763 ± 0.063 (0.063)	0.974 ± 0.083 (0.070)	1.361 ± 0.108 (0.088)	
0.7	...	0.8	0.733 ± 0.065 (0.065)	0.862 ± 0.090 (0.068)	0.969 ± 0.085 (0.072)	1.246 ± 0.107 (0.087)	
0.8	...	0.9	0.659 ± 0.069 (0.064)	0.733 ± 0.102 (0.066)	0.922 ± 0.135 (0.075)	1.119 ± 0.111 (0.085)	
0.9	...	1.0	0.570 ± 0.093 (0.074)	0.768 ± 0.145 (0.085)	0.627 ± 0.093 (0.076)	0.706 ± 0.081 (0.081)	

Tabelle A.6: Differentieller Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  [ $\mu b$ ] der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für den Photonenergiebereich  $1.05 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.35 \text{ GeV}$ .

Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$							
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			1.35 - 1.4	1.4 - 1.45	1.45 - 1.5	1.5 - 1.55	
-1.0	...	-0.9	0.252 ± 0.104 (0.104)	0.600 ± 0.159 (0.159)	0.577 ± 0.167 (0.167)	0.127 ± 0.149 (0.078)	
-0.9	...	-0.8	0.214 ± 0.144 (0.062)	0.333 ± 0.080 (0.080)	0.191 ± 0.126 (0.065)	0.226 ± 0.063 (0.063)	
-0.8	...	-0.7	0.388 ± 0.088 (0.071)	0.396 ± 0.071 (0.071)	0.270 ± 0.059 (0.059)	0.156 ± 0.090 (0.044)	
-0.7	...	-0.6	0.419 ± 0.140 (0.066)	0.564 ± 0.149 (0.080)	0.407 ± 0.107 (0.069)	0.335 ± 0.063 (0.063)	
-0.6	...	-0.5	0.578 ± 0.074 (0.074)	0.608 ± 0.076 (0.076)	0.570 ± 0.078 (0.078)	0.522 ± 0.073 (0.073)	
-0.5	...	-0.4	0.753 ± 0.220 (0.078)	0.592 ± 0.365 (0.072)	0.743 ± 0.081 (0.081)	0.647 ± 0.078 (0.078)	
-0.4	...	-0.3	0.892 ± 0.079 (0.079)	1.028 ± 0.088 (0.088)	0.944 ± 0.087 (0.087)	0.789 ± 0.185 (0.083)	
-0.3	...	-0.2	0.990 ± 0.150 (0.081)	1.234 ± 0.097 (0.097)	1.241 ± 0.098 (0.098)	0.896 ± 0.082 (0.082)	
-0.2	...	-0.1	1.224 ± 0.106 (0.090)	1.343 ± 0.096 (0.096)	1.222 ± 0.221 (0.093)	1.117 ± 0.131 (0.093)	
-0.1	...	0.0	1.496 ± 0.167 (0.101)	1.475 ± 0.195 (0.100)	1.351 ± 0.114 (0.097)	1.083 ± 0.135 (0.090)	
0.0	...	0.1	1.477 ± 0.168 (0.099)	1.526 ± 0.296 (0.103)	1.590 ± 0.140 (0.109)	1.586 ± 0.225 (0.112)	
0.1	...	0.2	1.431 ± 0.160 (0.094)	1.630 ± 0.104 (0.104)	1.583 ± 0.101 (0.100)	1.532 ± 0.105 (0.105)	
0.2	...	0.3	1.699 ± 0.186 (0.099)	1.578 ± 0.196 (0.096)	1.660 ± 0.102 (0.102)	1.392 ± 0.093 (0.093)	
0.3	...	0.4	1.536 ± 0.092 (0.092)	1.729 ± 0.139 (0.102)	1.483 ± 0.097 (0.094)	1.456 ± 0.135 (0.094)	
0.4	...	0.5	1.604 ± 0.093 (0.093)	1.712 ± 0.199 (0.101)	1.566 ± 0.126 (0.097)	1.493 ± 0.159 (0.098)	
0.5	...	0.6	1.632 ± 0.123 (0.099)	1.635 ± 0.100 (0.100)	1.625 ± 0.176 (0.099)	1.415 ± 0.101 (0.095)	
0.6	...	0.7	1.514 ± 0.163 (0.093)	1.666 ± 0.182 (0.104)	1.709 ± 0.108 (0.108)	1.523 ± 0.112 (0.105)	
0.7	...	0.8	1.405 ± 0.182 (0.096)	1.454 ± 0.186 (0.101)	1.302 ± 0.114 (0.097)	1.320 ± 0.225 (0.101)	
0.8	...	0.9	1.296 ± 0.122 (0.100)	1.148 ± 0.175 (0.094)	1.301 ± 0.120 (0.102)	1.169 ± 0.218 (0.100)	
0.9	...	1.0	1.127 ± 0.228 (0.113)	1.021 ± 0.105 (0.105)	0.778 ± 0.121 (0.094)	0.777 ± 0.099 (0.099)	
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			1.55 - 1.6	1.6 - 1.65	1.65 - 1.7	1.7 - 1.75	
-1.0	...	-0.9	0.192 ± 0.103 (0.103)	0.379 ± 0.139 (0.139)	0.147 ± 0.091 (0.091)	0.117 ± 0.096 (0.096)	
-0.9	...	-0.8	0.282 ± 0.075 (0.072)	0.194 ± 0.059 (0.059)	0.177 ± 0.055 (0.055)	0.142 ± 0.051 (0.051)	
-0.8	...	-0.7	0.227 ± 0.092 (0.058)	0.141 ± 0.046 (0.046)	0.152 ± 0.047 (0.047)	0.284 ± 0.066 (0.066)	
-0.7	...	-0.6	0.238 ± 0.052 (0.052)	0.205 ± 0.051 (0.051)	0.150 ± 0.077 (0.043)	0.119 ± 0.058 (0.040)	
-0.6	...	-0.5	0.428 ± 0.067 (0.067)	0.329 ± 0.065 (0.065)	0.143 ± 0.083 (0.046)	0.312 ± 0.067 (0.064)	
-0.5	...	-0.4	0.583 ± 0.078 (0.078)	0.375 ± 0.063 (0.063)	0.363 ± 0.063 (0.063)	0.220 ± 0.082 (0.050)	
-0.4	...	-0.3	0.601 ± 0.103 (0.073)	0.396 ± 0.086 (0.062)	0.417 ± 0.063 (0.063)	0.435 ± 0.114 (0.069)	
-0.3	...	-0.2	0.943 ± 0.114 (0.091)	0.649 ± 0.113 (0.074)	0.483 ± 0.127 (0.065)	0.555 ± 0.149 (0.071)	
-0.2	...	-0.1	0.980 ± 0.224 (0.087)	0.890 ± 0.094 (0.086)	0.825 ± 0.086 (0.086)	0.405 ± 0.083 (0.058)	
-0.1	...	0.0	1.103 ± 0.093 (0.093)	0.939 ± 0.108 (0.087)	0.771 ± 0.137 (0.080)	0.662 ± 0.074 (0.074)	
0.0	...	0.1	1.287 ± 0.105 (0.098)	0.888 ± 0.105 (0.084)	0.895 ± 0.146 (0.086)	0.794 ± 0.080 (0.080)	
0.1	...	0.2	1.196 ± 0.090 (0.090)	1.109 ± 0.089 (0.088)	0.961 ± 0.089 (0.082)	0.807 ± 0.108 (0.076)	
0.2	...	0.3	1.394 ± 0.112 (0.095)	1.241 ± 0.147 (0.090)	1.131 ± 0.114 (0.088)	0.875 ± 0.075 (0.075)	
0.3	...	0.4	1.417 ± 0.195 (0.096)	1.375 ± 0.095 (0.095)	1.242 ± 0.091 (0.091)	1.320 ± 0.098 (0.098)	
0.4	...	0.5	1.347 ± 0.093 (0.093)	1.287 ± 0.097 (0.093)	1.230 ± 0.131 (0.093)	1.057 ± 0.167 (0.088)	
0.5	...	0.6	1.642 ± 0.126 (0.110)	1.272 ± 0.183 (0.095)	1.438 ± 0.116 (0.104)	1.205 ± 0.106 (0.095)	
0.6	...	0.7	1.465 ± 0.104 (0.104)	1.279 ± 0.102 (0.102)	1.408 ± 0.107 (0.107)	1.313 ± 0.105 (0.105)	
0.7	...	0.8	1.282 ± 0.100 (0.100)	1.227 ± 0.102 (0.101)	1.510 ± 0.146 (0.119)	1.583 ± 0.178 (0.124)	
0.8	...	0.9	1.266 ± 0.136 (0.107)	1.614 ± 0.219 (0.128)	1.146 ± 0.108 (0.108)	1.511 ± 0.266 (0.129)	
0.9	...	1.0	0.937 ± 0.119 (0.110)	1.072 ± 0.125 (0.125)	1.146 ± 0.141 (0.135)	1.277 ± 0.140 (0.140)	

Tabelle A.7: Differentieller Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  [ $\mu b$ ] der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für den Photonenergiebereich  $1.35 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.75 \text{ GeV}$ .

Differenzieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$				
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]			
	1.75 - 1.8	1.8 - 1.85	1.85 - 1.9	1.9 - 1.95
-1.0 ... -0.9	0.197 ± 0.121 (0.121)	0.221 ± 0.117 (0.117)	0.289 ± 0.134 (0.134)	0.265 ± 0.207 (0.150)
-0.9 ... -0.8	0.369 ± 0.086 (0.086)	0.173 ± 0.059 (0.059)	0.202 ± 0.073 (0.065)	0.075 ± 0.049 (0.049)
-0.8 ... -0.7	0.094 ± 0.048 (0.044)	0.212 ± 0.060 (0.060)	0.161 ± 0.075 (0.056)	0.095 ± 0.100 (0.046)
-0.7 ... -0.6	0.186 ± 0.053 (0.053)	0.040 ± 0.032 (0.032)	0.055 ± 0.032 (0.032)	0.082 ± 0.077 (0.043)
-0.6 ... -0.5	0.187 ± 0.051 (0.051)	0.165 ± 0.134 (0.049)	0.111 ± 0.039 (0.039)	0.080 ± 0.063 (0.042)
-0.5 ... -0.4	0.102 ± 0.035 (0.035)	0.252 ± 0.057 (0.057)	0.087 ± 0.071 (0.040)	0.182 ± 0.050 (0.050)
-0.4 ... -0.3	0.292 ± 0.056 (0.056)	0.236 ± 0.052 (0.052)	0.166 ± 0.044 (0.044)	0.203 ± 0.079 (0.052)
-0.3 ... -0.2	0.394 ± 0.074 (0.063)	0.326 ± 0.058 (0.058)	0.260 ± 0.052 (0.051)	0.299 ± 0.104 (0.058)
-0.2 ... -0.1	0.428 ± 0.061 (0.061)	0.372 ± 0.059 (0.059)	0.306 ± 0.086 (0.055)	0.376 ± 0.061 (0.061)
-0.1 ... 0.0	0.722 ± 0.082 (0.082)	0.588 ± 0.075 (0.075)	0.501 ± 0.077 (0.071)	0.414 ± 0.066 (0.066)
0.0 ... 0.1	0.793 ± 0.083 (0.083)	0.724 ± 0.082 (0.082)	0.630 ± 0.103 (0.074)	0.530 ± 0.071 (0.071)
0.1 ... 0.2	0.879 ± 0.098 (0.084)	0.745 ± 0.117 (0.074)	0.663 ± 0.071 (0.071)	0.708 ± 0.076 (0.076)
0.2 ... 0.3	0.843 ± 0.150 (0.078)	1.002 ± 0.144 (0.087)	0.961 ± 0.110 (0.087)	0.831 ± 0.097 (0.080)
0.3 ... 0.4	1.179 ± 0.123 (0.093)	1.052 ± 0.089 (0.089)	1.033 ± 0.119 (0.092)	0.858 ± 0.079 (0.079)
0.4 ... 0.5	1.286 ± 0.101 (0.101)	1.212 ± 0.105 (0.099)	0.986 ± 0.087 (0.087)	1.280 ± 0.169 (0.105)
0.5 ... 0.6	1.279 ± 0.103 (0.103)	1.246 ± 0.104 (0.104)	1.389 ± 0.110 (0.110)	1.151 ± 0.128 (0.105)
0.6 ... 0.7	1.279 ± 0.128 (0.105)	1.269 ± 0.200 (0.110)	1.535 ± 0.133 (0.122)	1.278 ± 0.145 (0.115)
0.7 ... 0.8	1.395 ± 0.119 (0.119)	1.691 ± 0.245 (0.138)	1.878 ± 0.151 (0.151)	1.215 ± 0.120 (0.118)
0.8 ... 0.9	1.439 ± 0.167 (0.132)	1.496 ± 0.135 (0.135)	1.625 ± 0.150 (0.150)	1.479 ± 0.142 (0.142)
0.9 ... 1.0	1.302 ± 0.228 (0.155)	1.081 ± 0.165 (0.141)	1.096 ± 0.223 (0.149)	1.010 ± 0.196 (0.147)
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]			
	1.95 - 2.	2. - 2.05	2.05 - 2.1	2.1 - 2.15
-1.0 ... -0.9	0.159 ± 0.119 (0.119)	0.077 ± 0.115 (0.115)	0.221 ± 0.254 (0.139)	0.100 ± 0.166 (0.110)
-0.9 ... -0.8	0.062 ± 0.053 (0.053)	0.146 ± 0.111 (0.077)	0.130 ± 0.066 (0.064)	0.066 ± 0.066 (0.066)
-0.8 ... -0.7	0.257 ± 0.067 (0.067)	0.142 ± 0.162 (0.060)	0.228 ± 0.072 (0.072)	0.164 ± 0.062 (0.062)
-0.7 ... -0.6	0.229 ± 0.062 (0.062)	0.175 ± 0.057 (0.057)	0.184 ± 0.081 (0.059)	0.104 ± 0.046 (0.046)
-0.6 ... -0.5	0.217 ± 0.061 (0.061)	0.135 ± 0.065 (0.056)	0.087 ± 0.059 (0.043)	0.146 ± 0.143 (0.053)
-0.5 ... -0.4	0.093 ± 0.047 (0.041)	0.215 ± 0.059 (0.059)	0.081 ± 0.049 (0.042)	0.107 ± 0.071 (0.047)
-0.4 ... -0.3	0.242 ± 0.084 (0.057)	0.216 ± 0.077 (0.058)	0.276 ± 0.063 (0.063)	0.187 ± 0.056 (0.056)
-0.3 ... -0.2	0.198 ± 0.057 (0.048)	0.129 ± 0.091 (0.041)	0.079 ± 0.152 (0.037)	0.183 ± 0.097 (0.051)
-0.2 ... -0.1	0.304 ± 0.063 (0.056)	0.338 ± 0.091 (0.062)	0.240 ± 0.094 (0.053)	0.223 ± 0.072 (0.053)
-0.1 ... 0.0	0.277 ± 0.096 (0.054)	0.456 ± 0.072 (0.072)	0.340 ± 0.061 (0.061)	0.371 ± 0.068 (0.068)
0.0 ... 0.1	0.607 ± 0.076 (0.076)	0.381 ± 0.069 (0.062)	0.404 ± 0.062 (0.062)	0.455 ± 0.069 (0.069)
0.1 ... 0.2	0.591 ± 0.070 (0.069)	0.540 ± 0.070 (0.070)	0.537 ± 0.067 (0.067)	0.230 ± 0.097 (0.045)
0.2 ... 0.3	0.916 ± 0.121 (0.085)	0.611 ± 0.093 (0.069)	0.637 ± 0.073 (0.073)	0.518 ± 0.066 (0.066)
0.3 ... 0.4	0.817 ± 0.081 (0.081)	0.721 ± 0.184 (0.078)	0.900 ± 0.089 (0.089)	0.806 ± 0.090 (0.090)
0.4 ... 0.5	1.146 ± 0.102 (0.102)	0.984 ± 0.097 (0.093)	1.018 ± 0.101 (0.101)	0.606 ± 0.076 (0.076)
0.5 ... 0.6	1.213 ± 0.168 (0.110)	1.250 ± 0.186 (0.116)	0.993 ± 0.099 (0.099)	1.126 ± 0.121 (0.116)
0.6 ... 0.7	1.443 ± 0.194 (0.123)	1.305 ± 0.130 (0.122)	1.405 ± 0.169 (0.130)	1.302 ± 0.129 (0.129)
0.7 ... 0.8	1.465 ± 0.140 (0.140)	1.637 ± 0.147 (0.147)	1.479 ± 0.221 (0.145)	1.486 ± 0.149 (0.149)
0.8 ... 0.9	1.466 ± 0.151 (0.151)	1.223 ± 0.136 (0.136)	1.405 ± 0.368 (0.153)	1.610 ± 0.333 (0.182)
0.9 ... 1.0	1.068 ± 0.155 (0.155)	1.179 ± 0.302 (0.175)	1.198 ± 0.195 (0.165)	1.069 ± 0.190 (0.170)

Tabelle A.8: Differenzieller Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  [ $\mu b$ ] der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für den Photonenergiebereich  $1.75 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.15 \text{ GeV}$ .

Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$							
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			2.15 - 2.2	2.2 - 2.25	2.25 - 2.3	2.3 - 2.35	
-1.0	...	-0.9	0.073 ± 0.120 (0.120)	0.054 ± 0.124 (0.124)	0.122 ± 0.176 (0.176)	0.028 ± 0.134 (0.134)	
-0.9	...	-0.8	0.145 ± 0.068 (0.068)	0.117 ± 0.075 (0.075)	0.129 ± 0.087 (0.087)	0.096 ± 0.091 (0.065)	
-0.8	...	-0.7	0.288 ± 0.084 (0.084)	0.148 ± 0.073 (0.073)	0.193 ± 0.082 (0.082)	0.226 ± 0.155 (0.090)	
-0.7	...	-0.6	0.151 ± 0.072 (0.056)	0.125 ± 0.049 (0.049)	0.146 ± 0.111 (0.067)	0.264 ± 0.080 (0.080)	
-0.6	...	-0.5	0.117 ± 0.053 (0.053)	0.214 ± 0.067 (0.067)	0.120 ± 0.120 (0.064)	0.086 ± 0.061 (0.061)	
-0.5	...	-0.4	0.156 ± 0.056 (0.056)	0.114 ± 0.080 (0.046)	0.084 ± 0.061 (0.043)	0.050 ± 0.041 (0.039)	
-0.4	...	-0.3	0.217 ± 0.091 (0.062)	0.161 ± 0.084 (0.053)	0.160 ± 0.055 (0.055)	0.123 ± 0.090 (0.061)	
-0.3	...	-0.2	0.111 ± 0.047 (0.044)	0.109 ± 0.092 (0.043)	0.143 ± 0.047 (0.047)	0.081 ± 0.046 (0.041)	
-0.2	...	-0.1	0.186 ± 0.062 (0.049)	0.186 ± 0.048 (0.048)	0.186 ± 0.053 (0.053)	0.099 ± 0.051 (0.043)	
-0.1	...	0.0	0.241 ± 0.054 (0.054)	0.227 ± 0.100 (0.051)	0.155 ± 0.080 (0.047)	0.108 ± 0.039 (0.039)	
0.0	...	0.1	0.269 ± 0.145 (0.054)	0.227 ± 0.067 (0.048)	0.104 ± 0.074 (0.035)	0.163 ± 0.078 (0.042)	
0.1	...	0.2	0.389 ± 0.077 (0.061)	0.365 ± 0.058 (0.058)	0.299 ± 0.118 (0.054)	0.323 ± 0.080 (0.055)	
0.2	...	0.3	0.511 ± 0.129 (0.067)	0.297 ± 0.122 (0.051)	0.430 ± 0.064 (0.064)	0.269 ± 0.100 (0.051)	
0.3	...	0.4	0.541 ± 0.069 (0.069)	0.563 ± 0.072 (0.072)	0.673 ± 0.148 (0.084)	0.524 ± 0.074 (0.074)	
0.4	...	0.5	0.832 ± 0.107 (0.096)	0.656 ± 0.085 (0.079)	0.767 ± 0.112 (0.093)	0.556 ± 0.078 (0.078)	
0.5	...	0.6	0.965 ± 0.103 (0.103)	0.804 ± 0.094 (0.094)	1.044 ± 0.116 (0.116)	1.090 ± 0.176 (0.122)	
0.6	...	0.7	1.147 ± 0.137 (0.122)	1.325 ± 0.129 (0.129)	1.203 ± 0.187 (0.129)	1.197 ± 0.224 (0.134)	
0.7	...	0.8	1.223 ± 0.182 (0.133)	1.330 ± 0.200 (0.146)	1.320 ± 0.176 (0.147)	1.315 ± 0.150 (0.150)	
0.8	...	0.9	1.333 ± 0.368 (0.158)	1.246 ± 0.187 (0.153)	1.564 ± 0.187 (0.187)	1.305 ± 0.477 (0.175)	
0.9	...	1.0	0.938 ± 0.312 (0.164)	1.178 ± 0.224 (0.194)	1.313 ± 0.211 (0.211)	1.183 ± 0.361 (0.218)	
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			2.35 - 2.4	2.4 - 2.45	2.45 - 2.5	2.5 - 2.55	
-1.0	...	-0.9	0.000 ± 0.141 (0.141)	0.000 ± 0.168 (0.168)	0.040 ± 0.179 (0.179)	0.000 ± 0.271 (0.271)	
-0.9	...	-0.8	0.188 ± 0.087 (0.087)	0.254 ± 0.145 (0.145)	0.106 ± 0.092 (0.092)	0.038 ± 0.087 (0.087)	
-0.8	...	-0.7	0.151 ± 0.076 (0.076)	0.164 ± 0.100 (0.100)	0.158 ± 0.100 (0.100)	0.236 ± 0.177 (0.137)	
-0.7	...	-0.6	0.163 ± 0.075 (0.065)	0.186 ± 0.135 (0.085)	0.259 ± 0.111 (0.111)	0.065 ± 0.071 (0.071)	
-0.6	...	-0.5	0.072 ± 0.040 (0.040)	0.074 ± 0.060 (0.060)	0.080 ± 0.064 (0.064)	0.223 ± 0.102 (0.102)	
-0.5	...	-0.4	0.108 ± 0.060 (0.060)	0.075 ± 0.082 (0.046)	0.096 ± 0.058 (0.058)	0.129 ± 0.100 (0.100)	
-0.4	...	-0.3	0.102 ± 0.103 (0.047)	0.061 ± 0.058 (0.058)	0.093 ± 0.058 (0.058)	0.098 ± 0.077 (0.077)	
-0.3	...	-0.2	0.099 ± 0.086 (0.044)	0.097 ± 0.052 (0.052)	0.125 ± 0.057 (0.057)	0.091 ± 0.060 (0.060)	
-0.2	...	-0.1	0.082 ± 0.041 (0.034)	0.086 ± 0.042 (0.042)	0.043 ± 0.037 (0.037)	0.048 ± 0.040 (0.040)	
-0.1	...	0.0	0.061 ± 0.042 (0.033)	0.056 ± 0.046 (0.046)	0.171 ± 0.062 (0.062)	0.069 ± 0.043 (0.043)	
0.0	...	0.1	0.099 ± 0.055 (0.037)	0.068 ± 0.038 (0.038)	0.090 ± 0.102 (0.039)	0.068 ± 0.040 (0.040)	
0.1	...	0.2	0.237 ± 0.077 (0.048)	0.121 ± 0.064 (0.041)	0.259 ± 0.082 (0.061)	0.132 ± 0.046 (0.046)	
0.2	...	0.3	0.253 ± 0.050 (0.050)	0.307 ± 0.065 (0.065)	0.266 ± 0.061 (0.061)	0.192 ± 0.077 (0.054)	
0.3	...	0.4	0.464 ± 0.072 (0.072)	0.343 ± 0.071 (0.071)	0.279 ± 0.097 (0.065)	0.206 ± 0.070 (0.059)	
0.4	...	0.5	0.684 ± 0.089 (0.089)	0.620 ± 0.105 (0.105)	0.530 ± 0.096 (0.096)	0.568 ± 0.107 (0.107)	
0.5	...	0.6	0.839 ± 0.105 (0.105)	0.594 ± 0.105 (0.105)	0.769 ± 0.126 (0.126)	0.635 ± 0.116 (0.116)	
0.6	...	0.7	0.929 ± 0.151 (0.120)	1.217 ± 0.177 (0.165)	1.144 ± 0.164 (0.164)	0.729 ± 0.204 (0.137)	
0.7	...	0.8	1.208 ± 0.142 (0.142)	1.283 ± 0.187 (0.187)	1.295 ± 0.206 (0.186)	1.314 ± 0.205 (0.205)	
0.8	...	0.9	1.284 ± 0.164 (0.164)	1.632 ± 0.245 (0.245)	1.359 ± 0.215 (0.215)	1.580 ± 0.254 (0.254)	
0.9	...	1.0	0.662 ± 0.272 (0.143)	0.752 ± 0.338 (0.198)	1.025 ± 0.317 (0.245)	0.962 ± 0.234 (0.234)	

Tabelle A.9: Differentieller Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  [ $\mu b$ ] der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für den Photonenergiebereich  $2.15 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.55 \text{ GeV}$ .

Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$			
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]
			2.55 - 2.6
-1.0	...	-0.9	0.210 $\pm$ 0.344 (0.344)
-0.9	...	-0.8	0.000 $\pm$ 0.199 (0.199)
-0.8	...	-0.7	0.124 $\pm$ 0.142 (0.142)
-0.7	...	-0.6	0.211 $\pm$ 0.125 (0.125)
-0.6	...	-0.5	0.143 $\pm$ 0.100 (0.100)
-0.5	...	-0.4	0.060 $\pm$ 0.088 (0.088)
-0.4	...	-0.3	0.020 $\pm$ 0.059 (0.059)
-0.3	...	-0.2	0.012 $\pm$ 0.048 (0.048)
-0.2	...	-0.1	0.057 $\pm$ 0.048 (0.048)
-0.1	...	0.0	0.060 $\pm$ 0.086 (0.037)
0.0	...	0.1	0.094 $\pm$ 0.070 (0.041)
0.1	...	0.2	0.108 $\pm$ 0.041 (0.041)
0.2	...	0.3	0.195 $\pm$ 0.058 (0.058)
0.3	...	0.4	0.271 $\pm$ 0.126 (0.073)
0.4	...	0.5	0.541 $\pm$ 0.106 (0.106)
0.5	...	0.6	0.570 $\pm$ 0.307 (0.118)
0.6	...	0.7	0.768 $\pm$ 0.265 (0.143)
0.7	...	0.8	0.818 $\pm$ 0.316 (0.164)
0.8	...	0.9	1.231 $\pm$ 0.405 (0.213)
0.9	...	1.0	0.914 $\pm$ 0.275 (0.248)

Tabelle A.10: Differentieller Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$  [ $\mu b$ ] der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für den Photonenergiebereich  $2.55 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.60 \text{ GeV}$ .

## A.2 Gegenseitiger Untergrund der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$

Untergrundbeitrag $\frac{dU}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ zur Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$							
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]						
	1.0-1.1	1.1-1.2	1.2-1.3	1.3-1.4	1.4-1.5	1.5-1.6	
-1.0 ... -0.8	0.000 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.001 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.001 ± 0.000	
-0.8 ... -0.6	0.000 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.001 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.001 ± 0.000	
-0.6 ... -0.4	0.000 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.001 ± 0.000	0.002 ± 0.001	
-0.4 ... -0.2	0.000 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.001 ± 0.000	0.003 ± 0.001	0.006 ± 0.001	
-0.2 ... 0.0	0.000 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.001 ± 0.000	0.001 ± 0.000	0.005 ± 0.001	0.009 ± 0.002	
0.0 ... 0.2	0.000 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.003 ± 0.001	0.004 ± 0.001	0.006 ± 0.001	
0.2 ... 0.4	0.000 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.000 ± 0.000	0.001 ± 0.001	0.004 ± 0.001	0.006 ± 0.001	
0.4 ... 0.6	0.000 ± 0.000	0.001 ± 0.000	0.003 ± 0.001	0.005 ± 0.001	0.007 ± 0.001	0.007 ± 0.001	
0.6 ... 0.8	0.001 ± 0.000	0.003 ± 0.001	0.005 ± 0.001	0.004 ± 0.001	0.003 ± 0.001	0.008 ± 0.001	
0.8 ... 1.0	0.001 ± 0.000	0.002 ± 0.001	0.002 ± 0.001	0.006 ± 0.001	0.006 ± 0.001	0.009 ± 0.002	
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]						
	1.6-1.7	1.7-1.8	1.8-1.9	1.9-2.0	2.0-2.1	2.1-2.2	
-1.0 ... -0.8	0.002 ± 0.001	0.002 ± 0.001	0.002 ± 0.001	0.002 ± 0.001	0.005 ± 0.002	0.005 ± 0.002	
-0.8 ... -0.6	0.001 ± 0.000	0.002 ± 0.000	0.001 ± 0.000	0.006 ± 0.001	0.008 ± 0.002	0.006 ± 0.002	
-0.6 ... -0.4	0.003 ± 0.001	0.002 ± 0.000	0.003 ± 0.001	0.005 ± 0.001	0.005 ± 0.001	0.008 ± 0.002	
-0.4 ... -0.2	0.005 ± 0.001	0.007 ± 0.001	0.006 ± 0.001	0.008 ± 0.002	0.011 ± 0.002	0.008 ± 0.002	
-0.2 ... 0.0	0.010 ± 0.002	0.007 ± 0.001	0.009 ± 0.001	0.010 ± 0.001	0.012 ± 0.002	0.010 ± 0.002	
0.0 ... 0.2	0.007 ± 0.001	0.009 ± 0.001	0.010 ± 0.001	0.011 ± 0.001	0.010 ± 0.001	0.010 ± 0.001	
0.2 ... 0.4	0.006 ± 0.001	0.007 ± 0.001	0.010 ± 0.001	0.012 ± 0.002	0.011 ± 0.001	0.010 ± 0.001	
0.4 ... 0.6	0.008 ± 0.001	0.010 ± 0.002	0.014 ± 0.002	0.015 ± 0.002	0.021 ± 0.003	0.024 ± 0.003	
0.6 ... 0.8	0.010 ± 0.002	0.015 ± 0.002	0.019 ± 0.003	0.022 ± 0.003	0.031 ± 0.004	0.035 ± 0.005	
0.8 ... 1.0	0.021 ± 0.003	0.028 ± 0.004	0.035 ± 0.005	0.043 ± 0.006	0.057 ± 0.008	0.041 ± 0.007	
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]						
	2.2-2.3	2.3-2.4	2.4-2.5	2.5-2.6			
-1.0 ... -0.8	0.005 ± 0.003	0.010 ± 0.005	0.009 ± 0.006	0.001 ± 0.003			
-0.8 ... -0.6	0.010 ± 0.003	0.019 ± 0.005	0.021 ± 0.006	0.009 ± 0.004			
-0.6 ... -0.4	0.010 ± 0.003	0.008 ± 0.003	0.010 ± 0.004	0.011 ± 0.004			
-0.4 ... -0.2	0.010 ± 0.002	0.009 ± 0.004	0.010 ± 0.003	0.003 ± 0.002			
-0.2 ... 0.0	0.008 ± 0.002	0.005 ± 0.001	0.006 ± 0.002	0.004 ± 0.002			
0.0 ... 0.2	0.008 ± 0.001	0.007 ± 0.001	0.006 ± 0.002	0.004 ± 0.001			
0.2 ... 0.4	0.012 ± 0.002	0.013 ± 0.002	0.016 ± 0.002	0.010 ± 0.002			
0.4 ... 0.6	0.028 ± 0.003	0.029 ± 0.003	0.040 ± 0.005	0.032 ± 0.005			
0.6 ... 0.8	0.045 ± 0.006	0.043 ± 0.006	0.075 ± 0.009	0.046 ± 0.009			
0.8 ... 1.0	0.070 ± 0.010	0.059 ± 0.010	0.074 ± 0.011	0.076 ± 0.015			

Tabelle A.11: Untergrundbeitrag  $\frac{dU}{d\cos\theta}$  [ $\mu b$ ] der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für den Photonenergiebereich  $1.0 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ .

Untergrundbeitrag $\frac{dU}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ zur Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$								
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]							
	1.0-1.1	1.1-1.2	1.2-1.3	1.3-1.4	1.4-1.5	1.5-1.6		
-1.0 ... -0.8	0.000 ± 0.000	0.001 ± 0.000	0.004 ± 0.001	0.009 ± 0.002	0.023 ± 0.004	0.020 ± 0.004		
-0.8 ... -0.6	0.000 ± 0.000	0.004 ± 0.001	0.009 ± 0.001	0.015 ± 0.002	0.016 ± 0.002	0.014 ± 0.002		
-0.6 ... -0.4	0.001 ± 0.000	0.003 ± 0.001	0.008 ± 0.001	0.008 ± 0.001	0.024 ± 0.003	0.029 ± 0.004		
-0.4 ... -0.2	0.001 ± 0.000	0.004 ± 0.001	0.005 ± 0.001	0.012 ± 0.001	0.029 ± 0.003	0.039 ± 0.004		
-0.2 ... 0.0	0.001 ± 0.001	0.007 ± 0.001	0.010 ± 0.001	0.023 ± 0.002	0.040 ± 0.003	0.052 ± 0.005		
0.0 ... 0.2	0.005 ± 0.002	0.011 ± 0.001	0.019 ± 0.002	0.032 ± 0.003	0.038 ± 0.003	0.053 ± 0.004		
0.2 ... 0.4	0.002 ± 0.001	0.011 ± 0.002	0.011 ± 0.001	0.016 ± 0.002	0.022 ± 0.002	0.023 ± 0.002		
0.4 ... 0.6	0.003 ± 0.001	0.009 ± 0.001	0.012 ± 0.002	0.018 ± 0.002	0.027 ± 0.003	0.033 ± 0.003		
0.6 ... 0.8	0.003 ± 0.001	0.013 ± 0.002	0.011 ± 0.002	0.021 ± 0.002	0.026 ± 0.003	0.045 ± 0.004		
0.8 ... 1.0	0.008 ± 0.002	0.012 ± 0.002	0.015 ± 0.002	0.016 ± 0.002	0.024 ± 0.003	0.038 ± 0.005		
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]							
	1.6-1.7	1.7-1.8	1.8-1.9	1.9-2.0	2.0-2.1	2.1-2.2		
-1.0 ... -0.8	0.014 ± 0.003	0.009 ± 0.002	0.003 ± 0.001	0.005 ± 0.002	0.006 ± 0.002	0.004 ± 0.003		
-0.8 ... -0.6	0.011 ± 0.002	0.009 ± 0.002	0.008 ± 0.002	0.013 ± 0.003	0.015 ± 0.003	0.019 ± 0.006		
-0.6 ... -0.4	0.028 ± 0.005	0.019 ± 0.004	0.014 ± 0.004	0.014 ± 0.003	0.024 ± 0.006	0.014 ± 0.006		
-0.4 ... -0.2	0.029 ± 0.004	0.037 ± 0.005	0.019 ± 0.007	0.025 ± 0.006	0.025 ± 0.007	0.025 ± 0.006		
-0.2 ... 0.0	0.044 ± 0.005	0.032 ± 0.004	0.033 ± 0.005	0.026 ± 0.004	0.023 ± 0.004	0.014 ± 0.004		
0.0 ... 0.2	0.046 ± 0.004	0.039 ± 0.004	0.030 ± 0.003	0.024 ± 0.003	0.024 ± 0.003	0.025 ± 0.004		
0.2 ... 0.4	0.031 ± 0.003	0.030 ± 0.003	0.039 ± 0.004	0.032 ± 0.003	0.040 ± 0.004	0.043 ± 0.004		
0.4 ... 0.6	0.047 ± 0.004	0.060 ± 0.005	0.070 ± 0.006	0.093 ± 0.007	0.099 ± 0.008	0.095 ± 0.010		
0.6 ... 0.8	0.056 ± 0.005	0.078 ± 0.006	0.097 ± 0.008	0.125 ± 0.010	0.138 ± 0.012	0.167 ± 0.021		
0.8 ... 1.0	0.061 ± 0.007	0.054 ± 0.006	0.080 ± 0.009	0.129 ± 0.013	0.131 ± 0.014	0.127 ± 0.015		
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]							
	2.2-2.3	2.3-2.4	2.4-2.5	2.5-2.6				
-1.0 ... -0.8	0.005 ± 0.003	0.008 ± 0.003	0.001 ± 0.005	0.007 ± 0.009				
-0.8 ... -0.6	0.013 ± 0.005	0.018 ± 0.006	0.008 ± 0.008	0.015 ± 0.011				
-0.6 ... -0.4	0.017 ± 0.007	0.014 ± 0.008	0.008 ± 0.008	0.014 ± 0.014				
-0.4 ... -0.2	0.017 ± 0.006	0.013 ± 0.005	0.014 ± 0.005	0.002 ± 0.008				
-0.2 ... 0.0	0.011 ± 0.003	0.009 ± 0.003	0.006 ± 0.002	0.008 ± 0.004				
0.0 ... 0.2	0.018 ± 0.003	0.005 ± 0.002	0.007 ± 0.002	0.008 ± 0.002				
0.2 ... 0.4	0.030 ± 0.004	0.034 ± 0.006	0.021 ± 0.003	0.017 ± 0.004				
0.4 ... 0.6	0.081 ± 0.009	0.113 ± 0.011	0.068 ± 0.011	0.078 ± 0.011				
0.6 ... 0.8	0.168 ± 0.016	0.177 ± 0.019	0.187 ± 0.026	0.153 ± 0.029				
0.8 ... 1.0	0.182 ± 0.021	0.198 ± 0.025	0.133 ± 0.022	0.133 ± 0.027				

Tabelle A.12: Untergrundbeitrag  $\frac{dU}{d\cos\theta}$  [ $\mu b$ ] der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für den Photonenergiebereich  $1.0 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ .

## A.3 Polarisation

### A.3.1 Einteilung in vier Energie- und Produktionswinkelintervalle

#### A.3.1.1 Methode: Geradenanpassung an die Winkelverteilung des Protons im $\Lambda$ -Zerfall

Hyperonpolarisation $P_\Lambda$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$							
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			0.90 - 1.10	1.10 - 1.40	1.40 - 2.00	2.00 - 2.60	
-1.0	...	-0.5	$0.154 \pm 0.178$ (0.111)	$0.359 \pm 0.088$ (0.088)	$0.440 \pm 0.091$ (0.078)	$0.074 \pm 0.222$ (0.222)	
-0.5	...	0.0	$0.149 \pm 0.074$ (0.074)	$0.000 \pm 0.094$ (0.050)	$0.302 \pm 0.058$ (0.058)	$-0.026 \pm 0.153$ (0.153)	
0.0	...	0.5	$-0.192 \pm 0.063$ (0.061)	$-0.326 \pm 0.037$ (0.037)	$-0.305 \pm 0.035$ (0.035)	$-0.327 \pm 0.090$ (0.074)	
0.5	...	1.0	$-0.271 \pm 0.057$ (0.057)	$-0.468 \pm 0.036$ (0.036)	$-0.495 \pm 0.035$ (0.034)	$-0.697 \pm 0.095$ (0.056)	

Tabelle A.13: Hyperonpolarisation  $P_\Lambda$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für den Photonenergiebereich  $0.9 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ .

Hyperonpolarisation $P_{\Sigma^0}$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$							
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			1.05 - 1.25	1.25 - 1.45	1.45 - 2.00	2.00 - 2.60	
-1.0	...	-0.5	$0.116 \pm 0.440$ (0.369)	$-0.307 \pm 0.391$ (0.300)	$-0.874 \pm 0.280$ (0.280)	$-0.806 \pm 0.504$ (0.504)	
-0.5	...	0.0	$0.052 \pm 0.223$ (0.223)	$0.324 \pm 0.146$ (0.146)	$-0.363 \pm 0.143$ (0.132)	$-0.057 \pm 0.304$ (0.304)	
0.0	...	0.5	$0.313 \pm 0.180$ (0.180)	$0.226 \pm 0.113$ (0.113)	$0.456 \pm 0.125$ (0.084)	$0.493 \pm 0.234$ (0.151)	
0.5	...	1.0	$0.336 \pm 0.185$ (0.185)	$0.438 \pm 0.128$ (0.128)	$0.937 \pm 0.089$ (0.089)	$0.839 \pm 0.123$ (0.123)	

Tabelle A.14: Hyperonpolarisation  $P_{\Sigma^0}$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für den Photonenergiebereich  $1.05 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.60 \text{ GeV}$ .

#### A.3.1.2 Methode: Messung der Oben-Unten-Asymmetrie

Hyperonpolarisation $P_\Lambda$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$							
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$			$E_\gamma$ [GeV]				
			0.90 - 1.10	1.10 - 1.40	1.40 - 2.00	2.00 - 2.60	
-1.0	...	-0.5	$0.140 \pm 0.097$ (0.024)	$0.469 \pm 0.057$ (0.020)	$0.398 \pm 0.070$ (0.019)	$0.169 \pm 0.106$ (0.037)	
-0.5	...	0.0	$0.168 \pm 0.094$ (0.020)	$0.051 \pm 0.112$ (0.016)	$0.303 \pm 0.061$ (0.018)	$0.173 \pm 0.178$ (0.040)	
0.0	...	0.5	$-0.212 \pm 0.073$ (0.017)	$-0.336 \pm 0.028$ (0.013)	$-0.287 \pm 0.037$ (0.013)	$-0.326 \pm 0.128$ (0.026)	
0.5	...	1.0	$-0.238 \pm 0.071$ (0.017)	$-0.499 \pm 0.043$ (0.012)	$-0.514 \pm 0.040$ (0.011)	$-0.651 \pm 0.081$ (0.015)	

Tabelle A.15: Hyperonpolarisation  $P_\Lambda$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für den Photonenergiebereich  $0.9 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ .

Hyperonpolarisation $P_{\Sigma^0}$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$				
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]			
	1.05 - 1.25	1.25 - 1.45	1.45 - 2.00	2.00 - 2.60
-1.0 ... -0.5	$0.040 \pm 0.309 (0.096)$	$-0.391 \pm 0.413 (0.073)$	$-0.697 \pm 0.224 (0.068)$	$-0.971 \pm 0.346 (0.090)$
-0.5 ... 0.0	$0.169 \pm 0.254 (0.073)$	$0.258 \pm 0.084 (0.051)$	$-0.393 \pm 0.106 (0.043)$	$-0.336 \pm 0.294 (0.087)$
0.0 ... 0.5	$0.372 \pm 0.062 (0.062)$	$0.264 \pm 0.069 (0.043)$	$0.435 \pm 0.152 (0.033)$	$0.319 \pm 0.249 (0.058)$
0.5 ... 1.0	$0.381 \pm 0.167 (0.064)$	$0.562 \pm 0.145 (0.045)$	$0.941 \pm 0.146 (0.032)$	$0.854 \pm 0.150 (0.039)$

Tabelle A.16: Hyperonpolarisation  $P_{\Sigma^0}$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  für den Photonenergiebereich  $1.05 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.60 \text{ GeV}$ .

### A.3.2 $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ : Verbesserte Auflösung

#### A.3.2.1 Methode: Geradenanpassung an die Winkelverteilung des Protons im $\Lambda$ -Zerfall

Hyperonpolarisation $P_\Lambda$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$				
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]			
	0.90 - 1.10	1.10 - 1.30	1.30 - 1.60	1.60 - 2.00
-1.0 ... -0.66	$0.161 \pm 0.369 (0.153)$	$0.423 \pm 0.173 (0.173)$	$0.255 \pm 0.195 (0.109)$	$0.564 \pm 0.165 (0.165)$
-0.66 ... -0.33	$0.175 \pm 0.099 (0.099)$	$0.171 \pm 0.094 (0.088)$	$0.510 \pm 0.082 (0.082)$	$0.675 \pm 0.143 (0.143)$
-0.33 ... 0.0	$0.103 \pm 0.087 (0.087)$	$-0.133 \pm 0.112 (0.069)$	$0.237 \pm 0.065 (0.065)$	$0.259 \pm 0.138 (0.103)$
0.0 ... 0.33	$-0.168 \pm 0.079 (0.075)$	$-0.288 \pm 0.056 (0.056)$	$-0.135 \pm 0.067 (0.051)$	$-0.287 \pm 0.062 (0.062)$
0.33 ... 0.66	$-0.223 \pm 0.066 (0.066)$	$-0.460 \pm 0.048 (0.048)$	$-0.485 \pm 0.043 (0.043)$	$-0.469 \pm 0.049 (0.049)$
0.66 ... 1.0	$-0.288 \pm 0.070 (0.070)$	$-0.397 \pm 0.053 (0.053)$	$-0.466 \pm 0.051 (0.051)$	$-0.491 \pm 0.056 (0.056)$
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]			
	2.00 - 2.60			
-1.0 ... -0.66	$0.023 \pm 0.304 (0.304)$			
-0.66 ... -0.33	$-0.033 \pm 0.452 (0.247)$			
-0.33 ... 0.0	$0.036 \pm 0.184 (0.184)$			
0.0 ... 0.33	$-0.231 \pm 0.100 (0.100)$			
0.33 ... 0.66	$-0.596 \pm 0.074 (0.074)$			
0.66 ... 1.0	$-0.696 \pm 0.106 (0.068)$			

Tabelle A.17: Hyperonpolarisation  $P_\Lambda$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für den Photonenergiebereich  $0.9 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ .

### A.3.2.2 Methode: Messung der Oben-Unten-Asymmetrie

Hyperonpolarisation $P_\Lambda$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$				
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]			
	0.90 - 1.10	1.10 - 1.30	1.30 - 1.60	1.60 - 2.00
-1.0 ... $-\overline{0.66}$	$-0.005 \pm 0.111$ (0.031)	$0.428 \pm 0.196$ (0.033)	$0.232 \pm 0.169$ (0.024)	$0.618 \pm 0.186$ (0.033)
$-\overline{0.66}$ ... $-\overline{0.33}$	$0.203 \pm 0.131$ (0.025)	$0.226 \pm 0.109$ (0.026)	$0.432 \pm 0.039$ (0.023)	$0.536 \pm 0.139$ (0.035)
$-\overline{0.33}$ ... 0.0	$0.130 \pm 0.073$ (0.023)	$-0.021 \pm 0.120$ (0.023)	$0.273 \pm 0.085$ (0.021)	$0.287 \pm 0.130$ (0.033)
0.0 ... $0.33$	$-0.145 \pm 0.086$ (0.020)	$-0.307 \pm 0.042$ (0.019)	$-0.075 \pm 0.103$ (0.018)	$-0.214 \pm 0.025$ (0.023)
$0.33$ ... $0.66$	$-0.285 \pm 0.050$ (0.020)	$-0.485 \pm 0.041$ (0.017)	$-0.540 \pm 0.045$ (0.016)	$-0.470 \pm 0.047$ (0.017)
$0.66$ ... 1.0	$-0.267 \pm 0.038$ (0.020)	$-0.440 \pm 0.054$ (0.016)	$-0.499 \pm 0.064$ (0.015)	$-0.492 \pm 0.053$ (0.015)
$\cos(\theta_{K^+}^{cms})$	$E_\gamma$ [GeV]			
	2.00 - 2.60			
-1.0 ... $-\overline{0.66}$	$0.171 \pm 0.251$ (0.044)			
$-\overline{0.66}$ ... $-\overline{0.33}$	$0.130 \pm 0.409$ (0.048)			
$-\overline{0.33}$ ... 0.0	$0.191 \pm 0.208$ (0.049)			
0.0 ... $0.33$	$-0.218 \pm 0.094$ (0.037)			
$0.33$ ... $0.66$	$-0.569 \pm 0.102$ (0.023)			
$0.66$ ... 1.0	$-0.652 \pm 0.086$ (0.016)			

Tabelle A.18: Hyperonpolarisation  $P_\Lambda$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  für den Photonenergiebereich  $0.9 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ .

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ im Quarkbild . . . . .	10
1.2	Nukleonresonanzen in Modell und Experiment . . . . .	13
1.3	Delta-Resonanzen in Modell und Experiment: vgl. Text zu Abb. 1.2 . . . . .	14
1.4	Lambda-Resonanzen in Modell und Experiment: vgl. Text zu Abb. 1.2 . . . . .	14
1.5	Sigma-Resonanzen in Modell und Experiment: vgl. Text zu Abb. 1.2 . . . . .	15
1.6	Graphen in unterster Ordnung zur Photoproduktion der Endzustände $K^+ Y$ am Proton ( $Y = \Lambda$ bzw. $\Sigma^0$ ). . . . .	17
2.1	Die Bonner Beschleunigeranlage <b>ELSA</b> während der Datennahme 1997/1998 . . . . .	23
2.2	Der <b>SAPHIR</b> -Detektor . . . . .	27
2.3	Das Taggingsystem zur Energiemarkierung von Bremsstrahlungsphotonen. . . . .	28
2.4	Das Tagginghodoskop <b>TOPAS II</b> . . . . .	28
2.5	Das Flugzeithodoskop <b>TOF</b> des <b>SAPHIR</b> -Detektors . . . . .	30
2.6	Das <b>master reference system (MRS)</b> . . . . .	33
2.7	Das <b>master reference system (MRS)</b> und die detektorabhängigen Koordinatensysteme ( <b>detector reference system</b> , kurz <b>DRS</b> ) für die Driftkammerkomponenten <b>CDC</b> und <b>FDC</b> . . . . .	33
2.8	Das <b>SAPHIR</b> -Driftkammersystem in der Aufsicht. . . . .	35
2.9	Schematische Darstellung der Driftzelligeometrie einer planaren Kammer. . . . .	37
2.10	Elektrisches Feld einer Driftzelle (ohne äußeres Magnetfeld). . . . .	38
2.11	Anordnung der Bohrlöcher für die Anbringung der Signal- und Potentialdrähte für einen Quadranten der ersten Nachweislage der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> . . . . .	38
4.1	Der totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ zu einem frühen Zeitpunkt der Analyse [Bart99]. Die signifikante Abweichung des aus den <b>SAPHIR</b> -Daten gewonnenen Wirkungsquerschnitts von den in anderen Experimenten (Referenzen s. [Bart02]) bestimmten Werten macht die zu diesem Zeitpunkt bestehenden Probleme der Akzeptanzrechnung deutlich. . . . .	45

4.2	In der früheren Version der Driftzellegeometrie wurden die Driftzellen durch einen Zylinder um den Signaldraht definiert, dessen Schnitt jeweils den Inkreis zum durch denselben Schnitt durch die Driftzelle erzeugten Sechseck darstellte. Es wurden dementsprechend nur innerhalb dieses Inkreises bzw. Zylinders erzeugte Ansprechere berücksichtigt. . . . .	46
4.3	Für die Stereolagen einer planaren Driftkammer verringert sich der Abstand der Signaldrähte zueinander um den Cosinus des Stereowinkels. . . . .	50
4.4	Gezeigt ist der Einfluß der zylindrischen Driftkammergeometrie der <b>CDC</b> auf die Struktur der Driftzellen am Beispiel der <b>CDC</b> -Lage 1, für die der Effekt am größten ist. . . . .	51
4.5	Radieneffekt durch zylindrische Geometrie der zentralen Driftkammer. . . . .	51
4.6	Geometrie für die Stereolagen der zentralen Driftkammer. . . . .	52
4.7	Effekt der zylindrischen Geometrie inklusive des höhenabhängigen Effektes für die Stereolagen der zentralen Driftkammer. . . . .	53
4.8	Die Projektion der Teilchenspur in die Driftebene. Zusätzlich eingezeichnet ist die Lage des <b>hits</b> (s. Text). . . . .	56
4.9	Schematische Darstellung einer Teilchenspur, die die Nachweisebene einer planaren Kammer (beispielsweise der <b>FDC</b> ) nicht kreuzt, wohl aber Driftzellen durchquert. . . . .	57
4.10	Simuliertes Ereignis der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ , bei dem eine niederenergetische Spur nur die ersten Lagen der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> durchquert, um dann wieder in die zentrale Driftkammer <b>CDC</b> einzutreten. . . . .	58
4.11	Simuliertes Ereignis der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ , bei dem eine niederenergetische Spur innerhalb der <b>CDC</b> einen vollständigen Kreis beschreibt. . . . .	60
4.12	Simulierte Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ , bei denen niederenergetische Spuren innerhalb der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> entlang geschlossener Kreise Ansprechere hinterlassen haben. . . . .	61
4.13	Experimentelles globales Driftzeitspektrum für die <b>CDC</b> . . . . .	63
4.14	Durchtritt zweier exemplarischer Spuren durch eine Nachweisebene. Jede Spur ionisiert entlang ihres Weges Driftkammeregas-moleküle und hinterläßt so bei Durchquerung von Driftzellen in diesen Elektronencluster. . . . .	64
4.15	Driftzeiten für die zentrale Driftkammer <b>CDC</b> in der aktuellen Simulation nach Anpassung an die experimentellen Driftzeiten aus der Datennahme im April 1997. . . . .	67
4.16	Driftzeiten für die zentrale Driftkammer <b>CDC</b> in der aktuellen Simulation nach Anpassung an die experimentellen Driftzeiten aus der Datennahme im April 1997. . . . .	67
4.17	Driftzeiten für die zentrale Driftkammer <b>CDC</b> in der aktuellen Simulation nach Anpassung an die experimentellen Driftzeiten aus der Datennahme im April 1997. . . . .	68

4.18	Driftzeiten für die zentrale Driftkammer <b>CDC</b> in der aktuellen Simulation nach Anpassung an die experimentellen Driftzeiten aus der Datennahme im April 1997. . . . .	68
4.19	Als durchgezogene Kurve ist die mittlere freie Weglänge $\lambda(\beta)$ gezeigt, wie sie aus der Anpassung der Driftzeitspektren der neuen Simulation an die experimentellen Driftzeiten der Datennahme im April 1997 gewonnen wurde. Im Vergleich hierzu sind Rechnungen mit dem Driftkammersimulationsprogramm <b>GARFIELD</b> gezeigt. . . . .	69
4.20	Driftwege und Isochronen für ein äußeres Magnetfeld $B_Z = 0.5 T$ parallel zum Draht. . . . .	73
4.21	Driftwege und Isochronen für ein äußeres Magnetfeld mit den Komponenten $B_Z = B_Y = 0.5 T$ . . . . .	73
4.22	Definition von $\alpha$ und $u$ zur Definition der Ort-Driftzeit-Beziehung. . . . .	74
4.23	Einige Beiträge zum Fehler der Ortsmessung. . . . .	76
4.24	Der Faktor $\sigma_{Diffusion}/\sigma_r = \frac{1}{2 \ln n_{tot}} \sum_{i=j}^{n_{tot}} 1/i^2$ des Diffusionsfehlers hängt von der Zahl $j$ an im Cluster befindlichen Primärelektronen und der gesamten Anzahl $n_{tot}$ an Elektronen im Cluster ab. Er ist hier für $1 \leq j \leq 4$ und $n_{tot} \leq 15$ gezeigt. . . . .	77
4.25	Die Driftgeschwindigkeit $v_{Drift}$ beim Abstand $r_{Drift}$ vom Signaldraht. . . . .	79
4.26	Der Gesamtfehler der simulierten Driftzeit als Funktion vom Abstand $r_{Drift}$ der Elektronencluster vom Signaldraht. . . . .	79
4.27	Auf die Drahtmitte bezogene Signallaufzeiten für phasenraumverteilte simulierte Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ für die innerste und äußerste Nachweislage der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> . . . . .	81
4.28	Auf die Drahtmitte bezogene Signallaufzeiten für phasenraumverteilte simulierte Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ für die Vertikallagen 1 und 12 der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> . . . . .	81
4.29	Auf die Drahtmitte bezogene Signallaufzeiten für phasenraumverteilte simulierte Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ für die Horizontallagen 2 und 11 der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> . . . . .	82
4.30	Auf den Primärvertex bezogene Flugzeiten der die Ansprecher erzeugenden Teilchen für phasenraumverteilte simulierte Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ für die Nachweislagen der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> . . . . .	83
4.31	Auf den Primärvertex bezogene Flugzeiten der die Ansprecher erzeugenden Teilchen für phasenraumverteilte simulierte Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ für die Nachweislagen der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> . . . . .	84
4.32	Driftzeiten für die zentrale Driftkammer <b>CDC</b> in der aktuellen Simulation im Vergleich mit experimentellen Driftzeiten aus der Datennahme im April 1997. . . . .	86
4.33	Driftzeiten für die Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> in der früheren Simulation im Vergleich mit experimentellen Driftzeiten aus der Datennahme im April 1997. . . . .	87

4.34	Driftzeiten für die Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> in der aktuellen Simulation im Vergleich mit experimentellen Driftzeiten aus der Datennahme im April 1997.	87
4.35	Mittlere Anzahl an Ansprechern pro Nachweislage und Ereignis in der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> für simulierte und experimentelle Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ .	89
4.36	Mittlere Anzahl an Ansprechern pro Nachweislage und Ereignis in der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> für simulierte und experimentelle Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ .	90
4.37	Abstand der Drahtansprecher zum jeweils nächstgelegenen angesprochenen Draht innerhalb der selben Lage in Einheiten von Drahtnummern gebildet für alle Ansprecher aus allen Lagen der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> .	92
4.38	Ausschnitt der Abbildung 4.37 für kleine Drahtnummerndifferenzen.	92
4.39	Abstand der Drahtansprecher zum jeweils nächstgelegenen angesprochenen Draht innerhalb der selben Lage in Einheiten von Drahtnummern gebildet für alle Ansprecher aus allen Lagen der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> .	93
4.40	Ausschnitt der Abbildung 4.39 für kleine Drahtnummerndifferenzen.	93
4.41	Anzahl an Doppelansprechern entlang einer Spur innerhalb der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> .	94
4.42	Die Summe der beiden Driftzeiten für Doppelansprecher aus der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> .	95
4.43	Die Summe der beiden Driftzeiten für Doppelansprecher aus der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> .	95
4.44	Größere der beiden Driftzeiten für Doppelansprecher aus der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> .	96
4.45	Kleinere der beiden Driftzeiten für Doppelansprecher aus der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> .	96
4.46	Größere der beiden Driftzeiten für Doppelansprecher aus der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> .	97
4.47	Kleinere der beiden Driftzeiten für Doppelansprecher aus der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> .	97
4.48	Bestimmung der Drahteffizienz aus der Anzahlverteilung der einer Spur zugeordneten Ansprecher innerhalb der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> als Funktion der Teilchengeschwindigkeit $\beta$ . Gezeigt sind zwei exemplarische $\beta$ -Bereiche.	98
4.49	Die bestimmte mittlere Drahtlageneffizienz als Funktion der Teilchengeschwindigkeit $\beta$ .	99
4.50	Anzahlverteilung der einer Spur zugeordneten Ansprecher aus der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> und der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> für zwei exemplarische Bereiche der Teilchengeschwindigkeit $\beta$ .	100

4.51	Drahtansprecherverteilungen für einige exemplarische Drahtlagen der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> für die Datennahme im April 1997. Man erkennt deutlich ausgefallene wie überansprechende Drähte. . . . .	101
4.52	Der totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ [Bart02]. Für die Akzeptanzrechnung ist die aktuelle Simulation verwendet worden. . .	103
5.1	Als Meßwerte $x_i$ bei Festlegung der Durchtrittsorte von Spuren durch eine <b>FDC</b> -Nachweislage wird die jeweilige <b>DRS</b> - $x$ -Komponente in Drahtnummerneinheiten verwendet. . . . .	115
5.2	Die Komponenten $\xi_i$ bei der Vorhersage auf die <b>DRS</b> - $x$ -Komponente in <b>FDC</b> -Nachweislage 2 für die Stützlagenkombination (1,3,7,10,12). . . . .	119
5.3	Anteil der Komponenten $\xi_i$ am Betrag des Vektors $\vec{\xi}$ bei der Vorhersage auf die <b>DRS</b> - $x$ -Komponente in <b>FDC</b> -Nachweislage 2 für die Stützlagenkombination (1,3,7,10,12). . . . .	119
5.4	Anzahl der Komponenten $\xi_i$ , die mit mehr als 1% zum Betrag des Vektors $\vec{\xi}$ bei der Vorhersage auf die <b>DRS</b> - $x$ -Komponente in <b>FDC</b> -Nachweislage 2 ausgehend von der Stützlagenkombination (1,3,7,10,12) beitragen. . . . .	120
5.5	Mit Hilfe der <b>DRS</b> - $x$ -Komponenten in den Ausgangslagen 1,3,7,10 und 12 können die <b>DRS</b> - $x$ -Komponenten der Spurdurchtritte in den übrigen Lagen vorhergesagt werden. Für die Vorhersagen wurden in den Ausgangslagen die exakten Werte der <b>DRS</b> - $x$ -Komponenten verwendet, wie sie in der Simulation generiert wurden. . . . .	121
5.6	Mit Hilfe der <b>DRS</b> - $x$ -Komponenten in den Ausgangslagen 1,3,7,10 und 12 können die <b>DRS</b> - $x$ -Komponenten der Spurdurchtritte in den übrigen Lagen vorhergesagt werden. In diesem Fall sind in den Ausgangslagen statt der exakten Werte lediglich die auf die Drahtnummern gerundeten Werte eingesetzt worden. . . . .	122
5.7	Mit Hilfe der <b>DRS</b> - $x$ -Komponenten in den Ausgangslagen 1, 8 und 12 können die <b>DRS</b> - $x$ -Komponenten der Spurdurchtritte in den übrigen Lagen vorhergesagt werden. Für die Vorhersagen wurden in den Ausgangslagen die exakten Werte der <b>DRS</b> - $x$ -Komponenten verwendet, wie sie in der Simulation generiert wurden. . . . .	124
5.8	Mit Hilfe der <b>DRS</b> - $x$ -Komponenten in den Ausgangslagen 1, 8 und 12 können die <b>DRS</b> - $x$ -Komponenten der Spurdurchtritte in den übrigen Lagen vorhergesagt werden. In diesem Fall sind in den Ausgangslagen statt der exakten Werte lediglich die auf die Drahtnummern gerundeten Werte eingesetzt worden. . .	125
5.9	Residuenverteilungen wie in Abbildung 5.5 für die Ausgangslagen 3,5,7,10 und 12. . . . .	126
5.10	Residuenverteilungen wie in Abbildung 5.6 für die Ausgangslagen 3,5,7,10 und 12. . . . .	127

5.11	Für jeden Spurkandidaten, der sich aus Kombination der Drahtansprecher in den Stützlagen 1, 3, 7, 10 und 12 ergibt, ist die Anzahl der <b>FDC</b> -Nachweislagen, in denen passende Drahtansprecher gefunden werden konnten, histogrammiert. . . . .	130
5.12	Für die Spurkandidaten, für die in allen zwölf Nachweislagen der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> Drahtansprecher gefunden werden konnten, wurde die maximale Anzahl an Lagen gesucht, in denen die Spurkandidaten mit den tatsächlichen Spuren Drahtansprecher gemeinsam haben. . . . .	130
5.13	Mit Hilfe von $u_{hit}$ , daß sich aus dem Driftradius $u$ und dem in der Driftebene definierten Durchtrittswinkel $\alpha$ berechnen läßt, und der Drahtnummer des angesprochenen Signaldrahts wird der Durchtrittsort $x$ senkrecht zum Draht bestimmt. . . . .	132
5.14	Anzahl der nötigen Iterationen für die Bestimmung der Durchtrittswinkel $\alpha$ in den Stützlagen für Simulation und Experiment im Vergleich. . . . .	134
5.15	Getrennt nach Stützlagen sind die Differenzen der in Drahtnummereneinheiten berechneten Durchtrittsorte $x_{letzte}$ und $x_{vorletzte}$ der jeweils letzten beiden Iterationen während der Bestimmung der Durchtrittswinkel $\alpha$ in den Stützlagen gezeigt. . . . .	135
5.16	Getrennt nach Stützlagen sind die Differenzen der in Drahtnummereneinheiten berechneten Durchtrittsorte $x_{letzte}$ und $x_{start}$ während der Bestimmung der Durchtrittswinkel $\alpha$ in den Stützlagen gezeigt. . . . .	136
5.17	Mit Hilfe der <b>DRS</b> - $x$ -Komponenten in den Ausgangslagen 1,3,7,10 und 12 können die in der Driftebene definierten Durchtrittswinkel $\alpha$ in allen zwölf <b>FDC</b> -Lagen vorhergesagt werden. . . . .	137
5.18	Für alle abgearbeiteten Seitenwahlkandidaten, also jede Ambiguitätenkombination in den Stützlagen 1,3,7,10 und 12, sind hier nach Vorhersagelagen getrennt die minimalen Abweichungen $r = w - v$ (s. Text) in Drahtnummereinheiten gezeigt. . . . .	139
5.19	Für alle abgearbeiteten Seitenwahlkandidaten, also jede Ambiguitätenkombination in den Stützlagen 1,3,7,10 und 12, ist das aus den minimalen Abweichungen $r_i = w_i - v_i$ gebildete $\chi^2$ (s. Text) gezeigt. . . . .	140
5.20	Für jeden Spurkandidaten wird eine eindeutige Entscheidung über den als richtig zu verwendenen Seitenwahlkandidaten getroffen. Für den ausgewählten Seitenwahlkandidaten sind hier nach Vorhersagelagen getrennt seine minimalen Abweichungen $r = w - v$ (s. Text) gezeigt. . . . .	141
5.21	Für jeden Spurkandidaten wird eine eindeutige Entscheidung über den als richtig zu verwendenen Seitenwahlkandidaten getroffen. Für den ausgewählten Seitenwahlkandidaten ist das aus den minimalen Abweichungen $r_i = w_i - v_i$ gebildete $\chi^2$ (s. Text) gezeigt. . . . .	142
5.22	Für die als Spuren akzeptierten Spurkandidaten wurde die maximale Anzahl an Lagen gesucht, in denen diese Spurkandidaten mit den tatsächlichen Spuren Drahtansprecher gemeinsam haben. . . . .	142

5.23	Für die Drahtansprecher, die zwar der richtigen Spur zugeordnet wurden, jedoch eine falsche Seitenwahl getroffen wurde, sind die jeweiligen Nachweislagen, in denen sie erzeugt wurden, histogrammiert. . . . .	143
5.24	Für jede gefundenen Spur können mit Hilfe der <b>DRS-<math>x</math></b> -Komponenten in den Ausgangslagen 1,3,7,10 und 12, die als Drahtnummerninformationen in Einheiten von Drahtabständen vorliegen, die tatsächlichen <b>DRS-<math>x</math></b> -Koordinaten im <b>FDC-DRS</b> bestimmt werden. . . . .	144
5.25	Für jede gefundenen Spur können mit Hilfe der <b>DRS-<math>x</math></b> -Komponenten in den Ausgangslagen 1,3,7,10 und 12, die als Drahtnummerninformationen in Einheiten von Drahtabständen vorliegen, die <b>DRS-<math>y</math></b> -Koordinaten im <b>FDC-DRS</b> bestimmt werden. . . . .	145
6.1	Das Omega-System im <b>MRS</b> . . . . .	152
6.2	Beispielereignis mit Ereignisrekonstruktion ohne Verwendung der Meßinformationen der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> und der in den folgenden Abschnitten beschriebenen Überarbeitung des Spurfits. . . . .	156
6.3	Das Beispielereignis aus Abbildung 6.2 wurde hier unter Verwendung des überarbeiteten Spurfits, in den die Meßinformationen der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> implementiert und schlechte Ansprecher entfernt wurden, rekonstruiert. . . . .	157
6.4	Impulsresiduen (s. Text) für simulierte Spuren ohne (linkes Histogramm) bzw. mit (rechtes Histogramm) Berücksichtigung der Ionisationsclusterstatistik. . . . .	161
6.5	Impulsresiduen (s. Text) für simulierte Spuren mit Berücksichtigung der Ionisationsclusterstatistik, jedoch nach Entfernen der schlechten Ansprecher aus dem Spurfit. Zum Vergleich ist die Verteilung zweimal gezeigt, und gestrichelt sind die Verteilungen aus Abbildung 6.4 überlagert. . . . .	162
6.6	Ansprecherverteilungen nach Entfernen der schlechten Ansprecher aus dem Spurfit als Funktion von $\lambda(\beta)$ . Zur Erzeugung dieser Verteilungen wurden für die betrachteten Spuren innerhalb des Spurfits nur die Ansprecher aus der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> verwendet. . . . .	163
6.7	Ansprecherverteilungen nach Entfernen der schlechten Ansprecher aus dem Spurfit als Funktion von $\lambda(\beta)$ . Hier wurden nur die Spuren betrachtet, für die im Spurfit sowohl Ansprecher aus der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> als auch der Vorwärtsdriftkammer <b>FDC</b> vorlagen. . . . .	164
6.8	Spurfitprobabilitäten nach Einstellung der Spurfitresiduenfehler $\sigma_d$ für Simulation und Experiment in Abhängigkeit von der Teilchengeschwindigkeit $\beta = v/c$ für die im April 1997 genommenen Daten. Im Spurfit wurden nur die Ansprecher der zentralen Driftkammer <b>CDC</b> verwendet. . . . .	166
6.9	Die im Spurfit für die <b>CDC</b> -Ansprecher verwendeten Residuenfehler $\sigma_d$ als Funktion der Teilchengeschwindigkeit $\beta = v/c$ . Für $\beta < 0.6$ werden in Simulation und Experiment voneinander verschiedene Residuenfehler benutzt. . . . .	167

6.10 Fehler der Abstandsmessung, der sich über die bekannte Driftgeschwindigkeit aus dem in Abbildung 4.26 gezeigten Gesamtfehler der Driftzeitmessung ergibt. . . . .	167
6.11 Impulsaufösungen bestimmt aus der Kovarianzmatrix zum Spurfit bzw. den Standardabweichungen aus Gaußanpassungen an die Spurfitresiduenfehler. . .	171
6.12 Primärvertexfitprobabilitäten zu vorselektierten Ereignissen der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ . Simulation und Experiment zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. . . . .	171
6.13 Impulsauflösung $\Delta p/p$ als Funktion des Teilchenimpulses $p$ . . . . .	173
6.14 Dipwinkelauflösung $\Delta \lambda$ als Funktion des Teilchenimpulses $p$ . . . . .	174
6.15 Dipwinkelauflösung $\Delta \lambda$ als Funktion des Dipwinkels $\lambda$ . . . . .	174
6.16 Horizontalwinkelauflösung $\Delta \phi$ als Funktion des Teilchenimpulses $p$ . . . . .	175
6.17 Horizontalwinkelauflösung $\Delta \phi$ als Funktion des Horizontalwinkels $\phi$ . . . . .	175
6.18 $y_0$ -Auflösung $\Delta y_0$ als Funktion des Teilchenimpulses $p$ . . . . .	176
6.19 $y_0$ -Auflösung $\Delta y_0$ als Funktion von $y_0$ . . . . .	176
6.20 $z_0$ -Auflösung $\Delta z_0$ als Funktion des Teilchenimpulses $p$ . . . . .	177
6.21 $z_0$ -Auflösung $\Delta z_0$ als Funktion von $z_0$ . . . . .	177
6.22 $\phi$ -Signal in der invarianten Masse $m_{K^+ K^-}$ . . . . .	179
7.1 Ereignistopologie der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für den Nachweis über den Endzustand $K^+ p \pi^-$ . . . . .	181
7.2 Ereignistopologie der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ für den Nachweis über den Endzustand $K^+ p \pi^- \gamma$ . . . . .	182
7.3 <i>missing masses</i> $m_{i.s.-Kaon}^{vxfit}$ gebildet aus dem Eingangszustand ( <i>initial state</i> ; kurz <i>i.s.</i> ) und dem Viererimpuls des Kaons am Primärvertex für die experimentellen Ereignisse der Datennahmeperioden der Jahre 1997/98 nach Anwendung der bis hierhin beschriebenen Selektionskriterien. . . . .	188
7.4 <i>missing masses</i> $m_{i.s.-Kaon}^{vxfit}$ nach der Forderung, daß mindestens einer der beiden kinematischen Fits auf die Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ eine Probabilität $P(\chi^2) > 10^{-10}$ geliefert hat. . . . .	189
7.5 <b>MRS-<math>x</math>-Vertexkomponente</b> (entlang Strahlrichtung) des Primärvertex. . . .	190
7.6 <i>missing masses</i> $m_{i.s.-Kaon}^{vxfit}$ für Ereignisse der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ nach allen Selektionsschritten. . . . .	193
7.7 $E_{\gamma,tag} - E_{\gamma,kin.\Lambda/\Sigma^0}$ für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten. . . . .	194
7.8 Die invariante Masse $m_{\Lambda}^{vxfit}$ für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten. Die senkrechten Linien kennzeichnen die bekannte Position der $\Lambda$ -Masse. . . . .	195

7.9	Das Quadrat der <i>missing mass</i> $m_{i.s.-f.s.}^{vxfit}$ (s. Text) für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten. . . . .	195
7.10	Vertexkomponenten des Primärvertex im <b>MRS</b> für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten. . . . .	196
7.11	$\cos(\theta_{K^+,kin.\Lambda/\Sigma}^{cms}) - \cos(\theta_{K^+,vxfit}^{cms})$ für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten. . . . .	197
7.12	$\phi_{K^+,kin.\Lambda/\Sigma}^{cms} - \phi_{K^+,vxfit}^{cms}$ für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten. . . . .	197
7.13	$\cos(\theta_{p,kin.\Lambda/\Sigma}^{\Lambda-cms}) - \cos(\theta_{p,vxfit}^{\Lambda-cms})$ für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten. . . . .	198
7.14	$\phi_{p,kin.\Lambda/\Sigma}^{\Lambda-cms} - \phi_{p,vxfit}^{\Lambda-cms}$ für experimentelle (durchgezogene Linie) und simulierte (gestrichelte Linie) Daten nach allen Selektionsschritten. . . . .	198
7.15	Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ [Bart02]. . . . .	202
7.16	Lage der Untergrundereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ in der Ebene, die durch die Photonenergie $E_\gamma$ und den Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. . . . .	205
7.17	Prozentualer Untergrund der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ und des Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels. . . . .	205
7.18	Lage der Untergrundereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ in der Ebene, die durch die Photonenergie $E_\gamma$ und den Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. . . . .	206
7.19	Prozentualer Untergrund der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ und des Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels. . . . .	206
7.20	Lage der Untergrundereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ in der Ebene, die durch die Photonenergie $E_\gamma$ und den Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. . . . .	207
7.21	Prozentualer Untergrund der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ und des Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels. . . . .	207
7.22	Lage der Untergrundereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ in der Ebene, die durch die Photonenergie $E_\gamma$ und den Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. . . . .	208
7.23	Prozentualer Untergrund der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ und des Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels. . . . .	208

7.24	Lage der Untergrundereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ in der Ebene, die durch die Photonenergie $E_\gamma$ und den Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. . . . .	209
7.25	Prozentualer Untergrund der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda \pi^0$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ und des Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels. . . . .	209
7.26	Lage der Untergrundereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ in der Ebene, die durch die Photonenergie $E_\gamma$ und den Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. . . . .	210
7.27	Prozentualer Untergrund der Reaktion $\gamma p \rightarrow K_L^0 \Lambda \pi^+$ (inkl. $\gamma p \rightarrow K_S^0 \Lambda \pi^+$ mit anschließendem Zerfall $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ; s. Text) in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ und des Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels. . . . .	210
7.28	Prozentualer Untergrund aller Untergrundreaktionen in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ und des Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels. . . . .	211
7.29	Prozentualer Untergrund aller Untergrundreaktionen in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ und des Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels. . . . .	211
7.30	Für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ ist hier getrennt nach Reaktion die Differenz gebildet aus dem Untergrund, der sich unter dem Schnitt <i>softcut</i> ergibt, und dem Untergrund, den man unter dem Schnitt <i>hardcut</i> erhält, gezeigt. . . . .	212
7.31	Lage der Untergrundereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ in der Ebene, die durch die Photonenergie $E_\gamma$ und den Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. . . . .	213
7.32	Wie Abbildung 7.31, nur mit dem Unterschied, daß hier die simulierten Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ gezeigt sind, die richtig zur Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ zugeordnet wurden. . . . .	213
7.33	Lage der Untergrundereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ in der Ebene, die durch die Photonenergie $E_\gamma$ und den Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels gebildet wird. . . . .	214
7.34	Wie Abbildung 7.33, nur mit dem Unterschied, daß hier die simulierten Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ gezeigt sind, die richtig zur Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ zugeordnet wurden. . . . .	214
7.35	Prozentualer Anteil des gegenseitigen Untergrunds der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ . . . . .	215
7.36	Die Histogramme zeigen den gegenseitigen prozentualen Untergrund der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ als Funktion einiger kinematischer Variablen. . . . .	216

7.37	Verteilung der rekonstruierten $\Lambda$ -Flugzeiten für die experimentellen Ereignisse, die der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ zugeordnet wurden. . . . .	219
7.38	Verteilung der rekonstruierten $\Lambda$ -Flugzeiten für die experimentellen Ereignisse, die der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ zugeordnet wurden. . . . .	219
7.39	Die mittlere Akzeptanz des <b>SAPHIR</b> -Detektors für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ als Funktion der Lebensdauer $t$ . . . . .	221
7.40	Für simulierte Daten zur Datennahme im Januar 1997 ist hier der Mittelwert $m_{t_{rekon}-t_{gen}}$ der Verteilungen zur Differenz $t_{rekon} - t_{gen}$ als Funktion der generierten Lebensdauer $t_{gen}$ gezeigt. $t_{rekon}$ bezeichnet dabei die rekonstruierte Lebensdauer. . . . .	222
7.41	Zur Bildung dieses Histogramms wurden die Lebensdauerverteilungen der selektierten experimentellen und selektierten simulierten Ereignisse zur Datennahme im Januar 1997 dividiert. . . . .	223
7.42	Akzeptanzfaktor $A$ als Funktion von $\cos(\theta_{K^+,kin.\Lambda}^{cms})$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ im Energieintervall $1.5 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.55 \text{ GeV}$ für die Datennahmeperiode April 1997. . . . .	227
7.43	Akzeptanzfaktor $A$ als Funktion von $\cos(\theta_{K^+,kin.\Lambda}^{cms})$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ im Energieintervall $1.5 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.55 \text{ GeV}$ für die Datennahmeperioden Januar und April 1997. . . . .	227
7.44	Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ als Funktion von $\cos(\theta_{K^+,kin.\Lambda}^{cms})$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ im Energieintervall $1.35 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.4 \text{ GeV}$ für die einzelnen Datennahmeperioden der Jahre 1997 und 1998. . . . .	228
7.45	Der hier zu sehende differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ geht aus Abbildung 7.44 durch Bildung der gewichteten Mittelwerte hervor. . . . .	229
7.46	Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für Photonenergien $0.9 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.4 \text{ GeV}$ . . . . .	231
7.47	Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für Photonenergien $1.4 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.0 \text{ GeV}$ . . . . .	232
7.48	Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für Photonenergien $2.0 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ . . . . .	233
7.49	Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ für Photonenergien $1.05 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.55 \text{ GeV}$ . . . . .	234
7.50	Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ für Photonenergien $1.55 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.15 \text{ GeV}$ . . . . .	235
7.51	Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ für Photonenergien $2.15 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ . . . . .	236
7.52	Koeffizienten $a_l$ der Fits von Legendre-Polynomen an die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . . . . .	239

7.53	Koeffizienten $a_l$ der Fits von Legendre-Polynomen an die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . . . . .	239
7.54	Generierte Ereignisse der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ und des Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels. . . . .	244
7.55	Simulierte Ereignisse der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , die der richtigen Reaktion zugeordnet werden konnten, als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ und des Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels. . . . .	244
7.56	Simulierte Ereignisse der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , die der falschen Reaktion zugeordnet wurden, als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ und des Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels. . . . .	244
7.57	Das rechte Histogramm zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . Das linke Histogramm stellt den durch fehlzugeordnete Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ gebildeten Untergrund dar. . . . .	245
7.58	Das rechte Histogramm zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Das linke Histogramm stellt den durch fehlzugeordnete Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ gebildeten Untergrund dar. . . . .	245
7.59	Gezeigt ist der gegenseitige prozentuale Untergrundanteil der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ und des Cosinus $\cos(\theta_{K^+}^{cms})$ des Kaon-Produktionswinkels. . . . .	246
7.60	Zu sehen ist der gegenseitige Untergrundbeitrag der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ als Funktion der Photonenergie $E_\gamma$ . . . . .	246
7.61	Gegenseitige prozentuale Untergrundanteile der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ als Funktionen der Photonenergie $E_\gamma$ . . . . .	246
7.62	Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . . . . .	248
7.63	Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . . . . .	248
7.64	Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ vom Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits. . . . .	251
7.65	Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ vom Schnitt auf die Probabilität des kinematischen Fits. . . . .	251
7.66	Abweichung der totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ unter dem weichen Schnitt <i>softcut</i> und dem harten Schnitt <i>hardcut</i> relativ zur Messung unter <i>softcut</i> . . . . .	252
7.67	Für die experimentellen und simulierten selektierten Daten zu den Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ sind hier die Probabilitäten der entsprechenden kinematischen Fits gezeigt. . . . .	253
7.68	Wie Abbildung 7.67, nur daß an Stelle der Probabilitäten der kinematischen Fits die Logarithmen derselben histogrammiert sind. . . . .	253

7.69	Als Funktion von $\log P(\chi^2)$ ist der Anteil $F$ der Ereignisse, die einen Schnitt auf $\log P(\chi^2)$ überleben würden, bezogen auf alle Ereignisse mit $P(\chi^2) > 10^{-30}$ zu sehen. . . . .	254
7.70	Für Photonenergien $0.9 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.75 \text{ GeV}$ ist hier für die Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ als Funktion von $\log P(\chi^2)$ der Anteil $F$ der Ereignisse, die einen Schnitt auf $\log P(\chi^2)$ überleben würden, bezogen auf alle Ereignisse mit $P(\chi^2) > 10^{-30}$ zu sehen. . . . .	256
7.71	Für Photonenergien $1.05 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.825 \text{ GeV}$ ist hier für die Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ als Funktion von $\log P(\chi^2)$ der Anteil $F$ der Ereignisse, die einen Schnitt auf $\log P(\chi^2)$ überleben würden, bezogen auf alle Ereignisse mit $P(\chi^2) > 10^{-30}$ zu sehen. . . . .	256
7.72	Für Photonenergien $1.75 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ ist hier für die Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ als Funktion von $\log P(\chi^2)$ der Anteil $F$ der Ereignisse, die einen Schnitt auf $\log P(\chi^2)$ überleben würden, bezogen auf alle Ereignisse mit $P(\chi^2) > 10^{-30}$ zu sehen. . . . .	257
7.73	Für Photonenergien $1.825 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ ist hier für die Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ als Funktion von $\log P(\chi^2)$ der Anteil $F$ der Ereignisse, die einen Schnitt auf $\log P(\chi^2)$ überleben würden, bezogen auf alle Ereignisse mit $P(\chi^2) > 10^{-30}$ zu sehen. . . . .	257
7.74	Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . . . . .	260
7.75	Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . . . . .	260
7.76	Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . . . . .	261
7.77	Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . . . . .	261
7.78	Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . . . . .	262
7.79	Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . . . . .	262
7.80	Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . . . . .	264
7.81	Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ im Fit von C. Bennhold <i>et al.</i> ohne Berücksichtigung einer $D_{13}(1895)$ <i>missing resonance</i> . . . . .	266
7.82	Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ im Fit von C. Bennhold <i>et al.</i> unter Berücksichtigung einer $D_{13}(1895)$ <i>missing resonance</i> . . . . .	266
7.83	Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für in Rückwärtsrichtung produzierte Kaonen bei festgehaltenem Produktionswinkel als Funktion der Photonenergie. . . . .	267
7.84	Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für in Vorwärtsrichtung produzierte Kaonen bei festgehaltenem Produktionswinkel als Funktion der Photonenergie. . . . .	268
7.85	Definition des Produktionswinkels $\theta_{K^+}^{cms}$ und des Zerfallswinkels $\theta_p^{\Lambda-cms}$ . . . . .	271
7.86	Histogramme zur Bestimmung der Polarisation des $\Lambda$ -Hyperons für simulierte Ereignisse. . . . .	274

7.87	Überprüfung der generierten und rekonstruierten Hyperonpolarisationen für simulierte Ereignisse der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . . . . .	276
7.88	Überprüfung der generierten Hyperonpolarisationen für generierte Ereignisse der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . . . . .	277
7.89	Bestimmung der Hyperonpolarisation für die simulierten Ereignisse der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , die der richtigen Reaktion zugeordnet werden konnten. . . . .	277
7.90	Histogramme zur Akzeptanzrechnung bei der Bestimmung der Hyperonpolarisation. . . . .	279
7.91	Bestimmung der Hyperonpolarisationen $P_\Lambda$ und $P_{\Sigma^0}$ für die akzeptanzkorrigierten experimentellen Ereignisverteilungen der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . . . . .	280
7.92	Wie Abbildung 7.91. Zusätzlich wurden die bereits in [Tran98] veröffentlichten <b>SAPHIR</b> -Messungen zu den Datennahmen in den Jahren 1992 bis 1994 eingezeichnet (Dreiecke). . . . .	282
7.93	Bestimmung der $\Lambda$ -Polarisation $P_\Lambda$ für die akzeptanzkorrigierten experimentellen Ereignisverteilungen der Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . . . . .	283
7.94	Relative Polarisation des $\Lambda$ - und des $\Sigma^0$ -Hyperons im <i>naiven</i> Quarkbild. . . . .	284

# Tabellenverzeichnis

1.1	Quarks und Leptonen. . . . .	9
1.2	Die Wechselwirkungen und deren Austauschteilchen (Eichbosonen) im Standardmodell. . . . .	10
2.1	Daten zu den Meßperioden in den Jahren 1997 und 1998. . . . .	32
2.2	Wichtige geometrische Daten der Nachweislagen der zentralen Driftkammer. . . . .	36
2.3	Wichtige geometrische Daten der Nachweislagen der Vorwärtsdriftkammer. . . . .	40
7.1	Übersicht über die Informationen, die zur Abschätzung der Beiträge möglicher Untergrundreaktionen zu den untersuchten Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ benötigt werden. . . . .	201
A.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für den Photonenergiebereich $0.9 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.2 \text{ GeV}$ . . . . .	288
A.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für den Photonenergiebereich $1.2 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.6 \text{ GeV}$ . . . . .	289
A.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für den Photonenergiebereich $1.6 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.0 \text{ GeV}$ . . . . .	290
A.4	Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für den Photonenergiebereich $2.0 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.4 \text{ GeV}$ . . . . .	291
A.5	Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für den Photonenergiebereich $2.4 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ . . . . .	292
A.6	Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ für den Photonenergiebereich $1.05 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.35 \text{ GeV}$ . . . . .	293
A.7	Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ für den Photonenergiebereich $1.35 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 1.75 \text{ GeV}$ . . . . .	294
A.8	Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ für den Photonenergiebereich $1.75 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.15 \text{ GeV}$ . . . . .	295
A.9	Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ für den Photonenergiebereich $2.15 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.55 \text{ GeV}$ . . . . .	296

A.10	Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ für den Photonenergiebereich $2.55 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.60 \text{ GeV}$ . . . . .	297
A.11	Untergrundbeitrag $\frac{dU}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ zur Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für den Photonenergiebereich $1.0 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ . . . . .	298
A.12	Untergrundbeitrag $\frac{dU}{d\cos\theta}$ [ $\mu b$ ] der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ zur Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ für den Photonenergiebereich $1.0 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ . . . . .	299
A.13	Hyperonpolarisation $P_\Lambda$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für den Photonenergiebereich $0.9 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ . . . . .	300
A.14	Hyperonpolarisation $P_{\Sigma^0}$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ für den Photonenergiebereich $1.05 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.60 \text{ GeV}$ . . . . .	300
A.15	Hyperonpolarisation $P_\Lambda$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für den Photonenergiebereich $0.9 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ . . . . .	300
A.16	Hyperonpolarisation $P_{\Sigma^0}$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ für den Photonenergiebereich $1.05 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.60 \text{ GeV}$ . . . . .	301
A.17	Hyperonpolarisation $P_\Lambda$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für den Photonenergiebereich $0.9 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ . . . . .	301
A.18	Hyperonpolarisation $P_\Lambda$ in der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ für den Photonenergiebereich $0.9 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 2.6 \text{ GeV}$ . . . . .	302

# Literaturverzeichnis

- [ABBH69] Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München collaboration:  
Phys. Rev. **188**, 2060 (1969)
- [Alth78] Althoff *et al.*:  
Nuclear Physics B 137 (1978) 269
- [Andr72] H. C. Andrews:  
“Introduction to mathematical techniques in pattern recognition”  
Wiley Interscience, 1972
- [Arnd95] R. A. Arndt *et al.*:  
“Updated analysis of  $\pi N$  elastic scattering data to 2.1  $GeV$ : The baryon spectrum”  
Phys. Rev. C **52**, 2120 (1995)
- [Bart96] Jens Barth:  
“Weiterentwicklung der Gasflußüberwachung am Elektromagnetischen Kalorimeter des **SAPHIR**-Detektors”  
Diplomarbeit, BONN-IB-96-21
- [Bart99] Jens Barth: private Kommunikation
- [Bart02] Jens Barth:  
“Photoproduktion der Vektormesonen  $\omega(782)$  und  $\Phi(1020)$  am Proton von der Erzeugungsschwelle bis zu einer Photon-Energie von 2.6  $GeV$ ”  
Dissertation, BONN-IR-02-6; eingesandt an Eur. Phys. J. zur Veröffentlichung
- [Benn99] C. Bennhold, T. Mart, A. Waluyo, H. Haberzettl, G. Penner, T. Feuster, U. Mosel:  
“Nucleon Resonances in Kaon Photoproduction”  
Los Alamos Preprint server [xxx.lanl.gov/archive/nucl-th 9901066](http://xxx.lanl.gov/archive/nucl-th/9901066)
- T. Mart, C. Bennhold:  
“Evidence for a missing nucleon resonance in kaon photoproduction”  
Phys. Rev. C **61**, (R)012201 (2000)  
(oder: Los Alamos Preprint server [xxx.lanl.gov/archive/nucl-th 9906096](http://xxx.lanl.gov/archive/nucl-th/9906096))
- C. Bennhold, H. Haberzettl, T. Mart:  
“A New Resonance in  $K^+\Lambda$  Electroproduction: The  $D_{13}(1895)$  And Its Electromagnetic Form Factors”

Proceedings of the Second International Conference on Perspectives in Hadronic Physics; World Scientific (1999)  
(oder: Los Alamos Preprint server xxx.lanl.gov/archive/nucl-th 9909022)

C. Bennhold, A. Waluyo, H. Haberzettl, T. Mart, G. Penner, U. Mosel:  
“Missing Nucleon Resonances In Kaon Production With Pions And Photons”  
Los Alamos Preprint server xxx.lanl.gov/archive/nucl-th 0008024

- [Beth53] H. A. Bethe:  
“Molière’s theory of multiple scattering”  
Phys. Rev. **89**, 1256(1953)
- [Bijker] R. Bijker, F. Iachello, A. Leviatan:  
“Algebraic Models of Hadron Structure. I. Nonstrange Baryons”  
Annals of Physics, 236 (1994) 69
- R. Bijker, F. Iachello, A. Leviatan:  
“Electromagnetic form factors in a collective model of the nucleon”  
Phys. Rev. C **54** (1996) 1935
- R. Bijker, F. Iachello, A. Leviatan:  
“Strong decays of nonstrange  $q^3$  baryons”  
Phys. Rev. D **55** (1997) 2862
- R. Bijker, F. Iachello, A. Leviatan:  
“Algebraic Models of Hadron Structure. II. Strange Baryons”  
Annals of Physics, 284 (2000) 89
- [Blum93] Walter Blum; Luigi Rolandi:  
“Particle Detection with Drift Chambers” Springer-Verlag, 1993
- [Bock98] M. Bockhorst:  
“Szintillationszähler, Laufzeitmessung und das Laufzeitzählersystem des **SAPHIR**-Detektors”  
interner Bericht, ISKP Bonn (1/1998)
- [Bran74] S. Brandt:  
“Statistische Methoden der Datenanalyse”, BI-Verlag Mannheim, 1974
- [Brau79] P. Brauel *et al.*:  
Z. Phys. C **3**, 101 (1979).
- [Brau03] Wolfgang Braun: Dissertation in Vorbereitung
- [Burb87] Gert Burbach:  
“Entwicklung, Bau und Test der Zentralen Driftkammer von **SAPHIR**”  
Dissertation, BONN-IR-87-36

- [Burg91] R. Burgwinkel:  
 “Aufbau und Test der Proportional-Drahtkammern für **TOPAS II**”  
 Diplomarbeit, BONN-IR-91-17
- [Burg96] R. Burgwinkel:  
 “Aufbau, Test und Eichung des hochauflösenden Tagging-Systems **TOPAS II**  
 am Bonner **SAPHIR**-Detektor”  
 Dissertation, BONN-IR-96-02
- [Caps86] Simon Capstick, Nathan Isgur:  
 “Baryons in a relativized quark model with chromodynamics”  
 Phys. Rev. D **34**, 2809 (1986)
- [Caps98] S. Capstick, W. Roberts:  
 Phys. Rev. D **58**, 074011 (1998)
- [Chia01a] W.-T. Chiang, S. N. Yang, L. Tiator, D. Drechsel:  
 “An isobar model for eta photo- and electroproduction on the nucleon”  
 Nucl. Phys. **A 700** (2002)
- [Chia01b] W.-T. Chiang, F. Tabakin, T.-S. H. Lee, B. Saghai:  
 “Coupled-channel study of  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ ”  
 Phys. Lett. B **517** (2002) 101
- [Cutk79] R. E. Cutkosky *et al.*:  
 “Pion-nucleon partial-wave amplitudes”  
 Phys. Rev. D **20**, 2839 (1979)
- [Dain85] J. B. Dainton:  
 “Hadron Photoproduction at Medium Energies”  
 Lecture Notes in Physics 234 (1985) 80-110
- [DAng01] A. D’Angelo *et al.*:  
 “Meson Photoproduction at **GRAAL**”  
**NSTAR 2001**, Proceedings of the Workshop on The Physics of Excited Nucleons;  
 World Scientific (2001)
- [DeGr81] Th. A. DeGrand, H. Miettinen:  
 Phys. Rev. D **24**, 2419 (1981)
- [Drec99] Drechsel, D., Hanstein, O., Kamalov, S.S., Tiator, L.:  
 “A unitary Isobar model for pion photo- and electroproduction on the proton up  
 to 1 GeV”  
 Nucl. Phys. **A 645** (1999) S. 145
- [Eich81] Helmut Eichinger:  
 “Review of Track-Fitting methods in counter experiments”  
 • Rough estimates by feature analysis  
 Data Handling Division, **CERN** 81-06

- [Feus98] T. Feuster und U. Mosel:  
 “A unitary model for meson-nucleon scattering”  
 Phys. Rev. C **58**, 457 (1998)
- T. Feuster und U. Mosel:  
 “Photon- and meson-induced reactions on the nucleon”  
 Phys. Rev. C **59**, 460 (1999)
- [Fuhr89] R. Fuhrmann:  
 “Spurerkennung und Spurrekonstruktion in der vorderen Driftkammer von **SAPHIR**”  
 Diplomarbeit, BONN-IR-89-23
- [GARF98] R. Veenhof:  
**GARFIELD**, A drift chamber simulation program, **CERN** Program Library, 1998.
- [Gatt58] R. Gatto:  
 “Relations between the Hyperon Polarizations in Associated Production”  
 Phys. Rev. **109**, 610 (1958)
- [GEAN83] R. Brun, F. Carena *et al.*:  
**GEANT** Simulating Program for Particle Physics Experiments, Version 2.0,  
**CERN** DD/US/86
- [Glan01] K.-H. Glander, representing the **SAPHIR** Collaboration:  
 “Recent Results on Kaon Photoproduction at **SAPHIR** in the Reactions  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  and  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ ”  
**NSTAR 2001**, Proceedings of the Workshop on The Physics of Excited Nucleons; World Scientific (2001)
- [Godf84] Stephen Godfrey, Nathan Isgur:  
 “Baryons in a relativized quark model with chromodynamics”  
 Phys. Rev. D **32**, 189 (1984)
- [Goer99] Stefan Goers:  
 “Messung und Analyse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$  für Photonenergien bis 1.55 GeV mit **SAPHIR** an **ELSA**”  
 Dissertation, BONN-IR-99-09
- [Goer99b] The **SAPHIR**-Collaboration (S. Goers *et al.*):  
 “Measurement of  $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$  at photon energies up to 1.55 GeV”  
 Phys. Lett. B **464** (1999) 331-338
- [Gott64] K. Gottfried, J. D. Jackson:  
 “On the Connection between Production Mechanism and Decay of Resonances at High Energies”  
 Nuovo Cimento **33**(1964)309

- [Grew89] Stefan Grewe:  
 “Spurerkennung und Auflösung der Rechts-/Links-Ambiguitäten der zentralen Driftkammer des **SAPHIR**”  
 Diplomarbeit, BONN-IR-89-20
- [Grün86] S. Gründahl:  
 “Zur Vertexrekonstruktion für Reaktionen  $\gamma p \rightarrow$  Hadronen im **SAPHIR**-Spektrometer”  
 Diplomarbeit, BONN-IR-86-14
- [Haas92] K.-M. Haas:  
 “Die zentrale Driftkammer des **SAPHIR**-Detektors — Einbau in das Experiment und Untersuchung ihrer Eigenschaften”  
 Dissertation, BONN-IR-92-02
- [Habe98] H. Haberzettl, C. Bennhold, T. Mart, T. Feuster:  
 “Gauge-invariant tree-level photoproduction amplitudes with form factors”  
 Phys. Rev. C **58**, R40-R44 (1998)
- [Hann96] J. Hannappel:  
 “Erste Messung der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \omega p$  bis zu Werten von  $|t| = 1\text{GeV}^2$  mit dem **SAPHIR**-Detektor”  
 Dissertation, BONN-IR-97-15
- [HEED98] I. Smirnov:  
**HEED**, CERN Program Library, 1998.
- [Hoeh79] G. Hoehler *et al.*:  
 “Handbook of Pion-Nucleon Scattering”, Physics Data No. 12-1 (1979)
- [Isgu77] Nathan Isgur, Gabriel Karl  
 Phys. Lett. 72 B (1977) 109
- [Isgu78] Nathan Isgur, Gabriel Karl:  
 “P-wave baryons in the quark model”  
 Phys. Rev. D **18**, 4187 (1978)
- [Isgu79] Nathan Isgur, Gabriel Karl:  
 “Positive-parity excited baryons in a quark model with hyperfine interactions”  
 Phys. Rev. D **19**, 2653 (1979)
- [Jaco59] M. Jacob, G. C. Wick:  
 “On the General Theory of Collisions for Particles with Spin”  
 Annals of Physics 7(1959)404
- [Jako84] Karl Jakobs:  
 “Ein optimiertes Verfahren zur Bestimmung der Spurparameter am **SAPHIR**-Detektor”  
 Diplomarbeit, BONN-IB-84-49

- [Jans01] S. Janssen, J. Ryckebusch *et al.*:  
 “The role of hyperon resonances in  $p(\gamma, K^+)\Lambda$  processes”  
 nucl-th/0105008
- [Jüng91] Henry Günter Jüngst:  
 “Principal Components Analysis und Polynome als Methoden zur  
 Spurextrapolation/-interpolation für **SAPHIR**”  
 Diplomarbeit, BONN-IR-91-51
- [Jüng95] Henry Günter Jüngst:  
 “Messung der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  bis 2 GeV mit **SA-  
 PHIR** an **ELSA**”  
 Dissertation, BONN-IR-95-19
- [Korn91] Peter Korn:  
 “Spurerkennung in der zentralen Driftkammer des **SAPHIR**-Detektors an **EL-  
 SA** und erste Rekonstruktion realer Spuren”  
 Diplomarbeit, BONN-IR-91-03
- [Lawa98] R. Lawall:  
 “Untersuchungen zur planaren Vorwärtskammer im Driftkammersystem des  
 Großraumwinkeldetektors **SAPHIR**”  
 Diplomarbeit, Bonn 1998
- [Lawa03] R. Lawall: Dissertation in Vorbereitung
- [Lee57] T. D. Lee, C. N. Yang:  
 “General Partial Wave Analysis of the Decay of Hyperon of Spin 1/2”  
 Phys. Rev. **106**, 1645(1957)
- [Lind89] Ludger Lindemann:  
 “Erkennung und Rekonstruktion geladener Teilchen bei **SAPHIR** am **ELSA-  
 Ring**.”  
 Diplomarbeit, BONN-IR-89-22
- [Lind93] Ludger Lindemann:  
 “Erste Messung der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  mit **SA-  
 PHIR** an **ELSA**”  
 Dissertation, BONN-IR-93-26
- [Lind94] M. Bockhorst *et al.*:  
 “Measurement of the total and differential cross sections and polarizations in the  
 reactions  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  and  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  at photon energies up to 1.47 GeV”  
 Z. Phys., C **63**, 37 (1994)
- [Link94] Jürgen Link:  
 “Aufbau und Test der Proportionaldrahtkammern für das neue Taggingssystem  
 an **SAPHIR**”  
 Diplomarbeit, BONN-IR-94-33

- [Link00] Jürgen Link:  
 “Untersuchung der Photoproduktion von  $\eta'$ -Mesonen mit dem Saphir-Detektor”  
 Dissertation, Bonn 2000, ISKP-Report 1/2000
- [Manl92] D. M. Manley und E. M. Saleski:  
 “Multichannel resonance parametrization of  $\pi N$  scattering amplitudes”  
 Phys. Rev. D **45**, 4002 (1992)
- [Mart89] K. Martens:  
 “Drift und Diffusion in Helium/Molekülgas-Mischungen”  
 Diplomarbeit, Heidelberg 1989
- [Menz97] D. Menze *et al.* (**SAPHIR**-Collaboration):  
 “Strangeness Photoproduction with the **SAPHIR** Detector”  
 Talk given at 6th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics  
 (CIPANP 97), Big Sky, MT, 1997  
 Los Alamos Preprint server xxx.lanl.gov/archive/nucl-th 9707025
- [Moli48] G. Molière:  
 “Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II, Mehrfach- und Vielfach-  
 streuung”  
 Z. Naturforsch. 3a, 78 (1948)
- [Neue99] Walter Neuerburg:  
 “Untersuchung zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen  
 $\gamma d \rightarrow pn\pi^+\pi^-$  und  $\gamma d \rightarrow d\pi^+\pi^-$ ”  
 Dissertation, BONN-IR-99-06
- [Nicu98] G. Niculescu *et al.*:  
 Phys. Rev. Lett. **81**, 1805 (1998)
- [PDG00] **Particle Data Group** (D.E. Groom *et al.*):  
 “Review of Particle Physics”  
 The European Physical Journal **C15** (2000)
- [Penn02] G. Penner und U. Mosel:  
 “Vector meson production and nucleon resonance analysis in a coupled-channel  
 approach for energies  $m_N < \sqrt{s} < 2 \text{ GeV}$ :  
 I. Pion-induced results and hadronic parameters”  
 Phys. Rev. C **66**, 055211 (2002)
- G. Penner und U. Mosel:  
 “Vector meson production and nucleon resonance analysis in a coupled-channel  
 approach for energies  $m_N < \sqrt{s} < 2 \text{ GeV}$ :  
 II: Photon-induced results”  
 Phys. Rev. C **66**, 055212 (2002)
- [Petr00] Matthias Koll, Ralf Ricken, Dirk Merten, Bernard Metsch, Herbert Petry:  
 “A Relativistic Quark Model for Mesons with an Instanton-Induced Interaction”

Eur. Phys. J. A 9, 73 (2000)

Ralf Ricken, Matthias Koll, Dirk Merten, Bernard Ch. Metsch, Herbert R. Petry:

“The Meson Spectrum in a Covariant Quark Model”

Eur. Phys. J. A 9, 221 (2000)

[Petr01] Ulrich Löring, Klaus Kretzschmar, Bernard Ch. Metsch, Herbert R. Petry:  
“Relativistic quark models of baryons with instantaneous forces”  
Eur. Phys. J. A 10, 309 (2001)

Ulrich Löring, Bernard Ch. Metsch, Herbert R. Petry:

“The light baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces: I. The non-strange baryon spectrum and ground states”

Eur. Phys. J. A 10, 395 (2001)

Ulrich Löring, Bernard Ch. Metsch, Herbert R. Petry:

“The light baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton-induced quark forces: II. The strange baryon spectrum”

Eur. Phys. J. A 10, 447 (2001)

[Plöt98] R. Plötzke:  
“Photoproduktion von  $\eta'$ -Mesonen mit dem **SAPHIR**-Detektor an **ELSA**”  
Dissertation, Bonn 1998

R. Plötzke *et al.*:

“Photoproduction of  $\eta'$ -mesons with the  $4\pi$ -detector **SAPHIR**”

Physics Letters B 444 (1998) 555-562

J. Ernst *et al.*:

“First results on  $\eta'$  photoproduction with **SAPHIR**”

Nuclear Physics A 639 (1998) 213c-216c

[Rade88] Gerd Radek:  
“Rekonstruktion von Spurpunkten im Bereich der zentralen Kammer bei **SAPHIR** an **ELSA**”  
Diplomarbeit, BONN-IR-88-10

[Sagh01] B. Saghai:  
“From know to undiscovered resonances”  
nucl-th/0105001

[Saul77] F. Sauli:  
“Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers”  
**CERN 77-09**

[Schn90] J.-L. Schneider:  
“Vorbereitende Rechnungen und Messungen zum hochauflösenden Tagging-

System **TOPAS II** am **SAPHIR**-Detektor”  
Diplomarbeit, BONN-IR-90-13

- [Scho96] J. N. Scholmann:  
“Verbesserung des Driftkammersystems am **SAPHIR**-Detektor und erste Messungen der  $\Phi$ -Produktion an der Schwelle”  
Dissertation, Bonn 1996
- [Schu99] Inez Schulday:  
“Driftzeitspektren der zentralen und vorderen Driftkammer von **SAPHIR**”  
Diplomarbeit, BONN-IB-99-12
- [Schu03] Inez Schulday: Dissertation in Vorbereitung
- [Schw94] W. J. Schulle *et al.*:  
“Design and construction of the **SAPHIR** detector”  
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 344, 470-486 (1994)
- [Shif80] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, V. I. Zakharov:  
Nucl. Phys. **B 163**, 46 (1980)
- [Theu01] L. Theuss, R.F. Wagenbrunn, B. Desplanques, W. Plessas:  
Nucl. Phys. **A 689** (2001) 394-397
- [tHoo76] G. 't Hooft:  
Phys. Rev. D **14**, 3432 (1976), Erratum: *ibid.* **D 18**, 2199 (1978)
- [Tran97] Minh-Quan Tran:  
“Entwicklungen zur Spurrekonstruktion in der vorderen Driftkammer von **SAPHIR** und neue Ergebnisse von einer Analyse der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ ,  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ ”  
Dissertation, BONN-IR-97-11
- [Tran98] The **SAPHIR**-Collaboration (M. Q. Tran *et al.*):  
“Measurement of  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  and  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  at photon energies up to 2 GeV”  
Phys. Lett. B **445** (1998) 20-26
- [Umla93] G. Umlauf:  
“Spurfindung und Spurrekonstruktion in der inneren Vorwärtsdriftkammer von **SAPHIR**”  
Diplomarbeit, BONN-IR-93-21
- [vanP03] Harald van Pee: Dissertation in Vorbereitung
- [Wiel00] Friedrich Wilhelm Wieland: private Kommunikation
- [Wiel03] Friedrich Wilhelm Wieland: Dissertation in Vorbereitung
- [Wind74] H. Wind:  
“Momentum Analysis by Using a Quintic Spline Model for the Track”  
Nucl. Instr. Meth. 115 (1974) 431

- [Wißk94] Jürgen Wißkirchen:  
“Entwicklung der Software und Aufbau der Szintillationszähler des Tagging-  
systems **TOPAS II**”  
Diplomarbeit, BONN-IR-94-24
- [Wu03] Chong Wu:  
Untersuchung der  $\rho$ - und  $\Delta$ -Produktion in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$   
Publikation in Vorbereitung
- [Zurm65] R. Zurmühl:  
“Praktische Mathematik für Ingenieure und Physiker”  
Springer Verlag, Berlin 1965