Christoph A. Quentmeier

Untersuchung der Reaktion

$\mathbf{pp \rightarrow ppK^{+}K^{-}}$

nahe der Produktionsschwelle

– 2001 –

Experimentelle Physik

Untersuchung der Reaktion $\mathbf{pp \rightarrow ppK^{+}K^{-}}$ nahe der Produktionsschwelle

Inaugural–Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik

der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Westfälischen Wilhelms–Universität Münster

vorgelegt von

Christoph A. Quentmeier

aus Münster

— 2001 —

Dekan:	Prof. Dr. W. Lange
Erster Gutachter:	Prof. Dr. R. Santo
Zweiter Gutachter:	Priv.-Doz. Dr. T. Peitzmann
Tag der mündlichen Prüfung:	........2001, ...2001
Tag der Promotion:	2001

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Das Experiment COSY–11 [Bra96, Wol00] am Beschleuniger COSY [Mai97] im Forschungszentrum Jülich dient vornehmlich der schwellennahen Erzeugung von Mesonen und Hyperonen, mit dem Ziel, Aufschluss über die jeweilige Reaktionsdynamik und damit über die wirksamen Produktionsmechanismen zu erlangen. Schwellennahe Messungen bergen für derartige Untersuchungen eine Vielzahl von Vorteilen. Die Teilchen im Ausgangskanal besitzen nur sehr geringe Relativimpulse, so dass Endzustandswechselwirkungen einen deutlichen Einfluss ausüben können und zudem zur theoretischen Beschreibung der Streuprozesse nur wenige Partialwellen berücksichtigt werden müssen. Da bei schwellennahen Messungen die Ejektile im Laborsystem nur einen begrenzten Raumwinkelbereich abdecken, kann bereits mittels eines relativ kompakten Detektoraufbaus — wie der des COSY–11–Experimentes — eine große geometrische Akzeptanz für die auslaufenden Teilchen erreicht werden.

Durch den Einsatz einer stochastischen Kühlung des COSY–Strahls wird sowohl die Impulsunschärfe als auch die Emittanz des Strahls deutlich verringert. Die so erreichte hohe Qualität des Strahls wird in Verbindung mit dem bei COSY–11 verwendeten internen Clustertarget optimal ausgenutzt: Die kleine, wohldefinierte Wechselwirkungsregion, die sich aus dem Überlapp des gekühlten Strahls

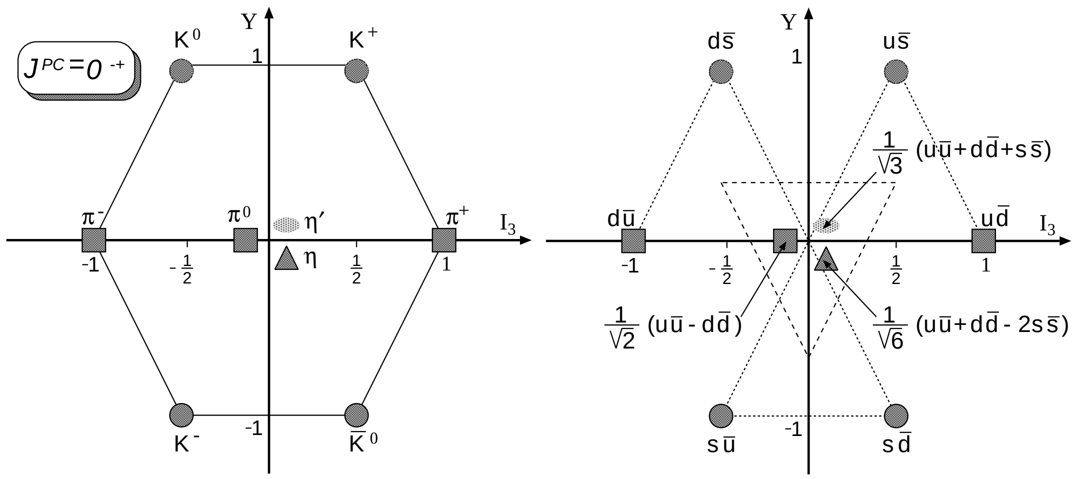


Abbildung 1.1: Das Nonett pseudoskalarer Mesonen [PDG00].

mit dem Target ergibt, ermöglicht den Verzicht auf eine aufwendige Vertexrekonstruktion und gewährleistet eine hohe experimentelle Auflösung. Aufgrund der hohen Umlauffrequenz der Strahlprotonen können bei dem zur Verfügung stehenden Strahlstrom in Verbindung mit der erreichbaren Targetdichte Luminositäten erreicht werden, die das Vermessen auch von Reaktionen mit verhältnismäßig geringen Wirkungsquerschnitten in einem vernünftigen zeitlichen Rahmen ermöglichen. An der COSY–11–Installation können somit schwellennahe Messungen mit hoher Präzision durchgeführt werden.

Im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen Untersuchungen der Kaonenpaarproduktion in der Reaktion pp $\rightarrow$ ppK$^+$K$^-$. Im Quarkmodell werden die Kaonen dem aus den Quarkflavours u, d und s zusammengesetzten Nonett pseudoskalarer Mesonen zugeordnet. Dieses Nonett wird durch die Quantenzahlen Bahndrehimpuls L = 0, Spin = 0, Gesamtdrehimpuls J = $|\vec{L} + \vec{S}| = 0$, Parität P = (-1)$^{L+1}$ = -1 und Ladungskonjugation[1] C = (-1)$^{L+S}$ = +1 beschrieben; die übliche Kurzschreibweise lautet hierfür J^{PC} = 0^{-+}. In Abbildung 1.1 ist das Nonett pseudoskalarer Mesonen, differenziert nach der Isospin–(3)–Komponente und der Hyperladung (links),

[1]Die Ladungskonjugation C ist hier nur für das π^0–, das η– und das η'– Meson definiert.

sowie die korrespondierenden Quark–Antiquark–Kombinationen (rechts) dargestellt. Dabei definiert die Summe Y = B + S die Hyperladung. Die Baryonenzahl B und die Seltsamkeit S sind in Verbindung mit der Isospin–(3)–Komponente I_3 nach der Formel von Gell–Mann–Nishijiama $Q = I_3 + \frac{1}{2}\cdot(B + S)$ mit der elektrischen Ladung Q in Beziehung gesetzt.

Messungen zur Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ finden ihre Motivation zum einen darin, einen Beitrag zur andauernden Diskussion über die Natur der skalaren Resonanz $f_0(980)$ leisten zu wollen, die, wie auch das $a_0(980)$, an den $K\overline{K}$–Kanal koppelt [PDG00]. Zum anderen besteht sowohl in der Schwerionenphysik als auch in der Astrophysik besonderes Interesse an der Kenntnis des absoluten K^-–Wirkungsquerschnittes nahe der Erzeugungsschwelle. Hierauf soll in den folgenden Abschnitten kurz eingegangen werden.

1.1 Die skalare Resonanz $f_0(980)$

Die isoskalare Resonanz $f_0(980)$[2] (Isospin I=0) sowie die isovektorielle Resonanz $a_0(980)$[3] (Isospin I=1) besitzen beide die Quantenzahlen des Nonetts skalarer Mesonen und werden somit durch den Bahndrehimpuls L = 1, den Spin = 1, den Gesamtdrehimpuls J = 0, die Parität P = +1 und die Ladungskonjugation C = +1 charakterisiert.

Während die Struktur der pseudoskalaren Mesonen im Quarkmodell gut beschrieben werden kann, ist die Interpretation skalarer Resonanzen derzeit nicht eindeutig. Der heutige Kenntnisstand über das Nonett skalarer Mesonen ist in Abbildung 1.2 veranschaulicht. Es wurden mehr Teilchen mit den entsprechenden Quantenzahlen gefunden als für die vollständige Besetzung des Nonetts erforderlich ist. Dieser Umstand hat seine Ursache vermutlich darin, dass nicht alle Teilchen reine Quark–Antiquark–Zustände sind, sondern eine

[2]Masse m_{f_0} = 980 ± 10 MeV, Breite Γ_{f_0} = 40 – 100 MeV [PDG00].
[3]Masse m_{a_0} = 984.8 ± 1.4 MeV, Breite Γ_{a_0} = 50 – 100 MeV [PDG00].

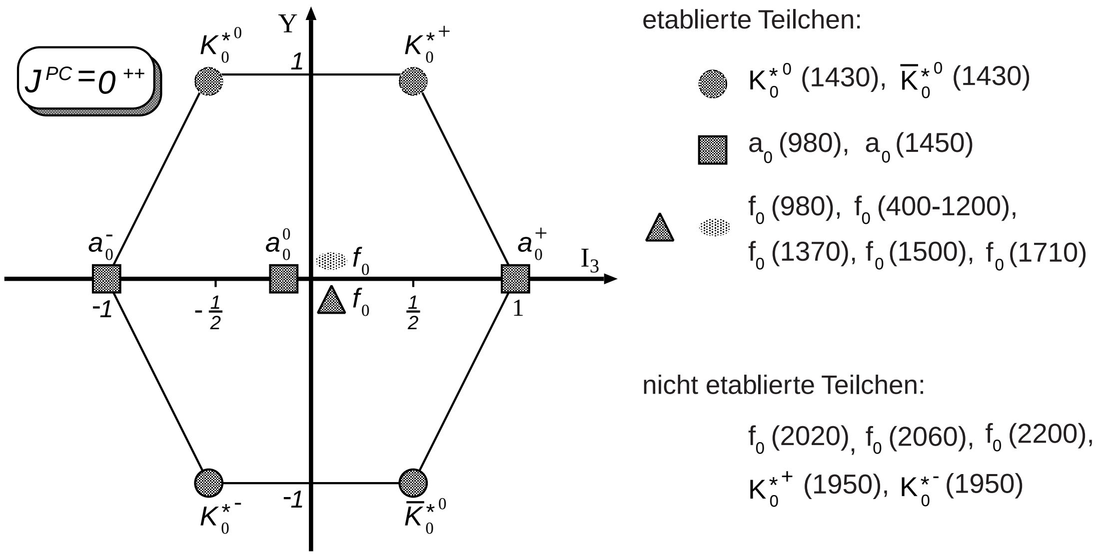


Abbildung 1.2: Das Nonett skalarer Mesonen [PDG00].

andersgeartete innere Struktur besitzen. Die isoskalare Resonanz $f_0(980)$ wird als Kandidat für eine modifizierte Quark–Antiquark–Struktur ebenso diskutiert wie für einen Zwei–Quark–Zwei–Antiquark–Zustand, ein $K\overline{K}$–Molekül oder einen Glueball. Im Folgenden sollen die unterschiedlichen Modelle und die vorhandenen experimentellen Hinweise angesprochen, jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht vollständig und detailliert beschrieben und diskutiert werden.

- Die modifizierte Quark–Antiquark–Struktur

  Analysen zu einer möglichen $q\overline{q}$–Struktur des $f_0(980)$ wurden unter anderem von Morgan und Pennington durchgeführt [Mor93]. In ihre Untersuchungen gingen Daten der Übergänge $\pi\pi \to \pi\pi$, $K\overline{K} \to K\overline{K}$ und $\pi\pi \to K\overline{K}$ ein, die bei Energien unterhalb der $\eta\eta$–Erzeugungsschwelle (~ 1.1 GeV/c^2) in unterschiedlichen Experimenten gewonnen wurden. Aus der Analyse der Streuamplituden wird der Schluss gezogen, dass das $f_0(980)$ durch eine Breit–Wigner–Resonanz der Masse m = (983 ± 52) MeV/c^2 beschrieben werden kann. Das $f_0(980)$ kann weder als ein reiner $q\overline{q}$–Zustand noch als ein $K\overline{K}$–Molekül interpretiert werden. Eine denkbare Beschreibungsmöglichkeit wäre eine modifizierte $q\overline{q}$–Struktur; zudem konnte die Hypothese eines Glueballs anhand der vorliegenden Resultate nicht entkräftet werden. Untersuchungen von Anisovich [Ani00] zu den Übergängen $\Phi(1020) \rightarrow \gamma f_0(980)$ und $f_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$ zeigen eine gute Übereinstimmung der experimentellen Daten mit der Hypothese einer Quark–Antiquark–Struktur, doch kann aus den Analysen nicht auf eine reine $q\overline{q}$–Struktur des $f_0(980)$ geschlossen werden.

- Der Zwei–Quark–Zwei–Antiquark–Zustand

  In Anlehnung an das MIT–Bag–Modell wurde 1975 ein Farb–Quark–Gluon–Modell entwickelt [Cho74, DeG75] und darauf aufbauend die möglichen Massen und Breiten für die vier bis dahin bekannten Teilchen des Nonetts berechnet [Jaf77]. Diese Teilchen werden nach heutiger Terminologie f_0(400–1200), $f_0(980)$, $a_0(980)$ und $K_0^*(1430)$ genannt. Im $qq\overline{q}\overline{q}$-Bild setzen sich diese Teilchen wie folgt zusammen:

  $f_0(400\text{–}1200) = u\overline{u}d\overline{d}$,

  $f_0(980) = \frac{1}{\sqrt{2}} s\overline{s}(u\overline{u} + d\overline{d})$,

  $a_0^+(980) = u\overline{d}s\overline{s}$ und

  $K_0^{*+}(1430) = u\overline{s}d\overline{d}$.

  In dieser Interpretation sollte das $K_0^{*+}(1430)$ im Massenbereich von ~ 900 MeV liegen und stark an den πK–Kanal koppeln, doch steht diese Vorhersage im Widerspruch zu allen bisher existierenden Daten. Eine Möglichkeit der Überprüfung dieses $qq\overline{q}\overline{q}$–Modells besteht in der Messung der vorhergesagten relativen Verhältnisse der Kopplungskonstanten ($\pi\pi$, π K und $K\overline{K}$) zueinander, allerdings gibt es dafür derzeitig keine ausreichende Datenbasis.

- Das $K\overline{K}$–Molekül

  Die Existenz relativ schwach gebundener $K\overline{K}$–Systeme wurde von Weinstein und Isgur vorhergesagt [Wei82]. In weitergehenden Rechnungen, die auf einem nichtrelativistischen Quarkmodell basieren, werden sowohl das $f_0(980)$ als auch das $a_0(980)$ als gebundene $K\overline{K}$–Zustände identifiziert [Wei89, Wei90]. Dieses Modell ermöglicht neben der Erklärung einiger besonderer Eigenschaften wie zum Beispiel die Partialbreiten des $f_0(980)$ und des $a_0(980)$ auch die Reproduktion der gemessenen elastischen $\pi\pi$–Streuphasen bis zu Gesamtenergien im Schwerpunktsystem von ~ 1.4 GeV.

Im Rahmen eines Mesonen–Austausch–Modells wurden von Lohse et al. [Loh90] Streuphasenanalysen durchgeführt, aus denen gefolgert wird, dass der isoskalare 0^{++}–Zustand als ein gebundenes $K\overline{K}$–System identifiziert werden kann.

In einem Jülicher Meson-Austausch-Modell [Jan95] wird die Struktur der skalaren Resonanzen $f_0(980)$ und $a_0(980)$ untersucht. Vorhersagen über die Anregungsfunktionen unter Berücksichtigung eines möglichen $K\overline{K}$–Molekülzustandes existieren für die Reaktionen $\pi^+\pi^- \rightarrow K^+K^-$ sowie $\pi^+\pi^- \rightarrow K^0\overline{K^0}$ [Kre97]. In diesem Modell wird das isoskalare $f_0(980)$ als gebundener $K\overline{K}$–Zustand beschrieben, hingegen sind die Wechselwirkungen beim $a_0(980)$ nicht attraktiv genug, um einen gebundenen $K\overline{K}$-Zustand zu bilden. Die Bildung eines $K\overline{K}$–Molekülzustandes beziehungsweise starke $K\overline{K}$-Wechselwirkungen sollten sich sensitiv sowohl auf den Verlauf als auch auf die absolute Höhe der Anregungsfunktion in Schwellennähe auswirken. Eine starke $K\overline{K}$–Wechselwirkung sollte sich ebenfalls in der Anregungsfunktion der K^+K^-–Erzeugung im Proton–Proton–Stoß finden und so Rückschlüsse auf die Natur der $f_0(980)$–Resonanz ermöglichen.

- Der Glueball

  Da Gluonen Träger von Farbladung sind, ist eine Selbstkopplung zu gg–Zuständen, den Glueballs, ebenso möglich wie die — unter Berücksichtigung der Farbneutralität — Bildung von $q\overline{q}\,g$–Zuständen, den Hybriden.

Die Quantenchromodynamik selbst schließt weder die Existenz reiner Glueballs noch Hybride aus. Verschiedene Modelle [Bar81, Clo89, Cor83, Isg83, Shi79, Tep85] kommen zu dem Ergebnis, dass ein Teilchen mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{++}$ kein Hybrid, wohl aber ein Glueball sein könne. Der leichteste Kandidat besäße eine Masse von m ~1 GeV/c^2 bis ~1.5 GeV/c^2 und wäre somit mit den Eigenschaften des $f_0(980)$ verträglich. Experimentelle Hinweise auf die Existenz eines Glueballs wurden aus Analysen der Messungen zu den Reaktionen $\psi \rightarrow \phi\pi^+\pi^-$ [Coo86] sowie pp $\rightarrow$ pp$\pi\pi$ [Au86] gewonnen, die das $f_0(980)$ als einen möglichen Kandidaten für einen Glueball einordnen.

Ein experimenteller Zugang zum $f_0(980)$ bietet sich über die Vermessung der Reaktion pp $\rightarrow$ pp$K\overline{K}$, da das $f_0(980)$ selbst an den $K\overline{K}$–Kanal koppelt. Die aus verschiedenen Messungen ermittelten aktuellen Werte für die Masse und die Breite des $f_0(980)$ liegen bei m_{f_0} = (980 ± 10) MeV/c^2 und Γ_{f_0} = (70 – 100) MeV/c^2 [PDG00]; die Erzeugungsschwelle für ein K^+K^-–Paar befindet sich bei $m_{K^+K^-}$ = 987.35 MeV/c^2.

Der Verlauf der Anregungsfunktion für die freie $K\overline{K}$–Erzeugung sollte unter Annahme reiner S–Wellenstreuung dem Verhalten des 4–Körper–Phasenraumes, modifiziert durch die Proton–Proton–Endzustandswechselwirkungen sowie durch Einflüsse der Coulombwechselwirkungen folgen. Abweichungen vom Phasenraumverhalten können durch weitere Endzustandswechselwirkungen der Systeme Kaon–Proton, Antikaon–Proton sowie Kaon–Antikaon hervorgerufen werden, die auch auf einen Einfluss des $f_0(980)$ beziehungsweise des $a_0(980)$ hindeuten können, falls sich diese als ein $K\overline{K}$–Molekül darstellen lassen. Die Vermessung der Anregungsfunktion für die K^+K^-–Erzeugung könnte somit Hinweise auf die Stärke der $K\overline{K}$–Wechselwirkung liefern und damit Rückschlüsse auf die Struktur des $f_0(980)$ ermöglichen. Neueren Rechnungen von Bratkovskaya et al. [Bra99] zufolge sollte die resonante K^+K^-–Erzeugung im Bereich von 5 – 50 MeV

Überschussenergie (bezüglich der freien Produktion) bei der in ihrem Modell favorisierten Wahl der Kopplungskonstanten einen um ein bis zwei Größenordnungen geringeren Beitrag zum Wirkungsquerschnitt als die freie Produktion liefern.

1.2 Der elementare K^-–Wirkungsquerschnitt

Im Proton–Proton–Stoß wurden die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $pp \rightarrow K^{\pm}X$ bei Anregungsenergien von etwa 0.2 – 1 GeV ermittelt [Fla84]; schwellennahe Messungen existierten vor den am Beschleuniger COSY durchgeführten Experimenten jedoch nicht. Die bei den hohen Anregungsenergien erhaltenen Wirkungsquerschnitte der K^+–Erzeugung übertreffen diejenigen der K^-–Erzeugung um bis zu einer Größenordnung. Im Gegensatz dazu wurde in Schwerionenexperimenten bei der gleichen Anregungsenergie pro Nukleon unterhalb der Erzeugungsschwelle eine vergleichbar große Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines K^+– beziehungsweise K^-–Mesons beobachtet [Lau99, Lau00]. Verschiedene Modelle versuchen, den Produktionswahrscheinlichkeiten für Kaonen beziehungsweise Antikaonen in der Umgebung hoher Kerndichten durch repulsive beziehungsweise attraktive Wechselwirkungen zwischen den (Anti–) Kaonen und der Kernmaterie Rechnung zu tragen [Kap86, Bro94, Waa96, Sch97, Lut97]. Eine besondere Bedeutung kommen den sogenannten Medium–Effekten[4] auch bei der Diskussion astrophysikalischer Fragestellungen zu und haben beispielsweise Auswirkungen auf die Vorhersage der kritischen Masse von Neutronensternen [Bro94]. Zur theoretischen Beschreibung der Kern–Kern–Wechselwirkungen werden Transportmodelle benutzt, die die Kenntnis elementarer (Anti–) Kaonen–Wirkungsquerschnitte nahe der Produktionsschwellen vorraussetzen.

Im Proton–Proton–Stoß wurden die Reaktionen $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ und $pp \rightarrow pK^+\Sigma^0$ in Schwellennähe an den Experimenteinrichtungen COSY–11 und

[4] Das sind Effekte, die die Eigenschaften und das Verhalten der Kaonen bei hohen Baryonendichten ändern.

COSY–TOF genau vermessen [Bal96, Bal98, Bil98, Sew99], hingegen existieren für die benötigten Werte der K^-–Wirkungsquerschnitte bei Anregungsenergien von $Q < 100$ MeV noch keine Daten. Frühere Messungen an der COSY–11–Installation, die die Angabe von oberen Grenzen für die Wirkungsquerschnitte ermöglichten [Wol98, Lis98], zeigen, dass die Wirkungsquerschnitte im Bereich von Überschussenergien < 30 MeV Werte von kleiner als 3 nb annehmen.

An COSY–11 wurden unter deutlich verbesserten experimentellen Bedingungen (beispielsweise konnte die Luminosität im Durchschnitt um mehr als einen Faktor Zwei erhöht werden) Messungen zur Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ bei Anregungsenergien bezüglich der freien Produktion von Q = -3, +3 und +17 MeV durchgeführt, die im Rahmen dieser Arbeit analysiert wurden.

In Kapitel 2 werden die in der Analyse verwendeten Detektoren behandelt. Kapitel 3 dokumentiert die Vorgehensweise bei der Ereignisselektion und der Differenzierung nach Zwei– und Dreispurereignissen. Die weitergehende Analyse der Dreispurereignisse wird in Kapitel 4 beschrieben; sie ermöglicht die Zuordnung von Ereignissen zu Reaktionskanälen des Typs $pp \rightarrow ppK^+X$. In Kapitel 4 werden nach Normierung der Daten auf die als Referenzreaktion verwendete elastische Proton–Proton–Streuung differenzielle und absolute Wirkungsquerschnitte hinsichtlich des ppK^+K^-–Endzustandes bestimmt. Kapitel 5 widmet sich der Analyse der aufgenommenen Zweispurereignisse und differenziert nach Reaktionen des Typs $pp \rightarrow ppX$ und $pp \rightarrow pK^+X$. Es werden sowohl Winkelverteilungen als auch absolute Wirkungsquerschnitte zur ω– und zur η'–Produktion extrahiert.

Kapitel 2

Das Experiment

2.1 Der Beschleuniger COSY

Abbildung 2.1 zeigt eine Übersicht der Beschleunigeranlage. Die aus einer H^-–Quelle stammenden Ionen werden in dem kontinuierlich betriebenen Zyklotron auf Energien von etwa 45 MeV vorbeschleunigt und extrahiert [Brä98]. Auf dem Weg zum Speicherring streifen die Ionen an einer dünnen Kohlenstofffolie ihre Elektronen ab. Nach der Injektion in den COSY–Ring werden die Protonen auf die experimentell gewünschten Strahlimpulse zwischen 295 und etwa 3450 MeV/c^2 beschleunigt. Damit können im Proton-Proton-Stoß bei ruhendem Target Teilchen mit Massen von 23 bis etwa 1030 MeV/c^2 erzeugt werden.

Die hohe Qualität des Protonenstrahls wird durch eine Emittanz von $\epsilon \leq 1\,\pi$ mm mrad bei Maximalenergie und einer Impulsunschärfe von $\Delta p/p \approx 1\,\mathrm{x}\,10^{-4}$ verdeutlicht [Sch98]. Diese Eigenschaften werden mit einer Kühlung des Strahls erreicht. Dazu stehen für Strahlimpulse bis etwa 645 MeV/c eine Elektronenkühlung und oberhalb von 1500 MeV/c bis zum Maximalimpuls eine stochastische Kühlung zur Verfügung [Pra00].

Der absolute Wert des Strahlimpulses ist bis auf 1 Promille genau bekannt. Der gekühlte Protonenstrahl kann speziellen Anforderungen, wie zum Beispiel

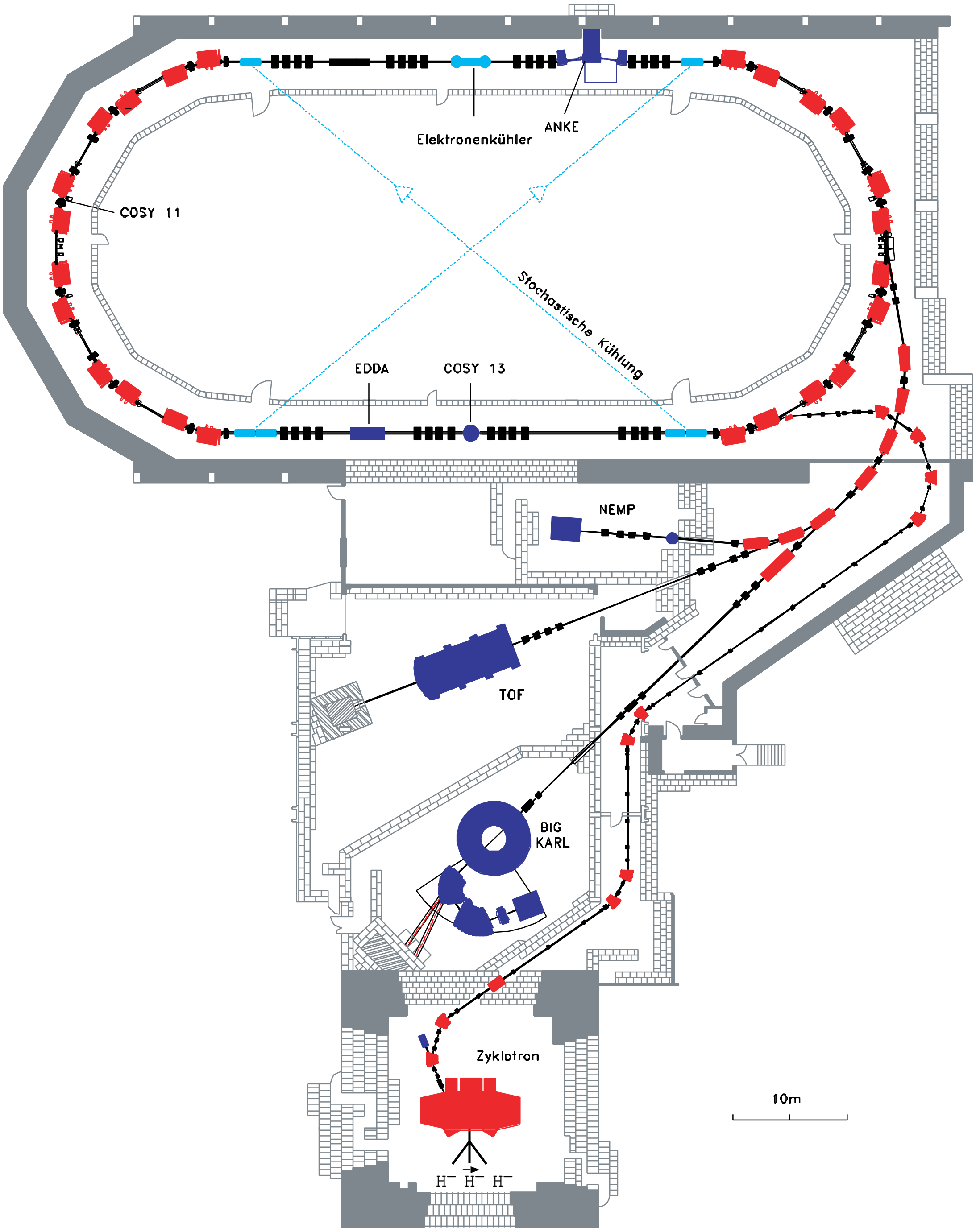


Abbildung 2.1: Der COSY–Speicherring am Forschungszentrum Jülich mit den internen und externen Experimentierplätzen sowie dem Zyklotron.

der gewünschten Strahllage, entsprechend an die jeweiligen Experimente angepasst werden, besaß am Ort der Wechselwirkung mit dem COSY–11–Target einen Durchmesser von etwa 4 mm und bestand bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messreihen durchschnittlich aus etwa $2 \cdot 10^{10}$ Protonen.

2.2 Der COSY–11–Experimentaufbau

Die COSY–11–Installation befindet sich in einer Bogensektion des COSY–Ringes und ist speziell für die Untersuchung der schwellennahen Erzeugung von Mesonen einer Masse bis zu 1 GeV/c^2 im Proton–Proton–Stoß konzipiert worden [Oel88, Oel93]. In den bereits an COSY–11 durchgeführten Messreihen wurde neben der Erzeugung von Mesonen im Massenbereich zwischen $\pi^+\pi^-$ und Φ auch die Produktion der Hyperonen Λ, Σ^0, $\Sigma^0(1385)$ sowie $\Lambda(1405)$ studiert [Bal98, Grz00, Kho96, Lis98, Mos98a, Sew99, Smy00a]. Das experimentelle Programm wurde durch erste Untersuchungen zur Mesonenproduktion an einem Deuteriumtarget [Ada00, Gec00] erweitert.

Abbildung 2.2 zeigt den Experimentaufbau COSY–11 mit den verschiedenen Detektoren zum Nachweis positiv geladener Teilchen; zusätzlich eingezeichnet sind dort Teilchenspuren für die Reaktion pp $\rightarrow$ ppK$^+$K$^-$. Ein COSY–Dipolmagnet dient als Impulsseparator und lenkt die positiv geladenen Ejektile, die einen geringeren Impuls als die Strahlprotonen besitzen, aus der Streukammer hinaus durch die Driftkammern D1 und D2 in Richtung der Szintillationsdetektoren S1, S2 und S3. Mittels der Signale in den beiden Driftkammern können die Spuren der Teilchen rekonstruiert und zum nominellen Wechselwirkungspunkt zurückgeführt werden. Der Impuls der Teilchen ergibt sich aus der Krümmung der Spuren durch das genau vermessene Magnetfeld [Smy97]. Das Szintillatorhodoskop S1 kann als Start–, die Szintillationswand S3 als Stoppzähler einer etwa 9.3 m langen Flugzeitstrecke dienen. Eine Kombination der so erhaltenen Informationen über die Impulse und die Geschwindigkeiten ermöglicht die Identifikati-

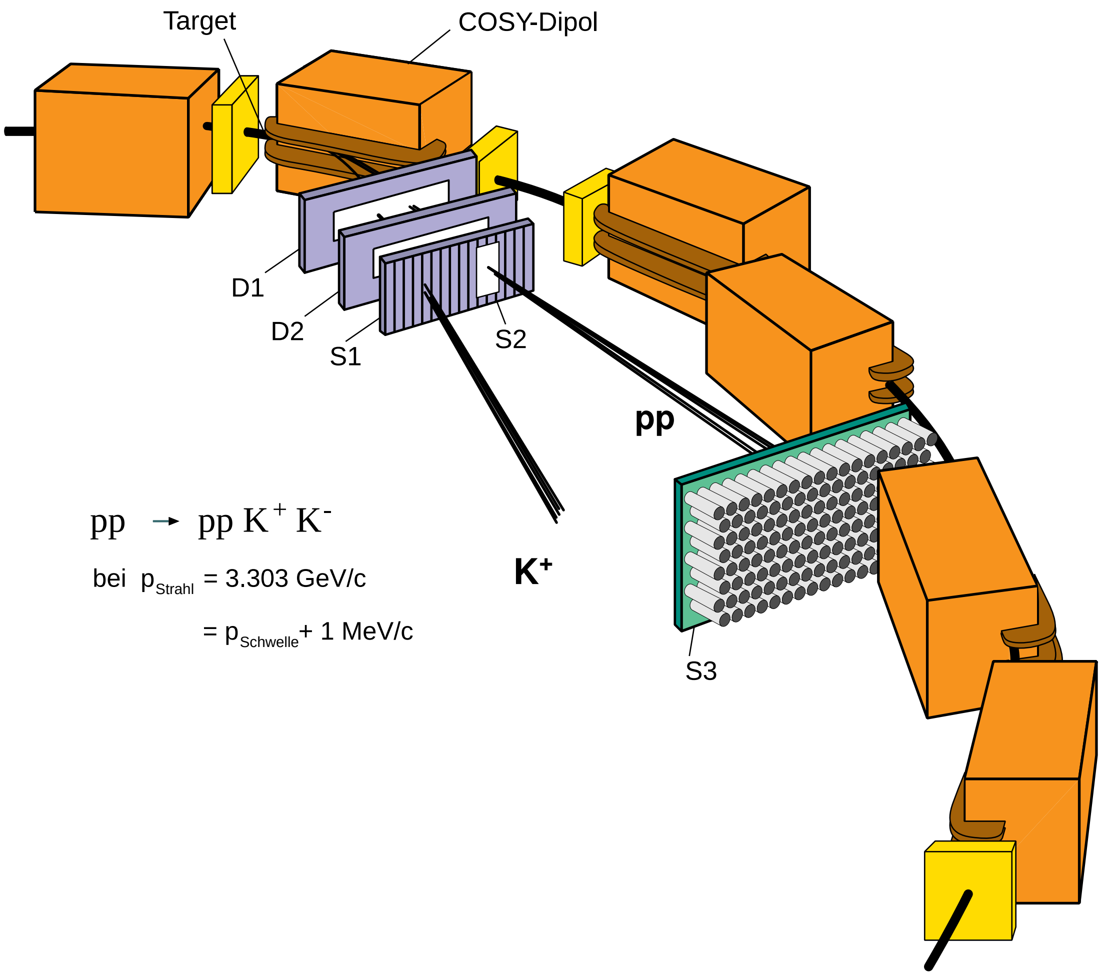


Abbildung 2.2: Das COSY–11–Experiment. In dieser Darstellung ist der Zerfall des K^{+} nicht berücksichtigt.

on der Teilchen (vergleiche Kapitel 3.2). Negativ geladene Teilchen werden in das Innere des Dipoles gelenkt, wo ein Detektionssystem, bestehend aus einem Szintillator und einem Siliziumpad–Detektor, installiert ist (vergleiche Kapitel 4.3.1). Im Folgenden sollen die wichtigsten Komponenten des Experimentaufbaus kurz angesprochen und ihre Funktionsweisen und Aufgaben erläutert werden.

2.2.1 Das Clustertarget

Der schematische Aufbau des intern verwendeten Clustertargets [Dom97a, Dom97b] wird in Abbildung 2.3 gezeigt. Innerhalb der Clusterquelle ist eine Lavaldüse auf einen Kaltkopf montiert, der die Düse bei einem Gasdruck p_0 vor der

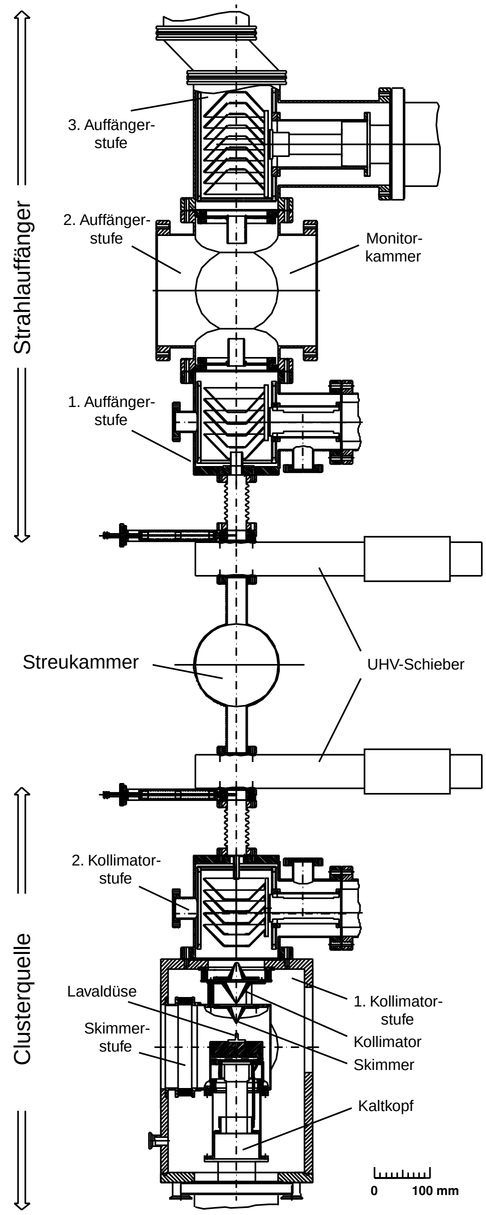


Abbildung 2.3: Das Clustertarget des COSY–11–Experimentes.

Düse von etwa 18 bar auf Temperaturen T_0 bis etwa 20 K kühlen kann. Das durch die Düse strömende vorgekühlte Gas expandiert adiabatisch und erfährt durch den Joule–Thomson–Effekt realer Gase eine weitere Temperaturerniedrigung, so dass das Gas während der Expansion innerhalb der Düse in einem übersättigten Zustand vorliegt und spontan zu Mikro–Tröpfchen, den sogenannten Clustern, kondensieren kann (Abbildung 2.4). Ein solcher Cluster kann aus bis zu mehreren tausend Atomen bestehen [Hag72]. Ergebnisse systematischer Untersuchungen zur Clusterproduktion finden sich in [Que97, Tho98, Kho99].

Der erzeugte Clusterstrahl wird durch eine kegelförmige Blende, den Skimmer, vom Restgas separiert. Hinter einer weiteren Blende, dem Kollimator, der die Form und die Ausdehnung des Targetstrahls in der Streukammer bestimmt, breitet sich der Clusterstrahl mit einer Divergenz von 13 mrad aus [Kho96] und besitzt somit in der Streukammer einen Durchmesser von etwa 9 mm. Verschiedene differenzielle Pumpstufen ermöglichen Drücke von $\leq 10^{-6}$ mbar innerhalb der Streukammer, so dass die Targetregion nicht durch ein Fenster vom Vakuumsystem des Beschleunigers getrennt werden muss. Hinter der Streukammer wird der Clusterstrahl in der Auffängerstufe zerstört und abgepumpt. Als Targetmaterial können bei diesem Clustertarget alle Gase außer Helium verwendet werden, wobei bei COSY–11 Wasserstoff und Deuterium zum Einsatz kommen. Durch die

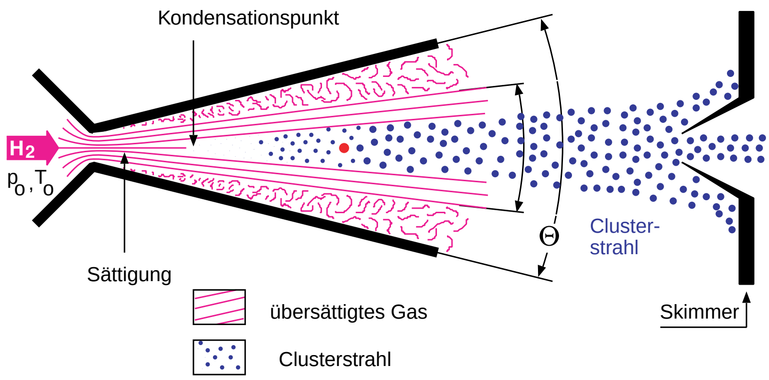


Abbildung 2.4: Die Erzeugung von Clustern in einer Lavaldüse.

Verwendung eines Wasserstoffreinigers wird der Anteil von Verunreinigungen bis unterhalb von 0.5 ppm reduziert. Die hohe Reinheit des Gases ist Vorraussetzung für einen störungsfreien Betrieb des Clustertargets. Da sich die Cluster nur kurze Zeit innerhalb der Targetregion aufhalten, sind Strahlungsschäden bedeutungslos.

Die verhältnismäßig geringe Volumendichte des Targets von etwa $1 \cdot 10^{14}$ Atomen pro cm^3 macht das Auftreten von unerwünschten Sekundärreaktionen äußerst unwahrscheinlich; dennoch können in der Regel aufgrund der hohen Umlauffrequenz des gekühlten Protonenstrahls Luminositäten in der Größenordnung von $L = 2 \cdot 10^{30}$ $cm^{-2} \cdot s^{-1}$ erreicht werden.

2.2.2 Die Vakuumkammer

Die COSY–11–Vakuumkammer füllt den gesamten Polschuh des als Impulsspektrometer benutzten COSY–Dipoles aus und besitzt insgesamt vier Austrittsfenster, durch die die Ejektile aus dem Vakuumsystem des Beschleunigers zu dem sich unter Atmosphärendruck befindenden Detektorsystem gelangen können. Positiv geladene Teilchen, die in den Innenbereich des Ringes abgelenkt werden, passieren ein stützenfreies Fenster. Dieses Fenster besteht aus zwei je 150 μm dicken, gekreuzten Kohlenstofffasermatten und einer innenseitigen, 30 μm dicken Aluminiumschicht, so dass die am Folienmaterial auftretende Vielfachstreuung unterhalb der Auflösung des Detektorsystems liegt. Die anderen drei Austrittsöffnungen der Streukammer sind durch 150 μm dicke Edelstahlfolien verschlossen.

2.2.3 Die Driftkammern D1 und D2

Das COSY–11–Driftkammersystem besteht aus zwei Driftkammern, die aus sechs beziehungsweise acht Ebenen aufgebaut sind und eine aktive Fläche von jeweils 1680 x 433 mm^2 besitzen. Die näher am Target positionierte Driftkammer D1 besteht aus zwei Ebenen mit vertikal gespannten Feld– und Signaldrähten, gefolgt von jeweils zwei mit um $+31^\circ$ beziehungsweise -31° geneigten Drähten. Zusätzlich

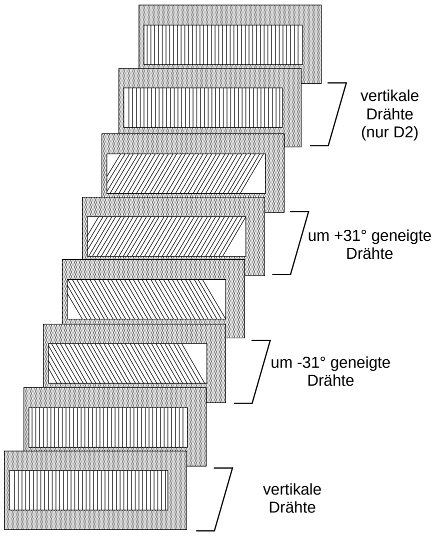


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau der Driftkammern.

verfügt die Driftkammer D2 über zwei weitere Ebenen mit vertikal angeordneten Drähten (Abbildung 2.5). Eine Rechts–Links–Doppeldeutigkeit wird vermieden, indem zwei aufeinanderfolgende Ebenen um eine halbe Driftzelle gegeneinander verschoben sind. Aufgrund dieser speziellen Art der Anordnung können die Flugbahnen auch mehrerer Teilchen in einem Ereignis mit einer Effizienz von nahe 100 Prozent rekonstruiert werden. Der schematische Aufbau einer einzelnen Driftzelle vom sogenannten Typ *Graded Field* ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Für

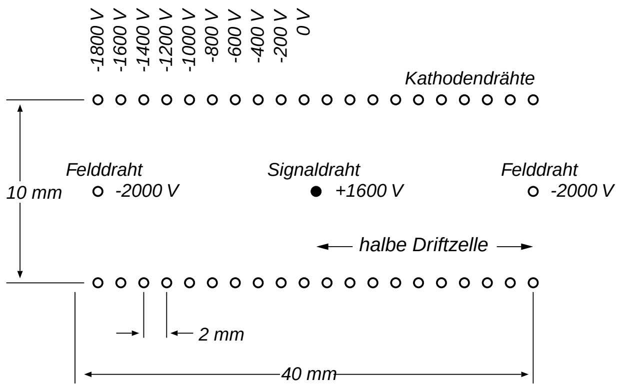


Abbildung 2.6: Die Anordnung der Driftkammerdrähte in einer Driftzelle.

Protonen mit einem Impuls von 1 GeV/c beträgt das horizontale Ortsauflösungsvermögen jeder Ebene etwa 100 μm [Bra96].

2.2.4 Die Szintillationsdetektoren S1, S2 und S3

Das Szintillatorhodoskop S1 ist aus 16 senkrecht nebeneinander angeordneten, sich leicht überlappenden, 450 x 100 mm^2 großen Szintillatorstreifen aufgebaut. Die Szintillatorstreifen besitzen eine Dicke von 4 mm, werden beidseitig ausgelesen und ermöglichen eine vom Trefferort abhängige Zeitauflösung von 160 – 220 ps [Mos93]. Der S1 wird für die Generierung des COSY–11–Triggers benutzt und dient als Startdetektor für die Flugzeitstrecke bis zum Stoppdetektor S3. Wenige Zentimeter hinter dem S1 befindet sich ein weiteres Szintillatorhodoskop (S2), das sich nur durch seine geringere aktive Fläche von 450 x 13.5 mm^2 pro Szintillatorstreifen vom S1 unterscheidet und ebenfalls an der Generierung des COSY–11–Triggers beteiligt ist. Aufgrund der feineren Segmentierung lassen sich auch Teilchenspuren voneinander trennen, die vom S1 nicht mehr aufgelöst werden können.

Die Szintillatorwand S3 besteht aus einem 5 cm dicken nichtsegmentierten Szintillator mit einer aktiven Fläche von 1000 x 2200 mm^2. Durch eine 4 cm tiefe Luftschicht getrennt befindet sich dahinter eine Matrix aus insgesamt 217 Photomultipliern (Abbildung 2.7). Die Zeitauflösung des S3 liegt für Protonen mit für COSY–11 typischen Impulsen von $\sim$ 1 GeV/c bei 135 – 195 ps [Wol98]. Der Trefferort wird auf etwa 1 cm genau aufgelöst.

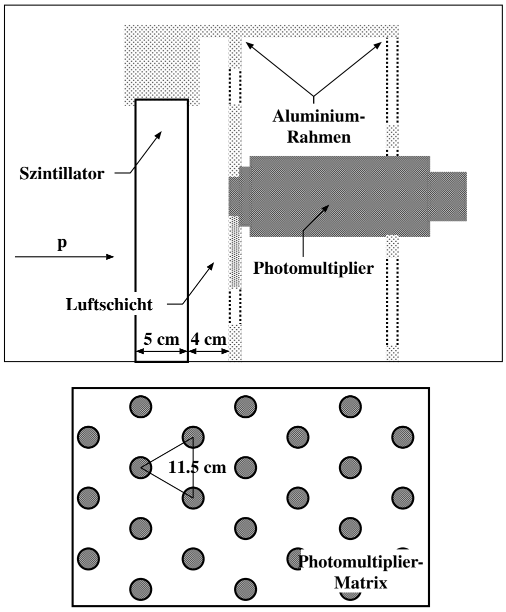


Abbildung 2.7: Schnittzeichnung der Flugzeitwand S3 (oben) und Anordnung der Photomultiplier (unten).

2.2.5 Das Dipol–Detektorsystem

Das Dipol–Detektorsystem dient zum Nachweis von Teilchen, die sich in das Innere des Dipols hinein bewegen. Diese Teilchen treffen zunächst auf den beidseitig ausgelesenen 5 mm dicken Szintillator S4 mit einer aktiven Fläche von 1115 x 66 mm^2. Dieser Szintillator überdeckt vollständig einen sich dahinter befindenen ortsauflösenden Siliziumpad–Detektor [Köh95]. Dieser Pad–Detektor besteht aus drei Reihen von je 240 Siliziumstreifen, die überlappend angeordnet sind, so dass insensitive Bereiche vermieden werden. Die gesamte aktive Oberfläche der jeweils 280 μm dicken Pads beträgt 1039 x 59.8 mm^2.

2.2.6 Das Monitor–Detektorsystem

Zur Analyse elastisch gestreuter Protonen im Targetbereich (Kapitel 5.2) ist der 4 mm starke Szintillator S5 mit einer aktiven Fläche von 230 x 76 mm^2 installiert, der einseitig ausgelesen wird. Von der Targetzone aus gesehen dahinter befindet sich wie im Fall des Dipol–Detektorsystems ein Siliziumpad–Detektor, der aus drei Reihen von je 48, also aus insgesamt 144 Pads besteht und vom Szintillator vollständig abgedeckt wird. Der Pad–Detektor besitzt eine aktive Fläche von 208.6 x 59.8 mm^2. Die Struktur des Siliziumpad–Detektors ist in Abbildung 2.8 verdeutlicht.

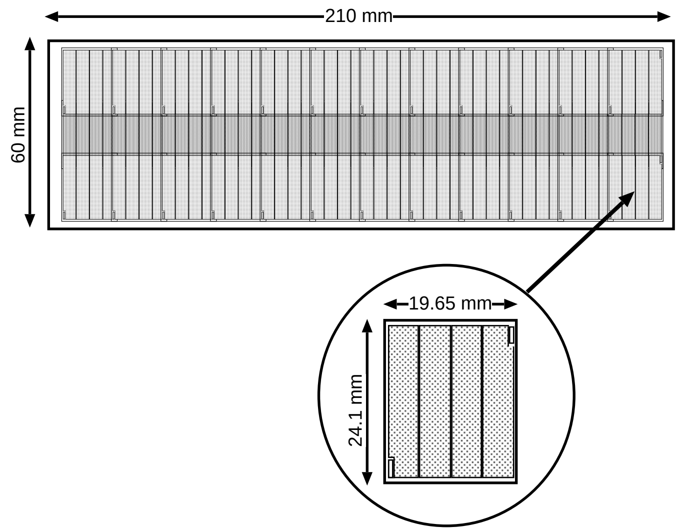


Abbildung 2.8: Die Anordnung der Siliziumpads im Monitor–Detektorsystem. Der Detektor besteht aus drei Reihen mit jeweils 48 überlappend angeordneten Pads.

2.2.7 Das COSY–11–Datenaufnahmesystem

Das COSY–11–Datenaufnahmesystem wurde am Zentrallabor für Elektronik des Forschungszentrums Jülich entwickelt [Erv92] und ist in Abbildung 2.9 schematisch dargestellt. Zur Digitalisierung der Signale und zur Experimentsteuerung werden FASTBUS–, CAMAC– und VME– Module eingesetzt. Controller innerhalb eines Multiprozessorsystems lesen die Daten aus und fügen sie zu einem physikalischen Ereignis zusammen, welches dann mit einem Exabytelaufwerk auf einem Magnetband gespeichert wird. Detaillierte Angaben zum Aufbau sowie zur Funktionsweise des Datenaufnahmesystems bei COSY–11 finden sich in [Wol98, Wue98]. Unter typischen experimentellen Bedingungen (siehe Kapitel 3.1) wird ein Anteil von etwa 20 % der getriggerten Ereignisse nicht aufgezeichnet. Unter Annahme einer zeitlichen Gleichverteilung der experimentellen Trigger und einer Triggerrate von etwa 100–300 Hz ergibt sich daraus eine Totzeit des Datenaufnahmesystems in der Größenordnung von etwa 1 ms.

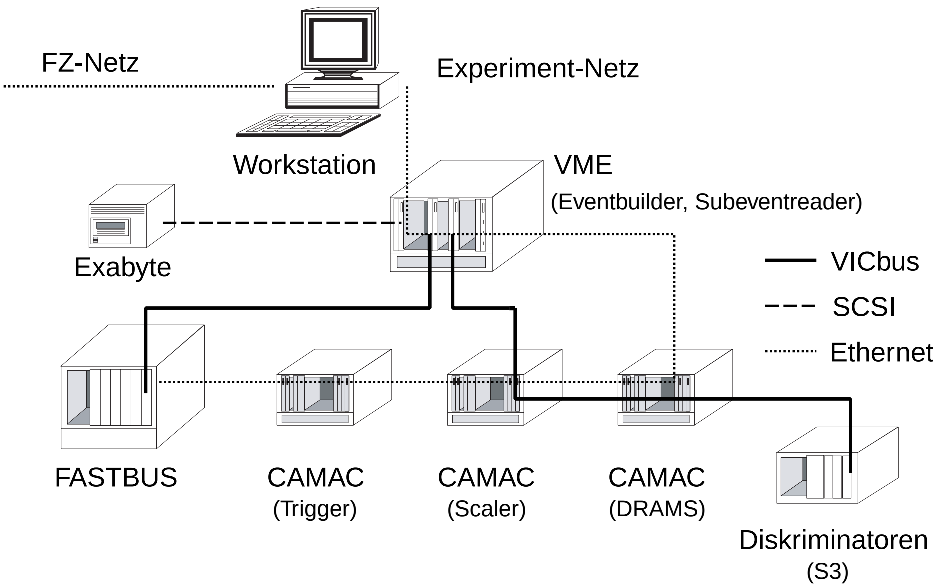


Abbildung 2.9: Schematische Übersicht des Datenaufnahmesystems.

Kapitel 3

Die Ereignisselektion

3.1 Die Triggerbedingungen

Die Triggerbedingungen der Datenaufnahme werden durch Treffersignaturen der zu untersuchenden Reaktion in den Szintillationszählern festgelegt. Zusätzlich erlauben unterschiedliche Sub–Trigger die Aufnahme von weiteren Reaktionen, wie zum Beispiel der elastischen Streuung. Diese Sub–Trigger sind im Gegensatz zum Haupttrigger in der Regel untersetzt, damit nicht durch eine deutlich erhöhte Gesamttriggerrate und der damit verbundenen höheren Totzeit des Datenaufnahmesystems der Anteil aufgezeichneter Ereignisse der Hauptreaktion wesentlich vermindert wird. Der Haupttrigger des Experimentes fordert Treffersignaturen in den Szintillatorhodoskopen S1 oder S2, die zwei oder mehr Teilchen entsprechen, sowie mindestens einen Treffer in der Flugzeitwand S3. Der Fall, dass zwei Protonen dasselbe S1– und S2–Segment passieren, kann durch eine deutlich höhere Energiedeposition in den Szintillatorstreifen erkannt werden und wird in einer zusätzlichen Triggerbedingungen berücksichtigt.

Durch die Wahl dieser Triggerbedingungen wird die Aufnahme von Dreispurereignissen ermöglicht, also beispielsweise von Reaktionen des Typs $pp \to ppK^+X$, bei denen drei positiv geladene Teilchen Spuren in den Driftkammern hinterlassen. Zusätzlich werden aufgrund dieser Triggerbedingungen Zweispurereignisse des Typs pp $\rightarrow$ ppX und pp $\rightarrow$ pK$^+$X akzeptiert, wobei das Teilchen X stellvertretend für ein oder mehrere Teilchen steht.

3.2 Die Teilchenidentifikation

Anhand von Abbildung 3.1 soll die bei der Bestimmung aller Vierervektoren für die Reaktion pp $\rightarrow$ ppK$^+$K$^-$ angewandte Methode im Detail erläutert werden. Die Vierervektoren der positiv geladenen Teilchen werden über eine Impuls– und Geschwindigkeitsmessung rekonstruiert. Dazu werden zunächst aus den Signalen der beiden Driftkammern D1 und D2 Geraden bestimmt, die die realen Trefferverteilungen am besten beschreiben. Die Teilchenspuren werden durch das Magnetfeld

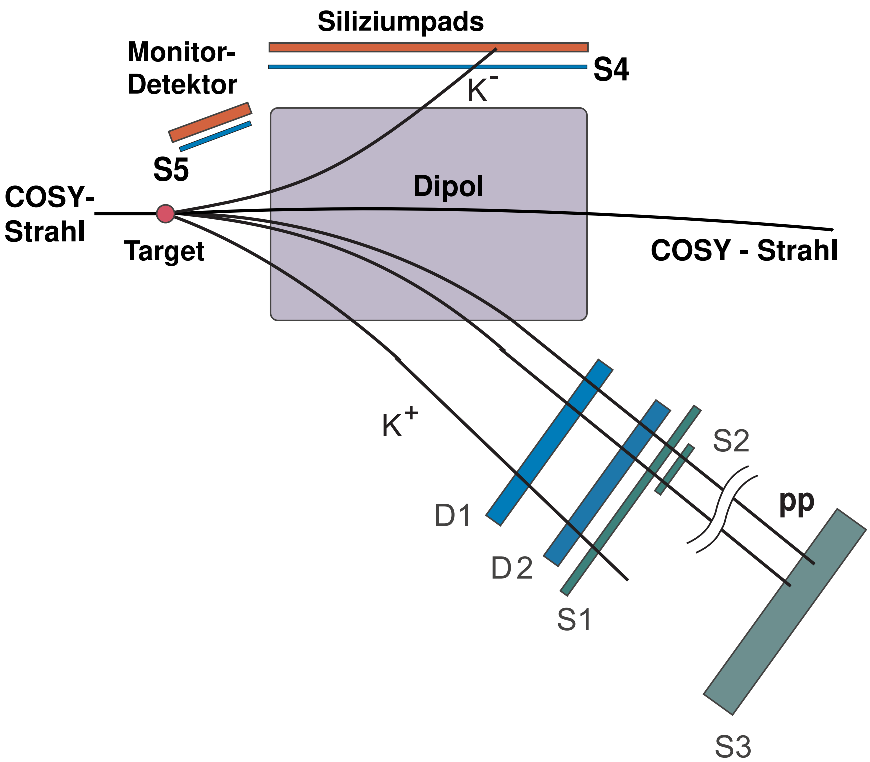


Abbildung 3.1: Schematische Sicht auf das COSY–11–Experiment.

des Separationsmagneten zum nominellen Wechselwirkungspunkt geführt. Der Wechselwirkungspunkt wird in der horizontalen Ebene als punktförmig angenommen, während die vertikale Position variabel bleibt. Ereignisse, deren Teilchenspuren nicht zum Target verlängert werden können, da sie bei der Rekonstruktion das Material des Dipoles treffen, lassen sich durch Streuung der Strahlprotonen am Restgas in der Streukammer oder durch Streuung am Magneten erklären und werden in der Analyse verworfen. Des Weiteren besteht die Möglichkeit, dass es sich um Zerfallsteilchen schwerer Mesonen oder Hyperonen handelt, die keine stetige Spur vom Target zum Detektorsystem aufweisen. Gelingt die Spurrekonstruktion zum Target, so ergibt sich der Impuls $p_{Driftkammer}$ eines Teilchens der Ladung $q = 1$ durch den Krümmungsradius ρ durch das vermessene Magnetfeld $B(y)$ zu :

$$p_{Driftkammer} = \rho \cdot B(y).$$

Die Geschwindigkeit der Teilchen wird durch eine Flugzeitmessung zwischen dem Szintillatorhodoskop S1 und der Szintillatorwand S3 bestimmt. Diese Möglichkeit eröffnet sich in der Regel nur für die beiden Protonen, da, bedingt durch die Lebensdauer sowie aus geometrischen Gründen, die Akzeptanz für einen Treffer des Kaons im S3 zu gering ist. Die rekonstruierten Teilchenspuren können bis zum S3 verlängert und den dort vorhandenen Treffern zugeordnet werden, so dass die Länge der Flugstrecke genau bestimmt werden kann. Durch die Kombination von Impuls und Flugzeit erhält man mit der Lichtgeschwindigkeit c einen Zugang zur invarianten Teilchenmasse m_{inv}:

$$m_{inv} = \frac{p_{Driftkammer}}{\beta \cdot \gamma \cdot c}, \text{ mit}$$

$$\beta = \frac{Flugstrecke}{Flugzeit \cdot c}, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Aus dem rekonstruierten Impuls $\mathrm{p}_{Driftkammer}$ und der jeweiligen Literaturmasse lässt sich für unterschiedliche Teilchenhypothesen (Pion, Kaon, Proton, Deuteron) eine hypothetische Flugzeit berechnen, die mit der tatsächlich gemessenen

Flugzeit verglichen wird und mit ihr im Rahmen der experimentellen Genauigkeit, hier 3 ns, übereinstimmen muss. In der Analyse werden Teilchenspuren als Protonen identifiziert, wenn ihre berechneten invarianten Massen am wahrscheinlichsten durch die Hypothese eines Protons wiedergegeben werden. Bei erfolgter Identifikation eines Teilchens kann der Zeitpunkt der Erzeugung des Ereignisses im Target, der sogenannte Zeitnullpunkt t_0, berechnet werden. Für eine Teilchenspur, der ein Treffer im S1, jedoch kein Treffer im S3 zugeordnet werden kann — in diesem Beispiel die des Kaons — besteht nun die Möglichkeit der indirekten Flugzeitmessung vom Target zum S1. Dabei wird der rekonstruierte Zeitnullpunkt t_0 als Start– und das der Teilchenspur zugeordnete Signal im S1 als Stoppzeitpunkt verwendet. Aus der Spurrekonstruktion kann die genaue Flugstrecke vom Target bis zum Trefferort im S1 entnommen werden, so dass die invariante Masse des Teilchens berechnet werden kann.

In Abbildung 3.2 ist das quadrierte invariante Massenspektrum aller Teilchen von Ereignissen mit drei rekonstruierten Spuren dargestellt. In dem Spektrum können deutliche Signale an der quadrierten Pion–, Kaon– und Protonmasse erkannt werden. Positiv geladene Pionen mit sehr hohen Impulsen können aufgrund der begrenzten Zeitauflösung der Szintillatoren und Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Flugstrecke Messwerte von $\beta = \frac{v}{c} = \frac{Flugstrecke}{Flugzeit \cdot c}$ größer als Eins erreichen, so dass $\gamma^2 = \frac{1}{1-\beta^2}$ und folglich die Massenquadrate negativ werden. Die Massenauflösungen liegen bei der Annahme einer gaußförmigen Struktur der Signale für die Pionen bei $\sigma = 21$ MeV$^2/c^4$ und für die Protonen bei $\sigma = 58$ MeV$^2/c^4$ und entsprechen damit den Auflösungen, die bei Analysen anderer COSY–11–Datensätze ermittelt wurden [Lis98, Wol98]. Für Kaonen ergibt sich ein Wert von $\sigma = 25$ MeV$^2/c^4$. Die geringe systematische Abweichung der experimentell bestimmten invarianten Massen von den Literaturmassen in der Größenordnung von etwa fünf Prozent ist für die weiteren Analysen von keiner Relevanz, da nach erfolgter Teilchenidentifikation für die weiteren Berechnungen die Literaturmassen verwendet werden.

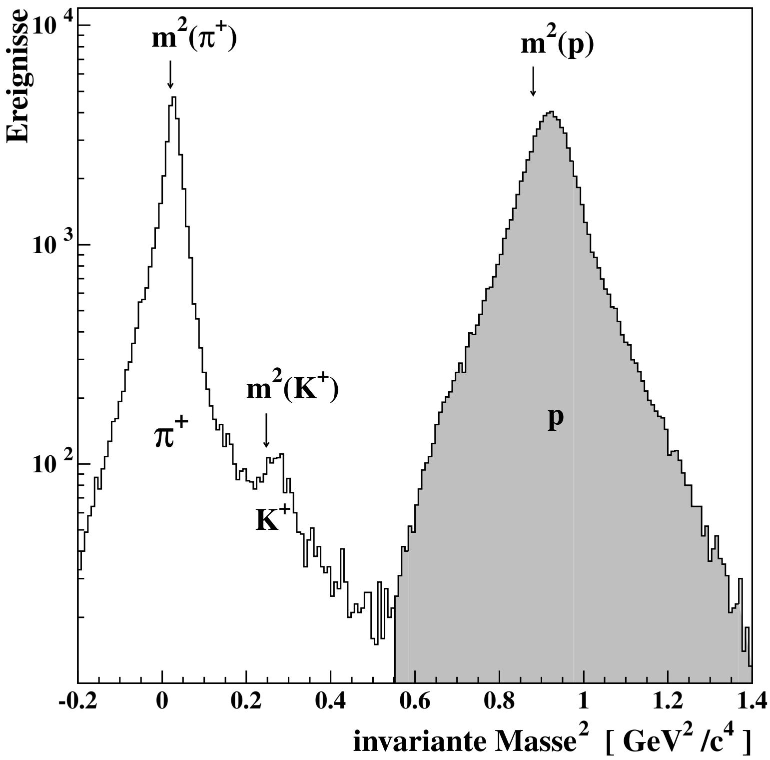


Abbildung 3.2: Quadriertes invariantes Massenspektrum von Ereignissen mit drei rekonstruierten Spuren bei einem Strahlimpuls von p = 3.356 GeV/c. Grau unterlegt ist der Massenbereich, innerhalb dessen die Teilchen als Protonen akzeptiert werden.

In der weiteren Analyse wird ein Bereich von drei Standardabweichungen, entsprechend einem Vertrauensniveau von 99.7 % in Bezug auf die experimentell gewonnene Verteilung der quadrierten invarianten Kaonenmasse als Bedingung für die Identifikation eines Kaons gestellt. Damit ergibt sich für ein positiv geladenes Kaon ein erlaubter Massenquadratsbereich von $0.19\ \mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^4 \leq \mathrm{m}_{inv}^2 \leq 0.35\ \mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^4$.

Nachdem die Vierervektoren aller drei positiv geladenen Teilchen der gesuchten Reaktion $\mathrm{pp} \rightarrow \mathrm{ppK}^+\mathrm{K}^-$ vollständig bestimmt sind, kann, da die Vierervektoren der Teilchen im Eingangskanal bekannt sind, über die Viererimpulsbilanz die fehlende Masse des ppK^+–Systems berechnet werden, die in diesem Fall innerhalb der experimentellen Auflösung der invarianten Masse des K^- entsprechen muss. Somit sind die Vierervektoren aller Teilchen zugänglich, die Teilchen identifiziert und die Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ wird vollständig beschrieben.

Kapitel 4

Die Dreispurereignisse

Als erster Schritt in der Analyse werden nur Ereignisse akzeptiert, in denen genau zwei Protonen identifiziert und eine dritte Teilchenspur eines positiv geladenen Teilchens rekonstruiert werden kann. Zusätzlich wird ein Schnitt von 4 σ, entsprechend einem Vertrauensniveau von 99.99 %, auf die vertikale Wechselwirkungszone angewandt (Abbildung 4.1). In der weiteren Analyse werden ausschließlich Ereignisse akzeptiert, die Einträge innerhalb des dunkel unterlegten Bereiches aufweisen. Mithilfe dieses Schnittes werden Ereignisse unterdrückt, die zum Beispiel am Dipol oder am Restgas ihren Ursprung fanden, von der Rekonstruktion jedoch nicht verworfen wurden.

4.1 Ereignisse des Typs pp $\rightarrow$ ppK$^+$X

In der bisherigen Diskussion wurde angenommen, dass die beiden Protonen direkt aus dem Proton–Proton–Stoß und nicht aus einem nachfolgenden Teilchenzerfall stammen. Bei einem zusätzlich identifizierten K$^+$ muss, da die Erzeugung eines Kaons über die schwache Wechselwirkung vergleichsweise unwahrscheinlich ist, ein weiteres Teilchen mit der Seltsamkeit S=–1 erzeugt worden sein. Die experimentelle Signatur eines nachgewiesenen ppK$^+$–Systems wird ebenfalls durch

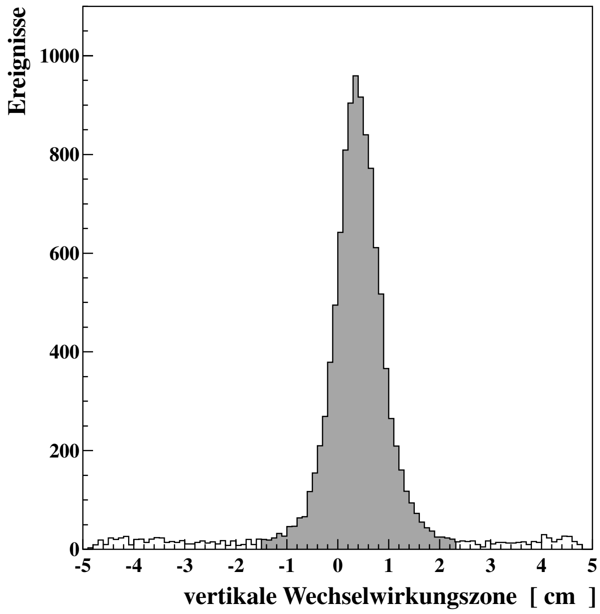


Abbildung 4.1: Verteilung der rekonstruierten vertikalen Wechselwirkungszone für Protonen. Der Impuls der Strahlprotonen betrug p = 3.356 GeV/c.

Ereignisse erfüllt, bei denen ein identifiziertes Proton dem Zerfall eines primär erzeugten schwereren Reaktionsproduktes entstammt, das heißt durch Reaktionen des Typs pp $\rightarrow$ pK^+X, X $\rightarrow$ p + Y. Energetisch möglich ist bei den im Rahmen dieser Arbeit analysierten Messungen die Erzeugung der Hyperonen $\Lambda(1116)$, $\Sigma^0(1193)$, $\Sigma^0(1385)$ und $\Lambda(1405)$. Dabei sind weitere Prozesse möglich, in denen einzelne Pionen, Pionen– oder Leptonenpaare oder auch zusätzliche Photonen erzeugt werden, sofern sie nicht durch Erhaltungssätze verboten sind. In Abbildung 4.2 ist beispielhaft der sukzessive Zerfall der schweren Hyperonen dargestellt, der in dieselbe Signatur mündet, wie sie für die freie K^+K^-–Erzeugung erwartet wird.

Die Verteilung der fehlenden Masse des aus einem Hyperonenzerfall stammenden Systems ppK^+ ist aufgrund der Aufteilung der Energie auf weitere Teilchen im Vergleich zur fehlenden Masse bei der freien K^+K^-–Erzeugung sehr breit und reicht über die Masse des K^- hinaus bis zum kinematischen Limit, der aus Gründen der Energieerhaltung maximal möglichen fehlenden Masse m_{max}. Diese

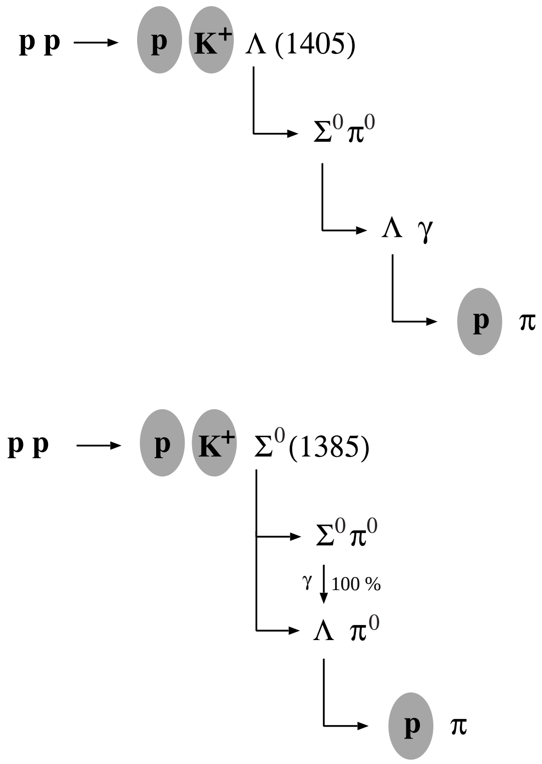


Abbildung 4.2: Beispielhafte Zerfallskanäle der schweren Hyperonen $\Sigma^0(1385)$ und $\Lambda(1405)$ [PDG00]. Die Zerfallskanäle der schweren Hyperonen in $\Sigma^+\pi^-$, $\Sigma^+ \rightarrow$ pπ^0 sind hier nicht enthalten.

berechnet sich hier mit der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem $\sqrt{s}$ sowie den Massen des Protons $\mathrm{m}_{Proton} = 938.272$ MeV/c^2 und des Kaons $m_{Kaon} = 493.677$ MeV/c^2 aus :

$$m_{max} = \sqrt{s} - 2 \cdot m_{Proton} - m_{Kaon}.$$

Die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem wird aus den Vierervektoren der beiden einlaufenden Protonen im Laborsystem bestimmt. Der Impuls $\vec{p}$ des Targetprotons kann im Vergleich zu dem des Strahlprotons vernachlässigt werden, so dass mit c = 1 gilt:

$$\sqrt{s} = \sqrt{2 \cdot m_{Proton}^2 + 2 \cdot m_{Proton} \cdot \sqrt{m_{Proton}^2 + p_{Proton}^2}}.$$

Abbildung 4.3 zeigt die Ergebnisse der Analysen von Monte–Carlo–Daten zu den Reaktionen pp $\rightarrow$ ppK^+K^- (a), pp $\rightarrow$ p$K^+\Sigma^0$(1385) (b) und pp $\rightarrow$ p$K^+\Lambda$(1405) (c). Bei einer fehlenden Masse des Systems ppK^+, die der Masse eines K^- entspricht, kann ein einzelnes Ereignis nicht eindeutig einem bestimm-

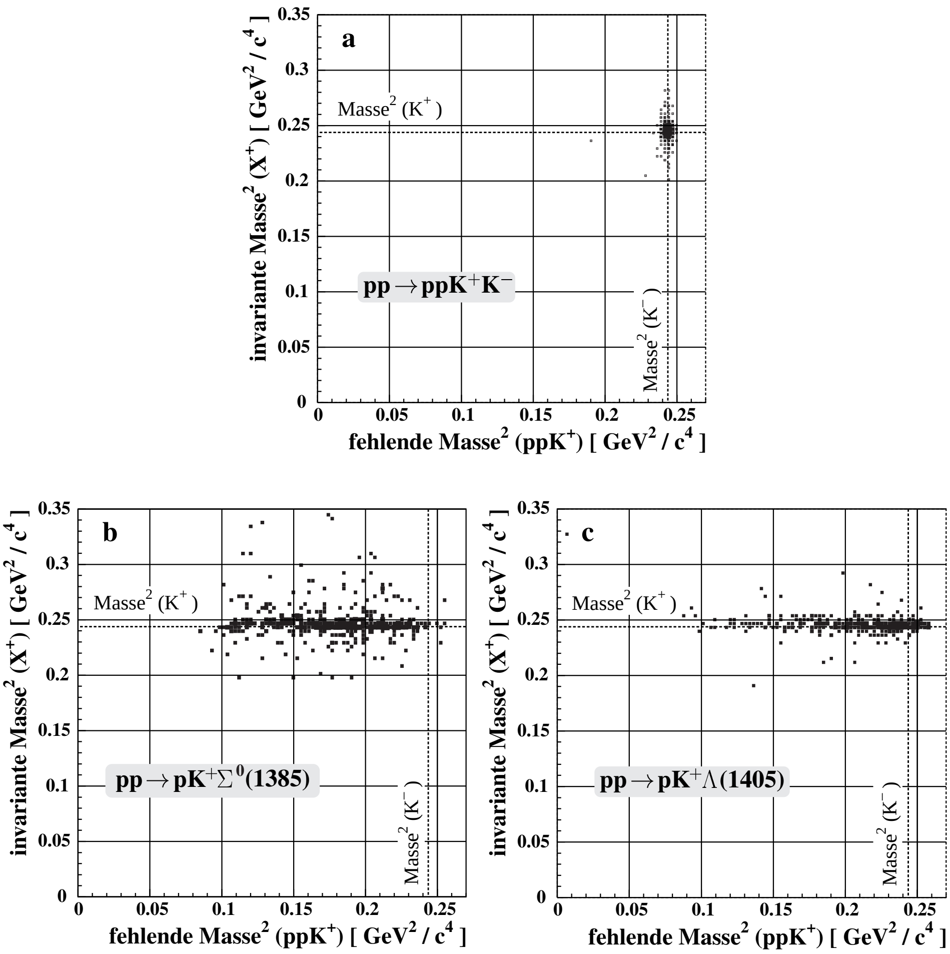


Abbildung 4.3: Ergebnisse von Monte–Carlo–Simulationen zur freien K^+K^-–Erzeugung (a) sowie zur Produktion der schweren Hyperonen Σ^0(1385) (b) und Λ(1405) (c) bei $p_{Strahl} = 3.356$ GeV/c. Dargestellt ist die quadrierte invariante Masse der dritten Spur in Abhängigkeit von der quadrierten fehlenden Masse des ppK^+–Subsystems, wobei die ersten beiden Teilchen als Protonen identifiziert wurden.

ten Reaktionskanal zugeordnet werden.

Ein erzeugtes Hyperon muss nicht im Target zerfallen. Beispielsweise hat das Hyperon $\Lambda(1116)$ eine mittlere Lebensdauer von $\tau \approx 2.6 \cdot 10^{-10}$ s und damit eine mittlere Reichweite von $c{\cdot}\tau = 3{\cdot}10^8$ m/s $\cdot$ $2.6{\cdot}10^{-10}$ s $\approx 7.8{\cdot}10^{-2}$ m, so dass ein als Proton identifiziertes Teilchen nicht notwendigerweise aus dem Target stammen muss und ihm in der Impulsrekonstruktion ein falscher Wert zugeordnet werden kann. Der Impuls des als Proton identifizierten Teilchens ist sowohl aus der Krümmung im Magnetfeld als auch über die Flugzeitmessung zugänglich (Kapitel 3.2). Durch einen Schnitt von 4 σ auf die Differenz dieser beiden Werte wird ein Teil der oben beschriebenen Ereignisse verworfen. Der erlaubte Bereich wird in Abbildung 4.4 durch eine dunklere Einfärbung markiert.

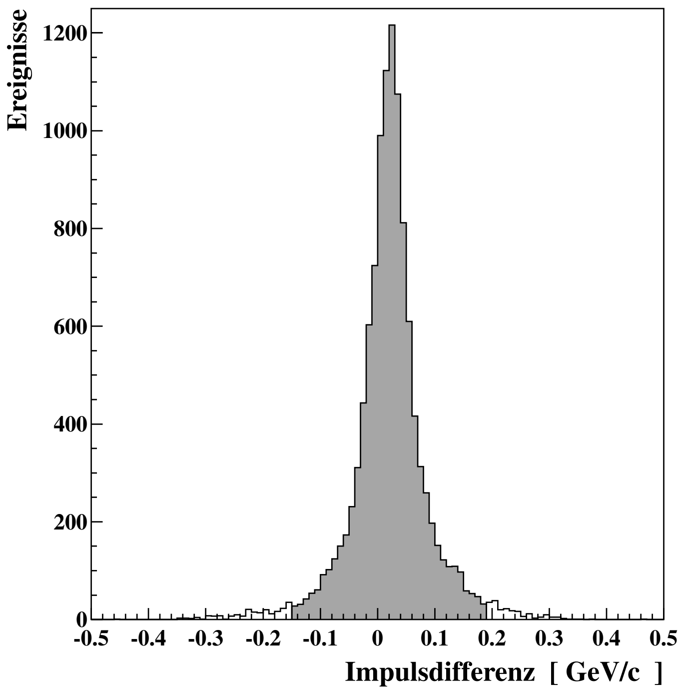


Abbildung 4.4: Differenz der Impulse $p_{Driftkammer}$ und $p_{Flugzeit}$ für Protonen aus dem bei einem Strahlimpuls von p = 3.356 GeV/c gewonnenen Datensatz. Innerhalb des eingefärbten Bereiches werden die Ereignisse akzeptiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Daten analysiert, die bei Strahlimpulsen von p_{Strahl} = 3.292, 3.311 und 3.356 GeV/c, entsprechend Überschussenergien bezüglich der freien K^+K^-–Erzeugung von Q = -3, +3 und +17 MeV, aufgenommen wurden. In Abschnitt 4.3 werden die Analysen der Daten bei Q = 17 MeV und die Möglichkeiten zur Differenzierung der extrahierten K^+K^-–Endzustände nach ihren Produktionsmechanismen (frei oder resonant über die skalaren Resonanzen $f_0(980)$ und $a_0(980)$) erklärt.

4.2 Analysen bei p = 3.292 GeV/c und 3.311 GeV/c

Von den drei rekonstruierten Spuren wurden zwei den Protonen zugeordnet. Für die Berechnung der fehlenden Masse wurde angenommen, dass es sich bei dem dritten Teilchen um ein Kaon handelte. In den Abbildungen 4.5.a und 4.6.a ist für die Strahlimpulse p = 3.292 und 3.311 GeV/c die quadrierte invariante Masse der dritten Spur als Funktion der quadrierten fehlenden Masse des Systems ppK^+ aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist auf der Skala der quadrierten invarianten Masse ein Signal bei der Pionenmasse. Die gestrichelten horizontalen Linien kennzeichnen den Bereich von drei Standardabweichungen, innerhalb dessen das dritte Teilchen als Kaon akzeptiert wird. Die Projektion dieses Bereiches auf die fehlende Masse bezüglich des identifizierten ppK^+–Subsystems ergibt die in den Abbildungen 4.5.b und 4.6.b dargestellten Verteilungen.

Bei beiden Spektren ist eine breite Untergrundverteilung zu erkennen, die den gesamten Bereich bis zum kinematischen Limit (gestrichelte vertikale Linie) abdecken kann. Bei den unterhalb der K^+K^-–Erzeugungschwelle bei p = 3.292 GeV/c genommenen Daten ist aus kinematischen Gründen kein Eintrag bei der quadrierten K^-–Masse möglich. Das Spektrum gibt Auskunft über den bei Energien oberhalb der K^+K^-–Produktionsschwelle zu erwartenden Verlauf des Un-

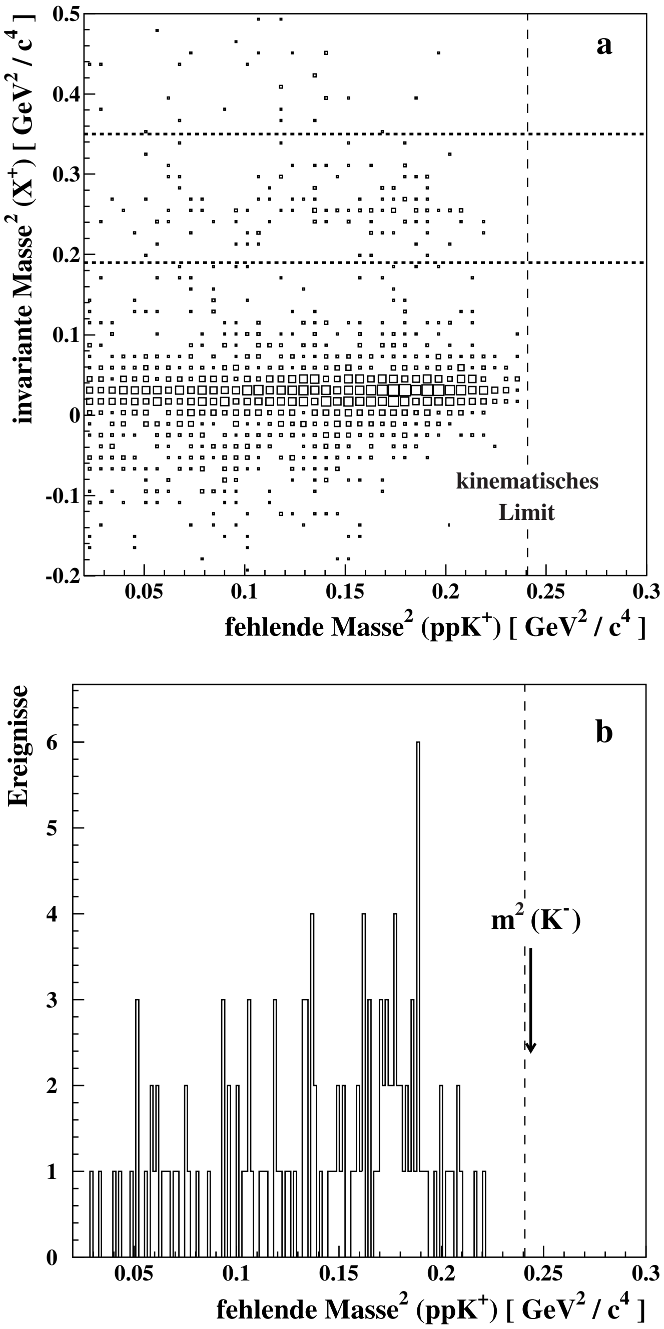
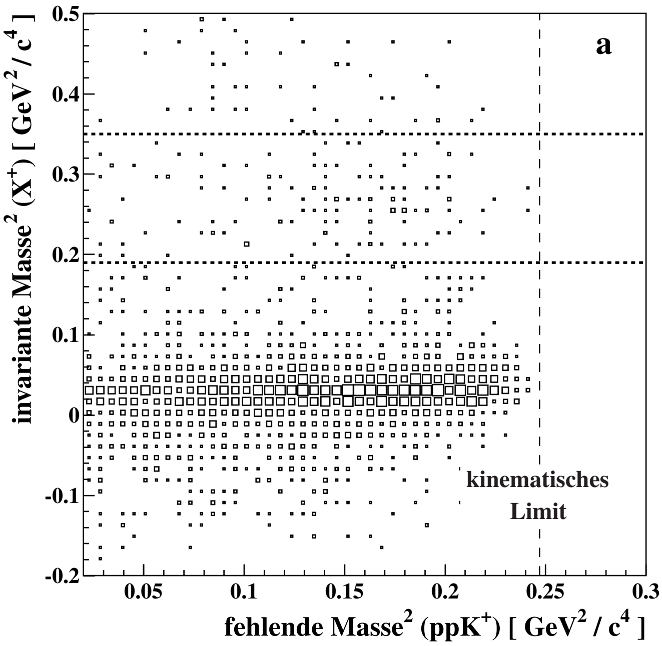


Abbildung 4.5: Quadrierte invariante Masse der dritten Teilchenspur in Abhängigkeit vom Quadrat der fehlenden Masse des ppK$^+$–Systems (Annahme: $m_{X^+} = m_{K^+}$) bei einem Strahlimpuls von p=3.292 GeV/c (a). Ereignisse zwischen den gestrichelten horizontalen Linien werden als ppK$^+$–Ereignisse identifiziert. Die resultierende Verteilung der quadrierten fehlenden Masse ist in (b) gezeigt. Die vertikale gestrichelte Linie markiert das kinematische Limit.



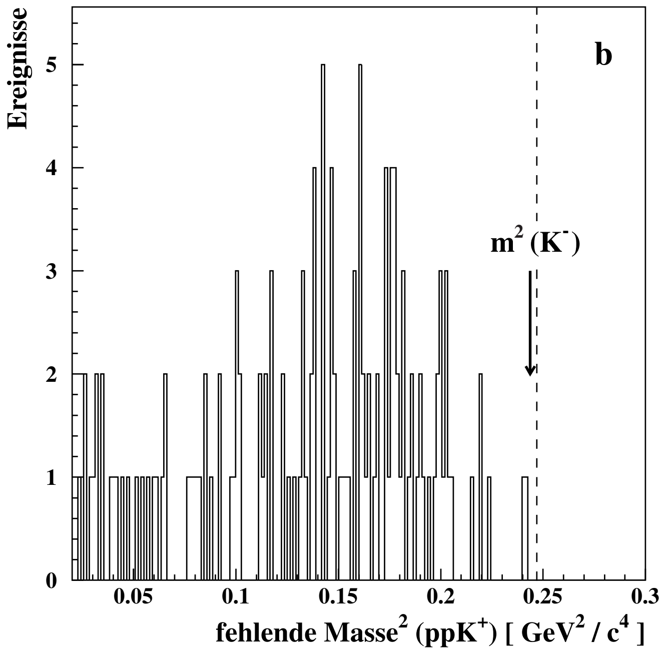


Abbildung 4.6: Quadrierte invariante Masse der dritten Teilchenspur in Abhängigkeit vom Quadrat der fehlenden Masse des ppK$^+$–Systems (Annahme: m$_{X^+}$ = m$_{K^+}$) bei einem Strahlimpuls von p=3.311 GeV/c (a). Ereignisse zwischen den gestrichelten horizontalen Linien werden als ppK$^+$–Ereignisse identifiziert. Die resultierende Verteilung der quadrierten fehlenden Masse ist in (b) gezeigt. Die vertikale gestrichelte Linie markiert das kinematische Limit.

tergrundes, insbesonders in Nähe des kinematischen Limits. Dort zeigt sich ein relativ flacher Verlauf der Verteilung, der sich im Vergleich zur Maximalhöhe auf niedrigem Niveau bewegt.

In Abbildung 4.6 (p = 3.311 GeV/c) sind zwei Einträge bei der quadrierten K^-–Masse zu erkennen. Einen zusätzlichen Treffer im Dipol-Detektorsystem, der von einem K^-–Meson stammen kann, reduziert die Akzeptanz bei diesem Strahlimpuls um etwa 35 Prozent (das Verfahren zur Bestimmung der Akzeptanz wird in Kapitel 5.1 detailliert beschrieben). Von den beiden K^+K^-–Kandidaten erfüllt keines der beiden Ereignisse die Forderung nach einem Treffer im Szintillator S4. Dies ist aufgrund der Akzeptanzreduktion sowie der geringen Statistik mit den Erwartungen von einem Ereignis verträglich. Da eine eindeutige Zuordnung der beiden gefundenen Ereignisse zum Reaktionskanal $pp \rightarrow ppK^+K^-$ aufgrund der vorliegende Statistik nicht möglich ist, wird in Kapitel 5.3.2 nach Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit sowie der Luminosität eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt der K^+K^-–Produktion bei Q = +3 MeV angegeben.

4.3 Analysen bei p = 3.356 GeV/c

In Abbildung 4.7.a ist die quadrierte invariante Masse der dritten Spur in Abhängigkeit von der quadrierten fehlenden Masse des Systems ppK^+ aufgetragen. Dabei wird angenommen, dass es sich bei der dritten Spur um ein Kaon handelt. Deutlich zu erkennen ist sowohl ein Pionen– als auch ein Kaonenband. Ausläufer des Pionenbandes reichen bis über das Kaonenband hinaus und verursachen somit einen Untergrund innerhalb des Kaonenbandes. Die Projektion des Kaonenbandes auf die quadrierte fehlende Masse ist in Abbildung 4.7.b zu sehen. Dort ist zusätzlich eine Untergrundverteilung eingezeichnet, die sich aus einem aus den Daten abgeschätzten Untergrund und aus Monte–Carlo–Simulationen zur Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Sigma^0(1385) \rightarrow ppK^+X$ zusammensetzt und den Untergrund über den gesamten Bereich der quadrierten fehlenden Masse sehr gut reprodu-

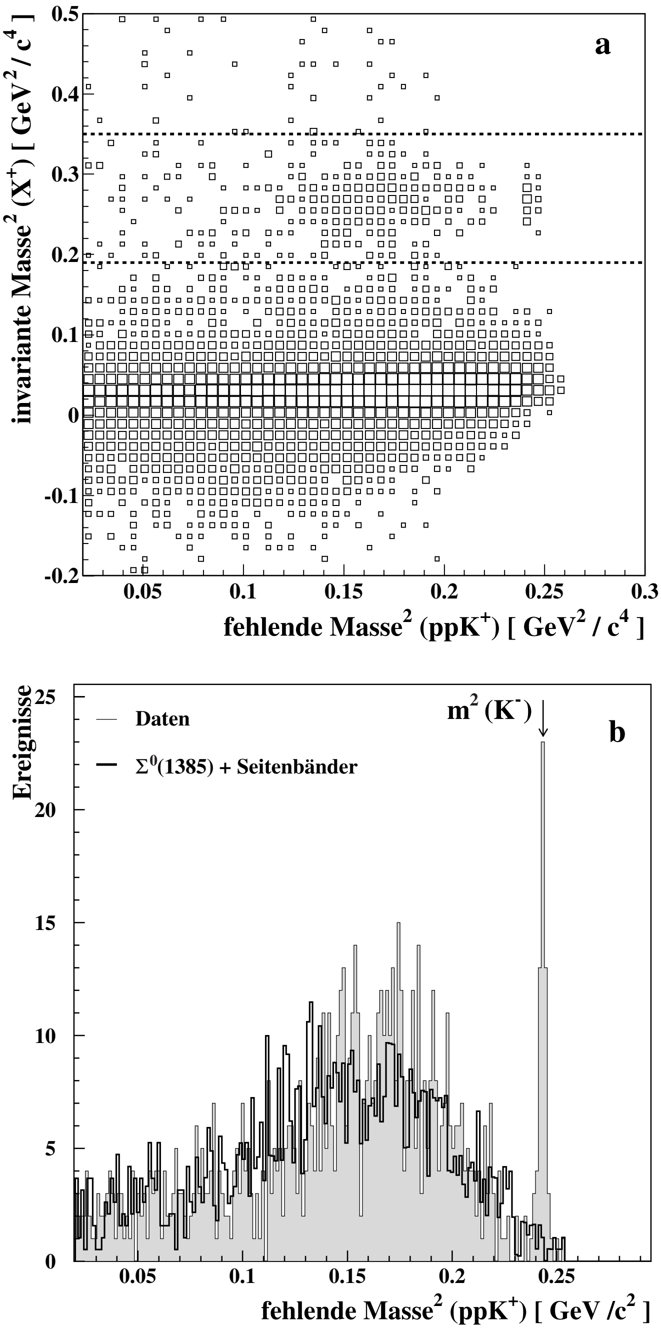


Abbildung 4.7: Quadrierte invariante Masse der dritten Teilchenspur in Abhängigkeit vom Quadrat der fehlenden Masse des ppK$^+$–Systems (Annahme: $m_{X^+} = m_{K^+}$) bei einem Strahlimpuls von p=3.356 GeV/c (a). Ereignisse zwischen den gestrichelten Linien werden als ppK$^+$–Ereignisse identifiziert. Die resultierende Verteilung der quadrierten fehlenden Masse ist in (b) gezeigt. Dort ist zusätzlich eine Untergrundverteilung eingezeichnet, die sich aus den Seitenbändern und einer Monte–Carlo–Simulation zum Σ^0(1385) zusammensetzt (dicke Linie).

zieren kann. Der Untergrund wird aus den Daten abgeschätzt, indem sogenannte Seitenbänder, das heißt in diesem Fall Bereiche von 0.1 GeV^2/c^4 $\leq$ m$^2_{inv}$(X$^+$) $\leq$ 0.19 GeV^2/c^4 und 0.35 GeV^2/c^4 $\leq$ m$^2_{inv}$(X$^+$) $\leq$ 0.5 GeV^2/c^4 auf die x-Achse projiziert werden. Die so erhaltene Verteilung der quadrierten fehlenden Masse (ppK$^+$) wird im Bereich unter 0.1 GeV^2/c^4 an die entsprechende Verteilung der quadrierten fehlenden ppK$^+$–Masse bei Identifikation eines K$^+$ angepasst. Die Anpassung wird in diesem Bereich der quadrierten fehlenden Masse vorgenommen, da dort laut Simulationen kaum Einträge aus der Hyperonenproduktion erwartet werden. In den durchgeführten Monte–Carlo–Simulationen wurde das Σ^0(1385) mit einer Masse von m = 1383.7 MeV/c^2 und einer Breite von Γ = 36 MeV/c^2 unter Annahme einer Breit–Wigner–Verteilung räumlich isotrop erzeugt. Die Annahme einer räumlichen Isotropie stellt eine Vereinfachung dar, da das Σ^0(1385) ein (J^P=)$\frac{3}{2}^+$–Zustand ist, in $\Lambda(\frac{1}{2}^+)$ und $\pi^0(0^-)$ zerfällt und demnach mindestens mit l=1 (P-Welle) erzeugt worden sein muss. Dies konnte in den Monte–Carlo–Simulationen jedoch nicht berücksichtigt werden, da die Polarisation des Σ^0(1385) unbekannt ist.

Die Besetzungsmöglichkeit des Phasenraumes [Byk73] im Drei-Teilchen–Endzustand für das Σ^0(1385) hängt zum einen vom Quadrat der Anregungsenergie $Q^2 = Q^2(\mathrm{m}_{\Sigma^0(1385)})$ ab, zum anderen muss der Einfluss des Hyperonenzerfalls auf die Produktionswahrscheinlichkeit berücksichtigt werden. Beide Aspekte sind in den Simulationen zunächst nicht enthalten, so dass jedes generierte Ereignis nachträglich mit einem entsprechenden Korrekturfaktor gewichtet werden muss. Diese Korrektur wird insbesondere bei Simulationen zu Teilchen mit großer Massenbreite, wie zum Beispiel dem Σ^0(1385), notwendig, wohingegen sie bei Teilchen mit sehr geringer intrinsischer Breite vernachlässigt werden kann. Beim Zerfall des Σ^0(1385) in $\Lambda\pi^0$ (Zwei–Teilchen–Endzustand) ergibt sich dieser Faktor F zu:

$$F = Q^2 \cdot (m_{\Sigma^0(1385)} - m_\Lambda - m_{\pi^0})^{1/2},$$
$$Q = \sqrt{s} - m_{Proton} - m_{Kaon} - m_{Hyperon},$$

mit $m_{Hyperon}$ = Masse des Hyperons, m_Λ = 1115.68 MeV/c^2 und m_{π^0} = 134.98 MeV/c^2.

Geringfügige Abweichungen des realen Untergrundes von der aus den Seitenbändern sowie aus den Simulationen zusammengesetzten Verteilung können sich aus der Nichtberücksichtigung möglicher nichtisotroper Streuung und aus dem Umstand ergeben, dass noch weitere Reaktionen zum Untergrund beitragen können. Mögliche Untergrundreaktionen können beispielsweise die Erzeugung des schweren Hyperons $\Lambda(1405)$ sowie der leichteren Hyperonen $\Lambda(1116)$ und $\Sigma(1193)$ beinhalten.

In der quadrierten fehlenden Masse (Abbildung 4.7.b) zeigt sich an der Stelle der quadrierten Masse des K^- ein klares Signal. Diese Verteilung weist eine Breite von σ = 2 MeV^2/c^4 auf, was in Übereinstimmung mit dem aus Monte–Carlo–Simulationen für die freie K^+K^-–Erzeugung erwarteten Kaonensignal steht. Der experimentell ermittelte Wert für die K^-–Masse weicht um etwa 0.8 MeV/c^2 beziehungsweise 0.16 % von der Literaturmasse ab. Damit liegt der Wert innerhalb der bei den hier eingestellten Strahlimpulsen von COSY erreichten Genauigkeit bezüglich des absoluten Strahlimpulses von etwa 3 MeV/c, die in einer Ungenauigkeit der absoluten Überschussenergie und damit der fehlenden Masse von maximal etwa 1 MeV/c^2 resultiert.

Ein Ereignis verbleibt dann in der weiteren Analyse, wenn die fehlende Masse innerhalb eines Bereiches von 4 σ um die K^-–Masse herum zu finden ist. Diese Bedingung wird von insgesamt 61 Ereignissen erfüllt.

4.3.1 Identifizierung des K^+K^-–Endzustandes

Bei der bisherigen Analyse der Daten wurden ausschließlich Informationen über die drei positiv geladenen Teilchen verwandt; zusätzliche Informationen über das negativ geladene Kaon können aus dem Dipol–Detektorsystem (Kapitel 2.2.5) gewonnen werden. Die Forderung nach einem Treffer im Szintillator S4 verringert die

Wahrscheinlichkeit für den Nachweis von Ereignissen sowohl der Untergrundreaktionen als auch solchen der freien K^+K^-–Erzeugung. Monte–Carlo–Simulationen zeigen, dass sich bei einem Strahlimpuls von p = 3.356 GeV/c die Akzeptanz für den Nachweis der freien K^+K^-–Produktion um etwa 38 Prozent, für den der Untergrundreaktionen hingegen deutlich stärker verringert, beispielsweise für die Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Sigma^0(1385)$ um etwa 90 Prozent. Von 61 Ereignissen, die als ppK^+K^-–Endzustand identifiziert wurden, erfüllen 39 diese zusätzliche Bedingung. Da der Szintillator S4 beidseitig ausgelesen wird, ist aufgrund der Differenz der Lichtlaufzeiten die Bestimmung des Teilchendurchgangsortes im Szintillator möglich, der mit dem Trefferort im Pad–Detektor verglichen werden kann (Abbildung 4.8). In der Analyse werden nur Treffer akzeptiert, die innerhalb des deutlich sichtbaren Korrelationsbandes liegen. Dies entspricht einem Bereich von drei Standardabweichungen um die Mittelposition des Bandes, markiert durch die beiden gestrichelten Linien. Die Fläche des Szintillators übertrifft die des Pad–

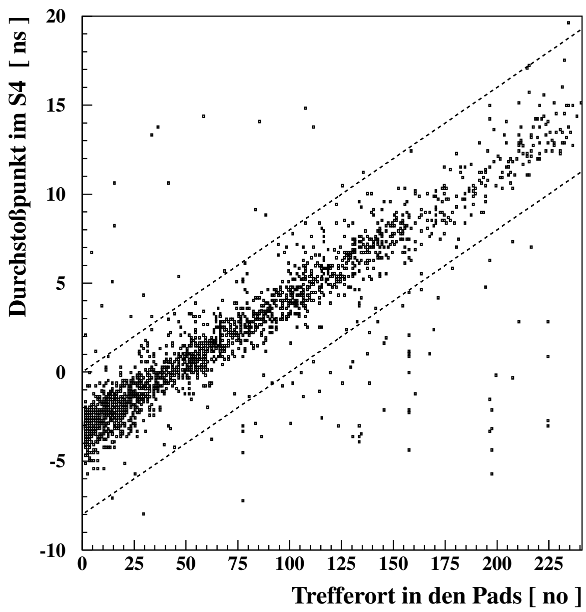


Abbildung 4.8: Korrelation zwischen dem Durchstoßpunkt im Szintillator S4 und dem Trefferort im Siliziumpad–Detektor für beliebige Ereignisse.

Detektors geringfügig, so dass ein Teilchen, das Energie im S4 deponiert, nicht notwendigerweise zusätzlich ein Pad treffen muss. Im Fall der Kandidaten für den ppK^+K^-–Endzustand können Einträge außerhalb des Bandes durch den Zerfall eines K^- kurz vor, im oder kurz hinter dem Szintillator erklärt werden. Insgesamt kann von den 39 Ereignissen, die einen Treffer im S4 aufweisen, 36 Ereignissen ein Treffer innerhalb des Korrelationbandes zugeordnet werden.

Über die Viererimpulsbilanz kann berechnet werden, an welcher Stelle der Trefferort im Pad–Detektor liegen sollte, falls es sich bei dem fehlenden System X um ein nicht zerfallendes K^- gehandelt haben sollte. Abbildung 4.9.a zeigt den Vergleich des so berechneten Ortes mit dem tatsächlichen („realen") Trefferort von aus Monte–Carlo–Simulationen für die freie K^+K^-–Produktion gewonnenen Ereignissen. Die gestrichelten vertikalen Linien kennzeichnen den bei diesem Strahlimpuls kinematisch erlaubten Bereich. Das Profil des Korrelationsbandes ist in Abbildung 4.9.b gezeigt. Der dunkler eingefärbte Bereich definiert

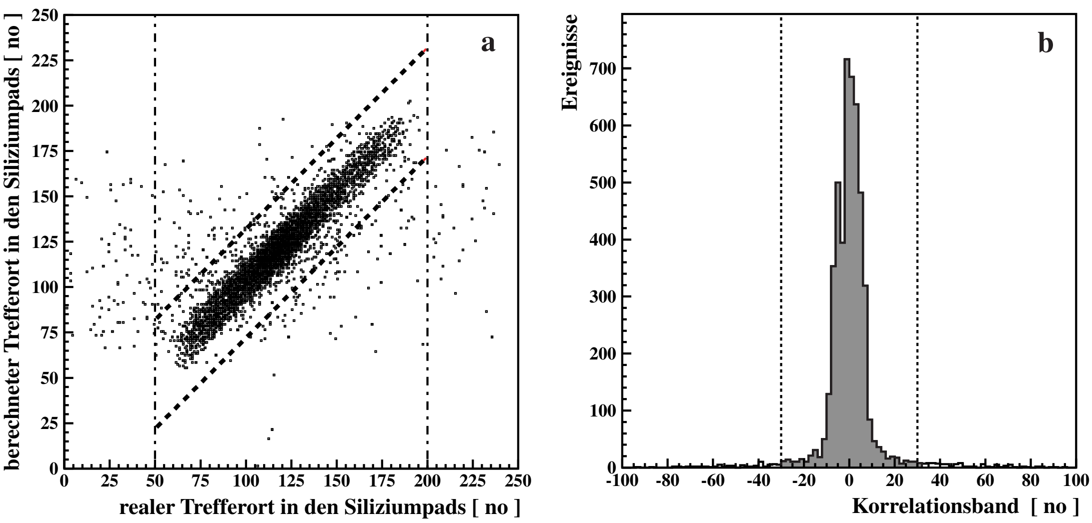


Abbildung 4.9: Korrelation zwischen berechnetem und realem Trefferort im Pad–Detektor (a) für Monte-Carlo-Daten und das Profil des Korrelationbandes (b).

drei Standardabweichungen und die Genauigkeit dieser Methode von $\sim \pm 30$ Pads beziehungsweise $\sim \pm 13.7$ cm und wird durch die diagonalen Linien in Abbildung 4.9.a gekennzeichnet. Einträge außerhalb des erlaubten Bereiches können durch den Zerfall des Kaons vor Eintritt in den Pad–Detektor erklärt werden, da dann die Zerfallsteilchen die Treffersignaturen im Detektor hinterlassen.

Von den in der Analyse der realen Daten verbliebenen 36 Ereignissen erfüllen bis auf eine Ausnahme alle diese geforderte Korrelationsbedingung (Abbildung 4.10.a). Bei Anwendung sämtlicher Schnitte auf die Treffersignaturen für das fehlende Teilchen sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit um etwa 46 Prozent. Dies findet sich in den Daten in der niedrigeren Statistik wieder — hier wird eine Reduktion um 41 Prozent ermittelt. Die Änderung der Akzeptanz für eine angenommene resonante Produktion über das $f_0(980)$ bei den unterschiedlichen Be-

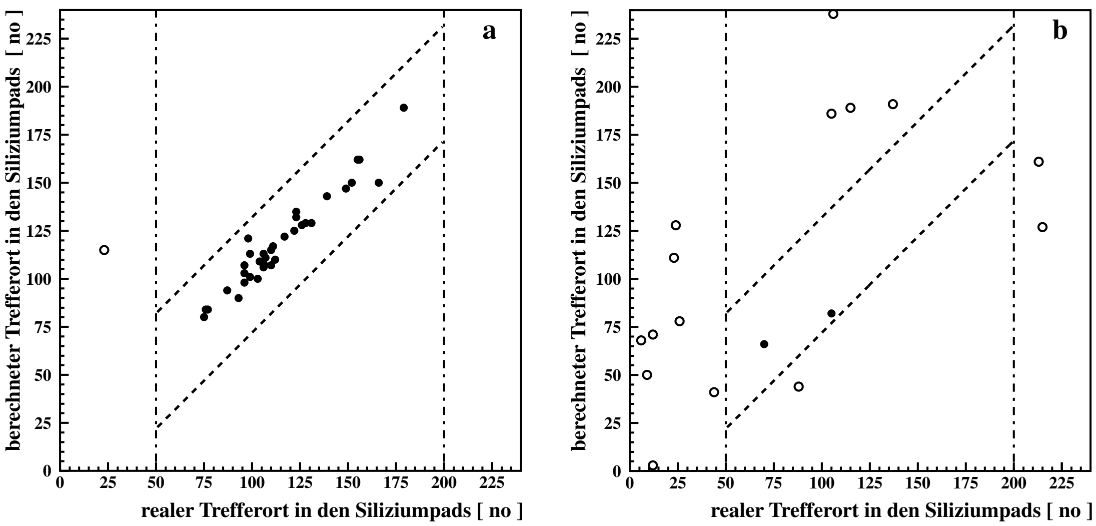


Abbildung 4.10: Korrelation zwischen erwartetem und tatsächlichem Trefferort im Siliziumpad–Detektor (ausgefüllte Symbole) für reale Daten. Die dargestellten Treffer gehören zu Ereignissen, deren K^-–Masse innerhalb (a) beziehungsweise außerhalb des für den K^+K^-–Endzustand akzeptierten Bereiches der fehlenden Masse (ppK^+) liegt (b).

dingungen ist mit der der freien Produktion vergleichbar (zusätzlicher Treffer im S4: Reduktion um 35% beziehungsweise bei Anwendung sämtlicher Schnitte: Reduktion um 42%). Für Ereignisse, die über ihre fehlende Masse dem Untergrund zugeordnet worden sind, ist die Wahrscheinlichkeit, alle bezüglich der Treffersignaturen im Dipol–Detektorsystem aufgestellten Anforderungen zu erfüllen um mehr als zwei Größenordnungen geringer; dies wird in Abbildung 4.10.b deutlich. Von vormals etwa 600 Ereignissen (ohne Schnitt auf den S4) haben nur zwei einen zusätzlichen Treffer innerhalb des akzeptierten Bereiches des Korrelationsbandes.

Abbildung 4.11.a zeigt das Spektrum der quadrierten fehlenden Masse (ppK^+) bei einem zusätzlichem Treffer im S4, Abbildung 4.11.b das nach Anwendung sämtlicher Schnitte; grau dargestellt ist der Bereich der Ereignisse, die in der Analyse akzeptiert werden.

Obwohl die Signatur eines aus dem Hyperonenzerfall stammenden Ereignis-

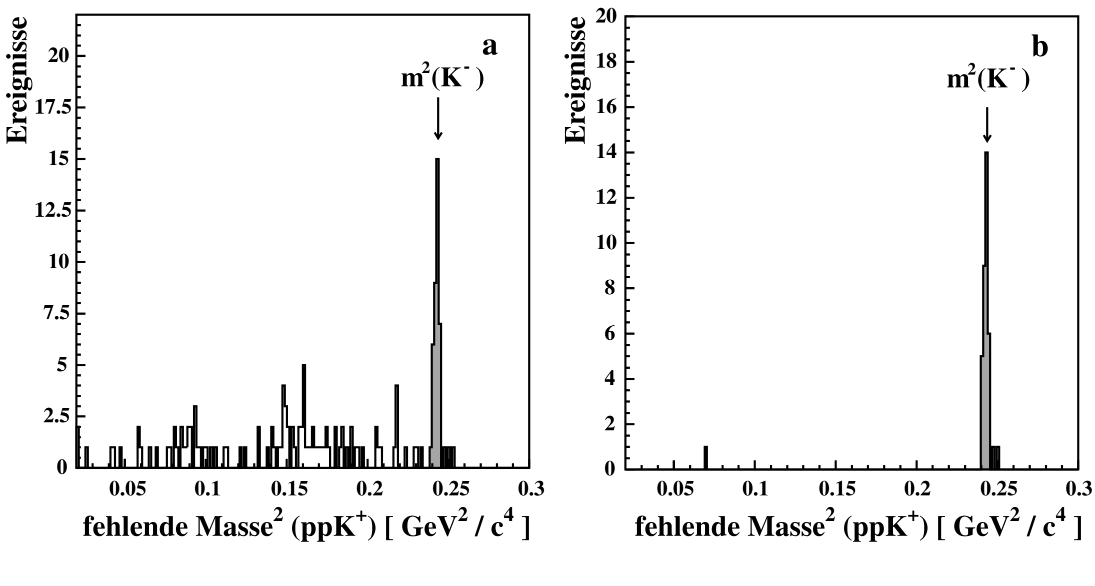


Abbildung 4.11: Spektrum der quadrierten fehlenden Masse zum System ppK^+. In (a) ist zusätzlich ein beliebiger Treffer im Szintillator S4 gefordert. In (b) wird eine Übereinstimmung des berechneten Trefferortes im Pad–Detektor mit dem gemessenen gefordert. Der Strahlimpuls betrug p = 3.356 GeV/c.

ses nur mit äußerst geringer Wahrscheinlichkeit der K^+K^-–Erzeugung zugeordnet wird, kann die Möglichkeit einer Fehlinterpretation nicht vollständig ausgeschlossen werden. In Tabelle 4.1 ist die Zahl N der identifizierten K^+K^-–Endzustände sowie die abgeschätzte Zahl der maximal darin beinhalteten Untergrundereignisse $N_{U_{max}}$ angegeben. Dabei wird differenziert nach Ereignissen, bei denen zwei Protonen und ein Kaon identifiziert wurden (ppK^+), solchen, die zusätzlich einen Treffer im S4 aufweisen (ppK^+ + S4) und Ereignissen, in denen darüber hinaus die Korrelationsbedingungen bezüglich des Trefferortes im Pad-Detektor erfüllt werden (ppK^+ + S4 + Korrelation). Nach Monte–Carlo–Simulationen wird eine Anzahl MC an Ereignissen, normiert auf die Zahl N der unter der Bedingung (ppK^+) extrahierten Endzustände, erwartet.

Das Verhältnis der Anzahl extrahierter Ereignisse in Abhängigkeit von den geforderten Treffersignaturen ändert sich gemäß der aus Monte–Carlo–Simulationen gewonnenen Erwartung. Dies stellt einen zusätzlichen, unabhängigen Beweis dafür dar, dass die 61 Ereignisse zu Recht als K^+K^-–Endzustand identifiziert worden sind und nur in einem sehr geringen Maße Untergrundereignisse beinhalten können.

geforderte Signatur	N	$N_{U_{max}}$	MC
ppK^+	61	5	61
ppK^+ + S4	39	3	38
ppK^+ + S4 + Korrelation	35	1	33

Tabelle 4.1: Zahl N der als K^+K^-–Endzustand identifizierten Ereignisse und die abgeschätzte Zahl der maximal darin beinhalteten Untergrundereignisse $N_{U_{max}}$ für unterschiedliche geforderte Treffersignaturen sowie die Zahl MC der laut Simulationen zu erwartenden Ereignisse, normiert auf die Anzahl N der unter der Bedingung (ppK^+) in den realen Daten gefundenen Endzustände. Der Strahlimpuls betrug p = 3.356 GeV/c.

4.3.2 Extrahierte K^+K^-–Endzustände

Insgesamt sind $61\pm^{0}_{5}$ Ereignisse ($p_{Strahl} = 3.356$ GeV/c) über die fehlende Masse des Systems ppK^+ als K^+K^-–Endzustand identifiziert worden, die prinzipiell sowohl aus der freien als auch aus resonanten Produktionen ($f_0(980) \to K^+K^-$ und $a_0(980) \to K^+K^-$) stammen können. Die Resonanz $a_0(980)$ unterscheidet sich hinsichtlich der Masse und der Breite nur unwesentlich vom $f_0(980)$, so dass im weiteren Verlauf der Analyse ausschließlich zwischen freier K^+K^-–Erzeugung sowie der resonanten Produktion über $f_0(980) \to K^+K^-$ differenziert werden soll. Für die extrahierten Ereignisse kann die quadrierte fehlende Masse des Systems der beiden Protonen betrachtet werden (Abbildung 4.12). Die Daten (Punkte) werden durch die Verteilung der simulierten freien K^+K^-–Produktion (schraffierte Fläche) im Rahmen der Statistik gut beschrieben. Bei den Monte–Carlo–Simulationen für die resonante Erzeugung muss jedes einzelne Ereignis nachträglich mit einem entsprechenden Faktor F gewichtet werden, der dem Volumen des Drei–Körper–Phasenraumes in Abhängigkeit vom Quadrat der Anregungsenergie, der Proton–Proton–Endzustandswechselwirkungen [Fäl96] sowie dem Zerfall des $f_0(980)$ in ein K^+K^-–Paar Rechnung trägt:

$$\begin{aligned} F &= Q^2 \cdot \frac{1}{(1+\sqrt{1+Q/\varepsilon}\,)^2} \cdot \sqrt{m_{Resonanz} - 2\cdot m_{Kaon}}, \\ Q &= \sqrt{s} - m_{Resonanz} - 2\cdot m_{Proton}, \end{aligned}$$

mit $\varepsilon = 0.45$ MeV [Fäl96] und $m_{Resonanz}$ = Masse der Resonanz. Die Wahl der Parameter bei den Simulationen für das $f_0(980)$ ist mit einer gewissen Unsicherheit behaftet, da sowohl die Masse m = (980 ± 10) MeV/c^2 als auch die Breite Γ = (40 – 100) MeV/c^2 nur unzureichend genau bekannt ist [PDG00]. In dieser Arbeit werden für die Simulation des $f_0(980)$ eine Breit–Wigner–Verteilung, eine Masse m = 980 MeV/c^2 und eine Breite Γ = 70 MeV/c^2 angesetzt. Die aus den Simulationen erhaltene Verteilung (gestrichelte Linie) unterscheidet sich kaum von der der freien Erzeugung und kann die Daten ebenfalls gut beschreiben, so

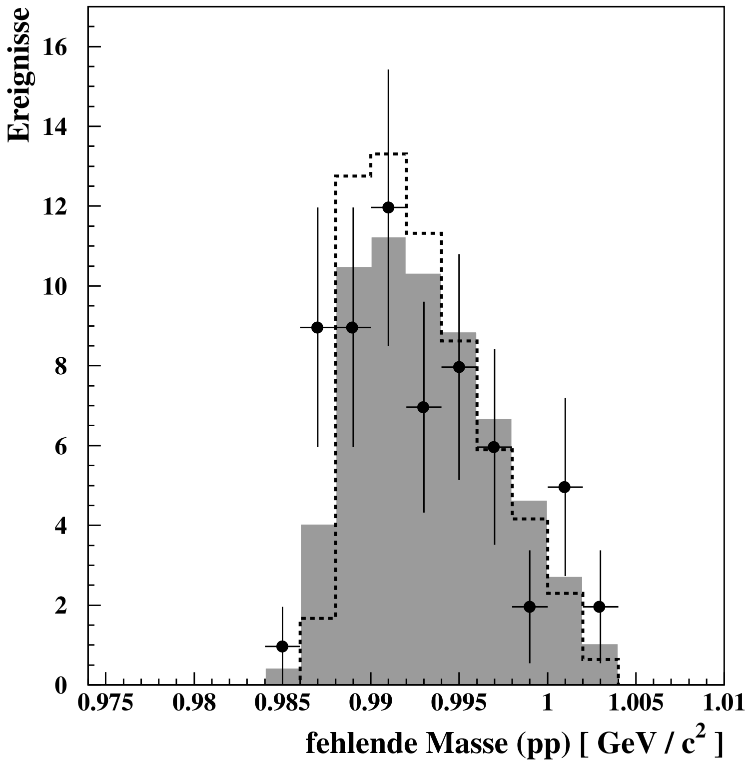


Abbildung 4.12: Spektrum der quadrierten fehlenden Masse des Systems pp für aus Monte–Carlo–Simulationen (p_{Strahl} = 3.356 GeV/c) gewonnene K^+K^-–Ereignisse der freien (grau unterlegt) beziehungsweise der resonanten Erzeugung (gestrichelte Linie) im Vergleich mit den in dieser Arbeit identifizierten K^+K^-–Endzuständen (Punkte).

dass anhand dieses Spektrums eine Differenzierung der Produktionsmechanismen der gemessenen K^+K^-–Endzustände nicht möglich ist.

Nach Extraktion der Ereignisse werden im folgenden Kapitel differenzielle Wirkungsquerschnitte sowohl unter Annahme der freien als auch der resonanten Produktion ermittelt. Dazu werden zunächst die Nachweiswahrscheinlichkeiten und die Luminosität bestimmt.

Kapitel 5

Die Bestimmung absoluter Produktionsquerschnitte

Zur Bestimmung absoluter Produktionsquerschnitte ist neben der Zahl N der akkumulierten Ereignisse die Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit ε, der Detektionseffizienz ε_{tot} sowie der integrierten Luminosität L erforderlich:

$$\sigma = \frac{N}{L \cdot \varepsilon} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{tot}}.$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird mithilfe von Monte–Carlo–Simulationen bestimmt (Kapitel 5.1). Die Detektionseffizienz ε_{tot} beinhaltet sowohl die Totzeit des Datenaufnahmesystems als auch die Trigger– und Detektorineffizienz.

Bei COSY–11 wird im Rahmen der Messungen simultan die elastische Proton–Proton–Streuung, deren Wirkungsquerschnitt σ_V bekannt ist, als Referenzreaktion aufgenommen. Damit ist ein Zugang zur Luminosität gefunden:

$$L = \frac{N_V}{\sigma_V \cdot \varepsilon_V} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{tot}}.$$

Der Wirkungsquerschnitt einer zu untersuchenden Reaktion ergibt sich dann aus:

$$\sigma = \frac{N}{\varepsilon} \cdot \frac{\sigma_V \cdot \varepsilon_V}{N_V}$$

und ist unabhängig von der Detektionseffizienz ε_{tot}.

5.1 Die Nachweiswahrscheinlichkeiten

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für eine bestimmte Reaktion wird ermittelt, indem eine definierte Anzahl von Ereignissen in Monte–Carlo–Simulationen [GEA94] generiert, durch das COSY–11–Detektorsystem geführt und in derselben Weise wie die realen Daten analysiert wird. Jedes Ereignis erhält eine Gewichtung W_i gemäß der Wahrscheinlichkeit des Auftretens innerhalb des Phasenraumes. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ε ergibt sich aus dem Quotienten des Gesamtgewichtes der akzeptierten Ereignisse G_{akz} und des Gesamtgewichtes der primär generierten Ereignisse G_{gen}:

$$\varepsilon = \frac{G_{akz}}{G_{gen}}.$$

Der absolute statistische Fehler σ_ε bei der Akzeptanzbestimmung ergibt sich zu [Lyo86]:

$$\sigma_\varepsilon = \sqrt{\tfrac{1}{N-1} \cdot \varepsilon \cdot (1-\varepsilon)}, \text{ mit} \quad N = \tfrac{(\sum_i W_i)^2}{\sum_i W_i^2}.$$

Prinzipiell wird versucht, den statistischen Fehler bei den Simulationen so gering zu halten, dass dieser keinen merklichen Einfluss auf das Endergebnis ausübt. Abhängig vom Reaktionstyp und der Überschussenergie wurden im Rahmen der Analysen zwischen 100.000 und 25 Millionen Ereignisse generiert. Der statistische Fehler bei der Simulation der freien K^+K^-–Produktion beziehungsweise der resonanten Erzeugung im Kanal $pp \to ppf_0(980) \to ppK^+K^-$ liegt im Bereich von zwei Prozent. Der Nachweis der Hyperonen ist um ein Vielfaches unwahrscheinlicher, so dass innerhalb eines akzeptablen zeitlichen Rahmens eine vergleichbare Statistik kaum erreicht werden kann. Bei Anwendung aller Schnitte der Analyse der K^+K^-–Erzeugung beträgt daher die statistische Unsicherheit, mit der die Akzeptanz für die Hyperonenproduktion behaftet ist, etwa 30 Prozent.

Die Unsicherheit in der Kenntnis der relativen Lage der einzelnen Komponenten des Experimentaufbaus zueinander und mögliche Mehrfachstreuung am diffusen Gasuntergrund in der Streukammer ergeben eine systematische Unsicherheit bei der Akzeptanzbestimmung von jeweils einem Prozent [Mos98b]. Eine weitere systematische Unsicherheit von etwa acht Prozent ergibt sich aus der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz für Ereignisse, bei denen zwei Protonen eng nebeneinander liegende Spuren in den Driftkammern aufweisen und aufgrund des endlichen Auflösungsvermögens nur als eine Spur erkannt werden [Mos98b].

Die Tatsache, dass der absolute Wert des Strahlimpulses nur bis auf etwa ein Promille bekannt ist, muss in Nähe der Produktionsschwellen bei der Bestimmung der Akzeptanz berücksichtigt werden, da die Akzeptanz des COSY–11–Experimentaufbaus in Schwellennähe stark energieabhängig ist. So findet sich zum Beispiel für die freie K^+K^-–Erzeugung bei einem Strahlimpuls von p = (3.311 ± 0.003) GeV/c für den Nachweis zweier Protonen und eines Kaons ein Verhältnis von Minimal– zu Maximalwert der Akzeptanz von 1.9, während der Unterschied beim Nachweis der Teilchen aus der Hyperonenerzeugung vernachlässigbar klein ist.

Ein Einfluss der Proton–Proton–Endzustandswechselwirkungen kann in den Simulationen berücksichtigt werden, indem die generierten Ereignisse mit dem Quadrat der $^1S_0$–Wellen–Amplitude $M_{pp\rightarrow pp}$ gewichtet werden. Das Quadrat der Amplitude wird aus dem Inversen der quadrierten Jost–Funktion [Dru97] unter Berücksichtigung der Coulomb–Wechselwirkungen nach Wong–Noyes [Noy71, Noy72, Nai77] bestimmt. Neben dieser Möglichkeit der Beschreibung der Proton–Proton–Endzustandswechselwirkungen existieren noch weitere Parametrisierungen. Daher muss zu der hier berechneten Akzeptanz ein systematischer Fehler angegeben werden. Die größte Abweichung von der zuvor behandelten Methode ergibt sich dabei unter Anwendung einer modifizierten Cini–Fubini–Stanghellini–Formel [Mor68]. In ihr wird die Amplitude, ebenfalls unter Berücksichtigung der Coulomb–Wechselwirkungen, wie folgt berechnet:

$$M_{pp\rightarrow pp} = \frac{e^{\delta_{pp}(^1S_0)} \cdot sin\, \delta_{pp}(^1S_0)}{C \cdot k}, \mathrm{mit}$$

$$C^2 \quad = \frac{2\pi\eta_c}{e^{2\pi\eta_c} - 1} \quad : \text{Coulomb–Faktor,}$$

$\eta_c \quad = \frac{\alpha}{v}$	: relativistischer Coulomb–Parameter,
α	: Feinstrukturkonstante,
v	: Relativgeschwindigkeit der Protonen,
δ_{pp}	: Streuphase und
k	: Relativimpuls der Protonen.

Diese maximale Abweichung zur ursprünglich berechneten Akzeptanz wird als systematischer Fehler angenommen. Da die Unterschiede bezüglich des Quadrats der Amplitude $M_{pp\to pp}$ zwischen den verschiedenen Parametrisierungsmöglichkeiten der pp–Endzustandswechselwirkungen mit wachsendem Impuls des Proton–Subsystems zunehmen, wächst mit steigender Überschussenergie auch der systematische Fehler, mit der die Akzeptanz behaftet ist. Eine weitere Parametrisierung, die nach [Gol64, Shy98] berechnet wurde, benutzt ebenfalls das Inverse der quadrierten Jost–Funktion mit entsprechenden Coulomb–Korrekturen und führt zu Abweichungen der Akzeptanz im Rahmen des zuvor bestimmten systematischen Fehlers. Detaillierte Untersuchungen zur unterschiedlichen Behandlung der Proton–Proton–Endzustandswechselwirkungen finden sich in [Mos00b].

In Tabelle 5.1 sind die Akzeptanzen angegeben, die sich unter Berücksichtigung der in der Analyse angewandten Schnitte in Abhängigkeit von der Primärreaktion bei einem Strahlimpuls von p = 3.356 GeV/c unter Annahme einer räumlich isotropen Erzeugung ergeben. Dabei wird bei der Angabe der Akzeptanz wie folgt differenziert:

ε	: Akzeptanz für den Nachweis zweier Protonen und eines K^+,
ε_{S4}	: wie ε mit einem zusätzlichen Treffer im S4 und
ε_{Korr}	: wie ε unter Erfüllung aller Anforderungen bezüglich der Treffersignaturen im Dipol–Detektorsystem.

Die Addition der einzelnen Fehler erfolgt quadratisch. In der Akzeptanzbestimmung für die Reaktion pp $\to$ p$K^+\Sigma^0$(1385) werden keine Effekte von End-

Primärreaktion	ε	ε_{S4}	ε_{Korr}
ppK^+K^-	$7.36\cdot10^{-3}\cdot(1^{+10.2\%}_{-13.1\%})$	$4.58\cdot10^{-3}\cdot(1^{+14.4\%}_{-12.3\%})$	$4.00\cdot10^{-3}\cdot(1^{+14.5\%}_{-13.8\%})$
$ppf_0(980)$	$1.12\cdot10^{-2}\cdot(1^{+10.1\%}_{-11.2\%})$	$7.25\cdot10^{-3}\cdot(1^{+10.2\%}_{-11.3\%})$	$6.46\cdot10^{-3}\cdot(1^{+10.3\%}_{-11.4\%})$
$pK^+\Sigma^0(1385)$	$1.63\cdot10^{-5}\cdot(1 \pm 10.5\%)$	$1.52\cdot10^{-6}\cdot(1 \pm 22.9\%)$	$8.51\cdot10^{-7}\cdot(1 \pm 29.8\%)$

Tabelle 5.1: Für verschiedene Reaktionen und unterschiedliche Schnitte berechnete Akzeptanzen bei einem Strahlimpuls von p = 3.356 GeV/c. Im Experiment ist der absolute Wert für den Strahlimpuls auf 1 Promille bekannt. Da die Akzeptanz in Schwellennähe stark energieabhängig ist, sind die Fehler bei der schwellennahen K^+K^-– und $f_0(980)$–Erzeugung asymmetrisch. Beim schwellenfern erzeugten $\Sigma^0(1385)$ (Q $\sim$ 65 MeV) ist dieser Effekt vernachlässigbar.

zustandswechselwirkungen berücksichtigt. Ein möglicher Einfluss einer Proton–(Anti–)Kaon–Endzustandswechselwirkung wurde ebenfalls bei allen anderen Reaktionen vernachlässigt.

Bei einem eingestellten Strahlimpuls von p = 3.311 GeV/c ergeben sich bezüglich der freien K^+K^-–Erzeugung die in Tabelle 5.2 angegebenen Werte für die Akzeptanzen.

Primärreaktion	ε	ε_{S4}	ε_{Korr}
ppK^+K^-	$6.35\cdot10^{-2}\cdot(1^{+43.4\%}_{-28.0\%})$	$4.13\cdot10^{-3}\cdot(1^{+71.4\%}_{-33.3\%})$	$4.06\cdot10^{-3}\cdot(1^{+64.2\%}_{-32.9\%})$

Tabelle 5.2: Akzeptanzen bezüglich der freien K^+K^-–Erzeugung bei einem Strahlimpuls von p = 3.311 GeV/c.

5.2 Die Bestimmung der Luminosität

Bei COSY–11 wird zur Luminositätsbestimmung vornehmlich die elastische Proton–Proton–Streuung benutzt, da sowohl die Nachweiswahrscheinlichkeit als auch der Wirkungsquerschnitt für die pp–Streuung im vom COSY–11–Detektorsystem abgedeckten Winkelbereich hoch ist und differenzielle Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung im Bereich relevanter Strahlimpulse über einen weiten Winkelbereich von der EDDA–Kollaboration mit großer Genauigkeit am COSY–Ring vermessen wurden [EDD97]. Die experimentelle Situation stellt sich für die elastische pp–Streuung in Abbildung 5.1 wie folgt dar: Das Proton p_1 trifft den Monitor-Szintillator S5 und den dahinter liegenden Monitor–Pad–Detektor. Das Proton p_2 durchfliegt die beiden Driftkammern D1 und D2 sowie die Szintillatorwand S1. Der Impuls des Protons p_2 wird analog zur Analyse inelastischer Ereignisse durch die Krümmung der Trajektorie im Magnetfeld

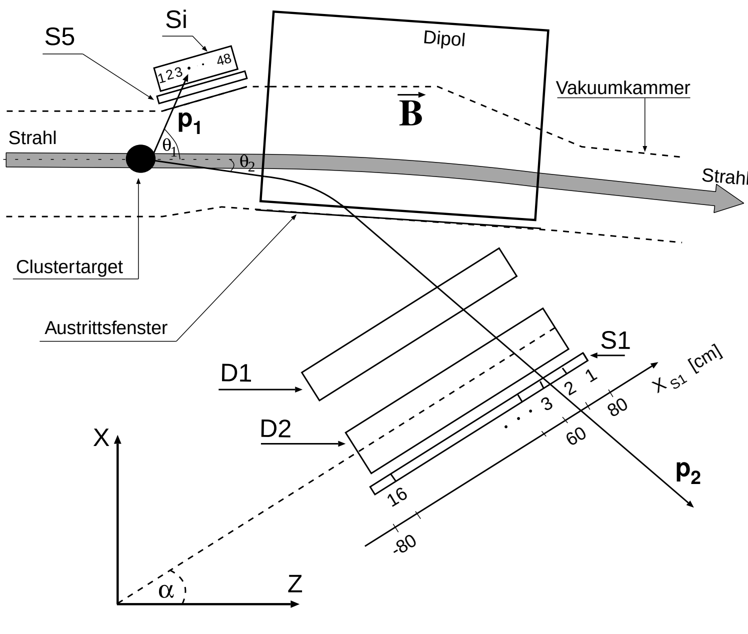


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Nachweisprinzips der elastischen Streuung.

bestimmt. Da nur ein sehr geringer Teil elastisch gestreuter Protonen die Szintillatorwand S3 erreicht, wird die invariante Masse nicht über eine Flugzeitmessung zwischen S1 und S3 bestimmt. Stattdessen wird das Signal des ersten Protons p_1 im Monitor–Szintillator als Startsignal einer indirekten Flugzeitmessung des Protons p_2 zum S1 verwendet. Nach erfolgter Identifikation des Protons p_2 wird die fehlende Masse des Systems berechnet, die der Protonenmasse entsprechen muss.

Die erreichte Auflösung des invarianten Massenquadrates des Protons p_1 von $\sigma = 435\ \mathrm{MeV}^2/\mathrm{c}^4$ ist deutlich schlechter als bei der Verwendung der Flugstrecke vom S1 zum S3. Dies erklärt sich daraus, dass hier die Flugstrecke zum einen wesentlichen kürzer ist, zum anderen stark mit dem Trefferort im S1 und im Monitordetektor variiert. Zudem legt das Proton p_2 nur einen vergleichsweise kurzen Weg innerhalb des Magnetfeldes zurück, so dass Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Randfelder einen merklichen Einfluss ausüben können. Die Akzeptanz bei dieser Methode der Selektion elastischer Ereignisse liegt allerdings um etwa eine Größenordnung höher als bei der Verwendung der Flugstrecke vom S1 zum S3 und die erhaltene Verteilung, auf die nicht geschnitten wird, stützt eindeutig die Proton–Hyphothese (Abbildung 5.2.a, hier mit zusätzlichem Schnitt gemäß (c)).

Teilchen, die am Dipol oder am Restgas gestreut wurden und damit in geringem Maße zum Untergrund beitragen können, werden durch einen Schnitt auf den vertikalen Wechselwirkungspunkt in der Analyse verworfen (Abbildung 5.2.b). Zusätzlich kann ausgenutzt werden, dass bei einer Zwei–Körper–Reaktion eine eindeutige Winkelbeziehung existiert. Wie Abbildung 5.2.c verdeutlicht, ist der Trefferort im S1 eindeutig mit dem Trefferort im Monitor–Pad–Detektor korreliert. Einträge außerhalb des markierten Bereichs werden durch Reaktionen wie zum Beispiel $pp \rightarrow pp\pi^0$ und $pp \rightarrow pn\pi^+$ verursacht.

Da der Viererverktor des Protons p_2 vollständig bestimmt wird, kann auch die Masse des fehlenden Teilchens unter Annahme elastischer Streuung berechnet

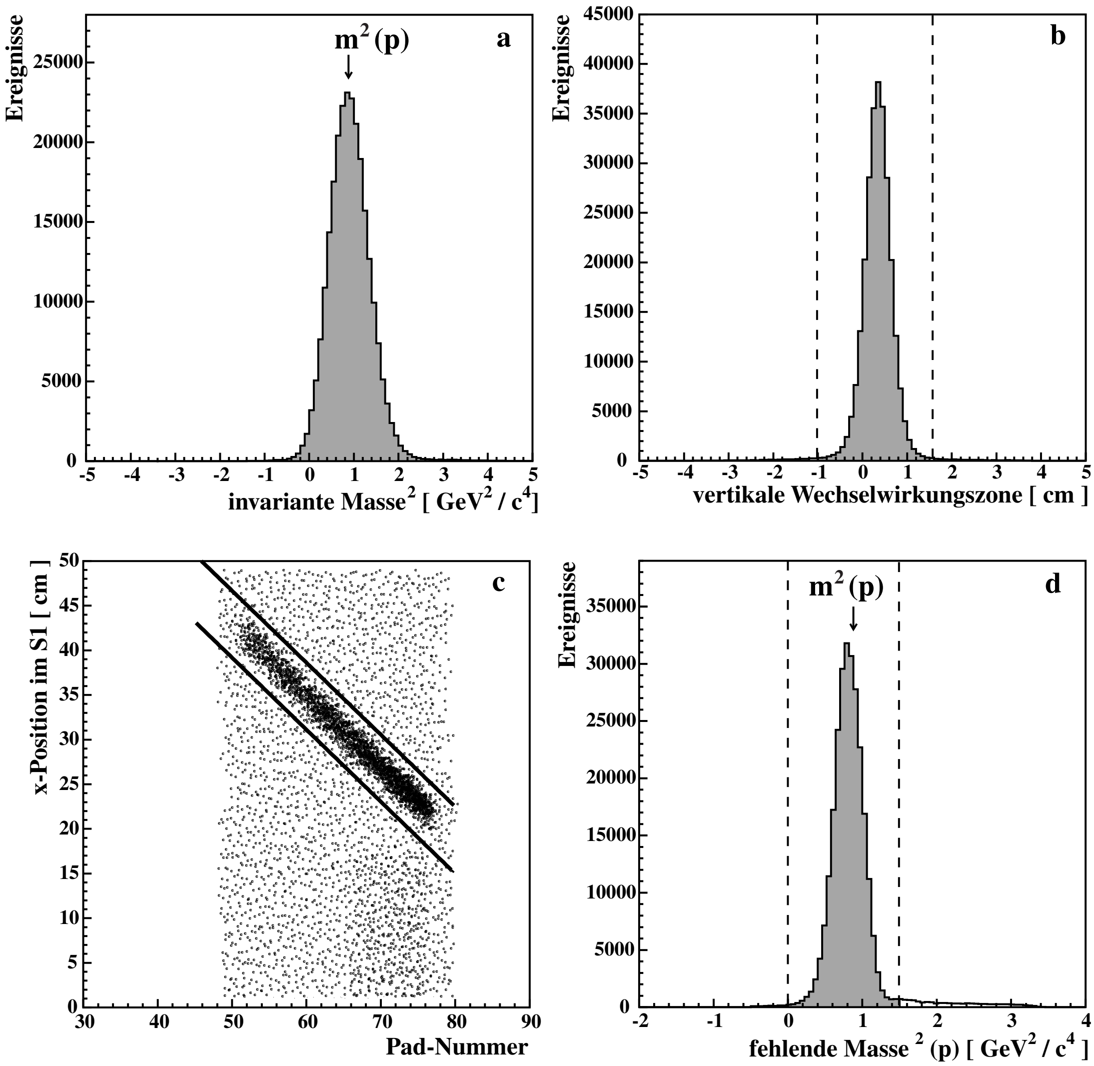


Abbildung 5.2: Selektion elastischer Ereignisse.

werden (Abbildung 5.2.d). Diese soll innerhalb der durch die Einfärbung gekennzeichneten Grenzen von drei Standardabweichungen mit der Literaturmasse eines Protons übereinstimmen. Nach Anwendung aller Schnitte sollte die Verteilung des transversalen Impulses in Abhängigkeit von dem longitudinalen Impuls der Protonen auf der kinematischen Ellipse der Zwei–Körperreaktion liegen. Geringe Abweichungen des Schwerpunktes der Verteilung von der Impulsellipse können darauf hindeuten, dass der tatsächliche Wechselwirkungspunkt nicht mit dem in der Analyse angenommenen übereinstimmt. Dies findet seine Ursache darin, dass die stochastische Kühlung des Beschleunigers die Breite σ_x und σ_y des Protonenstrahles verringert, den Mittelpunkt des Strahles aber nicht notwendigerweise auf der ursprünglichen Strahlachse belässt, sondern um Δ_x verschieben kann (siehe Abbildungen 5.3). Genauere Untersuchungen dazu finden sich bei [Mos99, Mos00c].

Bei den im Rahmen dieser Arbeit ausgewerteten Daten musste der mittlere Wechselwirkungspunkt um maximal einen Millimeter korrigiert werden. Exemplarisch sind die bei einem Strahlimpuls von p = 3.356 GeV/c gewonnenen Daten nach der Korrektur zusammen mit der idealen Impulsellipse in Abbildung 5.4.b gezeigt. Nachdem alle Schnitte (Abbildung 5.2) durchgeführt worden sind, stimmen die experimentellen Verteilungen sehr gut mit den Ergebnissen der Monte–Carlo–Simulationen überein (Abbildung 5.4.a) und werden der elastischen Streuung zugeordnet.

Nach erfolgter Selektion der elastischen Ereignisse wird die gemessene Winkelverteilung des Protons p_2 mithilfe der von der EDDA–Kollaboration gemessenen normiert. Die Winkel Θ^* im Schwerpunktsystem ergeben sich aus der Beziehung [Mus88]:

$$\cos\Theta^* = \frac{1-\gamma_{CM}^2\tan^2\Theta}{1+\gamma_{CM}^2\tan^2\Theta}, \text{ mit } \gamma_{CM} = \frac{m_p + E_{Lab}}{\sqrt{2m_p^2 + 2m_p\cdot E_{Lab}}},$$

wobei die Gesamtenergie des Strahlprotons durch E_{Lab}, die Protonenmasse durch

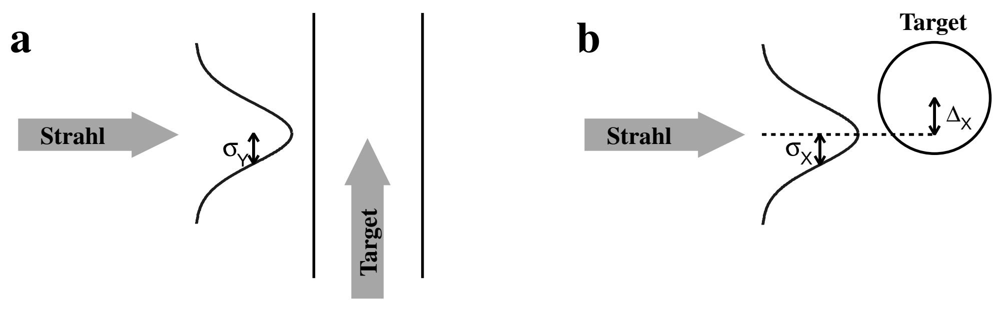


Abbildung 5.3: Seitenansicht (a) und Aufsicht (b) der Wechselwirkungszone.

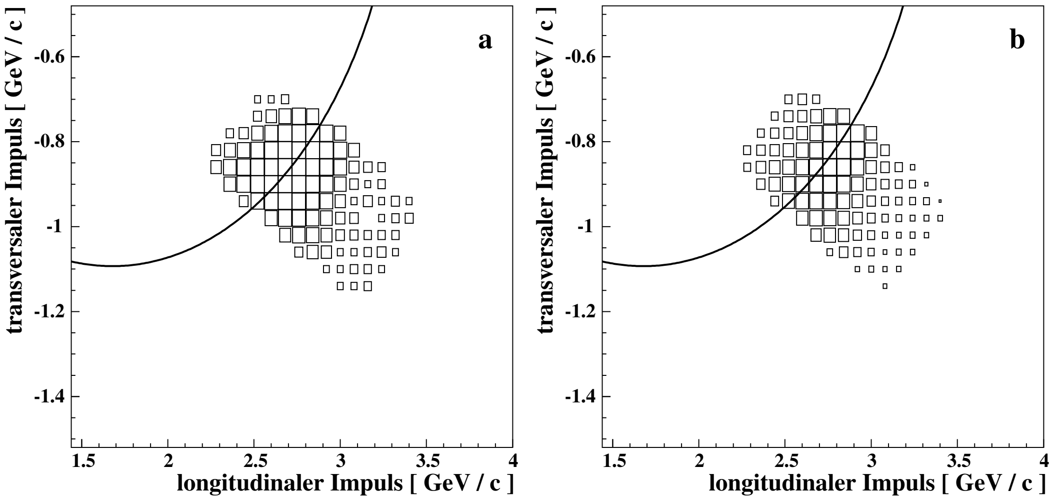


Abbildung 5.4: Transversaler Impuls in Abhängigkeit vom longitudinalen Impuls für Monte–Carlo–Daten (a) und reale Daten (b), jeweils mit der Impulsellipse für $p_{Strahl} = 3.356$ GeV/c.

m_p und der Winkel im Laborsystem durch Θ ausgedrückt werden. In dieser Arbeit werden die bei einem Strahlimpuls von p = 3.297 GeV/c beziehungsweise p = 3.326 GeV/c durch die EDDA–Kollaboration gewonnenen Winkelverteilungen zur Normierung der COSY–11–Daten bei p = 3.292 GeV/c und 3.311 GeV/c beziehungsweise p = 3.356 GeV/c verwendet.

In Abbildung 5.5 sind die EDDA–Daten im relevanten Winkelbereich durch Polynome 5. Grades angenähert, welche die gemessenen Verläufe sehr gut reproduzieren können. Die Qualität einer Anpassungsfunktion kann durch die Summe der quadratischen Abweichungen

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{n} \frac{(B_k - E_k)^2}{\sigma_k^2}$$

ausgedrückt werden, wobei n die Zahl der Unterteilungen, B_k den Messwert, E_k den Erwartungswert und σ_k die Messunsicherheit darstellt. Falls χ^2 kleiner als n ist, so werden die Daten durch die Funktion gut beschrieben [Tay88]. In dieser Arbeit ist $\chi^2 = 1.134 <$ n = 13 (für p = 3.326 GeV/c) beziehungsweise $\chi^2 = 1.590$

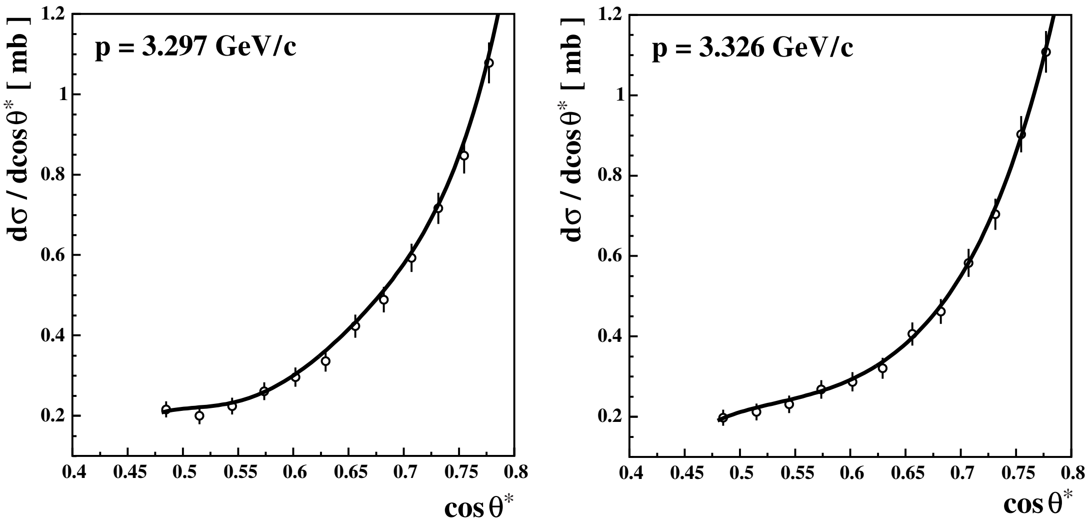


Abbildung 5.5: Die von der EDDA–Kollaboration gemessenen Winkelverteilungen elastisch gestreuter Protonen bei Strahlimpulsen von p = 3.297 GeV/c und p = 3.326 GeV/c. Die eingezeichneten Anpassungsfunktionen sind Polynome 5. Grades.

$< n = 13$ (für p = 3.297 GeV/c), so dass im Folgenden die von EDDA gemessenen Winkelverteilungen durch die ermittelten Polynome sehr gut beschrieben werden können. In Abbildung 5.6 sind beispielhaft die bei zwei verschiedenen Strahlimpulsen von COSY–11 gemessenen Winkelverteilungen dargestellt. Die entsprechend skalierten Anpassungsfunktionen beschreiben die Daten hinreichend gut. Da keine EDDA–Daten an exakt denselben Strahlimpulsen vorliegen, wird zwischen den beiden Messpunkten bei p = 3.297 und 3.326 GeV/c linear interpoliert, um die COSY–11–Daten bei p = 3.292, 3311 und 3.356 GeV/c zu normieren. Für einen definierten Winkelbereich $\Delta \cos \Theta^*$ kann so für die jeweiligen Strahlimpulse ein effektiver Wirkungsquerschnitt sowie die Zahl gemessener elastischer Ereignisse angegeben werden. Dabei wurde im Experiment die Zahl der aufgezeichneten elastischen Ereignisse zur Verringerung der Totzeit des Datenaufnahmesystems untersetzt, so dass sich die Gesamtzahl der elastischen Ereignisse N aus dem Produkt der Zahl der gemessenen Ereignisse und des Untersetzungsfaktors (2^6 bis 2^8)

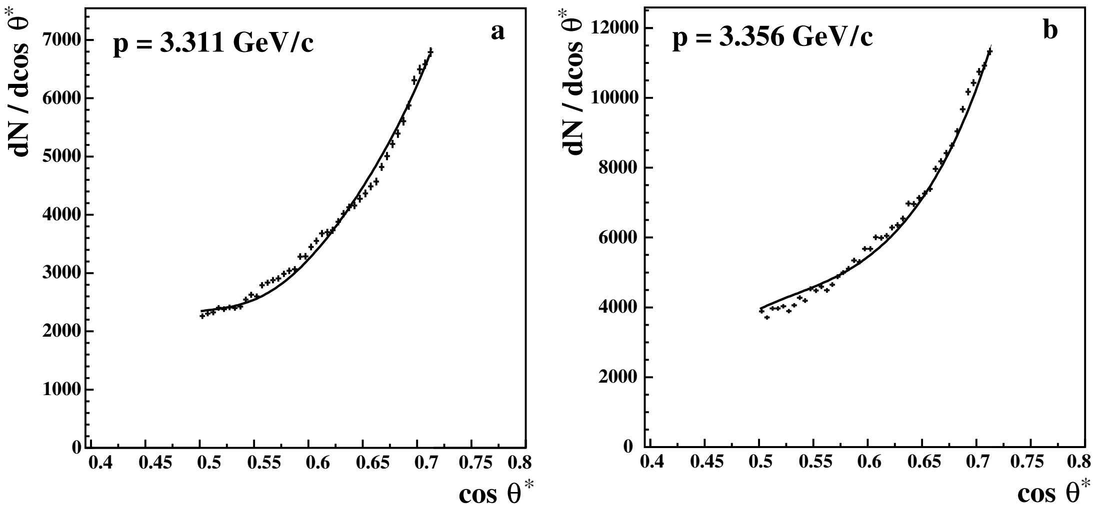


Abbildung 5.6: An COSY–11 gemessene Winkelverteilungen elastisch gestreuter Protonen bei Strahlimpulsen von p = 3.311 GeV/c und p = 3.356 GeV/c. Die eingezeichneten Funktionen sind Polynome 5. Grades, die zuvor an die Winkelverteilungen der EDDA-Kollaboration angepasst und entsprechend skaliert wurden.

ergibt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{pp} für die elastische Streuung wird mittels Monte–Carlo–Simulationen bestimmt (Kapitel 5.1).

Die für die Luminositätsbestimmung benötigten Werte der effektiven Wirkungsquerschnitte σ_{eff} im hier betrachteten Intervall $0.5 \leq \cos\Theta^* \leq 0.715$, der Gesamtzahl N der gefundenen Ereignisse der elastischen Streuung und der berechneten Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{pp} sind in Tabelle 5.3 zu finden. Die Fehler bei der Angabe der effektiven Wirkungsquerschnitte σ_{eff} setzen sich aus dem Fit–Fehler der Anpassungsfunktion an die EDDA–Daten sowie aus dem systematischen Fehler der EDDA–Daten von 4 % [EDD97] zusammen; die Unsicherheiten werden jeweils quadratisch addiert. Die Gesamtzahl der Ereignisse ist ebenso wie die Akzeptanz mit einem statistischen Fehler behaftet. Bei der Bestimmung der Luminosität muss beachtet werden, dass für die elastische Streuung nur differenzielle Wirkungsquerschnitte angegeben werden können, also nicht der volle

p_{Strahl} $[GeV/c]$	σ_{eff} / $10^{-30}[cm^2]$	N	ε_{pp} / 10^{-3}
3.292	76.334·(1 ±4.26%)	14096064·(1 ±0.21%)	6.963·(1 ±1.86%)
3.311	74.503·(1 ±4.26%)	12766784·(1 ±0.40%)	6.972·(1 ±1.86%)
3.356	70.166·(1 ±4.40%)	70352896·(1 ±0.17%)	7.617·(1 ±1.82%)

Tabelle 5.3: Die zur Luminositätsbestimmung benötigten Werte des effektiven Wirkungsquerschnittes, der Gesamtzahl der elastischen Ereignisse und der Akzeptanz.

Raumwinkelbereich abgedeckt wird. Dabei modifiziert der Faktor

$$(\Delta\Omega^* \cdot \varepsilon) = \tfrac{1}{2} \cdot \varepsilon_{pp} \cdot 4\pi,$$

mit dem vollen Raumwinkel 4π, der aus Monte–Carlo–Simulationen zu bestimmenden Nachweiswahrscheinlichkeit ε_{pp} und dem Faktor $\frac{1}{2}$, der der Ununterscheidbarkeit der Protonen Rechnung trägt, die Formel zur Bestimmung der Luminosität zu:

$$L = \frac{N_{pp}}{\frac{d\sigma}{d\Omega^*} \cdot (\Delta\Omega^* \cdot \varepsilon)} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{tot}}.$$

Da der exakte Wert für die Detektionseffizienz zur Extraktion von Wirkungsquerschnitten nicht benötigt wird (siehe 1. Abschnitt Kapitel 5), wird hier eine effektive Luminosität $L_{eff} = L \cdot \varepsilon_{tot}$ angegeben. In Tabelle 5.4 sind für alle Messungen die sich ergebende integrierte Luminosität L_{eff}, die abgeschätzte Messdauer t sowie die Luminosität L^*_{eff} pro Sekunde aufgelistet.

Strahlimpuls $[GeV/c]$	L_{eff} $\left[10^{35}\frac{1}{cm^2}\right]$	t $[s]$	L^*_{eff} $\left[10^{30}\frac{1}{cm^2\cdot s}\right]$	Unsicherheit [%]
3.292	9.08	556385	1.63	± 4.9
3.311	8.41	474284	1.77	± 4.9
3.356	45.04	1960637	2.30	± 5.0

Tabelle 5.4: Effektive Luminositäten für die bei unterschiedlichen Strahlimpulsen durchgeführten Messungen. Die angegebenen Unsicherheiten beinhalten statistische und systematische Fehler.

5.3 Wirkungsquerschnitte der K^-–Produktion

Mit Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit können akzeptanzkorrigierte Winkelverteilungen ermittelt werden, die Hinweise auf die bei der Erzeugung beteiligten Partialwellen oder auf Einflüsse von Endzustandswechselwirkungen geben können. Daraus folgen bei Kenntnis der Luminosität unmittelbar differenzielle Wirkungsquerschnitte.

5.3.1 Winkelverteilungen

Die aus den experimentellen Daten gewonnenen Winkelverteilungen müssen zunächst akzeptanzkorrigiert werden. Da aus den bisherigen Analysen nicht geschlossen werden kann, aus welchen Produktionsmechanismen die identifizierten K^+K^-–Endzustände stammen, wurden Monte–Carlo–Simulationen sowohl für die freie als auch für die resonante Erzeugung über $f_0(980) \rightarrow K^+K^-$ durchgeführt. Für die Simulation des $f_0(980)$ werden hier eine Breit–Wigner–Verteilung, eine Masse m = 980 MeV/c^2 und eine Breite Γ = 70 MeV/c^2 angesetzt.

In Abbildung 5.7 und 5.8 sind die so gewonnenen Verteilungen der Relativwinkel der Protonen und Kaonen der freien (a, c) sowie der resonanten Erzeugung (b, d) dargestellt, deren Verlauf sehr ähnlich ist. Die COSY–11–Akzeptanz ist

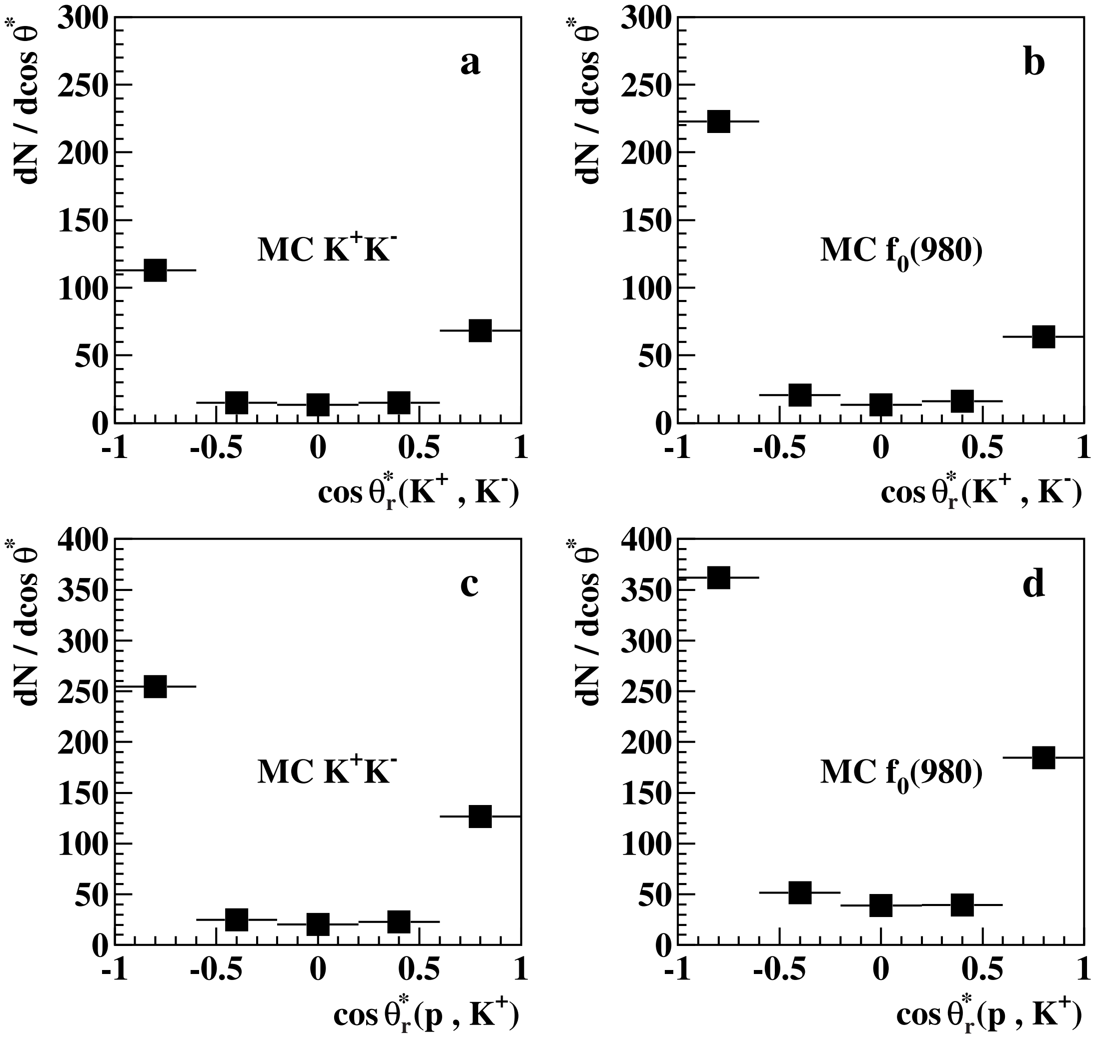


Abbildung 5.7: Verteilungen der Relativwinkel im Schwerpunktsystem von Monte–Carlo–Daten der freien K^+K^-–Erzeugung (a, c) sowie der resonanten K^+K^-–Erzeugung über das $f_0(980)$ (b, d) bei p = 3.356 GeV/c in den Subsystemen (K^+, K^-) und (p, K^+).

für Teilchen in Vorwärts– beziehungsweise Rückwärtsrichtung deutlich höher als für Teilchen, die kleine Werte von $|\cos\Theta^*|$ aufweisen. Ein großer Unterschied zwischen freier und resonanter Erzeugung ist in der Verteilung des Relativwinkels der beiden Kaonen zu erkennen (Abbildung 5.7 oben). Bei der resonanten Erzeugung

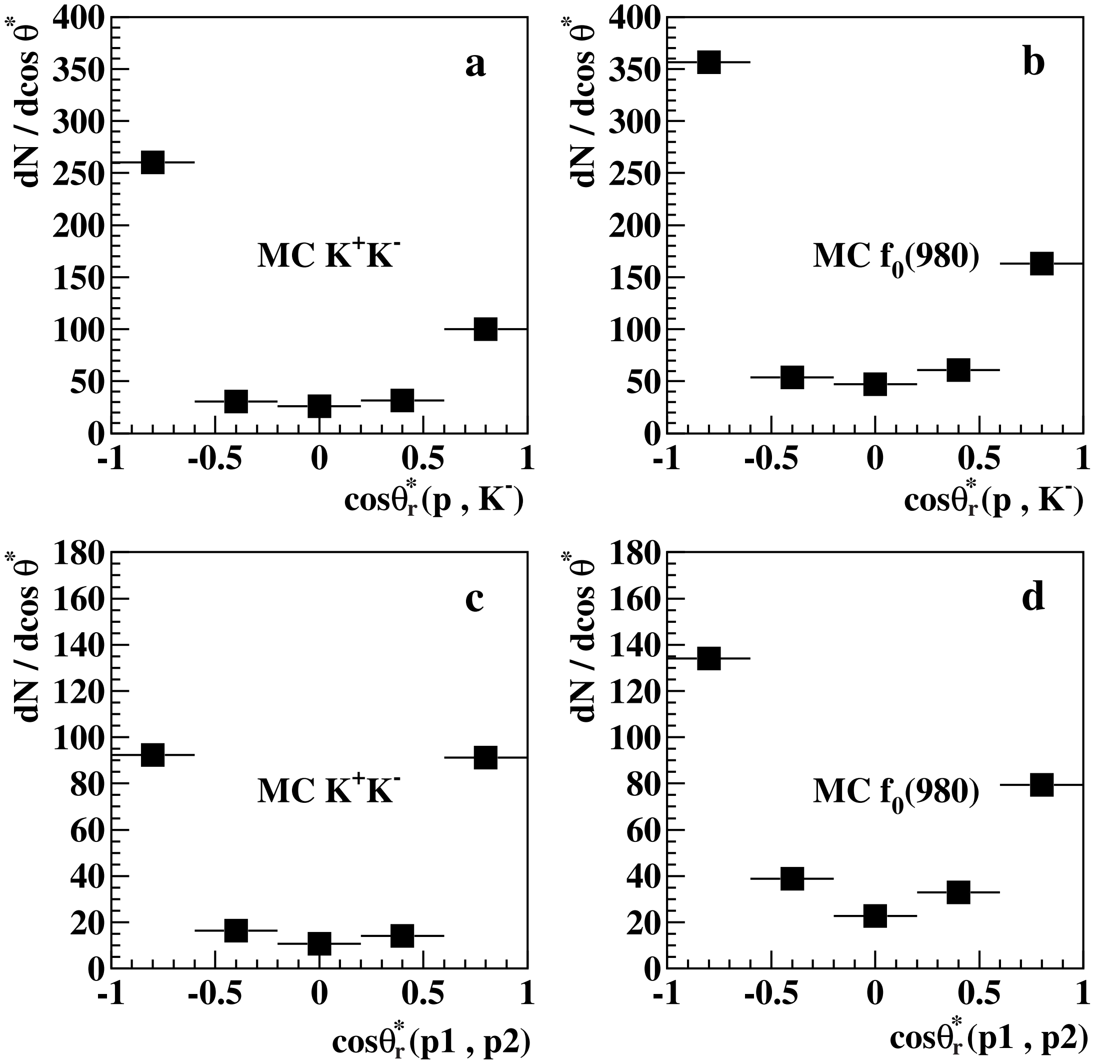


Abbildung 5.8: Verteilungen der Relativwinkel im Schwerpunktsystem von Monte–Carlo–Daten der freien K^+K^-–Erzeugung (a, c) sowie der resonanten K^+K^-–Erzeugung über das $f_0(980)$ (b, d) bei p = 3.356 GeV/c in den Subsystemen (p, K^-) und (p_1, p_2).

findet sich eine deutlich stärkere Bevorzugung für eine diametrale Emission der K^+K^-–Paare. Daraus folgt in (b) im Vergleich zu (a) eine Erhöhung im Bereich von -1 $\leq \cos\Theta_r^* \leq$ -0.6.

Im Gesamtschwerpunktsystem werden die aus dem Zerfall einer Resonanz entstehenden Kaonen genau an der Erzeugungsschwelle in entgegengesetzte Richtungen emittiert. Aufgrund der vorhandenen Überschussenergie können die Kaonen den gesamten Raumwinkelbereich abdecken. Sollten alle K^+K^-–Endzustände aus der resonanten Produktion stammen, wird bei Normierung der Daten auf die entsprechende aus Simulationen bezüglich der freien Erzeugung gewonnene Verteilung eine deutliche Erhöhung bei kleinen Werten von $\cos\Theta_r^*$ erwartet, die zu größeren Werten abnimmt, wie Abbildung 5.9 verdeutlicht.

Werden die experimentell gewonnenen Winkelverteilungen akzeptanzkorrigiert und auf die Luminosität normiert, erhält man differenzielle Wirkungsquerschnitte. Die Abbildungen 5.10 und 5.11 zeigen differenzielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von den Relativwinkeln im Schwerpunktsystem unter Annahme der freien K^+K^-– (a, c) beziehungsweise der resonanten K^+K^-–Erzeugung über das $f_0(980)$ (b, d). Die bei einer dominanten K^+K^-–Erzeugung über das

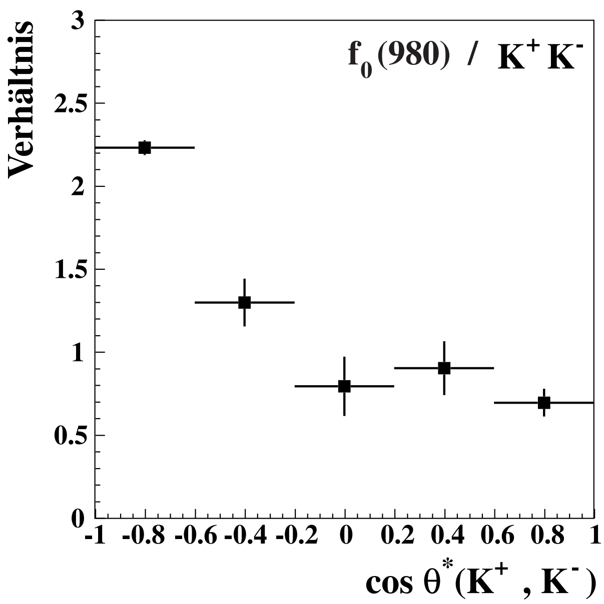


Abbildung 5.9: Verhältnis resonanter zu freier K^+K^-–Erzeugung bei p = 3.356 GeV/c für die aus Monte–Carlo–Simulationen bestimmten Relativwinkelverteilungen des K^+K^-–Systems.

$f_0(980)$ erwartete Erhöhung im Spektrum des Relativwinkels der beiden Kaonen bei Normierung auf die freie K^+K^-–Produktion findet sich in Abbildung 5.10.a im Rahmen der Statistik nicht wieder. Um fundierte Aussagen über den dominierenden Erzeugungsprozess treffen zu können, wird das Integral der in Abbildung

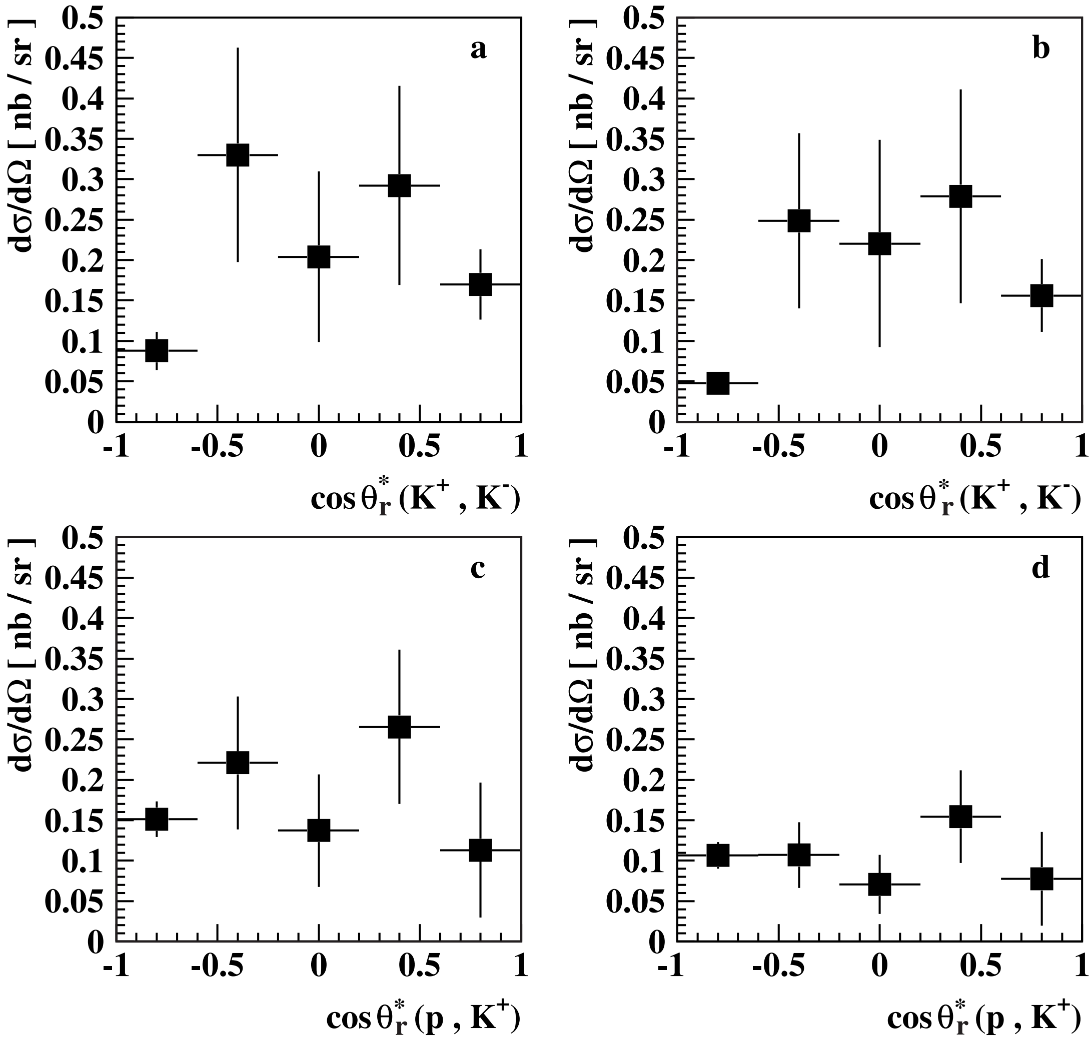


Abbildung 5.10: Differenzielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von den Relativwinkeln (K^+, K^-) und (p, K^+) im Schwerpunktsystem unter Annahme der freien K^+K^-–Erzeugung (a, c) sowie der resonanten K^+K^-–Erzeugung über das $f_0(980)$ (b, d). Der Strahlimpuls betrug $p = 3.356$ GeV/c.

5.10.a gezeigten Verteilung bestimmt. An dieses Integral können dann jeweils die beiden Verteilungen angepasst werden, die sich unter der Annahme einer ausschließlich resonanten Erzeugung beziehungsweise freien Erzeugung und nach Normierung auf die aus den Simulationen gewonnene Verteilung der freien Erzeu-

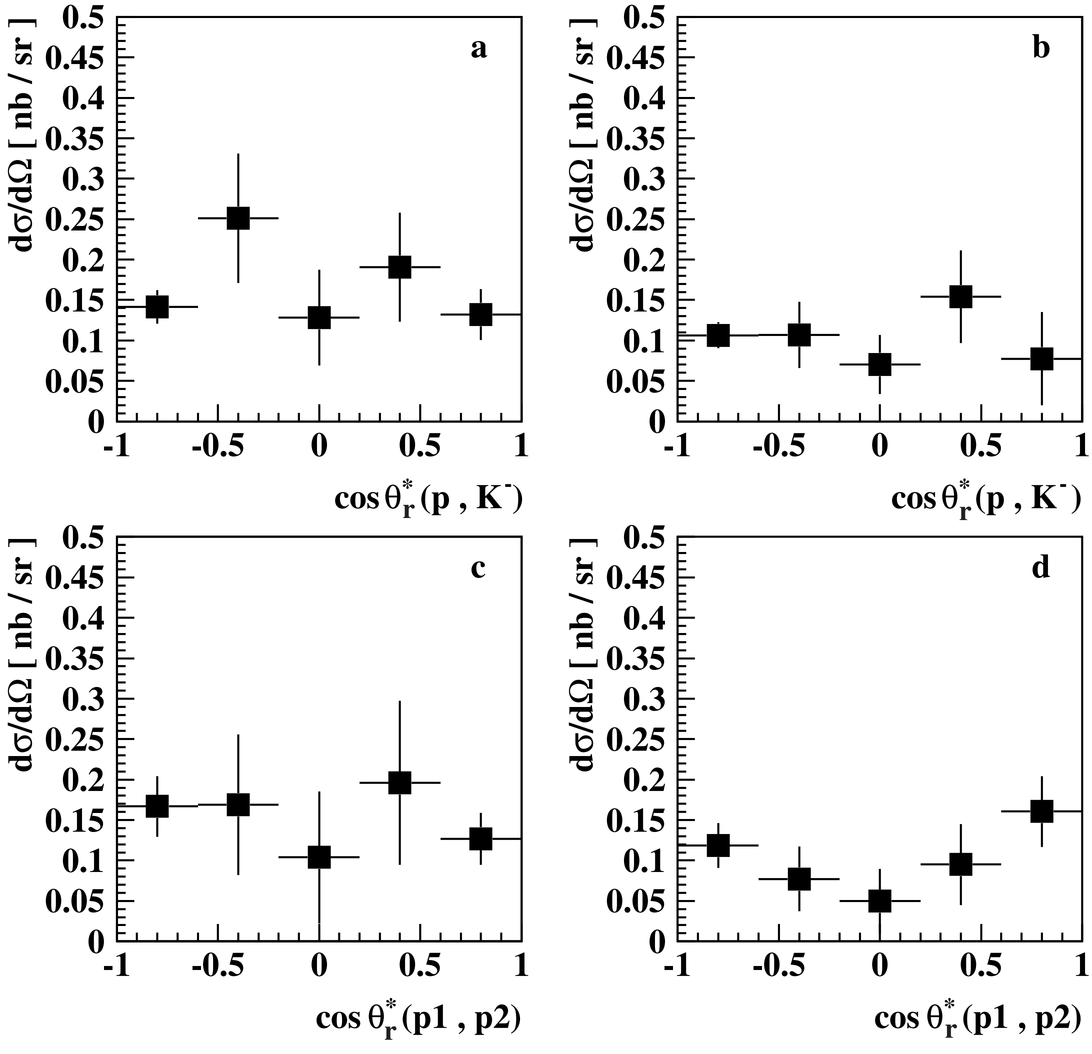


Abbildung 5.11: Differenzielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von den Relativwinkeln (p, K^-) und (p_1, p_2) im Schwerpunktsystem unter Annahme der freien K^+K^-–Erzeugung (a, c) sowie der resonanten K^+K^-–Erzeugung über das $f_0(980)$ (b, d). Der Strahlimpuls betrug p = 3.356 GeV/c.

gung ergeben. Im Falle der resonanten Erzeugung ergibt sich die in Abbildung 5.9 dargestellte Verteilung, im Falle der freien Erzeugung wird die Winkelverteilung auf sich selbst normiert, so dass offensichtlich die resultierende Verteilung eine Gerade mit Steigung Null sein muss. Die Summe der quadratischen Abweichungen χ^2 ist ein Maß für die Übereinstimmung der Verteilungen mit den Daten. Bei Annahme einer resonanten Produktion ergibt sich ein Wert für das χ^2 pro Freiheitsgrad von 22.6, der den entsprechenden Wert bei Annahme einer rein freien Erzeugung ($\chi^2 = 6.4$) um etwa einen Faktor 3.5 übertrifft. Der Wert für das χ^2 wird dabei offensichtlich in beiden Fällen im Wesentlichen durch den Bereich $-1 \leq \cos\Theta^* \leq -0.6$ bestimmt. Wird dieser Bereich nicht berücksichtigt, so ergibt sich für das χ^2 ein Wert von 0.6 (freie Produktion) beziehungsweise 0.4 (resonante Produktion). Aufgrund dieses Ergebnisses kann nicht auf einen dominanten Beitrag des $f_0(980)$ zu den in dieser Arbeit extrahierten K^+K^-–Endzuständen geschlossen werden.

5.3.2 Wirkungsquerschnitte

In Abbildung 5.12 und 5.13 sind die aus den 61 dem K^+K^-–Endzustand zugeordneten Ereignissen gewonnenen differenziellen Wirkungsquerschnitte für die freie K^+K^-–Produktion (a, c) beziehungsweise der resonanten Erzeugung (b, d) angegeben, in Abhängigkeit vom Kosinus des Winkels im Schwerpunktsystem Θ^* relativ zur Strahlachse, der Protonen (Abbildung 5.12 oben), des K^+K^--Systems (Abbildung 5.12 unten) sowie des K^+– (Abbildung 5.13 oben) und des K^-–Mesons (Abbildung 5.13 unten). Sämtliche Winkelverteilungen sind im Rahmen der Statistik mit einer isotropen K^+K^-–Erzeugung verträglich und geben keinen Hinweis auf einen starken Einfluss von Endzustandswechselwirkungen. Aus den Verteilungen der differenziellen Wirkungsquerschnitte werden absolute Wirkungsquerschnitte, sowohl unter der Annahme, dass alle K^+K^-–Endzustände ausschließlich der freien als auch der nicht favorisierten resonanten Produktion entstammen, extrahiert. Bei der Messung bei einem Strahlimpuls p_{Strahl} = 3.356 GeV/c finden sich bei einer integrierten Luminosität von $L_{eff} = 45.04 \cdot 10^{35} \cdot \frac{1}{cm^2}$ folgende Werte:

$$\sigma = (1.80 \pm 0.27\ (\text{stat.})\ {}^{+0.28}_{-0.35}\ (\text{syst.})\ )\ \text{nb} \quad : \text{freie Produktion,}$$

$$\sigma = (1.20 \pm 0.19\ (\text{stat.})\ {}^{+0.16}_{-0.13}\ (\text{syst.})\ )\ \text{nb} \quad : \text{resonante Produktion.}$$

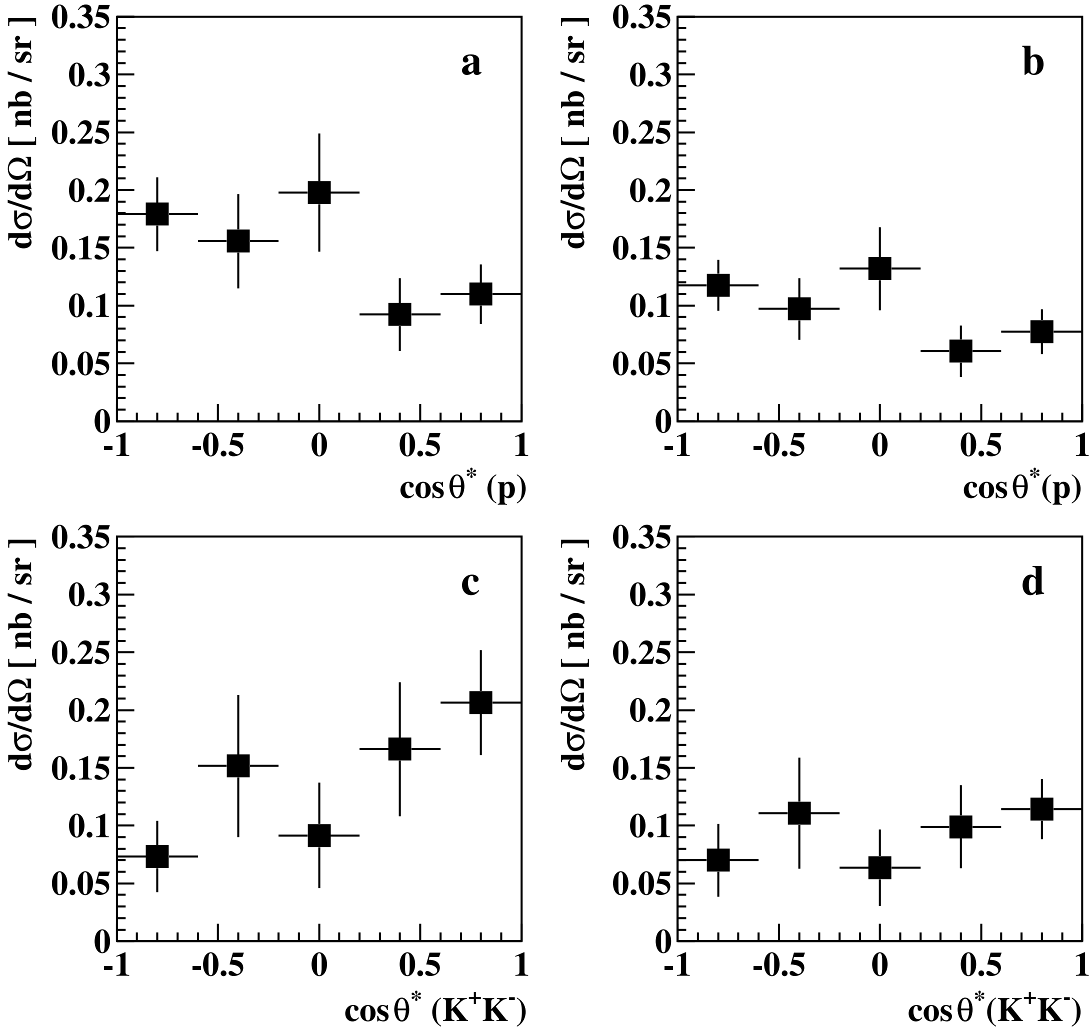


Abbildung 5.12: Differenzielle Wirkungsquerschnitte, die aus den 61 identifizierten K^+K^-–Endzustände bestimmt wurden (p = 3.356 GeV/c). Die Normierung erfolgte bezüglich der freien K^+K^-–Erzeugung (a, c) beziehungsweise der resonanten K^+K^-–Erzeugung über das $f_0(980)$ (b, d).

Die systematischen Fehler ergeben sich aus der Bestimmung der Luminosität sowie der Akzeptanz, der Beschreibung der Proton–Proton–Endzustandswechselwirkungen (FSI_{pp}), der begrenzten Kenntnis des absoluten Strahlimpulses sowie aus den Unsicherheiten in den Verteilungen der differen-

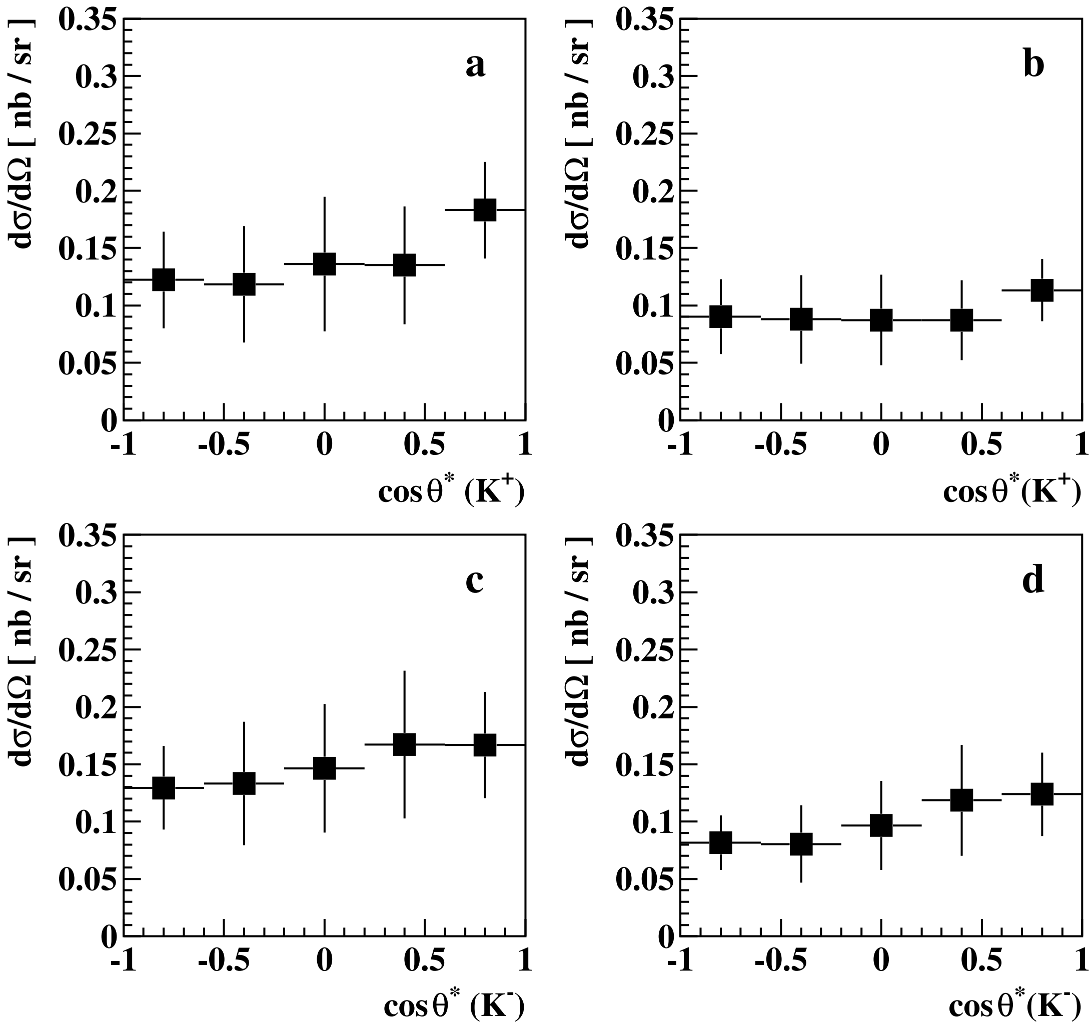


Abbildung 5.13: Differenzielle Wirkungsquerschnitte, die aus den 61 identifizierten K^+K^-–Endzustände bestimmt wurden (p = 3.356 GeV/c). Die Normierung erfolgte bezüglich der freien K^+K^-–Erzeugung (a, c) beziehungsweise der resonanten K^+K^-–Erzeugung über das $f_0(980)$ (b, d).

Fehlerquelle	freie Erzeugung	resonante Erzeugung
Luminosität	± 4.6 %	± 4.6 %
Detektionseffizienz + Akzeptanz	± 8.1 %	± 8.1%
FSI_{pp}	± 2.1 %	± 2.8 %
Strahlimpuls	$^{+9.9\%}_{-5.8\%}$	$^{+6.3\%}_{-4.0\%}$
Winkelverteilungen + Untergrund	$^{+5.2\%}_{-15.6\%}$	$^{+6.7\%}_{-4.0\%}$

Tabelle 5.5: Die systematischen Fehler, mit denen die Wirkungsquerschnitte der freien beziehungsweise der resonanten K^+K^-–Erzeugung über das $f_0(980)$ behaftet sind (p_{Strahl} = 3.356 GeV/c).

ziellen Wirkungsquerschnitte, in denen eine abgeschätzte Anzahl von maximal fünf Untergrundereignissen enthalten sein können. In Tabelle 5.5 sind die Werte der einzelnen systematischen Fehler, mit denen die Wirkungsquerschnitte der freien beziehungsweise resonanten K^+K^-–Erzeugung behaftet sind, angegeben. Der Gesamtfehler ergibt sich aus der quadratischen Addition der Einzelfehler.

Die Analyse der bei einem Strahlimpuls von p_{Strahl} = 3.311 GeV/c, entsprechend einer Überschussenergie bezüglich der freien K^+K^-–Erzeugung von Q = +3 MeV, aufgenommenen Daten, resultiert in zwei Ereignissen, die als mögliche K^+K^-–Endzustände identifiziert werden. Daraus folgt bei einem Vertrauensniveau von 95 % eine abzuleitende Abschätzung der bei einer wiederholten Messung zu findenden maximalen Zahl möglicher Ereignisse von N = 6.3. Damit ergibt sich bei einer Luminosität von $L_{eff} = 8.41 \cdot 10^{35} \cdot \frac{1}{cm^2}$ und einer Akzeptanz von $\varepsilon = 6.35 \cdot 10^{-2}$ unter Berücksichtigung sämtlicher Unsicherheiten eine obere Grenze für den absoluten Wirkungsquerschnitt der freien K^+K^-–Erzeugung von:

$$\sigma_{pp \to ppK^+K^-}\ (p_{Strahl=3.311\,GeV/c}\ ;\ 95\%) \leq 0.16\ \text{nb}.$$

5.3.3 Diskussion der Ergebnisse

In Abbildung 5.14 sind der in dieser Arbeit ermittelte absolute Wirkungsquerschnitt bei Q = +17 MeV und die obere Grenze bei Q = +3 MeV der freien K^+K^-–Erzeugung sowie der Datenpunkt der DISTO–Kollaboration [Bal99][1] eingezeichnet, die von weiteren oberen Grenzen abgesehen die gesamten Weltdaten zur K^+K^-–Produktion in Proton–Proton–Stößen nahe der Produktionschwelle darstellen. Die durchgezogene Linie spiegelt das an die Datenpunkte angepasste Verhalten des 4-Körper-Phasenraumes unter Berücksichtigung der Proton–Proton–Endzustandswechselwirkungen (FSI_{pp}) [Fäl96] wieder, das die beiden Punkte im Rahmen der Statistik gut beschreiben kann. Unter der einfachen Annahme, dass die Resonanz $f_0(980)$ durch eine Breit–Wigner–Verteilung zu beschreiben ist, wird die Anregungsfunktion dem Verhalten des 3–Körper–Phasenraumes, ebenfalls modifiziert um die Proton–Proton–Endzustandswechselwirkungen, folgen. Allerdings gibt es Hinweise, die auf eine mögliche Nicht–Breit–Wigner–Struktur des $f_0(980)$ hindeuten können [Wei89, Wei90].

Der Wirkungsquerschnitt σ zur resonanten K^+K^-–Produktion wird in Abhängigkeit von der Anregungsenergie Q beschrieben durch [Kho00]:

$$\sigma = \int\limits_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{\Gamma^2/4}{(E - m_{f_0})^2} \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot FSI_{pp} \cdot dE, \text{ mit :}$$

$T_1 = (E - m_{K^+} - m_{K^-})^{1/2}$: Zerfall des $f_0(980)$,

$T_2 = (m_{K^+} + m_{K^-} + Q - E)^2$: Erzeugung des $f_0(980)$,

$E_{min} = m_{K^+} + m_{K^-}$: minimale Masse des $f_0(980)$,

$E_{max} = m_{K^+} + m_{K^-} + Q$: maximale Masse des $f_0(980)$,

$m_{K^+} = 493.677$ MeV/c^2 : Masse des K^+-Mesons,

[1] In [Bal99] wird zwischen freier Produktion und Erzeugung über das Φ–Meson unterschieden. Hier gemeint ist der Wirkungsquerschnitt der freien K^+K^-–Produktion.

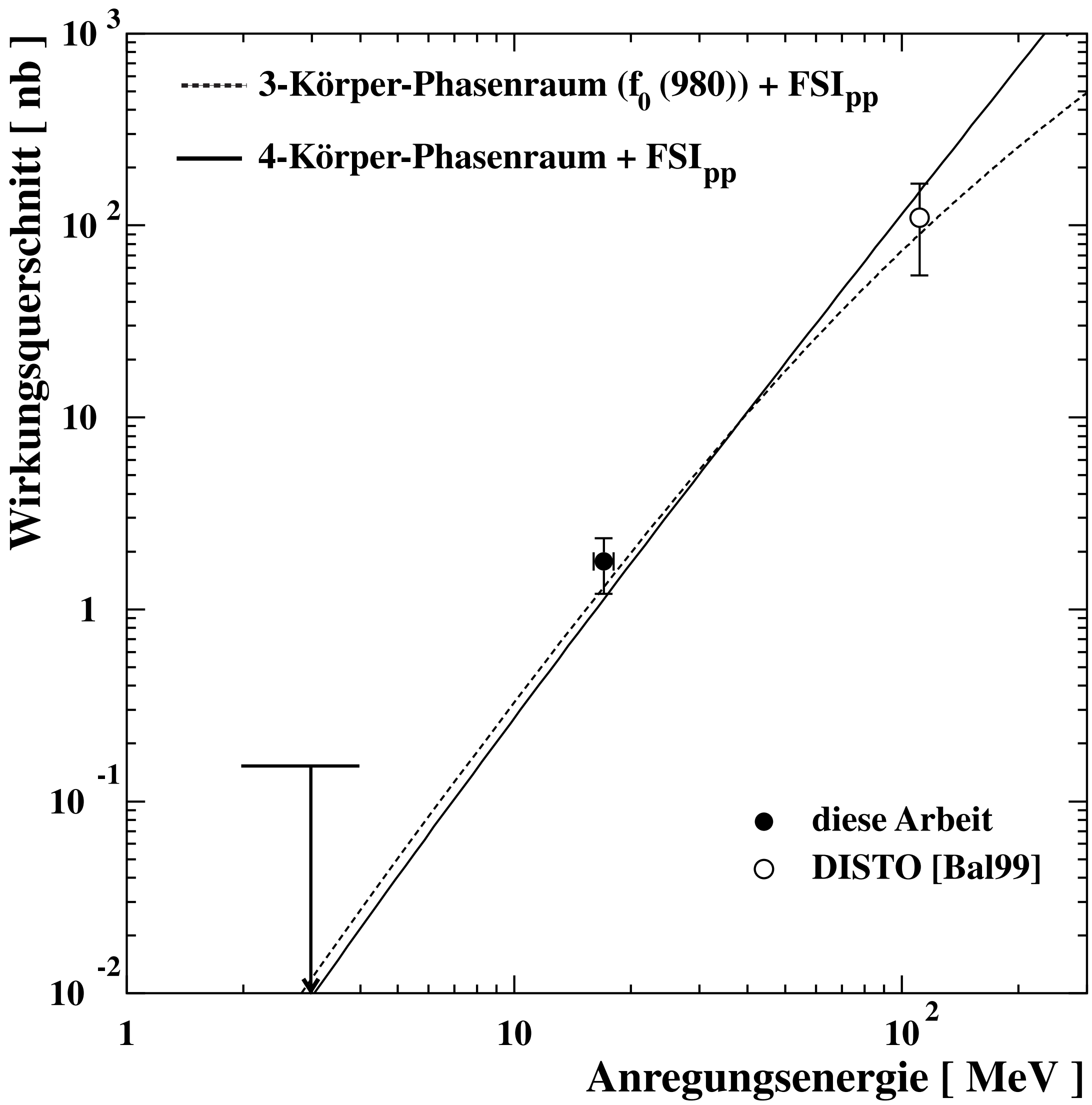


Abbildung 5.14: Anregungsfunktion der K^+K^-–Erzeugung mit modifiziertem Phasenraumverhalten. Der Wirkungsquerschnitt bei Annahme einer ausschließlich resonanten Produktion liegt etwa um 33 Prozent tiefer als der bei Annahme einer freien Produktion, ist allerdings aus Gründen einer besseren Übersichtlichkeit nicht in der Abbildung enthalten.

$m_{K^-} = 493.677$ MeV/c^2 : Masse des K^--Mesons,
$m_{f_0} = 980$ MeV/c^2 : angenommene Masse des $f_0(980)$,
$\Gamma = 70$ MeV/c^2 : angenommene Breite des $f_0(980)$.

Auch unter der Annahme, dass die gefundenen Endzustände vollständig der resonanten Produktion entstammen, können die Datenpunkte durch diese Anpassung (gestrichelte Linie in Abbildung 5.14) hinreichend gut beschrieben werden; einer besseren Übersichtlichkeit halber ist der Wirkungsquerschnitt, der sich bei einer angenommenen Erzeugung über das $f_0(980)$ ergibt, jedoch nicht in der Abbildung enthalten.

In Abbildung 5.15 sind die verfügbaren Weltdaten der inklusiven K^-– und K^+–Produktion als Funktion der Anregungsenergie dargestellt. Der K^-–Wirkungsquerschnitt bei Q = 111 MeV stammt von der DISTO–Kollaboration [Bal99]. Die eingezeichneten Wirkungsquerschnitte der K^+–Produktion wurden bei niedrigen Anregungsenergien von Q < 200 MeV von der COSY–11–Kollaboration [Bal96, Bal98, Sew99], der COSY–TOF–Kollaboration [Bil98] und von Fickinger et al. [Fic62] bestimmt.

Die Datenpunkte zur K^-–Produktion bei höheren Energien sind, zum Teil unter der Annahme $\sigma_{pp\to K^-X} = \sigma_{pp\to \overline{K}^0 X}$ [Efr94], aus [Fla84] extrahiert worden. Dort werden die Wirkungsquerschnitte zur K^-– und $\overline{K}^0$– beziehungsweise K^+–Erzeugung bezüglich unterschiedlicher Reaktionskanäle angegeben. Die bei Messungen in unterschiedlichen Reaktionskanälen gewonnenen Werte für die K^-– beziehungsweise $\overline{K}^0$–Erzeugung werden jeweils addiert; bei der Extraktion der K^+–Wirkungsquerschnitte wird ebenfalls die Summe aus den unterschiedlichen Reaktionskanälen gebildet. Die so bestimmten Wirkungsquerschnitte sind als Funktion der Anregungsenergie der elementaren K^-– beziehungsweise K^+–Produktion angegeben, das heißt in Bezug auf die Kanäle $pp \to ppK^+K^-$ beziehungsweise $pp \to p\Lambda K^+$. Bis heute existieren keine Rechnungen, die in der Lage sind, die vorhandenen K^+ / K^-–Daten vollständig zu reproduzieren. Die Anregungs-

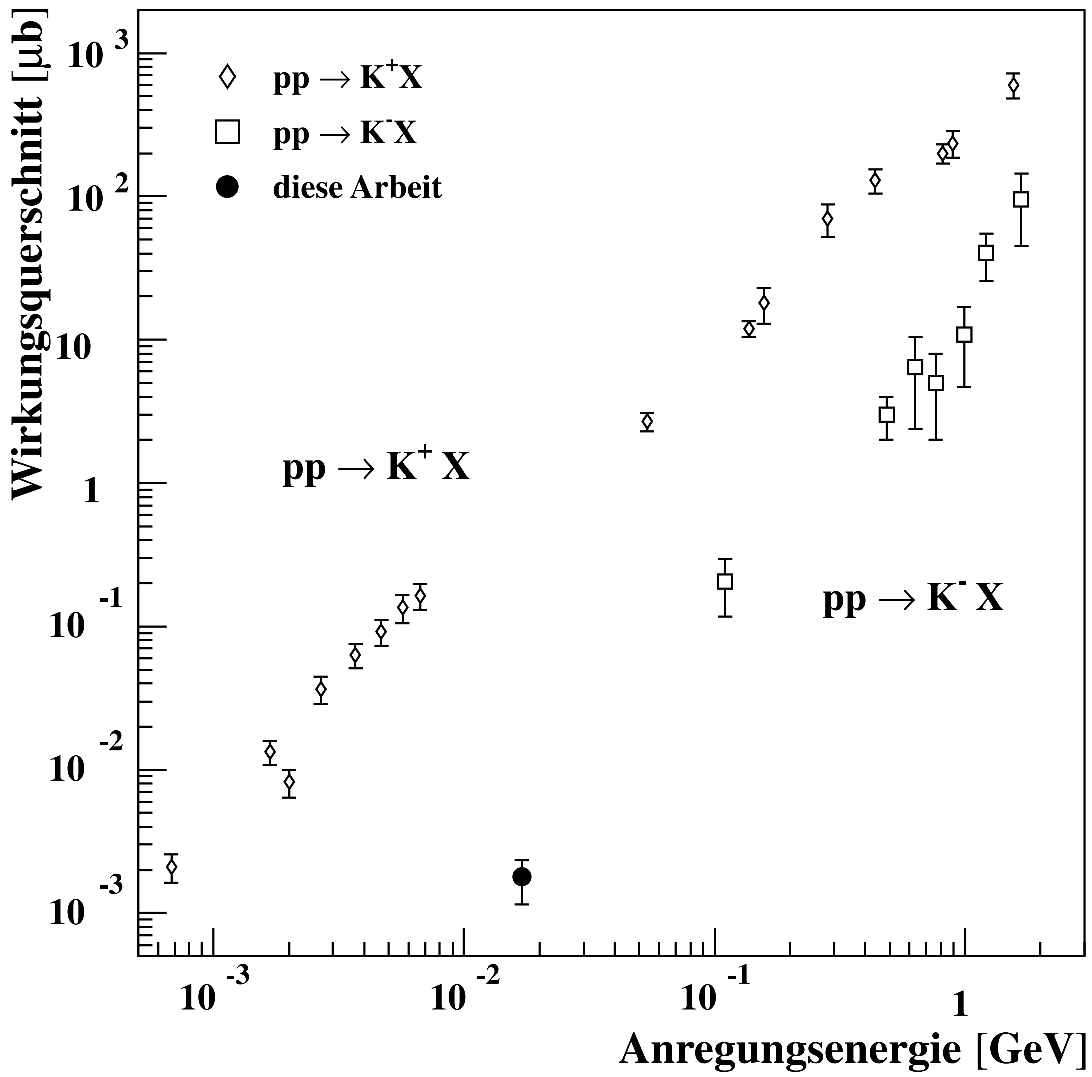


Abbildung 5.15: Anregungsfunktion der K^+–Produktion im Vergleich mit der der K^-–Erzeugung. Die Datenpunkte zur K^+–Produktion stammen aus [Bal96, Bal98, Bil98, Fic62, Sew99, Fla84], die zur K^-–Produktion aus [Bal99, Fla84].

funktion der K^-–Erzeugung verläuft im Vergleich zur K^+–Produktion um bis zu zwei Größenordnungen niedriger; das Verhältnis ist zudem energieabhängig. Im Gegensatz dazu wurde in Schwerionenexperimenten eine vergleichbare Produktionswahrscheinlichkeit von K^+– und K^-–Mesonen bei derselben Anregungsenergie pro Nukleon unterhalb der Erzeugungsschwelle gefunden. Der Unterschied in den

Ergebnissen wird als Hinweis auf mögliche Medium–Effekte gedeutet, zu deren theoretischen Beschreibung die genaue Kenntnis der elementaren Kaonen– und Antikaonen–Produktionsquerschnitte in der Nukleon–Nukleon–Streuung notwendig ist.

Kapitel 6

Die Zweispurereignisse

Die geforderten Bedingungen des Haupttriggers schließen auch die Aufnahme von Ereignissen mit einer Treffersignatur in den Detektoren ein, wie sie vom Durchgang zweier Teilchen erzeugt werden. In der Analyse wird zwischen Ereignissen des Typs pp $\rightarrow$ ppX und pp $\rightarrow$ pK$^+$X unterschieden.

6.1 Die Ereignisse des Typs pp $\rightarrow$ ppX

Ereignisse, bei denen zwei Protonenspuren in den Driftkammern identifiziert werden, werden dem Reaktionstyp pp $\rightarrow$ ppX zugeordnet. Das System X, das aus einem oder mehreren Teilchen bestehen kann, kann aus Gründen der Energieerhaltung bei den hier vorliegenden Strahlimpulsen eine Masse bis maximal 1.004 GeV/c^2 besitzen.

Abbildung 6.1 zeigt das Spektrum der fehlenden Masse des Systems zweier identifizierter Protonen bei einem Strahlimpuls von p = 3.356 GeV/c. Deutlich zu erkennen sind zwei Erhöhungen bei den Massen des ω– und des η'–Mesons. Leichtere Mesonen (π^0 und η) können aufgrund ihrer schwellenfernen Erzeugung und der damit verbundenen sehr geringen Nachweiswahrscheinlichkeit im COSY–11–Detektorsystem sowie aufgrund des aus experimentellen Gründen ver-

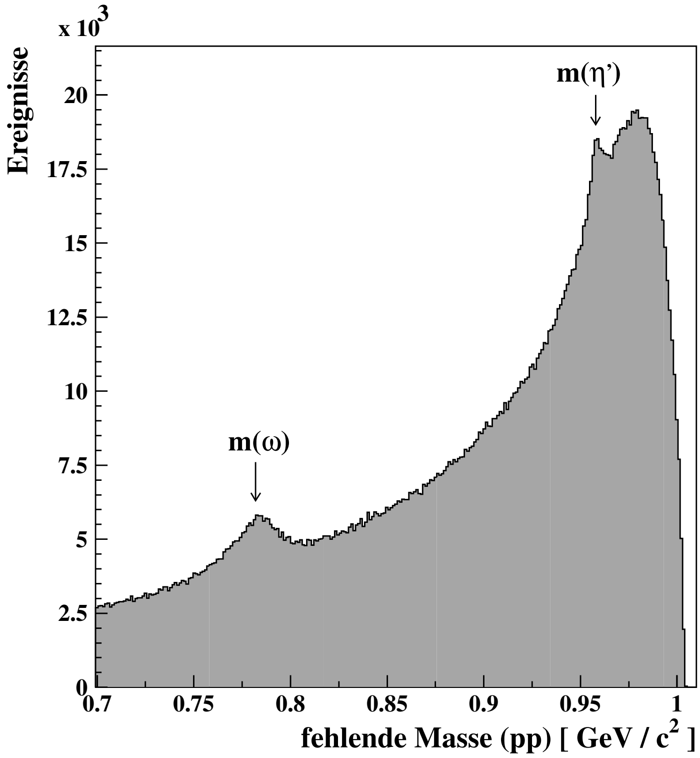


Abbildung 6.1: Spektrum der fehlenden Masse des Systems zweier Protonen bei p_{Strahl} = 3.356 GeV/c.

ringerten Auflösungsvermögens der fehlenden Masse bei hohen Anregungsenergien [Smy00b] nicht vom Untergrund separiert werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Daten wurden bei Strahlimpulsen aufgenommen, die im Falle der ω–Erzeugung einer Überschussenergie von Q = 202.3, 208.3 und 222.5 MeV beziehungsweise Q = 26.5, 32.5 und 46.6 MeV für die η'–Produktion entsprechen. Abbildung 6.2 zeigt das Spektrum der fehlenden Masse des Systems zweier Protonen im Massenbereich des ω–Mesons (a) beziehungsweise des η'–Mesons (b). In (c) wurde der Untergrund durch ein Polynom 3. Ordnung, in (d) mit einer Geraden angenähert und vom Gesamtsignal subtrahiert. Die Verteilung um die Masse des ω–Mesons weist eine Mittelposition von 782.0 MeV/c^2 auf, die im Bereich der Masse des η'–Mesons von 958.4 MeV/c^2.

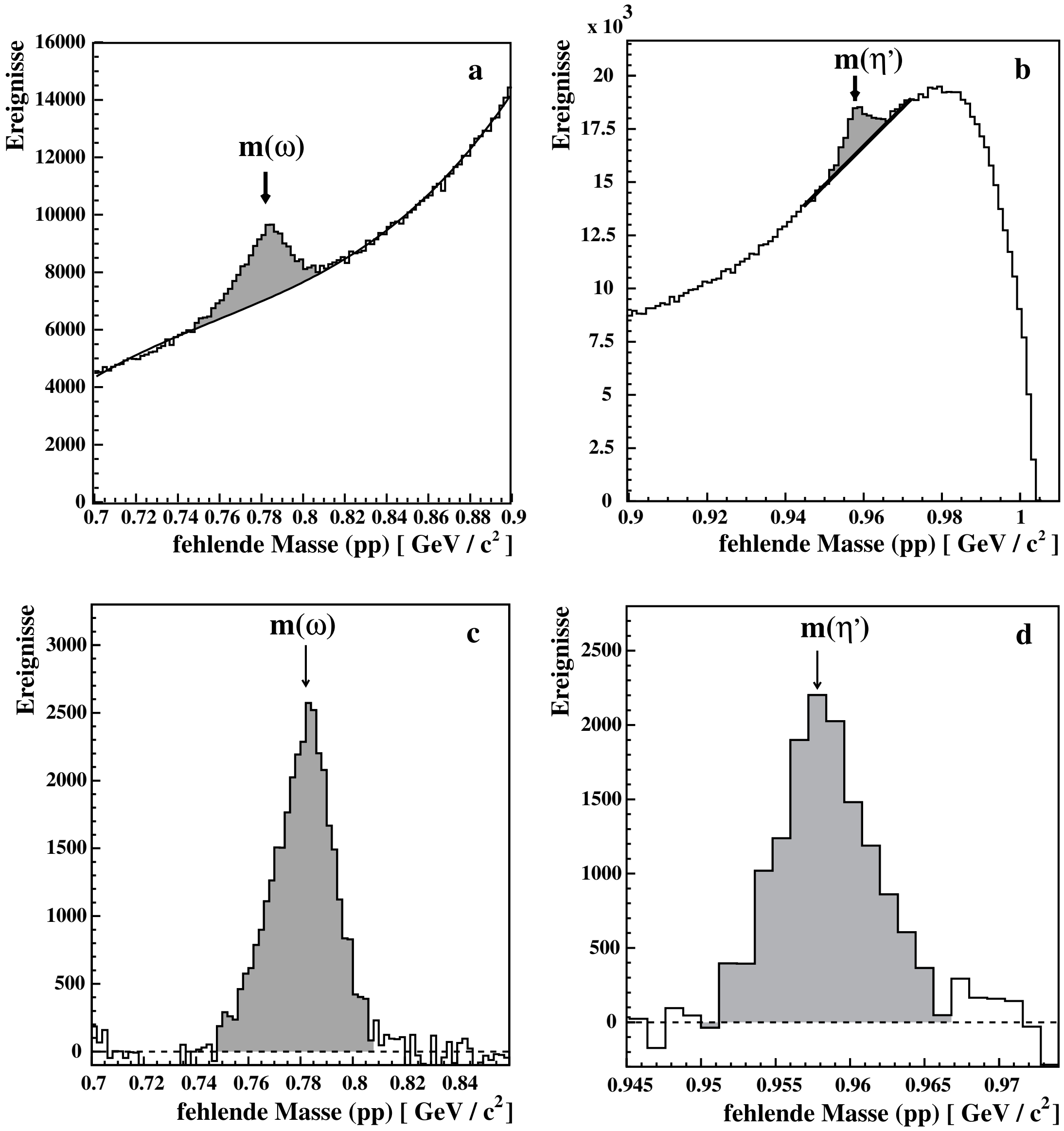


Abbildung 6.2: Spektrum der fehlenden Masse des Systems zweier Protonen im Massenbereich des ω–Mesons (a) und des η'–Mesons (b). Der Untergrund wird durch ein Polynom 3. Ordnung beziehungsweise durch eine Gerade angenähert und vom Gesamtsignal subtrahiert ((c), (d)). Der Strahlimpuls betrug p = 3.356 GeV/c.

Damit weichen sie jeweils um nicht mehr als 0.6 MeV/c^2 vom Literaturwert ab ($m_{\omega, Lit}$ = 782.6 MeV/c^2, $m_{\eta', Lit}$ = 957.8 MeV/c^2 [PDG00]) und liegen innerhalb der von COSY erreichten Toleranz bezüglich des absoluten Strahlimpulses. Die Breite der experimentell ermittelten Verteilung beträgt beim ω–Meson (natürliche Breite von Γ = 8.4 MeV/c^2) Γ_{eff} = 28.2 MeV/c^2 und beim η'–Meson Γ_{eff} = 7.1 MeV/c^2 (natürliche Breite von Γ = 0.3 MeV/c^2) und stimmt in beiden Fällen mit den aus Monte–Carlo–Simulationen gewonnenen Erwartungen überein.

In den Tabellen 6.1 und 6.2 ist die Anzahl der bei den verschiedenen Strahlimpulsen gefundenen Ereignisse im Massenbereich des ω–Mesons beziehungsweise des η'–Mesons vor und nach der Untergrundsubtraktion angegeben. Der statistische Fehler, mit der die Zahl N extrahierter Mesonen behaftet ist, ergibt sich aus dem Gesamtsignal und der Zahl selektierter Ereignisse zu [Lyo86]:

$$\sigma_{stat} = \pm\sqrt{2 \cdot Gesamtsignal - N}.$$

Der systematische Fehler bezieht sich auf die Unsicherheit bei der Untergrundsubtraktion und wurde durch Variation des Anpassungsbereiches sowie der Fitfunktion bestimmt.

Q $[MeV]$	Zahl der Ereignisse im Gesamtsignal	Anzahl der ω–Mesonen	systematische Unsicherheit
202.3	35230	4504 $\cdot(1 \pm 5.7\ \%)$	$\pm 10\%$
208.3	39110	5431 $\cdot(1 \pm 5.0\ \%)$	$\pm 10\%$
222.5	243077	34570 $\cdot(1 \pm 1.9\ \%)$	$\pm 5\%$

Tabelle 6.1: Aus den Messungen bei drei unterschiedlichen Überschussenergien gewonnenes Gesamtsignal im Bereich der ω–Masse sowie durch entsprechende Untergrundkorrekturen aus dem Gesamtsignal extrahierte Anzahl der ω–Mesonen.

Q $[MeV]$	Zahl der Ereignisse im Gesamtsignal	Anzahl der η'–Mesonen	systematische Unsicherheit
26.6	29827	2501 $\cdot(1 \pm 9.6$ %)	± 10%
32.5	26850	2083 $\cdot(1 \pm 11.0$ %)	± 10%
46.6	2578849	14370 $\cdot(1 \pm 15.8$ %)	± 5%

Tabelle 6.2: Aus den Messungen bei drei unterschiedlichen Überschussenergien gewonnenes Gesamtsignal im Bereich der η'–Masse sowie durch entsprechende Untergrundkorrekturen aus dem Gesamtsignal extrahierte Anzahl der η'–Mesonen.

6.1.1 Die Wirkungsquerschnitte für die ω–Produktion

Bei der Extraktion eines absoluten Wirkungsquerschnittes muss beachtet werden, dass die ω–Mesonen bei einer Anregungsenergie von Q $\sim$ 220 MeV erzeugt wurden. Eine einfache Abschätzung zur Zahl der maximal an der Produktion beteiligten Partialwellen l_{max} führt zu [Loh86]:

$$l_{max} \cong \frac{r \cdot p^*_{max}}{\hbar}, \text{ mit:}$$

p^*_{max} : maximaler Impuls im Schwerpunktsystem,
r : Reichweite der Kernkräfte r $\approx 10^{-13}$ cm und
$\hbar$: Planck'sche Konstante.

Für die ω–Erzeugung ergibt sich bei einem Strahlimpuls von p_{Strahl} = 3.356 GeV/c (Q = 222.5 MeV) ein Wert von $p^*_{max} \sim$ 513 MeV/c und daraus folgend die Abschätzung der Zahl der beteiligten Partialwellen: $l_{max} \sim 2.5$. Dies deutet darauf hin, dass höhere Partialwellen bis hin zur f–Welle beteiligt sein können. Die DISTO–Kollaboration konnte Winkelverteilungen des ω–Mesons bei einer Anregungsenergie von Q = 320 MeV aufnehmen, die auf eine Beteiligung höherer Partialwellen (zum Beispiel d–Welle) schließen lassen [Bal00b].

Zur Extraktion absoluter Wirkungsquerschnitte müssen demnach Winkelverteilungen betrachtet werden. Die Winkelverteilungen werden dabei wie folgt erstellt: Die Ereignisse werden in definierte Streuwinkelintervalle (hier $\Delta\cos\Theta^* = 0.2$) aufgeteilt. Für jeden der so erhaltenen fünf Datensätze wird die fehlende Masse des Systems pp betrachtet und die dort enthaltene Anzahl an ω–Mesonen bestimmt. Nach einer Akzeptanzkorrektur und Normierung auf die Luminosität erhält man differenzielle Wirkungsquerschnitte.

In Abbildung 6.3 sind differenzielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Streuwinkel im Schwerpunktsystem des ω–Mesons bei Q = 202.3 MeV (a), Q = 208.3 MeV (b) und Q = 222.5 MeV (c) dargestellt. Die angegebenen Fehler der Datenpunkte beinhalten sowohl die statistischen als auch die abgeschätzten systematischen Unsicherheiten, die sich aus der Untergrundkorrektur ergeben. Die Verteilungen müssen dabei aufgrund der Ununterscheidbarkeit der beiden detektierten Protonen ein symmetrisches Verhalten um $\cos\Theta^* = 0$ zeigen, doch ist diese Bedingung in keiner der Abbildungen deutlich erkennbar erfüllt. Bei allen drei Abbildungen scheint im Bereich $-1.0 \leq \cos\Theta^*(\omega) \leq -0.6$ der ermittelte Wert deutlich zu niedrig zu liegen; die anderen differenziellen Wirkungsquerschnitte sind jeweils mit einer isotropen Emission verträglich, wenn auch aufgrund der großen Unsicherheiten eine Beteiligung höherer Partialwellen nicht ausgeschlossen werden kann.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $pp \rightarrow pp\,\omega(782)$ wird aus den vorliegenden Verteilungen der differenziellen Wirkungsquerschnitte bestimmt; die statistischen und systematischen Unsicherheiten werden dabei jeweils quadratisch addiert. Die systematischen Unsicherheiten ergeben sich aus der Unsicherheit der Untergrundsubtraktion, der Detektionseffizienz und aus der Bestimmung der Luminosität sowie aus den unterschiedlichen Beschreibungsmöglichkeiten der Proton–Proton–Endzustandswechselwirkungen. Dabei muss festgehalten werden, dass bei wachsender Anregungsenergie der systematische Fehler aufgrund unterschiedlicher vorhandener Parametrisierungen der Proton–Proton–

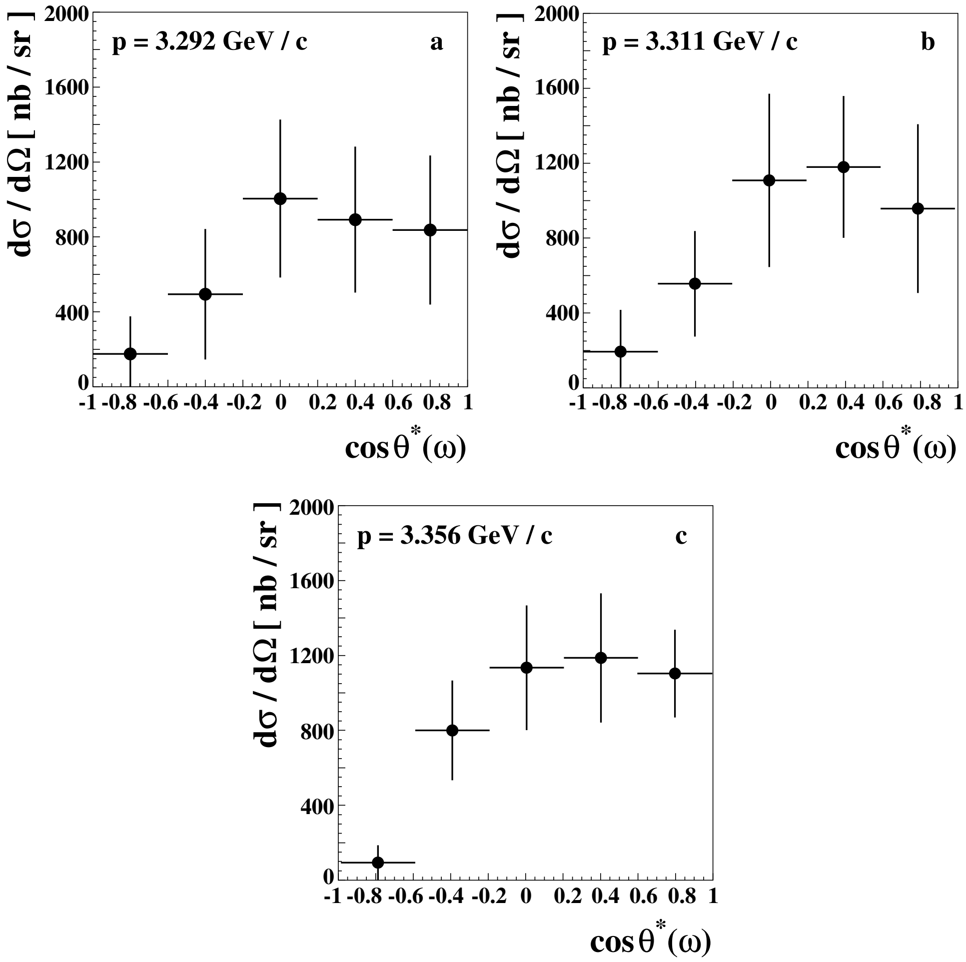


Abbildung 6.3: Differenzielle Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung des ω–Mesons bei Q = 202.3 MeV (a), Q = 208.3 MeV (b) und Q = 222.5 MeV (c) in Abhängigkeit vom Streuwinkel.

Endzustandswechselwirkungen zunimmt, bei den hier vorliegenden Überschussenergien von Q $\sim$ 210 MeV etwa 65 Prozent beträgt und somit den Gesamtfehler eindeutig dominiert. Es ergeben sich folgende Werte für die totalen Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma = (\ 8.7 \ \pm 1.8\ (\text{stat.}) \pm 5.6\ (\text{syst.}))\quad \mu\text{b} \quad \text{bei Q} = 202.3\ \text{MeV},$$
$$\sigma = (\ 10.0 \ \pm 1.8\ (\text{stat.}) \pm 6.7\ (\text{syst.}))\quad \mu\text{b} \quad \text{bei Q} = 208.3\ \text{MeV und}$$
$$\sigma = (\ 11.1 \ \pm 1.3\ (\text{stat.}) \pm 6.3\ (\text{syst.}))\quad \mu\text{b} \quad \text{bei Q} = 222.5\ \text{MeV}.$$

In Abbildung 6.4 sind die in dieser Arbeit bestimmten Werte im Vergleich mit Ergebnissen anderer Messungen dargestellt. Die Datenpunkte der SPES–III–Kollaboration sind in [Hib99], der Datenpunkt der DISTO–Kollaboration in [Bal00b] zu finden; die Hochenergiedatenpunkte sind [Fla84] entnommen. Zusätzlich eingezeichnet sind Parametrisierungen von Sibirtsev [Sib96] sowie Rechnun-

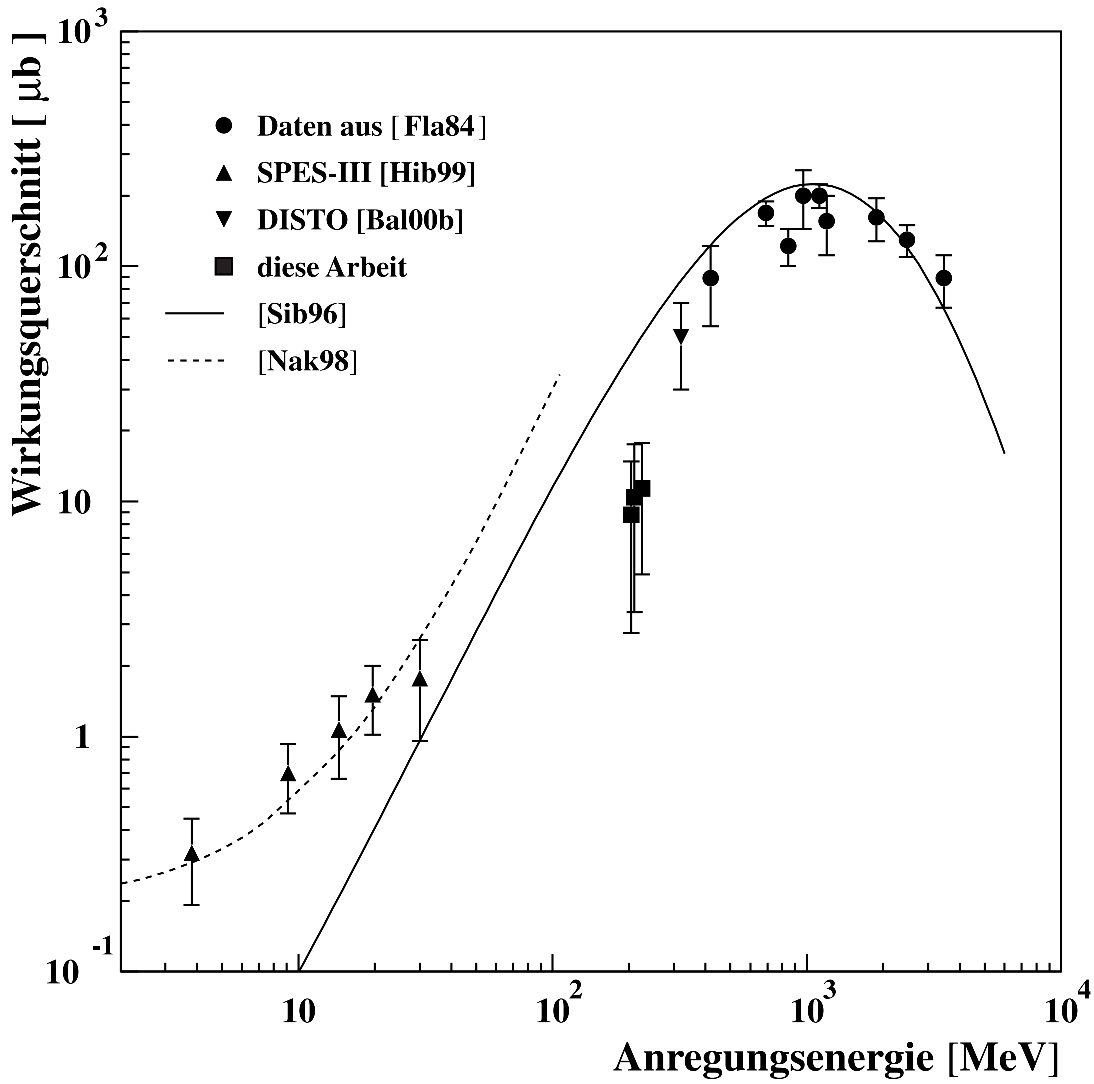


Abbildung 6.4: Anregungsfunktion für die Reaktion pp $\rightarrow$ pp$\,\omega(782)$. Die angegebenen Fehler der Datenpunkte beinhalten sowohl statistische als auch systematische Unsicherheiten.

gen von Nakayama et al. [Nak98].

Sibirtsev analysierte im Rahmen eines Ein–Meson–Austauschmodells die bis zu diesem Zeitpunkt vorhandenen Daten der Reaktionen $\pi N \rightarrow \omega N$ und berechnete den Verlauf des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $pp \rightarrow pp\,\omega$, ohne jedoch mögliche Endzustandswechselwirkungen zu berücksichtigen. Die so erhaltene Parametrisierung spiegelt den Verlauf der Anregungsfunktion bei hohen Energien qualitativ wieder, ermöglicht jedoch keine Beschreibung der Daten bei niedrigeren Anregungsenergien. Die in dieser Arbeit ermittelten Wirkungsquerschnitte werden etwa um einen Faktor Vier überschätzt. Nakayama et al. haben im Rahmen eines Meson–Austausch–Modells Rechnungen zum Verlauf der Anregungsfunktion durchgeführt, in die das Phasenraumverhalten, die Breite des ω–Mesons sowie Proton-Proton-Endzustandswechselwirkungen eingehen. Der Verlauf der Anregungsfunktion ist dabei sensitiv auf die unbekannte relative Stärke der mesonischen Ströme MC und der nukleonischen Ströme NC. Der Verlauf der Anregungsfunktion bei niedrigen Energien kann im Rahmen der experimentellen Ungenauigkeiten durch die Rechnungen (hier mit MC > NC) reproduziert werden. Allgemein besitzen diese Vorhersagen nur bis Anregungsenergien von etwa 140 MeV Gültigkeit, da die ab dieser Energie mögliche Pionenproduktion in den Rechnungen keine Berücksichtigung findet.

Die Akzeptanz und damit die absolute Lage der Datenpunkte ist sehr sensitiv auf die Art und Weise der Behandlung der pp–Endzustandswechselwirkungen. Bei COSY–11 würde beispielsweise ohne Berücksichtigung der FSI_{pp} die Akzeptanz um einen Faktor zwei bis drei geringere und damit die Wirkungsquerschnitte entsprechend höhere Werte annehmen.

Weitere Daten zur ω–Produktion wurden bei COSY–11 bei Anregungsenergien von Q = 25, 50 und 107 MeV aufgenommen [Grz00], durch die die Lücke im Bereich zwischen Q = 30 - 200 MeV geschlossen wird.

6.1.2 Die Wirkungsquerschnitte für die η'–Produktion

Die Bestimmung differenzieller Wirkungsquerschnitte erfolgt nach der im vorherigen Kapitel beschriebenen Methode. Abbildung 6.5 zeigt differenzielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Streuwinkels der η'-Mesonen bei Q = 32.5 MeV (a) und bei Q = 46.6 MeV (b). Die angegebenen Fehler der Datenpunkte beinhalten sowohl die statistischen als auch die systematischen Unsicherheiten, die sich aus der Untergrundkorrektur ergeben. Keine der beiden Winkelverteilungen für das η'–Meson lässt einen Rückschluss auf einen signifikanten Einfluss höherer Partialwellen zu. Auch die von der DISTO–Kollaboration gewonnene Winkelverteilung bei Q = 144 MeV deutet nicht auf einen Anteil höherer Partialwellen hin [Bal00].

In Tabelle 6.3 ist die bei den Messungen mit drei unterschiedlichen Strahlimpulsen beziehungsweise Überschussenergien Q im gesamten Raumwinkelbereich gewonnene Anzahl N extrahierter η'–Mesonen, die Werte für die Akzeptan-

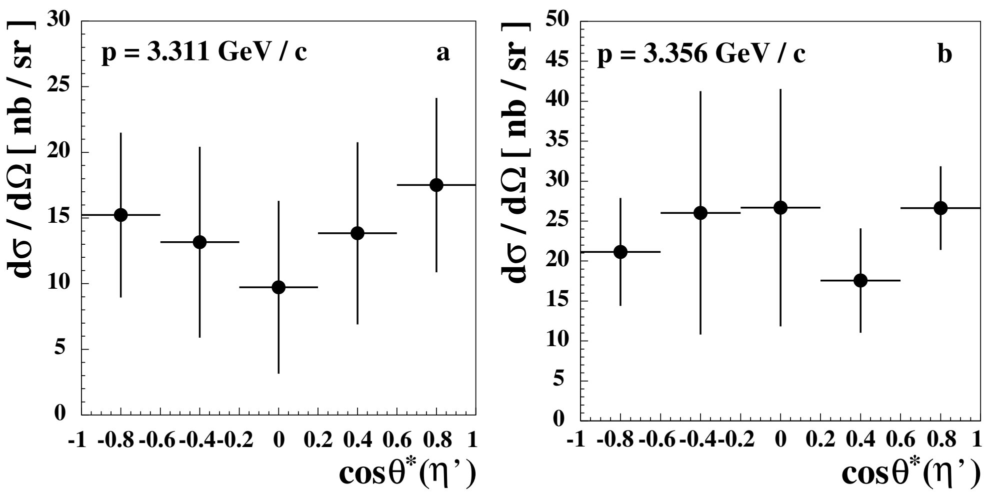


Abbildung 6.5: Differenzielle Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung des ω–Mesons bei Q = 32.5 MeV (a) und Q = 46.6 MeV (b) in Abhängigkeit vom Streuwinkel. Die Fehler beinhalten sowohl statistische als auch systematische Unsicherheiten.

Q $[MeV]$	N	ε	L_{eff} $\left[\frac{1}{cm^2}\right]$
26.6	2501 $\cdot(1 \pm 9.6\ \%)$	$1.73\cdot10^{-2}$ $\cdot(1 \pm 2.8\ \%)$	$9.08\cdot10^{35}$ $\cdot(1 \pm 4.9\ \%)$
32.5	2083 $\cdot(1 \pm 11.0\ \%)$	$1.38\cdot10^{-2}$ $\cdot(1 \pm 1.2\ \%)$	$8.41\cdot10^{35}$ $\cdot(1 \pm 4.9\ \%)$
46.6	14370 $\cdot(1 \pm 15.8\ \%)$	$8.33\cdot10^{-3}$ $\cdot(1 \pm 1.3\ \%)$	$45.04\cdot10^{35}$ $\cdot(1 \pm 5.0\ \%)$

Tabelle 6.3: Zahl N der extrahierten η'–Mesonen, die Akzeptanz ε und die Luminosität L_{eff} für Messungen mit unterschiedlichen Überschussenergien Q.

zen ε sowie die Luminositäten L_{eff} zu finden, mit deren Hilfe die totalen Wirkungsquerschnitte berechnet werden. Angegeben ist jeweils der statistische Fehler. Der systematische Fehler setzt sich zusammen aus der Unsicherheit bei der Untergrundsubtraktion sowie der Detektionseffizienz, der begrenzten Kenntnis des absoluten Strahlimpulses, der Behandlung der Proton–Proton–Endzustandswechselwirkungen sowie der Bestimmung der Luminosität. Nach quadratischer Addition aller Unsicherheiten ergeben sich für die drei Messungen bei unterschiedlichen Anregungsenergien folgende absolute Wirkungsquerschnitte für die η'–Erzeugung:

$$\begin{array}{lllllll}
\mathrm{Q} = 26.6\ \mathrm{MeV:} & \sigma = (\ 159.5 & \pm\ 16.1\ (\mathrm{stat.}) & \pm\ 34.6 & (\mathrm{syst.})\ ) & \mathrm{nb,} \\
\mathrm{Q} = 32.5\ \mathrm{MeV:} & \sigma = (\ 179.9 & \pm\ 20.1\ (\mathrm{stat.}) & \pm\ 40.2 & (\mathrm{syst.})\ ) & \mathrm{nb\ und} \\
\mathrm{Q} = 46.6\ \mathrm{MeV:} & \sigma = (\ 383.1 & \pm\ 60.9\ (\mathrm{stat.}) & \pm\ 123.4 & (\mathrm{syst.})\ ) & \mathrm{nb.}
\end{array}$$

In Abbildung 6.6 sind die aktuellen Weltdaten nahe der Produktionsschwelle gezeigt. Der Datenpunkt der DISTO–Kollaboration ist in [Bal00], die Wirkungsquerschnitte von SPES III sind in [Hib98] zu finden; die bisherigen COSY–11–Datenpunkte wurden in [Mos98a, Mos00a] veröffentlicht.

Die in dieser Arbeit gefundenen Datenpunkte fügen sich in die bereits existie-

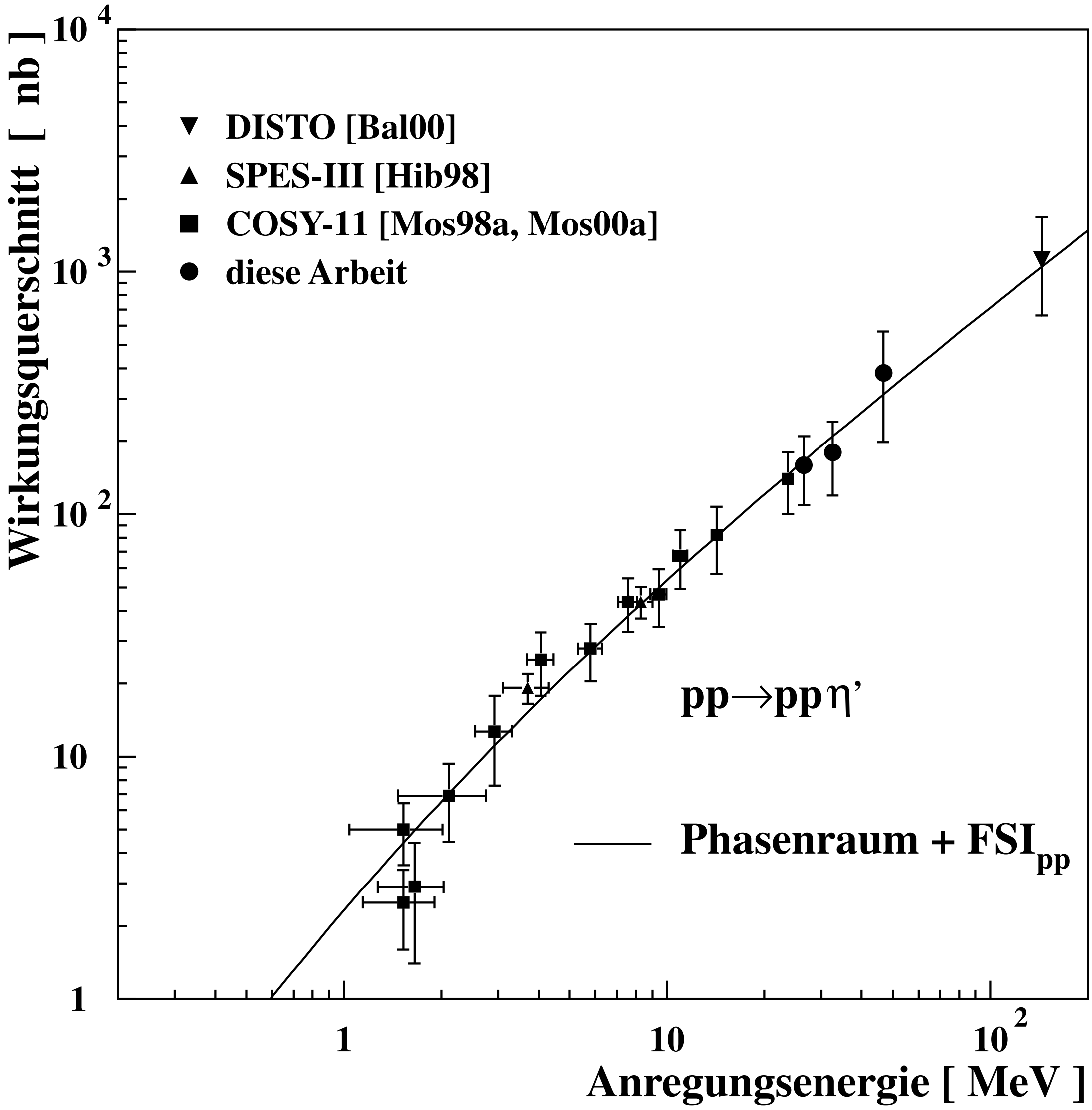


Abbildung 6.6: Anregungsfunktion für die Reaktion pp $\to$ pp $\eta'(958)$. Zusätzlich eingezeichnet ist ein Fit an die Daten, der das durch die Proton–Proton–Endzustandswechselwirkungen modifizierte 3–Teilchen–Phasenraumverhalten beschreibt.

renden Daten ein. Der eingezeichnete Fit an die Daten beruht auf der Annahme eines um die Proton–Proton–Endzustandswechselwirkungen und die Coulomb–Wechselwirkungen modifizierten 3–Teilchen–Phasenraumverhaltens [Fäl96]. Die absolute Höhe der Kurve wurde hierbei an die experimentellen Daten angepasst. Die Qualität dieser Anpassung kommt durch das erhaltende χ^2 von 0.7289 pro Freiheitsgrad zum Ausdruck. Im Rahmen der Genauigkeit werden die Daten so gut reproduziert, dass mögliche starke Proton–η'–Endzustandswechselwirkungen zur Beschreibung nicht erforderlich sind.

6.2 Die Ereignisse des Typs pp $\to$ pK$^+$X

Die Identifizierung eines Protons und eines Kaons ermöglicht die Untersuchung von Reaktionen des Typs pp $\to$ pK$^+$X. Wie schon in Kapitel 4.1 gezeigt, kann es sich bei dem Teilchen X zum Beispiel um die Hyperonen $\Lambda(1116)$, $\Sigma^0(1193)$, $\Sigma^0(1385)$ und $\Lambda(1405)$ handeln. In Abbildung 6.7 ist die fehlende Masse des Systems (pK$^+$) bei einem Strahlimpuls p_{Strahl} = 3.356 GeV/c dargestellt. Die Positionen, an denen die Hyperonen eine Erhöhung des Spektrums verursachen können, sind mit Pfeilen gekennzeichnet. Zusätzlich ist die Stelle markiert, ab der das System pK$^-$ der freien K$^+$K$^-$–Produktion bis zum kinematischen Limit eine Erhöhung des Spektrums verursachen kann.

Bei der Masse des leichtesten Hyperons, des $\Lambda(1116)$, liegt eine erhöhte Zahl an Einträgen vor, wohingegen das $\Sigma^0(1193)$ praktisch nicht vom hohen Untergrund zu trennen ist. Beide Hyperonen sind bei dem hier vorliegenden Strahlimpuls schwellenfern erzeugt worden (Q = 333 MeV beim $\Lambda(1116)$ beziehungsweise Q = 256 MeV beim $\Sigma^0(1193)$), so dass das Auflösungsvermögen der fehlenden Masse relativ gering ist.

Der hohe Untergrund resultiert aus der verwendeten Methode bei der Teilchenidentifikation: Der Zeitnullpunkt der Reaktion, der für den Startzeitpunkt der indirekten Flugzeitmessung des Kaons benötigt wird, wird nur von einem Proton bestimmt. Dieses kann auch aus dem Zerfall des Hyperons stammen, so dass der Zeitnullpunkt der Reaktion insgesamt mit einer relativ großen Ungenauigkeit behaftet ist. Die Unsicherheit des Zeitnullpunktes beeinflusst direkt die

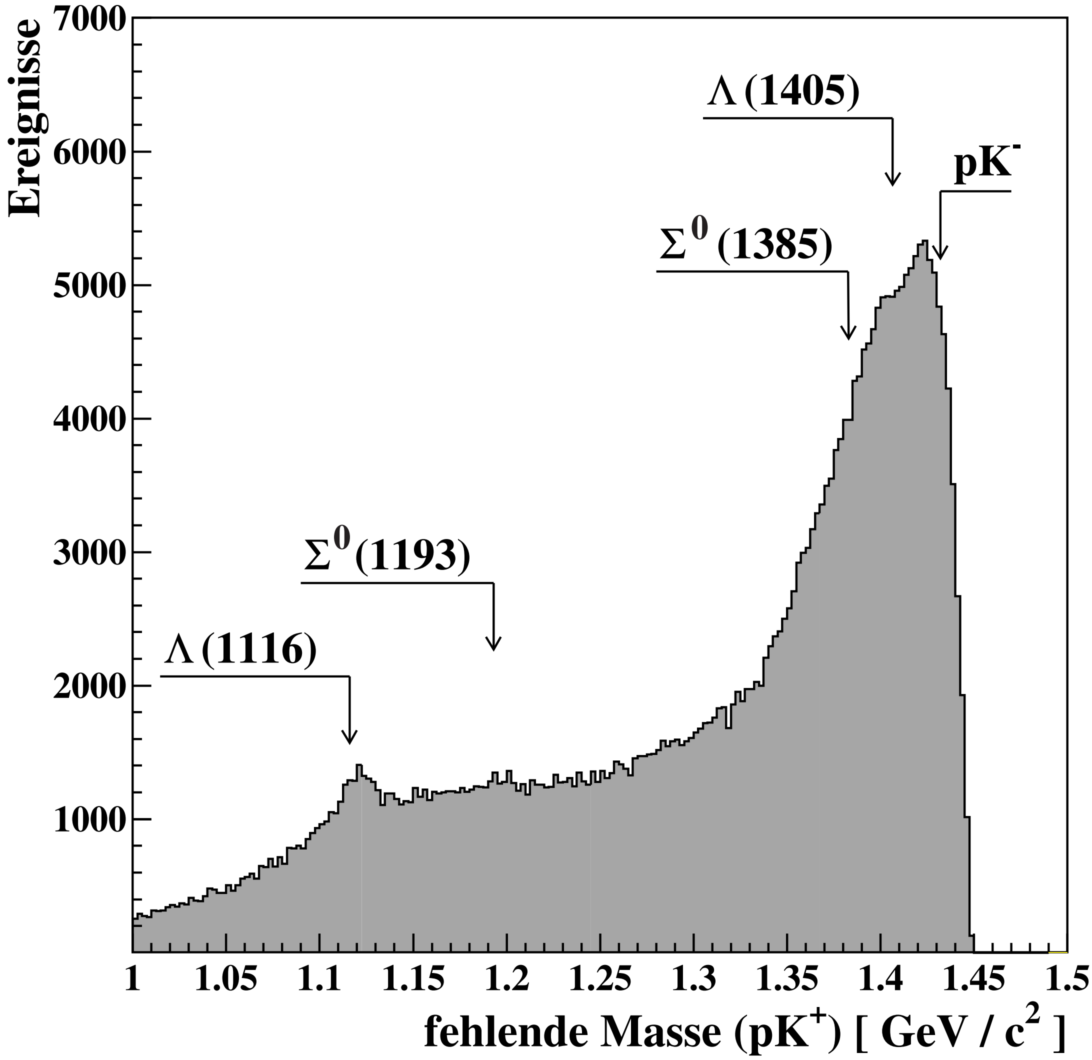


Abbildung 6.7: Spektrum der fehlenden Masse des Systems (pK^+) bei einem Strahlimpuls von $p = 3.356$ GeV/c.

Zuverlässigkeit der Kaonenidentifikation und damit die Höhe des Untergrundes.

Die schweren Hyperonen $\Sigma^0(1385)$ ($Q = 65$ MeV) und $\Lambda(1405)$ ($Q = 43$ MeV) lassen aufgrund ihrer intrinsischen Breiten von $\Gamma = 36$ MeV/c^2 beziehungsweise $\Gamma = 50$ MeV/c^2, der Ähnlichkeit ihrer Massen sowie ihrer Zerfallskanäle keine signifikanten Unterschiede in der fehlenden Masse (pK^+) erwarten. Der Beitrag der K^+K^-–Erzeugung zum System pK^- kann aufgrund des seltenen Auftretens dieses Endzustandes sowie der aufgrund der vorhandenen Überschussenergie breiten Verteilung der fehlenden Masse (pK$^+$) nicht vom Untergrund separiert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit können zur Hyperonenerzeugung keine Wirkungsquerschnitte extrahiert werden, da die Signale des $\Sigma^0(1193)$ und der schweren Hyperonen nicht vom Untergrund zu trennen sind und im Falle des $\Lambda(1116)$ aufgrund des schlechten Signal–zu–Untergrundverhältnisses nicht die erforderlichen Winkelverteilungen erstellt werden können.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Die COSY–11–Kollaboration hat im Proton–Proton–Stoß bei Strahlimpulsen von p_{Strahl} = 3.292, 3.311 und 3.356 GeV/c Daten aufgenommen, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit analysiert wurden. Im Mittelpunkt dieser Untersuchungen stand die assoziierte Strangenesserzeugung in der Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$. Bei COSY–11 werden im Ausgangskanal alle drei positiv geladenen Teilchen nachgewiesen, so dass das fehlende K^-–Meson über die Methode der fehlenden Masse identifiziert werden kann. Das K^- kann darüberhinaus Treffersignaturen im Dipol–Detektorsystem hinterlassen. Die Produktion und der darauf folgende Zerfall anderer seltsamer Teilchen oder Teilchensysteme wie zum Beispiel der schweren Hyperonen $\Sigma^0(1385)$ und $\Lambda(1405)$ über die Reaktion $pp \rightarrow pK^+X$, $X \rightarrow p + Y$ kann in sehr geringem Maße zur Fehlidentifikation dieser Untergrundereignisse als K^+K^-–Endzustand führen.

Bei einer Überschussenergie bezüglich der freien Produktion von Q = +3 MeV und einer integrierten Luminosität von $L_{eff} = 8.41 \cdot 10^{35} \frac{1}{cm^2}$ wurden zwei Ereignisse gefunden, die bei einem Vertrauensniveau von 95% zu einer oberen Grenze für den K^+K^-–Wirkungsquerschnitt führen:

$$\sigma \leq 0.16 \text{ nb.}$$

Unterhalb der Produktionsschwelle (Q = -3 MeV, $L_{eff} = 9.08 \cdot 10^{35} \frac{1}{cm^2}$) wurde erwartungsgemäß kein Kandidat für einen K^+K^-–Endzustand gefunden.

Bei der Messung mit dem höchsten Strahlimpuls und einer Luminosität von $L_{eff} = 4.50 \cdot 10^{36} \frac{1}{cm^2}$ konnten 61 Ereignisse selektiert werden, in denen eine abgeschätzte maximale Zahl von fünf Untergrundereignissen beinhaltet sein kann. Weitere Informationen über das fehlende Teilchen konnten über Treffersignaturen im Dipol–Detektorsystem gewonnen werden, die mit der Hypothese eines K^-–Mesons verträglich sein mussten. Diese führten aufgrund der Akzeptanzreduktion zu einer Zahl von 35 identifizierten K^+K^-–Endzuständen, die maximal ein einziges Untergrundereignis beinhalten.

Die identifizierten K^+K^-–Endzustände können prinzipiell sowohl aus der freien Erzeugung als auch aus der resonanten Produktion über die skalaren Resonanzen $f_0(980)$ und $a_0(980)$ stammen. Die Winkelverteilungen der Teilchen im Ausgangskanal lassen darauf schließen, dass die freie K^+K^-–Produktion im Vergleich zur resonanten Produktion den dominanten Anteil darstellt, wobei im Rahmen der vorliegenden Statistik ein nicht verschwindender Beitrag der skalaren Resonanzen nicht völlig ausgeschlossen werden konnte. Der Wirkungsquerschnitt unter Annahme der freien K^+K^-–Produktion wurde bei einer Anregungsenergie von Q = +17 MeV bestimmt zu:

$$\sigma = (\ 1.80 \pm 0.27\ ^{+0.28}_{-0.35}\ )\ \text{nb}.$$

Sollten alle Ereignisse aus dem nicht favorisierten Zerfall der skalaren Resonanz $f_0(980)$ stammen, so würde sich folgender Wirkungsquerschnitt ergeben:

$$\sigma = (\ 1.20 \pm 0.19\ ^{+0.16}_{-0.13}\ )\ \text{nb}.$$

Neben dem im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitt bei Q = 17 MeV existiert abgesehen von mehreren oberen Grenzen in Schwellennähe nur noch der Datenpunkt der DISTO–Kollaboration bei Q = 111 MeV. Die vorliegende Messung fixiert damit erstmalig die K^+K^-–Produktion unterhalb der

Φ–Schwelle. Im Rahmen der Genauigkeit können die beiden Wirkungsquerschnitte durch das um die Proton–Proton–Endzustandswechselwirkungen modifizierte 4–Körper–Phasenraumverhalten beschrieben werden. Unter Annahme einer ausschließlich resonanten Erzeugung folgt die Anregungsfunktion im Rahmen der Genauigkeit auch dem modifizierten 3–Körper–Phasenraumverhalten. Konkrete Aussagen über mögliche weitere Endzustandswechselwirkungen oder die Stärke des Einflusses skalarer Resonanzen und damit auch über die Natur der Resonanzen selbst können nur getroffen werden, wenn weitere Daten mit ausreichender Statistik zur Verfügung stehen. An COSY–11 sind weitere Messungen zur K^+K^-–Erzeugung bei Q = 28 MeV durchgeführt worden, deren Analyse noch andauert. Eine zusätzliche Messung bei Q = 10 MeV soll im ersten Halbjahr 2001 erfolgen.

Die hier vorgestellten Ergebnisse zur K^-–Produktion manifestieren sowohl den unterschiedlichen Verlauf als auch den Unterschied in der absoluten Höhe der Anregungsfunktionen für die inklusive K^+– und die K^-–Produktion. Diese Unterschiede erscheinen von besonderem Interesse vor dem Hintergrund der Ergebnisse aus Schwerionenexperimenten und werden als Hinweis auf mögliche Medium–Effekte interpretiert. Die Kenntnis des elementaren K^-–Wirkungsquerschnittes ist zur theoretischen Beschreibung dieser Medium–Effekte von großer Bedeutung.

Aus den im Rahmen dieser Arbeit analysierten Daten konnten zusätzlich Winkelverteilungen und Wirkungsquerschnitte zur ω– sowie zur η'–Erzeugung extrahiert werden. Zur ω–Erzeugung wurden differenzielle und mit deren Hilfe absolute Wirkungsquerschnitte zu drei unterschiedlichen Anregungsenergien bestimmt:

$$\sigma\ (Q{=}202.3\ \mathrm{MeV}) = (\ 8.7\ \pm 1.8\ \pm 5.6\ )\ \mu\mathrm{b},$$
$$\sigma\ (Q{=}208.3\ \mathrm{MeV}) = (\ 10.0\ \pm 1.8\ \pm 6.7\ )\ \mu\mathrm{b}\ \text{und}$$
$$\sigma\ (Q{=}222.5\ \mathrm{MeV}) = (\ 11.1\ \pm 1.3\ \pm 6.3)\ \mu\mathrm{b}.$$

Die Datenpunkte fügen sich gut in die Weltdaten ein; ein Modell, welches die vorhandenen Daten vollständig beschreiben kann, existiert bislang noch nicht.

Weitere von der COSY–11–Kollaboration aufgenommene Datensätze bei Q = 25, 50 und 100 MeV befinden sich noch in der Auswertung und werden zur Klärung des Verlaufs der Anregungsfunktion beitragen.

Zur η'–Produktion konnten Winkelverteilungen erstellt werden, die mit einer isotropen Emission des η'–Mesons verträglich sind. Die extrahierten Wirkungsquerschnitte ordnen sich sehr gut in die vorhandenen Weltdaten ein:

$$\sigma \text{ (Q=26.6 MeV)} = (159.5 \pm 16.1 \pm 34.6) \text{ nb,}$$
$$\sigma \text{ (Q=32.5 MeV)} = (179.9 \pm 20.1 \pm 40.2) \text{ nb und}$$
$$\sigma \text{ (Q=46.6 MeV)} = (383.1 \pm 60.9 \pm 123.4) \text{ nb.}$$

Die Anregungsfunktion folgt einem durch die FSI_{pp} modifizierten Phasenraumverhalten. Ein starker Einfluss einer Proton–η'–Endzustandswechselwirkung ist zur Beschreibung der Daten nicht notwendig.

Literaturverzeichnis

[Ada00] H.-H. Adam, *η–Mesonenproduktion in der Reaktion $pd \rightarrow {}^3He\,\eta$ am Experiment COSY–11*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms–Universität Münster, 2000

[Ani00] A. V. Anisovich, *Quark structure of $f_0(980)$ from the radiative decays $\Phi(1020) \rightarrow \gamma f_0(980),\ \gamma\eta, \gamma\eta', \gamma\pi^0$ and $f_0(980) \rightarrow \gamma\gamma$*, Preprint hep-ph/0011191, 2000

[Au86] K. L. Au et al., *Experimental evidence for dynamics beyond the quark model: an extra I=0 scalar meson near 1 GeV*, Phys. Lett. B 167 (1986) S. 229

[Bal96] J. Balewski et al., *Λ–hyperon production via the $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ reaction 2 MeV above threshold*, Phys. Lett. B 388 (1996) S. 859

[Bal98] J. Balewski et al., *Total cross section of the reaction $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ close to threshold*, Phys. Lett. B 420 (1998) S. 211

[Bal99] F. Balestra et al., *K^- meson production in the proton–proton reaction at 3.67 GeV/c*, Phys. Lett. B 468 (1999) S. 7

[Bal00] F. Balestra et al., *Production of η' mesons in the $pp \rightarrow pp\,\eta'$ reaction at 3.67 GeV/c*, Phys.Lett. B 491 (2000) S. 29

[Bal00b] F. Balestra et al., *Φ and ω meson production in pp reactions at p_{lab}=3.67 GeV/c*, nucl-ex/0011009, 2000, Phys. Rev. C 63 (2001) S. 49

[Bar81] T. Barnes, *A transverse gluonium potential model with Breit–Fermi hyperfine effects*, Z. Phys. C 10 (1981) S. 275

[Bet49] H. A. Bethe, *Theory of the effective range in nuclear scattering*, Phys. Rev. 76 (1949) S. 38

[Bil98] R. Bilger et al., *Strangeness production in the reaction $pp \to K^+\Lambda p$ in the threshold region*, Phys. Lett. B 420 (1998) S. 217

[Bra96] S. Brauksiepe et al., *COSY–11, an internal experimental facility for threshold measurements*, Nucl. Instr. & Meth. A 376 (1996) S. 397

[Bra99] E. L. Bratkovskaya et al., *On the possibility of f_0 observation in low–energy pp collisions*, Eur. Phys. Jou. A 4 (1999) S. 165

[Brä98] W. Bräutigam et al., *H^- operation of the cyclotron JULIC as injector for the cooler synchrotron COSY–JÜLICH*, 15th International Conference on Cyclotrons and Their Applications (CYCLOTRONS 98), Caen, France, 1998

[Bro94] G. E. Brown et al., *From kaon–nuclear interactions to kaon condensation*, Nucl. Phys. A 567 (1994) S. 937

[Byk73] E. Byckling und K. Kajantie, *Particle Kinematics*, John Wiley & Sons, London, 1973

[Cho74] A. Chodos et al., *Baryon structure in the bag theory*, Phys. Rev. D 10 (1974) S. 2599

[Clo89] F.E. Close, *Gluonic Hadrons*, Rep. Prog. Phys. 51 (1988) S. 833

[Coo86] S. Cooper, *Invited talk given at the 23rd International Conference on High Energy Physics, Berkeley, California 1986*, Proceedings, World Scientific, 1987

[Cor83] J. Cornwall und A. Soni, *Glueballs as bound states of massive gluons*, Phys. Lett. B 120 (1983) S. 431

[DeG75] T. DeGrand et al., *Masses and other parameters of the light hadrons*, Phys. Rev. D 12 (1975) S. 2060

[Dom97a] H. Dombrowski et al., *The Münster cluster target for internal storage ring experiments*, Nucl. Instr. & Meth. A 386 (1997) S. 228

[Dom97b] H. Dombrowski et al., *The Münster cluster target for the COSY–11 experiment*, Nucl. Phys. A 626 (1997) S. 427c

[Dru97] B. L. Druzhinin et al., *On the reaction* $pp \rightarrow pp\eta$ *near the threshold*, Z. Phys. A 359, 1997, S. 205

[EDD97] D. Albers et al., *Proton–Proton elastic scattering excitation functions at intermediate energies*, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) S. 1652

[Efr94] S. V. Efremov und E. Y. Paryev, *Production of* K^-*–mesons in proton–proton and proton–nucleus interactions at various energies*, Phys. Atom. Nucl. 57 (1994) S. 532

[Erv92] W. Erven et al., *Cosy data acquisition system for physical experiments*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 39 (1992) S. 148

[Fäl96] G. Fäldt, C. Wilkin, *Bound state and continuum production in large momentum transfer reactions*, Phys. Lett. B 382 (1996) S. 209

[Fic62] W. J. Fickinger et al., *pp interactions at 2 BeV*, Phys. Rev. 125 (1962) S. 2082

[Fla84] High–Energy Reactions Analysis Group: V. Flaminio et al., *Compilation of cross–sections III: p and* $\bar{p}$ *induced reactions*, CERN–HERA 84–01, 1984

[GEA94] Application Software Group, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W1013, CERN, Genf, 1994

[Gec00] I. Geck, *Mesonenproduktion in Beschleunigerexperimenten*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms–Universität Münster, 2000

[Gol64] M. L. Goldberger und K. M. Watson, *Collision theory*, Wiley, New York, 1964

[Grz00] D. Grzonka et al., *Production of ω–mesons at COSY–11*, Jül-3744, Annual Report 1999, Jülich, 2000, S. 47

[Hag72] O. F. Hagena und W. Obert, *Cluster formation in expanding supersonic jets: Effects of pressure, temperature, nozzle size and test gas*, Jou. Chem. Phys. 56 (1972), S. 1793

[Hib98] F. Hibou et al., *Comparison of η and η' production in the $pp \to pp\,\eta(\eta')$ reactions near threshold*, Phys. Lett. B 438 (1998) S. 41

[Hib99] F. Hibou et al., *Near threshold production of omega mesons in the $pp \to pp\omega$ reaction*, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) S. 492

[Isg83] N. Isgur und J. Paton, *A flux tube model for hadrons*, Phys. Lett. B 124 (1983) S. 247

[Jaf77] R.J. Jaffe, *Multiquark hadrons*, Phys. Rev. D 15 (1977) S. 267

[Jan95] G. Janssen et al., *Structure of the scalar mesons $f_0(980)$ and $a_0(980)$*, Phys. Rev. D 52 (1995) S. 2690

[Kap86] D. Kaplan und A. Nelson, *Strange goings on in the dense nucleonic matter*, Phys. Lett. B 175 (1996) S. 57

[Kho96] A. Khoukaz, *Messungen zur schwellennahen Produktion geladener Pionenpaare in der Proton–Proton–Streuung*, Dissertation, Westfälische Wilhelms–Universität Münster, 1996

[Kho99] A. Khoukaz et al., *Systematic studies on hydrogen cluster beam production*, Eur. Phys. J. D 5 (1999) S. 275

[Kho00] A. Khoukaz, *private Mitteilung*, Münster, 2000

[Köh95] M. Köhler et al., *Die Silizium–Pad–Detektoren im Experiment COSY–11*, Jül-3071, Annual Report 1994, Jülich, 1995

[Kre97] O. Krehl et al., *Meson–meson scattering: $K\overline{K}$–thresholds and* $f_0(980)$–$a_0(980)$ *mixing*, Phys. Lett. B 390 (1997) S. 23

[Lan93] J. Lánik, *A possible quarkonium interpretation of the established low–lying scalar mesons*, Phys. Lett. B 309 (1993) S. 139

[Lau99] F. Laue et al., *Medium effects in kaon and anti–kaon production in nuclear collisions at subthreshold beam energies*, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) S. 217

[Lau00] F. Laue et al., *Production of charged pions, kaons and antikaons in relativistic C+C and C+Au collisions*, Eur. Phys. Jou. A 9 (2000) S. 397

[Li97] G. Q. Li et al., *K^+ production in baryon–baryon and heavy–ion collisions*, Phys. Rev. C 57 (1998) S. 434

[Lis98] T. Lister, *Untersuchung der Reaktion $pp \to ppK^+X$ in Nähe der f_0(980)–Resonanz*, Dissertation, Westfälische Wilhelms–Universität Münster, 1998

[Loh86] E. Lohrmann, *Hochenergiephysik*, Teubner Studienbücher, 1986, S.116

[Loh90] D. Lohse et al., *Meson exchange model for pseudoscalar meson–meson scattering*, Nucl. Phys. A 516 (1990) S. 513

[Lut97] M. Lutz, *Nuclear kaon dynamics*, Phys. Lett. B 426 (1998) S. 12

[Lyo86] L. Lyons, *Statistics for nuclear and particle physicists*, Cambridge University Press, 1986

[Mai97] R. Maier, *Cooler synchrotron COSY: Performance and perspectives*, Nucl. Instr. & Meth. A 390 (1997) S. 1

[Mar90] S. Martin, *Beam Properties of COSY, Workshop on mesons and mesonic states up to slightly above 1 GeV/c^2*, ISSN 0366-0885, 1990

[Mon83] L. Montanet, *The positive–parity mesons*, Rep. Prog. Phys., Vol. 46 (1983) S. 337

[Mor68] B. L. Morton et al., *Proton–proton final–state interaction in the reactions $^3He(d,t)2p$, $d(^3He,t)2p$, $p(^3He,d)2p$ and $^3He(^3He,^4He)2p$*, Phys. Rev. 169 (1968) S. 825

[Mor93] D. Morgan und M.R. Pennington, *New data on the $K\overline{K}$ threshold region and the nature of the $f_0(S^*)$*, Phys. Rev. D 48 (1993) S. 1185

[Mos93] P. Moskal, *Response function of the trigger scintillator for the COSY–11 installation*, Diplomarbeit, Jagiellonische Universität Krakau, Polen, 1993

[Mos98a] P. Moskal et al., *η' Production in proton–proton scattering close to threshold*, Phys. Rev. Lett. 80 (1998) S. 3202

[Mos98b] P. Moskal, *η' meson production in the $pp \to pp\eta'$ reaction near threshold*, Dissertation, Jagiellonische Universität Krakau, Polen, 1998

[Mos99] P. Moskal et al., *Determination of the COSY proton–beam dimensions by means of the COSY–11 detection system*, Jül-3744, Annual Report 1999, Jülich, 2000, S. 44

[Mos00a] P. Moskal et al., *Energy dependence of the near–threshold total cross–section for the* $pp \to pp\eta'$ *reaction*, Phys. Rev. Lett. B 474 (2000) S. 416

[Mos00b] P. Moskal et al., *S–wave* η'*-proton FSI; phenomenological analysis of near–threshold production of* π^0, η *and* η' *mesons in proton–proton collisions*, Phys. Rev. Lett. B 482 (2000) S. 356

[Mos00c] P. Moskal et al., *Monitoring of the accelerator beam distributions for internal target facilities*, zur Veröffentlichung akzeptiert in Nucl. Instr. & Meth. A, 2001

[Mus88] G. Musiol et al., *Kern– und Teilchenphysik*, VCH Verlagsgesellschaft mbH, 1988, S. 1030

[Nak98] K. Nakayama et al., *Production of* ω*–mesons in proton–proton collisions*, Phys. Rev. C 57 (1998) S. 1580

[Nai77] J. P. Naisse, *On precision analyses of the low–energy pp data*, Nucl. Phys. A 278 (1977) S. 506

[Noy71] H. P. Noyes und H. M. Lipinski, *Comments on the* $^1S_0$ *nucleon–nucleon effective–range expansion parameters*, Phys. Rev. C 4 (1971) S. 995

[Noy72] H. P. Noyes, *The nucleon–nucleon effective range expansion parameters*, Ann. Rev. Nucl. Sci. 22 (1972) S. 465

[Oel88] W. Oelert et al., *Threshold meson production at the internal COSY–beam in the range of scalar mesons involving strangeness*, COSY Proposal No. 11, IKP-KFA, 1988

[Oel93] W. Oelert, *Threshold measurements at the experiment COSY–11*, Proc. of the 105^{th} WE–Heraeus–Seminar, Bad Honnef, Konferenz des Forschungszentrums Jülich 12/93, 1993, S. 127

[PDG00] Particle Data Group: D. E. Groom et al., *Review of particle physics*, The European Physical Journal C, Volume 15, 2000

[Pra00] D. Prasuhn et al., *Electron and stochastic cooling at COSY*, Nucl. Instr. & Meth. A 441 (2000) S. 167

[Que97] C. Quentmeier, *Aufbau eines Clustertargets und systematische Untersuchungen zur Clusterproduktion*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms–Universität Münster, 1997

[Sch97] J. Schaffner et al., *In–medium production of kaons at the mean field level*, Nucl. Phys. A 625 (1997) S. 325

[Sch98] G. Schepers, *Assoziierte Strangeness–Erzeugung an der Produktionsschwelle in der Reaktion* $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ *am Experiment COSY–11 mit einer optimierten Strahloptik*, Dissertation, Westfälische Wilhelms–Universität Münster, 1998

[Sew99] S. Sewerin et al., *Comparison of* Λ *and* Σ^0 *production at threshold in proton–proton collisions*, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) S. 682

[Shi79] M. A. Shifman et al., *QCD and resonance physics. Theoretical foundations.*, Nucl. Phys. B 147 (1979) S. 385

[Sib96] A. Sibirtsev, *Heavy meson production cross–sections from proton–proton collisions*, Nucl. Phys. A 604 (1996) S. 455

[Sib97] A. Sibirtsev et al., *Antikaon production in nucleon–nucleon reactions near threshold*, Z. Phys. A 358 (1997) S. 101

[Shy98] R. Shyam und U. Mosel, *$NN \to NN\pi$ reaction near threshold in a covariant one boson exchange model*, Phys. Lett. B 426 (1998) S. 1

[Smy97] J. Smyrski et al., *Three dimensional magnetic field in the COSY dipole magnet*, Jül-3365, Annual Report 1996, Jülich, 1997, S. 38

[Smy00a] J. Smyrski et al., *Near–threshold η meson production in proton–proton collisions*, Phys. Lett. B 474 (2000) S. 416

[Smy00b] J. Smyrski et al., *Missing mass resolution in near–threshold measurements*, Jül-3744, Annual Report 1999, Jülich, 2000, S. 49

[Tho98] C. Thomas, *Untersuchungen zur Clusterentstehung sowie Arbeiten zur Massenspektroskopie von Clustern*, Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms–Universität Münster, 1998

[Tay88] J. R. Taylor, *Fehleranalyse*, VCH Verlagsgesellschaft mbH, 1988

[Tep85] M. Teper, *Glueball masses in lattice QCD: progress and problems*, Non–perturbative methods: Proceedings, World Scientific, 1986

[Waa96] T. Waas et al., *Effective kaon masses in dense nuclear and neutron matter*, Phys. Lett. B 379 (1996) S. 34

[Wei82] J. Weinstein und N. Isgur, *Do multiquark hadrons exist?*, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) S. 659

[Wei89] J. Weinstein, *The 0^{++} Nonet is respectable*, Hadron '89: Proceedings, Editions Frontieres (1989) S. 233

[Wei90] J. Weinstein und N. Isgur, *$K\overline{K}$ molecules*, Phys. Rev. D 41 (1990) S. 2236

[Wol98] M. Wolke, *Schwellennahe assoziierte Strangeness–Erzeugung in der Reaktion* $pp \rightarrow ppK^+K^-$ *am Experiment COSY–11*, Dissertation, Rheinische Friedrich–Wilhelm–Universität Bonn, 1998

[Wol00] M. Wolke, *Threshold meson production in proton–proton interactions at the internal beam facility COSY–11*, Nucl. Phys. News 9 (1999) S.27

[Wue98] P. Wüstner, *Die Produktion des* η*–Mesons am Jülicher Beschleuniger COSY und Entwicklung eines optimierten Datenaufnahmesystems*, Dissertation, Ruhr–Universität Bochum, 1998

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. R. Santo für die interessante Aufgabenstellung und die guten Arbeitsbedingungen im Institut für Kernphysik sowie für die Möglichkeit, an einer Vielzahl nationaler und internationaler Konferenzen teilnehmen zu dürfen.

Den Herren Dr. A. Khoukaz und Dr. T. Lister, die mich während meiner gesamten Zeit am Institut begleitet haben, für die vielen hilfreichen Diskussionen und Anregungen und für die Vielzahl der Erfahrungen, die ich unter ihrer Obhut sammeln durfte.

Der gesamten COSY–11–Kollaboration sowie der Mannschaft des Beschleunigers COSY, ohne deren Unterstützung — nicht nur während der Strahlzeiten — diese Arbeit nicht erfolgreich hätte sein können. Besonders hervorheben möchte ich den Einsatz des ehemaligen Spokesman des Experimentes Prof. Dr. W. Oelert, der viele physikalische Anregungen und wichtige Hinweise geben konnte. Dem jetzigen Spokesman Dr. M. Wolke, der in allen technischen, physikalischen und computer–spezifischen Fragen, auch außerhalb der regulären Arbeitszeiten, stets außerordentlich hilfsbereit gewesen ist, ebenso wie Dr. G. Schepers und Dr. P. Moskal.

Allen ehemaligen und derzeitigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe im Institut für Kernphysik in Münster für die gute Atmosphäre und fruchtbare Zusammenarbeit. Mein besonderer Dank für ein ausgezeichnetes Arbeitsklima sowohl in wissenschaftlicher als auch in menschlicher Hinsicht gilt meinen Zimmergenossen I. Geck, Dipl.-Phys N. Lang, Dr. J. Langheinrich, S. Steltenkamp, Dipl.-Phys C. Thomas und besonders Dr. T. Lister sowie N. Heine und Dipl.-Phys S. Knoche.

Meinen Freunden und Studienkollegen, ohne die ich diese Arbeit entweder hätte zügiger oder überhaupt nicht bewerkstelligen können.

Meinen Eltern.

Lebenslauf und Bildungsgang

Name:	Christoph A. Quentmeier
Geburtsdatum:	22. Juli 1971
Geburtsort:	Münster/Westfalen
Eltern:	Dr. Alfred Quentmeier
	Gudula Quentmeier, geb. Hergemöller
Schulbildung:	
1977 – 1981	Olpketal–Grundschule Dortmund
1981 – 1983	Max–Planck–Gymnasium Dortmund
1983 – 1990	Alte Landesschule Korbach
12. Juni 1990	Hochschulreife
Wehrdienst:	1. Juli 1990 – 30. Juni 1991
Studium:	
1991 – 1997	Diplomstudiengang Physik an der
	Westfälischen Wilhelms–Universität Münster
Prüfungen:	
29. September 1993	Vordiplom
16. Februar 1997	Diplom
Tätigkeiten:	
01.04.1997 – 30.04.1997	Werkvertrag an der
	Westfälischen Wilhelms–Universität Münster
01.05.1997 – 31.10.1998	Stipendiat der Graduiertenförderung
ab dem 01.11.1998	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut
	für Kernphysik bei Prof. Dr. R. Santo
Beginn der Dissertation:	
1. Mai 1997	am Institut für Kernphysik bei Prof. Dr. R. Santo