

---

**Optimierung des Pionenstrahls  
zum HADES Detektor  
und  
Bestimmung des  $\eta$ -Formfaktors in  
Proton-Proton Reaktionen bei 2.2 GeV**

---

Inaugural-Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften  
der Justus-Liebig-Universität Gießen im Fachbereich 07  
(Mathematik und Informatik, Physik, Geographie)

Januar 2008

vorgelegt von

**Björn Spruck**

aus Heuchelheim

II. Physikalisches Institut  
Heinrich-Buff-Ring 16  
D-35392 Gießen  
Deutschland

Dekan:  
Prodekan:

Prof. Dr. Bernd Baumann  
Prof. Dr. Claus-Dieter Kohl

I. Berichterstatter:  
II. Berichterstatter  
weiterer Prüfer:

Prof. Dr. Volker Metag  
Prof. Dr. Alfred Müller  
Prof. Dr. Stefan Leupold

Tag der mündlichen Prüfung: 8.2.2008

# Zusammenfassung

Mit dem Dileptonenspektrometer HADES<sup>1</sup> an der GSI<sup>2</sup> werden Hadroneneigenschaften in heißer und dichter Kernmaterie untersucht. Das Messprogramm umfasst dabei sowohl Schwerionen-Kollisionen als auch elementare Reaktionen mit Protonen- und Pionenstrahlen. Systematische Studien der dileptonischen Zerfallskanäle in den elementaren Reaktionen sind dabei notwendig, um die in Schwerionenexperimenten gemessenen Dileptonenspektren zu interpretieren. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf den elementaren Eigenschaften der  $\eta$ - und  $\omega$ -Mesonen, deren innere hadronische Struktur durch die Messung von Übergangsformfaktoren in Dalitz-Zerfällen zugänglich ist. Daneben bietet die Messung des  $\omega$ -Mesons in Pion-Kern-Reaktionen die Möglichkeit des direkten Nachweises einer möglichen in-Medium Modifikation, wie es bereits in photonuklearen Reaktionen beobachtet worden ist.

Die vorliegende Arbeit umfasst zwei Teilgebiete der elementaren Reaktionen. Ein Aspekt sind die apparativen Entwicklungen zur Optimierung des Pionenstrahls zum HADES-Detektor. Im zweiten Teil werden Ergebnisse eines Proton-Proton Experiments zur Bestimmung des elektromagnetischen Übergangsformfaktors des  $\eta$ -Mesons dargestellt.

Der für die Pion-Kern Experimente benötigte Pionenstrahl wird durch den Beschuss eines Beryllium-Targets mit einem Schwerionenstrahl erzeugt. Nachteil eines Sekundärstrahls ist die schlechte Emittanz, da die im Produktionstarget erzeugten Pionen eine breite Impulsverteilung besitzen und über eine breite Winkelverteilung emittiert werden. Daneben ist die Intensität des Strahls um Größenordnungen kleiner als die eines Primärstrahls. Die Qualität des sekundären Pionenstrahls am HADES-Target ist das wichtigste Kriterium für die Durchführbarkeit ein Produktionsexperiment. Pionen außerhalb des vorgesehenen Strahlflecks führen zu Sekundärreaktionen mit dem das Target umgebende Material (Halterung und Strahlrohr). Der dadurch entstehende Untergrund kann ein Experiment unmöglich machen. Um die Größe und die Eigenschaften des Strahlfokus zu untersuchen, wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Detektoren aus szintillierenden Fasern aufgebaut und in verschiedenen Strahlzeiten eingesetzt. Die Signal-Auslese erfolgte mit einer neu entwickelten Elektronik. Die Ergebnisse zeigten eine achromatische Fokussierung der Pionen, die zu einer inakzeptablen Strahlbreite am HADES-Target führte. In Simulationsrechnungen konnte gezeigt werden, dass ein zusätzlicher Quadrupol in der Strahlfüh-

---

<sup>1</sup>HADES: High Acceptance Di-Electron Spectrometer

<sup>2</sup>GSI: Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt

---

rung direkt vor dem HADES-Target die Qualität des Strahlflecks verbessert. Ein Testexperiment mit diesem zusätzlichen Quadrupol wurde durchgeführt und wird zur Zeit ausgewertet. Erste Ergebnisse zeigen bereits deutliche Verbesserungen. Insbesondere konnte die Impulsabhängigkeit der Fokussierung stark reduziert werden. Die mit indirekten Methoden bestimmte Halbwertsbreite der vertikalen Verteilung am Target war 14 mm. Mit den erreichten Optimierungen ist die Qualität der Fokussierung jetzt ausreichend, um damit ein Experiment  $\pi^- + A$  erfolgreich durchführen zu können. Die Intensität des Pionenstrahls liegt mit ca.  $10^6$  Pionen/Puls um etwa eine Größenordnung unter der typischen in HADES-Experimenten genutzten Primärstrahlintensität.

Um die elektromagnetische Struktur von Hadronen in Experimenten mit HADES aufzuklären, wurde in einem ersten Schritt der  $\eta$ -Dalitz-Zerfall in der  $p + p$  Reaktionen bei 2.2 GeV kinetischer Energie mit dem Ziel untersucht, den elektromagnetischen Übergangsfaktor des  $\eta$ -Mesons zu bestimmen. Hierbei kam die im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelte Analyse-Methode der Ereignis Hypothese zum Einsatz. Im Gegensatz zu den inklusiven Analysen der Schwerionenexperimente werden dabei die gemessenen Teilchenspuren nicht separat betrachtet, sondern die Gesamtheit des Ereignisses berücksichtigt. Aus den gefundenen Teilchenspuren wird dabei eine Hypothese des Ereignisses erstellt und den Spuren entsprechend eine hypothetische Teilchenidentität zugewiesen. Verschiedene Algorithmen testen die Hypothese anhand von Detektorresponse und kinematischen Bedingungen und bestätigen oder verwerfen sie. In einem letzten Schritt wird eine kinematische Anpassung an die Hypothese durchgeführt, wobei nur die mit dem besten  $\chi^2$  übernommen wird. Nach Untergundabzug und Faltung mit der aus einer Simulation berechneten Akzeptanzkorrektur entspricht das invariante Massenspektrum innerhalb der Fehler den Erwartungen aus Vektormeson-Dominanz-Rechnungen. Das Verhältnis zwischen gemessenen Daten und der entsprechenden QED-Rechnung ergibt den elektromagnetischen Übergangsfaktor des  $\eta$ -Mesons. Aus einer Anpassung an die Daten lässt sich eine Steigung des Formfaktors von  $b = 2.2^{+1.2}_{-1.4} \text{ GeV}^{-2}$  bestimmen. Dies entspricht einer Pol-Masse von  $\lambda = 680^{+460}_{-130} \text{ MeV}/c^2$ . Die großen Fehler sind durch die Sensitivität der Steigung auf die Bereiche großer invarianter Massen und kleiner Statistik bedingt. Das Ergebnis ist innerhalb der Fehler konsistent mit den in  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  und  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  Zerfällen gemessenen Formfaktoren früherer Experimente.

Es konnte gezeigt werden, dass eine semi-exklusive Analyse des  $\eta$ -Dalitz-Zerfalls mit dem Hyp-Framework, auch unter Zuhilfenahme einer kinematischen Anpassung erfolgreich durchgeführt werden kann. Die Anwendung auf die anderen mit HADES gemessenen elementaren Reaktionen in p+p bei 1.25 GeV und 3.5 GeV steht noch aus. Von besonderem Interesse ist hier der Vergleich mit dem  $\eta$ -Dalitz-Zerfall in den 3.5 GeV Daten.

# Abstract

The measurement of hadron properties in hot and dense nuclear matter is the main topic of the dilepton spectrometer HADES<sup>3</sup> at GSI<sup>4</sup>. The physics program covers collisions between heavy ions as well as elementary reactions with proton or pion beams. For an interpretation of the measured dilepton spectra in heavy ion collisions systematic studies of the dilepton decays in elementary processes are needed. One of the hot topics is the study of the properties of  $\eta$  and  $\omega$  mesons. The measurement of the transition form factor in Dalitz decays provides access to the inner hadronic structure. Furthermore, the measurement of the  $\omega$  meson in pion induced reactions on heavy nuclei might reveal a possible in-medium modification as observed before in photonuclear reactions.

This thesis contains two tasks. The first part focuses on the development and optimization of the pion beam facility for the HADES experiment. The second part describes the measurement of the electromagnetic transition form factor of the  $\eta$  meson in proton-proton reactions.

To investigate pion-nucleon reaction, a secondary pion beam is required. The pions are produced by a heavy ion beam impinging on a beryllium target. Since the pions are emitted in a wide momentum and angle range, the intensity of the secondary beam is orders of magnitude lower. The final size of the beam spot at the HADES target location is a crucial parameter. Pions hitting the material outside the target area (holding and beam pipe) will cause a tremendous background, which limits the feasibility of the experiment. In order to determine the profile of the beam focus, two scintillating fiber detectors have been built as part of this thesis and are read out with recently developed electronics. The measured size of the beam focus appeared to be not acceptable, which can be attributed to the achromatic magnetic focusing in the beam line. Simulations have shown, that an additional quadrupole magnet directly in front of HADES would solve this problem and improve the beam quality. A test experiment including this new quadrupole has been performed and the analysis is still in progress. Preliminary results show a significant reduction of the momentum dependency of the focus. The size of the actual beam spot has been deduced to 14 mm by using an indirect tracking approach. Presently, the quality of the beam focus appears sufficient to do a  $\pi^- + A$  experiment. The pion beam intensity of roughly

---

<sup>3</sup>HADES: **H**igh **A**cceptance **D**i-**E**lectron Spectrometer

<sup>4</sup>GSI: Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt

---

$10^6$  pions/spill is one order of magnitude below the intensity typically used in the HADES proton experiments.

For deducing the electromagnetic structure of hadrons, a first step has been done by analyzing the  $\eta$  Dalitz decay in  $p + p$  reactions at 2.2 GeV kinetic energy to determine the electromagnetic transition form factor of the  $\eta$  meson. A new analysis approach has been developed, the so called event hypothesis. In contrast to the inclusive reconstruction in heavy ion experiments, the individual particle tracks are not analyzed separately, but the whole event is taken into account. For each event a hypothesis is created, which assigns hypothetical particle identities to the measured tracks. These assumptions are evaluated by several algorithms based on detector response or kinematic constraints. In a final step kinematic fitting is applied to the hypotheses, only the one with the best  $\chi^2$  is propagated further. After subtracting the background and applying acceptance corrections (taken from simulation) the invariant mass spectra are compatible with the one obtained by vector meson dominance calculations within the error bars. Taking the ratio of the measured spectra and the corresponding QED calculations provides the electromagnetic transition form factor of the  $\eta$  meson. A fit to the data leads to a form factor slope of  $b = 2.2_{-1.4}^{+1.2} \text{ GeV}^{-2}$ . This corresponds to a pole mass of  $\lambda = 680_{-130}^{+460} \text{ MeV}/c^2$ . The large errors are dominated by the events at large invariant masses which have the largest statistical errors. Within the error bars the result is consistent with form factor determinations given in literature for  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  and  $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$  decays.

It has been shown, that a semi-exclusive analysis of the  $\eta$  Dalitz decay within the event hypothesis framework including a kinematical fit is feasible. This method can also be used in other elementary reactions measured by HADES, for instance in p+p at 1.25 GeV and 3.5 GeV kinetic energy. Of special interest is the comparison to the  $\eta$  Dalitz decay in the 3.5 GeV data.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>13</b>
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	13
2.1.1	Die Quanten-Chromo-Dynamik QCD . . . . .	14
2.1.2	Aufbau der Hadronen . . . . .	15
2.1.3	Die Masse der Hadronen . . . . .	16
2.1.4	Eigenschaften der leichten Mesonen . . . . .	18
2.2	Elektromagnetische Formfaktoren . . . . .	19
2.2.1	Klassischer Formfaktor . . . . .	19
2.2.2	Übergangsformfaktor . . . . .	21
2.3	Vektormesonen-Dominanz . . . . .	23
2.4	Direkter Dileptonenzerfall des $\eta$ -Mesons . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Experimente</b>	<b>25</b>
3.1	Messungen von elektromagnetischen Übergangsformfaktoren . . . . .	25
3.2	Messungen von Mesonenzerfällen in dichter Kernmaterie . . . . .	27
<b>4</b>	<b>HADES</b>	<b>33</b>
4.1	Der HADES-Detektor . . . . .	33
4.1.1	Start- und Veto-Detektoren . . . . .	34
4.1.2	RICH . . . . .	35
4.1.3	Der Magnet . . . . .	37
4.1.4	MDC . . . . .	37
4.1.5	TOF/TOFino . . . . .	38
4.1.6	Der preShower Detektor . . . . .	39
4.1.7	Die Datenaufnahme . . . . .	40
4.1.8	Targets . . . . .	41
4.1.9	SMASH . . . . .	42
4.2	Die Infrastruktur für die Pionenstrahl-Experimente . . . . .	43
4.2.1	Das Pionen-Produktionstarget . . . . .	43

4.2.2	Die Pionenhodoskope . . . . .	46
4.3	Durchführung des Protonenexperiments . . . . .	47
4.4	Durchführung der Pionenexperimente . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Entwicklung und Tests neuer Detektoren</b>	<b>49</b>
5.1	Entwicklung von Strahlmonitor- und Trackinghodoskopen für den Pionenstrahl . . . . .	49
5.1.1	Aufbau des Detektors . . . . .	51
5.1.2	Konstruktion . . . . .	51
5.1.3	Übersprechen . . . . .	52
5.1.4	Zeitauflösung . . . . .	54
5.1.5	Effizienz . . . . .	55
5.1.6	Energie benachbarter Kanäle . . . . .	57
5.2	Verwendete Elektronik . . . . .	58
5.2.1	Meantimer . . . . .	58
5.2.2	CAEN v878 TDC . . . . .	59
5.2.3	Auslese mit dem HPTDC . . . . .	59
5.2.4	Der CAEN v1190a TDC . . . . .	60
5.2.5	Das TRB . . . . .	61
5.2.6	Ratenverträglichkeit des HPTDC . . . . .	61
5.3	Software . . . . .	65
5.4	Übersicht der Experimente, in denen die Detektoren verwendet wurden . . . . .	65
5.4.1	Einsatz als Protonen-Startdetektor . . . . .	66
<b>6</b>	<b>Experimente mit dem Pionenstrahl</b>	<b>71</b>
6.1	Eigenschaften des Pionenstrahls . . . . .	71
6.1.1	Strahlintensitäten . . . . .	71
6.1.2	Fokusrekonstruktion . . . . .	72
6.1.3	Verbesserungen . . . . .	75
<b>7</b>	<b>Analyse der p+p Daten</b>	<b>77</b>
7.1	Software . . . . .	77
7.1.1	HYDRA . . . . .	77
7.1.2	Rekonstruktion der Startzeit . . . . .	80
7.1.3	Ereignis Hypothese (Event Hypothese) . . . . .	81
7.1.4	“Track cleaning” . . . . .	84
7.1.5	Korrektur des Energieverlustes . . . . .	85
7.1.6	Hard Cuts . . . . .	85
7.1.6.1	Schnitt auf Impuls vs. Beta . . . . .	86
7.1.6.2	Korrelation mit einem Ring im RICH . . . . .	87

7.1.7	Schnitt auf fehlende Masse . . . . .	87
7.1.8	Weitere Selektion zur Unterdrückung von Konversions-Elektronen . . . . .	87
7.1.9	Kinematische Anpassung . . . . .	88
7.1.9.1	Zusammenfassung . . . . .	92
7.2	Zusammenfassung der Schnitte und Algorithmen . . . . .	96
7.3	Simulationen . . . . .	97
7.3.1	p+p@2.2GeV Simulation . . . . .	97
7.3.2	Akzeptanz- und Effizienzkorrektur . . . . .	98
7.3.3	Abschätzung des Untergrundes . . . . .	99
<b>8</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>105</b>
8.1	Diskussion . . . . .	109
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>111</b>



# 1 Einleitung

Der Aufbau der Welt und damit des uns umgebenden Universums ist ein Thema, welches die Menschheit schon seit Jahrtausenden beschäftigt. In den beiden letzten Jahrhunderten ist unser Verständnis über das Universum enorm gewachsen. Aufgrund von einer Vielzahl experimenteller Fakten sind verschiedene Theorien entwickelt worden, die den Aufbau der Welt im makroskopischen und mikroskopischen Maßstab zufriedenstellend beschreiben. Im astronomischen Maßstab verhält sich das Universum so, wie es die allgemeine Relativitätstheorie erwarten ließe. Die Massen der Sterne und Galaxien krümmen die vierdimensionale Raumzeit. Diese wiederum bestimmt die Bewegung der in ihr enthaltenen Massen.

Im mikroskopischen Bereich, der Welt der Quantenmechanik, verstehen wir das Universum im Rahmen des Standardmodells der Elementarteilchen. Das Zusammenspiel der drei in diesem Modell zugrunde liegenden Kräfte, der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung, bestimmt den Aufbau und Zerfall von Atomen, Atomkernen und den Kernbausteinen (Hadronen).

Schaut man sich den Aufbau dieser zusammengesetzten Systeme an, so stellt man fest, dass ihre Masse kleiner ist als die Summe der Massen ihrer Bausteine. Beim Atom entspricht die Masse des Kerns plus der Masse der Elektronen noch fast der Gesamtmasse. Beim Atomkern jedoch, der aus Protonen und Neutronen aufgebaut ist, besteht schon ein Unterschied von rund 1%. Verstehen lässt sich dies mit einer der bekanntesten Aussagen der speziellen Relativitätstheorie,  $E = mc^2$ , nämlich dass Energie und Masse äquivalent sind. Die fehlende Masse ist demnach die Bindungsenergie. Die Situation ändert sich dramatisch, wenn man die Massenbilanz der Kernbausteine betrachtet. Bei den Nukleonen tragen die Massen der Quarks mit 15 MeV nur etwa 2% zur Gesamtmasse von rund 1 GeV bei. Für den inneren Aufbau der Kernbausteine bedeutet das aber, dass die einfache Interpretation des sich aus drei Quarks zusammengesetzten Nukleons so nicht aufrechterhalten werden kann. Zur Gesamtmasse tragen verschiedene Faktoren bei. Durch die Lokalisation der Quarks im rund 1 fm großen Nukleon haben diese einen relativistischen Impuls und einer damit verbundene Massenzunahme. Zusätzliche Energie steckt in den Gluonen bzw. in der durch sie vermittelten Wechselwirkungen. Gluonen können weiterhin miteinander wechselwirken und auch Quark-Antiquark-Paare aus dem Vakuum erzeugen. Daher kann man sich bildlich das Innere eines Protons als brodelnde Suppe von Quarks und Gluonen vorstellen.

Den experimentellen Zugang erhält man durch Kollisionsexperimente an Beschleunigern. Eine der Möglichkeiten sind dabei Schwerionenexperimente. In dem Kollisionsprozess zweier Atomkerne wird die Kernmaterie komprimiert und erhitzt. Durch die zusätzliche Energie können neue, meist sehr kurzlebige, Teilchen entstehen. Deren Zerfallsprodukte tragen die Information über ihre Entstehung nach draußen zu den Detektoren. Aus der Messung dieser Zerfallsprodukte und der Rekonstruktion ihrer Entstehung können wesentliche Informationen über die Kollision und die Bedingungen während der Reaktion gewonnen werden.

Verschiedene theoretische Modelle sagen an dieser Stelle voraus, dass sich die Massen von Hadronen in einem Medium mit erhöhter Dichte und Temperatur ändern sollten. Die Masse eines kurzlebigen Teilchens kann man aus den Vierervektoren seiner Zerfallsprodukte berechnen. Dazu ist es von Vorteil, wenn die Zerfallsprodukte möglichst keiner Endzustands-Wechselwirkung unterliegen, da diese das Ergebnis verfälschen würde. Als ideale Sonden bieten sich hier die Leptonen an. Sie unterliegen nicht der starken Wechselwirkung und können daher die Reaktionszone nahezu unbeeinflusst verlassen. Der gravierendste Nachteil ist, dass die Zerfälle der primären Reaktionsprodukte in Dileptonen um 4-5 Größenordnungen gegenüber denen in Hadronen unterdrückt sind.

Schon Mitte der 90er Jahre wurden in verschiedenen Experimenten Dielektronen-Spektren vermessen. Die von DLS und CERES rekonstruierte inklusive  $e^+e^-$ -Massenverteilung setzt sich hauptsächlich zusammen aus den direkten  $e^+e^-$ - und Dalitz-Zerfällen der leichten neutralen Mesonen,  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\eta'$  und  $\phi$ . Sind die relativen Ausbeuten der einzelnen Mesonen aus Elementarprozessen bekannt, so kann man ihre Beiträge zum Dileptonenspektrum berechnen und aus dem Vergleich mit den Messdaten Aussagen über mögliche Änderungen der Mesoneneigenschaften im Medium gewinnen.

Eines der Ziele von HADES, einem Dileptonen-Spektrometer hoher Akzeptanz, ist es, diese Resultate mit einer höheren Auflösung und Statistik zu überprüfen. Der HADES-Detektor ist speziell für den Nachweis von  $e^+e^-$ -Paaren entwickelt worden. Wegen der geringen Intensität der dielektronischen Zerfallskanäle verfügt das Spektrometer dazu über die Kapazität, hohe Reaktionsraten verkraften zu können. Des weiteren wird unter anderem durch den Ring-abbildenden Cherenkov-Zähler eine sehr effiziente Diskriminierung zwischen Elektronen und Pionen gewährleistet.

Zu einer detaillierten Interpretation des von HADES in der Reaktion C+C bei 2 A GeV gemessenen Dileptonen-Spektrums und zum besseren technischen Verständnis des Spektrometers, wurde im Jahr 2004 ein Experiment Proton auf Proton bei 2.2 GeV durchgeführt. Der Vorteil der elementaren Reaktionen ist dabei, dass nicht nur eine inklusive Messung des Spektrums für den Zerfall der Mesonen im Vakuum, sondern auch eine exklusive Rekonstruktion der einzelnen

---

Beiträge möglich ist. Diese können als Referenz für die Daten der Schwerionen-Experimente dienen. Die exklusive Analyse des  $\eta$ -Dalitz-Zerfalls bildet einen der Bestandteile dieser Arbeit.

Der zweite Teil der Arbeit besteht in der Vorbereitung eines zukünftigen Pionenstrahl-Experiments. In der Strahlführung zwischen dem Schwerionensynchrotron SIS und dem HADES-Detektor befindet sich ein Produktionstarget, welches Experimente mit sekundären Teilchenstrahlen ermöglicht. Damit bietet sich die einmalige Möglichkeit, Pionen-induzierte Elementarprozesse mit einem Dileptonen-Spektrometer zu messen.

Von besonderem Interesse ist hier die Produktion von  $\omega$ -Mesonen in  $\pi^-$ +Kern Reaktionen. Durch die Reaktionskinematik ist es möglich, bei Pionenimpulsen von etwa 1.3 GeV/c das  $\omega$  nahezu in Ruhe, d. h. mit kleinem Impuls relativ zum Atomkern zu produzieren [Sch96]. Auf diese Weise kann die Wahrscheinlichkeit des Zerfalls innerhalb des Kerns stark erhöht werden. Durch die Dileptonenspektroskopie ist es damit möglich, die Masse des  $\omega$  in Kernmaterie und eine eventuelle Veränderung im Vergleich zum Zerfall im Vakuum zu bestimmen.

Alternativ ließe sich das  $\omega$  auch in Proton+Kern-Reaktionen erzeugen. Diese Reaktion erfordert aber eine höhere kinetische Energie und damit einen höheren Impuls des einfallenden Teilchens. Daher hat das entstehende  $\omega$ -Meson einen größeren Rückstoßimpuls gegenüber dem ruhenden Kern, was die Wahrscheinlichkeit eines Zerfalls innerhalb der Kernmaterie reduziert.

Der Wirkungsquerschnitt von Pion-Nukleon Reaktionen geht in verschiedene Theoriemodelle ein und ist unter anderem wichtig für die Simulation von Schwerionenreaktionen mittels Transportmodellen.

Experimente mit einem Sekundärstrahl stellen eine besondere instrumentelle Herausforderung dar. Die am Produktionstarget erzeugten Teilchen besitzen eine breite Impulsverteilung und verlassen das Target unter verschiedenen Winkeln. Die Fokussierung des Sekundärstrahls ist daher komplizierter als die eines Primärstrahls, der Fokus am HADES-Target ist dementsprechend wesentlich ausgedehnter. Die Intensität ist dabei um Größenordnungen niedriger als die eines Primärstrahls. Um die für ein Experiment nötige Statistik zu erreichen, dürfen daher Optimierungen des Strahlfokus nicht zu Lasten der Strahlintensität gehen. Es ist unabdingbar, die Eigenschaften des Pionenstrahls direkt zu überwachen. Zur Kontrolle der Ortsverteilung der Pionen am HADES-Messplatz werden dazu ortsauflösende Detektoren mit hoher Granularität im Strahlführungssystem benötigt. Die Zeitauflösung der Detektoren sollte zusätzlich einer Verwendung als Start-Zähler genügen.

Da die Impulsbestimmung durch Flugzeit bei den benötigten Pionenenergien nicht ausreichend genau ist, werden die Impulse durch Messung der Teilchentrajektorie zwischen zwei Dipolmagneten bestimmt. Auch dafür sind positionssensitive Detektoren erforderlich und wurden im Rah-

men der vorliegenden Arbeit konzipiert, gebaut und ihre Eigenschaften in verschiedenen Strahlzeiten mit Protonen und Pionen bestimmt. Die durch die neuen Detektoren erzielte Optimierung des Pionenstrahls im Rahmen mehrere Experimente stellt einen weiteren Teil der Arbeit dar.

In den folgenden beiden Kapiteln 2 und 3 werden die theoretischen Grundlagen und der aktuelle Stand der experimentellen Daten dargestellt. Das folgende Kapitel beschreibt mit dem HADES-Detektorsystem und der für den Pionenstrahl nötigen Infrastruktur den zur Verfügung stehenden Experimentaufbau. Im Kapitel 5 werden Konzept, Konstruktion und Eigenschaften der aus szintillierenden Fasern aufgebauten Hodoskope beschrieben. Das Kapitel enthält auch eine Beschreibung der für diese Detektoren zum Teil neu entwickelten Ausleseelektronik und den Aufbau der Experimente. Kapitel 6 stellt schließlich die Ergebnisse der durchgeführten Test-Experimente mit dem Pionenstrahl vor. Die Beschreibung der für die Analyse des  $\eta$ -Dalitz-Zerfalls benutzten Software, der Analyse inklusive der verwendeten Schnitte und Algorithmen ist Bestandteil von Kapitel 7. In Kapitel 8 werden die Resultate der Analyse vorgestellt.

## 2 Theorie

### 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das sogenannte Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt nach heutigem Kenntnisstand sehr erfolgreich die Teilchen und Kräfte im uns bekannten Universum. Viele Vorhersagen dieses Modells konnten in den letzten Jahrzehnten bestätigt werden.

Im Standardmodell zusammengefasst sind die elementaren Bausteine der Materie (Tab. 2.1) und die Austauschteilchen ihrer Wechselwirkungen (Tab. 2.2).

Die uns vertrauteste und am besten beschreibbare Wechselwirkung ist die elektromagnetische. Sie bestimmt den Aufbau der Materie auf dem Niveau von Atomen und Molekülen. Die Wechselwirkung hat unendliche Reichweite, da das Photon als Austauschteilchen eine verschwindende Masse hat. Im Rahmen der Quantenelektrodynamik können theoretische Vorhersagen gemacht und diese experimentell verifiziert werden. Der hohe Grad der Übereinstimmung macht diese Theorie zu der am genauesten überprüften Theorie der Physik.

Die schwache Wechselwirkung bewirkt Flavour-Änderungen von Leptonen und Quarks. Da ihre Austauschteilchen, die  $W^\pm$  und  $Z^0$  Bosonen, eine hohe Masse und dementsprechend kurze Lebensdauer besitzen, ist die Wechselwirkung sehr kurzreichweitig. Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung können in der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht werden.

Der Aufbau der Atomkerne wird von der starken Wechselwirkung bestimmt. Deren attraktive Kräfte verbinden die Quarks zu den Kernbausteinen, den Protonen und Neutronen, und dominieren auch deren Interaktion untereinander. Die Beschreibung der starken Wechselwirkung ist kompliziert, da ihre Austauschbosonen, die Gluonen<sup>1</sup>, auch Farbe tragen und daher miteinander wechselwirken können. Dies führt dazu, dass die Stärke der attraktiven Kraft mit steigendem Abstand der Teilchen größer wird. Eine andere Eigenschaft der starken Wechselwirkung ist das Confinement. Wenn man versucht ein farbneutrales Quark-Antiquark Paar, mit entsprechend einer Farbe und Antifarbe, zu trennen, so muss dazu eine mit steigendem Abstand größer werdende

---

<sup>1</sup>Vom englischen "glue": Leim

Fermionen	Familien			Ladung [e]	Farbladung
Leptonen	$e$	$\mu$	$\tau$	-1	-
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	-
Quarks	$u$	$c$	$t$	$+\frac{2}{3}$	r, g, b
	$d$	$s$	$b$	$-\frac{1}{3}$	r, g, b

**Tab. 2.1:** Die Fermionen des Standardmodells. Alle Fermionen haben Spin  $\frac{1}{2}$ . Zu jedem Teilchen existiert noch ein Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung und Farbladung [Yao06; Pov01].

Wechselwirkung	koppelt an	Austauschteilchen	Masse [GeV/c]
stark	Farbladung	8 Gluonen (g)	0
elektromagnetisch	elektrische Ladung	Photon ( $\gamma$ )	0
schwach	schwache Ladung	$W^\pm, Z^0$	$\approx 10^2$

**Tab. 2.2:** Die Wechselwirkungen des Standardmodells und ihre Austauschbosonen [Yao06; Pov01].

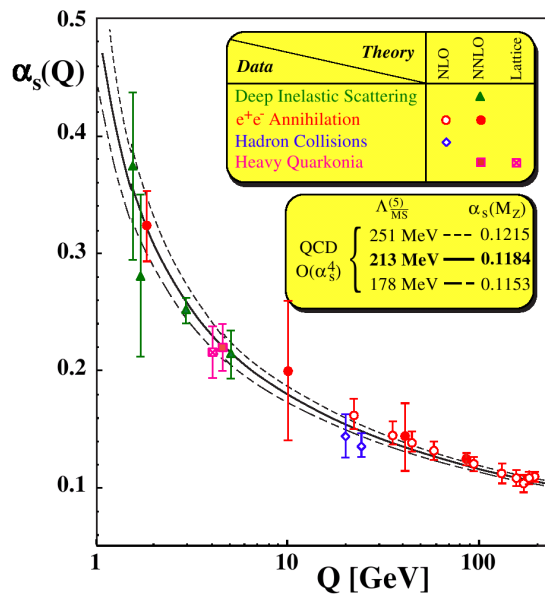
Kraft aufgewandt werden. Bei einem Abstand von etwa 1 fm reicht die Energie zur Bildung eines neuen Quark-Antiquark Paares aus, welches exakt die Farbladung der beiden ursprünglichen Quarks neutralisiert. Dies führt dazu, dass “freie” Teilchen nur farbneutral, d. h. weiß, sein können. Durch das Confinement wird auch die Reichweite der starken Wechselwirkung beschränkt.

Das im Standardmodell vorhergesagte Higgs-Teilchen, welches die Massen der Elementarteilchen erzeugt, konnte bisher nicht nachgewiesen werden. Erst in jüngster Zeit stoßen die Beschleuniger in die vorhergesagten Energiebereiche vor. Auch wenn die Voraussagen dieses Modells bisher im großen und ganzen bestätigt wurden, so werden doch seine Grenzen deutlich. Die Gravitation als vierte Wechselwirkung ist im Standardmodell bisher nicht vorhanden. Auch massebehaftete Neutrinos sind nur mit Erweiterungen des Standardmodells vereinbar. Neue Theorien, die auf den Konzepten von Supersymmetrie oder Strings basieren, versuchen diese Physik außerhalb des Standardmodells zu erklären.

### 2.1.1 Die Quanten-Chromo-Dynamik QCD

Analog zur sehr erfolgreichen Quantenelektrodynamik (QED) der elektromagnetische Wechselwirkung hat man die Quantenchromodynamik (QCD) eingeführt. Ein großer Unterschied sind dabei die zusätzlichen Freiheitsgrade der Quarks und Gluonen, die Farben und Flavours, und die Selbstwechselwirkung der Gluonen. Der alle starken Wechselwirkungen beschreibende QCD-Lagrangian kann folgendermaßen geschrieben werden:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_q (i\gamma^\mu D_\mu - M) \psi_q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}$$



**Abb. 2.1:** Die starke Kopplungskonstante  $\alpha_s$ , verschiedene Messungen und Modelle. Die Kopplungskonstante nimmt für kleine Impulsüberträge zu [Tas01].

Dabei sind  $\psi_q$  das Quark Feld,  $M$  die Quark Massenmatrix,  $G$  der Gluontensor,  $\gamma^\mu$  die Dirac Matrizen und  $D_\mu$  die kovariante Ableitung, welche die Kopplungen zwischen Quarks und Gluonen erzeugt.

Näherungsmethoden, mit denen die Voraussagen der QED berechnet wurden, sind in der QCD nur teilweise anwendbar. Der Grund dafür ist die große Kopplungskonstante  $\alpha_s$  bei kleinen Impulsüberträgen (Abb. 2.1). Sie verhindert über weite Bereiche einen störungstheoretischen Ansatz. Nur bei hohen Impulstransfers, entsprechend kleinen Abständen, wo die Kopplungskonstante klein genug ist, kann die perturbative QCD zur Anwendung kommen. In diesem Bereich verhalten sich die Quarks wie freie Teilchen. Für diese Theorie der asymptotischen Freiheit erhielten Gross, Wilczek und Politzer den Nobelpreis des Jahres 2004.

### 2.1.2 Aufbau der Hadronen

Aus den Quarks lassen sich, unter der Bedingung der Farblosigkeit, verschiedenste Hadronen aufbauen. Hadronen, welche aus Quark und Antiquark bestehen, werden Mesonen genannt. Baryonen bestehen aus drei Quarks. Die entstehenden Hadronen haben eine wesentlich höhere Masse als die ihrer Bausteine. Qualitativ lässt sich diese Masse als Bindungsenergie beschreiben. Die quantitative Berechnung ist hingegen ein bisher ungelöstes Problem der modernen Physik. Da sich bei Kombination von Quarks verschiedenste Möglichkeiten der Anordnung der Spins, des Bahndrehimpulses und weiterer Anregungen ergeben, sind eine Vielzahl an hadronischen

Zuständen bekannt. Historisch betrachtet führte genau die Vielzahl an Zuständen und deren Erklärung durch Gell-Mann (Nobelpreis 1969) zur Theorie der starken Wechselwirkung.

Zur Untersuchung der inneren Struktur von Hadronen führt man elastische und inelastische Streuexperimente durch. Durch die Verwendung von Elektronen beschränkt man sich bei elastischer Streuung auf die Messung der elektromagnetischen Struktur des zu untersuchenden Teilchens. Diese Struktur wird über sogenannte Formfaktoren ermittelt (Kapitel 2.2).

### 2.1.3 Die Masse der Hadronen

Die Masse eines Protons ist mit rund  $1\text{GeV}$  etwa 60 mal so groß wie die Summe der Stromquarkmassen mit etwa  $15\text{MeV}$ . Dies macht deutlich, dass die Herkunft der Masse der Hadronen nicht trivial erklärbar ist. Anschaulich kann man sich die zusätzliche Masse als Bindungs- und Bewegungsenergie der Quarks und Gluonen vorstellen.

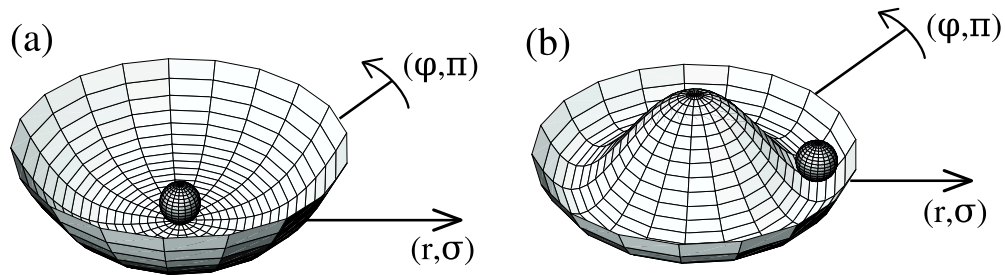
Der Versuch, die Masse von Hadronen zu berechnen, erfordert die Lösung des QCD-Lagrangians im Bereich großer Abstände bzw. kleiner Energien. Wie schon im vorherigen Kapitel geschrieben, funktionieren in diesem Bereich die störungstheoretische Rechnungen nicht.

Einen alternativen Ansatz bieten hier die Symmetrien des QCD-Lagrangians.

Im folgenden wollen wir die chirale Symmetrie und die sich daraus ergebenden Schlussfolgerungen genauer betrachten.

Als Chiralität (lat: Händigkeit) wird die Ausrichtung des Teilchenspins in Bezug auf seinen Impulsvektor bezeichnet. Sie ist nur für masselose Teilchen eine Erhaltungsgröße, da für massive Teilchen jeweils ein Bezugssystem gefunden werden kann, bei dem sich die Richtung des Impulsvektors in Bezug auf den Spin umgekehrt hat.

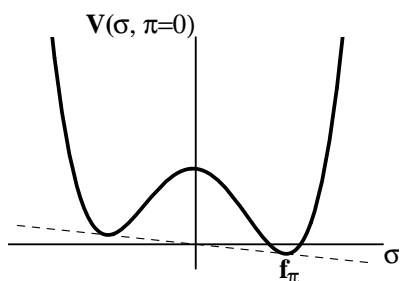
Im chiralen Limit, unter der Annahme masseloser Quarks, ist der QCD-Lagrangian invariant unter chiraler Transformation. Diese Näherung ist begründet durch die im Vergleich zu Hadronen geringen Massen der Stromquarks, besonders der u- und d-Quarks. Wenn die chirale Symmetrie auch im hadronischen Bereich erhalten wäre, dann müsste es zu Hadronen jeweilige chirale Partner mit identischer Masse geben. Chirale Partner sind Zustände bzw. Teilchen mit gleichem Spin und entgegengesetzter Parität. Beispiele sind die Pionen ( $J^P = 0^-$ ) und das Sigma ( $J^P = 0^+$ ) oder das Nukleon ( $J^P = 1/2^+$ ) und die  $S_{11}(1535)$  Resonanz mit  $J^P = 1/2^-$ . Da deren Massen sich stark unterscheiden, ist davon auszugehen, dass die chirale Symmetrie in der Natur nicht realisiert, also gebrochen ist.



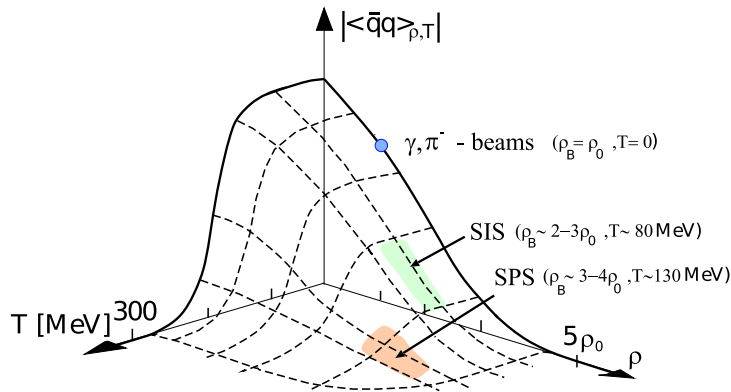
**Abb. 2.2:** Veranschaulichung der effektiven Potentiale für den Fall von: (a) keiner spontanen Symmetriebrechung und (b) spontaner Symmetriebrechung. Die Koordinaten  $r$  und  $\phi$  entsprechen den  $(\sigma, \vec{\pi})$  Feldern. Im zweiten Fall bricht der Grundzustand die Symmetrie des Potentials. Anregungen entlang der Potentialtales benötigen in diesem Bild keine Energie, entsprechen also masselosen Zuständen. Der Erwartungswert des Grundzustandes ist  $\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$  (nach [Koc95]).

Eine spontane Symmetriebrechung erhält man, wenn sich die Symmetrie des Lagrangians nicht im Grundzustand widerspiegelt. Eine anschauliche Erklärung dazu bietet das Bild Abb. 2.2. Identifiziert man hier die Koordinaten  $r$  und  $\phi$  entsprechend mit den  $(\sigma, \vec{\pi})$  Feldern der starken Wechselwirkung, erhält man für den zweiten Fall einen Erwartungswert des Grundzustandes von  $\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$ . Die Anregungen entlang des Potentialtales kosten keine Energie und sind somit masselose Zustände. Sie entsprechen Goldstone-Bosonen, in unserem Beispiel sind dies die Pionen. Anregungen entlang der radialen Achse hingegen kosten Energie, sind somit massebehaftet. Damit kann die spontane Symmetriebrechung erklären, warum der chirale Partner der Pionen, das Sigma, eine höhere Masse als die Pionen besitzt. Nicht erklärbar jedoch ist die von null verschiedene Masse der Pionen.

Die angenommene Symmetrie des QCD-Lagrangians ist in der Natur allerdings nur näherungsweise realisiert. Durch die von null verschiedenen Massen der Strom-Quarks wird die chirale Symmetrie explizit gebrochen. Diese explizite Symmetriebrechung entspricht einer Verkipfung des Potentials (Abb. 2.3). Dadurch werden in unserem Bild auch die Pionen massiv, da Anregungen entlang des Tales nun auch Energie erfordern.



**Abb. 2.3:** Schnitt durch den Potenzialverlauf aus Abb. 2.2. Im Falle einer expliziten Symmetriebrechung ist das Potential leicht gekippt [Koc95].



**Abb. 2.4:** Temperatur- und Dichteabhängigkeit des chiralen Kondensats nach dem Nambu-Jona-Lasinio Modell [Kli90]. Der Bereich der in dieser Arbeit beschriebenen Schwerionenexperimente am SIS ist markiert. Für elementare Reaktionen mit Protonen und Pionen gilt Dichte  $\rho = \rho_0$  und Temperatur  $T = 0$ .

Eine Symmetriebrechung ist immer verbunden mit einem Ordnungsparameter, in diesem Fall ist dies das chirale Kondensat mit einem Wert von  $\langle \bar{q}q \rangle \approx (-230 \text{ MeV})^3$ . Analog zur Temperaturabhängigkeit des Ordnungsparameters Magnetisierung in einem Ferromagneten nimmt auch der Wert des Kondensats mit zunehmender Temperatur und Dichte ab (Abb. 2.4). Bei Erreichen einer kritischen Temperatur erfolgt ein Phasenübergang; die chirale Symmetrie wird wiederhergestellt. Dies könnte sich in einer Annäherung der Massen von chiralen Partnern, z. B. des  $\pi$  und  $\sigma$  niederschlagen. Experimentell würde man eine Änderung von Breite oder Masse eines Teilchens erwarten, je nachdem, ob es innerhalb oder außerhalb eines Atomkerns zerfällt. Das  $\omega$ -Meson ist dabei ein aussichtsreicher Kandidat zur Messung möglicher Effekte.

### 2.1.4 Eigenschaften der leichten Mesonen

Im folgenden werden nur die Eigenschaften und Zerfälle der leichten neutralen Mesonen betrachtet. Deren Eigenschaften sind in Tabelle 2.3 aufgeführt, die Zerfälle in den Tabellen 2.4.

Beschränkt man sich auf die leichten Mesonen mit Bahndrehimpuls  $L = 0$  und negativer Parität, so kann man sie entsprechend ihrem Spin in Vektormesonen ( $\rho^0$ ,  $\omega$ ,  $\Phi$ , ...) mit Spin  $S = 1$  und pseudoskalare Mesonen ( $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$ , ...) mit  $S = 0$  unterteilen. Da die hier betrachteten leichten Mesonen neutral sind, wandeln sie sich unter Ladungskonjugation in sich selber um, sie sind ihr eigenes Antiteilchen. Die zugehörige Quantenzahl ist die Ladungskonjugationsparität  $C$  mit den Eigenwerten  $\pm 1$ , je nachdem, ob sich unter Ladungskonjugation das Vorzeichen der Wellenfunktion ändert. Es gilt  $C(q\bar{q}) = (-1)^{L+S}(q\bar{q})$ . Damit besitzen die Vektormesonen (V) die Ladungskonjugationsparität  $C = -1$  und pseudoskalare Mesonen (P)  $C = +1$ . Die  $C$ -Parität ist in elektromagnetischen und starken Prozessen erhalten. Da auch das Photon eine negative Parität besitzt, können Ein-Photon Wechselwirkungen wie in Abb. 2.5 nicht stattfinden. Allerdings

Meson	Masse [MeV]	Breite	$c\tau$	$J^P$	$I$	Quarkinhalt
$\pi^0$	134.97	$9.3eV$	$25.1nm$	$0^-$	1	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$
$\eta$	547.51(18)	$1.3keV$	$165pm$	$0^-$	0	$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$
$\rho^0$	775.5	$149MeV$	$1.3fm$	$1^-$	1	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$
$\omega$	782.65(12)	$8.5MeV$	$23fm$	$1^-$	0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$

**Tab. 2.3:** Eigenschaften ausgewählter leichter neutraler Mesonen [Yao06; Pov01]. Die Größe  $c\tau$ , das Produkt aus Lebensdauer und Lichtgeschwindigkeit, ist ein Maß für die mögliche Flugstrecke vor dem Zerfall des Mesons.  $J$  ist der Gesamtspin,  $P$  die Parität und  $I$  der Isospin.

$\pi^0$ -Zerfall	Anteil	$\eta$ -Zerfall	Anteil	$\omega$ -Zerfall	Anteil
$\gamma\gamma$	98.8%	$\gamma\gamma$	39.38%	$\pi^+\pi^-\pi^0$	89.1%
$e^+e^-\gamma$	1.198%	$3\pi^0$	32.5%	$\pi^0\gamma$	8.9%
		$\pi^+\pi^-\pi^0$	22.7%	$\pi^+\pi^-$	1.7%
		$e^+e^-\gamma$	$6.0 \cdot 10^{-3}$	$\eta\gamma$	$4.9 \cdot 10^{-4}$
		$\mu^+\mu^-\gamma$	$3.1 \cdot 10^{-4}$	$e^+e^-\pi^0$	$7.7 \cdot 10^{-4}$
		$e^+e^-$	$< 7.7 \cdot 10^{-5}$	$\mu^+\mu^-\pi^0$	$9.6 \cdot 10^{-5}$
		$\mu^+\mu^-$	$5.8 \cdot 10^{-6}$	$e^+e^-$	$7.18 \cdot 10^{-5}$

**Tabelle 2.4:** Ausgewählte Zerfallskanäle des  $\pi^0$ - (links), des  $\eta$ - (mitte) und des  $\omega$ -Mesons (rechts) [Yao06].

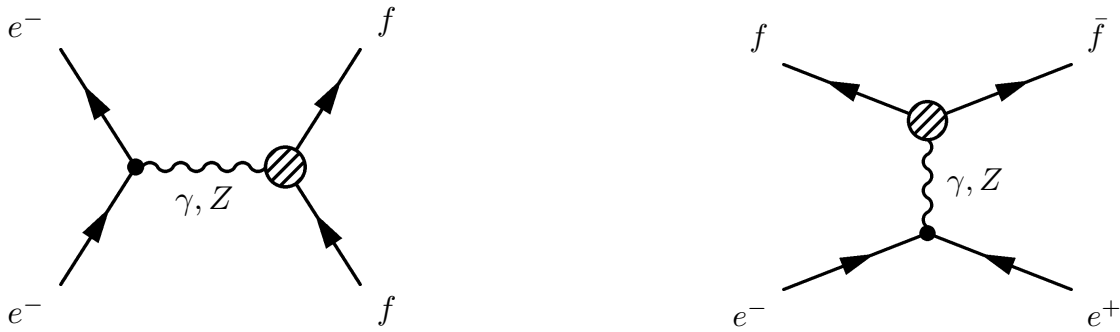
können sich Mesonen unter Kopplung an ein Photon in ein anderes Meson mit inverser Parität umwandeln. Daraus folgert auch, dass der Zerfall von Vektormesonen in eine gerade Anzahl von Photonen wegen der C-Paritätserhaltung verboten ist. Entsprechend ist für pseudoskalare Mesonen ein Zerfall in eine ungerade Anzahl von Photonen nicht möglich. Der Zerfall von Vektormesonen in ein einzelnes reelles Photon ist durch Energie-Impulserhaltung verboten.

## 2.2 Elektromagnetische Formfaktoren

Informationen über die innere Struktur von Hadronen, also ihren Quark-Inhalt, sind über Streuexperimente zugänglich. Gemessen wird dabei die Abweichungen im Vergleich zur elastischen Streuung von punktförmigen Teilchen. Diese Information wird in den sogenannten Formfaktoren ausgedrückt.

### 2.2.1 Klassischer Formfaktor

Um den elektromagnetischen Formfaktor zu verstehen, betrachten wir zuerst die klassische elastische Streuung eines punktförmigen geladenen Teilchens an einem zweiten geladenen Teilchen



**Abb. 2.5:** Feynman-Graph für Streuung eines Elektron an einem geladenen Teilchen  $f$ . Die Erzeugung eines Teilchenpaares im rechten Graph ist formal gesehen identisch. Links wird der Formfaktor im raumartigen ( $q^2 < 0$ ) und rechts im zeitartigen ( $q^2 > 0$ ) Bereich gemessen.

(Rutherford-Streuung). Während für große Impaktparameter die Struktur des zweiten Teilchens keine Rolle spielt, wird bei kleinen Abständen eine durch die Ladungsverteilung des Stoßpartners bedingte Modifikation der Streuung sichtbar. Sie wird Formfaktor genannt. Der Formfaktor ist vom Impulsübertrag  $\vec{q} = \vec{p} - \vec{p}'$  abhängig.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{\alpha^2 (\hbar c)^2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \cdot F^2(q^2) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{punktförmig}} \cdot F^2(q^2)$$

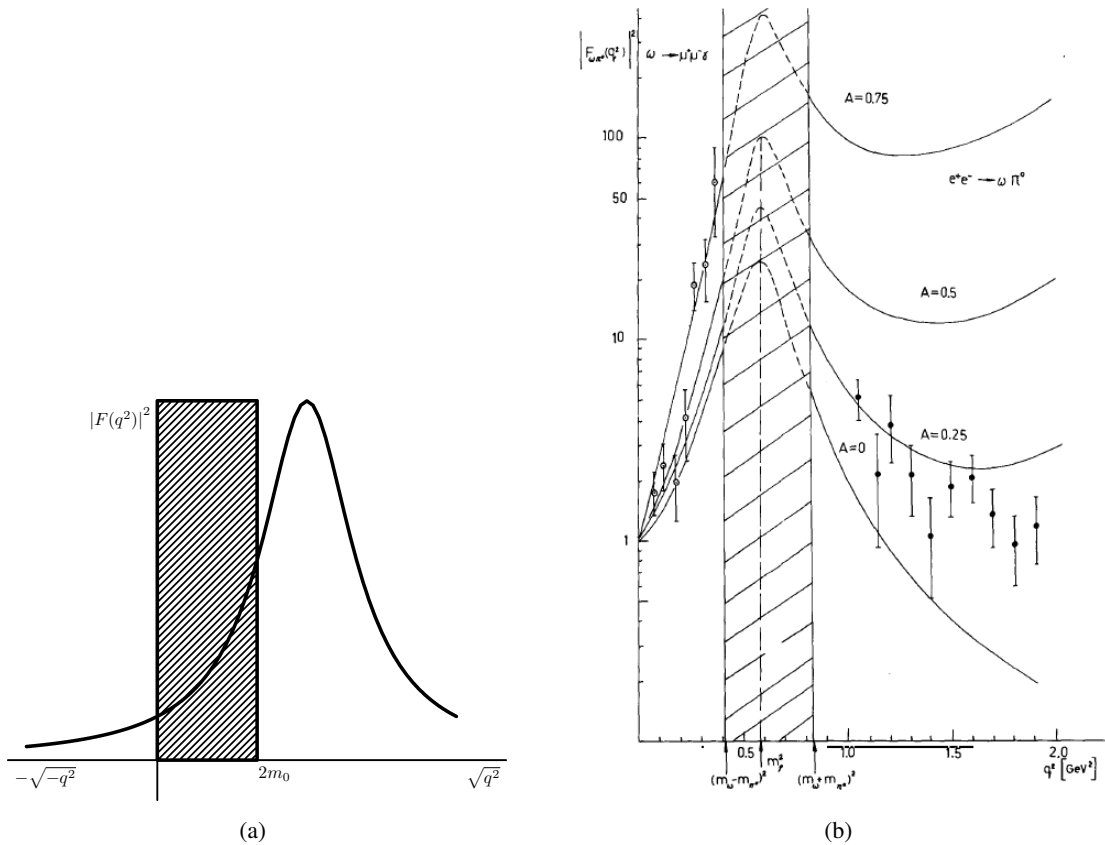
Der Formfaktor ergibt sich klassisch als Fouriertransformierte der Ladungsverteilung. Für ein punktförmiges Streuzentrum ist  $F=1$ .

Im relativistischen Fall, unter Einbeziehung der Spins der Teilchen, kann die anschauliche Interpretation nicht aufrecht erhalten werden. Die formale Struktur der Formeln und deren qualitative Aussage bleiben aber erhalten.

Insbesondere kann man aus dem Vergleich von einem experimentell gemessenen und einem theoretisch für eine punktförmige Ladung berechneten Wirkungsquerschnitt den Formfaktor bestimmen<sup>2</sup>. Der Formfaktor ist damit eine experimentell zugängliche Größe für die Ladungsverteilung des Streuzentrums.

Der Formfaktor tritt nicht nur bei der Streuung, sondern auch bei der (formal gesehen identischen) elektromagnetischen Annihilation und Erzeugung von Teilchenpaaren auf (Abb. 2.5). Im ersten Fall wird der Formfaktor im raumartigen (Impulsübertrag, kein Energieübertrag,  $q^2 < 0$ ), im zweiten Fall im zeitartigen (nur Energie-, kein Impulsübertrag,  $q^2 > 0$ ) Bereich bestimmt. Dabei ist nicht der komplette Bereich von  $q^2$  experimentell zugänglich (siehe Abb. 2.6a). In Annihilationsexperimenten muss  $q^2$  größer als die Ruhemassen der entstehenden Teilchen sein. Eine weitere Möglichkeit Formfaktoren zu messen, bieten die im nächsten Abschnitt diskutierten Dalitz-Zerfälle.

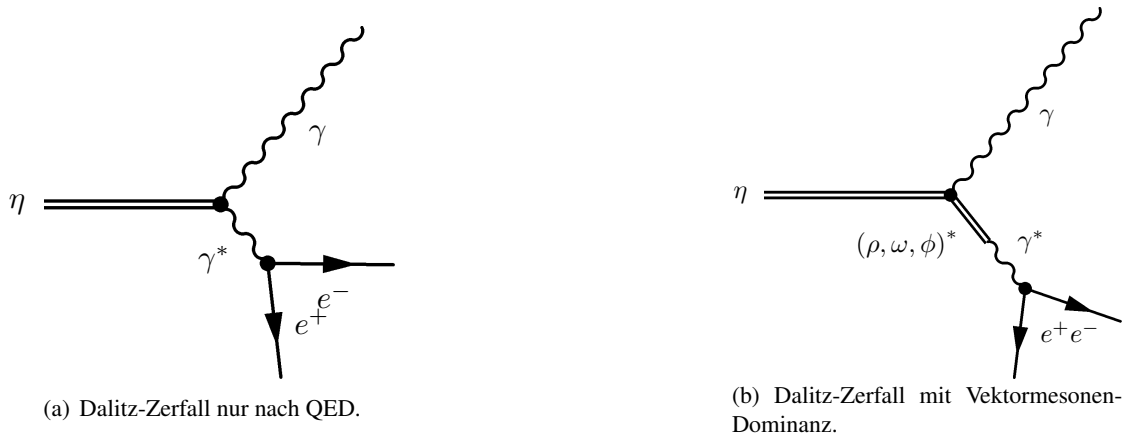
<sup>2</sup>Genauer: Es wird das Betragsquadrat des Formfaktors gemessen. Der Formfaktor kann imaginäre Anteile haben.



**Abb. 2.6:** (a) Der schematische Verlauf des Formfaktors für geladene Pionen. Der raumartige Bereich negativer  $q^2$  kann durch Elektronenstreuung, der zeitartige Bereich  $q > 2m_{\pi^0}$  durch Annihilationsexperimente gemessen werden (Abb. 2.5). Der schattierte Bereich ist experimentell nicht zugänglich. (b) Der gemessene Formfaktor des  $\omega$ -Mesons im zeitartigen Bereich. Zwischen  $0 < q < m_{\omega} - m_{\pi^0}$  kann der Formfaktor über den Dalitz-Zerfall bestimmt werden, im Bereich  $q > m_{\omega} + m_{\pi^0}$  durch Produktion von  $\pi^0 + \omega$  in Elektron-Positron Annihilation [Lan85]. Im kinematisch verbotenen Bereich lassen sich Formfaktoren über eine Dispersionsrelation berechnen [Bal01].

## 2.2.2 Übergangsfaktor

Wie schon beschrieben, können neutrale Mesonen mit definierter C-Parität nicht wie in Abb. 2.5 an ein Photon koppeln, sondern verwandeln sich dabei in ein anderes Meson, also z.B.  $P \rightarrow V + \gamma$ . Der dabei am Vertex auftretende Formfaktor wird als Übergangsfaktor bezeichnet (siehe Abb. 2.7). Im Falle des  $\eta$ -Dalitz-Zerfalls  $\eta \rightarrow \gamma + \gamma^* \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$  ist damit der Formfaktor am  $\eta - \gamma$  Vertex gemeint. Der Formfaktor  $F(m_{e^+e^-}^2, m_{\gamma}^2, m_P^2)^2$  ist abhängig von den invarianten Massen der Zerfallsprodukte  $m_{e^+e^-}^2 = q^2$  und  $m_{\gamma}^2 = 0$  sowie der des Masse des Mesons  $m_P$ . Der Impulstransfer  $q^2$  entspricht dabei invarianten Masse des erzeugten Leptonenpaares.



**Abb. 2.7:** Feynman-Graphen für den Dalitz-Zerfall des  $\eta$ -Mesons. Der Übergangs-Formfaktor wird am  $\eta\gamma\gamma^*$  Vertex bestimmt. Links ist der Dalitz-Zerfall im Rahmen der QED dargestellt, die Kopplung erfolgt nur über ein virtuelles Photon. Rechts ist dagegen der Zerfall nach der Vektormeson-Dominanz gezeigt, bei dem die Kopplung des virtuellen Photons an das pseudoskalare Meson über ein virtuelles Vektormeson erfolgt.

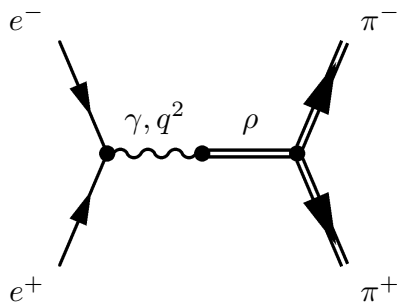
Die invariante Massenverteilung für den Dalitz-Zerfall eines pseudoskalaren Mesons (P) in zwei Leptonen (l) und ein Photon lässt sich vollständig im Rahmen der Quantenelektrodynamik berechnen [Lan85]:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(P \rightarrow l^+ l^- \gamma)}{dq^2 \cdot \Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma)} &= \frac{2\alpha}{3\pi} \left[1 - \frac{4m_l^2}{q^2}\right]^{1/2} \left[1 + 2\frac{m_l^2}{q^2}\right] \frac{1}{q^2} \left[1 - \frac{q^2}{m_P^2}\right]^3 |F_P(q^2)|^2 \\ &= \left(\frac{d\Gamma}{dq^2}\right)_{QED} \cdot |F_P(q^2)|^2 \end{aligned}$$

Würden nur elektromagnetische Effekte eine Rolle spielen (wie in Abb. 2.7a), wäre der Formfaktor konstant eins. Abweichungen, die durch die starke Wechselwirkung entstehen (wie in Abb. 2.7b), machen sich durch einen Formfaktor  $|F(q^2)|^2 \neq 1$  bemerkbar. Der Formfaktor wird bestimmt, indem die gemessene invariante Massenverteilung durch die im Rahmen der QED berechnete geteilt wird.

Der über den Dalitz-Zerfall zugängliche Bereich des Formfaktors wird kinematisch begrenzt durch die Masse des zerfallenden Mesons  $m_M$ , der Ruhemasse der entstehenden Leptonen  $m_l$ , und der Masse des dritten entstehenden Teilchen  $m_x$ . Es gilt  $2m_l < q^2 < m_M - m_x$  (siehe Abbildung 2.6b). Im Falle des  $\eta$ -Dalitz-Zerfalls ist  $m_x = m_\gamma = 0$ , im Falle des  $\omega$ -Dalitz-Zerfalls gilt  $m_x = m_{\pi^0} = 0$ . Bei der Messung des Dalitz-Zerfalls in zwei Myonen ist entsprechend ein relativ großer Bereich des Formfaktor experimentell nicht zugänglich.

Zerfälle, bei denen sich ein virtuelles Photon in einem Leptonenpaar manifestiert, werden auch als innere Konversion bezeichnet.



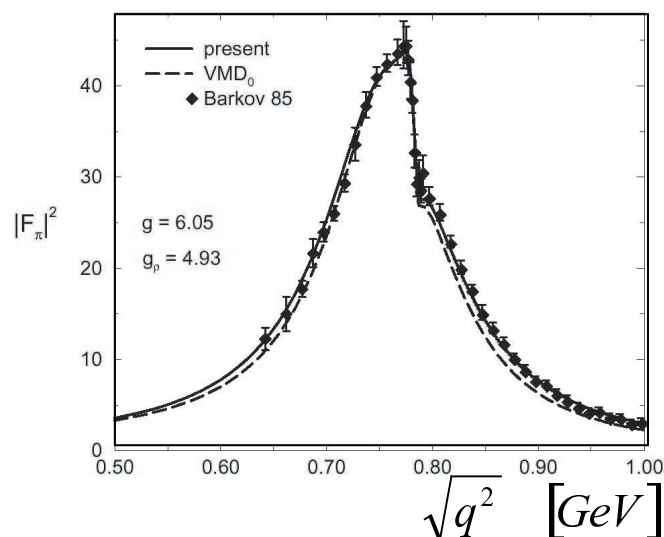
**Abb. 2.8:** Feynman-Graph für die Messung des  $\pi^\pm$  Formfaktors in der  $e^+e^-$  Annihilation. Die Wechselwirkung erfolgt über ein Vektormeson.

## 2.3 Vektormesonen-Dominanz

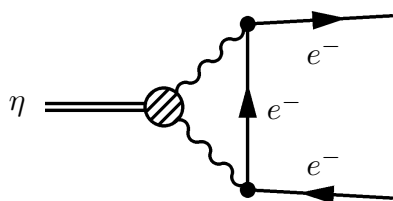
Das Modell der **Vektormesonen-Dominanz** (VMD) sagt aus, dass die Kopplung eines Photons an ein Hadron dominant über ein virtuelles Vektormeson erfolgt. Im Partonenmodell kann man sich das veranschaulichen, da das Photon nur mit einem der Quarks des Mesons wechselwirkt. Anschaulich ergibt sich aus dem Quark und Antiquark an dem Vertex ein Vektormeson (Abb. 2.8).

Die VMD beschreibt unter anderem sehr erfolgreich die Produktion von Pionen in  $e^+e^-$  Annihilation (Abb. 2.9). Hier ist deutlich zu erkennen, dass der Produktionsquerschnitt bei rund 780 MeV von einer Resonanz dominiert ist. Diese Resonanz ist bestimmt durch eine Interferenz von  $\rho$ - und  $\omega$ -Meson [Bar85; Kli96].

Bei den Übergangsformfaktoren äußert sich die VMD in einem von eins verschiedenen Formfaktor (vgl. Abb. 2.7). Die an der Vektormesonen-Dominanz in den Übergangsformfaktoren betei-



**Abb. 2.9:** Gemessener zeitartiger  $\pi$  Formfaktor in  $e^+e^-$  Annihilation (Abb. 2.8) im Vergleich zum VMD Modell [Bar85; Kli96].



**Abb. 2.10:** Feynman-Graph des direkter Zerfalls eines  $\eta$ -Mesons in ein Leptonenpaar. Dieser Zerfall ist wegen der Helizitätserhaltung stark unterdrückt.

ligten Vektormesonen sind  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$ . Die Formfaktoren werden oft in der Monopol-Näherung  $F(q^2) = \frac{1}{1-q^2/\lambda^2}$  parametrisiert, da bei den niedrigen Energien nur  $\rho$  und  $\omega$  einen dominanten Einfluss haben. Der einzige Parameter in der Monopol-Näherung ist die Steigung des Formfaktors  $b = dF/dq^2|_{q^2=0} = \lambda^{-2}$  an der Stelle  $q^2 = 0$ . Das  $\lambda$  entspricht dabei der Masse des virtuellen Vektormesons.

## 2.4 Direkter Dileptonenzerfall des $\eta$ -Mesons

Der direkte Zerfall von pseudoskalaren Mesonen in ein Leptonenpaar ist ein elektromagnetischer Prozess vierter Ordnung, mit einem zusätzlichen Vertex gegenüber dem Dalitz-Zerfall (siehe Abb. 2.10).

Wegen der Helizitätserhaltung sind diese Prozesse unterdrückt, und zwar umso stärker je kleiner die Masse des Leptons ist. Dies ist vergleichbar mit dem Zerfall der geladenen Pionen in Lepton und Neutrino, bei dem der Zerfall in Myonen häufiger stattfindet als in Elektronen, obwohl der verfügbare Phasenraum das Gegenteil erwarten ließe [Pov01].

Das bedeutet auch, dass der Zerfall  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$  ein größeres Verzweigungsverhältnis hat, als der Zerfall  $\eta \rightarrow e^+ e^-$ . Der Zerfall des  $\eta$  in Dimyonen ist bekannt (Tab. 2.4). Die angegebene obere experimentelle Grenze für den Dielektronen-Zerfall ist aber deutlich höher als der theoretisch zu erwartende Wert.

Kann das Photon in einem Dalitz-Zerfall nicht nachgewiesen werden, unterscheidet er sich in seiner Signatur nicht vom direkten Zerfall. In der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse des  $\eta$ -Dalitz-Zerfalls können daher auch direkte Zerfälle enthalten sein. Für diese würde die invariante Dileptonenmasse gleich der  $\eta$ -Masse sein.

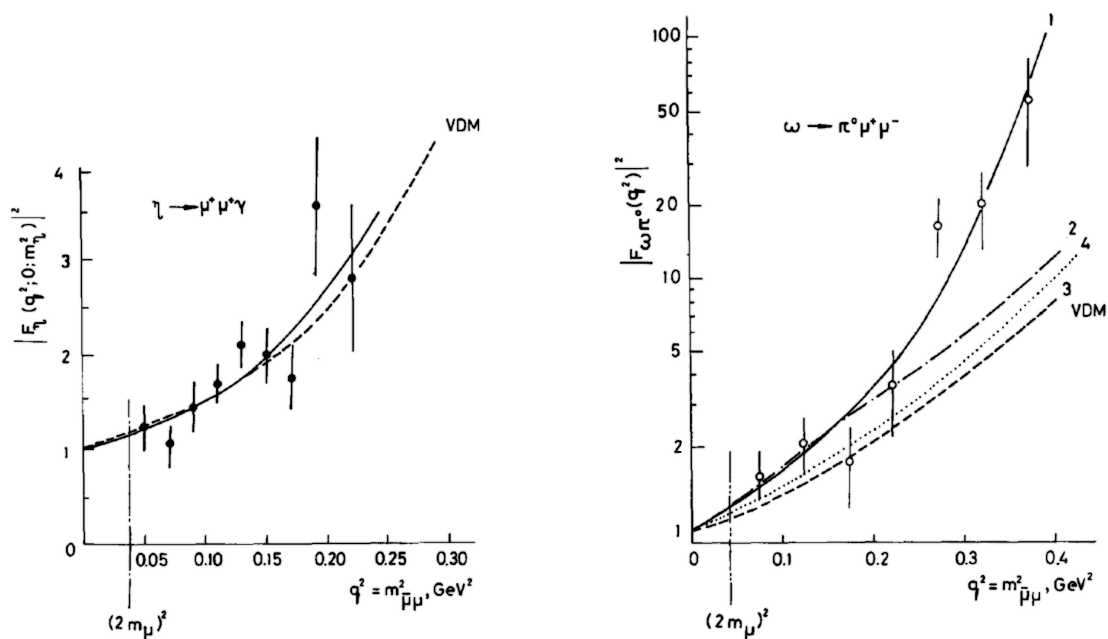
## 3 Experimente

### 3.1 Messungen von elektromagnetischen Übergangsformfaktoren

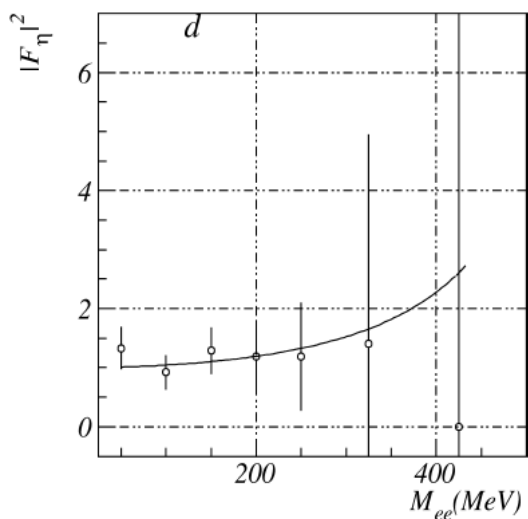
Die Messung der elektromagnetischen Formfaktoren in Zerfällen der leichten Mesonen ist eine experimentelle Herausforderung. Bisherige Experimente haben zum Teil eine sehr geringe Statistik, Vergleiche mit den theoretischen Vorhersagen sind oft schwierig. Zu den Experimenten mit der größten Statistik gehört das Lepton-G, welches die Formfaktoren in  $\mu^+ \mu^-$  Zerfällen vermessen hat (Abb. 3.1). Diese Methode hat den Vorteil, dass Untergrund aus externe  $\gamma$ -Konversion, d. h. durch Photonen verursachte Paarbildung, praktisch nicht existent ist. Auf der anderen Seite sind Zerfälle in Myonen zusätzlich um eine weitere Größenordnung unterdrückt. Die Messung ist nach unten beschränkt durch den kinematisch verbotenen Bereich unterhalb der doppelten Myonenmasse. Für die Messung des  $\omega$ -Formfaktor geht der erlaubte Bereich nur bis zur oberen Grenze von  $m_\omega - m_{\pi^0}$ . In diesem Experiment wurden 600 Ereignisse für den  $\eta$  und 60 für  $\omega$ -Kanal gemessen. Die Ergebnisse des  $\eta$ -Formfaktors sind mit der Vektormesonen-Dominanz verträglich, für den  $\omega$ -Formfaktor gibt es hingegen ungeklärte Abweichungen. Weitere Messungen des  $\omega$ -Formfaktors sind erforderlich, um diese Diskrepanz zu erklären.

Die größte Statistik im  $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$  Dalitz-Zerfall hat der SND-Detektor am VEPP-2M-Collider gemessen [Ach01]. Hier wurde in einer exklusiven Analyse der Zerfall des  $\phi$  in  $\eta$  und dessen anschließender Zerfall untersucht. Die Anzahl der ausgewählten Ereignisse ist mit 109 Zerfällen angegeben. Die ermittelte Steigung  $b = \Lambda^{-2}$  des Formfaktors  $F = (1 - q^2/\Lambda^2)^{-1}$  beträgt  $1.6 \pm 2.0 \text{ GeV}^{-2}$  und ist sowohl mit der VDM als auch mit einem Formfaktor von  $F=1$  verträglich.

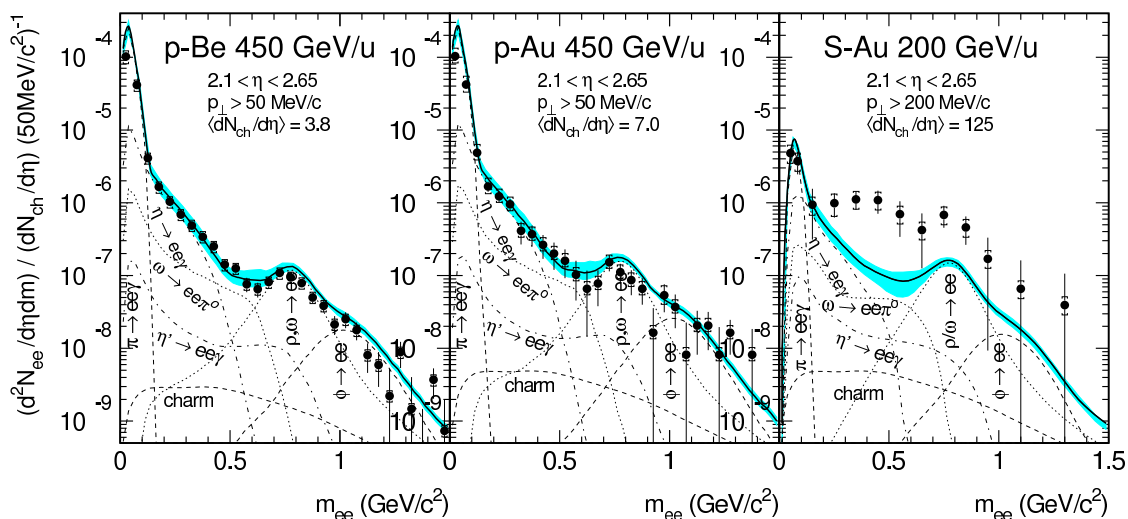
Weitere in Landsberg [Lan85] aufgeführte Experimente, wie das von Jane et.al. [Jan75], haben mit 50 und weniger Ereignissen im  $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$  Kanal eine noch geringere Statistik, die Extraktion eines Formfaktors ist hier mit großen Fehlern verbunden.



**Abb. 3.1:** Messung der  $\eta$ - und  $\omega$ -Formfaktoren in  $\mu^+\mu^-$  Spektroskopie mit dem Lepton-G Experiment [Lan85; Bus78; Djh80]. Die durchgezogenen Linien sind ein Fit an die Daten, die gepunkteten entsprechen den VMD Vorhersagen.



**Abb. 3.2:** Der vom SND-Experiment gemessener  $\eta$ -Formfaktor im  $e^+e^-\gamma$  Kanal aus  $\phi \rightarrow \eta e^+e^-$  mit nachfolgendem Zerfall des  $\eta$ -Mesons [Ach01].



**Abb. 3.3:** Verschiedene von CERES gemessene Dileptonenspektren für unterschiedliche Projektile und Energien. Die beiden Spektren für  $p + Be$  und  $p + Au$  lassen sich quantitativ durch die Superposition der einzelnen Hadronen-Anteile beschreiben. Im rechten Spektrum der Reaktion  $S + Au$  hingegen ist eine deutlich Überhöhung im Bereich zwischen  $0.2 \text{ GeV} - 0.6 \text{ GeV}$  über dem Cocktail zu erkennen [Aga05].

### 3.2 Messungen von Mesonenzerfällen in dichter Kernmaterie

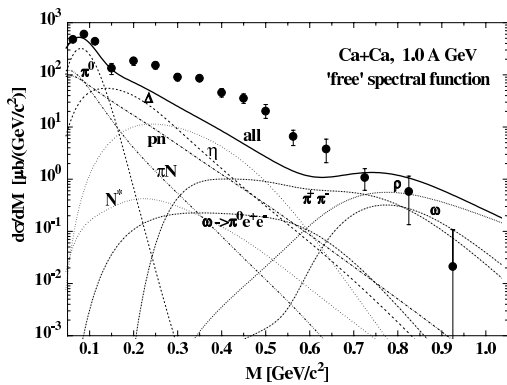
In den letzten Jahrzehnten haben verschiedene Experimente die Eigenschaften von Hadronen, speziell von Mesonen, in einer stark wechselwirkenden Umgebung gemessen. Verschiedene theoretische Modelle sagen hier Änderungen der Masse und der Zerfallsbreite, insbesondere bei  $\rho$ - und  $\omega$ -Mesonen, voraus. Da Leptonen nicht stark wechselwirken, ist die Dileptonenspektroskopie die ideale Methode um die Zerfälle von Mesonen zu vermessen. Die im folgenden vorgestellten Experimente sind, mit einer Ausnahme, Dileptonen messende Detektoren.

Zwei der ersten speziell für diesen Zweck gebauten Experimente sind das CERES Spektrometer am SPS<sup>1</sup> Beschleuniger des CERN und das DLS<sup>2</sup> Experiment am Bevalac. Die beiden fixed-Target Experimente messen in zwei verschiedenen Kollisions-Energiebereichen, CERES bei  $40 - 450 \text{ AGeV}$ , DLS bei eher moderaten  $1 - 5 \text{ GeV}$  kinetischer Energie. Die von beiden Detektoren gemessenen Dileptonenspektren für Proton-induzierte Reaktionen lassen sich ohne wesentliche Probleme als die inkohärente Überlagerung der Vakuumverteilungen der Mesonenzerfälle beschreiben. Dies gilt sowohl für die leichten Systeme wie ( $p + p$  und  $p + d$ ) als auch für die schweren Systeme ( $p + A$ ). Die Situation ist jedoch nicht so eindeutig, wenn statt Protonen als Projektile schwere Ionen verwendet werden.

<sup>1</sup>SPS: Super Protonen Synchrotron

<sup>2</sup>DLS: DiLeptonen Spektrometer

In den von CERES in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen gemessenem invarianten  $e^+e^-$  Massenspektrum ist eine deutlich Überhöhung über einem ‘‘Cocktail’’ zu erkennen (Abb. 3.3). Der Cocktail setzt sich aus der Summe der Dileptonenspektren der langlebigen, nach Expansion des Feuerballs zerfallenden, Mesonen zusammen. Die Überhöhung kann in Modellrechnungen durch in-Medium Modifikationen der Mesonen erklärt werden. Rechnungen, die eine Verbreiterung bzw. eine Verschiebung und Verbreiterung des  $\rho$ -Mesons annehmen, sind in Übereinstimmung mit den Messwerten, Modelle ohne diese Annahmen können die experimentellen Befunde nicht erklären [Aga05].



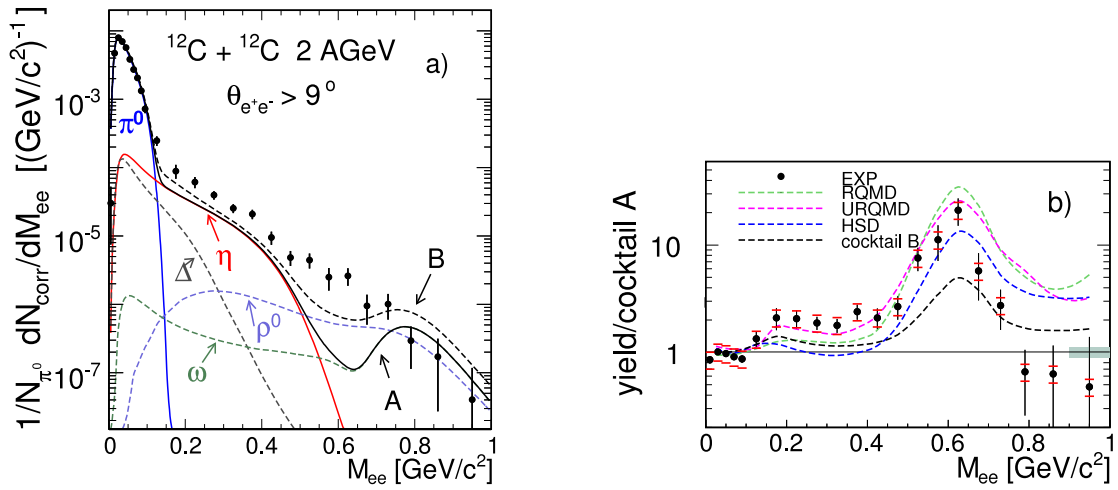
**Abb. 3.4:** Das von DLS gemessene Dielektronenspektrum in Ca+Ca Reaktionen bei 1.04 A GeV. Der im Vergleich zu einem Cocktail frei zerfallender Mesonen überhöhte Querschnitt ist deutlich zu erkennen. Die Abbildung ist entnommen aus [Bra98].

Auch in den von DLS gemessenen Schwerionenreaktionen,  $C + C$  und  $Ca + Ca$  bei einer Strahlenergie von 1.04 A GeV, ist eine deutliche Überhöhung des Wirkungsquerschnittes bei invarianten Massen oberhalb von 150 MeV zu erkennen (Abb. 3.4) [Por97]. Die einfachste Erklärung für die Überhöhung in diesem Bereich, ein höherer Querschnitt für die  $\eta$ -Produktion, konnte durch Messungen von TAPS widerlegt werden [Hol97]. Diese bisher unverstandene Überhöhung ist als ‘‘DLS-Puzzle’’ bekannt.

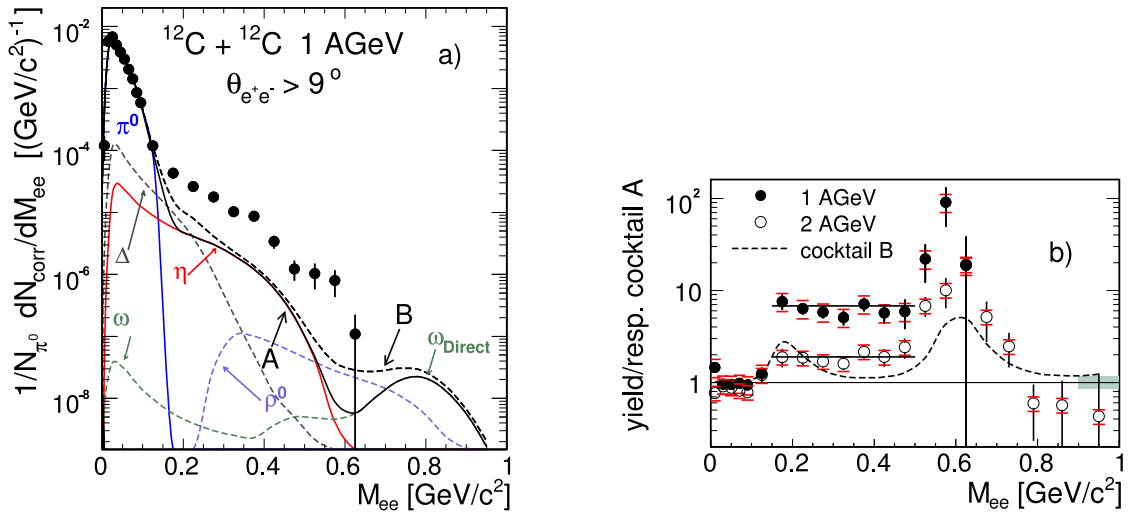
Eines der Ziele der HADES-Kollaboration ist es, die Messungen von DLS mit höherer Auflösung und Raumwinkelabdeckung zu überprüfen. Dazu wurden  $^{12}C + ^{12}C$  Experimente bei 1 und 2 A GeV durchgeführt. Beide Spektren zeigen eine Überhöhung der Dileptonen-Massenverteilung im Bereich oberhalb der Pionenmasse ( $150 \text{ MeV}/c^2 < m_{ee} < 500 \text{ MeV}/c^2$ ). Dabei ist der Überschuss in den 1 A GeV Daten wesentlich ausgeprägter (Abb. 3.5 und 3.6).

Da HADES und DLS eine stark unterschiedliche Akzeptanz besitzen, ist der direkte Vergleich der Daten nicht möglich. Daher wurden die Daten von DLS mit einer PLUTO<sup>3</sup>-Cocktail-Simulation verglichen, die mit der DLS-Akzeptanz gefiltert wurde. Der berechnete Überhöhungsfaktor zeigt eine gute Übereinstimmung mit den HADES 1 A GeV Daten. Der Verlauf des Überschusses in Abhängigkeit von der Einschussenergie im Vergleich mit den bekannten Daten zur Produktion neutraler Mesonen [Ave97; Hol97] ist in Abb. 3.7 gezeigt. Für den Beitrag der  $\eta$ -Dalitz-Zerfälle

<sup>3</sup>PLUTO ist ein Ereignisgenerator, siehe auch Abschnitt 7.3.



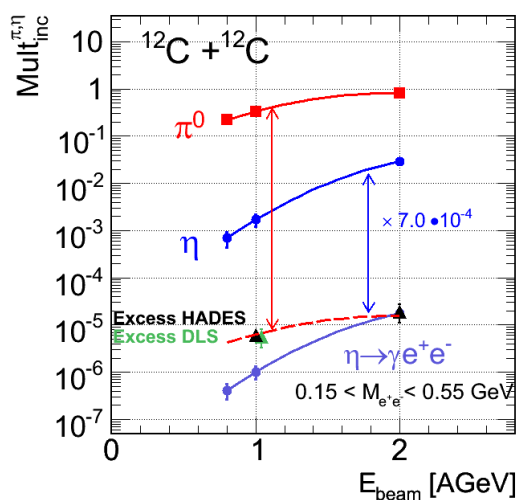
**Abb. 3.5:** (a) Von HADES gemessenes invariantes  $e^+e^-$  Massenspektrum in  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  Reaktionen bei 2 AGeV kinetischer Energie. Das Effizienz und Untergrund korrigierte Spektrum zeigt eine deutliche Überhöhung bei Massen zwischen 150 MeV bis etwa 650 MeV gegenüber dem thermischen Cocktail A aus freien  $\pi^0$ ,  $\eta$  und  $\omega$  Zerfällen. Auch gegenüber Cocktail B, welcher zusätzlich die Zerfälle von  $\Delta$  und  $\rho$  enthält, bleibt der Überschuss bestehen. (b) Das Verhältnis von Messwerten und verschiedenen Modellrechnungen zu Cocktail A. Eine Teil der Überhöhung im Bereich von 600 MeV ist auf die nicht berücksichtigten Zerfälle von  $\Delta$  und  $\rho$  in Cocktail A zurückzuführen [Aga07b].



**Abb. 3.6:** (a) Von HADES gemessenes invariantes  $e^+e^-$  Massenspektrum in  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  Reaktionen bei 1 AGeV kinetischer Energie. Die Überhöhung im Vergleich zu dem Cocktail ist noch deutlicher als bei den 2 AGeV Daten aus Fig. 3.5. (b) Verhältnis der Datenpunkte zu Cocktail A im Vergleich zu denen des 2 AGeV Experiments [Aga07b]. Der gemittelte Überhöhungsfaktor im Bereich zwischen 150 MeV und 500 MeV ist im Text diskutiert.

(gestrichelte Kurve) wurden nur Dileptonenpaare mit Energien zwischen  $150$  und  $500 \text{ MeV}/c^2$  berücksichtigt. Der Überschuss scheint entsprechend der Pionenproduktion mit der Einschussenergie zu skalieren. Es ist daher anzunehmen, dass die Überhöhung durch Pionenproduktion bzw. Pionen erzeugende niederenergetische Prozesse, wie  $\Delta$ -,  $\rho$ -Anregung bei niedrigen Energien oder aber auch durch Nukleon-Nukleon-Bremsstrahlung zustande kommt [Aga08].

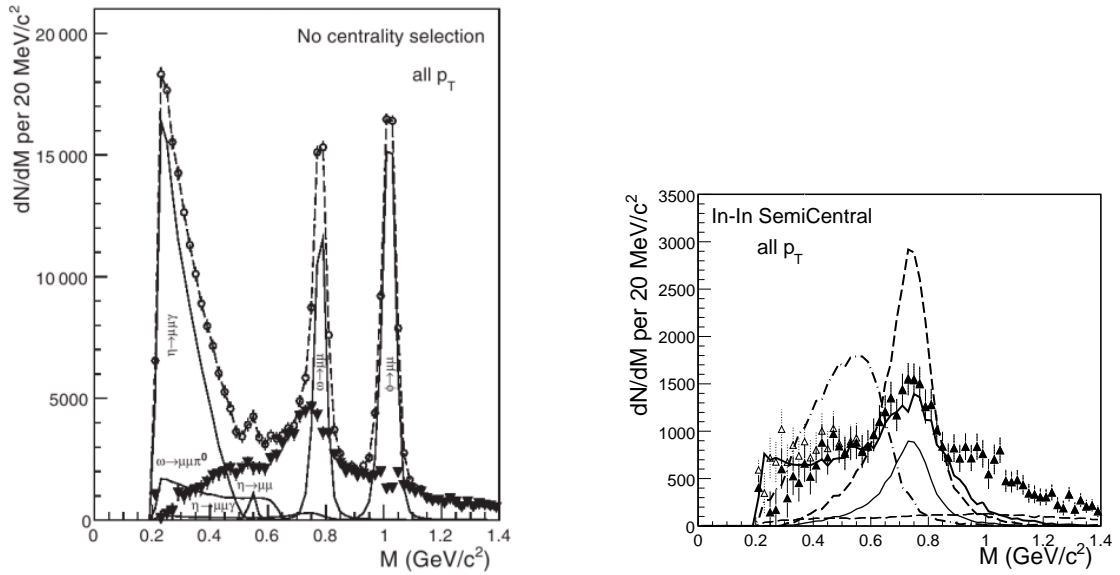
Hinweise darauf, dass hier bisher der Beitrag besonders der pn-Bremsstrahlung unterschätzt wurde, stammen aus neuen Ein-Boson-Austausch-Rechnungen [Shy03; Kap05]. Von besonderem Interesse sind dabei die von HADES durchgeführten Experimente mit Protonen- und Deuteronenstrahlen bei  $1.25 \text{ AGeV}$  Energie, die neben der Messung des  $\Delta$ -Dalitz-Zerfalls auch einen Vergleich von pp und np induzierten Reaktionen ermöglichen.



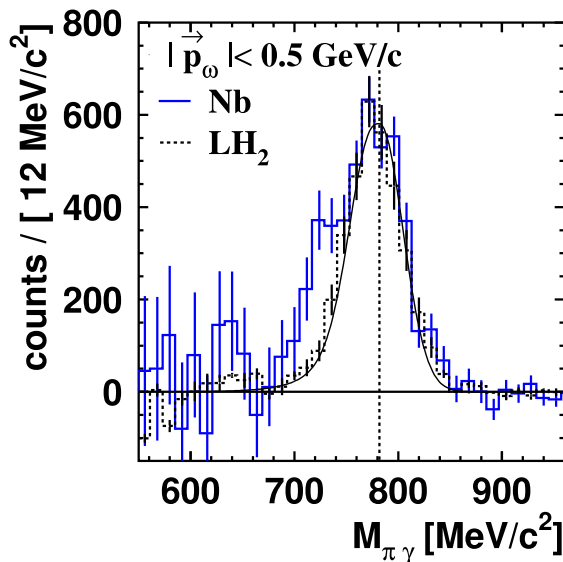
**Abb. 3.7:** Inklusiver Dileptonenüberschuss gemessen von HADES (gefüllte Dreiecke) und DLS (offene Dreiecke) im Vergleich mit den Anregungsfunktionen von  $\pi^0$  und  $\eta$  Mesonen und des  $\eta$ -Dalitz-Zerfalls (gestrichelt) in  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  Reaktionen als Funktion der Strahlenergie. Der gemessene Überschuss skaliert mit der Energie wie die Pionenproduktion, unterscheidet sich aber deutlich von dem Verlauf für die  $\eta$ -Produktion [Aga08]. Details sind im Text diskutiert.

Einen Quantensprung in der gemessenen Statistik der Dileptonenexperimente stellt das NA60 Experiment am SPS (CERN) dar. Das mit NA60 in  $In + In$  Reaktionen bei  $158 \text{ AGeV}$  gemessene inklusive Dimyonen-Spektrum besitzt eine sehr große Statistik und gute Auflösung (Abb. 3.8). Nach Untergundabzug sind die direkten Zerfälle von  $\eta$ ,  $\rho/\omega$  und  $\phi$ -Mesonen deutlich zu erkennen. Durch Subtraktion der bekannten Signale für  $\eta$ ,  $\omega$  und  $\phi$  in geeigneten Bereichen der Ereigniszentralität kann das  $\rho$ -Signal isoliert werden. Im Vergleich mit verschiedenen Theorien werden die Daten am besten durch eine Verbreiterung des  $\rho$  beschrieben [Arn06].

Andere Messungen der  $\rho$ -Masse und Breite liefern zum Teil widersprüchliche Ergebnisse. Während E325@KEK eine Verschiebung der Masse von  $\frac{\Delta m}{m} = -9\%$  und keine Verbreiterung feststellt, findet das CLAS Experiment am JLAB keine Verschiebung, sondern nur eine leichte Verbreiterung.



**Abb. 3.8:** (a) Das von NA60 gemessene Dimuonensignal nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes. Die direkten Zerfälle der  $\phi$ ,  $\omega$  und  $\eta$ -Mesonen in zwei Myonen sind deutlich erkennbar. Die durchgezogenen Linien geben die Anteile des jeweiligen Zerfallskanals am Cocktail an. Der nach Abzug der bekannten Anteile verbleibende Rest (Dreiecke) wird dem Zerfall des  $\rho$  zugeschrieben. (b) Das entsprechende  $\rho$ -Signal in semizentralen Ereignissen. Die Linien stehen für verschiedene theoretische Vorhersagen: Unmodifiziert (gestrichelt), in-Medium Verbreiterung (Rapp/Wambach, dick durchgezogen), in-Medium Verschiebung (entsprechend Brown/Rho Skalierung, strichpunktiert) [Arn06].



**Abb. 3.9:** Die rekonstruierte  $\omega$ -Masse nach Untergrundabzug im Vergleich der von CBELSA/TAPS gemessenen Spektren für  $LH_2$  und Niob [Trn05]. Im Vergleich mit der Verteilung der frei zerfallenden  $\omega$ -Mesonen zeigt sich in den Niob-Daten eine zusätzliche Struktur bei kleineren Massen.

Einen anderen Ansatz verfolgte das CBELSA/TAPS Experiment in Bonn. Dieses Experiment, bestehend aus den Kalorimetern Crystal Barrel und TAPS, ist optimiert für Photonenspektroskopie in nahezu  $4\pi$  Raumwinkel. Der Zerfall des  $\omega$ -Meson über den Kanal  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$  wurde hier in photoinduzierten Reaktionen mit verschiedenen Targets gemessen [Trn05]. Die Untersuchung dieses Zerfallskanals bietet zwei Vorteile gegenüber den Dileptonen-Experimenten. Zum einen ist das Verzweigungsverhältnis wesentlich höher als der Zerfall in Dileptonen und zum anderen ist der Zerfall des  $\rho$  in diesen Kanal um zwei Größenordnungen unterdrückt, eine Kontamination des  $\omega$ -Signals durch das  $\rho$  ist damit praktisch ausgeschlossen. Ein mögliches Problem wäre das stark-wechselwirkende Teilchen im Ausgangskanal. Die Auswirkungen einer starken Endzustands-Wechselwirkungen des  $\pi^0$  wurden in Simulationen untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass im Falle einer Endzustands-Wechselwirkung die rekonstruierte Masse außerhalb des relevanten Bereichs liegt. In Abbildung 3.9 ist die rekonstruierte Masse des  $\omega$ -Mesons nach Untergrundabzug für das Flüssigwasserstofftarget und Niob im Vergleich dargestellt. Die Niob-Daten zeigen eine zusätzliche Struktur bei kleineren Massen im Vergleich zu den  $LH_2$ -Daten, die daher mit den im Medium zerfallenden  $\omega$ -Mesonen identifiziert wird.

Der Dileptonische-Zerfall des  $\omega$ -Mesons in Pionen-induzierten Reaktionen am HADES-Detektor stellt einen komplementären Ansatz dar, um dieses Ergebnis unabhängig zu überprüfen.

# 4 HADES

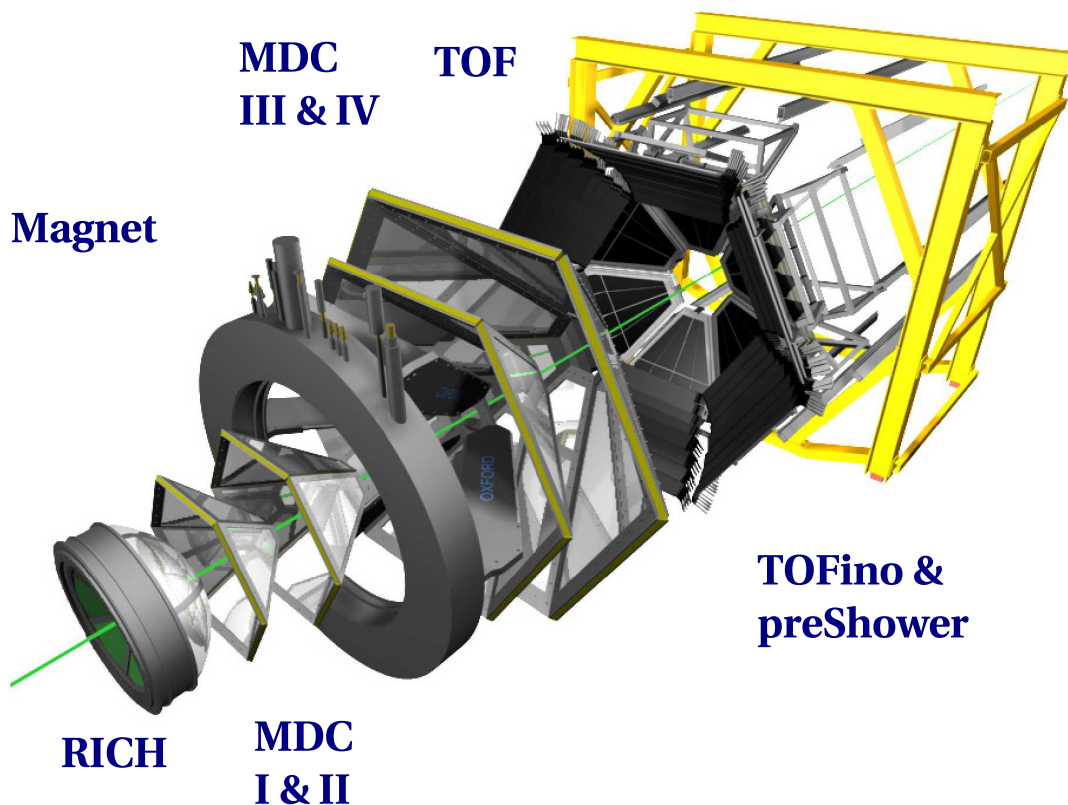
## 4.1 Der HADES-Detektor

Im folgenden werden die Komponenten des HADES-Detektors kurz beschrieben. Das Spektrometer besitzt eine hexagonale Symmetrie zur Strahlachse, jeder der sechs Sektoren enthält die gleiche Detektorausstattung. HADES ist ein Spektrometer mit großer Akzeptanz, speziell optimiert für Dileptonen-Messungen bei SIS-Energien von 1 – 2 AGeV. Der Detektor deckt den kompletten Azimutalwinkel und  $18^\circ$ - $85^\circ$  des Polarwinkels ab. Bei dem Entwurf des Spektrometers wurde auf eine minimale Massenbelegung Wert gelegt. Das spiegelt sich besonders in den gewählten Materialien für den Cherenkov-Zähler und die Driftkammern wider.

Die Detektoren können grob nach ihrer Funktion unterteilt werden:

- Das Magnetspektrometer besteht aus dem Magneten und den Driftkammern. Die Impulsmessung erfolgt durch Spurverfolgung in den maximal 24 Drahtebenen und der sich daraus ergebenden Ablenkung der geladenen Teilchen im Magnetfeld.
- Eine schnelle Elektronenidentifikation wird durch den hadronenblinden, Ring-abbildenden Cherenkov-Detektor realisiert.
- Der sogenannte META-Detektor (**M**ultiplizitäts- und **E**lektronen-**T**rigger-**A**rray), bestehend aus TOF, TOFino und pre-Shower, ist für die Flugzeitmessung und eine schnelle Multiplizitätsbestimmung für den Trigger zuständig. Der Shower-Detektor bietet zusätzliche Teilchenidentifikation unter kleinen Vorwärtswinkeln.

Eine komplette Beschreibung des Detektorsystems HADES findet sich in [Had].



**Abbildung 4.1:** Expandierte Darstellung des HADES-Detektors. In dieser Darstellung sind die einzelnen Detektorkomponenten deutlich zu erkennen.

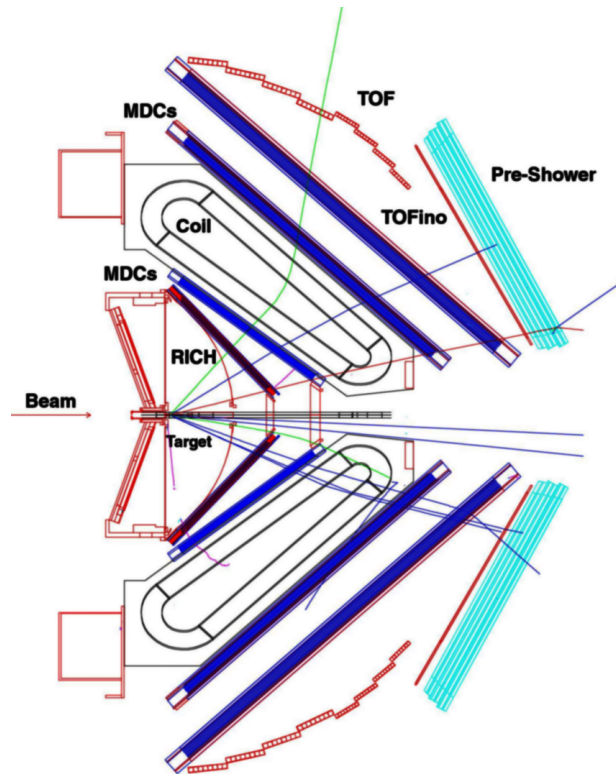
#### 4.1.1 Start- und Veto-Detektoren

Für Schwerionen-Experimente stehen HADES mehrere ca.  $100\mu\text{m}$  dicke, epitaktisch mittels CVD<sup>1</sup> hergestellten Diamantzähler als Start- und Veto-Detektor zur Verfügung. Diamant ist ein Halbleitermaterial mit großer Bandlücke in dem durch die Schwerionen Ladungsträger freigesetzt werden. Durch eine angelegte Hochspannung verstärkt, liefern diese eines der Startsignale für die Auslese. Die Zeitauflösung der Detektoren beträgt rund 30ps.

Strahlteilchen, die keine Reaktion im Target ausgelöst haben, verursachen nicht nur im Start, sondern zusätzlich auch im Veto-Detektor ein Signal. Durch eine Antikoinzidenz-Logik wird in diesem Fall das Triggersignal unterdrückt.

Für Experimente mit leichten Strahlteilchen, wie Protonen und Pionen, können diese Diamantzähler nicht verwendet werden. Minimal ionisierende Teilchen erzeugen zu wenig Ladungsträger, die entstehenden Signale sind zu klein. Daher mussten für Protonen- und Pionenstrahlen

<sup>1</sup>CVD: Chemical Vapour Deposition; Chemische Abscheidung aus der Gasphase



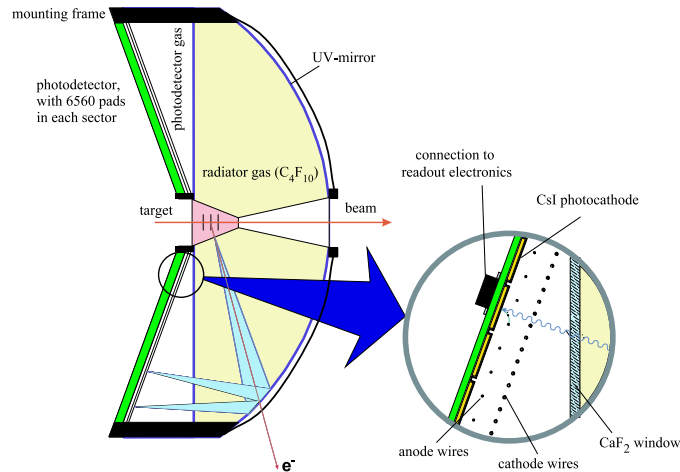
**Abbildung 4.2:** Schnitt durch den HADES-Detektor. Eingezeichnet sind die Teilchenspuren einer simulierten Reaktion.

neue Detektoren aus dickerem Szintillatormaterial entwickelt werden. Auf Entwicklung und Test dieser Detektoren wird in Kapitel 5.1 eingegangen.

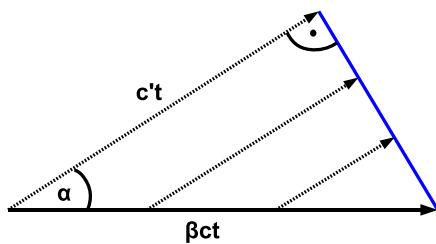
Während der in dieser Arbeit analysierten Produktionsstrahlzeit mit Protonenstrahl musste auf einen Startdetektor verzichtet werden (siehe Abschnitt 4.3). Die aus der fehlenden Startzeit resultierenden Probleme in der Datenanalyse werden im Kapitel 7.1.2 diskutiert.

### 4.1.2 RICH

Das Herzstück des HADES-Detektors wird von einem Cherenkov-Zähler zur Elektronenidentifikation gebildet (Abb. 4.3). Dieser basiert darauf, dass geladene Teilchen elektromagnetische Strahlung erzeugen, wenn sie sich in einem Medium schneller als die Lichtgeschwindigkeit  $c'$  des Mediums bewegen (Abb. 4.4). Dadurch dass sich das Teilchen schneller als das erzeugte Licht fortbewegt, bilden die emittierten Photonen, analog zum MACH-Kegel bei Überschallgeschwindigkeit, eine Wellenfront unter einem bestimmten Winkel  $\alpha$ . Es gilt  $\cos \alpha = \frac{c'}{\beta c} = \frac{1}{\beta n}$  mit der Brechzahl  $n$  des Mediums.



**Abbildung 4.3:** Schematischer Aufbau des RICH Detektors. Die Entstehung von Cherenkov-Strahlung (blau) durch ein Elektron und die Abbildung dieser als Ring ist schematisch dargestellt. Der Ausschnitt zeigt die Photokathode und die davor liegende Driftkammer. Die Position der Targetsegmente ist angedeutet.



**Abbildung 4.4:** Entstehung von Cherenkov-Strahlung. Die zu verschiedenen Zeitpunkten emittierte Strahlung interferiert unter dem Winkel  $\alpha$  konstruktiv und bildet damit einen MACH-Kegel.

Durch die Wahl des in HADES verwendeten Radiatorgas  $C_4F_{10}$  mit einem Brechungsindex von  $n = 1.0014$  ist die Schwelle zur Erzeugung von Cherenkovstrahlung für Myonen und schwerere Teilchen (Pionen, Kaonen, Protonen) bei  $> 2$  GeV. Diese Energien können bei den verwendeten Strahlenergien nicht erreicht werden, damit ist der RICH blind für Hadronen. Der Öffnungswinkel  $2\alpha$  ist für alle nachweisbaren Elektronen nahezu gleich dem asymptotischen Wert von  $6^\circ$ . Der sphärische Spiegel sorgt dafür, dass die unter gleichem Winkel emittierten Photonen an der gleichen Stelle auf dem Photonenzähler abgebildet werden. Wegen der dadurch entstehenden Ringe nennt man den Detektortyp auch Ring-abbildender Cherenkov-Zähler (RICH<sup>2</sup>).

Die entstehende Strahlung hat ihr Maximum im UV-Bereich. Dies stellt besondere Anforderungen an die Beschichtung der Spiegel und die Transmissionseigenschaften der Trennscheibe zum Photonenzähler [Fri03]. Um die Massenbelegung möglichst gering zu halten, besteht der Spiegel aus beschichtetem Kohlenstoff. Der Photonenzähler besteht aus einer mit Methan ( $CH_4$ ) gefüllten Minidriftkammer und einer Cäsiumiodid (CsI) Photokathode. Er ist durch eine Scheibe aus Kalziumfluorid ( $CaF_2$ ) mit hoher Transparenz im ultravioletten Spektralbereich vom Radia-

<sup>2</sup>(RICH: Ring Imaging CHerenkov Counter)

tor getrennt. Da die Ringgröße nach außen leicht zunimmt, sind am Rand die Pixel entsprechend größer, um den Radius (in Einheiten von Pixeln) unter allen Winkeln konstant zu halten. Die ist nötig für die Online-Ring-Erkennung, da diese aus Gründen der Rechengeschwindigkeit nach Ringen mit festem Durchmesser sucht [Kas99].

Der RICH spielt eine integrale Rolle im Level 2 Trigger, da durch die Online-Ring-Erkennung die Ereignisse mit Elektronen angereichert werden können.

### 4.1.3 Der Magnet

HADES ist ein Magnetspektrometer, d. h. es benutzt ein Magnetfeld um die Impulse von geladenen Teilchen zu vermessen. Dabei wird hier ein kompliziertes toroidales Magnetfeld verwendet. Es wird erzeugt durch sechs symmetrisch an den Sektorengrenzen angebrachte supraleitende Magnetspulen und kann innerhalb der Akzeptanz maximal rund 0.9 Tesla betragen. Durch die toroidalen Feldlinien werden geladene Teilchen zum Strahl hin bzw. vom Strahl weg abgelenkt. In erster Näherung ändert sich dabei nur der Polarwinkel  $\theta$  der Teilchenspur. Nur an den Rändern der Sektoren muss zusätzlich auch eine Änderung des Azimuthalwinkels  $\phi$  berücksichtigt werden.

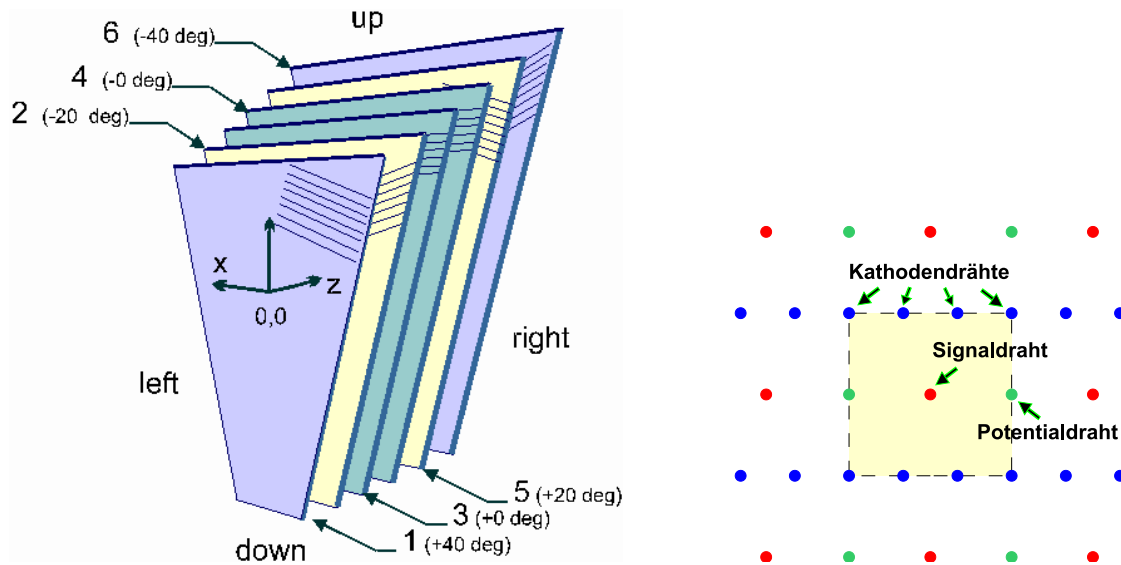
### 4.1.4 MDC

Für die Spurrekonstruktion werden Vieldraht-Driftkammern benutzt (MDC - "Multiwire/Mini Drift Chambers"). Die Driftkammern sind pro Sektor jeweils in Paaren vor und hinter dem Magneten angeordnet, so dass im Idealfall von einer Teilchenspur in jeder der vier Kammern ein kurzes Stück gemessen wird. Aus der daraus rekonstruierten Spur kann die Ablenkung im Magnetfeld und damit der Impuls des Teilchen bestimmt werden.

Jede Kammer besteht aus sechs Ebenen von Driftzellen. Um eine hohe Ortsauflösung zu erreichen sind die Drahtebenen gegeneinander verdreht (Abb. 4.5). Eine Driftzelle ist dabei aus zwei Lagen Kathodendrähten und einer dazwischen liegenden Lage aus Feld- und Signaldrähten (Anode) aufgebaut.

Um die Vielfachstreuung bei kleinen Teilchenenergien gering zu halten, wird als Zählgas ein Helium Iso-Butan Gemisch verwendet.

Die Funktionsweise einer Driftkammer beruht darauf, dass geladene Teilchen das Gas in der Driftkammer ionisieren. Durch eine angelegte Hochspannung werden die Elektronen zu den Signaldrähten hin beschleunigt. In der Nähe des Drahtes, bei hohem elektrischen Feld, setzt



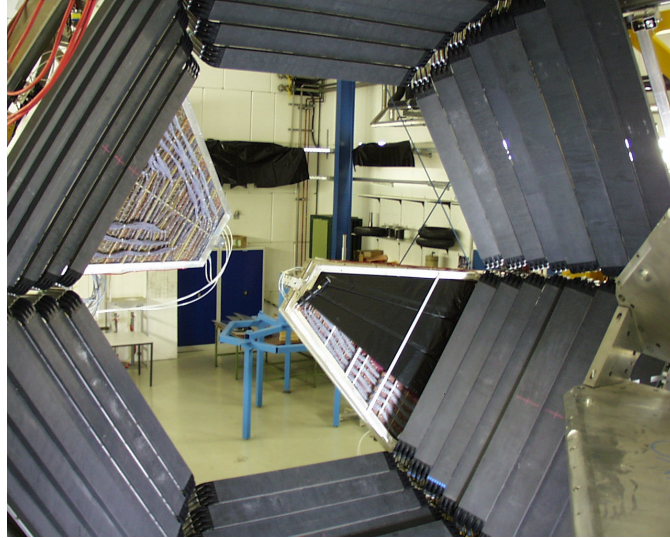
**Abbildung 4.5:** Ausrichtung der Drahtlagen einer MDC Kammer (links). Es werden fünf verschiedene Winkel verwendet, um die Auflösung zu verbessern. Rechts ist schematisch der Querschnitt durch eine Driftkammer gezeigt. Eine Elementarzelle wird begrenzt durch Kathoden- und Potentialdrähte, in der Mitte befindet sich der Signaldraht.

Lawinenbildung durch Sekundärionisation ein und erzeugt messbare Signale. Es wird in den Elementarzellen durch geeignete Geometrie und Potentiale angestrebt, dass die Driftgeschwindigkeit überall nahezu konstant ist. Abweichungen gibt es in der Nähe der Kathoden, Signal und Felddrähte, also an den Rändern der Driftkammer-Zelle. Auch bei der Anwesenheit von magnetischen Feldern ändert sich die Driftzeit der Ladungsträger. Die genauen Abhängigkeiten und daraus folgende Korrekturen für die Spurrekonstruktion können durch Simulation der Kammern mit dem Programm GARFIELD bestimmt werden [Mar05].

#### 4.1.5 TOF/TOFino

TOF und TOFino bestehen aus Plastikszintillatoren, welche mit Photomultipliern ausgelesen werden. Die Hauptaufgabe ist die Bestimmung der Flugzeit der Teilchen und damit von deren Identität für nicht zu große Impulse. Zusätzlich dienen sie einer Multiplizitätsbestimmung im Level 1 Trigger.

Der TOF-Detektor deckt die Polarwinkel größer  $45^\circ$  ab. Er besteht aus Stäben von Plastikszintillatoren mit 1.5 m bis 2.4 m Länge und  $2 \cdot 2$  bzw.  $3 \cdot 3 \text{ cm}^2$  Querschnittsfläche. Länge und Querschnitt nehmen dabei mit größerem Polarwinkel zu. Die jeweils 64 Stäbe pro Sektor werden mit Photomultipliern beidseitig ausgelesen. Durch den Laufzeitunterschied zwischen beiden Enden kann die Position entlang des Stabes bestimmt werden. Der TOFino-Detektor ist vor dem



**Abbildung 4.6:** Bild der TOF- (sechs Sektoren im Vordergrund), TOFino- und Shower-Detektoren (im Hintergrund). Es sind nur zwei Sektoren des Shower-Detektors zu sehen. Einer dieser Sektoren ist mit drei TOFino-Modulen bestückt.

Shower-Detektor plaziert. Er deckt die Polarwinkel von  $18-45^\circ$  ab und besteht aus jeweils vier Platten pro Sektor. Der TOFino-Detektor hat praktisch keine Ortsauflösung und kann nur in Kombination mit dem dahinter liegenden Shower-Detektor die Position von Treffern messen.

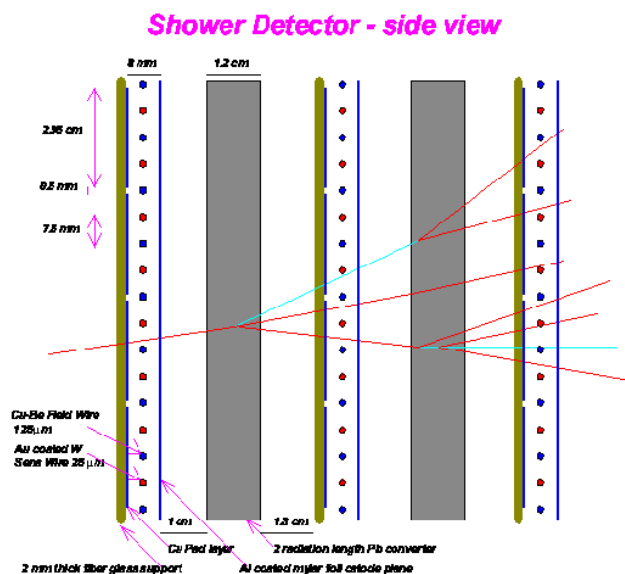
Für die zukünftige Messung von schwereren System wird der TOFino durch einen RPC<sup>3</sup>-Detektor ersetzt werden, der über eine wesentlich höhere Granularität verfügt und damit die bei diesen Experimenten erwarteten hohen Teilchenmultiplizitäten erfassen kann. Zusätzlich besitzt der RPC mit ca. 80 ps eine wesentlich bessere Zeitauflösung [Alv04; Gil07].

#### 4.1.6 Der preShower Detektor

Der preShower Detektor hat die Fähigkeit, elektromagnetische von hadronischen Schauern zu unterscheiden. Dies ist nötig, da unter kleinen Vorwärtswinkeln eine Diskriminierung durch den Flugzeitunterschied von Pionen und Leptonen wegen der hohen Impulse nicht möglich ist.

Als Schauer wird eine Kaskade von geladenen Teilchen bezeichnet, deren Entstehung durch wechselseitig stattfindende Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse dominiert ist. Da die Intensität der Bremsstrahlung mit dem inversen Quadrat der Teilchenmasse skaliert, ist sie für Pionen im Vergleich zu Elektronen um vier Größenordnungen geringer. Für elektromagnetische Schauer nimmt daher die freigesetzte Ladung in der zweiten und dritten Kammer wesentlich

<sup>3</sup>RPC: Resistive Plate Chamber)



**Abbildung 4.7:** Querschnitt des Shower Detektors mit angedeutetem elektromagnetischem Schauer. Die Teilchenmultiplizität innerhalb des Schauers nimmt von links nach rechts stark zu.

stärker zu als für hadronische Schauer. Eine Diskriminierung zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern ist daher über die deponierte Ladung möglich.

Die freigesetzte Ladung wird in drei Vieldrahtkammern<sup>4</sup> detektiert. Die Schauerbildung erfolgt in den dazwischenliegenden zwei Strahlungslängen dicken Konvertern aus Blei. Durch den Betrieb im Self-Quenching-Streamer-Modus ist die in der Drahtkammer freigesetzte Ladung nahezu nur von der Anzahl geladener Teilchen, aber nicht von der Teilchensorte abhängig. Eine der Kathoden der Kammer ist segmentiert, damit ist eine orts aufgelöste Messung möglich.

Eine schnelle Mustererkennung in der Shower-IPU sorgt dafür, dass die Information über die Trefferposition und den Schauertyp für den Level 2 Trigger zur Verfügung stehen.

#### 4.1.7 Die Datenaufnahme

Die Datenaufnahme (DAQ für **D**ata **A**quisition) liest die Daten der einzelnen Detektoren ereignisweise aus und schreibt sie weitgehend unbearbeitet in Dateien.

Der Level 1 Trigger startet die Auslese und sorgt dafür, dass die Daten digitalisiert und gepuffert werden. Ein positiver Level 2 Trigger (bzw. ein umgesetzter Level 1 Trigger) veranlasst alle Subsysteme diese gepufferten Daten über das Ethernet Netzwerk an den Eventbuilder zu schicken.

<sup>4</sup>auch MWPC: Multi Wire Proportional Chamber)

Dieser sammelt die Daten aller Detektorsysteme eines Ereignisses und schreibt sie auf Festplatte. Diese weitgehend unbearbeiteten Daten werden als HLD-Dateien bezeichnet.

## Der Trigger

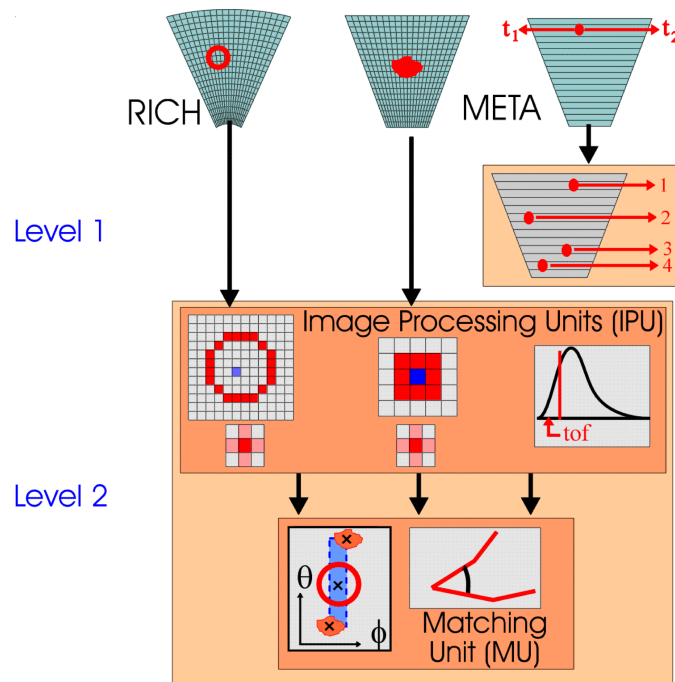
HADES verwendet einen zweistufigen Trigger. Die erste Stufe der Datenaufnahme wird zumeist durch Treffer in den Flugzeitdetektoren TOF und TOFino gestartet. Zusätzlich kommen Start-Veto-Antikoinzidenz, eine Selektion auf Multiplizitäten oder Geometrie der TOF/TOFino-Treffer zum Einsatz (“Mult3”, ”Opposite Sectors”). Für die Detektordiagnose stehen zusätzliche Eingänge in der Triggerbox zur Verfügung. Dieser Level 1 Trigger startet die Digitalisierung der Signale, Auslese der einzelnen Module und das Zwischenspeichern der Daten in Puffern.

Der Level 2 Trigger dient vor allem der Anreicherung von Ereignissen, welche Leptonen enthalten. Er entscheidet, welche Ereignisse zur weiteren Aufzeichnung geeignet sind. Dazu werden die Daten von einigen Detektoren mit spezieller Hardware aufbereitet und online ausgewertet. Die dazu verwendete dedizierte Hardware besteht aus den sogenannten IPU’s (Image Processing Units, Bild Prozessor Einheiten) . Die IPU’s bestimmen jeweils Trefferpositionen und Eigenschaften der Treffer in den einzelnen Subsystemen (Abb. 4.8). Die RICH-IPU identifiziert dazu Ringe und deren Positionen, die Shower-IPU Schauertyp und Positionen, die TOF-IPU Trefferpositionen und deren Flugzeit. Kombiniert werden die Daten durch die Matching Unit (MU). Die Matching Unit ist weitestgehend konfigurierbar. In die Entscheidung für einen positiven Level 2 Trigger können einfließen: Anzahl gefundener Ringe im RICH, Korrelation von Treffern in RICH und META und die gemessene Flugzeit der Teilchen.

Aufgezeichnet werden alle positiven Level 2 Trigger und zur Kontrolle ein kleiner Teil der durch Level 1 ausgelösten Trigger. Diese sind durch einen festen, einstellbaren Faktor untersetzt (“downscaled”). Dadurch kann später ein eventueller durch den Level 2 erzeugte Bias erkannt und korrigiert werden.

### 4.1.8 Targets

In HADES können sowohl Festkörper- als auch ein Flüssigwasserstofftarget ( $LH_2$ ) verwendet werden. Für Festkörper werden dabei zumeist mehrere dünne Folien mit einigen Millimeter Abstand verwendet, um zum einen die Wechselwirkungsrate zu erhöhen und zum anderen die Strahlungslänge für die produzierten Teilchen zu minimieren. Für das Experiment mit Protonenstrahlen kam ein Flüssigwasserstofftarget von 50 mm Länge und 25 mm Durchmesser zum Einsatz. Die Massenbelegung entsprach  $2 * 10^{23}$  p/cm<sup>2</sup>.

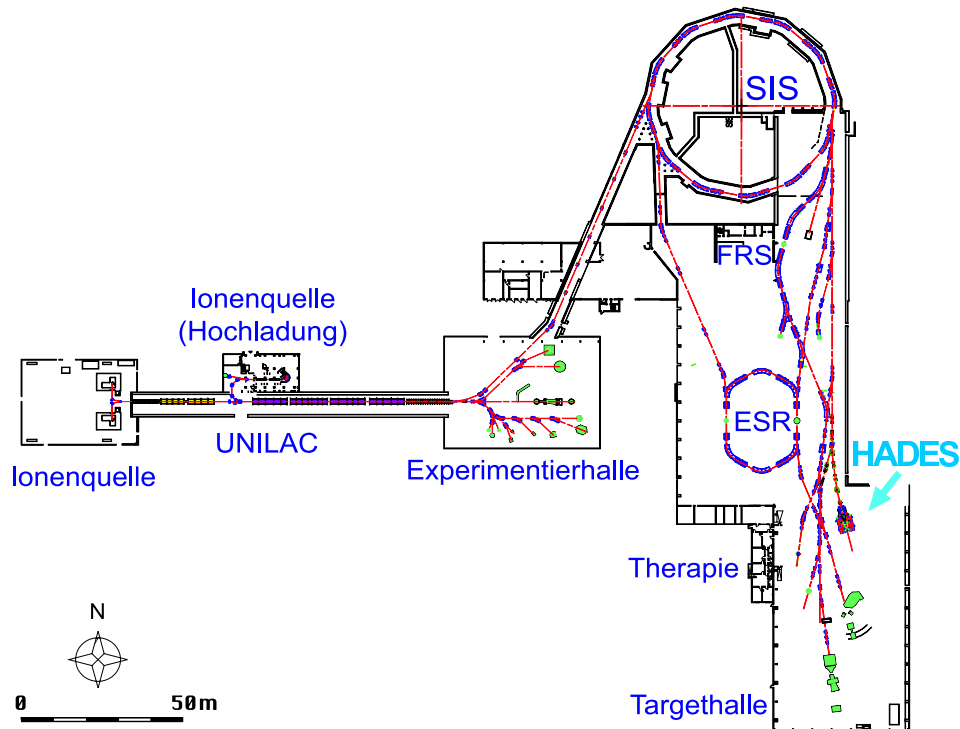


**Abbildung 4.8:** Schema des Level 2 Triggers mit RICH, Shower und TOF-IPU und deren Kombination mit der Matching Unit.

#### 4.1.9 SMASH

Der in Gießen gebaute SMASH<sup>5</sup> Detektor wurde nur in den beiden hier beschriebenen Protonenstrahl Experimenten eingesetzt. Er besteht aus sechs etwa  $2 \cdot 2 \cdot 15 \text{ cm}^3$  großen Bleiwolframat Kristallen mit Photomultiplier-Auslese, die hinter dem HADES-Spektrometer vom Target aus gesehen unter einen Winkel von  $7.5^\circ$  relativ zur Strahlachse angeordnet sind. Sie befinden sich damit außerhalb der HADES-Akzeptanz. Die relative Rate der sechs Detektoren ermöglicht eine zusätzliche, unabhängige Kontrolle der Strahlausrichtung. Des weiteren können durch den SMASH getriggerte Ereignisse zur schnellen Detektordiagnose benutzt werden, da die Kinematik bei elastischer Proton-Proton Streuung die zu erwartende Treffer-Position des zweiten Stoßpartners im HADES-Detektor festlegt.

<sup>5</sup>Small Angle Scattering Hodoscope; Detektor für Kleinwinkelstreuung



**Abbildung 4.9:** Übersicht der GSI mit Linearbeschleuniger und Synchrotron (SIS). Das HADES-Experiment befindet sich in der Targethalle. Das Produktionstarget befindet sich auf dem Weg zwischen SIS und HADES (siehe auch Abbildung 4.10).

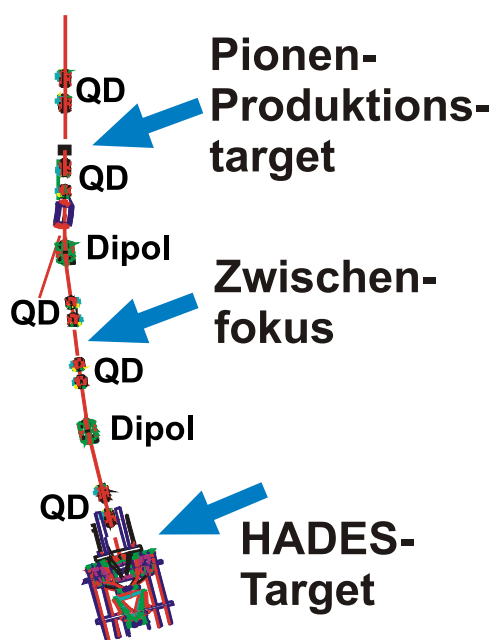
## 4.2 Die Infrastruktur für die Pionenstrahl-Experimente

### 4.2.1 Das Pionen-Produktionstarget

Zur Produktion von sekundären Teilchenstrahlen steht HADES ein Produktionstarget 33 m vor dem Detektor zur Verfügung. Bei Reaktionen von Schwerionen oder Protonen hoher Intensität und Energie mit leichten Targets, z. B. Beryllium, entstehen dort kurzlebige Reaktionsprodukte, u. a. Pionen. Die geladenen Teilchen können von dort dann zum eigentlichen Experiment im HADES-Cave transportiert werden.

Die Anzahl der erzeugten Pionen hängt maßgeblich von der Intensität des Primärstrahls ab. Die in Abb. 4.11 angegebenen Werte entsprechen der Intensität der Pionen am HADES-Target bei Erreichen der Raumladungsgrenze für Kohlenstoffstrahlen im Synchrotron SIS und 100% Extraktionseffizienz.

Das hauptsächlich benutzte Target besteht aus einem 100 mm langen Beryllium Stab mit 7 mm Durchmesser. Auf den letzten 30 mm nimmt der Durchmesser konisch auf 4 mm ab. Weitere zu Testzwecken vorhandene Targets werden hier nicht diskutiert. Zwischen den verschiedenen in ei-



**Abbildung 4.10:** Vergrößerter Ausschnitt aus Abb. 4.9 mit der Strahlführung zwischen Pionen-Produktionstarget und HADES-Cave. Auf halber Strecke befindet sich der Zwischenfokus, in dem zusätzliche Detektoren zur Impulsmessung eingebaut werden können. Die Dipole und Quadrupol-Dupletts (QD) der Strahlführung sind entsprechend beschriftet. Der Strecke von Produktionstarget bis HADES-Target beträgt 33 m.

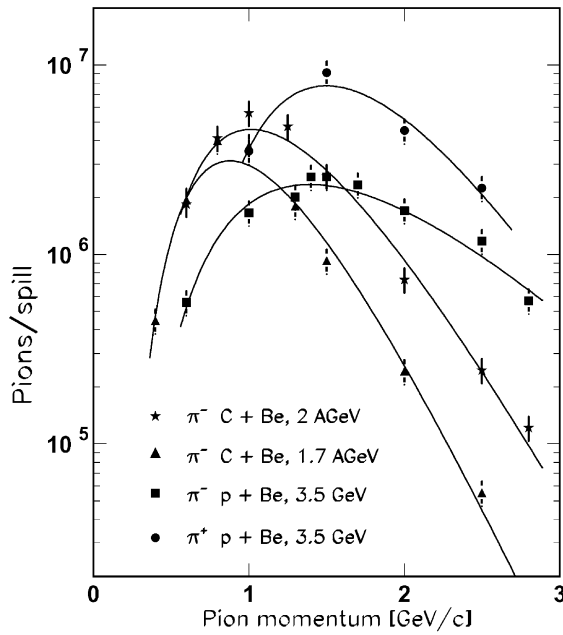
nem wassergekühlten Kupferblock montierten Targets kann vom Kontrollraum aus ferngesteuert umgeschaltet werden [Sim99; DÍa02].

Die Strahlführung zwischen Produktionstarget und HADES besteht aus vier Quadrupoldupletts und zwei Dipolmagneten. Ein zusätzlicher Dipolmagnet nach dem ersten Duplett dient dazu, den Sekundärstrahl an die anderen Experimentierplätze zu lenken. Er ist für HADES-Experimente ausgeschaltet. Die beiden Dipole heben den Strahl um 70 cm an und lenken ihn nach links in Richtung HADES-Cave ab.

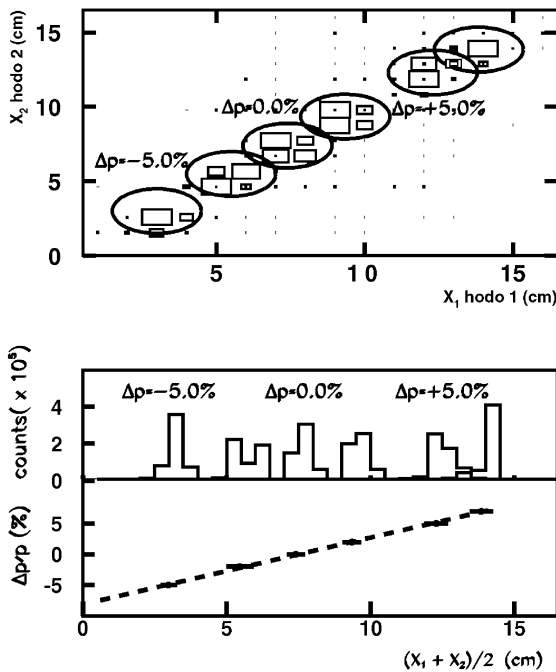
Die HADES-Strahlführung ist in der Lage neben positiven Ionen auch negative Teilchen transportieren. Dazu kann die Polarität der Magnete geändert werden.

Von dem am Produktionstarget erzeugten Teilchen erreicht nur ein kleiner Teil das HADES-Cave. Teilchen, die unter einem zu großen Winkel emittiert werden, treffen die Wände des Strahlrohres. Das gleiche passiert mit den Teilchen, die einen zu großen oder zu kleinen Impuls besitzen, sie werden in den Magnetfeldern zu wenig bzw. zu stark abgelenkt und treffen die Wände des Strahlrohres.

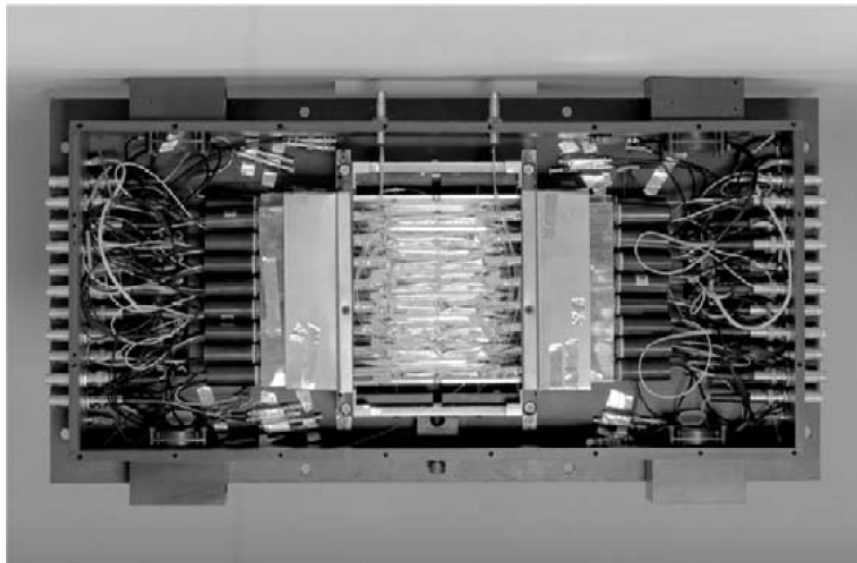
Die Strahloptik akzeptiert nur Teilchen in einem Impulsband von  $\pm 5\%$  relativ zum Sollimpuls. Teilchen werden nur aufgrund ihres Impulses, nicht nach ihrer Masse selektiert. Das bedeutet, dass bei positiver Strahlführung auch Positronen, Myonen, Protonen und Deuteronen bis zum Target gelangen. Bei negativer Polarität werden nur negative Pionen, Myonen und Elektronen



**Abbildung 4.11:** Anzahl der Pionen pro Beschleunigerzyklus am HADES-Target für verschiedene Primärstrahlen als Funktion des Pionenimpulses. Der Impuls entspricht jeweils dem mittleren Impuls der Strahlführung. Die Zahlen sind auf die maximal möglichen Intensitäten bei Erreichen der Raumladungsgrenze des Synchrotrons hin extrapoliert [Sim99; Día02].



**Abbildung 4.12:** Kalibrierung des Pionenimpulses. Aufgetragen sind die Trefferpositionen in den beiden im Zwischenfokus montierten Hodoscopen für verschiedene Impulse (oben), sowie deren Mittelwert (unten). Die Daten wurden mit einem Protonenstrahl ohne Produktionstarget gemessen, indem bei konstanter Strahlenergie die Impulseinstellungen der Strahlführung modifiziert wurde [Sim99; Día02].



**Abbildung 4.13:** Blick in das geöffnete Gehäuse eines der Pionenhodoskope [Día02].

transportiert. Bis etwa 1 GeV/c Impuls kann durch Flugzeitmessung zwischen diesen Spezies diskriminiert werden, oberhalb gelingt das aufgrund der begrenzten Zeitauflösung nicht mehr.

Für exklusive und semi-exklusive Messungen mit dem Pionenstrahl ist es nötig, den Impuls jedes einzelnen das Target erreichenden Pions zu kennen. Da dies über die Flugzeit nicht möglich ist, wird hier eine andere Methode angewandt. Es wird ausgenutzt, dass die Ablenkung der Teilchen im Dipolfeld von ihrem Impuls abhängt. Daher ist es durch Messung der Teilchentrajektorie zwischen den beiden Dipolen möglich, den Impuls der Teilchen zu messen. Dazu werden im Zwischenfokus ortsempfindliche Detektoren im Strahl eingesetzt. Bei entsprechender Eichung (siehe Abb. 4.12) kann man aus der Trefferposition im Detektor den Teilchenimpuls bestimmen [Sim99; Día02].

#### 4.2.2 Die Pionenhodoskope

Die Pionenhodoskope sind für Experimente mit dem Pionenstrahl gebaut worden. Sie bestehen aus Streifen aus organischem Szintillatormaterial, die beidseitig über Plexiglas-Lichtleiter von Photomultipliern ausgelesen werden. Jeder Detektor besteht aus 16 Streifen mit 10cm Länge. Bei zwei der Hodoskope ist die Breite der Streifen 10 mm und die Dicke 5 mm, bei dem dritten beträgt der quadratischen Querschnitt  $0.65 \cdot 0.65 \text{ mm}^2$  (Abb. 4.13). Die Zeitauflösung dieser Detektoren ist mit 70 – 100 ps, die Ratenverträglichkeit mit 1.5 MHz angegeben.

Eine ausführliche Beschreibung der Hodoskope findet sich in [Sim99; Día02].

Die in Abb. 4.12 gezeigten Daten wurden mit den beiden genannten Hodoskopen mit 10 mm Granularität gemessen. Da die Ortsauflösung, und damit auch die Impulsauflösung, nicht ausreichend ist, wurden diese beiden Hodoskope in der letzten Pionen-Teststrahlzeit (Oktober 2007) durch neu gebaute Detektoren mit höherer Granularität ersetzt [Reh08].

### 4.3 Durchführung des Protonenexperiments

Das hier analysierte Protonenexperiment fand im Januar 2004 statt. Eine Kommissionierungs-Strahlzeit wurde im September 2003 durchgeführt. Für dieses Experiment wurden Protonen mit 2.2 GeV auf ein Flüssigwasserstofftarget gelenkt. Die Strahlintensität betrug ca.  $10^7$  p/s. Das Experiment dauerte inklusive Kalibrationsmessungen ohne magnetisches Feld und Messungen mit leerem Target etwa zwei Wochen.

Als Physik-Trigger wurde ein M4Smart eingesetzt. Die Bedingungen für diesen Trigger sind: Multiplizität in META  $\geq 4$  UND Multiplizität  $\geq 2$  in Tofino UND Treffer in gegenüberliegende META-Sektoren. Diese Triggerbedingungen wurde nach eingehenden Simulationen als die für die Selektion von  $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  und  $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$  Ereignissen am geeignetsten befunden [Spa05]. Von den aufgezeichneten Daten sind ca. 82% durch den M4Smart getriggert worden.

Von den anderen (stark untersetzten) Trigger entfielen auf den SMASH rund 6%, gegenüberliegende META-Sektoren 10%, M1 und M2 weniger als 1%. Diese Trigger dienen nur zur Kontrolle und Kalibrierung der Detektoren.

Um Ereignisse mit Elektronenkandidaten anzureichern, wurde der Level 2 Trigger benutzt. Der Untersetzungsfaktor für die aufgezeichneten Level 1 Ereignisse wurde während der Strahlzeit mehrfach angepasst. Über die gesamte Strahlzeit gesehen, war der mittlere Untersetzungsfaktor 2.2 (Analyse von [Spa05]).

Für die Spurrekonstruktion standen 2004 erstmalig 22 Driftkammern zur Verfügung, d. h. nur in zwei Sektoren fehlte die vierte Ebene, die letzte Kammer hinter dem Magnetfeld. Leider waren einige der inneren Kammern nicht vollständig funktionsfähig, Teile der Ausleseelektronik sind auch während des Experiments ausgefallen. Entsprechend reduziert sich die Effizienz und Impulsauflösung in den betroffenen Sektoren [Spa05].

Auf einen Start-Detektor musste in diesem Experiment verzichtet werden. In der Kommissionierungs-Strahlzeit im September 2003 führten die durch den Start-Zähler entstehenden Sekundärteilchen zu nicht tragbaren Instabilitäten im RICH-Photonendetektor. Für die Produktions-Strahlzeit wurde daher entschieden, keinen Start-Detektor zu verwenden.

## 4.4 Durchführung der Pionenexperimente

Für die Teststrahlzeiten mit dem Pionenstrahl wurde nur der Level 1 Trigger verwendet. Die Datenaufnahme wird dabei durch Treffer in einem der im Teilchenstrahl befindlichen Hodoskope gestartet. Die nicht zur Diagnose des Teilchenstrahls nötigen Detektoren blieben abgeschaltet. Der genaue Aufbau der Hodoskope war in jeder Strahlzeit unterschiedlich, eine Übersicht ist im Abschnitt 5.4 gegeben.

# 5 Entwicklung und Tests neuer Detektoren

## 5.1 Entwicklung von Strahlmonitor- und Trackinghodoskopen für den Pionenstrahl

Für minimal ionisierende Teilchen sind die bisherigen polykristallinen Diamant-Startzähler aufgrund ihrer zu kleinen Signale ungeeignet. Für Protonen und Pionenstrahlen werden daher andere Startdetektoren benötigt. Diese müssen eine Zeitauflösung von unter 1 ns, eine Ratenverträglichkeit von  $10^8$  Hz und zusätzlich die nötige Strahlungshärte aufweisen. Für Pionenstrahlen ist es wegen des Strahlhalos weiterhin nötig, dass die Photomultiplier deutlich außerhalb des Strahls positioniert sind.

Für vergleichbare Aufgaben werden in anderen Experimenten Detektoren aus szintillierenden Fasern bereits eingesetzt. Im COMPASS Experiment am CERN ist eine Spurverfolgung der Strahlteilchen (Myonen) vor dem Target nötig [Näh02; Teu03; Bis02].

Die oben geschilderten Bedingungen haben zu der Entwicklung eines segmentierten, aus dünnen szintillierenden Fasern aufgebauten Detektors geführt [Sko03]. Die Zeitauflösung wird durch die Verwendung von schnellen szintillierenden Fasern und schnellen Multi-Anoden Photomultipliern<sup>1</sup> erreicht. Das Licht der Szintillatoren wird durch Lichtleiter zu PMTs transportiert, um diese außerhalb des Strahlhalos positionieren zu können. Eine hohe Granularität sorgt zudem dafür, dass die Rate pro Kanal nicht zu hoch wird.

### Auswahl der Komponenten

Der Energieverlust minimal ionisierender Teilchen (MIPS) pro Zentimeter Plastik-Szintillator entspricht etwa 2 MeV. Polystyren erzeugt etwa 8000 Photonen pro MeV deponierter Energie. In der optischen Faser werden, abhängig von Oberflächenbeschichtung und Form der Faser, durch

---

<sup>1</sup>Photoelektronen Vervielfacher; Photomultiplier Tube, PMT

Totalreflexion nur 3 – 7% davon eingefangen und transportiert. Eine Quanteneffizienz des PMTs von 20% vorausgesetzt, erzeugen die 500 Photonen dann rund 100 Photoelektronen in der Photokathode. Entsprechend sollten 3 mm Szintillatormaterial ausreichen um mit 30 Photoelektronen ein ausreichend großes Signal zu erzeugen.

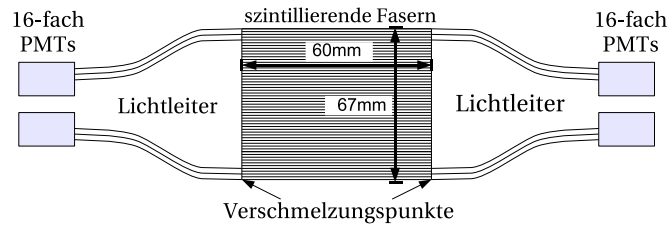
Simulationen mit Monte-Carlo-Simulationsprogramm LITRANI [Lit] zeigten, dass die Zeitauflösung hauptsächlich von der Photonenstatistik und der Abklingzeit des Szintillators bestimmt wird [Sko03]. Daher wurden für die Detektoren Fasern mit einer kurzen Relaxionszeit von 1.5 ns verwendet. Diese sind eine Spezialanfertigung der Firma BICRON mit der Bezeichnung BCF99-77. Standardmäßig haben die Szintillatorenfasern Abklingzeiten von rund 3 ns und mehr. Die verbesserte Zeitauflösung erkaufte man sich dabei mit einer verkürzten optischen Absorptionslänge, die aber bei den hier verwendeten Faserlängen keine Rolle spielt.

Die 1 mm dicken szintillierenden Fasern bestehen aus einem Polystyren Kern, welcher mit den entsprechenden fluoreszierenden Chemikalien dotiert ist. Zum Schutz der Faser und um den Lichttransport durch Totalreflexion zu erhöhen, besitzt die Faser eine Ummantelung aus PMMA (Polymethylmetacrylat), die einen kleineren Brechungsindex als der Kern besitzt. Die Dicke des Mantels ist mit 3% des Durchmessers angegeben.

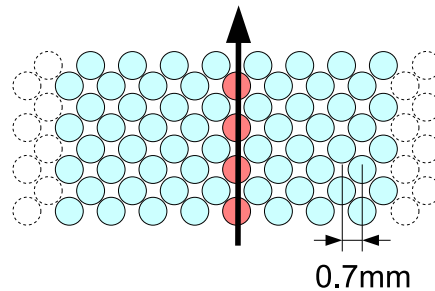
Um schnell, mit großer Rate und hoher Effizienz auch einzelne Photonen nachzuweisen, kommen eigentlich nur Photomultiplier in Betracht. Für den Nachweis einzelner Photonen müssen diese über eine entsprechende Verstärkung verfügen. Da zudem die Dimension des Detektors bei hoher Granularität und Auslese aller Kanäle kompakt zu halten ist, sind hierzu Multi-Anoden-Photomultiplier besonders geeignet.

Der Hamamatsu 6568 Photomultiplier [Ham05] genügt diesen Bedingungen. Er besitzt als Multi-Anoden-Photomultiplier innerhalb einer Vakuumröhre mehrere, voneinander unabhängig verstärkende Dynodenstrukturen. Die Bialkali Photokathode ist in  $4 \cdot 4$  Pixel gleicher Größe unterteilt. Die Pixel sind jeweils  $4 \cdot 4 \text{ mm}^2$  groß und haben 0.7 mm Abstand. Mit den Außenmaßen von  $30 \cdot 30 \text{ mm}^2$  ist der PMT zudem sehr kompakt. Er besitzt einen eingebauten passiven Widerstandsspannungsteiler. Da bei großen Zählraten hohe Ströme zwischen den letzten Dynoden fließen, kann die Spannung am Spannungsteiler und damit die Verstärkung einbrechen. Deswegen sind bei den hier benutzen modifizierten Versionen die letzten vier Dynodenanschlüsse separat herausgeführt und können direkt mit Spannung versorgt werden. Damit wird ein Zusammenbruch der Signalamplitude bei hohen Raten verhindert. Die Verstärkung bei der maximalen Hochspannung von  $-1000 \text{ V}$  liegt bei  $2 \cdot 10^7$ . Die Uniformität der Anoden max/min ist mit maximal 2.2 angegeben [Ham05].

Die verwendeten Lichtleiter sind vom Typ BICRON BCF 98.



**Abbildung 5.1:** Schematischer Aufbau der Detektors. Die szintillierenden Fasern in der Mitte sind beidseitig über Lichtleiter an die Photomultiplier angekoppelt.



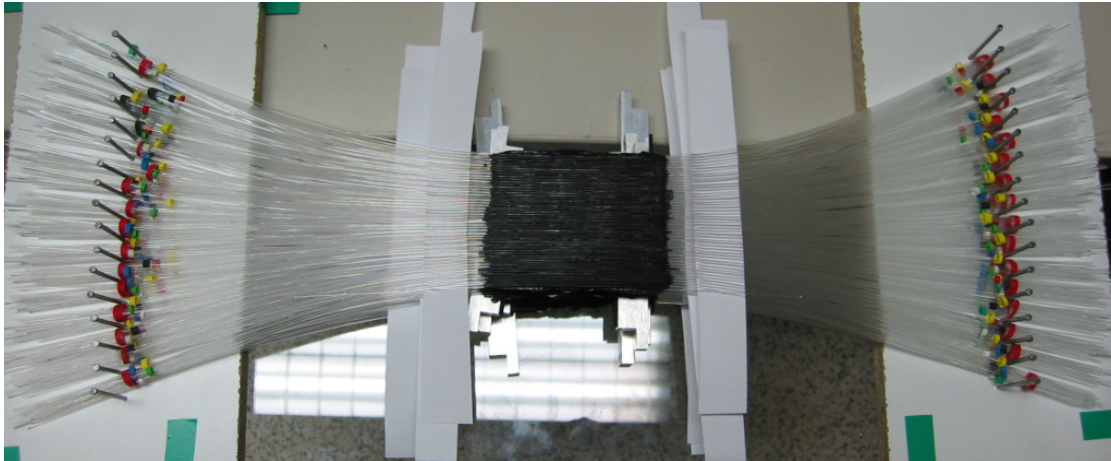
**Abbildung 5.2:** Querschnitt durch die Faserebene des Detektors. Durch die 30% geometrischen Überlapp ist sichergestellt, dass jedes Strahlteilchen mindestens vier szintillierende Fasern durchquert.

### 5.1.1 Aufbau des Detektors

Der Detektor besteht aus szintillierenden Fasern mit 1 mm Durchmesser. Diese sind verbunden mit Lichtleitern gleichen Durchmessers, welche das Licht zu den Photomultipliern transportieren. Damit ist sichergestellt, dass der Detektor nur in einem definierten Bereich sensitiv auf geladene Teilchen ist. Um den Detektor möglichst kompakt zu halten, wurden 16-fach Multi-Anoden-Photomultiplier eingesetzt. Der Detektor besteht aus 96 Kanälen, entsprechend 6 PMTs auf jeder Seite. Die Breite des gesamten Detektor ist hauptsächlich durch den Biegeradius der Lichtleiter bestimmt. Um die Biegung zu minimieren, wurden die PMTs so dicht wie möglich und zweireihig angeordnet. Zur Unterdrückung des Rausch-Untergrundes und um minimale Diskriminatorschwellen zu ermöglichen, werden die Fasern beidseitig ausgelesen. Durch das Hintereinanderstaffeln von vier Lagen Fasern, deren Szintillationslicht gemeinsam ausgelesen wird, kann die Lichtausbeute und damit die Effizienz und Zeitauflösung erhöht werden.

### 5.1.2 Konstruktion

Um eine maximale Lichtübertragung zu gewährleisten, werden der Szintillator und der Lichtleiter thermisch miteinander verschweißt. Dazu werden beide in ein Glasröhrchen eingeführt, welches dann lokal mit Hilfe einer stromdurchflossenen Widerstandsdrahtschleife für wenige



**Abbildung 5.3:** Detektor vor dem Einkleben in die PMT Halterungen. Die farbigen Ringe und Papierstreifen wurden für die Sortierung der Fasern benötigt.

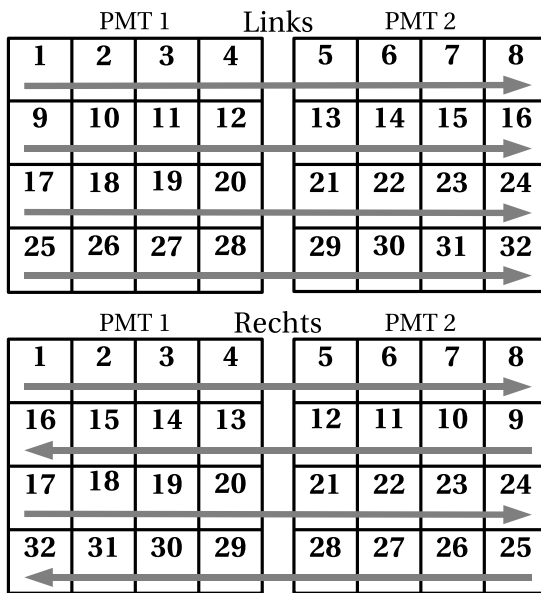
Sekunden erhitzt wird. Dadurch schmelzen Lichtleiter und Szintillator und verbinden sich. Nach Abkühlen kann der verschweißte Szintillator wieder vorsichtig aus dem Glasröhrchen entfernt werden.

Je 96 einzelne Faserstränge wurden dann zu einer Lage verklebt, vier Lagen ergeben dann den kompletten Detektor. Zum Verkleben werden dabei die Fasern in ein gefrästes Rillensieb gelegt. Die Rillen geben den Abstand zwischen den übernächsten Nachbarn vor; bei dem gewählten 30% Überlapp sind dies 1.4 mm. Die Position der Fasern der nächsten Halblage ist dann durch die bereits verklebten Fasern definiert. Die Verklebung der Fasern zu den einzelnen Detektorlagen erfolgte mit einem Acryl Buntlack, welcher auch nach dem Trocknen elastisch bleibt. Die Rezeptur des Lackes ist auf Wasserbasis, d. h. er enthält keine Lösungsmittel, welche sonst die Oberfläche der Fasern schädigen könnten.

Pro Kanal werden die vier zugehörigen Fasern aus jeder Lage auf das gleiche Pixel eines PMTs gelenkt. Dazu werden sie in einem Plastikvorsatz mit schwarzem zweikomponenten Epoxy vergossen. Die Oberfläche der Vorderseite wird danach poliert und dann auf den Photomultiplier aufgesetzt. Um das Übersprechen zwischen den einzelnen Kathodenpixeln zu reduzieren, wird kein Kopplungsmittel zwischen Lichtleiter und PMT-Fenster verwendet. Die Zugehörigkeit der Fasern zu den Kanälen wurde vorher mittels eines LASERs überprüft.

### 5.1.3 Übersprechen

Tritt an dem Detektor Übersprechen zwischen den Kanälen auf, können zusätzliche, nicht reale Treffer detektiert werden. Dies ist besonders dann problematisch, wenn der Detektor als Startzäh-



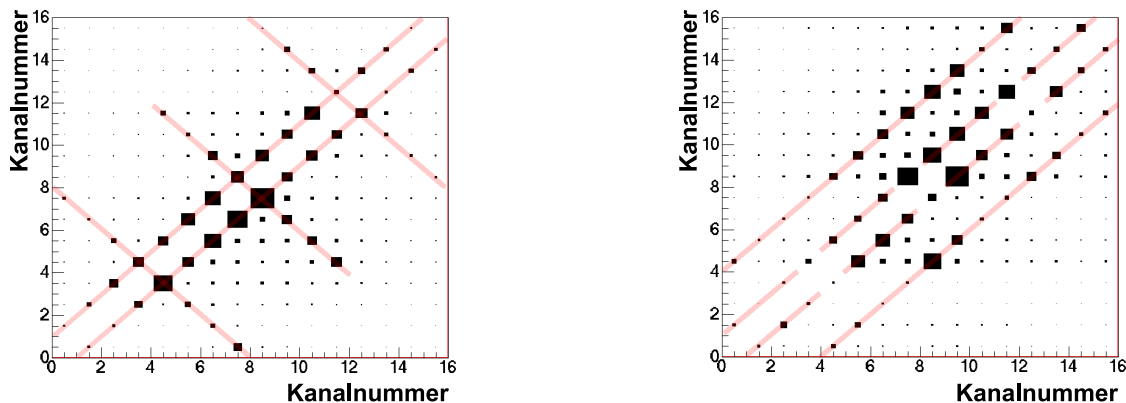
**Abbildung 5.4:** Anordnung der Kanäle auf den Photomultipliern. Durch die unterschiedliche Anordnung rechts und links wird das koinzidente Übersprechen in nicht benachbarte Kanäle, nach oben bzw. unten, unterdrückt.

ler eingesetzt wird. Bei mehreren Treffern im Startzähler pro Ereignis müsste das entsprechende Ereignis verworfen werden. Es ist daher darauf zu achten, dass das Übersprechen wirksam unterdrückt wird. Ein Übersprechen kann im aktiven Teil des Detektors, am Übergang zum PMT und innerhalb des PMTs stattfinden.

Die Angaben für das Übersprechen zwischen den Pixeln am Photomultiplier von 1% [Ham05] beziehen sich auf die Amplitude des Signals. Bei entsprechend großen Signalen und kleinen Schwellen der Elektronik kann das Übersprechen (an Zählrate) größer sein.

Für den hier verwendeten Detektor ist ein Übersprechen in den direkt benachbarten Kanal nicht kritisch, da durch den geometrischen Überlapp in mehr als 50% der Fälle zwei Fasern getroffen werden und daher die Software diesen Fall sowieso erkennen muss. Um das Übersprechen im PMT bzw. am Übergang Lichtleiter zu PMT in benachbarte Pixel von nicht benachbarten Kanälen (auf dem PMT über bzw. unter dem Kanal liegend) zu unterdrücken, sind die Lichtleiter links und rechts unterschiedlich auf den PMTs angeordnet. Ein koinzidentes Übersprechen auf linker und rechter Seite wird durch die gewählte unterschiedliche Anordnung der Kanäle auf dem Photomultiplier unterdrückt (Abb. 5.4), da niemals dieselben Kanäle direkt übereinander liegen.

Bei zusätzlicher Messung der Signalamplitude können kleine, durch Übersprechen ausgelöste Signale in der späteren Analyse zusätzlich herausgefiltert werden.



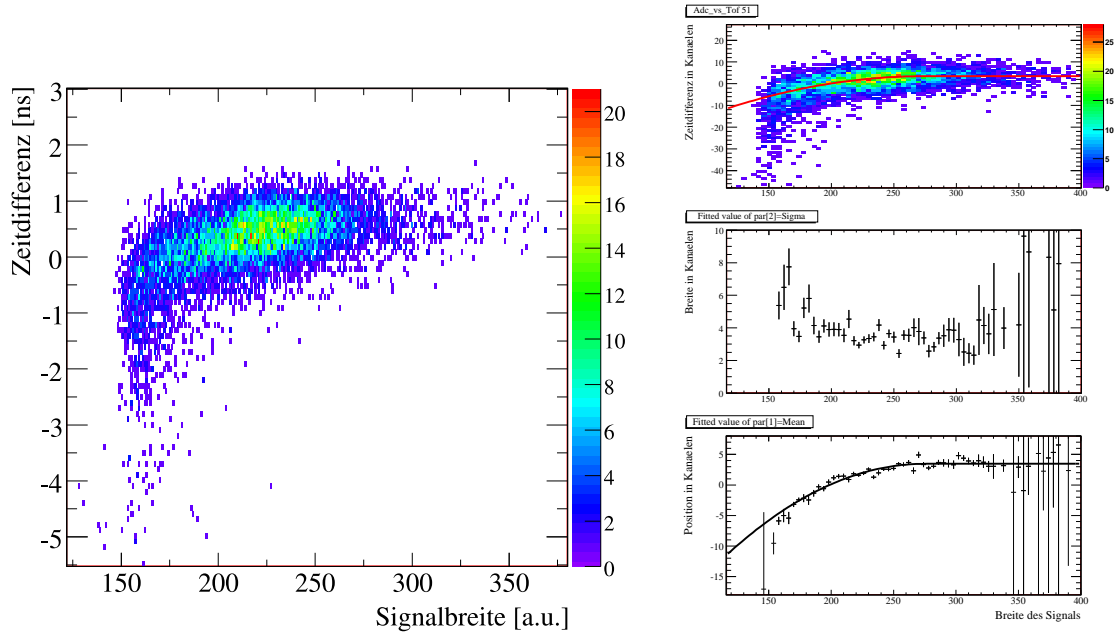
**Abbildung 5.5:** Überschneiden für nicht links-rechts konizidente Ereignisse. Das zu erwartende Muster beim Überschneiden in benachbarte Pixel auf dem PMT ist hervorgehoben. Das Bild entstand mit einem 16 Kanal Prototypen mit je einem PMT pro Seite.

### 5.1.4 Zeitauflösung

Die Kenntnis der Zeitauflösung ist wichtig, da der Startdetektor die Null-Zeit des Ereignisses vorgibt. Die bei der Analyse entstehenden Probleme, die das Fehlen des Startdetektors verursachen kann, werden in Kapitel 7.1.2 diskutiert. Zusätzlich erschwert das Fehlen des Startsignals die Kalibrierung der einzelnen Kanäle von TOF, TOFino und MDC. Die Kalibration mit einem Startdetektor ist wesentlich unproblematischer durchzuführen, als durch das relative Timing zwischen den ansprechenden Detektoren, wofür auch eine wesentlich höhere Statistik nötig ist [Spa05].

Die Zeitauflösung wurde durch Flugzeitmessung zwischen zwei Detektoren bestimmt. In den Teststrahlzeiten wurde dazu ein zweiter Detektor nahe dem Fiberdetektor plaziert, im einfachsten Falle ein einzelner Szintillatorblock mit Photomultiplier Auslese. In den Produktionsstrahlzeiten konnte nur ein zweiter Detektor hinter dem HADES-Aufbau benutzt werden. Dieser arbeitet als Veto-Detektor, d. h. entsprechend sollte bei getriggerten Ereignissen kein Signal im Veto-Detektor vorhanden sein. Zu Diagnosezwecken werden aber einige wenige vom Veto-Detektor registrierte Ereignisse gespeichert. Hier konnte nur diese geringe Statistik an Ereignissen zur Bestimmung von Zeitauflösung und Effizienz benutzt werden.

Da die Auslese der Hodoskope über Leading Edge Diskriminatoren (LED) erfolgt, ist bei kleinen Signalen die gemessene Zeit von deren Amplitude abhängig ("Walk" des LED, Abb. 5.6). Seit 2006 verfügen die Detektoren über eine neue Frontend Elektronik mit Energieauslese. Diese kann dazu genutzt werden, um eine Walk-Korrektur durchzuführen. Die Energieauslese erfolgt dabei über die Länge des Signals, welches ein Maß für die Summe der Signale beider Seiten ist. Der Zusammenhang zwischen Länge und Amplitude bzw. Energie ist nicht linear. Daher erfolgt auch die Korrektur des Walks mittels einer qualitativen Korrekturfunktion. Für die Faser Hodo-



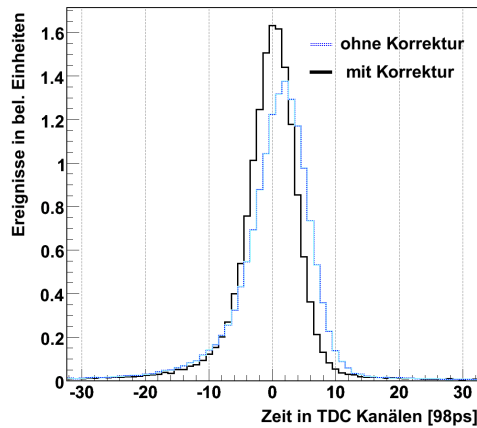
**Abbildung 5.6:** LED Walk für einen Kanal des Fiber-Hodoskops. Aufgetragen ist die Energie (als Breite des Signals) gegen die Zeit (links). Die Zeit ist gemessen gegen einen einzelnen Plastik Szintillator. In den Bildern rechts ist die Funktion für die Walk Korrektur dargestellt. Im mittleren und unteren Bild sind die Position und Breite der Verteilungen bei Schnitten auf die Signalbreite dargestellt, welche für den Fit der Korrekturfunktion benötigt werden.

skope wurde ein Polynom zweiten Grades verwendet, welches ab einer bestimmten Signalbreite in eine Konstante übergeht. Für die Bestimmung der Korrekturfunktion wurden für jeden Kanal die Zeitdifferenzen für verschiedene Signallängen-Intervalle mit einer Gauss-Kurve gefittet und dann deren Positionen zur Ermittlung einer Korrekturfunktion benutzt. Schon mit dieser relativ einfachen Korrektur kann die Zeitauflösung verbessert werden (Abb. 5.7).

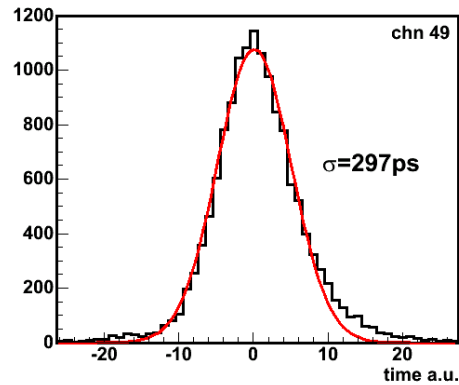
Die ermittelte Zeitauflösung in der Strahlzeit April 2006 für die Fiber-Hodoskope lag bei  $\sigma = 377$  ps für die Summe aller Kombinationen von Start- und Veto-Detektor. Die Zeitauflösung des Veto-Zählers ist dabei nicht berücksichtigt. Die in einem Experiment mit Pionenstrahlen erreichte Zeitauflösung war  $\sigma = 297$  ps gegen einen einzelnen Plastikszintillator. Der Experimentaufbau (Abb. 5.13) und die verwendete Elektronik waren dabei verschieden.

### 5.1.5 Effizienz

Die Effizienz wurde in mehreren Experimenten mit unterschiedlichem Aufbau und unterschiedlicher Frontend Elektronik bestimmt.



(a) Strahlzeit April 2006



(b) Strahlzeit Mai 2004

**Abbildung 5.7:** (a) Zeitauflösung des Faser Hodoskops vor und nach ( $\sigma = 377$  ps) Korrektur des Walks in einem Protonenexperiment. (b) Zeitauflösung in einem Experiment mit Pionenstrahlen. In den Experimenten wurde unterschiedliche Elektronik verwendet. Der Experimentaufbau ist im Text erklärt.

In dem Test mit Pionenstrahlen (Mai 2004) wurde eine Effizienz von  $> 95.6\%$  bestimmt. Dabei wurde etwa 3% des Strahls durch fehlende Elektronikkanäle nicht detektiert. Für die Effizienzbestimmung wurde dabei auf die Koinzidenz der beiden Plastikszintillatoren (“groß” und “klein” in Abb. 5.13) getriggert und der Anteil an Strahlteilchen bestimmt, die auch in Hodoskop “X4” ein Signal verursacht hatten.

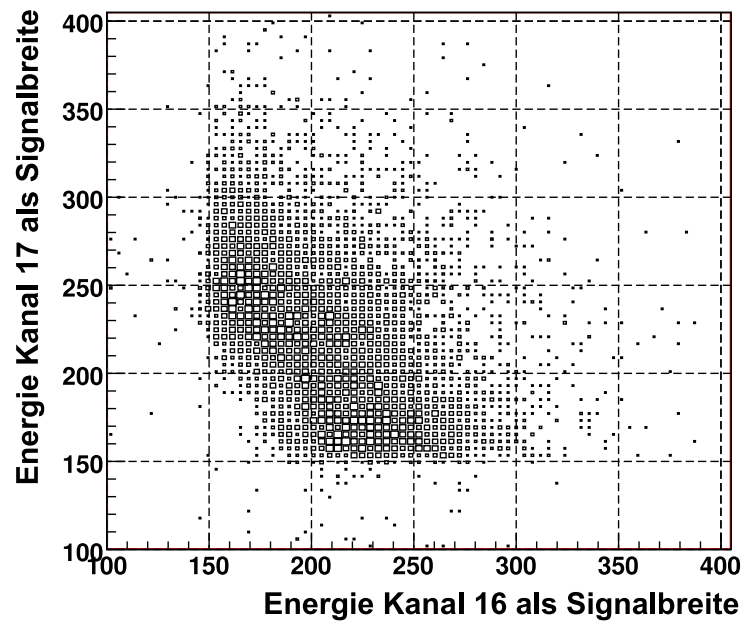
Im April 2006 wurde der Detektor in einem Experiment mit Protonenstrahl als Startzähler eingesetzt. Da der Strahl an der Stelle des Detektors nur wenige Millimeter breit war, gilt die Effizienzberechnung nur für den mittleren Teil des Zählers. Die Effizienz wurde dabei mit der Bedingung bestimmt, ob es für einen Treffer im Veto Detektor jeweils einen Treffer im Start innerhalb eines bestimmten Zeitfensters gab. Es wurden nur Ereignisse verwendet, die vom Veto getriggert waren.

Untersucht wurde dabei auch die Stabilität der Effizienz bei verschiedenen Zeitfenstern:

Zeitfenster	$\pm 5ns$	$\pm 2ns$	$\pm 1ns$	$\pm 0.5ns$
Effizienz	99.0%	98.9%	98.1%	89.2%

Bei einer Zeitauflösung der Flugzeit Start gegen Veto von  $\sigma = 377$  ps entspricht  $\pm 1$  ns etwas weniger als  $\pm 3\sigma$ .

Gleichzeitig wurde auch untersucht wie stark die Effizienz von den gesetzten Schwellen abhängt. Dazu wurden die Schwellen in Schritten reduziert (die Signale sind negativ). Die Tabelle ist so zu lesen, dass “s” die Standardeinstellung ist, “s-20mV” entspricht einer Schwelle, die um 20mV niedriger liegt.



**Abbildung 5.8:** Energie zweier benachbarter Kanäle bei Doppeltreffern. Die Korrelation zeigt, dass die freigesetzte Energie zwischen den benachbarten Kanälen aufgeteilt wird. Insbesondere ist die Kombination zweier kleiner Signale unterdrückt. Für das Bild wurden Daten der der Protonenstrahlzeit April 2006 verwendet.

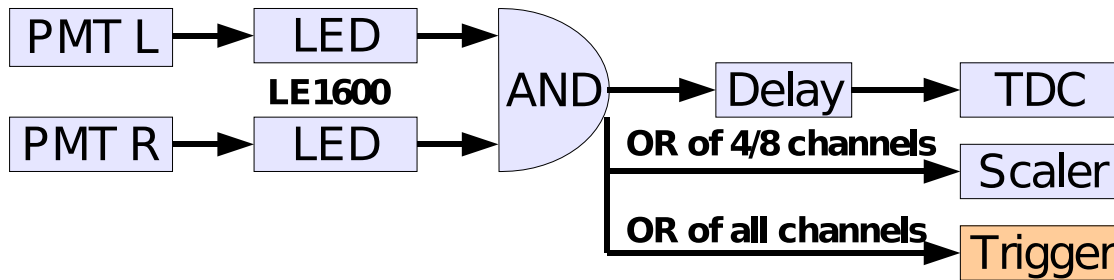
Schwelle	s	s-10mV	s-20mV	s-50mV	s-100mV	s-200mV
Effizienz	99.4%	99.7%	98.8%	99.1%	98.6%	71.8%

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Signale deutlich höher als die gesetzten Schwellen sind. Effizienzeinbußen durch eine nicht exakt gesetzte Schwelle sind nicht zu erwarten.

Die Daten entstammen der Strahlzeit April/Mai 2006.

### 5.1.6 Energie benachbarter Kanäle

Durch den geometrischen Überlapp zwischen den Fasern ist es in über 50% der Fälle zu erwarten, dass ein Strahlteilchen zwei Kanäle feuert. Die Anzahl freigesetzter Szintillationsphotonen sollte entsprechend mit dem durchquerten aktiven Volumen skalieren. Qualitativ ist dies in Abb. 5.8 durch die Korrelation zwischen den Energien zweier benachbarter Kanäle zu sehen. Auch ist der Fall zweier kleiner Signale unterdrückt. Umgekehrt kann man, entsprechende Kalibration der Signalbreiten vorausgesetzt, aus dem Verhältnis der Energien der beiden Kanäle Rückschlüsse auf die Trefferposition ziehen.



**Abbildung 5.9:** Ein typisches in den Experimenten benutztes Setup. Die Signale von den PMTs werden getrennt diskriminiert, dann wird die Koinzidenz zwischen linker und rechter Seite gebildet. Das ODER der koinzidenten Signale wird als Trigger Signal benutzt. Die Zeitsignale müssen verzögert werden, da die TDCs im Common-Start Modus verwendet werden. Zusätzlich werden die Kanäle zusammengefasst auf Zähler (“Scaler”) gegeben, um Änderungen am Strahlprofil sofort sichtbar zu machen.

## 5.2 Verwendete Elektronik

Die Auslese der Detektoren folgte dem in Abb. 5.9 dargestellten Schema. Die Signale von linker und rechter Seite wurden zunächst getrennt diskriminiert und dann mittels AND oder Meantimer die Koinzidenz gefordert. Die Signale müssen nach dem AND verzögert werden, da die Auslese der TDCs im “Common Start” Modus erfolgt. Durch die Verzögerung wird sichergestellt, dass die Detektorsignale erst nach dem Triggersignal den TDC erreichen. Für die Generierung des Triggers wurden die Koinzidenz der “Common Or” Ausgänge der LEDs benutzt. In den späteren Experimenten wurden die “Common Start” TDCs<sup>2</sup> erst durch die multi-hit-fähigen v1190<sup>3</sup>-TDCs und dann durch die TRBs<sup>4</sup> ersetzt. Dadurch wurden die Signalverzögerung mittels langer Flachbandkabel überflüssig. In einem letzten Schritt wurden die Leading Edge Diskriminatoren und die Meantimer auf einem einzigen, neu entwickelten Board integriert.

### 5.2.1 Meantimer

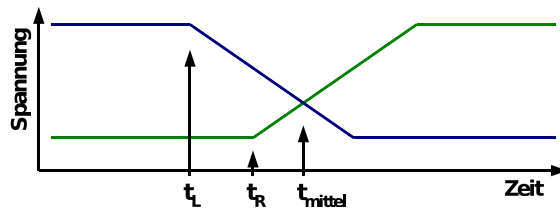
Anstelle der ANDs wurden zum Teil auch “Meantimer” eingesetzt. Der Vorteil des Meantimer ist es, dass das Ausgangssignal vom zeitlichen Mittel beider Signale getriggert wird. Bei einem AND hängt das generierte Signal nur von der Zeit des späteren Signals ab. Die Verwendung eines Meantimers verbessert somit die Zeitauflösung.

Bei Eintreffen eines Signals auf einer Seite des Meantimers wird eine Rampe gestartet, für eine Seite eine positive, für die andere eine negative. Sobald sich die Rampen kreuzen, wird ein Zeitsignal generiert. Läuft eine der Rampen vorher bis zum Ende durch, wird das Signal verworfen.

<sup>2</sup>Siehe Abschnitt 5.2.2

<sup>3</sup>CAEN v1190: Siehe Abschnitt 5.2.4

<sup>4</sup>TRB: Trigger and Readout Board, siehe Abschnitt 5.2.5



**Abbildung 5.10:** Schematische Funktionsweise des Meantimers. Überschreiten die Signale einer Seite den eingestellten Schwellwert, wird jeweils eine Rampe gestartet ( $t_L$  und  $t_R$ ). Das am Überkreuzungspunkt generierte Ausgangssignal entspricht dem Mittelwert der beiden Zeitsignale plus einer konstanten, durch die Rampenlänge gegebenen, Verzögerung.

Damit ist das Zeitsignal durch den Mittelwert beider Zeiten bestimmt (siehe Abb. 5.10). Wenn nur eine Seite feuert, wird kein Signal generiert. Die Rampenlänge gibt das Koinzidenzintervall vor.

Zusätzlich ist die Länge des vom Meantimer generierten Signals abhängig vom Ladungsintegral beider Signale. Der Zusammenhang ist in erster Ordnung linear mit dem Mittelwert der beiden Signallängen plus einer einstellbaren Minimalbreite des Signals.

## 5.2.2 CAEN v878 TDC

Der VME basierte TDC mit 32 Kanälen wird in HADES für die Auslese von TOF, TOFino und Startdetektor verwendet. Er wird im "Common Start" Modus betrieben und kann pro Ereignis und Kanal nur einen Treffer digitalisieren. Die Signale der Detektoren müssen daher entsprechend verzögert werden. Der v878 besitzt eine Zeitauflösung von 65 ps pro Kanal.

## 5.2.3 Auslese mit dem HPTDC

Der Einsatz des CERN HPTDC [Chr04] in der Auslese vereinfacht den Aufbau der Elektronik erheblich. Durch die hohe Konzentration an Kanälen wird nur noch ein Crateplatz pro Detektor benötigt. Außerdem entfallen große Teile der Signal Verzögerung (Kabel), da der TDC kontinuierlich Daten aufzeichnet und nicht erst mit einem Trigger Signal ("Common Start") gestartet werden muss.

Der HPTDC ist ein Multi-Hit-TDC mit 32 Kanälen und einer Auflösung von 100 ps pro Kanal. Er kann damit nicht nur die Zeit des Signals messen, sondern zusätzlich auch die Länge, bzw. jeweils den Zeitpunkt einer steigenden oder fallenden Flanke. Wird die Signalhöhe in der Signallänge codiert, so ist auf diese Art eine zusätzlich einfache Möglichkeit der Signalhöhenmessung gegeben.

Der HPTDC kann sowohl frei laufend als auch im Trigger Matching Mode benutzt werden. Letzterer findet hier Verwendung.

Ein kleiner Nachteil des TDCs ist der Jitter von 25 ns in der Messung der Zeit zwischen Trigger und Signal. Es ist durch die 40 MHz Taktung des TDC gegeben [Chr04]. Die relative Zeit zwischen den einzelnen Kanälen wird aber mit 100 ps Auflösung gemessen. Daher kann man die Zeit ohne Jitter rekonstruieren, indem man das Triggersignal zusätzlich als Zeitreferenz auf einen der Kanäle legt und die Differenz bildet. Dies wird von der Software direkt beim Entpacken erledigt (vom HHodoTrbUnpacker und HTrbBaseUnpacker).

Im folgenden werden die beiden diesen Chip verwendenden Boards kurz diskutiert. Danach wird auf die Funktionsweise des Chips, insbesondere auf die Programmierung der Fenster eingegangen.

### 5.2.4 Der CAEN v1190a TDC

Erstmalig zum Einsatz kam dabei der CAEN TDC v1190a. Dieses VME Modul wurde wie auch die Standard CAEN TDCs über die TOF-IPU ausgelesen. Das Modul ist mit vier HPTDCs bestückt, besitzt entsprechend 128 Kanäle.

Die hohe mögliche Datendichte kann Probleme bei der Auslese durch die TOF-IPU verursachen. Schon ein Modul kann Datenraten an der Grenze dessen liefern, was die TOF-IPU pro Ereignis und Crate auslesen kann [Frö04]. Ein Überschreiten würde die Datenstruktur der folgenden Ereignisse zerstören und damit einen Neustart der DAQ erfordern.

Kritischer ist ein weiterer aufgetretener Fehler, bei dem das Board pro Auslese zwei statt dem angeforderten einen Ereignis liefert. Infolgedessen hat man Event-Mixing, die weiteren Ereignisse sind nicht mehr zu gebrauchen, ein Neustart der DAQ ist nötig. Dieser Fehler trat nur bei asynchroner Auslese auf, d. h. wenn mehrere Ereignisse im Puffer gespeichert waren. Bei synchroner Auslese (die in unserem Testexperiment verwendet wurde) trat er dagegen erwartungsgemäß nicht auf.

Daher kann der v1190 nur für Testzwecke und im Labor, aber nicht in einem Produktionsexperiment benutzt werden. Eine weitere Fehleranalyse unterblieb, da durch die Mengenbeschränkung der TOF-IPU ein Einsatz im jetzigen Setup sowieso nicht möglich war. Gleichzeitig stand mit dem TRB ein wesentlich besserer Ersatz kurz vor der Fertigstellung. Von einem Einsatz des CAEN v1190 in einer Produktionsstrahlzeit wurde Abstand genommen.

### 5.2.5 Das TRB

Das TRB ist eine Eigenentwicklung innerhalb der HADES-Kollaboration [Frö08]. Es verwendet ebenfalls vier HPTDC-Chips wie das v1190, allerdings mit einer anderen Auslese. Das TRB ist ein komplett eigenständiges Modul mit einem integrierten DAQ System, welches sich in das bestehende HADES-Trigger-System integrieren lässt [Tra05]. Das Board verfügt dafür über einen unter Linux laufenden ein-Chip Computer (ETRAX). Durch ein externes Trigger-Signal wird die Datenauslese gestartet, bei einem akzeptierten Ereignis werden die Daten über Ethernet direkt an den Eventbuilder geschickt. Damit werden gleich beide beim v1190 aufgetretenen Probleme gelöst. Bei Überschreiten der maximalen Datenmenge werden zwar Daten verworfen, aber es gibt keine Probleme mit der DAQ.

Zwei dieser Boards wurden für die Auslese der Start- und Veto-Detektoren in der Produktionsstrahlzeit im April 2006 erfolgreich eingesetzt. In der Strahlzeit im April 2007 wurden vier TRB-Boards für Forward Wall, Veto- und Start-Auslese verwendet.

### 5.2.6 Ratenverträglichkeit des HPTDC

In den Strahlzeiten, wo die Fiber-Hodoskope mit den HPTDC bestückten Boards (v1190 und TRB) ausgelesen wurden, traten bei hohen Raten Pufferüberläufe in den HPTDC-Chips auf. Im folgenden werden die Gründe dazu und mögliche Lösungen diskutiert.

Jeder HPTDC beinhaltet 32 Kanäle, von denen sich jeweils acht einen Level-1-Puffer teilen. Der Puffer hat eine Bandbreite von 40 MHz und kann 256 Treffer speichern. Jeder Kanal kann Daten mit einer Rate von 10 MHz digitalisieren und in vier Registern speichern, bevor sie in den Level-1-Puffer geschrieben werden. Beim Schreiben in den Puffer haben die Kanäle mit der kleineren Kanalnummer Vorrang. Die Daten verbleiben in dem Puffer bis sie aus dem eingestellten Trigger Matching Zeitfenster herausfallen.

Die Begrenzung der Bandbreite erfordert für den Startzähler, dass die Rate pro Kanal unter 10 MHz und für jede Achtergruppe von Kanälen unter 40 MHz liegen muss. Im Falle einer stark unterschiedlichen Rate verschiedener Kanäle empfiehlt es sich, die Kanäle mit den hohen Raten auf verschiedene Achtergruppen und TDCs zu verteilen. In der Strahlzeit im April 2007 wurde dieses Prinzip für die Startzähler erfolgreich genutzt. Der zweite kritische Punkt ist die Größe des Level-1-Puffers. Wenn innerhalb des eingestellten Zeitfensters zuviele Ereignisse einlaufen, werden sie verworfen. Bei einem Zeitfenster von  $1.5 \mu\text{s}$  wären rund 20 MHz pro Kanal zulässig.

Die Angaben in der Dokumentation gelten für unkorrelierte Ereignisse. Werden die steigende und fallende Flanke der Signale gemessen, sind diese Werte entsprechend zu halbieren. In un-

serem Fall haben wir es durch Spill und Mikrospillstruktur mit korrelierten Ereignissen zu tun. Im Falle der Fiber-Detektoren wäre es zudem ungünstig, benachbarte Detektorkanäle in denselben Puffer zu schreiben, da durch den geometrischen Überlapp von 30% die Wahrscheinlichkeit, dass benachbarte Kanäle gleichzeitig angesprochen werden, recht hoch ist.

### Wahl der Trigger Matching Fenster der HPTDC

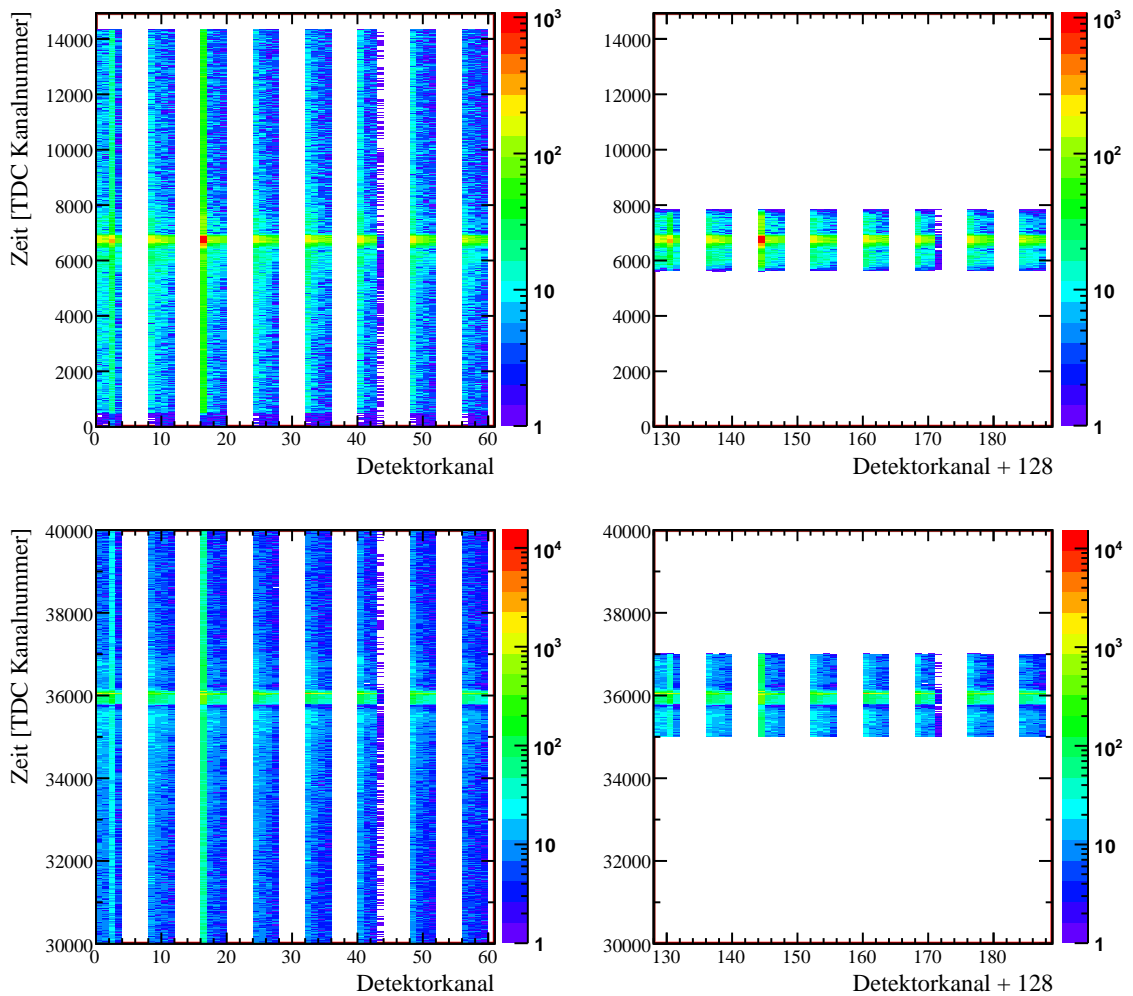
Der kritische Wert bei dem Zeitfenster ist nicht direkt die Fenstergröße, sondern der Zeitoffset, da Ereignisse bis zum Eintreffen eines eventuellen Triggers gespeichert werden müssen. Die Fenstergröße selbst ist praktisch irrelevant, größere Fenster bedeuten nur eine höhere Datenrate und eine mögliche höhere Multiplizität pro Kanal, welche in der Software entsprechend berücksichtigt werden muss. Der Offset ist die Differenz aus der Zeit, zu der das Signal gemessen wurde und der Zeit, die die Triggerentscheidung und -verteilung benötigen. Im Fall der im Zwischenfokus platzierten Detektoren lagen typische Werte bei  $1 - 1.5 \mu\text{s}$ .

Für Experimente mit dem Pionenstrahl, bei denen die Detektoren in Zwischenfokus durch Untergrund mit Raten von bis zu 1 MHz pro Kanal ausgeleuchtet sind, ist besonderes Augenmerk auf eine optimierte Wahl der Fensteroffsets und -größen zu legen.

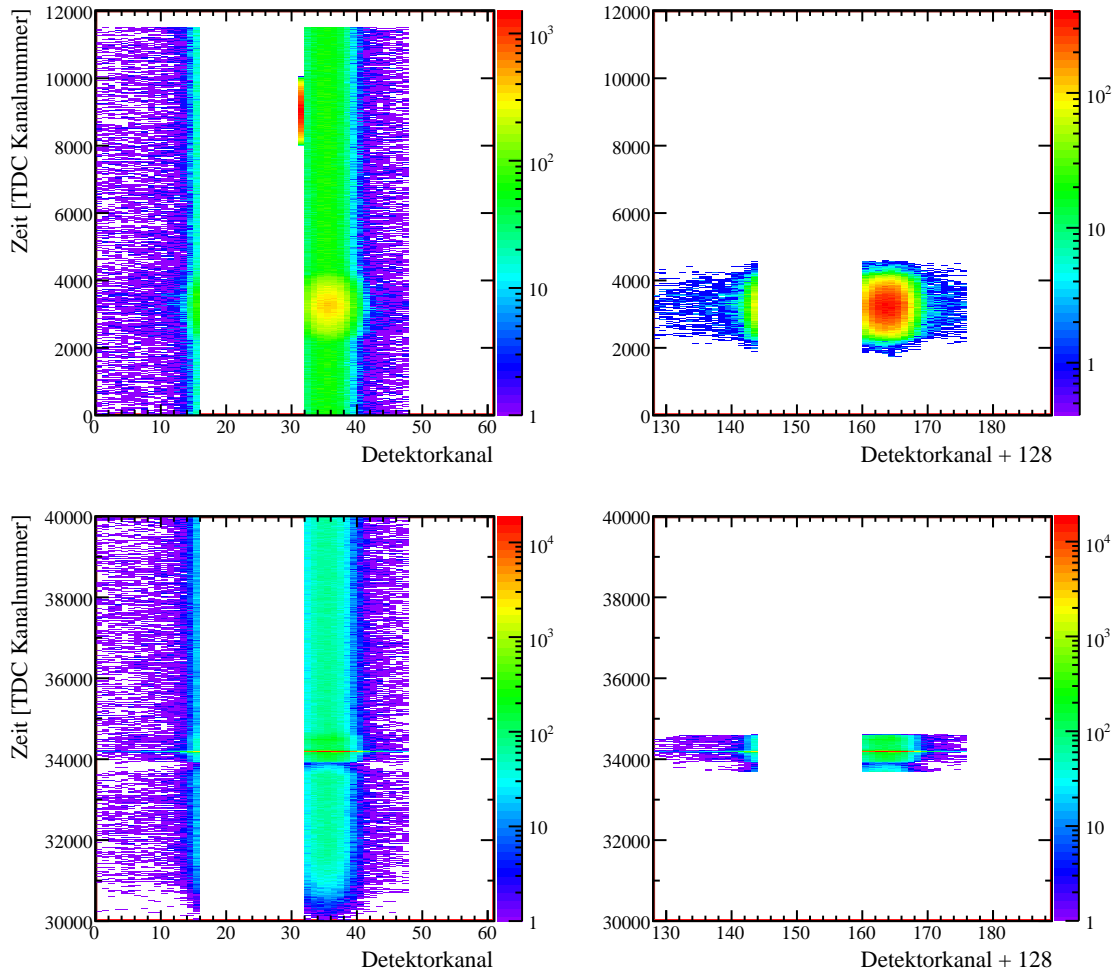
Zur Überprüfung der Fenstergrößen lässt sich das gemessene Zeitspektrum vor Abzug der Zeitreferenz heranziehen (Abb. 5.11<sup>5</sup> und 5.12). Das Zeitreferenzsignal wird zur Korrektur des Zeitjitters von TRB und Trigger benötigt, gibt also eine der Grenzen des Fensters vor. Die beiden gezeigten Bilder stammen aus Strahlzeiten mit Protonenstrahlen, bei denen der Startdetektor im Zwischenfokus montiert war. Es sind jeweils die Zeiten für jeden Kanal vor und nach Zeitkorrektur unter Bedingung eines Schnittes auf zeitliche Koinzidenz dargestellt. Deutlich zu erkennen sind der Jitter des TDCs (jeweils obere Zeile) und die nötige Größe des Zeitfensters (unteres Bild, Vergleich von Zeitreferenz Kanal 31 und dem prompten Peak der anderen Kanäle). Im unteren Bild ist zusätzlich ein rund 200 ns breiter Jitter des LVL2-Triggers zu erkennen, welcher den TDC-Jitter überdeckt. Dieser stellt ein weiteres Problem bei der Wahl der Fenster dar, denn die Fenster müssen um 200 ns größer gewählt werden, damit auch bei einem Jitter das Signal noch innerhalb der Fenster liegt.

---

<sup>5</sup>Anmerkung: Der HodoTrbUnpacker hat die Möglichkeit diese Bilder direkt zu erzeugen, die gesetzten Fenster können damit ohne weiterführende Analyse instantan überprüft werden.



**Abbildung 5.11:** Beispiel für die im v1190 bzw TRB gesetzten Fenster und die daraus erhaltenen Zeitspektren für die Strahlzeit April 2007. Aufgetragen ist die Zeit in TDC-Einheiten (Zeit läuft nach oben) gegen die Kanalnummer des Detektors. In der oberen Zeile ist die unkorrigierte Zeit, in der unteren nach Substraktion der Zeitreferenz, aufgetragen. Die rechte Spalte zeigt die jeweiligen Zeitspektren bei Schnitt auf den prompten Peak nach Substraktion der Zeitreferenz. Aus dem Bild oben rechts können die Offsets und Längen des Fensters für den HPTDC direkt abgelesen werden, dabei muss beachtet werden, dass auch das Zeitreferenzsignal komplett im Zeitfenster liegt (siehe dazu auch Abbildung 5.12).



**Abbildung 5.12:** Beispiel für die im v1190 bzw TRB gesetzten Fenster und die daraus erhaltenen Zeitspektren die Strahlzeit. Aufgetragen ist die Zeit in TDC-Einheiten (Zeit läuft nach oben) gegen die Kanalnummer des Detektors. In der oberen Zeile ist die unkorrigierte Zeit, in der unteren nach Substraktion der Zeitreferenz, aufgetragen. Die rechte Spalte zeigt die jeweiligen Zeitspektren bei Schnitt auf den prompten Peak nach Substraktion der Zeitreferenz. Aus dem Bild oben rechts können die Offsets und Längen des Fensters für den HPTDC direkt abgelesen werden, dabei muss beachtet werden, dass das Zeitreferenzsignal (Kanal 31 im Bild oben links) komplett im Zeitfenster liegt. Die Breite der Verteilung des Zeitreferenzsignals zeigt direkt den Zeitjitter von Triggerelektronik und HPTDC. Man beachte den im Vergleich zu Abb. 5.11 wesentlich größeren Jitter.

## 5.3 Software

Die Integration in Hydra erfolgt durch die Bibliothek “Hodo” (für Pionen*hodoskope*). Der Aufbau orientiert sich an dem der bisherigen Start/Veto Software. Die Bibliothek enthält die nötigen Entpacker (für Standard CAEN 32 Kanal TDCs, CAEN v1190 und TRB), Calibrator und Hitfinder, um die Datenkategorien HHodoRaw, HHodoCal und HHodoHit zu füllen. Zusätzliche Tasks stellen die Kompatibilität mit der bisherigen Analysesoftware her, indem sie erlauben, die HodoHits in die entsprechende Startdetektorkategorie zu kopieren. In die Online-Überwachungssoftware Go4 wurde zur Diagnose der Hodoskope ein neues Modul eingebaut. Die Details zu der Bibliothek sind in [Spr08] zu finden.

## 5.4 Übersicht der Experimente, in denen die Detektoren verwendet wurden

- September 2003, Protonen+Protons bei 2.2 GeV
  - Zwei 16-Kanal-Prototypen in Start/Veto-Kombination, Auslese über CFDs und LEDs, Standard CAEN v878 TDC
- Januar 2004, Protonen+Protons bei 2.2 GeV
  - Ein voll bestückter Detektor mit 96 Kanälen, von denen aber nur 32 ausgelesen wurden, Einsatz als Strahlmonitor in Veto-Position
  - Auslese wie September 2003
- Mai 2004, Pionen, Abb. 5.13
  - Zwei Detektoren mit 96 Kanälen, einer (“X4”) ausgelesen mit LE6000 LEDs und ANDs, der andere (“Y3”) nur mit 32 Kanälen Auslese mit Lecroy LEDs und Meantimern
  - Zwei Pionenhodoskope (“X1” und “X2”) mit je 16 Kanälen und beidseitiger Auslese in NE5
  - Als TDCs kamen die Standard CAEN-TDCs zum Einsatz
- August 2005, Pionen, Abb. 5.14 und 5.15
  - Beide 96 Kanal Detektoren komplett ausgelesen mit LE6000 und ANDs, Benutzung von zwei CAEN v1190 TDC

- Einer der Detektoren (“Y4”) wurde während der Strahlzeit gedreht, um eine zweite X-Messung möglich zu machen.
- Januar 2006, Test
  - Verwendung von beiden 96-Kanal-Detektoren in Koinzidenz zur Bestimmung der Effizienz eines RPC-Moduls mit kosmischen Myonen, Auslese mit LE6000 und ANDs und CAEN v1190 TDCs
- April/Mai 2006, Protonen+Protons bei 1.25 GeV
  - Verwendung eines Detektors als Startzähler im Zwischenfokus in NE5, 32 Kanäle ausgelesen mit neuen LED-Meantimer Elektronik, erstmaliger Einsatz des TRB
  - Ein 16-Kanal-Pionenhodoskop als Strahlmonitor in Veto-Position
- April/Mai 2007, Protonen+Protons bei 3.5 GeV
  - identischer Aufbau wie April/Mai 2006
- Oktober 2007, Pionen, Abb. 5.16
  - Ein zusätzlicher Quadrupol in der Strahlführung vor HADES
  - Zwei Pionenhodoskope an Veto-Position zur Messung des Strahlprofils (Veto X, Y)
  - Ein Fiber-Hodoskop mit 96 Kanälen als Start-Zähler (Y3)
  - Zwei neu entwickelte Detektoren aus szintillierenden Streifen (X1 und X2, je 64 Kanäle) im Zwischenfokus [Reh08]
  - Auslese aller Detektoren mit der neu entwickelten Elektronik und TRBs. Für die Detektoren mit beidseitiger Auslese wurden LED/Meantimer Module verwendet, für die anderen einfache LEDs. Alle Module verfügten über die Fähigkeit der Signalhöhen-Messung.

### 5.4.1 Einsatz als Protonen-Startdetektor

Für beide Fiber-Detektoren wurde auch ein Einsatz als Start/Veto-Detektor-Kombination für Protonenstrahlen in Betracht gezogen. Der Start-Detektor muss dabei aufgrund seiner Größe zwischen dem letzten Quadrupol und dem RICH montiert werden (Teststrahlzeit September 2003). Dadurch können aber die Produkte von Reaktionen im Start-Detektor durch die photonensensitive Schicht des RICHs fliegen und Untergrund mit hohen Signalen verursachen. Bei hohen

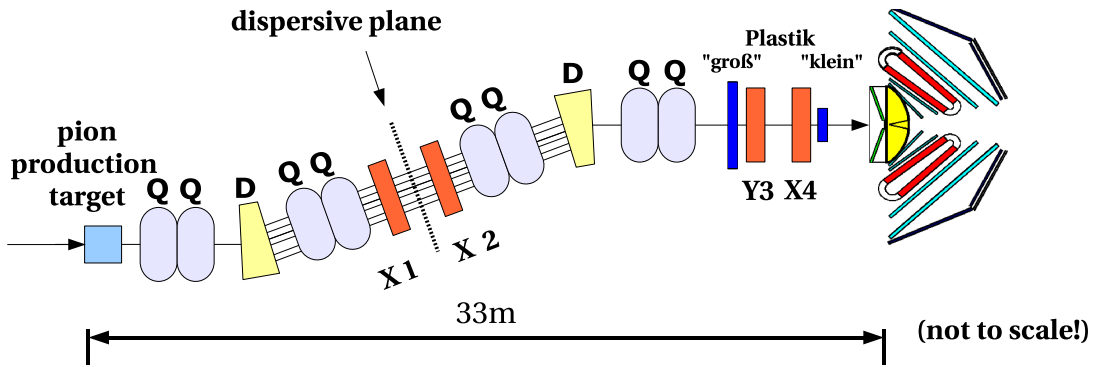


Abbildung 5.13: Der in der Strahlzeit Mai 2004 benutzte Aufbau. Erklärung siehe Text.

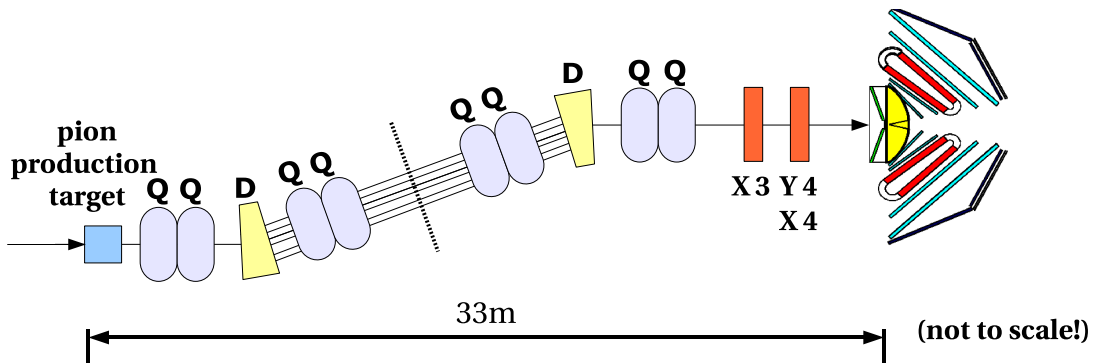
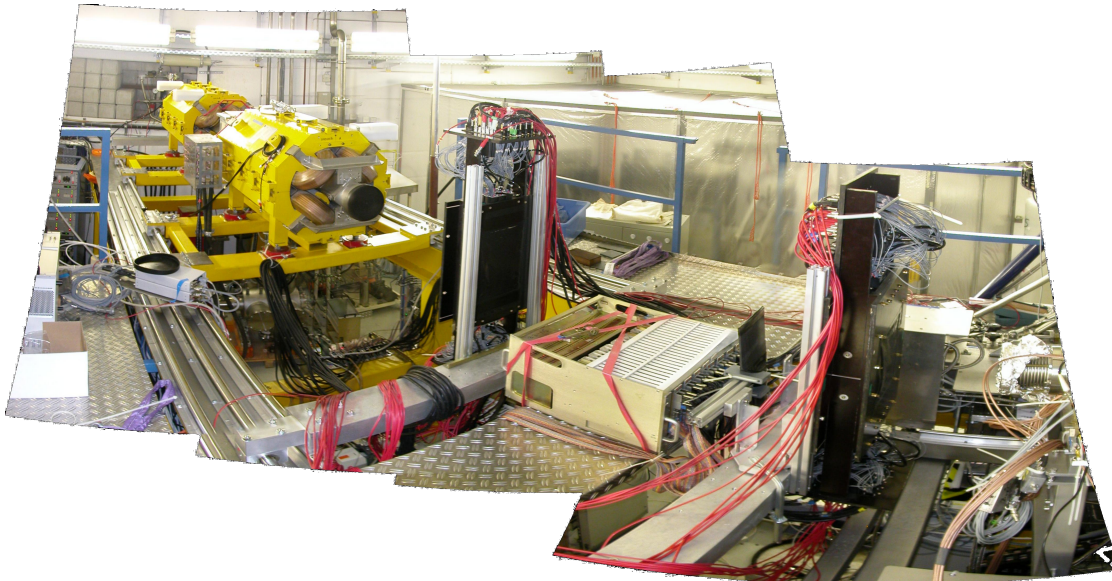


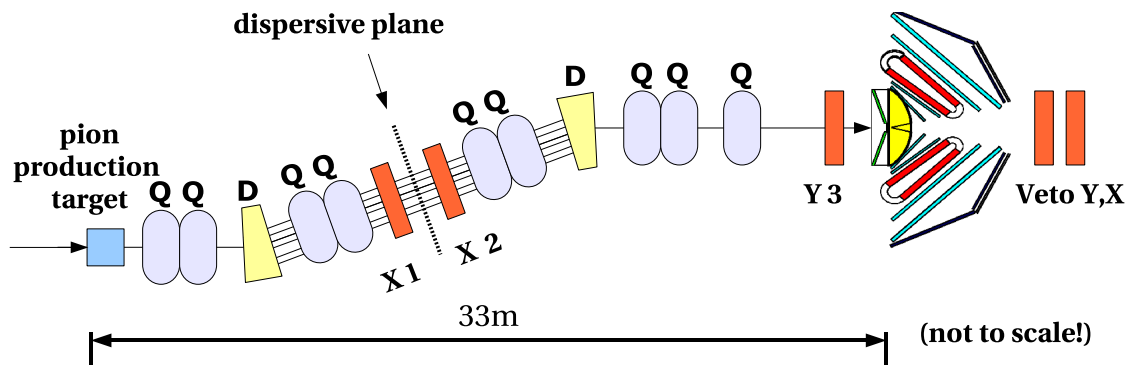
Abbildung 5.14: Der in der Strahlzeit August 2005 benutzte Aufbau. Verschiedene zu Test- und Diagnosezwecken verwendete Plastiksintillations-Detektoren sind der Übersicht halber nicht gezeigt. Weitere Erklärung im Text.

Intensitäten kann das zu einer Abschaltung der Hochspannung wegen Überstroms führen (“HV Trip”). Das Hochfahren der Hochspannung dauert etwa 1min, in dieser Zeit ist der RICH auf diesem Sektor blind. Bei einer hohen Rate von Trips ist keine sinnvolle Datenaufnahme möglich. Für einen Protonenstrahl mit hoher Strahlintensität kann der Detektor in dieser Position daher nicht betrieben werden.

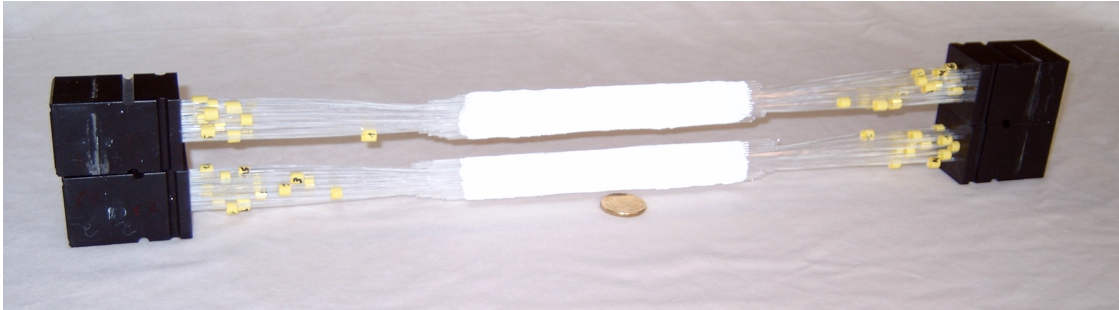
Durch ein Verschieben des Detektors in den Zwischenfokus, rund 15 m vor dem eigentlichen Target, konnte der Untergrund reduziert werden. Zum einen liegt zwischen dem Zwischenfokus und dem HADES-Detektor eine Betonwand, zum anderen werden geladene Teilchen mit falschem Impuls durch Quadrupol und Dipolmagnete aus dem Strahlrohr gelenkt. In den Strahlzeiten im April 2006 und April 2007 wurde jeweils einer der Detektoren dort montiert, aber jeweils nur kurze Zeit eingesetzt. Da der Detektor zusammen mit den Fensterfolien der Strahlrohre immer noch einen kleinen Untergrund im RICH verursachte, wurde der Startdetektor wieder ausgebaut und das entsprechende Stück Strahlführung im Zwischenfokus wieder unter Vakuum gesetzt.



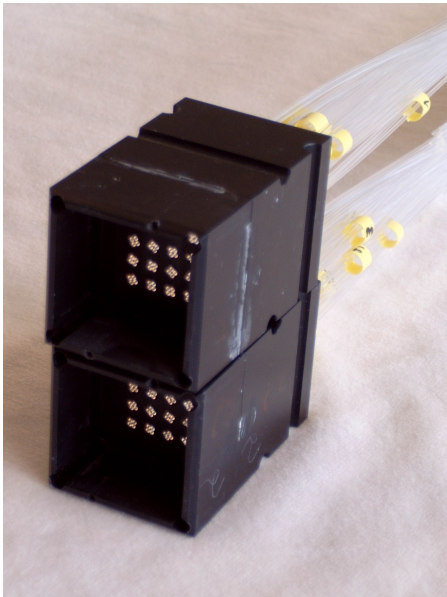
**Abbildung 5.15:** Strahlführung und Detektoraufbau des Pionentests August 2005. Der Strahl kommt hinten links, wo sich hinter der Wand der Zwischenfokus in NE5 befindet, und passiert dann die beiden Quadrupole (gelb). Die beiden Fiber-Hodoskope sind hier so ausgerichtet, dass beide das Strahlprofil in X-Richtung messen. Zwischen den beiden Hodoskopen befindet sich ein Teil der Frontend-Elektronik des rechten Hodoskops, direkt daneben ein zu Triggerzwecken verwendeter Plastikszintillator. Am rechten Bildrand ist der Anschluss des Startdetektors für das kurz darauf durchgeführte Ar+KCl Experiment sichtbar.



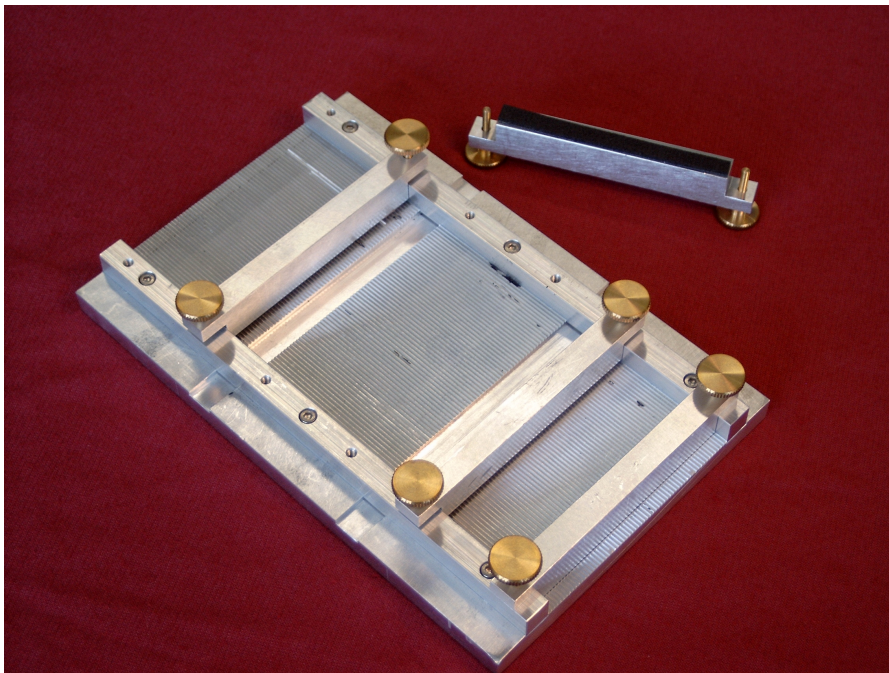
**Abbildung 5.16:** Der in der Strahlzeit Oktober 2007 benutzte Aufbau. Verschiedene zu Test- und Diagnosezwecken verwendete Plastikszintillations-Detektoren sind der Übersicht halber nicht gezeigt. Weitere Erklärung im Text.



**Abbildung 5.17:** Ein Bild der beiden 16-Kanal Prototypen. Als Größenvergleich dient die 50 Cent Münze. Der innere, mit Farbe verklebte Bereich enthält die szintillierenden Fasern und den Übergang zum Lichtleiter.



**Abbildung 5.18:** Seitliche Ansicht der Prototypen. Die Photomultiplier werden in den Plastikvorsatz geschoben und schliessen mit dem Eintrittsfenster direkt an den polierten Enden der Lichtleiter an. Deutlich zu erkennen sind jeweils die vier Lichtleiter pro Photomultiplier-Pixel.



**Abbildung 5.19:** Die Halterung, in der die Fasern verklebt wurden. Die gefrästen Rillen geben die Positionen der untersten Lage vor. Die Bügel dienen zur Fixierung der Fasern beim Verkleben. Die quer-gefrästen Nuten nehmen den Übergang von Szintillator zu Lichtleiter auf, der aufgrund des thermischen Verschweissens etwas verdickt ist.

# 6 Experimente mit dem Pionenstrahl

## 6.1 Eigenschaften des Pionenstrahls

Im folgenden Kapitel sind die in verschiedenen Experimenten ermittelten Eigenschaften des Pionenstrahls aufgeführt. Dabei sind insbesondere die Größe des Strahlflecks am HADES-Targetpunkt und die Pionenstrahlintensität von Interesse.

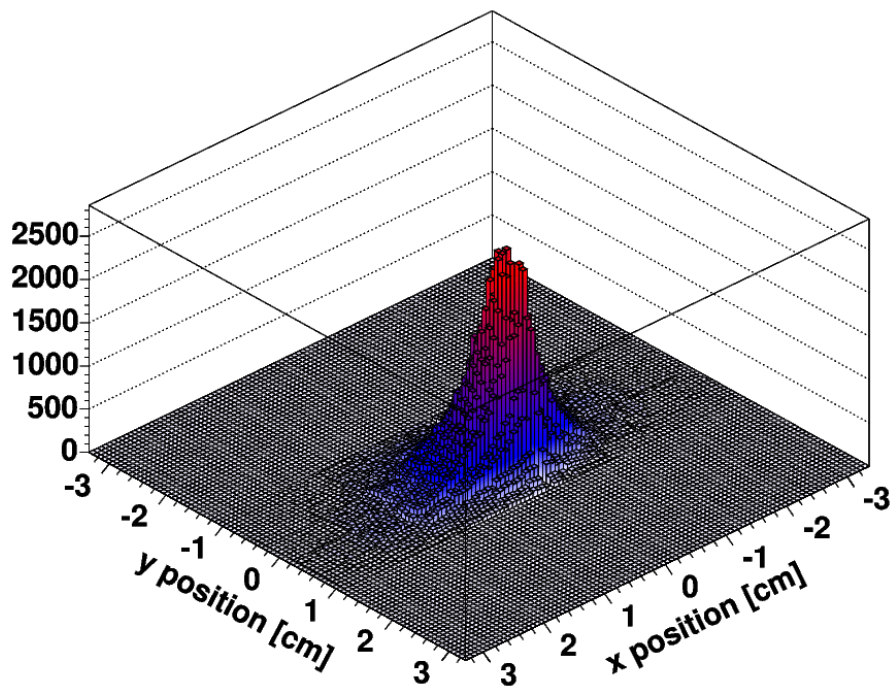
### 6.1.1 Strahlintensitäten

Die bisher maximale Intensität wurde in einem Test im August 2005 erreicht. Als primärer Strahl kam dabei  $^{14}\text{N}$  mit einer Energie von 2 AGeV zum Einsatz. Die Pionen wurden mit einem stiftförmigen Beryllium-Target erzeugt (Details siehe Abschnitt 4.2.1). Für die kurzzeitig erreichte maximale Intensität von  $6.5 \cdot 10^{10}$  Teilchen pro Spill in SIS wurden rund  $1.8 \cdot 10^6 \pi^-$  vor dem HADES-Target gemessen. Die über längere Zeiträume stabil erreichte Intensität von  $4 - 5 \cdot 10^{10}$  Teilchen liegt immer noch um einen Faktor drei unter dem theoretischen Maximum des Beschleunigers, der Raumladungsgrenze (SCL - Space Charge Limit).

Für positive Polarität der Strahlführung wurden bei  $4 - 5 \cdot 10^{10}$  Teilchen rund  $5 - 6 \cdot 10^6$  Protonen und positive Pionen am Target gemessen.

Im Vergleich zu der Strahlzeit im Mai 2004, bei der  $3 - 4 \cdot 10^{10}$   $^{14}\text{N}$  Ionen im SIS und  $8 \cdot 10^5$  negativen Pionen am Target erreicht wurden, lag der hauptsächlichste Unterschied, neben einer Erhöhung der Primärintensität, in einer verbesserten Extraktion am SIS.

Die erreichte Rate entspricht den Erwartungen aus [Día02] (siehe auch Abb. 4.11) bei entsprechender Intensität des Primärstrahls. Der dort für die Extrapolation benutzte  $^{12}\text{C}$  Strahl ist vergleichbar mit dem hier aus technischen Gründen verwendeten  $^{14}\text{N}$  Strahl, da die Energie pro Nukleon identisch ist.

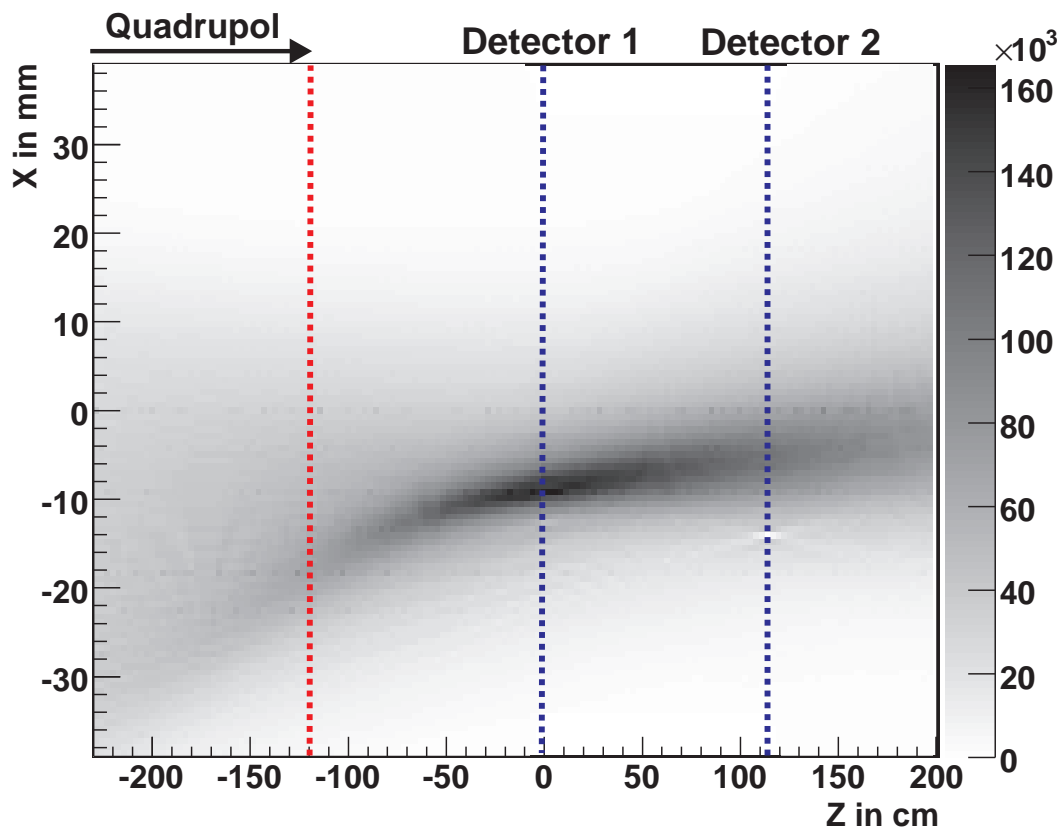


**Abbildung 6.1:** Der Pionenfokus in zwei Dimensionen. Im für die Messung der vertikalen Verteilung eingesetzte Detektor wurde nur das innere Drittel der Kanäle ausgelesen. Die Daten entstammen der Strahlzeit Mai 2004.

In der Strahlzeit Oktober 2007 wurde ein Kohlenstoff-Primärstrahl mit niedriger Intensität verwendet. Die erreichten Raten negativer Pionen am HADES-Target lagen deswegen nur bei rund  $10^4$  pro Beschleunigerzyklus.

### 6.1.2 Fokusrekonstruktion

Der beste (ohne den neuen Quadrupol) erreichte Fokus hat eine minimale Halbwertsbreite von  $\Delta X = 11$  mm in horizontaler und  $\Delta Y = 9$  mm in vertikaler Richtung. Dabei sind in horizontaler Richtung Ausläufer zu erkennen, die erst bei  $\pm 15$  mm auf weniger als 10% des Maximalwertes abfallen (siehe Abb. 6.1). Damit ist klar, dass bei einem Experiment mit Wasserstofftarget ein nicht zu vernachlässigender Teil der Pionen die Halterungen des Targets trifft (den Ring vor dem Target). Da die Massenbelegung dieses Stahlrings größer ist als die des Targets, kann selbst ein kleiner Anteil der Pionen einen dominanten Untergrund verursachen. Das gleiche gilt im Prinzip auch für die Festkörpertargets.



**Abbildung 6.2:** Die Änderung der X-Verteilung der Pionen in Abhängigkeit von der Z-Position entlang der Strahlachse. Das Bild wurde erzeugt durch Extrapolation der Teilchenspuren aus den Trefferpositionen in den beiden Hodoskopen (X3 und X4 in Abb. 5.14).

## Tracking

Mittels eines Trackingverfahrens ist es möglich, den Fokus auch an Stellen zu vermessen, die den Detektoren physikalisch nicht direkt zugänglich sind. Dazu wurden zwei Detektoren (X3 und X4 in Abb. 5.14) so montiert, dass beide die X-Position der Pionen messen. Durch Inter- und Extrapolation der durch die Trefferpositionen gegebenen Teilchentrajektorie kann diese zwischen bzw. vor und hinter den Detektoren ermittelt werden. Aus diesen Informationen kann dann der Fokus in zwei Dimensionen rekonstruiert werden (Abb. 6.2).

Es ist deutlich zu erkennen, dass sich der Fokus über einen weiten Bereich in der Strahlrichtung Z erstreckt. Dieser Effekt stammt von der Impulsabhängigkeit der Fokussierung. Pionen mit größerem Impuls werden in den Magneten weniger abgelenkt und damit erst bei größerem Abstand vom Magneten fokussiert.

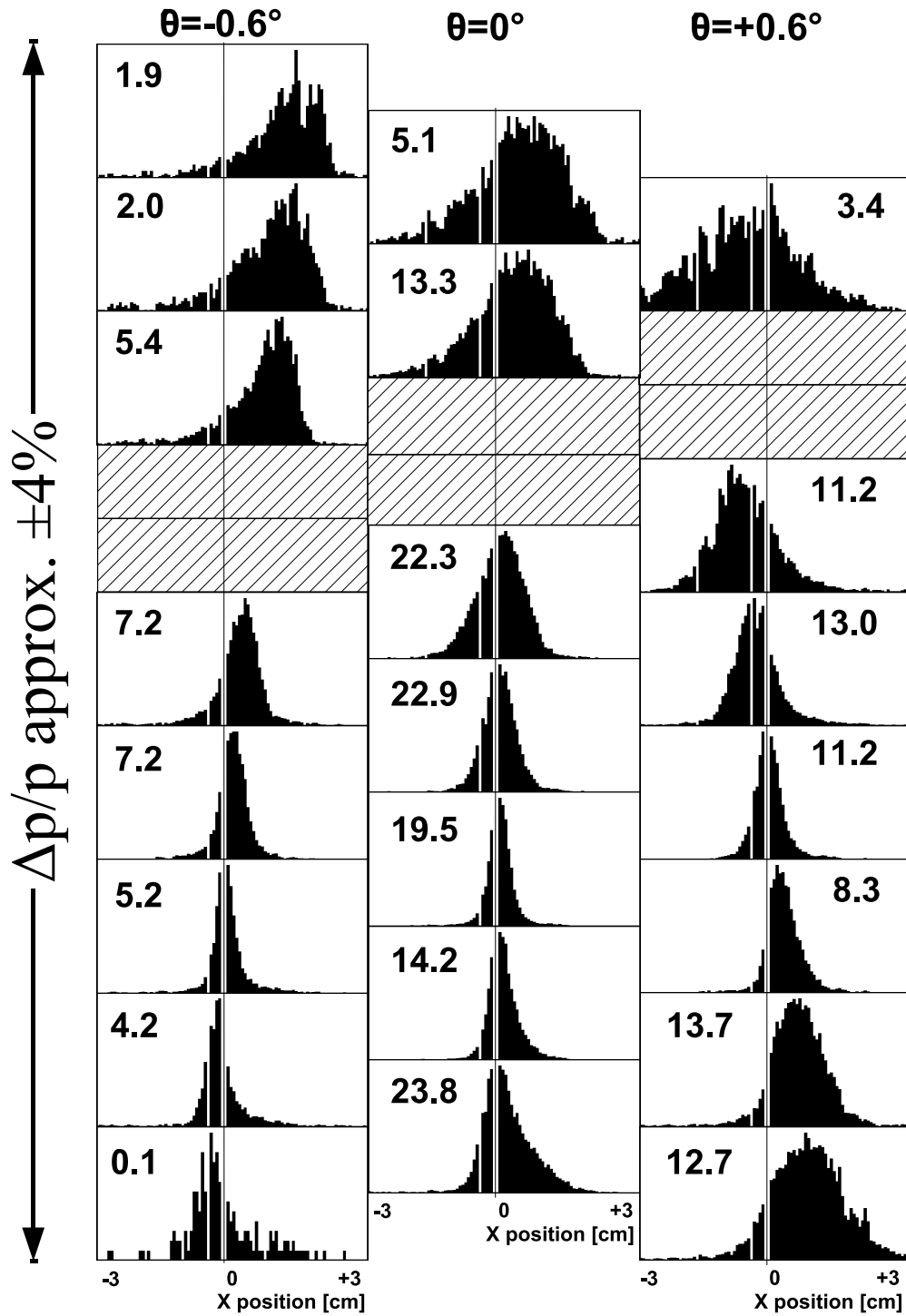


Abbildung 6.3: Impulsabhängigkeit der X-Verteilung. Die Zahlen entsprechen der Intensität der Histogramme. Die schraffierten Histogramme fehlen aufgrund von defekten Kanälen.

## Impulsabhängigkeit der Fokussierung

Über die beiden im Zwischenfokus montierten Hodoskope ist es möglich, den Impuls jedes einzelnen Strahlteilchens zu vermessen. Wird jetzt die X-Verteilung unter Bedingung verschiedener Impulse des Teilchens aufgetragen, so sieht man eine deutliche Abhängigkeit der Position und Breite der Verteilung vom Impuls des Teilchens (Abb. 6.3). Neben dem Impuls ist die Verteilung auch vom Winkel abhängig, unter dem das Teilchen die Hodoskope passiert hat. Diesen erhält man aus der Differenz der Trefferpositionen ( $(X1 - X2)$  der Detektoren X1 und X2 in Abb. 5.13). Nahe dem Sollimpuls und bei parallel zur Strahlachse fliegenden Teilchen ist der Fokus schmal und nahezu ohne störende Ausläufer ("tails") zu den Seiten. Die Pionen abseits des Sollimpulses und Emissionswinkels liefern eine deutlich breitere Verteilung. Sie tragen signifikant zum Untergrund bei. Die Werte in den Histogrammen entsprechen jeweils der relativen Intensität der im Histogramm enthaltenen Ereignisse. Die Erklärung für dieses Verhalten liefert wieder die impulsabhängige Fokussierung. Für Teilchen abseits des Sollimpulses befindet sich der Detektor nicht im Fokus.

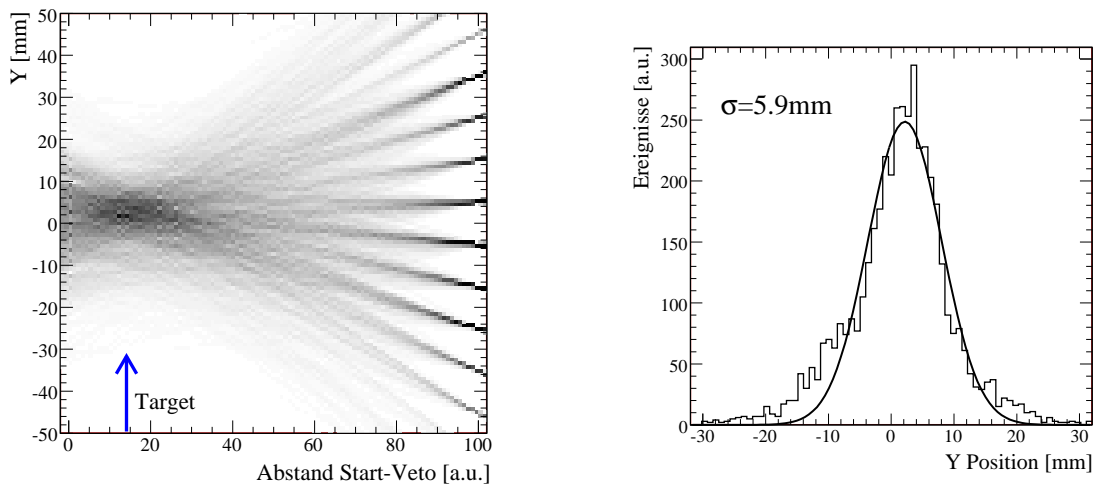
Der Effekt in Y-Richtung ist nicht so stark ausgeprägt (hier nicht dargestellt).

### 6.1.3 Verbesserungen

Um die impulsabhängige Fokussierung der Pionen zu verstehen und Möglichkeiten zur Verbesserung zu finden, wurden verschiedene Simulationen der Strahlführung mit ionenoptischen Programmen, Mirko [Mir] und Trace3D [Cra], durchgeführt. Die Rechnungen ergaben, dass durch den Einsatz eines weiteren Quadrupols und dem dadurch gegebenen zusätzlichen Freiheitsgrad bei der Fokussierung, eine wesentliche Verbesserung der Fokuseigenschaften möglich ist [Koe06; Vis05].

Für die Test-Strahlzeit im Oktober 2007 wurde daher ein neuer Quadrupol in der Strahlführung direkt vor dem HADES-Detektor installiert (siehe Abb. 5.16). In dieser Strahlzeit kamen auch erstmalig neu entwickelte Detektoren mit höherer Granularität im Zwischenfokus zum Einsatz [Reh08]. Zusätzlich wurden die inneren Driftkammern zur Rekonstruktion der Targetposition eingesetzt, um damit die Fokussierung des Pionenstrahls anhand der vom Target emittierter Sekundärteilchen zu überprüfen.

Die direkte Messung der Fokusgröße ist in dieser Strahlzeit nicht möglich gewesen, da in der Nähe des Targets kein Platz für Detektoren ist. Die auf den außerhalb des Fokus platzierten Detektoren gemessenen Verteilungen geben jedoch Anhaltspunkte für die Größe des Fokus am Target. Eine Möglichkeit zur Rekonstruktion des Targets ist die Verwendung der Ortsinformatio-



**Abbildung 6.4:** Rekonstruktion der Y-Verteilung entlang der Strahlachse Z. Das Bild wurde durch Interpolation der Teilchenspuren aus den Trefferpositionen in den beiden Hodoskopen Y3 und Veto Y (siehe Abb. 5.16) erzeugt. Das rechte Bild ist eine Projektion an der Targetposition.

nen von Start- und Veto-Zähler. Bei diesem Tracking werden die Teilchentrajektorien zwischen den Detektoren rekonstruiert (Abb. 6.4). Damit lässt sich die Y-Verteilung der Pionen an jedem Punkt der Strahlführung zwischen den beiden Detektoren berechnen. Für die vertikale Breite des Fokus ergab sich eine Halbwertbreite von 14 mm. Ein Vergleich mit den Daten der vorherigen Strahlzeiten ist dabei nicht direkt möglich, da der Aufbau der Strahlführung unterschiedlich war. Speziell der Abstand des Fokus vom letzten Quadrupol spielt dabei eine große Rolle. Einfache optische Überlegungen zeigen, dass die Ausdehnung des Fokus bei entsprechender Fokussierung kleiner wird, je näher man der Quadrupol-Linse ist. Zusätzlich wurde durch eine Monte-Carlo-Simulationen der Strahlführung mit Geant gezeigt [Aga07a], dass die Verteilung in beiden Dimensionen vergleichbar ist. Diese Beobachtung deckt sich auch mit den während der Strahlzeit mit Mirko gemachten Berechnungen [Koe07].

Eine vorläufige Auswertung der Daten zeigt, dass die Fokussierung durch den neuen Quadrupol verbessert werden konnte. Ein direkter Vergleich der Resultate der Strahlzeit von 2007 und denen aus 2004 und 2005 ist nur schwer möglich, da hier die Verteilung der Pionen an anderer Stelle gemessen wurde. Der dem Target am nächsten stehende Start-Zähler aus szintillierenden Fasern war direkt hinter dem Quadrupol montiert, mehr als einen Meter vor dem eigentlichen Fokus. In den früheren Strahlzeiten wurden die Pionen dagegen direkt auf den Zählern fokussiert.

# 7 Analyse der p+p Daten

Im diesem Kapitel wird die Analyse des  $\eta$ -Dalitz-Zerfalls in Proton-Proton Reaktionen bei 2 AGeV vorgestellt. Das Kapitel umfasst eine Beschreibung der Software und der verwendeten Methoden zur Datenreduktion. Die einzelnen in der Analyse erforderlichen Schritte werden erläutert. Es werden dabei zwei verschiedene Implementierungen einer kinematischen Anpassung beschrieben. Das Kapitel schließt mit einer Diskussion über den in Simulation und Experiment bestimmten Untergrund.

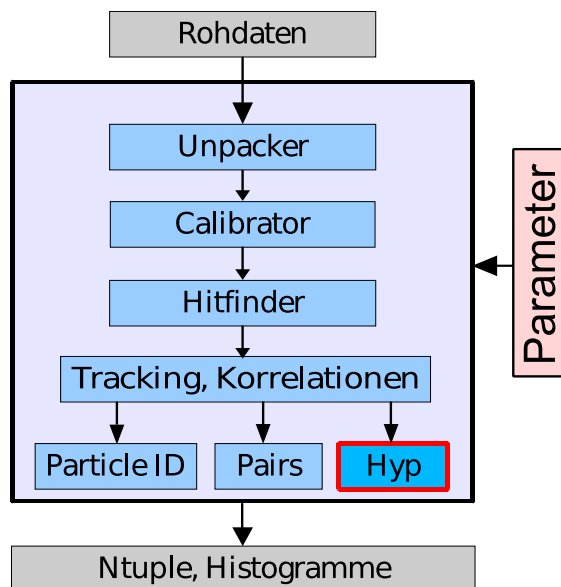
## 7.1 Software

### 7.1.1 HYDRA

In den HYDRA-Bibliotheken ist die komplette HADES-Analyse-Software zusammengefasst. Sie basiert auf dem ROOT-Framework [Bru06] und ist objektorientiert in C++ Klassen geschrieben. Für jedes Detektorsystem und für die verschiedenen Physikanalysen gibt es jeweils eigene Bibliotheken. Die einzelnen Analyseschritte basieren auf der ROOT-Klasse "TTask". Dabei können jeweils die benötigten Tasks einer Taskliste hinzugefügt werden. Diese werden dann der Reihe nach abgearbeitet. Die Software bietet damit unter anderem die Flexibilität, die Analyse an einer beliebigen Stelle zu unterbrechen und die Daten in Dateien zu schreiben. Die Analyse dieser vorausgewerteten Daten (DST, Data Summary Tapes) kann zu einem späteren Zeitpunkt an dieser Stelle fortgesetzt werden. Von dieser Möglichkeit wird insbesondere in der Event Hypothese Gebrauch gemacht.

Die Auswertung der Daten beginnend bei den Rohdaten bis zu den fertigen Histogrammen erfolgt in mehreren aufeinander aufbauenden Schritten, die im folgenden schematisch dargestellt werden (siehe Abb. 7.1).

Die Rohdaten (HLD-Dateien) bestehen noch aus den direkt von der Detektorelektronik ausgelesenen Datenstrukturen. Es ist Aufgabe der jeweiligen Entpacker ("unpacker"), sie in eine Klassenorientierte Struktur zu bringen. HYDRA verwendet dabei zur Speicherung der Daten den ROOT-



**Abbildung 7.1:** Schematischer Programmablauf der Analyse mit dem HYDRA-Framework.

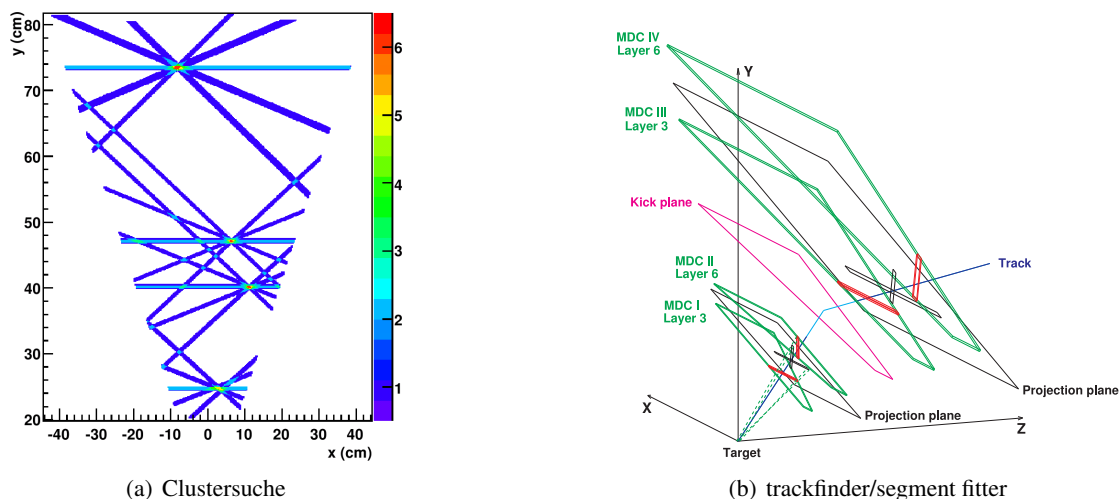
Tree. Diese unkalibrierten Daten werden als “Raw Level” Daten bezeichnet. In einem nächsten Schritt werden diese Rohdaten kalibriert. Dazu dienen die “calibrator” Tasks die den sogenannten “Cal Level” erzeugen. Die Aufgabe der “hitfinder” ist es, aus den kalibrierten Daten Teilchentreffer zu bilden (“hit level”). Jedes Detektorsystem besitzt aufgrund der unterschiedlichen Anforderungen eigene Tasks zum Entpacken, Kalibrieren und für die Treffersuche.

Die Daten für die Zuordnung der Elektronikmodule zu den Detektorkanälen (“Lookup” Tabellen), zur Kalibration der Detektoren, Geometrie der Detektoren usw. werden in einer Datenbank (ORACLE) vorgehalten. Alternativ können die Parameter zusätzlich über Textdateien spezifiziert werden.

Der nächste wichtige Schritt ist das “Matching” und “Tracking”. Dabei werden erst die Treffer in den einzelnen Detektoren miteinander kombiniert und der damit entstehenden Teilchentrajektorie ein Impuls zugeordnet.

Der erste Schritt der Spurrekonstruktion ist das Ermitteln von Treffern in den Driftkammern. Dabei werden, jeweils für innere und äußere Kammern getrennt, die angesprochenen Signaldrähte in eine Ebene zwischen den beiden Kammern projiziert und dort eine Clustersuche gestartet (Abb. 7.2a). Im nächsten Schritt werden dann Korrelationen zwischen den Treffern der inneren und äußeren Kammern gebildet (Abb. 7.2b). Dazu werden die Teilchentreffer auf die sogenannte “kickplane” projiziert, eine imaginäre Ebene zwischen den inneren und äußeren MDCs. Die entstehenden Spurenkandidaten werden jetzt unter Zuhilfenahme der mittels GARFIELD<sup>1</sup> Simu-

<sup>1</sup>GARFIELD ist ein Programm zur Simulation von Driftkammern [GAR].



**Abbildung 7.2:** (a) Schematische Darstellung der Clustersuche und (b) Schematisches Matching der Track-Segmente in den inneren und äußeren MDCs [Aga01; Rus06].

lationen ermittelten Driftzeiten gefittet. Das  $\chi^2$  des Segment-Fits kann später als Qualitätskriterium für Schnitte verwendet werden. Liegen zwei Teilchenspuren sehr dicht zusammen, kann der Fit sie nicht separieren, das  $\chi^2$  ist dementsprechend groß. Dieser Fall tritt oft bei Konversionspaaren auf. Die Teilchenspuren werden jetzt noch mit eventuellen Ringen im RICH und Treffern im META korreliert.

Aus der Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld kann deren Impuls bestimmt werden. Dazu werden momentan drei verschiedene Ansätze benutzt. Der einfachste ist der Kickplane-Algorithmus. Er ignoriert die Ausdehnung des Magnetfeldes und parametrisiert die Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld durch einen einmaligen Impulsübertrag (“kick”) in einer virtuellen Ebene (“kickplane”) zwischen den inneren und äußeren MDC-Ebenen. Er benutzt als Ausgangspunkte die Treffer in den inneren MDCs und im META-Detektor, da er aus der Zeit stammt, in der HADES ohne äußere MDC-Kammern auskommen musste. Die Impulsmessung ist dementsprechend ungenau. Der zweite Algorithmus ist eine Spline-Approximation der Teilchentrajektorie. Er benötigt Treffer in den äußeren MDC-Kammern. Die Parametrisierung der Trajektorie erfolgt durch eine kubische Spline innerhalb und durch quadratische Splines vor und hinter dem Magnetfeld. Die Interaktion zwischen Teilchen und Magnetfeld wird dabei nicht direkt berücksichtigt. Die Berechnung dieser Wechselwirkung entlang des Pfades ist im Runge-Kutta-Tracking implementiert, der dritten Methode zur Impulsbestimmung. Wegen des in HADES verwendeten inhomogenen Feldes muss dazu die Teilchentrajektorie stückweise berechnet werden. Dabei kommt ein Runge-Kutta-Fit vierter Ordnung von Nystrom zum Einsatz. Der Runge-Kutta-Algorithmus liefert die beste Impulsgenauigkeit, benötigt aber am meisten Rechenzeit. Daher kommt er nur zum Einsatz, wenn die Trajektorie mit Spline-Fit konvergiert. Dessen Ergebnis dient dabei als Eingangs-

be für den Runge-Kutta-Fit. Konvergiert die Berechnung einer Trajektorie nicht, wird sie direkt verworfen. Dadurch kann erheblich Rechenzeit gespart werden.

Die bis hier berechneten Daten wie Flugzeit, Ringkorrelation, Impuls und Winkel der Teilchenspuren werden in der Kategorie `PidTrackCandidate` gesammelt. Diese dient als Basis der eigentlichen Physikanalyse, für die drei verschiedene Ansätze zur Verfügung stehen.

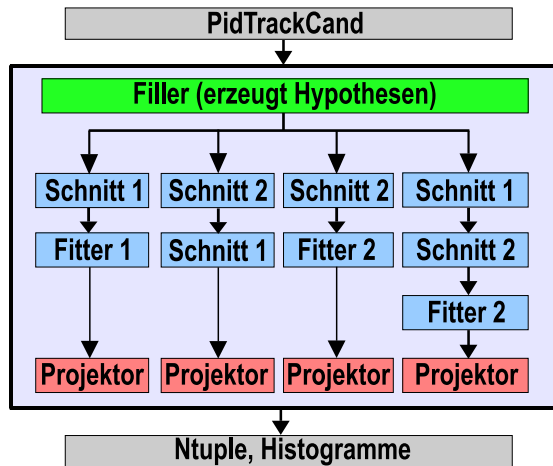
- Das “Pair” Framework ist speziell für die Suche nach inklusiven Dileptonen-Paaren bestimmt.
- Das “PID” (Particle ID) Framework zielt auf die inklusive Teilchenidentifikation durch sogenannte “Hard Cuts” und mittels “Probabilistic PID” (siehe Arbeit von [Chr07]). Dabei wird die Teilchenidentität im ersten Fall durch einfache Schnitte, im zweiten durch Wahrscheinlichkeitsfunktionen ermittelt. Die identifizierten Teilchen mit ihren entsprechenden Wahrscheinlichkeiten werden in der “PidParticle” Kategorie abgelegt.
- Die Ereignis Hypothese “Hyp” ist für exklusive und semi-exklusive Analysen elementarer Reaktionen entwickelt worden. Im Vergleich zum PID Framework werden hier die Schnitte nicht nur auf die einzelnen Teilchen, sondern auch auf das Gesamtereignis angewendet. Die Details werden in Kapitel 7.1.3 erläutert.

Das Schema aus Abb. 7.1 impliziert eine komplette Unabhängigkeit der drei Frameworks. In der momentanen Implementierung ist diese nicht realisiert. Die Ereignis Hypothese basiert auf der “PidTrackCandidate” Kategorie, aus der sie die relevanten kinematischen Variablen und Qualitätsparameter der Teilchenspuren liest.

### 7.1.2 Rekonstruktion der Startzeit

Da in der hier analysierten Strahlzeit kein Startdetektor verwendet wurde, ist es nicht möglich, die Flugzeit der Teilchen direkt zu bestimmen. Entsprechend ungenau ist die Bestimmung der Teilchenmasse aus Impuls und Flugzeit. Trägt man  $\beta$  gegen den Impuls auf, so überlappen die Verteilungen von  $\pi^+$  und Protonen. Eine Diskriminierung ist dementsprechend ungenau. Allerdings kann man in Ereignissen mit mehreren Teilchenspuren auf die Startzeit zurückrechnen, wenn Teilchenidentität und Impuls bekannt sind. Der sogenannte “Starttimefinder” berechnet für jedes Ereignis eine Startzeit nach dem im folgenden vorgestellten Schema [Spa05].

Als erstes wird in dem Ereignis nach negativen Teilchenspuren gesucht. Ist eine der Teilchenspuren mit einem Ring im RICH korreliert, so wird angenommen, dass es sich um ein Elektron handelt und entsprechend auf die Startzeit rückgerechnet. Die dafür benötigte Flugstrecke lässt



**Abbildung 7.3:** Schematischer Programmablauf innerhalb der Ereignis Hypothese. Die Algorithmen können in beliebiger Reihenfolge und in verschiedenen Ästen des Analyse-Baumes aufgerufen verwendet.

sich aus der Teilchentrajektorie bestimmen. Ist keine der Teilchenspuren mit einem Ring korreliert, wird angenommen, dass es sich um ein negative Pionen handelt. In diesem Fall wird über den Impuls die Geschwindigkeit und damit die Flugzeit bestimmt.

Für die inklusive Analyse der Dileptonenspektren und die hier durchgeführte semi-exklusive ist diese Methode ausreichend, da in jedem Ereignis ein negatives Teilchen vorhanden sein muss. Für Reaktionen, bei denen nur positive Teilchen detektiert werden, z. B. elastische Streuung, kann diese Methode nicht eingesetzt werden, da positive Pionen und Protonen nicht unterschieden werden können. Ereignisse, bei denen keine Startzeit rekonstruiert werden konnte, werden in dieser Analyse nicht berücksichtigt.

Dadurch, dass die Flugzeit der negativen Teilchen jetzt ideal ist, liegen diese im Gegensatz zu den positiven Teilchen im  $\beta$ -Impuls Spektrum genau auf den theoretischen Kurven. Die Verteilungen für negative und positive Pionen sind daher sehr stark unterschiedlich (siehe Abb. 7.6). Insbesondere sind hier die Schnitte entsprechend zu wählen.

### 7.1.3 Ereignis Hypothese (Event Hypothese)

Die Analyse in der vorliegenden Arbeit wurde innerhalb des Ereignis Hypothese Frameworks erstellt. In der Ereignis Hypothese werden aus den detektierten Teilchenspuren mögliche Hypothesen für die stattgefundenene Reaktion erstellt und diese dann in weiteren Analyseschritten (Algorithmen) überprüft oder verworfen (Abb. 7.3). Durch die Verwendung einer allen Algorithmen gemeinsamen Ein- und Ausgabestruktur, der “HypList”, bietet das Hyp-Framework die Möglichkeit die Algorithmen in beliebiger Reihenfolge und auch mehrfach aufzurufen. Dies ist

eine klarer Vorteil gegenüber den HYDRA-Tasks, bei denen ein Task nur einmal und an einer festgelegten Stelle der Analyse laufen kann. Durch die parallele Struktur des Hyp-Analyse-Baumes können die Ergebnisse verschiedener Schnitt und Algorithmen einfach miteinander verglichen werden.

Den ersten Schritt bildet dabei die Sortierung der Teilchenspuren nach Polarität der Ladung. Dies ist Aufgabe des “HypFillers”, der im nächsten Abschnitt im Detail diskutiert wird. Dabei werden die Spuren den Teilchenidentitäten aus der Hypothese zugewiesen. Bei Mehrdeutigkeiten werden alle möglichen Kombinationen mit entsprechend permutierten Spuren erzeugt. Jede dieser Kombinationen wird in den folgenden Algorithmen separat überprüft. Am Ende muss sichergestellt sein, dass aus jedem Ereignis nur maximal eine der Kombinationen beachtet werden darf, dazu muss entweder eine quantitative Selektion der Kombinationen erfolgen oder die Kombinationen dürfen nur mit einer in der Summe eins ergebenden Gewichtung gezählt werden. In dieser Analyse wurde für die quantitative Beurteilung der Hypothese die Qualität der kinematische Anpassung verwendet. Nur die Kombination mit dem besten  $\chi^2$  wurde gezählt, alle anderen wurden verworfen. Das Ende der Analyse bilden die Projektoren, die die relevanten Parameter einer jeden Hypothese in einem NTuple speichern. Die Projektoren können dabei an jedem beliebigen Punkt der Auswertung eingesetzt werden, um die Auswirkungen von Schnitten zu überprüfen.

In der Ereignis Hypothese lassen sich hypothesenabhängig die Eigenschaften der Teilchenspuren ändern, ohne dass dies Auswirkungen auf die anderen Hypothesen hat. Dazu werden für jedes Teilchen in jeder Hypothese Container für die kinematischen Variablen bereitgestellt. Diese Variablen können auch mehrfach geändert werden, z. B von der Korrektur des Energieverlustes und einem kinematischen Fit, ohne dass sich Algorithmen in verschiedenen Ästen des Hyp-Analyse-Baumes (Abb. 7.3) gegenseitig beeinflussen.

Zusätzlich lassen sich zu jeder Hypothese und Kombination beliebige Variablen speichern. Diese Variablen werden mit einer ID und einem Wert in Containern gespeichert und können jederzeit gelesen oder modifiziert werden. Da diese Variablen mit einem ID angesprochen werden, können neue beliebige Variablen ohne große Änderung im Quelltext angelegt werden. Beispiele für diese Variablen sind die Definition des fehlenden Teilchens (FILLER\_MISSING\_PID) oder das Speichern des Ergebnisses des kinematischen Fits  $\chi^2$  (KINEFIT\_CHI2).

Eine weitere Möglichkeit des Hyp-Frameworks ist die Benutzung des Bayesischen Prinzips. Es sagt aus, dass sich die Wahrscheinlichkeit der Hypothese aus dem Produkt der Wahrscheinlichkeiten für jedes einzelne Teilchen ergibt. Dafür wird innerhalb des Frameworks für jedes Teilchen die Wahrscheinlichkeit gespeichert, dass es die angenommene Identität besitzt. Die einzelnen Algorithmen können dann diese Wahrscheinlichkeiten modifizieren. Damit ist am Ende für jede der Kombinationen eine Wahrscheinlichkeit bestimmt. Aufgrund der Probleme bei der

	Teilchenspur			
	1 (+)	2 (+)	3 (+)	4 (-)
Hypothese 1	p	p	e <sup>+</sup>	e <sup>-</sup>
Hypothese 2	p	e <sup>+</sup>	p	e <sup>-</sup>
Hypothese 3	e <sup>+</sup>	p	p	e <sup>-</sup>

**Abbildung 7.4:** Erstellung der Hypothesen am Beispiel von einem  $ppe^+e^-(X)$  Endzustand. Den vier detektierten Spuren, drei positive, eine negative, werden hypothetische Teilchenidentitäten zugewiesen. Jede der dabei möglichen Kombinationen bildet eine Hypothese. Die Permutation erfolgt getrennt für positive und negative Teilchen.

Bestimmung dieser Wahrscheinlichkeiten wurde aber von ihrer Benutzung Abstand genommen. Dieser Ansatz wurde daher in der folgenden Analyse nicht benutzt.

Ein weiterer Vorteil der Event Hypothese ist es, dass man auf einfache Weise Selektionen der Ereignisse vornehmen und diese in Micro-DSTs speichern kann. Diese Micro-DSTs sparen nicht nur Speicherplatz, sondern bei der späteren Analyse auch massiv Rechenzeit.

## Erstellung der Hypothesen und Kombinationen

Bei der Erstellung der Hypothesen werden den Teilchenspuren Teilchenidentitäten zugewiesen. Im allgemeinen gibt es mehrere Möglichkeiten die Identitäten zuzuweisen. Es muss sichergestellt sein, dass alle Möglichkeiten berücksichtigt werden, es darf aber auch keine Kombination doppelt vorkommen. Dies sicherzustellen ist Aufgabe des “Fillers” (HHypListFiller).

Mathematisch ist die Anzahl der möglichen Kombinationen für  $n$  Teilchenspuren, welche auf  $m$  verschiedene Teilchenspezies (mit  $k_i$  als der Anzahl Teilchen pro Spezies) verteilt werden, gegeben durch:

$$P = \frac{n!}{\prod_{i=1}^m k_i}$$

Da hier niemals negative Spuren eine positive Identität bekommen können (und umgekehrt), müssen die Anzahl der Möglichkeiten für negative und positive Spezies getrennt berechnet werden. Es gilt dann  $P = P_+ \cdot P_-$ . Es ist ersichtlich, dass die Anzahl der Hypothesen sehr stark mit der Zahl der Teilchenspuren ansteigt.

Zusätzliche Kombinationen ergeben sich, wenn man zulässt, dass Teilchenspuren bei der Bildung der Hypothese ignoriert werden. Für das Verwerfen von zusätzlichen Spuren<sup>2</sup> gibt es zwei Gründe. Zum einen kann es beim Matching passieren, dass mehrere nahezu identische Teilchen-

<sup>2</sup>Diese verworfenen Spuren werden als “fakes” oder “fake tracks” bezeichnet.

		Teilchenspur					
		1 (+)	2 (+)	3 (+)	4 (-)	5 (-)	fehlendes Teilchen
Hyp 1	p	p	e <sup>+</sup>	e <sup>-</sup>			γ
Hyp 2	p	e <sup>+</sup>	p	e <sup>-</sup>			
Hyp 3	e <sup>+</sup>	p	p	e <sup>-</sup>			
Hyp 4	p	p	e <sup>+</sup>		e <sup>-</sup>		
Hyp 5	p	e <sup>+</sup>	p		e <sup>-</sup>		
Hyp 6	e <sup>+</sup>	p	p		e <sup>-</sup>		

(a) Hypothese, bei denen eine Teilchenspur ignoriert wird.

		Teilchenspur				
		1 (+)	2 (+)	3 (+)	4 (-)	fehlendes Teilchen
Hyp 1	p	p	π <sup>+</sup>	π <sup>-</sup>		γ
Hyp 2	p	π <sup>+</sup>	p	π <sup>-</sup>		
Hyp 3	π <sup>+</sup>	p	p	π <sup>-</sup>		
Hyp 4	p	p	π <sup>+</sup>	π <sup>-</sup>		π <sup>0</sup>
Hyp 5	p	π <sup>+</sup>	p	π <sup>-</sup>		
Hyp 6	π <sup>+</sup>	p	p	π <sup>-</sup>		
Hyp 7	p	p	π <sup>+</sup>	π <sup>-</sup>		keines
Hyp 8	p	π <sup>+</sup>	p	π <sup>-</sup>		
Hyp 9	π <sup>+</sup>	p	p	π <sup>-</sup>		

(b) Hypothesen, bei denen als zusätzliche Bedingung das fehlende Teilchen spezifiziert wird.

Abbildung 7.5: Weitere Beispiele der Erstellung von Hypothesen von  $(+++-)$  Endzuständen.

spuren produziert werden. Diese Spuren sollten eigentlich durch den Track Cleaner beseitigt werden. Die zweite Begründung ist, dass bei dem hier untersuchten Zerfall  $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$  das Photon durch Konversion zusätzliche Teilchenspuren erzeugen kann. Technisch wird das Verwerfen einer Spur dadurch realisiert, dass einer der Spuren wechselweise eine ungültige Identität zugewiesen wird. Nach Bildung der Kombinationen werden Spuren mit dieser Identität aus der Hypothese entfernt (Abb. 7.5a).

Ein weiterer Freiheitsgrad bei der Hypothesenbildung ist die Zuweisung des fehlenden Teilchens, welches später in der kinematischen Anpassung (siehe nächster Abschnitt) benötigt wird. Wenn verschiedene fehlende Teilchen für die Hypothese in Betracht kommen, multipliziert sich die Anzahl der Hypothesen entsprechend (Abb. 7.5b). Der Vorteil dieser Vorgehensweise ist, dass aufgrund des Ergebnisses der kinematischen Anpassung entschieden werden kann, welche Hypothese das Ereignis besser beschreibt.

Der nächste logische Schritt ist, auf eine Festlegung auf einen bestimmten Kanal bei der Hypothesenbildung zu verzichten und alle physikalisch möglichen Kanäle als Hypothesen zu verwenden. Diese Erweiterung des Event Hypothese Frameworks wird in dieser Analyse nicht verwendet, daher wird hier auf eine weitergehende Beschreibung verzichtet.

#### 7.1.4 “Track cleaning”

Durch die Methode des Matchings aller möglichen Kombinationen kann es vorkommen, dass verschiedene Teilchen sich Teile der Spuren in den Driftkammern oder Treffer im META “teilen”. Das kann in einigen Fällen physikalisch bedingt sein (Konversion, siehe unten), aber meist

ist die Ursache eine Doppeldeutigkeit beim Matching oder schlicht Rauschen in einer Detektor-komponente, die nahe an einem echten Signal ein zweites mit schlechterer Qualität erzeugt. In der Analyse äußert sich das darin, dass man zwei Spuren mit nahezu identischem Winkel und Impuls hat. Das Säubern dieser doppelten Spuren übernimmt der “Track Cleaner”. Dieser verwirft von Teilchenspuren, welche sich das innere oder äußere MDC-Segment teilen, jeweils die schlechtere. Als Qualitätsparameter dient der  $\chi^2$  des Runge-Kutta-Fits. Von den Spuren, die sich jeweils einen Shower oder TOF-Treffer teilen, wird diejenige mit der schlechteren Qualität des META-Matchings verworfen.

Aufgrund des kleinen Öffnungswinkels von Konversionspaaren, teilen sich diese oft das innere MDC-Segment. Die inneren Kammern können Spuren mit Öffnungswinkeln  $\lesssim 2^\circ$  nicht separieren. Das Track Cleaning mit dem inneren Segment impliziert dementsprechend einen Schnitt auf den Öffnungswinkel.

Der hier verwendete Algorithmus entspricht im wesentlichen dem aus [Rus06]. Er wird ausgeführt bevor die Kombinationen der Ereignis Hypothese erzeugt werden.

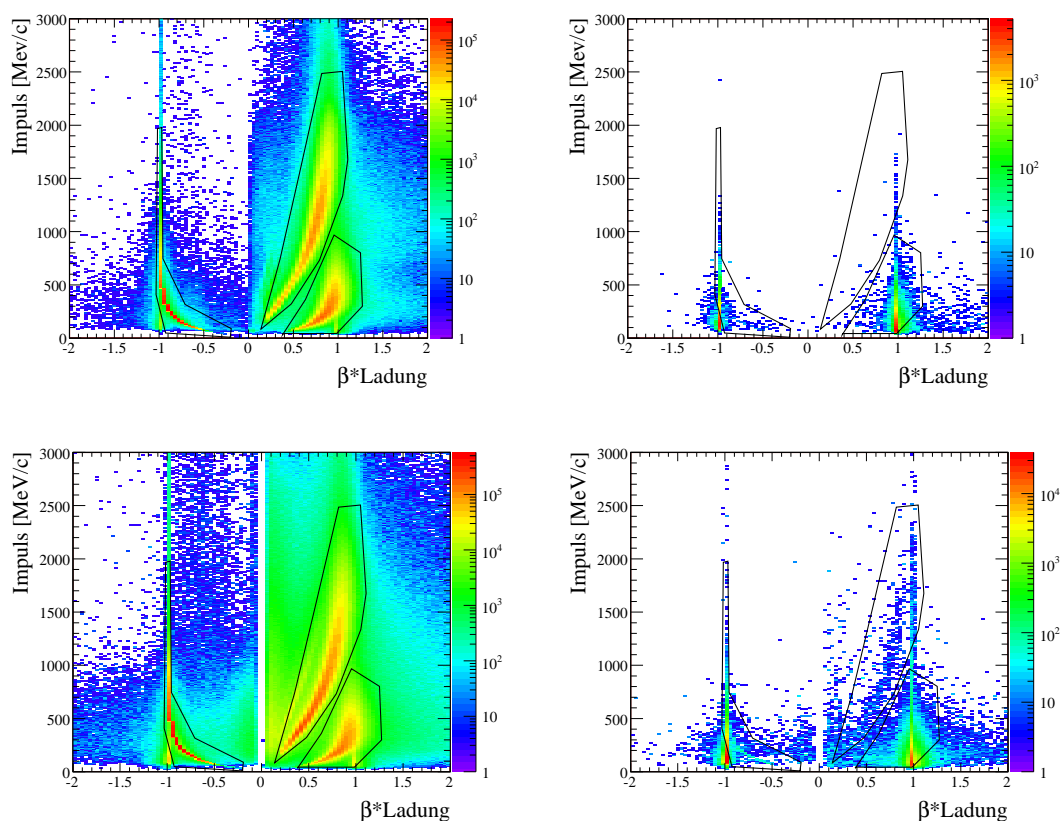
### 7.1.5 Korrektur des Energieverlustes

Bevor der Impuls eines Teilchen in den MDC-Kammern bestimmt wird, kann es schon einen Energieverlust erlitten haben. Dies kann in dem Material zwischen Target und den MDCs passieren, also im Target selber, im Strahlrohr, dem RICH-Spiegel und den Befestigungsflanschen. Der Energieverlust ist daher nicht nur von der Teilchenart und Impuls sondern auch stark von den Winkeln  $\theta$  und  $\phi$  abhängig. Um den Energieverlust quantitativ zu erfassen, wurden Simulationen durchgeführt und entsprechende Korrekturtabellen erstellt [Pec07]. Um dann diese Korrektur durchzuführen, muss zuerst die Teilchenspezies bekannt sein, oder, wie innerhalb dieses Frameworks, eine Hypothese zur Teilchenidentität bestehen. Für die Energieverlust-Korrektur wurde ein neuer Algorithmus in das Hyp-Framework integriert, welcher für jede Hypothese eine entsprechende Korrektur des Teilchenimpulses durchführt.

Anmerkung: Diese Energieverlust-Korrektur hat nichts mit der Methode der Teilchenidentifikation über den Energieverlust in den Driftkammern oder den Flugzeit-Detektoren zu tun.

### 7.1.6 Hard Cuts

Der Hard-Cut-Algorithmus der Ereignis-Hypothese führt Schnitte auf die angenommenen Identitäten der Teilchen durch. Wenn auch nur eines der Teilchen der Hypothese den Bedingungen



**Abbildung 7.6:** Impuls in Abhängigkeit von Ladung  $\beta$  für alle Teilchen (links) und für mit Ringen korrelierte Spuren (rechts). Wegen der Startzeit-Rekonstruktion liegen negative Teilchen immer auf der theoretischen Kurve. Eingezeichnet sind die verwendeten Schnitte für Protonen und Pionen. Die oberen beiden Bilder sind für simulierte Ereignisse, die unteren für Experiment-Daten.

nicht genügt, wird die komplette Hypothese verworfen. Die Identifizierung der Leptonen erfolgt dabei durch den RICH, die Hadronen werden im Impuls-gegen-Beta-Spektrum identifiziert.

Die für die Schnitte und die Ringqualität verwendeten Parameter sind dieselben wie im PID-Framework (HPidAlgStandCutsPar).

### 7.1.6.1 Schnitt auf Impuls vs. Beta

Die Größe  $\beta = \frac{v}{c} = \frac{p}{E}$  wird aus dem Impuls und der Flugzeit der Teilchen bestimmt. Der Impuls definiert dabei die Teilchentrajektorie und damit die zurückgelegte Weglänge zum Flugzeit-Detektor. Da kein Startdetektor verwendet wurde, ist die Startzeit durch die zurückgerechnete Flugzeit des ersten negativen Teilchens gegeben (siehe Abschnitt 7.1.2). Im Impuls-gegen-Beta-

Spektrum äußert sich diese Vorgehensweise dadurch, dass die negativen Teilchen genau auf ihrer theoretischen Kurve liegen (Abb. 7.6).

### 7.1.6.2 Korrelation mit einem Ring im RICH

Bei diesem Schnitt werden alle Teilchen, deren Hypothese Elektron oder Positron ist und die nicht mit einem Ring korreliert sind, verworfen. Zusätzlich werden alle Teilchen, deren Hypothese nicht Elektron oder Positron ist und mit einem Ring korreliert sind, verworfen.

Für die Korrelation mit einem Ring wird eine bestimmte Qualität des Ringes vorausgesetzt.

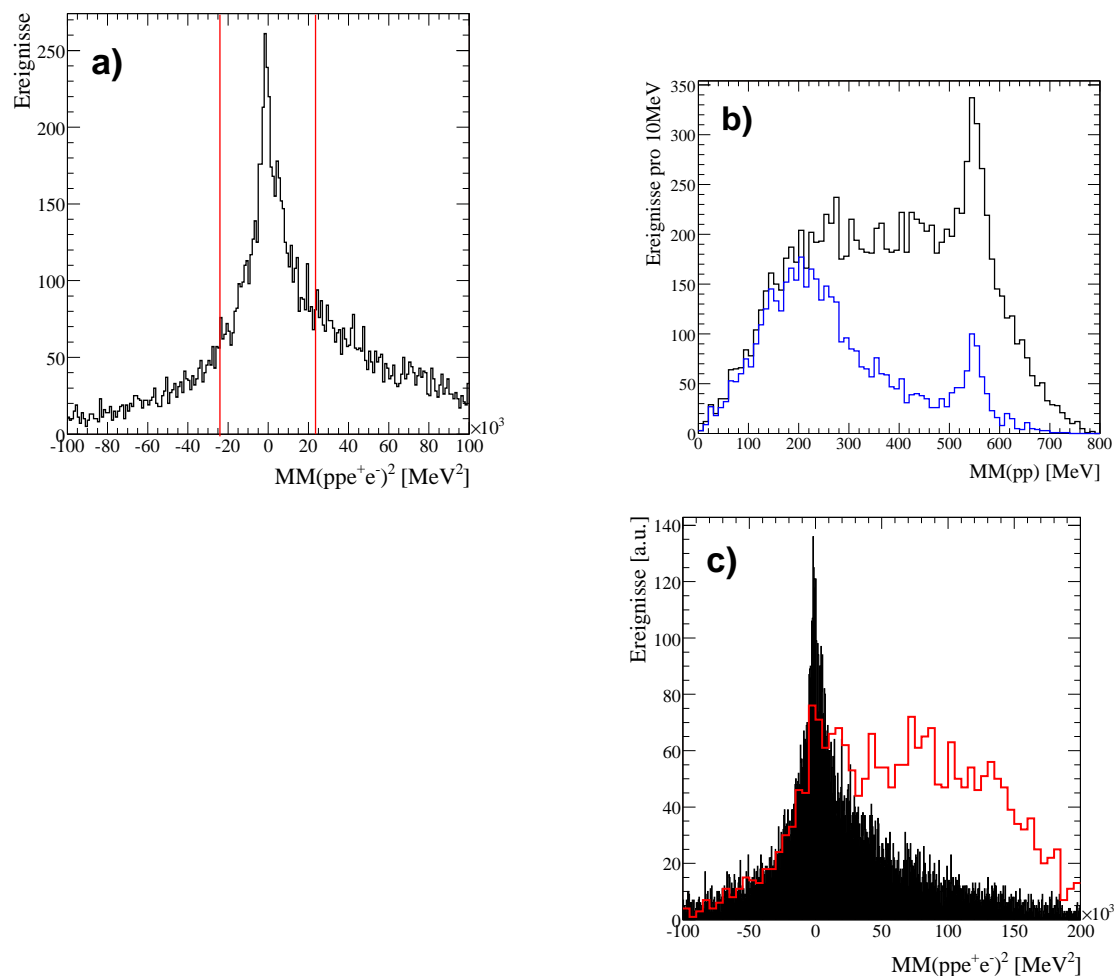
### 7.1.7 Schnitt auf fehlende Masse

In den hier untersuchten Zerfallskanälen ist eines der Teilchen im Endzustand neutral und kann daher im Magnetspektrometer nicht nachgewiesen werden. Aus den Viererimpulsen der nachgewiesenen Teilchen lässt sich aber mit Hilfe der Energie- und Impulserhaltung die fehlende Masse gemäß  $m^2 = (\sum \mathbf{p}_i - \sum \mathbf{p}_f)^2$  berechnen. Die  $\mathbf{p}_i$  sind dabei die Vierervektoren der Teilchen im Eingangs-, die  $\mathbf{p}_f$  im Ausgangskanal. Ein Schnitt auf diese fehlende Masse im Bereich der Masse des fehlenden Teilchens ermöglicht eine Reduktion des Untergrundes. Die Breite des Schnittes hängt dabei von der Identität des fehlenden Teilchens und der Reaktionshypothese ab.

Der Schnitt für das fehlende Photon in der Reaktion  $pp \rightarrow ppe^+e^-\gamma$  liegt bei  $|m^2| < 2.3 \cdot 10^4 \text{ MeV}^2/c^4$  (Abb. 7.7). Der Schnitt reduziert den Untergrund, aber auch Teile des Signals. In Abb. 7.7c wird ersichtlich, dass diese Ereignisse wegen einer zu großen fehlenden Masse verworfen werden.

### 7.1.8 Weitere Selektion zur Unterdrückung von Konversions-Elektronen

Aufgrund der Kinematik besitzen durch Konversion erzeugte  $e^+e^-$  Paare im Laborsystem einen kleinen Öffnungswinkel. In der Simulation (Abb. 7.8) kann man sehen, dass die meisten Ereignisse, bei denen ein  $\eta$  durch die fehlende Masse der Protonen identifiziert werden konnte, durch Konversion zustande kommen. Ein Schnitt auf den Öffnungswinkel im Laborsystem beseitigt einen Großteil dieser Ereignisse. Aufgrund der Kinematik des  $\eta$ -Dalitz-Zerfalls werden dabei auch die Ereignisse mit kleiner invarianter  $e^+e^-$  Masse verworfen (Abb. 7.9). Um möglichst wenig Ereignisse mit invarianter Masse oberhalb von 50MeV zu verlieren, wurde ein Schnitt auf Öffnungswinkel von  $> 4^\circ$  verwendet.

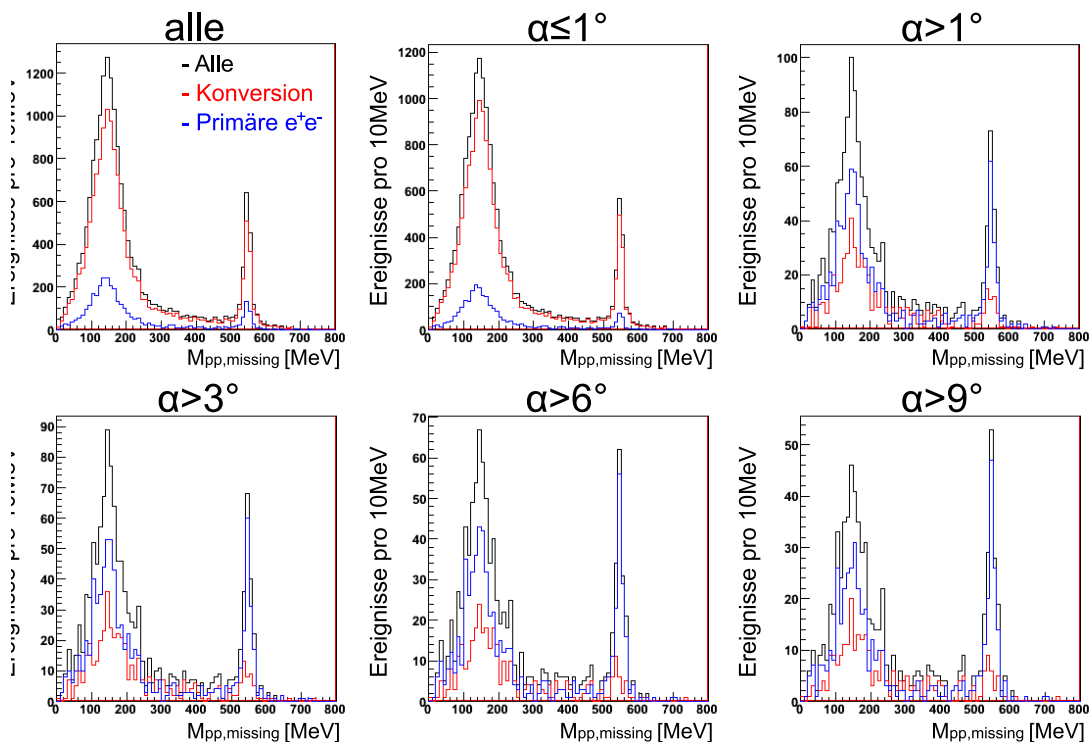


**Abbildung 7.7:** a) Fehlendes Massenspektren für die Reaktion  $pp \rightarrow ppe^+e^-(\gamma)$ . Der Schnitt auf die fehlende Masse des Photons liegt bei  $|m^2| < 23000 \text{ MeV}^2/c^4$ . b) Fehlende Masse der beiden Protonen vor und nach Anwendung des Schnittes aus Abb. a. c) Fehlende Masse der Ereignisse innerhalb eines Fensters von  $500 \text{ MeV} < MM(pp) < 600 \text{ MeV}$  in Bild b im Vergleich zu den gesamten Ereignissen. Der Untergrund in Abb. b stammt von Ereignissen, bei denen eine größere fehlende Masse rekonstruiert wurde.

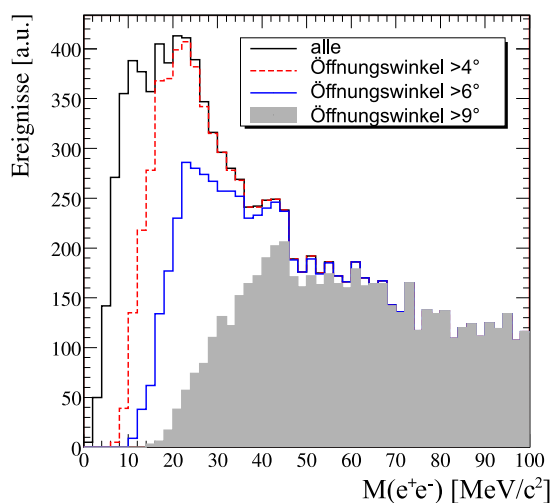
Anmerkung: Ein Schnitt auf die Qualität der Spurrekonstruktion in den inneren Kammern schneidet auch auf Ereignisse mit kleinem Öffnungswinkel, da die Kammern Teilchenspuren mit zu kleinem Winkel (etwa  $< 2^\circ$ ) nicht trennen können. Das Gleiche gilt bei Verwendung des Track-Cleaners, da hier Ereignisse mit gleichem inneren Spursegment verworfen werden.

### 7.1.9 Kinematische Anpassung

Mit Hilfe der kinematischen Anpassung kann die Auflösung der gemessenen Daten verbessert werden. Für alle physikalischen Reaktionen gelten Erhaltungsregeln, u. a. gilt die Energie- und



**Abbildung 7.8:** Fehlende Masse der beiden Protonen und Erzeugungskanal simulierter Elektronenpaare für verschiedene Schnitte auf den Öffnungswinkel des Paares (im Laborsystem). Der Bereich der  $\eta$  Masse wird bei Winkeln  $< 1^\circ$  von Konversionselektronen dominiert. Bei Schnitten auf  $\alpha > 6^\circ$  und mehr nimmt nur die Statistik des Signals ab, ohne dass sich der Anteil an Konversionselektronen wesentlich verringert.



**Abbildung 7.9:** Vergleich der invarianten Massenverteilung von simulierten  $\eta$ -Dalitz-Ereignissen nach kompletter Analyse, aber mit verschiedenen Schnitten auf den Öffnungswinkel des Paares im Laborsystem.

Impulserhaltung. Da die Messung der Teilchenspuren mit gewissen Ungenauigkeiten erfolgt, ist die Energie- und Impulserhaltung der gemessenen Ereignisse nicht exakt erfüllt. Eine kinematische Anpassung variiert nun die gemessenen Größen innerhalb ihrer Fehlerbereiche so, dass

die Bedingungen möglichst gut erfüllt sind. Weitere mögliche Bedingungen können Position von Vertex oder Sekundärvertex, die Masse von Zwischenzuständen oder kinematische Bedingungen von Sekundärzerfällen sein. Im folgenden wird kurz auf die Theorie hinter der kinematischen Anpassung eingegangen, danach werden die beiden Implementierungen diskutiert.

## Theorie

Die mathematische Grundlage der kinematische Anpassung bildet das Prinzip der Lagrange-Multiplikatoren. Dabei ist  $\alpha$  ein Vektor aller kinematischen Variablen, die kinematischen Bedingungen (sogenannte “constraints”) werden mit dem Vektor  $\mathbf{H}(\alpha) = 0$  beschrieben. Eine Entwicklung um den Punkt  $\alpha_A$  führt auf

$$0 = \frac{\partial \mathbf{H}(\alpha_A)}{\partial \alpha} (\alpha - \alpha_A) + \mathbf{H}(\alpha_A) \equiv \mathbf{D} \delta \alpha + \mathbf{d}$$

Die zu minimierende Lagrange-Funktion ist

$$L = (\alpha - \alpha_0)^T \mathbf{V}_{\alpha_0}^{-1} (\alpha - \alpha_0) + 2\lambda^T (\mathbf{D} \delta \alpha + \mathbf{d}) =: \chi^2$$

Dabei ist  $\lambda$  der Vektor der Lagrange-Multiplikatoren, seine Größe ist gleich der Anzahl der Bedingungen.  $V$  ist die Kovarianzmatrix. Die Aufgabe des Minimieralgorithmus ist es jetzt,  $\alpha$  und  $\lambda$  so zu finden, dass  $\chi^2$  minimal wird. Anschaulich gibt das  $\chi^2$  an, wie gut das Ereignis zu der gewählten Hypothese passt. Das Konfidenz-Level, welcher sich aus dem  $\chi^2$  und der Anzahl der Freiheitsgrade berechnen lässt, gibt die normierte Wahrscheinlichkeit an, mit der dieses Ereignis die Hypothese erfüllt.

Zur Überprüfung der Anpassung gibt es weitere Diagnosemöglichkeiten. Zu jedem variiertem Parameter gibt es einen “Pull”, welcher beschreibt, wie weit dieser Parameter in Einheiten von Standardabweichungen variiert wurde. Der Pull berechnet sich als  $p_j = \frac{D_{ji} \delta \alpha_{0i} + d_j}{\sqrt{(V_D^{-1})_{jj}}}$  bzw. anschaulicher als  $\text{pull}_x = \frac{x_m - x_{fit}}{\sqrt{\sigma_{x,m}^2 - \sigma_{x,fit}^2}}$  mit  $x_m$  und  $\sigma_{x,m}$  als gemessenen Größen.

Die Pulls geben Aufschluss darüber, ob die Fehlergrenzen der einzelnen Größen stimmig sind. Die Pull-Verteilungen sollten normierte Gauss-Funktionen sein. Eine zu breite Verteilung mit  $\sigma > 1$  deutet darauf hin, dass die angenommenen Fehler zu klein,  $\sigma < 1$  dass sie zu groß sind. Sind die Pulls nicht gaussförmig, deutet das auf eine nicht-gaussförmige Fehlerverteilung hin. Eine Verschiebung des Verteilung von der Null weg impliziert einen systematisch falsch gemessenen Parameter, z. B. durch Energieverlust oder falsche Kalibration des Detektors.

Die Güte des Fits bemisst sich daran, wie flach das Konfidenz-Level oberhalb einer gewissen Schwelle ist und wie gaussförmig die Pulls der einzelnen Variablen sind.

## Implementierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei verschiedene kinematische Anpassungen in die Ereignis Hypothese eingebaut und verwendet. Die Implementierung erfolgte in ähnlicher Weise so, dass sie in der Analyse wechselweise oder parallel zum Einsatz kommen können. Beiden Algorithmen ist gemein, dass die Teilchenspuren durch die drei Koordinaten  $\frac{1}{p}, \theta, \phi$  charakterisiert werden, mit entsprechenden Fehlern der Variablen. Annahmen über Zwischenzustände, Vertizes oder Winkelbeziehungen werden nicht gemacht.

Der im folgenden als Fit A bezeichnete Algorithmus wurde von Anar Rustamov im Rahmen seiner Arbeit entwickelt [Rus06]. Für die Integration in die Ereignis Hypothese mussten Teile des Programms modifiziert und neu geschrieben werden. Es wurden zwei Varianten eingebaut, jeweils eine für die Kanäle  $pp \rightarrow X \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  und  $pp \rightarrow X \rightarrow ppe^+e^-\gamma$ . Das X bedeutet, dass über den Zwischenzustand keine Annahmen gemacht werden, nur Eingangs- und Ausgangskanal sind festgelegt.

Ein zweiter Algorithmus, im folgenden als Fit B bezeichnet, stammt von Alexander Belyaev. Er besitzt den gewaltigen Vorteil, nicht auf eine spezielle Reaktion festgelegt zu sein. Daher kann man auch verschiedene mögliche Hypothesen mit beliebigen Teilchen fitten und miteinander vergleichen [Bel; Bel06]. Es kann gewählt werden, ob ein fehlendes Teilchen gefittet werden soll oder ob alle Reaktionprodukte gemessen wurden.

Einer der Unterschiede in der Implementierung ist, dass der Algorithmus von Fit A als zwei-stufiger Prozess implementiert ist. Im ersten Schritt werden nur die Parameter  $\alpha$  bei konstanten Lagrange Multiplikator mittels MINUIT<sup>3</sup> variiert. Im zweiten Schritt wird dann aus diesen Parametern ein neues  $\lambda$  errechnet und damit die finalen Parameter bestimmt. Der Nachteil dieses Ansatzes ist, dass für jede zu fittende Reaktion ein initiales  $\lambda$  von Hand bestimmt und der Quelltext entsprechend angepasst werden muss.

Der gewaltige Vorteil des Algorithmus von Fit B ist es, dass er nahezu beliebige Reaktionen fitten kann. Dabei werden Reaktionen mit und ohne fehlende Teilchen unterstützt. Eine Änderung des Programmcodes ist dafür nicht nötig.

<sup>3</sup>MINUIT ist ein in ROOT enthaltenes Minimierungsprogramm [MIN].

## Wahl der Fehler

Die Fehler für die beiden Winkel  $\theta$  und  $\phi$  wurden direkt aus dem Ergebnis des Runge-Kutta-Trackings übernommen. Der Fehler bei der Impulsbestimmung wird leider nicht korrekt propagiert, so dass hier ein anderer Ansatz gewählt werden musste. Dazu wurden in der Simulation Werte für den Impulsfehler in verschiedenen Winkel und Impulsbereichen bestimmt. Die Fehler wurden über folgende Formel, welche Anteile von Energieverlust und Vielfachstreuung beinhaltet, parametrisiert:

$$dp = \sqrt{c_1^2 \cdot p^4 + c_2^2 \cdot (p^2 + m^2)}$$

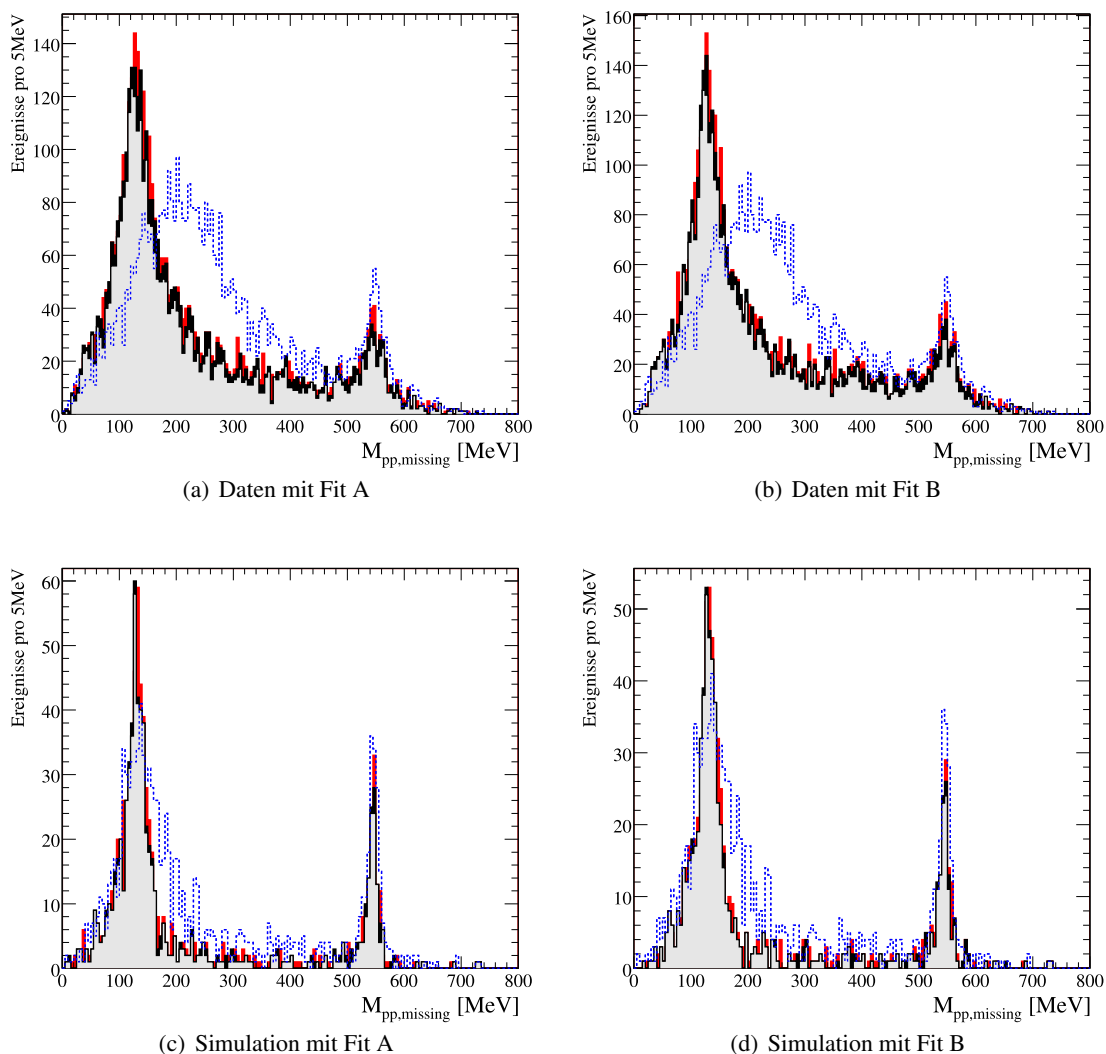
Die beiden Parameter  $c_1$  und  $c_2$  werden dabei für sieben Bereiche in  $\theta$  und fünf Bereiche in  $\phi$  pro Sektor ermittelt, da, bedingt durch die Geometrie des Magnetfeldes, die Auflösung in verschiedenen Bereichen variiert. Die elastische Streuung bietet aufgrund der festgelegten Kinematik einen direkten Zugang zu den Messfehlern in den experimentellen Daten. Im Vergleich mit den aus den Simulationen ermittelten Fehlern ergibt sich eine zusätzliche Korrektur für  $c_1$  [Aga06; Aga07a].

Aufgrund der inkonsistenten Bestimmung der Fehler hat die für den kinematischen Fit verwendete Korrelationsmatrix keine Werte abseits der Diagonalen. Korrelationen zwischen den Fehlern können daher momentan nicht berücksichtigt werden.

Die mit diesen Fehlern erhaltenen Pulls hatten ein  $\sigma \neq 1$ . Daher wurden die Fehler zusätzlich mit einem Faktor skaliert. Da im vorliegenden Fall die Pulls der einzelnen Größen sehr stark miteinander korreliert sind, kann man nicht auf die Variable schließen, deren Fehler zu groß bzw. zu klein ist. Eine Skalierung der Fehler einer Variablen ändert auch immer die Pulls der anderen. Daher können die Fehler nicht unabhängig voneinander eingestellt werden; der Korrekturfaktor wird daher für die Fehler aller Variablen verwendet.

### 7.1.9.1 Zusammenfassung

Die beiden eingesetzte kinematischen Anpassungen für den elektromagnetischen Zerfallskanal funktionieren und liefern trotz der unterschiedlichen technischen Implementierung nur geringfügig unterschiedliche Fit-Ergebnisse (Abb. 7.10 und 7.11). Auffällig in den fehlenden Massenspektren der experimentellen Daten ist, dass die breite Verteilung bei etwa 200 MeV nach dem Fit einen Peak bei der  $\pi^0$ -Masse ergibt. Im Bereich der  $\eta$ -Masse sind keine großen Änderungen zu erkennen. Deutlicher ist diese durch die Anpassung erfolgte Modifikation der verwendeten Observablen in Abb. 7.12 dargestellt, links die fehlende Proton-Proton Masse und rechts die invariante  $e^+e^-$  Masse. Auch hier wird deutlich, dass sich die fehlende Masse hauptsächlich im

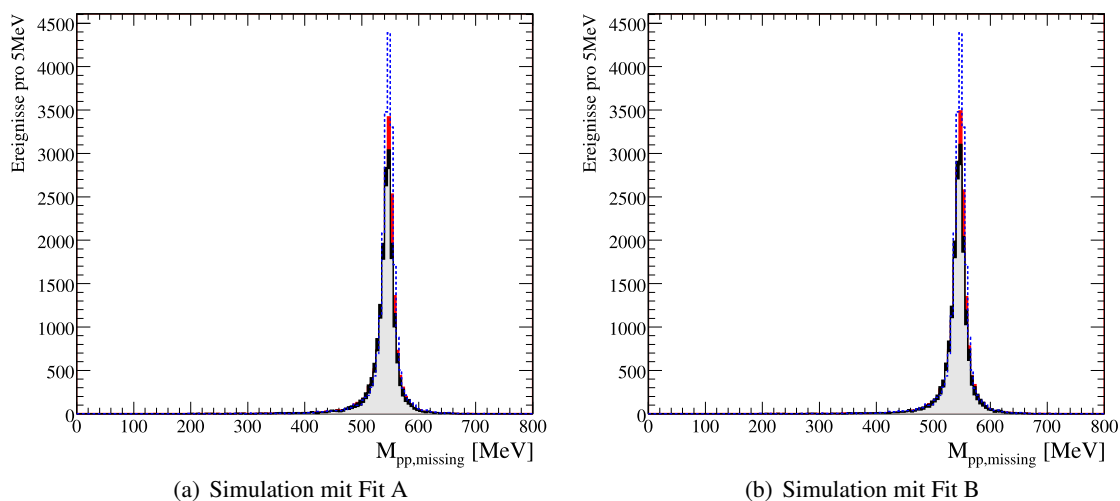


**Abbildung 7.10:** Vergleich der Ergebnisse der kinematischen Anpassung für die fehlende Masse der beiden Protonen  $MM(pp)$  im elektromagnetischen Zerfallskanal. Gezeigt sind in den Bildern a-d jeweils verschiedene Stufen der Analyse, vor dem Fit (blau gepunktet), nach dem Fit (schwarz), nur die beste Kombination (rot) und beste Kombination mit  $\chi^2 < 3.8$  (hellgrau).

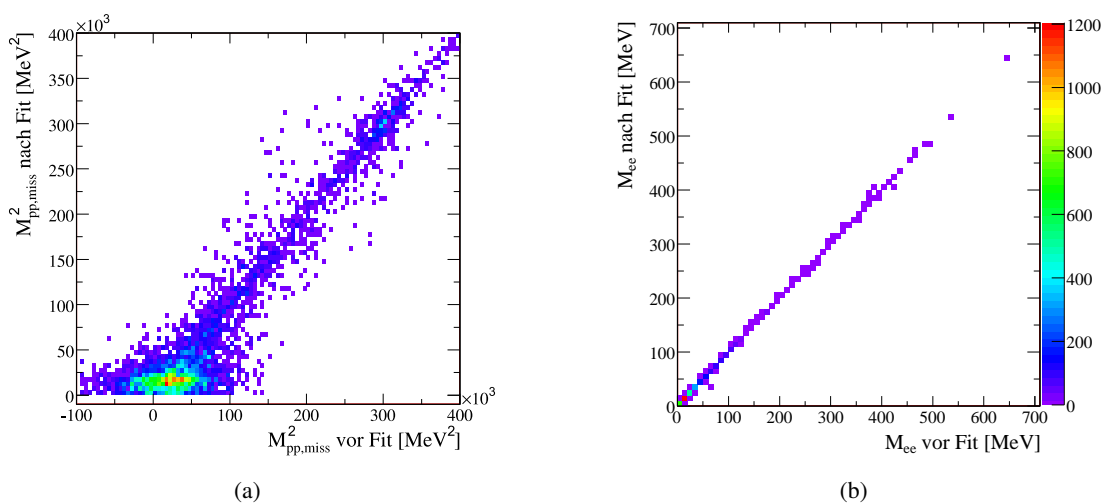
Bereich der Pionen-Masse ändern, im Bereich des  $\eta$  aber nur kleine Modifikationen erfolgen. Die invariante Masse wird hingegen über ihren gesamten Verlauf kaum verändert.

Die Pulls der einzelnen Variablen sind gaussförmig und um Null zentriert (Abb. 7.13). Das Konfidenz-Level ist flach oberhalb einer Wahrscheinlichkeit von etwa 0.1 (Abb. 7.14). Die Qualitätskriterien der kinematischen Anpassung sind erfüllt.

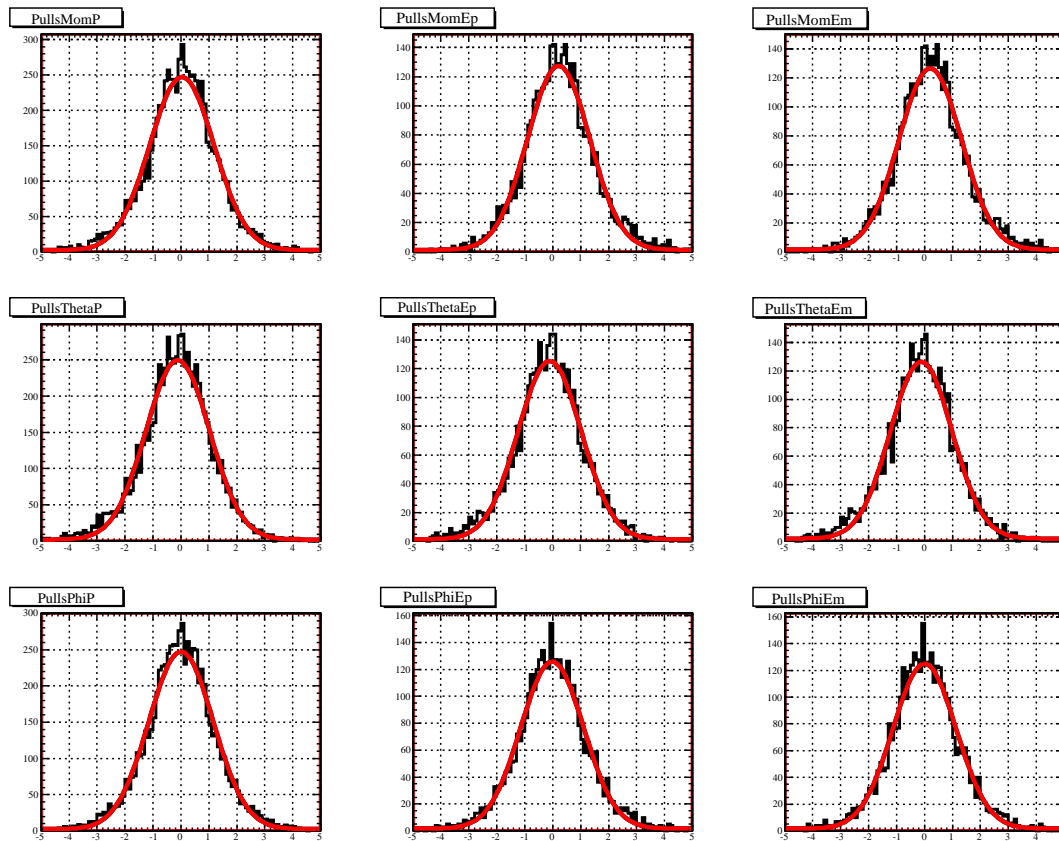
In der folgenden Analyse wird nur Fit B benutzt, hauptsächlich weil mit ihm auch mögliche Untergrundreaktionen gefittet und damit überprüft werden können.



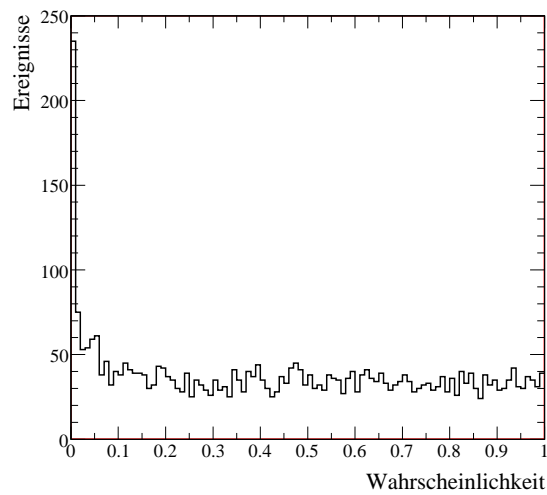
**Abbildung 7.11:** Vergleich der Ergebnisse der kinematischen Anpassung für die fehlende Masse der beiden Protonen  $MM(pp)$  in der Simulation des  $\eta$ -Dalitz-Zerfalls. Es sind praktisch keine Unterschiede zwischen den beiden verschiedenen kinematischen Anpassungen erkennbar.



**Abbildung 7.12:** Veränderung der fehlenden Masse der beiden Protonen und der Dileptonenmasse durch die kinematischen Anpassung. In (a) ist die fehlende Masse  $MM^2(pp)$  nach dem Fit gegen die fehlende Masse vor dem Fit aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist die Veränderung der fehlenden Protonenmasse in der Region der  $\pi^0$ -Masse. Im Bereich der  $\eta$ -Masse sind keine großen Veränderungen sichtbar. In (b) ist die invariante Masse der beiden Leptonen vor und nach dem Fit gegeneinander aufgetragen. Hier verursacht der Fit nur geringfügige Modifikationen.



**Abbildung 7.13:** Die Pulls der Variablen  $\frac{1}{p}$  (oben),  $\theta$  (mitte) und  $\phi$  (unten) in experimentellen Daten für die verschiedenen Teilchen Proton (links),  $e^+$  (mitte) und  $e^-$  (rechts).



**Abbildung 7.14:** Das Konfidenz-Level der Anpassung für den elektromagnetischen Zerfallskanal des  $\eta$  in experimentellen Daten. Oberhalb eines Wertes von 0.1 ist die Wahrscheinlichkeit nahezu konstant.

## 7.2 Zusammenfassung der Schnitte und Algorithmen

Im folgenden sind die in der Analyse ausgeführten Schnitte, Abfragen und Algorithmen noch einmal in der Reihenfolge ihrer Anwendung dargestellt:

1. Rekonstruktion der Startzeit des Ereignisses möglich.
2. Konvergenz des Runge-Kutta-Fits, Qualität  $\chi^2 < 1000$ .
  - a) Treffer in TOF oder TOFINO/Shower.
  - b) Konvergenz des Spline-Fits.
3. Track Cleaning.
4. Bedingung von drei positiven und einem negativen Teilchen plus eventuelle zwei "fakes".
  - a) In den Untergrundbetrachtungen entsprechend vier positive bzw. zwei positive und zwei negative plus "fakes"
5. Hard Cuts:
  - a) RICH-Ring für Leptonen.
  - b) Schnitt auf  $\beta$ -Impuls-Ebene für Hadronen.
6. Korrektur des Energieverlustes.
7. Schnitt auf fehlende Masse  $\left|MM(ppee)^2\right| < 23000MeV^2/c^4$ .
8. Kinematischer Fit:
  - a) Mindestqualität für das innere MDC-Segment.
  - b) Verwerfen von Ereignissen mit zu großen oder unphysikalischen Fehlern.
9. Verwerfen aller Hypothesen bis auf die mit dem besten  $\chi^2$  des kinematischen Fits.
  - a) Schnitt auf die Qualität  $\chi^2 < 3.8$ .
10. Schnitt auf Öffnungswinkel  $> 4^\circ$ .

## 7.3 Simulationen

Die Monte-Carlo-Simulationen dienen dem Zweck, das Verhalten des Detektorsystems besser zu verstehen. Dazu müssen der Detektor und auch die Produktionsmechanismen der Reaktionen möglichst genau nachgebildet werden. Die Simulation der einzelnen Detektorkomponenten umfasst dabei nicht nur deren geometrische Akzeptanz, sondern auch das Ansprechverhalten, Effizienz und Rauschen.

Den ersten Schritt bildet dabei ein Generator, welcher Ereignisse aufgrund bekannter physikalischer Wirkungsquerschnitte und Verteilungen produziert. Als Ergebnis erhält man für jedes Ereignis eine Liste von Teilchen mit zugehörigem Impuls. Diese simulierten Ereignisse können dann als Eingabe für HGEANT [HOL05] verwendet werden. Der hier verwendete Ereignisgenerator PLUTO++ [Kag05; Frö] ist sowohl für elementare als auch Schwerionenreaktionen geeignet. Für Schwerionenreaktionen simuliert PLUTO die Produktion von Hadronen in einem thermischen Feuerball-Modell.

HGEANT ist die auf GEANT basierende Detektorsimulation. GEANT [Gea] ist ein Programmpaket, mit dem Teilchen durch Materie und elektromagnetische Felder verfolgt (“getracked”) werden können. Dabei werden Wechselwirkungen und Reaktionen der Teilchen mit der Materie simuliert, unter anderem Energieverlust, Bremsstrahlung, Cherenkovstrahlung und Paarbildung. Instabile Teilchen zerfallen dabei entsprechend ihrer Eigenschaften. Dabei entstehende Sekundärpartikel werden weiter simuliert. HGEANT ermittelt zusätzlich die Detektorantwort auf Teilchenspuren im Detektor. Dies ist Aufgabe der “Digitizer”. Die Simulation der Triggerbedingung ist ebenfalls Teil von HGEANT. Als Ausgabe erhält man DST-Dateien, mit denen man dieselbe Analyse durchführen kann wie mit den experimentellen Daten. Zusätzliche Informationen, wie z. B. Teilchenidentität, Erzeugungskanal der Teilchen, Teilchenzerfälle und Sekundärreaktionen, bleiben dabei erhalten und können zur weiteren Analyse herangezogen werden. Damit kann am Ende der Analyse z. B. die Effizienz von Schnitten für bestimmte Kanäle überprüft werden.

### 7.3.1 $p+p@2.2\text{GeV}$ Simulation

Werden in Pluto verschiedene Reaktionen und Zerfallskanäle simuliert, so spricht man von einer “Cocktail” Simulation. Die in dieser Arbeit verwendete Cocktail-Simulation des  $p + p$  Experiments bei 2.2 GeV ist in [Sai07] detailliert beschrieben. Die Simulation beinhaltet alle bekannten und bei dieser Energie relevanten Produktionsmechanismen. Sowohl die direkten Mesonenproduktionen als auch Anregungen von Resonanzen und deren anschließende Zerfälle werden simuliert.

Da die Simulation mit HGeant vergleichsweise sehr viel Rechenzeit verbraucht, ist es oft sinnvoll, seltene Zerfallskanäle mit einem um einen konstanten Faktor vergrößertem Querschnitt zu simulieren. In diesem Fall muss dieser Faktor bis in die finalen Spektren propagiert werden, damit dort die Ereignisse entsprechend gewichtet dargestellt werden können. In den hier benutzten Daten<sup>4</sup> ist das jedoch nicht der Fall, mit der Folge, dass die Statistik des  $\eta$ -Dalitz-Kanals in der Cocktail-Simulation für Effizienz- und Untergrunduntersuchungen nicht ausreichend ist. Es wurden daher dedizierte Simulationen für verschiedene Zerfallskanäle des  $\eta$ ,  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$ ,  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  und  $\eta \rightarrow e^+e^-$ , durchgeführt. Dabei wurde insbesondere die bekannten Winkelverteilungen von  $\eta$ -Produktion und Zerfall verwendet. Für diese Simulation kamen die gleichen Parameter wie für die Cocktail-Simulation zum Einsatz.

### 7.3.2 Akzeptanz- und Effizienzkorrektur

Für die Produktion des  $\eta$ -Mesons in Proton-Proton Kollisionen und dessen Zerfall gibt es 12 verschiedene Freiheitsgrade. Eine eindimensionale Akzeptanzkorrektur aus simulierten Ereignissen abzuleiten ist nur zulässig, wenn alle weiteren Freiheitsgrade in der Simulation berücksichtigt wurden. Das  $\eta$  als pseudoskalares Teilchen kann, abgesehen vom Impuls, keine Informationen aus seiner Erzeugung behalten. Das bedeutet, dass die Freiheitsgrade von Erzeugung und Zerfall unabhängig voneinander sind. Die Produktion des  $\eta$  in direkter Produktion und über den Zerfall des  $N^*$  (1535) ist in diesem Energiebereich von der DISTO-Kollaboration gemessen worden [Bal04]. Daten zum Zerfall des  $\eta$ -Mesons über die Kanäle  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  [Ams95] und  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  [Lan85] sind ebenfalls verfügbar. Die von HADES im hadronischen Zerfallskanal gemessene Statistik ist ausreichend, um den Produktionswinkel des  $\eta$ -Mesons überprüfen. Die gemessene Winkelverteilung im Vergleich zu den DISTO-Daten zeigt zwar eine tendenziell isotrope Verteilung, stimmt aber innerhalb der Fehler überein (Abb. 7.15).

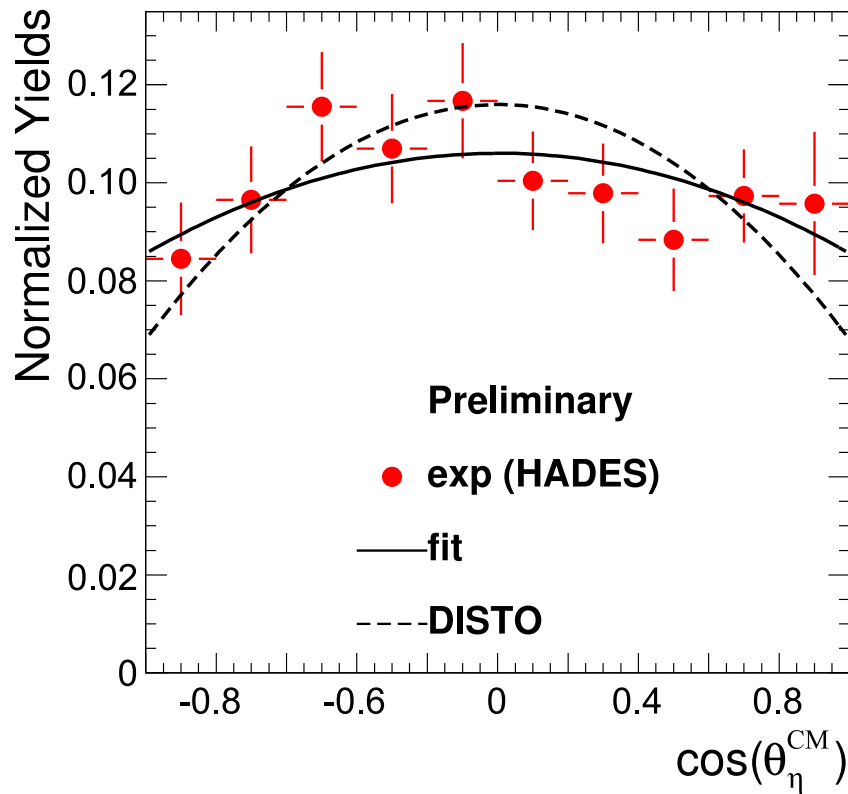
Als Freiheitsgrade des  $\eta$ -Dalitz-Zerfalls lassen sich der Helizitätswinkel zwischen Lepton und Photon (im Ruhesystem des Dileptons) und die invariante Masse der beiden Leptonen wählen. Der Helizitätswinkel ist aus QED-Rechnungen [Bra95], die Verteilung der invarianten Dileptonenmasse aus QED-Rechnungen bzw. VMD-Modellen [Lan85] bekannt.

Zusammen mit den Symmetrien des Problems bleiben damit nur Freiheitsgrade, die durch Messungen ausreichend genau bekannt sind. Daher ist es zulässig, eindimensionale Projektionen zur Akzeptanzkorrektur zu verwenden [Frö07].

Für die Akzeptanzkorrektur wurden nun  $10^7$   $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow ppe^+e^-\gamma$  Ereignisse mit PLUTO simuliert und analysiert. Das mit der kompletten Analyse erzeugte Spektrum der invarianten Massen

---

<sup>4</sup>Simulation Generation 3



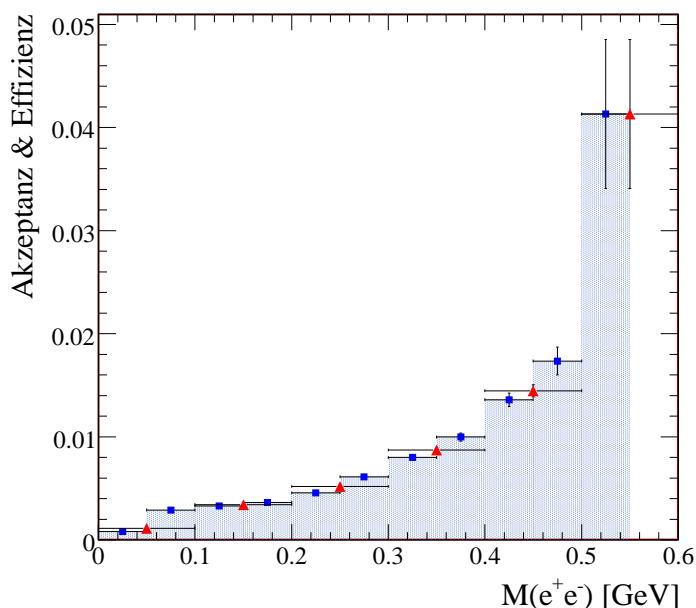
**Abbildung 7.15:** Vergleich des  $\eta$ -Produktionswinkel in der Reaktion  $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  zwischen HADES und DISTO bei nahezu gleicher Einschussenergie [Frö07]. Die Daten sind akzeptanzkorrigiert.

wird durch das Ausgangs-Spektrum geteilt und ergibt damit eine eindimensionale Akzeptanz- und Effizienzkorrektur für genau diese Reaktion in dieser Variablen (Abb. 7.16). Um mit der späteren Korrektur konsistent zu sein, wurde die invarianten Massen in Bereichen von 50 MeV und 100 MeV gruppiert. Für die invarianten Massen oberhalb von 500 MeV weist die Akzeptanzbestimmung ein großen Fehler auf, der durch die geringe Statistik in diesem Bereich und eventuelle Randeffekte bedingt ist. Es wird daher der Wert des vorherigen Bereichs (450 – 500 MeV) zur Korrektur verwendet.

Der Nachteil dieser eindimensionalen Korrektur ist, dass sie nur für genau diese Reaktion und unter genau denselben Analysebedingungen, Schnitten und kinematischen Anpassungen gültig ist.

### 7.3.3 Abschätzung des Untergrundes

Zur Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes mit identischer Signatur, also  $ppe^+e^-$  im Endzustand und einer fehlenden Masse der beiden Protonen gleich der  $\eta$  Masse, gibt es zwei Möglichkeiten: Durch Simulationen kann der Untergrund direkt bestimmt werden, da der Pro-



**Abbildung 7.16:** Akzeptanz und Effizienz für die Reaktion  $pp \rightarrow pp\eta \rightarrow ppe^+e^-\gamma$  ermittelt aus der Simulation von  $10^7$   $\eta$ -Dalitz-Zerfällen. Die invariante Masse wurde dazu in Abschnitte von 50 MeV (blaue Quadrate) und 100 MeV (rote Dreiecke) unterteilt. Die Fehler sind aus den statistischen Fehlern der ursprünglichen Histogramme berechnet worden.

duktionskanal der Leptonen bekannt ist. In den experimentellen Daten kann nach Elektronenpaaren mit gleicher Ladung gesucht, und aus diesen auf die ungleich geladenen rückgeschlossen werden. Im folgenden werden beide Möglichkeiten diskutiert.

Als Ursache kommt hauptsächlich Untergrund durch Konversion in Betracht. Diese kann sowohl in Dalitz-Zerfall auftreten, bei dem das Photon konvertiert und ein Leptonenpaar erzeugt, aber auch im wesentlich häufigeren direkten Zerfall  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ , bei dem beide Photonen konvertieren. In beiden Fällen ist die Bedingung nach der gesamten fehlenden Masse gleich null nicht exakt erfüllt, aber mit einiger Wahrscheinlichkeit jedoch innerhalb der gewählten Schnitte. Für die Simulation und Analyse kam eine fast identische Analyse wie für die experimentellen Daten zum Einsatz. Zusätzlich zur Hypothese  $ppe^+e^-(\gamma)$  wurden die Hypothesen  $ppe^+e^+(\gamma)$  und  $ppe^-e^-(\gamma)$  gefüllt und auch mit der kinematischen Anpassung gefittet. Um konsistent mit der Auswertung der experimentellen Daten zu bleiben, sind im folgenden nur Ereignisse mit  $\chi^2 < 3.8$  dargestellt.

In den Abbildungen 7.17, 7.18 und 7.19 sind Analysen dieser beiden Reaktionen gezeigt. Die invarianten Massen der durch kombinatorischen Untergrund erzeugten Paare liegen hauptsächlich im Bereich von 300 – 500 MeV. Die hohe invariante Masse ist durch die Kinematik des Ereignisses bedingt, da das Paar aus dem Dalitz-Zerfall und das konvertierende  $\gamma$  in nahezu entgegengesetzte Richtung emittiert werden. Dazu muß jeweils ein Lepton des Paares vom Dalitz-

Zerfall und eines aus der Konversion detektiert werden. Im Fall des direkten Zerfalls müssen die Leptonen jeweils von verschiedenen Photonen stammen.

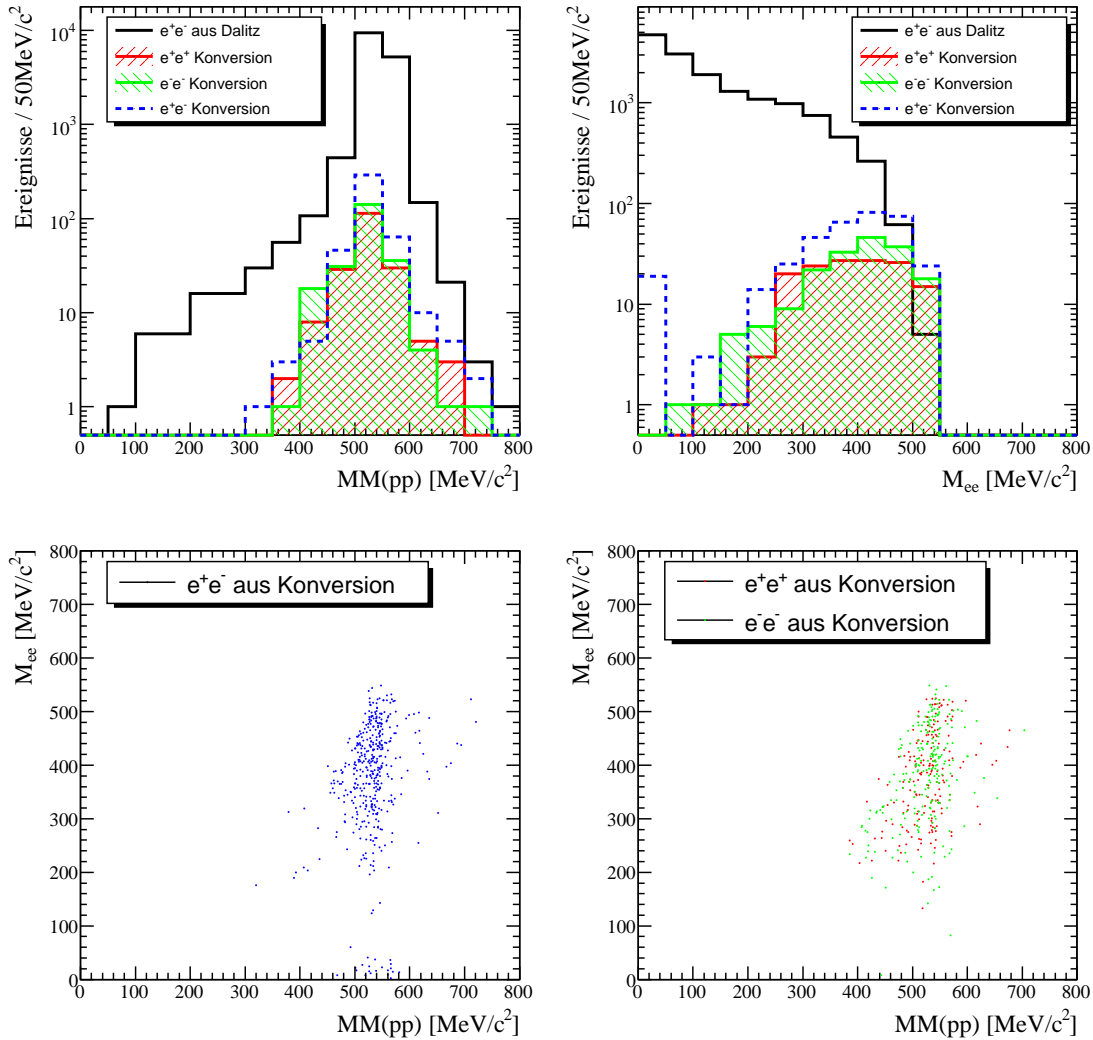
Bei invarianten Massen  $M_{ee} < 50\text{MeV}$  wurden jeweils beide Leptonen eines Paares detektiert. Das Paar besitzt dementsprechend einen kleinen Öffnungswinkel und eine geringe Masse. Sie sind für die weitere Betrachtung nicht von Interesse. Dieser Fall kann bei den gleichgeladenen Paaren natürlich nicht auftreten.

Im Bereich von  $400\text{MeV}$  erreicht der Untergrund 40% des Dalitz-Signals, oberhalb von  $450\text{MeV}$  übertrifft er das Signal. Der Untergrund ist dort am stärksten, wo Effekte der Vektormesonendominanz zu erwarten sind.

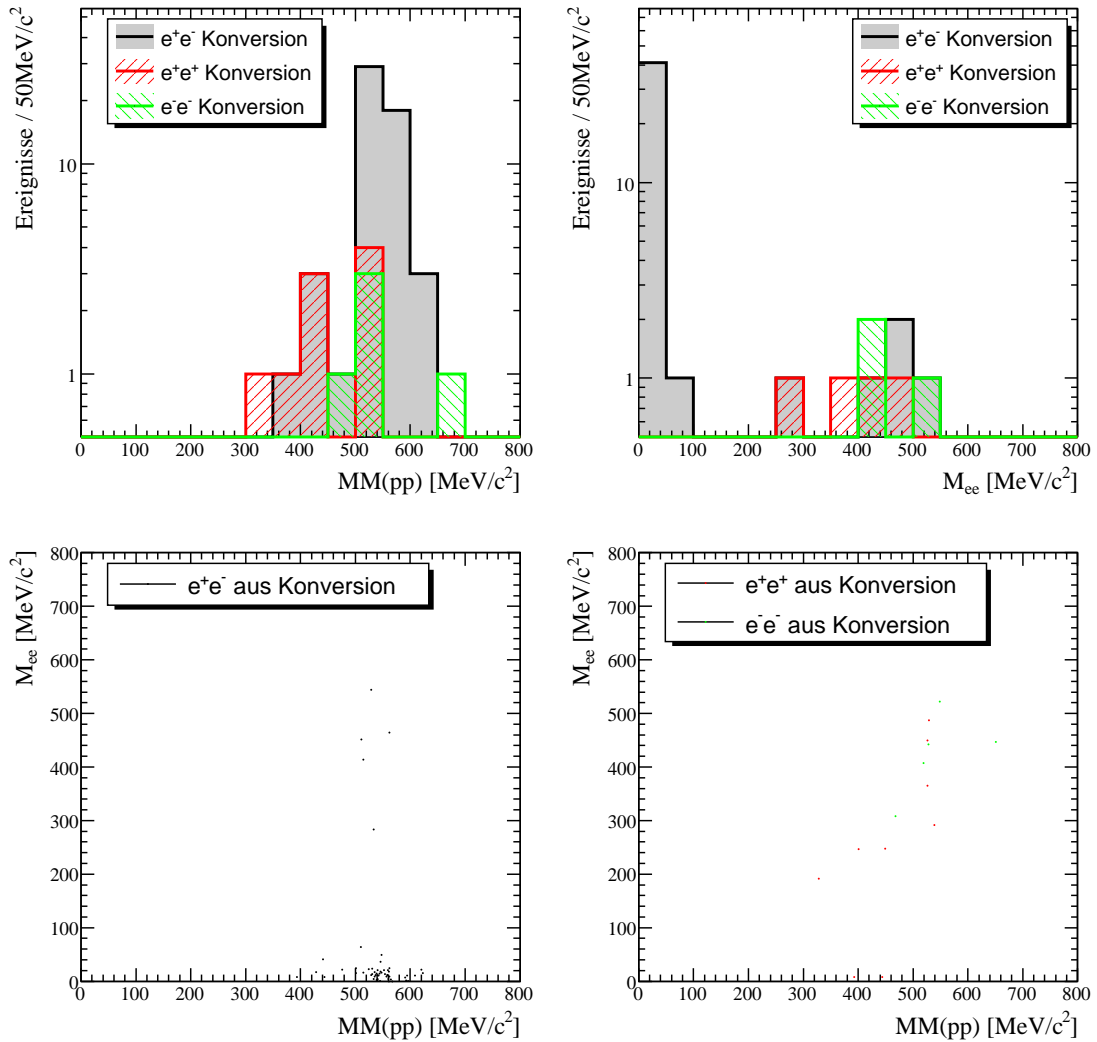
Da sich der kombinatorische Untergrund aus positiven und negativen Leptonen zusammensetzt, gilt für ihn der geometrische Mittelwert  $N_{CB}^{+-} = 2\sqrt{N^{++}N^{--}}$ . Die kombinatorische Freiheit ergibt den zusätzlichen Faktor zwei. Der kombinatorische Untergrund in Abb. 7.17 stimmt mit dem sich aus den einzelnen Komponenten ergebenden Untergrund innerhalb der statistischen Fehler überein. Die obige Formel gilt auch, wenn die Verteilungen für  $N^{++}$  und  $N^{--}$  wegen unterschiedlicher Akzeptanz verschieden sind. Im hier vorliegenden Fall ist der kleine Überschuss an  $e^-e^-$  Untergrund auf den Compton-Effekt, und nicht auf die Akzeptanz zurückzuführen.

Die Statistik in der Simulation des direkten Zerfalls (Abb. 7.18) lässt keine quantitative Aussage zu. Qualitativ ergibt sich aber auch hier ein Untergrund im Bereich von  $400 - 500\text{MeV}$ .

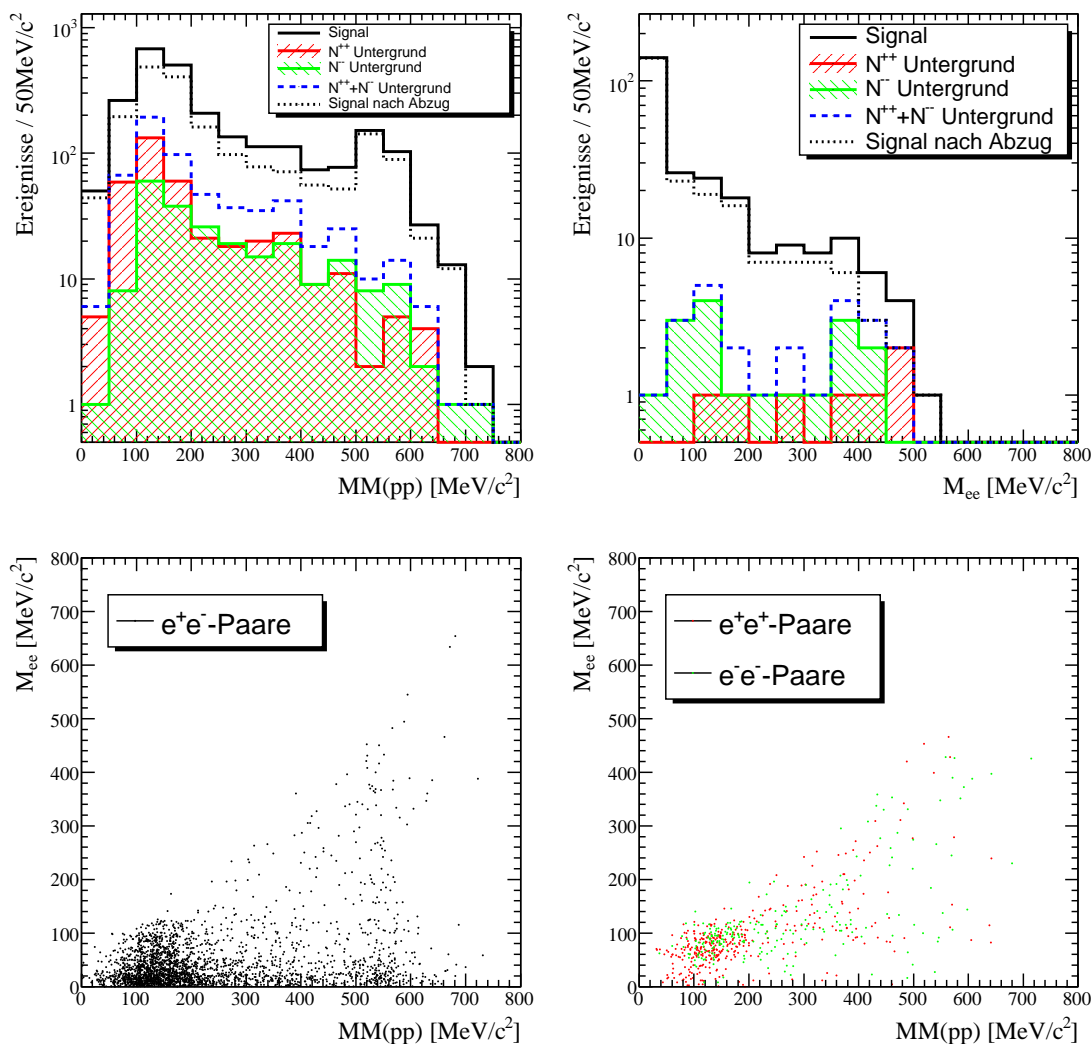
Auch in den experimentellen Daten ist die Statistik zu gering für quantitative Analysen (siehe Abb. 7.19). Ein Vergleich mit der Cocktail Simulation ist auf Grund der geringen Statistik nicht möglich.



**Abbildung 7.17:** Kombinatorischer Untergrund aus  $10^7$  simulierten  $\eta$ -Dalitz-Zerfällen mit anschließender Konversion des  $\gamma$ . Die Beiträge von  $e^+e^-$  (blau gestrichelt),  $e^+e^+$  (rot) und  $e^-e^-$  (grün) sind jeweils getrennt dargestellt. Die schwarzen Kurven sind die Verteilung echter Dalitz-Zerfälle (keine Konversion). Oben links wird die fehlende Masse der beiden Protonen gezeigt, oben rechts das invariante Massenspektrum unter der Bedingung, dass die fehlende Masse im Bereich 500 – 600 MeV liegt. In den unteren beiden Bildern ist jeweils die invariante gegen die fehlende Masse aufgetragen, links für ungleich geladene Paare aus Konversion, rechts für gleich geladene Paare.



**Abbildung 7.18:** Kombinatorischer Untergrund aus  $10^6$  simulierten  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  Zerfällen mit anschliessender Konversion. Die Beiträge von  $e^+e^-$  (schwarz),  $e^+e^+$  (rot) und  $e^-e^-$  (grün) sind jeweils getrennt dargestellt. Oben links wird die fehlende Masse der beiden Protonen gezeigt, oben rechts das invariante Massenspektrum unter der Bedingung, dass die fehlende Masse im Bereich 500 – 600 MeV liegt. In den unteren beiden Bildern ist jeweils die invariante gegen die fehlende Masse aufgetragen, links für ungleich geladene Paare aus Konversion, rechts für gleich geladene Paare.

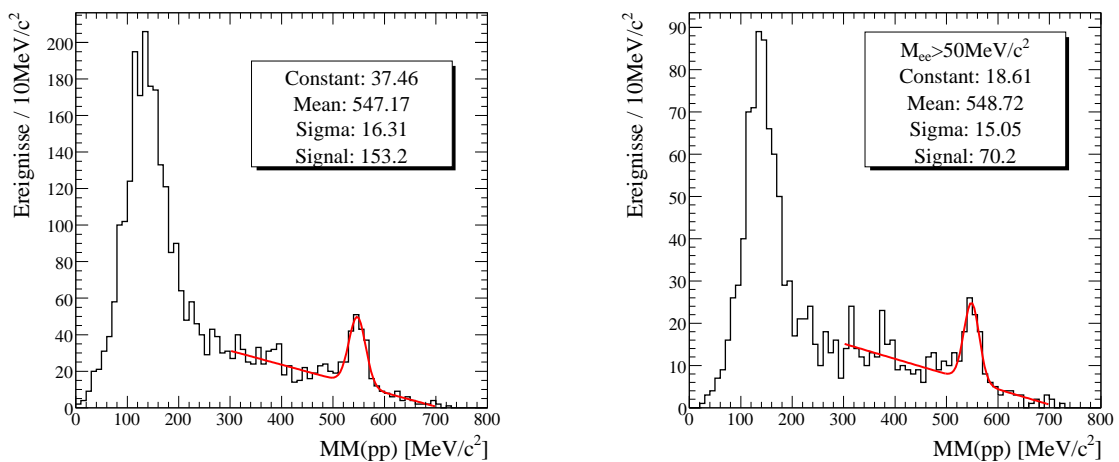


**Abbildung 7.19:** Kombinatorischer Untergrund im Experiment. Die Beiträge von  $e^+e^-$  (schwarz),  $e^+e^+$  (rot) und  $e^-e^-$  (grün) sind jeweils getrennt dargestellt. Oben links wird die fehlende Massen der beiden Protonen gezeigt, oben rechts das invariante Massenspektrum unter der Bedingung, dass die fehlenden Masse im Bereich 500 – 600 MeV liegt. In den unteren beiden Bildern ist jeweils die invariante gegen die fehlende Masse aufgetragen, links für ungleich, rechts für gleich geladene Paare.

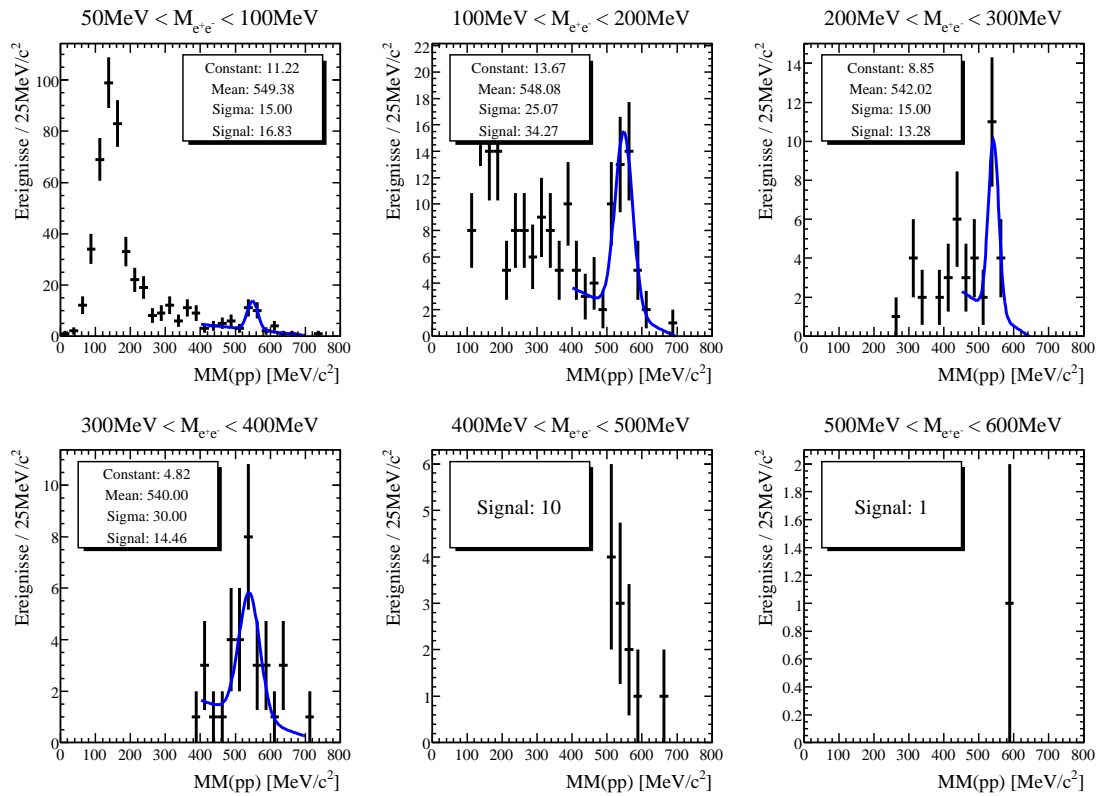
## 8 Ergebnisse

Nach Anwendung aller unter Abschnitt 7.2 aufgeführten Schritte, ergeben sich die in Abb. 8.1 gezeigten Spektren der fehlenden Proton-Proton Masse. Innerhalb eines Fensters von  $500 \text{ MeV} < MM(pp) < 600 \text{ MeV}$  können in dem Spektrum 153  $\eta$ -Zerfälle auf einem Untergrund von 121 Ereignissen identifiziert werden. Um auszuschließen, dass sich der Schnitt auf den Öffnungswinkel auf das Ergebnis auswirkt, werden im weiteren nur Ereignisse mit einer invarianten Paarmasse  $M_{ee} > 50 \text{ MeV}$  berücksichtigt. Hier ergeben sich Signal und Untergrund zu 70 und 62. Die Position der Gauss-Verteilungen stimmt mit  $547 \text{ MeV}$  und  $549 \text{ MeV}$  sehr gut mit der bekannten  $\eta$ -Masse überein. Die Breite der Verteilung beträgt  $\sigma = 16 \text{ MeV}$  und  $\sigma = 15 \text{ MeV}$ . Durch den großen Untergrundanteil kann die Verteilung der Paarmassen nicht direkt mit der theoretisch erwarteten Verteilung verglichen werden, da die Form des Untergrundes in der invarianten Massenverteilung nicht bekannt ist.

Im folgenden werden zwei Verfahren des Untergrundabzuges diskutiert. Beide gestalten sich aufgrund der geringen Statistik als schwierig.



**Abbildung 8.1:** Fehlende Proton-Proton Masse der  $pp \rightarrow pp e^+ e^- (\gamma)$  nach kinematischem Fit und Schnitt auf den Öffnungswinkel. Im rechten Bild ist als zusätzliche Bedingung eine Paarmasse  $> 50 \text{ MeV}$  gefordert. Die Ereignisse, in denen ein  $\eta$ -Meson produziert wurde, sind deutlich zu identifizieren. Die Fitparameter für das  $\eta$ -Signal sind angegeben.

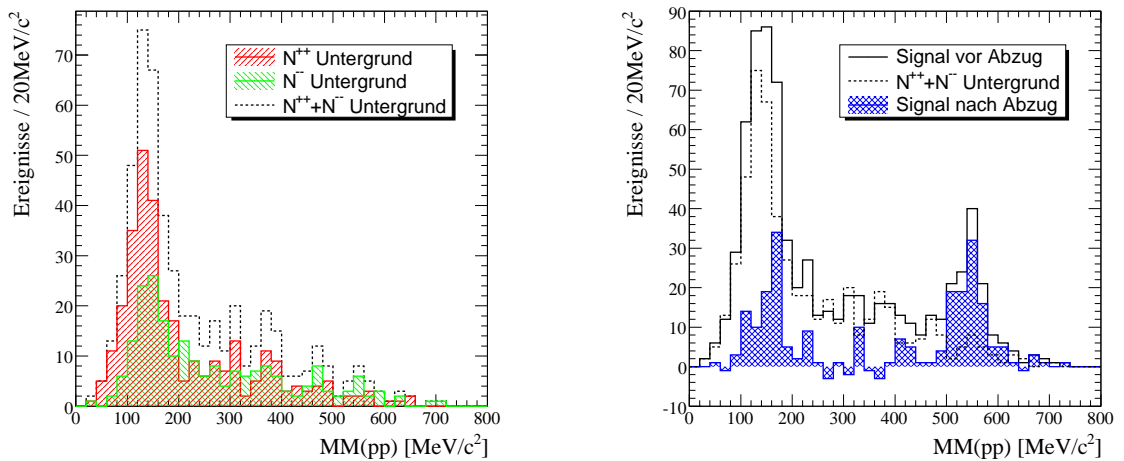


**Abbildung 8.2:** Die fehlende Proton-Proton Masse in sechs verschiedenen  $M_{e^+e^-}$  invarianten Massenbereichen. Die  $\eta$ -Signale sind mit einer Gauss-Kurve plus linearem Untergrund gefittet.

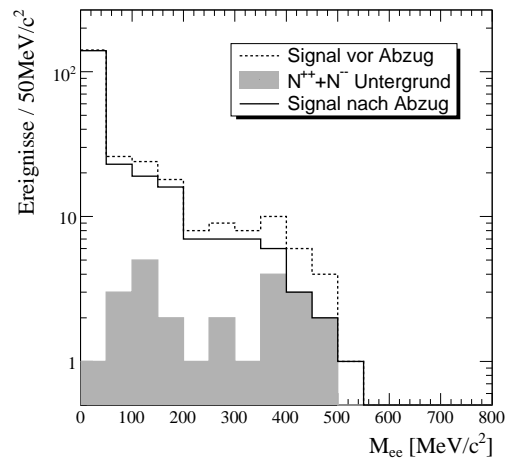
Im ersten Verfahren werden die Ereignisse jeweils entsprechend ihrer invarianten Masse  $M_{e^+e^-}$  unterteilt, und für jeden der Bereiche  $\eta$ -Signal und Untergrund bestimmt (Abb. 8.2). Die Signale sind mit einer Gauss-Kurve plus linearem Untergrund gefittet. In den letzten beiden Bereichen sind aufgrund der geringen Statistik nur die Ereignisse zwischen  $500\text{MeV}/c^2$  und  $600\text{MeV}/c^2$  gezählt worden.

Der zweite Ansatz nimmt einen kombinatorischen Untergrund an. Um diesen abzuziehen, werden die Ereignisse mit Leptonen gleicher Ladung vom Signal subtrahiert. Dies erfolgt, aufgrund der geringen Statistik und der annähernd gleichen Verteilung der positiven und negativen Paare oberhalb von  $MM(pp) > 200\text{MeV}$  (siehe Abb. 7.17), mit dem zweifachen des arithmetischen Mittelwerts.

Das resultierende  $\eta$ -Signal ist nahezu frei von Untergrund (Abb. 8.3). Innerhalb eines Intervalls von  $500 - 600\text{MeV}$  finden sich 85 Ereignisse, ein Fit mit einer Gauss-Funktion liefert 94 Ereignisse. Für die invariante Masse dieser Ereignisse ergibt sich das in Abb. 8.4 dargestellte Spektrum. Zum Vergleich sind nochmal der Untergrundanteil und die Ausgangsverteilung gezeigt.



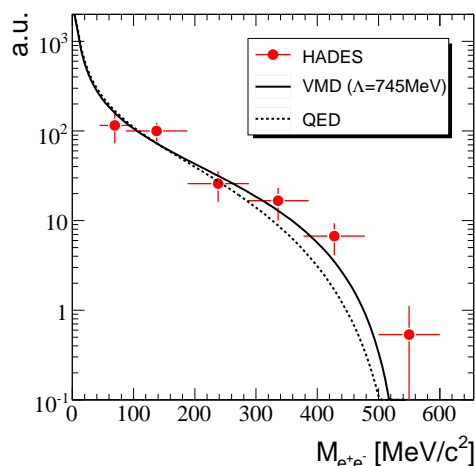
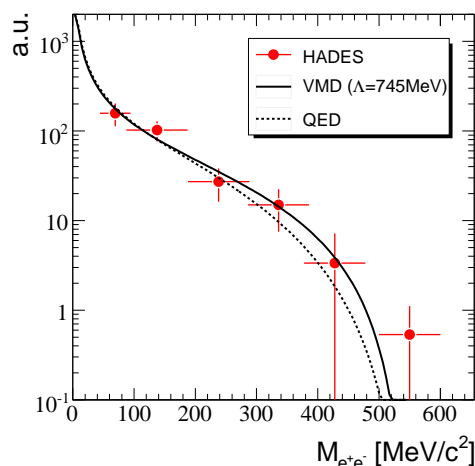
**Abbildung 8.3:** Fehlende Proton-Proton Masse für Ereignisse mit einer Leptonen Paarmasse von  $M_{ee} > 50 \text{ MeV}$ , vor (schwarz) und nach (blau kariert) Abzug des kombinatorischen Untergrundes (gestrichelt), bestehend aus der Summe der positiven (rot) und negativen Paare (grün).



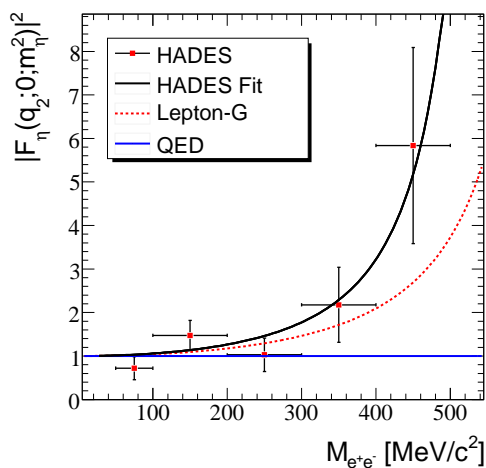
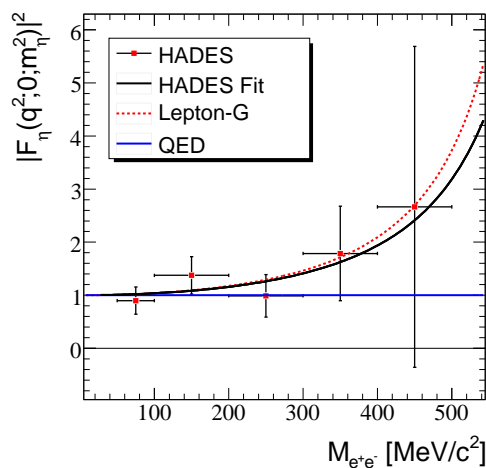
**Abbildung 8.4:** Invariante Masse des Leptonenpaares mit fehlender Proton-Proton Masse  $500 \text{ MeV} < MM(pp) < 600 \text{ MeV}$  vor und nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes.

Aus beiden Ansätzen ergibt sich eine Verteilung der invarianten Massen, die mit der in Abschnitt 7.3.2 beschriebenen Akzeptanz- und Effizienzkorrektur gefaltet wird. Die Ergebnisse sind in Abb. 8.5 dargestellt. Den gemessenen Verteilungen sind die Kurven der QED- und einer VMD-Rechnung gegenübergestellt. Da keine absoluten Querschnitte bestimmt wurden, sind die Kurven entsprechend so skaliert, dass die gewichteten Summen der Daten und der jeweiligen Funktion identisch sind. Einträge oberhalb von  $500 \text{ MeV}$  gehen dabei in den Fit nicht ein.

Die Fehlerbalken beinhalten die statistischen Fehler von Signal und der Akzeptanzbestimmung. Der Fehler des Signals wird aus  $\Delta S = \sqrt{S + 2 \cdot B}$  bestimmt, mit  $S$  als Anzahl der Signal- und  $B$  der Untergrundereignisse.

(a) Invariante  $M_{e^+e^-}$  Massenverteilung nach Analyseansatz 1(b) Invariante  $M_{e^+e^-}$  Massenverteilung nach Analyseansatz 2

**Abbildung 8.5:** Akzeptanzkorrigierter Verlauf der invarianten Dileptonenmasse für den  $\eta$ -Dalitz-Zerfall. Die Verteilungen für QED und VDM (mit  $\Lambda = 745$  MeV) Rechnungen sind so an die Datenpunkte gefittet, dass die gewichteten Summen der Daten und der jeweiligen Funktion identisch sind.

(a)  $\eta$ -Formfaktor nach Analyseansatz 1(b)  $\eta$ -Formfaktor nach Analyseansatz 2

**Abbildung 8.6:** Der von HADES gemessene Formfaktor für den  $\eta$ -Dalitz-Zerfall im Vergleich zu QED (flacher Verlauf mit  $F=1$ ) und dem aus Messungen des Lepton-G Experiments ermittelten Formfaktors. Der Fit an die Daten entspricht den Vorhersagen der Vektormesonen-Dominanz mit der Pol-Masse als Fitparameter. Die ermittelten Pol-Massen werden im Text diskutiert.

Aus der Abweichung der Datenpunkte von der QED-Kurve ergibt sich der Formfaktor. Ein Fit der Datenpunkte mit einer Ein-Pol-Näherung  $F(q^2) = (1 - bq^2)^{-1}$  liefert die Steigung  $b$  des Formfaktors bei Masse null. Aus der Steigung ergibt sich gleichzeitig die Masse  $\Lambda = b^{-1/2}$  des Pols.

Mit Ansatz 1 ergibt sich ein Wert von  $b = 2.7_{-0.6} \text{ GeV}^{-2}$  für die Steigung, dies entspricht einem Wert der Pol-Masse von  $\Lambda = 610^{+80} \text{ MeV}/c^2$ . Die mit dem zweiten Ansatz ermittelten Werte sind  $b = 2.2_{-1.4}^{+1.2} \text{ GeV}^{-2}$  und  $\Lambda = 680_{-130}^{+460} \text{ MeV}/c^2$ . Die QED-Kurve entspricht einer Steigung von  $b = 0$  und liegt außerhalb des Fehlerbereichs.

Die großen Fehlergrenzen ergeben sich hauptsächlich aus der geringen Statistik und den großen statistischen Fehlern der Meßwerte für  $M_{ee} > 300 \text{ MeV}/c^2$ . Der Fit für die Parameter  $b$  bzw.  $\Lambda$  ist auf diesen Wertebereich extrem sensitiv.

Durch eine andere Gruppierung der Messwerte in  $50 \text{ MeV}/c^2$  Bereiche konvergiert der Fit bei einer Pol-Masse von  $840_{-210} \text{ MeV}/c^2$ . Die QED-Kurve ist dann mit einer Konfidenz von 96% mit den Daten verträglich.

## 8.1 Diskussion

Die Übereinstimmung von der gemessen und der aus dem Vektormeson-Dominanz-Modell erwarteten Massenverteilung zeigt, dass die Eigenschaften des HADES-Spektrometers in diesem Bereich der invarianten Dileptonenmasse innerhalb der Genauigkeit der jetzigen Messung verstanden sind.

In der folgenden Tabelle sind die Pol-Masse und die Steigungen des Formfaktors im Vergleich mit den Experimenten Lepton-G und SND und dem Vektormeson-Dominanz-Modell mit  $\Lambda = 745 \text{ MeV}/c^2$  dargestellt.

	Ereignisse	Steigung [ $\text{GeV}^{-2}$ ]	Pol-Masse [ $\text{MeV}/c^2$ ]	Messung von
Lepton -G	600	$1.9 \pm 0.4$	720	$\mu^+ \mu^-$
SND	109	$1.6 \pm 2.0$	790	$e^+ e^-$
HADES	85	$2.2_{-1.4}^{+1.2}$	676	$e^+ e^-$
VMD	-	1.8	745	Theorie

Der gemessene Wert besitzt einen relativ großen Fehler. Dieser ist durch die Sensitivität der Steigung auf die Bereiche großer invarianter Masse bedingt. In diesen Bereichen ist die Statistik klein, die statistischen Fehler entsprechend groß. Das äußert sich auch darin, dass sich durch eine andere Einteilung der Ereignisse in Bereiche invarianter Masse die Werte für Pol-Masse

und Steigung, sowie deren Fehler unterscheiden. Der Wert für den rein quantenelektrodynamischen Dalitz-Zerfall, ein Formfaktor mit Steigung null, liegt je nach Fit innerhalb oder außerhalb des Fehlerbereiches. In jedem Fall wird aber die Vektormesonen-Dominanz favorisiert.

Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass die semi-exklusive Analyse von elementaren Reaktionen mit dem neu entwickelten Hyp-Framework funktioniert. Mit der Methode der kinematischen Anpassung beliebiger Kanäle steht dabei ein mächtiges Werkzeug zur Unterdrückung von Untergrund und Verbesserung der Auflösung zur Verfügung. Die entwickelten Methoden sind ohne Probleme auch auf die Strahlzeiten Proton-Proton bei 1.25 GeV und 3.5 GeV anwendbar. Die Analyse der semi-exklusiven Zerfälle aus diesen Daten ist einer der nächsten Schritte. Insbesondere ist hier der Vergleich mit dem  $\eta$ -Dalitz-Zerfall in den 3.5 GeV Daten interessant. Inwieweit sich das Hyp-Framework für die Analyse der Deuteron-Proton bei 1.25 AGeV Daten eignet, ist noch zu prüfen. Natürlich kann diese Methode auch für zukünftige Experimente mit dem Pionenstrahl zum Einsatz kommen, z. B. für die Analyse eines  $\pi^- + p$  Experiments.

# Literaturverzeichnis

- [Ach01] M. N. ACHASOV et al.; *Study of conversion decays  $\phi \rightarrow \eta e^+ e^-$  and  $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$  in the experiment with SND detector at VEPP-2M collider*; Physics Letters B (2001); B(504):275–281 25, 26
- [Aga01] G. N. AGAKICHIEV and V. N. PECHENOV (HADES); *Dubna tracks reconstruction user manual* (December 2001); HADES internal manual 79
- [Aga05] G. AGAKICHIEV et al. (CERES);  *$e^+ e^-$ -pair production in Pb-Au collisions at 158 GeV per nucleon* (2005); URL [arXiv:nucl-ex/0506002](http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0506002) 27, 28
- [Aga06] G. AGAKISHIEV; *Another attempt to get HADES momentum resolution dependence on angles and momentum* (dec 2006); internal report; URL <http://forum.gsi.de/index.php?t=tree\&goto=3832> 92
- [Aga07a] G. AGAKICHIEV; *private communication* (2007) 76, 92
- [Aga07b] G. N. AGAKICHIEV; C. AGODI; H. ALVAREZ-POL et al. (HADES); *Dielectron Production in  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  Collisions at 2AGeV with the HADES Spectrometer*; Physical Review Letters (2007); 98(5):052302; doi:10.1103/PhysRevLett.98.052302; arXiv:nucl-ex/0608031 29
- [Aga08] G. AGAKICHIEV et al. (HADES); *Study of dielectron production in C+C collisions at 1 AGeV*; Phys. Lett. B (2008); submitted; URL [arXiv:0711.4281v1](http://arxiv.org/abs/0711.4281v1) 30
- [Alv04] H. ALVAREZ POL; R. ALVES; A. BLANCO et al. (HADES); *A large area timing RPC prototype for ion collisions in the HADES spectrometer*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (2004); 535:277–282; doi:10.1016/j.nima.2004.07.276 39
- [Ams95] C. AMSLER et al. (Crystal Barrel Coll);  *$\eta$ -decays into three pions*; Phys. Lett. B (1995); 346:203; doi:10.1016/0370-2693(95)00094-2 98
- [Arn06] R. ARNALDI et al. (NA60); *First Measurement of the rho Spectral Function in High-Energy Nuclear Collisions*; Phys. Rev. Lett. (2006); 96:162302; nucl-ex/0605007 30, 31

- [Ave97] R. AVERBECK et al. (TAPS Coll.); *Production of  $\pi^0$  and  $\eta$  mesons in carbon-induced relativistic heavy-ion collisions.*; Z. Phys. (1997); A359:65–28
- [Bal01] R. BALDINI et al.; *The inverse problem: Extracting time-like from space-like data* (2001); URL [arXiv:hep-ph/0106006](http://arxiv.org/abs/hep-ph/0106006) 21
- [Bal04] F. BALESTRA et al. (DISTO Coll.); *Exclusive  $\eta$  productions in proton-proton reactions*; pr (2004); C69:064003–98
- [Bar85] L. M. BARKOV et al.; *Electromagnetic pion form factor in the timelike region*; Nucl. Phys. (1985); B(256):365–384–23
- [Bel] A. BELYAEV; *private communication* 91
- [Bel06] A. BELYAEV; *MULTI-CHANNEL KINEMATIC REFIT* (October 2006); HADES Collaboration Meeting 91
- [Bis02] J. BISPLINGHOFF et al.; *A scintillating fibre hodoscope for high rate applications*; NIM A (2002); 490:101–111–49
- [Bra95] E. L. BRATKOVSKAYA; O. V. TERYAEV and V. D. TONEEV; *Anisotropy of dilepton emission from nuclear collisions*; Phys. Lett. (1995); B348:283–289–98
- [Bra98] E. L. BRATKOVSKAYA; W. CASSING; R. RAPP et al.; *Dilepton production and  $m_T$ -scaling at BEVALAC/SIS energies*; np (1998); A634:168; [nucl-th/9710043](http://arxiv.org/abs/nuc1-th/9710043)–28
- [Bru06] R. BRUN and F. RADEMAKERS; *ROOT, an Object Oriented Data Analysis Framework*. <http://root.cern.ch> (2006)–77
- [Bus78] YU. B. BUSHNIN et al.; *Observation of the decay  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$* ; Physikcs Letters B (1978); 79(1,2):147; doi:10.1016/0370-2693(78)90456-2–26
- [Chr04] J. CHRISTIANSEN; *HPTDC High Performance Time to Digital Converter*; 2.2 edition (mar 2004)–59, 60
- [Chr07] T. CHRIST; *Identifikation und Analyse von  $e^+e^-$ -Paaren in C+C Stößen bei 1 AGeV*; Ph.D. thesis; TU München (2007)–80
- [Cra] K. CRANDALL et al.; *Trace3D*; URL [http://laacg.lanl.gov/laacg/services/download\\_trace.phtml](http://laacg.lanl.gov/laacg/services/download_trace.phtml)–75
- [Día02] J. DÍAZ et al.; *Design and commissioning of the GSI pion beam*; NIM A (2002); 478:511–526–44, 45, 46, 71

- [Djh80] R. I. DJHELYADIN et al.; *Investigation of the electromagnetic structure of the  $\eta$  meson in the decay  $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$* ; Physics Letters B (1980); 94(4):548; doi:10.1016/0370-2693(80)90937-5 26
- [Fri03] J. FRIESE; R. GERNHÄUSER; P. MAIER-KOMOR et al. (HADES); *A new carbon based VUV mirror of righ radiation lenght for the HADES RICH*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (2003); 502:241–245 36
- [Frö] INGO FRÖHLICH et al.; *Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadron Physics*  
URL [arxiv:0708:2382](http://arxiv.org/abs/0708.2382) 97
- [Frö04] I. FRÖHLICH; *private communication* (2004) 60
- [Frö07] I. FRÖHLICH et al.; *Dilepton production in pp and CC collisions with HADES*; Eur. Phys. J. A (March 2007); 31(4); doi:10.1140/epja/i2006-10253-y 98, 99
- [Frö08] I. FRÖHLICH et al.; *A general purpose trigger an readout board for HADES and FAIR experiments*; IEEE Transactions in Nuclear Science (2008); in print 61
- [GAR] *GARFIELD version 7.04*; <http://garfield.web.cern.ch> 78
- [Gea] *GEANT - A Detector Description and Simulation Tool*;  
<http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/index.html> 97
- [Gil07] A. GIL et al.; *Front-End electronics development for the new Resistive Plate Chamber detector of HADES*; Jinst (2007) 39
- [Had] HADES MEMBERS; *HADES NIM PAPER*; will be published in 2008 33
- [Ham05] *Hamamatsu Datenblatt und Testberichte* (2005) 50, 53
- [Hol97] R. HOLZMANN et al.; Phys. Rev. C (1997); 56 28
- [Hol05] R. HOLZMANN et al.; *The HADES simulation package HGeant*; <http://www-hades.gsi.de/holzmann/hadsimul.html> (2005) 97
- [Jan75] M. R. JANE et al.; *A measurement of the electromagnetic form factor of the eta meson and of the branching ratio for the eta dalitz decay*; Physics Letters B (1975); 59(1):103; doi:10.1016/0370-2693(75)90168-9 25
- [Kag05] M. KAGARLIS et al.; *Pluto++, a ROOT based event generator*; <http://www-hades.gsi.de/computing/pluto/html/PlutoIndex.html> (2005) 97
- [Kap05] L.P. KAPTARI and B. KÄMPFER; *Di-Electron Bremsstrahlung in Intermediate-Energy pn and Dp Collisions* (2005); URL [arXiv:nucl-th/0504072v2](http://arxiv.org/abs/nucl-th/0504072v2) 30

- [Kas99] A. KASTENMÜLLER; M. BÖHMER; J. FRIESE et al. (HADES); *Fast detector readout for the HADES-RICH*; Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (1999); 433:438–443 37
- [Kli90] S. KLIMT, M. LUTZ AND W. WEISE; *Chiral phase transition in the SU(3) Nambu and Jona-Lasinio model*; Phys. Lett. B (1990); 249:386 18
- [Kli96] F. KLINGL; N. KAISER and W. WEISE; *Effective Lagrangian approach to vector mesons, their structure and decays*; Z. Phys. (1996); A 356:193 23
- [Koc95] V. KOCH; *Introduction to Chiral Symmetry*; arXiv (1995); URL <http://arxiv.org/pdf/nucl-th/9512029> 17
- [Koe06] W. KOENIG; *private communication* (2006) 75
- [Koe07] W. KOENIG; *private communication* (2007) 76
- [Lan85] L. G. LANDSBERG; *Electromagnetic decays of light mesons*; prep (1985); 128:301 21, 22, 25, 26, 98
- [Lit] *LITRANI*; URL <http://gentit.home.cern.ch/gentit/litrani/> 50
- [Mar05] J. MARKERT; *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht Driftkammern niedriger Massenbelegung des Hades Experiments*; Ph.D. thesis; University of Frankfurt (2005) 38
- [MIN] *Minuit: Function Minimization and Error Analysis*; URL <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html> 91
- [Mir] *Mirko*; URL [http://www-linux.gsi.de/~redelbac/MIRKO/MIRKO\\_start.html](http://www-linux.gsi.de/~redelbac/MIRKO/MIRKO_start.html) 75
- [Näh02] O. J. NÄHLE; *Faserhodoskope im COMPASS-Experiment zum Nachweis von Teilchen Spuren innerhalb des Primärstrahls*; Ph.D. thesis; Universität Bonn (2002) 49
- [Pec07] O. PECHENOVA; *private communication* (2007) 85
- [Por97] R. J. PORTER et al. (DLS Coll.); *Dielectron Cross Section Measurements in Nucleus-Nucleus Reactions at 1.0 AGeV*; Physical Review Letters (1997); 79:1229 28
- [Pov01] B. POVH; K. RITH; C. SCHOLZ et al.; *Teilchen und Kerne* (Springer, 2001) 14, 19, 24
- [Reh08] C. REHM; *Untersuchung der Eigenschaften des Pionenstrahls an der GSI*; Master's thesis; Justus Liebig Universität Gießen (2008); In Arbeit 47, 66, 75

- [Rus06] A. RUSTAMOV (HADES); *Exclusive  $\eta$  Meson Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 2.2 GeV with the HADES Spectrometer and High Resolution Tracking*; Ph.D. thesis; Fachbereich Physik der Technischen Universität Darmstadt (July 2006); URL <https://www-new.gsi.de/gsitools> 79, 85, 91
- [Sai07] B. SAILER; *Inklusive  $e^+e^-$ -Paarproduktion in pp-Reaktionen bei  $E_{kin} = 2.2\text{GeV}$* ; Ph.D. thesis; TU München (2007) 97
- [Sch96] W. SCHÖN; H. BOKEMEYER; W. KOENIG et al.; *Simulation of Recoilless Production of  $\omega$  Mesons*; Acta Phys. Polonica (October 1996) 11
- [Shy03] R. SHYAM and U. MOSEL; *Role of baryonic resonances in the dilepton emission in nucleon-nucleon collisions*; Phys. Rev. C (June 2003); 67(6):065202; doi:10.1103/PhysRevC.67.065202; URL <http://link.aps.org/abstract/PRC/v67/e065202> 30
- [Sim99] R. SIMON; *Secondary Pion Beams at GSI*; Progress in Particle and Nuclear Physics (1999); 42:247–256 44, 45, 46
- [Sko03] MAXIMILIAN W. A. SKODA; *Entwicklung eines segmentierten Startdetektors für Protonenstrahlexperimente am HADES Detektor*; Master's thesis; II. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität Gießen (April 2003) 49, 50
- [Spa05] S. SPATARO; *Characterization of the HADES spectrometer in pp collisions at 2.2 GeV: elastic scattering and exclusive eta reconstruction*; Ph.D. thesis; INFN Catania (IT) (2005) 47, 54, 80
- [Spr08] B. SPRUCK; *libHodo Documentation* (2008); internal report; URL <http://hades-wiki.gsi.de/cgi-bin/viewauth/Homepages/PionHodoSoftware> 65
- [Tas01] E. TASSI; *Measurement of dijet production in neutral current deep inelastic scattering at high  $Q^2$  and determination of  $\alpha_S$  at HERA*; Ph.D. thesis; Universität Hamburg (2001); URL <http://www-library.desy.de/cgi-bin/showprep.pl?desy-thesis-01-059> 15
- [Teu03] A. TEUFEL; *Entwicklung und Bau von Hodoskopen aus szintillierenden Fasern für das COMPASS-Experiment*; Ph.D. thesis; Universität Erlangen-Nürnberg (2003) 49
- [Tra05] M. TRAXLER et al.; *128 channel high resolution TDC with integrated DAQ-system*; Technical Report; GSI (2005); Annual report 61

- [Trn05] D. TRNKA et al. (CBELSA/TAPS Collaboration); *First observation of in-medium modifications of the omega meson*; Physical Review Letters (2005); 94:192303; nucl-ex/0504010 31, 32
- [Vis05] S. VISOTSKI; W. KOENIG and R. SIMON; *Investigation of improved focusing of pion beam on the HADES target*. (2005); internal report 75
- [Yao06] W.-M. YAO et al.; *Review of Particle Physics*; Journal of Physics G (Jul 2006); 33:1–1232 14, 19

# Danksagung

An erster Stelle möchte ich Prof. Dr. Volker Metag für die interessante und herausfordernde Aufgabenstellung und die hervorragende Betreuung der Arbeit danken. Auch wenn die ursprüngliche Zielrichtung der Arbeit nicht ganz beibehalten werden konnte, so hatte ich doch eine Menge Spaß und konnte Kenntnisse in einem sehr breiten Feld erwerben.

An Dr. Rainer Novotny geht ein großes Dankeschön dafür, dass er die apparativen Aspekte der Arbeit beaufsichtigt hat. Dafür dass er sich, wenn nötig, auch für Kleinigkeiten Zeit genommen und, gerade am Anfang meiner Arbeit, Dinge auch noch ein drittes Mal erklärt hat.

Meine (zum Teil ehemaligen) Arbeitskollegen David, Frida, Henning, Karoly, Marianna, Martin, Micha, Peter, Ralf und Stefan, mit denen ich die letzten vier Jahre gut zusammengearbeitet habe. Unseren “neuen”, speziell Christian und Stefan, für ihre Wissbegierigkeit und Kommunikationsfreude.

Den Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des II. Physikalischen Instituts und den Werkstätten, besonders Anita, Jürgen, René und dem Feier- und Ausflugs-Organisator Werner.

Danken möchte ich auch der (nicht nur) italienischen Gang aus dem Hörsaalgebäude. Besonders Camilla für das eccellente Tiramisu und andere italienische Leckereien. Daniel für die Aufrechterhaltung der notwendigen IT-Infrastruktur und der passiven Hilfe beim Layouten der Arbeit. Stefano, Marco und Tiago für konstruktive Diskussionen über die p+p Analyse. Olga, Vladimir und Geydar für lange Diskussionen über Spurrekonstruktion und deren Fehler.

Bedanken möchte ich mich besonders bei den folgenden Mitgliedern der HADES-Kollaboration, Wolfgang Koenig, Jurek Pietraszko und Michael Traxler, ohne deren tatkräftige Unterstützung die Durchführung der Experimente wohl kaum möglich gewesen wäre. An Ingo Fröhlich geht ein zusätzlicher Dank für die Hilfe bei der Datenanalyse.

Danke auch an alle, die ich an dieser Stelle vergessen habe.

Meinen Eltern für die Förderung meiner Interessen seit jungen Jahren und natürlich ihrer Ausbildungsförderung. Meiner Schwester für die kluge Wahl des Studienfaches.

Meiner langjährigen Feundin Melanie gilt besonderer Dank. Nicht nur für unermüdliches Korrekturlesen, sondern auch für die Verpflegung an langen Abenden, der nötigen Zusprache und vielen vielen anderen großen und kleinen Dingen.

Am Ende offen geblieben ist die Frage, warum Detektoren “rattenfest” sein sollten, obwohl es bei uns im Cave nur eine Eidechse gibt.

---

# Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß diese Arbeit von mir selbstständig erstellt wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen verwendet habe.

Gießen, den 24.1.2008

---

(Björn Spruck)

---