Schwellennahe Hyperonproduktion in den Reaktionskanälen $pp \to pK^+\Lambda$ und $pp \to pK^+\Sigma^0$ am Experiment COSY-11

Am internen Experiment COSY-11 wurde die schwellennahe Produktion der beiden neutralen Hyperonen Λ und Σ^0 in Proton-Proton Stößen untersucht. Im gemessenen Energiebereich bis zu jeweils 13 MeV Überschußenergie zeigte sich, daß der Wirkungsquerschnitt der Λ-Produktion den der Σ^0-Produktion um einen Faktor von 28 übertrifft. Dieses Verhältnis der Wirkungsquerschnitte steht im Gegensatz zu Messungen bei höheren Energien, bei denen ein Verhältnis von 2-3 ermittelt wurde. Als eine Erklärung dieses Ergebnisses wird eine $N\Sigma \to N\Lambda$-Konversion diskutiert, die in der Litaratur als sogenannter Cusp-Effekt bekannt ist. Bei schwellennahen Messungen der Σ^0-Produktion wird gleichzeitig auch das leichtere Λ-Teilchen erzeugt. Diese Reaktionen, die bei etwa 80 MeV Überschußenergie stattfinden, wurden ebenfalls analysiert und mit anderen Messungen bei ähnlicher Überschußenergie verglichen.

Near Threshold Hyperonproduction in the Channels $pp \to pK^+\Lambda$ und $pp \to pK^+\Sigma^0$ at the Experiment COSY-11

At the internal experiment COSY-11 the near threshold production of the two neutral hyperons Λ and Σ^0 has been investigated in proton-proton collisions. In the measured energy region of up to 13 MeV excess energy it was found that the cross section of the Λ-production excels that of the Σ^0-production by a factor of 28. This ratio of the cross sections is in contrast to measurements at higher excess energies, where a ratio of 2-3 has been determined. As one explanation of this result a $N\Sigma \to N\Lambda$-conversion is discussed, which is known in the literature as the so called cusp-effect. At near threshold measurements of the Σ^0-production simultanously the lighter Λ-particle is produced. These reactions at about 80 MeV excess energies were also analysed and compared to other measurements at simlilar excess energy.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

1.1 Struktur der Hadronen 1

1.2 Meson-Austausch-Modell 5

1.3 Motivation 6

2 COSY-11-Experiment **13**

2.1 Der COSY-Beschleuniger 13

2.2 Das COSY-11-Experiment 13

3 $pp \to pK^+\Lambda$ und $pp \to pK^+\Sigma^0$ bei $\epsilon_{\Lambda,\Sigma^0} < 13$ MeV **19**

3.1 Ereignisselektion 19

3.1.1 Target-Schnitt 25

3.1.2 Protonen-Identifikation 27

3.1.3 K^+-Identifikation 28

3.1.4 S1-Schnitt 28

3.1.5 $\Sigma^0(\Lambda)$-Identifizierung 30

3.1.6 Untergrund 33

3.2 Luminosität 39

3.3 Akzeptanz 44

3.4 Wirkungsquerschnitt 48

4 $pp \to pK^+\Lambda$ bei $\epsilon \approx 80$ MeV **55**

5 Diskussion der Ergebnisse **69**

6 Zusammenfassung und Ausblick **75**

1. Einleitung

Durch Umwandlung von Energie in Materie lassen sich in Beschleunigerexperimenten Hadronen produzieren. Somit stellen Teilchenbeschleuniger und entsprechende Experimente ein wichtiges Instrument für die Untersuchung der Struktur der Materie sowie ihrer Wechselwirkungen dar.
Aus der klassischen Physik sind die langreichweitigen Wechselwirkungen - die *Gravitation* und der *Elektromagnetismus* - bekannt. In der Teilchenphysik spielt die Gravitation aufgrund ihrer relativ geringen Stärke keine sichtbare Rolle und wird meistens vernachlässigt. Neben der wohlbekannten *elektromagnetischen* beherrschen die Teilchenphysik jedoch die kurzreichweitigen Kräfte der *starken* sowie der *schwachen Wechselwirkung.* Aufgrund der Kurzreichweitigkeit, typischerweise ≤ 1 fm, sind für die Untersuchungen in Streuexperimenten, analog zur Lichtmikroskopie, entsprechend kleine Wellenlängen der zu streuenden Projektile erforderlich. Zwischen Impuls P und Wellenlänge λ eines Teilchens gilt folgende Beziehung:

$$P = \frac{h}{\lambda}, \tag{1.1}$$

wobei h die Plank'sche Konstante ist. Daher müssen die Strahlteilchen einen umso größeren Impuls besitzen, je kleinere Strukturen aufgelöst werden sollen. Das ist der Grund dafür, daß immer größere Beschleuniger und Detektoren notwendig sind, um noch kleinere Einzelheiten der Materie sichtbar zu machen.

1.1 Struktur der Hadronen

Hadronen sind Teilchen, die der starken Wechselwirkung unterliegen und in die Gruppe der Mesonen und die der Baryonen unterteilt werden. Nach dem Standardmodell sind Mesonen aus Quark-Antiquark-Paaren und Baryonen aus 3-Quark-Systemen aufgebaut. Wir wissen heute, daß es genau sechs verschiedene Sorten der Quarks (*Flavours*) gibt, die in Tabelle 1.1 aufgeführt sind. Eine entsprechende Tabelle läßt sich auch für Antiquarks erstellen, die zu den Quarks in allen Quantenzahlen ein umgekehrtes Vorzeichen bei gleicher Masse haben.

Quark	Symbol	B	I_3	S	C	b	t	Q	m [MeV/c^2]
down	d	1/3	-1/2	0	0	0	0	-1/3	300 ± 100
up	u	1/3	+1/2	0	0	0	0	+2/3	300 ± 100
strange	s	1/3	0	-1	0	0	0	-1/3	450 ± 100
charm	c	1/3	0	0	+1	0	0	+2/3	≈ 1500
bottom	b	1/3	0	0	0	-1	0	-1/3	≈ 4500
top	t	1/3	0	0	0	0	+1	+2/3	≈ 18000

Tabelle 1.1: Quantenzahlen und Massen der Quarks. B: Baryonenzahl, I_3: Isospin, S: Seltsamkeit (Strangeness), C: Charm, b: Bottomness, t: Topness, Q: Ladung, m: Masse.

Zusätzlich tragen die Quarks einen weiteren inneren Freiheitsgrad, die *Farbladung*, wobei die Werte rot, grün und blau zugeordnet werden. Dies ist eine Analogie zur Ladung in der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks wird in diesem Modell durch den Austausch von Farbladungen beschrieben, wobei die Träger dieser Farbladungen die *Gluonen* sind. In der Natur werden keine freien Quarks, sondern nur Mehr-Quark-Systeme beobachtet, die farblos sind. Dies wird als *Quarkeinschluß* bzw. *Confinement* bezeichnet. Um Farblosigkeit zu erreichen, braucht man mindestens Systeme aus drei Quarks der Form $(q_{grün}, q_{blau}, q_{rot})$ bzw. aus Quark-Antiquark-Kombinationen der Form $(q_{Farbe}, \bar{q}_{Antifarbe})$. Systeme aus drei Quarks besitzen die Baryonenquantenzahl B=1 und werden als *Baryonen* bezeichnet, während Quark-Antiquark-Systeme die Baryonenquantenzahl B=0 besitzen und *Mesonen* genannt werden. Weitere Quark-Kombinationen sind denkbar, sind aber nicht eindeutig nachgewiesen [Kle97]. Die grundlegende Theorie der starken Wechselwirkung wird aufgrund der Farbladungen als *Quantenchromodynamik* (QCD) bezeichnet.
Da die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, auch untereinander in Wechselwirkung treten, ist die analytische Lösung der Wechselwirkungen innerhalb der QCD nicht möglich. Störungstheoretische Betrach-

tungen der QCD arbeiten im Bereich der Hochenergiephysik außerordentlich gut. Bei kleinen Abständen der Quarks ist die Kopplungskonstante α_s klein, so daß die Quarks dann als quasi freie Teilchen angesehen werden können. Dies wird *asymptotische Freiheit* genannt. Im Bereich geringer Energien treten die Quarks praktisch nicht in Erscheinung. Die hadronische Wechselwirkung ist dann durch den Austausch von Mesonen beschreibbar. Der Bereich der Mittelenergiephysik ist als Übergangsbereich zwischen dem durch Mesonenaustausch beschreibbaren Niederenergiebereich und dem Hochenergiebereich charakterisiert. Zur Beschreibung der hadronischen Wechselwirkung in der Mittelenergiephysik sind sowohl reine Mesonenaustauschmodelle als auch QCD inspirierte Modelle, die die Quarkfreiheitsgrade berücksichtigen, entwickelt worden. Der Schwerpunkt liegt bei der Beschreibung im Mittelenergiebereich auf den Mesonaustauschmodellen.
Unter der Annahme, daß die starke Wechselwirkung nicht von der Quarksorte abhängig ist, und daß die drei leichtesten Quarks u, d und s gleiche Massen besitzen, sollten alle Kombinationen dieser Quarks zu Teilchen nahezu gleicher Masse führen. Diese Symmetrie ist in der Natur jedoch nur ungenau erfüllt. Im Rahmen einer gruppentheoretischen Betrachtung lassen sich diese drei Quarks als Elemente einer SU(3)-Symmetriegruppe einordnen. Analog zum Spin eines Fermions wird den leichten u- und d-Quarks der Isospin I = 1/2 zugeordnet, wobei die Projektion auf die I_3-Achse die Werte I_3 = 1/2 (u) und I_3 = -1/2 (d) ergibt. Die Hyperladung Y eines Teilchens ist definiert als Y = B + S (ohne Berücksichtigung der weiteren Quarks c, b und t). Da für alle Quarks gilt: B = 1/3, ist die Hyperladung nur von dem Seltsamkeitsgehalt S abhängig. In Abbildung 1.1 ist die Fundamentaldarstellung der SU(3)-Gruppe in der Y-I_3-Ebene dargestellt.

Das Nonett pseudoskalarer Mesonen der Quark-Antiquark-Systeme zeigt Abb. 1.3. Entsprechende Diagramme lassen sich auch für skalare, Vektor- und Axialvektor-Mesonen erstellen.
In Abb. 1.2 ist das Baryon-Oktett dargestellt, das mögliche Kombinationen von 3-Quark-Systemen enthält. Auch hier existiert ein entsprechendes Diagramm für das Baryon-Dekuplett. Als Hyperonen werden Baryonen mit Seltsamkeit bezeichnet. In dieser Arbeit werden die Reaktionen $pp \to pK^+\Sigma^0$ und $pp \to pK^+\Lambda$ analysiert. Dies sind Prozesse assoziierter Seltsamkeits-Produktion, da

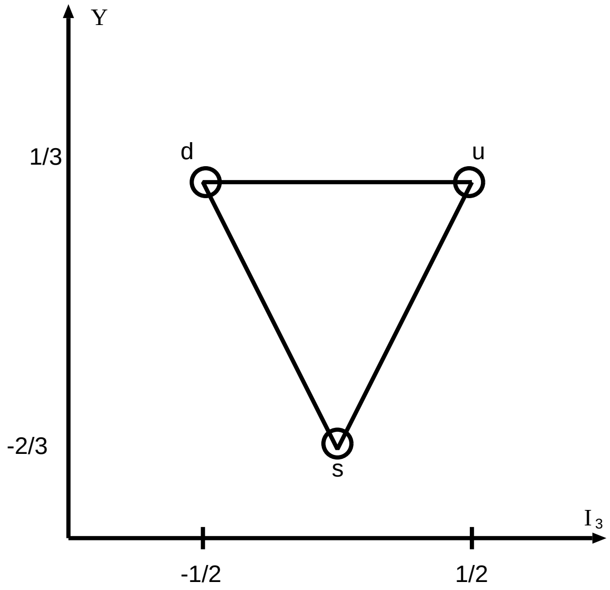

Abbildung 1.1: Fundamentaldarstellung der SU(3)-Symetriegruppe.

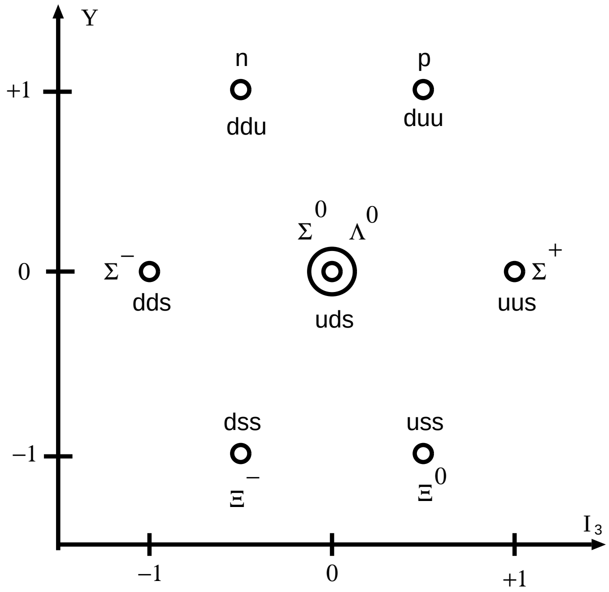

Abbildung 1.2: Baryon-Oktett $J^p = \frac{1}{2}^+$.

vermöge der starken Wechselwirkung ein $s\bar{s}$-Quark-Paar erzeugt wird, welches anschließend in einem Kaon-Hyperon-Paar hadronisiert.
Die in den Reaktionen vorkommenden Baryonen p, Λ und Σ^0 liegen im Baryon-

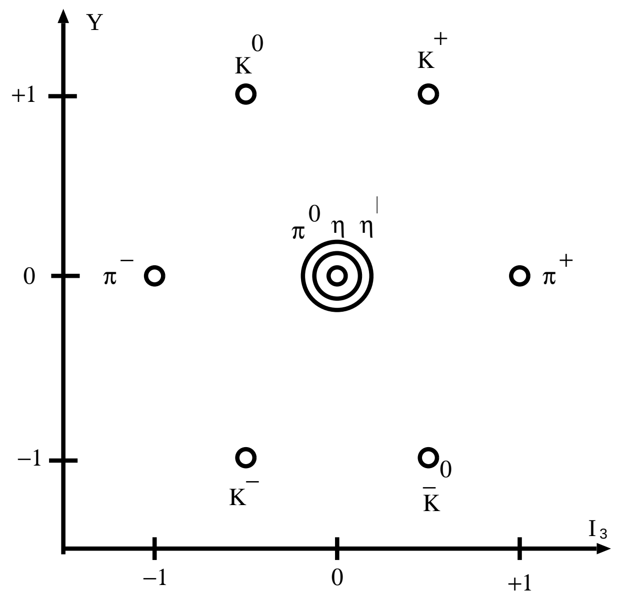

Abbildung 1.3: Pseudoskalares Meson-Nonett $J^P = 0^-$.

Oktett (Abb. 1.2). Das Σ^0 ist das neutrale Mitglied des Isospin-Tripletts - das Λ tritt dagegen nur als Isospin-Singulett auf. Das K^+ gehört zu den Teilchen des pseudoskalaren Meson-Nonetts (Bild 1.3).

1.2 Meson-Austausch-Modell

In Abbildung 1.4 ist die Dreiteilchenreaktion $p_1 p_2 \rightarrow aBC$ in der Darstellung eines *Feynman-Graphen* abgebildet. Der totale Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ergibt sich durch Integration über den zur Verfügung stehenden Phasenraum [Sib98b].

$$\sigma = \int dt ds_1 \frac{d^2\sigma}{dt ds_1} = \frac{1}{2^9 \pi^3 p^2 s} \int dt ds \frac{q_a}{\sqrt{s_1}} |M(t, s_1)|^2 \qquad (1.2)$$

Mit s = quadrierte Schwerpunktsenergie der Protonen p_1 und p_2, p = Protonenimpuls im Schwerpunktsystem, t = Quadrat des Viererimpulsübertrags von p_2 auf das Baryon C, s_1 = quadrierte Schwerpunktsenergie des Systems aB, q_a = Impuls des produzierten Mesons a im Schwerpunktsystem.
Das Matrixelement $|M(t, s_1)|^2$ ist proportional zur Amplitude der Reaktion

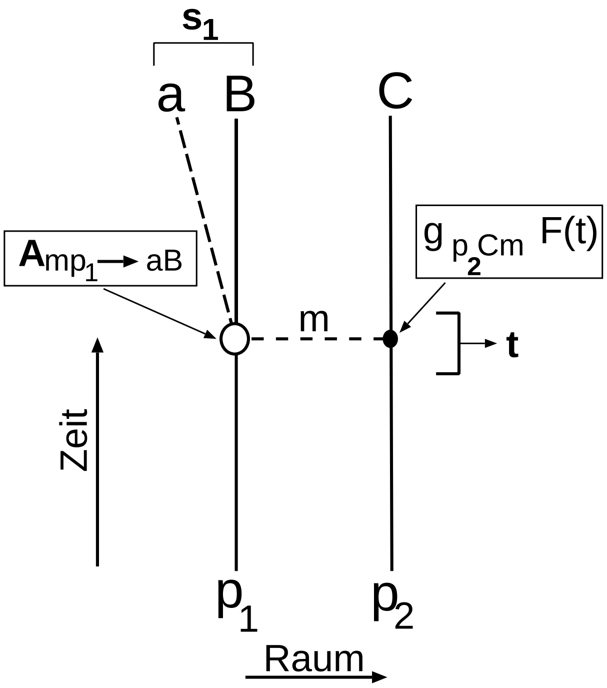

Abbildung 1.4: Feynman-Graph der Reaktion $p_1p_2 \to aBC$ (Bild aus [Sch98]).

$mp_1 \to aB$, wobei sich folgende Gleichung ergibt:

$$|M(t,s_1)|^2 = g^2_{p_2Cm} \cdot \left[\frac{\Lambda_m^2 - \mu^2}{\Lambda_m^2 - t^2}\right]^2 \cdot |A_{mp_1 \to aB(s_1)}|^2, \tag{1.3}$$

mit μ als Masse des Austauschmesons und Λ_m als *Cut-Off-Masse*. Der Faktor g_{p_2Cm} ist die Kopplungskonstante des $p_2 \to Cm$–Vertex. Der Formfaktor des $p_2 \to Cm$–Vertex wird durch die eckigen Klammern beschrieben. Die Amplitude $|A|$ ist wie folgt mit dem entsprechenden experimentellen Wirkungsquerschnitt verknüpft:

$$|A_{mp_1 \to aB(s_1)}|^2 = 16 \cdot \pi \cdot s_1 \frac{q_m}{q_a} \cdot \sigma_{mp_1 \to aB} \tag{1.4}$$

1.3 Motivation

Durch experimentelle Untersuchungen wird es möglich, Modellvorstellungen der Reaktionsprozesse assoziierter Seltsamkeits-Produktion zu testen und

Impulse zur Weiter- bzw. Neuentwicklung zu geben. Auch zur gegenwärtig in der Diskussion stehen Frage nach dem Seltsamkeitsgehalt des Protons können Daten der Hyperonproduktion einen Beitrag liefern, da der Wirkungsquerschnitt vom eventuellen Seltsamkeitsgehalt des Protons abhängig sein sollte. Die Erweiterung der an COSY untersuchten Hyperonproduktion vom Λ-Kanal auf den Σ^0-Kanal [Sew99] wird weitaus detailliertere Studien zu den Produktionsmechanismen erlauben. Sowohl von experimenteller als auch von theoretischer Seite bestehen große Unsicherheiten in der Größe der Kopplungskonstanten insbesondere bei der Σ^0-Produktion. Das Verhältnis der Kopplungskonstanten $g^2_{\Lambda NK}/q^2_{\Sigma NK}$ variiert zwischen [Del89, Mae89, Ant86, Mar81, McG82, Sie94, Hol89, Reu94, Li95, Li95, Lag91, Sib98a] von 0,08 bis 27.

Neben der Fragestellung der Hyperonstruktur und der Hyperon-Nukleon- bzw. Hyperon-Kaon-Wechselwirkung sind diese Querschnittsdaten und die daraus abgeleiteten Modelle wichtig für die Beschreibung nuklearer Materie bei hohen Dichten und Temperaturen. Aufgrund der Seltsamkeitserhaltung der starken Wechselwirkung besitzen positiv geladenen Kaonen in dichter Materie eine große freie Weglänge. Die Untersuchung der Kaonen-Produktion in Schwerionenstößen ermöglicht somit den Einblick in die Dynamik nuklearer Systeme hoher Dichten. Zur theoretischen Beschreibung sind dafür Kenntnisse der elementaren Wirkungsquerschnitte in Baryon-Baryon-Stößen nötig.
Die Hyperonproduktion oberhalb der Σ-Schwellen ist auch aufgrund einer möglichen Λ-Σ-Kopplung interessant, die einen sogenannten *Cusp-Effekt* in der Anregungsfunktion der Λ-Produktion im Bereich der Σ-Schwellen hervorrufen sollte. Damit ist gemeint, daß konkurrierende Reaktionskanäle Einfluß aufeinander ausüben. Die verfügbaren experimentellen Daten zur Hyperonproduktion in der pp-Streuung beschränken sich, abgesehen von den kürzlich gewonnenen COSY-Daten [Bal96, Bal98a, Bal98b, Bil98], auf Blasenkammer-Experimente der sechziger Jahre bei hohen Anregungsenergien im Bereich von 200 MeV bis 5000 MeV [Bal88]. Die Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 1.5 dargestellt. Es zeigt sich, daß in diesem Energiebereich der Wirkungsquerschnitt der Λ-Produktion etwa um einen Faktor 2-3 größer ist als der der Σ^0-Produktion.

Durch den Bau des COSY-Beschleunigers wurde es erstmals möglich, totale

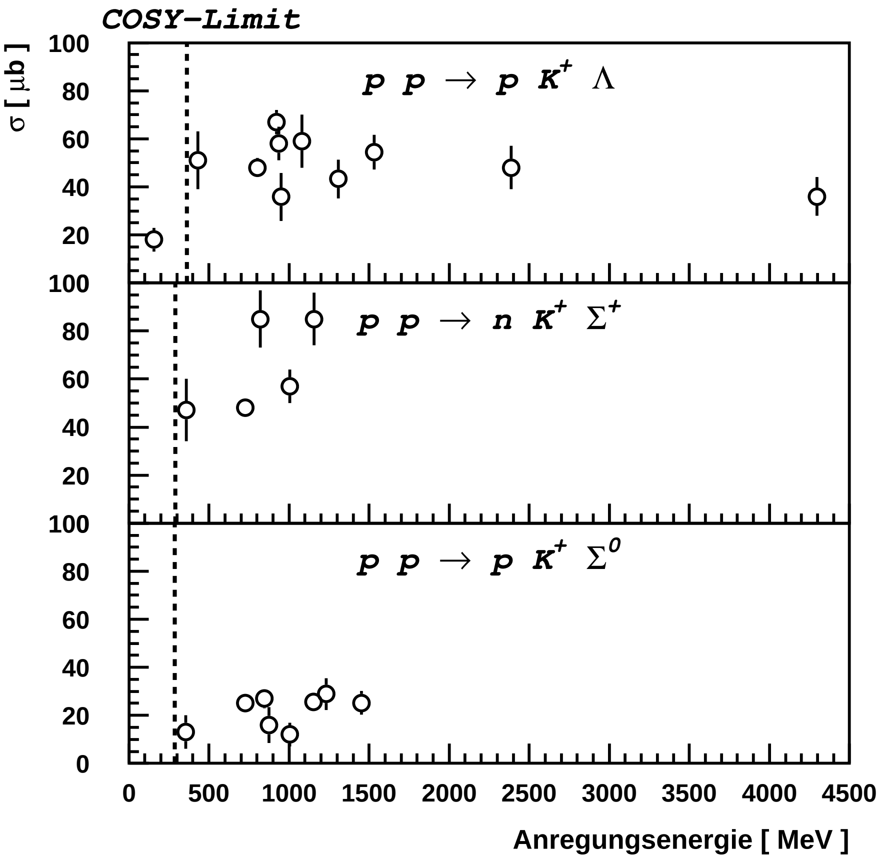

Abbildung 1.5: Wirkungsquerschnitte der Hyperonproduktion bei hohen Anregungsenergien [Bal88].

Wirkungsquerschnitte der Hyperonproduktion nahe der Reaktionsschwelle zu untersuchen. Von COSY-TOF existieren Daten der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ bei 55 MeV und 138 MeV Anregungsenergie [Bil98]. Am COSY-11-Experiment wurde die Λ-Produktion bei Anregungsenergien im Bereich von 0,68 MeV bis 6,68 MeV vermessen [Bal96, Bal98a].
Die schwellennahe Produktion bietet den Vorteil, daß sich theoretische Modelle auf wenige Partialwellen beschränken können, wodurch eine Vereinfachung der Modelle erreicht wird. Insbesondere die Messungen an COSY-11 erlauben eine Beschreibung durch reine S-Wellen-Streuung.
In Abbildung 1.6 sind die totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \rightarrow$

$pK^+\Lambda$ im Schwellenbereich sowie einige Ergebnisse theoretischer Modelle und Parametrisierungen [Ran80, Sch88, Fäl97, Li97, Tsu98, Sib98a] dargestellt.

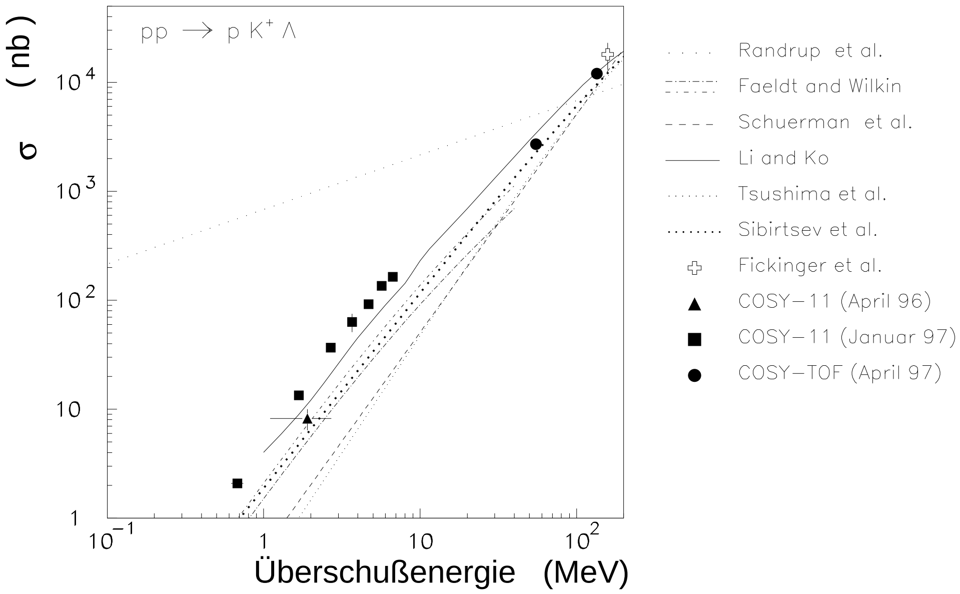

Abbildung 1.6: Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ im Schwellenbereich und theoretische Vorhersagen (Bild aus [Sch98]).

Die verschiedenen Ansätze zur Beschreibung der Reaktionsdynamik und ihrer verschiedenen Beiträge lassen sich durch die Feynman-Graphen der Abbildung 1.7 darstellen. Pion- und Kaonaustausch sowie die Anregung von Nukleonresonanzen, spielt in den meisten Modellen als Produktionmechanismus die wesentliche Rolle.

Abb. 1.7a zeigt das Resonanzmodell, in dem durch π^0-Austausch eine Nukleon-Resonanz angeregt wird, die mit einem großen Verzweigungsverhältnis in ein Hyperon-Kaon-Paar zerfällt. In [Fäl97] wird die Λ-Produktion in Analogie zur η-Produktion behandelt, wobei die Λ-Produktion über die Anregung der

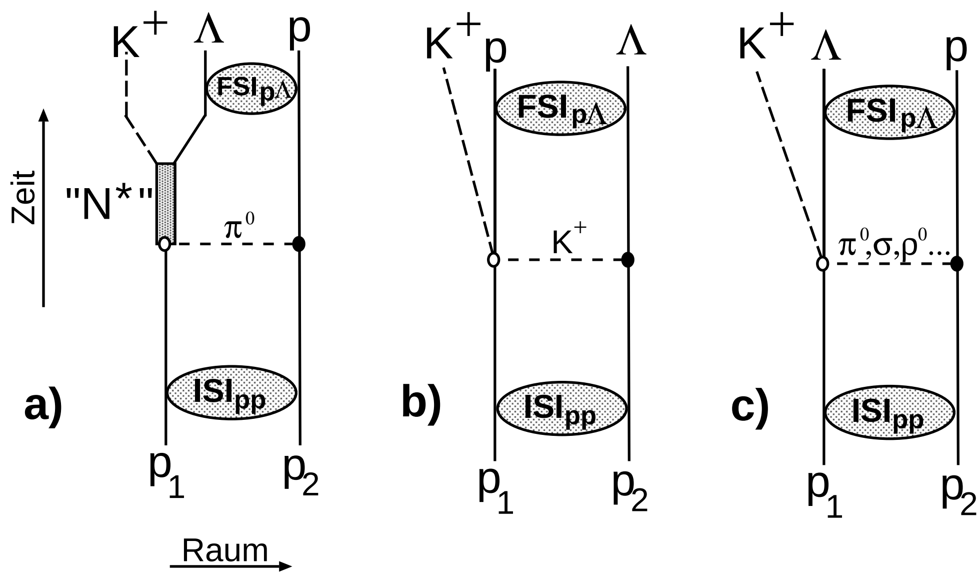

Abbildung 1.7: Feynman-Graphen der Hyperonproduktion.

zweiten $S_{11}(1650)$-, die η-Produktion über die Anregung der ersten $S_{11}(1535)$-Resonanz erfolgt. Die Modelle in [Tsu97, Tsu98, Sib95] berücksichten auch weitere Resonanzen bis 2 GeV.

Neben den Kopplungskonstanten der Produktionsvertizes müssen für eine korrekte Beschreibung auch Einflüsse der Endzustandswechselwirkung (engl. **F**inal **S**tate **I**nteraction, FSI) sowie der Eingangszustandswechselwirkung (engl. **I**nitial **S**tate **I**nteraction, ISI) berücksichtigt werden. Da die Relativimpulse der Protonen im Eingangskanal sehr unterschiedlich sind, die Ausgangsteilchen nahe der Schwelle jedoch mit nur geringen Relativgeschwindigkeiten erzeugt werden, spielt die FSI eine wesentlich stärkere Rolle als die ISI. So wird insbesondere in [Sib98b] die $p\Lambda$-FSI berücksichtigt, wodurch eine Erhöhung des Wirkungsquerschnitts nahe der Schwelle erklärt wird. Die direkte Reaktion durch Kaon-Austausch (Abb. 1.7b) bzw. Meson-Austausch mit S=0 (Abb. 1.7c) ist die Grundlage der Modelle in [Sib98a, Li95, Li97].
Der Verlauf der Anregungsfunktion (Abb. 1.6) resultiert im Schwellenbereich im Wesentlichen aus dem Phasenraumfaktor, da die Übergangsmatrixelemente in diesem kleinen Energiebereich als nahezu konstant angesehen werden können. Damit ergibt sich eine proportionale Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts σ vom Quadrat der Anregungsenergie ϵ: $\sigma \propto \epsilon^2$ [ByK73] . Dieser

Verlauf wird jedoch durch die FSI modifiziert.
In den Amplituden erkennt man zum einen große Unterschiede zwischen den Modellen, zum anderen verfehlen sämtliche Kurven die experimentellen Daten um mindestens einen Faktor 2, wodurch sich zeigt, daß die Unsicherheiten in den theoretischen Modellen noch recht groß sind.

2. COSY-11-Experiment

2.1 Der COSY-Beschleuniger

COSY (**CO**oler **SY**nchrotron) [Mai94, Pra94] ist ein Speicherring für Protonen, bei dem Phasenraumkühlung durch Elektronenkühlung und stochastische Kühlung möglich ist. Die Zahl der gespeicherten Teilchen beträgt typischerweise $\approx 10^{10}$, wobei Impulse polarisierter und unpolarisierter Strahlen zwischen 295 MeV/c und 3450 MeV/c mit einer Impulsunschärfe von $\Delta p/p \approx 0.1\%$ (ohne Kühlung) erreicht werden. Die Umlauffrequenz im 184 m langen Speicherring beträgt für Teilchen mit nahezu Lichtgeschwindigkeit $\approx 1,6 \cdot 10^6$ s^{-1}. An der COSY-Beschleunigeranlage (Abbildung 2.1) werden interne und externe Experimente betrieben.

2.2 Das COSY-11-Experiment

COSY-11 ist als internes Experiment in einer Bogensektion des Beschleunigers (siehe Abb. 2.1) aufgebaut. Ein Wasserstoff-Cluster-Target befindet sich unmittelbar vor einem regulären COSY-Dipol, so daß dieser als Spektrometer für an Targetatomen gestreute oder erzeugte positiv geladene Teilchen verwendet werden kann. Bei dem Cluster-Target wird ein Gas (in diesem Fall Wasserstoff) unter hohem Druck und bei tiefer Temperatur durch eine Laval-Düse gepreßt. Die dadurch erzeugte adiabatische Ausdehnung führt zu einer Übersättigung des Gases, wodurch sich kleine Tröpfchen (sog. Cluster) in der Größe von $10^4 - 10^6$ Atomen bilden. Es läßt sich ein Cluster-Strahl herstellen, der mit Hilfe eines Kollimators einen definierten Durchmesser und einen scharfen Rand besitzt und im Gegensatz zu einem Gas-Jet-Target auch auf einer längerern Flugstrecke kein Gas an das Vakuum verliert. Dieser Cluster-Strahl kann ohne wesentliche Beeinträchtigung des Vakuums quer durch den COSY-Strahl

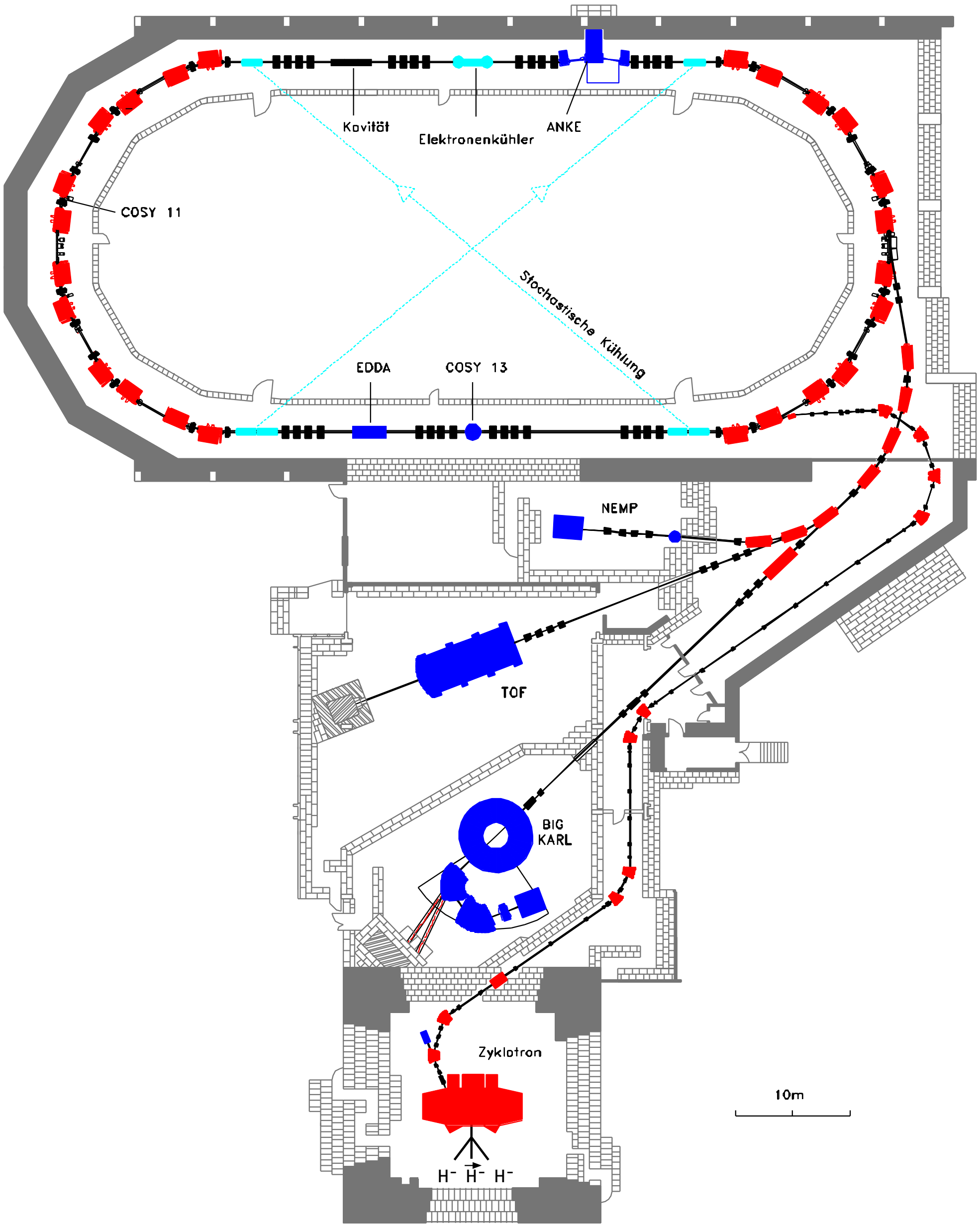

Abbildung 2.1: COSY-Beschleunigeranlage.

geleitet und auf der anderen Seite wieder eingefangen werden. Typische Daten des Cluster-Targets sind: Ein Durchmesser von ≈ 9 mm und eine Dichte von $\approx 10^{13}$–10^{14} Protonen/cm^2. Weitere Einzelheiten sind in [Dom97] nachzulesen. Die Luminosität I kann aus obigen Angaben grob abgeschätzt werden zu: $I \approx 10^{10}\text{Protonen} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{6}\text{s}^{-1} \cdot 5 \cdot 10^{13}\ \text{Protonen/cm}^2 = 8 \cdot 10^{29}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Bei einer 100%-igen Akzeptanz und einer Luminosität von $10^{30}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ergeben sich pro Nanobarn ($1\text{nb} = 10^{-33}\text{cm}^{-2}$) 86,4 Ereignisse in 24 Stunden. Damit zeigt sich, daß an COSY-11 Reaktionen im Nanobarn-Bereich in akzeptabler Zeit untersucht werden können.

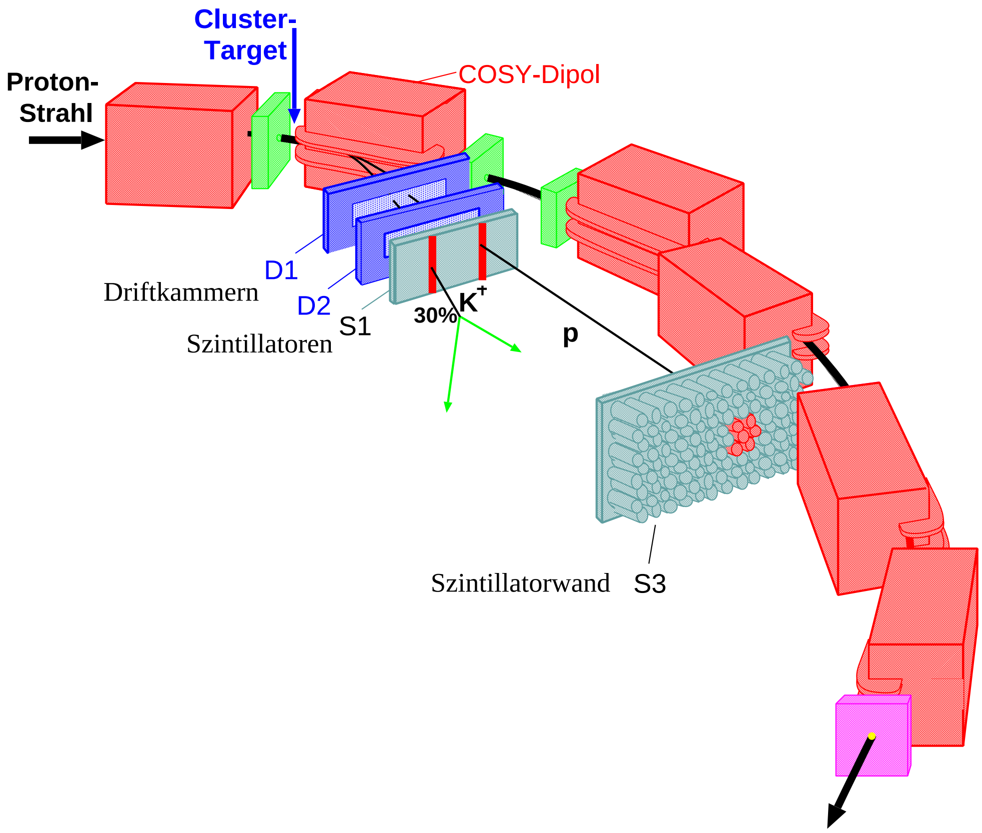

Abbildung 2.2: Das COSY-11-Experiment mit einem Ereignis der Reaktion $pp \rightarrow pK^+Hyperon$.

Das COSY-11-Detektorsystem ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Im COSY-Dipol befindet sich eine verbreiterte Vakuumkammer, die den Polspalt des Magneten vollständig ausfüllt und ein dünnes Austrittsfenster besitzt. Dadurch werden positiv geladene Reaktionsprodukte in das Innere des Beschleunigers abgelenkt, ohne daß sich die Flugrichtung der Teilchen durch Vielfachstreuung wesentlich verändert. Zwei Driftkammersysteme mit vertikalen und geneigten Zähldrähten ermöglichen die dreidimensionale Spurbestimmung der Teilchen. Durch das Zurückverfolgen der ermittelten Spuren zum bekannten Targetpunkt kann aus der Krümmung im Magnetfeld des Dipols der Impuls der Teilchen bestimmt werden. Die Masse der Teilchen läßt sich aus Impuls und Geschwindigkeit berechnen. Die Szintillatoren S1 und S3 dienen zur Flugzeitmessung. Der S1-Detektor ist aus 16 doppelseitig ausgelesenen Streifen aufgebaut. Für minimal ionisierende Teilchen erreicht er eine Zeitauflösung von 160-220 ps (rms) [Mos93]. Der S3-Detektor besteht aus einer 5 cm dicken unsegmentierten Szintillatorwand. Dahinter befindet sich eine durch einen Luftspalt getrennte Photomultiplier-Matrix. Das vom durchquerenden Teilchen produzierte Szintillationslicht wird von den Photomultipliern nachgewiesen, die dem Durchstoßpunkt am nächsten liegen. Die einzelnen Treffer lassen sich daher als Photomultiplier-Cluster identifizieren, aus denen Schwerpunkt und Zeitpunkt der Treffer bestimmt werden können. Die Ortsauflösung für Protonen mit typischen Impulsen von P=1 GeV/c beträgt etwa 1 cm. Für minimal ionisierende Teilchen haben Testmessungen eine ortsabhängige Zeitauflösung von 135-195 ps (rms) ergeben [Wol93].

Zum Nachweis elastischer Streuung wird ein Proton in der S1 Szintillatorwand beobachtet, während das zweite durch einen 4 mm dicken Monitorszintillator der Abmessungen 76×230 mm^2 ("SzM" in Abb. 3.1) nachgewiesen wird. Um höhere Ortsauflösung zu erreichen, sind hinter dem Szintillator Silizium-Pad-Detektoren [Köh95] aufgebaut. Die 144 Pads mit 4,5 mm horizontaler und 22,6 mm vertikaler Größe erreichen zusammen eine aktive Oberfläche von $208,6 \times 59,8$ mm.

Das Datenaufnahmesystem wurde am Zentrallabor für Elektronik (ZEL) entwickelt. Zur Digitalisierung werden CAMAC- und FASTBUS-Module verwendet. Abbildung 2.3 zeigt die schematische Struktur der Datenaufnahme. Bei einer Totzeit von $\approx$ 1 ms, wie sie an COSY-11 gegeben ist, werden Ereignisraten von einigen hundert pro Sekunde erreicht. Die Daten werden mit einem Exabyte-Laufwerk auf einem 8 mm Magnetband gespeichert. Ein Teil des Datenstroms wird zu einer Workstation übertragen, so daß eine Online-Analyse zur Kontrolle des Experiments möglich wird. Weitere Einzelheiten sind in [Wol97] und [Wüs98] zu finden.

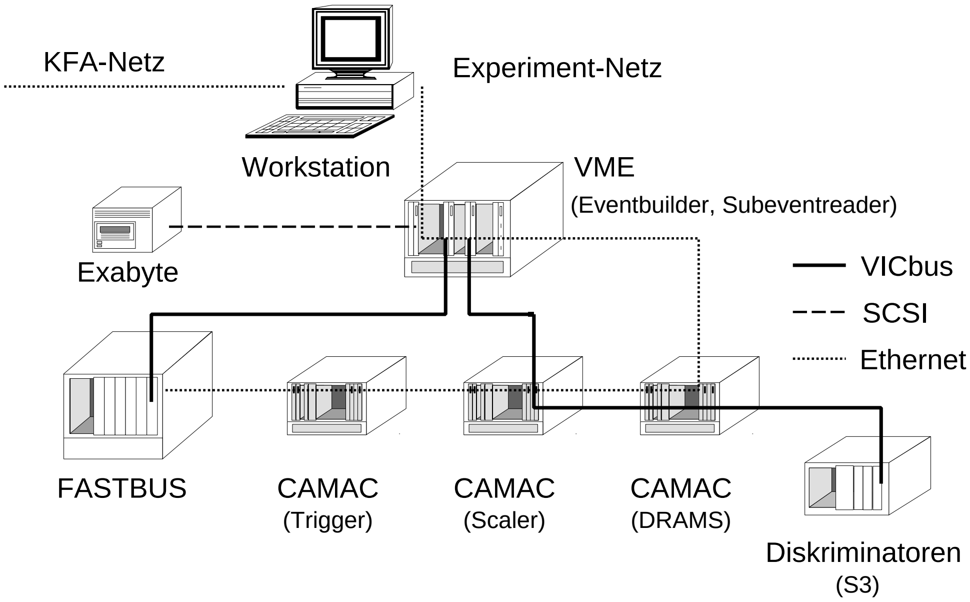

Abbildung 2.3: Schema des COSY-11-Datenaufnahmesystems (aus [Wüs98]).

3. $pp \to pK^+\Lambda$ und $pp \to pK^+\Sigma^0$ bei $\epsilon_{\Lambda,\Sigma^0} < 13$ MeV

3.1 Ereignisselektion

Das COSY-11-Experiment mit den Spuren eines typischen Ereignisses der schwellennahen Hyperonproduktion (Λ- oder Σ^0-Produktion) ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Meßbar mit dem COSY-11-Detektionssystem sind die beiden positiv geladenen Teilchen Proton und Kaon. Die kinematische Situation ist so, daß unterhalb von 13 MeV Überschußenergie die Protonen

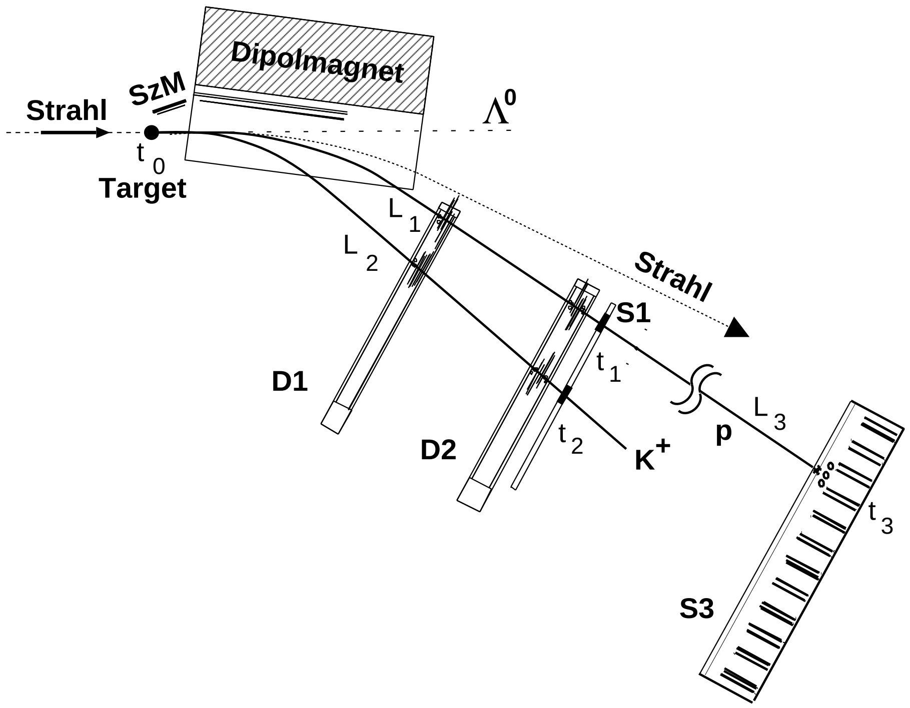

Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des COSY-11-Experiments mit den Driftkammern D1 und D2 sowie den Szintillatoren S1, S3 und Monitorszintillator SzM.

immer durch die ersten fünf (gezählt ab dem Strahlrohr) S1-Segmente fliegen, während die Kaonen das siebte oder noch weiter vom Strahlrohr entfernte Segmente durchqueren. Die Protonen treffen schließlich auch den S3-Detektor, was den Kaonen nicht möglich ist, da sie i.) in die falsche Richtung fliegen und ii.) eine zu kurze Lebensdauer haben, um die ca. 9 m lange Flugstrecke zu überwinden.
Im Experiment wird ein Trigger benutzt, durch den einerseits keine Reaktionen der Hyperonproduktion verloren gehen, andererseits jedoch unerwünschte Untergrundereignisse möglichst stark unterdrückt werden, damit das Datenaufnahmesystem nicht unnötig belastet wird.
Dieser Trigger erfordert, daß mindestens zwei S1-Segmente gefeuert haben, wobei ein angesprochenes Segment zu den ersten fünf gehören muß. Außerdem muß mindestens ein Treffer in der S3-Szintillatorwand vorhanden sein, der dadurch erkannt wird, daß der S3 in mindestens drei Photomultipliern ein Signal aufweist [Wol93]. Weitere Einzelheiten sind in [Bra96b, Sch98, Wol97]

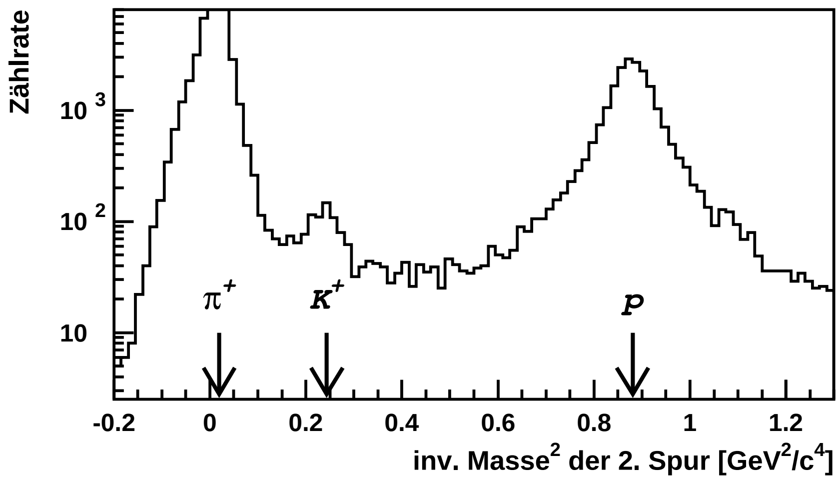

Abbildung 3.2: Quadrat der invarianten Masse der zweiten Spur für Zweispurereignisse des Typs $pp \to pA^+X$ bei einem Strahlimpuls von 2,589 GeV/c. Hierbei muß X ein neutrales Teilchen sein, das nicht nachgewiesen wird. A^+ ist deutlich als p, π^+ oder K^+ erkennbar.

zu finden. Die Triggerlogik $T_{pK^+\Lambda(\Sigma^0)}$ läßt sich wie folgt zusammenfassen:
$T_{pK^+\Lambda(\Sigma^0)} = S1_{Segm.1-5,\mu\geq 1} \wedge S1_{Segm.1-16,\mu\geq 2} \wedge S3_{\mu(PM)\geq 3}$.

Wie in Abbildung 3.1 erkennbar, wird die Flugbahn des Protons und des K^+ in den Driftkammern bestimmt. Indem die Teilchenspuren durch das gut bekannte Magnetfeld des Dipols [Roo90, Roo94] zum Targetpunkt hin zurückverfolgt werden, lassen sich die Impulse der Teilchen bestimmen. Wird zusätzlich die Geschwindigkeit eines Teilchens gemessen, so kann seine Masse gemäß der folgenden Gleichung bestimmt werden, so daß eine Teilchenidentifizierung möglich wird:

$$m_0^2 = P^2 \cdot (\frac{1}{\beta^2} - 1), \tag{3.1}$$

mit P=Impuls, β = Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit.
Vom Proton läßt sich die Flugzeit zwischen S1- und S3-Szintillator detektieren. Da das K^+ den S3 nicht erreicht, kann seine Geschwindigkeit nicht durch Start- und Stopp-Signal zweier Detektoren bestimmt werden. Aus der Protonenspur läßt sich jedoch der Zeitpunkt der Reaktion im Target errechnen, so daß das Zeitsignal der K^+-Spur im S1 als Stopp-Signal verwendet werden kann. Durch diese indirekte Flugzeitmessung wird eine Identifikation der Kaonen möglich.
Die Viererimpulse der Teilchen p und K^+ lassen sich durch das oben geschilderte Verfahren bestimmen. Damit ist die Kinematik der Reaktion $pp \rightarrow pK^+Hyperon$ bereits vollständig bestimmt, und das neutrale Hyperon kann als drittes Teilchen durch Berechnung der fehlenden Masse identifiziert werden. Aus den aufgezeichneten Daten werden daher Zweispurereignisse herausselektiert, bei denen ein Teilchen über die Flugzeit zum S3 als Proton identifiziert ist. In Abb. 3.2 ist das Quadrat der invarianten Masse der zweiten Spur für einen Strahlimpuls von 2,589 GeV/c dargestellt. Die Teilchen p und π^+ sind im Gegensatz zum K^+ in großer Zahl vorhanden. Durch Selektion eines der drei Teilchen lassen sich drei unterschiedliche Reaktionstypen auswählen:

- $pp \rightarrow pp\ Meson(en)$
- $pp \rightarrow p\pi^+\ Baryon$
- $pp \rightarrow pK^+\ Hyperon$

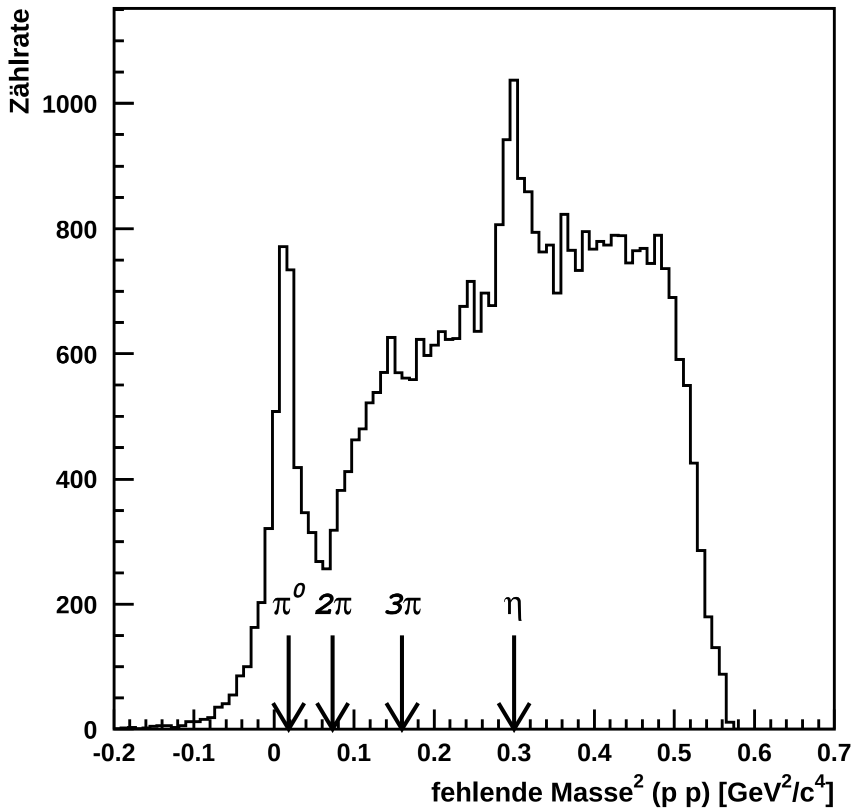

Abbildung 3.3: $pp \to ppMeson$ bei Strahlimpuls = 2,589 GeV/c (7,8 MeV oberhalb Σ^0-Schwelle). Die Schwellen einiger der kinematisch erreichbaren Reaktionskanäle der Mesonenproduktion sind als Pfeile eingezeichnet. Die Reaktionen $pp \to pp\pi^0$ und $pp \to pp\eta$ sind klar erkennbar.

Abb. 3.3 zeigt das Spektrum der fehlenden Masse für Ereignisse mit zwei nachgewiesenen Protonen. Die Reaktionen $pp \to pp\pi^0$ und $pp \to pp\eta$ sind deutlich erkennbar. Kinematisch ist auch die Produktion mehrerer Pionen in den Reaktionen $pp \to pp\ i\pi$ möglich, mit 1<i<6. Da bei diesen Reaktionen jedoch mehr als eines der erzeugten Teilchen nicht nachgewiesen wird, kann die Reaktion kinematisch nicht vollständig bestimmt werden. Die aus den gemessenen Protonenimpulsen berechnete fehlende Masse beträgt mindestens die Summe der Ruhemassen der nicht detektierten Teilchen und reicht

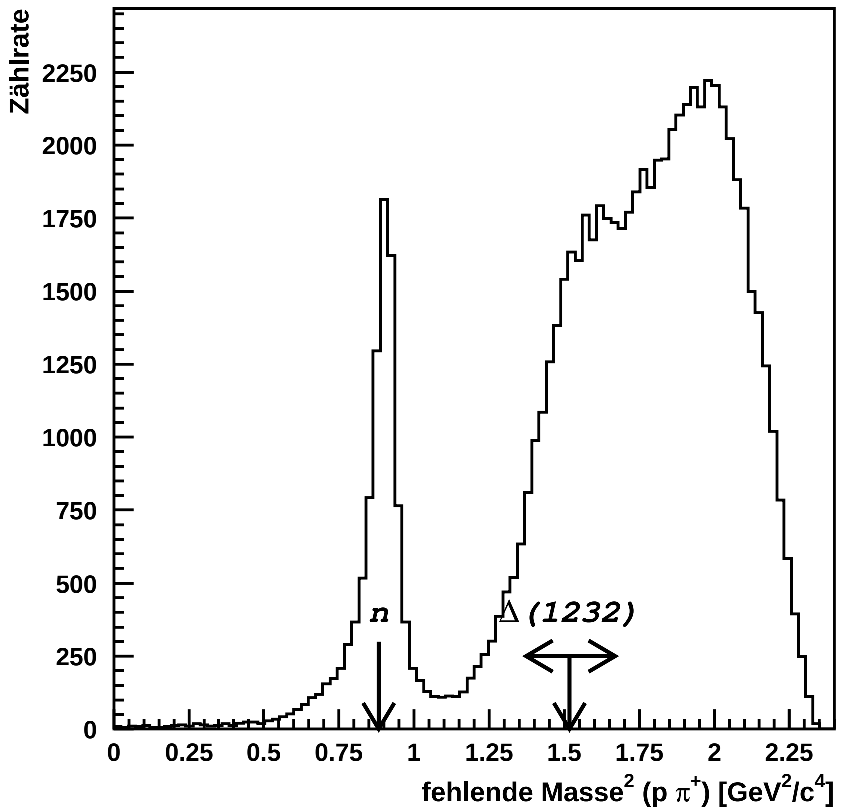

Abbildung 3.4: $pp \rightarrow p\pi^+ Baryon$ bei Strahlimpuls = 2,589 GeV/c (7,8 MeV oberhalb Σ^0-Schwelle). Die Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$ ist nahezu untergrundfrei erkennbar. Deutlich schwächer ist auch der Prozeß $pp \rightarrow p\pi^+\Delta(1232)$ nachzuweisen.

aufgrund der zusätzlich verfügbaren kinetischen Energie dieser Teilchen bis zum kinematischen Limit.

Entsprechend kann die fehlende Masse auch für Ereignisse mit einem π^+ als zweitem Teilchen bestimmt werden, wie in Abb. 3.4 gezeigt. Neben der Reaktion $pp \rightarrow pn\pi^+$, die deutlich hervor tritt, ist auch die Reaktion $pp \rightarrow p\Delta\pi^+$ erkennbar, die jedoch von weiteren angeregten Nukleonresonanzen überdeckt wird.

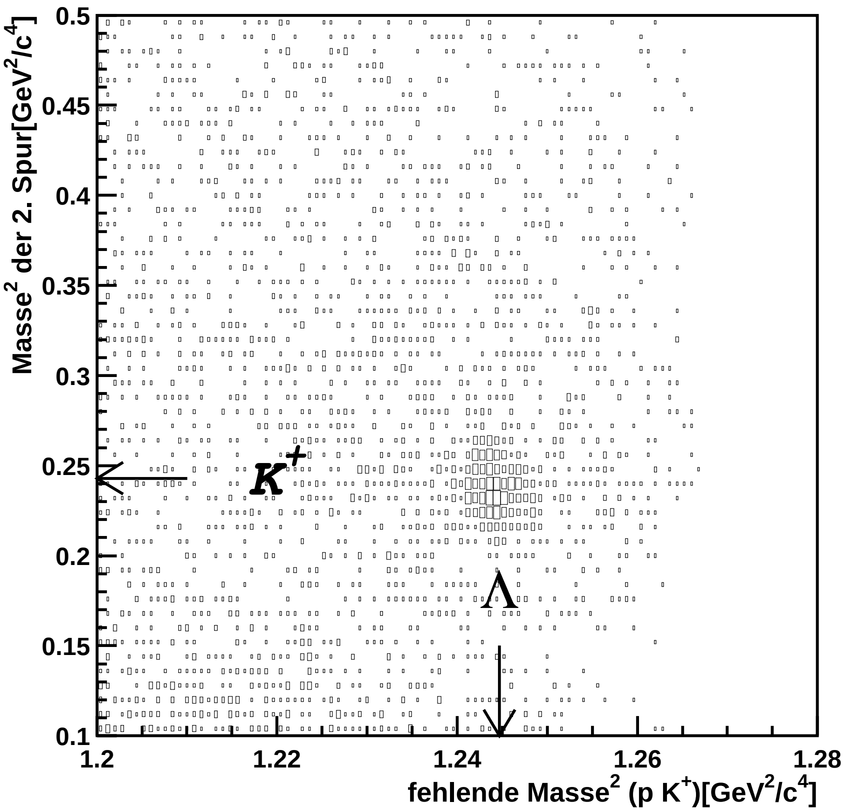

Abbildung 3.5: Die Reaktion $pp \to pK^+\Lambda$ bei ϵ_Λ=10,5 MeV ist auch ohne Schnitt über einem relativ schwachen Untergrund erkennbar.

Da der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Pionen wesentlich größer ist als der für Kaonproduktion (siehe Abb. 3.2), ergibt sich aufgrund der notwendigen Kaonidentifikation ein erheblicher Untergrund in den Reaktionen des Typs $pp \to pK^+Hyperon$. Dies ist insbesondere für die Σ^0-Produktion gravierend, da hier der Wirkungsquerschnitt besonders gering ist. In Abb. 3.5 ist die quadrierte Masse der 2. Spur gegen die quadrierte fehlende Masse für $pp \to pK^+\Lambda$ bei ϵ_Λ=10,5 MeV ohne Anwendung von Schnitten aufgetragen. Es ist erkennbar, daß die Rate groß genug ist, um die Λ-Produktion aus dem Untergrund heraustreten zu lassen. Die Selektionskriterien bei der Ereignisanalyse lassen sich daher an dieser Reaktion testen, bevor sie auf die Σ^0-Erzeugung angewandt werden.

3.1.1 Target-Schnitt

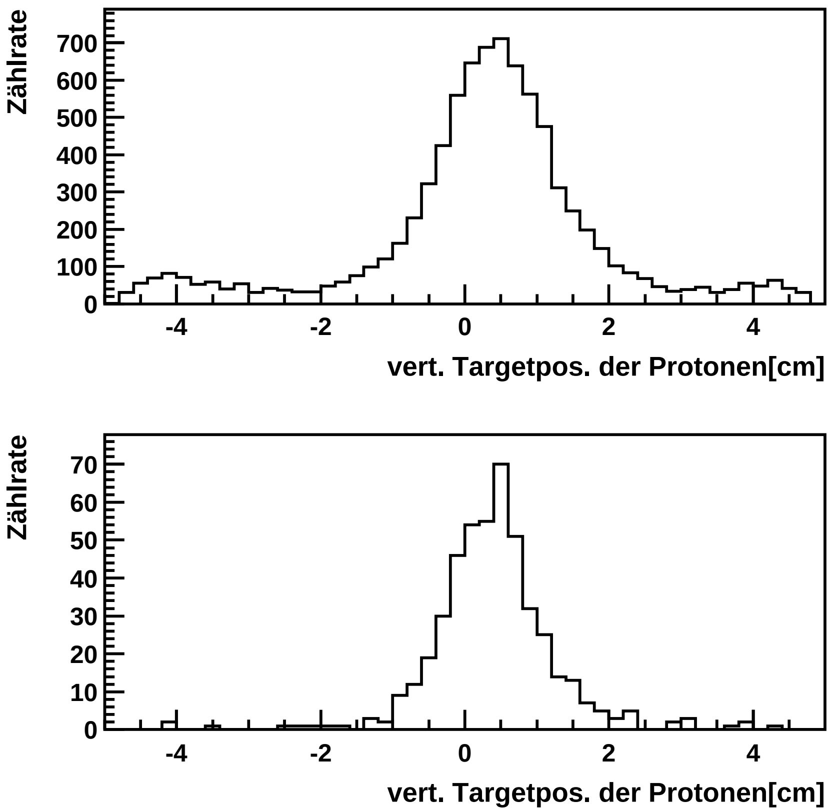

Abbildung 3.6: oberes Bild:
Vertikale Target-Position der Protonenspuren ohne Schnitt.
unteres Bild:
Vertikale Target-Position der Protonenspuren für $pp \rightarrow pK^+\Lambda$-Ereignisse.

Zur Bestimmung des Impulses werden die Teilchenspuren durch das bekannte Magnetfeld [Roo94] bis zum Target zurückverfolgt. Dabei ist die Targetposition in der horizontalen Ebene bereits durch die Geometrie festgelegt, während die vertikale Position jedoch als freier Parameter zugelassen wird. Im oberen Bild

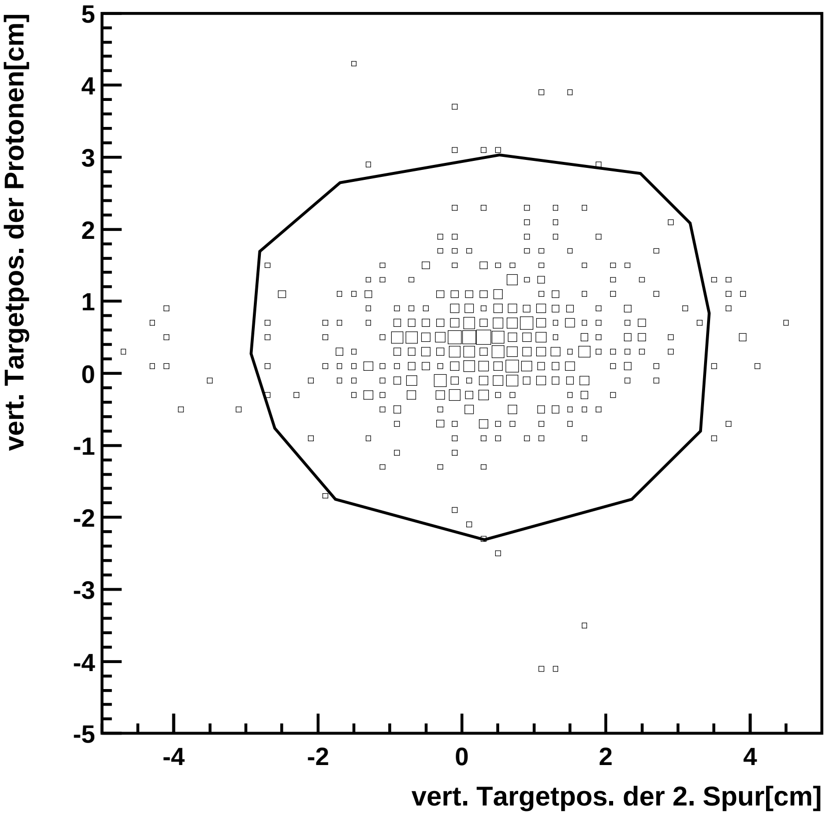

Abbildung 3.7: Vertikale Target-Position der Protonenspuren gegen vertikale Target-Position der zweiten Spur für $pp \to pK^+\Lambda$-Ereignisse. Ereignisse, die ihren Vertex an der Vakuumkammer haben, werden durch den eingezeichneten Schnitt verworfen.

von Abb.3.6 ist die vertikale Verteilung der Protonen in Zweispurereignissen dargestellt. Es sind deutlich drei Anhäufungen erkennbar. Die mittlere stammt von Protonen, deren Vertex in der Strahlebene liegt. Die beiden seitlichen Anhäufungen resultieren aus Reaktionen an der Vakuumkammer. Saubere $pp \to pK^+\Lambda$-Ereignisse lassen sich leicht erhalten, wenn man auf eine 1-σ-Umgebung der Anhäufung in Abbildung 3.5 schneidet. Werden nur diese Ereignisse berücksichtigt, so erhält man das untere Bild von Abb.3.6, in dem im wesentlichen nur noch Reaktionen in der vertikalen Ebene des Targets erkennbar sind. In Abb. 3.7 ist die Korrelation zwischen der vertikalen Target-Position des Protons und der vertikalen Position des K^+ für saubere $pp \rightarrow pK^+\Lambda$-Ereignisse dargestellt. Reaktionen an der Vakuumkammer werden durch den eingezeichneten Schnitt verworfen.

3.1.2 Protonen-Identifikation

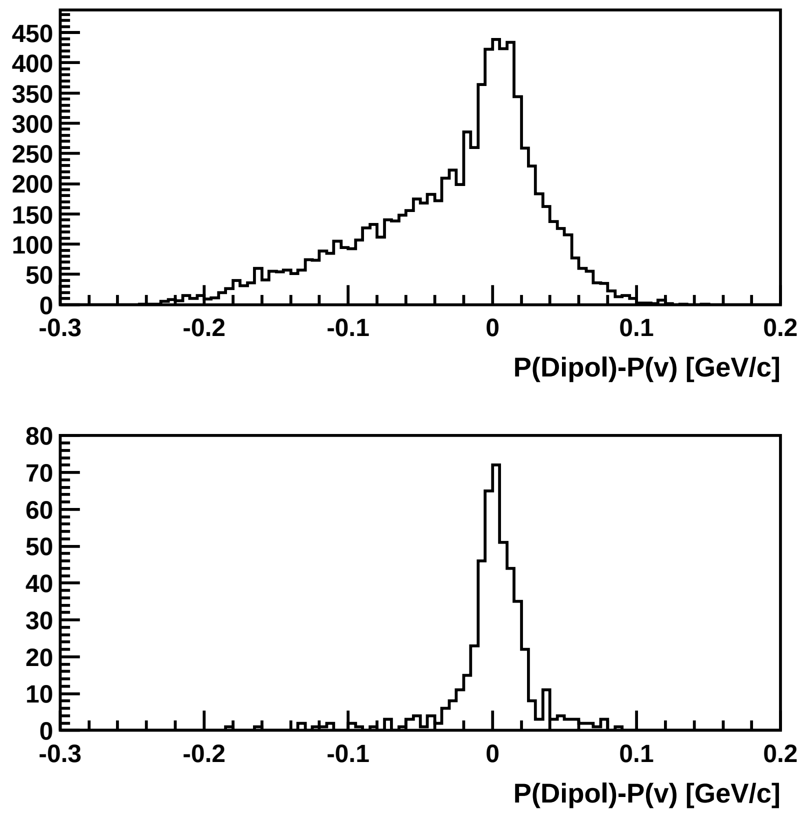

Abbildung 3.8: Differenz der Impulsbestimmung der Proton aus Magnetfeld und Flugzeit. Im oberen Bild ohne Schnitt - im unteren für $pp \rightarrow pK^+\Lambda$-Ereignisse bei ϵ_Λ=10,5 MeV.

Der Impuls der Protonen wird sowohl durch die Krümmung im Magnetfeld als auch durch ihre Geschwindigkeit gemessen. Für Protonen, die nicht aus dem

Target stammen, ergeben jedoch beide Messungen unterschiedliche Ergebnisse. Abb. 3.8 zeigt die Differenz beider Impulsbestimmungen. Im ersten Bild ist die Verteilung ohne Schnitt dargestellt, während im zweiten nur saubere $pp \to pK^+\Lambda$–Ereignisse bei ϵ_Λ=10,5 MeV berücksichtigt werden. Ein Vergleich beider Bilder zeigt, daß ein Untergrund vorhanden ist, der zu Ausläufern in beide Richtungen führt. Findet eine Reaktion nicht im nominellen Targetort statt, so führt dies zu einer falschen Impulsrekonstruktion und somit wird die Bestimmung der invarianten Masse des Ausgangsteilchens fehlerhaft. Dadurch ist der Untergrund unphysikalischer Massen der 2. Spur in Abb. 3.2 erklärbar.

So kann z.B. ein undefiniertes π^+ als K^+ interpretiert werden. Ein Großteil dieser Untergrundereignisse wird in der weiteren Analyse durch einen Schnitt auf die Differenz beider Impulsbestimmungen selektiert, wobei Ereignisse außerhalb eines Bereichs von $\pm 2,4\sigma$ bei Annahme einer gaußförmigen Verteilung verworfen werden.

3.1.3 K^+-Identifikation

In Abb.3.9 ist die quadrierte invariante Masse der zweiten Spur für $pp \to pK^+\Lambda$-Ereignisse bei ϵ_Λ=10,5 MeV aufgetragen. In diesem fast untergrundsfreien Spektrum ist die Auflösung der quadrierten invarianten Masse leicht bestimmbar. Da die Kinematik der $pp \to pK^+\Sigma^0$-Reaktion bei gleicher Anregungsenergie nahezu identisch ist, kann man davon ausgehen, daß in diesen Fall eine vergleichbare Detektorauflösung erreicht wird. Die eingezeichneten gestrichelten Linien markieren den Schnitt, der zur Selektion guter Ereignisse benutzt wird.

3.1.4 S1-Schnitt

Nahe der Schwelle sind die Spuren der Protonen und Kaonen räumlich deutlich voneinander getrennt. In Abb. 3.10 ist die horizontale Position der Teilchenspuren im S1 Szintillator dargestellt, wie sie aus Monte-Carlo-Rechnungen der Reaktion $pp \to pK^+\Sigma^0$ bei ϵ_{Σ^0}=12,9 MeV bestimmt wurde. Der Untergrund kann daher reduziert werden, wenn nur Spuren zugelassen

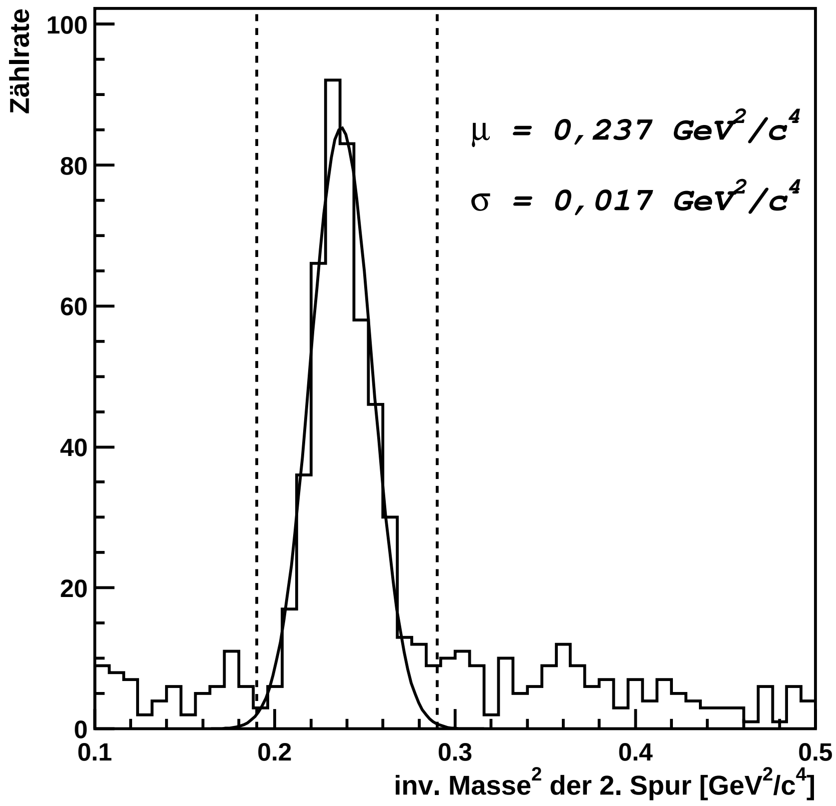

Abbildung 3.9: Quadrierte invariante Masse der zweiten Spur für $pp \to pK^+\Lambda$ -Ereignisse bei ϵ_Λ=10,5 MeV. Die eingezeichneten gestrichelten Linien zeigen den Schnitt, mit dem auf die invariante Masse der 2. Spur geschnitten wird, um das Spektrum der fehlenden Masse zu erzeugen.

werden, die durch kinematisch erlaubte Bereiche des S1 gehen. Die in Abb. 3.10 am Beispiel der größten untersuchten Überschußenergie von ϵ_{Σ^0}=12,9 MeV gezeigten Schnitte werden unabhängig vom Strahlimpuls auch bei den kleineren Energien angewendet.

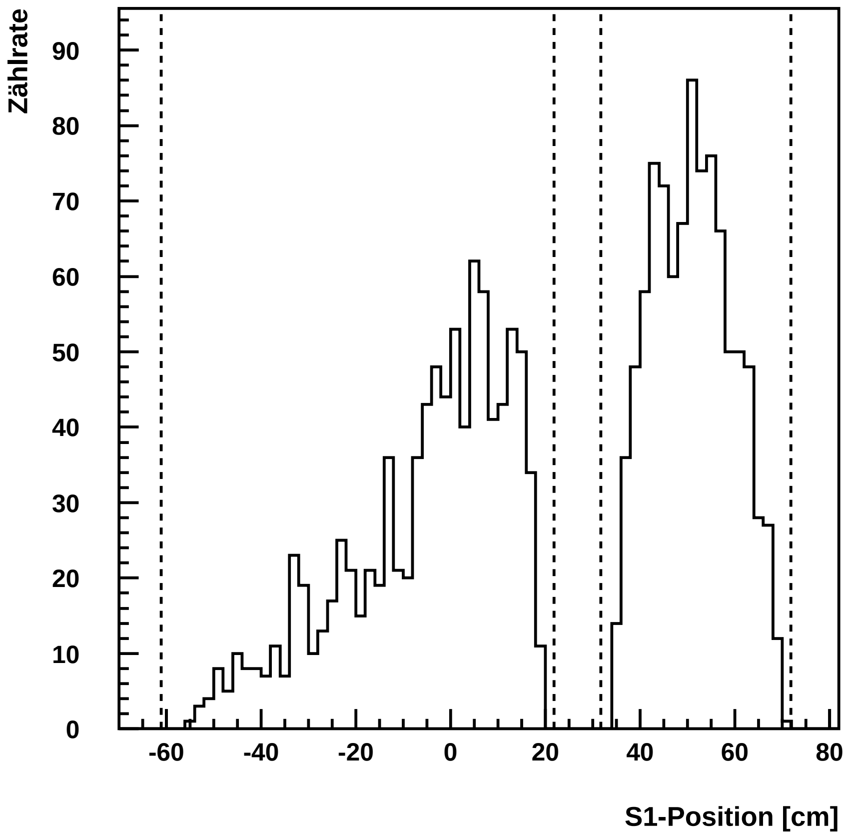

Abbildung 3.10: Horizontale Position der Protonen (rechts) und der K^+ (links) im S1 Szintillator. Gezeigt sind Monte-Carlo-Rechnungen für $pp \to pK^+\Sigma^0$ bei ϵ_{Σ^0}=12,9 MeV.

3.1.5 $\Sigma^0(\Lambda)$-Identifizierung

Zur Identifizierung der Σ^0-Produktion werden die oben geschilderten Schnitte angewandt. Im Falle der Λ-Produktion kann aufgrund des relativ zu Untergrundereignissen hohen Wirkungsquerschnittes auf den S1-Schnitt verzichtet werden. In Abb. 3.11 ist die quadrierte invariante K^+-Masse gegen die quadrierte fehlende Masse bei ϵ_{Σ^0}=12,9 MeV oberhalb der Σ^0-Schwelle aufgetragen. Ein K^+-Band mit Anhäufungen an der Λ- und Σ^0-Masse ist erkennbar. Das Spektrum der fehlenden Masse ergibt sich durch Projektion des Bandes,

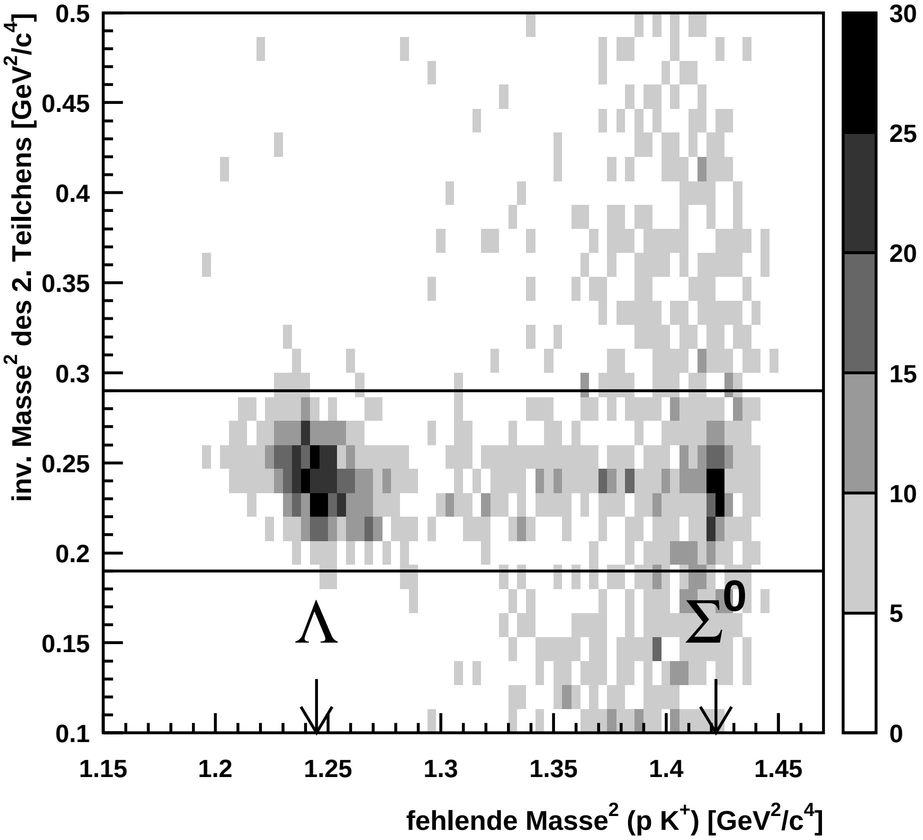

Abbildung 3.11: Die quadrierte invariante Masse der zweiten Spur ist aufgetragen gegen die quadrierte fehlende Masse für $pp \to pK^+X$ bei ϵ_{Σ^0}=12,9 MeV. Das K^+-Band mit Anhäufungen bei der Λ- und Σ^0-Masse ist erkennbar. Das Spektrum der fehlenden Masse wird erzeugt, indem das zwischen den beiden Linien sichtbare K^+-Band auf die x-Achse projiziert wird.

das durch die eingezeichneten Linien gekennzeichnet ist. Den Untergrund erhält man durch Projektion naher Seitenbänder (0,1<inv. Masse^2<0,19 und 0,29<inv. Masse^2<0,34). Dieses Untergrundspektrum läßt sich glätten, um statistische Fluktuationen auszugleichen. Im oberen Bild von Abb. 3.12 ist das Spektrum der fehlenden Masse zusammen mit der geglätteten Untergrundverteilung dargestellt. Das untere Bild zeigt das Spektrum der fehlenden Masse

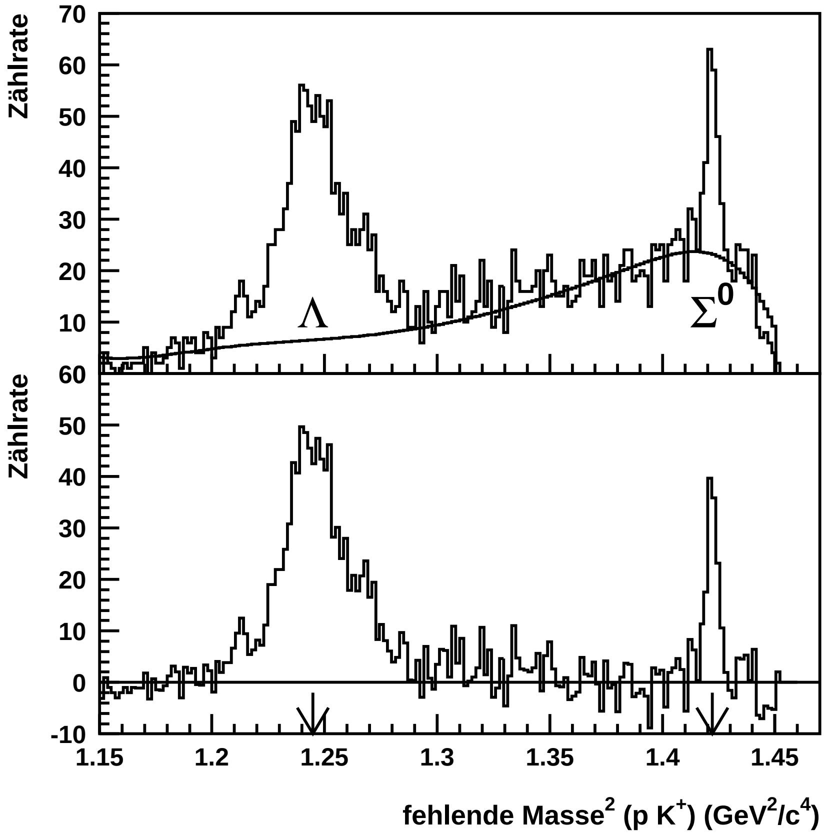

Abbildung 3.12: Im oberen Bild ist das Spektrum der fehlenden Masse dargestellt (für $pp \to pK^+X$ bei ϵ_{Σ^0}=12,9 MeV). Erhalten wurde es durch Projektion der Ereignisse, die zwischen den beiden Linien in Abb. 3.11 liegen. Die durchgezogene Linie repräsentiert das geglättete Untergrundspektrum, das durch Projektion naher Seitenbänder in Abb. 3.11 erzeugt wurde. Im unteren Bild ist das Spektrum der fehlenden Masse nach Untergrundabzug gezeigt.

nach Abzug des Untergrundes.

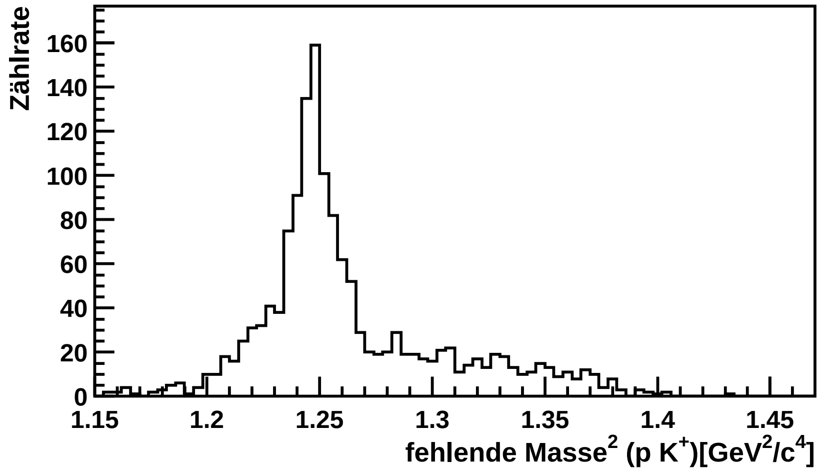

Abbildung 3.13: Spektrum der fehlenden Masse von Monte-Carlo-Rechnungen der Reaktion $pp \to pK^+\Lambda$ bei $\epsilon_\Lambda = 89,9$ MeV ($\epsilon_{\Sigma^0} = 12,9$ MeV). Durch Fehlinterpretation von Protonen aus dem Λ-Zerfall mit primären Protonen der Reaktion entsteht ein Untergrund, der bis zu Werten der quadrierten fehlenden Masse von 1,4 GeV^2/c^4 reicht.

3.1.6 Untergrund

Neben den gleichmäßig verteilten Untergrundereignissen in Abb. 3.11 läßt sich zwischen der Λ- und der Σ^0-Anhäufung ein leichtes K^+-Band erkennen. Diese Ereignisse resultieren aus der Verwechslung der Protonen aus dem Λ-Zerfall mit den primären Protonen der Reaktion $pp \to pK^+\Lambda$. Abb. 3.13 zeigt das Spektrum der fehlenden Masse von Monte-Carlo-Rechnungen der Λ-Produktion bei einem Strahlimpuls, der einer Anregungsenergie der Σ^0-Produktion von 13 MeV entspricht. Es ist erkennbar, daß das K^+-Band nur bis zu einer quadrierten fehlenden Masse von 1,4 GeV^2/c^4 reicht und somit die Region der Σ^0-Ereignisse nicht beeinflußt, in der das Untergrundspektrum der Seitenbänder angepaßt wurde.

Die weiteren Untergrundereignisse lassen sich anhand von Abbildung 3.2 diskutieren, in der die quadrierte rekonstruierte invariante Masse der zweiten Spur

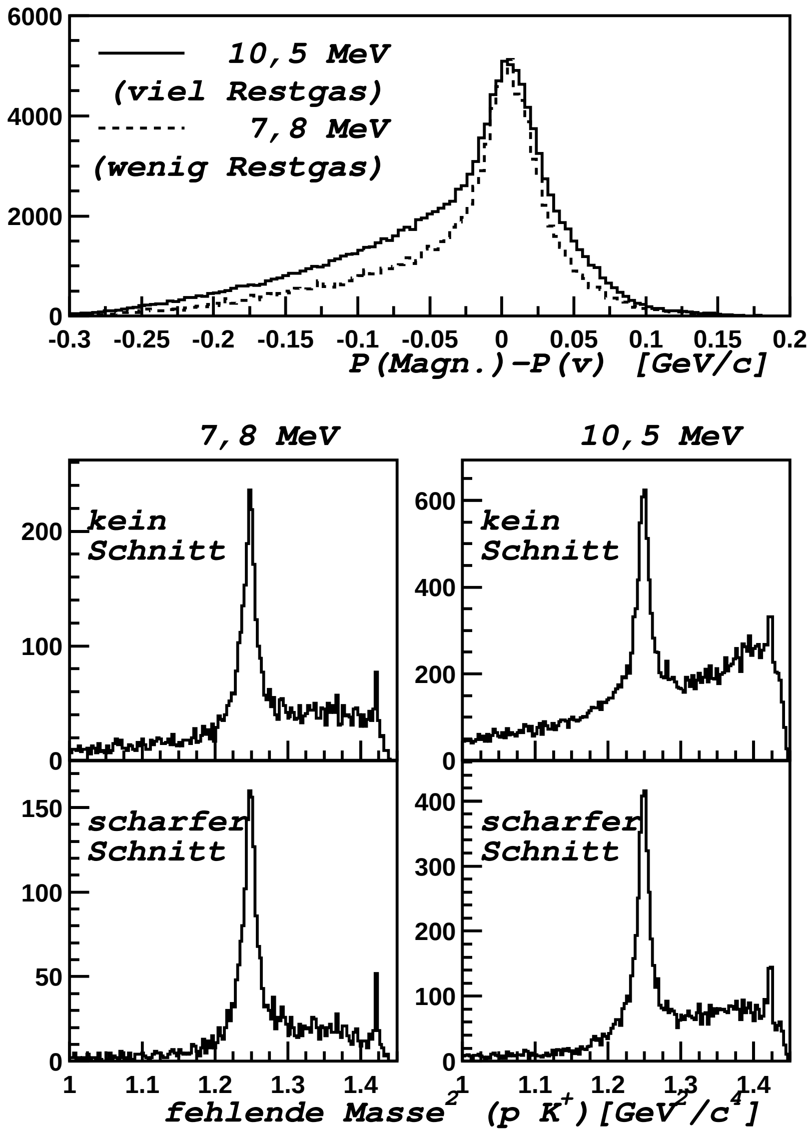

Abbildung 3.14: Vergleich zweier Messungen bei Überschußenergien von 7,8 MeV bzw. 10,5 MeV oberhalb der Σ^0-Schwelle. Der Druck in der Streukammer ist bei 10,5 MeV deutlich größer als bei der kleineren Energie. Der Schnitt auf die Differenz der beiden Impulsbestimmungen ergibt bei 10,5 MeV stärkere Verbesserungen als bei 7,8 MeV. Dies kann mit einer erhöhten Reaktionsrate am Restgas in der Streukammer erklärt werden.

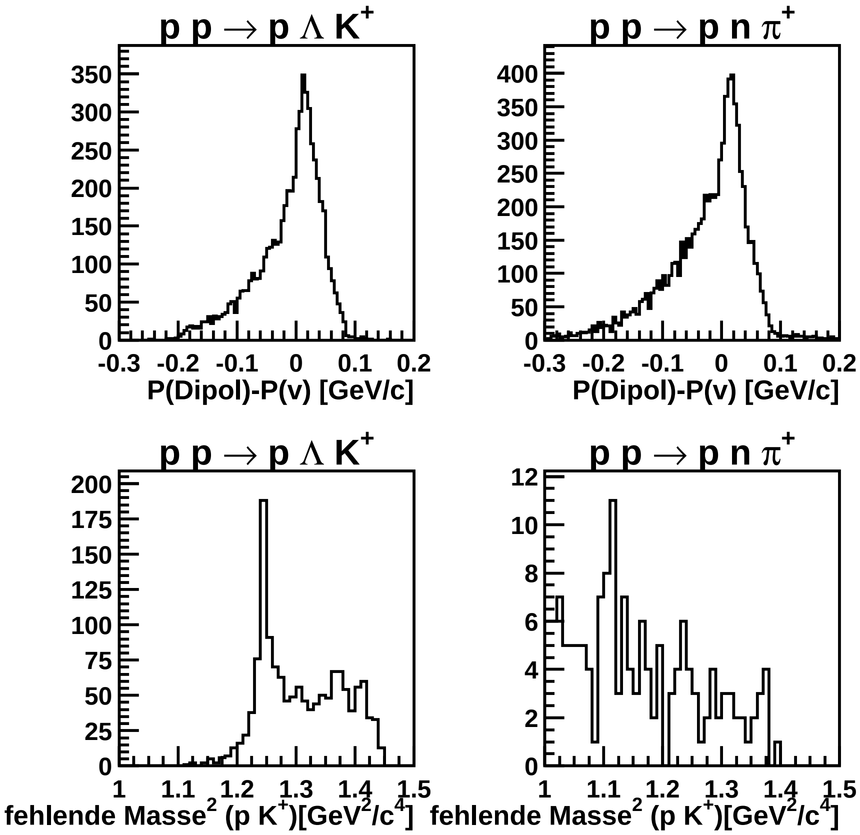

Abbildung 3.15: Zur Abschätzung des Untergrunds werden die Prozesse $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ und $pp \rightarrow pn\pi^+$ bei einem Strahlimpuls von 2,6 GeV/c in einem Band von -10 cm bis +90 cm in Strahlrichtung um den nominellen Targetort herum generiert. Anschließend werden diese Ereignisse unter der Annahme analysiert, daß der Vertex in Target liegt. Es ergeben sich die gezeigten Verteilungen, die mit dem Untergrund in den realen Daten recht gut übereinstimmen.

dargestellt ist: Es werden in signifikanter Zahl invariante Massen bestimmt, die keinem physikalischen Teilchen eindeutig zuzuordnen sind. Dies führt insbesondere bei der K^+-Identifikation zu einem beträchtlichen Untergrund.
In Kapitel 3.1.2 wurde beschrieben, daß auf die Differenz der beiden Impulsbestimmungen der Protonen geschnitten wird. Dieser Schnitt soll hier genauer betrachtet werden. Dazu werden zwei Messungen bei 7,8 MeV und 10,5 MeV oberhalb der Σ^0-Schwelle verglichen, die beide in derselben Strahlzeit aufgenommen wurden. Beide Messungen wurden jedoch mit unterschiedlicher Targetdichte durchgeführt. Bei der kleineren Strahlenergie wurde mit einem dünnen Target ($\approx 10^{13}$At./cm^2) gearbeitet, während bei der höheren Energie ein dickeres Target ($\approx 10^{14}$At./cm^2) zur Verfügung stand. Beim Targetbetrieb läßt sich nie ganz vermeiden, daß Wasserstoffgas in die COSY-Streukammer gelangt. Ein dickes Target ist daher mit einem höheren Druck in der COSY-Streukammer verknüpft, wobei dann die Gefahr besteht, daß die Schieber schließen, die das Cluster-Target vom Strahlrohr trennen. Der mittlere Streukammerdruck bei dünnem Target liegt bei $\approx 1 - 2 \cdot 10^{-7}$ mbar. Ein dickes Target führt zu Druckwerten von $\approx 1 - 2 \cdot 10^{-6}$ mbar. Die Schaltschwelle zum Schließen der Vakuumschieber ist auf einen Wert von $5 \cdot 10^{-6}$ mbar eingestellt. Aufgrund der Druckspitzen bei instabilem Target können die Schieber dennoch schließen, was zu einer Störung der Meßbetriebes führt. Ohne Clusterstrahl sinkt der Streukammerdruck auf Werte von $10^{-9} - 10^{-11}$ mbar.

Im oberen Bild von Abb. 3.14 ist die Differenz der Impulsbestimmungen aus der Spurrekonstruktion sowie aus der Flugzeitmessung, bei beiden Strahlenergien (7,8 und 10,5 MeV oberhalb der Σ^0-Schwelle) dargestellt. An diesem Bild ist erkennbar, daß bei der hohen Strahlenergie mehr Untergrund vorhanden ist, obwohl bezüglich der beitragenden Reaktionskanäle kein Unterschied vorliegt. Bei diesen Ereignissen kann man annehmen, daß der Vertex nicht im Target liegt. Diese Beobachtung ist konsistent mit der Annahme, daß ein höherer Druck in der Streukammer mit einer Zunahme von Untergrundreaktionen am Restgas einhergeht. In den weiteren Bildern ist die fehlende Masse aufgetragen, wobei die Daten jeweils ohne und mit einem scharfen Schnitt (1σ) auf die Differenz der beiden Impulsbestimmungen dargestellt sind. Es zeigt sich, daß im Falle des höheren Drucks dieser Schnitt deutlich stärkere Verbesserungen zeigt als bei geringerem Druck.

Bei einem Streukammerdruck von $1 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10^{-6}$ mbar beträgt die Teilchendichte des Restgases $2,68 \cdot 10^{9} - 1,34 \cdot 10^{11}$ At./cm^{-3}. Die Dichte des Targets kann mit $10^{13} - 10^{14}$ At./cm^{-3} angenommen werden. Es lassen sich also folgende einfache Annahmen machen, um die Zahl der Untergrundereignisse am Restgas abzuschätzen:

- Die Dichte des Targets ist bei hohem Streukammerdruck $\approx$ 100-10000 mal größer als die des Restgases.
- Das Target ist $\approx$ 1 cm lang; das Restgas, welches vom Detektor als Streuzentrum gesehen wird, $\approx$ 100 cm.
- Die Akzeptanzen für Reaktionen am Restgas und im Target sind etwa gleich.

Daraus folgt, daß etwa jedes 1.-100. detektierte 2-Spur-Ereignis am Restgas stattgefunden hat. Diese Ereignisse sind sowohl durch eine schlechte Auflösung der fehlenden Masse als auch der inv. Masse gekennzeichnet.

Die dominanten Reaktionskanäle bei der betrachteten Strahlenergie sind $pp \to p\pi^+X$, $pp \to pp\, i \cdot \pi$ sowie $pp \to pK^+\Lambda$. Um die Auswirkungen der Reaktionen am Restgas zu studieren, werden die beiden Prozesse $pp \to pn\pi^+$ und $pp \to pK^+\Lambda$ simuliert, wobei die Vertizes in einem Schlauch in Strahlrichtung von -10 cm bis +90 cm um das nominelle Target herum verschmiert werden. Diese Daten werden anschließend unter der Annahme analysiert, daß die Vertizes im nominellen Targetpunkt liegen. In den oberen Bildern von Abb. 3.15 ist die Differenz beider Impulsbestimmungen der simulierten Daten dargestellt. Die tatsächlich gemessenen Verteilungen (s. Abb. 3.8 und 3.14) können damit erklärt werden. Die Verteilung der fehlenden Masse ist in den unteren Bildern gezeigt, wobei die auch auf die realen Daten angewandten Schnitte verwendet werden. Aus den Simulationen ergeben sich die Wahrscheinlichkeiten dafür, daß eine solche Reaktion, nachdem die Spuren beider positiver Teilchen rekonstruiert werden konnten, in das Spektrum der fehlenden Masse gefüllt wird. Mittels Abb. 3.4 kann die Zahl der $pp \to pn\pi^+$-Reaktionen (in dieses Bild sind nicht alle Ereignisse der gesamten Meßdauer eingegangen) und anhand der Abb. 3.14 die Zahl der $pp \to pK^+\Lambda$-Ereignisse bei der ϵ_{Σ^0}=7,8 MeV-Messung

abgeschätzt werden. Ein Vergleich liefert für diese Messung folgende Zahlen:
$pp \to pn\pi^+$:
50000 gute Ereignisse im Target detektiert $\Rightarrow$ 500-50000 Ereignisse am Restgas führen zu 2-Spur-Untergrundereignissen im Detektorsystem; Wahrscheinlichkeit für Interpretation als Hyperonproduktion im Target: 0,03 $\Rightarrow$ 15-1500 Ereignisse werden ins Spektrum der fehlenden Masse gefüllt.

$pp \to pK^+\Lambda$:
2000 gute Ereignisse im Target detektiert $\Rightarrow$ 20-2000 Ereignisse am Restgas führen zu 2-Spur-Untergrundereignissen im Detektorsystem; Wahrscheinlichkeit für Interpretation als Hyperonproduktion im Target: 0,2 $\Rightarrow$ 4-400 Ereignisse werden ins Spektrum der fehlenden Masse gefüllt.

Das Bild unten links von Abb. 3.14 beinhaltet etwa 3000 Einträge. Die oben abgeschätzten Ereignisraten der Reaktionen am Restgas tragen offensichtlich einen signifikanten Anteil zum gesamten Untergrund in der Hyperonproduktion bei.
Wären ausschließlich Reaktionen am Restgas für den Untergrund verantwortlich, so würde sich die Zahl dieser Ereignisse proportional zum Streukammerdruck verhalten. Da der Druck in der Streukammer Schwankungen von mehr als einer Größenordnung aufweist, sollten sich solche Schwankungen auch in der Rate des Untergrundes zeigen. Da dieses nicht beobachtet wird, müssen also weitere Untergrundprozesse vorhanden sein.
Außer am Target können π^+- und K^+-Produktionen auch am Strahlrohr oder am COSY-Dipol stattfinden. Reaktionen an COSY-Installationen können sowohl durch seitliche Ausläufer des COSY-Strahls direkt verursacht werden als auch indirekt durch Reaktionsprodukte, die aus dem Target stammen und schließlich auf dichte Materie (etwa Eisen des Dipols) treffen. In diesem Fall werden im Target Primärteilchen und an anderen Orten Sekundärteilchen produziert. Von den Detektoren können dann Kombinationen von Sekundär- und Primärteilchen nachgewiesen werden. Als dominant verantwortlich für die Produktion von Sekundärteilchen lassen sich Protonen aus elastischer Streuung im Target annehmen. Der Wirkungsquerschnitt elastischer Streuung bei 2,806 GeV/c Strahlimpuls beträgt 19,21±0,48 mb [Fic62]. Mit einer integrierten Luminosität von $4,13 \cdot 10^{35}\mathrm{cm}^{-2}$ (Messung bei ϵ_{Σ^0}=7,8 MeV)

ergeben sich damit während dieser Messung $7,93 \cdot 10^9$ elastische Ereignisse. Das Spektrum der fehlenden Masse bei ϵ_{Σ^0}=7,8 MeV (s. Abb. 3.14) enthält etwa 3000 Einträge. Damit würde also eine Wahrscheinlichkeit von nur $\frac{3000}{7{,}93 \cdot 10^9} = 3,78 \cdot 10^{-7}$ ausreichen, daß ein elastisches Ereignis durch die Produktion von Sekundärteilchen als gesuchtes $pp \to pK^+Hyperon$ Ereignis erkannt wird. In der Tat zeigt eine Monte-Carlo-Simulation von 1.000.000 elastischer Streuungen, daß davon $\leq$ 2 Ereignisse die Bedingungen erfüllen, um als Hyperonproduktion interpretiert zu werden. Dies ist mit der geforderten Wahrscheinlichkeit konsistent.
Dennoch muß an dieser Stelle betont werden, daß große systematische Fehler zu erwarten sind, wenn Monte-Carlo Ergebnisse auf einer Ebene von 10^{-7} diskutiert werden.

3.2 Luminosität

Simultan zur normalen Datenaufnahme werden an COSY-11 Ereignisse elastischer Streuung aufgezeichnet. Die aus diesen Daten ermittelten differentiellen Zählraten können mit Literaturdaten verglichen werden, um somit die Luminosität zu bestimmen. Der elastische Trigger setzt dabei voraus, daß ein Proton den Monitor-Szintillator trifft, während das andere durch die Driftkammern und den S1-Detektor fliegt. In Abb. 3.16 sind Schnitte dargestellt, mit denen elastische Ereignisse selektiert werden. Dabei wird verlangt, daß das elastisch gestreute Proton im Monitorszintillator ausreichend Energie deponiert, um es von minimal ionisierenden Teilchen zu trennen (Abb. 3.16 oben). Neben der korrekten vertikalen Targetposition (Abb. 3.16 Mitte) des in den Driftkammern rekonstruierten Protons, wird auch ein durch die geometrische Akzeptanz vorgegebener Eintreffort (Abb. 3.16 unten) auf dem S1-Detektor verlangt.

Durch Anwendung der in Abb. 3.16 gekennzeichneten Schnitte wird das Spektrum der fehlenden Masse erzeugt. Dies ist im linken Bild von Abb. 3.17 gezeigt. Elastische Ereignisse werden durch den eingezeichneten Schnitt auf die fehlende Masse des Protons definiert. Die gestrichelte Linie ergibt als Abschätzung für den systematischen Fehler der Luminositätsbestimmung durch Untergrundbeitrag 9% ± 2%. Im rechten Bild von Abb. 3.17 ist die

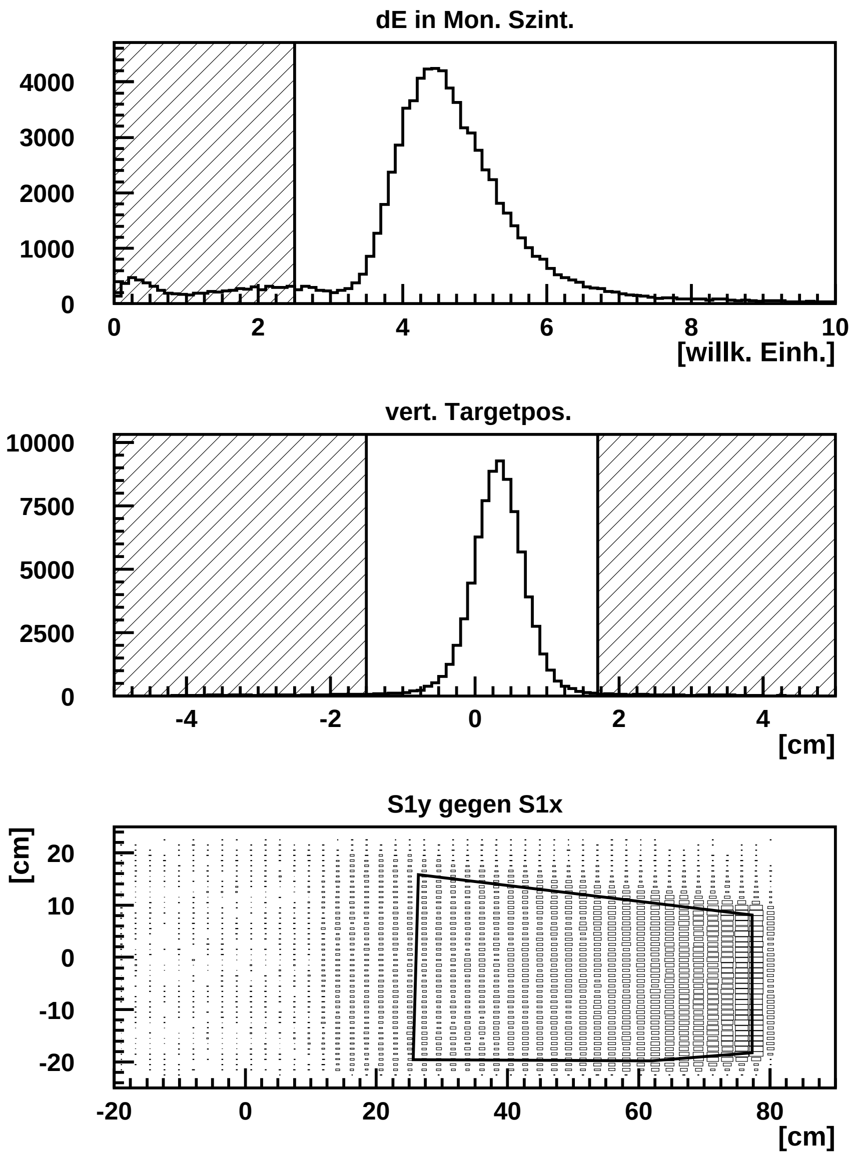

Abbildung 3.16: Schnitte, mit denen elastische Ereignisse selektiert werden.

Laborimpulsverteilung in der Reaktionsebene für Ereignisse dargestellt, die mit obigen Bedingungen als elastische pp-Streuung definiert sind. Zum Vergleich ist die kinematische Ellipse eingezeichnet. Der mit etwa 9% ermittelte Untergrund

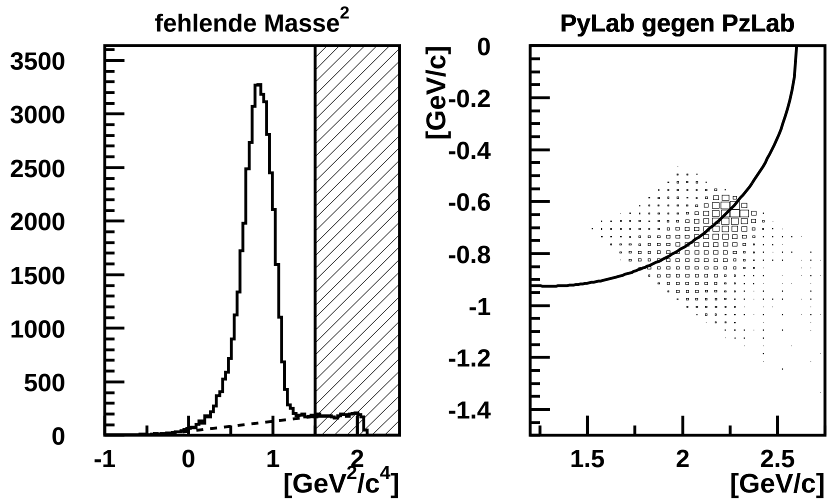

Abbildung 3.17: Unter Anwendung der in Abb. 3.16 gezeigten Schnitte zeigt sich als Verteilung der fehlenden Masse das linke Bild. Nimmt man für die Luminositätsbestimmung nur Ereignisse mit quadrierter fehlender Masse$<1,5$ GeV^2/c^4, so läßt sich anhand der gestrichelten Linie abschätzen, daß etwa 9% systematischer Untergrund vorhanden ist. Das rechte Bild zeigt die Laborimpulsverteilung der elastischen Ereignisse. Zusätzlich ist die kinematische Ellipse dargestellt.

der elastischen Ereignisse kann mit Hilfe der Silizium-Zähler hinter dem Monitor-Szintillator weiter reduziert werden, wie im folgenden exemplarisch gezeigt wird: Im linken Bild von Abb. 3.18 ist die Korrelation zwischen der Position des einen Protons im S1-Detektor und dem Treffer des zweiten Protons im Silizium-Zähler dargestellt. Unter Verwendung des eingezeichneten Schnitts erhält man das rechte Bild, in dem die quadrierte fehlende Masse aufgetragen ist. Analog, wie anhand von Abb. 3.17 gezeigt, kann nun der systematische Fehler durch Untergrundbeitrag auf etwa 4,5% abgeschätzt werden. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem auf gleiche Weise in [Wol97] bestimmten.

Für die Ereignisse, die den angegebenen Schnitten genügen und somit als elastisch gestreute Protonen identifiziert wurden, können nun differentielle

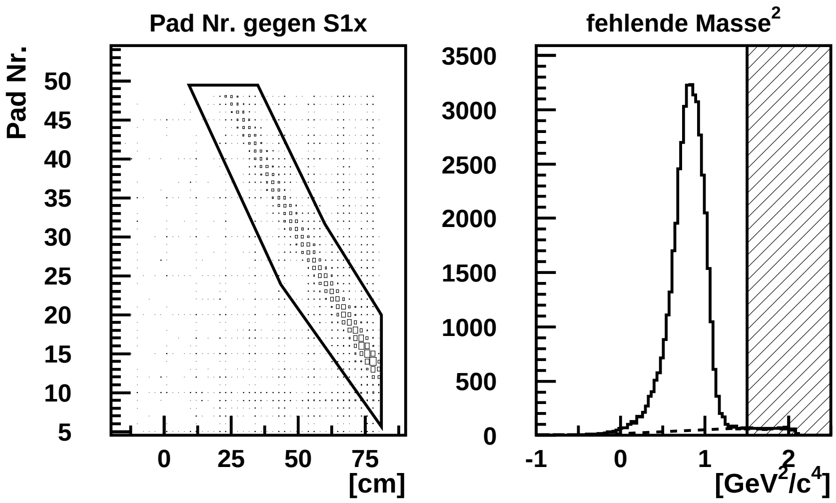

Abbildung 3.18: Im linken Bild ist die Korrelation zwischen der Position des einen Protons im S1-Detektor und dem Treffer des zweiten Protons im Silizium-Zähler dargestellt. Das rechte Bild zeigt das mit diesem zusätzlichen Schnitt erhaltene Spektrum der quadrierten fehlenden Masse. Nimmt man für die Luminositätsbestimmung nur Ereignisse mit quadrierter fehlender Masse $< 1,5\,\mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^4$, so läßt sich analog zu Abb. 3.3 anhand der gestrichelten Linie abschätzen, daß der systematische Untergrund auf etwa 4,5% reduziert wird.

Zählraten $dN/d\Omega^*(cos\theta)$ erzeugt werden. Die Raumwinkel werden mit Monte-Carlo-Rechnungen ermittelt, wobei N_0 isotrope pp-Streuungen erzeugt werden. Der Raumwinkel, in den $N(cos\theta)$ Teilchen gestreut werden, ergibt sich unter Berücksichtigung der Ununterscheidbarkeit der Protonen zu:

$$\Delta\Omega^*(cos\theta) = \frac{1}{2} \cdot \frac{N(cos\theta)}{N_0} \cdot 4\pi. \tag{3.2}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega^*(cos\theta)$ wird dann:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*}(cos\theta) = K \cdot \frac{N_{exp}}{I_0 \cdot \Delta\Omega^*}, \tag{3.3}$$

wobei I_0 die integrierte Luminosität und K der Untersetzungsfaktor des elastischen Triggers ist.

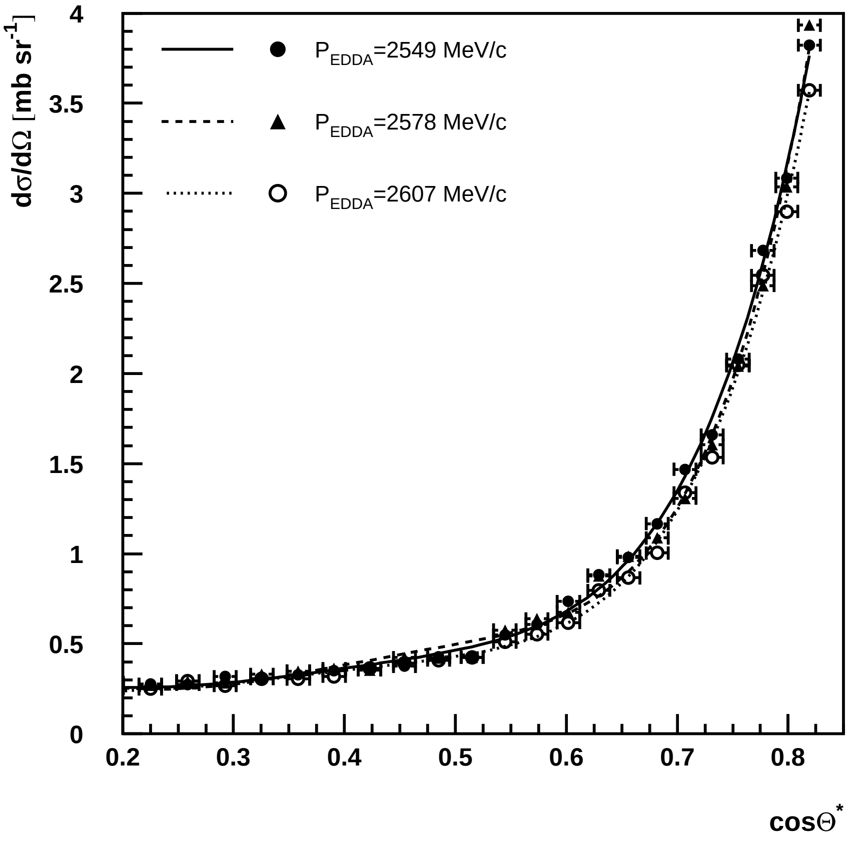

Abbildung 3.19: Die an EDDA [Alb97] gemessene $\frac{d\sigma}{d\Omega^*}(cos\theta)$-Verteilung ist für drei Strahlimpulse im Bereich der Σ^0-Schwelle dargestellt. Die Kurven stellen eine Parametrisierung der Datenpunkte mit einem Polynom 5. Grades dar.

In Abb. 3.19 ist die an EDDA [Alb97] gemessene $\frac{d\sigma}{d\Omega^*}(cos\theta)$-Verteilung bei verschiedenen Strahlimpulsen dargestellt. Da am EDDA-Experiment nicht bei exakt den gleichen Strahlimpulsen gemessen wurde, wie in den hier vorliegenden Experimenten, und die $\frac{d\sigma}{d\Omega^*}(cos\theta)$-Verteilung der elastischen Streuung nur schwach von der Strahlenergie abhängig ist, wird jeder Energiepunkt an den jeweils nächstliegenden EDDA-Punkt angepaßt.

In Abb. 3.20 ist die ermittelte $\frac{d\sigma}{d\Omega^*}(cos\theta)$-Verteilung für ϵ_{Σ^0}=10,5 MeV oberhalb der Σ^0-Schwelle dargestellt.

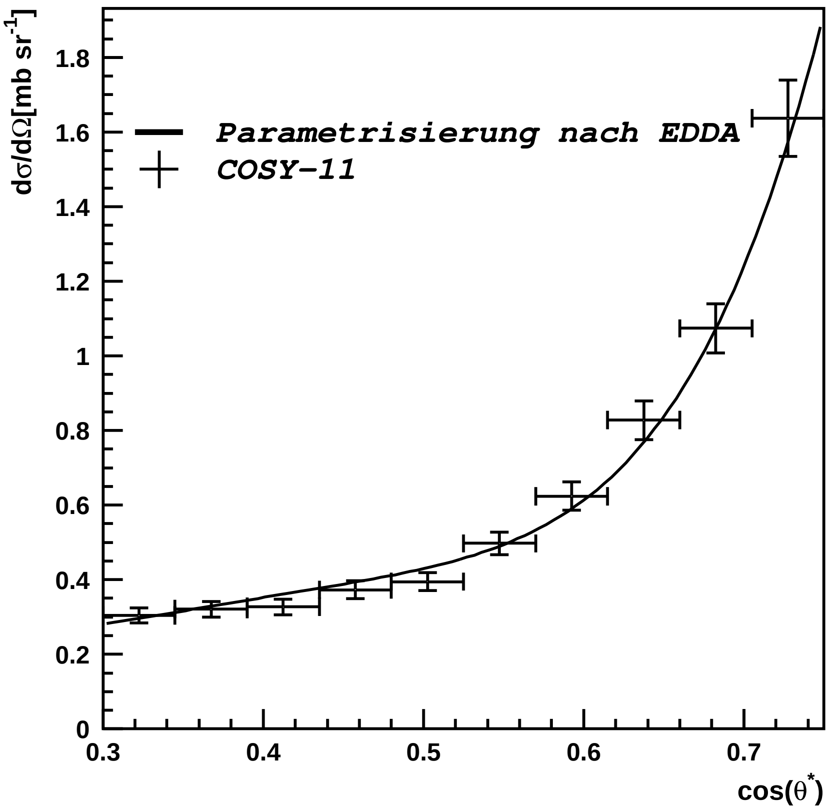

Abbildung 3.20: An COSY-11 ermittelte $\frac{d\sigma}{d\Omega^*}(cos\theta)$-Verteilung bei ϵ=10,5 MeV oberhalb der Σ^0-Schwelle. Die Datenpunkte sind auf die EDDA-Ergebnisse [Alb97] (durchgezogene Linie) normiert.

3.3 Akzeptanz

Die geometrische Akzeptanz des COSY-11-Detektors wird besonders in vertikaler Richtung durch das schmale Dipolaustrittsfenster ($\approx$ 6 cm Höhe) begrenzt. In Abbildung 3.21 ist die geometrische Akzeptanz in der Laborebene dargestellt. Die grauen Bereiche zeigen die Kombination von Transversal- und Longitudinalimpuls für positiv geladene Teilchen, die vom Detektorsystem gemessen werden können. Weiterhin sind von der Σ^0-Produktion bei ϵ_{Σ^0}=13,0 MeV die kinematischen Grenzellipsen der Kaonen und Protonen eingezeichnet.

Dabei wird deutlich, daß in der horizontalen Ebene der gesamte Winkelbereich abgedeckt ist. Da direkt an der Schwelle prinzipiell keine transversalen Impulskomponenten auftreten, beträgt hier die geometrische Akzeptanz für $pp \to pK^+Hyperon$-Reaktionen 100%. Diese hohe Akzeptanz fällt allerdings für steigende Überschußenergien stark ab, da der Dipolspalt Teilchen mit großen vertikalen Impulskomponenten nicht durchläßt. Die Zerfallslänge $L = c\tau\beta\gamma$ des

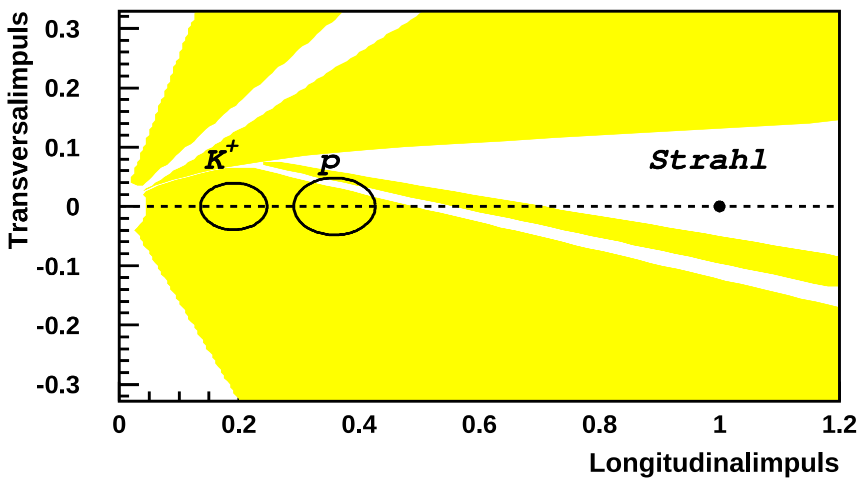

Abbildung 3.21: Geometrische Akzeptanz des COSY-11-Detektors. Die kinematischen Grenzellipsen der Reaktion $pp \to pK^+\Sigma^0$ bei ϵ_{Σ^0}=13,0 MeV sind eingezeichnet.

K^+ ($c\tau_{K^\pm} = 3,7113 \pm 0,007$ m) reduziert die Detektoreffizienz auf $\approx 1/3$ der geometrischen Akzeptanz. Die genauen Akzeptanzwerte werden mit GEANT-Simulationen [Gea93] ermittelt. Die Ausgangsteilchen werden mit phasenraumförmiger Verteilung erzeugt und durch den COSY-11-Detektor geführt. Die dadurch erhaltenen Detektoreinträge werden anschließend mit demselben Algorithmus analysiert wie die realen Ereignisse. Den Anteil der akzeptierten Ereignisse zur Zahl der generierten zeigt Abb. 3.22 in Abhängigkeit von der Überschußenergie. Die Annahme phasenraumverteilter Streuung wird anhand der tatsächlich gemessenen Winkelverteilung überprüft. In Abb. 3.23 sind die ermittelten Verteilungen der Σ^0- und Λ-Teilchen im Schwerpunktsystem bei

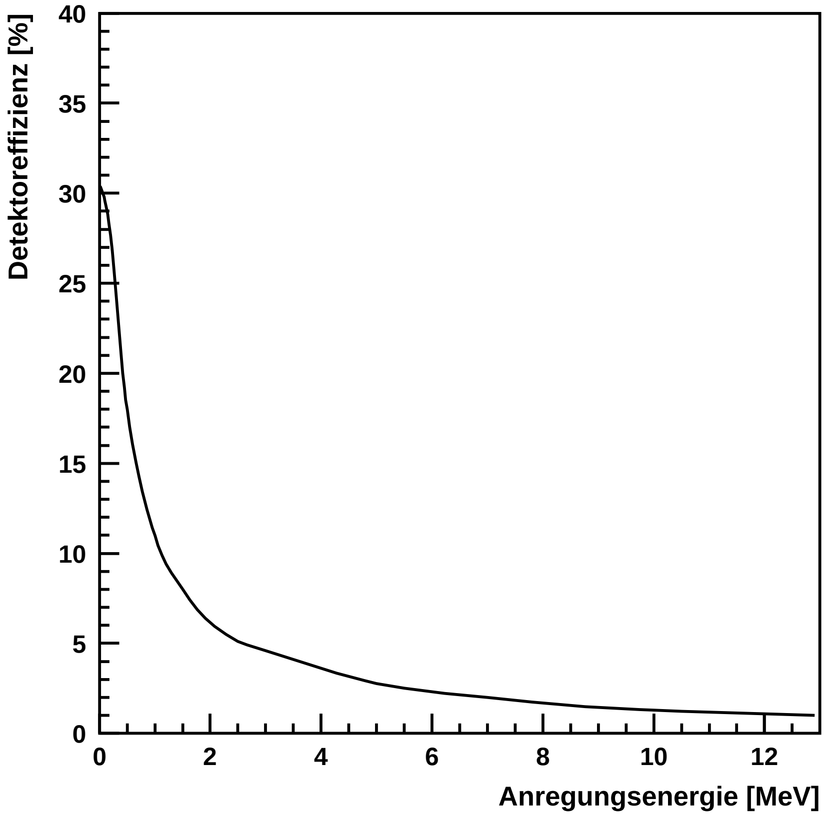

Abbildung 3.22: Die Energieabhängigkeit der Detektionseffizienz für $pp \to pK^+\Sigma^0$ ist gegeben aus einer Faltung der geometrischen Akzeptanz und der K^+-Zerfallslänge.

den jeweils höchsten Überschußenergien dargestellt. Die Winkelverteilung der $pp \to pK^+\Lambda$-Reaktion ist mit der Annahme verträglich, daß dominant nur S-Wellen zur Produktion beitragen. Im Falle der $pp \to pK^+\Sigma^0$-Reaktion scheint jedoch bei ϵ_{Σ^0}=12,9 MeV eine geringe Abweichung von der phasenraumförmigen Produktion vorhanden zu sein. Dieser Effekt ist statistisch nicht sehr signifikant. Außerdem kann er bei der etwas kleineren Energie von ϵ_{Σ^0}=10,5 MeV nicht bestätigt werden, so daß auch in diesem Fall angenommen werden kann, daß dominant nur S-Wellen zur Produktion beitragen.

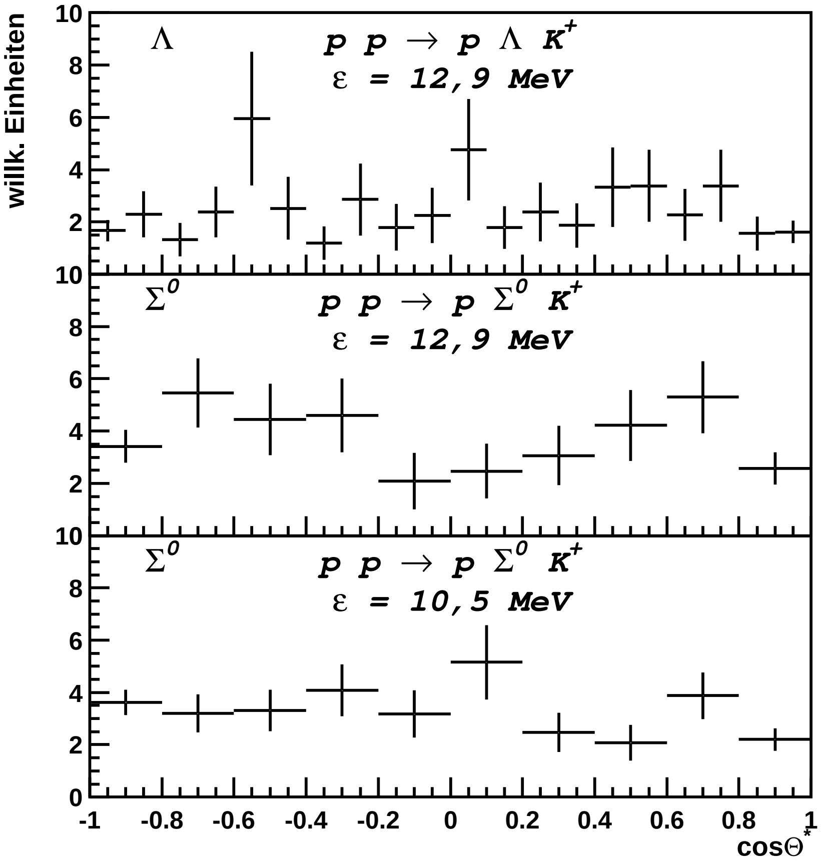

Abbildung 3.23: Differentielle Winkelverteilungen der Hyperonen. Zur Verringerung des Untergrundes wird der Schnitt auf die Differenz der beiden Impulsbestimmungen (siehe Abb. 3.8) auf 1 σ reduziert. Es werden nur Ereignisse berücksichtigt, deren fehlende Masse um weniger als 1 σ vom Mittelwert abweicht: oberes Bild: 230 Ereignisse ; Untergrund: 13%
mittleres Bild: 180 Ereignisse ; Untergrund: 39%
unteres Bild: 290 Ereignisse ; Untergrund: 41%

3.4 Wirkungsquerschnitt

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden in mehreren Strahlzeiten zwischen Mai 1997 und März 1998 gewonnen. In den ersten Messungen zeigte sich, daß die Wirkungsquerschnitte der Σ^0-Produktion wesentlich geringer sind, als die bereits an COSY-11 gemessenen und veröffentlichten Wirkungsquerschnitte der Λ-Produktion. Dies ist jedoch ein Vergleich von Daten aus verschiedenen Strahlzeiten. Daher wurden in der Strahlzeit im März 1998 beide Reaktionen gleichzeitig gemessen. Dazu wurde COSY im sogenannten Superzyklus-Modus gefahren. Das bedeutet die Möglichkeit, den Strahlimpuls nach jedem Zyklus umzuschalten. In diesem Fall wurden 10 bzw. 20 Zyklen mit einer Strahlenergie, die einem bestimmten ϵ-Wert oberhalb der Σ^0-Schwelle entsprechen, gefolgt von einem Zyklus mit dem gleichen ϵ-Wert oberhalb der Λ-Schwelle. Dadurch lassen sich beide Wirkungsquerschnitte unter gleichen Bedingungen miteinander vergleichen, und es ist sichergestellt, daß das Ergebnis nicht durch Änderungen des Detektorsystems verfälscht wurde.

In Abb. 3.24 sind die gleichzeitig im Superzyklus gemessenen Spektren der fehlenden Masse der beiden Reaktion bei jeweils ϵ=7,7 MeV gezeigt. In beiden Spektren sind etwa gleich viele Σ^0- bzw. Λ-Ereignisse erkennbar. Unter der Annahme ähnlicher Akzeptanzen und Luminositäten beider Messungen kann daher aus dem Spill-Verhältnis 1/20 bereits abgeschätzt werden, daß die Wirkungsquerschnitte ebenfalls im Verhältnis 1/20 stehen.
Die Genauigkeit des Impulses des COSY-Strahls ist mit $\approx 0,1\%$ angegeben. Dies führt zu einer Ungenauigkeit in der Bestimmung der Überschußenergie von 0,8 MeV an der Λ-Schwelle bzw. von 0,87 MeV an der Σ^0-Schwelle. Weicht die tatsächliche Strahlenergie vom Sollwert ab, so führt dies dazu, daß sich die rekonstruierte fehlende Masse ebenfalls verschiebt. Durch einen kleineren Strahlimpuls als angegeben wird eine größere fehlende Masse ermittelt und umgekehrt. In Abb. 3.25 ist die genaue Lage der rekonstruierten fehlenden Masse und deren Abweichen vom Literaturwert [Cas98] dargestellt. Der Mittelwert der fehlenden Masse läßt sich mit einer Genauigkeit von ≤ 400 keV bestimmen. Auf diese Weise kann der tatsächliche Strahlimpuls im Nachhinein

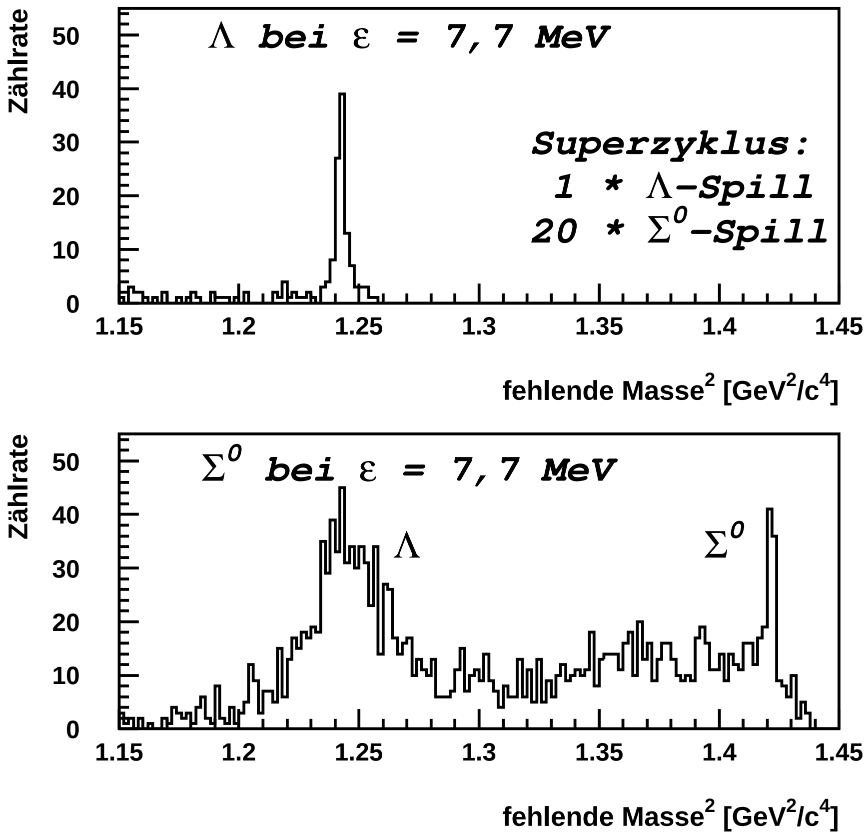

Abbildung 3.24: Im Superzyklus gemessene Spektren der fehlenden Masse bei gleicher Anregungsenergie.

auf besser als 0,1% ermittelt werden. Dieses Verfahren wird auch in [Mos98] zur Strahlimpulsbestimmung angewendet.

Der totale Wirkungsquerschnitt σ wird aus folgender Formel bestimmt:

$$\sigma(\epsilon) = \frac{N}{I_0 \cdot E_{eff}}, \tag{3.4}$$

mit N=Zahl der Ereignisse, Luminosität I_0 und der Detektionseffizienz E_{eff}.

Die in verschiedenen Strahlzeiten ermittelten Daten sind in den folgenden Tabellen 3.1 und 3.2 zusammengefaßt. Die Fehlerangaben der Ereigniszahlen beinhalten lediglich statistische Fehler aus der Zählrate und dem Untergrund.

Zusätzlich zu den angegebenen statistischen Fehlern müssen folgende syste-

$pp \to pK^+\Sigma^0$					
nominelle Energie ϵ[MeV]	tatsächliche Energie ϵ[MeV]	Ereignisse N	Luminosität $I_0[1 \cdot 10^{35}\mathrm{cm}^{-2}]$ stat. Fehler $\approx 1\%$	Effizienz $E_{eff}[\%]$	Querschnitt σ[nb]
$3,0 \pm 0,9$	$2,8 \pm 0,4$	39 ± 11	$4,98$	$4,77 \pm 0,07$	$1,6 \pm 0,5$
$5,0 \pm 0,9$	$5,5 \pm 0,4$	156 ± 21	$10,79$	$2,54 \pm 0,06$	$5,7 \pm 0,8$
$7,0 \pm 0,9$	$7,5 \pm 0,4$	71 ± 17	$4,52$	$1,82 \pm 0,05$	$8,6 \pm 2,1$
$7,7 \pm 0,9$	$8,0 \pm 0,4$	68 ± 14	$4,13$	$1,70 \pm 0,04$	$9,7 \pm 2,0$
$10,0 \pm 0,9$	$11,1 \pm 0,4$	123 ± 27	$6,01$	$1,17 \pm 0,04$	$17,5 \pm 3,8$
$10,5 \pm 0,9$	$10,3 \pm 0,4$	182 ± 34	$11,38$	$1,25 \pm 0,04$	$12,8 \pm 2,4$
$12,9 \pm 0,9$	$13,0 \pm 0,4$	150 ± 22	$7,52$	$0,99 \pm 0,03$	$20,1 \pm 3,0$

Tabelle 3.1: Wirkungsquerschnitte für $pp \to pK^+\Sigma^0$.

$pp \to pK^+\Lambda$					
nominelle Energie ϵ[MeV]	tatsächliche Energie ϵ[MeV]	Ereignisse N	Luminosität $I_0[1 \cdot 10^{34}\mathrm{cm}^{-2}]$ stat. Fehler $\approx 1\%$	Effizienz $E_{eff}[\%]$	Querschnitt σ[nb]
$7,7 \pm 0,8$	$8,6 \pm 0,4$	92 ± 11	$2,23$	$1,20 \pm 0,02$	344 ± 41
$10,5 \pm 0,8$	$10,9 \pm 0,4$	373 ± 22	$10,42$	$0,93 \pm 0,01$	385 ± 27
$12,8 \pm 0,8$	$13,2 \pm 0,4$	281 ± 18	$7,52$	$0,74 \pm 0,01$	505 ± 33

Tabelle 3.2: Wirkungsquerschnitte für $pp \to pK^+\Lambda$.

matische Fehler berücksichtigt werden:
Untergrundabzug: 15% für Σ^0-Produktion (5% for Λ-Produktion)
Bestimmung der Zahl elastischer Ereignisse: 9% (ohne Silizium-Zähler)
Normierung an EDDA: 5 %
Detektionseffizienz: 5 %

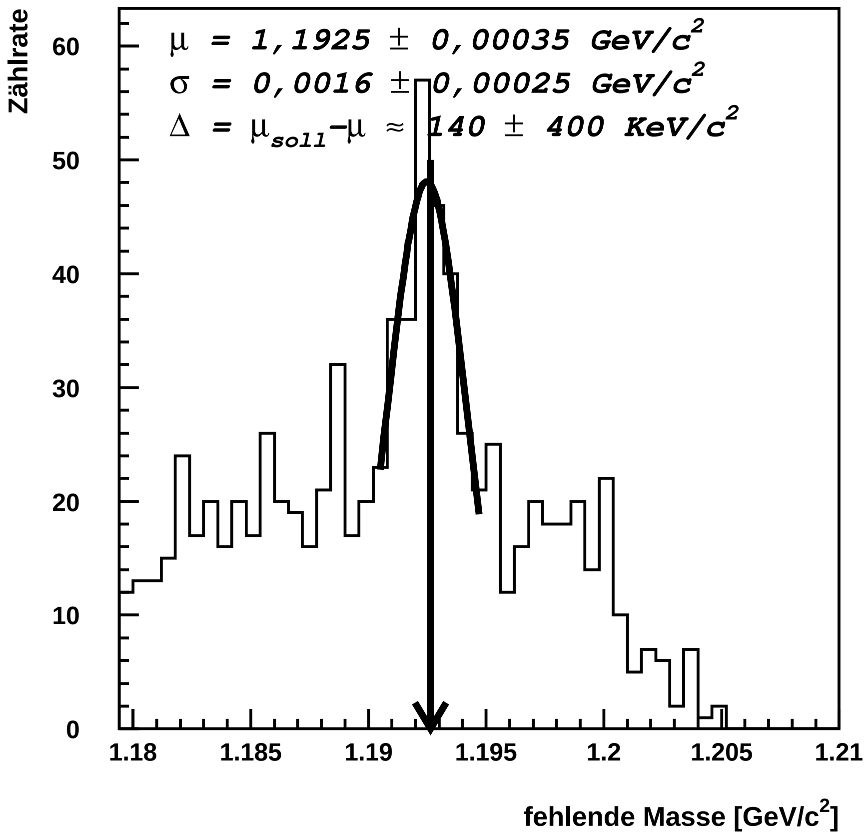

Abbildung 3.25: Ein Abweichen der tatsächlichen Strahlenergie vom Sollwert führt zu einer Verschiebung der rekonstruierten fehlenden Masse. Aus dieser Abweichung kann die Strahlenergie mit etwa 400 keV Genauigkeit bestimmt werden.

In Abb. 3.26 sind die in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitte graphisch dargestellt. Die bisherigen COSY-11-Ergebnisse [Bal98a] der Λ-Produktion sind ebenfalls eingezeichnet. Es ergibt sich, daß das Wirkungsquerschnittsverhältnis bei jeweils gleichen Anregungsenergien von $\epsilon < 13$ MeV

$$R_{pp}(\epsilon) = \frac{\sigma_{pp\to pK^+\Lambda}}{\sigma_{pp\to pK^+\Sigma^0}} = 28 \pm 5. \tag{3.5}$$

beträgt. Die gestrichelte Linie in Abb. 3.26 zeigt eine Anpassung des Phasenraumverlaufs an die Datenpunkte, der gegeben ist durch [ByK73]:

$$\sigma = K \cdot \epsilon^2 \tag{3.6}$$

Es ergeben sich folgende Werte:
K(Λ) = $3,91 \pm 0,08$ nb/MeV^2
K(Σ^0) = $0,14 \pm 0,01$ nb/MeV^2
Dabei treten jedoch deutliche Abweichungen von den experimentellen Werten auf.
Die durchgezogene Linie zeigt die Anpassung einer Parametrisierung, die den Phasenraumfaktor und FSI-Effekte enthält, wie sie in [Fäl97] vorgeschlagen wurde.

$$\sigma = C \cdot \frac{\epsilon^2}{\left(1 + \sqrt{1 + \epsilon/E}\right)^2} \tag{3.7}$$

Es ergeben sich folgende Werte:
C(Λ) = $21,7 \pm 1,0$ nb/MeV^2 ; $E(\Lambda) = 7,5 \pm 1,3$ MeV
C(Σ^0) = $1,3 \pm 0,6$ nb/MeV^2 ; $E(\Sigma^0) = 3,1 \pm 3,2$ MeV
Durch diese Parametrisierung wird eine bessere Beschreibung der experimentellen Daten erreicht.

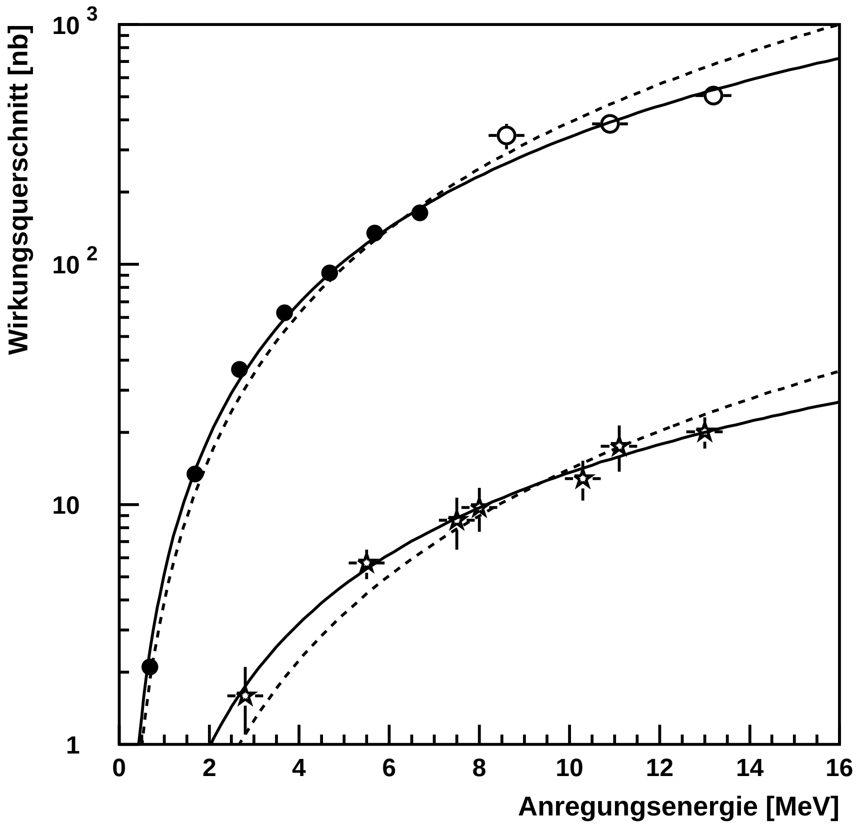

Abbildung 3.26: Wirkungsquerschnitte für $pp \to pK^+\Lambda$ und $pp \to pK^+\Sigma^0$.
offenen Symbole: Ergebnisse dieser Arbeit.
gefüllte Symbole: Resultate der bisherigen Λ-Analyse [Bal98a].
gestrichelte Linien: Anpassung des Phasenraumverlaufs (Gl. 3.6).
durchgezogene Linien: Anpassung des Phasenraumsverlaufs mit FSI-Effekt (Gl. 3.7).

4. $pp \to pK^+\Lambda$ bei $\epsilon \approx 80$ MeV

Da das Λ-Hyperon 76,96 MeV leichter ist als das Σ^0, wird bei Strahlimpulsen im Bereich der Σ^0-Schwelle auch die Reaktion $pp \to pK^+\Lambda$ mit etwa 80 MeV Überschußenergie stattfinden. In der Abbildung 3.14 ist die Λ-Produktion mit einer deutlich höheren Zählrate als die der Σ^0-Produktion erkennbar. Die Auflösung der fehlenden Masse nimmt mit steigender Überschußenergie ab, so daß die Verteilung der Λ's eine größere Breite als die der Σ^0's aufweist. Ein Berechnung mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung zeigt [Sch98], daß im Schwellenbereich die Breite der Verteilung näherungsweise mit $\sqrt{\epsilon}$ zunimmt.
Die COSY-11-Detektionseffizienz fällt mit steigender Überschußenergie monoton ab. Bei 10 MeV ist sie schon auf etwa 0,015 (s. Abb. 3.22) gesunken. Die tatsächlich gemessenen Ereignisse stammen daher immer nur aus einem kleinen Ausschnitt des gesamten Phasenraums. Da jedoch an der Schwelle eine gleichförmige Belegung des Phasenraums (S-Welle) vorhanden ist, können die Daten aus den gemessenen Phasenraumbereichen auf den gesamten Phasenraum extrapoliert werden. Auf diese Weise werden Rückschlüsse sowohl auf den absoluten Wirkungsquerschnitt als auch auf differentielle Wirkungsquerschnitte möglich.
Bei einer Überschußenergie von 80 MeV ist die Detektionseffizienz auf etwa 0,0004 gefallen. Außerdem muß davon ausgegangen werden, daß der Phasenraum bei dieser hohen Anregungsenergie nicht mehr gleichförmig belegt ist. Eine Extrapolation der Ereignisse aus dem kleinen gemessenen Phasenraumbereich auf den gesamten ist daher problematischer als bei Schwellenmessungen. An dieser Stelle soll daher zunächst die Akzeptanz bei 80 MeV dargestellt werden. Die Kinematik der Mehrteilchenproduktion $P_a + P_b \to P_1 + ... + P_n$ läßt sich durch folgende Gleichungen angeben:

$$E_a + E_b = \sum_{i=1}^{n} E_i \tag{4.1}$$

$$P_a + P_b = \sum_{i=1}^{n} P_i, \tag{4.2}$$

mit

$$E_i^2 = P_i^2 + m_i^2. \tag{4.3}$$

Fest bestimmte Teilchenmassen und Viererimpulserhaltung reduzieren den Lösungsraum auf $3 \times n - 4$ Dimensionen. Das bedeutet, daß für Dreiteilchenreaktionen (wie z.B.: $pp \to pK^+\Lambda$) die Kinematik durch fünf Variablen bestimmt ist, also in einem 5-dimensionalen Phasenraum liegt.
Im Schwerpunktsystem liegen die Impulse der drei Ausgangsteilchen in einer Ebene. Innerhalb dieser Ebene läßt sich die Reaktion mit Hilfe des Dalitz-

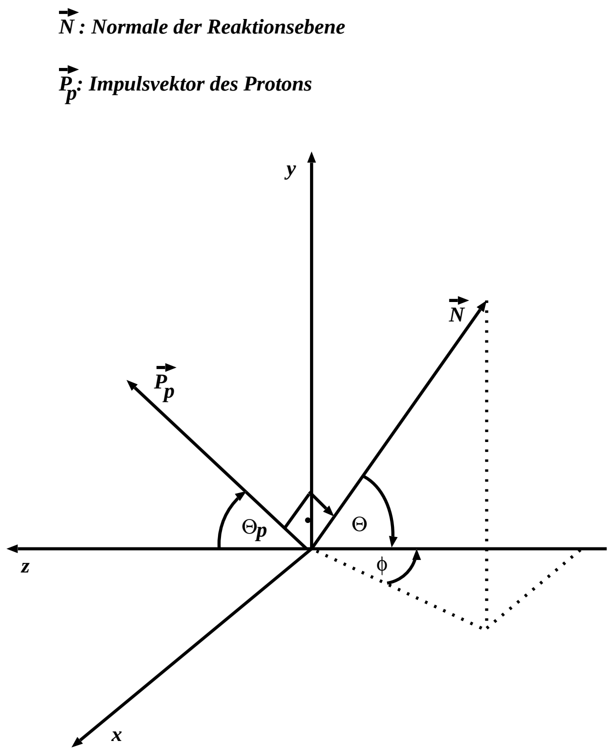

Abbildung 4.1: Die Lage der Reaktionsebene im Raum.
z-Achse: Strahlrichtung
x-z-Ebene: Laborebene
Weitere Beschreibung im Text.

Plots beschreiben. Dabei werden die invarianten Massen m_{ij} zweier Subsysteme zweidimensional gegeneinander aufgetragen. Die invariante Masse des dritten Subsystems ist dabei bereits durch die zwei ersten bestimmt. Damit sind also zwei der fünf Variablen gegeben. Die drei weiteren beschreiben die Lage

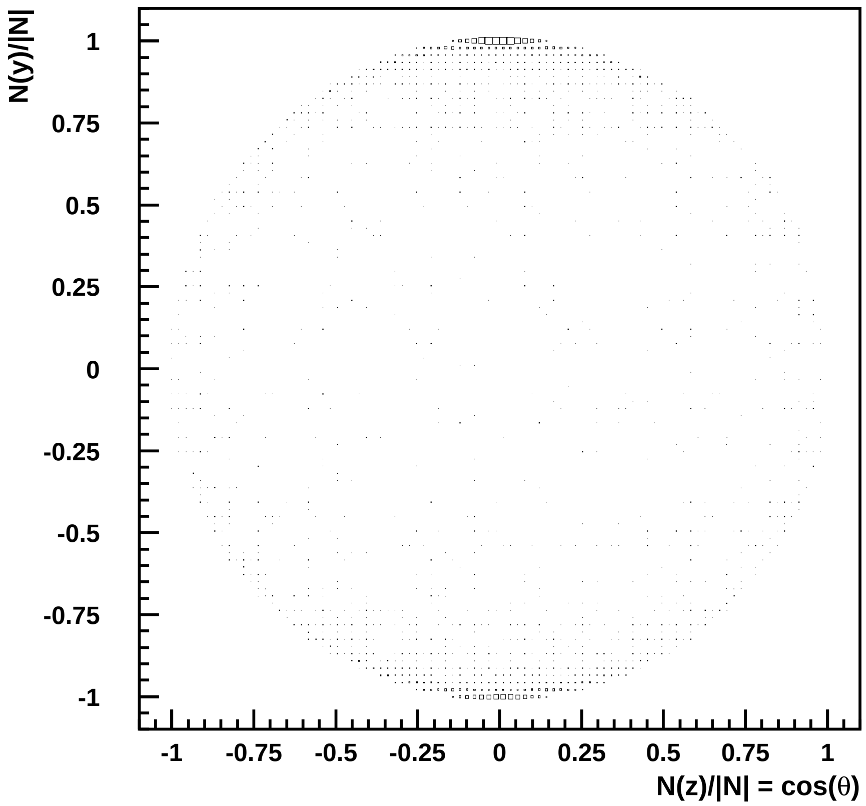

Abbildung 4.2: Detektierte Wertepaare von N(y)/|N| und N(z)/|N| der Reaktionsebene für mit S-Welle simulierte Daten von $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ bei ϵ=80 MeV.

der Reaktion im Raum. Der Vektor $\vec{\mathrm{N}}$ in Abbildung 4.1 sei die Normale der Reaktionsebene im Schwerpunktsystem. Dann wird die Lage der Ebene durch die beiden Winkel θ und ϕ beschrieben. Die Reaktionsebene läßt sich schließlich noch um ihre Normale drehen, womit die fünfte noch freie Variable bestimmt ist. Liegt die z-Achse parallel zur Strahlrichtung und ist keine Strahlpolarisation vorhanden, so stellt ϕ keine ausgezeichnete Richtung mehr dar. Der Phasenraum ist daher um ϕ symmetrisch, so daß er sich auf vier Dimensionen reduziert. Dieser 4-dimensionale Raum ist am leichtesten durch Projektionen auf 2-dimensionale Ebenen darstellbar.

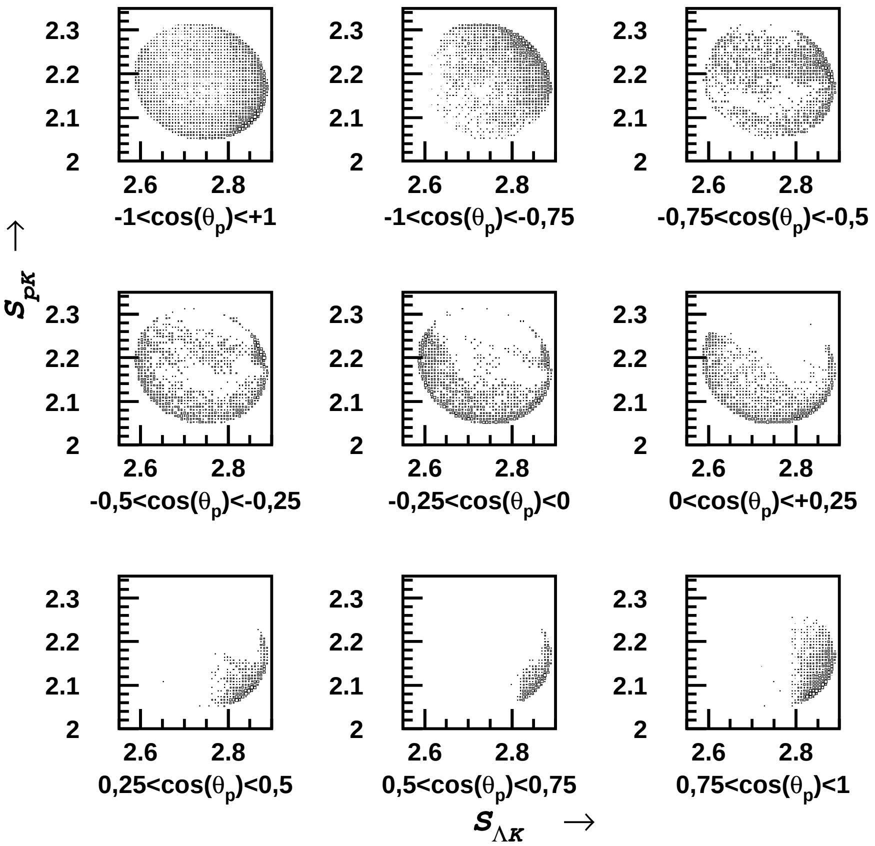

Abbildung 4.3: Dalitz-Plots simulierter Daten von $pp \to pK^+\Lambda$ bei ϵ=80 MeV. Das Bild links oben ist ohne Schnitt auf $\cos(\theta_p)$ erstellt. Die weiteren mit den angegebenen Schnitten. Es sind Lücken in der Akzeptanz erkennbar.

So erscheint es zweckmäßig, Dalitz-Plots für verschiedene Kombinationen der zwei weiteren Variablen anzugeben. Bei reiner Phasenraumverteilung zeigt jeder Dalitz-Plot eine gleichmäßige Belegung, unabhängig davon, für welche Kombinationen der weiteren Variablen dieser erstellt wurde.
Die Akzeptanz des COSY-11-Detektors wird durch MC-Simulationen der Reaktion $pp \to pK^+\Lambda$ mit Phasenraumverteilung bestimmt. Die mit Hilfe der Simulationen gewonnenen Detektoreinträge werden mit demselben Programm analysiert wie die echten Daten. Daraus ergeben sich die in Abbildung 4.2 gezeigten Wertepaare von N(y)/|N| und N(z)/|N| des Normalenvektors $\vec{N}$ der

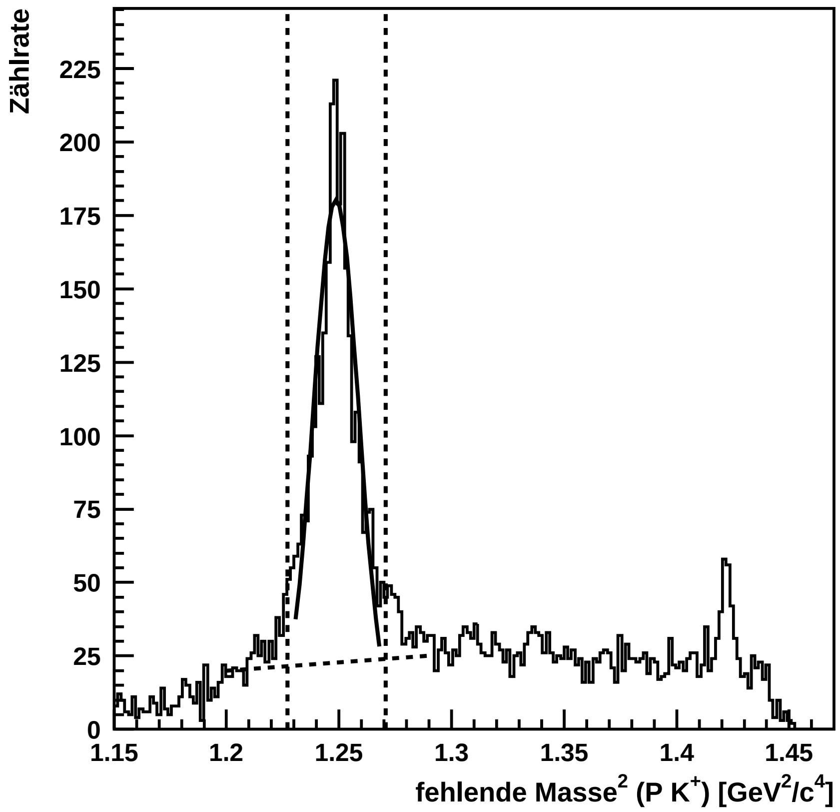

Abbildung 4.4: Spektrum der fehlenden Masse bei $\epsilon_\Lambda = 89,9$ MeV bzw. $\epsilon_{\Sigma^0} = 12,9$ MeV.

Reaktionsebene. Es sind zwei Anhäufungen bei (0,-1) und (0,+1) erkennbar. D.h., die Reaktionsebene liegt fast nur in der x-z-Ebene. Dies ist aufgrund der Geometrie des COSY-11-Experiments ein erwartetes Ergebnis, da der Dipolspalt Ereignisse, bei denen die Laborimpulse in der Dipolebene liegen, bevorzugt durchläßt. Aufgrund dieser Akzeptanz läßt sich die Drehung der Reaktionsebene um ihre Normale $\vec{\mathrm{N}}$ herum durch den Winkel zwischen dem Impulsvektor eines bestimmten Teilchens und der z-Achse angeben. In diesem Fall wird die Drehung durch den Winkel Θ_p des Protons (s. Abb. 4.1) definiert. Wird nun der Dalitz-Plot ohne Bedingungen an die weiteren kinematischen Variablen dargestellt (links oben in Abb. 4.3), so erkennt man eine un-

gleichmäßige, aber lückenfreie Belegung. Die weiteren Bilder in Abb. 4.3 zeigen den Dalitz-Plot für verschiedene Schnitte auf $\cos(\theta_p)$. In dieser Darstellung sind deutliche Lücken der Akzeptanz sichtbar.
Für eine vollständige Akzeptanzkorrektur wird jedem Phasenraumelement des 4-dimensionalen Raumes ein Korrekturwert zugeordnet. Angenommen, man wollte den Wertebereich aller vier kinematischen Variablen in nur zehn Abschnitte unterteilen, so erhielte man 10.000 Phasenraumelemente. Mit einer gemessenen Zahl von < 10.000 Ereignissen ist es daher schon aus statistischen Gründen unmöglich, die gesamte Phasenraumbelegung zu beschreiben. Es zeigt sich also, daß aufgrund der Lücken und der zu geringen Statistik die Phasenraumbelegung der Reaktion $pp \to pK^+\Lambda$ bei ϵ=80 MeV an COSY-11 nicht vollständig beschreibbar ist. Ergebnisse können daher immer nur als Näherung betrachtet werden, indem über die Lücken (statistische und Akzeptanz-Lücken) der Phasenraumbelegung gemittelt wird.

Dazu werden die Strahlzeiten mit Strahlimpulsen nahe der Σ^0-Schwelle so analysiert, wie es in Kapitel 3 dargestellt ist. Der S1-Schnitt, der auf die schwellennahe Kinematik der Σ^0-Produktion schneidet, wird natürlich bei dieser Auswertung nicht verwendet. In Bild 4.4 ist das Spektrum der fehlenden Masse bei $\epsilon_{\Sigma^0} = 12,9$ MeV bzw. $\epsilon_\Lambda = 89,9$ MeV dargestellt. Für die weitere Analyse werden alle Ereignisse, die innerhalb einer 2σ-Umgebung der Λ-Masse liegen, verwendet. Der Untergrundanteil dieser Ereignisse variiert bei den verschiedenen gemessenen Energiepunkten nur gering zwischen 20% bis 25%. In Abbildung 4.5 sind gemessene, simulierte und akzeptanzkorrigierte Dalitz-Plots der Reaktion $pp \to pK^+\Lambda$ bei 89,9 MeV dargestellt. Diese Darstellung ist eine Projektion des gesamten 5-dimensionalen Phasenraums auf zwei Dimensionen. Entsprechend handelt es sich damit um eine 2-dimensionale Akzeptanzkorrektur, da schließlich über die restlichen Variablen integriert wird. Ein Vergleich mit Ergebnissen (Abb. 4.6), die an COSY-TOF [Bil98] bei 138 MeV Anregungsenergie gewonnen wurden, zeigt jedoch Unterschiede: So fällt das COSY-11-Spektrum S(K+p) zu hohen Massen hin nicht wieder ab. In diesem Bereich ist allerdings die Akzeptanz besonders klein, so daß die statistische Aussagekraft der Daten gering ist. Die Spektren S(p+Λ) und S(K+Λ) zeigen eine größere Ähnlichkeit mit den an COSY-TOF ermittelten.

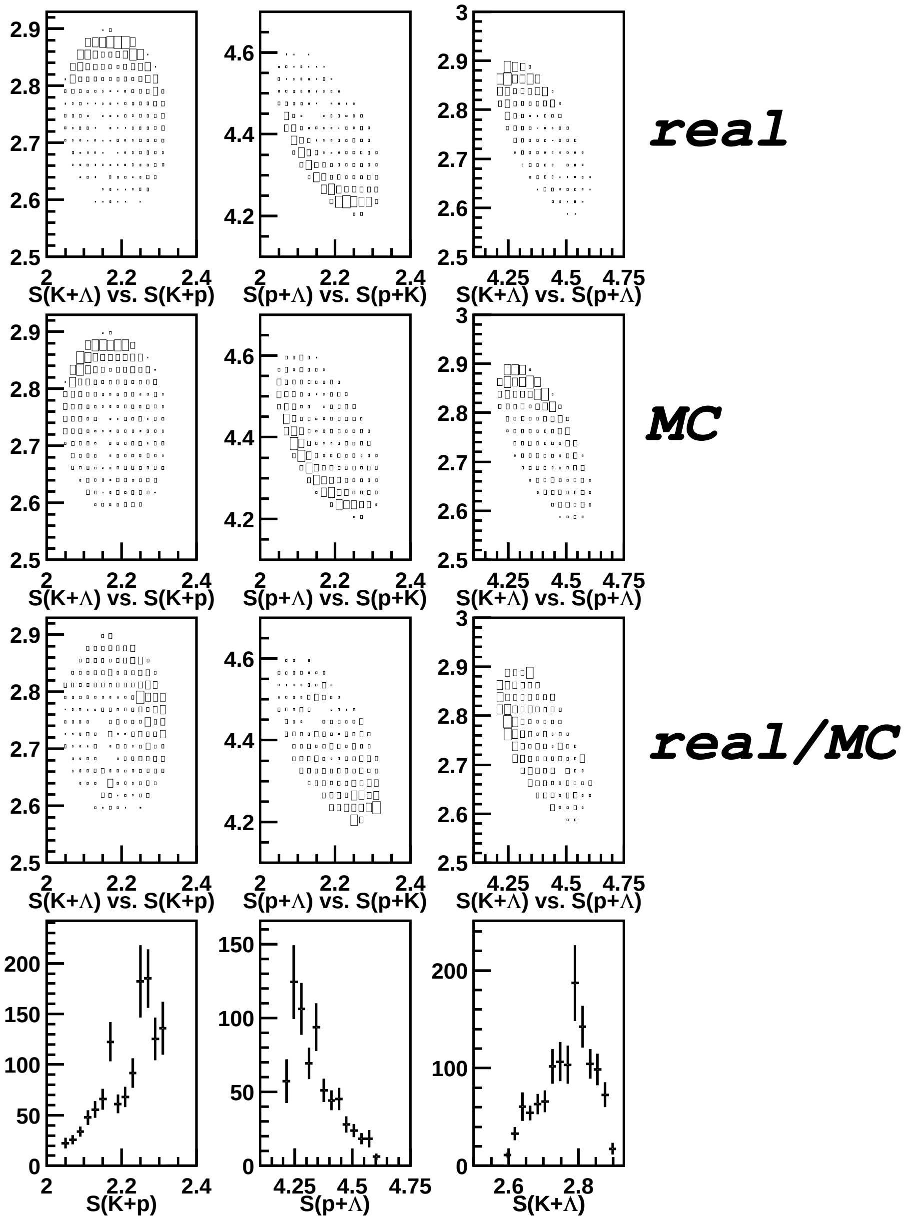

Abbildung 4.5: Bestimmung akzeptanzkorrigierter Dalitz-Plots bei $\epsilon_\Lambda = 89,9$ MeV.

Insbesondere ist die $p\Lambda$-FSI im Spektrum der S(p+Λ)-Verteilung an der Anhäufung bei kleinen Massen deutlich zu erkennen. Auch die θ-Winkel jeweils zweier Teilchen können als zwei kinematische Variablen definiert werden. In Abbildung 4.7 sind die cos(θ)-Werte zweier Teilchen gegeneinander dargestellt. Auch dieses Bild ist eine Projektion des 5-dimensionalen Phasenraums auf zwei Dimensionen. Jedoch erkennt man hier deutliche Lücken, so daß eine Akzeptanzkorrektur differentieller Winkelverteilungen nur 1-dimensional möglich ist. Bild 4.8 zeigt die entsprechenden Darstellungen zur Akzeptanzkorrektur der differentiellen Winkelverteilungen. Das Legendre-Polynom

$$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\cos\Theta = \mathrm{a}_0 + \mathrm{a}_2 \cdot \frac{1}{2} \cdot (3 \cdot \cos^2\Theta - 1) \tag{4.4}$$

läßt sich an die experimentellen Verteilungen anpassen.

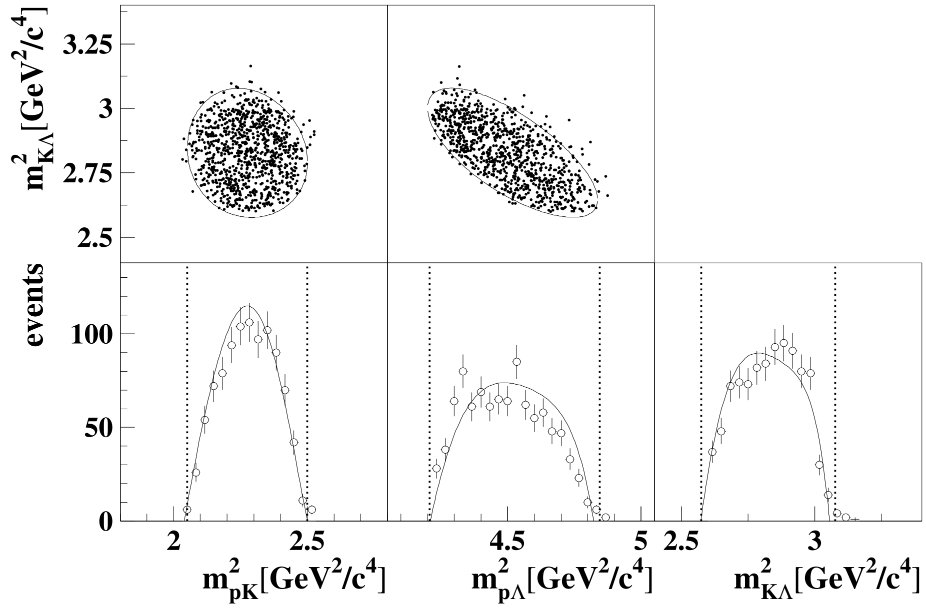

Abbildung 4.6: Dalitz-Plots aus [Bil98] bei $\epsilon_\Lambda = 138$ MeV

Die ermittelten Parameter a_0 und a_2 sowie die über $\cos\Theta$ integrierten Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. In Abbildung 4.9 ist das Verhältnis $\frac{a_0}{a_2}$ zusammen mit den in [Metz98] ermittelten Werten dargestellt. Obwohl Bild 4.8 vermuten läßt, daß die Verteilung der Protonen nicht um 90^0 symmetrisch ist, zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Daten

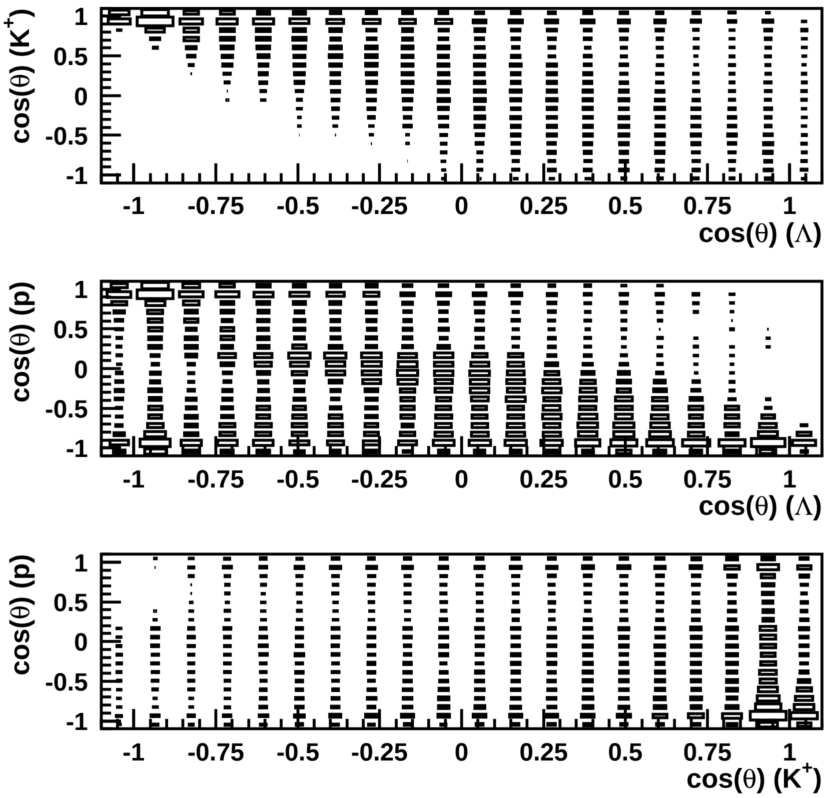

Abbildung 4.7: Die $\cos(\theta)$-Werte zweier Ausgangsteilchen sind für Monte-Carlo-Ereignisse bei $\epsilon_\Lambda = 89,9$ MeV gegeneinander dargestellt. Kinematisch sind alle Winkelkombinationen erlaubt, jedoch erkennt man deutliche Lücken, die durch die Akzeptanz des Detektors verursacht werden.

für Protonen und Kaonen mit denen in [Metz98]. Die Winkelverteilung der Λ's unterscheidet sich jedoch leicht von der in [Metz98] ermittelten. Diese Abweichung liegt allerdings noch im Bereich der statistischen Fehler. Außerdem zeigen die beiden oberen Bilder von Abb. 4.7, daß für die Bestimmung der Λ-Winkelverteilung besonders große Akzeptanzlücken vorhanden sind.
Der Wirkungsquerschnitt läßt sich bestimmen, indem die über die Winkelverteilungen integriert wird. Dabei muß im Idealfall das Integral der drei Teilchen p, K^+ und Λ übereinstimmen. Die in der rechten Spalte von Tabelle 4.1

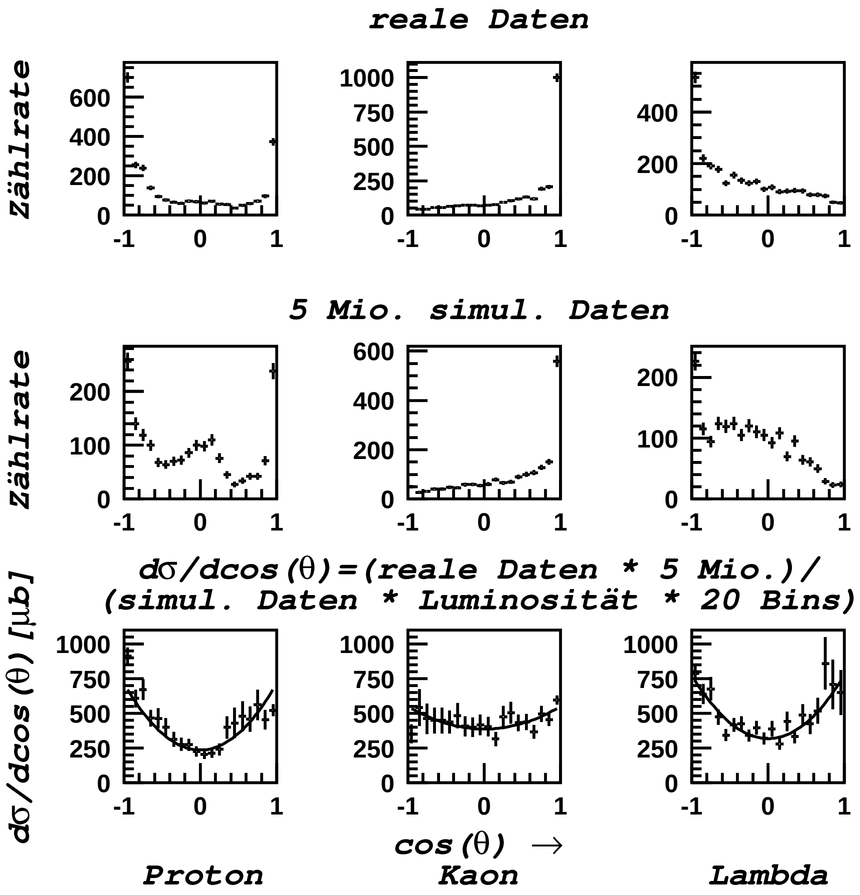

Abbildung 4.8: Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte durch Akzeptanzkorrektur bei $\epsilon_\Lambda = 89,9$ MeV.

zusammengefaßten Werte stimmen zumeist auch innerhalb der Fehlergrenzen überein. Der totale Wirkungsquerschnitt wird als Mittelwert der drei Integrale gebildet. Da die Daten einen Untergrundanteil von 20% bis 25% beinhalten, werden die erhaltenen Wirkungsquerschnitte mit einem entsprechenden Korrekturfaktor multipliziert. Diese Werte sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt. In Bild 4.10 sind die an COSY-11 bestimmten Wirkungsquerschnitte zusammen mit den an COSY-TOF gemessenen dargestellt. Es zeigt sich auch hier, daß trotz der kleinen Akzeptanz bei 80 MeV Anregungsenergie eine gute Übereinstimmung mit den TOF-Daten erzielt wird.

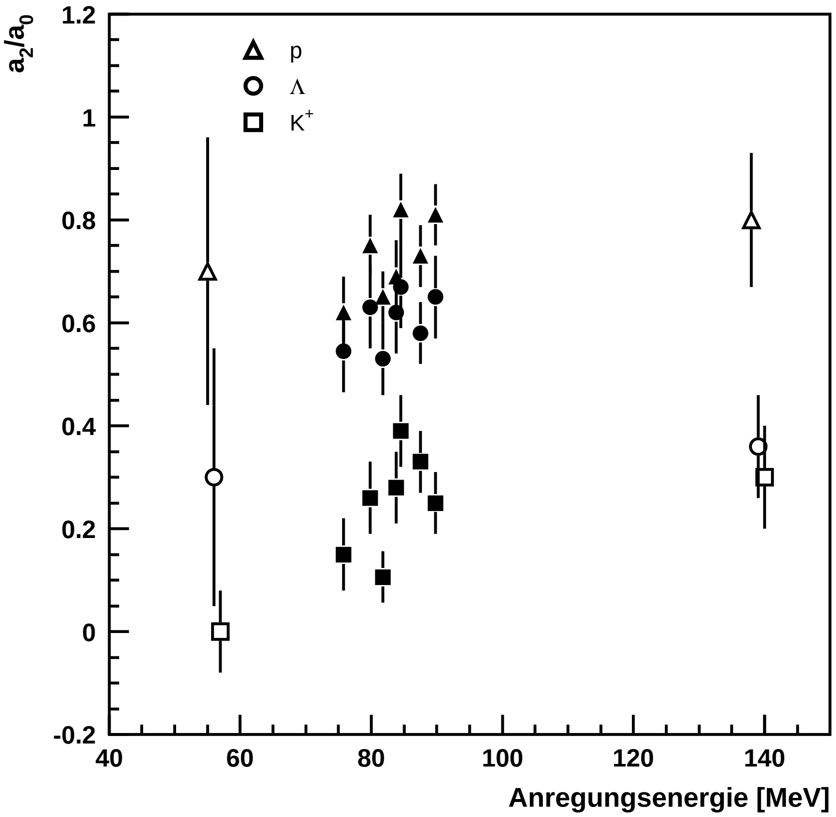

Abbildung 4.9: Das Verhältnis $\frac{a_2}{a_0}$ bei verschiedenen Anregungsenergien.
offene Symbole: COSY-TOF
gefüllte Symbole: COSY-11

	a_0 [μb]	a_2 [μb]	$\frac{a_0}{a_2}$	$\sigma_{tot} = \int_{-1}^{+1} \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\cos\Theta} \cdot \mathrm{d}\cos$ [nb]
$pp \to pK^+\Lambda$ ($\epsilon_\Lambda = 75,8$ MeV ; $\epsilon_{\Sigma^0} = -1,0$ MeV)				
p	$333,6 \pm 11,6$	$205,9 \pm 22,3$	$0,62 \pm 0,07$	7182 ± 424
K^+	$357,8 \pm 12,9$	$552,0 \pm 23,6$	$0,15 \pm 0,07$	7518 ± 324
Λ	$369,8 \pm 12,4$	$201,3 \pm 28,0$	$0,55 \pm 0,08$	7330 ± 284
$pp \to pK^+\Lambda$ ($\epsilon_\Lambda = 79,8$ MeV ; $\epsilon_{\Sigma^0} = 3,0$ MeV)				
p	$396,4 \pm 13,0$	$298,4 \pm 25,7$	$0,75 \pm 0,06$	8653 ± 326
K^+	$428,6 \pm 14,7$	$112,8 \pm 28,1$	$0,26 \pm 0,07$	9179 ± 418
Λ	$447,6 \pm 14,6$	$283,4 \pm 35,0$	$0,63 \pm 0,08$	9242 ± 357
$pp \to pK^+\Lambda$ ($\epsilon_\Lambda = 81,8$ MeV ; $\epsilon_{\Sigma^0} = 5,0$ MeV)				
p	$348,9 \pm 9,9$	$225,8 \pm 18,9$	$0,65 \pm 0,05$	7939 ± 256
K^+	$397,6 \pm 11,8$	$42,1 \pm 21,1$	$0,11 \pm 0,05$	8169 ± 282
Λ	$406,6 \pm 11,3$	$215,1 \pm 26,9$	$0,53 \pm 0,07$	8174 ± 277
$pp \to pK^+\Lambda$ ($\epsilon_\Lambda = 83,8$ MeV ; $\epsilon_{\Sigma^0} = 7,0$ MeV)				
p	$445,1 \pm 15,5$	$307,2 \pm 30,1$	$0,69 \pm 0,07$	9958 ± 393
K^+	$490,4 \pm 17,5$	$136,2 \pm 32,5$	$0,28 \pm 0,07$	10240 ± 446
Λ	$528,5 \pm 18,0$	$325,6 \pm 41,8$	$0,62 \pm 0,08$	10400 ± 341
$pp \to pK^+\Lambda$ ($\epsilon_\Lambda = 84,5$ MeV ; $\epsilon_{\Sigma^0} = 7,8$ MeV)				
p	$373,7 \pm 13,8$	$306,2 \pm 27,4$	$0,82 \pm 0,07$	8811 ± 359
K^+	$433,1 \pm 16,0$	$169,2 \pm 31,4$	$0,39 \pm 0,07$	8731 ± 379
Λ	$472,3 \pm 16,6$	$317,1 \pm 39,0$	$0,67 \pm 0,08$	9889 ± 438
$pp \to pK^+\Lambda$ ($\epsilon_\Lambda = 87,5$ MeV ; $\epsilon_{\Sigma^0} = 10,5$ MeV)				
p	$375,6 \pm 10,8$	$273,7 \pm 21,3$	$0,73 \pm 0,06$	8251 ± 269
K^+	$418,3 \pm 12,3$	$135,0 \pm 23,5$	$0,33 \pm 0,06$	8497 ± 304
Λ	$456,0 \pm 12,9$	$263,0 \pm 29,6$	$0,58 \pm 0,06$	9408 ± 350
$pp \to pK^+\Lambda$ ($\epsilon_\Lambda = 89,9$ MeV ; $\epsilon_{\Sigma^0} = 12,9$ MeV)				
p	$396,6 \pm 12,6$	$319,91 \pm 25,6$	$0,81 \pm 0,06$	8575 ± 313
K^+	$442,2 \pm 14,6$	$109,0 \pm 27,5$	$0,25 \pm 0,06$	8888 ± 109
Λ	$472,1 \pm 14,9$	$306,4 \pm 36,3$	$0,65 \pm 0,08$	9910 ± 400

Tabelle 4.1: Anpassung der Winkelverteilungen (Bild 4.8) an die Funktion 4.4.
rechte Spalte: über Winkelverteilung integrierter Wirkungsquerschnitt.

$pp \to pK^+\Lambda$			
ϵ_Λ [MeV]	$\bar{\sigma} = (\sigma_p + \sigma_{K^+} + \sigma_\Lambda)/3$ [nb]	Anteil guter Ereignisse	$\bar{\sigma}_{korr}$ [nb]
75,8	7343 ± 344	$0,80$	$5874\pm$ 276
79,8	9025 ± 367	$0,80$	$7220\pm$ 294
81,8	8094 ± 272	$0,76$	$6151\pm$ 207
83,8	10199 ± 393	$0,80$	$8159\pm$ 314
84,5	9144 ± 392	$0,81$	$7407\pm$ 318
87,5	8719 ± 308	$0,76$	$6626\pm$ 234
89,9	9124 ± 274	$0,78$	$7117\pm$ 214

Tabelle 4.2: linke Spalte: Mittelung der integrierten Winkelverteilungen aus der rechten Spalte von Tabelle 4.1.
mittlere Spalte: Faktor zur Untergrundkorrektur.
rechte Spalte: korrigierter Wirkungsquerschnitt.

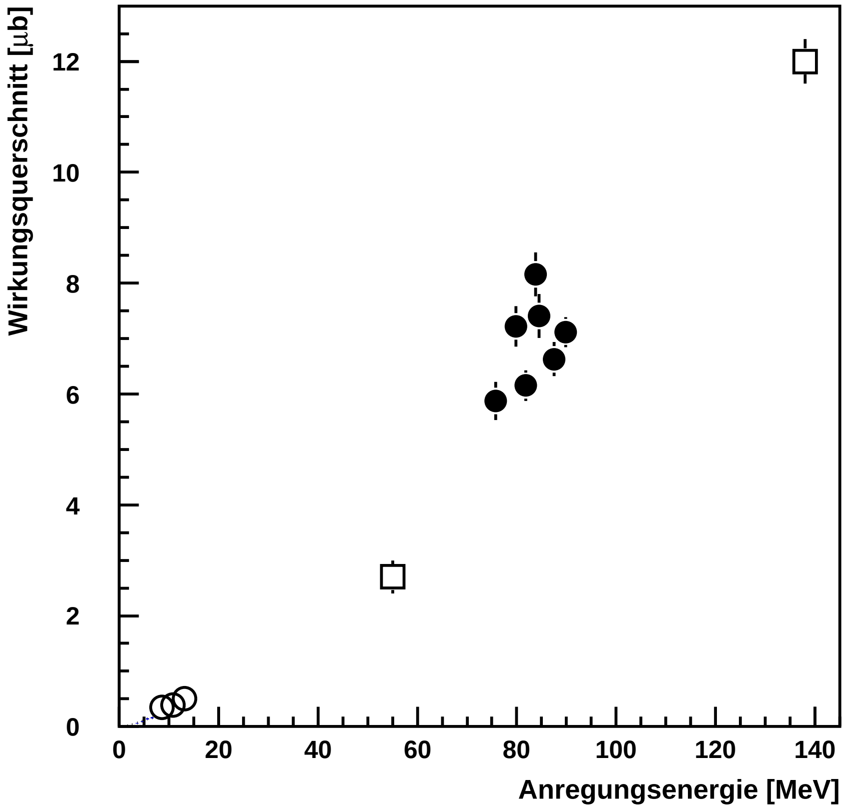

Abbildung 4.10: Wirkungsquerschnitte der Reaktion $pp \to pK^+\Lambda$ bei verschiedenen Anregungsenergien.
Kreise: COSY-11
Quadrate: COSY-TOF

5. Diskussion der Ergebnisse

Ein Vergleich der beiden Reaktionen $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ und $pp \rightarrow pK^+\Sigma^0$ zeigt nahe der Schwelle ein Wirkungsquerschnittsverhältnis von

$$R_{pp}(\epsilon) = \frac{\sigma_{pp\rightarrow pK^+\Lambda}}{\sigma_{pp\rightarrow pK^+\Sigma^0}} = 28 \pm 5. \tag{5.1}$$

Dies ist eine deutliche Abweichung vom Querschnittsverhältnis bei höherer Anregungsenergie (s. Abb. 1.5) von 2-3/1. Bei der Beschreibung der Reaktionen im Rahmen von Mesonaustauschmodellen sind die dominanten Graphen durch den π^0- und den K^+-Austausch gegeben (siehe Abb. 1.7). Analog zur η-Produktion können auch bei der Λ-Produktion zusätzlich Nukleonresonanzen einen großen Beitrag liefern, wie die Modelle in [Fäl97, Tsu97, Tsu98, Sib95] propagieren (s. Abb. 1.7a). Betrachtet man reinen K^+-Austausch (s. Abb. 1.7d), so ergibt sich unter Vernachlässigung der FSI aus der SU(6)-Vorhersage der Kopplungskonstanten ein Verhältnis von 27/1 [Swa63, Dov84]. Dies entspricht dem gemessenen Wert. In der Realität erwartet man jedoch auch einen signifikanten Beitrag durch π-Austausch zum Produktionsmechanismus. Eine Abschätzung des Verhältnisses der Reaktionsquerschnitte für den Anteil durch π-Austausch kann über experimentelle Daten vergleichbarer Kanäle erfolgen. Die Produktionsamplitude im Falle des Ein-Pion-Austausches ist proportional zur Reaktion $\pi^0 p \rightarrow K^+\Lambda(\Sigma^0)$. Entsprechende Daten sind zwar nicht zugänglich, es liegen aber Daten der Reaktionskanäle $\pi^- p \rightarrow K^0\Lambda^0$[Bak78a], $\pi^- p \rightarrow K^0\Sigma^0$[Bak78b] und $\pi^+ p \rightarrow K^+\Sigma^+$[Can88] vor. In den beiden obigen Bildern von Abbildung 5.1 sind Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\pi^- p \rightarrow K^0\Lambda^0$ und $\pi^- p \rightarrow K^0\Sigma^0$ in Abhängigkeit ihrer Anregungsenergie dargestellt. Werden die Wirkungsquerschnitte durch den Phasenraumfaktor $\sqrt{\epsilon}$ dividiert, so erhält man die Übergangsamplituden. Diese Werte sind im unteren Bild von Abb. 5.1 von beiden Reaktionen aufeinander normiert und in willkürlichen Einheiten dargestellt. Es zeigt sich eine resonanzartige Struktur, die darauf hindeutet, daß ein Beitrag zum Reaktionsprozeß über die Bildung einer Nukleonresonanz

erfolgt. Nach [Cas98] liegt die Masse der N(1650)-Resonanz zwischen 1,65-1,71 GeV und hat eine Breite von 0,09-0,28 GeV. Zum Vergleich ist in Abb. 5.1 eine Breit-Wigner-Kurve mit einer Masse von 1,68 GeV und einer Breite von 0,15 GeV dargestellt.
Unter Annahme der I=1/2 Dominanz läßt sich aus den Daten [Bak78a, Bak78b] bei jeweils gleicher Anregungsenergie schließen:

$$R_{\pi p}(\epsilon \to 0) = \frac{|f(\pi^- p \to K^0\Lambda^0)|^2}{|f(\pi^- p \to K^0\Sigma^0)|^2} \approx 0,4 \tag{5.2}$$

Unter Vernachlässigung der FSI würde man $R_{\pi p}(\epsilon \to 0) \approx R_{pp}(\epsilon \to 0)$ erwarten.

Das Verhältnis der Reaktionsquerschnitte durch K^+- bzw. π^0-Austausch ist im Falle der Λ-Produktion gegeben durch $\frac{|f(K^+p \to K^+p)|^2}{|f(\pi^0 p \to K^+\Lambda)|^2} \approx 9/1$, was aus K^+p-Streudaten sowie den verfügbaren $\pi N \to K\Lambda$-Daten resultiert. Im Falle der Σ^0-Produktion ist der Kaon-Austausch aufgrund der SU(6) Vorhersage für die Kopplungskonstanten stark unterdrückt, so daß für das Wirkungungsquerschnittsverhältnis Λ/Σ^0 folgende Abschätzung gegeben werden kann $9/1 \cdot 0,4 \approx 4$. Somit bleibt im Rahmen dieser Abschätzung eine deutliche Abweichung vom experimentell ermittelten Wert. Eine mögliche Erklärung wäre eine repulsive $p\Sigma$-Wechselwirkung gegenüber der attraktiven $p\Lambda$-Wechselwirkung. Dem widerspricht aber die Kleinheit des Wertes von E aus der Anpassung der Funktion 3.7 an die Anregungsfunktion der Σ^0-Daten, der eindeutig auf eine attraktive $p\Sigma$-Wechselwirkung hinweist.

In einem Experiment am SATURNE II Beschleuniger in Saclay wurde der Wirkungsquerschnitt inklusiver K^+-Produktion gemessen [Sie94]. Dabei zeigen sich sowohl an der Λ- als auch an den Σ-Schwellen etwa gleich große Signale (Abb. 5.2). Anhand dieser Messung läßt sich jedoch das produzierte Hyperon nicht identifizieren.
In der Literatur sind bereits Effekte bekannt, die durch starke FSI zu einer $\Sigma N \to \Lambda N$-Konversion führen [Tan69, Tan73, Cli68]. So ließe sich das Wirkungsquerschnittsverhältnis dadurch erklären, daß zwar virtuelle Σ's produziert, diese jedoch durch Konversion in Λ's umgewandelt werden. Der deutliche Anstieg des inklusiven Spektrums an den Σ-Schwellen in Abb. 5.2 wäre dann durch Λ-Produktion zu erklären. In Abb. 5.3 ist der Dalitz-Plot der

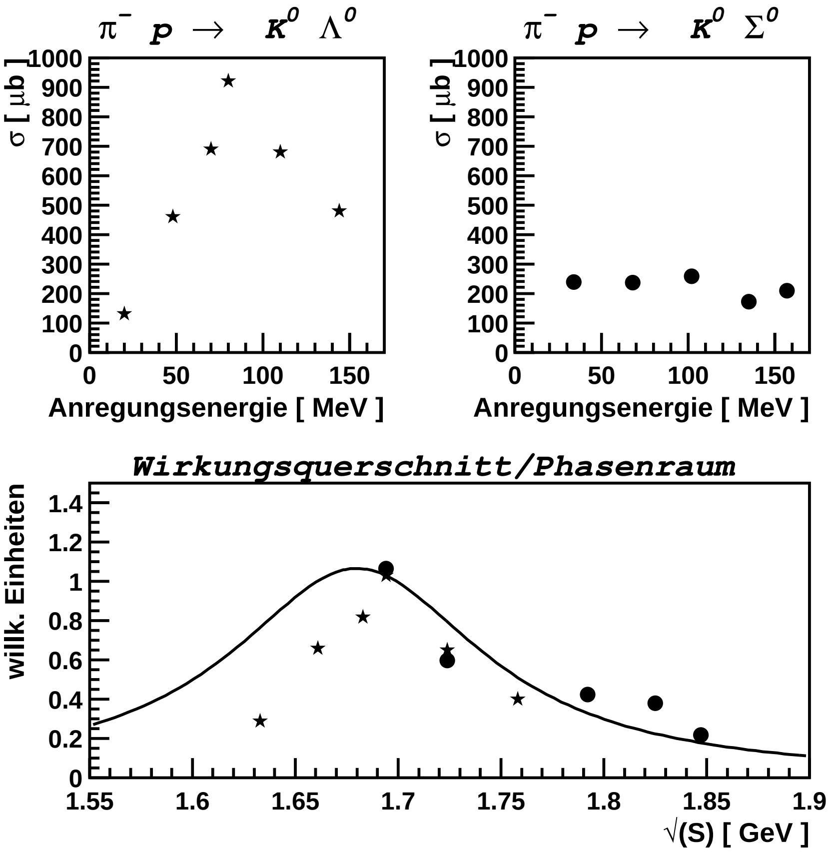

Abbildung 5.1: Die beiden oberen Bilder zeigen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\pi^- p \rightarrow K^0\Lambda^0$ [Bak78a] und $\pi^- p \rightarrow K^0\Sigma^0$ [Bak78b]. Die Wirkungsquerschnitte werden durch den Phasenraumfaktor $\sqrt{\epsilon}$ dividiert, um die Übergangsamplituden zu erhalten. Diese werden aufeinander normiert und in willkürlichen Einheiten in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie dargestellt (unteres Bild). Es zeigt sich ein resonanzartiges Verhalten. Zum Vergleich ist die N(1650)-Resonanz mit einer angenommenen Masse von 1,68 GeV und einer Breite von 0,15 GeV [Cas98] eingezeichnet.

Reaktion $K^- d \rightarrow \pi^- p \Lambda$ dargestellt [Tan69]. Abb. 5.4 zeigt die Projektion auf die Λp-Achse. Aufgrund der Λp-FSI ist bei kleinen Λp-Massen eine Anhäufung sichtbar. Interessanter jedoch ist der scharfe Peak bei einer Masse von m(Λp) = 2129 MeV/c^2 mit einer Breite von 8 MeV/c^2. Dieser Peak liegt damit genau bei der ΣN-Masse. Eine Messung an COSY-TOF zeigt einen ähnlichen Effekt. In Abbildung 4.6 sind Dalitz-Plots der $pp \rightarrow pK^+\Lambda$-Messung an COSY-TOF [Bil98] dargestellt. Auch hier läßt sich ein isolierter Punkt im Λp-Massenspektrum bei 2129 ± 2 MeV/c^2 erkennen, was mit den Beobachtungen in Abb. 5.4 übereinstimmt.

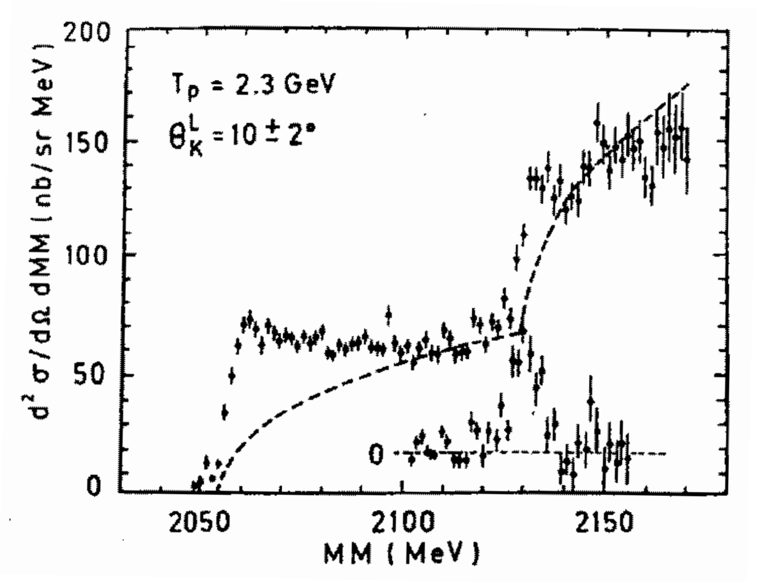

Abbildung 5.2: Inklusiver differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow K^+X$ bei $\Theta_K = 10 \pm 2$ mit $\mathrm{P}_{\mathrm{Strahl}} =\ 3,1$ GeV/c [Sie94].

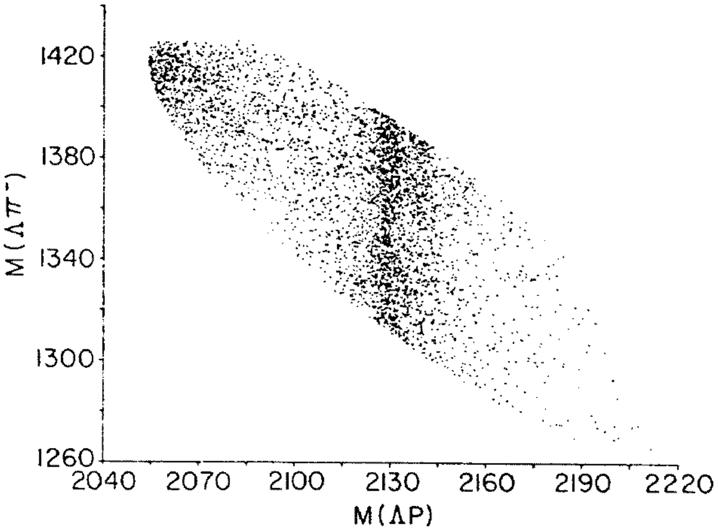

Abbildung 5.3: Dalitz-Plot des Kaon-Einfanges in Deuterium in der Reaktion $K^-d \to \pi^-p\Lambda$ [Tan69].

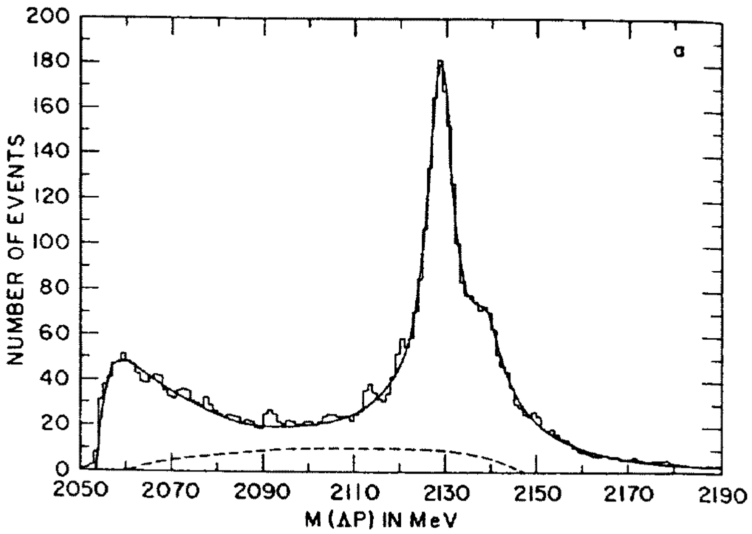

Abbildung 5.4: Projektion des Dalitz-Plots aus Abb. 5.3 auf die Λp-Masse. Neben der Λp-FSI bei kleinen Massen ist eine deutliche Anhäufung bei $\mathrm{m}(\Lambda p) = 2129\,\mathrm{MeV/c^2} = \mathrm{m}(\Sigma N)$ zu erkennen. Dies ist ein Hinweis dafür, daß die Reaktion über eine $\Sigma N \to \Lambda N$-Konversion verläuft [Tan69].

6. Zusammenfassung und Ausblick

Experimente zur Hyperonproduktion leisten einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der hadronischen Wechselwirkung. Die Erweiterung von den NN-Systemen auf die Hyperon-N-Systeme erlauben dabei weitaus detailliertere Untersuchungsmöglichkeiten. Das an COSY-11 erfolgreich durchgeführte Meßprogramm der $pp \rightarrow pK^+\Lambda$-Reaktion [Bal96, Bal98a, Bal98b] wurde in dieser Arbeit auf den Prozeß $pp \rightarrow pK^+\Sigma^0$ [Sew99] erweitert.
Die Ergebnisse von COSY-11 und COSY-TOF [Bil98] erweitern die bereits bestehenden Daten der Hyperonproduktion bei hohen Anregungsenergien [Bal88] in den Schwellenbereich hinein, der besonders für die theoretische Beschreibung sehr wichtig ist. In der schwellennahen Produktion tragen nur wenige Partialwellen zum Reaktionsprozeß bei, so daß die theoretische Beschreibung vereinfacht wird. Insbesondere die Messungen an COSY-11 werden durch reine S-Wellen-Streuung beschrieben. Präzise Daten in diesem Bereich der Mittelenergiephysik erlauben die Extraktion der relevanten Graphen im Mesonaustauschbild sowie der Kopplungskonstanten und ermöglichen einen Test der Gültigkeit dieser Modelle. Bestehende Theorien beschreiben die Λ-Produktion durch Pion-Austausch mit anschließender Anregung einer Nukleonresonanz oder als direkte Reaktionen durch Austausch schwerer Mesonen mit S=0 bzw. durch Kaon-Austausch. Zur Beschreibung schwellennaher Produktionen greifen einige Modelle auf den Beitrag der FSI zurück. Aufgrund der bisherigen COSY-Experimente hat Aktivität im Bereich der Theorie eingesetzt, so daß inzwischen die Λ-Produktion bei kleinen Anregungsenergien zumindest mit der Genauigkeit von einer Größenordnung beschreibbar geworden ist. In der Vorhersage der Σ^0-Produktion weisen sie jedoch noch erhebliche Unterschiede untereinander und zu den Ergebnissen dieser Arbeit auf. Während in den bisher zur Verfügung stehenden experimentellen Daten bei Anregungsenergien von 200-5000 MeV der Λ- gegenüber dem Σ^0-Wirkungsquerschnitt etwa um den

Faktor 2-3 größer ist, zeigt diese Arbeit bei Überschußenergien jeweils kleiner als 13 MeV ein Verhältnis von 28/1.
Aus den Kopplungskoeffizienten der SU(6) ergibt sich ein Verhältnis von 27/1, wobei reiner Kaon-Austausch vorausgesetzt wird. Damit ließe sich das gemessene Ergebnis durch ein einfaches Modell sehr genau beschreiben. In der Realität erwartet man jedoch auch einen signifikanten Beitrag durch Pion-Austausch, welcher die Σ^0- gegenüber der Λ- Produktion bevorzugt, so daß deutlich geringere Wirkungsquerschnittsverhältnisse zu erwarten sind.
Eine mögliche Erklärung für das gemessene Wirkungsquerschnittsverhältnis ist eine starke ΣN- ΛN-Kopplung, so daß zwar virtuelle Σ's produziert, diese jedoch durch eine starke $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$-Konversion in Λ's umgewandelt werden. Hinweise auf eine starke ΣN-FSI-Wechselwirkung, die zur $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$-Konversion führt, gibt es in verschiedenen experimentellen Daten. Die $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$-Konversion ist dabei insbesondere im $p\Lambda$-Massenspektrum sichtbar. Die Hyperonproduktion ermöglicht somit, wie die in dieser Arbeit gewonnenen Daten gezeigt haben, einen Zugang zum Verständnis der Produktionsmechanismen. Außerdem ist eine Messung der Anregungsfunktionen der verschiedenen in pp-Streuung möglichen Kanäle $pp \rightarrow pK^+\Lambda$, $pp \rightarrow pK^+\Sigma^0$, $pp \rightarrow nK^+\Sigma^+$ und $pp \rightarrow pK^0\Sigma^+$ über einen großen Energiebereich hinweg sinnvoll, um das Wirkungsquerschnittsverhältnis weiterer Reaktionskanäle zu bestimmen, wodurch detailliertere theoretische Analysen möglich werden. Dabei stellen jedoch die Σ^+-Kanäle erhöhte Anforderungen an das Experiment: Soll das Σ^+ etwa über die Methode der fehlenden Masse nachgewiesen werden, so ist eines der weiteren Ausgangsteilchen elektrisch neutral und damit schwer detektierbar. Die Hyperonproduktion am Deuterium-Target liefert Informationen über Reaktion in der pn-Streuung. Es bestehen dafür vom PAC (Program Advisory Committee) akzeptierte Vorschläge [Sew97] zur Messung der Reaktionen: $pd \rightarrow ppK^+\Sigma^-$, $pd \rightarrow pnK^+\Lambda$ und $pd \rightarrow pnK^+\Sigma^0$ an COSY-11. Diese Messungen der pd-Reaktionen sind an der durch die höhere Masse des Deuterium-Targets gesunkenen Schwelle geplant. Bei der Interpretation dieser Daten muß die innere Struktur des Deuteriums beachtet werden. Hierbei ist insbesondere die Fermi-Impuls-Verteilung der gebundenen Nukleonen zu berücksichtigen. In [Kil97] wird gezeigt, daß direkt an der Schwelle Reaktionen nur an einem kleinen Ausschnitt des Fermi-Impuls-Volumens stattfinden können. Als Beispiel ergibt

sich für $pd \to pnK^+\Lambda$, daß Reaktionen nahe der kinematischen Schwelle nur an Nukleonen, deren Fermi-Impulse mit 496 MeV/c der Strahlrichtung entgegen gerichtet sind, stattfinden können. Gebundene Teilchen hoher Impulse zeigen jedoch ein starkes Off-Shell Verhalten. Off-Shell bedeutet, daß die Teilchen ihre Ruhe-Masse (On-Shell-Masse) absenken, um die Energieerhaltung zu erfüllen. Daher sind schwellennahe *pd*- induzierte Reaktionen nicht ohne weiteres auf freie *pp*- oder *pn*- induzierte Reaktionen übertragbar. COSY-11 ist als Schwellenexperiment für derartige Messungen besonders geeignet.

Literaturverzeichnis

[Alb97] D. Albers et al., Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 1652

[Ant86] J. Antolin, Z. Phys. C 31 (1986) 417

[Bak78a] R. Baker, The Reaction $\pi^- p \to K^0 \Lambda^0$ up to 1334 MeV/c, Nucl. Phys. B 141 (1978) 29

[Bak78b] R. Baker, Study of the Reaction $\pi^- p \to K^0 \Sigma^0$ from Threshold up to 1334 MeV/c, Nucl. Phys. B 145 (1978) 402

[Bal88] A. Baldini, V. Flamino, W..G Moorhead and D.R.O. Morrison, Landoldt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, vol. 12, ed. by H. Schopper, Springer-Verlag (1988)

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

[Bal98a] J. Balewski et al., Total Cross Section of the Reaction $pp \to pK^+\Lambda$ Close to Threshold, Phys. Lett. B 420 (1998) 211

[Bal98b] J. Balewski et al., Low Energy Λ - p Scattering Parameters from the $pp \to pK^+\Lambda$ Reaction, Eur. Phys. J., A 2 (1998) 99

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

[Bra96a] S. Brauksiepe et al., Nucl. Instr. & Meth. A 376 (1996) 397

[Bra96b] S. Brauksiepe, Die Effizienz des Zwei-Protonen-Triggers am internen Experiment COSY-11, Diplomarbeit, Jül-3202, Jülich (1996)

[ByK73] E. Byckling, K. Kajantie, Particle Kinematics, John Wiley & Sons, London (1973)

[Can88] D.J. Candlin et al., Nucl. Phys. B 226 (1988) 1; B 311 (1988) 613

[Cas98] C. Caso et al., EPJ C 3 (1998)

[Cli68] D. Cline, Λp Interaction near ΣN Threshold, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1452

[Del89] A. Deloff, Nucl. Phys. A 505 (1988) 583

[Dom97] H. Dombrowski et al., Nucl Instr.& Meth. in Phys. Res. A 386 (1997) 228

[Dov84] C. B. Dover and A. Gal, Prog. Part. Nucl. Phys. 12 (1984) 171

[Fäl97] G. Fäldt und C. Wilkin, Comparison of the near-threshold production of η and K-mesons in proton-proton collisions, Z. Phys. A 357 (1997) 241

[Fic62] W. J. Fickinger et al., Phys. Rev. 125 (1962) 2082

[Gea93] GEANT-Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN, 1211 Genf 23, Schweiz (1993)

[Hol89] B. Holzenkamp, K. Holinde and J. Speth, A meson exchange model for the hyperon-nucleon interaction, Nucl. Phys A 500 (1989) 485

[Kil97] K. Kilian und S. Sewerin, Reactions on Bound Nucleons, Annual Report, IKP, FZ-Jülich (1997) 16

[Kle97] E. Klempt, Glueballs, Hybrids and the Standard Modell: Hadron '97 Summary (Experiment), AIP Conf. Proc. 432 (1998) 867

[Köh95] M. Köhler et al., Die Silizium-Pad-Detektoren im Experiment COSY-11, Jül-3071, Jülich (1995)

[Lag91] J. M. Laget, Strangeness production in nucleon-nucleon collisions Phys. Lett. B 259 (1991) 24

[Li95] Kaon production cross section from baryon-baryon interactions, G.Q. Li, C.M. Ko, Nucl. Phys A 594 (1995) 439

[Li97] G.Q. Li, C.M. Ko, W.S. Chung, K^+ production in baryon-baryon and heavy-ion collisions, Phys. Rev C 57 (1997) 434

[Mae89] P.M.M. Maessen et al., Phys. Rev. 40 (1989) 2226

[Mar81] A. D. Martin , Nucl. Phys. B 179 (1981) 33

[Mai94] R. Maier et al., Operational Characteristics of the COSY Electron Cooler, Proc, EPAC94. London (1994) 1200

[McG82] J. McGinley, Proceedings Int. Conf. on hypernuclear and kaon physics, Heidelberg 1982, ed. B. Povh

[Metz98] A. Metzger, Untersuchung der schwellennahen assoziierten Strangenessproduktion in der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ am COSY-Flugzeitspektrometer, Dissertation, Erlangen(1998)

[Mos93] P. Moskal, Response Function of the Trigger Scintillation Detector for the COSY-11 Installation, Jül-2825,Jülich (1993)

[Mos98] P. Moskal, η' meson production in the $pp \rightarrow pp\eta'$ reaction near threshold, Dissertation, Krakau, (1998)

[Pra94] D. Prasuhn et al., Stochastic Cooling System in COSY, Proc. EPAC94, London (1994) 1203

[Ran80] J. Randrup and C.M Ko, Revision Of Calculations For Kaon Production In Relativistic Nuclear Collisions, Nucl. Phys. A 343 (1980) 519

[Reu94] A. Reuber, K. Holinde and J. Speth, Nucl. Phys. A 570 (1994) 543

[Roo90] M. Rook, Aufbau und Inbetriebnahme einer Dipolfeldmeßmaschiene zur Streufeldmessung von COSY-Dipolen, Diplomarbeit, Jül-2407, Jülich (1990)

[Roo94] M. Rook,Strangeness-Erzeugung in der pp und $\bar{p}p$ Streuung, Dissertation, Jül-2922, Jülich (1994)

[Sch88] B. Schürmann and W. Zwermann, Mod. Phys. Lett. A 3 (1988) 251; Phys. Lett. B 183 (1987) 31

[Sch98] G. Schepers, Assoziierte Strangeness-Erzeugung an der Produktionsschwelle in der Reaktion $pp \to pK^+\Lambda$ am Experiment COSY-11 mit einer optimierten Strahloptik, Dissertation, Münster (1998)

[Sew97] S. Sewerin und J. Balewski, Hyperon production in pn-induced reactions at COSY-11, COSY Proposal No. 60, IKP FZ-Jülich, November 1997, http://ikpe1101.ikp.kfa-juelich.de/cosy-11/pub/proposal_60

[Sew99] S. Sewerin et al., Comparison of Λ and Σ^0 Production near Threshold in Proton-Proton Collisions, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 682

[Sib95] A. Sibirtsev, Internal nuclear momentum an threshold kaon production, Phys. Lett. B 359 (1995) 29

[Sib98a] A. Sibirtsev, W. Cassing, Strangeness production in proton-proton collisions, nucl-th/9802019, (1998)

[Sib98b] A. Sibirtsev, W. Cassing, Final State Interaction in the Near-Threshold Production of Kaons from Proton-Proton Collisions, nucl-th/9802025, (1998)

[Sie94] R. Siebert et al., High resolution study of hyperon-nucleon interactions by associated strangeness production in pp collisions, Nucl. Phys. A 567 (1994) 819

[Swa63] J.J. De Swart, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 916

[Tan69] T. Tan, Study of Hyperon-Nucleon Interaction in the Reaction $K^-d \to \pi^-p\Lambda$ at Rest, Phys. Rev. Lett 23 (1969) 395

[Tan73] T. Tan, Study of Low-Energy Σ^+N Interaction in K^-d Capture at Rest, Phys. Rev. D 7 (1973) 600

[Tsu97] K. Tsushima, A. Sibirtsev, A.W. Thomas, Resonance model study of strangeness production in pp collisions, Phys. Lett. B 390 (1997) 29

[Tsu98] K. Tsushima, A. Sibirtsev, A.W. Thomas, Resonance model study of kaon production in baryon baryon reactions for heavy ion collisions, nucl-th/9801063 (1998)

[Wol93] M. Wolke, Ein großflächiger Szintillationsdetektor mit Matrix-Auslese für Experimente an COSY, Diplomarbeit, Jül-2852, Jülich (1993)

[Wol97] M. Wolke, Schwellennahe assoziierte Strangeness-Produktion in der Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ am Experiment COSY-11, Dissertation, Bonn (1997)

[Wüs98] P. Wüstner, Die Produktion des η-Mesons am Jülicher Beschleuniger COSY und Entwicklung eines optimierten Datenaufnahmesystems, Dissertation, Bochum (1998)

Messungen an einem komplexen Experiment, wie es COSY-11 darstellt, können nur durch konstruktive Zusammenarbeit der daran beteiligten Kollaborationsmitglieder zum Erfolg führen.
Am Ende dieser Arbeit gilt daher mein besonderer Dank

Prof. Dr. Kurt Kilian für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich anzufertigen und für viele neue Erkenntnisse, die ich dort sammeln konnte.

Prof. Dr. Jens Bisplinghoff für die Übernahme des Koreferates.

Prof. Dr. Walter Oelert für die ausgezeichnete und motivierende Betreuung dieser Arbeit.

Dr. Dieter Grzonka und Dr. Thomas Sefzick für viele wertvolle Diskussionen und Anregungen sowie Dr. Jan Balewski für seinen unverzichtbaren Anteil am Erfolg des COSY-11 Experiments.

Dr. Pawel Moskal, Dr. Georg Schepers, Dr. Magnus Wolke und Dr. Peter Wüstner für die interessante Zusammenarbeit in vielen Feldern des COSY-11-Experiments.

für ein hervorragendes Arbeitsklima: Matthias Hofmann, Prof. Dr. L. Jarczyk, Michael Jochmann, Piotr Kowina, Isabell Pellmann, Matthew Prior, Dr. hab. M. Siemaszko, Dr. Jurek Smyrski, Dorota Wyrwa und allen weiteren Mitgliedern der COSY–11 Kollaboration sowie Dr. Reiner Geyer, Wolfgang Garske, Daniel Hesselbarth und Stefan Marwinski.

den Kollaborationsmitgliedern in Münster: Heinz-Hermann Adam, Dr. Alfons Khoukaz, Norbert Lang, Dr. Thomas Lister, Christoph Quentmeier, Carsten Thomas und Prof. Dr. R. Santo.

der COSY–Betriebsmannschaft, ohne deren Arbeit die vorliegenden Ergebnisse nicht möglich gewesen wären.

meinen Eltern für den Rückhalt, den ich jederzeit bei ihnen finden konnte.