

Verfeinerung der Θ^+ -Analyse beim HERMES-Experiment

Improvement of the Θ^+ -Analysis at HERMES

Bachelor-Thesis

von Marian Stahl

II. Physikalisches Institut
Justus-Liebig-Universität Gießen

August 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	3
1.1	Das Quarkmodell	3
1.1.1	Baryonmultipletts	4
2	Status zur Forschung an Pentaquarkzuständen	6
2.1	Theoretische Beschreibung von Pentaquarkzuständen	6
2.1.1	Das MIT bag model	6
2.1.2	Gruppentheoretische Überlegungen zu exotischen Baryonen	6
2.1.3	Die chirale Struktur der QCD	7
2.1.4	Das chirale Quark-Soliton Modell	8
2.2	Experimentelle Befunde	9
2.2.1	Hinweise für und gegen Θ^+ -Zustände	9
3	Das HERMES Experiment	12
3.1	Aufbau	13
3.1.1	Der HERA Speicherring	13
3.1.2	Das HERMES Target	13
3.1.3	Das HERMES Spektrometer	14
3.2	Spurrekonstruktion	15
3.3	Teilchenidentifikation	16
4	Datenanalyse	19
4.1	Kinematik und Datenselektion	19
4.2	K_S^0 -Rekonstruktion	21
4.2.1	Vergleich der Spurrekonstruktions-Methoden	22
4.2.2	K_S^0 -Lebensdauer	23
4.3	Rekonstruktion bekannter Baryonresonanzen	25
4.3.1	$\Sigma^{*+}(1385)$ -Rekonstruktion	25
4.3.2	Ξ^- -Rekonstruktion	26
4.4	Θ -Rekonstruktion	28
4.4.1	Vergleich zwischen neuer und alter Analyse	30
4.4.2	Vergleich der PID-Methoden	33
4.4.3	Messungen am Wasserstofftarget	35
4.4.4	Karliner-Lipkin Schema	36
5	Zusammenfassung	38
6	Anhang	44

1 Einleitung und Motivation

Seit seiner Entstehung 1964 wird das Quarkmodell [1, 2] zur Beschreibung der stark wechselwirkenden Materie verwendet. Zahlreiche Experimente haben zudem die Existenz von Baryonen, die aus drei Quarks bestehen, und Mesonen die aus einem Quark- Antiquark-Paar aufgebaut sind, nachgewiesen. Da die Theorie die Quarkanzahl in Hadronen nicht beschränkt, sind Hadronen mit vier, fünf oder auch mehr Quarks a priori nicht verboten, sofern seine Gesamtwellenfunktion total antisymmetrisch unter Vertauschung zweier Quarks ist (siehe 1.1.1). Physiker suchten in der Folge zunächst vergeblich nach exotischen Quark- und Gluon-Strukturen die sich von den bekannten Baryonen und Mesonen unterscheiden. Der experimentelle Durchbruch ist - wie in 2.2 beschrieben - bis heute nicht gelungen. Aus aktuelleren theoretischen Modellen werden exotische Baryonen mit schmalen Resonanzen vorhergesagt. Die Entdeckung solcher Resonanzen würde die theoretischen Interpretationen sehr vereinfachen und Türen zu neuen Erkenntnissen aufstoßen.

1.1 Das Quarkmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik unterteilt die Konstituententeilchen hadronischer Zustände, die als Quarks bezeichnet werden, in drei Generationen, die mit der Masse ansteigen. Jede Generation besteht aus 2 Quarks, deren elektromagnetische Ladung $+\frac{2}{3} \cdot e$ oder $-\frac{1}{3} \cdot e$ beträgt. Es existieren also 6 verschiedene Quarks, die sich zudem in ihren Flavour-Quantenzahlen unterscheiden, welche Eigenzustände der starken Wechselwirkung¹ darstellen (siehe dazu Tabelle 1.1.1).

Generation	Name	Symbol	Ladung/e	Masse/MeV·c ⁻²	Flavour
1	down	<i>d</i>	$-\frac{1}{3}$	4.1 bis 5.8	$I_z = -\frac{1}{2}$
1	up	<i>u</i>	$+\frac{2}{3}$	1.7 bis 3.3	$I_z = +\frac{1}{2}$
2	strange	<i>s</i>	$-\frac{1}{3}$	101_{-21}^{+29}	$S = -1$
2	charm	<i>c</i>	$+\frac{2}{3}$	1270_{-90}^{+70}	$C = +1$
3	bottom	<i>b</i>	$-\frac{1}{3}$	4190_{-60}^{+180} ($\overline{\text{MS}}$ -Schema)	$B = -1$
3	top	<i>t</i>	$+\frac{2}{3}$	$172000 \pm 900 \pm 1300$	$T = +1$

Tabelle 1.1.1: Übersicht über die einzelnen Quarkzustände [3].

Eine weitere hadronische Quantenzahl wird als Farbladung bezeichnet und ist ein Freiheitsgrad der Quantenchromodynamik (QCD). Die Farbladung ist notwendig um das Pauli-Prinzip in Hadronen zu gewährleisten. Quarks können Flavourunabhängig die Farben Rot, Grün und Blau tragen, Antiquarks demnach die Farben Antirrot, Antigrün und Antiblau. Die Wechselwirkung, die die Quarks in Form der Hadronen zusammenhält, wird als starke Wechselwirkung bezeichnet. Ihr Austauschboson ist das Gluon, welches an die Farbladung der Quarks koppelt und sie verändert. Das Gluon trägt sowohl Farbe als auch Antifarbe und lässt sich nach den Regeln der Gruppentheorie als $3 \otimes 3$ Farbkombination zu zwei Multipletts zusammenfassen: einem Singulett und einem Oktett. Die Zustände des Oktetts bilden ein System von Basiszuständen, aus denen alle Farbzustände der Gluonen aufgebaut werden können, woraus wiederum resultiert, dass genau acht verschiedene Gluonen existieren.

¹In der elektroschwachen Wechselwirkung existieren flavourändernde Prozesse.

Überdies wurden keine farbgeladenen Hadronen beobachtet, was bedeutet, dass als freie Teilchen nur solche auftreten können, welche in der Gesamtfarbe „weiß“ sind. In Mesonen ist diese Bedingung, die als Confinement bezeichnet wird, durch Addition von Farbe und Antifarbe erfüllt. In (Anti-)Baryonen addieren sich die drei verschiedenen (Anti-)Farben zu „weiß“. Aufgrund des Confinements wird sofort klar, warum es z.B. keine Zusammensetzung $|qq\rangle$ oder $|qq\bar{q}\rangle$ als freie Teilchen geben kann.

1.1.1 Baryonmultiplets

Als einführende Beispiele sollen Baryonen, die aus den Quarksorten u, d und s aufgebaut sind, sowie den relativen Bahndrehimpuls $l = 0$ besitzen betrachtet werden. Da Quarks Fermionen sind, müssen sie als Bausteine eines Baryons dem Pauli-Prinzip genügen. Das heißt konkret, dass die Gesamtwellenfunktion des Baryons

$$\Psi_{\text{total}} = \xi_{\text{Ort}} \cdot \zeta_{\text{Flavour}} \cdot \chi_{\text{Spin}} \cdot \phi_{\text{Farbe}} \quad (1.1.1)$$

total antisymmetrisch unter der Vertauschung zweier beliebiger Quarks sein muss. Die Spins der Quarks $s = \frac{1}{2}$ können nach den Kopplungsregeln der Quantenmechanik zu einem Gesamtspin von $S = \frac{1}{2}$ oder $S = \frac{3}{2}$ koppeln, was im Fall von $l = 0$ zudem auch den Gesamtdrehimpuls J festlegt.

Für Baryonen mit $J^P = \frac{3}{2}^+$ lassen sich insgesamt 10 antisymmetrische Gesamtwellenfunktionen finden. In diesem Fall wird von einem Baryondekuplett gesprochen. Durch Anordnung der Baryonen in einer $I_z - S$ -Darstellung ergibt sich ein gleichschenkliges Dreieck (Abb. 1.1.1). Die Ecken dieses Dreiecks, bestehend aus den Quarkkombinationen uuu , ddd und sss , verdeutlichen warum die Farbladung der QCD notwendig ist. Denn die Spinwellenfunktion χ_{Spin} ist bei drei parallel ausgerichteten Spins symmetrisch unter Teilchenaustausch, ebenso wie die Flavourwellenfunktion ζ_{Flavour} bei den genannten Kombinationen und die Ortswellenfunktion ξ_{Ort} ist wegen $l = 0$ symmetrisch. Demzufolge muss die Farbwellenfunktion ϕ_{Farbe} total antisymmetrisch sein, was durch die Farbneutralität eines Baryons letztendlich gegeben ist.

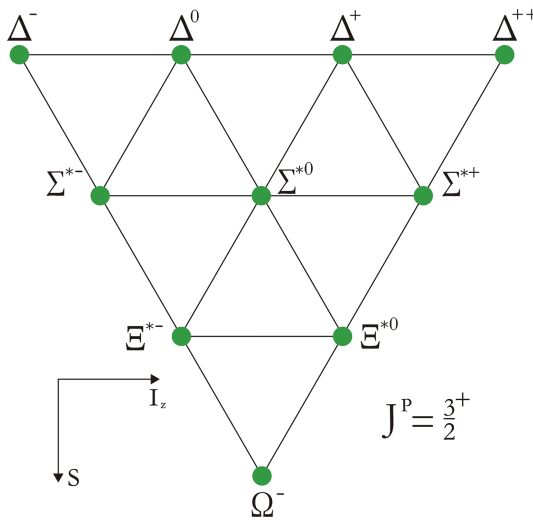


Abb. 1.1.1: Zustände des Baryondekupletts

Um die bekanntesten Baryonen, das Proton und das Neutron ebenfalls in ein Multiplett einzuordnen, müssen Baryonen mit Gesamtdrehimpuls $J = \frac{1}{2}$ betrachtet werden. Explizit für die Spineinstellungen ergeben sich also zwei parallele und ein dazu antiparallel ausgerichteter Spin. Dieser Spinzustand ist weder rein symmetrisch noch rein antisymmetrisch bezüglich Vertauschung zweier Spinvektoren. Da nun aber die Ortswellenfunktion symmetrisch und die Farbwellenfunktion total antisymmetrisch ist, muss die Spin-Flavour-Wellenfunktion rein symmetrisch werden. Aus diesem Grund fehlen die „Ecken“ des eben betrachteten Multipletts mit den Kombinationen uuu , ddd und sss .

Insgesamt lassen sich für Baryonen mit $J^P = \frac{1}{2}^+$ 8 antisymmetrische Gesamtwellenfunktionen finden, welche als Baryonoktett bezeichnet werden. Auffällig ist die von Λ^0 und Σ^0 doppelt besetzte „Mitte“ der $I_z - S$ -Darstellung des Oktetts (Abb. 1.1.2). Dies wird durch die Kopplung von Spin und Isospin der beteiligten u- und d-Quarks hervorgerufen, die wiederum ein Triplet und ein Singulett bilden. Bei der Kopplung zu 1 wird, abhängig von der räumlichen Einstellung des Vektors, von Σ^+ , Σ^- oder Σ^0 Teilchen gesprochen, bei der Kopplung zu 0 vom Λ^0 -Hyperon.

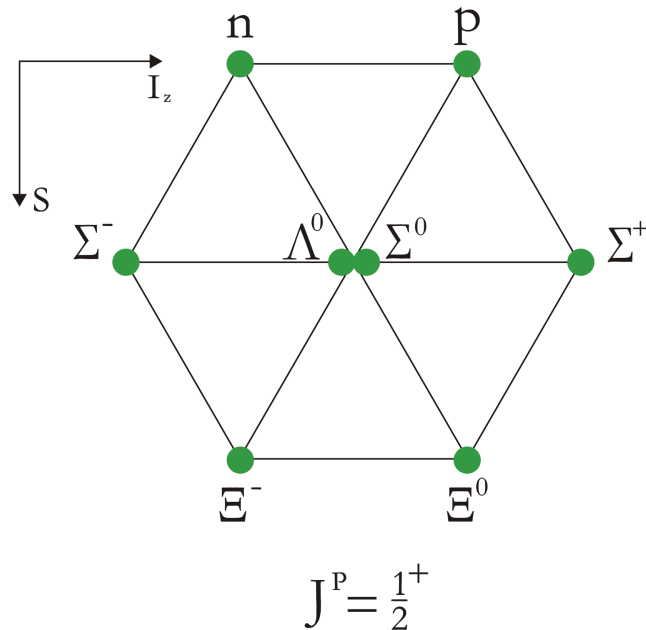


Abb. 1.1.2: Zustände des Baryonoktetts

2 Status zur Forschung an Pentaquarkzuständen

2.1 Theoretische Beschreibung von Pentaquarkzuständen

Zur theoretischen Beschreibung von Pentaquarkzuständen sind in der Vergangenheit hunderte, wenn nicht sogar tausende Publikationen erschienen. In diesem Unterkapitel kann daher nur die sprichwörtliche „Spitze des Eisberges“ behandelt werden.

Die Quantenchromodynamik verwehrt bei niedrigen Energien, so wie etwa den Energien eines hadronischen Bindungszustandes, störungstheoretische (perturbative) Rechnungen. Dies führte in der Vergangenheit zu verschiedenen phänomenologischen Ansätzen und bisher gescheiterten experimentellen Nachweisen. Ein anderer Ansatz wurde 1997 mit dem chiralen Quark-Soliton Modell gewählt, das die Existenz eines schmalen ($\Gamma \sim 15$ MeV) exotischen Baryons der Masse $M \sim 1530$ MeV vorhersagte [4].

2.1.1 Das MIT bag model

Im MIT bag model werden Quarks als nahezu masselos angesehen und sind zusammen mit Gluonen in einem *bag* (Beutel) konstanter Energiedichte eingeschlossen. Innerhalb des bags wechselwirken die Quarks untereinander nicht, was zum Konzept der asymptotischen Freiheit führt. Außerhalb des bags werden die Massen der Quarks unendlich groß, das Confinement ist durch diese Bedingung erfüllt [5, 6].

Die Parameter des MIT bag models wurden den Massen von N, Δ, Ω und ω angeglichen. Das Modell war so in der Lage die Masse leichter Hadronen, den Protonenradius und sogar Quarkverteilungen im Nukleon zu beschreiben. Durch Symmetriebedingungen waren die Grundzustände $q^2\bar{q}^2$ und $q^4\bar{q}$ Elemente eines Flavour-Nonetts. Aus dem Modell folgt aber auch, dass diese Zustände nicht exotisch sind und Quantenzahlen gewöhnlicher Mesonen oder Baryonen haben. Exotische Teilchen müssen demnach schwerer als eine $q\bar{q} + q\bar{q}$ bzw. $q^3 + q\bar{q}$ Konstellation sein; die leichtesten exotischen Baryonen sollten eine Masse von 1.7 bis 2.4 GeV haben [7]. Anhand des Modells wurde zunächst angenommen, dass exotische Baryonen breite Resonanzen bilden [8, 9].

2.1.2 Gruppentheoretische Überlegungen zu exotischen Baryonen

Analog zu Abschnitt 1.1.1 lassen sich exotische Baryonen in $SU(3)$ -Multipletts unterteilen. Aus der Kombination $3 \otimes 3 \otimes 3 \otimes 3 \otimes \bar{3}$ der exotischen Baryonen aus 3 Flavourzuständen ergeben sich Antidekupletts, 27-pletts und 35-pletts [10, 11, 12]. Abb. 2.1.1 zeigt das Antidekuplett exotischer Baryonen mit drei „realen“ exotischen Vertretern. Neben dem Θ^+ ($uudd\bar{s}$) werden die Zustände Ξ^{--} und Ξ^+ mit den Quarkkonfigurationen $ddss\bar{u}$ und $uuss\bar{d}$ und einer Masse von etwa 2070 MeV vorhergesagt. Neben diesen drei exotischen Teilchen wird das Antidekuplett von „cryptoexotischen“ Nukleonen-, Sigma und Xi-Zuständen gebildet. Die Interpretation dieser Zustände wird kontrovers diskutiert. So wurde zum Beispiel die $N(1710)$ -Resonanz zunächst als Nukleonzustand des Antidekupletts identifiziert, neuere Erkenntnisse stellen dies aber in Frage [13].

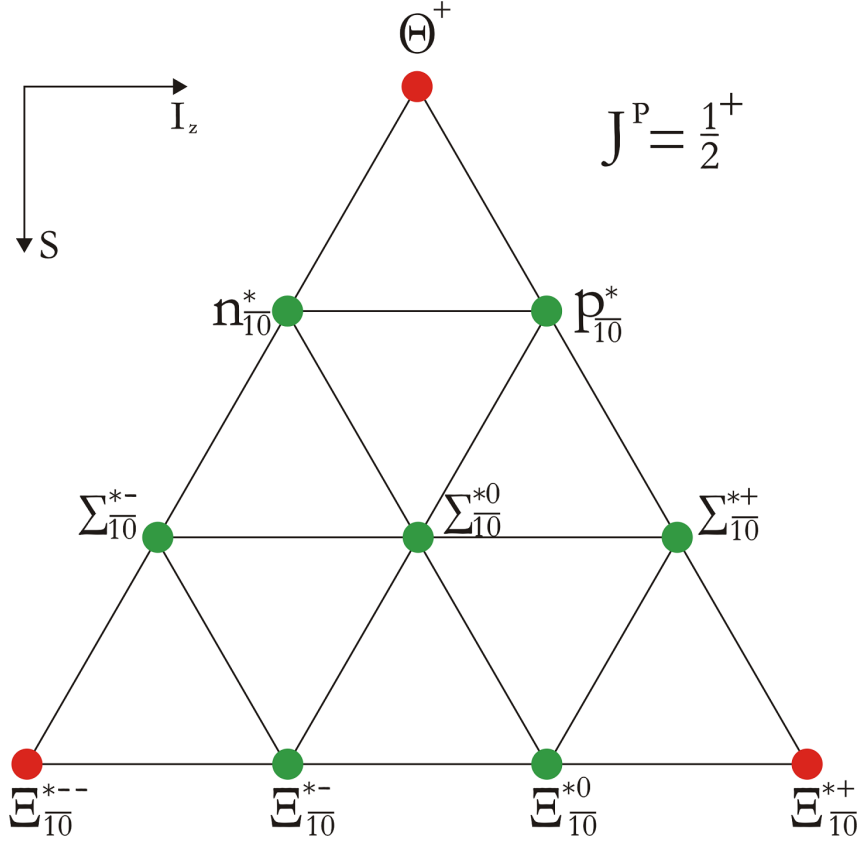


Abb. 2.1.1: Antidekuplett exotischer $J^P = \frac{1}{2}^+$ Baryonen. Rot gefärbte Punkte stellen rein exotische Teilchen dar.

2.1.3 Die chirale Struktur der QCD

Unter der Voraussetzung niedriger Energien bestimmt die chirale Struktur der QCD das Verhalten von Quarks und Hadronen [14]. Die QCD macht unter Betrachtung der Flavour u und d , die im Vergleich zum Nukleon als masselos angenommen werden, die Annahme der invarianten Lagrangedichte unter Transformation der chiralen $SU(2)_R \times SU(2)_L$ -Symmetrie¹. Das Noether-Theorem besagt nun, dass zu jeder kontinuierlichen Symmetrie der Lagrangefunktion ein erhaltener Strom existiert, was letztendlich zu einem Axialvektorstrom und einem Vektorstrom führt. Der Grundzustand eines hadronischen Systems hat prinzipiell die Möglichkeit die komplette Symmetrie der Lagrangefunktion zu teilen (Wigner-Weil) oder nicht (Nambu-Goldstone). Wäre der Grundzustand chiralsymmetrisch, würden Axialvektorstrom und Vektorstrom im Vakuum annihilieren. Aufgrund der verschiedenen Parität der Ströme müssten Teilchenspektren $SU(2)_R \times SU(2)_L$ -Multipletts sein, das heißt Hadronenspektren würden aus Teilchenpaaren unterschiedlicher Parität bestehen. Da solche Multipletts aber nicht in niederenergetischen Hadronenspektren beobachtet werden, resultiert eine spontane Symmetriebrechung in der $SU(2)_V$ -Gruppe².

¹Für masselose Fermionen hat die Dirac-Gleichung die Lösung positiver und negativer Chiralität. Daher werden links- und rechthändige Quarks eingeführt

² $SU(2)_R \times SU(2)_L \rightarrow SU(2)_V$, mit V für die Vektorladung

Der Grundzustand des hadronischen Systems ist folglich entartet. Nach dem Goldstone-Theorem [15] existieren für eine $SU(N)$ -Gruppe $N^2 - 1$ Goldstone-Bosonen. Im Falle der $SU(2)_V$ -Gruppe sind das die Pionen π^-, π^0, π^+ . Trotz allem sind Pionen nicht masselos, was sich durch den Masseterm in der Lagrangedichtefunktion erklären lässt.

Das chirale Quark-Kondensat spielt in der spontanen chiralen Symmetriebrechung eine entscheidende Rolle, da es zu einem Kondensat von Quark-Antiquark-Paaren führt, die das Vakuum bevölkern. Die Quarks der Mesonen und Baryonen koppeln letztendlich an dieses Kondensat und erhalten so eine impulsabhängige dynamische Masse.

Baryonen können also letztendlich durch drei Konstituentenquarks, die von einer Mesonenwolke umgeben sind, beschrieben werden. Die Wechselwirkungen zwischen den Konstituentenquarks und der Mesonenwolke definieren die Eigenschaften des Baryons.

2.1.4 Das chirale Quark-Soliton Modell

Skyrme verfolgte in den 1960'er Jahren den Ansatz, dass ein Baryon niedriger Energie als kugelsymmetrisches Soliton³ in einem Pionenfeld, das aus der spontanen chiralen Symmetriebrechung resultiert, beschrieben werden kann [16, 17].

Damit wird die Klassifikation von Baryonen in verschiedene Rotationszustände suggeriert. Es ergibt sich eine $(2J + 1)^2$ -fache Entartung in Spin und Isospin. Eine Erweiterung des Modells auf drei Quark-Flavour hat das in Abb. 1.1.2 gezeigte Oktett als niedrigsten Rotationszustand zur Folge. Der zweit-niedrigste Rotationszustand ist das Dekuplett aus Abb. 1.1.1. Der dritte Rotationszustand ist das Antidekuplett aus Abb. 2.1.1 mit Spin $\frac{1}{2}$. Die exotischen Zustände des Antidekupletts werden dabei als Bindungszustände von Baryon und Meson angesehen.

Das chirale Quark-Soliton Modell zeichnet sich durch die Präzision in der Vorhersage von Massen, Halbwertsbreiten und Verzweigungsverhältnissen aus [4]. Voraussetzung für die Berechnungen ist ein „Anker“-Teilchen, das Element desselben Multipletts ist und dessen Eigenschaften aus Experimenten bekannt sind. Wird die $N(1710)$ Resonanz als Anker verwendet, ergibt sich für die Masse des Θ^+ 1530 MeV und eine Halbwertsbreite von 15 MeV.

Weitere Ansätze zur Berechnung der Eigenschaften exotischer Baryonen wurden von Jaffe und Wilczek im Diquark Modell [18] und von Karliner und Lipkin im Diquark-Triquark Modell [19] verfolgt.

³Ein Soliton ist ein Wellenpaket, welches sich durch ein dispersives und zugleich nichtlineares Medium bewegt und sich ohne Änderung seiner Form ausbreitet.

2.2 Experimentelle Befunde

Angetrieben von den theoretischen Vorhersagen Diakonovs, Petrovs und Polyakovs [4], verdichteten sich seit 2003 die Hinweise aus groß angelegten Experimenten auf die Existenz eines exotischen Baryons mit einer Masse von etwa 1530 MeV. Eine solche Resonanz mit positiver Strangeness kann nur durch die Existenz eines exotischen Baryons erklärt werden. Mit diesen Ergebnissen wurde eine wahre Flut theoretischer Papers zur Bestimmung der Masse, Produktionsmechanismen, Quantenzahlen etc. ausgelöst. Die Meldungen über erste so genannte „null results“ bei höherer Statistik stoppte die Euphorie über die zuvor veröffentlichten positiven Ergebnisse.

Bis heute herrscht keine Klarheit über die Existenz exotischer Baryonen, zum einen da die Auswertung größerer Datenmengen, die über die Jahre gesammelt wurden, vielerorts nicht zur Bestätigung früherer Veröffentlichungen führten, zum anderen da reproduzierte Produktionsmechanismen nicht zu reproduzierbaren Ergebnissen führten.

Im Folgenden sollen nun die bereits reproduzierten Ergebnisse miteinander verglichen werden.¹

2.2.1 Hinweise für und gegen Θ^+ -Zustände

Zunächst sollen die Spektren der invarianten Massen der Θ^+ -Kandidaten verglichen werden. Ein Vergleich der Spektren in Abb. 2.2.1 zeigt eine ähnliche Signifikanz, jedoch unterschiedliche Werte der Masse und der Breite der Peaks (vgl. Abb. 2.2.2). Anhand dieser Tatsachen begannen Kritiker schon früh an der Aussagekraft der Spektren zu zweifeln. Aufgabe der Forschung an Pentaquarks wird es daher sein reproduzierbare Resonanzen mit hoher Signifikanz vorzuweisen.

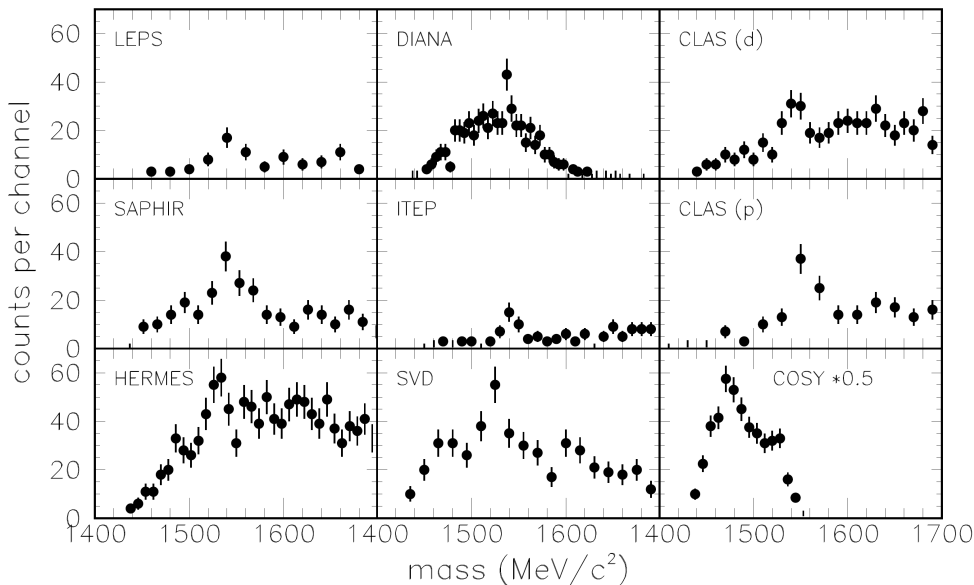


Abb. 2.2.1: Zusammengetragene Spektren der ersten positiven Publikationen [20]. Einige Ergebnisse konnten durch neuere Messungen mit größeren Datenmengen reproduziert werden, andere nicht. Eine Zusammenfassung findet sich in Tabelle 2.2.1.

¹Es wird kein Anspruch auf Vollständigkeit aller Θ^+ -Analysen gestellt

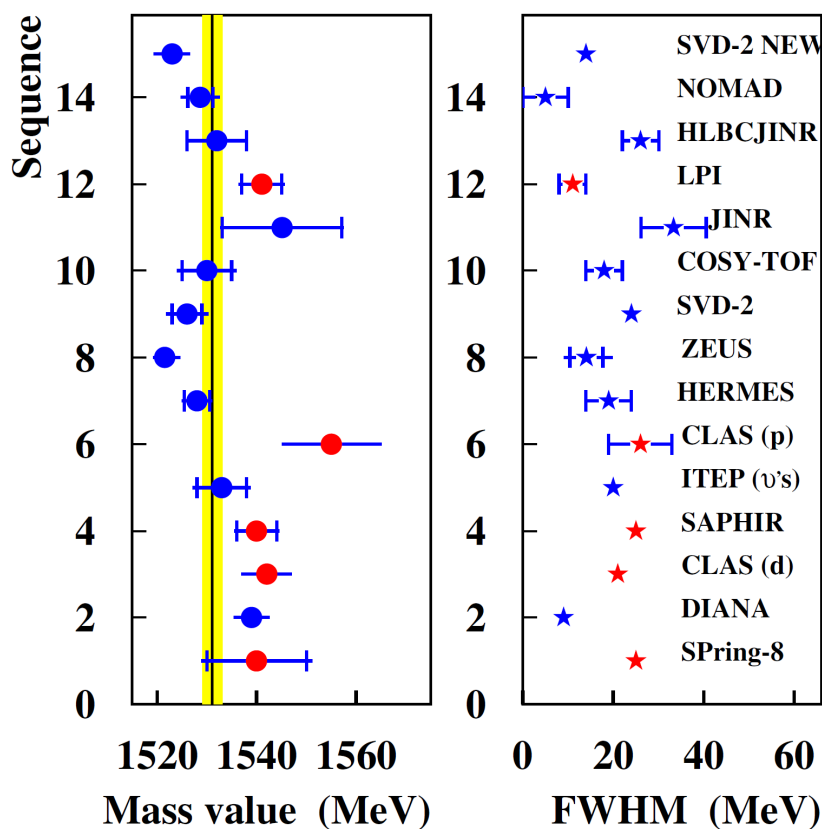


Abb. 2.2.2: Massen und Halbwertsbreiten verschiedener Publikationen für das Θ^+ (Stand Okt. 2005). Der gelb hinterlegte Bereich entspricht dem gewichteten Durchschnittswert (1531.1 ± 1.2) aller Daten. Die Werte der Halbwertsbreiten sind zumeist Obergrenzen und daher ohne Fehlerbalken dargestellt.

Die erste Beobachtung einer baryonischen Resonanz mit positiver Strangeness kam 2003 von der LEPS Kollaboration am SPring-8 in Japan [21]. Hier wurden Photonen mit einer Energie zwischen 1.5 und 2.4 GeV auf ein ^{12}C -Target geschossen und der K^+n - Kanal rekonstruiert. Die Messung wurde von LEPS mit etwa fünffacher Datenmenge wiederholt [30]. Dabei wurden die Ergebnisse bestätigt und statt 19 konnten 90 Ereignisse im Peak der Resonanz nachgewiesen werden.

Kurze Zeit nach der LEPS-Veröffentlichung publizierte auch die DIANA Kollaboration am ITEP in Russland eine mögliche Θ^+ Resonanz im Zerfallskanal K^0p [22]. Bemerkenswert ist die mit 9 MeV sehr schmale Halbwertsbreite. Mit einer ähnlichen Anordnung des Experiments am KEK in Japan wurden später keine Anzeichen auf eine Θ^+ Resonanz gefunden [31].

Die erste Gruppe, die ihre zunächst positiven Ergebnisse durch weitere Sammlung von Daten nicht reproduzieren konnte war die CLAS Kollaboration am Jefferson Lab in Virginia, USA [23, 32]. Mit der Reaktion $\gamma d \rightarrow K^+K^-pn$ konnte mit Hilfe des Protons und des K^- der Hintergrund des K^+n -Kanals reduziert werden. Im wesentlichen wurde bei der ersten Analyse der Untergrund unterschätzt, sodass anhand der neuen Ergebnisse eine Grenze des Wirkungsquerschnitts von 3 nb resultiert.

Ein weiteres positives Experiment in dem ein Photonenstrahl mit einer Energie von 0.87 bis 2.63 GeV verwendet wurde, veröffentlichte 2003 die SAPHIR Gruppe am ELSA-Experiment in Bonn [24]. In der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ K^0 n$ wurden die neutralen Kaonen über den Pionenzfallskanal identifiziert und das Massenspektrum von $K^+ n$ rekonstruiert. Mit demselben Reaktionsmechanismus detektierte die CLAS Kollaboration bei etwa 10-facher Datenmenge keine Θ^+ -Resonanz und fand als Obergrenze des Produktionswirkungsquerschnitts in diesem Experimentaufbau 1 nb [33].

Der Ansatz über Neutrino-Nukleon-Streuung lieferte 2003 durch die ITEP Gruppe ebenfalls ein positives Ergebnis [26], welches zunächst von der NOMAD Kollaboration am CERN gestützt [35], später aufgrund falscher Berechnungen des Untergrundes negiert wurde [34]. Im später ausführlich beschriebenen HERMES Experiment wurden in Positron-Deuterium Streuung 2004 Hinweise auf das Θ^+ gefunden [27]. In einem ähnlichen Experiment der Gruppe BABAR am SLAC in Kalifornien, USA, wurden Positronen auf ein Beryllium-Target geschossen und der Zerfallskanal pK^0 untersucht [36]. Trotz etwa 200-facher Datenmenge und guter $\Lambda^*(1520)$ -Rekonstruktion konnte kein Θ^+ -Signal gemessen werden.

Die bisher signifikantesten Ergebnisse lieferte die SVD Kollaboration 2004 und 2005 durch die Reaktion $pA \rightarrow pK^0 X$ mit einem 70 GeV Protonenstrahl [28, 37]. Nicht nur, dass das Ergebnis bei 3-4-fach höherer Datenmenge bestätigt werden konnte, sondern dass auch die Signifikanz verbessert wurde ist bemerkenswert.

Die COSY-TOF Kollaboration nutzte einen Protonenstrahl der auf ein flüssiges Wasserstoff-Target geschossen wurde und betrachtete die Reaktion $pp \rightarrow \Sigma^- K^0 p$. Nach der ersten Analyse 2004 wurde zunächst ein positives Ergebnis veröffentlicht [29], welches 2007 unter 4-8-facher Datenmenge revidiert werden musste [38]. In Tabelle 2.2.1 wurden die oben gegenübergestellten Experimente zusammengefasst. Die in der Spalte σ bzw. Resultat dargestellten Signifikanzen beziehen sich auf die Aussage der jeweiligen Gruppe und sind nicht einheitlich definiert. In einer Zusammenfassung von K.Hicks wird diese Problematik thematisiert.[39] Weiter ist anzumerken, dass es noch eine Vielzahl von Experimenten gab, in denen keine Hinweise auf die Existenz eines Baryons mit positiver Strangeness gab. An dieser Stelle sei auf das Literaturverzeichnis hingewiesen [40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 51]. Verweise auf weitere positive Ergebnisse: [25, 52, 53, 54]

Original Experiment			Wiederholte Messung			
Gruppe	Reaktion	σ	Gruppe	Reaktion	Statistik	Resultat
LEPS [21]	$\gamma C \rightarrow K^+ n K^- X$	~ 4	LEPS [30]	$\gamma n \rightarrow K^+ n K^-$	$\times 5$	$\sigma \sim 4-5$
DIANA [22]	$K^+ Xe \rightarrow K^0 p X$	~ 4	Belle [31]	$K^+ Si \rightarrow K^0 p X$	$\times 10$	$\Gamma_{\Theta^+} < 1 \text{ MeV}$
CLAS [23]	$\gamma d \rightarrow K^+ K^- p n$	~ 5	CLAS [32]	$\gamma d \rightarrow K^+ K^- p n$	$\times 6$	$\sigma_{\text{tot}} < 3 \text{ nb}$
SAPHIR [24]	$\gamma p \rightarrow K^+ K^0 n$	~ 5	CLAS [33]	$\gamma p \rightarrow K^+ K^0 n$	$\times 10$	$\sigma_{\text{tot}} < 1 \text{ nb}$
ITEP [26]	$\nu A \rightarrow p K^0 X$	$\sim 6-7$	NOMAD [34]	$\nu A \rightarrow p K^0 X$	$\times 12$	no Θ^+ seen
HERMES [27]	$e^+ d \rightarrow K^0 p X$	~ 4	BABAR [36]	$e^+ Be \rightarrow p K^0 X$	$\times 200$	no Θ^+ seen
SVD [28]	$pA \rightarrow p K^0 X$	$\sim 5-6$	SVD [37]	$pA \rightarrow p K^0 X$	$\times 3-4$	$\sigma \sim 7-9$
COSY [29]	$pp \rightarrow \Sigma^- K^0 p$	~ 5	COSY [38]	$pp \rightarrow \Sigma^- K^0 p$	$\times 4-8$	$\sigma_{\text{tot}} < 0.15 \mu\text{b}$

Tabelle 2.2.1: Vergleich von Experimenten die das Θ^+ -Baryon detektiert haben und Experimenten vergleichbarer kinematischer Bedingungen

3 Das HERMES Experiment

Das HERMES¹ Experiment wurde zur Studie der Quark-Gluon Spinstruktur durch Messung von Spin-Asymmetrien in den Wirkungsquerschnitten tiefinelastischer Streuung von longitudinal polarisierten Leptonen an leichten Kernen entworfen. Im Gegensatz zu anderen Experimenten, wo nur das gestreute Lepton detektiert wird, kann das HERMES Experiment sogenannte semi-inklusive tiefinelastische Streuung untersuchen, das heißt durch Fragmentation entstandene Hadronen messen und so die Hadronisierung nach der direkten Streuung am Quark studieren. Anhand der direkten Streuung am Quark lassen sich dessen Flavour und somit auch die Flavourabhängige Spin-Strukturfunktion berechnen. Neben genauester Spurrekonstruktion weist das HERMES Experiment eine ausgezeichnete Teilchenidentifikation (PID - Particle IDentification) auf, die beide für die Pentaquarkanalyse essentiell sind. Das Experiment befindet sich in einer der vier Experimenthallen am Lepton-Proton-Collider HERA² am Forschungszentrum DESY³ in Hamburg. HERMES nutzt nur den Leptonenstrahl von HERA, der aus Elektronen oder Positronen mit einer Energie von 27.6 GeV besteht.

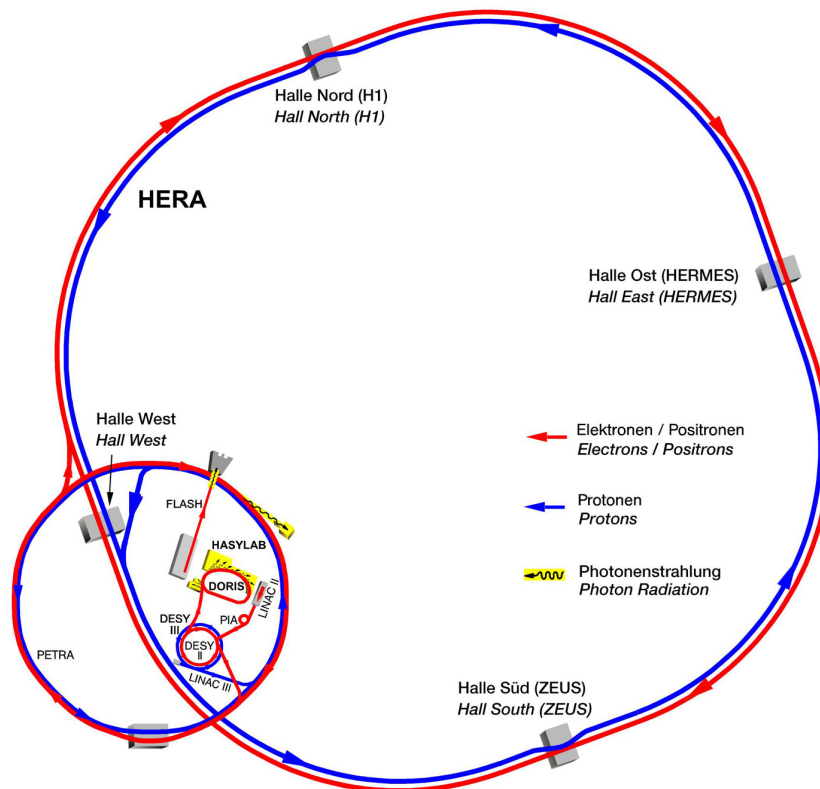


Abb. 3.0.1: Der 6.3 km lange HERA Speicherring mit den Vorbeschleunigern LINAC, DESY und PETRA. Die Leptonen (rot) werden auf 27.6 GeV beschleunigt, die Protonen auf 920 GeV. An zwei Interaktionspunkten H1 und ZEUS kollidieren Protonen- und Leptonenstrahl, HERA-B nutzte nur den Protonenstrahl und HERMES nur den Leptonenstrahl.

¹HERA Measurement of Spin

²Hadron-Elektron Ringanlage

³Deutsches Elektron Synchrotron

3.1 Aufbau

3.1.1 Der HERA Speicherring

Neben dem HERMES Experiment gab es an HERA ein weiteres fixed Target Experiment und zwei Collider-Experimente. In den Hallen Nord und Süd kollidierten Protonen- und Leptonenstrahl bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 300 GeV, wobei mit den Detektoren ZEUS und H1 tiefinelastische Streuung bei niedriger „Inelastizität“ x^1 untersucht wurde. HERA-B untersuchte mit Hilfe des 920 GeV Protonenstrahls und einer fixed Target Anordnung die CP-Verletzung im B-Mesonen-Zerfall.

Im Leptonen-Speicherring kreisen die Elektronen oder Positronen in so genannten Bunches mit 37 ps Länge und 96 ns Abstand. Maximal 220 Bunches können so gleichzeitig den Ring durchlaufen, allerdings wurden in der Praxis kaum mehr als 185 Bunches erreicht. Die Bunches wurden zunächst stufenweise vom PETRA-Vorbeschleuniger mit einer Energie von 12 GeV eingespeist und von HERA bei Erreichen eines Stahlstromes von etwa 45 mA auf 27.6 GeV beschleunigt. Mit einer Füllung konnte das Experiment über 10 Stunden betrieben werden, bis dann bei HERMES unpolarisiertes Gas höherer Dichte eingelassen wurde und der Strahl nach dann etwa einer Stunde gedumpt wurde.

Die Strahlpolarisation wurde durch den Sokolov-Ternov-Effekt umgesetzt, der durch eine Asymmetrie bei der Synchrotronabstrahlung hervorgerufen wird. Theoretisch sollten nach 37 Minuten das $(1 - e^{-1})$ -fache der maximal möglichen Polarisation von 92.4 % möglich sein, was ca. 58.4 % entspricht. In der Praxis wurde nach etwa 40 Minuten eine maximale Strahlpolarisation von ca. 55 % erreicht. Eine weitere Strahlpolarisation war aber wegen depolarisierenden Effekten wie etwa der Wechselwirkung mit dem Protonenstrahl nicht realisierbar. Um eine longitudinale Polarisation des Strahls zu erreichen wurden Spin Rotator-Paare [57] vor und nach den Experimenten HERMES, in 2001 auch ZEUS und H1 installiert.

3.1.2 Das HERMES Target

Da HERMES neben ZEUS und H1 den Leptonenstrahl nutzte und die Lebensdauer des Strahls nicht sonderlich stören sollte, wurde ein Speicherzellentarget installiert, dessen Dichte auf etwa 10^{14} bis $10^{15} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$ limitiert ist. Die Speicherzelle war eine elliptische Röhre mit offenen Enden, die das Gas in der Strahlregion einsperrt. Das polarisierte Targetgas (Wasserstoff oder Deuterium) wurde in einer Atomstrahlenquelle produziert, die Hyperfeinstrukturen des Gases trennen konnte und den Atomstrahl auf ca. 100 K kühlte.

Bei der Inbetriebnahme 1995 wurde longitudinal polarisiertes ^3He genutzt, welches 1996 durch ein longitudinal polarisiertes Wasserstoff-Target ersetzt wurde. In den Jahren 1998-2000 wurde dann longitudinal polarisiertes Deuterium eingesetzt ehe 2001 die Target Region modifiziert wurde um transversal polarisierten Wasserstoff zu verwenden. Nach 2005 wurde dann das transversal polarisierte Target-System abgebaut um in den Jahren 2006 und 2007 unpolarisierte Target-Gase zu verwenden. Da in diesen Jahren mit dem Rückstoßdetektor das Detektorsystem erweitert wurde, musste die Speicherzellenlänge von 40 auf 15 cm verkürzt werden.

¹ x steht für die Björken'sche SkalenvARIABLE

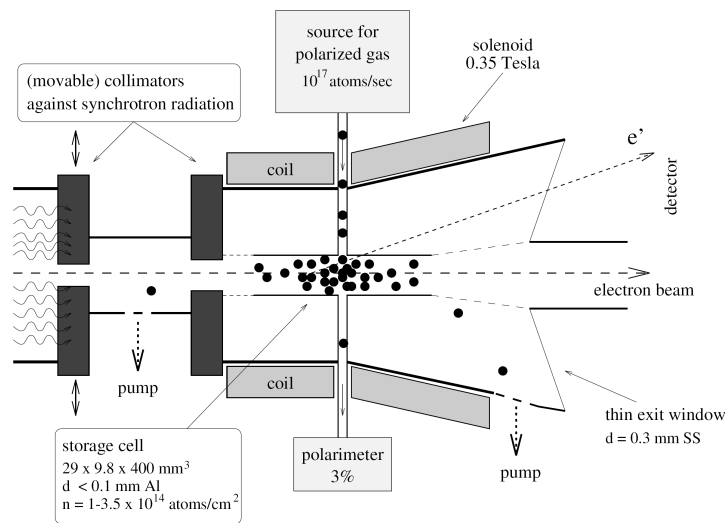


Abb. 3.1.1: Schematischer Aufbau der Speicherzelle. Turbo-Pumpen sorgen für ein gutes Vakuum trotz austretenden Gases.

3.1.3 Das HERMES Spektrometer

Das HERMES Spektrometer ist ein Vorwärtsspektrometer im typischen Aufbau, bestehend aus verschiedenen Detektoren zur Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation (vgl. Abb. 3.1.2). Die zentrale Komponente des Spektrometers ist ein Dipolmagnet mit einer Steifigkeit von 1.3 Tm. Eine massive Stahlplatte sorgt dabei für die Abschirmung des Strahlrohrs. Ein Siliziumdetektor direkt hinter der Target-Region wurde 2001 zur besseren Detektion des Λ -Hyperons installiert. Der Polar- (θ) und Azimutalwinkel (ϕ) der gestreuten Teilchen, sowie die Trajektorie zur späteren Bestimmung des Impulses wird vom vorderen Spurrekonstruktionssystem, bestehend aus den Driftkammern DVC und FC1/2, bestimmt. Die Impulsmessung wird von zwei weiteren Driftkammern (BC1/2 und BC3/4) hinter dem Magnet abgeschlossen. Zusätzlich befinden sich noch drei Proportionalkammern (MC1/3) zur Spurrekonstruktion bzw. zur Detektion langsamer Teilchen im Magnet.

Zur Teilchenidentifikation nutzt das HERMES Spektrometer ein Bleiglas-Kalorimeter, einen Pre-Shower Detektor (H2), der aus Blei mit der Dicke von 2 Strahlungslängen (~ 1.2 cm) und einem Plastikszintillator aufgebaut ist, einen Übergangsstrahlungsdetektor (TRD²) mit sechs identischen Modulen und einen Ring Imaging Cherenkov Detektor, der Pionen, Kaonen und Protonen identifiziert. Das Kalorimeter und der Pre-Shower-Detektor sind durch ein Hodoskop vor dem Übergangsstrahlungsdetektor getriggert. Ein zusätzliches Trigger-Hodoskop (H0) wurde 2000 vor die Driftkammer FC1 gebaut um den Untergrund der aus dem Protonenstrahl stammt zu reduzieren. Eine Kombination der Signale aller Teilchenidentifikationsdetektoren ergeben einen Hadronen-Ausschussfaktor von über 10^4 .

Anfang 2006 wurde ein Rückstoßdetektor installiert, der die Akzeptanz rückgestoßener Target-Protonen in tief virtueller Compton-Streuung gewährleistet. Gestreute Teilchen werden in horizontaler Richtung unter Winkeln von ± 170 mrad und in vertikaler Richtung zwischen $+(-)40$ mrad und $+(-)140$ mrad akzeptiert, da die Akzeptanz des Spektrometers bei kleinen Winkeln durch die abschirmende Eisenplatte beschränkt ist.

²Transition Radiation Detector

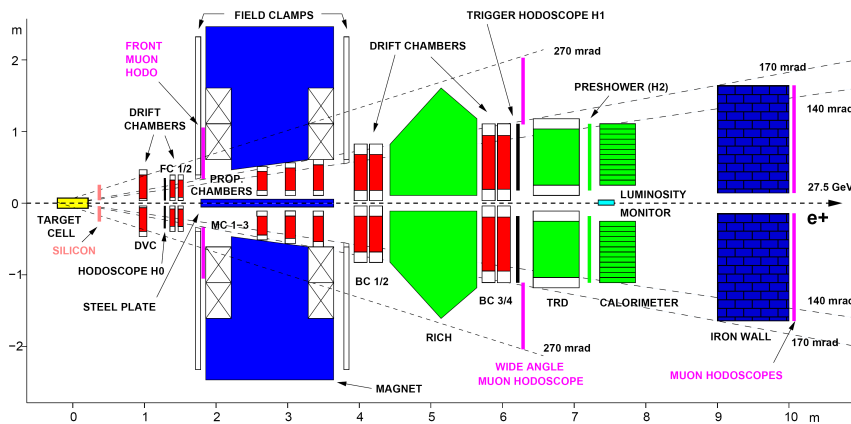


Abb. 3.1.2: Schematischer Aufbau des HERMES Spektrometers zwischen 2002 und 2005. Das Speicherzellentarget ist in gelb dargestellt, der Spektrometernagnet in blau, die Vertexdetektoren in rot, PID-Detektoren in grün und Myon-Detektoren in pink.

3.2 Spurrekonstruktion

Ziel der Spurrekonstruktion ist es, den Ereignisvertex in der Speicherzelle zurück zu verfolgen, sowie den Impuls und die Winkel der gestreuten Teilchen zu bestimmen. Bei HERMES wird dies mit einer Anordnung von Driftkammern (DVC, FC und BC) und Proportionalkammern (MC) realisiert.

Jede Driftzelle bestand aus abwechselnd angeordneten Kathoden- und Anodendrähten zwischen einem Paar von Kathodenfolien. An den Kathodendrähten lag eine negative Hochspannung an, während die Anodendrähte geerdet waren. Alle Driftkammern waren mit einer Gasmischung aus 90 % Ar, 5 % CO₂ und 5 % CF₄ gefüllt. Geladene Teilchen die durch die Kammer flogen, lösten eine Gasentladung aus, bei der sich freie Elektronen mit einer Geschwindigkeit von etwa $70 \frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}$ durch das elektrische Feld von $800 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ zur Anode bewegten. Die Ausmaße der Driftkammern machte die Nutzung horizontal gespannter Drähte unmöglich, sodass eine vertikale (X) und zwei um $\pm 30^\circ$ um die Vertikalachse gedrehte Drahtanordnungen (U und V) verwendet wurden. Die Schichten wurden zudem um eine halbe Zellengröße zur vorigen Zelle versetzt (X', U', V'), um die Frage zu klären, ob das Teilchen von rechts oder links an der Anode vorbeigeflogen ist. Die Driftkammern waren wie folgt angeordnet: DVC's und FC's als $XX'UU'VV'$, BC's als $UU'XX'VV'$.

Für die Datenauswertung müssen die Ereignisse in den Driftkammern digitalisiert werden. Aus diesen Daten können Trajektorien rekonstruiert werden und mit Hilfe des Spektrometernagnetes lässt sich auch auf Ladung und Impuls der Teilchen schließen. Der Hermes Reconstruction code (**HRC**) nutzte einen so genannten „Treesearch“ Mustererkennungsalgorithmus, der gerade Linien in einem Bild identifiziert und deshalb Spuren im Detektorsystem effizient auffindet [55]. Die geraden Spuren werden hier separat in den vorderen und hinteren Driftkammern rekonstruiert und anschließend mit den Proportionalkammern zu einer Trajektorie kombiniert.

Eine verbesserte Spurrekonstruktionsmethode (HERMES Tracking Code - **HTC**) wurde 2009 durch Erweiterung des HRC eingeführt [56]. Der Code verwendet parametrisierte Spuren des HRC und berücksichtigt dabei Ausrichtungsfehler von Detektoren, Strahlverläufe und magnetische Felder des Target-, Recoil- und Spektrometernagnetes.

3.3 Teilchenidentifikation

Das HERMES Teilchenidentifikationssystem besteht im wesentlichen aus vier Detektortypen: Plastiksintillatoren, einem Übergangsstrahlungsdetektor, einem elektromagnetischen Kalorimeter und einem Ring Imaging Cherenkov Detektor. Die Szintillatoren und das Kalorimeter dienen außerdem als Trigger, die Ereignisse für die Datennahme auswählen.

Szintillator Hodoskope (H0, H1 und H2)

Der Vorwärtstrigger H0 wurde zur Untergrundreduktion durch den gegenläufigen Protonenstrahl eingebaut. Er sendet bei rückwärts laufenden Teilchen einen dem üblichen Triggersignal verzögerten Puls.

Die Hodoskope H1 und H2 bestehen aus vertikal überlappend (2-3 mm) angeordneten 1 cm dicken und 9 cm breiten Szintillator-Paddel. Im passiven Radiator des Pre-Shower-Detektors H2, bestehend aus 1.2 cm dickem Blei, werden elektromagnetische Schauer ausgelöst. Die in den Szintillator-Paddel deponierte Energie erlaubt eine Unterscheidung zwischen Leptonen und Hadronen, da Elektronen und Positronen typischerweise ca. zehn mal mehr Energie als Hadronen deponieren.

Die Szintillatoren können außerdem zur Flugzeit-Teilchenidentifikation langsamer Hadronen verwendet werden [59]. Sie decken dabei einen Impulsbereich ab, in dem Teilchen vom RICH Detektor nicht erfasst werden können.

Das Bleiglas-Kalorimeter

Das Kalorimeter misst in erster Linie die Energie von Elektronen, Positronen und Photonen, gleichzeitig unterdrückt es aber Pionen um den Faktor 1000. Zusammengesetzt ist der Detektor in jeder Detektorhälfte aus einer 42×10 -Anordnung von $9 \times 9 \times 50 \text{ cm}^3$ großen Bleiglas-Kristallen, die jeweils an Sekundärelektronenvervielfacher (PMT's¹) gekoppelt sind. Die 50 cm Länge der Bleiglas-Kristalle entsprechen etwa 18 Strahlungslängen, sodass Elektronen und Positronen nahezu ihre gesamte Energie im Detektor verlieren.

Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRD)

Ziel des Übergangsstrahlungsdetektors ist die Trennung von Hadronen und Leptonen ab einer Energie von 5 GeV. Bei diesen Energien produzieren Elektronen und Positronen Übergangsstrahlung in Form von Röntgenquanten beim Durchdringen von Materialien unterschiedlicher dielektrischer Eigenschaften. Der HERMES TRD bestand aus sechs Modulen, die aus 6.35 cm dicken, porösen Polypropylenfaserfolien umgeben von einem 90 % Xe und 10 % CH₄ Gasmisch aufgebaut waren. Zu diesen Modulen zählte zur Detektion der Übergangsstrahlung und der Gasionisation eine Vieldraht-Proportionalkammer, besser bekannt als Multi-Wire Proportional Chamber (MWPC).

Der Ring Imaging Cherenkov (RICH) Detektor

Der HERMES RICH wurde zur Identifikation von Teilchen im Impulsbereich von 2-20 GeV entworfen. Das Prinzip welches dem Detektor zugrunde liegt ist die Emission von Čerenkov-Strahlung. Der Prozess findet statt, wenn Teilchen sich in einem Medium schneller bewegen als Licht in diesem Medium. Die Photonen, die bei der Čerenkov-Strahlung emittiert werden liegen in etwa im sichtbaren Bereich. Sie werden unter dem Winkel $\theta_C = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right)$ ausgestrahlt, wobei β die Geschwindigkeit des einlaufenden Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit ist und n den Brechungsindex des Mediums bezeichnet. Der Minimalimpuls den Teilchen benötigen um Čerenkov-Strahlung zu emittieren ist durch $p_{C,\min} = \frac{m}{\sqrt{n^2-1}}$ gegeben. Die Abhängigkeit von Impuls und Winkel ist in Abb. 3.3.1 dargestellt.

¹photo multiplier tubes

Um einen Impulsbereich von 2-20 GeV abzudecken wurde ein Dualradiator-RICH genutzt. Der erste Radiator bestand aus einer „Aerogel-Wand“, die aus vielen $11 \times 11 \times 1 \text{ cm}^3$ großen Platten zusammengesetzt war. Das Aerogel deckte mit einem Brechungsindex von 1.0303 den niedrigeren Impulsbereich ab. Der zweite Radiator war C_4F_{10} Gas mit einem Brechungsindex von 1.00137 und damit für den oberen Impulsbereich prädestiniert. Das Gas füllte den Raum des RICH Gehäuses zwischen der Aerogel-Wand und einem Hohlspiegel, der das Čerenkovlicht auf 1934 PMT's lenkte.

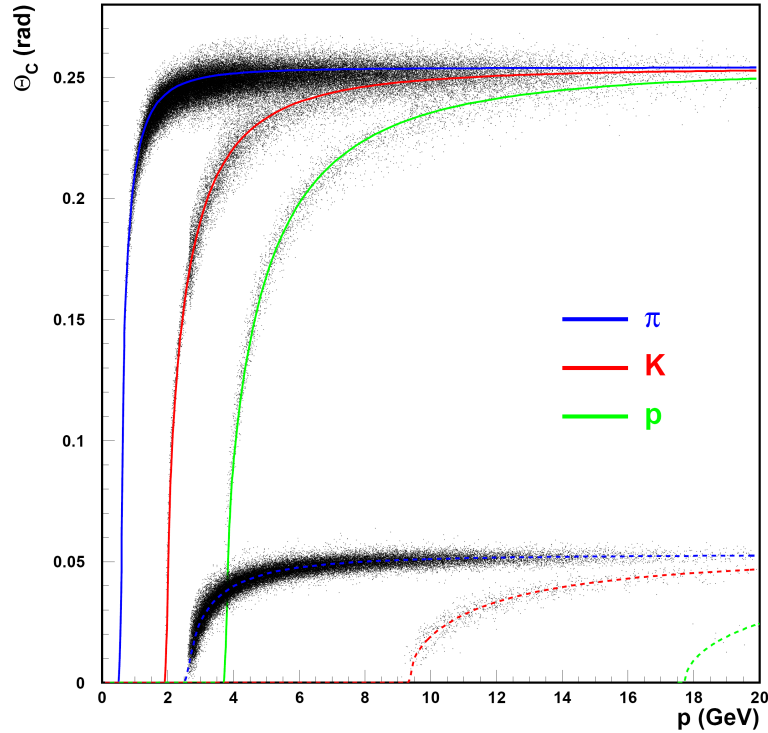


Abb. 3.3.1: Impulsabhängigkeit des Čerenkovwinkels von Pionen, Kaonen und Protonen für Aerogel (obere Kurven) und C_4F_{10} Gas (untere Kurven)

Datenproduktion

Die Teilchenidentifikation bei HERMES basiert auf dem Satz von Bayes aus der Wahrscheinlichkeitstheorie, der für zwei Ereignisse A und B besagt

$$P(A|B) = \frac{P(B|A) \cdot P(A)}{P(B)}. \quad (3.3.1)$$

$P(A|B)$ steht für die Wahrscheinlichkeit, dass Ereignis A unter der Bedingung B eintritt, $P(A)$ bezeichnet die A-priori-Wahrscheinlichkeit für das Ereignis A .

Für die Teilchenidentifikation (PID) ist die Wahrscheinlichkeit $P(T_{l(h)}|\mathcal{R}, p)$, dass die Spur einem Lepton (Hadron) zuzuschreiben ist, unter der Bedingung des Detektorsignals \mathcal{R} der PID-Detektoren und dem Impuls p der aus den Detektorsignalen der Spurrekonstruktionsdetektoren stammt. Das Einsetzen dieser Größen in das Bayes-Theorem (3.3.1) liefert

$$P(T_{l(h)}|\mathcal{R}, p) = \frac{P(\mathcal{R}|T_{l(h)}, p) \cdot P(T_{l(h)}|p)}{P(\mathcal{R}|p)}. \quad (3.3.2)$$

3.3 Teilchenidentifikation

Physikalisch interpretiert ist die Wahrscheinlichkeit $P(\mathcal{R}|p)$ dass jede Spur mit Impuls p eine Antwort \mathcal{R} des Detektors induziert die Summe der Wahrscheinlichkeiten, dass jeder Teilchentyp (Lepton oder Hadron) mit dem Impuls p eine Antwort \mathcal{R} hervorruft. Damit kann (3.3.2) zu

$$P(T_{l(h)}|\mathcal{R}, p) = \frac{P(\mathcal{R}|T_{l(h)}, p) \cdot P(T_{l(h)}|p)}{\sum_{i=l,h} P(\mathcal{R}|T_i, p) \cdot P(T_i|p)} \quad (3.3.3)$$

umgeschrieben werden. Die Größe $P(\mathcal{R}|T_{l(h)}, p)$ ist dabei nichts anderes als die Gesamtwahrscheinlichkeit beruhend auf allen PID Detektoren (d)

$$P(\mathcal{R}|T_{l(h)}, p) = \prod_d P_d(\mathcal{R}|T_{l(h)}, p) . \quad (3.3.4)$$

Diese so genannten „parent distributions“ $P_d(\mathcal{R}|T_{l(h)}, p)$ schreiben das Detektorsignal \mathcal{R} einem Lepton (Hadron) des Impulses p zu. $P(T_{l(h)}|p)$ sind die so genannten „flux factors“, die den Fluß von Leptonen (Hadronen) bei einem festen Impuls beschreiben.

Der PID -Wert einer Spur wird durch den logarithmierten Quotienten von Lepton- zu Hadron-Wahrscheinlichkeit definiert:

$$PID := \log_{10} \frac{P(T_l|\mathcal{R}, p)}{P(T_h|\mathcal{R}, p)} . \quad (3.3.5)$$

Wegen des Logarithmus ergeben sich einfache Definitionen für Leptonen ($PID > 0$) und Hadronen ($PID < 0$). Außerdem verschwindet das Produkt aus (3.3.4), sodass sich (3.3.5) zu

$$PID = \sum_d \underbrace{\log_{10} \frac{P_d(\mathcal{R}|T_l, p)}{P_d(\mathcal{R}|T_h, p)}}_{=: PID_{\text{Detektor}}} - \underbrace{\log_{10} \frac{P(T_l|p)}{P(T_h|p)}}_{=: \Phi} \quad (3.3.6)$$

umschreiben lässt und der „flux factor“ Φ definiert wurde.

Aus den Rohdaten wurden Φ und PID_{Detektor} entnommen und zur Weiterverwendung aufwendig in $PID2 := PID_{\text{preshower}} + PID_{\text{Kalorimeter}}$, $PID3 := PID_{\text{preshower}} + PID_{\text{Kalorimeter}} + PID_{\text{RICH}}$ und $PID5 := PID_{\text{TRD}}$ umgerechnet. Die erreichte Effizienz der Hadron-Lepton Identifizierung lag bei über 98 % mit einer Fehlerquote (Missidentifikation) von unter 1 %.

Zur Unterscheidung von Hadronen standen zunächst zwei Methoden zur Verfügung, welche die Signale des RICH Detektors verarbeiteten. Zum einen die Indirect Ray Tracing Methode (IRT) und die Direct Ray Tracing Methode (DRT). Beide Methoden wurden parallel verwendet, allerdings ist die IRT Methode die primäre Identifikationsmethode, während die DRT Methode als aufwendigere Methode nicht für alle Teilchenspuren zum Einsatz kam. Beide Methoden rekonstruieren den Čerenkov-Winkel aus den Signalen der RICH-PMT's mit aufwendigen Rechnungen, da die Lichtkegel als verzerrte Ellipsen detektiert wurden. Um aus dem berechneten Winkel ein Teilchen zu identifizieren wurde die Wahrscheinlichkeit berechnet, dass es sich um ein bestimmtes Teilchen handelt. Aus den Wahrscheinlichkeiten wird dann ein Qualitätsparameter rQp berechnet, der ein Maß für die Identifikationsgüte ist. Für die Datenanalyse wurden zwei weitere Identifikationsmethoden entwickelt, die Optimierungen der vorhandenen IRT- und DRT Methoden sind. Die „BEST“ Methode wählt grob gesagt für jede Spur das bessere Ergebnis aus IRT und DRT aus und verwendet dieses weiter. Die „EVT“ Methode ist auf dem DRT Algorithmus aufgebaut und betrachtet statt einzelner Spuren das ganze Ereignis. Die Detektorsignale werden dann mit der Ereignissimulation verglichen um so die Identifikationswahrscheinlichkeiten zu erhalten. Für mehr als fünf Spuren in einem Ereignis nutzt EVT die Ergebnisse von IRT. Bei nur einer Spur sind EVT und DRT identisch.

4 Datenanalyse

In diesem Kapitel soll zunächst die Zerfallskinetik des Θ^+ und die daraus resultierende Vorselektierung der Ereignisse aus der μDST^1 Datenbank betrachtet werden. Im nächsten Abschnitt wird die Rekonstruktion des Zerfallsproduktes K_S^0 betrachtet, welches wiederum zu 69.2 % in zwei unterschiedlich geladene Pionen zerfällt. Dabei sollen außerdem die beiden Spurrekonstruktions-Methoden HTC und HRC verglichen und die Lebensdauer des K_S^0 's bestimmt werden. Es folgt ein Einschub in dem die Baryonresonanzen $\Sigma^{*+}(1385)$ und $\Xi^-(1321)$ rekonstruiert werden, da diese eine ähnliche Zerfallskinetik wie das Θ^+ aufweisen und deren physikalische Eigenschaften weitestgehend bekannt sind. Der letzte Abschnitt des Kapitels ist der Θ -Rekonstruktion gewidmet. Dort werden die neuen Rekonstruktionsmethoden untereinander und mit denen der HERMES-Publikation [27] verglichen, sowie die Ergebnisse der Messungen an Wasserstoff aus den Jahren 2006 und 2007 vorgestellt und das Karliner-Lipkin Schema diskutiert.

Für die Auswertung der Daten wurde das am CERN entwickelte Programm „ROOT“ [60] inklusive der Erweiterung der Kollaboration BaBar, „RooFit“ [61] verwendet.

4.1 Kinematik und Datenselektion

Wie schon in Kapitel 3 beschrieben, werden Elektronen oder Positronen auf ein Deuterium- oder Wasserstofftarget geschossen. Für die Θ^+ -Analyse ist der Zerfall $\Theta^+ \rightarrow p + K_S^0$ zu betrachten. Im Spektrum der invarianten Masse von Proton und K-Short sollte also eine signifikante Resonanz zu erkennen sein. Um dieses Spektrum zu konstruieren wird in einer Schleife über alle Events die folgende Rechnung durchgeführt:

Aus den μDST Daten liegen die Informationen über den Impulsbetrag und die Winkel der Pionen und des Protons, sowie Vertexkoordinaten $V_{pK}, V_{K\pi}$ vor. Für die Energie des Kaons ergibt sich ($c := 1$)

$$E_{K_S^0} = \sqrt{|\vec{p}_{\pi^+}|^2 + m_{\pi^+}^2} + \sqrt{|\vec{p}_{\pi^-}|^2 + m_{\pi^-}^2} . \quad (4.1.1)$$

Um nun die invariante Masse des Kaons zu berechnen ist noch der Dreierimpuls zu berechnen. Dafür wird in der HRC-Methode mit gewöhnlichen Kugelkoordinaten gerechnet, während HTC auf 1 normierte Koordinaten verwendet. Dabei ist

$$S_x = \tan(\theta) \cos(\varphi) \quad \text{und} \quad S_y = \tan(\theta) \sin(\varphi) , \quad (4.1.2)$$

woraus sich für die Impulskomponenten des Kaons

$$p_{K_S^0,x} = \frac{|\vec{p}_{\pi^+}| \cdot S_{\pi^+,x}}{\underbrace{\sqrt{S_{\pi^+,x}^2 + S_{\pi^+,y}^2 + 1}}_{=:p_{\pi^+,x}}} + \frac{|\vec{p}_{\pi^-}| \cdot S_{\pi^-,x}}{\underbrace{\sqrt{S_{\pi^-,x}^2 + S_{\pi^-,y}^2 + 1}}_{=:p_{\pi^-,x}}} \quad (4.1.3)$$

$$p_{K_S^0,y} = \frac{|\vec{p}_{\pi^+}| \cdot S_{\pi^+,y}}{\underbrace{\sqrt{S_{\pi^+,x}^2 + S_{\pi^+,y}^2 + 1}}_{=:p_{\pi^+,y}}} + \frac{|\vec{p}_{\pi^-}| \cdot S_{\pi^-,y}}{\underbrace{\sqrt{S_{\pi^-,x}^2 + S_{\pi^-,y}^2 + 1}}_{=:p_{\pi^-,y}}} \quad (4.1.4)$$

$$p_{K_S^0,z} = \sqrt{|\vec{p}_{\pi^+}|^2 - p_{\pi^+,x}^2 - p_{\pi^+,y}^2} + \sqrt{|\vec{p}_{\pi^-}|^2 - p_{\pi^-,x}^2 - p_{\pi^-,y}^2} \quad (4.1.5)$$

ergeben.

¹micro Data Summary Tape

Die invariante Masse des Pionensystems ist nun durch

$$m_{K_S^0} = \sqrt{E_{K_S^0}^2 - |\vec{p}_{K_S^0}|^2} = \sqrt{E_{K_S^0}^2 - (p_{K_S^0,x}^2 + p_{K_S^0,y}^2 + p_{K_S^0,z}^2)} \quad (4.1.6)$$

gegeben. Die Rechnung für die invariante Masse des pK_S^0 -Systems ist analog zu der obigen, es ist nur eines der Pionen mit dem Proton und das andere mit dem Kaon zu tauschen.

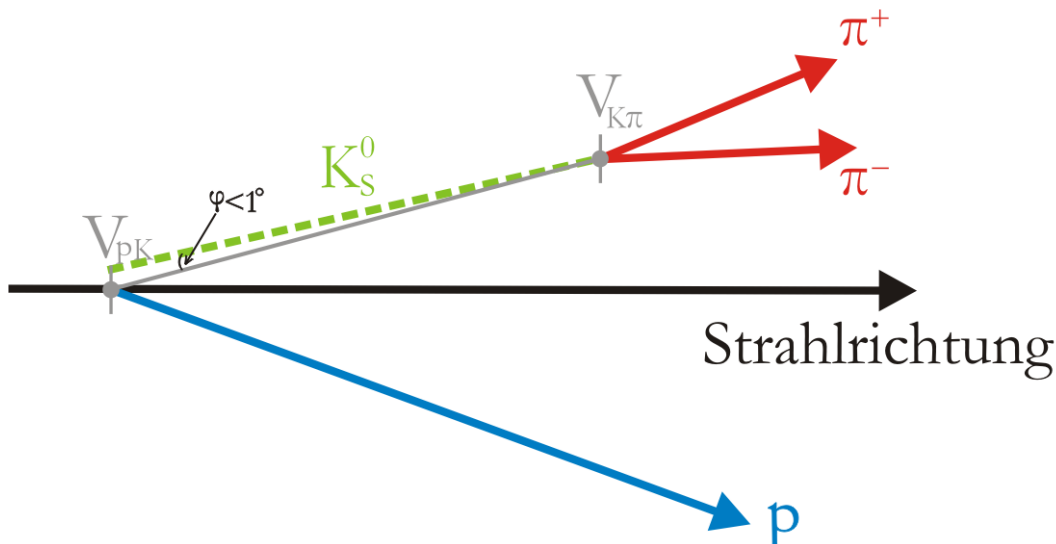


Abb. 4.1.1: Skizze des Θ^+ -Zerfalls. Die eingefärbten Linien stellen die Impulse der Teilchen dar. Die graue Linie ist die Verbindungsgerade zwischen den Vertices. Sie und der K_S^0 -Impuls unterliegen einer Koplanaritätsbedingung.

Bevor die Rechnungen in einem ROOT-Macro ausgeführt werden konnten, mussten aus den μ DST-Daten .root-Dateien mit den folgenden Selektionskriterien geschrieben werden:

- Die Run-Nummer musste im Run-Logbuch als analysierbar markiert sein.
- Ein Event musste mindestens drei hadronische Spuren haben, von denen mindestens eine Proton- und zwei Pionenspuren sein mussten.
- Der Burst durfte keine Probleme mit den PID-Detektoren aufweisen.

Die Run-Logbücher wurden bei der Datennahme vom Schichtpersonal geführt, die in den Listen u.a. das Targetgas, den Targetmodus (z.B. Gasdichte, Magneteinstellungen) und gegebenenfalls Kommentare eintrugen. Ein Run dauerte je nach Strahlstrom etwa 5 bis 10 Minuten und umfasste bei der Datenaufnahme eine Datenmenge von etwa 450 Megabyte. Ein Burst ist eine zehn sekundige Unterteilung des Runs. In einer Burstlist werden hexadezimale Zahlen, die Detektorinformationen enthalten zusammengefasst und ausgelesen. Der Hexadezimalcode ist charakteristisch für bestimmte Ereigniskombinationen, anhand derer sich z.B. Bursts mit PID-Problemen herausfiltern lassen.

4.2 K_S^0 -Rekonstruktion

Ziel dieses Abschnitts ist ein möglichst untergrundfreies, aber dennoch starkes K_S^0 -Signal zu rekonstruieren. Dabei wird zunächst auf die einschränkenden Bedingungen („Cuts“) an die Rekonstruktionsparameter eingegangen. In Abb. 4.2.1(a) ist die K_S^0 -Rekonstruktion ohne Cuts gezeigt. Es wurden dazu Daten aus den Jahren 1998 bis 2007 am Deuterium-Target mit der HTC-Spurrekonstruktions- und der BEST-PID-Methode verwendet. Ohne Cuts heißt in diesem Fall, dass die Rechnung aus Abschnitt 4.1 mit den vorgestellten Vorselektierungen durchgeführt wurde.

Abb. 4.2.1(b) zeigt, unter Verwendung derselben Daten, das Spektrum für Cuts die unmittelbar mit den beiden Pionen zusammenhängen. Die Bedeutung der Cuts ist in der zusammenfassenden Tabelle 4.2.1 erklärt.

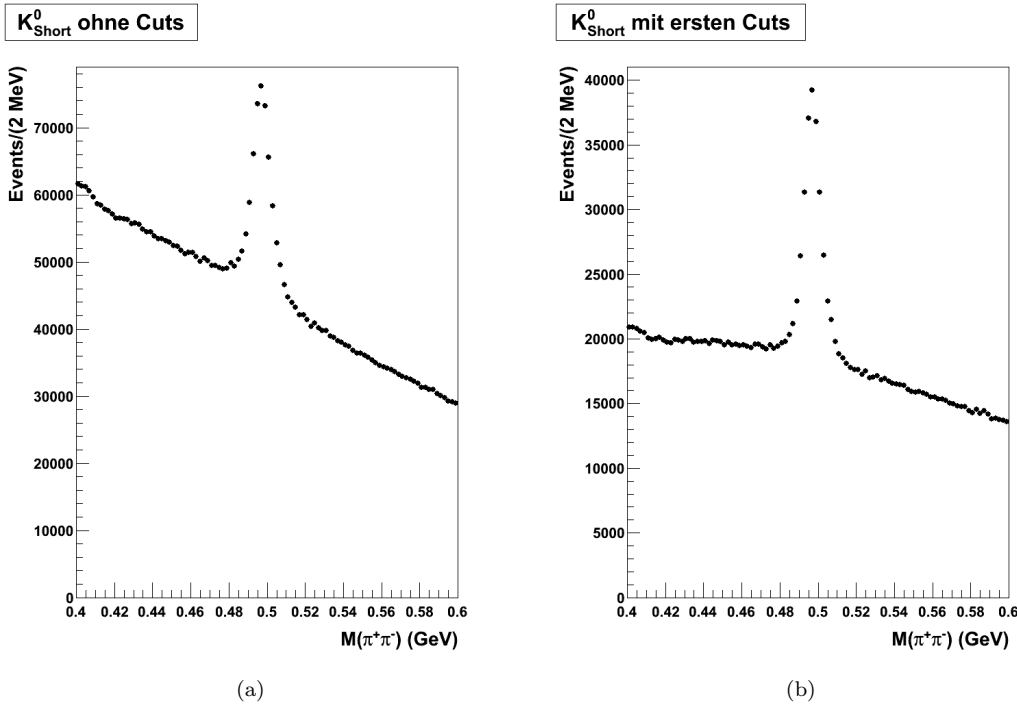


Abb. 4.2.1: Invariante Masse des $\pi^+\pi^-$ -Systems ohne und mit q_{π^\pm} , $\text{Prob}(V_{K\pi})$ - und RICH-Cut

Die Cuts aus Abb. 4.2.1(b) beinhalten, dass die Ladungsvorzeichen der Pionen entgegengesetzt sind (q_{π^\pm}), die Pionen einen gemeinsamen Vertex bilden ($\text{Prob}(V_{K\pi})$) und es sich nach den in 3.3 angesprochenen Identifikationsmethoden um Pionen handelt. In den μDST -Tabellen sind Integer-Werte für die Teilchenidentifikation hinterlegt, wobei 0 einem unidentifiziertes Teilchen entspricht ($rQp \equiv 0$) und den Zahlen 1 bis 5 Elektron, Myon, Pion, Kaon und Proton zugeordnet sind.

Eine deutliche Verringerung des Untergrundes lässt sich mit einem Koplanaritäts-Cut erreichen, der in Abb. 4.1.1 skizziert ist. Damit ist gewährleistet, dass der Impulsvektor des K_S^0 in den Grenzen von einem Grad mit der Richtung des Vertexabstandsvektors übereinstimmt. Für die weitere Analyse werden die Vertexposition $V_{pK,z}$ auf die Position der Speicherzelle begrenzt, die Impulsbeträge der Pionen und des Protons auf den Arbeitsbereich des RICH-Detektors beschränkt und, um Pionen aus dem Streueignis am Target auszuschlie-

4.2 K_S^0 -Rekonstruktion

Ben, für den Abstand der Vertices in Strahlrichtung nur einen Wert > 4 cm zugelassen. Die Begrenzung der Vertexposition auf die Speicherzelle schließt Sekundärereignisse aus. Da die Speicherzelle für das Rückstoßdetektor-Projekt verkürzt wurde, ist für Daten der Jahre 2006 und 2007 anstatt $-20 < V_{pK,z} < 20$ der Cut $2 < V_{pK,z} < 20$ angesetzt worden.

Cut	Bezeichnung	Zweck
$q_{\pi^\pm} < 0$	Ladung der Pionen	gegensätzliche Ladungen
$\text{Prob}(V_{pK}, V_{K\pi}) > 10^{-4}$	Wahrscheinlichkeitsparameter für Vertices	Das Proton stammt vom Strahl, beide Pionen bilden einen Vertex
$\text{RICH}_{\pi^\pm} = 3$	Hadron-PID	Das Teilchen wurde als Pion identifiziert
$\varphi < 1^\circ$	Koplanarität	Kaonimpuls parallel zum Vertexabstandsvektor
$-20(2) < V_{pK,z} < 20$	Vertexposition in Strahlrichtung	Wechselwirkungspunkt in der Speicherzelle
$4 < \vec{p}_p < 15,$ $1 < \vec{p}_{\pi^\pm} < 15$	Impulsbeträge des Protons und der Pionen	Der RICH-Detektor kann die Teilchen nur in diesem Bereich identifizieren
$V_{K\pi,z} - V_{pK,z} > 4$	Vertexabstand in Strahlrichtung	Pionen stammen nicht direkt aus dem Streuereignis im Target

Tabelle 4.2.1: Zusammenfassung der einzelnen Cuts

Abbildung 4.2.2 soll verdeutlichen, warum für die Cuts des Vertexabstandes in Strahlrichtung $V_{K\pi,z} - V_{pK,z} > 4$ und den Koplanaritäts-Cut $\varphi < 1^\circ$ diese Werte gewählt wurden.

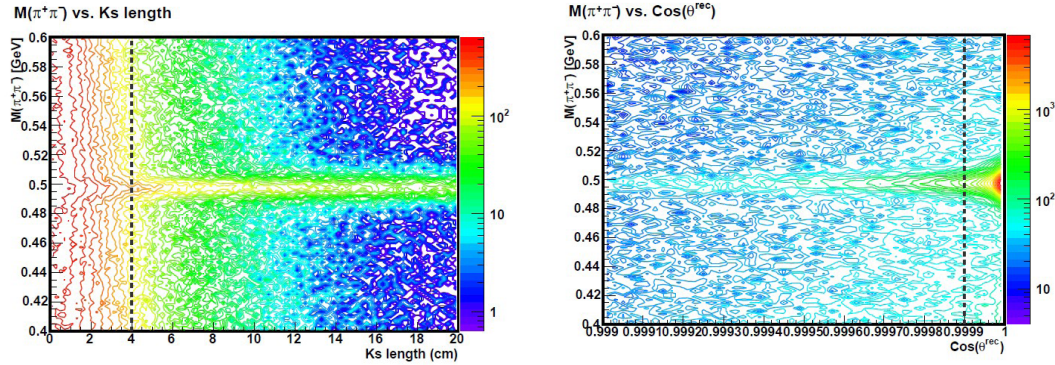


Abb. 4.2.2: Anzahl der K_S^0 -Ereignisse gegen ihre Masse und den Vertexabstand bzw. die Koplanarität aufgetragen. Hier ist der Cut $\cos(\varphi) < 0.9999$, statt dem Cut $\varphi < 1^\circ$ ($\equiv 0.99985$) dargestellt. Entnommen aus [62]

4.2.1 Vergleich der Spurrekonstruktions-Methoden

An dieser Stelle soll für die weitere Analyse entschieden werden, ob die HRC oder HTC Spurrekonstruktions-Methode verwendet werden soll. Da der HTC eine Verbesserung des

HRCs ist, der Ausrichtungsfehler von Detektoren, Strahlverläufe und magnetische Felder des Target-, Recoil- und Spektromentermagneten ausgleicht, ist zu erwarten, dass der HTC ein besseres K_S^0 Signal liefert.

Zum Vergleich der beiden Methoden werden die Standardabweichung und der Untergrund der $\pi^+\pi^-$ -Spektren untersucht. Dazu werden Daten der Jahre '98 bis '07 an Deuterium mit allen Cuts aus Tab. 4.2.1 verwendet. Bei dem in Abb. 4.2.3 gezeigten Fit handelt es sich um eine Gaußkurve für den Signalbereich und ein Polynom ersten Grades für den Untergrund. Da es sich bei dem Fit um einen sogenannten „binned fit“ handelt, also einem Fit der direkt an den Bins des Histogramms durchgeführt wurde, ist im Statistikfenster des Fits der Parameter χ^2/ndf zu finden. Der Ausdruck ist ein Maß für die Güte des Fits und wird wegen des Faktors $1/\text{ndf}$ als reduziertes χ^2 bezeichnet (χ_{red}^2). Mit ndf ist dabei die „number of degrees of freedom“ gemeint, also die Anzahl der Freiheitsgrade, die bei ROOT als Binanzahl mit Bininhalt $\neq 0$ minus der Anzahl der Fitparameter definiert ist. Als Faustregel gilt: je näher χ^2/ndf an 1 rückt umso besser ist die Fitfunktion dem Spektrum angepasst.

Der Ansatz der Gaußkurve erreicht für die unten abgebildeten Histogramme $\chi_{\text{red}}^2 = 7.28$ und $\chi_{\text{red}}^2 = 3.23$, da die Ränder und der Peak der Kurve nicht gut genug an das Histogramm angepasst werden konnten. Für den Zweck des Spurrekonstruktions-Vergleichs ist dieses Modell aber ausreichend, da sich anhand der schmalere Resonanz und des geringeren relativen Untergrundes des HTC-Spektrums erwartungsgemäß die HTC-Methode für die weitere Verwendung empfiehlt.

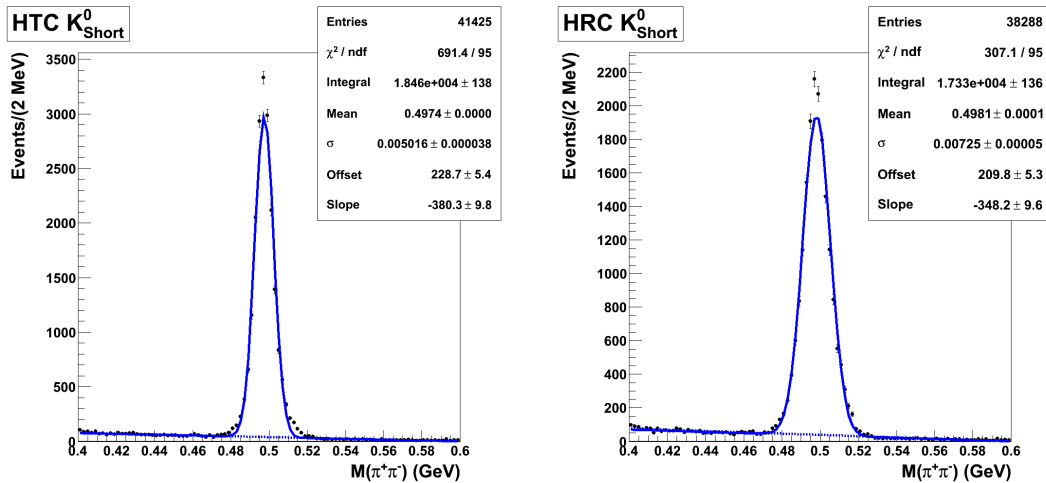


Abb. 4.2.3: Vergleich der mit der HTC- und HRC-Methode generierten Spektren

4.2.2 K_S^0 -Lebensdauer

Ein Nachweis der Güte des Experiments und der genommenen Daten soll über die Bestimmung der K_S^0 -Lebensdauer an den Targetgasen Deuterium und Wasserstoff gebracht werden. Dabei wurden für das Deuterium-Target die gesammelten Daten der Jahre '98-'07 verwendet und für Wasserstoff nur die Daten aus der Recoil-Periode ('06-'07), da die älteren Daten nur ohne Burstlist-Korrektur vorlagen (siehe 4.1). Die Cuts wurden der Problemstellung angeglichen, sodass $V_{K\pi,z} - V_{pK,z} > 4$ auf $V_{K\pi,z} - V_{pK,z} > 0$ gesetzt wurde. Für die Rechnung

4.2 K_S^0 -Rekonstruktion

wurde der Betrag des Vertexabstandes berechnet und durch $\beta \cdot \gamma$ geteilt:

$$ct = \frac{|\vec{V}_{K\pi} - \vec{V}_{pK}|}{\beta \cdot \gamma} = \frac{|\vec{V}_{K\pi} - \vec{V}_{pK}| \cdot m_{K_S^0}}{|\vec{p}_{K_S^0}|}. \quad (4.2.1)$$

Für die Plots wurden 19 Wertepaare aus ct und dem Integral der Resonanzen zwischen $ct = 0$ bis 8 cm genommen¹. Die ct -Werte sind variabel gehalten, da für kleine (< 1 cm) und große Werte (> 3 cm) die Einträge in den $\pi^+\pi^-$ -Spektren schrumpfen.

Die in Abb. 4.2.4 eingetragenen Werte für ct sind Mittelwerte aus Histogrammen, die ct für jedes Ereignis einzeln berechnet haben und die neben den üblichen Cuts die Bedingung $\langle m_{K_S^0} \rangle \pm 2\sigma$ erfüllen müssen. Beispielsweise ist der ct -Wert für $0 \text{ cm} < ct < 0.5 \text{ cm}$ 0.3 cm und nicht etwa 0.25 cm, da das ct -Histogramm in diesem Bereich positive Steigung hat und sich so die meisten Einträge oberhalb von 0.25 cm befinden, was den Mittelwert zu 0.3 cm verschiebt.

Die Einträge auf der N_{K^0} -Achse wurden aus den Integralwerten der Massenspektren-Fits des rekonstruierten K_S^0 gewonnen. Diese wurden dabei selbstverständlich auch auf die eben erwähnten ct -Bereiche eingeschränkt. Die Fehlerbalken ergeben sich aus den beim Fit angegebenen Fehler für das Integral. Das Resultat wurde mit einer Exponentialfunktion gefittet und ist in der nachfolgenden Abbildung zu sehen:

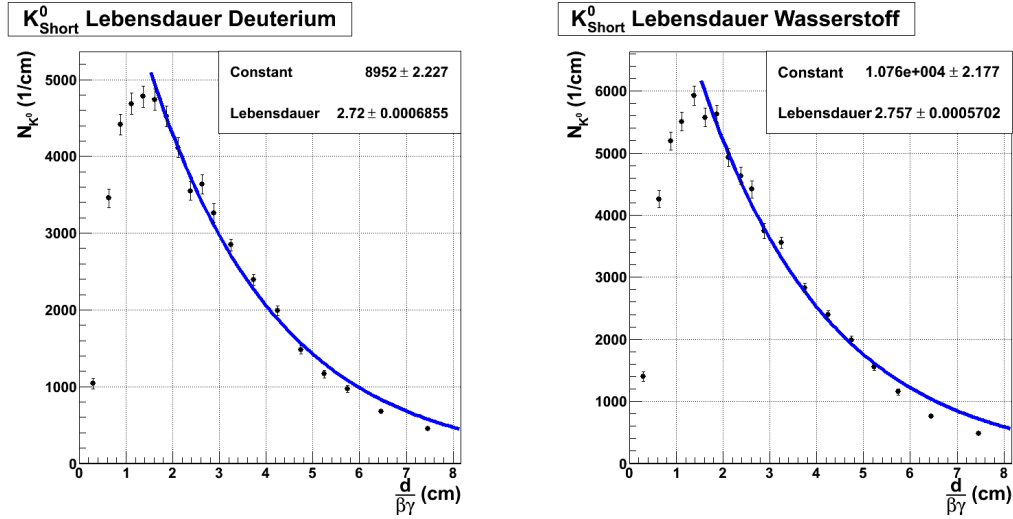


Abb. 4.2.4: Lebensdauerermessung des K_S^0 -Zerfalls an Deuterium und Wasserstoff

Die gemessenen Werte für die Lebensdauer verfehlen den PDG-Wert nur um 1.3 % an Deuterium und um 2.7 % an Wasserstoff.

$$c\tau_{\text{PDG}} = 2.6842 \text{ cm}$$

Der Anstieg bis etwa 1.25 cm ist der Akzeptanz des Detektors und den Cuts geschuldet. Ähnliche Phänomene wurden zum Beispiel auch in [63, 64] beobachtet, allerdings wurde bei diesen Analysen eine Akzeptanzfunktion ermittelt, dessen Ausarbeitung für diesen Zweck zu aufwendig gewesen wäre.

¹geplant waren 20 Wertepaare, allerdings lieferte das Spektrum für ct zwischen 8 und 10 cm zu wenig Einträge um einen Fit durchzuführen

4.3 Rekonstruktion bekannter Baryonresonanzen

Bei der Veröffentlichung von Spektren nicht nachgewiesener Teilchen müssen die verwendeten Cuts und die Art der Datenverarbeitung begründet werden. Die Begründung bei dieser Arbeit liefert die Rekonstruktion zweier Baryonen, deren Zerfallskinetik ähnlich der des Θ ist und deren Existenz von der PDG anerkannt ist.

4.3.1 $\Sigma^{*+}(1385)$ -Rekonstruktion

Das $\Sigma^{*+}(1385)$ ist eine angeregte Baryonresonanz mit $I(J^P) = 1(\frac{3}{2}^+)$ und gehört dem in Abschnitt 1.1.1 erwähnten Baryondekuplett an. Es zerfällt zu $87.0 \pm 1.5\%$ in den $\Lambda\pi^+$ -Kanal, wobei das Λ wiederum in ein Proton und ein π^- zerfällt. Seine Masse beträgt laut PDG 1382.8 ± 0.4 MeV, bei einer Halbwertsbreite von 35.8 ± 0.8 MeV.

Für die im folgenden beschriebene Rekonstruktion wurden wieder die gesamten Deuterium-Daten verwendet. Anhand der Spektren sollen auch die Hadronidentifikationsmethoden BEST, EVT und IRT verglichen werden (vgl. Abschnitt 3.3).

An die Σ -Resonanz wurden alle Bedingungen aus Tab. 4.2.1 unter kleinen teilchenspezifischen Änderungen gestellt. Die Änderungen sind an die Eigenschaften des Λ -Hyperons geknüpft und umfassen die Verlängerung des Vertexabstandes in Strahlrichtung und die Vernachlässigung der RICH-PID beim π^- . Der Vertexabstand wurde auf $V_{\Lambda p\pi^-,z} - V_{\pi^+\Lambda,z} > 13$ geändert. Dies entspricht einem dem Verhältnis der Lebensdauern von K_S^0 und Λ proportionalen Abstand. Die RICH-PID des π^- wurde vernachlässigt, da die Asymmetrie des Lambdazerfalls den alternativen Cut $|\vec{p}_p| > |\vec{p}_{\pi^-}|$ erlaubt. An das π^+ und das wurde bereits in der Vorselektierung die PID-Bedingung gestellt.

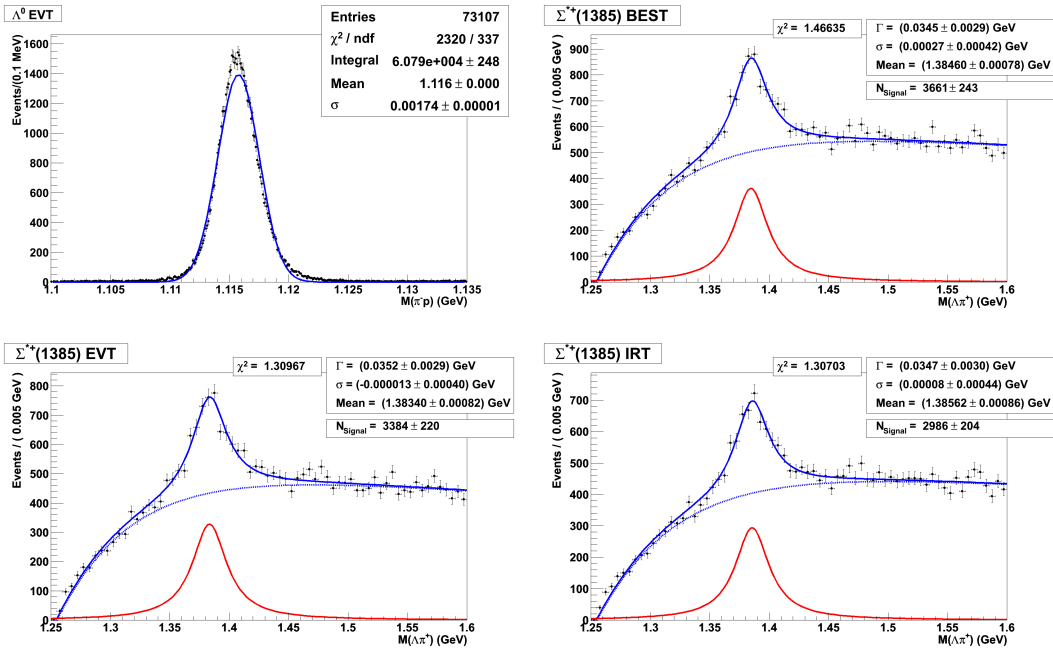


Abb. 4.3.1: Vergleich der PID-Methoden anhand der invarianten Masse des $\Lambda\pi^+$ -Systems. Das $p\pi^-$ -Spektrum wurde repräsentativ für alle PID-Methoden gewählt.

4.3 Rekonstruktion bekannter Baryonresonanzen

Für das $p\pi^-$ -Spektrum wurde ein deutliches, schmales Signal rekonstruiert, das hier mit einer Gaußfunktion gefittet wurde. Das Signal der $\Lambda\pi^+$ -Spektren hingegen wurden mit einer in RooFit vordefinierten Voigtfunktion gefittet. Die Voigtfunktion ist eine Faltung einer Gaußfunktion mit einer Breit-Wigner Kurve:

$$V(x; \langle x \rangle, \Gamma, \sigma) = \frac{1}{(x - \langle x \rangle)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} * \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (4.3.1)$$

Die Untergrundfunktion ist ebenfalls in RooFit vorprogrammiert und wird als „DstD0BG“ bezeichnet, da sie für D^0 -Physik geschrieben wurde.

$$D(x; x_0, a, c) = (1 + x - x_0)^a \left[1 - \exp \left(-\frac{x - x_0}{c} \right) \right] \Theta(x - x_0) \quad (4.3.2)$$

$\Theta(x - x_0)$ steht dabei für die Heaviside-Funktion, die für positive Werte und 0 den Funktionswert 1 hat, sonst 0.

RooFit benötigt bei diesen recht komplexen Anwendungen Parametereinschränkungen um den Peak und die Form des Untergrundes zu erkennen. Im Anhang befindet sich eine Tabelle 6.0.2, welche die Eingrenzungen der Fitparameter, nach Abbildung sortiert, enthält.

Ein negativer Wert für σ hat keine physikalische Relevanz, da er in der Voigtfunktion nur quadriert vorkommt. Für den übersichtlichen Vergleich der Hadronidentifikationsmethoden dient die nachfolgende Tabelle:

	BEST	EVT	IRT	PDG
Masse (MeV)	1384.6 ± 0.8	1383.4 ± 0.8	1385.6 ± 0.9	1382.8 ± 0.4
Γ (MeV)	34.5 ± 2.9	35.2 ± 2.9	34.7 ± 3.0	35.8 ± 0.8
N_{Signal}	3661 ± 243	3384 ± 220	2986 ± 204	-
χ_{red}^2	1.46635	1.30967	1.30703	-
Signifikanz (σ)	15.07	15.38	14.64	-

Tabelle 4.3.1: Übersicht über die Ergebnisse der PID-Methoden bei den $\Sigma^{*+}(1385)$ -Fits. Die jeweils besten Ergebnisse sind grün hervorgehoben, die schlechtesten rot.

Die EVT-Methode liefert also für Halbwertsbreite und Masse die besten Ergebnisse bei der $\Sigma^{*+}(1385)$ -Rekonstruktion. Die BEST-Methode weist einerseits das schlechteste χ_{red}^2 auf, was vermutlich an kleinen Abweichungen des Untergrundes im Vergleich zu den anderen beiden Methoden liegt (z.B. bei 1.305 oder 1.535 GeV), andererseits werden die meisten Signalereignisse mit dieser Methode erzielt. Die IRT-Methode erreicht in diesen beiden Punkten die genau umgekehrten Ergebnisse. Ein Vergleich der statistischen Signifikanz, die in einfachster Betrachtung durch $\frac{N_{\text{Signal}}}{\Delta N_{\text{Signal}}}$ gegeben ist, führt für alle drei Methoden zu ähnlichen Ergebnissen, die bei etwa 15 σ liegen.

4.3.2 Ξ^- -Rekonstruktion

Das Ξ^- Hyperon ist ein Vertreter des Oktetts mit $J^P = \frac{1}{2}^+$. Es hat einen Isospin von $\frac{1}{2}$, eine Lebensdauer von 1.639 ± 0.015 s ($c\tau \approx 4.9$ cm) und eine Masse von 1321.71 ± 0.07 MeV. Das Ξ^- zerfällt zu nahezu 100 % unter der schwachen Wechselwirkung in $\Lambda\pi^-$.

Für die Rekonstruktion stehen die Daten aus 1998 bis 2007 an Deuterium zur Verfügung. Von den Cuts aus Tabelle 4.2.1 wurden die beiden Wahrscheinlichkeitsparameter der Vertices $\text{Prob}(V_{\pi\Lambda}, V_{p\pi})$, die Koplanarität ($\varphi < 1^\circ$) und die Impulsbeträge des Protons und der Pionen ($4 < |\vec{p}_p| < 15$, $1 < |\vec{p}_{\pi^-}| < 15$) genutzt.

Da das Ξ^- im Gegensatz zu Σ ein relativ langlebiges Teilchen ist, wurde eine Vertexposition des $\Lambda\pi^-$ -Vertex bis zu 20 cm außerhalb der Speicherzelle zugelassen. Für ein Ξ^- mit einem Impuls von 5 GeV entsprechen diese 20 cm gerade der Lebensdauer. Außerdem musste darauf geachtet werden, dass ein π^- nicht doppelt verwendet wird. Dazu wurde $\pi_1 \neq \pi_2$ angesetzt. Abbildung 4.3.2 zeigt wieder ein repräsentatives $p\pi^-$ -Spektrum und die drei verschiedenen $\Lambda\pi^-$ -Spektren, die mit der D^0 Untergrundfunktion und einer Gaußfunktion gefittet wurden. Die Parameterbegrenzungen der Fits können im Anhang nachgeschlagen werden (Tabelle 6.0.2).

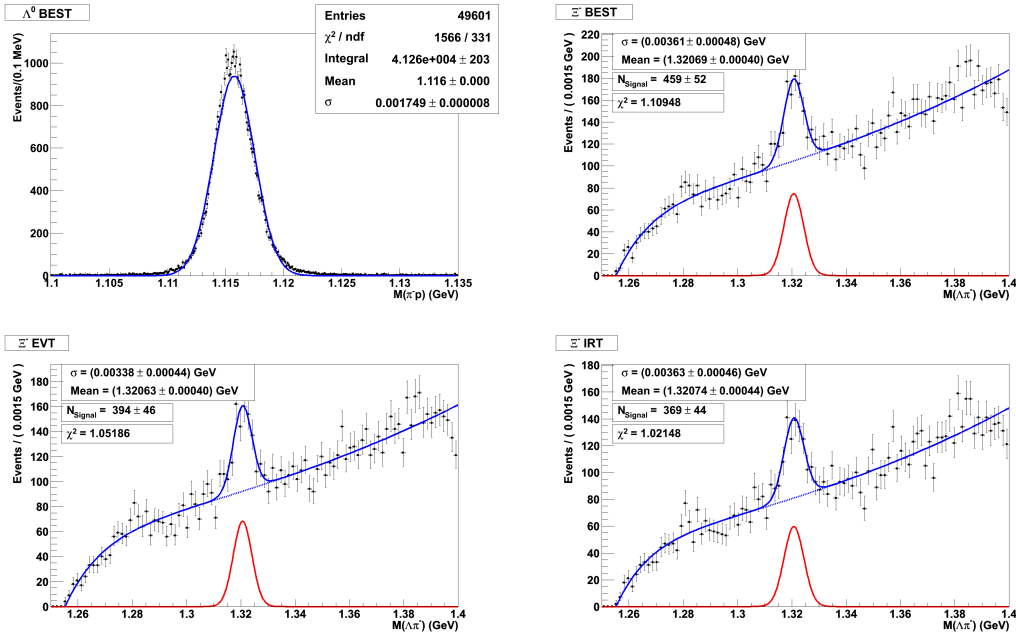


Abb. 4.3.2: Vergleich der PID-Methoden anhand der invarianten Masse des $\Lambda\pi^+$ -Systems. Das $p\pi^-$ -Spektrum wurde repräsentativ für alle PID-Methoden gewählt.

Die Ergebnisse der Fits sind in Tabelle 4.3.2 zusammengetragen und ähneln denen der $\Sigma^{*+}(1385)$ -Rekonstruktion. Während die EVT-Methode das schmalste Signal liefert, weist die BEST-Methode die höchste Anzahl an Signalereignissen und die beste Signifikanz auf.

	BEST	EVT	IRT
Masse (MeV)	1320.69 ± 0.40	1320.63 ± 0.40	1320.74 ± 0.44
σ (MeV)	3.61 ± 0.48	3.38 ± 0.44	3.63 ± 0.46
N_{Signal}	459 ± 52	394 ± 46	369 ± 44
χ^2_{red}	1.10948	1.05186	1.02148
Signifikanz (σ)	8.83	8.57	8.39

Tabelle 4.3.2: Übersicht über die Ergebnisse der PID-Methoden bei den Ξ^- -Fits. Die jeweils besten Ergebnisse sind grün hervorgehoben, die schlechtesten rot.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass es gelungen ist die $\Sigma^{*+}(1385)$ - und Ξ^- -Resonanz mit einer Signifikanz von etwa 15 bzw. 8.5 σ zu rekonstruieren. Dabei hat sich keine PID-Methode deutlich von den anderen abheben können, sodass bei der Θ -Analyse ein erneuter Vergleich stattfindet.

4.4 Θ -Rekonstruktion

Nach den vorbereitenden Analysen folgt in diesem Abschnitt der Kernpunkt dieser Arbeit, in dem zunächst die Spektren vorgestellt werden, die aus der gesamten Datenmenge an Deuterium rekonstruiert wurden. Anschließend folgt ein Vergleich der neuen Rekonstruktion, anhand von Daten die mit HTC und BEST generiert wurden, mit der Rekonstruktion der ursprünglichen HERMES-Publikation [27]. Da im vorherigen Abschnitt keine PID-Methode deutlich hervorstechen konnte, wird an dieser Stelle erneut ein Vergleich stattfinden. Bisher fanden einzig die an Deuterium gesammelten Daten Beachtung. Auf die Messungen am Wasserstofftarget während der Recoil-Periode ('06-'07) soll in 4.4.3 eingegangen werden. Zuletzt sollen Ergebnisse nach der Anwendung des Karliner-Lipkin Schemas präsentiert und dessen Verwendung diskutiert werden.

Zuerst sollen die Spektren der invarianten Massen des pK_S^0 -Systems¹ mit und ohne Cuts verglichen werden um die Missidentifikation einer Resonanz als Untergrundeffect auszuschließen. Zu den angesprochenen Cuts aus Tab. 4.2.1 wird für die Θ -Rekonstruktion eine zusätzliche Bedingung an die invariante Masse des $\pi^+\pi^-$ -Systems gestellt:

$$\langle M(\pi^+\pi^-) \rangle - 2\sigma < M(\pi^+\pi^-) < \langle M(\pi^+\pi^-) \rangle + 2\sigma. \quad (4.4.1)$$

Dabei steht σ für die Standardabweichung des Fits und $\langle M(\pi^+\pi^-) \rangle$ für den Mittelwert. Abbildung 4.4.1 zeigt die Auswirkungen der Cuts an den Deuterium-Daten der Recoil-Periode mit der IRT-Methode.

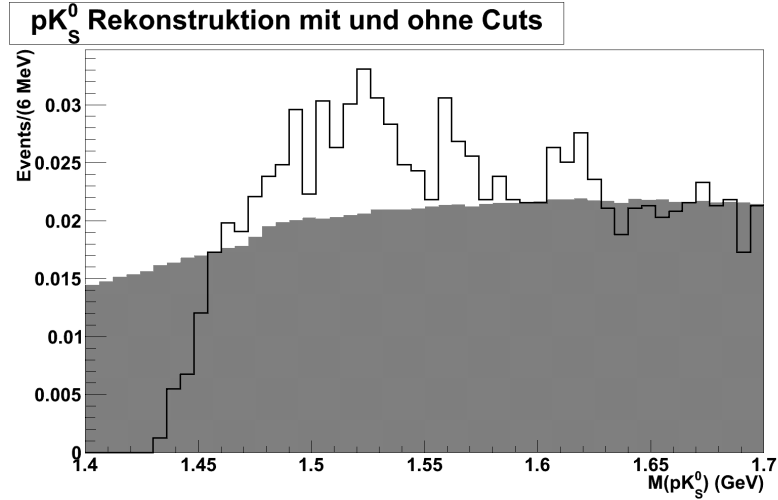


Abb. 4.4.1: Vergleich der Massenspektren mit (durchgezogene Linie) und ohne Cuts (grau hinterlegt); auf 1 normiert.

Der Plot zeigt deutlich, dass die Peaks keine Effekte des Untergrundes sind, da der Untergrund sein Maximum bei etwa 1640 MeV erreicht und auch im sonstigen Spektrum ab 1472 MeV keine bemerkenswerten Sprungstellen zu entdecken sind. Die Werte unterhalb von 1435.9 MeV ($m_p + m_{K_S^0}$) resultieren aus der Rekonstruktion von Pionen die nicht aus einem K_S^0 -Zerfall stammen und aus falsch identifizierten Protonen.

¹im Folgenden ist mit p immer auch \bar{p} gemeint. Um Verwechslungen auszuschließen wird für Protonen p^+ und für Antiprotonen \bar{p} verwendet

Ein ähnliches Ergebnis sollte auch durch den Vergleich eines reinen Untergrund-Fits mit einem Fit aus Signal plus Untergrund zu erzielen sein. Es ist also zu erwarten, dass sich die χ^2_{red} -Werte für die beiden Ansätze merklich ändern. Die Parametergrenzen der Fits befinden sich im Anhang, Tab. 6.0.2

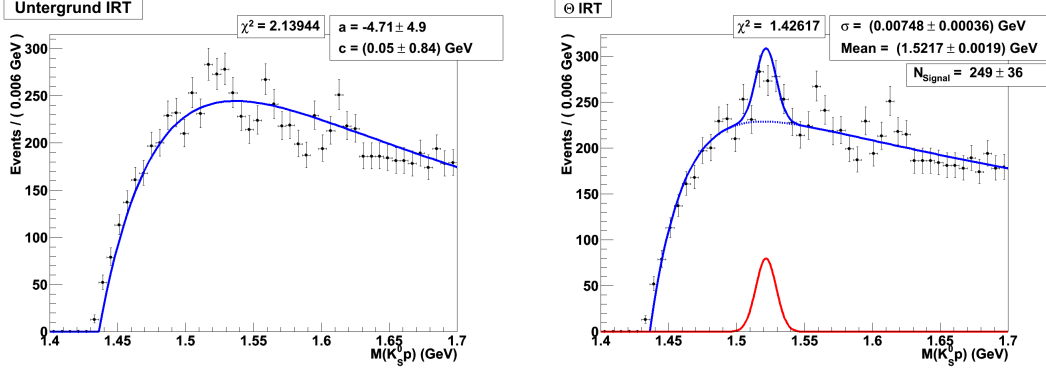


Abb. 4.4.2: Das $K_S^0 p$ -Spektrum als Untergrund- und als Resonanzfit plus Untergrund.

Durch den Fit der Resonanz ist deutlich zu erkennen, dass sich das Maximum der Untergrundfunktion nach links verschoben hat. Eine weitere Orientierungshilfe sind die nahezu linear verlaufenden Bins ab 1630 MeV. Daran ist zu erkennen, dass der Resonanzfit in diesem Bereich flacher verläuft und das Histogramm besser approximiert wird. Nebenbei wurden die ersten relevanten Ergebnisse für die Masse und die Halbwertsbreite der Θ -Resonanz erzielt. Diese sind bei 249 ± 36 Signalereignissen:

$$m_{\Theta} = (1521.7 \pm 1.9 \text{ (stat.)}) \text{ MeV} \quad \text{und} \quad \Gamma_{\Theta} \stackrel{[65]}{=} 2\sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma = (17.61 \pm 0.85 \text{ (stat.)}) \text{ MeV}$$

Zur weiteren Verbesserung der Untergrundannäherung sollen die Resonanzen $\Sigma(1560)$ und $\Sigma(1620)$ gefittet werden, da in diesen Bereichen resonante Strukturen zu erkennen sind.

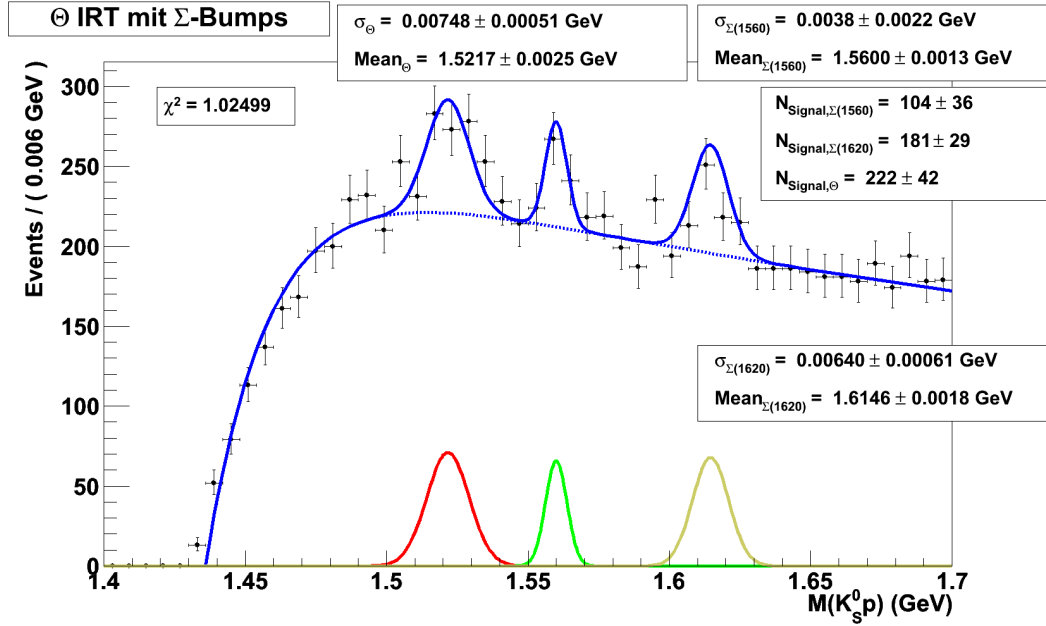
Bei $\Sigma(1560)$ und $\Sigma(1620)$ handelt es sich um angeregte Σ -Zustände, die aufgrund unzureichender statistischer Signifikanz ungern als Resonanzen sondern vielmehr als „Bumps“ bezeichnet werden. Beide Bumps haben von der PDG ein „two-star“-Rating erhalten². Die Massen, Halbwertsbreiten und Verzweungsverhältnisse der Bumps sind aufgrund weniger Messungen nicht genau bekannt.

Es wurde eine erneute deutliche Verbesserung des χ^2_{red} Wertes erzielt und auch die eben beschriebene Verschiebung des Maximums der Untergrundfunktion nach links sowie die Annäherung an die Werte ab 1630 MeV ist zu erkennen. Für den Fit wurden die Θ -Werte für Masse und σ auf die Werte aus Abb. 4.4.2 festgesetzt (vgl. Tab. 6.0.2). Neben einer Abnahme der Anzahl an Ereignissen der Θ -Resonanz durch die Änderung der Untergrundfunktion wurden für die Massen und Halbwertsbreiten der Σ -Bumps folgende Werte gefunden:

$$\begin{aligned} m_{\Sigma(1560)} &= (1560.0 \pm 1.3 \text{ (stat.)}) \text{ MeV}, & \Gamma_{\Sigma(1560)} &= (8.95 \pm 5.18 \text{ (stat.)}) \text{ MeV} \\ m_{\Sigma(1620)} &= (1614.6 \pm 1.8 \text{ (stat.)}) \text{ MeV}, & \Gamma_{\Sigma(1620)} &= (15.07 \pm 1.44 \text{ (stat.)}) \text{ MeV} . \end{aligned}$$

Diese Werte sind mit denen der PDG vereinbar, die Messungen mit $1553 \leq m_{\Sigma(1560)} \leq 1572$, $15 \leq \Gamma_{\Sigma(1560)} \leq 79$, $1600 \leq m_{\Sigma(1620)} \leq 1633$ und $10 \leq \Gamma_{\Sigma(1620)} \leq 87$ zitiert.

²In dem Rating-System der PDG werden Teilchen in Kategorien von 0 bis 4 Sternen eingeteilt. Je höher die Anzahl der Sterne, desto mehr Teilcheneigenschaften sind bekannt

Abb. 4.4.3: Verfeinerung der Untergrundannäherung durch Addition zweier Σ -Bumps

4.4.1 Vergleich zwischen neuer und alter Analyse

Ein Großteil der Analysearbeit nimmt das so genannte „cross-checking“ ein. Damit ist in diesem Fall die Überprüfung jedes einzelnen Ereignisses¹ im pK_S^0 -Spektrum durch unabhängig voneinander generierte Daten gemeint. Im folgenden soll der cross-check zwischen neuen Daten und den Daten der Publikation [27] durchgeführt werden. Diese Datensätze unterliegen zuvor selbstverständlich auch einem HERMES-internen cross-check, dieser ist aber ein Routineprocedere und liefert keine neuen Erkenntnisse.

Die Daten der Publikation stammten aus den Jahren 1998-2000 und wurden mit den neu generierten BEST-Daten ('98-'00) verglichen. Durch die Anwendung von HTC gegenüber HRC ist eine genaue Übereinstimmung der Spektren auszuschließen. Abb. 4.4.4(a) zeigt das publizierte und das aktuelle Ergebnis.

Neben der sofort ins Auge fallenden gestiegenen Anzahl der Gesamteinträge von 1467 auf 2922 ist eine Verschiebung des Hauptpeaks nach links zu beobachten. Darüber hinaus verläuft der Anstieg im Bereich von 1430 bis 1508 MeV steiler und fällt hin zu höheren Energien deutlicher ab.

Die beschriebenen Phänomene sind zum einen der bereits erwähnten Änderung der Tracking-Methode geschuldet, andererseits spielt die Änderung des rQp -Cuts eine entscheidende Rolle. Dieser wurde von $rQp > 1.5$ auf $rQp > 0$ - was in der neuen Analyse bereits in der Vorselektion gefordert wird - gesenkt. Anhand dieses Cuts, der eine starke Forderung an die Protonqualität stellt lässt sich die Anzahl der Gesamteinträge und die Änderung der Untergrundform erklären. In Abbildung 4.4.4(b) ist die Änderung des Untergrundes zweier gleicher Datensätze bei verschiedenem rQp -Cut im Vergleich zum Untergrund der Publikation dargestellt.

¹jedes Ereignis hat eine eigene Nummer

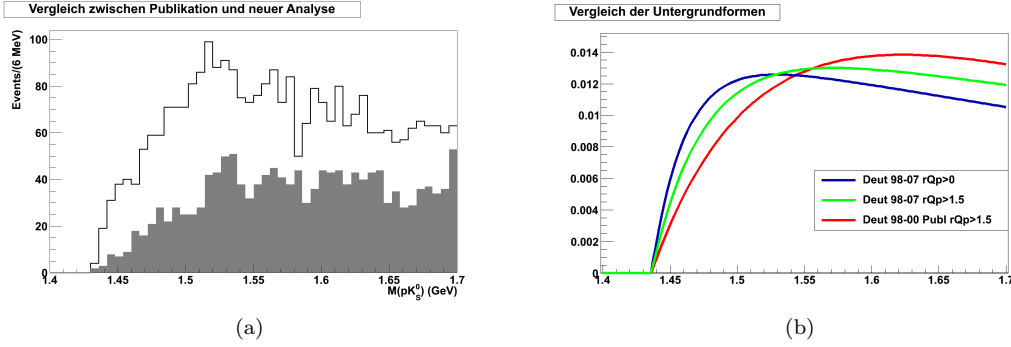


Abb. 4.4.4: (a) Direkter Vergleich der invarianten Masse des pK_S^0 -Systems der Publikation (grau hinterlegt) und der neuen Analyse (durchgezogene Linie)
 (b) Untergrundformen für verschiedene rQp -Cuts

Die Verschiebung des Untergrundes und die Anzahl der gefundenen Ereignisse kann mit Hilfe des rQp -Cuts erklärt werden. Allerdings bleibt die Frage nach der Peakverschiebung um etwa 6 MeV ungeklärt. Dazu werden im folgenden die Eventlisten der beiden Rekonstruktionen nach Übereinstimmungen durchsucht und Plots der mit der jeweiligen Methode berechneten invarianten Masse erstellt (Abb. 4.4.5(a)). Da von den gefundenen Events erwartet wird, dass sie den „wahren“ Resonanzen im pK_S^0 -Spektrum zuzuordnen sind, müsste sich anhand ihrer Massendifferenz die Verschiebung erklären lassen (Abb. 4.4.5(b)). Allerdings ist das Gegenteil der Fall und eine Verschiebung der Einträge der neuen Analyse hin zu größeren Massen ist zu beobachten. In Abbildung 4.4.5(a) ist in der Θ -Signalregion kaum eine Verschiebung auszumachen - das heißt, bei den überlappenden Ereignissen ist de facto keine Peakverschiebung auszumachen. Diese Erkenntnis begründet die Vermutung, dass sich ohne den rQp -Cut der (steilere) Untergrund mit den „Ausläufern“ des eigentlichen Signals so überlagert, dass die Resonanz fälschlicherweise weiter links vermutet wird. Eine exakte Analyse des Untergrundspektrums ist also durchzuführen.

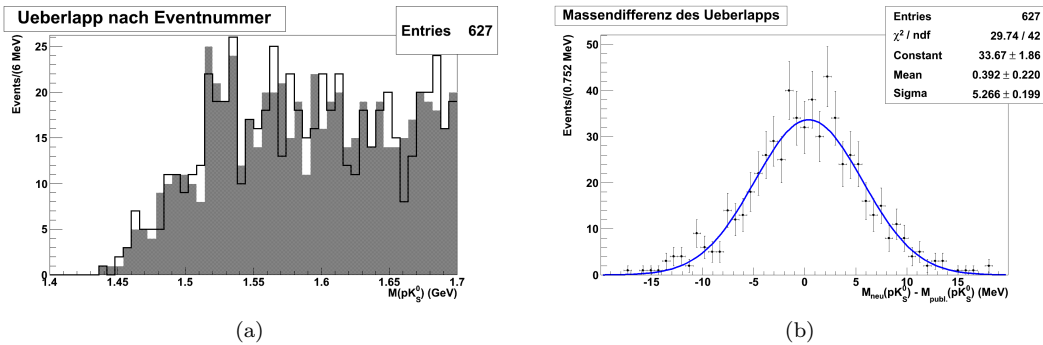


Abb. 4.4.5: (a) Der Überlapp aus Publikation und neuer Analyse nach Eventnummer. Die aus der Publikation errechneten Einträge sind grau hinterlegt, die Einträge der neuen Analyse sind mit der durchgezogenen Linie dargestellt.
 (b) Die Massendifferenz $M(pK_S^0)_{\text{neu}} - M(pK_S^0)_{\text{publ.}}$ nach Eventnummer.

Angesichts der Standardabweichung der Massendifferenzverteilung ist zu erwarten, dass bei einer Binbreite von 6 MeV ein Großteil der überlappenden Ereignisse in verschiedenen Bins lokalisiert sind. Die Hoffnung ist nun, dass die nicht „gewanderten“ Ereignisse eine deutli-

4.4 Θ -Rekonstruktion

chere Resonanz hervorbringen. Abbildung 4.4.6(a) kann diese Hoffnung nicht bestätigen und wegen zu geringer Statistik ist die Suche nach Peaks im Spektrum unangebracht. Zuletzt wird getestet ob die beiden Analysen überhaupt vereinbar sind. Wäre dies nicht der Fall müsste eine Disjunktion der Spektren kein Θ -Signal aufweisen. In Abbildung 4.4.6(b) wurden die Spektren Binweise addiert und doppelt auftretende Einträge von Eventnummern verworfen.

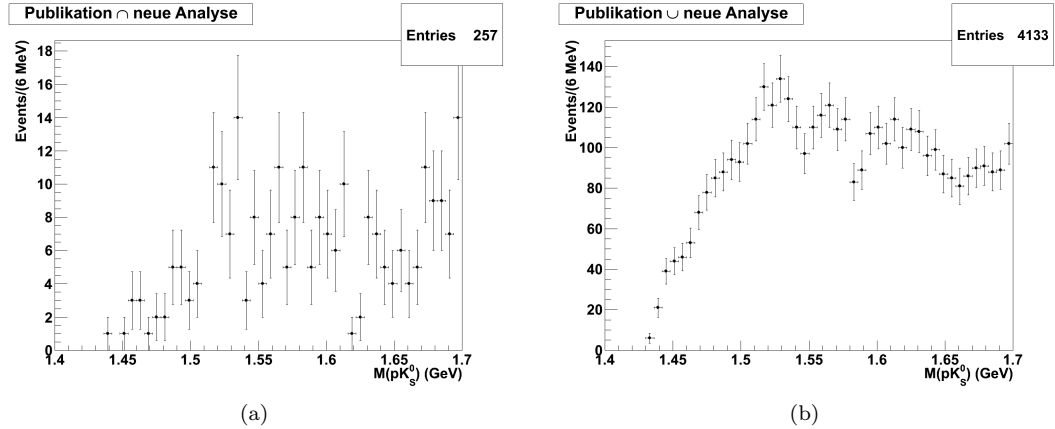


Abb. 4.4.6: Der Überlapp aus Publikation und neuer Analyse nach Eventnummer und Bin und die Disjunktion von Publikation und neuer Analyse (dabei wurden doppelte Einträge in einem Bin einfach gezählt).

Abschließend lässt sich festhalten, dass die Resonanz der Publikation zwar reproduziert werden konnte, aber die Verschiebung des Peaks, der geringe Überlapp und die Abweichung bei der Berechnung der invarianten Masse noch nicht komplett verstanden sind.

4.4.2 Vergleich der PID-Methoden

Wie im vorigen Abschnitt sollen an dieser Stelle die PID-Methoden anhand der pK_S^0 -Spektren verglichen werden. Die Fitergebnisse sind Tab. 4.4.1 zusammengetragen. Der Parameter „Mean“ wurde dabei zwischen 1510 und 1530 MeV eingegrenzt, während σ durch Anpassung an den Kurvenverlauf und dem lokal besten χ_{red}^2 festgesetzt wurde (vgl. 6.0.2).

	BEST	EVT	IRT
Masse (MeV)	1520.7 ± 1.6	1521.96 ± 0.74	1521.7 ± 1.9
FWHM (MeV)	15.24 ± 1.41	18.1 ± 8.7	17.61 ± 0.85
N_{Signal}	199 ± 31	131 ± 29	249 ± 36
χ_{red}^2	1.15942	0.822742	1.42617
Signifikanz (σ)	6.42	4.52	6.92

Tabelle 4.4.1: Übersicht über die Ergebnisse der PID-Methoden bei den Θ -Fits

Für die Θ -Analyse schneidet also die EVT Methode aufgrund der, gegenüber den anderen Methoden, deutlich niedrigeren Signifikanz am schlechtesten ab. Beim IRT-Spektrum sind die Σ -Resonanzen deutlicher als bei den anderen beiden Spektren ausgeprägt, was zu einem relativ großen χ_{red}^2 führt.

Der PID-Vergleich der pK_S^0 -Spektren liefert gegenüber Abschnitt 4.3 im Wesentlichen konträre Ergebnisse. Eine Begründung dieser Beobachtung ist bisher nicht hinreichend erarbeitet. Ein erster Ansatz wird dabei die Untersuchung der PID-Methoden nach Unterschieden in der Protonen-Identifikation sein.

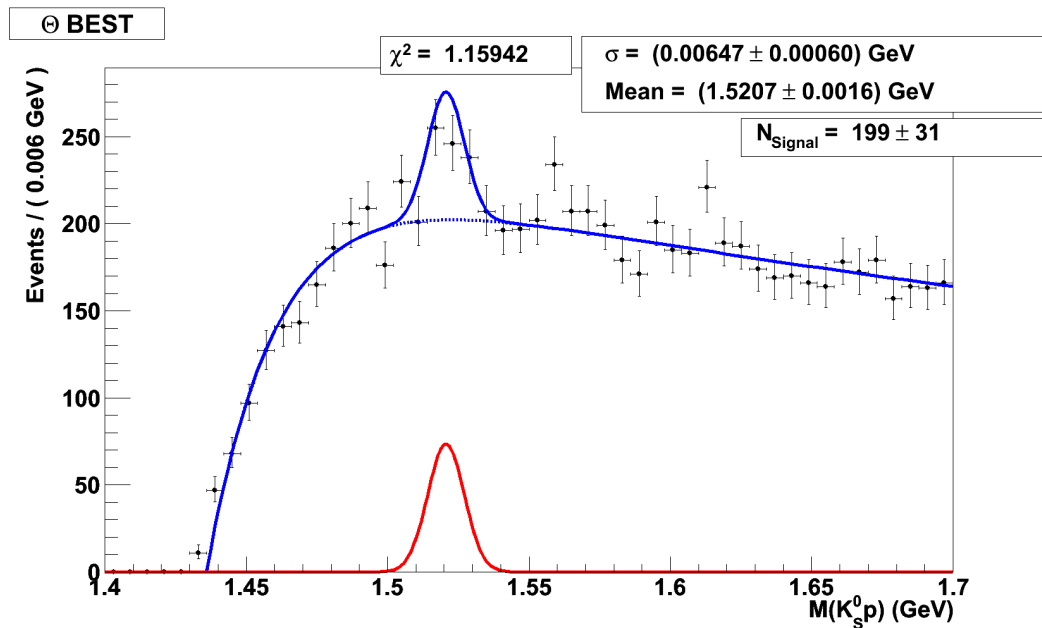
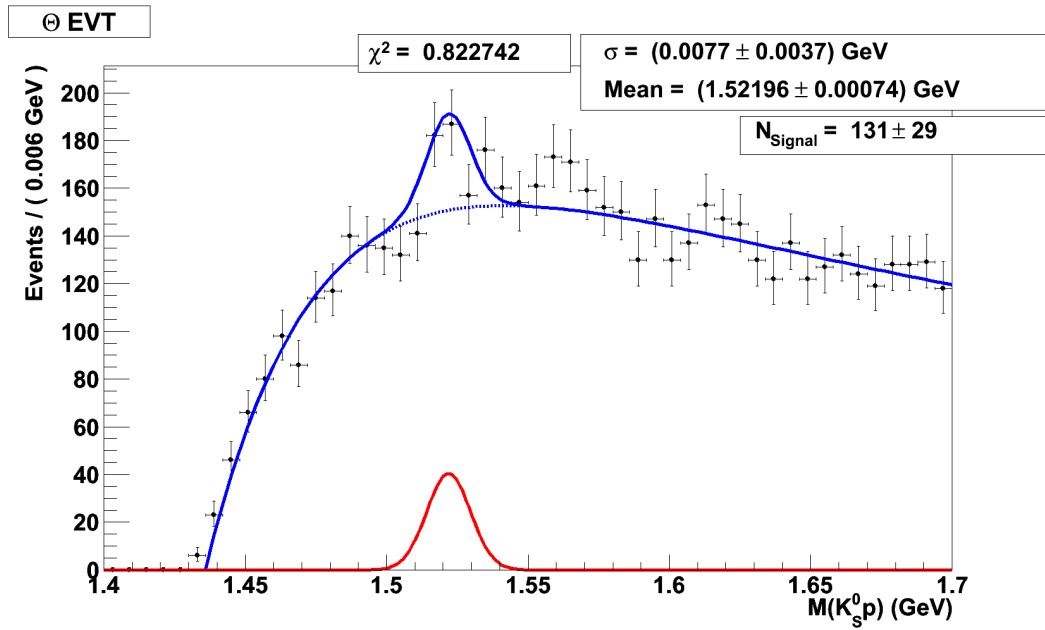
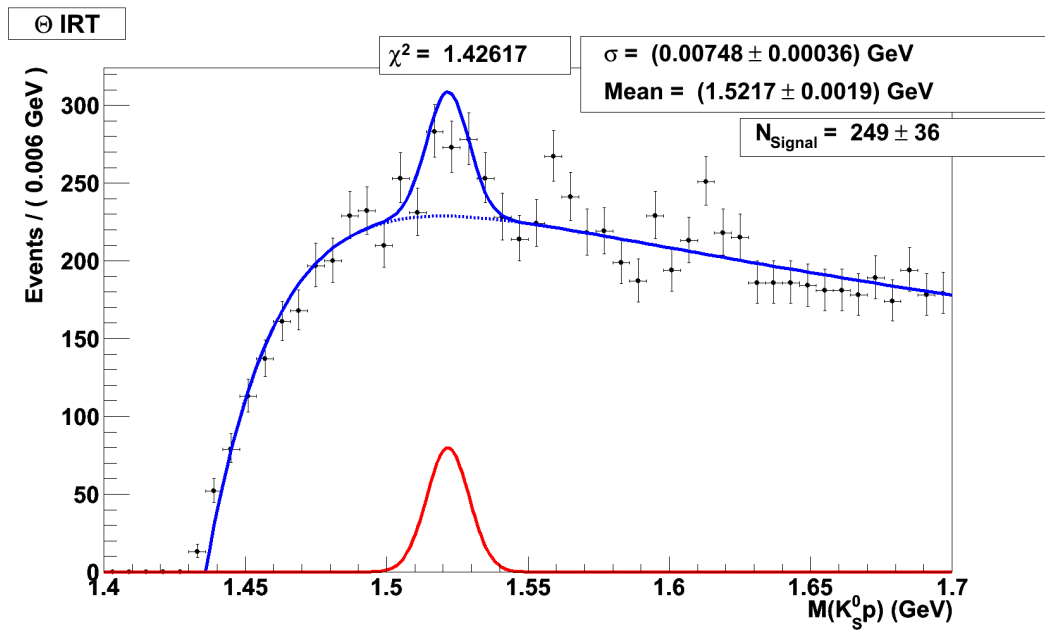


Abb. 4.4.7: Θ -Rekonstruktion mit der BEST PID-Methode

Abb. 4.4.8: Θ -Rekonstruktion mit der EVT PID-MethodeAbb. 4.4.9: Θ -Rekonstruktion mit der IRT PID-Methode

4.4.3 Messungen am Wasserstofftarget

Bislang wurden für die Baryon-Rekonstruktionsspektren immer die Deuterium-Daten verwendet. An dieser Stelle soll anhand der Wasserstoff-Daten der Recoil-Periode verdeutlicht werden, warum beide Targetgase getrennt betrachtet werden.

In Abbildung 4.4.10 wurde das resultierende pK_S^0 -Spektrum mit den Parametereingrenzungen aus 6.0.2 ohne und mit Signal gefittet. Das Fit-Modell erkennt in 4.4.10(b) zwar ein Signal, allerdings ist dessen χ^2_{red} weiter von 1 entfernt als es in Abbildung 4.4.10(a) der Fall ist. Das heißt, dass ein Fit ohne Signal hier das bessere Modell ist und dass am Wasserstofftarget, wenn überhaupt, nur sehr wenige Θ -Zustände erzeugt werden.

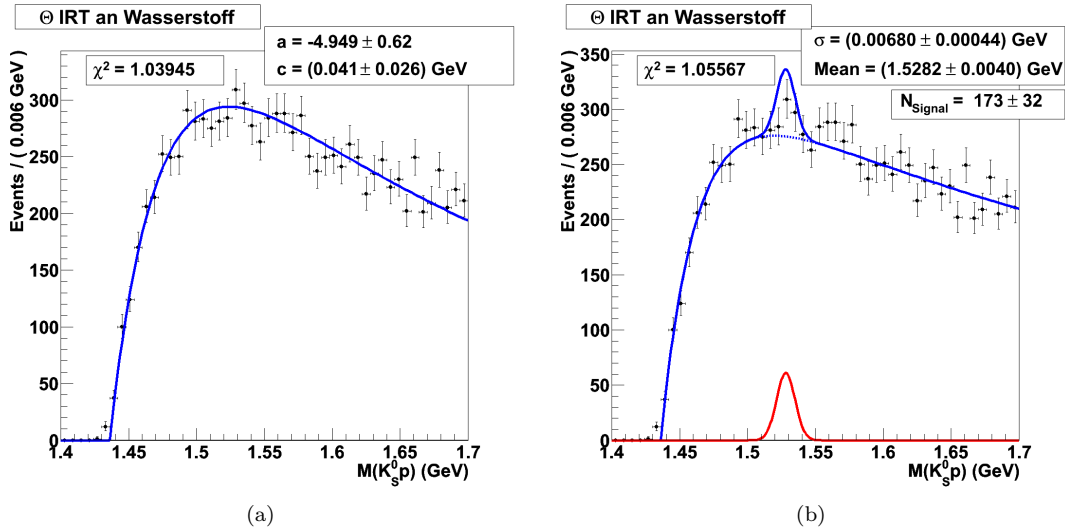


Abb. 4.4.10: Das pK_S^0 -Spektrum als Untergrund- und Resonanzfit am Wasserstofftarget.

Diese Beobachtung wirft die Frage nach dem Erzeugungsmechanismus des Θ -Baryons auf. Dieser ist bislang nicht bekannt und stellt eine Herausforderung an die Theorie dar, falls sich der signifikante Unterschied der Anwesenheit eines Neutrons im Target gegenüber einem Proton-Target manifestiert.

Um diesen Unterschied zu verdeutlichen wurde in Abbildung 4.4.11 das pK_S^0 -Spektrum aus Abbildung 4.4.10 mit dem Spektrum an Deuterium (Abb. 4.4.9) verglichen. Um diesen Vergleich zu ermöglichen mussten die Daten zunächst mit Hilfe der HERMES DIS²-Statistik normiert werden. In der DIS-Statistik ist die Anzahl der tiefinelastischen Streueignisse nach Jahr und Target geordnet tabelliert. An ein DIS-Ereignis werden unter anderem neben Bedingungen an den Produktionsvertex, die Anforderung $Q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$ und $W^2 \geq 4 \text{ GeV}^2$ gestellt. Q^2 steht dabei für das Quadrat des Viererimpulses, der bei der Wechselwirkung übertragen wird und W^2 für die quadrierte invariante Masse des Endprodukts der tiefinelastischen Streuung.

In der Recoil-Periode wurden etwa die 1.5-fache Menge DIS-Ereignisse gegenüber den Deuterium-Daten der Jahre '98-'07 erzielt. Tatsächlich ist die Anzahl der Gesamt Ereignisse am Wasserstofftarget aber nur 18% höher, was den Umstand des ohnehin schon deutlichen Unterschiedes in der Signifikanz des Peaks verstärkt und somit die getrennte Betrachtung von Deuterium- und Wasserstoff-Daten rechtfertigt.

²Deep Inelastic Scattering

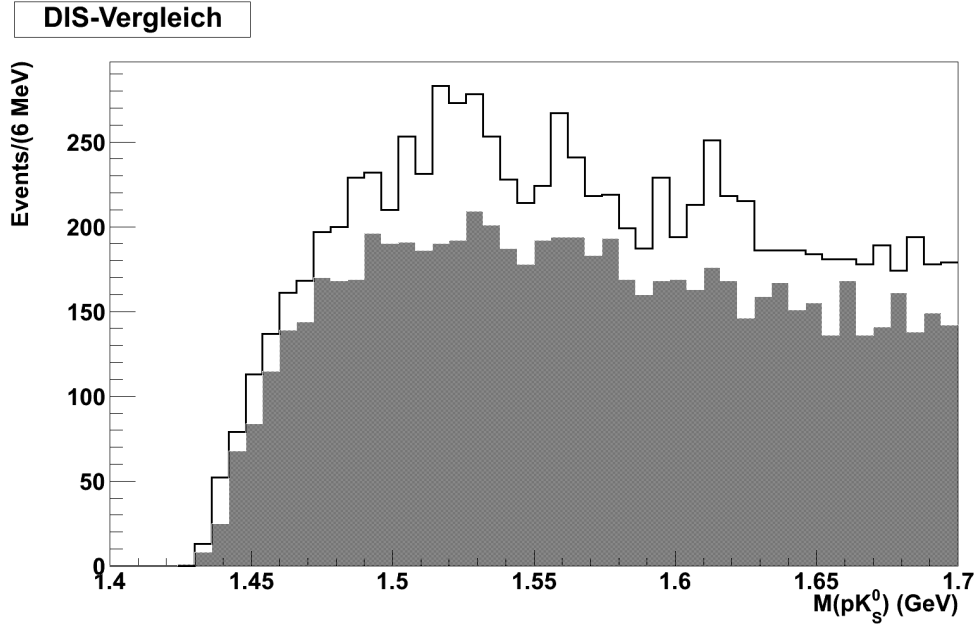


Abb. 4.4.11: An DIS-Ereignissen normierter Vergleich der invarianten Massen des pK_S^0 -Systems am Deuterium- (durchgezogene Linie) und Wasserstofftarget (grau hinterlegt).

4.4.4 Karliner-Lipkin Schema

Im letzten Teil der Θ -Analyse soll ein kinematischer Cut diskutiert werden, der auf der Arbeit [66] von Karliner und Lipkin basiert. Begründet ist dieser Ansatz in der Vorwärts-Rückwärts-Symmetrie der Raumwinkelverteilung im Ruhesystem des Mutterteilchens. Diese Symmetrie ist im Allgemeinen bei nichtresonantem Untergrund gebrochen. Außerdem werden mit dieser Methode Missidentifikationen der Resonanz mit kinematischen Reflektionen, wie sie z.B. in [67] vorgeschlagen werden ausgeschlossen.

Karliner und Lipkin schlagen einen Test vor, der zeigen soll ob der Cut sinnvoll ist oder nicht. Dazu sollen alle Ereignisse, die zum pK_S^0 -Spektrum beitragen in zwei gleich große Bins nach Größe des Kaonimpulses verteilt werden. Ist im Vergleich der pK_S^0 -Spektren der beiden Bins eine deutliche Umverteilung des Untergrundes in Vorwärtsrichtung bei hohen Kaonimpulsen zu beobachten, ist der Cut legitim.

In Abschnitt 4.3 wurde zur Λ -Rekonstruktion ebenfalls eine Abwandlung des Cuts angewandt. Die Forderung dort war, dass der Protonimpuls größer ist als der Pionimpuls, da der Zerfall asymmetrisch ist.

Abbildung 4.4.12 zeigt die Resultate des vorgeschlagenen Tests und rechtfertigt somit die Anwendung des Cuts. Zur Bestimmung an welcher Stelle der Cut angesetzt werden sollte wurde 4.4.13 geplottet.

Wie in Abbildung 4.4.13 bereits zu erkennen ist soll der Cut bei $|p_p|^2 - |p_K|^2 > -5$ angesetzt werden. Es resultiert das in Abbildung 4.4.14(b) gezeigte Spektrum, welches ein deutlich verbessertes $N_{\text{Bkg}}/N_{\text{Signal}}$ -Verhältnis aufweisen kann als 4.4.14(a). Durch den Cut wird hauptsächlich Untergrund oberhalb von etwa 1.55 GeV reduziert, was zur Verschiebung des gesamten Untergrundes führt. So hat der Untergrund sein Maximum nicht mehr direkt unterhalb des Gaußpeaks, sondern schon kurz vor der Signalregion bei etwa 1.5 GeV, woraus ein Anstieg der Signalereignisse resultiert.

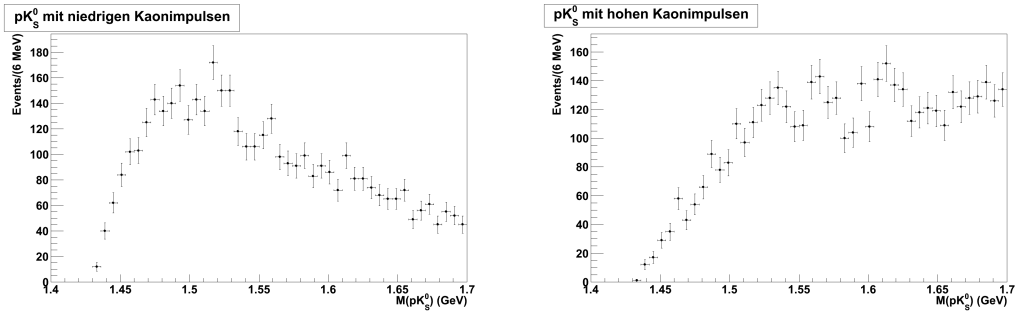


Abb. 4.4.12: Der von Karliner und Lipkin vorgeschlagene Test

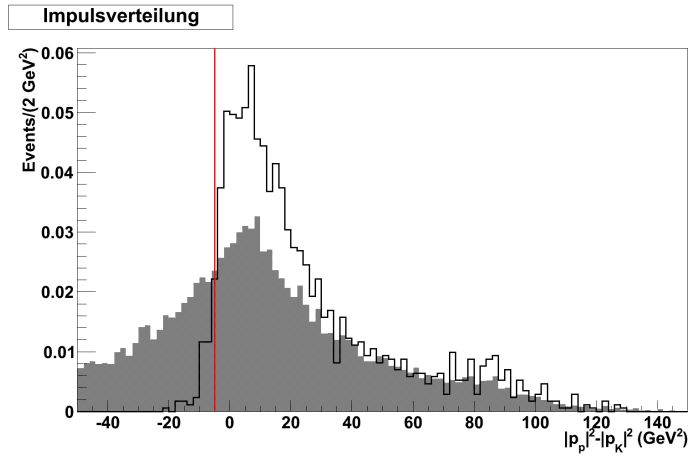


Abb. 4.4.13: Die normierte Verteilung der Differenz der quadrierten Proton- und K_S^0 -Impulse für $M(pK_S^0) > 1.4$ GeV (grau hinterlegt) und $1.5 < M(pK_S^0) < 1.54$ GeV (also näherungsweise ein 2σ -Fenster für die Θ -Resonanz).

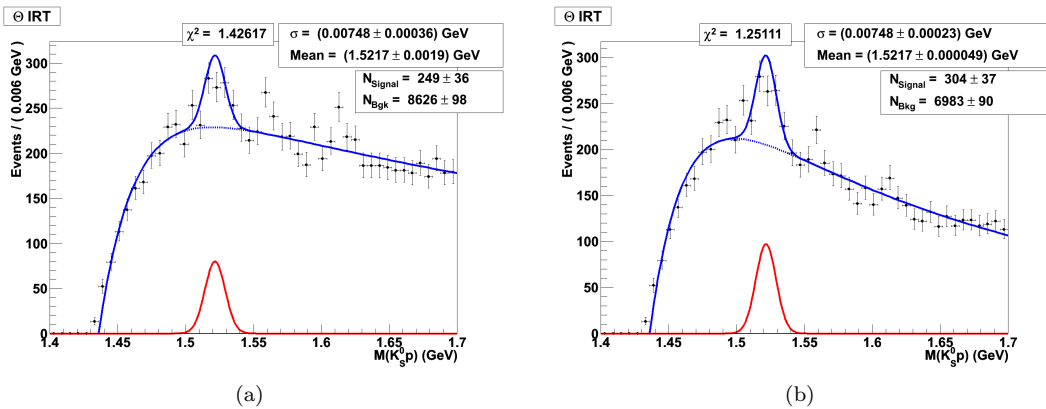


Abb. 4.4.14: Das pK_S^0 -Spektrum ohne und mit Anwendung des Cuts $|p_p|^2 - |p_K|^2 > -5$.

5 Zusammenfassung

Die anfängliche Begeisterung über die positiven experimentellen Resultate ist mittlerweile nahezu komplett verschwunden und die Skepsis gegenüber den alten und gerade auch neuen positiven Analysen ist groß. So wurde das Θ^+ von der PDG sogar um zwei Sterne - von drei auf einen Stern - zurückgestuft, in der aktuellen Online-Datenbank (Stand August 2010) ist das Θ^+ nicht einmal mehr in der Kategorie „Particle Listings“ aufgeführt [68]. Die Experimente ohne Beobachtung des Θ^+ oder anderer exotischer Baryonen überwiegen und weisen zudem häufig eine höhere Statistik auf. Sie liefern Grenzbedingungen zur Produktion exotischer Baryonen, die mit der Zeit immer stärker wurden.

Zentraler Punkt dieser Bachelorarbeit war daher die Analyse der gesamten Daten und deren Vergleich mit der HERMES-Publikation [27] um diese Ergebnisse zu bestätigen oder zu widerlegen. In Abschnitt 4.4.1 wurde der direkte Vergleich mit neuer Spurrekonstruktionsmethode und einem veränderten Cut geführt. Dabei konnte eine Resonanz reproduziert werden, deren Peak sich allerdings gegenüber dem Publikationsergebnis um etwa 6 MeV verschoben hat¹.

Beim Vergleich der PID-Methoden wurden für die Rekonstruktion der Baryonresonanzen und der Θ -Rekonstruktion gegensätzliche Ergebnisse erzielt, deren Hintergründe genauer zu untersuchen sind.

Mit den gesamten Daten an Deuterium konnten Resonanzen mit einer statistischen Signifikanz von 6.92σ bzw. 8.22σ durch Anwendung des Karliner-Lipkin Schemas rekonstruiert werden. Am Wasserstofftarget ist die Produktion des Θ -Baryons stark gegenüber Deuterium unterdrückt - HERMES liefert also an dieser Stelle ein Resultat, welches die Frage nach dem unverstandenen Erzeugungsmechanismus exotischer Baryonen aufwirft.

Die Auswertung der Daten ist aber trotz alledem nicht abgeschlossen. In Zukunft wird zu prüfen sein, ob mit Hilfe der Daten des Rückstoßdetektors neue Ergebnisse erzielt werden können. Außerdem könnte eine Eingrenzung auf einen festgelegten Reaktionsmechanismus, etwa $e^-p \rightarrow pK_S^0 K^-$ Aufschluss über die unterschiedlichen Ergebnisse an Deuterium und Wasserstoff liefern.

Ungeachtet des Hypes und der ihr nun entgegengesetzten, sich verdeutlichenden Skepsis hat die Suche nach Pentaquarkzuständen immer wieder elementare Fragen aufgeworfen und somit zu neuen Erkenntnissen der Quantenchromodynamik und Hochenergiephysik beigetragen.

¹Bei Vernachlässigung statistischer Fehler

Literatur

- [1] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964)
- [2] G. Zweig, CERN-Report **TH-401** (1964)
- [3] K. Nakamura *et al.*, Particle Data Group, JPG **37**, 075021 (2010)
- [4] D. Diakonov, V. Petrov, and M. Polyakov: *Exotic anti-decuplet of baryons: prediction from chiral solitons* Zeitschrift für Physik A **359**: 305. (1997)
- [5] A. Chodos *et al.*, Phys. Rev. **D9**, 3471, [10.1103/PhysRevD.9.3471](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.9.3471) (1974)
- [6] A. Chodos *et al.*, Phys. Rev. **D10**, 2599, [10.1103/PhysRevD.10.2599](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.10.2599) (1974)
- [7] D. Strottman, Phys. Rev. **D20**, 784, [10.1103/PhysRevD.20.748](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.20.748) (1979)
- [8] R. L. Jaffe, Phys. Rev. **D15**, 267, [10.1103/PhysRevD.15.267](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.15.267) (1977)
- [9] R. L. Jaffe, Phys. Rev. **D15**, 281, [10.1103/PhysRevD.15.281](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.15.281) (1977)
- [10] R. Bijker, M. M. Giannini, E. Santopinto, Eur. Phys. J. **A22**, 319, [arXiv:hep-ph/0310281v3](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0310281v3) (2004)
- [11] F. Buccella, P. Sorba, Mod. Phys. Lett. **A19**, 1547, [arXiv:hep-ph/0401083v1](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0401083v1) (2004)
- [12] B. G. Wybourne, [arXiv:hep-ph/0307170v2](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0307170v2) (2003)
- [13] M. Praszalowicz, [arXiv:hep-ph/1005.1007v3](https://arxiv.org/abs/hep-ph/1005.1007v3) (2010)
- [14] D. Diakonov, [arXiv:hep-ph/0412272](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0412272) (2004)
- [15] J. Goldstone, Nuovo Cimento **19**, 152 (1961)
- [16] T. H. R. Skyrme, Proc. Roy. Soc. Lond. **A260**, 127 (1961)
- [17] T. H. R. Skyrme, Nucl. Phys. **31**, 556 (1962)
- [18] R. L. Jaffe and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **91**, 232003 [arXiv:hep-ph/0307341v4](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0307341v4) (2003)
- [19] M. Karliner and H. J. Lipkin, [arXiv:hep-ph/0307243v2](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0307243v2) (2003)
- [20] J. Pochodzalla, [arXiv:hep-ex/0406077v2](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0406077v2) (2004)
- [21] T. Nakano *et al.*, LEPS, Phys. Rev. Lett. **91**, 012002, [arXiv:hep-ex/0301020](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0301020) (2003)
- [22] V. V. Barmin *et al.*, DIANA, Phys. Atom. Nucl. **66**, 1715, [arXiv:hep-ex/0304040](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0304040) (2003)
- [23] S. Stepanyan *et al.*, CLAS, Phys. Rev. Lett. **91**, 252001, [arXiv:hep-ex/0307018](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0307018) (2003)
- [24] J. Barth *et al.*, SAPHIR, Phys. Lett. **B572**, 127, [arXiv:hep-ex/0307083](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0307083) (2003)
- [25] V. Kubarovsky *et al.*, CLAS, Phys. Rev. Lett. **92**, 032001, [arXiv:hep-ex/0311046](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0311046) (2004); erratum - *ibid.* **92**, 049902 (2004).
- [26] A.E. Asratyan, A.G. Dolgolenko, M.A. Kubantsev, ITEP, [arXiv:hep-ex/0309042v3](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0309042v3) (2003)
- [27] A. Airapetian *et al.*, HERMES, Phys. Lett. **B585**, 213, [arXiv:hep-ex/0312044](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0312044) (2004)

- [28] A. Aleev *et al.*, SVD, Phys. Atom. Nucl. **68**, 974, [arXiv:hep-ex/0401024](#) (2004)
- [29] M. Abdel-Bary *et al.*, COSY, Phys. Lett. **B595**, 127, [arXiv:hep-ex/0403011](#) (2004)
- [30] T. Nakano, J. Phys. **G32**, S77 [doi: 10.1088/0954-3899/32/12/S09](#) (2006)
- [31] K. Abe *et al.*, Belle, Phys. Lett. **B632**, 173, [arXiv:hep-ex/0507014](#) (2006)
- [32] B. McKinnon *et al.*, CLAS, Phys. Rev. Lett. **96**, 212001, [arXiv:hep-ex/0603028](#) (2006)
- [33] M. Battaglieri *et al.*, CLAS, Phys. Rev. Lett. **96**, 042001, [arXiv:hep-ex/0510061](#) (2006)
- [34] O. Samoylov *et al.*, NOMAD, Eur.Phys.J.**C49**:499-510, [arXiv:hep-ex/0612063v1](#) (2006)
- [35] L. Camilleri, NOMAD, Nucl.Phys.Proc.Suppl., **143**, (2005)
- [36] K. Gotzen, BABAR, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 164, 117, [arXiv:hep-ex/0510041](#) (2005)
- [37] A. Aleev *et al.*, SVD, [arXiv:hep-ex/0509033](#) (2005)
- [38] M. Abdel-Bary *et al.*, COSY, Phys. Lett. **B649**, 252, [arXiv:hep-ex/0612048](#) (2007)
- [39] K. Hicks, [arXiv:hep-ph/0703004v3](#) (2007)
- [40] B. Aubert *et al.*, BABAR, [arXiv:hep-ex/0408064](#) (2004)
- [41] M. J. Longo *et al.*, HyperCP, Phys. Rev. **D70**, 111101, [arXiv:hep-ex/0410027](#) (2004)
- [42] J. Z. Bai *et al.*, BES, Phys. Rev. **D70**, 012004, [arXiv:hep-ex/0402012](#) (2004)
- [43] B. Aubert *et al.*, BABAR, Phys. Rev. Lett. **95**, 042002, [arXiv:hep-ex/0502004](#) (2005)
- [44] P. Achard *et al.*, L3, Eur. Phys. J. **C49**, 395, [arXiv:hep-ex/0609054](#) (2007)
- [45] I. Abt *et al.*, HERA-B, Phys. Rev. Lett. **93**, 212003, [arXiv:hep-ex/0408048](#) (2004)
- [46] Y. M. Antipov *et al.*, SPHINX, Eur. Phys. J. **A21**, 455, [arXiv:hep-ex/0407026](#) (2004)
- [47] D. O. Litvintsev, CDF, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **142**, 374, [arXiv:hep-ex/0410024](#) (2005)
- [48] J. M. Link *et al.*, FOCUS, Phys. Lett. **B639**, 604, [arXiv:hep-ex/0606014](#) (2006)
- [49] C. Pinkenburg, PHENIX, J. Phys. **G30**, S1201, [arXiv:hep-ex/0404001](#) (2004)
- [50] R. Mizuk, Belle, [arXiv:hep-ex/0411005](#) (2004)
- [51] M. I. Adamovich *et al.*, WA89, Phys.Rev. **C72**, 055201, [arXiv:hep-ex/0510013](#) (2005)
- [52] S.Chekanov *et al.*, ZEUS, Phys. Lett. **B591**, 7-22, [arXiv:hep-ex/0403051](#) (2004)
- [53] P. Aslanyan *et al.*, JINR, Nucl.Phys. **A755**, 375, [arXiv:hep-ex/0403044v7](#) (2004)
- [54] Yu. Troyan *et al.*, [arXiv:hep-ex/0404003v6](#) (2004)
- [55] W. Wander: *Rekonstruktion hochenergetischer Streueignisse im HERMES Experiment*, Dissertation (1996)
- [56] A. Kisselev: *Report on HTC*, Präsentation <http://www-hermes.desy.de/PLOTS/0809/CalibrationAndTrackingMeeting/htc-report-2008-09-04.ppt> (2008)

-
- [57] J. Buon and K. Steffen, Nucl. Instr. Meth. **A245**, 248 (1986)
- [58] K. Ackerstaff, *et al.*, HERMES, Nucl. Instr. Meth. **A417**, 230, [arXiv:hep-ex/9806008](#) (1998)
- [59] A. Airapetian, *et al.*, HERMES, Nucl. Instr. Meth. **A479**, 511, [arXiv:hep-ex/0301010](#) (2004)
- [60] <http://root.cern.ch/>
- [61] <http://roofit.sourceforge.net/>
- [62] A. de la Ossa: *Pentaquark Search with HTC*, Präsentation <http://www-hermes.desy.de/groups/mgmtgrp/COLLABMEETINGS/DEC09/EXOTICS/delaossa%20-%20ThetaHTC%20-%20091215.pdf> (2009)
- [63] Jibo He, LHCb, [arXiv:1001.5370v1](#) (2010)
- [64] T. Aaltonen, *et al.*, CDF, [arXiv:1004.4855v1](#) (2010)
- [65] E. Weisstein, *Gaussian Function*, mathworld.wolfram.com/Gaussian
- [66] M. Karliner and H. J. Lipkin, Phys.Lett. **B616**, 191 [arXiv:hep-ph/0501189](#) (2005)
- [67] A. R. Dzierba *et al.*, Phys. Rev. **D69**, 051901 [prd.aps.v69/i5](#) (2004)
- [68] http://pdg.lbl.gov/2010/listings/contents_listings.html
- [69] T. Ledwig, H.-C. Kim, A. Silva, K. Goetze: *Electric properties of the baryon anti-decuplet in the SU(3) chiral quark-soliton model*, [arXiv:hep-ph/0603122](#) (2006)
- [70] M. Danilov, R. Mizuk : *Experimental Review on Pentaquarks*, [arXiv:0704.3531v2](#) (2007)
- [71] A. Airapetian, Acta Physica Polonica **B36**, 2213 (2005)
- [72] L. Rubáček: *Search for the Pentaquark States in Lepton-Nucleon Scattering at HERMES*, Dissertation (2006)
- [73] W. Deconinck: *The Search for Exotic Baryons at the HERMES Experiment*, Dissertation (2008)
- [74] M. Düren: *The HERMES Experiment: From the Design to the First Results*, Dissertation (1995)
- [75] R. M. Lamb: *The Boer-Mulders and Cahn Effects: Azimuthal modulations in the spin-independent SIDIS cross-section at HERMES*, Dissertation (2010)
- [76] A. T. Maas: *Particle Identification with RICH detectors: Algorithms and their optimization*, Diplomarbeit (2000)
- [77] T. M. Schwarz: *Thermodynamics of the chiral condensate*, Dissertation (2003)
- [78] B.Povh, K.Rith, C.Scholz, F.Zetsche - *Teilchen und Kerne*, 8. Auflage (2009)

Abbildungsverzeichnis

1.1.1 Zustände des Baryondekupletts	4
1.1.2 Zustände des Baryonoktetts	5
2.1.1 Antidekuplett exotischer $J^P = \frac{1}{2}^+$ Baryonen. Rot gefärbte Punkte stellen rein exotische Teilchen dar.	7
2.2.1 Zusammengetragene Spektren der ersten positiven Publikationen [20]. Einige Ergebnisse konnten durch neuere Messungen mit größeren Datenmengen reproduziert werden, andere nicht. Eine Zusammenfassung findet sich in Tabelle 2.2.1.	9
2.2.2 Massen und Halbwertsbreiten verschiedener Publikationen für das Θ^+ (Stand Okt. 2005). Der gelb hinterlegte Bereich entspricht dem gewichteten Durchschnittswert (1531.1 ± 1.2) aller Daten. Die Werte der Halbwertsbreiten sind zumeist Obergrenzen und daher ohne Fehlerbalken dargestellt.	10
3.0.1 Der 6.3 km lange HERA Speicherring mit den Vorbeschleunigern LINAC, DESY und PETRA. Die Leptonen (rot) werden auf 27.6 GeV beschleunigt, die Protonen auf 920 GeV. An zwei Interaktionspunkten H1 und ZEUS kollidieren Protonen- und Leptonenstrahl, HERA-B nutzte nur den Protonenstrahl und HERMES nur den Leptonenstrahl.	12
3.1.1 Schematischer Aufbau der Speicherzelle. Turbo-Pumpen sorgen für ein gutes Vakuum trotz austretenden Gases.	14
3.1.2 Schematischer Aufbau des HERMES Spektrometers zwischen 2002 und 2005. Das Speicherzellentarget ist gelb dargestellt, der Spektrometernagnet blau, die Vertexdetektoren rot, PID-Detektoren grün und Myon-Detektoren pink.	15
3.3.1 Impulsabhängigkeit des Čerenkovwinkels von Pionen, Kaonen und Protonen für Aerogel (obere Kurven) und C_4F_{10} Gas (untere Kurven)	17
4.1.1 Skizze des Θ^+ -Zerfalls. Die Eingefärbten Linien stellen die Impulse der Teilchen dar. Die graue Linie ist die Verbindungsgerade zwischen den Vertices. Sie und der K_S^0 -Impuls unterliegen einer Koplanaritätsbedingung.	20
4.2.1 Invariante Masse des $\pi^+\pi^-$ -Systems ohne und mit q_{π^\pm} -, $\text{Prob}(V_{K\pi})$ - und RICH-Cut	21
4.2.2 Anzahl der K_S^0 -Ereignisse gegen ihre Masse und den Vertexabstand bzw. die Koplanarität aufgetragen. Hier ist der Cut $\cos(\varphi) < 0.9999$, statt dem Cut $\varphi < 1^\circ$ ($\equiv 0.99985$) dargestellt. Entnommen aus [62]	22
4.2.3 Vergleich der mit der HTC- und HRC-Methode generierten Spektren	23
4.2.4 Lebensdauerermessung des K_S^0 -Zerfalls an Deuterium und Wasserstoff	24
4.3.1 Vergleich der PID-Methoden anhand der invarianten Masse des $\Lambda\pi^+$ -Systems. Das $p\pi^-$ -Spektrum wurde repräsentativ für alle PID-Methoden gewählt.	25
4.3.2 Vergleich der PID-Methoden anhand der invarianten Masse des $\Lambda\pi^+$ -Systems. Das $p\pi^-$ -Spektrum wurde repräsentativ für alle PID-Methoden gewählt.	27
4.4.1 Vergleich der Massenspektren mit (durchgezogene Linie) und ohne Cuts (grau hinterlegt); auf 1 normiert.	28
4.4.2 Das K_S^0p -Spektrum als Untergrund- und als Resonanzfit plus Untergrund.	29
4.4.3 Verfeinerung der Untergrundannäherung durch Addition zweier Σ -Bumps	30
4.4.4 (a) Direkter Vergleich der invarianten Masse des pK_S^0 -Systems der Publikation (grau hinterlegt) und der neuen Analyse (durchgezogene Linie) (b) Untergrundformen für verschiedene rQp -Cuts	31

4.4.5 (a) Der Überlapp aus Publikation und neuer Analyse nach Eventnummer. Die aus der Publikation errechneten Einträge sind grau hinterlegt, die Einträge der neuen Analyse sind mit der durchgezogenen Linie dargestellt.	
(b) Die Massendifferenz $M(pK_S^0)_{\text{neu}} - M(pK_S^0)_{\text{publ.}}$ nach Eventnummer. . . .	31
4.4.6 Der Überlapp aus Publikation und neuer Analyse nach Eventnummer und Bin und die Disjunktion von Publikation und neuer Analyse (dabei wurden doppelte Einträge in einem Bin einfach gezählt).	32
4.4.7 Θ -Rekonstruktion mit der BEST PID-Methode	33
4.4.8 Θ -Rekonstruktion mit der EVT PID-Methode	34
4.4.9 Θ -Rekonstruktion mit der IRT PID-Methode	34
4.4.10 Das pK_S^0 -Spektrum als Untergrund- und Resonanzfit am Wasserstofftarget. .	35
4.4.11 An DIS-Ereignissen normierter Vergleich der invarianten Massen des pK_S^0 -Systems am Deuterium- (durchgezogene Linie) und Wasserstofftarget (grau hinterlegt).	36
4.4.12 Der von Karliner und Lipkin vorgeschlagene Test	37
4.4.13 Die normierte Verteilung der Differenz der quadrierten Proton- und K_S^0 -Impulse für $M(pK_S^0) > 1.4$ GeV (grau hinterlegt) und $1.5 < M(pK_S^0) < 1.54$ GeV (also näherungsweise ein 2σ -Fenster für die Θ -Resonanz).	37
4.4.14 Das pK_S^0 -Spektrum ohne und mit Anwendung des Cuts $ p_p ^2 - p_K ^2 > -5$. .	37

Tabellenverzeichnis

1.1.1 Übersicht über die einzelnen Quarkzustände [3].	3
2.2.1 Vergleich von Experimenten die das Θ^+ -Baryon detektiert haben und Experimenten vergleichbarer kinematischer Bedingungen	11
4.2.1 Zusammenfassung der einzelnen Cuts	22
4.3.1 Übersicht über die Ergebnisse der PID-Methoden bei den $\Sigma^{*+}(1385)$ -Fits. Die jeweils besten Ergebnisse sind grün hervorgehoben, die schlechtesten rot. . . .	26
4.3.2 Übersicht über die Ergebnisse der PID-Methoden bei den Ξ^- -Fits. Die jeweils besten Ergebnisse sind grün hervorgehoben, die schlechtesten rot.	27
4.4.1 Übersicht über die Ergebnisse der PID-Methoden bei den Θ -Fits	33
6.0.2 Grenzen der Fitparameter	44

6 Anhang

Alle Werte der folgenden Tabelle bis auf den einheitenlosen Untergrundparameter a sind in GeV angegeben.

Abb.	Untergrund				Signal					
	$a_{\min,\max}$		$c_{\min,\max}$		$\langle x \rangle_{\min,\max}$		$\Gamma_{\min,\max}$		$\sigma_{\min,\max}$	
4.3.1	-0.95	-0.7	0.02	0.08	1.375	1.388	0.01	0.1	-0.0003	0.0003
4.3.2	0	12	0	0.02	1.31	1.34	-	-	0.002	0.005
4.4.2	-9	9	0	1	1.510	1.530	-	-	festgesetzt	
4.4.3 Θ	durch 4.4.2 festgesetzt									
4.4.3 $\Sigma(1560)$	-10	10	0	1	1.605	1.620	-	-	0.0035	0.0074
4.4.3 $\Sigma(1620)$	festgesetzt									
4.4.7	-10	10	0	1	1.510	1.530	-	-	0.003	0.00648
4.4.8	-10	10	0	1	1.521	1.522	-	-	festgesetzt	
4.4.9	siehe 4.4.2									
4.4.10	-9	-0.1	0.0001	1	1.525	1.530	-	-	festgesetzt	
4.4.14	-9	9	0	1	festgesetzt, siehe 4.4.2					

Tabelle 6.0.2: Grenzen der Fitparameter