

Fakultät für Physik der Technischen Universität München
Physik-Department E 12

Inklusive e^+e^- -Paarproduktion in pp -Reaktionen bei $E_{\text{kin}} = 2.2 \text{ GeV}$

Benjamin Sailer

Vollständiger Abdruck der von der
Fakultät für Physik der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Dr. W. Weise

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. R. Krücken
2. Univ.-Prof. Dr. L. Oberauer

Die Dissertation wurde am 06.03.2007 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 10.04.2007 angenommen.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit berichtet über die Ergebnisse zur inklusiven Messung von e^+e^- -Paaren mit dem *HADES*-Spektrometer in pp -Kollisionen bei einer Strahlenergie von $E_{\text{kin}} = 2.2$ GeV.

HADES ist ein am Schwerionensynchrotron *SIS18* bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (*GSI*) in Darmstadt aufgebautes Spektrometer. Es ist auf die Messung von e^+e^- -Paaren spezialisiert, die eine Sonde zur Vermessung von Eigenschaften hadronischer Materie in Schwerionenkollisionen darstellen. Dem Vorteil der fehlenden Endzustandswechselwirkung von Elektronen und Positronen in Kernmaterie steht hierbei die Herausforderung gegenüber, dass das Messsignal nur mit sehr geringer Häufigkeit produziert wird.

Die inklusive Analyse des e^+e^- -Paarsignals aus pp -Kollisionen dient einerseits mit bekannten Quellen zum Verständnis des Detektorsystems, andererseits können weniger genau bekannte Beiträge zum Signal erstmalig präzise bestimmt werden, die zur späteren Interpretation der Schwerionendaten notwendig sind.

Ein Hauptaugenmerk bei der Erstellung dieser Arbeit lag in der Durchführung umfangreicher Monte-Carlo-Simulationen, die dann in jedem Analyseschritt einen vergleichbaren Datensatz mit Zusatzinformationen bereitstellten. Dazu wurde zunächst eine Basis an Wirkungsquerschnitten für die Produktion von baryonischen Resonanzzuständen bestimmt, die als Eingabe für den Ereignisgenerator *Pluto++* diente. Die dann erzeugten Ereignisse wurden durch eine vollständige *GEANT*-basierte Detektorsimulation propagiert, die eine realistische Detektorantwort berechnete.

Den Besonderheiten des Aufbaus im pp -Experiment wurde in dieser Arbeit große Aufmerksamkeit gewidmet. Der Einzelteilchenuntergrund wurde durch spezielle Filter auf Elektronen bzw. Positronen aus γ -Konversion stark reduziert, so dass ein totales Signal-zu-Untergrund-Verhältnis $\frac{S}{B} \approx 4.7$ erreicht wurde; im Bereich invarianter e^+e^- -Massen jenseits der π^0 -Masse, welche durch den η -Dalitzzerfall dominiert sind, wurde noch $\frac{S}{B} \approx 2.0$ erreicht. Der verbleibende kombinatorische Paaruntergrund wurde durch eine statistische Analyse der e^+e^+ - und e^-e^- -Paare sowie von e^+e^- -Paaren aus Ereignismischung bestimmt und abgezogen.

Das nach Untergrundabzug verbleibende invariante e^+e^- -Massenspektrum enthält 2020 ± 53 Signalpaare und ist dominiert durch das Signal der Dalitz-Zerfälle $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$ und $\eta \rightarrow \gamma e^+e^-$. Statistisch signifikante Beiträge von den etwas schwereren Vektormesonen ρ^0 und ω können im vorliegenden Datensatz nicht beobachtet werden. Vergleiche mit Simulationen erlaubten die Untersuchung des bislang nicht gemessenen Zerfallskanals $\eta \rightarrow e^+e^-$: Damit kann als vorläufige neue Obergrenze für das Verzweigungsverhältnis $\frac{\Gamma_{e^+e^-}}{\Gamma_{\text{tot}}} < 4.5 \cdot 10^{-5}$ angegeben werden.

Schließlich wurden die gewonnenen Spektren effizienzkorrigiert und mit Daten aus CC -Kollisionen bei $E_{\text{kin}} = 2.0$ AGeV verglichen, die ebenfalls aus Messungen mit *HADES* stammen. Dabei stellte sich heraus, dass aufgrund der rigiden Triggerbedingung des pp -Experiments eine einfache Skalierung der

e^+e^- -Ausbeuten mit der Zahl der Partizipanden nicht ohne weitere Korrekturen möglich ist.

Abstract

The work presented will report on the inclusive measurement of e^+e^- pairs in pp collisions at a beam energy of $E_{\text{kin}} = 2.2$ GeV using the *HADES* spectrometer.

HADES has been built at the heavy ion synchrotron *SIS18* at the „Gesellschaft für Schwerionenforschung“ (*GSI*) in Darmstadt. It focuses on the measurement of e^+e^- pairs which are an appropriate probe to study properties of hadronic matter in heavy ion collisions. The main benefit of electrons and positrons is the absence of strong interaction in their final state. As a counter draw, the experimental challenge of a very rarely produced signal has to be matched.

Utilizing well-known sources, the inclusive analysis of the e^+e^- pair signal from pp collisions gives deeper insight in the understanding of the properties of the detector system. On the other hand vaguely known additional sources are for the first time accessible with a higher precision, which is important for the later understanding of heavy ion data.

One main part of the work was to perform large monte carlo simulations that provided a reference data sample for comparison in each analysis step. The first step was the calculation of production cross sections for resonance states which are needed as an input for the event generator *Pluto++*. The events produced have then been propagated through a full-scale *GEANT*-based detector simulation to create a realistic detector response.

This work puts effort on the correct treatment of particularities of the spectrometer set-up in the pp experiment. The single particle background was strongly reduced by applying special cuts to remove electrons and positrons that originate from γ -conversion. This resulted in an overall signal-to-background-ratio $\frac{S}{B} \approx 4.7$, while the invariant mass region above the π^0 mass – which is dominated by the η dalitz decay ($\eta \rightarrow \gamma e^+e^-$) still has $\frac{S}{B} \approx 2.0$. The remaining pair background has been calculated using a statistical analysis of like-sign pair distributions (e^+e^+ and e^-e^-) as well as uncorrelated e^+e^- pairs from event mixing.

The remaining signal contains 2020 ± 53 e^+e^- pairs and is dominated by the two dalitz decays $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$ and $\eta \rightarrow \gamma e^+e^-$, respectively. No significant contribution of decays of the heavier vector mesons ρ^0 and ω has been seen in the experimental data sample. Comparisons with the resulting simulation data then allowed to study the decay $\eta \rightarrow e^+e^-$ that has not yet been measured. From this a preliminary new upper limit for its branching ratio was calculated as $\frac{\Gamma_{e^+e^-}}{\Gamma_{\text{tot}}} < 4.5 \cdot 10^{-5}$.

Finally, the resulting spectra have been efficiency corrected and compared with data from CC collisions at $E_{\text{kin}} = 2.0$ AGeV (also measured with the *HADES* spectrometer). It was observed that the strict trigger condition used during the pp experiment does not allow to apply a simple scaling of e^+e^- yields with the number of participants without deploying additional corrections.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Motivation der pp-Messungen	5
2.1	Eichung des Spektrometers	6
2.1.1	Winkel- und Impulseichung	7
2.1.2	Akzeptanz und Nachweiseffizienz	7
2.2	Physikalische Fragestellungen	10
2.2.1	η -Formfaktor	11
2.2.2	Spektrale Verteilungen des ω -Mesons	12
2.2.3	Nachweisgrenze für $\eta \rightarrow e^+e^-$	12
2.2.4	Δ -Produktion bei niederen Einschussenergien	13
2.2.5	pn -Bremsstrahlung bei niederen Einschussenergien	13
2.2.6	Isospin-Abhängigkeit der η -Produktion in dp -Reaktionen	13
3	Aufbau und Durchführung des Experiments	15
3.1	Experimentaufbau	16
3.1.1	Magnetspektrometer	16
3.1.2	Teilchenidentifikation	18
3.1.3	Datenaufnahme und Triggersystem	21
3.2	Das pp -Experiment bei $E_{\text{kin}} = 2.2$ GeV	22
3.2.1	Target	23
3.2.2	Messung ohne Startdetektor	23
3.2.3	Komponente im Aufbau – Driftkammermodule	24
3.2.4	Triggerbedingungen, Ereignis- und Datenraten	24
3.2.5	Strahlintensität	25
3.2.6	Verarbeitete Datenmengen	27
4	Konzept der Datenanalyse	29
4.1	Treffersuche, Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung	31
4.2	Teilchenidentifikation	34
4.2.1	Einsatz des Pid-Moduls	35
4.2.2	Ringeigenschaften	37
4.2.3	Flugzeitrekonstruktion	39
4.2.4	<i>PreShower</i> -Analyse	39
4.2.5	Filter auf Einzelteilchenimpuls	40
4.3	e^+e^- -Paare	40

4.3.1	Filter auf Paareigenschaften	41
4.3.2	Effizienzkorrektur	41
4.3.3	Bestimmung des kombinatorischen Untergrunds	41
5	Simulationen	45
5.1	Ereigniserzeugung	47
5.1.1	Transportmodelle	47
5.2	Der Ereignisgenerator <code>Pluto++</code>	50
5.2.1	Arbeitsweise von <code>Pluto++</code>	51
5.2.2	Berechnung von Resonanzwirkungsquerschnitten	52
5.2.3	<code>Pluto++</code> -basierte Produktion eines pp -Cocktails	53
5.3	Detektorsimulation	55
5.3.1	<code>hgeant</code>	55
5.3.2	Rohdatenvergleich	56
5.4	Spureinbettung	56
5.4.1	Abhängigkeiten der Nachweiseffizienz	57
5.4.2	Analyse und Effizienzbestimmung	57
5.4.3	Resultierende Effizienzmatrizen	57
6	Ergebnisse und Diskussion	61
6.1	e^+ / e^- -Spureigenschaften	61
6.1.1	Impuls- und Polarwinkelverteilungen	61
6.1.2	Vertexrekonstruktion	64
6.1.3	Anwendung des Paarfilters	66
6.2	e^+e^- -Paareigenschaften	68
6.2.1	Öffnungswinkelverteilungen	68
6.2.2	Kombinatorischer Untergrund	69
6.2.3	Signal, S/B -Verhältnis	71
6.3	Das LVL2-Datenensemble	73
6.4	Anwendung der Effizienzkorrektur	75
6.5	Gesamtergebnis und Diskussion	79
6.5.1	Vergleich mit Schwerionenkollisionen bei <i>HADES</i>	80
6.5.2	Vergleich mit <i>DLS</i> -Messungen	82
7	Ausblick	85
7.1	Effizienzkorrektur und Akzeptanzbestimmung	85
7.2	Messungen bei weiteren Energien	86
7.3	Erweiterungen des Experimentaufbaus	87
7.3.1	Plastikszintillationsstartdetektor – Hodoskop	87
7.3.2	Messung der Spektatoren – <i>Forward Wall</i>	87
7.3.3	Flugzeitwand bei Vorwärtswinkeln – <i>RPC</i>	88
A	Kinematische Methoden bei elementaren Reaktionen	89
A.1	Elastische pp -Streuung	89
A.2	<i>Missing-Mass</i> -Analyse	92
A.3	Zusammenhang zwischen Labor- und Schwerpunktsenergie	96

B Ereigniserzeugung mit Pluto++	101
B.1 Berechnung von Resonanzwirkungsquerschnitten	101
B.1.1 Problemstellung	101
B.1.2 Lösungsverfahren	102
B.1.3 Fehlermatrix	103
B.1.4 Zusätzliche Bedingungen	104
B.1.5 Festlegung auf positiven Wertebereich	104
B.1.6 Ausgangswerte und Ergebnisse	105
B.2 Pluto++-basierte Produktion eines pp -Cocktails	106
C Methoden für die inklusive e^+/e^--Analyse	111
C.1 Normierung der Daten mit e^+/e^- -Anreicherung	111
C.2 Bestimmung des Zweiteilchenvertex	114
C.3 Selektionen in der Einzelleptonenanalyse	116
C.3.1 Spurselektion	116
C.3.2 <i>RICH</i> -Eigenschaften	117
C.3.3 Flugzeit	117
C.3.4 <i>PreShower</i>	117
C.4 Selektionen in der Paaranalyse	119
C.4.1 Paare mit gemeinsamen Detektortreffern	122
C.4.2 Paarvertex	122
C.4.3 Untergrundabzug	124
C.4.4 p_T - und Rapiditätsverteilungen	124
Glossar	127
Literaturverzeichnis	133

Kapitel 1

Einleitung

Eines der grundlegenden Themen im Umfeld der aktuellen Schwerionen- und Hadronenphysik ist die Frage nach dem Mechanismus, der Hadronen ihre Masse verleiht. In der allgemeinen Vorstellung bestehen die bekannten Hadronen entweder aus einem Quark-Antiquark-Paar oder drei Quarks. Dieses Modell ist sehr erfolgreich, wenn es gilt, die Quantenzahlen des jeweiligen Hadrons zu beschreiben und erlaubt eine Strukturierung der Hadronen in Multipletts – und somit auch die Vorhersage über die Existenz noch nicht gemessener Hadronen.

Allerdings scheitert dieses Modell bei der Beschreibung anderer Eigenschaften der Hadronen, wie z. B. der Masse oder des Spins¹ aus dem Beitrag ihrer einzelnen Komponenten. Die uns umgebenden Hadronen – die Protonen und Neutronen, aus denen herkömmliche Kernmaterie besteht – haben Massen im Bereich $m_{p/n} \sim 940 \text{ MeV}/c^2$. Diese können durch die Massen ihrer Bestandteile, der leichten Quarks u und d mit Stromquarkmassen $m_{u/d} \sim 2\text{--}10 \text{ MeV}/c^2$ nicht erklärt werden. Die Bindungskraft zwischen den Quarks ist die so genannte „Starke Wechselwirkung“, die im Rahmen der QCD ² theoretisch beschrieben wird. Ihre Stärke wird durch die starke Kopplungskonstante α_s bestimmt; Terme höherer Ordnung würden in klassischer Störungstheorie in Potenzen von α_s berechnet werden. Der Wert von α_s hängt allerdings vom Impulsübertrag q ab und ist insbesondere für kleine Werte von q (klein bedeutet in diesem Zusammenhang $q \lesssim 1 \text{ GeV}/c$) zu groß für eine konvergente störungstheoretische Beschreibung.

Die physikalische Interpretation der vielen beitragenden Terme höherer Ordnung ist, dass der größte Beitrag zur Hadronenmasse in der Energie der Wechselwirkungsquanten – der Gluonen – sowie in ständig erzeugten und wieder vernichteten virtuellen Quark-Antiquark-Paaren – den so genannten Seequarks – gespeichert ist. Der energetisch niedrigste Zustand der QCD , also das QCD -Vakuum, besteht ebenfalls aus einem komplizierten dynamischen System virtueller Teilchen mit einer allerdings negativen Gesamtenergiedichte von $E_0 \sim -240 \text{ MeV}/\text{fm}^3$ [Fin04]. Im Rahmen des Bag-Modells kann ein Hadron also

¹der so genannten Spinkrise. Das *COMPASS*-Experiment am *CERN* sowie *Hermes* am *DESY* beschäftigen sich mit der Aufgabe, den Spin-Anteil der einzelnen Komponenten der Hadronen zu vermessen.

²QuantenChromodynamik

bildlich als die Verdrängung des QCD -Vakuums aus einem Volumen interpretiert werden, das durch den Aufenthaltsort der Valenzquarks definiert wird.

In den letzten Jahren wurden von theoretischer Seite große Anstrengungen unternommen, eine fundamentale Beschreibung der „starken Wechselwirkung“ im niederenergetischen, nicht-perturbativen Grenzfall zu entwickeln. Ein erfolgversprechender Ansatz ist die „Chirale Störungstheorie“ ($ChPT^3$), eine effektive Feldtheorie, die die Masse der Hadronen als das Ergebnis einer spontanen Brechung der Chiralen Symmetrie auffasst [Wei91]. Die Modifikation des Vakuums entspricht hier einer symmetriebrechenden Polarisierung, ähnlich wie die Magnetisierung eines Ferromagneten die räumliche Symmetrie bricht, obwohl das erzeugende Potenzial räumliche Symmetrie aufweist.

Ein möglicher Test der CPT besteht in der Messung der von ihr vorhergesagten Modifikation von Mesoneneigenschaften durch eine veränderte Umgebung, d. h. durch Erhöhung des Drucks oder der Temperatur. Verschiedene Vorhersagen für die Eigenschaften von Mesonen im dichten Medium beinhalten entweder die Verschiebung ihrer Polmasse zu niedrigeren Werten und/oder eine signifikante Erhöhung ihrer Zerfallsbreite [Fri97][Kli97][Rap00].

Ein Werkzeug zur Messung derartiger Effekte sind Kollisionen von Schwerionen bei relativistischen Einschussenergien: Erstens wird dadurch eine Umgebung hoher Dichte und moderater Temperatur geschaffen – typische Werte sind das 2–3fache der Sättigungsdichte von Kernmaterie (ρ_0) sowie Temperaturen von etwa $T \approx 80$ MeV bei Laborenergien von $E_{\text{kin}} = 1\text{--}2$ AGeV. Solche Strahlen stehen bei der SIS -Beschleunigeranlage der GSI in Darmstadt zur Verfügung. Zweitens werden in derartigen Kollisionen auch die zu vermessenden Mesonen erzeugt. Um aus ihren Zerfallsprodukten auch die Mesoneneigenschaften im Medium extrahieren zu können, müssen Sonden gewählt werden, die eine hinreichend kurze Lebensdauer besitzen, so dass sie innerhalb des Mediums wieder zerfallen können – typische Lebensdauern des Feuerballs können dabei mit der Ausdehnung der kollidierenden Kerne zu $\tau \sim 10$ fm/c abgeschätzt werden. Die leichtesten Vektormesonen ρ^0 , ω und ϕ erfüllen diese Voraussetzungen, wie in Tabelle 1.1 dargestellt ist. Um Effekte bei $1 \cdot \rho_0$ und $T = 0$ zu studieren, sind

Meson	Masse (MeV/c ²)	Reichweite $c\tau$ (fm)	Verzweigungsverhältnis nach e^+e^-
ρ^0	775.8	1.3	$4.67 \cdot 10^{-5}$
ω	782.6	23	$7.14 \cdot 10^{-5}$ $+(5.9 \pm 1.9) \cdot 10^{-5}$ (Dalitz)
ϕ	1019.5	46	$2.98 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 1.1: Einige Eigenschaften der leichtesten Vektormesonen

auch Kollisionen von Protonen mit Kernen (pA) möglich.

Um die Eigenschaften der Mesonen ungehindert aus der Kollisionszone zum Detektor transportieren zu können, wird die Messung von Zerfallskanälen in Endprodukte bevorzugt, die nicht der Starken Wechselwirkung unterliegen und daher das Medium ohne signifikante Störung verlassen können. Kandidaten für

³engl: *Chiral Perturbation Theory*

diese als „penetrating probes“ bezeichneten Endprodukte sind einerseits Photonen (dieser Ansatz wird unter anderem von *TAPS* verfolgt [Kru05]) und andererseits geladene Leptonen. Bei hinreichend hohen Energien bieten μ^\pm eine gut zu unterscheidende Signatur im Detektorsystem, wovon beispielsweise *NA60* Gebrauch macht [Arn06]. Daneben haben unter anderem das *CERES/NA45*-Experiment [Aga95][Aga98][Aga05] am *CERN*, das *DLS*-Experiment [Por97][Wil98] am *BEVALAC*⁴ und jüngst bei *KEK-PS E325* [Mut04] [Nar06] e^+e^- -Paare gemessen.

Die experimentelle Herausforderung bei der Messung nicht stark wechselwirkender Endzustände besteht in dem geringen Verzweigungsverhältnis der entsprechenden Kanäle, die ebenfalls in Tabelle 1.1 dargestellt sind. Die effiziente Identifizierung von e^+e^- -Paaren bei gleichzeitig hoher Unterdrückung des hadronischen Untergrunds ist daher von entscheidender Bedeutung. Dies gilt insbesondere bei Schwerionenkollisionen, in denen der expandierende „Feuerball“ der Kollision eine hohe Multiplizität an geladenen Teilchen erzeugt.

Das *HADES*⁵-Spektrometer ist ein Experiment der zweiten Generation zur Untersuchung von e^+e^- -Paarproduktion bei Strahlenergien bis 2 AGeV. Mit ihm soll die zum Teil vorhandene Datenbasis durch systematische Messungen mit verbesserter Massenauflösung und Signal-zu-Untergrund-Verhältnis ergänzt und verbreitert werden. Im Laufe der letzten Jahre wurden bereits mehrere Reaktionen vermessen und erste Ergebnisse veröffentlicht [HAD07].

Die vorliegende Arbeit fokussiert auf inklusive Messung von e^+e^- -Paaren, die in pp -Kollisionen bei einer Einschussenergie von $E_{\text{kin}} = 2.2$ GeV erzeugt wurden. Die Analyse der Daten erfolgte dabei analog zu der Methode, mit der die Schwerionendaten ausgewertet wurden. Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

Nach einer Motivation und Darstellung des pp -Messprogramms werden in Kapitel 3 Experimentaufbau und -durchführung zusammengefasst. Kapitel 4 erläutert die wesentlichen Schritte der Datenanalyse, die sowohl auf Simulations- als auch auf Experimentdaten angewendet wurden. Für die Interpretation der Messergebnisse sind ausführliche Simulationen unabdingbar und bilden einen Schwerpunkt der Arbeit. Die dafür verwendeten Methoden sind in Kapitel 5 ausgeführt, gefolgt von einer Gegenüberstellung von Simulations- und Experimentdaten sowie einer Gesamtdarstellung und Diskussion der Ergebnisse in Kapitel 6. Ein Ausblick auf geplante Messungen und zukünftige Spektrometererweiterungen schließt die Arbeit ab.

⁴heute *Thomas Jefferson National Laboratory*

⁵*High Acceptance DiElectron Spectrometer*

Kapitel 2

Motivation der pp -Messungen

Es ist aus mehreren Gründen sinnvoll und notwendig, neben dem Schwerionenprogramm Experimente durchzuführen, in denen p und d als Strahl und Target in Frage kommen. Eine grundlegende Eigenschaft dieser Reaktionen ist es, gerade kein Medium zu erzeugen, das über Dichte- und/oder Temperatureffekte die Struktur der zu messenden Hadronen beeinflussen kann.

Die Vakuumeigenschaften der bei SIS -Energien in Frage kommenden Mesonen π , η , K , ρ , ω und ϕ sowie der baryonischen Resonanzen Δ , $N(1440)$, $N(1520)$ und $N(1535)$ sind zum Teil bereits von anderen Experimenten gut vermessen und bieten so Zugang zum Verständnis der Nachweiseffizienz des Detektorsystems für ein Signal, das dem später zu messenden sehr ähnlich ist. Insbesondere dem η -Meson kommt in diesen Untersuchungen mit seinen bekannten Produktionsquerschnitten in elementaren Reaktionen und seinem elektromagnetischen Dalitzzerfall ($\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$; Verzweigungsverhältnis $\approx 0.6\%$) eine zentrale Rolle zu.

Andere Beiträge zum e^+e^- -Paarsignal wie etwa die Δ -Produktion mit anschließendem Dalitzzerfall ($\Delta^+ \rightarrow e^+e^-p$; Verzweigungsverhältnis aus der Theorie $\approx 4.0 \cdot 10^{-5}$) wurden noch nicht vermessen, sind aber notwendig für die korrekte Interpretation der Schwerionendaten.

Neben der Messung bereits bekannter Eigenschaften sollen daher mit der gegenüber anderen Experimenten stark verbesserten Statistik eine Reihe von elementaren Reaktionen untersucht werden. Zwei Experimente wurden bereits durchgeführt:

1. $p + p$ bei $E_{\text{kin}} = 2.2$ GeV zur Vermessung der η -Eigenschaften – diese Daten wurden zur Erstellung der vorliegenden Arbeit verwendet.
2. $p + p$ bei $E_{\text{kin}} = 1.25$ GeV zur Bestimmung des Beitrags des Δ -Dalitzzerfalls zum e^+e^- -Paarsignal unterhalb der Nukleon-Nukleon-Produktionsschwelle für η -Mesonen – die Auswertung dieses Experiments ist noch nicht beendet.

Weitere Experimente sind bereits geplant, unter anderem:

1. $p + p$ bei $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV zur ω -Messung. Durch die geringe Breite des ω -Mesons kann die Massenauflösung des Spektrometers bestimmt werden,

die hohe Statistik für das η -Meson erlaubt Zugriff auf seinen Formfaktor. Die ebenfalls hohe Statistik für das ω ermöglicht die Bestimmung der Polarisation des direkten e^+e^- -Zerfalls.

2. $d + p$ bei $E_{\text{kin}} = 1.25 \text{ AGeV}$ zur Quantifizierung der Δ -Produktion und des Beitrags des Δ -Dalitzzerfalls in pn -Kollisionen, zur Messung der Isospinabhängigkeit der η -Produktion an der Schwelle und möglicherweise zum erstmaligen Nachweis von pn -Bremsstrahlung in diesem Energiebereich.
3. $\pi^- + p$ bei $E_{\text{kin}} \approx 1.1 \text{ GeV}$ zur ω -Produktion und als Referenz für ebenfalls geplante $\pi^- + A$ -Messungen.

Durch die inklusive Messung differenzieller Wirkungsquerschnitte kann für die Produktion von e^+e^- -Paaren modellunabhängig eine Referenz für spätere Schwerionenexperimente geschaffen werden. Dabei sollte durch Skalierung mit der Zahl der Partizipanden in der Kern-Kern-Kollision¹ eine Verhältnisbildung mit einem direkten Zugang zu eventuellen Abweichungen ermöglicht werden.

Elementare Reaktionen bieten durch die begrenzte Anzahl von Partizipanden bei gleichzeitig großer Akzeptanz des *HADES*-Spektrometers die Möglichkeit, exklusive Messungen vorzunehmen, d. h. fast alle Zerfallsprodukte nachzuweisen. Durch die kinematische Überbestimmtheit können fehlende Reaktionspartner rekonstruiert und damit der Reaktionskanal eindeutig identifiziert werden. Dabei findet die *Missing-Mass*-Technik Anwendung, die im Anhang A.2 genauer erläutert wird. Eine ausführliche Beschreibung der exklusiven Analyse der Reaktion $p + p$ bei $E_{\text{kin}} = 2.2 \text{ GeV}$ und ihrer Ergebnisse findet sich in [Spa05] und [Rus06]. Diese Ergebnisse sind ebenfalls für das Detektorverständnis von entscheidender Bedeutung, da sie etwaige Inkonsistenzen in der Effizienzbestimmung für inklusive e^+e^- -Messungen aufdecken können.

2.1 Eichung des Spektrometers

Bei der Bestimmung der Detektoreigenschaften sind prinzipiell zwei Vorgehensweisen zu unterscheiden, die erst in der Kombination zu gesicherten Aussagen führen: Einerseits sollte jede einzelne Eigenschaft wie Präzision der räumlichen Lage, Zeitauflösung von Detektor und Elektronik, Rauschen, Empfindlichkeit des zu erwartenden Detektorverhaltens auf Umwelteinflüsse wie Druck und Temperatur etc. verstanden und experimentell überprüft sein. Dies ist Voraussetzung für eine detaillierte Nachbildung des Detektors in der Simulation, ohne die die totale Effizienzbestimmung mittels Monte-Carlo-Verfahren nicht möglich ist. Andererseits können durch die gezielte Erzeugung physikalischer Szenarien, die z. B. kinematische Randbedingungen besitzen und somit redundante Informationen liefern, manche Eigenschaften direkt bestimmt werden. Dabei kann die Zusatzinformation entweder in jedem Ereignis für sich existieren – ein Beispiel hierfür ist die Messung der in Abschnitt 2.1.1 beschriebenen elastischen pp -Streuung – oder aber lediglich in integraler Form wie etwa die Anzahl der

¹der an der Reaktion beteiligten Nukleonen

erzeugten η -Dalitzzerfälle und ihre spektrale Verteilung, die dann mit der Messung verglichen werden kann; dieses Vorgehen wird näher in Abschnitt 2.1.2 erläutert.

2.1.1 Winkel- und Impulseichung

Um die Genauigkeit der Impulsrekonstruktion zu bestimmen, kann die elastische Streuung von Protonen eingesetzt werden. Derartige Ereignisse können über die Koplanarität der beiden Protonen selektiert werden (die Impulse der auslaufenden Protonen sind jeweils in Kugelkoordinaten (ϑ, φ, p) repräsentiert, wobei die ausgezeichnete Richtung die Strahlachse ist):

$$\Delta\phi = |\phi_{p_1} - \phi_{p_2}| = 180^\circ \quad (2.1)$$

Diese Bedingung erlaubt zunächst die Eichung der räumlichen Lage der Detektoren. Im Laborsystem gilt des weiteren die kinematische Beziehung

$$\tan \vartheta_{p_1} \cdot \tan \vartheta_{p_2} = \frac{1}{\gamma_{\text{CM}}^2} \quad (2.2)$$

die in Anhang A.1 ausführlich abgeleitet wird. $\gamma_{\text{CM}} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_{\text{CM}}^2}}$ ist der Lorentzfaktor des Schwerpunktsystems und eindeutig mit der bekannten Strahlenergie verknüpft. Die Breite der Verteilung in $\tan \vartheta_{p_1} \cdot \tan \vartheta_{p_2}$ erlaubt den Zugriff auf die ϑ -Auflösung der Spurverfolgung. Durch die Kinematik ergibt sich auch die eindeutige Beziehung

$$p^2 = \frac{2m_p(2m_p c^2 + E_{\text{kin}})(\gamma_{\text{CM}}^2 - 1)}{\cos^2 \vartheta (1 + \gamma_{\text{CM}}^2 \tan^2 \vartheta + \gamma_{\text{CM}}^4 \tan^4 \vartheta)} \quad (2.3)$$

zwischen Impuls und Laborwinkel ϑ , die ebenfalls in Anhang A.1 abgeleitet wird. Damit erhält man aus ϑ einen „kinematischen Impuls“, der dann mit dem Impuls aus der Spurverfolgung im Magnetfeld verglichen werden kann und Zugriff auf dessen Unsicherheit gibt.

2.1.2 Akzeptanz und Nachweiseffizienz

Die wesentlichen globalen Eigenschaften des Spektrometers für die Interpretation seiner Daten sind

1. die Akzeptanz für Einzelspuren in Abhängigkeit von Emissionsrichtung und Impuls
2. die Nachweiseffizienz für Hadronen
3. die Nachweiseffizienz für einzelne e^+ / e^- -Spuren sowie
4. die Modifikation der Nachweiseffizienz für Spurpaare bei kleinen Öffnungswinkeln

Für deren Bestimmung ist die Messung des η -Mesons besonders geeignet. Einerseits sind eine Reihe seiner Eigenschaften bereits relativ präzise von anderen Experimenten vermessen worden, so dass sowohl sein Produktionswirkungsquerschnitt in elementaren Reaktionen als auch eine Zerfallscharakteristik mit Genauigkeiten von etwa 20 % bekannt sind [Bal01]. Andererseits erzeugt der Dalitzzerfall des η -Mesons e^+e^- -Paare mit Verteilungen in Impuls und Öffnungswinkel, die denen der Vektormesonen ähnlich sind. Damit sind auch Nachweeffizienz und Massenauflösung von η und ρ^0/ω vergleichbar. Abbildung 2.1 zeigt die Öffnungswinkel- und Impulsverteilungen für drei e^+e^- -Quellen im Vergleich, Tabelle 2.1 für dieselben Quellen die Wahrscheinlichkeit, Filter auf Öffnungswinkel und Einzelteilchenimpuls zu überleben. Diese zweite Eigenschaft zeichnet das η gegenüber dem π^0 aus, das e^+e^- -Paare mit im Mittel geringeren Impulsen sowie kleineren Öffnungswinkeln erzeugt und somit wesentlich seltener vollständig nachgewiesen werden kann².

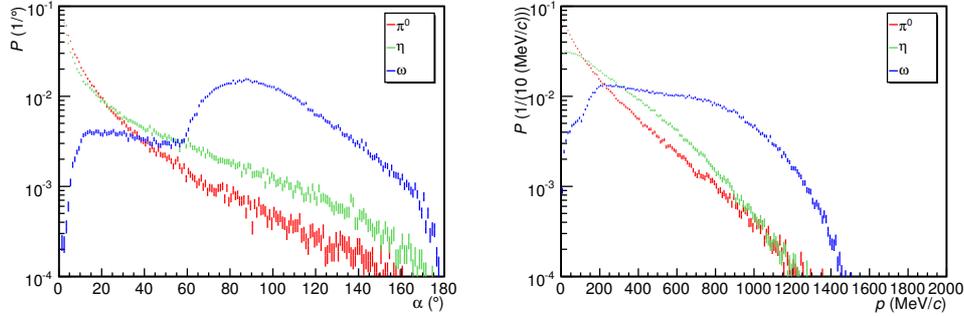


Abbildung 2.1: Eine `Pluto++`-Simulation zeigt die unterschiedlichen Impulsverteilungen (links) und Öffnungswinkelverteilungen (rechts) von e^+e^- -Paaren, die verschiedenen Quellen stammen.

Meson	$P_0(\alpha > 9^\circ)$	$P_{1/2}(p_{1/2} > 100 \text{ MeV}/c)$	$P_{0\wedge 1\wedge 2}$
π^0	0.370	0.529	0.043
η	0.454	0.709	0.172
ω	0.991	0.960	0.913

Tabelle 2.1: Wahrscheinlichkeiten für e^+e^- -Paare, Filter auf den Öffnungswinkel bzw. den Impuls der einzelnen Teilchen zu überstehen

²Die Impulse liegen oft im Bereich 50–100 MeV/c, was in etwa der Untergrenze der Impulsakzeptanz des Spektrometers entspricht. Zudem bedingen kleine Öffnungswinkel, dass sich oft die beiden Ringe überlagern, die im *RICH*-Detektor gesehen werden. Zum Teil verringert sich auch die Effizienz der Doppelspurauflösung in den inneren MDC-Detektoren, da die Wahrscheinlichkeit steigt, dass beide Trajektorien in einer oder mehreren Drahtebenen die gleiche Driftzelle treffen. Anders gesprochen: Sie lösen am gleichen Draht das Signal aus, womit eines der Signale verloren geht. Diese beiden Faktoren – geringe Einzelimpulse und geringe Öffnungswinkel – bedingen, dass das Produkt aus Akzeptanz und Nachweeffizienz von *HADES* für ein e^+e^- -Paar lediglich bei etwa 10 % liegt, während Paare aus schwereren Mesonen aufgrund ihrer im Mittel größeren invarianten Massen mit etwa 35–40 % Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden.

Eigenschaften des η -Mesons

Die Masse des η -Mesons ist laut [Yao06] $M = 548 \text{ MeV}/c^2$, die Breite etwa $\Gamma = 1.3 \text{ keV}/c^2$. Damit liegt die elementare Nukleon-Nukleon-Produktionsschwelle, wie in Anhang A.3 näher ausgeführt, bei $E_{\text{kin}} = 1.26 \text{ GeV}$.

Die Produktion findet zu einem beträchtlichen Anteil durch Anregung und Zerfall der $N(1535)^+$ -Resonanz statt:

$$p + p \rightarrow p + N(1535)^+ \rightarrow p + p + \eta \quad (2.4)$$

Daneben ist auch noch die nicht-resonante Produktion möglich; die Separation der beiden Anteile wurde mittels einer Dalitzanalyse extrahiert, die relative Häufigkeit der beiden Produktionskanäle wurde von [Bal04b] bestimmt auf

$$\frac{N_{N(1535)}}{N_{\text{nicht-res.}}} = \frac{0.58}{0.42} \quad (2.5)$$

Dafür wurde der exklusive Wirkungsquerschnitt bei $E_{\text{kin}} = 2.2 \text{ GeV}$ von [Bal01] auf etwa $\sigma_{\eta,\text{exkl.}} = 120 \mu\text{b}$ bestimmt, wobei die Unsicherheiten gerade bei dieser Energie relativ groß sind; die einzige Messung [Pic62] enthält große systematische Fehler und weicht als einziger Datenpunkt signifikant von den beiden in [Bal01] verwendeten Parametrisierungen ab.

Die wichtigsten Zerfallskanäle sind in Tabelle 2.2 aufgeführt.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$\eta \rightarrow \gamma + \gamma$	0.394
$\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$	0.227
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	0.325
$\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \gamma$	0.0469
$\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ (Dalitzzerfall)	0.006
$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$	$3.1 \cdot 10^{-4}$
$\eta \rightarrow e^+ + e^-$	$< 7.7 \cdot 10^{-5}$
$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$	$5.8 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 2.2: Zerfallskanäle des η -Mesons

Inklusive e^+e^- -Paarmessung

Für den Vergleich mit Schwerionendaten ist es von entscheidender Bedeutung, in allen Systemen die gleichen Analyseverfahren zu verwenden. Die inklusive Messung hat den Vorteil, e^+e^- -Paarverteilungen mit großer Ereignisstatistik zu erhalten. Dabei gilt es, Unterschiede zwischen den beiden Experimenten zu berücksichtigen. Beispielsweise ist eine Normierung auf die Anzahl der jeweils gemessenen Ereignisse im Allgemeinen nicht geeignet, da die Ereignistopologien voneinander abweichen. Dies liegt z. B. an der unterschiedlichen Auswahl von Ereignissen durch die jeweils gewählte Triggerbedingung. Im Falle einer Schwerionenkollision wird durch Auswahl der Ereignisse mittels eines Multiplizitäts-triggers eine Verteilung in der Zentralität und damit in der Anzahl der Partizipanden erzeugt. Für jedes Nukleon-Nukleon-Kollisionspaar in einer Schwerionenkollision gibt es wiederum eine Verteilung im Stoßparameter.

Eine rigide Multiplizitätstriggerbedingung bei einer elementaren Reaktion hingegen bevorzugt stark kleine Stoßparameter. Ereignisse, die eine geringe Inelastizität aufweisen und damit nur wenige zusätzliche Reaktionsprodukte erlauben, werden stark unterdrückt. Vergleichbar wären am ehesten so genannte *minimum-bias*-Ereignisse³, da sie jeweils die komplette Bandbreite an Reaktionen möglichst unverändert enthalten. Solche erfordern aber sehr große tatsächlich für die Analyse zur Verfügung stehende Ereignismengen, um genügend Statistik für seltene Kanäle zu erhalten.

Ein möglicher Ausweg ist die Normierung auf eine physikalische Größe, die ein direktes Maß für die Größe des Systems darstellt. Dafür kommt z. B. die Zahl der pro Ereignis produzierten π^0 -Mesonen in Frage.

Die Anzahl der erzeugten π^0 -Mesonen pro Ereignis lässt sich in isospin-symmetrischen Schwerionenkollisionen (z. B. $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$) durch Messung der Multiplizität geladener Pionen bestimmen, da aufgrund der Isospinsymmetrie gilt:

$$N_{\pi^+} = N_{\pi^-} = N_{\pi^0} \quad (2.6)$$

Diese Möglichkeit wurde für die Normierung der CC-Reaktionen bei *HADES* angewendet, existiert für ein System mit stark asymmetrischem Isospin im Anfangszustand jedoch nicht.

Exklusive Messung geladener η -Zerfälle

Neben der inklusiven Messung von e^+e^- -Paaren ist es in elementaren Reaktionen ebenso möglich, mit hoher Statistik die gesamte Reaktionskinematik zu erfassen. Hierbei wurden zwei Reaktionskanäle besonders berücksichtigt:

1. $p + p \rightarrow p + p + \eta; \eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (im Folgenden mit dem Index *had*⁴ bezeichnet) und
2. $p + p \rightarrow p + p + \eta; \eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ (η -Dalitzzerfall).

Das Verhältnis der Verzweigungsverhältnisse für diese beiden Endzustände ist $\frac{N_{\text{had}}}{N_{\text{Dalitz}}} \approx \frac{40}{1}$, und ein exklusiver Nachweis dieser Endzustände erlaubt den Zugriff auf das Verhältnis der entsprechenden Nachweiseffizienzen. Diese Analyse wurde zum Teil bereits durchgeführt und in zwei Dissertationen [Spa05][Rus06] veröffentlicht.

2.2 Physikalische Fragestellungen

Die spektralen Verteilungen der einzelnen e^+e^- -Paarquellen können einerseits durch Variation der Einschussenergie ausgewählt werden. Darüber hinaus sind speziell Zweikörperzerfälle als Linie im invarianten Massenspektrum einfach zu separieren.

³engl., wörtlich: Minimale Vorbedingung. Damit ist gemeint, dass möglichst keine Bedingung auf die Ereignisse gesetzt wird, die eventuell die Charakteristik der Ereignisauswahl verändert (um z. B. eine bestimmte Klasse von Ereignissen anzureichern).

⁴Für *hadronisch* – obgleich natürlich noch weitere hadronische Zerfallskanäle existieren

Der Dalitzzerfall des π^0 -Mesons kann durch die Beschränkung

$$m_{\text{inv}} \leq m_{\pi^0} \quad (2.7)$$

und seine Dominanz gegenüber anderen Quellen in diesem Massenintervall ebenfalls gut abgetrennt werden.

Eine vierte Möglichkeit wird – genügend Statistik und im besten Fall exklusive Messung vorausgesetzt – in [Bra95b] und [Bra97] vorgeschlagen und nutzt aus, dass die Polarisation des virtuellen Photons γ^* , das die Quelle des e^+e^- -Paares ist, von den Quantenzahlen (und der Masse) der Quelle abhängt. Vektormesonen besitzen eine isotrope Zerfallscharakteristik, während pseudoskalare Mesonen – also π^0 und η – in der Näherung verschwindender Masse eine vollständige Polarisierung aufweisen⁵, die dann mit steigender Masse abnimmt. Der für diese Analyse notwendige Mesonenimpuls \vec{p}_m ist in exklusiven Messungen bekannt. In inklusiven Messungen kann er durch die Strahlachse genähert und dann energie- und massenabhängig korrigiert werden. Entsprechende Parametrisierungen sind ebenfalls in [Bra95b] und [Bra97] beschrieben.

Zur systematischen Untersuchung der verschiedenen Quellen des e^+e^- -Paarsignals sowie einer Überprüfung der sie beschreibenden Modelle können also sowohl inklusive als auch exklusive Messungen wesentliche neue Ergebnisse beitragen. Einige ausgewählte Fragestellungen werden im Folgenden dargestellt.

Diese Fragestellungen beinhalten – gerade wenn sie zur Interpretation von Schwerionendaten relevant sind – jeweils auch Abhängigkeiten vom Isospin. Dies ermöglicht den Vergleich von tendenziell isospinsymmetrischen Anfangszuständen bei Schwerionenreaktionen mit stark asymmetrischen Anfangszuständen in den unter den elementaren Reaktionen am besten vermessenen pp -Kollisionen.

2.2.1 η -Formfaktor

Das η -Meson ist als pseudoskalares Teilchen nicht in der Lage, in seinem Ruhesystem Informationen über seine Entstehung zu transportieren oder gar bei einem Zerfall an seine Tochterpartikel weiterzugeben. Damit faktorisieren Produktions- und Zerfallswirkungsquerschnitte, so dass bei bekannter Produktion der Dalitzzerfall als Dreikörperzerfall mit seinen neun kinematischen Variablen separat betrachtet werden kann [Bra95a]. Hiervon verbleiben aufgrund von Energie- und Impulserhaltung sowie räumlicher Isotropie letztlich nur noch zwei Freiheitsgrade. Zur Beschreibung dieser werden typischerweise ein Zerfallswinkel und eine invariante Masse gewählt – wobei auch andere Parametrisierungen möglich sind und zum Teil Verwendung finden⁶.

Im Allgemeinen sind diese beiden Variablen nicht unabhängig und damit faktorisierbar, dennoch bieten die zwei jeweils über die andere Variable integrierten Verteilungen einen guten Ansatz zur Beschreibung des Formfaktors.

⁵Die Polarisierung wird normalerweise mit Gleichung 2.8 parametrisiert. Isotropie entspricht $B = 0$, bei vollständiger Polarisierung ist $B = 1$.

⁶Etwa ist der Dalitzplot eine solche zweidimensionale Darstellung, in denen zwei invariante Massen als Variablen gewählt werden.

[Bra95a] schlägt die folgende Parametrisierung für den Zerfallswinkel des Elektrons bezüglich dem Impuls des virtuellen Photons vor:

$$\frac{d\sigma}{dM^2 d(\cos \vartheta_{\text{CM}})} = A(1 + B \cos^2 \vartheta_{\text{CM}}) \quad (2.8)$$

Die aus dem in dieser Arbeit analysierten pp -Experiment bei $E_{\text{kin}} = 2.2$ GeV gewonnene Statistik reicht aus, um die Tragfähigkeit dieser Messungen des Wirkungsquerschnitts sowohl in der Winkelvariablen als auch in der invarianten Masse des e^+e^- -Paares zu demonstrieren, allerdings sind die statistischen Unsicherheiten noch so groß, dass die Unterscheidung zwischen verschiedenen Szenarien nicht möglich ist [Frö07b][Spr07]. Die zu erwartende Verbesserung der Statistik um einen Faktor 10 bei höherer Strahlenergie $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV stellt die notwendige Präzision aber in Aussicht.

2.2.2 Spektrale Verteilungen des ω -Mesons

Bei $E_{\text{kin}} = 3.5$ GeV wird auch der Wirkungsquerschnitt für die Vektormesonen ρ^0 und ω groß genug, um hinreichend Statistik für die Bestimmung differenzieller Größen zu erreichen. Während das ρ^0 eine relativ große Breite hat und daher möglicherweise mit dem Massenbereich des η -Dalitzzerfalls überlappt, hat das ω lediglich eine Breite von etwa $8 \text{ MeV}/c^2$ und bietet mit seinem Zweikörperzerfall ($\omega \rightarrow \gamma^* \rightarrow e^+e^-$) ein eindeutig zu identifizierendes Signal.

TAPS hat nach Photoproduktion an Kernen verschiedener Größe ebenfalls die Linienform des ω durch Spektroskopie des Zerfalls $\omega \rightarrow \gamma\pi^0 \rightarrow 3\gamma$ gemessen [Trn05]. Dort wurde eine veränderte Spektralfunktion beobachtet, die möglicherweise einen Mediumeffekt darstellen könnte. Die Messung war allerdings durch die Endzustandswechselwirkung des π^0 erschwert, weshalb eine komplementäre Messung des Zerfalls $\omega \rightarrow e^+e^-$ wünschenswert ist.

Daneben existiert beim ω noch der Dreikörperzerfall $\omega \rightarrow e^+e^-\pi^0$. Für das ω ist eine Messung des elektromagnetischen Formfaktors von besonderem Interesse, da das *VMD*-Modell⁷ eine spektrale Verteilung in der invarianten Masse voraussagt, die von Messungen im analogen myonischen Zerfallskanal $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^0$ signifikant abweichen [Dzh81].

2.2.3 Nachweisgrenze für $\eta \rightarrow e^+e^-$

Der Zweikörperzerfall des η -Mesons in e^+e^- ist aus Helizitätsgründen nur über einen Zwischenzustand mit mindestens zwei Photonen möglich und daher unterdrückt. Hierbei skaliert das Verzweungsverhältnis mit dem Massenquadrat der Endzustandsleptonen:

$$\frac{BR(\eta \rightarrow e^+e^-)}{BR(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-)} \simeq \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \quad (2.9)$$

Das für $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$ mit dem *SPES II*-Spektrometer gemessene Verzweungsverhältnis von $(5.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-6}$ [Kes93] ist verträglich mit den theoretischen

⁷ Vector Meson Dominance

Vorhersagen [Lan85]. Die Vorhersage für den Zerfall $\eta \rightarrow e^+e^-$ liegt dagegen im Bereich $\geq 1.7 \cdot 10^{-9}$ [Lan85]. Dieser Kanal wurde noch nicht gemessen und die experimentell bestimmte Obergrenze liegt bei $7.7 \cdot 10^{-5}$ [Yao06]. *HADES* ist mit der bereits erreichten Statistik, sicher aber mit der noch zu erwartenden Statistik in der Lage, diese Obergrenze signifikant zu reduzieren.

2.2.4 Δ -Produktion bei niederen Einschussenergien

Unterhalb der η -Produktionsschwelle wird angenommen, dass der aufgrund seines geringen Verzweigungsverhältnisses von $4 \cdot 10^{-5}$ noch nicht experimentell nachgewiesene Δ -Dalitzzerfall einen relevanten Beitrag zum e^+e^- -Paarsignal liefert. Dies ist unter anderem zur Interpretation der Schwerionendaten von großem Interesse, insbesondere, da unverstandene Beiträge in e^+e^- -Messungen bei *DLS*⁸ [Wil98] neueren Untersuchungen zufolge eine Anregungsfunktion wie die Pionenproduktion (und damit möglicherweise Δ -Produktion) aufweisen zu scheinen [HAD07].

Untersuchungen von Δ -Produktion und -Zerfall beinhalten auch die Isospinabhängigkeit, da einerseits sowohl $p + p^-$ als auch $p + n$ -Reaktionen zur Produktion der Δ -Resonanz beitragen, und andererseits sowohl Δ^+ als auch Δ^0 einen elektromagnetischen Dalitzzerfallskanal besitzen.

2.2.5 pn -Bremsstrahlung bei niederen Einschussenergien

Ebenso wie der Δ -Dalitzzerfall kann harte pn -Bremsstrahlung bei niedrigen Strahlenergien einen Beitrag zur Produktion virtueller γ^* -Quanten liefern, die wiederum eine Quelle für das e^+e^- -Paarsignal sind. Während nach klassischer Rechnung pp -Bremsstrahlung als Effekt höherer Ordnung gegenüber pn -Bremsstrahlung vernachlässigbar ist⁹, gibt es relativistische Rechnungen, nach denen pp -Bremsstrahlung mit bis zu der Hälfte der pn -Bremsstrahlung zur Erzeugung von e^+e^- -Paaren beiträgt [Mar97].

Bremsstrahlung in Nukleon-Nukleon-Kollisionen wurde lediglich bei deutlich niedrigeren Energien unterhalb der Produktionsschwelle für Pionen gemessen [Hui02].

2.2.6 Isospin-Abhängigkeit der η -Produktion in dp -Reaktionen

Systematische Messungen an der η -Produktionsschwelle mit dem *WASA/Pro-mice*-Detektorsystem am *CELSIUS*-Speicherring [Cal96][Cal98][Cal99] und mit dem *TAPS*-Detektor [Wei03][Hej02] zeigen eine Asymmetrie des η -Produktionsquerschnitts zwischen pp - und pn -Kollisionen. Diese Asymmetrie wird mit steigender Energie geringer.

Die kohärente η -Produktion am Deuteron, die das Projektil intakt lässt und bei niedrigen Einschussenergien trotz der losen Bindung des Deuterons aus

⁸*DiLepton Spectrometer*

⁹Da in einer pp -Kollision der Ladungsschwerpunkt dem Masseschwerpunkt entspricht, ist $\frac{\partial I}{\partial t} = 0$, mit anderen Worten: Integral betrachtet wird keine Ladung beschleunigt und damit in erster Ordnung auch keine elektromagnetische Strahlung emittiert.

kinematischen Gründen¹⁰ dominiert, muss ebenfalls berücksichtigt werden.

Eine semi-exklusive Messung selektiert durch so genanntes *Spectator Tagging*¹¹ den Anteil der pn -Reaktionen auf Ereignisbasis. Durch exakte Messung des Impulses des nicht beteiligten Proton-*Spectators* kann sogar der Effekt des Fermiimpulses korrigiert und für jedes Ereignis eine effektive Schwerpunktsenergie angegeben werden.

¹⁰Siehe auch Anhang A.3

¹¹d. h. durch Auswahl von Ereignissen in dp -Reaktionen, bei denen das im Projektildeuteron enthaltene Proton mit gegenüber dem einfallenden Strahl kaum verändertem Impuls nachgewiesen werden kann. Dies deutet auf eine Reaktion des Projektilneutrons mit dem Targetproton hin.

Kapitel 3

Aufbau und Durchführung des Experiments

Das *HADES*-Detektorsystem [HAD94] am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) Darmstadt befindet sich nach seiner Aufbauphase seit Ende 2002 im Produktionsbetrieb. Die Publikationen [Sch95], [Ger96], [Fri99], [Kas00], [Mün99], [Sal95] und [Mün02] beschreiben seinen Aufbau im Detail, daher wird an dieser Stelle die Messanordnung nur kurz dargestellt.

Das Detektorsystem wurde mit dem Ziel gebaut, e^+e^- -Paare sowohl aus elementaren hadronischen Reaktionen als auch aus Schwerionenstößen mit großer Statistik und guter Impulsauflösung zu messen. Es stellt ein Magnetspektrometer mit supraleitenden Magneten dar und erlaubt über die Messung der Teilchenimpulse die Rekonstruktion der invarianten e^+e^- -Paarmassen entsprechend Gleichung 3.1,

$$m_{\text{inv}} = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2} \quad (3.1)$$

in die im Wesentlichen die Impulsbeträge der e^+/e^- und der Öffnungswinkel des Paares eingehen.

Um die seltenen Ereignisse mit elektromagnetischen Zerfällen in genügender Zahl sammeln zu können, wurde einerseits Wert auf eine große Akzeptanz gelegt, andererseits ist die Datenaufnahme zusammen mit einer ausgefeilten Teilchenidentifikation und einem mehrstufigen Triggersystem in der Lage, hohe Primärraten zu verarbeiten.

Die präzise Messung des Impulses wird durch die Driftkammern mit einer Ortsauflösung von etwa $100 \mu\text{m}$ erreicht. Durch den konsequenten Einsatz von dünnen Materialien mit großen Strahlungslängen wird sowohl die Kleinwinkelstreuung als auch die Erzeugung von Konversionspaaren minimiert.

Den prinzipiellen Aufbau von *HADES* verdeutlicht Abbildung 3.1: Das Target ist von mehreren Detektorschichten umgeben, die jeweils fast die gesamte vordere Hemisphäre abdecken.

Die Akzeptanz wird durch großflächige Detektoren erreicht, die den Polarwinkel ϑ jeweils von 18° bis 85° , und den Azimutwinkel ϕ – abgesehen von den Rahmenstrukturen im Bereich der sechs Magnetspulen – komplett abdecken.

Diese Akzeptanz in ϑ entspricht einem Intervall in der Pseudorapidität $\eta = -\ln \tan(\vartheta/2)$ von $0.08 < \eta < 2.02$. Die Anzahl der Magnetfeldspulen gibt die sechsfache Symmetrie des gesamten Detektorsystems vor.

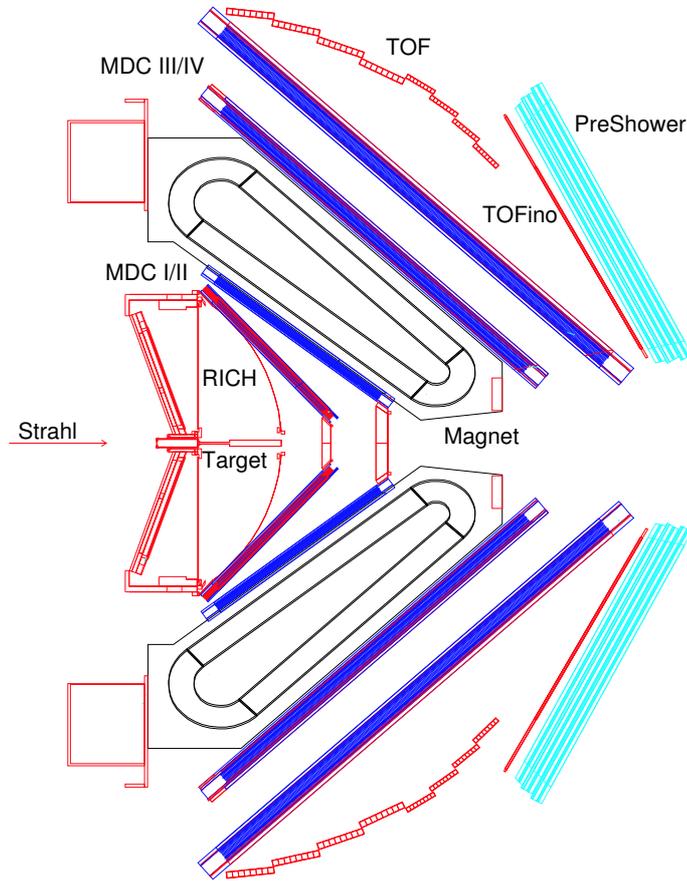


Abbildung 3.1: Querschnitt durch das *HADES* Spektrometer. Der Strahl trifft auf das im Zentrum des *RICH*-Detektors befindliche Target. Erzeugte Reaktionsprodukte durchqueren in Vorwärtsrichtung nacheinander den *RICH*, die beiden inneren Module der Minidriftkammern, das Magnetfeld, die äußeren Driftkammern und zuletzt – je nach Polarwinkel – die weiteren Detektoren zur Teilchenidentifikation.

3.1 Experimentaufbau

Im folgenden Abschnitt wird zunächst die Standardmessanordnung kurz beschrieben.

3.1.1 Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer im engeren Sinne hat die Aufgabe, die Spuren aller geladenen Teilchen zu messen. Gleichung 3.3 stellt den Zusammenhang zwischen

Impuls \vec{p} , Impulsänderung $d\vec{p}$ und Magnetfeld \vec{B} dar:

$$d\vec{p} = q \cdot \vec{p} \times \vec{B} ds \quad \text{oder in integraler Form} \quad (3.2)$$

$$\Delta\vec{p} = \int q \cdot \vec{p} \times \vec{B} ds \quad (3.3)$$

Iterative Verfahren unter Verwendung von z. B. einer schnellen numerischen Runge-Kutta-Integration [Sto73] erlauben nun bei genauer Kenntnis von $\vec{B}(\vec{r})$ und gemessener Richtungsänderung des Impulses $\Delta\vec{p}$ die Bestimmung des Anfangsimpulses $\vec{p}(t_0)$ im Reaktionsvertex. Die Größe der Impulsänderung hängt dabei in erster Näherung lediglich von dem Ort des Eintritts in das Magnetfeld \vec{r}_0 ab, nicht aber vom Impuls selbst; diese Näherung ist für große Impulse ($p \geq 100 \text{ MeV}/c$) gültig, bei denen Unterschiede im Flugweg durch das Magnetfeld – und damit im Feldintegral $\mathcal{B}(\vec{r}_0) = \int_{\vec{r}_0}^{\vec{r}_1} \vec{B} d\vec{s}$ – vernachlässigbar sind.

Target

Bei *HADES* werden je nach zu messendem System entweder Flüssig- (z. B. flüssiger Wasserstoff – LH₂, flüssiges Deuterium – LD₂), oder Festkörpertargets (Schwerionenreaktionen mit ¹²C, ⁴⁰Ca, usw.) eingesetzt.

Die Festkörpertargets sind segmentiert, um einerseits die e^+e^- -Paarerzeugung durch γ -Konversion im Target selbst zu minimieren und andererseits durch eine präzise Vertexrekonstruktion Ereignisse mit mehreren Reaktionen¹ identifizieren und verwerfen zu können.

Dies ist bei den Flüssigtargets nicht möglich, da zum Erreichen einer vergleichbaren Reaktionsrate geometrisch wesentlich dickere Targets (z. B. 5 cm) nötig sind. Hier muss die Spurverfolgung ohne Vorinformation in der Lage sein, den Vertex zu bestimmen und so eine genügend präzise Aussage über die Emissionswinkel ϑ und ϕ der einzelnen Teilchenspuren – und damit die Kinematik des Ereignisses – zu ermöglichen.

Toroidmagnet

Der supraleitende Magnet *ILSE* erzeugt mit sechs azimuthal symmetrisch angeordneten Spulen ein toroidales Magnetfeld in der Größenordnung von 0.5 T. Geladene Teilchen werden damit in erster Linie in Richtung des Polarwinkels ϑ abgelenkt, und zwar solche mit positiver Ladung zur Strahlachse hin und solche mit negativer Ladung von der Strahlachse weg. Das Feldintegral $\mathcal{B}(\vec{r}_0)$ variiert über ϑ und ist in etwa den typischen Impulsen $p(\vartheta)$ angepasst, so dass die mittlere räumliche Ablenkung der Teilchen über ϑ etwa konstant ist. Die Geometrie des Magnetfeldes ist zusammen mit einer Methode zu seiner Vermessung in [Bre99] beschrieben.

MDC – Minidriftkammern

Zur Messung der Teilchenspuren werden vier Ebenen von Minidriftkammern eingesetzt, und zwar MDCI und MDCII vor, MDCIII und MDCIV hinter dem

¹engl: Pile-up

Magnetfeld. Jede Kammer besteht selbst aus sechs Signaldrahtebenen; das einem Signaldraht zugeordnete Volumen wird als Driftzelle bezeichnet. Die Größe der Driftzellen variiert von $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ (MDCI) bis hin zu $10 \text{ mm} \times 14 \text{ mm}$ (MDCIV), um jeweils eine konstant hohe Granularität in ϑ und φ zu erreichen. Am Signaldraht wird die Driftzeit der vom Primärteilchen erzeugten und im Gas verstärkten Ladungswolke gemessen. Die dadurch erreichte Ortsauflösung liegt mit ca. $100 \mu\text{m}$ bei dem für die hohe Impulsauflösung geforderten Wert.

Die Signaldrahtebenen sind gegeneinander verdreht, um eine eindeutige Bestimmung des Trefferortes in der Kammer zu gewährleisten. Die Messung der Zeiten t_1 (Überschreiten) und t_2 (Unterschreiten der Signalschwelle) ermöglicht eine Pulshöhenkorrektur der Driftzeit und kann sogar als grobe Energieverlustmessung und damit zur Teilchenidentifizierung eingesetzt werden [Mar04].

Die hohe Granularität der MDC erlaubt die Separation zweier eng nebeneinander liegender Spuren. Solche Spurpaare entstehen einerseits bei sehr hohen Teilchenmultiplizitäten im Schwerionenstoß und andererseits durch Konversion von γ -Quanten in e^+e^- -Paare mit kleinen Öffnungswinkeln von typischerweise 2° . Sie würden bei mangelnder Unterdrückung signifikant zum kombinatorischen Untergrund in den e^+e^- -Paaren beitragen, da in den meisten Fällen nur eines der beiden Leptonen genügend Impuls zur Durchquerung des Magnetfeldes und zum Erreichen der hinteren Zähler hat. Dieses ungepaarte e^+/e^- steht dann als Partner zur Bildung eines nichtphysikalischen Paares zur Verfügung [Bie03][Ebe04].

Eine detaillierte Beschreibung der Minidriftkammern, der Driftzeitkalibration, der Treffersuche und der Analysemethode ist in [Mar05] zu finden.

3.1.2 Teilchenidentifikation

Zur Identifikation der Teilchenspezies dienen drei Mechanismen: Eine Geschwindigkeitsmessung mittels Flugzeitdetektoren hinter den äußeren Driftkammern erlaubt zusammen mit dem im Magnetspektrometer bestimmten Impuls und Ladungsvorzeichen die Bestimmung der Masse und damit der Teilchenspezies für Hadronen ($\beta < 1$). Dafür wird die massenabhängige relativistische Geschwindigkeits-Flugzeit-Relation

$$p = m_0\beta\gamma c = m_0 \frac{\beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.4)$$

eingesetzt. Da wesentlich weniger e^+/e^- als Hadronen produziert werden, wurde besonderes Augenmerk auf die e^+/e^- -Identifikation gelegt. Die leistungsfähigste Einzelkomponente ist hierbei der *RICH*-Detektor im Zentrum des Spektrometers. Dazu kommt für hohe Multiplizitäten bei kleinen Polarwinkeln ein *PreShower*-Detektor, der Elektronen und Positronen mit hohen Impulsen aufgrund von elektromagnetischer Schauerbildung identifizieren kann. Flugzeitwand und *PreShower* werden unter dem Begriff *META*² zusammengefasst.

²Multiplicity Electron TriggerArray

***RICH* – RingImaging CHerenkov**

Kernstück der e^+e^- -Identifikation ist ein ringabbildender Cherenkovdetektor (*RICH*), der um die Targetregion im feldfreien Raum platziert ist. Geladene Teilchen, die sich schneller als das Licht im umgebenden Medium bewegen, erzeugen entlang ihrer Flugbahn Photonen, deren Emissionswinkel ϑ mittels Gleichung 3.5

$$\cos \vartheta = \frac{1}{\beta n(\lambda)} \quad (3.5)$$

fest mit der Geschwindigkeit β der geladenen Teilchen und dem Brechungsindex $n(\lambda)$ im Medium verbunden ist. Der *HADES-RICH* verwendet als Radiatorgas C_4F_{10} unter Normaldruck, wodurch die Schwelle zur Lichterzeugung auf $\gamma_{\text{thr}} = 18$ festgelegt wird. Damit sind e^+ und e^- die einzigen Teilchen, deren Energie im Bereich $E \sim 10\text{--}2000$ MeV ausreicht, um Photonen zu produzieren. Schon π^+ und π^- sind als leichteste Hadronen bei ähnlichen Energien deutlich zu schwer, um die Cherenkovschwelle zu überschreiten, der *RICH* ist somit hadronenblind.

Die Weglänge im Radiator variiert mit dem Polarwinkel im Bereich 40–70 cm. Jedes e^+/e^- erzeugt dort im Mittel ca. 40–60 VUV-Photonen im Wellenlängenbereich zwischen 140–220 nm. Ein Kugelspiegel aus glasartigem Kohlenstoff reflektiert diese Photonen und fokussiert sie zu Ringen auf die Detektorebene. Der Photonendetektor besteht aus einer Vieldrahtproportionalkammer mit fester CsI-Photokathode. Er befindet sich in etwa an der Fokalfäche in einem Volumen, das vom Radiatorvolumen mit einem Fenster aus CaF_2 abgetrennt und mit dem Detektorgas CH_4 gefüllt ist.

Die Segmentierung der Kathodenebene ist derart gewählt, dass die vom Spiegel reflektierten Photonen auf Ringe mit konstantem Radius (in Einheiten von Kathodenpixeln) abgebildet werden. Dies erleichtert die schnelle Ringerkennung, wie sie für die Implementierung des LVL2-Triggers notwendig ist. Die insgesamt 28 272 Pixel variabler Größe werden mittels einer integrierten Analog- und Digitalelektronik ausgelesen.

Die Anzahl der an der Photokathode zu detektierenden Lichtquanten bestimmt sich aus

- der Transmission durch Radiator- und Detektorgas,
- der Transmission durch das CaF_2 -Fenster,
- der Reflektivität des Spiegels und
- der Quanteneffizienz der photosensitiven Schicht auf der Detektorfläche.

Alle Parameter wurden in unabhängigen Messungen einzeln ermittelt. Darüber hinaus wurde in einer In-Situ-Messung die vollständige Detektorantwort auf einzelne Cherenkovphotonen³ orts- und wellenlängenabhängig aufgelöst bestimmt [Sch00][Fab03a][Fab03b]. Der Detektor und seine wesentlichen Eigenschaften sind in mehreren Publikationen detailliert beschrieben [Zei99][Böh00][Fri03][Kas99].

³engl.: Single-Photon-Efficiency

TOF und TOFino – Flugzeitmessung

Im Bereich $45^\circ < \vartheta < 85^\circ$ werden die geladenen Teilchen nach Durchqueren des Magnetspektrometers von einer hochsegmentierten Flugzeitwand (*TOF*⁴) aus 384 Plastikszintillatorstäben mit Photomultipliern an beiden Enden detektiert. Das Startsignal kann entweder von einem ratenfesten Diamantzähler im Primärstrahl vor dem Target kommen, oder aber von dem jeweils ersten Flugzeitwandsignal. Im zweiten Fall muss zunächst aus anderen Detektoren die Spezies mindestens eines Teilchens extrahiert werden, um eine absolute Flugzeiteichung zu erhalten.

In der Richtung senkrecht zu den Szintillatoren (d. h. in Richtung des Polarwinkels) ist die Ortsauflösung durch die Breite der Stäbe auf 2 cm bzw. 3 cm festgelegt, in Richtung entlang der Szintillatoren (Azimut) kann durch die Differenz der Zeitsignale an beiden Enden sowie durch das Verhältnis der ebenfalls gemessenen Signalhöhe eine ähnliche räumliche Genauigkeit erreicht werden. Die Zeitauflösung der Flugzeitwand liegt im Bereich $\Delta t \leq 150$ ps [Ago02].

Bei Vorwärtswinkeln ($18^\circ < \vartheta < 45^\circ$) ist zur Zeit eine niedrig segmentierte Flugzeitwand mit einseitiger Photomultiplierauslese (*TOFino*) installiert, bei der jeweils vier Szintillatoren einen ganzen Sektor abdecken. Durch Korrelation mit dem dahinter liegenden hochsegmentierten *PreShower*-Detektor ist es möglich, eine Signallaufzeitkorrektur für die Flugzeit zu bestimmen.

Für leichte Systeme hat sich dies als ausreichend herausgestellt, während mit zunehmender Anzahl von Partizipanden in Schwerionenkollisionen die Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer steigt [HAD04]. Die dadurch verursachte Mehrdeutigkeit erschwert die Analyse der Daten, weswegen sich mittlerweile eine feingranularere Lösung aus *RPC*-Detektoren⁵ in der Entwicklung befindet. Genaueres dazu ist in Abschnitt 7.3.3 zu finden. Eine detailliertere Beschreibung der Flugzeitdetektoren befindet sich in [Ago02] und [Kug04].

PreShower – Elektromagnetische Schauerbildung

Die Separation von e^+/e^- vom hadronischen Untergrund mittels der Impuls-Flugzeit-Beziehung gelingt mit zunehmendem Impuls immer schlechter. Da Teilchen mit hohen Impulsen bevorzugt unter Vorwärtswinkeln emittiert werden, ist das Spektrometer bei $18^\circ < \vartheta < 45^\circ$ durch einen elektromagnetischen *PreShower*-Detektor ergänzt. Dieser besteht aus drei Gasdetektoren mit Padauslese, zwischen denen sich jeweils ein 1 cm dicker Bleikonverter befindet.

e^+/e^- sowie γ -Quanten bilden ab Impulsen $p \gtrsim 400$ MeV/ c bereits elektromagnetische Schauer aus. Die Gaszähler werden in einem Spannungsbereich betrieben, in dem jedes Teilchen im Wesentlichen das gleiche Ladungssignal induziert⁶. Damit deponieren Hadronen in allen drei Detektoren etwa das gleiche Signal, während die Signalhöhe bei e^+/e^- von Detektorkammer zu Detektorkammer zunimmt. Zusätzlich überdeckt der Schauer in den hinteren Kammern einen Bereich von mehreren Pads, über die summiert wird. Auf diese Weise

⁴engl: *Time Of Flight*

⁵engl: *Resistive Plate Chamber*

⁶engl.: *self-quenching streamer mode*

unterstützt dieser Detektor zusätzlich die e^+e^- -Identifikation bei hohen Impulsen, während bei niedrigen Impulsen der Energieverlust in den Konvertern die Separation verschlechtert. Der *PreShower* wird in [Bal04a] genauer beschrieben.

3.1.3 Datenaufnahme und Triggersystem

Das *HADES* Spektrometer stellt mit etwa 80 000 auszulesenden Kanälen und einer geforderten Auslesetotzeit von 10 μ s nicht nur an die Detektorhardware selbst, sondern auch an das Auslesesystem hohe Anforderungen. Um die großen Datenmengen überhaupt bewältigen zu können, setzt die Elektronik ausnahmslos Nullenunterdrückung ein, d. h. es werden nur die Daten der Kanäle weitertransportiert, die einen individuell ermittelten Schwellwert überschreiten. Des Weiteren werden Verfahren wie Zwischenspeicherung und Parallelisierung eingesetzt, um den Detektor nach jedem Ereignis so schnell wie möglich wieder bereit zu machen zur Verarbeitung weiterer Daten. Darüber hinaus wird ein mehrstufiges Triggersystem verwendet, das die letztendlich zu speichernde Datenmenge auf eine beherrschbare Größe reduziert. Alle eingesetzten Verfahren werden in [Mün02] ausführlich beschrieben.

LVL1 – Auslesesignal

Das primäre Auslesesignal wird bei *HADES* erzeugt, wenn zeitlich koinzident sowohl der Startdetektor ein geladenes Teilchen als auch die Flugzeitwand eine einstellbare Minimalzahl von geladenen Teilchen gemessen hat. Bei Schwerionenkollisionen kann über die geeignete Wahl der Schwelle eine Auswahl auf die Zentralität, d. h. den Stoßparameter, der Ereignisse gesetzt werden, die mit zunehmender Systemgröße immer präziser wird. In *pp*-Reaktionen kann durch die geeignete Wahl der Multiplizität eine bestimmte Ereignisklasse bevorzugt ausgewählt werden. Darüber hinaus können spezielle Ereignistopologien, wie z. B. die Produktion von η -Mesonen mit anschließendem geladenen Zerfall durch kompliziertere Bedingungen auf Teilmultiplizitäten in bestimmten Polar- und/oder Azimutalwinkelbereichen angereichert oder unterdrückt werden. Außerdem kann auf den Startdetektor zur Flugzeitmessung verzichtet werden, um bei hohen Raten die Kontamination mit Reaktionen vor dem eigentlichen Target zu reduzieren.

LVL2 – Datenreduktion

Nach der Zwischenspeicherung der Daten erlaubt eine in Hardware implementierte ausgefeiltere Analyse der Daten aus den *RICH*-, *TOF*- und *PreShower*-Detektoren, e^+ / e^- -Treffer zu bestimmen (*ImageProcessing*) und grob räumlich zu korrelieren (*Matching*). Danach werden nur solche Ereignisse der Massenspeicherung zugeführt, die aussichtsreiche Kandidaten für enthaltene e^+e^- -Paare sind [Tra01].

Daneben werden mit einer einstellbaren Untersetzung auch Daten weitertransportiert, ohne eine Bedingung auf den physikalischen Gehalt zu setzen. Dies dient zur Evaluierung der Effizienz des LVL2-Triggersystems.

Einzelne Baugruppen sind in [Leh00], [Pet00] und [Lin01] beschrieben, während [Leh03], [Toi03] und [Toi04] die Leistungsmerkmale des LVL2-Triggersystems ausführlich beschreiben.

Datentransport und *Eventbuilding*

Nachdem die Entscheidung zum Weitertransport gefallen ist, liegen die Daten in VMEbus⁷-Modulen vor und werden von VMEbus-Rechnern ausgelesen. Ab diesem Punkt wird kommerziell verfügbare Computertechnik eingesetzt, um die Daten per Netzwerk weiter zu einem zentralen Rechner, dem *Eventbuilder* zu transportieren, der sie dann zusammensetzt und sowohl der sofortigen (*Online*), als auch der Speicherung zur späteren (*Offline*) Analyse zur Verfügung stellt.

Der Datentransport zu einem zentralen kommerziell erhältlichen Rechner-system – dem so genannten *Eventbuilder* – erfolgte über ein ATM-Netzwerk⁸, das mittlerweile durch das in der Computertechnik gebräuchlichere *Gigabit Ethernet*⁹ ersetzt worden ist. Der modularen, strikt standardkonformen Implementierung der Auslesesoftware [Mün02] ist es zu verdanken, dass diese Änderung ebenso wie der Wechsel der Hardwareplattform bei VMEbus-Rechnern und Eventbuilder zügig und problemlos vonstatten ging.

Im Eventbuilder werden die Datenströme aus den unterschiedlichen Detektorsubsystemen zusammengeführt und derart umsortiert, dass Daten aus demselben Ereignis jeweils als zusammenhängendes Paket vorliegen und sortiert dem Massenspeicher zugeführt werden. Diese Aufgabe wird als *Eventbuilding* bezeichnet und könnte im Prinzip auch nach der Datenspeicherung zu einem beliebigen späteren Zeitpunkt durchgeführt werden – man spricht dann von *Offline-Eventbuilding* – wodurch aber die sofortige Kontrolle der Daten auf das Niveau der einzelnen Detektoren beschränkt wäre. Korrelationen zwischen Detektoren, die oft eine wichtige Komponente bei der Überwachung des Detektorverhaltens während des Experiments sind, wären damit ausgeschlossen. Das *Eventbuilding* gehört so mit zu den zeitkritischen Aufgaben der Datenaufnahme und muss daher entsprechend effizient arbeiten.

3.2 Das *pp*-Experiment bei $E_{\text{kin}} = 2.2$ GeV

Für das erste Experiment, das im Bereich der elementaren Reaktionen durchgeführt worden ist, unterschied sich der Aufbau in mehreren Details von dem oben beschriebenen Standardszenario. Dies lag zum einen an den speziellen Anforderungen, die ein Flüssigtar-get mit sich bringt. Andererseits befand sich das Detektorsystem zu dieser Zeit noch im Aufbau, so dass das Driftkammerdetektorsystem noch nicht vollständig war.

⁷engl.: *VersaModular Eurocard bus* – Datenbussystem für schnellen Datentransport speziell in ungeschützten Umgebungen. Neben experimentellen Datenaufnahmesystemen wird der VMEbus mittlerweile hauptsächlich in der Luft- und Raumfahrt, in militärischen Systemen und in der Telekommunikation eingesetzt.

⁸Asynchronous Transfer Mode – ein Transportprotokoll, das hauptsächlich in der Telekommunikation eingesetzt wird

⁹In seiner Ausführung mit *Twisted-Pair-Kupferkabel* als Hardwaretransportschicht in dem IEEE-Standard 802.3ab – auch als 1000Base-T bezeichnet – standardisiert.

Im folgenden werden die Abweichungen von der typischen Konfiguration im Detail beschrieben und diskutiert.

3.2.1 Target

Die zu messende Reaktion $p + p$ bei $E_{\text{kin}} = 2.2 \text{ GeV}$ erforderte ein flüssiges Wasserstofftarget.

Trotz des flüssigen Zustands ist die Flächendichte des Wasserstoffs allerdings mit $70.79 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^2$ so gering, dass das Target bei einem typischen totalen Wirkungsquerschnitt von 40 mb eine Dicke von etwa 5 cm aufweisen muss, um eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in der Größenordnung von etwa 1% aufzuweisen. Damit ist es im Gegensatz zu einem segmentierten Festkörpertarget nicht mehr möglich, allein durch die Geometrie des Targets genügend starke Randbedingungen zur Vereinfachung der Vertexsuche zu schaffen.

3.2.2 Messung ohne Startdetektor

Ein Plastikszieltillator mit 1 cm Dicke, wie er für die Messung als Startdetektor vorgesehen war, hat eine zum Wasserstofftarget vergleichbare Wechselwirkungsdicke von ebenfalls etwa 1%¹⁰. Bei Vorexperimenten hat sich gezeigt, dass Reaktionsprodukte aus dem Startdetektor in großer Zahl in den *RICH*-Photonendetektor eindringen und durch ihre starke Ionisation dessen Stabilität beeinträchtigen. Damit wurde ein kontinuierlicher Betrieb bei Strahlintensitäten von $> 1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ unmöglich.

Eine Reduktion des Strahlstroms auf von den Detektoren verkraftbare Werte hätte die erreichbare Statistik zu stark limitiert, und so wurde die eigentliche Messung ohne Startdetektor durchgeführt. Als Startsignal für die Flugzeitwand wurde stattdessen das zeitlich früheste Szintillatorsignal verwendet und damit nicht die Flugzeit, sondern Flugzeitdifferenzen zwischen Teilchen gemessen.

Dies hatte Auswirkungen auf die Analyse, da nun die Flugzeit nach der Kalibration des Detektors nicht einfach zur Verfügung stand, sondern zunächst die Analyse ohne Flugzeit bis zu einem Punkt vorangetrieben werden musste, an dem die Spezies zumindest eines Teilchens identifiziert werden konnte. Erst danach konnte über dessen Impuls-Flugzeit-Beziehung das Startsignal für das gesamte Ereignis korrigiert und allen anderen Teilchen eine korrekte Geschwindigkeit zugeordnet werden. Zur Identifikation des ersten Teilchens kamen zwei Methoden zum Einsatz [Spa05]:

1. Zunächst wurde nach einer Teilchentrajektorie gesucht, die mit einem Ring im *RICH*-Detektor winkelkorreliert war. In diesem Falle wurde angenommen, dass es sich bei dem Teilchen je nach Ablenkung im Magnetfeld um ein e^+ oder ein e^- gehandelt hat.
2. Gab es keinen e^+ / e^- -Kandidaten im Ereignis, wurde nach Teilchen mit einer Trajektorie gesucht, deren Krümmung einem negativen Teilchen entspricht. Abgesehen vom Elektron ist der einzige Kandidat bei dieser Ener-

¹⁰Der dünnere Diamantzähler, der für Schwerionenreaktionen eingesetzt wurde, hat für die einfach positiv geladenen Strahlteilchen eine zu geringe Effizienz.

gie für ein negativ geladenes Teilchen, das lange genug lebt, um den Detektor zu durchqueren, das π^- -Meson¹¹.

Alle folgenden Analysen – sowohl die inklusive Leptonenanalyse als auch die exklusiven Analysen der Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ und $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ – wählen lediglich Ereignisse aus, die mindestens ein Teilchen der Spezies e^+ , e^- oder π^- enthalten. Somit ist gewährleistet, dass in allen betrachteten Ereignissen die Flugzeitinformation rekonstruiert wurde.

3.2.3 Komponente im Aufbau – Driftkammermodule

Zum Zeitpunkt des Experiments war der Aufbau von *HADES* in seiner Standardkonfiguration noch nicht vollständig abgeschlossen: Von der Driftkammerebene IV waren zwei der sechs Module noch nicht fertig gestellt. Das Experiment wurde also in einem Modus betrieben, in dem vier Sektoren bereits die vollständige Bestückung besaßen und daher auch eine Impulsauflösung von etwa 2.5 % hatten – was in der Größenordnung der Vorgabe von 1.5–2.0 % liegt –, und zwei Sektoren mit einer reduzierten Auflösung von etwa 6 % auskommen mussten. Beide Werte wurden experimentell bestimmt.

3.2.4 Triggerbedingungen, Ereignis- und Datenraten

Eine Reihe von Simulationen wurde durchgeführt, um eine Anreicherung des Datenstroms mit relevanten Ereignissen, d. h. solchen mit η -Produktion und anschließendem Dreikörperzerfall mit zwei geladenen Zerfallsprodukten, mit dem LVL1-Trigger zu optimieren. Maßgeblich hierfür war die Forderung, die zu diesem Zeitpunkt durch die Datenaufnahme auf etwa 6–7 kHz limitierte akzeptierte Primärrate nicht zu überschreiten und gut auszunutzen¹².

LVL1-Triggerbedingung

Die LVL1-Triggerbedingung, die letztlich gewählt wurde, um den größten Teil der Ereignisse zu filtern, forderte:

- Mindestens vier geladene Teilchen müssen im System aus *TOF* und *TOF-ino* detektiert werden (M_4).

¹¹Bei SIS-Energien kämen lediglich noch K^- -Mesonen in Betracht, die aber aufgrund ihrer Seltenheit praktisch keinen signifikanten Beitrag liefern.

¹²Die vom LVL1-Trigger akzeptierte Rate ist zu großen Teilen durch die Konversionszeit der verschiedenen Digitalisierungsmodule bestimmt und skaliert somit in weiten Teilen mit der Ereignisrate. Im Gegensatz dazu ist die LVL2-Rate unabhängig von der Aufteilung des Datenstroms in Ereignisse und hängt vielmehr von der transportierten Datenmenge ab. Somit wird klar, dass die LVL1-Rate umso mehr der limitierende Faktor wird, je kleiner das Einzelereignis nach Nullenunterdrückung ist. Dieser einfache Zusammenhang wird zwar dadurch verkompliziert, dass in der realen Implementierung des Datenaufnahmesystems der Daten-transport nicht unabhängig von der Datenaufnahme stattfinden kann und somit ein stark belastetes LVL2-Triggersystem auch zu einer Senkung der akzeptierten Datenrate führt; dennoch bleibt die Tatsache bestehen, dass ein Experiment mit extrem geringen Ereignisgrößen – wie es das *pp*-Experiment mit etwa 3.5 KByte/Ereignis war – durch die LVL1-Rate begrenzt ist.

- Mindestens zwei davon müssen im *TOFino*-Subsystem, d. h. bei $\vartheta < 45^\circ$, detektiert werden (*M2TOFino*).
- Unter den detektierten Teilchen muss sich ein Paar befinden, das einander gegenüberliegende Sektoren getroffen hat (*M2opp*).

Die logische Verknüpfung $M_4 \wedge M2TOFino \wedge M2opp = M4smart$ war die hauptsächlich eingesetzte Triggerbedingung. Die erste Bedingung ist notwendig, um zu gewährleisten, dass von den interessierenden η -Ereignissen nur diejenigen aufgezeichnet werden, die auch genügend Informationen enthalten, um eine vollständige Rekonstruktion durchführen zu können. Dies beinhaltete bei Ereignissen $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ aufgrund der für die *HADES*-Akzeptanz ungünstigen Zerfallscharakteristik leider bereits eine Reduktion auf 1.34 %, bei Ereignissen mit $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ eine vergleichbare Reduktion auf 1.76 %. Eine realistische Komposition von Ereignissen aller Art (*Cocktail*) erfuhr im Vergleich dazu lediglich eine Reduktion auf 14.04 %. Davon ausgehend wurden die beiden anderen Bedingungen so gewählt, dass sich das Verhältnis der Signalereignisse zu den Cocktailereignissen erhöhte. Die genauen Reduktionsfaktoren sind in Tabelle 3.1 zu finden:

Bedingung (angewendet auf)	(1) Reduktion $\eta \rightarrow$ $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	(2) Reduktion $\eta \rightarrow$ $e^+ + e^- + \gamma$	(3) Reduktion Cocktail
<i>M4</i> (alle Ereignisse)	1.34 %	1.76 %	14.04 %
<i>M2TOFino</i> \wedge <i>M2opp</i> (<i>M4</i> -Ereignisse)	94.0 %	86.4 %	47.40 %
Verhältnisse	(1)/(3)	(2)/(3)	
<i>M4</i> (alle Ereignisse)	0.144	0.189	
<i>M2TOFino</i> \wedge <i>M2opp</i> (<i>M4</i> -Ereignisse)	1.98	1.82	

Tabelle 3.1: Reduktion der Ereignisse verschiedener Ereignistypen durch Triggerbedingungen.

Die Simulationen ergaben für diese Triggerbedingung eine totale Ereignisreduktion $\epsilon_{\text{Cocktail}}$ im Cocktail auf 7.12 %.

LVL2-Triggerbedingung

Ein Teil des Datenstroms wurde zusätzlich durch eine Bedingung des LVL2-Triggers gefiltert. Potenzielle e^+ / e^- -Treffer in *RICH* und *TOF/TOFino* mit wenig restriktiven Schwellen wurden zusammen mit Treffern im *PreShower* korreliert. Mindestens eine korrelierte Kombination von Treffern wurde verlangt, um die Daten nicht zu verwerfen.

3.2.5 Strahlintensität

Nach der Injektion des Strahls in den *SIS*-Beschleunigerring werden die Teilchen zunächst auf ihre Zielenergie beschleunigt (diese Phase wird als *Ramping*

bezeichnet) und dann dem Experiment zugeführt (*Extraktion*). Das Experiment hat innerhalb des aus *Injektion*, *Ramping* und *Extraktion* bestehenden Zyklus lediglich während der *Extraktion* Strahl (*Spill*), die anderen beiden Phasen werden aufgrund des fehlenden Strahls am Experiment mit *Off-Spill* bezeichnet.

Im Experiment wurde eine Strahlintensität von etwa $1\text{--}1.5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ verwendet, die Spilllänge betrug 10 s, die Rampingzeit ebenfalls 10 s. Die kinetische Energie der Projektilprotonen betrug $E_{\text{kin}} = 2.2 \text{ GeV}$.

Die Strahlintensität hat mehrere Randbedingungen zu erfüllen:

1. Der Beschleuniger muss in der Lage sein, die geforderte Intensität liefern zu können.
2. Die Detektoren müssen die Teilchenrate verkraften können.
3. In der Auslesezeit der Detektoren sollte sich nicht regelmäßig mehr als ein Ereignis zutragen¹³. Die effektiv nutzbare Rate sinkt dadurch. Diese Begrenzung wird im Folgenden als Begrenzung der LVL1-Rate bezeichnet.
4. der Rest des Datentransportweges muss in der Lage sein, die Daten verarbeiten und speichern zu können. Der hier begrenzte Wert wird als LVL2-Rate bezeichnet.

Der erste Punkt spielt im Folgenden keine Rolle, da das SIS in der Lage ist, bei Protonenstrahl Primärraten in der Größenordnung $1 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ zu liefern, während die nachfolgenden Berechnungen zeigen werden, dass die anderen Punkte nur deutlich geringere Raten erlauben.

Die Ereignisrate R einer Reaktion errechnet sich als

$$R = I \cdot \sigma \cdot \rho_{\text{F1}} \quad (3.6)$$

wobei I die Strahlintensität, σ der Reaktionswirkungsquerschnitt und ρ_{F1} die Flächenteilchendichte im Target ist. Im Fall des pp -Experiments ist

$$\sigma_{\text{tot}} \sim 40 \text{ mb} \quad (3.7)$$

$$\rho_{\text{F1}} = \rho_{\text{LH}_2} \cdot L \cdot N_A \quad (3.8)$$

$$= 70.79 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3 \cdot 5 \text{ cm} \cdot 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol/g} \quad (3.9)$$

und damit erhalten wir für die gewünschte Strahlintensität, wenn die LVL1-Rate auf 6 kHz begrenzt sein soll

$$I = \frac{R_{\text{max}}}{\epsilon_{\text{Cocktail}} \cdot \sigma \cdot \rho_{\text{F1}}} \quad (3.10)$$

$$= 9.88 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \quad (3.11)$$

Also war das Experiment von der LVL1-Rate her auf eine Strahlintensität von etwa $1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ begrenzt.

¹³Passiert dies doch, so müssen die entsprechenden Ereignisse im Allgemeinen verworfen werden – man spricht von *Pile-up*.

3.2.6 Verarbeitete Datenmengen

Während des Experiments wurden inklusive Kalibrationsdaten etwa $400 \cdot 10^6$ Ereignisse aufgezeichnet; dies entspricht etwa 2 TByte. Der davon für die vorliegende Analyse verwendete Anteil, der lediglich Ereignisse mit Strahl, gefülltem Target, nominalem Magnetfeld, definiertem Detektorverhalten und erfüllter Haupttriggerbedingung *M4smart* enthält, beträgt $271 \cdot 10^6$ Ereignisse. Davon erfüllten $41 \cdot 10^6$ Ereignisse die LVL2-Triggerbedingung, $249 \cdot 10^6$ Ereignisse wurden ohne Berücksichtigung der LVL2-Triggerbedingung aufgezeichnet; mit einem durchschnittlichen Reduktionsfaktor $DS = 2.1083$ entspricht dies $526 \cdot 10^6$ LVL1-Ereignissen. Inklusive der integralen Effizienz des LVL2-Triggers von $\epsilon_{\text{LVL2}} = 0.877$ verbleibt zur Normierung ein LVL1-Äquivalent von $447 \cdot 10^6$ Ereignissen. Die genaue Vorgehensweise bei der Normierung der Daten ist in Anhang C.1 beschrieben. Die Gesamtlaufzeit des Experiments mit Strahl betrug 9 Tage.

Kapitel 4

Konzept der Datenanalyse

Die Analyse der mit dem *HADES*-Spektrometer gewonnenen Daten besteht aus einer Reihe von Teilschritten, deren Zwischenergebnisse jeweils in einem flexiblen Datenformat abgelegt werden können. Aus der Wahl einer objektorientierten Implementierung der Analyse in Software ergibt sich die Strukturierung sowohl der Daten, als auch der Operationen auf den Daten in Klassen, die in dem Softwarepaket *hydra* zusammengefasst sind. Die Datenstrukturen, die diese Zwischenergebnisse enthalten, werden in der Analyse als *Kategorien*¹ bezeichnet, die Klassen, die Funktionen zur Erzeugung einer (oder mehrerer) Kategorie(n) aus einer (oder mehreren) andere(n) Kategorie(n) enthalten, heißen *Rekonstruktoren*². Die Definitionen der Datenstrukturen und Rekonstruktoren ist zum Zwecke der besseren Administrierbarkeit in Module aufgeteilt.

Die einzelnen Schritte sind:

Eichung – *Raw* → *Cal* Die Detektorrohdaten werden zunächst mit geeigneten Eichparametern in die entsprechenden Messgrößen, wie z. B. deponierte Ladung, Driftzeit, usw. umgerechnet.

Treffersuche – *Cal* → *Hit* Aus diesen werden dann im Wesentlichen die Orte der Teilchentreffer in den Detektoren bestimmt. Daneben existiert meist noch Zusatzinformation über den Treffer, wie z. B. Pulshöhe oder Zeit des Treffers, die ebenso in den *Hit*-Kategorien abgelegt werden.

Korrelation – *Hit* → *Match* Die räumliche Korrelation zwischen den Detektortreffern geschieht ebenfalls in mehreren Stufen:

1. Zunächst werden Treffer in den beiden inneren Driftkammerebenen zu inneren Segmenten, Treffer in den äußeren Kammern zu äußeren Segmenten zusammengefasst. In Sektoren, in denen äußere Driftkammern fehlen, werden die Orte des *META*-Detektors verwendet.

¹engl.: *Categories* – gerade in der Analyse sind die englischen Ausdrücke weitaus gebräuchlicher.

²engl.: *Reconstructors*

2. Danach findet eine Korrelation zwischen den inneren und äußeren Segmenten, Treffern in der Flugzeitwand und je nach Polarwinkel auch im *PreShower*-Detektor sowie potenziellen Werten ϑ, φ des *RICH*-Detektors statt. In diesem Schritt ist es nicht notwendig, in jeder Korrelation Treffer von jedem Detektor zu haben – so liefert z. B. der *RICH* für Hadronen per Definition kein Signal.

Impulsbestimmung – Match→Track Nach der Korrelation können mehrere Impulsrekonstruktionsalgorithmen eingesetzt werden, um aus den inneren und äußeren Segmenten einen Impuls zu berechnen.

Teilchenidentifikation – Track→PidParticle Danach stehen wieder mehrere Algorithmen zur Verfügung, um bei Kenntnis des Impulses und den vorher erwähnten Zusatzinformationen der Treffer – vor allem der Flugzeit und der An- bzw. Abwesenheit eines *RICH*-Ringes mit genügender Qualität – Teilchenidentifikation durchzuführen.

Diese Identifikation liefert allgemein Wahrscheinlichkeitsaussagen der Form „Die Wahrscheinlichkeit, dass die Spur s einem Teilchen der Spezies³ i entspricht, ist P_i , mit $\sum_i P_i = 1$ “. Üblicherweise kann daraus eine Kategorie *PidParticle* erzeugt werden, in der die wahrscheinlichste Spezies abgelegt ist, im Allgemeinen könnte allerdings ebenso mit den Wahrscheinlichkeiten gewichtet weitergerechnet werden.

Postanalyse Nach Anwendung dieser eher allgemein notwendigen Algorithmen hängen die im Folgenden angewendeten von dem genauen Ziel der Analyse ab:

Exklusive Untersuchungen von pp -Reaktionen erfordern, dass alle Teilchen innerhalb eines Ereignisses betrachtet werden, um z. B. die Massen, Impulse oder Energien nicht nachgewiesener Teilchen zu berechnen.

Inklusive Analysen dagegen berücksichtigen lediglich einen Teil der Teilchen eines Ereignisses. Eine Anwendung davon ist die Bildung von Teilchenpaaren. Die inklusive e^+e^- -Paaranalyse ermittelt aus den Energien E_{e^\pm} , den Impulsen \vec{p}_{e^\pm} sowie deren Longitudinal- bzw. Transversalkomponenten p_L, p_T die lorentz-invariante Masse

$$m_{\text{inv}} = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2} \quad (4.1)$$

die Rapidität

$$\theta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(E_{e^+} + E_{e^-}) + (p_{e^+,L} + p_{e^-,L})c}{(E_{e^+} + E_{e^-}) - (p_{e^+,L} + p_{e^-,L})c} \right) \quad (4.2)$$

sowie den Transversalimpuls

$$p_T = |\vec{p}_{e^+,T} + \vec{p}_{e^-,T}| \quad (4.3)$$

³dabei wurde der Begriff *Spezies* etwas erweitert und beinhaltet auch zwei verschiedene Arten von Pseudo-Teilchen, die aus nicht zusammengehörenden Treffern bestehen – eine je Ladungsvorzeichen. Diese werden als *fakes* bezeichnet.

Diese Größen kennzeichnen die Eigenschaften der Quelle und können mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Hierfür wurde ein eigenes `hydra`-Modul mit dem Namen `Pairs` entwickelt, das eine Datenstruktur hinterlässt, auf die später einfach weitere Filter und andere Operationen angewendet werden können [Ebe06].

4.1 Treffersuche, Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung

Nach der Kalibration der Detektorsignale ist es zunächst das Ziel, Korrelationen von Treffern verschiedener Detektoren zu bilden, die jeweils zu einer Spur gehören könnten. Jede dieser Korrelationen stellt ein potenzielles Teilchen dar. Zunächst werden Treffer in den verschiedenen Driftkammern zusammengeordnet. Dafür wird folgende Strategie angewendet:

1. Als erstes werden aus den Treffern der beiden Driftkammern vor dem Magnetfeld Segmente gebildet. Dies geschieht durch Projektion der Driftzellen der angesprochenen Signaldrähte auf eine Ebene zwischen den beiden Driftkammern, wobei alle Punkte innerhalb des Targetvolumens als potenzieller Emissionspunkt verwendet werden. Dieser Schritt beinhaltet die Annahmen, dass
 - die Spur im Target beginnt – sollen auch Spuren aus anderen Vertices gefunden werden, muss entsprechend über eine Reihe von Volumenelementen als *virtuelle Targets* iteriert werden
 - die Spur zwischen den beiden Driftkammern geradlinig verläuft. Dies ist tatsächlich nicht unbedingt gewährleistet, da das Magnetfeld speziell in der Mitte zwischen den Spulen in diesen Bereich etwas eindringt. Dieser Effekt ist aber klein genug, um keine signifikanten Verluste bei der Segmentbestimmung einzuführen.
2. In der Projektionsebene werden nun lokale Maxima in der Zahl der beitragenden Driftzellen (und damit der beitragenden Signaldrähte) gesucht, die eine vorgegebene, aber z. B. an die Effizienz der Kammern anzupassende Mindestzahl übersteigt.
3. Mittels einer χ^2 -Minimierung wird nun aus den Driftzeiten die optimale Spurgerade bestimmt. Die Anzahl N der beitragenden Driftzeiten muss größer sein als die der Freiheitsgrade bei der Segmentbestimmung, d. h. $N \geq 4$.⁴

Die Schritte 1 und 2 werden als *Segment Finding*, der Schritt 3 als *Segment Fitting* bezeichnet.

⁴Eine mögliche Parametrisierung sind zwei Koordinaten für die Festlegung des Durchstoßpunkts durch die Projektionsfläche und zwei Winkelkoordinaten zur Festlegung der Richtung des Spursegments, d. h. $N_f = 4$.

Nach der Bestimmung der inneren Segmente wird deren Durchstoßpunkt durch eine Fläche in der Mitte des Magnetfeldes bestimmt, die eine hypothetische ionenoptische Brechebene (*Kickplane*) des Feldes darstellt. Die Durchstoßpunkte werden dann wieder als Quellpunkte gerader Segmente durch die äußeren Driftkammern verwendet. Hier kommen die gleichen Algorithmen wie bei der Segmentsuche vor dem Magnetfeld zum Einsatz⁵.

Die Kenntnis der Segmente vor und hinter dem Magnetfeld beinhaltet neben einem Teilchenort auch noch Richtungsinformationen, mit deren Hilfe dann schnell Trefferkorrelationen mit den anderen Detektoren durchgeführt werden können. Die resultierenden Korrelationen werden in einer Kategorie mit dem Namen `MetaMatch` abgelegt. Sowohl die Minimierung zur Bestimmung der optimalen Segmentparameter, als auch die nachfolgende Korrelation zwischen den verschiedenen Segmenten sowie mit den weiteren Detektortreffern liefern Qualitätsparameter. Diese helfen, die Güte des Segments bzw. die Güte der Korrelation zu bewerten.

Zur Impulsrekonstruktion stehen eine Reihe von Algorithmen zur Verfügung, die Ergebnisse verschiedener Güte liefern und zum Teil bereits einen genäherten Impuls als Startwert benötigen:

Kickplane Methode Dieser einfache und schnelle Impulsrekonstruktionsalgorithmus wird in [SG03] detailliert beschrieben. Er nimmt an, dass jedes geladene Teilchen nicht eine kontinuierliche, sondern eine abrupte Impulsänderung im Schnittpunkt mit der oben beschriebenen ionenoptischen *Kickplane* erfährt. Für Messungen ohne äußere Driftkammern beschränkt sich die Anwendung dieser Methode auf die Verwendung des inneren Segments und dem dazu korrelierten *META*-Treffer.

Kubische Splines Ein präziserer Ansatz ist die Beschreibung der Trajektorie als eine schrittweise aus kubischen Splines zusammengesetzte Spur, deren Krümmung jeweils durch das mittlere Feld entlang des Weges gegeben ist. Die genaue Implementierung ist in [Rus06] zu finden. Als iteratives Verfahren ist dieser Algorithmus aufwändiger als der *Kickplane*-Algorithmus, liefert dafür aber genauere Resultate. Die Implementierung setzt ein inneres und ein äußeres Segment voraus. Mittlerweile hat sich der *Spline*-Algorithmus zur Bestimmung des Startwerts für die ebenfalls iterative *Runge-Kutta-Integration* durchgesetzt.

Referenztrajektorien Dieses Verfahren interpoliert zwischen einem Netz von Spuren, deren Impuls durch die unten beschriebene Runge-Kutta-Integration innerhalb der in Abschnitt 5.3 näher beschriebenen Detektorsimulation `hgeant` bestimmt wurde. Der *Referenztrajektorien*-Algorithmus ist auch in [SG03] beschrieben; es wird zur Zeit jedoch nicht verwendet.

Runge-Kutta-Integration Als genaueste Methode wird die numerische Integration der Lorentzkraft entlang der Trajektorie durch das Magnetfeld eingesetzt. Dieses Verfahren ist lediglich durch den Rechenaufwand

⁵Das Fehlen einer oder auch beider Driftkammern stellt kein grundsätzliches Hindernis für die vorgestellte Methode dar. Es ist möglich, direkt nach der Bestimmung des Durchstoßpunkts durch die *Kickplane* nach korrelierten Treffern in den *META*-Detektoren zu suchen.

(d. h. die Schrittweite der Integration) sowie physikalische Effekte wie Kleinwinkelstreuung⁶ begrenzt. Das Verfahren variiert den Anfangsimpuls und muss möglichst effizient implementiert sein. Die sog. Runge-Kutta-Integration [Sto73] ist dafür besonders geeignet. Als Eingabeinformationen verwendet die Implementierung die Treffer in den Driftkammern und benötigt die Segmentbildung nicht. Nach Konvergenz der Impulsbestimmung extrapoliert der Algorithmus die Teilchentrajektorie bis zu einer Volumengrenze, außerhalb der keine Restfelder mehr erwartet werden, und liefert Tangenten am Start- und Zielpunkt als verbesserte Segmentinformation zurück.

Jeder der Algorithmen erzeugt neben dem Ergebnisimpuls auch ein Gütekriterium, auf das ein Filter angewendet werden kann, der unter anderem erlaubt, Segmentpaarungen zu unterdrücken, die nicht zur gleichen Spur gehören. Bei den iterativen Verfahren sind dies jeweils die χ^2 -Werte der letzten Iteration. Sehr hohe Werte für χ^2 entstehen dabei bei nicht-konvergierenden Minimierungen – jede Implementation der Algorithmen beinhaltet dafür eine Abbruchbedingung.

Nach der Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung sind die wichtigsten vorhandenen Informationen also Datenstrukturen mit

- einem Aufpunkt der Spur in feldfreien Raum; hier wird typischerweise der Punkt der nächsten Annäherung an die Strahlachse $(z, \varphi + 90^\circ, \vartheta)$ verwendet,
- dem 3er-Impulsvektor $\vec{p} = (p, \varphi, \vartheta)$,
- der Spurlänge vom Vertex im Target (bzw. dem Ort nächster Annäherung an die Strahlachse) zum *META*-Detektor,
- dem Ladungsvorzeichen des die Spur verursachenden Teilchens
- und verschiedenen Gütefaktoren, die die Einordnung in Kategorien ermöglichen wie
 - Einzelspur – ein Teilchen
 - Doppelspur – zwei nicht aufgelöste Teilchen mit kleinem Öffnungswinkel
 - sog. *fakes*, d. h. Kombination nicht zusammengehöriger Detektortreffer – hierzu gehören sowohl Detektortreffer, die von unterschiedlichen Teilchen stammen, als auch Detektortreffer, die in der Realität gar keinem Teilchen zuzuordnen, sondern z. B. auf Detektorrauschen zurückzuführen sind.

⁶die aufgrund der zufälligen Richtung im Gegensatz zum Energieverlust nicht berücksichtigt werden kann

4.2 Teilchenidentifikation

Nachdem die Spuren und ihre Impulse bestimmt wurden, muss jeder Spur noch eine Teilchenspezies zugewiesen werden. Wegen der Impulsbestimmung im Magnetfeld und der Lebensdauer kommen als mögliche Spezies nur die Folgenden in Betracht:

- e^\pm – Elektronen und Positronen werden nur in etwa einem Prozent aller Ereignisse produziert. γ -Konversion, der dominierende Prozess für den Untergrund kommt in etwa der gleichen Größenordnung vor.

Die Produktion erfolgt immer paarweise, da die Leptonenfamilienzahl erhalten werden muss und die Quellen bei keinem der Prozesse Ladung auf das Lepton-Antilepton-Paar übertragen.

- p – Protonen sind bereits im Eingangszustand vorhanden und überleben im Wesentlichen aufgrund der Baryonenzahl- und Ladungserhaltung.
- π^\pm – Pionen werden hauptsächlich durch Nukleon-Nukleon-Stöße erzeugt und stellen die am häufigsten produzierte Teilchensorte dar.
- μ^\pm – Als schwach wechselwirkende Teilchen ist die Produktion von μ^\pm ebenso unterdrückt wie die der e^\pm ; eine Quelle ist der Zerfall der π^\pm innerhalb des Spektrometers. Aufgrund der guten Separation von e^+ / e^- durch die Teilchenidentifikation einerseits und der geringen Häufigkeit andererseits fallen sie als Kontamination für keine der oben genannten Spezies e^\pm, p, π^\pm ins Gewicht. μ^\pm werden daher nicht von der standardisierten Analysesoftware identifiziert.
- K^\pm – Da Kaonen *Seltsamkeit* besitzen, ist ihre Produktion gegenüber π^\pm sehr stark unterdrückt. Daher müssen auch sie nicht weiter als Kandidaten für Kontamination der oben genannten Teilchensorten berücksichtigt werden. Bis jetzt gibt es ebenfalls keine Standardimplementierung der Analyse, die K^\pm identifiziert.

Häufig produzierte, aber neutrale Teilchen sind

- Neutronen; sie werden in Ladungsaustauschreaktionen aus den Protonen im Eingangskanal erzeugt, aber aufgrund fehlender Ladung im Allgemeinen nicht nachgewiesen.
- π^0 -Mesonen, die mit einer Reichweite von $c\tau = 25.1$ nm Hauptquelle für γ -Quanten ebenso wie für e^\pm sind: Die Zerfallswahrscheinlichkeit $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ beträgt 98.8%, die für den Dalitzzerfall $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ ist 1.2%.
- γ -Quanten, die in etwa 1% der Fälle durch Konversion zum e^\pm -Signal beitragen. Der Rest verlässt den Detektor ohne Wechselwirkung.

Das Softwaremodul zur Teilchenidentifikation (**Pid**) erlaubt es, mehrere Algorithmen einzusetzen, die Teilchen

- entweder aufgrund scharfer Bedingungen auf einzelne Eigenschaften oder Kombinationen von Eigenschaften selektieren – diese Algorithmen werden als *Hard-Cut*-Algorithmen bezeichnet.
- oder für jede Teilchenspezies aus einer vorgegebenen Liste eine Wahrscheinlichkeit zu berechnen – hierfür wird eine *Bayessche Wahrscheinlichkeitsanalyse* durchgeführt.

4.2.1 Einsatz des Pid-Moduls

Wenn alle notwendigen Größen bekannt sind, können verschiedene Teilchenidentifikationsalgorithmen entweder einzeln oder kombiniert eingesetzt werden [Thu04][Chr04][Chr07].

Bayessche Wahrscheinlichkeitsanalyse

Nach Übergabe einer Liste möglicher Teilchen, etwa

$$(e^+, e^-, \pi^+, \pi^-, p, \text{positiv geladener } fake, \text{negativ geladener } fake) \quad (4.4)$$

liefert jeder angeschaltete Algorithmus für jede Spur s und jede Teilchenspezies i eine Wahrscheinlichkeit $P(s, i)$, das s von der Spezies i ist, wobei gilt: $0 \leq P(s, i) \leq 1$. Wenn $\sum_i P(s, i) > 0$ ist, dann wird die Summe auf 1 normiert, ansonsten wird der Algorithmus für die entsprechende Spur nicht berücksichtigt. Kann für eine Spur keiner der Algorithmen zumindest eine Teilchenspezies benennen, der die Spur mit einer Wahrscheinlichkeit größer 0 entspricht, werden je nach Ladungsvorzeichen aus der Spurkrümmung zwei virtuelle Teilchenspezies vergeben.

Zur Bestimmung der Antwort der Algorithmen werden Wahrscheinlichkeitsdichten in einer Reihe von Variablen verwendet:

RICH – **RingProperties** Wahrscheinlichkeitsdichte als Funktion der Ringeigenschaften der *RICH*-Ringe.

PreShower – **Shower** Wahrscheinlichkeitsdichte als Funktion der Schauerbildung im *PreShower*-Detektor.

$q \cdot p : \beta$ – **MomVsBeta** Wahrscheinlichkeitsdichte als Funktion von p und β , entsprechend der Geschwindigkeits-Impuls-Beziehung

$$p = m_0 \beta \gamma c \quad (4.5)$$

ΔE – **Eloss** Teilchenidentifikation aufgrund des unterschiedlichen Energieverlusts von p , π und e^+/e^- in den Driftkammern bzw. in der Flugzeitwand. Dieser Algorithmus ist noch nicht allgemein verfügbar implementiert.

Wenn mehrere der obigen Algorithmen in Kombination eingesetzt werden sollen, müssen die Wahrscheinlichkeiten für jede Teilchenspezies miteinander multipliziert werden; danach ist eine Renormierung notwendig. Im Übrigen ist es für eine

Bayessche Wahrscheinlichkeitsaussage neben den relativen Wahrscheinlichkeitsdichten notwendig, zu wissen, wie viele Teilchen einer Spezies insgesamt erwartet werden; dies wird als *relative Intensität* der Teilchenspezies bezeichnet. Technisch kann diese *relative Intensität* einfach als weiterer, mit einer konstanten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ausgestatteter Algorithmus aufgefasst werden, dessen Ergebnis ebenfalls auf das Produkt der Wahrscheinlichkeiten multipliziert wird. Bei gut separierenden Variablen ist normalerweise keine besonders genaue Kenntnis der relativen Intensitäten notwendig, da der Einfluss auf das Ergebnis der Identifikation geringer ist als bei anderen Algorithmen⁷. Lediglich bei stark unterschiedlichen Intensitäten, wie z. B. im Vergleich der Leptonen mit Hadronen ($\frac{I(e^\pm)}{I(\pi^\pm)} \approx \frac{1}{100}$), muss der Größenordnung der Intensitäten Rechnung getragen werden.

Harte Bedingungen

Einige der Algorithmen treffen allerdings keine Wahrscheinlichkeitsaussage im engeren Sinne, sondern identifizieren bestimmte Spezies durch Filter, d. h. sie weisen Überlebenden der Filter die Wahrscheinlichkeit 1, und allen anderen Spezies die Wahrscheinlichkeit 0 zu. Hier sind zu nennen:

Harte e^+e^- -Identifikation – StandCut e^+ bzw. e^- werden dadurch selektiert, dass

- ihre Spur mit einem Ring guter Qualität korreliert ist,
- die Spur auch mit einem Treffer in der Flugzeitwand korreliert ist, für den eine Geschwindigkeit innerhalb eines impulsabhängigen Fensters um den theoretischen Wert $\beta = 1$ berechnet wird und
- die Spur im Falle eines Treffers im *PreShower* dort auch eine minimale Schauerbildung erzeugt, d. h. das Ladungssignal im Detektor hinter den Bleikonvertern jenes vor den Konvertern übersteigt.

Überlebende Spuren erhalten eine Wahrscheinlichkeit von 1 für e^+ oder e^- (je nach Ladungsvorzeichen), 0 für alle anderen Spezies, ansonsten sind alle Wahrscheinlichkeiten 0.

Harte Hadronenidentifikation – HardCut Durch zweidimensionale graphische Filter in der $q \cdot p$ -Ebene, die ein Intervall um den theoretischen Impuls aus Gleichung 4.5 definieren, können π^+ , π^- und p voneinander unterschieden werden.

Harte Filter benötigen im Gegensatz zu den Wahrscheinlichkeitsaussagen keine relativen Intensitäten.

Für die vorliegende Analyse wurde der Algorithmus zur harten e^+ / e^- -Identifikation angewendet. Der geringen Systemgröße ist es dabei zu verdanken, dass bereits die Winkelkorrelation zwischen dem inneren Segment und einem *RICH*-Ring ausreichender Qualität eine beinahe perfekte Unterdrückung von

⁷Dies ist wichtig, da diese Information im Allgemeinen modellabhängig ist

Spuren nichtleptonischen Ursprungs bietet. Der Einsatz einer Flugzeitbedingung ändert an der Situation praktisch nichts, was aufgrund der Flugzeitzeichnung, die ja auf der vorherigen Identifikation von e^+ / e^- im *RICH*-Detektor basiert, auch nicht weiter verwundert.

4.2.2 Ringeigenschaften

In die Analyse der im *RICH* erzeugten Ringe, die sich zum Ziel gesetzt hat, aus den Eigenschaften der Ringe Aussagen über deren Quelle abzuleiten, gehen die folgenden Variablen ein:

- *Amplitude* (in der Analyse-Software wird diese Variable als `nRingAmplitude` bezeichnet) – die akkumulierte Ladung aller zum Ring beitragenden Pads. Die Software zur Teilchenidentifikation nutzt allerdings mittlerweile eher die *Mittlere Ladung* als geeigneten Parameter zur Trennung der Ringe.
- *Padanzahl* (`nRingPadNr`) – die Anzahl der zum Ring beitragenden Pads.
- *Exzentrizität* (`fRingCentroid`) – der Abstand des bestimmten Ringmittelpunkts vom Ladungsschwerpunkt auf dem Ring. Große Werte deuten darauf hin, dass der Ring durch ein einziges Signal an einer Stelle des Radius erzeugt wird. Die Wahrscheinlichkeit, tatsächlich einen Ring und nicht lediglich einen Teilchen-Cluster vorliegen zu haben, sinkt damit.
- *Pattern Matrix* (`nRingPatMat`) – die Faltung der Pulshöhe auf den einzelnen Pads mit einem gewichteten Ringmuster. Sie gibt Aufschluss über die Übereinstimmung eines Musters auf der Padebene mit der vorgegebenen Ringform. Insbesondere hilft sie durch eine negative Gewichtung der Pads in der Mitte des Ringmusters, Cluster, die durch geladene Teilchen im *RICH*-Detektor entstehen, gut von Ringen zu trennen. Eine vergleichbare Strategie verfolgt auch die elektronische Ringerkennereinheit im LVL2-Trigger von *HADES*; dabei wird aber anstelle der kalibrierten Ladung der Pads lediglich die digitale Information *Pad über der Schwelle/nicht über der Schwelle* mit einer ebenfalls digitalen Matrix gefaltet.
- *Mittlere Ladung* (`fAvCharge`) – der Quotient aus der *Amplitude* und der *Padanzahl*. Zu niedrige Werte deuten auf einen großen Beitrag an Rausch-Pads hin.
- *Anzahl der lokalen Maxima* (`nRingLocalMax4`) – die Anzahl der lokalen Maxima auf dem Ring ist ein Maß für die Anzahl der auf die Padebene aufgetroffenen und durch die photosensitive Schicht konvertierten Cherenkovphotonen. Diese Variable wird allerdings nicht mehr zur Klassifikation der Ringe verwendet.
- *Hough Transformation* (`getRingHouTra()`) – die Hough-Transformation ist neben der *Pattern Matrix* ein weiterer Algorithmus zur Ringsuche, die sich allerdings als aufwändiger, nicht aber leistungsfähiger erwiesen hat und daher nicht mehr eingesetzt wird.

Systematische Optimierung der Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment lieferte dabei durch die detaillierte Modellierung des *RICH*-Detektors Aufschlüsse über

- das Produkt aus Transmissionskoeffizienten der eingesetzten Gase und des Fensters sowie der Reflektivität des Spiegels,
- die Quanteneffizienz,
- die Gasverstärkung und
- den elektronischen Verstärkungsfaktor der Digitalisierungseinheiten.

In Abbildung 4.1 ist die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment dargestellt, und zwar Ringeigenschaften der Ringe, die eine Winkelkorrelation mit vollständigen Trajektorien aufweisen. Die Übereinstimmung ist ausreichend, um Selektionsparameter für die Ringidentifikation in allen vier Variablen aus der Simulation für das Experiment ableiten zu können. Faktisch ist die Kontamination sehr gering; lediglich ein kleiner Beitrag an unechten – also aus Detektorrauschen entstandenen Ringen – ist bei mittleren Ladungen unterhalb von 5 Kanälen/Pad auszumachen.

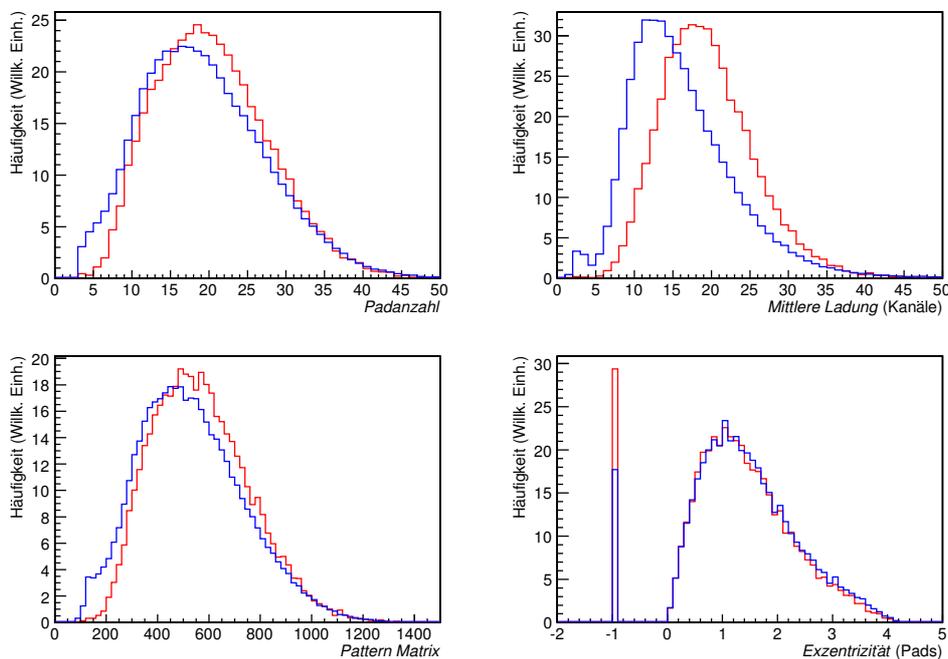


Abbildung 4.1: Vergleich der Ringeigenschaften *Padanzahl* (links oben), *Mittlere Ladung* (rechts oben), *Pattern Matrix* (links unten) und *Exzentrizität* (rechts unten). In blau sind jeweils Experimentdaten dargestellt, die roten Werte kommen aus der Simulation.

4.2.3 Flugzeitrekonstruktion

Im vorliegenden pp -Experiment war kein Startdetektor für die Flugzeitmessung vorhanden und es wurden lediglich Zeitdifferenzen zwischen dem frühesten und dem jeweils betrachteten Flugzeitsignal als Messgröße gespeichert. Um die Standardteilchenidentifikation entsprechend Gleichung 3.4 durchführen zu können, ist es notwendig, für jedes Ereignis zunächst die Spezies eines Teilchens in einer separaten Funktion zu identifizieren, und dann aufgrund des von der Trajektorie bekannten Flugweges, des Impulses und der Masse eine Flugzeit zu berechnen. Mit der Differenz zwischen errechneter und gemessener Flugzeit dieses Teilchens können dann die Flugzeiten für alle anderen Trajektorien berechnet werden. Das Verfahren ist in [Spa05] genau beschrieben.

Kandidaten für eine Teilchenidentifikation ohne Flugzeit sind:

1. die überwiegende Anzahl vollständiger Spuren, die mit einem *RICH*-Ring guter Qualität⁸ korreliert sind, gehören zu einem e^+/e^- . Befinden sich in einem Ereignis mehrere Spuren mit einem korrelierten Ring, wird – um zufällige Korrelationen mit Hadronen zu minimieren – eine Spur mit negativem Ladungsvorzeichen ausgewählt.
2. Die überwiegende Anzahl der Spuren, die nicht mit einem Ring korreliert sind, die aber aufgrund ihrer Krümmung im Magnetfeld ein negatives Ladungsvorzeichen besitzen müssen, werden als π^- -Mesonen identifiziert – Kontaminationen anderer Teilchenspezies sind so gering, dass sie vernachlässigt werden können.

Abbildung 4.2 zeigt Teilchengeschwindigkeiten $\beta = \frac{v}{c}$ nach der Rekonstruktion des Startzeitpunktes des Ereignisses mit oben beschriebener Methode. Die Verteilungen der nicht für die Flugzeitrekonstruktion herangezogenen Teilchen sind stärker verschmiert, als sie das bei der direkten Messung der Flugzeit wären. Der Grund hierfür liegt darin, dass die Breite der Flugzeitmessung des zur Rekonstruktion herangezogenen Teilchens ebenfalls in die Gesamtunsicherheit eingeht.

4.2.4 *PreShower*-Analyse

Der *PreShower* wurde in einem Modus betrieben, der lediglich für höhere Impulse eine ausreichend hohe Wahrscheinlichkeit zur Identifikation von e^+/e^- lieferte. Bei niedrigen Impulsen im Bereich $p < 400$ MeV/ c lag die aus der Simulation extrahierte Erkennungsrate bei etwa 67%. Das Ergebnis des *PreShower*-Algorithmus ist also vornehmlich für die Selektion von Leptonen aus Vektormesonzerfällen effizient und wurde dementsprechend in der folgenden Analyse lediglich in einer modifizierten Form als Selektionskriterium herangezogen, die in Anhang C.3.4 genauer beschrieben wird.

⁸d. h. der die Qualitätskriterien für einen guten Ring in der späteren Teilchenidentifikation erfüllt

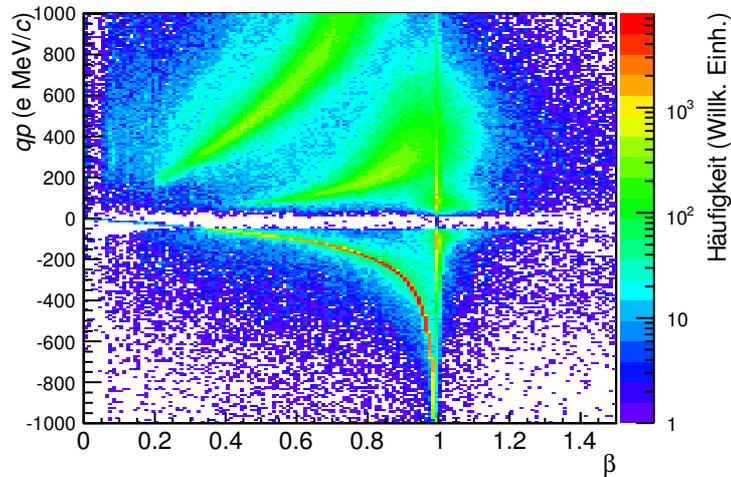


Abbildung 4.2: Nach der Flugzeitrekonstruktion mittels einer identifizierten Spur befinden sich in dem Diagramm $q \cdot p$ versus β die identifizierten Teilchen selbst auf den kinematisch festgelegten Kurven (bzw. für die e^+/e^- im Wesentlichen auf $\beta = 1$).

4.2.5 Filter auf Einzelteilchenimpuls

Nachdem die e^+/e^- für die spätere Bildung von Paaren identifiziert wurden, müssen aus den verbleibenden Spuren noch diejenigen entfernt werden, die zu kleine oder zu große Impulse besitzen. Die untere Schwelle liegt bei 50 MeV/c und entspricht der impliziten Untergrenze des Kickplane-Algorithmus zur Impulsrekonstruktion. Um die Vergleichbarkeit mit den Daten aus [HAD07] zu erhöhen, die aufgrund fehlender Driftkammern auf diese Weise analysiert wurden, wurde dieser Filter in der vorliegenden Analyse explizit angewendet. Ebenso wurden Spuren verworfen, die Impulse $p > 2000$ MeV/c hatten, da diese Impulswerte kinematisch nicht möglich sind und damit gebildete Paare pathologische Strukturen in den Massenspektren erzeugt hätten.

4.3 e^+e^- -Paare

Die Paaranalyse besteht grundsätzlich aus drei Schritten: Zunächst können Filter auf die Paareigenschaften die Reinheit des Signals weiter erhöhen.

Als nächster Schritt wird auf die Effizienz der gesamten Spurerkennung korrigiert. Dies geschieht mittels Effizienzmatrizen für Einzelteilchen in Kombination mit einem Öffnungswinkelfilter, der Paarkorrelationen in den Effizienzen minimiert. Um möglichst alle Effekte zu berücksichtigen, muss dieser Schritt am Ende der ereignisbasierten Paaranalyse erfolgen.

In der verbleibenden Menge der Paare gibt es aber immer noch solche, die nicht zum Signal gehören. Da diese zum überwiegenden Teil Kombinationen aus echten e^+/e^- -Spuren sind, die lediglich nicht direkt derselben physikalischen

Quelle entstammen, wird dieser Untergrund als *kombinatorischer Untergrund*⁹ bezeichnet. Er kann zwar nicht für jedes Einzelereignis bestimmt werden, aber als statistische Größe ermittelt und von den Summenspektren abgezogen werden.

4.3.1 Filter auf Paareigenschaften

Bei den Filtern auf Paareigenschaften sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1. Die Eigenschaften deuten darauf hin, dass nicht ein Paar, sondern eine unkorrelierte Kombination aus zwei Spuren vorliegt. Das Paar wird verworfen. Ein derartiger Filter wird als *direkter Paarfilter* bezeichnet.
2. Die Eigenschaften identifizieren das Paar als korreliert, es ist aber nicht Bestandteil des Signals, sondern des Untergrunds (z. B. ein e^+e^- -Paar aus Konversion oder eine Hadronenspur, die eine zufällige Korrelation mit einem *RICH*-Ring aufweist, in Kombination mit dem zugehörigen Elektron aus γ -Konversion). In diesem Fall muss nicht nur das Paar verworfen werden, sondern ebenfalls alle weiteren Kombinationen mit einer der beiden Spuren des Pairs. Diese Filter heißen *rekursive Paarfilter*.

Tabelle 4.1 führt alle angewendeten Filter auf.

Bezeichnung	Filter	rekursiv
Öffnungswinkel	$\alpha > 9^\circ$	ja
Keine gemeinsamen Detektortreffer	siehe Anhang C.4.1	ja
Minimaler Spurabstand	$d < 10$ mm	nein
Keine Abschattung durch <i>RICH</i> -Flansch	siehe Anhang C.4.2	nein

Tabelle 4.1: Auf Paare angewendete Filter

Zu beachten ist, dass auch der letzte Filter Paareigenschaften benötigt und daher auf Paare angewendet wird. Als Emissionsrichtung der Spuren werden zwar die Winkel der Einzelspuren verwendet, der Emissionspunkt ist aber der Punkt der nächsten Annäherung der beiden Spuren, der im Allgemeinen nicht auf der Trajektorie selbst liegt.

4.3.2 Effizienzkorrektur

Für die Effizienzkorrektur wurden Einzelteilchenmatrizen in (φ, ϑ, p) für jede Teilchenspezies durch Einbettung simulierter Teilchenspuren in reale Ereignisse erzeugt. Die genaue Vorgehensweise ist in Abschnitt 5.4 beschrieben. Der Öffnungswinkelfilter gewährleistet, dass lediglich geringe Korrelationen zwischen der Erkennungsleistung für die einzelnen Spuren bestehen.

4.3.3 Bestimmung des kombinatorischen Untergrunds

Der kombinatorische Untergrund kann über zwei Methoden ermittelt werden, die aber kombiniert werden müssen, um optimale Ergebnisse zu erzielen.

⁹engl.: *CB* für *Combinatorial Background*

Likesign-Methode

Zunächst dienen Paare mit zwei Spuren gleichen Ladungsvorzeichens als Maß für den kombinatorischen Untergrund, da sie keinem physikalischen Einzelprozess entstammen können, der Objekt der Messung ist. Dabei ist zu beachten, dass unter den Produkten eines Einzelprozesses solche Zerfallsprodukte zu verstehen sind, die direkt aus dem Zerfall desselben Teilchens stammen. In diesem Sinne sind z. B. ein Elektron, das aus einem π^0 -Dalitzzerfall stammt, und ein Positron, das aus Konversion des dabei ebenfalls entstandenen γ -Quants stammt, ein Element des kombinatorischen Untergrunds.

Ebenso wie e^+e^- -Paare werden auch e^+e^+ - und e^-e^- -Paare gebildet und Spektren gefüllt. Der kombinatorische Untergrund in den Spektren wird intervallweise als das Doppelte des geometrischen Mittels aus den Verteilungen gleichen Ladungsvorzeichens bestimmt ($N_{CB} = 2\sqrt{N_{++} \cdot N_{--}}$). Das Resultat wird als *geometrischer LS-Untergrund*¹⁰ bezeichnet. Wenn sich die Verteilungen von e^+e^+ - und e^-e^- -Paaren nicht stark unterscheiden, kann anstelle des geometrischen Mittels auch das arithmetische Mittel verwendet werden. Dies ist insbesondere bei Intervallen mit geringer Statistik von Vorteil, in denen entweder N_{++} oder N_{--} zu 0 werden können. So entsteht der mathematisch nicht ganz korrekte, durch geringeren numerischen Fehler allerdings häufig ebenso gute *arithmetische LS-Untergrund*.

Diese Vorgehensweise zur Bestimmung des Untergrunds setzt allerdings voraus, dass die Nachweiseffizienz einer Spur in Paaren mit gleichem Ladungsvorzeichen intervallweise gleich der Nachweiseffizienz derselben Spur in Paaren unterschiedlichen Ladungsvorzeichens ist [Her02]. Da dies grundsätzlich nicht der Fall ist, kann nur der Vergleich mit Simulationen, in denen der wahre Untergrund bekannt ist, die Tragfähigkeit dieser Methode zum Untergrundabzug untermauern.

Zusätzlich besteht in Bereichen geringer Statistik das Problem, dass der statistische Fehler im *LS-Untergrund* mindestens dieselbe Größenordnung hat wie der statistische Fehler in der totalen e^+e^- -Verteilung. Wenn das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis wie im vorliegenden Fall im Bereich $\frac{S}{B} \sim 1$ liegt, erhöht sich der relative Fehler also signifikant.

Mixed-Event-Methode

Eine andere Methode, den kombinatorischen Untergrund zu ermitteln, ist die Kombination von e^+ / e^- -Spuren aus unterschiedlichen Ereignissen; dieser wird dann als *EM-Untergrund*¹¹ bezeichnet. Eventuell vorhandene detektorspezifische Korrelationen werden dabei nicht berücksichtigt, dafür muss die Erkennungseffizienz für gleichgeladene Paare nicht mit der für e^+e^- -Paare übereinstimmen. Ein Vorteil dieser Methode ist, dass die statistischen Fehler in dünn besetzten Bereichen der Spektren kein gehalten werden. Solche Bereiche liegen z. B. bei großen invarianten Massen.

Zur Erstellung des *EM-Untergrunds* werden separat alle Spuren gesammelt,

¹⁰engl.: *LikeSign*

¹¹engl.: *EventMixing*

die in Paaren vorkommen, welche die vorangehenden Analysefilter überlebt haben. Alle Ereignisse, die mindestens eine solche Spur enthalten, werden in einem Puffer gesammelt, bis eine festzulegende Puffertiefe erreicht worden ist. Ab diesem Zeitpunkt wird begonnen, systematisch Paare aus Spuren zu erzeugen, die aus verschiedenen Ereignissen stammen und unterschiedliche Ladungsvorzeichen besitzen. Mit dem Speichern jedes neuen Ereignisses, das mindestens eine überlebende Spur besitzt, wird das jeweils älteste Ereignis aus dem Puffer entfernt¹². Die Puffertiefe ist also ein Maß für den Faktor, den man an Statistik gegenüber dem *LS*-Untergrund gewinnt. Der Puffer war im vorliegenden Fall 40 Ereignisse tief.

Eine Bedingung für die Kombination von Spuren aus unterschiedlichen Ereignissen ist, dass nur Einzelspuren aus der gleichen Ereignisklasse kombiniert werden dürfen. Ansonsten würden pathologische Paare gebildet, die den Untergrund nicht korrekt beschreiben. Hochenergieexperimente am *RHIC* etwa haben eine Klassifizierung in verschiedene Multiplizitätsintervalle durchgeführt; bei den verhältnismäßig geringen totalen Energien in *pp*-Kollisionen ist dies nicht notwendig, da die Streuung aufgrund der kinematischen Randbedingungen nicht allzu groß ist. Dagegen ist es notwendig, Ereignisse aus verschiedenen Vertexregionen voneinander zu trennen, die gerade aufgrund der Konversionsproblematik deutlich unterschiedliche typische Ereignistopologien besitzen können.

Für den *EM*-Untergrund existiert gerade bei geringen Multiplizitäten keine intrinsische Methode zur Normierung. Daher wurde nur die Form des Untergrunds aus der Ereignismischung gewonnen und dieser auf den *LS*-Untergrund normiert.

Ebenso wie für die *LS*-Paare müssen bei den *EM*-Paaren Gewichtungsfaktoren aufgrund von Einzelteilchennachweiseffizienz stattfinden.

Untergrundabzug

Jede der beiden Methoden, den kombinatorischen Untergrund zu bestimmen, hat Begrenzungen: Der *LS*-Untergrund führt durch unterschiedliche Erkennungseffizienzen systematische Unsicherheiten ein und erreicht bei hohen invarianten Massen eine unbefriedigende statistische Signifikanz. Der *EM*-Untergrund bildet Korrelationen in der Erkennungseffizienz bei kleinen invarianten Massen schlecht nach. Darüber hinaus ist er intrinsisch nicht normiert.

Daher wurde ein Hybridansatz gewählt, der bei niedrigen invarianten Massen $0 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} \leq 150 \text{ MeV}/c^2$ aus dem *LS*-Untergrund, und darüber aus dem *EM*-Untergrund besteht. Das Intervall $150 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} \leq 400 \text{ MeV}/c^2$ diente dabei zur Normierung des *EM*-Untergrund auf den *LS*-Untergrund.

¹²Diese Technik wird als *Sliding Window* bezeichnet.

Kapitel 5

Simulationen

Essenziell für das Verständnis des Detektorverhaltens sowie für den Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Modellen sind nicht nur – wie in Abschnitt 2.1 angesprochen – der Vergleich der Daten mit bekannten Szenarios, sondern insbesondere eine vollständige Simulation des Detektorsystems in allen relevanten Belangen. Dies umfasst einerseits die Erzeugung realistischer Testdatensätze, andererseits wird eine vollständige Beschreibung der einzelnen Detektoren benötigt, und zwar in Bezug auf

- Effizienzen der Komponenten,
- Rauschverhalten,
- erreichbare Zeit-, Energie- und Ortsauflösungen,
- Einflüsse von Unsicherheiten in der räumlichen Anordnung¹ und der inneren Geometrie der Einzeldetektoren und
- Separationsstärke der Teilchenidentifikationsdetektoren.

Insbesondere verdeckte Korrelationen von Nachweiseffizienzen und Akzeptanzen sind am besten aufzudecken, indem Ereignisse durch das Detektorsystem propagiert werden, deren Charakteristik in Bezug auf Impuls- und Winkelverteilungen und -korrelationen, Teilchenhäufigkeiten, Untergrund etc. der später zu messenden Ereignismischung möglichst nahe kommt. Besteht ein Testdatensatz aus einer inkohärenten Mischung unterschiedlicher Signal- und Untergrundquellen, wird er als *Ereigniscocktail* bezeichnet. Zwei Beispiele für einen solchen *Cocktail* zeigt Abbildung 5.1. Die beiden Cocktails sind jeweils auf Zahl der berücksichtigten Ereignisse normiert und stellen somit einen in der invarianten Masse differentiellen Wirkungsquerschnitt dar. Hierzu wurden im ersten Fall alle Ereignisse des Generators gewichtet gezählt, im Bild auf der rechten Seite dagegen nur solche Ereignisse berücksichtigt, die mindestens zwei geladene Teilchen in der Akzeptanz aufwiesen, um eine minimale Triggerbedingung zu emulieren. Die Farben codieren die wichtigsten Quellen:

- schwarz: Summe aller Quellen

¹engl.: *Alignment*

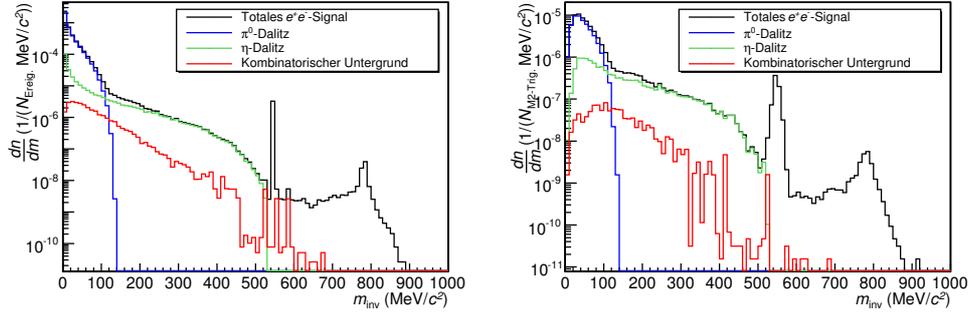


Abbildung 5.1: Zwei mit `Pluto++` erzeugte Cocktails. Die linke Seite zeigt die invariante Masse von e^+e^- -Paaren aus dem Ereignisgenerator ohne jegliche Bedingung, das rechte Bild berücksichtigt die Impulsauflösung des Spektrometers nach einer Parametrisierung entsprechend [Sch96] sowie die Bedingungen, dass beide Spuren des e^+e^- -Paares in der Akzeptanz liegen und dass ihr Öffnungswinkel größer als 9° ist.

- blau: π^0 -Dalitzzerfall
- grün: η -Dalitzzerfall
- rot: kombinatorischer Untergrund aus primären Teilchen

Die Signatur des direkten e^+e^- -Zerfalls des η -Mesons bei etwa 550 MeV, der mit der bislang bekannten Obergrenze aus [Yao06] in die Simulation aufgenommen wurde, zeigt, dass das Spektrometer in der Lage ist, die Obergrenze zu reduzieren.

Während Abschnitt 5.2 die Erzeugung von Testdaten mit dem Ereignisgenerator `Pluto++` [Hol06] näher beschreibt, beschäftigt sich Abschnitt 5.3 mit der Detektornachbildung in der Software `hgeant`.

Eine vollständige Simulation erlaubt es schließlich, das Spektrometer auf zwei Eigenschaften – die Akzeptanz und die Effizienz – zu reduzieren. Die Akzeptanz bezeichnet hierbei die impulsabhängige geometrische Abdeckung. Im Allgemeinen ist die Extrapolation auf nicht abgedeckte Bereiche mit theoretischen Unsicherheiten belastet, daher werden Ergebnisse von *HADES* nicht akzeptanzkorrigiert.

Die Effizienz spiegelt wider, dass einerseits selbst getroffene Detektoren nicht immer ein brauchbares Signal produzieren und andererseits die Rekonstruktionssoftware nicht alle Detektorsignale richtig interpretieren kann. Diese Eigenschaft hängt wesentlich mehr von der genauen Kenntnis des Detektorsystems selbst ab als von den genauen physikalischen Verteilungen in den einlaufenden Teilchen. Die Daten werden daher auf die Detektor- und Analyseeffizienz korrigiert, indem die Wirkung der Spektrometernachbildung und der Analyse auf wohl definierte eingebettete Testteilchen in der Simulation bestimmt wird; dieses Vorgehen wird in Abschnitt 5.4 genauer erläutert.

5.1 Ereigniserzeugung

Zur Erzeugung von Ereignisdaten können verschiedene Transportmodelle verwendet werden. Im Falle von Schwerionenkollisionen lösen die theoretischen Transportrechnungen hierfür Diffusionsgleichungen und berücksichtigen dabei eine große Zahl verschiedener Anregungszustände der Nukleonen und Mesonen sowie deren Produktions- und Zerfallswirkungsquerschnitte, welche eventuell sogar durch das umgebende Medium modifiziert werden. Für Energien $\sqrt{s} \sim 100$ AGeV, wie sie etwa der Schwerionenbeschleuniger *RHIC* erreicht, werden hybride Ansätze gewählt, in denen auch direkt die starke Wechselwirkung von Quarks und Gluonen berücksichtigt wird.

In der vorliegenden Arbeit wurde allerdings ein einfacherer Ansatz verfolgt: Mittels der Klassenbibliothek `Pluto++` konnten elementare Reaktionen in relativistischer Kinematik vollständig berechnet werden. Die so erzeugten Ereignisse können dann ebenso entweder durch die gesamte Detektorsimulation und Analyse propagiert oder einfach mit der Akzeptanz und Effizienz gefiltert werden.

Für Schwerionenkollisionen haben beide Möglichkeiten der Ereignisgeneration die Limitierung, dass die Endzustandswechselwirkung nicht oder nur bis zu einem bestimmten Zeitpunkt berücksichtigt wird. Auslaufende Nukleonen, die zum Teil aufgrund der relativ schwachen Restwechselwirkung noch gebunden verbleiben können, werden in diesen Modellen grundsätzlich frei erzeugt, so dass die Protonen- und Neutronenmultiplizität überschätzt wird. Dagegen kommen in den Simulationen keine Kernfragmente aus mehreren Nukleonen vor, während diese im realen Experiment durchaus erzeugt werden. Dies macht unter anderem die Abschätzung der in Abhängigkeit vom Stoßparameter in den Detektoren zu erwartenden Multiplizitäten schwierig. Ihre Kenntnis ist aber gerade zum Setzen der Triggerbedingung notwendig, die häufig eine Bedingung auf eine Mindestmultiplizität in den Detektoren ist.

5.1.1 Transportmodelle

Es gibt eine Reihe von Transportrechnungen, die in der Lage sind, elementare und Schwerionenereignisse im SIS-Energiebereich numerisch zu erzeugen. Transportgleichungen sind – etwa im Gegensatz zu thermischen Modellen – in der Lage, Systeme außerhalb des Gleichgewichts in ihrer Dynamik zu beschreiben. Die gängigsten Modelle sind Weiterentwicklungen der so genannten Kaskadenmodelle [Cug81], in welchen die Kollision als Abfolge von Baryon-Baryon- und Meson-Baryon-Kollisionen betrachtet wird. In den Weiterentwicklungen werden die Nukleonen gegenüber ihren Vakuum-eigenschaften noch durch das umgebende Medium in ihrer Dynamik beeinflusst. Dabei sind zwei unterschiedliche numerische Ansätze zu unterscheiden [Tei96]:

BUU Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck – die Modifikation der Baryonendynamik wird durch mittlere Felder realisiert.

QMD Quanten-Molekular-dynamik – 2- und 3-Teilchenwechselwirkungen bestimmen die veränderte Dynamik der Baryonen.

Relativistische Korrekturen verbesserten bei einigen Modellen die Vorhersagekraft für Kollisionen jenseits von SIS-Energien; darüber hinaus berücksichtigen neuere Versionen ebenso Quarkfreiheitsgrade zur Beschreibung von Kollisionen der neuen bzw. geplanten Colliderexperimente am *RHIC* und *Alice* bei *LHC*.

Technisch sind noch zwei Parametrisierungen für die Ausgabe der e^+e^- -Paare zu unterscheiden:

1. Vom experimentellen Standpunkt aus nahe liegend sind die beiden 3er-Impulse \vec{p}_{e^+} und \vec{p}_{e^-} der beiden Leptonen, die das Paar vollständig beschreiben. Sie eignen sich unter anderem direkt als Eingabe für den Akzeptanzfilter.
2. Die theoretische Seite bevorzugt aber teilweise die der Quelle für das e^+e^- -Paar näher liegende Parametrisierung des virtuellen Photons² γ^* . Die hierfür verwendeten Variablen sind üblicherweise
 - m_{inv} – invariante Masse (Ruhemasse des virtuellen Photons)
 - p_T – Transversalimpuls des virtuellen Photons bezüglich der Strahlachse
 - y – Rapidität
 - φ – Azimutwinkel der γ^* -Emission bezüglich der Strahlachse
 - φ_{pol} – Azimutwinkel eines der Leptonen bezüglich des Impulsvektors des γ^* ³
 - ϑ_{pol} – Polarwinkel des gleichen Leptons bezüglich des Impulsvektors des γ^*

Sie spiegeln die eigentlich relevanten Messgrößen wider, müssen allerdings noch einen Zweikörperzerfall durchlaufen, damit sie dann mit reellen Einzelteilchenakzeptanzen gefiltert werden können⁴.

***HSD* – Hadron String Dynamics**

Eine Implementierung des *BUU*-Ansatzes ist das in [Ehe96] beschriebene Programm *HSD*. Es verwendet:

- für kleine Impulsüberträge und Energien experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte für Nukleon-Nukleon- und Nukleon-Meson-Streuung, Baryonresonanzproduktion und Mesonproduktion,

²in technischem Zusammenhang oftmals auch als *Dilepton* bezeichnet

³Der Index *pol* weist auf die Polarisation des virtuellen Photons hin.

⁴*DLS* beispielsweise hat Akzeptanzmatrizen in den drei Variablen (m_{inv}, p_T, y) für Dileptonen veröffentlicht. Die Akzeptanz wurde für φ aufgrund des unpolarisierten Strahls und für φ_{pol} und ϑ_{pol} aufgrund des sowieso schmalen Akzeptanzintervalls als flach angegeben [Por97]. Diese Strategie kann *HADES* allerdings aufgrund der wesentlich größeren Akzeptanz nicht verfolgen; das zweite Argument ginge verloren und damit müssten die Akzeptanzmatrizen fünfdimensional sein, wodurch die Datenmenge nicht mehr handhabbar wäre.

- für hohe Impulsüberträge und Energien Quarks und Gluonen, die in einem *FRITIOF Quark-Gluon-Stringmodell* [And87][And93] beschrieben werden.

Während *HSD* die Hadronen transportiert, wird die Wahrscheinlichkeit für einen elektromagnetischen Zerfall in jedem Teilschritt evaluiert. Da für diese Prozesse die Verzweigungsverhältnisse gering sind, berücksichtigt der Code nicht den Rückstoß auf das Hadron. Der Fehler, der hierbei für die Impulsverteilungen der Hadronen eingeführt wird, ist entsprechend vernachlässigbar. Stattdessen werden bei dem Zerfall erzeugte (reelle und/oder virtuelle) Photonen aus dem Ensemble entfernt und separat abgespeichert.

Diese Vorgehensweise trägt der Tatsache Rechnung, dass die Kalkulationen sehr aufwändig sind und nur auf diese Weise in vertretbarer Zeit statistisch signifikante Ergebnisse auch im elektromagnetischen Kanal zu erreichen sind. Die Ausgabe des *HSD*-Programms enthält

- Ereignisse mit allen Hadronen im Ausgangskanal,
- davon entkoppelte Verteilungen für virtuelle Photonen.

Somit lassen sich mittels *HSD* zwar einfach e^+e^- -Paarspektren erzeugen, die Anwendung eines Einzelteilchenakzeptanzfilters wird dadurch aber erschwert: Sie erfordert eine eigenständige Implementierung des e^+e^- -Zerfalls. Noch problematischer ist die fehlende Möglichkeit, Triggerbedingungen nachzubilden. Durch die fehlende Korrelation zwischen dem elektromagnetischen und dem hadronischen Anteil der Ereignisse kann keine Gesamtmultiplizität im Spektrometer bestimmt werden.

UrQMD – UltraRelativistic Quantum-Molecular Dynamics

UrQMD [Ble99] ist ein auf dem *QMD*-Ansatz basierendes Transportmodell, das ebenfalls Quark-Freiheitsgrade berücksichtigt und damit auch erlaubt, hochrelativistische Systeme zu beschreiben. Es berechnet Ereignisse, so wie sie im Detektor vorzufinden sind, d. h. die Ausgabedateien enthalten nur langlebige Teilchenarten – insbesondere e^+/e^- anstelle der γ^* . *UrQMD* würde sich daher zur Untersuchung von Triggerbedingungen ebenso wie zur Anwendung von Einzelteilchenfiltern für die Akzeptanz eher eignen. Der Rechenaufwand ist allerdings so groß, dass *UrQMD* nicht sinnvoll zur Erzeugung großer Statistik eingesetzt werden konnte⁵.

RQMD – Relativistic Quantum-Molecular Dynamics

Ein weiteres Derivat des *QMD*-Modells ist *RQMD* [Har98][Fuc05][Coz06], das sich eher auf niedrigere Einschussenergien spezialisiert hat. Hierbei kommt eine Erweiterung des *Vector Meson Dominance*-Modells, das so genannte *eVMD*-Modell⁶, zum Einsatz, in dem zusätzlich zu den Grundzuständen der Vektormesonen ρ und ω auch noch einige angeregte Zustände ρ' miteinbezogen werden.

⁵Moderne Beschleunigerexperimente versuchen meist, ebenso viele Simulationsereignisse zu erzeugen, wie im Experiment aufgenommen wurden.

⁶extended Vector Meson Dominance

Des Weiteren berücksichtigt *RQMD* noch bei Schwerionenkollisionen die Effekte der Dekohärenz der ρ - und ω -Mesonen, die ihre im Vakuum beobachtete Interferenz im Medium zerstört. Ebenso wird die relative Kollisionsverbreiterung des ω -Mesons im Medium auf etwa eine Größenordnung abgeschätzt; diese geht direkt in das dadurch relativ verringerte elektromagnetische Verzweigungsverhältnis ein, welches sich experimentell durch ein „Schmelzen“ des ω -Mesons im Medium äußert [Fuc04].

Ebenso wie *UrQMD* liefert der Programmcode von *RQMD* Ereignisse, in denen die virtuellen Photonen bereits in langlebige e^+e^- -Paare zerfallen sind.

5.2 Der Ereignisgenerator Pluto++

Mit Hilfe der auf ROOT basierten Klassenbibliothek **Pluto++** können auf einfache Weise Simulationen einzelner Reaktionen, aber ebenso die gewichtete Mischung aus einer Reihe verschiedener Reaktionen durchgeführt und somit ein *Cocktail* erzeugt werden. Die Ausgabe erfolgt entweder in Textdateien in einem Format, das zur Weiterverarbeitung mit der in Abschnitt 5.3 näher beschriebenen Detektorsimulation **hgeant** geeignet ist, oder aber in eine ROOT-Datei⁷.

Zunächst war es notwendig, die Produktionsquerschnitte für die wichtigsten Kanäle bei der betrachteten Strahlenergie von $E_{\text{kin}} = 2.2 \text{ GeV}$ zu bestimmen. Wichtig sind hierbei Kanäle, die eine der folgenden Bedingungen erfüllen:

- Sie enthalten einen Zerfallskanal in e^+e^- -Paare und tragen so zum Signal bei.
- Sie tragen durch eine starke γ -Produktion mit anschließender Konversion in e^+e^- im *RICH*-Detektor zum Untergrund bei.
- Sie tragen zur Primärtriggerrate bei.

Hierbei ist zu beachten, dass der Multiplizitätstrigger auch durch eine nicht zu vernachlässigende Zahl von Sekundärteilchen aktiviert wird, also Teilchen, die erst nach der eigentlichen Reaktion durch Wechselwirkung der Reaktionsprodukte mit dem Detektormaterial erzeugt werden. Also genügt es nicht, lediglich Kanäle zu berücksichtigen, bei denen die Anzahl der Primärteilchen die Multiplizitätsschwelle übersteigt.

Die Wirkungsquerschnitte dieser Kanäle sind zumeist für Endzustände dokumentiert – z. B. enthält die Reaktion $p+p \rightarrow p+p+\pi^0$ a priori nicht die Information, ob das π^0 resonant erzeugt wurde (und wenn ja, über welche Resonanz) oder nicht. Für die Arbeitsweise von **Pluto++** ist es aber notwendig, genau den Wirkungsquerschnitt für den Resonanzzustand zu kennen. Beschränkt man sich auf eine geringe Anzahl von Resonanzzuständen – also weniger Resonanz- als Endzustände –, kann man allerdings bei Kenntnis der Verzweigungsverhältnisse von den End- auf die Resonanzzustandswirkungsquerschnitte zurückrechnen, was in Abschnitt 5.2.2 – und genauer in Anhang B.1 – beschrieben wird.

⁷ein Binärformat, das direkt in einer auf ROOT-Analyseumgebung eingelesen und weiterverarbeitet werden kann. ROOT erlaubt hierbei unter anderem die grafische Darstellung der Daten in verschiedenen ein- und mehrdimensionalen Formen, das kommandozeilenorientierte sowie das grafische Setzen von Bedingungen und das Optimieren von Parametrisierungsfunktionen.

5.2.1 Arbeitsweise von Pluto++

Die Vorgehensweise wird im Folgenden kurz dargestellt:

1. **Pluto++** erhält einen Anfangszustand – z. B. eine pp -Kollision mit $E_{\text{kin}} = 2.2$ GeV – wodurch ein Viererimpuls des Systems definiert ist; dieser wird in einer Datenstruktur abgelegt, die einem Pseudoteilchen s entspricht.
2. Zudem benötigt **Pluto++** für s eine Liste der möglichen Zerfallskanäle c_i sowie deren relative Häufigkeiten x_i .
3. Per Zufallsgenerator wird entsprechend der Häufigkeiten x_i einer der Zerfallskanäle c_i ausgewählt.
4. Mit den zugehörigen Zerfallsprodukten P_{ik} wird rekursiv genauso verfahren wie vorher mit s , wobei im Unterschied zu s für die P_{ik} in **Pluto++** bereits bekannt ist, welche Möglichkeiten zum Zerfall mit welchen Häufigkeiten existieren⁸. Des Weiteren kennt **Pluto++** für eine Auswahl an Zerfällen auch Winkelverteilungen und wendet sie beim Zerfall an. Bei allen anderen Zerfällen verteilen sich die Impulse der Zerfallsprodukte flach im Phasenraum⁹. Neben den Impulsvektoren werden entsprechend der Zerfallszeit auch die Zerfallsvertizes berechnet. Die Endzustände werden im Folgenden mit f_j bezeichnet.
5. Die Rekursion über die Teilchen endet, wenn alle verbleibenden Teilchen stabil sind oder eine Zerfallszeit $\tau > \tau_{\text{thr}}$ haben, wobei τ_{thr} eine einstellbare Schwelle ist. Der Zerfall der langlebigen Teilchen kann dann von der Detektorsimulation **hgeant** übernommen werden, die auch die Interaktion mit dem Detektormedium korrekt behandelt. In den vorliegenden Simulationen wurde $\tau > 1$ ns gewählt. Damit besitzen π^0 -Mesonen als die langlebigsten noch in **Pluto++** direkt zerfallenden Teilchen eine Reichweite $c\tau \approx 25$ nm, während die nächststabileren Teilchen geladene Pionen mit $c\tau \approx 7$ m bzw. $\tau \approx 26$ ns sind.
6. Diese Vorgehensweise wird für eine vorher definierte Anzahl von Ereignissen wiederholt.

Die oben beschriebene Vorgehensweise von **Pluto++** gilt nur für elementare Reaktionen. Schwerionenkollisionen werden durch einen anderen Mechanismus, den so genannten Feuerball, simuliert. Hierbei wird jeder Teilchenspezies eine Quelle mit einer optional zweikomponentigen thermischen Verteilung zugeordnet, die – ebenfalls optional – weitere kollektive Eigenschaften wie Anisotropie-terme und *Flow* enthalten kann. Diese erzeugt dann eine statistisch verteilte Anzahl von Teilchen der entsprechenden Spezies mit den zu den kollektiven

⁸Diese Verzweigungsverhältnisse können auch durch den Benutzer geändert werden. Dies ist z. B. sinnvoll, wenn bestimmte Kanäle in der Simulation künstlich verstärkt werden sollen, um die Statistik bei seltenen Ereignissen zu erhöhen. Für die finalen Spektren müssen diese Ereignisse dann wieder herunterskaliert werden.

⁹Auch hier kann der Benutzer eingreifen und bestimmten Zerfällen selbst Winkelverteilungen zuweisen – sowohl analytische als auch nur numerisch bestimmte.

Variablen der Quelle korrespondierenden kinematischen Verteilungen. Entsprechend sind z. B. Impuls- und Energieerhaltung nicht gewährleistet.

Die Ereigniserzeugung arbeitet sehr schnell – typische Werte sind die Erzeugung von 250 000 Ereignissen innerhalb von zwei Minuten auf einem modernen Prozessor.

5.2.2 Berechnung von Resonanzwirkungsquerschnitten

Einfache Ereignisgeneratoren wie `Pluto++` benötigen, um eine Mischung aus mehreren Reaktionswegen simulieren zu können, einerseits die Verzweigungsverhältnisse aller in den Reaktionswegen vorkommenden Zerfallskanäle, andererseits die relativen Wirkungsquerschnitte der primär erzeugten Resonanzzustände. Des Weiteren sind für eine realistische Simulation noch für jeden Zerfall die Winkelverteilungen der beteiligten Zerfallsprodukte von Interesse – sie beeinflussen im Allgemeinen die Akzeptanz des Detektorsystems für eine Reaktion.

Während die Verzweigungsverhältnisse BR^{10} von der ursprünglichen Kinematik unabhängig und daher in vielen Fällen bekannt sind – tatsächlich enthält `Pluto++` bereits eine recht vollständige Liste von Zerfällen, die von der *Particle Data Group* [Yao06] übernommen sind –, hängen die relativen Produktionswirkungsquerschnitte für die primären Resonanzzustände stark vom kollidierenden System und der zur Verfügung stehenden Energie ab. Weitgehend tabelliert sind allerdings lediglich die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Endzustände [Bal88].

Problemstellung

Ein Resonanzzustand c_i kann im Allgemeinen zu mehreren Endzuständen zerfallen. Ein Beispiel hierfür ist $p + p \rightarrow s \rightarrow p + \Delta^+$. Hierbei ist der Zustand $c_1 = p + \Delta^+$, und das Δ^+ hat mehrere Zerfallskanäle, unter anderem

1. $\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$ (BR: 33 %; $f_1 = p + n + \pi^+$)
2. $\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$ (BR: 66 %; $f_2 = p + p + \pi^0$)

Ebenso kann es passieren, dass derselbe Endzustand $f_1 = p + n + \pi^+$ von verschiedenen Resonanzzuständen c_1, c_2 aus erreicht wird:

1. $p + p \rightarrow p + \Delta^+$; $\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$ ($c_1 = p + \Delta^+$)
2. $p + p \rightarrow n + \Delta^{++}$; $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$ ($c_2 = n + \Delta^{++}$)

Damit sind die Wahrscheinlichkeiten für Resonanzzustände und Endzustände über eine Matrix $A_{(m \times n)}$ verknüpft, wobei n die Anzahl der verschiedenen möglichen (bzw. berücksichtigten) Resonanzzustände und m die Anzahl der Endzustände ist; die Elemente der Matrix a_{ij} lassen sich aus den Verzweigungsverhältnissen bestimmen. Des Weiteren lassen sich in das Gleichungssystem noch Randbedingungen einfügen, mit denen z. B. die Isospinsymmetrie zweier Zustände berücksichtigt werden kann.

¹⁰engl.: *Branching Ratio*

Dann gilt, mit $x_{(n \times 1)}$ als gesuchtem Vektor der Wirkungsquerschnitte für die Resonanzzustände und $b_{(m \times 1)}$ als Vektor der bekannten Wirkungsquerschnitte für die Endzustände:

$$A_{(m \times n)} x_{(n \times 1)} = b_{(m \times 1)} \quad (5.1)$$

Lösungsverfahren

Dieses Gleichungssystem ist lösbar, wenn $m = n$, und überbestimmt, wenn $m > n$, wobei im vorliegenden Falle ein überbestimmtes Gleichungssystem zweckmäßiger ist, weil dies Zugriff auf den Fehler ermöglicht. Dazu gibt es zwei Lösungsverfahren: Die QR -Zerlegung und die Normalengleichung. Beide sind im Anhang B.1 genauer beschrieben, ebenso wie Erweiterungen, die z. B. gewährleisten, dass alle Wirkungsquerschnitte ein positives Vorzeichen haben.

Angangswerte und Ergebnisse

In Tabelle 5.1 sind alle einbezogenen Endzustände mit ihren Wirkungsquerschnitten und der erlaubten Streuung aufgeführt. Tabelle 5.2 zeigt die berücksichtigten Resonanzzustände mit den für sie berechneten Wirkungsquerschnitten. Die Abweichung im (sehr genau bekannten) totalen Wirkungsquerschnitt resultiert zum Teil aus Inkonsistenzen der Literaturwerte, zum Teil aus der linearen Interpolation bei Endzuständen, die nur für umliegende Energien bekannt waren. Die η -Produktion ist beinahe, ρ^0 - und ω -Produktion komplett orthogonal zu den anderen Bedingungen. Daher gehen sie direkt in die Wirkungsquerschnitte für die Resonanzzustände ein; die genaue Fehlerangabe ist somit für das Ergebnis der Minimierung nicht entscheidend.

5.2.3 Pluto++-basierte Produktion eines pp -Cocktails

Zur Produktion der Ereignisse, die später mit der Detektoranalyse und der Analyse verarbeitet werden sollen, wurde eine `Pluto++`-basierte Anwendung geschrieben, welche die im vorherigen Abschnitt berechneten Resonanzwirkungsquerschnitte einsetzt. Die genaue Vorgehensweise ist in Anhang B.2 dargestellt.

Seltene Ereignisse, in denen η - oder Vektormesonen produziert werden, wurden bei der Ereigniserzeugung angereichert, um auch für diese Kanäle genügend Statistik zu erhalten. Nach Abschluss der Analyse müssen derartige Anreicherungen durch entsprechende Gewichtung kompensiert werden, bevor aussagekräftige Summenspektren erzeugt werden können.

Die meisten Zerfälle folgen hierbei einer kugelsymmetrischen Winkelverteilung; lediglich für einige wenige Ausnahmen verwendet `Pluto++` stattdessen Winkelverteilungen, die aus früheren Messungen extrahiert wurden. Dies betrifft insbesondere den stark polarisierten Zerfall der Δ -Resonanz und die Parametrisierung der Produktion sowie des Zerfalls des η -Mesons entsprechend Messungen der DISTO-Kollaboration [Bal01].

¹¹Endzustände, für die keine Daten bei $E_{\text{kin}} = 2.2$ GeV existieren, wurden linear im Impuls interpoliert.

Endzustand	σ (mb)	$Ax_{QR} = Ax_{ATA}$ (mb)	Referenz ¹¹
pp (elastisch)	17.8 ± 0.7	17.8	[Bal88]
$pp\pi^0$	3.64 ± 0.31	3.71	[Bal88]
$pn\pi^+$	15.04 ± 0.65	14.64	[Bal88]
$pp\pi^0\pi^0$	1.087 ± 0.15	1.169	[Bal88]
$pp\pi^+\pi^-$	2.556 ± 0.14	2.568	[Bal88]
$pn\pi^+\pi^0$	4.027 ± 0.3	4.045	[Bal88]
$pp\pi^0\pi^0\pi^0$	0.15 ± 0.20	0.15	(Phasenraum)
$pp\pi^+\pi^-\pi^0$	0.335 ± 0.07	0.295	[Bal88]
$pn\pi^+\pi^0\pi^0$	0.5 ± 0.20	0.12	(Phasenraum)
$pp\eta$ (exklusiv)	0.12 ± 0.001	0.12	[Tei97]
$pp\eta\pi^0$	$0.2435 \cdot \sigma_{pp\eta}$	0.029	(Phasenraum)
$pn\eta\pi^+$	$0.2435 \cdot \sigma_{pp\eta}$	0.029	(Phasenraum)
$pp\eta\pi^0\pi^0$	$0.0576 \cdot \sigma_{pp\eta}$	0.0069	(Phasenraum)
$pp\eta\pi^+\pi^-$	$0.0576 \cdot \sigma_{pp\eta}$	0.0069	(Phasenraum)
$pp\rho^0$ (exklusiv)	0.06 ± 0.001	0.06	[Bal88]
$pp\omega$ (exklusiv)	0.06 ± 0.001	0.06	[Bal88]
Total	44.33 ± 0.06	47.01	[Bal88]

Tabelle 5.1: Liste der Endzustände. Für die Werte ist – soweit vorhanden – auch die Referenz angegeben. Zum Vergleich befindet sich in Spalte 3 der Wirkungsquerschnitt, mit dem Pluto++ den Endzustand produzieren wird, wenn die durch eine der beiden Methoden berechneten Resonanzwirkungsquerschnitte verwendet werden.

Resonanzzustand	$\sigma_{QR} = \sigma_{ATA}$ (mb)
pp	17.8
$p\Delta^+$	3.756
$pN(1440)^+$	5.511
$n\Delta^{++}$	10.928
$p\Delta^{++}\pi^-$	1.226
$p\Delta^0\pi^+$	2.933
$pN(1440)^+\pi^0$	4.462
$pN(1535)^+$ (η resonant)	0.155
$pp\eta$ (η nicht-resonant)	0.050
$pp\eta\pi^0$	0.029
$pn\eta\pi^+$	0.029
$pp\eta\pi^+\pi^-$	0.0069
$pp\eta\pi^0\pi^0$	0.0069
$pp\rho^0$ (nicht-resonant)	0.060
$pp\omega$ (nicht-resonant)	0.060

Tabelle 5.2: Liste der Resonanzzustände.

5.3 Detektorsimulation

Nach der Produktion von Ereignissen, d. h. Listen von so genannten „Primärteilchen“ mit ihren Viererimpulsen und Produktionsvertizes, können diese als Eingabe für eine vollständige Detektorsimulation verwendet werden. Dabei kommt das Programmpaket `hgeant` zum Einsatz, das basierend auf der Detektorsimulationsbibliothek `GEANT`¹² von der *HADES*-Kollaboration entwickelt wurde.

5.3.1 `hgeant`

Während die Routinen, die die physikalischen Prozesse von Teilchen mit den Detektormedien enthalten, bereits in `GEANT` enthalten waren, mussten folgende Funktionalitäten neu implementiert werden:

- Import der Detektorgeometrie aus den Konstruktionszeichnungen
- Erzeugung der Ausgabedatei im `ROOT`-Format zur Weiterverarbeitung mit der C++- und `ROOT`-basierten Analysesoftware `hydra`

`hgeant` benötigt folgende Eingabeparameter:

- Die Detektorgeometrie, d. h. Position, Orientierung und Ausdehnung von Volumina, die mit einem bestimmten Material gefüllt sind. Das Material bestimmt wiederum die Eigenschaften der Wechselwirkung mit den durch die Volumina propagierten Teilchen – zum Beispiel bestimmen Teilchendichte und Kernladungszahl des Mediums die Stärke der Kleinwinkelstreuung der Teilchen.
- Die Geometrie und Stärke des Magnetfeldes. `GEANT` verwendet zur Propagation der geladenen Teilchen im Magnetfeld – ebenso wie die Analyse – eine Runge-Kutta-Integration der Lorentzkraft.
- Das Targetvolumen – relativ dazu werden Vertizes der primären Teilchen zu Beginn ihrer Propagation gesetzt.
- Die verschiedenen physikalischen Prozesse, die bei der Propagation von allen Teilchen und der eventuellen Produktion von Sekundärteilchen berücksichtigt werden. Dazu gehören unter anderem:
 - der Cherenkov-Effekt zur Erzeugung von Licht im *RICH*-Radiator
 - elektronischer und nuklearer Energieverlust
 - Produktion von δ -Elektronen
 - Kleinwinkelstreuung
 - nukleare Teilchenproduktion

¹²in der nicht mehr weiterentwickelten `FORTRAN`-Version 3.21, die ein Bestandteil des Pakets `cernlib` [Goo06] ist.

- Definition aktiver Volumina, also von Detektorvolumen, die – wenn sie von Teilchen getroffen werden – ein von der Datenaufnahme auszulesendes Signal produzieren. Die Definition, wie dieses Signal aussieht, ist allerdings nicht Bestandteil von `hgeant`, sondern eine Komponente des Analysepakets¹³.

Die Detektorsimulation nimmt wesentlich mehr Computerressourcen in Anspruch als die Erzeugung der Ereignisse: Die Berechnung eines Cocktails mit 250 000 Ereignissen benötigt etwa 3–5 Stunden auf einem modernen Prozessor. Dabei ist zu beachten, dass ein Großteil der Ereignisse später bei der Nachbildung der LVL1-Triggerbedingung in der Analyse wieder verworfen wird. Dementsprechend wurde insgesamt das 10 000-fache an Statistik erzeugt.

5.3.2 Rohdatenvergleich

Nach dem Prozessieren der simulierten Ereignisse mit `hgeant` gilt es zunächst, die Übereinstimmung aller möglichen relevanten Detektorrohdaten mit den experimentell gefundenen Ergebnissen zu verifizieren bzw. mögliche Abweichungen zu quantifizieren. Bereits die Diskussion der Ringeigenschaften im *RICH* in Abschnitt 4.2.2 ist ein Beispiel für die gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment.

Erst wenn die Übereinstimmung quantitativ genügend und gleichzeitig die Größenordnung möglicher Abweichungen aus der Methodik hinreichend gut verstanden ist, dürfen aus der Betrachtung nur in der Simulation vorhandener zusätzlicher Informationen Schlüsse z. B. für potenzielle Datenfilter gezogen werden.

5.4 Spureinbettung

Zur systematischen Berechnung der Einzeleffizienz des Spektrometers für e^+ und e^- wird als Verfahren die so genannte *Spureinbettung*¹⁴ verwendet. Dabei übergibt man der Detektorsimulation `hgeant` einen realistischen Ereigniscocktail und weist sie an, zusätzlich in jedes Ereignis eine Anzahl an e^+ / e^- entsprechend einer vordefinierten Impulsverteilung – üblicherweise einer weißen Verteilung in p , ϑ und φ innerhalb der Effizienzmatrixintervalle – einzubetten. Das ursprüngliche Ereignis fungiert hier lediglich als eine realistische Untergrundbeschreibung bei der Bestimmung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit der eingebetteten e^+ / e^- .

Beim Einbetten ist es von entscheidender Bedeutung, dass die eingebetteten e^+ / e^- denselben Vertex besitzen wie das Ausgangsereignis, da spätere Analyseschritte, wie z. B. Filter auf Öffnungswinkel zwischen zwei Spuren, unter Umständen zu unterschiedlichen Ergebnissen kommen können, je nachdem, ob die beiden Spuren aus dem gleichen oder aus zwei unterschiedlichen Vertices stammen. Dabei dominiert im Experiment das erste Szenario, und entsprechend soll diese Situation bei der Effizienzbestimmung nachgebildet werden. Darüber

¹³der so genannte *Digitizer*

¹⁴engl.: *Track Embedding*

hinaus sollte die Anzahl der pro Ereignis hinzugefügten e^+ / e^- die Charakteristik nicht signifikant ändern – im Zweifelsfall wird jeweils nur eine Teilchenspur eingebettet, um jegliche Wechselwirkung zwischen den eingebetteten Objekten zu unterbinden.

5.4.1 Abhängigkeiten der Nachweiseffizienz

Die zu erzeugenden Effizienzmatrizen für einzelne Elektronen und Positronen sind dreidimensionale Objekte, die als Nachschlagetabelle¹⁵ für die Nachweiseffizienz des Detektorsystems inklusive der Analyse dienen. Dabei werden als Definitionsbereiche $0 \text{ MeV}/c < p < 2000 \text{ MeV}/c$, $0^\circ < \vartheta < 180^\circ$ und $0^\circ < \varphi < 360^\circ$, und als Granularitäten $\Delta p = 50 \text{ MeV}/c$, $\Delta\vartheta = 3^\circ$ und $\Delta\varphi = 4^\circ$ verwendet.

Die in der pp -Analyse durchgeführten Schnitte, insbesondere die Reduktion des Konversionsuntergrunds, implizieren eine z -Abhängigkeit der Analyseeffizienz. Daher wurde hier die Effizienz gesondert für sieben unterschiedliche Intervalle der z -Komponente des Reaktionsvertex erzeugt. Damit ergibt sich für jede Teilchenspezies eine vierdimensionale Effizienzmatrix mit $20 \cdot 30 \cdot 90 \cdot 7 = 378\,000$ Elementen. Zum Füllen wurden insgesamt $70 \cdot 10^6$ Elektronen und ebenso viele Positronen in simulierte Ereignisse eingebettet. Nachdem die LVL1-Triggerbedingung knapp 80 % dieser Ereignisse verworfen hat, verbleibt der statistische Fehler in jedem Einzelintervall bei etwa 15 %. Zu seiner Reduktion wurden die Matrizen nachträglich einem Verfahren zur Glättung nach [Sav64] unterzogen.

5.4.2 Analyse und Effizienzbestimmung

Auf die Ausgabe der Detektorsimulation wird dann exakt dieselbe Analyse wie auch bei der Datenauswertung selbst angewendet, soweit sie die Rekonstruktion einzelner Teilchentrajektorien sowie die Impulsbestimmung und die Teilchenidentifikation betrifft. Eingebettete Teilchen gelten nach Überleben aller Einzelteilchenfilter als rekonstruiert, wenn sie entweder mit keiner anderen Spur ein Paar bilden, oder mindestens eines der mit ihr gebildeten Paare auch alle direkten Paarfilter überlebt.

5.4.3 Resultierende Effizienzmatrizen

Exemplarisch ist in Abbildung 5.2 die Nachweiseffizienz für Elektronen bzw. Positronen im Impulsbereich $400 \text{ MeV}/c < p < 500 \text{ MeV}/c$ gemittelt über alle Sektoren für zwei verschiedene z -Intervalle dargestellt.

Abbildung 5.3 zeigt die Effizienz über den Azimutwinkel gemittelt in Abhängigkeit des Polarwinkels und des Impulses, wiederum für zwei unterschiedliche Vertexbereiche. Die verringerte Effizienz bei hohen Impulsen $p > 1000 \text{ MeV}/c$ und niedrigen Polarwinkeln ist durch den modifizierten *PreShower*-Filter bedingt, die für niedrige Impulse optimiert war.

In Abbildung 5.4 dagegen sind die sechs Sektoren einzeln in ϑ und φ für Elektronen dargestellt, um die Abhängigkeiten von der Bestückung mit Kam-

¹⁵engl.: *look-up table*

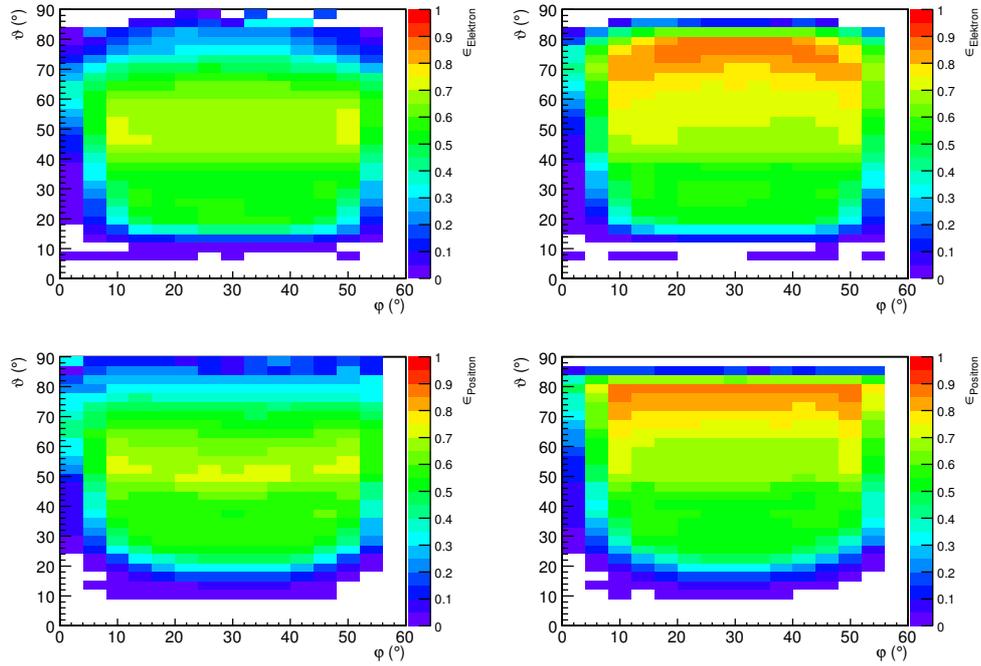


Abbildung 5.2: Einzelteilcheneffizienz für e^+ / e^- mit Impulsen $400 \text{ MeV}/c < p < 500 \text{ MeV}/c$ über alle Sektoren gemittelt, in Abhängigkeit der Emissionswinkel ϑ und φ . Das linke Diagramm zeigt jeweils die Effizienz für Vertizes $-74.0 \text{ mm} < z < -64.0 \text{ mm}$ (also zu Beginn des Targets), rechts sind Effizienzen für Vertizes $-34.0 \text{ mm} < z < -24.0 \text{ mm}$ (am Ende des Targets) zu sehen. Die obere Reihe zeigt die Effizienzen für Elektronen, die untere für Positronen.

mern, sowie die Abhängigkeit vom Strahlversatz zu demonstrieren. Diesmal wurde über alle z -Koordinaten des Emissionsvertex gemittelt, die innerhalb des Targetvolumens lagen, also $-74.0 \text{ mm} < z < -24.0 \text{ mm}$.

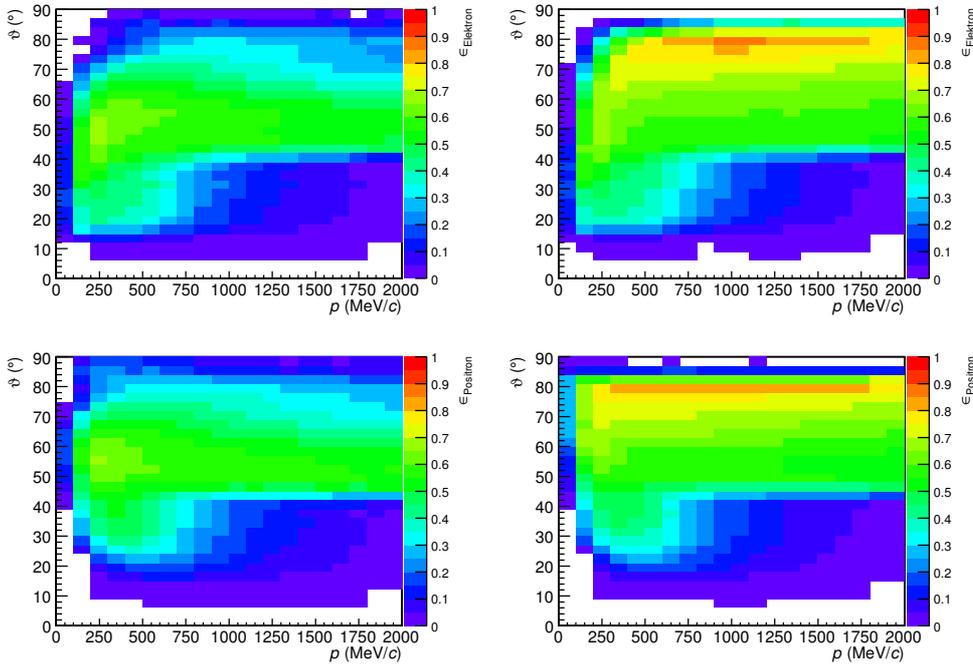


Abbildung 5.3: Einzelteilcheneffizienz für e^+ / e^- in Abhängigkeit des Impulses und des Polarwinkels. Das linke Diagramm zeigt wiederum die Effizienz für Vertices $-74.0 \text{ mm} < z < -64.0 \text{ mm}$, rechts Effizienzen für Vertices $-34.0 \text{ mm} < z < -24.0 \text{ mm}$. Wie in Abbildung 5.2 zeigt die obere Reihe Effizienzen für Elektronen, die untere für Positronen.

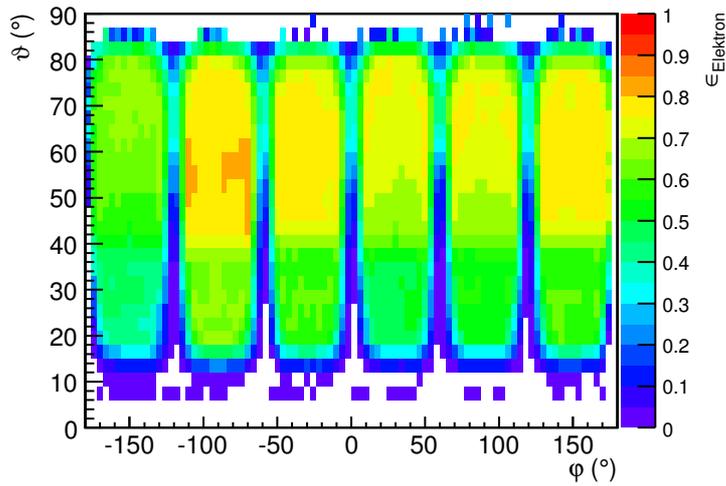


Abbildung 5.4: Einzelteilcheneffizienz für Elektronen in dem Impulsintervall $400 \text{ MeV}/c < p < 500 \text{ MeV}/c$ in Abhängigkeit der Emissionswinkel ϑ und φ für alle Sektoren.

Kapitel 6

Ergebnisse und Diskussion

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Datenanalyse für Experiment und Simulation vorgestellt und diskutiert. Zunächst werden die wesentlichen Eigenschaften einzelner e^+ / e^- -Spuren präsentiert sowie dominante Untergrundquellen und ihre Behandlung durch Schnitte auf den Paarvertex diskutiert. Die Ergebnisse der e^+e^- -Paaranalyse werden danach getrennt für die Datenensembles ohne und mit LVL2-Triggerbedingung vorgestellt. Dabei wird die Berechnung des kombinatorischen Untergrunds sowie der Einfluss der LVL2-Triggerbedingung ausführlicher diskutiert. Abschließend wird dann das effizienzkorrigierte Messsignal in Form von invarianten Massenverteilungen dargestellt und im Vergleich mit Ergebnissen früherer Messungen am DLS bei $E_{\text{kin}} = 2.09 \text{ AGeV}$ sowie Messungen mit dem *HADES*-Spektrometer am System $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ bei $E_{\text{kin}} = 2 \text{ AGeV}$ untersucht.

6.1 e^+ / e^- -Spureigenschaften

Zunächst werden die Variablen betrachtet, die vor der Paaranalyse vorliegen. Dies sind

1. Eigenschaften einzelner Spuren (Impulse, Polarwinkel) sowie
2. Eigenschaften des Gesamtereignisses (Ereignisvertex).

6.1.1 Impuls- und Polarwinkelverteilungen

Zunächst wurden für einzelne Spuren die Impuls- und Polarwinkelverteilungen betrachtet. Abbildung 6.1 zeigt die Impulse für Positronenspuren. Aussagen über das Experiment beziehen sich hierbei zunächst immer auf Daten ohne LVL2-Anreicherung, um die Vergleichbarkeit mit den ebenfalls ohne LVL2-Emulation durchgeführten Simulationen zu gewährleisten. Hierbei wurden die Verteilungen aller Positronen in Simulation und Experiment im gezeigten Intervall aufeinander normiert, so dass lediglich die Spektrenform zum Vergleich herangezogen werden kann. Die Impulsverteilung der Positronen mit einer relativ großen Anzahl kleiner Impulse deutet auf einen hohen Anteil an Konversionspositronen hin. Abweichungen zwischen Experiment und Simulation bestehen

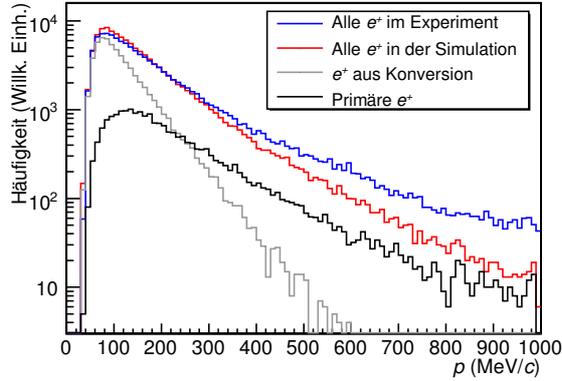


Abbildung 6.1: Verteilung der Positronenimpulse

lediglich bei den – absolut gesehen seltenen – sehr hohen Impulsen und sind zu vernachlässigen. 51.9 % der identifizierten Positronen stammen der Simulation zufolge alleine aus Konversion von γ -Quanten im Stahl der Stützstruktur des *RICH*-Detektors, während lediglich 17.9 % der rekonstruierten Positronen aus dem Ereignisgenerator stammen und daher zum Signal beitragen¹.

Zur genaueren Bestimmung der Ursache für diesen starken Konversionsanteil dient eine Betrachtung der Polarwinkelverteilung der e^+ / e^- -Spuren, die in Abbildung 6.2 zu sehen ist. Hier zeigt sich eine starke Überhöhung der Spuranzahl bei großen Polarwinkeln von $\vartheta > 55^\circ$. Auch hier ist eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem experimentellen Befund und der Verteilungen der Simulation zu beobachten.

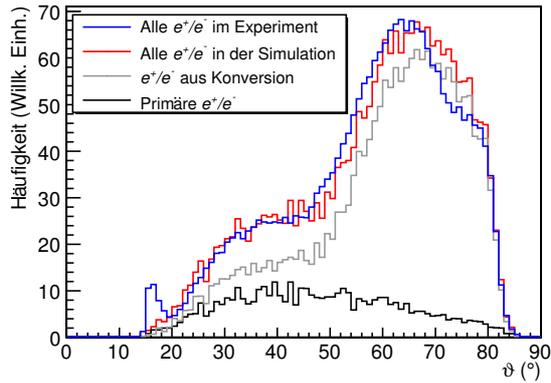


Abbildung 6.2: Anzahl der im *RICH* detektierten Ringe gegen ϑ

Die Reduzierung von γ -Konversion war schon bei der Planung des Spektrometers einer der entscheidenden Parameter. Da die Anzahl der in den Kollisionen produzierten γ -Quanten etwa zwei Größenordnungen höher liegt als die der produzierten e^+e^- -Paare, war es ein vorrangiges Ziel, im Detektor eine

¹Diese werden im Folgenden als *primäre* e^+ / e^- bezeichnet.

möglichst geringe Massenbelegung zu erreichen, die zudem von Materialien mit einer geringen Kernladungszahl Z dominiert sein sollten – die Wahrscheinlichkeit für Paarkonversion in 1 cm Stahl beispielsweise liegt für $E_\gamma = 50$ MeV etwa bei 23%. Für ein typisches Schwerionenexperiment wurde die Konversionswahrscheinlichkeit auf etwa 1–2% bestimmt [Fab03a][Ebe04], so dass für das Verhältnis aus Signalpaaren zu Untergrundpaaren aus Konversion Werte in der Größenordnung von 1 erwartet wurden.

Die Produktionsmechanismen und die Medien, in denen die Sekundärleptonenproduktion stattfindet, sind in Tabelle 6.1 dargestellt. Konversionspaare

	e^+	e^-
Relative Häufigkeit der Spezies	48.1 %	51.9 %
Produktionsmechanismus	Relative Häufigkeit innerhalb der Spezies	
	e^+	e^-
Primäre e^+ / e^-	17.9 %	26.0 %
Konversion	81.7 %	63.5 %
δ -Elektronen	–	9.9 %
Konversionsmedium	Relative Häufigkeit normiert auf die Anzahl der e^+ / e^- aus Konversion	
	e^+	e^-
Flansch des CaF_2 -Fensters	63.5 %	28.8 %
LH_2 -Target	2.5 %	5.7 %
Targethülle	3.8 %	8.4 %
Strahlrohr aus Kohlefaser	14.4 %	30.2 %
Radiatorgas C_4F_{10}	15.5 %	26.8 %

Tabelle 6.1: Quellen der Sekundärleptonen

weisen in der Regel einen sehr kleinen Öffnungswinkel in der Größenordnung von etwa 2° sowie kleinere Impulse auf. Gerade bei kleinen Impulsen unterscheiden sich allerdings die Akzeptanzen für positiv und negativ geladene Teilchen im Polarwinkel stark: Negative Teilchen werden bei großen Polarwinkeln aus der Spektrometerakzeptanz herausgebogen, während positive Spuren selbst bei einer starken Ablenkung im Magnetfeld noch eine relativ hohe Wahrscheinlichkeit für den Nachweis im Spektrometer besitzen. Somit ist die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis von Konversionspositronen höher als bei den Elektronen². Dies erklärt den Unterschied in der relativen Häufigkeit der Produktionsmechanismen in Tabelle 6.1.

Abbildung 6.3 zeigt das Target und seine nähere Umgebung. Hier ist zu erkennen, dass der Flansch, der das Zentrum des CaF_2 -Fensters des *RICH* fixiert, für einen Teil der Wechselwirkungszone³ einen Teil der vorderen Hemisphäre und damit der Akzeptanzregion des Spektrometers abdeckt. Damit

²Primäre e^+ / e^- werden dagegen tendenziell bei kleineren Polarwinkeln erzeugt, weswegen die integrale Akzeptanz für Signalpositronen etwas schlechter ist als für Signalelektronen.

³dem Überlapp aus Strahlquerschnitt und Targetlänge

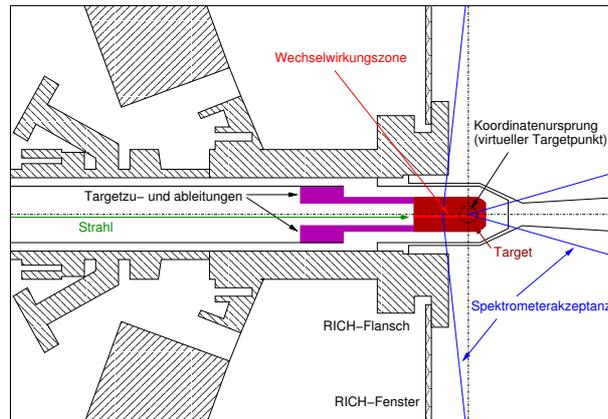


Abbildung 6.3: Konstruktionszeichnung der Targetregion beim Aufbau mit Flüssigwasserstofftarget. In dunkelrot ist das Target selbst eingezeichnet, der hellrote Streifen markiert die primäre Wechselwirkungszone. Die schraffierten Bereiche kennzeichnen die Edelstahlkonstruktion, die die Verbindung zwischen *RICH*-Fenster und Strahlrohr darstellt.

müssen Reaktionsprodukte im Falle eines der Beschleunigerseite zugewandten Reaktionsvertex, wenn sie unter großen Polarwinkeln erzeugt werden, zum Teil massive Edelstahlkonstruktionen durchqueren.

6.1.2 Vertexrekonstruktion

Aus obiger Betrachtung ergibt sich, dass die Position des Reaktionsvertex erheblichen Einfluss auf die Effizienz und Reinheit der nachfolgenden Analyse hat. Dabei ist es bei den kurzen Lebensdauern der Signalquellen physikalisch gleichbedeutend, ob vom primären Reaktionsvertex oder dem Zweiteilchenvertex des e^+e^- -Paares gesprochen wird. In jedem Fall wird diese Koordinate als Klassifizierungskriterium für die Effizienz herangezogen. Insgesamt liegen eine ganze Reihe von Vertexinformationen vor:

Einzelspurvertex Der Punkt der nächsten Annäherung einer Spur an die ideale Strahlachse wird als *Einzelspurvertex* bezeichnet. Diese Information liegt nach der genaueren Bestimmung der Trajektorie durch die Runge-Kutta-Integration in der `PidParticle`-Kategorie vor.

Paarvertex Aus den Koordinaten zweier Spuren kann der minimale Abstand sowie der Ort nächster Annäherung berechnet werden. Die genaue Methodik wird im Anhang C.2 beschrieben und basiert im vorliegenden Fall ebenfalls auf den mittels Runge-Kutta genauer bestimmten Trajektorien.

Ereignisvertex Durch Hinzunahme aller Spuren aus dem Ereignis kann die Präzision des Vertex im Prinzip noch verbessert werden, indem ein Funktional als Maß für den Gesamtabstand aller Spuren vom Vertex gebildet und numerisch minimiert wird. Bei der vorliegenden Analyse liegt eine derartige Information für jedes Ereignis vor. Allerdings verwendet die Minimierung einerseits alle Spurstücke, also auch solche, die später nicht

zu einer vollständigen Spur kombiniert wurden, andererseits ist die Lage der Trajektorie noch nicht durch die Runge-Kutta-Integration genauer bestimmt worden.

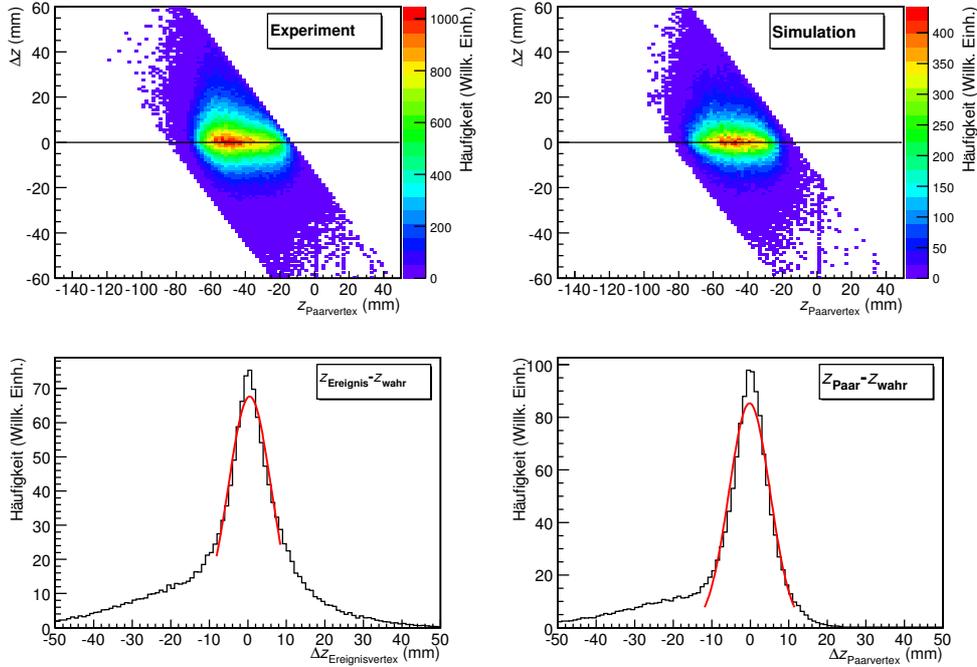


Abbildung 6.4: Oben: Differenz unterschiedlicher Vertexkoordinaten gegen die die Paarvertexkoordinate selbst für Experiment und Simulation. Unten: Fehler in den unterschiedlichen Vertexkoordinaten aus der Simulation.

Der obere Teil von Abbildung 6.4 zeigt die Differenz zwischen den z -Komponenten der Vertexkoordinaten aus der Paaranalyse (z_{Paar}) und dem Ereignis (z_{Ereignis}); die Differenz ist gegen z_{Paar} aufgetragen. Im linken Bild sind Experimentdaten, im rechten Simulationsdaten gezeigt, die sich in guter Übereinstimmung befinden.

Im unteren Teil von Abbildung 6.4 zeigt sich durch Vergleich mit der wahren Position des Vertex aus der Simulation, dass der Paarvertex mit $\Delta z_{\text{Paar}} = 12$ mm (FWHM) eine etwas geringere Breite besitzt als der Ereignisvertex ($\Delta z_{\text{Ereignis}} = 14$ mm FWHM). Dies liegt an der bereits oben beschriebenen Implementierung der Berechnung des Ereignisvertex, die alle inneren Spursegmente ohne Rücksicht auf spätere Elimination durch die Analyse und ohne Einbeziehung der Runge-Kutta-Information verwendet. Diese beiden Tatsachen fallen offensichtlich schwerer ins Gewicht als die tendenziell genauere Ortsbestimmung bei Hadronenspuren und die größere Anzahl von Spuren. Daneben weisen die Daten eine schwache systematische Verschiebung von Δz auf, die entsprechend der Simulation vor allem auf den Ereignisvertex zurückgehen ($\overline{\Delta z_{\text{Paar}}} = -0.15$ mm, $\overline{\Delta z_{\text{Ereignis}}} = 0.43$ mm). Bei der Bestimmung dieser Werte wurde der breite Untergrund der Verteilung nicht berücksichtigt. Die-

ser ist beim Paarvertex systematisch zu kleinen Werten hin verschoben, der Ereignisvertex besitzt auf beiden Seiten eine zusätzliche Komponente.

6.1.3 Anwendung des Paarfilters

In einer zweidimensionalen Auftragung der z -Komponente des Paarvertex gegen den Polarwinkel in Abbildung 6.5 sind die abgeschatteten Bereiche durch ein erhöhtes Konversionsaufkommen deutlich zu erkennen. Die geometrischen

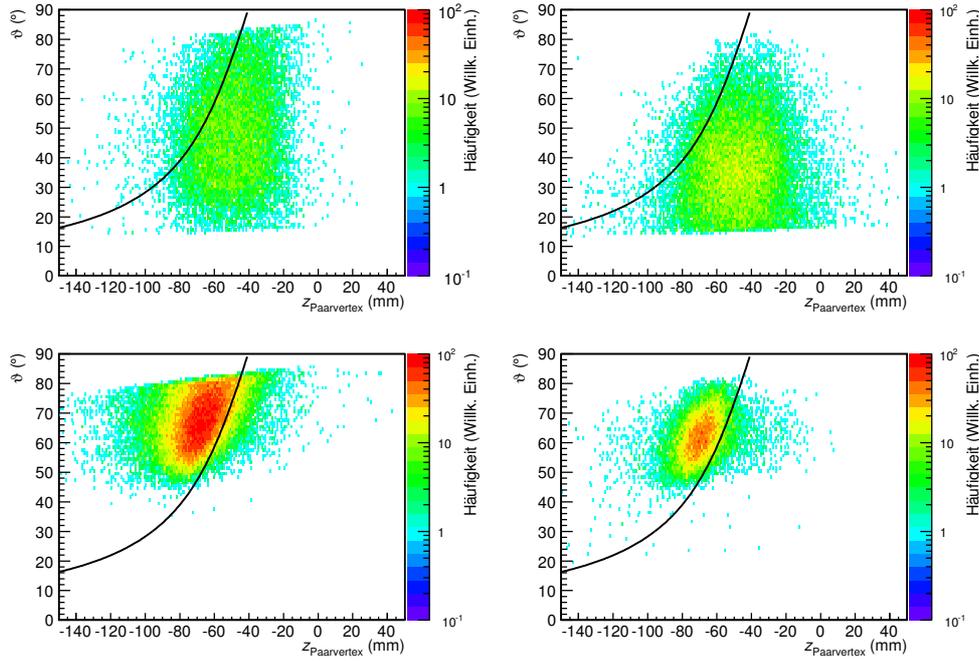


Abbildung 6.5: Vergleich der rekonstruierten e^+ (links) und e^- (rechts) zum einen für primäre Teilchen (oben) und zum anderen für Teilchen aus γ -Konversion in Stahl. Dargestellt ist jeweils nach rechts die z -Koordinate des Paarvertex und nach oben der Polarwinkel ϑ des mit dem *RICH*-Ring korrelierten Trajektoriensegments aus den beiden inneren Driftkammern.

Grenzen der Abschattung durch den Fensterflansch wurden als schwarze Linie in die Diagramme eingetragen⁴: Bereiche mit kleinen z_{Vertex} -Werten und großen Polarwinkeln – also jeweils die linke obere Ecke in den Diagrammen – sind von der Abschattung betroffen. Die gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment sowie die geringe Reduktion von Signalpaaren durch die geometrische Abschattung motiviert einen entsprechenden Filter auf den Paarvertex, der in Anhang C.4.2 genauer beschrieben wird.

In der Betrachtung der Vertizes ist des Weiteren erkennbar, dass die Simulation nach der Anwendung der Paarfilter eine homogenere Verteilung annimmt,

⁴Diese geometrische Grenze ist lediglich exemplarisch für auf der z -Achse liegende Vertizes. Quellpunkte, die in der $x - y$ -Ebene versetzt auftreten, sehen eine andere Abschattung, die abhängig vom Azimut ist. Bei dem Filter der Paaranalyse auf freie Vertizes, der in Anhang C.4.2 genauer beschrieben ist, wurde dieser Effekt berücksichtigt.

als sie tatsächlich im Experiment vorzufinden ist. Dies rührt aus der unvollständigen Konversionsunterdrückung durch den Paarfilter auf den Vertex her; dieser Effekt ist in Abbildung 6.6 zu beobachten.

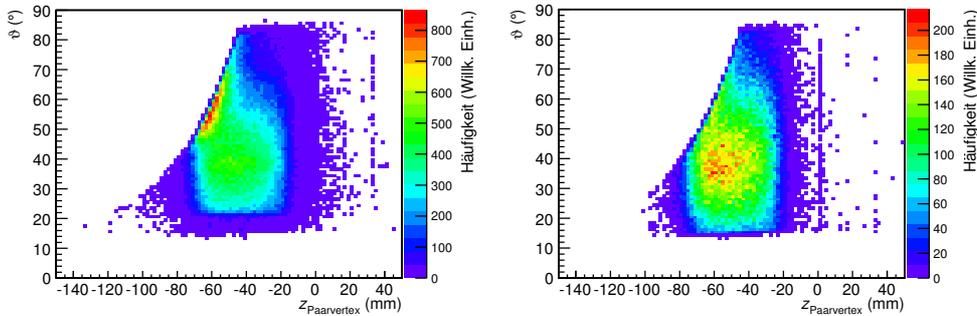


Abbildung 6.6: z -Koordinate des Paarvertex aufgetragen gegen den Polarwinkel θ der e^+ / e^- -Spuren nach Anwendung des „Abschattungsfilters“. Links sind Experiment-, rechts Simulationsdaten dargestellt. Die Unterdrückung im Experiment ist nicht vollständig, aber ausreichend. (Die Farbskala ist im Gegensatz zu Abbildung 6.5 linear.)

Für die Paarfilter wurde im Folgenden jeweils der Paarvertex verwendet. Die Ereignisklassifizierung findet dennoch weiterhin mithilfe des Ereignisvertex statt. Einerseits ist bei der Bildung mehrerer Paare in einem Ereignis sonst unklar, welcher Vertex für die Einordnung herangezogen werden sollte, andererseits liegen die Paarvertizes in der Analyse erst relativ spät vor. Die Ortsauflösung des Ereignisvertex gibt in etwa die Rasterung in 1-cm-Schritte vor. Damit ist es nicht sinnvoll, die Ereignisse genauer zu klassifizieren, außerdem finden keine sprunghaften Veränderungen des Spektrometerverhaltens statt, die eine feinere Abstufung notwendig machen würden. Es erfolgte also bei jeder Ereignisklassifizierung die Aufteilung in sieben verschiedene Intervalle in z von jeweils 10 mm: Beginnend bei $z = -84.0$ mm, d. h. 10 mm vor Beginn der Targetzelle, bis $z = -14$ mm, also 10 mm hinter dem Ende des Targets.

Tabelle 6.2 zeigt die relative Verteilung der Paarvertizes vor und nach Anwendung des Vertexfilters in Simulation und Experiment. Die große globale Reduktion durch den Filter ist durch das Fehlen jeglicher weiterer Bedingungen auf die Paare bedingt. Zwischen Simulation und Experiment übereinstimmend zeigt sich, dass die zusätzliche einschränkende Wirkung des Vertexfilters bereits bei der Targetscheibe 3 beginnt. Lediglich im Bereich dahinter bleibt die Reduktion im Wesentlichen konstant, wobei Vertexpunkte vor Beginn des eigentlichen Targets wieder mit erhöhter Wahrscheinlichkeit Paare aufweisen, die vom Vertexfilter betroffen sind. Das deutet auf eine geringere generelle Reinheit dieser Ereignisse hin. Aufgrund der hohen Unschärfe des Ereignisvertex, der sich in der geringeren Ereignishäufigkeit in der Targetscheibe 5 widerspiegelt, wurden trotzdem alle Ereignisse aus einer erweiterten Targetregion verwendet, die alle Ereignisvertizes mit $-84.0 \text{ mm} < z_{\text{Vertex}} < -14.0 \text{ mm}$ umfasst.

Target- scheibe	z_{Vertex} (mm)	Rel. Häufigkeit vor Filter (%)	Rel. Häufigkeit mit Filter (%)	Verbliebener Anteil (%)
Experiment				
D	−24.0 bis −14.0	10.5	13.1	29.1
5	−34.0 bis −24.0	15.9	19.7	29.0
4	−44.0 bis −34.0	19.5	22.3	26.7
3	−54.0 bis −44.0	21.0	21.2	23.6
2	−64.0 bis −54.0	18.8	15.9	19.7
1	−74.0 bis −64.0	10.7	6.4	14.1
U	−84.0 bis −74.0	3.6	1.4	9.1
Alle	−84.0 bis −14.0	100.0	100.0	23.4
Simulation				
D	−24.0 bis −14.0	5.7	6.9	35.5
5	−34.0 bis −24.0	12.1	17.1	41.0
4	−44.0 bis −34.0	16.9	22.4	38.3
3	−54.0 bis −44.0	19.9	22.4	32.4
2	−64.0 bis −54.0	21.7	18.5	24.6
1	−74.0 bis −64.0	17.2	10.3	17.2
U	−84.0 bis −74.0	6.5	2.4	10.5
Alle	−84.0 bis −14.0	100.0	100.0	28.8

Tabelle 6.2: Verteilung der Paarvertizes innerhalb des Targets

6.2 e^+e^- -Paareigenschaften

Nachdem die Einzelspuren sowie allgemeine Filtervariablen untersucht worden sind, werden nun die daraus gebildeten Paare betrachtet. Die charakteristischen Größen für e^+e^- -Paare sind hierbei die invariante Masse, der transversale Impuls und die Rapidität. Nach der Anwendung der Paarfilter wird ein Teil der verbleibenden Paare immer noch durch unphysikalische Kombinationen von Einzelspuren gebildet, deren Anzahl und Verteilung lediglich durch eine statistische Analyse bestimmt werden kann.

6.2.1 Öffnungswinkelverteilungen

Die für e^+e^- -Paare charakteristischen Größen hängen wesentlich vom Öffnungswinkel des Paares ab, wie folgendes Beispiel für die invariante Masse zeigt:

$$m_{\text{inv}} = \frac{1}{c^2} \sqrt{E_{\text{tot}}^2 - \vec{p}_{\text{tot}}^2 c^2} \quad (6.1)$$

$$\approx \frac{1}{c} \sqrt{(p_1 + p_2)^2 - (p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 p_2 \cos \vartheta)} \quad (6.2)$$

$$= \frac{1}{c} \sqrt{2p_1 p_2 - 2p_1 p_2 (2 \cos^2 \frac{\vartheta}{2} - 1)} \quad (6.3)$$

$$m_{\text{inv}} \approx \frac{2}{c} \sin \frac{\vartheta}{2} \sqrt{p_1 p_2} \quad (6.4)$$

Für die Näherung muss lediglich

$$m_{1,2}c^2 \ll E_{1,2} \quad (6.5)$$

gelten, was wegen der geringen Elektronruhemasse im vorliegenden Energiebereich sehr gut erfüllt ist.

Daraus folgt sofort, dass Einschränkungen im Öffnungswinkel Auswirkungen auf die spektralen Verteilungen und damit die differentiellen Nachweiseffizienzen haben. Abbildung 6.7 zeigt die Abhängigkeit der Öffnungswinkelverteilung von der Vertexposition. Die Unterschiede bei großen Öffnungswinkeln $\vartheta > 90^\circ$ sind in beiden Verteilungen erkennbar. Die gezeigten Verteilungen sind hierbei aufeinander normiert, so dass die Form der Verteilungen verglichen werden kann.

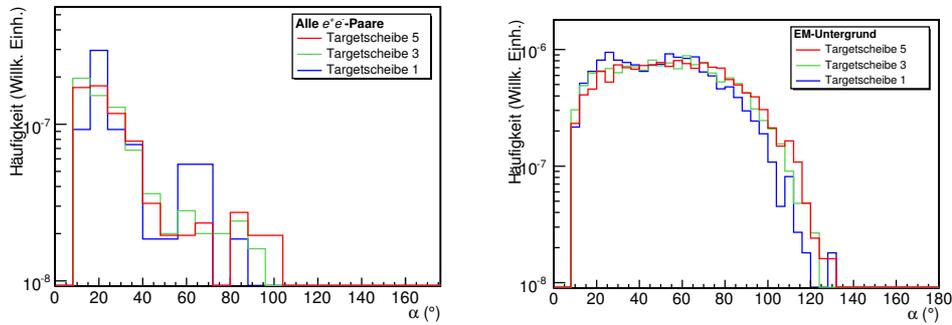


Abbildung 6.7: Öffnungswinkelverteilungen in Abhängigkeit der z -Koordinate des Vertex nach Anwendung aller Paarfilter. Links ist die Verteilung des Signals, rechts die Verteilung des kombinatorischen Untergrunds aus Ereignismischung zu sehen.

6.2.2 Kombinatorischer Untergrund

Tabelle 6.3 zeigt in Abhängigkeit der Targetscheibe die Anzahl der Paare, die alle Filter überlebt haben. Diese bilden die Grundlage zur Bestimmung der Verteilungen des kombinatorischen Untergrunds. Die dort zu beobachtende starke Asymmetrie zwischen den e^+e^+ - und den e^-e^- -Verteilungen ist akzeptanzbedingt und tritt daher vorwiegend bei kleinen Impulsen auf – und damit korreliert bei kleinen invarianten Massen.

Zur Berechnung des LS -Untergrunds, die bereits in Abschnitt 4.3.3 detailliert beschrieben wurde, kann entweder das geometrische oder das arithmetische Mittel der e^+e^+ - und e^-e^- -Verteilungen herangezogen werden. Dabei ist zu beachten, dass das geometrische Mittel zwar im Falle genügender Statistik mathematisch korrekte Resultate liefert, für geringe Statistik allerdings den Untergrund unterschätzt. Das arithmetische Mittel dagegen überschätzt vor allem bei stark unterschiedlichen Verteilungen von e^+e^+ - und e^-e^- -Paaren den Untergrund systematisch.

Tabelle 6.4 illustriert die Unterschiede zwischen den beiden Methoden in Simulation und Experiment. Daneben ist der tatsächlich verwendete Untergrund

Target- scheibe	Simulation			Experiment (DS)			Experiment (LVL2)		
	e^+e^-	e^+e^+	e^-e^-	e^+e^-	e^+e^+	e^-e^-	e^+e^-	e^+e^+	e^-e^-
D	121	12	38	169	8	23	340	14	45
5	321	17	91	293	15	44	545	19	82
4	430	23	112	316	19	46	557	32	81
3	401	14	109	268	19	40	513	32	75
2	308	19	120	162	7	27	332	22	73
1	172	3	55	75	4	12	130	8	24
U	31	0	14	20	0	3	31	0	7
Alle	1784	88	539	1303	72	195	2448	127	387

Tabelle 6.3: Anzahl der rekonstruierten Paare nach allen Paarfiltern

angegeben, der sich aus einer Kombination der verschiedenen Verfahren ergibt, die im Folgenden beschrieben wird.

Der Vergleich zwischen den verschiedenen Varianten ist hierbei sowohl global als auch separat in den für den π^0 - bzw. η -Dalitzzerfall charakteristischen Intervallen in der invarianten Masse dargestellt. Es ist zunächst zu erkennen, dass

Intervall in m_{inv} (MeV/ c^2)	geometrischer LS -Untergrund (Paare pro Ereignis)	arithmetischer LS -Untergrund (Paare pro Ereignis)	Kombination mit EM (Paare pro Ereignis)
Simulation, wahrer Untergrund			
0-1000	$(13.7 \pm 0.7) \cdot 10^{-7}$		
0-150	$(6.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-7}$		
150-600	$(7.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-7}$		
Simulation, errechneter Untergrund			
0-1000	$(10.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-7}$	$(21.1 \pm 0.9) \cdot 10^{-7}$	$(12.9 \pm 0.7) \cdot 10^{-7}$
0-150	$(5.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-7}$	$(12.1 \pm 0.7) \cdot 10^{-7}$	$(5.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-7}$
150-600	$(5.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-7}$	$(8.9 \pm 0.6) \cdot 10^{-7}$	$(7.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-7}$
Experiment, errechneter Untergrund			
0-1000	$(6.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-7}$	$(10.7 \pm 0.7) \cdot 10^{-7}$	$(8.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-7}$
0-150	$(3.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-7}$	$(6.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-7}$	$(3.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-7}$
150-600	$(2.9 \pm 0.4) \cdot 10^{-7}$	$(4.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-7}$	$(4.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-7}$

Tabelle 6.4: Vergleich des errechneten kombinatorischen Untergrunds aus geometrischem bzw. arithmetischem Mittel der LS -Verteilungen sowie einem hybriden Untergrund mit Ereignismischung bei großen invarianten Massen.

der wahre Untergrund systematisch zwischen dem geometrischen und dem arithmetischen Untergrund liegt. In dem aufgrund des guten Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses unkritischen Massenintervall $m_{\text{inv}} < 150 \text{ MeV}/c^2$ wird der mit geringeren Abweichungen behaftete geometrische Untergrund verwendet. Im Bereich darüber sind die Abweichungen im geometrischen Untergrund, die sich aus der geringen Statistik in den einzelnen Ereignisklassen ergeben, bereits mit

denen des arithmetischen Untergrunds vergleichbar. Hier wird der mit sehr geringen statistischen Fluktuationen behaftete Untergrund aus Ereignismischung verwendet, der im Intervall $150 \text{ MeV}/c^2 < m_{\text{inv}} < 400 \text{ MeV}/c^2$ auf den arithmetischen Untergrund normiert wird. Die verbleibenden Abweichungen liegen lediglich knapp außerhalb der statistischen Fehlergrenzen (-1.4σ bzw. 1.0σ).

Abbildung 6.8 zeigt die resultierenden Spektren für den Untergrundabzug in Experiment und Simulation. Der Hybriduntergrund (blau) reproduziert dabei den wahren Untergrund aus der Simulation (magentafarben) zuverlässig.

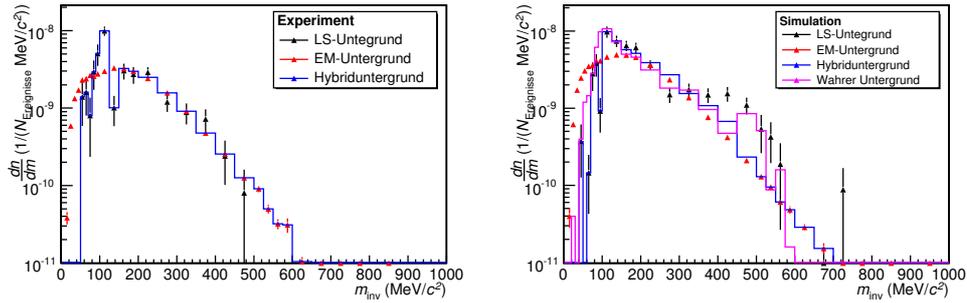


Abbildung 6.8: Vergleich zwischen *LS*- und *EM*-Untergrund sowie resultierender Hybriduntergrund in Experiment (links) bzw. Simulation (rechts)

Die augenscheinliche Abweichung um $500 \text{ MeV}/c^2 < m_{\text{inv}} < 600 \text{ MeV}/c^2$, bei der der wahre Untergrund zunächst unter- und danach überschätzt wird, kann möglicherweise durch korrelierten Untergrund erklärt werden: Wie andere Analysen zeigten, wurde die Form des Massenspektrums in der Nähe der π^0 -Masse durch korrelierte Konversionspaare aus den beiden γ -Quanten des dominanten Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ durch eine Überhöhung der e^+e^- -Ausbeute modifiziert. Da aus beiden Konversionen tendenziell jeweils nur das Elektron bzw. Positron mit dem höheren Impuls überlebt und der Öffnungswinkel der beiden γ -Quanten und damit auch der beiden Konversionsleptonen im Schwerpunktsystem maximal ist, liegt nach Gleichung 6.4 im Gegensatz zur spektralen Verteilung des Dalitzzerfalls der Schwerpunkt der invarianten Massenverteilung in diesem Fall in der Nähe der π^0 -Masse [Sal07]. Der analoge Mechanismus kann auch im Fall des Zerfalls $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ zum Tragen kommen und wird durch den *EM* Untergrund – im Gegensatz zum *LS*-Untergrund – nicht beschrieben. Aufgrund der besseren statistischen Signifikanz des *EM*-Untergrunds wurde dieser dennoch eingesetzt; dieser Effekt muss aber bei der späteren Auswertung berücksichtigt werden.

6.2.3 Signal, *S/B*-Verhältnis

Der oben berechnete Untergrund kann nun direkt vom totalen e^+e^- -Paarspektrum abgezogen werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Die gute Beschreibung des wahren Untergrunds durch oben beschriebene Methoden zieht direkt eine präzise Beschreibung des Signals nach sich: Für $m_{\text{inv}} < 150 \text{ MeV}/c^2$ liegt die Abweichung des in der Simulation errechneten Signals vom wahren

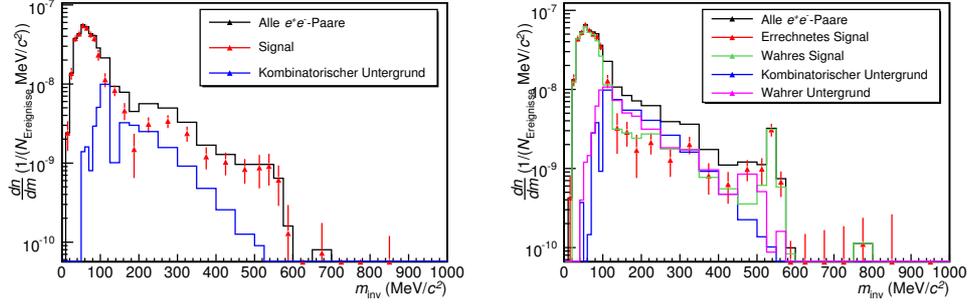


Abbildung 6.9: Invariante Masse der e^+e^- -Paare vor bzw. nach Abzug des kombinatorischen Untergrunds. Links sind Experimentdaten gezeigt, rechts Simulationsdaten.

e^+e^- -Inhalt bei -8.2% , darüber kompensieren sich die Abweichungen sogar so genau, dass das wahre Signal lediglich um 1.4% unterschätzt wird – wobei allein die statistischen Unsicherheiten etwa 12% betragen.

Das Signal in den Experimentdaten liegt im vom π^0 -Dalitzzerfall dominierten Massenbereich 12% unter der Ausbeute der Simulation, im Intervall $150 \text{ MeV}/c^2 < m_{\text{inv}} < 600 \text{ MeV}/c^2$ wurde im Experiment 30% mehr Signal gemessen als in der Simulation. Oberhalb dieser invarianten Masse ist sowohl in der Simulation als auch im Experiment kein Signal vorhanden. Die Vektormesonen ρ^0/ω tragen also zumindest im Bereich ihrer Polmassen nicht zum Signal bei.

Die in der Simulation deutliche erkennbare Struktur bei $m_{\text{inv}} \approx 550 \text{ MeV}/c^2$ rührt von dem direkten e^+e^- -Zerfall des η -Mesons her, für dessen Verzweigungsverhältnis die Simulation die in [Yao06] angegebene Obergrenze angenommen hat. Im Experiment ist an der selben Stelle lediglich eine schwache Schulter im monoton fallenden Spektrum zu finden, die sich durch den nicht optimal bestimmten korrelierten Untergrund erklären lässt, der am Ende von Abschnitt 6.2.2 beschrieben wurde.

Das sich daraus ergebende Signal-zu-Untergrund-Verhältnis $\frac{S}{B}$ ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Aufgrund der Paarfilter, die den Untergrund schon

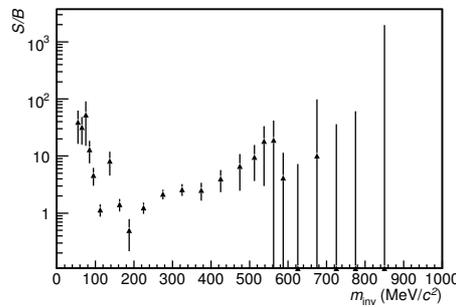


Abbildung 6.10: Signal-zu-Untergrund-Verhältnis für Experimentdaten vor seiner statistischen Bestimmung stark reduzieren konnten, liegt es im Be-

reich unterhalb von $100 \text{ MeV}/c^2$ bei Werten zwischen 13 und 50, im Intervall $100 \text{ MeV}/c^2 < m_{\text{inv}} < 400 \text{ MeV}/c^2$ bei 1.75 ± 0.75 mit ansteigender Tendenz, darüber treten Werte zwischen 4 und 20 auf.

6.3 Das LVL2-Datenensemble

Alle Vergleiche der Simulation mit experimentellen Daten bezogen sich bis jetzt auf den Teil der Daten, der ohne Berücksichtigung der LVL2-Entscheidung gespeichert wurde (DS). Da die Daten auch für eine eingehende Hadronenanalyse verwendet wurden, geschah dies immerhin etwa in einem von zwei Fällen, d. h. die durchschnittliche Untersetzung DS betrug 2.1083. Um die volle Statistik der genommenen Daten verwenden zu können, muss gemäß Anhang C.1 die Effizienz des LVL2-Triggersystems ϵ_{LVL2} bestimmt werden. Die Anzahl der Signalpaare im DS-Ensemble liegt bei 1 092, im LVL2-Datenensemble verbleiben 2 020 e^+e^- -Paare nach dem Untergrundabzug. Damit ergibt sich ϵ_{LVL2} :

$$\epsilon_{\text{LVL2}} = \frac{N_{\text{Signal in LVL2-positiv}}}{DS \cdot N_{\text{Signal in DS-flag}}} \quad (6.6)$$

$$= \frac{2\,020}{2.1083 \cdot 1\,092} \quad (6.7)$$

$$= 0.877 \quad (6.8)$$

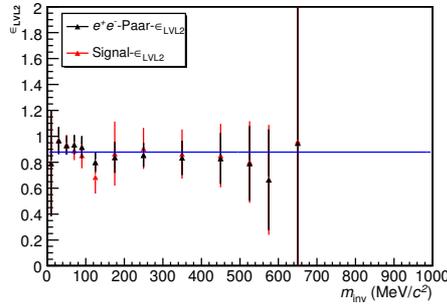


Abbildung 6.11: In der invariante Masse differenziell ermittelte Effizienz des LVL2-Triggers für alle e^+e^- -Paare bzw. Signalpaare

Abbildung 6.11 zeigt das über die invariante Masse differenziell aufgetragene Verhältnis

$$\frac{N_{\text{Signal in LVL2-positiv}}(m_{\text{inv}})}{DS \cdot N_{\text{Signal in DS-flag}}(m_{\text{inv}})}$$

Das Verhältnis ist nicht nur für die Signalpaare (rot), sondern auch für alle e^+e^- -Paare (schwarz) dargestellt. Die blaue Linie stellt das oben errechnete globale $\epsilon_{\text{LVL2}} = 87.7\%$ dar; es ist für alle invarianten Massen mit dem differenziellen Verhältnis verträglich. In den beiden verschiedenen Massenbereichen $0 \text{ MeV}/c^2 < m_{\text{inv}} < 150 \text{ MeV}/c^2$ bzw. $150 \text{ MeV}/c^2 < m_{\text{inv}} < 600 \text{ MeV}/c^2$ erhält man für die Effizienzwerte 87.8% bzw. 87.1% . Betrachtet man das Verhältnis nicht für die Signal- sondern für alle Paare, erhält man den damit innerhalb der statistischen Unsicherheit ebenfalls verträglichen Wert 89.1% .

Nach Korrektur des LVL2-Datensatzes mit ϵ_{LVL2} ergibt sich das in Abbildung 6.12 dargestellte Massenspektrum. Insgesamt enthält es $2448 \pm 50 e^+e^-$ -

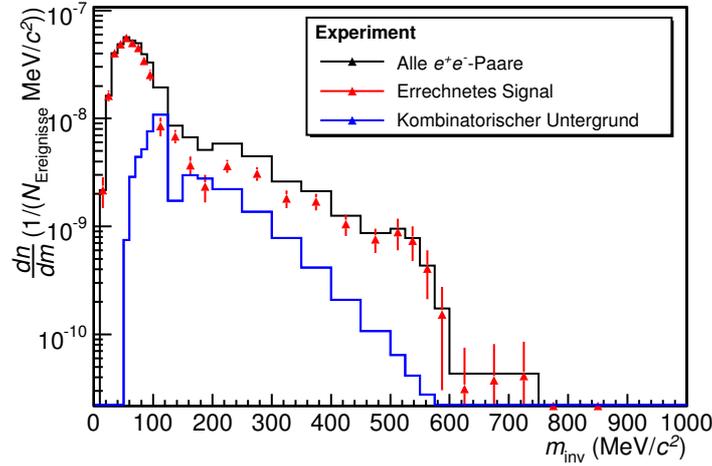


Abbildung 6.12: Die invariante Masse der e^+e^- -Paare aus dem LVL2-Datensatz nach Effizienzkorrekturen vor und nach Abzug des kombinatorischen Untergrunds.

Paare, von denen 562 ± 24 eine invariante Masse $m_{\text{inv}} > 150 \text{ MeV}/c^2$ besitzen und damit nicht aus dem π^0 -Dalitzzerfall stammen können. Von diesen wiederum sind 67% Signalpaare, der Rest wurde als kombinatorischer Untergrund identifiziert.

Der LVL2-Datensatz enthält – wie schon die ungefilterten DS-Daten – eine schwache Struktur unterhalb bzw. bei der η -Masse. Da die Signalausbeute in diesem Bereich deutlich geringer ist als dies in den vergleichenden Simulationen mit berücksichtigtem Zweikörperzerfall $\eta \rightarrow e^+e^-$ der Fall ist, kann der Vergleich mit der Simulation zur Angabe einer neuen Obergrenze für das Verzweigungsverhältnis in diesen Zerfallskanal dienen.

Abbildung 6.13 zeigt den Vergleich zwischen Experiment (blau) und zwei Varianten der Simulation, in denen der direkte e^+e^- -Zerfall des η -Mesons berücksichtigt (wahres Signal: grün, rekonstruiertes Signal: rot, $BR = 7.7 \cdot 10^{-5}$) bzw. nicht berücksichtigt (wahres Signal: schwarz) ist. Die gute Übereinstimmung der Simulation mit dem Experiment in einem weiten Massenbereich erlaubt es, das Verhältnis des durch den zusätzlichen Kanal bedingten Exzesses direkt mit seinem Verzweigungsverhältnis in Verbindung zu bringen. Betrachtet wird hierbei jeweils das Integral des Signals im Intervall $525 \text{ MeV}/c^2 < m_{\text{inv}} < 575 \text{ MeV}/c^2$: Sei das Integral des wahren Signals in der Simulation in Abhängigkeit des Verzweigungsverhältnisses BR mit $S_W(BR)$ sowie die Integrale der experimentellen bzw. simulierten errechneten Signale mit $E_R(BR)$ und $S_R(BR)$ bezeichnet. Damit ergibt sich für den rekonstruierten Anteil aus $\eta \rightarrow e^+e^-$ ($x_{R,ee}$) bzw. aus

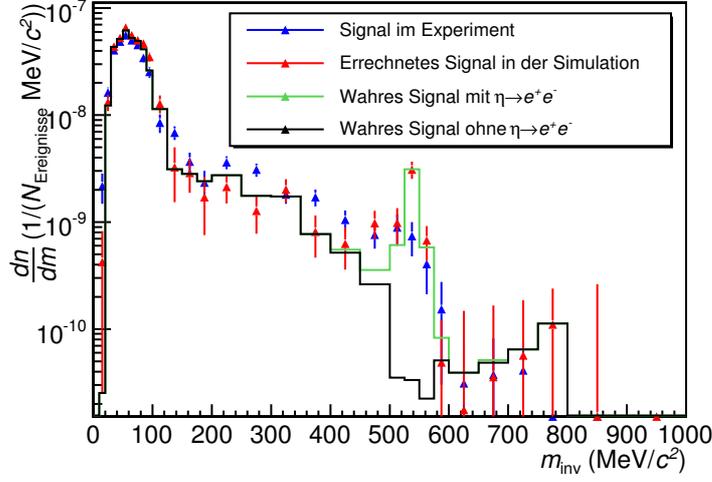


Abbildung 6.13: Das e^+e^- -Signal des LVL2-Datensatzes im Vergleich mit verschiedenen Annahmen in der Simulation

anderen Quellen ($x_{R,X}$), sowie für das Verzweigungsverhältnis BR

$$x_{R,X} = \frac{S_W(0)}{S_W(7.7 \cdot 10^{-5})} \quad (6.9)$$

$$x_{R,ee} = \frac{S_W(7.7 \cdot 10^{-5}) - S_W(0)}{S_W(7.7 \cdot 10^{-5})} \quad (6.10)$$

$$BR = 7.7 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{E_R - S_R(0)}{S_R(7.7 \cdot 10^{-5}) - S_R(0)} \quad (6.11)$$

$$= 7.7 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{E_R(BR) - S_R(7.7 \cdot 10^{-5}) \cdot x_{R,X}}{S_R(7.7 \cdot 10^{-5}) - S_R(7.7 \cdot 10^{-5}) \cdot x_{R,X}} \quad (6.12)$$

$$= \left(\frac{E_R(BR)}{S_R(7.7 \cdot 10^{-5})} - x_{R,X} \right) \cdot \frac{1}{x_{R,ee}} \quad (6.13)$$

Damit ergibt sich eine 2σ -Obergrenze von $4.5 \cdot 10^{-5}$ für das Verzweigungsverhältnis. Diese ist allerdings von der Wahl des Integrationsintervalls abhängig: Für $500 \text{ MeV}/c^2 < m_{\text{inv}} < 600 \text{ MeV}/c^2$ ergäbe sich eine Obergrenze von $6.0 \cdot 10^{-5}$. Motiviert durch die bereits erwähnten Unsicherheiten in der Bestimmung des Untergrunds ist die Wahl eines engeren Integrationsintervalls dennoch vernünftig. Die Abweichungen können als Maß für die systematischen Unsicherheiten der Methode verwendet werden, die damit bei etwa 30 % liegen.

6.4 Anwendung der Effizienzkorrektur

Bisher wurden die Paare ohne Berücksichtigung ihrer Nachweiseffizienz betrachtet. Nun soll eine Effizienzkorrektur angewendet werden, die auf den Einzelteilcheneffizienzmatrizen basiert, welche in Abschnitt 5.4 vorgestellt wurden. Letztliches Ziel ist es, Vergleiche mit theoretischen Vorhersagen zu ermöglichen, die

durch Anwendung eines einfachen Akzeptanzfilters für das Spektrometer konkretisiert werden können. Diese Methodik enthält allerdings zwei zusätzliche Komplikationen:

1. Die Topologie der betrachteten Ereignisse hängt entscheidend von der gesetzten LVL1-Triggerbedingung ab – den Unterschied verdeutlichen die ersten beiden Spektren aus Abbildung 6.14.
2. Die Erfüllung der LVL1-Triggerbedingung basiert zum großen Teil auf Sekundärteilchen, die der ursprüngliche Cocktail nicht nachbildet. Das untere Spektrum von Abbildung 6.14 zeigt, welcher Cocktail sich aus den akzeptanzgefilterten primären e^+e^- ergeben würde, wenn bei der Überprüfung der M_4smart -Triggerbedingung in der Simulation auch Sekundärteilchen berücksichtigt würden. Diese Analyse erfordert allerdings die Propagation der Ereignisse durch die Detektorsimulation.

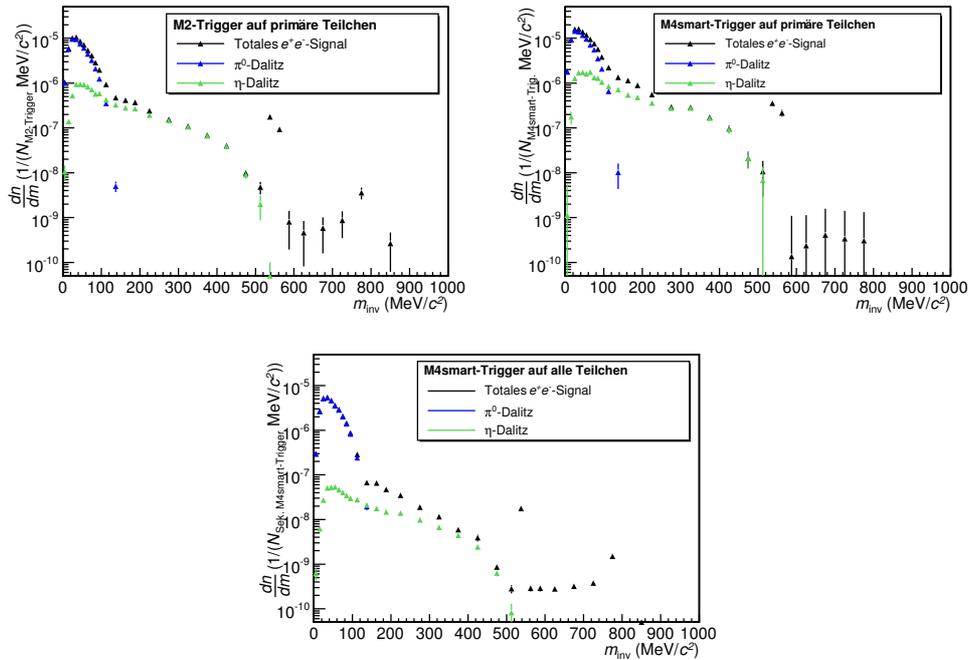


Abbildung 6.14: e^+e^- -Paarsignal aus einem Pluto++-Cocktail nach Anwendung unterschiedlicher Akzeptanzfilter

Abbildung 6.14 zeigt links oben die Verteilung von m_{inv} der e^+e^- -Paare innerhalb der Spektrometerakzeptanz unter der Standardbedingung auf den Öffnungswinkel, normiert auf die Anzahl der Ereignisse mit 2 Spuren in der Akzeptanz. Rechts daneben wurden lediglich Ereignisse verwendet, die innerhalb der Spektrometerakzeptanz auch die M_4smart -Triggerbedingung erfüllt haben. Die selektivere Auswahl der Ereignisse erhöht zunächst die Ausbeute an Paaren pro Ereignis. Das untere Massenspektrum in Abbildung 6.14 zeigt e^+e^- -Paare aus Ereignissen, die zunächst durch die Detektorsimulation **hgeant** propagiert

und erst danach mit der *M4smart*-Triggerbedingung gefiltert wurden. Da hier auch Sekundärteilchen zur Erfüllung der Triggerbedingung beitragen, wird auf eine größere Anzahl von Ereignissen normiert, was die Ausbeute an Paaren pro Ereignis verringert.

Die vorgestellte Effizienzkorrektur kann also selbst im Idealfall lediglich die Rekonstruktion des unteren Spektrums aus Abbildung 6.14 leisten. Die Extrapolation zu einer der beiden darüber abgebildeten Verteilungen, die direkt aus der Akzeptanzfilterung von Theorierechnungen erzeugt werden können, muss dann separat durch eine Bestimmung der Effizienz der LVL1-Triggerbedingung gewonnen werden. Diese Bestimmung ist allerdings modellabhängig.

Leider weicht das durch die Effizienzkorrektur erzeugte Massenspektrum auch von der unteren Darstellung in Abbildung 6.14 ab. In Abbildung 6.15 sind die realen und errechneten massendifferenziellen Effizienzen einander gegenübergestellt. Das schwarze Spektrum repräsentiert jeweils die aus den Einzelteil-

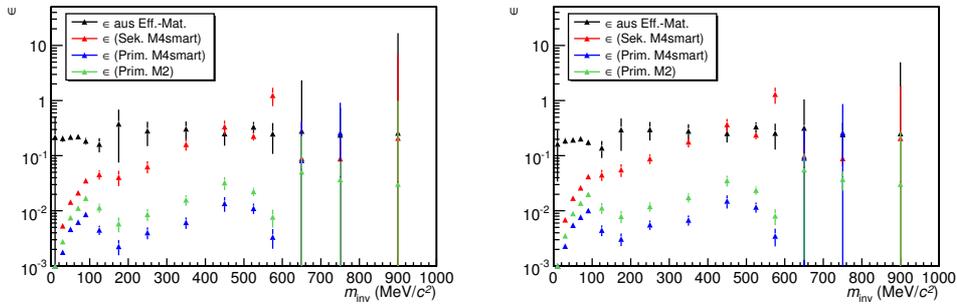


Abbildung 6.15: Massendifferenzielle e^+e^- -Paareffizienz. Links wurde sie für eine Analyse mit aktivem Filter auf den minimalen Spurabstand ermittelt, rechts ohne Beschränkung auf Spurabstände $d_{\text{Paar}} < 10$ mm.

chenmatrizen bestimmte Effizienz, während das rote Spektrum die tatsächliche Effizienz bezüglich der realistisch, d. h. unter Berücksichtigung der Sekundärteilchen gefilterten Ereignisse zeigt. Im blauen bzw. grünen Spektrum wurde als Referenz das Signal der *Pluto++*-Ereignisse nach Anwendung der einfachen *M4smart*- bzw. *M2*-Triggerbedingung auf Primärteilchen verwendet.

Da die Effizienzen für Einzelspuren ermittelt und dann für die Paareffizienz das unkorrelierte Produkt der beiden Einzelspureffizienzen verwendet wurde, sind Paarfilter naturgemäß nicht intrinsisch durch diese Methode abgedeckt. Eine Möglichkeit, Effekte der Paarfilter zu studieren, bestand in der Deaktivierung des nicht unbedingt notwendigen Filters auf den minimalen Spurabstand⁵. Dieser wurde bei der vergleichbaren Analyse des CC-Experiments bei $E_{\text{kin}} = 2$ AGeV nicht eingesetzt. Es zeigt sich allerdings, dass diese Maßnahme die Situation nur unwesentlich verbessert. Dies führt zu der Vermutung, dass der zweite Paarfilter, der Paare mit abgeschatteten Spursegmenten verwirft, maßgeblich für die starken Abweichungen verantwortlich ist. Er erzeugt unter anderem Bereiche im Phasenraum, die tatsächlich eine sehr niedrige Effizienz

⁵Der Filter musste konsistent in Analyse und Effizienzberechnung deaktiviert werden.

besitzen, welche bei der Ermittlung der Einzelteilcheneffizienzen nicht reproduziert wird. Selbst bei korrekter Berechnung einer geringen Effizienz kann deren Einsatz zu dem Problem führen, dass nicht signifikante Signale durch die Effizienzkorrektur unverhältnismäßig stark aufgebläht werden. Eine Strategie, mit Bereichen sehr niedriger Effizienz umzugehen, besteht darin, die Akzeptanz des Spektrometers auf Bereiche mit einer Mindesteffizienz zu beschränken⁶.

Zu einem einfacheren Ansatz führt die Betrachtung der einfach differenziellen Effizienzen bezogen auf unterschiedliche Referenzspektren. Eine Übersicht über die Effizienzwerte in verschiedenen Intervallen der invarianten Masse gibt Tabelle 6.5. Die einfach differenzielle Korrektur vernachlässigt zwar mögliche

Ereignisbasis für Normierung	m_{inv} (MeV/ c^2) 0–1000	m_{inv} (MeV/ c^2) 0–150	m_{inv} (MeV/ c^2) 150–600
ϵ mit $d_{\text{Paar}} < 10$ mm			
errechnet	0.212	0.203	0.304
realer <i>M4smart</i>	0.015	0.013	0.088
prim. <i>M4smart</i>	0.0040	0.0039	0.0046
prim. <i>M2</i>	0.0070	0.0067	0.0109
ϵ ohne Filter auf d_{Paar}			
errechnet	0.195	0.185	0.292
realer <i>M4smart</i>	0.018	0.016	0.108
prim. <i>M4smart</i>	0.0047	0.0046	0.0056
prim. <i>M2</i>	0.0083	0.0079	0.0132

Tabelle 6.5: Effizienzen für unterschiedliche Intervalle in m_{inv}

Unterschiede zwischen Simulation und Experiment in der Population der verbleibenden Freiheitsgrade und ist somit nicht so belastbar wie die Effizienzkorrektur mit in allen Freiheitsgraden differenziellen Korrekturfunktionen. Ihr Vorteil liegt aber in der Einfachheit der Anwendung sowie in der freien Wahl der Referenz. Konkret ist es auf diese Weise einfach möglich, auch die Auswirkung der LVL1-Triggerbedingung zu kompensieren und ein Vergleichsspektrum für *minimum-bias*-Ereignisse zu schaffen. Für den Vergleich mit Simulationen wäre die Normierung auf Verteilungen ideal, die durch einfaches Filtern von Ereignisgeneratorausgabe erzeugt wurden. Zum Vergleich mit anderen Experimentdaten ist dagegen eine Normierung auf Ereignisse mit realistischer LVL1-Triggeremulation zweckmäßiger.

In Tabelle 6.6 sind die integralen e^+e^- -Produktionswahrscheinlichkeiten vor und nach einer eindimensionalen Effizienzkorrektur zu finden, die die Erfüllung einer realistischen *M4smart*-Triggerbedingung (d. h. unter Berücksichtigung auch der sekundären Teilchen) fordert. Da hier Bereiche sehr niedriger Effizienz bei kleinen invarianten Massen zu beobachten sind, wurde die Angabe der Produktionswahrscheinlichkeiten auf $m_{\text{inv}} > 20$ MeV/ c^2 beschränkt. Ohne diese Bedingung würde der Fehler bei der Bestimmung des Integrals in der Größenordnung des Signals liegen.

⁶Diese werden als *fiducial volume* bezeichnet.

Intervall in m_{inv} (MeV/c^2)	20–1000	20–150	150–600
	(Paare pro Ereignis)		
Simulation, korrekte Information			
unkorrigiert	$(44.0 \pm 1.3) \cdot 10^{-7}$	$(37.5 \pm 1.2) \cdot 10^{-7}$	$(6.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-7}$
eff.-korr.	$(26.5 \pm 1.7) \cdot 10^{-5}$	$(25.7 \pm 1.7) \cdot 10^{-5}$	$(8.2 \pm 1.5) \cdot 10^{-6}$
Simulation, rekonstruierte Information			
unkorrigiert	$(46.8 \pm 1.6) \cdot 10^{-7}$	$(40.4 \pm 1.5) \cdot 10^{-7}$	$(6.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-7}$
eff.-korr.	$(27.8 \pm 1.8) \cdot 10^{-5}$	$(27.1 \pm 1.8) \cdot 10^{-5}$	$(7.1 \pm 1.2) \cdot 10^{-6}$
Experiment			
unkorrigiert	$(43.8 \pm 1.2) \cdot 10^{-7}$	$(35.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-7}$	$(8.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-7}$
eff.-korr.	$(26.8 \pm 1.7) \cdot 10^{-5}$	$(25.8 \pm 1.7) \cdot 10^{-5}$	$(10.6 \pm 2.0) \cdot 10^{-6}$

Tabelle 6.6: e^+e^- -Signal vor und nach Effizienzkorrektur auf Ereignisse mit realistisch erfüllter $M_{4\text{smart}}$ -Triggerbedingung

6.5 Gesamtergebnis und Diskussion

Abbildung 6.16 zeigt das entsprechend den Überlegungen aus Abschnitt 6.4 effizienzkorrigierte Massenspektrum für Simulation und Experiment. In der Si-

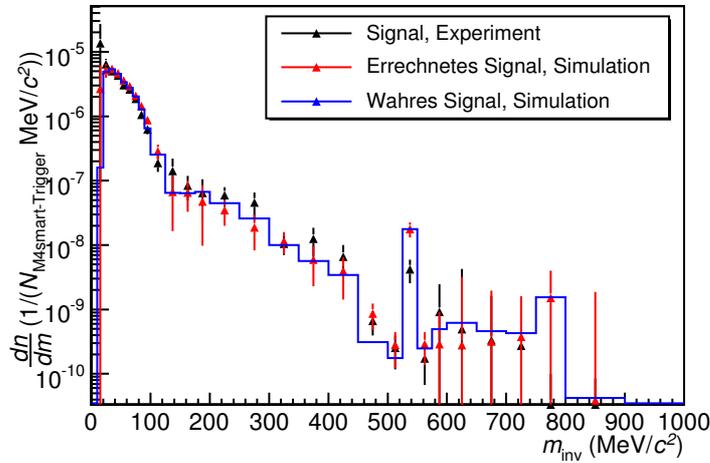


Abbildung 6.16: e^+e^- -Paarsignal nach Anwendung der Effizienzkorrektur

mulation reproduziert die Korrektur definitionsgemäß das Ausgangsspektrum. Simulation und Experiment zeigen hier weitgehende Übereinstimmungen bis hin zur η -Masse. Bei invarianten Massen jenseits von $600 \text{ MeV}/c^2$ ist im Experiment gar kein Signal mehr nachweisbar. Das Signal der Simulation stammt hier allerdings ausschließlich aus ρ^0/ω -Zerfällen und damit aus Quellen, die mit einem Anreicherungsfaktor von 100 produziert wurden. Damit ist das Signal in der Simulation statistisch bereits signifikanter als im Experiment.

Die geringen Abweichungen zwischen Simulation und Experiment bestätigen

auch die schon in Abbildung 6.14 sichtbare Eigenschaft der realistischen LVL1-Triggeremulation, im Verhältnis zu den idealisierten Triggerbedingungen den π^0 -Dalitzzerfall gegenüber dem η -Dalitzzerfall zu bevorzugen: Das Verhältnis der Integrale in den durch den π^0 - bzw. η -Dalitzzerfall dominierten Massenintervallen liegt bei 24.3:1, während die vereinfachende Normierung auf Ereignisse mit primärer Teilchenmultiplizität 2 in der Akzeptanz ein Verhältnis von 6.2:1 ergäbe.

In dem für die vorliegende Arbeit verwendeten Experiment verbleiben nach allen Analyseschritten und Untergrundabzug 376 ± 40 gemessene e^+e^- -Signalpaare mit einer invarianten Masse $m_{\text{inv}} > 150 \text{ MeV}/c^2$. Diese stammen laut Simulation mit einem Anteil von 95.4% aus der dominanten verbleibenden Quelle, dem η -Dalitzzerfall. Durch Vergleich der Spektrenformen mit Simulationen lässt sich der Anteil der e^+e^- -Paare aus dem η -Dalitzzerfall mit einer invarianten Masse $m_{\text{inv}} < 150 \text{ MeV}/c^2$ auf 214 ± 23 abschätzen, wobei lediglich statistische Fehler angegeben sind.

Das Signal bei $m_{\text{inv}} \approx 550 \text{ MeV}/c^2$ scheint nach der Effizienzkorrektur signifikanter zu sein, während die Signalthöhe weiter kompatibel mit der aus den unkorrigierten Daten gewonnenen Obergrenze für den Zweikörperzerfall $\eta \rightarrow e^+e^-$ von $\frac{\Gamma_{e^+e^-}}{\Gamma_{\text{tot}}} < 4.5 \cdot 10^{-5}$ ist. Eine verstärkende Wirkung ist bei einer relativ flachen Effizienz auch nicht zu erwarten. Eine mögliche Ursache dafür kann allerdings in einer unpräzisen Beschreibung der Massenauflösung des Spektrometers bei der Akzeptanzfilterung sein.

6.5.1 Vergleich mit Schwerionenkollisionen bei *HADES*

Nach der Effizienzkorrektur kann das resultierende invariante Massenspektrum mit den Ergebnissen aus den CC-Kollisionen bei $E_{\text{kin}} = 2.0 \text{ AGeV}$ [HAD07] verglichen werden. Abbildung 6.17 stellt beide Massenspektren einander gegenüber, wobei die Signalausbeuten jeweils auf die Anzahl der Ereignisse mit der primären LVL1-Triggerbedingung normiert sind. Im Falle der CC-Daten wurde als Zentralitätstrigger eine Multiplizität geladener Teilchen im META-Detektor $M \geq 4$ gefordert, die LVL1-Bedingung des pp -Experiments war der in Abschnitt 3.2.4 erläuterte M_{smart} -Trigger.

Die Vermutung, dass die Signalausbeute mit der mittleren Zahl der Partizipanden skaliert – die nach entsprechenden *UrQMD*-Simulationen in den CC-Kollisionen durch die Triggerbedingung bei etwa 8.4 [Thu06], in pp -Kollisionen trivial bei 2 liegt – bestätigt sich nicht. Stattdessen liegt das Verhältnis der integralen Signale $\frac{M_{ee,CC}}{M_{ee,pp}}$, wie Abbildung 6.18 zeigt, beim π^0 -Dalitzzerfall nahe 1.5, und nimmt dann mit der invarianten Masse zu, so dass es bei $m_{\text{inv}} = 450 \text{ MeV}/c^2$ etwa 3 erreicht. Eine mögliche Erklärung für den geringen Unterschied zwischen den beiden Systemen liegt in der Ähnlichkeit der Triggerbedingung. Es kann also argumentiert werden, dass eine Auswahl von Ereignissen mit Multiplizität $M \geq 4$ einer Auswahl von Ereignissen mit einer mittleren π^0 -Dalitz-Multiplizität von etwa 0.01 – jeweils innerhalb der Akzeptanz des Spektrometers – entspricht.

In einer anderen Formulierung könnte man eine durchschnittliche CC-Kollision bei 8.4 Partizipanden 4.2 Nukleon-Nukleon-Kollisionen innerhalb des to-

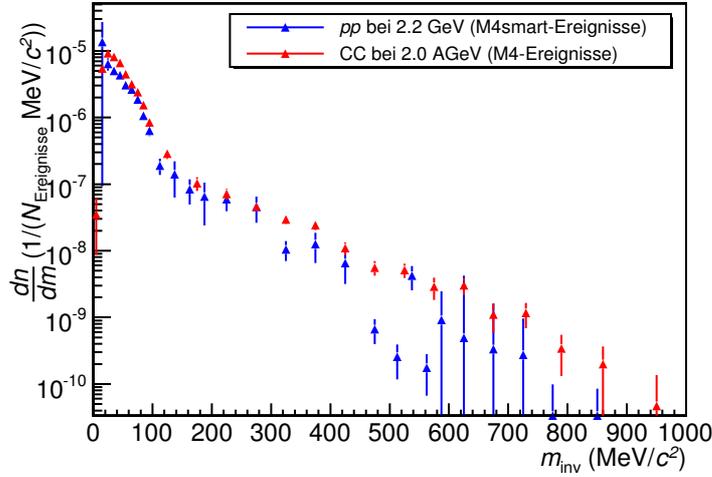


Abbildung 6.17: Invariante Masse der e^+e^- -Signalpaare für CC- bzw. pp -Kollisionen nach Effizienzkorrektur und Normierung auf LVL1-Ereignisse

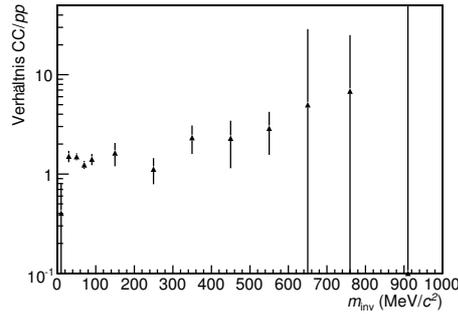


Abbildung 6.18: Verhältnis der Signalausbeuten in CC- und pp -Kollisionen aus Abbildung 6.17

talen Wirkungsquerschnitts gleichsetzen. In einer einzelnen Nukleon-Nukleon-Kollision werden aber entsprechend der Wirkungsquerschnittsberechnungen aus Abschnitt 5.2.2 etwa 0.55 geladene Pionen bzw. 0.25 ungeladene Pionen erzeugt – diese Überlegung ist in etwa konsistent damit, dass die durchschnittliche Anzahl der π^\pm innerhalb der Akzeptanz für CC-Kollisionen bei $E_{\text{kin}} = 2.0 \text{ AGeV}$ jeweils bei etwa 1.16 liegt [Thu06]. Der totale Wirkungsquerschnitt enthält also einen großen Anteil an elastischen Reaktionen oder solchen mit einer geringen Inelastizität.

Die Triggerbedingung *M4smart* hingegen verlangt innerhalb der Akzeptanz zusätzlich zu den beiden Protonen mindestens zwei weitere geladene Teilchen – meist Pionen. Trotz der Tatsache, dass die Triggerbedingung häufig auch durch Sekundärteilchen erfolgt, werden also durch die Bedingung tendenziell sehr viel stärker Reaktionen mit vielen Reaktionsprodukten pro Nukleon-Nukleon-Kollision ausgewählt als das bei der Triggerbedingung des CC-Experiments der

Fall war. Damit unterscheiden sich zumindest die mittleren Multiplizitäten der produzierten und in die Akzeptanz emittierten geladenen Pionen in den beiden Experimenten lediglich in der Größenordnung von 50 % und es ist plausibel, dass auch bei den e^+e^- -Paaren aus dem π^0 -Dalitzzerfall ähnliche Verhältnisse zu finden sind.

Oberhalb der η -Masse enthält das Massenspektrum für pp -Kollisionen praktisch keine Einträge mehr, während in den CC -Kollisionen durchaus noch Signal zu finden ist – dadurch verliert die Verhältnisbildung an Aussagekraft. Einerseits ist die Statistik in diesem Bereich bei den Daten des pp -Experiments nicht ausreichend für differenzielle Aussagen – von den insgesamt 2020 ± 53 relevanten Signalkombinationen habe lediglich etwa 0.2 %, also etwa 4 eine invariante Masse $m_{\text{inv}} > 600 \text{ MeV}/c^2$. Andererseits ist der Trend durch eine effektive Verschmierung der Schwerpunktsenergie aufgrund der Fermibewegung der Nukleonen im Kern zu erwarten. Zusätzlich spielen kollektive Effekte eine Rolle. Die etwas höhere Strahlenergie pro Nukleon im pp -Experiment hat im Verhältnis dazu offensichtlich eine geringe Bedeutung.

In der Umgebung der η -Masse selbst enthält das CC -Massenspektrum genügend Signal, um mit der signifikanten Struktur des pp -Spektrums kompatibel zu sein – zumal das CC -Experiment mit einem Spektrometernaufbau durchgeführt wurde, der eine deutlich geringere Massenauflösung aufwies als das pp -Experiment.

6.5.2 Vergleich mit *DLS*-Messungen

Das *DLS*-Spektrometer hat als Vorgängerexperiment von *HADES* bereits Messungen am System $p + p^7$ durchgeführt. Konkret wurden Experimente bei sechs verschiedenen Einschussenergien im Bereich $E_{\text{kin}} = 1.04\text{--}4.88 \text{ GeV}$ durchgeführt [Wil98]. Eine der Messungen fand bei $E_{\text{kin}} = 2.09 \text{ GeV}$ und somit bei einer mit dem vorliegenden Experiment vergleichbaren Energie statt. Die Akzeptanz des Spektrometers ist allerdings wesentlich geringer und deckt einen anderen Phasenraumbereich ab als dies bei *HADES* der Fall ist. Damit sind direkte Vergleiche nicht möglich.

Beispielsweise zeigt Abbildung 6.19 das effizienzkorrigierte invariante Massenspektrum bei $E_{\text{kin}} = 2.09 \text{ GeV}$ für pp -Kollisionen. Dabei ist zu erkennen, dass insbesondere der π^0 -Dalitzzerfall durch die Messungen beinahe überhaupt nicht abgedeckt ist. Bereiche in der Akzeptanz, die differenziell für die drei Dimensionen m_{inv} , p_T und der Rapidität y angegeben ist, besitzen eine totale Nachweiswahrscheinlichkeit unter 0.001 und werden somit aus der Akzeptanzkorrektur ausgeschlossen. Insbesondere unterhalb von $m_{\text{inv}} = 0.2 \text{ GeV}/c^2$ ist dies größtenteils der Fall, weshalb von der eigentlich dominanten e^+e^- -Quelle nur noch eine Schulter neben dem Hauptbeitrag zum angegebenen Wirkungsquerschnitt – dem η -Dalitzzerfall – bleibt. Auch die Form des η -Dalitzzerfalls hat entgegen seiner physikalischen Form, die im linken Spektrum von Abbildung 5.1 zu sehen ist, sein Maximum erst bei etwa $m_{\text{inv}} = 0.25 \text{ GeV}/c^2$.

In [HAD07] wird eine Methode beschrieben, um dennoch Vergleiche zwi-

⁷sowie mit pd -Kollisionen

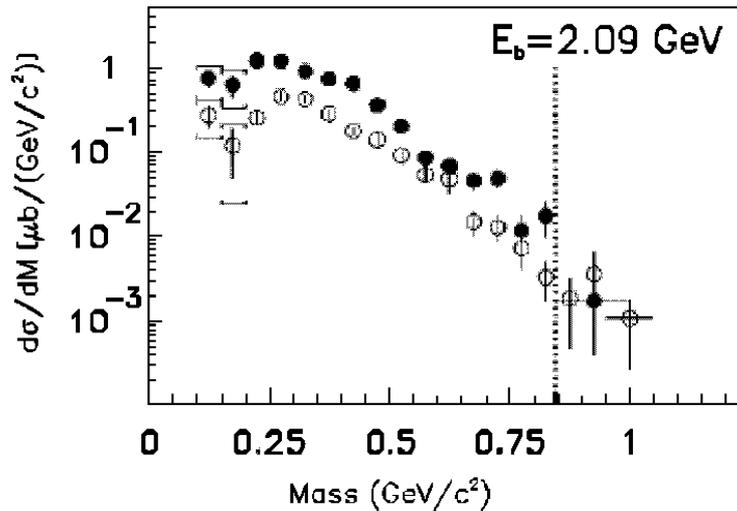


Abbildung 6.19: Akzeptanzkorrigierte invariante Masse der pp - (offene) und pd -Messungen (ausgefüllte Symbole) von DLS bei $E_{\text{kin}} = 2.09$ GeV [Wil98]. Die Akzeptanzkorrektur wurde nur in Bereichen des Phasenraums durchgeführt, in denen eine minimale Akzeptanz des Spektrometers vorhanden ist. Daher ist zum Vergleich mit Theorien immer noch die Filterung der Ereignisse mit der Spektrometerakzeptanz notwendig.

schen Daten des *DLS*-Experiments und *HADES* durchführen zu können. Dies wird durch die Antwort der Akzeptanzfilter beider Spektrometer auf einen bekannten Ereigniscocktail erreicht. Innerhalb von klar definierten Massenbereichen kann dann ein Verhältnis zwischen den tatsächlich gemessenen Paarausbeuten und den Ausbeuten der Testverteilung gebildet werden. Der Vergleich der Verhältnisse lässt Rückschlüsse auf die Vereinbarkeit der Experimentdaten zu. Für das pp -Experiment wurde diese Methode allerdings im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr angewendet.

Kapitel 7

Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die inklusive e^+e^- -Paarmessung in pp -Kollisionen bei $E_{\text{kin}} = 2.2$ GeV ausgewertet. Besonderes Augenmerk lag dabei auf der Entwicklung einer konsistenten Ereigniserzeugung mit dem Ereignisgenerator `Pluto++`. Besonderheiten des pp -Aufbaus wurde hierbei Rechnung getragen, insbesondere der Identifizierung und dem Verwerfen von Ereignissen, die durch γ -Konversion kontaminiert waren. Die Konsistenz aller Analyseschritte wurde durch Vergleiche mit den entsprechenden Ergebnissen aus Simulationsdaten untermauert.

Für den Untergrundabzug wurde eine Hybridlösung aus zwei Verfahren angewendet, einerseits dem LS -Untergrund, andererseits dem EM -Untergrund. Auch hier diente der Vergleich mit den Simulationsdaten zur empirischen Verifizierung der Verfahren.

Trotz der Triggerbedingung im pp -Experiment, die für exklusive η -Messungen optimiert und daher nicht mit den Bedingungen in Schwerionexperimenten vergleichbar war, ergab sich im Vergleich mit dem bereits ausgewerteten CC -Experiment bei $E_{\text{kin}} = 2$ AGeV ein konsistentes Bild. Unterschiede im π^0 -Massenbereich können mit der durch die zusätzlichen Analyseschritte veränderten Akzeptanz des Spektrometernaufbaus erklärt werden.

7.1 Effizienzkorrektur und Akzeptanzbestimmung

Die Berechnung der Einzelteilchennachweffizienzen enthält speziell bei invarianten Massen unterhalb der π^0 -Masse noch einige Probleme. Diese können möglicherweise erst durch eine verfeinerte Strategie zur Bestimmung der Einzelteilcheneffizienzen sowie die Verlagerung des Paarfilters hin zu einem Einzelteilchenfilter unter Kontrolle gebracht werden – wenn auch dafür in Kauf genommen werden muss, potenziell ungenauere Informationen für die Filter zur Verfügung zu haben.

Eine weitere Maßnahme zur Verbesserung der Effizienzberechnung besteht im Einsatz des so genannten *fiducial volume*, also einer Akzeptanzbeschränkung auf signifikant effektive Regionen im Phasenraum.

Bereits begonnene weitere Simulationen mit anderen Triggerbedingungen haben zum Ziel, die Auswirkung des restriktiven $M_4\text{smart}$ -Triggers auf die Da-

tenauswahl zu bestimmen. Damit könnte die Effizienz sowie die Signalanreicherung der Triggerbedingung ermittelt und möglicherweise korrigiert werden.

Weitere Untersuchungen sollten ermitteln, ob der Einsatz des LS -Untergrunds in einem erweiterten invarianten Massenintervall $0 \text{ MeV}/c^2 < m_{\text{inv}} < m_\eta$ die systematischen Unsicherheiten in der Ermittlung der Obergrenze für den Zerfall $\eta \rightarrow e^+e^-$ verringern kann.

Neben dem vorgestellten Verfahren zur Untergrundbestimmung befindet sich noch eine weitere Variante in der Entwicklung, die es erlauben soll, simulierte Spuren in reale Ereignisse einzubetten. Diese Methode verspricht eine noch realistischere Beschreibung des Untergrunds, wenn sie in der Lage ist, die Vereinigung der realen und der simulierten Messsignale physikalisch korrekt durchzuführen. In diesem Zusammenhang wurden bereits Verfahren entwickelt, die jeweils Simulations- und Experimentdaten mit ähnlichen Vertexpunkten kombinieren, um möglichst realistische Signaturen zu erhalten.

In der Analyse der CC-Daten wurden des Weiteren zwei Effekte beobachtet, die noch nicht Eingang in die Effizienzbestimmung bei der pp -Analyse gefunden haben. Sie beziehen sich jeweils auf die Erkennungseffizienz von Einzelteilchen in Abhängigkeit von Spurpartnern in der unmittelbaren Umgebung.

1. Der erste Effekt ist darauf zurückzuführen, dass die Algorithmen zur Spurbestimmung in der Umgebung von wahren Spuren eine erhöhte Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung einer weiteren so genannten „Geisterspur“ haben. Diese führt in der Folge durch den rekursiven Öffnungswinkelfilter effektiv zum Verwerfen der Originalspur. Je nach Umgebung können bis zu 15 % der Spuren derartige Geister erzeugen. Zur Kompensation dieses Effekts wurden massenabhängig empirische Effizienzkorrekturfaktoren eingeführt, die aber im pp -Fall noch nicht bestimmt wurden.
2. Der zweite Effekt besteht in der Beeinflussung der Erkennungseffizienz von Einzelspuren durch Spurpartner, die auch jenseits des Öffnungswinkelfilters von 9° noch existieren, wenn auch in abgeschwächtem Maße. Im Prinzip reduziert sich die Erkennungsleistung, so lange sich zwei Treffer einen Signaldraht teilen können, d. h. im Extremfall über eine ganze Driftkammer. In der Praxis bleibt dieser Effekt aber jenseits der 9° unterhalb von 10 %.

7.2 Messungen bei weiteren Energien

Wie schon in Kapitel 2 dargestellt, wurde bereits ein weiteres Experiment durchgeführt, um den Δ -Dalitzzerfall bei niedrigen Einschussenergien zu studieren. Im Frühjahr 2007 wird das Experimentprogramm mit der Reaktion dp bei $E_{\text{kin}} = 1.25 \text{ AGeV}$ sowie pp bei $E_{\text{kin}} = 3.5 \text{ GeV}$ vervollständigt. Weitere Datennahmen befinden sich im Stadium der Vorbereitung.

Der Ausbau der GSI -Beschleunigeranlage im Rahmen des $FAIR$ -Projekts bietet zusätzlich die Möglichkeit, mit höheren Strahlenergien von z. B. 10–

40 AGeV noch größere Dichten, etwa $5\text{--}10\rho_0$, zu erreichen¹. Neben dem Einsatz neu konzipierter Detektorsysteme wie dem *CBM*-Experiment (*Compressed Baryonic Matter*) wird bereits untersucht, inwieweit das vorhandene *HADES*-Spektrometer für den Einsatz bei höheren Energien geeignet ist. Beispielsweise scheinen Experimente bei Strahlenergien von etwa 8 AGeV mit relativ geringen Modifikationen des sowieso geplanten Vollausbau durchführbar.

7.3 Erweiterungen des Experimentaufbaus

Mehrere zusätzliche Komponenten befinden sich mittlerweile in Entwicklung oder sind bereits fertig gestellt worden. Sie dienen einerseits dazu, die Fähigkeiten des Detektorsystems den ursprünglichen Planungen und Forderungen anzupassen². Andererseits wurde in den ersten Experimenten deutlich, welche Modifikationen und Erweiterungen die Leistungsfähigkeit des Detektorsystems signifikant steigern oder neue Anwendungsgebiete erschließen können.

7.3.1 Plastikszintillationsstartdetektor – Hodoskop

Als Ersatz für den 1 cm-Plastikszintillator, der im ersten *pp*-Experiment als Startdetektor hätte fungieren sollen, wurde ein feiner segmentierter und insgesamt dünnerer Faserszintillator entwickelt und gebaut [Spr05]. Die drei Schichten aus Plastikfasern von jeweils 1 mm Durchmesser besitzen aufgrund ihrer höheren Segmentierung genügend Ratenfestigkeit, bieten in einer Richtung eine Ortsauflösung im mm-Bereich und tragen mit der auf insgesamt 3 mm verringerten Dicke weniger zu Untergrundreaktionen bei.

Der Hauptbeitrag zur Reduktion des Untergrunds rührt dabei allerdings von dem neuen Standort des Startdetektors her, der nun nicht mehr direkt vor dem Target, sondern zwischen den letzten beiden Ablenkmagneten der Strahlführung in der Ebene maximaler Dispersion liegt. Dies erlaubt nur wenigen Reaktionsprodukten aus dem Startdetektor mit geeigneter magnetischer Steifigkeit, das Spektrometer zu erreichen.

Zusätzlich erlaubt Ortsmessung in der dispersiven Ebene die Messung der Impulse der Strahlteilchen. Dies ist für Experimente mit Sekundärstrahlen wichtig, welche mit einer sehr breiten Energieverteilung produziert werden.

7.3.2 Messung der Spektatoren – *Forward Wall*

Es hat sich gezeigt, dass für elementare Reaktionen oftmals eines der beiden Protonen bei sehr geringen Polarwinkeln emittiert wird; insbesondere gilt dies für *dp*-Reaktionen, bei denen eigentlich Teilchenproduktion in *np*-Kollisionen

¹Bei noch höheren Energien nimmt die maximal erreichbare Baryonendichte wieder ab, die Kerne werden zunehmend transparent.

²Anstelle des *TOFino*-Detektors war auch bei kleinen Werten von ϑ im ersten Experimentvorschlag eine hochsegmentierte Plastikszintillatorwand vorgesehen, die dann aber aus finanziellen Gründen für die ersten Messungen durch die kostengünstigere *TOFino*-Lösung ersetzt wurde.

ausgemessen werden sollen und je nach Energie ein Proton als *Spectator*³ bei typischerweise $\vartheta \leq 3^\circ$ zu detektieren ist.

Bei der normalen *HADES*-Detektorkonfiguration liegen solche Teilchen außerhalb der Akzeptanz. Der Bereich unter Vorwärtswinkel ist zwar aufgrund verschiedener Haltestrukturen für den Magneten und die Driftkammern zu stark mit Material belegt, aber für Werte $0^\circ < \vartheta < 7^\circ$ ist der Weg frei. Ein neues Kleinwinkelhodoskop aus 380 Szintillationsdetektoren in den gestaffelten Größen $4 \times 4 \text{ cm}^2$, $8 \times 8 \text{ cm}^2$ und $16 \times 16 \text{ cm}^2$ deckt im Abstand von 5 m mit einer Fläche von etwa $2 \times 2 \text{ m}^2$ den Winkelbereich zwischen $0.5^\circ < \vartheta < 10^\circ$ ab.

Neben der Nutzung in elementaren Reaktionen kann er auch bei Kollisionen schwerer Systeme dazu dienen, die Reaktionsebene zu bestimmen. Dies basiert auf der Eigenschaft einer Schwerionenkollision, dass korreliert mit der ϕ -Ausrichtung der Reaktionsebene einer Kollision⁴ gerade die weit von der Reaktionszone entfernten Nukleonen und Fragmente eine stark polarisierte ϕ -Verteilung besitzen. Erste Testmessungen wurden im Rahmen des Experiments mit dem bislang schwersten untersuchten System – Ar+KCl – durchgeführt und zeigten gute Resultate.

7.3.3 Flugzeitwand bei Vorwärtswinkeln – *RPC*

Mit der Größe der Kollisionssysteme nimmt die Multiplizität zu; insbesondere die Vorwärtswinkel sind aufgrund der Kinematik davon vorrangig betroffen. Bei gegebener Segmentierung des *TOFINO*-Detektors führt dies zu einer erhöhten Wahrscheinlichkeit von Mehrfachtreffern in einzelnen Segmenten, wodurch die Flugzeitinformation unbrauchbar wird.

Daher wurde ein Ausbau des Flugzeitsystems beschlossen, der im Winkelbereich $18^\circ < \vartheta < 45^\circ$ anstelle der *TOFINO*-Detektoren eine hochsegmentierte Lösung basierend auf Parallelplattenzählern aus beschichteten Glasmodulen vorsieht. Dieser Detektor ist in der Lage, durch seine hohe Segmentierung in über 1000 TDC-Kanäle die Mehrfachtrefferwahrscheinlichkeit selbst in den schwersten Systemen auf einem geringen Niveau zu halten, bei gleichzeitig

- deutlich geringeren Kosten gegenüber der für Szintillatoren notwendigen Photomultiplierauslese und
- deutlich verbesserter Zeitauflösung.

Erste Tests mit kleinflächigen Prototypen inklusive neuer Ausleseelektronik wurden bereits durchgeführt und zeigten die grundsätzliche Tragfähigkeit des Konzepts.

³engl.: Zuschauer – Teilchen, das mit der Kernbindungsenergie E_{nuc1} an den eigentlichen Reaktionspartner gebunden ist. Da bei SIS-Energien typischerweise $E_{\text{nuc1}} \ll \sqrt{S}$ ist, wird der Reaktionspartner in Normalfall einfach vom *Spectator* weggerissen und dieser behält seinen Bewegungszustand relativ ungehindert bei. Typische Abweichungen im Impuls bewegen sich in der Größenordnung des Fermiimpulses des gebundenen Systems.

⁴Diese entspricht der Ausrichtung des Stoßparameters b .

Anhang A

Kinematische Methoden bei elementaren Reaktionen

Zunächst werden an dieser Stelle Zusammenhänge und Methoden erläutert und zusammengefasst, die für die exklusive Analyse elementarer Reaktionen von Bedeutung sind.

A.1 Elastische pp -Streuung

Zum Verständnis der elastischen Streuung von pp in einem Experiment mit ruhendem Target sind hier die kinematischen Zusammenhänge noch einmal zusammengefasst.

Betrachtet man eine elastische Streuung im Schwerpunktsystem CM, so sind die Impulsvektoren der beiden Protonen sowohl vor, als auch nach der Kollision gleichen Betrags und entgegengesetzter Richtung. Als z -Achse sei die Strahlachse gewählt, so dass vor dem Stoß gilt:

$$\vec{p}_{1,i} = (0, 0, |p_1|) \quad (\text{A.1})$$

$$\vec{p}_{2,i} = (0, 0, -|p_1|) \quad (\text{A.2})$$

Nach dem Stoß laufen die Teilchen unter den Streuwinkeln ϑ_1 bzw. $\vartheta_2 = \pi - \vartheta_1$ aus, es gilt nach geeigneter Rotation um ϕ ohne Beschränkung der Allgemeinheit:

$$\vec{p}_{1,f} = (|p_1| \cdot \sin(\vartheta_1), 0, |p_1| \cdot \cos(\vartheta_1)) \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{p}_{2,f} = (|p_1| \cdot \sin(\vartheta_2), 0, |p_1| \cdot \cos(\vartheta_2)) \quad (\text{A.4})$$

$$= (|p_1| \cdot \sin(\vartheta_1), 0, -|p_1| \cos(\vartheta_1)) \quad (\text{A.5})$$

Diese Impulse lassen sich zu Lorentzvektoren ergänzen und in das Laborsystem transformieren:

$$P = \left(\frac{E}{c}, \vec{p} \right) \quad (\text{A.6})$$

$$E = \sqrt{m_p^2 c^4 + |\vec{p}|^2 c^2} \quad (\text{A.7})$$

$$L = \begin{pmatrix} \gamma_{\text{CM}} & 0 & 0 & -\beta_{\text{CM}} \gamma_{\text{CM}} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta_{\text{CM}} \gamma_{\text{CM}} & 0 & 0 & \gamma_{\text{CM}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.8})$$

$$P_{\text{lab}} = L \cdot P_{\text{CM}} \quad (\text{A.9})$$

wobei L die Lorentztransformation in z -Richtung ist und γ_{CM} bzw. β_{CM} die Bewegung des Schwerpunktsystems charakterisieren:

$$\beta_{\text{CM}} = \frac{v_{\text{CM}}}{c} \quad (\text{A.10})$$

$$\gamma_{\text{CM}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\text{CM}}^2}} \quad (\text{A.11})$$

Die Lorentzvektoren der beiden Protonen sehen nach der Transformation in das Laborsystem wie folgt aus:

$$P_{\text{lab},1} = \begin{pmatrix} \frac{E_{\text{lab},1}}{c} \\ |p_{\text{lab},1}| \sin(\vartheta_{\text{lab},1}) \\ 0 \\ |p_{\text{lab},1}| \cos(\vartheta_{\text{lab},1}) \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

$$= \begin{pmatrix} \gamma_{\text{CM}} \frac{E_{\text{CM},1}}{c} - \beta_{\text{CM}} \gamma_{\text{CM}} |p_{\text{CM},1}| \cos(\vartheta_{\text{CM},1}) \\ |p_{\text{CM},1}| \sin(\vartheta_{\text{CM},1}) \\ 0 \\ -\beta_{\text{CM}} \gamma_{\text{CM}} \frac{E_{\text{CM},1}}{c} + \gamma_{\text{CM}} |p_{\text{CM},1}| \cos(\vartheta_{\text{CM},1}) \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

$$P_{\text{lab},2} = \begin{pmatrix} \frac{E_{\text{lab},2}}{c} \\ |p_{\text{lab},2}| \sin(\vartheta_{\text{lab},2}) \\ 0 \\ |p_{\text{lab},2}| \cos(\vartheta_{\text{lab},2}) \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

$$= \begin{pmatrix} \gamma_{\text{CM}} \frac{E_{\text{CM},1}}{c} + \beta_{\text{CM}} \gamma_{\text{CM}} |p_{\text{CM},1}| \cos(\vartheta_{\text{CM},1}) \\ |p_{\text{CM},1}| \sin(\vartheta_{\text{CM},1}) \\ 0 \\ -\beta_{\text{CM}} \gamma_{\text{CM}} \frac{E_{\text{CM},1}}{c} - \gamma_{\text{CM}} |p_{\text{CM},1}| \cos(\vartheta_{\text{CM},1}) \end{pmatrix} \quad (\text{A.15})$$

Division des Transversalimpulses durch die longitudinale Komponente ergibt

$$\tan(\vartheta_{\text{lab},1}) = \frac{\sin(\vartheta_{\text{CM},1})}{\gamma_{\text{CM}} (\cos(\vartheta_{\text{CM},1}) - \beta_{\text{CM}} \frac{E_{\text{CM},1}}{c |p_{\text{CM},1}|})} \quad (\text{A.16})$$

$$\tan(\vartheta_{\text{lab},2}) = \frac{\sin(\vartheta_{\text{CM},1})}{\gamma_{\text{CM}} (-\cos(\vartheta_{\text{CM},1}) - \beta_{\text{CM}} \frac{E_{\text{CM},1}}{c |p_{\text{CM},1}|})} \quad (\text{A.17})$$

Aus

$$\gamma^2 = \left(\frac{E}{m_0 c^2} \right)^2 \quad (\text{A.18})$$

$$= \frac{p^2 c^2 + m^2 c^4}{p^2 c^2} \quad (\text{A.19})$$

$$\left(\frac{pc}{E} \right)^2 = \frac{p^2 c^2}{p^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (\text{A.20})$$

$$= 1 - \frac{1}{\gamma^2} \quad (\text{A.21})$$

$$= 1 - \frac{1}{\frac{1}{1-\beta^2}} \quad (\text{A.22})$$

$$= \beta^2 \quad (\text{A.23})$$

ergibt sich die Identität $\frac{c|p|}{E} = \beta$, mit der sich Gleichung A.16 und Gleichung A.17 vereinfachen lassen zu

$$\tan(\vartheta_{\text{lab},1}) = \frac{\sin(\vartheta_{\text{CM},1})}{\gamma_{\text{CM}}(\cos(\vartheta_{\text{CM},1}) - 1)} \quad (\text{A.24})$$

$$\tan(\vartheta_{\text{lab},2}) = \frac{\sin(\vartheta_{\text{CM},1})}{\gamma_{\text{CM}}(-\cos(\vartheta_{\text{CM},1}) - 1)} \quad (\text{A.25})$$

und schließlich erhält man als Produkt der beiden Gleichungen

$$\tan(\vartheta_{\text{lab},1}) \cdot \tan(\vartheta_{\text{lab},2}) = \frac{\sin(\vartheta_{\text{CM},1})^2}{\gamma_{\text{CM}}^2(1 - \cos(\vartheta_{\text{CM},1})^2)} \quad (\text{A.26})$$

$$= \frac{1}{\gamma_{\text{CM}}^2} \quad (\text{A.27})$$

Nun kann eine eindeutige Beziehung zwischen p und ϑ_{lab} aufgestellt werden. Mit dem Gesamtimpuls p_g , den Longitudinalimpulsen der auslaufenden Protonen $p_{l,1}$, $p_{l,2}$ und den Transversalimpulsen $p_{t,1} = p_{t,2} = p_t$ gilt:

$$p_g^2 = (p_{l,1} + p_{l,2})^2 \quad (\text{A.28})$$

$$\frac{p_t}{p_l} = \tan \vartheta \quad (\text{A.29})$$

$$\tan \vartheta_2 = \frac{1}{\gamma_{\text{CM}}^2 \tan \vartheta_1} \quad (\text{A.30})$$

$$p_{l,2} = p_t \gamma_{\text{CM}}^2 \tan \vartheta_1 \quad (\text{A.31})$$

$$= p_{l,1} \gamma_{\text{CM}}^2 \tan^2 \vartheta_1 \quad (\text{A.32})$$

$$p_1 = p_{l,1} \frac{1}{\cos \vartheta_1} \quad (\text{A.33})$$

$$p_g^2 = p_1^2 \cos^2 \vartheta_1 (1 + \tan^2 \vartheta_1 \gamma_{\text{CM}}^2 + \tan^4 \vartheta_1 \gamma_{\text{CM}}^4) \quad (\text{A.34})$$

Nun wird lediglich p_g noch durch die Variablen m_p und E_{kin} ausgedrückt und nach p_1 aufgelöst. Dafür betrachten wir die Schwerpunktsbewegung mit der Schwerpunktsenergie \sqrt{S} und dem Gesamtimpuls p_g :

$$E_g^2 = p_g^2 c^2 + S \quad (\text{A.35})$$

$$= \gamma_{\text{CM}}^2 S \quad (\text{A.36})$$

$$p_g^2 = \frac{S}{c^2} (\gamma_{\text{CM}}^2 - 1) \quad (\text{A.37})$$

$$\frac{S}{c^2} = 2m_p (2m_p c^2 + E_{\text{kin}}) \quad (\text{A.38})$$

$$p_g^2 = 2m_p (2m_p c^2 + E_{\text{kin}}) (\gamma_{\text{CM}}^2 - 1) \quad (\text{A.39})$$

$$p_1^2 = \frac{p_g^2}{\cos^2 \vartheta_1 (1 + \tan^2 \vartheta_1 \gamma_{\text{CM}}^2 + \tan^4 \vartheta_1 \gamma_{\text{CM}}^4)} \quad (\text{A.40})$$

$$= \frac{2m_p (2m_p c^2 + E_{\text{kin}}) (\gamma_{\text{CM}}^2 - 1)}{\cos^2 \vartheta_1 (1 + \tan^2 \vartheta_1 \gamma_{\text{CM}}^2 + \tan^4 \vartheta_1 \gamma_{\text{CM}}^4)} \quad (\text{A.41})$$

A.2 Missing-Mass-Analyse

Eine exklusive Messung einer Reaktion zeichnet sich im Allgemeinen dadurch aus, dass alle Reaktionsprodukte im Detektor nachgewiesen werden und insbesondere keine weiteren Teilchen entstanden sind, die etwa außerhalb der Akzeptanz emittiert oder aus sonstigen Gründen nicht detektiert wurden. Mittels Impuls- und Energieerhaltung kann diese Eigenschaft auf Ereignisbasis überprüft werden.

Nun gibt es viele Reaktionen, bei denen zumindest ein Partner schwer nachgewiesen werden kann – etwa, weil es sich um ein neutrales Teilchen handelt. Bei nur einem fehlenden Teilchen besteht aber bei bekannter Masse über die damit festgelegte Energie-Impuls-Beziehung immer noch eine kinematische Randbedingung, die es ermöglicht, die komplette Reaktion zu rekonstruieren und damit ebenfalls eine exklusive Messung zu ermöglichen.

Als Beispiel betrachten wir die Reaktion $p + p \rightarrow p + p + \eta \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$, zu deren exklusiven Nachweis in der *HADES*-Analyse die so genannte *Missing-Mass*-Technik¹ gleich zweimal Anwendung findet.

Der Endzustand besteht aus fünf Teilchen, von denen eines, nämlich das π^0 aufgrund fehlender Ladung – bzw. dem dominanten Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ in ungeladene stabile Endprodukte – im Allgemeinen nicht nachgewiesen wird. Zunächst gilt es, diesen Endzustand von anderen möglichen Endzuständen, wie z. B.

- $p + p \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^-$
- $p + p \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^- + \gamma$
- $p + p \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + \pi^0$

¹engl.: Fehlende Masse; gemeint ist die Schwerpunktsenergie des fehlenden Viererimpulses

zu unterscheiden.

Dazu ist es notwendig, dass die vier geladenen Teilchen nachgewiesen und identifiziert werden. Nach Messung des Produktes aus Ladung und Impuls sowie der Flugzeit können die drei vorkommenden Teilchenspezies mittels zweidimensionalen Schnitten in der qp - β -Ebene unterschieden werden. Nach Impulsmessung und Teilchenidentifikation stehen die Viererimpulse nach der Reaktion

$$P_f = \left(\frac{E_f}{c}, \vec{p}_f \right) \quad (\text{A.42})$$

zur Verfügung, und es gilt die Viererimpulserhaltung:

$$P_{p_1,i} + P_{p_2,i} = P_{p_1,f} + P_{p_2,f} + P_{\pi^+} + P_{\pi^-} + P_X \quad (\text{A.43})$$

Hierbei ist P_X der Viererimpuls der nicht gemessenen zusätzlichen Reaktionsprodukte. P_X ist – wie alle anderen Viererimpulse – ein Lorentzvektor, damit ist das Skalarprodukt mit sich selbst ein Lorentzskalar und daher invariant gegenüber einen Wechsel des Bezugssystems. Insbesondere ist es identisch mit dem Quadrat der totalen Energie im Schwerpunktsystem aller fehlenden Teilchen:

$$P_X \cdot P_X = \frac{E^2}{c^2} - \vec{p}^2 \quad (\text{A.44})$$

$$= \frac{E_{\text{tot,CM}}^2}{c^2} \quad (\text{A.45})$$

Wenn alle Teilchen gemessen wurden, ist trivial $P_X^2 = 0$, für ein einzelnes nicht gemessenes Teilchen erhält man $P_X^2 = m^2$, daher bezeichnet man $\sqrt{(P_X^2)}$ als *Missing Mass von $pp\pi^+\pi^-$* ($m_{\text{miss},pp\pi^+\pi^-}$). Wenn n Teilchen nicht gemessen wurden, muss als totale Energie im Schwerpunktsystem mindestens die Summe der Ruhmassen zur Verfügung stehen. Da dieses Argument auch umgekehrt für den Summenvierervektor der gemessenen Teilchen zutrifft, gilt hier:

$$\left(\sum_{i=1}^n m_i \right)^2 \leq P_X^2 \leq (P_{p_1,i} + P_{p_2,i})^2 - (2m_p + m_\pi)^2 \quad (\text{A.46})$$

Im Allgemeinen äußern sich einzelne fehlende Teilchen also in einer Linie im *Missing-Mass*-Spektrum, deren Position durch ihre Ruhemasse definiert ist, während mehrere fehlende Teilchen eine Verteilung mit bekannten Grenzen ergeben. Die genaue Form hängt dabei davon ab, ob die Teilchen z. B. über Kopplung an Resonanzen bei der Teilchenproduktion korreliert erzeugt werden, oder die Produktion unkorreliert geschieht, d. h. im vorhandenen Phasenraum gleichverteilt erfolgt.

In unserem Beispiel wählt eine Selektion auf die Pionenmasse im *Missing-Mass*-Spektrum Ereignisse mit 3π -Produktion aus². Neben der Tatsache, dass das fehlende Teilchen nicht gesehen wurde, impliziert die Ladungserhaltung dabei, dass es sich um ein π^0 handelt.

²Hauptsächlich wird der bei der begrenzten zur Verfügung stehenden Energie dominierende Untergrund aus der 2π -Produktion entfernt.

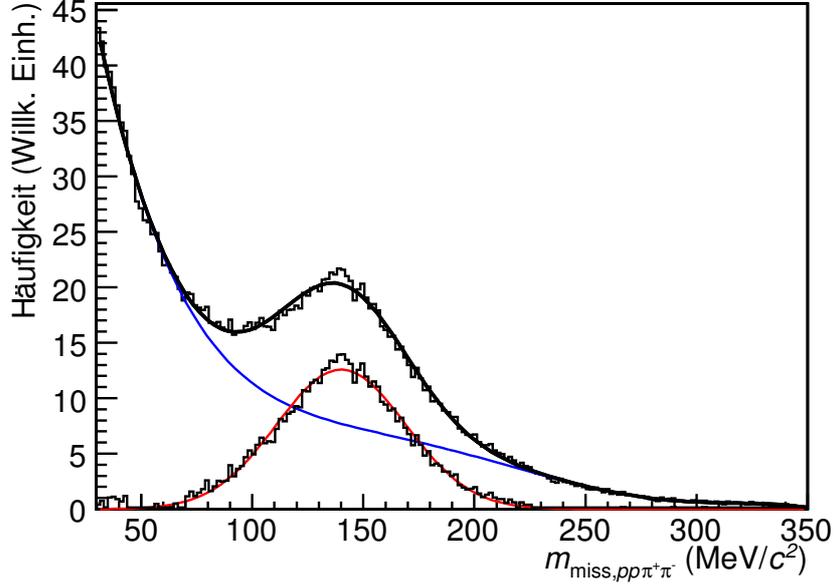


Abbildung A.1: $m_{\text{miss},pp\pi^+\pi^-}$ vor (obere Datenpunkte) und nach (untere Datenpunkte) Untergrundabzug. Mittels Minimierung einer Gaußskurve als Signal (rot) und einem Polynom als Untergrund (blau) ist es möglich, die Breite der π^0 -Linie zu ermitteln. Ereignisse in einem Intervall $\pm 3\sigma$ um das Maximum der Verteilung werden als Kandidaten für $3\text{-}\pi$ -Produktion ausgewählt [Spa05].

Die reine Existenz von $p + p + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ im Endzustand gewährleistet allerdings noch nicht, dass zwischendurch auch ein η produziert wurde. Ereignisse, in denen dies geschehen ist, können aber weiter angereichert werden, indem $m_{\text{miss},pp}$ ausgewertet wird. Das η ist ein langlebiges Teilchen mit einer scharfen Masse ($\Gamma \approx 1 \text{ keV}$), daher kann davon ausgegangen werden, dass sich die beiden Protonen bereits vor dem Zerfall des η außerhalb der Reichweite der Starken Wechselwirkung befinden. Damit kann auch der Zwischenzustand $p + p + \eta$ als Endzustand mit einem nicht gemessenen Teilchen – nämlich dem η – betrachtet werden³ und die η -Produktion sollte sich durch eine Linie im $m_{\text{miss},pp}$ -Spektrum auszeichnen:

$$P_{p_1,i} + P_{p_2,i} = P_{p_1,f} + P_{p_2,f} + P_X \quad (\text{A.47})$$

$$P_X^2 = m_\eta^2 \quad \text{im Falle der } \eta\text{-Produktion} \quad (\text{A.48})$$

³Hier stellt sich die Frage, welche Lebensdauer ausreicht, um diese Art der Analyse zu rechtfertigen. Letztlich ist es ausreichend, zum Zeitpunkt des Zerfalls keine Endzustandswechselwirkung mehr zu haben, d. h. in konsequenter Weiterführung der Methode könnte die Masse der hauptsächlich an der Produktion des η -Mesons beteiligten $N(1535)^+$ -Resonanz als *Missing-Mass* jeweils eines einzelnen Protons gemessen werden. Allerdings besitzt diese Resonanz bereits eine Breite von 100–200 MeV/c^2 , und verbunden mit der experimentellen Auflösung würde die Unterscheidung vom Untergrund problematisch. Nichtsdestoweniger wird der Dalitzplot, eine spezielle Art der *Missing-Mass*-Analyse, erfolgreich eingesetzt, um bei der Produktion von Mesonen das Maß ihrer Kopplung an Resonanzen zu bestimmen.

Abbildung A.2 zeigt $m_{\text{miss},pp}$ für alle Ereignisse, die nach dem ersten Analyse-schritt potenziell ein nicht detektiertes π^0 enthalten. Über dem breiten Untergrund (grün) ist bei der η -Masse von $547.75 \pm 0.12 \text{ MeV}/c^2$ [Yao06] eine schmale, in guter Näherung gaussförmige Verteilung zu erkennen (rote Komponente der Minimierung), deren Breite $\frac{\sigma(M)}{M} \approx 2.5\%$ ein Maß für die Massenauflösung des Spektrometers ist. Das Integral unter der roten Kurve beträgt bei der vollen Statistik des pp -Experiments etwa $22\,000 \pm 800$ Ereignisse.

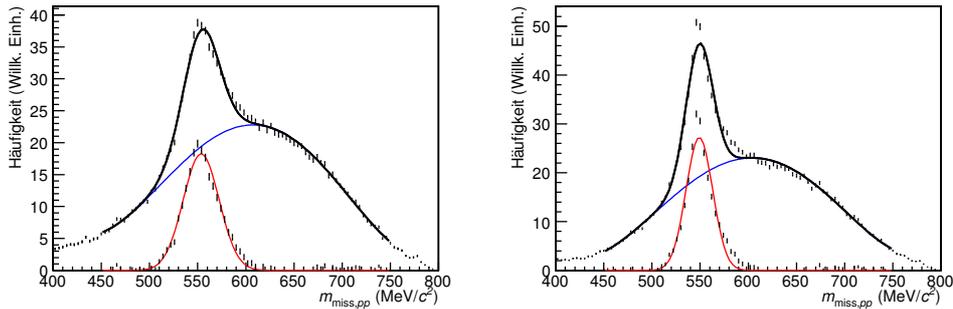


Abbildung A.2: $m_{\text{miss},pp}$ für die in Abbildung A.1 selektierten Ereignisse (obere Datenpunkte). Die Parameter einer Summenfunktion (schwarz) aus zwei Gaußkurven werden auf das Signal hin minimiert. Die schmale Kurve entspricht der η -Linie (rot), während die breite Kurve die Verteilung der nichtresonanten $3\text{-}\pi$ -Produktion darstellt (blau). Die unteren Datenpunkte ergeben sich nach Abzug des nichtresonanten Untergrunds. Links ist das Resultat ohne zusätzliche kinematische Bedingungen aufgezeichnet, rechts wurden die Impulse der beteiligten Teilchen durch einen weiteren Minimierungslauf modifiziert, um kinematische Randbedingungen zu erfüllen (der so genannte *kinematic refit* [Rus06]).

In [Spa05] wurde eine derartige *Missing-Mass*-Analyse sowohl für den in obigen Beispiel diskutierten Kanal $p + p \rightarrow p + p + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ durchgeführt, als auch für den η -Dalitzzerfall $p + p \rightarrow p + p + e^+ + e^- + \gamma$, wobei hier das γ die Rolle des nicht detektierten Teilchens übernimmt. Dabei ist zu beachten, dass diese Art der Analyse den Fall des fehlenden γ nicht von der Situation unterscheiden kann, in der alle Teilchen detektiert wurden, also gar kein γ entstanden ist. In unserem Fall ist dieser Untergrund allerdings zu vernachlässigen, da er mit dem stark unterdrückten und daher noch nicht beobachteten direkten Zerfall $\eta \rightarrow e^+ + e^-$ korrespondieren würde. Gäbe es stattdessen einen starken konkurrierenden Kanal ohne produziertes γ , würde die Betrachtung des fehlenden Impulses \vec{p} Klarheit verschaffen, ob ein zusätzliches γ produziert worden ist oder nicht.

Des weiteren ist zu bemerken, dass der erste Schritt der *Missing-Mass*-Analyse im Falle der identifizierten Teilchen $p + p + e^+ + e^-$ und einer fehlenden Masse $m_\gamma = 0$ neben dem η -Dalitzzerfall auch noch den äquivalenten π^0 -Dalitzzerfall selektieren würde, was sich im Spektrum von $m_{\text{miss},pp}$ in einer weiteren, deutlich prominenteren Linie bei der $m = m_{\pi^0}$ äußert. Diese ist aber von der η -Linie gut separiert.

A.3 Zusammenhang zwischen Labor- und Schwerpunktsenergie

In einem *Fixed-Target-Experiment*⁴ mit zwei Protonen als Stoßpartnern steht nicht die totale Energie des Systems zur Teilchenproduktion zur Verfügung; Zum einen müssen aufgrund der Baryonenzahlerhaltung zumindest wiederum die Ruhemassen von zwei Protonen bereitgestellt werden – eine Änderung von p nach n oder umgekehrt soll aufgrund des geringen Massenunterschieds hier vernachlässigt werden. Zum anderen muss ein Teil der Energie dazu aufgewendet werden, das System aus allen Teilchen im Endzustand vom Laborsystem in ihr relativ dazu bewegtes Schwerpunktsystem zu beschleunigen.

Im Folgenden wird mit dem ersten Index 1 das Projektilproton mit der kinetischen Energie E_{kin} und mit 2 das Targetproton bezeichnet; die weiteren Indizes i und f kennzeichnen Anfangs- bzw. Endzustand. Die Definition des Viererimpulses der beteiligten Teilchen und die relativistische Energie-Impuls-Beziehung sind in Gleichung A.50 und Gleichung A.51 dargestellt:

$$P_{p_{1,i}} = \left(\frac{E_{1,i,\text{tot}}}{c}, \vec{p}_{1,i} \right) \quad (\text{A.49})$$

$$= \left(\frac{m_p c^2 + E_{\text{kin}}}{c}, \vec{p}_{1,i} \right) \quad (\text{A.50})$$

$$|\vec{p}_{1,i}|^2 = \frac{(2m_p c^2 + E_{\text{kin}})E_{\text{kin}}}{c^2} \quad (\text{A.51})$$

$$P_{p_{2,i}} = \left(\frac{m_p c^2}{c}, 0 \right) \quad (\text{A.52})$$

$$P_i = P_{p_{1,i}} + P_{p_{2,i}} \quad (\text{A.53})$$

$$= \left(\frac{2m_p c^2 + E_{\text{kin}}}{c}, \vec{p}_{1,i} \right) \quad (\text{A.54})$$

Die lorentzinvariante skalare Größe $(P_i \cdot P_i)c^2 = S$ ist, da sie – im Schwerpunktsystem offensichtlich – dem Quadrat der totalen Energie des Systems entspricht, ein direkter Zugang zu der gesuchten für Teilchenproduktion nutzbaren Energie E_{frei} :

$$S = 2m_p c^2 (2m_p c^2 + E_{\text{kin}}) \quad (\text{A.55})$$

$$E_{\text{frei}} = \sqrt{S} - 2m_p c^2 \quad (\text{A.56})$$

Umgekehrt kann somit für jede zu produzierende Ruhemasse m_X die min-

⁴d. h. bei einer experimentellen Anordnung, in der einer der Reaktionspartner im Laborsystem ruht

destens benötigte kinetische Energie $E_{\text{kin,min}}$ angegeben werden:

$$E_{\text{frei}} = \sqrt{S} - 2m_p c^2 \quad (\text{A.57})$$

$$\geq m_X c^2 \quad (\text{A.58})$$

$$S \geq (m_X + 2m_p)^2 c^4 \quad (\text{A.59})$$

$$2m_p c^2 (2m_p c^2 + E_{\text{kin}}) \geq (m_X + 2m_p)^2 c^4 \quad (\text{A.60})$$

$$E_{\text{kin}} \geq \frac{(m_X + 2m_p)^2 c^2}{2m_p} - 2m_p c^2 \quad (\text{A.61})$$

$$= \frac{m_X(m_X + 4m_p)c^2}{2m_p} \quad (\text{A.62})$$

Oft werden Mesonen M nicht direkt, sondern über eine Baryonresonanz R erzeugt ($p+p \rightarrow p+R$; $R \rightarrow p+M$). In diesem Falle würde eigentlich eine noch schärfere Randbedingung für $E_{\text{kin,min}}$ existieren, da $m_R \geq m_M + m_p$ gelten muss, und gleichzeitig zur Produktion des Zwischenzustands die Schwellenergie durch Gleichung A.65 beschrieben wird.

$$\sqrt{S} - m_p c^2 \geq m_R c^2 \quad (\text{A.63})$$

$$S \geq (m_R + m_p)^2 c^4 \quad (\text{A.64})$$

$$E_{\text{kin,min}} = \frac{(m_R^2 + 2m_R m_p - 3m_p^2)c^2}{2m_p} \quad (\text{A.65})$$

In den für *HADES* relevanten Fällen haben allerdings die Baryonresonanzen so große Breiten ($\Gamma \sim 100 \text{ MeV}/c^2$), dass sich nicht die Schwellenergie ändert sondern lediglich der differenzielle Wirkungsquerschnitt von dem bei nicht resonanter Produktion abweicht. In Tabelle A.1 sind die notwendigen Strahlenergien für einige relevante Mesonen angegeben.

Direkte Mesonproduktion ohne Baryonresonanzen		
Meson	m_M (GeV/ c^2)	$E_{\text{kin,min}}$ (GeV)
π^0	0.135	0.280
η	0.548	1.257
ρ^0	0.776	1.875
ω	0.783	1.895
ϕ	1.019	2.595
Mesonproduktion über Baryonresonanzen		
Meson	m_B (GeV/ c^2)	$E_{\text{kin,min}}$ (GeV)
π^0 via Δ^+	1.232	0.648
η via $N(1535)^+$	1.535	1.401

Tabelle A.1: Produktionsschwellen für verschiedene Mesonen mit und ohne baryonische Resonanzen als Zwischenzustand bei der Produktion.

Beim Übergang von elementaren Reaktionen zu gebundenen Systemen gilt das Kriterium der kinematisch notwendigen Projektilenergie nicht mehr streng, da sich die Stoßpartner aufgrund ihrer Bindung im Potenzialtopf der Kernkraft

nicht in Ruhe befinden. Bereits bei der Produktion in einer pd -Kollision wird somit eine Produktion von Mesonen unterhalb der freien Nukleon-Nukleon-Schwelle möglich. Eine einfache Modellierung als Nukleon-Nukleon-Kollision, bei dem der Stoßpartner im Deuterium eine Impulsverteilung bis etwa $p \approx 150 \text{ MeV}/c$ besitzt, illustriert das in Abbildung A.3.

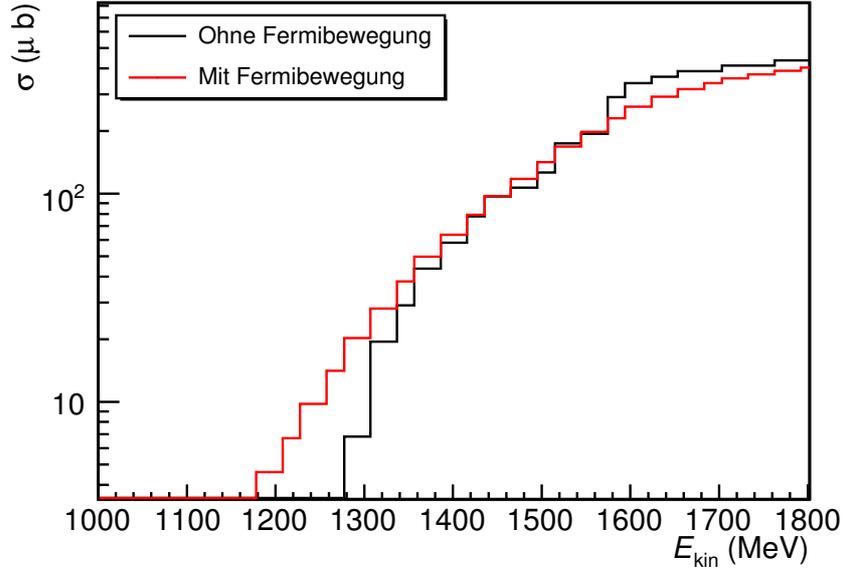


Abbildung A.3: Verschmierung der Schwellenergie $E_{\text{kin,min}}$ durch die kinetische Energie des gebundenen Stoßpartners bei einer pd -Kollision in rot. Die schwarze Kurve stellt zum Vergleich die Anregungsfunktion für das η in einer freien Nukleon-Nukleon-Kollision dar.

Des Weiteren gibt es z. B. in dp -Reaktionen bei Einschussenergien, die sich an der Nukleon-Nukleon-Produktionsschwelle befinden, einen zur Nukleon-Nukleon-Kollision konkurrierenden Produktionsprozess, nämlich die kohärente Mesonproduktion am Deuterium. Sie ist trotz der Fragilität des Deuterons unterhalb und an der freien Nukleon-Nukleon-Schwelle dominierend, da ihre kinematische Schwelle niedriger liegt. Die folgende Rechnung zeigt dies am Beispiel der η -Produktionsschwelle, wobei $m_N \approx m_p \approx m_n \approx 935 \text{ MeV}$ angenommen wird, E_{kin} die kinetische Energie pro Nukleon und $\vec{p}_{1,i}$ der Impuls des Deuterons ist:

$$P_{p_{1,i}} = \left(\frac{E_{1,i,\text{tot}}}{c}, \vec{p}_{1,i} \right) \quad (\text{A.66})$$

$$= \left(\frac{2m_N c^2 + E_{\text{kin}}}{c}, \vec{p}_{1,i} \right) \quad (\text{A.67})$$

$$|\vec{p}_{1,i}|^2 = \frac{(4m_N c^2 + E_{\text{kin}}) \cdot E_{\text{kin}}}{c^2} \quad (\text{A.68})$$

$$P_{p_{2,i}} = \left(\frac{m_N c^2}{c}, 0 \right) \quad (\text{A.69})$$

$$P_i = P_{p_{1,i}} + P_{p_{2,i}} \quad (\text{A.70})$$

$$= \left(\frac{3m_N c^2 + E_{\text{kin}}}{c}, \vec{p}_{1,i} \right) \quad (\text{A.71})$$

$$S = m_N c^2 (9m_N c^2 + 4E_{\text{kin}}) \quad (\text{A.72})$$

$$E_{\text{frei}} = \sqrt{S} - 3m_N c^2 \quad (\text{A.73})$$

Mit $E_{\text{kin}} = 1.26 \text{ AGeV} = 2.52 \text{ GeV}$ ergibt sich

$$E_{\text{frei}} = 742 \text{ MeV} \quad (\text{A.74})$$

was deutlich über der η -Masse von 548 MeV liegt.

Bei Schwerionenkollisionen wird noch ein weiterer Mechanismus für die Produktion unterhalb der Schwelle relevant: Mehrfachstöße eines Nukleons mit anderen Nukleonen oder Pionen im Feuerball erlauben es, schwere Resonanzzustände über einen oder mehrere Zwischenzustände zu erreichen. Dies erlaubt z. B. bereits bei Energien von etwa 1.0 AGeV in C+C- und Ca+Ca-Kollisionen die Produktion von η -Mesonen, deren Schwelle in elementaren Reaktionen wie oben gezeigt bei 1.26 GeV liegt.

Anhang B

Ereigniserzeugung mit Pluto++

Dieser Anhang erläutert die Verfahren zur Berechnung der von Pluto++ benötigten Resonanzwirkungsquerschnitte sowie die anschließende Erzeugung eines *Ereigniscocktails* mit Pluto++.

B.1 Berechnung von Resonanzwirkungsquerschnitten

In Abschnitt 5.2.2 wurde dargestellt, dass Pluto++ als Eingabe Resonanzwirkungsquerschnitte benötigt, die im Allgemeinen so nicht vorliegen. Stattdessen sind Wirkungsquerschnitte für eine große Zahl von Endzuständen energieabhängig tabelliert. Der vorliegende Anhang beschreibt zwei mathematisch äquivalente, aber numerisch unterschiedliche Methoden zur Berechnung der Resonanzwirkungsquerschnitte.

B.1.1 Problemstellung

Ein Resonanzzustand c_i kann im Allgemeinen zu mehreren Endzuständen zerfallen. Ein Beispiel hierfür ist $p + p \rightarrow s \rightarrow p + \Delta^+$. Hierbei ist der Zustand $c_1 = p + \Delta^+$, und das Δ^+ hat mehrere Zerfallskanäle, unter anderem

1. $\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$ (BR: 33%; $f_1 = p + n + \pi^+$)
2. $\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$ (BR: 66%; $f_2 = p + p + \pi^0$)

Ebenso kann es passieren, dass derselbe Endzustand $f_1 = p + n + \pi^+$ von verschiedenen Resonanzzuständen c_1, c_2 aus erreicht wird:

1. $p + p \rightarrow p + \Delta^+$; $\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$ ($c_1 = p + \Delta^+$)
2. $p + p \rightarrow n + \Delta^{++}$; $\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$ ($c_2 = n + \Delta^{++}$)

Damit sind die Wahrscheinlichkeiten für Resonanzzustände und Endzustände über eine Matrix $A_{(m \times n)}$ verknüpft, wobei n die Anzahl der verschiedenen möglichen (bzw. berücksichtigten) Resonanzzustände und m die Anzahl der Endzustände ist; die Elemente a_{ij} der Matrix lassen sich aus den Verzweungsverhältnissen bestimmen: Gibt es k Zerfallswege W – wobei der Weg W_i über

l_i Zerfälle führt – um von dem Resonanzzustand c_i zum Endzustand f_j zu gelangen, so erhält man das Matrixelement, indem man über das Produkt der Verzweungsverhältnisse auf den einzelnen Zerfallswegen summiert:

$$a_{ji} = \sum_k \left(\prod_{l_k} (BR_{k,l_k}) \right) \quad (\text{B.1})$$

Des Weiteren lassen sich in das Gleichungssystem noch Randbedingungen einfügen, mit denen z. B. die Isospinsymmetrie zweier Zustände berücksichtigt werden können.

Dann gilt, mit $x_{(n \times 1)}$ als gesuchtem Vektor der Wirkungsquerschnitte für die Resonanzzustände und $b_{(m \times 1)}$ als Vektor der bekannten Wirkungsquerschnitte für die Endzustände:

$$A_{(m \times n)} x_{(n \times 1)} = b_{(m \times 1)} \quad (\text{B.2})$$

B.1.2 Lösungsverfahren

Dieses Gleichungssystem ist lösbar, wenn $m = n$ und überbestimmt, wenn $m > n$. Ein überbestimmtes Gleichungssystem ist zweckmäßig, da man erst damit Zugriff auf den Fehler erhält.

QR-Zerlegung

Im Falle eines überbestimmten Gleichungssystems bietet die so genannte *QR*-Zerlegung einen Zugang zur Lösung des Gleichungssystems (bzw. zur Minimierung des Fehlerquadrats). Die *QR*-Zerlegung teilt $A_{(m \times n)}$ auf in eine orthogonale¹ Matrix $Q_{(m \times m)}$ und eine rechte obere Dreiecksmatrix $R_{(m \times n)}$, so dass gilt:

$$A_{(m \times n)} = Q_{(m \times m)} R_{(m \times n)} \quad (\text{B.3})$$

$$R x = Q^T b \quad (\text{B.4})$$

Lösen der ersten n Gleichungen – was einer Reduzierung des Gleichungssystems von m auf n Zeilen entspricht – ergibt:

$$R_{(m \times n)} \rightarrow R'_{(n \times n)} \quad (\text{B.5})$$

$$(Q^T b)_{(m \times 1)} \rightarrow (Q^T b)'_{(n \times 1)} \quad (\text{B.6})$$

$$R' x = (Q^T b)' \quad (\text{B.7})$$

$$x = (R')^{-1} (Q^T b)' \quad (\text{B.8})$$

wobei $(Ax - b)^2$ minimal ist.

¹ Q orthogonal bedeutet: $Q^T = Q^{-1}$

Normalengleichung

Mathematisch äquivalent dazu, intuitiv leichter verständlich, aber leider numerisch nicht genauso optimal ist die Normalengleichung, die auf der folgenden Überlegung basiert:

Im Allgemeinen kann $Ax = b$ bei einem überbestimmten Gleichungssystem für kein x exakt erfüllt werden. Daher gilt für das gesuchte x_0 , dass Ax_0 minimalen Abstand zu b hat, was geometrisch gesprochen bedeutet, dass der Verbindungsvektor $Ax_0 - b$ senkrecht auf der Lösungsschaar Ax steht. Dies ergibt:

$$(Ax)^T \cdot (Ax_0 - b) = 0 \quad (\text{B.9})$$

$$x^T A^T \cdot (Ax_0 - b) = 0 \quad \forall x \quad (\text{B.10})$$

$$A^T Ax_0 = A^T b \quad (\text{B.11})$$

Damit erhält man, sofern $A^T A$ vollen Rang hat und damit invertierbar ist:

$$x = (A^T A)^{-1} A^T b \quad (\text{B.12})$$

Die Konditionszahl dieses Problems ist allerdings das Quadrat der Konditionszahl von A , wodurch numerisch ungünstig gelagerte Probleme – die sich durch eine große Konditionszahl auszeichnen – noch verschärft werden [But06].

B.1.3 Fehlermatrix

Nun sind nicht alle Endzustandswirkungsquerschnitte mit der gleichen absoluten Genauigkeit bekannt. Bei großen Wirkungsquerschnitten, wie z. B. der für $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$ ist eine Abweichung vom wahren Wert um $100 \mu\text{b}$ (bei einem Wert von 4 mb) eher zu verkraften, als dies bei dem Wirkungsquerschnitt für $p + p \rightarrow p + p + \rho^0$ der Fall ist, wo diese Abweichung bereits den totalen Wirkungsquerschnitt übertreffen kann. Also ist das Gleichungssystem so zu modifizieren, dass nicht $(Ax - b)^2$, sondern $(E^{-1}(Ax - b))^2$ minimal ist, wobei $E_{(m \times m)}$ eine diagonale Matrix ist, deren Elemente e_{ii} jeweils der Unsicherheit in b_i (oder auf andere Weise formuliert: der erlaubten Abweichung in b_i) entspricht:

$$E^{-1}Ax = E^{-1}b \quad (\text{B.13})$$

$$A_E := E^{-1}A \quad (\text{B.14})$$

$$A_E = Q_E R_E \quad (\text{B.15})$$

$$x = (R'_E)^{-1} (Q'^T_E E^{-1}b)' \quad (\text{B.16})$$

im Falle der QR -Zerlegung bzw.

$$x = (A'^T_E A_E)^{-1} A'^T_E E^{-1}b \quad (\text{B.17})$$

für die Normalengleichung.

Beide Ergebnisse werden im Folgenden dargestellt. Die Abweichung der Ergebnisse lässt Rückschlüsse auf die numerische Stabilität des Resultats zu.

B.1.4 Zusätzliche Bedingungen

Neben den vorgegebenen Wirkungsquerschnitten gibt es noch weitere Bedingungen zu erfüllen, die sich ebenfalls als lineare Bestimmungsgleichungen für x , also als weitere Zeilen von A formulieren lassen. Ein Beispiel bei pn -Reaktionen sind hier Isospin-Symmetrien, ein weiteres – das auch hier in pp -Reaktionen Anwendung findet – sind Verhältnisse zwischen den Wirkungsquerschnitten für verschiedene Reaktionen, die entweder aus Phasenraumüberlegungen, oder aber aus Messungen anderer Experimente festgelegt sind.

Eine Messung, die im vorliegenden Fall als Gleichung implementiert wurde, ist das Verhältnis zwischen der exklusiven Produktion von η -Mesonen über die $N(1535)^+$ -Resonanz und der resonanzfreien exklusiven η -Produktion, das durch Messungen von DISTO auf 0.58/0.42 bestimmt wurde [Frö02]. Des Weiteren wurde die Wahrscheinlichkeit, bei der Produktion eines η -Mesons noch ein oder zwei weitere Pionen zu erzeugen, in [Prz04] näherungsweise berechnet. Diese Verhältnisse werden ebenfalls in Gleichungen reflektiert, die in Tabelle B.1 aufgezählt sind.

Darüber hinaus gibt es noch weitere (schwache) Bedingungen, die die im folgenden Abschnitt beschriebenen Schwächen der vorgestellten Methode teilweise kompensieren.

Numerische Bedingung	Abweichung (QR)	Abweichung ($A^T A$)
$\frac{\sigma_{N(1535)^+ \rightarrow p\eta}}{\sigma_{pp\eta}} = 0.58 \pm 0.001$	$1.903 \cdot 10^{-8}$	$1.903 \cdot 10^{-8}$
$\frac{\sigma_{pp\eta\pi^0}}{\sigma_{pp\eta}} = \frac{0.152}{0.624} \pm 0.001$	$2.526 \cdot 10^{-18}$	$-5.291 \cdot 10^{-18}$
$\frac{\sigma_{pn\eta\pi^+}}{\sigma_{pp\eta}} = \frac{0.152}{0.624} \pm 0.001$	$2.526 \cdot 10^{-18}$	$-5.291 \cdot 10^{-18}$
$\frac{\sigma_{pp\eta\pi^0\pi^0}}{\sigma_{pp\eta}} = \frac{0.036}{0.624} \pm 0.001$	$-3.744 \cdot 10^{-19}$	$-1.749 \cdot 10^{-19}$
$\frac{\sigma_{pp\eta\pi^+\pi^-}}{\sigma_{pp\eta}} = \frac{0.036}{0.624} \pm 0.001$	$7.081 \cdot 10^{-19}$	$-1.749 \cdot 10^{-19}$
$\sigma_{p\Delta^+} = 5 \text{ mb} \pm 2.5 \text{ mb}$	-1.244	-1.244
$\sigma_{pN(1440)^+} = 5 \text{ mb} \pm 2.5 \text{ mb}$	0.511	0.511
$\sigma_{n\Delta^{++}} = 5 \text{ mb} \pm 2.5 \text{ mb}$	5.928	5.928
$\sigma_{p\Delta^{++}\pi^-} = 5 \text{ mb} \pm 2.5 \text{ mb}$	-3.774	-3.774
$\sigma_{p\Delta^0\pi^+} = 5 \text{ mb} \pm 2.5 \text{ mb}$	-2.067	-2.067
$\sigma_{pN(1440)^+\pi^0} = 5 \text{ mb} \pm 2.5 \text{ mb}$	-0.538	-0.538

Tabelle B.1: Liste der Zusatzbedingungen. Die ersten fünf legen die Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Produktionskanälen für η -Mesonen fest, wobei lediglich der gesamte exklusive Wirkungsquerschnitt bekannt sein muss. Die anderen sechs Bedingungen legen einige Wirkungsquerschnitte schwach (also mit einer großen Unsicherheit behaftet) auf kleine, positive Werte fest.

B.1.5 Festlegung auf positiven Wertebereich

Die vorgestellte Methode hat allerdings auch ihre Grenzen:

1. Das Ergebnis hängt von der Wahl der möglichen Resonanzzustände einerseits und der berücksichtigten Endzustände andererseits ab. In der Wahl

der Resonanzzustände liegt also eine gewisse Freiheit, die hier dazu eingesetzt worden ist, um eine möglichst passende Beschreibung des Endergebnisses zu finden. Ein Maß hierfür ist jeweils das optimierte Funktional $\|E^{-1}(Ax - b)\|^2$, das im Falle einer guten Beschreibung und korrekter Fehlerangaben in der Größenordnung $m - n$ liegen sollte.

- Die Methode aus der linearen Algebra schließt prinzipiell als Ergebnis keine negativen Wirkungsquerschnitte aus. Dafür müsste man weitaus kompliziertere iterative Verfahren anwenden, wie sie z. B. in [Bie91] beschrieben werden.

Als einfachere Methode gegenüber oben referenzierten iterativen Verfahren wurden in diesem Fall schwache Zusatzbedingungen eingeführt, die bei numerischer Instabilität zusätzlich dafür sorgen sollten, extreme Wirkungsquerschnitte zu verhindern – sonst könnten schlecht konditionierte Probleme dazu tendieren, große positive Werte – etwa 10^{18} mb – in einem Kanal zu erzeugen, und dann die extreme Überproduktion einiger Endzustände durch große negative Werte bei anderen Wirkungsquerschnitten zu kompensieren. Derartige künstliche Randbedingungen sind allerdings nur vorsichtig anzuwenden, um zusätzliche Abweichungen in den tatsächlichen Endzuständen klein zu halten.

B.1.6 Ausgangswerte und Ergebnisse

Endzustand	σ (mb)	$Ax_{QR} = Ax_{ATA}$ (mb)	Referenz ²
pp (elastisch)	17.8 ± 0.7	17.8	[Bal88]
$pp\pi^0$	3.64 ± 0.31	3.71	[Bal88]
$pn\pi^+$	15.04 ± 0.65	14.64	[Bal88]
$pp\pi^0\pi^0$	1.087 ± 0.15	1.169	[Bal88]
$pp\pi^+\pi^-$	2.556 ± 0.14	2.568	[Bal88]
$pn\pi^+\pi^0$	4.027 ± 0.3	4.045	[Bal88]
$pp\pi^0\pi^0\pi^0$	0.15 ± 0.20	0.15	(Phasenraum)
$pp\pi^+\pi^-\pi^0$	0.335 ± 0.07	0.295	[Bal88]
$pn\pi^+\pi^0\pi^0$	0.5 ± 0.20	0.12	(Phasenraum)
$pp\eta$ (exklusiv)	0.12 ± 0.001	0.12	[Tei97]
$pp\eta\pi^0$	$0.2435 \cdot \sigma_{pp\eta}$	0.029	(Phasenraum)
$pn\eta\pi^+$	$0.2435 \cdot \sigma_{pp\eta}$	0.029	(Phasenraum)
$pp\eta\pi^0\pi^0$	$0.0576 \cdot \sigma_{pp\eta}$	0.0069	(Phasenraum)
$pp\eta\pi^+\pi^-$	$0.0576 \cdot \sigma_{pp\eta}$	0.0069	(Phasenraum)
$pp\rho^0$ (exklusiv)	0.06 ± 0.001	0.06	[Bal88]
$pp\omega$ (exklusiv)	0.06 ± 0.001	0.06	[Bal88]
Total	44.33 ± 0.06	47.01	[Bal88]

Tabelle B.2: Liste der Endzustände. Für die Werte ist – soweit vorhanden – auch die Referenz angegeben. Zum Vergleich befindet sich in Spalte 3 der Wirkungsquerschnitt, mit dem Pluto++ den Endzustand produzieren wird, wenn die durch eine der beiden Methoden berechneten Resonanzwirkungsquerschnitte verwendet werden.

Tabelle B.1 enthält eine Liste aller verwendeten Zusatzbedingungen, von denen 6–11 zur Festlegung einiger Wirkungsquerschnitte auf kleine, positive Werte dienen. In Tabelle 5.2 sind die berücksichtigten Resonanzzustände mit den für sie berechneten Wirkungsquerschnitten aufgeführt. Die Abweichung im (sehr genau bekannten) totalen Wirkungsquerschnitt resultieren zum Teil aus Inkonsistenzen der Literaturwerte, zum Teil aus der linearen Interpolation bei Endzuständen, die nur für umliegende Energien bekannt waren. Die η -Produktion ist beinahe, ρ^0 - und ω -Produktion komplett orthogonal zu den anderen Bedingungen. Daher gehen sie direkt in die Wirkungsquerschnitte für die Resonanzzustände ein; die genaue Fehlerangabe ist somit für das Ergebnis der Minimierung nicht entscheidend.

Resonanzzustand	σ_{QR} (mb)	σ_{ATA} (mb)
pp	17.8	17.8
$p\Delta^+$	3.756	3.756
$pN(1440)^+$	5.511	5.511
$n\Delta^{++}$	10.928	10.928
$p\Delta^{++}\pi^-$	1.226	1.226
$p\Delta^0\pi^+$	2.933	2.933
$pN(1440)^+\pi^0$	4.462	4.462
$pN(1535)^+$ (η resonant)	0.155	0.155
$pp\eta$ (η nicht-resonant)	0.050	0.050
$pp\eta\pi^0$	0.029	0.029
$pn\eta\pi^+$	0.029	0.029
$pp\eta\pi^+\pi^-$	0.0069	0.0069
$pp\eta\pi^0\pi^0$	0.0069	0.0069
$pp\rho^0$ (nicht-resonant)	0.060	0.060
$pp\omega$ (nicht-resonant)	0.060	0.060

Tabelle B.3: Liste der Resonanzzustände.

B.2 Pluto++-basierte Produktion eines pp -Cocktails

Zur Produktion der Ereignisse, die später mit der Detektorsimulation und der Analyse verarbeitet werden sollen, wurde eine Pluto++-basierte Anwendung geschrieben, die die im vorherigen Abschnitt berechneten Resonanzwirkungsquerschnitte einsetzt.

Die Vorgehensweise war im einzelnen:

1. Setzen der relativen Produktionswirkungsquerschnitte für die Resonanzzustände als Verzweungsverhältnisse für ein virtuelles Teilchen mit dem Kollisionsviererimpuls
2. Eventuelle Anreicherung einzelner seltener Kanäle, im vorliegenden Fall

²Endzustände, für die keine Daten bei $E_{\text{kin}} = 2.2$ GeV existieren, wurden linear im Impuls interpoliert.

- alle Zustände mit einem η -Meson in einem der Endzustände – Anreicherung um Faktor 30
 - Vektormesonproduktion – Anreicherung um Faktor 100
3. Protokollierung des nicht-angereicherten und des angereicherten totalen Wirkungsquerschnitts für spätere Normierung
 4. Setzen der Verzweungsverhältnisse für alle zerfallenden Teilchen
 5. Festlegung der Winkelverteilungen für die η -Produktion auf die in [Bal01] gemessene Parametrisierung
 6. Setzen der Strahlparameter (Verschmierung in θ , Verkippung)
 7. Festlegen des Ausgabeformats, der Ausgabedatei und Starten der Berechnung

Skalierungsfaktoren

Durch die Anreicherung einiger Kanäle müssen nach der Analyse der Ereignisse alle Reaktionen reskaliert werden: Der totale Wirkungsquerschnitt wurde erhöht, und damit der Anteil der nicht angereicherten Kanäle verringert. Der nicht angereicherte simulierte totale Wirkungsquerschnitt beträgt

$$\sigma_{\text{tot}} = 47.01 \text{ mb} \quad (\text{B.18})$$

Gewichtet man allerdings jede Reaktion mit ihrem Anreicherungsfaktor, erhält man einen totalen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{\text{enh}} = 66.94 \text{ mb} \quad (\text{B.19})$$

Nicht angereicherte Reaktionen werden demnach mit einem Faktor

$$\frac{\sigma_{\text{tot}}}{\sigma_{\text{enh}}} \quad (\text{B.20})$$

unterdrückt, müssen also mit dem Kehrwert

$$\frac{\sigma_{\text{enh}}}{\sigma_{\text{tot}}} = 1.424 \quad (\text{B.21})$$

gewichtet werden. Mit einem Faktor E angereicherte Reaktionen werden dagegen mit

$$\frac{\sigma_{\text{enh}}}{E \cdot \sigma_{\text{tot}}} \quad (\text{B.22})$$

gewichtet also mit

$$\frac{\sigma_{\text{enh}}}{E_{\eta} \cdot \sigma_{\text{tot}}} = 0.04746 \quad (\text{B.23})$$

$$\frac{\sigma_{\text{enh}}}{E_{\text{VM}} \cdot \sigma_{\text{tot}}} = 0.01424 \quad (\text{B.24})$$

Diese Vorgehensweise dient dazu, den statistischen Fehler in simulierten Spektren zu reduzieren. Andernfalls wäre es notwendig, zur Beschreibung von Reaktionen, deren Messung statistisch begrenzt ist, eine dem Experiment mindestens vergleichbare Menge an Ereignissen zu simulieren.

Verzweigungsverhältnisse

Zur Erzeugung des Cocktails wurden die in Tabelle B.4 und Tabelle B.5 aufgeführten Zerfälle berücksichtigt, wobei meist die mit [Yao06] verträglichen Standardwerte verwendet wurden. Lediglich wenige von `Pluto++` bisher nicht berücksichtigte, aber möglicherweise interessante Fälle wurden ergänzt, während einige andere problematische Fälle entfernt wurden. Die in der Arbeit am meisten beachtete Ergänzung ist die Aufnahme des Zweikörperzerfalls $\eta \rightarrow e^+e^-$ mit dem maximal möglichen Verzweigungsverhältnis. Wie Abbildung 6.13 zeigt, wäre dieser von Spektrometer signifikant messbar.

Zerfall	Verzweigungs- verhältnis
$N(1440)^+ \rightarrow p\pi^0$	0.22
$N(1440)^+ \rightarrow n\pi^+$	0.44
$N(1440)^+ \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$	0.12
$N(1440)^+ \rightarrow \Delta^+\pi^0$	0.08
$N(1440)^+ \rightarrow \Delta^0\pi^+$	0.04
$N(1440)^+ \rightarrow p\pi^0\pi^0$	0.033
$N(1440)^+ \rightarrow p\pi^-\pi^+$	0.066
$N(1535)^+ \rightarrow p\pi^0$	0.15
$N(1535)^+ \rightarrow n\pi^+$	0.30
$N(1535)^+ \rightarrow p\pi^0\pi^0$	0.033
$N(1535)^+ \rightarrow p\pi^+\pi^-$	0.066
$N(1535)^+ \rightarrow p\eta$	0.45
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	0.394
$\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$	0.325
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	0.226
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	0.0468
$\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$	0.0060
$\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$	0.00031
$\eta \rightarrow e^+e^-$	$7.7 \cdot 10^{-5}$
$\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$	$5.8 \cdot 10^{-6}$
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$	$4.0 \cdot 10^{-4}$

Tabelle B.4: Liste der speziell für die vorliegende Simulation angepassten Verzweigungsverhältnisse [Yao06][Hol06].

Winkelverteilungen

Die meisten Zerfälle folgen hierbei einer isotropen Winkelverteilung, lediglich für einige wenige Ausnahmen werden stattdessen Winkelverteilungen verwendet, die aus Messungen extrahiert werden. Dies betrifft die stark polarisierte Produktion der Δ -Resonanz, sowie die Parametrisierung der η -Produktion aus

Zerfall	Verzweigungs- verhältnis
$\Delta^0 \rightarrow p\pi^-$	0.33
$\Delta^0 \rightarrow n\pi^0$	0.66
$\Delta^0 \rightarrow n\gamma$	0.0055
$\Delta^0 \rightarrow e^+e^-n$ (Dalitz)	0.00004
$\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$	0.66
$\Delta^+ \rightarrow n\pi^+$	0.33
$\Delta^+ \rightarrow p\gamma$	0.0055
$\Delta^+ \rightarrow e^+e^-p$ (Dalitz)	0.00004
$\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$	1.0
$\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	0.999909
$\rho^0 \rightarrow e^+e^-$	0.000045
$\rho^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.000046
$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	0.888
$\omega \rightarrow \pi^0\gamma$	0.085
$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-$	0.017
$\omega \rightarrow e^+e^-\pi^0$ (Dalitz)	0.00059
$\omega \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^0$	0.000096
$\omega \rightarrow e^+e^-$	0.000071
$\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.00008
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	0.988
$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ (Dalitz)	0.012

Tabelle B.5: Liste der in der Pluto++-Standardkonfiguration vorhandenen Verzweigungsverhältnisse.

DISTO-Messungen nach Gleichung B.25 [Frö07a]:

$$P(\cos \vartheta, \frac{m_{\text{inv}}}{m_\eta}) = \frac{1 + (0.374 + 2.767 \cos \vartheta + 5.075 \cos^2 \vartheta) \left(\frac{m_{\text{inv}}}{m_\eta}\right)^2}{2} \quad (\text{B.25})$$

Anhang C

Methoden für die inklusive e^+/e^- -Analyse

Dieser Anhang beschäftigt sich mit Methoden, die auf die pp -Daten angewendet werden, aber eigentlich aus der Analyse der Schwerionendaten stammen, und folglich keine Annahmen über die vollständige Messung aller an einer Reaktion teilnehmenden Partner machen. Hiermit sind nur inklusive Aussagen möglich, die aber auch zum Vergleich mit Schwerionendaten unerlässlich sind.

C.1 Normierung der Daten mit e^+/e^- -Anreicherung

HADES verwendet, um in seinem Datenstrom die seltenen Ereignisse mit Elektronen oder Positronen anzureichern, eine zweistufige Triggerlogik, d. h. nachdem die Grundbedingung des LVL1-Triggers erfüllt worden ist, werden die Ereignisse nicht gleich dem Massenspeicher zugeführt, sondern stattdessen zunächst durch einen in programmierbarer Hardware implementierten weiteren Filter geschleust. Dieser

- sucht mit schneller Bildverarbeitung in einzelnen Detektoren der Teilchenidentifikation nach Signaturen für e^+/e^- , nämlich
 - Ringe auf der Kathodenebene des *RICH*
 - Treffer mit geringer Flugzeit in der Flugzeitwand
 - bei kleinen Polarwinkeln zusätzlich Ausbildung von Schauersignalen in den Bleikonvertern des *PreShower*-Detektors
- diese Verarbeitungsstufe wird mit *Imaging* bezeichnet
- selektiert nur Kombinationen aus Leptonensignaturen, die eine räumliche Korrelation besitzen – diesen Prozess nennt man *Matching*

Durch dieses Verfahren wird eine Datenreduktion erreicht, welche durch das Verhältnis $\frac{N_{\text{positiv bewertete Ereignisse}}}{N_{\text{alle Ereignisse}}}$ charakterisiert ist. Dieses Verhältnis wird als *LVL2-Unterdrückung* (σ_{LVL2}) bezeichnet.

Die Anreicherung des e^+/e^- -Gehalts funktioniert – gemessen an den Ergebnissen der Offline-Datenanalyse – in zweierlei Hinsicht nicht perfekt:

- Zum einen werden viele Ereignisse weitertransportiert, die trotz der Leptonensignatur später nicht zum Signal beitragen. Dies ist nicht weiter problematisch, so lange die Kapazitäten zur Speicherung dieser Ereignisse nicht die Leistung der Datenaufnahme limitieren. Die in diesem Zusammenhang zu nennende Kenngröße ist die *Anreicherung* (α_{LVL2}), d. h. das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten $\frac{P_{\text{LVL2}}}{P_{\text{LVL1}}}$, für e^+e^- -Signalpaare in angereicherten bzw. nicht angereicherten Ereignissen.
- Zum anderen verwirft der LVL2-Trigger auch Ereignisse, in denen aber die Offline-Analyse e^+e^- -Signalpaare gefunden hätte. Der Anteil des verbliebenen Signals am gesamten Signalgehalt wird mit der LVL2-Effizienz (ϵ_{LVL2}) bezeichnet¹.

Sowohl die Anreicherung, als auch die für die Normierung des gemessenen Signals notwendige LVL2-Effizienz kann nur bestimmt werden, indem die Datenaufnahme neben den Daten, die durch den LVL2-Trigger gefiltert wurden, noch eine zweite ungefilterte Ereignismenge dem Massenspeicher zuführt. Zweckmäßigerweise geschieht dies etwa durch das Untersetzen der Ausgangsdaten mit einem festen Faktor n , d. h. jedes n -te Ereignis wird markiert und ohne Berücksichtigung des Filterergebnisses dem Massenspeicher zugeführt. Hierbei wird n als *Untersetzungsfaktor* oder DS^2 bezeichnet, alle Ereignisse mit dieser Markierung stellen eine um den Faktor n reduzierte, aber repräsentative Auswahl aller Primäreignisse dar; die Markierung selbst wird als *DS-flag* bezeichnet. Notwendig ist zusätzlich, dass auch in den untersetzten Daten die Entscheidung des Filters vorliegt, die im Nachfolgenden mit *LVL2-positiv* bzw. *LVL2-negativ* genannt wird.

Abbildung C.1 zeigt die Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Markierungen und der Häufigkeit des Auftretens der entsprechenden Ereignisse. Hierbei entspricht die horizontale Aufteilung der gesamten Ereignismenge der Entscheidung zum Setzen des *DS-flag* und die vertikale Aufteilung der physikalischen LVL2-Entscheidung. Die daraus resultierenden Untermengen an Ereignissen werden mit den arabischen Ziffern 1–4 bezeichnet, während das jeweils darin enthaltene Signal mit den römischen Ziffern I–IV bezeichnet wird.

Aus der Tatsache, dass die Markierung *DS-flag* ohne Ansehen des Ereignisses selbst gesetzt wird, ergeben sich abgesehen von statistischen Fluktuationen folgende Identitäten:

¹Demnach hängt die genaue Definition der LVL2-Effizienz von der Definition des Signals ab. So wird z. B. manchmal die *Einzeleptoneneffizienz* angegeben, bei der jedes Ereignis mit mindestens einem in der Analyse identifizierten e^+ oder e^- zum Signal beiträgt. Letztlich interessant für die Normierung des Paarsignals ist allerdings die Effizienz für Signalpaare. Da das Signal bei *HADES* errechnet wird, indem von der Gesamtheit der e^+e^- -Paare in einem Spektrum jeweils ein Untergrund abgezogen wird, der aus korrespondierenden e^+e^+ - und e^-e^- -Spektren errechnet wird, ist für eine richtige Normierung des Weiteren zwingend, dass sich die in den Dimensionen der Ergebnisspektren differenzielle Effizienz für den Untergrund nicht wesentlich von der für alle e^+e^- -Paare unterscheidet. Nur in diesem Fall ist dieser Abzug des Untergrunds überhaupt korrekt.

²von engl.: *Downscaling Factor*

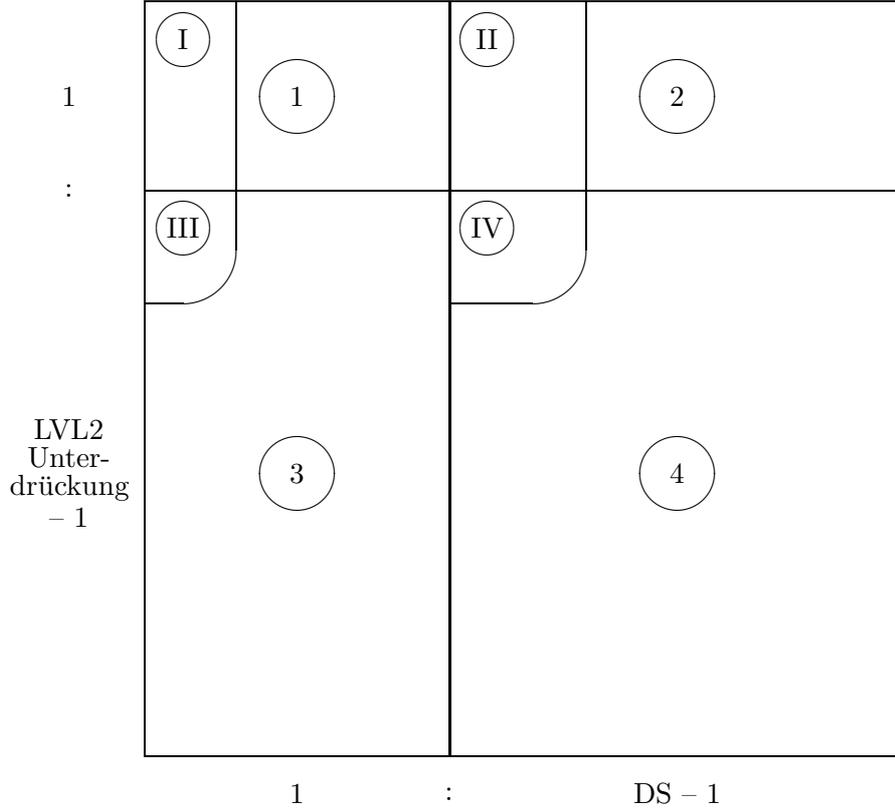


Abbildung C.1: Aufteilung in Ereignisse mittels dreier Kriterien: *DS-flag* oder *nicht DS-flag* (links/rechts), *LVL2-positiv* oder *LVL2-negativ* (oben/unten), und schließlich *trägt zum Signal bei* oder *trägt nicht zum Signal bei* (innerhalb/außerhalb der beiden Abtrennungen links oben)

$$\frac{N_1}{N_3} = \frac{N_2}{N_4} \quad (\text{C.1})$$

$$\frac{N_I}{N_{III}} = \frac{N_{II}}{N_{IV}} \quad (\text{C.2})$$

$$\frac{N_I}{N_1} = \frac{N_{II}}{N_2} \quad (\text{C.3})$$

$$\frac{N_{III}}{N_3} = \frac{N_{IV}}{N_4} \quad (\text{C.4})$$

$$(\text{DS} - 1) \cdot N_1 = N_2 \quad (\text{C.5})$$

$$(\text{DS} - 1) \cdot N_3 = N_4 \quad (\text{C.6})$$

$$(\text{DS} - 1) \cdot N_I = N_{II} \quad (\text{C.7})$$

$$(\text{DS} - 1) \cdot N_{III} = N_{IV} \quad (\text{C.8})$$

Leicht aus den Daten und der Analyse zugänglich sind die Werte für die Gesamtzahl der Ereignisse bzw. Signalkaare unter lediglich einer der beiden Bedingungen *DS-flag* oder *LVL2-positiv*:

$$N_{\text{DS-flag}} = N_1 + N_3 \quad (\text{C.9})$$

$$N_{\text{LVL2-positiv}} = N_1 + N_2 \quad (\text{C.10})$$

$$N_{\text{Signal in DS-flag}} = N_{\text{I}} + N_{\text{III}} \quad (\text{C.11})$$

$$N_{\text{Signal in LVL2-positiv}} = N_{\text{I}} + N_{\text{II}} \quad (\text{C.12})$$

Im Datenstrom befinden sich die Ereignisse aus den Bereichen 1–3. Die Gesamtanzahl der dem LVL2-Trigger zugeführten Ereignisse ist dann:

$$N_{\text{LVL1}} = \text{DS} \cdot (N_1 + N_3) \quad (\text{C.13})$$

$$= \text{DS} \cdot N_{\text{DS-flag}} \quad (\text{C.14})$$

Die von uns gesuchten Informationen σ_{LVL2} , α_{LVL2} und ϵ_{LVL2} ergeben sich als:

$$\sigma_{\text{LVL2}} = \frac{N_1 + N_3}{N_1} \quad (\text{C.15})$$

$$= \frac{\text{DS} \cdot (N_1 + N_3)}{N_1 + N_2} \quad (\text{C.16})$$

$$= \frac{\text{DS} \cdot N_{\text{DS-flag}}}{N_{\text{LVL2-positiv}}} \quad (\text{C.17})$$

$$\alpha_{\text{LVL2}} = \frac{\frac{N_{\text{I}}}{N_1}}{\frac{N_{\text{I}} + N_{\text{III}}}{N_1 + N_3}} \quad (\text{C.18})$$

$$= \left(\frac{N_{\text{I}} + N_{\text{II}}}{N_1 + N_2} \right) \cdot \left(\frac{N_1 + N_3}{N_{\text{I}} + N_{\text{III}}} \right) \quad (\text{C.19})$$

$$= \frac{N_{\text{DS-flag}}}{N_{\text{LVL2-positiv}}} \cdot \frac{N_{\text{Signal in LVL2-positiv}}}{N_{\text{Signal in DS-flag}}} \quad (\text{C.20})$$

$$\epsilon_{\text{LVL2}} = \frac{N_{\text{I}}}{N_{\text{I}} + N_{\text{III}}} \quad (\text{C.21})$$

$$= \frac{N_{\text{I}} + N_{\text{II}}}{\text{DS} \cdot (N_{\text{I}} + N_{\text{III}})} \quad (\text{C.22})$$

$$= \frac{N_{\text{Signal in LVL2-positiv}}}{\text{DS} \cdot N_{\text{Signal in DS-flag}}} \quad (\text{C.23})$$

C.2 Bestimmung des Zweiteilchenvertex

Zur Unterdrückung von e^+e^- -Paaren, die nicht aus dem selben Vertex stammen, wurde unter anderem der Vertex und der minimale Abstand der beiden Teilchenspuren berechnet.

Die dazu notwendigen Informationen waren, unter der Annahme, dass sich die Spuren im Bereich von ihren Aufpunkten in der Nähe des Targets bis zum potenziellen Vertex im feldfreien Raum befinden und daher geradlinig verlaufen:

1. Für beide Spuren ($i=1,2$) jeweils ein Aufpunkt $\vec{v}_{\text{off},i}$, gegeben in der Datenstruktur des inneren Segments mit den Zylinderkoordinaten $z_i, r'_i, \phi_{\text{off},i}$ ³
2. die Richtung der Spuren $\vec{v}_{\text{dir},i}$ in Kugelkoordinaten $\vartheta_i, \phi_{\text{dir},i}$, gegeben durch den Impulsvektor \vec{p}_i , der von den Impulsrekonstruktionsalgorithmen geliefert wird

Nun muss für den Ort nächster Annäherung gelten, dass der Verbindungsvektor \vec{d} senkrecht auf den beiden Richtungsvektoren $\vec{v}_{\text{dir},i}$ steht. Dies bestimmt die Richtung von \vec{d} zu:

$$\vec{d} = \frac{a}{|\vec{d}|} \cdot (\vec{v}_{\text{dir},1} \times \vec{v}_{\text{dir},2}) \quad (\text{C.24})$$

wobei a der kürzeste Abstand der beiden Spuren ist. Der Fall, dass die beiden Spuren exakt parallel zueinander liegen, wird hierbei nicht betrachtet, da die Wahrscheinlichkeit hierfür vernachlässigbar gering ist, sobald dafür Sorge getragen wird, dass nicht zweimal derselbe Impulsvektor verwendet wird.

Weiter muss gelten:

$$\vec{v}_{\text{off},1} + l_1 \cdot \vec{v}_{\text{dir},1} + \vec{d} = \vec{v}_{\text{off},2} + l_2 \cdot \vec{v}_{\text{dir},2} \quad (\text{C.25})$$

Hierbei verschieben die l_i die Punkte geringsten Abstands entlang der Spuren. Da es sich bei Gleichung C.25 um dreidimensionale Vektoren handelt, ergibt sich ein Gleichungssystem mit drei Gleichungen für die drei Unbekannten l_1, l_2 und a :

$$M \cdot \vec{x} = \Delta \vec{v}_{\text{off}} \quad (\text{C.26})$$

mit

$$M = (\vec{v}_{\text{dir},1}, \vec{v}_{\text{dir},2}, \frac{\vec{d}}{|\vec{d}|}) \quad (\text{C.27})$$

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} l_1 \\ -l_2 \\ a \end{pmatrix} \quad (\text{C.28})$$

$$\Delta \vec{v}_{\text{off}} = \vec{v}_{\text{off},2} - \vec{v}_{\text{off},1} \quad (\text{C.29})$$

Nach der Cramerschen Regel kann die Lösung des Gleichungssystems bestimmt werden als

$$x_i = \frac{\det(M_i)}{\det(M)} \quad (\text{C.30})$$

wobei M_i aus M mittels Ersetzen der i -ten Spalte durch den Vektor $\Delta \vec{v}_{\text{off}}$ gewonnen wird, z. B.:

$$M_1 = (\Delta \vec{v}_{\text{off}}, \vec{v}_{\text{dir},2}, \frac{\vec{d}}{|\vec{d}|}) \quad (\text{C.31})$$

Nach der Bestimmung von \vec{x} erhält man:

³durch die Wahl des Aufpunktes als Punkt mit dem geringsten Abstand zur z -Achse ist die $\phi_{\text{off},i}$ -Koordinate des Aufpunktes mit der $\phi_{\text{dir},i}$ -Koordinate des Richtungsvektors über die Beziehung $\phi_{\text{off},i} = \phi_{\text{dir},i} - \frac{\pi}{2}$ verknüpft

1. Den minimalen Abstand der beiden Spuren a
2. Den Abstandsvektor $a \cdot \frac{\vec{d}}{|\vec{d}|}$
3. Den Vertex der beiden Spuren als Mittelpunkt der Verbindungsstrecke zwischen den beiden Punkten nächster Annäherung: $\vec{v}_{\text{off},1} + l_1 \cdot \vec{v}_{\text{dir},1} + \frac{a}{2} \frac{\vec{d}}{|\vec{d}|} = \vec{v}_{\text{off},2} + l_2 \cdot \vec{v}_{\text{dir},2} - \frac{a}{2} \frac{\vec{d}}{|\vec{d}|}$

Hierbei wird eine eventuell unterschiedliche Präzision der Spurkoordinaten nicht berücksichtigt.

C.3 Selektionen in der Einzelleptonenanalyse

Zur Selektion von Spuren, die auf e^+ / e^- zurückzuführen sind, existieren eine Reihe von Bedingungen. Diese betreffen einerseits das Signal der einzelnen Detektoren zur Teilchenidentifikation, andererseits die räumliche Korrelation dieser Treffer zu den Detektoren der Spurrekonstruktion. Einige der Selektionsschritte sind dabei impulsabhängig.

C.3.1 Spurselektion

Selektionen auf Spureigenschaften haben vor allem die Aufgabe, solche Spuren zu eliminieren, deren Spursegmente eigentlich gar nicht alle von dem gleichen Teilchen herrühren. Dazu werden verschiedene standardisierte Minimierungsfunktionale bewertet, die

- die Korrelation zwischen Spursegmenten und den dazugehörigen Treffern in den Detektoren der Teilchenidentifikation,
- die Korrelation zwischen innerem und äußerem Spursegment und
- die Abstände der Treffer zur finalen Trajektorie aus der Runge-Kutta-Integration

quantifizieren. Darüber hinaus müssen noch Dubletten entfernt werden, die durch Korrelation einer Spur mit mehreren Treffern in *META*-Detektoren erzeugt wurden. Dies geschieht oft in Regionen, in denen mehrere Detektoren überlappen, z. B. an der Nahtstelle zwischen *PreShower* und *TOF*. Dabei wird jeweils das Korrelationspaar ausgewählt, das die beste Korrelation zwischen äußerem Segment und *META*-Treffer hat, die übrigen Kombinationen werden verworfen⁴.

⁴diese Vorgehensweise rettet im Vergleich zum üblichen Algorithmus Signal, da eine der späteren Bedingungen für gute Spuren ist, keine *Shared Hits* zu besitzen, d. h. jede Spur muss jeden ihrer Treffer exklusiv beinhalten. Also würden ansonsten später beide Spuren entfernt.

C.3.2 *RICH*-Eigenschaften

Filter auf die Eigenschaften der *RICH*-Ringe dienen in erster Linie dazu, Ringkandidaten zu entfernen, die unter den folgenden Bedingungen entstanden sind:

- Zufällig aus rauschenden Pads (niedrige mittlere Ladung)
- Mithilfe von Fragmenten echter Ringe im Abstand des etwa doppelten Ringradius zu diesen (großer Abstand des Schwerpunktes vom Ringmittelpunkt)
- Aus Spurstücken geladener Reaktionsprodukte, die die Detektorfläche des *RICH* direkt erreicht haben (falsche Form)

Entsprechend werden die in Tabelle C.1 aufgezählten Filter angewendet. Da der LVL2-Trigger Kriterien anwendet, die mit manchen dieser Filter korreliert, im Allgemeinen aber schwächer sind, unterdrückt die Offline-Analyse nur noch relativ wenige Ringkandidaten. Zusätzlich zu den genannten vier Bedingungen reduziert eine Korrelation $\Delta\vartheta < 1.7^\circ$ und $\Delta\varphi \sin\vartheta < 1.7^\circ$ den Untergrund an Ringkandidaten, die überhaupt nicht von einer wahren Teilchenspur abstammen, deutlich. Aufgrund der Natur der zu unterdrückenden Ringkandidaten ist eine Impulsabhängigkeit der Parameter nicht sinnvoll.

Variable	Bedingung
<i>Padanzahl</i>	≥ 5
<i>Mittlere Ladung</i>	≥ 4.0
<i>Pattern Matrix</i>	≥ 150
<i>Exzentrizität</i>	≤ 2.8

Tabelle C.1: *RICH*-Bedingungen

C.3.3 Flugzeit

Da die Leptonen alle Geschwindigkeiten $\beta \approx 1$ haben, kann die Reinheit der Leptonenkandidatenauswahl nach der Rekonstruktion der Flugzeit durch eine – im Allgemeinen impulsabhängige – Bedingung auf die Geschwindigkeit β erhöht werden. Abbildung C.2 zeigt die Geschwindigkeitsverteilungen für wahre e^+ / e^- aus der Simulation.

Da *TOF* und *TOFino* unterschiedliche Zeitauflösungen besitzen, mussten die Fenster einzeln für die beiden Subsysteme des *META*-Detektors angepasst werden. Die Bedingungen im Einzelnen finden sich in Tabelle C.2.

C.3.4 *PreShower*

Zur Analyse der Daten des *PreShower* gibt es zwei verschiedene Algorithmen, deren primäre Aufgabe es allerdings ist, die Kontamination der Leptonenkandidaten bei hohen Impulsen $p > 400 \text{ MeV}/c$ zu reduzieren. In diesem Bereich ist nur eine sehr geringe Anzahl an Leptonen zu finden, während im Laborsystem bei Vorwärtswinkeln noch sehr viele Hadronen allein aufgrund der Schwerpunktsbewegung Impulse in dieser Größenordnung aufweisen.

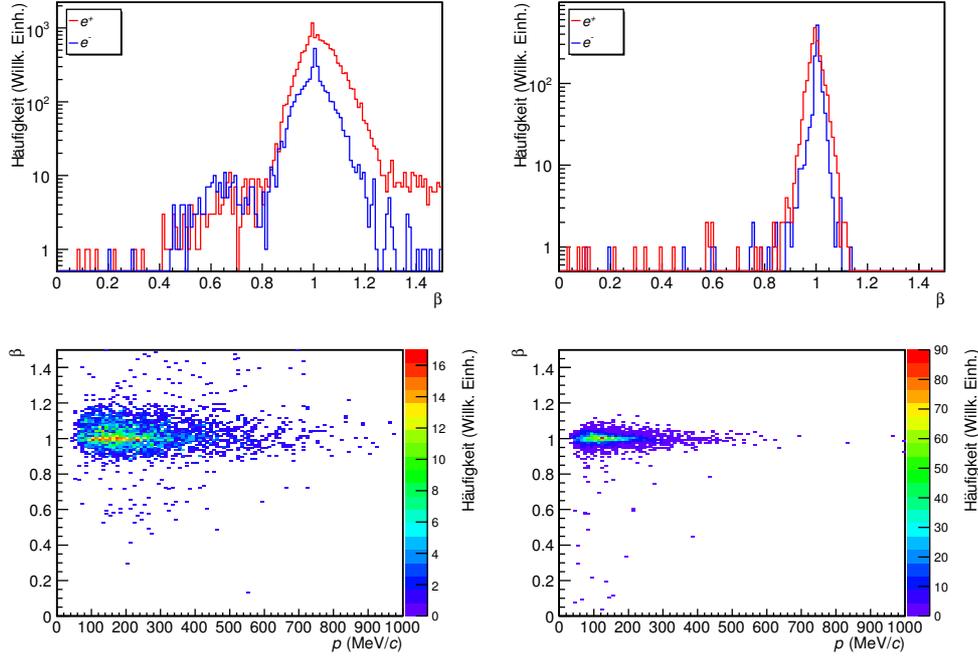


Abbildung C.2: Geschwindigkeitsverteilungen wahrer Leptonen in der Simulation. Die oberen beiden Abbildungen zeigen die Verteilungen getrennt nach e^+ und e^- in den unteren beiden Abbildungen sind beide Verteilungen zusammengefasst und gegen den Impuls aufgetragen. Links befindet sich jeweils das *TOFino*-Subsystem, rechts Treffer im *TOF*. Die Spure, deren Geschwindigkeit aus der Flugzeitrekonstruktion „per Definition“ $\beta = 1$ ist, wurden aus den gezeigten Spektren entfernt.

Subsystem	Impulsintervall	Bedingung
<i>TOF</i>	Alle p	$0.938 < \beta < 1.086$
<i>TOFino</i>	$p < 900 \text{ MeV}/c$	$0.827 < \beta$
<i>TOFino</i>	$900 \text{ MeV}/c < p$	$0.927 < \beta$

Tabelle C.2: Flugzeitbedingungen. Für die Geschwindigkeit wurde – entsprechend der in Abbildung C.2 zu sehenden Verteilung – keine obere Grenze angewendet.

Bei dieser hohen Selektionskraft ist allerdings die Reduktion des Signals unvermeidbar: Leptonen mit Impulsen $p < 200 \text{ MeV}/c$ haben im Standardmodus nur etwa eine Wahrscheinlichkeit von 80 %, von der *PreShower*-Bedingung akzeptiert zu werden. Demgegenüber steht im Falle des *pp*-Experiments eine so geringe Kontamination, dass einer der Algorithmen für eine höhere Akzeptanzrate angepasst wurde. Die Algorithmen sind:

maxF Das Verhältnis aus dem Signal im Detektor vor den Bleikonvertern (s_{pre}) zu dem größeren der beiden Signale hinter dem ersten bzw. zweiten Bleikonvertern ($s_{\text{post}1/2}$) wird gebildet und mit einer unteren Schwelle

verglichen, die eine Funktion des Impulses ist – genauer: ein Polynom dritten Grades. Abbildung C.3 zeigt den Verlauf der Schwelle im Standardmodus. Eine quadratische Funktion des Impulses wird außerdem als obere Schwelle für das Signal s_{pre} angewendet.

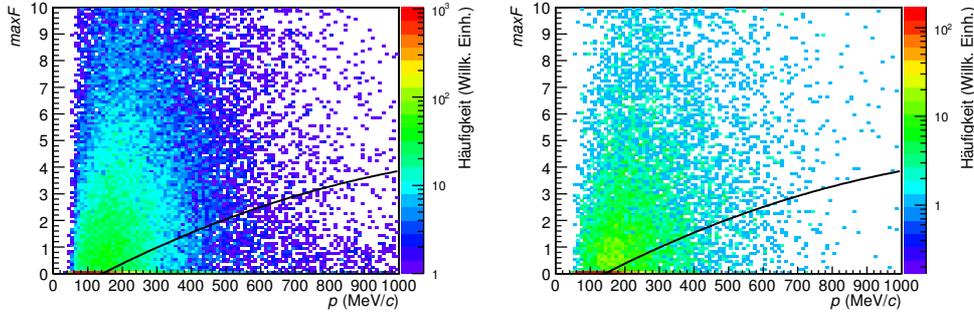


Abbildung C.3: Polynomfunktion des $maxF$ -Algorithmus zur Selektion von e^+/e^- mit dem *PreShower*-Detektor; aufgetragen ist jeweils das Maximum aus $\frac{s_{\text{post1}}}{s_{\text{pre}}}$ und $\frac{s_{\text{post2}}}{s_{\text{pre}}}$ gegen p . Im linken Bild ist der Algorithmus angewendet auf Experimentdaten, rechts auf ansonsten korrekt erkannte Leptonen in Simulationsdaten. Die schwarze Linie zeigt das Polynom in Abhängigkeit von p , das zur Selektion verwendet wird; lediglich Spuren oberhalb dieser Grenze werden als e^+/e^- identifiziert.

SumDiff $s_{\text{post1}} + s_{\text{post2}} - s_{\text{pre}}$ wird als mittleres Signal interpretiert und erreicht durch Erhöhung der Anzahl der so genannten *MIPs*⁵ bei einsetzender Schauerbildung höhere Werte. Der Einfachheit halber wurden hier Parameter für eine im Impuls lineare Filterfunktion erzeugt. Die Filterfunktion lässt sich als mathematisch formulieren:

$$\frac{s_{\text{post1}} + s_{\text{post2}} - s_{\text{pre}}}{\text{Kanal}} + 100 > \left(\frac{p}{\text{MeV}/c} - 100 \right) \cdot \frac{1}{4} \quad (\text{C.32})$$

Abbildung C.4 zeigt den entsprechenden zweidimensionalen Filter.

Die vorgestellte Analyse zeigt, dass bei geringen hadronischen Verunreinigungen des Signals die Relaxation des Filterkriteriums geeignet erscheint. Daher wurde das vorgestellte *SumDiff*-Kriterium im weiteren Verlauf auf die Daten angewendet.

C.4 Selektionen in der Paaranalyse

Nachdem alle Teilchenspuren bewertet und identifiziert worden sind, müssen diese zu Paaren kombiniert werden. Dabei gibt es einige Aufgaben, die in logisch

⁵engl.: *MinimumIonizing Particles* – eigentlich Teilchen, deren Geschwindigkeit im Bereich des minimalen elektrischen Energieverlusts liegen. Oft aber auch für alle Teilchen verwendet, die schneller sind, da der Energieverlust zu höheren Geschwindigkeiten lediglich sehr langsam wieder ansteigt. In diesem Sinne sind *MIPs* hier abgesehen von langsamen Protonen ($p < 1 \text{ GeV}/c$) alle vorkommenden Teilchenspezies.

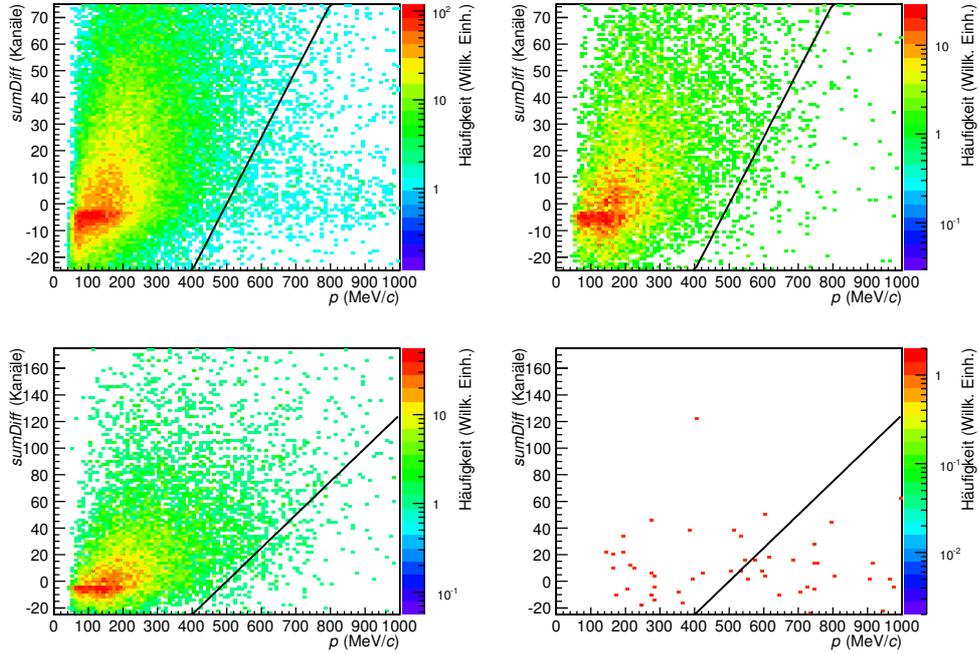


Abbildung C.4: Selektion der e^+ / e^- mit dem *SumDiff*-Algorithmus; zu sehen ist jeweils die Variable $s_{\text{post1}} + s_{\text{post2}} - s_{\text{pre}}$ gegen p aufgetragen. Links oben die Experimentdaten, rechts oben Simulationen, links unten die Kandidaten der Simulation, die aus wirklichen Leptonen stammen, rechts unten die Kandidaten aus der Simulation, die anderen Ursprungs sind. Die schwarze Linie repräsentiert das vereinfachte Filterkriterium, nur Spuren oberhalb der Linie werden akzeptiert.

korrekter Reihenfolge durchgeführt werden müssen. Wo anwendbar wird das für den Schritt verantwortliche Softwaremodul genannt.

1. Ereignisklassifizierung nach der z -Koordinate des Ereignisvertex (**HPairEvtFilter**)
2. Paarbildung (**HPairFiller**) – alle möglichen Kombinationen zweier Spuren, von denen mindestens eine einem Elektron oder Positron zugeordnet ist, werden unabhängig von den Ladungsvorzeichen gebildet.
3. Direkte Filter auf Paare (**HPairFilter**)
4. Rekursive Filter auf Paare (**HPairFilter**)
5. e^+e^- -Selektion – Paare, die ein Hadron enthalten, werden entfernt. Die beiden rekursiven Filter auf Paare, die ein hadronisches Element und ein e^+ / e^- enthalten, verwerfen die letztere Spur. Diese Art der Implementierung sorgt im Wesentlichen dafür, dass nur e^+ / e^- -Spuren für die Paarbildung erhalten bleiben, die nicht durch hadronische Anteile in den Detektortreffern kontaminiert sind – sei es, dass Treffer direkt zu beiden

	Impulsintervall	$MaxF$	$SumDiff$ (modifiziert)
Simulation			
Korrekt akzeptiert	$p < 400 \text{ MeV}/c$	7 071 (67 %)	10 407 (99 %)
Fälschlich akzeptiert	$p < 400 \text{ MeV}/c$	13 (52 %)	23 (92 %)
Total akzeptiert	$p < 400 \text{ MeV}/c$	7 084	10 430
Korrekt verworfen	$p < 400 \text{ MeV}/c$	12 (48 %)	2 (8 %)
Fälschlich verworfen	$p < 400 \text{ MeV}/c$	3 453 (32 %)	117 (1 %)
Total verworfen	$p < 400 \text{ MeV}/c$	3 465	119
Korrekt akzeptiert	$400 \text{ MeV}/c < p$	1 432 (77 %)	1 563 (84 %)
Fälschlich akzeptiert	$400 \text{ MeV}/c < p$	14 (24 %)	7 (12 %)
Total akzeptiert	$400 \text{ MeV}/c < p$	1 446	1 570
Korrekt verworfen	$400 \text{ MeV}/c < p$	44 (76 %)	51 (88 %)
Fälschlich verworfen	$400 \text{ MeV}/c < p$	429 (23 %)	298 (16 %)
Total verworfen	$400 \text{ MeV}/c < p$	473	349
Experiment			
Total akzeptiert	$p < 400 \text{ MeV}/c$	33 270	47 651
Total verworfen	$p < 400 \text{ MeV}/c$	15 067	686
Total akzeptiert	$400 \text{ MeV}/c < p$	5 325	5 649
Total verworfen	$400 \text{ MeV}/c < p$	2 208	1 884

Tabelle C.3: *PreShower*-Bedingungen und ihre Auswirkungen auf Experiment- und Simulationsdaten. Als Leptonenkandidaten wurden lediglich von den anderen Algorithmen akzeptierte Spuren verwendet, die im *META*-Detektor den *PreShower* treffen.

Spuren gehören, sei es, dass Wechselwirkungen zwischen zwei nahe aneinander liegenden Treffern in den *MDC* die Spurparameter beeinträchtigen.

6. Gewichtung der Paare mit dem Produkt der Einzelteilcheneffizienzen (optional; `readPairs`)
7. Kompensation der bei simulierten Paaren eingeführten Gewichtungsfaktoren (`readPairs`)
8. Bildung des totalen e^+e^- -Spektrums und des *LS*-Untergrunds (`readPairs`)
9. Sammlung von Spuren für den *EM*-Untergrund Kombination (`HPairEvtMixer`)
10. Bildung des *EM*-Untergrund (`HPairEvtMixer`)
11. Normierung des *EM*-Untergrund auf den *LS*-Untergrund mit dem Normierungsintervall $150 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} \leq 400 \text{ MeV}/c$
12. Bildung eines Hybriduntergrunds aus *LS*-Untergrund für kleine Massen bis $m_{\text{inv}} \leq 150 \text{ MeV}/c$ und dem *EM*-Untergrund darüber.
13. Intervallweiser Abzug des Hybriduntergrunds vom Signal.

14. Summation der Spektren über die Ereignisklassen.

C.4.1 Paare mit gemeinsamen Detektortreffern

Paare, deren Spuren sich einen ihrer Detektortreffer miteinander teilen, werden verworfen. Bei ihnen ist die Wahrscheinlichkeit besonders groß, dass eine der beiden Spuren ein *fake*, d. h. eine falsche Kombination aus Detektortreffern ist.

C.4.2 Paarvertex

Um Paare zurückzuweisen, die wahrscheinlich eine Spur aus Konversion im *RICH*-Fensterflansch besitzen, wurde ein Filter entwickelt, der als Eingabedaten den Paarvertex sowie die Emissionswinkel ($\vartheta_{1,2}$, $\varphi_{1,2}$) der beiden Spuren erhält. Dabei wird auch der Strahlversatz in der (x, y) -Ebene mit berücksichtigt. Zunächst werden alle Paare entfernt, deren Vertex weiter als 6 mm vom Strahlzentrum bei $(x, y) = (-4.0 \text{ mm}, -2.5 \text{ mm})$ entfernt sind.

Für die weiteren Berechnungen werden die folgenden geometrischen Parameter verwendet:

- Die Vorderkante des Flansches im globalen Koordinatensystem liegt bei $z_f = -40.5 \text{ mm}$
- Der Innenradius des Flansches ist $r_f = 32.0 \text{ mm}$

Diese Werte ergeben sich aus der Betrachtung der technischen Zeichnung in Abbildung C.5. Die rechte Seite zeigt die xy -Ebene in der Targetregion mit einer Spur, die am Vertex V beginnt. Damit lassen sich die Randbedingungen für den Filter aufstellen. Betrachtet werden dazu zwei rechtwinklige Dreiecke SBV und SBO , die als eine gemeinsame Basis die Verbindungsgerade zwischen dem Strahlrohrmittelpunkt O und V und den Schnittpunkt S der Trajektorie mit dem Flansch als Ecke aufweisen. Dann gilt:

$$d \sin(\varphi_d - \varphi_v) = r_f \sin(\varphi'_d - \varphi_v) \quad (\text{C.33})$$

$$r_v + d \cos(\varphi_d - \varphi_v) = r_f \cos(\varphi'_d - \varphi_v) \quad (\text{C.34})$$

φ'_d und d sind unbekannt, gesucht ist d . Quadrieren und addieren der beiden Gleichungen ergibt dann:

$$d^2 + 2r_v d \cos(\varphi_d - \varphi_v) + r_v^2 - r_f^2 = 0 \quad (\text{C.35})$$

$$d_{1,2} = \frac{-2r_v \cos(\varphi_d - \varphi_v) \pm \sqrt{4r_v^2 \cos^2(\varphi_d - \varphi_v) - 4(r_v^2 - r_f^2)}}{2} \quad (\text{C.36})$$

$$= \pm \sqrt{r_f^2 - r_v^2 \sin^2(\varphi_d - \varphi_v)} - r_v \cos(\varphi_d - \varphi_v) \quad (\text{C.37})$$

Dabei muss d positiv sein. Aufgrund der ersten Bedingung ist r_f mindestens 2.9mal so groß wie der Abstand des Vertex vom Zentrum des Flansches O .

Damit ist der Ausdruck unter der Wurzel mindestens um einen Faktor 2.8 größer als r_v . Dementsprechend kommt nur die positive Lösung in Betracht:

$$d = \sqrt{r_f^2 - r_v^2 \sin^2(\varphi_d - \varphi_v)} - r_v \cos(\varphi_d - \varphi_v) \quad (\text{C.38})$$

Damit eine Spur mit den Emissionswinkeln (ϑ, φ) den Flansch nicht durchquert, muss also folgende Beziehung gelten:

$$\frac{d}{\sin \vartheta} < \frac{z_f - z_v}{\cos \vartheta} \quad \text{oder} \quad (\text{C.39})$$

$$\tan \vartheta < \frac{d}{z_f - z_v} \quad (\text{C.40})$$

In Abbildung 6.5 wurde die Grenzlinie in der $z - \vartheta$ -Ebene exemplarisch für $d = r_f$ eingetragen.

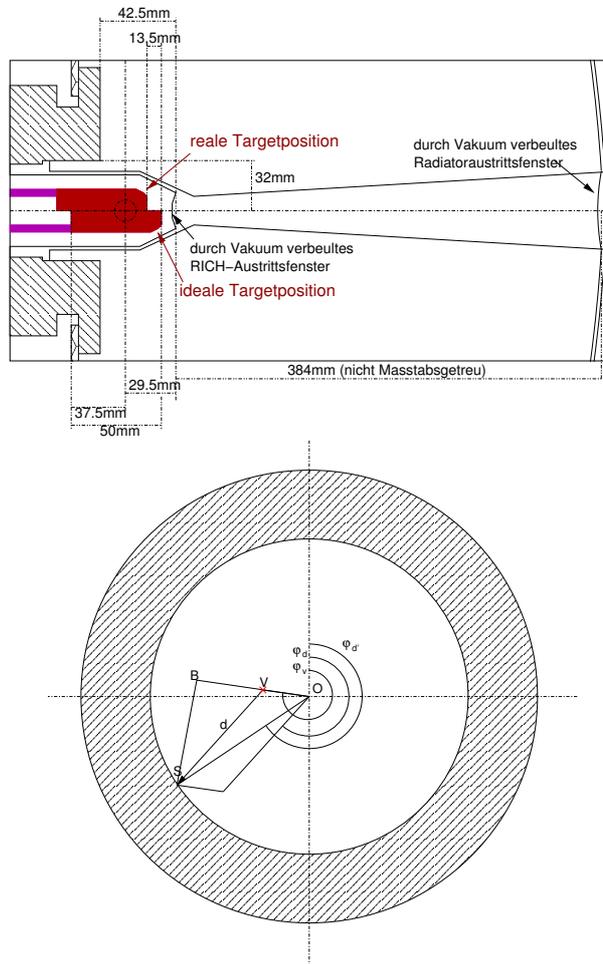


Abbildung C.5: Oben: Technische Zeichnung der Targetregion. Unten: Geometrische Größen für die Berechnung des Überlapps zwischen Teilchentrajektorie und *RICH*-Fensterflansch. Dargestellt ist die xy -Ebene, der Vertexpunkt ist rot markiert.

C.4.3 Untergrundabzug

Für die Simulation ergibt sich eine Problematik durch die eingeführte Anreicherung mancher Kanäle: Stammt das erste Element des Untergrundpaares aus einem Ereignis mit dem Anreicherungsfaktor w_1 und das zweite Element aus einem Ereignis mit dem Anreicherungsfaktor w_2 , so würde bei vollständig unabhängiger Betrachtung ein Gewichtungsfaktor $\frac{1}{w_1 \cdot w_2}$ resultieren; dies ist leicht einzusehen, wenn einer der Gewichtungsfaktoren 1 ist. Kommen allerdings zwei Elemente aus der gleichen Ereignisklasse zusammen, scheint eine Gewichtung mit dem Inversen des gemeinsamen Anreicherungsfaktors, also mit $\frac{1}{w_1/2}$ sinnvoller. Die beiden Extremfälle werden im folgenden mit *kohärenter Gewichtung* ($\frac{1}{\sqrt{w_1 \cdot w_2}}$) bzw. *inkohärenter Gewichtung* ($\frac{1}{w_1 \cdot w_2}$) bezeichnet. Abbildung C.6 zeigt den Vergleich zweier aufeinander normierter Untergrundspektren. Ein signifi-

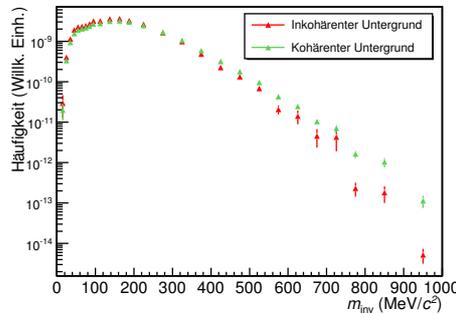


Abbildung C.6: Vergleich zwischen kohärenter (grün) und inkohärenter (rot) Behandlung der Gewichte im Simulationsuntergrund aus Ereignismischung.

kanter Unterschied ist lediglich bei sehr großen invarianten Massen auszumachen, bei denen die Unsicherheit im Signal bereits durch wesentlich größere statistische Fehler in dem totalen e^+e^- -Paarspektrum begrenzt ist. Im weiteren wurde der aus kohärenter Gewichtung gewonnene Untergrund verwendet.

C.4.4 p_T - und Rapiditätsverteilungen

Neben der invarianten Masse können noch weitere Variablen aus den e^+e^- -Paaren extrahiert werden, für die sowohl Effizienzkorrektur, als auch Untergrundabzug grundsätzlich ähnlich zu den für die invariante Masse vorgestellten Verfahren durchgeführt werden können. Im Gegensatz zur invarianten Masse erstrecken sich dort die Verteilungen allerdings nicht über so viele Größenordnungen, was sich positiv auf die statistischen Fehler in den differentiellen Spektren auswirkt. Damit kann sogar auf die Berechnung des kombinatorischen Untergrunds mittels Ereignismischung verzichtet werden. Verteilungen im Transversalimpuls sowie in der Rapidität sind in Abbildung C.7 zu sehen.

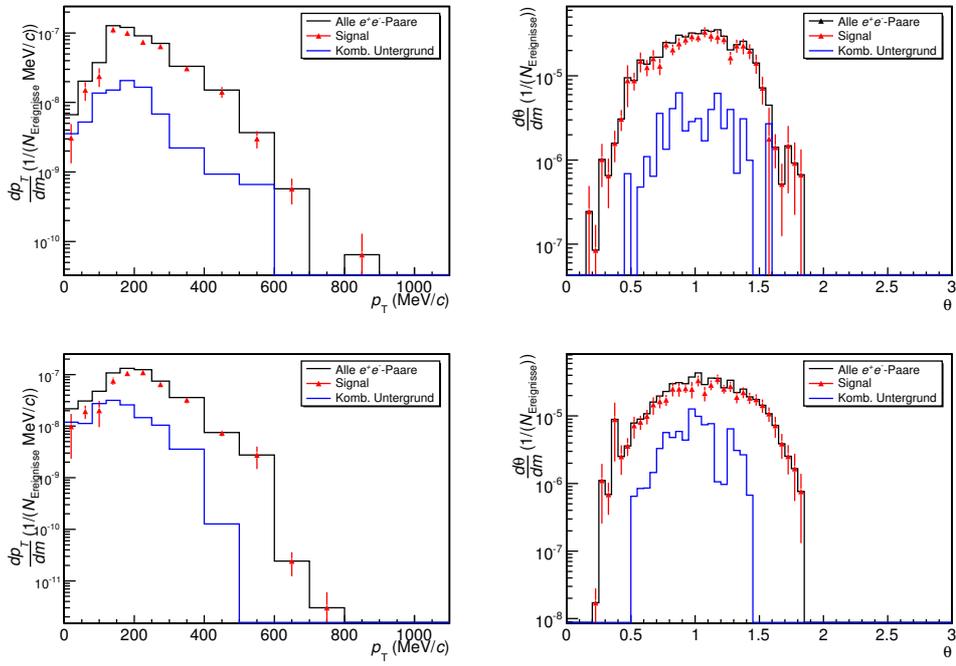


Abbildung C.7: p_T - (links) und Rapiditätsverteilung (rechts) nach der Effizienzkorrektur. Oben sind Experimentdaten, unten Simulationen dargestellt.

Glossar

Akzeptanz Wahrscheinlichkeit, dass die Produkte einer Reaktion die aktive Fläche der Detektoren durchlaufen, die für ihre Messung vorgesehen sind. Die Akzeptanz ist eine Funktion der kinematischen Variablen der Teilchen und im Allgemeinen das Produkt der Akzeptanzen für die einzelnen Reaktionsprodukte gefaltet mit der kinematischen Verteilung der gesuchten Reaktion. Da diese Verteilung bei noch nicht bekannten Reaktionen modellabhängig ist, ist es oft üblich, Daten nicht mit der Akzeptanz zu korrigieren, sondern die Akzeptanz des Detektors als Filter für theoretische Modelle bereitzustellen.

ALICE *A Large Ion Collider Experiment at CERN* – Schwerionenexperiment am neuen \rightarrow *CERN*-Beschleuniger \rightarrow *LHC*

BUU *Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck* – Transporttheorie, die durch Lösen der Boltzmann-Gleichungen unter anderem erlaubt, Schwerionenkollisionen zu berechnen

CERN *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire* – führendes europäisches Forschungszentrum für Kern- und Teilchenphysik in der Nähe von Genf in der Schweiz

CERN-SPS *SuperProtonSynchrotron* – ein am \rightarrow *CERN* aufgebauter Beschleunigerring für Hadronen, der Strahlenergien von bis zu $E_{\text{kin}} \approx 40 - 160$ AGeV liefern kann. Im Zuge der Inbetriebnahme des \rightarrow *LHC* fungiert das CERN-SPS des Weiteren als Vorbeschleunigerstufe.

Cocktail Bezeichnung für die simulierte Mischung aus verschiedenen Reaktionen, die entweder in den tatsächlich vorkommenden Mengenverhältnissen vorliegen, oder aber Gewichtungsfaktoren beinhalten, die es erlauben, spätere Ergebnisse so zu skalieren, dass sie direkt mit Messungen vergleichbar sind.

Colliderexperiment Beschleunigeranlagen, bei denen beide Reaktionspartner vor der Kollision in entgegengesetzter Richtung beschleunigt werden, werden als *Collider* bezeichnet. Experimente an *Collidern* zeichnen sich dadurch aus, dass die gesamte kinetische Energie der Reaktionspartner für inelastische Prozesse (wie Teilchenproduktion) zur Verfügung steht; sie eignen sich also besonders zum Erzielen höchster Energien. Detektoren für *Colliderexperimente* werden typischerweise in Schichten um die

Reaktionszone und mit maximaler Raumwinkelabdeckung gebaut. *Collidorexperimente* sind komplementär zu \rightarrow *Fixed-Target-Experimenten*.

Dalitzplot Zweidimensionale Darstellung der Kinematik eines Dreikörperendzustands: An zwei Achsen wird jeweils die *Missing-Mass* zweier der drei Reaktionsprodukte aufgetragen (die *Missing-Mass* des dritten Pärchens kann dann auf einer dritten Achse abgelesen werden, die in dem Diagramm diagonal verläuft). Eine spezielle Eigenschaft dieser Darstellung ist es, dass gleiche Flächen innerhalb des kinematisch erlaubten Bereichs gleichen Volumen im Phasenraum entsprechen. Damit entspricht einem nicht-resonanten Zerfall eine Gleichverteilung im erlaubten Bereich des Dalitzplots. Häufungen in der *Missing-Mass* entlang einer der Achsen entsprechen dagegen Korrelationen zwischen den beiden Teilchen und deuten auf eine Kopplung dieser an eine Resonanz hin, deren Masse durch eine geeignete Projektion bestimmt werden kann.

DLS *DiLepton Spectrometer* – Experimentaufbau am ehemaligen *BEVALAC*-Beschleuniger am *LNBL* (*Lawrence Berkeley National Laboratory*). Während der Laufzeit des Experiments wurden e^+e^- -Paare aus Reaktionen der elementaren Systeme $p+p$, $p+d$, sowie $p+A$ und $A+A$ bei Strahlenergien $E_{\text{kin}} = 1\text{--}4$ AGeV gemessen; A repräsentiert hier die Kerne ^{12}C und ^{40}Ca . Die erreichte Massenauflösung betrug hierbei etwa 10 %, ebenso war die Statistik der Datennahme durch den zweiarmigen Experimentaufbau mit geringer Raumwinkelabdeckung gegenüber \rightarrow *HADES* limitiert.

Effizienz Wahrscheinlichkeit, ein Signal unter der Voraussetzung nachzuweisen, dass die zur Messung des Signals beteiligten Teilchen in der \rightarrow *Akzeptanz* liegen. Die Effizienz hängt im Allgemeinen von vielen detektornahen Faktoren ab, wie z. B. Spannungen an den Detektoren, Reinheit der Gasmischungen, Rauschen der Elektronik, Triggerbedingungen und nicht zuletzt den genauen Bedingungen, die in der Analyse zur Auswertung der Daten gesetzt wurden. Darüber hinaus ist die Effizienz in der Regel zeitabhängig. Daher werden die Daten typischerweise auf ihre Effizienz korrigiert, bevor sie zum Vergleich mit Theorierechnungen bereitgestellt werden.

ELSA *Elektronen-Stretcher-Anlage* – Elektronenbeschleuniger in Bonn

FAIR *Facility for Antiproton and Ion Research* – Geplanter Ausbau der Beschleunigeranlagen an der \rightarrow *GSI*

Fixed-Target-Experimente Experimente, bei denen ein Reaktionspartner im Laborsystem ruht, werden als *Fixed-Target-Experimente* bezeichnet. Sie zeichnen sich zum einen dadurch aus, dass sie im Allgemeinen höhere Luminositäten erreichen können, da ein stehendes Target selbst im Normalzustand wesentlich höhere Dichten aufweist als ein zweiter Strahl. Zum anderen wird bei großen Strahlenergien durch die hochrelativistische Bewegung des Schwerpunktsystems erreicht, dass lediglich ein relativ geringer Raumwinkel im Laborsystem bereits ein großes Rapiditätsintervall

abdecken kann. Allerdings skaliert bei Strahlenergien, die weit über den Ruhemassen der Reaktionspartner liegen, die für Teilchenproduktion zur Verfügung stehende Energie lediglich mit der Wurzel aus der Strahlenergie. *Fixed-Target-Experimente* sind damit eine komplementäre Technik zu \rightarrow *Colliderexperimenten*.

GEANT Sammlung von Prozeduren zur Simulation aller relevanten physikalischen Prozesse in Detektorsystemen. Enthalten sind unter anderem Spurverfolgung geladener Teilchen im Magnetfeld, Energieverlust und Kleinwinkelstreuung in Materialien, Produktion von Sekundärteilchen durch nukleare Wechselwirkung, γ -Konversion, Erzeugung von δ -Elektronen etc. In der bei \rightarrow *HADES* eingesetzten, nicht mehr weiterentwickelten Version 3.21 liegen die Prozeduren für die Programmiersprache FORTRAN vor und sind Bestandteil der Bibliothekssammlung `cernlib` (<http://cernlib.web.cern.ch/cernlib/>).

GSI Gesellschaft für SchwerIonenforschung mbH in Darmstadt – Internationales Beschleunigerzentrum und Standort des \rightarrow *HADES*-Experiments

HADES *High Acceptance DiElectron Spectrometer* – An der \rightarrow *GSI* aufgebautes Detektorsystem, das speziell zur Messung von e^+e^- -Paaren bei Hadronen- und Schwerionenkollisionen bei kinetischen Energien von etwa 1–2 AGeV konstruiert wurde

hgeant Auf \rightarrow *GEANT* basiertes Programm zur Simulation des Detektorverhaltens von \rightarrow *HADES*. Die vollständige Geometrie des Spektrometers ist in der experimenteigenen Oracle-Datenbank versioniert vorhanden und wird zur Produktion von Simulationsdaten von **hgeant** verwendet. Das Ergebnis kann direkt analysiert oder von \rightarrow **hydra** eingelesen werden, welches den Datenstrom nach Nachbildung der Detektorantwort gleichberechtigt zu Experimentdaten weiterverarbeiten kann. Als Eingabe kann **hgeant** das Ergebnis der Berechnungen verschiedener Ereignisgeneratoren wie z. B. \rightarrow *Pluto++* oder *UrQMD* verwenden, die im Textformat Listen von Ereignissen enthalten, in denen jeweils alle Zerfallsprodukte mit ihrer Teilchensorte, dem Viererimpuls und eventuellen Zusatzinformationen aus der Generierung aufgeführt werden.

HSD *Hadron-String Dynamics* – Implementierung von \rightarrow *BUU*. Nähere Informationen befinden sich unter <http://www.th.physik.uni-frankfurt.de/~brat/hsd.html>.

hydra Auf \rightarrow *ROOT* basiertes Analysepaket für \rightarrow *HADES*, das Lösungsalgorithmen für die Aufgaben

- Detektorkalibration
- Treffersuche
- Trefferkorrelation
- Impulsbestimmung

- Identifikation der Teilchenspezies und
- Teilchengruppierung für weitergehende Analysen

enthält. Des Weiteren sind eine ausgefeilte und versionierte Verwaltung der Analyseparameter, Nachbildung der Detektorantwort für Simulationsdaten⁶ sowie Behandlung von Zusatzinformationen aus der Simulation in allen weiteren Analyseschritten enthalten.

RQMD *Relativistic Quantum Molecular Dynamics* – Mikroskopisches Transportmodell

LHC *Large Hadron Collider* – Am \rightarrow *CERN* im Aufbau befindlicher Beschleuniger für Protonen und Schwerionen für \rightarrow *Colliderexperimente*, in denen bis zu 14 TeV als Schwerpunktsenergie zur Verfügung stehen werden. Die Inbetriebnahme ist für 2007 geplant.

Luminosität Produkt aus Strahlintensität und der Flächendichte der Targetteilchen im Target. Die Reaktionsrate ist das Produkt aus der Luminosität und dem Wirkungsquerschnitt für die entsprechende Reaktion – somit ist die Luminosität eine direkte Kenngröße dafür, ob bei einem Experiment in einer vorgegebenen Zeitspanne eine Reaktion mit einem bestimmten Wirkungsquerschnitt gemessen werden kann.

MAMI *Mainzer Mikrotron* – Elektronenbeschleuniger in Mainz

Monte-Carlo-Verfahren Auf der Generierung von Zufallszahlen basierende Simulationsmethode. Monte-Carlo-Verfahren werden immer dort eingesetzt, wo der zu prüfende Ereignisraum sehr hochdimensional ist, da sie sich dadurch auszeichnen, dass die Anzahl an Iterationen, um ein konvergierendes Ergebnis zu erzielen, im Gegensatz zu anderen Verfahren nicht mit der Zahl der Dimensionen skaliert. Für die meisten Großexperimente hat sich daher die Simulation mittels Monte-Carlo-Verfahren durchgesetzt.

NA60 Experiment der zweiten Generation am \rightarrow *CERN-SPS* zur Messung von Myonenpaaren bei ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen.

Pluto++ Auf \rightarrow ROOT basierte Klassenbibliothek zur einfachen Ereignisgenerierung, ursprünglich von M. Kargalis speziell für \rightarrow *HADES* entwickelt, mittlerweile von verschiedenen Autoren weiterentwickelt und auch bei anderen Experimenten verwendet. Mittlerweile setzt sich R. Holzmann für die Pflege und Weiterentwicklung ein. Die Ausgabe kann entweder von der Detektorsimulation \rightarrow hgeant weiterverarbeitet oder direkt analysiert werden.

RHIC *Relativistic Heavy-Ion-Collider* – Ringbeschleuniger am *BNL* (*Brookhaven National Laboratory*) zur symmetrischen Kollision von Schwerionen, in denen bis zu 200 AGeV als Schwerpunktsenergie zur Verfügung stehen.

⁶Die englische Bezeichnung für diese Komponente ist *Digitizer*

- ROOT** Klassenbibliothek für die objektorientierte Programmiersprache C++. ROOT wurde von R. Bruns, F. Rademaker und anderen speziell zur Speicherung, Analyse und Visualisierung von Physikdaten entwickelt und hat sich für Analyse von Experimenten der Kern- und Teilchenphysik mittlerweile als Quasi-Standard etabliert (<http://root.cern.ch/>).
- SIS** *SchwerIonenSynchrotron* – Beschleunigerstufe an der \rightarrow *GSI*, die Atomkerne (nach Vorbeschleunigung durch den UNILAC auf etwa 11 AMeV) auf maximale Energien von etwa 1.5–2 AGeV (je nach Kern) beschleunigt. Die genaue Maximalenergie ist durch das Verhältnis Ladung zu Masse ($\frac{q}{A}$) gegeben, weswegen Protonen sogar auf 4 GeV beschleunigt werden können, während für die neutronenreichen schweren Kerne wie z. B. Uran – die zudem nicht vollständig von der Elektronenhülle befreit werden – lediglich etwa 1.5 AGeV erreicht werden. Eigentlich sollte man mittlerweile zur genaueren Unterscheidung von den geplanten Beschleunigeranlagen (SIS100/SIS300) am Zukunftsprojekt \rightarrow *FAIR* vom SIS18 sprechen, wobei die Zahl jeweils das Produkt aus Magnetfeld und Krümmungsradius am Beschleuniger angibt: $B \cdot \rho = 18 \text{ Tm}$. Mit diesem Produkt skaliert die maximal erreichbare Energie bei Kreisbeschleunigern für Hadronen.
- TAPS** *TwoArm PhotonSpectrometer* – Mobiles Experiment zur Messung von harten Photonen und Neutronen mittels Kalorimetrie in BaF₂-Kristallen. Mit ihm wurden unter anderem an der \rightarrow *GSI*, bei \rightarrow *ELSA* und am \rightarrow *MAMI* Messungen durchgeführt. Mit TAPS wurden hauptsächlich Mesonzerfälle in zwei oder drei Photonen gemessen, wobei bevorzugt Photoproduktion eingesetzt wurde.
- UrQMD** *Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics* – Mikroskopisches Transportmodell. Nähere Informationen sind unter <http://www.physik.uni-frankfurt.de/~urqmd/> zu finden.
- VMD** *VectorMeson-Dominance* – Modell zur Beschreibung der Photon-Meson-Kopplung. Im *VMD* wird angenommen, dass durch eine Vektorkopplung zweier Pionen eine Mesonresonanz mit den Quantenzahlen eines Vektormesons entsteht, deren elektromagnetischer Zerfall dann dominant dadurch beschrieben werden kann, dass das $q\bar{q}$ -Paar des Mesons zunächst an ein virtuelles Photon mit der Masse des Vektormesons koppelt und dieses dann mit einem flachen Formfaktor zerfällt. Damit kann keine Information über die Ausdehnung des Vektormesons über den e^+e^- -Zerfall zum Detektor transportiert werden. Das *VMD* wurde erstmals in [Sak69] und [Fey72] entwickelt. Eine Beschreibung in Zusammenhang mit der chiralen Störungstheorie findet sich in [Kli96].

Literaturverzeichnis

- [Aga95] G. Agakichiev et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1272–1275.
- [Aga98] G. Agakichiev et al., Eur. Phys. J. C 4 (1998) 231–247.
- [Aga05] G. Agakichiev et al., Eur. Phys. J. C 41 (2005) 475–513.
- [Ago02] C. Agodi et al., Nucl. Instrum. Meth. A 492 (2002) 14–25.
- [And87] B. Andersson, G. Gustafson, and B. Nilsson-Almquist, Nucl. Phys. B 281 (1987) 289–309.
- [And93] B. Andersson, G. Gustafson, and H. Pi, Z. Phys. C 57 (1993) 485–494.
- [Arn06] R. Arnaldi et al., Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 162302.
- [Bal88] A. Baldini, V. Flaminio, W. Moorhead, and D. Morrison, *Landoldt-Börnstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, volume I/12b, Springer Verlag, 1988.
- [Bal01] F. Balestra et al., Phys. Rev. C 63 (2001) 024004.
- [Bal04a] A. Balanda et al., Nucl. Instrum. Meth. A 531 (2004) 445–458.
- [Bal04b] F. Balestra et al., Phys. Rev. C 69 (2004) 064003.
- [Bie91] M. Bierlaire, P. Toint, and D. Tuytens, Linear Algebra and its Applications 143 (1991) 111–143.
- [Bie03] J. Bielcik, *Dilepton spectroscopy with HADES experiment*, Ph.D. thesis, Technische Universität Darmstadt, 2003.
- [Ble99] M. Bleicher et al., J. Phys. G 25 (1999) 1859–1896.
- [Böh00] M. Böhmer et al., Nucl. Instrum. Meth. A 471 (2000) 25–29.
- [Bra95a] E. Bratkovskaya et al., Phys. Lett. B 348 (1995) 283–289.
- [Bra95b] E. Bratkovskaya et al., Phys. Lett. B 362 (1995) 17–22.
- [Bra97] E. Bratkovskaya, W. Cassing, and U. Mosel, Z. Phys. C 75 (1997) 119–126.
- [Bre99] T. Bretz, *Magnetfeldeigenschaften des Spektrometers HADES*, Diplomarbeit, Technische Universität München, 1999.

- [But06] T. Butz, *priv. Mitteilung*, 2006.
- [Cal96] R. Calén et al., Phys. Lett. B 366 (1996) 39–43.
- [Cal98] R. Calén et al., Phys. Rev. C 58 (1998) 2667–2670.
- [Cal99] R. Calén et al., Phys. Lett. B 458 (1999) 190–196.
- [Chr04] T. Christ et al., MLL Jahresbericht 1 (2004) 99.
- [Chr07] T. Christ, *Untersuchung der Erzeugung von e^+e^- -Paaren in $C+C$ Stößen bei 1 AGeV*, Dissertation, Technische Universität München, vsl. 2007, Publikation in Vorbereitung.
- [Coz06] M. D. Cozma et al., arXiv nucl-th/0601059 v2.
- [Cug81] J. Cugon, T. Mitzutani, and J. Vandermeulen, Nucl. Phys. A 352 (1981) 505–534.
- [Dzh81] R. Dzhelyadin et al., Phys. Lett. B 102 (1981) 296–298.
- [Ebe04] T. Eberl, *Untersuchung π^0 -Mesonen induzierter e^+e^- -Paare in $C+C$ Stößen*, Dissertation, Technische Universität München, 2004.
- [Ebe06] T. Eberl, *priv. Mitteilung*, 2006.
- [Ehe96] W. Ehehalt and W. Cassing, Nucl. Phys. A 602 (1996) 449–486.
- [Fab03a] L. Fabbietti, *Study of the e^+e^- pair acceptance in the dilepton spectrometer HADES*, Ph.D. thesis, Technische Universität München, 2003.
- [Fab03b] L. Fabbietti et al., Nucl. Instrum. Meth. A 502 (2003) 256–260.
- [Fey72] R. Feynman, *Topics in theoretical physics: photon-hadron interaction*, Calif. Univ. Press, 1972.
- [Fin04] P. Finelli et al., Nucl. Phys. A 735 (2004) 449–481.
- [Fri97] B. Friman and H. Pirner, Nucl. Phys. A 617 (1997) 496–509.
- [Fri99] J. Friese et al., Progr. in Part. and Nucl. Physics 42 (1999) 235–245.
- [Fri03] J. Friese et al., Nucl. Instrum. Meth. A 502 (2003) 241–245.
- [Frö02] I. Fröhlich, *Untersuchungen zur η -Produktion in pp -Reaktionen mit dem DISTO- und HADES-Spektrometer*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2002.
- [Frö07a] I. Fröhlich, *priv. Mitteilung*, 2007.
- [Frö07b] I. Fröhlich et al., Eur. Phys. J. A, im Druck.
- [Fuc04] C. Fuchs and A. Fässler, Progr. in Part. and Nucl. Physics 53 (2004) 59–75.

- [Fuc05] C. Fuchs et al., Nucl. Phys. A 755 (2005) 499c–502c.
- [Ger96] R. Gernhäuser et al., Nucl. Instrum. Meth. A 371 (1996) 300–304.
- [Goo06] M. Goossens, *cernlib Homepage* <http://cernlib.web.cern.ch/cernlib/>, 2006.
- [HAD94] HADES Collaboration, *Proposal for a High-Acceptance Di-Electron Spectrometer*, Technical Report, GSI, 1994.
- [HAD04] HADES Collaboration, *Proposal: Dielectron production in pp, dp and AA collisions*, Technical Report, GSI, 2004.
- [HAD07] HADES Collaboration, Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 052302.
- [Har98] C. Hartnack et al., Eur. Phys. J. A 1 (1998) 151–169.
- [Hej02] V. Hejny et al., Eur. Phys. J. A 13 (2002) 493–499.
- [Her02] G. Hering, *Dielectron production in heavy ion collisions at 158 GeV/c per nucleon*, Ph.D. thesis, Technische Universität Darmstadt, 2002.
- [Hol06] R. Holzmann, *Pluto++ Homepage* <http://www-hades.gsi.de/computing/pluto/html/PlutoIndex.html>, 2006.
- [Hui02] H. Huisman et al., Phys. Rev. C 65 (2002) 031001(R).
- [Kas99] A. Kastenmüller et al., Nucl. Instrum. Meth. A 433 (1999) 438–443.
- [Kas00] A. Kastenmüller, *Nachweis von e^+e^- -Paaren aus Schwerionenstößen mit einem RICH Detektor*, Dissertation, Technische Universität München, 2000.
- [Kes93] R. Kessler et al., Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 892–895.
- [Kli96] F. Klingl, N. Kaiser, and W. Weise, Z. Phys. 356 (1996) 193–206.
- [Kli97] F. Klingl, W. Weise, and N. Kaiser, Nucl. Phys. A 624 (1997) 527–563.
- [Kru05] B. Krusche, Progr. in Part. and Nucl. Physics 55 (2005) 46–70.
- [Kug04] A. Kugler et al., Nucl. Phys. A 734 (2004) 78–81.
- [Lan85] L. Landsberg, Phys. Rep. 128 (1985) 301–376.
- [Leh00] J. Lehnert, *Echtzeit-Mustererkennung zum Elektronennachweis mit einem RICH-Detektor in relativistischen Schwerionenkollisionen*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000.
- [Leh03] J. Lehnert et al., Nucl. Instrum. Meth. A 502 (2003) 261–265.
- [Lin01] E. Lins, *Entwicklung eines Auslese- und Triggersystems zur Leptonenidentifizierung mit dem HADES-Flugzeitdetektor*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2001.

- [Mar97] G.-H. Martinus and O. Scholten, Phys. Rev. C 56 (1997) 2945–2962.
- [Mar04] J. Markert, *priv. Mitteilung*, 2004.
- [Mar05] J. Markert, *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experimentes*, Dissertation, Universität Frankfurt, 2005.
- [Mün99] C. Müntz, Nucl. Phys. B 78 (1999) 139–144.
- [Mün02] M. Münch, *Eine ATM-basierte Datenaufnahme für HADES*, Dissertation, Technische Universität München, 2002.
- [Mut04] R. Muto et al., J. Phys. G 30 (2004) S1023–S1026.
- [Nar06] M. Naruki et al., Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 092301.
- [Pet00] M. Petri, *Entwicklung eines kombinierten Auslese- und Echtzeit-Triggersystems zum Nachweis von Elektronen/Positronen-Signaturen in einem elektromagnetischen Schauerdetektor*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000.
- [Pic62] E. Pickup, D. Robinson, and E. Salant, Phys. Rev. Lett. 8 (1962) 329–332.
- [Por97] R. Porter et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 1229–1232.
- [Prz04] W. Przygoda, *Internal Report*, 2004.
- [Rap00] R. Rapp and J. Wambach, Adv. Nucl. Phys. 25 (2000) 1–164.
- [Rus06] A. Rustamov, *Exclusive η -Meson Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 2.2 GeV with the HADES Spectrometer and High Resolution Tracking*, Ph.D. thesis, Technische Universität Darmstadt, 2006.
- [Sak69] J. Sakurai, *Currents and mesons*, Chicago Univ. Press, 1969.
- [Sal95] P. Salabura et al., Nucl. Phys. B 44 (1995) 701–707.
- [Sal07] P. Salabura, *priv. Mitteilung*, 2007.
- [Sav64] A. Savitzky and M. Golay, Anal. Chem. 36 (1964) 1627–1639.
- [Sch95] H. Schön, *HADES — Ein Dileptonenspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen*, Dissertation, Universität Frankfurt, 1995.
- [Sch96] R. Schicker et al., Nucl. Instrum. Meth. A 380 (1996) 586–596.
- [Sch00] S. Schröder, *Entwicklung und Aufbau eines Systems zur Effizienzkalibration des HADES-RICH*, Diplomarbeit, Technische Universität München, 2000.

- [SG03] M. Sánchez-García, *Momentum Reconstruction and Pion Production Analysis in the HADES Spectrometer at GSI*, Ph.D. thesis, Universidade de Santiago de Compostela, 2003.
- [Spa05] S. Spataro, *Characterisation of the HADES Spectrometer in pp Collisions at 2.2 GeV: Elastic Scattering and Exclusive eta Reconstruction*, Ph.D. thesis, Università degli Studi di Catania, 2005.
- [Spr05] B. Spruck, *priv. Mitteilung*, 2005.
- [Spr07] B. Spruck, *Messung des elektromagnetischen η -Formfaktors mit HADES*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, vsl. 2007, Publikation in Vorbereitung.
- [Sto73] J. Stoer and R. Bulirsch, *Einführung in die Numerische Mathematik II*, Springer Verlag, 1973, ISBN 3-540-05924-5.
- [Tei96] S. Teis, *Transporttheoretische Beschreibung von relativistischen Schwerionenkollisionen bei SIS-Energien*, Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 1996.
- [Tei97] S. Teis et al., Z. Phys. A 356 (1997) 421–435.
- [Thu04] P. Thusty, Proceedings of the 42rd International Winter Meeting on Nuclear Physics 42.
- [Thu06] P. Thusty, *priv. Mitteilung*, 2006.
- [Toi03] A. Toia et al., Nucl. Instrum. Meth. A 502 (2003) 270–274.
- [Toi04] A. Toia, *Performance of the HADES Spectrometer for Dilepton Identification in the Reaction C+C at 1–2 AGeV*, Ph.D. thesis, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2004.
- [Tra01] M. Traxler, *Real-Time Dilepton Selection for the HADES Spectrometer*, Ph.D. thesis, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2001.
- [Trn05] D. Trnka et al., Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 192303.
- [Wei91] S. Weinberg, Nucl. Phys. B 363 (1991) 3–18.
- [Wei03] J. Weiß et al., Eur. Phys. J. A 16 (2003) 275–284.
- [Wil98] W. Wilson et al., Phys. Rev. C 57 (1998) 1865–1878.
- [Yao06] W.-M. Yao and others (Particle Data Group), J. Phys. G 33.
- [Zei99] K. Zeitelhack et al., Nucl. Instrum. Meth. A 433 (1999) 201–206.

Danksagung

Als Erstes möchte ich an dieser Stelle an Prof. Hans-Joachim Körner erinnern, unter dessen Anleitung ich meine Dissertation am Lehrstuhl E 12 des Physikdepartments der TU München begonnen habe. Leider konnte er ihre Fertigstellung nicht mehr miterleben – ich bin mir sicher, dass er sie, wie immer zu Lebzeiten, mit großem Interesse und Wohlwollen für seine Studenten begleitet hätte.

In seiner Nachfolge gilt mein Dank Prof. Reiner Krücken, der meine Arbeit als Doktorvater betreute und mit Interesse verfolgte. Er konnte mit seiner durchgehenden Unterstützung restlos alle Bedenken zerstreuen, die einem beim Wechsel des Betreuers automatisch aufkommen könnten.

Jürgen Friese hatte mit seiner immer positiv motivierenden Art einen großen Anteil daran, dass ich auch die Situationen glücklich überstand, die mir vielleicht selbst nicht so sehr behagten. Dafür und für die fachkundige und gewissenhafte Durchsicht der Arbeit vielen Dank.

Den „Alten Hasen“ Roman Gernhäuser und Mathias Münch, von denen ich zu jeder Zeit in einer lockeren und freundlichen Atmosphäre viel lernen konnte, sei hier ebenso gedankt wie Laura Fabbietti und Thomas Eberl, die mich in die Geheimnisse der Analyse einführten und mir auf meinem weiteren Weg durch dieses Terrain auch später immer mit Rat und Tat zur Seite standen.

Das Multitalent Ludwig Maier hatte nicht nur immer ein offenes Ohr für Probleme aller Art – von der omnipräsenten Rechneradministration über Analysefragen, Physik im Allgemeinen bis hin zu Film und Fernsehen –, sondern meist auch eine Lösung parat. Dafür und für die Momente der Motivation, die Arbeit fertig zu stellen meinen herzlichen Dank.

Es würde den Rahmen sprengen, auch alle anderen (aktuellen ebenso wie ehemaligen) Mitglieder des HADES-Gruppe und des Lehrstuhls namentlich aufzuzählen, die nichtsdestoweniger alle zu einer angenehmen, humorvollen und interessanten Zeit während meiner Dissertation beigetragen und somit meine Arbeit sehr bereichert haben.

Auch außerhalb des Instituts konnte ich stets auf die Expertise und Hilfe Vieler bauen, ohne die ich diese Arbeit nicht in dieser Form hätte anfertigen können. Danken möchte ich daher insbesondere Wolfgang und Ilse Koenig sowie Michael Traxler (in der „Run-Control-Zeit“) und Jurek Pietraszko (dem Antreiber), Stefano Spartaro (der die meisten Fallstricke bereits aus eigener Erfahrung kannte), Piotr Salabura und Ingo Fröhlich (seit ich begonnen habe, mich mit der Analyse elementarer Reaktionen zu beschäftigen).

Bei meinen Eltern, die mir erst die Möglichkeit gaben, immer das zu tun, was mich interessierte, möchte ich mich natürlich ebenso bedanken, wie bei dem Rest der Familie und meinen Freunden.

Und ganz zum Schluss gilt mein besonderer Dank meiner lieben Margit und Lena, die mir wohl erst die Motivation gaben, endlich fertig zu werden und zu neuen Ufern aufzubrechen.