Schwellennahe assoziierte Strangeness–Erzeugung in der Reaktion $p\ p \rightarrow p\ p\ K^+\ K^-$ am Experiment COSY–11

Inaugural–Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
an der
Rheinischen Friedrich–Wilhelms–Universität
Bonn

vorgelegt von

Magnus Wolke
aus Münster

Oktober 1997

Angefertigt mit Genehmigung
der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Rheinischen Friedrich–Wilhelms–Universität Bonn

Referent:	Prof. Dr. K. Kilian
Korreferent:	Prof. Dr. J. Bisplinghoff
Tag der mündlichen Prüfung:	

The road goes ever on and on,
down from the door where it began.
Now far ahead the road has gone,
and I must follow, if I can.
Pursuing it with eager feet,
until it joins some larger way,
where many paths and errands meet,
and whither then? – I cannot say.

Frodo Baggins

Zusammenfassung

Im Mittelpunkt des Experimentes COSY–11 am Beschleuniger und Speicherring COSY des Forschungszentrums Jülich steht das Studium der Produktion von Mesonen geringer Massenbreite in der Proton–Proton–Wechselwirkung im Schwellenbereich.

Besonderes Augenmerk verdient dabei die Dynamik der assoziierten Produktion des im Valenzbereich des Eingangskanals nicht enthaltenen Quarkflavours der Strangeness. Mit der Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ wird die zugehörige elementare Reaktion ohne Änderung des Quarkgehaltes beteiligter Baryonen studiert. Wirkungsquerschnitte dieses Ausgangskanals sind in der Nähe der Reaktionsschwelle bislang nicht bekannt.

Indem mit der Schwellenproduktion von Mesonen hohe Impulsüberträge zwischen den beteiligten Baryonen verbunden sind, erscheint dieser experimentelle Zugang zugleich als Sonde der kurzreichweitigen Nukleon–Nukleon–Wechselwirkung. Eine Messung der Anregungsfunktion kann zudem über die Stärke der $K\overline{K}$-Wechselwirkung Aufschluß geben, deren Kenntnis besonders durch die Diskussion der Natur skalarer Resonanzen im Massenbereich um 1 GeV/c^2 motiviert ist.

In Vorbereitung der Messungen an der COSY–11–Installation wurde die FASTBUS-Komponente des Datenaufnahmesystems in Betrieb genommen. Ein optimiertes Zeitverhalten mit Totzeiten unterhalb einer Millisekunde garantiert eine bestmögliche Ausnutzung der experimentell verfügbaren Luminosität.

Durch eine kinematisch vollständige Rekonstruktion des Vierteilchen-Endzustandes wird ein erster totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ nahe der Schwelle bestimmt. Bei einer Überschußenergie von 6.1 ± 1.6 MeV ergibt sich ein Wert von 490^{+400}_{-370} pb, der trotz seiner geringen Größe über die am internen Target erreichte Luminosität durch den Nachweis zweier Ereignisse zugänglich wird.

Die Normierung der gemessenen Zählrate beruht auf der simultanen Messung der elastischen Proton–Proton–Streuung als Referenzreaktion. Die Ereignisselektion des (ppK^+K^-)–Endzustandes und des elastischen Kanals verbunden mit einer Bestimmung der Luminosität werden in diesem Zusammenhang diskutiert.

Unter Berücksichtigung des Vierkörper–Phasenraumes sowie der Final–State–Wechselwirkung des Proton–Proton–Systems sind erste Vorhersagen in Bezug auf die Anregungsfunktion im Schwellenbereich möglich.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Bausteine der Materie und Wechselwirkungen

Im Mittelpunkt der Kern– und Elementarteilchenphysik stehen die Fragen nach dem Aufbau der Materie sowie dem Verständnis der in der Natur wirksamen Kräfte.

Aus der klassischen Physik sind die langreichweitigen Kräfte der Gravitation und die Erscheinungen des Elektromagnetismus bekannt. Während gravitative Kräfte zwischen Elementarteilchen vergleichsweise vernachlässigbar sind, ist die elektromagnetische Wechselwirkung auch im subatomaren Bereich von Bedeutung, als Beispiel sei die *Coulomb–Streuung* genannt. Daneben ist die Teilchenphysik für zwei weitere kurzreichweitige Kräfte in der Natur sensitiv: Die *Starke Wechselwirkung* erklärt die Existenz ihr unterliegender beobachtbarer Elementarteilchen wie beispielsweise Proton und Neutron. Die assoziierte Produktion *seltsamer Teilchen* wie der Kaonen, in der die Erhaltung der Quantenzahl der Seltsamkeit oder *Strangeness* zum Ausdruck kommt, wird ebenfalls durch die starke Wechselwirkung vermittelt. Daneben sind aber auch der Bindungszustand von Protonen und Neutronen in den Atomkernen oder etwa der radioaktive α–Zerfall instabiler Kerne ursächlich auf die starke Wechselwirkung zurückzuführen. Die *Schwache Wechselwirkung* ist aus dem β–Zerfall von Kernen vertraut, zugleich ist sie Ursache des Zerfalls seltsamer Teilchen. Die Seltsamkeit ist eine in der schwachen Wechselwirkung nicht erhaltene Quantenzahl.

Nach heutigem Verständnis ist alle Materie aus Teilchen mit halbzahligem Spin, den sogenannten *Fermionen* aufgebaut, die sich über ihre Wechselwirkungen klassifizieren lassen. Geladene *Leptonen* (e, μ, τ) nehmen an der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung (mit einer typischen Reichweite von 10^{-18} m), neutrale Leptonen (*Neutrinos* ν_e, ν_μ, ν_τ) nur an der schwachen Wechselwirkung teil. Auch *Quarks* zeigen schwache und elektromagnetische Wechselwirkung, doch werden die Kräfte zwischen diesen durch die ebenfalls kurzreichweitige ($\leq 10^{-15}$ m) starke Wechselwirkung dominiert.

Die Wechselwirkungen über elementare Kräfte werden durch den Austausch von *Bosonen* mit ganzzahligem Spin beschrieben. Dieses sind Photonen im Fall der elektromagnetischen, massive $W^{\pm}$ und Z–Bosonen in der schwachen sowie Gluonen in der starken Wechselwirkung mit Spin 1.

Im Bestreben, verschiedene elementare Bausteine und Kräfte in einem einzigen Erklärungsmodell zu vereinen, stellt die Vereinigung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung — als zwei Erscheinungsformen ein und derselben Kraft in einer elektroschwachen Theorie [Gla61, Wei67, Sal68] — einen substantiellen Fortschritt dar.

Im *Quarkmodell* werden Quarks als fundamentale Materiebausteine der starken Kraft und Konstituenten der stark wechselwirkenden, als freie Teilchen beobachtbaren *Hadronen* angesehen. In diesem Bild entsprechen *Baryonen* Zuständen aus drei Quarks, mit den bekannten Vertretern Proton und Neutron. Ähnlich den *van–der–Waals*–Kräften auf Molekülebene ist die Restwechselwirkung der Quarks Ursache für die Bindung von Protonen und Neutronen als Kernbausteine (*Nukleonen*). Erst der durch elektromagnetische Wechselwirkung gebildete atomare Verbund des Kerns und der Hüllenelektronen, mit einer typischen Ausdehnung von 10^{-10} m, beschreibt den ehedem "unteilbaren" Baustein der Materie, das Atom.

Mesonenproduktion bei mittleren Energien

Da nicht einzeln als freie Teilchen beobachtbar, sind Quarks in der natürlichen Materie und somit im Labor nur als Konstituenten gebundener Systeme zugänglich. Neben Baryonen (qqq) sind gebundene Systeme aus Quark und Antiquark ($q\overline{q}$) als Mesonen, deren Name sie als "mittelschwere" Teilchen zwischen Leptonen und Baryonen einordnet, seit ihrer Entdeckung in der kosmischen Höhenstrahlung [Lat47] bekannt.

Moderne Beschleunigeranlagen bilden eine Voraussetzung zur künstlichen Erzeugung "kosmischer" und weiterer Elementarteilchen sowie deren Studium unter Laborbedingungen. Hohe Energien sind dabei einerseits erforderlich, um die zu untersuchenden Teilchen gemäß der Äquivalenz von Masse und Energie in Streuprozessen zu erzeugen, andererseits um durch hohe Impulsüberträge Δp nach der Heisenbergschen Unschärferelation[1] $\Delta \mathrm{r} \cdot \Delta \mathrm{p} \leq \hbar$ sensitiv für kleine Abstände und die dort relevanten Wechselwirkungen zu werden.

Das Experiment COSY–11 ist im Bereich der Mittelenergiephysik, der durch Projektilenergien bis zu einigen GeV gekennzeichnet ist, anzusiedeln. Aus der Art des verwendeten Targets und des Projektils resultiert der Massenbereich der in inelastischen Streuprozessen erzeugbaren Mesonen. In der Proton-Proton-Wechselwirkung, die den derzeitigen Schwerpunkt des experimentellen Programms an COSY–11 bildet, wird ein Massenbereich bis etwa 1 GeV/c^2 erschlossen, veranschaulicht durch das π^0 sowie das Φ–Meson an seiner unteren bzw. oberen Grenze.

[1] $\hbar = 6.582 \times 10^{-22}$ MeV $\cdot$ s bezeichnet das *Plancksche Wirkungsquantum.*

Die Produktion von Mesonen in Beschleunigerexperimenten ermöglicht, Produktionsmechanismen und Reaktionsdynamik der einfachsten Bindungszustände hadronischer Materie zu untersuchen, Eigenschaften, in denen letztendlich die Natur der fundamentalen Konstituenten zum Ausdruck kommt. Theoretische Vorhersagen verschiedener Erklärungsmodelle können experimentell überprüft und neue Modelle durch das Experiment gefordert werden, dies in einem Bereich vergleichsweise geringer Energien, der störungstheoretischen Ansätzen auf der Grundlage der Theorie der starken Wechselwirkung zur Zeit nicht zugänglich erscheint.

Auf einen kleinen Raum–Zeit–Bereich begrenzte hohe Energiedichten in Streuprozessen stellen zugleich ein mikroskopisches Fenster zu Zustandsformen der Materie dar, wie sie nach unseren heutigen Vorstellungen in der kosmologischen Frühphase existiert haben müssen. Ein tieferes Verständnis der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen vergrößert gleichzeitig das Verständnis der physikalischen Prozesse, die sich im frühen Universum zugetragen haben.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden erste Ergebnisse des Experimentes COSY–11 zur assoziierten Strangeness–Produktion in der Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ vorgestellt.

Kapitel 2 stellt den die Untersuchung des K^+K^- Ausgangskanals motivierenden theoretischen Hintergrund vor. Aufbauend auf einer Beschreibung des Detektorsystems der COSY–11–Installation (Kapitel 3) wird in Kapitel 4 die Methodik der Datenanalyse erläutert. Die Selektion elastischer Proton–Proton–Streuereignisse ermöglicht die Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte (Kapitel 5) durch Normierung auf eine wohlbekannte Referenzreaktion.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen und Motivation

2.1 Gebundene Zustände der starken Wechselwirkung

2.1.1 Fundamentale Bausteine

Quarks und *Antiquarks*, Fermionen mit Spin 1/2, bilden die fundamentalen Materiebausteine der starken Wechselwirkung, die durch Austausch von Gluonen, elementaren Bosonen mit Spin 1, vermittelt wird. Tabelle 2.1 zeigt eine Übersicht der Eigenschaften der Quarks, die in sechs unterschiedlichen Sorten oder *Flavours* auftreten.

Name	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	$+2/3$	≈ 180000

Tabelle 2.1: Quantenzahlen und Massen der Quarks (B= Baryonzahl, I_3= Isospin–(3)–Komponente, S= Strangeness, C= Charm, b= Bottomness, t= Topness, Q= Ladung in Einheiten der Elementarladung, m= Konstituentenquarkmasse). Antiquarks haben identische Masse aber umgekehrtes Vorzeichen aller anderen Quantenzahlen.

Experimentell sind bislang weder Quarks noch Gluonen als freie Teilchen beobachtet worden, sie erscheinen stets in gebundenen, der starken Wechselwirkung unterliegenden Zuständen, den *Hadronen*, eingeschlossen (*Quarkeinschluß* oder *Confinement*). In Analogie zur Rolle der Ladung in der elektromagnetischen Wechselwirkung wird den Quarks ein innerer Freiheitsgrad, die *Farbladung*, mit den symbolischen Werten *rot*, *grün* oder *blau*, zugewiesen. Ein farbloser, neutraler Zustand wird dabei durch additive Mischung dreier verschiedener Farben oder dreier Antifarben (*Baryonen* oder *Antibaryonen*), bzw. einer Farbe und ihrer Antifarbe (*Mesonen*) gebildet. Freie Teilchen als farblos postulierend, trägt die *Quantenchromodynamik* (QCD) als grundlegende Theorie der starken Wechselwirkung dem Quarkeinschluß Rechnung.

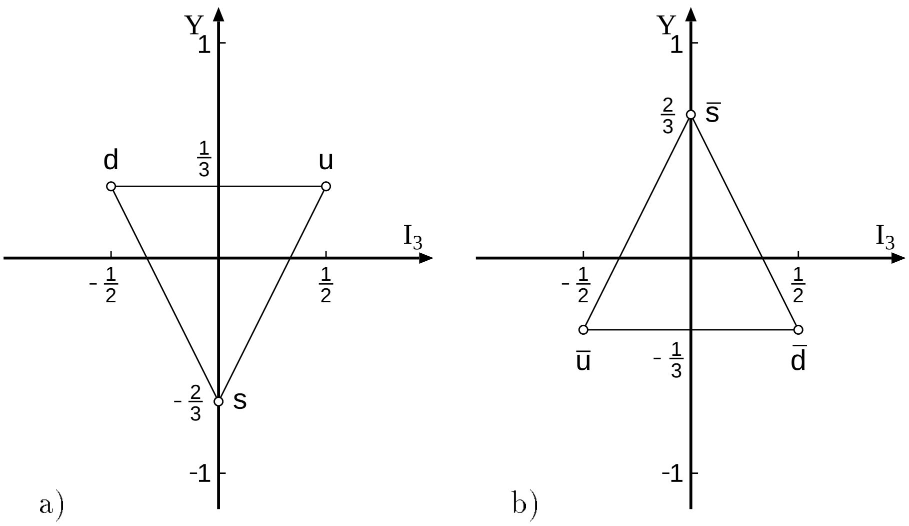


Abbildung 2.1: Symmetriegruppe SU(3) in fundamentaler (a) Quark– und (b) Antiquark-Darstellung.

Unter Annahme der Flavour–Invarianz der starken Wechselwirkung und mit der näherungsweisen Massengleichheit der (u, d, s)–Quarks ist der Hamilton–Operator der starken Wechselwirkung invariant unter Transformationen der SU(3)-Symmetriegruppe. Die drei leichten Quarks werden als Eigenzustände von Isospin und Hyperladung[1] zugeordneten Operatoren postuliert, die in der starken Wechselwirkung erhaltene Observable beschreiben [Gel64, Zwe64]. Abb. 2.1 zeigt Eigenzustände und Eigenwerte der SU(3)–Gruppe im *Gewichtsdiagramm* der Y–I_3–Ebene für die Quark– bzw. Antiquark–Darstellung.

2.1.2 Gebundene Quark–Antiquark–Systeme

Im Quarkmodell kombinieren drei Quarks und drei Antiquarks zu neun $(q\overline{q})$–Paaren, die sich gemäß $3 \otimes \overline{3} = 8 \oplus 1$ in Oktett– und Singulett–Zustände bezüglich

[1] Die *Gell-Mann–Nishijima Formel* $\mathrm{Q} = \mathrm{I}_3 + \frac{1}{2}(\mathrm{B} + \mathrm{S})$ verknüpft die elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung mit inneren Symmetrien, der Isospin–(3)–Komponente sowie Baryonzahl und Seltsamkeit. Die Summe $\mathrm{Y} = \mathrm{B} + \mathrm{S}$ wird als Hyperladung bezeichnet.

SU(3)–Transformationen gruppieren [GeN64].

Nonett	J^{PC}	$^{2S+1}L_J$
pseudoskalare Mesonen	0^{-+}	$^1S_0$
Vektormesonen	1^{--}	$^3S_1$
skalare Mesonen	0^{++}	$^3P_0$
Axialvektormesonen	1^{+-}	$^1P_1$
	1^{++}	$^3P_1$
Tensormesonen	2^{++}	$^3P_2$

Tabelle 2.2: Nonetts der leichten Mesonen in den beiden niedrigsten radialen Anregungen ($L = 0, 1$) und deren Quantenzahlen in üblicher J^{PC}– und in atomspektroskopischer Notation.

Physikalisch beobachtete Mesonen werden entsprechend ihres Anregungszustandes, charakterisiert durch Relativdrehimpuls L und Gesamtspin S, mit unterschiedlichen Nonettzuständen identifiziert (vgl. Tabelle 2.2). Das Nonett der pseudoskalaren Mesonen ($J^{PC} = 0^{-+}$) ist in Abbildung 2.2 den ($q\overline{q}$)–Kombinationen der SU(3)–Symmetriegruppe gegenübergestellt, wobei J = L+S den Gesamtdrehimpuls bezeichnet. Die Parität der Zustände ergibt sich aufgrund der ungeraden relativen inneren Parität von Fermion und Antifermion zu $P = (-1)^{L+1}$. Als Eigenzustände der Ladungskonjugation und des Spin–Operators folgen für Quark–Antiquark–Paare die Eigenwerte der C–Paritätsoperation zu $(-1)^{L+S}$.

Innerhalb eines Nonetts können Quark–Antiquark–Kombinationen identischer additiver Quantenzahlen mischen, wie im Fall des ($I = 0$)–Oktett–Zustandes und des SU(3)–Singuletts gegeben. Experimentell beobachtete Zustände (η bzw. η' im pseudoskalaren Nonett) entsprechen dann Linearkombinationen mit einem charakteristischen Mischungswinkel.

Nonetts der Vektor– und Tensormesonen ($J^{PC} = 1^{--}$ bzw. 2^{++}) sind durch einen "magischen" Mischungswinkel gekennzeichnet: Das physikalisch beobachtete isoskalare Singulett, $\Phi\,(1020)$ bzw. $f_2'\,(1525)$, kann als reiner $s\overline{s}$–Zustand betrachtet werden, während der isoskalare Oktettzustand, $\omega\,(782)$ bzw. $f_2\,(1270)$, als aus nicht–seltsamen Quarks (u,d) und Antiquarks zusammengesetzt erscheint. Aufgrund der unterschiedlichen Konstituentenmassen seltsamer und nicht–seltsamer leichter Quarks (vgl. Tabelle 2.1) spiegelt sich eine "magische" Mischung in den Massenverhältnissen innerhalb des Nonetts wieder, indem isoskalarer Oktettzustand und (die ebenfalls nicht–seltsamen) Zustände des Isospin–Tripletts, $\rho\,(770)$ bzw. $a_2\,(1320)$, in ihrer Masse vergleichbar sind.

Im Vergleich zur elektromagnetischen Wechselwirkung mit ungeladenen Austauschteilchen, den Photonen, tritt als wesentliches Charakteristikum der starken Wechselwirkung die Eigenschaft der Gluonen hervor, selbst eine Farbladung zu

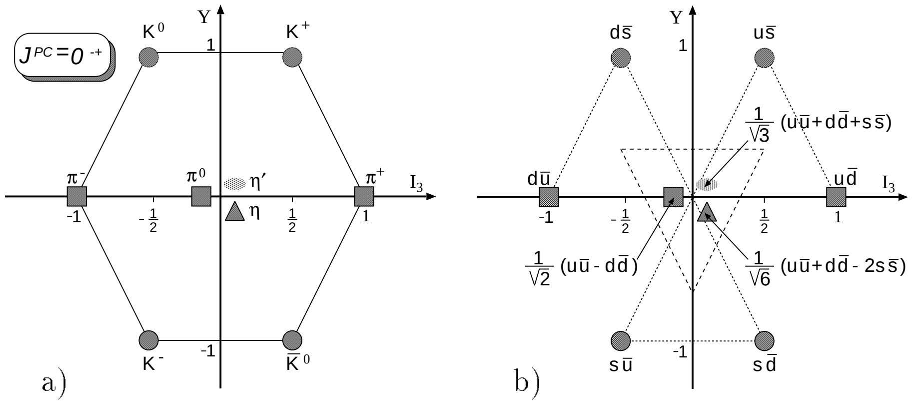


Abbildung 2.2: (a) Pseudoskalares Mesonennonett und (b) korrespondierende Quark–Antiquark–Kombinationen mit den ($I_3 = 0$)–Bildungen $\left(u\bar{u} - d\bar{d}\right)$ innerhalb des Isospin–Tripletts, $\left(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}\right)$ als Isospin–Singulett-Zustand des SU(3)–Oktetts sowie $\left(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}\right)$ als SU(3)–Singulett.

tragen. Einerseits ist der Gluonenaustausch in der Quark–Quark–Wechselwirkung damit mit einem Farbaustausch verbunden, andererseits werden auch gluonische Selbstkopplungen möglich. Vermittels des Selbstkopplungsprinzips erlaubt die QCD auch rein gluonische Zustände, *Gluonenbälle oder Glueballs* der Struktur (gg) in ihrer einfachsten Form sowie auf der Grundlage der Farbladungscharakteristik farbneutrale *Hybride* $(q\bar{q}g)$. Eine zweifelsfreie Identifikation derartiger "exotischer" Materiezustände steht bislang noch aus, jedoch wird mit dem $f_0\,(1500)$ durch das Crystal Barrel Experiment ein Kandidat eines skalaren Glueballs vorgeschlagen [AmC96]. Auch farbneutralen Bildungen der Art $qq\overline{qq}$, die speziell im Bereich skalarer Resonanzen diskutiert werden, fehlt der experimentelle Nachweis.

2.2 Skalare Mesonen

Während pseudoskalare, Vektor– und Tensormesonen sich im Rahmen des Quarkmodells als $(q\bar{q})$–Systeme gut beschreiben lassen, ist die Interpretation skalarer Resonanzen noch mehrdeutig. Das skalare Nonett, wie es sich derzeit im Hinblick auf die Zuordnung experimentell beobachteter skalarer Zustände darstellt, ist in Abb. 2.3 gezeigt [Bar96].

Zur Besetzung der Isospin–Dublett–Zustände innerhalb des skalaren Nonetts gilt das $K_0^*\,(1430)$ [Ast88a] als gut etabliert. Dagegen sind mit den Zuständen $a_0\,(980)$, in der Nähe der $K\overline{K}$–Schwelle, und $a_0\,(1450)$ [Ams94] zwei Kandidaten für das Isospin–Triplett bekannt.

Der isoskalare SU(3)–Singulett–Zustand ist bislang nicht identifiziert, als möglich gelten das $f_J\,(1710)$ [Arm89, Che91] sowie ein bei 1525 MeV am LASS-Experiment beobachteter Zustand [Ast88b]. Mit einer Interpretation des $f_0\,(1370)$ [Ams94] als isoskalarem Oktettzustand bleibt einerseits das $f_0\,(400-1200)$ [Tor96] als breite

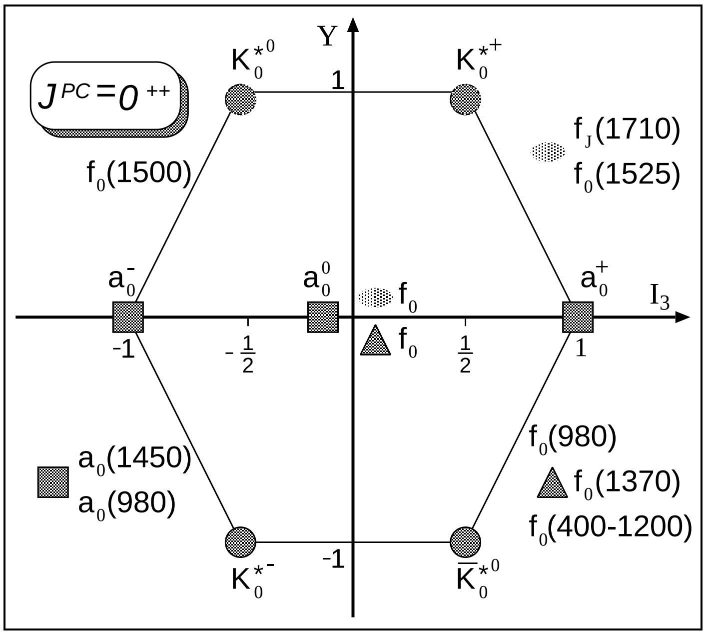


Abbildung 2.3: Nonett skalarer Mesonen [Bar96].

Untergrundstruktur, andererseits wird auch die Frage nach der Natur des $f_0\,(980)$ nicht geklärt.

Weitere präzise Daten sind zur eindeutigen Identifikation der skalaren Mesonen erforderlich, wobei die Untersuchungen an COSY insbesondere zur Interpretation im Massenbereich bis ≈ 1 GeV/c^2 beitragen können.

2.2.1 Struktur der skalaren Resonanzen $f_0(980)$ und $a_0(980)$

Die Diskussion der Natur der isoskalaren (I = 0) und isovektoriellen (I = 1) Resonanzen $f_0\,(980)$ ($m_{f_0} = 980 \pm 10$ MeV, $\Gamma_{f_0} = 40 - 100$ MeV [Bar96]) und $a_0\,(980)$ ($m_{a_0} = 983.5 \pm 0.9$ MeV, $\Gamma_{a_0} = 50 - 100$ MeV [Bar96]) umfaßt ihre Interpretation als herkömmliche $q\overline{q}$–Zuordnung innerhalb des skalaren Nonetts, als Zwei–Quark–Zwei–Antiquark–Zustände sowie als mögliche mesonische $K\overline{K}$–Moleküle[2].

Ein Dublett analog dem (ω, ρ)–System des vektoriellen Oktetts und damit eine $q\overline{q}$-Struktur beider Resonanzen im Rahmen des skalaren Nonetts wird durch ihre Massenentartung nahegelegt. Vorhersagen gängiger Modelle des Zerfalls von $q\overline{q}$–Zuständen [GoI85, KoI87] stehen allerdings im Widerspruch zu einer derartigen Interpretation: Eine totale Zerfallsbreite in der Größenordnung zwischen 500 MeV und 1000 MeV für das f_0 sowie das Verhältnis partieller Kopplungen an den pseudoskalaren Sektor ($\Gamma_{f_0 \to \pi\pi}/\Gamma_{a_0 \to \pi\eta}$) liegen um mehr als eine Größenordnung oberhalb experimenteller Werte. Die — trotz des im Vergleich zum pseudoskalaren Kanal

[2]Die skalaren Resonanzen im Bereich der $K\overline{K}$–Schwelle seien im folgenden kurz als f_0 bzw. a_0 bezeichnet.

geringen verfügbaren Phasenraumes — beobachtete starke Kopplung an den $K\overline{K}$–Endzustand steht ebenfalls der Interpretation als skalares (ω, ρ)–Analogon entgegen.

Die dargelegten Argumente lassen eine Interpretation der skalaren Resonanzen $f_0(980)$ und $a_0(980)$ als herkömmliche $(q\overline{q})$–Zustände zumindest fragwürdig erscheinen [WeI90]. Multiquark–Zustände aus Quarks und Antiquarks (beginnend mit $qq\overline{qq}$) oder hadronische Moleküle, d.h. gebundene Systeme zweier oder mehrerer Hadronen, stehen als alternative Strukturen ebenfalls in Einklang mit dem Postulat der Farbneutralität der QCD.

Im Rahmen einer Näherung des MIT Bag–Modells [Cho74] erweisen sich farbmagnetische Kräfte verantwortlich für gebundene Zustände des Zwei–Quark–Zwei–Antiquark–Systems [Jaf77]. Die skalaren Resonanzen f_0 und a_0 werden als Mitglieder eines resultierenden "kryptoexotischen" skalaren Nonetts interpretiert. Allerdings erweist sich die Forderung der Existenz von $(qq\overline{qq})$–Clustern als problematisch, da sie zur Vorhersage eines reichen Spektrums führt, das zumindest im Bereich flavour–exotischer Quantenzahlen (wie $\mathrm{J^{PC}} = 0^{++}$, $\mathrm{I} = 2$, die $(q\overline{q})$–Resonanzen im Rahmen des Quarkmodells ausschließen) experimentell keine Bestätigung findet [Hoo77].

In vereinfachender energetischer Betrachtung erscheint die Existenz eines Viel–Quark–Zustandes nur dann begründet, wenn das System durch stark attraktive Kräfte unterhalb der Schwelle des möglichen $(q\overline{q})(q\overline{q})$–Zerfallskanals gebunden ist [Bar94], eine spontane Dissoziation (*Fall Apart* [Jaf77]) ausschließend. Der Quarkeinschluß wird in Bag–Modellen durch die modellspezifische Randbedingung auferlegt, eine Betrachtung in einem Potentialmodell bietet dagegen die Möglichkeit, den Bindungszustand aus der Dynamik des Systems zu bestimmen.

Auf Grundlage eines nichtrelativistischen Potentialmodells mit coulombartigem und linearem Anteil räumen Variationsbetrachtungen des $(qq\overline{qq})$–Systems im skalaren (0^{++})–Bereich einem Vielquark–System die Freiheit ein, sowohl den Zustand eines gebundenen Systems als auch den eines Streuzustandes separater $(q\overline{q})$–Mesonen anzunehmen [WeI90]. Die Analyse verschiedener Flavour–Kombinationen führt nur in einer $(qs\overline{qs})$–Konstellation zu schwach gebundenen $K\overline{K}$–Molekülen, anschaulich dem Bindungszustand eines Deuterons vergleichbar. Berechnete Massen leicht unterhalb der $K\overline{K}$–Schwelle und Gesamtbreiten von $\Gamma_{f_0} = 38$ MeV bzw. $\Gamma_{a_0} = 60$ MeV bieten eine Zuordnung dieser Zustände zu den skalaren Resonanzen f_0 und a_0 an. Eine Extraktion der $(\pi\pi \to \pi\pi)$–Streuphase der isoskalaren S–Welle aus experimentellen Daten gelingt bei Analyse der Reaktion $\pi^- p \to \pi^+\pi^- n$ [Gra74]. Die Charakteristik der Streuphase — speziell der zu beobachtende Sprung bei einer invarianten Masse des $(\pi\pi)$–Systems von $\mathrm{m}_{\pi\pi} \approx 1$ GeV/c^2 — wird durch die $K\overline{K}$–Molekülhypothese mittels eines Pols der Streumatrix beschrieben, dessen Parameter mit der f_0–Resonanz identifiziert werden [WeI90].

In allgemeiner Betrachtung ist die für den Bindungszustand eines hadronischen Moleküls verantwortliche Restwechselwirkung als vergleichsweise kurzreichweitig anzunehmen. Daher verlangen gebundene Systeme Quantenzahlen eines Hadronpaares in relativem S–Wellen–Zustand bei zugleich starker Kopplung an die Konstituenten. Bindungsenergien in der Größenordnung zwischen 50 MeV und 100 MeV lassen sich aus der Heisenbergschen Unschärferelation ableiten, nimmt man eine räumliche Trennung gebundener Hadronen in der Größe der typischen hadronischen Längenskala von 1 fm an. Auch eine zu erwartende Charakteristik anormal kleiner elektromagnetischer Kopplungen hadronischer Moleküle [Bar94] und speziell möglicher $K\overline{K}$–Bindungszustände wird in Strahlungszerfällen f_0 / $a_0 \rightarrow \gamma\gamma$ experimentell bestätigt, im Gegensatz zu Berechnungen für $q\overline{q}$–Systeme mit Quantenzahlen $\mathrm{J^{PC}} = 0^{++}$ basierend auf bekannten Kopplungsgrößen des Tensorbereiches [Bar85, Pen94].

Eine Untersuchung der Poltopologie der Streuamplitude wird als Test der eine Resonanz generierenden grundlegenden Kräfte vorgeschlagen [Mor92]. Eine Analyse unter Einbeziehung experimenteller Daten zu Zerfällen des J/Ψ ($J/\Psi \rightarrow \Phi\pi^+\pi^- / \Phi K^+K^-$ [Fal88, Loc89]) sowie des D_s^+ ($D_s^+ \rightarrow \pi^+(\pi^+\pi^-)$ [Anj89]), gekennzeichnet durch eine strikte Einhaltung der Unitaritätsbedingung der Streumatrix, schließt eine Interpretation des f_0 als gebundener $K\overline{K}$–Zustand — verbunden mit einer durch eine Hadron–Hadron Wechselwirkung generierten Polstelle in der komplexen Energieebene — aus [MoP93]. Ebenso verworfen wird das Ergebnis einer früheren Analyse [AMP87], in der das f_0 zwei Resonanzen umfaßt, einen schmalen Zustand mit vergleichbarer Kopplung an $\pi\pi$ und $K\overline{K}$ sowie ein sehr schmales gebundenes $K\overline{K}$–System mit nur schwacher Kopplung an einen $(\pi\pi)$–Endzustand. Stattdessen wird eine Beschreibung durch eine herkömmliche *Breit–Wigner*–Struktur mit zwei schmalen Polen der Streuamplitude nahe der $K\overline{K}$–Schwelle favorisiert. Demgemäß ist das f_0 als schmale Resonanz mit vergleichbarer Kopplung an das $\pi\pi$– und $K\overline{K}$–System anzusehen, seine $q\overline{q}$–Interpretation innerhalb des skalaren Nonetts bleibt aber mithin problematisch.

Allerdings scheint eine Beschreibung der J/Ψ–Zerfallsdaten in vergleichbarer Qualität durch Annahme einer großen Breite der zweiten mit der f_0–Resonanz verbundenen Polstelle zu gelingen [ZoB94], so daß diese Daten nicht mehr zwingend als entscheidendes Kriterium für die Natur des f_0 anzusehen sind [Jan95].

Ein möglicher experimenteller Zugang wird durch Ergebnisse im Rahmen des Jülicher Modells der $\pi\pi$– und $\pi\eta$–Wechselwirkung mit der Untersuchung der $K\overline{K}$–Produktion in Schwellennähe nahegelegt.

Das Jülicher Modell der $\pi\pi$– und $\pi\eta$–Streuung

In konsistenter Erweiterung des Jülicher Modells der $\pi\pi$–Streuung [Loh90] wird die Struktur der skalaren Resonanzen f_0 und a_0 im Rahmen realistischer Austauschmodelle für $\pi\pi$– und $\pi\eta$–Wechselwirkungen untersucht [Jan95]. Eine Analyse der Polstruktur resultierender Streuamplituden führt zu einem Pol nahe der $K\overline{K}$–Schwelle, entsprechend einer Interpretation des $f_0\,(980)$ als reines gebundenes $K\overline{K}$–System, das dynamisch durch Vektormeson–Austausch in der $K\overline{K}$–Wechselwirkung generiert wird, ebenfalls experimentelle Daten der J/Ψ–Zerfälle beschreibend. Während die $K\overline{K}$–Wechselwirkung im isoskalaren Bereich stark genug ist, ein gebundenes System zu generieren, führt die Erweiterung des Modells für Isospin I = 1 zu einer schwächeren Wechselwirkung, speziell zeigt der für I = 0 attraktive ρ–Austausch im Isovektorbereich repulsiven Charakter. Ein isovektorielles "$K\overline{K}$–Molekül" wird folglich ausgeschlossen, die Untersuchung der Polstruktur resultiert in der Schlußfolgerung, daß auch eine $q\overline{q}$ Zuordnung die Natur des $a_0(980)$ nicht beschreibt, und es sich vielmehr um einen dynamisch aus der Übergangsamplitude $\pi\eta \to K\overline{K}$ generierten Schwelleneffekt handelt.

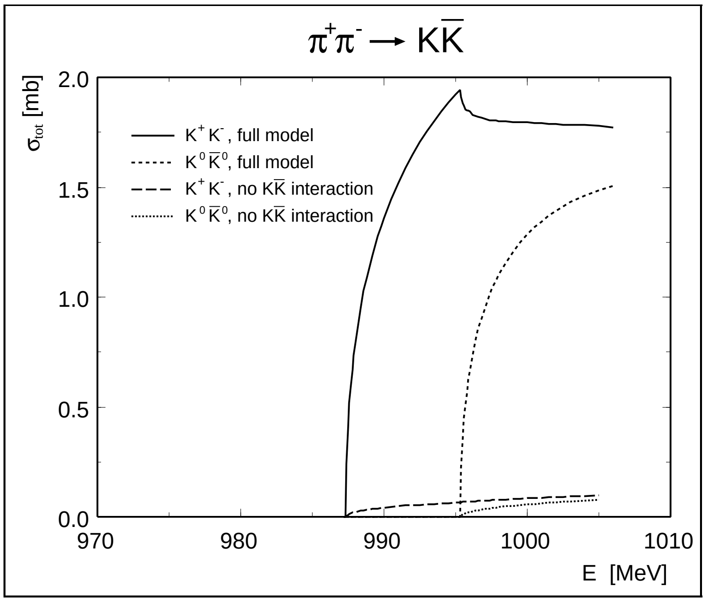


Abbildung 2.4: Einfluß der $K\overline{K}$–Wechselwirkung auf das Schwellenverhalten des Wirkungsquerschnitts in der S–Welle der Reaktion $\pi^+\pi^- \to K^+K^-$ / $K^0\overline{K^0}$ (aus [KRS97]).

Eine Berücksichtigung der Massenaufspaltung zwischen neutralen und geladenen Pionen und Kaonen im Rahmen des Modells [KRS97], entsprechend einer Verletzung der Isospin–Symmetrie, führt zu einer G–Paritätsverletzung in der $\pi\pi$–Streuung, die in einem nichtverschwindenden Wirkungsquerschnitt des Übergangs $\pi\pi \to \pi\eta$ in der Nähe der $K\overline{K}$–Schwelle zum Ausdruck kommt, bedingt durch die $K\overline{K}$–Wechselwirkung[3]. In Konsequenz ergibt sich eine mögliche Mischung von f_0 und a_0, die die Vermutung nahelegt, daß experimentelle Daten des $(\pi\eta)$–Endzustandes, die bisher als a_0–Signatur angesehen wurden, möglicherweise f_0–Zerfällen entstammen.

[3]Der Operator der G–Parität beschreibt eine Drehung um 180° im Isospinraum, gefolgt von einer Ladungskonjugation C. Pion und η–Meson sind Eigenzustände der G–Parität zu Eigenwerten +1 bzw. −1. Eine G–Paritätsverletzung wird durch die Kopplung sowohl des $\pi\pi$– als auch des $\pi\eta$–Systems an den $K\overline{K}$–Zustand möglich, der keine definierte G–Parität besitzt.

Abbildung 2.4 zeigt das resultierende Schwellenverhalten des totalen Wirkungsquerschnittes für die Übergange $\pi^+\pi^- \to K^+K^- \,/\, K^0\overline{K}^0$ in der S–Welle. Die dargestellte Energieabhängigkeit ist deutlich sensitiv auf die Berücksichtigung der $K\overline{K}$–Wechselwirkung, die für Isospin I = 0 mit dem f_0 einen gebundenen $K\overline{K}$–Zustand generiert.

Wenngleich analoge Rechnungen für einen Vierteilchen–Endzustand in $pp \to ppK^+K^-$ noch nicht verfügbar sind, läßt sich im Schwellenverhalten des Wirkungsquerschnitts eine qualitativ vergleichbare Sensitivität erwarten. Eine Messung der Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ in Schwellennähe stellt daher einen experimentellen Zugang zur Stärke der $K\overline{K}$–Wechselwirkung und mit ihrer dominanten Rolle in Bezug auf die Existenz eines gebundenen $K\overline{K}$–Zustandes einen Einblick in die Natur des $f_0\,(980)$ dar.

Kapitel 3

Die COSY–11 Installation

COSY–11 [Oel88] ist eine interne Experimentiereinrichtung am Targetplatz TP3 in einer Bogensektion des Beschleunigers und Speicherringes COSY Jülich.

Das Studium der Produktion von Mesonen im Bereich ihrer Erzeugungsschwelle, speziell im Massenbereich von etwa 1 GeV/c^2 bildet den konzeptionellen Schwerpunkt des experimentellen Aufbaus. Es resultiert als Charakteristik des Experimentes eine (4π)–Akzeptanz des Ausgangskanals unmittelbar an der Produktionsschwelle.

Aufgrund der geringen Überschußenergie zeichnen sich Schwellenexperimente durch geringe auftretende Transversalimpulse der Reaktionsprodukte aus. Im Laborsystem liegen die Trajektorien der Teilchen im Ausgangskanal folglich innerhalb eines eng begrenzten Vorwärtskegels um die Bewegungsrichtung des Schwerpunktes, so daß eine hohe geometrische Akzeptanz mittels eines vergleichsweise kompakten Detektorsystems erreichbar ist.

Die theoretische Interpretation experimenteller Ergebnisse wird als Konsequenz der geringen Überschußenergie durch die Beschränkung auf wenige beitragende Partialwellen vereinfacht. Über verlängerte Reaktionszeiten führen geringe Relativimpulse zu einer Begünstigung der Wechselwirkung im Endzustand (*Final–State–Interaction, FSI*), die als Baryon–Baryon–, Baryon–Meson– und Meson–Meson–FSI in den Observablen des Endzustandes sichtbar wird.

3.1 Der Speicherring COSY

Der Speicherring COSY mit einem Umfang von 184 m und bis zu 2×10^{11} gespeicherten Protonen in einem Impulsbereich von 270 MeV/c bis etwa 3500 MeV/c (bei einem Designwert von 3300 MeV/c), entsprechend kinetischen Energien zwischen 40 MeV und 2680 MeV (2500 MeV), ermöglicht durch eine hohe Impulsschärfe in Kombination mit einem internen Target eine präzise Untersuchung der Produktion von Mesonen. In dem zunächst vornehmlich im Rahmen des Experimentes COSY–11 untersuchten Reaktionstyp $pp \to ppX$ wird ein Massenbereich des erzeugten

Mesons oder Mesonenpaares X bis ≈ 1 GeV/c^2 erschlossen.

Durch Elektronenkühlung im niederenergetischen Bereich bis zu Strahlimpulsen von 645 MeV/c bzw. stochastischer Kühlung oberhalb von 1.5 GeV/c wird bei Strahlemittanzen $\epsilon \leq 1\ \pi$ mm mrad eine Impulsschärfe von $\Delta p/p \approx 1 \times 10^{-4}$ erwartet [Mai94, Toe96]. Bei den im Rahmen dieser Arbeit ausgewerteten Messungen standen beide Kühlmechanismen noch nicht zur Verfügung; in ungekühltem Betriebsmodus wird — bei geringerer Phasenraumdichte — eine Genauigkeit des Strahlimpulses von $\Delta p/p \approx 5 \times 10^{-4}$ erreicht.

3.2 Experimenteller Aufbau

Der Aufbau des Experimentes COSY–11 ist in Abb. 3.1 schematisch dargestellt. Neben einem Ausschnitt des Speicherringes und dem COSY–11–Detektorsystem verdeutlichen mittels Monte–Carlo–Simulationsrechnungen [Gea93] für die Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ bei einem Strahlimpuls von 1 MeV/c oberhalb der Schwelle generierte Trajektorien das Nachweisprinzip.

Das interne Experiment COSY–11 benutzt ein Wasserstoff–Clustertarget (siehe Abschnitt 3.2.1) unmittelbar vor einem regulären COSY–Dipol.

Infolge der im Vergleich zum umlaufenden Strahl geringeren Einzelimpulse der Reaktionsprodukte werden positiv geladene Teilchen durch das Dipolfeld vom umlaufenden Strahl getrennt und in das Innere des Speicherringes abgelenkt. Nach Passieren einer dünnen Austrittsfolie einer speziell konstruierten und im Polspalt des Dipolmagneten (*Dipol–Gap*) angebrachten Vakuumkammer (Abschnitt 3.2.2) gelangen positiv geladene Reaktionsprodukte zu dem in normaler Atmosphäre betriebenen Detektorsystem.

Zwei Systeme von sechs bzw. acht Driftkammerebenen (D1 bzw. D2 in Abb. 3.1, Abschnitt 3.2.3) erlauben die Messung der Richtungsvektoren von Reaktionsprodukten und ergänzen das Dipolfeld zu einem "internen Magnetspektrometer": Bei Kenntnis des Wechselwirkungspunktes, definiert durch den Überlappbereich von Beschleuniger– und Target–Strahl, und des Magnetfeldes können Teilchenimpulse nach Richtungsmessung durch die Driftkammersysteme eindeutig rekonstruiert werden.

Dem Nachweis zweier Protonen im Ausgangskanal — die Triggerbedingung für Reaktionen des Typs $pp \to ppX$ — dienen zwei Szintillatorhodoskope (S1 und S2, Abschnitt 3.2.4 bzw. 4.1). Eine Flugzeitmessung zwischen den Hodoskopen und einer großflächigen Szintillatorwand in einem Abstand von 9.1 m (S3, Abschnitt 3.2.5) generiert einen Startwert für die Impulsrekonstruktion. Eine Teilchenidentifikation wird auf Grundlage dieser Flugzeitmessung sowie der Energieverlustmessungen in den verschiedenen Szintillationszählern erreicht.

Positiv geladene Mesonen bzw. positiv geladene Zerfallsprodukte werden, wie im Fall positiv geladener Kaonen in Abb. 3.1 dargestellt, mit eingeschränkter Akzeptanz durch das System von Driftkammern und Szintillatorhodoskopen nachge-

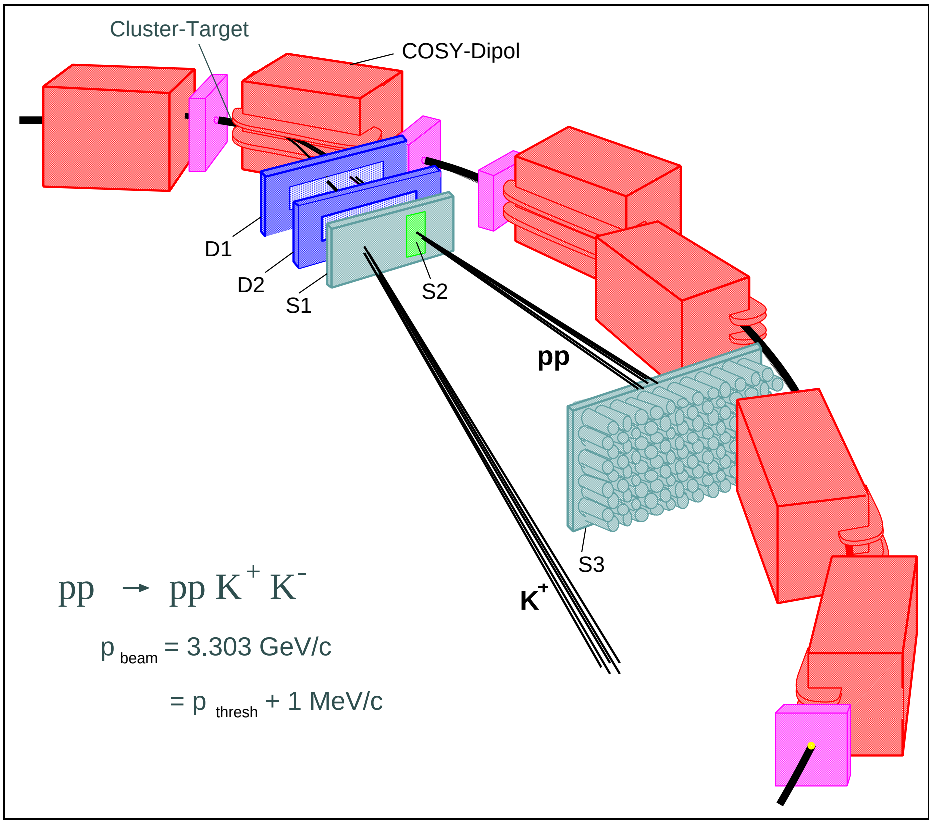


Abbildung 3.1: Räumliche Darstellung der COSY–11–Installation mit Driftkammersystemen D1 und D2 sowie Szintillationsdetektoren S1, S2 und S3. Mittels einer Monte–Carlo–Simulation generierte Teilchenbahnen des Ausgangskanals der Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ bei einem Projektilimpuls 1 MeV/c oberhalb der Schwelle sind zur Veranschaulichung einbezogen.

wiesen. Durch einen Silizium–Pad–Detektor (Si_{dip}, Abschnitt 3.2.6 und Abb. 3.6) sowie einen beidseitig ausgelesenen Szintillationszähler im Inneren des Dipol–Gaps wird das Detektorsystem zudem auf dorthin abgelenkte negativ geladene Mesonen sensitiv.

Ein weiterer Silizium–Pad–Detektor (Si_{mon}) dient der Analyse von Protonen aus elastischer Proton–Proton–Streuung; das korrespondierende zweite gestreute Proton wird durch das beschriebene System aus Driftkammern und Szintillationszählern nachgewiesen. Eine simultane Messung elastischer Proton–Proton–Streuung ermöglicht sowohl eine Kalibration des Detektorsystems als auch eine Normierung gemessener Zählraten zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte.

Der experimentelle Aufbau ist detailliert in [Bra96a] beschrieben.

3.2.1 Clustertarget

Interne Targets geringer Dichte erlauben eine effiziente Nutzung des gespeicherten Strahls, da nicht mit dem Target in Wechselwirkung tretende Teilchen im Strahl verbleiben und damit bei folgenden Umläufen für Reaktionen zur Verfügung stehen. Zudem sind geringe Streuungen von Strahlteilchen am Target nicht notwendig mit einem Teilchenverlust verbunden. Ein Verbleib innerhalb der Phasenraumakzeptanz wird zumindest teilweise durch Fokussierungselemente erreicht, einer resultierenden Vergrößerung des Phasenraumes kann durch die obengenannten Techniken der Strahlkühlung entgegengewirkt werden. Eine geringe Targetdichte minimiert zugleich die Wahrscheinlichkeit von Sekundärreaktionen innerhalb des Targets. In Bezug auf die integral erreichbare Luminosität gleicht die hohe Umlauffrequenz des Strahls eine geringe Targetdichte aus [Kil82].

Auch bezüglich weiterer Anforderungen für eine präzise Untersuchung elementarer Reaktionen wie genaue Kenntnis des Wechselwirkungspunktes und hohe chemische Reinheit stellt das Prinzip eines Cluster–Targets, wie es an der COSY–11–Installation eingesetzt wird [Dom97], eine optimale Lösung dar.

Ein bei hohem Druck vorgekühltes Gas (p_0, T_0) expandiert adiabatisch durch eine sogenannte *Laval-Düse* in ein Gebiet kleineren Druckes $p \leq p_0$ und kühlt sich dabei weiter ab. Mit Erreichen der Dampfdruckkurve kondensiert das übersättigte Gas zu *Clustern* [Bec56] mit bis zu 10^6 Atomen.

Aufgrund der vergleichsweise großen Masse der Cluster werden diese bei Stößen mit Restgaspartikeln nur geringfügig abgelenkt; die nur gering winkeldivergente Ausbreitung des Clusterstrahls wird rein geometrisch durch Größe und Anordnung der sich in Ausbreitungsrichtung befindenden Blenden beschrieben. Einerseits wird die Streukammer somit nicht durch radial expandierendes Restgas belastet, andererseits ist der Wechselwirkungspunkt zwischen umlaufendem Strahl und Target mit hoher Genauigkeit definiert.

Abb. 3.2 zeigt schematisch den Aufbau des Cluster-Targets. Im unteren Teil der Anordnung (Clusterquelle) wird nach Clusterbildung im Bereich der *Laval-Düse* nicht kondensiertes Restgas durch kegelförmige Blenden (*Skimmer* und nachfolgende Kollimatorstufen) abgeschält. Größe und Abstand der Kollimatorstufen legen die räumliche Ausdehnung des Clusterstrahls in der Streukammer fest, die der Clusterstrahl von unten nach oben durchquert, um schließlich den dreistufigen Strahlauffänger zu erreichen. Die zweite Auffängerstufe enthält eine Monitorkammer, in der über elastische Elektronenstreuung das Profil des Clusterstrahls beobachtet werden kann.

Eine Steigerung der Luminosität auf Kosten der Genauigkeit der Impulsrekonstruktion oder umgekehrt ist durch Variation der geometrischen Parameter der Kollimatoren möglich. Bei bisherigen Messungen wurde ein Durchmesser des Clusterstrahls von $\varnothing = 9\,\mathrm{mm}$ am Wechselwirkungspunkt benutzt. Erreichbare Dichten des Cluster–Targets liegen bei $\approx 2 \times 10^{14}$Atome/cm^3.

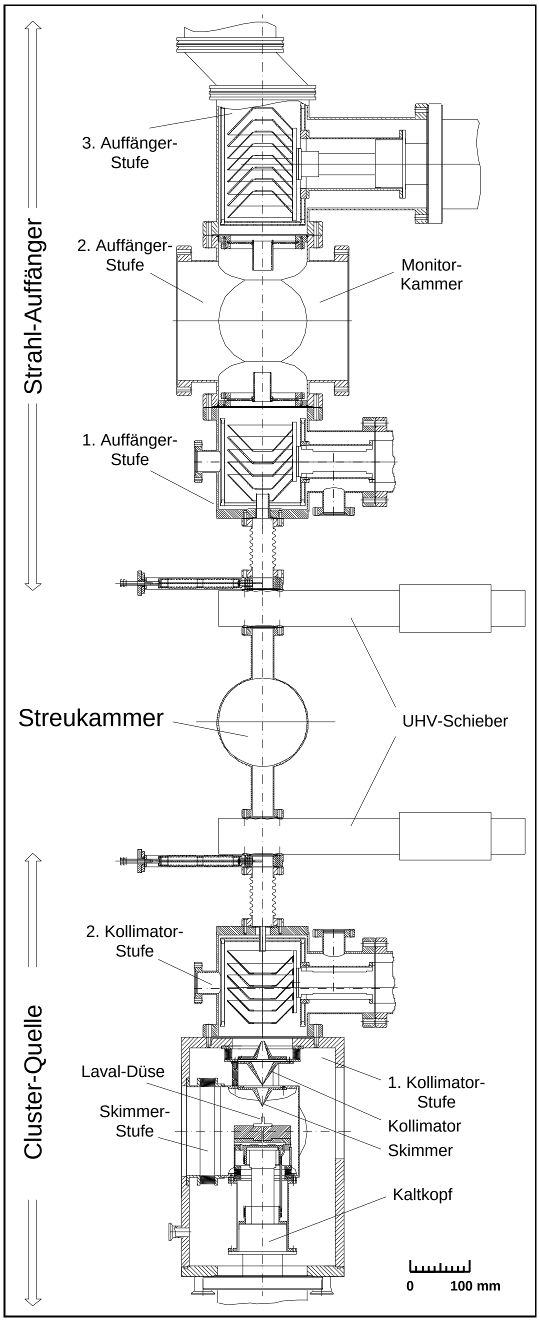


Abbildung 3.2: Aufbau des Wasserstoff–Clustertargets (aus [Dom97]).

3.2.2 Vakuumkammer

Durch vier an die experimentellen Erfordernisse angepaßte vakuumdichte Austrittsfenster in Verbindung mit der Integration des Wechselwirkungspunktes ermöglicht eine speziell konstruierte, im Polspalt des Dipols fixierte Vakuumkammer den Übergang der Reaktionsprodukte von den UHV–Bedingungen des Speicherringes zu dem in Raumatmosphäre betriebenen Detektorsystem.

Das längsseitige, für positiv geladene Ejektile vorgesehene Austrittsfenster in Richtung des Beschleunigerinneren (187.6×7.6 cm^2) setzt sich aus zwei Lagen gekreuzt angeordneter, mit Epoxidharz verklebter Kohlenstoffasern (Gesamtdicke etwa 300 μm) als äußerem Trägermaterial sowie vakuumseitig einer dünnen Aluminiumschicht (30 μm) als Dichtwerkstoff zusammen. Bei gleichzeitig hoher mechanischer Sicherheit reduziert die Verwendung von Materialien niedriger Kernladungszahl die zu erwartende Winkelablenkung infolge von Coulomb–Vielfachstreuung an Kernen des Folienmaterials zu Werten unterhalb der Detektorauflösung.

Austrittsfenster in Richtung nicht spursensitiver und unmittelbar auf die Fenster folgender Detektorkomponenten sind in Form von 150 μm dicken Chrom–Nickel–Stahlfolien realisiert. Dieser Fenstertyp umfaßt eine Folie in Richtung des Silizium–Pad–Detektors zum Nachweis negativ geladener Mesonen (Si_{dip}) längsseitig im Inneren des Dipol–Gaps (114.0×5.6 cm^2), ein Fenster zu einem zweiten, im Rahmen der simultanen Messung elastischer Proton–Proton–Streuung benutzten Silizium–Pad–Detektor (Si_{mon}) im Targetbereich (22.0×4.6 cm^2) sowie ein für Reaktionsprodukte höherer magnetischer Steifigkeit (z. B. Deuteronen) vorgesehenes Austrittsfenster in Vorwärtsrichtung nahe dem Strahlrohr (10.0×5.6 cm^2).

3.2.3 Driftkammern D1 und D2

Zwei planare Driftkammersysteme [Cha69,Wal71] in einem Abstand von etwa 70 cm mit sechs bzw. acht Ebenen und einer aktiven Fläche von jeweils 168.0×43.3 cm^2 dienen zur Richtungsbestimmung positiv geladener Reaktionsprodukte.

Jeweils zwei Ebenen mit vertikal ausgerichteten sowie um $+31°$ bzw. $-31°$ gegenüber der Horizontalen geneigten Feld– und Signaldrähten bilden das Driftkammersystem D1, während Kammer D2 durch zwei zusätzliche Ebenen vertikaler Orientierung ergänzt wird (Abb. 3.3). Der Abstand einzelner Ebenen beträgt 18 mm. Eine Links–Rechts–Doppeldeutigkeit wird durch den Versatz von Ebenen identischer Orientierung um eine halbe Driftzelle ausgeschlossen.

Eine elementare *Graded–Field*–Driftzelle (Abb. 3.4) mit einer Breite von 40 mm resultiert in einer maximalen Driftzeit von 400 ns, entsprechend der Driftstrecke einer halben Zelle. Beide Driftkammersysteme werden mit einer Gasmischung aus Argon und Ethan zu gleichen Teilen betrieben [Gug92].

Bei einer Ortsauflösung von 100 μm in horizontaler Richtung für Protonen eines typischen Impulses von 1 GeV/c folgt eine Rekonstruktionseffizienz nahe 100 % selbst bei Nichtansprechen einiger Ebenen infolge der gegebenen Redundanz.

Spurbestimmung in den Driftkammern und Spurrekonstruktion zur nominalen Targetposition ermöglichen eine Impulsbestimmung positiv geladener Reaktionsprodukte. Nach Teilchenidentifikation (über Flugzeit– und Energieverlustmessung) konnte im Fall der Reaktion $pp \to pK^+\Lambda^0$ eine Auflösung für die *Missing Mass* (Abschnitt 4.4.1) von etwa 1 MeV/c^2 (FWHM) erreicht werden [Bal96a].

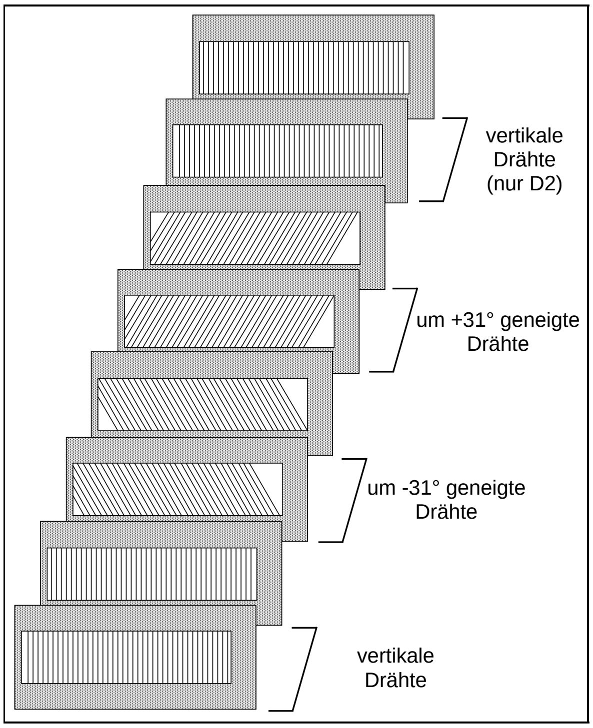


Abbildung 3.3: Anordnung der Ebenen mit unterschiedlicher Orientierung der Signaldrähte in den Driftkammersystemen D1 und D2.

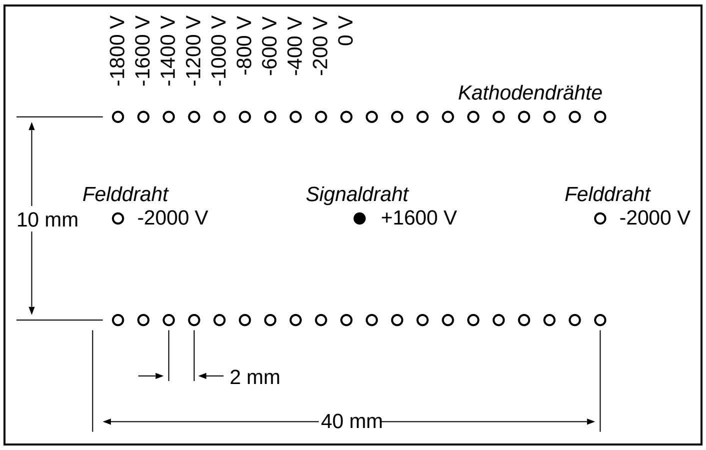


Abbildung 3.4: Struktur der *Graded–Field*–Driftzellen.

3.2.4 Szintillatorhodoskope S1 und S2

Die Szintillatorhodoskope S1 ($45 \times 10 \times 0.4$ cm^3) und S2 ($45 \times 1.35 \times 0.2$ cm^3) sind jeweils aus 16 Szintillatorstreifen mit beidseitiger Auslese (*Thorn Emi 9954B* [Emi] bzw. *Hamamatsu R 1635–02* [Ham]) aufgebaut, als Szintillatormaterial wird *Bicron BC 404* [Bic] verwendet.

Das S1–Hodoskopsystem erlaubt Zeitauflösungen zwischen 160 ps und 220 ps für den Nachweis minimal ionisierender Teilchen [Mos93].

Die Triggerbedingung des Experimentes (s. Abschnitt 4.1) basiert auf dem Nachweis zweier Protonen im Ausgangskanal und wird durch das Ansprechen zweier Segmente des S1–Hodoskops ($S1_{\mu=2}$) erfüllt. Trajektorien zweier Protonen innerhalb der horizontalen Abdeckung eines S1–Segmentes von 10 cm, entsprechend einer Multiplizität $S1_{\mu=1}$, wie sie in Schwellennähe zu erwarten sind, können aufgrund der feineren Granulierung durch separate Segmente des verschiebbar angebrachten und damit reaktionsspezifisch einstellbaren Szintillationszählers S2 aufgelöst werden ($S1_{\mu=1} \wedge S2_{\mu=2}$).

Das Summensignal der beiden auslesenden Photomultiplier eines Hodoskop–Segmentes liefert ein in guter Näherung vom Auftreffort unabhängiges Maß für den Energieverlust des durchtretenden Teilchens [Brö93,Mos93]. Durch einen *Fast Pulse Integrator* [Maj94] wird das Summensignal der Triggerlogik in analoger Form zugänglich, eine entsprechende Schwelle auf das integrierte Signal realisiert den Nachweis zweier Teilchendurchgänge durch ein Detektor–Segment ($S1_{high}$ bzw. $S2_{high}$).

Neben ihrer Triggerfunktion generieren die Szintillatorhodoskope S1 bzw. S2 den Startzeitpunkt einer zur Teilchenidentifikation benutzten Flugzeitmessung.

3.2.5 Szintillatorwand S3

Eine großflächige Szintillatorwand S3, realisiert nach Vorbild des an der Universität Bonn entwickelten *AMADEUS–Detektors* [Ant91], erzeugt in einer Entfernung von etwa 9.1 m zum Hodoskop S1 ein korrespondierendes Stop–Signal [Wol93].

Bei einem Teilchendurchtritt durch diese nichtsegmentierte Szintillatorwand ($100 \times 220 \times 5$ cm^3, *BC 404* [Bic]) erzeugtes Szintillationslicht wird von einer Photomultiplier–Matrix (217 auslesende Photomultiplier, *Thorn Emi 9954B* [Emi]) im Anschluß an eine 4 cm tiefe Luftschicht registriert (Abb. 3.5).

Totalreflexion an der Grenzfläche von Szintillatormaterial und anschließender Luftschicht begrenzt die Zahl signifikant ansprechender Photomultiplier räumlich auf einen Kegel um die Teilchendurchgangsrichtung. Das registrierte Summensignal korrespondiert dabei mit der Energiedeposition im Szintillatormaterial, während über die Amplitudenverteilung des Gesamtsignals auf die ansprechenden Photomultiplier ein ortsauflösendes Detektorkonzept realisiert wird; typische Auflösungen von ≈ 1.0 cm sind für Protonen eines Laborimpulses von $p_{lab} = 1$ GeV/c zu erwarten. Zudem wird eine Trennung nahe beieinanderliegender Treffer über die Amplitudenverteilung durch die starke Eingrenzung des sensitiven Matrix–Bereiches gewährleistet [SeM97].

Im Gegensatz zu herkömmlichen Szintillationsdetektoren bedingt die Totalreflexion eine intrinsisch optimierte Zeitinformation: Indem schwarz eingefärbte Kantenflächen des Szintillatorblockes vielfach totalreflektiertes Licht absorbieren, wird das Photomultiplier–Signal nahezu ausschließlich durch direktes Licht mit einer entsprechend scharfen zeitlichen Verteilung hervorgerufen.

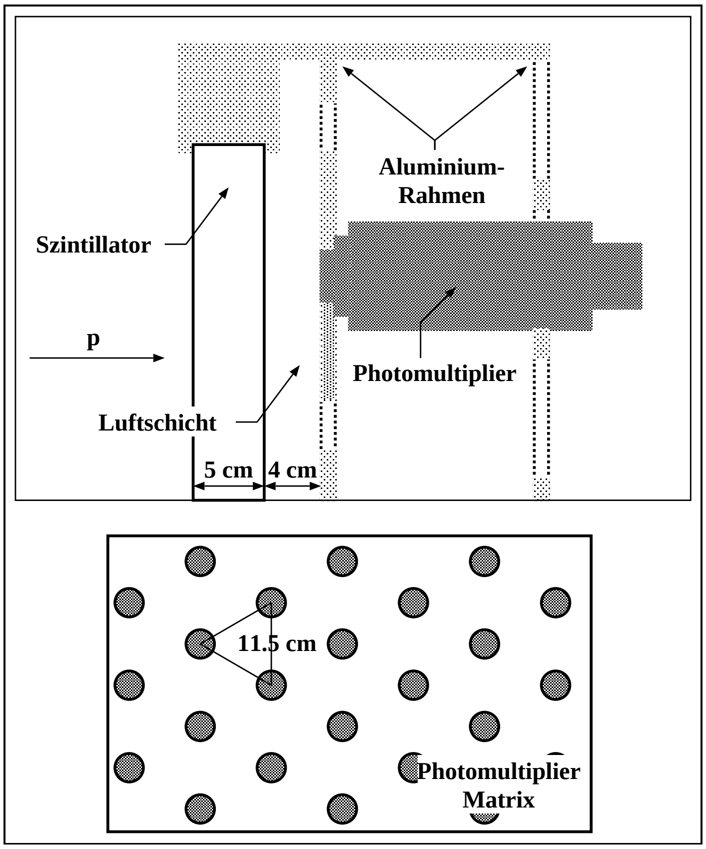


Abbildung 3.5: Schnittzeichnung des Szintillationsdetektors S3 und schematische Ansicht der Photomultiplier–Matrix mit gleichseitigen Dreiecken als Grundstruktur.

Testmessungen dieses Detektorkonzeptes mit minimal ionisierenden Teilchen lassen auf eine Zeitauflösung zwischen 135 ps und 195 ps, abhängig vom Auftreffort des Teilchens relativ zur Matrix–Grundstruktur eines gleichseitigen Dreiecks, schließen. In Kombination mit dem Startszintillator S1 können Impulsauflösungen von $\Delta p/p \approx 1 - 1.5$ % für typische Protonenimpulse von 1 GeV/c erreicht werden.

3.2.6 Silizium–Pad–Detektoren

Zum Nachweis in Richtung des Dipoljochs abgelenkter negativ geladener Mesonen sowie elastisch gestreuter Protonen im Targetbereich durch einen *Monitor–Detektor* (Abb. 3.6) finden Silizium–Pad–Detektoren [Köh95] Verwendung.

Identische Module mit jeweils vier getrennten Siliziumstreifen (*Pads*), einem Design des PS202–Experimentes (*JETSET* [Ber95]) entsprechend, sind gemäß den geometrischen Randbedingungen im Dipolbereich in drei überlappenden Reihen vertikal derart angeordnet, daß insensitive Bereiche vermieden werden (Abb. 3.7).

Bei einer durch die Größe der 280 μm dicken Pads festgelegten Granularität

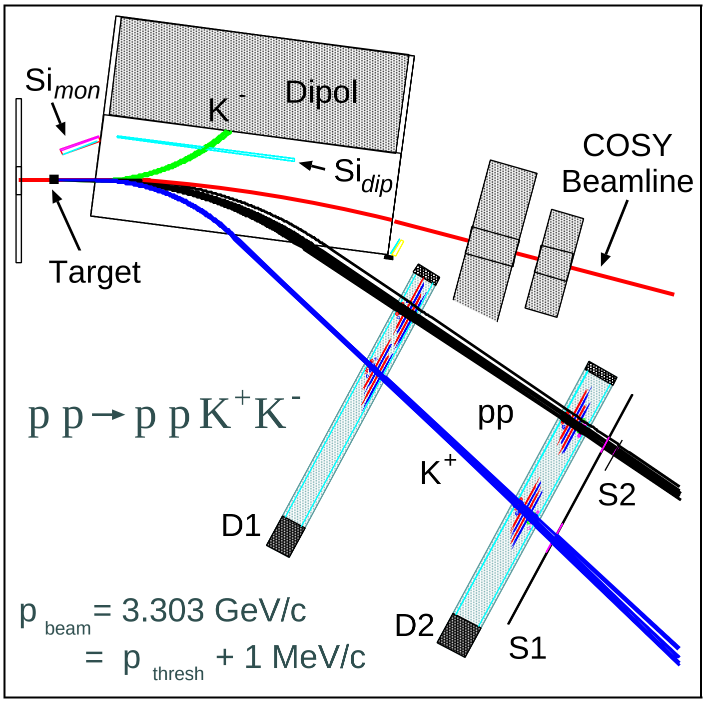


Abbildung 3.6: Targetbereich des COSY–11–Detektorsystems.

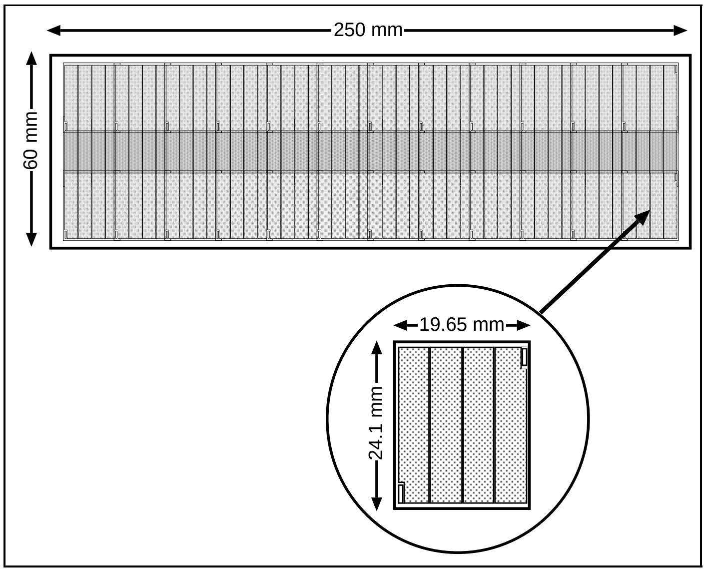


Abbildung 3.7: Struktur der Silizium–Pad–Detektoren am Beispiel des Monitor-Detektors. Die einzelnen Module sind mit einer Neigung von 3.6° gegen die vertikale Ebene montiert, der Überlapp beträgt 1 mm in horizontaler bzw. 4 mm in vertikaler Richtung, die mittlere Reihe ist um 2 mm abgesenkt.

von 4.5 mm horizontal und 22.6 mm vertikal betragen die aktiven Oberflächen der Detektorsysteme 103.9×5.98 cm^2 (720 Pads) und 20.86×5.98 cm^2 (144 Pads) im

Fall des Detektors im Dipol–Gap (Si_{dip}) bzw. des Monitor-Detektors (Si_{mon}).

Die insgesamt 864 Pads werden mittels *AMPLEX–16* Chips [Beu90] ausgelesen. Neben Ladungsverstärker und Filter integriert der Chip eine *Track/Hold–Stufe*, in der 16 analoge Signalamplituden gespeichert werden, sowie einen *Multiplexer*, über den die Amplituden der Digitalisierung durch speziell entwickelte CAMAC–Module, sogenannte *DRAMS–Receiver* und *DRAMS–Controller* [Che88, Mar90] zugeführt werden (*DRAMS= Digital Readout of Analog Multiplexed Signals*).

3.3 Datenaufnahmesystem

An der COSY–11–Installation kommt ein modulares, im Hinblick auf Frontend–Anforderungen skalierbares Datenaufnahmesystem zum Einsatz, das am Zentrallabor für Elektronik des Forschungszentrums Jülich auf der Grundlage bestehender Standardisierungen in Hard– und Software für Experimente an COSY entwickelt wurde [Zwo94].

Auf der Frontend–Ebene wird zur Digitalisierung der Daten und zur Experimentsteuerung auf Module in CAMAC, FASTBUS und VME zurückgegriffen. Intelligente Controller innerhalb eines Multiprozessorsystems übernehmen die Auslese der Daten, ihr Zusammenfügen zu einem physikalischen Ereignis sowie unterstützende Kontrollfunktionen. Abbildung 3.8 zeigt eine schematische Übersicht über verwendete Komponenten und Systemarchitektur.

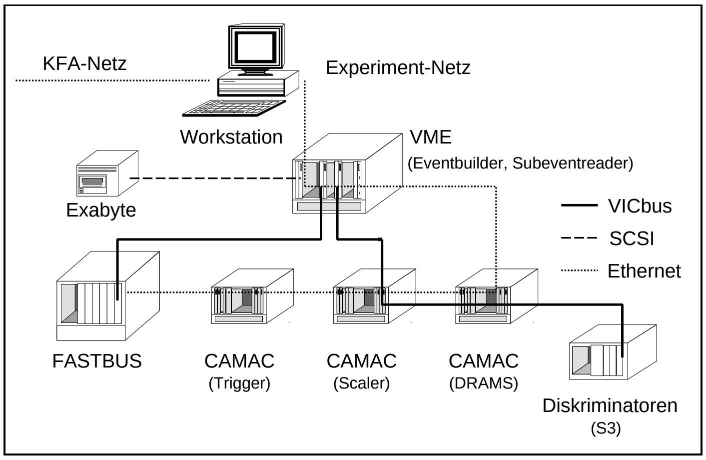


Abbildung 3.8: Struktur und Komponenten des COSY–11–Datenaufnahmesystems in schematischer Darstellung.

Module zur Amplituden– und Zeitdigitalisierung der verschiedenen Szintillationszähler sowie zur Zeitdigitalisierung der Driftkammersignale innerhalb eines FASTBUS–Überrahmens (siehe Abschnitt 3.3.1) sowie Einschübe zur Erfassung der AMPLEX–Signale der Silizium–Pad–Detektoren und von Scaler–Inhalten — verteilt auf zwei CAMAC–Crates — bilden die *digitalisierenden* Systeme, indem sie

Teile des aufzuzeichnenden Ereignisses (*Subevents*) als Datenworte beisteuern. Kontrollfunktionen werden durch ein weiteres CAMAC–Crate zur Trigger–Einstellung (Programmierung der Diskriminatoren im Fall der Szintillatorhodoskope S1 und S2) sowie einen Überrahmen zur Steuerung der S3–Diskriminatoren ausgeführt. Als CAMAC–Controller und FASTBUS–Master werden Module des Typs CES VCC2117 [Erv92] bzw. Struck STR 330 [Str92] eingesetzt. Der Transport digitalisierter Teilereignisse von den CAMAC– bzw. FASTBUS–Prozessoren erfolgt über VICbus [Par92, ISO93] zu zwei *Subeventreadern* (Eltec E6 [Elt]) innerhalb eines VME–Überrahmens. Ein *EventBuilder* (CES FIC8234 [CES92]) vervollständigt das VME–Frontend durch das Zusammensetzen der von den Subeventreadern ausgelesenen Teile des Gesamtereignisses und die Aufzeichnung des *Events* auf dem als Speichermedium gewählten 8 mm–Magnetband (EXABYTE 8505 [EXA90]). Um sicherzustellen, daß zusammengefügte Teilereignisse *einem* beobachteten Streuprozeß respektive *einem* ausgelösten Triggersignal entsprechen, erfordert das Eventbuilding in einem System unabhängiger Prozessoren notwendigerweise eine Synchronisation der Frontend–Komponenten. Ein an der GSI Darmstadt entwickeltes Triggersystem [Ess92] wird dieser Anforderung gerecht, indem weitere Experiment–Trigger nur akzeptiert werden, wenn die Auslese aller digitalisierenden Systeme beendet ist und eine eindeutige *Eventnummer* zur Verfügung gestellt wird.

Zwecks einer Online–Experimentüberwachung stellt der Eventbuilder einen Teil des Datenstromes über TCP[1] der Workstation zur Verfügung. Die Benutzerschnittstelle zu Client–Applikationen in Bereichen der Konfiguration des Frontends und der Kontrolle des Experimentes ist als graphische Oberfläche in OSF/Motif realisiert [Wat96].

Der Organisationsstruktur des Datenaufnahmesystems liegt ein *Client–Server* Prinzip zugrunde. Die Frontend–Controller stellen ein verteiltes System von spezifischen, unter dem Echtzeitbetriebssystem OS–9 implementierten Server–Prozessen bereit, die mit Client–Prozessen auf der Experiment–Workstation (DEC Alpha unter OSF/1) über standardisierte Netzwerkprotokolle wie TCP/IP[1] kommunizieren.

Der objektorientierte Zugang der Software basiert auf einem Kommunikationsstandard aus dem Bereich der industriellen Anwendung automatisierter Fertigungseinrichtungen, dem MAP/MMS–Konzept [GMC88, ISO90][2]. Zentrales Objekt des als EMS (*Experimental Message Specification*) bezeichneten Protokolls ist das VED (*Virtual Experimental Device*), das in den Frontend–Controllern als Server–Prozeß implementiert ist und über definierte Schnittstellen den Client–Prozessen ein abstrahiertes Bild eines Controllers anbietet. Ein VED umfaßt eine Gruppe von Objekten, die den Zugriff auf die Funktionalität zugehöriger Instrumentierungssysteme (IS) — logisch zusammengehörige Gruppen innerhalb des Datennahmesystems wie etwa verschiedene FASTBUS–Module zur Signaldigitalisierung einer Detek-

[1] *Transmission Control Protocol / Internet Protocol* bezeichnen ein verbindungsorientiertes Transportprotokoll bzw. ein verbindungsloses Netzprotokoll innerhalb der Datenkommunikation offener Systeme.

[2] *Manufacturing Automation Protocol / Manufacturing Message Specification*

torkomponente — ermöglichen. Das EMS–Protokoll gestattet, diese Objekte zu beeinflussen, beispielsweise eine Auslese zu starten oder ihren Status abzufragen.

Eine ausführliche Beschreibung des Datenaufnahmesystems ist in [Dro96] gegeben, die Anwendung an der COSY–11–Installation wird in [Wüs97] behandelt.

3.3.1 FASTBUS–Implementierung

Server–Prozesse innerhalb eines Frontend–Controllers als Modellierung eines VED beinhalten neben einem systemunabhängigen Kern systemspezifische Implementierungen. Der Kern umfaßt die Verwaltung von EMS–Objekten, die Befehlsinterpretation, eine grundlegende Steuerung des Prozeßablaufs sowie einen Listprozessor zur Bearbeitung *lokaler Prozeduren*. Der Zugang zur Kommunikation, d.h. der Empfang von *Requests* bzw. das Senden einer *Confirmation*, eine Bibliothek zur Bereitstellung von Funktionen für den Zugriff auf spezifische Hardware und — hierauf aufbauend — lokale Prozeduren, beispielsweise zur Initialisierung und Auslese der eingesetzten Module, sind dagegen systemabhängig. Der Server–Prozess wird vervollständigt durch *Triggerprozeduren* zur Erkennung eines Triggerimpulses, dem die Abarbeitung einer Liste lokaler Prozeduren zur Auslese digitalisierender Hardwarekomponenten folgt, sowie Funktionen zum Transport der dabei anfallenden Daten [Dro96].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden lokale Prozeduren zur Initialisierung, Überwachung und Auslese der Module des an der COSY–11–Installation eingesetzten FASTBUS–Systems auf der Grundlage von systemspezifischen Funktionen zum Hardware–Zugriff (*Lowlevel*) [Wüs94] entwickelt und in Betrieb genommen. In den folgenden Abschnitten sollen daher der Aufbau des Systems auf Grundlage vorhandener Hardware und der prinzipielle Aufbau der entwickelten Software beschrieben, sowie die Leistungsfähigkeit dieser Komponente durch Messungen zu ihrem Zeitverhalten dokumentiert werden.

FASTBUS–Standard

Der FASTBUS–Standard [IEE84] beschreibt ein modulares Einschubsystem in Anwendungen der Datenaufnahme, –verarbeitung und –steuerung. Das System zeichnet sich durch einen 32–Bit Adress– und Datenbus sowie flexible Adressierungsmodi der Module innerhalb des Überrahmens aus. Neben der im CAMAC–Standard vorgesehenen positionsabhängigen sind eine positionsunabhängige logische Adressierung sowie die Möglichkeit einer gleichzeitigen Adressierung mehrerer Module durch einen Sammelbefehl (*Broadcast*) innerhalb eines Adresszyklus implementiert (*primäre Adressierungsmodi*).

Durch die geometrischen und elektrischen Spezifikationen des Standards wird eine hohe Packungsdichte erreicht, verbunden mit vergleichsweise geringen Kosten bezogen auf einen digitalisierten Kanal.

Das Kommunikationsprotokoll innerhalb eines FASTBUS–Überrahmens oder *Crate–Segment* basiert auf einem *Master–Slave* Prinzip. Ein Crate–Segment etabliert eine Busverbindung eines oder mehrerer Master mit einer Anzahl Slaves, wobei Busoperationen durch einen Master eingeleitet werden und eine Reaktion adressierter Slave–Module hervorrufen.

Die Geschwindigkeit der Datenübertragung ist nicht durch den Standard festgelegt, die Sicherheit der Kommunikation zwischen Master und Slave unterschiedlicher Übertragungsfähigkeiten wird in einem Quittungsbetrieb (*Handshake*) gewährleistet (asynchroner Modus). Ein synchroner Modus erlaubt darüber hinaus einen Datentransport bei fester Frequenz zwischen Modulen angepaßter Übertragungsgeschwindigkeiten, wodurch eine größtmögliche Übertragungsrate erzielt werden kann (*Pipeline*).

Indem mehreren Modulen als Master der Zugriff auf ein Segment gestattet ist, wird — als weiteres Charakteristikum des FASTBUS–Standards — ein Protokoll erforderlich, das in Abhängigkeit von der nachgefragten Priorität die Kontrolle über den Bus des Segmentes vergibt (*Arbitrierungsprotokoll*). Erst wenn Zugang als *Master* innerhalb des Segmentes gewährt ist, kann die Kommunikation mit einem oder mehreren *Slaves* aufgebaut werden.

Der Zugriff auf Slave–Module erfolgt über getrennte Kontroll– und Datenregister, Kontrollregister identifizieren den Modultyp und ermöglichen Beeinflussung sowie Kontrolle voreinstellbarer Moduleigenschaften (*Setup*). Interne Registeradressen werden nach primärer Adressierung eines oder mehrerer Slaves durch *sekundäre Adresszyklen* spezifiziert, gefolgt von einem Datentransfer zu oder von der definierten Adresse. Ein asynchroner *Blocktransfer* nutzt die Quittungssignale des *Handshake*–Prinzips als Taktgeber für einen sequentiellen Zugriff auf aufeinanderfolgende interne Adressen des Slaves, beispielsweise zur Auslese gültiger Daten eines Ereignisses, die in fortlaufenden Positionen des Slave–Speichers abgelegt sind.

Der durch den Zugriff bedingte Status eines Slaves wird auf SS–Leitungen (*Slave Status Response*) des rückwärtigen Busses des FASTBUS–Überrahmens (*Backplane*) gesetzt und identifiziert beispielsweise ungültige interne Adressierungen, das Ende eines Datenblockes im Fall eines Blocktransfers oder den Besetztzustand eines Slaves (*Busy*).

Aufbau des Systems

Zur Amplituden–und Zeitdigitalisierung der Szintillatorsignale werden Module der Typen LeCroy ADC 1881[3] respektive TDC 1875A[4] verwendet. Der Einsatz von *Multihit–TDCs* (LeCroy TDC 1877 und TDC 1879 [LeC]) zur Digitalisierung der unmittelbar am Detektor diskriminierten Driftkammersignale ermöglicht die Aufzeichnung zeitversetzter Signale innerhalb einer Driftzelle. Ein Überblick über Eigenschaften der Module ist in Anhang B gegeben, die Zuordnung zwischen Detek-

[3] Analog to Digital Converter

[4] Time to Digital Converter

torsystemen und digitalisierenden Hardware–Komponenten wird in Abbildung 3.9 verdeutlicht.

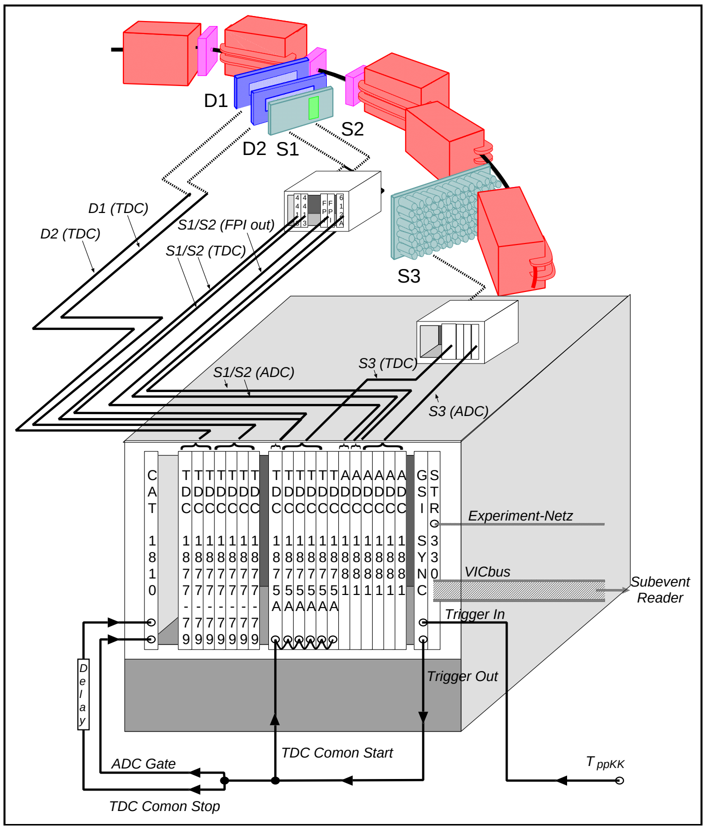


Abbildung 3.9: Schematische Zuordnung zwischen Detektorkomponenten und digitalisierender FASTBUS–Hardware.

Die Anordnung der Module innerhalb des Überrahmens ist durch Gründe der Übersichtlichkeit bedingt, die entwickelten Funktionen zur Auslese (*Readout*) sind in ihrem Zeitverhalten unabhängig von der physikalischen Position (*geographische Adresse*) gehalten, Einflüsse der Hardware in Verbindung mit unterschiedlichen geographischen Adressen erweisen sich als vernachlässigbar.

Ein durch das Synchronisationsmodul des Triggersystems ("GSI SYNC" in Abbildung 3.9) akzeptierter Triggerimpuls wird auf die Komponenten des FASTBUS–Systems verteilt: Zur Digitalisierung der Zeitinformation der Szintillationszähler eingesetzte TDC's werden im *Common Start Modus* betrieben; durch das verkettet auf Kontrolleingänge der TDC 1875A–Module gegebene Triggersignal (*Daisy Chain*) wird die Zeitmessung gestartet und nach einer durch den Triggerzeitpunkt und den dynamischen Bereich der verwendeten Module festgelegten Verzögerung durch individuelle Signale auf einzelnen Kanälen gestoppt. Analogsignale werden über ein vorgegebenes Zeitintervall (*Gate*) von 200 ns integriert. Ein Le-

Croy CAT 1810[5] führt das Gate–Signal über TR–Leitungen[6] der Backplane den Analog–Digital Konvertern zu (*Fan–Out*). Zur Ausnutzung der Multihit–Fähigkeit der Module zur Digitalisierung der Driftkammersignale wird die Zeitmessung durch individuelle Impulse gestartet und durch ein vom Triggersignal des Ereignisses abgeleitetes *Common Stop*–Signal nach abgestimmter Verzögerung (*Delay*) unter Benutzung der Fan–Out Funktion des CAT 1810 gestoppt.

Als FASTBUS–Master wird ein Prozessor CHIPS[7] Struck STR 330 [Str92] eingesetzt. Der Arbitrierungsprozeß ist in einem System bestehend aus nur einem FASTBUS–Segment mit einem möglichen Master auf die Initialisierungsphase beschränkt.

Lokale Prozeduren des FASTBUS–Servers

Die Funktionalität lokaler Prozeduren beruht neben den weiteren bereits beschriebenen Komponenten des Server–Prozesses definitionsgemäß auf der verfügbaren Bibliothek elementarer Hardwarezugriffe. Grundlegende FASTBUS–Operationen umfassen Lese– und Schreibzugriffe auf Kontroll–und Datenregister in Einzelwort– oder Blocktransfermodus bei Kommunikation mit einem oder in Form eines Broadcasts mit mehreren Slaves und sind durch den eingesetzten FASTBUS–Master prozessorabhängig (Motorola MC 68030 [Mot]) in Assembler realisiert [Wüs94].

Lokale Prozeduren des FASTBUS–Servers sind durch folgende Anforderungen charakterisiert:

- Portabilität, d.h. Unabhängigkeit von Eigenschaften des Server–Prozessors.
  Die lokalen Prozeduren sind in der Programmiersprache C entwickelt, womit einerseits eine Verwendung unabhängig von dem verwendeten Prozessor[8] gewährleistet ist, andererseits folgt eine

- Servicefreundlichkeit.
  Die weite Verbreitung der Programmiersprache C vereinfacht hardwarebedingte Erweiterungen des Systems durch unterschiedliche Entwickler, indem keine speziellen Kenntnisse prozessorabhängiger maschinennaher Programmierung vorausgesetzt werden.

- Funktionalität, d.h. ein möglichst umfassender Zugriff auf durch die Hardware in Form digitalisierender Module zur Verfügung gestellte Optionen in Bezug auf Initialisierung und Auslese.

[5] Calibration and Trigger Module

[6] Terminated Restricted Use Lines, im Standard vorgesehen für asynchrone, nicht standardisierte und daher in ihrer Benutzung auf spezielle Systeme begrenzte Operationen.

[7] CERN Host Interface Processor System

[8] Durch den hohen Entwicklungsstand verfügbarer Compiler sind Leistungseinbußen im Vergleich zu einer maschinennahen Realisierung vernachlässigbar.

- Zeitliche Optimierung der Auslese.
  Der Datendurchsatz des Systems charakterisiert wesentlich dessen Eignung im Rahmen des Experimentes. Eine bestmögliche Nutzung der experimentell erreichbaren Luminosität erfordert eine Minimierung der durch die Datenaufnahme verursachten Totzeit.

- Unabhängigkeit von umgebender systemfremder Hardware.
  Die durch lokale Prozeduren dargestellte Funktionalität sollte im Hinblick auf ihre Portabilität unabhängig von umgebenden Hardwarekomponenten sein, beispielsweise bezogen auf eine Kontrolle der Ereignissynchronisation innerhalb des Gesamtsystems (siehe unten).

Zur Zeit werden die Modultypen LeCroy ADC 1881, ADC 1885F, TDC 1872/75, TDC 1872A/75A, TDC 1877, TDC 1879 sowie CAT 1810 [LeC] durch lokale Prozeduren unterstützt, wobei jedem Modultyp individuelle Initialisierungs– und Ausleseprozeduren zugeordnet sind. Charakteristische Eigenschaften der im Rahmen des COSY–11–Experimentes eingesetzten Module sind in Anhang B dargestellt, die folgende Beschreibung lokaler Prozeduren bezieht sich im wesentlichen auf die auf Seite 28 angeführten Modultypen.

Initialisierungsroutinen behandeln die durch den Hersteller vorgegebenen Optionen, die Wahl der Einstellungen geschieht über aktuelle Parameter des Funktionsaufrufs. Prozedurparameter umfassen beispielsweise für ein vom Experiment–Trigger abgeleitetes Digitalisierungssignal[9] oder ein, zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht genutztes, *Fast Clear* Signal zur Rücksetzung der Module deren wahlweisen Bezug über die FASTBUS–Backplane oder über einen differentiellen ECL–Eingang auf der Vorderfront der Module (*Front Panel*). Die Wahl des dynamischen Bereiches der Module TDC 1875A oder die maximale Anzahl aufzuzeichnender Treffer eines Kanals (Multihit TDC 1877) veranschaulichen Einstellungsmöglichkeiten modultypspezifischer Optionen.

Durch ein vollständiges Rücksetzen der Module wird in der Initialisierungsprozedur zunächst der Einschaltstatus hergestellt. Kontroll– und Statusregister werden nach Setzen entsprechend der aktuellen Parameter ausgelesen und mit den gewünschten Einstellungen verglichen. Eine Nichtübereinstimmung führt zum Abbruch des Initialisierungsvorganges und der Übermittelung einer Fehlermeldung durch den Server–Prozeß (*Hardware–Fehler*).

Jeder FASTBUS–Zugriff wird gefolgt von einem Test des Zustandes adressierter Slave–Module (*SS–Code*). Eine Antwort (SS = 0) beschreibt gültige, ohne Fehler beendete Operationen, ein gegenteiliger Zustand führt unter Meldung eines Hardware–Fehlers zum Abbruch des Setups.

[9] Das modulglobale Digitalisierungssignal bezeichnet einen Common Start im Fall der Module des Typs TDC 1875A, ein Gate–Signal (ADC 1881) oder einen Common Stop der Multihit–TDC's (siehe Abbildung 3.9).

Nach erfolgreicher Initialisierung wird sichergestellt, daß die Module zum Empfang und zur Verarbeitung von Digitalisierungssignalen bereit sind (*Acquisition Mode*).

Mit Erkennen eines Triggerimpulses durch eine Triggerprozedur als Bestandteil des Server–Prozesses wird die Auslese (*Readout*) der Digitalisierungsmodule begonnen. Sämtliche Module werden im *Single Event Modus* betrieben, d.h. verfügbare Pufferspeicher (*Multi–Event Buffer*, Anhang B) werden nicht genutzt, ein Readout erfolgt nach jeder durch einen Experiment–Trigger ausgelösten Digitalisierung. Diese Vorgehensweise ist wesentlich bedingt durch den Einsatz von Modulen ohne Pufferungsfähigkeit (Multihit TDC 1879). Einerseits ist ein Auslesevorgang dieser Module bei jedem Ereignis erforderlich, andererseits bietet eine vergleichsweise lange Konversionszeit ($\geq 412\ \mu$s) die Möglichkeit, Verzögerungen durch noch nicht erfolgte Digitalisierung der Daten für den Readout schnell konvertierender Module zu nutzen. Zudem wird ein Zeitgewinn durch Nutzung der Multi–Event Fähigkeit einiger Module zumindest teilweise durch einen erhöhten Zeitaufwand der Verwaltung und Kontrolle der Speicherpositionen innerhalb des Pufferbereiches kompensiert. Jedem Modultyp ist eine Ausleseprozedur zugeordnet, die Reihenfolge des Aufrufs wird entsprechend ansteigender Konversionszeit durch eine *Readoutliste* vereinbart und durch den Listprozessor abgearbeitet.

Der Auslesevorgang der Digitalisierungsmodule (siehe Abbildung 3.10) läßt sich in drei Phasen unterteilen, die am Beispiel des ADC 1881 erläutert werden sollen.

Aus Gründen zeitlicher Optimierung stehen geographische Adressen zu behandelnder Module innerhalb eines Instrumentierungssystems der Ausleseprozedur sowohl in Form eines Bit–Musters, in dem Bits entsprechend der physikalischen Modulposition innerhalb des Überrahmens gesetzt sind, als auch über eine Liste dieser Positionen zur Verfügung. Die Kommunikation über zu berücksichtigende Module mit einer Client–Applikation erfolgt über den Inhalt von *EMS–Variablen*, Objekten zum Datenaustausch zwischen Client– und Server–Prozeß.

Vor dem eigentlichen Readout der Digitalisierungsmodule ist sicherzustellen, daß die Digitalisierung oder Konversion beendet ist, d.h. gültige Daten des durch den Experiment–Trigger definierten und auszulesenden Ereignisses vorliegen: Ein Bit–Muster des Modultyps, in dem geographische Adressen gemäß der Eigenschaft beendeter Konversion gesetzt sind, wird mit dem Bit–Muster zu behandelnder Module verglichen. Ist die Konversionsbedingung nicht für alle durch die Übergabeparameter definierten Module erfüllt, wird der Vorgang entweder bis zu einem erfolgreichen Abschluß oder einer Abbruchbedingung, definiert durch eine modulspezifisch maximal zu erwartende Anzahl dieser Tests, wiederholt. Kann eine beendete Konversion nicht verifiziert werden, erfolgt eine in ihrem Inhalt die Fehlerquelle eindeutig spezifizierende Warnung in Form einer *Unsolicited Message*[10], die bei-

[10]Neben der Bestätigung (*Confirmation*) als Antwort auf eine Anforderung (*Request*) ist die Client–Server–Kommunikation durch die Möglichkeit einer *Unsolicited Message*, einer nicht durch einen Request bedingten, unaufgeforderten Mitteilung durch den Server–Prozeß über besondere

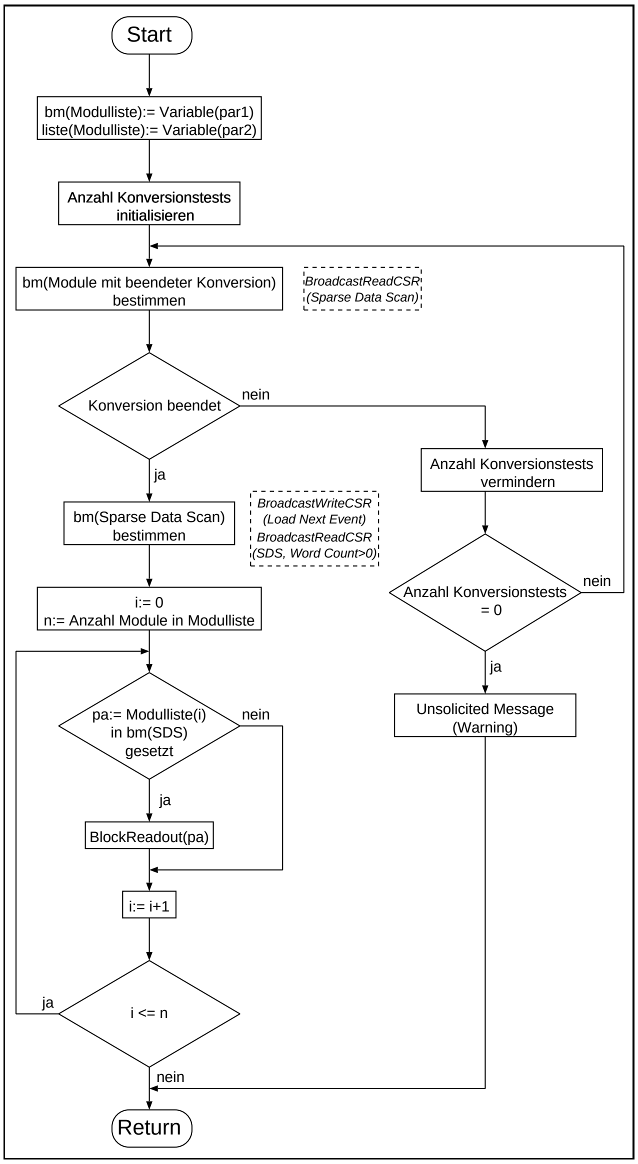


Abbildung 3.10: Flußdiagramm der Auslese–Prozeduren. Dabei bezeichnet "bm" ein Bit–Muster, "liste" eine Folge geographischer Adressen und "par" aktuelle Parameter. FASTBUS–Zugriffe am Beispiel des ADC 1881 sind durch gestrichelte Umrandung gekennzeichnet.

spielsweise auf eine fehlerhafte Verschaltung der Module hindeuten kann. Die Bestimmung des Bit–Musters der Konversionsbedingung erfolgt im Fall des ADC 1881 durch einen *Sparse Data Scan*. Im allgemeinen dient ein Sparse Data Scan einer effizienten Auslese einer Anzahl gleichartiger digitalisierender Module, die nur zum Teil gültige Daten innerhalb eines Ereignisses liefern. Eine Broadcast–Operation, als Sparse Data Scan über ein entsprechendes Bit identifiziert, veranlaßt angespro-

Gegebenheiten implementierter Objekte, erweitert.

chene Slaves, bei einem folgenden Lesezyklus vorhandene Daten durch eine *T–Pin Response*[11] anzuzeigen.

Nach beendeter Konversion sind in Vorbereitung des eigentlichen Readouts diejenigen Module zu bestimmen, die gültige Daten aufweisen. Durch ein *Load Next Event* als Schreibzugriff auf Kontrollregister der zu behandelnden Analog–Digital Konverter in einer Broadcast–Adressierung wird die Zahl vorhandener Datenworte einem weiteren Sparse Data Scan zugänglich. Der folgende Auslesevorgang kann auf die individuelle Behandlung von Modulen mit gesetzter T–Pin Response — entsprechend der Existenz gültiger Daten — beschränkt werden. In sequentieller Abarbeitung der Modulliste wird ein Blockreadout des Datenbereiches der durch gültige Datenworte ausgezeichneten Module durchgeführt.

Der Slave Status adressierter Module wird analog zur Vorgehensweise im Rahmen der Initialisierungsprozeduren nach jedem FASTBUS–Zugriff kontrolliert, auftretende Fehler führen unmittelbar zum Abbruch des gesamten Readouts.

Eine Nullunterdrückung der Analog–Digital Konverter (ADC 1881 bzw. 1885F) erfordert eine *Pedestal–Messung*, bei der durch zufällige, nicht mit dem Triggersignal des Experimentes korrelierte Impulse individuelle Nullpunktkorrekturen (*Pedestal*[12]) des Ruhestromes einzelner Kanäle bestimmt werden. Eigenständige lokale Prozeduren zur Messung der Pedestal–Werte und zum Setzen der zur Nullunterdrückung genutzten Kontrollregister (Anhang B) ergänzen die Funktionalität des Server–Prozesses.

Unterstützende Hilfs– und Kontrollfunktionen vervollständigen die Bibliothek lokaler Prozeduren. Als Beispiele seien die Erstellung von Modullisten und korrespondierenden Bit–Mustern und ihre Ablage in EMS–Variablen oder optionale Kontrollprozeduren zur Überwachung der Speicheradressen in Modulen mit Pufferspeicher genannt. Mehrfache Triggerimpulse vor einer Auslese pufferungsfähiger Module führen ohne weitere Korrekturmechanismen zu einem Versatz zwischen konvertierten und ausgelesenen Ereignissen, der unbedingt zu vermeiden ist. Dieser Aufgabe wird, wie bereits erläutert, das GSI–Triggersystem gerecht. Eine zusätzliche Kontrolle innerhalb des FASTBUS–Systems führt einerseits zu der angestrebten Unabhängigkeit des Systems von umgebender Hardware, ist aber zugleich auch in Redundanz zu der externen Synchronisation zu sehen. Mit nur geringem Zeitaufwand erlaubt die Einbeziehung des Kalibrations– und Triggermoduls CAT 1810 in die Readoutliste einen Test auf mehrfache Triggerimpulse, im Fehlerfall werden nach einer entsprechenden Warnung in Form einer Unsolicited Message Speicher-

[11] Ein *T–Pin* ist für jede Modul–Position eindeutig dem Adress–/Datenbus (A/D–Leitungen der Backplane) zugeordnet. Der Lesezyklus der A/D–Leitungen liefert ein Bit–Muster des Crate–Segmentes, in dem gesetzte Bits Slave–Modulen mit einer *T–Pin Response* entsprechen.

[12] Eine Ladungsintegration über die durch das Gate–Signal definierte Zeitdauer wird im Fall der verwendeten Module durch einen Speicherkondensator realisiert, der zur Digitalisierung durch einen konstanten Strom entladen wird, die Zeitdauer des Entladestromes entspricht dem digitalisierten Ladungswert. Eine zusätzliche *Pedestal–Ladung* wird der zu integrierenden Ladung hinzugefügt, um ein lineares Verhalten der Entladung sicherzustellen.

adressen pufferungsfähiger Module korrigiert.

Zeitverhalten

Unter Annahme einer vorgegebenen, mittleren Rate der Triggerimpulse des Experimentes R_T und einer auf die Auslese eines Ereignisses bezogenen Totzeit des Datenaufnahmesystems t_{dt} ergibt sich die Wahrscheinlichkeit p_{dt}, daß das System für weitere Triggersignale gesperrt ist, als Produkt erstgenannter Größen mit dem Anteil akzeptierter Ereignisse $f_a(R_T, t_{dt})$ an der Gesamtzahl der Triggerimpulse. Andererseits entspricht diese Wahrscheinlichkeit dem Verhältnis aus nicht akzeptierten und generierten Ereignissen $f_{na} = 1 - f_a$:

$$p_{dt} = (R_T \times (1 - f_{na}(R_T, t_{dt}))) \times t_{dt} = f_{na}(R_T, t_{dt}) \tag{3.1}$$

Der Anteil nicht akzeptierter Ereignisse an der Gesamtzahl der Triggerimpulse ergibt sich als Funktion der Triggerrate und der Totzeit des Datenaufnahmesystems zu

$$f_{na}(R_T, t_{dt}) = \frac{R_T \times t_{dt}}{1 + R_T \times t_{dt}}. \tag{3.2}$$

Abbildung 3.11 verdeutlicht die Nichtlinearität dieses grundlegenden Zusammenhangs für verschiedene Systemtotzeiten (links) und beschreibt den Anteil nicht akzeptierter Ereignisse in einem Bereich für das Experiment typischer Triggerraten (rechts).

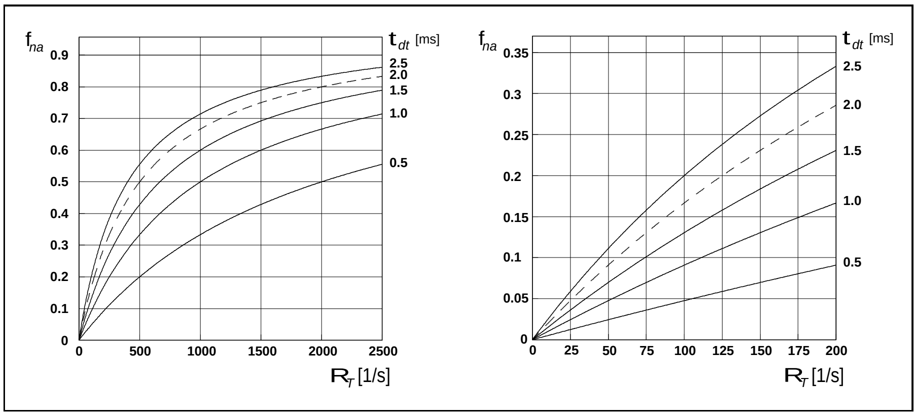
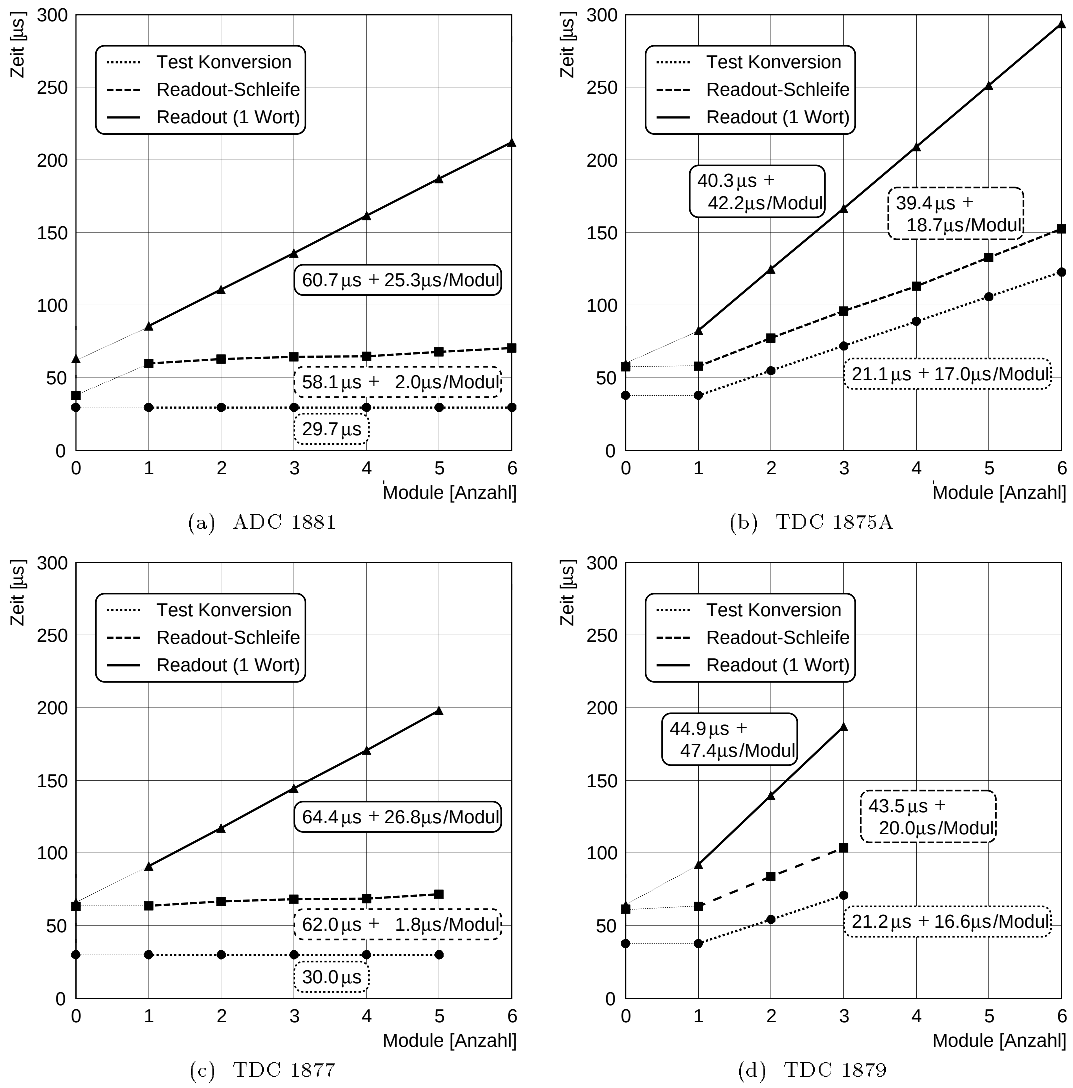


Abbildung 3.11: Anteil nicht akzeptierter Ereignisse als Funktion der Triggerrate für unterschiedliche Systemtotzeiten gemäß Gleichung 3.2.

Durch die Organisationsstruktur der Datenaufnahme als Multiprozessorsystem mit paralleler Digitalisierung und Auslese wird die Gesamttotzeit des Systems durch eine feste Organisationsablaufzeit sowie das langsamste aller Teilsysteme bestimmt. Im folgenden soll das Zeitverhalten eingesetzter Komponenten im Hinblick auf Operationen im Rahmen der Auslese dokumentiert werden und eine Abschätzung bezüglich des FASTBUS–Systems erfolgen. Eine Beschreibung systembedingter Organisationsablaufzeiten sowie eine detaillierte Analyse des Gesamtsystems wird in [Wüs97] gegeben.



(a) ADC 1881

(b) TDC 1875A

(c) TDC 1877

(d) TDC 1879

Abbildung 3.12: Totzeit eingesetzter FASTBUS–Komponenten in unterschiedlichen Phasen des Readouts als Funktion der Anzahl behandelter Module mit gültigen Daten. Der Nullpunkt der Abszisse entspricht der Bedingung eines innerhalb des IS definierten Moduls ohne gültige Daten. Parametrisierungen beschreiben jeweils lineare Anteile auf Grundlage der in Tabelle 3.1 zusammengefaßten Meßergebnisse, statistische Fehler liegen bei einer Auflösung von 800 ns unterhalb verwendeter Symbolgrößen.

Die Dokumentation des Zeitverhaltens umfaßt prinzipiell sowohl Eigenschaften der Hardware — beispielsweise im Hinblick auf die Geschwindigkeit der Generierung von Quittungssignalen im asynchronen Betriebsmodus durch Master– und Slave–Komponenten oder die Prozessorfrequenz des FASTBUS–Masters — als auch einer durch die verfügbare Hardware bedingten Software–Organisation. Anhand unterschiedlicher Phasen der Auslese–Prozeduren eingesetzter Komponenten sollen diese Einflüsse dokumentiert, Probleme und zukünftige Verbesserungen des Gesamtsystems aufgezeigt werden.

Mit unterschiedlichen Phasen des Readouts verbundene Totzeiten lassen sich als Funktion der durch die individuell zugeordnete Ausleseprozedur behandelten Zahl der Module beschreiben. In Abbildung 3.12 dargestellte Meßergebnisse sind in ihrer Modulanzahl durch deren Verfügbarkeit innerhalb des COSY–11–Experimentes begrenzt, Messungen wurden mittels eines PCI–Synchronisationsmoduls [Erv96][13] bei einer Auflösung von 800 ns durchgeführt. Resultierende Totzeiten umfassen jeweils die vollständige Readout–Prozedur bis zur Beendigung der betrachteten Phase, d.h. die Ordinate in Abbildung 3.12 versteht sich einschließlich des bei Abarbeitung einer Readout–Sequenz modulspezifischer Auslese–Prozeduren mit dem reinen Aufruf der Prozedur verbundenen Zeitaufwandes (15.3 ± 0.6 μs), der Verarbeitung aktueller Parameter des Prozeduraufrufs und, gegebenenfalls, der bei gültigen Datenworten erforderlichen Speicherverwaltung.

Eine verfügbare Broadcast–Adressierung zur Feststellung beendeter Konversion (punktierte Linie in Abb. 3.12) erlaubt, diese Phase des Readout–Prozesses im Fall der Modultypen ADC 1881 (Abb. 3.12(a)) und TDC 1877 (Abb. 3.12(c)) unabhängig von der Zahl innerhalb des Instrumentierungssystems definierter gleichartiger Module zu realisieren. Für Einschübe der Typen TDC 1875A (Abb. 3.12(b)) und TDC 1879 (Abb. 3.12(d)) ist eine Broadcast–Adressierung nicht möglich, notwendige Einzeladressierung[14] führt zu einem Zeitaufwand von 17.0 ± 0.2 μs bzw. 16.6 ± 0.6 μs pro Modul des Instrumentierungssystems.

In Vorbereitung der Auslese verlangt eine zeitliche Optimierung, eine im Rahmen des Readouts erforderliche Einzeladressierung auf Module mit — nach einer in sämtlichen Komponenten bereits auf der Ebene der Hardware realisierten Nullunterdrückung — gültigen Daten zu beschränken. Ein *Sparse Data Scan* generiert ein entsprechendes *SDS–Bitmuster*, aufgrund der hierzu genutzten Broadcast–Adressierung zeitlich unabhängig von der Zahl definierter Modulpositionen. Die Behandlung von Modulen mit Multi–Event–Buffer erfordert im Vergleich eine weitere Broadcast–Adressierung (*Load Next Event*) zur Erstellung des SDS–Bitmusters,

[13] Das auf dem *Peripheral Component Interconnect*–Standard [PCI95] basierende, am Zentrallabor für Elektronik des Forschungszentrums Jülich entwickelte Synchronisationsmodul stellt eine kompatible Weiterentwicklung des GSI–Triggersystems dar, beispielsweise in Bezug auf eine durch vollständige Realisierung in ECL–Technologie minimierte Durchlaufzeit des Triggersignals. Bei den im Rahmen dieser Arbeit behandelten Experimenten an der COSY–11–Installation kam das PCI–System noch nicht zum Einsatz.

[14] Der Status der Digitalisierung in Modulen des Typs TDC 1875A und TDC 1879 wird als Slave Status Response infolge einer vollständigen Adressierung eines Kontroll– bzw. Datenregisters generiert (Test auf *Busy*–Status).

		ADC 1881	TDC 1875A	TDC 1877	TDC 1879
Test Konversion					
1 Modul (n W)	[μs]	29.7 ± 0.9	38.1 ± 0.9	30.0 ± 0.9	37.8 ± 0.8
+ Modul (n W)	[μs]	——	17.0 ± 0.2	——	16.6 ± 0.6
Readout ohne BT					
1 Modul (0 W)	[μs]	38.1 ± 0.9	57.7 ± 0.9	63.5 ± 0.9	61.6 ± 0.8
+ Modul (0 W)	[μs]	1.5 ± 0.2	18.3 ± 0.2	1.4 ± 0.3	18.4 ± 0.6
1 Modul (1 W)	[μs]	60.1 ± 0.9	58.1 ± 0.9	63.8 ± 0.9	63.3 ± 0.8
+ Modul (1 W)	[μs]	2.0 ± 0.2	18.7 ± 0.2	1.8 ± 0.3	20.0 ± 0.6
Readout mit BT					
1 Modul (0 W)	[μs]	63.3 ± 0.9	59.5 ± 0.9	65.8 ± 0.9	64.0 ± 0.8
+ Modul (0 W)	[μs]	1.9 ± 0.2	18.8 ± 0.2	1.9 ± 0.3	19.1 ± 0.6
1 Modul (1 W)	[μs]	86.0 ± 0.9	82.8 ± 0.9	91.2 ± 0.9	92.2 ± 0.8
+ Modul (1 W)	[μs]	25.3 ± 0.3	42.2 ± 0.2	26.8 ± 0.3	47.4 ± 0.6
Blocktransfer					
Zeit/Wort	[ns]	300 ± 6	248 ± 9	251 ± 3	284 ± 3
Datenrate	[MByte/s]	13.3 ± 0.3	16.1 ± 0.6	16.0 ± 0.2	14.1 ± 0.1

Tabelle 3.1: Zeitaufwand verbunden mit unterschiedlichen Phasen des Readouts: Test abgeschlossener Digitalisierung, Readout–Verwaltung ohne Blocktransfer (BT) sowie vollständige Auslese verwendeter FASTBUS–Komponenten bei Implementierung des Server–Prozesses auf einem Master Struck STR 330. Meßergebnisse unterscheiden die Behandlung eines oder weiterer Einschübe mit (1,n W) oder ohne gültige Datenworte (0 W).

verbunden mit einem größeren Zeitaufwand nach verifizierter Digitalisierung, wie in Tabelle 3.1 bei vergleichender Betrachtung der Behandlung eines Moduls ersichtlich[15].

Die sequentielle Abarbeitung der Modulliste mit Überprüfung gesetzter Positionen innerhalb des SDS–Bitmusters ohne eigentlichen Blocktransfer (gestrichelte Darstellung in Abb. 3.12) führt zu einem vergleichsweise vernachlässigbaren Verwaltungsaufwand auf der Software–Ebene von $\leq 2\ \mu$s pro Modul des Instrumentierungssystems. Eine in Tabelle 3.1 dokumentierte größere Totzeit für die Modultypen TDC 1875A bzw. TDC 1879 ist bereits durch Verifizierung des Konversions-

[15] Die Wahl des *Single–Event Modus* wird bei Einschüben des Typs TDC 1875A durch Codierstecker erreicht, so daß eine Broadcast–Adressierung zur Selektion auszulesender Module ausreichend ist.

status bedingt.

Vollständige Auslese eines Moduls bei Übertragung eines gültigen Datenwortes (in Abb. 3.12 mittels durchgezogener Linien markiert) erfordert für sämtliche Digitalisierungskomponenten einen Zeitaufwand zwischen 82.8 μs (TDC 1875A) und 92.2 μs (TDC 1879), wobei der FASTBUS–Blocktransfer eines Datenwortes mit Totzeiten zwischen 22.7 μs (ADC 1881) und 28.2 μs (TDC 1879) verbunden ist. Signifikante Unterschiede eingesetzter Modultypen in der Behandlung weiterer durch gültige Daten ausgezeichneter Module des Instrumentierungssystems sind vorwiegend durch die notwendige unterschiedliche Methodik zur Feststellung beendeter Digitalisierung begründet. Entsprechend variiert das Zeitverhalten zwischen 25.3 μs (ADC 1881, Broadcast–Adressierung bei Konversionstest) und 47.4 μs (TDC 1879, Einzeladressierung) für jedes weitere auszulesende Modul, der Mehraufwand der Einzeladressierung tritt auch im Fall fehlender auszulesender Daten auf.

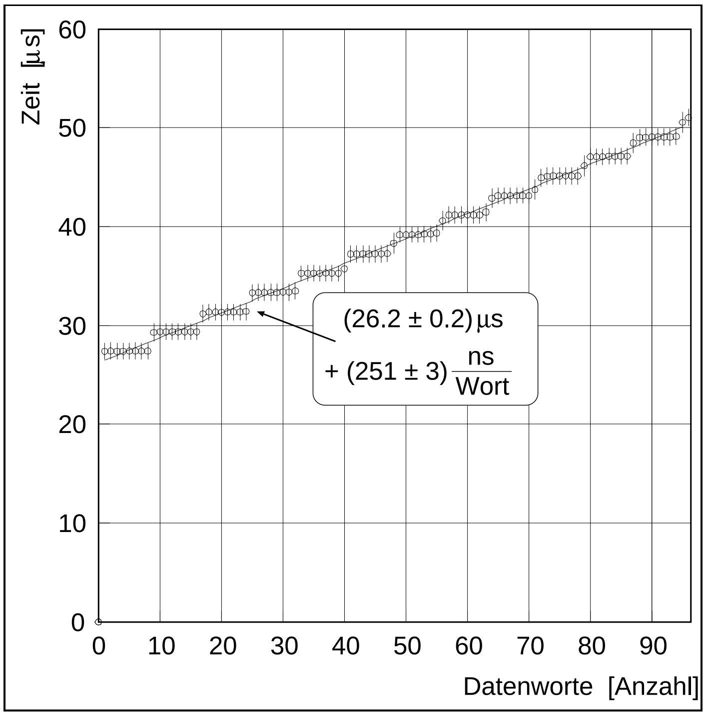


Abbildung 3.13: Asynchroner FASTBUS–Blocktransfer am Beispiel der Kombination aus LeCroy TDC 1877 und FASTBUS–Master Struck STR 330. Als Versatz ist von den dargestellten Meßergebnissen das Zeitverhalten der Ausleseprozedur ohne Aufruf des Lowlevel–Blockreadouts abgezogen. Unter Vernachlässigung der Multihit–Fähigkeit wird die Auslese eines Datenwortes pro Kanal betrachtet.

Die Leistungsfähigkeit des asynchronen FASTBUS–Blocktransfers wird durch Abbildung 3.13 am Beispiel der Kombination aus Struck STR 330 (Master) und LeCroy TDC 1877 (Slave) dokumentiert.

Aus Aufruf der in Assembler (Motorola MC 68030) hardwareabhängig realisierten Lowlevel–Routine, Adressierung des Datenbereiches des Slave–Moduls und Verwaltung eines Speicherbereiches ausgelesener Datenworte resultiert ein minimaler Zeitaufwand von 26.2±0.2 μs. Das Zeitverhalten des asynchronen Blocktransfers wird nur durch die Taktfrequenz der Signale des Handshake–Verfahrens und somit die mit der gewählten Master–Slave Kombination eingesetzte Hardware bestimmt. Die in Abbildung 3.13 ersichtliche treppenförmige Struktur ist durch die Auflösung des verwendeten PCI–Synchronisationsmoduls bedingt. Die Meßbedingungen sind durch den Einsatz des vollständigen Datenaufnahmesystems charakterisiert, für hier betrachtete Datenraten (Pulserfrequenz $\approx$ 1 kHz) zeigte die Datenübertragung über Subeventreader und Eventbuilder bis einschließlich des Speichermediums keinen nachweisbaren Einfluß auf die Systemtotzeit.

In der Kombination des Struck STR 330 mit einem LeCroy TDC 1877 folgt eine Datenrate von 16.0 ± 0.2 Mbyte/s entsprechend einer Übertragungszeit von 251 ± 3 ns/Wort bei einer 32–Bit Information.

In asynchronem Blocktransfer sind gemessene Datenübertragungsraten wesentlich durch den Zeitaufwand zur Generierung der Quittungssignale des Handshake–Prinzips bestimmt. Gemessene Werte stehen im Einklang mit Herstellerangaben bezüglich des FASTBUS–Masters (maximale Datenrate $\leq$ 20 MByte/s [Str92]). Zugleich ist die Leistungscharakteristik der Slave–Komponenten mit einer erreichbaren Übertragungsrate von maximal 40 MByte/s [LeC] aufgrund der möglichen Datenrate des eingesetzten Masters nicht zugänglich. Im relativen Vergleich werden dennoch signifikante Unterschiede der Komponenten erkennbar, ihre Auswirkungen auf das Master–Slave–System sind aus Tabelle 3.1 ersichtlich.

Das Verhalten der FASTBUS–Komponente des COSY–11-Datenaufnahmesystems unter Experiment–Bedingungen wird durch Abbildung 3.14 dokumentiert. Die Auslese des Systems umfaßt die Abarbeitung der vollständigen Readoutliste. Verschiedenen Modultypen zugeordnete Ausleseprozeduren sind dabei entsprechend steigender, für typischerweise auftretende Mengen gültiger Datenworte zu erwartender Konversionszeit angeordnet. Beiträge zur Systemtotzeit durch noch nicht beendete Digitalisierung lassen sich somit vollständig vermeiden.

Aus der Organisationsstruktur des Gesamtsystems folgt eine Totzeit von 43.2 ± 0.9 μs, die zugrundeliegenden Abläufe werden in [Wüs97] diskutiert. Innerhalb der Readout–Sequenz erfordert die Überprüfung möglicher mehrfacher Triggerimpulse unter Einbeziehung des CAT 1810 weitere 41.1 ± 1.1 μs.

Anhand charakteristischer Zeiten eingesetzter Module gemäß Tabelle 3.1 läßt sich der Bereich auftretender Totzeiten des Systems in der in Abbildung 3.14 betrachteten Konfiguration abschätzen. Ohne Auslese gültiger Datenworte folgt aus der Anzahl der das Instrumentierungssystem definierenden Module unter Berücksichtigung der zur Behandlung des CAT 1810 erforderlichen Zeit sowie der systembedingten Anteile eine triggerbedingt im Experiment nicht auftretende und daher hypothetische minimale Totzeit von etwa 470 μs. Die Bedingung eines ausgelesenen

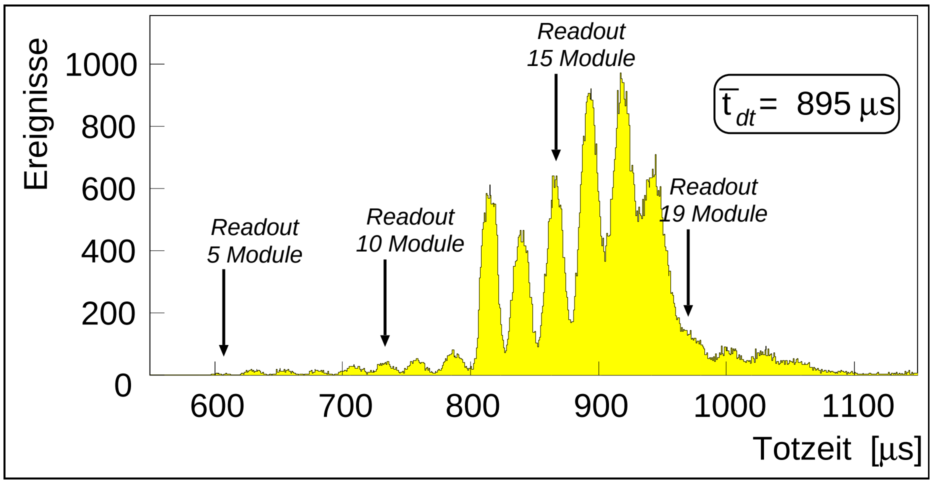


Abbildung 3.14: Totzeit des FASTBUS–Systems unter der (ppK^+K^-)–Triggerbedingung bei Auslese von Digitalisierungseinheiten LeCroy ADC 1881 (6 Module), TDC 1875A (6), TDC 1877 (5) sowie TDC 1879 (2).

Datenwortes pro Digitalisierungsmodul vermittelt mit einem resultierenden Wert von etwa 935 μs einen Eindruck von der Größenordnung der maximalen Totzeit des FASTBUS–Systems, die bei Anwendung auf das Experiment noch um den zeitlichen Einfluß der tatsächlich zu erwartenden auszulesenden Kanalzahl zu erweitern ist.

Abbildung 3.14 zeigt ein Zeitverhalten unter Experiment–Bedingungen, dessen scharfe Strukturen durch eine unterschiedliche Anzahl von Adressierungen zur Ausführung eines Blockreadouts bedingt sind. Eine minimale Anzahl von fünf ausgelesenen Module mit einer Totzeit von etwa 600 μs ist triggerbedingt, derartige Ereignisse weisen keine gültigen Treffer in einem der Driftkammersysteme auf. Mit wachsender Gesamttotzeit erscheinen die Strukturen weniger deutlich getrennt, verständlich aufgrund einer größeren Variation in der Anzahl insgesamt ausgelesener Kanäle.

Ereignisse mit Totzeiten in einem Bereich von 970 μs entsprechen der Auslese sämtlicher Systemkomponenten (19 Module, bei einer durchschnittlichen Zahl von etwa 120 insgesamt ausgelesenen Datenworten in guter Übereinstimmung mit dem aus den Modulparametrisierungen in Tabelle 3.1 errechneten Wert). Zwar ist der Server–Prozeß in seiner Implementation auf dem FASTBUS–Master mit hoher Priorität ausgestattet, ein vorübergehender Verlust der durch das Betriebssystem zugeteilten Zeitscheibe an systembedingte Konkurrenzprozesse ist aber nicht vollständig vermeidbar. Einflüsse dieses *Schedulings* erklären beobachtete Systemtotzeiten oberhalb einer Millisekunde. Eine Analyse von Ereignissen kleinerer Totzeit läßt auch in Bereichen aufgrund der Strukturen des Spektrums definiert erscheinender Modulzahl derartige Ereignisse erkennen, die aufgrund des Zeitscheibenverlustes zu größeren Zeiten verschoben sind.

In Abbildung 3.14 ist eine mittlere Totzeit des Systems von $\approx 895\ \mu$s angegeben, aufgrund der diskutierten vielfältigen Abhängigkeiten ist diese nur als charakteristische Größenordnung anzusehen. Im Hinblick auf das vollständige an der COSY–11–Installation eingesetzte Datenaufnahmesystem fügt sich die FASTBUS–Komponente wohlausgewogen ein; in der derzeitigen Konfiguration bedingt das CAMAC–DRAMS–System zur Auslese der Silizium–Pad–Detektoren (siehe Abschnitt 3.2.6) Totzeiten von etwa einer Millisekunde. Durch eine Erweiterung der Readout–Hardware des DRAMS–Systems sind in dieser Hinsicht signifikante Verbesserungen zu erwarten, die zugleich mit Blick auf das Gesamtsystem eine erhöhte Leistungsfähigkeit der FASTBUS–Komponente fordern.

Ein Vergleich der Datenübertragungsrate des asynchronen FASTBUS-Blocktransfers mit dem Zeitaufwand zur Auslese weiterer Module innerhalb des Instrumentierungssystems legt nahe, zu erwartende gültige Daten auf wenige Einschübe — bei zugleich größerer Datenrate des einzelnen Moduls — durch entsprechende Verkabelung zu digitalisierender Eingangskanäle zu begrenzen. Treffermuster der Gesamtheit zu berücksichtigender Kanäle erweisen sich in der Praxis als auf die gewählte Triggerbedingung sensitiv. Eine möglichst geringe Anzahl von Modulen mit gültigen Daten ist daher unter Experiment–Bedingungen nicht immer optimal zu realisieren, bleibt aber dennoch als grundlegendes Prinzip angesichts derzeit verfügbarer Hardware erstrebenswert.

Generell bieten zukünftige Entwicklungen der Master im Hinblick auf höhere Taktfrequenzen der Prozessoren und schnelleren Buszugriff weitere Verbesserungen der Leistungsfähigkeit des FASTBUS–Systems.

Auch vergleichsweise zeitaufwendige Moduladressierungen sind optimierbar, innerhalb des FASTBUS–Standards wird dafür durch die Möglichkeit eines *Multiple–Module Data Transfer (MDT)* Raum gegeben (siehe Anhang B). Durch den Multihit-TDC 1877 ist diese Möglichkeit des Datentransfers bereits auf Seiten der Hardware realisiert. Im Vergleich zur Einzeladressierung bei der Auslese gültiger Daten wird der Zeitaufwand von $26.8\ \mu$s für jedes zusätzliche Modul vermieden. Zusätzlich ist ein Sparse Data Scan in Vorbereitung des Readouts nicht mehr erforderlich, so daß sich die mit der Ausleseprozedur verbundene Totzeit um weitere $15.2\ \mu$s vermindert. Ein zeitlicher Mehraufwand des FASTBUS–Blocktransfers im MDT–Modus ist mit 8.8 ± 7.0 ns/Wort als vernachlässigbar anzusehen. Aufgrund technischer Schwierigkeiten auf Seiten der verfügbaren Einschübe konnte die mit dem Multiple–Module Data Transfer verbundene zeitliche Ersparnis bislang an der COSY–11–Installation noch nicht im Experiment umgesetzt werden.

Kapitel 4

Der (ppK^+K^-) Ausgangskanal

4.1 Zwei–Protonen–Trigger

4.1.1 Triggerhodoskope S1 und S2

Am Beispiel des Triggerhodoskopes S1 zeigt Abbildung 4.1 das für die an der COSY–11–Installation eingesetzten Szintillationszähler typische Auslesekonzept sowie dessen grundlegende Triggerlogik [Bra96b]:

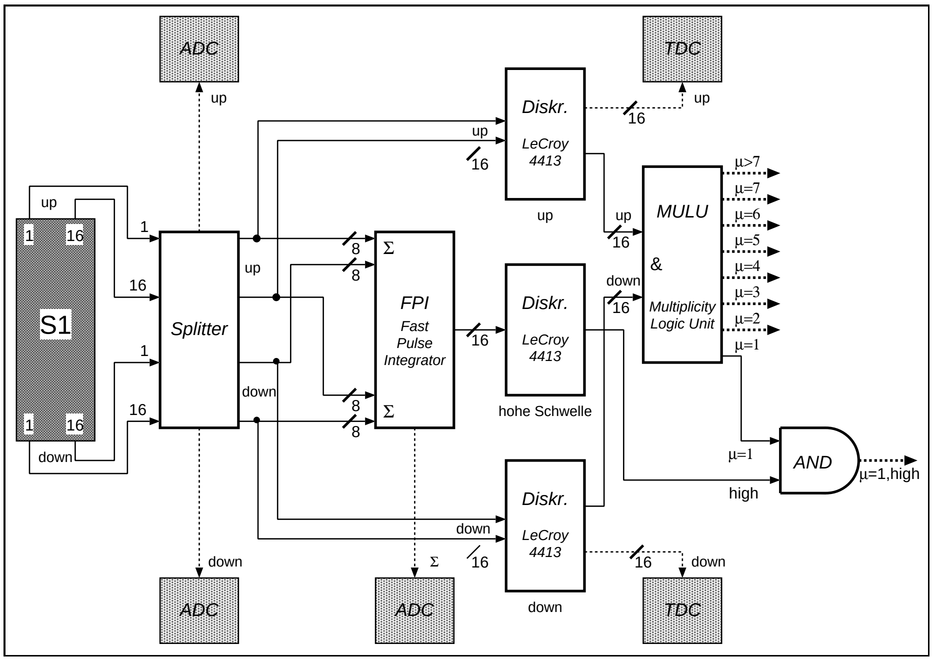


Abbildung 4.1: Auslese und Triggerlogik des Szintillationsdetektors S1.

Über einen *Splitter* werden die Detektorsignale sowohl der Ladungsintegration durch ADC's (Abschnitt 3.3.1) als auch nach Diskriminierung durch *Leading–Edge*

Diskriminatoren (*LED, LeCroy 4413* [LeC]) der Zeitdigitalisierung durch TDC's sowie der Triggerlogik zugänglich.

Die analoge Summe (Fast Pulse Integrator, FPI, Abschnitt 3.2.4) beider auslesender Photomultiplier eines Hodoskop–Segmentes wird durch eine *hohe Schwelle* oberhalb der Einteilchen–Schwelle diskriminiert, so daß der Trigger den Nachweis zweier Protonen innerhalb eines Segmentes integriert. Das FPI–Ausgangssignal wird, redundant zu den beiden Einzelkomponenten, durch einen ADC aufgezeichnet.

Der Nachweis zweier Protonen im Ausgangskanal erfordert entweder das Ansprechen zweier separater S1–Segmente ($S1_{\mu=2}$) oder eines Segmentes bei großer Amplitude ($S1_{\mu=1,high}$), wobei letztere Bedingung durch ein Signal eines Segmentes oberhalb der hohen Zweiteilchen–Schwelle ($S1_{high}$) und gleichzeitiger Multiplizität $S1_{\mu=1}$ gegeben ist

$$S1_{\mu=1,high} = (S1_{high} \wedge S1_{\mu=1})\,. \tag{4.1}$$

Um unempfindliche Zonen zu vermeiden, sind benachbarte S1–Segmente mit einem geringfügigen Überlapp in der horizontalen Ebene weniger mm bei gleichzeitigem Versatz von $\approx$ 4 mm in der Tiefe, d.h. in Richtung des Teilchendurchgangs, angebracht. Als Folge kann ein Einteilchen–Durchgang die Bedingung $S1_{\mu=2}$, ein Zweiteilchen–Durchgang entsprechend $S1_{\mu=3,4}$ erfüllen. Eine maximal mögliche Multiplizität $S1_{\mu=6}$, die durch den Trigger zu akzeptieren ist, folgt für den Fall eines Dreiteilchen–Nachweises, ein positiv geladenes Kaon oder geladenes Zerfallsprodukt einschließend.

Zur Multiplizitätsbestimmung wird eine speziell entwickelte *MUltiplicity Logic Unit* (*MULU* [Bra96b]) eingesetzt, deren acht Ausgänge nach einem logischen *UND* der *up*– und *down*–Signale einzelner Segmente den Multiplizitäten $S1_{\mu=1}$ bis $S1_{\mu=7}$ sowie $S1_{\mu>7}$ entsprechen.

Der Nachweis zweier Protonen innerhalb der räumlichen Abdeckung eines S1–Segmentes kann durch den feiner granulierten S2 in separate Segmente aufgelöst werden. Damit werden einerseits getrennte Zeit– und Energieverlustinformationen der Datenanalyse zugänglich, andererseits bietet sich die Möglichkeit zur Kontrolle der *hohen Schwelle* des Zweiteilchen–Nachweises innerhalb eines S1–Segmentes. Auslese und Signalverarbeitung des Szintillatorhodoskops S2 erfolgen analog. Zur Amplitudenangleichung bei Photomultipliern geringerer Verstärkung tritt im Fall des S2 ein Verstärker (10:1, *LeCroy 612A* [LeC]) an die Stelle des Splitters in Abb. 4.1.

Die Triggerbedingung $T_{S1,ppKK}$ des S1 zum Nachweis eines (ppK^+K^-)-Endzustandes

$$T_{S1,ppKK} = S1_{\mu=2..6} \vee S1_{\mu=1,high} \tag{4.2}$$

wird durch den S2 erweitert zu

$$T_{S1/S2,ppKK} = S1_{\mu=2..6} \vee \left(S1^{seg\ 3..5}_{\mu=1,high} \wedge S2_{\mu=1,high}\right) \vee S2_{\mu=2..6}, \tag{4.3}$$

wobei $S2_{\mu=1,high}$ analog zu der Bedingung 4.1 gebildet wird.

Als Folge der zugrunde liegenden *Vavilov–Verteilung* [Vav57] kann ein Energieverlust oberhalb der *hohen* Zweiteilchen–Schwelle auch durch Einspur–Ereignisse hervorgerufen werden. Um derartigen Untergrund zu verringern, wird in Bedingung 4.3 der zulässige S1–Bereich auf der Grundlage von Monte–Carlo-Simulationen auf die nötige Anzahl von Segmenten (hier drei) eingeschränkt. Eine weitere Reduktion wird durch die Forderung nach gleichzeitig *hoher Amplitude* innerhalb eines S2–Segmentes ($S2_{\mu=1,high}$) möglich, da höhere S2–Multiplizitäten unabhängig durch die Bedingung $S2_{\mu=2..6}$ erfaßt werden.

4.1.2 Raumwinkelselektion

Eine Forderung nach einem zusätzlichen Treffer in der Szintillatorwand S3 begrenzt bereits auf der Triggerebene den durch die Experimentanordnung selektierten Raumwinkel. Untergrundereignisse, etwa aus gestreuten Strahlprotonen oder kosmischen Teilchen resultierend, werden wirkungsvoll unterdrückt, und absolute Triggerraten, verbunden mit unvermeidlichen Totzeiten in der Datenaufnahme, verringert, während der durch diese Triggervorgabe abgedeckte Raumwinkelbereich die Abbildung des (ppK^+K^-)–Endzustandes ins Laborsystem vollständig umfaßt.

Damit folgt die Triggerbedingung für die Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ in Schwellennähe zu

$$T_{ppKK} = T_{S1/S2,ppKK} \wedge S3_{\mu(\mathrm{PM})\geq 3}, \tag{4.4}$$

wobei berücksichtigt wird, daß mindestens drei Photomultiplier der S3–Matrix ($\mu\,(\mathrm{PM}) \geq 3$) auf einen Teilchendurchgang ansprechen [Wol93].

Abbildung 4.2 zeigt schematisch die Bildung des Triggersignals 4.4 sowie das Ausleseprinzip der Szintillatorwand S3. Am Zentrallabor für Elektronik des Forschungszentrums Jülich entwickelte *Leading–Edge Diskriminatoren* (14 Module mit jeweils 16 Kanälen) stellen neben der Aufspaltung des Signals in einen analogen und einen diskriminierten logischen Zweig einen Multiplizitätsausgang zur Verfügung [Joc92]. Mittels eines weiteren Diskriminators wird die Multiplizitätsbedingung $\mu\,(\mathrm{PM}) \geq 3$ realisiert.

Die Koinzidenzbedingung 4.4 erfordert eine Berücksichtigung der Flugzeit zwischen Start– und Stop–Szintillatoren, zugleich wird durch das resultierende Zeitfenster die zeitliche Öffnung des Triggers definiert:

Bei den im Rahmen dieser Arbeit behandelten Messungen akzeptierte die Koinzidenz Teilchengeschwindigkeiten von $\beta \gtrsim 0.2$, wobei für Geschwindigkeiten $\beta \gtrsim 0.3$ zugleich sichergestellt ist, daß die Starthodoskope S1 oder S2 den Triggerzeitpunkt festlegen, verbunden mit wesentlichen Vereinfachungen in der Datenanalyse. Im Vergleich sei angeführt, daß unmittelbar an der Schwelle des (ppK^+K^-)–Endzustandes für Protonen $\beta_p = 0.755$ folgt, entsprechend der Geschwindigkeit der Schwerpunktsbewegung (vgl. Abschnitt 4.2 bzw. Anhang A).

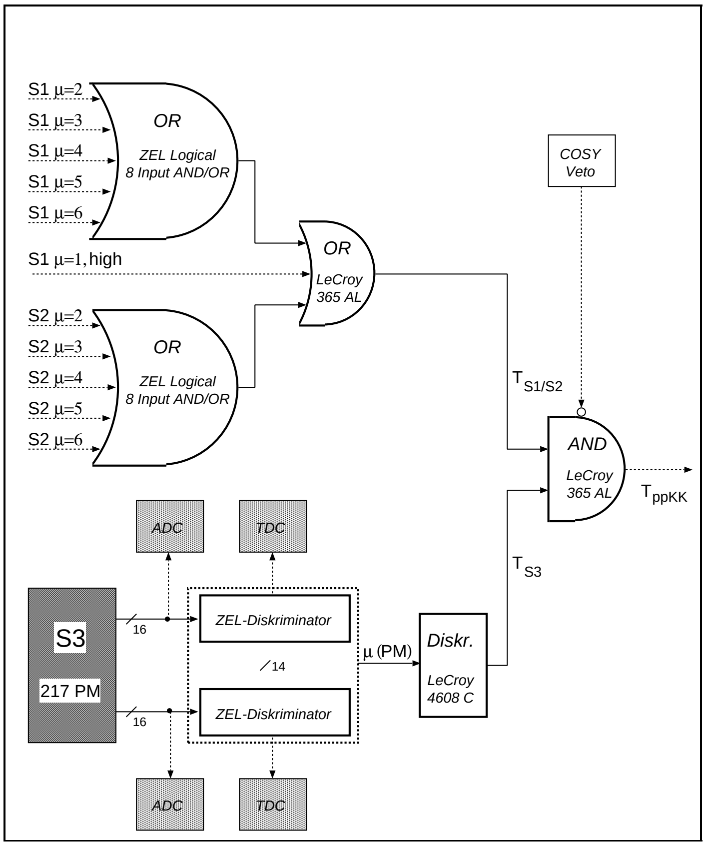


Abbildung 4.2: Bildung des Triggersignals als Koinzidenz der Hodoskope S1 und S2 mit der raumwinkelbegrenzenden Szintillatorwand S3.

4.1.3 Flat–Top des Beschleunigungszyklus

Ein typischer Beschleunigerzyklus umfaßt die Injektion ($\leq$ 10 ms) der zu beschleunigenden Teilchen aus dem Zyklotron JULIC — der Injektionsimpuls beträgt 275 MeV/c für Protonen —, die Beschleunigungsphase (*erste Rampe*), eingeleitet etwa 100 ms nach Beginn der Injektion mit einer maximalen Dauer von 1.6 s in Abhängigkeit von der Endenergie, das sogenannte *Flat–Top*, während dessen die beschleunigten Teilchen bei konstanter Endenergie gespeichert werden, sowie die *zweite Rampe* verbunden mit einem Abbremsen und dem abschließenden Verlust der Strahlteilchen.

Streuversuche speziell im Bereich der Produktionsschwelle sind nur dann als sinnvoll zu erachten, wenn der Strahlimpuls und damit die Überschußenergie der Reaktionsprodukte bekannt sind. Als Konsequenz wird die Aufzeichnung von Ereignissen auf den Bereich des Flat–Tops eingeschränkt, gekennzeichnet durch ein konstantes strahlführendes Magnetfeld und eine bis auf Verluste durch Wechselwirkungen mit dem Target oder dem Restgas innerhalb des Beschleuniger–Vakuums definierte Projektilenergie.

Derartige Wechselwirkungen führen entweder direkt oder über eine Energieabsenkung und –verschmierung der Protonen zu Strahlverlusten, die in der Praxis die Dauer des gewählten Flat–Tops begrenzen. Entsprechend den unterschiedlichen Strahl– und Targetbedingungen wurden bei den an dieser Stelle behandelten Messungen Flat–Top–Zeiten von 5, 10 und 15 Minuten benutzt.

Start– und Stop–Signal des Flat–Tops werden von einem *Makropuls* zu Beginn des Beschleunigerzyklus abgeleitet, ein entsprechendes Veto–Signal, wie es in Abbildung 4.2 angedeutet ist, schließt Triggerimpulse außerhalb des Flat–Top–Bereiches aus [Bra96b].

4.2 Kinematik des Vier–Teilchen Endzustandes

Die schwellennahe Kinematik des (ppK^+K^-)–Endzustandes ist durch im Vergleich zur Schwerpunktsbewegung im Laborsystem geringe Impulse der Reaktionsprodukte im Massenschwerpunkt– oder CM–System gekennzeichnet und kann durch ihre kinetische Überschußenergie in natürlichen Einheiten ($\hbar = \mathrm{c} = 1$)

$$\mathrm{Q} = \sqrt{\mathrm{s}} - (2\mathrm{m}_p + 2\mathrm{m}_{K^\pm}) \tag{4.5}$$

charakterisiert werden. Dabei bezeichnen m_p und $\mathrm{m}_{K^\pm}$ die Massen des Protons bzw. des geladenen Kaons, für das relativistisch invariante Quadrat des Gesamtviererimpulses oder das Quadrat der im Schwerpunktsystem zur Verfügung stehenden Energie s gilt im Proton–Proton–Stoß (siehe Anhang A, Gl. A.4)

$$\mathrm{s} = 2\mathrm{m}_p^2 + 2\mathrm{m}_p\sqrt{\mathrm{m}_p^2 + p_{Beam}^2} = 2\mathrm{m}_p^2\,(1 + \gamma_{Beam}) \tag{4.6}$$

mit p_{Beam} als Projektilimpuls im Laborsystem oder Strahlimpuls und γ_{Beam} als Lorentz–Faktor des Projektils.

Der verfügbaren kinetischen Überschußenergie korrespondiert (Gl. A.14) ein maximaler Impuls eines herausgegriffenen Reaktionsproduktes im Massenmittelpunktsystem. Diese Situation entspricht im CM–System anschaulich einer dem verbleibenden Dreiteilchen–Subsystem — bei verschwindender Relativenergie der Konstituenten — entgegengesetzt orientierten Bewegung. Abbildung 4.3 zeigt in Form eines relativistischen Impulsdiagramms für unterschiedliche Werte der kinetischen Überschußenergie Q als Parameter kinematische Grenzen der Protonen– und Kaonenbewegung im Laborsystem, wie sie durch Lorentz–Transformationen (Gl. A.6) resultieren. Analog der Diskussion im Fall des Zweikörper–Endzustandes (Anhang A.2) werden den kinematischen Grenzen entsprechende Impulse im Laborsystem durch Rotationsellipsoide, in Projektion auf die durch umlaufenden Protonenstrahl und Target–Clusterstrahl definierte Streuebene durch Impulsellipsen beschrieben. Der Abstand ihres Zentrums zum Koordinatenursprung ($\mathrm{p}_{\|} = \mathrm{p}_{\perp} = 0$) ist durch $\mathrm{d} = \beta_{CM}\,\gamma_{CM}\,\mathrm{E}^*_{max}$ gegeben, große und kleine Halbachsen der Grenzellipsen folgen zu $\mathrm{a} = \gamma_{CM}\,\mathrm{p}^*_{max}$ respektive $\mathrm{b} = \mathrm{p}^*_{max}$, wobei p^*_{max} und E^*_{max} maximal erlaubte Impulse und Energien des jeweiligen Reaktionsproduktes im Massen-

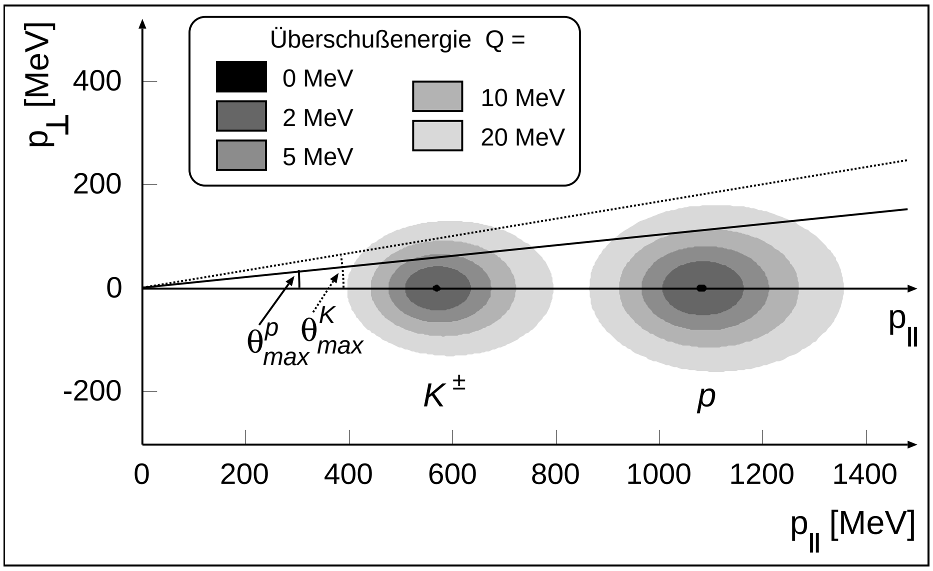


Abbildung 4.3: Kinematische Grenzen der Protonen– und Kaonenbewegung im Laborsystem für schwellennahe Überschußenergien. Grenzwinkel Θ^p_{max} und Θ^K_{max} sind für eine Überschußenergie Q = 10 MeV veranschaulicht.

schwerpunktsystem bezeichnen (vgl. Gl. A.9), β_{CM} und γ_{CM} sind Geschwindigkeit bzw. Lorentz–Faktor der Schwerpunktsbewegung im Laborsystem (Gl. A.5)

$$\beta_{CM} = \frac{\mathrm{p}_{Beam}}{\sqrt{\mathrm{p}^2_{Beam} + \mathrm{m}^2_p} + \mathrm{m}_p} = \sqrt{\frac{\gamma_{Beam} - 1}{\gamma_{Beam} + 1}}. \tag{4.7}$$

Bei Annäherung an die Reaktionsschwelle ziehen sich die Grenzellipsen der Protonen- und Kaonenbewegung punktförmig zusammen, ihre relative Position ist durch das Massenverhältnis gegeben ($\mathrm{E}^*_{max,Q=0} = \mathrm{m}$), im Laborsystem bewegen sich alle Reaktionsprodukte mit der Geschwindigkeit der Schwerpunktsbewegung β_{CM}. Mit zunehmender Überschußenergie verschieben sich die Zentren der Ellipsen zu größeren Laborimpulsen.

Das Verhältnis der maximalen Impulse im Schwerpunktsystem, das sich anhand der Beziehung A.14 zu

$$\frac{\mathrm{p}^*_{max,K^\pm}}{\mathrm{p}^*_{max,p}} = \sqrt{\frac{\mathrm{s} - 4\mathrm{m}^2_p}{\mathrm{s} - 4\mathrm{m}^2_{K^\pm}}} \tag{4.8}$$

errechnet, beschreibt die longitudinalen und transversalen Ausdehnungsverhältnisse der Proton– und Kaon–Ellipsen im Laborsystem. Trotz der größeren Ausdehnung für Protonen des (ppK^+K^-)–Endzustandes resultiert infolge der Lage der Grenzellipse ein kleinerer Laborgrenzwinkel Θ^p_{max} der Protonenbewegung. Laborgrenzwinkel Θ^p_{max} und $\Theta^{K\pm}_{max}$, gegeben durch Gleichung A.12, sind in Abbildung 4.3 für eine Überschußenergie Q = 10 MeV angedeutet, Abbildung 4.4(a) veranschaulicht ihre Energieabhängigkeit.

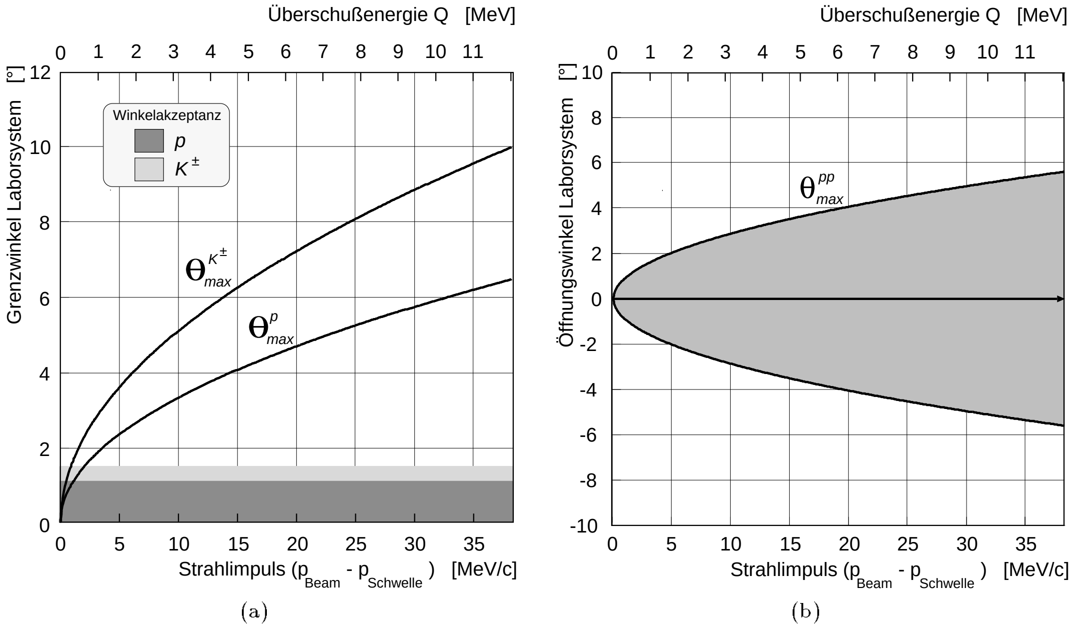


Abbildung 4.4: Kinematische Grenzen des (ppK^+K^-)–Endzustandes; Grenzwinkel der Protonen– und Kaonenbewegung und geometrisch akzeptierte Bereiche (a) sowie maximaler Öffnungswinkel des (pp)–Systems (b) im Laborsystem.

Der maximale Öffnungswinkel des Zwei–Proton–Systems entspricht der kinematischen Situation im Schwerpunktsystem ruhender mesonischer Reaktionsprodukte bei entgegengesetzter Orientierung der Protonenimpulse. Unter Abzug der Massen erzeugter Mesonen ist die zur Verfügung stehende Energie auf die Protonen des Endzustandes verteilt:

$$\sqrt{\mathrm{s}} = 2\mathrm{E}_p^* + 2\mathrm{m}_{K^\pm} \Leftrightarrow \mathrm{Q} = \sqrt{s} - 2\mathrm{m}_p \tag{4.9}$$

Abbildung 4.4(b) zeigt die Energieabhängigkeit des maximalen (pp)-Öffnungswinkels, der sich analog durch Gl. A.12 ergibt. Für eine Überschußenergie Q = 10 MeV im Bereich der Produktionsschwelle eines geladenen Kaonenpaares resultiert beispielsweise $\Theta^{pp}_{max} \leq \pm 5°$ (Abb. 4.4(b)). Somit bedingt die schwellennahe Kinematik des Zwei–Proton–Systems, den allgemeineren Reaktionstyp $pp \rightarrow ppX$ erfassend, eine Projektion des (4π)–Raumwinkels im Schwerpunktsystem auf einen eng begrenzten Laborwinkelbereich, dessen räumliche Abdeckung durch ein vergleichsweise kompaktes Detektorsystem gelingt.

4.3 Akzeptanz des Detektorsystems

Die geometrische Akzeptanz des Detektorsystems wird besonders in vertikaler Richtung durch die Öffnung der im Polspalt des als Spektrometer genutzten Dipolmagneten erforderlichen Vakuumkammer mit einer lichten Höhe von 60 mm begrenzt. Die Dimensionierung der Detektoren bedingt in dem betrachteten Energiebereich keine weiteren Einbußen [Roo94].

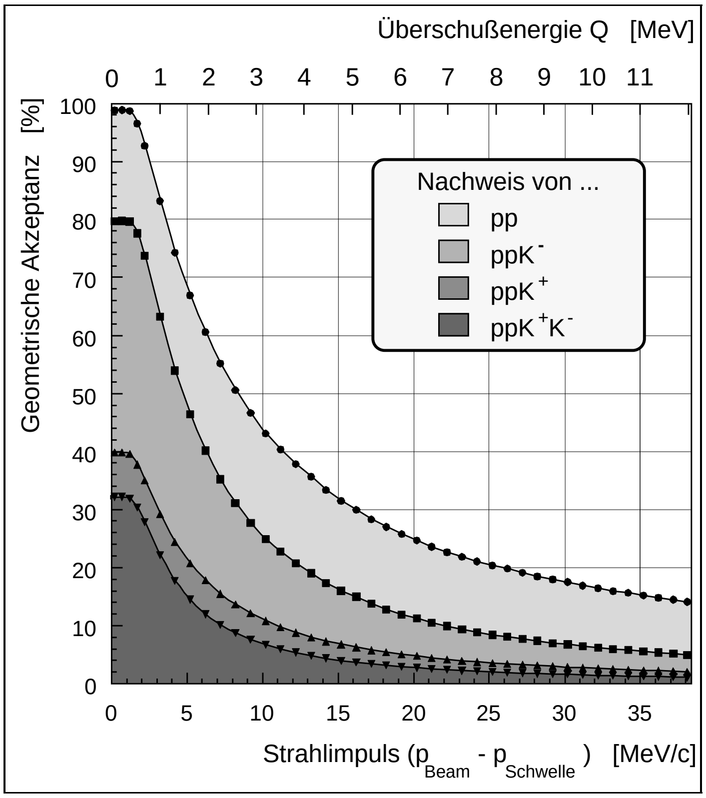


Abbildung 4.5: Geometrische Akzeptanz des Detektorsystems für die Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ als Funktion des Strahlimpulses oberhalb der Reaktionsschwelle bzw. der kinetischen Überschußenergie unter Berücksichtigung des Kaonzerfalls. Der statistische Fehler der Simulation liegt unterhalb der gewählten Symbolgröße.

Abbildung 4.5 zeigt die Akzeptanz des Detektorsystems für den Nachweis der Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ als Funktion des Strahlimpulses oberhalb der Schwelle ($\mathrm{p}_{Beam}^{Schwelle}$ = 3301.75 MeV/c) respektive der kinetischen Überschußenergie der Reaktionsprodukte.

Zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz wird eine Monte–Carlo-Simulation des COSY–11–Detektors [Roo94, Bal96b] basierend auf der Programmbibliothek GEANT [Gea93] benutzt. Die Viererimpulse der Reaktionsprodukte genügen dabei einer Phasenraumverteilung.

Die in Abbildung 4.5 dargestellte geometrische Akzeptanz wird als Verhältnis akzeptierter zu generierten Ereignissen definiert; in Analogie zu dem in der experimentellen Analyse verwendeten Algorithmus wird ein akzeptiertes Ereignis im Fall des Protonennachweises charakterisiert durch Spurbildung in den zur Impulsbestimmung analysierten Driftkammersystemen D1 und D2 (siehe Abbildung 3.1) sowie Signale der Szintillationsdetektoren S1 und S3, deren Ansprechen sowohl durch die Triggerbildung als auch durch die Teilchenidentifikation anhand der Flugzeitmessung zwischen diesen Detektoren gefordert wird. Driftkammerspur sowie der zur Teilchenidentifikation notwendige Nachweis durch das Hodoskop S1 beschreiben die Akzeptanzbedingung positiv geladener Kaonen, ein Signal des im Polspalt angebrachten Silizium–Pad–Detektors definiert ein nachgewiesenes negativ geladenes Kaon.

Der mögliche Zerfall geladener Kaonen[1] wird berücksichtigt, die Wahrscheinlichkeit P(x), daß ein geladenes Kaon nach einer zurückgelegten Strecke x noch nicht zerfallen ist, wird durch

$$\mathrm{P}\,(\mathrm{x}) = \exp\left\{-\frac{\mathrm{x}}{\beta\gamma\ \mathrm{c}\tau_{K^\pm}}\right\} \tag{4.10}$$

beschrieben. Der Einfluß des Kaonzerfalls mit einer Zerfallslänge $c\tau_{K^\pm} = 3.713 \pm 0.007$ m [Bar96] wird in Abbildung 4.5 unmittelbar an der Produktionsschwelle, entsprechend vollständiger geometrischer Akzeptanz, deutlich. Eine Zunahme der relativistischen Zerfallsdilatation ist innerhalb des betrachteten Energiebereiches praktisch vernachlässigbar.

Für den Zwei–Protonen–Nachweis ist die Bedingung vollständiger geometrischer Akzeptanz bis zu einer Überschußenergie Q = 350 keV entsprechend Strahlimpulsen bis $\Delta p_{Schwelle} = 1.1$ MeV/c oberhalb der Schwelle erfüllt, ein Nachweis positiv geladener Kaonen ohne geometrisch bedingte Verluste ist bis zu Werten Q = 280 keV bzw. $\Delta p_{Schwelle} = 0.9$ MeV/c möglich. Diese Impulsbereiche entsprechen dem schwellennahen Plateau in der Akzeptanzcharakteristik (Abb. 4.5). Mit zunehmender Überschußenergie Q im Ausgangskanal vergrößert sich der kinematisch erlaubte Bereich der möglichen Transversalimpulse im Laborsystem und damit die Wahrscheinlichkeit, daß Reaktionsprodukte die vertikal begrenzende Vakuumkammer nicht verlassen; maximal möglichen Laborwinkeln ist der geometrisch akzeptierte Winkelbereich in Abbildung 4.4(a) gegenübergestellt. Die Akzeptanz nimmt demzufolge zu größeren Strahlimpulsen monoton ab, die resultierende Charakteristik entspricht einer Faltung des kinematisch erlaubten Bereiches mit einer Vierkörper–Phasenraumverteilung der Impulse im Ausgangskanal sowie den geometrischen Randbedingungen der Vakuumkammer.

Es ist anzumerken, daß die vorhergehend beschriebene geometrische Akzeptanz Effizienzverluste durch den Detektor, gegeben durch Ansprechwahrscheinlichkeiten der Komponenten, und in der Analyse der gewonnenen Daten, letzteres im Hinblick auf die Effizienz der Spurrekonstruktion in den Driftkammersystemen, nicht umfaßt. Derartige Effekte beschreiben zusammen mit der geometrischen Akzeptanz

[1] Der *Strangeness*–Gehalt des Kaons erfordert einen Zerfall über die schwache Wechselwirkung. Als bedeutende Zerfallskanäle sind der leptonische Endzustand $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$ (63.51%), die hadronischen Kanäle $\pi^\pm\pi^0$ (21.16%), $\pi^\pm\pi^\pm\pi^\mp$ (5.59%) und $\pi^\pm\pi^0\pi^0$ (1.73%) sowie gemischte Lepton–Meson–Kanäle $\pi^0\mu^\pm\nu_\mu$ (3.18%) bzw. $\pi^0 e^\pm \nu_e$ (4.82%) zu nennen [Bar96].

die *Effizienz* des Detektorsystems, deren Kenntnis Voraussetzung zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte ist und die in der quantitativen Analyse entsprechend Eingang findet (Abschnitt 5.2).

4.4 Ereignisselektion

Ein Studium der Produktionswahrscheinlichkeit des (ppK^+K^-)–Endzustandes in der Proton–Proton–Wechselwirkung erfordert eine eindeutige Identifikation des Vierteilchen–Ausgangskanals. In allgemeiner Betrachtung des Reaktionstyps $pp \to ppX$, wobei X ein produziertes Meson oder Mesonensystem bezeichnet, erweist sich die Bestimmung der Viererimpulse beider Protonen im Ausgangskanal als ein notwendiges Kriterium zur Identifikation des produzierten Systems X, ausgedrückt durch die *Missing Mass* als Viererimpulsbilanz des Zwei–Proton–Subsystems

$$\mathcal{M}_{pp}^2 = \left(\mathrm{E}^i - \mathrm{E}_{p1}^f - \mathrm{E}_{p2}^f\right)^2 - \left(\vec{\mathrm{p}}^{\,i} - \vec{\mathrm{p}}_{p1}^{\,f} - \vec{\mathrm{p}}_{p2}^{\,f}\right)^2 \tag{4.11}$$

Dabei bezeichnen $\vec{\mathrm{p}}^{\,i} = \vec{\mathrm{p}}_{Beam}$ und $\mathrm{E}^i = \sqrt{\mathrm{m}_p^2 + \vec{\mathrm{p}}_{Beam}^{\,2}} + \mathrm{m}_p$ Impuls und Energie des Anfangszustandes, $(\mathrm{E}_{pj}^f, \vec{\mathrm{p}}_{pj}^{\,f})$ ist der Viererimpuls eines Protons im Ausgangskanal.

Im Fall eines Systems mehrerer erzeugter Mesonen X variiert die *Missing Mass* des Zwei–Proton–Systems zwischen der Masse m_X und der kinematischen Grenze gegeben durch $\sqrt{\mathrm{s}} - 2\mathrm{m}_p = \mathrm{m}_X + \mathrm{Q}$ (Gl. 4.5) entsprechend kinematischer Grenzfälle des Endzustandes im Massenschwerpunktsystem ruhender Subsysteme (X) bzw. (pp). In Anwendung auf einen Endzustand $X = K^+K^-$ ist eine Selektion über die *Missing Mass* $\mathcal{M}_{pp}$ des Zwei–Proton–Systems *per definitionem* nicht hinreichend. Wenn auch mit eingeschränkter Akzeptanz überdecken sämtliche Ausgangskanäle charakterisiert durch $\mathrm{m}_X \leq \sqrt{\mathrm{s}} - 2\mathrm{m}_p$ — speziell pionische in einem Bereich von $X = \pi^0\pi^0$ bishin zu Sieben–Pion–Systemen[2] — den durch die Bedingung $2\mathrm{m}_{K^\pm} \leq \mathcal{M}_{pp} \leq \sqrt{\mathrm{s}} - 2\mathrm{m}_p$ beschriebenen kinematischen Bereich.

Eine eindeutige Ereignisselektion wird gemäß der Vorgabe kinematischer Freiheitsgrade des Vierteilchen–Endzustandes erst durch eine zusätzliche vollständige Messung des Viererimpulses eines geladenen Kaons erreicht.

4.4.1 Zwei–Protonen–Identifikation

Mittels der impulsbestimmten Ablenkung durch den Dipol und die folgende Richtungsmessung ihrer Trajektorien durch die Driftkammersysteme D1 und D2 bildet das COSY–11–Detektorsystem für positiv geladene Reaktionsprodukte zunächst ein Impulsspektrometer.

[2]Relevante Reaktionsschwellen überdecken einen Bereich von $\mathrm{p}_{Beam}^{Schwelle} = 1.192$ GeV/c ($pp \to pp\pi^0\pi^0$) bis zu $\mathrm{p}_{Beam}^{Schwelle} = 3.254$ GeV/c ($pp \to pp\pi^0 3\,(\pi^+\pi^-)$).

Der Teilchenimpuls wird durch Rücktransport der in den Driftkammern rekonstruierten Teilchenspur [Sok91] durch das magnetische Feld zur nominalen horizontalen Targetposition zugänglich. Das Verfahren setzt eine genaue Kenntnis des Dipolfeldes, insbesondere auch der auftretenden Randfelder voraus. In der Impulsrekonstruktion wird daher ein dreidimensionales Abbild des realen Magnetfeldes [Smy97a] auf Grundlage bei unterschiedlichen Strömen aufgenommener Feldkarten [Roo90, Roo94] verwendet.

Der vollständige Viererimpuls der Baryonen folgt durch Massenidentifikation über eine Flugzeitmessung zwischen den Starthodoskopen S1 bzw. S2 und dem Stopsignal des S3 über

$$\mathrm{m}_f = \frac{\left|\vec{\mathrm{p}}^{\,f}\right|}{\beta_{tof}\,\gamma_{tof}} \tag{4.12}$$

mit einer resultierenden Teilchenmasse m_f, $\vec{\mathrm{p}}^{\,f}$ als Impuls aus der spektrometrischen Rekonstruktion, $\beta_{tof} = \mathrm{d}_{tof}^{S12\to S3}/\mathrm{c}\,\mathrm{t}_{tof}^{S12\to S3}$ als Teilchengeschwindigkeit aus Flugzeit $\mathrm{t}_{tof}^{S12\to S3}$ und Flugstrecke $\mathrm{d}_{tof}^{S12\to S3}$ und $\gamma_{tof} = \left(1-\beta_{tof}^2\right)^{-1/2}$.

Abbildung 4.6 dokumentiert exemplarisch bei einem Strahlimpuls p_{Beam} = 3.321 GeV/c die Trennung unterschiedlicher Endzustände für Zweispur–Ereignisse. Durch zwei identifizierte Protonen ausgezeichnete Ereignisse heben sich deutlich von (πp)– und $(\pi\pi)$–Kombinationen ab. Entsprechend nach Monte–Carlo-Simulationen für diesen Strahlimpuls zu erwartenden Trefferpositionen der Protonen des (ppK^+K^-)–Ausgangskanals sind nur Teilchenspuren berücksichtigt, denen Treffer innerhalb ausgewählter Segmente des S1 zugeordnet werden können[3]. Die so ausgezeichneten S1–Elemente werden zugleich weitestgehend durch das feiner segmentierte Hodoskop S2 räumlich abgedeckt. Im Fall zweier Spuren mit Treffern innerhalb eines Segmentes des S1 aber in unterschiedlichen S2–Segmenten definiert die Zeitinformation des S2 den Startzeitpunkt der Flugzeitmessung.

Eine präzise Flugzeitinformation erfordert zunächst im Hinblick auf die Segmentierung der Starthodoskope bzw. die Granularität der Photomultiplier–Matrix des S3 eine zeitliche Abstimmung der Nachweiskomponenten des einzelnen Detektors. Eine Relativkalibration der Photomultiplier der Szintillatorwand S3 wird bereits durch das grundlegende Prinzip des Detektors unterstützt, indem infolge eines einzelnen Teilchendurchtritts mehrere Photomultiplier ansprechen, und läßt sich nach erfolgten Korrekturen entsprechend des Eindringortes sowie der Energiedeposition erreichen [Mos96].

Benachbarte Segmente des S1 sind in Durchgangsrichtung der Reaktionsprodukte um eine Segmentdicke versetzt und in der Detektorebene mit einem Überlapp weniger Millimeter angebracht, so daß ein Zeitabgleich durch Teilchendurchtritte in diesem Überlappbereich möglich wird. In Redundanz zu dieser Methode besteht

[3]Segmente 3,4 und 5, wobei die fortlaufende Numerierung an der dem Strahlrohr zugewandten Seite des S1 beginnt.

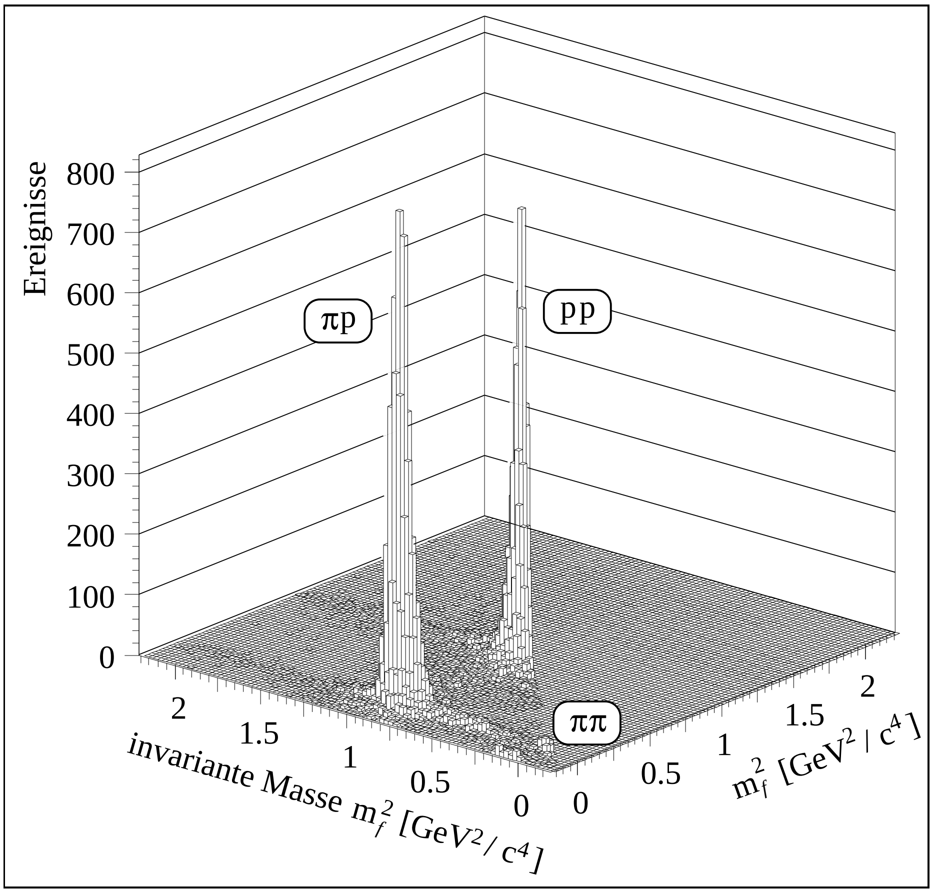
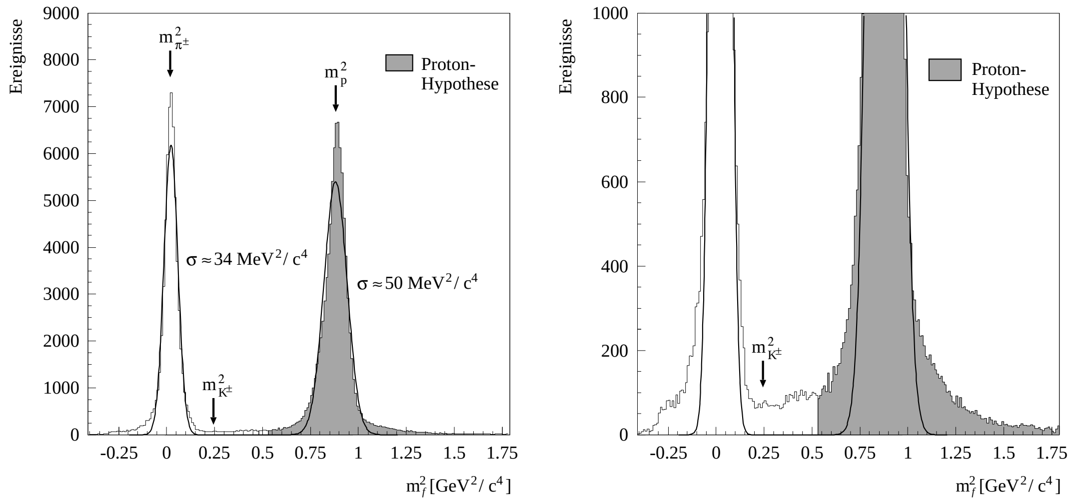


Abbildung 4.6: Identifikation von Endzuständen $(AB) = (pp)$ in $pp \rightarrow ABX$ für Zweispur–Ereignisse bei einem Strahlimpuls $p_{Beam} = 3.321$ GeV/c. Die Auswahl der Teilchenspuren ist auf Trajektorien mit zugeordneten Treffern in für (ppK^+K^-)–Ereignisse zu erwartenden Segmenten des Szintillatorhodoskops S1 begrenzt. Die größere invariante Masse innerhalb des Paares (AB) identifizierter Teilchen ist dabei gegen diejenige des leichteren Teilchens aufgetragen.

die Möglichkeit, einen während des Experimentes durch einen Schrittmotor in seiner horizontalen Position variablen Kalibrationszähler $S5_{cal}$ entlang der vertikalen Mitte der Segmente des S1 zu verfahren. Eine vergleichsweise geringe Fläche des Szintillators $S5_{cal}$ von 3×3 cm^2 bei einer Dicke von 2 mm und ein Abstand von etwa 5 cm in der horizontalen Ebene zu Segmenten des Hodoskops S1 bedingen bei Betrieb in Koinzidenz mit einzelnen Segmenten eine präzise Zeit– und Ortsinformation. Der Vergleich der unterschiedlichen Kalibrationspunkte ermöglicht einen relativen Zeitabgleich der Einzelsegmente [Bra96b].

Neben einer zeitlichen Relativeichung der Segmente des Hodoskopes S2 verlangt ein wohldefinierter Startzeitpunkt zugleich eine zeitliche Anpassung der Startszintillatoren S1 und S2. Infolge der feineren Segmentierung können die Zeitinformationen benachbarter S2–Segmente stets auf ein Segment des S1 bezogen werden, womit die Zeitkalibration beiden Anforderungen gerecht wird. Zu diesem Zweck bieten sich Einspur–Ereignisse an, da mithin die Eichung nicht durch Mehrfachtreffer innerhalb eines Segmentes verfälscht werden kann. Eine Selektion hochenergetischer Pionen mit $\beta \lesssim 1$ gemäß dem Abbildung 4.6 zugrundeliegenden Prinzip garantiert zudem eine definierte Flugzeit zwischen Segmenten des S1 und S2 unter der Näherung[4] $\beta = 1$.



(a) (b)

Abbildung 4.7: Protonenidentifikation in $pp \rightarrow ABX$ für Zweispur–Ereignisse (p_{Beam} = 3.321 GeV/c). Bekannte Massenwerte [Bar96] sind zum Vergleich mit dem experimentellen Spektrum markiert. Auflösungen für Protonen– und Pionen–Massen beziehen sich auf die angedeutete näherungsweise gaussförmige Struktur der Signale, offensichtliche Abweichungen hiervon werden im Text diskutiert. Rekonstruierte invariante Massen, die in der folgenden Auswertung mit Protonen identifiziert werden, sind durch Schraffur hervorgehoben.

Die absolute Massenskala der Teilchenidentifikation — einer relativen Zeiteichung der Start– und Stopszintillatoren entsprechend — ist an den Massen des geladenen Pions und des Protons orientiert, die sich in den Daten durch deutliche Signale auszeichnen.

Abbildung 4.7 gibt die Projektion der in Abbildung 4.6 berücksichtigten Ereignisse auf eine gemeinsame Achse wieder. Identifizierte Pionen und Protonen heben sich deutlich von einem unstrukturiert erscheinenden Untergrund ab (Abb. 4.7(a)).

[4] Geringfügige Abweichungen der Geschwindigkeit hochenergetischer Pionen von einem Kalibrationswert $\beta = 1$ sind bei einer Flugstrecke zwischen S1 und S2 von etwa 7.5 cm vernachlässigbar. Aus einer Variation bis zu $\beta = 0.9$ resultiert ein Fehler der relativen Zeiteichung des S2 gegenüber der durch den S1 definierten Referenz von ≤ 28 ps und damit deutlich unterhalb typischer Detektorauflösungen.

Die genauere Betrachtung der Untergrundstruktur läßt keine deutliche Signatur kaonischer Trajektorien erkennen (Abb. 4.7(b)). Ein Nachweis positiv geladener Kaonen innerhalb des zur Selektion von Protonen des (ppK^+K^-)–Endzustandes ausgewählten Raumwinkelbereiches ist für Hyperon–Produktionskanäle[5] $pp \to pK^+\Lambda^0$ und $pp \to pK^+\Sigma^0$ kinematisch erlaubt.

Eine Korrelation des in Abbildung 4.7 zwischen identifizierten Teilchen im Spektrum invarianter Massen verbleibenden Untergrundes mit der Segmentierung innerhalb der für die Flugzeitmessung eingesetzten Start– und Stop–Detektoren, und somit eine fehlerbehaftete Kalibration einzelner Detektorkomponenten, konnte ausgeschlossen werden. Ebenso steht der Untergrund in keiner Beziehung zu einer lokal ungenauen Behandlung des Dipolfeldes. Allerdings kann eine Fehlinterpretation von Teilchenmassen — wie Monte–Carlo–Simulationen belegen — durch eine Streuung von Reaktionsprodukten am Material der Vakuumkammer hervorgerufen werden, verbunden mit einer fehlerhaften Impulsbestimmung durch Bezug der Trajektorien auf die nominale Targetposition.

In Abbildung 4.7(a) angegebene Auflösungen beziehen sich auf eine wegen des diskutierten Untergrundes nur näherungsweise gaussförmige Struktur der Pionen– und Protonen–Signale ($\mathrm{m}^2_{\pi^\pm} = 0.0195$ GeV^2/c^4 bzw. $\mathrm{m}^2_p = 0.8804$ GeV^2/c^4).

In der folgenden Selektion von (ppK^+K^-)–Ereignissen werden nachgewiesene Teilchenspuren als Protonen identifiziert, wenn ihre rekonstruierte invariante Masse am wahrscheinlichsten durch die Hypothese eines Protons wiedergegeben wird, d.h., wenn aus Impulsrekonstruktion und Annahme der Protonenmasse die gemessene Flugzeit in Vergleich zu einer Pionen–, Kaonen– oder Deuteronenhypothese besser beschrieben wird. Dieses Vorgehen stellt einerseits sicher, daß durch einen entsprechend weiten Schnitt zur (pp)–Selektion im Datensatz keine (ppK^+K^-)–Ereignisse aufgrund nicht berücksichtigter Detektoreinflüsse verworfen werden, andererseits wird sich das Prinzip aufgrund der Eindeutigkeit der im folgenden diskutierten Kaonenidentifikation als ausreichend erweisen. Der einer Protonenhypothese entsprechende Massenbereich ist in Abbildung 4.7 hervorgehoben.

4.4.2 Nachweis positiv geladener Kaonen

Während eine Impulsbestimmung positiv geladener Kaonen analog der Protonenidentifikation durch den Rücktransport in den Driftkammersystemen nachgewiesener Spuren durch das Dipolfeld erfolgt, ist eine Flugzeitmessung anhand einer Kombination aus Starthodoskopen S1 und S2 sowie S3–Stopsignal nicht möglich: Bedingt durch die schwellennahe Kinematik in Verbindung mit der im Vergleich zu den Protonen des Endzustandes geringeren Masse oder geringeren magnetischen Steifigkeit der Kaonen ist der Verlauf ihrer Trajektorien auf einen räumlichen Bereich außerhalb des S3 eingeschränkt (siehe Abbildung 3.1). Zugleich ist aber ei-

[5] Die entsprechenden Reaktionsschwellen der Hyperonkanäle $pK^+\Lambda^0$ und $pK^+\Sigma^0$ sind durch $\mathrm{p}^{Schwelle}_{Beam} = 2.339$ GeV/c bzw. $\mathrm{p}^{Schwelle}_{Beam} = 2.566$ GeV/c gegeben.

ne längere Flugstrecke zur Teilchenidentifikation angesichts des Zerfalls geladener Kaonen nicht effizient.

Aus einem Transport der Teilchenspur durch das magnetische Feld zur Targetposition folgt intrinsisch die Kenntnis der zurückgelegten Wegstrecke d zwischen Target und einer Detektorkomponente, hier der Szintillationszähler S1 bzw. S2. Damit resultiert für beide Trajektorien nachgewiesener Protonen des Ausgangskanals eine Flugzeitinformation zwischen Target und Starthodoskopen gemäß

$$\mathrm{c} \cdot \mathrm{t}_{tof,p}^{targ\rightarrow S12} = \mathrm{d}_{tof,p}^{targ\rightarrow S12} \frac{\sqrt{\left|\vec{\mathrm{p}}_p^{\,f}\right|^2 + \mathrm{m}_p^2}}{\left|\vec{\mathrm{p}}_p^{\,f}\right|}. \tag{4.13}$$

Mit erfolgter Teilchenidentifikation nach Gl. 4.12 wird dabei als Masse die bekannte Protonenmasse m_p verwendet, $\vec{\mathrm{p}}_p^{\,f}$ sei der aus Rücktransport der Spur durch das Magnetfeld rekonstruierte Impuls. Für jede nachgewiesene Protonenspur ($i = 1, 2$) läßt sich der zeitliche Nullpunkt der betrachteten Trajektorie am Target

$$\mathrm{t}_i^{targ} = \mathrm{t}_{p_i}^{S12} - \mathrm{t}_{tof,p_i}^{targ\rightarrow S12} \tag{4.14}$$

aus der Zeitinformation der Starthodoskope $\mathrm{t}_{p_i}^{S12}$ und der rekonstruierten Flugzeit $\mathrm{t}_{tof,p_i}^{targ\rightarrow S12}$ ermitteln. Die Identifikation positiv geladener Kaonen in Ereignissen des Typs $pp \rightarrow ppX^+X^-$ erfolgt durch eine *indirekte* Flugzeitmessung, deren Startzeitpunkt durch den rekonstruierten Zeitnullpunkt des Ereignisses

$$\mathrm{t}^{targ} = \frac{\mathrm{t}_1^{targ} + \mathrm{t}_2^{targ}}{2} \tag{4.15}$$

als Mittelwert der rekonstruierten Zeiten der Protonenspuren an der Targetposition definiert wird. Als Stopsignal steht die Zeitinformation des “Startszintillators” S1 zur Verfügung, die Flugstrecke wird analog der Vorgehensweise im Fall der Protonentrajektorien durch Rücktransport der Teilchenspur zur Targetposition bestimmt. Die Geschwindigkeit des dritten geladenen Teilchens X^+ in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit folgt zu

$$\beta_{X^+} = \frac{1}{\mathrm{c}} \frac{\mathrm{d}_{tof,X^+}^{targ\rightarrow S1}}{\mathrm{t}_{X^+}^{S1} - \mathrm{t}^{targ}}, \tag{4.16}$$

seine invariante Masse entsprechend nach Gleichung 4.12. Das hier vorgestellte Prinzip der Kaonenidentifikation über eine indirekte Flugzeitmessung wurde erstmals zur Ereignisselektion bei der Analyse der Reaktion $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ [Bal96a] erfolgreich verwendet.

Die Einflüsse der Zeitauflösungen von “Start”– und “Stop”–Signalen auf die rekonstruierte invariante Masse sowie der rekonstruierten Flugzeit $\mathrm{t}_{tof}^{targ\rightarrow S12}$ lassen sich durch einfache Betrachtungen separieren.

Die mit der Kenntnis des zeitlichen Nullpunktes eines Ereignisses verbundene Auflösung ist aus der Differenz rekonstruierter Zeiten der Protonenspuren an der Targetposition $t_{diff}^{targ} = t_{p1}^{targ} - t_{p2}^{targ}$ über

$$\sigma_t^{targ} = \frac{1}{2}\, \sigma_{t\,diff}^{targ} \tag{4.17}$$

zugänglich.

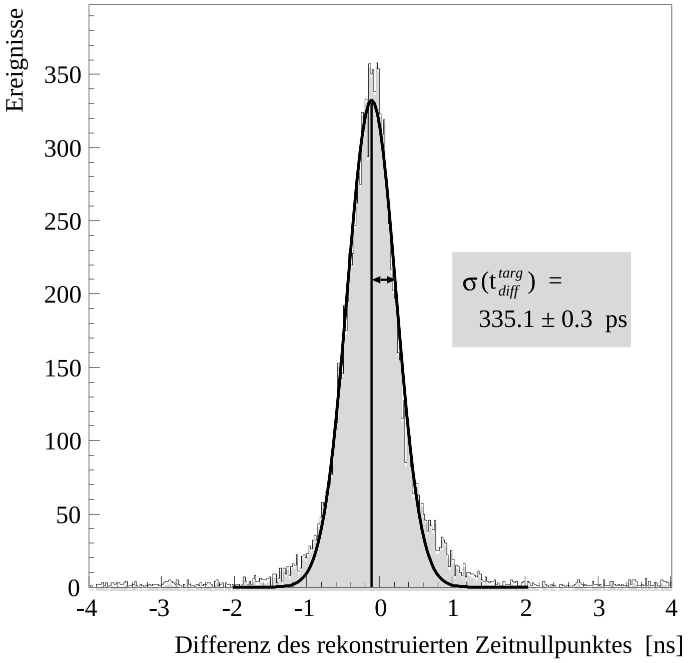


Abbildung 4.8: Differenz des rekonstruierten Zeitnullpunktes für Ereignisse mit zwei identifizierten Protonen bei $p_{Beam} = 3.321$ GeV/c. In Analogie zum Nachweis des (ppK^+K^-)–Ausgangskanals sind nur Teilchenspuren innerhalb der räumlichen Abdeckung der selektierten Segmente des Szintillators S1 berücksichtigt. Bedingt durch die insgesamt geringe Statistik entsprechender Dreispur–Ereignisse wird auf Endzustände mit zwei rekonstruierten Spuren zurückgegriffen. Einträge innerhalb des Spektrums sind in dem Sinne geordnet, daß jeweils die Differenz aus dem rekonstruierten Zeitnullpunkt der Protonenspur größeren Impulses abzüglich des Zeitwertes des Partners geringeren Impulses gebildet wird. Eine systematische Abweichung vom Nullpunkt des resultierenden Differenzspektrums ist vernachlässigbar.

Aus dem in Abbildung 4.8 wiedergegebenen Spektrum auftretender Differenzen in der Definition des Zeitnullpunktes für Zwei–Proton–Ereignisse folgt eine Auflösung $\sigma_{t\,diff}^{targ} = 335.1 \pm 0.3$ ps bzw. eine Zeitauflösung von

$$\sigma_t^{targ} = 167.6 \pm 0.2 \text{ ps} \tag{4.18}$$

für den Startzeitpunkt der indirekten Flugzeitmessung.

Auflösungseigenschaften des Hodoskops S1 lassen sich aus Teilchenspuren innerhalb des Überlappbereiches benachbarter Segmente bestimmen. Ein Datensatz in guter Näherung minimalionisierender Teilchen wird dabei durch Pionen verfügbar, die durch eine Teilchenidentifikation auf Grundlage der Beziehung 4.12 auszuwählen sind. Trajektorien, die Segmente nur streifend und damit nicht in ihrer vollen Tiefe durchdringen, können zu ermittelnde Auflösungseigenschaften verfälschen. Durch einen Schnitt im ADC–Spektrum auf Werte oberhalb des zunächst zu bestimmenden minimalen Energieverlustes lassen sich derartige Ereignisse verwerfen. Dieses Prinzip findet auch bei der zeitlichen Relativkalibration benachbarter Segmente Anwendung.

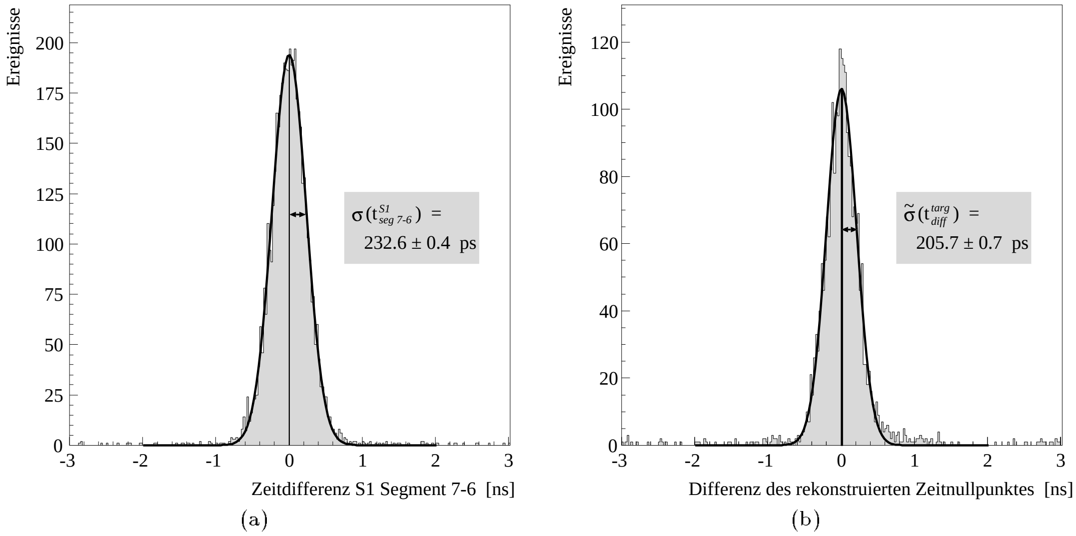


Abbildung 4.9: Differenz der Zeitdefinition durch benachbarte Segmente des Hodoskops S1 für Treffer näherungsweise minimalionisierender Teilchen im Überlappbereich der Module (a) und Differenz rekonstruierter Zeitnullpunkte eines Ereignisses aus zwei identifizierten Protonenspuren mit zugeordneten Treffern in separaten Segmenten des S1 (b). Die Ordnung der Einträge in letztgenannter Darstellung erfolgt analog der in Abbildung 4.8 verwendeten Systematik.

Abbildung 4.9(a) zeigt Differenz $\mathrm{t}^{S1}_{(i-j)} = \mathrm{t}^{S1}_{(i)} - \mathrm{t}^{S1}_{(j)}$ der Zeitinformation zweier benachbarter, exemplarisch ausgewählter S1–Segmente i, j. Unter Annahme vergleichbarer Auflösung der verschiedener Module des Hodoskopes resultiert mit

$$\sigma_t^{S1} = \frac{1}{\sqrt{2}}\, \sigma^{S1}_{t\,(i-j)} \tag{4.19}$$

eine Zeitauflösung des einzelnen S1–Segmentes von $\sigma_t^{S1} = 164.5 \pm 0.3$ ps für näherungsweise minimalionisierende Teilchen. Dieser Wert steht in qualitativer Übereinstimmung mit in Vorbereitung des Experimentes für ein Testmodul erzielten

Ergebnissen [Mos93][6].

Nach einer erfolgten Korrektur des bei Einsatz von Leading–Edge-Diskriminatoren auftretenden *Time–Walk*–Effektes (siehe beispielsweise [Pau85]) ist in guter Näherung eine Skalierung der Zeitauflösung der Segmente des S1 mit $1/\sqrt{\mathrm{N}_e}$ zu erwarten, wobei N_e die Zahl der infolge des Teilchendurchtritts nachgewiesenen Photoelektronen bezeichnet (z.B. [ChZ86]). Für Protonen, denen unter der Triggerbedingung T_{ppKK} (Gl. 4.4) Treffer in bezüglich des (ppK^+K^-)–Endzustandes ausgewählten Segmenten des S1 zugeordnet werden können, läßt sich ein mittlerer Laborimpuls von etwa $\mathrm{p}_{lab} \approx 1.15$ GeV/c entsprechend $\beta \approx 0.77$ bestimmen. Im Vergleich zu minimalionisierenden Teilchen ($\beta \approx 0.96$) lassen sich der mittlere Energieverlust bezüglich des Protonennachweises gemäß der *Bethe–Bloch*–Beziehung [Leo87] und damit eine zu erwartende verbesserte Zeitauflösung durch Module des Hodoskops S1 abschätzen:

$$\widetilde{\sigma}_t^{S1}(\beta = 0.77) \approx 144 \text{ ps} \tag{4.20}$$

Eine Variation der Auflösungseigenschaften über individuelle Segmente des Hodoskops, bedingt durch Unterschiede in der Materialbeschaffenheit einzelner Szintillatoren sowie in der zeitlichen Charakteristik verwendeter Photomultiplier sei in dieser abschätzenden Betrachtung vernachlässigt. Schwankungen der Zeitauflösung in alternativen Segmenten des S1, die Treffern durch näherungsweise minimalionisierende Teilchen ausgesetzt sind, werden durch einen Bereich von ±7 % um den hier betrachteten typischen Wert beschrieben.

In Abbildung 4.9(b) ist erneut die Differenz rekonstruierter Zeitnullpunkte eines Ereignisses aus zwei identifizierten Protonenspuren dargestellt. Im Gegensatz zu Abbildung 4.8 sind nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen entsprechenden Teilchenspuren Treffer in separaten Segmenten des S1 zugeordnet werden können. Eine gegenüber der vorangehenden Betrachtung mit

$$\widetilde{\sigma}_{t\,diff}^{\,targ} = 205.7 \pm 0.7 \text{ ps} \tag{4.21}$$

deutlich verbesserte Zeitinformation ist darauf zurückzuführen, daß Ereignisse, die eine zeitliche Verschmierung infolge zugeordneter Treffer innerhalb eines Segmentes des S1 oder S2 beziehungsweise eine zusätzliche zeitliche Unsicherheit aufgrund der Relativkalibration des S2 aufweisen, nicht in Betracht gezogen werden.

Gemäß der Beziehung 4.14 setzt sich die in Abbildung 4.9(b) dokumentierte Ungenauigkeit des Differenzspektrums rekonstruierter zeitlicher Nullpunkte eines Ereignisses

$$\widetilde{\sigma}_{t\,diff}^{\,targ} = \sqrt{2}\,\sqrt{\left(\widetilde{\sigma}_t^{S1}\right)^2 + \left(\sigma_{t\,tof}^{\,targ\to S1}\right)^2} \tag{4.22}$$

[6] Gemäß der in Testmessungen gewonnenen Ergebnisse [Mos93] variiert die Zeitauflösung für minimalionisierende Teilchen abhängig vom Eindringort zwischen 160 ps für Treffer in unmittelbarer Nähe eines Photomultipliers und 220 ps in der Mitte der Segmente. Eine solche Variation wird in der an dieser Stelle vorgenommenen Abschätzung vernachlässigt, die vertikale Eingrenzung des Laborwinkelbereiches durch die Vakuumkammer bevorzugt jedoch Treffer auf Höhe der Strahlebene, d.h. der Mitte der Segmente.

aus Fehlern der typischen Zeitauflösung des S1 bezüglich des Protonennachweises sowie des Rücktransportes durch das Dipolfeld in Verbindung mit der Impulsrekonstruktion (Gl. 4.13) zusammen. Ein Vergleich der experimentell ermittelten Werte $\widetilde{\sigma}^{targ}_{t_{diff}}$ (Gl. 4.21) beziehungsweise $\widetilde{\sigma}^{S1}_{t}$ (Gl. 4.20) zeigt, daß die zeitliche Unsicherheit verbunden mit dem Rücktransport zur nominalen Targetposition, die Fehler in der Kenntnis des Targetpunktes, der in den Driftkammersystemen rekonstruierten Trajektorie sowie der Impulsrekonstruktion einschließt, in guter Näherung vernachlässigbar ist; die Zeitungenauigkeit des Hodoskopes S1 wird ohne signifikante zeitliche Verschmierung zur Auflösung des zeitlichen Nullpunktes eines Ereignis "rücktransportiert".

Die Identifikation eines dritten positiv geladenen Teilchens aus Impulsrekonstruktion und dem voranstehend erläuterten Prinzip der indirekten Flugzeitmessung ist in Abbildung 4.10 für einen Strahlimpuls p_{Beam} = 3.321 GeV/c (Q = 6.1 MeV) dokumentiert.

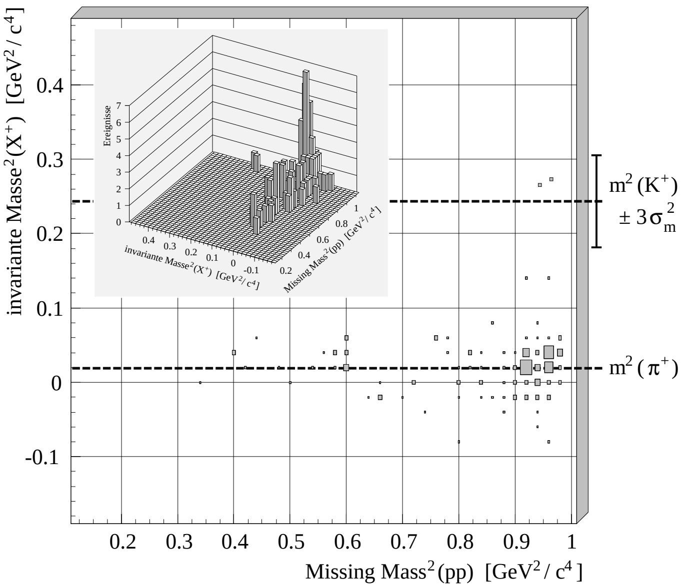


Abbildung 4.10: Identifikation eines dritten geladenen Teilchens X^+ in Dreispur-Ereignissen des Typs $pp \to ppX^+X^-$ bei einem Projektilimpuls p_{Beam} = 3.321 GeV/c beziehungsweise einer Überschußenergie Q = 6.1 MeV bezüglich des (ppK^+K^-)–Ausgangskanals. Die invariante Masse (zum Quadrat) des geladenen Teilchens X^+ folgt aus Impulsrekonstruktion und indirekter Flugzeitmessung, die Missing Mass des identifizierten Zwei–Proton–Systems aus Impulsrekonstruktion und Verwendung des Literaturwertes der Protonenmasse für identifizierte Protonenspuren. Fehler der invarianten Masse entsprechen im Text diskutierten Auflösungseigenschaften der indirekten Flugzeitmessung.

Die Ereignisselektion setzt — wie in Abschnitt 4.4.1 diskutiert — zwei identifizierte Protonenspuren mit Treffern innerhalb derjenigen Segmente des Hodoskops

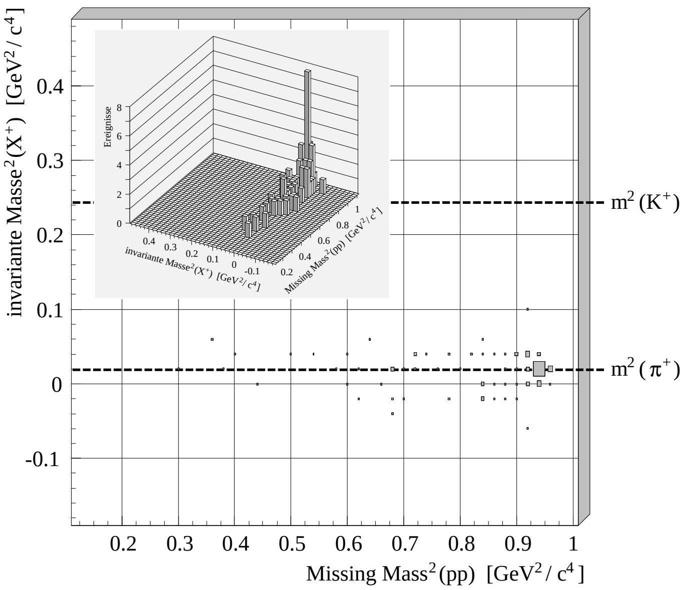


Abbildung 4.11: Identifikation eines dritten geladenen Teilchens X^+ in Dreispur-Ereignissen des Typs $pp \to ppX^+X^-$ bei einem Projektilimpuls p$_{Beam}$ = 3.294 GeV/c unterhalb der (K^+K^-)–Produktionsschwelle analog Abbildung 4.10.

S1 voraus, die den für (ppK^+K^-)–Endzustände zu erwartenden Raumwinkelbereich der Protonentrajektorien weit überdecken, d.h. die folgende Betrachtung berücksichtigt nur Dreispur–Ereignisse des Typs $pp \to ppX^+X^-$. Analog werden Trajektorien X^+ nur zugelassen, wenn — wieder innerhalb weiter Grenzen — den rekonstruierten Teilchenspuren Treffer in für den K^+–Nachweis relevanten, aus Monte–Carlo–Simulationen zu bestimmenden Segmenten des S1 zugeordnet werden können[7]. Abbildung 4.10 verbindet als Kriterien der Ereignisselektion die invariante Masse des dritten geladenen Teilchens X^+ sowie die *Missing Mass* $\mathcal{M}_{pp}$ des identifizierten Zwei–Proton–Systems, Pionen– und Kaonenmassen sind zu Zwecken des Vergleichs einbezogen.

In Abbildung 4.11 ist das Ergebnis der Ereignisselektion für einen bei einem Strahlimpuls unterhalb (p$_{Beam}$ = 3.294 GeV/c bzw. Q = −2.4 MeV) der Schwelle der K^+K^-–Erzeugung in der Proton–Proton–Wechselwirkung gewonnenen Datensatz dargestellt. Die integrale Luminosität beider Messungen ist vergleichbar (Abschnitt 5.1.3).

Im Gegensatz zur Messung unterhalb der (K^+K^-)–Schwelle heben sich in Abbildung 4.10 zwei Ereignisse im Bereich der Kaonenmasse von einem bezüglich der Massenskala sehr gut mit dem Literaturwert übereinstimmenden pionischen Untergrund ab.

[7]Segmente 8 bis 13 des Szintillationszählers S1, die fortlaufende Numerierung beginnt an der dem umlaufenden Strahl zugewandten Seite des Detektors.

Die Kaonenidentifikation wird durch zu erwartende Auflösungen der invarianten Masse $\mathrm{m}_f^2\,(X^+)$ unterstützt, wie sie aus der Diskussion der Zeitauflösungen von Start– und Stopsignalen der indirekten Flugzeitmessung resultieren. In der voranstehenden Diskussion der Einflüsse auf die Auflösung des rekonstruierten zeitlichen Nullpunktes eines Ereignisses erweist sich — für Protonen des selektierten Endzustandes — eine aus der Impulsrekonstruktion bedingte Komponente (Gl. 4.22) auf Grundlage der experimentell ermittelten zeitlichen Charakteristika (Beziehungen 4.20 und 4.21) als vernachlässigbar gegenüber der Zeitauflösung des "Stopszintillators" S1 und damit der Auflösung des zeitlichen Nullpunktes der indirekten Flugzeitmessung.

In Analogie kann bezüglich der Kaonenidentifikation der relative Fehler der Impulsrekonstruktion als klein gegenüber der Auflösung der Geschwindigkeit eines dritten geladenen Teilchens gemäß Gleichung 4.16 angenommen werden. Für die Unsicherheit (des Quadrates) der invarianten Masse (Gl. 4.12)

$$\frac{\sigma_{\mathrm{m}_f^2}}{\mathrm{m}_f^2} = 2\,\sqrt{\left(\frac{\sigma_{\mathrm{p}^f}}{\mathrm{p}^f}\right)^2 + \gamma_{X^+}^4 \left(\frac{\sigma_{\beta_{X^+}}}{\beta_{X^+}}\right)^2} \tag{4.23}$$

folgt mit $\left(\sigma_{\mathrm{p}^f}/\mathrm{p}^f\right)^2 \ll \left(\sigma_{\beta_{X^+}}/\beta_{X^+}\right)^2$ in dieser Näherung eine Proportionalitätsbeziehung zur Auflösung der Teilchengeschwindigkeit

$$\frac{\sigma_{\mathrm{m}_f^2}}{\mathrm{m}_f^2} \approx 2\gamma_{X^+}^2\,\frac{\sigma_{\beta_{X^+}}}{\beta_{X^+}}. \tag{4.24}$$

Unter der korrespondierenden Annahme bezüglich der Unsicherheit der nach Beziehung 4.16 zu rekonstruierenden Geschwindigkeit

$$\left(\frac{\sigma_{\mathrm{d}_{tof,X^+}^{targ\to S1}}}{\mathrm{d}_{tof,X^+}^{targ\to S1}}\right)^2 \ll \frac{\sigma^2_{\mathrm{t}_{X^+}^{S1}} + \sigma^2_{\mathrm{t}^{targ}}}{\left(\mathrm{t}_{X^+}^{S1} - \mathrm{t}^{targ}\right)^2} \tag{4.25}$$

lassen sich die Auflösungscharakteristik der invarianten Masse mit bekannten Fehlern des zeitlichen Nullpunktes sowie der Zeitdefinition durch das Hodoskop S1 verknüpfen:

$$\frac{\sigma_{\mathrm{m}_f^2}}{\mathrm{m}_f^2} \approx 2\,\gamma_{X^+}^2\,\frac{\sqrt{\sigma^2_{\mathrm{t}_{X^+}^{S1}} + \sigma^2_{\mathrm{t}^{targ}}}}{\mathrm{t}_{X^+}^{S1} - \mathrm{t}^{targ}}. \tag{4.26}$$

Die relative Auflösung der invarianten Masse wächst, bei näherungsweise als konstant anzunehmenden Unsicherheiten bezüglich der Start– und Stopzeitpunkte, mit zunehmender Teilchengeschwindigkeit, bedingt durch eine kürzere Flugzeit $\mathrm{t}_{X^+}^{S1} - \mathrm{t}^{targ}$ sowie der in der Beziehung 4.26 auftretenden Skalierung mit dem Quadrat des Lorentz–Faktors $\gamma_{X^+}^2$. Für einen maximalen Laborimpuls kaonischer Reaktionsprodukte des Kanals $pp \to ppK^+K^-$ von $\mathrm{p}_{K^\pm}^{max} = 684.9$ MeV/c bzw. $\beta_{K^\pm}^{max} = 0.811$

(vergleiche Gl. A.14 sowie die Diskussion des Vierteilchen–Endzustandes in Abschnitt A.3) bei einem Projektilimpuls $\mathrm{p}_{Beam} = 3.321$ GeV/c folgt eine minimale Flugzeit zwischen nominaler Targetposition und Segmenten des S1 über 375 cm Flugstrecke von $\mathrm{t}^{S1}_{X^+} - \mathrm{t}^{targ} \approx 15.4$ ns. Mit Auflösungen der zeitlichen Nullpunktdefinition $\sigma_t^{targ} = 167.6$ ps (Gl. 4.18) sowie der Segmente des Hodoskops S1 $\widetilde{\sigma}_t^{S1}\left(\beta = \beta^{max}_{K^\pm}\right) \approx 150$ ps (Gl. 4.20, analog wird eine Skalierung entsprechend des mittleren Energieverlustes vorgenommen) resultiert als Abschätzung des relativen Fehlers der (quadratischen) invarianten Masse für den kinematischen Bereich positiv geladener Kaonen des Vierteilchen–Endzustandes ein Wert von

$$\frac{\sigma_{\mathrm{m}^2_{K^\pm}}}{\mathrm{m}^2_{K^\pm}}\;(\mathrm{Q} = 6.1\ \mathrm{MeV}) \leq 8.5\ \%. \tag{4.27}$$

Einer (ppK^+K^-)–Hypothese entsprechende Kandidaten liegen innerhalb eines Intervalls von $\pm 2\,\sigma_{\mathrm{m}^2_{K^\pm}}$ um die Masse des geladenen Kaons ($\mathrm{m}^2_{K^\pm} = 0.2437\ \mathrm{GeV^2/c^4}$). Die Differenz invarianter Massen der betrachteten Ereignisse unterschreitet deutlich den durch $\sigma_{\mathrm{m}^2_{K^\pm}}$ gegebenen Wert. Zur Dokumentation der aus der Auflösungscharakteristik der invarianten Masse zu erwartenden Trennung von pionischem Untergrund ist in Abbildung 4.10 ein Bereich der Grösse $\pm 3\,\sigma_{\mathrm{m}^2_{K^\pm}}$ markiert.

Kinematische Grenzen der *Missing Mass* des (pp)–Systems ergeben sich aus $\mathcal{M}^{max}_{pp} = \sqrt{\mathrm{s}} - 2\,\mathrm{m}_p$ für einen Projektilimpuls $\mathrm{p}_{Beam} = 3.321$ GeV/c zu $\mathcal{M}^2_{pp} \leq 0.987\ \mathrm{GeV^2/c^4}$ respektive zu $\mathcal{M}^2_{pp} \leq 0.970\ \mathrm{GeV^2/c^4}$ bei $\mathrm{p}_{Beam} = 3.294$ GeV/c. Als notwendiges Kriterium der Identifikation eines (ppK^+K^-)–Endzustandes ist in allgemeinen Betrachtungen zur Teilchenidentifikation des Abschnitts 4.4 bereits die Bedingung $\mathcal{M}_{pp} \geq 2\,\mathrm{m}_{K^\pm}$, d.h. $\mathcal{M}^2_{pp} \geq 0.975\ \mathrm{GeV^2/c^4}$ eingeführt. Für die beiden durch eine invariante Masse nahe der Kaonenmasse ausgezeichneten Ereignisse ergeben sich *Missing–Mass*–Werte des (pp)–Systems leicht unterhalb dieses Minimalwertes.

Mit einem vor Beginn der Messung optimierten Überlapp zwischen umlaufendem Protonenstrahl und Wasserstoff–Clusterstrahl des Targets mit einer horizontalen Ausdehnung von etwa 9 mm (vgl. Abschnitt 5.1.3) können in guter Näherung geometrischer Mittelpunkt des Targetstrahls und ein mittlerer Wechselwirkungspunkt als übereinstimmend angesehen werden. Als Konsequenz ist bei vollständiger Abdeckung der Targetfläche durch das Intensitätsprofil des gespeicherten Strahls eine Schwankung des räumlichen Ursprungs des Einzelereignisses in einem Bereich von $\approx \pm 4.5$ mm um den mittleren Wechselwirkungspunkt anzunehmen. Letzterer ist über die definierte Kinematik der Zweiteilchen–Reaktion in der Analyse elastischer Proton–Proton–Streuereignisse experimentell zugänglich.

Eine horizontale Variation des in der Rekonstruktion punktförmig angenommenen Targets in Richtung senkrecht zur Strahlachse trägt der Schwankungsbreite des Ereignisursprunges in der Analyse Rechnung. Die resultierende Streuung der *Missing Mass* des Zwei–Proton–Systems reproduziert die Größe beobachteter Abweichungen vom aus den Erhaltungssätzen geforderten minimalen Wert. Der Einfluß einer entsprechenden horizontalen Verschiebung in Richtung der Strahlachse ist hingegen vernachlässigbar. Auch eine Variation des in der Rekonstruktion angenommenen Strahlimpulses gemäß der Schärfe der Impulsverteilung sowie der Unsicherheit des Absolutwertes (Abschnitt 5.1.3) liefert einen im Vergleich nur geringen Beitrag zur Streuung der *Missing Mass* des (pp)–Systems. Werte der invarianten Masse der experimentellen Kandidaten werden durch voranstehend angeführte Variationsparameter der Analyse nur unwesentlich verändert, entsprechend geringer Einflüsse der Änderungen des Impulses des mit einer Kaonenhypothese belegten Teilchens sowie des zeitlichen Nullpunktes des Ereignisses.

Ein kinematisch vollständiges Kriterium der Ereignisselektion ist durch die *Missing Mass* $\mathcal{M}_{ppK^+}$ des identifizierten Dreiteilchen–Systems gegeben, in Abbildung 4.12 verknüpft mit der invarianten Masse des dritten geladenen Teilchens X^+.

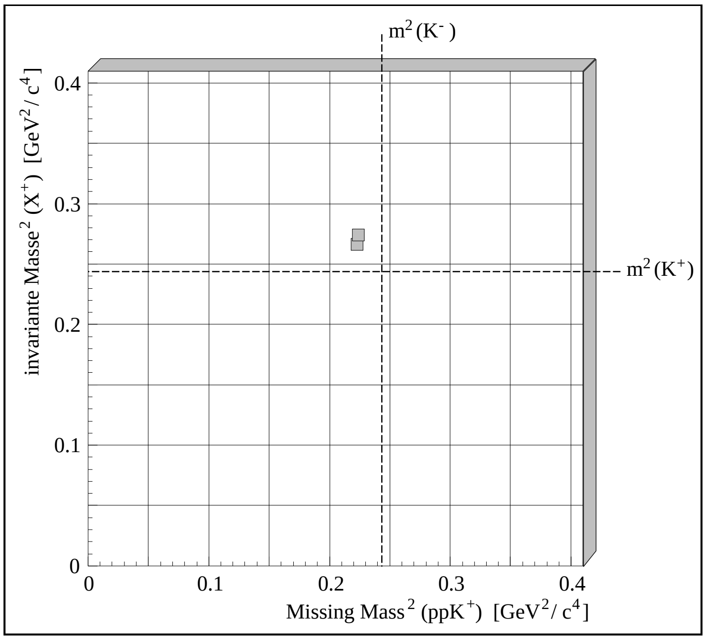


Abbildung 4.12: Ereignisselektion durch die (quadratische) invariante Masse des dritten geladenen Teilchens bei Dreispur–Ereignissen des Typs $pp \to ppX^+X^-$ sowie die Missing Mass bezüglich des angenommenen (ppK^+)–Systems für den bei einem Strahlimpuls $p_{Beam} = 3.321$ GeV/c gewonnenen Datensatz. Die Darstellung berücksichtigt nur Ereignisse, bei denen durch Impulsrekonstruktion und indirekte Flugzeitmessung eine Identifikation $X^+ = K^+$ gegenüber einer Pionenhypothese zu bevorzugen ist. Dem Quadrat der Missing Mass des (ppK^+)–Systems liegen Literaturwerte der Protonen– und Kaonenmasse für als solche identifizierte Teilchen zugrunde, die Ordinate entspricht Abbildung 4.10.

Neben zwei nachgewiesenen Protonen des Ausgangskanals verlangt die Auswahl der Ereignisse, daß auf Grundlage des rekonstruierten Impulses die indirekte Flugzeit des dritten geladenen Teilchens im Vergleich zur Pionenmasse vorzugsweise durch eine Kaonenhypothese beschrieben ist. Für derart identifizierte Kandidaten einer einem geladenen Kaon zuzuordnenden Teilchenspur findet zur Berechnung des Massenverlustes im (ppK^+)–System $\mathcal{M}_{ppK^+}$ der Literaturwert der Kaonenmasse Verwendung ($\mathrm{m}_{K^\pm}$ = 0.4937 GeV/c^2). Der *Missing Mass* des hypothetischen (ppK^+)–Systems korrespondiert (vgl. Gl. 4.11) als Viererimpulsbilanz die Masse des negativ geladenen Kaons:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^2_{ppK^+} &= \left(\mathrm{E}^i - \mathrm{E}^f_{p1} - \mathrm{E}^f_{p2} - \mathrm{E}^f_{K^+}\right)^2 - \left(\vec{\mathrm{p}}^{\,i} - \vec{\mathrm{p}}^{\,f}_{p1} - \vec{\mathrm{p}}^{\,f}_{p2} - \vec{\mathrm{p}}^{\,f}_{K^+}\right)^2 \\ &= \left(\mathrm{E}^f_{K^-}\right)^2 - \left|\vec{\mathrm{p}}^{\,f}_{K^-}\right|^2 \qquad (4.28) \\ &= \mathrm{m}^2_{K^-} \end{aligned}$$

Massen geladener Kaonen sind in Abbildung 4.12 bezüglich der invarianten Masse des dritten geladenen Teilchens beziehungsweise der *Missing Mass* identifizierter Dreiteilchen–Endzustände im Vergleich markiert. Abweichungen der *Missing Mass* des (ppK^+)–Systems von der Masse des geladenen Kaons werden durch die voranstehende Diskussion bezüglich des Zwei–Proton–Systems erfaßt.

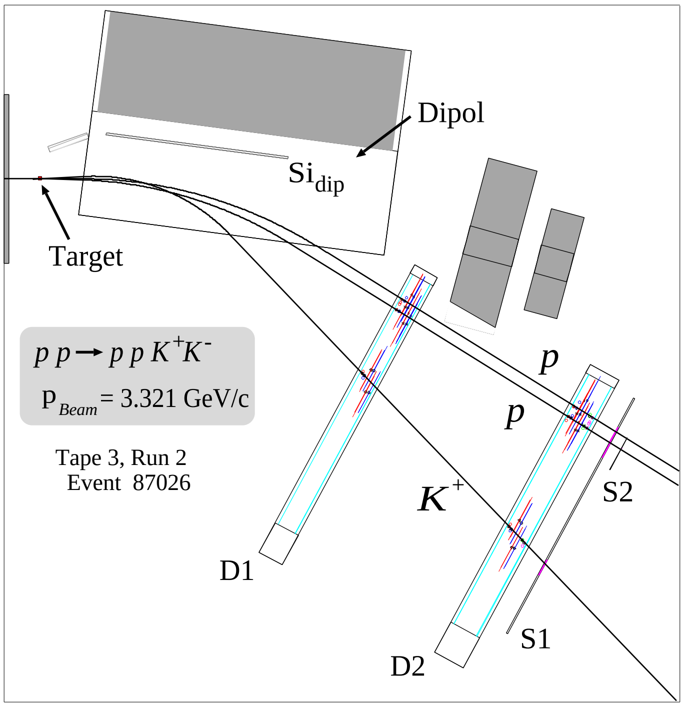


Abbildung 4.13: Rekonstruierte Teilchenspuren eines bei einem Strahlimpuls p_{Beam} = 3.321 GeV/c identifizierten (ppK^+K^-)–Endzustandes im Targetbereich des Detektorsystems.

Innerhalb der experimentellen Auflösungen werden bei einer Überschußenergie Q = 6.1 MeV zwei Ereignisse als (ppK^+K^-)–Endzustände durch eine kinematisch vollständige Rekonstruktion identifiziert (Abb. 4.12). Invariante Massen der einer Protonenhypothese entsprechenden Teilchenspuren beider Ereignisse sind durch eine Schwankung um die Protonenmasse im Bereich einer Halbwertsbreite der in Abbildung 4.7 angegebenen näherungsweisen Auflösungen gekennzeichnet.

Ein gemäß der Akzeptanz des Detektorsystems unter Berücksichtigung des Kaonzerfalls mit einer Wahrscheinlichkeit von ungefähr 57 % zu erwartender Treffer eines negativ geladenen Kaons innerhalb der Abdeckung durch den im Dipol–Gap vorgesehenen Silizium–Pad–Detektor wird für beide Ereignisse nicht nachgewiesen. Abbildung 4.13 zeigt rekonstruierte Spuren der Protonen– und Kaontrajektorien exemplarisch für eines der beiden selektierten Ereignisse.

Für die durch Abbildung 4.11 dokumentierte Untergrundmessung vergleichbarer integraler Luminosität (p_{Beam} = 3.294 GeV/c) werden keine Endzustände rekonstruiert, die sich neben zwei identifizierten Protonen durch eine dritte Spur mit zugeordneter invarianter Masse im Bereich der Kaonenmasse auszeichnen. Eine Abbildung 4.12 analoge Darstellung verbleibt ohne Einträge, im Rahmen der gegebenen Statistik wird eine untergrundfreie Ereignisselektion erreicht.

Kapitel 5

Bestimmung totaler Produktionsquerschnitte

Eine Ableitung absoluter Wirkungsquerschnitte σ_f ausgewählter Endzustände aus gemessenen Zählraten $\mathrm{dN}_f/\mathrm{dt}$ oder der Zahl nachgewiesener Ereignisse N_f erfordert gemäß

$$\frac{\mathrm{dN}_f}{\mathrm{dt}} = \sigma_f \; \mathrm{L} \; \mathrm{E}_f \;\; \Leftrightarrow \;\; \mathrm{N}_f = \sigma_f \; \mathrm{E}_f \int \mathrm{L} \, \mathrm{dt} \tag{5.1}$$

die Kenntnis der Luminosität L bzw. ihres Integrals über die Meßzeit sowie der Effizienz E_f des Detektorsystems für den Nachweis des herausgegriffenen Ausgangskanals.

Die *Luminosität* (*"Beleuchtungsstärke"*) bestimmt dabei als ein wesentlicher Parameter die Größenordnung der Reaktionswahrscheinlichkeiten oder der Wirkungsquerschnitte an einer Experimentiereinrichtung nachweisbarer Prozesse. Sie ist — im Fall eines stationären Targets bei zirkulierendem Strahl — bestimmt durch die mittlere Anzahl N_p der im Speicherring gespeicherten Protonen sowie deren Umlauffrequenz ν_p, die Flächendichte ρ_T des Targets sowie den Überlappanteil $\mathcal{F}$ zwischen Targetfläche und umlaufendem Strahl:

$$\mathrm{L} = \mathrm{N}_p \; \nu_p \; \rho_T \; \mathcal{F} \tag{5.2}$$

Eine experimentelle Bestimmung der Luminosität erfolgt — auf Grundlage des durch Gleichung 5.1 beschriebenen Zusammenhanges — im Rahmen des Experimentes COSY–11 durch eine simultane Messung der elastischen Proton–Proton–Streuung als Referenzreaktion mit gut bekanntem Wirkungsquerschnitt. Das physikalische Ergebnis wird folglich von einzelnen, die experimentellen Bedingungen definierenden Faktoren — wie Targetdichte, Beschleunigerstrom oder auch die bereits diskutierte Totzeit des Datenaufnahmesystems — gelöst, absolute Zählraten sind auf die integral gemessene Luminosität zu beziehen.

Die gleichzeitige Messung elastischer Proton–Proton–Streuung erlaubt zudem aufgrund der definierten Kinematik des Zweiteilchen–Endzustandes relative Positionen des Targets und einzelner Detektorkomponenten experimentell zu überprüfen.

5.1 Analyse elastischer pp–Streuung

5.1.1 Kinematik der elastischen Proton–Proton–Streuung

Die kinematische Situation des Endzustandes der elastischen Proton–Proton-Streuung folgt unmittelbar aus der Diskussion des allgemeineren Falles eines Zweiteilchen-Endzustandes der Zweikörperstreuung in Anhang A.2[1]. Die zur Verfügung stehende relativistisch invariante Energie $\sqrt{s}$ (Gl. 4.6) fällt beiden Protonen des elastischen Ausgangskanals zu gleichen Teilen zu.

Sei der Viererimpuls eines elastisch gestreuten Protons (j = 1, 2) im Schwerpunktsystem durch $(E_j^*, \vec{p}_j^{\,*})$ bezeichnet, so gilt:

$$\begin{aligned} E_j^* &= \frac{\sqrt{s}}{2} \\ \left|\vec{p}_j^{\,*}\right| &= \sqrt{E_j^{*\,2} - m_p^2} = \frac{p_{Beam}}{2\,\gamma_{CM}} \end{aligned} \tag{5.3}$$

In der Transformation in das Laborsystem wird die Lage möglicher Impulsvektoren elastisch gestreuter Ereignisse durch Rotationsellipsoide beschrieben, projiziert auf die Streuebene durch eine Impulsellipse analog Abbildung A.1(b).

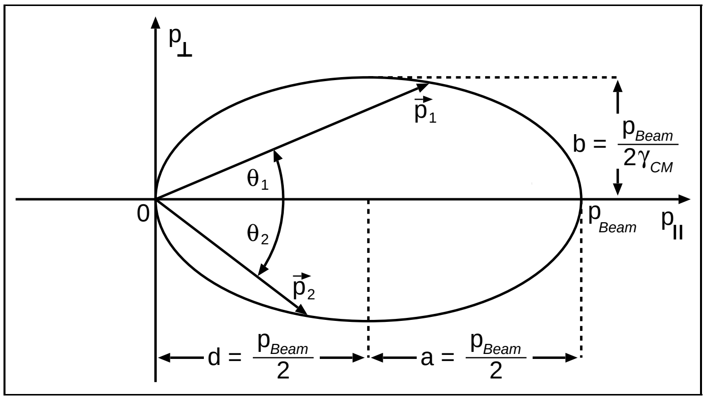


Abbildung 5.1: Relativistisches Impulsdiagramm der elastischen Proton–Proton-Streuung.

Der Abstand d des Ellipsenzentrums vom Koordinatenursprung ($p_{||} = p_\perp = 0$) sowie die Halbachsen a und b folgen zu (siehe Gl. A.9)

$$d = \beta_{CM}\,\gamma_{CM}\,E^* = \frac{p_{Beam}}{2}$$

[1] Zur Vereinfachung der Schreibweise sei wiederum c = 1.

$$\begin{aligned} \mathrm{a} = \quad & \gamma_{CM}\, \mathrm{p}^* & = \frac{\mathrm{p}_{Beam}}{2} \\ \mathrm{b} = \quad & \mathrm{p}^* & = \frac{\mathrm{p}_{Beam}}{2\,\gamma_{CM}} \end{aligned} \tag{5.4}$$

mit $\mathrm{E}^* = \mathrm{E}_1^* = \mathrm{E}_2^*$ sowie $\mathrm{p}^* = |\vec{\mathrm{p}}_1^*| = |\vec{\mathrm{p}}_2^*|$ (Abb. 5.1).

Winkelbeziehungen zwischen Labor– und Schwerpunktsystem lassen sich unmittelbar aus Gleichung A.11 mit d/a = 1 herleiten:

$$\cos\Theta^* = \frac{1 - \gamma_{CM}^2 \tan^2\Theta}{1 + \gamma_{CM}^2 \tan^2\Theta} \tag{5.5}$$

Für im Laborsystem zu beobachtende Streuereignisse folgt ein durch $\Theta_{max} = \pi/2$ gegebener Grenzwinkel (Gl. A.12). Eine eindeutige Korrelation der Protonen–Streuwinkel Θ_1 und Θ_2 ist gemäß Gleichung A.11 wegen $\Theta_2^* = \Theta_1^* + \pi$ durch

$$\tan\Theta_1 \cdot \tan\Theta_2 = \frac{1}{{\gamma_{CM}}^2} \tag{5.6}$$

gegeben.

5.1.2 Selektion elastischer Ereignisse

Der Nachweis elastisch gestreuter Protonen beruht auf der durch Gleichung 5.6 beschriebenen Winkelkorrelation.

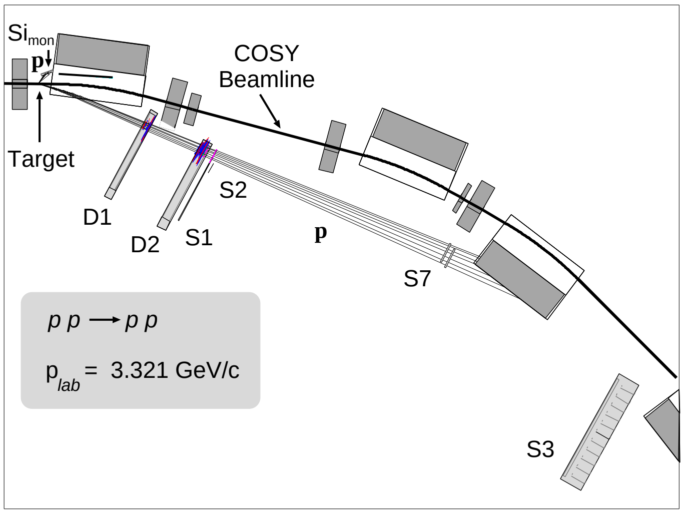


Abbildung 5.2: Zum Nachweis elastischer Proton–Proton–Streuereignisse abgedeckter Raumwinkelbereich bei einem Strahlimpuls $\mathrm{p}_{Beam} = 3.321$ GeV/c.

Abbildung 5.2 dokumentiert für einen Strahlimpuls $\mathrm{p}_{Beam} = 3.321$ GeV/c den in der folgenden Analyse betrachteten Ausschnitt des durch das COSY–11–Detektorsystem abgedeckten Raumwinkelbereiches zum Nachweis elastischer Proton-Proton–Streuung. Während ein elastisch gestreutes Proton durch die Driftkammern D1 und D2 sowie das Szintillatorhodoskop S1 nachgewiesen wird, erfolgt die Identifikation des korrelierten zweiten Protons durch einen Treffer innerhalb des Silizium–Pad Monitor–Detektors (Si_{mon} in Abb. 5.2). Die Ereignisselektion wird durch eine Teilchenidentifikation des in Richtung des Nachweissystems aus Driftkammern und Szintillator S1 gestreuten Protons — auf Grundlage von Impulsrekonstruktion und Flugzeitmessung analog Gleichung 4.12 — unterstützt. In Erweiterung des einer Flugzeitmessung zugänglichen Raumwinkelbereiches wurde für die hier beschriebenen Messungen ein zusätzlicher Szintillationsdetektor (S7 in Abb. 5.2) unmittelbar vor einem der folgenden Dipole der Bogensektion des COSY–Ringes plaziert.

Das Hodoskop S7 ist aus vertikal angeordneten, 100 cm langen und 10 cm breiten, beidseitig ausgelesenen Segmenten einer Dicke von 0.4 cm in zwei Lagen zu je vier Einheiten aufgebaut. Die Lagen sind um eine halbe Segmentbreite in der horizontalen Ebene versetzt, so daß unempfindliche Zonen der Detektorfläche bei größerer Granularität vermieden werden beziehungsweise ein redundanter Teilchennachweis durch eine zweite Ebene gegeben ist.

Elastische Streuereignisse mit Treffern innerhalb des durch die Szintillatorwand S3 abgedeckten Bereiches sind bei Energien in der Nähe der K^+K^-–Schwelle der Proton–Proton–Wechselwirkung durch eine vergleichsweise kurze Wegstrecke innerhalb des Dipolfeldes gekennzeichnet. Als Konsequenz läßt sich — wie Monte–Carlo–Simulationen zeigen — ihr Impuls nur ungenau bestimmen. Eine eindeutige Teilchenidentifikation wird durch eine Ungenauigkeit der Impulsrekonstruktion erschwert, so daß die Selektion elastischer Ereignisse auf den Laborwinkelbereich des Hodoskops S7 beschränkt wird. Neben der Teilchenidentifikation werden die Szintillationszähler S1 und S7 zur Generierung einer "elastischen" Triggerbedingung

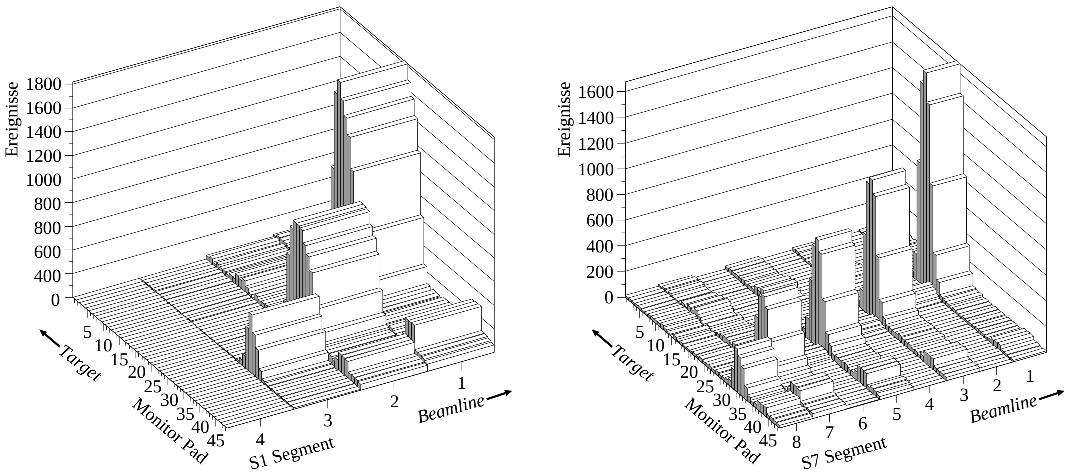
$$T_{pp} = S1_{\mu=1,2} \wedge S7_{\mu=1,2} \tag{5.7}$$

genutzt. Ein der Winkelkorrelation entsprechendes Triggersignal im Raumwinkelbereich des Monitor–Detektors Si_{mon} stand für die hier beschriebenen Messungen nicht zur Verfügung[2].

Die aus Rohdaten unter der Triggerbedingung 5.7 resultierende geometrische Korrelation der Szintillator–Segmente des S1 bzw. S7 mit einzelnen Pads ist exemplarisch für die zentrale Reihe des Monitor–Zählers (zum Aufbau des Detektors siehe Abschnitt 3.2.6 und Abbildung 3.7) in Abbildung 5.3 dargestellt. Schwellen des Teilchennachweises in Szintillations– und Silizium-Detektorkomponenten sind dabei unterhalb des durch minimalionisierende Teilchen hervorgerufenen Signals gesetzt.

Eine Trefferauswahl in Übereinstimmung mit der Projektion der durch die Driftkammersysteme rekonstruierten Teilchenspuren läßt den horizontalen Eindringort innerhalb der Abdeckung einzelner Segmente der Szintillatorhodoskope zugäng-

[2]In Ergänzung des zum Zeitpunkt der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Messungen verfügbaren Detektorsystems wird ein Triggersignal im Bereich des Monitor–Detektors in späteren Messungen durch einen zusätzlichen Szintillationszähler generiert.



(a) (b)

Abbildung 5.3: Korrelation der Segmente der Szintillationszähler S1 (a) und S7 (b) mit der zentralen Reihe des Silizium–Pad Monitor–Detektors für Einspur–Ereignisse unter der Triggerbedingung T_{pp} (Gl. 5.7) bei einem Strahlimpuls $\mathrm{p}_{Beam} = 3.321$ GeV/c.

lich werden. Generell ist die Selektion von Teilchendurchgängen im Fall des Hodoskops S7 mit konstruktionsbedingt überlappenden Segmenten auf das jeweils zuerst getroffene Modul beschränkt und bevorzugt daher Segmente der dem Target zugewandten Lage des Detektors entsprechend ungerader Numerierung in Abbildung 5.3(b)[3]. In horizontalen Randbereichen einzelner Segmente kann ein nur streifender Treffer nicht ausgeschlossen werden. Für derartige Ereignisse wird die Information der zweiten versetzten Lage bevorzugt, wodurch Korrelationen zwischen Segmenten der dem Target abgewandten Seite “geradzahliger” Numerierung und einzelnen Pads des Monitor–Detektors in Abbildung 5.3(b) verursacht werden.

Die in elastischen Ereignissen begründeten, in Abbildung 5.3 offensichtlichen Korrelationen sind Grundlage des folgenden Schnittes im Datensatz der rekonstruierten Einspur–Ereignisse:

Einem einzelnen Hodoskop–Segment sind Treffer in einer Anzahl Silizium–Pads zuzuordnen. Während das Zentrum dieser Zuordnung durch die korrelierte Zählrate in Abbildung 5.3 zu bestimmen ist, wird zwecks einer effektiveren Untergrundunterdrückung die Ausdehnung der Korrelation aus Monte–Carlo–Simulationen bestimmt. Das Ergebnis des ersten Schnittes ist im Vergleich mit den Rohdaten Abbildung 5.4 zu entnehmen, in Projektion auf die Streuebene wird im wesentlichen bereits der für elastische Proton–Proton–Streuung zu erwartende Bereich der Impulsvektoren im Laborsystem selektiv hervorgehoben.

Ein zweiter vorbereitender Schnitt auf den für elastisch gestreute Protonen zu

[3]Analog der Nomenklatur des S1 beginnt die Zählung der Segmente an der zum umlaufenden Strahl orientierten Seite des Detektors.

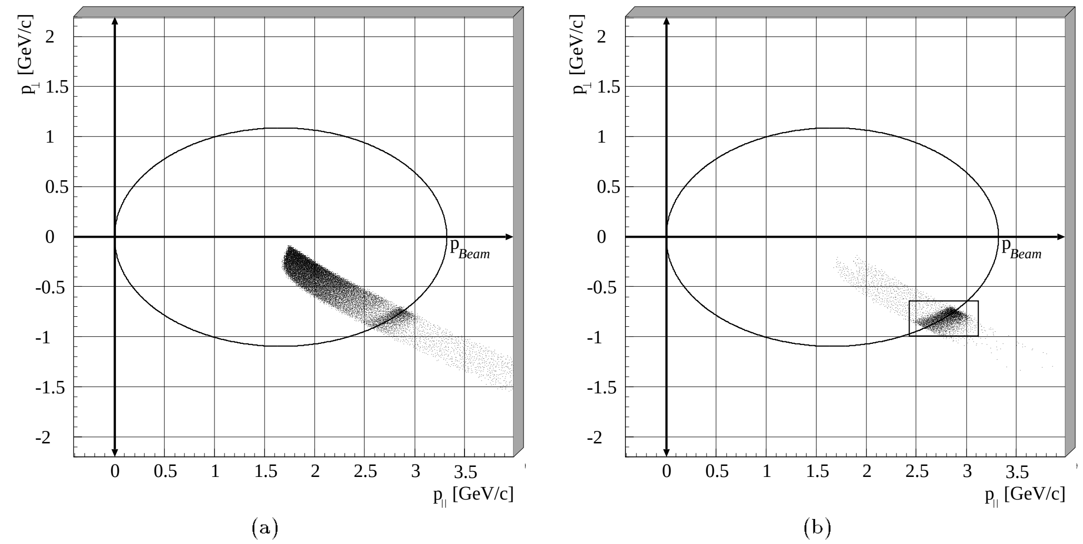


Abbildung 5.4: Laborimpulse für Einspur–Ereignisse mit zugeordneten Treffern in den Hodoskopen S1 und S7. In Projektion auf die Streuebene sind durch Rohdaten (a) beziehungsweise durch die Korrelation mit dem Monitor–Detektor Si_{mon} (b) ausgewählte Laborimpulsbereiche im Vergleich mit der für elastische Proton–Proton–Streuung bei einem Strahlimpuls p_{Beam} = 3.321 GeV/c zu erwartenden Impulsellipse dargestellt.

erwartenden Impulsbereich, wie in Abbildung 5.4(b) markiert, erlaubt die Betrachtung des einzelnen Silizium–Pad ADC–Signals unter der Hypothese elastischer Ereignisse.

In Abbildung 5.5 sind Energieverlustsignale (in willkürlichen Einheiten) im Vergleich zweier repräsentativ ausgewählter Pads wiedergegeben. Abbildung 5.5(b) zeigt das vorwiegend von elastisch gestreuten Protonen hervorgerufene Signal, das sich sehr gut durch eine *Landau–Verteilung* [Lan44] entsprechend der Näherung eines dünnen Absorbers beschreiben läßt. Ebenfalls unter der Bedingung des in Abbildung 5.4(b) ausgezeichneten Laborimpulsbereiches nahe der für elastische Proton–Proton–Streuung kinematisch erlaubten Ellipse ist das entsprechende Signal eines Pads außerhalb des selektierten Korrelationsbereiches zwischen Monitor–Pads und Segmenten des S1 und S7 in Abbildung 5.5(a) dargestellt; ein sich vom Rauschen absetzendes Signal ist nicht zu erkennen, das Spektrum ist nahezu ausschließlich durch einen exponentiellen Abfall zu höheren ADC–Kanälen gekennzeichnet.

Im Vergleich beider Energieverlustspektren sind in Abbildung 5.5(b) Ereignisse mit Einträgen in Kanälen zwischen der gut definierten Lage des Rauschsignals und dem durch eine Landau–Verteilung beschriebenen Signal der elastischen Ereignishypothese auffällig. Als mögliche Ursachen derartiger Ereignisse lassen sich ein elektrisches Übersprechen zwischen einzelnen Pads, aber auch elastisch gestreute Protonen oder Teilchen aus Konkurrenzreaktionen anführen, die das betrachtete Pad in Randbereichen nur streifend treffen. Um auch derartige Ereignisse nicht *a*

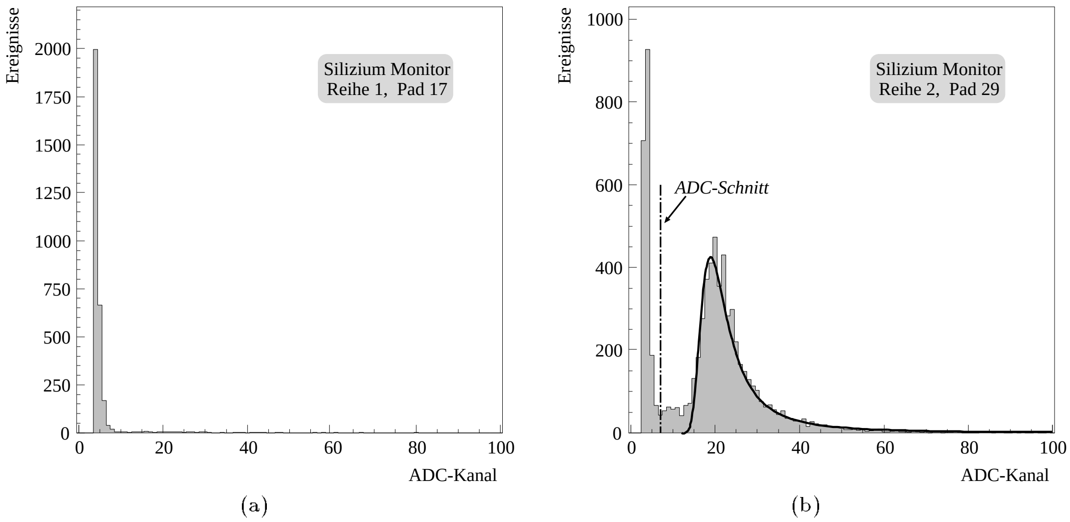


Abbildung 5.5: Energieverlustsignale in Silizium–Pads des Monitor–Detektors bei Auswahl des für elastisch gestreute Protonen ausgezeichneten und in Abbildung 5.4(b) markierten Laborimpulsbereiches. Im Vergleich sind ADC–Spektren für Pads innerhalb (b) und außerhalb (a) der Winkelkorrelation mit Segmenten der Szintillationszähler S1 und S7 ausgewählt. Eine Anpassung des Spektrums innerhalb der Korrelation durch eine Landau–Verteilung sowie der im folgenden verwendete Schnitt des ADC–Signals sind in Teilbild b) angedeutet.

priori zu verwerfen, werden individuelle Schnitte des einzelnen Energieverlustsignals unmittelbar oberhalb des durch Vergleich mit Abbildung 5.5(a) definierten Rauschsignals gewählt, wie in Abbildung 5.5(b) angedeutet.

Unter den Kriterien der erläuterten geometrischen Korrelationsbeziehung sowie der individuellen Schnitte oberhalb des Rauschsignals im ADC–Spektrum der Silizium–Pads kann ein Verwerfen elastischer Ereignisse ausgeschlossen werden. Zugleich werden derartige Signaturen aber durch eine Vielzahl möglicher Untergrundreaktionen, beispielsweise $pp \to pn\pi^+$ erfüllt, wie Monte–Carlo–Simulationen belegen. Eine Identifikation in Richtung des Systems der Szintillatorhodoskope S1 und S7 gestreuter Protonen wird analog der Vorgehensweise im Fall der Protonenselektion des (ppK^+K^-)–Endzustandes durch eine Flugzeitmessung zwischen diesen Detektoren in Verbindung mit der erfolgten Impulsrekonstruktion gemäß Gleichung 4.12 ermöglicht.

Abbildung 5.6 zeigt das Spektrum invarianter Massen unter der Triggerbedingung T_{pp} (Beziehung 5.7) bei einem Strahlimpuls $\mathrm{p}_{Beam} = 3.321$ GeV/c aufgezeichneter Ereignisse, eine Korrelation mit Treffern innerhalb des Monitor–Detektors wird nicht gefordert. Signale identifizierter Pionen, Protonen und Deuteronen sind deutlich erkennbar, Literaturwerte der Massen sind im Vergleich in angegeben. Wie in Monte–Carlo–Simulationen reproduziert werden kann, ist eine vergleichs-

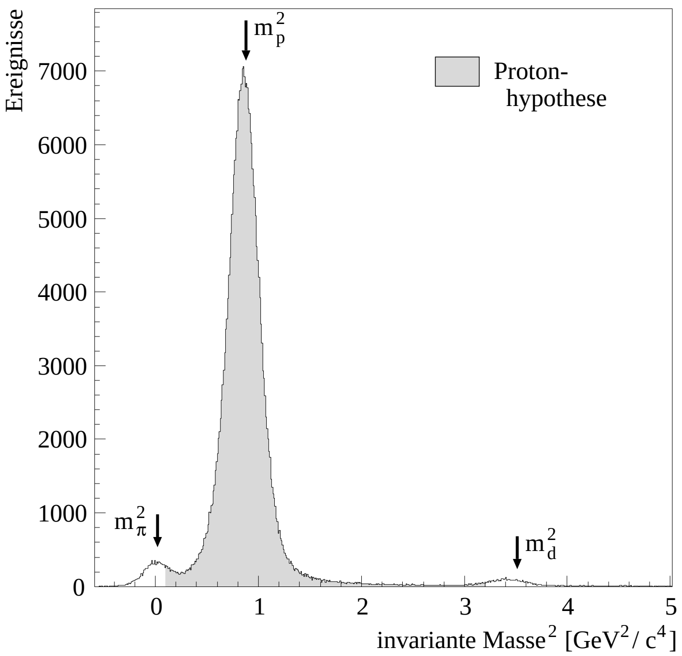


Abbildung 5.6: Spektrum invarianter Massen für unter der elastischen Triggerbedingung T_{pp} aufgezeichnete Ereignisse und Protonenselektion zur Identifikation elastisch gestreuter Endzustände bei einem Strahlimpuls p_{Beam} = 3.321 GeV/c. Invariante Massen rekonstruierter Teilchenspuren folgen aus Impulsrekonstruktion und Flugzeitmessung zwischen den Szintillatorhodoskopen S1 und S7. Literaturwerte der Pionen–, Protonen– und Deuteronenmasse sind zum Vergleich markiert, der einer Protonenhypothese entsprechende Bereich des Spektrums ist durch Schraffur hervorgehoben.

weise große Breite rekonstruierter invarianter Massen verbunden mit einer — im Vergleich zur Selektion von Protonen des (ppK^+K^-)–Endzustandes (Abb. 4.7) — qualitativ schlechteren Teilchenseparation wesentlich bedingt durch die Unsicherheit in der Impulsbestimmung für Trajektorien, die einen kurzen Weg innerhalb des Dipolfeldes zurücklegen (vgl. Abb. 5.2). Eine kürzere Flugstrecke in einem Bereich von 4.95 m bis 5.15 m zwischen den Flugzeitszintillatoren S1 und S7 verstärkt diesen Einfluß noch geringfügig. Ein Schnitt im Datensatz entsprechend einer Protonenidentifikation, wie in Abbildung 5.6 durch Schraffur markiert, ist an der Forderung orientiert, keine elastisch gestreuten Ereignisse zu verwerfen und nur eindeutig einer Pionen– oder Deuteronenhypothese[4] entsprechenden Untergrund zu unterdrücken.

Die Hypothese eines elastisch gestreuten Ereignisses fordert als *Missing Mass* $\mathcal{M}_p$ im System eines identifizierten Protons im Rahmen der experimentellen Auf-

[4]Trajektorien von Pionen oder Deuteronen innerhalb des durch die elastische Triggerbedingung T_{pp} selektierten Raumwinkelbereiches sind beispielsweise für die Reaktion $pp \to d\pi^+$ kinematisch erlaubt.

lösung die Protonenmasse

$$\mathcal{M}_p^{pp\to pp} = \mathrm{m}_p. \tag{5.8}$$

Für mit einer Protonenhypothese gemäß der durch Abbildung 5.6 dokumentierten Teilchenidentifikation belegte rekonstruierte Teilchenspuren ist das Massenverlustspektrum in Abbildung 5.7 gezeigt.

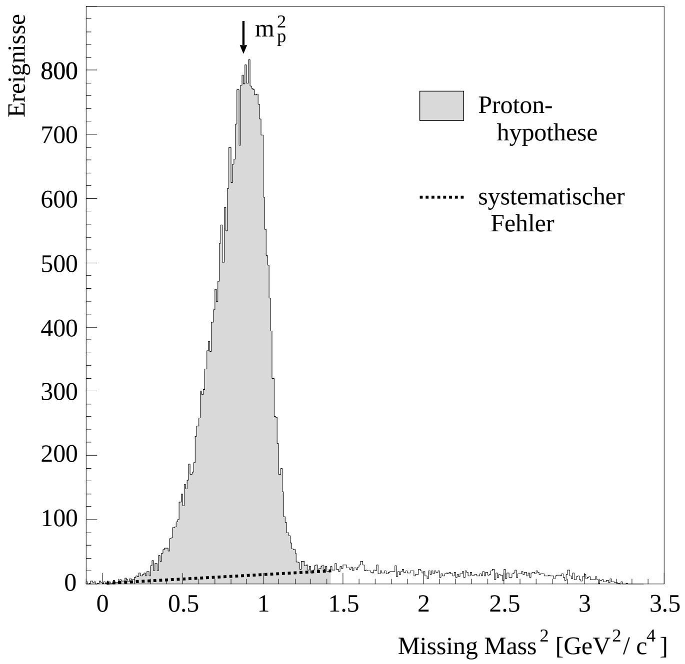


Abbildung 5.7: Quadrat der Missing Mass im System eines einer Protonenhypothese unterstellten Teilchens aus Einspur–Ereignissen unter der Bedingung eines der Winkelkorrelation elastischer Ereignisse entsprechenden Signals innerhalb eines Pads des Monitor–Detektors (p_{Beam} = 3.321 GeV/c). Der in der im folgenden verwendeten Ereignisselektion identifizierten elastischen Ereignissen entsprechende Teil des Spektrums ist durch Schraffur markiert. Eine Abschätzung des systematischen Fehlers in der Auswahl elastischer Endzustände ist an einem strukturlosen Untergrund orientiert (gestrichelte Darstellung).

Die Auswahl der Ereignisse setzt einen der diskutierten Winkelkorrelation zwischen Segmenten des S1 und S7 mit Bereichen von Silizium–Pads entsprechenden Treffer innerhalb des Monitor–Detektors voraus.

Das Spektrum der *Missing Mass* bezüglich des identifizierten Proton–Systems zeigt ein dominantes Signal im Bereich der Protonenmasse, dessen große Breite, wie voranstehend diskutiert, auf die kurze Wegstrecke elastischer Ereignisse innerhalb des Dipolfeldbereiches zurückzuführen ist. Der kontinuierliche Untergrund insbesondere zu höheren Massenverlusten erweist sich als strukturlos. Ereignisse verbunden mit einer *Missing Mass* des Proton–Subsystems oberhalb des in Abbildung 5.7 selektierten Bereiches einer Protonenhypothese sind im wesentlichen mit invarianten Massen nahe der Protonenmasse korreliert. Die Untergrundstruktur wird folglich von Konkurrenzreaktionen mit einem nachgewiesenen Proton innerhalb der Winkelabdeckung durch die Hodoskope S1 und S7 sowie einem Treffer im Monitor–Detektor entsprechend der elastischen Winkelkorrelation bestimmt. Möglicherweise fehlinterpretierte Ereignisse im Spektrum invarianter Massen nahe der Pionen– oder Deuteronenmasse sind hingegen quantitativ von untergeordneter Bedeutung. Signale einzelnen Konkurrenzreaktionen zuzuordnender Endzustände — beispielsweise $pp \to pn\pi^+$ — sind im resultierenden *Missing–Mass*–Spektrum nicht zu identifizieren[5].

Der zur Selektion elastischer Proton–Proton–Streuung entstammender Endzustände verwendete Schnitt im Datensatz ist in Abbildung 5.7 durch Schraffur des ausgewählten Bereiches markiert.

Der Abschätzung eines systematischen Fehlers der Ereignisauswahl dient der kontinuierliche Untergrund außerhalb des selektierten Bereiches: Die systematische Unsicherheit $\Delta \mathrm{N}_{pp}^{syst}$ ist in Abbildung 5.7 graphisch angedeutet (gestrichelter Linienzug im Signalbereich) und entspricht dem halben Integral einer in den Signalbereich verlängerten Untergrundstruktur konstanter Höhe. Das Signal–zu–Untergrund–Verhältnis führt auf eine Abschätzung des relativen systematischen Fehlers in der Bestimmung der Zahl experimentell nachgewiesener Ereignisse elastischer Proton–Proton–Streuung N_{pp} von

$$\frac{\Delta \mathrm{N}_{pp}^{syst}}{\mathrm{N}_{pp}} = 4.4\ \%. \tag{5.9}$$

Korrelationen zwischen Signalen in Segmenten der Hodoskope S1 und S7 sowie Pads des Monitor–Detektors bilden ein Abbild der Streuwinkelrelation elastischer Ereignisse (Gl. 5.6) auf Treffermuster der Detektoren. Unter Berücksichtigung dieser bereits in den Rohdaten ersichtlichen Muster erweisen sich zuvor diskutierte Selektionskriterien einer Protonenidentifikation bezüglich des in Richtung der Szintillationszähler gestreuten Teilchens und der *Missing Mass* des betrachteten Einteilchen–Systems als hinreichend zur Identifikation von Endzuständen der elastischen Proton–Proton–Streuung. Fehlinterpretationen trägt die durch Beziehung 5.9 gegebene Abschätzung des systematischen Fehlers Rechnung. Die Qualität der Ereignisauswahl wird durch Darstellung im relativistischen Impulsdiagramm in Ver-

[5]Die *Missing Mass* bezüglich des Protons im Dreiteilchen–Ausgangskanal der Reaktion $pp \to pn\pi^+$ überdeckt nach Definition einen kinematisch erlaubten Bereich zwischen der Summe der Massen von Neutron und Pion sowie der kinematischen Grenze gegeben durch $\sqrt{\mathrm{s}} - \mathrm{m}_p$, d.h. es gilt $1.16\ \mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^4 \leq \mathcal{M}_p^2 \leq 3.73\ \mathrm{GeV}^2/\mathrm{c}^4$. Eine detailliertere Analyse zeigt, daß ein entsprechendes Signal im Spektrum der *Missing Mass* erst durch die Korrelationsbeziehung zwischen Segmenten der Szintillatorhodoskope und Pads des Silizium–Detektors im Vergleich zu elastisch gestreuten Endzuständen wirkungsvoll unterdrückt wird.

gleich zu Abbildung 5.4 sowie der für elastische Proton–Proton–Streuung den Endzustand beschreibenden Ellipse in Abbildung 5.8 verdeutlicht.

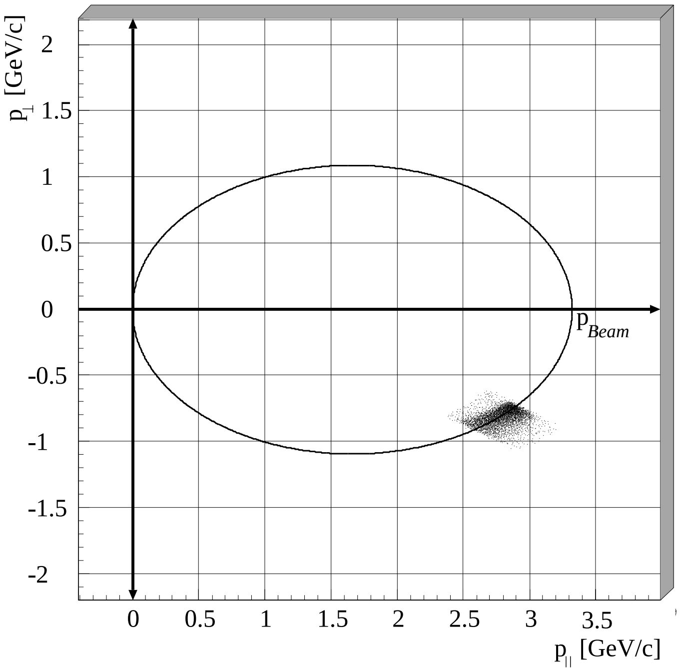


Abbildung 5.8: Darstellung elastischer Proton–Proton–Streuereignisse im relativistischen Impulsdiagramm. Der systematische Fehler der Ereignisidentifikation beträgt 4.4 %. Selektionskriterien umfassen Korrelationen zwischen Hodoskopsegmenten des S1 beziehungsweise S7 und Pads des Monitor–Detektors, eine Protonenhypothese gemäß Teilchenidentifikation des in Richtung der Szintillationszähler gestreuten Teilchens sowie eine Missing Mass bezüglich des identifizierten Protons im Bereich der Protonenmasse.

5.1.3 Bestimmung der Luminosität

Zur Luminositätsbestimmung wird die Zahl der in den Segmenten der dem Targetort zugewandten Lage des S7 nachgewiesenen elastischen Proton–Proton-Streuereignisse verwendet. Der Nachweis erfolgt in der so durch den Detektor nahegelegten Aufteilung in einzelnen Hodoskopsegmenten unter verschiedenen Streuwinkeln und in Winkelbereichen unterschiedlicher Größe.

Der durch ein Element i des Detektors (i $= 1, 3, 5, 7, 8$) im Schwerpunktsystem abgedeckte Raumwinkelbereich $\Delta\,\Omega_i^*$ ergibt sich aus der Akzeptanz dieses Detektorelementes für durch eine Monte–Carlo–Simulation generierte elastische Ereignisse mit isotroper Verteilung. Die Anzahl durch ein Segment nachgewiesener Ereignisse $\mathrm{N}^{\,i}_{pp,acc}$ folgt bei Berücksichtigung der Ununterscheidbarkeit der “2” Protonen des Ausgangskanals zu

$$\mathrm{N}^{\,i}_{acc,pp} = 2\,\mathrm{N}_{gen,pp}\,\frac{\Delta\,\Omega^*_i}{4\,\pi}. \tag{5.10}$$

$\mathrm{N}_{gen,pp}$ bezeichne die Zahl der generierten Ereignisse. Der abgedeckte CM-Raumwinkelbereich folgt demgemäß aus dem Verhältnis akzeptierter und generierter elastischer Ereignisse, zu multiplizieren mit einem Normierungsfaktor $2\,\pi$.

Der einem Segment zuzuordnende Streuwinkelbereich $\Theta^*_i \pm \delta\Theta^*_i$ im Schwerpunktsystem ist aus den experimentellen Daten nach erfolgter Impulsrekonstruktion zugänglich. Mit dem im Laborsystem gültigen Zusammenhang $\tan\Theta = \mathrm{p}_\perp/\mathrm{p}_\|$ zwischen Streuwinkel Θ einerseits und transversalen sowie longitudinalen Anteilen des Impulses $\mathrm{p}_\perp$ bzw. $\mathrm{p}_\|$ andererseits folgt der Streuwinkel Θ^*_i im Schwerpunktsystem aus den Impulskomponenten nach Gleichung 5.5 zu

$$\cos\Theta^* = \frac{1-\gamma^2_{CM}\left(\frac{\mathrm{p}_\perp}{\mathrm{p}_\|}\right)^2}{1+\gamma^2_{CM}\left(\frac{\mathrm{p}_\perp}{\mathrm{p}_\|}\right)^2} \tag{5.11}$$

Die Annahme einer symmetrischen Trefferverteilung innerhalb des Streuwinkelintervalls $[\Theta^*_i - \delta\Theta^*_i; \Theta^*_i + \delta\Theta^*_i]$ wird durch den selektierten Datensatz belegt. Eine gut erfüllte lineare Näherung des Verlaufs des differentiellen Wirkungsquerschnitts innerhalb des betrachteten Bereiches rechtfertigt zudem eine Zuordnung zwischen Segmenten des Szintillatorhodoskops S7 und mittleren Streuwinkeln $\overline{\Theta^*_i}$ respektive zwischen einer gemessenen Anzahl elastischer Ereignisse $\Delta\mathrm{N}^{\,i}$ und differentiellen Wirkungsquerschnitten $\mathrm{d}\sigma_{pp}/\mathrm{d}\Omega\left(\overline{\Theta^*_i}\right)$.

In Analogie zu Gleichung 5.1 läßt sich getrennt für jedes der fünf im folgenden betrachteten Segmente der dem Target zugewandten Lage des S7 ein Wert der über die Meßzeit T_{exp} integrierten Luminosität gemäß

$$\int_{\mathrm{T}_{exp}} \mathrm{L}\,\mathrm{dt} = 2^{\,p}\,\frac{\mathrm{N}_{pp}}{\frac{\mathrm{d}\sigma_{pp}}{\mathrm{d}\Omega}\left(\overline{\Theta^*_i}\right)\,\Delta\Omega^*_i} \tag{5.12}$$

bestimmen. Dabei bezeichne N_{pp} die Summe nachgewiesener elastischer Ereignisse, der Faktor $2^{\,p}$ mit $p = 3$ trägt einer gewählten Untersetzung[6] der elastischen Triggerbedingung im Vergleich zur Bedingung T_{ppKK} (Gl. 4.4) zum Nachweis eines (ppK^+K^-)–Endzustandes Rechnung.

[6] Eine Untersetzung des elastischen Kanals begrenzt die vergleichsweise hohe unter experimentellen Bedingungen mit der Verknüpfung T_{pp} verbundene Zählrate und damit auch die insgesamt auftretende Triggerrate. Mit einer geringeren absoluten Zählrate läßt sich — wie im Zusammenhang mit den zeitlichen Eigenschaften des Datenaufnahmesystems diskutiert (vgl. Abb. 3.11) — der Anteil gemessener Ereignisse an der Gesamtzahl der Triggerimpulse erhöhen, d.h. die Untersetzung ist einerseits an einer ausreichenden Statistik elastischer Ereignisse, zugleich aber an einer möglichst geringen Zahl nicht akzeptierter Ereignisse speziell in Hinblick auf die Triggerbedingung T_{ppKK} orientiert.

Strahlimpuls p_{Beam}		3.321 GeV/c	3.294 GeV/c
mittlerer Streuwinkel $\overline{\Theta_i^*}$	S7/1	$43.62° \pm 0.96°$	$43.49° \pm 0.93°$
	S7/3	$47.19° \pm 0.82°$	$47.02° \pm 0.81°$
	S7/5	$50.45° \pm 0.73°$	$50.32° \pm 0.71°$
	S7/7	$53.47° \pm 0.64°$	$53.36° \pm 0.62°$
	S7/8	$55.61° \pm 0.31°$	$55.46° \pm 0.33°$
Raumwinkelbereich $\Delta\Omega_i^*$ [msr]	S7/1	8.798 ± 0.105	8.745 ± 0.105
	S7/3	8.338 ± 0.102	8.357 ± 0.102
	S7/5	8.226 ± 0.102	8.236 ± 0.102
	S7/7	8.015 ± 0.100	8.049 ± 0.101
	S7/8	3.032 ± 0.062	3.027 ± 0.062
Anzahl elastischer Ereignisse N_{pp}	S7/1	58016 ± 2550	43280 ± 1905
	S7/3	36745 ± 1619	26589 ± 1175
	S7/5	28371 ± 1253	20945 ± 928
	S7/7	21929 ± 971	16186 ± 720
	S7/8	7218 ± 327	5190 ± 238
$d\sigma_{pp}/d\Omega\ \left(\overline{\Theta_i^*}\right)$ [mb/sr]	S7/1	0.723 ± 0.096	0.744 ± 0.097
	S7/3	0.472 ± 0.046	0.484 ± 0.047
	S7/5	0.342 ± 0.023	0.347 ± 0.023
	S7/7	0.272 ± 0.012	0.276 ± 0.012
	S7/8	0.240 ± 0.004	0.244 ± 0.004
$\int_{T_{exp}} L(t)\, dt$ [10^{34} cm^{-2}]	S7/1	7.293 ± 1.021	5.319 ± 0.737
	S7/3	7.468 ± 0.798	5.262 ± 0.566
	S7/5	8.070 ± 0.657	5.860 ± 0.477
	S7/7	8.053 ± 0.515	5.837 ± 0.365
	S7/8	7.945 ± 0.416	5.616 ± 0.297
$\overline{\int_{T_{exp}} L(t)\, dt}$ [10^{34} cm^{-2}]		7.898 ± 0.264	5.655 ± 0.188
Meßzeit T_{exp} [h]		114'34	47'17
$\overline{L(t)}$ [10^{29} cm^{-2}s^{-1}]		1.915 ± 0.064	3.322 ± 0.111

Tabelle 5.1: Übersicht zur experimentellen Bestimmung der Luminosität in der durch den Detektor vorgegebenen Granularität einzelner Segmente des Hodoskops S7.

Tabelle 5.1 gibt eine Übersicht der Ergebnisse der Luminositätsbestimmung aufgeschlüsselt nach der durch den Detektor nahegelegten Segmentierung in unterschiedliche Segmente des Szintillatorhodoskops S7. Mittlere Streuwinkel $\overline{\Theta_i^*}$ in einem Bereich von etwa 42° bis 56° im Massenschwerpunktsystem sind auf Grundlage der Beziehung 5.11 den experimentellen Daten entnommen. Die Größe des durch ein einzelnes Modul des S7 abgedeckten Raumwinkelbereiches basiert auf 5×10^6 generierten Monte–Carlo–Ereignissen, der angegebene Fehler entstammt der Statistik der Simulation. Die Fehleranalyse der Anzahl experimentell nachgewiesener elastischer Streuereignisse N_{pp}, integriert über die gesamte Meßzeit, berücksichtigt sowohl den zugehörigen vernachlässigbaren statistischen Fehler als auch den diskutierten, sich als dominant erweisenden systematischen Fehler von 4.4 % aus der Untergrunddiskussion des *Missing–Mass*–Spektrums bezüglich unter der elastischen Triggerbedingung T_{pp} selektierter Protonenspuren (Abb. 5.7).

Als Referenzwerte des differentiellen Wirkungsquerschnittes dienen Vorhersagen auf Grundlage einer Partialwellenanalyse des elastischen Proton–Proton-Streuprozesses [Arn97]. Werte des differentiellen Wirkungsquerschnittes im Bereich der (K^+K^-)–Schwelle basieren auf Daten des EDDA–Experimentes an COSY, durch dessen vorläufige Ergebnisse [Alb97] der verfügbare Datensatz der unpolarisierten Anregungsfunktion elastischer Proton–Proton–Streuung in einem Bereich zwischen 1.1 GeV/c und dem an COSY maximal erschließbaren Projektilimpuls bereits substantiell erweitert ist (vgl. Abbildung 5.9). In Tabelle 5.1 angeführte Werte beziehen sich auf die Vorhersage bezüglich des mittleren Streuwinkels $\overline{\Theta_i^*}$ eines einzelnen Segmentes, die Unsicherheit des Referenzwertes ist durch die Breite $\delta\,\Theta_i^*$ des abgedeckten Streuwinkels gegeben.

Der mit der Luminositätsbestimmung durch ein Einzelsegment des S7 verbundene Fehler (entsprechend Gl. 5.12) wird für kleine Streuwinkel wesentlich durch letztgenannte Unsicherheit bestimmt, bedingt durch die vergleichsweise starke Variation des differentiellen Wirkungsquerschnitts über den ausgewählten Streuwinkelbereich. Zu größeren Streuwinkeln gewinnt der systematische Fehler der Ereignisselektion nach Beziehung 5.9 zunehmend an Bedeutung, relativ hierzu sind Fehlerbetrachtungen des abgedeckten Raumwinkelbereiches $\Delta\Omega_i^*$ vernachlässigbar. Die zu jedem Projektilimpuls p_{Beam} angegebenen mittleren Werte der experimentell erfaßten integrierten Luminosität ergeben sich als gewichtetes Mittel der Einzelmessungen.

Die Qualität der Anpassung an Referenzwerte ist durch Abbildung 5.9 exemplarisch für einen Strahlimpuls $\mathrm{p}_{Beam} = 3.321$ GeV/c dokumentiert.

Experimentell ermittelte Werte des differentiellen Wirkungsquerschnittes werden — zwecks des Vergleichs mit der gewählten Referenz — aus auf den Einheitsraumwinkel bezogenen und mit dem gewichteten Mittelwert der Luminosität (Tabelle 5.1) normierten integralen Zählraten bestimmt. In sehr guter Übereinstimmung mit Referenzwerten aus [Arn97] über das ausgewählte Winkelintervall sind experimentelle Werte des EDDA–Experimentes bei einem Strahlimpuls

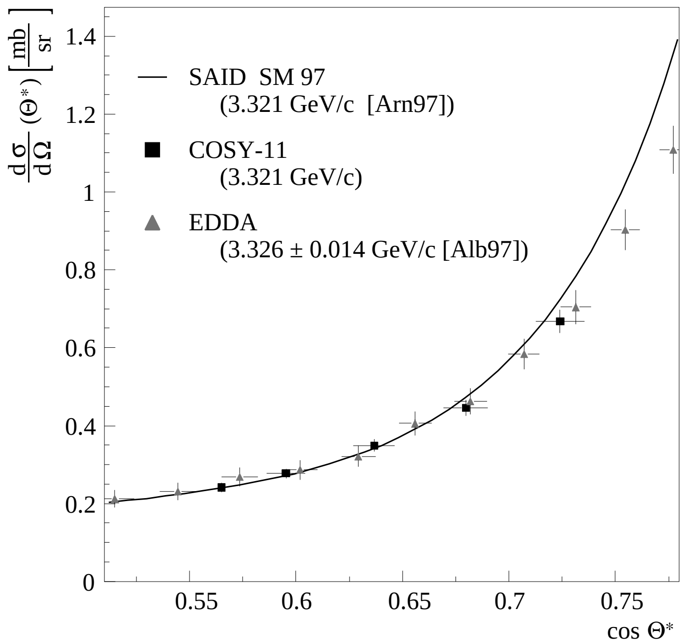


Abbildung 5.9: Werte des differentiellen Wirkungsquerschnittes elastischer Proton-Proton-Streuung der vorliegenden Messung als Funktion des Streuwinkels im Massenmittelpunktsystem und Referenzwerte der Analyse SM 97 aus [Arn97] bei einem Projektilimpuls $p_{Beam} = 3.321$ GeV/c. Im Vergleich sind vorläufige Ergebnisse des EDDA–Experimentes ($p_{Beam} = 3.3264 \pm 0.0140$ GeV/c) dargestellt [Alb97]. Experimentell ermittelte Werte folgen aus auf den Einheitsraumwinkel bezogenen Zählraten und sind durch den gewichteten Mittelwert der gemessenen Luminosität entsprechend der Anpassung an [Arn97] normiert.

$p_{Beam} = 3.3264$ GeV/c in die Darstellung einbezogen[7].

Bezüglich der über die Meßzeit integrierten Luminosität erweisen sich die Messungen bei einer Überschußenergie Q = 6.1 MeV respektive unterhalb der (K^+K^-)–Schwelle innerhalb eines Faktors 1.40 als vergleichbar. Infolge einer im Verlauf der Strahlzeit optimierten Leistungsfähigkeit des Targets liegt die mittlere Luminosität der in der zeitlichen Abfolge später durchgeführten Untergrundmessung bei $p_{Beam} = 3.294$ GeV/c allerdings um einen Faktor 1.73 deutlich oberhalb des bei einer Überschußenergie von 6.1 MeV erreichten Wertes.

[7] In Abbildung 5.9 dargestellte vorläufige Daten des EDDA–Experimentes ([Alb97]) beziehen sich auf eine Mittelung über ein Impulsintervall von ± 14 MeV/c. Fehler resultierend aus absoluter und relativer Normierung dieser Werte sind in der Darstellung berücksichtigt. Die Unsicherheit bezüglich der Abszisse entspricht einer in [Alb97] angegebenen Winkelauflösung $\Delta\Theta^* \approx 1.4°$ (FWHM).

Strahlbedingungen und Targetdichte

Die Impulscharakteristik des Protonenstrahls wird durch eine Unschärfe $\Delta p/p \leq 5 \times 10^{-4}$ sowie eine relative Unsicherheit des absoluten Wertes von 1×10^{-3} beschrieben [Sch96]. Letztere resultiert dominant aus der Ungenauigkeit der Kenntnis der tatsächlichen Länge des Strahlorbits.

Der räumliche Überlapp $\mathcal{F}$ zwischen zirkulierendem Protonenstrahl des Speicherringes und Targetfläche bestimmt auf Grundlage des gegebenen Teilchenflusses des Beschleunigers und der Flächendichte des Targets die erzielte Luminosität (vgl. Beziehung 5.2) und resultiert seinerseits aus der horizontalen Ausdehnung σ_x^{Beam} des gespeicherten Strahls am Targetpunkt

$$\sigma_x^{Beam} = \sqrt{\epsilon\beta_x + \mathrm{D}_x^2\left(\frac{\Delta\,\mathrm{p}}{\mathrm{p}}\right)^2} \tag{5.13}$$

Mit Strahlemittanzen $\epsilon = 1.65$ mm mrad bei Impulsen im Bereich von 3.3 GeV/c im ungekühlten Betriebsmodus sowie unter den Bedingungen der an COSY verwendeten Standardoptik (Beta–Funktion $\beta_x = 11.4$ m, Dispersion $\mathrm{D}_x = 16.9$ m) wird die horizontale Strahlausdehnung durch die Impulsunschärfe des Strahls in Verbindung mit der horizontalen Dispersion D_x bestimmt, d.h. der räumlichen Ablage vom idealen Orbit für Teilchen mit Impulsen abweichend vom Sollimpuls. Der Einfluß der räumlichen Einhüllenden des idealen, dem Sollimpuls entsprechenden Strahls — beschrieben durch die Beta–Funktion β_x — ist dagegen vergleichsweise klein [Sch96].

Mit oben angeführten Werten folgt als horizontale Ausdehnung des Strahls am Targetpunkt TP3 der COSY–11–Installation $\sigma_x^{Beam} \approx 9.5$ mm. Mit Näherungen eines gaussförmigen Intensitätsprofils des gespeicherten Strahls sowie einer konstanten Flächendichte des Targets [Dom97] über eine Ausdehnung von ≈ 9 mm am Wechselwirkungspunkt errechnet sich ein Überlappanteil[8] von $\mathcal{F} \approx 0.36$.

Die Kenntnis der Luminosität und des räumlichen Überlapps zwischen Target– und Beschleunigerstrahl erlaubt eine grobe Abschätzung der erreichten Targetdichten. Mit einer mittleren Anzahl von $\mathrm{N}_p \approx 1.6 \times 10^{10}$ gespeicherten Protonen und einer Umlauffrequenz $\nu_p = 1.5715$ MHz resultiert bei einem Überlappanteil $\mathcal{F} \approx 0.36$ unter Berücksichtigung eines mittleren Anteils durch das Datenaufnahmesystem nicht akzeptierter Ereignisse $\mathrm{f}_{na} \approx 0.138$ (vgl. Abschnitt 3.3.1, speziell Gl. 3.2) für die bei einer Projektilenergie von $\mathrm{p}_{Beam} = 3.294$ GeV/c höchste erreichte mittlere Flächendichte des Cluster–Targets ein zeitlich gemittelter Wert von

$$\overline{\rho_T} \approx 4.3 \times 10^{13}\ \mathrm{cm}^{-2} \tag{5.14}$$

[8] Eine horizontale Ausrichtung des gespeicherten Strahls auf die Targetposition entsprechend eines maximalen Überlapps $\mathcal{F}$ läßt sich durch eine geringfügige Auslenkung vom Standardorbit durch *Steerer–Magnete* erreichen. Eine optimierte Lage des Protonenstrahls ist an einer maximalen Zählrate bezüglich der elastischen Triggerbedingung T_{pp} orientiert und erfolgt zu Beginn der Meßzeit nach Einstellung impulsbezogener Strahlparameter.

5.2 Absolute Wirkungsquerschnitte

Der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ bei einem Strahlimpuls p_{Beam} = 3.321 ± 0.005 GeV/c beziehungsweise einer Überschußenergie Q = 6.06 ± 1.58 MeV — Breite und Absolutfehler der Strahlimpulsverteilung berücksichtigend — läßt sich auf Grundlage der Beziehung 5.1 bestimmen. Mit einer Zahl $\mathrm{N}_{ppK^+K^-} = 2$ im Vergleich zu einer Messung unterhalb der Produktionsschwelle — im Rahmen der damit verbundenen Statistik — untergrundfrei rekonstruierter Ereignisse des (ppK^+K^-)–Ausgangskanals bei bekannter durch das Experiment akzeptierter integraler Luminosität erfordert die Ableitung eines Wirkungsquerschnittes die Kenntnis der Effizienz $\mathrm{E}_{ppK^+K^-}$ des Nachweises eines (ppK^+K^-)–Endzustandes durch das Detektorsystem.

Zusätzlich zur geometrischen Akzeptanz (Abschnitt 4.3 und Abbildung 4.5) erfaßt die Nachweiseffizienz den Einfluß des Rekonstruktionsalgorithmus bezüglich der Teilchenspuren in den Driftkammersystemen. Während sich Rekonstruktionseffizienzen nahe 100 % für räumlich deutlich separierte Spuren als typisch erweisen, wird in unmittelbarer Schwellennähe der Einfluß eines Auflösungsvermögens von etwa 3 mm [Smy97b] bezüglich eng benachbarter Trajektorien in Bezug auf den Zwei–Protonen–Nachweis deutlich.

Die Effizienz $\mathrm{E}_{ppK^+K^-}$ des Nachweises eines (ppK^+K^-)–Endzustandes in Hinblick auf eine kinematisch vollständige Rekonstruktion des (ppK^+)–Dreiteilchen–Subsystems wird durch Monte–Carlo–Simulationsrechnungen analog der Vorgehensweise zur Bestimmung der geometrischen Akzeptanz bestimmt. Unter Verwendung experimentell reproduzierter Driftkammerauflösungen (vgl. Abschnitt 3.2.3) werden die Spurinformation der Simulation "verschmiert" und generierte Ereignisse mittels des vollständigen Algorithmus der Ereignisselektion analysiert. Die der Simulation zugrundeliegende Phasenraumverteilung der Viererimpulse des Ausgangskanals bedingt bei einer betrachteten Überschußenergie Q = 6.06 ± 1.58 MeV einen vergleichsweise geringen Anteil der durch den Rekonstruktionsalgorithmus verworfenen Ereignisse, im Rahmen eines statistischen Fehlers von ≤ 4.5 % der Analyse sind Effekte der Rekonstruktion im Vergleich zur rein geometrischen Akzeptanz vernachlässigbar.

Für die Nachweiseffizienz $\mathrm{E}_{ppK^+K^-}(ppK^+)$ des Subsystems positiv geladener Reaktionsprodukte ergibt sich ein Wert

$$\mathrm{E}_{ppK^+K^-}^{\,\mathrm{Q=6.06\pm1.58\,MeV}}\left(ppK^+\right) = 0.0515\,^{+0.0209}_{-0.0140}\,, \tag{5.15}$$

der den Zerfall positiv geladener Kaonen einschließt. Aus einer dabei einbezogenen Impulsunschärfe $\Delta p/p \leq 5 \times 10^{-4}$ des gespeicherten Protonenstrahls resultieren aufgrund der Impulsabhängigkeit der Nachweiseffizienz Fehler von etwa 11.1 % und 9.9 % bezüglich der Ober– beziehungsweise Untergrenze der Nachweiseffizienz. In Beziehung 5.15 angegebene Unsicherheiten werden dominiert durch die Schwankung der Effizienz $\mathrm{E}_{ppK^+K^-}(ppK^+)$ über das durch die relative Unsicherheit des Absolutwertes des Strahlimpulses von 1×10^{-3} bestimmte Impulsintervall. Fehler aus der Breite der Strahlimpulsverteilung und der Statistik der Simulation erweisen sich im Vergleich als gering respektive vernachlässigbar.

Die Akzeptanzkorrektur zur Ableitung eines totalen Wirkungsquerschnittes unterstellt zugleich eine Phasenraumverteilung der Viererimpulse des experimentell betrachteten Ausgangskanals, Einflüsse von *Initial*– oder *Final–State*-Wechselwirkungen werden vernachlässigt.

Mit einer durch Beziehung 5.15 gegebenen Effizienz, einer Anzahl $\mathrm{N}_{ppK^+K^-} = 2$ nachgewiesener Ereignisse und einer im vorhergehenden Abschnitt zu $\int_{\mathrm{T}_{exp}} \mathrm{L}\,\mathrm{dt} = (7.898 \pm 0.264) \times 10^{34}\ \mathrm{cm}^{-2}$ bestimmten integrierten Luminosität (Tabelle 5.1) folgt ein totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ bei einem Projektilimpuls $\mathrm{p}_{Beam} = 3.321 \pm 0.005$ GeV/c (Q $= 6.06 \pm 1.58$ MeV) von

$$\sigma_{pp \rightarrow ppK^+K^-} = 490\,^{+400}_{-370}\ \mathrm{pb} \tag{5.16}$$

Unsicherheiten des Ergebnisses werden durch den statistischen Fehler der Zahl nachgewiesener Ereignisse mit einem Anteil von 75.1 % beziehungsweise 87.0 % am Gesamtfehler bezüglich oberer und unterer Grenze des Fehlerintervalls bestimmt, dessen Asymmetrie durch die nicht zu vernachlässigende Unsicherheit der Nachweiseffizienz (24.7 % bzw. 12.8 % des Gesamtfehlers) bedingt ist. Der Fehler der Luminositätsbestimmung ist mit einem Anteil von ≤ 0.2 % vergleichsweise ohne Auswirkung.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Das interne Experiment COSY–11 am Beschleuniger und Speicherring COSY des Forschungszentrums Jülich ermöglicht ein Studium der Produktion von Mesonen bei großer Akzeptanz in Schwellennähe mit einem kompakten Detektoraufbau. In der Proton–Proton–Wechselwirkung wird ein Massenbereich des erzeugten Mesons oder Mesonensystems bis etwa 1 GeV/c^2 erschlossen.

Eine Analyse erster Daten zur assoziierten Strangeness–Produktion in der Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ wurde in dieser Arbeit vorgestellt. Die Ereignisselektion gelingt durch vollständige kinematische Rekonstruktion des Endzustandes über die Bestimmung der Viererimpulse positiv geladener Teilchen des Ausgangskanals.

Zur Spurrekonstruktion im Anschluß an einen als Spektrometer genutzten Dipol des COSY–Ringes dienen zwei Driftkammerpakete. Die Rückrechnung der Trajektorien durch das magnetische Feld zum nominalen Wechselwirkungspunkt von umlaufendem Protonenstrahl und Teilchenstrahl eines Wasserstoff–Clustertargets ermöglicht eine Impulsrekonstruktion für positiv geladene Reaktionsprodukte. Die vollständige Viererimpulsinformation wird über eine Teilchenidentifikation in Verbindung von rekonstruiertem Impuls und Flugzeitmessungen zugänglich.

Eine Methode der indirekten Flugzeitmessung in Anwendung auf den Nachweis eines dritten geladenen Teilchens neben zwei identifizierten Protonen des Endzustandes wurde hinsichtlich ihrer Auflösungseigenschaften untersucht. Die Zeitcharakteristik des durch den Rücktransport der Protonentrajektorien zum nominalen Targetort ermittelten Zeitnullpunktes eines Ereignisses wird wesentlich durch die Auflösung des zur Zeitdefinition verwendeten Szintillatorhodoskops bestimmt, Einflüsse der Rekonstruktion sind hingegen vernachlässigbar. Auf der Skala der quadratischen invarianten Masse wird eine relative Auflösung von $\leq$ 8.5 % im Bereich der Masse des geladenen Kaons erreicht, die eine deutliche Trennung kaonischer Reaktionsprodukte von pionischem Untergrund aus Konkurrenzreaktionen der Multi–Pion–Produktion erlaubt.

Für einen Projektilimpuls $p_{Beam} = 3.321 \pm 0.005$ GeV/c wurden zwei Ereignisse als (ppK^+K^-)–Endzustände identifiziert. In Betrachtung einer bei vergleichbarer integraler Luminosität durchgeführten Messung bei einem Strahlimpuls geringfügig unterhalb der Produktionsschwelle geladener Kaonenpaare erweist sich der Nachweis — im Rahmen der gegebenen Statistik — als untergrundfrei. Invariante Massen des positiv geladenen Kaons selektierter Ereignisse zeigen innerhalb der Grenzen der experimentell ermittelten Auflösung eine Übereinstimmung mit dem Literaturwert der Kaonenmasse. Abweichungen rekonstruierter Werte von kinematisch erlaubten Bereichen der *Missing Mass* bezüglich der identifizierten (pp)– und (ppK^+)–Subsysteme konnten im wesentlichen durch Unsicherheiten bezüglich des nominalen in der Rekonstruktion verwendeten Targetortes erklärt werden, der Einfluß des hinsichtlich des Absolutwertes des Strahlimpulses anzunehmenden Fehlers ist vergleichsweise gering.

Eine simultane Messung elastischer Proton–Proton–Streuung als Referenzreaktion erlaubt die Bestimmung experimentell erreichter Luminositäten. Die Selektion elastischer Ereignisse beruht auf der eindeutigen Winkelkorrelation des Zweiteilchen-Endzustandes, die vermittels des hohen Wirkungsquerschnittes der elastischen Streuung bereits in Rohdaten zu einem Abbild in Trefferkorrelationen zum Nachweis beider Teilchen des Ausgangskanals betrachteter Detektorelemente führt.

Die Grundlage von Referenzwerten des differentiellen Wirkungsquerschnittes bilden im Energiebereich der Schwelle der (K^+K^-)–Erzeugung in der Proton–Proton–Wechselwirkung Daten des EDDA–Experimentes an COSY [Alb97]. Aus der Normierung experimentell unter unterschiedlichen Streuwinkeln bestimmter Zählraten folgen zeitlich gemittelte Luminositäten von $(1.92 \pm 0.06) \times 10^{29}$ cm^{-2}s^{-1} (p$_{Beam}$ = 3.321 GeV/c) beziehungsweise $(3.32 \pm 0.11) \times 10^{29}$ cm^{-2}s^{-1} im Rahmen der Untergrundmessung (p$_{Beam}$ = 3.294 GeV/c), relative Fehler ergeben sich mithin zu weniger als 3.5 %.

Die Effizienz des Detektorsystems bezüglich des Nachweises eines (ppK^+K^-)–Endzustandes wurde durch eine Monte–Carlo–Simulation unter Berücksichtigung typischer Detektorauflösungen sowie eine Analyse generierter Ereignisse mittels des vollständigen Selektionsalgorithmus bestimmt. Die folgende Akzeptanzkorrektur zur Ableitung eines totalen Wirkungsquerschnittes basiert auf einer in der Simulation verwendeten Phasenraumverteilung der Impulse im Ausgangskanal. Die integrierte Luminosität führt für zwei bei einem Projektilimpuls p$_{Beam}$ = 3.321 ± 0.005 GeV/c beziehungsweise einer Überschußenergie Q = 6.06 ± 1.58 MeV identifizierte Ereignisse zu einem totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{pp \to ppK^+K^-} = 490\,^{+400}_{-370}$ pb. Zwar werden die angegebenen Fehler durch die Statistik des Nachweises bestimmt, die Unsicherheit bezüglich des Absolutwertes des Strahlimpulses führt jedoch über die Impulsabhängigkeit der Nachweiseffizienz zu einem nicht vernachlässigbaren Beitrag.

Experimentelle Werte des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ in Schwellennähe waren bislang nicht verfügbar. Als auf der Skala der Anregungsenergie niedrigste Referenz des Wirkungsquerschnittes ist bei einem Projektilimpuls $p_{Beam} = 6.57$ GeV/c ein Wert $\sigma_{pp \to ppK^+K^-}$ (Q = 907 MeV) = 34 ± 12 μb bekannt [Kaz72].

Weitere an der COSY–11–Installation genommene experimentelle Daten zur Strangeness-Produktion im (ppK^+K^-)–Endzustand bei nominalen Überschußenergien von 4.2 MeV, 7.9 MeV sowie 9.8 MeV werden zur Zeit analysiert [SmL96,Lis97]. In diesen Messungen werden Luminositäten im Bereich von $\approx 1 \times 10^{30}$ $\mathrm{cm^{-2}s^{-1}}$ infolge einer weiteren Steigerung der Targetdichte erreicht. Zeitlich integrierte Luminositäten übertreffen die dieser Arbeit zugrundeliegenden Werte um das Fünffache, so daß der statistische Fehler des Nachweises deutlich reduziert wird. In Analogie zur Analyse erster Daten der Reaktion $pp \to pK^+\Lambda^0$ [Bal96a] sind Aussagen über die Impulscharakteristik des Protonenstrahls durch ein Fixieren der *Missing Mass* des (ppK^+)–Subsystems mit der Masse des (negativ) geladenen Kaons experimentell zugänglich. Eine solche Vorgehensweise erscheint allerdings erst bei einer größeren Anzahl identifizierter Ereignisse sinnvoll, wie sie für derzeit analysierte Daten zu erwarten ist. Der durch die Unsicherheit des Strahlimpulses verursachte anzunehmende Fehler der Nachweiseffizienz kann somit ebenfalls vermindert werden.

Eine Abschätzung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $pp \to ppK^+K^-$ kann in erster Näherung durch eine Vierkörper-Phasenraumverteilung erfolgen, d.h. entsprechend einer Skalierung mit der Überschußenergie von $Q^{7/2}$ [ByK73]. Die absolute Skala wird dabei durch den im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Wert des Wirkungsquerschnittes fixiert (Abb. 6.1).

Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes der π^0–Produktion in der Proton-Proton-Wechselwirkung zeigen in ihrer Energieabhängigkeit deutliche Abweichungen von einer Phasenraumverteilung im Schwellenbereich, eine Beschreibung gelingt unter Einbeziehung der *Final–State*–Wechselwirkung des Nukleon-Nukleon-Systems [Wat52,Mey92,Mey93]. Vergleichbare Effekte der Proton–Proton–FSI sind analog in der K^+K^-–Produktion zu erwarten, eine näherungsweise Berücksichtigung in Erweiterung eines reinen Phasenraumverhaltens ist durch Vorhersagen des Energieverlaufs in [FaW96, Wil96] gegeben[1]. Der hieraus resultierende Verlauf des Wirkungsquerschnittes — gekennzeichnet durch einen schärferen Anstieg im Schwellenbereich — ist in der Darstellung 6.1 einbezogen, ebenfalls normiert auf den experimentell ermittelten Wert bei einer Überschußenergie Q = 6.06 MeV.

Abweichungen zur Zeit analysierter Daten von der vorhergesagten Energieabhängigkeit können Einflüsse der *FSI* des Baryon–Meson–Systems, wie sie im Zusammenhang mit der Reaktion $pp \to pp\eta$ diskutiert werden [Moa95], sowie der

[1] In Erweiterung eines für den Dreiteilchen–Endzustand entwickelten Formalismus [FaW96] wird die Energieabhängigkeit des Vierkörper–Ausgangskanals durch die Final-State-Wechselwirkung des (pp)–Systems zu $\int_0^Q \sqrt{Q-q}\,\frac{q}{\left(1+\sqrt{1+q/\epsilon}\right)^2}\,dq$ modifiziert [Wil96]. Der Parameter $\epsilon = 0.45$ MeV trägt dabei dem Streuzustand des Nukleon–Nukleon–Systems im Vergleich zu einem Bindungszustand Rechnung.

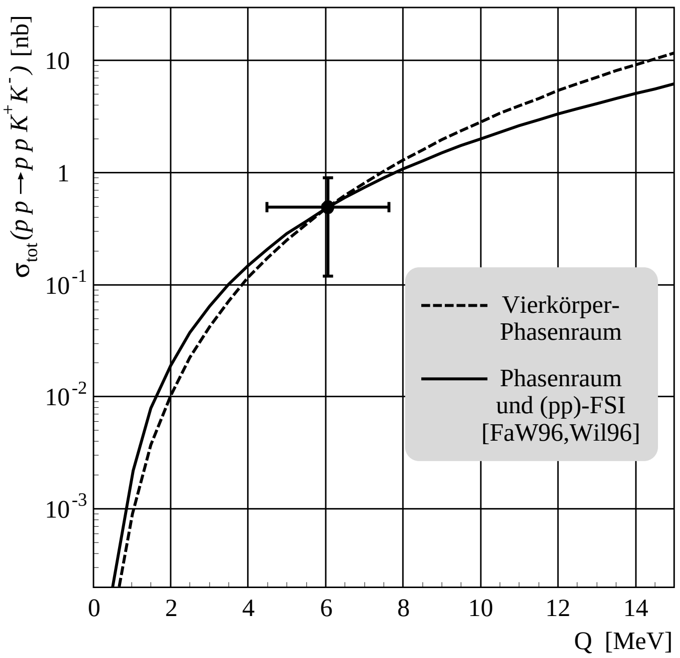


Abbildung 6.1: Abschätzungen des totalen Wirkungsquerschnittes des Kanals $pp \rightarrow ppK^+K^-$ in Schwellennähe als Funktion der Überschußenergie Q. Vorhersagen des Energieverlaufs beruhen auf der Annahme einer Vierkörper–Phasenraumverteilung (gestrichelte Darstellung entsprechend einer Proportionalität zu $Q^{7/2}$) sowie einer zusätzlichen näherungsweisen Berücksichtigung der Final–State–Wechselwirkung des Proton–Proton–Systems (durchgezogene Darstellung [FaW96, Wil96]). Die absolute Skala ist durch den im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Wert des Wirkungsquerschnittes bei Q = 6.06 MeV festgelegt.

Meson–Meson–FSI widerspiegeln.

Unter Berücksichtigung der Detektoreffizienz — für eine kinematisch vollständige Rekonstruktion durch Messung der Viererimpulse des (ppK^+)–Systems — resultieren zu erwartende Ereignisraten zwischen einem und sieben Ereignissen pro Tag innerhalb eines Intervalls der Überschußenergie von 4 MeV bis 10 MeV bei obengenannten Werten der bislang erreichten Luminosität. Weitere Messungen der K^+K^-–Produktion in der Proton–Proton–Wechselwirkung an der COSY–11–Installation sind daher vielversprechend.

Durch hohe Impulsüberträge zwischen den Baryonen im schwellennahen Prozess der π^0–Produktion wird die absolute Größe des Wirkungsquerschnittes sensitiv für Matrixelemente kurzreichweitiger Operatoren des Zwei–Nukleon–Systems. Dieser Sachverhalt findet seine Entsprechung im möglichen Einfluß einer Erhöhung des axialen Ladungsaustausches des Nukleon–Nukleon–Systems als vermutlich ursächlich relativistischem Effekt [LeR93] beziehungsweise des Austauschprozesses schwerer Mesonen (*Heavy Meson Exchange, HME*) im Rahmen nichtrelativistischer Modelle [HMG94], wie er zur Zeit diskutiert wird [HHS96].

Eine Vorhersage der Absolutgröße des Wirkungsquerschnittes des (ppK^+K^-)–Endzustandes erfordert eine theoretische Interpretation des Mechanismus der assoziierten Produktion eines $(s\bar{s})$–Paares in der kurzreichweitigen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Ein Vergleich mit an der COSY–11–Installation gewonnenen experimentellen Daten zur Anregungsfunktion der Strangeness–Erzeugung in $pp \rightarrow pK^+\Lambda^0$ ([Bal96a, Bal97]) erlaubt eine Betrachtung dieses Produktionsmechanismus in Ausgangskanälen, die sich durch den Flavour–Gehalt der Baryonen des Endzustandes qualitativ unterscheiden.

Eine präzise Vermessung der Anregungsfunktion bildet — unter Berücksichtigung angeführter dynamischer Aspekte — zugleich einen Zugang zur Bestimmung der Stärke der $K\overline{K}$–Wechselwirkung im isoskalaren Kanal. Wenngleich entsprechende Berechnungen bezüglich der Reaktion $pp \rightarrow ppK^+K^-$ bislang nicht vorliegen, zeigt der Kanal $\pi\pi \rightarrow K\overline{K}$ eine hohe Sensitivität auf die Stärke der Wechselwirkung zwischen Kaon und Antikaon. In Anbetracht dessen kann bereits der im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermittelte Wert des totalen Wirkungsquerschnittes experimenteller Hinweis auf die Natur des $f_0\,(980)$ sein.

Innerhalb des Wechselspiels von Theorie und Experiment fordern die Ergebnisse dieser Arbeit und die zu erwartenden Resultate derzeit in Auswertung befindlicher Daten [Lis97] zur Anregungsfunktion des Kanals $pp \rightarrow ppK^+K^-$ eine differenzierte theoretische Interpretation.

Anhang A

Relativistische Kinematik

Im folgenden sollen Streuprozesse der Art

$$A + B \rightarrow 1 + 2 + \ldots + n$$

betrachtet werden, gekennzeichnet durch ein Projektil A einer Masse m_A und eines Impulses $\vec{\mathrm{p}}_A$, ein im Laborsystem ruhendes Target B (Masse m_B, Impuls $\vec{\mathrm{p}}_B = 0$) im Eingangskanal sowie n Teilchen i im Ausgangskanal (Massen m_i, Impulse p_i, $i = 1, 2, \ldots, n$).

A.1 Labor– und Schwerpunktsystem

Während sämtliche Meßgrößen im Laborsystem gewonnen werden, vereinfacht sich die Beschreibung der kinematischen Verhältnisse im Massenschwerpunkt– oder CM–System (CM = *Center of Mass*), dessen Definition durch einen ruhenden Massenmittelpunkt gegeben ist. Im Schwerpunktsystem gilt folglich für die Summe der Impulse im Ein– und Ausgangskanal

$$\vec{\mathrm{p}}_A^{\,*} + \vec{\mathrm{p}}_B^{\,*} = \sum_{i=1}^{n} \vec{\mathrm{p}}_i^{\,*} = 0. \tag{A.1}$$

Die Summe der Energien im CM–System wird als Schwerpunktsenergie

$$\sqrt{\mathrm{s}} = \mathrm{E}_A^* + \mathrm{E}_B^* = \sum_{i=1}^{n} \mathrm{E}_i^* \tag{A.2}$$

eingeführt.

Mit Gleichung A.1 ergibt sich das Quadrat der systemunabhängigen Schwerpunktsenergie als Quadrat der Gesamtviererimpulse $\mathrm{P} = (\mathrm{E}, \vec{\mathrm{p}})$ im Ein– bzw. Ausgangskanal.

$$\begin{aligned} \mathrm{s} &= (\mathrm{P}_A^* + \mathrm{P}_B^*)^2 = (\mathrm{P}_A + \mathrm{P}_B)^2 \\ &= \left(\sum_{i=1}^{n} \mathrm{P}_i^*\right)^2 = \left(\sum_{i=1}^{n} \mathrm{P}_i\right)^2 \end{aligned} \tag{A.3}$$

Für den im Laborsystem betrachteten Eingangskanal folgt[1]

$$\begin{aligned}\sqrt{\mathrm{s}} &= \left((\mathrm{E}_A + \mathrm{E}_B)^2 - (\vec{\mathrm{p}}_A + \vec{\mathrm{p}}_B)^2\right)^{1/2} \\ &\stackrel{(\vec{\mathrm{p}}_B = 0)}{=} \left(\mathrm{m}_A^2 + \mathrm{m}_B^2 + 2\mathrm{m}_B\sqrt{\mathrm{m}_A^2 + \mathrm{p}_A^2}\right)^{1/2}\end{aligned} \tag{A.4}$$

und das CM–System bewegt sich relativ zum Labor mit einer Geschwindigkeit

$$\beta_{CM} = \frac{|\vec{\mathrm{p}}_A + \vec{\mathrm{p}}_B|}{\mathrm{E}_A + \mathrm{E}_B} \stackrel{(\vec{\mathrm{p}}_B = 0)}{=} \frac{\mathrm{p}_A}{\sqrt{\mathrm{m}_A^2 + \mathrm{p}_A^2} + \mathrm{m}_B}. \tag{A.5}$$

Viererimpulse im Massenmittelpunkt– und im Laborsystem sind gemäß

$$\begin{pmatrix} \mathrm{E} \\ \mathrm{p}_{\|} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma_{CM} & \beta_{CM}\gamma_{CM} \\ \beta_{CM}\gamma_{CM} & \gamma_{CM} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{E}^* \\ \mathrm{p}_{\|}^* \end{pmatrix}, \mathrm{p}_\perp = \mathrm{p}_\perp^* \tag{A.6}$$

durch eine *Lorentz–Transformation*[2] verbunden. Die Impulskomponenten $\mathrm{p}_{\|}^{(*)}$ und $\mathrm{p}_\perp^{(*)}$ beziehen sich dabei auf die Richtungen parallel respektive senkrecht zur Bewegung des Schwerpunktes.

A.2 Zwei–Teilchen Endzustand

Für eine Reaktion mit einem Zwei–Teilchen Endzustand

$$A + B \rightarrow 1 + 2$$

lassen sich unter Berücksichtigung der Invarianz des relativistischen Skalarproduktes Energien und Impulse der Teilchen im CM–System mittels der quadratischen Schwerpunktsenergie ausdrücken. Für ein Teilchen des Ausgangskanals findet man beispielsweise

$$\mathrm{E}_1^* = \frac{\langle \mathrm{P}_1^*, \mathrm{P}_1^* + \mathrm{P}_2^* \rangle}{\sqrt{\mathrm{s}}} = \frac{\langle \mathrm{P}_1, \mathrm{P}_1 + \mathrm{P}_2 \rangle}{\sqrt{\mathrm{s}}} = \frac{\mathrm{s} + \mathrm{m}_1^2 - \mathrm{m}_2^2}{2\sqrt{\mathrm{s}}}. \tag{A.7}$$

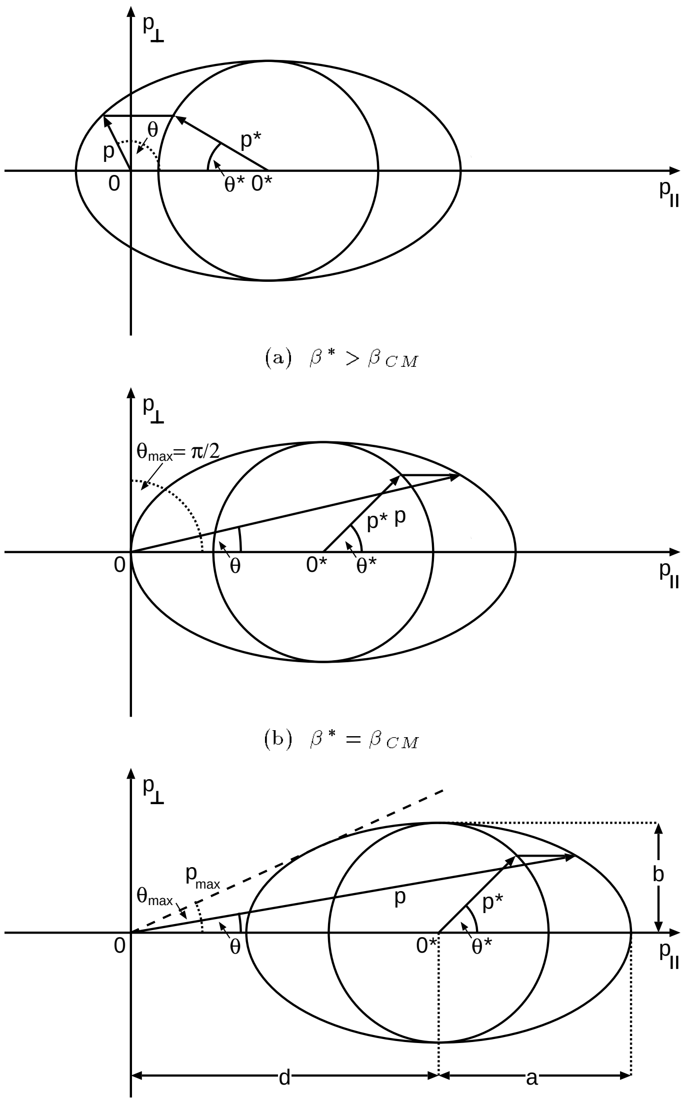
Hiermit folgen unmittelbar die Absolutbeträge der Impulse im CM–System $|\vec{\mathrm{p}}_1^*| = |\vec{\mathrm{p}}_2^*| = \mathrm{p}^*$ zu

$$\begin{aligned}\mathrm{p}^* &= \sqrt{\mathrm{E}_i^{*2} - \mathrm{m}_i^2} \\ &= \frac{\left[\left(\mathrm{s} - (\mathrm{m}_1 + \mathrm{m}_2)^2\right)\left(\mathrm{s} - (\mathrm{m}_1 - \mathrm{m}_2)^2\right)\right]^{1/2}}{2\sqrt{\mathrm{s}}}.\end{aligned} \tag{A.8}$$

Relativistische Impulsdiagramme veranschaulichen die kinematische Situation (siehe z. B. [Mus88] und Abbildung A.1).

[1] Zur Vereinfachung der Notation sind natürliche Einheiten mit $\hbar = \mathrm{c} = 1$ gewählt.

[2] β sei die Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ wird als *Lorentz–Faktor* bezeichnet.



(a) $\beta^* > \beta_{CM}$

(b) $\beta^* = \beta_{CM}$

(c) $\beta^* < \beta_{CM}$

Abbildung A.1: Impuls– und Winkelbeziehungen in relativistischen Impulsdiagrammen.

Die Lage möglicher Impulsvektoren $\vec{p}_i^*$ wird im Schwerpunktsystem durch eine Kugeloberfläche, die zweidimensionale Projektion auf die Streuebene entsprechend durch einen Kreis beschrieben; die Transformation über Gl. A.6 in das Laborsystem führt in zwei Dimensionen zu Impulsellipsen. Es folgen unmittelbar die Abstände d_i der Ellipsen zum Koordinatenursprung ($p_{||} = p_\perp = 0$) sowie die Größe der Halbachsen a und b (Abb. A.1(c)) zu

$$\begin{aligned} d_i &= \beta_{CM}\,\gamma_{CM}\,E_i^* \\ a &= \gamma_{CM}\,p^* \\ b &= p^* \end{aligned} \tag{A.9}$$

Das Verhältnis aus Abständen d_i und großer Halbachse a führt zu drei qualitativ unterschiedlichen kinematischen Bedingungen:

- Liegt der Koordinatenursprung innerhalb der Ellipse, wie für $\beta_{CM} < \beta_i^*$ gegeben, wobei $\beta_i^* = \mathrm{p}^*/\mathrm{E}_i^*$ die Geschwindigkeit des betrachteten Teilchens im Massenschwerpunktsystem bezeichne, sind sämtliche Reaktionswinkel im Laborsystem kinematisch erlaubt (Abb. A.1(a)).

- In elastischer Streuung (Abb. A.1(b)) tritt gemäß $\beta_{CM} = \beta_i^*$ im Laborsystem ein Grenzwinkel $\Theta_{i,max} = \pi/2$ auf.

- Für $\beta_{CM} > \beta_i^*$ verschiebt sich die Grenze zu beobachtender Laborstreuwinkel zu Werten $\Theta_{i,max} < \pi/2$.

Winkelbeziehungen zwischen Labor– und Schwerpunktsystem ergeben sich unmittelbar aus Lorentz–Transformationen der Transversal– und Longitudinalkomponenten der Impulse (siehe Abb. A.1):
Mit

$$\begin{aligned} \mathrm{p}_i \, \cos\Theta_i &= \gamma_{CM} \, \mathrm{p}^* \, \cos\Theta_i^* + \beta_{CM} \, \gamma_{CM} \, \mathrm{E}_i^* \\ \mathrm{p}_i \, \sin\Theta_i &= \mathrm{p}^* \, \sin\Theta_i^* \end{aligned} \tag{A.10}$$

folgt unmittelbar

$$\tan\Theta_i = \frac{\sin\Theta_i^*}{\gamma_{CM}\left(\cos\Theta_i^* + \frac{\beta_{CM}}{\beta_i^*}\right)} = \frac{\sin\Theta_i^*}{\gamma_{CM}\left(\cos\Theta_i^* + \frac{\mathrm{d}_i}{\mathrm{a}}\right)} \tag{A.11}$$

Die Rechnung ergibt für den bei $\beta_{CM} > \beta_i^*$ auftretenden Grenzwinkel $\Theta_{i,max}$ im Laborsystem

$$\tan\Theta_{i,max} = \frac{1}{\gamma_{CM}} \frac{\beta_i^*}{\sqrt{\beta_{CM}^2 - \beta_i^{*\,2}}} \tag{A.12}$$

und den zugehörigen Reaktionswinkel im CM–System

$$\cos\Theta_{i,max}^* = -\frac{\beta_i^*}{\beta_{CM}} \tag{A.13}$$

A.3 Vier–Teilchen Endzustand

Analog zur Beschreibung des Zwei–Teilchen–Endzustandes durch die Impulse der Teilchen im Ausgangskanal (Gl. A.8) folgt für einen Streuprozess

$$A + B \to 1 + 2 + 3 + 4$$

der Impuls im Massenmittelpunktsystem eines beliebig gewählten Teilchens zu

$$|\vec{p}_4^*| = \frac{\left[\left(s - (m_{123} + m_4)^2\right)\left(s - (m_{123} - m_4)^2\right)\right]^{1/2}}{2\sqrt{s}}. \tag{A.14}$$

Dabei bezeichnet m_{ijk} die invariante Masse des zu einem "effektiven" Teilchen kombinierten verbleibenden Drei–Teilchen–Subsystems:

$$m_{ijk} = \sqrt{\left(P_i^* + P_j^* + P_k^*\right)^2} \tag{A.15}$$

Als unmittelbare Anwendung von Gl.A.14 folgen kinematische Grenzen des Vier–Teilchen–Endzustandes. Wie sich leicht zeigen läßt, wird der maximale Impuls eines Teilchens $|\vec{p}_4^*|$ genau dann erreicht, wenn die invariante Masse m_{123} des Drei–Teilchen–Subsystems minimal wird, d.h. wenn letzteres keine Relativenergie enthält ($m_{123} = m_1 + m_2 + m_3$). Im Massenmittelpunktsystem resultiert eine Bewegung der Teilchen 1,2 und 3 mit gleicher Geschwindigkeit in entgegengesetzter Richtung zu Teilchen 4, wobei wegen Gl. A.1 gilt:

$$\vec{p}_4^* = -\left(\vec{p}_1^* + \vec{p}_2^* + \vec{p}_3^*\right)$$

Anhang B

FASTBUS–Module

In Tabelle B.1 werden grundlegende Eigenschaften der gegenwärtig am Experiment COSY–11 zum Einsatz kommenden digitalisierenden FASTBUS–Module gemäß Herstellerangaben [LeC] dargestellt.

	TDC 1875A	TDC 1877	TDC 1879	ADC 1881
Kanäle	64	96	96	64
Auflösung	25/$\underline{50}$/100 ps[2] (0.2/$\underline{0.4}$/0.8 μs)[3]	500 ps	$\underline{2}$/4/8/16 ns[4]	100 fC
Datenfeld[1]	12 Bit	12 Bit	9 Bit	12 Bit
Skalen- endwert[1]	100/$\underline{200}$/400 ns[2] (0.8/$\underline{1.6}$/3.2 μs)[3]	2 μs	$\underline{1}$/2/4/8 μs[4]	400 pC
Konver- sionszeit	$\leq$ 3 μs/Hit	0.5 μs +1.5 μs/Hit	412 μs +0.05 μs/Hit	$\leq$ 15 μs
Multihit– Fähigkeit	—	16/Kanal 20 ns DPR[5]	170/Kanal 6 ns DPR[5]	—
Puffer- speicher	8 Events	8 Events	—	64 Events

Tabelle B.1: Übersicht charakteristischer Eigenschaften der zur Zeit am Experiment COSY–11 eingesetzten FASTBUS–Module [LeC].

Sämtliche Modultypen sind mit einer Nullunterdrückung (*Sparse Data Readout*) versehen, wodurch die Zahl der auszulesenden Datenworte auf tatsächlich bei einem Ereignis angesprochene Kanäle begrenzt wird. Im Fall des ADC 1881 wird eine Nullunterdrückung durch Vergleich der digitalisierten Ergebnisse der Ladungsintegration jedes Kanals mit individuell bei der Initialisierung konfigurierbaren Schwellenwerten in Kontrollregistern realisiert.

Module des Typs TDC 1877 ermöglichen einen im FASTBUS–Standard optionalen *Multiple Module Data Transfer* oder *Multiblock–Modus*. Bei entsprechender Initialisierung der Kontrollregister kann eine Gruppe benachbarter Module durch einen einzelnen Blockreadout ausgelesen werden. Es genügt die Adressierung des ersten Slaves innerhalb der Kette, die Auslese weiterer Module erfolgt durch selbständige Weitergabe eines Sendezeichens (*Token*). Damit entfällt eine (zeitaufwendige) Einzeladressierung der innerhalb der Kette definierten Module.

[1]Beschreibungen des dynamischen Bereichs über das zur Verfügung stehende Datenfeld bzw. den Skalenendwert sind äquivalent, da der Skalenendwert bei gegebener Auflösung aus der Größe des Datenfeldes resultiert.

[2]Der TDC 1875A erlaubt die Wahl der Auflösung und damit des Skalenendwertes (dynamischer Bereich) über Codierstecker am Modul. Gewählte Einstellungen sind durch Unterstreichung hervorgehoben.

[3]Bei entsprechend verminderter Auflösung kann der Skalenendwert des dynamischen Bereiches um einen Faktor acht vergrößert werden. Die Einstellung geschieht — über aktuelle Parameter der Initialisierung — fest oder variabel auf Grundlage des Einzelereignisses (*Auto Range*). Der Digitalisierungsbereich wird im Datenwort durch ein *Range Bit* gekennzeichnet.

[4]Parameter der Initialisierung.

[5]Doppelpulsauflösung (*Double Pulse Resolution*).

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

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

[AmC96] C. Amsler, F. E. Close, Phys. Rev. D 53 (1996) 295.

[Ams94] C. Amsler et al., Phys. Lett. 333B (1994) 277.

[Anj89] J. C. Anjos et al., Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 125.

[Ant91] G. Anton et al., Nucl. Instr. & Meth. A 310 (1991) 631.

[Arm89] T. A. Armstrong et al., Phys. Lett. 227B (1989) 186.

[Arn97] R. A. Arndt et al., Preprint VPI–CAPS–97–6, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia 24061, USA (1997). Interaktiver Datenbankzugriff URL “http://www.clsaid.phys.vt.edu”.

[Ast88a] D. Aston et al, Nucl. Phys. B296 (1988) 493.

[Ast88b] D. Aston et al, Nucl. Phys. B301 (1988) 525.

[AMP87] K. L. Au, D. Morgan, M. R. Pennington, Phys. Rev. D 35 (1987) 1633.

[Bal96a] J. Balewski et al., Phys. Lett. 388B (1996) 859.

[Bal96b] J. Balewski (1996).

[Bal97] J. Balewski et al., Energy Dependence of the $pp \to pK^+\Lambda$ Cross Section near Threshold, in Vorbereitung (1997).

[Bar85] T. Barnes, Phys. Lett. 165B (1985) 434.

[Bar94] T. Barnes, XXIX Rencontres de Moriond: QCD and High Energy Hadronic Interactions, Meribel les Allues, März 1994, J. Tran Thanh Van (ed.), Editions Frontières, (1994) 587.

[Bar96] R. M. Barnett et al., Phys. Rev. D 54, 1 (1996).

[Bec56] E. W. Becker, K. Bier, W. Henkes, Z. Phys. 146 (1956) 333.

[Ber95] L. Bertolotto et al., Phys. Lett. 345B (1995) 325.

[Beu90] E. Beuville et al., Nucl. Instr. & Meth. A 288 (1990) 157.

[Bic] Bicron Corporation, Newbury, Ohio 44065, USA.

[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, Jül–3202, Jülich (1996).

[Brö93] R. Bröders et al., Annual Report IKP–KFA 1992 (1993) 278.

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

[CES92] FIC 8234 Dual 68040 Fast Intelligent Controller, User's Manual, Creative Electronic Systems, Genf, Schweiz (1992).

[Cha69] G. Charpak, Journ. de Phys. 30 (1969) C2–86.

[Che91] L. Chen et al., International Conference on Hadron Spectroscopy (HADRON 91), College Park, Maryland, August 1991, S. Oneda, D. C. Peaslee (eds.), World Scientific (1992) 111.

[Che88] E. Chesi, P. Martinengo, CERN–PS202 Note (1988).

[Cho74] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, V. F. Weisskopf, Phys. Rev. D 9 (1974) 3471.

[ChZ86] C. P. Cheng, H. W. Zheng, Nucl. Instr. & Meth. A 252 (1986) 67.

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

[Dro96] M. Drochner, Aufbau eines flexiblen Datenaufnahmesystems für das GEM–Experiment am Jülicher Beschleuniger COSY und Messungen der Reaktion pp $\rightarrow \pi^+$d nahe der Reaktionsschwelle (Dissertation), Jül–3218, Jülich (1996).

[Elt] EUROCOM–6, 68030 CPU Board, Documentation, Eltec elektronik, Mainz.

[Emi] Thorn Emi Electron Tubes Ltd., Ruislip, Middlesex, England.

[Erv92] W. Erven et al., IEEE, Trans. Nucl. Sci. 39(4) (1992) 853.

[Erv96] W. Erven, P. Wüstner, A. Ackens, Berichte zum Datenerfassungssystem für physikalische Experimente — PCI Synchronisationsmodule V 1.0, ZEL, Forschungszentrum Jülich (1996).

[Ess92] H. G. Essels et al., GOOSY VME System Description, Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI, Darmstadt (1992).

[EXA90] EXB–8500 Cartridge Tape Subsystem, User's Manual, EXABYTE Corp., Boulder, Colorado 80301 (1990).

[FaW96] G. Fäldt, C. Wilkin, Phys. Lett. 382B (1996) 209.

[Fal88] A. Falvard et al., Phys. Rev. D 38 (1988) 2706.

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

[Gel64] M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214.

[GeN64] M. Gell-Mann, Y. Ne'eman, The Eightfold Way, W. A. Benjamin Inc., New York, Amsterdam (1964).

[Gla61] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.

[Gra74] G. Grayer et al., Nucl. Phys. B75 (1974) 189.

[GMC88] General Motors Corporation, Manufacturing Automation Protocol — Version 3.0 (1988).

[GoI85] S. Godfrey, N. Isgur, Phys. Rev. D 32 (1985) 189.

[Gug92] B. Gugulski et al., Construction and Test of Drift Chambers for the New Jülich Accelerator COSY, KFA–IKP(I)–1992–3, Jülich (1992).

[HHS96] J. Haidenbauer, Ch. Hanhart, J. Speth, Acta Phys. Polon. B 27 (1996) 2893.

[Ham] Hamamatsu Photonics K. K., Electron Tube Division, 314–5, Shimokanzo, Toyooka–Village, Iwata–gun, Shizuoka–ken, 438.01, Japan

[Hoo77] W. Hoogland et al., Nucl. Phys. B126 (1977) 109.

[HMG94] C. J. Horowitz, H. O. Meyer, D. K. Griegel, Phys. Rev. C 49 (1994) 1337.

[IEE84] The Institute of Electrical and Electronics Engineers, IEEE Standard FASTBUS Modular High–Speed Data Acquisition and Control System, ANSI/IEEE Std 960–1986 (1984).

[ISO90] International Organization for Standardization, ISO9506 — Manufacturing Message Specification (1990).

[ISO93] International Organization for Standardization, ISO/IEC 26.11458 — VICbus (1993).

[Jaf77] R. L. Jaffe, Phys. Rev. D 15 (1977) 267.

[Jan95] G. Janssen, B. C. Pearce, K. Holinde, J. Speth, Phys. Rev. D 52 (1995) 2690.

[Joc92] M. Jochmann, S. Fuß, K. D. Müller, R. Reinartz, IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Oktober 1992, Conference Record, Vol. 1 (1992) 362.

[Kaz72] M. V. Kazarnovsky, V. B. Kopeliovich, Preprint N 420, A. F. Ioffe Institute of Physics and Technology, Leningrad (1972).

[Kil82] K. Kilian et al., Workshop on Physics at LEAR with Low Energy Cooled Antiprotons, Erice, May 1982, U. Gastaldi, R. Klapisch (eds.), Plenum Press, New York (1984) 677.

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

[KoI87] R. Kokoski, N. Isgur, Phys. Rev. D 35 (1987) 907.

[KRS97] O. Krehl, R. Rapp, J. Speth, Phys. Lett. 390B (1997) 23.

[Lan44] L. Landau, J. Phys. 8 (1944) 201.

[Lat47] C. M. G. Lattes, H. Muirhead, C. F. Powell, G. P. Occhialini, Nature 159 (1947) 694.

[LeC] LeCroy Corporation, Research Systems Division, 700 Chestnut Ridge Road, Chestnut Ridge, New York 10977, USA.

[LeR93] T.–S. H. Lee, D. O. Riska, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 2237.

[Leo87] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer (1987).

[Lis97] T. Lister (Dissertation), in Vorbereitung, Münster (1997).

[Loc89] W. Lockman, International Conference on Hadron Spectroscopy (HADRON 89), Ajaccio, September 1989, F. Binon, J. M. Frere, J. P. Peigneux (eds.), Editions Frontières (1989) 109.

[Loh90] D. Lohse, J. W. Durso, K. Holinde, J. Speth, Nucl. Phys. A516 (1990) 513.

[Mai94] R. Maier et al., 4th European Particle Accelerator Conference (EPAC 94), London, Juni 1994, V. Suller, Ch. Petit–Jean–Genaz (eds.), Vol. 1, World Scientific (1994) 165.

[Maj94] J. Majewski et al., Annual Report IKP–KFA 1993 (1994) 249.

[Mar90] P. Martinengo, CERN–Note (1990).

[Mey92] H. O. Meyer et al., Nucl. Phys. A539 (1992) 633.

[Mey93] H. O. Meyer, Physica Scripta 48 (1993) 54.

[Moa95] A. Moalem, E. Gedalin, L. Razdolskaya, Z. Shorer, Nucl. Phys. A589 (1995) 649.

[Mor92] D. Morgan, Nucl. Phys. A543 (1992) 632.

[MoP93] D. Morgan, M. R. Penningtion, Phys. Rev. D 48 (1993) 1185.

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

[Mos96] P. Moskal (1996).

[Mot] Motorola Microsystems, 3102 North 56th Street, Phoenix, Arizona 85018, USA.

[Mus88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger, Kern– und Elementarteilchenphysik, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim (1988).

[Oel88] W. Oelert et al., COSY Proposal No. 11, IKP–KFA (1988).

[Par92] C. F. Parkman, IEEE Trans. Nucl. Sci. 39(2) (1992) 77.

[Pau85] T. J. Paulus, IEEE Trans. Nucl. Sci. 32 (1985) 1242.

[PCI95] PCI Special Interest Group, PCI Local Bus Specification Revision 2.1, 2575 NE Kathryn Street 17, Hillsboro, Oregon, USA (1995).

[Pen94] M. R. Pennington, Meeting on Two–Photon Physics from DAΦNE to LEP 200 and Beyond, Paris, Februar 1994, F. Kapusta, J. J. Parisi (eds.), World Scientific (1994) 36.

[Roo90] M. Rook, Aufbau und Inbetriebnahme einer Dipolfeldmeßmaschine zur Streufeldvermessung von COSY–Dipolen, Jül–2407, Jülich (1990).

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

[Sal68] A. Salam, 8th Nobel Symposium, N. Svartholm (ed.), Almquist and Wiskell, Stockholm (1968).

[Sch96] G. Schepers, private Mitteilungen (1996).

[SeM97] U. Seddik, P. Moskal, Annual Report IKP/COSY 1996, Jül–3365, Jülich (1997) 44.

[SmL96] J. Smyrski, T. Lister (Spokesmen), COSY Proposal No. 46, IKP–KFA (1996).

[Smy97a] J. Smyrski, Annual Report IKP/COSY 1996, Jül–3365, Jülich (1997) 38.

[Smy97b] J. Smyrski, private Mitteilungen (1997).

[Sok91] M. Sokołowski et al., Workshop on Meson Production, Interaction and Decay, Krakau, Mai 1991, A. Magiera, W. Oelert, E. Grosse (eds.), World Scientific (1991) 211.

[Str92] STR330/VIC, Technical Manual, Dr. B. Struck, Tangstedt (Hamburg) (1992).

[Toe96] R. Tölle et al., Nucl. Instr. & Meth. B 113 (1996) 26.

[Tor96] N. Törnqvist, M. Roos, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 1575.

[Vav57] P. V. Vavilov, Sov. Phys. JETP 5 (1957) 749.

[Wal71] A. H. Walenta et al., Nucl. Instr. & Meth. 92 (1971) 373.

[Wat52] K. M. Watson, Phys. Rev. 88 (1952) 1163.

[Wat96] K. H. Watzlawik et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 43(1) (1996) 44.

[Wei67] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.

[WeI90] J. Weinstein, N. Isgur, Phys. Rev. D 41 (1990) 2236.

[Wil96] C. Wilkin, private Mitteilungen (1996).

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

[Wüs94] P. Wüstner (1994).

[Wüs97] P. Wüstner (Dissertation), in Vorbereitung, Jülich (1997).

[ZoB94] B. S. Zou, D. V. Bugg, Phys. Rev. D 50 (1994) 591.

[Zwe64] G. Zweig, CERN–Report TH–401, TH–412 (1964).

[Zwo94] K. Zwoll et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 41(1) (1994) 37.

Am Ende dieser Arbeit gilt mein besonderer Dank

Herrn Prof. Dr. K. Kilian für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich anzufertigen, sowie für wertvolle Einblicke über die Kinematik physikalischer Reaktionen und das Thema der Arbeit hinaus.

Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff für die Übernahme des Korreferates.

Herrn Prof. Dr. Walter Oelert für ein geduldiges und stets motivierendes Interesse am Fortgang dieser Arbeit sowie eine ausgezeichnete, persönliche Betreuung, die mir von großer Hilfe war und mir viele Möglichkeiten der Entwicklung erschlossen hat.

Herrn Prof. Dr. B. Schoch, Herrn Prof. Dr. R. Maschuw sowie Herrn Prof. Dr. F. Klein stellvertretend für die Unterstützung und zahlreiche Anregungen, die ich durch das Graduiertenkolleg "Die Erforschung subnuklearer Strukturen der Materie" erfahren habe.

Herrn Dr. Dieter Grzonka und Herrn Dr. Thomas Sefzick für viele praktische Hinweise und wichtige Antworten sowie Herrn Dr. Jan Balewski für seine unverzichtbare Arbeit zur Entwicklung und Pflege der Datenanalyse–Software.

Peter Wüstner für Diskussionen und Hilfen über größere und kleinere Entfernungen über Rechner hinweg und hinaus sowie Georg Schepers für seine unermüdlichen Verdienste um die Strahloptik und zahlreiche Gespräche zwischen Jülich, Münster und Albachten.

für ein hervorragendes Arbeitsklima und eine sehr gute Zusammenarbeit Stephen Bowes, Stephan Brauksiepe, Karl-Heinz Diart, Prof. Dr. Charles Goodman, Heinz Gutschmidt, Matthias Hofmann, Prof. Dr. L. Jarczyk, Michael Jochmann, Dr. Manfred Köhler, Dr. Adam Kozela, Andrzej Majewski, Jurek Misiak, Pawel Moskal, Usama Mostafa, Isabell Pellmann, Matthew Prior, Dr. Michael Rook, Sven Sewerin, Dr. Jurek Smyrski, Prof. Dr. A. Strzalkowski, Dorota Wyrwa und allen weiteren Mitgliedern der COSY–11 Kollaboration sowie Dr. Ralf Bröders, Dr. Martin Dahmen, Dr. Reiner Geyer, Dr. Christoph Nake, Volker Renken, Dr. Kirsten Sachs und Dr. Rüdiger Stratmann.

ebenso den Kollaborationsmitgliedern in Münster, Dr. Harald Dombrowski, Dr. Alfons Khoukaz, Thomas Lister, Christoph Quentmeier, Carsten Thomas sowie nicht zuletzt Herrn Prof. Dr. R. Santo, der meinen Weg nach Jülich lenkte.

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

Mardi Karnadi, Robert Nellen und Dr. Karl Heinz Watzlawik für vielfältige Unterstützung auf dem Gebiet der Datenverarbeitung sowie nicht zuletzt Dr. Michał Ziołkowski für die Einarbeitung in das Innenleben eines FASTBUS–Überrahmens.

meiner Freundin Anja Willenborg, die mein gesamtes Studium begleitet hat. Weitere Worte wären an dieser Stelle verfehlt.

Tabellarischer Lebenslauf

7. 3. 1967	geboren in Münster
1977 – 1986	Besuch des Ratsgymnasiums Münster
9. 6. 1986	Abitur; Gesamtnote 1.0
	Leistungskurse: Physik, Französisch
1.10. 1986 – 31.12. 1987	Ableistung des Grundwehrdienstes in Pinneberg, Aurich und Rheine
WS 1987/88 – WS 1993/94	Studium der Physik an der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster
23. 3. 1990	Vordiplom; Gesamtnote „sehr gut"
18.10. 1993	Diplomprüfung; Gesamtnote „sehr gut"
	Titel der Diplomarbeit: „Ein großflächiger Szintillationsdetektor mit Matrix–Auslese für Experimente an COSY", angefertigt am Institut für Kernphysik I des Forschungszentrums Jülich
seit 1. 1. 1994	Promotion an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn
	Mitglied des Graduiertenkollegs „ Die Erforschung subnuklearer Strukturen der Materie"