

**Ausrichtung des ALICE Übergangsstrahlungsdetektors sowie
Zweiteilchenintensitätsinterferometrie identischer Pionen aus p+p
Kollisionen bei LHC Energien von 900 GeV und 7.0 TeV**

Dem Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von
Dipl. Phys. Sebastian Huber
aus Fulda

Referent: Prof. Dr. Braun-Munzinger
Koreferent: Prof. Dr. Wambach
Tag der Einreichung: 08. Mai 2011
Tag der Prüfung: 15. Juli 2011

Darmstadt, 2011
D17

Lebenslauf

Name: Sebastian Huber

Anschrift: Am Heiligenberg 7
36103 Fliesen
+49 6655 911562

Dienstanschrift: GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung Darmstadt GmbH
Planckstraße 1
64291 Darmstadt
+49 6159 71 1469
s.huber@gsi.de

Hessisches Ministerium für Umwelt, Energie, Landwirtschaft und Verbraucherschutz
Referat VI 5
Mainzer Straße 80
65189 Wiesbaden
+49 611 815 1765
Sebastian.Huber@hmuenv.hessen.de

Persönliche Angaben

Geburtsdatum: 13.10.1981
Geburtsort: Fulda
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig

Ausbildung

1984-1987 Kindergarten Edelzell
1988-1992 Grundschule Florenberg Pilgerzell
1992-2001 Gymnasium Winfriedschule Fulda

2001 Abitur (Note 2.4)
(Leistungskurse: Mathematik, Physik)

2001-2002 Zivildienst im Städtischen Klinikum Fulda
(Herz-, Thorax- und Gefäßchirurgie)

2002-2004 Vordiplom der Physik, Julius-Maximilians Universität Würzburg
(Note 1.8 - gut)

2004-2007 Diplom der Physik, Julius-Maximilians Universität Würzburg
(Note 1.2 - sehr gut)
(Schwerpunkt: Astrophysik)

2008-2011 Dissertation zum Dr. rer. nat, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung
Darmstadt GmbH
(Schwerpunkt: experimentelle Kernphysik, Beschleunigerphysik)
Promotionsstudent an der technischen Universität TU Darmstadt

Berufspraxis

2005-2007 Wissenschaftliche Hilfskraft, Lehrstuhl für Astrophysik der Julius-Maximilians
Universität Würzburg – Betreuung des astrophysikalischen Praktikums

2008-2010 Wissenschaftlicher Mitarbeiter, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung
Darmstadt GmbH

seit 2011 Referent VI 5b im Hessisches Ministerium für Umwelt, Energie, Landwirtschaft und
Verbraucherschutz
(Referat VI 5 „Strahlenschutz in Industrie, Gewerbe, Medizin, Forschung, Hochschulen
und Schulen, Krisenvorsorge, KFÜ, Radioökologie“)

Auslandsaufenthalte

2005 Universität Joseph Fourier, Grenoble, Frankreich
2008-2010 regelmäßige Aufenthalte CERN, Genf, Schweiz
2010 Stipendiand der HGS-HiRe – Ohio State University, Columbus, USA

Publikationen

- Diplomarbeit: Spektrale Modellierung von AGN unter besonder Berücksichtigung binärer Schwarzslochsysteme, 2007 (Prof. Dr. K. Mannheim, Note 1,0 - sehr gut)
- Dissertation: Ausrichtung des ALICE Übergangsstrahlungsdetektors sowie Zweiteilchenintensitätsinterferometrie identischer Pionen aus p+p Kollisionen bei LHC Energien von 900 GeV und 7 TeV, 2011 (Prof. Dr. Braun-Munzinger)
- Artikel: INTEGRAL Observations of the Blazar Mrk 421 in Outburst – Results of a Multi-Wavelength Campaign, 2008, Astronomy & Astrophysics 438, 721-734
- First proton-proton collisions at LHC as observed with the ALICE detector: measurement of the pseudorapidity density at $\sqrt{s} = 900$ GeV, 2010, Europ.Phys. J C65 111.125 (erste LHC Publikation!)
- Two-pion Bose-Einstein correlations in p+p collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV at the LHC, 2010, Phys.Rev.D 82, 052001 (2010)
- Femtoscopy of pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV at the LHC with two-pion Bose-Einstein correlations - arXiv:1101.3665
- Konferenzteilnahmen: Alignment and tracking efficiency of the ALICE transition radiation detector, DPG Bochum, 2009
Alignment of the LHC detector 2009, CERN, Genf, Schweiz
Ausrichtung des Übergangsstrahlungsdetektors des ALICE Experiments am LHC, DPG Bonn, 2010
WPCF 2009, CERN Genf, Schweiz
WPCF 2010, Bogoliubov Institut Kiev, Ukraine
geladener Vortrag Midwest Critical Mass 2010, Toledo, USA
geladener Vortrag RNM FIAS 2011, Frankfurt
- diverse weitere Fachvorträge auf ALICE Kollaborationstreffen
- HGS-HiRe winter school on chiral symmetrie 2010, Manigot, Frankreich
Astroparticle Summer School 2007, Loire Vally, Frankreich
School for astroparticle physics 2007, Obertrubach-Bärnfels

Kollaborationen und Mitgliedschaften

MAGIC Kollaboration 2007-2009
ALICE Kollaboration seit 2008
Gastwissenschaftler am Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire CERN, Genf seit 2008
Helmholtz Graduierten Schule HGS-HiRe seit 2009
ExtreMe Matter Institute EMMI seit 2009
Deutsche Physikalische Gesellschaft DPG seit 2006
Stipendium des Frankfurt Institute for Advanced Studies (FIAS) / EMMI 2011

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
1 Introduction	1
2 Einführung	3
3 Relativistische Schwerionenphysik	9
3.1 Physik stark wechselwirkender Systeme	9
3.1.1 Quantenchromodynamik (QCD) und das Standardmodell	9
3.1.1.1 Wechselwirkungen im Standardmodell	11
3.1.1.2 Symmetrien des Standardmodells	11
3.1.1.3 Teilchen des Standardmodells	12
3.1.2 Einschließung und asymptotische Freiheit	14
3.1.3 Das QCD Phasendiagramm	15
3.2 Schwerionenkollisionen	16
3.2.1 Dynamische Entwicklung einer Schwerionenkollision	16
3.2.2 Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas	18
4 Das ALICE Experiment	23
4.1 Das Inner Tracking System - ITS	24
4.2 Die Time Projection Chamber - TPC	26
4.3 Der Transition Radiation Detektor - TRD	28
4.4 Der Time of Flight Detektor - TOF	28
4.5 Weitere Subsysteme des ALICE Detektors	28
5 Der Übergangsstrahlungsdetektor - ALICE TRD	35
5.1 Übergangsstrahlung	35
5.2 Aufbau des TRD	36
5.2.1 Motivation für die Integration eines Übergangsstrahlungsdetektors	36
5.2.2 Die Koordinatensysteme des TRD	38
5.2.2.1 Das globale ALICE Koordinatensystem	39
5.2.2.2 Das lokale TRD Koordinatensystem	39
5.2.3 Modularer Aufbau des TRD	39
5.2.4 Aufbau einer Kammer des TRD	41
5.2.4.1 „Pad Tilting“	41
5.3 Funktion des Übergangsstrahlungsdetektors	43
6 Rekonstruktion und Kalibrierung des TRD	45
6.1 Rekonstruktion durch ALICE	45
6.1.1 Bestimmung der Tracklets im TRD	45
6.1.2 Die ALICE Rekonstruktionsalgorithmen	47

6.1.2.1	Rekonstruktion im ALICE Zentralbereich	48
6.1.2.2	Eigenständige Rekonstruktion des TRD	49
6.2	Kalibrierung des TRD	50
6.2.1	Kalibrierung der Driftgeschwindigkeit	50
6.2.2	Kalibrierung des Zeitoffsets	51
6.2.3	Kalibrierung der Pad-Response-Funktion	51
6.2.4	Kalibrierung der Gasverstärkung	51
7	Ausrichtung des ALICE Übergangsstrahlungsdetektors	53
7.1	Ausrichtung des TRD in der Theorie	53
7.1.1	Manuelle Ausrichtung	54
7.1.2	Ausrichtung mit Teilchenspuren	55
7.1.2.1	Ausrichtbare Volumen des TRD	55
7.1.2.2	Mögliche Fehlstellungen des TRD	56
7.1.2.3	Korrektur der Fehlstellungen im TRD	57
7.2	Ausrichtung des TRD mit Daten	59
7.2.1	Systematische Einflüsse auf die Ausrichtung des TRD	59
7.3	Finale Ausrichtung des TRD	61
7.3.1	Ausrichtung des TRD mittels kosmischer Strahlung relativ zur TPC	62
7.3.1.1	Kosmische Strahlung	62
7.3.1.2	Kosmische Strahlung aus dem Jahr 2008	64
7.3.1.3	Kosmische Strahlung aus dem Jahr 2009	67
7.3.1.4	Kosmische Strahlung aus dem Jahr 2011	71
7.3.2	Ausrichtung des TRD mittels Kollisionsdaten relativ zur TPC	72
7.3.2.1	Kollisionsdaten aus dem Jahr 2009	74
7.3.2.2	Kollisionsdaten aus dem Jahr 2010	75
7.3.3	Ausrichtung der Kammern mittels Kollisionsdaten innerhalb des TRD	77
7.4	Zwischenbilanz der Ausrichtung des TRD	78
8	Einführung in die Intensitätsinterferometrie	85
8.1	Theorie	86
8.1.1	Wellenmechanische Herleitung der Korrelationsfunktion C_2	87
8.1.2	Zusammenhang zwischen Emissionsfunktion S und Korrelationsfunktion C_2	90
8.1.2.1	Statische Quelle	91
8.1.2.2	Expandierende Quelle und Zonen der Homogenität	92
8.1.3	Die Korrelationsstärke λ	92
8.1.4	Die Coulomb-Korrektur $K_{\text{Coulomb}}(q_{\text{Inv}})$	93
8.2	Die Korrelationsfunktion im Experiment	94
8.2.1	Das Signal	95
8.2.2	Der Hintergrund	96
8.2.2.1	Rotation	96
8.2.2.2	„Eventmixing“	97
8.3	Referenzsysteme	98
8.3.1	Mehrdimensionale Intensitätsinterferometrie und zugehörige Koordinatensysteme	99
8.3.1.1	Bertsch-Pratt-Koordinaten	99
8.3.1.2	Sphärische Koordinaten	99
8.4	Parametrisierungen der Korrelationsfunktion	100
8.4.1	Gaussförmige Parametrisierungen	101
8.4.1.1	Goldhaber Parametrisierung	102
8.4.1.2	Bertsch-Pratt-Parametrisierung	102
8.4.2	Alternative Parametrisierungen	103
8.4.2.1	Exponentielle Parametrisierung	104

8.5	Interpretation der HBT-Radien	104
8.5.1	Abhängigkeit der HBT-Radien von der Multiplizität $dN_{Ch}/d\eta$	105
8.5.2	Abhängigkeit der HBT-Radien vom transversalen Paarimpuls k_T	106
8.5.3	Das RHIC HBT-Puzzle	107
8.6	Bestimmung der systematischen Fehler	107
9	Intensitätsinterferometrie in p+p in ALICE	109
9.1	Intensitätsinterferometrie in ALICE	109
9.2	Intensitätsinterferometrie identischer Pionen in ALICE in p+p bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV	110
9.2.1	Intensitätsinterferometrie in einer Dimension	110
9.2.2	Einteilung in Paarimpuls- und Multiplizitätsklassen in einer Dimension	116
9.2.3	Intensitätsinterferometrie in drei Dimensionen	118
9.3	Intensitätsinterferometrie identischer Pionen in ALICE in p+p bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV	123
9.3.1	Intensitätsinterferometrie in einer Dimension	123
9.3.2	Einteilung in Paarimpuls- und Multiplizitätsklassen in einer Dimension	124
9.3.3	Intensitätsinterferometrie in drei Dimensionen	126
9.4	Femtoskopie bei ALICE - Expansion in Kugelfunktionen	128
9.5	Ergebnisse	130
9.5.1	Allgemeine Ergebnisse und Abhängigkeit von der Multiplizität	130
9.5.2	Abhängigkeit vom Paarimpuls	134
9.5.3	Vergleich der untersuchten Energien	135
9.6	Intensitätsinterferometrie identischer Pionen in ALICE in Pb+Pb bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV	136
10	Zusammenfassung und Ausblick	141
	Literaturverzeichnis	145
A	Anhang 1	155
A.1	Zeitlicher Verlauf der Ausrichtung des TRD	155
A.2	Photometrische Positionsbestimmung der TRD Supermpoule	155
A.3	Ausrichtung der Supermodule mittels kosmischer Strahlung 2008 bis 2011	156
B	Anhang 2	159
B.1	Intensitätsinterferometrie in p+p in ALICE - geometrische Löcher in q_{out}	159
B.2	Korrelationsfunktionen	159
	Liste der verwendeten Symbole und Abkürzungen	179
	Abbildungsverzeichnis	181
	Tabellenverzeichnis	185

Kapitel 1

Introduction

This PhD thesis deals with results from the Large Hadron Collider (LHC), which provided first data in September 2009. Intrinsically it was foreseen that first collisions should already occur end of 2008. On September the 10th the first beam event was partially successful, but after a week of running an accident in the sectors 3 and 4 spoiled some of the magnets of the synchrotron. This caused a delay of almost one year due to the necessary repairs. After repairing and some further test for the purpose of calibration and alignment of the subsystems with cosmic rays on the 23rd of November and ultimately with stable beam on the 6/7th of December 2009 collisions of protons (p+p) at an energy of $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV took place. After an intended winter stop the first long run of the LHC commenced on the 30th of March 2010. Like in the previous years protons with an increased world record energy of 7 TeV were brought to collision. After 7 month of continuous data taking in p+p the last month of running was dedicated to lead collisions (Pb+Pb) at 2.76 TeV per nucleon. This will be the foreseen program for the next years of data taking with the LHC. On the long run the energy will be increased to 14 TeV in p+p and 5.5 TeV per nucleon in Pb+Pb.

A Large Ion Collider Experiment (ALICE) is one of the four major detectors at the LHC and the only one dedicated to heavy ion physics. It is divided into 13 subsystems. One of these is the ALICE Transition Radiation Detector (TRD), which is installed around the Time Projection Chamber (TPC) at a distance of 3 m to the beam pipe. The acceptance in ϕ covers the complete 360° . The coverage of the TRD in pseudorapidity is ± 0.84 , comparable to an angle of $\pm 45^\circ$. This subsystems concept is intentionally modular, being composed of 18 supermodules, each containing 30 chambers. Always 6 such small units in a row (in r direction) are called a stack. Altogether the TRD is made up of 522 chambers, each of them being able to work as a self-sustaining small Transition Radiation Detector. Because of the limited precision while the integration of the supermodules into the ALICE detector, they are shifted in average by 10 mm with reference to their ideal dedicated position. Furthermore the chambers are misaligned up to 1 mm relative to their stack. This imprecise installation together with time dependant changes of the real positions relative to the ideal geometry leads to a loss in detector efficiency and resolution. Some tracks are badly reconstructed concerning true trajectory others are even not found. Aim of the alignment of the TRD is the minimization of the above described geometrical uncertainties while the conversion of the detector signals into digital position informations, the so called reconstruction. This leads to a better tracking efficiency and resolution in the TRD. For this purpose the AliROOT alignment framework was developed. In the first step, the tracks which can come from cosmic rays or collisions in the LHC are examined concerning there usefulness for the alignment. Some cuts are applied. With the tracks which pass these cuts it is possible to calculate the necessary corrections of the positions for the supermodules and chambers of the TRD. The supermodules are aligned relative to the TPC which is suggested to be in an ideal position and the chambers are positioned concerning the remaining 5 chambers of their stack. As a result one receives six correction parameters (alignment parameters) for each alignable module of the TRD (supermodules and chambers) in the chosen reference frame. These parameters are the three shifts along the axis in the local frame - **z shift**, **r ϕ -shift** and **r-shift**, as well as the three rotations or tilts

around these axis - **z-tilt**, **ϕ -tilt** and **r-tilt**. The extracted correction parameters are stored in the of **Offline Condition Data Base (OCDB)** and used when doing a new reconstruction cycle. In the end the efficiency and resolution of the TRD are monitored. The final position uncertainty of the supermodules concerning the TPC was below 1000 μm . The position uncertainty of the chambers within their stacks appears to be around 300 μm . This is below the resolution (tracks relative to tracklets) of the TRD which reveals values higher than 400 μm .

The second part of this thesis deals with two particle intensity interferometry. HBT, named after Robert Hanbury Brown (1916-2002) and Richard Twiss (1920-2005), reveals one possible way of gaining access to the space time evolution of the particle emitting source in p+p as well as in heavy ion collisions. The data of ALICE where analysed with this method, which first ideas trace back to the fifties of the last century. The systems for intensity interferometry of identical pions ($\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$) which we analysed were p+p at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 900$ GeV as well as 7 TeV, and heavy ion collisions in Pb+Pb at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV per nucleon. The first data we looked at were identical 900 GeV p+p pions [Aamodt, K. et al., 2010b]. This data set was collected in December 2009 as well as in April 2010. The one dimensional HBT radius obtained was $0.83 \pm 0.05(\text{sys.}) \pm 0.07(\text{stat.})$ fm. It was remarkable that, like in preceding experiments in small systems, one was not able to fit the correlation function with a simple gaussian form (like in heavy ion systems). An exponential function was used to gain acceptable results. Furthermore we saw long range correlations at higher invariant pair momenta. A scaling behaviour with k_{T} could not be verified by implication. Looking at the three dimensional parametrization one gets the HBT radii $R_{\text{out}} = 0.79 \pm 0.09(\text{sys.}) \pm 0.05(\text{stat.})$ fm, $R_{\text{side}} = 0.62 \pm 0.08(\text{sys.}) \pm 0.06(\text{stat.})$ fm as well as $R_{\text{long}} = 1.24 \pm 0.07(\text{sys.}) \pm 0.10(\text{stat.})$. Their dependency on the event multiplicity $dN_{\text{ch}}/d\eta$ was obvious, whereas the scaling with the pair momentum k_{T} was not as strong as in prior studies. In addition this dependency of the HBT radii on the pair momenta depends on the subtraction of the nonfemtoscopic background. The world record 7 TeV p+p data of the LHC were analysed the same way. In the Centre of Mass System (CMS) the invariant one dimensional HBT radius was $R_{\text{inv}} = 1.02 \pm 0.04(\text{sys.}) \pm 0.04(\text{stat.})$ fm. The results of a three dimensional treatment of the data were $R_{\text{out}} = 0.82 \pm 0.04(\text{sys.}) \pm 0.01(\text{stat.})$ fm, $R_{\text{side}} = 0.75 \pm 0.03(\text{sys.}) \pm 0.02(\text{stat.})$ fm and $R_{\text{long}} = 1.41 \pm 0.05(\text{sys.}) \pm 0.04(\text{stat.})$ fm. Like in the 900 GeV data a pronounced dependency of the radii on the event multiplicity was discoverable. Another very interesting result that appeared was that the transverse dimensions of the pion emitting region do not significantly differ in the two observed energies (looking at equal multiplicity bins). In the end with the 7 TeV data it was possible to establish a link in multiplicity between proton collisions and peripheral heavy ion collisions at RHIC energies [Aamodt, K. et al., 2011d].

Kapitel 2

Einführung

Diese Promotion beschäftigt sich mit dem **Large Hadron Collider (LHC)** ^a, welcher im November 2009 erste Daten lieferte. Eigentlich war vorgesehen, dass schon Ende des Jahres 2008 Kollisionen stattfinden. Der erste Startversuch am 10. September war auch partiell erfolgreich, doch kam es nach einer Woche, am 19. desselben Monats, zu einem Unfall im Sektor 3-4, der eine Reihe von Fokussier- und Beschleunigungsmagneten des Synchrotrons beschädigte und eine Verzögerung auf Grund von Reparaturen von einem Jahr nach sich zog.

Nach erfolgter Wiederherstellung, weiteren Tests, sowie einer zweiten Periode der Datennahme zum Zweck der Kalibrierung und Ausrichtung, dem **Alignment** ^b, mittels kosmischer Strahlung wurde am 23. November und schließlich am 6./7. Dezember 2009 auch mit stabilem Strahl mit der Kollision von Protonen (p+p) bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV begonnen. Nach einem planmäßigen Betriebsstopp über den Winter startete am 30. März 2010 der erste lange Lauf des LHC. Es wurden wiederum Protonen, diesmal jedoch mit der Weltrekordschwerpunktsenergie von 7 TeV, zur Kollision gebracht. Nach erfolgreicher Datennahme im System p+p endete dieser Lauf am 16. Dezember 2010. Den letzten Monat erfolgten Stöße von Bleiionen (Pb+Pb) bei 2.76 TeV pro Nukleon. Dieses Programm wird auch in den folgenden Jahren die Physik des LHC liefern, wobei eine Steigerung der Schwerpunktsenergie bis zu 14 TeV für Proton-Proton und bis zu 5.5 TeV pro Nukleonpaar für Blei-Blei Kollisionen geplant ist.

A **Large Ion Collider Experiment (ALICE)** ist eines der vier großen Experimente am LHC. Eines seiner Subsysteme ist der **ALICE Übergangsstrahlungsdetektor** oder **Transition Radiation Detector (TRD)**. Dieser schließt direkt an die **Zeitprojektionskammer**, auch **Time Projection Chamber (TPC)**, bei einem Abstand zur Strahlführung von etwa 3 m an und hat in ϕ eine Akzeptanz von 360° . In Pseudorapidität bedeckt der TRD einen Bereich von -0.84 bis 0.84, was einem Winkel vom Vertex von $\pm 45^\circ$ entspricht. Er ist modular konzipiert und besteht aus 18 identischen Supermodulen, welche aus jeweils 30 Kammern, zusammengefasst zu je fünf Stacks pro Sektor, aufgebaut sind ^c. Dies macht insgesamt 522 Kammern, wobei jede dieser als autarker Übergangsstrahlungsdetektor arbeiten kann.

Wegen begrenzter Präzision während der Montage der TRD Supermodule von etwa 10 mm sowie der Kammern innerhalb der Sektoren von etwa 1 mm und wegen zeitabhängiger Veränderungen unterscheidet sich die realen Positionen der einzelnen Komponenten von der idealen, der Rekonstruktion zu Grunde liegenden, Geometrie. Hierdurch kommt es zu einem Verlust an Effizienz und Auflösung, da manche Teilchenbahnen im Übergangsstrahlungsdetektor sehr schlecht in der Position bezüglich der

^a Alle Abkürzungen werden bei der ersten Verwendung erläutert. Darüber hinaus existiert im Anhang ein Abkürzungsverzeichnis.

^b Häufig verwendete, aus dem Englischen entlehnte, Begriffe werden bei erstem Gebrauch erklärt. Besonders Eigennamen und Abkürzungen sind hiervon betroffen.

^c In drei Supermodulen wird ein Ausschnitt für PHOS ausgespart. Es fehlt jeweils 1 Stack.

wahren Trajektorie, andere gar nicht gefunden werden.

Ziel der Ausrichtung des TRD ist es während der Umwandlung der gemessenen Detektorsignale in digitale räumliche Positionen, der Rekonstruktion, diese geometrischen Ungenauigkeiten zu minimieren und so eine möglichst hohe Rekonstruktionseffizienz und Auflösung zu gewährleisten.

Hierzu wird die AliROOT Alignmentumgebung verwendet ^d. Zuerst werden die, durch kosmische Strahlung oder LHC Kollisionen, im Detektor erzeugten Spuren ob ihrer Tauglichkeit für die Ausrichtung untersucht und durch Auswahlkriterien, sogenannte Cuts, nur solche zugelassen, die geeignet erscheinen. Aus ihnen können die Korrekturen der Positionen der einzelnen Substituenten des TRD errechnet werden. Dies sind die Stellungen der 18 Supermodule gegenüber der, als ideal ausgerichtet angenommenen, TPC, sowie die Positionen der 522 Kammern im Referenzsystem ihrer jeweiligen Stacks.

Das Ergebnis der Ausrichtung sind sechs Korrektur- oder Alignmentparameter für jedes Modul des TRD in seinem jeweiligen Referenzsystem, drei Verschiebungen in Richtung der Achsen im lokalen Koordinatensystem des TRD - Verschiebung in z- (**Shift z**), in $r\phi$ - (**Shift $r\phi$**) sowie in r-Richtung (**Shift r**). Zusätzlich ist eine Verdrillung oder Rotation um diese drei Achsen möglich. Dies sind die drei Tilts - Rotation um die z- (**Tilt z**), die ϕ - (**Tilt ϕ**) und die r-Achse (**Tilt r**).

Die Korrekturparameter werden in der **Offline Condition Data Base (OCDB)** gespeichert und bei erneuter Rekonstruktion der Daten mitberücksichtigt. Schlussendlich wird kontrolliert, ob sich die Auflösung und die Effizienz des TRD auf diese Art verbessern lassen.

Die Supermodule konnten bezüglich der TPC bis zu einer Genauigkeit von 1000 μm , die Kammern innerhalb ihrer Stacks bis zu 300 μm , unterhalb der maximalen Auflösung (Tracklets bezüglich Teilchentrajektorie) des TRD von > 400 μm , genau positioniert werden.

Der zweite Teil dieser Promotion beschäftigt sich mit der Zweiteilchenintensitätsinterferometrie. Dieses, nach Robert Hanbury Brown (1916-2002) und Richard Twiss (1920-2005) auch HBT genannte, Verfahren stellt eine Möglichkeit dar, in Kollisionen von Schwerionen, aber auch in hadronischen Systemen wie Proton-Proton Stößen, Zugang zur raumzeitliche Entwicklung der teilchenemittierenden Quelle zu gewinnen. Mit dieser Methode, deren erste Ideen bis in die fünfziger Jahre des letzten Jahrhunderts zurückreichen, wurden auch die Daten des ALICE Experiments am LHC analysiert. Die für die Intensitätsinterferometrie identischer Pionen ($\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$) genutzten Systeme waren p+p bei Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV und 7 TeV sowie Schwerionenkollisionen in Pb+Pb bei 2.76 TeV pro Nukleonpaar.

Zuerst wurde das System p+p bei der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV untersucht [Aamodt, K. et al., 2010b]. Die Daten, die hierfür im Dezember 2009 sowie in einem zweiten Lauf im April 2010 genommen wurden, lieferten einen eindimensionalen HBT-Radius von $0.83 \pm 0.05(\text{sys.}) \pm 0.07(\text{stat.})$ fm. Bemerkenswert ist, dass sich, wie schon in älteren Experimenten in leichten Systemen, herausstellte, dass die Korrelationsfunktion schlecht durch einfache gaussförmige Parametrisierung zu approximieren war. Um einen akzeptablen Fit zu bekommen, wurde auf eine Exponentialfunktion zurückgegriffen. Auch wurden bei größeren invarianten Paarimpulsen langreichweitige Korrelationen gesehen. Ein Skalieren mit dem Paarimpuls k_T konnte nicht zweifelsfrei verifiziert werden.

Aus dreidimensionaler gaussförmiger Parametrisierung ergaben sich die Radien $R_{\text{out}} = 0.79 \pm 0.09(\text{sys.}) \pm 0.05(\text{stat.})$ fm, $R_{\text{side}} = 0.62 \pm 0.08(\text{sys.}) \pm 0.06(\text{stat.})$ fm sowie $R_{\text{long}} = 1.24 \pm 0.07(\text{sys.}) \pm 0.10(\text{stat.})$ fm. Ihre Abhängigkeit von der Ereignismultiplizität $dN_{\text{ch}}/d\eta$ wurde festgestellt. Dagegen ist die Abhängigkeit von der transversalen Paarimpulssumme k_T in drei Dimensionen schwächer ausgeprägt als in älteren Untersuchungen und hängt von der verwendeten Anpassung des nichtfemtoskopischen Untergrundereignisses, der Grundlinie, ab.

Ebenso wurden die Daten aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Weltrekordschwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV analysiert. Für die eindimensionale Intensitätsinterferometrie im Schwerpunkts- oder Centre of Mass System (CMS) ergab sich aus einer Parametrisierung nach Goldhaber ein invarianter

^d AliROOT ist ein Ableger der, in der Hochenergiephysik weit verbreiteten, Programmierumgebung ROOT. Diese stellt für diese Art der Physik spezialisierte Pakete in C++ bereit.

Radius $R_{\text{Inv}} = 1.02 \pm 0.04(\text{sys.}) \pm 0.04(\text{stat.})$ fm. Aus einer dreidimensionalen Betrachtung $R_{\text{out}} = 0.82 \pm 0.04(\text{sys.}) \pm 0.01(\text{stat.})$ fm, $R_{\text{side}} = 0.75 \pm 0.03(\text{sys.}) \pm 0.02(\text{stat.})$ fm sowie $R_{\text{long}} = 1.41 \pm 0.05(\text{sys.}) \pm 0.04(\text{stat.})$ fm. Ähnlich wie bei 900 GeV konnte eine ausgeprägte Abhängigkeit der Radien von der Multiplizität $dN_{\text{ch}}/d\eta$ beobachtet werden. Interessant ist, dass der Unterschied der transversalen Dimensionen der pionemittierenden Region in identischen Multiplizitätsbins zwischen den beiden vermessenen Energien vernachlässigbar ist. Zuletzt konnten mit den Daten aus LHC Kollisionen in p+p bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7$ TeV erstmals eine Verbindung in der Multiplizität zu peripheren Schwerionendaten niedriger Energien hergestellt werden [Aamodt, K. et al., 2011d].

Teil 1

Kapitel 3

Relativistische Schwerionenphysik

In diesem Kapitel soll eine Motivation der Physik, die mit dem ALICE Detektor untersucht werden soll, gegeben werden. Von physikalischer Seite bedeutet dies einen Überblick über Aspekte der ultrarelativistischen Schwerionenphysik.

Der erste Teil widmet sich der Physik stark wechselwirkender Systeme sowie der Entstehung eines Quark-Gluon-Plasma (QGP). Bei dieser außergewöhnlichen Form von Materie handelt es sich um ein Produkt der starken Wechselwirkung zwischen deren partonischen Bestandteilen, welche durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben werden. Von besonderer Bedeutung sind hierbei die Konzepte der Farbeinschließung, genannt Confinement, und der asymptotischen Freiheit. Das Confinement bewirkt, dass Träger von Farbladung, dem QCD-Pendant zur elektrischen Ladung der Quantenelektrodynamik (QED), nicht als freie Teilchen existieren können. Und dennoch kann es, führt man dem System ausreichend Energie zu, dank asymptotischer Freiheit gelingen ein Quark-Gluon-Plasma, also einen Zustand quasi ungebundener Partonen, zu generieren.

Der zweite Abschnitt befasst sich mit Materie unter extremen Bedingungen einer Schwerionenkollision. Speziell deren zeitlicher Ablauf wird angerissen. Auch physikalische Eigenschaften eines QGP werden angesprochen.

Den Detektor erreichen nur die, in der Kollision produzierten, Reaktionsprodukte nach dem chemischen und thermischen Ausfrieren und „lange“ nach dem eigentlichen Ereignis. Die Herausforderung besteht darin, aus diesen Informationen auf die Physik während des Kollisionsprozesses zu schließen. Da kein direkter Blick auf frühe Phasen der Kollision, speziell den Phasenübergang, zu gewinnen ist, muss man sich eine Verbindung schaffen. Diese liefern verschiedene Signaturen, die durch ein QGP messbare Veränderungen erfahren. Diesen Observablen widmet sich der letzte Abschnitt des Kapitels.

3.1 Physik stark wechselwirkender Systeme

Mehr als 90% der Teilchen, die in einer Schwerionenkollision erzeugt werden, sind aus Quarks zusammengesetzte Hadronen. Sie sind häufig geladen und unterliegen der Coulomb-Wechselwirkung. Ihr elektromagnetischer Wirkungsquerschnitt ist jedoch klein. Im Feuerball dominiert, insbesondere wenn sich ein QGP herausbildet, die starke Kraft. Diese wird durch die QCD beschrieben. Besonders für den Phasenübergang zwischen hadronischem und partonischem Zustand spielen die beiden Konzepte der Einschließung und der asymptotischen Freiheit eine entscheidende Rolle.

3.1.1 Quantenchromodynamik (QCD) und das Standardmodell

Ein Verständnis der Zusammensetzung der Materie kann am besten durch Kollision von Hadronen unter Erzeugung von Elementarteilchen gewonnen werden.

Per Definition sind solche unteilbar, punktförmig und ohne innere Ausdehnung. Lange Zeit wurde das Atom als elementar betrachtet, was sich mit der Entdeckung des Atomkerns, später der Protonen

und Neutronen, änderte ^a. Anfang des 20. Jahrhunderts wurde diese Bild durch besseres Verständnis der elektromagnetischen Wechselwirkung revolutioniert. Den Startschuss liefert die Entwicklung der Quantenmechanik durch Max Planck (1858-1947) im Jahre 1900. Durch Verknüpfung mit der Relativitätstheorie sowie Quantisierung der Felder wurde daraus um 1950 die Quantenelektrodynamik, eine Quantenfeldtheorie (QFT), welche besonders mit den Namen Richard Peter Feynman (1918-1988), Shin'Ichiro Tomonaga (1906-1979) und Julian Schwinger (1918-1994) verbunden ist [Feynman, R. P., 1950]. Eine erste Vereinheitlichung erfolgte 1968 durch Sheldon Glashow (1932), Steven Weinberg (1933) und Abdus Salam (1926-1996), denen es gelang die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung zur elektroschwachen Theorie zusammenzuführen [Glashow, S. L. und Weinberg, S., 1977]. Hinzu kommt die starke Kraft, die durch die Quantenchromodynamik beschrieben wird. Dies ist das Standardmodell. Es hielt bis heute unzähligen experimentellen Überprüfungen stand und beschreibt drei der vier bekannten Wechselwirkungen. Die einzige Fundamentalkraft, die durch diese Theorie nicht zu erfassen ist, ist die Gravitation. In Abbildung 3.1 ist ein Diagramm der elementaren Bestandteile des Standardmodells sowie ihrer Wechselwirkungen gezeigt.

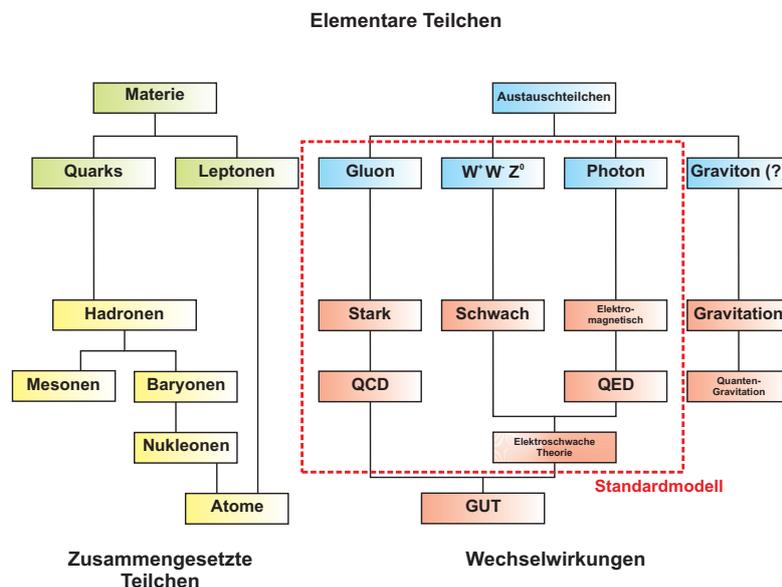


Abbildung 3.1: Flussdiagramm der Bausteine des Standardmodells sowie der Gravitation. Dies sind die elementaren Teilchen sowie die Austauschteilchen. Auch die Wechselwirkungen und die zugrunde liegenden Theorien sowie formal als elementar betrachtete zusammengesetzte Systeme sind aufgeführt [Daniel, R., 2010].

Die Grundidee dieses Modells ist, dass alle Naturgesetze, wie zum Beispiel Energie-Impulserhaltung, direkt aus fundamentalen Symmetrien, heißt Invarianzen unter Transformationen, folgen. Diese tiefe Erkenntnis geht auf das Jahr 1918 zurück und wurde allgemein als Invarianten beliebiger Differentialgleichungen durch Emmy Noether (1882-1935) formuliert [Noether, E., 1919].

Das Standardmodell beschreibt die 12 Elementarteilchen, aus denen sich die sichtbare Materie zusammensetzt. Des Weiteren vier Vektorbosonen, die Austauschquanta darstellen und die Kräfte vermitteln, sowie das noch nicht entdeckte Higgs-Boson. Die Suche nach diesem letzten fehlenden Mosaikstein ist Aufgabe der Experimente A Toroid LHC ApparatuS (ATLAS) und Compact Muon Selenoid (CMS) am LHC.

Dennoch verbleiben verschiedene offene Fragen im Zusammenhang mit dieser Theorie, welche es zu beantworten gilt. So wurde durch Beobachtung der Neutrino-Oszillation gezeigt, dass Neutrinos eine Masse haben, was durch das Standardmodell nicht vorhergesagt wird [Fukuda, Y. et. al., 1998, Ahn, M. H. et al., 2006]. Es nimmt ihre Masselosigkeit explizit an. Darüber hinaus benötigt diese Theorie

^a griech: atomos = unteilbar nach den beiden griechischen Philosophen Demokrit (460-370 v.Chr.) und Leukippus (um 500 v.Chr.)

Startwerte, wie die Kopplungskonstanten oder die Cabbibo-Kobayashi-Maskawa-, kurz CKM-Matrix, welche nur durch das Experiment, nicht aber aus der Theorie selbst, bestimmt werden können.

3.1.1.1 Wechselwirkungen im Standardmodell

Das Standardmodell beschreibt drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen. Zum einen die starke Kraft zwischen Farbladung tragenden Teilchen, formuliert durch die Quantenchromodynamik. Analog wird die elektromagnetische Wechselwirkung durch die Quantenelektrodynamik beschrieben. Diese wirkt nur zwischen elektrisch geladenen Partikeln. Als letzte, durch das Standardmodell beschriebene, Kraft kommt die schwache Wechselwirkung hinzu, welche sich ab einer Energie von etwa 100 GeV, der Vereinigungsenergie, mit der elektromagnetischen Wechselwirkung zusammenführen lässt. Sie wirkt nur zwischen Teilchen mit schwacher Hyperladung. Die Gravitation wird im Standardmodell nicht erfasst. Grund hierfür ist die Unmöglichkeit der Renormierung in einer Quantenfeldtheorie ^b. Auch das postulierte Graviton, ein Spin-2-Teilchen, konnte experimentell bisher nicht entdeckt werden. Die Vermittlung der Kräfte erfolgt über virtuelle Austauschteilchen, die Eichbosonen. Diese existieren ausschließlich innerhalb der ihnen durch das Unschärfepprinzip (Zeit und Energie) gesetzten Grenzen und können nur an die entsprechende Ladung der zugehörigen Eichtheorie koppeln.

3.1.1.2 Symmetrien des Standardmodells

Dem Noether-Theorem folgend, ist jede Symmetrie mit einer Erhaltungsgröße verbunden [Noether, E., 1919]. Umgekehrt kann ein Elementarteilchen durch sein Transformationsverhalten unter solcher charakterisiert werden.

Eine erste Kategorie umfasst Symmetrien der Raumzeit. Diese erhalten raumzeitliche Distanzen und werden durch Poincaré-Gruppen ^c beschrieben, welche alle Isometrien im Minkowski-Raum ^d umfassen. Invarianz unter Zeittranslation entspricht nach Noether der Erhaltung der Energie, Invarianz unter räumlicher Translation der des Impulses und Invarianz unter Rotation der des Drehimpulses. Hinzu kommt die CPT-Symmetrie, die eine Erhaltung unter gleichzeitiger Inversion der Ladung (C), der Parität (P) und der Zeit (T) beschreibt. Diese ist direkt mit der Lorentzinvarianz sowie der Interpretation des Antiteilchens als Teilchen, das sich in der Zeit zurückbewegt, gekoppelt; Ideen, die auf Feynman und Ernst Stückelberg (1905-1984) zurückgehen ^e.

Hinzu kommt der Spin als Symmetrieeigenschaft. Dieser beschreibt die Reaktion eines Elementarteilchens auf Rotation und verhält sich wie ein quantisiertes Drehmoment. Generell kann zwischen Teilchen mit ganzzahligem Spin, den **Bosonen**, sowie solchen mit halbzahligem Spin, den **Fermionen**, unterschieden werden. Nach dem Spin-Statistik-Theorem gehorchen Fermionen der Fermi-Dirac-Statistik, welche es verbietet, dass sich zwei Teilchen mit nicht ganzzahligem Spin im identischen Quantenzustand befinden ^f. Nach Wolfgang Pauli (1900-1958) wird dies heute Paulisches Ausschlussprinzip genannt. Es entspricht einer total antisymmetrischen Wellenfunktion. Im Gegensatz dazu genügen Bosonen der Bose-Einstein-Statistik ^g. Die Vielteilchenwellenfunktion ist symmetrisch und solche Teilchen ganzzahligen Spins halten sich bevorzugt im selben Quantenzustand, dem Grundzustand, auf. Dies ist die grundlegende Erklärung für den in Kapitel 8 thematisierten HBT-Effekt.

^b Unter Renormierung versteht man die Festlegung einer Bezugsskala für eine Feldtheorie. Hiermit werden divergente Größen technisch verhindert. Eine Theorie ist renormierbar, wenn es möglich ist durch Anpassen ihrer Parameter auch Bereiche außerhalb der Normierungsskala zugänglich zu machen. Dieses ist bei der Quantengravitation nicht der Fall ist.

^c Henri Poincare (1854-1912) - französischer Mathematiker

^d Hermann Minkowski (1864-1909) - deutscher Mathematiker

^e Hendrik Antoon Lorentz (1853-1928) - niederländischer Physiker

^f Enrico Fermi (1901-1954) - italienischer Physiker
Paul Adrien Maurice Dirac (1902-1984) - englischer Physiker

^g Satyendra Bose (1894-1974) - indischer Physiker
Albert Einstein (1879-1955) - deutscher Physiker

Die zweite Kategorie sind Eichsymmetrien. Die elektroschwache Theorie kann durch eine $SU_w(2) \times U_{el}(1)$ -Eichgruppe und die starken Wechselwirkung durch eine $SU_s(3)$ -Eichgruppe beschrieben werden. Insgesamt ist das Standardmodell eine $SU_s(3) \times SU_w(2) \times U_{el}(1)$ -Eichgruppe. Die zugehörigen Erhaltungsgrößen sind die individuellen Ladungen der Theorie, die elektrische, die Farb- und die schwache Hyperladung. Die Wechselwirkung zwischen ladungstragenden Elementarteilchen wird durch Eichbosonen vermittelt, während die Stärke der Wechselwirkung durch Kopplungskonstanten festgelegt ist.

Die elektromagnetische Kraft wird durch die Quantenelektrodynamik beschrieben. Die zugehörige Symmetrie ist $U_{el}(1)$. Diese wird durch ein masseloses, elektrisch neutrales Spin-0-Teilchen, das Photon, welches mit elektrischer Ladung, der Erhaltungsgröße der $U_{el}(1)$, koppelt, vermittelt.

Die schwache Wechselwirkung, welche seit 1968 theoretisch mit der elektromagnetischen Wechselwirkung vereinheitlicht ist, wird durch die elektroschwache Theorie formuliert. Elektromagnetische und schwache Wechselwirkung sind zwei niederenergetische Ausprägungen einer Kraft. Die Vermittlerteilchen sind das neutrale Z-Boson, Z^0 sowie die beiden geladenen W-Bosonen, W^\pm ^h. Die zugehörige Erhaltungsgröße ist die Hyperladung.

Die Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik. Die, durch $SU_s(3)$ beschriebene, Symmetrie manifestiert sich in der Kopplung Farbladung tragender Gluonen sowie ebenfalls Farbladung tragender Fermionen, den Quarks. Farbe ist auch die zugehörige Erhaltungsgröße. Interessant ist, dass die kraftvermittelnden Vektorbosonen hier, anders als im elektromagnetischen Fall, ebenfalls Ladung tragen und so untereinander und mit den Quarks wechselwirken. Die sechs verschiedenen Farbladungen sind rot, blau und grün sowie die zugehörigen Antifarben.

Die letzte Kategorie sind zufällige Symmetrien, die **Accidental Symmetries**. Vier solche, beschrieben durch $U(1)$ -Gruppen, werden durch das Standardmodell verlangt und verursachen die Erhaltung diverser Quantenzahlen. Diese sind die Invarianz der Baryon-, Elektron-, Myon- und der Tauonzahl.

Es scheint, dass auf das Standardmodell in seiner heutigen Form eine Große Vereinheitlichte Theorie oder **Grand Unifying Theory (GUT)** folgen könnte. Diese muss alle drei Wechselwirkungen durch eine einzige Form der Interaktion, beschrieben durch eine übergreifende Eichtheorie, ersetzen. Schließlich sollte eine Quantenfeldtheorie der noch fehlenden Kraft, der Gravitation, folgen, welche dann ebenfalls zu vereinheitlichen ist. Ziel ist eine allumfassende Theorie, auch **Theory of Everything**.

3.1.1.3 Teilchen des Standardmodells

Generell kann im Standardmodell zwischen fermionischen Quarks und Leptonen sowie bosonischen Austauschpartikeln und dem ebenfalls spinanzahligen Higgs unterschieden werden. In Abbildung 3.2 sind diese Konstituenten gezeigt.

Die Quarks

Es gibt insgesamt drei Generationen von Elementarteilchen. Dies sind die drei Quarks mit einer Ladung von $+2/3e$, das **Up**- (u, 1.5-3.3 MeV), das **Charm**- (c, 1270 ± 100 MeV) und das schwerste, das **Top**-Quark (t, 170900 ± 1800 MeV). Hinzu kommen weitere drei mit entgegengesetzter Ladung $-1/3e$, das **Down**- (d, 3.5-6.0 MeV), das **Strange**- (s, 104 ± 30 MeV) sowie das **Bottom**- oder **Beauty**-Quark (b, 4200 ± 100 MeV)ⁱ. Sie sind die fundamentalen Bausteine der hadronischen Materie. Die beiden leichtesten Quarks bilden das Neutron in der Zusammensetzung „udd“ und das Proton zusammengesetzt aus „uud“.

^h Kurz nachdem die beiden geladenen W und das neutrale Z postuliert wurden, konnte die neutrale, schwache Wechselwirkung 1973 am Gargamelle-Experiment am Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) nachgewiesen werden. 1983 schließlich detektierten die beiden Detektoren UA1 und UA2 am Super Proton Synchrotron (SPS) auch die W- und das Z-Boson in Kollisionen. Maßgeblichen Anteil hatten Carlo Rubbia (1934) und Simon van der Meer (1925-2010).

ⁱ Quarks wurden 1964 erstmals durch Gell-Mann und Zweig postuliert, um den „Teilchenzoo“ zu systematisieren. Die beiden leichtesten Partonen wurden schließlich 1968 durch tiefeninelastische Streuexperimente an Protonen am SLAC entdeckt. Das Charm-Quark konnte 1974 parallel durch zwei Gruppen um Burton Richter (1931) ebenfalls am Stanford Linear Accelerator Center und Samuel Ting (1936) am Brookhaven National Laboratory (BNL) in Form von J/ψ gemessen werden. Das erste Quark der dritten Generation, das Bottom, wurde 1977 durch Leon Ledermann (1922) detektiert, bevor 1995 am Tevatron am Fermi-Lab das Top gefunden wurde.

		Generation			
		I	II	III	
Masse →		2,49 MeV/c ²	1,27 GeV/c ²	172 GeV/c ²	0
Ladung →		$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
Flavour →		u Up	c Charm	t Top	γ Photon
	Quarks	5,05 MeV/c ² $-\frac{1}{3}$ d Down	101 MeV/c ² $-\frac{1}{3}$ s Strange	4,19 GeV/c ² $-\frac{1}{3}$ b Bottom	0 g Gluon
	Leptonen	<2,4 eV/c ² 0 ν_e Elektron Neutrino	<0,19 MeV/c ² 0 ν_μ Myon Neutrino	<18,2 MeV/c ² 0 ν_τ Tau Neutrino	91,2 GeV/c ² 0 Z ⁰ Z-Boson
		511 keV/c ² -1 e Elektron	106 MeV/c ² -1 μ Myon	1,78 GeV/c ² -1 τ Tau	80,4 GeV/c ² ± 1 W [±] W-Boson

Kraftaustauschteilchen

Abbildung 3.2: Die Teilchen des Standardmodells. Es sind drei Generationen von Quarks und Leptonen sowie deren Antiteilchen und vier Kraftaustauschteilchen gezeigt. Das Higgs-Boson, da noch nicht gefunden, fehlt hier [Daniel, R., 2010].

Die Quarks der zweiten und dritten Generation tragen eine zusätzliche Quantenzahl, die ihrem Geschmack oder Flavour entspricht. Dies sind Charm, Strangeness oder Seltsamkeit, Bottomness und Topness, welche Erhaltungsgrößen der starken, nicht aber der schwachen, Wechselwirkung sind.

Quarks unterliegen der starken Kraft, ihre Flavour können sich jedoch durch schwache Wechselwirkung unter Vermittlung eines W-Bosons ineinander umwandeln. Die Wahrscheinlichkeit hierfür wird durch die, nach Nicola Cabibbo (1935-2010), Makoto Kobayashi (1944) sowie Toshihide Maskawa (1940) benannte, CKM-Matrix beschrieben. Dies bezeichnet man als Quarkmischung (Quarkmischung). Das bekannteste Beispiel hierfür ist der schwache Betazerfall $n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$.

Die Leptonen

Wie Abbildung 3.2 zu entnehmen ist, gibt es analog zu den drei Quarkgenerationen auch drei Leptonenfamilien. Diese werden durch ihre Leptonenzahl, ebenfalls eine Erhaltungsgröße, die jeweils für eine Generation identisch ist, charakterisiert. Des Weiteren unterscheiden sie sich innerhalb einer Generation durch ihren schwachen Isospin. Die elektrisch geladenen Leptonen sind das **Elektron** (e^- , 0,510 MeV), das **Myon** (μ^- , 105,6 MeV) sowie das **Tauon** (τ^- , 1776,8 MeV) und die entsprechenden ungeladenen **Neutrinos**, das Elektron- $\bar{\nu}_e$, das Myon- $\bar{\nu}_\mu$ und das Tauneutrino $\bar{\nu}_\tau$. Leptonen zeichnen sich dadurch aus, dass sie nicht stark wechselwirken. Sie interagieren schwach und die geladenen zusätzlich elektromagnetisch. Darüber hinaus nimmt das Standardmodell Neutrinos als masselos an. Inzwischen hat sich allerdings durch Beobachtung von Neutrino-Oszillation gezeigt, dass diese eine Masse besitzen müssen [Fukuda, Y. et. al., 1998, Ahn, M. H. et al., 2006]. Diese konnten bisher nicht bestimmt werden. Ausschließlich obere Grenzen wurden ermittelt.

Die Austauschteilchen

Neben den Leptonen und Quarks sind kraftvermittelnde Austauschteilchen der dritte Bestandteil des Standardmodells. Sie sind Manifestationen eines zusätzlichen Eichfeldes, welches dafür sorgt, dass die entsprechende Feldtheorie unabhängig von lokaler Eichung ist. Quantisiert man das, durch die Lagrangedichte geforderte, Eichfeld, so erhält man die Eichbosonen. Ihr Spin ist immer ganzzahlig. Bis auf das

^j Das Elektron wurde 1897 durch Sir Joseph John Thomson (1856-1940) entdeckt. 1936 kam das Myon hinzu. Carl David Anderson (1905-1991) klassifizierte es fälschlicherweise als von dem japanischen Physiker Hideki Yukawa (1907-1981) postuliertes Yukawa-Teilchen, ein Meson. Schließlich wurde 1974 durch Martin Lewis Perl (1927) am SLAC auch das letzte noch fehlende Tau experimentell nachgewiesen. Neutrinos wurde schon 1930 durch Wolfgang Pauli zur Erklärung des Betazerfalls postuliert. Die ersten, die ein solches „sahen“, waren Clyde Cowan (1919-1974) und Frederick Reines (1918-1998) im Jahre 1955.

bisher nicht nachgewiesenen Graviton sind alle Austauschteilchen Spin-1-Teilchen und somit Vektorbosonen.

Das Higgs-Boson

Eine Sonderstellung im Standardmodell nimmt das Higgs-Boson ein. Es wird durch den, nach Peter Higgs (1929) benannten, Higgs-Mechanismus postuliert [Higgs, P. W., 1964]^k. Dieser kann, im Unterschied zum Goldstone-Mechanismus, erklären, warum spontane Symmetriebrechung in Eichtheorien zu nichtverschwindenden Massen der Eichbosonen führt. Hierzu muss der Eichtheorie ein zusätzliches Higgs-Feld hinzugefügt werden, welches durch lokale Symmetriebrechung mit den Eichbosonen interagiert und manchen von ihnen, speziell den W^\pm sowie dem Z^0 , eine Masse verleiht¹. Hinzu kommt, dass durch diesen Mechanismus auch ein Spin-0-Boson, das **Higgs**, generiert wird.

Es ist das einzige durch das Standardmodell postulierte Teilchen, das noch nicht nachgewiesen werden konnte. Eine der Hauptmotivationen für den Bau des LHC ist die Suche nach diesem letzten verbliebenen Puzzlestück. Da dessen Masse aus theoretischen Erwägungen unter 153 GeV liegen sollte, ist eine Entdeckung am LHC, so es denn existiert, wahrscheinlich.

3.1.2 Einschließung und asymptotische Freiheit

Die Eichbosonen der starken Kraft, die Gluonen, tragen, im Unterschied zu den Photonen im elektromagnetischen Fall, selbst Farbladung. Sie wechselwirken sowohl mit den Quarks als auch untereinander. Dies führt dazu, dass das Potential zwischen zwei Quarks, nicht, wie im elektromagnetischen Fall, durch eine $-1/r$ -Funktionalität zu beschreiben ist und mit zunehmendem Abstand immer schwächer wird, sondern die Form

$$V_{qq}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + \sigma r \quad (3.1)$$

hat. In Gleichung 3.1 ist α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung und σ die Stringspannung oder **String Tension**. Die Kraft zwischen Farbladung tragenden Teilchen nimmt mit zunehmendem Abstand zu. Ebenso interessant ist die Eigenschaft mancher Eichtheorien, dass die Wechselwirkung zwischen zwei Teilchen einer solchen bei kleiner werdendem Abstand, äquivalent wachsender Energie, immer schwächer wird. Dies gilt auch für die QCD.

Für dieses Phänomen, die **asymptotische Freiheit**, sind zwei entgegengesetzt wirkende Eigenschaften der Quantenchromodynamik verantwortlich.

Ähnlich dem elektromagnetischen Fall bedingen virtuelle Quark-Antiquark-Paare eine Abschirmung der Farbladung des betrachteten Teilchens. Dies ist die Farbschirmung oder **Color Screening**. Andererseits bewirkt die Tatsache, dass auch Gluonen Farbladung tragen einen entgegengesetzten Effekt. Virtuelle Gluonpaare wirken wie ein glebriges Plasma um das betrachtete Teilchen. Dies ist die Antiabschirmung, auch **Antiscreening**. Verringert sich der Abstand zwischen zwei Quarks, so gewinnt in der QCD das Screening und die effektive Farbladung des zweiten Teilchens, gesehen vom ersten Teilchen, wird immer schwächer. Die Theorie ist asymptotisch frei. Dies wurde erstmals im Jahre 1974 durch David Politzer (1949), David Gross (1941) und Frank Wilczek (1951) publiziert [Politzer, H. D., 1973, Gross, D. J. und Wilczek, F., 1974].

Eng zusammenhängend mit der asymptotischen Freiheit ist die Farbeinschließung, das **Confinement**. Es beschreibt das Phänomen, dass Farbladung tragende Teilchen niemals isoliert auftreten und somit auch nicht direkt zu beobachten sind. So liegen Quarks immer gebunden und in farbneutraler Form vor. Entweder bilden drei Quarks ein **Baryon**^m oder ein Quark und ein Antiquark formen ein **Me-**

^k Eigentlich wurde der Higgs-Mechanismus unabhängig zeitgleich durch mehrere Gruppen entwickelt. So veröffentlichten auch Gerald Guralnik (1936), Carl Hagen (1937) und Tom Kibble (1932) sowie Robert Brout (1928) und Francois Englert (1932) im Jahre 1964 Artikel über die Erzeugung massiver Bosonen durch spontane Symmetriebrechung.

¹ Spontane Symmetriebrechung nach Jeffrey Goldstone (1933) führt zu masselosen Goldstone-Bosonen.

^mgriech: barys = schwer

sonⁿ. Ursächlich hierfür ist, wie auch für die asymptotische Freiheit, die Tatsache, dass Gluonen, die Austauscheteilchen der starken Kraft, selbst Farbladung tragen. Will man zwei Quarks innerhalb eines Hadrons trennen, so manifestiert sich das Gluonfeld zwischen ihnen in Form von Farbladung tragenden Röhren. Hierdurch bleibt die Kraft zwischen den Quarks unabhängig von deren Abstand erhalten. Versucht man, wie zum Beispiel in Kollisionen, Hadronen in ihre Quarkbestandteile aufzubrechen, so ist es energetisch günstiger, dass neue Quark-Antiquark-Paare aus dem Vakuum erzeugt werden. Diese bilden wiederum Hadronen, welche von den Detektoren gemessen werden. Man spricht von Hadronisierung durch **Fragmentation** oder **Stringbrechung**.

3.1.3 Das QCD Phasendiagramm

Das QCD Phasendiagramm beschreibt den Zustand stark wechselwirkender Materie als Funktion der Temperatur T und des baryochemischen Potentials μ_B ^o. Ein Beispiel eines Phasendiagramms ist in Abbildung 3.3 gegeben.

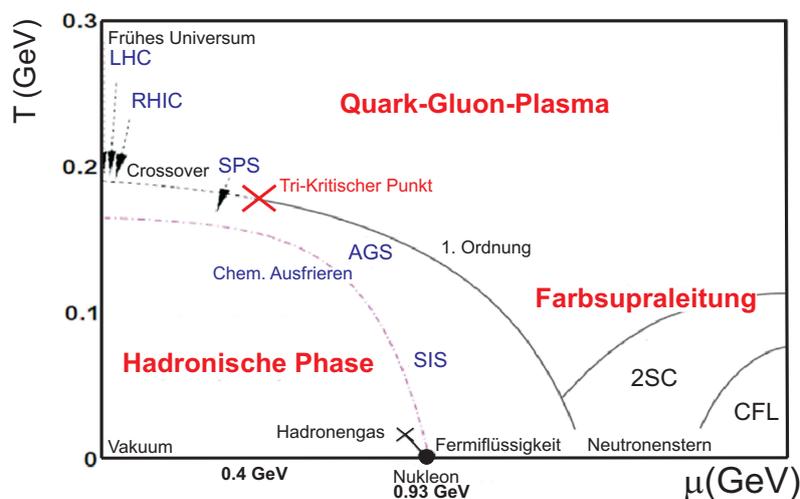


Abbildung 3.3: Phasendiagramm nach heutigem Erkenntnisstand. Zu sehen ist der Phasenübergang erster Ordnung bei höherem baryochemischem Potential. Dieser geht bei kleinem μ_B in einen schnellen „Crossover“ über. Hier ist der Bereich, in dem sich die Messungen von LHC-ALICE bewegen. Dazwischen findet sich ein kritischer Punkt, in dem sich der Phasenübergang in zweiter Ordnung abspielt [d’Enterria, D. G., 2007].

Bei niedriger Temperatur oder baryochemischem Potential sind die Quarks durch Farbeinschließung in Hadronen eingeschlossen. Im **MIT Bag Modell** [Chodos, A., Jaffe, R. L., Johnson, K., Thorn, C. B. und Weisskopf, V. F., 1974] wird dies durch den empirischen Druck B (bag pressure) gewährleistet. Bei hoher Temperatur ist B durch den thermischen Druck (kinetische Energie) ausgeglichen, während bei hohem baryochemischem Potential das Paulische Ausschließungsprinzip über den Entartungsdruck hierfür sorgt. Ab einer kritischen Temperatur T_{krit} oder einem kritischen baryochemischem Potential übersteigt der thermische Druck respektive der Entartungsdruck den Druck B und es kommt zum Phasenübergang zum QGP.

Bei hohem baryochemischem Potential erfolgt dieser in erster Ordnung, während bei hoher Temperatur wahrscheinlich ein schneller „Crossover“ stattfindet^p. Im Phasendiagramm könnte es eine tri-kritischen Punkt geben.

ⁿ griech: mesos = mittel

^o Das baryochemische Potential μ_B ist ein Maß für die Nettobaryonzahl des Systems (Zahl der Baryonen minus Zahl der Antibaryonen).

^p Die Kollisionen am LHC sind nahezu baryonneutral.

3.2 Schwerionenkollisionen

Der letzte Abschnitt dieses Kapitels beschäftigt sich mit der experimentellen Facette der relativistischen Schwerionenphysik. Hierbei sind besonders zwei Aspekte zu betrachten. Im Unterschied zu $p+p$ Kollisionen ist der Stoß zweier Bleikerne in seinem Ablauf wesentlich komplexer. Der erste Unterabschnitt geht detailliert hierauf ein und beschreibt die einzelnen Stadien einer Schwerionenkollision zusammen mit verschiedensten Observablen, die zum jeweiligen Zeitpunkt modifiziert werden.

Der zweite Unterabschnitt widmet sich den wichtigsten Signaturen eines QGP. Entsteht ein solches in der Kollision, so gibt es bestimmte Größen, die durch diesen partonischen Zustand eventuell verändert werden. Aus ihnen kann indirekt auf ein QGP und dessen Eigenschaften geschlossen werden. $p+p$ Kollisionen dienen als Referenz. Hier wird kein QGP erwartet, so dass diese Signaturen nicht modifiziert werden.

3.2.1 Dynamische Entwicklung einer Schwerionenkollision

Dieser Abschnitt soll eine Antwort auf die Frage geben, was in der zeitlichen Abfolge während einer Kollision geschieht. Verglichen mit $p+p$ sind Schwerionenstöße in ihrem Verlauf recht komplex und lassen sich grob in 4 Entwicklungsabschnitte unterteilen. In Abbildung 3.4 sind diese gezeigt.

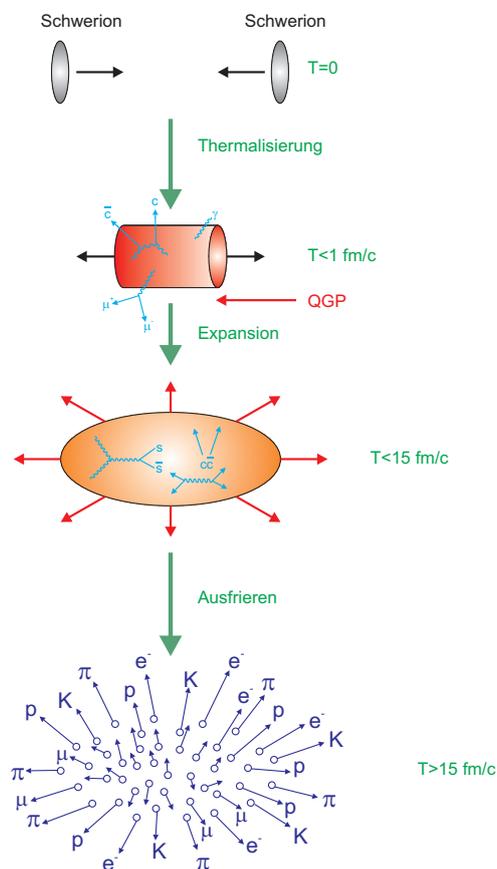


Abbildung 3.4: Zeitlicher Ablauf einer Schwerionenkollision. Die beiden Projektile, in ALICE Bleikerne, werden beschleunigt und im Detektor zur Kollision gebracht. Aus der deponierten Energie werden Quarks und Gluonen erzeugt, welche sich durch asymptotische Freiheit relativ frei bewegen können. Es ist ein QGP entstanden. Durch Stöße untereinander bildet sich ein thermodynamisches Gleichgewicht. Auf den ersten Kollisionsabschnitt, die Thermalisierung, folgt die Expansion. Der Feuerball breitet sich gegen das umgebende Vakuum aus und kühlt ab. Durch inelastische Interaktion der Teilchen kommt es zu einer steten Änderung der chemischen Zusammensetzung. Wird eine kritische Energiedichte ϵ_{krit} unterschritten, so setzt die Hadronisierung ein. Schließlich wird der mittlere Abstand zwischen den Kollisionsprodukten so groß, dass keine Stöße mehr möglich sind. Das System friert aus und der Endzustand ist erreicht [Heinz, U. W., 2004].

Im LHC werden Bleikerne auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Bei einer Schwerpunktsener-

gie von 2.76 TeV wird eine Geschwindigkeit die, 99.99998% der Lichtgeschwindigkeit entspricht, erreicht. Die Energie innerhalb des Hadrons wird benutzt, um imaginäre Quark- und Gluonpaare bis zu einem Sättigungswert zu kreieren, wobei besonders bei LHC mit einer vollständigen Saturierung der nuklearen Wellenfunktion gerechnet werden kann [Gribov, L. V., Levin, E. M. und Ryskin, M. G., 1981, Blaizot, J. P. und Mueller, A. H., 1987]. Die lorentzkontrahierten Ionen können als Color-Glass-Condensate (CGC) beschrieben werden [Iancu, E., Leonidov, A. und McLerran, L., 2002].

Zur Zeit $t = 0$ fm/c kollidieren die Projektile ^q. Ist die Stoßenergie hoch und der bjorkenske Skalenparameter x entsprechend klein, so wird die Verteilungsfunktion der Gluonen maximal und die transversale Zone zwischen den beiden wechselwirkenden Projektilen füllt sich mit Gluonen ^r. Vermutlich kommt es zu einer Gluonsättigung, beschrieben durch ein Gluonfeld mit nichtlinearen Dichteschwankungen [McLerran, L. D. und Venugopalan, R., 1994]. Dieser Zustand wird in der Theorie **Glasma** genannt.

Bevor die große Zahl an Teilchen, die direkt durch Fragmentation in der initialen Kollision entstehen, Zeit finden, zu interagieren, bilden sich die harten Signaturen heraus. Diese zeichnen sich entweder durch hohen transversalen Impuls oder hohe Masse aus. Weil der Impulsübertrag in diesem ersten Abschnitt groß ist, ist dies der einzige Bereich, der teilweise analytisch in perturbativer QCD mittels nuklearer Strukturfunktion beschrieben werden kann [Elze, H.-T. und Heinz, U. W., 1989]. Die initiale Partonproduktion kann in einen störungstheoretisch berechenbaren harten QCD-Teil oberhalb 2 GeV/c und einen nicht perturbativen Anteil bei kleinerem Impuls zerlegt werden. Für die Erzeugung der weichen Partonen müssen phänomenologische Ansätze der Beschreibung gefunden werden. Ein solcher ist das Stringmodell [Andersson, B., Gustafson, G., Ingelman, G. und Sjostrand, T., 1983]. Eine einfache Abschätzung der Zeitskala dieser ersten Phase erhält man aus der Unschärferelation von Zeit und Energie. Es gilt

$$\tau \approx \frac{1}{\sqrt{Q^2}}. \quad (3.2)$$

Ist die Energie der betrachteten Teilchen $Q = 2$ GeV, so entspricht diese einer Dauer τ von 0.1 fm/c oder $0.3 \cdot 10^{-24}$ s. Bei SPS konnten solche harten Signaturen nur in der initialen Kollision zwischen den beiden Projektilen erzeugt werden. Der größte Teil der entstandenen Teilchen hatte transversale Impulse, die zu klein waren, um durch sekundäre Wechselwirkung harte Proben zu generieren. Schon am **Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)**, aber erst recht bei LHC könnte diese sekundäre Form der Hadronisierung überwiegen.

Ist das System nicht zu dicht, so kann diese Phase einer Schwerionenkollision durch klassische Transporttheorie mittels Boltzmann-Gleichung modelliert werden [Molnar, D. und Gyulassy, M., 2000]. Sind die Dichten hingegen hoch, wie für den LHC vorausgesagt, so muss quantenmechanische Transporttheorie verwendet werden.

In Nukleon-Nukleon Kollisionen können die primär entstandenen Teilchen der Interaktionszone nicht ohne weitere Wechselwirkungen entkommen. Sie stoßen miteinander und formen einen Bereich dichter stark wechselwirkender Materie, den **Bulk**.

Die Partonen interagieren elastisch sowie inelastisch, wodurch es zu einer Gleichverteilung der durch die Kollision im System deponierten Energie kommt. Diese Phase einer Schwerionenkollision ist die **Thermalisierung** und dauert abhängig von der Energiedichte etwa 1 fm/c, wobei sie für hohe Energien schneller abläuft. Allerdings führen nur inelastische Kollisionen zu einer Änderung der chemischen Zusammensetzung. Um hierbei auch schwere Quarks zu generieren, bedarf es einer sehr hohen Stoßenergie, welche bei SPS nicht zur Verfügung stand.

Liegt die Energiedichte in dieser thermalisierten Phase oberhalb eines kritischen Wertes, so überlappen die Wellenfunktionen der Hadronen im Kollisionsbulk und ihre Quarkzusammensetzung kann sich über einen weiten Bereich frei bewegen. Durch asymptotische Freiheit kann die Einschließung im Überlappbereich überwunden werden. Es ist ein **Quark-Gluon-Plasma** entstanden. Dies ist der wesentliche

^q Alle Zeiten in diesem Unterabschnitt sind nur als Größenordnungen zu betrachten, da sie stark von den Kollisionsenergien sowie der Bildung eines QGP abhängen.

^r x ist der Anteil der Strahlenergie, die ein Teilchen, welches durch Stoß ein sekundäres Parton erzeugt, nach diesem Wechselwirkungsprozess mit sich führt.

Unterschied zwischen Schwerionenkollisionen und Stößen zwischen Leptonen oder leichten Hadronen. Das QGP verhält sich weniger wie ein Plasma als viel mehr wie ein nahezu ideales Fluid niedriger Viskosität. Es liegt nahe den Feuerball hydrodynamisch zu beschreiben. Hierzu muss die Zustandsgleichung $p(e, n_B)$ bekannt sein, um daraus die Transportkoeffizienten des partonischen Systems nahe dem thermischen Gleichgewicht zu berechnen [Aarts, G. und Martinez Resco, J. M., 2003]. Um die Zustandsgleichung zu bestimmen, bedient man sich der L- oder Gitter-QCD ^s.

In einem thermalisierten System baut sich immer ein Druck auf, welcher bei der Expansion Arbeit entgegen des, den Feuerball umgebenden, Vakuum verrichtet. Die Energiedichte innerhalb des Feuerballs sinkt und das Medium beginnt abzukühlen. Wird ein kritischer Wert von etwa $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ unterschritten, so vollzieht sich der Übergang von partonischer zu hadronischer Materie. Die Zahl der elementaren Freiheitsgrade verringert sich sprunghaft nahe der kritischen Temperatur, was sich in einem plötzlichen Abfall der Energiedichte und der Entropie ausdrückt. Da die Entropie jedoch eine Erhaltungsgröße des Systems ist, muss gleichzeitig eine schnelle Vergrößerung des Volumens des Bulks stattfinden. Weil diese Ausdehnung dennoch Zeit benötigt, verbleibt das System für eine signifikante Dauer bei der kritischen Temperatur, ähnlich kochendem Wasser, das beim Phasenübergang flüssig zu gasförmig bis zum kompletten Verdampfen die Temperatur von etwa 100°C hält ^t. Die wichtigsten Signaturen zum Test dieser Phase einer Schwerionenkollision sind die verschiedenen kollektiven Observablen, speziell der radiale Fluss.

Während des Phasenüberganges vom QGP zu hadronischer Materie kann sich wegen ungleichmäßiger Energieverteilung im Feuerball eine Mischphase zwischen partonischer und hadronischer Materie herausbilden. Nach vollständiger Hadronisierung genügt die Energie der Teilchen, um immer noch elastisch sowie inelastisch zu stoßen. Das System expandiert weiter. Etwa $10 \text{ fm}/c$ nach Kollisionsbeginn wird die Rate an inelastischen Stößen zwischen den Hadronen so gering, dass sie mit der Expansion nicht mehr schritthalten kann. Der Wirkungsquerschnitt für inelastische Prozesse wird klein. Die Hadronen wechselwirken nur noch elastisch und können so ihrer Quark-Gluon Zusammensetzung nicht mehr verändern. Die chemische Komposition bleibt von diesem Zeitpunkt unverändert. Man spricht von **chemischem Ausfrieren**.

Übersteigt der durchschnittliche Abstand zwischen den Hadronen die Reichweite der starken Wechselwirkung, so kommt es zum **thermischen Ausfrieren**. Nun sind auch keine elastischen Stöße mehr möglich. Interessant ist, dass sich die Thermalisierung des Systems auch nach dem Ausfrieren erhält. Prozesse wie die Bildung von Resonanzen, die wieder in ihre Ausgangsbestandteile zerfallen, stellen hierzu einen effektiven Mechanismus dar. Da besonders Resonanzen der leichten und deswegen am häufigsten vorkommenden π -Mesonen sensitiv hierauf reagieren, sind diese eine interessante Sonde dieses Kollisionsabschnitts.

Nach dem thermischen Ausfrieren ist etwa $15 \text{ fm}/c$ nach Kollisionsbeginn der Endzustand erreicht. Dies ist die Zusammensetzung, welche die Detektoren messen. Da diese ausschließlich Sekundärteilchen nach dem Ausfrieren ganz zu Ende der Entwicklung der Kollision detektieren können, muss ein physikalischer Zugang zu frühen Kollisionsphasen gefunden werden. Dies sind bestimmte Signaturen, die durch ein QGP modifiziert werden und sich von p+p Kollisionen (ohne QGP) unterscheiden.

3.2.2 Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas

Den experimentellen Zugang zum QGP liefern verschiedene, für die Entstehung eines solchen sensitive, Observablen. Diese Signaturen zeigen, verglichen mit einem System wie p+p, in dem kein Quark-Gluon-Plasma erwartet wird, durch ein QGP bedingte Modifikationen.

- **Modifikation der Eigenschaften leichter Vektormesonen**

Leichte Vektormesonen reagieren sensitiv auf ein QGP. Die Hadronmassen werden dynamisch

^s L = Lattice - englisch Gitter

^t Diese zeitliche Abfolge könnte mittels HBT gemessen werden (siehe Kapitel 8, Abschnitt 8.5).

erzeugt. Sie erhalten sie durch starke Wechselwirkung, die die Quarks und Gluonen zu farbneutralen, gebundenen Zuständen zusammenfügt. Im hadronischen Zustand ist die chirale Symmetrie gebrochen.

Entsteht ein QGP, so liegen Quarks und Gluonen in diesem ungebunden vor. Als Konsequenz ist die chirale Symmetrie wieder hergestellt [Laermann, E., 1996, Karsch, F., 2006]. Dies führt zu Modifikationen der Hadroneigenschaften [Lenkeit, B. et al., 1999]. So äußert sich dies entweder in einer Änderung der Masse bestimmter leichter Vektormesonen nach Brown, G. E. und Rho, M. [1991] oder in eine Verbreiterung des Hadronpeaks im invarianten Massenspektrum der Zerfallsprodukte [Rapp, R. und Wambach, J., 2000]. In Adamova, D. et al. [2008] ist ein Dielektronenspektrum mit dem Anstieg des ρ -Mesons gezeigt. Dies spricht eher für eine Verbreiterung des Peaks nach Rapp, R. und Wambach, J. [2000]. Ebenso erfahren auch andere leichte Vektormesonen, wie ω und ϕ , durch das QGP eine messbare Modifikation [Trnka, D. et al., 2005, Sakuma, F. et al., 2007, Muto, R. et al., 2007, Metag, V., 2007]

- **J/ψ**

Eine vielversprechende Signatur für das QGP sind gebundene Charmzustände, das **Charmonium** J/ψ. Schon bei SPS waren die schwersten Hadronen, die über ihr invariantes Massenspektrum identifiziert werden konnten, solche $c\bar{c}$ -Paare [Abreu, M. C. et al., 2000, Araldi, R. et al., 2010]. In p+p Kollisionen, in denen kein Materiebulk von Teilchen niedriger Impulse entsteht oder die Charm-Quarks diese relativ kleine Region verlassen bevor sie wechselwirken, bilden diese entweder gebundene Charmzustände wie das J/ψ und das ψ' oder sie finden leichtere Quarks und hadronisieren in ungebundene Charmzustände wie D- oder \bar{D} -Mesonen sowie charmhaltigen Baryonen wie λ_c . In p+p Kollisionen sind die einzelnen Bildungswahrscheinlichkeiten gut vermessen. So ist vor allem der Anteil an verstecktem Charm mit unter 1% verschwindend gering [Nakamura, K et al., 2010].

Wird Charmonium in einer Schwerionenkollision im Medium erzeugt und bewegt sich zufällig in Richtung des Kollisionspunktes, so muss es, bevor es in das Vakuum entkommen kann, erst den Feuerball an weicher, stark wechselwirkender Materie durchlaufen. Ist ein QGP entstanden, so genügt die hohe Gluondichte, um alles Charmonium zu zerstören. Dieser Prozess ist das starke Analogon zur Debye-Abschirmung in einem elektromagnetischen Plasma [Matsui, T. und Satz, H., 1986]^u. Bei SPS oder RHIC ist J/ψ in Schwerionenkollisionen, verglichen mit p+p Interaktionen, unterdrückt. Das Charmonium aus der initialen Kollision hadronisiert in Anwesenheit eines QGP in ungebundene Charm-Zuständen oder charmhaltigen Baryonen. Bei LHC hingegen ist die Rate der Charmoniumproduktion durch statistische Rekombination im Vergleich zu Vorgängerexperimenten wesentlich erhöht. So wird hier ein Anwachsen der Produktionsrate des J/ψ möglich [Braun-Munzinger, P. und Stachel, J., 2000, Rapp, R., Blaschke, D. und Crochet, P., 2010]. Es könnte zu einer J/ψ Erhöhung (J/ψ Enhancement) kommen. Ebenso interessant könnte das, im LHC erstmals in größeren Mengen produzierte, Bottomonium Υ ($b\bar{b}$) sein.

- **Jets**

Hochenergetische Partonen, die früh in der Kollision entstanden sind, müssen unter Umständen, bevor sie ins Vakuum entkommen können, den Feuerball stark wechselwirkender, heißer und dichter Materie durchlaufen. Hier interagieren diese **Jets** primär unter Emission von Gluonbremsstrahlung und verlieren Energie. Schon James Bjorken (1934) vermutete, dass solche Kollisionsprodukte mit hohem Impuls eine gute Signatur für ein QGP darstellen [Bjorken, J.D., 1982, Gyulassy, M., Vitev, I., Wang, X.-N. und Zhang, B.-W., 2003].

Leider ist es experimentell durch hohe Multiplizitäten nicht trivial Jets in Schwerionenkollisionen zu identifizieren. Hierzu wird im Detektor nach hochenergetischen Teilchen gesucht und eine azimutale Korrelation mit weiteren Teilchen hohen transversalen Impulses vorgenommen. Die

^u Peter Debye (1884-1966) - englische Physiker

Partonen, die den Jet bilden, hadronisieren innerhalb eines kleinen Winkelbereichs um das führende Teilchen, dem **Jetkegel**. Der Jet kann so durch positive Winkelkorrelation bei kleinen Winkeln bezüglich des Triggerteilchens gefunden werden [Adams, J. et al., 2003].

Jetunterdrückung oder **Jet Quenching** führt abhängig von der Expansion im Experiment zu einer Unterdrückung der Hadronproduktion [Gyulassy, M., Vitev, I., Wang, X.-N. und Zhang, B.-W., 2003]. Die verbleibenden Jetteilchen können nur durch Oberflächenemission entstanden sein. Des Weiteren folgt aus Impulserhaltung, dass Partonen mit hohem transversalen Impuls immer in Paaren mit einem azimutalen Winkelunterschied von 180° erzeugt werden. Bei einem Winkel $\Delta\varphi = \pi$ sollte sich daher ein zweiter rückseitiger Jet finden. Da dieser jedoch den Feuerball durchlaufen muss und hier stark wechselwirkt, ist er, beispielsweise in Au+Au Kollisionen am RHIC, unterdrückt und nahezu komplett verschwunden [Adams, J. et al., 2003].

Bei LHC sollte das Jet Quenching wegen der Größe der Interaktionszone und der längeren Dauer der Thermalisierung, verglichen mit RHIC, noch ausgeprägter sein. Erste aktuelle Ergebnisse finden sich in Aamodt, K. et al. [2011a,b].

- **Der radiale Fluss**

Kollektiver Fluss ist eine unabänderliche Konsequenz aus einem Quark-Gluon-Plasma. Da ein solches ein vollständig thermalisiertes System darstellt, entsteht unweigerlich ein Druckunterschied zum umgebenden Vakuum, welcher zur Expansion des Feuerballs führt. Wäre kein kollektiver Fluss feststellbar, so zeigte dies, dass kein thermischer Druckgradient vorläge. Folglich könnte das System auch nicht im thermischen Gleichgewicht sein, was die Bildung eines QGP ausschließt. Zwei kollektive Observablen sind für die Identifikation eines QGP von besonderer Bedeutung. Dies sind der radiale und der elliptische Fluss.

Der **radiale Fluss** beschreibt Korrelationen zwischen dem mittleren Viererimpuls k eines Teilchens und dessen Position r im Raum, **r-k-Korrelationen**. Hierzu kann man sich ein infinitesimales Volumen um einen beliebigen Raumpunkt im Feuerball definieren und summiert die Viererimpulse aller Quanta in diesem auf. Der totale Dreierimpuls p dividiert durch die Gesamtenergie in betrachtetem Volumenelement definiert die mittlere Flussgeschwindigkeit $v(x)$.

Normalerweise zerlegt man diese noch in ihre Komponenten v_L in Strahlrichtung, den **longitudinalen Fluss**, sowie v_T senkrecht hierzu, den **transversalen Fluss**. Der transversale Fluss ist sowohl vom Azimutwinkel als auch vom Winkel zwischen v_T und dem Stoßparameter b abhängig und entsprechend häufig anisotrop. Eine Form der Anisotropie ist elliptischer Fluss. Der radiale Fluss wird als über den Azimutwinkel gemittelter transversaler Fluss definiert.

Nachdem der radiale Fluss eingeführt wurde, muss gezeigt werden, wie dieser die Teilchenspektren beeinflusst und darüber messbar wird. Unter der Annahme, dass das System im thermodynamischen Gleichgewicht, beschrieben durch ein großkanonisches Ensemble, vorliegt, kann man nicht nur den lokalen Fluss sondern zusätzlich in jedem Raumvolumen eine lokale Temperatur $T(x)$ und für jede Teilchenart ein lokales chemisches Potential $\mu_i(x)$ angeben [Braun-Munzinger, P., Stachel, J., Wessels, J. P. und Xu, N., 1995]. Dieses kodiert die jeweilige Dichte der Teilchenspezies i in betrachtetem Raumgebiet. Man erhält nach Andronic, A., Braun-Munzinger, P. und Stachel, J. [2009]

$$f_i(x, p) = \frac{g_i}{\exp(p \cdot u(x) - \mu_i(x)/T(x)) \pm 1} . \quad (3.3)$$

Hieraus lässt sich durch Abzählen entlang einer dreidimensionalen Hyperfläche $\Sigma(x)$ die Cooper-Frey-Beziehung ableiten. Diese gibt die absolute Zahl an Teilchen einer Spezies nach der Kollision an und beschreibt die lorentzinvariante Impulsverteilung der Teilchenart unter der Voraussetzung vollständiger Thermalisierung.

$$E \frac{dN_i}{d^3p} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{\Sigma} p \cdot d^3\sigma_{\mu}(x) \cdot f_i(x, p) . \quad (3.4)$$

Gleichung 3.4 vereinfacht sich in Abwesenheit eines radialen Flusses zu [Heinz, U. W., 2004]

$$\frac{dN_i}{dy m_T dm_T} \approx m_T K_1\left(\frac{m_T}{T}\right). \quad (3.5)$$

K_1 ist eine modifizierte Bessel-Funktion erster Ordnung ^v. Gleichung 3.5 ist bei konstanter Temperatur, wie sie für die Beschreibung der Teilchenspektren zum Beispiel mit einem Blast Wave Fit [Siemens, Philip J. und Rasmussen, John O., 1979] verwendet wird, nur von der transversalen Masse m_T abhängig. Ohne radialen Fluss skalieren die Spektren aller Teilchen in derselben Weise mit m_T . Man spricht von „ **m_T -scaling**“ [Makhlin, A. N. und Sinyukov, Yu. M., 1988]. Mit radialem Fluss ist dies gebrochen. Die Teilchenspezies werden, abhängig von ihrer jeweiligen Masse, unterschiedlich beschleunigt. Besonders bei kleinem m_T skalieren die Hadronspektren unterschiedlich. Der radiale Fluss kann als relativistische Blauverschiebung des thermischen Spektrums in Richtung des Detektors interpretiert werden. Darüber hinaus führt dieser zu Abhängigkeiten der HBT-Radien, erläutert in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.5.2, vom transversalen Paarimpuls k_T .

- **Der elliptische Fluss**

Neben dem radialen Fluss hat der **elliptische Fluss** als weitere kollektive Systemobservable eine tragende Rolle. Seine geometrische Ursache liegt in einem nicht verschwindenden Stoßparameter b . Ist die Kollision peripher, so kommt es zur Brechung der azimuthalen Symmetrie und der transversale Fluss wird anisotrop. Die Überlappregion der beiden kollidierenden Nuklei ist in Richtung der Reaktionsebene verformt.

Am einfachsten lässt sich dies in hydrodynamischer Betrachtung verstehen. Wie in Unterabschnitt 3.2.1 argumentiert, herrscht in dem thermalisierten Medium ein Druckgradient gegen das umgebenden Vakuum. Der Druck ist im Inneren des Feuerballs am höchsten und verschwindet zu dessen Rändern. Konsequenterweise ist der Gradient in kürzeren Richtungen größer als in längeren. Die Beschleunigung des Mediums wird entlang der kurzen Strecken maximal. Dies ist in der Kollision die Richtung in der Reaktionsebene.

So gleicht der elliptische Fluss die anfängliche Anisotropie der azimuthalen Impulsverteilung im Feuerball aus. Die Exzentrizität der initialen Kollision ist nach etwa 10 fm/c equilibriert. Dies wiederum und die daraus resultierende Anisotropie im Impuls manifestiert sich im Detektor in einer azimuthalen Ungleichverteilung der Impuls der produzierten Hadronen, was durch eine Fourier-Entwicklung der transversalen Impulsspektren beschrieben werden kann. Für Teilchenart i gilt [Barrette, J. et. al., 1994]

$$\frac{dN_i}{dy p_T dp_T d\varphi_P}(b) = \frac{1}{2\pi} \frac{dN_i}{dy p_T dp_T}(b) \left(1 + 2v_2^i(p_T, b) \cos(2\varphi_P)\right). \quad (3.6)$$

In Gleichung 3.6 ist b der Stoßparameter und p_T der transversale Impuls. Die Rapiditätsabhängigkeit kann unter Annahme longitudinaler Boostinvarianz herausintegriert werden.

Im Experiment konnte gezeigt werden, dass der elliptische Fluss mit zunehmender Zentralität oder analog größer werdender Teilchenzahl N_{ch} , wie zu erwarten, anwächst und schließlich einen Sättigungswert erreicht [Sorge, H., 1999]. Ebenso wächst der Koeffizient v_2 mit dem transversalen Impuls p_T . Besonders interessant ist jedoch das Skalieren des elliptischen Flusses mit der Masse der betrachteten Teilchenspezies. Da diese zu höheren mittleren Geschwindigkeiten beschleunigt werden, gewinnen schwere Kollisionsprodukte mehr Energie als leichte. ALICE hat inzwischen erste Ergebnisse zum elliptischen Fluss in Pb+Pb veröffentlicht [Aamodt, K. et al., 2010a].

- **Korrelationen und HBT**

Ebenfalls eine Signatur für Kollektivität ist die Zweiteilchenintensitätsinterferometrie. Da HBT ein Schwerpunkt dieser Dissertation ist, wird eine Einführung separat in Kapitel 8 gegeben.

^v Friedrich Wilhelm Bessel (1784-1846) - deutscher Mathematiker

Kapitel 4

Das ALICE Experiment

Dieses Kapitel widmet sich A Large Ion Collider Experiment (ALICE). Dies umfasst den Aufbau des Detektors sowie die Konstruktion und die Funktionsprinzipien der einzelnen Subsysteme. In Abbildung 4.1 ist der Experimentaufbau gezeigt [Aamodt, K. et. al., 2008].

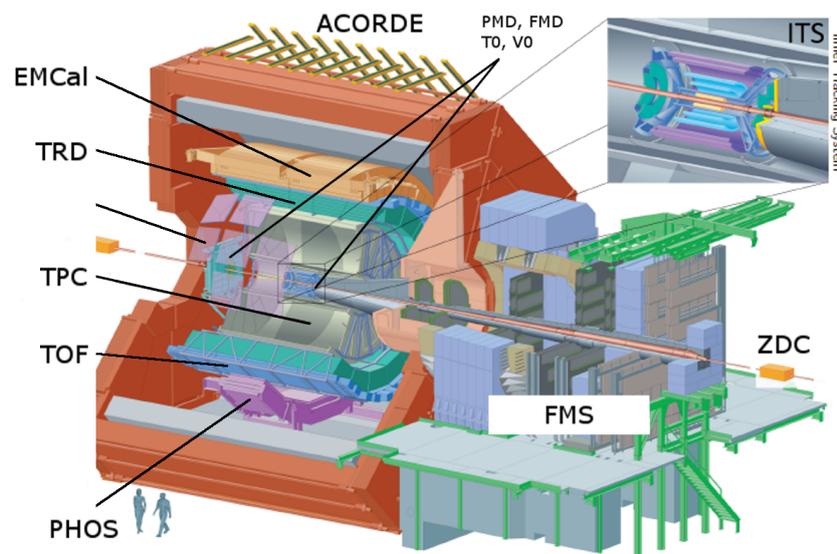


Abbildung 4.1: Das ALICE Experiment mit seinen 13 Subsystemen. Dies sind die 7 Detektoren des Zentralbereichs, 5 kleinere Systeme zur Ereignischarakterisierung und der Myonarm (FMS).

A Large Ion Collider Experiment besteht aus 13 Subdetektoren, unterteilt in drei Kategorien. Zum einen die Systeme des ALICE Zentralbereiches. Zweitens das in Vorwärtsrichtung installierte Myonspektrometer. Die dritte Kategorie bilden kleinere Detektoren, die zur Auflösung der Ereignischarakteristik und -geometrie sowie als Trigger genutzt werden.

In Tabelle 4.1 sind alle 13 Subsysteme für einen schnellen Überblick mit ihrer jeweiligen Hauptaufgabe aufgelistet. Sie werden in den folgenden Unterabschnitten eingehend beschrieben. Begonnen wird mit den Detektoren des ALICE Zentralbereiches.

Da die Systeme außerhalb des Zentralbereiches weder für die Ausrichtung des TRD, beschrieben in Kapitel 7, noch für die Zweiteilchenintensitätsinterferometrie in Kapitel 9 bedeutend sind, wird für sie auf dieselbe Ausführlichkeit wie bei den zentralen Subsystemen verzichtet.

Die ALICE Subdetektoren					
Subdetektor	Bedeutung	η	$\Delta\Phi$	r/z	Funktion
ALICE Zentralbereich					
ITS	Inner Tracking System	± 0.9	360°	4 – 49 cm	Spurrekonstruktion, PID $p_T \leq 100$ MeV/c Vertex ($\sigma \leq 100$ μm) Sekundäre Vertizes
TPC	Time Projection Chamber	± 1.2	360°	84 – 246 cm	Spurrekonstruktion Impulsbestimmung geladener Teilchen PID $100 \text{ MeV}/c \leq p_T \leq 100 \text{ GeV}/c$
TRD	Transition Radiation Detector	± 0.9	360°	290 – 370 cm	Spurrekonstruktion, PID Separation $e^- \pi^\pm$ $p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$ L1 Trigger $e^- p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$
TOF	Time Of Flight	± 0.9	360°	370 – 399 cm	PID Separation π, K $0.2 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 3.5 \text{ GeV}/c$ Identifikation p $0.4 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 4.5 \text{ GeV}/c$ Identifikation e $0.1 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 0.5 \text{ GeV}/c$
HMPID	High Momentum Particle IDentification	± 0.6	58°	500 cm	Separation π, K $3 \text{ GeV}/c$ Separation K, p $5 \text{ GeV}/c$
EMCAL	ElectroMagnetic CALorimeter	± 0.7	110°	460 cm	PID Elektronen (Jet Quenching)
PHOS	PHOton Spectrometer	± 0.12	100°	460 cm	PID γ und neutrale Mesonen
Myonarm					
FMS	Forward Muon Spectrometer	-4.0, -2.5	360°	-5 - 17 m	Spurrekonstruktion, PID μ $p_T \geq 4 \text{ GeV}/c$ Single- und Dimyontrigger J/ψ und Υ
Eventgeometrie und Charakteristik					
FMD	Forward Multiplicity Detector	-	-	-	Multiplizität in Vorwärtsrichtung
PMD	Photon Multiplicity Detector	-	-	361.5 cm	Bestimmung Reaktionsebene
V0	Velocity Zero	-3.7, -1.7	360°	-90 cm 2.8, 5.1 340 cm	L0-Trigger
T0	Time Zero	-3.3, -2.9	360°	-70 cm 4.5, 5.0 350 cm	Kollisionszeitpunkt, L0-Trigger
ACORDE	ALICE COsmic Ray DEtector	-	-	-	Trigger kosmische Strahlung

Tabelle 4.1: Die 13 Subdetektoren des ALICE mit ihren jeweiligen Funktionen. Ihre Winkelabdeckung sowie ihr Rapiditätsbereich sind aufgeführt.

4.1 Das Inner Tracking System - ITS

Der der Strahlachse nächstgelegene Detektor des Zentralbereiches ist das Inner Tracking System (ITS). Dieses hat drei Aufgaben. So ist das Instrument zur genauen Bestimmung des Kollisionspunktes oder Vertex konzipiert. Darüber hinaus soll es ebenso hochpräzise die sekundären Vertizes finden, was für die Rekonstruktion von ungepaartem Charm, ungepaartem Bottom sowie Zerfällen anderer Hyperonen mit kurzer Lebensdauer wichtig ist. Des Weiteren ist es Ziel des ITS zur Teilchenidentifikation, auch Particle IDentification (PID), und der Spurrekonstruktion bei niedrigen Impulsen beizutragen.

Da bei einer angenommenen Multiplizität von etwa 8000 Teilchen pro Pseudorapiditätseinheit die Teilchendichte mit 90 cm^{-2} hier maximal sein wird, hat man sich entschlossen, mit Ausnahme der beiden äußersten, die einzelnen Lagen dieses Subsystems zweidimensional zu gestalten. In Abbildung 4.2 ist das Inner Tracking System gezeigt [Collaboration, 1999a].

Für Teilchen mit einem Impuls unter $150 \text{ MeV}/c$ bildet es die einzige Möglichkeit zur Detektion innerhalb ALICE. Dies wiederum ist interessant, wenn es um das Studium mesonischer Resonanzen (η , ω , ϕ) geht. Auch die Untersuchung von D-Mesonen, J/ψ und Υ kann verfeinert werden. Besonders bei der Messung niederenergetischer Tracks ist es wichtig, die Beeinflussung durch Material im Detektor, den **Materialanteil**, so gering wie möglich zu halten. Geladene Teilchen werden bei Interaktion mit Material durch zwei Effekte gestört. Zum einen Vielfachstreuung, dessen Einfluss auf die Impulsauflösung in erster Näherung vom magnetischen Feld B , der Tracklänge l sowie dem Materialanteil (X/X_0) abhängt. Der zweite Effekt ist Energieverlust durch Ionisation, welcher primär mit dem Impuls des Teilchens sowie ebenfalls dem Material skaliert. Beide können bis zu einem gewissen Grad, abhängig von der Teilchenmasse, korrigiert werden. Bei niedrigen Impulsen ist es am günstigsten, mit schwachem Magnetfeld und möglichst geringer materieller Beeinflussung zu messen. Dieser Gedanke floss in die Konstruktion des ITS ein ^a.

^a ALICE hat ein Magnetfeld von nur 0.5 T .

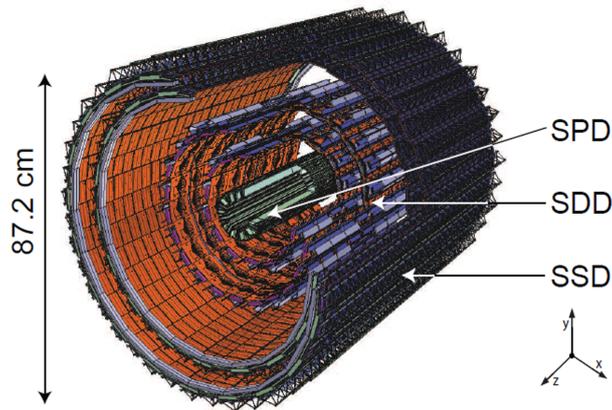


Abbildung 4.2: Aufbau des Inner Tracking Systems. Die dem Vertex nächstgelegenen beiden Lagen sind Silikon Pixel Detektoren (SPD), die zwei mittleren Lagen Silikon Drift Detektoren (SDD) und die äußeren Silikon Streifen Detektoren (SSD) [Collaboration, 1999a].

Des Weiteren hilft dieses Subsystem beim Studium von Teilchenkorrelationen. Es wird Zweiteilchenintensitätsinterferometrie, sowohl identischer wie auch nicht identischer Partikel, betrieben. Hieraus erhofft man sich, wie in Kapitel 8 erklärt, Aussagen über die raumzeitliche Entwicklung des Feuerballs. Das ITS ist besonders nützlich, da es von allen Subdetektoren des ALICE Experiments die effizienteste Separation von primären und sekundären Teilchenspuren gewährleistet.

Nachdem kurz aufgezeigt wurde welche physikalischen Ansprüche an das ITS zu stellen sind, werden hieraus Konsequenzen für das Design festgelegt. Um ausreichend Statistik zu erhalten, muss die Abdeckung maximal sein. Für die Auflösung der Dalitz-Zerfälle und des leptonischen Hintergrunds, muss das ITS eine hohe azimutale Akzeptanz aufweisen. Die sensitive Fläche in ϕ bedeckt 360° . Schwerer ist dies in Pseudorapidität, parallel zur LHC Strahlachse, zu erreichen. Hier beträgt die Abdeckung des Inner Tracking Systems, ebenso wie bei den anderen Detektoren des ALICE Zentralbereichs, $|\eta| \leq 0.9$. Eine Ausnahme bildet die innerste Pixellage, welche, da als Trigger für das Myonspektrometer geplant, eine vergrößerte Akzeptanz von $|\eta| \leq 1.75$ hat [Collaboration, 1999a].

Des Weiteren sind mindesten vier Lagen notwendig, um dem ITS die Fähigkeit zu verleihen, die PID geladener Teilchen mittels Energieverlust dE/dx zu bestimmen. Dies ist von Bedeutung, da nur das Inner Tracking System noch bei sehr niedrigen transversalen Impulsen, wo die weiter außen gelegenen Detektoren mangels Spuren kein dE/dx Spektrum mehr nehmen können, in der Lage ist, ein solches zu stellen.

Die Granularität des Vertexfinders wird durch zwei Faktoren bestimmt. Erstens die hohe Multiplizität der Schwerionenkollisionen bei LHC Energien und zweitens die große Nähe zum Interaktionspunkt. Hierdurch ist die Teilchendichte pro Flächeneinheit im inneren Tracker so groß, wie in keinem anderen Subdetektor von ALICE. Dies macht eine Zahl von $17.2 \cdot 10^6$ aktiven Elementen notwendig.

Durch die hohe Körnung ist es möglich mittels ITS die Vertizes der Kollision mit einer Präzision von $12 \mu\text{m}$ bei einer transversalen Energie von 3 GeV zu bestimmen. Ebenso kann der Einschlagspunkt eines Teilchens, der Impact Parameter, mit einer Genauigkeit von $100 \mu\text{m}$ bestimmt werden.

Der Silikonvertexdetektor besteht aus drei Subsystemen, dem Silikon Pixel Detektor (SPD), dem Silikon Drift Detektor (SDD) und dem Silikon Streifen Detektor (SSD). Diese sind, wie in Abbildung 4.2 zu sehen, aus jeweils zwei zylindrischen Lagen aufgebaut. In Tabelle 4.2 sind ihre wichtigsten geometrischen Daten festgehalten.

Lage	Detektor	Radius/cm	Länge in z/cm	Fläche/cm ²	Kanäle
1	SPD	4	16.5	0.09	5242880
2	SPD	7	16.5	0.18	10485760
3	SDD	14.9	22.2	0.42	43008
4	SDD	23.8	29.7	0.89	90112
5	SSD	39.1	45.1	2.28	1201152
6	SSD	43.6	50.8	2.88	1517568

Tabelle 4.2: Geometrischen Daten der sechs Lagen des ITS. Diese werden von innen nach außen gezählt. Es sind je zwei des SPD, des SDD und des SSD [Collaboration, 1999a].

4.2 Die Time Projection Chamber - TPC

Nachdem der Vertexfinder des Zentralbereiches von ALICE, das ITS, eingeführt wurde, wird auf das zweite Subsystem eingegangen. Dies ist die Time Projection Chamber (TPC), welche der zentrale Detektor für die Spurrekonstruktion und die Teilchenidentifikation bei mittleren transversalen Impulsen ab 150 MeV/c ist [Collaboration, 2000b, Alme, J. et. al., 2010]. Besonders bei der Ausrichtung der Supermodule des TRD ist ein Verständnis des Aufbaus der ALICE TPC unabdinglich. Aber auch für die Intensitätsinterferometrie spielt dieses Subsystem eine entscheidende Rolle. In Abbildung 4.3 ist der Aufbau der Zeitprojektionskammer des ALICE Detektors gezeigt.

Die TPC ist aus zwei Hauptbestandteilen zusammengesetzt; dem Feldkäfig und den Ausleseammern.

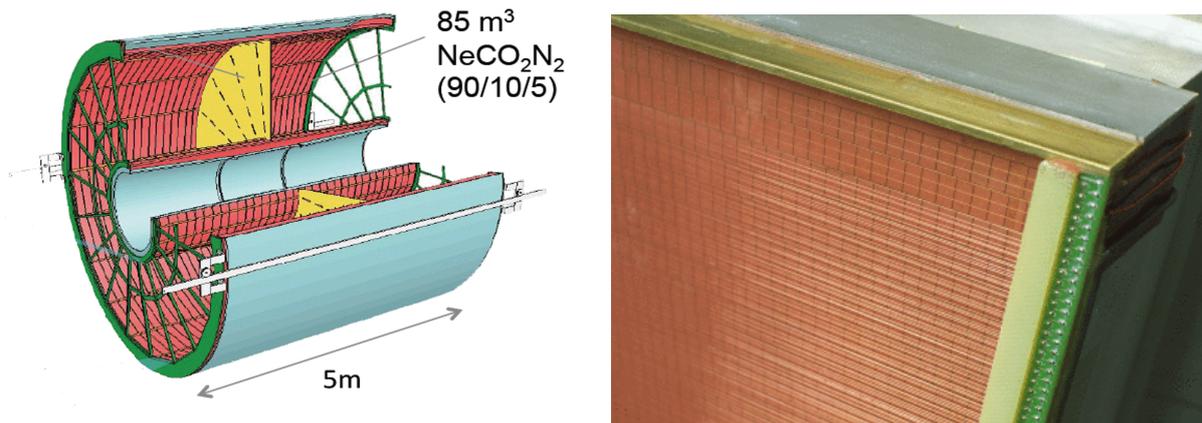


Abbildung 4.3: Aufbau der TPC des ALICE Detektors. Die Hauptkomponenten sind der Feldkäfig und die Ausleseammern. Rechts ist der Ausschnitt einer Padebene zusammen mit der Verdrahtung gezeigt [Collaboration, 2000b, Alme, J. et. al., 2010].

Der Feldkäfig, zu sehen in Abbildung 4.3, ist konzipiert, um ein möglichst uniformes elektrisches Feld zu gewährleisten. Dies ist eine Herausforderung, da die Driftstrecke insgesamt 2.5 m misst und verhältnismäßig lang ist. Der Feldkäfig hat eine zylindrische Form, ist 5.1 m lang und sein Durchmesser beträgt 5.56 m. Um dem ITS und der LHC Strahlführung Platz zu bieten, wurde ein Zylinder mit einem Durchmesser von 1.60 m ausgespart.

In der Mitte des Feldkäfigs befindet sich die TPC Zentralelektrode. Diese liefert ein Hochspannungsfeld von -100 kV, was einem Driftfeld von bis zu 400 V/cm entspricht. Innerhalb des Feldkäfigs herrscht ein nahezu homogenes elektrisches Feld parallel zur LHC Strahlachse und rechtwinklig zu den Ausleseammern.

Nachdem der Aufbau des Feldkäfigs erläutert wurde, soll auch der zweite Bestandteil der TPC, die Ausleseammern, betrachtet werden. Diese arbeiten nach dem Prinzip eines Vieldrahtproportionalzählers, auch MultiWire Proportional Chamber (MWPC). Ihr Aufbau und ihre Funktion kann Abbildung 4.4 entnommen werden. Die Ausleseammern bestehen aus segmentierten Pads, sowie drei Drahtflächen. Dies sind die Anodendrahtebene bei einem Abstand von 2 mm (IROC) oder 3 mm (OROC) von den

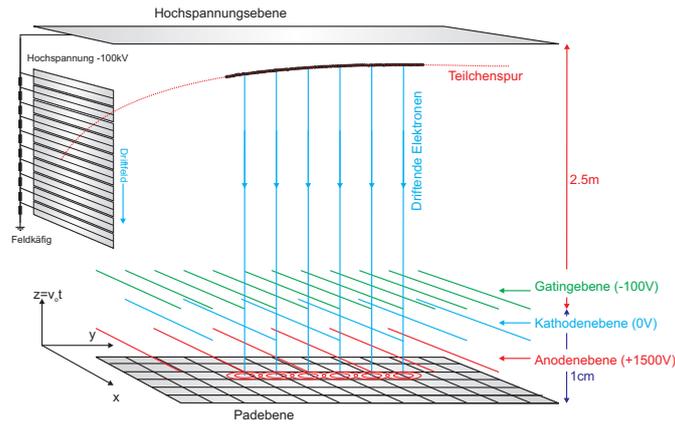


Abbildung 4.4: Auslesestrukturen der ALICE TPC. Auch das Funktionsprinzip und die Dimensionen dieses Systems können der Skizze entnommen werden.

Pads, welche auf +1500 V gesetzt ist, die Kathodendrähte bei 0 V und 4 mm (IROC) oder 6 mm (OROC) sowie das Gating bei -100 V^b. Das elektrische Feld in der Auslesestruktur skaliert mit $1/r$. Die Gatingebene kann alternierend auf negative oder positive Spannung gesetzt werden. Ist das Potential positiv, so werden die driftenden Elektronen hier abgefangen. Auch die Ionen können nicht zur Mittelelektrode zurückdriften und die Auslesestruktur arbeitet nicht. Die Gatingebene wird nur dann geöffnet, wenn das Ereignis ausgelesen werden soll.

Die TPC ist mit einer Mischung aus Neon (Ne), Stickstoff (N₂) und Kohlendioxid (CO₂) gefüllt. Durchfliegt ein geladenes Teilchen ihr sensitives Volumen, so wird das Gas entlang der Trajektorie durch Stoßionisation angeregt. Es entstehen eine Elektronenlawine sowie positiv geladene Gasionen. Auch die herausgeschlagenen Elektronen selbst erzeugen im elektrischen Feld der Anodendrahtebene durch sekundäre Prozesse, wie Lawineneffekt, weitere freie Ladungsträger (Signalverstärkung).

Innerhalb des elektrischen Feldes bewegen sich die Elektronen in Richtung der Auslesestrukturen. Die freien Ladungsträger verlieren pro durchflogener Tracklänge einen Betrag ihrer Energie dE/dx . Dieser Energieverlust ist von Teilchenspezies zu Teilchenspezies verschieden und wird zur PID genutzt. Die Geschwindigkeit der Elektronen ist entsprechend durch die mittlere freie Weglänge oder mittlere freie Driftzeit τ begrenzt. Die mikroskopisch zitterige Bewegung gestaltet sich makroskopisch als kontinuierlicher Flug mit einer Driftgeschwindigkeit v_{Drift} , für welche

$$v_{Drift} = \alpha\tau = \frac{eE}{m_{el}}\tau = \mu E \quad (4.1)$$

gilt. v_{Drift} wird durch die Elektronenmasse m_{el} sowie die elektrische Feldstärke E bestimmt. Die Konstante μ wird als Elektronenmobilität definiert. Die Gasionen hingegen bewegen sich ebenfalls im elektrischen Feld entgegen der Richtung der Elektronen. Wegen ihrer größeren Masse driften sie langsamer. Sie führen zu einem unerwünschten Effekt indem sie, zum Beispiel beim Auftreffen auf die Zentralelektrode, weitere freie Ladungsträger, sogenannte Raumladung, erzeugen. Diese ist der Teilchenspurrekonstruktion abträglich und muss aus dem sensitiven Bereich der TPC entfernt werden. Gewünscht sind nur die driftenden Elektronen und ausschließlich sie erzeugen das auszuwertende Signal. Allerdings erreichen nicht alle e^- die Auslesestrukturen der TPC. Manche werden durch elektronegative Moleküle, die als Verunreinigung im Driftgas vorliegen, eingefangen und dem Signal entzogen. Darüber hinaus wird die Auflösung dadurch begrenzt, dass die driftende Elektronenwolke auf ihrem Weg zu den Pads auseinanderdiffundiert. Dies wird durch eine Gauss-Verteilung der Elektronendichte ρ beschrieben. Es gilt

$$\rho = \frac{1}{\sqrt{4\pi D_L t}} \left(\frac{1}{\sqrt{4\pi D_L t}} \right)^2 \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{4D_L t} - \frac{(z - v_D t)^2}{4D_L t} \right). \quad (4.2)$$

^b Inner Read Out Chambers (IROC)
Outer Read Out Chambers (OROC)

In Gleichung 4.2 sind D_L und D_T die longitudinalen und transversalen Diffusionskonstanten. Die Diffusion der Elektronendichte wird in transversaler Richtung durch das magnetische Feld in der TPC um den Faktor

$$\frac{D_T(\omega)}{D_T(0)} = \frac{1}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (4.3)$$

reduziert. In Gleichung 4.3 ist $\omega = eB/m$ die vom magnetischen Feld B abhängige Zyklotronfrequenz. Darüber hinaus sind in der Lawine generierte Photonen ein Problem. Drifteten diese weiter als die longitudinale Länge der Lawine, so starteten sie eine neue. Unter anderem ergibt sich hieraus die Dimension der Ausleseammern. Auch die Löschgase CO_2 und N_2 dienen zur Verminderung dieses Effekts, da sie einen hohen Photonabsorptionskoeffizient besitzen.

Das Signal auf den Pads ist proportional zur Anzahl der zuerst herausgeschlagenen Elektronen, der Primary Electrons, und der Energie des durchfliegenden Teilchens.

Die TPC ist dank ihrer Funktionsweise in der Lage Teilchentrajektorien mit einer Auflösung von 400 bis 800 μm (abhängig vom Winkel) dreidimensional zu rekonstruieren. Die x - und y -Position können aus der Ladungsverteilung auf den Pads extrahiert werden. Die z -Koordinate muss aus der Driftzeit der Elektronen und der Driftgeschwindigkeit v_{Drift} der Ladungsträger im Driftgas bestimmt werden. Ein durch diese drei Koordinaten definiertes Objekt ist ein Cluster. Durchläuft das Teilchen die komplette TPC, so wird es idealerweise in allen insgesamt 159 Padreihen registriert. Aus der Ladung der Cluster, welche mit dem Energieverlust des Teilchens pro Tracklänge dE/dx skaliert, kann die Teilchenart bestimmt werden. Aus der Krümmung im magnetischen Feld der transversale Impuls. Ein solches dE/dx -Spektrum ist in Kapitel 5, Abbildung 5.3 gezeigt.

4.3 Der Transition Radiation Detektor - TRD

Da sich diese Dissertation hauptsächlich mit dem dritten Subsystem des ALICE Zentralbereiches, dem Transition Radiation Detektor, kurz TRD, auseinandersetzt, wird dieser in einem eigenen Kapitel 5 besprochen [Collaboration, 2001].

4.4 Der Time of Flight Detektor - TOF

Der Time Of Flight Detektor (TOF) hat die Aufgabe geladenen Teilchen aus LHC Kollisionen bei mittleren Impulsen von 0.2 GeV/c bis 4.5 GeV/c über ihre Flugzeit zu identifizieren [Collaboration, 2000a]. Besonders Pionen π^\pm , Protonen p^+ und Kaonen K^\pm können durch dieses Subsystem separiert werden. Ziel ist eine Pion/Kaon Auflösung von 99% (3σ) bei 2.2 GeV/c sowie eine ebenso gute Kaon/Proton Separation im Bereich 0.4 bis 4.5 GeV/c.

Um diesen Anforderungen zu genügen wurde TOF als Flugzeitdetektor konzipiert. Er besteht aus 1638 Detektorelementen, sogenannten Multigap Resistive Plate Chambers (MRPC), die in 90 Modulen angeordnet sind. Immer 5 MRPCs sind in z -Richtung nebeneinander installiert und bilden einen Sektor. 18 Sektoren in $r\phi$ -Richtung ergeben den vollständigen TOF. Die sensitive Fläche beträgt 160 m^2 , die Akzeptanz in ϕ die kompletten 360° . In Strahlrichtung ist die Abdeckung $|\eta| \leq 0.9$, was einem Winkel von 45° bis 135° entspricht. Die Geometrie des Flugzeitdetektors ist exakt identisch zu der des TRD, beschrieben in Kapitel 5, Abschnitt 5.2.

4.5 Weitere Subsysteme des ALICE Detektors

Da die weiteren ALICE Subsysteme in dieser Dissertation eine untergeordnete Rolle spielen, werden sie nachfolgend kurz, jedoch nicht mit der Ausführlichkeit der inneren Spurendetektoren, erläutert [Aamodt, K. et. al., 2008].

- **Der High Momentum Particle Identification Detektor - HMPID**

Es sind neben ITS, TPC, TRD und TOF drei weitere Detektoren innerhalb des ALICE Zentralbereichs installiert, die allerdings nicht die kompletten 360° in ϕ abdecken. Zum einen ist dies der **High Momentum Particle Identification Detektor (HMPID)**, welcher dazu dient, geladene Teilchen in Impulsbereichen oberhalb 5 GeV/c zu identifizieren [Collaboration, 1998]. Er besteht aus **Ring Imaging CHerenkov Countern (RICH)**. Fliegen geladene Teilchen mit einer Geschwindigkeit durch ein Medium, die die Lichtgeschwindigkeit in diesem übersteigt, so wird Cherenkov-Licht emittiert, welches wiederum gut zur ortsaufgelösten Detektion der Teilchen verwendet werden kann.

HMPID befindet sich in einem Abstand von 4.5 m zur LHC Strahlführung. Er besteht aus sieben Modulen, von denen jedes $1.5 \times 1.5 \text{ m}^2$ misst. Die Zahl an Auslesekanälen ist $1.6 \cdot 10^5$. Der Radiator ist mit C_6F_{14} gefüllt. Die Auslesekamern arbeiten nach dem Prinzip eines Vieldrahtproportionalzählers mit segmentierten Pads. Für die Separation von Pionen und Kaonen wird bei 3 GeV/c eine Auflösung von 99% (3σ) erreicht. Ebenso für die Trennung von Kaonen und Protonen bis zu 5 GeV/c.

- **Das Photon Spectrometer - PHOS**

Ein weiteres Subsystem des Zentralbereiches von ALICE, etwa 4.5 m von der Kollision entfernt, ist das **PHOton Spectrometer (PHOS)** [Collaboration, 1999c]. Dieses misst direkte Photonen und identifiziert neutrale Mesonen. Es hat eine sensitive Fläche von 8 m^2 und 17000 Auslesekanäle.

PHOS besteht aus hochdichten, szintillierenden PbWO_4 -Kristallen, in denen Photonen auf kurzer Distanz ihre Energie verlieren. Aus diesem Energieverlust lässt sich auf die Energie der Photonen zu Beginn des Ereignisses schließen. Direkte Photonen sind interessant, da sie früh in der Kollision entstehen. Darüber hinaus interagieren sie nicht über starke Wechselwirkung mit dem QGP und verlieren deswegen ihre Informationen aus frühen Kollisionsstadien nicht. Durch sie ist es möglich das thermische Verhalten des initialen Stoßes zu bestimmen. Darüber hinaus kann Jetunterdrückung durch Messung von Photonen mit hohem transversalem Impuls untersucht werden.

- **Das Electromagnetic Calorimeter - EMCal**

Ein weiterer Subdetektor, das **ElectroMagnetic Calorimeter (EMCal)**, befindet sich auf TOF [Collaboration, 2008]. Seine Position ist gegenüber von PHOS. Die Abdeckung im Azimutwinkel beträgt $\approx 107^\circ$. Seine Installation begann 2009 und wird bis 2011 abgeschlossen sein. EMCal ist das äußerste Subsystem des Zentralbereichs von ALICE und arbeitet nach dem Prinzip eines Bleiszintillators.

- **Der L3 Magnet**

Der ALICE Zentralbereich wird durch den L3 Solenoidmagneten umschlossen. Dieser ist, mit einem Gewicht von 10000 t, der größte weltweit und besteht aus einem oktagonalen Stahljoch sowie Aluminiumspulen ^c. An beiden Enden ist er durch Polkappentüren verschließbar. Er liefert bei einem Stromfluss von 30 kA ein nahezu homogenes magnetisches Feld von 0.5 T. Zweck ist durch Ablenkung der geladenen Teilchen in diesem aus der Bahnkrümmung deren Impuls sowie aus dem Energieverlust dE/dx deren Teilchenart zu ermitteln.

- **Der ALICE Cosmic Ray Detektor - ACORDE**

Der **ALICE Cosmic Ray DEtector (ACORDE)** befindet sich auf der Oberseite des L3 Magneten. Es handelt sich um eine symmetrische Anordnung von Plastikszintillationszählern, die ein Triggersignal für kosmische Schauer geben. Diese Detektoranordnung sollte ein wichtiges Hilfs-

^c Dies entspricht der Masse des Eiffelturms in Paris.

mittel bei der Kalibrierung der anderen Subsysteme mit kosmischen Ereignissen sein. Für eine kurze Übersicht zu dieser Physik siehe Kapitel 7, Unterabschnitt 7.3.1.1.

- **Der Photon Multiplicity Detector - PMD**

Zur Untersuchung der Geometrie einzelner Ereignisse gibt es zwei Multiplizitätsdetektoren. Dies sind der **Photon Multiplicity Detector (PMD)** und der **Forward Multiplicity Detector (FMD)**. Hierzu misst der PMD Teilchenzahlen bei großen Rapiditäten η von 2.3 bis 3.7, woraus Informationen über die Reaktionsebene in Blei-Blei Kollisionen gewonnen werden können [Collaboration, 2004b]. Des Weiteren werden nichtstatistische Fluktuationen im Verhältnis Photonen zu geladenen Teilchen untersucht.

- **Der Forward Multiplicity Detector - FMD**

Der FMD ist entwickelt worden, um geladene Teilchen in kleinem Winkel zur Strahlführung zu messen [Collaboration, 2004a]. Hieraus kann die Multiplizität der Kollision in Vorwärtsrichtung bei kleinen negativen Rapiditäten ermittelt werden, woraus wiederum die Zentralität der Ereignisse bestimmt wird.

- **T0 und V0**

In der Nähe des FMD gibt es zwei weitere Messinstrumente, T0 und V0 [Collaboration, 2004a]. Sie messen den Kollisionszeitpunkt so genau wie möglich. Dieses Signal wird als Startzeitpunkt für die anderen Subsysteme verwendet.

- **Das Zero Degree Calorimeter - ZDC**

Ein weiterer Detektor dient ebenfalls der Untersuchung initialer geometrischer Eigenschaften der Kollision. Hierzu wurde das **Zero Degree Calorimeter (ZDC)** installiert, welches aus zwei identischen Aufbauten besteht, die sich 115 m vom Kollisionspunkt entfernt, entlang der LHC Strahlführung zu beiden Seiten von ALICE befinden. Zwei Kalorimeter messen Neutronen und Protonen. Diese Teilchen bewegen sich nach der Kollision nahezu longitudinal, sind sogenannte Spektatoren. Sie nehmen nicht an den Reaktionen im Feuerball teil und tragen folglich Informationen über die Zentralität der Kollision^d. Der Stossparameter b in Schwerionenstößen wird hieraus bestimmt.

- **Das Forward Muon Spectrometer - FMS**

Als letztes ALICE Subsystem ist das **Forward Muon Spectrometer (FMS)** zu nennen [Collaboration, 1999b]. Es misst Myonen bei hohen Rapiditäten ($2.5 < \eta < 4.0$) in Vorwärtsrichtung, was einem Polarwinkel von 2° bis 9° entspricht.

FMS ist aus einem frontalen Absorber, weiteren solchen bei kleinem Winkel, einem separaten Dipolmagneten, mehreren Teilchenspurrekonstruktionskammern und einem Myonenfilter aufgebaut. Der frontale Absorber ist 3.5 m stark und besteht aus Karbon. Zur ITS und TPC ist noch eine 10 mm starke Wolframlage angebracht. Diese unterdrückt unkontrollierte Vielfachstreuung. Bei 2° befindet sich ein weiterer Wolframabsorber, welcher Teilchen aus der LHC Strahlführung davon abhalten soll, dass Signal zu verunreinigen. Dieser ist 100 mm stark.

Der Dipolmagnet befindet sich etwa 9.75 m vom Kollisionsvertex entfernt und erzeugt ein magnetisches Feld von 3 T.

Auf diesen folgt ein eiserner Absorber mit einer Stärke von 2 m. Dessen Fläche beträgt $5 \times 5 \text{ m}^2$.

Am Ende des Versuchsaufbaus sind 10 myonsensitive Vieldrahtproportionalzähler angebracht. Zwei befinden sich im Dipolfeld, weitere acht davor oder dahinter.

^d Je größer die Zahl der Spektatoren ist, desto peripherer ist die Kollision.

Die Physik, die mit dem FMS gemacht wird, beinhaltet das Studium des Quarkoniums angerissen in Kapitel 3, Unterabschnitt 3.2.2. Neben den dielektronischen Kanälen des J/ψ untersucht dieser Detektor dessen Dimyonzerfälle. So können sich der TRD und FMS im Zentralbereich von ALICE ergänzen. Die Dimyoneffizienz beträgt 90% und die Auflösung bezüglich invarianter Masse ist $100 \text{ MeV}/c^2$ für das Y und $70 \text{ MeV}/c^2$ für J/ψ .

Teil 2

Kapitel 5

Der Übergangsstrahlungsdetektor - ALICE TRD

In Kapitel 4 wurden ALICE, sowie dessen Teilsysteme, inklusive des TRD, erläutert. Dieses Kapitel befasst sich mit dem für diese Dissertation relevantesten Subsystem, dem **Transition Radiation Detektor (TRD)**. Er dient primär zur Separierung von Elektronen, e^- und Pionen, π^\pm , was eine experimentelle Herausforderung darstellt. Beide zeigen ab einem Impuls von 5-10 GeV/c nahezu identischen Energieverlust in Gasen.

Der TRD ist, durch Verwendung von Übergangsstrahlung oder **Transition Radiation (TR)**, in der Lage Elektronen und Pionen bei Impulsen von 2 GeV/c mit einer Genauigkeit von 99% bei einer 90%-igen Elektroneneffizienz, also der Wahrscheinlichkeit überhaupt e^- zu identifizieren, zu unterscheiden [Collaboration, 2001].

5.1 Übergangsstrahlung

Durchfliegen geladene Teilchen einen Übergang zweier Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten ϵ oder Permeabilitäten μ , kann es mit geringer Wahrscheinlichkeit sein, dass sie Übergangsstrahlung erzeugen. Dieses Phänomen ist eng mit der Bremsstrahlung verwandt, die emittiert wird, wenn ein geladenes Teilchen im Feld eines anderen Teilchens abgebremst, also negativ beschleunigt, wird.

Zuerst wurde TR für nichtrelativistische Teilchen im optischen Spektralbereich durch Vitali Ginsburg (1916-2009) und Ilya Frank (1908-1990) vorhergesagt [Ginzburg, V. L. und Frank, I. M., 1945]. Durch die geringe Intensität schien sie ungeeignet, um in der Detektorphysik eingesetzt zu werden. Jedoch zeigte Garibian, G. M. [1973], dass ultrarelativistische Teilchen ebenfalls Übergangsstrahlung mit viel höheren Intensitäten im Röntgenbereich emittieren. Hierauf beruht die Anwendung dieses Effektes in modernen Teilchendetektoren wie dem ALICE TRD. In Abbildung 5.1 ist die Erzeugung von Übergangsstrahlung gezeigt. Die Emissionswahrscheinlichkeit für TR ist gegeben durch [Egorytchev, V., Saveliev, V. und Aplin, S. J., 2000]

$$\frac{d^2W}{d\omega d\theta} = \frac{2\alpha\hbar\vartheta^3}{\pi} \left(\frac{1}{1/\gamma^2 + \theta^2 + \omega_1^2/\omega^2} - \frac{1}{1/\gamma^2 + \theta^2 + \omega_2^2/\omega^2} \right). \quad (5.1)$$

Integration über alle Winkel θ und Frequenzen ω führt zu Gleichung 5.2 für die abgestrahlte Energie.

$$W = c \cdot \gamma. \quad (5.2)$$

Der Faktor c ergibt sich zu

$$c = \frac{\alpha\hbar}{\pi} \cdot \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{\omega_1 + \omega_2}. \quad (5.3)$$

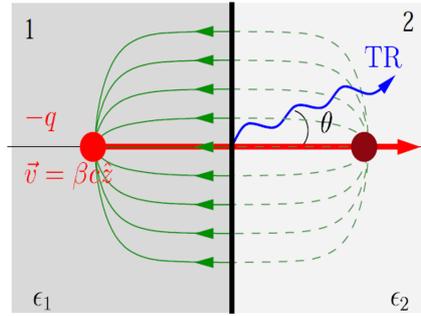


Abbildung 5.1: Ein geladenes Teilchen durchfliegt den Übergang zweier Medien mit unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten ϵ_1 und ϵ_2 , wobei TR erzeugt wird (Konzept der Spiegelladung).

Wie man in Gleichung 5.1 sieht, hängt die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung von Übergangsstrahlung nur vom Verhältnis der Teilchenenergie E zu dessen Ruheenergie $E_0 = m_0 \cdot c^2$ ab. Dieser Quotient heißt **Lorentz-Faktor**

$$\gamma = \frac{E}{m_0 c^2} . \quad (5.4)$$

Er wird durch die Ruhemasse und die Geschwindigkeit der Teilchen, welche nahezu der Lichtgeschwindigkeit c entspricht, bestimmt. Das Maximum der Winkelverteilung liegt, genau wie beim Cherenkov-Effekt, in Vorwärtsrichtung bei einem Emissionswinkel

$$\Theta = \frac{1}{\gamma} . \quad (5.5)$$

Anders als bei diesem Phänomen zeigt Übergangsstrahlung kein Schwellenverhalten. Auch bei niedrigen Geschwindigkeiten ergibt sich eine nicht verschwindende Strahlungsintensität. Aus Symmetriegründen gibt es keine Emission in Richtung der Teilchenbewegung.

Ab einem Lorentz-Faktor von etwa 1000 wird die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Übergangsstrahlung so groß, dass dieser Effekt zu beachten ist. Elektronen e^- und Positronen e^+ besitzen eine Ruhemasse von 0.511 MeV, was bei einer Energie von 1 GeV einem Lorentz-Faktor γ von 1956 entspricht. Die Ruhemasse des Pions ist mit 139.570 MeV um einen Faktor 273 größer, was ebenfalls bei 1 GeV zu einem um diesen Wert kleineren Lorentz-Faktor γ von 7 führt. Die Wahrscheinlichkeit für Emission von Übergangsstrahlung ist für Elektronen bei gleicher Energie signifikant größer als für Pionen.

Da durch ALICE in erster Linie Teilchen im Impulsbereich von 1 bis 100 GeV/c gemessen werden sollen, kann TR als Information zur Unterdrückung von Pionen verwendet werden.

5.2 Aufbau des TRD

Der Aufbau des Übergangsstrahlungsdetektors ergibt sich direkt aus der Physik, die mit diesem betrieben werden soll.

5.2.1 Motivation für die Integration eines Übergangsstrahlungsdetektors

Wie in Kapitel 4 erwähnt, gehört der TRD zu den drei Trackingdetektoren im Zentralbereich von ALICE. Er ist das dritte Subsystem mit Zählbeginn am Kollisionspunkt. In Abbildung 5.2 ist der Übergangsstrahlungsdetektor gezeigt.

Das Design wurde durch Anforderungen des geplanten Physikprogramms determiniert. Hauptaufgabe ist es Elektronen im Impulsbereich oberhalb 5 GeV/c zu identifizieren und von den sich ähnlichen verhaltenden Pionen zu unterscheiden. Dies stellt eine Erweiterung der Elektronenseparationsfähigkeit

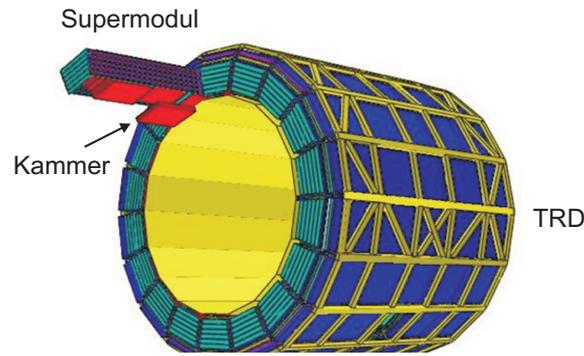


Abbildung 5.2: Der ALICE Übergangsstrahlungsdetektor. Der modulare Aufbau aus kleineren Einheiten, erläutert in Unterabschnitt 5.2.3, ist ersichtlich. Es ist ein Supermodul herausgezogen und eine Kammer (rot) gezeigt.

von ALICE dar, da die anderen zur Teilchenidentifikation vorgesehenen Detektoren, die auf dem Energieverlust dE/dx im magnetischen Feld in Gasen oder Festkörpern, beschrieben durch die auf Bethe, H. [1930] zurückzuführende Bethe-Bloch-Formel beruhen, in dieser Impulsregion nicht effizient arbeiten. Genau in diesem Bereich des Spektrums konvergieren die Energieverlustverteilungen von Pionen und Elektronen, was eine effiziente Teilchenseparation erschwert ^a. Mit anderen Worten, der Energieverlust pro Wegstrecke von Elektronen und Pionen in Gasen ist ab 5 GeV/c nahezu identisch. Dieses Problem kann aus den dE/dx -Spektren der TPC links in Abbildung 5.3 ersehen werden (rotes Kästchen).

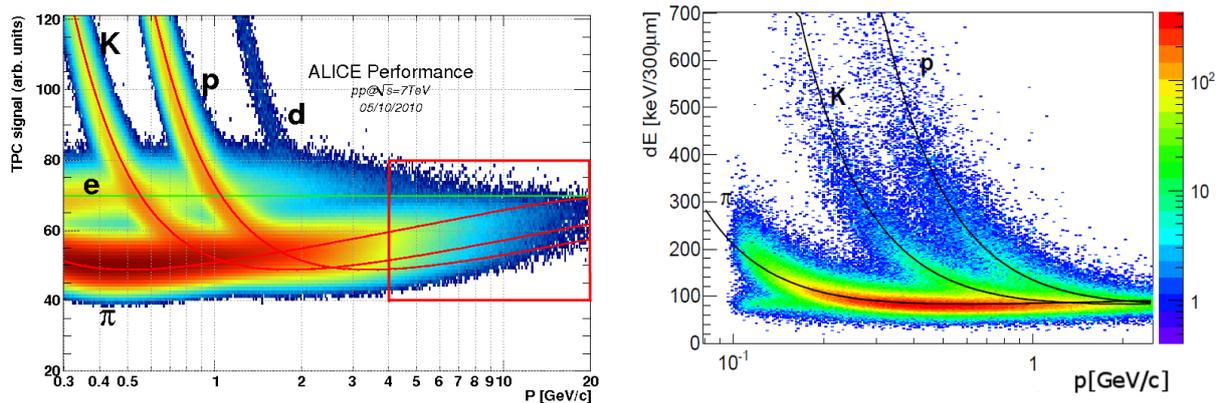


Abbildung 5.3: Energieverlustspektrum der bei LHC Kollisionen ($p+p$ bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV) entstehenden langlebigen Teilchen. Durch den für die Teilchenart charakteristischen Energieverlust in Gas kann deren Identifikation erfolgen. Für die einzelnen Teilchenspezies sind zusätzlich die Kurven des theoretischen Energieverlustes dE/dx angegeben. Dies sind die Bethe-Bloch-Kurven [Bethe, H., 1930]. Hier ist das Problem dieser Methode der PID erkennbar. Es gibt Energiebereiche, in denen die Kurven konvergieren oder sich schneiden, was es statistisch erschwert eine eindeutige Aussage zur Teilchenart zu treffen (roter Kasten). Folglich müssen alternative Methoden der Teilchenidentifikation genutzt werden. Links ist ein dE/dx Spektrum der ALICE TPC und rechts eines des ITS gezeigt [Aamodt, K. et. al., 2011].

Darüber hinaus mussten die zwei physikalischen Szenarien des LHC bei der Konstruktion des TRD berücksichtigt werden. In etwa 9/10 der Betriebszeit, in der Kollisionen stattfinden, wird das System $p+p$ untersucht. Die restliche Zeit, entsprechend etwa ein Monat pro Jahr, gibt es Schwerionenkollisionen von Blei auf Blei. Besonders der Unterschied der Multiplizitäten dieser beiden diametralen Szenarien stellt eine Herausforderung für die Konstruktion eines TRD dar. In $p+p$ Kollisionen bei 7 TeV entstehen pro Stoß im Schnitt 6 geladene Teilchen, während es in $Pb+Pb$ Kollisionen bei 2.76 TeV pro Nukleon etwa 250-mal soviel, nämlich 1500 Teilchen, sind [Aamodt, K. et. al., 2010a,b, Aamodt, K. et. al., 2011b].

^a Hans Bethe (1906-2005) - deutsch-amerikanischer Physiker
Felix Bloch (1905-1983) - französischer Physiker

Um die hohen Teilchendichten in Pb+Pb aufzulösen, ist es notwendig die Granularität des Detektors entsprechend zu planen.

Damit ALICE der Luminosität des LHC von bis zu $1.0 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ Herr werden kann, ist ein Trigger-system notwendig. Der TRD gehört dank einer Driftzeit von nur 2-3 μs zu den schnellen Subsystemen und kann innerhalb von 6 μs eine solche Entscheidung bereitstellen. Außerdem setzt die Physik, die mit dem TRD gemacht werden soll, weitere Grenzen an sein Design.

Die Bestimmung der Charmonium- und Bottomoniumspektren und deren Abhängigkeit vom transversalen Impuls verlangt nach einer hervorragenden Pion-Elektron Auftrennung im Bereich mittlerer bis hoher transversaler Impulse von 1 GeV/c bis 10 GeV/c. Ziel war eine maximale Pionunterdrückung oberhalb 3 GeV/c zu erzielen, um dileptonische Zerfallskanäle im invarianten Massenspektrum gut auflösen zu können. Die Ansprüche an die Sauberkeit bei Auftrennung von Elektronen und Pionen ist für die Messung der Spektren leichter Vektormesonen (ρ , ω oder ϕ) nicht ganz so streng, aber auch hier muss die Separation gut sein [Trnka, D. et al., 2005, Sakuma, F. et al., 2007, Muto, R. et al., 2007, Metag, V., 2007].

Darüber hinaus trägt der TRD dazu bei Ein-Elektron-Zerfallskanäle möglichst genau aufzulösen. Dies dient der Identifikation von Hadronen mit ungepaarten c- und b-Quarks [Bala, R., 2011]. Um diese Physik zu betreiben, wird zusätzlich die Vertexinformation des ITS benötigt. Diese Messungen nutzen in erster Linie der Hintergrundbestimmung der Quarkoniaproduktion und sind wichtig, weil speziell das J/ψ eine der vielversprechendsten Signaturen bei der Untersuchung des QGP darstellt [Braun-Munzinger, P. und Stachel, J., 2009].

Zusätzlich zur Physik in Schwerionenkollisionen, welche fast ausschließlich auf die Erzeugung und das Verständnis des Quark-Gluon-Plasmas, sowie des zugehörigen Phasenübergangs und der Hadronisierung bis zum Ausfrieren zugeschnitten ist, betreibt ALICE und ebenso der TRD auch Proton-Proton Physik. Zum einen geht es darum die Detektoren zu kalibrieren [Aamodt, K et al., 2010f]. Dies ist in p+p Kollisionen einfacher, da die mittleren Multiplizitäten verglichen mit Schwerionenkollisionen signifikant geringer sind. Darüber hinaus kann für Schwerionenmessungen ein Hintergrund, ohne Modifikationen, die ein QGP bedingt, bestimmt werden.

Ebenso eröffnet ALICE die Möglichkeit eigenständig Physik in p+p zu betreiben. Ein Vorteil gegenüber den anderen Detektoren am LHC besteht in der Spezialisierung auf aus der Kollision stammende Teilchen niedriger Impulse (100 MeV/c - 20 GeV/c)^b. Vom physikalischen Standpunkt ist hier ebenfalls die Charm- und Beauty-Physik von hoher Relevanz. Ziel ist es die Spektren für D- und B-Mesonen auch bei niedrigen transversalen Impulsen ($\leq 150 \text{ MeV/c}$) möglichst genau zu bestimmen, um deren totale Wirkungsquerschnitte zu ermitteln. In der Niedrigmultiplizitätsumgebung in p+p ist es möglich Jets mit wesentlich geringerer Energie als in Schwerionenkollisionen zu messen, weil diese hier nicht in dem, durch die hohe Multiplizität verursachten, Hintergrund untergehen oder durch ein QGP unterdrückt sind. Darüber hinaus ist die Frage, ob auch in Proton-Proton Kollisionen ein nicht verschwindender radialer Fluss generiert wird, und kollektives Verhalten vorliegt, noch nicht endgültig beantwortet [Aggarwal, M. M. et al., 2003]. Dies wäre überraschend und wird in dieser Dissertation in Kapitel 9 nochmals diskutiert.

5.2.2 Die Koordinatensysteme des TRD

In den folgenden Unterabschnitten werden die Koordinatensysteme, die bei Messungen mit dem TRD verwendet werden, gezeigt. Dies sind ein globales Koordinatensystem des ALICE Detektors sowie ein lokales Bezugssystem, welches auf die einzelnen Sektoren des Übergangsstrahlungsdetektors beschränkt ist. Des Weiteren wird angegeben, wie die Transformation zwischen beiden erfolgt. Eine genaue Kenntnis der Koordinatensysteme ist für die, in Kapitel 7 erläutert, Ausrichtung des Übergangsstrahlungsdetektors essentiell.

^b Niedrig in der Welt der Hochenergiephysik der drei anderen großen Experimente am LHC.

5.2.2.1 Das globale ALICE Koordinatensystem

Auf Grund seiner Geometrie wurde für den ALICE Detektor ein zylindrisches Koordinatensystem eingeführt. Dieses, auch als **global** bezeichnet, ist ein Rechtssystem. Die x-Achse zeigt in Richtung der Mitte des LHC, die y-Achse nach oben und die z-Achse entlang der Strahlführung entgegen der Richtung des Myonspektrometers. Der Ursprung des globalen Koordinatensystems wird durch den nominalen Kollisionspunkt direkt in der Ebene der Zentralelektrode der TPC definiert.

Um der zylindrischen Konstruktion von ALICE Rechnung zu tragen, werden zusätzlich der Azimutwinkel ϕ sowie der Polarwinkel θ verwendet. Benutzt man das zylindrische Koordinatensystem zur Positionsangabe, so muss der Radius r von der Mitte der Strahlführung angegeben werden. In Abbildung 5.4 ist das globale ALICE Koordinatensystem gezeigt.

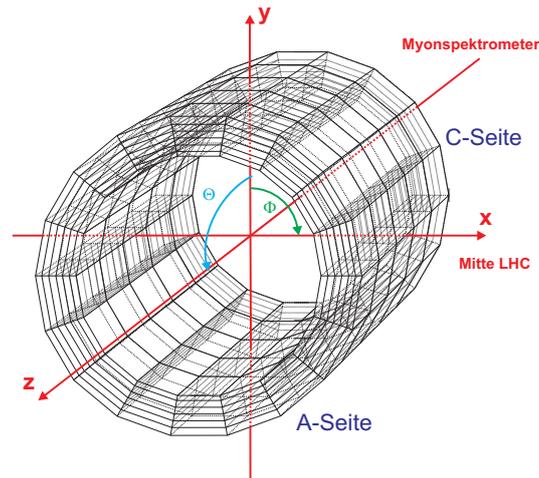


Abbildung 5.4: Das globale ALICE Koordinatensystem. Es handelt sich um ein Rechtssystem mit kartesischen Koordinaten x , y , z . x zeigt in Richtung des Zentrums des Beschleunigers, y nach oben und z entlang der Strahlführung entgegen dem Myonspektrometer. Alternativ werden zylindrische Koordinaten verwendet. Die z -Achse entspricht der im kartesischen System. Hinzukommen der Radius r sowie der Azimutwinkel ϕ .

5.2.2.2 Das lokale TRD Koordinatensystem

Da es unpraktisch ist in den Kammern des TRD, wie auch in den Sektoren der TPC, auf das globale ALICE Bezugssystem zurückzugreifen, wurden hierfür **lokale** kartesische Koordinaten eingeführt. Sie sind für jedes Supermodul identisch.

In diesen entspricht die z -Achse der im globalen Koordinatensystem, die x -Achse zeigt aus dem Sektor nach außen in positive r -Richtung und die y -Achse steht so, dass es sich insgesamt um ein Rechtssystem handelt. In Abbildung 5.5 ist das lokale Koordinatensystem des ALICE TRD gezeigt. Um den Koordinatenursprung zu bestimmen, wird jedem Supermodul ein Winkel α im globalen Koordinatensystem zugeordnet. Hierdurch wird die azimutale Position der Sektoren festgelegt. Im Übrigen erfolgt auch die Transformation zwischen globalem und lokalem Koordinatensystem über diesen Winkel α .

5.2.3 Modularer Aufbau des TRD

Aus den physikalischen Anforderungen, die in Unterabschnitt 5.2.1 angeführt wurden, konnte das Design des TRD gewonnen werden. In Abbildung 4.1 in Kapitel 4 sowie in Abbildung 5.2 ist der Aufbau des Übergangsstrahlungsdetektor und seine Position in ALICE zu erkennen ^c. Er befindet sich im Raum zwischen TPC und TOF.

Die sensitive Fläche in Pseudorapidität η geht von -0.84 bis 0.84 , insgesamt 1.68 Rapiditätseinheiten.

^c Die 18 Supermodule werden in den 18 Sektoren der externen Haltestruktur integriert.

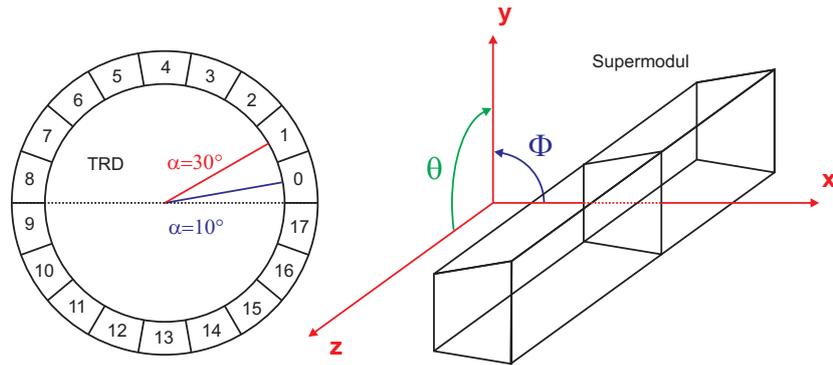


Abbildung 5.5: Das lokale Koordinatensystem des ALICE TRD. Es ist ein Bezugssystem, das sich für jedes Supermodul wiederholt. Die z-Achse entspricht der des globalen Koordinatensystems. Die x-Achse zeigt aus dem Sektor nach außen und die y-Achse bildet ein Rechtssystem mit den beiden anderen Koordinaten.

Dies entspricht bei voller azimuthaler Abdeckung 736 m^2 . Der Aufbau des TRD ist modular. Abbildung 5.6 kann die Zusammensetzung des Übergangsstrahlungsdetektors entnommen werden.

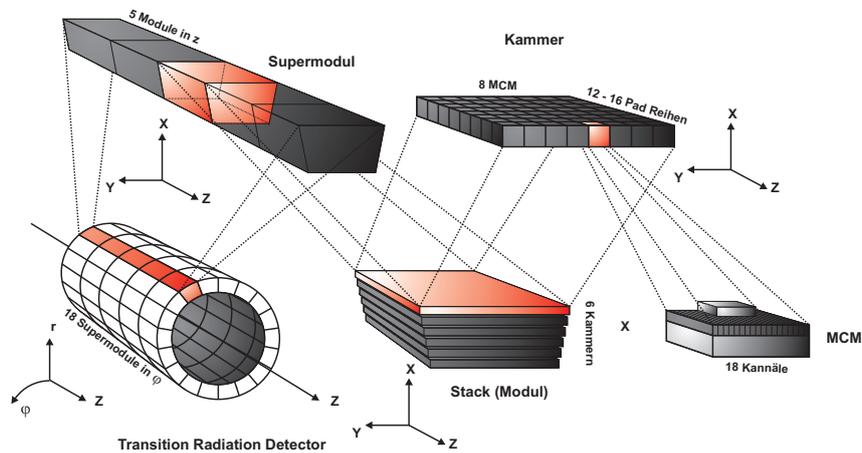


Abbildung 5.6: Modularer Aufbau des Übergangsstrahlungsdetektors. Dieser setzt sich aus 18 Supermodulen zusammen, welche wiederum 4 oder 5 Stacks zu je 6 Kammern beinhalten. Insgesamt macht dies 522 Kammern für den kompletten TRD. Jede Kammer trägt 12 bis 16 Padreihen mit jeweils 8 Multi-Chip-Modulen. Jedes MCM hat 18 Kanäle, was $1.156 \cdot 10^6$ Auslesekanäle für den gesamten Übergangsstrahlungsdetektor ergibt. Darüber hinaus wurden der Skizze die gängigen Koordinatensysteme auf der jeweiligen Abstraktionsebene beigelegt.

Größte Einheit sind 18 Supermodule, nummeriert von 0 bis 17. In Abbildung 5.7 ist ein solches sowie dessen Zusammensetzung schematisch dargestellt. Ein Supermodul hat eine Länge von 7.02 m und eine Höhe von 0.78 m. Zur Reduktion des Gewichtes besteht es aus einer Aluminiumlegierung. Dies sorgt für die geforderte Stabilität und Verwindungssteifigkeit. Seine Masse beträgt etwa 1.7 t. Neben der Skizze des Aufbaus eines Supermoduls ist in Abbildung 5.7 auch ein Photo während der Integration zu sehen. Jeder Sektor beinhaltet 5 Stacks, welche aus sechs in r-Richtung übereinander liegenden Kammern aufgebaut sind. Deren Gesamtzahl ist 522, durchnummeriert von 0 bis 539^d. Somit besteht jedes Supermodul aus 24 oder 30 Kammern. Die in z parallel nebeneinander liegenden Kammern bezeichnet man als Lage. In Abbildung 5.8 sind die sechs Lagen innerhalb eines Sektors zu sehen. Da die Nomenklatur und Anordnung der Komponenten des TRD für dessen Ausrichtung von großer Bedeutung ist, wird darauf nochmals in Kapitel 7, Unterabschnitt 7.1.2.1 eingegangen.

^d Die durch die Aussparung für PHOS fehlenden Kammern werden dennoch mitgezählt.

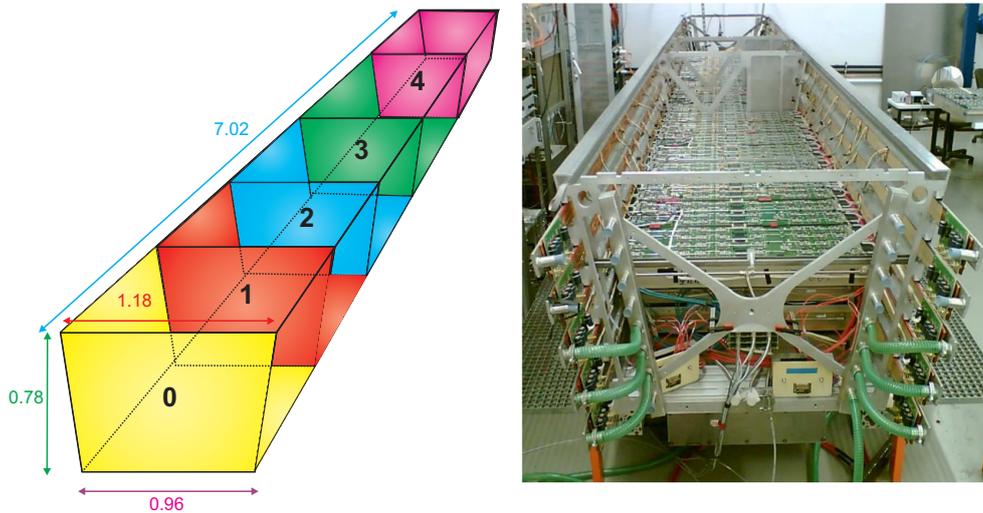


Abbildung 5.7: Links die Skizze eines Supermoduls des TRD. Der Übergangsstrahlungsdetektor ist modular aufgebaut und besteht aus achtzehn Sektoren. Jedes Supermodul wiederum beherbergt 4 oder 5 Stacks mit jeweils 6 Kammern. Dies sind insgesamt 24 respektive 30 Kammern pro Supermodul und 522 Kammer für den vollständigen TRD. Rechts ist das Foto eines Supermoduls während der Integration der Kammer gezeigt.

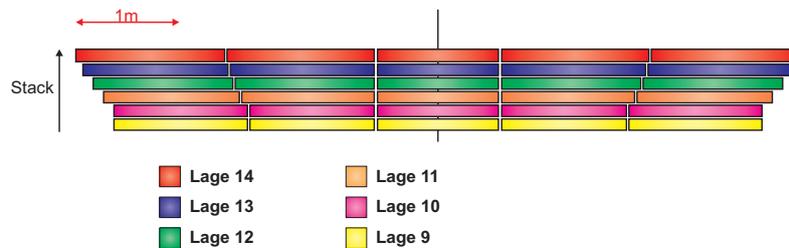


Abbildung 5.8: Die sechs Lagen an Kammern innerhalb eines Supermoduls. Die Nomenklatur entspricht der in der Ausrichtung des TRD verwendeten.

5.2.4 Aufbau einer Kammer des TRD

Nachdem in die allgemeine Geometrie des TRD eingeführt wurde, wird nachfolgend der Aufbau einer Kammer angeschnitten. Bemerkenswert ist, dass jede solche einen komplett autark arbeitender Übergangsstrahlungsdetektor darstellt. In Abbildung 5.9 ist der Schnitt durch eine TRD Kammer gezeigt. An diesem kann die Konstruktion der kleinsten modularen Einheiten des Übergangsstrahlungsdetektors nachvollzogen werden. Eine typische Kammer besteht aus drei Bereichen, dem Radiator in Sandwichbauweise, welcher Übergangsstrahlung erzeugt, der gasgefüllte Driftregion, sowie der Vieldrahtproportionalenkammer, die für eine Verstärkung des Signals sorgt. Driftregion und Verstärkungsregion werden als Auslesebereich zusammengefasst. Hinzu kommt die Elektronik, die die Verarbeitung der Daten übernimmt. Diese sitzt auf dem „Backpanel“, einer stabilen Carbon-Fiber-Sandwichstruktur. In Tabelle 5.1 sind die nominalen Einstellungen des TRD zusammengestellt.

5.2.4.1 „Pad Tilting“

Die Auslesepads sind in z- signifikant länger als in y-Richtung, die longitudinale Auflösung entsprechend schlechter^e. Um diese zu verbessern sind die Pads leicht alternierend gegen die z-Achse geneigt. Dies ist das „Pad Tilting“. Der Neigungswinkel der Pads (Pad Tilting Winkel) φ_p beträgt $\pm 2^\circ$ und ist in

^e Die Pads sind rhomboid geformt und haben eine Fläche von 6 cm^2 . Die Länge eines solchen ist etwa 8.8 cm in z-Richtung und 0.7 cm in ϕ -Richtung.

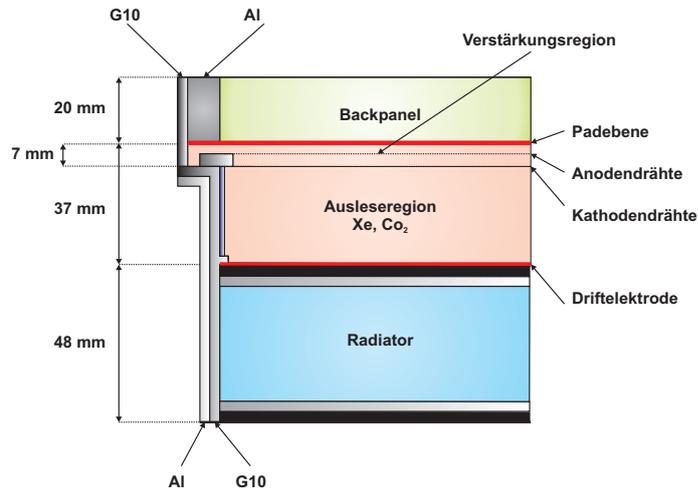


Abbildung 5.9: Schematischer Aufbau einer Kammer des TRD. Jede solche kann als autarker Übergangstrahlungsdetektor arbeiten. Die drei separaten Zonen sind farblich hervorgehoben. Zuunterst ist der Radiator gezeigt (blau). Dieser erzeugt Übergangstrahlung, die letzten Endes dazu dient, Elektronen von Pionen zu separieren. Darüber befindet sich die Ausleseregion, nochmals unterteilt in Drift- und Verstärkungsbereich (rot). Dieser Teil entspricht einem gängigen Gasdrift-detektor. Auf der Oberseite der Kammer befindet ist das „Backpanel“ und darauf die Ausleseelektronik.

Einstellungen des TRD	
Gasgemisch	Xe/CO ₂
Gasvolumen	27.2 m ²
Anodenspannung	1530 V
Gasverstärkung	≈ 7000
Driftspannung	-2100 V
Driftfeld	0.7 kV/cm
Driftgeschwindigkeit	1.5 cm/μs
longitudinale Diffusion	250 μm/√cm
transversale Diffusion	180 μm/√cm
Magnetfeld	0.5 T
Lorentz-Winkel	9.8°

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der nominalen Betriebsbedingungen des Übergangstrahlungsdetektors.

Abbildung 5.10 zeigt. Die Padneigung dient der Verbesserung der Ortsauflösung in z. Kombiniert man

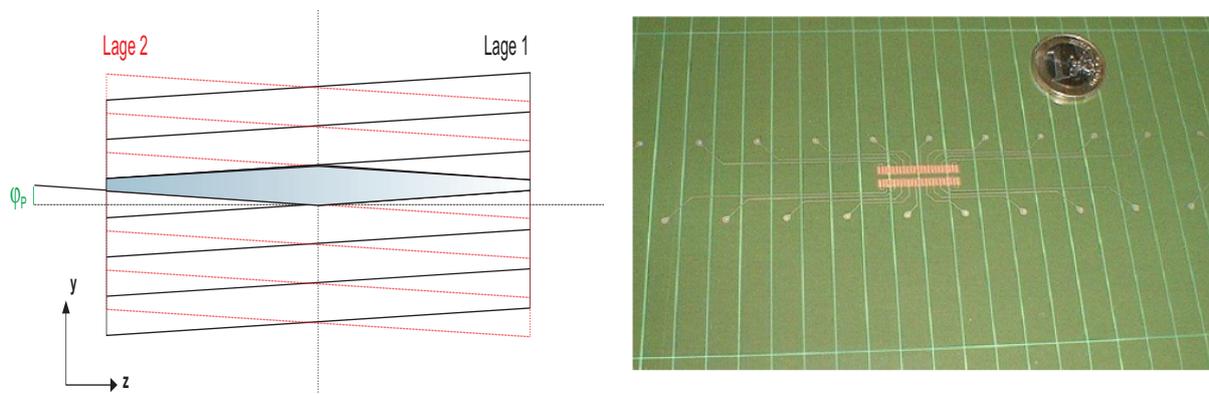


Abbildung 5.10: Links ist die Padneigung in zwei aufeinanderfolgenden Lagen des TRD gezeigt. Die Pads sind alternierend um $\pm 2^\circ$ verdreht. Rechts ist ein Foto einer Padebene zu sehen. Zum Größenvergleich liegt eine Euromünze darauf.

die Positionsinformation übereinanderliegender Lagen innerhalb eines Stacks, so ist dies ersichtlich. Die blaue Fläche in Abbildung 5.10 ist kleiner als die Fläche eines Pads.

Durch alternierende Neigung der Pads sind die gemessenen y - und z -Koordinaten korreliert. Die y -Koordinate muss um den Winkel φ_p korrigiert werden. Diese Transformation kann Abbildung 5.11 entnommen werden. Die modifizierte y -Koordinate \bar{y} ist durch

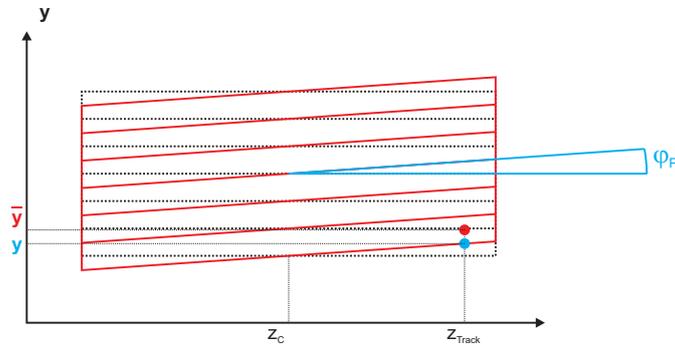


Abbildung 5.11: Korrektur der y -Koordinate eines Trackpunkts in der TRD um die Neigung der Pads.

$$\bar{y} = y - \tan(\varphi_p) \cdot (z_c - z_{\text{track}}) \quad (5.6)$$

zu berechnen. In Gleichung 5.6 ist z_c die z -Position des Padzentrums und z_{track} die gemessene z -Position des Tracks.

5.3 Funktion des Übergangsstrahlungsdetektors

In den vorangegangenen Abschnitten wurde der Aufbau des TRD vermittelt. Nun soll gezeigt werden, wie der Übergangsstrahlungsdetektor funktioniert. Links in Abbildung 5.12 ist die Funktionsweise einer TRD Kammer schematisch betrachtet. Da jede der 522 Kammern als selbstständiger TR Detektor arbeiten kann, wird die Physik exemplarisch an einer solchen erläutert. Ein geladenes Teilchen (Proton, Elektron, Myon, Pion oder Kaon) durchfliegt den TRD. Im Radiator wird abhängig vom Lorentz-Faktor γ des geladenen Teilchens Übergangsstrahlung erzeugt. Die höchste Intensität an TR liefern hochenergetische Elektronen. Die Übergangsstrahlung wechselwirkt mit dem Driftgas in der Ausleseregion des TRD und generiert Ladung. Das Driftgas Xenon ist so gewählt, dass Photonen ein Maximum ihrer Energie in diesem Volumen verlieren.

Ebenso verliert das Teilchen selbst durch Stoßionisation nach Bethe, H. [1930] Energie im Driftgas. Auch hier entstehen Elektronen sowie korrespondierende positive Ionenrümpfe.

Die negativen Ladungsträger bewegen sich im Driftfeld zwischen Driftelektrode und Kathodendrähten in Richtung der Verstärkungsregion. Die, weil schwerer, langsameren, positiv geladenen Ionenrümpfe des Driftgases hingegen driften in entgegengesetzter Richtung zur Driftelektrode. Die Driftgeschwindigkeit v_{Drift} entspricht formell der der TPC und ist durch Gleichung 4.1 gegeben.

Problematisch ist die Absorption von negativen Ladungsträgern durch Gasverunreinigungen sowie die Erzeugung von Raumladung durch die weniger beweglichen Ionen, die auf die Driftelektrode treffen und hier weitere Elektronen freischießen. Ein Auseinanderdiffundieren der Elektronenwolke analog zur TPC ist, dank kurzer Driftlängen in den Kammern des Übergangsstrahlungsdetektors von nur 3 cm, weniger relevant.

Nach einer Driftzeit von höchstens 2 μs erreichen die negativen Ladungsträger, sowohl des durchlaufenden Teilchens als auch der Übergangsstrahlung, die Anodendrahtebene. Auf den Pads wird ein Signal proportional zur Zahl der auftreffenden e^- induziert.

Das Signal des TRD integriert über die Zeit kann dem PulsHöhenSpektrum (PHS) entnommen werden und ist in Abbildung 5.12 rechts zu sehen. In diesem wird der erste Hochpunkt bei kleinen Driftzeiten von 0.5 μs durch die Elektronenlawine in der Verstärkungsregion, welche die Pads zuerst erreichen,

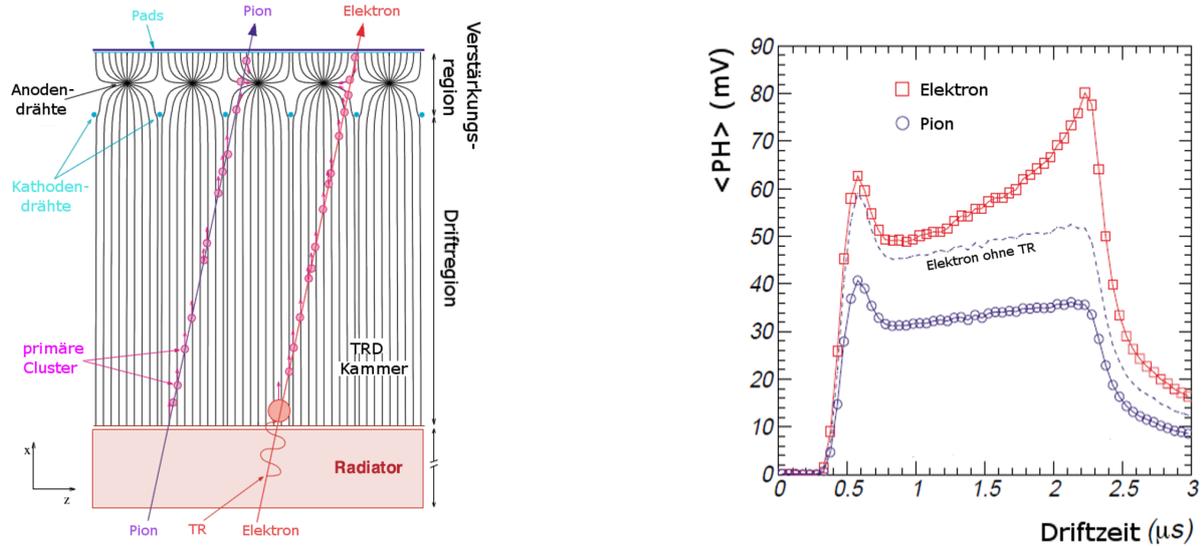


Abbildung 5.12: Links ist die Funktionsweise des TRD skizziert. Ein geladenes Teilchen durchfliegt den Radiator. Je nach Lorentz-Faktor γ erzeugt es TR. Hier ist sowohl ein Pion gezeigt, welches mit geringerer Wahrscheinlichkeit Übergangsstrahlung generiert als auch ein Elektron, bei dem dieser Prozess mit höherer Wahrscheinlichkeit auftritt. TR wiederum lässt am unteren Rand des Detektors einen großen Überschuss an negativer Ladung entstehen. Diese driften mit einem durch das elektrische und das magnetische Feld bedingten Lorentz-Winkel in Richtung der Kathodendrahte. Auf seinem Weg durch die Driftregion erzeugen sowohl das Pion als auch das Elektron durch Stoßionisation im Gas weitere freie Ladungsträger. Auch diese Elektronen driften im elektrischen Feld Richtung Kathode. Hier angekommen werden die Signale durch Lawineneffekt in starken Feldern zwischen der Kathodendrahtebene und der Anodendrahtebene verstärkt und schließlich ausgelesen. Es wird sowohl die Ortsinformation in y und z als auch die Zeitinformation gespeichert und später in der Rekonstruktion ausgewertet. Rechts ist ein PulsHöhenSpektrum (PHS) aus den den TRD durchfliegenden Elektronen (rot) sowie Pionen (blau) gezeigt. Das Signal ist zeitlich aufintegriert.

erzeugt. Darauf folgt ein Plateau, das durch Elektronendrift im Auslesebereich der TRD Kammer verursacht wird. Dieses beträgt etwa 1.3 μs . Nach einer Driftzeit von 2 μs treffen auch die Elektronen, die am Eingang der Kammer durch TR erzeugt werden, auf den Pads ein. Sie sind die zeitlich letzten Ladungsträger, die registriert werden und induzieren den zweiten Hochpunkt bei größeren Driftzeiten. Durch dessen Intensität lassen sich Elektronen von Pionen trennen. Wegen ihrer geringeren Masse und korrespondierendem großem Lorentz-Faktor erzeugen Elektronen eine ausgeprägteren Struktur als Pionen, was im PulshöhenSpektrum in Abbildung 5.12 ersichtlich ist.

So stehen direkte Positionsinformationen der Trackpunkte in z und $r\phi$ -Richtung im lokalen Koordinatensystem der Kammer zur Verfügung. Nicht jedoch die r -Koordinate. Diese kann ausschließlich aus der Driftzeitinformation bei bekannter Driftgeschwindigkeit v_{Drift} gewonnen werden. Hierzu siehe Kapitel 6, welches sich der Rekonstruktion und Kalibrierung des Übergangsstrahlungsdetektors widmet.

Kapitel 6

Rekonstruktion und Kalibrierung des TRD

Um die ausrichtbaren Volumen des TRD zu einem beliebigen Referenzsystem, zum Beispiel der TPC aber auch innerhalb des Übergangsstrahlungsdetektors, zu positionieren, ist es notwendig, sich zuerst klar zu machen, wie die Trajektorien in diesem Subsystem gefunden werden. Erst wenn man versteht, wie aus den physikalischen Spuren, die ein Teilchen in den Kammern des TRD hinterlässt, ein, durch die Rekonstruktion verarbeitbares, dem Track zugeordnetes Objekt wird, kann man entscheiden, welche Teilchenspuren überhaupt die Qualitätsansprüche erfüllen, um für die Ausrichtung verwendet zu werden.

6.1 Rekonstruktion durch ALICE

Da die **Rekonstruktion** geladener Teilchen im TRD von essentieller Bedeutung für das Verständnis der Ausrichtung des Übergangsstrahlungsdetektors ist, wird dieser Abschnitt eine Einführung geben. Deren allgemeiner Ablauf kann dem Flussdiagramm in Abbildung 6.1 entnommen werden.

6.1.1 Bestimmung der Tracklets im TRD

In der Rekonstruktion, speziell im TRD, werden aus den Hits über drei Stufen Tracklets erzeugt. Der erste Teil wird in Anlehnung an die anderen Teilchenspurrekonstruktionsdetektoren **Clusterfindung** genannt.

- **Erzeugung der Cluster**

Fliegt ein geladenes Teilchen durch den TRD, so kommt es zur Ionisation des Driftgases. Die Arbeitsweise des Übergangsstrahlungsdetektors wurde bereits in Kapitel 5, Abschnitt 5.3 behandelt. Die einzelnen Ionisationszentren auf der Trajektorie des Partikels werden als **Hits** bezeichnet. Freigeschlagene Elektronen driften entlang des elektrischen Feldes in der Kammer in Richtung der Verstärkungsregion, wo sie in elektrischen Feldern amplifiziert werden. Schließlich treffen die negativen Ladungskonzentrationen auf die Pads an der Oberseite der Kammern des TRD und induzieren dort ein elektrisches Signal. Dies sind die **Digits**. Diese, sowie die Hits, sind physisch, was bedeutet, dass sie nicht ausschließlich offline existieren. Alles Weitere spielt sich in der Software ab. Aus den Digits müssen Größen generiert werden, die den Verlauf der Trajektorie des Teilchens möglichst genau wiedergeben. Jedoch ist generell nicht bekannt, welche x-Koordinate die Hits im lokalen Koordinatensystem der Kammer haben. Die Digits, die den Übergang zwischen realer Welt und gemessenem Signal darstellen, verfügen nur über die aufintegrierte y- und z-Information. Die zugehörige x-Koordinate kann jedoch aus der Zeitinformation gewonnen werden.

So ist durch Kalibrierung des Detektors, beschrieben in Abschnitt 6.2, die Driftgeschwindigkeit v_{Drift} der Elektronen im Detektorgas abhängig von Temperatur, Gasmischung und elektrischem

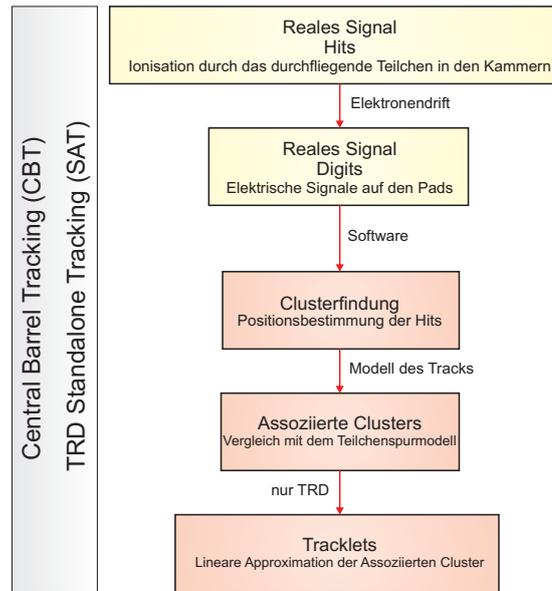


Abbildung 6.1: Ablauf der Rekonstruktion im TRD. Die Signale, die durch das, den Übergangstrahlungsdetektor durchfliegende, Teilchen auf den Pads induziert werden, die Digits, werden in Cluster umgerechnet. Diese geben die Position der Hits in den Kammern maximal gut wieder. Um aus der zweidimensionalen Information, die ein Digit bereithält, eine dreidimensionale Position im Raum zu gewinnen, müssen Driftzeit sowie Driftgeschwindigkeit bekannt sein. Hits und Digits existieren real. Alles Weitere läuft ausschließlich in der Software ab. Im zweiten Schritt werden diese Cluster mit einem Modell der Teilchentrajektorie, basierend auf einem Kalman-Filter, verglichen. Erfüllen sie bestimmte Auswahlkriterien, so werden sie diesem Modell zugeordnet. Dies sind die assoziierten Cluster. In der finalen Prozedur im TRD werden alle solchen innerhalb einer Kammer linear gefittet. Der Schwerpunkt dieses Fits ergibt die Position des Tracklets. Damit ist die Rekonstruktion auch im TRD abgeschlossen.

Feld bekannt. Beim TRD beträgt diese ungefähr $1.5 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Ebenso kann aus dem Pulshöhenspektrum, gezeigt in Kapitel 5, Abbildung 5.12, die Driftzeit t_{Drift} ermittelt werden. Die x-Koordinate des Clusters ergibt sich durch lineare Approximation zu

$$x = v_{\text{Drift}} \cdot t_{\text{Drift}} . \quad (6.1)$$

Die y-Koordinate erhält man aus der Relation

$$y = 2y_0 + \tan \alpha_L \cdot x . \quad (6.2)$$

In dieser Gleichung ist y_0 der Mittelwert, auch **Centre Of Gravity (COG)**, der **Pad-Response-Funktion (PRF)**, die berücksichtigt, dass sich das Digit unter Umständen über mehrere Pads erstreckt. Es wird ein Gauß-Fit der beteiligten Pads, die Ladung eines Hits registriert haben, vorgenommen, um den Schwerpunkt in y-Richtung, der dem Mittelwert des Fits entspricht, zu erhalten. So verwendet die PRF auch Informationen der benachbarten Pads. Der Winkel α_L ist der **Lorentz-Winkel** der Teilchenspur und kann durch das bekannte Magnetfeld B und das elektrische Feld E in den Kammern bestimmt werden. In Abbildung 6.2 ist dieser gezeigt. Für den Lorentz-Winkel gilt

$$\tan \alpha_L = \omega \cdot \tau . \quad (6.3)$$

In Gleichung 6.3 ist ω die in Kapitel 4, Unterabschnitt 4.2 eingeführte Zyklotronfrequenz. Des Weiteren ist τ das mittlere Zeitintervall zwischen zwei Kollisionen, gegeben durch die Elektronenmobilität μ . Die Ermittlung der z-Koordinate erfolgt analog der y-Koordinate. Einzig zu beachten ist, dass die Pads in diese Richtung länger sind, der Detektor weniger granular ist. Hier wird nur das Padzentrum verwendet. Diese drei Ortsinformationen werden zu einem **Cluster** zusammengefügt, welcher die Position der zugehörigen Hits möglichst genau wiedergeben soll ^a. Da es allerdings

^a Zusätzlich wird dem Cluster die Ladung beigelegt.

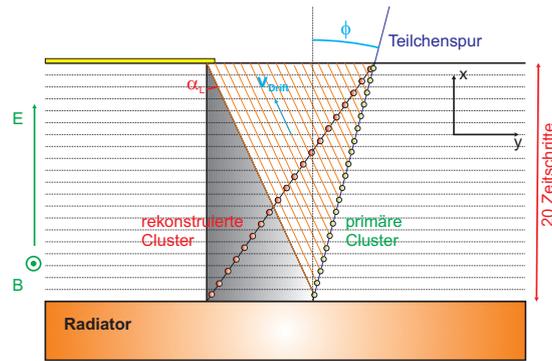


Abbildung 6.2: Einfluss des magnetischen Feldes des L3 auf die Bewegung der Elektronen im elektrischen Feld zwischen Driptelektrode und Drahtebenen. Die magnetischen Feldlinien verlaufen in z -Richtung rechtwinklig zu den elektrischen Feldlinien. Hierdurch erfahren driftende Elektronen eine Ablenkung, welche nach Gleichung 6.3 zu berechnen ist. Diese wird durch den Lorentz-Winkel α_L quantisiert.

ausschließlich in Simulationen möglich ist die genaue Position des Hits zu kennen, kann bei der Ermittlung der Clusterauflösung nur auf Monte Carlo Daten (MC) zurückgegriffen werden. Sie liegt im TRD bei etwa $800 \mu\text{m}$. In Kapitel 7, Tabelle 7.4 findet sich eine Zusammenstellung verschiedener Auflösungen des Übergangsstrahlungsdetektors.

- **Vergleich der Cluster mit einem Modell der Teilchenspur**

Zusätzlich wird ein, auf einem Kalman-Filter beruhendes, Modell der Spur mittels ausgewählter **Seeding Cluster** generiert^b. In jedem Zeitschritt oder **TimeBin (TB)**, 20 pro Kammer, werden diesem Modell alle Cluster, die innerhalb bestimmter vorgegebener Grenzen liegen, beigelegt. Dies geschieht über die Akzeptanzfenster in y - und z -Richtung, die **y - und z -Roads**. Für jeden Zeitschritt sind diese jeweils identisch. Ihre Weite lag in $p+p$ bei etwa einem Zentimeter. Sind die Multiplizitäten höher, so müssen die Akzeptanzfenster entsprechend kleiner sein. Diese Größen werden nochmals für die Ausrichtung der TRD Kammer wichtig. Alle Cluster, die bestimmte Auswahlkriterien erfüllen und innerhalb der Akzeptanzfenster liegen, werden dem Teilchenspurmodell zugeordnet und erhöhen sukzessive die Positionsauflösung. Dies sind die assoziierten oder **Attached Clusters**.

- **Erzeugung der Tracklets im TRD**

Eine Besonderheit des TRD ist, dass er nicht wie andere ALICE Subdetektoren Clusters zur Rekonstruktion verwendet, sondern eine Abstraktionsstufe höher ansetzt. Hierzu wird aus allen assoziierten Clustern innerhalb einer Kammer ein **Tracklet** gebildet. Es handelt sich um eine lineare Approximation der zugeordneten Cluster in den verschiedenen Zeitschritten innerhalb einer Kammer. Dabei ist besonders in z -Richtung wiederum Padreihenübergang zu berücksichtigen.

6.1.2 Die ALICE Rekonstruktionsalgorithmen

Nachdem zuvor gezeigt wurde wie aus den physikalischen Signalen im TRD, den Digits, Tracklets erzeugt werden, wird in diesem Unterabschnitt auf die Rekonstruktion im Allgemeinen eingegangen. Hierzu gibt es speziell für den Übergangsstrahlungsdetektor zwei Algorithmen.

Zum einen ist der TRD der dritte Detektor gezählt vom Vertex innerhalb des ALICE Zentralbereiches und nimmt wichtige Aufgaben in der Rekonstruktion der inneren Subsysteme wahr. Die Teilchenspuren werden von der TPC in den TRD prolongiert, dort mittels einer Rekonstruktionsroutine verarbeitet und, falls sie hier nicht verlorengehen, in den Flugzeitdetektor TOF weitergegeben. Dieser Modus wird als **Central Barrel Tracking (CBT)** bezeichnet.

^b Rudolf Kalman (1930) - ungarischer Mathematiker

Andererseits kann im TRD auch ohne Informationen der anderen Subsysteme rekonstruiert werden. Dies ist wichtig, da im ALICE Übergangsstrahlungsdetektor wegen der im Verhältnis zur TPC kurzen Driftzeit der Elektronen von etwa 2 μs schon kurz nach der Kollision physikalische Informationen vorliegen. Dies erlaubt dem TRD im High Level Trigger (HLT) zu arbeiten. In diesem Fall wird von Stand Alone Tracking (SAT) gesprochen.

6.1.2.1 Rekonstruktion im ALICE Zentralbereich

Das Central Barrel Tracking (CBT) beruht auf einem Kalman-Filter [Kalman, R.E., 1960]. Zuvor erläuterte Rekonstruktion im TRD fügt sich hier ein.

Die globale Rekonstruktion beginnt mit der Bestimmung der Cluster in den ALICE Subdetektoren des Zentralbereiches, dem ITS, der TPC und dem TRD. Zeitgleich erarbeiten die primären PID Detektoren TOF, EMCAL und PHOS (die eine kleine ϕ -Akzeptanz aufweisen) eine erste, wenn auch ungenaue, Teilchenidentifikation. Diese Informationen werden später, wenn auch das ITS, die TPC und der TRD ihre PID ermittelt haben, weiterverwendet. Die eigentliche Bestimmung der Teilchenspuren startet zeitlich nachfolgend mit den beiden präzisesten Detektoren, der TPC und dem ITS. Begonnen wird an der Außenseite der TPC bei einem Radius von 300 cm. Hier werden die potentiellen Spuren mittels eines Modells, beruhend auf einem Kalman-Filter, ermittelt. Dies sind die **Seeds**. Sie werden ebenfalls mittels Kalman-Filter in der TPC nach innen prolongiert und mit jedem Zeitschritt Cluster, die bestimmte Kriterien erfüllen, zu diesem Modell hinzugefügt. Es sind die schon aus dem TRD bekannten zugeordneten Cluster, welche die Präzision der Parameter des Trackmodells kontinuierlich verbessern.

Der eben beschriebene Schritt wird zeitgleich mit der TPC für die drei Subsysteme des ITS durchgeführt. Auch hier werden erste potentielle Teilchenspuren gefunden, welche anschließend am Übergang von ITS zur TPC mit den TPC Tracks verbunden werden. Dies ist das **ITS-TPC Matching**. Allerdings ist es nicht für alle Spuren im ITS möglich eine entsprechend korrespondierende Spur in der TPC zu finden. Dies kann verschiedene Ursachen haben. So gibt es in beiden Subsystemen tote Zonen, meint Pads, die aus verschiedensten Gründen nicht funktionieren. Weiter ist die Rapiditätsabdeckung des ITS wegen des Myonarms größer als die der TPC. Spuren, die außerhalb des Akzeptanzbereiches -0.84 bis 0.84 liegen, können von der TPC konstruktionsbedingt nicht gefunden werden^c. Darüber hinaus gibt es niederenergetische Teilchen, die so niedrige Impulse haben, dass ihre Trajektorien im Dipolfeld des L3 Kreisbahnen sind und sie die TPC gar nicht erreichen. Der Grenzwert liegt bei etwa 120 MeV/c (bei 0.5 T).

Nachdem dieser Rekonstruktionsdurchlauf beendet ist und die Verbindung der potentiellen Teilchenbahnen zwischen TPC und ITS stattgefunden hat, wird ein erster Versuch unternommen den primären Vertex des Ereignisses festzulegen.

Anschließend beginnt der zweite Rekonstruktionsdurchlauf. Dieser startet am vorläufigen Kollisionspunkt und erfolgt mittels Kalman-Filter bis zu den äußeren Radien der TPC. Diese Spuren werden als Grundlage für ein Modell der Teilchentrajektorie weiter in den TRD prolongiert. Hier werden sie verwendet, um ihnen Cluster hinzuzufügen. Dies sind die zugeordneten Cluster. Die Hinzunahme des TRD erhöht die Auflösung bezüglich transversalem Impuls p_T , da auch hochenergetische Teilchen bei „längerem Hebel“ im Magnetfeld eine messbare Krümmung haben.

Im folgenden Zeitschritt werden diese Teilchenspuren in den TOF, nach HMPID und nach PHOS prolongiert, wo ihnen nochmals und auf Basis der zu Beginn ermittelten PID weitere Informationen über die Art des Teilchens hinzugefügt werden. Damit endet der zweite Rekonstruktionsdurchlauf. Eine Besonderheit des TRD ist, dass er Tracklets anstelle von Clustern generiert.

Im letzten Schritt werden die Cluster und Tracklets mittels Kalman-Filter nochmals von außen zum initialen Kollisionspunkt rekonstruiert. Nachdem die finalen Teilchenspuren durch das Central Barrel Tracking gefunden wurden, werden der primäre Vertex und ebenso die sekundären Kollisionspunkte des Ereignisses ein zweites Mal und mit größerer Genauigkeit bestimmt.

^c Dieser Akzeptanzbereich gilt für lange Teilchenspuren mit 159 Clustern. Für kürzere Tracks liegt der Akzeptanzbereich bei etwa ± 1.4 .

6.1.2.2 Eigenständige Rekonstruktion des TRD

Zusätzlich zur Rekonstruktion durch die Detektoren des Zentralbereichs existiert im TRD die Möglichkeit nur mit den Informationen des Übergangsstrahlungsdetektors, ohne zusätzliche Eingaben der umliegenden Detektoren, der TPC oder TOF, eine Rekonstruktion durchzuführen [Fasel, M., 2008]. Dies ist schneller als der Algorithmus des CBT und kann für eine Entscheidungsfindung als Trigger verwendet werden. Das eigenständige Tracking des TRD erfolgt ebenso wie das CBT im TRD auf den Tracklets.

Um separat von anderen ALICE Subsystemen zu rekonstruieren, müssen mindestens vier Kammern eines Stacks mit Clustern belegt sein. Dies sind die vier **Seeding Cluster**, welche die **Seeding Konfiguration** bilden. Hierbei ist zu beachten, dass Konfigurationen, wo diese vier Kammern benachbart liegen, denen mit Lücken dazwischen vorgezogen werden.

Diese Seeding Cluster werden bestimmt, indem man Cluster innerhalb einer Kammer in die xy -Ebene projiziert. Sie bilden eine Gauß-Verteilung, deren Schwerpunkt etwa dem Mittelpunkt des Tracklets entspricht. Außerdem müssen die Seeding Cluster innerhalb eines Winkels von 45° in y - und z -Richtung bezüglich der x -Achse liegen. Das Prinzip des SAT ist in Abbildung 6.3 zu sehen.

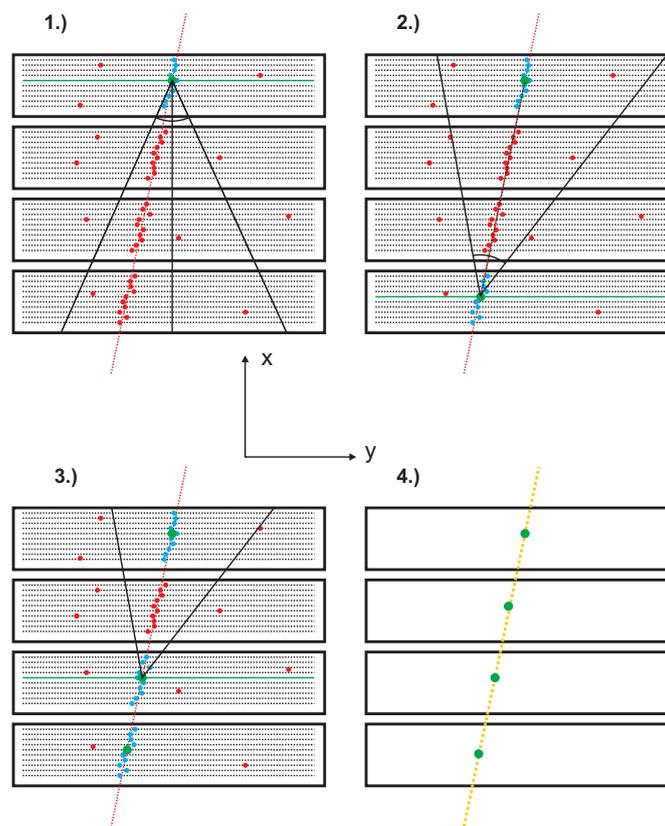


Abbildung 6.3: Ablauf des Standalone Trackings (SAT) des ALICE Übergangsstrahlungsdetektors. Grün dargestellt sind die Seeding Cluster, welche durch Projektion ausgewählter Cluster einer Kammer in eine Referenzebene in xy gebildet werden. Sie liegen etwa auf dem Mittelpunkt des Tracklets in der jeweiligen Kammer und werden im SAT für den Fit der Teilchenspurs mittels Riemann-Kreisen nach Gleichung 6.4 genutzt.

Nachdem eine Seeding Konfiguration generiert wurde, wird diese mittels Riemann-Kreisen der Form

$$(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 - R^2 = 0 \quad (6.4)$$

gefittet. Deren Krümmung wird verwendet, um als Modell der Teilchenspurs zu dienen und den Tracklets die assoziierten Clusters beizufügen. Sind diese bestimmt, so wird das Teilchenspursmodell erneut gefittet. Durch Berechnung des χ^2 -Wertes wird die Qualität der potentiellen Tracks überprüft. Ebenso liefert die Zahl der Cluster, die mit der Spurs assoziiert werden können, sowie die Differenz der Krümmungen der Riemann-Kreise eines Modells in benachbarten Kammern eine Qualitätsaussage.

Erfüllen die Spuren, die bis hierhin nur auf den Seedings beruhen, die Qualitätsanforderungen, so werden sie weiter in die Kammern prolongiert, die nicht zur Seeding Konfiguration gehörten. Anschließend werden die, der Spur zuzuordnenden, Tracklets überprüft und die vier schlechtesten verworfen. Sie werden mit den Informationen des Modells neu berechnet und so versucht die Anpassung der Teilchenspur an die wahre Trajektorie des Teilchens iterativ, sukzessive weiter zu verbessern. Die Entscheidung, ob eine Optimierung erzielt wurde, wird mittels χ^2 -Test getroffen. Verbessert sich die Qualität der Spur nicht, so endet die Iteration und die Trajektorie wird ein letztes Mal mittels finaler Positionen der Tracklets gefittet.

Die Positionsaufösung, bestimmt durch die Residuals zwischen Clusterposition und gefitteter Teilchentrajektorie, liegt bei 300 bis 500 μm . Für den Vergleich zwischen Tracklets und Teilchenspuren erhält man 600 bis 1000 μm .

Ebenso wie die Rekonstruktion des ALICE Zentralbereiches reagiert auch die eigenständige Rekonstruktion des TRD sensitiv auf Änderungen der Kalibrierung sowie der Ausrichtung des TRD. Jedoch fließt in den zuvor beschriebenen Rekonstruktionsmodus das Material des Detektors nicht ein. Dies ist ein Vorteil des CBT.

Teilchenspuren beider Rekonstruktionsalgorithmen können für die Ausrichtung, deren Beschreibung in Kapitel 7 folgt, herangezogen werden. Will man mit Bezug zur TPC positionieren, so kommen allerdings nur die im gesamten Zentralbereich rekonstruierten Teilchentrajektorien in Frage.

6.2 Kalibrierung des TRD

Um durch Rekonstruktion Energie und Teilchenart zu ermitteln, ist ein fundiertes Verständnis des TRD und seiner Eigenschaften notwendig. Hierzu dient die Kalibrierung [Bailhache, R., 2010]. Ebenso wichtig ist dies für die Ausrichtung.

In Abbildung 6.4 sind in einem Pulshöhenspektrum einer TRD Kammer drei der vier zu kalibrierenden Parameter dargestellt.

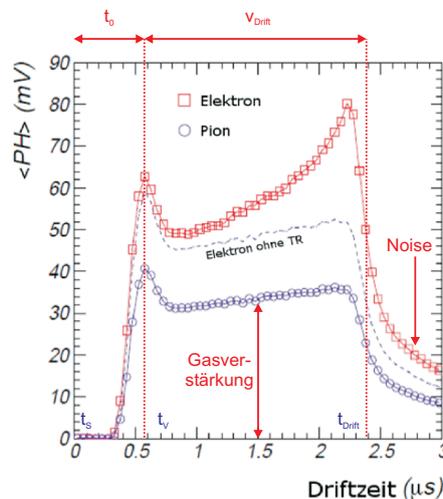


Abbildung 6.4: Erläuterung der zu kalibrierenden Größen des TRD an einem Pulshöhenspektrum. Zu bestimmen ist der Zeitoffset t_0 , die Driftgeschwindigkeit v_{Drift} und die relative Fähigkeit im Driftgas Ladungsträger zu erzeugen, beschrieben durch die Gasverstärkung. Das Ansprechverhalten der Pads, quantisiert in der Pad-Response-Funktion (PRF), ist hier nicht gezeigt.

6.2.1 Kalibrierung der Driftgeschwindigkeit

Um Teilchenspuren zu rekonstruieren, muss die Driftgeschwindigkeit v_{Drift} der Elektronen im Gas bekannt sein. Diese wird aus dem Pulshöhenspektrum ermittelt. In Abbildung 6.4 ist ein solches gezeigt.

Es besteht im Wesentlichen aus drei Bereichen. Ein erster Hochpunkt bei etwa $0.5 \mu\text{s}$, der durch Elektronen in der Verstärkungsregion erzeugt wird. Zeitlich danach ein flaches Plateau, verursacht durch Ladung, die in der Driftregion generiert wurde und später an der Anodenebene eintrifft. Zuletzt der abfallende Bereich bei Zeiten von $2.2 \mu\text{s}$ oder 22 TB . Dieser Schwanz wird durch die **Time Response Funktion** (TRF) beschrieben. Aus dem PHS werden drei ausgezeichnete Zeitpunkte extrahiert. Dies sind die Startzeit t_S des Signals, der Zeitpunkt t_V an dem die Verstärkungsregion durchlaufen ist und das zeitliche Ende der Drift t_{Drift} . In Abbildung 6.4 sind diese eingetragen. Aus ihnen lässt sich die Driftgeschwindigkeit durch

$$v_{\text{Drift}} = \frac{d_{\text{Drift}}}{t_{\text{Drift}} - t_V} \quad (6.5)$$

extrahieren. Die Driftlänge d_{Drift} ist durch die Geometrie der Kammern des Übergangsstrahlungsdetektors festgelegt und beträgt 3 cm . Die Zeiten t_{Drift} und t_V werden in der Einheit μs bestimmt, was insgesamt zu Driftgeschwindigkeiten in der Größenordnung weniger $\text{cm}/\mu\text{s}$ führt.

Zur Bestimmung von t_{Drift} und t_V gibt es zwei Ansätze. Eine Möglichkeit ist das PHS zu fitten. Es wird eine Summe aus Time Response Funktionen verwendet. Diese beschreiben ein einzelnes Elektron, welches genau zur Zeit $t = 0$ an der Anodendrahtebene ankommt. Da die Elektronen entlang des Tracks homogen aus dem Gas herausgelöst werden, kann eben jene Summe verwendet werden. Unter den Fitparametern sind die gesuchten Zeiten t_S , t_V und t_{Drift} . Für einen genaueren Einblick in die Kalibrierung der Driftgeschwindigkeit siehe Bailhache, R. [2010].

Alternativ können die Zeit der Verstärkungsregion und die Driftzeit ohne Fit direkt aus dem Pulshöhenspektrum abgelesen werden. t_V entspricht dem absoluten Maximum und t_{Drift} der Stelle mit maximaler negativer Steigung. Dieses Verfahren funktioniert auch, wenn der Fit nicht konvergiert. In beiden Fällen ergibt sich die Driftgeschwindigkeit zu etwa $1.6 \pm 0.1 \text{ cm}/\mu\text{s}$ ^d.

6.2.2 Kalibrierung des Zeitoffsets

Zur Bestimmung der x -Koordinate muss die Driftzeit t_{Drift} der Elektronen bekannt sein. Da unterschiedliche Teilchen in der freigeschlagenen Lawine unterschiedlich schnell driften, ist eine Definition dieser nicht trivial. Als solche wird die durchschnittliche Zeit zwischen dem Beginn der Elektronendrift und der Kathodendrahtebene definiert. Auch der Beginn dieses Zeitintervalls unterscheidet sich von Kammer zu Kammer und von Ereignis zu Ereignis. Im über mehrere Ereignisse gemittelten PHS in Abbildung 6.4 kann die Kalibrierung der Driftzeit und des **Zeitoffsets** t_0 nachvollzogen werden. Die so bestimmten Unterschiede betragen etwa 0.2 Zeitbins, was 20 ns entspricht. Technisch wird hierdurch das, an verschiedenen Kammern zu unterschiedlichen Zeiten eintreffende, Pretriggersignal ausgeglichen.

6.2.3 Kalibrierung der Pad-Response-Funktion

Die **Pad Response Funktion** (PRF) ist von Bedeutung, will man die y -Position der Cluster im TRD möglichst genau ermitteln. Wie in Abschnitt 5.3 beschrieben, bewegen sich freigeschlagene Elektronen im Übergangsstrahlungsdetektor in Richtung der Pads und induzieren dort ein Signal. Allerdings trifft die Elektronenlawine eines Hits meist mehrere Pads in y -Richtung. Ziel ist aus den Hits die Position des Clusters in dieser Richtung zu ermitteln. Anders formuliert muss der Abstand der Clusterposition von der Mitte des mittleren der angesteuerten Pads bestimmt werden. Dies geschieht durch die Pad-Response-Funktion, einen Gauss-Fit der Ladungsverteilung der Pads. Für einen umfassenderen Einblick in die Kalibrierung der PRF siehe Bailhache, R. [2010]. Die ermittelten Werte für σ_{PRF} liegen um 0.5 . Die maximalen Abweichungen bei etwa 3% .

6.2.4 Kalibrierung der Gasverstärkung

Der Gasverstärkungsfaktor oder **Gasgain** beschreibt die Fähigkeit geladener Sekundärteilchen ihrer Energie im sensitiven Bereich des TRD zu deponieren. Dies ist wichtig, um Teilchen im Übergangsstrah-

^d Zusätzlich existiert ein alternatives Verfahren, das auf rekonstruierten Spuren geladener Teilchen im TRD beruht [Bailhache, R., 2010].

lungsdetektor zu identifizieren. Um eine relative Kalibrierung der Gasverstärkung zu bewerkstelligen, bedient man sich des Energieverlustes dE/dx von Pionen im Detektorgas. Diese eignen sich besonders gut, da sie erstens die Mehrzahl der in der Kollision entstandenen Teilchen bilden und zweitens eine Gleichverteilung der Impulse über den vom TRD abgedeckten Pseudorapiditätsbereich zeigen. Für eine vertiefte Einführung in die Kalibrierung der Gasverstärkung des Übergangsstrahlungsdetektors siehe Bailhache, R. [2010].

Kapitel 7

Ausrichtung des ALICE Übergangsstrahlungsdetektors

Bis zu diesem Kapitel wurde die Rekonstruktion speziell im TRD sowie dessen Aufbau und Kalibrierung besprochen. Weniger detailliert auch die Bestimmung der Teilchenspuren durch ALICE insgesamt. Somit ist die Rekonstruktion im ALICE Zentralbereich komplett erläutert. Dies ist wichtig, da für ein Verständnis der Ausrichtung des Übergangsstrahlungsdetektors ein ausreichendes Wissen über die Spurfindung speziell im TRD Voraussetzung ist. Darüber hinaus ist notwendig, zu verstehen, welche Detektoreigenschaften einen Einfluss auf die Rekonstruktion haben. Ein großer Teil dieser, wie zum Beispiel Temperatur oder Gasverstärkung, kann schon durch Kalibrierung der Subsysteme, beschrieben in Kapitel 6, Abschnitt 6.2, in den Griff bekommen werden [Bailhache, R., 2010]. Dies gilt jedoch nicht für das Misalignment, meint Fehlpositionierungen der Substituenten des Übergangsstrahlungsdetektors gegenüber ihrer, in der Analysesoftware angenommen, idealen Geometrie und Position. Grundlage dieser ist die Planung des TRD [Collaboration, 2001].

Beim Zusammenbau der Supermodule sowie ihrer Integration in ALICE kann es sein, dass Detektorvolumen des Übergangsstrahlungsdetektors von den ihnen zugeordneten idealen Positionen abweichen. Diese Fehlstellungen liegen für die Kammern im Bereich von mm. Ebenso befinden sich die Supermodule im ALICE Detektor nicht exakt in den geplanten Positionen, wobei es sich hier um Abweichungen in der Größenordnung von cm handelt. Diese Fehlansichtungen offline zu korrigieren bedeutet ein **Alignment** durchzuführen.

7.1 Ausrichtung des TRD in der Theorie

Die Ausrichtung des TRD kombiniert durch eine Abfolge von Prozeduren alle Informationen der Geometrie des Detektors, welche durch Messungen mittels rekonstruierter Teilchenspuren gewonnen werden können, mit der, der Software bekannten, Offlinegeometrie. Abbildung 7.1 zeigt den programmatischen Ablauf der Ausrichtung des TRD.

Hierdurch werden Informationen über die fehlerhafte Positionierung der Subsysteme des Übergangsstrahlungsdetektors extrahiert. Dies sind die Korrekturparameter, auch **Alignmentparameter**, wovon es sechs für jedes auszurichtende Volumen in seinem Referenzsystem gibt. Sie werden in der **Offline Condition Data Base (OCDB)** im **ALice ENvironment**, kurz **AliEN** Dateikatalog, gespeichert und stehen für erneute Rekonstruktionen zur Verfügung. Ziel ist eine bessere Effizienz, was bedeutet, dass mehr Teilchenspuren gefunden werden sowie eine höhere Auflösung. Die Positionen der Teilchentrajektorien sind genauer bestimmt. Zur Vereinfachung der Ausrichtung mittels Spuren wird zuvor eine manuelle Positionierung durchgeführt.

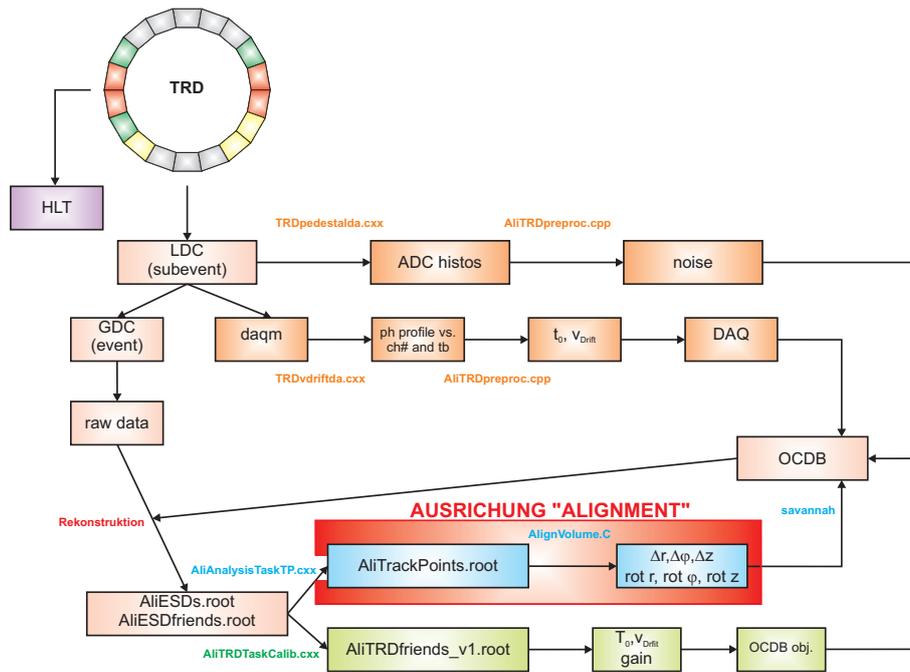


Abbildung 7.1: Ablauf der Ausrichtung der auszurichtenden Volumen des TRD im Kontext der Offlineauswertung. Aus der Rekonstruktion erhält man die Informationen zu den Spuren in Form von *AliceEventSummaryDatas* (AliESDs) und *AliceEventSummaryDatafriends* (AliESDfriends). Diese dienen als Eingabe für das Alignment. Mittels der Klasse *AliAnalysisTaskTP* werden aus den Tracklets des TRD (maximal 6 pro Modul) sowie den Clustern der TPC (maximal 159) Trackpunkte erzeugt. Schon in diesem Schritt werden durch Auswahlkriterien Teilchenspuren von der Ausrichtungsprozedur ausgeschlossen. Auf den Trackpunkten erfolgt mittels *AlignVolume.C* die Ausrichtung. Die ermittelten Korrekturparameter werden als OCDB Einträge für erneute Rekonstruktionen verwendet. Das Verfahren kann iterativ erfolgen.

7.1.1 Manuelle Ausrichtung

Der erste Schritt in der Alignmentkette sieht vor, die Komponenten des TRD möglichst exakt nach der idealen Geometrie zu fertigen und maximal positionsgenau zu installieren. Dies ist bei Kammern mit Dimensionen von etwa 1 m und einem Gewicht von 30 kg schwierig, wird bei 7 m langen Supermodulen mit einer Masse von 1.7 t noch um ein Vielfaches herausfordernder. Da man schon hier eine erste Ausrichtung vornimmt, spricht man von **manuellem Alignment** [Sicking, E., 2008].

Das Design der Supermodule ist so gewählt, dass hierdurch, neben anderen Vorzügen welche Kapitel 5, Unterabschnitt 5.2.1 zu entnehmen sind, versucht wurde, Fehler in der Positionierung zu minimieren. Dennoch liegen diese nach Installation in der Trägerstruktur der Supermodule, dem Spaceframe, bei mehreren cm, was ein erstaunlicher Wert ist, wenn man sich die Dimensionen der Sektoren vor Augen führt.

Die Kammern wiederum werden in den Supermodulen, wie in Kapitel 5, Abbildung 5.7 zu erkennen, auf Trägerleisten, welche in z-Richtung verlaufen, angebracht. Dies geschieht mittels dreier Schrauben an jeder Seite. Hier liegt die Hauptfehlerquelle bezüglich ihrer Positionierung. Die z-Position wird durch die Genauigkeit der Bohrungen festgelegt. Die Abweichungen liegen bei wenigen Zehnteln eines Millimeters. Da die Auflösung des Detektors in dieser Richtung am Ungenaueren ist, ist diese Fehlstellung irrelevant. In $r\phi$ -Richtung ist die Abweichung, wie Messungen ergeben haben, etwas größer, bewegt sich aber immer noch in Größenordnungen unterhalb eines Millimeters. Außerdem ist die Auflösung in diese Richtung am Feinsten. Hier muss beim Bau der Supermodule besondere Sorgfalt walten, da es dieser Wert ist, der in der manuellen Ausrichtung am effektivsten reduziert werden kann. Auch das Offlinealignment korrigiert primär die $r\phi$ -Verschiebung. Eine Fehlauseuchtung in r kann eigentlich ausgeschlossen werden. Die sensitiven Korrekturparameter sind die Verschiebung in $r\phi$ und die Rotation um z.

Die Positionen der Supermodule wurden in fünf photometrischen Studien (Surveys) 2006 bis 2011 ermittelt und steht als Referenzwerte zur Verfügung [Miskowiec, D., 2006, 2008, 2009, 2010, 2011]. Diese optischen Vermessungen sind im Anhang A, Tabelle A.1 zusammengefasst.

7.1.2 Ausrichtung mit Teilchenspuren

Folgender Unterabschnitt widmet sich der Offlineausrichtung des TRD, welche auf rekonstruierten Daten durchgeführt wird. Nachdem versucht wurde, die Subsysteme des Übergangsstrahlungsdetektors manuell möglichst genau zu positionieren, müssen die verbliebenen Differenzen zur idealen Geometrie in der Software bestimmt und in der Rekonstruktion ausgeglichen werden. Hierzu dient die AliROOT TRD Alignmentumgebung. Bevor in deren Funktionsprinzip eingeführt wird, wird zuerst erläutert, welche Komponenten im TRD auszurichten sind.

7.1.2.1 Ausrichtbare Volumen des TRD

Der Begriff **auszurichtendes Volumen**, der bis zu diesem Unterabschnitt schon mehrfach gefallen ist und grob erklärt wurde, wird nachfolgend genauer definiert.

Die ALICE Geometrie ist, wie die ROOT basierte Software ganz natürlich vorgibt, in einer Baumstruktur organisiert [Brun, R et al., 1995]. Auch die ausrichtbaren Volumen folgen einer solchen Hierarchie. Will man sich deren Geometrie vergegenwärtigen, so kann man die AliROOT Instanz **TGeom**, die geeignete Funktionen bereithält, aufrufen.

Andererseits ist der Aufbau des TRD aus Kapitel 5 bekannt. Er besteht nach seiner voraussichtlichen Fertigstellung 2012 aus 18 Supermodulen, die in einem Abstand von 300 cm radial um die LHC Strahlführung angebracht sind. Jeder Sektor beinhaltet 5 Stacks, welche in der Ausrichtung auch als Module bezeichnet werden, und vom Kollisionspunkt aus sechs Lagen an Kammern. Dies wiederum bedeutet, dass ein TRD Supermodul aus 24 bis 30 Kammern, der komplette Übergangsstrahlungsdetektors aus 522 solchen zusammengesetzt ist ^a. In Abbildung 7.2 ist die in der Ausrichtung des TRD verwendete Nummerierung der Sektoren dargestellt. Die Zählweise der Lagen kann Kapitel 5, Abbildung 5.8 entnommen werden ^b. Die TRD Alignmenthierarchie ergibt sich so ganz natürlich. Auf oberster

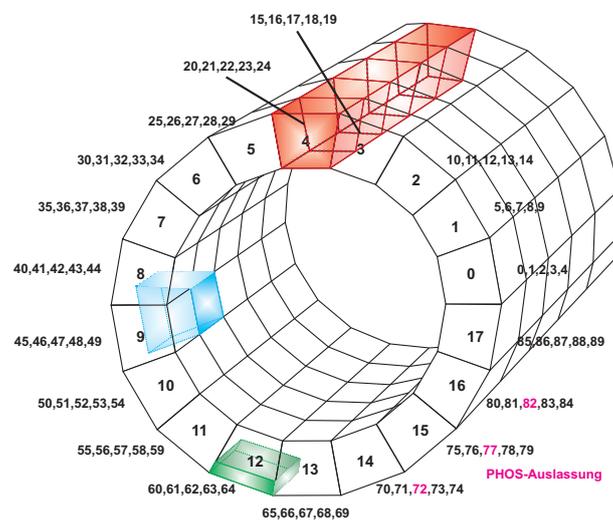


Abbildung 7.2: Modularer Aufbau des TRD. In dieser Skizze sind die auszurichtenden Volumen und deren Hierarchie erkennbar. Zuoberst die 18 Supermodule (rot). An zweiter Stelle folgen die 90 Module oder Stacks (blau), sowie als kleinstes ausrichtbare Volumen die 540 Kammern (grün). Auch die im Alignment verwendete Nummerierung der Sektoren ist angegeben. Die Stacks, die für PHOS ausgelassen wurden, sind ebenfalls gekennzeichnet (pink).

^a Die Supermodule 14, 15 und 16 haben wegen der Aussparung für PHOS je einen Stack weniger.

^b Die Kammern werden von 0 bis 539 gezählt.

Stufe stehen die Supermodule als größte ausrichtbare Einheiten. Danach kommen die Module und ganz am Ende als kleinstes ausrichtbares Volumen die Kammern.

Nun kann jedes Subvolumen jeweils zu einem in der Hierarchie höher oder auf gleicher Ebene stehenden Referenzsystem ausgerichtet werden. Alle Subsysteme in ihrem Muttersystem sind dessen auszurichtende Volumen. Bedeutet, ein Stack kann sinnvoll bezüglich eines anderen Stacks oder eines Supermoduls, nicht aber bezüglich einer Kammer positioniert werden. In der rootinherenten Formulierung in Bäumen oder Trees und Ästen, genannt Branches meint dies, dass die TRD Kammer 16 in Supermodul 0, Stack 2, Lage 4, kurz TRD/sm00/st2/pl4 gegen TRD/sm00/st2 ausgerichtet werden kann ^c.

Positionierte man nur innerhalb des TRD, so stellte man zwar Verschiebungen der Module sowie Kammern gegeneinander, nicht aber mit Bezug zum kompletten Detektor fest. Um eine sinnvolle Ausrichtung durchzuführen, braucht der Übergangsstrahlungsdetektor eine externe Referenz. Hierzu dient die, als ideal positioniert angenommene, TPC, welche in der ALICE-weiten Nummerierung mit Lage 7 und 8 bezeichnet wird. Dies entspricht im Aufbau der Time Projection Chamber den IROC sowie OROC.

Des Weiteren muss für eine effektive Positionsbestimmung gewährleistet sein, dass der TRD und die TPC kalibriert sind. Selbiges gilt für das ITS, welches ebenfalls die TPC als Referenz für seine Ausrichtung benutzt [Aamodt, K et al., 2010f].

7.1.2.2 Mögliche Fehlstellungen des TRD

Die ALICE Alignmentumgebung sieht sechs Korrekturparameter, entsprechend der sechs möglichen Fehlpositionierungen, vor. Jedes auszurichtende Volumen kann im globalen Koordinatensystem, gezeigt in Kapitel 5, Abbildung 5.4, entlang der Achsen x , y und z verschoben sein (**Shift x,y,z**). Darüber hinaus sind Rotationen um diese drei Achsen erlaubt (**Tilt x,y,z**). Diese Verdrehungen werden durch drei Eulerwinkel Ψ , Θ und Φ quantisiert. Die Alignmentumgebung des TRD arbeitet im lokalen Koordinatensystem, zu sehen in Kapitel 5, Abbildung 5.5. Auch in diesem gibt es sechs Korrekturparameter; die drei Verschiebungen entlang r , z und $r\phi$ sowie die entsprechenden Rotationen um diese Achsen. Die Übersetzung der Korrekturparameter vom globalen in das lokale Koordinatensystem ist Abbildung 5.5 zu entnehmen. Diese Fehlstellungen werden in Abbildung 7.3 veranschaulicht.

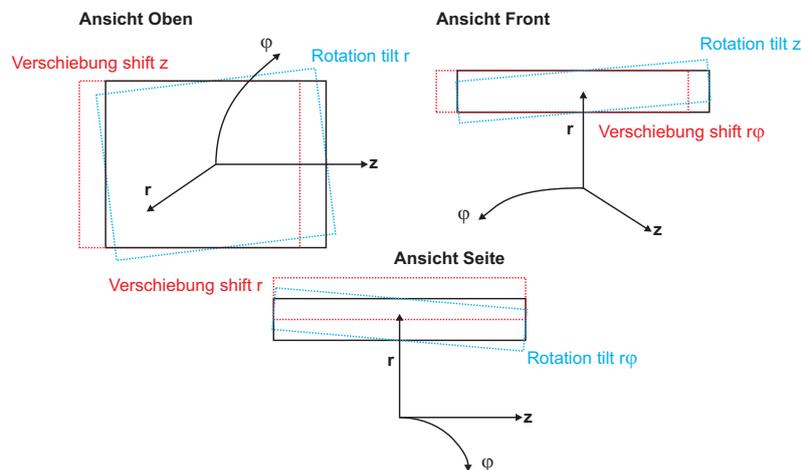


Abbildung 7.3: Mögliche Fehler in der Positionierung der auszurichtenden Volumen des Übergangsstrahlungsdetektors am Beispiel einer Kammer. Für die Supermodule oder Stacks sind die gleichen Fehlstellungen relevant. Es handelt sich um Verschiebungen in den lokalen Koordinaten $r\phi$, r sowie z (rot), sowie die entsprechenden Rotationen um jene Achsen (blau).

Die Korrekturparameter sind nicht unabhängig voneinander. Beispielsweise bedingt eine Verschiebung

^c Die Supermodule werden in der Ausrichtung von 0 bis 17 gezählt. Die Stacks sind jeweils von 0 bis 4 durchnummeriert und die Zählweise der Lagen geht von 0 bis 5. Durch Kombination dieser drei Informationen kann jede Kammer eindeutig identifiziert werden.

in $r\phi$ immer auch einer Rotation um die z-Achse. Genauso impliziert eine Verschiebung entlang der z-Achse stets eine Rotation um ϕ . Um dem entgegenzuwirken, bietet die Alignmentumgebung die Möglichkeit Parameter zu fixieren, wodurch zusätzlich verhindert werden kann, dass Volumen nach Ausrichtung vermeintlich außerhalb der Haltestruktur liegen.

7.1.2.3 Korrektur der Fehlstellungen im TRD

In diesem Unterabschnitt wird erklärt, wie sich geladene Teilchen, welche den TRD durchfliegen, nutzen lassen, um reale Fehlstellungen der Kammern oder gar kompletter Supermodule bezüglich der idealen Geometrie zu extrahieren. Als Referenzsystem lassen sich die Stacks des TRD oder die TPC sowie TOF verwenden. Es sei im Folgenden ein Stack mit sechs übereinanderliegenden Kammern angenommen. In dieser, dem besseren Verständnis dienenden, Beispielkonfiguration, gezeigt in Abbildung 7.4, sei eine Kammer bezüglich idealer Geometrie in y-Richtung verschoben. Durch diesen Stack fliegt ein geladenes

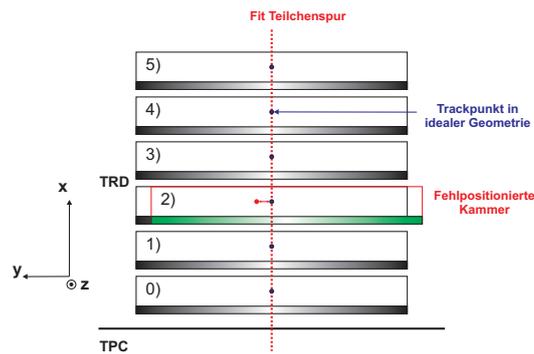


Abbildung 7.4: Stack im TRD mit sechs übereinanderliegenden Kammern. Die Zweite (Nummerierung von 0 bis 5) ist in negative y-Richtung verschoben. Ein, den TRD durchfliegender, Teilchen hinterlässt in den Kammern Spuren in Form von Tracklets. Da die Software nicht weiß, dass jene Kammer verschoben ist, geht sie von der idealen Position aus, was zu einer Verschiebung des Tracklets (rot) um die Fehlpositionierung führt. Diese Fehlstellung wird durch Ausrichtung mittels realer Teilchenspuren bestimmt und korrigiert.

Teilchen und hinterlässt seine Spur in Form von Tracklets (Zur Erläuterung der Rekonstruktion siehe Kapitel 6). Um eine einheitliche Bearbeitung zu gewährleisten, werden Cluster der TPC und Tracklets des TRD durch die Klasse `AliAnalysisTaskTP` in Trackpunkte umgewandelt ^d. In der verschobenen Kammer ist dieses Tracklet auf Grund der Annahme idealer Position durch die Software ebenfalls um diese Fehlpositionierung verschoben. Dies hätte, würde man es nicht messen und korrigieren, zwei Konsequenzen.

Zum einen ist jedes Tracklet, das einer Teilchenspur zugeordnet werden kann, in der Rekonstruktion gleichgewichtet, woraus folgt, dass die Position der Trajektorie beziehungsweise deren Auflösung bezüglich der Tracklets durch den Übergangstrahlungsdetektor nicht so gut ist, wie sie mit behobenem Misalignment sein könnte. Die Teilchenspur würde in Richtung dieser fehlpositionierten Spurpunkte gezogen, die Positionsauflösung des Subsystems entsprechend leiden. Zum zweiten kann es sein, daß ein Tracklet so weit von eigentlichen Spur entfernt rekonstruiert wird, dass es dieser gar nicht zugeordnet werden kann ^e. Dies verringert ebenfalls die Auflösung des Detektors und kann im schlimmsten Fall dazu führen, dass Teilchen gar nicht rekonstruiert werden. In anderen Worten; wird die Spur vom Tracklet einer Kammer in die folgende Kammer prolongiert, so wird das dortige Tracklet nicht erreicht. Die Teilchenspur endet, obwohl durchaus ein weiterer Trackpunkt vorläge. Die Detektoreffizienz sinkt.

Soll die Fehlstellung in der exemplarischen Konfiguration behoben werden, so wird zuerst ein Modell der Teilchentrajektorie, unabhängig von der Spur aus der Rekonstruktion, durch die Spurpunkte in den

^d In diesem Abschnitt wird die Nomenklatur Cluster in der TPC sowie dem ITS und Tracklet im TRD weitgehend beibehalten.

^e Dieser Effekt hängt stark von der Weite der, in Kapitel 6, Unterabschnitt 6.1.1 beschriebenen, Akzeptanzfenster der Rekonstruktion ab.

Referenzkammern (exklusiv der auszurichtenden Kammer) oder der TPC gefittet. Hierzu stehen drei Fitroutinen zur Verfügung [Aamodt, K et al., 2010e].

- **FitLinear** ist ein Algorithmus, der die Tracklets linear approximiert und nur bei geraden Teilchenbahnen in Ereignissen ohne Magnetfeld oder kosmischer Strahlung mit hohem Impuls verwendet werden darf.
- **FitRiemann** kann auch für Teilchenspuren mit magnetischem Feld benutzt werden und beruht auf Riemann-Kreisen, beschrieben in Kapitel 6, Unterabschnitt 6.1.2.2.
- **FitKalman** nutzt einen Kalman-Filter, eine vereinfachte Version dessen, der für das CBT verwendet wird.

Nachdem die Tracklets einer Teilchentrajektorie gefittet und mit einem Teilchenspurmodell assoziiert wurden, kennt man die Position der einzelnen Punkte der Teilchenbahn in den Kammern in idealer Geometrie, festgelegt durch die Referenzkammern ^f. Die Differenz zwischen Position des Tracklets in idealer Geometrie und Position des Modells der Teilchenspur liefert die Residuals in x , y und z im globalen ALICE Koordinatensystem, woraus sich die entsprechenden Fehlstellungen bestimmen lassen. In Abbildung 7.5 sind diese Verteilungen beispielhaft gezeigt.

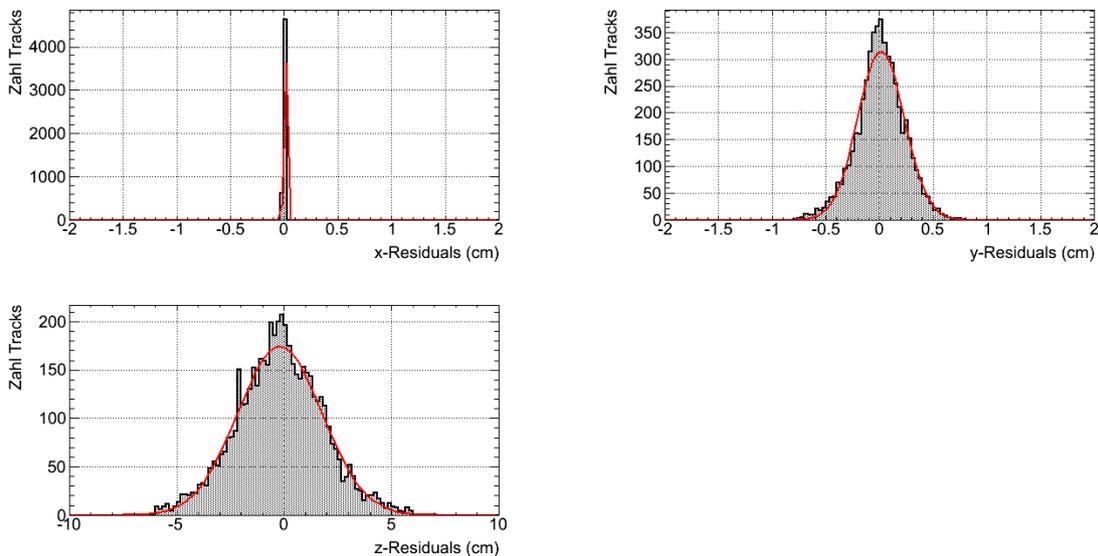


Abbildung 7.5: Beispiel für die Residuals in x -, y -, und z -Richtung im globalen ALICE Koordinatensystem. Die Positionen der Mittelwerte dieser Verteilungen entsprechen den Fehlstellungen in x , y und z . Hier wurde ein Supermodul bezüglich der TPC ausgerichtet (Position der Residuals nach Ausrichtung).

Nachdem bis hier eine Kammer fehlausgerichtet war und nur eine Spur zur Bestimmung der Residuals verwendet wurde, seien im folgenden Beispiel alle Kammern zufällig verschoben. Auch wird eine große Zahl an Teilchen verwendet, um die Korrekturparameter zu bestimmen. Das für den ALICE TRD entwickelte Verfahren zur Positionierung ist statistisch. Diese Prämisse entspricht eher der Realität, als die Beispielkonfiguration zuvor und ist in Abbildung 7.6 gezeigt. Die Berechnung der Residuals Δx , Δy und Δz erfolgt analog zu dem zuvor erläuterten Beispiel. Sie erweisen sich gaussverteilt und werden mit einer solchen Funktion gefittet. Der Mittelwert dieses Fits entspricht der relativen Fehlpositionierung. Zuletzt werden die Residuals minimiert. Dies ist notwendig, um die relative Fehlstellung der auszurichtenden Volumen bezüglich der optimalen Position in ihrem Referenzsystem zu bestimmen. Hierzu stehen ebenfalls drei Algorithmen zur Verfügung [Aamodt, K et al., 2010g].

^f Die Punkte der Teilchenspur sind nicht zu verwechseln mit den Positionen der Trackpunkten.

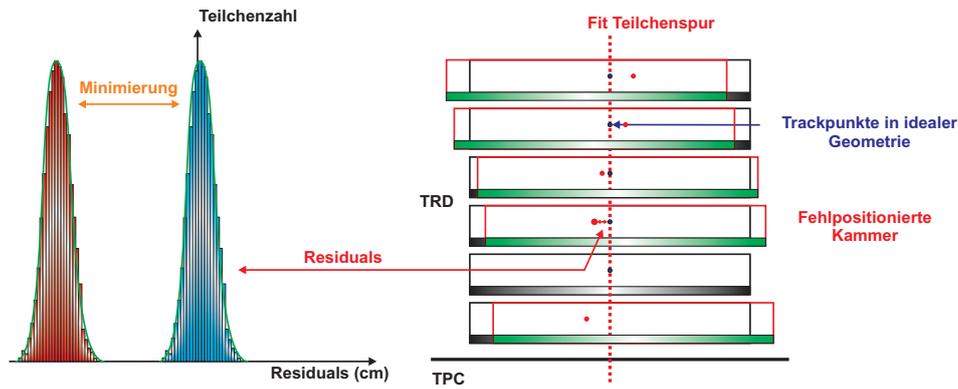


Abbildung 7.6: Fehlausrichtung aller sechs Kammern eines Stacks bezüglich idealer Geometrie. Um die Ausrichtung dieses Moduls zu ermitteln, werden Teilchenspuren, die es durchlaufen, exklusive der auszurichtenden Kammer gefittet. Es werden die Residuals Δx , Δy und Δz gebildet, welche jeweils die Abstände zwischen den gefitteten Teilchenbahnen und den Tracklets in idealer Geometrie sind. In dieser Skizze ist nur Δy gezeigt. Diese Residuals pro auszurichtendem Volumen, aufgetragen in einem Histogramm, zeigen eine gaussförmige Verteilung. Deren Mittelwert entspricht der Fehlstellung der betrachteten Kammer bezüglich des gewählten Referenzsystems.

- Der erste ist ein schneller Minimierer, der **fast Minimierer**.
- Des Weiteren ein linearer oder **linear Minimierer**.
- Der dritte Algorithmus beruht auf der Minimierung des χ^2 -Wertes mittels TMinuit. Dies ist der **χ^2 -Minimierer**.

Hierdurch werden die Mittelwerte der Gauss-Verteilungen idealerweise auf den Nullpunkt verschoben. An der Position dieser, nach Minimierung der Residuals, lässt sich die Qualität der Ausrichtung beurteilen. Der generelle Ablauf der Ausrichtung des TRD ist in Abbildung 7.7 gezeigt.

Nachdem die Korrekturparameter im globalen Koordinatensystem ermittelt werden konnten, müssen sie in lokale Koordinaten umgerechnet werden. Ist dies geschehen, so hat man als Ergebnis sechs Korrekturparameter des betrachteten, auszurichtenden Volumens im gewählten Referenzsystem; die Verschiebungen in $r\phi$, r und in z (**Shift $r\phi$, Shift z und Shift r**), sowie die zugehörigen Rotationen um ϕ , r und um z (**Tilt ϕ , Tilt z , Tilt r**).

7.2 Ausrichtung des TRD mit Daten

Folgender Abschnitt beschreibt die Ausrichtung des TRD mit realen Daten. Ziel ist es, einen OCDB Eintrag zu erhalten, der die Fehlstellungen der Volumen des Übergangsstrahlungsdetektors möglichst genau wiedergibt.

Die Strategie zur Ausrichtung des TRD ist zweiteilig. Im ersten Schritt werden die Supermodule relativ zur TPC positioniert. Hierdurch konnte, wie Abbildung 7.26 zu entnehmen, ihre Fehlausrichtung in $r\phi$ um mehr als 1 cm korrigiert werden. Auch die anderen Korrekturparameter wurden signifikant verbessert.

Im zweiten Schritt erfolgt die Ausrichtung der Kammern bezüglich der anderen Kammern ihrer jeweiligen Stacks. Um eine feste Referenz zu haben, wurden die Lagen 9 und 14 fixiert. Die TRD interne Ausrichtung ist in Unterabschnitt 7.3.3 besprochen. Nach diesen beiden Schritten ist das Alignment vorläufig abgeschlossen.

7.2.1 Systematische Einflüsse auf die Ausrichtung des TRD

Nach ausgiebigen Studien des Verhaltens der Ausrichtung unter Variation verschiedener Parameter kam man zu dem Schluss, dass für eine optimale Positionierung sowohl der Supermodule relativ zur TPC als auch der Kammern innerhalb des TRD am besten Daten ohne magnetisches Feld genommen werden

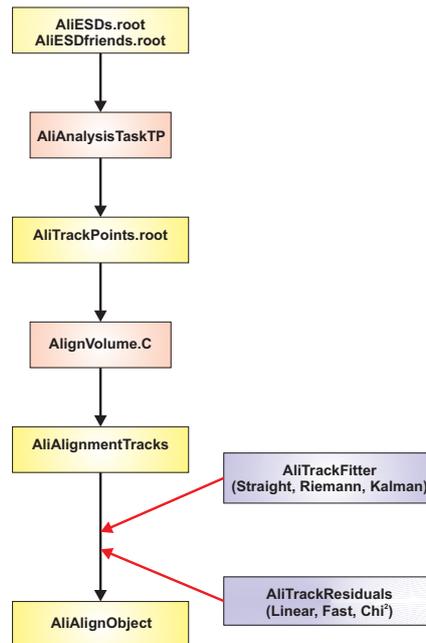


Abbildung 7.7: Offlineausrichtung eines ausrichtbaren Volumens des TRD mittels Teilchenspuren. Nach Erzeugung der Trackpunkte werden diese, von denen nur die fehlerhafte Position in der vermeintlich idealen Geometrie bekannt sind, gefittet. Dies geschieht entweder linear für Spuren ohne magnetisches Feld, oder mittels Riemann-Kreisen für solche mit magnetischem Feld. Darüber hinaus steht eine dritte Methode zur Verfügung, die einen Kalman-Filter nutzt. Anschließend werden die Positionen der Trackpunkte mit denen des Modells der Teilchenspur verglichen und die Residuals Δx , Δy und Δz gebildet. Diese werden mit Gauss-Kurven gefittet, deren Mittelwerte der jeweiligen Fehlausrichtung entsprechen. Zuletzt gilt es den χ^2 -Wert des Residuals zu minimiert. Hierzu gibt es ebenfalls drei Routinen. Eine schnelle, eine lineare und eine auf TMinuit beruhende.

[§]. Sie liefern auch bei mehrfacher Iteration stabile Ergebnisse. Bei Ausrichtung der Kammern zeigte sich, dass die Korrekturparameter aus Daten mit magnetischem Feld nach wiederholter Iteration nicht konvergieren. Darüber hinaus spielte die Polung des B-Feldes keine Rolle ^h.

Des Weiteren ist ein p_T -Cut von > 1 GeV/c sowie ein Cut zur Unterdrückung der Vielfachstreuung sinnvoll. Der Unterschied im Winkel einer Teilchenspur am inneren (120 cm) und äußeren (300 cm) Rand der TPC durfte maximal 2° betragen. Als Fitter erwiesen sich Riemann für Daten mit und Straight für Daten ohne magnetisches Feld als optimal. Des Weiteren war für die Ausrichtung der Supermodule nur eine Iteration notwendig, während für die Offlineausrichtung der Kammern mehrere Iterationen (mindestens 4) durchgeführt werden mussten ⁱ. In den abschließenden Analysen wurde die Zahl der Iterationen für die TRD interne Ausrichtung auf 10 festgelegt. Der Einfluss weiterer Ereignis- und Teilchenspurselektion erwies sich als vernachlässigbar.

In Abbildung 7.8 kann der Effekt dieser Einstellungen auf die Breite der y -Residuals σ_y , was einer Auflösung der Tracklets des TRD bezüglich der Teilchenspuren entspricht, nachvollzogen werden. Da die Breiten obiger Verteilungen als Fehler für die Ausrichtung herangezogen werden, ist in Abbildung 7.8 zu sehen, dass sich diese für das TRD interne Alignment bis auf etwa $600 \mu\text{m}$ verringern lässt. Dies stellt eine Verbesserung zwischen 42% und 65% dar. Darüber hinaus skaliert σ_y mit der Kammernummer. Kammern der äußeren Lagen zeigen einen größeren Fehler, da ihre Pads breiter sind und auch der

[§] Alternativ erwies sich kosmische Strahlung mit hohen mittleren Transversalimpulsen als geeignet.

^h Eine Beeinflussung der externen Haltestruktur oder der Positionen der Supermodule und Kammern durch die Polung des B-Feldes wurde nicht festgestellt.

ⁱ Für die Ausrichtung der Kammern wurden verschiedene Verfahren der Iteration versucht. So wurden zuerst alle Kammern nacheinander gegen die Referenzkammern positioniert und dieser Vorgang anschließend wiederholt. Andererseits wurde eine einzige Kammer immer wieder gegen die Referenzkammern ausgerichtet und dieses durch den Stack wiederholt. Beide Methoden erwiesen sich als identisch geeignet.

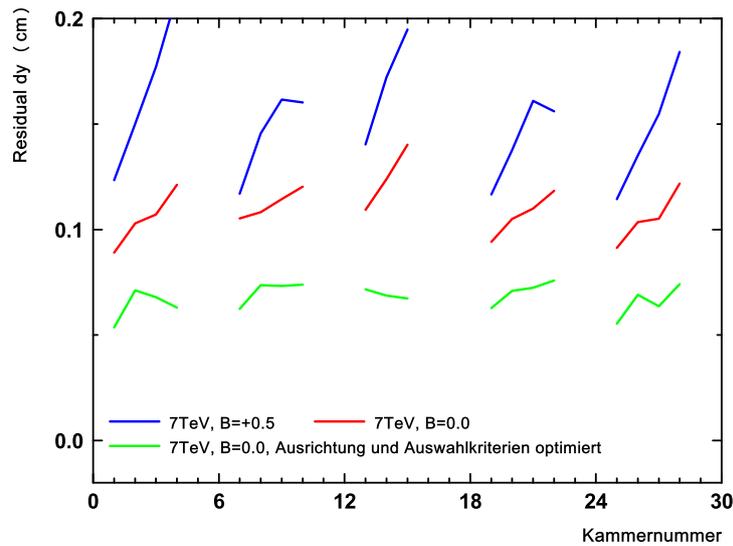


Abbildung 7.8: Breite der y -Residuals σ_y für verschiedene Parametereinstellungen der Ausrichtung der Kammern des TRD bezüglich ihrer Stacks. Die Auflösung in y -Richtung konnte mittels Alignment auf $600 \mu\text{m}$ gedrückt werden. Gezeigt ist nur ein Ausschnitt des ersten Supermoduls. Die äußeren Kammern jedes Stacks sind fixiert und tauchen in obiger Darstellung nicht auf. Kammer 16 musste, da nicht funktionsfähig, ebenfalls ausgeschlossen werden.

Extrapolationsabstand zur TPC größer ist ^j. In Tabelle 7.1 sind die Einflüsse auf den systematischen Fehler zusammengestellt.

Einfluss	Supermodule Fehler	Kammern Fehler
systematische Fehler		
Fitter	1-28%	4-15%
Minimierer	5-21%	5-19%
Trackletzahl (3-6)	17%	14%
Clusterzahl (60-120)	8%	6%
Magnetfeld	< 1%	< 1%
Magnetfeld+Iteration	(4-45%)	2-13%
statistische Fehler		
Zahl Teilchenspuren (1500-4000)	12%	9%

Tabelle 7.1: Systematische und statistische Fehler der Ausrichtung des TRD und deren Einfluss auf σ_y sowohl für die Supermodule im Referenzsystem der TPC als auch für die Kammern bezüglich ihrer Stacks. Für die Ausrichtung der Supermodule war nur eine Iteration notwendig, weshalb dieser systematische Fehler in Klammern gesetzt ist.

Speziell für die Ausrichtung der Kammern wurde in Sicking, E. [2008] eine dezidierte Studie zu systematischen Einflüssen durchgeführt. Ihre Ergebnisse wurden berücksichtigt und bestätigt.

7.3 Finale Ausrichtung des TRD

In den vorherigen Abschnitten dieses Kapitels wurde die Theorie hinter der Ausrichtung des TRD sowie ihre technikseitige Umsetzung erläutert. Darüber hinaus konnte gezeigt werden, dass das Alignment

^j So haben die Pads der Lage 9 eine Breite von 0.635 cm (Outer) und 0.515 cm (Inner) während die der Lage 14 um ein 1.24-faches (Outer) und 1.87-faches (Inner) breiter sind.

funktioniert, und studiert werden, welche Größen einen Einfluss auf die Ausrichtung haben. Es wurde versucht eine optimale Einstellung zu finden.

Vor dem Start des LHC sollte ein Alignment an echten Daten vorgenommen werden, um mit einer verbesserten Justierung in die erste Laufperiode zu gehen. Hierzu kam nur kosmische Strahlung, die 2008 und 2009 gesammelt wurden, in Betracht.

7.3.1 Ausrichtung des TRD mittels kosmischer Strahlung relativ zur TPC

Die ersten Daten, die vom ALICE Übergangsstrahlungsdetektor aufgezeichnet wurden, entstammten kosmischer Strahlung. Für die Ausrichtung des TRD eignen sich solche besonders gut, da sie viele hochenergetische und somit kaum gekrümmte Teilchenspuren enthalten^k. Schon zwei Jahre vor dem Start des LHC wurde ab Mitte 2008 kosmische Strahlung genommen, welche zur Kalibrierung der Detektoren sowie für die Ausrichtung verwendet wurden. An diesen Daten konnte erstmals real umgesetzt werden, was bis dahin nur an Simulationen getestet wurde. Jedoch war die Statistik, die 2008 erzielt wurde, so gering, dass ausschließlich ein Alignment der Supermodule relativ zur TPC statistisch zulässig war. Eine Positionierung der Kammern innerhalb ihrer Stacks erschien nicht möglich.

Kosmische Strahlung aus 2009 wurde für die Ausrichtung der bis dato integrierten sieben Supermodule relativ zur TPC verwendet. Da es sich hierbei um die Konfiguration für die erste lange Betriebsperiode des LHC handelte, war es wichtig diese so präzise wie möglich auszurichten. Leider reichte die Statistik erneut nicht aus, um die Kammern innerhalb ihrer Stacks zu positionieren.

Schließlich erhöhte sich zu Beginn des Jahres 2011 die Zahl der Supermodule auf 10, was eine erneute Ausrichtung wiederum mit kosmischer Strahlung notwendig machte, um auf die zweite Laufperiode des LHC (bis Ende 2011) vorbereitet zu sein.

7.3.1.1 Kosmische Strahlung

Bevor die Ausrichtung des TRD gezeigt wird, gibt dieser Unterabschnitt eine kurze Einführung in die Physik kosmischer Strahlung. Generell kann zwischen **primärer kosmischer Strahlung** aus dem Weltall und **sekundärer kosmischer Strahlung**, welche in der Erdatmosphäre erzeugt wird, unterschieden werden.

Erstere besteht zum überwiegenden Teil aus Protonen (79%), Helium (16%) und Elektronen (1%), sowie in geringerem Umfang schwereren Produkten der stellaren Nukleosynthese, wobei die genaue Zusammensetzung energieabhängig ist [Anchordoqui, L., Paul, T., Reucroft, S. und Swain, J., 2003]. Diese kosmische Strahlung hat ihren Ursprung in der Sonne, sowie extragalaktische Quellen außerhalb des Sonnensystems. Die Teilchen aus dem interstellaren Raum haben sehr lange Halbwertszeiten und müssen durch extreme kosmische Ereignisse beschleunigt worden sein. Ihre Energie kann 10^{22} eV übersteigen¹.

Die Verteilung der kosmischen Strahlung im Universum ist uniform, wird nahe der Erde jedoch durch solare Winde und das Erdmagnetfeld gestört. Durch den Sonnenwind werden geladene Teilchen abgebremst, was zu einer Unterdrückung niederer Energien führt. Darüber hinaus können niederenergetische Teilchen das Erdmagnetfeld nicht durchdringen. Da sowohl das Erdmagnetfeld als auch die Intensität der solaren Winde zeit- und ortsabhängig ist, gilt dies auch für die Verteilung der kosmischen Strahlung. In Abbildung 7.9 ist ein differentielles, zeitlich gemitteltes Spektrum kosmischer Strahlung über einen weiten Energiebereich gezeigt.

Das Profil dieses Spektrums kann durch ein Potenzgesetz der Form

$$\frac{dN}{dE} = c \cdot E^\gamma \quad (7.1)$$

^k Ihre mittleren Impulse liegen in ALICE bei ≈ 3 GeV/c.

¹ Die maximale Energie, die der LHC bereitzustellen vermag, beträgt vergleichsweise niedrige $1.4 \cdot 10^{13}$ eV.

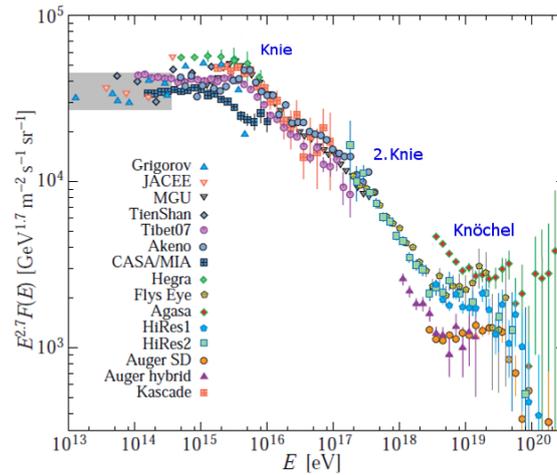


Abbildung 7.9: Differenzielles Spektrum kosmischer Strahlung aus Luftschauermessungen verschiedener Experimente. Der graue Bereich bei kleinen Energien zeigt Messungen direkter kosmischer Ereignisse [Anchordoqui, L., Paul, T., Reucroft, S. und Swain, J., 2003].

beschrieben werden. γ ist der Spektralindex, welcher in verschiedenen Bereichen des Spektrums unterschiedliche Werte annimmt. Die erste Änderung, das **Knie** (Spektralindex $\gamma = 2.7$), liegt bei etwa 10^{16} eV. Kosmische Strahlung unterhalb dieses kommt von galaktischen Quellen, die bei größeren Energien von extragalaktischen. Bei etwa 10^{18} eV befindet sich ein **zweites Knie** (Spektralindex $\gamma = 3$). Hier setzt die Interaktion der Teilchen mit dem kosmischen Mikrowellenhintergrund oder **Cosmic Microwave Background (CMB)** ein. Ab einer Energie von 10^{19} eV, dem **Knöchel** (Spektralindex $\gamma < 3$), wird das Spektrum durch inelastische Wechselwirkung mit dem CMB unterdrückt. Die kosmische Strahlung verliert dabei Energie durch Bildung von Pion- und Elektronpaaren [Greisen, K., 1966, Zatsepin, G.T. und Kuz'min, V.A., 1966, Abbasi, R. U. et. al., 2008]. Dies ist der „**GZK-Cutoff**“^m.

Kosmische Strahlung, die die Erde erreicht, ist, mit Ausnahme von Protonen und Elektronen, in der Atmosphäre entstanden. Der primäre Anteil wechselwirkt mit Gasmolekülen der Erdatmosphäre und generiert eine Vielzahl sekundärer Teilchen. Dies sind Baryonen sowie geladene und ungeladene Mesonen, welche vielfach zerfallen. In Abbildung 7.10 sind die verschiedenen Schauertypen gezeigt. Es kann zu Wechselwirkungen von Protonen, Neutronen und Kaonen kommen und ein **hadronischer Schauer** entsteht. Dieser besteht aus einem hadronischen Kern sowie vielen begleitenden Pionen. Neutrale Pionen sind Quelle **elektromagnetischer Schauer**. Sie zerfallen in Photonenpaare, die anschließend Elektron-Positron Paare generieren. Über Bremsstrahlung entstehen weitere Photonen und der Schauer pflanzt sich fort. Solche elektromagnetischen Ereignisse enthalten hauptsächlich e^+ und e^- sowie Myonen und haben auf der Erde einen relativ großen Durchmesser. Zuletzt kommt es zum **schwachen Zerfall** geladener Mesonen, wie Pionen π^\pm oder Kaonen K^\pm . Hieraus resultieren primär Myonen und Neutrinos. Ein Myonschauer im ALICE Experiment ist rechts in Abbildung 7.11 gezeigt.

Auf der Erde werden hauptsächlich geladenen Myonen (79%) detektiert. Sie haben eine Halbwertszeit von $2.197 \cdot 10^{-6}$ s und können wegen ihrer hohen Geschwindigkeit von $0.99983c$ und relativistischer Zeitdilatation bis zu 33 km fliegen. Da sie durchschnittlich in Höhen um 15 km erzeugt werden erreichen sie den Erdboden nahezu unbeeinflusst. Die mittlere Energie der Myonen (im Detektor) liegt bei

^m1966 konnte für kosmischer Strahlung extragalaktischer Quellen eine maximale Energie von $6 \cdot 10^{19}$ eV errechnet werden. Protonen oberhalb dieser Grenze wechselwirken mit den Photonen des Mikrowellenhintergrundes unter Erzeugung der Δ -Resonanz. Durch Zerfall dieser entsteht ein neues Proton oder Neutron. Jedoch ist die Energie des Protons nach Wechselwirkung verringert. Dieser Vorgang kann sich wiederholen. Zuerst wurde der GZK-Cutoff durch Kenneth Greisen (1918-2007), Georgiy Zatsepin (1917-2010) und Vadim Kuzmin (1921) berechnet. Kosmische Strahlung höherer Energie muss entsprechend von Quellen aus der näheren Umgebung der Erde kommen [Greisen, K., 1966, Zatsepin, G.T. und Kuz'min, V.A., 1966, Abbasi, R. U. et. al., 2008].

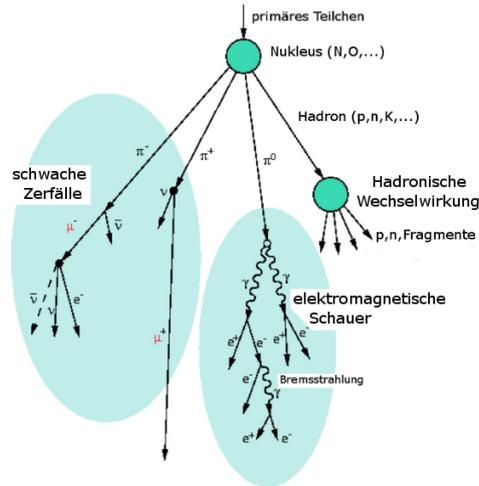


Abbildung 7.10: Wechselwirkung der primären kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre [Sicking, E., 2008].

4 GeV. Ihre Winkelverteilung im Detektor ist signifikant, wodurch sie sich optisch gut identifizieren lassen (Myonringe). In Abbildung 7.11 sind zwei kosmische Ereignisse in ALICE gezeigt. Die geladenen

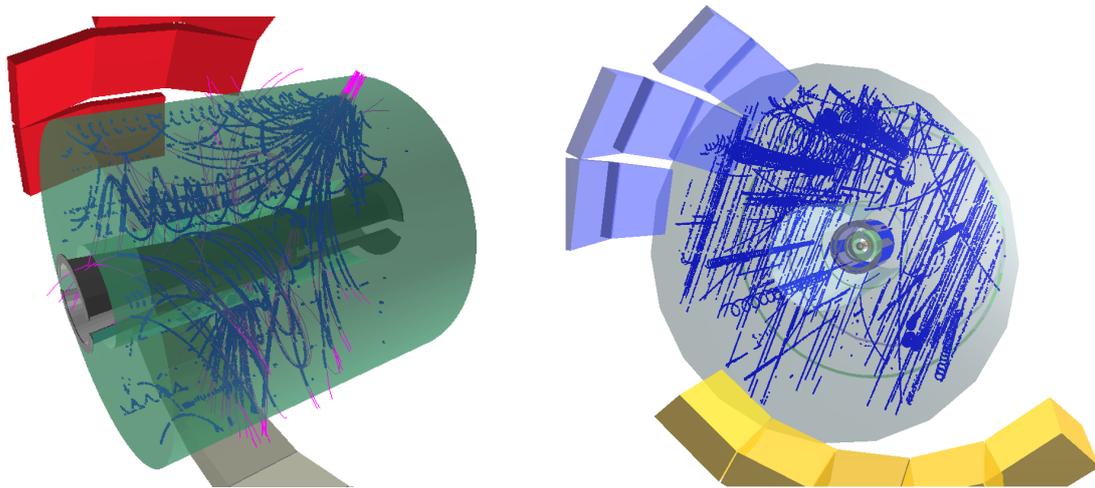


Abbildung 7.11: Zwei kosmische Ereignisse im ALICE Detektor. Links ein typisches Event bei dem ein Teilchen in das Detektormaterial einschlägt und einen Sekundärschauer niederen transversalen Impulses erzeugt. Rechts ist ein Myonschauer zu sehen. Solche können mehr als 150 Teilchen (in der Akzeptanz von ALICE) enthalten.

Bestandteile der kosmischen Strahlung eignen sich hervorragend zur Kalibrierung und der Ausrichtung der ALICE Subsysteme.

7.3.1.2 Kosmische Strahlung aus dem Jahr 2008

Der TRD sammelte seine ersten realen Daten im Jahr 2008. Zu jener Zeit waren vier Supermodule im Übergangsstrahlungsdetektor verbaut. Diese befanden sich in den Sektoren 00, 08, 09 und 17. Die entsprechende Konfiguration ist links in Abbildung 7.12 zu sehen. Mit kosmischer Strahlung konnte zu dieser Zeit eine erste Ausrichtung durchgeführt werden. Es wurde eine Positionierung der Supermodule relativ zur TPC vorgenommen und hieraus die Positionen der Kammern innerhalb des jeweiligen Sektors errechnet. Ein separates Alignment der Stacks oder Kammern ebenfalls mit Bezug zur TPC war nicht möglich, da die hierfür aus Simulationen bestimmte minimale Statistik von 3000 Teilchenspuren pro auszurichtendem Volumen nicht erzielt werden konnte. Maximal ≈ 500 Tracks wurden in Sektor

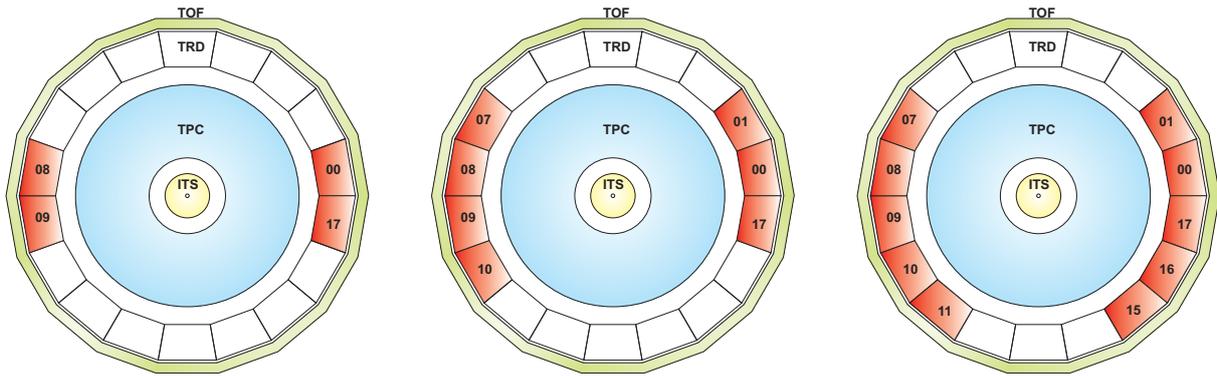


Abbildung 7.12: Links die Konfiguration der Supermodule innerhalb ALICE im Jahr 2008. Die vier aktiven Sektoren sind in rot 00, 08, 09 und 17. In der Mitte ist die Konfiguration der Supermodule im Jahr 2009 zu sehen. Zusätzlich zu den vier schon 2008 installierten Supermodulen wurden die Sektoren 01, 07 und 10 besetzt. Rechts die Konfiguration der Supermodule zu Beginn des Jahres 2011. Hinzu kamen die Sektoren 11, 15 und 16.

09 gemessen ⁿ. Dies ist auch der Grund weshalb keine interne Ausrichtung der Kammern relativ zu ihren Stacks erfolgte ^o. In Abbildungen 7.13 sind die Teilchenstatistiken pro Kammer und Supermodul gezeigt.

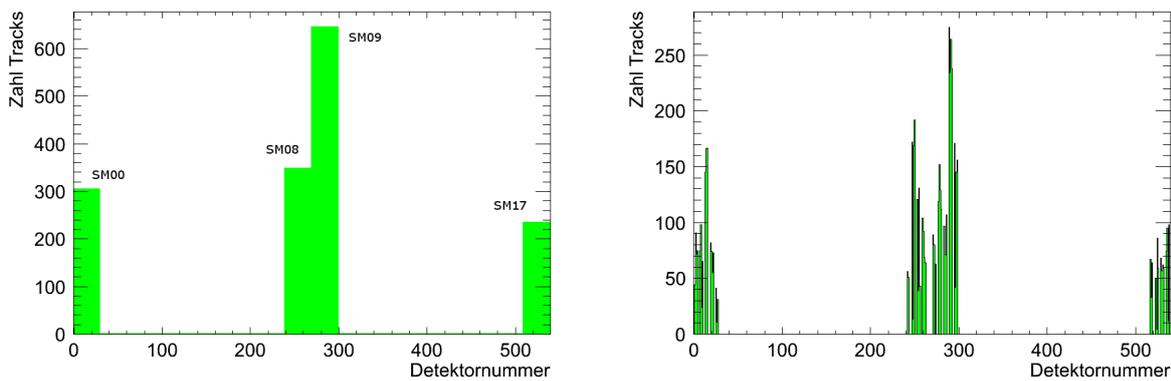


Abbildung 7.13: Zahl der Teilchenspuren für die Ausrichtung mittels kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2008, aufgetragen über die Kammernummer (Detektornummer). Links ist dies supermodulweise geschehen. Rechts ist die Zahl der Teilchenpaare für einzelne Kammern gezeigt. In beiden Fällen wurde die als minimal bestimmte Grenze von 3000 Spuren pro auszurichtendem Volumen nicht erreicht.

Insgesamt konnten nach Teilchenauswahl 1500 Spuren aus kosmischer Strahlung des Jahres 2008 in Trackpunkte umgewandelt werden. Dies waren nur solche, die mindestens fünf Tracklets im TRD sowie minimal 80 Cluster in der TPC aufwiesen. Das Driftgas wurde während der Datennahme von Argon zu Xenon geändert, was allerdings keinen merklichen Einfluss auf die Ergebnisse der Ausrichtung hatte. Eine Ausrichtung der Stacks bezüglich der TPC wurde versucht, erwies sich jedoch wegen fehlender Statistik als ungenau und instabil. Auch trat der Fall ein, dass zwei Kammern innerhalb eines Moduls nicht arbeiteten. Durch Forderung nach 5 Tracklets pro Stack wurde dieser komplett unbrauchbar. Das Alignment mittels Daten aus dem Jahr 2008 ist als präliminar zu betrachten. In Abbildung 9.10 sind die ermittelten Werte für die sechs Korrekturparameter über die Kammernummer aufgetragen.

Die Fehler für die $r\phi$ -Verschiebungen wurden aus der Breite der Residuals in y -Richtung σ_y ermittelt. Diese wurden Supermodul für Supermodul bestimmt und den Kammern des entsprechenden Sektors

ⁿ Von den ≈ 4000 Spuren vor Erzeugung der Trackpunkte blieben im ≈ 1500 Tracks für die Ausrichtung übrig.

^o Das Alignment der Kammern wurde erst für die Rekonstruktion der Schwerionendaten zu Ende 2010 bedeutsam. Nichts desto trotz wurde bis dahin versucht auch diese Ausrichtung so gut wie möglich zu verstehen.

zugeordnet (graue Flächen). Für die Verschiebung in z wurde ebenso verfahren. Da die Padlänge in diese Richtung 8 cm beträgt und die Verteilungen entsprechend breit sind ($> 4000 \mu\text{m}$), jedoch festgestellt wurde, dass ihre Mittelwerte in verschiedenen unabhängigen Datensätzen die Positionen aus den photometrischen Positionsbestimmungen besser als erwartet reproduzieren, wurde dieser Fehler pauschal um 75% reduziert. Bei der Verschiebung in z -Richtung verlässt man sich in besonderem Maße auf die Surveys. Weniger trivial war die Bestimmung der Fehler in r -Richtung. Hier wurde eine Abhängigkeit der, durch Ausrichtung bestimmten, Position von der Driftgeschwindigkeit im TRD festgestellt. Nimmt man an, dass der Fehler in der Driftgeschwindigkeit $0.1 \text{ cm}/\mu\text{s}$ beträgt, so ergibt sich eine Unsicherheit in x -Richtung von 0.2 cm . Die Fehler der Rotationen wurden durch Betrachtung der Residuals und Umrechnung nach Aamodt, K et al. [2010d], sowie Studium mehrfacher Ausrichtung mit verschiedenen Datensätzen gefunden (Root Mean Square (RMS) aus unabhängigen Messungen). Kammern, die aus verschiedenen Gründen nicht korrekt arbeiteten, wurden dem aktuellen Lauf entsprechend exkludiert.

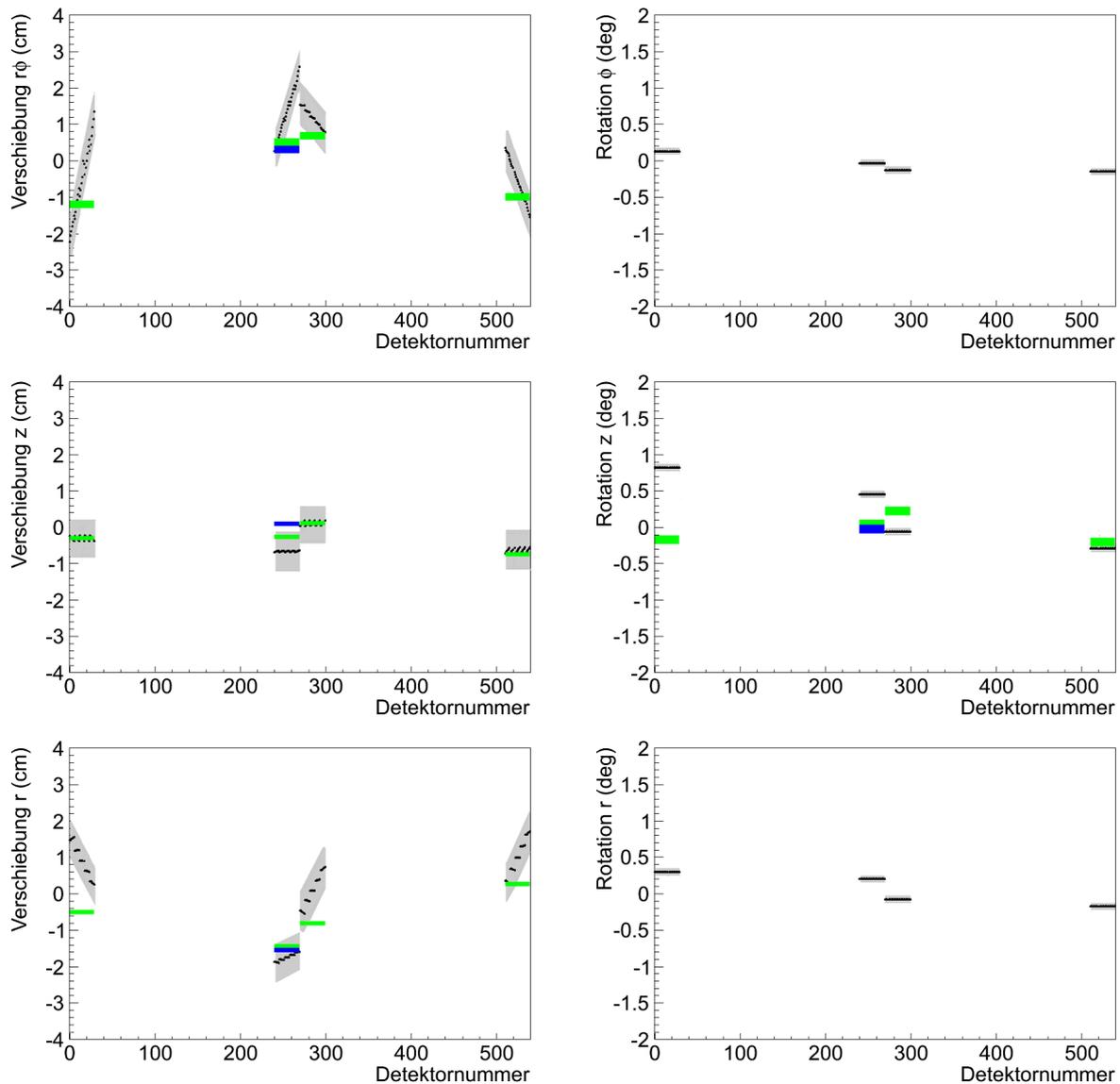


Abbildung 7.14: Die sechs Korrekturparameter ermittelt mittels kosmischer Strahlung im Jahr 2008. Hierbei wurden die Supermodule des TRD bezüglich der TPC ausgerichtet und die Positionen der Kammern kalkuliert. Ebenso finden sich zu Vergleichszwecken die Ergebnisse der zugehörigen photometrischen Studien 2006 (blau) und 2008 (grün).

Eine Ausrichtung der Kammer gelingt supermodulweise trotz geringer Statistik. In $r\phi$ werden die Wer-

te der photometrischen Positionsbestimmungen, genommen an der A-Seite eines jeden Supermoduls, innerhalb ihrer Fehler reproduziert. Auch die anderen Verschiebungen werden durch die Ausrichtung, trotz geringer Statistik, innerhalb der Fehler erreicht. Einzig die Ergebnisse der Rotation in z weichen von den, in den photometrischen Studien sowohl in 2006 als auch in 2008, erzielten Werten signifikant ab.

Da besonders die Verschiebung in $r\phi$ interessant ist, kann an den Residuals in y -Richtung der Erfolg dieses Verfahrens abgelesen werden. In Abbildung 7.15 sind diese für die Supermodule vor und nach Ausrichtung gezeigt. Durch geringe Statistik sehen die Verteilungen wenig gaussförmig aus ^P.

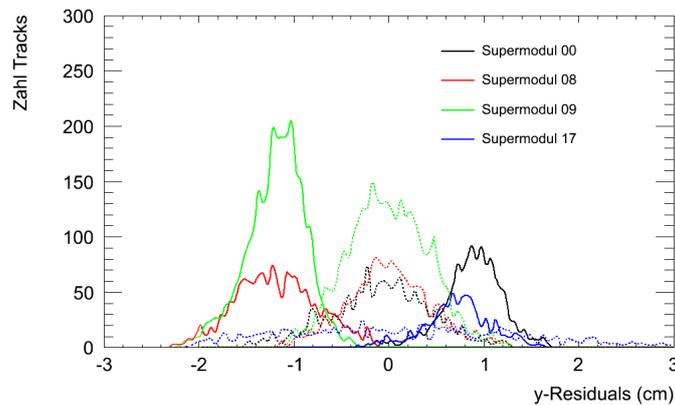


Abbildung 7.15: y -Residuals bestimmt mittels kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2008 vor (durchgezogene Linien) und nach (gestrichelte Linien) Ausrichtung der Supermodule des TRD bezüglich der TPC. Die Sektoren sind durch ihre Farben unterscheidbar. Der Erfolg des Verfahrens kann aus der Position der Verteilung nach der Ausrichtung ersehen werden. Die Maxima der Residuals verschieben sich zu Null.

Schon nach einer Wiederholung werden die Sektoren innerhalb der durch die Detektorauflösung bestimmten Fehler zu nahezu idealer Position verschoben.

Mit kosmischen Ereignissen aus dem Jahr 2008 wurde gezeigt, dass die Ausrichtung der Supermodule bezüglich der TPC, wie zuvor an Simulationen getestet, vielversprechend funktioniert. Fehlstellungen der $r\phi$ -Positionen konnte von bis zu 1.5 cm auf nahezu ideale Werte reduziert werden. Auch die fünf weiteren Korrekturparameter wurden ermittelt.

Da jedoch einige der bis 2008 installierten Supermodule wieder aus ALICE herausgenommen werden mussten, um später erneut integriert zu werden und drei neue Sektoren hinzukamen, war dies Ausrichtung nicht nachhaltig und musste 2009 wiederholt werden.

7.3.1.3 Kosmische Strahlung aus dem Jahr 2009

Nach der ersten Ausrichtung der Kammern im Jahr 2008, durch die viel über die Alignmentprozedur gelernt werden konnten, wurden manche der vier bis dato integrierten Supermodule wegen anfallender Reparaturen und Beseitigung von Gaslecks in den Kammern entfernt und anschließend erneut eingesetzt. Auch wurden drei weitere Supermodule hinzugefügt. Dies machte die Korrekturparameter aus 2008 obsolet, da ein solches Supermodul nicht zwangsläufig seine alte Position zurückerhält. Darüber hinaus verformen die drei zusätzlich besetzten Sektoren durch ihre Masse die Haltestruktur des TRD signifikant.

Ein Vergleich 2008 zu 2009 kann Abbildung 7.16 entnommen werden. Interessant ist, dass sich die Positionen der Supermodule in den Sektoren 00, 08, 09 und 17 in den Jahren 2008 und 2009 nicht wesentlich unterscheiden. Einzig die Verdrillung der A-Seite gegen die C-Seite aus 2008 scheint reduziert.

Die Verschiebungen in $r\phi$ könnten gravitationsbedingt sein. Supermodule verformen die Trägerstruktur

^P Nach der Ausrichtung meint hier nicht nach erneuter Rekonstruktion sondern nach einer zweiten Iteration der Positionierung.

durch ihr Gewicht (1.7 t) in y-Richtung, was sich in einer Änderung in $r\phi$ manifestiert. Alternativ ist es möglich, dass die Haltestruktur zu tief positioniert wurde. Die, bei Blick auf die A-Seite, rechten Supermodule sind in negative $r\phi$ -Richtung, die linken in positive verschoben. Im Jahr 2009 wurden schließlich sieben Supermodule im TRD integriert. Diese befinden sich, wie in Ab-

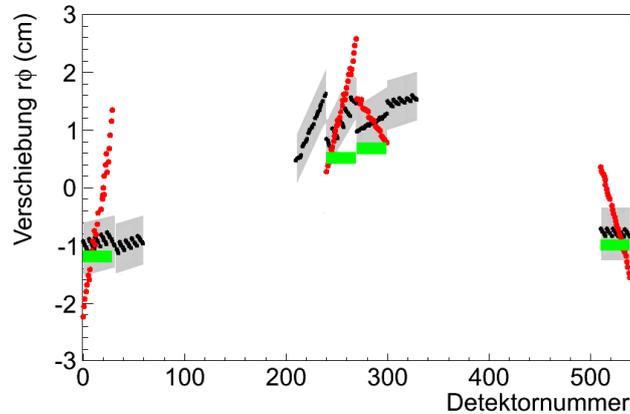


Abbildung 7.16: Vergleich der $r\phi$ -Verschiebungen aus 2008 (rot) und 2009 (schwarz). In beiden Fällen handelt es sich um eine Ausrichtung der Supermodule relativ zur TPC mit anschließender Berechnung der Kammerpositionen. Die grünen Balken entsprechen der optischen Studie aus dem Jahr 2008.

Abbildung 7.12 mittig gezeigt, auf den Positionen 00, 01, 07, 08, 09, 10 und 17, was auch die Konfiguration sein sollte in der die ersten LHC Kollisionen detektiert wurden. Ziel musste es sein bis November 2009, dem Starttermin des Large Hadron Colliders, eine Ausrichtung der Supermodule bereitzustellen. Für niedrige und mittlere Multiplizitäten in p+p war eine Positionierung der Kammern nicht zwingend, da deren Position vor Ausrichtungskorrektur unterhalb der Auflösung des TRD, welche Tabelle 7.4 zu entnehmen ist, lagen.

Auch in diesem Jahr wurden kosmische Daten gesammelt, welche für eine Ausrichtung der Supermodule ausreichen sollten. Insgesamt wurden $2 \cdot 10^5$ Ereignisse aufgezeichnet. Dies ergab eine Zahl von ≈ 370000 Teilchenspuren. Nach Selektion blieben hiervon ≈ 96000 Spuren mit Trackpunkte übrig. In Abbildung 7.17 sind die Teilchenzahlen pro Supermodul gezeigt. In allen bis dato installierten Sektoren

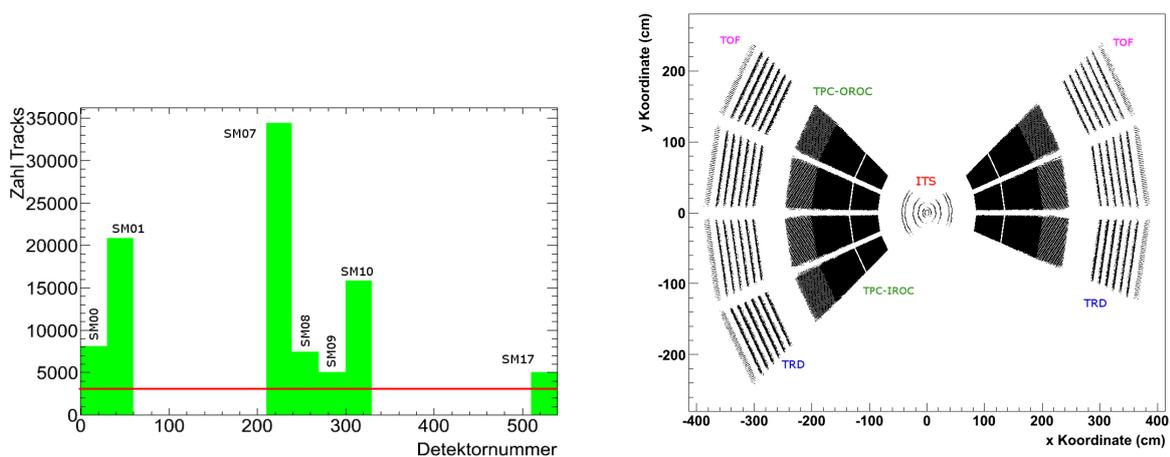


Abbildung 7.17: Zahl der Teilchenspuren aufgetragen über der Kammernummer für die Ausrichtung mittels kosmischer Strahlung 2009. Links ist dies supermodulweise geschehen. Ebenso ist die Grenze von 3000 Teilchen pro auszurichtendem Volumen eingezeichnet, die notwendig ist, um den statistischen Fehler der Ausrichtung zu reduzieren. Rechts ist die Verteilung der Trackpunkte in die Transversalebene projiziert gezeigt.

sind mehr als 3000 Spuren, die sich für eine Ausrichtung eignen, gemessen worden. Interessant ist deren Ungleichverteilung auf die Supermodulen. So erhalten die Sektoren 01, 07 und 10 dreimal mehr Spuren als die vier anderen Supermodule. Ursächlich ist die Modulation der Verteilung mit einer Sinusfunktion, da kosmische Strahlung den Detektor hauptsächlich von oben durchfliegt. Jedoch haben nicht alle Kammern ebenfalls mehr als 3000 Spuren.

Mit diesem Datensatz wurde analog 2008 eine Ausrichtung der Supermodule des TRD relativ zur TPC vorgenommen. Auch die Stacks sowie Kammern wurden, trotz mangelnder Statistik, im Referenzsystem der TPC positioniert. In Abbildung 7.18 sind die ermittelten Korrekturparameter dieser Ausrichtung gezeigt. Zusätzlich sind die Ergebnisse der photometrischen Positionsbestimmung 2008 sowie die Resultate der aktuellen optischen Vermessung aus 2009 eingezeichnet. Für die Ausrichtung der Supermodule werden die Fehlerbalken als leichtgraue Flächen gezeigt (nur für die Verschiebung in ϕ).

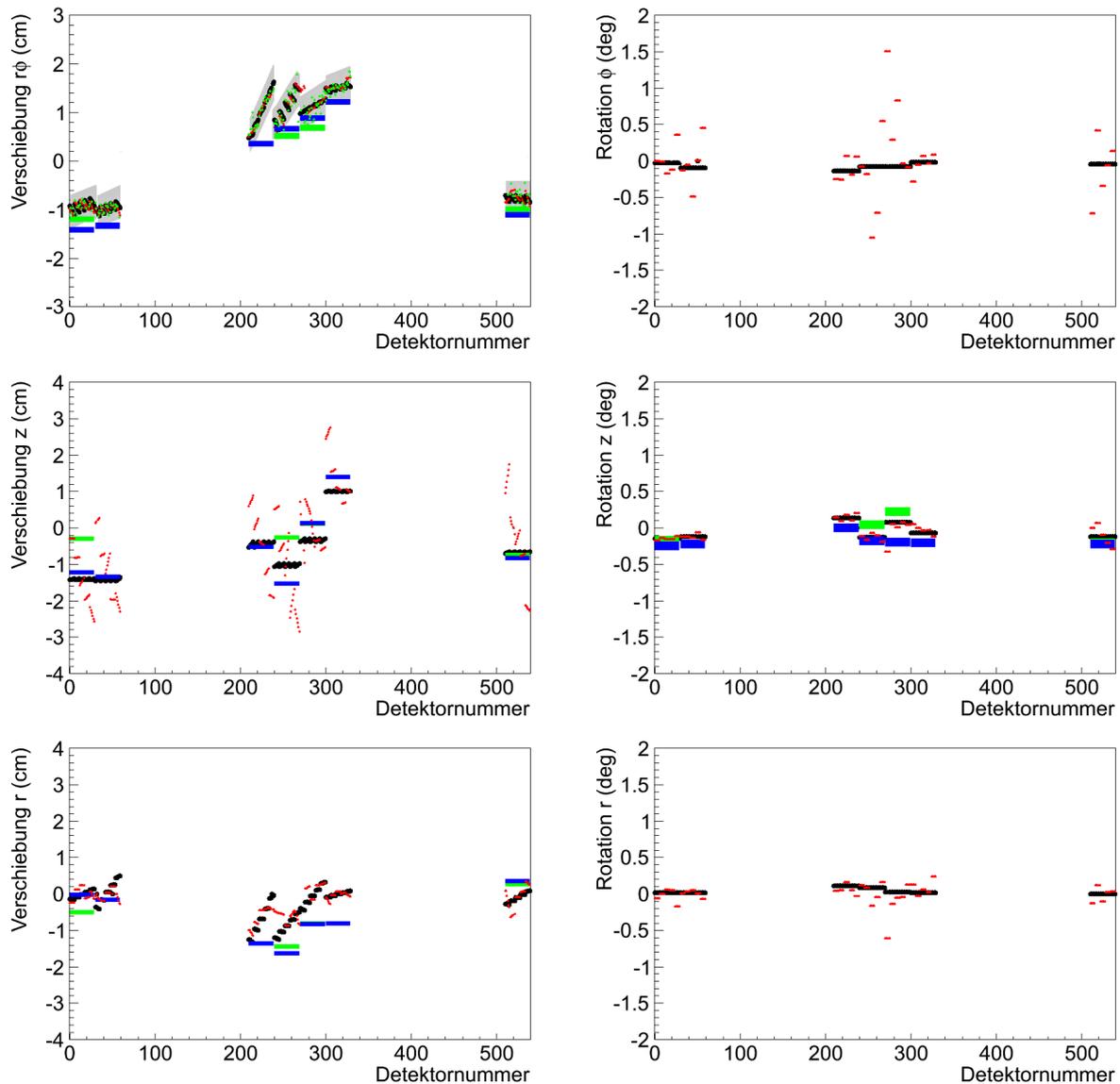


Abbildung 7.18: Die sechs Korrekturparameter ermittelt mittels kosmischer Strahlung im Jahr 2009 aufgetragen gegen die Kammernummer. Es wurden die Supermodule (schwarze Punkte) sowie die Stacks (rote Punkte) und Kammern (grüne Punkte - nur Verschiebung in $r\phi$) des TRD bezüglich der TPC ausgerichtet. Ebenso finden sich in diesen Bildern zu Vergleichszwecken die Ergebnisse der photometrischen Positionsbestimmungen aus 2008 (grüne Balken) und 2009 (blaue Balken).

Mit kosmischen Ereignissen aus dem Jahr 2009 konnte das Survey durch die Offlineausrichtung bestätigt werden. Für die $r\phi$ -Verschiebung liegen auch die Kammerpositionen aus der Ausrichtung der Stacks

und der Kammern bezüglich der TPC im Bereich der Fehler der Supermodule. Sogar in z-Richtung konnte die Verschiebung gut ermittelt werden, was, ob eines größeren statistischen Fehlers, die Pads in dieser Richtung haben eine Länge von 7 bis 8 cm, erstaunlich war. Tracklets mit Padreihenübergang habe eine entsprechend kleineren Fehler. Diese Größe ist zusätzlich abhängig von der Kalibrierung der Driftgeschwindigkeit der TPC. Die Verschiebung in r-Richtung wurde nur ungenau bestimmt und hängt von der Kalibrierung der Driftgeschwindigkeit im TRD ab. Für Rotationen um die betreffenden Achsen ließ sich keine signifikante Abweichung von Null ermitteln.

Um die Qualität der Korrekturparameter für die Supermodule zu überprüfen, wurden die Daten nach Ausrichtung mit einer, um die Fehlstellungen modifizierten, OCDB erneut rekonstruiert. Die Ergebnisse dieses zweiten Alignments sind in Abbildung 7.19 zusammen mit den Ergebnissen aus Abbildung 7.18 gezeigt. Die Verbesserung der Positionen der Supermodule nach Ausrichtung relativ zur TPC ist

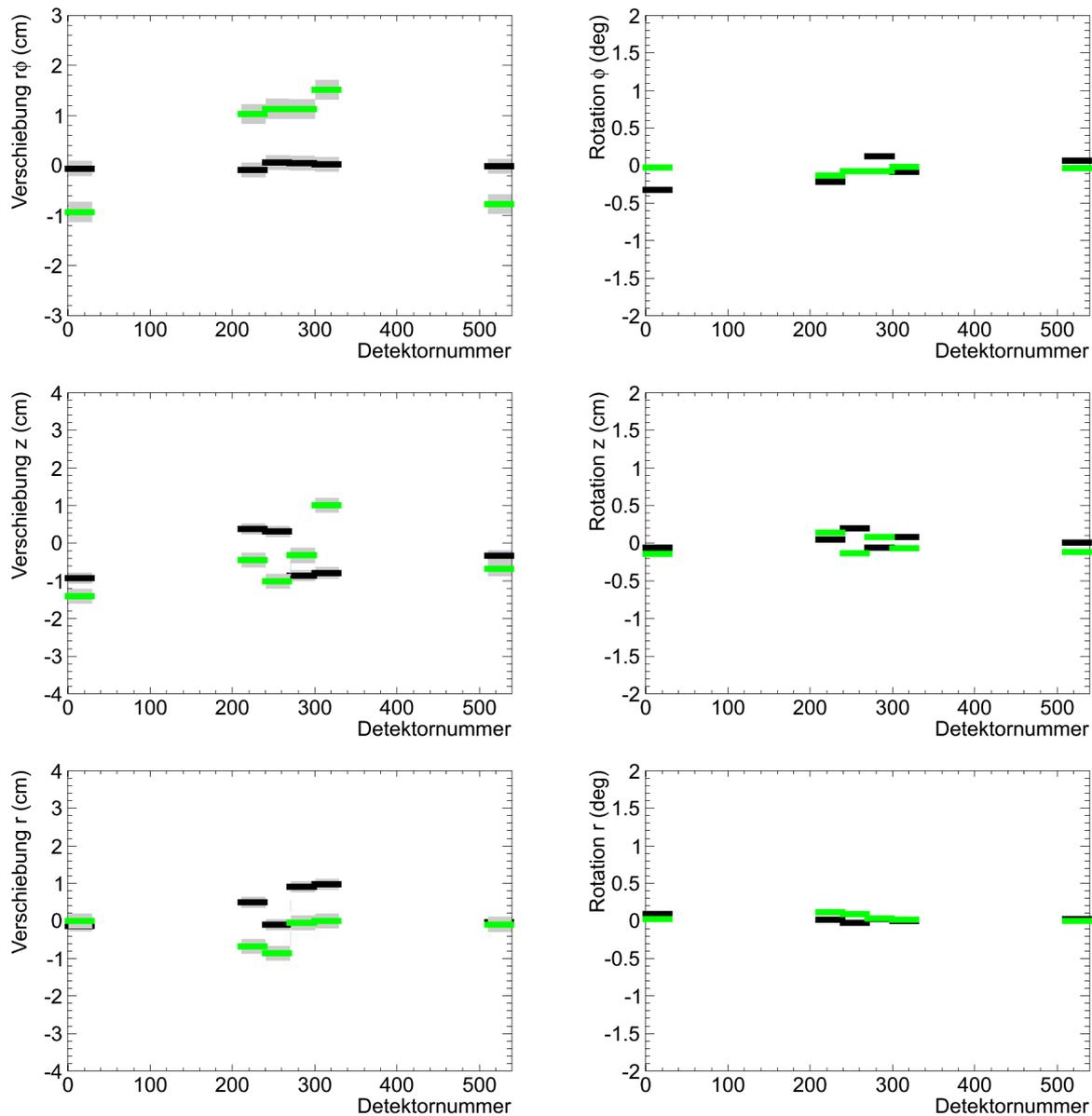


Abbildung 7.19: Die sechs Korrekturparameter aus der Ausrichtung der TRD Supermodule relativ zur TPC mit kosmischer Strahlung 2009 nach einer Rekonstruktion mit einer OCDB, die die Korrekturparameter der Supermodule aus Abbildung 7.18 enthielt (schwarze Punkte). Dies sind deren Positionen nach dem Alignment. Zum Vergleich sind die Positionen vor erfolgter Ausrichtung (grüne Punkte) gezeigt. Hier dargestellt sind die Mittelwerte eines jeden Supermoduls.

signifikant. Besonders $r\phi$ -Fehlstellungen konnten um eine Größenordnung reduziert werden. Da die Positionsgenauigkeit in z -Richtung schon nach manueller Ausrichtung gut war, sind die Verbesserungen durch das Offlinealignment bezüglich der Auflösung in dieser Richtung relativ klein, betragen aber immer noch bis zu 1.3 cm. Jedoch wird für die Korrektur der Verschiebungen in z -Richtung auf die optische Vermessung und nicht auf die Offlineausrichtung zurückgegriffen. Die Verschiebungen in r verbesserten sich nur marginal und geringer als für die anderen Parameter. Darüber hinaus sind die Ungenauigkeiten hier größer. Selbst die Rotationen wurden minimal optimiert. Zur Verifikation der Alignmenterfolge wurden die y -Residuals vor und nach Ausrichtung bestimmt und in Abbildung 7.20 gezeigt.

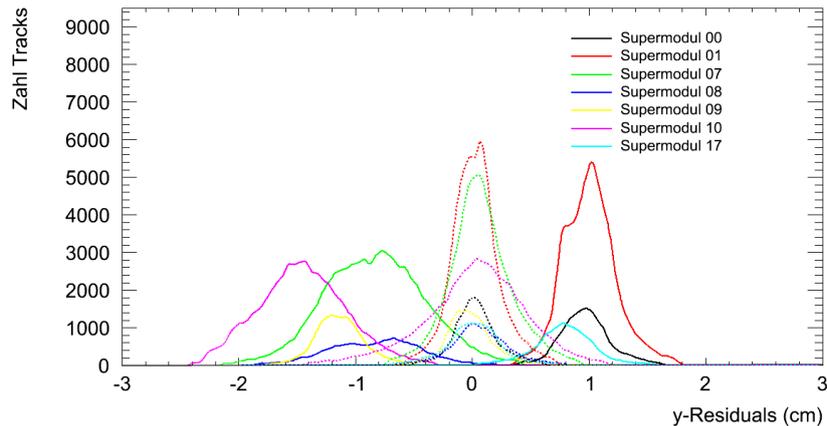


Abbildung 7.20: y -Residuals bestimmt mittels kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2009 vor (durchgezogene Linien) und nach Ausrichtung der Supermodule des TRD (gestrichelte Linien) bezüglich der TPC. Der Erfolg dieser Positionskorrektur kann aus der Position dieser nahe Null ersehen werden. Auch die Varianz σ_y der Verteilungen hat sich signifikant reduziert.

Die Varianz der Residuals σ_y entspricht der Auflösung der Tracklets bezüglich der Teilchenspuren in y . Es zeigt sich, dass diese in erster Ausrichtung der Supermodule relativ zur TPC um bis zu 50% verbessern werden konnten.

Die Ausrichtung der Supermodule mittels kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2009 war von besonderer Bedeutung, da dies die Konstellation zum Start des LHC im Dezember dieses Jahres war. Um die Qualität der Daten der langen Laufperiode 2009 bis 2010 zu optimieren, musste das Alignment möglichst gut sein. Wie den Abbildungen 7.19 und 7.20 zu entnehmen, konnten die $r\phi$ -Verschiebungen um mehr als 1 cm reduziert werden. Die Positionen der Supermodule nach Ausrichtung erwiesen sich als nahezu ideal und es konnte optimistisch in die Rekonstruktion der ersten Daten des LHC gegangen werden.

7.3.1.4 Kosmische Strahlung aus dem Jahr 2011

Zu Beginn des Jahres 2011, nach Beendigung der ersten langen Laufperiode des LHC, wurden nochmals kosmische Ereignisse genommen. Diese wurden genutzt, um die in der Winterpause 2010 auf 2011 installierten 3 zusätzlichen Supermodule in den Positionen 11, 15 und 16 noch vor dem zweiten langen LHC Lauf bezüglich der TPC auszurichten. Auch die aktuelle Konfiguration der Sektoren kann Abbildung 7.12 rechts entnommen werden.

Durch ihre zusätzliche Masse wurde die Ausrichtung der zuvor installierten 7 Sektoren obsolet und musste erneut durchgeführt werden. Es wurde mit einer Verformung der Trägerstruktur des TRD im Bereich von cm gerechnet. Abbildung 7.21 zeigt die Teilchenstatistiken für die Supermodule. Die notwendige Zahl an Tracks konnte in einem einzigen Lauf erreicht werden. Die Resultate der Ausrichtung der nunmehr 10 Supermodule sind in Abbildung 7.22 gezeigt und wurden für erneute Rekonstruktionen in die OCDB integriert.

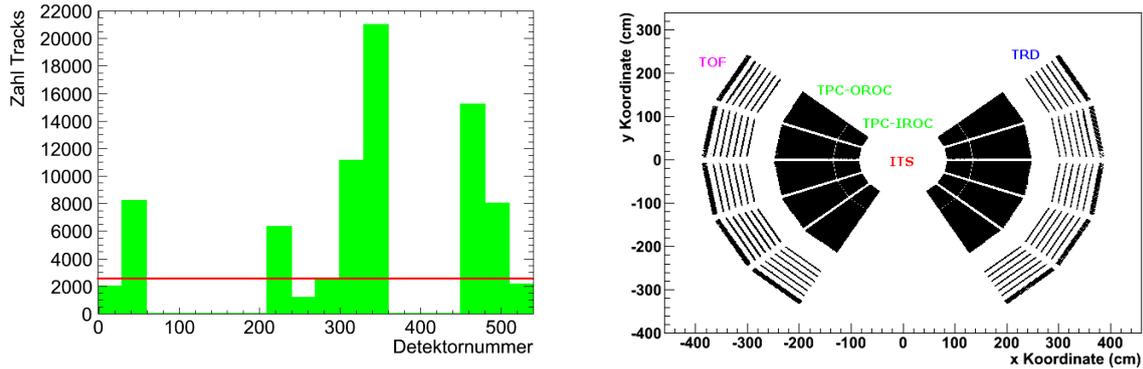


Abbildung 7.21: Zahl der Teilchenspuren für eine Ausrichtung des TRD mit kosmischen Daten aus dem Jahr 2011 aufgetragen über die Kammernummer. Links ist dies supermodulweise geschehen. Ebenso ist die Grenze von 3000 Teilchenspuren pro auszurichtendem Volumen gezeigt, die notwendig ist, um die statistischen Fehler beim Alignment in notwendigem Maße zu reduzieren. Rechts eine Projektion der, für die Ausrichtung geeigneten, Teilchenspuren in die xy -Ebene projiziert.

Insgesamt wurde gezeigt, dass die Ausrichtung der Supermodule des TRD bezüglich der TPC mit kosmischer Strahlung funktioniert. Verschiebungen von bis zu 1.5 cm wurden bestimmt und korrigiert. Dies war der erste wichtige Test für die Ausrichtung der Supermodule des TRD relativ zur TPC mit realen Daten. Da die Trajektorien der kosmischen Strahlung kaum gekrümmt sind, eignen sie sich hervorragend für diesen Zweck. Mit ihnen konnte, trotz ungünstiger Verteilung der Spuren und nicht ausreichender Statistik, eine signifikante Reduktion der Fehlpositionen erzielt werden. Darüber hinaus wurden die optischen Referenzmessungen innerhalb der systematischen Fehler reproduziert. Die Offlineausrichtung erwies sich für verschiedene Datensätze zu unterschiedlichen Zeitpunkten als konsistent. Veränderungen mit der Zeit wurden verstanden und durch Neuausrichtung behoben. Auch die Breite der Residual σ_y , als Auflösung interpretiert, konnte reduziert werden.

7.3.2 Ausrichtung des TRD mittels Kollisionsdaten relativ zur TPC

Nach der Datennahme kosmischer Ereignisse 2008 und 2009 konnten am 6. Dezember 2009 mit dem TRD erstmals Daten bei stabilem Strahl aus p+p Kollisionen des LHC bei 900 GeV, der Vorbeschleunigerenergie des SPS, gemessen werden. An diesen wurde überprüft, wie erfolgreich die Ausrichtung und die Kalibrierung, welche zuvor ausschließlich mittels kosmischer Strahlung durchgeführt wurde, war. Darüber hinaus wurden diese Daten genutzt, um sowohl die Kalibrierung als auch die Ausrichtung der Subsysteme des ALICE Detektors weiter zu verstehen und zu verbessern. In den ersten zwei Monaten konnten $6 \cdot 10^5$ Minimum Bias Ereignisse gesammelt werden. Die kurze Laufperiode, die am 17. Dezember 2009 endete, stellte allerdings nur einen minimierten Test dessen dar, was 2010 folgen sollte. Es konnte der Beweis erbracht werden, dass alle Subsysteme des ALICE Detektors funktionierten [Aamodt, K et al., 2010a].

Nach der Winterpause wurde ab März 2010 mit erhöhter LHC Luminosität ein langer Proton-Proton Lauf gestartet, welcher mit einem Monat Datennahme in Blei-Blei Kollisionen im Dezember desselben Jahres endete. Diesmal war die Datenausbeute so groß, dass die für eine Ausrichtung der Supermodule notwendigen 3000 Teilchen pro ausrichtbarem Volumen problemlos überschritten wurden. Es wurden Datenraten erzielt, die ein Alignment mittels einzelner Runs möglich machten, was von Vorteil ist, da sich die Messbedingungen innerhalb eines Laufes nur unwesentlich verändern. Die Zahl der Ereignisse lag in p+p bei $1 \cdot 10^8$ und in Pb+Pb bei $2 \cdot 10^7$.

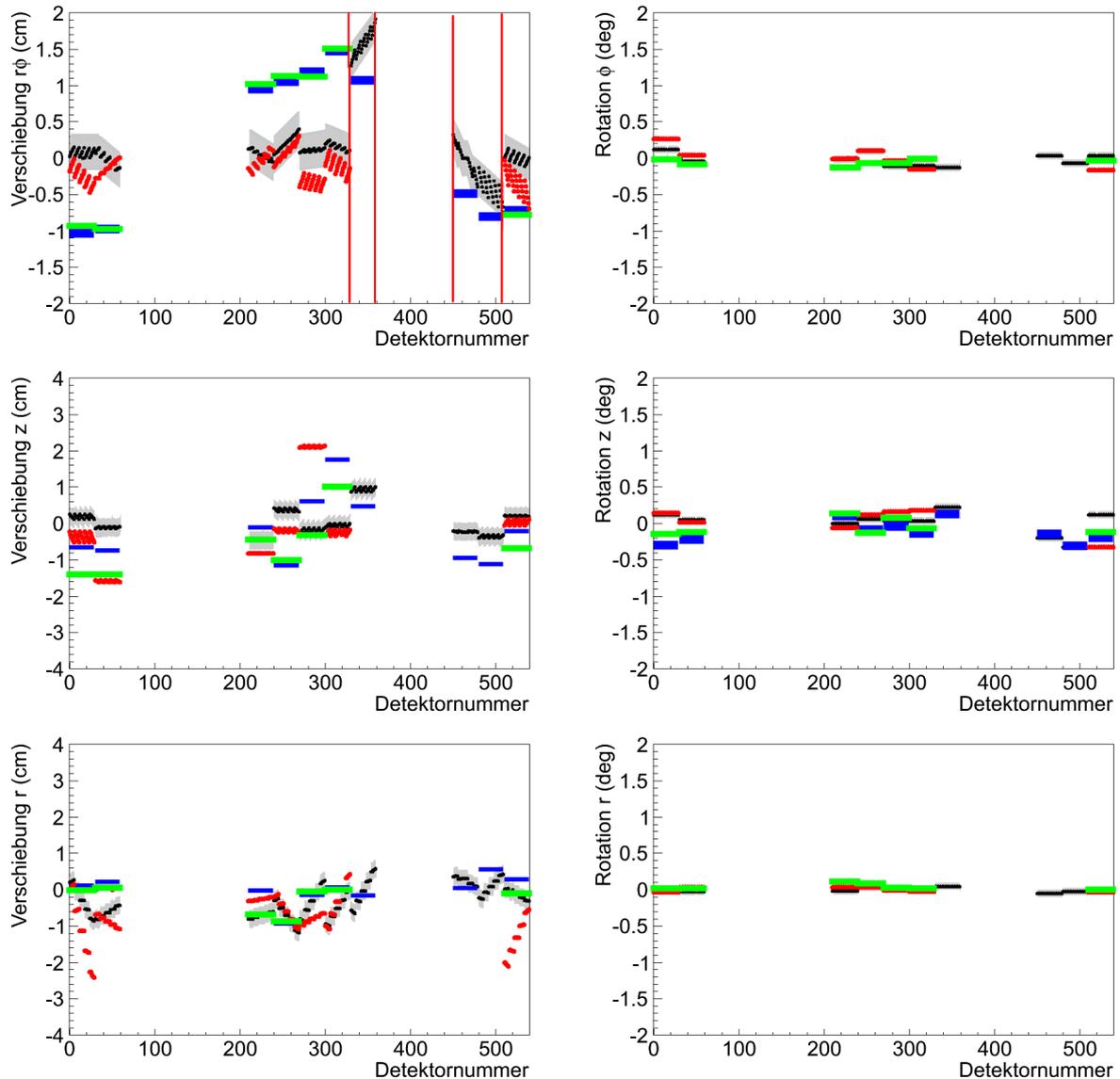


Abbildung 7.22: Die sechs Korrekturparameter aus der Ausrichtung der Supermodule des TRD relativ zur TPC mit kosmischer Strahlung zu Beginn des Jahres 2011. Eine neue Positionierung wurde notwendig, da 3 zusätzliche Sektoren in ALICE installiert werden konnten (rot) und diese durch ihr Gewicht vorherige Alignments obsolet machten. Schwarz sind die Korrekturparameter, bestimmt mittels kosmischer Strahlung, aus dem Jahre 2011, rot jene aus kosmischer Strahlung aus dem vorherigen Jahr. (Für die ersten 7 Supermodule ist, da die Korrekturparameter der ersten Ausrichtung berücksichtigt wurden, eigentlich nur die relative Position gezeigt.)

7.3.2.1 Kollisionsdaten aus dem Jahr 2009

Vom 6. bis zum 17. Dezember 2009 kam es im LHC erstmals zu stabilen p+p Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 900 GeV. Die Statistik in den Supermodulen war ausreichend für ein Alignment. Die Grenze von 3000 Spuren geladener Teilchen wurde in jedem Sektor übertroffen. Auch ist die Verteilung der zur Ausrichtung verwendeten Teilchen über alle Supermodule nahezu flach. Die in kosmischer Strahlung festgestellte Modulation mit einer Sinusfunktion durch deren bevorzugte Einfallsrichtung von Oben tritt hier, wie erwartet, nicht auf.

Die Konfiguration der Supermodule entsprach der bei Ausrichtung mit kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2009 und ist in Abbildung 7.12 mittig gezeigt.

Zuerst wurde überprüft, wie erfolgreich die Ausrichtung der Supermodule relativ zur TPC mittels kosmischer Strahlung war. Darüber hinaus wurden unterschiedliche Datensätze aus dieser Laufperiode genutzt, um die Positionskorrekturen der Sektoren weiter zu verfeinern. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.23 gezeigt.

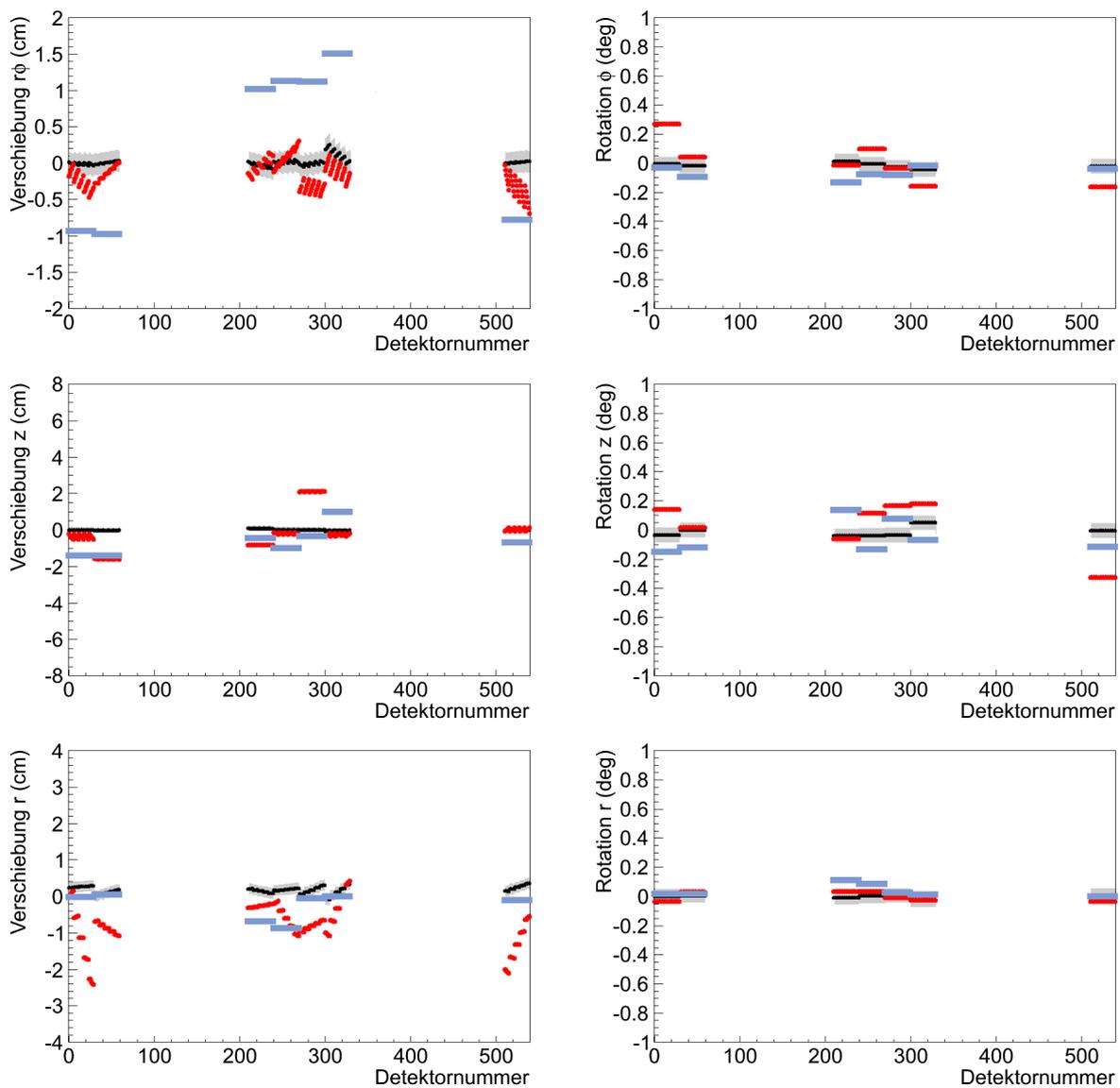


Abbildung 7.23: Die sechs Korrekturparameter aus einer Ausrichtung der TRD Supermodule relativ zur TPC mit p+p Kollisionsdaten bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV aus dem Jahr 2009 (schwarz). Zum Vergleich wurden die Korrekturparameter, die mittels kosmischer Strahlung ebenfalls in diesem Jahr ermittelt werden konnten, aufgetragen (rot). Hellblau sind die mittleren Positionen der Sektoren vor der Ausrichtung gezeigt.

Mit den Daten, die im Dezember 2009 durch p+p Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV genommen werden konnten, wurden die Supermodule des TRD bezüglich der TPC ausgerichtet. Es zeigte sich, dass sich die Offlinepositionen der Sektoren im Vergleich zur Vorbereitung auf diesen Run mittels kosmischer Ereignisse aus 2009 weiter verbessern ließen. Die Ausrichtung erwies sich insgesamt als stabil. Die Abweichungen für die Verschiebung in $r\phi$ lagen mit Ausnahme von Sektor 10 unterhalb 500 μm und somit unterhalb der Trackletaflösung des Detektors zu jener Zeit.

Für alle sechs Korrekturparameter wurde eine Verbesserung sowohl gegenüber den Fehlstellungen zu Beginn als auch zu den Ausrichtungen mittels kosmischer Strahlung dieses Jahres erreicht.

Die OCDB-Einträge, die zu Ende 2009 bestimmt wurden, dienten in der Rekonstruktion als Referenz für 2010. Dies war die Ausrichtung, welche in den ersten langen Laufperioden des LHC im Jahr 2010 implementiert war.

7.3.2.2 Kollisionsdaten aus dem Jahr 2010

Der erste lange Lauf des LHC fand vom 19. März 2010 bis zum 17. Dezember 2010 statt. In dieser Zeit wurden $1 \cdot 10^6$ Minimum Bias Ereignisse in p+p bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV sowie $850 \cdot 10^6$ Minimum Bias Ereignisse bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV genommen. Der Lauf endete mit der Datennahme von insgesamt $2 \cdot 10^7$ Pb+Pb Ereignisse bei 2.76 TeV pro Nukleon. Jedoch ist zu beachten, dass sich die Rekonstruktionsbedingungen innerhalb der Laufperiode immer wieder änderten ^q. Die Offlineausrichtung musste darauf reagieren. Mit diesen Daten wurden die Positionen der Supermodule relativ zur TPC kontinuierlich überprüft. Die Effizienz der Datennahme war schließlich so hoch, dass eine Kontrolle Lauf für Lauf möglich wurde.

Bis auf kleinere Korrekturen war die Offlinepositionierung der Sektoren über diesen Zeitraum stabil und vergleichbar mit der Ausrichtung der Supermodule mit kosmischen Daten aus dem Vorjahr.

Die stete Überprüfung der Positionen der Supermodule des TRD relativ zur TPC mittels Kollisionsdaten aus 2010 zeigte keine signifikanten Abweichungen zur finalen Ausrichtung des Jahres 2009. Einzig Verschiebungen in r erwiesen sich als stärker fluktuierend. Da sie von der Kalibrierung der Driftgeschwindigkeit des Übergangsstrahlungsdetektors abhängen, ist dieser Effekt durch Änderungen in v_{Drift} erklärbar.

Der LHC lief im ersten Jahr fast 10 Monate. So war es Ziel, die relative Position der Supermodule des TRD bezüglich der TPC über diese Zeit kontinuierlich zu beobachten und, wenn notwendig, zu korrigieren. In Abbildung 7.24 ist die zeitliche Entwicklung der Offlinepositionen der Supermodule gezeigt ^r.

Wie man erkennt, ist die Positionsgenauigkeit der Supermodule des TRD in $r\phi$ relativ zur TPC unter Kontrolle. Im April 2010 mussten die Sektoren einmalig gegen die Time Projection Chamber nachjustiert werden. Dies lag an Änderungen in der Ausrichtung der TPC ^s. Darüber hinaus wurden zeitliche Veränderungen der Position der externen Haltestruktur der TRD Supermodule ausgeschlossen.

Die finale Ausrichtung der Supermodule des TRD, referentiell zur TPC, konnte über mehr als ein Jahr immer weiter verbessert werden. Zu Ende des ersten Laufes des LHC wurde für einen Monat erstmals Bleikerne zur Kollision gebracht. Auch diese Ergebnisse finden sich in Abbildung 7.24. Tabelle 7.2 ist eine Zusammenstellung der Verbesserungen durch die Offlineausrichtung der Supermodule bezüglich der TPC.

Eine Übersicht der wichtigsten Meilensteine der Ausrichtung des TRD finden sich im Anhang A.

Um für die höheren Multiplizitäten in Schwerionenkollisionen vorbereitet zu sein, müssen auch die

^q ALICE intern wird der Lauf in mehrere Perioden, die möglichst einheitlich rekonstruiert sind, unterteilt.

^r Der genaue Zeitpunkt der photometrischen Studien ist jeweils der linke Rand der Balken.

^s Es erwies sich als Glücksfall, da die Offlineausrichtung des TRD hierdurch überprüft werden konnte. Dadurch, dass bekannt war, wie sich die Position der TPC in der Software veränderte, konnte vorhergesagt werden, welche Korrekturparameter durch die Ausrichtung zu erwarten waren. Diese wurden auch bestimmt.

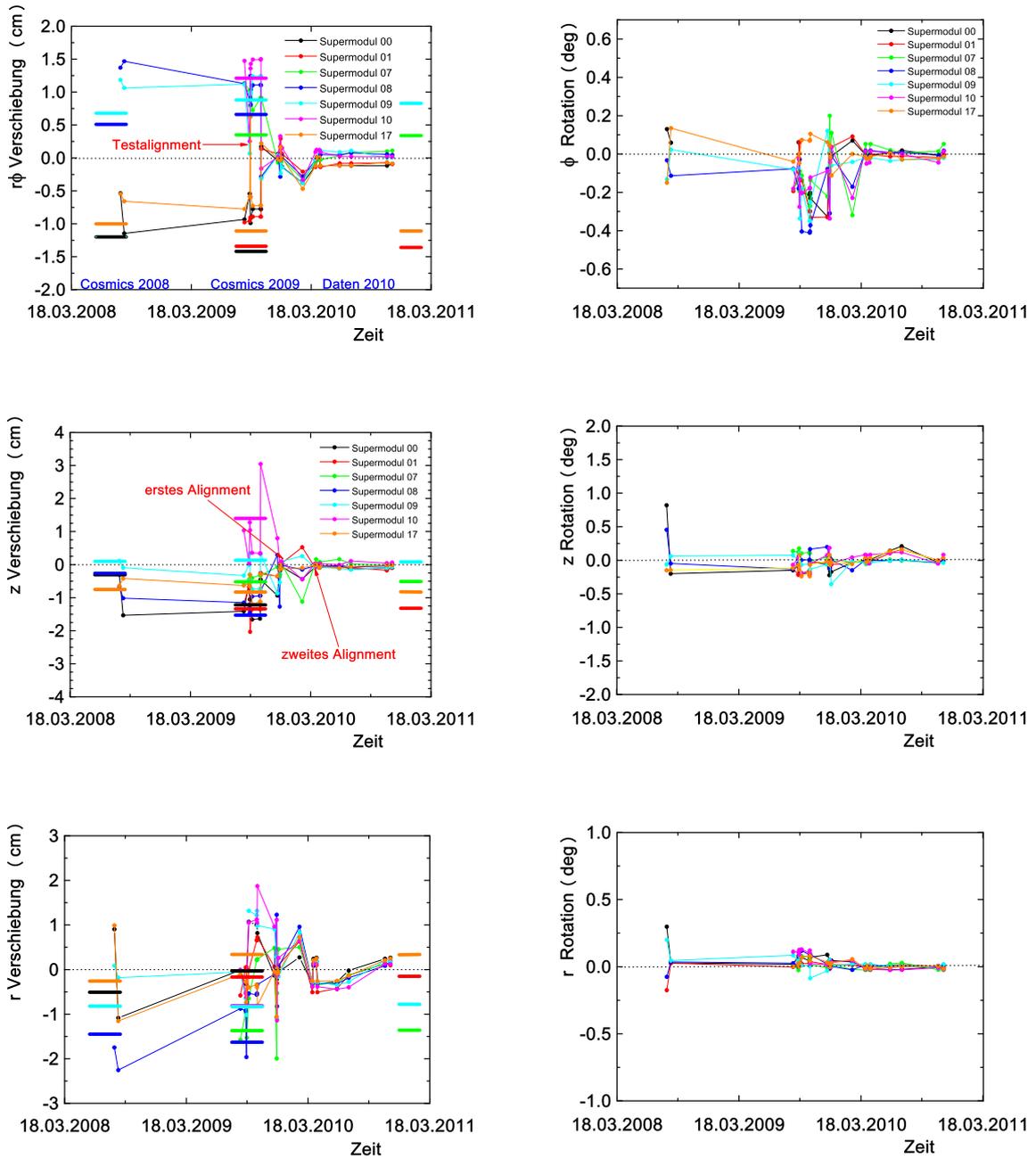


Abbildung 7.24: Zeitliche Entwicklung der sechs Korrekturparameter für die Ausrichtung der Supermodule des TRD relativ zur TPC. Diese Langzeitstudie lief über 2 Jahre und wird fortgesetzt. Die eingezeichneten Balken entsprechen den photometrischen Messungen 2008, 2009 und 2010.

	SM00	SM01	SM07	SM08	SM09	SM10	SM17
r ϕ -Verschiebung (vor)	1.1478	0.9241	1.1337	1.4679	1.0632	1.4745	0.6575
r ϕ -Verschiebung (nach)	0.0108	0.0058	0.0285	0.0171	0.0093	0.1181	0.0109
Verbesserung	99%	98%	97%	99%	99%	92%	98%
z-Verschiebung (vor)	1.5324	1.1832	0.5465	1.1492	0.0997	1.0366	0.4175
z-Verschiebung (nach)	0.0019	0.0280	0.0778	0.0088	0.0007	0.0415	0.0006
Verbesserung	100%	98%	86%	99%	100%	96%	100%
r-Verschiebung (vor)	1.0859	0.5822	1.5756	2.2530	0.1828	0.3676	1.1551
r-Verschiebung (nach)	0.2652	0.0941	0.1462	0.1892	0.1736	0.1192	0.2481
Verbesserung	75%	83%	90%	91%	5%	67%	79%
ϕ -Rotation (vor)	0.05894	0.19429	0.18302	0.11388	0.23223	0.18106	0.13509
ϕ -Rotation (nach)	0.03490	0.00152	0.04047	0.03817	0.03469	0.04954	0.02276
Verbesserung	41%	99%	78%	66%	85%	73%	83%
z-Rotation (vor)	0.19987	0.11416	0.15287	0.04753	0.06209	0.16945	0.14655
z-Rotation (nach)	0.03490	0.00152	0.04047	0.03817	0.03496	0.04954	0.00511
Verbesserung	83%	99%	74%	20%	44%	71%	97%
r-Rotation (vor)	0.02884	0.02355	0.15488	0.04544	0.03577	0.05065	0.02563
r-Rotation (nach)	0.00121	0.00532	0.00732	0.00254	0.00584	0.02310	0.00295
Verbesserung	96%	77%	95%	94%	84%	54%	88%
σ_y (vor)	0.1534	0.1187	0.1343	0.1544	0.1781	0.2437	0.1218
σ_y (nach)	0.0918	0.0843	0.0711	0.1019	0.1127	0.1214	0.0999
Verbesserung	40%	28%	47%	34%	36%	50%	18%

Tabelle 7.2: Verbesserungen durch Ausrichtung der Supermodule des TRD bezüglich der TPC zwischen 2009 und 2011. Es sind die Beträge der fehlerhaften Positionen aufgeführt.

Positionen der Kammern des TRD ausgerichtet werden. Dies geschah relativ zu den anderen Kammern ihrer Stacks und ist Thema des folgenden Unterabschnitts.

7.3.3 Ausrichtung der Kammern mittels Kollisionsdaten innerhalb des TRD

Mit kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2009 wurde eine Ausrichtung der Supermodule des TRD bezüglich der TPC mit einer Genauigkeit von weniger als 500 μm in $r\phi$ (mit Ausnahme von Sektor 10) erzielt. Der erste Schritt eines umfassenden Alignments des ALICE Übergangsstrahlungsdetektors ist damit abgeschlossen. Im zweiten Schritt müssen die Kammern innerhalb ihrer Stacks linear aufgereiht werden. Dies bedeutet jeweils eine solche gegen die umliegenden Lagen desselben Moduls auszurichten. Die Fehlpositionierung einer Kammer bezüglich ihrer umliegenden Kammern ist signifikant geringer als die der Supermodule gegenüber der TPC und bewegt sich in Größenordnungen von weniger als 300 μm für die relevante $r\phi$ -Verschiebung. Entsprechend exakter muss die Ausrichtung der Kammern, das TRD interne Alignment, erfolgen.

Um eine genaue Positionsbestimmung mittels Spuren geladener Teilchen garantieren zu können ist eine ausreichende statistische Grundlage notwendig. Die in Simulationen als minimal eruierte Zahl von 3000 Teilchen pro ausrichtbarem Volumen in betrachtetem Referenzsystem konnte für den TRD durch Kollisionsdaten (ohne Magentfeld) im Jahr 2010 bereitgestellt werden.

Da die Integration der Kammern lange vor dem Einbau der Supermodule in den ALICE Detektor erfolgte, wurde für einige der Sektoren schon zu diesem Zeitpunkt eine Ausrichtung mittels kosmischer Strahlung vorgenommen. Dies betraf insbesondere das spätere Supermodul 10. Hierzu wurde in Münster ein Versuchsaufbau installiert [Sicking, E., 2008]. Die Ergebnisse dieser Messungen sind berücksichtigt. Durch sie konnten die Korrekturparameter der Kammern im Sektor 10 bestätigt werden. Jedoch war in dieser vorbereitenden Studie die Statistik in den beiden ersten Stacks stark verringert und die Fehler entsprechend groß. Darüber hinaus ist ihre Aussagekraft eingeschränkt, da die Supermodule anschließend transportiert wurden.

Die Ergebnisse der Positionierung der Kammern des TRD innerhalb ihrer Stacks können Abbildung 7.25 entnommen werden. Es wurde nach verschiedenen Tests insbesondere des Einflusses der Iteration entschieden hierfür Minimum Bias Daten ohne magnetisches Feld aus p+p Kollisionen bei einer

Schwerpunktenergie von 7 TeV zu verwendet. Durch den LHC wurde ein entsprechender Lauf mit $3 \cdot 10^6$ Ereignissen bereitgestellt. Darüber hinaus wurden nur die vier inneren Lagen 10 bis 13 des jeweiligen Stacks frei ausgerichtet. Die Kammern der Lagen 9 und 14 waren fixiert. Dies wurde erwartet, da für die Ausrichtung so eine stabile Referenz geschaffen werden konnte. Darüber hinaus war die auszurichtende Kammer nicht als Teil der Referenzvolumen erlaubt. Des Weiteren wurden, ebenfalls nach ausgiebigen Untersuchungen, nur die drei Parameter Verschiebung in $r\phi$, Verschiebung in z , sowie Rotation um z frei gelassen, während die anderen Korrekturparameter festgehalten wurden. Hierdurch konnte verhindert werden, dass sich diese nach Ausrichtung außerhalb der geometrisch möglichen Positionen der Kammern in den Supermodulen befanden.

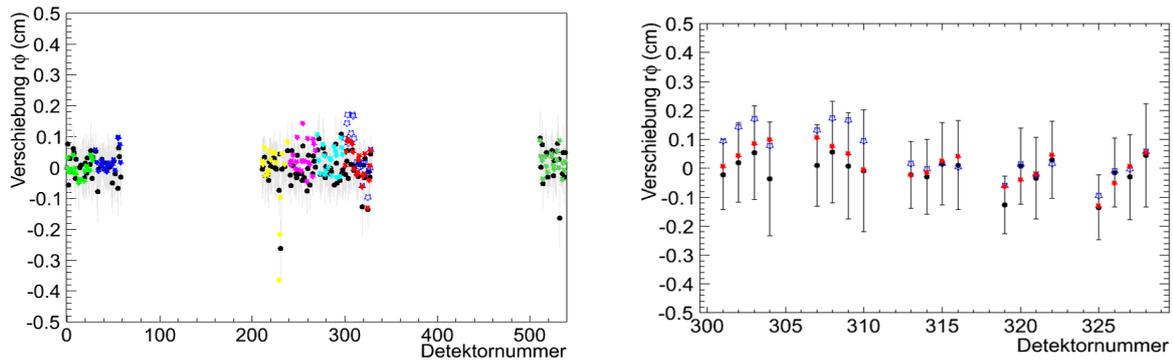


Abbildung 7.25: Verschiebung in $r\phi$ nach Ausrichtung mit $p+p$ Kollisionsdaten bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV aus dem Jahr 2010 aufgetragen über die Kammernummer. Das Alignment erfolgte für die vier mittleren Kammern eines Stacks gegen die beiden fixierten äußeren Lagen. Diese wurden willkürlich auf 0 gesetzt und sind in obigen Bildern nicht gezeigt. Schwarz und mit Fehlern sind die Korrekturparameter vor der Rekonstruktion gezeigt. Farbige die Positionen der Supermodule nach erneuter Rekonstruktion. Das Bild rechts zeigt das Supermodul 10 sowie die Ausrichtung der Kammern aus Münster (blaue Sterne) [Sicking, E., 2008].

Sowohl die Verschiebung in z -Richtung als auch die Rotation um diese Achse wichen in der Ausrichtung der Kammern bezüglich ihrer Stacks nicht signifikant von 0 ab. Die ermittelten relativen Positionen entsprachen der zuvor in Münster durchgeführten Ausrichtung. Einzig in den ersten beiden Stacks ist ein signifikanter Unterschied zwischen Ausrichtung in Münster und durch uns festzustellen[†]. Jedoch sind es genau diese beiden Module, in denen die Teilchenzahlen in Münster beträchtlich reduziert waren. Nach erfolgter Rekonstruktion mit in die OCDB integrierten Korrekturparametern konnten Positionsverbesserungen der Kammern bezüglich ihrer Module erzielt werden. Vielfach kann eine Aufreihung relativ zu den Lagen 9 und 14 festgestellt werden. Dennoch steht die Ausrichtung der Kammern erst am Anfang und wird sich mit Verbesserungen der Rekonstruktion und Auflösung des TRD entwickeln. Es erwies sich als kompliziert in Regionen auszurichten, die sich unterhalb der Auflösung des Detektors befanden. Auch wird der Fehler durch die Positionsauflösung und die Weite der Akzeptanzfenster in der Rekonstruktion groß.

Dennoch funktioniert der Algorithmus und kann verwendet werden. In Tabelle 7.3 sind die Verbesserungen, die durch die Offlineausrichtung der Kammern gegen die anderen Kammern innerhalb ihres Stacks erzielt wurden, für Supermodul 10 aufgeführt.

7.4 Zwischenbilanz der Ausrichtung des TRD

Dieses Kapitel beschäftigte sich mit der Offlineausrichtung des Übergangsstrahlungsdetektors des ALICE Experiments. Hierbei wurde zwischen Positionierung der Supermodule bezüglich der TPC und Alignment der Kammern relativ zu den anderen Kammern innerhalb ihrer Stacks unterschieden. Die Ausrichtung der Volumen des TRD ist ein zentraler Schritt auf dem Weg zum Verständnis des Detektors, welcher insbesondere zur Verbesserung der Effizienz, der Orts- und der Impulsauflösung beiträgt.

[†] Dennoch liegen die Parameter aus Münster selbst hier innerhalb der Fehler der von uns bestimmten Werte.

Kammer	ID	Pfad	σ_y (vor)	σ_y (nach)	Verbesserung	$r\phi$ (vor)	$r\phi$ (nach)	Differenz
301	20530	TRD/SM10/st0/pl1	0.1201	0.0654	46%	-0.022	0.006	-
302	22578	TRD/SM10/st0/pl2	0.1391	0.0725	48%	0.017	0.043	0.037
303	24626	TRD/SM10/st0/pl3	0.1621	0.0750	53%	0.054	0.085	0.042
304	26674	TRD/SM10/st0/pl4	0.1980	0.0728	63%	-0.037	0.102	0.017
307	20531	TRD/SM10/st1/pl1	0.1413	0.0781	54%	0.011	0.106	-
308	22579	TRD/SM10/st1/pl2	0.1782	0.0795	57%	0.056	0.074	0.032
309	24627	TRD/SM10/st1/pl3	0.1826	0.0773	65%	0.007	0.048	0.026
310	26675	TRD/SM10/st1/pl4	0.2105	0.0818	61%	-0.009	-0.009	0.057
313	20532	TRD/SM10/st2/pl1	0.1173	0.0708	44%	-0.022	-0.024	-
314	22580	TRD/SM10/st2/pl2	0.1283	0.0653	56%	-0.030	-0.017	0.007
315	24628	TRD/SM10/st2/pl3	0.1363	0.0736	55%	0.010	0.021	0.038
316	26676	TRD/SM10/st2/pl4	0.1577	0.0817	48%	0.010	0.041	0.020
319	20533	TRD/SM10/st3/pl1	0.1021	0.0640	51%	-0.124	-0.063	-
320	22581	TRD/SM10/st3/pl2	0.1326	0.0680	52%	0.007	-0.039	0.024
321	24629	TRD/SM10/st3/pl3	0.1434	0.0705	49%	-0.035	-0.021	0.018
322	26677	TRD/SM10/st3/pl4	0.1300	0.0706	46%	0.030	0.043	0.064
325	20534	TRD/SM10/st4/pl1	0.1130	0.0706	42%	-0.135	-0.130	-
326	22582	TRD/SM10/st4/pl2	0.1196	0.0715	52%	-0.017	-0.052	0.078
327	24630	TRD/SM10/st4/pl3	0.1434	0.0756	54%	-0.030	0.004	0.056
328	26678	TRD/SM10/st4/pl4	0.1783	0.0791	56%	0.043	0.054	0.050

Tabelle 7.3: Verbesserungen durch die Ausrichtung der Kammern des TRD relativ zur TPC seit 2010. Es ist das Supermodul 10 gezeigt.

Dies ist wichtig, da durch suboptimale Installation der Komponenten des TRD, der Supermodule und Kammern, eine Verschlechterung dieser Größen zu befürchten ist.

Die erste Ausrichtung des TRD bezüglich der TPC erfolgte für vier Supermodule 00, 07, 08, 17 mittels kosmischer Strahlung im Jahr 2008. Es konnte gezeigt werden, dass die Positionierung der Sektoren mit einer Genauigkeit von bis zu 500 μm in $r\phi$ möglich ist. Für die z-Verschiebung wurde eine Korrektur auf bis zu 1000 μm erzielt. Ursächlich ist die geringere Auflösung der TRD Kammern in dieser Richtung. Entsprechend wird für die Ausrichtung in z auf die jeweils aktuellen photometrische Vermessung zurückgegriffen. Das Alignment mittels kosmischer Strahlung erbrachte den Beweis, dass eine Ausrichtung der Supermodule relativ zur TPC funktioniert.

Eine zweite Offlineausrichtung der Sektoren des TRD erfolgte 2009, kurz bevor die ersten Daten durch den LHC zur Verfügung standen. Hierzu wurde nochmals kosmische Strahlung mit höherer Statistik gemessen. Die Positionierung der sieben Supermodule 00, 01, 07, 08, 09, 10 und 17 gelang wieder mit einer Genauigkeit von unter 500 μm in $r\phi$. Wie 2008 und in den Kollisionsdaten 2009 und 2010 konnte eine Ausrichtung der Supermodule unterhalb der Auflösung der Teilchenspuren des TRD bezüglich der Tracklets gewährleistet werden. Die extrahierten Verschiebungen und Rotationen wurden zur initialen Geometrie in der OCDB addiert und standen für die erste Datennahme in p+p zur Verfügung.

Ab Dezember 2009 bis zum Ende des Jahres 2010 wurden LHC Kollisionen in p+p sowie in Pb+Pb bei verschiedenen Energien gemessen und das Alignment der TRD Supermodule damit kontinuierlich überprüft und, wenn nötig, angepasst. Man stellte fest, dass die Ausrichtung mit Verbesserung der Rekonstruktion über verschiedene Rekonstruktionsdurchläufe ebenfalls feiner ausfiel. Darüber hinaus konnte eine Abhängigkeit der r-Verschiebung von der Driftgeschwindigkeit im TRD und der z-Verschiebung von der Driftgeschwindigkeit in der TPC beobachtet werden. In Abbildung 7.26 sind nochmals analog zu Unterabschnitt 7.3.1 die Positionen der Supermodule vor (2009) und nach Offlinealignment (2011) gezeigt.

Es wurden die mittleren Fehlstellungen der Sektoren berechnet ^u.

Die Verschiebung in $r\phi$ reduzierten sich, wie auch Tabelle 7.2 zu entnehmen, zwischen 92% und 99% und auch die Auflösung σ_y konnte um bis zu 50% verbessert werden. Darüber hinaus wurde über mehr als zwei Jahre sichergestellt, dass die Positionen der Supermodule beständig sind und sich ihre Stellung, sowie die Position der Trägerstruktur selbst nicht verändern. Die Langzeitstabilität wurde gezeigt.

Des Weiteren musste vor dem Start des ersten Schwerionenlaufes eine Ausrichtung der Kammern

^u Wie gezeigt, können die Positionen der A- und der C-Seite eines Sektors durchaus variieren.

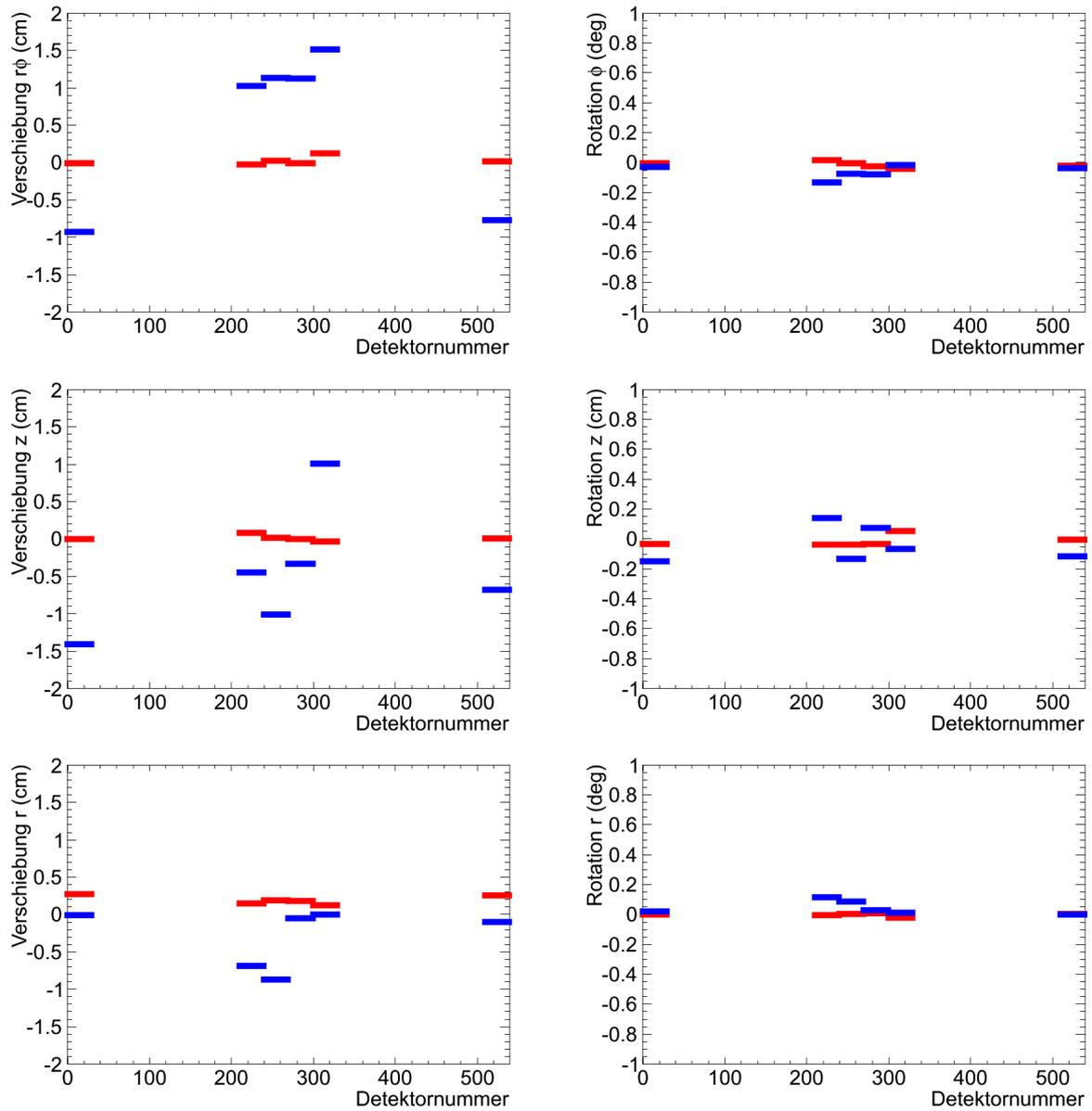


Abbildung 7.26: Die sechs Korrekturparameter der Ausrichtung der TRD Supermodule relativ zur TPC mit kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2009 sowie Kollisionsdaten aus dem Jahr 2010. Hier sind die Mittelwerte der Supermodule gezeigt, nicht die Positionen der einzelnen Kammern, die sich hieraus errechnen lassen. Die Fehlstellungen vor der Offlineausrichtung aus 2009 sind in blau, die nach erfolgter Ausrichtung zu Ende 2010 in rot gezeigt.

innerhalb des TRD erfolgen. Diese geschah mittels Kollisionsdaten aus dem Jahr 2010. In ihnen wurde genug Statistik bereitgestellt. Die Ergebnisse konnten rechtzeitig vor den ersten Pb+Pb Kollisionen in die OCDB integriert werden. Um eine stabile Referenz für die Kammerpositionierung zu gewährleisten, fixierte man die äußeren Lagen 9 und 14. Jedoch können Fehlstellungen dieser Kammern zueinander die Ausrichtung mit einem Fehler versehen. Die Kammern wurden in $r\phi$ bis zu einer Genauigkeit von 300 μm positioniert. Dieser Wert liegt unterhalb der Auflösung des TRD. Die anderen Korrekturparameter waren entweder fixiert oder erwiesen sich als vernachlässigbar. Die $r\phi$ -Verschiebung wurde durch Ausrichtung der Kammern um bis zu 71% reduziert. Auch die Positionsauflösung σ_y verbesserte sich um bis zu 65%.

Um sich zu vergegenwärtigen wie erfolgreich das Alignment des TRD über die Zeit war, wird ein Blick auf die zeitliche Entwicklung der Auflösungen des Übergangsstrahlungsdetektors gerichtet. Diese stellen eine natürliche Grenze der Ausrichtung dar. In Tabelle 7.4 sind unterschiedlich definierte Auflösungen des TRD und deren zeitliche Entwicklung zusammengestellt.

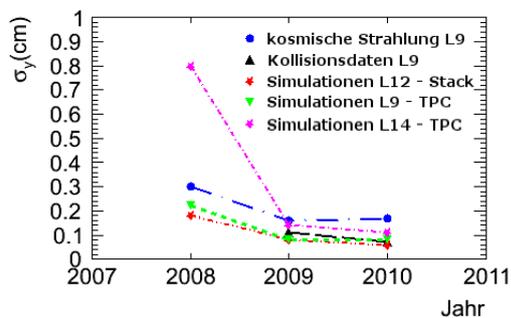


Abbildung 7.27: Verschiedene Auflösungen des TRD als Funktion der Zeit.

Jahr	Daten	Bezugssystem	Residual σ_y (cm)
kosmische Strahlung 2008	L12	L9-L14	0.30
kosmische Strahlung 2008	L9	L9-L14	0.21
Simulationen 2008	L12	L9-L14 (Tracklets)	0.18
Simulationen 2008	L9	TPC (Tracklets)	0.22
Simulationen 2008	L14	TPC (Tracklets)	0.80
(Simulationen 2008)	L9	TPC (Cluster)	0.07
(Simulationen 2008)	L14	TPC (Cluster)	0.11
kosmische Strahlung 2009	L9	L9-L14	0.16
Daten 2009	L9	L9-L14	0.11
Simulationen 2009	L12	L9-L14 (Tracklets)	0.08
Simulationen 2009	L9	TPC (Tracklets)	0.08
Simulationen 2009	L14	TPC (Tracklets)	0.14
kosmische Strahlung 2010	L9	L9-L14	0.17
Daten 2010	L9	L9-L14	0.07
Simulationen 2010	L12	L9-L14 (Tracklets)	0.06
Simulationen 2010	L9	TPC (Tracklets)	0.08
Simulationen 2010	L14	TPC (Tracklets)	0.11

Tabelle 7.4: Verschiedene Auflösungen des TRD. Die Trackpunkte wurde separat von der Rekonstruktion gefittet.

Man sieht, dass die Varianz σ_y in Simulationen immer etwas kleiner als in realen Daten ist. Darüber hinaus ist eine Entwicklung mit der Zeit festzustellen. Ursächlich sind sowohl Verbesserungen im Alignment als auch Fortschritte in der Rekonstruktion.

Teil 3

Kapitel 8

Einführung in die Intensitätsinterferometrie

Das Studium von Schwerionenkollisionen bei relativistischen Energien hat primär zwei Ziele. Zum einen soll der Phasenübergang von hadronischer Materie zum QGP untersucht werden. Zum zweiten ist dieser Materiezustand quasifreier Quarks und Gluonen physikalisch interessant und muss studiert werden.

Problematisch ist, dass sowohl die zeitliche Dauer von $\approx 10^{-22}$ s als auch die räumlichen Dimensionen des Feuerballs von $\approx 10^{-14}$ m so kurz, respektive klein sind, dass es unmöglich ist die Bildung des Quark-Gluon-Plasmas direkt zu beobachten [Lisa, M. A. et al., 2005]. Darüber hinaus stehen nur die Informationen zur Verfügung, die Detektoren zu messen im Stande sind. Dies sind primär identifizierte Hadronen, die während des chemischen Ausfrierens, angerissen in Kapitel 3, Unterabschnitt 3.2.1, also zeitlich nach dem Phasenübergang zum QGP und zurück zur hadronischen Materie erzeugt wurden.

Man bedient sich einer großen Anzahl, auszugsweise in Kapitel 3, Unterabschnitt 3.2.2 beschriebener, indirekter Signaturen. Eine davon, welche speziell in der Lage ist raumzeitliche Informationen der Kollision zur Zeit des Ausfrierens zu extrahieren, ist die **Intensitätsinterferometrie**, das Studium von Korrelationen identischer (sowie nicht identischer) Teilchen bei kleinen Relativimpulsen nach Hanbury Brown und Twiss ^a. Zu diesem Thema gibt es eine Reihe Übersichtsartikel [Boal, D. H., Gelbke, C. K. und Jennings, B. K., 1990, Lisa, M. A. et al., 2005].

Die beiden Fragen, die die Zweiteilchenintensitätsinterferometrie zu beantworten sucht, sind die nach der räumlichen Ausdehnung der Kollisionsregion, besser der Homogenitätsregionen, und nach dem zeitlichen Verlauf des Wechselwirkungsprozesses. Dies ist von entscheidender Bedeutung, da man nach Betrachtung der Spektren identifizierter Hadronen annimmt, dass sich das QGP wie ein fast ideales Fluid mit sehr kleiner Viskosität verhält [Karsch, F. und Laermann, E., 2003]. Um einen solchen Zustand zu erzeugen, ist es notwendig, dass sich die Materie schon kurze Zeit nach der Kollision in lokalem thermodynamischem Gleichgewicht befindet. Will man feststellen, ob sich das Hadronengas thermalisiert hat, muss man dessen Energiedichte bestimmen. Hierzu sind Informationen über die raumzeitlichen Dimensionen des Feuerballs, welche nur durch HBT gewonnen werden können, unerlässlich. Darüber hinaus ist diese Analyse sensitiv für kollektive Effekte. Es konnten dynamische Abhängigkeiten der HBT-Radien von der Rapiditätsdichte geladener Teilchen, kurz Multiplizität, $dN_{ch}/d\eta$ und dem transversalen Paarimpuls k_T gemessen werden [Barrette, J. et al., 1999].

Eigentlich ist die Intensitätsinterferometrie eine Analyse, die hauptsächlich in Schwerionensystemen begründet ist. Allerdings wurde sie schon früh auch in leichten Systemen, wie p+p oder gar leptonischen Experimenten und Kernreaktionen, etabliert. Interessant ist, dass solche kleinen Kollisionssysteme ohne

^a Im Laufe der Zeit haben sich verschiedene Namen für die Analyse von Zweiteilchenkorrelationen bei kleinem Relativimpuls herausgebildet. In der Literatur finden sich häufig Begriffe wie Hanbury Brown und Twiss (HBT) oder Goldhaber, Goldhaber, Lee und Pais (GGLP) [Goldhaber, G., Goldhaber, S. und Lee, W.-Y. and Pais, A., 1960]. Diese haben aus historischen Gründen ihre Berechtigung, können aber ebenso vereinfachend unter dem viel allgemeineren Oberbegriff Femtoskopie (Umfasst jede Form der Korrelation) zusammengefasst werden. In dieser Abhandlung wird meist von dem weitergefassten Intensitätsinterferometrie gebrauch gemacht.

innere Ausdehnung scheinbar ähnlich schweren Systemen eine Abhängigkeit der Radien vom transversalen Paarimpuls k_T sowie der Multiplizität $dN_{ch}/d\eta$ des Ereignisses zeigen [Aggarwal, M. M. et. al., 2003]. Hier sind die Multiplizitäten im Unterschied zu schweren Kernen nicht durch die Zentralität der Kollision bestimmt. Dies kann ein Hinweis auf kollektives Verhalten auch in p+p sein, was physikalisch beachtenswert ist, da ein solches eigentlich ausschließlich auf die innere Substruktur der Schwerionen zurückgeführt wird.

Ein überwiegender Teil der Laufzeit des ALICE Detektors sind p+p Kollisionen, weshalb die Intensitätsinterferometrie in diesem leichten System selbstverständlich bedeutsam ist. Darüber hinaus trägt diese Analyse zu einem besseren Verständnis des Experiments bei und kann als Vorbereitung auf die Intensitätsinterferometrie in Pb+Pb genutzt werden.

8.1 Theorie

Nach vorheriger Motivation erfolgt ein theoretischer Abriss der Zweiteilchenintensitätsinterferometrie. Ziel ist zu zeigen, wie sich aus den im Experiment gewonnenen Daten eine Korrelationsfunktion, die ausschließlich absolute Teilchenzahlen enthält, bilden lässt. Aus dieser kann auf die raumzeitliche Ausdehnung der Quellregion geschlossen werden. Hierzu gibt es mehrere Möglichkeiten. Zum einen kann die Korrelationsfunktion gefittet und aus den Fitparametern bei korrekter physikalischer Interpretation die notwendigen Informationen über die Größe der teilchenemittierenden Quelle, genauer die Homogenitätsregionen, oder deren zeitliche Entwicklung, gewonnen werden. Andererseits mag es von Vorteil sein ein Modell beruhend auf der Emissionsfunktion $S(p,x)$ zu generieren, welches den Verlauf der Korrelationsfunktion iterativ nachvollzieht^b. Ist der Fehler dieser schrittweise Annäherung minimiert, so liefert die Quellfunktion die notwendigen Informationen. Dieses Verfahren entspricht einer numerischen Fourier-Transformation und heißt **Inversion** [Brown, D. A. und Danielewicz, P., 1998]. In jedem Fall muss ein Konnex zwischen der abstrakten Größe Korrelator im Phasenraum relativer Impulse und dem Verhalten respektive den Dimensionen der teilchenemittierenden Quelle im Ortsraum (eigentlich Orts-Impuls-Raum) hergestellt werden.

Nährt man sich nicht von den Experimentdaten, sondern von der Theorie, so kann die Korrelationsfunktion beschrieben werden, indem man, wie in Unterabschnitt 8.1.1 gezeigt, die Annahme ebener Wellen macht. Zusammen mit dem Modell einer Emissionsfunktion lässt sich hieraus vielfach analytisch eine semiklassische Korrelationsfunktion integrieren. Dies ist mathematisch einfach und leicht verständlich. Jedoch handelt es sich nicht um die exakte Lösung des Problems. Beispielsweise werden Endzustandswchselwirkungen vernachlässigt. Auch bei Dimensionen der Emissionsregion unter 1 fm versagt diese Beschreibung. Es ist lediglich eine Näherung. Eigentlich korrekt ist die Erklärung des Phänomens der bosonischen Korrelation mittels Quantenfeldtheorie. Eine gute Einführung hierzu liefern [Zhang, Q. H., Wiedemann, U. A., Slotta, C. und Heinz, Ulrich W., 1997, Baym, G., 1998].

In Abbildung 8.1 kann der Unterschied zwischen klassischer Amplitudeninterferometrie und Intensitätsinterferometrie nachvollzogen werden. Es sei eine finite, kontinuierliche Quelle im Raum, welche ununterscheidbare Teilchen emittiert, betrachtet. Zur Vereinfachung kommen diese in unserer Annahme nur von den beiden Punktquellen 1 und 2 bei den Positionen r_1 und r_2 und werden in den beiden Koinzidenzdetektoren an den Positionen x_1 sowie x_2 gemessen.

Im Falle der Amplitudeninterferometrie handelt es sich bei der Quelle typischerweise um zwei Schlitze. Die Teilchen gelangen durch diese hindurch und erzeugen dank ihrer Welleneigenschaften hinter den Spalten ein Interferenzmuster^c. Durch Messen der Abstände der Maxima kann, bei bekannter Entfernung zum Detektor, auf den Abstand der Emitter, die „Ausdehnung der Quellregion“, geschlossen werden. Bei diesem Verfahren beruht die Interferenzerscheinung auf dem relativen Phasenunterschied

^b Die Emissions- oder Quellfunktion $S(p,x)$ gibt an, wie viele Teilchen einer Teilchenart in einem Phasenraumelement, gegeben durch Ort und Impuls, emittiert werden.

^c Welle-Teilchen-Dualismus - Nach der Kopenhagener Deutung der Quantenmechanik aus dem Jahr 1927 hat jede Form von Strahlung sowohl Teilchen- als auch Wellencharakter. Im Experiment tritt jedoch entweder die eine oder die andere Manifestation hervor.

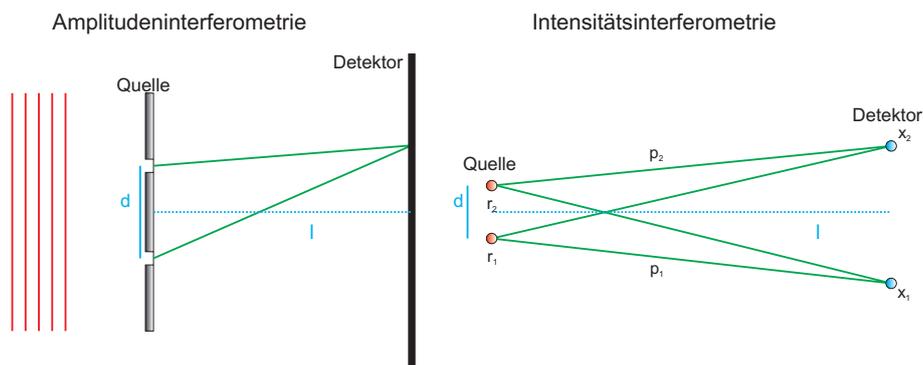


Abbildung 8.1: Unterschied zwischen klassischer Amplitudeninterferometrie, wie sie zum Beispiel im Youngschen Doppelspaltversuch demonstriert ist, und der den **HBT-Effekt** nutzenden Intensitätsinterferometrie. Im ersten Fall ist es der Phasenunterschied zwischen den Amplituden der Teilchen, welcher das Interferenzverhalten verursacht. Es handelt sich um eine Welleneigenschaft. Bei der Intensitätsinterferometrie spielen nur die Intensitäten der beiden Quellen, transportiert durch die Teilchenzahlen, eine Rolle. Dies ist besonders interessant, wenn die Phasenlagen unbekannt sind oder sich auf dem Weg von der Quelle zur Messung verändern.

zwischen den Teilchenamplituden. Genau hierin liegt ihr Nachteil. Sie ist unbrauchbar, wenn es auf der Trajektorie der Teilchen zu nicht bekannten Verschiebungen der Phasenlage kommt. Dies ist beispielsweise bei Sternenbeobachtungen der Fall, da die Photonen erst durch das intergalaktische Medium und anschließend viel gravierender durch die Erdatmosphäre müssen. Genau dieses Problem motivierte Robert Hanbury Brown (1916-2002) und Richard Twiss (1920-2005) zur Einführung der Intensitätsinterferometrie in der Astrophysik [Hanbury Brown, R. und Twiss, R. Q., 1956a, 1954, 1956b]. Es wird eine Korrelationsfunktion $C(p_1, p_2)$ der Form

$$C_2(p_1, p_2) = \frac{\langle n_{12} \rangle}{\langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle} \quad (8.1)$$

gebildet. In Gleichung 8.1 umfasst n_{12} die Zahl der Teilchenpaare, die in den zwei Detektoren nachgewiesen werden konnten. n_1 beschreibt die Teilchen, die nur in Detektor 1 und n_2 die, die nur in Detektor 2 gemessen wurden. Die Korrelationsfunktion ist proportional zur absoluten Zahl der Teilchen, was quantenmechanisch der Intensität, gegeben durch das Betragsquadrat der Amplitude der Wellenfunktion, entspricht. Die Wahrscheinlichkeit ein Teilchen am Ort r zu messen ist nach der Bornschen Wahrscheinlichkeitsinterpretation $|\Psi|^2 = \Psi\Psi^*$ ^d. Dies bedeutet, dass aufgrund der Symmetrisierung der Zweiteilchenwellenfunktion für Bosonen oder Antisymmetrisierung für Fermionen, die in $\langle n_{12} \rangle$ eingeht, quantenmechanische Korrelationen gemessen werden können, ohne dass die Teilchen auf andere Art wechselwirken. Dies ist der **HBT-Effekt**, der sich für Bosonen in einem Anstieg der Korrelationsfunktion C_2 manifestiert. Für Fermionen fällt diese für kleine Relativimpulse der Teilchenpaare entsprechend ab.

8.1.1 Wellenmechanische Herleitung der Korrelationsfunktion C_2

In diesem Unterabschnitt wird die Korrelationsfunktion ebenfalls über das Konzept der ebenen Welle eingeführt und gezeigt, wie man aus dieser die raumzeitlichen Dimensionen des betrachteten Systems extrahieren kann.

Der Ansatz zum Verständnis bosonischer oder fermionischer Zweiteilcheninterferenz liegt in der Betrachtung der Teilchenstatistiken. Gemäß dem **Spin-Statistik-Theorem** unterliegen bosonische Wellenfunktionen dem **Symmetrisierungs-** und fermionische Wellenfunktionen dem **Antisymmetrisierungsprinzip** [Pauli, W., 1940]. Darüber hinaus kann die Schrödinger-Gleichung für einen Zweiteilchenzustand durch das Produkt aus Einteilchenzuständen gelöst werden und es gilt

$$\Psi_{12}(r_1, r_2) = \Psi_1(r_1)\Psi_2(r_2). \quad (8.2)$$

^d Max Born (1882-1970) - deutscher Physiker

Identische Teilchen sind quantenmechanisch ununterscheidbar, weshalb im Zweiteilchenzustand nicht eindeutig festzustellen ist, welches Teilchen sich in welchem Zustand Ψ befindet. Die Zweiteilchenwellenfunktion Ψ_{12} muss der Forderung genügen, dass ihr Betragsquadrat bei Vertauschen der Indizes invariant bleibt. Diese Bedingung kann sowohl für Bosonen als auch für Fermionen durch Bildung von Linearkombinationen der Einteilchenzustände Ψ_1 und Ψ_2 erfüllt werden. Für identische Bosonen gilt

$$\Psi_{12}(r_1, r_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_1(r_1)\Psi_2(r_2) + \Psi_1(r_2)\Psi_2(r_1)) = \Psi_{21} . \quad (8.3)$$

Analog erhält man für identische Fermionen

$$\Psi_{12}(r_1, r_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_1(r_1)\Psi_2(r_2) - \Psi_1(r_2)\Psi_2(r_1)) = -\Psi_{21} . \quad (8.4)$$

In Gleichung 8.3 sieht man, dass sich zwei ununterscheidbare Teilchen mit ganzzahligem Spin im gleichen Quantenzustand befinden dürfen und dies sogar bevorzugt tun. Dies ist die physikalische Ursache des HBT-Effekts. Zwei identische Fermionen müssen sich hingegen in mindestens einer quantenmechanischen Eigenschaft unterscheiden, da sonst die Zweiteilchenwellenfunktion verschwände, was der fundamentalen Forderung nach Energieerhaltung widerspräche. Das hieraus resultierende Postulat ist das Ausschliessungsprinzip nach Wolfgang Pauli (1900-1958).

Es seien zwei Bosonen emittierende Quellen betrachtet. Die Teilchen, die von den beiden Punktquellen kommen, seien durch ebene Welle beschrieben. Die Experimentgeometrie kann Abbildung 8.1 rechts entnommen werden. Mit Gleichung 8.3 ergibt sich die Zweiteilchenwellenfunktion für Bosonen zu

$$\Psi_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\exp(ip_1(x_1 - r_1)) \cdot \exp(ip_2(x_2 - r_2))) + (\exp(ip_1(x_2 - r_1)) \exp(ip_2(x_1 - r_2))) . \quad (8.5)$$

Es sind in Gleichung 8.5 durch $\exp(ip_i(x_i - r_i))$ Teilchen beschrieben, die von der Punktquelle r_i emittiert und im Detektor x_i gemessen werden. Diese haben einen Impuls p_i mit $i = 1, 2$. Analog ergeben sich die Mischterme. Für Fermionen muss in diesem Ansatz, wie Gleichung 8.4 zu entnehmen, (+) durch (-) ersetzt werden.

An dieser Stelle wurde die Symmetrieforderung der Wellenfunktion für Teilchen mit ganzzahligem Spin genutzt. Um zur Korrelationsfunktion zu gelangen, wird der Übergang zur quantenmechanischen Wahrscheinlichkeitsinterpretation vollzogen. Dies geschieht, indem man das Betragsquadrat der Wellenfunktion $|\Psi|^2 = \Psi\Psi^*$ bildet und so die Wahrscheinlichkeitsdichte berechnet. Diese ist direkt mit der Korrelationsfunktion verknüpft. Durch Einsetzen von Gleichung 8.5 erhält man

$$|\Psi_{12}|^2 = \frac{1}{2} (1 + 1 \pm \exp(i(r_2 - r_1)(p_1 - p_2)) \pm \exp(-i(r_1 - r_2)(p_2 - p_1))) . \quad (8.6)$$

Mit der Eulerschen Beziehung $2 \cos \alpha = \exp(i\alpha) + \exp(-i\alpha)$ ergibt sich für die Zweiteilchenwahrscheinlichkeit ^e

$$|\Psi_{12}|^2 = \frac{1}{2} (2 \pm 2 \cos(r_2 - r_1)(p_2 - p_1)) . \quad (8.7)$$

Weiter definiert man $\Delta r = |r_2 - r_1|$ und $\Delta p = |p_2 - p_1|$ als Orts- und Impulsdifferenz und erhält

$$|\Psi_{12}|^2 = 1 \pm \cos(\Delta r \Delta p) . \quad (8.8)$$

Die Zweiteilchenwahrscheinlichkeit ist in erster Näherung für rein femtoskopische Wechselwirkung proportional zum Kosinus der Impulsdifferenz Δp , sowie dem Relativabstand Δr beider Punktquellen. Ist die Impulsdifferenz messbar, so ergibt sich der Abstand der Emitter. Ein Verschwinden des Arguments in Gleichung 8.8, zum Beispiel durch Minimieren des Abstands Δr der Quellen der beiden Teilchen, lässt den Erwartungswert maximal werden.

Andererseits bedeutet dies, dass je größer die räumliche Ausdehnung der Quelle ist, umso kleiner müssen die Abstände im Impulsraum sein, um Korrelationen hervorzurufen. Folglich ist die Messung der Impulsdifferenz zweier Teilchen gleichbedeutend mit der Messung der inversen Ortsdifferenz der

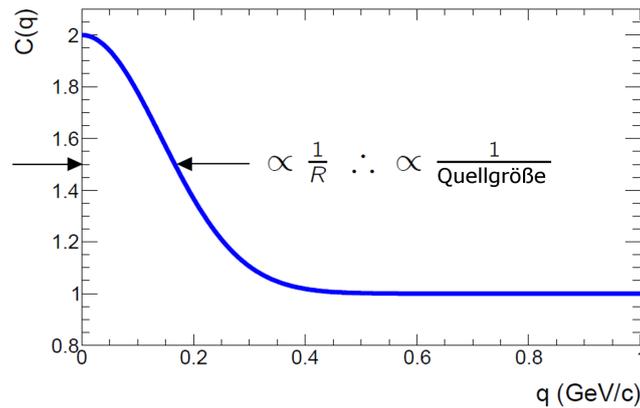


Abbildung 8.2: Zusammenhang zwischen Korrelationsfunktion C_2 und räumlicher Dimension der Emissionsregion. Im einfachsten Fall entspricht die Breite der Korrelationsfunktion dem Inversen der Ausdehnung der Quelle.

Teilchen bei deren Emission. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 8.2 veranschaulicht. Der maximale Abstand der durch dieses Verfahren ermittelt werden kann, ist durch die Gesamtgröße der statischen Quelle begrenzt.

Bisherige Betrachtung gilt für zwei Punktquellen in einem festen Abstand Δr . Die teilchenemittierende Sphäre besteht in Realität aus einer homogenen Verteilung, kann zusammengesetzt aus unendlich vielen singulären Emittoren mit unterschiedlichen Abständen Δr gedacht werden. Erschwerend kommt hinzu, dass der Feuerball nach der Kollision expandiert. Um die abschließende Korrelationsfunktion (ohne Expansion) zu bestimmen, ist es notwendig über die Gesamtheit der Emittoren zu mitteln, wodurch man zum Ergebnis

$$|\Psi_{12}|^2 = 1 \pm \langle \cos(\Delta r \Delta p) \rangle \quad (8.9)$$

gelangt ^f.

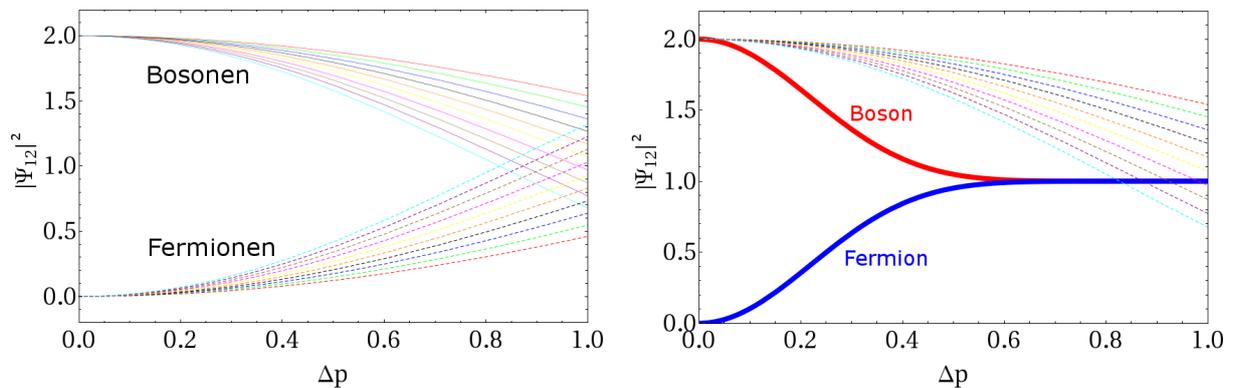


Abbildung 8.3: Links die theoretisch berechnete Wahrscheinlichkeitsdichte $|\Psi_{12}|^2$ bei festem Abstand Δr . Es wurde die inkohärente Summe zweier ebener Wellen betrachtet. Die durchgezogenen Linien entsprechen einer bosonischen, die gestrichelten Linien einer fermionischen Quelle. Rot ist die Kurve für eine Quellregion von $\Delta r = 0.1 \text{ fm}$ und Cyan $\Delta r = 1.0 \text{ fm}$. Rechts erfolgte dieselbe Rechnung mit Mittelung über die gesamte Quellregion.

Der Erwartungswert nimmt in der Theorie bei verschwindenden Impulsdifferenzen für Bosonen den Wert 2 an. Für größere Impulsdifferenzen Δp wird die Korrelationsfunktion 1 und bleibt konstant.

^e Leonhard Euler (1707-1789) - Schwedischer Mathematiker und Physiker.

^f Diese ist noch nicht mittels Hintergrundverteilung normiert.

Der Übergang zur Korrelationsfunktion ergibt sich durch Normierung von $|\Psi_{12}|^2$ mit den einzelnen Wahrscheinlichkeiten (Hintergrund) nach Gleichung 8.1.

8.1.2 Zusammenhang zwischen Emissionsfunktion S und Korrelationsfunktion C₂

Die Morphologie der Korrelationsfunktion wird primär durch die Form der Emissionsfunktion $S(p, r)$ bestimmt. Hinzu kommen Endzustandswechselwirkungen, sogenannte **Final-State Interactions**.

Zweiteilchenkorrelationsfunktionen C_2 sind definiert als Verhältnis aus gemessenen inklusiven Spektren der Teilchenpaare, sowie dem Produkt der inklusiven Spektren einzelner Teilchen. Um alle möglichen Kombinationen der Impulsdifferenzen im Phasenraum zu erfassen, muss über die Wahrscheinlichkeitsfunktion der Teilchen, die Emissionsdichte der Quelle $S(p, r)$, integriert werden. Für die Einteilchenemissionswahrscheinlichkeit $P_i(p)$ gilt

$$P_i(p) = \int d^4r |\Psi_i|^2 S(p, r), \quad i = 1, 2. \quad (8.10)$$

Für die Zweiteilchenemissionswahrscheinlichkeit wählt man

$$P_{12}(p_1, p_2) = \int d^4r_1 d^4r_2 S(p_1, r_1) S(p_2, r_2) |\Psi_{12}|^2. \quad (8.11)$$

Um den nicht korrelierten Anteil in der Zweiteilchenemissionswahrscheinlichkeit zu eliminieren, werden bei Bildung der Korrelationsfunktion analog Gleichung 8.1 die beiden Beziehungen 8.10 und 8.11 dividiert und es ergibt sich

$$C_2(p_1, p_2) = \frac{P_{12}(p_1, p_2)}{P_1(p_1)P_2(p_2)}. \quad (8.12)$$

Gleichung 8.12 hat den Wert 1, wenn die Quelle vollständig kohärent ist. Der Zweiteilchenzustand ist dann identisch mit der unabhängigen Addition der Einteilchenzustände. In diesem Fall faktorisiert die Zweiteilchenemissionswahrscheinlichkeit und es gilt $P_{12}(p_1, p_2) = P_1(p_1) \cdot P_2(p_2)$. Der Maximalwert der Korrelation beträgt für Bosonen 2, analog der Betrachtung der Zweiteilchenwahrscheinlichkeit $|\Psi_{12}|^2$ in Unterabschnitt 8.1.1. Der Minimalwert für die Antikorrelation von Fermionen ist 0.

Die Analyse der experimentell ermittelten Korrelationsfunktion, zum Beispiel durch Parametrisierung, wie in Abschnitt 8.4 gezeigt, stellt eine Verbindung zu den raumzeitlichen Strukturen der teilchenemittierenden Quelle her. Um diesen Konnex auch in der Theorie zu gewinnen, muss die Korrelationsfunktion C_2 mit der Quellfunktion $S(p, r)$ verknüpft werden. Dies geschieht über die Faltung mit der Zweiteilchenwellenfunktion Ψ_{12} . Eine mögliche Form ist in Gleichung 8.13 [Lednicky, R. und Lyuboshits, V. L., 1982]

$$C_2(p_1, p_2) - 1 = \int d^3r S(\Delta r) [|\Psi_{12}(p_1, p_2, \Delta r)|^2 - 1] \quad (8.13)$$

mit

$$S(\Delta r) = \frac{\int d^4r_1 d^4r_2 s_1(p_1, r_1) s_2(p_2, r_2) \delta(\Delta r)}{\int d^4r_1 d^4r_2 s_1(p_1, r_1) s_2(p_2, r_2)} \quad (8.14)$$

gegeben. Ψ_{12} kann als **Kernel** betrachtet werden, der es ermöglicht vom Koordinatenraum, in dem die Emissionsfunktion $S(\Delta r)$ existiert, in den Impulsraum der Korrelationsfunktion $C_2(p_1, p_2)$ zu transformieren. Wie man in Gleichung 8.13 sieht, kann die Emissionsfunktion $S(\Delta r)$ durch dreidimensionale Fourier-Transformation der Korrelationsfunktion $C_2(p_1, p_2)$ gewonnen werden. Leider ist diese Transformation analytisch häufig nicht möglich und in der Regel, da die Zahl der Dimensionen von Emissionsfunktion und Korrelationsfunktion unterschiedlich sind, auch nicht umkehrbar [§].

In Gleichung 8.14 erkennt man, dass diese Betrachtung des Zusammenhangs zwischen Korrelations-

[§] Die Quellfunktion ist siebendimensional $(x, y, z, t, p_x, p_y, p_z)$, während die Korrelationsfunktion nur sechs Dimensionen (x, y, z, p_x, p_y, p_z) hat.

und Quellfunktion eigentlich gar keine Aussage über die Gesamtgröße der teilchenemittierenden Quelle liefert. $S(\Delta r)$ beschreibt die Verteilung von Teilchen mit relativer Position Δr und Gesamtimpuls $2k = p_1 + p_2$, die sich nach der Kollision mit identischer Geschwindigkeit in ihrem asymptotischen Zustand befinden. Es wird ein, nach Akkelin, S. V. und Sinyukov, Yu. M. [1995] „**Region der Homogenität**“ genannte, Bereich abgerastert. In Abbildung 8.4 ist dieses Konzept veranschaulicht.

Hierbei handelt es sich um einen Ausschnitt der gesamten Quellregion dessen emittierte Teilchen eine bestimmte Geschwindigkeitsverteilung und Richtung aufweisen. Ist die Quelle statisch, so entspricht die Größe der Homogenitätsregion der Gesamtausdehnung der teilchenemittierenden Quelle. Expandiert die Kollisionszone schnell, wie es bei zentralen Stößen schwerer Ionen der Fall ist, so sind die Homogenitätszonen wesentlich kleiner als die eigentliche Quelle. Auf dieses Konzept wird nochmals in Unterabschnitt 8.1.2.2 eingegangen.

Zuletzt ist zu beachten, dass die Aussagen zum Zusammenhang zwischen Quellfunktion und Korrelationsfunktion alle semiklassisch sind. Betrachtet man Quellgrößen unterhalb 1 fm, so kommt man in einen Bereich, in dem diese klassische Formulierung durch quantenmechanische Unsicherheit ungenau wird [Zhang, Q. H., Wiedemann, U. A., Slotta, C. und Heinz, Ulrich W., 1997]. Zum Beispiel ist die Interpretation der Ergebnisse der Interferometrie identischer Pionen aus leptonischen Stößen mit Gleichung 8.13 schwierig, da die Quellgrößen hier diese Grenze unterschreitet [Barate, R. et al., 2000, Abreu, P. et al., 2000].

Interessant ist die Unterscheidung der beiden Fälle einer statischen Emissionsquelle, wie sie in der Astrophysik vorkommt und einer expandierenden Quelle, wie sie beispielsweise in der Kollision schwerer Ionen betrachtet wird.

8.1.2.1 Statische Quelle

Kennzeichnend für eine statische Quelle ist, da keine kollektive Expansion vorliegt, die Unabhängigkeit der Impulse der Teilchen von deren Entstehungsort. Dies entspricht einem Nichtvorhandensein eines radialen Flusses, einer kollektiven r-p-Korrelation, erläutert in Kapitel 3, Unterabschnitt 3.2.2. Hieraus folgt, dass die Emissionsfunktion in einen Orts- und einen Impulsteil faktorisiert (r und p sind unabhängig).

$$S(r, p) = s_1(r) \cdot s_2(p) . \quad (8.15)$$

Die Einteilchenwahrscheinlichkeit $P_i(p)$ ergibt sich nach Gleichung 8.10 zu

$$P_i(p) = s_2(p), \quad i = 1, 2 . \quad (8.16)$$

Das Integral über den Ortsteil verschwindet, da die Teilchenemission sicher irgendwo in der Quelle stattgefunden haben muss. Analog ergibt sich die Zweiteilchenwahrscheinlichkeit $P_{12}(p_1, p_2)$ nach Gleichung 8.11 zu

$$P_{12}(p_1, p_2) = s_2(p_1)s_2(p_2) \int d^4r_1 d^4r_2 s_1(r_1)s_1(r_2) |\Psi_{12}|^2 \quad (8.17)$$

$$= s_2(p_1)s_2(p_2)(1 + |\tilde{s}_1(q)|^2) . \quad (8.18)$$

Berechnet man mittels Gleichung 8.12 die Korrelationsfunktion, so erhält man

$$C_2(q) = 1 + |\tilde{s}_1(q)|^2 . \quad (8.19)$$

Diese lässt sich als Fouriertransformierte der räumlichen Emissionsfunktion s_1 , gegeben durch $\tilde{s}_1(q)$, auffassen. Ist die Quelle gaussförmig, so ist auch die Korrelationsfunktion gaussförmig. Im Allgemeinen sind Fourier-Transformationen jedoch nicht umkehrbar. Dies macht die direkte Bestimmung der Emissionsfunktion aus der experimentell ermittelten Korrelationsfunktion analytisch unmöglich. Dennoch werden in der Parametrisierungen von C_2 Annahmen über eine mögliche Topologie der Quellfunktion gemacht.

8.1.2.2 Expandierende Quelle und Zonen der Homogenität

Im Unterschied zu statischen Quellen ist in expandierenden Emissionsregionen, wie sie bei Teilchenkollisionen auftreten, die Faktorisierbarkeit der Emissionsfunktion in einen Impuls- und einen Ortsanteil nicht möglich. Ort und Impuls sind korreliert, was sich physikalisch als radialer Fluss etabliert. Die Emissionsfunktion ist in diesem Fall vom transversalen Impuls abhängig, was sich, wie in Abbildung 8.4 zu sehen, in unterschiedlichen Geschwindigkeitsfeldern manifestiert. Hierdurch können auch bei kleinen Ortsdifferenzen die Impulsunterschiede zu groß werden, als dass Interferenz möglich wäre. Nur in Bereichen der Quellregion, in denen die Differenzen der Expansionsgeschwindigkeiten nicht zu groß sind, tritt Interferenz auf. Die durch die Intensitätsinterferometrie gemessenen Dimensionen sind nicht mehr die Ausdehnungen der Emissionsregion sondern als Homogenitätslängen der Geschwindigkeitsfelder zu interpretieren. Man spricht von **Homogenitätszonen**, wie sie schon in Unterabschnitt 8.1.1 angerissen wurde [Sinyukov, Yu. M., 1989, Makhlin, A. N. und Sinyukov, Yu. M., 1988, Akkelin, S. V. und Sinyukov, Yu. M., 1995]. Diese sind kleiner als die eigentliche Größe der pionemittierenden Sphäre. Ihre Ausdehnung ist vom kollektiven Geschwindigkeitsgradient, der thermischen Geschwindigkeit, dem Temperaturgradienten und der transversalen Masse abhängig. In Abbildung 8.4 ist das Konzept der Homogenitätsregionen veranschaulicht. Die Vermessung der Homogenitätsregionen ist eng mit der

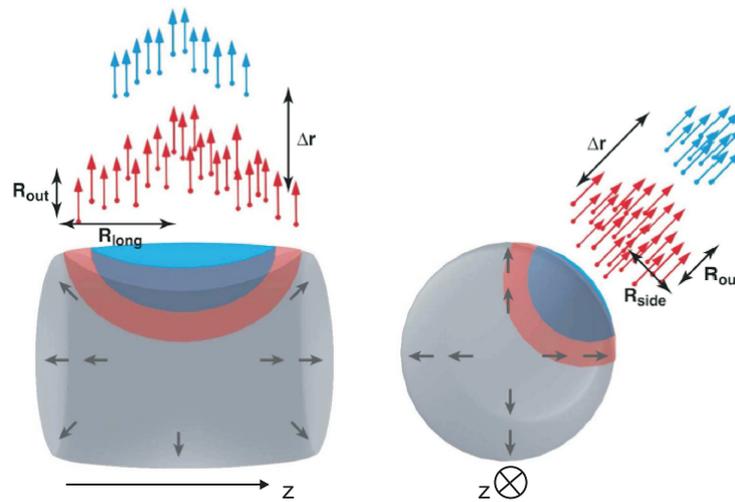


Abbildung 8.4: Erläuterung der Homogenitätsregionen einer teilchenemittierenden Quelle. Hier sind unterschiedliche Geschwindigkeitsfelder verschiedenfarbig dargestellt. Durch kollektive Expansion stammen Teilchen einer bestimmten Geschwindigkeit nur aus einem Teilgebiet der gesamten Kollisionszone. Dies sind die Homogenitätsregionen. Teilchen mit höherer Masse oder entsprechend größerem transversalen Impuls haben eine geringere thermische Geschwindigkeit $\sqrt{T_{Aus}/m_T}$ und werden entsprechend dem kollektiven Fluss aus einem kleineren Bereich des Feuerballs emittiert. Dieser ist hier blau dargestellt. Links ist die longitudinale Emission entlang der Strahlachse, rechts in der Transversalebene zu sehen [Lisa, M. A. et al., 2005]. Die Koordinaten out, side und long werden in Unterabschnitt 8.3.1.1 eingeführt.

Abhängigkeit der Korrelationsfunktion und der extrahierten Radiusparameter vom transversalen Impuls k_T verknüpft ($m_T \propto k_T \Rightarrow R_{HBT} \propto 1/k_T$), auf welche in Unterabschnitt 8.5.2 eingegangen wird ^h.

8.1.3 Die Korrelationsstärke λ

Es kann gezeigt werden, dass nur inkohärente Teilchenemission zu einer nicht verschwindenden Korrelationsfunktion C_2 führt [Bartnik, E. A. und Rzazewski, K., 1978] ⁱ. Andererseits erweist sich in

^h Die inverse k_T -Abhängigkeit der HBT-Radien konnte in Pb+Pb Kollisionen des LHC durch ALICE verifiziert werden [Aamodt, K. et al., 2011c].

ⁱ Ist die Teilchenemission kohärent, so wurde durch Horn, D. und Silver, R. [1971] sowie Boal, D. H., Gelbke, C. K. und Jennings, B. K. [1990] gezeigt, dass $C_2 = 1$ ist.

Experimenten, dass die Korrelationsfunktion den Maximalwert 2 nicht erreicht. Dies veranlasste Fowler, G. N. und Weiner, R. M. [1977] sowie Deutschmann, M. et al. [1982] eine empirische Normierungskonstante in die Parametrisierung der experimentellen Korrelationsfunktionen einzuführen, die diesen Effekt bei kleinen Relativimpulsen q erfasst.

Die erste physikalische Interpretation lief über jene Kohärenzargumentation [Horn, D. und Silver, R., 1971, Bartnik, E. A. und Rzazewski, K., 1978]. So wurde diese Verringerung ganz allgemein auf den kohärenten Anteil der emittierten Teilchen, die durch den Detektor nicht aufzulösen sind, zurückgeführt. Seit dem entwickelten sich wesentlich differenziertere Erklärungen.

Ein nicht vernachlässigbarer Anteil an Pionen stammt aus langlebigen Zerfällen ($\tau > 20$ fm/c). Besonders interessant sind in diesem Zusammenhang das η und das η' Meson^j. Beide zerfallen etwa 1000 fm vom Kollisionsvertex entfernt und sind schwer aus dem Experiment zu extrahieren. Ihre Pionen sind jedoch unkorreliert.

Ein einfacher Ansatz zur Beschreibung dieses Verhaltens ist die Unterteilung der Quellfunktion $S(r)$ in zwei Summanden. Der erste beschreibt Teilchen, die nahe der Kollision entstanden und korreliert sind, der zweite eben jene, deren Interferenzstruktur in der Korrelationsfunktion schmäler als die Detektorauflösung ist, und die daher praktisch nicht entfernt werden können [Lisa, M. A. et al., 2005]. Es gilt

$$S(\Delta r) = \lambda S_1 + (1 - \lambda) S_2 . \quad (8.20)$$

In Gleichung 8.20 quantifiziert λ den Anteil der Teilchen, die korreliert sind und so zum HBT-Effekt beitragen. Bildet man die Korrelationsfunktion C_2 nach Gleichung 8.13, so erhält man

$$C_2(p_1, p_2) = (1 - \lambda) + \lambda \int d^3r S_1(\Delta r) \left[|\Psi(p_1, p_2, \Delta r)|^2 - 1 \right] . \quad (8.21)$$

In Gleichung 8.21 sieht man, dass die **Korrelationsstärke** λ zu einer Verringerung des Maximalwerts der Korrelationsfunktion C_2 führt. Darüber hinaus trägt nur der Anteil S_1 der korrelierten Pionen bei. Der unkorrelierte Anteil S_2 verschwindet. In Experimenten ist die Kontamination durch schwache Zerfälle und fehlidentifizierte Teilchen etwa 30% [Lisa, M. A. et al., 2005]. Dies führt nach obiger Gleichung zu einer Korrelationsstärke λ von etwa 0.3 bis 0.5, welcher auch in ALICE gemessen wird [Aamodt, K. et al., 2010b].

8.1.4 Die Coulomb-Korrektur $K_{\text{Coulomb}}(\mathbf{q}_{\text{Inv}})$

Endzustandswechselwirkungen, sogenannte Final-State Interactions, modifizieren die Korrelationsfunktion signifikant. Beeinflussende Effekte sind die **starke** und die **elektromagnetische Wechselwirkung**. Die Streulänge von Pionen aufgrund starker Wechselwirkung beträgt etwa 0.2 fm. Der Anteil der in diesem Bereich produzierten Teilchen liegt in p+p Kollisionen bei unter 5% und in Schwerionenkollisionen sogar unter 1% [Lednicky, R., 2002, Lednicky, R. und Lyuboshits, V. L., 1982]. Korrekturen der starken Kraft können in beiden Fällen vernachlässigt werden, da bei ALICE in p+p Quellgrößen von 1 bis 2 fm und in Pb-Pb bis zu 8 fm gemessen wurden.

Jedoch führt der Effekt durch elektromagnetische Interaktion bei Analyse identischer Pionen zu einer merklichen Beeinflussung der Korrelationsfunktion. Es ist möglich diese Korrektur direkt bei deren Bildung im Experiment nach Gleichung 8.24 durch Hinzufügen eines Terms vorzunehmen. Da die elektromagnetische Wechselwirkung jedoch weder eine zusätzliche Korrelation induziert, noch die bosonische Korrelation verschmiert, wird diese Korrektur häufig in der Parametrisierung vorgenommen [Zajc, W. A. et al., 1984, Baym, G. und Braun-Munzinger, P., 1996]. Der Coulomb-Anteil der Wellenfunktion faktorisiert und kann separat integriert werden [Gyulassy, M., Kauffmann, S. K. und Wilson, L. W., 1979].

^j Aber auch ω sowie kurzreichweitige Resonanzen Δ und ρ sorgen für Kontaminationen. Eine Zusammenstellung der wichtigsten Resonanzen in ALICE findet sich in Kapitel 9, Tabelle 9.4.

Das Kollisionssystem kann als Gesamtsystem mit gemeinsamem Zentralpotential einer effektiven Ladung Z_{eff} der Kollisionsprodukte betrachtet werden. Dies führt zu einer Verschiebung der Einteilchenverteilungen in Betrag und Argument, was wiederum eine Verschiebung der Impulse in C_2 zur Folge hat. Praktisch ist, dass sich diese Änderung in den Einteilchen- und Zweiteilchenspektren weghebt. Betrachtet man identische, positiv geladene Pionen ($\pi^+\pi^+$), so ist die gemessene Dimension der Emissionsregion kleiner als die eigentliche Quellgröße, da positive Teilchen durch Z_{eff} beschleunigt und die Impulsdifferenzen größer werden. Analog werden negativ geladene Pionen ($\pi^-\pi^-$) im Zentralpotential abgebremst und die Dimension der Emissionsregion in der Korrelationsfunktion vergrößert sich. Der Coulomb-Effekt ist besonders gut in Korrelationsfunktionen gegensätzlich geladener Pionen, welche sich bei kleinem Relativabstand anziehen, zu erkennen.

Nach Faktorisierung der Zweiteilchenwellenfunktion Ψ_{12} kann der Coulomb-Anteil $\Psi_{\text{Coulomb}}(r)$ separat ausintegriert werden. Er ergibt sich als Lösung einer nichtrelativistischen Schrödinger-Gleichung für das, durch die beteiligten, geladenen Teilchen erzeugte, effektive Coulomb-Potential. In der Parametrisierung führt der Coulomb-Effekt zu einem multiplikativen Korrekturfaktor $K_{\text{Coulomb}}(q_{\text{Inv}})$, welcher durch Integration der Coulomb-Wellenfunktion $\Psi_{\text{Coulomb}}(r)$ über die räumliche Quellverteilung $\rho(r)$ berechnet wird [Baym, G., 1998].

$$K_{\text{Coulomb}}(q_{\text{Inv}}) = \int d^3r |\Psi_{\text{Coulomb}}(k, r)|^2 \rho(r). \quad (8.22)$$

In Gleichung 8.22 ist k der Impulsvektor der Teilchen im CMS des Paares. Das Integral geht im Grenzfall einer punktförmigen Verteilung in die nichtrelativistische Gamow-Funktion über ^k. In vielen älteren Analysen wurde genau dieses Betragsquadrat von $\Psi_{\text{Coulomb}}(r)$ für $r \rightarrow 0$ verwendet, erwies sich jedoch als nicht ausreichend für die Beschreibung der Daten [Verde, G. et al., 2002]. Für die p+p Daten von ALICE wurde über eine Kugel mit einem Durchmesser von 1 fm integriert. In Abbildung 8.5 ist der Coulomb-Faktor $K_{\text{Coulomb}}(q_{\text{Inv}})$ in Abhängigkeit vom invarianten Relativimpuls q_{Inv} für verschiedene Quellradien gezeigt.

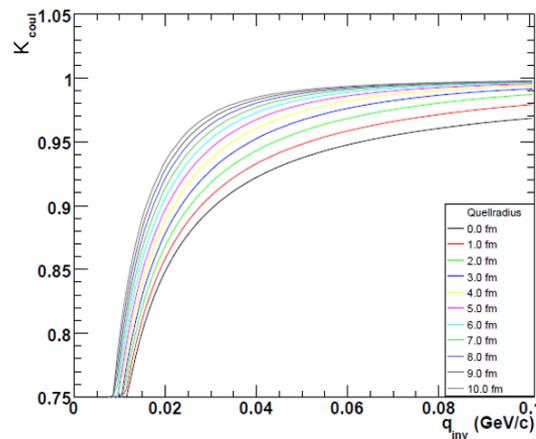


Abbildung 8.5: Coulomb-Korrekturfaktor $K_{\text{Coulomb}}(q_{\text{Inv}})$ in Abhängigkeit vom invarianten Relativimpuls q_{Inv} für verschiedene Quellradien [Kisiel, A., 2010a].

8.2 Die Korrelationsfunktion im Experiment

Die Korrelationsfunktion kann ganz allgemein durch

$$C_2(p_1, p_2) = \frac{P(p_1, p_2)}{P(p_1)P(p_2)} = 1 + |\bar{s}_1(q)|^2 \quad (8.23)$$

^k George Gamow (1904-1968) - amerikanischer Physiker

definiert werden. Der Ausdruck $\widetilde{s}_1(q)$ ist das Fouriertransformierte der Emissionsfunktion. Dieser Term erscheint, wie in Gleichung 8.19 gezeigt, durch Symmetrieforderung an die Zweiteilchenwellenfunktionen der Pionpaare. In diesem Interferenzterm sind die Informationen über die raumzeitlich Struktur der betrachteten Quelle kodiert, weshalb die Zweiteilcheninterferometrie über die Korrelationsfunktion zur Bestimmung der Dimensionen des Feuerballs verwendet werden kann.

In Gleichung 8.23 wurde die Korrelationsfunktion C_2 als Quotient der inklusiven Spektren der Teilchenpaare, sowie dem Produkt der inklusiven Spektren der einzelnen Teilchen gebildet. Jedoch soll die Korrelationsfunktion im Experiment als Funktion der Impulsdifferenz $\Delta p = q$ und nicht der Einzelimpulse p_1 und p_2 bestimmt werden. Dies ist sinnvoll, da sich Bose-Einstein-Korrelationen besonders bei kleinen Impulsdifferenzen manifestieren. Führt man diese Transformation durch, so sind die inklusiven Spektren der einzelnen Teilchen $P(p_1)$ und $P(p_2)$ nicht mehr ohne weiteres zugänglich und es muss ein anderer Weg gefunden werden, um den Hintergrund zu bilden¹. Das Signal, das inklusive Spektrum der echten Teilchenpaare, ist, da es von Beginn p_1 und p_2 enthält, weniger kompliziert zu transformieren. Für die Korrelationsfunktion C_2 im Experiment wählt man entsprechend

$$C_2(q) = \frac{A(q)}{B(q)} = \frac{\text{Signal}}{\text{Hintergrund}}. \quad (8.24)$$

In Gleichung 8.24 ist C_2 als Quotient aus Signal, genannt Nenner oder **Numerator**, und Hintergrund, genannt Zähler oder **Denominator**, definiert. Diese Form der Korrelationsfunktion kann durch weitere Terme zur Beschreibung finaler Wechselwirkungen sowie nichtfemtoskopischer Korrelationen und Kontamination durch nicht korrekt identifizierte Teilchenpaare erweitert werden.

8.2.1 Das Signal

Wie Gleichung 8.23 zeigt, wird das Signal, der **Numerator**, $A(q)$ aus allen zugänglichen Zweiteilchenkombinationen, den Teilchenpaaren, gebildet. Um dies zu bewerkstelligen, werden zuerst die wichtigsten kinematischen Größen der Intensitätsinterferometrie eingeführt. Hierzu seien zwei identische Teilchen mit den Viererimpulsen k_1 und k_2 gegeben. Diese seien definiert durch

$$k_i = (E_i, p_{i,x}, p_{i,y}, p_{i,z}) = (E_i, \mathbf{p}_i), \quad i = 1, 2, \quad (8.25)$$

worin $p_{i,x}$, $p_{i,y}$ und $p_{i,z}$ die Impulskomponenten entlang eines kartesischen Koordinatensystems, beschrieben in Unterabschnitt 8.3.1, und E_i die Teilchenenergie ist. Hieraus ergibt sich die Paarimpulsdifferenz im CMS

$$q^2(k_1, k_2) = -(k_1 - k_2)^2 = m_{inv}^2 - 4m_0^2. \quad (8.26)$$

Diese Beziehung wird später in der ebenfalls lorentzinvarianten Goldhaber-Parametrisierung in Unterabschnitt 8.4.1.1 eine wichtige Rolle spielen. Außerdem stellt Gleichung 8.26 über die Ruhemasse m_0 eine Relation zur invarianten Masse m_{inv} des Teilchenpaares her. Aufgrund dieses Zusammenhangs kann die Korrelationsfunktion auch als invariantes Massenspektrum aufgefasst werden. Beispielsweise lassen sich in Pionkorrelationen entgegengesetzter Ladung ($\pi^+\pi^-$) Resonanzen, die einen pionischen Zerfallskanal besitzen, so das ρ -Meson oder K_S^0 , identifizieren. Darüber hinaus ist die vektorielle Dreierpaarimpulsdifferenz q definiert durch

$$q = |p_2 - p_1|. \quad (8.27)$$

Ebenso erhält man die Energiedifferenz durch

$$q_0 = E_2 - E_1. \quad (8.28)$$

Zusammenfassend gilt

$$q^2(k_1, k_2) = \begin{pmatrix} p_2 - p_1 \\ E_2 - E_1 \end{pmatrix} \quad (8.29)$$

¹ Eine Option, dennoch die Einteilchenspektren zu nutzen, führt über sogenannte „convolutions“ [Lisa, M. A. et al., 2005].

oder

$$q^2(k_1, k_2) = q^2 - q_0^2. \quad (8.30)$$

Eine weitere wichtige Zweiteilchengröße ist der mittlere Paarimpuls k , definiert durch

$$k = \frac{1}{2} (p_1 + p_2). \quad (8.31)$$

Geläufiger ist jedoch der mittlere transversale Paarimpuls unter Vernachlässigung der longitudinalen Komponente. k_T ist definiert durch

$$k_T = \frac{1}{2} |p_{T,1} + p_{T,2}|. \quad (8.32)$$

Um Korrelationsfunktionen mehrdimensional zu parametrisieren, müssen die vektoriellen Größen in ihre Komponenten entlang eines Referenzsystems zerlegt werden. Wie dies geschieht, ist in Abschnitten 8.3 zu betreffenden Koordinatensystemen oder Parametrisierungen gezeigt.

8.2.2 Der Hintergrund

Die adäquate Bildung des Hintergrundes oder **Denominators** $B(q)$ gestaltet sich wesentlich weniger trivial. Theoretisch entspricht dieser dem Produkt der inklusiven Teilchenspektren der Teilchen des Paares. Da C_2 jedoch als Funktion des Relativimpulses q aufgefasst wird, sind jene Spektren nicht zugänglich. Der Hintergrund soll im Idealfall frei von Bose-Einstein-Korrelation, auch **Bose-Einstein-Correlation** (BEC), sein. Darüber hinaus müssen alle anderen Effekte, zum Beispiel Kontamination durch Resonanzen, unter Kontrolle sein. So sollten Zähler und Nenner idealerweise völlig identisch bis auf das Fehlen des HBT-Effekts im Hintergrund sein. Nur so ist es möglich in der Korrelationsfunktion die Bose-Einstein-Korrelation explizit herauszuarbeiten.

Signal und Hintergrund sind exakt gleich zu behandeln. Dies umfasst Einflüsse des Detektors, die komplette Rekonstruktion sowie den kinematischen Phasenraum in dem Zähler und Nenner existieren. Besonders Ersteres und Letzteres ist in der Analyse schwer zu gewährleisten und führt zu systematischen Fehlern.

Da die inklusiven Spektren der einzelnen Teilchen aus praktischen Gründen, wie zuvor argumentiert, nicht verwendbar sind, wurden verschiedene alternative Methoden entwickelt.

8.2.2.1 Rotation

Ein Verfahren zur Bildung eines Hintergrundes besteht in der **Rotation** eines der beiden Teilchen des Teilchenpaares um 180° in der Transversalebene. Hierdurch kann die quantenmechanische Korrelation bei kleinen Paarimpulsen aufgehoben werden [Avery, P. et al., 1985]. In Abbildung 8.6 ist ein Hintergrund zu sehen, der durch Rotation erzeugt wurde.

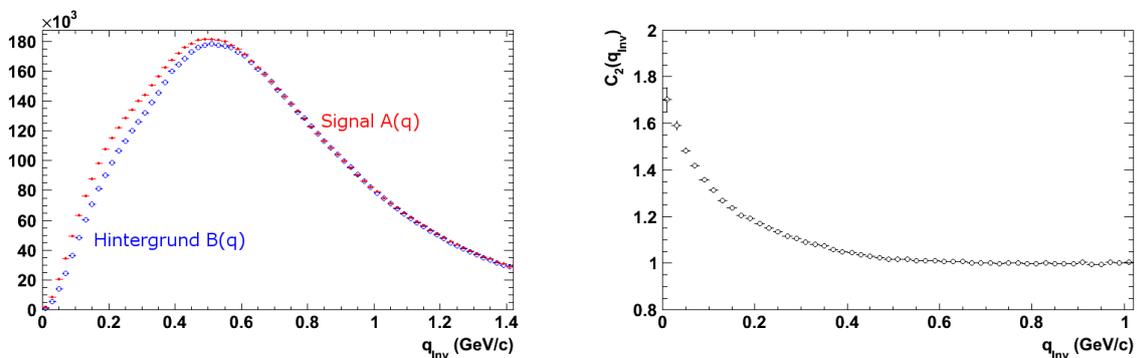


Abbildung 8.6: Durch Rotation eines der beiden Teilchen des Teilchenpaares um 180° in der xy -Ebene gebildeter Hintergrund. Zugleich ist das Signal gezeigt. Aus beider Verhältnis lässt sich die einfachste Form einer eindimensionalen Korrelationsfunktion gewinnen.

Jedoch hat die Erzeugung des Hintergrundes mittels Rotation Nachteile. Zum Beispiel wird der Anstieg der Korrelation nicht über die komplette Verteilung ausgeschmiert, sondern zu größeren Impulsdifferenzen verschoben. Die resultierende Korrelationsfunktion ist dementsprechend bei großen Relativimpulsen nicht zwangsläufig flach. Es kann sein, dass man auf diese Art eine künstliche Korrelation bei großen q induziert, der eigentlich keine Physik unterliegt. Dies zeigte sich auch in den ersten ALICE Resultaten, wo diese bei großen q durch Rotation höher liegt als mit „Eventmixing“.

8.2.2.2 „Eventmixing“

Eine weitere Methode zur Generierung eines Hintergrundes wird häufig in der Schwerionenphysik verwendet. Dies ist das „Eventmixing“, wodurch die Hintergrundstatistik künstlich erhöht werden kann [Abreu, P. et al., 1992]^m. Hierbei werden Teilchenpaare zusammengesetzt, deren Spuren unterschiedlichen Ereignissen entstammen. Es wird eine vorbestimmte Zahl an Ereignissen eines Laufes, mit möglichst identischen physikalischen Bedingungen zwischengespeichert. Nach einem vorher festgelegten Schema werden Teilchen aus verschiedenen Ereignissen miteinander zu Teilchenpaaren kombiniert. Da diese aus unterschiedlichen Events stammen, sind sie unabhängig, unterscheidbar und unterliegen nicht der Bose-Einstein-Symmetrisierung. Der HBT-Effekt ist unterdrückt. In Abbildung 8.7 ist ein Signal und ein Hintergrund erzeugt mittels Mischung von Events gezeigt.

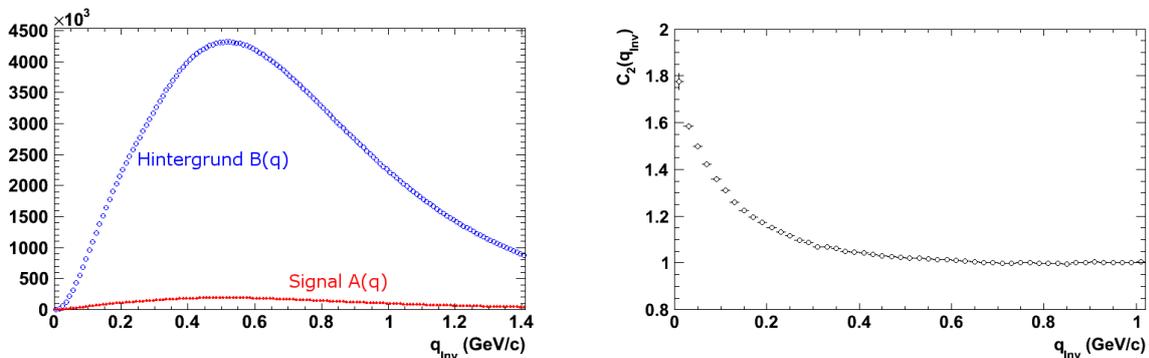


Abbildung 8.7: Hintergrund der Korrelationsfunktion erzeugt mittels „Eventmixing“. Auch ein Signal aus Pionenpaaren eines Ereignisses, der Zähler, ist gezeigt. Für die gemischten Paare wurden 10 Ereignisse verwendet. Dies erklärt warum der Hintergrund wesentlich mehr Statistik als das Signal enthält. Bildet man hieraus die Korrelationsfunktion C_2 , so ist die Grundlinie dieser von 1 verschoben, was durch geeignete Normierung behoben werden muss.

Wie bei allen anderen Methoden zur Bildung eines Hintergrundes ist auch dieses Verfahren nicht optimal. So kann nur schwer garantiert werden, dass alle zur Mischung verwendeten Ereignisse exakt den gleichen Experimentbedingungen unterliegen, wie das Ereignis aus dem das Signal generiert wird. Der Phasenraum der zusätzlich verwendeten Ereignisse ist unterschiedlich. Auch ist die Gesamtenergie nicht konserviert. Dem versucht man durch Einteilung der gemischten Ereignisse in Multiplizitäts- und Positionsklassen des Vertex in z -Richtung zu begegnen. Allerdings machen sich schon kleine Änderungen in der Wahl dieser Klassen in der Erscheinung des Hintergrundes und der Korrelationsfunktion bemerkbarⁿ.

^mIn einem Ereignis mit 10 Teilchen lassen sich insgesamt $10!/(2!(10-2)!) = 45$ Zweiteilchenkombinationen bilden. Nimmt man zwei Ereignisse und lässt „Mixing“ zu, so erhält man schon $10^2 = 100$ Paare. Allgemein ergibt sich die Zahl der Paare zu m^n mit m als Zahl der Spuren und n als Zahl der zu mischenden Ereignisse.

ⁿEs stellt sich die Fragen, ob auch Ereignisse mit nur einer Teilchenspur (die kein Signal formen können) für das „Eventmixing“ verwendet werden sollen. Einerseits müsste dem nach der Definition der Korrelationsfunktion nach Gleichung 8.12 so sein. Andererseits erfolgt die Definition von C_2 auch theoretisch in Ereignisklassen, was mindestens zwei Teilchen impliziert.

8.3 Referenzsysteme

Um die Korrelationsfunktion C_2 zu ermitteln, müssen die Paarimpulse aller Teilchenpaare, wie in Unterabschnitt 8.2.1 beschrieben, bestimmt werden. Hierzu bieten sich verschiedene kinematische Bezugs- oder Referenzsysteme an. Diese entscheiden darüber, wie die Zweiteilchengrößen gebildet werden und wie die Parametrisierungen, erläutert in Abschnitt 8.4, aussehen.

Das Schwerpunktsystem - CMS

Die Impulse der identifizierten Teilchen können vor Berechnung der kinematischen Paargrößen in das **Schwerpunktsystem**, auch **Center of Mass System (CMS)**, transformiert werden. Zu unterscheiden ist zwischen dem Schwerpunktsystem aller in der Kollision entstandenen Teilchen, welches beispielsweise in Kernreaktionen benutzt wurde, und dem Schwerpunktsystem des betrachteten Teilchenpaares. Im ersten Fall ist die Bedingung zu erfüllen, dass der Gesamtimpuls aller in der Kollision produzierten Teilchen verschwindet. Da aufgrund imperfekter Abdeckung durch den Detektor nur ein Teil der entstandenen Kollisionsprodukte durch eben diesen identifiziert werden können, wird dieses Referenzsystem in der Hochenergiephysik nicht verwendet. Hier benutzt man häufig das Schwerpunktsystem der Teilchenpaare. In beiden Fällen muss das Bezugssystem so gegen das Ruhesystem verschoben werden, dass die jeweiligen Gesamtimpulse verschwinden und die Bedingung

$$\sum_{i=0}^n p_i = 0 \quad (8.33)$$

erfüllt ist. Die zugehörige Transformationsmatrix Λ hat die Form

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta_x \gamma & -\beta_y \gamma & -\beta_z \gamma \\ -\beta_x \gamma & 1 + (\gamma - 1)\beta_x^2/\beta^2 & (\gamma - 1)\beta_x \beta_y/\beta^2 & (\gamma - 1)\beta_x \beta_z/\beta^2 \\ -\beta_y \gamma & (\gamma - 1)\beta_x \beta_y/\beta^2 & 1 + (\gamma - 1)\beta_y^2/\beta^2 & (\gamma - 1)\beta_y \beta_z/\beta^2 \\ -\beta_z \gamma & (\gamma - 1)\beta_x \beta_z/\beta^2 & (\gamma - 1)\beta_y \beta_z/\beta^2 & 1 + (\gamma - 1)\beta_z^2/\beta^2 \end{pmatrix}. \quad (8.34)$$

In Gleichung 8.34 ist $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. Der Transformationsfaktor β für den Wechsel ins CMS lautet

$$\beta = \frac{p_1 + p_2}{E_1 + E_2}. \quad (8.35)$$

Abbildung 8.8 kann das Prinzip der Transformation in das CMS entnommen werden. Ein Beispiel für

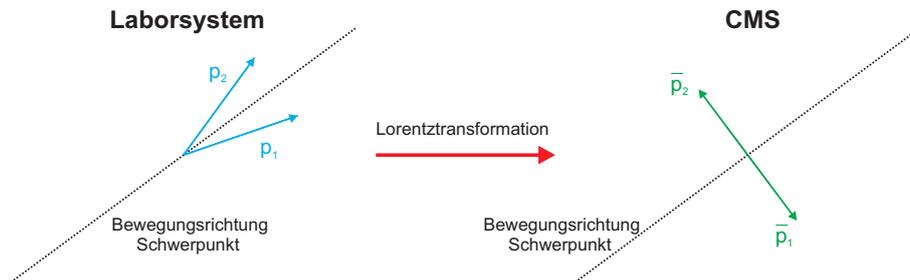


Abbildung 8.8: Transformation eines Teilchenpaares in das Schwerpunktsystem CMS. Der vektorielle Gesamtimpuls der beiden Teilchen verschwindet.

die Benutzung des Schwerpunktsystems finden sich in Bailly, J. L. et. al. [1989]. Darüber hinaus bieten UNICOR und ALIFEMTO die Möglichkeit zwischen Schwerpunktsystem und longitudinal mitbewegtem System, welches nachfolgend erläutert wird, zu wechseln, was es erlaubt eine Analyse der Einflüsse beider Bezugssysteme auf die Ergebnisse der Korrelation identischer Pionen durchzuführen.

Das longitudinal Mitbewegte System - LCMS

Eine weitere Alternative eines Referenzsystems für die Paarbildung in der Intensitätsinterferometrie ist das **longitudinal mitbewegte Koordinatensystem**, oder **Longitudinal CoMoving System (LCMS)**. Das Ruhesystem wird so gewählt, dass die longitudinale Impulssumme (in Strahlrichtung) verschwindet. Es wird

$$\sum_{i=0}^n p_{l,i} = 0 \quad (8.36)$$

gefordert. Aus Gleichung 8.36 kann, analog dem CMS, eine Lorentz-Transformation mit β_{LCMS} hergeleitet werden, für welchen

$$\beta_{LCMS} = \frac{p_{1,z} + p_{2,z}}{E_1 + E_2} \quad (8.37)$$

gilt. Vor allem in den Betrachtungen von Schwerionensystemen aber generell in neueren HBT Analysen hat sich das LCMS durchgesetzt. Es ist sinnvoll, will man die Kollisionsregion mehrdimensional untersuchen, da hier fast immer eine Zerlegung in einen longitudinalen und einen transversalen Anteil vorgenommen wird. Auch physikalisch verhält sich die Quelle longitudinal und transversal unterschiedlich.

8.3.1 Mehrdimensionale Intensitätsinterferometrie und zugehörige Koordinatensysteme

Die Interaktionsregion einer Schwerionenkollision ist mehrdimensional. Sie besitzt drei räumliche sowie eine zeitliche Komponente. Durch die Expansion des Systems nach der Kollision sind räumliche und zeitliche Dimensionen miteinander korreliert, was die Interpretation der HBT-Ergebnisse erschwert.

Um jedoch im Experiment eine mehrdimensionale Untersuchung der Korrelationsfunktion durchzuführen, müssen die Impulse in Komponenten eines physikalisch sinnvollen Koordinatensystems zerlegt und hieraus Paare gebildet werden. Dies führt dazu, dass auch die zuvor in Unterabschnitt 8.2.1 eingeführten kinematischen Paargrößen in diese frei wählbaren Komponenten zergliedern.

8.3.1.1 Bertsch-Pratt-Koordinaten

Das zur Zeit am häufigsten in HBT-Analysen benutzte dreidimensionale Koordinatensystem ist das nach **Bertsch und Pratt** [Bertsch, G. F., 1989, Pratt, S., 1986], welches besonders zur Extraktion der transversalen Ausdehnung der Emissionsregion geeignet ist. Es ist kartesisch und wird durch die out-, side- und long-Vektoren q_{out} , q_{side} und q_{long} gebildet, welche für jedes betrachtete Teilchenpaar bestimmt werden.

Da ein Kollisionssystem, wie in Kapitel 3 beschrieben, in guter Näherung Zylindersymmetrie aufweist, erfolgte nach Scott Pratt eine Aufteilung der Paarimpulse in einen longitudinalen und einen transversalen Anteil. Um die Expansionsgeschwindigkeit in verschiedene Richtungen zu untersuchen, wurde eine weitere Differenzierung des transversalen Relativimpulses durch Georg Bertsch vorgeschlagen. Ebenso prägte er die Namensgebung **out**, **side** und **long**.

Hierbei verläuft die out-Komponente, die in transversale Emissionsrichtung der Teilchen zeigt, parallel zum transversalen Paarimpuls k_T des Teilchenpaares. q_{out} steht senkrecht auf q_{side} . q_{long} zeigt longitudinal entlang der Strahlachse. In Abbildung 8.9 sind die Koordinaten nach Bertsch und Pratt veranschaulicht. Dies ist im Übrigen auch das Koordinatensystem, in dem ALICE seine dreidimensionalen Betrachtungen der Korrelationsfunktionen vollzieht.

8.3.1.2 Sphärische Koordinaten

Normalerweise wird die dreidimensionale Korrelationsfunktion in der Parametrisierung nach Bertsch und Pratt in drei eindimensionalen Histogrammen, den Projektionen auf die drei Achsen q_{out} , q_{side} und q_{long} dargestellt, wobei die beiden verbleibenden Komponenten entsprechend klein gewählt werden. Hierdurch werden ungünstigerweise immer Bereiche, in denen die Korrelationsfunktion definiert ist,

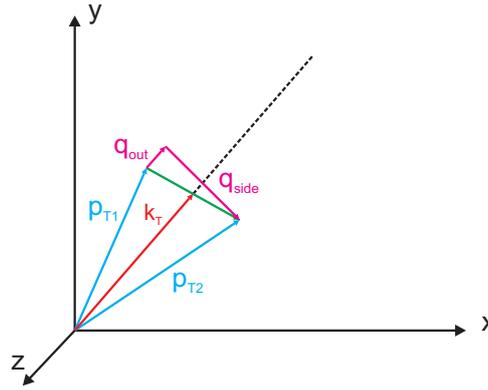


Abbildung 8.9: Dreidimensionales Koordinatensystem nach Bertsch und Pratt. q_{long} zeigt in longitudinale Richtung entlang der Strahlachse. q_{out} ist parallel zum transversalen Paarimpuls k_T gerichtet, während q_{side} das Koordinatensystem zu einem Rechtssystem ergänzt und senkrecht auf q_{out} steht.

in der Darstellung unterdrückt. So kann es passieren, dass man Details sowie potentiell interessante Strukturen von C_2 optisch nicht wiedergibt. Um dem zu begegnen wurde die Entwicklung der Korrelationsfunktion in Kugelflächenfunktionen $Y_{l,m}(\theta, \phi)$ eingeführt [Brown, D. A. et al., 2005, Kisiel, A. und Brown, D. A., 2009]. Diese eignet sich gut, da durch Symmetrieargumente viele Repräsentationen in dieser Entwicklung wegfallen und die Zahl an Histogrammen, trotz verbesserter Darstellung, übersichtlich bleibt. So verschwinden in azimutsymmetrischen Systemen alle Sphärisch Harmonischen mit ungeradem l , sowie ungeradem m und gleichzeitig geradem l . Auch alle imaginären Repräsentationen werden null. Im Appendix von Chajeki, Z. und Lisa, M. [2008] findet sich eine detaillierte Tabelle dazu. Die sphärischen Koordinaten, die hierfür verwendet werden, sind der Azimutwinkel θ und der Polwinkel ϕ sowie $q = |\vec{q}|$. Diese können aus den kartesischen Koordinaten durch folgende Transformationen

$$q_{\text{out}} = q \sin \theta \cos \phi, \quad (8.38)$$

$$q_{\text{side}} = q \sin \theta \sin \phi, \quad (8.39)$$

$$q_{\text{long}} = q \cos \theta \quad (8.40)$$

gewonnen werden. Hieraus lassen sich die sphärisch harmonischen Momente $A_{l,m}$ durch

$$A_{l,m}(q) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int d\theta d(\cos \phi) C_l^m(q, \theta, \phi) Y_{l,m}(\theta, \phi) \quad (8.41)$$

definieren. In erster Ordnung interessieren nur die ersten drei nicht verschwindenden Momente C_0^0 , C_2^0 und C_2^2 .

- C_0^0 beschreibt die generelle Form der Korrelation und stellt eine Mittelung über die beiden Winkel dar.
- C_2^2 vergleicht die longitudinale und transversale Dimension.
- C_2^0 vergleicht die out- und side-Komponenten. Dies ist besonders interessant, da hier das, in Unterabschnitt 8.5.3 angerissene, RHIC HBT-Puzzle schlummert.

In UNICOR werden die Impulse in ein dreidimensionales Koordinatensystem, das auf sphärischen Koordinaten beruht, projiziert. Um die UNICOR Ergebnisse mit denen von AliFEMTO zu vergleichen, müssen diese vom sphärischen Koordinatensystem in das dreidimensionale System nach Bertsch und Pratt überführt werden. Die Umrechnung geschieht nach Gleichung 8.38 bis 8.40.

8.4 Parametrisierungen der Korrelationsfunktion

Um aus der experimentell bestimmten Korrelationsfunktion Informationen über das raumzeitliche Verhalten der Emissionsregion zu gewinnen, bedient man sich zweier Methoden.

Zum einen kann eine Fourier-Transformation durchgeführt werden, die auf numerischem Wege aus der Korrelationsfunktion C_2 die Quellfunktion $S(r, p)$ extrahiert. Dieses Verfahren nennt sich **Inversion** und wurde in Unterabschnitt 8.1.2 angeschnitten. Geläufiger ist die Korrelationsfunktion mit einer Modellfunktion der Emissionsregion zu parametrisieren. Die freien Parameter dieser Approximation liefern, physikalisch korrekt interpretiert, Informationen über die räumlichen Dimensionen der Emissionsregion, sowie über deren zeitliche Entwicklung. Die Idee der Gewinnung von Raumzeitinformationen aus Zweiteilchenkorrelationen in Schwerionenkollisionen geht auf Arbeiten von Kopylov und Podgoretskii aus dem Jahr 1972 zurück [Kopylov, G. I. und Podgoretsky, M. I., 1972]. Seit diesen Tagen hat sich eine Vielzahl von ein-, zwei und dreidimensionalen Parametrisierungen entwickelt, was den Vergleich zwischen Ergebnissen verschiedener Experimente erschwert. In diesem Abschnitt werden die, für die Intensitätsinterferometrie in ALICE wichtigsten, Parametrisierungen der Zweiteilchenkorrelationsfunktion erläutert.

8.4.1 Gaussförmige Parametrisierungen

Da eine analytische Bestimmung der Emissionsfunktion aus der Korrelationsfunktion in der Regel unmöglich ist, muss auf Annahmen für diese zurückgegriffen werden. In der einfachsten Approximation ist die teilchenemittierende Quelle gaussförmig. Nach Fourier-Transformation sind die weitverbreitetsten Parametrisierungen der Korrelationsfunktion ebenfalls gaussförmig. In den meisten Fällen wird eine in allen Dimensionen gaussförmige Emissionswahrscheinlichkeit der Homogenitätsregionen angenommen, was in vielen Experimenten genügt um die Daten gut zu approximieren. Ausgehend von der lorentzkovarianten, quadratischen Sattelpunktsapproximation [Chapman, S., Nix, J. R. und Heinz, U. W., 1995]

$$B_{\mu\nu} = -\partial_\mu \partial_\nu \ln S(r, k)|_{\bar{r}} \quad (8.42)$$

ergibt sich die Emissionsfunktion für Teilchenpaare mit dem Paarimpuls k am Ort \bar{r} maximaler Teilchenemission zu

$$S(r, k) \approx S(\bar{r}, k) \exp\left(-\frac{1}{2} \bar{r}^\mu(k) B_{\mu\nu}(k) \bar{r}^\nu\right). \quad (8.43)$$

In Gleichung 8.43 ist \bar{r}^μ der Abstand zum Erwartungswert \bar{r}^μ , der durch einfache Sattelpunktsapproximation $\partial_\mu \ln S(r, k)|_{\bar{r}}$ definiert ist. $B_{\mu\nu}$ ist der symmetrische Krümmungstensor, der dazu dient, die raumzeitlichen Varianzen der Quelle in Abhängigkeit vom Transversalimpuls zu beschreiben. Dies geschieht durch Inversion dieses Tensors.

$$(B_{\mu\nu})^{-1}(k) = \langle r_\mu r_\nu \rangle - \langle r_\mu \rangle \langle r_\nu \rangle \quad (8.44)$$

$$= \langle \bar{r}^\mu \bar{r}^\nu \rangle(k). \quad (8.45)$$

Die Diagonalelemente des Krümmungstensors werden als Quadrate der Homogenitätslängen aufgefasst. Die Quellradien wiederum werden durch Anpassung der Parametrisierung an die Daten gefunden und erhalten ihre Definition über die Varianzen. Aus bisherigen Überlegungen kann ersehen werden, dass eine Korrelation zwischen Paarimpulsen und Homogenitätslängen folgt und $C_2(q) \rightarrow C_2(q, k)$ gilt. Dies erklärt, warum in späteren experimentellen Analysen mehrere k_T -Bins untersucht werden.

Setzt man die gaussförmige Emissionsfunktion $S(x, k)$ aus Gleichung 8.43 in die Definition der Korrelationsfunktion nach Gleichung 8.13 ein, so erhält man

$$C_2(q, k) = 1 + \exp(-q^\mu q^\nu \langle \bar{r}^\mu \bar{r}^\nu \rangle(k)). \quad (8.46)$$

Hinzu kommt, dass die Impulskomponenten nicht unabhängig sind. Für Teilchen auf der Massenschale gilt $E^2 = m^2 + p^2$ mit $c = 1$. Hieraus resultiert die **Massenschalenbedingung** oder **mass-shell constraint**. Die Energiedifferenz ist

$$E_1^2 - E_2^2 = (E_1 - E_2)(E_1 + E_2) = q_0(E_1 + E_2). \quad (8.47)$$

Ebenso gilt

$$E_1^2 - E_2^2 = p_1^2 - p_2^2 = (p_1 - p_2)(p_1 + p_2) = 2qk. \quad (8.48)$$

Durch Vergleich von Gleichung 8.47 und 8.48 folgt

$$q_0(E_1 + E_2) = 2qk. \quad (8.49)$$

So führt die Massenschalenbedingung zu

$$q_0 = \frac{2k}{E_1 + E_2} \cdot q = \beta \cdot q = \sum_{i=0}^3 \beta_i q_i. \quad (8.50)$$

Leider ist ein vierdimensionaler Fit zur Bestimmung der Komponenten des Krümmungstensors in Gleichung 8.44 nicht möglich. Verwendet man die Massenschalenbedingung aus Gleichung 8.50, so kann jedoch eine, vom Dreierimpuls abhängige, Form einer gaussförmigen Parametrisierung an die Daten angepasst werden. Die gaussförmige Korrelationsfunktion C_2 hat die allgemeine Form

$$C_2(q, K) = 1 + \exp(-q_1^2 R_1^2(k) - q_2^2 R_2^2(k) - q_3^2 R_3^2(k) - 2q_1 q_2 R_{12}^2(k) - 2q_1 q_3 R_{13}^2(k) - 2q_2 q_3 R_{23}^2(k)) \quad (8.51)$$

mit

$$R_{ij}^2 = \langle (r_i - \beta_i \tilde{t})(r_j - \beta_j \tilde{t}) \rangle - \langle r_i - \beta_i \tilde{t} \rangle \langle r_j - \beta_j \tilde{t} \rangle. \quad (8.52)$$

Diese Parameter R_{ij} sind die **HBT-Radien**. Sie hängen, in der, in Gleichung 8.52 gezeigten Form, von der Parametrisierung der Impulse, dem Bezugssystem, ab. Entsprechend ist auch die Anpassung vom Referenzsystem abhängig.

8.4.1.1 Goldhaber Parametrisierung

Die folgende Form der eindimensionalen Parametrisierung der Korrelationsfunktion benutzt eine einfache Gauss-Funktion. Bildet man die Teilchenpaare im CMS, so ist sie lorentzinvariant. Man schreibt q_{Inv} beziehungsweise R_{Inv} . Diese Parametrisierung funktioniert allerdings auch im LCMS. Hier werden Relativimpulse sowie Radien häufig mit dem Index LCMS versehen.

Zusammen mit der in Unterabschnitt 8.1.4 beschriebenen Coulomb-Korrektur und der Korrelationsstärke λ , ergibt sich die eindimensionale gaussförmige **Parametrisierung nach Goldhaber** [Goldhaber, G., Goldhaber, S. und Lee, W.-Y. and Pais, A., 1960], welche in der ersten Veröffentlichung der Daten des ALICE Experiments aus p+p Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV benutzt wurde [Aamodt, K. et al., 2010b], zu

$$C_2(q_{Inv}) = (1 - \lambda) + \lambda K(q_{Inv}) \left[1 + \exp(-R_{Inv}^2 q_{Inv}^2) \right]. \quad (8.53)$$

In Gleichung 8.53 ist R_{Inv} der eindimensionale HBT-Radius.

8.4.1.2 Bertsch-Pratt-Parametrisierung

Eine Form der gaussförmigen Approximation der Korrelationsfunktion, die 1986 etabliert wurde, ist die, nach Georg Bertsch und Scott Pratt benannte, **Bertsch-Pratt-Parametrisierung** [Pratt, S., 1986]. Für eine azimutalsymmetrische Emissionsregion, wie sie bei ALICE vorliegt, ergibt sich aus Gleichung 8.51, zusammen mit den in Unterabschnitt 8.3.1.1 eingeführten Koordinaten q_{out} , q_{side} und q_{long} , die folgenden Anpassung.

$$C_2(q, K) = 1 + \exp(-q_{out}^2 R_{out}^2(K) - q_{side}^2 R_{side}^2(K) - q_{long}^2 R_{long}^2(K) - 2q_{out} q_{long} R_{out, long}^2(K)). \quad (8.54)$$

Die Kreuzterme $R_{out, side}$ und $R_{side, long}$ entfallen wegen der Azimutalsymmetrie des Kollisionssystems, b.z.w. der Spiegelsymmetrie in z für symmetrische Kollisionssysteme. Die Paargeschwindigkeit β ist in dieser Parametrisierung $\beta = (\beta_T, 0, \beta_L)$. Hiermit ergeben sich die HBT-Radien nach Gleichung 8.52 zu

$$R_{out}^2 = \langle (\tilde{x} - \beta_T \tilde{t})^2 \rangle. \quad (8.55)$$

$$R_{side}^2 = \langle \tilde{y}^2 \rangle. \quad (8.56)$$

$$R_{long}^2 = \langle (\tilde{z} - \beta_L \tilde{t})^2 \rangle. \quad (8.57)$$

$$R_{out, long}^2 = \langle (\tilde{x} - \beta_T \tilde{t})(\tilde{z} - \beta_L \tilde{t}) \rangle. \quad (8.58)$$

Wie man in Gleichung 8.55 bis 8.58 sieht, enthalten sowohl die out- wie auch die long-Komponente Informationen über die mittlere Emissionsdauer \bar{t} . Ebenso der Kreuzterm $R_{out,long} \cdot R_{side}$ kodiert ausschließlich räumliche Dimensionen der Homogenitätsregion. Wechselt man in das, in Abschnitt 8.3 beschriebene, longitudinal mitbewegte Referenzsystem, so gilt in diesem

$$\beta_L = 0. \quad (8.59)$$

Mit Gleichung 8.59 vereinfachen sich der longitudinale Radius und der verbliebene Kreuzterm $R_{out,long}$ zu

$$R_{long} = \langle \bar{z}^2 \rangle. \quad (8.60)$$

$$R_{out,long} = \langle \bar{x}\bar{z} - \beta_T \bar{t}\bar{z} \rangle. \quad (8.61)$$

Aus der quadratischen Differenz der beiden Transversalkomponenten R_{out} und R_{side} lässt sich die **Emissionsdauer** der Quelle ermitteln. Es gilt

$$R_{out}^2 - R_{side}^2 = \beta_T^2 \langle \bar{t}^2 \rangle - \beta_T^2 2 \langle \bar{x}\bar{t} \rangle + (\langle \bar{x}^2 \rangle - \langle \bar{y}^2 \rangle). \quad (8.62)$$

Gilt Azimutalsymmetrie, so ist $\langle \bar{x}^2 \rangle = \langle \bar{y}^2 \rangle$. Des Weiteren können \bar{x} - \bar{t} -Korrelationen im Falle nicht zu starker transversaler Expansion vernachlässigt werden. Man erhält die mittlere Emissionsdauer

$$\langle \bar{t}^2 \rangle \approx \frac{1}{\beta_T^2} (R_{out}^2 - R_{side}^2). \quad (8.63)$$

Ist die transversale Expansion der Emissionsregion hingegen stark, so kann die Annahme $\langle \bar{x}^2 \rangle = \langle \bar{y}^2 \rangle$ trotz Azimutalsymmetrie nicht gewährleistet werden. Auch eine Vernachlässigung der \bar{x} - \bar{t} -Korrelationen ist im Falle starken radialen Flusses nicht gerechtfertigt.

Im Experiment erfolgt die Extraktion der HBT-Radien in der Parametrisierung nach Bertsch-Pratt unter Verwendung der Anpassungsfunktion nach Tamas Csörgö (1953), welche aus Gleichung 8.54 folgt [Csorgo, T., Lorstad, B. und Zimanyi, J., 1996]. Hierin können die Kreuzterme durch Faktorisierung der Paarimpulse k vernachlässigt werden. Darüber hinaus wird angenommen, dass die Emissionsfunktion unabhängig von q sei. Für die Quellfunktion $S(R_{out}, R_{side}, R_{long})$ gilt unter diesen Annahmen

$$S(R_{out}, R_{side}, R_{long}) = N \exp\left(-\frac{x_{out}^2}{4R_{out}^2} - \frac{x_{side}^2}{4R_{side}^2} - \frac{x_{long}^2}{4R_{long}^2}\right). \quad (8.64)$$

Durch Einsetzen in Gleichung 8.13 und analytische Integration erhält man für die dreidimensionale gaussförmige Parametrisierung zusammen mit der Korrektur der elektromagnetischen Wechselwirkung $K(q_{inv})$, beschrieben in Abschnitt 8.1.3, die Anpassungsfunktion

$$C_2(q) = (1 - \lambda) + \lambda K(q_{inv}) \left[1 + \exp(-q_{out}^2 R_{out}(K)^2 - q_{side}^2 R_{side}(K)^2 - q_{long}^2 R_{long}(K)^2) \right]. \quad (8.65)$$

Die Ergebnisse der HBT-Analyse in drei Dimensionen in den ersten ALICE Veröffentlichungen nach Aamodt, K. et al. [2011d] und Aamodt, K. et al. [2011c] beruhen auf dieser Form der Parametrisierung der Korrelationsfunktion.

8.4.2 Alternative Parametrisierungen

Neben den meistverwendeten Parametrisierungen mittels Gauss-Funktionen wurden gerade in der Anfangszeit der Femtoskopie auch andere Anpassungen versucht. Besonders beliebt waren Parametrisierungen mittels Bessel-Funktionen [Kopylov, G. I., 1974, Kopylov, G. I. und Podgoretsky, M. I., 1974, 1972, Kopylov, G. I., Lyuboshits, V. L. und Podgoretsky, M. I.] sowie die Anpassung nach Cocconi, G. [1974]. Darüber hinaus zeigte sich, dass p+p Daten in ALICE, wie auch in vielen älteren Experimenten, keiner gaussförmigen Parametrisierung entsprechen^o. Eine exponentielle Parametrisierung erwies sich als sinnvoll.

^o Früher wurden häufig doppelte Gauss-Funktionen benutzt [Adler, R. et. al., 1994].

8.4.2.1 Exponentielle Parametrisierung

Besonders im Kollisionssystem p+p konnten die Daten durch gaussförmigen Anpassung nicht optimal gefittet werden. Ursächlich sind vermutlich über starke Wechselwirkung zerfallende Resonanzen, die auch in Korrelationen entgegengesetzt geladener Pionen ($\pi^+\pi^-$) festgestellt wurden. Ihr statistischer Zerfall verläuft exponentiell. Über die Paargeschwindigkeit β kann hieraus eine exponentielle Form der Korrelationsfunktion begründet werden. Im eindimensionalen Fall im CMS hat eine solche die Form

$$C_2(q_{Inv}) = (1 - \lambda) + \lambda K(q_{Inv}) [1 + \exp(-R_{Inv}q_{Inv})] . \quad (8.66)$$

Die Größe R_{Inv} in Gleichung 8.66 lässt sich allerdings nicht so einfach, wie in der Parametrisierung nach Goldhaber, als Radius der pionemittierenden Quelle interpretieren.

In drei Dimensionen existiert die Paargeschwindigkeit per Definition nur in out- und long-Richtung. Dies wurde in Unterabschnitt 8.4.1.2 begründet. Darüber hinaus wird die Annahme benötigt, dass die Emissionsfunktion im Ortsraum in q_{out} , q_{side} und q_{long} faktorisiert. Es gilt

$$S(r) = S_{out}(r_{out}) \cdot S_{side}(r_{side}) \cdot S_{long}(r_{long}) . \quad (8.67)$$

Eine mögliche Form der Emissionsfunktion $S(r)$ lautet

$$S(r_{out}, r_{side}, r_{long}) = \frac{1}{r_{out}^2 + R_{out}^2} \exp\left(-\frac{r_{side}^2}{4R_{side}^2}\right) \frac{1}{r_{long}^2 + R_{long}^2} . \quad (8.68)$$

Setzt man diese in Gleichung 8.13 ein, so ist eine analytische Integration möglich und man erhält als Parametrisierung der Korrelationsfunktion

$$C_2(q_{out}, q_{side}, q_{long}) = 1 + \lambda \exp\left(-\sqrt{R_{out}^2 q_{out}^2} - R_{side}^2 q_{side}^2 - \sqrt{R_{long}^2 q_{long}^2}\right) . \quad (8.69)$$

Auch für die Anpassung der Korrelationen identischer Pionen aus p+p Kollisionen in ALICE wurde auf die Parametrisierung nach Gleichung 8.69 zurückgegriffen [Aamodt, K. et al., 2011d].

8.5 Interpretation der HBT-Radien

In Unterabschnitt 8.4.1.2 wurden die drei HBT-Parameter R_{out} , R_{side} und R_{long} als räumliche Dimensionen entlang der Bertsch-Pratt-Koordinaten eingeführt. Auch die zeitliche Information, welche in den beiden Komponenten R_{out} und R_{long} steckt, wurde erläutert. Allerdings liefern die HBT-Radien weitere Informationen speziell zur Expansionsgeschwindigkeit, zum Ausfriervolumen und zur Ausfrieretemperatur. Dies macht sie sensitiv für kollektive Effekte der Emissionsregion. Anhand dieser Informationen können Aussagen über das Verhalten der Quellregion beim Ausfrieren getroffen werden. In letzter Konsequenz ist es so sogar möglich auf die Entstehung sowie Eigenschaften eines QGP zu schließen. In diesem Kontext zählt die Intensitätsinterferometrie zu den Sonden eines Quark-Gluon-Plasmas, die in Kapitel 3, Abschnitt 3.2.2 angeschnitten wurden.

Beim Phasenübergang zur partonischen Materie kommt es zu einem Anstieg der Energiedichte ϵ . Um diese abzuschätzen, ist die Kenntnis des **Ausfriervolumens** V_{Aus} bei variierenden Kollisionsenergien $\sqrt{s_{NN}}$ notwendig. Unter Annahme einer gaussförmigen Emissionsregion und einer azimutalsymmetrischen zentralen Kollision erhält man für dieses Volumen [Agakichiev, G. et. al., 2004, Li, Q., Bleicher, M. und Stocker, H., 2007]

$$V_{Aus} = (2\pi)^{3/2} R_{side}^2 R_{long} . \quad (8.70)$$

Im LCMS sind sowohl R_{side} als auch R_{long} unabhängig von der Emissionsdauer und somit ausschließlich Größen räumlicher Dimension. Darüber hinaus ist die Abhängigkeit der longitudinalen Dimension von der Kollisionsenergie stetig gleichmäßig.

Auch das Volumen der Homogenitätsregion lässt sich durch $R_{out} \cdot R_{side} \cdot R_{long}$ bestimmen. Diese Größe

wurde unter anderem in der Veröffentlichung der HBT-Ergebnisse des ALICE Experiments aus Pb+Pb Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 2.76 TeV pro Nukleon gezeigt [Aamodt, K. et al., 2011c]. Ein deutlicher Anstieg gegenüber älteren Werten aus Messungen bei niedrigerer Schwerpunktsenergie konnte bestimmt werden.

Neben dem Ausfrieren lässt sich aus R_{long} die **Ausfrierzeit**, der Zeitpunkt des thermischen Ausfrierens, ermittelt. Da die longitudinale Ausdehnung der Homogenitätsregion invers proportional zum Geschwindigkeitsgradienten des expandierenden Systems ist, kann der HBT-Radius R_{long} benutzt werden, um die Dauer der longitudinalen Expansion abzuschätzen [Makhlin, A. N. und Sinyukov, Yu. M., 1988]. Es gilt

$$R_{long}^2(k_T) = \frac{\tau^2 T_{Aus}}{m_T} \frac{K_2(m_T/T_{Aus})}{K_1(m_T/T_{Aus})}. \quad (8.71)$$

In Gleichung 8.71 sind K_1 und K_2 modifizierte Bessel-Funktionen erster und zweiter Ordnung.

Diese Größe erweist sich ebenfalls als sensitiv für ein QGP. Bei gleicher Energiedichte ist während des Phasenübergangs ein, im Vergleich zur hadronischen Phase, reduzierter Druck zu erwarten. Die Energiedichte bleibt für diese Zeit konstant, was zu einer verlängerten Lebensdauer der Quelle führt. Entsprechend verlängert sich auch die Emissionsdauer. Kann man aus der Intensitätsinterferometrie auf die Dauer der einzelnen Phasen der Evolution des Kollisionssystems schließen, so ist es möglich den sogenannten **Softest Point** zu finden. Dies ist ein Punkt in der Zustandsgleichung, in dem der Druck sowie die Kompressibilität des Systems minimal werden, was ein Anzeichen für einen Phasenübergang zum QGP darstellt [Pratt, S., 1986].

Als Parameter für hydrodynamische Modelle [Humanic, T. J., 2010, Frodermann, E., Chatterjee, R. und Heinz, U., 2007] ist die Ausfrieretemperatur T_{Aus} von Bedeutung. Analog zu den Zeiten sind auch die Temperaturen in den verschiedenen Stadien einer Schwerionenkollision wichtig, um abzuschätzen ob ein Phasenübergang stattfand. Eine Möglichkeit diese zu extrahieren besteht in der Approximation der Spektren identifizierter Hadronen mittels Blast Wave Fit [Siemens, Philip J. und Rasmussen, John O., 1979]. Die HBT-Radien liefern ebenfalls Informationen zur Ausfrieretemperatur T_{Aus} des Systems [Chapman, S. und Nix, J. R., 1996]. Diese Abschätzung ist allerdings ungenau, da T_{Aus} zusätzlich mit anderen Größen korreliert ist. Aus den Blast Wave Fits ergeben sich Werte von etwa 120 MeV. Allerdings liefert die Betrachtung von experimentell ermittelten HBT-Radien kleinere Werte von etwa 100 MeV, was wiederum nach Gleichung 8.71 die Ausfrierzeit vergrößert [Sinyukov, Yu. M., Akkelin, S. V. und Tolstykh, A. Yu., 1996].

8.5.1 Abhängigkeit der HBT-Radien von der Multiplizität $dN_{ch}/d\eta$

Die extrahierten Radien aus HBT-Analysen beschreiben in expandierenden Kollisionssystemen, wie in Unterabschnitt 8.1.2.2 gezeigt, nicht die komplette teilchenemittierende Quellen, sondern, abhängig vom transversalen Paarimpuls k_T , bestimmte Homogenitätsregionen. Dennoch muss ein Zusammenhang zwischen initialer Geometrie der Kollision, der Bjorkenschen Überlappfläche, und den geometrischen HBT-Radien bestehen [Lisa, M. A. et al., 2005].

Es kann gezeigt werden, dass die Homogenitätslängen mit größer werdender Teilchenzahl dN_{ch} anwachsen [Aamodt, K. et al., 2011d,c]. In Schwerionenkollisionen ist die Multiplizität geometrisch gesteuert. Entsprechend skalieren die HBT-Parameter mit dem Stoßparameter b . Die initiale Geometrie des Stoßes bleibt in der finalen Zahl geladener Hadronen beim Ausfrieren erhalten.

Dies ist in p+p Kollisionen nicht der Fall. Die Projektile können als punktförmig betrachtet werden. Dennoch wird auch hier ein analoges Verhalten mit der Teilchenzahl wie in Kollisionen schwerer Kerne festgestellt. In leichten Systemen, in denen keine geometrische Erklärung möglich ist, wird diese Abhängigkeit als Hinweis eines stark wechselwirkenden Systems interpretiert. Eine modellhafte Erklärung wird in Kapitel 9, Unterabschnitt 9.5.2 gegeben.

In beiden Fällen ist ein Anwachsen der Radien mit zunehmender Multiplizität zu erwarten.

8.5.2 Abhängigkeit der HBT-Radien vom transversalen Paarimpuls k_T

Wie in Unterabschnitt 8.1.2.2 gesehen, werden die Homogenitätslängen durch die innere thermische Bewegung der Emissionsregion beeinflusst. Kollektive Effekte wirken der Expansion entgegen, was zu einer Abhängigkeit der HBT-Radien sowohl vom Gradienten der transversalen Flussgeschwindigkeit β_T als auch von der thermischen Geschwindigkeit $\sqrt{T_{Aus}/m_T}$ führt. Nach Chapman, S., Scotto, P. und Heinz, U. W. [1995] ergibt sich folgende Beziehung für die, durch die HBT-Radien gemessenen, Dimensionen R_{HBT} und die wirkliche geometrische Abmessung R_{geom} der Quelle.

$$\frac{1}{R_{HBT}^2} \approx \frac{1}{R_{geom}^2(\beta_T)} + \frac{1}{R_{therm}^2(\sqrt{T_{Aus}/m_T})}. \quad (8.72)$$

In Gleichung 8.72 sieht man, dass R_{HBT} kleiner als die geometrische Ausdehnung R_{geom} sein muss. Ist die Expansion stark, so ist dieser Unterschied groß.

Ebenso geht hervor, dass die in der Intensitätsinterferometrie gemessenen HBT-Radien bei fester Temperatur einzig von der transversalen Masse m_T abhängen. Über $m_T = \sqrt{m_\pi^2 + k_T^2}$ ergibt sich deren Abhängigkeit vom transversalen Paarimpuls k_T , welche durch Analyse der Korrelationsfunktion in verschiedenen Transversalimpulsklassen entschlüsselt werden kann. Nachfolgend wird die Abhängigkeit der HBT-Radien vom transversalen Paarimpuls in dreidimensionaler Parametrisierung, projiziert auf die Koordinaten nach Bertsch und Pratt, betrachtet.

R_{out} und R_{side} können für boostinvariante Expansion im LCMS durch folgende Relationen [Chapman, S., Nix, J. R. und Heinz, U. W., 1995, Chojnacki, M., Florkowski, W. und Csorgo, T., 2005, Csorgo, T. et al., 2003, Sinyukov, Yu. M., Akkelin, S. V. und Xu, Nu, 1999]

$$R_{out}^2(k_T) = R_{side}^2(k_T) + \frac{1}{2} \left(\frac{T_{Aus}}{m_T} \right)^2 \beta_T^2 \tau^2 \quad (8.73)$$

$$R_{side}^2(k_T) = \frac{R_{geom}^2}{1 + m_T/T_{Aus}\eta} \quad (8.74)$$

beschrieben werden. τ kann nach Gleichung 8.71 aus dem longitudinalen Geschwindigkeitsgradienten bestimmt werden. η ist die transversale Flussrapidität und folgt aus Wiedemann, U. A. und Heinz, U. W. [1999]. Sie kann auch durch die transversale Expansionsgeschwindigkeit v_T approximiert werden. Wie in Gleichung 8.74 zu sehen, entspricht R_{side} etwa der Länge R_{geom} . Beide Größen beschreiben die transversale Ausdehnung der Emissionsregion. Interessant ist, dass Gleichung 8.74 mit kleiner werdender transversaler Masse m_T saturiert. Dies bedeutet gleichzeitig eine Obergrenze für die Ausdehnung der Emissionsregion in diese Richtung. Verlaufen Abkühlung und Expansion auf gleichen Skalen, so ist die maximale transversale Ausdehnung der Emissionsregion erreicht. Dies entspricht physikalisch der, in Kapitel 3, Unterabschnitt 3.2.1 aufgeführten, Bedingung für thermisches Ausfrieren. Die kleinsten transversalen Massen analog kleinster transversaler Paarimpulse, sind zeitlich als letztes messbaren und entsprechen der größten Ausdehnung der teilchenemittierenden Sphäre. In Abbildung 8.4 ist dieses Verhalten ersichtlich. Folglich wird im Experiment eine Antikorrelation der HBT-Radien R_{out} und R_{side} mit dem transversalen Paarimpuls k_T erwartet.

Nach Sinyukov, dem Begründer des Konzepts der Homogenitätsregionen, kann der longitudinale HBT-Radius R_{long} analog Gleichung 8.71 durch

$$R_{long} = \tau \sqrt{\frac{T_{Aus}}{m_T}} \cdot \frac{1}{\cosh(y)} \quad (8.75)$$

ausgedrückt werden [Pratt, S., 1984]. Im CMS gilt $y = 0$ und Gleichung 8.75 vereinfacht sich zu

$$R_{long} = \tau \sqrt{\frac{T_{Aus}}{m_T}} = \tau \Delta v_z = \tau \Delta \bar{v}_{therm}. \quad (8.76)$$

Nun ähnelt diese Beziehung der Hubble-Gleichung zur Beschreibung der Expansion des Universums^P. Man sieht, dass sich für $m_T \gg T_{\text{Aus}}$ durch lineare Approximation der Verteilung von R_{long} über $1/\sqrt{m_T}$ die Ausfrierzeit τ extrahieren lässt. Gilt die Annahme $m_T \gg T_{\text{Aus}}$ nicht, so kann der Radius R_{long} durch Gleichung 8.71 beschrieben werden [Herrmann, M. und Bertsch, G. F., 1995]. Nach Kapitel 3, Unterabschnitt 3.2.2 werden Teilchen mit großem m_T wegen ihrer kleineren thermischen Geschwindigkeiten durch kollektiven Fluss stärker beschleunigt als leichte Teilchen. Der longitudinale Radius R_{long} skaliert im Falle eines longitudinalen Flusses ebenfalls mit m_T und somit auch mit k_T . Bei höheren m_T und für $m_T \gg T_{\text{Aus}}$ wird R_{long} kleiner. Gilt die Näherung $m_T \gg T_{\text{Aus}}$ nicht, so weicht die erwartete Antikorrelation des longitudinalen HBT-Radius mit dem transversalen Paarimpuls k_T auf [Pratt, S., 1984].

Neben den drei HBT-Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} sind die Kreuzterme in der vollständigen dreidimensionalen gaussförmigen Parametrisierung, projiziert auf die Koordinaten nach Bertsch und Pratt, zu beachten. Sie kodieren keine räumlichen Dimensionen, sondern messen Symmetrieeigenschaften sowie raumzeitliche Korrelationen der Quelle.

In Unterabschnitt 8.4.1.2 wurde argumentiert, dass $R_{\text{out, long}}$ verschwinden, sobald Boostinvarianz vorliegt. Dies entspricht einer Symmetrie in der z-Ebene und nur $R_{\text{out, long}}$ hängt von dieser Koordinate ab. Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, so kommt es zu raumzeitlichen Korrelationen. Umgekehrt ist $R_{\text{out, long}}$ ein Maß für die Boostinvarianz der Quelle. Messbar wird dies besonders, wenn man die Abhängigkeit dieses HBT-Parameters von der Paarrapidität betrachtet.

$R_{\text{out, side}}$ und $R_{\text{side, long}}$ verschwinden durch Azimutalsymmetrie, welche allerdings nur gewährleistet ist, wenn die Kollision zentral erfolgte und der Stoßparameter b verschwindet. Ist diese Symmetrie gebrochen, so ist die Teilchenemission vom Azimutwinkel bezüglich der Reaktionsebene abhängig. $R_{\text{out, side}}$ ist ein Maß für die Azimutabhängigkeit der Kollision.

Nach Wiedemann, U. A. [1998] kann der Kreuzparameter $R_{\text{side, long}}$ bei der Parametrisierung der Daten generell vernachlässigt werden.

8.5.3 Das RHIC HBT-Puzzle

2001 wurden die ersten Ergebnisse der Intensitätsinterferometrie bei RHIC veröffentlicht. Sowohl STAR [Adler, C. et al., 2001] als auch PHENIX [Adcox, K. et al., 2002] sahen in ihren Daten ein leicht abfallendes Verhalten für das Verhältnis $R_{\text{out}}/R_{\text{side}}$. Für die betrachteten k_T -Bins lagen die Werte zwischen 1 GeV/c und 0.8 GeV/c.

Konträr wurde in verschiedenen Modellen erwartet, dass, sollte ein QGP erzeugt worden sein, $R_{\text{out}}/R_{\text{side}}$ entweder generell mit k_T ansteigt (nur hadronische Streuung), oder bis etwa $k_T = 0.15$ GeV/c ansteigt und dann um den Wert 1 saturiert. Beide Voraussagen wurden durch RHIC nicht bestätigt obwohl andere Signaturen darauf hindeuteten, dass ein Phasenübergang erfolgte. Die überraschende Feststellung, dass sowohl hydrodynamische Modelle als auch **Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD)** das Verhältnis $R_{\text{out}}/R_{\text{side}}$ nicht beschreiben können, wird als **RHIC HBT-Puzzle** bezeichnet. Wie im nächsten Kapitel gezeigt, konnten die RHIC-Ergebnisse durch ALICE zunächst bestätigt werden.

8.6 Bestimmung der systematischen Fehler

Nachdem die experimentelle Korrelationsfunktion berechnet wurde und durch geeignete Parametrisierung die HBT-Radien bestimmt werden konnten, gilt es die systematischen Fehler zu verstehen und zu bestimmen. In folgendem Abschnitt soll versucht werden dies möglichst geordnet vorzunehmen. Um eine Systematik zu erhalten, werden die plausiblen systematischen Fehler in folgende Unterkategorien unterteilt.

Deren erste Art liegt in der experimentellen Bestimmung der Korrelationsfunktion. Hierbei ist insbesondere die Bildung des Hintergrundes genau zu verstehen. Die zweite Quelle systematischer Unsicherheiten folgt aus der Parametrisierung und der Extraktion der HBT-Radien.

^P Edwin Hubble (1889-1953) - amerikanischer Astrophysiker

Darüber hinaus sind Unterschiede in der Bestimmung der systematischen Fehler zwischen leichten Systemen wie p+p und Kollisionen schwerer Kerne wie Pb+Pb zu beachten.

Die Polarität des Magnetfeldes in ALICE hatte keinen Einfluss auf die systematischen Unsicherheiten der Analyse. Gleiches gilt für den Vergleich positiver und negativer Pionen, zu sehen in Kapitel 9, Unterabschnitt 9.2.1. Auch weitere Einteilchenauswahlkriterien sind für den statistischen Fehler vernachlässigbar.

Bei Bildung des Hintergrundes wurden zwei unterschiedliche Verfahren verwendet und miteinander verglichen. Neben „Eventmixing“ bot UNICOR die Möglichkeit den Hintergrund mittels Rotation zu generieren. Die HBT-Radien, extrahiert aus Korrelationen mit einem solchen Hintergrund, sind zwischen 9 und 21% kleiner als bei Verwendung des „Eventmixings“. Der systematische Fehler wird hierdurch asymmetrisch.

Eine weitere Quelle systematischer Unsicherheiten, besonders in p+p, ist die Behandlung unterliegender, nichtfemtoskopischer Strukturen, wie die später noch zu diskutierenden Minijets. Diese Strukturen werden, wie in Kapitel 9, Abschnitt 9.2 gezeigt, mittels Monte Carlo Simulationen modelliert und anschließend mittels Gleichung 9.3 (eindimensional) oder Gleichung 9.7 (dreidimensional) angepasst. In der Parametrisierung der experimentellen Korrelationsfunktion sind diese Fitparameter zu berücksichtigen. Der Anstieg durch Minijets (besonders in den höchsten k_T -Klassen) konnte mit einer Genauigkeit von unter 10% angepasst werden. Variierte man die Fitparameter dieses nichtfemtoskopischen Hintergrundes um 10% so wurden Änderungen der HBT-Radien zwischen 1% und 13% festgestellt.

Ebenso wurde die Weite der zu fittenden Bereiche variiert. Generell musste sichergestellt werden, dass dieser in jedem Fall den BEC bedingten Anstieg in der Korrelationsfunktion komplett erfasst. Der Einfluss auf die HBT-Radien durch Änderung der Fitweite zwischen 0.8 und 1.2 GeV/c führte zu einer systematischen Unsicherheit zwischen 1% und 10%. Der Einfluss der Paarselektion auf die HBT-Radien erwies sich in p+p als vernachlässigbar gering. Da ALICE speziell für hohe Multiplizitäten in Schwerionenkollisionen ausgelegt ist, war die Spurseparation in Protonkollisionen nahezu ideal.

Der Einfluss der Impulsauflösung des Detektors ist in p+p ebenfalls unbedeutender als in Pb+Pb. Die Radien in p+p sind um einen Faktor 4 kleiner als in Pb+Pb, der Anstieg in den Korrelationsfunktionen entsprechend weiter. Bei einem rekonstruierten Radius von 2 fm betrug der Effekt durch imperfekte Impulsauflösung 4%. Besonders die letzten beiden Einflüsse werden in Pb+Pb Kollisionen bedeutsam und entsprechend in Kapitel 9, Abschnitt 9.6 nochmals genauer betrachtet.

In Tabelle 8.1 wurde eine Zusammenstellung der systematischen Einflüsse der HBT-Radien in p+p vorgenommen. Darüber hinaus findet sich in Aamodt, K. et al. [2011d] eine Übersicht.

Einfluss	systematische Fehler
Einteilchenselektion	< 1%
Magnetfeld	< 1%
$\pi^+ \pi^+$ vgl. $\pi^- \pi^-$	< 1%
Hintergrund („Eventmixing“ - Rotation)	9%-21%
nichtfemtoskopischer Hintergrund	1%-13%
Fitweite (0.8-1.2 GeV/c)	1-10%
Paarselektion (splitting - merging)	< 1%
Impulsauflösung	< 4%

Tabelle 8.1: Systematische Fehler der HBT Analyse identischer Pionen aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV sowie $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV.

Unterschiede zwischen den beiden HBT-Umgebungen UNICOR und AliFEMTO wurden nicht in die systematischen Fehler einbezogen. Die Ergebnisse beider Analyseprogramme konnten einander (bei identischer Wahl der Parameter) bestätigen. Darüber hinaus finden sich in folgendem Kapitel 9 weitere Betrachtungen zu systematischen Unsicherheiten der HBT Analysen identischer Pionen aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV sowie $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV. Die systematischen Fehler werden für jede k_T - und jeden Multiplizitätsklasse jeweils separat bestimmt und quadratisch addiert.

Kapitel 9

Intensitätsinterferometrie in p+p in ALICE

Nachdem im vorherigen Kapitel eine allgemeine Einführung in die Intensitätsinterferometrie gegeben wurde, wird sich dieses speziell mit aktuellen Ergebnissen aus Korrelationen identischer ($\pi^+\pi^+$, $\pi^-\pi^-$) sowie nicht identischer Pionenpaare ($\pi^+\pi^-$) aus p+p Kollisionen, gemessen am LHC bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV sowie $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV, befassen. Die Abhängigkeit der HBT-Radien sowohl von der Multiplizität $dN_{ch}/d\eta$ als auch vom transversalen Paarimpuls k_T wurde untersucht.

Durch die hohe Statistik, die der LHC im ersten vollständigen Betriebsjahr bereitstellte, konnte eine differentielle Betrachtung der pionemittierenden Quelle in drei Dimensionen vorgenommen werden. Hierzu wurden Projektionen der Korrelationsfunktionen auf die kartesischen Koordinaten q_{out} , q_{side} und q_{long} nach Bertsch und Pratt, deren Einführung in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.3.1.1 geschah, betrachtet. Die Parametrisierung mittels dreidimensionaler Gauss-Funktionen erwies sich als nicht optimal. Entsprechende Untersuchungen zeigten Verbesserungen durch Anpassung mit Exponentialfunktionen. Alternativ erfolgte eine Expansion der Korrelationsfunktionen in Kugelflächenfunktionen.

9.1 Intensitätsinterferometrie in ALICE

In ALICE existieren zwei parallel entwickelte Umgebungen zur Untersuchung bosonischer Zweiteilchenkorrelationen. Beide Pakete beruhen auf dem, für dieses Experiment spezialisierten, ROOT-Ableger AliROOT [Aamodt, K et al., 2010c] und somit auf der Programmiersprache C++. Die Entscheidung zwei unabhängige Femtoskopieumgebungen innerhalb ALICE zu etablieren erwies sich, nicht zuletzt durch verschiedene Gegenprüfungen der erzielten Ergebnisse, die so möglich wurden, als äußerst hilfreich.

- **Universal Correlations - UNICOR**

Eine Umgebung zur Bestimmung der Zweiteilchenkorrelationen in ALICE ist das für das vormalige AGS Experiment E877 [Barrette, J. et al., 1999] entwickelte **UNI**versal **COR**relations (UNICOR). Dieses zeichnet sich durch seine hohe Modularität aus. Es ist so geschrieben, dass verschiedene Experimentdaten (CERES, ALICE, CBM) identisch bearbeitet werden können, und stellt die Vergleichbarkeit der Ergebnisse sicher. Dies ist umso begrüßenswerter, da sich im Laufe der Jahre eine Vielzahl von unterschiedlichen Analyseumgebungen für die Intensitätsinterferometrie herausbildeten, was eben jener wünschenswerten Vergleichbarkeit abträglich war.

- **Alice Femtoscopy - AliFEMTO**

Die zweite Umgebung, die zur Bestimmung von Korrelationsfunktionen genutzt wird, ist **Ali**ce**FEM**Toscopy (AliFEMTO) [Aamodt, K et al., 2010b]. Diese entstammt der Femtoskopieanalyse von STAR [Adams, J. et. al., 2005]. Ihre Hauptvorteile liegen in der breiten Zahl an Anwendern, was Entwicklung und Fehlerbehebung extrem vereinfacht. Darüber hinaus ist es unkompliziert in

der Bedienung. Einzig ein vorgefertigtes Konfigurationsmakro muss den jeweiligen Bedingungen angepasst werden.

9.2 Intensitätsinterferometrie identischer Pionen in ALICE in p+p bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV

Seit dem 7. Dezember 2009 werden durch den LHC p+p Kollisionen bei stabilem Strahl bereitgestellt und in der ALICE TPC sowie dem ITS gemessen. In der ersten halbmonatigen Betriebsperiode, die primär der Kommissionierung des Beschleunigers diente, wurden Protonen mit einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV, der Einschussenergie nach Vorbeschleunigung durch den SPS, kollidieren gelassen. Die Zahl der Teilchenbündel, auch Bunches, betrug maximal 4, was zu einer Luminosität von $10^{26} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-2}$ führte. Die Rate der Datennahme lag bei wenigen Hz. Es konnten etwa $3 \cdot 10^5$ Ereignisse genommen werden. Hierbei handelte es sich um Minimum Bias Ereignisse, welche durch ein Signal in V0 oder im ITS-SPD getriggert wurden. Um Beam Gas oder Beam Halo Ereignisse auszuschließen, wurde die zeitliche Korrelation des Signals in den Triggerdetektoren mit einem solchen in den Beam Pickup Zählern gefordert ^a. Die Triggereffizienz betrug 97% [Aamodt, K. et. al., 2010a,b]. Als dieser Lauf am 19. Dezember 2009 endete, war die erste Veröffentlichung über die Ergebnisse der Untersuchung der Zweiteilchenkorrelationen identisch geladener Pionen in ALICE kurz vor der Fertigstellung [Aamodt, K. et al., 2010b]. Allerdings wurden 2010 zur Verbesserung der Statistik weitere Hochintensitätsdaten bei 900 GeV genommen. Hierbei fand eine signifikante Steigerung der Luminosität statt. Auch jene Ereignisse wurden für diese Dissertation analysiert. Es gelang hiermit die statistischen Fehler zu reduzieren und ein vertieftes Verständnis zu gewinnen. In dieser wesentlich längeren Laufzeit wurden weitere $8 \cdot 10^6$ Minimum Bias Ereignisse aus p+p Kollisionen aufgezeichnet.

9.2.1 Intensitätsinterferometrie in einer Dimension

Der einfachste Fall einer Korrelationsfunktion ist der, in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.4.1.1 beschriebene, bei dem die Pionpaare im CMS gebildet und über den lorentzinvarianten Paarimpuls q_{Inv} aufgetragen werden. Hierbei ist die relative Impulsdifferenz definiert durch

$$q_{Inv} = \sqrt{-(p_1 - p_2)^2} = \sqrt{m_{Inv}^2 - 4m_\pi^2}. \quad (9.1)$$

Analog kann dies auch im LCMS geschehen, wobei hier alle Impulse mit dem Index LCMS versehen werden. Darüber hinaus sind die Paarimpulsdifferenzen in diesem Fall nicht mehr lorentzinvariant. Zur Bestimmung des Hintergrunds wurde sowohl auf Rotation einer Spur des betrachteten Paares um 180° in der xy-Ebene als auch auf „Eventmixing“ zurückgegriffen. In Abbildung 9.1 sind das Signal aus den echten Teilchenpaaren, der Zähler, sowie der Hintergrund, sowohl mit UNICOR als auch mit AliFEMTO bestimmt, in einem Histogramm aufgetragen. Für AliFEMTO wurden die relativen Paarimpulse im Unterschied zu UNICOR im LCMS gebildet. Aus dem Verhältnis von Signal und Hintergrund erhält man nach Normierung, wie in Gleichung 8.24 gezeigt, eine eindimensionale Korrelationsfunktion ^b. Links wurde der Hintergrund $B(q)$ mittels „Eventmixing“ von jeweils 10 Ereignissen erzeugt. Hierdurch erhöht sich die Statistik im Nenner. Rechts wurde der Hintergrund durch Rotation, beschrieben in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.2.2.1, generiert. Nach Bildung der Korrelationsfunktion ist in diesem Fall keine Normierung notwendig.

In Abbildung 9.2 sind für UNICOR und AliFEMTO die eindimensionalen Korrelationsfunktionen C_2

^a Die Strahlführung im LHC ist evakuiert. Dennoch kann es zu Stößen der Teilchenbündel mit Restgasmolekülen kommen. Man spricht von Beam Gas Ereignissen.

Beam Halo Ereignisse sind extrem dezentrale Stöße, bei denen ein Teilchenstrahl den Halo des entgegenkommenden Teilchenbündels trifft.

^b Die Normierung erfolgt immer so nah wie möglich am durch HBT-Effekt bedingten Anstieg, darf diesen jedoch nicht erfassen.

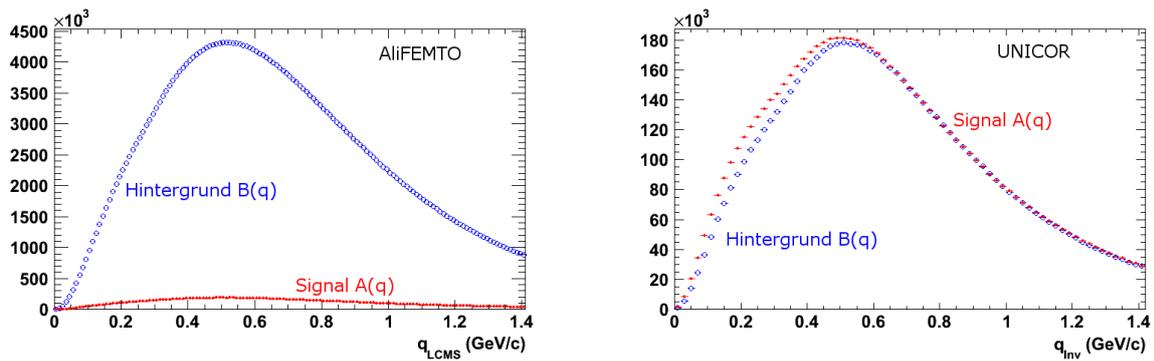


Abbildung 9.1: Signal $A(q)$ und Hintergrund $B(q)$ identischer Pionpaare $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE. Rot ist das Signal dargestellt, während die blauen, offenen Kreise den Hintergrund zeigen. Links ist das Ergebnis einer Analyse mit AliFEMTO zu sehen. Der Nenner wurde durch „Eventmixing“ von 10 Ereignissen erzeugt. Rechts ist ein UNICOR Resultat mit einem, auf Rotation beruhenden, Hintergrund abgebildet.

berechnet aus Signal und Hintergrund aus Abbildung 9.1 gezeigt. Hierbei wurden in den UNICOR Ergebnissen „Eventmixing“ und Rotation miteinander verglichen. Die Daten wurden nach der Rekon-

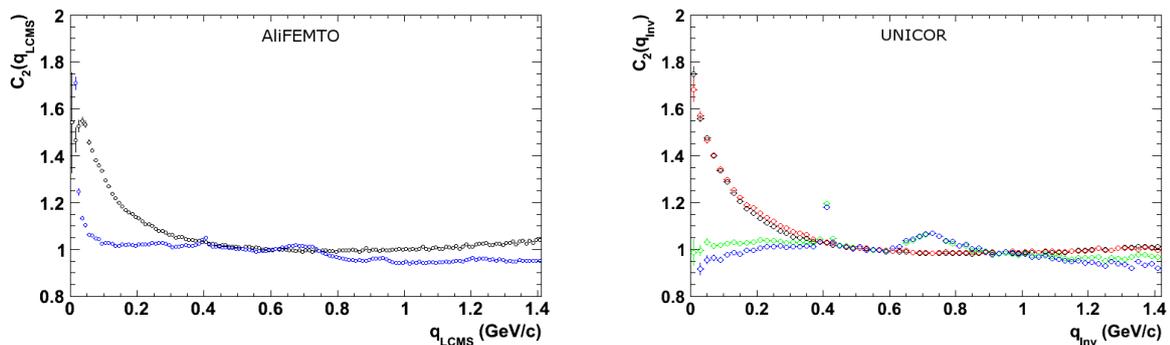


Abbildung 9.2: Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE. Zusätzlich ist selbige für nicht identische Pionen $\pi^+\pi^-$ abgebildet. Diese zeigt bei kleinen Relativimpulsen q keinen, durch BEC bedingten, Anstieg. Jedoch offenbart die Korrelationsfunktion gegensätzlich geladener Pionen ein reichhaltiges Spektrum an Mesonresonanzen. Links ist die Korrelationsfunktion mittels AliFEMTO gebildet worden. Schwarz ist C_2 aus identischen Pionen, während blau die Korrelationsfunktion aus Pionpaaren unterschiedlicher Ladung ist. Rechts das analoge Ergebnis mittels UNICOR. Schwarz ist eine Korrelationsfunktion identischer Pionen, die mittels „Eventmixing“ gebildet wurde. Blau ist die zugehörige Korrelationsfunktion nicht identischer Pionpaare. Rot und Grün wurden mit Rotation erzeugt.

struktion auf ihre physikalische Tauglichkeit überprüft. Nur ausgezeichnete Läufe, die in der ALICE Run Condition Table (RCT) entsprechend gekennzeichnet waren, fanden Verwendung.

Durch das ITS wird der Vertex des Ereignisses bestimmt. Für die Ereignisauswahl wurden ein solcher innerhalb ± 10 cm um das Zentrum der TPC, den nominalen Kollisionspunkt in der Mitte der Driftelektrode, in z-Richtung verlangt. Darüber hinaus musste sich dieser in der xy-Ebene innerhalb der Strahlführung bei einem maximalen Abstand von 1 cm von deren Mitte befinden. Eine Position außerhalb wäre physikalisch nicht sinnvoll. Mindestens eine, in der TPC und dem ITS rekonstruierte, Spur pro Ereignis wurde gefordert. Hierzu siehe die Diskussion zur Verwendung von Ereignissen mit nur einer Teilchenspur für das „Mixing“ in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.2.2.2^c. Darüber hinaus wurde die zentrale ALICE Physikauswahl, die **Physics Selection**, benutzt [Aamodt, K et al., 2010h].

^c Während diese Überlegung in Schwerionenkollisionen wegen der hohen Multiplizität nebensächlich ist, kann es in p+p durchaus vorkommen, dass ein Ereignis nur eine einziges Teilchen enthält.

Nach den Events mussten die Spuren in einzelnen Ereignissen selektiert werden. Gefordert wurde die Rekonstruktion durch das ITS und die TPC. Einzig der ITS-SPD wurde nicht explizit verlangt. Die minimale Zahl an Clustern in der TPC wurde mit 70 von maximal 159 festgelegt. Die Spurauflösung dieses Subsystems betrug zwischen 2 und 3 mm, die Impulsauflösung für Pionen mit 0.5 GeV/c etwa 1%.

Die Abweichung der rekonstruierten Trajektorien geladener Teilchen vom Vertex durfte in z-Richtung nicht mehr als 0.25 cm und in der Transversalebene nicht mehr als 0.2 cm betragen. Des Weiteren wurden Kinks von vornherein nicht zugelassen ^d. Zuletzt wurde ein p_T -Bereich von minimal 0.12 GeV/c bis maximal 10.0 GeV/c gesetzt. Transversale Impulse, die kleiner als 100 MeV/c sind, kann das ITS nicht messen. Die Teilchentrajektorien sind so stark gekrümmt, dass sie den Vertexdetektor nicht erreichen. Durch diese Grenze in der Akzeptanz des Detektors können Pionpaare mit $k_T \leq 100$ MeV/c nicht detektiert werden.

Ebenfalls zu den Trackcuts zählt die Teilchenidentifikation. Für die PID im ITS und der TPC siehe Kapitel 4. Allerdings erweist sich diese Analyse als nicht besonders sensitiv für fehlidentifizierte Teilchen. In Abbildung 9.3 ist ein dE/dx Spektrum der obigen Untersuchung abgebildet, welches ein reines Pionsample zeigt ^e.

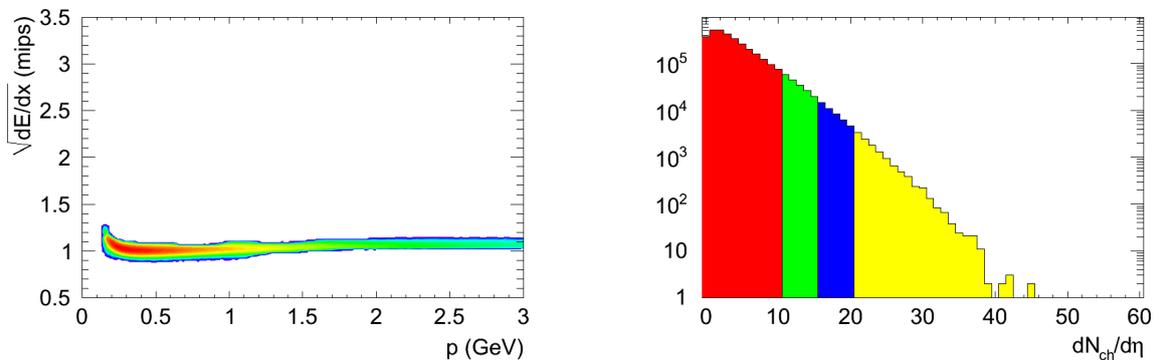


Abbildung 9.3: Links ein dE/dx Spektrum aus einer eindimensionalen HBT-Analyse nach der Spurauswahl inklusive PID aus $p+p$ Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE. Zu sehen ist ausschließlich die Pionlinie, was zeigt, dass eine reine Auswahl erzeugt werden konnte. Rechts ist die Teilchenzahlverteilung zu sehen.

Zuletzt geschieht die Paarselektion. Auch die Verwendbarkeit der Pionpaare wird durch Auswahlkriterien eingeschränkt. Allerdings erwiesen sich Zweiteilchenkorrelationen in $p+p$ weit weniger empfindlich für Paarcuts als dies für HBT in Schwerionensystemen der Fall ist.

Diese dienen in erster Linie dazu vermeintliche Paare zu entfernen, die in Realität auf einem einzigen Teilchen, das doppelt rekonstruiert wurde, beruhen (**Splitting**). Ursache hierfür ist zum Beispiel die Kreisbewegung eines Teilchens mit niedriger Energie im Magnetfeld des Experiments. Zum zweiten sollen Teilchenpaare entfernt werden, die wegen begrenzter Auflösung des Detektors nicht als solche erkannt, sondern als einzelne Spur rekonstruiert werden (**Merging**). Dass sich die Paarauswahlkriterien in $p+p$, mit vergleichsweise niedriger Multiplizität, als wenig relevant erwiesen, ist nicht zuletzt der hervorragenden Spurseparationsfähigkeit der Rekonstruktion durch das Experiment zu verdanken. In Tabelle 9.1 sind die Auswahlkriterien der Intensitätsinterferometrie in ALICE zusammengefasst.

In diesem einfachsten Fall einer eindimensionalen Korrelationsfunktion sieht man in Abbildung 9.2, dass diese nicht gaussförmig ist. Ähnliches wurde schon in früheren Experimenten in $p+p$ festgestellt [Angelopoulos, A. et. al., 1998]. Hierfür gibt es zwei Erklärungen. Zum einen kann angenommen werden, dass die Emissionsfunktion $S(r, q)$ der pionemittierenden Quelle ebenfalls nicht gaussförmig ist. Zum zweiten ist es möglich, dass es neben dem BEC bedingten Anstieg bei kleinem q noch weitere Physik

^d Kinks sind Hadronen, die unter Emission eines neutralen Teilchens zerfallen. Da der Detektor diese ungeladenen Partikel nicht identifizieren kann, macht die Teilchenspur optischen einen plötzlichen Knick.

^e Sollte nichts anderes ausdrücklich aufgeführt sein, so sind in allen weiteren Analysen zuvor erläuterte Cuts verwendet worden.

Auswahlkriterien der Intensitätsinterferometrie	
Ereignisselektion	
z-Vertex	± 10 cm
xy-Vertex	± 1 cm
Minimale Zahl an Teilchen pro Ereignis	1
ALICE Physics Selection	Ja
Teilchenselektion	
TPC Refit	Ja
ITS Refit	Ja
Pseudorapidität η	$ \eta < 1.2$
Minimale Anzahl Cluster in der TPC	70
Minimale Anzahl Cluster im ITS	2
p_T	$0.12 \text{ GeV}/c < p_T < 10 \text{ GeV}/c$
χ^2/N_{cls}	< 4.0
ZDC Vertex z	± 0.3 cm
ZDC Vertex xy	± 0.02 cm
Paarselektion	
Anteil gemeinsam verwendeter Hits	$< 5\%$
Abstand Eingang TPC - xy	3 cm
Abstand Eingang TPC - z	3 cm

Tabelle 9.1: Auswahlkriterien (Cuts) für die Intensitätsinterferometrie in p+p mit ALICE Daten.

in diesem Bereich gibt. Besonders stehen Zerfälle von Resonanzen, die generell exponentiell stattfinden, unter Verdacht. Mit der Statistik, die der LHC in p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV liefert, soll diese nichtgaussförmige Morphologie der Korrelationsfunktion genauer untersucht werden.

Ebenso zeigt sich, dass C_2 bei großen Paarimpulsen q leicht über 1 anwächst und stetig steigt. Dieser Anstieg lässt sich über die Einteilung der Multiplizität und der Vertexposition im „Eventmixing“ beeinflussen. Hierzu wurden jeweils fünf Multiplizitäts- und Vertexklassen eingeführt. Während das Multiplizitätsbinning einen leichten Einfluss auf das Verhalten von C_2 bei großen Relativimpulsen q hat, zeigt das Vertexbinning keinen Effekt.

Selbst die Korrelationsfunktion C_2 , gewonnen aus Rotation eines Teilchens des Pionpaares um 180° in der Transversalebene, gezeigt rechts in Abbildung 9.2, steigt, wenn auch schwächer als die auf „Eventmixing“ beruhende Kurve, an. Eine Erklärung für diesen Anstieg liefern, durch Energie-Impuls-Erhaltung induzierte, Korrelationen. Diese Energy-Momentum-Conservation-Induced Correlations (EMCIC) sind in Bertsch, G. F., Danielewicz, P. und Herrmann, M. [1994] sowie Chajecski, Z. und Lisa, M. [2008] ausführlich erläutert.

Darüber hinaus zeigt Abbildung 9.2, dass beide Analyseumgebungen, AliFEMTO und UNICOR, identische Korrelationsfunktionen liefern. Außerdem stellte sich heraus, dass die HBT-Radien aus Korrelationen, welche durch Rotation eines Pions des betrachteten Paares erzeugt wurden, durchschnittlich 9% bis 21% kleiner sind, als die mittels „Eventmixing“ bestimmten Werte. Dieser Unterschied geht, wie in Kapitel 8, Abschnitt 8.6 beschrieben, in den systematischen Fehler, der hierdurch asymmetrisch wird, ein.

Bis hier wurde stillschweigend angenommen, dass Paare aus positiv und negativ geladenen Pionen zusammen verwendet werden können^f. Dies muss jedoch eigentlich erst gezeigt werden. In Abbildung 9.4 sind Korrelationsfunktionen aus positiv geladenen ($\pi^+\pi^+$) und negativ geladenen Pionpaaren ($\pi^-\pi^-$) miteinander verglichen. Optisch unterscheiden sich deren Korrelationen nicht. Auch die extrahierten HBT-Radien $R_{\text{Inv}}^{\pi^+} = 0.835 \pm 0.057$ fm und $R_{\text{Inv}}^{\pi^-} = 0.832 \pm 0.071$ fm für $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV und $R_{\text{Inv}}^{\pi^+} = 1.022 \pm 0.045$ fm sowie $R_{\text{Inv}}^{\pi^-} = 1.048 \pm 0.041$ fm für $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV stimmen innerhalb der statistischen Fehler überein. Dieses Ergebnis bestätigt sich auch bei Binning in transversalem Impuls k_T sowie Multiplizität $dN_{\text{ch}}/d\eta$. In nachfolgenden Analysen werden grundsätzlich beide Pionarten zusammen

^f Eigentlich sollte nach der Argumentation in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.1.4 ein Unterschied in den Radien zwischen positiven und negativen Pionpaaren bestehen.

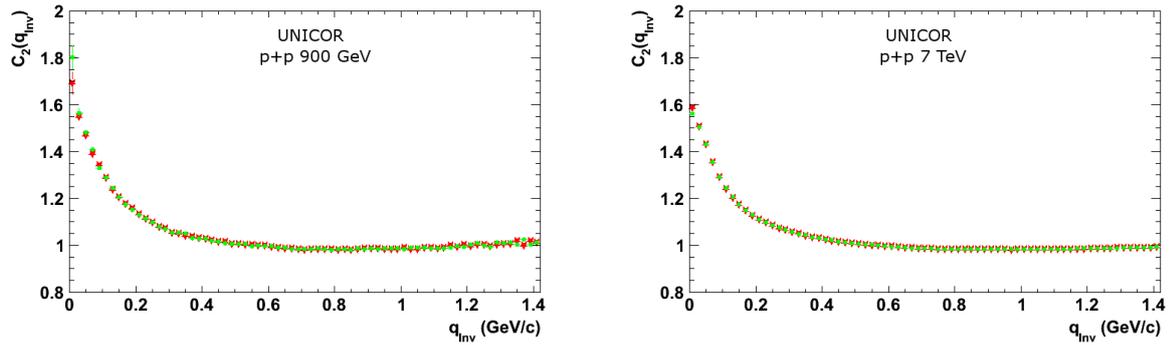


Abbildung 9.4: Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV (links) und 7 TeV (rechts) gemessen mit ALICE. Verglichen wird die Korrelationsfunktion für positiv geladene Pionpaare $\pi^+\pi^+$ (rot) mit der aus negativ geladenen Pionpaaren $\pi^-\pi^-$ (grün).

verwendet, was sich positiv auf die zur Verfügung stehende Statistik auswirkt.

Um die Ergebnisse mit anderen Experimenten vergleichen zu können, wurde die Korrelationsfunktion mit einer Gauss-Funktion der Form

$$G_2(q) = K(q) \cdot \lambda \cdot \exp(-R^2 q^2) \quad (9.2)$$

parametrisiert. In dieser ist $K(q)$ die Coulomb-Korrektur, die berücksichtigt, dass sich identisch geladenen Pionen bei kleinen Paarimpulsen, analog kleinem Relativabstand, elektromagnetisch abstoßen. Hierzu wurde die Coulomb-Wellenfunktion über eine Sphäre mit einem Durchmesser von 1 fm gemittelt. Allerdings zeigte sich, dass dieser Effekt selbst im ersten Bin der Korrelationsfunktion, also bei einem Paarimpuls von 0.00 GeV/c bis 0.07 GeV/c, nur einen Einfluss von 6% auf C_2 hat und den ermittelten HBT-Radius um 0.05 fm verkleinert. Die Korrelationsfunktion fällt leicht ab und wird hierdurch etwas flacher. Eine genauere Erläuterung findet sich in Kapitel 8, Abschnitt 8.1.4.

Des Weiteren ist λ die Korrelationsstärke, die schon in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.1.3 diskutiert wurde. Um den Anstieg der Korrelationsfunktion bei großem q sowie den, nicht durch BEC bedingten, physikalischen Hintergrund zu modellieren, wurde auf ein Polynom 2. Grades zurückgegriffen.

$$D_2(q) = a + bq + cq^2. \quad (9.3)$$

Zusammen mit der Coulomb-Korrektur erhält man die, schon in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.4.1.2 eingeführte, Form der Parametrisierung.

$$C_2(q) = \left((1 - \lambda) + \lambda K(q) \cdot (1 + \exp(-R^2 q^2)) \right) \cdot D_2(q). \quad (9.4)$$

Die Parameter in $D_2(q)$ sind jedoch nicht frei wählbar, sondern ergeben sich aus dem physikalischen Hintergrund, der **Grundlinie** [§].

Um diese zu erhalten, wurde auf die Korrelation entgegengesetzt geladener Pionen $\pi^+\pi^-$ zurückgegriffen. Von diesen erwartet man durch Unterscheidbarkeit der Teilchen eines Paares, dass sie keinen HBT-bedingten Anstieg bei kleinen Relativimpulsen q zeigen. Diese Korrelationen selbst können jedoch, wegen vielfältiger Resonanzen, die sich in ihnen finden, nicht direkt verwendet werden. Darüber hinaus fragmentieren Minijets wegen Ladungserhaltung bevorzugt in $\pi^+\pi^-$. Stattdessen wurden Simulationen mit PYTHIA [Sjostrand, T., 2008], EPOS [Porteboeuf, S., Pierog, T. und Werner, K., 2010] und PHOJET [Bopp, 1998] mit den $\pi^+\pi^-$ -Korrelationen verglichen, was in Abbildung 9.5 gezeigt ist. Hierdurch konnte deren Eignung für die Parametrisierung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes validiert werden.

[§] Mit Hintergrund ist nicht der Zähler in der Korrelationsfunktion (Normierung), sondern die Grundlinie, bestimmt durch nichtfemtoskopische physikalische Effekte sowie den Einfluss des Detektors gemeint. Dieser bleibt auch nach Bildung der Korrelationsfunktion erhalten und muss mittels Simulationen sowie Korrelation nicht identischer Pionen $\pi^+\pi^-$ verstanden und abgezogen werden.

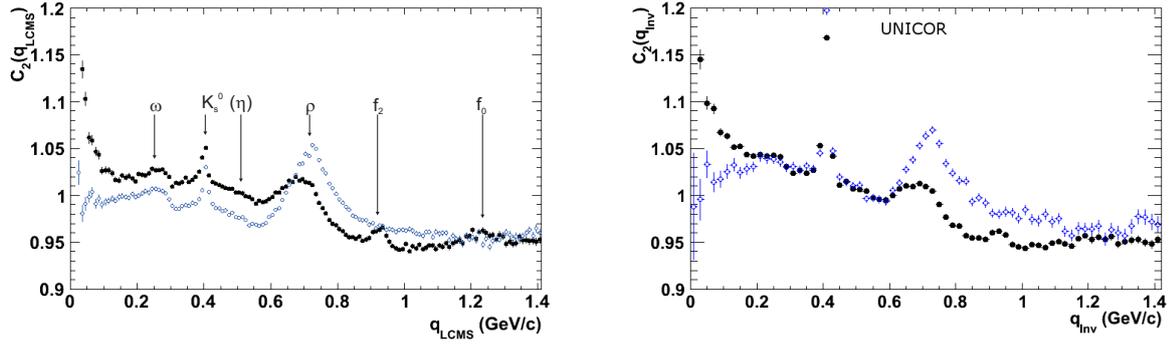


Abbildung 9.5: Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 nicht identischer Pionen $\pi^+\pi^-$ aus $p+p$ Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE (schwarz). Verglichen wird diese mit der Korrelation nicht identischer Pionpaare $\pi^+\pi^-$ aus PHOJET Simulationen (blau).

Verschiedene Tests zeigten, dass besonders die PHOJET und PYTHIA Monte Carlos den Verlauf der Korrelationsfunktion nicht identischer Pionen gut wiedergeben ($<10\%$). Ein Indiz war, dass die wichtigsten Resonanzen in diesem Spektrum, wie das ρ bei 0.71 GeV/c und das K_S^0 bei 0.41 GeV/c, gefunden werden konnten. Interessant ist deren Positionsverschiebung im Experiment gegenüber der Simulation hin zu kleineren Paarimpulsdifferenzen. Ursächlich hierfür ist, dass Simulationen für diese Resonanzen die jeweilige Vakuumruhemasse m_0 annehmen, was in Realität durch dynamische Massenerzeugung nicht gewährleistet ist. Zusätzlich ist zu beachten, dass besonders Pionpaare aus η , ω - und K_S^0 -Zerfällen die Korrelationen reduzieren. Sie gehen, da unkorreliert, in die Korrelationsstärke λ ein.

Nun kann der nichtfemtoskopische Hintergrund der experimentellen Korrelation aus der Parametrisierung der Korrelation identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ mittels validierter Simulation bestimmt werden. Korrelationen identischer Pionen aus Monte Carlo werden hierzu mit Gleichung 9.3 gefittet und die Parameter a , b und c festgelegt. Mit diesem Hintergrund wird die experimentelle Korrelationsfunktion selbst parametrisiert. Die finalen Anpassung ist Abbildung 9.6 zu entnehmen.

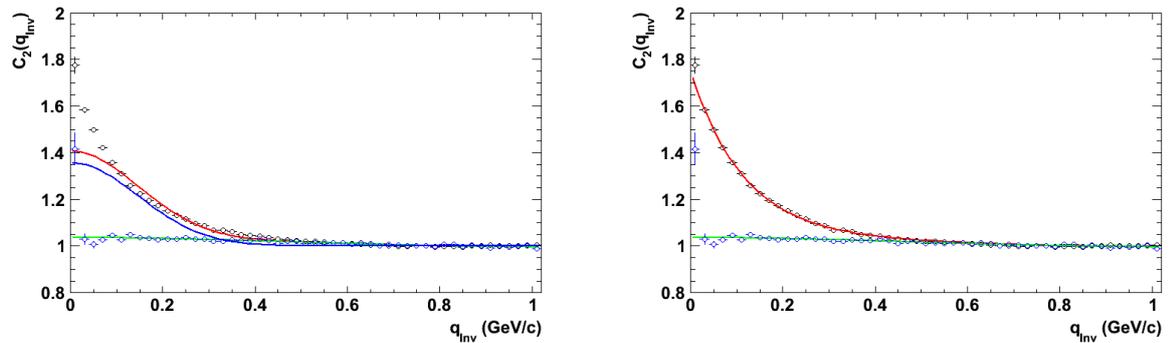


Abbildung 9.6: Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen aus $p+p$ Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE. Verglichen wird die Korrelationsfunktion identisch geladener Pionpaare $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ (schwarz) mit einer PHOJET Simulation (blaue Kreise). Die grüne Linie beschreibt die Anpassung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes, während die blaue Linie den gaussförmigen Anstieg erfasst. Rot ist beider Kombination. Rechts wurde die Anpassung mittels Exponentialfunktion nach Gleichung 8.69 vorgenommen.

Der eindimensionale HBT-Radius R_{Inv}^G eines gaussförmigen Fits der Korrelationsfunktion unter Berücksichtigung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes ist $0.834 \pm 0.056(\text{sys.}) \pm 0.072(\text{stat.})$ fm. Die Korrelationsstärke λ^G , hat einen Wert von 0.392 ± 0.022 . Für die exponentielle Anpassung ergibt sich der eindimensionale HBT-Radius R_{Inv}^E zu $0.813 \pm 0.061(\text{sys.}) \pm 0.042(\text{stat.})$ fm und die Korrelationsstärke λ^E zu 0.731 ± 0.052 . Die Radien beider Parametrisierungen stimmen innerhalb der statistischen und sy-

stematischen Fehler überein ^h. Jedoch ist die Korrelationsstärke für die exponentielle Anpassung fast doppelt so groß wie im Falle einer gaussförmigen Parametrisierung nach Gleichung 9.4. In Tabelle 9.2 sind die Fitparameter zusammengefasst ⁱ.

Parameter	Wert	stat. Fehler	sys. Fehler
Gaussförmige Parametrisierung			
R_{Inv}^G (fm)	0.834	± 0.072	+0.056 -0.094
λ^G	0.392	± 0.022	-
Parametrisierung Exponentialfunktion			
R_{Inv}^E (fm)	0.813	± 0.061	+0.042 -0.057
λ^E	0.731	± 0.052	-
Hintergrund			
a	$-8.505 \cdot 10^{-3}$	$3.761 \cdot 10^{-4}$	-
b	$-1.006 \cdot 10^{-1}$	$7.403 \cdot 10^{-2}$	-
c	$6.841 \cdot 10^{-2}$	$4.393 \cdot 10^{-3}$	-

Tabelle 9.2: Fitparameter der eindimensionalen Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE.

9.2.2 Einteilung in Paarimpuls- und Multiplizitätsklassen in einer Dimension

Mit der großen Statistik, die der LHC im ersten Jahr lieferte, war eine differentielle Untersuchung der Zweiteilchenkorrelationen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ von 900 GeV sowohl in Abhängigkeit vom transversalen Paarimpuls k_T als auch von der Multiplizität des Ereignisses $dN_{\text{ch}}/d\eta$ möglich. Wie in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.5.2 erläutert, kann hieraus auf kollektives Verhalten in der Kollision der Protonen geschlossen werden.

Die Klassen in k_T sind 0.12 GeV/c, 0.20 GeV/c, 0.30 GeV/c, 0.40 GeV/c, 0.50 GeV/c, 0.60 GeV/c und 0.70 GeV/c. Unterhalb 100 MeV/c kann ALICE geladenen Teilchen nicht mehr detektieren, da sie das ITS, wegen ihrer durch das Magnetfeld bedingten Krümmung, nicht erreichen. Oberhalb eines Paarimpulses k_T von etwa 1 GeV/c beginnen Korrelationen von Pionen aus Minijets C_2 zu dominieren und machen eine Extrahierung der Bose-Einstein-Korrelationen nahezu unmöglich. Dieses Problem wird in den folgenden Abschnitten eine zentrale Rolle einnehmen. Die vier Teilchenzahlklassen sind 0-11, 12-16, 17-22 und 23-80. Sie wurden so gewählt, dass sie etwa identische absolute Statistik (Pionpaare) haben.

Um von der gemessenen Teilchenzahl N_{ch} zur Multiplizität oder Pseudorapiditätsdichte geladener Teilchen $dN_{\text{ch}}/d\eta$ zu gelangen, werden die Teilchenzahlen mit der Akzeptanz des ALICE Detektors in Pseudorapidität η (-0.84, 0.84) normiert. Darüber hinaus erfolgt eine Korrektur auf Effizienz sowie Kontamination durch sekundäre Teilchen, die als Pionen fehlidentifiziert wurden. Hierzu benutzte man Simulationen. Es besteht in jedem Bin ein funktionaler Zusammenhang zwischen Multiplizität und Teilchenzahl.

Die Kontamination der Korrelationsfunktion durch andere Teilchen ist bei mittleren Rapiditäten und unter 0.65 GeV/c vernachlässigbar. Für höhere Impulse liegt sie bei 5% und ist hauptsächlich durch Elektronen und Kaonen verursacht. Hier wird, wie in Kapitel 5, Abschnitt 5.3 beschrieben, der TRD zukünftig zu Verbesserungen führen.

Darüber hinaus wurde die Teilchenzahl N_{ch} mittels verschiedener Kombinationen der ALICE Subsysteme bestimmt. So wurde einmal ausschließlich das ITS, nur die TPC sowie eine Kombination aus ITS und TPC verwendet. Die Ergebnisse unterschieden sich nicht. Die hierdurch induzierten systematischen Fehler erwiesen sich als vernachlässigbar.

^h Gaussförmige Parametrisierungen werden durch den Index G, exponentielle durch den Index E gekennzeichnet.

ⁱ Für die Bestimmung des systematischen Fehlers siehe Kapitel 8, Abschnitt 8.6.

In Tabelle 9.3 ist die Zahl der Ereignisse sowie der Pionpaare für betrachtete Multiplizitätsklassen zusammengefasst.

N_{ch}	$\langle dN/d\eta \rangle$	$\langle dN/d\eta \rangle^{1/3}$	Ereignisse	Pionpaare
0-11	2.68	1.39	$3.14 \cdot 10^6$	$8.8 \cdot 10^6$
12-16	6.95	1.91	$0.69 \cdot 10^6$	$8.6 \cdot 10^6$
17-22	9.66	2.13	$0.39 \cdot 10^6$	$9.5 \cdot 10^6$
23-80	14.58	2.44	$0.24 \cdot 10^6$	$12.9 \cdot 10^6$

Tabelle 9.3: Zusammenstellung der Multiplizitätsklassen für die differentielle Intensitätsinterferometrie identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE. Die vier Bins wurden so gewählt, dass deren Statistik an Pionpaaren möglichst gleich ist.

Hintergrundbehandlung und Bestimmung der systematischen Fehlers erfolgt, analog zu den Untersuchungen aus Unterabschnitt 9.3.3, mittels Korrelationen gegensätzlich geladener Pionen $\pi^+\pi^-$ sowie Vergleich mit Simulationen. Die Ergebnisse dieser Studie sind im Anhang B in Abbildung B.2 gezeigt^j. Wie zu erwarten, weisen Korrelationen nicht identischer Pionen wegen der Unterscheidbarkeit der Teilchen im Paar keinen Anstieg bei kleinen Relativimpulsen q auf. Es kann kein BEC bedingter Peak festgestellt werden. Der leichte Anstieg der experimentellen Korrelationsfunktionen in den ersten Bins ist durch elektromagnetische Anziehung der gegensätzlich geladenen Pionen zu erklären und muss in der Parametrisierung korrigiert werden. Eine ausführliche Erklärung dieser Korrektur findet sich in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.1.4. Darüber hinaus kann die Korrelation nicht identischer Pionen $\pi^+\pi^-$ nach Gleichung 9.1 als invariantes Massenspektrum betrachtet werden. Es zeigt eine Fülle an Resonanzen, die einen pionischen Zerfallskanal haben. Am ausgeprägtesten sind K_S^0 bei 0.41 GeV/c und das ρ -Meson bei 0.71 GeV/c. Aber auch weitere Resonanzen, welche in Tabelle 9.4 zusammengefasst wurden, lassen sich bei genauerer Betrachtung ausmachen.

Resonanz	Relativimpuls (GeV/c)	Ruhemasse (GeV/c)
η	≤ 0.26	0.54
K_S^0	0.41	0.50
ω	≤ 0.47	0.78
ρ	0.71	0.78
f_0	0.94	0.98
f_2	1.24	1.26

Tabelle 9.4: Tabellarische Zusammenstellung der wichtigsten Resonanzen, die sich in der Korrelationsfunktion ungleich geladener Pionpaare $\pi^+\pi^-$ finden [Nakamura, K et. al., 2010].

Besonders auffällig sind langreichweitige Korrelationen, die in den höheren k_T -Klassen gemessen werden. Wären diese femtoskopisch, so entsprächen sie einer Quelle mit einer Ausdehnung von nur etwa 0.2 fm. Ihre physikalische Ursache sind Minijets. Diese sind, da die Fragmentation eines Minijets in zwei gegensätzlich geladene Teilchen durch Ladungserhaltung bevorzugt stattfindet, in Korrelationen nicht identischer geladener Pionen $\pi^+\pi^-$ besonders ausgeprägt. Sie sind neben dem Spektrum an Resonanzen der Grund, weshalb Korrelationen gegensätzlich geladener Pionen $\pi^+\pi^-$ ungeeignet sind, um den nicht-femtoskopischen Hintergrund zu parametrisieren. Es muss auf Simulationen zurückgegriffen werden, die mit experimentellen $\pi^+\pi^-$ Korrelationen verglichen werden, um sie zu validieren.

Es zeigt sich, dass Korrelationen ungleich geladener Pionen aus experimentellen Daten sowie Simulationen über einen weiten Relativimpulsbereich, und besonders in Regionen, in denen kein Anstieg durch Bose-Einstein Korrelationen erfolgt, übereinstimmen. Einzig bei kleinem q gibt es die zuvor erläuterten Unterschiede.

Durch Fit dieser PYTHIA Simulationen konnten die Parameter in Gleichung 9.3 gewonnen werden. Diese wurden benutzt, um die Grundlinie in der experimentellen Korrelationen nicht identischer Pionen $\pi^+\pi^+$

^j Größere Bilder, insbesondere Plots der Korrelationsfunktionen in mehreren Klassen, sind in Anhang B zu finden.

und $\pi^-\pi^-$ festzulegen, welche anschließend wiederum in die eigentliche Parametrisierung einfließen. Dies ist eine, unserer Meinung nach, physikalisch sinnvolle Beschreibung aller nicht durch BEC bedingten Phänomene, die in C_2 eingehen und nicht durch Normierung der Korrelationsfunktion beseitigt werden konnten.

Die Korrelationen identischer Pionen sind in Abbildung B.3 gezeigt. In allen sechs k_T - und vier Multiplizitätsklassen ist der Bose-Einstein-Effekt durch Anstieg der Korrelationsfunktionen bei kleinem Relativimpuls q feststellbar. Jedoch wird dieser in den höchsten k_T -Bins durch Anwachsen des nichtfemtoskopischen Hintergrundes nahezu vollständig dominiert. Betrachtet man noch höhere Paarimpulsklassen ($k_T > 1$ GeV/c), so kann der HBT-Effekt nicht mehr herausgearbeitet werden. Minijets bestimmen hier die Korrelationsfunktionen.

Augenscheinlich wird der, durch BEC verursachte, Anstieg schmaler, wenn man höhere Teilchenzahlen betrachtet. Dies entspricht einer Vergrößerung der Homogenitätslängen der pionemittierenden Quelle mit zunehmender Multiplizität. Das Skalenverhalten mit dem Paarimpuls ist weniger offensichtlich und hängt, wie nachfolgend in diesem Abschnitt in Abbildung 9.8 diskutiert, sensitiv von der Parametrisierung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes ab.

Man sieht in Abbildung B.3 wieder, dass die Korrelationsfunktionen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ nicht ideal gaussförmig sind. Die Parametrisierung mittels eindimensionaler Gauss-Funktion nach Gleichung 9.4 wurde dennoch durchgeführt, um die Ergebnisse mit denen anderer Experimente vergleichen zu können. Die Anpassungen konnten durch Verwendung einer Exponentialfunktion nach Gleichung 8.66 deutlich verbessert werden. In Abbildung B.4 sind die Korrelationsfunktionen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV mit exponentieller Parametrisierung gezeigt. Um Abhängigkeiten der HBT-Radien sowie der Korrelationsstärke λ zu veranschaulichen, sind beide Parameter in Abbildung 9.7 für die vier Multiplizitätsklassen über den transversalen Paarimpuls k_T aufgetragen. Hierbei wurden die, mittels Gauss-Parametrisierung gewonnenen, Werte aus Abbildung B.3 genommen und mit denen mittels Exponentialfunktion extrahierten verglichen. Die Bestimmung der systematischen Fehler erfolgte wie in Kapitel 8, Abschnitt 8.6 erläutert.

In p+p Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV konnte mit physikalisch sinnvoller Anpassung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes mittels PYTHIA Simulationen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ nur in den höchsten Multiplizitätsbins eine k_T -Abhängigkeit festgestellt werden. Die Verteilung der extrahierten Parameter mit k_T ist in den unteren Bins innerhalb der statistischen und systematischen Fehler flach. Wie in Abbildung 9.7 zu sehen, widerspricht dieses Ergebnis signifikant den Resultaten vorheriger Experimente [Aggarwal, M. M. et. al., 2003, Alexopoulos, T. et. al., 1993]. Allerdings ist das Skalenverhalten der HBT-Radien mit der transversalen Paarimpulssumme stark von der Anpassung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes abhängig. Fittet man völlig frei, ohne vorherige Fixierung der Grundlinie, so ergibt sich eine negative Abhängigkeit der HBT-Radien vom Paarimpuls. Wie in älteren Veröffentlichungen fallen die Homogenitätslängen mit zunehmendem k_T , ein Ergebnis, dass an Schwerionenkollisionen erinnert und nur für ein sich kollektiv entwickelndes, partonisches System mit starker Expansion erwartet wird (Abhängigkeit von \sqrt{T}/m_T siehe Kapitel 8, Unterabschnitt 8.5.2). Dies kann in Abbildung 9.8 ersehen werden.

Die Ergebnisse der differentiellen Analyse eindimensionaler Korrelationen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Stößen des LHC bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV sind in Tabelle B.1 zusammengefasst.

9.2.3 Intensitätsinterferometrie in drei Dimensionen

Neben der eindimensionalen Analyse kann die pionemittierende Quelle auch in drei Dimensionen untersucht werden. Nach Kapitel 8, Abschnitt 8.3.1.1 ist die klassische Projektion, die nach Bertsch und Pratt auf q_{out} , q_{side} und q_{long} . Die dreidimensionale gaussförmige Parametrisierung der Korrelationsfunktionen geschieht mit folgender Gleichung.

$$C_2(q_{out}, q_{side}, q_{long}) = 1 + \lambda(-R_{out}^2 q_{out}^2 - R_{side}^2 q_{side}^2 - R_{long}^2 q_{long}^2). \quad (9.5)$$

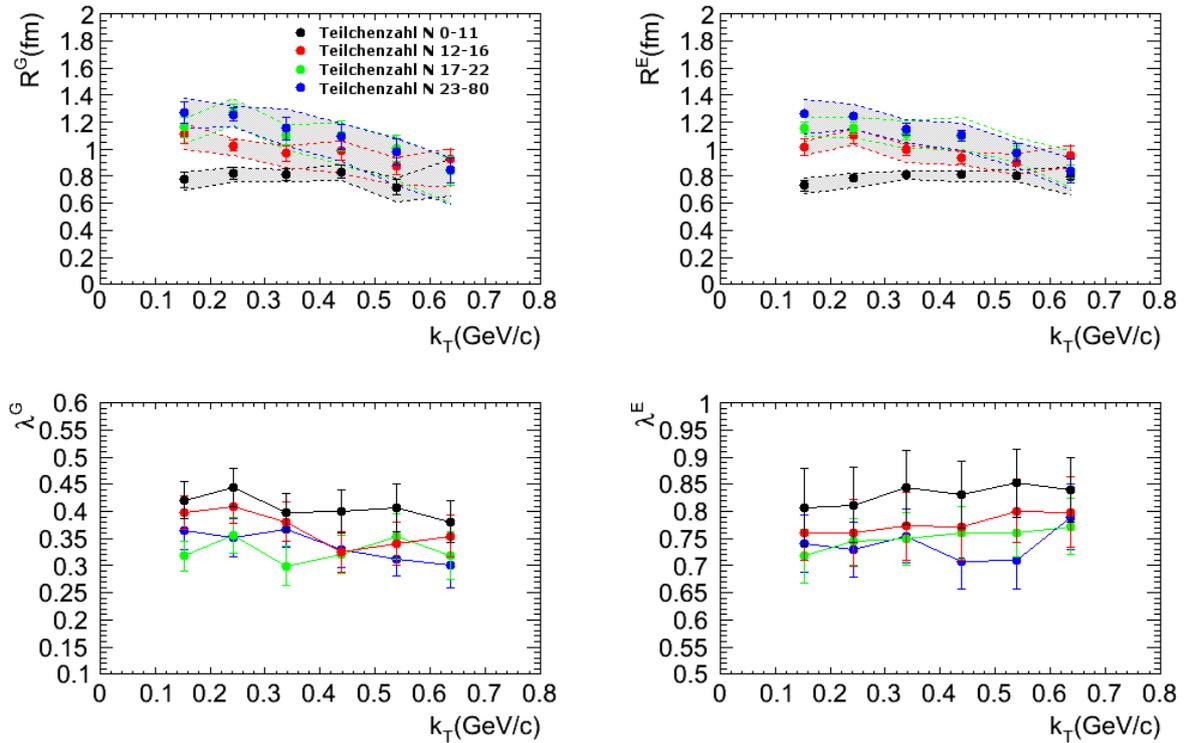


Abbildung 9.7: Links sind die invarianten HBT-Radien R^G einer Parametrisierung nach Gleichung 9.4 für die vier Multiplizitätsklassen 0-11, 12-16, 17-22 und 23-80 über den transversalen Paarimpuls k_T aufgetragen. Rechts ist zum Vergleich ebendieses für die Radien R^E aus einer Parametrisierung nach Gleichung 8.69 gemacht worden. Die beiden unteren Plots zeigen das Verhalten der entsprechenden Korrelationsstärken λ^G und λ^E .

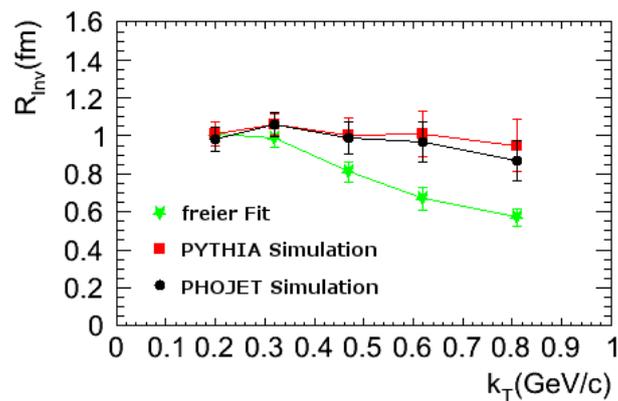


Abbildung 9.8: k_T -Abhängigkeit der eindimensionalen HBT-Radien identischer Pionen aus $p+p$ Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV für unterschiedliche Anpassungen des nichtfemtoskopischen Hintergrundes. Fixiert man die Grundlinie nicht (freier Fit), so manifestiert sich eine negative Steigung der HBT-Radien mit zunehmendem Paarimpuls k_T [Aamodt, K. et al., 2010b].

λ ist die, in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.1.3 beschriebene, Korrelationsstärke, die den Anteil der korrekt identifizierten Pionpaare wiedergibt. Idealerweise würde diese 1 sein. Jedoch bewegt sich deren Wert im Experiment, wie auch theoretisch vorhergesagt, um 0.4. Um elektromagnetische Endzustandswechselwirkung zu berücksichtigen, wird ein Korrekturfaktor $K(q_{Inv})$ hinzugefügt, was zur finalen Form der gaussförmigen Parametrisierung in q_{out} -, q_{side} - und q_{long} -Richtung führt.

$$C_2(q_{out}, q_{side}, q_{long}) = (1 - \lambda) + \lambda K(q_{Inv}) (1 + (-R_{out}^2 q_{out}^2 - R_{side}^2 q_{side}^2 - R_{long}^2 q_{long}^2)). \quad (9.6)$$

Sie entspricht der zuvor in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.3.1.1 eingeführten Form.

Darüber hinaus mussten auch in der dreidimensionalen Projektion Korrekturen der nichtfemtoskopischen Kontamination in den Korrelationsfunktionen, zu erkennen in Abbildung 9.9, vorgenommen werden. Dieser Hintergrund wurde durch eine weitere Gauss-Verteilung

$$D(q_{out}, q_{side}, q_{long}) = (1 + \beta(-R_B^2(q_{out}^2 + q_{side}^2 + q_{long}^2))) \quad (9.7)$$

approximiert. Die komplette Parametrisierung in q_{out} -, q_{side} und q_{long} ergibt sich durch Kombination von Gleichung 9.6 und Gleichung 9.7 zu

$$C_2(q_{out}, q_{side}, q_{long}) = C_2(q_{out}, q_{side}, q_{long}) D_2(q_{out}, q_{side}, q_{long}). \quad (9.8)$$

Auch die ALICE p+p Daten bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV wurden dreidimensional analysiert. In Abbildung 9.9 ist die Zerlegung der Korrelationsfunktion identisch geladener Pionen $\pi^+\pi^+$ sowie $\pi^-\pi^-$ in diese drei Koordinaten ohne Einteilung in Multiplizitäts- und Paarimpulsklassen beispielhaft gezeigt.

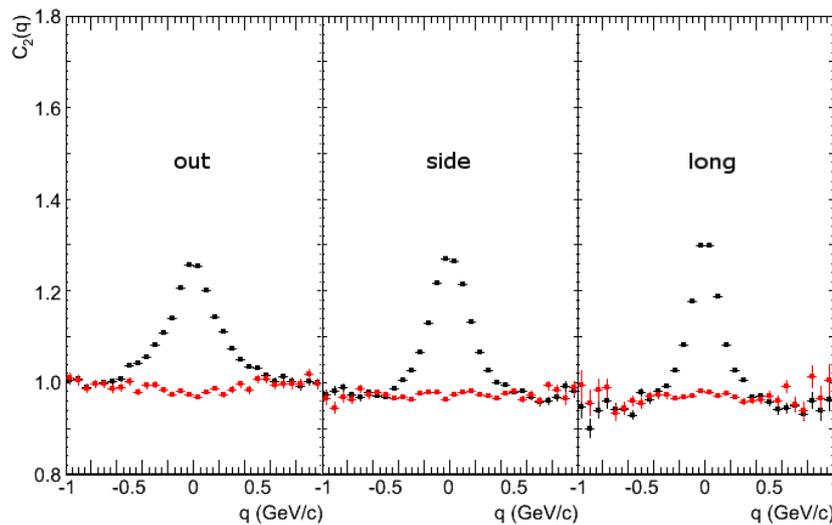


Abbildung 9.9: Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE. Die Darstellung erfolgte nach Bertsch und Pratt auf q_{out} , q_{side} und q_{long} . Für die Repräsentation einer der drei Koordinaten wurde über die jeweils anderen von -0.07 bis 0.07 GeV/c integriert. Zur Bestimmung des nichtfemtoskopischen Hintergrunds wurde eine PYTHIA Simulation identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ verwendet, welche ebenfalls gezeigt ist.

Die Korrelationen gegensätzlich geladener Pionen $\pi^+\pi^-$ sind auch bei Projektion in drei Dimensionen flach.

In den höheren k_T -Bins zeigt sich, analog den eindimensionalen Korrelationsfunktionen, ein Anstieg bei großen Paarimpulse q , welcher durch Fragmentation von Minijets verursacht ist. Dieses Phänomen

ist in der Transversalebene in q_{out} und q_{side} ausgeprägter als in longitudinaler Richtung entlang der vormaligen Flugrichtung der Protonen im LHC.

Um den nichtfemtoskopischen Hintergrund zu beschreiben, werden die Korrelationen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ sowie $\pi^-\pi^-$ aus PYTHIA Simulationen, wie in Abbildung 9.9 gezeigt, mittels Gleichung 9.7 parametrisiert. Diese Anpassung des Hintergrundes fließt anschließend in die Parametrisierung der Korrelation identisch geladener Pionen $\pi^-\pi^-$ und $\pi^+\pi^+$ ein. So werden Effekte, die nicht durch bosonische Symmetrisierung verursacht sind, abgezogen. In den Abbildungen B.5 bis B.7 sind die Korrelationsfunktionen identischer Pionen aus LHC Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV, auf die drei Koordinaten q_{out} , q_{side} und q_{long} projiziert, gezeigt. In allen drei Repräsentationen ist ein BEC bedingter Anstieg bei kleinen Relativimpulsen q ersichtlich. Darüber hinaus ist ein Skalieren mit der Multiplizität $dN_{ch}/d\eta$ durch Verschmälerung des Anstiegs bei größerer Teilchenzahl feststellbar.

Wie man in Abbildung B.5 erkennt, zeigen die Projektionen auf q_{out} für die ersten vier k_T -Klassen symmetrische Löcher. In der niedrigsten Paarimpulsklasse von 0.12 GeV/c bis 0.20 GeV/c liegen diese bei $q_{out} \approx \pm 0.4$ GeV/c und somit recht nah an dem, auf Bose-Einstein Korrelationen zurückzuführenden, Anstieg. Es stellt sich die Frage, ob die extrahierten Radien in diesen Paarimpulsausschnitten überhaupt zuverlässige Aussagen liefern. Eine Antwort konnte durch Vergleich mit den Entwicklungen in Kugelflächenfunktionen in Abschnitt 9.4 gegeben werden. Die geometrische Erklärung dieses Effekts ist im Anhang B in Abbildung B.1 gezeigt. Diese Löcher entstehen durch Kombination aus transversaler Impulsakzeptanz des Detektors und den k_T -Cuts.

Die Projektionen auf q_{side} zeigen diese, der Geometrie geschuldeten, Löcher nicht. An diesen Repräsentationen ist besonders gut zu erkennen, dass die Breite des Anstiegs mit größerer Teilchenzahl ab- und mit zunehmendem Paarimpuls k_T zunimmt. Dies entspricht einer vorausgesagten Vergrößerung der Homogenitätsregionen mit wachsender Multiplizität. Auch ist die Projektion auf q_{side} die Komponente, die sich, wie intensive Studien zeigten, am Besten mittels gaussförmiger Parametrisierung anpassen lässt.

Die longitudinalen Projektionen auf q_{long} zeigen in den ersten k_T -Klassen symmetrische singuläre Abfälle (Kanten) der Korrelationsfunktionen. Auch deren Ursache ist geometrisch und folgt aus der endlichen Detektorakzeptanz in Pseudorapidität η .

Ebenso wie zuvor im eindimensionalen Fall in Unterabschnitt 9.3.3 ist zu erkennen, dass die gaussförmige Parametrisierung die Daten nicht optimal anpasst. Auch in der dreidimensionalen Betrachtung wurde deswegen eine exponentielle Form nach Gleichung 8.69 versucht. Die Bestimmung des statistischen Fehlers geschieht auch hier analog zur Analyse in einer Dimension. Darüber hinaus stellt man in Abbildung B.5 bis B.7 fest, dass der HBT-Peak mit zunehmender Multiplizität in allen drei Projektionen schmaler wird. Entsprechend kann ein Anstieg der HBT-Radien mit wachsender Teilchenzahl extrahiert werden. Die Abhängigkeit vom Paarimpuls k_T ist, bis auf q_{side} , weniger offensichtlich. In Abbildung 9.10 sind die ermittelten Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} sowie der Quotienten der beiden transversalen Dimensionen R_{out} und R_{side} für die verschiedenen Multiplizitätsklassen gegen den Paarimpuls k_T aufgetragen.

- Eine k_T -Abhängigkeit von R_{out} ist in den beiden niedrigsten Multiplizitätsklassen nicht feststellbar, die Kurven innerhalb der systematischen Fehler flach. Diese Projektionen zeigen sonst, bis auf den ersten Paarimpulsbin, generell einen leichten Abfall mit k_T . Allerdings ist dieses Verhalten in der exponentiellen Parametrisierung weniger ausgeprägt.
- R_{side} fällt für höhere Teilchenzahlen ganz leicht mit zunehmendem k_T ab, wobei auch hier analog zu R_{out} im niedrigsten Multiplizitätsbin ein solches Skalenverhalten nicht gemessen wurde.
- Der longitudinale Radius R_{long} fällt stetig über alle Multiplizitätsklassen mit zunehmendem k_T . Mit wachsendem transversalem Paarimpuls wird der Gradient dieses Abfalls geringer.

Die ermittelten HBT-Radien sind Tabelle B.2 zu entnehmen.

Die Prämierendaten, die der LHC lieferte, entstammten p+p Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV. Das erste vollständige Jahr des Betriebs verlief mit Protonkollisionen bei einer

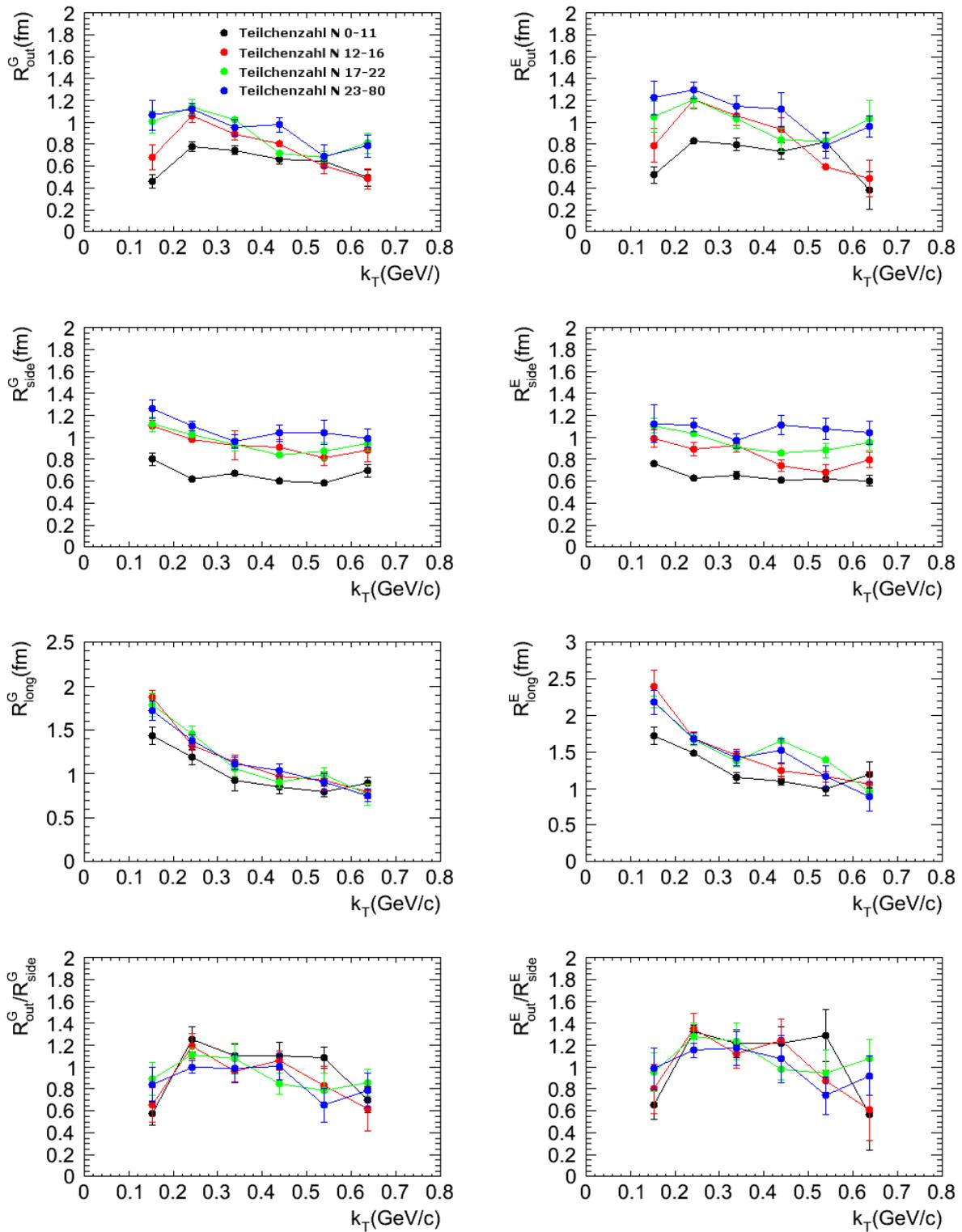


Abbildung 9.10: Links sind die Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} aus einer Parametrisierung nach Gleichung 9.8 für die vier Multiplizitäten 0-11, 12-16, 17-22 und 23-80 über dem transversalen Paarimpuls k_T aufgetragen. Die Abhängigkeit von der Teilchenzahl N_{ch} kann aus den verschiedenfarbigen Kurven entnommen werden. Ebenfalls gezeigt ist der Quotient R_{out}/R_{side} . Rechts zum Vergleich die entsprechenden Radien aus einer Parametrisierung mittels exponentieller Anpassung nach Gleichung 8.69.

gesteigerten Energie von 7 TeV, einer zuvor noch nicht erreichten Weltrekordenergie. Den Ergebnissen dieser langen Laufperiode widmet sich der folgende Abschnitt.

9.3 Intensitätsinterferometrie identischer Pionen in ALICE in p+p bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV

Nach der Winterpause 2009 auf 2010 nahm der LHC im März dieses Jahres seinen Betrieb erneut auf. In folgender langen Laufperiode, die bis zum 16. Dezember ging, wurden wiederum Protonen (sowie im letzten Monat zusätzlich Bleiionen) zur Kollision gebracht. Im Unterschied zum Jahr zuvor konnte der LHC seinem Namen diesmal gerecht werden und sorgte für eine Beschleunigung der Kollisionsprotonen bis zu einer, noch nie erreichten, Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV. Es wurden etwa $1 \cdot 10^8$ p+p Ereignisse mittels Minimum Bias Trigger detektiert. Eine Erläuterung der Bedingungen dieses Triggers ist Abschnitt 9.2 zu finden.

Die physikalische Betrachtung der Intensitätsinterferometrie bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV ist Thema der folgenden Unterabschnitte. Die Korrelationen von Pionen aus p+p Kollisionen bei einer solchen Energie sind besonders interessant, da in diesen Ereignissen Teilchenzahlen erreicht werden, die denen peripherer Schwerionenkollisionen bei niedrigen Energien entsprechen. Diese Analysen liefern folglich einen direkten Vergleich der, durch Intensitätsinterferometrie ermittelten, Ergebnisse zwischen Protonkollisionen bei LHC und Schwerionenkollisionen bei RHIC und SPS. Es konnte die Frage beantwortet werden, ob HBT-Radien sowohl in p+p als auch in Schwerionenstößen einer einheitlichen physikalischen Skalierung unterliegen; mit anderen Worten, ob eine Blei+Blei Kollision femtoskopisch ein einfaches Substitut aus Protonkollisionen ist. Der Ablauf der Analysen ist derselbe wie zuvor bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV.

9.3.1 Intensitätsinterferometrie in einer Dimension

Analog zu den Daten aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV wurde auch für Pionen aus Protonstößen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV zuerst die Korrelationsfunktion C_2 in einer Dimension ohne Einteilung in Multiplizitäts- und Paarimpulsklassen betrachtet. Die Pionpaare sind für diese Analyse mit ALIFEMTO im LCMS und für die vergleichende Untersuchung mittels UNICOR im CMS gebildet. Die einfachste Form der Korrelationsfunktion C_2 nach Normierung ist in Abbildung 9.11 gezeigt.

In den Korrelationsfunktionen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ sieht man auch für die 7 TeV Daten, analog den Ergebnissen aus Unterabschnitt 9.3.3 bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV, einen Anstieg bei kleinem Relativimpuls q , welcher auf BEC zurückzuführen ist. Die statistischen Fehler sind, verglichen mit den Resultaten aus p+p Stößen bei 900 GeV, durch die wesentlich höhere Zahl an untersuchten Ereignissen, reduziert. Hierdurch wurde auch eine genauere Betrachtung bei großen Relativimpulsen q möglich. Ein Anstieg über 1, der durch Energie-Impuls-Erhaltung, abgekürzt EMCIC, erklärt werden kann, ist festzustellen [Bertsch, G. F., Danielewicz, P. und Herrmann, M., 1994, Chajecski, Z. und Lisa, M., 2008, Bock, N., 2011].

Auch der Abzug des nichtfemtoskopischen Hintergrundes erfolgte, wie zuvor in Unterabschnitt 9.2.2 beschrieben. Die experimentellen Korrelationen ungleich geladener Pionen $\pi^+\pi^-$ wurden mit solchen aus Simulationen verglichen. Durch Übereinstimmung konnte gezeigt werden, dass die Korrelationen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus Monte Carlos genutzt werden können, um den nichtfemtoskopischen Hintergrund anzupassen.

Das finale Ergebnis der eindimensionalen HBT-Analyse für p+p Daten bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV mit physikalisch korrekter Behandlung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes ist in Abbildung 9.11 zu sehen.

Der eindimensionale HBT-Radius R_{Inv}^G aus einem gaussförmigen Fit der Korrelationsfunktion mit Hintergrundbetrachtung ist $1.020 \pm 0.042(\text{sys.}) \pm 0.041(\text{stat.})$ fm. Die Korrelationsstärke λ^G hat einen Wert von 0.415 ± 0.035 . Verwendet man eine exponentielle Anpassung, so ergibt sich der HBT-Radius R_{Inv}^E zu $1.011 \pm 0.078(\text{sys.}) \pm 0.067(\text{stat.})$ fm während $\lambda^E = 0.758 \pm 0.049$ ist.

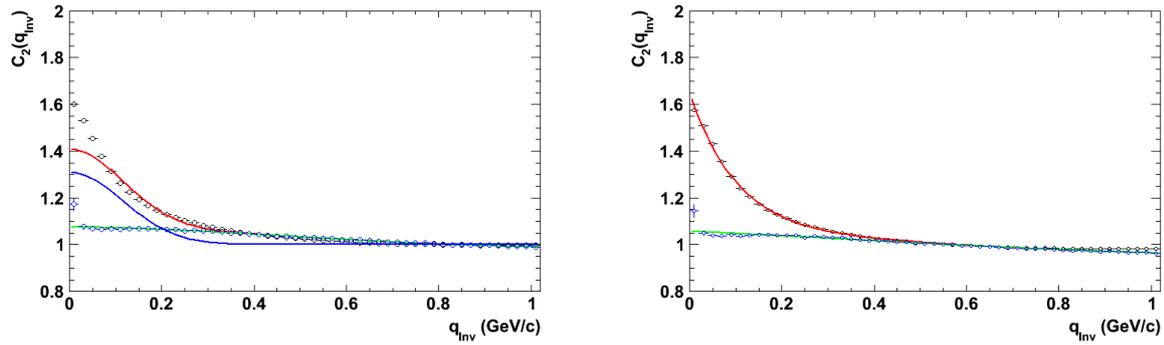


Abbildung 9.11: Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen aus $p+p$ Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV gemessen mit ALICE. Verglichen wird die Korrelationsfunktion für identisch geladene Pionpaare $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ (schwarz) mit einer PHOJET Simulation (blaue Kreise). Die grüne Linie beschreibt die Anpassung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes, während die blaue Linie den gaussförmigen Anstieg erfasst. Rot ist beider Kombination. Rechts ist selbiges für eine exponentielle Parametrisierung nach Gleichung 8.69 gezeigt.

In Tabelle 9.5 sind die extrahierten Fitparameter der HBT-Analyse der $p+p$ Daten bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV zusammengefasst ^k.

Parameter	Wert	stat. Fehler	sys. Fehler
Gaussförmige Parametrisierung			
R_{inv}^G (fm)	1.020	± 0.042	+0.041 -0.067
λ^G	0.415	± 0.025	-
Parametrisierung Exponentialfunktion			
R_{inv}^E (fm)	1.011	± 0.067	+0.078 -0.099
λ^E	0.758	± 0.049	-
Hintergrund			
a	$-3.874 \cdot 10^{-2}$	$7.737 \cdot 10^{-3}$	-
b	$-2.787 \cdot 10^{-2}$	$1.088 \cdot 10^{-3}$	-
c	$3.286 \cdot 10^{-2}$	$4.603 \cdot 10^{-3}$	-

Tabelle 9.5: Fitparameter der eindimensionalen Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus $p+p$ Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV gemessen mit ALICE.

9.3.2 Einteilung in Paarimpuls- und Multiplizitätsklassen in einer Dimension

Ebenso wie für die $p+p$ Daten bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV war die Statistik bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV groß genug, um eine differentielle Untersuchung der Korrelationsfunktionen vorzunehmen. Hierzu wurden die Ereignisse nach der jeweiligen Rapiditätsdichte geladener Teilchen, kurz Multiplizität $dN_{ch}/d\eta$, sowie die Pionpaare nach dem, in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.2.1 definierten, Paarimpuls eingeteilt und die eindimensionalen Korrelationsfunktionen C_2 gebildet. Die Selektion in k_T ist identisch zu $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV, welche in Unterabschnitt 9.2.2 zu ersehen ist. Die Multiplizitätsklassen sind 0-11, 12-16, 17-22, 23-29, 30-36, 37-44, 45-57 und 58-149. In Tabelle 9.6 sind die Zahl der Ereignisse sowie der Pionpaare pro Multiplizitätsklasse zusammengefasst.

Wie Tabelle 9.6 zu entnehmen, sind die Multiplizitätsbins auch hier so gewählt, dass sie etwa gleiche Teilchenzahl enthalten. Darüber hinaus ist die Statistik verglichen mit Teilchenzahlen für $p+p$ Stöße bei 900 GeV, aufgeführt in Tabelle 9.3, im Mittel um einen Faktor 10 erhöht. In Abbildung 9.12 ist eine Multiplizitätsverteilung für $p+p$ Daten bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV gezeigt.

^k Die Bestimmung des systematische Fehlers ist in Kapitel 8, Abschnitt 8.6 erläutert.

N_{ch}	$\langle dN/d\eta \rangle$	$\langle dN/d\eta \rangle^{1/3}$	Ereignisse	Pionpaare
0-11	3.2	1.47	$31,4 \cdot 10^6$	$48,7 \cdot 10^6$
12-16	7.4	1.95	$9,2 \cdot 10^6$	$65,0 \cdot 10^6$
17-22	10.4	2.18	$7,4 \cdot 10^6$	$105,7 \cdot 10^6$
23-29	13.6	2.39	$4,8 \cdot 10^6$	$120,5 \cdot 10^6$
30-36	17.1	2.58	$3,0 \cdot 10^6$	$116,3 \cdot 10^6$
37-44	20.2	2.72	$2,0 \cdot 10^6$	$115,6 \cdot 10^6$
45-57	24.2	2.89	$1,3 \cdot 10^6$	$114,5 \cdot 10^6$
58-149	31.1	3.14	$0,7 \cdot 10^6$	$108,8 \cdot 10^6$

Tabelle 9.6: Zusammenstellung der Multiplizitätsbins für die differentielle Intensitätsinterferometrie identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV gemessen mit ALICE.

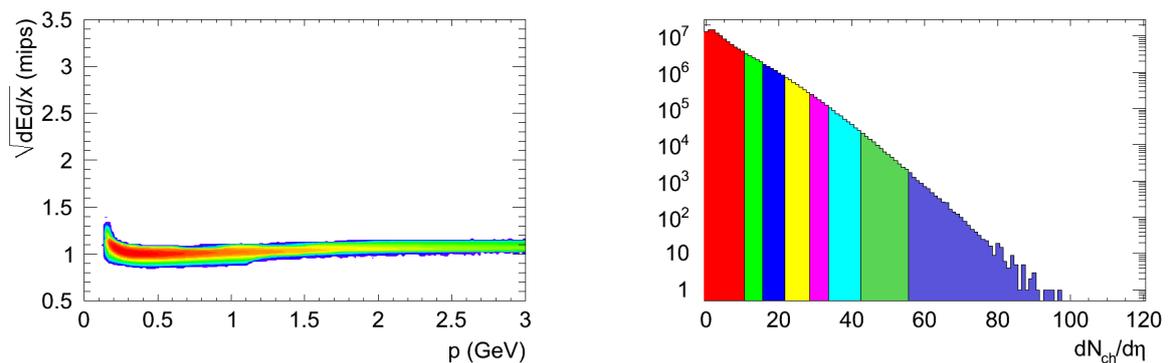


Abbildung 9.12: Links ein dE/dx Spektrum einer eindimensionalen Intensitätsinterferometrieanalyse identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ nach Trackauswahl inklusive PID aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV gemessen mit ALICE. Zu sehen ist ausschließlich die Pionlinie, was zeigt, dass eine reine Auswahl erzeugt werden konnte. Rechts ist die Teilchenzahlverteilung gezeigt.

Wie man Abbildung 9.12 entnehmen kann, werden, im Vergleich zu den p+p Daten bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV, größere Teilchenzahlen N_{ch} bis zu 120 erreicht. Dies entspricht einer Multiplizität, die in peripheren Cu+Cu Stößen am RHIC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 64 GeV sowie 200 GeV gemessen wurde. Wie in Abbildung 9.19 gezeigt, konnte durch ALICE erstmals in der Intensitätsinterferometrie eine Verbindung zwischen p+p und Schwerionenkollisionen geschaffen werden.

Analog den p+p Daten bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV manifestieren sich in höheren k_T -Bins Zerfälle von Minijets, die den Anstieg der Korrelationsfunktionen durch BEC bei kleinem Relativimpuls q überlagern. In experimentellen Korrelationsfunktionen entgegengesetzt geladener Pionen $\pi^+\pi^-$ ist kein Anstieg durch Symmetrisierung der Zweiteilchenwellenfunktionen der bosonischen Pionpaare bei kleinen Relativimpulsen feststellbar. Dennoch zeigt sich auch hier der Effekt durch elektromagnetische Abstoßung in den ersten Bins in einem Anstieg von C_2 (Coulomb-Effekt). Darüber hinaus sind in den p+p Daten bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV verschiedene Resonanzen mit pionischen Zerfallskanälen zu erkennen. Diese wurden schon zuvor in Tabelle 9.4 zusammengestellt.

Besonders interessant sind in der Analyse der $\pi^+\pi^-$ -Pionen langreichweitige Korrelationen, die sich in den höchsten k_T -Bins manifestieren. Diese sind, da die Fragmentation eines Minijets in zwei gegensätzlich geladene Pionen durch Ladungserhaltung statistisch bevorzugt stattfindet, in Korrelationen nicht identischer Pionen besonders ausgeprägt. Aus diesem Grund und wegen des Spektrums an Resonanzzerfällen sind $\pi^+\pi^-$ Korrelationen ungeeignet, um den nichtfemtoskopischen Hintergrund anzupassen. Durch Vergleich mit Korrelationen ungleich geladener Pionen aus Monte Carlo lassen sich jedoch diese, als für die Parametrisierung der Grundlinie geeignet, validieren. Durch Anpassung dieser PYTHIA Simulation wurden die Parameter a, b und c in Gleichung 9.3 gewonnen und anschließend benutzt, um die Grundlinie in den Korrelationen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ abzuziehen. Das Verfahren zur Anpassung des nichtfemtoskopischen Hintergrunds verlief auch hier analog zur Erläuterung in Unter-

abschnitt 9.2.1.

Die eindimensionalen Korrelationen C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV sind in Abbildung B.9 gezeigt.

In allen sechs k_T - und acht Multiplizitätsklassen ist ein Anstieg der Korrelationsfunktionen bei kleinem Relativimpuls q durch Bose-Einstein-Effekt signifikant. Jedoch wird dieser in den höchsten k_T -Bins durch das Anwachsen des Hintergrundes nahezu unterdrückt. Für k_T -Werte oberhalb 1 GeV/c ist keine HBT-Effekt mehr zu extrahieren. Ursächlich sind die, schon in $\pi^+\pi^-$ festgestellten, Minijets.

Augenscheinlich werden die Anstiege schmaler, wenn man zu höheren Multiplizitäten geht. Dies entspricht einer Vergrößerung der Dimensionen der pionemittierenden Quelle mit zunehmender Teilchenzahl. Das Skalenverhalten mit dem Paarimpuls k_T ist weniger offensichtlich und hängt auch in p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV stark von der Anpassung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes ab.

Leider sieht man in Abbildung B.9 auch, dass die Korrelationsfunktionen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ eigentlich nicht gaussförmig sind. Besonders in den höheren k_T -Klassen ist diese Form der Anpassung suboptimal. Eine Parametrisierung mittels eindimensionaler Gauss-Funktion nach Gleichung 9.4 wurde dennoch durchgeführt, um die Ergebnisse mit denen anderer Experimente vergleichen zu können. Die Resultate der Anpassung konnten durch Verwendung einer exponentiellen Form nach Gleichung 8.66 signifikant verbessert werden. In Abbildung B.10 sind die Korrelationsfunktionen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV mit einer solchen Parametrisierung gezeigt.

Um die Abhängigkeiten der HBT-Radien sowie des Korrelationsstärke λ zu veranschaulichen, sind diese in Abbildung 9.13 für vier der acht Multiplizitätsklassen, nämlich 12-16, 23-29, 37-44 sowie 58-149, über den transversalen Paarimpuls k_T aufgetragen. Hierbei wurden die, mittels Gauss-Parametrisierung bestimmten, HBT-Radien aus Abbildung B.9 genommen und mit den, mittels exponentieller Parametrisierung, gewonnen Radien verglichen. Die Bestimmung der systematischen Fehler erfolgte, wie in Kapitel 8, Abschnitt 8.6 beschrieben.

Für p+p Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV konnte mit physikalisch sinnvoller Anpassung des Hintergrundes mittels PYTHIA Simulationen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ in den niedrigen Multiplizitätsklassen keine k_T -Abhängigkeit festgestellt werden. Für höhere Teilchenzahlen ist eine leichte Antikorrelation messbar. Wie in Abbildung 9.13 und 9.20 zu sehen, widerspricht dieses Ergebnis signifikant den Resultaten vorheriger Experimente, die eine Verkleinerung der Radien mit anwachsendem k_T publizierten [Aggarwal, M. M. et. al., 2000]. Allerdings ist die Abhängigkeit vom transversalen Paarimpuls stark von der Anpassung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes sowie der Multiplizität abhängig. Auch hier wird eine k_T -Skalierung künstlich erzeugt, wenn man die Anpassung ohne vorherige Parametrisierung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes durchführt. Ähnlich wie in p+p bei 900 GeV kann dies fälschlicherweise als Signatur kollektiven Verhaltens gedeutet werden.

Die extrahierten Parameter dieser differentiellen Analyse identischer Pionen aus p+p Daten bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV sind abschließend in Tabelle B.3 zusammengefasst.

9.3.3 Intensitätsinterferometrie in drei Dimensionen

Auch für Protodaten bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV wurden die Repräsentationen der Korrelationsfunktionen in drei Dimensionen betrachtet. Dies geschah durch Projektion auf die Koordinaten q_{out} , q_{side} und q_{long} , erläutert in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.3.1.1. In Abbildung 9.14 ist ein Beispiel dieser Darstellungen einer Korrelationsfunktion ohne Einteilung in Multiplizitäts- und Paarimpulsklassen gezeigt.

Die Korrelationen gegensätzlich geladener Pionen $\pi^+\pi^-$ weisen keinen Anstieg bei kleinen q auf, jedoch manifestiert sich in den höheren k_T -Klassen ein solcher bei kleinen Relativimpulsen, der durch Mini-jetfragmentation verursacht ist. Auch in p+p Daten bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV ist dieser Effekt in der Transversalebene ausgeprägter als longitudinal. Um den nichtfemtoskopischen Hintergrund zu beschreiben, werden Korrelationen aus PYTHIA Simulationen, wie in Abbildung 9.14 gezeigt, mittels Gleichung 9.7 parametrisiert. Diese Anpassung des Hintergrundes fließt anschließend

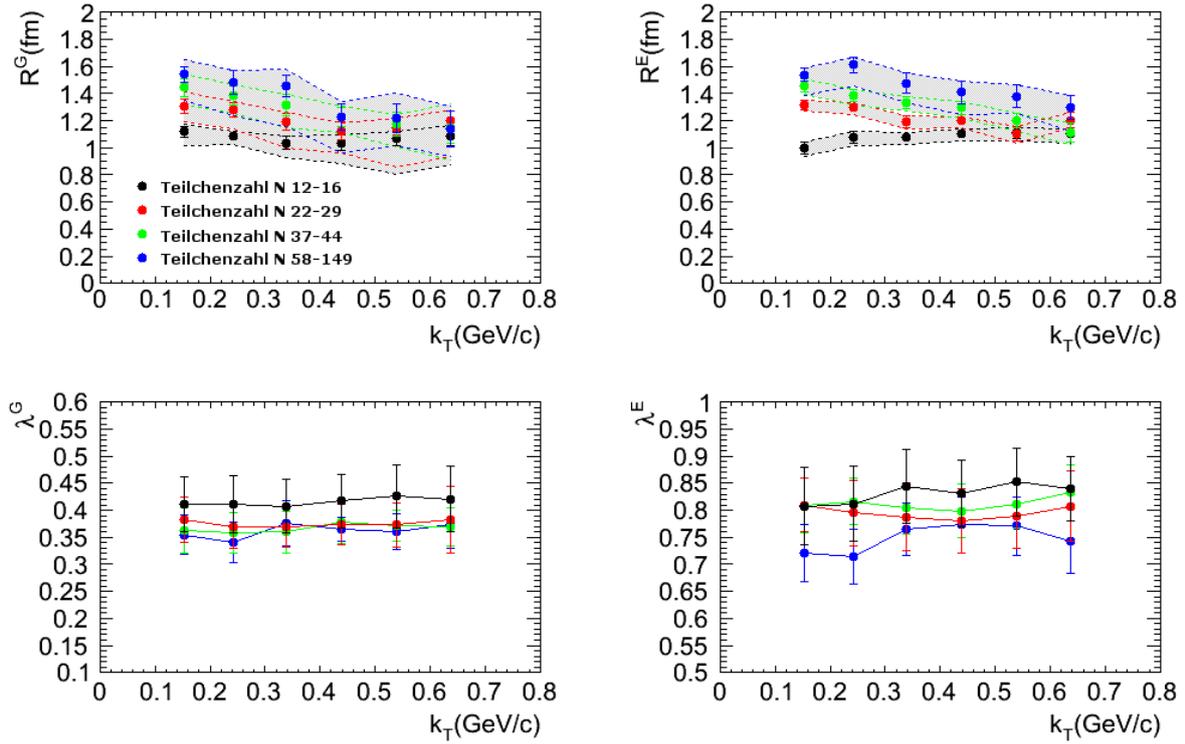


Abbildung 9.13: Links sind die invarianten Radien R_{inv}^G einer Parametrisierung der Korrelationsfunktionen nach Gleichung 9.8 für vier der acht Multiplizitätsklassen 12-16, 23-29, 37-44 und 58-149 über dem transversalen Paarimpuls k_T aufgetragen. Rechts ist ebendies für die Radien R_{inv}^E aus einer Anpassung mittels Exponentialfunktion nach Gleichung 8.69 gemacht worden. Die Abhängigkeit von der globalen Ereignismultiplizität kann aus den verschiedenfarbigen Kurven entnommen werden. Die beiden unteren Plots zeigen das Verhalten der jeweiligen Korrelationsstärken λ^G und λ^E .

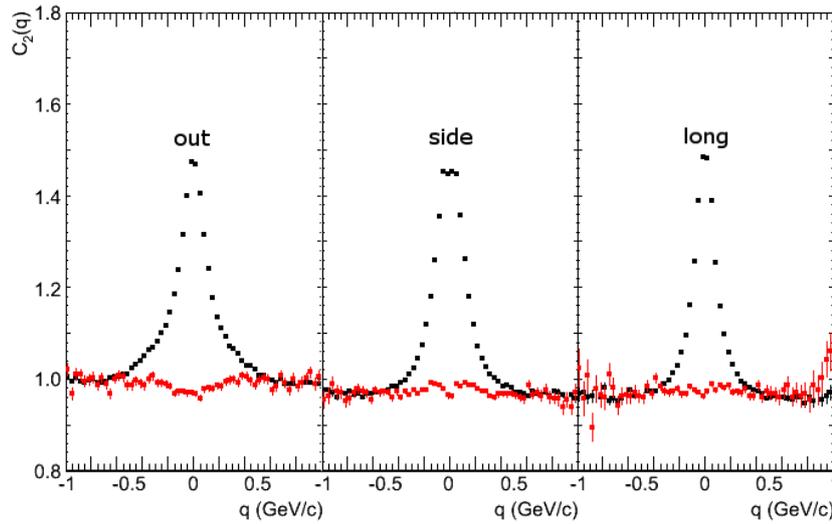


Abbildung 9.14: Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV gemessen mit ALICE. Die Darstellung erfolgte, nach Bertsch und Pratt, in q_{out} , q_{side} und q_{long} . Bei Projektion auf die drei Koordinaten wurde über die jeweils anderen Komponenten von -0.06 bis 0.06 GeV/c integriert. Für die Bestimmung der unterliegenden Physik wurde eine PYTHIA Simulation identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ verwendet, welche ebenfalls gezeigt ist.

in die Parametrisierung der experimentellen Korrelationen identisch geladener Pionen $\pi^-\pi^-$ und $\pi^+\pi^+$ ein. Durch dieses Verfahren werden Effekte, die nicht durch bosonische Symmetrisierung verursacht sind, abgezogen. Abbildungen B.11 bis B.13 zeigt die Korrelationsfunktionen identischer Pionen $\pi^-\pi^-$ und $\pi^+\pi^+$ aus LHC Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV, projiziert auf die drei Komponenten q_{out} , q_{side} und q_{long} .

Wie auch bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV, zeigen die Projektionen auf q_{out} für die ersten vier k_T -Klassen symmetrisch um die Null angeordnete Löcher. Für eine geometrische Erklärung wird auf Abbildung B.1 im Anhang B verwiesen. Sie entstehen durch Kombination von Impulsakzeptanz des Detektors sowie k_T -Selektion und sind ausschließlich geometrischen Ursprungs.

Die Projektionen auf q_{side} zeigen diese, der Detektorgeometrie geschuldeten, Löcher nicht. In diesen Repräsentationen ist besonders gut zu erkennen, dass die Breite des BEC bedingten Anstiegs mit zunehmender Multiplizität ab- und mit zunehmendem Paarimpuls k_T zunimmt. Dies entspricht einer Vergrößerung der Homogenitätszonen mit wachsender Teilchenzahl N_{ch} .

R_{long} weist, ähnlich wie bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV, in den niedrigen k_T -Klassen singuläre Kanten auf, die ebenfalls geometrischen Ursprungs sind. Die Erklärung ist die begrenzte Akzeptanz von ALICE in Pseudorapidität.

In allen drei Richtungen ist ein, durch den HBT-Effekt verursachter, Anstieg der Korrelationsfunktion C_2 erkennbar. Ebenso wie zuvor im eindimensionalen Fall zeigt sich, dass eine gaussförmige Parametrisierung die Daten nicht optimal anpasst. Auch in der dreidimensionalen Betrachtung wurde alternativ eine exponentielle Form verwendet. Die Bestimmung der statistischen Fehler geschieht analog zur Analyse in einer Dimension. Man erkennt, dass der HBT-Anstieg mit zunehmender Multiplizität schmaler wird. Entsprechend kann ein Anwachsen der Radien mit größerer Teilchenzahl extrahiert werden. Die Abhängigkeit vom Paarimpuls k_T ist weniger offensichtlich. In Abbildung 9.10 sind die Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} sowie der Quotienten der beiden transversalen Dimensionen R_{out} und R_{side} für verschiedene Multiplizitätsklassen gegen den Paarimpuls k_T aufgetragen.

Ein genereller Anstieg der Radien mit zunehmender Multiplizität kann in nahezu jeder Paarimpulsklasse k_T festgestellt werden.

- R_{out} entwickelt mit wachsender Ereignismultiplizität eine zunehmende negative Steigung. Einzig in der niedrigsten k_T -Klasse ist diese nicht feststellbar.
- R_{side} zeigt generell ein leichtes Abfallen mit k_T . Der Gradient dieses Abfalls ist in allen Teilchenzahlklassen gleich und die Kurven verlaufen parallel.
- Der longitudinale Radius R_{long} fällt über alle Multiplizitäten mit zunehmendem k_T . Mit wachsendem transversalem Paarimpuls wird der Gradient dieses Abfalls geringer.

Der Quotient R_{out}/R_{side} fällt leicht mit k_T ab. Auch ist dieses Verhältnis für höhere Multiplizitäten generell kleiner. Die ermittelten HBT-Radien sind in Tabelle B.4 nochmals zusammengefasst.

Neben der Projektion auf die drei Komponenten q_{out} , q_{side} und q_{long} wurde auch die Untersuchung der Korrelationsfunktion nach Expansion in sphärischen Harmonischen vorgenommen.

9.4 Femtoskopie bei ALICE - Expansion in Kugelfunktionen

Verwendet man die Zerlegung in drei kartesische Koordinaten, so wählt man meist als eindimensionale Darstellung die Projektionen auf q_{out} , q_{side} und q_{long} , wobei über die Richtungen, auf die nicht abgebildet wird, in einem kleinen Intervall Δq integriert wird. Dies hat den Nachteil, dass man nicht die komplette dreidimensionale Struktur der Emissionsregion erfasst und sogenannte „Zero Measures“, meint Strukturen, die durch die Repräsentationen nicht gezeigt werden, erzeugt. Auch sind Informationen in den drei Projektionen redundant. Um dem zu entgegen, hat sich in den letzten Jahren die Entwicklung in Kugelfunktionen, auch Spherical Harmonics Decomposition (SHD) etabliert [Brown, D. A. et al., 2005, Kisiel, A. und Brown, D. A., 2009]. Dieses Verfahren ist in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.3.1.2 beschrieben. Links in Abbildung 9.16 sind die drei ersten nichtverschwindenden C_1^j für die k_T -Klassen 0.2-0.3 GeV/c, 0.4-0.5 GeV/c und 0.6-0.7 GeV/c sowie den Multiplizitätsklassen dN_{ch} 22-26 veranschaulicht.

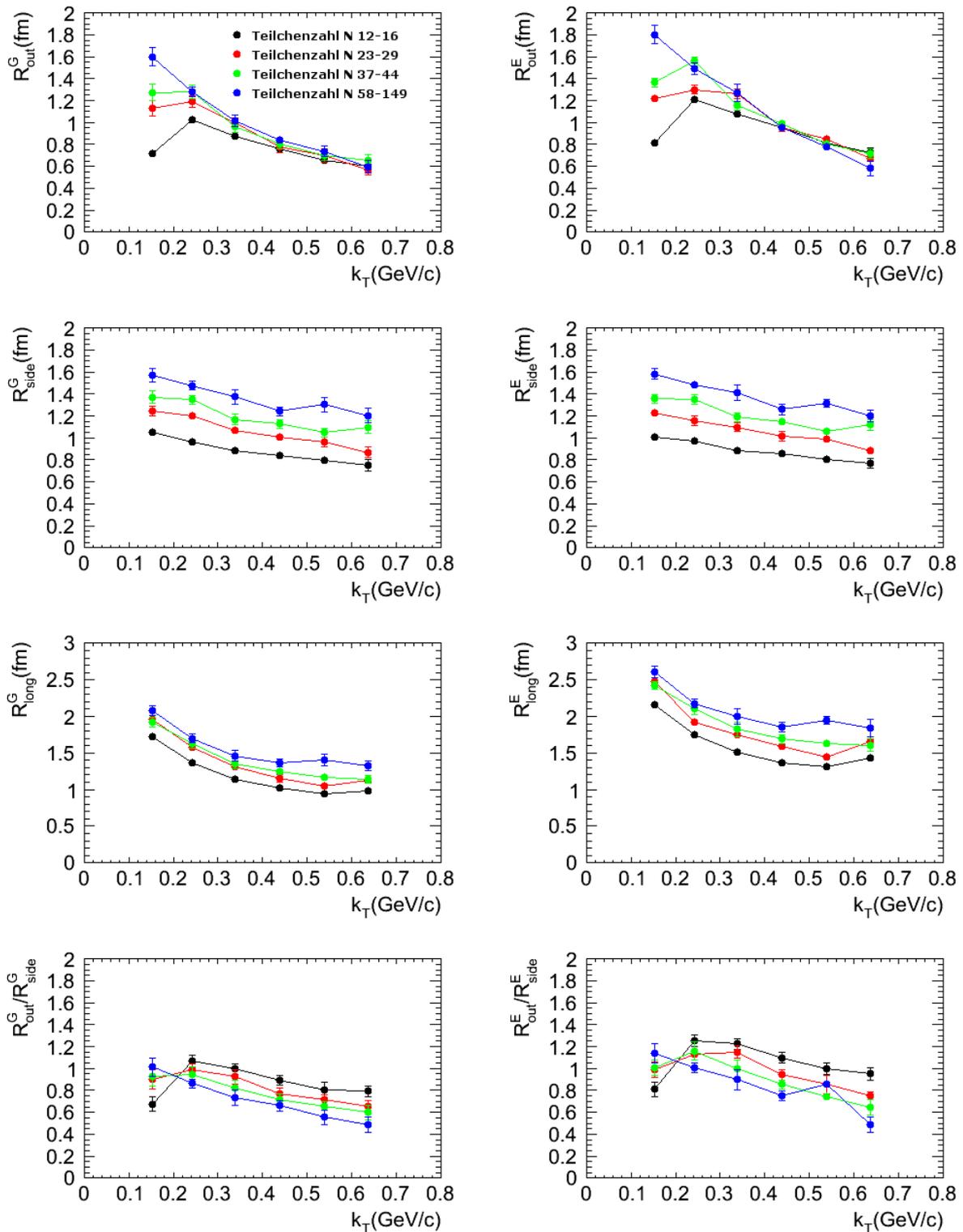


Abbildung 9.15: Links sind die Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} aus einer Parametrisierung nach Gleichung 9.8 für die vier Multiplizitätsklassen 12-16, 23-29, 37-44 und 58-149 über dem transversalen Paarimpuls k_T aufgetragen. Die Abhängigkeit von der Teilchenzahl N_{ch} kann aus den verschiedenfarbigen Kurven ersehen werden. Ebenfalls gezeigt ist der Quotient R_{out}/R_{side} . Rechts zum Vergleich die entsprechenden Radien aus einer Parametrisierung mittels Exponentialfunktion nach Gleichung 8.69.

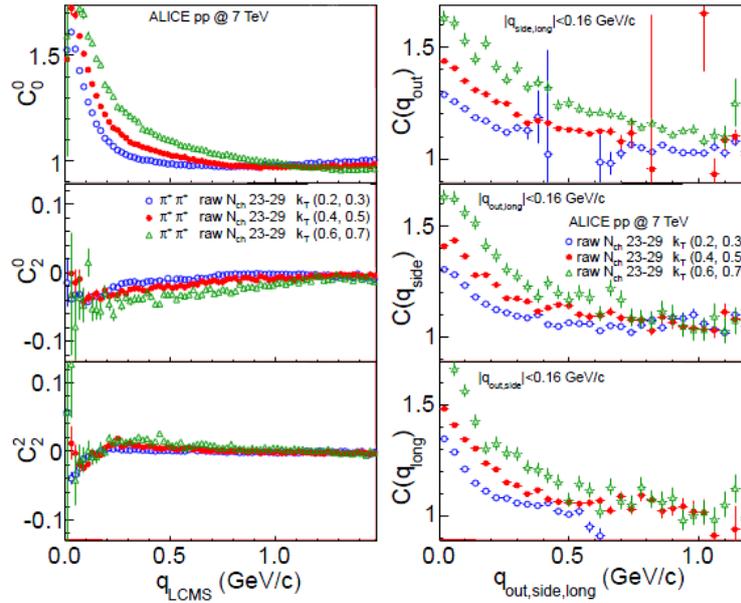


Abbildung 9.16: Die ersten drei nichtverschwindenden Momente C_0^0 , C_2^0 und C_4^2 der Korrelationsfunktionen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ sowie $\pi^-\pi^-$ in p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV mit Einteilung in Multiplizität $dN_{ch}/d\eta$ und Paarimpuls k_T . Die linke Spalte zeigt die Entwicklung in Kugelflächenfunktionen (SHD). Rechts ist zusätzlich der Vergleich mit den kartesischen Projektionen der Korrelationsfunktion nach Bertsch und Pratt auf q_{out} , q_{side} und q_{long} gezeigt [Aamodt, K. et al., 2011d].

Die Abhängigkeit der extrahierten Radien von der Multiplizität $dN_{ch}/d\eta$ und dem Paarimpuls k_T sind in Abbildung 9.17 gezeigt.

Sowohl die mittels gaussförmiger Parametrisierung nach Gleichung 9.8 als auch die mittels Exponentialfunktion nach Gleichung 8.69 extrahierten HBT-Radien zeigen für die Expansion in Kugelflächenfunktionen, verglichen mit der kartesischen Darstellung, ähnliches Verhalten. Des Weiteren stellt sich heraus, dass selbst den HBT-Radien R_{out} und R_{long} in den niedrigen k_T -Klassen trotz Löchern zu trauen ist.

9.5 Ergebnisse

Das erste Jahr der HBT Analyse der p+p Daten bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV und 7 TeV (sowie in Pb+Pb Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV) lieferte eine Vielzahl interessanter Resultate, welche in diesem Abschnitt zusammengefasst und interpretiert werden.

9.5.1 Allgemeine Ergebnisse und Abhängigkeit von der Multiplizität

In p+p konnte sowohl für $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV als auch für $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV in einer sowie drei Dimensionen ein Anstieg der Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ durch Bose-Einstein Korrelation bei kleinen Impulsdifferenzen q festgestellt werden. Es war in jedem der 24 Bins bei 900 GeV und der 48 Bins bei 7 TeV möglich sowohl mittels gaussförmiger Parametrisierung als auch mittels exponentieller Anpassung in einer sowie drei Dimensionen Radien zu bestimmen. Die exponentielle Parametrisierung erwies sich in p+p als besser geeignet die Morphologie der Korrelationen zu fiten.

Darüber hinaus wurde in Protonkollisionen, wie erwartet, eine Abhängigkeit der Radien von der globalen Ereignismultiplizität festgestellt. Der eindimensionale Radius R_{1D} wächst mit zunehmender Multiplizität $dN_{ch}/d\eta$. In Abbildung 9.18 kann der Vergleich der Ergebnisse von ALICE für Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV sowie $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV mit vorherigen Experimenten ersehen werden.

Es zeigt sich, dass sich die für ALICE ermittelten eindimensionalen HBT-Radien ähnlich verhalten wie vergleichbare Daten anderer Experimente in p+p oder p+p̄. Der Anstieg mit zunehmender Multiplizität

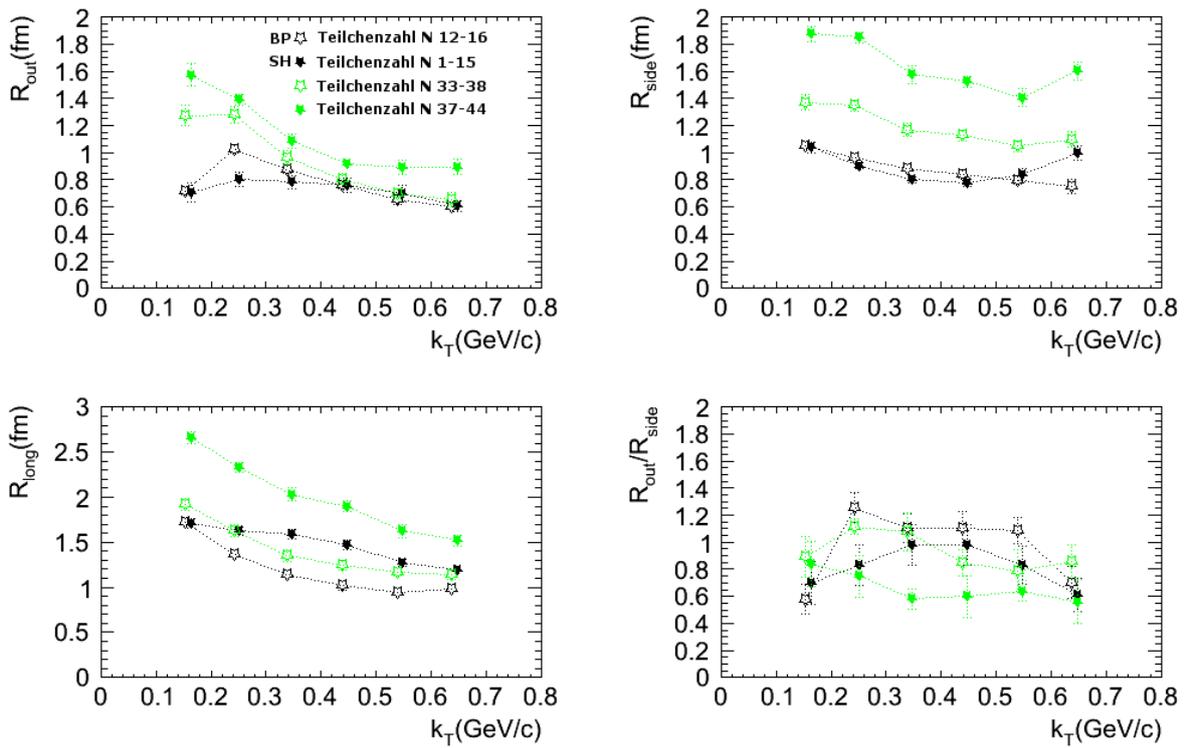


Abbildung 9.17: Die Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} aus einer Entwicklung der Korrelationen in Kugelflächenfunktionen für vergleichbare Multiplizitäten aufgetragen über dem transversalen Paarimpuls k_T . Die offenen Symbole entstammen einer Projektion auf q_{out} , q_{side} und q_{long} (BP), während die gefüllten Sterne den HBT-Radien aus einer Darstellung der Korrelationsfunktionen in sphärischen Harmonischen entsprechen (SH) [Kisiel, A., 2010b].

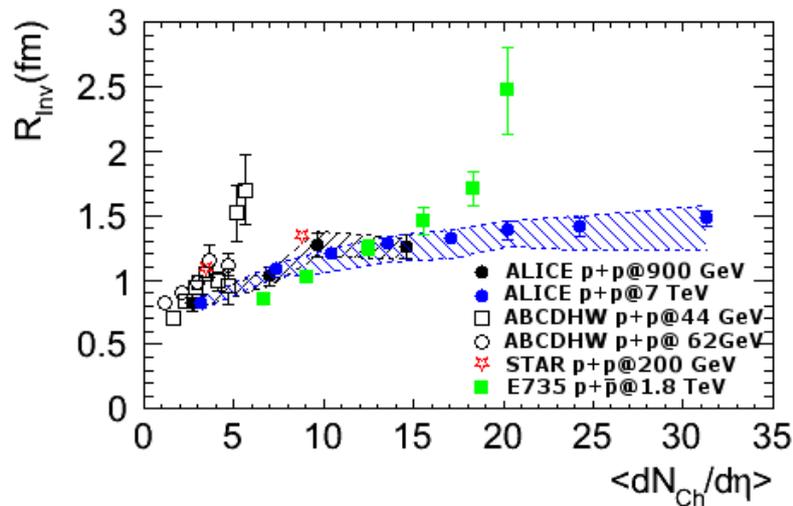


Abbildung 9.18: Eindimensionaler gaussförmiger HBT-Radius extrahiert aus der Korrelation identischer Pionen aus p+p Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV sowie 7 TeV. Gezeigt ist jeweils nur die k_T -Klasse 0.2 GeV/c bis 0.3 GeV/c, aufgetragen über die Multiplizität $dN_{Ch}/d\eta$. Zum Vergleich sind Ergebnisse von STAR [Aggarwal, M. M. et. al., 2003], ABCDHW [Breakstone, A. et. al., 1987] und E735 [Alexopoulos, T. et. al., 1993] abgebildet.

wird in p+p mit der Teilchenzusammensetzung sowie dem Kollisionsvolumen assoziiert. In Schwerionenstößen ist hingegen die Zentralität der Ereignisse die bestimmende Größe.

Die Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} entlang der Koordinaten nach Bertsch und Pratt skalieren ebenfalls mit der Teilchenzahl.

- R_{out} nimmt in den niedrigen k_T -Klassen mit zunehmender Multiplizität zu. Ab $k_T > 0.4$ ist jedoch kein Anwachsen der Radien mit $dN_{\text{ch}/d\eta}$ mehr zu beobachten.
- R_{side} steigt in allen k_T -Klassen mit der Multiplizität an. Der Gradient dieser Steigung ist für alle betrachteten Teilchenzahlen etwa gleich.
- R_{long} wächst in allen k_T -Klassen mit zunehmendem $dN_{\text{ch}/d\eta}$ und ebenfalls konstanter Steigung.

Zuletzt ist das, zu erwartende, Abfallen des Verhältnisses R_{out} zu R_{side} mit der globalen Ereignismultiplizität zu beobachten. Einzig der erste k_T -Bins bildet hiervon eine Ausnahme.

Auch verhalten sich die 900 GeV und die 7 TeV Daten in allen drei Richtungen identisch. Die Energie ist, wie in Unterabschnitt 9.5.3 gezeigt werden wird, keine signifikant skalierende Größe der transversalen HBT-Radien.

In p+p Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7$ TeV werden Teilchenzahlen > 120 erzielt. Dies entspricht Multiplizitäten in peripheren Schwerionenkollisionen niedrigerer Energie. Es ist zum ersten Mal möglich HBT-Radien aus p+p und Schwerionensystemen bei gleicher Multiplizität zu studieren. In Abbildung 9.19 sind die dreidimensionalen HBT-Radien, abhängig von der Multiplizität $dN_{\text{ch}/d\eta}$, mit Resultaten von STAR [Abelev, B. I. et. al., 2009] sowie PHENIX [Adler, S. S. et. al., 2004] aus Au+Au und Cu+Cu bei 64 GeV und 200 GeV verglichen.

Die ALICE p+p Daten bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7$ TeV stellen eine Multiplizitätsverbindung zu den Radien aus Schwerionenkollisionen her. Beide skalieren linear mit $dN_{\text{ch}/d\eta}$ und steigen mit wachsender Teilchenzahl an. Allerdings ist dieses Anwachsen in den Protondaten signifikant geringer als in Cu+Cu bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 62$ GeV. Auch die absoluten Radien sind in p+p, abhängig von k_T , um einen Faktor 1.5 bis 2.5 kleiner. Entscheidend ist, dass es kein universelles Skalieren in Schwerionenkollisionen und in p+p gibt; eine Schwerionenkollision mehr als das Substitut aus vielen p+p Stößen ist. Physikalisch entspricht dieser Sprung der Radien einer Expansion des thermalisierten Schwerionensystems nach der Kollision bis zum chemischen Ausfrieren, dem Zeitpunkt der Pionemission. Dies lässt nach Kapitel 8, Unterabschnitt 8.5.2 wiederum Rückschlüsse auf einen „neuen Materiezustand“ in schweren Systemen zu und ist gleichzeitig ein weiteres Indiz, dass in p+p eben kein vollständig thermalisiertes System generiert werden konnte, kein Bulk entstanden ist.

Der Unterschied der absoluten Radien in p+p und Schwerionenkollisionen bei identischen Multiplizitäten resultiert aus der diametralen Art, wie in leichten und schweren Systemen zu jenen Teilchenzahlen gelangt wird.

In p+p ist eine einzige heftige elementare Kollision notwendig, welche viele niederenergetische Sekundärteilchen erzeugt. Diese wechselwirken untereinander, wodurch es zu einer Vergrößerung der Kollisionsregion kommt. Je höher die Multiplizität ist, desto kollektiver scheint das System und desto größer sind die, mittels HBT gemessenen, Dimensionen. Die treibende Größe der Radien ist einzig die Multiplizität.

Im Gegensatz dazu kann eine Schwerionenkollision in 0. Näherung als Substitut vieler elementarer Nukleonstößen betrachtet werden. Jede dieser Wechselwirkungen erfolgt an einem anderen Punkt im Raum, sowie zu unterschiedlichen Zeiten und erzeugt eine verhältnismäßig niedrige Zahl an Sekundärteilchen. Genau diese raumzeitliche Verteilung der Kollisionen bestimmt die Dimensionen, die durch Intensitätsinterferometrie gemessen werden. Hier ist die Multiplizität in erster Linie durch die Geometrie der Kollision determiniert. Hinzu kommt die thermische Expansion, falls sich ein QGP gebildet haben sollte.

In p+p hängen die HBT-Radien von der Multiplizität und nicht von der Stoßgeometrie ab.

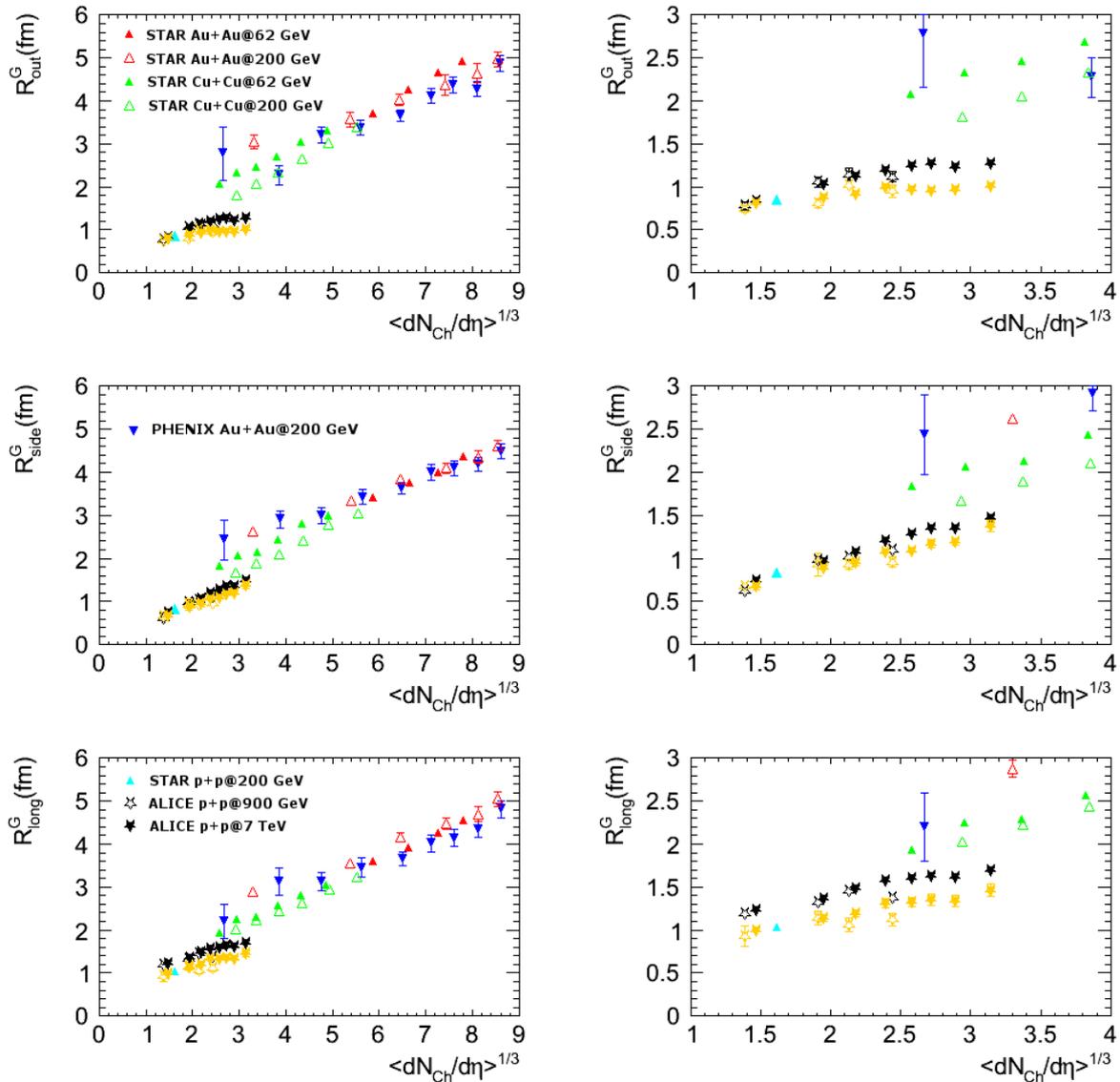


Abbildung 9.19: Die linke Spalte zeigt die dreidimensionalen HBT-Radien aus einer gaussförmigen Parametrisierung, extrahiert aus Korrelationen identischer Pionen aus $p+p$ Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV sowie 900 GeV. Gezeigt ist jeweils nur die k_T -Klasse 0.2 GeV/c bis 0.3 GeV/c (schwarz) sowie 0.3 GeV/c bis 0.4 GeV/c (orange), aufgetragen über die Kubikwurzel der Multiplizität $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^{1/3}$. Zum Vergleich werden Ergebnisse von STAR [Aggarwal, M. M. et. al., 2003] und PHENIX [Adler, S. S. et. al., 2004] aus $p+p$, Au+Au und Cu+Cu Kollisionen gezeigt. Die rechte Spalte ist eine gezoomte Darstellung des Übergangs von leichten zu schweren Systemen.

9.5.2 Abhängigkeit vom Paarimpuls

Wie in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.5.2 erläutert, wird ein Skalieren der HBT-Radien mit dem Paarimpuls k_T als Zeichen der Kollektivität des betrachteten Systems interpretiert. Mehr noch kann hieraus auf dessen Thermalisierung sowie die resultierende Expansion und damit auf die Entstehung eines QGP geschlossen werden. Besonders bemerkenswert ist, dass eine solche, eigentlich nur in Schwerionensystemen erwartete, Abhängigkeit von STAR Aggarwal, M. M. et. al. [2003] und E735 Alexopoulos, T. et. al. [1993] in p+p beziehungsweise p+p Kollisionen gesehen wurde.

Auch die ein- sowie dreidimensionalen HBT-Radien aus ALICE Daten bei Schwerpunktsenergien $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV sowie $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV wurden auf ihre Abhängigkeit vom Paarimpuls k_T untersucht. In Abbildung 9.20 ist das Skalenverhalten der eindimensionalen HBT-Radien R_{Inv} mit dem transversalen Paarimpuls für zwei Multiplizitätsklassen zusammen mit Resultaten vorheriger Experimente gezeigt.

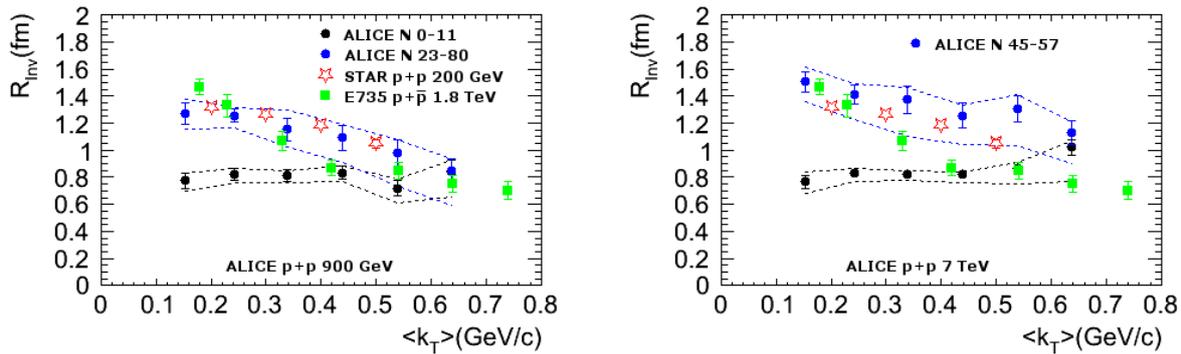


Abbildung 9.20: Links sind die eindimensionalen HBT-Radien, extrahiert nach Gleichung 9.4, aus der Korrelation identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV über den Paarimpuls aufgetragen. Gezeigt sind die beiden Multiplizitätsklassen 0-11 und 23-80. Zum Vergleich wurden Ergebnisse von STAR [Aggarwal, M. M. et. al., 2003] und E735 [Alexopoulos, T. et. al., 1993] hinzugefügt. Rechts erfolgte eine analoge Betrachtung für die Korrelation identischer Pionen aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV.

Ein wesentliches Ergebnis der HBT Analyse durch ALICE ist, dass sowohl bei einer Schwerpunktsenergie von 900 GeV als auch bei 7 TeV bei, unserer Meinung nach, korrekter Parametrisierung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes in den niedrigen Multiplizitätsklassen keine generelle Abhängigkeit der eindimensionalen HBT-Radien vom Paarimpuls verifiziert werden kann. Für die niedrigsten Teilchenzahlklassen ist der Verlauf der eindimensionalen HBT-Radien mit k_T innerhalb der systematischen Fehler flach. Bei höheren N_{ch} manifestiert sich eine leichte negative Steigung, die allerdings weniger ausgeprägt ist als in den Vergleichsdaten von STAR und E735. Das Ergebnis der Analyse durch ALICE widerspricht fundamental den Resultaten dieser vorherigen Messungen. Aus den ALICE Daten lässt sich nicht zweifelsfrei auf ein kollektives thermalisiertes System auch in p+p schließen. Es scheint kein Bulk stark wechselwirkender Materie entstanden zu sein. Erst in den höheren Teilchenzahlklassen stellt sich eine hierfür maßgebliche Abhängigkeit ein.

Für die HBT-Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} aus gaussförmiger Parametrisierung in den Koordinaten nach Bertsch und Pratt ist das Skalenverhalten mit k_T nicht so einfach.

- R_{side} zeigt in allen Multiplizitätsklassen mit zunehmendem k_T eine konstante negative Steigung.
- Gleiches gilt für den Radius R_{out} .
- R_{long} fällt für höhere Multiplizitäten, während die Steigung für niedrigere Teilchenzahlen nahezu verschwindet.

Ebenso, wie für die Abhängigkeit der HBT-Radien von der Multiplizität, gilt auch für die Abhängigkeit vom Paarimpuls, dass das Skalenverhalten für beide betrachtete Energien identisch ist. Ein Anheben

der Energie um eine Größenordnung scheint die HBT-Radien weit weniger zu beeinflussen als die Änderung des Paarimpulses oder der Multiplizität. Hierauf wird im folgenden Unterabschnitt 9.5.3 genauer eingegangen.

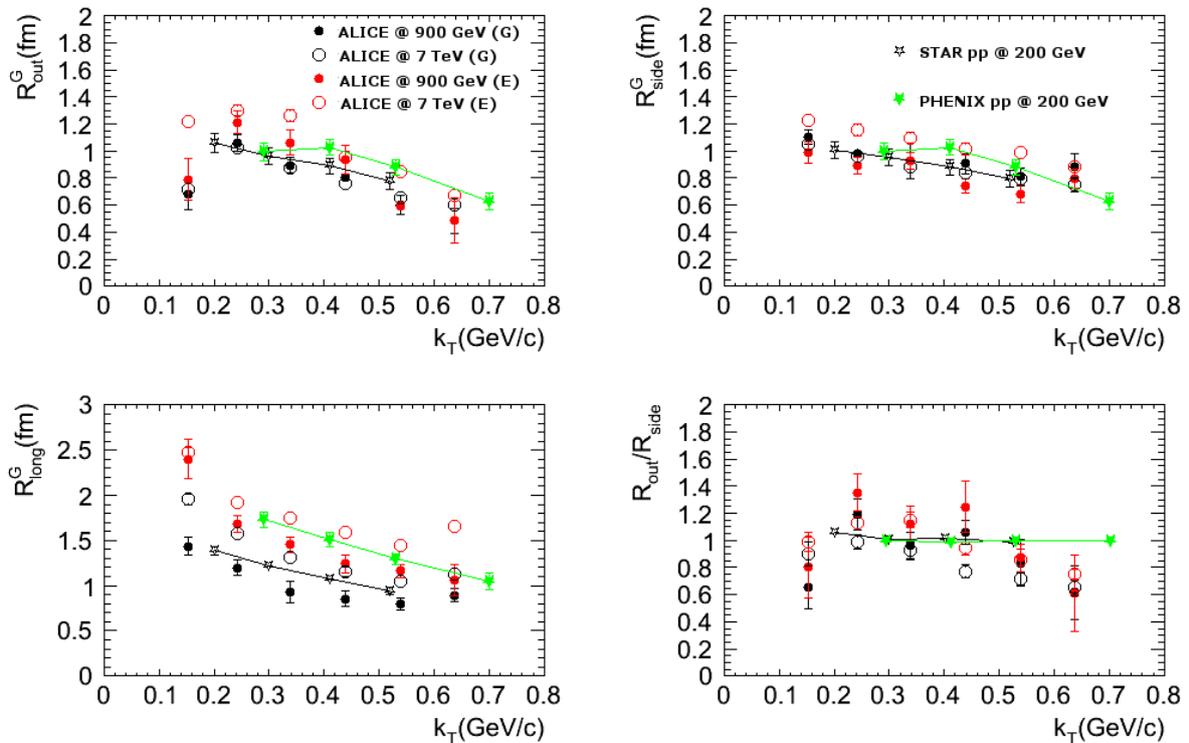


Abbildung 9.21: Dreidimensionale gaussförmiger HBT-Radien extrahiert aus der Korrelation identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus $p+p$ Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV sowie 900 GeV. Gezeigt ist jeweils nur die Teilchenzahlklasse 12-16, aufgetragen über den Paarimpuls k_T . Zum Vergleich wurden Ergebnisse von STAR [Aggarwal, M. M. et. al., 2003] und PHENIX [Adler, S. S. et. al., 2004] aus $p+p$ Kollisionen gezeigt.

Ein generelles Skalieren der HBT-Radien mit dem Paarimpuls k_T ist nicht zu verifizieren. Hingegen zeigt sich eine starke Abhängigkeit von der Anpassung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes. Es lässt sich nicht zweifelsfrei auf kollektives Verhalten auch in $p+p$ schließen. Jedoch scheint das System mit zunehmender Multiplizität $dN_{ch}/d\eta$ kollektiver zu werden, sich entsprechend eine negative Steigung einzustellen.

9.5.3 Vergleich der untersuchten Energien

Gegenstand eingehender Untersuchungen war der Unterschied zwischen beiden betrachteten Energien. In Abbildung B.14, im Anhang B sind die eindimensionalen Korrelationen aus $p+p$ Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV mit denen bei 7 TeV verglichen. Die Multiplizitätseinteilung ist 0-11, 12-16, 17-22, 23-29, 30-36, 37-44, 45-57 und 58-149. Die Paarimpulsklassen sind 0.12 GeV/c, 0.20 GeV/c, 0.30 GeV/c, 0.40 GeV/c, 0.50 GeV/c, 0.60 GeV/c und 0.70 GeV/c

Wie man in Abbildung B.14 erkennen kann, sind die Korrelationen gleichgeladener Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus $p+p$ Kollisionen bei 900 GeV und 7 TeV in vergleichbaren Multiplizitätsklassen deckungsgleich. Auch die, durch Parametrisierung mittels Gauss-Funktion nach Gleichung 9.8 extrahierten, Radien stimmen innerhalb der Fehler überein, was in Abbildung 9.22 zu sehen ist.

Anders als in transversaler Richtung ist longitudinal ein signifikantes Anwachsen der Radien mit der Energie erkennbar. Die Expansion erfolgt entlang der Stoßrichtung der Protonen wesentlich heftiger als in der xy -Ebene, wo sie ausschließlich auf die Thermalisierung des Mediums zurückzuführen ist.

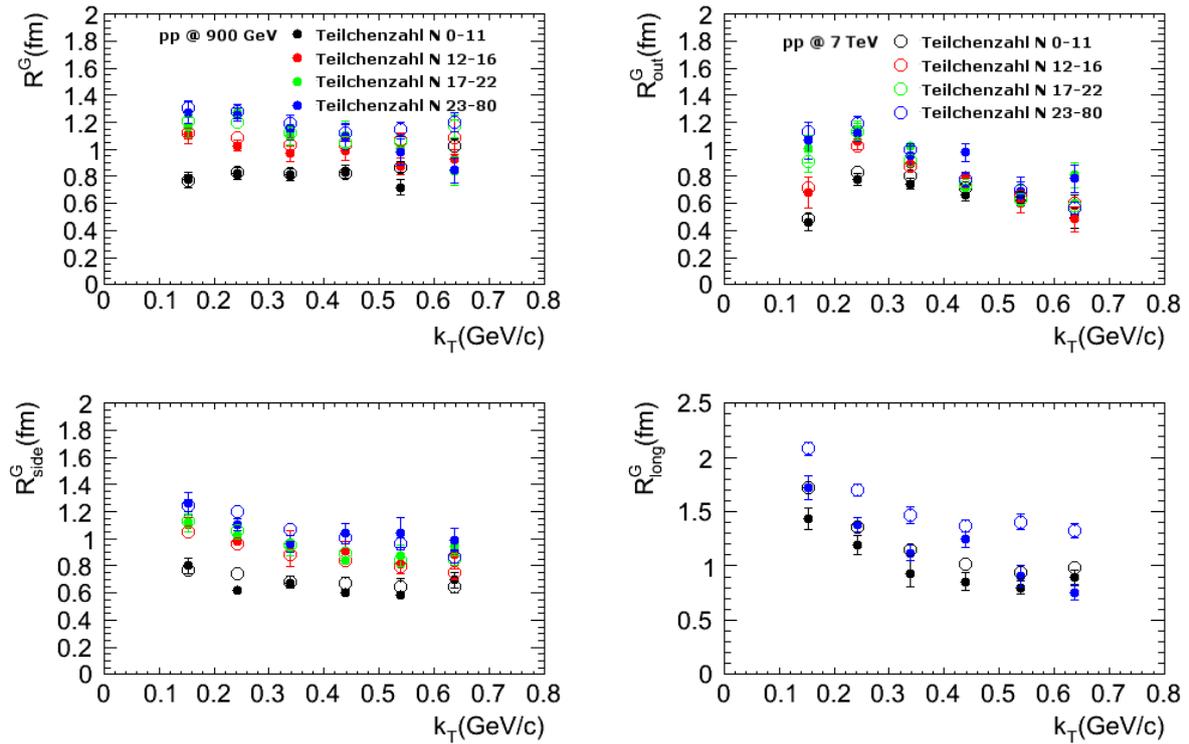


Abbildung 9.22: Vergleich der Radien R_G , R_{out} , R_{side} sowie R_{long} aus ein- und dreidimensionaler Anpassung der Korrelationsfunktionen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV (gefüllte Kreise) und 7 TeV (offene Kreise). Für die Projektion auf q_{long} sind nur zwei Multiplizitätsklassen gezeigt.

Dennoch bleibt festzuhalten, dass eine Steigerung der Energie umnahezu eine Magnitude (Faktor 8) weit weniger Einfluss auf die HBT-Radien hat, als eine Änderung der Multiplizität um bis zu 50% oder des Paarimpuls um bis zu 30%. Selbiges gilt für einen Vergleich mit den HBT-Resultaten am RHIC [Aggarwal, M. M. et. al., 2003, Adler, S. S. et. al., 2004].

Die einflussreichsten Skalingsvariablen der Zweiteilchenintensitätsinterferometrie sind die globale Ereignismultiplizität und der Paarimpuls, nicht jedoch die Energie.

9.6 Intensitätsinterferometrie identischer Pionen in ALICE in Pb+Pb bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV

Neben der femtoskopischen Analyse identischer Pionen aus p+p Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV sowie 7 TeV, welche den Schwerpunkt dieser Dissertation bildet, wird in diesem Abschnitt ein Überblick über die ersten Resultate der Analyse von Pb+Pb Daten bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ GeV gegeben [Aamodt, K. et al., 2011c]. Sie wurden im November und Dezember 2010 zu Ende der ersten langen Laufperiode des LHC genommen. Die Zahl der Teilchenbündel im Beschleuniger betrug bis zu 66, was zu einer Luminosität von bis zu $8 \cdot 10^{23} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-2}$ führte. Die mittlere Pseudorapiditätsdichte geladener Teilchen in den zentralsten 5% der Kollisionen lag bei 1600 ± 60 [Aamodt, K. et al., 2011b]. Während die Selektion der Ereignisse und Teilchenspuren der entsprach, die für die Analysen der Daten aus p+p Kollisionen verwendet und der Referenz Aamodt, K. et al. [2011c] entnommen werden können, wurde durch die schmalen Korrelationspeaks in Schwerionenkollisionen eine Parselektion zwingend. Nach ausführlichen Untersuchungen exkludierte man alle Pionpaare, die bei einem Radius von 1.2 m vom nominalen Kollisionspunkt (Eingang der TPC) einen transversalen Abstand von weniger als 1.2 cm sowie einen Abstand in z-Richtung von weniger als 2.4 cm hatten. Hierdurch konnte sichergestellt

werden, dass Korrelationen identischer Pionen aus Monte Carlo Simulationen auch bei kleinen Relativimpulsen q flach sind und Zweiteilcheneffekte unterdrückt waren.

Darüber hinaus mussten die extrahierten Radien auf Impulsauflösung des Detektors korrigiert werden. Die endliche Impulsauflösung des Experiments führt zu einem Ausschmieren des, durch BEC verursachten, Anstiegs. Zu diesem Zweck wurden Simulationen erzeugt und mit einem artifiziellen HBT-Peak versehen. Durch Vergleich zwischen eingesetzten und rekonstruierten Radien konnte der Einfluss der Impulsauflösung herausgearbeitet werden ¹. Dieser Effekt führte zu einer Änderung der HBT-Radien von bis zu 4%.

In Abbildung 9.23 ist eine eindimensionale Korrelationsfunktion identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus Pb+Pb Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 2.76 TeV mit einer solchen aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV verglichen.

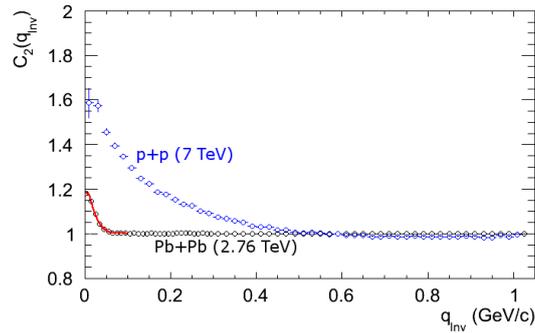


Abbildung 9.23: Vergleich der eindimensionalen Korrelationsfunktion identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus Pb+Pb Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 2.76 TeV (schwarz) mit einer solchen aus p+p Kollisionen bei 7 TeV (blau).

Gegensätzlich zu den p+p Ergebnissen ist der BEC bedingte Anstieg in Schwerionendaten viel schmaler. Die Form des Peaks ist hier nahezu ideal gaussförmig. Auch das, durch EMCIC verursachte, Anwachsen der Korrelationsfunktionen bei großen Impulsdifferenzen sowie die Beeinflussung der extrahierten Radien durch Minijetfragmentation sind in Pb+Pb nicht festzustellen. Der ermittelte HBT-Radius beträgt $7.02 \pm 0.10(\text{stat.}) \pm 0.51(\text{sys.})$ fm.

Für die Analyse identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus Pb+Pb Kollisionen wurden Ereignisse verwendet, deren Datenaufzeichnung durch einen Minimum Bias Trigger, beschrieben in Abschnitt 9.2, ausgelöst wurde. Darüber hinaus analysierte man vorerst nur die 5% zentralsten Ereignisse, entsprechend der höchsten Multiplizitäten. Da es die Statistik zuließ, wurde eine Einteilung der Paarimpulse k_T vorgenommen. Die Klassen sind 0.2 GeV/c, 0.3 GeV/c, 0.4 GeV/c, 0.5 GeV/c, 0.6 GeV/c, 0.7 GeV/c, 0.8 GeV/c und 1.0 GeV/c. In Abbildung 9.24 ist die Projektion der Korrelationsfunktionen auf q_{out} , q_{side} und q_{long} gezeigt.

In allen drei Repräsentationen konnte in den Pb+Pb Daten ein Anstieg durch BEC festgestellt werden. Im Unterschied zu den zuvor betrachteten Korrelationen in p+p sind die Peaks hier so schmal, dass die Löcher bei Projektion auf q_{out} , sowie die Kanten bei Betrachtung von q_{long} die extrahierten Radien nicht beeinflussen. Darüber hinaus ließen sich diese nahezu ideal durch eine gaussförmige Parametrisierung nach Gleichung 9.8 anpassen. Eine klare Abhängigkeit der HBT-Radien vom Paarimpuls k_T ist festzustellen. In Abbildung 9.25 sind die ermittelten Radien gegen k_T aufgetragen und zusätzlich mit den Ergebnissen des STAR Experiments verglichen [Adams, J. et. al., 2005]. In Aamodt, K. et al. [2011c] findet sich ein sehr guter Vergleich dieser Resultate mit Modellvorhersagen für LHC Ergebnisse [Frodermann, E., Chatterjee, R. und Heinz, U., 2007, Bozek, P., Chojnacki, M., Florkowski, W. und Tomasik, B., 2010, Chojnacki, M. et. al., 2008, Karpenko, Iu. A. und Sinyukov, Yu. M., 2010, Armesto, (ed.), N. et. al., 2008, Boggild, H., Hansen, O. und Humanic, T. J., 2009, Humanic, T. J., 2010].

¹ Alternative Verfahren vergleichen Position und Halbwertsbreite ausgewählter Resonanzen in Simulation und Experiment.

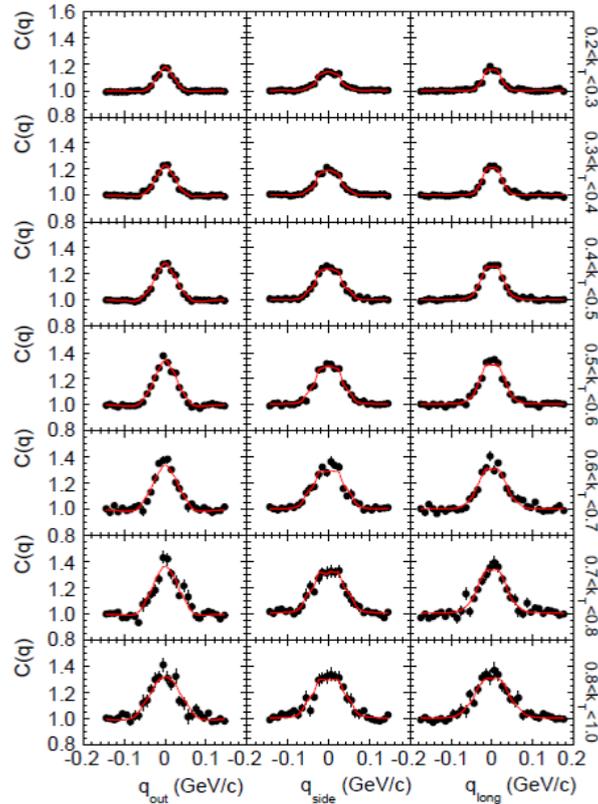


Abbildung 9.24: Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus Pb+Pb Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 2.76 TeV gemessen mit ALICE. Die Parametrisierung erfolgte nach Bertsch und Pratt in q_{out} , q_{side} und q_{long} . Über die beiden jeweils anderen Komponenten wurde von -0.03 bis 0.03 GeV/c integriert. Die sechs k_T -Klassen sind 0.2 GeV/c, 0.3 GeV/c, 0.4 GeV/c, 0.5 GeV/c, 0.6 GeV/c, 0.7 GeV/c, 0.8 GeV/c und 1.0 GeV/c [Aamodt, K. et al., 2011c].

Das Skalenverhalten der HBT-Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} aus Pb+Pb Daten bei einer Schwerpunktsenergie von 2.76 TeV mit k_T ist wie erwartet fallend. Die negative Steigung ist für R_{long} am Signifikantesten. Dies ist eine Signatur für kollektives Verhalten eines expandierenden, vollständig thermalisierten Systems. Ein Materiebulk ist entstanden.

Das Verhältnis R_{out}/R_{side} ist innerhalb der systematischen Fehler flach und entspricht dem Verhalten, das die STAR Daten aus Au+Au Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV zeigen. Aus dem RHIC- ist ein LHC Puzzle geworden (siehe Kapitel 8, Unterabschnitt 8.5.3).

Darüber hinaus konnte durch Untersuchung der ALICE Pb+Pb Daten bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 2.76 TeV eine signifikante Erweiterung des Energiebereichs gegenüber älteren Experimenten erzielt werden. In Abbildung 9.26 wurden die Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} von ALICE und diversen älteren Experimenten über die jeweilige Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ aufgetragen^m.

Alle drei betrachteten Radien wachsen mit der Energie des Kollisionssystems. Dieser Anstieg ist in longitudinaler Richtung ausgeprägter als transversal. Besonders in out- und side-Richtung wurde ein solches Verhalten nicht unbedingt erwartet. Die transversale Expansion ist stark, was wiederum auf einen hohen Grad der Thermalisierung hindeutet. Ebenso wurden rechts in Abbildung 9.26 die verschiedenen Radien von ALICE und älteren Experimenten über die Kubikwurzel der Multiplizität $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^{1/3}$ aufgetragenⁿ. Analog zur Abhängigkeit von der Kollisionsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ wachsen alle drei Radien auch mit der Multiplizität. Diese ist hier, verglichen mit p+p, geometrisch verursacht.

^m Alle Ergebnisse vorheriger Experimente wurden zu Pb+Pb hochskaliert. Dies geschah durch Multiplikation mit einem Faktor $(208^2/AB)$, worin A und B die Massenzahlen der kollidierenden Teilchen sind. Auch die Multiplizitäten wurden auf die 5% zentralsten Kollisionen angepasst. Hierfür wurde auf den Multiplikator $(N_{part}^{5\%}/\langle N_{part}^{mean} \rangle)^{1/3}$ zurückgegriffen.

ⁿ Ist die Multiplizität in der Form dN/dy gegeben, so wird sie mit einem Faktor 0.88 versehen, um sie mit $dN/d\eta$ zu vergleichen.

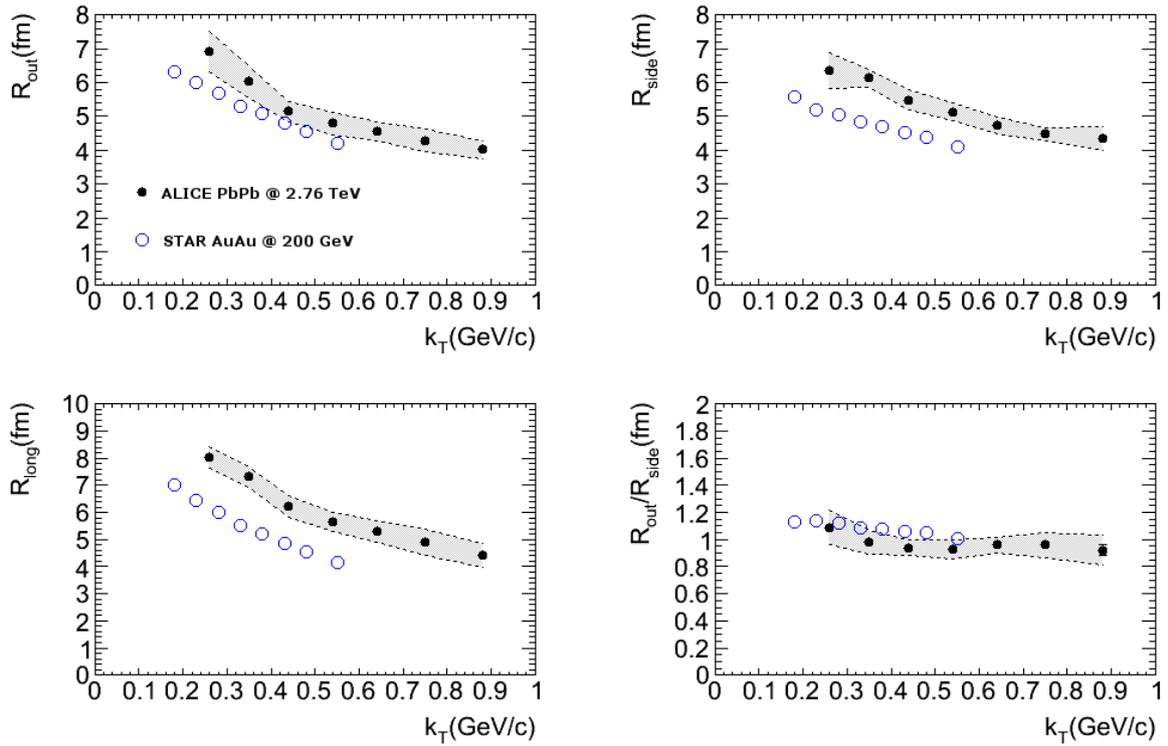


Abbildung 9.25: Die Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} aus einer Parametrisierung nach Gleichung 9.6 aus zentralen Ereignissen aufgetragen über den transversalen Paarimpuls k_T [Aamodt, K. et al., 2011c]. Ebenfalls gezeigt ist der Quotient R_{out}/R_{side} . Zum Vergleich sind Ergebnisse aus Au+Au Kollisionen bei 200 GeV gemessen durch STAR, gezeigt [Adams, J. et al., 2005].

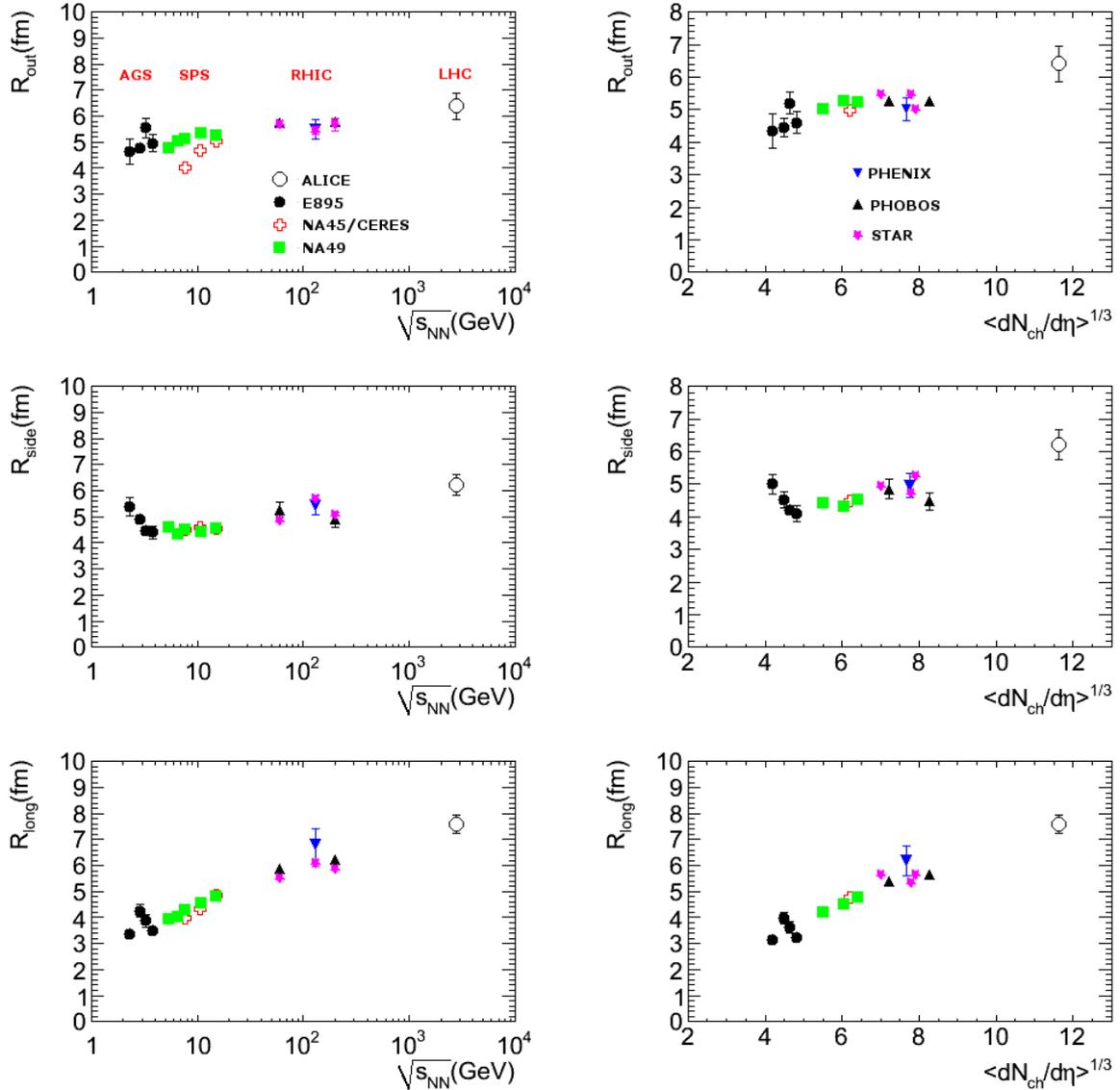


Abbildung 9.26: Vergleich der durch ALICE ermittelten HBT-Radien in Pb+Pb bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 2.76 TeV [Aamodt, K. et al., 2011c] mit älteren Ergebnissen aus Pb+Pb und Au+Au Kollisionen bei AGS [Lisa, M. A. et al., 2000], SPS [Adamova, D. et al., 2003, Alt, C. et al., 2008, Afanasiev, S. V. et al., 2002] und RHIC [Adams, J. et al., 2005, Abelev, B. I. et al., 2009, Adcox, K. et al., 2002, Back, B. et al., 2006, Adler, C. et al., 2001, Back, B. et al., 2006, Adcox, K. et al., 2001, Back, B. B. et al., 2006, 2003]. Für ALICE sind die HBT-Radien für $k_T = 0.3$ GeV/c gezeigt. Rechts ist selbiges in Abhängigkeit von der Kubikwurzel der Multiplizität $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle^{1/3}$ aufgetragen.

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Dissertation wurde die Ausrichtung des ALICE Übergangsstrahlungsdetektors vorangetrieben. Hierzu implementierte man eine Alignmentumgebung, welche kontinuierlich weiterentwickelt wurde. Diese wurde zuerst mittels Simulationen getestet und besser verstanden. Darüber hinaus versuchten wir durch Studien das Verhalten der Ausrichtung des TRD zu verbessern und die systematischen Fehler zu bestimmen.

Nachdem sichergestellt werden konnte, dass die Ausrichtung in Simulationen funktioniert, wurde begonnen kosmische Strahlung zu nutzen, um zuerst eine Positionierung der Supermodule mit Bezug zur TPC durchzuführen. So wurde erreicht, dass zum Start des LHC am 6. Dezember 2009 ein Satz Korrekturparameter der bis dato installierten 7 Supermodule zur Verfügung stand und in die OCDB übermittelt war.

Mit der Datennahme im System p+p bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV zu Ende des Jahres 2009 konnte validiert werden, dass diese Ausrichtung erfolgreich war. Es wurden Verbesserungen in der Position der Supermodule in $r\phi$ von bis zu 1.5 cm erzielt. Darüber hinaus trat eine Optimierung der Positionsauflösung des TRD ein.

Über das gesamte Jahr 2010 musste die Ausrichtung immer wieder kontrolliert und, wenn notwendig, auf Veränderungen im TRD und der TPC reagiert werden. Des Weiteren sollte vor Jahresende und der geplanten einmonatigen Datennahme im System Pb+Pb bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV eine Ausrichtung der Kammern innerhalb ihrer Stacks in die OCDB integriert sein. Dies war notwendig, um die Positionsauflösung des TRD auf die hohen Multiplizitäten in Bleikollisionen vorzubereiten. Die Ausrichtung der Kammern erfolgte im September 2010 mit p+p Daten bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV, pünktlich vor den ersten Schwerionenkollisionen.

Das letzte Alignment, welches Eingang in diese Dissertation fand, erfolgte mit kosmischer Strahlung zu Beginn des Jahres 2011. In der vorhergehenden Winterpause wurden drei weitere Supermodule in den Übergangsstrahlungsdetektor integriert und deren Zahl auf zehn erhöht. Dies machte eine neue Ausrichtung notwendig. Die Positionierung der Supermodule mit Bezug zur TPC erfolgte mit kosmischer Strahlung, die im Februar 2011 gemessen wurde.

Insgesamt war die Ausrichtung des ALICE TRD ein Erfolg. Die Positionen der Supermodule bezüglich der TPC konnten um bis zu 1.5 cm in $r\phi$ verbessert werden. Auch die anderen fünf Korrekturparameter wurden optimiert. Darüber hinaus konnte die Langzeitstabilität der Ausrichtung, sowie der Position der Trägerstruktur der Supermodule gezeigt und garantiert werden.

Auch die Ausrichtung der Kammern innerhalb ihrer Stacks trug zur Optimierung der Auflösung des TRD bei. Diese konnten optisch gut linear aufgereiht werden. Es gelang eine Positionierung unterhalb 300 μm bezüglich der benachbarten Kammern.

Sowohl die Ausrichtung der Supermodule als auch der Kammern trugen zu einer Verbesserung der Positionsauflösung des TRD bei. Die Weiten der Residuals σ_y , welche als Trackletauflösung interpretiert

werden, wurden um mehr als 50% reduziert. Die Effizienz des TRD hingegen konnte (abhängig von der Weite der Akzeptanzfenster) kaum optimiert werden.

In Zukunft wird es darauf ankommen die Ausrichtung der Kammern weiter zu verbessern. Dies wird mit einer Evolution der Rekonstruktion des TRD einhergehen. Darüber hinaus sind die verbliebenen 8 Supermodule nach ihrem Einbau zu Beginn 2012 ebenfalls gegen die TPC auszurichten. Zuletzt muss die Langzeitstabilität des Alignments weiter aufgezeichnet und sichergestellt werden. Dies beinhaltet die instantane Reaktion auf Veränderungen in den Detektoren.

Der zweite Teil dieser Dissertation widmete sich der Zweiteilchenintensitätsinterferometrie identischer Pionen aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV sowie 7 TeV in ALICE. Auch die HBT-Analyse der ersten Schwerionenkollisionen in Pb+Pb bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 2.76 TeV wurde angerissen, um so die kompletten Ergebnisse des ersten Betriebsjahres auf diesem Themengebiet zusammenzufassen.

Die Korrelationsfunktionen wurden im CMS sowie im LCMS gebildet und die HBT-Radien mittels gaussförmiger sowie alternativ exponentieller Parametrisierung extrahiert. Darüber hinaus wurden die beiden Femtoskopieumgebungen AliFEMTO und UNICOR verglichen.

In beiden untersuchten Energien konnte ein Anstieg der Korrelationsfunktion C_2 bei kleinen Relativimpulsen q beobachtet werden. Dieser ist durch bosonische Symmetrisierung der Zweiteilchenwellenfunktion identischer Pionen verursacht und kann genutzt werden, um die Dimensionen der Homogenitätsregion der Kollision zu extrahieren. Die Korrelationsfunktion in p+p konnten durch eine gaussförmige Parametrisierung nicht optimal angepasst werden.

Da die Statistik sowohl in 900 GeV als auch in 7 TeV ausreichte, wurde diese Analyse differentiell in Multiplizitäts- und Paarimpulsklassen durchgeführt. Auch konnte die Emissionsregion in drei Dimensionen untersucht werden. In allen Projektionen maß man einen Anstieg der Korrelationsfunktion durch HBT-Effekt bei kleinem Relativimpuls q . Für die höheren k_T -Bins ist ein Anwachsen der Korrelationsfunktionen durch Fragmentation von Minijets zu beobachten, der es oberhalb 1 GeV/c unmöglich macht den Bose-Einstein-Peak zu extrahieren.

In eindimensionaler Betrachtung wurde festgestellt, dass der HBT-Radius mit zunehmender Rapiditätsdichte geladener Teilchen $dN_{ch}/d\eta$ zunimmt. Eine Abhängigkeit der Dimensionen vom Paarimpuls k_T konnte nach Parametrisierung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes nicht verifiziert werden.

In drei Dimensionen konnte jene Multiplizitätsabhängigkeit in allen drei Komponenten ebenfalls herausgearbeitet werden. Im Gegensatz zur eindimensionalen Betrachtung skalieren die HBT-Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} hier mit dem Paarimpuls k_T . Dies ist ein Anzeichen für kollektives Verhalten eines expandierenden Systems. Diese Ergebnisse konnten durch Entwicklung der Korrelationsfunktionen in Kugelflächenfunktionen bestätigt werden.

Sowohl Multiplizität als auch Paarimpuls sind skalierende Größen der Korrelationsfunktion. Andererseits ist der Unterschied der HBT-Radien zwischen den 900 GeV und den 7 TeV Daten in vergleichbaren Multiplizitätsbins nicht signifikant.

Mehr noch werden in p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV Teilchenzahlen erreicht, wie sie in peripheren Schwerionenkollisionen niedrigerer Energie zu messen sind. Es konnte erstmals eine Brücke zwischen HBT-Radien aus p+p und Pb+Pb, Pb+Au sowie Cu+Cu hergestellt werden, wodurch gezeigt wurde, dass ihr Skalenverhalten mit $\langle dN_{Ch}/d\eta \rangle^{1/3}$ für Schwerionenkollisionen und Protonkollisionen unterschiedlich ist. Eine Schwerionenkollision ist mehr als das Substitut vieler Nukleonstöße.

Auch mit den ersten Pb+Pb Daten des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 2.76 TeV wurde eine HBT-Analyse in drei Dimensionen durchgeführt. Man betrachtete nur Ereignisse bei höchster Zentralität (0-5%) und entsprechend maximaler Teilchenzahl. In allen k_T -Klassen und den drei Projektionen auf q_{out} , q_{side} und q_{long} konnte ein BEC bedingter Anstieg der Korrelationsfunktion extrahiert werden. Eine Vergrößerung der Homogenitätslängen mit der Multiplizität bei Vergleich mit den Ergebnissen vorheriger Experimente niedrigerer Energie wurde festgestellt. Auch eine Vergrößerung der Radien R_{out} ,

R_{side} und R_{long} mit der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ wurde gemessen. Darüber hinaus ist in Schwerionenkollisionen bei ALICE ein Skalieren der HBT-Radien mit dem Paarimpuls feststellbar. Sowohl die longitudinale als auch die transversale Expansion des Systems sind stärker ausgeprägt als bei niedrigeren Energien. Es liegt kollektives Verhalten vor, woraus auf die Entstehung eines QGP geschlossen werden kann.

In Zukunft wird eine Untersuchung der gemessenen Pb+Pb Daten abhängig von der Ereigniszentralität erfolgen. Ebenso interessant ist die Betrachtung des Verhaltens der HBT-Radien unter Berücksichtigung des Winkels bezüglich der Azimutalebene. Auch ein Wechsel des betrachteten Systems wird demnächst veröffentlicht werden. Hier steht als nächstes die Intensitätsinterferometrie mittels Kaonen auf dem Programm.

Literaturverzeichnis

- Aamodt, K. et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08002, 2008.
- Aamodt, K. et al. Elliptic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at 2.76 TeV. 2010a.
- Aamodt, K. et al. Two-pion Bose-Einstein correlations in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV. 2010b.
- Aamodt, K. et al. Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 0.9$ and 2.36 TeV with ALICE at LHC. *Eur. Phys. J.*, C68:89–108, 2010a.
- Aamodt, K. et al. Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV with ALICE at LHC. *Eur. Phys. J.*, C68:345–354, 2010b.
- Aamodt, K. et al. First proton–proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector: measurement of the charged particle pseudorapidity density at $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV. *Eur. Phys. J.*, C65:111–125, 2010a.
- Aamodt, K. et al. 2010b. URL <https://aliceinfo.cern.ch/static/aliroot-new/PWG2/FEMTOSCOPY/Alifemto.html>.
- Aamodt, K. et al. 2010c. URL <http://aliceinfo.cern.ch>.
- Aamodt, K. et al. 2010d. URL <http://aliceinfo.cern.ch/static/aliroot-pro/html/roothtml/Alifemto.html>.
- Aamodt, K. et al. 2010e. URL <http://aliceinfo.cern.ch/static/aliroot-new/html/roothtml/Alifemto.html>.
- Aamodt, K. et al. Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks. *Journal of Instrumentation*, 5:3003–+, March 2010f.
- Aamodt, K. et al. 2010g. URL <http://aliceinfo.cern.ch/static/aliroot-pro/html/roothtml/Alifemto.html>.
- Aamodt, K. et al. 2010h. URL <http://aliceinfo.cern.ch/static/aliroot-new/html/roothtml/Alifemto.html>.
- Aamodt, K. et al. Suppression of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Central Pb–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Lett.*, B696:30–39, 2011a.
- Aamodt, K. et al. Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 106:032301, 2011b.
- Aamodt, K. et al. Two-pion Bose-Einstein correlations in central PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Lett.*, B696:328–337, 2011c.
- Aamodt, K. et al. Femtoscopy of pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 0.9$ and 7 TeV at the LHC with two-pion Bose-Einstein correlations. 2011d.
- Aamodt, K. et al. Production of pions, kaons and protons in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV with ALICE at the LHC. 2011.
- Aarts, G. und Martinez Resco, J. M. Transport coefficients from the 2PI effective action. *Phys. Rev.*, D68:085009, 2003.
- Abbasi, R. U. et al. First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression. *Phys. Rev. Lett.*, 100(10):101101, 2008.
- Abelev, B. I. et al. Pion Interferometry in Au+Au and Cu+Cu Collisions at RHIC. *Phys. Rev.*, C80:024905, 2009.
- Abreu, M. C. et al. Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/psi suppression pattern measured in Pb Pb collisions at the CERN-SPS. *Phys. Lett.*, B477:28–36, 2000.
- Abreu, P. et al. Bose-Einstein correlations in the hadronic decays of the Z₀. *Phys. Lett.*, B286:201–210, 1992.
- Abreu, P. et al. Two-dimensional analysis of the Bose-Einstein correlations in e+e- annihilation at the Z₀ peak. *Phys. Lett.*, B471: 460–470, 2000.

- Adamova, D. et al. Beam energy and centrality dependence of two-pion Bose-Einstein correlations at SPS energies. *Nucl. Phys.*, A714:124–144, 2003.
- Adamova, D. et al. Modification of the rho meson detected by low-mass electron-positron pairs in central Pb-Au collisions at 158 A GeV/c. *Phys. Lett.*, B666:425–429, 2008.
- Adams, J. et al. Evidence from d + Au measurements for final-state suppression of high p_T hadrons in Au + Au collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 91:072304, 2003.
- Adams, J. et al. Pion interferometry in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev.*, C71:044906, 2005.
- Adcox, K. et al. Centrality dependence of charged particle multiplicity in Au Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 86:3500–3505, 2001.
- Adcox, K. et al. Transverse mass dependence of two-pion correlations in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 88:192302, 2002.
- Adler, C. et al. Pion interferometry of $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV Au+Au collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 87:082301, 2001.
- Adler, R. et al. Bose-Einstein correlations in anti-p p annihilations at rest. *Z. Phys.*, C63:541–548, 1994.
- Adler, S. S. et al. Bose-Einstein correlations of charged pion pairs in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 93:152302, 2004.
- Afanasiev, S. V. et al. Energy dependence of pion and kaon production in central Pb + Pb collisions. *Phys. Rev.*, C66:054902, 2002.
- Agakichiev, G. et al. Semi-hard scattering unraveled from collective dynamics by two-pion correlations in 158-A-GeV/c Pb + Au collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 92:032301, 2004.
- Aggarwal, M. M. et al. Observation of direct photons in central 158 AGeV Pb-208 + Pb-208 collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 85:3595–3599, 2000.
- Aggarwal, M. M. et al. One-, two-, and three-particle distributions from 158A GeV/c central Pb+Pb collisions. *Phys. Rev.*, C67:014906, 2003.
- Ahn, M. H. et al. Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment. *Phys. Rev.*, D74:072003, 2006.
- Akkelin, S. V. und Sinyukov, Yu. M. The HBT interferometry of expanding sources. *Phys. Lett.*, B356:525–530, 1995.
- Alexopoulos, T. et al. A Study of source size in p anti-p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 1.8$ TeV using pion interferometry. *Phys. Rev.*, D48:1931–1942, 1993.
- Alme, J. et al. The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events. *Nucl. Instrum. Meth.*, A622:316–367, 2010.
- Alt, C. et al. Bose-Einstein correlations of pion pairs in central Pb+Pb collisions at CERN SPS energies. *Phys. Rev.*, C77:064908, 2008.
- Anchordoqui, L., Paul, T., Reucroft, S. und Swain, J. . Ultrahigh Energy Cosmic Rays. *International Journal of Modern Physics A*, 18, 2003.
- Andersson, B., Gustafson, G., Ingelman, G. und Sjostrand, T. Parton Fragmentation and String Dynamics. *Phys. Rept.*, 97:31–145, 1983.
- Andronic, A., Braun-Munzinger, P. und Stachel, J. Thermal hadron production in relativistic nuclear collisions: the sigma meson, the horn, and the QCD phase transition. *Phys. Lett.*, B673:142–145, 2009.
- Angelopoulos, A. et al. Direct determination of two-pion correlations for anti-p p $\rightarrow 2\pi^+ 2\pi^-$ annihilation at rest. *Eur. Phys. J.*, C1:139–148, 1998.
- Armesto, (ed.), N. et al. Heavy Ion Collisions at the LHC - Last Call for Predictions. *J. Phys.*, G35:054001, 2008.
- Arnaldi, R. et al. J/ Ψ production in proton-nucleus collisions at 158 and 400 GeV. 2010.
- Avery, P. et al. Bose-Einstein correlations in e+e- annihilations in the Upsilon region. *Phys. Rev.*, D32:2294–2302, 1985.
- Back, B. B. et al. The significance of the fragmentation region in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 91:052303, 2003.
- Back, B. B. et al. Charged-particle pseudorapidity distributions in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV. *Phys. Rev.*, C74:021901, 2006.

- Back, B. et. al. Transverse momentum and rapidity dependence of HBT correlations in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV and 200 GeV. *Phys. Rev.*, C73:031901, 2006.
- Bailhache, R. PhD Thesis. 2010.
- Bailly, J. L. et. al. Bose-Einstein correlations for pions produced in p p collisions at 360 GeV/c. *Z. Phys.*, C43:341, 1989.
- Bala, R. Open Charm Analysis at Central Rapidity in ALICE using the first year of pp data at $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV. 2011.
- Barate, R. et al. Bose-Einstein correlations in W-pair decays. *Phys. Lett.*, B478:50–64, 2000.
- Barrette, J. et. al. Observation of anisotropic event shapes and transverse flow in Au + Au collisions at AGS energy. *Phys. Rev. Lett.*, 73:2532–2535, 1994.
- Barrette, J. et al. Two-proton correlations from 14.6 AGeV/c Si+Pb and 11.5 AGeV/c Au+Au central collisions. *Phys. Rev.*, C60:054905, 1999.
- Bartnik, E. A. und Rzazewski, K. Bose-Einstein Correlations and Determination of Fireball Dimension in Hadron Collisions. *Phys. Rev.*, D18:4308–4312, 1978.
- Baym, G. The physics of Hanbury Brown-Twiss intensity interferometry: From stars to nuclear collisions. *Acta Phys. Polon.*, B29:1839–1884, 1998.
- Baym, G. und Braun-Munzinger, P. Physics of Coulomb corrections in Hanbury-Brown-Twiss interferometry in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Nucl. Phys.*, A610:286c–296c, 1996.
- Bertsch, G. F. Pion interferometry as a probe of the plasma. *Nucl. Phys.*, A498:173c–180c, 1989.
- Bertsch, G. F., Danielewicz, P. und Herrmann, M. Hanbury-Brown-Twiss analysis in a solvable model. *Phys. Rev.*, C49:442–451, 1994.
- Bethe, H. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Annalen der Physik*, 397(3):325–400, 1930.
- Bjorken, J.D. FERMLAB-PUB-82-59-THY and erratum (unpublished). 1982.
- Blaizot, J. P. und Mueller, A. H. The Early Stage of Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions. *Nucl. Phys.*, B289:847, 1987.
- Boal, D. H., Gelbke, C. K. und Jennings, B. K. Intensity interferometry in subatomic physics. *Rev. Mod. Phys.*, 62, 1990.
- Bock, N. Energy momentum conservation effects on two-particle correlation functions. 2011.
- Boggild, H., Hansen, O. und Humanic, T. J. Elliptic flow from collision geometry and rescattering. *Phys. Rev.*, C79:044912, 2009.
- Engel R. und Ranft J. Bopp, Fritz W. Rapidity gaps and the PHOJET Monte Carlo. 1998.
- Bozek, P., Chojnacki, M., Florkowski, W. und Tomasik, B. Hydrodynamic predictions for Pb+Pb collisions at 2.76 TeV. *Phys. Lett.*, B694:238–241, 2010.
- Braun-Munzinger, P., Stachel, J., Wessels, J. P. und Xu, N. Thermal equilibration and expansion in nucleus-nucleus collisions at the AGS. *Phys. Lett.*, B344:43–48, 1995.
- Braun-Munzinger, P. und Stachel, J. (Non)thermal aspects of charmonium production and a new look at J/psi suppression. *Phys. Lett.*, B490:196–202, 2000.
- Braun-Munzinger, P. und Stachel, J. Charmonium from Statistical Hadronization of Heavy Quarks – a Probe for Deconfinement in the Quark-Gluon Plasma. 2009.
- Breakstone, A. et. al. Multiplicity dependence of the average transverse momentum and of the particle source size in p p interactions at $\sqrt{s_{NN}} = 62$ GeV, 44 GeV und 31 GeV. *Z. Phys.*, C33:333, 1987.
- Brown, D. A. et al. Imaging Three Dimensional Two-particle Correlations for Heavy-Ion Reaction Studies. *Phys. Rev.*, C72:054902, 2005.
- Brown, D. A. und Danielewicz, P. Optimized Discretization of Sources Imaged in Heavy-Ion Reactions. *Phys. Rev.*, C57:2474–2483, 1998.
- Brown, G. E. und Rho, M. Scaling effective Lagrangians in a dense medium. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2720–2723, 1991.
- Brun, R et al. 1995. URL <http://root.cern.ch/drupal>.
- Chajeck, Z. und Lisa, M. Global Conservation Laws and Femtoscopy of Small Systems. *Phys. Rev.*, C78:064903, 2008.

- Chapman, S., Nix, J. R. und Heinz, U. W. Extracting source parameters from Gaussian fits to two particle correlations. *Phys. Rev.*, C52:2694–2703, 1995.
- Chapman, S., Scotto, P. und Heinz, U. W. The 'Out longitudinal' cross term and other model independent features of the two particle HBT correlation function. *Nucl. Phys.*, A590:449c–452c, 1995.
- Chapman, S. und Nix, J. R. Realistic Expanding Source Model for Relativistic Heavy- Ion Collisions. 1996.
- Chodos, A., Jaffe, R. L., Johnson, K., Thorn, C. B. und Weisskopf, V. F. New extended model of hadrons. *Phys. Rev. D*, 9(12): 3471–3495, Jun 1974.
- Chojnacki, M. et. al. Soft heavy-ion physics from hydrodynamics with statistical hadronization: Predictions for collisions at $\sqrt{s}(1/2)(NN) = 5.5\text{-TeV}$. *Phys. Rev.*, C78:014905, 2008.
- Chojnacki, M., Florkowski, W. und Csorgo, T. On the formation of Hubble flow in Little Bangs. *Phys. Rev.*, C71:044902, 2005.
- Cocconi, G. Second Order Interference as a Tool for the Determination of Hadron Fireball Dimensions. *Phys. Lett.*, B49:459, 1974.
- ALICE Collaboration. Technical Design Report of the High Momentum Particle Identification Detector. *CERN/LHCC 98-19*, 1998.
- ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Inner Tracking System . *CERN/LHCC 99-12*, 1999a.
- ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer. *CERN/LHCC 99-22*, 1999b.
- ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Photon Spectrometer. *CERN/LHCC 99-4*, 1999c.
- ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Time of Flight System. *CERN/LHCC 2000-012*, 2000a.
- ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Time Projection Chamber. *CERN/LHCC 2000-001*, 2000b.
- ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Transition Radiation Detector. *CERN/LHCC 2001-021*, 2001.
- ALICE Collaboration. Technical Design Report on Forward Detectors: FMD, T0, V0. *CERN/LHCC 2004-025*, 2004a.
- ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Photon Multiplicity Detector. *CERN/LHCC 2004-025*, 2004b.
- ALICE Collaboration. Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report. *CERN/LHCC 2008-014*, 2008.
- Csorgo, T. et. al. Observables and initial conditions for self-similar ellipsoidal flows. *Phys. Rev.*, C67:034904, 2003.
- Csorgo, T., Lorstad, B. und Zimanyi, J. Bose-Einstein correlations for systems with large halo. *Z. Phys.*, C71:491–497, 1996.
- Daniel, R. Master Thesis. 2010.
- d'Enterria, D. G. Quark-gluon matter. *J. Phys.*, G34:S53–S82, 2007.
- Deutschmann, M. et al. A study of second-order interference for pions produced in various hadronic interactions. *Nucl. Phys.*, B204:333, 1982.
- Egorytchev, V., Saveliev, V. und Aplin, S. J. Particle identification via transition radiation and detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 453(1-2):346 – 352, 2000.
- Elze, H.-T. und Heinz, U. W. Quark - Gluon Transport Theory. *Phys. Rept.*, 183:81–135, 1989.
- Fasel, M. Diplomarbeit. 2008.
- Feynman, R. P. Mathematical Formulation of the Quantum Theory of Electromagnetic Interaction. *Phys. Rev.*, 80(3):440–457, Nov 1950.
- Fowler, G. N. und Weiner, R. M. Possible Evidence for Coherence of Hadronic Fields from Bose-Einstein Correlation Experiments. *Phys. Lett.*, B70:201–203, 1977.
- Frodermann, E., Chatterjee, R. und Heinz, U. Evolution of pion HBT radii from RHIC to LHC – Predictions from ideal hydrodynamics. *J. Phys.*, G34:2249–2254, 2007.
- Fukuda, Y. et. al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1562–1567, 1998.
- Garibian, G. M. Macroscopic theory of transition radiation. 1973. In *Frascati 1973, Proceedings, High Energy Instrumentation Conference*, Frascati 1973, 329-333 and Erevan Physical Inst Gkae - EFI-27(73) (73,REC.SEP) 80p.
- Ginzburg, V. L. und Frank, I. M. Radiation of a uniformly moving electron due to its transition from one medium into another. *J. Phys. (USSR)*, 9:353–362, 1945.
- Glashow, S. L. und Weinberg, S. Natural conservation laws for neutral currents. *Phys. Rev. D*, 15(7):1958–1965, Apr 1977.

- Goldhaber, G., Goldhaber, S. und Lee, W.-Y. and Pais, A. Influence of Bose-Einstein statistics on the antiproton proton annihilation process. *Phys. Rev.*, 120:300–312, 1960.
- Greisen, K. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Phys. Rev. Lett.*, 16(17):748–750, 1966.
- Gribov, L. V., Levin, E. M. und Ryskin, M. G. Singlet Structure Function at Small x : Unitarization of Gluon Ladders. *Nucl. Phys.*, B188:555–576, 1981.
- Gross, D. J. und Wilczek, F. Asymptotically free gauge theories. 2. *Phys. Rev.*, D9:980–993, 1974.
- Gyulassy, M., Kauffmann, S. K. und Wilson, L. W. Pion interferometry of nuclear collisions. I. Theory. *Phys. Rev.*, C20:2267–2292, 1979.
- Gyulassy, M., Vitev, I., Wang, X.-N. und Zhang, B.-W. Jet quenching and radiative energy loss in dense nuclear matter. 2003.
- Hanbury Brown, R. und Twiss, R. Q. A New type of interferometer for use in radio astronomy. *Phil. Mag.*, 45:663–682, 1954.
- Hanbury Brown, R. und Twiss, R. Q. A Test of a new type of stellar interferometer on Sirius. *Nature*, 178:1046–1048, 1956a.
- Hanbury Brown, R. und Twiss, R. Q. Correlation between Photons in two Coherent Beams of Light. *Nature*, 177:27–29, 1956b.
- Heinz, U. W. Concepts of heavy-ion physics. 2004.
- Herrmann, M. und Bertsch, G. F. Source dimensions in ultrarelativistic heavy ion collisions. *Phys. Rev.*, C51:328–338, 1995.
- Higgs, P. W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13(16):508–509, Oct 1964.
- Horn, D. und Silver, R. Coherent production of pions. *Annals Phys.*, 66:509–541, 1971.
- Humanic, T. J. Predictions of hadronic observables in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV from a hadronic rescattering model. 2010.
- Iancu, E., Leonidov, A. und McLerran, L. The Colour Glass Condensate: An Introduction. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints*, February 2002.
- Kalman, R.E. A new approach to linear filtering and prediction problems. *Journal of Basic Engineering*, 82:35–45, 1960.
- Karpenko, Iu. A. und Sinyukov, Yu. M. Energy dependence of pion interferometry scales in ultra- relativistic heavy ion collisions. *Phys. Lett.*, B688:50–54, 2010.
- Karsch, F. Lattice simulations of the thermodynamics of strongly interacting elementary particles and the exploration of new phases of matter in relativistic heavy ion collisions. *J. Phys. Conf. Ser.*, 46:122–131, 2006.
- Karsch, F. und Laermann, E. Thermodynamics and in-medium hadron properties from lattice QCD. 2003.
- Kisiel, A. private communication. 2010a.
- Kisiel, A. SHD - private communication. 2010b.
- Kisiel, A. und Brown, D. A. Efficient and robust calculation of femtoscopic correlation functions in spherical harmonics directly from the raw pairs measured in heavy-ion collisions. *Phys. Rev.*, C80:064911, 2009.
- Kopylov, G. I. Like particle correlations as a tool to study the multiple production mechanism. *Phys. Lett.*, B50:472–474, 1974.
- Kopylov, G. I., Lyuboshits, V. L. und Podgoretsky, M. I. Correlations Between the Particles Which Have Small Relative Momenta. JINR-P2-8069.
- Kopylov, G. I. und Podgoretsky, M. I. Correlations of identical particles emitted by highly excited nuclei. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 15: 219–223, 1972.
- Kopylov, G. I. und Podgoretsky, M. I. Multiple production and interference of particles emitted by moving sources. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 18:336–341, 1974.
- Laermann, E. Recent results from lattice QCD simulations. *Nucl. Phys.*, A610:1c–12c, 1996.
- Lednický, R. Progress in correlation femtoscopy. 2002.
- Lednický, R. und Lyuboshits, V. L. Final State Interaction Effect on Pairing Correlations Between Particles with Small Relative Momenta. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 35:770, 1982.
- Lenkeit, B. et al. Recent results from Pb Au collisions at 158 GeV/c per nucleon obtained with the CERES spectrometer. *Nucl. Phys.*, A661:23–32, 1999.

- Li, Q., Bleicher, M. und Stocker, H. Pion freeze-out as seen through HBT correlations in heavy ion collisions from FAIR/AGS to RHIC energies. *J. Phys.*, G34:2037–2044, 2007.
- Lisa, M. A. et al. Bombarding energy dependence of π^- interferometry at the Brookhaven AGS. *Phys. Rev. Lett.*, 84:2798–2802, 2000.
- Lisa, M. A. et al. Femtoscopy in Relativistic Heavy Ion Collisions: Two Decades of Progress. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 55:357–402, 2005.
- Makhlin, A. N. und Sinyukov, Yu. M. The hydrodynamics of hadron matter under a pion interferometric microscope. *Z. Phys.*, C39:69, 1988.
- Matsui, T. und Satz, H. J/Ψ suppression by quark-gluon plasma formation. *Physics Letters B*, 178(4):416 – 422, 1986.
- McLerran, L. D. und Venugopalan, R. Green's functions in the color field of a large nucleus. *Phys. Rev.*, D50:2225–2233, 1994.
- Metag, V. Medium modifications of vector mesons in elementary reactions and heavy-ion collisions. *J. Phys.*, G34:S397–S404, 2007.
- Miskowicz, D. ALICE Survey 2006 - private communication. 2006.
- Miskowicz, D. ALICE Survey 2008 - private communication. 2008.
- Miskowicz, D. ALICE Survey 2009 - private communication. 2009.
- Miskowicz, D. ALICE Survey 2010 - private communication. 2010.
- Miskowicz, D. ALICE Survey 2010 - private communication. 2011.
- Molnar, D. und Gyulassy, M. New solutions to covariant nonequilibrium dynamics. *Phys. Rev.*, C62:054907, 2000.
- Muto, R. et al. Evidence for in-medium modification of the phi meson at normal nuclear density. *Phys. Rev. Lett.*, 98:042501, 2007.
- Nakamura, K et al. Review of particle physics. *J. Phys.*, G37:075021, 2010.
- Noether, E. Invariant variation problems. *Transport Theory and Statistical Physics*, 1:186–207, 1919.
- Pauli, W. The Connection Between Spin and Statistics. *Phys. Rev.*, 58(8):716–722, 1940.
- Politzer, H. D. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? *Phys. Rev. Lett.*, 30(26):1346–1349, 1973.
- Porteboeuf, S., Pierog, T. und Werner, K. Producing Hard Processes Regarding the Complete Event: The EPOS Event Generator. 2010.
- Pratt, S. Pion interferometry for exploding sources. *Phys. Rev. Lett.*, 53:1219–1221, 1984.
- Pratt, S. Pion Interferometry of Quark-Gluon Plasma. *Phys. Rev.*, D33:1314–1327, 1986.
- Rapp, R., Blaschke, D. und Crochet, P. Charmonium and bottomonium in heavy-ion collisions. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 65:209–266, October 2010.
- Rapp, R. und Wambach, J. Chiral symmetry restoration and dileptons in relativistic heavy-ion collisions. *Adv. Nucl. Phys.*, 25:1, 2000.
- Sakuma, F. et al. Nuclear-matter modification of decay widths in the $\phi \rightarrow e^+e^-$ and $\phi \rightarrow K^+K^-$ channels. *Phys. Rev. Lett.*, 98:152302, 2007.
- Sicking, E. Diplomarbeit. 2008.
- Siemens, Philip J. und Rasmussen, John O. Evidence for a blast wave from compress nuclear matter. *Phys. Rev. Lett.*, 42:880–887, 1979.
- Sinyukov, Yu. M. Hanbury Brown and Twiss correlations for expanding hadron and quark - gluon matter. *Nucl. Phys.*, A498:151c–160c, 1989.
- Sinyukov, Yu. M., Akkelin, S. V. und Tolstykh, A. Yu. Interferometry radii for expanding hadron resonance gas. *Nucl. Phys.*, A610:278c–285c, 1996.
- Sinyukov, Yu. M., Akkelin, S. V. und Xu, Nu. On final conditions in high energy heavy ion collisions. *Phys. Rev.*, C59:3437–3440, 1999.
- Sjostrand, T. PYTHIA 8 Status Report. 2008.

- Sorge, H. Highly Sensitive Centrality Dependence of Elliptic Flow: A Novel Signature of the Phase Transition in QCD. *Phys. Rev. Lett.*, 82(10):2048–2051, Mar 1999.
- Trnka, D. et al. First observation of in-medium modifications of the omega meson. *Phys. Rev. Lett.*, 94:192303, 2005.
- Verde, G. et al. Imaging Sources with Fast and Slow Emission Components. *Phys. Rev.*, C65:054609, 2002.
- Wiedemann, U. A. Two-particle interferometry for noncentral heavy-ion collisions. *Phys. Rev.*, C57:266–279, 1998.
- Wiedemann, U. A. und Heinz, U. W. Particle interferometry for relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rept.*, 319:145–230, 1999.
- Zajc, W. A. et. al. Two-pion correlations in heavy ion collisions. *Phys. Rev.*, C29:2173–2187, 1984.
- Zatsepin, G.T. und Kuz'min, V.A. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4:78–+, August 1966.
- Zhang, Q. H., Wiedemann, U. A., Slotta, C. und Heinz, Ulrich W. Bose-Einstein weights for event generators. *Phys. Lett.*, B407: 33–38, 1997.

Appendices

Anhang A

Anhang 1

A.1 Zeitlicher Verlauf der Ausrichtung des TRD

Folgende Zusammenstellung zeigt die zeitliche Entwicklung der Ausrichtung des TRD:

- 2005 - 2008 - Entwicklung der TRD Alignmentumgebung
- 12.04.2009 - Beginn der Tests der Alignmentumgebung mittels Simulationen
- 14.08.2009 - Ausrichtung der vier Supermodule 00, 08, 09, 17 bezüglich der TPC mittels kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2008 (erste Ausrichtung mit realen Daten)
- 16.08.2009 - Ausrichtung der vier Supermodule 00, 08, 09, 17 bezüglich der TPC mittels kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2008
- 01.10.2009 - Ausrichtung der sieben Supermodule 00, 01, 07, 08, 09, 10, 17 bezüglich der TPC mittels kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2009
- Konfiguration für den LHC Start am 07.12.2009
- 14.12.2009 - Run 96287 zeigt die Funktion der Ausrichtung der Supermodule bezüglich der TPC
- 12.04.2010 - zweite Korrektur der Ausrichtung der Supermodule des TRD bezüglich der TPC
- 05.11.2010 - Ausrichtung der Kammern des TRD relativ zu den anderen Kammern ihres Stacks
- Konfiguration für den ersten Pb+Pb Lauf des LHC am 16.12.2010
- 12.03.2011 - Ausrichtung der zehn Supermodule 00, 01, 07, 08, 09, 10, 11, 15, 16, 17 bezüglich der TPC mittels kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2011

A.2 Photometrische Positionsbestimmung der TRD Supermpoule

In oberster Hierarchie besteht der TRD im Sinne der Ausrichtung aus 18 Supermodulen, die um die Strahlführung des LHC angeordnet sind. Während die Kammern des Übergangsstrahlungsdetektors mittels Teilchen ausschließlich durch die Software ausgerichtet werden müssen und keine zusätzlichen Informationen über deren Fehlpositionierung zur Verfügung stehen, ist dies bei den Supermodulen nicht der Fall. Hier gibt es die Möglichkeit deren Position durch photometrische Messungen unabhängig von der Offlineausrichtung zu bestimmen, was in fünf Surveys 2006, 2008, 2009, 2010 und 2011 geschah [Miskowiec, D., 2006, 2008, 2009, 2010, 2011]. Hierbei muss beachtet werden, dass diese Messungen untereinander nur eingeschränkt vergleichbar sind, da die Zahl der besetzten Sektoren zu den Zeitpunkten der Vermessung variiert. Außerdem wurden zwischen den Surveys Supermodule entfernt und

wieder eingesetzt, was ihre Position nach manueller Ausrichtung veränderte. Darüber hinaus führt das Einsetzen neuer Segmente durch deren zusätzlich Masse zu Verformungen der Trägerstruktur des TRD, was sich ebenfalls in Unterschieden der photometrischen Messungen äußert.

In Abbildung A.1 sind die vier photometrischen Messpunkte an der A-Seite des Supermoduls, sowie deren Maße, gezeigt. An diesen wird mittels Lasern eine Bestimmung ihrer Position vorgenommen. Zu

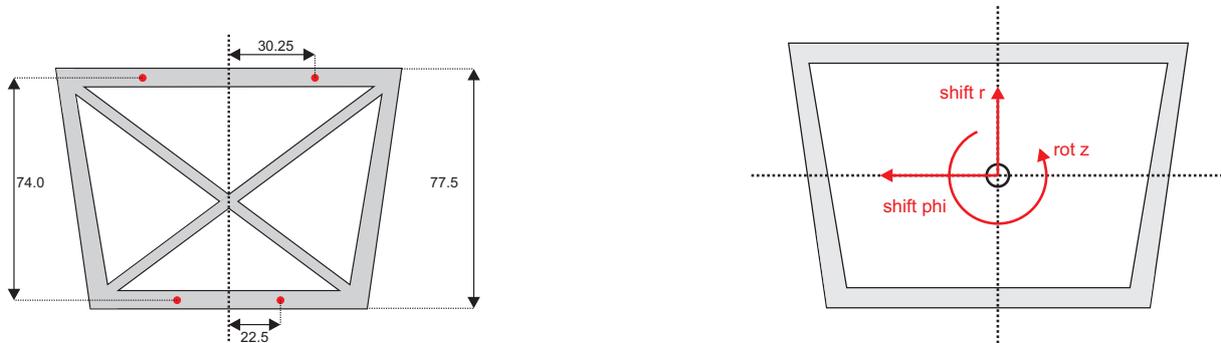


Abbildung A.1: Links photometrische Punkte an der A-Seite eines Supermoduls, entsprechend positiver z -Richtung im globalen Koordinatensystem. An diesen werden mittels Lasermessung die Positionen der Sektoren bestimmt. Auch die Maße dieser Punkte sind aus der Skizze zu entnehmen. Rechts die Verschiebungen und Rotationen, die für das Survey zugänglich sind. Dies sind die drei Shifts in $r\phi$ -, z - und r -Richtung, sowie die Rotation um die z -Achse. Die beiden Rotationen um die r - und die $r\phi$ -Achse können photometrisch nicht bestimmt werden.

beachten ist, dass nur eine Messung der A-Seite erfolgt. Die C-Seite ist aus baulichen Gründen, das Myonspektrometer befindet sich im Weg, nicht zugänglich. Darüber hinaus ist es möglich, dass die C-Seite der Supermodule gegen die A-Seite gekippt oder verdrillt ist, was zu unterschiedlichen Positionen der Kammern auf den Seiten führen kann. Dies wurde durch das Offlinealignment tatsächlich festgestellt. Mittels photometrischer Messungen konnten vier der sechs Korrekturparametern gemessen werden. Dies sind die drei Verschiebungen in $r\phi$, z und r sowie die Rotation um die z -Achse. Die Verschiebungen sind in cm, die Rotationen in Grad angegeben, und werden ebenfalls in Abbildung A.1 veranschaulicht.

A.3 Ausrichtung der Supermodule mittels kosmischer Strahlung 2008 bis 2011

Supermodul	Shift $r\phi$	Shift z	Shift r	Rotation z
Survey 2006				
08	0.30 (160)	0.09 (100)	-1.55 (100)	-0.03 (189)
Survey 2008				
00	-1.20 (7)	-0.31 (7)	-0.51 (7)	-0.17 (9)
08	0.51 (7)	-0.26 (7)	-1.45 (7)	0.04 (9)
09	0.68 (9)	0.10 (8)	-0.82 (8)	0.22 (11)
17	-1.00 (9)	-0.75 (8)	0.26 (8)	-0.21 (11)
Survey 2009				
00	-1.42 (9)	-1.22 (8)	-0.03 (8)	-0.25 (11)
01	-1.34 (9)	-1.34 (8)	-0.17 (8)	-0.22 (11)
07	0.35 (9)	-0.52 (8)	-1.37 (8)	-0.00 (11)
08	0.66 (9)	-1.53 (8)	-1.63 (8)	-0.18 (11)
09	0.88 (9)	0.13 (8)	-0.83 (8)	0.20 (11)
10	1.21 (9)	1.40 (8)	-0.81 (8)	-0.21 (11)
17	-1.11 (9)	-0.83 (8)	0.34 (8)	-0.22 (11)
Survey 2010				
01	-1.36	-1.32	-0.15	-
07	0.34	-0.51	-0.78	-
09	0.83	0.08	-0.78	-
17	-1.11	-0.82	0.33	-
Survey 2011				
00	-1.04(9)	-0.66(8)	0.10(8)	-0.30(11)
01	-0.98(9)	-0.75(8)	0.21(8)	-0.22(11)
07	0.94(9)	-0.11(8)	-0.03(8)	0.10(11)
08	1.05(9)	-1.16(8)	-0.92(8)	-0.09(11)
09	1.19(9)	0.61(8)	-0.15(8)	0.04(11)
10	1.47(9)	1.75(8)	0.06(8)	-0.14(11)
11	1.07(9)	0.46(8)	-0.16(8)	0.13(11)
15	-0.49(9)	-0.95(8)	0.04(8)	-0.15(11)
16	-0.81(9)	-1.12(8)	0.56(8)	-0.31(11)
17	-0.72(9)	-0.22(8)	0.28(8)	-0.20(11)

Tabelle A.1: Zusammenstellung der Ergebnisse der Surveys des TRD von 2006 bis 2011.

Sektor	Shift ρ	Shift z	Shift r	Rot ϕ	Rot z	Rot z	Shift ρ	Shift z	Shift r	Rot ϕ	Rot z	Rot z
Ausrichtung kosmische Strahlung 2008												
0	-0.8323	-0.3047	0.9056	0.13004	0.81932	0.29746	-1.1478	-1.5324	-1.0859	0.05884	-0.19987	0.02884
1	-0.9241	-1.1832	0.5822	-0.19429	-0.11416	0.02355
7
8	1.3670	-0.6643	-1.7459	-0.03267	0.45904	0.19974	1.1337	-0.5465	1.5756	-0.18302	0.15287	0.15488
9	1.1867	0.1128	0.9000	-0.13248	-0.66034	-0.67624	1.4679	-1.1492	2.2530	-0.11388	-0.04753	0.04544
10	1.0632	-0.0997	0.1828	0.23232	0.06209	0.03577
11	1.4745	1.0366	0.3676	-0.18106	-0.16945	0.05065
15
16
17	-0.5438	-0.6414	0.9902	-0.15030	-0.29449	-0.17583	-0.6575	-0.4175	1.1551	0.13509	-0.14655	0.02563
Ausrichtung kosmische Strahlung 2010												
0	-0.0108	-0.0019	0.2652	-0.00605	-0.03490	-0.00121	0.0755	0.1821	-0.2966	0.11681	0.11494	-0.00173
1	0.0058	-0.0280	0.0941	-0.01846	-0.00152	0.00525	-0.0167	-0.1093	-0.6290	-0.04179	0.04563	-0.02865
7	-0.0285	0.0778	0.1462	0.01390	-0.04047	-0.00732	0.0453	-0.4666	-0.7106	-0.02113	0.00181	-0.02055
8	0.0171	0.0088	0.1892	-0.00657	-0.03817	0.00254	0.2171	-0.3719	-0.7095	0.09803	0.06042	0.03127
9	-0.0093	-0.0007	0.1736	-0.02751	-0.03469	0.00584	0.1105	-0.1793	-0.3130	-0.11624	0.04181	0.00237
10	0.1181	-0.0415	0.1192	-0.04456	0.04954	-0.02310	0.1573	-0.0560	-0.5097	-0.10251	0.03366	-0.01441
11	1.5810	0.9395	-0.0364	-0.12771	0.22429	0.04429
15
16	-0.3900	-0.2390	0.0837	0.03075	-0.20193	-0.05571
17	0.0109	-0.0006	0.2481	-0.02276	-0.00511	0.00295	-0.4279	-0.3587	0.0823	-0.07285	-0.32329	-0.02917
17	0.0044	0.2019	-0.1414	0.03568	0.11548	-0.01350
Ausrichtung kosmische Strahlung 2011												

Tabelle A.2: Korrekturparameter aus der Ausrichtung der Supernodule des TRD relativ zur TPC mit kosmischer Strahlung 2008 bis 2011.

Anhang B

Anhang 2

B.1 Intensitätsinterferometrie in p+p in ALICE - geometrische Löcher in q_{out}

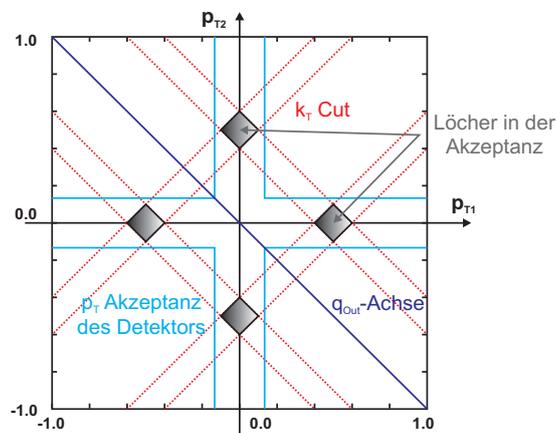


Abbildung B.1: Geometrischer Erklärung der Löcher in der Projektion der Korrelationsfunktion auf q_{out} .

Nimmt man an, dass q_{side} und q_{long} verschwinden (was durch Integration über diese Richtungen in einem kleinen q Bereich gut erfüllt ist), so kommt es durch eine Kombination aus Impulsakzeptanz des Detektors (blau) und transversalem Paarimpulschnitt (rot) zu Akzeptanzlöchern bei Projektion auf q_{out} . Hierbei sind p_T und q wie in Kapitel 8, Unterabschnitt 8.2.1 definiert.

B.2 Korrelationsfunktionen

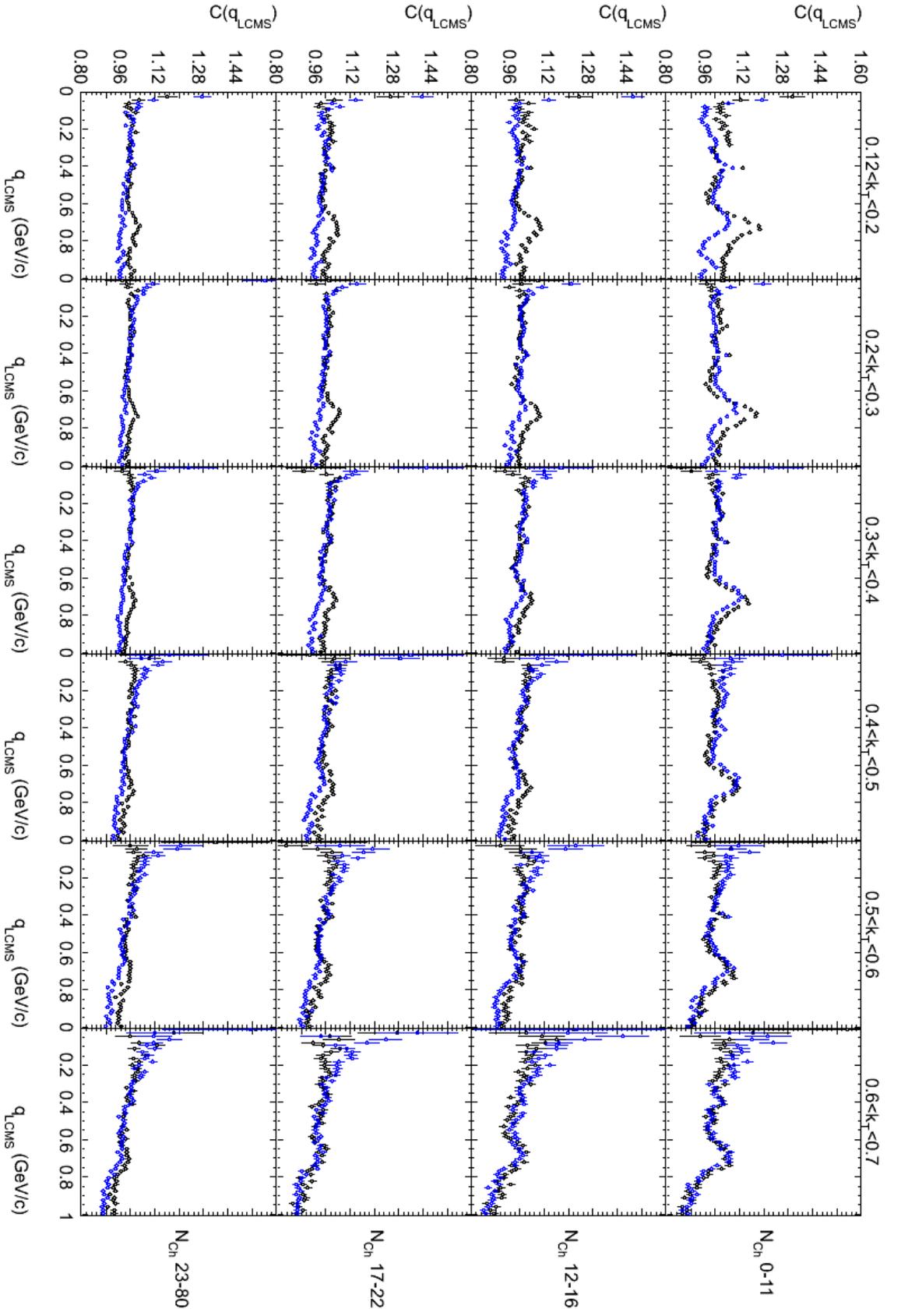


Abbildung B.2: Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 nicht identischer Pionen $\pi^+\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE (schwarz). Die sechs k_T -Klassen sind 0.12 GeV/c, 0.20 GeV/c, 0.30 GeV/c, 0.40 GeV/c, 0.50 GeV/c, 0.60 GeV/c und 0.70 GeV/c, die vier Multiplizitätsklassen 0-11, 12-16, 17-22 und 23-80. Für die Bestimmung des nichtfotostopischen Hintergrundes wurde eine PYTHIA Simulation gegensätzlich geladener Pionen $\pi^+\pi^-$ verwendet (blau).

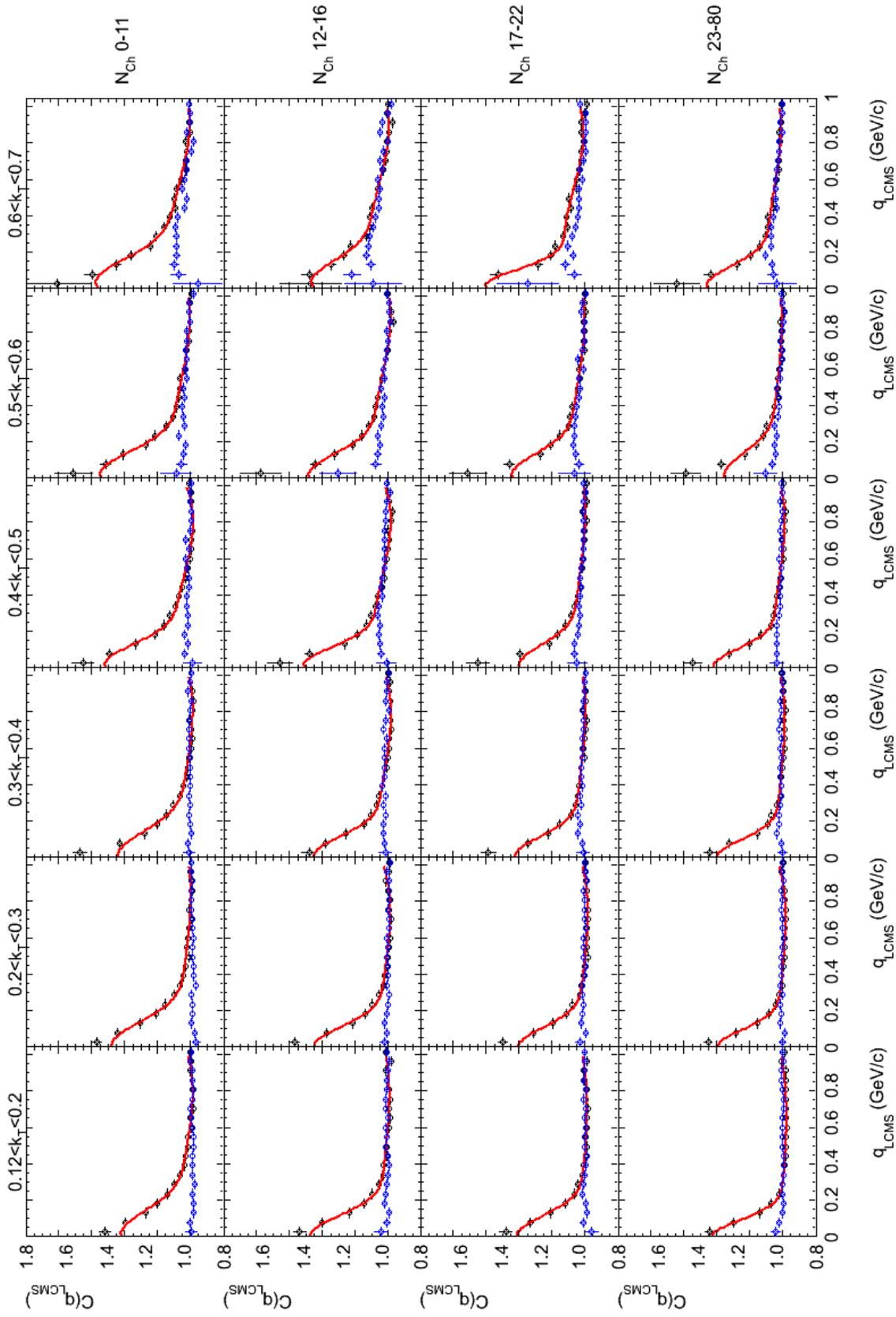


Abbildung B.3: Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p-p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE (schwarz). Die sechs k_T -Klassen sind 0.12 GeV/c, 0.20 GeV/c, 0.30 GeV/c, 0.40 GeV/c, 0.50 GeV/c, 0.60 GeV/c und 0.70 GeV/c, die vier Multiplizitätsklassen sind 0-11, 12-16, 17-22 und 23-80. Für die Bestimmung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes wurde die Korrelation einer PYTHIA Simulation identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ verwendet (blau).

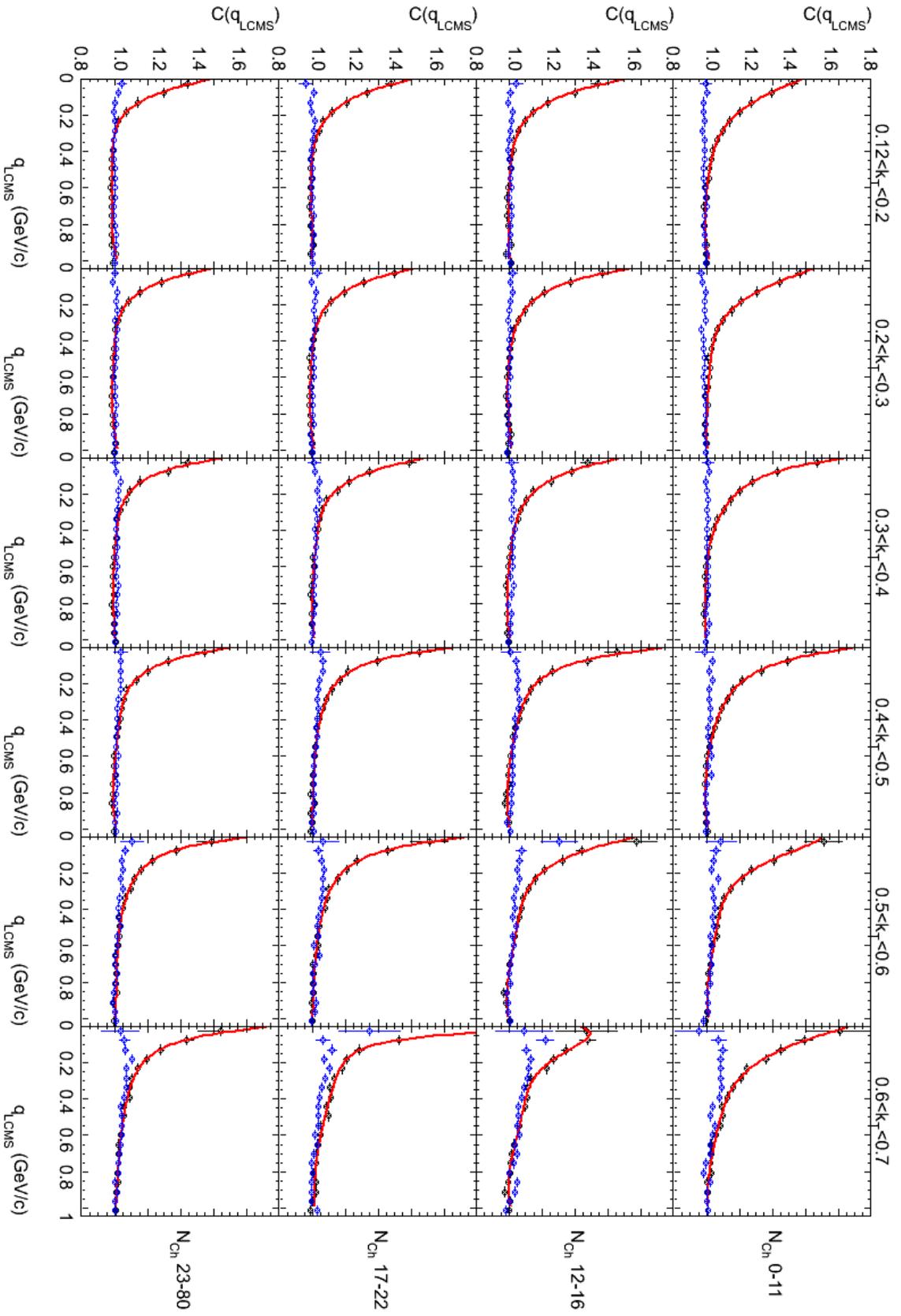


Abbildung B.4: Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE (schwarz). Die sechs k_T -Klassen sind 0.12 GeV/c, 0.20 GeV/c, 0.30 GeV/c, 0.40 GeV/c, 0.50 GeV/c, 0.60 GeV/c und 0.70 GeV/c, die vier Multiplizitätsklassen sind 0-11, 12-16, 17-22 und 23-80. Für die Bestimmung des nichtfermoskopischen Hintergrundes wurde die Korrelation einer PYTHIA Simulation identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ verwendet (blau). Die Parametrisierung erfolgte mit einer Exponentialfunktion nach Gleichung 8.66.

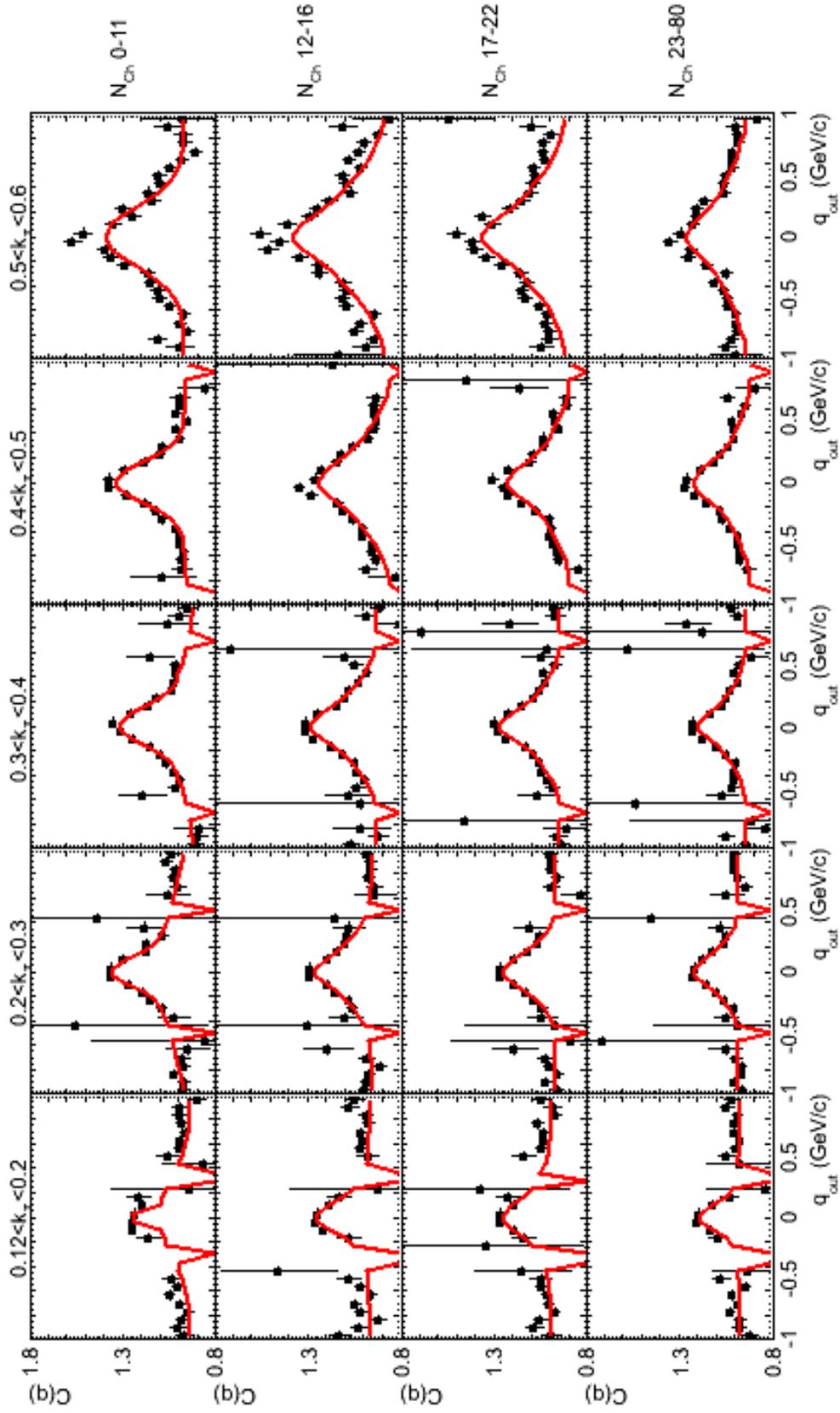


Abbildung B.5: Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus $p+p$ Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE. Die Parametrisierung erfolgte nach Bertsch und Pratt in q_{out} , q_{side} und q_{long} . Gezeigt ist die Projektion auf q_{out} , wobei die beiden anderen Komponenten von -0.07 bis 0.07 GeV/c integriert wurden. Die fünf k_T -Klassen sind 0.12 GeV/c, 0.20 GeV/c, 0.30 GeV/c, 0.40 GeV/c, 0.50 GeV/c, 0.60 GeV/c, die vier Multiplizitätsklassen 0-11, 12-16, 17-22 und 23-80. Für die Bestimmung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes wurde die Korrelation einer PYTHIA Simulation identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ verwendet. Dieses Verfahren ist in Abbildung 9.9 gezeigt.

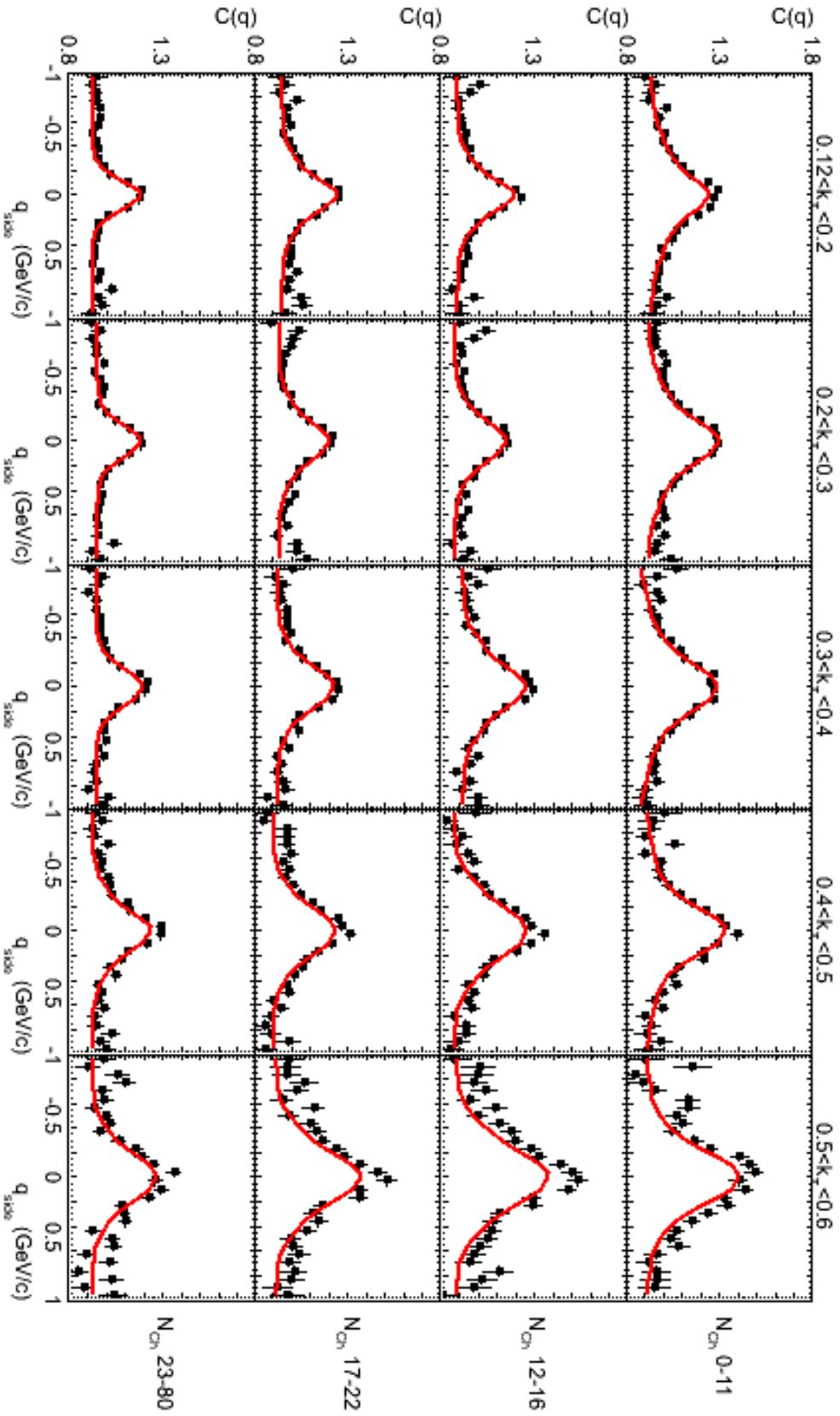


Abbildung B.6: Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE. Die Parametrisierung erfolgte nach Bertsch und Pratt in q_{out} , q_{side} und q_{long} . Gezeigt ist die Projektion auf q_{side} , wobei die beiden anderen Komponenten von -0.07 bis 0.07 GeV/c integriert wurden. Die fünf k_T -Klassen sind 0.12 GeV/c, 0.20 GeV/c, 0.30 GeV/c, 0.40 GeV/c, 0.50 GeV/c und 0.60 GeV/c, die vier Multiplizitätsklassen 0-11, 12-16, 17-22 und 23-80. Für die Bestimmung des nichtfermionischen Hintergrundes wurde die Korrelation einer PYTHIA Simulation identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ verwendet. Dieses Verfahren ist in Abbildung 9.9 gezeigt.

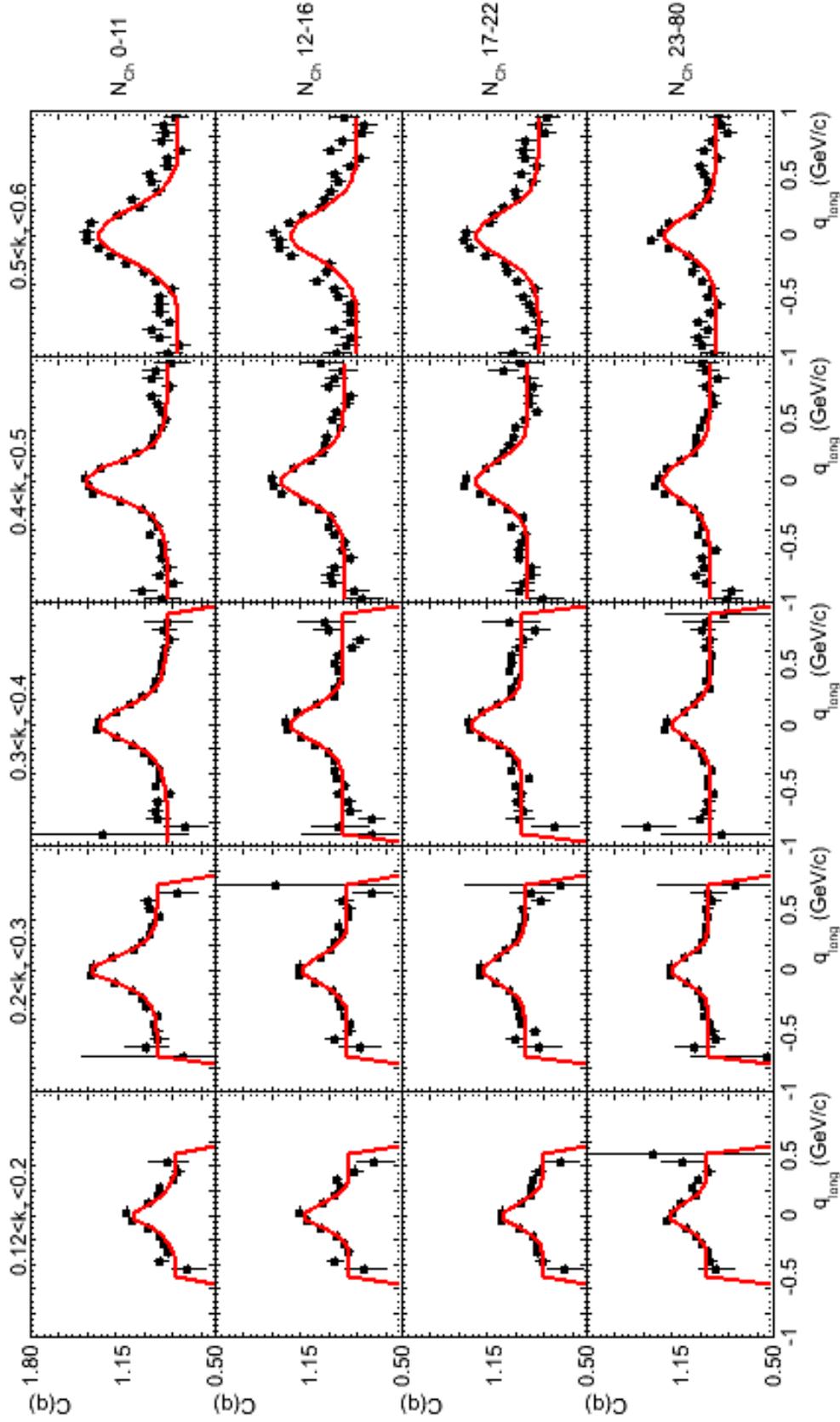


Abbildung B.7: Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus $p+p$ Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE. Die Parametrisierung erfolgte nach Bertsch und Pratt in q_{out} , q_{side} und q_{long} . Gezeigt ist die Projektion auf q_{long} , wobei die beiden anderen Komponenten von -0.07 bis 0.07 GeV/c integriert wurden. Die sechs k_T -Klassen sind 0.12 GeV/c, 0.20 GeV/c, 0.30 GeV/c, 0.40 GeV/c, 0.50 GeV/c und 0.60 GeV/c, die vier Multiplizitätsklassen 0-11, 12-16, 17-22 und 23-80. Für die Bestimmung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes wurde die Korrelation einer PYTHIA Simulation identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ verwendet. Dieses Verfahren ist in Abbildung 9.9 gezeigt.

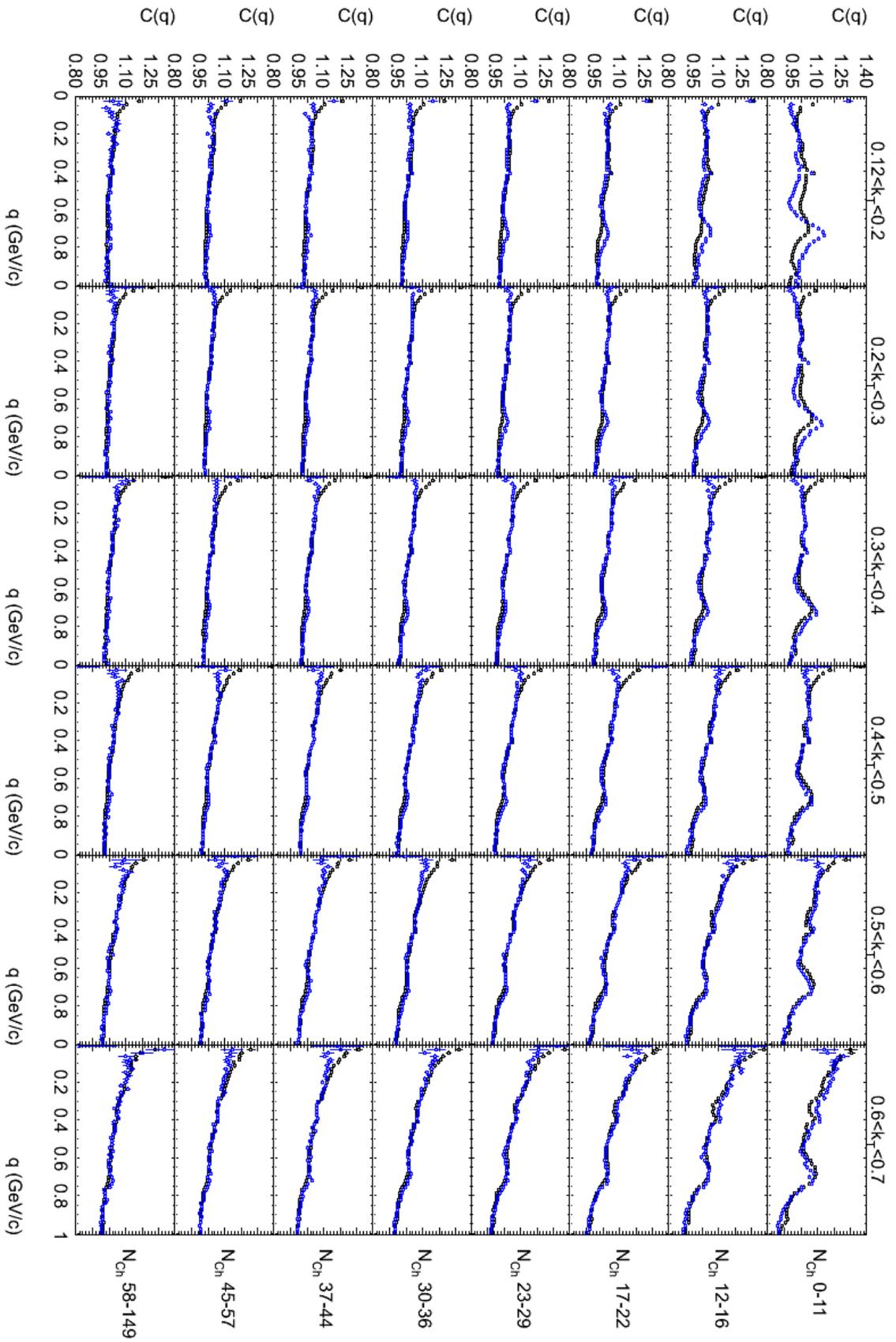


Abbildung B.8: Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 nicht identischer Pionen $\pi^+\pi^-$ aus $p+p$ Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV gemessen mit ALICE (schwarz). Die sechs k_T -Klassen sind 0.12 GeV/c, 0.20 GeV/c, 0.30 GeV/c, 0.40 GeV/c, 0.50 GeV/c und 0.70 GeV/c, die acht Multiplizitäts-Klassen 0-11, 12-16, 17-22, 23-29, 30-36, 37-44, 45-57 und 58-149. Zur Validierung der Simulation für die Bestimmung des nichtferroskopischen Hintergrundes wurde eine PYTHIA Simulation von Pionen gegensätzlicher Ladung $\pi^+\pi^-$ verglichen (blau).

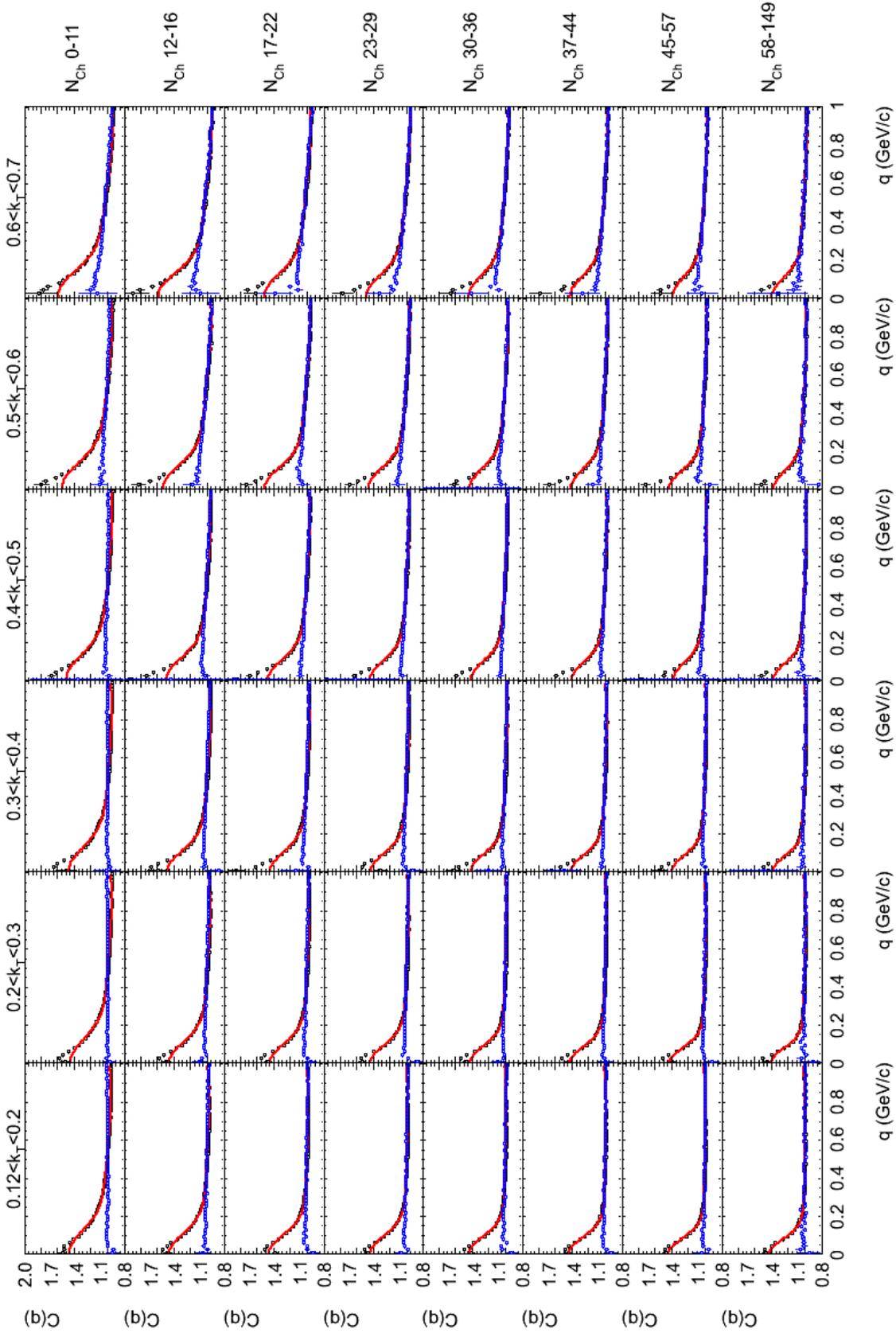


Abbildung B.9: Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE (schwarz). Die sechs k_T -Klassen sind 0.12 GeV/c, 0.20 GeV/c, 0.30 GeV/c, 0.40 GeV/c, 0.50 GeV/c, 0.60 GeV/c, 0.70 GeV/c und 0.70 GeV/c. Die acht Multiplizitätsklassen sind 0-11, 12-16, 17-22, 23-29, 30-36, 37-44, 45-57 und 58-149. Für die Bestimmung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes wurde die Korrelation einer PYTHIA Simulation identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ verwendet (blau). Die Parametrisierung geschah mittels Gleichung 9.4.

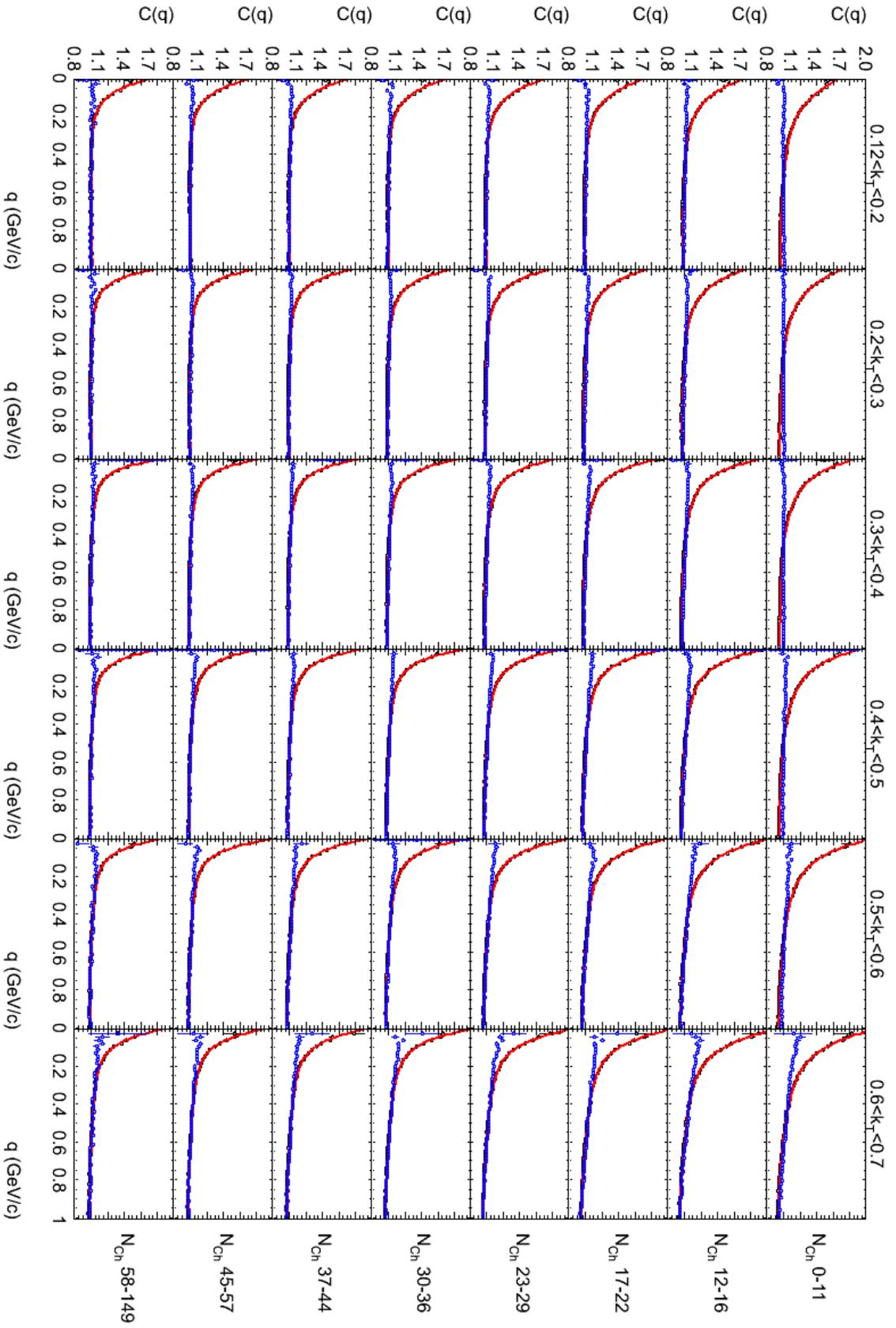


Abbildung B.10: Ein dimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE (schwarz). Die sechs k_T -Klassen sind 0.12 GeV/c, 0.20 GeV/c, 0.30 GeV/c, 0.40 GeV/c, 0.50 GeV/c und 0.70 GeV/c, die vier Multiplizitätsklassen sind 0-11, 12-16, 17-22, 23-29, 30-36, 37-44, 45-57 und 58-149. Für die Bestimmung des nichtferroskopischen Hintergrundes wurde die Korrelation einer PYTHIA Simulation identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ verwendet (blau). Die Parametrisierung erfolgte mit einer Exponentialfunktion nach Gleichung 8.66.

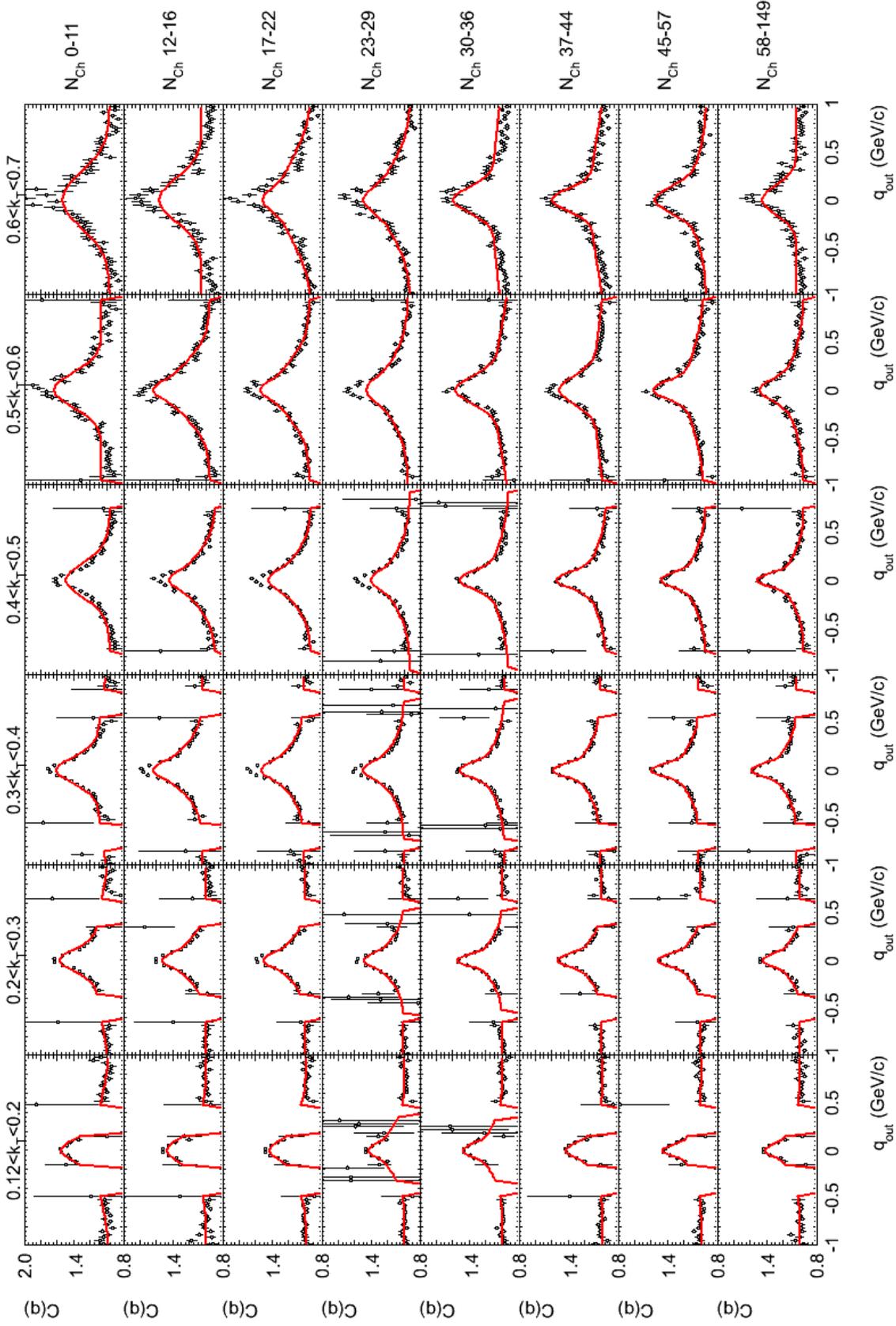


Abbildung B.11: Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+ \pi^+$ und $\pi^- \pi^-$ aus p - p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE. Die Parametrisierung erfolgte nach Bertsch und Pratt in q_{out} , q_{side} und q_{long} . Gezeigt ist die Projektion auf q_{out} , wobei über die beiden anderen Komponenten von -0.06 bis 0.06 GeV/c integriert wurden. Die sechs k_T -Klassen sind $0.12 < k_T < 0.20$ GeV/c, $0.20 < k_T < 0.30$ GeV/c, $0.30 < k_T < 0.40$ GeV/c, $0.40 < k_T < 0.50$ GeV/c, $0.50 < k_T < 0.60$ GeV/c und $0.60 < k_T < 0.70$ GeV/c, die acht Multiplizitätsklassen $0-11$, $12-16$, $17-22$, $23-29$, $30-36$, $37-44$, $45-57$ und $58-149$. Für die Bestimmung des nichtfermionischen Hintergrundes wurde die Korrelation einer PYTHIA Simulation identischer Pionen $\pi^+ \pi^+$ und $\pi^- \pi^-$ verwendet. Dieses Verfahren ist in Abbildung 9.14 gezeigt.

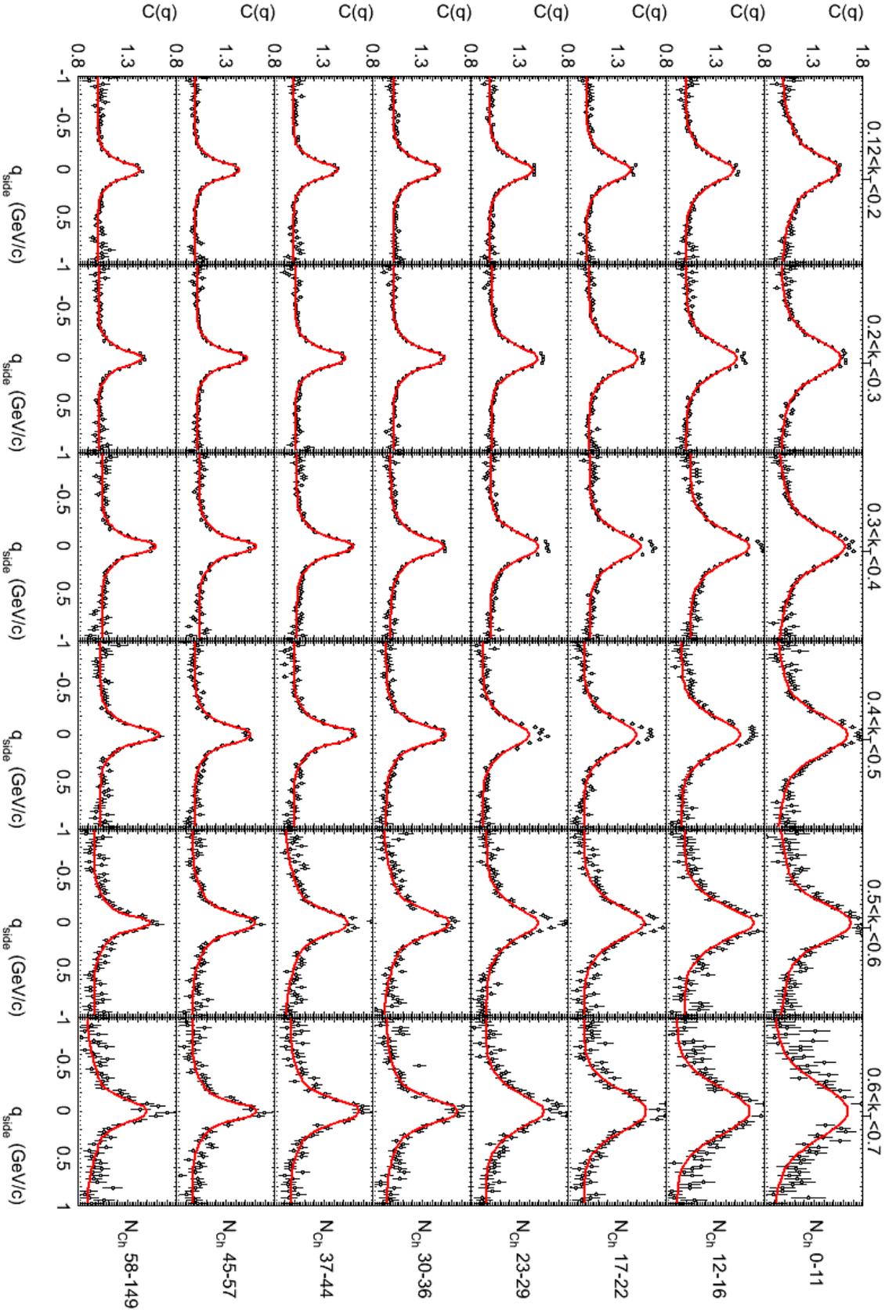


Abbildung B.12: Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus $p+p$ Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE. Die Parametrisierung erfolgte nach Bertoch und Pratt in q_{out} , q_{side} und q_{long} . Gezeigt ist die Projektion auf q_{side} , wobei die beiden anderen Komponenten von -0.06 bis 0.06 GeV/c integriert wurden. Die sechs k_T -Klassen sind 0.12 GeV/c, 0.20 GeV/c, 0.30 GeV/c, 0.40 GeV/c, 0.50 GeV/c, 0.60 GeV/c und 0.70 GeV/c, die drei Multiplizitätsklassen 0-11, 12-16, 17-22, 23-29, 30-36, 37-44, 45-57 und 58-149. Für die Bestimmung des nichtfermoskopischen Hintergrunds wurde die Korrelation einer PYTHIA Simulation identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ verwendet. Dieses Verfahren ist in Abbildung 9.14 gezeigt.

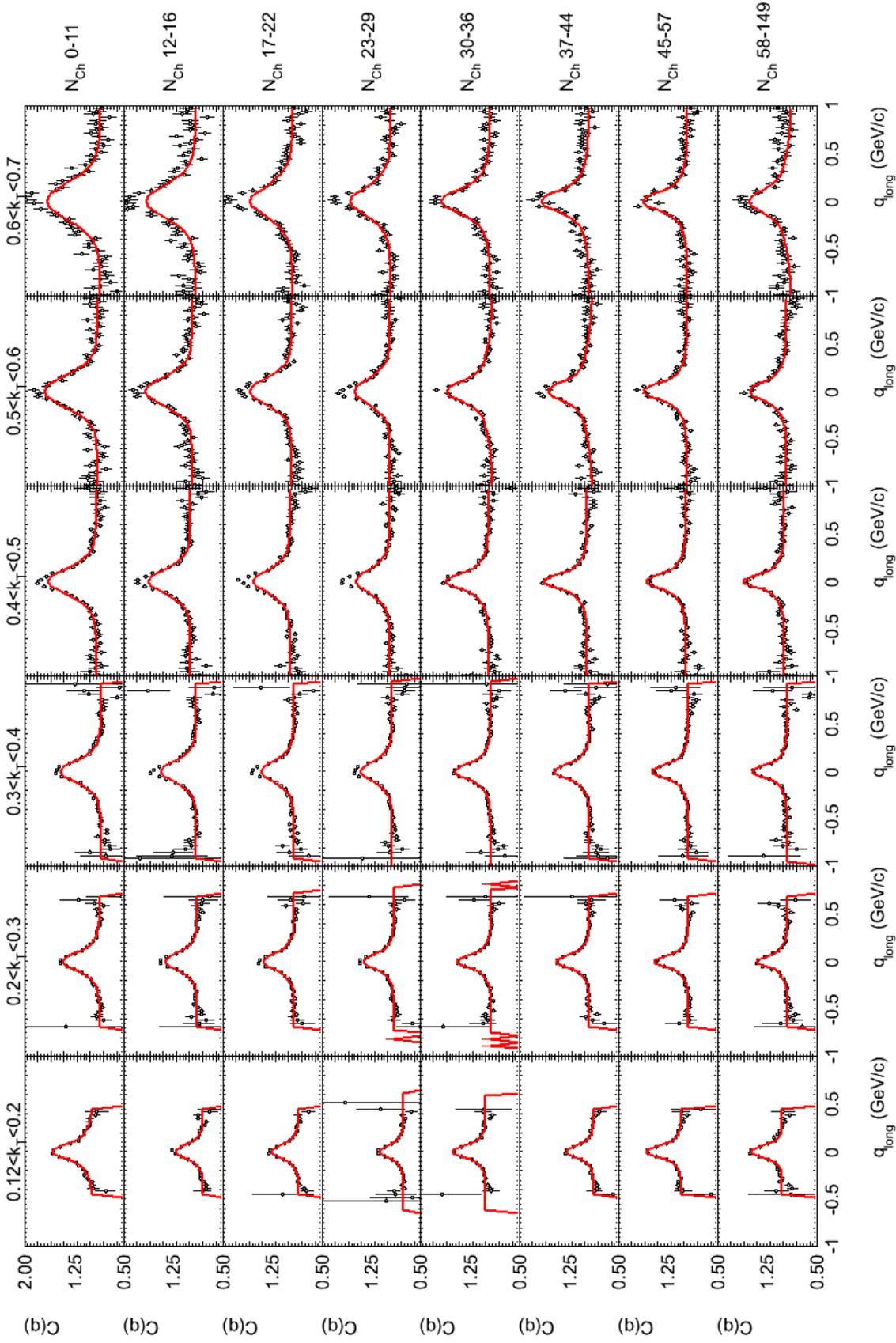


Abbildung B.13: Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+ \pi^+$ und $\pi^- \pi^-$ aus p-p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV gemessen mit ALICE. Die Parametrisierung erfolgte nach Bertsch und Pratt in q_{out} , q_{side} und q_{long} . Gezeigt ist die Projektion auf q_{long} , wobei über die beiden anderen Komponenten von -0.06 bis 0.06 GeV/c integriert wurden. Die sechs k_T -Klassen sind $0.12 < k_T < 0.2$ GeV/c, $0.20 < k_T < 0.30$ GeV/c, $0.30 < k_T < 0.40$ GeV/c, $0.40 < k_T < 0.50$ GeV/c, $0.50 < k_T < 0.60$ GeV/c und $0.70 < k_T < 0.80$ GeV/c, die acht Multiplizitätsklassen 0-11, 12-16, 17-22, 23-29, 30-36, 37-44, 45-57 und 58-149. Für die Bestimmung des nichtfermionischen Hintergrundes wurde die Korrelation einer PYTHIA Simulation identischer Pionen $\pi^+ \pi^+$ und $\pi^- \pi^-$ verwendet. Dieses Verfahren ist in Abbildung 9.14 gezeigt.

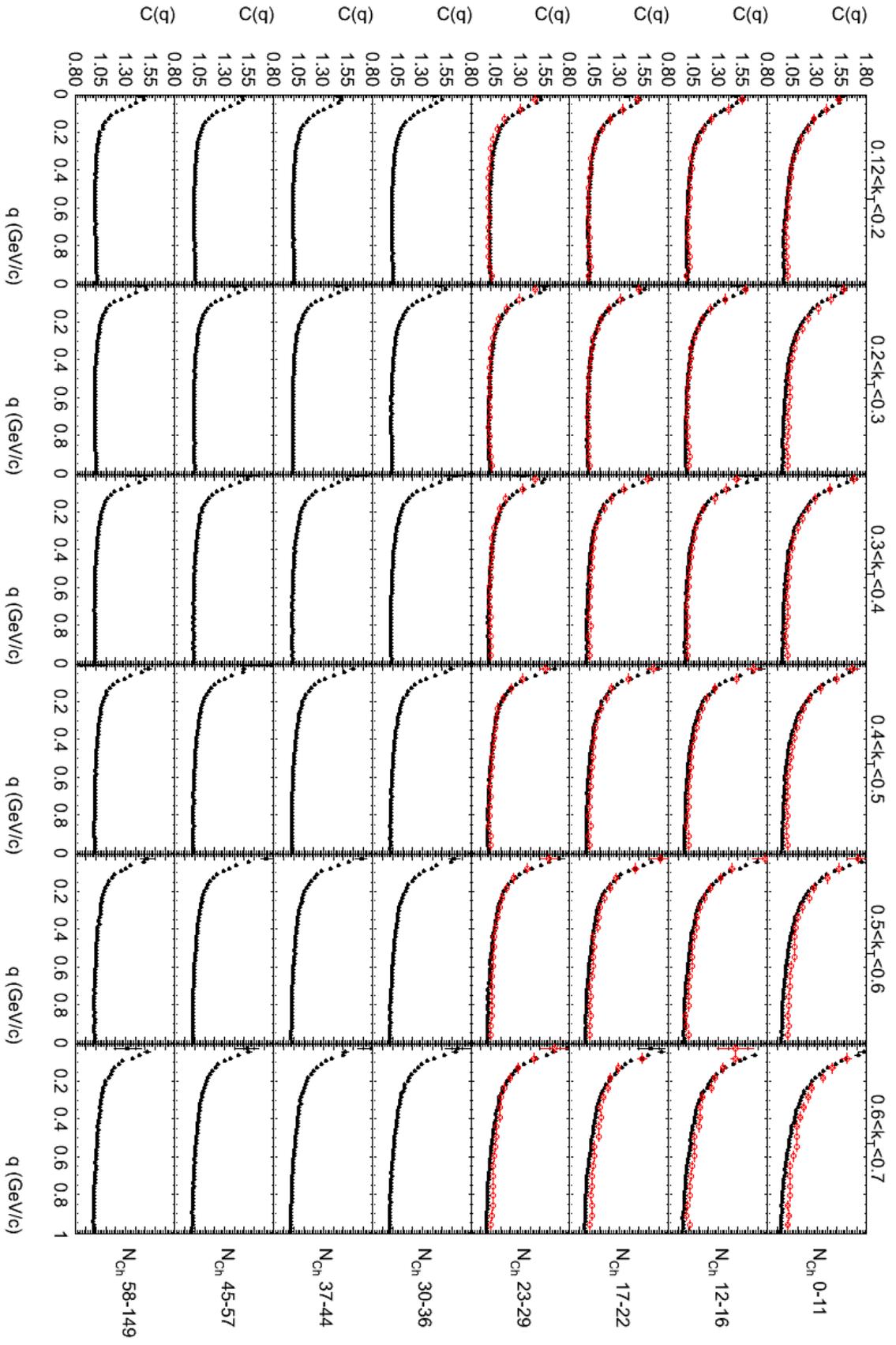


Abbildung B.14: Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV (rot) verglichen mit den Korrelationen bei 7 TeV (schwarz). Die sechs k_T -Klassen sind 0.12 GeV/c, 0.20 GeV/c, 0.30 GeV/c, 0.40 GeV/c, 0.50 GeV/c, 0.60 GeV/c und 0.70 GeV/c, die vier Multiplizitätsklassen sind 0-11, 12-16, 17-22, 23-29, 30-36, 37-44, 45-57 und 58-149.

k_T -Bin(GeV/c)	R^G (fm)	λ^G	R^E (fm)	λ^E
Multiplizitätsbin 0 - 11				
0.12 - 0.20	$0.775 \pm 0.059 + 0.055 - 0.076$	0.421 ± 0.034	$0.731 \pm 0.041 + 0.054 - 0.059$	0.808 ± 0.071
0.20 - 0.30	$0.821 \pm 0.042 + 0.046 - 0.063$	0.444 ± 0.035	$0.790 \pm 0.030 + 0.032 - 0.071$	0.812 ± 0.070
0.30 - 0.40	$0.813 \pm 0.047 + 0.038 - 0.055$	0.398 ± 0.036	$0.814 \pm 0.028 + 0.028 - 0.032$	0.844 ± 0.069
0.40 - 0.50	$0.834 \pm 0.051 + 0.051 - 0.063$	0.400 ± 0.040	$0.809 \pm 0.028 + 0.031 - 0.045$	0.831 ± 0.061
0.50 - 0.60	$0.720 \pm 0.059 + 0.068 - 0.114$	0.407 ± 0.044	$0.807 \pm 0.017 + 0.044 - 0.044$	0.853 ± 0.063
0.60 - 0.70	$0.839 \pm 0.089 + 0.089 - 0.181$	0.381 ± 0.039	$0.799 \pm 0.044 + 0.068 - 0.133$	0.840 ± 0.060
Multiplizitätsbin 12 - 16				
0.12 - 0.20	$1.113 \pm 0.068 + 0.080 - 0.114$	0.399 ± 0.031	$1.018 \pm 0.061 + 0.041 - 0.068$	0.760 ± 0.050
0.20 - 0.30	$1.029 \pm 0.042 + 0.051 - 0.072$	0.410 ± 0.032	$1.107 \pm 0.061 + 0.041 - 0.071$	0.761 ± 0.061
0.30 - 0.40	$0.969 \pm 0.055 + 0.059 - 0.106$	0.381 ± 0.036	$0.999 \pm 0.044 + 0.032 - 0.095$	0.773 ± 0.062
0.40 - 0.50	$0.990 \pm 0.069 + 0.067 - 0.169$	0.325 ± 0.037	$0.941 \pm 0.045 + 0.039 - 0.061$	0.771 ± 0.060
0.50 - 0.60	$0.876 \pm 0.059 + 0.058 - 0.139$	0.341 ± 0.040	$0.901 \pm 0.031 + 0.061 - 0.089$	0.801 ± 0.059
0.60 - 0.70	$0.929 \pm 0.072 + 0.079 - 0.207$	0.355 ± 0.039	$0.953 \pm 0.071 + 0.077 - 0.090$	0.799 ± 0.065
Multiplizitätsbin 17 - 22				
0.12 - 0.20	$1.163 \pm 0.076 + 0.068 - 0.122$	0.381 ± 0.027	$1.160 \pm 0.038 + 0.068 - 0.074$	0.718 ± 0.050
0.20 - 0.30	$1.273 \pm 0.061 + 0.101 - 0.097$	0.357 ± 0.033	$1.158 \pm 0.041 + 0.071 - 0.081$	0.745 ± 0.043
0.30 - 0.40	$1.108 \pm 0.072 + 0.076 - 0.110$	0.300 ± 0.037	$1.110 \pm 0.041 + 0.104 - 0.099$	0.750 ± 0.048
0.40 - 0.50	$1.100 \pm 0.114 + 0.089 - 0.219$	0.321 ± 0.035	$1.098 \pm 0.034 + 0.098 - 0.141$	0.761 ± 0.049
0.50 - 0.60	$1.007 \pm 0.093 + 0.080 - 0.236$	0.354 ± 0.041	$0.981 \pm 0.043 + 0.077 - 0.103$	0.761 ± 0.044
0.60 - 0.70	$0.842 \pm 0.106 + 0.085 - 0.241$	0.319 ± 0.044	$0.837 \pm 0.051 + 0.124 - 0.157$	0.772 ± 0.052
Multiplizitätsbin 23 - 80				
0.12 - 0.20	$1.273 \pm 0.080 + 0.106 - 0.118$	0.364 ± 0.034	$1.259 \pm 0.031 + 0.106 - 0.150$	0.741 ± 0.053
0.20 - 0.30	$1.256 \pm 0.047 + 0.064 - 0.093$	0.351 ± 0.035	$1.244 \pm 0.032 + 0.091 - 0.098$	0.729 ± 0.051
0.30 - 0.40	$1.154 \pm 0.085 + 0.148 - 0.131$	0.367 ± 0.033	$1.148 \pm 0.047 + 0.074 - 0.098$	0.755 ± 0.049
0.40 - 0.50	$1.092 \pm 0.093 + 0.101 - 0.186$	0.330 ± 0.033	$1.101 \pm 0.041 + 0.089 - 0.114$	0.708 ± 0.052
0.50 - 0.60	$0.977 \pm 0.097 + 0.097 - 0.241$	0.312 ± 0.030	$0.976 \pm 0.069 + 0.071 - 0.107$	0.711 ± 0.054
0.60 - 0.70	$0.846 \pm 0.093 + 0.092 - 0.257$	0.301 ± 0.041	$0.839 \pm 0.088 + 0.095 - 0.140$	0.790 ± 0.060

Tabelle B.1: Fitparameter der Zweiteilchenkorrelationsfunktionen C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ sowie $\pi^-\pi^-$ in $p+p$ Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV mit EEinteilung in Multiplizität $dN_{Ch}/d\eta$ und Paarimpuls k_T . Die Anpassung erfolgte mit Gleichung 9.4 (Index G) sowie mit Gleichung 8.69 (Index E).

k_T -Bin(GeV/c)	R_{out}^G (fm)	R_{side}^G (fm)	R_{long}^G (fm)	R_{out}^E (fm)	R_{side}^E (fm)	R_{long}^E (fm)
Multiplizitätsbin 0 - 11						
0.12 - 0.20	0.462 ± 0.061	0.801 ± 0.054	1.437 ± 0.101	0.518 ± 0.072	0.764 ± 0.020	1.718 ± 0.118
0.20 - 0.30	0.777 ± 0.041	0.621 ± 0.031	1.195 ± 0.087	0.832 ± 0.030	0.624 ± 0.021	1.479 ± 0.048
0.30 - 0.40	0.746 ± 0.037	0.675 ± 0.028	0.929 ± 0.121	0.800 ± 0.054	0.656 ± 0.038	1.149 ± 0.076
0.40 - 0.50	0.659 ± 0.038	0.599 ± 0.021	0.855 ± 0.081	0.736 ± 0.077	0.606 ± 0.014	1.105 ± 0.058
0.50 - 0.60	0.642 ± 0.054	0.588 ± 0.035	0.801 ± 0.065	0.819 ± 0.086	0.618 ± 0.018	0.997 ± 0.092
0.60 - 0.70	0.495 ± 0.075	0.697 ± 0.058	0.892 ± 0.073	0.377 ± 0.173	0.604 ± 0.048	1.187 ± 0.179
Multiplizitätsbin 12 - 16						
0.12 - 0.20	0.685 ± 0.115	1.101 ± 0.054	1.881 ± 0.073	0.791 ± 0.151	0.991 ± 0.077	2.401 ± 0.222
0.20 - 0.30	1.057 ± 0.061	0.981 ± 0.017	1.322 ± 0.051	1.214 ± 0.086	0.896 ± 0.061	1.680 ± 0.092
0.30 - 0.40	0.896 ± 0.054	0.929 ± 0.131	1.144 ± 0.079	1.036 ± 0.091	0.928 ± 0.059	1.452 ± 0.090
0.40 - 0.50	0.803 ± 0.027	0.907 ± 0.074	0.970 ± 0.028	0.936 ± 0.107	0.742 ± 0.050	1.241 ± 0.098
0.50 - 0.60	0.598 ± 0.071	0.810 ± 0.069	0.924 ± 0.101	0.595 ± 0.021	0.683 ± 0.067	1.165 ± 0.071
0.60 - 0.70	0.484 ± 0.092	0.881 ± 0.100	0.792 ± 0.076	0.486 ± 0.168	0.796 ± 0.104	1.062 ± 0.173
Multiplizitätsbin 17 - 22						
0.12 - 0.20	1.003 ± 0.110	1.119 ± 0.076	1.785 ± 0.132	1.055 ± 0.141	1.108 ± 0.068	2.182 ± 0.081
0.20 - 0.30	1.143 ± 0.071	1.025 ± 0.025	1.455 ± 0.095	1.214 ± 0.091	1.032 ± 0.021	1.663 ± 0.074
0.30 - 0.40	1.021 ± 0.028	0.935 ± 0.058	1.057 ± 0.081	1.036 ± 0.107	0.914 ± 0.030	1.378 ± 0.081
0.40 - 0.50	0.715 ± 0.030	0.838 ± 0.031	0.906 ± 0.070	0.841 ± 0.028	0.855 ± 0.030	1.259 ± 0.023
0.50 - 0.60	0.684 ± 0.047	0.874 ± 0.076	0.989 ± 0.085	0.832 ± 0.177	0.882 ± 0.067	1.186 ± 0.039
0.60 - 0.70	0.810 ± 0.093	0.942 ± 0.069	0.759 ± 0.121	1.032 ± 0.091	0.955 ± 0.067	0.751 ± 0.087
Multiplizitätsbin 23 - 80						
0.12 - 0.20	1.068 ± 0.136	1.259 ± 0.087	1.725 ± 0.110	1.227 ± 0.155	1.123 ± 0.171	2.179 ± 0.168
0.20 - 0.30	1.118 ± 0.061	1.104 ± 0.041	1.382 ± 0.064	1.295 ± 0.074	1.113 ± 0.060	1.686 ± 0.079
0.30 - 0.40	0.950 ± 0.072	0.960 ± 0.061	1.121 ± 0.073	1.145 ± 0.098	0.968 ± 0.069	1.414 ± 0.103
0.40 - 0.50	0.977 ± 0.069	1.041 ± 0.076	1.044 ± 0.069	1.200 ± 0.153	1.113 ± 0.090	1.518 ± 0.163
0.50 - 0.60	0.690 ± 0.104	1.046 ± 0.112	0.906 ± 0.101	0.791 ± 0.118	1.077 ± 0.100	1.165 ± 0.151
0.60 - 0.70	0.785 ± 0.100	0.993 ± 0.084	0.755 ± 0.069	0.964 ± 0.095	1.044 ± 0.105	0.889 ± 0.203

Tabelle B.2: Fitparameter der Zweiteilchenkorrelationsfunktionen C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ sowie $\pi^-\pi^-$ in $p+p$ Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV mit Einteilung in Multiplizität $dN_{ch}/d\eta$ und Paarimpuls k_T . Die Anpassung erfolgte für die mit G gekennzeichneten HBT-Radien nach Gleichung 9.8 mit einer gaussförmigen Parametrisierung. Die mit E markierten Radien wurden mit Gleichung 8.69 mittels Exponentialfunktion extrahiert. Betrachtet sind die Projektionen auf die kartesischen Koordinaten nach Bertsch und Pratt, q_{out} , q_{side} und q_{long} .

k_T -Bin(GeV/c)	R^G (fm)	λ^G	R^E (fm)	λ^E
Multiplizitätsbin 0 - 11				
0.12 - 0.20	$0.765 \pm 0.046 + 0.077 - 0.084$	0.411 ± 0.051	$0.801 \pm 0.059 + 0.055 - 0.081$	0.881 ± 0.034
0.20 - 0.30	$0.828 \pm 0.029 + 0.037 - 0.063$	0.412 ± 0.053	$0.799 \pm 0.046 + 0.043 - 0.080$	0.812 ± 0.033
0.30 - 0.40	$0.824 \pm 0.030 + 0.025 - 0.042$	0.408 ± 0.050	$0.824 \pm 0.032 + 0.045 - 0.076$	0.847 ± 0.041
0.40 - 0.50	$0.819 \pm 0.033 + 0.021 - 0.059$	0.417 ± 0.049	$0.832 \pm 0.044 + 0.057 - 0.073$	0.846 ± 0.035
0.50 - 0.60	$0.870 \pm 0.042 + 0.037 - 0.117$	0.426 ± 0.059	$0.861 \pm 0.036 + 0.055 - 0.082$	0.871 ± 0.030
0.60 - 0.70	$1.021 \pm 0.054 + 0.050 - 0.252$	0.421 ± 0.060	$0.925 \pm 0.076 + 0.050 - 0.089$	0.826 ± 0.041
Multiplizitätsbin 12 - 16				
0.12 - 0.20	$1.118 \pm 0.042 + 0.059 - 0.105$	0.392 ± 0.042	$0.999 \pm 0.045 + 0.060 - 0.061$	0.809 ± 0.032
0.20 - 0.30	$1.088 \pm 0.024 + 0.038 - 0.067$	0.401 ± 0.040	$1.082 \pm 0.044 + 0.062 - 0.055$	0.816 ± 0.037
0.30 - 0.40	$1.038 \pm 0.046 + 0.046 - 0.113$	0.387 ± 0.034	$1.081 \pm 0.035 + 0.059 - 0.069$	0.804 ± 0.037
0.40 - 0.50	$1.038 \pm 0.050 + 0.059 - 0.151$	0.395 ± 0.037	$1.107 \pm 0.033 + 0.054 - 0.077$	0.799 ± 0.039
0.50 - 0.60	$1.071 \pm 0.055 + 0.054 - 0.269$	0.396 ± 0.042	$1.111 \pm 0.038 + 0.061 - 0.077$	0.812 ± 0.041
0.60 - 0.70	$1.088 \pm 0.128 + 0.076 - 0.215$	0.413 ± 0.068	$1.103 \pm 0.034 + 0.067 - 0.070$	0.833 ± 0.043
Multiplizitätsbin 17 - 22				
0.12 - 0.20	$1.214 \pm 0.046 + 0.059 - 0.142$	0.382 ± 0.042	$1.197 \pm 0.045 + 0.042 - 0.065$	0.825 ± 0.045
0.20 - 0.30	$1.202 \pm 0.033 + 0.042 - 0.138$	0.370 ± 0.040	$1.241 \pm 0.040 + 0.043 - 0.062$	0.827 ± 0.041
0.30 - 0.40	$1.118 \pm 0.038 + 0.046 - 0.172$	0.369 ± 0.038	$1.200 \pm 0.040 + 0.034 - 0.065$	0.811 ± 0.033
0.40 - 0.50	$1.055 \pm 0.041 + 0.047 - 0.205$	0.374 ± 0.037	$1.184 \pm 0.034 + 0.041 - 0.066$	0.800 ± 0.038
0.50 - 0.60	$1.059 \pm 0.042 + 0.058 - 0.286$	0.373 ± 0.041	$1.007 \pm 0.035 + 0.060 - 0.071$	0.803 ± 0.039
0.60 - 0.70	$1.172 \pm 0.080 + 0.067 - 0.228$	0.382 ± 0.062	$1.070 \pm 0.051 + 0.077 - 0.073$	0.778 ± 0.051
Multiplizitätsbin 23 - 29				
0.12 - 0.20	$1.307 \pm 0.055 + 0.105 - 0.113$	0.368 ± 0.031	$1.319 \pm 0.036 + 0.045 - 0.061$	0.810 ± 0.034
0.20 - 0.30	$1.282 \pm 0.050 + 0.063 - 0.143$	0.373 ± 0.028	$1.300 \pm 0.030 + 0.051 - 0.066$	0.795 ± 0.034
0.30 - 0.40	$1.193 \pm 0.063 + 0.067 - 0.193$	0.377 ± 0.028	$1.198 \pm 0.041 + 0.055 - 0.076$	0.788 ± 0.040
0.40 - 0.50	$1.126 \pm 0.067 + 0.061 - 0.161$	0.376 ± 0.025	$1.104 \pm 0.033 + 0.051 - 0.089$	0.781 ± 0.040
0.50 - 0.60	$1.151 \pm 0.054 + 0.071 - 0.290$	0.381 ± 0.031	$1.117 \pm 0.052 + 0.067 - 0.071$	0.799 ± 0.051
0.60 - 0.70	$1.201 \pm 0.071 + 0.076 - 0.265$	0.388 ± 0.057	$1.205 \pm 0.061 + 0.060 - 0.079$	0.807 ± 0.057
Multiplizitätsbin 30 - 36				
0.12 - 0.20	$1.374 \pm 0.067 + 0.101 - 0.113$	0.362 ± 0.042	$1.388 \pm 0.044 + 0.077 - 0.085$	0.789 ± 0.052
0.20 - 0.30	$1.328 \pm 0.050 + 0.059 - 0.160$	0.359 ± 0.037	$1.300 \pm 0.034 + 0.070 - 0.073$	0.814 ± 0.043
0.30 - 0.40	$1.286 \pm 0.068 + 0.071 - 0.152$	0.360 ± 0.038	$1.198 \pm 0.047 + 0.073 - 0.073$	0.790 ± 0.033
0.40 - 0.50	$1.181 \pm 0.061 + 0.067 - 0.189$	0.379 ± 0.041	$1.104 \pm 0.049 + 0.063 - 0.084$	0.802 ± 0.039
0.50 - 0.60	$1.109 \pm 0.080 + 0.069 - 0.144$	0.372 ± 0.029	$1.117 \pm 0.055 + 0.060 - 0.088$	0.809 ± 0.046
0.60 - 0.70	$1.076 \pm 0.063 + 0.071 - 0.165$	0.370 ± 0.035	$1.205 \pm 0.060 + 0.057 - 0.069$	0.813 ± 0.053
Multiplizitätsbin 37 - 44				
0.12 - 0.20	$1.445 \pm 0.067 + 0.097 - 0.126$	0.358 ± 0.039	$1.461 \pm 0.046 + 0.063 - 0.075$	0.759 ± 0.040
0.20 - 0.30	$1.387 \pm 0.074 + 0.076 - 0.134$	0.347 ± 0.051	$1.387 \pm 0.046 + 0.070 - 0.080$	0.761 ± 0.048
0.30 - 0.40	$1.315 \pm 0.079 + 0.076 - 0.164$	0.362 ± 0.043	$1.333 \pm 0.043 + 0.061 - 0.087$	0.770 ± 0.047
0.40 - 0.50	$1.231 \pm 0.071 + 0.080 - 0.115$	0.369 ± 0.023	$1.296 \pm 0.047 + 0.077 - 0.100$	0.753 ± 0.051
0.50 - 0.60	$1.176 \pm 0.088 + 0.067 - 0.169$	0.368 ± 0.022	$1.201 \pm 0.050 + 0.075 - 0.099$	0.777 ± 0.053
0.60 - 0.70	$1.151 \pm 0.121 + 0.172 - 0.239$	0.357 ± 0.037	$1.113 \pm 0.071 + 0.090 - 0.091$	0.800 ± 0.039
Multiplizitätsbin 45 - 57				
0.12 - 0.20	$1.507 \pm 0.076 + 0.109 - 0.151$	0.355 ± 0.037	$1.618 \pm 0.056 + 0.051 - 0.077$	0.761 ± 0.044
0.20 - 0.30	$1.416 \pm 0.071 + 0.079 - 0.189$	0.341 ± 0.038	$1.600 \pm 0.055 + 0.115 - 0.081$	0.742 ± 0.039
0.30 - 0.40	$1.374 \pm 0.100 + 0.088 - 0.269$	0.376 ± 0.041	$1.479 \pm 0.043 + 0.079 - 0.086$	0.750 ± 0.028
0.40 - 0.50	$1.256 \pm 0.092 + 0.080 - 0.215$	0.366 ± 0.022	$1.215 \pm 0.056 + 0.175 - 0.092$	0.771 ± 0.029
0.50 - 0.60	$1.311 \pm 0.097 + 0.105 - 0.278$	0.361 ± 0.033	$1.201 \pm 0.059 + 0.176 - 0.089$	0.778 ± 0.034
0.60 - 0.70	$1.122 \pm 0.088 + 0.080 - 0.235$	0.374 ± 0.044	$1.211 \pm 0.060 + 0.151 - 0.099$	0.764 ± 0.040
Multiplizitätsbin 58 - 149				
0.12 - 0.20	$1.542 \pm 0.059 + 0.109 - 0.193$	0.351 ± 0.059	$1.537 \pm 0.049 + 0.154 - 0.091$	0.721 ± 0.051
0.20 - 0.30	$1.483 \pm 0.087 + 0.088 - 0.248$	0.356 ± 0.028	$1.613 \pm 0.056 + 0.155 - 0.096$	0.714 ± 0.052
0.30 - 0.40	$1.458 \pm 0.081 + 0.122 - 0.301$	0.370 ± 0.041	$1.478 \pm 0.077 + 0.148 - 0.100$	0.765 ± 0.046
0.40 - 0.50	$1.227 \pm 0.094 + 0.113 - 0.266$	0.369 ± 0.041	$1.410 \pm 0.083 + 0.161 - 0.096$	0.773 ± 0.043
0.50 - 0.60	$1.222 \pm 0.107 + 0.186 - 0.206$	0.364 ± 0.034	$1.381 \pm 0.084 + 0.130 - 0.109$	0.771 ± 0.056
0.60 - 0.70	$1.139 \pm 0.133 + 0.169 - 0.199$	0.372 ± 0.039	$1.297 \pm 0.091 + 0.178 - 0.111$	0.743 ± 0.061

Tabelle B.3: Fitparameter der Zweiteilchenkorrelationsfunktionen C_2 identischer Pionen $\pi^+ \pi^+$ sowie $\pi^- \pi^-$ in $p+p$ Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV mit Einteilung in Multiplizität $dN_{ch}/d\eta$ und Paarimpuls k_T . Die gaussförmige Anpassung erfolgte mit Gleichung 9.4, die mittels Exponentialfunktion nach Gleichung 8.69.

k_T -Bin(GeV/c)	R_{out}^G (fm)	R_{side}^G (fm)	R_{long}^G (fm)	R_{out}^E (fm)	R_{side}^E (fm)	R_{long}^E (fm)
Multiplizitätsbin 0 - 11						
0.12 - 0.20	0.483 ± 0.021	0.768 ± 0.028	1.611 ± 0.025	0.490 ± 0.043	0.719 ± 0.023	1.897 ± 0.075
0.20 - 0.30	0.835 ± 0.031	0.740 ± 0.034	1.231 ± 0.031	0.916 ± 0.035	0.742 ± 0.022	1.566 ± 0.025
0.30 - 0.40	0.803 ± 0.024	0.678 ± 0.045	0.997 ± 0.029	1.007 ± 0.036	0.701 ± 0.029	1.312 ± 0.033
0.40 - 0.50	0.717 ± 0.018	0.675 ± 0.044	0.906 ± 0.021	0.895 ± 0.029	0.674 ± 0.033	1.203 ± 0.034
0.50 - 0.60	0.645 ± 0.035	0.646 ± 0.061	0.832 ± 0.033	0.886 ± 0.046	0.679 ± 0.031	1.165 ± 0.030
0.60 - 0.70	0.602 ± 0.061	0.649 ± 0.049	0.804 ± 0.041	0.773 ± 0.059	0.660 ± 0.043	1.117 ± 0.044
Multiplizitätsbin 12 - 16						
0.12 - 0.20	0.717 ± 0.030	1.054 ± 0.021	1.727 ± 0.031	0.814 ± 0.021	1.003 ± 0.035	2.157 ± 0.021
0.20 - 0.30	1.029 ± 0.030	0.967 ± 0.022	1.363 ± 0.037	1.213 ± 0.024	0.972 ± 0.023	1.751 ± 0.019
0.30 - 0.40	0.878 ± 0.028	0.884 ± 0.024	1.144 ± 0.037	1.082 ± 0.029	0.887 ± 0.026	1.507 ± 0.022
0.40 - 0.50	0.760 ± 0.027	0.844 ± 0.031	1.016 ± 0.041	0.954 ± 0.037	0.855 ± 0.031	1.366 ± 0.028
0.50 - 0.60	0.652 ± 0.035	0.797 ± 0.029	0.942 ± 0.029	0.809 ± 0.058	0.805 ± 0.030	1.317 ± 0.032
0.60 - 0.70	0.599 ± 0.008	0.754 ± 0.054	0.982 ± 0.028	0.727 ± 0.097	0.765 ± 0.041	1.425 ± 0.033
Multiplizitätsbin 17 - 22						
0.12 - 0.20	0.907 ± 0.075	1.129 ± 0.029	1.812 ± 0.031	1.010 ± 0.103	1.081 ± 0.024	2.281 ± 0.023
0.20 - 0.30	1.129 ± 0.061	1.075 ± 0.025	1.483 ± 0.042	1.372 ± 0.052	1.006 ± 0.022	1.940 ± 0.026
0.30 - 0.40	0.921 ± 0.032	0.953 ± 0.037	1.189 ± 0.041	1.168 ± 0.044	0.973 ± 0.019	1.594 ± 0.027
0.40 - 0.50	0.738 ± 0.033	0.895 ± 0.021	1.084 ± 0.029	0.914 ± 0.027	0.914 ± 0.031	1.496 ± 0.033
0.50 - 0.60	0.631 ± 0.040	0.841 ± 0.026	1.011 ± 0.019	0.791 ± 0.051	0.846 ± 0.030	1.425 ± 0.030
0.60 - 0.70	0.580 ± 0.040	0.848 ± 0.031	0.997 ± 0.017	0.695 ± 0.077	0.855 ± 0.044	1.480 ± 0.034
Multiplizitätsbin 23 - 29						
0.12 - 0.20	1.129 ± 0.071	1.245 ± 0.041	1.958 ± 0.059	1.223 ± 0.064	1.231 ± 0.034	2.477 ± 0.065
0.20 - 0.30	1.189 ± 0.053	1.202 ± 0.023	1.578 ± 0.049	1.301 ± 0.031	1.158 ± 0.041	1.924 ± 0.044
0.30 - 0.40	0.996 ± 0.050	1.072 ± 0.025	1.318 ± 0.052	1.263 ± 0.035	1.099 ± 0.040	1.745 ± 0.033
0.40 - 0.50	0.777 ± 0.053	1.011 ± 0.026	1.157 ± 0.053	0.955 ± 0.041	1.018 ± 0.043	1.588 ± 0.031
0.50 - 0.60	0.698 ± 0.062	0.964 ± 0.042	1.052 ± 0.039	0.845 ± 0.055	0.990 ± 0.028	1.441 ± 0.045
0.60 - 0.70	0.566 ± 0.041	0.870 ± 0.050	1.121 ± 0.027	0.673 ± 0.079	0.887 ± 0.023	1.659 ± 0.050
Multiplizitätsbin 30 - 36						
0.12 - 0.20	1.186 ± 0.068	1.289 ± 0.054	1.917 ± 0.051	1.268 ± 0.059	1.277 ± 0.043	2.379 ± 0.056
0.20 - 0.30	1.245 ± 0.059	1.288 ± 0.050	1.601 ± 0.056	1.536 ± 0.034	1.303 ± 0.033	2.081 ± 0.042
0.30 - 0.40	0.971 ± 0.050	1.094 ± 0.031	1.327 ± 0.052	1.204 ± 0.068	1.113 ± 0.022	1.772 ± 0.075
0.40 - 0.50	0.806 ± 0.038	1.054 ± 0.028	1.162 ± 0.077	0.991 ± 0.043	1.072 ± 0.022	1.545 ± 0.039
0.50 - 0.60	0.695 ± 0.031	0.999 ± 0.020	1.171 ± 0.049	0.805 ± 0.044	1.010 ± 0.029	1.653 ± 0.044
0.60 - 0.70	0.606 ± 0.042	0.971 ± 0.025	1.116 ± 0.101	0.664 ± 0.057	0.982 ± 0.039	1.604 ± 0.087
Multiplizitätsbin 37 - 44						
0.12 - 0.20	1.276 ± 0.075	1.371 ± 0.057	1.920 ± 0.068	1.368 ± 0.077	1.357 ± 0.040	2.422 ± 0.054
0.20 - 0.30	1.279 ± 0.061	1.347 ± 0.043	1.633 ± 0.064	1.561 ± 0.081	1.351 ± 0.041	2.102 ± 0.075
0.30 - 0.40	0.961 ± 0.053	1.169 ± 0.046	1.350 ± 0.063	1.154 ± 0.104	1.190 ± 0.041	1.821 ± 0.086
0.40 - 0.50	0.806 ± 0.042	1.129 ± 0.039	1.244 ± 0.050	0.986 ± 0.056	1.149 ± 0.032	1.690 ± 0.054
0.50 - 0.60	0.695 ± 0.041	1.047 ± 0.040	1.171 ± 0.041	0.804 ± 0.056	1.059 ± 0.022	1.627 ± 0.042
0.60 - 0.70	0.652 ± 0.053	1.097 ± 0.057	1.139 ± 0.055	0.718 ± 0.041	1.118 ± 0.046	1.609 ± 0.065
Multiplizitätsbin 45 - 57						
0.12 - 0.20	1.369 ± 0.075	1.437 ± 0.050	2.100 ± 0.068	1.504 ± 0.077	1.439 ± 0.027	2.677 ± 0.086
0.20 - 0.30	1.227 ± 0.021	1.353 ± 0.041	1.615 ± 0.064	1.577 ± 0.045	1.412 ± 0.022	2.158 ± 0.075
0.30 - 0.40	0.968 ± 0.029	1.191 ± 0.039	1.340 ± 0.063	1.195 ± 0.063	1.222 ± 0.025	1.762 ± 0.103
0.40 - 0.50	0.724 ± 0.028	1.104 ± 0.020	1.221 ± 0.050	0.852 ± 0.033	1.131 ± 0.042	1.669 ± 0.065
0.50 - 0.60	0.698 ± 0.043	1.181 ± 0.021	1.244 ± 0.041	0.769 ± 0.025	1.195 ± 0.043	1.686 ± 0.044
0.60 - 0.70	0.620 ± 0.054	1.220 ± 0.076	1.221 ± 0.055	0.645 ± 0.068	1.231 ± 0.054	1.762 ± 0.086
Multiplizitätsbin 58 - 149						
0.12 - 0.20	1.602 ± 0.082	1.570 ± 0.061	2.082 ± 0.064	1.804 ± 0.081	1.584 ± 0.049	2.607 ± 0.081
0.20 - 0.30	1.279 ± 0.043	1.476 ± 0.039	1.702 ± 0.055	1.492 ± 0.050	1.480 ± 0.032	2.173 ± 0.059
0.30 - 0.40	1.014 ± 0.054	1.375 ± 0.068	1.464 ± 0.077	1.273 ± 0.077	1.412 ± 0.068	2.001 ± 0.108
0.40 - 0.50	0.838 ± 0.021	1.241 ± 0.043	1.368 ± 0.054	0.955 ± 0.032	1.262 ± 0.049	1.854 ± 0.070
0.50 - 0.60	0.738 ± 0.050	1.303 ± 0.064	1.405 ± 0.073	0.777 ± 0.024	1.317 ± 0.036	1.946 ± 0.054
0.60 - 0.70	0.594 ± 0.057	1.205 ± 0.068	1.327 ± 0.064	0.582 ± 0.068	1.199 ± 0.054	1.848 ± 0.119

Tabelle B.4: Fitparameter der Zweiteilchenkorrelationsfunktionen C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ sowie $\pi^-\pi^-$ in $p+p$ Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV mit Einteilung in Multiplizität $dN_{Ch}/d\eta$ und Paarimpuls k_T . Die Anpassung erfolgte mit Gleichung 9.8 sowie Gleichung 8.69. Betrachtet sind die Projektionen auf die Koordinaten q_{out} , q_{side} und q_{long} .

Danksagung

In erster Linie möchte ich mich bei Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger für die interessante Aufgabenstellung bedanken. Ihm gelang es durch seine vielen guten Anregungen in den monatlichen PhD Vorträgen und weiteren Diskussionen meine Begeisterung für die Themen der Promotion immer wieder von Neuem zu wecken. Auch ist es seinem Weitblick zu verdanken, dass diese Arbeit nach drei Jahren mit guten Ergebnissen beendet werden konnte.

Außerdem möchte ich mich bei Dr. Dariusz Miskowiec für die umfangreiche Betreuung und die vielen fruchtbaren Diskussionen bedanken.

Des Weiteren gilt mein Dank meinen Freunden und Kollegen der ALICE-Gruppe an der GSI Darmstadt: Sedat Altinpinar, Dr. Anton Andronic, Dr. Ionuts Arsene, Dr. Ralf Averbeck, Benjamin Dönig, Markus Fasel, Alexander Kalweit, Markus Köhler, Dr. Silvia Masciocchi, Dr. Rosella Romita, Dr. Ilya Selyuzhenkov u.v.m., die mich immer unterstützten und mir stets mit Rat und Tat zur Seite standen. Zu guter Letzt sollen auch die lokalen HBTler aus Heidelberg, Johanna Gramling und Dr. Jorge Mercado nicht unerwähnt bleiben. Auch euch vielen Dank.

Schließlich gebührt auch meinen Eltern mein Dank für ihre Geduld und Unterstützung während der vorangegangenen drei Jahre, genauso wie meiner Verlobten und unserem Hasen.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unerlaubte fremde Hilfe anfertigte und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen verwendete. Eine frühere Promotion wurde nicht versucht.

Darmstadt, den 20. Juli 2011

Sebastian Huber

Liste der verwendeten Symbole und Abkürzungen

Abkürzung	Beschreibung	Definition
ACORDE	ALICE COsmic Ray DEtector	page 29
ALICE	A Large Ion Collider Experiment	page 3
AliEN	Alice ENvironment	page 53
AliESDs	Alice Event Summary Data	page 54
AliESDfriends	Alice Event Summary Data friends	page 54
AliFEMTO	Alice FEMTOscopy	page 109
AliROOT	AliceROOT	page 4
ATLAS	A Toroid LHC ApperatuS	page 10
BEC	Bose Einstein Correlation	page 96
BNL	Brookhaven National Laboratory	page 12
CBT	Central Barrel Tracking	page 47
CGC	Color Glass Condensate	page 17
CMS	Compact Muon Selenoid	page 10
CMS	Center of Mass System	page 98
COG	Centre Of Gravity (COG)	page 46
EMCal	ElectroMagnetic Calorimeter	page 29
EMCIC	Energy-Momentum-Conservation-Induced Correlations	page 113
FMD	Forward Multiplicity Detector	page 30
FMS	Forward Muon Spectrometer	page 30
GGLP	Goldhaber Goldhaber Lee Paise	page 85
GUT	Grand-Unifying-Theory	page 12
HBT	Hanbury Brown Twiss	page 4
HLT	High Level Trigger	page 48
HMPID	High Momentum Particle IDentification	page 29
IROC	Inner Read Out Board	page 27
ITS	Inner Tracking System	page 24
LCMS	Longitudinal CoMoving System	page 99
LHC	Large Hadron Collider	page 3
MC	Monte Carlo	page 47
MCM	Multi Chip Modul	page 40
MRPC	Multigap Resistive Plate Chamber	page 28
MWPC	Multi Wire Proportional Chamber	page 26
OCDB	Offline Condition DataBase	page 4
OROC	Outer Read Out Board	page 27
PHOS	PHOton Spectrometer	page 29
PHS	PulsHöhenSpektrum	page 43
PID	Particle IDentification	page 24
PMD	Photon Multiplicity Detector	page 30

Abkürzung	Beschreibung	Definition
PRF	Pad Response Function	page 46
QCD	QuantenChromoDynamik	page 9
QED	QuantenElektroDynamik	page 9
QFT	QuantenFeldTheorie	page 10
QGP	Quark Gluon Plasma	page 9
RCT	Run Condition Table	page 111
RHIC	Relativistic Heavy Ion Collider	page 17
RICH	Ring Imaging CHerenkov Detector	page 29
RMS	Root Mean Square	page 66
SAT	Stand Alone Tracking	page 48
SDD	Silikon Drift Detektor	page 25
SLAC	Stanford Linear Accelerater Center	page 12
SPS	Super Proton Synchrotron	page 12
SPD	Silikon Pixel Detektor	page 25
SSD	Silikon Streifen Detektor	page 25
TB	Time Bin	page 47
TOF	Time Of Flight	page 28
TPC	Time Projection Chamber	page 26
TRD	Transition Radiation Detector	page 35
TRF	Time Response Function	page 51
TR	Transition Radiation	page 35
T0	Time Zero	page 30
UNICOR	UNIversal CORElation	page 109
UrQMD	Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics	page 107
V0		page 30
ZDC	Zero Degree Calorimeter	page 30

Abbildungsverzeichnis

3.1	Flussdiagramm der Substituenten des Standardmodells	10
3.2	Die Teilchen des Standardmodells	13
3.3	Phasendiagramm nach heutigem Erkenntnisstand	15
3.4	Dynamische Evolution einer Schwerionenkollision	16
4.1	Der ALICE Detektor	23
4.2	Aufbau des Inner Tracking Systems - ITS	25
4.3	Aufbau der Time Projection Chamber - TPC	26
4.4	Aufbau der Auslesekommer der ALICE TPC	27
5.1	Erzeugung von Übergangsstrahlung	36
5.2	Der ALICE Übergangsstrahlungsdetektor	37
5.3	Energieverlustspektrum einer LHC Kollision mit Bethe-Bloch-Kurven	37
5.4	Das globale ALICE Koordinatensystem	39
5.5	Das lokale ALICE Koordinatensystem	40
5.6	Modularität des Aufbaus des TRD	40
5.7	Skizzen und Foto eines Supermoduls	41
5.8	Lagen innerhalb eines Supermoduls	41
5.9	Aufbau der Kammer des TRD	42
5.10	„Pad Tilting“	42
5.11	Korrektur des „Pad Tilting“	43
5.12	Funktion des TRD	44
6.1	Ablauf der Rekonstruktion in ALICE	46
6.2	Der Lorentz-Winkel α_L	47
6.3	Standalone Trackings des TRD	49
6.4	Kalibrierung des TRD	50
7.1	Die TRD Ausrichtung im Kontext der Offlineauswertung	54
7.2	Hierarchie der ausrichtbaren Volumen des TRD	55
7.3	Mögliche Fehlausrichtungen des TRD	56
7.4	Ausrichtung des TRD mittels Teilchenspuren am Beispiel eines Stacks	57
7.5	Residuals in x, y, z	58
7.6	Statistische Ausrichtung des TRD mittels Teilchenspuren am Beispiel eines Stacks	59
7.7	Ablauf der TRD Ausrichtung mit Teilchenspuren	60
7.8	σ_y nach Optimierung der Ausrichtung der Kammern des TRD	61
7.9	Differentielles Spektrum kosmischer Strahlung	63
7.10	Kosmische Schauer in der Erdatmosphäre	64
7.11	Zwei kosmische Ereignisse im ALICE Detektor	64
7.12	Konfiguration der Supermodule innerhalb ALICE im Jahr 2008	65

7.13	Teilchenzahlstatistik für die kosmische Strahlung aus dem Jahr 2008	65
7.14	Korrekturparameter bestimmt mittels kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2008	66
7.15	y-Residualsaus dem Jahr 2008 vor und nach der Ausrichtung der Supermodule bezüglich der TPC	67
7.16	Vergleich der Ausrichtung in den Jahren 2008 und 2009	68
7.17	Teilchenzahlstatistik für die kosmische Strahlung aus dem Jahr 2009	68
7.18	Korrekturparameter bestimmt mittels kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2009 - 1	69
7.19	Korrekturparameter bestimmt mittels kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2009 - 2	70
7.20	y-Residuals aus dem Jahr 2009 vor und nach der Ausrichtung der Supermodule relativ zur TPC	71
7.21	Teilchenzahlstatistik für die kosmische Strahlung aus dem Jahr 2011	72
7.22	Korrekturparameter bestimmt mittels kosmischer Strahlung aus dem Jahr 2011	73
7.23	Korrekturparameter bestimmt mittels p+p Daten aus dem Jahr 2009	74
7.24	Zeitliche Entwicklung der Korrekturparameter	76
7.25	Ausrichtung der Kammern des TRD	78
7.26	Vergleich der Korrekturparameter aus dem Jahr 2009 und 2010	80
7.27	Verschiedene Auflösungen des TRD	81
8.1	Unterschied zwischen Amplitudeninterferometrie und Intensitätsinterferometrie	87
8.2	Dimension der Emissionsregion	89
8.3	Skizze der Korrelationsfunktion	89
8.4	Regionen der Homogenität	92
8.5	Coulomb-Korrekturfaktor $K_{\text{Coulomb}}(q_{\text{Inv}})$	94
8.6	Rotation als Hintergrund	96
8.7	„Eventmixing“ als Hintergrund	97
8.8	Schwerpunktsystem CMS	98
8.9	dreidimensionale Koordinaten - Koordinatensystem nach Bertsch und Pratt	100
9.1	Signal und Hintergrund aus p+p bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 900$ GeV	111
9.2	Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 900$ GeV	111
9.3	dE/dx-Spektrum und Multiplizität aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 900$ GeV	112
9.4	Vergleich der eindimensionalen Korrelationsfunktion aus positiven ($\pi^+\pi^+$) und negativen Pionpaaren ($\pi^-\pi^-$)	114
9.5	Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 nicht identischer Pionen $\pi^+\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 900$ GeV	115
9.6	Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 900$ GeV - mit Parametrisierung	115
9.7	Abhängigkeit der HBT-Radien R_{Inv} sowie der Korrelationsstärke λ von der Multiplizität $dN_{\text{ch}}/d\eta$ bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 900$ GeV	119
9.8	Abhängigkeit der HBT-Radien R_{Inv} von der Anpassung des nichtfemtoskopischen Hintergrundes bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 900$ GeV	119
9.9	Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 nicht identischer Pionen $\pi^+\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 900$ GeV	120
9.10	Abhängigkeit der HBT-Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} vom transversalen Paarimpuls k_T bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 900$ GeV	122
9.11	Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7$ TeV	124
9.12	dE/dx-Spektrum und Multiplizität aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7$ TeV	125
9.13	Abhängigkeit der HBT-Radien R_{Inv} sowie der Korrelationsstärke λ von der Multiplizität $dN_{\text{ch}}/d\eta$ bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 7$ TeV	127

9.14	Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 nicht identischer Pionen $\pi^+\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV	127
9.15	Abhängigkeit der HBT-Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} vom transversalen Paarimpuls k_T bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV	129
9.16	Die ersten drei nichtverschwindenden Momente C_0^0 , C_2^0 und C_2^2 der Korrelationsfunktionen identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ sowie $\pi^-\pi^-$ in p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV	130
9.17	Vergleich der HBT-Radien aus der Repräsentation nach Bertsch und Pratt mit der Expansion in Kugelflächenfunktionen	131
9.18	Abhängigkeit der eindimensionalen HBT-Radien von der Multiplizität $dN_{ch}/d\eta$	131
9.19	Abhängigkeit der dreidimensionalen HBT-Radien von der Multiplizität $dN_{ch}/d\eta$	133
9.20	Abhängigkeit der eindimensionalen HBT-Radien vom transversalen Paarimpuls k_T	134
9.21	Abhängigkeit der dreidimensionalen HBT-Radien vom transversalen Paarimpuls k_T	135
9.22	Korrelationsfunktion nicht identischer Pionen in Abhängigkeit vom Paarimpuls k_T - Vergleich 900 GeV zu 7 TeV	136
9.23	eindimensionale Korrelationsfunktion nicht identischer Pionen aus Pb+Pb bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.	137
9.24	dreidimensionale Korrelationsfunktion nicht identischer Pionen aus Pb+Pb bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.	138
9.25	Abhängigkeit der HBT-Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} vom transversalen Paarimpuls k_T	139
9.26	Abhängigkeit der HBT-Radien R_{out} , R_{side} und R_{long} von der Stoßenergie $\sqrt{s_{NN}}$ und der Kubikwurzel der Multiplizität $(dN_{ch}/d\eta)^{1/3}$	140
A.1	Survey eines Supermoduls des TRD	156
B.1	Erklärung der Kanten in der Projektion der Korrelationsfunktion auf q_{out}	159
B.2	Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 nicht identischer Pionen $\pi^+\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV - Einteilung in $dN_{ch}/d\eta$ und k_T	160
B.3	Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV - Einteilung in $dN_{ch}/d\eta$ und k_T	161
B.4	Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 900 GeV - Einteilung in $dN_{ch}/d\eta$ und k_T - exponentieller Fit	162
B.5	Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV - Projektion auf q_{out}	163
B.6	Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV - Projektion auf q_{side}	164
B.7	Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV - Projektion auf q_{long}	165
B.8	Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 nicht identischer Pionen $\pi^+\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV - Einteilung in $dN_{ch}/d\eta$ und k_T	166
B.9	Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV - Einteilung in $dN_{ch}/d\eta$ und k_T	167
B.10	Eindimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen des LHC bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{NN}}$ von 7 TeV - Einteilung in $dN_{ch}/d\eta$ und k_T - exponentieller Fit	168
B.11	Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV - Projektion auf q_{out}	169
B.12	Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV - Projektion auf q_{side}	170

B.13 Dreidimensionale Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV - Projektion auf q_{long}	171
B.14 Vergleich der Energien	172

Tabellenverzeichnis

4.1	ALICE und seine 13 Subsysteme	24
4.2	Die drei Subsysteme des ITS	26
5.1	Nominalen Betriebsbedingungen des TRD	42
7.1	Systematische Fehler der Ausrichtung des TRD	61
7.2	Verbesserungen durch die Ausrichtung der Supermodule bezüglich der TPC	77
7.3	Verbesserungen durch die Ausrichtung der Kammern des TRD	79
7.4	Verschiedene Auflösungen des TRD	81
8.1	Systematische Fehler der HBT Analyse identischer Pionen aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV sowie $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV	108
9.1	Auswahlkriterien (Cuts) der Intensitätsinterferometrie in ALICE	113
9.2	Fitparameter der eindimensionalen Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV	116
9.3	Multiplizitätseinteilung der differentiellen Intensitätsinterferometrie identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV	117
9.4	Resonanzen in der Korrelationsfunktion ungleich geladener Pionenpaare $\pi^+\pi^-$	117
9.5	Fitparameter der eindimensionalen Korrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV	124
9.6	Multiplizitätseinteilung der differentiellen Intensitätsinterferometrie identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ und $\pi^-\pi^-$ aus p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV	125
A.1	Übersicht über die TRD Surveys	157
A.2	Korrekturparameter aus kosmischer Strahlung 2008 bis 2011	158
B.1	Fitparameter der Zweiteilchenkorrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ sowie $\pi^-\pi^-$ in p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV - R_{Inv}	173
B.2	Fitparameter der Zweiteilchenkorrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ sowie $\pi^-\pi^-$ in p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 900$ GeV - $R_{out}, R_{side}, R_{long}$	174
B.3	Fitparameter der Zweiteilchenkorrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ sowie $\pi^-\pi^-$ in p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV - R_{Inv}	175
B.4	Fitparameter der Zweiteilchenkorrelationsfunktion C_2 identischer Pionen $\pi^+\pi^+$ sowie $\pi^-\pi^-$ in p+p Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 7$ TeV - $R_{out}, R_{side}, R_{long}$	176