

# Zentralitätsabhängigkeit der Produktion von Protonen und Antiprotonen in Pb+Pb Stößen bei 158A GeV

DIPLOMARBEIT  
vorgelegt beim Fachbereich Physik  
der Johann Wolfgang Goethe-Universität  
Frankfurt am Main

Milica Utvić  
Institut für Kernphysik

31. März 2008



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	1
1.1.1	Offene Fragen im Standardmodell . . . . .	3
1.2	Das Quarkmodell . . . . .	4
1.2.1	Multipletts der Baryonen . . . . .	4
1.2.2	Multipletts der Mesonen . . . . .	5
1.3	Suche nach dem QGP in Schwerionenkollisionen . . . . .	6
1.3.1	Strangeness Enhancement . . . . .	7
1.3.2	Jet-Quenching . . . . .	7
1.3.3	$J/\Psi$ -Suppression . . . . .	8
1.3.4	Elliptischer Fluss . . . . .	9
1.4	Schwerionenkollisionen . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Das Experiment NA49</b>	<b>15</b>
2.1	BPD-Detektoren und Cherenkov-Zähler . . . . .	17
2.2	TPCs und Magnetfeld . . . . .	17
2.3	TOF-Wände . . . . .	21
2.4	Veto-Kalorimeter . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Die Ereignisrekonstruktion</b>	<b>23</b>
3.1	Rekonstruktion der Spur . . . . .	23
3.1.1	Cluster-Finding . . . . .	23
3.1.2	Tracking . . . . .	26
3.1.3	Track-Fitting . . . . .	26
3.2	Messung des spezifischen Energieverlustes . . . . .	26
3.2.1	Kalibrierung der TPCs . . . . .	27
3.2.2	Threshold-Korrektur . . . . .	28
3.2.3	Korrektur auf die Driftlänge . . . . .	28
3.3	Truncated-Mean Methode . . . . .	28
<b>4</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>29</b>
4.1	Ereignisselektion . . . . .	29
4.2	Zentralitätsselektion . . . . .	31
4.3	Spurselektion . . . . .	34
4.4	Teilchenidentifikation . . . . .	35
4.5	Unkorrigierte Spektren . . . . .	37

---

<b>5</b>	<b>Korrekturen der Daten</b>	<b>43</b>
5.1	Feed-Down Korrektur . . . . .	43
5.2	Korrekturen auf Effizienz und geometrische Akzeptanz des Detektors . . . . .	44
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>51</b>
6.1	Transversalimpuls-Spektren . . . . .	51
6.2	Transversale Massenspektren . . . . .	52
6.3	Der inverse Steigungsparameter und die Freeze-out Temperatur . . . . .	52
6.4	Rapiditysspektren und totale Multiplizitäten . . . . .	56
6.5	Systematische Fehler . . . . .	65
6.6	Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick . . . . .	66
<b>A</b>	<b>Kinematische Variablen und Erhaltungssätze</b>	<b>69</b>
A.1	Kinematische Variablen . . . . .	69
A.2	Erhaltungssätze . . . . .	70
<b>B</b>	<b>Systematische Studien</b>	<b>71</b>
<b>C</b>	<b>Ergänzende Abbildungen</b>	<b>79</b>
<b>D</b>	<b>Danksagung</b>	<b>111</b>
<b>E</b>	<b>Eidesstattliche Erklärung</b>	<b>113</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist das Modell, das heutzutage benutzt wird, um die Beobachtungen in der Natur und im Experiment zu erklären. Es beschreibt Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen. Unter Elementarteilchen werden die elementaren Fermionen und die elementaren Bosonen verstanden. Fermionen haben Spin<sup>1</sup>  $1/2$  und gehorchen dem Pauli-Prinzip<sup>2</sup>, während die Bosonen mit Spin 1 dem Pauli Prinzip nicht unterliegen. Zu den elementaren Fermionen gehören die Leptonen und die Quarks, die jeweils sechs Vertreter haben. Diese sind in drei weitere Familien unterteilt und haben zwei Ladungszustände. In der uns umgebenden Natur existieren nur die Mitglieder der ersten Familie. Die Namen und einige Eigenschaften der elementaren Fermionen sind in Tabelle 1.1 aufgetragen.

Die Austauschteilchen der vier fundamentalen Kräfte sind die elementaren Bosonen, sie werden auch Eichbosonen genannt. (Tabelle 1.2)

Die Gravitationskraft wird von der Masse erzeugt und wirkt auf alle Teilchen. Die Wechselwirkung der Gravitation wird über die Gravitonen (Graviton ist noch ein hypothetisches Teilchen) vermittelt und nimmt mit  $\frac{1}{r^2}$  ab. Jedoch ist sie sehr schwach und spielt keine große Rolle bei der Wechselwirkung von Elementarteilchen.

Die Eichbosonen:  $W^+, W^-$  und  $Z^0$  sind Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung. Die Reichweite dieser Kraft ist sehr klein und die Prozesse, an denen sie beteiligt ist, verlaufen sehr langsam, was an der großen Masse der Eichbosonen liegt. Alle elementaren Fermionen unterliegen dieser Wechselwirkung.

<sup>1</sup>Der intrinsische Drehimpuls des Teilchens wird als Spin bezeichnet.

<sup>2</sup>Das Pauli-Prinzip besagt, dass zwei Fermionen nie denselben quantenmechanischen Zustand annehmen dürfen.

Tabelle 1.1: Die elementaren Fermionen im Überblick [1]

Familie	Leptonen (Masse in $\text{MeV}/c^2$ )		Quarks (Masse in $\text{MeV}/c^2$ )	
I	Elektron $e^-$ (0.511)	Elektron-Neutrino $\nu_e$ (?)	down $d$ (338)	up $u$ (336)
II	Myon $\mu^-$ (105,659)	Myon-Neutrino $\nu_\mu$ (?)	strange $s$ (540)	charm $c$ (1500)
III	Tau $\tau^-$ (1784)	Tau-Neutrino $\nu_\tau$ (?)	bottom $b$ (5000)	top $t$ (174 000)
Ladung	-1	0	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$

Tabelle 1.2: Die elementaren Bosonen im Überblick [1]

Kraft	Austauschteilchen	Spin ( $\hbar$ )	Reichweite
Gravitation	Graviton ?	2?	unendlich
starke WW	Gluon $g$	1	$10^{-15}\text{m}$
elektromagnetische WW	Photon $\gamma$	1	unendlich
schwache WW	$W^+, W^-, Z^0$	1	$10^{-18}\text{m}$

Tabelle 1.3: Einige Baryonen im Überblick [13]

Baryon	Quarkinhalt	Masse[ $MeV$ ]	Lebensdauer
p	$uud$	$938.27203 \pm 0.00008$	$(10^31 - 10^33)J$
n	$udd$	$939.56536 \pm 0.00008$	$(8857 \pm 0.8)s$
$\Lambda^0$	$uds$	$1115.683 \pm 0.006$	$(2.631 \pm 0.020) * 10^{-10}s$
$\Sigma^+$	$uus$	$1189.37 \pm 0.07$	$(0.8018 \pm 0.0026) * 10^{-10}s$
$\Sigma^0$	$uds$	$1192.642 \pm 0.025$	$(7.4 \pm 0.7) * 10^{-20}s$
$\Sigma^-$	$dds$	$1197.449 \pm 0.030$	$(1.479 \pm 0.011) * 10^{-10}s$
$\Xi^0$	$uss$	$1314.83 \pm 0.020$	$(2.9 \pm 0.09) * 10^{-10}s$
$\Xi^-$	$dss$	$1321.31 \pm 0.13$	$(1.639 \pm 0.015) * 10^{-10}s$
$\Omega^-$	$sss$	$1672.45 \pm 0.29$	$(0.821 \pm 0.011) * 10^{-10}s$
$\Lambda_c^-$	$udc$	$2286.46 \pm 0.14$	$(200 \pm 6) * 10^{-15}s$
$\Xi_c^+$	$usc$	$2467.9 \pm 0.4$	$(442 \pm 0.4) * 10^{-15}s$

An der elektromagnetischen Wechselwirkung nehmen die elektrisch geladenen Teilchen und die Teilchen, die ein magnetisches Moment haben, teil. Die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung ist proportional zu  $\frac{1}{r^2}$ .

Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) [6] beschrieben. Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind in dieser Theorie die Gluonen<sup>3</sup>. Beim Austausch der Gluonen zwischen Quarks wird die Farbladung der beteiligten Quarks geändert. Das Austauschgluon trägt gleichzeitig die neue Farbladung des Quarks und eine entsprechende Antifarbladung. Da das Gluon selbst Farbladung trägt, kann es auch mit anderen Gluonen wechselwirken.

Die Austauschteilchen, ihre Spins und die Reichweite der vier fundamentalen Wechselwirkungen sind in der Tabelle 1.2 aufgetragen. Die starke Wechselwirkung ist 137 mal stärker als die elektromagnetische Wechselwirkung,  $10^5$  mal stärker als die schwache Wechselwirkung und  $10^{38}$  mal stärker als die Gravitationskraft.

Zu allen Elementarteilchen gibt es auch Antiteilchen. Die Antiteilchen haben die gleiche Masse und den gleichen Spin wie ihre entsprechenden Teilchen und nehmen an denselben Wechselwirkungen teil. Sie werden von ihren Teilchen über ihre entgegengesetzte Ladung und ihr entgegengesetztes magnetisches Moment unterschieden. Quark-Antiquark-Verbindungen, sogenannte Mesonen, und 3-Quark-Verbindungen, die Baryonen, werden als Hadronen bezeichnet. Durch die Farbladung werden alle Hadronen zusammengehalten und können gemäß der Quantenchromodynamik nur als farbneutrale Teilchen auftreten. Um in einem solchen farbneutralen Quarksystem die einzelnen Quarks voneinander zu trennen, werden sehr große (theoretisch gesehen unendlich große) Energien benötigt. Dies

<sup>3</sup>Es gibt acht verschiedene Gluonen, die elektrisch neutral, farbgeladen und masselos sind.

Tabelle 1.4: Einige geladene Mesonen im Überblick [13]

Meson	Quarkinhalt	Masse [ $MeV$ ]	Lebensdauer
$\pi^\pm$	$u\bar{d}$ $\bar{u}d$	$139.57018 \pm 0.00035$	$(2.6033 \pm 0.0005) * 10^{-8}$ s
$K^\pm$	$u\bar{s}$ $\bar{u}s$	$493.677 \pm 0.016$	$(1.2385 \pm 0.0024) * 10^{-8}$ s
$D^\pm$	$c\bar{d}$ $\bar{c}d$	$1869.3 \pm 0.4$	$(1040 \pm 7) * 10^{-15}$ s
$B^\pm$	$u\bar{b}$ $\bar{u}b$	$5279.0 \pm 0.5$	$(1638 \pm 7) * 10^{-15}$ s

hängt damit zusammen, dass die Stärke der starken Wechselwirkung mit wachsendem Abstand zunimmt. Ab einem bestimmten Betrag an zugeführter Energie zu dem Quarksystem reicht die Energie aus, um Quark-Antiquark-Paare zu erzeugen. Eine so große Energie reicht noch nicht aus, um die ursprünglichen Quarks aus dem Hadron zu trennen. Dieser Einschluss der Quarks in Hadronen wird *Quark-Confinement* genannt. Vier-Quark-Verbindungen sind bis heute nicht bekannt. Die Existenz der Fünf-Quark-Verbindungen, die sogenannten *Pentaquarks*, wird zur Zeit heftig diskutiert. In den Tabellen 1.3 und 1.4 sind einige Charakteristika der Hadronen zu finden.

### 1.1.1 Offene Fragen im Standardmodell

Obwohl das Standardmodell sehr viele elementare Vorgänge in der Natur beschreibt, kann es dennoch einige wichtige Fragen nicht beantworten:

- Das Standardmodell geht von punktförmigen, masselosen Teilchen aus, die erst im Wechselwirkungsfeld des Higgs-Bosons ihre Masse bekommen. Da die Existenz des Higgs-Teilchens bis heute noch nicht experimentell bestätigt wurde, ist die Frage nach dem Ursprung der Masse von elementaren massebehafteten Teilchen (siehe Tabelle 1.1) offen.
- Als eigenständige Teilchen oder als Zerfallsprodukte der Mitglieder der anderen Familien kommen in der Natur nur die Mitglieder der ersten Familie vor. Die Zusammenfassung der Quarks in drei Familien wird dadurch in Frage gestellt.
- Es kann nicht erklärt werden, warum in der Natur nur ganzzahlige Ladungen vorkommen.
- Die Symmetriebrechung zwischen vorhandener Materie und Antimaterie ist mit dem Standardmodell nicht beschreibbar.
- Bei sehr hohen Energiedichten nähern sich die Kopplungskonstanten aller vier fundamentalen Kräfte einem Wert, der Feinstrukturkonstante  $\alpha$ . Diese Erkenntnis ist das Resultat der Extrapolation über einen sehr großen Energiebereich und wird deshalb in Frage gestellt. Es stellt sich aber trotzdem die Frage nach einer möglichen einheitlichen Kraftkonstante. Die "Große Vereinheitlichte Theorie", die zu den zentralen Themen der Forschung zählt, soll alle vier Kräfte vereinigen.

Tabelle 1.5: Zusammenfassung der Quantenzahlen für u, d und s [12]

Quantenzahlen	Baryonenzahl B	Isospin I	$I_3$	Seltsamkeit S	Hyperladung Y
u	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$
d	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{3}$
s	$\frac{1}{3}$	0	0	1	$-\frac{2}{3}$
$\bar{u}\bar{d}\bar{s}$	-B	-I	$-I_3$	-S	-Y

## 1.2 Das Quarkmodell

Das Quarkmodell war sehr hilfreich, um die ersten Erkenntnisse über die Zusammensetzung der Hadronen zu verstehen. Unter der Hypothese, dass Quarks elementare Bausteine der Materie sind, wurde 1963 von Murray Gell-Mann und George Zweig vorgeschlagen, diese fundamentalen Teilchen in Gruppen einzuordnen. Diese Einordnungen werden allgemein als Multipletts bezeichnet. Die Multipletts werden in Koordinatensysteme eingezeichnet, in welchen auf der x-Achse entweder die z-Komponente des Isospins  $I_3$  oder die elektrische Ladung des Teilchens  $Q$  aufgetragen wird und auf der y-Achse die Seltsamkeit  $S$  oder die Hyperladung  $Y$ . Die Abhängigkeit der hier genannten Quantenzahlen voneinander wird durch die sogenannte *Gell-Mann -Nishijima-Gleichung* 1.1 beschrieben. Hierbei ist  $Y = B + S$ . Zur damaligen Zeit waren nur drei Quarksorten (u, d, s) bekannt. Ihre Quantenzahlen sind in Tabelle 1.5 aufgelistet. Im Quarkmodell wird die Isospin-Symmetrie der u- und d-Quarks, die sogenannte  $SU(2)$ -Symmetrie, durch ein drittes Quark, dem s-Quark, auf  $SU(3)$ <sup>4</sup> erweitert. Die  $SU(3)$ -Symmetrie ist eine Näherung, da die beiden leichten Quarks zwar wesentlich leichter als das s-Quark sind, aber ihre Massen nicht gleich Null sind, was die Voraussetzung für eine absolute Symmetrie wäre. Die zwei Quark-Verbindungen gehören zu Mesonen-Multipletts, während die Drei-Quark-Zustände neben dem Baryonoktett und dem Baryondekuplett auch entsprechende Antibaryon-Multipletts bilden.

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (1.1)$$

### 1.2.1 Multipletts der Baryonen

In der  $SU(3)$ -Gruppe sind drei Quarks einem mathematisch definierten Triplet zugeordnet. Die mehrfache Kombination von drei Quarks führt zu den Baryonmultipletts. Entsprechend ihrem Spin können Baryonen in zwei Gruppen unterteilt werden. Zu einer Gruppe gehören Baryonen, deren Spin  $\frac{1}{2}$  ist und zur anderen solche mit Spin  $\frac{3}{2}$ . Aufgrund des Pauli-Prinzips sind nicht alle möglichen Kombinationen der Quarks erlaubt: die erste Gruppe der Baryonen hat 8, während die zweite Gruppe 10 Mitglieder hat. Die Parität der Baryonen ist positiv. Somit werden die Baryonen in zwei Untergruppen aufgeteilt: in ein Baryonoktett (Abbildung 1.1) und ein Baryondekuplett (Abbildung 1.2). Ein Oktett hat  $I^P = \frac{1}{2}^+$  während ein Dekuplett  $I^P = \frac{3}{2}^+$  besitzt.

Das Baryonoktett besteht aus Nukleonen und Hyperonen. Die Nukleonen sind das Proton und das Neutron, sie sind aus  $uud$  bzw.  $udd$  aufgebaut. Ihre Isospins koppeln zu  $I = \frac{1}{2}$  und bilden somit

<sup>4</sup>Die Gruppen und Symmetrien sind in [12] erklärt.

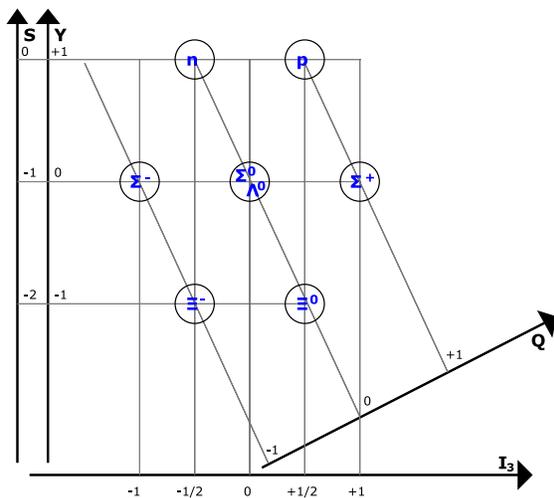


Abbildung 1.1: Das Oktett der Baryonen  $I^P = \frac{1}{2}^+ [2]$

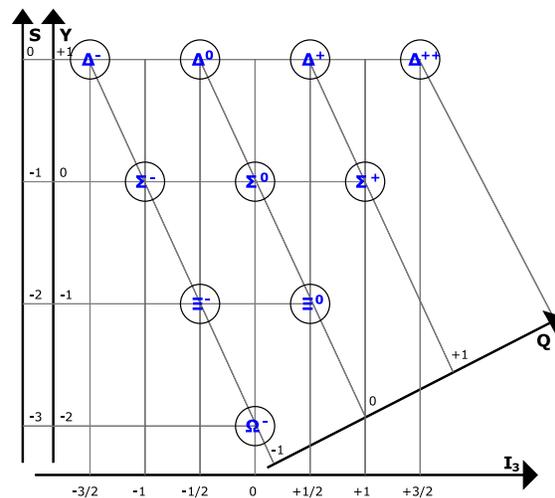


Abbildung 1.2: Das Dekuplett der Baryonen  $I^P = \frac{3}{2}^+ [2]$

ein Isospindublett. Die Hyperonen sind aus mindestens einem s-Quark und leichten Quarks aufgebaut. Hierfür ein Beispiel: die Verbindungen mit zwei leichten Quarks koppeln zu einem Triplet, dem Sigma-Teilchen und einem Singlett, dem Lambda.

Unter der Annahme, dass das dritte Quark (strange) existiert und seine Ladung  $-1/3$  ist, hat Gell-Mann ein neues Teilchen vorhergesagt. Dieses Teilchen ist aus drei s-Quarks aufgebaut, welches  $\Omega^-$  genannt wird und kurz danach experimentell bestätigt wurde. Für diese Vorhersage erhielt Gell-Mann den Nobelpreis (1965), sein Quarkmodell wurde somit anerkannt. Die Zusammensetzung der Baryonen aus drei gleichen Quarks wird im Dekuplett<sup>5</sup> der Baryonen erlaubt. Die Verletzung des Pauli-Prinzips wird durch Einführung von einem weiteren Freiheitsgrad, der Farbladung, verhindert. Da die Wellenfunktion der Fermionen antisymmetrisch sein muss, wird hier postuliert, dass die Quarks im Farbraum zur antisymmetrischen Wellenfunktion koppeln. Ohne eine ausführliche Behandlung der Wellenfunktionen der Baryonen-Resonanzen sowie ohne Anwendung der Stufenoperatoren auf diese Funktionen, ist es nicht möglich, die Zusammensetzung der Dekupletts zu erklären. Deshalb wird hier auf die weiterführende Literatur verwiesen [12].

### 1.2.2 Multipletts der Mesonen

Die Multipletts der Mesonen weisen einige Unterschiede zu den Baryon-Multipletts auf. Im Gegensatz zu den Baryon-Multipletts sind Meson-Multipletts aus Teilchen und Antiteilchen aufgebaut. Die Teilchen und Antiteilchen haben gleichen Spin und Parität. Die Baryonenzahl  $B$  ist gleich 0 in den Meson-Multipletts. Aus diesem Grund hat jeder Zustand eines Multipletts einen komplementären Zustand im gleichen Multiplett, der die Quantenzahlen des Antiteilchens hat. Die neunfache Kombination der Mesonen wird mit  $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$  beschrieben. Acht steht für das Oktett und eins für das Singlett. Wegen der Brechung der SU(3)-Symmetrie, die bei Mesonen ausgeprägter ist als bei Baryonen, können zwei Quark-Zustände nicht eindeutig einem Singlett oder einem Oktett zugeordnet werden. Wegen der Ununterscheidbarkeit der beiden physikalisch möglichen Zustände, werden die Mesonen in einem Mischzustand, dem sogenannten Nonett, dargestellt. Sie können entsprechend

<sup>5</sup>Außer dem  $\Omega^-$  sind alle diese Baryonen angeregte Zustände von anderen Baryonen.

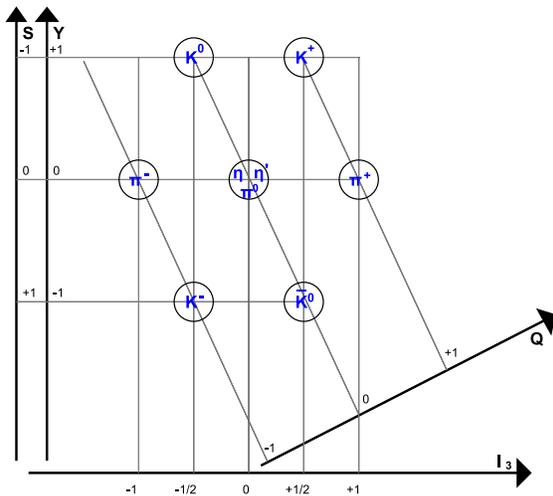


Abbildung 1.3: Das Nonett der pseudoskalaren Mesonen  $I^P = 0^-$  [2]

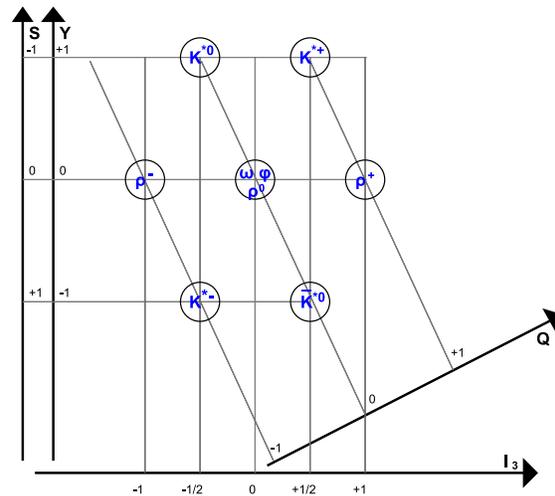


Abbildung 1.4: Das Nonett der Vektormesonen  $I^P = 1^+$  [2]

ihres Spins und ihrer Parität in mehrere Gruppen eingeteilt werden. Die Nomenklatur der Mesonen richtet sich nach ihrem Spin. Alle Mesonen mit Spin 0 werden als skalare Mesonen, mit Spin 1 als Vektormesonen und mit Spin 2 als Tensormesonen bezeichnet. Außerdem wird dem Namen jedes Mesons mit negativer Parität das Wort "pseudo" zugeführt. Im Folgenden werden zwei Beispiele hierfür gegeben:

- Die pseudoskalaren Mesonen (Abbildung 1.3) haben wie die skalaren Mesonen Spin 0 und deshalb kein magnetisches Moment, aber eine negative Parität. Acht pseudoskalare Mesonen werden einem Oktett zugeordnet. Durch Hinzufügen des neunten Teilchens  $\eta'$ , das zu einem Singlett gehört, wird das Oktett zum Nonett.
- Im Nonett der Vektormesonen (Abbildung 1.4) ist das  $\phi$ -Meson, wie das  $\eta'$  im pseudoskalaren Multipllett, ein Singlett. Infolge der SU(3)-Mischung werden die  $\omega$ - und  $\phi$ -Mesonen als Überlagerung des  $\omega$ -Oktetts und  $\phi$ -Singletts betrachtet. Diese beiden Mesonen spielen eine sehr große Rolle in den Wechselwirkungen, die zwischen zwei Nukleonen bei kleinen Abständen ( $\cong 0.5 \times 10^{-13}$  cm) stattfinden. Ihr Beitrag zur Starken Wechselwirkung ist positiv und daher repulsiv [12].

### 1.3 Suche nach dem QGP in Schwerionenkollisionen

Nach dem Standardmodell der Kosmologie ist die gesamte Materie des Universums sowie Zeit und Raum, in dem sich diese Materie befindet, im Urknall vor ca. 14 Millionen Jahren entstanden. Heutigen Rechnungen zu Folge sank die Temperatur  $10^{-33}$  s nach dem Urknall auf  $10^{25}$  K ab. Die Temperatur der stark wechselwirkenden Materie war zu hoch und die Zeiten zwischen den Stößen der elementaren Teilchen waren zu kurz, so dass sich zu dieser Zeit keine stabilen Verbindungen aus Quarks (Antiquarks) und Gluonen bilden konnten. Der so entstandene Zustand der quasi-freien Partonen wird Quark-Gluon-Plasma (QGP) genannt. Das künstliche QGP versucht man bei Schwerionenkollisionen an Teilchenbeschleunigern zu erzeugen und zu erforschen. Seit den 70er Jahren sind mehrere

solcher Beschleuniger gebaut worden. Die wichtigsten sind das Super-Proton-Synchrotron (SPS) und der Large Hadron Collider (LHC) des Europäischen Laboratoriums für Teilchenphysik (CERN) in der Schweiz sowie das Alternating Gradient Synchrotron (AGS) und der Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) des Brookhaven National Laboratory (BNL) in den USA. In der Bundesrepublik Deutschland befindet sich die Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt.

Bei Schwerionenkollisionen werden schwere Kerne auf sehr hohe Geschwindigkeiten ( $\approx c$ ) beschleunigt und aufeinander geschossen. Bei diesen Kollisionen entsteht für eine sehr kurze Zeit, auf einem sehr kleinem Raum und bei einer sehr hohen Temperatur eine stark verdichtete Materie, die wir "Feuerball" nennen. Die Beschreibung der zeitlichen und räumlichen Abläufe der Kollision während der Entstehung und Expansion des Feuerballs und während seines Ausfrierens sind die wichtigsten Ziele der Schwerionenforschung. Entsprechend der QCD wird erwartet, dass es bei einer sehr stark komprimierten Materie bei einer kritischen Temperatur zu einem Phasenübergang kommen muss. Phasenübergang bedeutet hier, dass die hadronische Materie in quasi-freie partonische Materie<sup>6</sup> übergeht. Dieser Vorgang würde die Aufhebung des *Confinement* und die Existenz von quasi-freien Quarks und Gluonen bedeuten. Innerhalb der Lebensdauer dieses Zustandes können verschiedene Wechselwirkungen der Partonen stattfinden. Dabei entstehen unterschiedliche Quarkarten entsprechend des chemischen Gleichgewichts. Als Folge des inneren Drucks dehnt sich der Feuerball aus, seine Temperatur sinkt ab und es kommt zum umgekehrten Phasenübergang. Dabei entsteht das Hadrongas, das sich dann weiter abkühlt und sich in freie Hadronen auflöst. Die so entstandenen Hadronen entfernen sich von ihrem Entstehungsort und werden in Detektoren des jeweiligen Experiments identifiziert. Aus den gemessenen Eigenschaften der Teilchen und aufgrund der bekannten Anfangsbedingungen werden Schlussfolgerungen über mögliche Kollisionsvorgänge gezogen. Durch Beobachtungen der verschiedenen physikalischen Größen und ihrer Abweichungen vom Mittelwert gab es bis heute mehrere verschiedene Anzeichen, aber keinen eindeutigen Nachweis des QGPs. Es wurde vorgeschlagen, diesen Zustand über die Erhöhung der Produktion von seltsamen Hadronen bei NA49, über Jet-Unterdrückung bei STAR [19], über Unterdrückung der Produktion von  $J/\Psi$  [20],[22] und über den elliptischen Fluss [21] nachzuweisen.

### 1.3.1 Strangeness Enhancement

Die seltsamen Hadronen enthalten mindestens ein  $s$ - oder  $\bar{s}$ -Quark. Sie kommen nicht in der Natur vor, werden aber in hadronischen Reaktionen bei genügend hohen Energien erzeugt. Ob die in diesen Kollisionen entstandenen seltsamen Hadronen aus Ausfrierprozessen der im QGP entstandenen  $s$ - und  $\bar{s}$ -Quarks mit anderen Quarks stammen oder in den hadronischen Reaktionen des Hadrongases produziert wurden, ist nicht direkt festzustellen. Das Experiment NA49 hat gemessen, dass die seltsamen Hadronen häufiger in A+A Kollisionen produziert werden als in p+p Kollisionen. Außerdem wurde festgestellt, dass das Verhältnis der mittleren Multiplizität der positiven Kaonen zu positiven Pionen in Abhängigkeit von der Energie einen Maximum bei der Energie von 30A GeV in Pb+Pb Kollisionen hat (siehe Abbildung 1.5).

### 1.3.2 Jet-Quenching

Die Evidenz der *Jets* erfolgt durch Messung von Zweiteilchenkorrelationen. Für jedes Ereignis wird ein *Triggerteilchen* (Teilchen mit dem höchsten  $p_T$ -Wert) ausgesucht und seine Position im Azimutwinkel  $\phi$  als  $\Delta\phi=0$  festgelegt. Danach wird die Position aller anderen Teilchen, welche hohe Transversalimpulse haben, relativ zur Position des Triggerteilchens aufgetragen und es wird nach Korrelatio-

<sup>6</sup>Partonische Materie besteht aus Quarks und Gluonen.

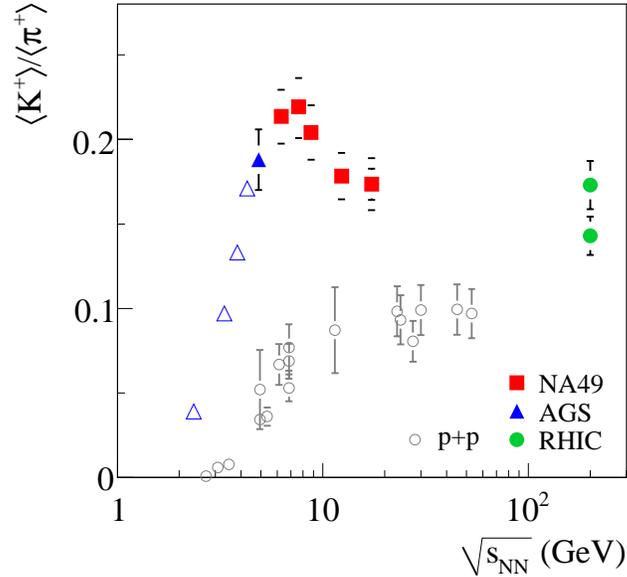


Abbildung 1.5: Verhältnis der mittleren Multiplizitäten der positiven Kaonen zur positiven Pionen in der Abhängigkeit von der Energie

nen in der Verteilung gesucht. Das Experiment STAR hat in p+p- Stößen bei der Schwerpunktsenergie von 200 GeV die Bildung von *Jets* beobachtet [19]. Sie entstehen während die Partonen der in den Feuerball einlaufenden Kerne miteinander hart wechselwirken. Nach diesen Stößen verlassen sie den Feuerball unter großen Winkeln zur Strahlachse und in die entgegengesetzte Richtung im Azimutwinkel. Finden solche Stöße der Partonen an der Oberfläche des in einer A+A Kollision entstandenen Feuerballs statt, dann wird erwartet, dass nur einer der *Jets* die Oberfläche des Feuerballs erreichen wird, während der andere in der dichten Materie des Feuerballs ein großen Teil seiner Energie verliert und nicht mehr als *Jet* beobachtet werden kann. Dieses Verhalten der *Jets* wurde beim Experiment STAR in Au+Au Kollisionen bei  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$  beobachtet. In der Abbildung 1.6 ist der gemessene Jet bei 0 Grad zu sehen sowie das Fehlen des diesem gegenüber liegenden *Jets* (bei 180 Grad). Diese Beobachtung wird als *Jet-Quenching* bezeichnet. Um die Ursache des *Jets-Quenching* zu verstehen, sind Messungen mit d+Au-Kollisionen durchgeführt worden. Die Messung von *Jets* in beide Richtungen bei diesem System kann als Bestätigung des *Jet-Quenchings* in Kollisionen von Au-Kernen betrachtet werden. Die Ergebnisse aller drei Messreihen sind in der Abbildung 1.6 zu sehen.

### 1.3.3 $J/\Psi$ -Suppression

$J/\Psi$  ist ein gebundener  $c\bar{c}$ -Zustand und wird durch das anziehende Potential seiner Konstituenten gebildet. Im QGP kann dieser gebundene Zustand, das so genannte Charmonium, nicht gebildet werden, weil die Farbkraft durch "freie" Quarks und Gluonen abgeschirmt werden. Falls das Charmonium in der Frühphase der Reaktion entstanden ist, wird dieses im QGP aufgelöst und seine freien Quarks gehen in die Bildung von andersartigen Hadronen mit ein. Die  $J/\Psi$ -Suppression wird aufgrund der Abschirmeffekte des Quark-Antiquark-Potentials erwartet und wurde bereits in mehreren Experimen-

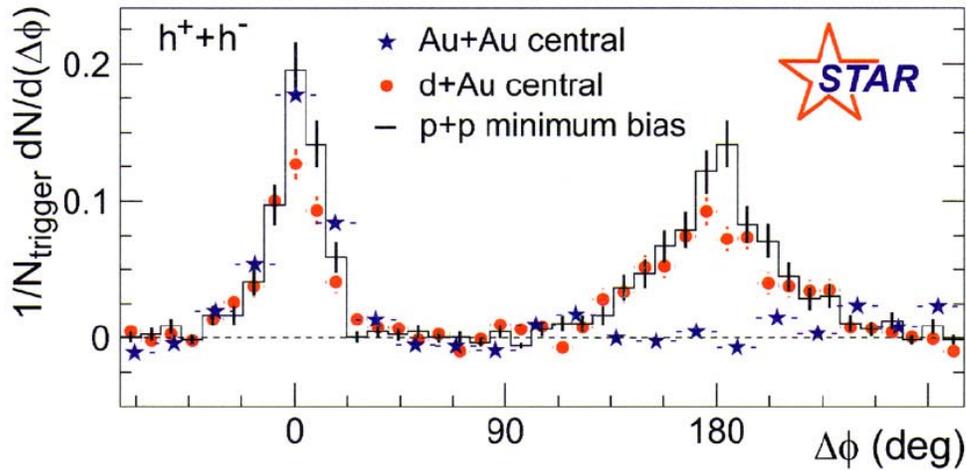


Abbildung 1.6: Häufigkeitsverteilung des Azimutalwinkels geladener Teilchen relativ zu einem Hochenergetischen Triggerteilchen bei  $\Delta\phi = 0$  in zentralen Stößen bei  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  [19]. Blaue Sterne bezeichnen Au+Au-Kollisionen, rote Punkte d+Au- und schwarze horizontale Striche p+p-Kollisionen.

ten bei verschiedenen Energien gemessen. Zwei Beispiele hierfür finden sich bei NA50 [22] und bei PHENIX [20].

In der Abbildung 1.7 ist zu sehen, dass die Abweichung der Fitfunktion von den Daten im direkten Zusammenhang mit der Größe des Kollisionsvolumen steht [22]. Diese Abweichung wird als  $J/\Psi$ -Quenching interpretiert und als Hinweis auf das QGP betrachtet. Bei PHENIX (siehe Abbildung 1.8) wurde ein ähnliches Phänomen beobachtet, es sind aber andere Observable verwendet worden, wie z.B. der Nukleare Modifikationsfaktor  $R_{AA} = \frac{dN_{AA}^{J/\psi}}{\langle N_{coll} \rangle \cdot dN_{AA}^{J/\psi}}$ . In [20] gezeigte Ergebnisse werden auch als Unterdrückung der Produktion von  $J/\Psi$ -Mesonen in Au+Au-Stößen betrachtet.

### 1.3.4 Elliptischer Fluss

Der gerichtete und der elliptische Fluss sind die Observablen, die benutzt werden, um die Anisotropien in der azimutalen Teilchenverteilungen relativ zu Reaktionsebene zu beschreiben. Die Verteilung der Teilchen zur Reaktionsebene kann durch eine Fourierreihe beschrieben werden. Der erste Fourierkoeffizient  $v_1$  der Fourierreihenentwicklung der azimutalen Teilchenemission wird als der gerichtete Fluss bezeichnet, der zweite Fourierkoeffizient  $v_2$  als der elliptische Fluss. Diese beide messbaren Größen erlauben es, Rückschlüsse auf den Druck in der stark wechselwirkenden Materie zu ziehen. In zentralen Kollisionen gibt es in der transversalen Ebene keine Vorzugsrichtung und elliptischer Fluss tritt nicht auf, während der elliptische Fluss besonders stark in peripheren Kollisionen auftritt. Der elliptische Fluss der in peripheren Kollisionen produzierten Teilchen zeigt, dass in der Reaktionszone ein hoher Druck herrscht und die Teilchen schon sehr kurz nach ihrer Erzeugung intensiv miteinander wechselwirken. Dieser sehr hohe Druck könnte der Druck sein, der notwendig ist, um das QGP zu bilden (siehe Abbildung 1.9) [21].

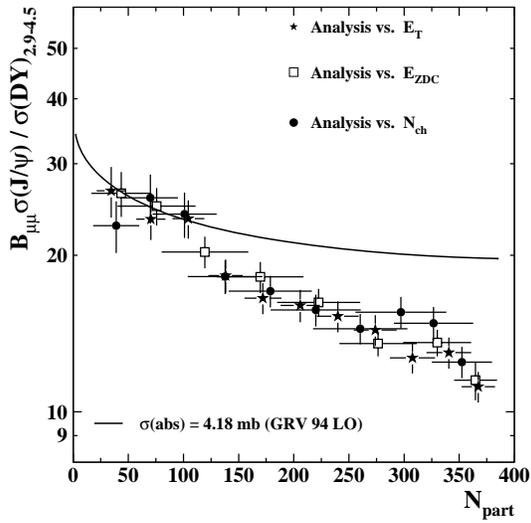


Abbildung 1.7: Das Verhältniss zwischen  $J/\Psi$ - und Drell-Yan-Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeit von der Zahl der Partizipanten. Die Daten wurden in Pb+Pb Kollisionen bei der Schwerpunktsenergie von 158A GeV vom NA50 Experiment gemessen. Die Abweichung von der Funktion [22] wird als  $J/\Psi$ -Suppression interpretiert.

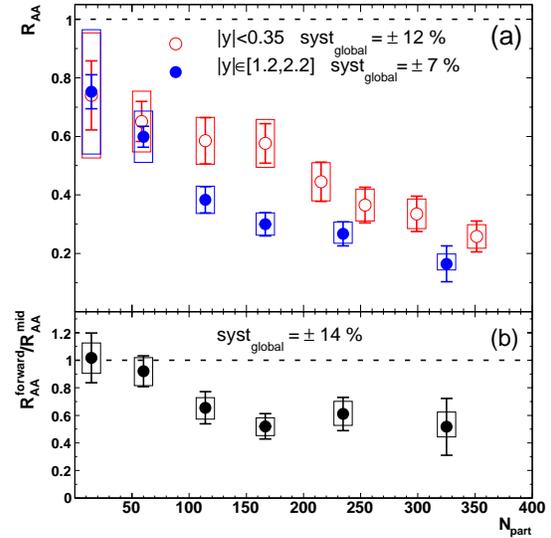


Abbildung 1.8: (a)  $J/\Psi$   $R_{AA}$  ist über die Anzahl der Partizipanten  $N_{part}$  für Au+Au-Kollisionen bei der  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$  aufgetragen. (b) Verhältnis zwischen im Vorwärtsrapiditäts- und im Midrapiditätsbereich aufgenommenen Daten in Abhängigkeit von  $N_{part}$  ([20] PHENIX).

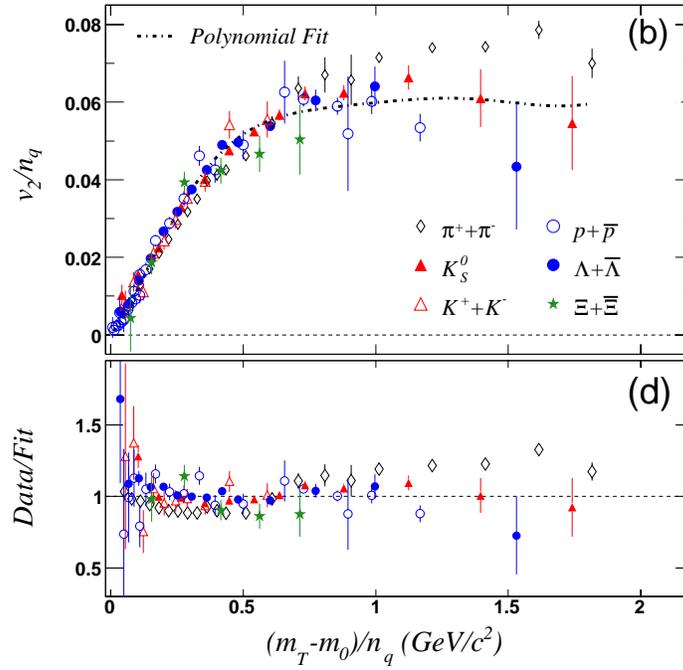


Abbildung 1.9: In der oberen Abbildung sind  $v_2$  sowie die transversale Energie  $(m_t - m_0)$  auf die Anzahl der Valenzquarks  $n_q$  normiert worden und gegeneinander aufgetragen. Die Messungen stammen aus peripheren Kollisionen der Au-Kerne bei  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ . In der unteren Abbildung ist die Abweichung der Daten von der Fitfunktion zu sehen. Mit der Fitfunktion wurden alle Teilchen bis auf die Pionen gefittet (siehe [21]).

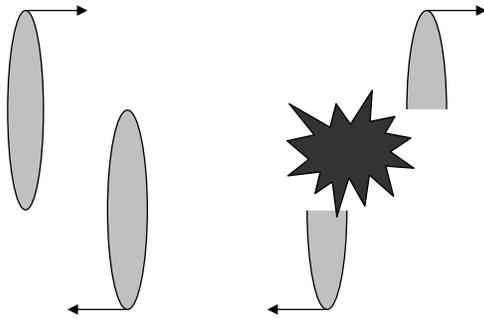


Abbildung 1.10: Illustration der A+A-Kollision im Landau-Bild

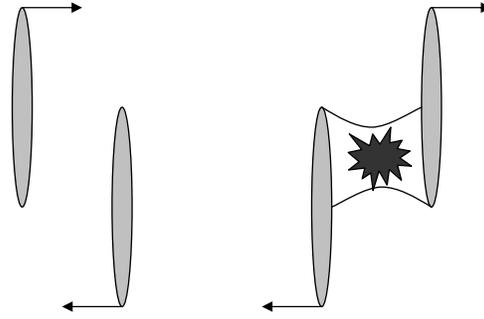


Abbildung 1.11: Illustration der A+A-Kollision im Bjorken-Bild

## 1.4 Schwerionenkollisionen

Die Schwerionenkollisionen werden in zwei verschiedenen idealisierten Bildern dargestellt. Das Landau-Bild (Abbildung 1.10) wird benutzt, um die Kollisionen bei niedrigen Energien (bis 15 GeV/u) zu beschreiben. Es wird angenommen, dass die aufeinander prallenden Kerne in dem Überlappbereich total gestoppt werden. In dieser baryonenreichen Zone steht die gesamte Energie der gestoppten Nucleonen zur Teilchenerzeugung zur Verfügung. Die Wechselwirkungen finden auf der Parton-Ebene statt. Im Bjorken-Bild (Abbildung 1.11) und bei sehr hohen Energien (über 200 GeV/u) fliegen die Kerne quasi durcheinander durch und werden dabei verlangsamt. In der Reaktionszone entsteht ein hochangeregtes Farbfeld. In diesem Feld werden neue Teilchen erzeugt. Für die Beschreibung des Kollisionsverlaufs bei Strahlenergien von 158A GeV kann keines der beiden erläuterten Bilder benutzt werden. Aus diesem Grund ist es besonders interessant, diese Kollisionen zu studieren und zu verstehen.

Die Schwerionenkollisionen werden im vereinfachten Bild als mehrfache p+p Kollisionen betrachtet, obwohl es Unterschiede in dem Kollisionsverlauf gibt, die im direkten Zusammenhang mit der Teilchenproduktion stehen. Die Projektilkernkerne stehen unter longitudinaler Kontraktion und es kann passieren, dass die Teilchenproduktion aus der ersten Hadron-Hadron Kollision noch nicht beendet wurde als die zweite Kollision stattgefunden hat. Die produzierten Teilchen wechselwirken untereinander (*Rescattering*) und verlieren ihre kinetische Energie, die in der Reaktionsmaterie deponiert wird. In einer p+p Kollision werden im Mittel 7.2 [5] geladene Teilchen bei der Schwerpunktennergie von  $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$  GeV produziert, bei einer Pb+Pb-Kollision 1500. Die Netto-Baryonendichte  $\epsilon$  beträgt bei solchen Energien und zentralen Pb+Pb-Kollisionen  $\approx 3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  [26] und bei Schwerpunktennergien über 200 GeV und zentralen Au+Au-Kollisionen  $\approx 5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  ([24] und [25]). Bei Kernkollisionen spielt ein weiterer Effekt, das sogenannte *Baryon Stopping* eine wichtige Rolle. Die Observablen, die benutzt werden, um das *Baryon Stopping* zu studieren, sind die Longitudinalimpulsspektren der Teilchen und die bereits genannte Netto-Baryonendichte. Der longitudinale Impuls steht im direkten Zusammenhang mit der Rapidität  $y$  und wird anhand der Rapiditätsverteilungen studiert. Die Rapiditätsverteilung in Abhängigkeit von der Einschlussenergie ist in der Abbildung 1.12 gezeigt. Die Rapiditätsverteilungen der Netto-Baryonen zeigen eine klare Änderung ihrer Form bei den Strahlenergien von 80A und 158A GeV. Besonders bei der Energie von 158A GeV ist zu sehen, dass sich die Rapiditätsverteilung der Targetnucleonen und der Projektilnucleonen, die an der Reaktion teilgenommen haben, überlagern. Es kommt daher nicht zu einem vollständigen Stopping. Diese

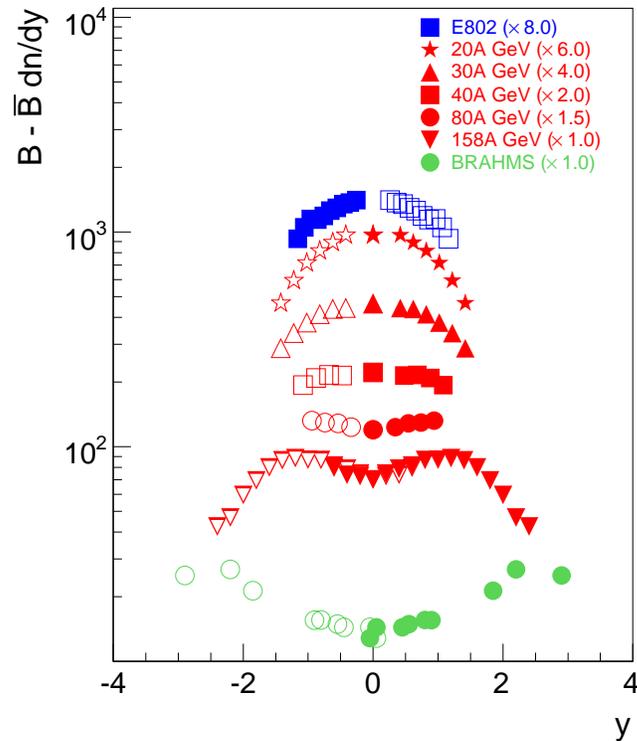


Abbildung 1.12: Die Rapidityverteilungen der Netto-Baryonen sind für sieben verschiedene Energien dargestellt. Mit offenen Symbolen sind die um Midrapidity gespiegelten Datenpunkte bezeichnet. Die mit den roten Symbolen bezeichneten Daten sind vom NA49 Experiment aufgenommen worden [27].

Erkenntnisse wurden bei den Untersuchungen der zentralen Kollisionen gewonnen. Unter zentralen Kollisionen werden Kollisionen mit einem kleinen *Impaktparameter*<sup>7</sup>  $b$  verstanden. Es stellt sich die Frage, ob sich das beobachtete Verhalten der Netto-Baryonverteilungen mit der Zentralität ändert. Die Ermittlung der Netto-Baryonen ist hauptsächlich durch die Messung der Netto-Protonen bestimmt. In dieser Arbeit sollen *Rapidity*-, *Transversalimpuls*-, *Transversale Massen-Spektren*, sowie Spektren *der inversen Steigungsparameter* und der *Freeze-out Temperatur* der Protonen und Antiprotonen bestimmt werden. Daraus sollen Erkenntnisse über *das Baryon Stopping* in Abhängigkeit von der Zentralität der Pb+Pb-Kollisionen bei einer Strahlenenergie von 158A GeV gewonnen werden.

<sup>7</sup>Der *Impaktparameter*  $b$  ist ein Maß der Zentralität der Kollision und wird als Distanz zwischen den geometrischen Zentren der beiden kollidierenden Kerne definiert.



## Kapitel 2

# Das Experiment NA49

Das am 29. September 1954 gegründete europäische Kernforschungszentrum CERN ist heutzutage die größte Teilchen-Beschleuniger-Anlage der Welt. 12 europäische Länder haben damals beschlossen, das gemeinsame Forschungszentrum in Genf zu bauen. Die Zusammenarbeit und Ziele des CERN sind in Artikel II des Übereinkommens festgelegt: "Die Organisation hat die Zusammenarbeit europäischer Staaten auf dem Gebiet der rein wissenschaftlichen und grundlegenden Kernforschung sowie der hiermit wesentlich zusammenhängenden Forschung zum Ziel. Die Organisation befasst sich nicht mit Arbeiten für militärische Zwecke; die Ergebnisse ihrer experimentellen und theoretischen Arbeiten werden veröffentlicht oder anderweitig allgemein zugänglich gemacht." [9]

Für den Erfolg dieser Organisation spricht die Zahl der bis heute gebauten Beschleuniger, die schematisch in Abbildung 2.1 gezeigt sind: das Synchro-Zyklotron (SC, 1957), das Proton-Synchrotron (PS, 1959), Protonenspeicherringe (ISR, 1971), das Super-Proton-Synchrotron (SPS, 1976), das seit 1981 auch als Proton-Antiproton-Speicherring benutzt wird und der Elektron-Positron-Speicherring LEP mit 27 km Umfang, der von 1989 bis 2000 in Betrieb war. In diesem Jahr soll der leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger der Welt, der LHC (Large Hadron Collider) in Betrieb genommen werden. Dieser Beschleuniger befindet sich im selben Tunnel wie der LEP. Die anderen bestehenden Beschleuniger werden dann als Vorbeschleuniger genutzt. Die Experimente am LHC werden mit Strahlenenergien bis zu 7000 GeV durchgeführt und es wird erwartet, dass bei diesen Energien auch physikalische Zusammenhänge jenseits des Standardmodells beobachtet werden können.

Seit 1994 ist das Experiment NA49 ein Teil des Schwerionenprogramms am CERN. Das Experiment wurde in der North Area des CERN Geländes an der H2 Beamline des SPS Beschleunigers aufgebaut. Am SPS können Protonen bis Energien von 400 GeV beschleunigt werden, während die Beschleunigung der Ionen mit höchstens 200 GeV pro Nukleon erfolgt. Alle aufgenommenen Daten mit Angaben ihrer Strahlquelle und Energie sind auf der NA49-Webseite zu finden.

Der Detektoraufbau ist in der Abbildung 2.2 zu sehen. Nachdem der Strahl das Strahlrohr verlassen hat, passiert er eine Reihe von Detektoren, wie z.B. die *Beam Position Detektoren* (BPD) und die *Cherenkov Zähler*. Diese Detektoren starten die Detektorauslese und charakterisieren den Strahl vor seinem Aufprall auf die Targetfolie. Um die in der Kollision entstandenen Teilchen zu identifizieren, sind vier *Time Projection Chambers* (TPC) und vier *Time of Flight* (TOF) Detektoren eingesetzt worden. Die zwei supraleitenden Dipolmagnete werden zur Impulsbestimmung verwendet sowie zur Verbesserung der Ortsauflösung. Durch das *Veto Kalorimeter* (VCAL) wird die Zentralität der Kollision bestimmt. Das *Ring Kalorimeter* (RCAL) wurde hauptsächlich bei der Auswertung von p+p und p+Pb Datensätzen verwendet. In den folgenden Abschnitten wird der Aufbau und die Funktionsweise der für diese Arbeit wichtigsten Detektoren beschrieben.

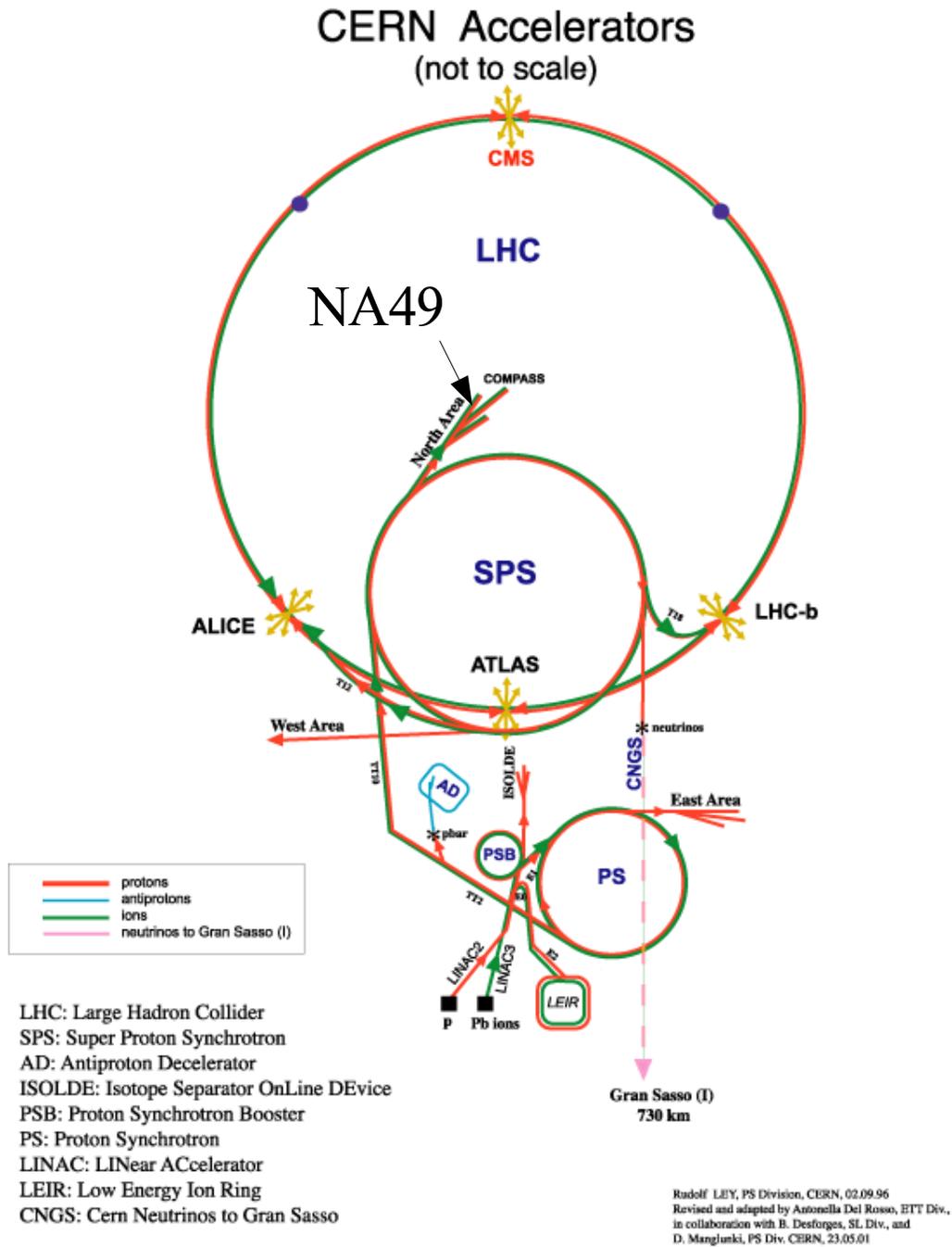


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der CERN Beschleuniger

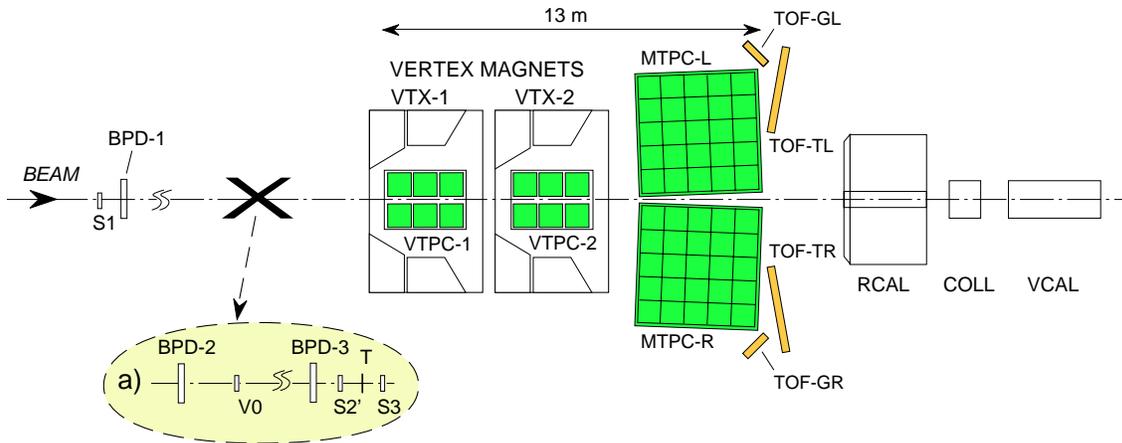


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Experimentes NA49 in der xz-Ebene

Der Ursprung des Koordinatensystems des NA49 Experimentes wurde in die Mitte der VTPC-2 (siehe Abbildung 2.3) gelegt. Die z-Achse zeigt in Richtung des Veto-Kalorimeters und verläuft entlang der nominalen Strahlachse, die y-Achse zeigt zum Dach der Halle und die x-Achse ist entsprechend senkrecht zur y- und z-Achse.

## 2.1 BPD-Detektoren und Cherenkov-Zähler

Die mit S1, S2' und S3 in der Abbildung 2.2 bezeichneten Detektoren sind Cherenkov-Zähler. Der S1 Detektor ist ein  $200 \mu\text{m}$  dicker Quarz-Cherenkov-Zähler während S2' und S3 wegen ihres Aufbaus zu den Helium-Gas-Cherenkov Zählern gehören. Wenn ein von S1 und S2' identifiziertes Strahlteilchen von S3 nicht mehr gezählt wird, dann wird angenommen, dass eine Interaktion zwischen dem Strahlteilchen und dem Target stattgefunden hat. Es wird dann das Startsignal für die TOF-Detektoren und für die TPC-Auslese gegeben.

Die drei BPDs sind mit  $\text{Ar}/\text{CH}_4$  gefüllte Viendraht-Proportional-Kammern. Beim Durchfliegen eines Strahlteilchens durch diese Kammern wird die genaue x- und y-Position gemessen und gespeichert. Durch die so gemessenen drei Punkte wird die Trajektorie der Strahlteilchen gelegt und zu der xy-Ebene des Targets extrapoliert. Durch die Schnittstellen der Trajektorien mit der xy-Ebene des Targets wird der *Primary-Event-Vertex* definiert. Für die z-Komponente wird ein Sollwert eingesetzt, der die Entfernung vom Target zum Koordinatenursprung darstellt. Der *Primary-Event-Vertex* wird bei der Datenrekonstruktion als Hauptvertex benutzt. Er kann mit den BPD-Detektoren und der oben beschriebenen Methode bis auf  $40 \mu\text{m}$  genau bestimmt werden.

## 2.2 TPCs und Magnetfeld

Die wichtigsten Detektoren des NA49 Experimentes sind die vier *Time-Projection-Chambers*. Die in den TPCs gemessenen Informationen über die Teilchenspuren werden während der Offline-Analyse in Teilchenimpulse und in den spezifischen Energieverlust der Teilchen umgewandelt. Diese beide Infor-

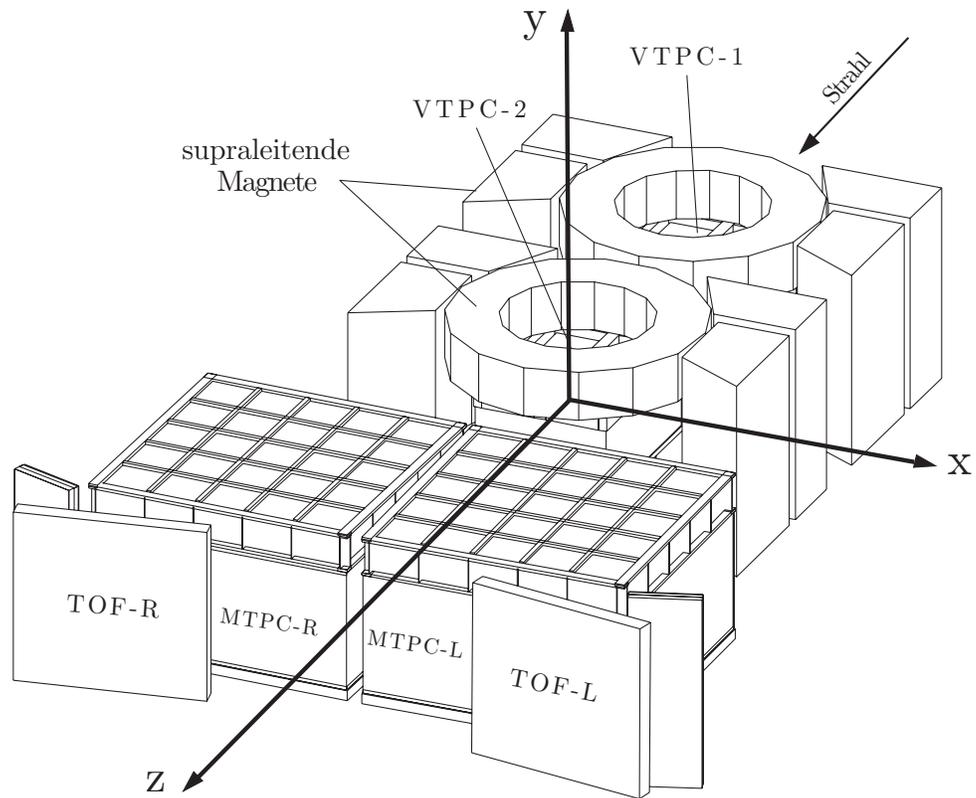


Abbildung 2.3: Die dreidimensionale Darstellung des NA49 Experimentes mit verwendetem Koordinatensystem

mationen ermöglichen die Teilchenidentifikation (siehe Abschnitt 4.4). Die zwei kleineren VTPC-1, die erste TPC nach dem Target und VTPC-2 befinden sich in den Magneten, während die zwei größeren MTPC-R und MTPC-L hinter den Magneten aufgebaut sind.

Die zwei großen supraleitenden Magnete besitzen zusammen eine maximale Ablenkstärke von  $9 Tm$  und können sowohl in der sogenannten "Standard Plus" als auch in der "Standard Minus" Einstellung betrieben werden. Wenn das Feld die Standard Plus Konfiguration hat, werden die positiven Teilchen in die positive x-Richtung und die negativen Teilchen in die negative x-Richtung entsprechend der Coulomb-Kraft abgelenkt. Durch Verwendung der Magneten wird erreicht, dass der Kegel der Reaktionsprodukte aufgefächert wird und somit die Ladungs- und Impulsbestimmung der einzelnen Spuren bei einer sehr hohen Spurdichte ermöglicht wird. Das Magnetfeld ist mit Ausnahme der Ecken der VTPCs relativ homogen. Bei der Spurrekonstruktion werden die Einstellungen des Magnetfeldes aus Tabellen übernommen, die aus Messungen mit einer Hallsonde stammen, die in Schritten von  $4 cm$  in alle drei Raumrichtungen vor dem Einbau der VTPCs gemacht worden sind. Außerdem wurde das Magnetfeld auch mit Hilfe des Programm TOSCA berechnet und mit den Tabellenwerten verglichen. Die Studien [23] zeigen, dass die Abweichungen beider Methoden nicht größer als  $0.5 \%$  sind.

Die Bestimmung des Impulses  $p$  eines Teilchens erfolgt aus dem bekannten Magnetfeld  $B$ , der Ladung  $q$ , dem gemessenen Krümmungsradius seiner Spur  $r$  und dem bekannten Winkel  $\lambda$ , dem Winkel zwischen der Spur und der zum Magnetfeld senkrechten Ebene, entsprechend der Formel:

$$p = 0.3 \cdot q \cdot B \cdot r \frac{1}{\cos \lambda} \quad (2.1)$$

Bei der Konstruktion der TPC musste drauf geachtet werden, dass die Produktion von sekundären Teilchen aufgrund der Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial möglichst gering gehalten wird. Dieses wird erreicht, da die TPC-Detektoren aus sehr wenig Material aufgebaut sind. Die Hauptbestandteile einer TPC sind die Gasbox und die Auslese-Ebene. Im Inneren der Gasbox ist der Feldkäfig aufgestellt, der aus aluminiumbeschichteten Mylarstreifen besteht. In einem Abstand von  $2 mm$  zueinander sind die Mylarstreifen zwischen Keramikrohren eines Rahmens aufgespannt und an die Hochspannung über eine Widerstandskette angeschlossen. Dadurch wird die Homogenität des Feldes gesichert. Im Gasvolumen der VTPCs sind zwei um die Strahlachse symmetrische Feldkäfige aufgebaut. Die mit dem Target nicht wechselwirkenden Projektile und große Projektilfragmente fliegen zwischen diesen Feldkäfigen hindurch. Die durch diese Teilchen induzierte Ionisierung des Gases wird nicht gemessen. Die VTPCs sind mit ihrem  $200 \times 250 \times 67 cm^3$  großem Gasvolumen wesentlich kleiner als die MTPCs ( $390 \times 390 \times 112 cm^3$ ). Die beiden VTPCs sind mit einer Gasmischung aus  $Ne$  ( $90\%$ ) und  $CO_2$  ( $10\%$ ) gefüllt, während die beiden großen MTPCs mit der Gasmischung aus  $90\% Ar$ ,  $5\% CH_4$  und  $5\% CO_2$  betrieben werden. Das Driftfeld in VTPCs beträgt  $200 V/m$  und in den MTPCs  $175 V/m$ . Aus diesen Driftfeldern ergeben sich die Driftgeschwindigkeiten von  $1.4 cm/\mu s$  in den VTPCs und von  $2.4 cm/\mu s$  in den MTPCs. Die  $\delta$ -Elektronen erzeugen in starken Magnetfeldern und aufgrund ihrer Helixbahnen mit kleinem Radius eine Vielzahl von Sekundärelektronen. Weil  $Ne$  unter anderem einen geringeren Wirkungsquerschnitt für die Entstehung der  $\delta$ -Elektronen hat, sind die beiden VTPCs mit der Gasmischung aus  $Ne$  statt aus  $Ar$  betrieben worden.

Durchquert ein geladenes Teilchen das Driftvolumen, so ionisiert es entlang seiner Spur die Gasatome. Durch das angelegte elektrische Feld werden die Ionen zur Kathode und die Elektronen zur Anode (in die Richtung der Auslese-Ebene) bewegt. Die Drift der Elektronen zur Auslese-Ebene wird überlagert von einer Diffusion, die durch Stöße mit den Gasmolekülen zustande kommt. Die sich mit konstanter Driftgeschwindigkeit bewegend Elektronen passieren auf ihrem Weg durch die Auslese-kammern (Sektoren) drei Drahtebenen: Gating-Gitter, Kathoden-Gitter und Feld-/Verstärkungsdrähte

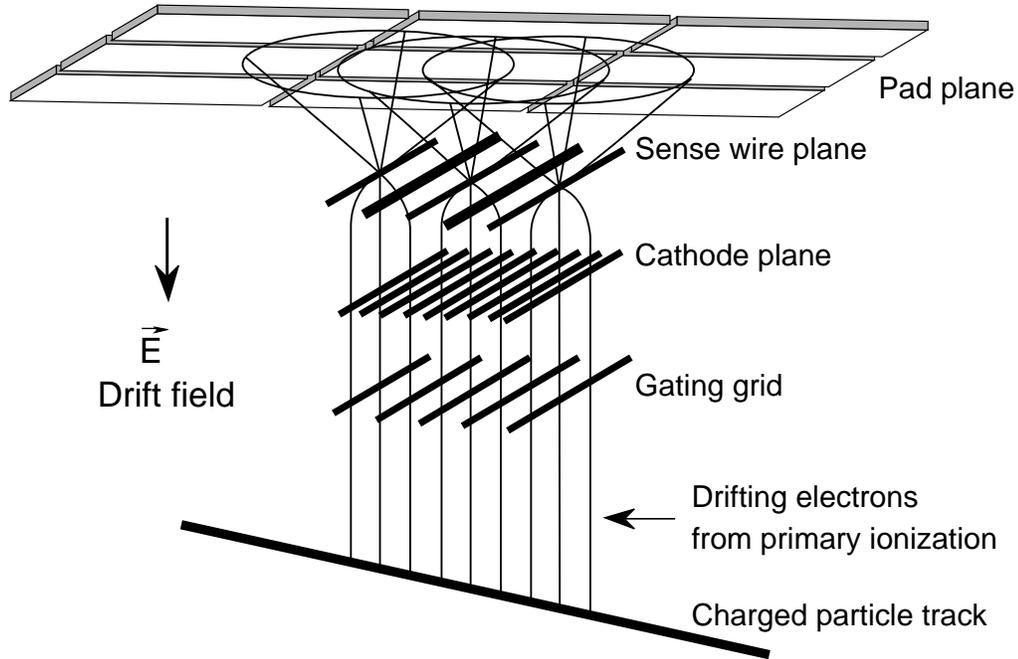


Abbildung 2.4: Die schematische Darstellung der Funktionsweise einer TPC

(in der Abbildung 2.4 gezeigt). Durch das Kathoden-Gitter wird das homogene Driftfeld vom inhomogenen Feld der Verstärkerdrähte getrennt. Zwischen Kathoden-Gitter und Verstärkerdrähten findet eine zusätzliche Beschleunigung der Elektronen statt, die eine lawinenartige Vermehrung der Ladungsträger zur Folge hat. Die Spiegelladung der hier erzeugten Ionen wird an den Auslese-Pads gemessen, während die Elektronen an den Verstärkerdrähten abfließen. In diesem Bereich erzeugte Ionen fliegen langsam in die Richtung des Kathoden-Gitters. Sie können aber nicht in das Driftvolumen eindringen, da dieses durch das Gating-Gitter unterbunden wird. Eine Segmentierung der Auslesestruktur in Pads erlaubt eine zweidimensionale Spurrekonstruktion anhand der deponierten Ladungsmengen auf den Pads. Man erhält somit eine Projektion der Spurpunkte auf die Ausleseflächen. Die dritte Koordinate (y-Komponente) der Spurpunkte wird über die Driftzeit der Elektronen bestimmt. Dazu müssen sowohl der Zeitpunkt an dem die Elektronen erzeugt wurden als auch ihre Geschwindigkeit genau bekannt sein. Die Driftgeschwindigkeit ist definiert als:

$$v_D = \frac{e}{\sqrt{2m_e}} \frac{1}{\sigma(\epsilon)\sqrt{\bar{\epsilon}}} \frac{E}{N} \quad (2.2)$$

Wobei der Streuwirkungsquerschnitt mit  $\sigma(\epsilon)$ , die Elektronenenergie mit  $\epsilon$ , die mittlere thermische Energie der Elektronen mit  $\bar{\epsilon}$ , die Teilchendichte mit  $N$  und der Energieverlust mit  $E$  bezeichnet wird. Die Messergebnisse von 182000 Pads werden an den Front-End-Karten<sup>1</sup> verstärkt und digitalisiert. Die von 24 Front-End-Karten bearbeiteten Daten werden in einem der 237 *Control-and Transfer-Board* (CTs) zusammengefasst. Die Daten, die sich auf vier CT-Boards befinden, werden in Bündeln

<sup>1</sup>Die Front-End-Karten haben 32 Kanäle. Zu jedem Kanal gehören zwei Chips, die zur Vorverstärkung und Pulsformung (PASA) sowie zur Digitalisierung und Speicherung der Signale (SCA/ADC) dienen. Die Analogsignale werden in 512 Time-Bins (1 Timebin = 100 ns) mit einer Auflösung von 8 Bits digitalisiert.

via Glasfaserkabel an ein *Receiver*-Board geschickt. Die *Receiver*-Boards sortieren die Daten nach der richtigen Pad- und Zeitreihenfolge. Die vorher bestimmten *Pedestals* werden von jedem Kanal abgezogen. Außerdem werden die Signale unterdrückt, die eine Amplitude von weniger als 5 ADC-Counts haben.

## 2.3 TOF-Wände

Die Teilchenidentifikation erfolgt bei NA49 nicht nur über die Messung des spezifischen Energieverlustes der Teilchen sondern auch in einem kleinen Akzeptanzbereich über die Flugzeit der jeweiligen Teilchen. Für diese Messungen sind die in der Abbildung 2.2 mit TOF-TR bzw. TL bezeichneten TOF-Wände benutzt worden. In jeder Wand sind 861 Szintillator-Zähler mit einer Zeitauflösung von 60 ps eingebaut. Die einzelne TOF-Messung wird mit dem vom S1-Zähler (siehe Abbildung 2.2) gegebenen Triggersignal gestartet und wird beendet, wenn das Teilchen einen der Szintillatoren passiert hat. Eine so gemessene Flugzeit der Teilchen wird bei seiner bekannten Flugstrecke zur Geschwindigkeitsbestimmung benutzt. Der Impuls der Teilchen ist durch Messungen in den TPCs bekannt und ermöglicht die Bestimmung der Teilchenmasse entsprechend der Beziehung  $p = m_0\beta\gamma c$ . Da mit steigendem Impuls die Zeitauflösung schlechter wird, wird diese Methode nur bei niedrigen Impulsen verwendet.

## 2.4 Veto-Kalorimeter

Das Veto-Kalorimeter befindet sich als letzter Detektor ca. 20 m vom Target entfernt und dient zur Bestimmung der Zentralität der Kollisionen. Nach dem Kollisionsereignis fliegen die in der Kollision nicht teilnehmenden Kernfragmente, die sogenannten *Spektatoren*, sowie ein kleiner Anteil der *Partizipanten* entlang der Strahlachse weiter und werden im Veto-Kalorimeter registriert. Der vor dem Veto-Kalorimeter positionierte Kollimator<sup>2</sup> erlaubt, dass nur die Teilchen, die einen kleinen Winkel zur Strahlachse haben, zum VCAL gelangen. Die im Veto-Kalorimeter deponierende Energie ist proportional zu der Anzahl der Spektatoren, die wiederum in direktem Zusammenhang mit der Zentralität der Kollision steht.

Bei NA49 sind sogenannte zentrale Datensätze sowie Minimum-Bias Datensätze aufgenommen worden. Es wurde auf einen Schwellenwert getriggert, der einer gewünschten Zentralität entspricht. Die Zentralitätsselektion wird im Abschnitt 4.2 beschrieben.

---

<sup>2</sup>Die Positionierung des Kollimators hängt von der Fermi-Bewegung der Spektatoren ab, die wiederum von der Strahlenergie abhängt.



# Kapitel 3

## Die Ereignisrekonstruktion

Die Rekonstruktionskette wandelt die von den NA49 Detektoren gemessenen elektronischen Rohdaten in physikalisch relevante Informationen um. Diese werden in *Data- Summary-Tape* (DST) Dateien gespeichert. Aus den TPC-Daten werden zunächst die Trajektorien der geladenen Teilchen rekonstruiert, um den Impuls zu bestimmen. Im darauf folgenden Schritt findet die Bestimmung des spezifischen Energieverlustes statt. Diese beide Schritte werden in den folgenden Abschnitten genauer erklärt.

### 3.1 Rekonstruktion der Spur

Die Rekonstruktion einzelner Spuren erfolgt in drei Schritten, dem sogenannten *Cluster-Finding*, *Tracking* und *Track-Fitting*. Die schematische Darstellung der Rekonstruktionskette ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

#### 3.1.1 Cluster-Finding

In diesem ersten Schritt der Rekonstruktionskette werden in jeder Pad-Reihe zusammenhängende ADC Signale gesucht, die sich in der Pad-Zeit-Ebene (Ebene senkrecht zur Strahlachse) befinden. In der Abbildung 3.2 ist die Padbelegung in Abhängigkeit von den Sektoren der TPCs dargestellt. Die gefundenen Cluster haben ein Maximum in der geometrischen Mitte, ihre ADC-Werte liegen über der Schwellen-Grenze. Der Schwerpunkt des Clusters wird zur Position des Spurpunktes. Die Position des Spurpunktes wird nicht nur in der Pad-Reihe sondern auch in dem kartesischen Koordinatensystem des Experimentes gespeichert. Neben diesen Informationen wird auch die totale deponierte Ladung des Punktes gespeichert. In den beiden VTPCs, wo die Spurdichte sehr hoch ist, können Cluster mehrere Maxima haben. Durch Cluster-Algorithmen werden zwei Maxima von einander getrennt und danach zwei Punkte bestimmt.

Es ist wichtig auf die Inhomogenität der Felder ebenfalls zu korrigieren. In den Ecken der beiden VTPCs sowie in der Nähe der Felddrähte können Abweichungen aufgrund der Inhomogenität von ca.  $100 \mu\text{m}$  auftreten. Nach diesen Korrekturen wird noch eine rein phänomenologische Korrektur durchgeführt, die sogenannte Residuenkorrektur. Es werden die systematischen Abweichungen der Spurpunkte zu ihrer rekonstruierten Spur ermittelt.



Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Rekonstruktionskette

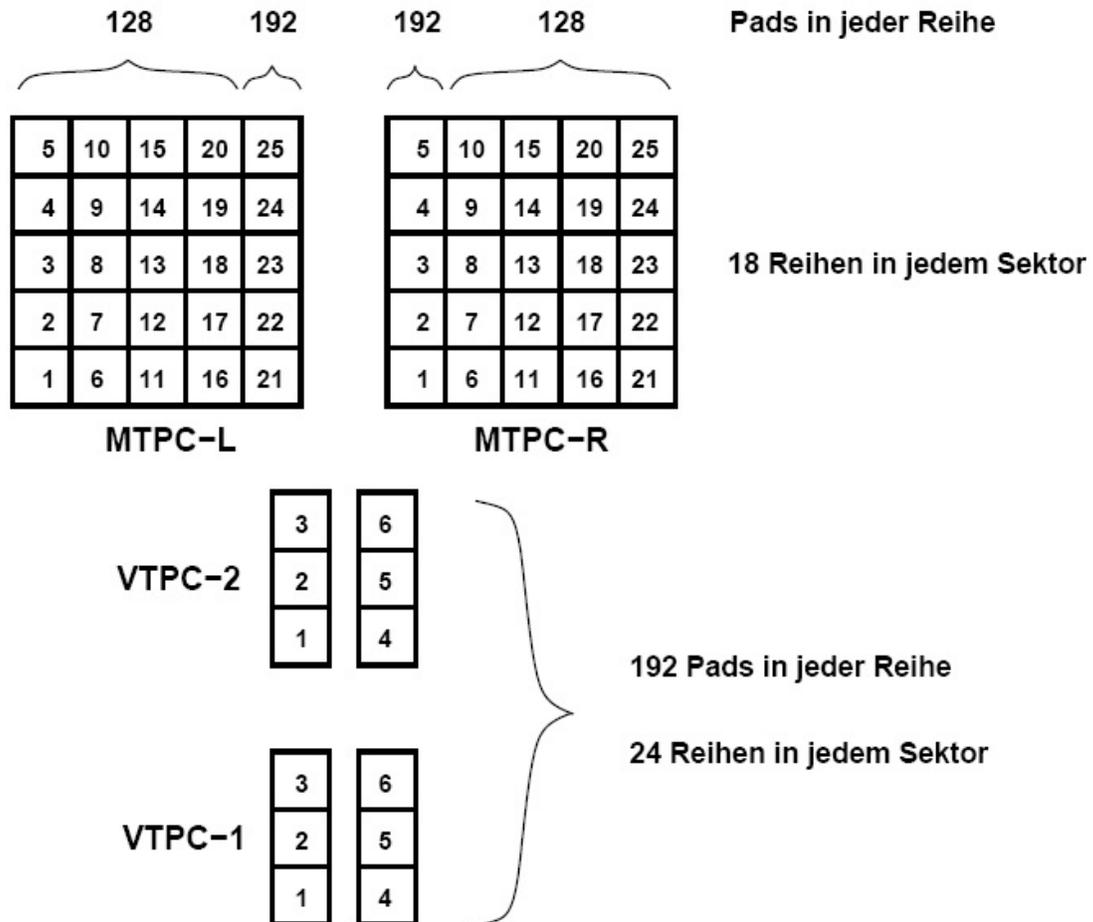


Abbildung 3.2: Die 182016 Pads sind in 6 Sektoren pro VTPC und 25 Sektoren pro MTPC entsprechend der gezeigten schematischen Darstellung eingeteilt [17].

### 3.1.2 Tracking

Nachdem die Spurpunkte durch den Clusterfinder bestimmt sind, wird mit der Spurensuche, dem sogenannten Tracking, begonnen. Mit der Spurensuche wird in den beiden großen MTPCs begonnen, da die Spuren, die sich dort befinden, gerade sind und weiter auseinander liegen als in den VTPCs. Die in den MTPCs gefundenen Spuren werden unter Berücksichtigung des Magnetfeldes zur Targetebene extrapoliert. Wenn die extrapolierten Spuren auch die VTPC-2 durchqueren, wird versucht, passende Spurpunkte zur extrapolierten Trajektorie zu finden. Dieses geschieht unter der Voraussetzung, dass die extrapolierte Spur am Hauptvertex endet. Die Anzahl der zur Verfügung stehenden Punkte in der VTPC-2 ist nach diesem Schritt wesentlich kleiner geworden und es wird nun versucht, aus diesen Punkten die Spuren zu bilden. Die gefundenen Spuren werden dann in Richtung der beiden MTPCs extrapoliert, um sicher zu stellen, dass diese Spuren nicht Teile der Spuren sind, die in den MTPCs als nur "Main TPC Spur" definiert sind. Die in den MTPCs und VTPC-2 gefundenen Spuren werden zum Hauptvertex extrapoliert und die passenden Punkte zur diesen Spuren in der VTPC-1 gesucht. Die in der VTPC-1 verbleibenden Spuren werden in Richtung des Veto-Kalorimeters zurückverfolgt, um die passenden Spurteile in einer der drei TPCs zu finden. Es ist unmöglich, alle gemessenen Punkte zu Spuren zuzuordnen. In dem vorletzten Schritt des Tracking werden Spuren gesucht, die nur in den MTPCs zu finden sind. Zu diesen Spuren gehören meistens die Spuren, die einen Knick haben, d.h. solche Spuren, die aus schwachen Zerfällen stammen. Mit der Tracking Prozedur wird versucht, Spurstücke, die sich in einzelnen TPCs befinden, zur eine globalen Spur zusammenzufügen.

### 3.1.3 Track-Fitting

Über die bekannte Krümmung der Spuren werden die Impulse der Teilchen errechnet. Jede Spur wird zweimal gefittet. Beim ersten Mal bezieht sich der Fit nur auf gemessene Punkte, während beim zweiten Mal angenommen wird, dass die Spur vom Hauptvertex kommt. 90% aller Spuren kommen tatsächlich vom Hauptvertex, deshalb wird der durch Extrapolation der Spuren zum Targetebene errechnete Hauptvertex als gute Näherung betrachtet. Außerdem werden zur Vertexbestimmung auch die BPD-Detektoren benutzt (siehe Kapitel 2). Wenn Aussagen über die Qualität der rekonstruierten Spuren gemacht werden, wird sehr oft die Anzahl der potentiellen mit der Anzahl der gemessenen Spurpunkte verglichen. In einem letzten Schritt der Prozedur wird erneut versucht, die bisher noch nicht zugeordneten Spurstücke aus verschiedenen TPCs zur einen globalen Spur zusammenzufügen.

## 3.2 Messung des spezifischen Energieverlustes

Die bestimmte Ladung und der berechnete Impuls reichen nicht aus, um einer Spur einer bestimmten Teilchensorte zuzuordnen. Um die Masse der Teilchen zu bestimmen, kann man zwei verschiedene Methoden benutzen. In einem beschränkten Impulsbereich werden die TOF-Messungen (siehe 2.3) für die Identifikation der Teilchen verwendet. Die Bestimmung der Teilchensorte über den spezifischen Energieverlust im Detektorgas ist in einem viel größeren Impulsbereich möglich. Auf seinem Weg durch den Detektor ionisiert das Teilchen die Gasmoleküle und verliert Energie. Der mittlere Energieverlust ist eine Funktion der Geschwindigkeit  $\beta$  :

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad (3.1)$$

wobei gilt  $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ ,  $z$ -Ladung des Teilchens in Elementarladungen,  $I$ -Ionisationspotential des Mediums,  $E_{max}$ -der maximale Energieübertrag,  $Z$ -Ladungszahl und  $A$ -Massenzahl des Medi-

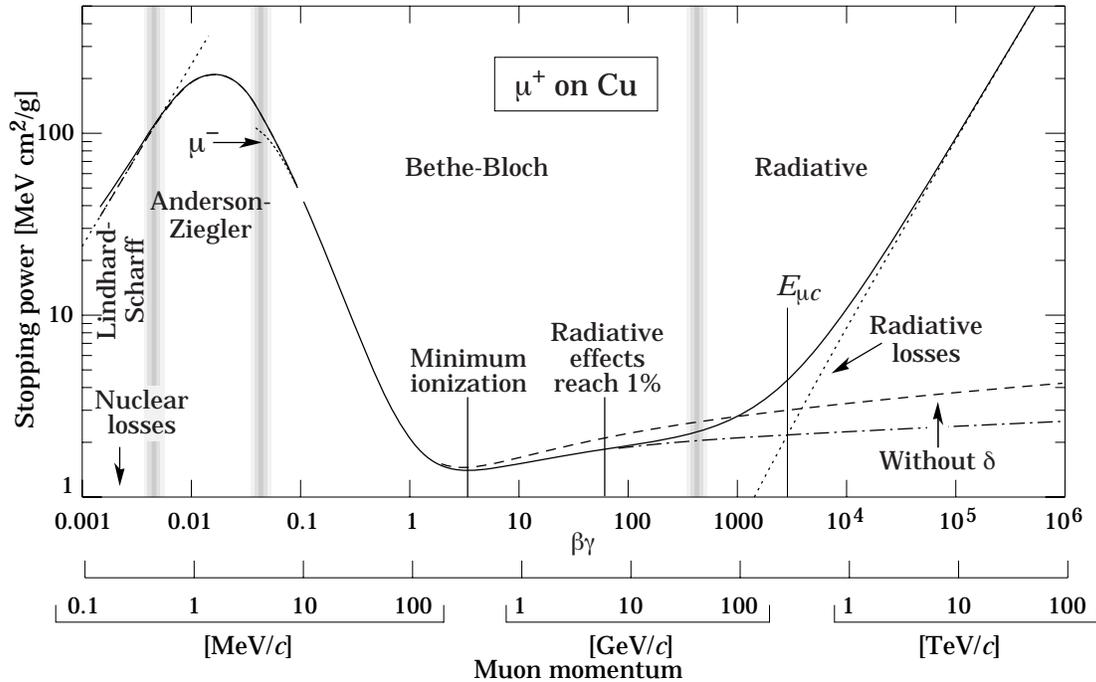


Abbildung 3.3: Verlauf der Bethe-Bloch-Kurve für Myonen in Cu [10]

ums,  $\beta = \frac{v}{c}$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$  und  $\delta$ -Dichtekorrekterterm. Die gegebene Beziehung 3.1 ist eine Erweiterung der Bethe-Bloch Formel. Mit der Einführung von  $\delta$  wird berücksichtigt, dass die Elektronen des Mediums durch Polarisierung abgeschirmt werden. Die genaue Parametrisierung des Dichtekorrekterterms ist in [3] beschrieben. Der Term  $E_{max}$  sorgt dafür, dass durch  $\delta$ -Elektronen ionisierte Gasatome nicht zur Berechnung des mittleren Energieverlustes beitragen. Ein Beispiel für den spezifischen Energieverlust eines geladenen Teilchens im Medium ist in Abbildung 3.3 gegeben.

Für kleine  $\beta$  nimmt der spezifische Energieverlust der Teilchen mit  $1/\beta^2$  ab, erreicht sein Minimum bei  $\beta\gamma \approx 1$  und steigt mit größer werdender Geschwindigkeit wieder (*Relativistic-Rise-Region*). Wenn die Kurven der Teilchen das *Fermi-Plateau* erreicht haben, dann steigen sie aufgrund der Polarisierung des Mediums nicht weiter und werden nur durch den Dichtekorrekterterm der Gleichung 3.1 beschrieben. In der *Relativistic-Rise-Region* liegen die Bethe-Bloch Kurven der Teilchen sehr dicht beieinander. Deshalb ist es sehr wichtig, eine möglichst gute Auflösung der  $dE/dx$ -Messwerte zu haben. Dieses wird versucht, indem die im Folgenden beschriebenen Korrekturen und Kalibrierungen durchgeführt werden.

### 3.2.1 Kalibrierung der TPCs

In die TPCs wurde das aus Rubidiumzerfällen stammende Krypton  $^{83}\text{Kr}$  injiziert und die so entstandenen Elektronen-Spektren gemessen. Da die Energie (bis zu 41.6 keV) und die mittlere Lebensdauer der Elektronen (1.9 h) bekannt ist, ist eine Kalibrierung möglich. Die Kalibrierung der TPCs wurde durchgeführt, um auf die Effekte der Feldverstärkung zu korrigieren. Die Krypton-Kalibrierung erfolgte hier mit einer anderen Spannung an den Felldrähten als während der Datenaufnahmen. Auf diesen Effekt wurde Sektorweise korrigiert. Zusätzlich hat die sogenannte *Pad-Gain-Calibration* statt-

gefunden. Diese Kalibrierung ermöglicht die Korrektur auf die unterschiedliche Verstärkung der einzelnen Elektronikkanäle.

### 3.2.2 Threshold-Korrektur

Durch den sogenannten *Threshold-Cut* (unter 5 ADC counts) werden nicht nur das Rauschen des Signals und das Datenvolumen reduziert sondern auch die Ausläufer der Ladungs-Cluster. Auf diesen Verlust wird nur in den MTPCs korrigiert. Die Korrektur erfolgt durch Fitten von Gaussverteilungen. Die erste Gaussfunktion wird in Zeitrichtung gefittet, während der zweite Fit entlang der Pad-Reihen erfolgt. Die Breite der Gaussfunktionen ist durch den Winkel zwischen Spur und Padebene gegeben, der einzige freie Parameter ist die totale Ladung des Clusters.

### 3.2.3 Korrektur auf die Driftlänge

Während der Drift durch das Detektorgas werden die Elektronen durch unvermeidliche, aber bekannte  $O_2$ -Verunreinigungen im Detektorgas absorbiert. Durch diese Absorption entstandene mittlere Ladungsverluste betragen 2% pro Meter [4]. Ein weiterer Verlust ergibt sich aus der Diffusion der Ladungswolke, die mit der Driftstrecke zunimmt. Der Grund für diesen Verlust ist der schon beschriebene *Threshold-Cut*. Dieser Verlust beträgt 7 % pro Meter [7].

## 3.3 Truncated-Mean Methode

Die Verteilungen der  $dE/dx$  Messungen können durch eine Landau-Funktion beschrieben werden. Um den wahrscheinlichsten Wert zu ermitteln, der den mittleren Energieverlust pro Spur angibt, kann nicht der Mittelwert der Landauverteilung angenommen werden, da der Mittelwert sehr stark von einigen großen Werten der Verteilung beeinflusst wird. Aus diesem Grund wird die *Truncated-Mean*-Methode angewendet. Bei dieser Methode werden die 35 % höchsten Werte verworfen [3].

Der mit dieser Methode bestimmte Wert muss bei kurzen Spuren korrigiert werden, da eine systematische Verschiebung zu niedrigeren Werten festgestellt wurde. Der Korrekturfaktor ist von der Anzahl der Spurpunkte abhängig und wird gemäß der Gleichung 3.2 angewendet.

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{TM} \cdot \left( C_A + \frac{C_B}{N_P} \right) \quad (3.2)$$

$N_P$  ist Anzahl der Spurpunkte und die Konstanten  $C_A = 0.9965$  und  $C_B = 0.25$  [8]. In dem letzten Schritt erfolgt die Normierung des Minimalenenergieverlustes jedes Teilchens auf 1.

Die Bestimmung des mittleren Energieverlustes erfolgt separat in allen TPCs. Aufgrund der verschiedenen Gasmischungen in den verschiedenen TPCs ist die Abhängigkeit des Energieverlustes von der Teilchengeschwindigkeit in den MTPCs anders als in den VTPCs. Um den "globalen" Energieverlust zu bestimmen, wird der in den beiden VTPCs ermittelte Energieverlust auf den gemessenen Energieverlust in den MTPCs skaliert. In dieser Arbeit wurde nur der in den beiden MTPCs gemessene spezifische Energieverlust benutzt.

# Kapitel 4

## Datenanalyse

In dieser Arbeit sind Pb+Pb-Stöße bei der Strahlenenergie von 158A GeV untersucht worden. Der analysierte Datensatz ist ” *std+-160GeV-minbias-low-int-01J* ”. Die für diesen Datensatz verwendete Magnetfeldkonfiguration ist die ”Standard Plus” Konfiguration mit der Ablenkungsstärke von 7.8 Tm, was sich aus der Magnetstärke der VTX-1 (1.5 T) und VTX-2 (1.1T) ergibt. Die Bleifolie des Targets ist 207  $\mu\text{m}$  dick, somit ist die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von Strahlteilchen mit dem Target 1%.

Bei der  $dE/dx$ -Analyse werden geladene Teilchen über ihren spezifischen Energieverlust im Gas der TPCs identifiziert. Die Identifikation der Protonen bzw. Antiprotonen erfolgt hauptsächlich in den beiden MTPCs. Die Spuren in den MTPCs sind länger als in den VTPCs und haben eine niedrigere Spurdichte, was eine bessere Effizienz des Detektors zur Folge hat. Aufgrund des Lorentz-Boostes und aufgrund ihrer großen Masse verlassen Protonen das Reaktionsvolumen unter kleinen Laborpolarwinkeln. Sie werden durch das Magnetfeld der Vertex-Magneten nicht stark abgelenkt und ihre fast geraden Spuren können in den MTPCs sehr gut identifiziert werden.

Der spezifische Energieverlust, das Vorzeichen der Ladung sowie der Impuls der Teilchen sind auf den sogenannten Mini-DSTs gespeichert. Mini-DSTs sind als ROOT Trees [T49] gespeichert und werden für diese Arbeit in ROOT49 analysiert. In dem ersten Schritt der Datenanalyse werden folgende Qualitätskriterien angewendet:

- Ereignisselektion
- Zentralitätsselektion
- Spurselektion

Der zweite Schritt beinhaltet die Teilchenidentifikation durch die  $dE/dx$ -Fitprozedur. Danach erfolgt die Extraktion der gemessenen Teilchenhäufigkeiten.

### 4.1 Ereignisselektion

#### **Iflag=0 Qualitätskriterium**

Durch dieses Kriterium wird gesichert, dass der Fit der Spuren eines Stoßereignisses zu einem Hauptvertex konvergiert.

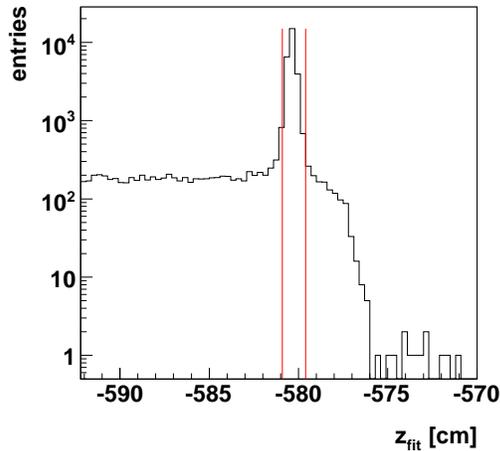


Abbildung 4.1:  $z$ -Fit-Vertex-Positionen für Run-Nummern kleiner als 4050. Die roten senkrechten Linien zeigen die Positionen der angewendeten Selektionskriterien.

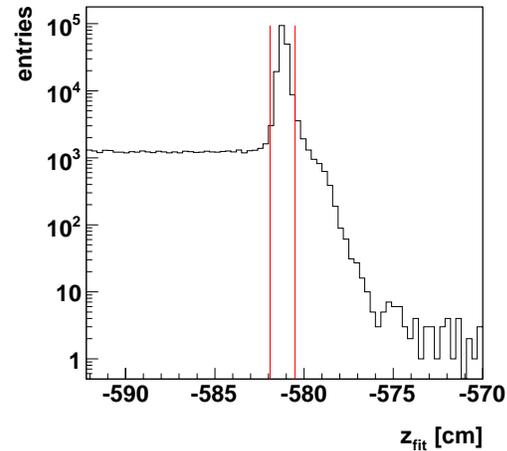


Abbildung 4.2:  $z$ -Fit-Vertex-Positionen für Run-Nummern größer als 4050. Die roten senkrechten Linien zeigen die Positionen der angewendeten Selektionskriterien.

Tabelle 4.1: BPD -Fit-Vertex Schwellenwerte

Run.Nr.	$\leq 4020$	$\geq 4078$
Fit VertexZ $\geq$	-581.0	-581.9
Fit VertexZ $\leq$	-579.6	-580.5

## Vertex Position

In den TPCs gemessene Spuren werden zur  $xy$ -Ebene des Targets extrapoliert. Durch diese Extrapolation kann der sogenannte *Fit Vertex* rekonstruiert und seine Position in  $x$ ,  $y$  und  $z$  bestimmt werden. Die Bestimmung des Hauptvertex geschieht nicht nur durch Extrapolation der Spuren sondern auch durch BPD-Messungen. Die BPD messen den  $x$ - und  $y$ -Wert des *BPD-Vertex*, während die  $z$ -Komponente einen konstanten Sollwert hat (siehe Abschnitt 2.1). Normalerweise wird auf die Differenz zwischen dem gefitteten und dem gemessenen Vertex selektiert. Eine Besonderheit an dem in dieser Arbeit analysierten Datensatz ist, dass sich die Position des Targets geändert hat und der Sollwert des Targets nicht genau bekannt ist. Deshalb wurde nur auf die *Fit-Vertex*-Werte selektiert. Es ergeben sich für die zwei verschiedenen Runperioden unterschiedliche *Fit-Vertex*-Positionen des Targets. Die genauen Werte, auf die selektiert wurde, sind in der Tabelle 4.1 und den Abbildungen 4.1 und 4.2 zu sehen. Die Selektion der Ereignisse auf den  $z$ -Fit-Vertex-Wert ist hier erfolgreich und erfordert keine weitere Selektion in den  $x$ - bzw  $y$ -Fit-Vertex-Observablen (siehe Abbildungen C.1 und C.2).

Durch Ereigniseselektion sind 138034 Ereignisse von 338163 als nicht ausreichend gut deklariert worden. Die genauen Zahlen sind aus der Tabelle 4.2 zu entnehmen.

Die Qualitätskriterien stellen einen ständigen Kompromiss zwischen der Statistik und der experimentellen Genauigkeit dar. Deshalb dürfen diese Kriterien nicht zu stark sein, was die Ineffizienz der Selektion in Einzelfällen erklärt. Dies zeigt die Abbildung C.2.

Tabelle 4.2: Anzahl der Ereignisse, die durch Selektionskriterien aussortiert werden

Run.Nr.	$\leq 4020$	$\geq 4078$
Iflag=0	1522	
BPD-Fit VertexZ	18255	118257

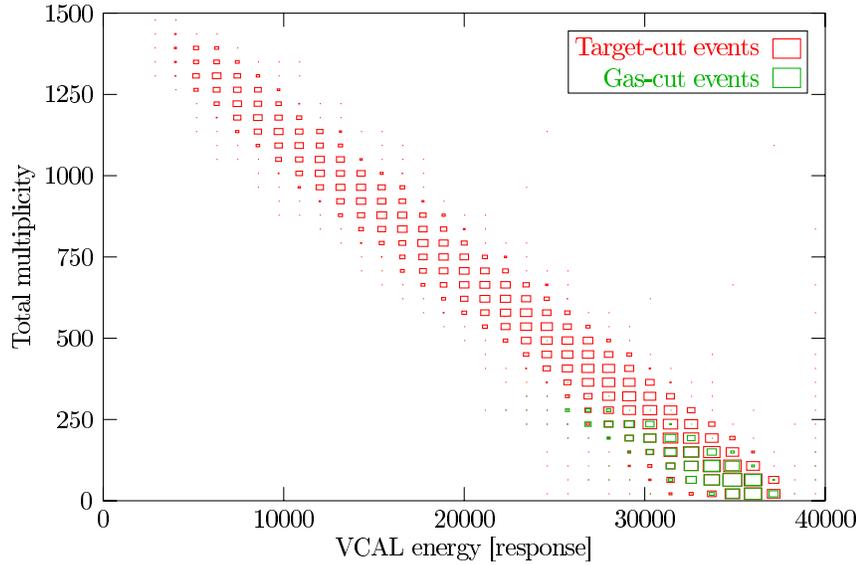


Abbildung 4.3: Multiplizität über Veto-Energie [11]

## 4.2 Zentralitätsselektion

Der Datensatz *std+-160GeV-minbias-low-int-01J* wurde mit einer Triggerbedingung aufgenommen, die zentrale sowie periphere Kollisionen zulässt. Die Zentralität eines Stoßereignisses gibt an, wieviel Prozent aller inelastischen Kollisionen genau so zentral oder zentraler wie diese Kollision sind. Die Zentralität wird über die im Veto-Kalorimeter gemessene Energie der Projektil-Spektatoren bestimmt. Um diese in sechs Klassen zu unterteilen, wurde die Zentralitätsselektion aus den [T49] Event-Klassen angewendet.

Bei NA49 erfolgt die Zentralitätsselektion anhand der im Veto-Kalorimeter gemessenen Signale. Vor der Umwandlung dieser Signale in Energiewerte, müssen sie auf einige Effekte korrigiert werden. Die Verstärkung und der Offset der gemessenen Signale sind nicht zeitlich konstant, deshalb wurde die sogenannte *Time-Dependence*-Kalibrierung durchgeführt [11]. Es wurde vorausgesetzt, dass die Veto-Energien von der Multiplizität der in den TPCs nachgewiesenen Teilchen unabhängig sind. Dementsprechend kann die *Time-Dependence*-Kalibrierung als lineare Transformation parametrisiert werden (siehe die Abbildung 4.3). Die Parametrisierung wurde für jeden Run gemäß der Formel 4.1 durchgeführt [11].

$$E_{veto}^{run_i} = a^{run_i} \cdot E_{veto}^{run_i} + b^{run_i} \quad (4.1)$$

Zusätzlich wurde ein Referenzrun (1468) ausgesucht, der die äußerst peripheren Kollisionen ent-

Tabelle 4.3: Zentralitätsklassen  $\sigma/\sigma_{inel}$  und zu diesen Klassen zugehöriges Verhältnis der Vetoenergie zur Strahlenergie für den Run 1468. Die  $E_{veto} > E_{strahl}$  sind aufgrund der Auflösung des Kalorimeters, die für die Fragmente schlechter als für die Strahlteilchen ist, möglich.

$\sigma/\sigma_{inel}$	$E_{veto}/E_{strahl}$
1 [0-5%]	0.280
2 [5-12.5%]	0.452
3 [12.5-23.5%]	0.659
4 [23.5-33.5%]	0.799
5 [33.5-43.5%]	0.901
6 [43.5-78.5%]	1.150

hält. Mit Hilfe der aus diesem Referenzrun gewonnenen Transformationsparametern wurden alle anderen Runs entsprechend der Formel 4.2 normiert. Durch diese Normierung wird eine Run unabhängige Energie-Kalibrierung erreicht.

$$E_{veto}^{kal.run_i} = \left( E_{veto}^{run_i} - \frac{b^{run_{ref}}}{b^{run_i}} \right) \cdot \frac{a^{run_i}}{a^{run_{ref}}} \quad (4.2)$$

Die Umrechnung der mit dem Veto-Kalorimeter gemessenen Signale in Energiewerte erfolgt:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{inel}} = \int_0^{E_{veto}} \frac{1}{\sigma_{inel}} \frac{d\sigma(E'_{veto})}{dE'_{veto}} dE'_{veto} \quad (4.3)$$

Aus der Formel 4.3 ist zu sehen, dass die Zentralitätselektion von dem inelastischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{inel}$  der jeweiligen Kollision sowie von dem differentiellen Wirkungsquerschnitt abhängig ist. In den Studien [16] wurde  $\sigma_{inel} = 7.15b$  bestimmt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist als Produkt der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion und dem Wirkungsquerschnitt des Triggers definiert. Der Wirkungsquerschnitt des Triggeres ist in [11] auf  $\sigma_{trig} = 5.643b$  bestimmt worden. Die Wahrscheinlichkeitsfunktion wird aus der auf 1 normierten Veto-Energie-Verteilung berechnet. In dem Spektrum der Veto-Energie befinden sich auch die gemessenen Veto-Energien der "non-target" Kollisionen. Die sogenannten "non-target" Kollisionen sind Kollisionen der Strahlteilchen mit Detektormaterial. Nachdem der Strahl das Strahlrohr verlassen hat, passiert er vor seinem Aufprall auf das Target einen mit Helium gefüllten Behälter. In diesem Behälter kommt es zu Stößen zwischen den Pb-Kernen und He-Atomen sowie zu Stößen mit dem in dem Behälter positionierten Spiegel. Aus diesen Kollisionen stammende Spektatoren wurden auch im Veto-Kalorimeter gemessen. In der Arbeit [11] sind Anteile (siehe Abbildungen 4.4 und 4.3) der aus "non-target" Kollisionen gemessenen Veto-Energien bestimmt und durch Verwendung des *Gas-Cuts* aus dem Veto-Energiespektrum entfernt worden (siehe Abbildungen 4.3 und 4.4).

Entsprechend ihrer Veto-Energie sind die Daten in sechs Klassen unterteilt. (siehe Tabelle 4.4 und Abbildung 4.5)

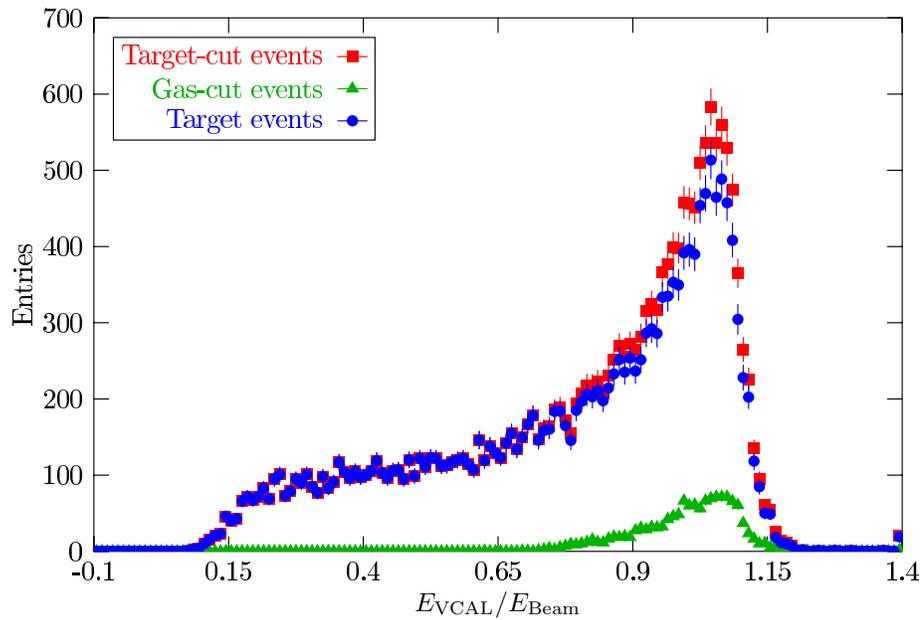


Abbildung 4.4: Die mit grünen Dreiecken gekennzeichnete Verteilung ist die Verteilung der *non-target*-Kollisionen. Sie wurde aus dem Spektrum entfernt. Die Veto-Verteilung der mit dem Target wechselwirkenden Kollisionen ist mit den blauen Punkten dargestellt [11].

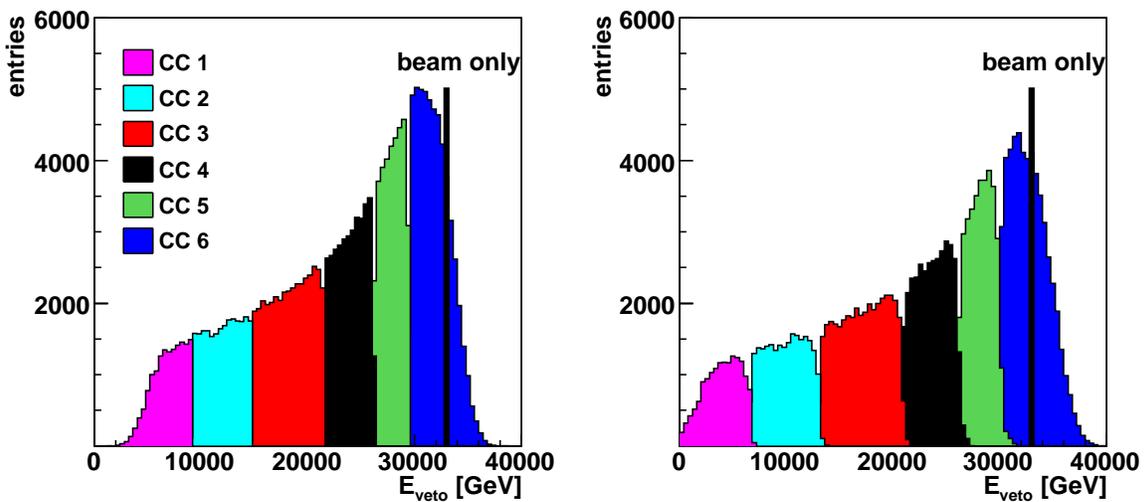


Abbildung 4.5: Die Verteilungen der Veto-Energie für sechs verschiedene Zentralitätsklassen in 158A GeV Pb+Pb-Kollisionen sind in dem Bild rechts vor der *Time-Dependence*-Kalibrierung und in dem Bild links nach der *Time-Dependence*-Kalibrierung aufgetragen. Die Lücken, die zwischen den Verteilungen zu sehen sind, sind Artefakte, die durch das gewählte Binning hervorgerufen werden.

Tabelle 4.4: Anzahl der Ereignisse pro Zentralitätsklasse

Zentralitätsklasse	Anzahl der Ereignisse
1	15306
2	23548
3	37053
4	34554
5	34583
6	55085

### 4.3 Spurselektion

Ziel der Spurselektion ist, die Spuren zu identifizieren, deren Weg durch die Detektoren nicht ausreichend bekannt ist oder die nicht richtig rekonstruiert sind. Die durch Selektionskriterien hervorgerufenen Verluste der Spuren müssen gut bekannt sein, da auf diese korrigiert wird. Die Auswahl der Selektionskriterien hängt auch von der Fragestellung der Analyse ab. So muss bei der Teilchenidentifikation ihr Entstehungsort genau bekannt sein, um entscheiden zu können, ob die gemessenen Teilchen primäre oder sekundäre Teilchen sind, während bei verschiedenen Korrelationsmessungen auf andere Parameter geachtet werden muss. Die in dieser Arbeit angewendeten Spurselektionskriterien sind:

#### MTPCs Selektionskriterien

- Ein Selektionskriterium ist der sogenannte *Right-Side-Cut*. Er bezieht sich auf die durch das Magnetfeld erzeugte Krümmung der Spuren. *Right-Side-Tracks* sind die Spuren, bei denen das Produkt des Impulses in x-Richtung und der Ladung grösser 0 ist, während dieses Produkt für *Wrong-Side-Tracks* kleiner 0 ist. Beides gilt für die "+"-Konfiguration des Magnetfeldes, d.h. wenn das Magnetfeld in die positive Richtung der y-Achse zeigt. Bei den *Right-Side-Cuts* ist der Winkel zwischen einer Spur und den Pads klein und damit die Rekonstruktionseffizienz gut.
- Ein anderes Qualitätskriterium, das in dieser Analyse angewendet wird, ist der *Wedge-Cut*. Dieser *Cut* garantiert, dass nur die Spuren das Cutkriterium erfüllen, deren Winkel zur Auslese-Ebene nicht größer als  $30^\circ$  ist.
- Außerdem erfordert die Teilchenidentifikation eine Aussortierung von einzelnen, nicht genügend präzise gemessenen Spuren. Dieses wird erreicht, indem nur die Spuren mit mindestens 50 potentiellen Punkten und der Hälfte der geometrisch möglichen gemessenen Punkte akzeptiert werden. Die zweite Bedingung verhindert, dass solche Spuren doppelt betrachtet werden, die nur stückweise rekonstruiert werden.

#### VTPCs Selektionskriterium

Neben den Qualitätskriterien in den MTPCs wird zusätzlich gefordert, dass alle in den MTPCs akzeptierten Spuren mindestens 10 potentielle Punkte in einer der beiden VTPCs haben.

### Selektion nach Track Impaktparameter

Eine Selektion auf den *Track-Impaktparameter* wurde in dieser Arbeit nicht durchgeführt. Die systematischen Studien in Abhängigkeit von diesem Wert sind in Abschnitt B zu sehen.

## 4.4 Teilchenidentifikation

Nachdem fragwürdige Ereignisse und Spuren aus dem Datensatz entfernt wurden, sind sechs, nach Zentralitätsklassen sortierte Container gefüllt worden. Die Container beinhalten Informationen, die in 20 Impuls-, 20 Transversalimpuls-, ein  $\varphi$ - und zwei Ladungsbins sortiert sind. Aufgrund der geringeren Statistik wurde auf ein feineres Binning verzichtet. Aus diesen Containern gewonnene Histogramme werden gefittet, um die Häufigkeiten der einzelnen Teilchen zu extrahieren. Die Fit-Funktion ist für jede Teilchensorte (Deuteron, Proton, Kaon, Pion und Elektron) eine asymmetrische Gaussfunktionen.

$$f(x; C, x_0, \sigma, \delta) = \begin{cases} \frac{C}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp -\frac{1}{2} \left( \frac{x-x_0}{(1+\delta)\sigma} \right)^2 & \text{für } x \geq x_0 \\ \frac{C}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp -\frac{1}{2} \left( \frac{x-x_0}{(1-\delta)\sigma} \right)^2 & \text{für } x < x_0 \end{cases} \quad (4.4)$$

Die Teilchenidentifikation erfolgt jeweils für ein Ensemble von Teilchenspuren auf der Basis der Energieverlustmessung ( $dE/dx$ ) in den MTPCs. Die Ensembles umfassen alle Teilchenspuren in jeweils einer von sechs zentralitätsselektierten Ereignisklassen, einem der zwei Ladungszustände, einem von 20 Laborimpulsintervallen, und einem von 20 Transversalimpulsintervallen. Jedes Ensemble führt zu einem Energieverlustspektrum. Die Häufigkeiten von  $e, \pi, K, p, d$  in den Ensembles werden durch die Anpassung von fünf asymmetrischen Gauss-Funktionen ermittelt. Die gaussförmigen Überhöhungen der einzelnen Teilchenverteilungen werden im Folgenden "Peak" genannt.

Der Asymmetrieparameter  $\delta$  gibt die Differenz zwischen der Breite  $\sigma$  der rechten und linken Hälfte des Gausspeaks an. Der Asymmetrieparameter<sup>1</sup> wurde anhand der  $dE/dx$ -Verteilungen in allen sechs Containern bestimmt und der so ermittelte Wert von  $\delta=0.071$  für alle Zentralitäten vorgegeben. In der Gleichung 4.4 ist mit  $x$  die Startposition des Peaks bezeichnet und mit  $x_0$  ihre Abweichung vom Startwert. Die Abhängigkeit der Breite von der Peakposition wird beschrieben:

$$\sigma_i = \sigma x_{0i}^\alpha \quad (4.5)$$

Durch  $x_{0i}$  wird die relative Peakposition bezeichnet.  $i$  im Index steht für die Teilchenart. Die mittlere Breite  $\sigma$  wurde zu  $(4 \pm 0.5) \%$  bestimmt. Das hier angewendete Parameter  $\alpha$  wurde in [3] zu 0.625 ermittelt. Da die Breite auch von der Anzahl der Ladungscluster einer Spur abhängig ist, wird sie auf die Spurlänge  $l$  skaliert.

$$\sigma_i = \frac{\sigma x_{0i}^\alpha}{\sqrt{l}} \quad (4.6)$$

---

<sup>1</sup>Eigentlich könnte der Asymmetrieparameter in einzelnen Ensembles bestimmt werden. In dieser Analyse hat sich aber herausgestellt, dass der Asymmetrieparameter von der Elektronenamplitude abhängt. Diese Abhängigkeit kommt zustande, weil die Elektronenverteilung die Verteilung der Pionen schneidet und damit die Bestimmung des hauptsächlich vom Pion-peak bestimmten Asymmetrieparameters verändern kann. Aus diesem Grund sollten die Elektronen in allen Bins mitgefittet werden. Dieses war in den 2 periphersten Impulsbins nicht möglich, da sich die Bethe-Bloch-Kurven in dem Impulsbereich (40-63 [GeV/c]) zu nahe beieinander befinden.

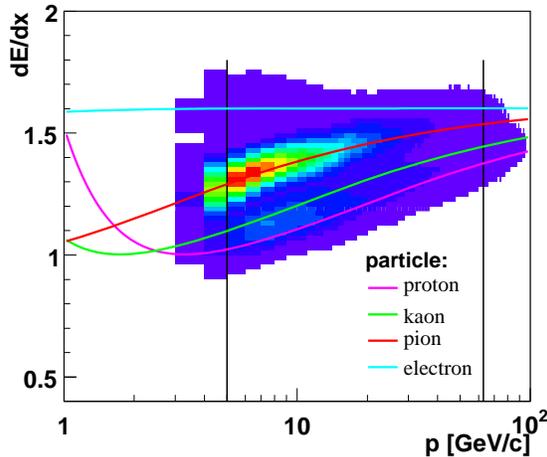


Abbildung 4.6: Die Abbildung stellt die  $dE/dx$ -Verteilung der positiven Teilchen als Funktion des Impulses dar. Die Bethe-Bloch Kurven der vier Teilchen sind auch gezeigt. Die senkrechten schwarzen Linien bezeichnen den in dieser Arbeit analysierten Impulsbereich.

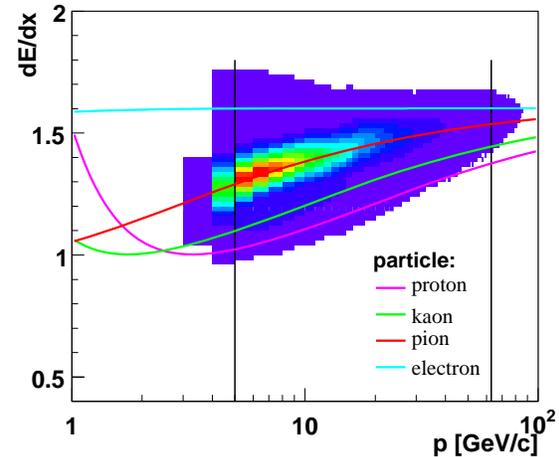


Abbildung 4.7: Die Abbildung stellt die  $dE/dx$ -Verteilung der negativen Teilchen als Funktion des Impulses dar. Die Bethe-Bloch Kurven der vier Teilchen sind auch gezeigt. Die senkrechten schwarzen Linien bezeichnen den in dieser Arbeit analysierten Impulsbereich.

Die Gaussfunktion 4.4 wird auf die Spurlänge mit dem Faktor  $(n_l/N_{tot})$  gewichtet. Die sogenannten *Sum-Gauss-Functions* sind in den [T49] Klassen implementiert und wird durch die Summe von asymmetrischen Gauss-Funktionen 4.7 über alle möglichen Spurlängen beschrieben.

$$g_i(x; A_i, x_i, \sigma, \delta, \alpha) = A_i \sum_l \frac{n_l}{N_{tot}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - x_i}{(1 \pm \delta)\sigma_{i,l}} \right)^2 \right] \quad (4.7)$$

In früheren Analysen [3] wurde festgestellt, dass die Peakpositionen und ihre Breiten innerhalb eines  $p$ -Bins von  $p_i$  unabhängig sind. Der Startparameter der Fitfunktion ist die Pionpeakposition, die durch die Bethe-Bloch-Beziehung bestimmt wird (gemäß der Formel 3.1). Die Startwerte für die Deuteron-, Proton-, Kaon- und Elektronpeaks sind relativ zur Pionpeakposition auch entsprechend der Bethe-Bloch-Parametrisierung vorgegeben. Die Pionpeakposition wird in jedem  $p$ -Bin neu gefittet. Anschließend werden die Peakpositionen der anderen Teilchen bestimmt und mit den vorgegebenen relativen Positionen verglichen. Wenn die Abweichung der gefitteten Peakpositionen von den vorgegebenen Positionen nicht größer als  $\pm 0.1$  ist und der Fit konvergiert, dann werden die so ermittelten Peakpositionen der Teilchen gespeichert und es wird mit dem Fitten des ersten  $(p, \eta)$ -Bins begonnen. Die Anpassung der freien Parameter mit dem Ziel die Amplituden  $A_i$  der einzelnen Teilchen zu bestimmen, wird mindestens 5 mal und höchstens 35 mal wiederholt und dann der beste Fit angenommen. Werden die Konvergenzkriterien innerhalb von 35 Iterationen nicht erfüllt, dann sind entweder die Konvergenzkriterien zu streng oder die Fitfunktion ist nicht in der Lage, die Daten zu beschreiben. Die Bestimmung der Häufigkeiten der Teilchen versagt bei genügend niedrigen und hohen Impulsen. Die Bethe-Bloch-Kurven der Teilchen schneiden sich unterhalb von 5 [GeV/c]. Oberhalb von 63 [GeV/c] nähern sie sich dem *Fermi-Plateau* und können dort auch nicht getrennt werden (siehe Abbildungen 4.6 und 4.7). Die Impulsbereiche zwischen 40 und 63 [GeV/c] erfordern aus mehre-

ren Gründen eine besondere Behandlung. In dem genannten Impulsbereich kommt es vor, dass die Verteilung durch den Protonpeak dominiert wird. Die Peakpositionen werden aber weiterhin von der Position des wesentlich kleineren Pionpeaks bestimmt. Außerdem wird der Kaonpeak zum großen Teil von dem Protonpeak überdeckt. Im Allgemeinen ist die Unterscheidung der Teilchen schwierig, dazu kommt noch eine geringere Statistik. Im oben genannten Impulsbereich wurden deshalb nur drei Teilchensorten gefittet, nämlich Proton, Kaon und Pion. Zusätzlich wurde drauf geachtet, dass die in diesem Bereich schon sehr kleinen Amplituden der positiven Kaonen sowie Antiprotonen nicht Null sein dürfen und nicht größer als in dem vorherigen Impulsbin. Die Antideuteronen sind im ganzen Impulsbereich nicht gefittet worden.

Die gefitteten Peakpositionen sind mit den Bethe-Bloch-Werten verglichen worden (siehe Abbildung 4.8). Die systematischen Abweichungen der gefitteten Werte von den Bethe-Bloch Werten für die Impulse unterhalb von [20 GeV/c] sind nicht größer als 2 %.

Als Konvergenzkriterium wird die, in ROOT49 implementierte, *Maximum-Loglikelihood*-Methode angewendet. Sie ist eine Methode zur Schätzung von unbekanntem Parametern einer Verteilung aufgrund einer Stichprobe. Zur Durchführung bildet man die sogenannte Likelihoodfunktion  $L(\vec{a})$ , die sich als Produkt aus dem Wahrscheinlichkeitsfunktionswert  $f(\vec{x} | \vec{a})$  mit dem Beobachtungswert ergibt:

$$L(\vec{a}_i) = \prod_{i=1}^n f(\vec{x}_i | \vec{a}_i) \quad (4.8)$$

$L(\vec{a})$  gibt die Wahrscheinlichkeit an, einen Wert  $\vec{x}_i$  bei dem gegebenen Parameter  $\vec{a}_i$  zu messen. Aufgrund der kleinen  $L(\vec{a})$ -Werten wird in der Praxis der Logarithmus benutzt.

$$F(\vec{a}) = -\ln(L(\vec{a})) \quad (4.9)$$

Da der Logarithmus eine monotone Funktion ist, hat der Logarithmus der Likelihoodfunktion sein Maximum an der gleichen Stelle wie die Funktion. Die Stellen, an denen diese Funktion maximal ist, heißen ML-Schätzer.

Die *Maximum Loglikelihood*-Methode eignet sich besser beim Fitten der Spektren mit einer geringen Statistik als die  $\chi^2$ -Methode und soll angewendet werden, wenn die Anzahl der Einträge pro Bin kleiner als 5 ist und besonders, wenn innerhalb des Spektrums leere Bins auftreten.

## 4.5 Unkorrigierte Spektren

Die extrahierten Häufigkeitsverteilungen (siehe Abbildungen 4.9 und 4.10) der Teilchen werden in  $(p, p_t)$  - Histogrammen dargestellt.

Die Anzahl der gemessenen Teilchen pro Event in  $(p, p_t)$ -Bins wird entsprechend der Beziehung 4.10 berechnet.

$$n_m(p, p_t) = \frac{N_m(p, p_t)}{N_{event}} \cdot 6 \cdot 100 \quad (4.10)$$

Der Faktor 6 wird benutzt, um auf die durch den *Wedge-Cut* und den *Right-Side-Cut* hervorgerufenen Verluste an Spuren zu korrigieren. Der Faktor 100 ist durch das gewählte Bining bestimmt.

Die Variablen, an denen wir interessiert sind, sind die Rapidität  $y$  und der Transversalimpuls  $p_t$ . Deshalb erfolgt die Umrechnung der in  $(p, p_t)$ -Bins gemessenen Spektren in  $(y, p_t)$ -Bins, gemäß der Formel:

$$\frac{d^2n}{dpdp_t} = \frac{dy}{dp} \frac{d^2n}{dydp_t} \quad (4.11)$$

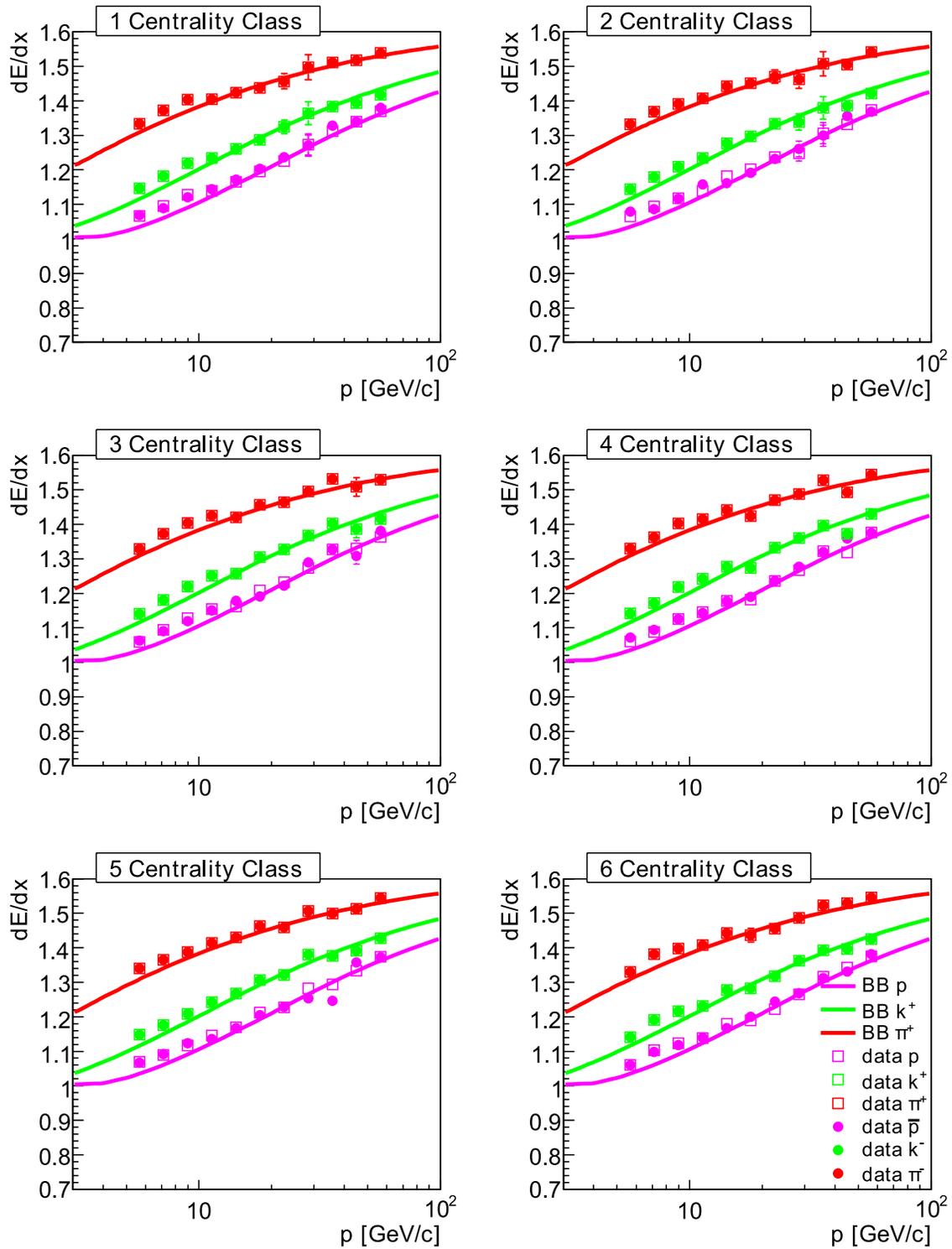


Abbildung 4.8: In der Abbildung sind für sechs Zentralitätsklassen die Bethe-Bloch Kurven der Protonen, Kaonen und Pionen sowie die durch die Fitfunktion ermittelten Positionen der gleichen Teilchen gezeigt.

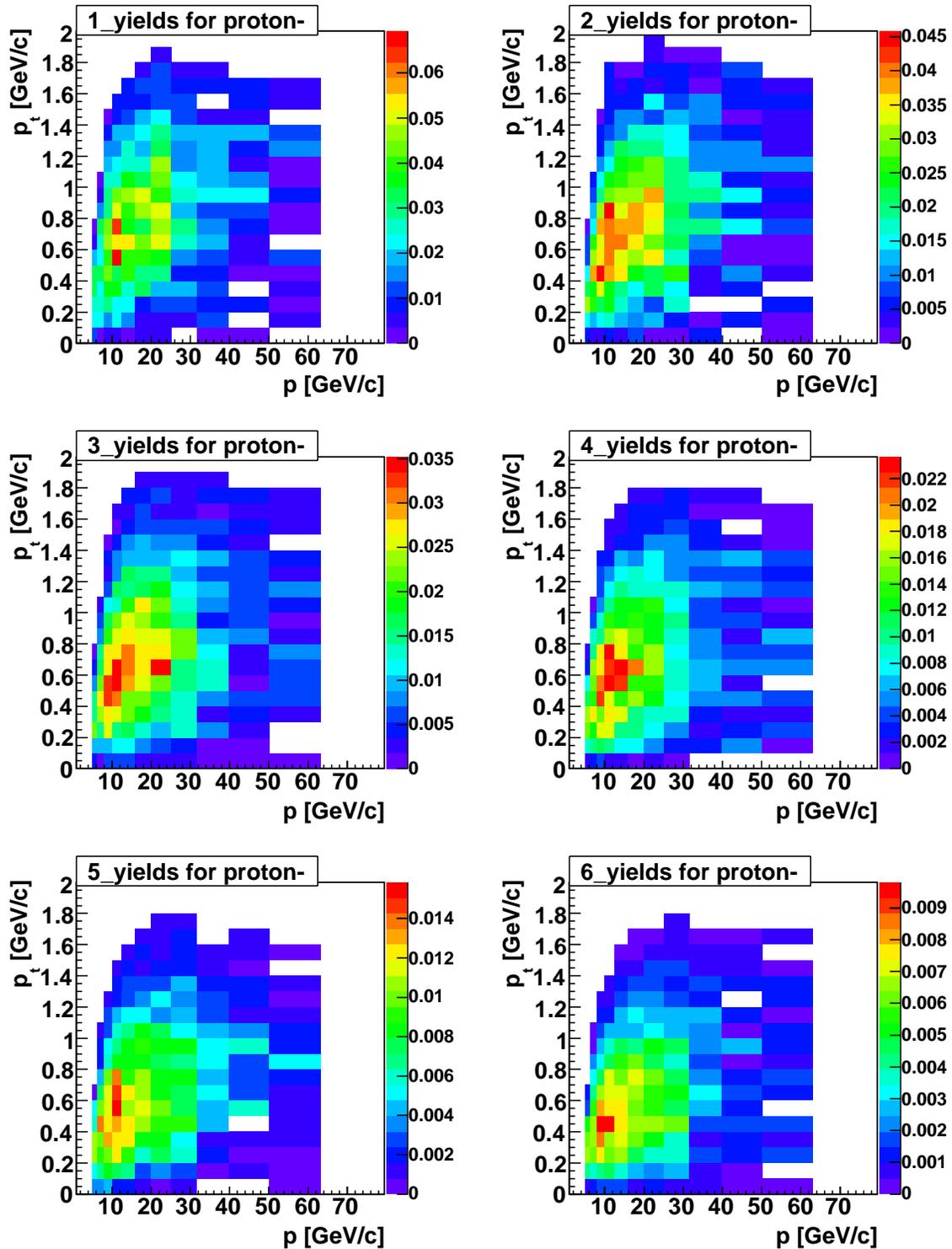


Abbildung 4.9: Häufigkeiten von Antiprotonen als Funktion von  $p$ ,  $p_t$  und Zentralität. Es ist keine Veränderung in der Form der Spektren in Abhängigkeit von der Zentralität zu sehen.

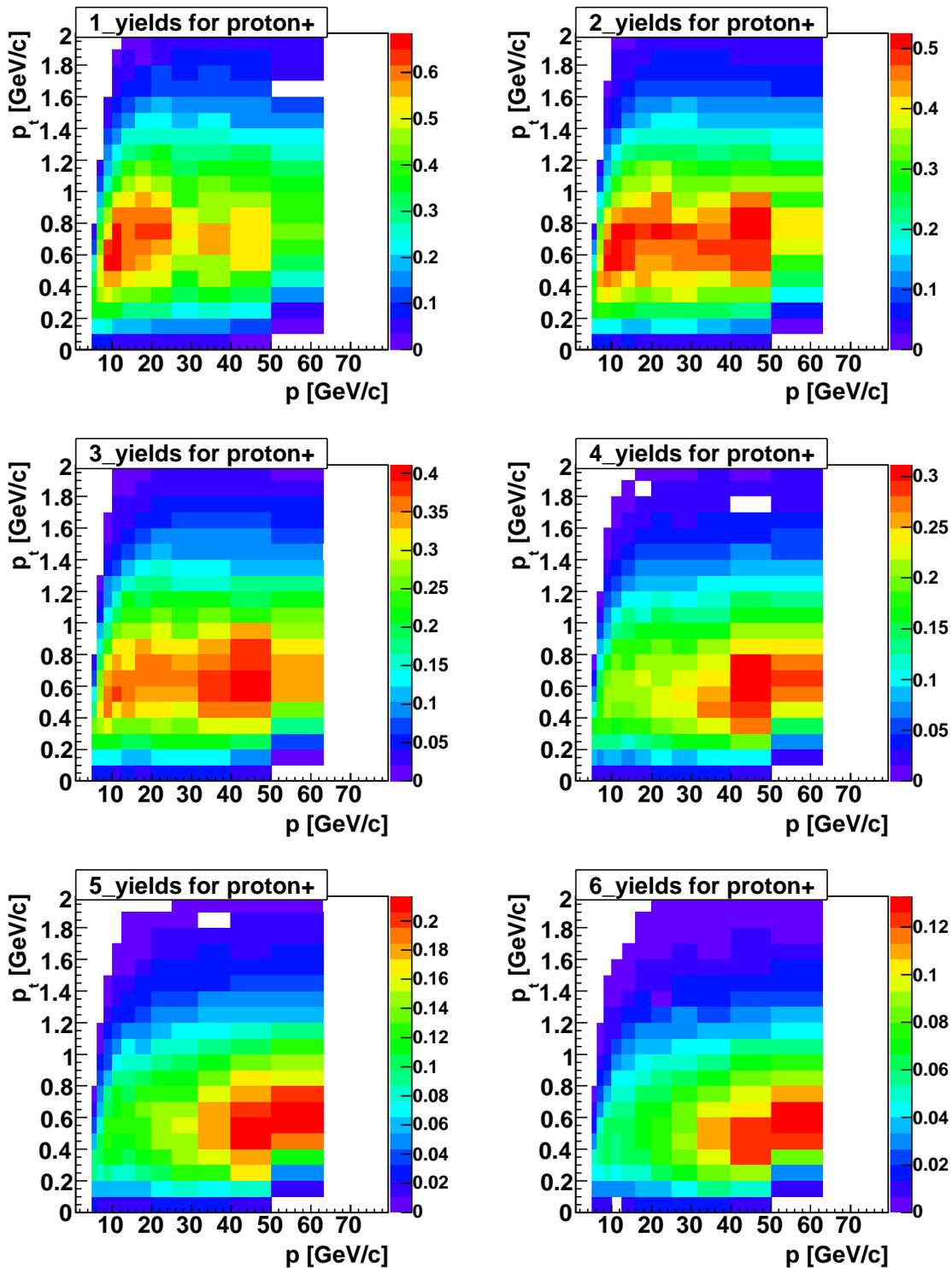


Abbildung 4.10: Häufigkeiten von Protonen als Funktion von  $p$ ,  $p_t$  und Zentralität. Es ist eine klare Verschiebung des Spektrummaximums von kleinen zu größeren Impulsen mit abfallender Zentralität der Kollision zu erkennen.

Rapidität:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{(E + p_z)}{(E - p_z)} \quad (4.12)$$

Energie  $E$  und Longitudinalimpuls  $p_z$ :

$$E = \sqrt{p^2 + m^2} \quad (4.13)$$

$$p_z = \sqrt{p^2 - p_t^2} \quad (4.14)$$

Durch das Einsetzen der Gleichungen 4.12 und 4.13 in 4.11 wird der Umrechnungsfaktor bestimmt:

$$\frac{dy}{dp} = \frac{p}{Ep_z} \quad (4.15)$$

Die unkorrigierten  $p_t$ -Verteilungen der Protonen und Antiprotonen werden aus den  $(y, p)$ -Spektren pro Rapiditätsbin ermittelt und in den Abbildungen C.5 - C.10 und C.11 - C.16 gezeigt.



# Kapitel 5

## Korrekturen der Daten

### 5.1 Feed-Down Korrektur

Nicht alle gemessenen Antiprotonen sind als primäre Teilchen in den Kollisionen der Pb+Pb-Kerne entstanden. Sie können auch aus den schwachen Zerfällen anderer Teilchen stammen. Die aus diesen Zerfällen stammenden Teilchen werden Sekundärteilchen genannt. Um Sekundärteilchen aus den gemessenen Spektren zu entfernen, wird die sogenannte *Feeddown*-Korrektur durchgeführt. Um die *Feeddown*-Korrektur zu berechnen, wurden die bekannten Antilambda- und Lambda-Verteilungen [27] simuliert und in reelle Daten eingebettet. Dieser Prozess wird *Embedding* genannt. Aus diesen Files werden dann die Spektren der *Feeddown*-Antiprotonen gewonnen. Die aus simulierten  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Zerfällen stammenden  $p$  und  $\bar{p}$ , werden unter gleichen Selektionskriterien wie die Daten analysiert. Die Anzahl der *Feeddown*- $p$  bzw.  $\bar{p}$  wurde in  $(y, p_t)$ -Bins berechnet. Beim Embedding sind  $10 \bar{\Lambda}$  bzw.  $\Lambda$  pro Ereignis eingebettet, die in  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} + \pi^+$  bzw.  $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$  zerfallen sind, obwohl tatsächlich nur 63.9 % [13] aller Antilambdas bzw. Lambdas in geladene Tochterpartikel zerfallen. Um die Anzahl der *Feeddown*-Antiprotonen bzw. Protonen pro Ereignis und pro  $(y, p_t)$ -Bin zu bestimmen, wurde die Formel 5.1 angewendet:

$$n_{fd}(y, p_t) = \frac{N_{fd}(y, p_t)}{N_{\bar{\Lambda}}} \cdot BR \cdot Y_{tot} \cdot 300 \quad (5.1)$$

Hierbei sind  $N_{fd}(y, p_t)$ -die ermittelte Anzahl der *Feeddown*-Antiprotonen,  $N_{\bar{\Lambda}}$ -die Anzahl der simulierten Lambdas,  $BR$ -das sogenannte *Branching Ratio* von 0.64 [13],  $Y_{tot}$ -die totale gemessene Häufigkeit der Antilambdas pro Ereignis [27]. Der Faktor 300 ergibt sich durch einen Normierungsfaktor von 50 für das gewählte Binning des  $(y, p_t)$ -Histogramms und 6 für die durch Spurselektion bedingten Verluste (*Wedge-Cut* und *Right-Side-Cut*). Die Berechnung der *Feeddown*-Korrektur der Protonen wurde unter Anwendung der gleichen Methoden durchgeführt, mit der Ausnahme, dass die beim Embedding verwendeten Verteilungen der Lambdas einer flachen Verteilung in  $y, p_t$  entsprachen. Die ermittelten *Feeddown*-Korrekturen sind in den Abbildungen (C.5 - C.10 und C.11 - C.16) gezeigt. Die Berechnungen der *Feeddown*-Korrekturen wurden auch wie bei den Daten für die verschiedenen *Track-Impaktparameter*-Schnitte durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen einschließlich der Anwendung der Akzeptanz- und Effizienz-Korrekturen sind in den Abbildungen B.3 und B.4 zu sehen.

Es wurde auch auf die aus  $\bar{\Sigma}^-$ -Zerfällen stammenden Antiprotonen korrigiert. Bei der Bestimmung dieser Korrektur sind keine zusätzlichen Simulationen durchgeführt, sondern die schon bestimmten *Feeddown*-Korrekturen der Antiprotonen mit den Faktor  $c_{\bar{\Sigma}^-}^{HG}$  skaliert worden. Der kleinste

und der größte Korrekturfaktor wurden berechnet und ihr Mittelwert als Skalierungsfaktor entsprechend der Formel 5.2 auf  $c_{\Sigma^-}^{HG} = 1.24$  ermittelt. Unter der Annahme, dass die Antiprotonen aus  $\Sigma^-$ -Zerfällen gleiche Verteilungen wie die Antiprotonen aus Antilambda-Zerfällen haben, ergibt sich der kleinste Skalierungsfaktor. Das ist der erste Term der Gleichung 5.2. Durch den zweiten Term wird der größte Skalierungsfaktor berechnet. Bei dieser Berechnung wird angenommen, dass alle Antiprotonen aus  $\Sigma^-$ -Zerfällen als primäre Antiprotonen identifiziert werden.

$$\begin{aligned} c_{HG}^{\Sigma^-} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\langle \bar{\Lambda}_{HG} \rangle \cdot 0.64 + \langle \bar{\Sigma}_{HG}^- \rangle \cdot 0.5}{\langle \bar{\Lambda}_{HG} \rangle \cdot 0.64} + \frac{\langle \bar{\Lambda}_{HG} \rangle \cdot 0.64 + \langle \bar{\Sigma}_{HG}^- \rangle \cdot 0.5 \cdot \frac{1.64}{1.4}}{\langle \bar{\Lambda}_{HG} \rangle \cdot 0.64} \right) \\ &= \frac{1}{2} (1.22 + 1.26) = 1.24 \end{aligned} \quad (5.2)$$

Die totalen Multiplizitäten der Teilchen sind aus [30] entnommen worden. Die Faktoren 0.64 und 0.5 sind die entsprechenden *Braching-Ratios* [13] der Teilchen.

## 5.2 Korrekturen auf Effizienz und geometrische Akzeptanz des Detektors

Die gemessenen Antiprotonen bzw. Protonen müssen auf die geometrische Akzeptanz des Detektors und auf seine Effizienz korrigiert werden. Hier werden nur Effekte betrachtet, die innerhalb der Keilschnitte liegen und sogenannte *Right-Side*-Spuren betreffen. Die Beschränkung der geometrischen Akzeptanz des Detektors wird durch seinen Aufbau, durch das Magnetfeld und durch die in der Analyse angewendeten Selektionkriterien hervorgerufen. Die Ineffizienz des Detektors wird ausschließlich von der Spurdichte beeinflusst. Der Akzeptanz und Effizienz Korrekturfaktor  $c_{ea}$  wird ermittelt, indem sogenannte *Monte Carlo*-Protonen und Antiprotonen simuliert und unter gleichen Bedingungen wie die Daten untersucht werden. Dieses erfolgt in mehreren Schritten.

- Die simulierten Teilchen werden durch den Detektor propagiert. Für diese Propagation wird das vom CERN entwickelte Programmpaket GEANT [15] verwendet. In NA49 GEANT ist das GNA49 implementiert. Das Programm kennt nicht nur den Aufbau des Detektors, das angewendete elektrische und magnetische Feld sondern auch die physikalischen Prozesse, wie z.B. Zerfälle, Wechselwirkungen der Teilchen miteinander usw. Die als Input benutzten flachen Verteilungen in  $p$ - $p_t$  der MC-Protonen (Antiprotonen) werden durch GEANT zu idealisierten Raumpunkten des NA49 Koordinatensystems umgewandelt. Diese Raumpunkte sowie andere Merkmale der so gebildeten Teilchenspuren, wie z.B. die Ladung und Masse der Teilchen, werden von GEANT im Datenformat ZEBRA gespeichert. Danach erfolgt eine Konvertierung durch das  $g2ds$ -Programm in das DSPAC Format.
- Der nächste Schritt bei der Bestimmung des Korrekturfaktors ist das sogenannte *Embedding*. Vor dem *Embedding* wird das Programm MTSIM angewendet, um die idealisierten MC-Punkte mit den Detektoreffekten zu falten. Die Inhomogenitäten des elektrischen Feldes werden durch das Programm `edisto`, die  $E \times B$ -Verzerrungen durch `vt_ncalc` und die Residuen - Korrekturen durch `tpc_res_corb` berücksichtigt. Die MC-Spuren können nun entweder zur Berechnung der geometrischen Akzeptanz benutzt oder in richtige Stoßereignisse eingebettet werden. In dieser Analyse sind 20 Protonen bzw. Antiprotonen pro Ereignis eingebettet worden. Auf die so mit Protonen und Antiprotonen eingebettete Ereignisse wurde die herkömmliche Rekonstruktionskette angewendet.

- Die Punkte der rekonstruierten Spuren werden dann punktweise mit den Raumkoordinaten der MC-Spur verglichen. Dies wird *Spurpunkt-Matching* genannt. Danach erfolgt das *Spur-Matching*, welches verlangt, dass:
  1. die rekonstruierten Spuren alle in der Datenanalyse angewendeten Spurselektionkriterien erfüllen,
  2. nur eine rekonstruierte Spur zur MC-Spur gematcht wird und
  3. das Verhältnis der Anzahl gematchter Punkte zur Anzahl der gemessenen Punkte größer als 0.6 ist. Da die Informationen über die Anzahl der gematchten Punkte nicht pro TPC vorhanden sind, kann auf dieses Qualitätskriterium nur auf globalem Niveau selektiert werden. Vor dem Einführen dieses Kriteriums wurde festgestellt, dass zu einigen MC-Spuren mehrere rekonstruierte Spuren gefunden werden. Außerdem gibt es Spuren, für die die Impulsdifferenz zwischen einer rekonstruierten und einer MC-Spur größer ist als im Normalfall. Solche Abweichungen verschwinden, wenn dieses Qualitätskriterium angewendet wird. Die Anzahl der gematchten Spuren sowie die oben genannten Impulsdifferenzen in x-, y- und z-Richtung vor Anwendung dieses Qualitätskriteriums sind in der Abbildung 5.1 dargestellt. Zusätzlich wird in den zwei untersten Plots der gleichen Abbildung das angewendete Qualitätskriterium graphisch dargestellt. Die Verteilungen der Impulsdifferenzen nach Anwendung des Qualitätskriteriums sind in der Abbildung 5.2 gezeigt.
- Die Informationen über die simulierten MC-Teilchen und die rekonstruierten Teilchen werden auf den *mini-DST* gespeichert und bei der Berechnung des Korrekturfaktors  $c_{ea}$  verwendet.

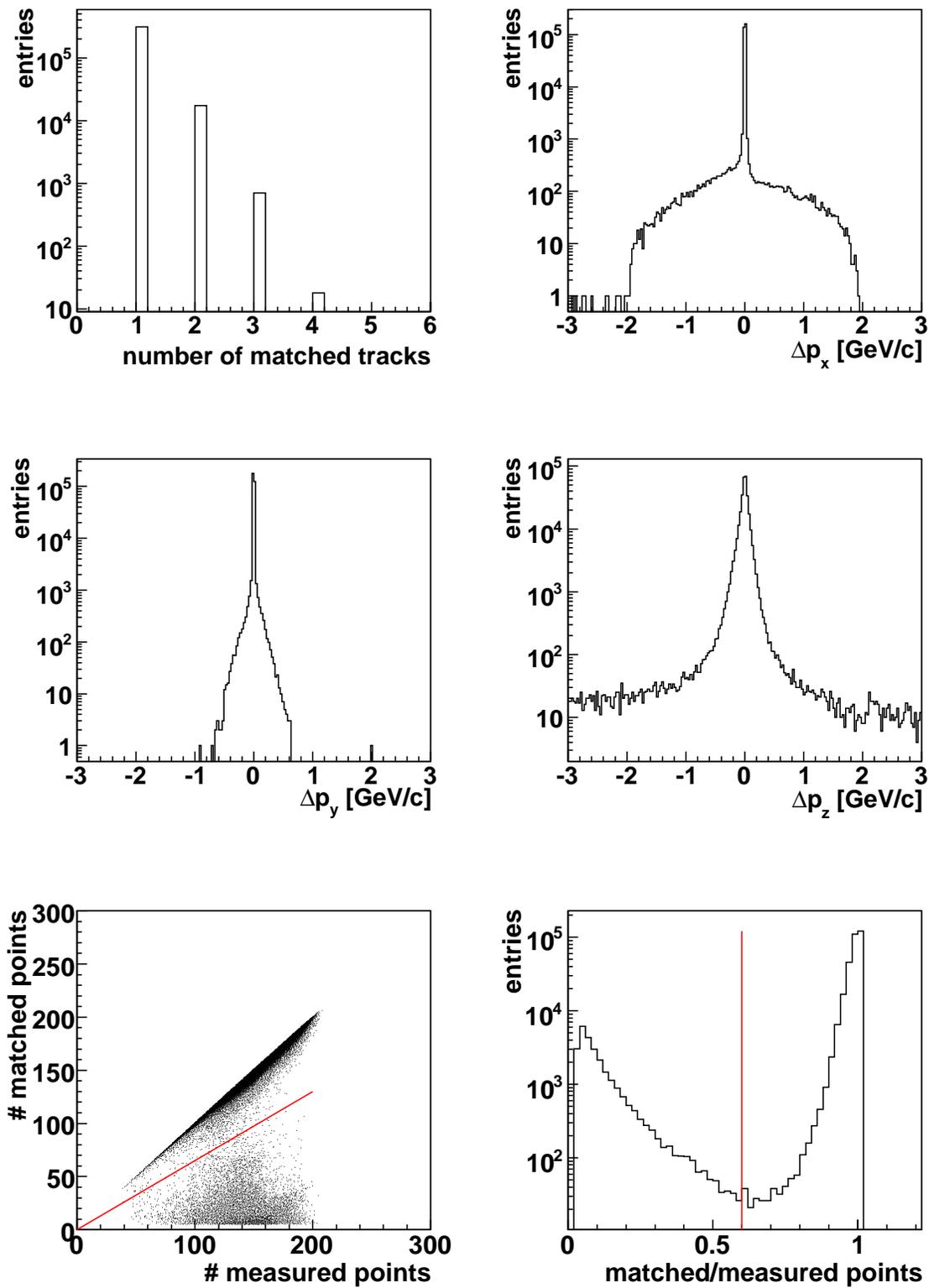


Abbildung 5.1: Anzahl der gematchten Spuren und Impulsdifferenzen vor Anwendung des in den untersten zwei Abbildungen angedeuteten Qualitätskriteriums (rote Linien).

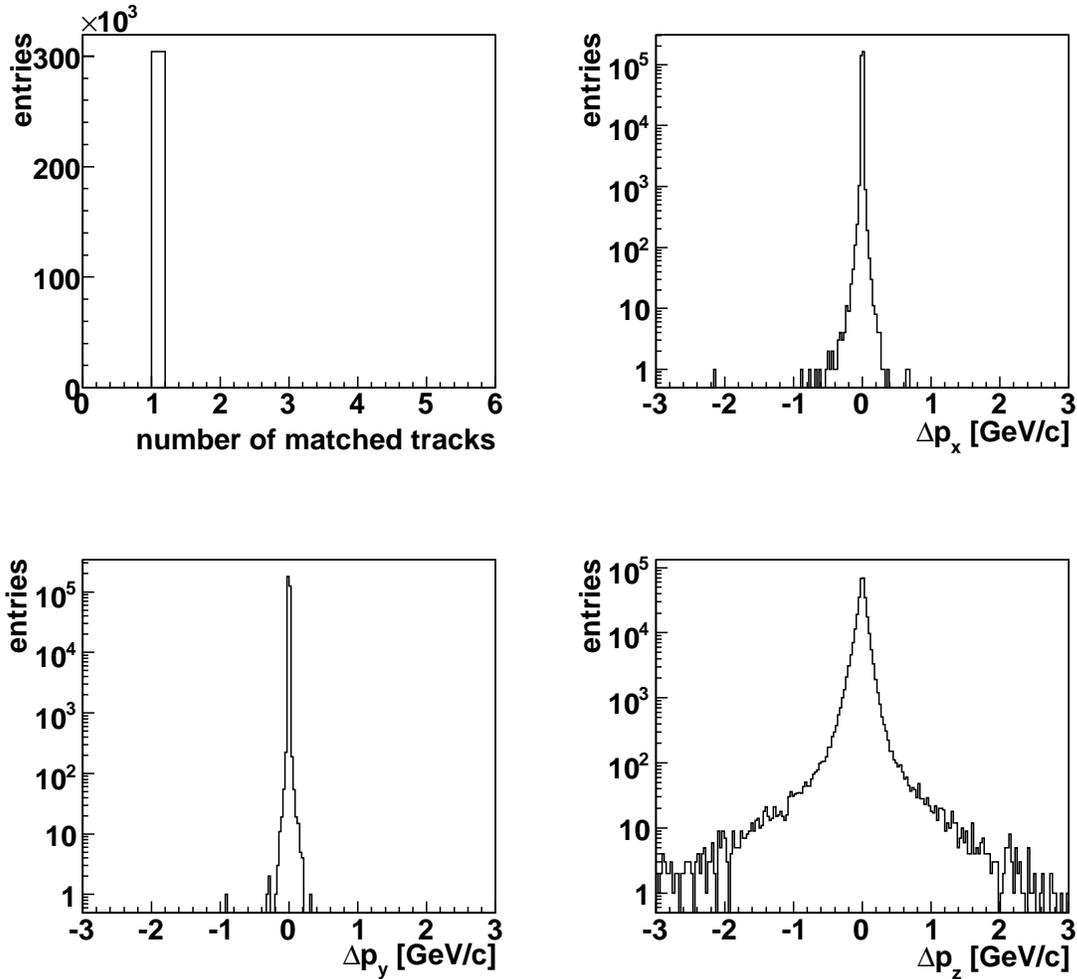


Abbildung 5.2: Impulsdifferenzen nach der Anwendung des Qualitätskriteriums.

Der Korrekturfaktor  $c_{ea}$  wurde in  $(y, p_t)$ -Bins bestimmt. Es wurden verschiedene Studien durchgeführt, um die Stabilität der Ergebnisse zu überprüfen. Die Simulationen wurden für 10 und 20 eingebettete Teilchen pro Ereignis durchgeführt, ohne dass Unterschiede in der Rekonstruktion auftraten. Auf diesen Effekt sind nur die Korrekturfaktoren des zentralsten und des periphersten Zentralitätsbins geprüft worden. Das zentralste Bin hat die höchste, das peripherste Bin die niedrigste Spurdichte. Spurdichten der vier anderen Zentralitätsbins liegen dazwischen, weshalb eine Prüfung in diesen Fällen nicht durchgeführt wurde.

Außerdem wurde  $c_{ea}$  in Abhängigkeit von den *Track Impact Parametern*  $b_x$  und  $b_y$  berechnet. Aus den oberen sechs Verteilungen der Abbildungen 5.3 und 5.4 ist erkennbar, dass durch Anwendung des *Track Impact Parameter*-Schnittes mit  $b_x \leq |0.5|$  und  $b_y \leq |1.0|$  der Korrekturfaktor  $c_{ea}$  in den Rapiditätsbereichen ( $y_{CM} \leq 0.5$ ) und für Transversalimpulse ( $p_t \leq 1[GeV/c]$ ) für die erste Zentralitätsklasse am größten ist und mit kleiner werdender Zentralität abnimmt. Die Beobachtungen haben gezeigt, dass dieser Effekt stärker bei den Protonen als bei den Antiprotonen ausgeprägt ist, was an den höheren Multiplizitäten der Protonen liegt.

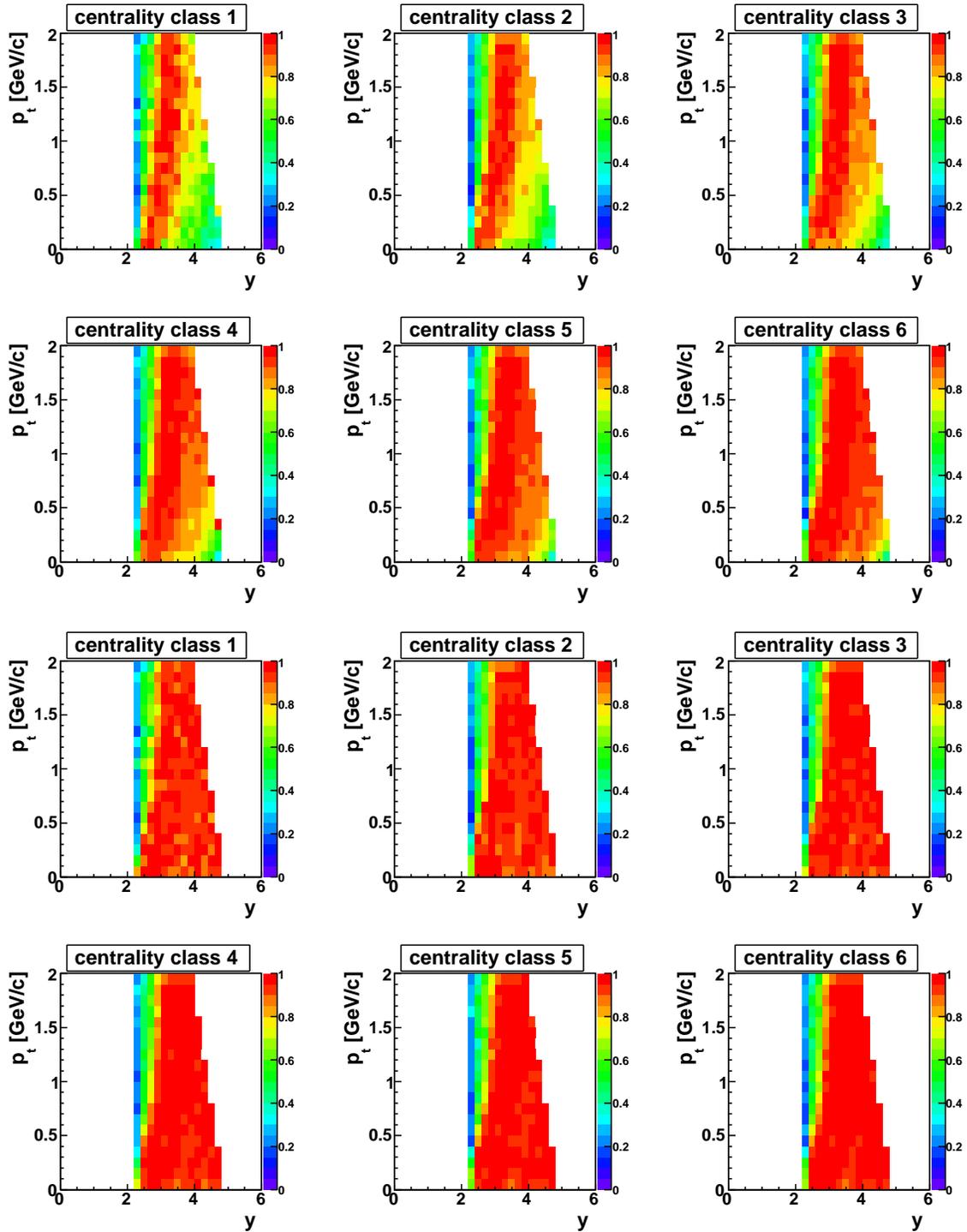


Abbildung 5.3: In der Abbildung sind die  $c_{ea}$  - Korrekturfaktoren der Protonen für zwei verschiedene Selektionskriterien dargestellt. Die obersten sechs Bilder zeigen die berechneten  $c_{ea}$ -Korrekturfaktoren für die *Track Impact*-Parameter  $b_x \leq |0.5|$  und  $b_y \leq |1.0|$ , während die Korrekturfaktoren ohne Anwendung dieses Kriteriums in den unteren sechs Bilder zu sehen sind.

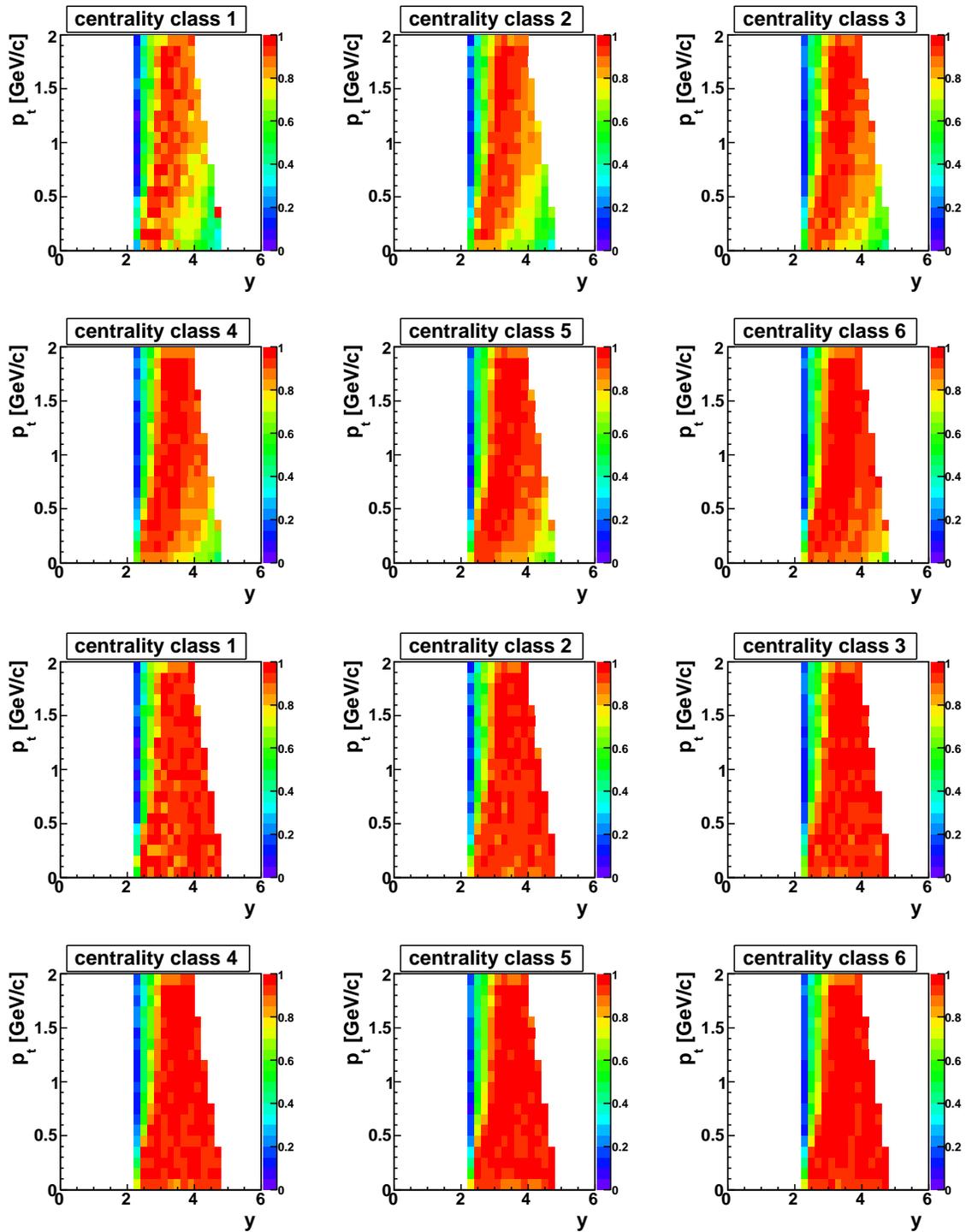


Abbildung 5.4: In der Abbildung sind die  $c_{ea}$  - Korrekturfaktoren der Antiprotonen für zwei verschiedene Selektionskriterien dargestellt. Die obersten sechs Bilder zeigen die berechneten  $c_{ea}$ -Korrekturfaktoren für die *Track Impact*-Parameter  $b_x \leq |0.5|$  und  $b_y \leq |1.0|$ , während die Korrekturfaktoren ohne Anwendung dieses Kriteriums in den unteren sechs Bilder zu sehen sind.



# Kapitel 6

## Ergebnisse

Auf die gemessenen Häufigkeitsverteilungen der Antiprotonen und Protonen werden die im Kapitel 5 beschriebene *Feedown*- und Akzeptanz und Effizienz-Korrektur angewendet. (siehe Formel 6.1 )

$$n(y, p_t) = \frac{n_m(y, p_t) - n_{fd}(y, p_t)}{c_{ae}(y, p_t)} \quad (6.1)$$

Hierbei wird die Anzahl der gemessenen Protonen bzw. Antiprotonen pro Ereignis mit  $n_m(y, p_t)$ , die Anzahl der aus Hyperonzerfällen stammenden Protonen und Antiprotonen pro Ereignis mit  $n_{fd}(y, p_t)$  und der Korrekturfaktor für die geometrische Akzeptanz und Effizienz mit  $c_{ae}(y, p_t)$  bezeichnet. Aus korrigierten Häufigkeitsverteilungen der hier untersuchten Teilchen  $n(y, p)$  können für verschiedene Rapiditätsintervalle transversale Massen- und Transversalimpuls-Spektren gewonnen werden. Zur Berechnung des inversen Steigungsparameters  $T$  werden Transversalimpuls-Spektren verwendet, während zur Bestimmung der Temperatur  $T_f$  die transversalen Massenspektren ihre Anwendung finden. Aus integrierten Transversalimpuls-Spektren werden die Rapiditätsspektren gewonnen. Sie werden zur Bestimmung der Totalen Multiplizität verwendet.

### 6.1 Transversalimpuls-Spektren

Vor dem Stoß des Bleiprojektils mit dem Target besteht die gesamte kinetische Energie des Systems aus der longitudinalen Komponente der Projektilenergie. Während der Kollision wird diese longitudinale Energie in transversale Freiheitsgrade transferiert. Um diesen Energietransfer zu untersuchen, werden die Transversalimpulsverteilungen der in der Kollision erzeugten Teilchen verwendet.

Um die in dieser Arbeit gemessenen Spektren mit den publizierten Proton- und Antiproton-Spektren zu vergleichen, wurde beim Fitten der Spektren die gleiche Fit-Funktion wie in [28] angewendet. Die hier angewendete zweifach exponentielle Boltzmann-Funktion (6.2) beschreibt die gemessenen Datenpunkte gut und wurde benutzt, um in die nicht gemessenen  $p_t$ -Bereiche zu extrapolieren. Die mit dieser Funktion gefitteten  $p_t$ -Spektren sind für verschiedene Rapiditätsbins und Zentralitätsklassen in den Abbildungen C.17 - C.22 und C.23 - C.28 dargestellt.

$$\frac{d^2n}{dydp_t} = C_1 \cdot p_t \cdot \exp\left(-\frac{m_t}{T_1}\right) + C_2 \cdot p_t \cdot \exp\left(-\frac{m_t}{T_2}\right) \quad (6.2)$$

## 6.2 Transversale Massenspektren

Die transversale Masse  $m_t$  ist mit dem Transversalimpuls verknüpft und wird gemäß der Formel 6.3 berechnet. Die Ruhemasse des Protons ist  $m_0 = 0.93827203 \text{ GeV}$  [13].

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2} \quad (6.3)$$

Durch transversale Massenspektren können gleichwertige Beschreibungen der Teilchen gemacht werden wie mit den transversalen Impulsspektren. Diese Spektren können so wie transversale Impulsspektren mit einer logarithmischen Darstellung der y-Achse betrachtet werden. Die Verteilungen der transversalen Massenspektren können in erster Näherung durch eine Boltzmann-Funktion beschrieben werden. In einer logarithmischen Darstellung ist sie eine Gerade und ermöglicht einen besseren Vergleich der Daten mit der Fit-Funktion als in einer linearen Darstellung der y-Achse. Dies gilt besonders für die Ausläufer der  $m_t - m_0$ -Verteilungen, die sehr kleine Werte haben und deren Verhalten in einer linearen Darstellung der y-Achse nicht zum Ausdruck kommt. Die im Abschnitt 6.1 beschriebenen  $p_t$ -Spektren sind entsprechend der Formel 6.4 in  $m_t - m_0$ -Spektren umgerechnet worden. Zur Beschreibung der Verteilung wurde die *Blast-Wave*-Funktion (siehe Gleichung 6.5) verwendet. Die *Blast-Wave*-Funktion beschreibt  $m_t - m_0$ -Spektren durch eine vom hydrodynamischen Modell inspirierte Kombination von kollektiver Expansion und thermischer Teilchenemission. Dabei berücksichtigt sie den Einfluss des kollektiven Flusses auf die Formen der  $m_t - m_0$ -Spektren. In der Gleichung 6.5 ist die sogenannte *Freeze-out*-Temperatur  $T_f$  sowie die mittlere transversale Flussgeschwindigkeit  $\beta_s$  enthalten.

$$\frac{1}{m_t} \frac{d^2 n}{dm_t dy} = \frac{1}{m_t} \frac{dp_t}{dm_t} \frac{d^2 n}{dp_t dy} = \frac{1}{p_t} \frac{d^2 n}{dp_t dy} \quad (6.4)$$

$$\frac{1}{m_t} \frac{d^2 n}{dm_t dy} \propto \int_R^0 r dr m_t I_0\left(\frac{p_t \sinh \rho}{T_f}\right) K_1\left(\frac{m_t \cosh \rho}{T_f}\right) \quad (6.5)$$

( $\rho = \tanh^{-1}(\beta_s r/R)$ ,  $I_0$  und  $K_1$  sind modifizierte Bessel-Funktionen)

Die durch Anwendung der Funktion 6.5 gefitteten  $m_t - m_0$ -Spektren sind in den Abbildungen 6.1, 6.2 und C.29 - C.40 dargestellt. In den Abbildungen 6.1, 6.2 ist auch der Vergleich mit den publizierten Werten [28] gezeigt. Die Form der Verteilungen sind gleich, während die absoluten Werte leichte Abweichungen zeigen.

## 6.3 Der inverse Steigungsparameter und die Freeze-out Temperatur

Die in den Abschnitten 6.1 und 6.2 beschriebenen  $p_t$ - und  $m_t - m_0$ -Spektren sowie ihre Fit-Funktionen werden zur Bestimmung des inversen Steigungsparameters und der *Freeze-out*-Temperatur benutzt. Der inverse Steigungsparameter wurde für verschiedene Rapiditätsbereiche untersucht. Der Vergleich der in dieser Arbeit bestimmten inversen Steigungsparameter mit den publizierten Werten [28] ist in der Abbildung 6.3 gezeigt. Die in den neu gemessenen Daten bestimmten Steigungsparameter  $T_1$  stimmen mit den publizierten Daten [28] in allen Zentralitätsklassen überein. Der in Gleichung 6.2 mit  $T_2$  bezeichnete Steigungsparameter wurde dabei festgehalten. Sein Wert ist in Zentralitätsklasse 1

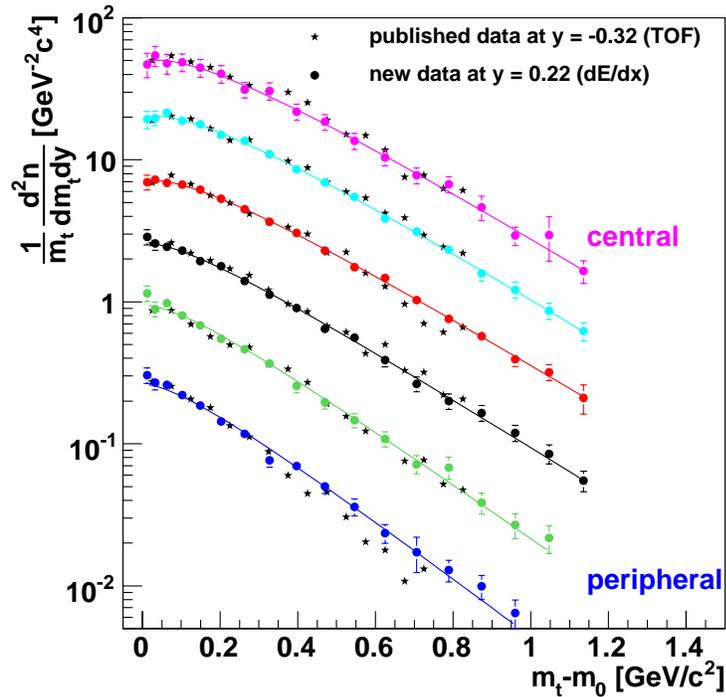
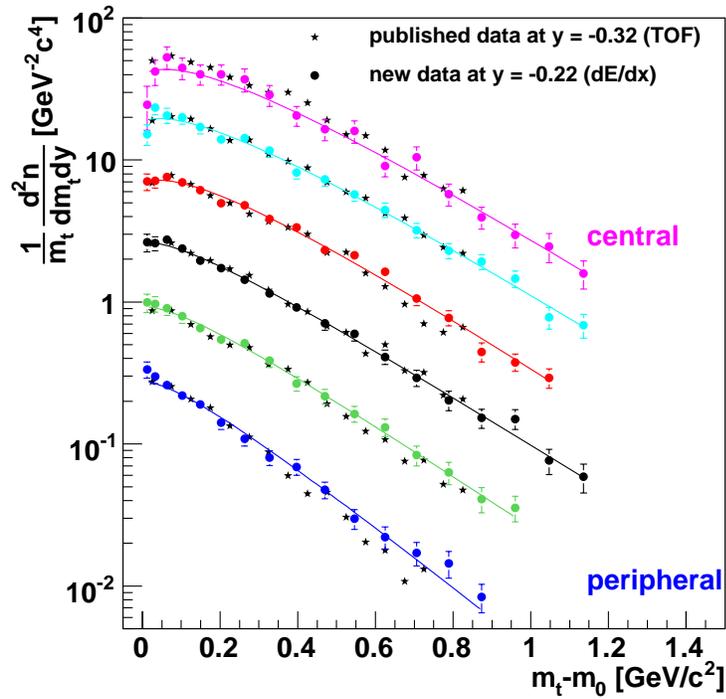


Abbildung 6.1: In der Abbildung ist der Vergleich der transversalen Massen-Spektren der Protonen mit den publizierten Verteilungen [28] dargestellt. Die obere Abbildung zeigt die im Rapiditätsbereich  $-0.32 < y < 0.12$  gemessenen  $m_t - m_0$ -Verteilungen und die untere Abbildung die für  $0.12 < y < 0.32$ . Die publizierten Daten sind nur in Rückwärtsrapidity gemessen. Die Annahme eines symmetrischen Kollisionssystems erlaubt es, diese in den Vorwärtsrapiditybereich zu spiegeln.

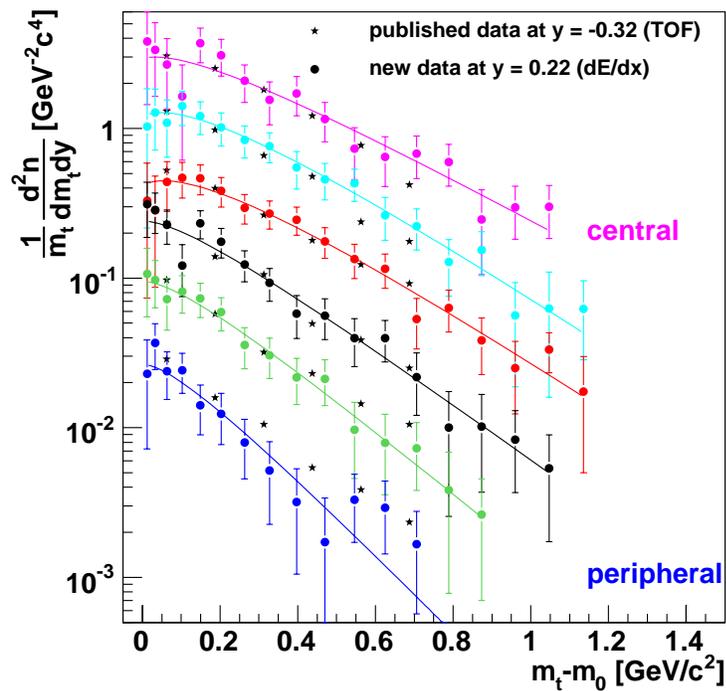
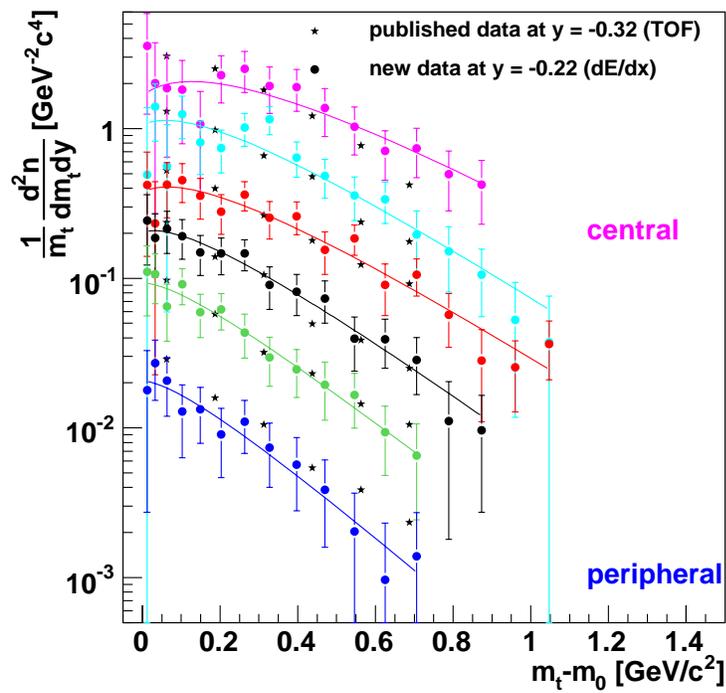


Abbildung 6.2: In der Abbildung ist der Vergleich der transversalen Massen-Spektren der Antiprotonen mit den publizierten Verteilungen [28] dargestellt. Die obere Abbildung zeigt die im Rapiditätsbereich  $-0.32 < y < -0.12$  gemessenen  $m_t - m_0$ -Verteilungen und die untere Abbildung die für  $0.12 < y < 0.32$ . Die publizierten Daten sind nur in Rückwärtsrapidity gemessen. Die Annahme eines symmetrischen Kollisionssystems erlaubt es, diese in den Vorwärtsrapiditybereich zu spiegeln.

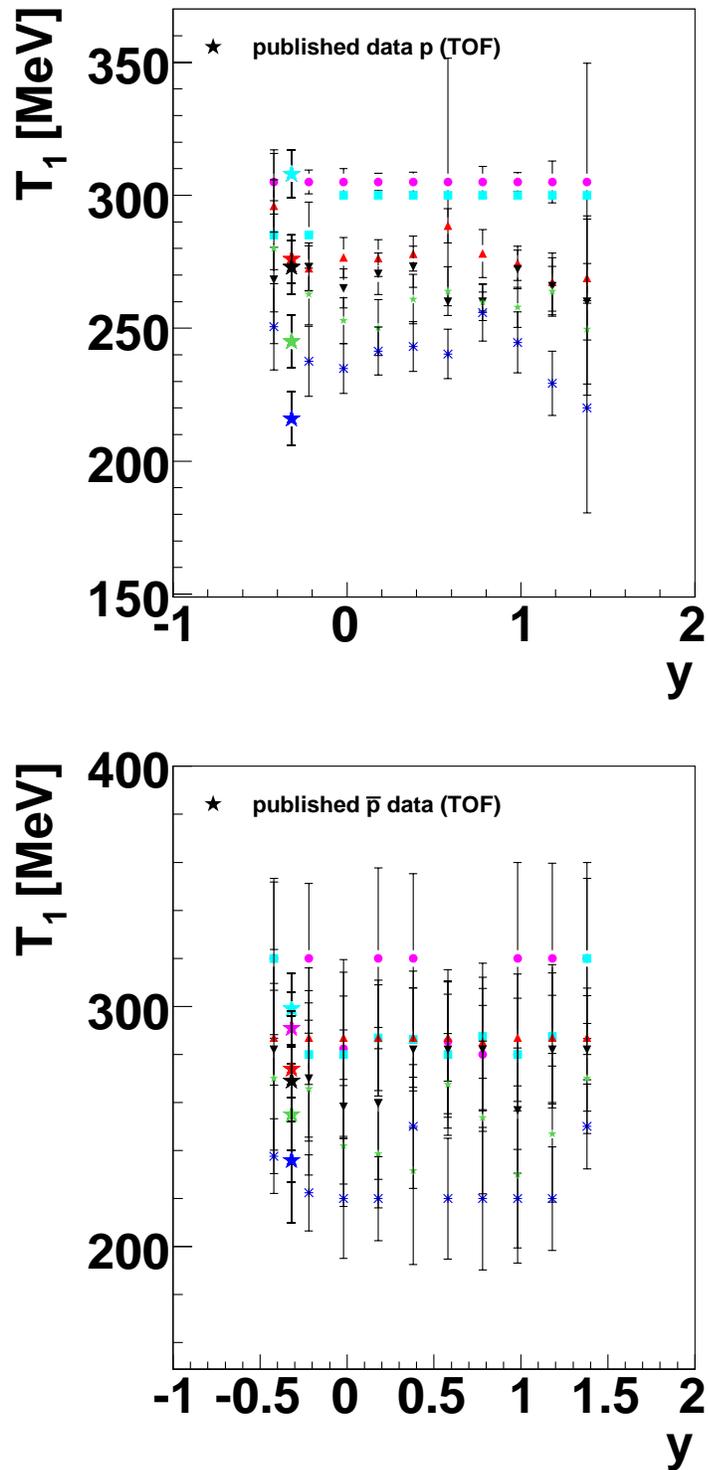


Abbildung 6.3: Vergleich der in dieser Arbeit berechneten inversen Steigungsparameter  $T_1$  mit  $T_1$  aus [28], oben für Protonen, unten für Antiprotonen. (Farbskala von 6.2 und Symbole für bessere Ununterscheidbarkeit.)

$T_2=100 \pm 5$  MeV und wurde um 15 MeV für jede folgende Zentralitätsklasse vermindert. Die Werte des Steigungsparameters  $T_2$  entsprechen den Werten der publizierten Daten.

Die aus den *Blast-Wave-Fits* ermittelte Temperatur  $T_f$  des kinetischen Ausfrierens des Feuerballs ist in den Abbildungen 6.4 und 6.5 dargestellt. Die statistischen Fehler der hier dargestellten Temperaturpunkte sind zu ca. 20 % ermittelt worden. Aus Gründen des visuellen Vergleichs sind diese nicht gezeigt. Die zu diesen Temperaturen bestimmte mittlere Flussgeschwindigkeit beträgt in zentralen Stößen  $\beta_s=0.4$  und wird mit abfallender Zentralität der Kollision immer kleiner. (siehe Abbildungen 6.4 und 6.5)

## 6.4 Rapiditysspektren und totale Multiplizitäten

Um aus den  $p_t$ -Spektren Rapiditysverteilungen zu extrahieren, muss in die nicht gemessenen  $p_t$ -Bereiche extrapoliert werden. Das Integral über die Fit-Funktion  $f(p_t)$  wird mit dem Korrekturfaktor  $c_{p_t}$  gewichtet.  $c_{p_t}$  gibt im gemessenen Bereich das Verhältnis zwischen gemessenen und gefitteten Teilchenzahlen an. Die Berechnung der einzelnen  $\frac{dn}{dy}$ -Werte erfolgt entsprechend der Formel 6.7.

$$c_{p_t} = \frac{\sum_{\text{gem. Bereich}} \frac{d^2 n}{dp_t dy}}{\int_{\text{gem. Bereich}} f(p_t) dp_t} \quad (6.6)$$

$$\frac{dn}{dy} = c_{p_t} \int_{p_t=0}^{p_t} f(p_t) dp_t \quad (6.7)$$

Es wird angenommen, dass das Kollisionssystem der beiden Bleikerne symmetrisch ist. Aus diesem Grund werden die Daten um Midrapidity ( $y_{cm} = 0$ ) gespiegelt. Die gespiegelten Punkte werden mit offenen Symbolen dargestellt. Eine Übereinstimmung der gespiegelten und gemessenen Punkte ist in den Abbildungen 6.6 und 6.7 zu sehen. Die leichten Abweichungen in einzelnen Zentralitätsbins können durch geringere Statistik im Rückwärts-Rapiditysbereich erklärt werden. In den oben genannten Abbildungen ist auch der Vergleich mit den publizierten Daten gezeigt [28]. Die in dieser Arbeit berechneten  $\frac{dn}{dy}$ -Werte weisen, mit Ausnahme von zwei Zentralitätsklassen, eine sehr gute Übereinstimmung mit den publizierten Werten auf. Die zwei genannten Zentralitätsklassen sind die Zentralitätsklasse 1 für Protonen und die Zentralitätsklasse 6 für Antiprotonen. Diese Abweichungen liegen aber innerhalb der systematischen Fehler (dazu mehr in 6.5). Es soll hier noch erwähnt werden, dass die in dieser Arbeit verwendete Zentralitätsselektion nicht die gleiche ist wie in [28]. Die Unterschiede der beiden Zentralitätsselektionen sind am größten für die peripherste Zentralitätsklasse. Die Antiprotonen der Zentralitätsklasse 6 haben eine sehr geringe Multiplizität und können die Unterschiede in der Zentralitätsselektion am stärksten gespürt haben.

Aus den hier gewonnenen Rapiditysspektren der Protonen und Antiprotonen werden die Spektren der Netto-Protonen berechnet. Die Spektren der Netto-Protonen wurden mit einer früheren Messung [31] verglichen und in der Abbildung 6.8 dargestellt. Zur Bestimmung der Netto-Protonen wurde in [31] eine andere Methode benutzt. Beim Fitten der  $dE/dx$ -Spektren sind Protonen nicht getrennt von den Kaonen gefittet, sondern ihr Anteil in den Spektren durch Simulationen bestimmt worden. Die Diskrepanz zwischen der in dieser Arbeit bestimmten Spektren der Netto-Protonen und [31] kann auf unterschiedliche Bestimmung des Kaonenanteils in den  $dE/dx$ -Spektren zurückgeführt werden.

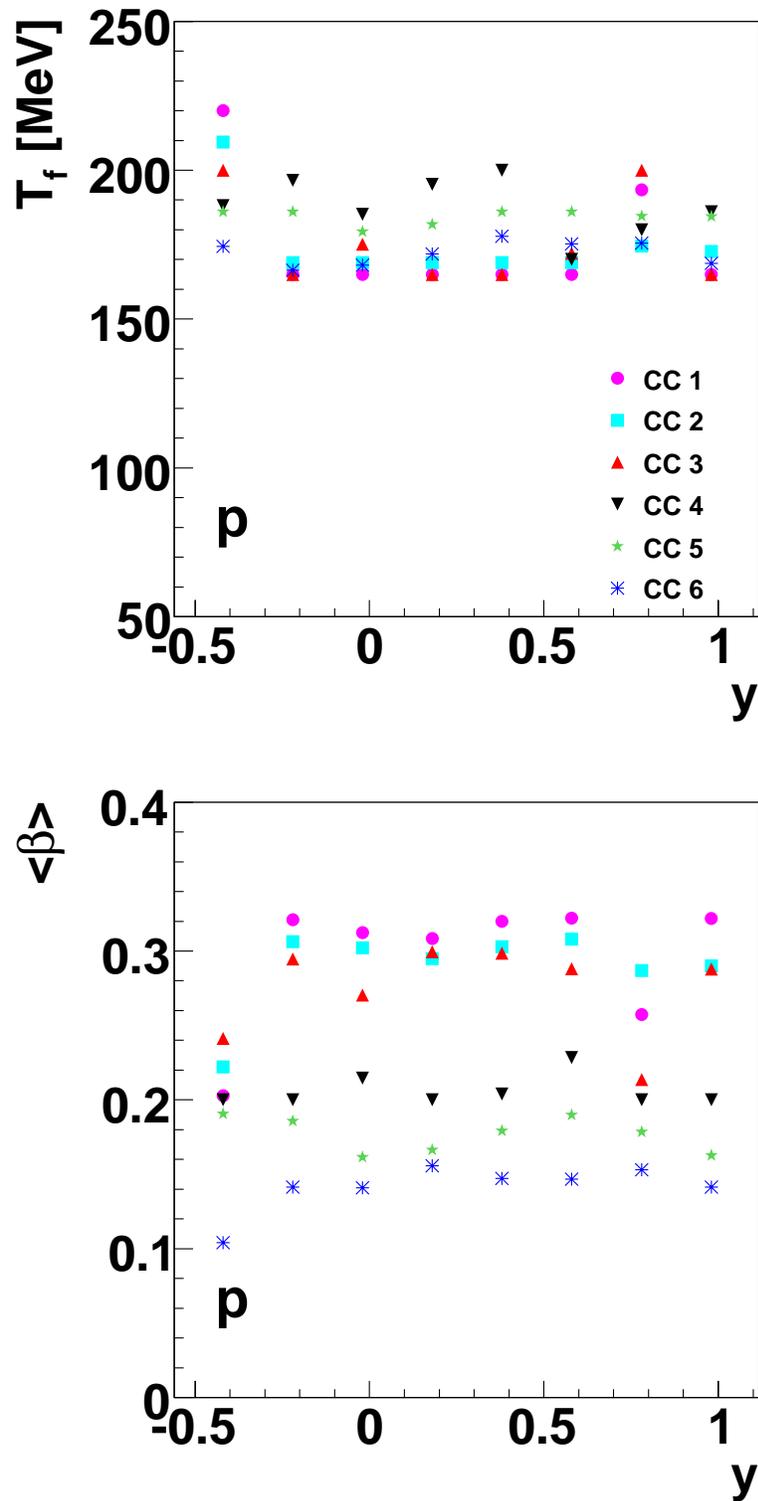


Abbildung 6.4: Freeze-out-Temperatur  $T_f$  der Protonen in Abhängigkeit von der Zentralität sowie dazu gehörige mittlere transversale Flussgeschwindigkeiten  $\langle \beta \rangle$

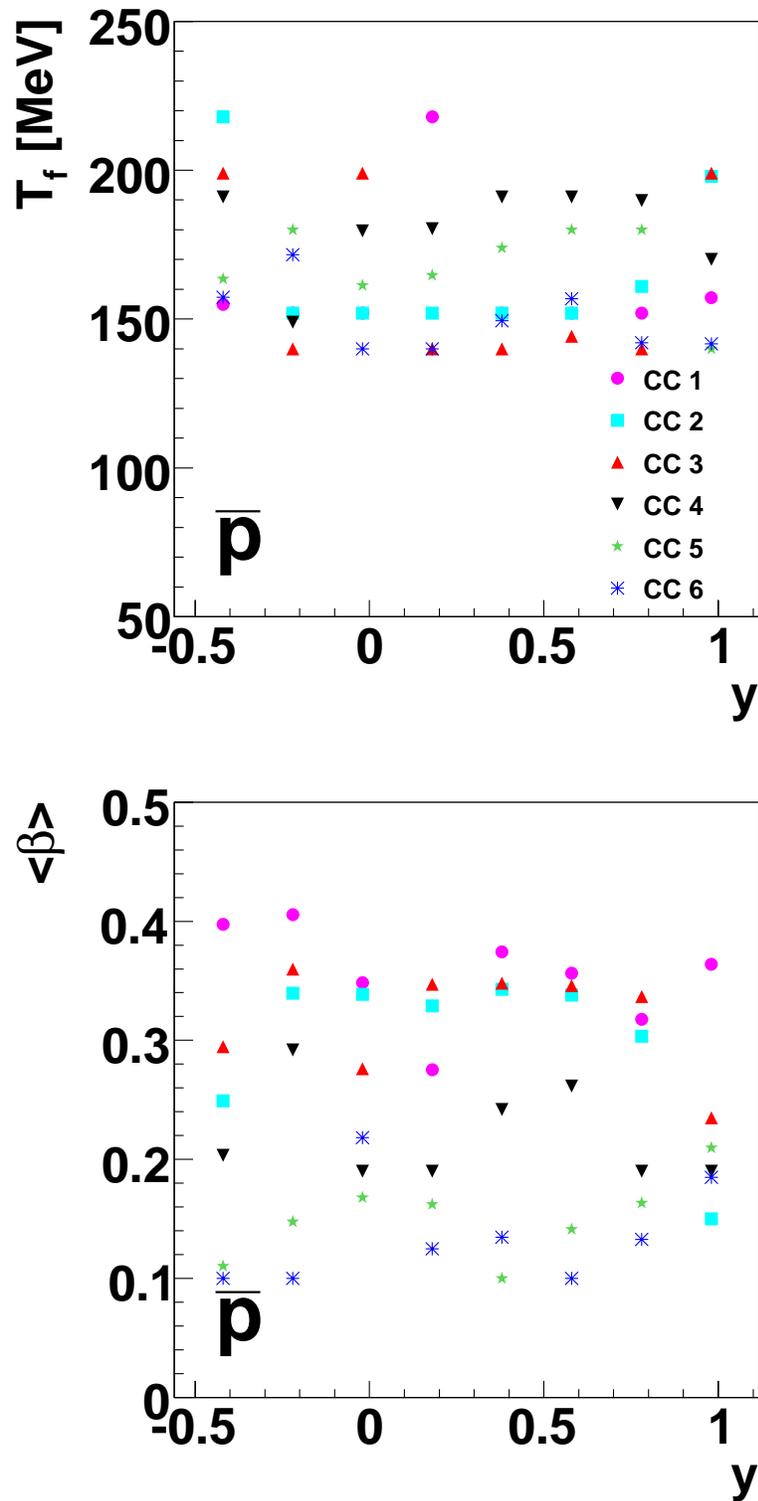


Abbildung 6.5: Freeze-out-Temperatur  $T_f$  der Antiprotonen in Abhängigkeit von der Zentralität sowie dazu gehörige mittlere transversale Flussgeschwindigkeiten  $\langle \beta \rangle$

Tabelle 6.1: In der Tabelle sind die gemessenen  $dn/dy$ -Werte der Protonen in Abhängigkeit von der Zentralität, sowie ihre statistischen Fehler, dargestellt.

y	$dn/dy$ (CC1)	$dn/dy$ (CC2)	$dn/dy$ (CC3)	$dn/dy$ (CC4)	$dn/dy$ (CC5)	$dn/dy$ (CC6)
-0.42	$26.12 \pm 1.52$	$22.18 \pm 0.76$	$14.75 \pm 0.45$	$9.28 \pm 0.30$	$6.19 \pm 0.29$	$3.00 \pm 0.12$
-0.22	$27.34 \pm 1.26$	$22.28 \pm 0.63$	$15.42 \pm 0.39$	$9.59 \pm 0.26$	$6.18 \pm 0.19$	$3.03 \pm 0.10$
-0.02	$27.55 \pm 1.15$	$20.97 \pm 0.53$	$14.77 \pm 0.33$	$9.45 \pm 0.23$	$5.96 \pm 0.17$	$3.05 \pm 0.09$
0.18	$28.17 \pm 1.04$	$21.85 \pm 0.52$	$14.91 \pm 0.32$	$9.33 \pm 0.21$	$5.96 \pm 0.16$	$3.04 \pm 0.08$
0.38	$28.05 \pm 0.96$	$21.78 \pm 0.53$	$15.33 \pm 0.31$	$9.62 \pm 0.21$	$5.97 \pm 0.16$	$3.05 \pm 0.08$
0.58	$29.16 \pm 0.98$	$22.87 \pm 0.50$	$16.26 \pm 0.30$	$10.06 \pm 0.23$	$6.39 \pm 0.16$	$3.34 \pm 0.08$
0.78	$31.12 \pm 0.94$	$23.97 \pm 0.50$	$17.39 \pm 0.32$	$10.98 \pm 0.23$	$7.13 \pm 0.17$	$3.75 \pm 0.09$
0.98	$30.61 \pm 0.87$	$25.09 \pm 0.50$	$18.15 \pm 0.33$	$11.53 \pm 0.24$	$7.63 \pm 0.19$	$3.96 \pm 0.14$
1.18	$32.66 \pm 1.21$	$26.69 \pm 0.61$	$19.16 \pm 0.43$	$12.20 \pm 0.29$	$8.44 \pm 0.21$	$4.42 \pm 0.13$
1.38	$37.11 \pm 2.42$	$29.56 \pm 0.73$	$21.34 \pm 0.93$	$13.85 \pm 0.75$	$9.55 \pm 0.43$	$5.15 \pm 0.31$
1.58	$38.30 \pm 3.96$	$30.20 \pm 1.26$	$21.28 \pm 2.19$	$16.09 \pm 1.73$	$10.71 \pm 1.21$	$6.08 \pm 0.85$

Tabelle 6.2: In der Tabelle sind die gemessenen  $dn/dy$ -Werte der Antiprotonen in Abhängigkeit von der Zentralität, sowie ihre statistischen Fehler, dargestellt.

y	$dn/dy$ (CC1)	$dn/dy$ (CC2)	$dn/dy$ (CC3)	$dn/dy$ (CC4)	$dn/dy$ (CC5)	$dn/dy$ (CC6)
-0.42	$1.67 \pm 0.22$	$1.33 \pm 0.14$	$0.83 \pm 0.09$	$0.77 \pm 0.09$	$0.48 \pm 0.06$	$0.23 \pm 0.03$
-0.22	$1.72 \pm 0.19$	$1.35 \pm 0.12$	$1.00 \pm 0.08$	$0.78 \pm 0.07$	$0.57 \pm 0.06$	$0.22 \pm 0.03$
-0.02	$1.77 \pm 0.17$	$1.30 \pm 0.11$	$1.03 \pm 0.07$	$0.83 \pm 0.06$	$0.55 \pm 0.07$	$0.26 \pm 0.03$
0.18	$1.82 \pm 0.16$	$1.41 \pm 0.10$	$1.02 \pm 0.07$	$0.78 \pm 0.06$	$0.53 \pm 0.05$	$0.24 \pm 0.03$
0.38	$1.81 \pm 0.16$	$1.44 \pm 0.10$	$0.98 \pm 0.07$	$0.72 \pm 0.06$	$0.53 \pm 0.04$	$0.20 \pm 0.02$
0.58	$1.80 \pm 0.17$	$1.38 \pm 0.10$	$0.97 \pm 0.07$	$0.68 \pm 0.06$	$0.45 \pm 0.04$	$0.19 \pm 0.02$
0.78	$1.52 \pm 0.16$	$1.19 \pm 0.10$	$0.90 \pm 0.08$	$0.64 \pm 0.05$	$0.39 \pm 0.04$	$0.19 \pm 0.02$
0.98	$1.08 \pm 0.15$	$0.97 \pm 0.10$	$0.68 \pm 0.06$	$0.46 \pm 0.05$	$0.35 \pm 0.04$	$0.16 \pm 0.02$
1.18	$0.91 \pm 0.11$	$0.76 \pm 0.11$	$0.53 \pm 0.07$	$0.35 \pm 0.06$	$0.27 \pm 0.18$	$0.09 \pm 0.02$
1.38	$0.59 \pm 0.22$	$0.48 \pm 0.19$	$0.23 \pm 0.07$	$0.17 \pm 0.07$	$0.20 \pm 0.05$	$0.03 \pm 0.02$
1.58	$0.69 \pm 0.36$	$0.46 \pm 0.28$	$0.08 \pm 0.12$	$0.19 \pm 0.12$	$0.20 \pm 0.06$	$0.03 \pm 0.04$

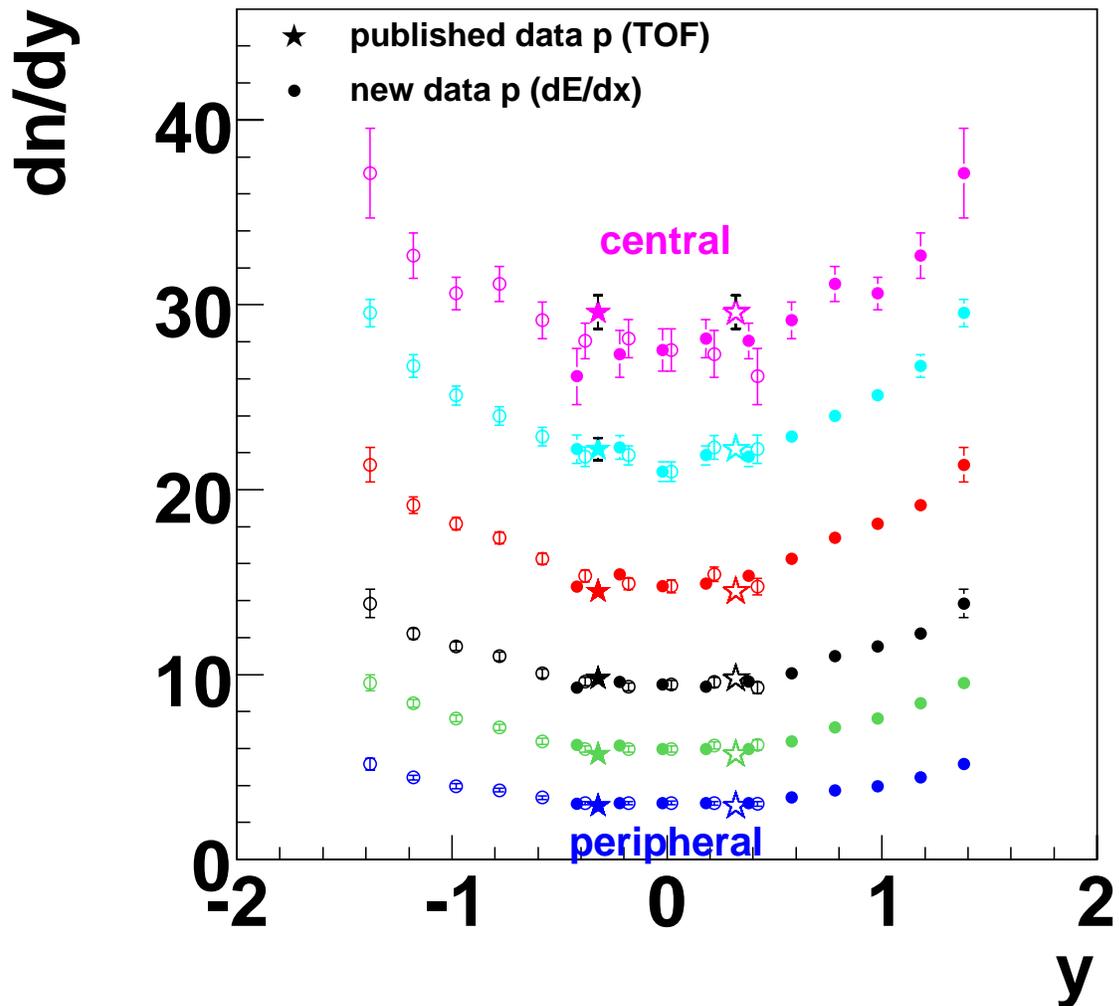


Abbildung 6.6: Die gemessenen  $dn/dy$ -Werte der Protonen sind dargestellt sowie die publizierten Werte [28]. Die offenen Symbole stellen die um Midrapidity gespiegelten Werte dar.

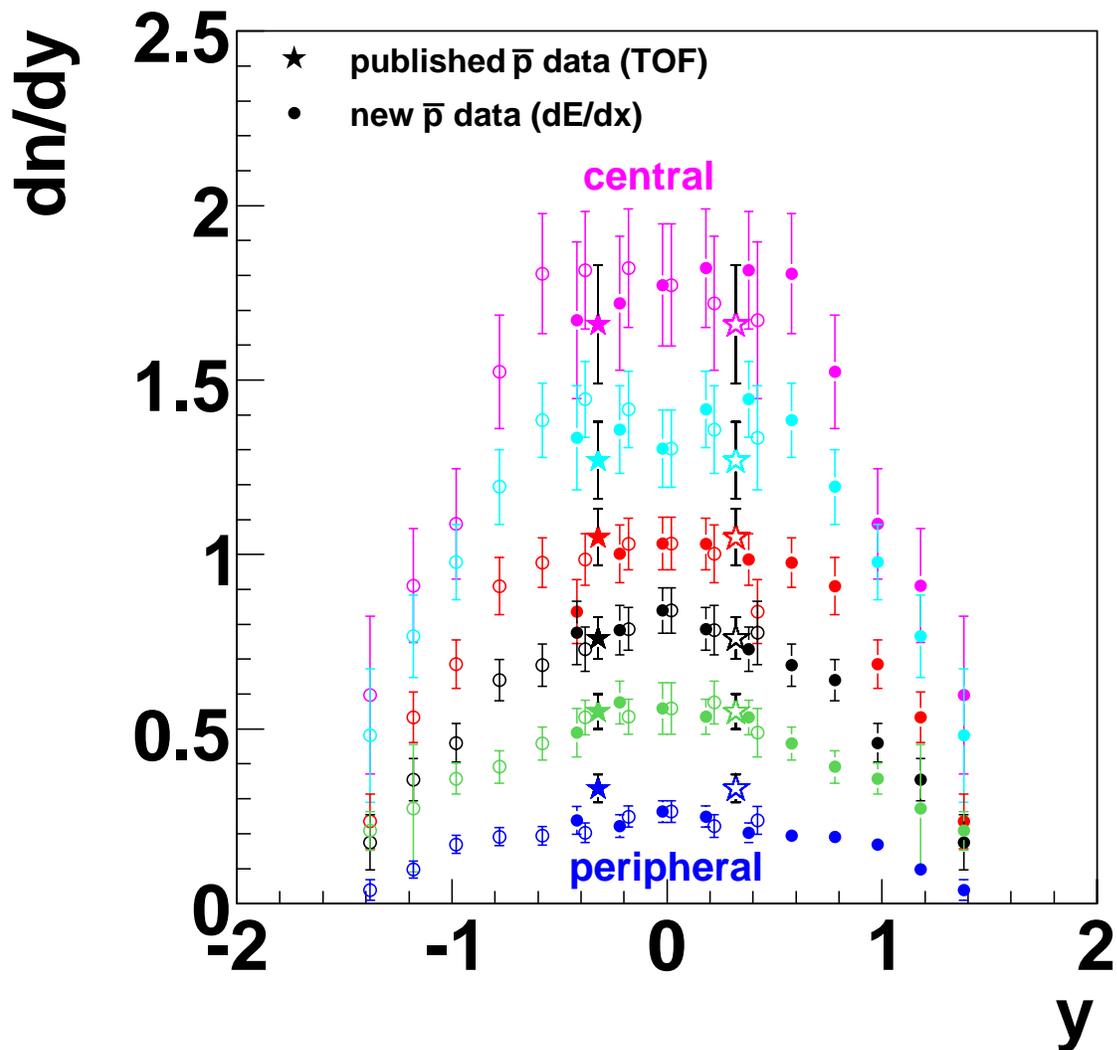


Abbildung 6.7: Die gemessenen  $dn/dy$ -Werte der Antiprotonen sind dargestellt sowie die publizierten Werte [28]. Die offenen Symbole stellen die um Midrapidity gespiegelten Werte dar.

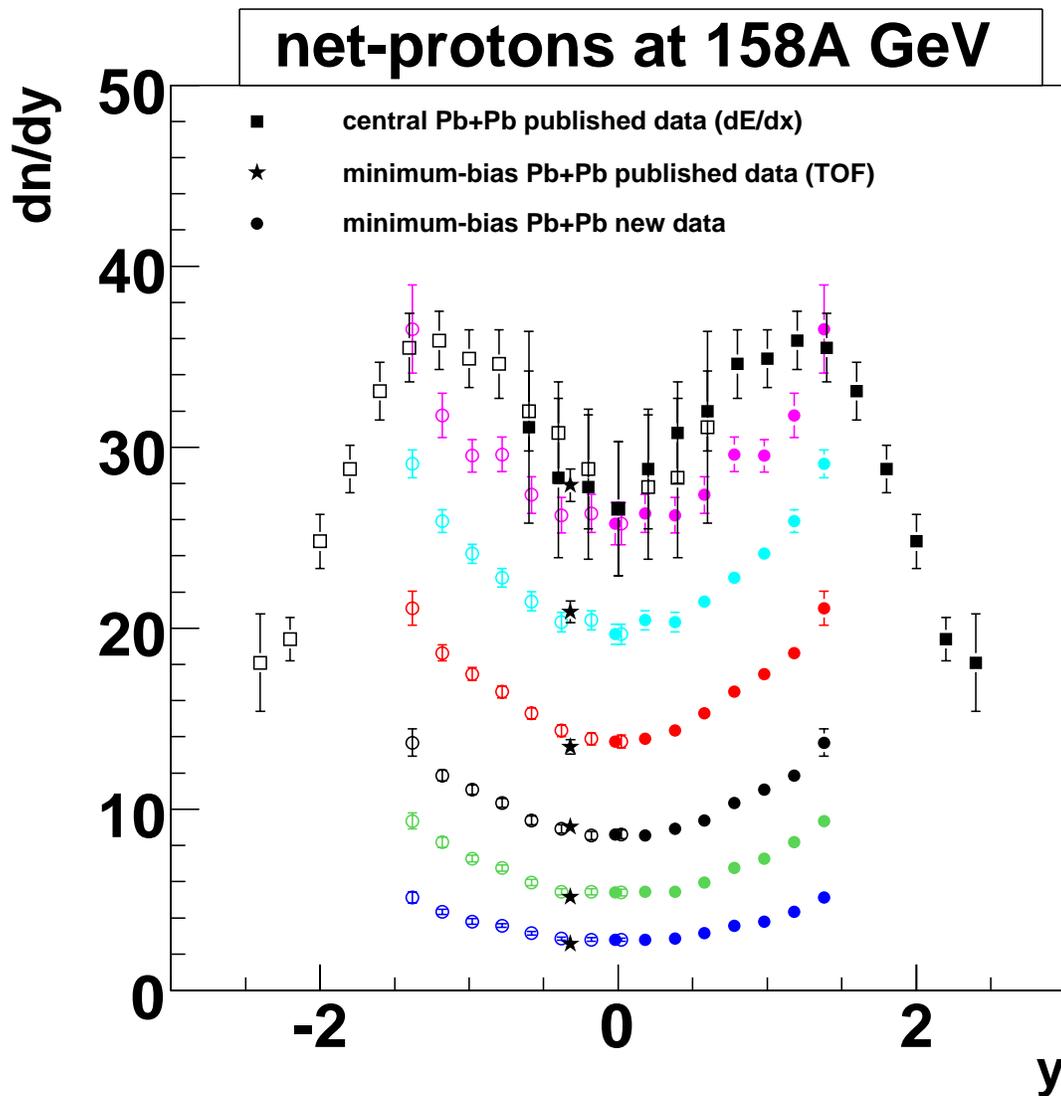


Abbildung 6.8: Der Vergleich der Verteilungen der in dieser Arbeit bestimmten Netto-Protonen mit den zentralen Netto-Protonen [31] ist dargestellt. Aus den publizierten Protonen und Antiprotonen der TOF-Messungen [28] sind Netto-Protonen bei  $y=-0.32$  berechnet. Diese sind in Abhängigkeit von der Zentralität mit den hier gemessenen Netto-Protonen verglichen. Die offenen Symbolen sind um  $y=0$  gespiegelt.

Tabelle 6.3: In der Tabelle sind in Abhängigkeit von der Zentralität die Werte der totalen Multiplizitäten und die Breiten der Gauss-Kurven dargestellt. Die angegebenen Fehler sind statistische Fehler.

	CC1	CC2	CC3	CC4	CC5	CC6
$\langle \bar{p} \rangle$	$4.25 \pm 0.28$	$3.40 \pm 0.14$	$2.44 \pm 0.09$	$1.77 \pm 0.07$	$1.38 \pm 0.09$	$0.55 \pm 0.03$
$\sigma$	$1.00 \pm 0.11$	$1.10 \pm 0.11$	$0.96 \pm 0.08$	$0.89 \pm 0.08$	$0.98 \pm 0.37$	$0.88 \pm 0.09$

Durch Integration der gemessenen Rapiditätsspektren werden die totalen Multiplizitäten der Teilchen berechnet. Die Rapiditätsspektren werden nur in einem begrenzten Bereich gemessen. Deshalb wird nach den Funktionen gesucht, die den Verlauf dieser Spektren beschreiben. Mit Hilfe solcher Funktionen wird in den nicht gemessenen Rapiditätsbereich extrapoliert. Die Rapiditätsverteilungen der Protonen weisen eine leicht konkave Form auf, während die Verteilungen der Antiprotonen eine ausgeprägt konvexe Form haben. Die Form der Verteilungen ändert sich nicht mit der Zentralität.

Aufgrund der Erhaltung der Baryonenzahl muss die konkave Form der Protonenspektren ein Maximum erreichen und danach abfallen (entsprechend der Abbildung 6.8). Im hier untersuchten Rapiditätsbereich sind keine Maxima der Verteilungen gemessen worden. Da das Fitten dieser Rapiditätsspektren zu viele Freiheitsgrade erfordert, wurde auf Bestimmung der totalen Multiplizitäten der Protonen verzichtet.

Die Verteilungen der Antiprotonen sind gaussförmig und können entweder durch eine einfache (6.8) oder durch die Summe zweier Gauss-Funktionen (6.9) beschrieben werden.

Gauss-Funktion:

$$\frac{dn}{dy} = C \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma^2}\right) \quad (6.8)$$

Zweifache Gauss-Funktion:

$$\frac{dn}{dy} = C \left[ \exp\left(-\frac{(y+\delta)^2}{2\sigma^2}\right) + \exp\left(-\frac{(y-\delta)^2}{2\sigma^2}\right) \right] \quad (6.9)$$

C ist die Höhe und  $\sigma$  die Breite der Verteilung. Wegen der stabileren Fits wurde zur Extrapolation in den nicht gemessenen Rapiditätsbereich die einfache Gauss-Funktion verwendet, obwohl die zweifache Gauss-Funktion aufgrund des zusätzlichen freien Parameters  $\delta$  die Daten besser beschreibt. Die Berechnung der totalen Multiplizitäten erfolgt entsprechend der Gleichung 6.10. Das Integral über die Gauss-Funktion 6.8 wird mit  $f_y(y)$  bezeichnet.

$$\langle \bar{p} \rangle = c_{dn/dy} \int_{-4}^4 f_y(y) dy \quad (6.10)$$

Der Korrekturfaktor  $c_{dn/dy}$  gibt den Anteil von  $\langle \bar{p} \rangle$  an, der durch Datenpunkte innerhalb des gemessenen Rapiditätsbereiches bestimmt wurde. Die hier ermittelten totalen Multiplizitäten der Antiprotonen sind in Abbildung 6.9 und in Tabelle 6.3 zu sehen.

Es bietet sich die Möglichkeit, die gewonnenen totalen Multiplizitäten der Antiprotonen in Abhängigkeit von der Anzahl der sogenannten *Wounded Nucleons*  $N_w$  darzustellen. Die hier verwendeten Werte von  $N_w$  wurden in der Arbeit [11] bestimmt. Aus der Abbildung 6.10 ist zu sehen, dass die totale Multiplizität der Antiprotonen mit größer werdender Zahl der *Wounded Nucleons* linear ansteigt und somit auch die Produktion von leichten Quarks bei der hier untersuchten Energie.

Das  $\bar{\Lambda}$  hat im Vergleich zum  $\bar{p}$  einen  $\bar{s}$ -Quark statt einem  $\bar{u}$ -Quark. Somit gibt das Verhältnis  $\langle \bar{\Lambda} \rangle / \langle \bar{p} \rangle$  ein indirektes Maß für die Häufigkeit der Produktion von  $\bar{s}$ - bzw.  $\bar{u}$ -Quarks. Dieses

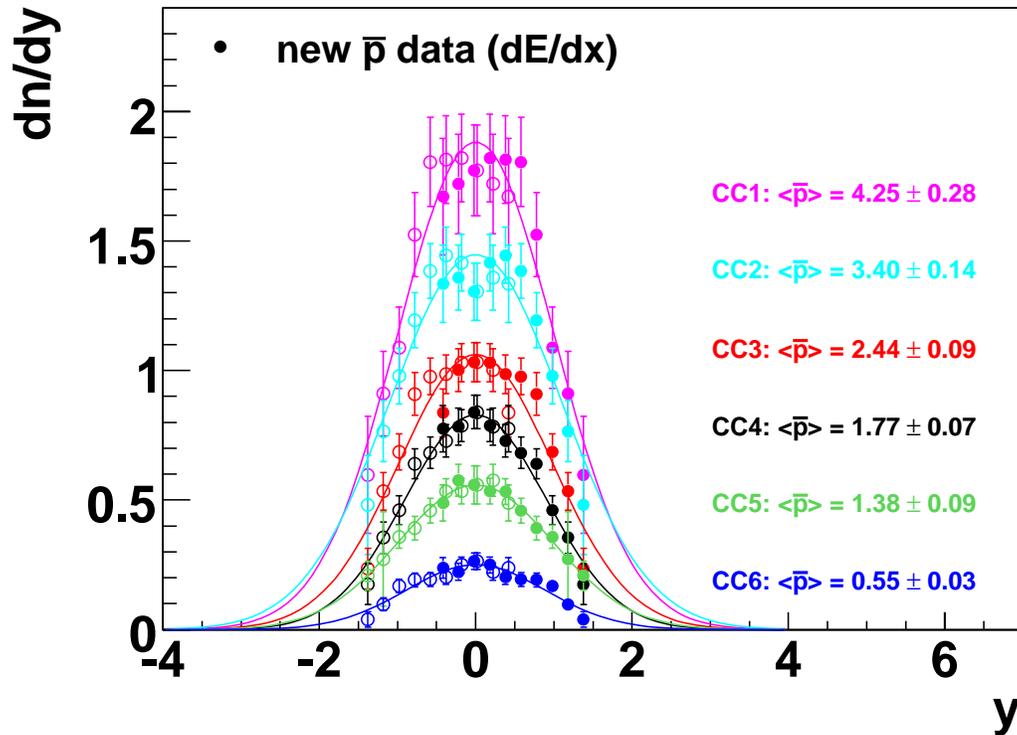


Abbildung 6.9: Die gefitteten Rapidityspektren der Antiprotonen sind für die verschiedenen Zentralitätsklassen dargestellt. Die offenen Symbole stellen die um Midrapidity gespiegelten Werte dar. Die aus diesen Spektren ermittelte totale Multiplizität der Antiprotonen ist auch zu sehen.

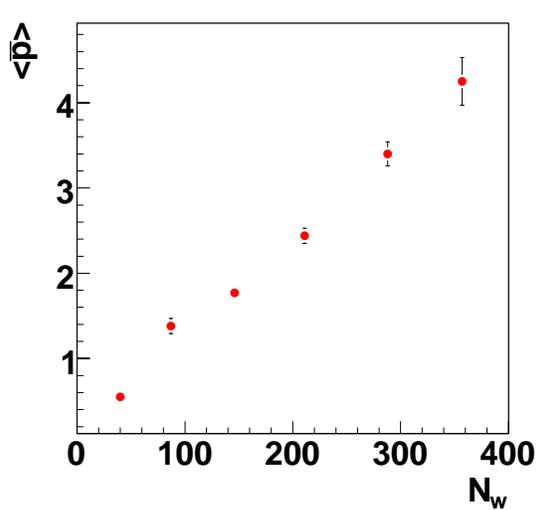


Abbildung 6.10: Totale Multiplizität der Antiprotonen in Abhängigkeit von der Anzahl der *Wounded Nucleons*

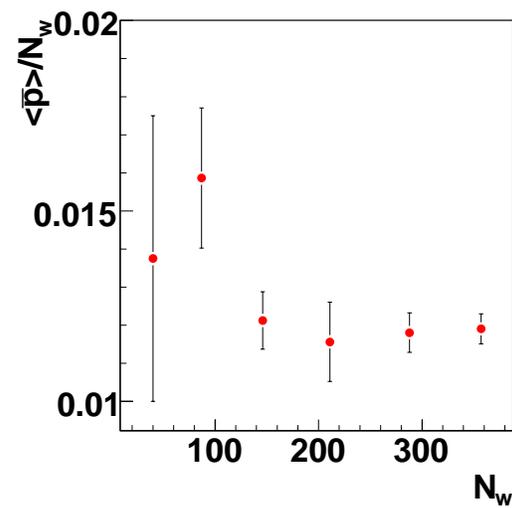


Abbildung 6.11: Totale Multiplizität der Antiprotonen pro Anzahl der *Wounded Nucleons* in Abhängigkeit von der Zentralität

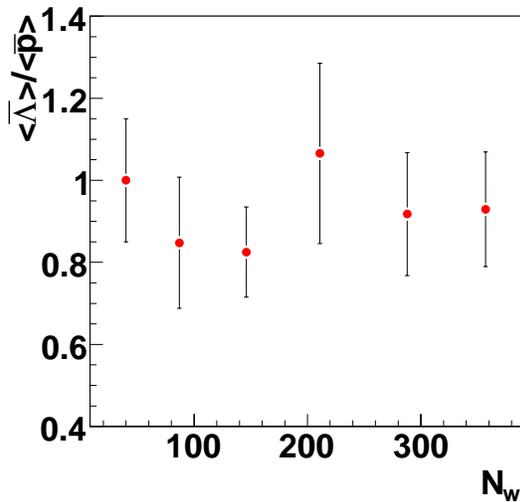


Abbildung 6.12: Verhältniss der totalen Multiplizitäten der  $\bar{\Lambda}$  und der  $\bar{p}$  in Abhängigkeit von der Anzahl der *Wounded Nucleons*

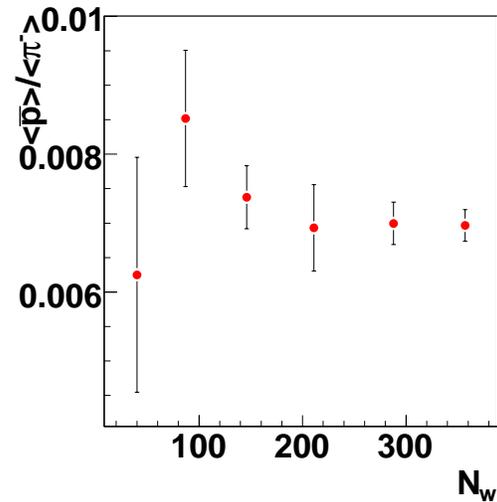


Abbildung 6.13: Verhältniss der totalen Multiplizitäten der  $\bar{p}$  und der  $\pi^-$  in Abhängigkeit von der Anzahl der *Wounded Nucleons*

Verhältnis ist in der Abbildung 6.12 dargestellt. Aus der Abbildung 6.12 ist keine Abhängigkeit von der Zentralität zu sehen. Diese kann aber aufgrund der großen Fehler nicht ausgeschlossen werden. Die totale Multiplizitäten der  $\bar{\Lambda}$  sind in [27] bestimmt worden.

Da die Pionen die häufigst produzierten Teilchen sind, ist der Vergleich ihrer totalen Multiplizitäten mit den totalen Multiplizitäten anderer Teilchen auch sehr interessant. Die hier verwendeten totalen Multiplizitäten der Pionen sind in [18] bestimmt worden (siehe Abbildung 6.13).

## 6.5 Systematische Fehler

Die Ungenauigkeit einer Messung besteht aus dem statistischen Fehler, der durch Fehlerfortpflanzung bestimmt wird, und aus dem systematischen Fehler. Um den systematischen Fehler der Messung zu bestimmen, werden Ergebnisse auf verschiedene Qualitätskriterien überprüft, wie z.B. durch Variation des *Track-Impaktparameters*. Der größte hier ermittelte systematische Fehler wurde bei der Zentralitätsklasse 1 festgestellt. Er beträgt 5% (siehe Abbildungen B.5 und B.6). Eine weitere Fehlerquelle ist auf die Fitprozedur zurückzuführen. Die in der Fitprozedur festgesetzten Fit-Parameter  $\delta$  und  $\alpha$  führen zu einem Fehler von 3% [3]. Die nächsten Fehlerquellen sind die Fehler der Korrekturen. Die geometrische Akzeptanz der Teilchen kann sicher durch MC-Simulationen bestimmt werden, deshalb wird durch diese Korrektur keine systematische Unsicherheit erwartet, die einen bedeutsamen Wert hat. Die bei der Berechnung der Rekonstruktionseffizienz angewendete Methode, das sogenannte *Embedding*, liefert Werte, die über 96% sind. Es wurde aber eine leicht schlechtere Rekonstruktionseffizienz für die Protonen als für die Antiprotonen ermittelt. Die Hälfte des Unterschieds wird als systematische Unsicherheit angenommen. Dieser Fehler beträgt 1% (siehe Abbildung C.41). Der durch *Feeddown*-Korrektur hervorgerufene Fehler wird bei Protonen anders als bei Antiprotonen bestimmt. Die *Feeddown*-Korrektur auf die  $\Lambda$ - und  $\bar{\Lambda}$ -Zerfälle wird mit sehr hoher Statistik durchgeführt. Die simulierten  $\Lambda$ -Verteilungen sind in allen Zentralitätsklassen gleich und weichen von den gemessenen Verteilungen [27] um durchschnittlich 10% ab. Die *Feeddown*-Korrektur der Protonen

ist ca. 30 % und somit ist die durch diesen Effekt hervorgerufene maximale systematische Abweichungen 3%. Die simulierten Verteilungen der  $\bar{\Lambda}$  stimmen mit den gemessenen überein. Deshalb wird davon ausgegangen, dass der durch diese Korrektur entstehende systematische Fehler nicht größer als 1% ist. Die Antiprotonen sind zusätzlich auf die aus  $\bar{\Sigma}^-$ -Zerfällen stammenden Protonen korrigiert. Aus der im Abschnitt 5.1 beschriebenen Methode ergibt sich ein Skalierungsfaktor von  $1.24 \pm 0.02$ . Dieser Faktor wird auf die bestehende *Feeddown*-Korrektur der Antiprotonen (ca. 40 %) angewendet. Nach der Durchführung dieser *Feeddown*-Korrektur wird ihre Ungenauigkeit um 2% erhöht und beträgt somit auch 3% wie bei den Protonen. Eine weitere Fehlerquelle ist die Extrapolation in die nicht gemessenen Bereiche. Bei der Bestimmung der  $\frac{dn}{dy}$ -Werte wurde in wenige Bins extrapoliert. Die Extrapolation erfolgte durch eine sehr kleine Anzahl an Freiheitsgraden. Deshalb wird aufgrund der Extrapolation ein systematischer Fehler von 1.5% geschätzt.

Die Bestimmung des gesamten systematischen Fehlers ist aufgrund der unbekanntenen Korrelation der einzelnen oben beschriebenen Fehler sehr schwierig. Es wird angenommen, dass der größte einzelne systematische Fehler als der systematische Fehler der Ergebnisse betrachtet werden kann. Er beträgt 5%. Die Abweichungen zu den schon erwähnten Messungen der Protonen und Antiprotonen mittels TOF-Detektoren sind auch nicht größer als 5%. Da die genannten Messungen durch zwei verschiedene Analyseverfahren erzielt wurden, sind keine größeren systematischen Abweichungen der Ergebnisse zu erwarten.

## 6.6 Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Zentralitätsabhängigkeit der Produktion von Protonen und Antiprotonen in Pb+Pb Stößen bei 158A GeV untersucht. Mittels der  $dE/dx$ -Datenanalyse (siehe Kapitel 4) sind die Häufigkeitsverteilungen der Protonen und Antiprotonen anhand ihres spezifischen Energieverlustes in einem begrenzten Effizienz- und Akzeptanzbereich gemessen worden. Einschränkungen in der Akzeptanz sowie die in der Analyse angewendeten Qualitätskriterien führten zu Datenverlusten. Die Analyseergebnisse wurden auf diese Verluste korrigiert. Diese Korrekturen erfolgten mittels eines Simulationsverfahrens, dem sogenannten *Embedding* (siehe Kapitel 5). Aus den korrigierten Häufigkeitsverteilungen der hier untersuchten Teilchen sind transversale Massen- und Transversalimpuls-Spektren gewonnen worden. Aus den integrierten Transversalimpuls-Spektren wurden die Rapiditätsspektren extrahiert. Es wurde keine Formveränderung der Rapiditätsspektren in Abhängigkeit von der Zentralität beobachtet. Die Rapiditätsspektren der Protonen und Antiprotonen sind mit den früheren Analysen verglichen worden (siehe Abbildungen 6.6 und 6.7). Die in dieser Arbeit ermittelten Verteilungen der Netto-Protonen wurden auch mit den publizierten Verteilungen verglichen. Der Vergleich ist in der Abbildung 6.8 zu sehen. Alle Rapiditätsspektren weisen eine gute Übereinstimmung mit den publizierten Daten [31], [28] auf.

Aus den Rapiditätsspektren der Antiprotonen wurden die totalen Multiplizitäten berechnet. Um die totale Multiplizitäten der Protonen zu bestimmen, muss in einem größeren Rapiditätsbereich gemessen werden. Mittels der in dieser Arbeit angewendeten Fitprozedur ist das nicht möglich (siehe Abschnitt 4.4). Um die Rapiditätsverteilungen der Protonen im hier nicht gemessenen Rapiditätsbereich zu bestimmen, könnte in Analogie zur sogenannten  $h^-$ -Methode<sup>1</sup> eine  $h^+$ -Methode entwickelt oder eine neue Fitprozedur entworfen werden.

Eine Analyse der Zentralitätsabhängigkeit der Produktion von Protonen und Antiprotonen bei anderen SPS-Energien würde zeigen, ob die hier beobachtete Unabhängigkeit der Spektrenform auch bei an-

<sup>1</sup>Bei der  $h^-$ -Methode wird angenommen, dass alle gemessenen negativ geladenen Teilchen Pionen sind. Von so berechneten Häufigkeiten der Teilchen wird der Anteil der anderen Teilchen, die hauptsächlich Kaonen sind, abgezogen.

deren Energien zutrifft. Ein Vergleich mit p+p-Reaktionen würde auch zu einem besseren Verständnis der hier gemessenen Daten führen.



# Anhang A

## Kinematische Variablen und Erhaltungssätze

### A.1 Kinematische Variablen

Wenn man über die Strahlenergie in Fixtargetexperimenten spricht, dann wird meistens die Energie pro Nukleon angegeben. Der in dieser Arbeit analysierte Datensatz wurde mit einer Energie von 158A GeV durchgeführt, was einer Strahlenergie von 33 TeV entspricht. Es handelt sich um einen Strahl aus Blei-Kernen mit jeweils 208 Nukleonen. Die Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s_{NN}}$  ist wie folgt definiert:

$$\sqrt{s_{NN}} = \sqrt{(E_P + E_T)^2 - |\vec{p}_P + \vec{p}_T|^2}, \quad (\text{A.1})$$

wobei T für Target und P für Projektil steht. Da sich Target nicht bewegt, ist sein Impuls  $\vec{p}_T = 0$  und seine Energie  $E_T$  entspricht seiner Ruhemasse  $m$  gemäß der Beziehung  $E = \sqrt{m^2 + |\vec{p}|^2}$ . Der Impuls  $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$  hat für den Fall, dass die z-Achse in Strahlrichtung gelegt wird, seine longitudinale Komponente  $p_l = p_z$ , während sich die transversale Komponente aus  $p_x$  und  $p_y$  wie folgt ergibt:  $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ . Es folgt nach dem Einsetzen in die Gleichung A.1, dass die Schwerpunktsenergie der hier untersuchten Kollision  $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$  GeV entspricht.

Eine weitere, sehr wichtige Größe ist die Rapidity  $y$ . Sie ist Lorentzinvariant, was bedeutet, dass diese Größe von einem in ein anderes Inertialsystem ohne Formveränderung transformiert werden kann.

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{(E + p_z)}{(E - p_z)} \quad (\text{A.2})$$

Aus der Formel A.2 ist zu sehen, dass die Masse des Teilchens bekannt sein muss, um seine Rapidity bestimmen zu können. Bei massebehafteten Teilchen ist ihre transversale Masse wie folgt definiert

$$m_t = \sqrt{m^2 + p_t^2}. \quad (\text{A.3})$$

Die Beziehungen zwischen den wichtigsten Variablen sehen so aus:

$$E = m_t \cosh(y), \quad (\text{A.4})$$

$$p_z = m_t \sinh(y) \quad (\text{A.5})$$

## A.2 Erhaltungssätze

Klassische Erhaltungssätze wie Energie-, Impuls-, Drehimpulserhaltung sowie Ladungserhaltung haben allgemeine Gültigkeit. In der Kern- und Teilchenphysik kommen noch einige zusätzliche Erhaltungsgrößen zur Geltung.

- Die **Leptonenzahl**  $L$  ist für alle Leptonen  $L = 1$ , für Antileptonen  $L = -1$  und für alle Quarks  $L = 0$ . Die Leptonenzahl bleibt unter der schwachen, der starken sowie unter der elektromagnetischen Wechselwirkung erhalten. Bis heute sind keine Zerfälle bekannt, in denen diese Größen nicht erhalten bleiben. Nach heutigem Wissenstand ist auch die Leptonenzahl innerhalb der drei Familien erhalten ( $L_e, L_\mu, L_\tau$ ). Die Experimentalphysiker suchen nach Zerfällen in denen es diese Erhaltung nicht gibt, z.B.  $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ , wo  $L$  erhalten bleibt und  $L_\mu$  verletzt wird.
- Die Quarkzahlerhaltung sowie Hadronenzahlerhaltung gibt es nicht. Die **Baryonenzahlerhaltung** ist so definiert, dass die Baryonenzahl der Quarks  $B = 1/3$  bzw. der Antiquarks  $B = -1/3$  ist. Es gibt Versuche die Verletzung der Baryonenzahl über den Protonzerfall ( $p^+ \rightarrow e^+ + \pi^0 \rightarrow e^+ \gamma + \gamma$ ) nachzuweisen.
- Die so genannte **CPT-Erhaltung** besagt, dass alle drei Erhaltungsgrößen (C-Ladungskonjunktion, P-Paritätserhaltung und T-Zeitumkehr) unter einer sequentiellen Anwendung dieser Größen und unabhängig von der Reihenfolge erhalten bleiben. Einzeln betrachtet wurde die P-Verletzung beim  $\beta$ -Zerfall beobachtet und die CP-Verletzung beim  $\bar{K}^0$ -Zerfall. Aus der CPT-Erhaltung und CP-Verletzung folgt, dass die T-Parität verletzt sein muss. Für diese Verletzung fehlt der experimentelle Nachweis.
- Neben den schon erwähnten Erhaltungssätzen gibt es noch eine ganze Reihe von Quantenzahlen, die erhalten sind, wie z.B. Isospin, Seltsamkeit und Charm.

Die genaue Behandlung der Erhaltungssätze ist in [14] zu finden.

## Anhang B

# Systematische Studien

In dieser Arbeit wurde eine Stabilitätsstudie in Abhängigkeit von dem *Track-Impaktparameter* durchgeführt. Der *Track-Impaktparameter* ist definiert als die Distanz zwischen dem Schnittpunkt der extrapolierten Spur mit der Targetebene und dem Hauptvertex ( $b_x = X_{Spur} - X_{Hauptvertex}$  und  $b_y = Y_{Spur} - Y_{Hauptvertex}$ ). Dieser *Cut* hat sich als sehr effektiv in der  $V^0$ -Analyse und der Analyse der leichten Teilchen erwiesen. Spuren der Protonen bzw. Antiprotonen zeigen oft zum Hauptvertex, was eine *Feeddown*-Korrektur der Spektren trotz dieses *Cuts* erfordert.

Die gemessenen Teilchenhäufigkeiten sind für vier verschiedene *Track-Impaktparameter*-Schnitte durchgeführt worden. Es hat sich gezeigt, dass die Unterschiede der gemessenen Teilchenhäufigkeiten am größten bei der Zentralitätsklasse 1 sind. Dieses Beispiel ist in den Abbildungen B.1 und B.2 gezeigt. Um diesen Effekt zu verstehen, ist es notwendig, die Berechnungen der *Feeddown*- sowie Akzeptanz- und Effizienz-Korrekturen unter gleichen Selektionskriterien durchzuführen. Wenn Korrekturen auf die gemessenen Spektren angewendet werden, sollen die korrigierten Spektren gleiche Ergebnisse für verschiedene *Track-Impaktparameter*-Schnitte ergeben. Die Ergebnisse dieser Studien sind für die Zentralitätsklasse 1 in den Abbildungen B.3 und B.3 gezeigt. Das Verhältnis der ermittelten  $p_t$ -Spektren ist in den Abbildungen B.5 und B.6 dargestellt. Die Abweichungen der  $p_t$ -Spektren, die durch Anwendung von zwei verschiedenen *Track-Impaktparameter*-Schnitten entstanden sind, sind kleiner als ihre statistische Abweichungen.

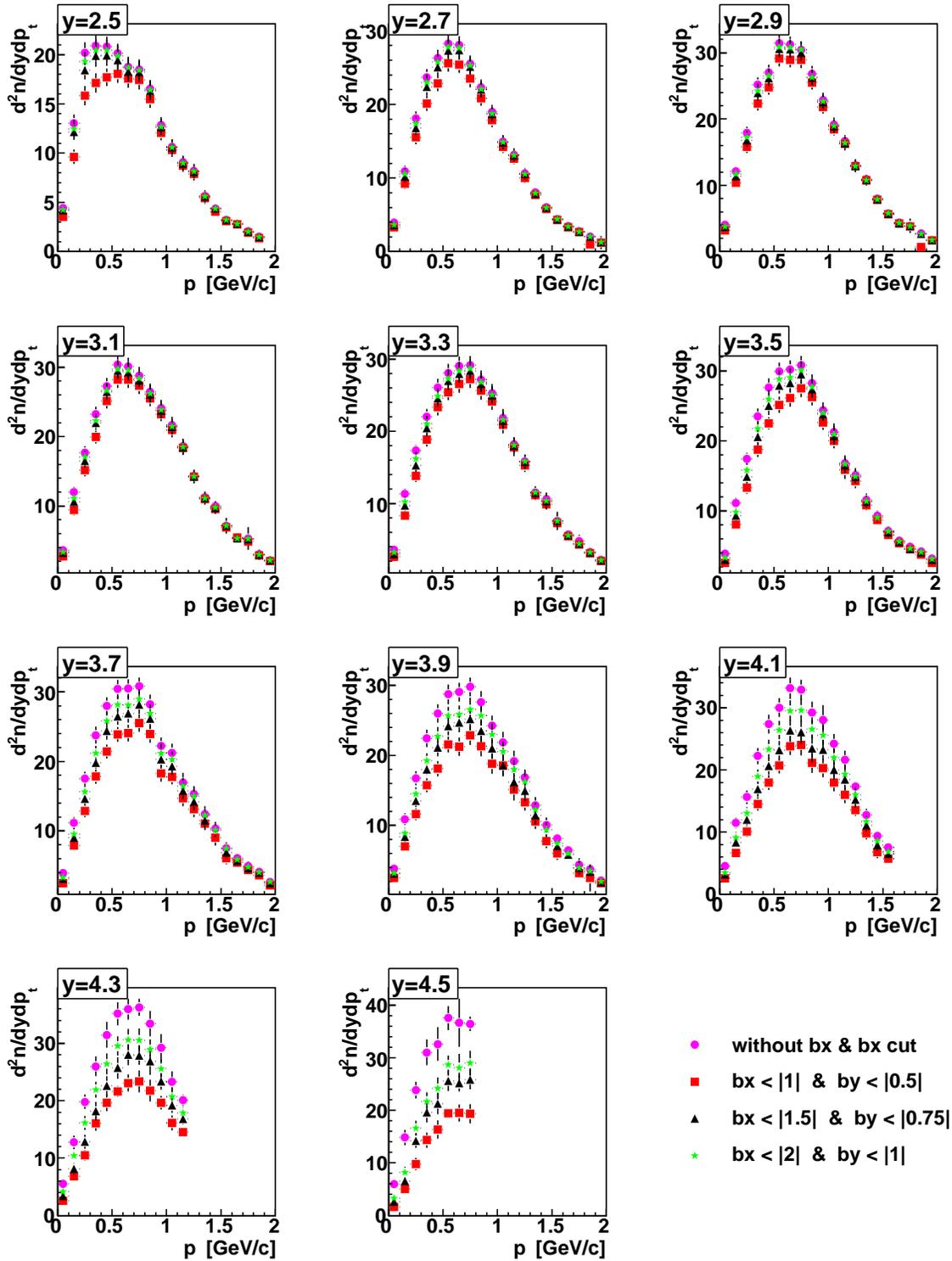


Abbildung B.1: Die unkorrigierten  $p_t$ -Spektren der Protonen sind für verschiedene *Track-Impaktparameter*-Schnitte dargestellt. (Zentralitätsklasse 1)

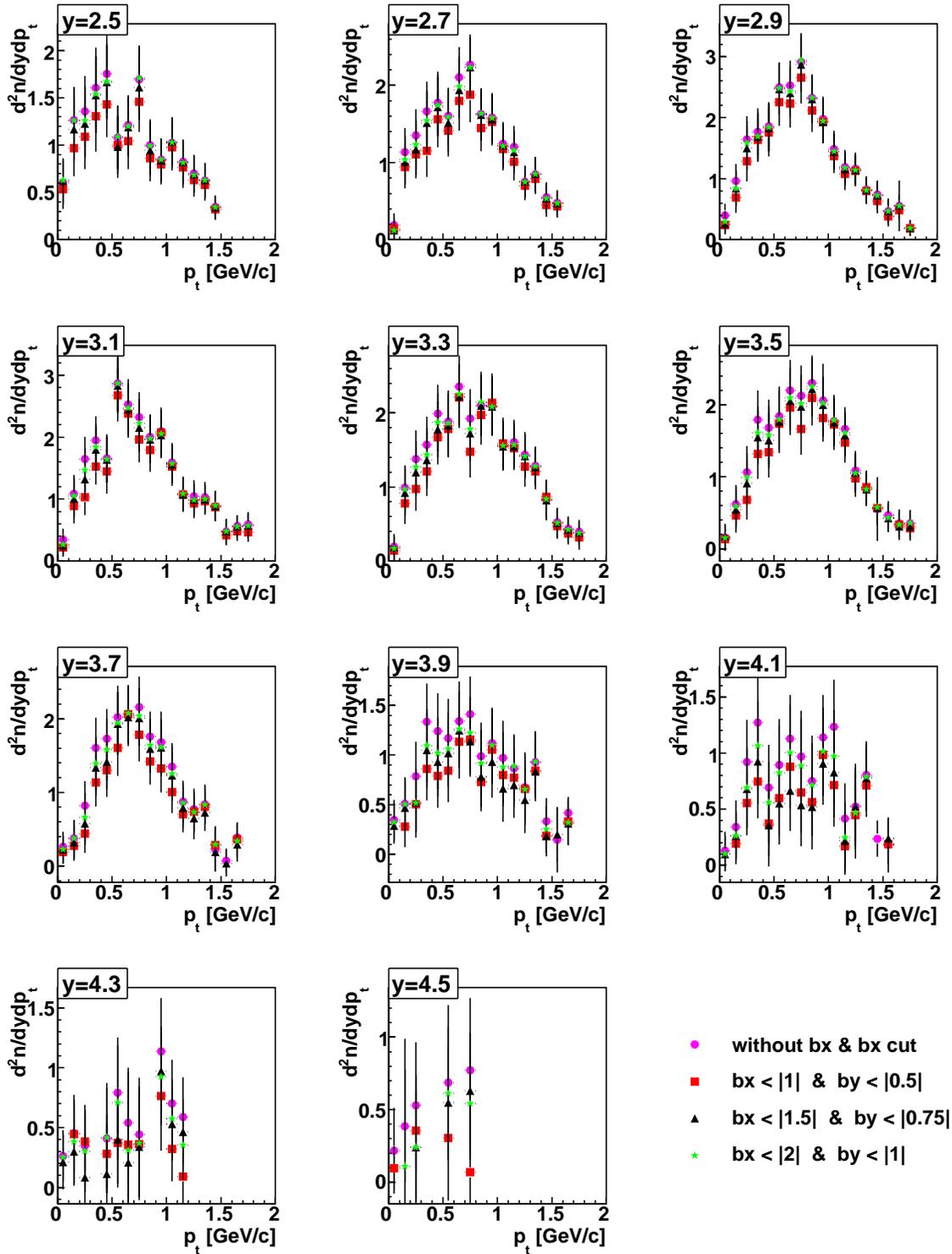


Abbildung B.2: Die unkorrigierten  $p_t$ -Spektren der Antiprotonen sind für verschiedene *Track-Im-*  
*paktparameter*-Schnitte dargestellt. (Zentralitätsklasse 1)

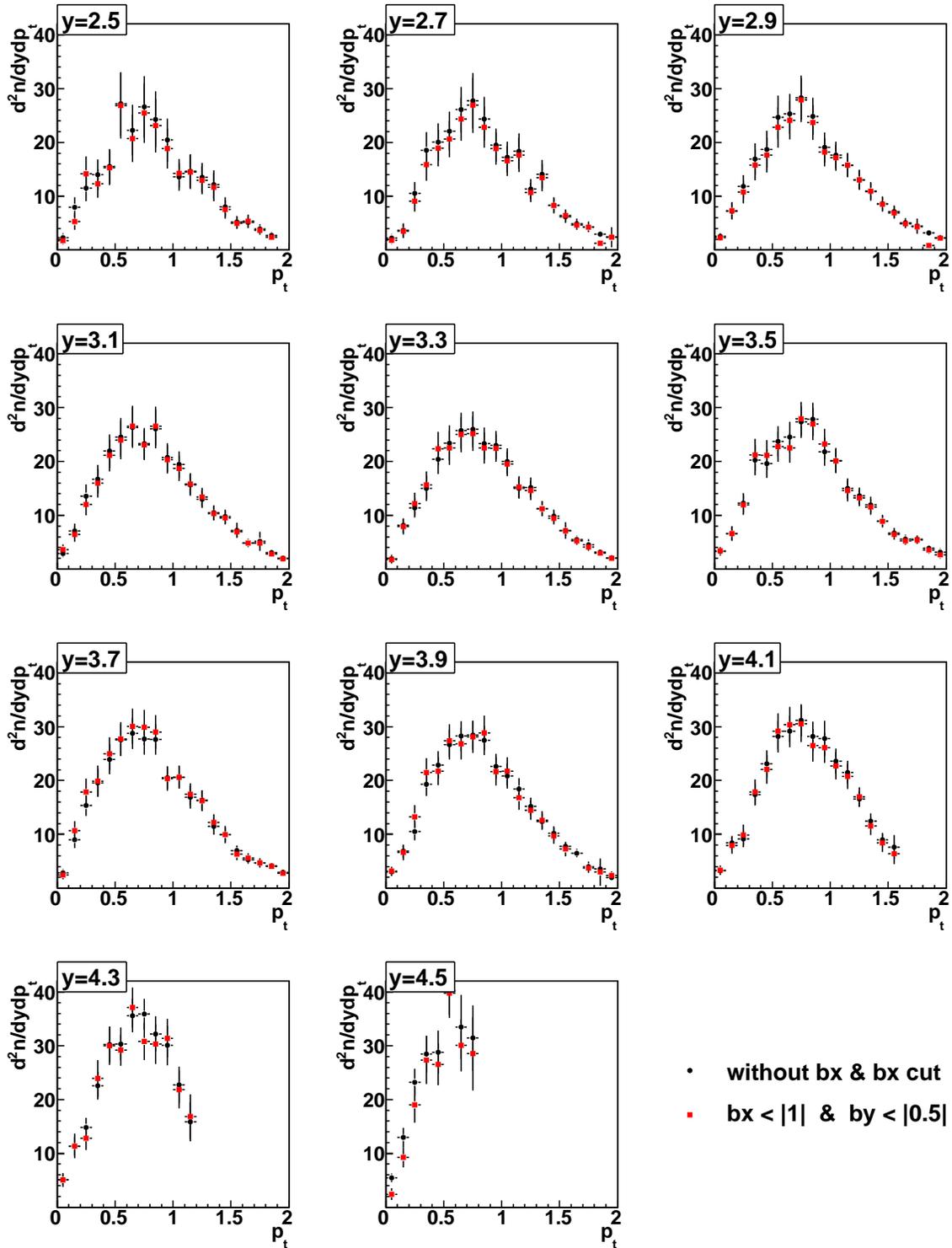


Abbildung B.3: Die  $p_t$  - Spektren der Protonen sind auf Feeddown sowie auf geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz korrigiert worden. Das Vergleich wurde für zwei verschiedene *Track-Impaktparameter*-Schnitte gemacht. Die Abweichungen, die zu sehen sind, sind deutlich kleiner als die statistische Fehler der Messungen. ( Zentralitätsklasse 1 )

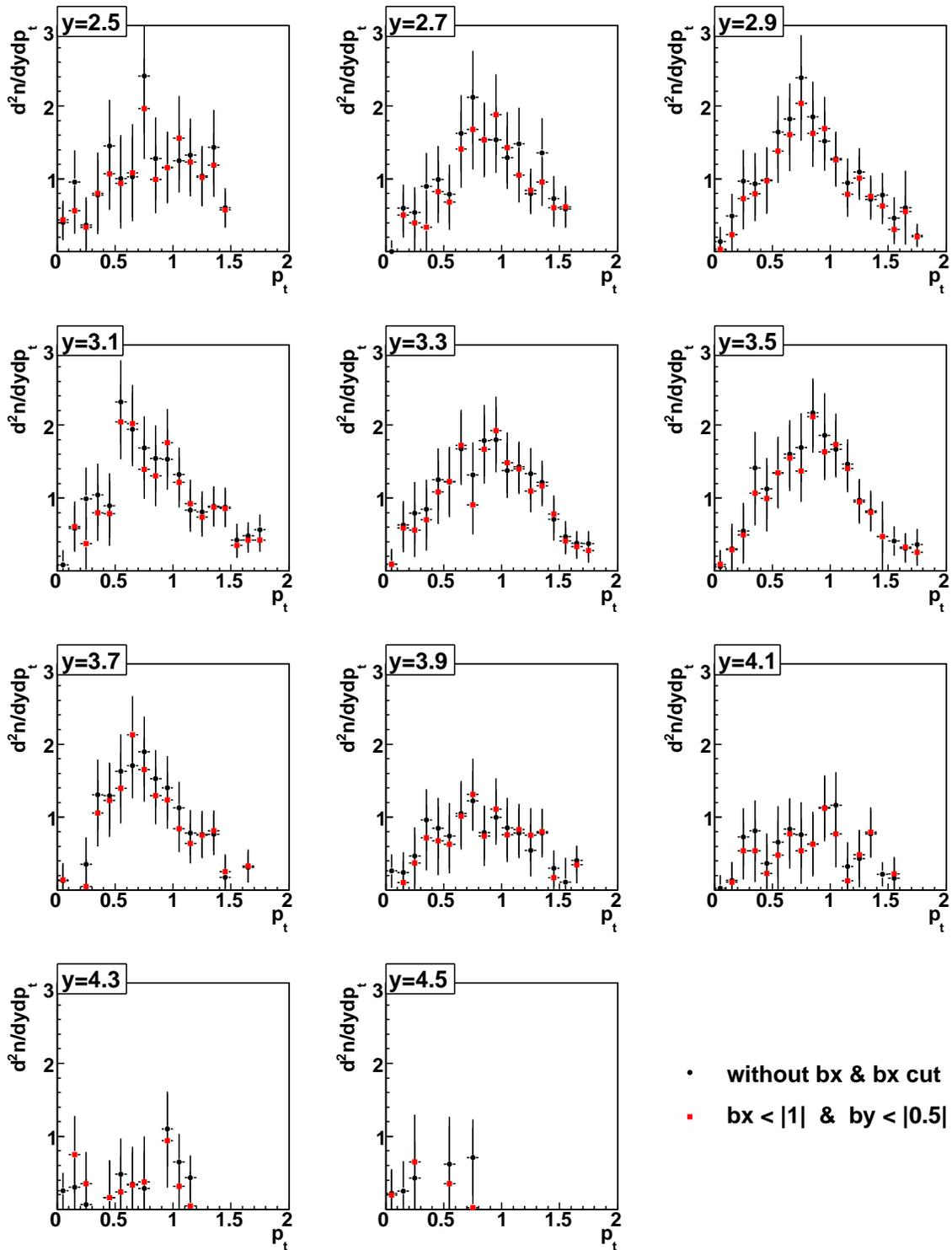


Abbildung B.4: Die  $p_t$  - Spektren der Antiprotonen sind auf Feeddown sowie auf geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz korrigiert worden. Das Vergleich wurde für zwei verschiedene *Track-Impaktparameter*-Schnitte gemacht. Die Abweichungen, die zu sehen sind, sind deutlich kleiner als die statistische Fehler der Messungen. ( Zentralitätsklasse 1 )

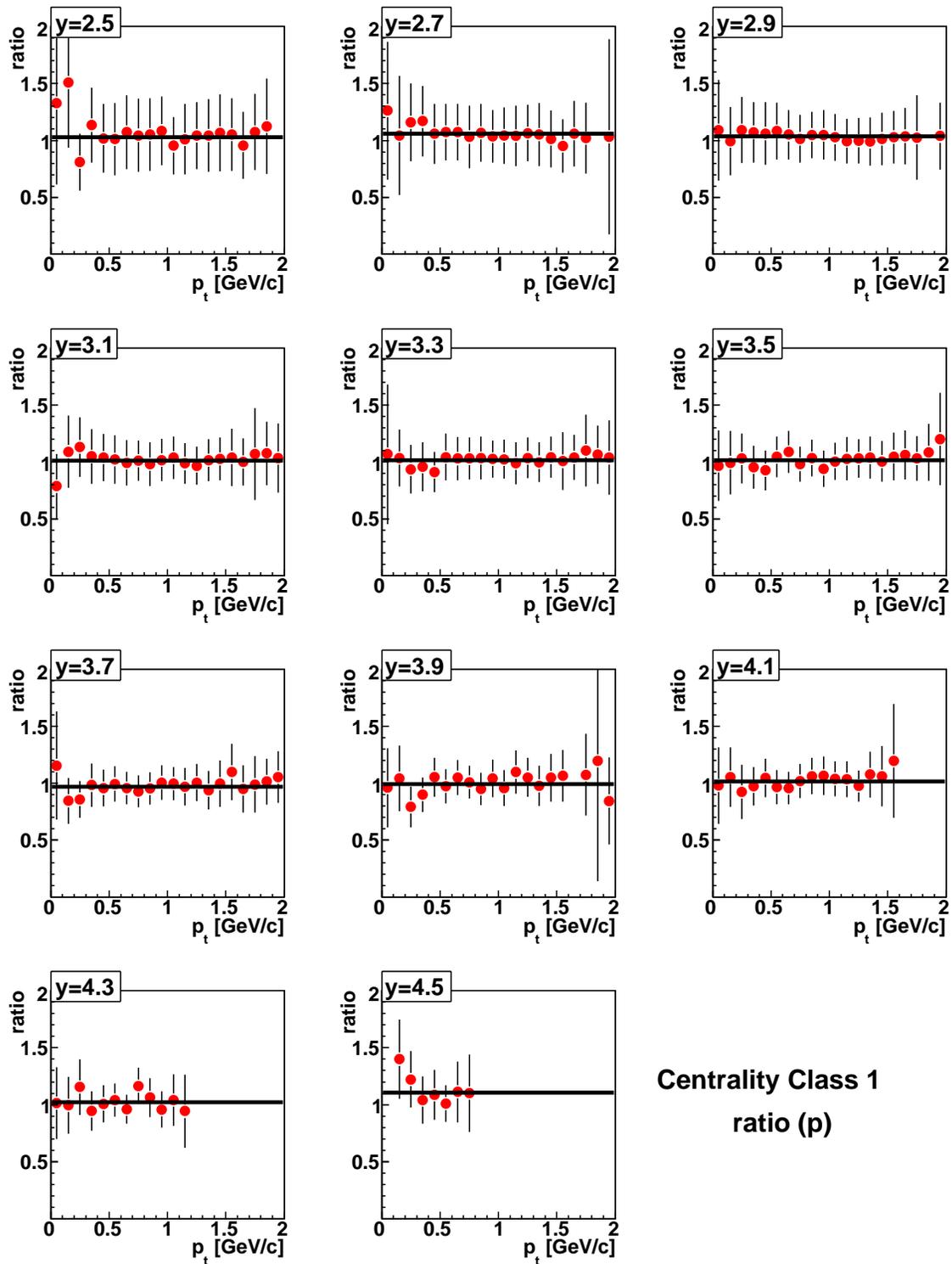


Abbildung B.5: Das Verhältnis der in Abbildung B.3 gezeigten  $p_t$ -Spektren für zwei verschiedene *Track-Impaktparameter*-Schnitte

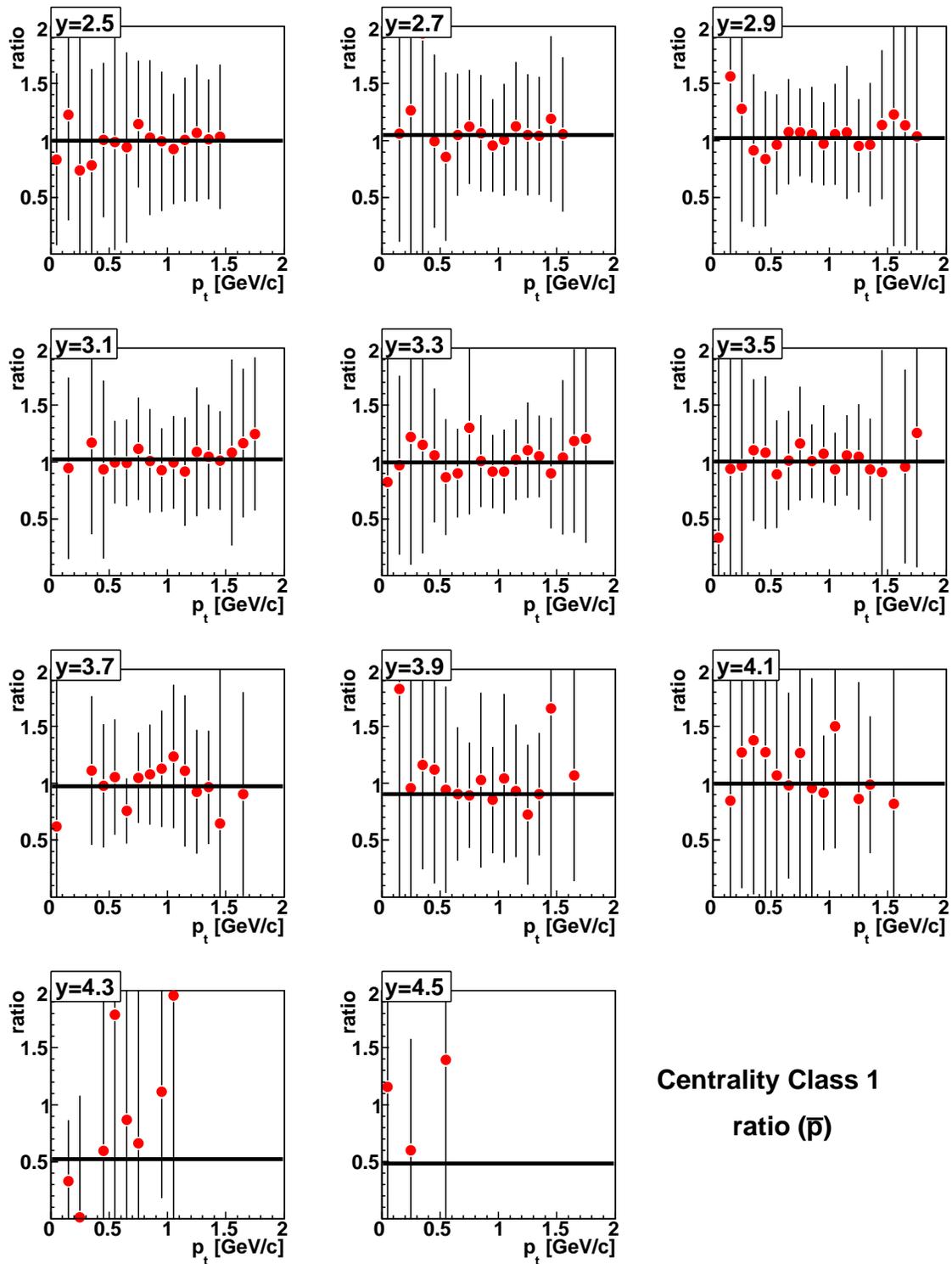


Abbildung B.6: Das Verhältnis der in Abbildung B.4 gezeigten  $p_t$ -Spektrern für zwei verschiedene *Track-Impaktparameter*-Schnitte



## **Anhang C**

# **Ergänzende Abbildungen**

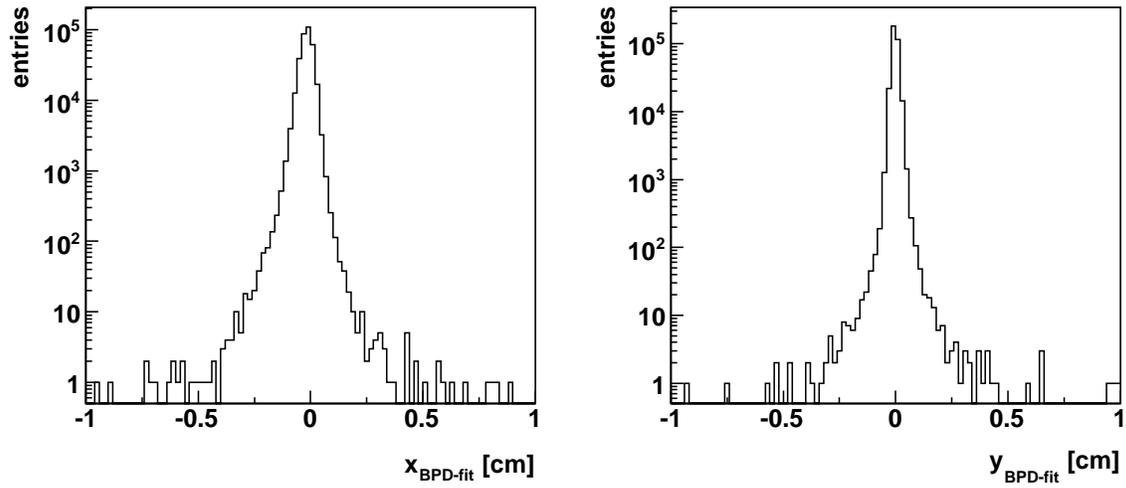


Abbildung C.1: Differenz zwischen der x- bzw.y-BPD-Vertex-Position und der x- bzw. y-Fit-Vertex-Position vor der Selektion auf z-Fit-Vertex-Position

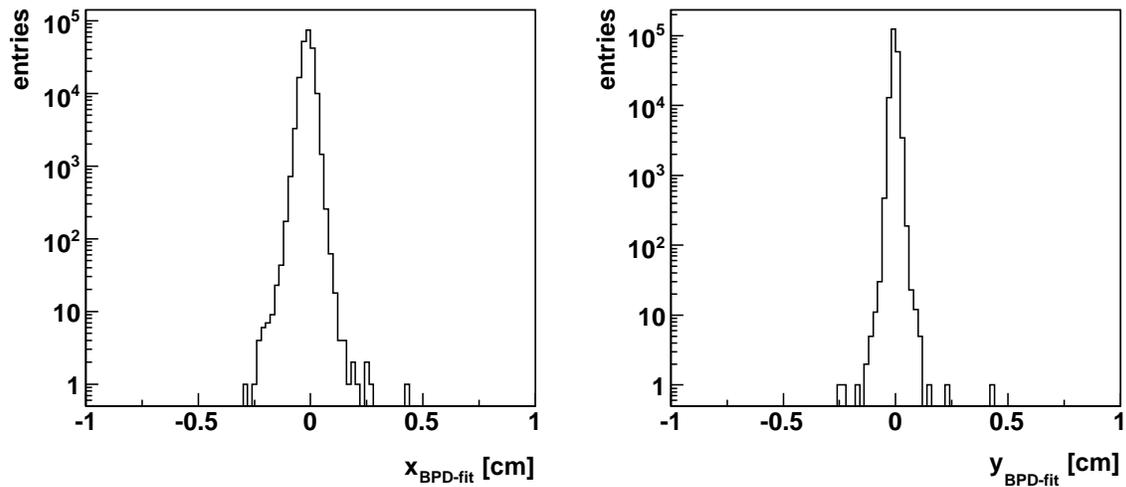


Abbildung C.2: Differenz zwischen der x- bzw.y-BPD-Vertex-Position und der x- bzw. y-Fit-Vertex-Position nach der Selektion auf z-Fit-Vertex-Position

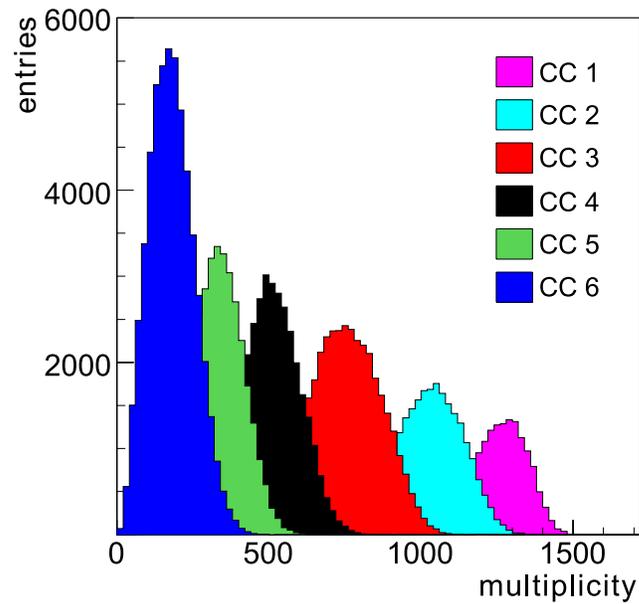


Abbildung C.3: Die Multiplizität der Teilchen in Abhängigkeit von der Zentralität.

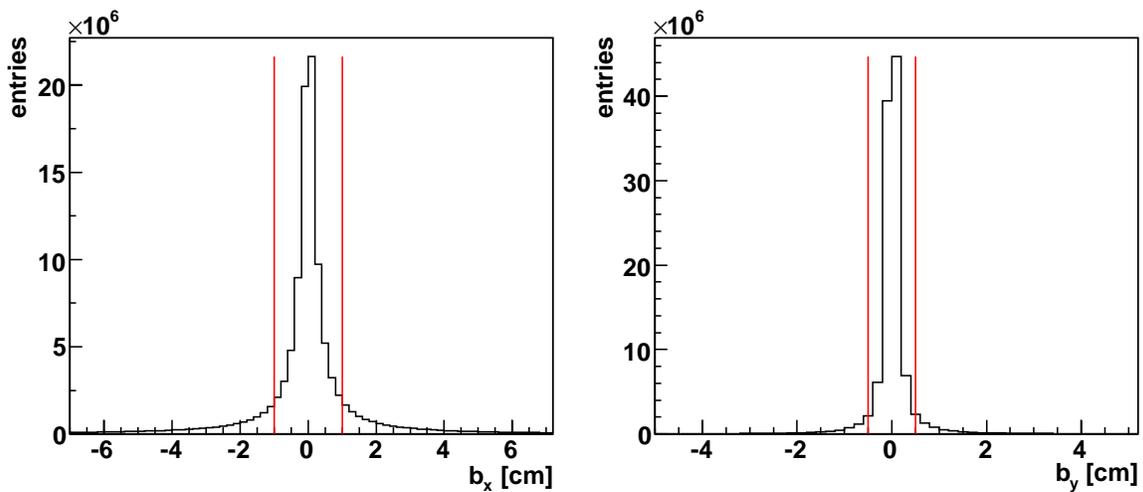


Abbildung C.4: Die Verteilung der Spuren in der Abhängigkeit von der Variable  $b_x$  und  $b_y$ . Das bei der Durchführung von systematischen Studien angewendete stärkste Selektionskriterium ist mit den roten senkrechten Linien bezeichnet.

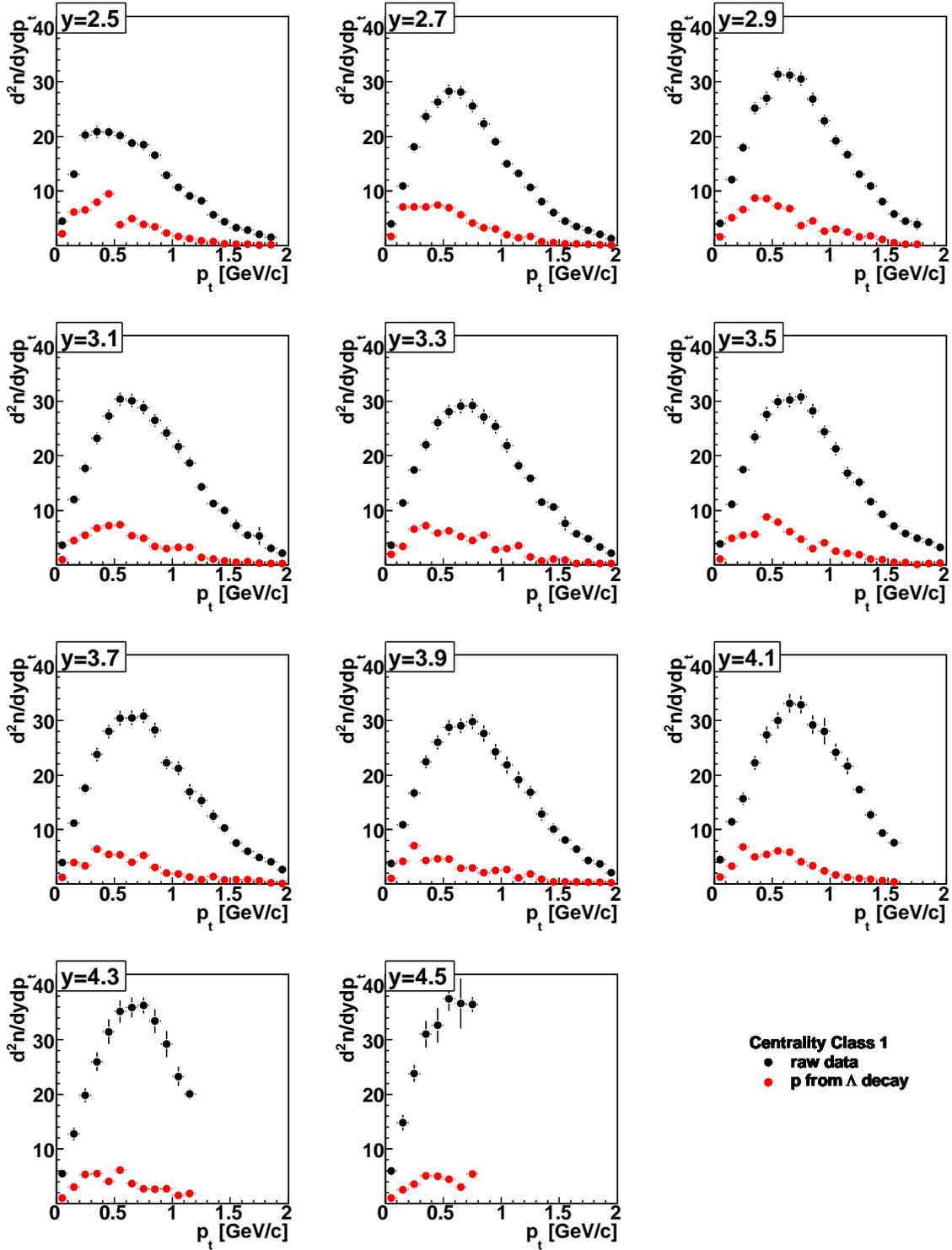


Abbildung C.5: Unkorrigierte  $p_t$ -Spektren der Protonen sowie aus Lambda Zerfällen berechnete Verteilungen der *Feeddown*-Protonen. (Zentralitätsklasse 1)

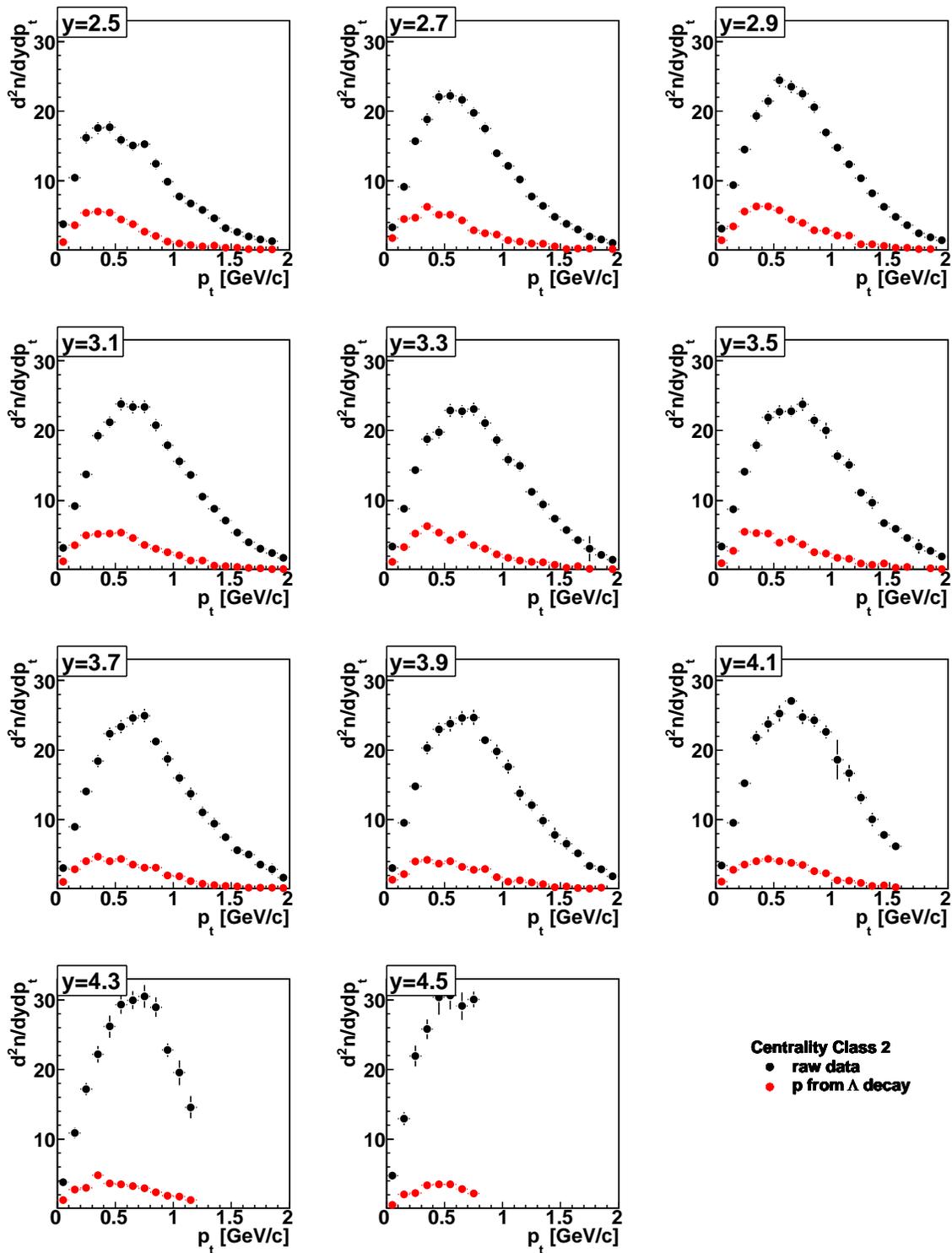


Abbildung C.6: Unkorrigierte  $p_t$ -Spektren der Protonen sowie aus Lambda Zerfällen berechnete Verteilungen der *Feeddown*-Protonen. (Zentralitätsklasse 2)

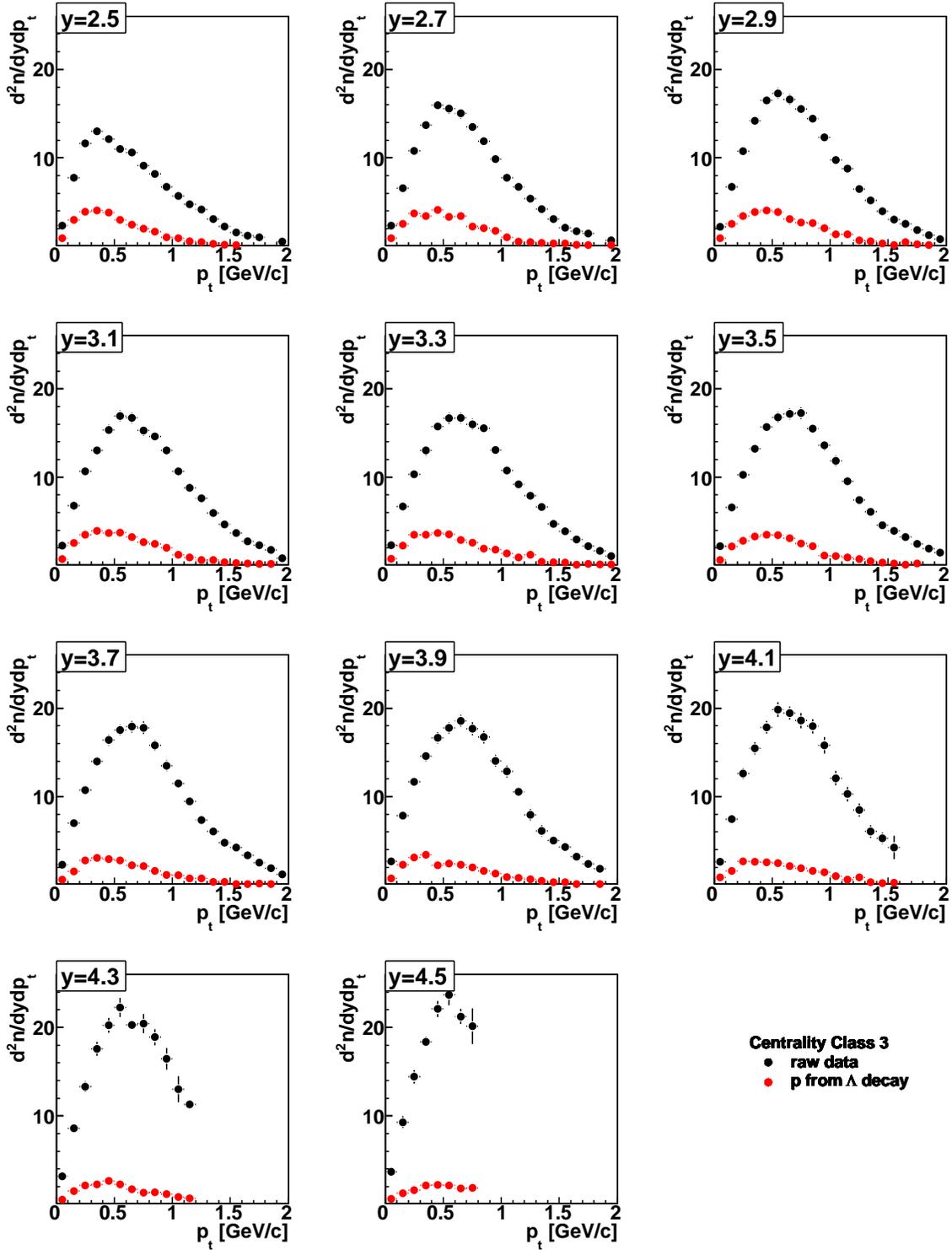


Abbildung C.7: Unkorrigierte  $p_t$ -Spektren der Protonen sowie aus Lambda Zerfällen berechnete Verteilungen der *Feeddown*-Protonen. (Zentralitätsklasse 3)

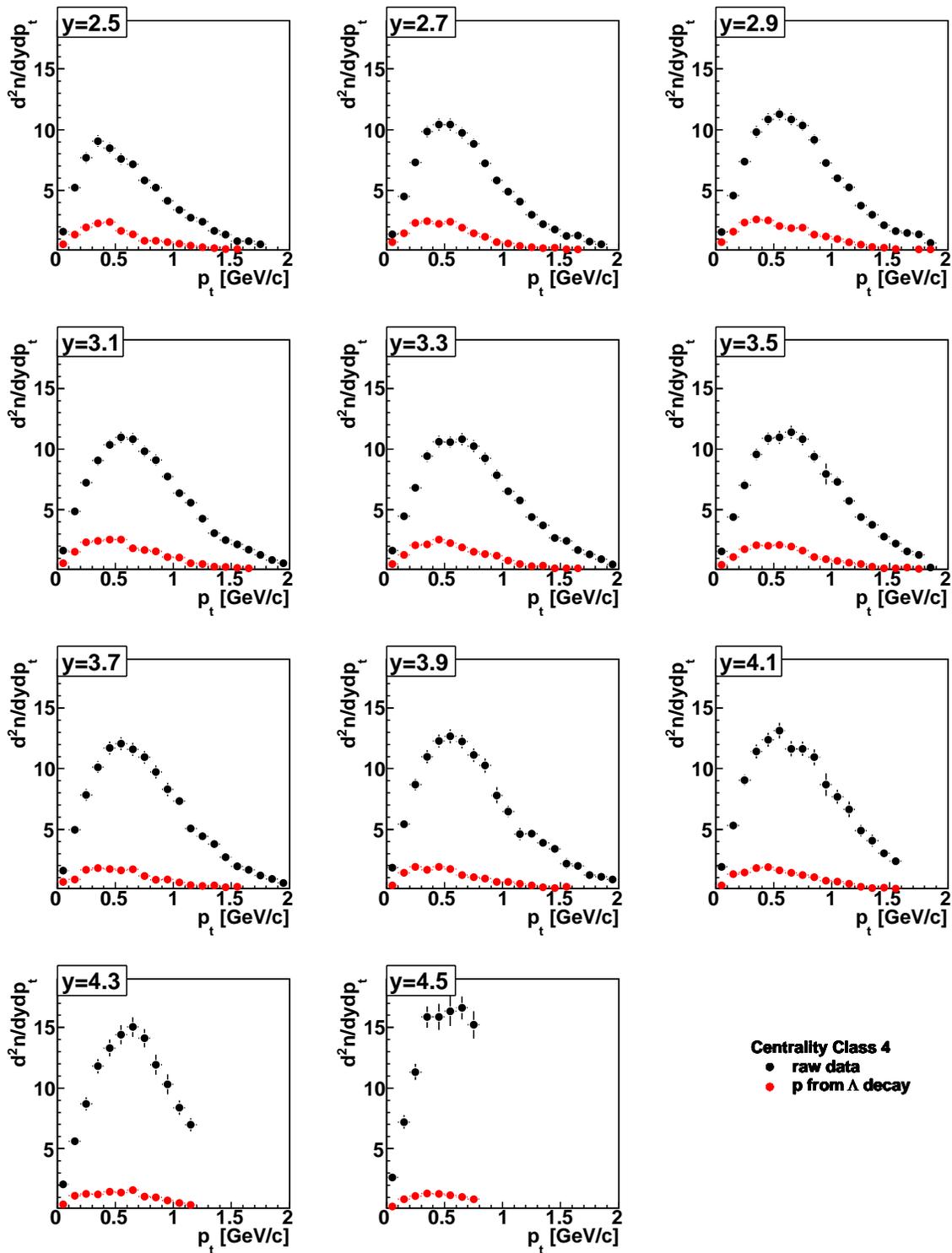


Abbildung C.8: Unkorrigierte  $p_t$ -Spektren der Protonen sowie aus Lambda Zerfällen berechnete Verteilungen der *Feeddown*-Protonen. (Zentralitätsklasse 4)

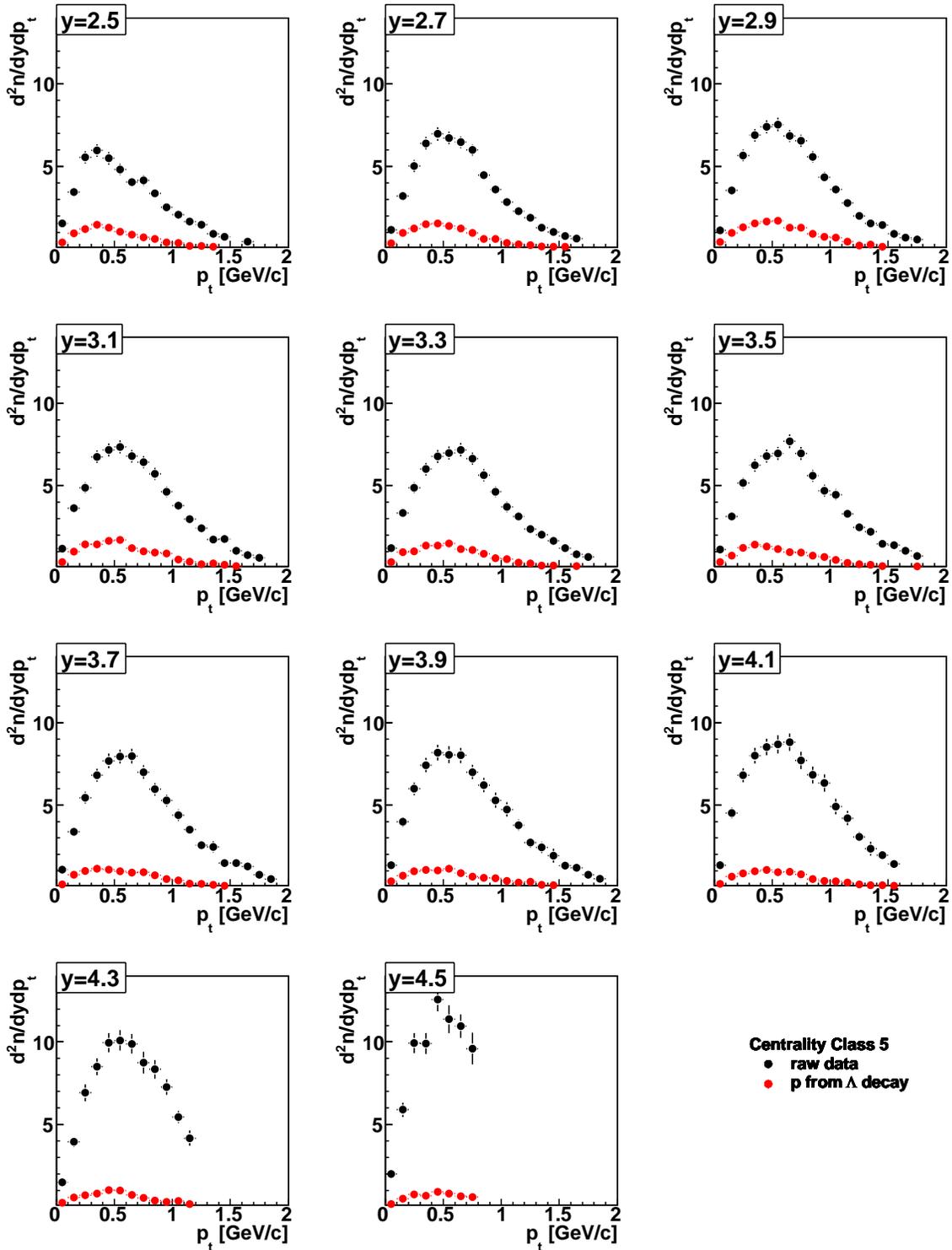


Abbildung C.9: Unkorrigierte  $p_t$ -Spektren der Protonen sowie aus Lambda Zerfällen berechnete Verteilungen der *Feeddown*-Protonen. (Zentralitätsklasse 5)

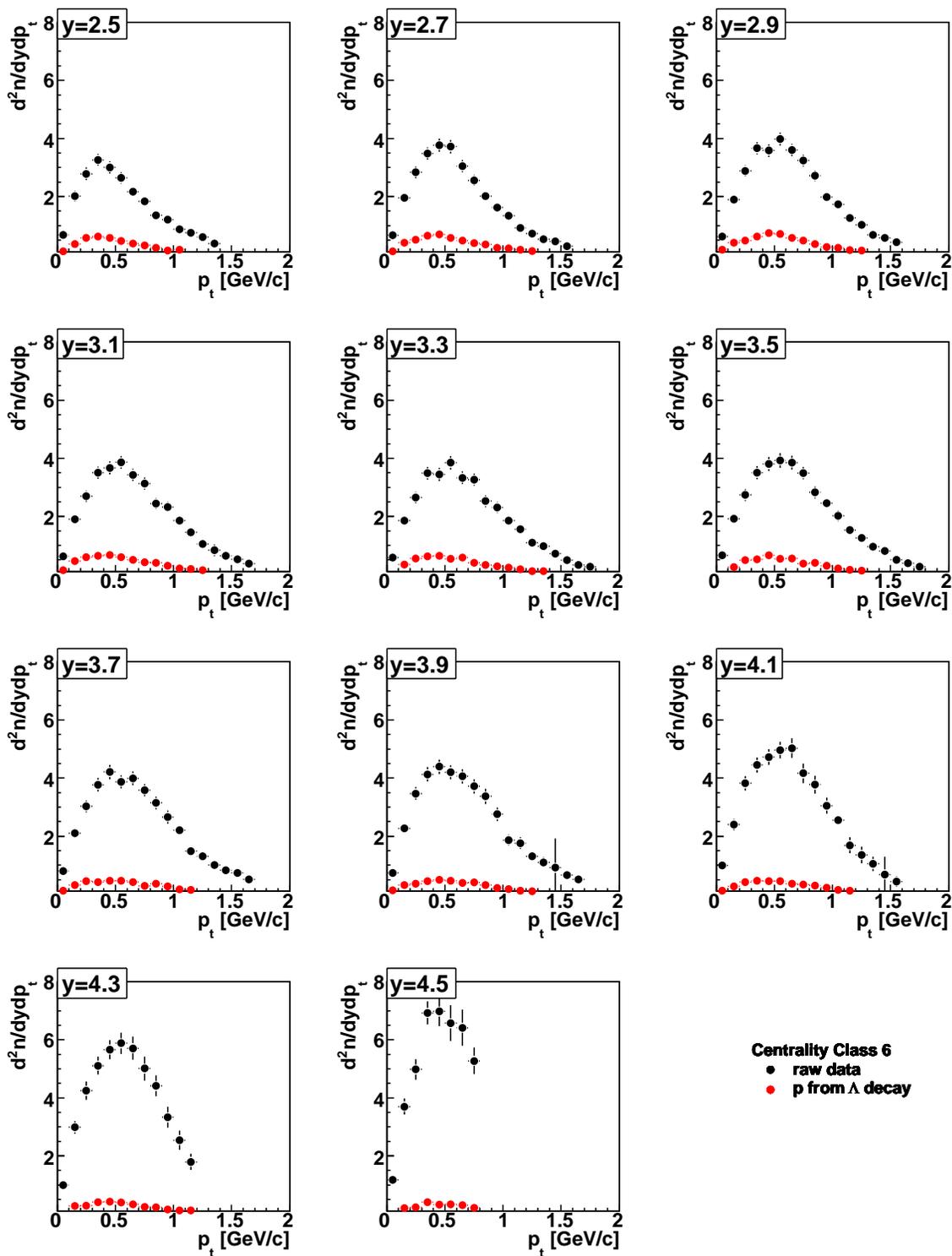


Abbildung C.10: Unkorrigierte  $p_t$ -Spektren der Protonen sowie aus Lambda Zerfällen berechnete Verteilungen der *Feeddown*-Protonen. (Zentralitätsklasse 6)

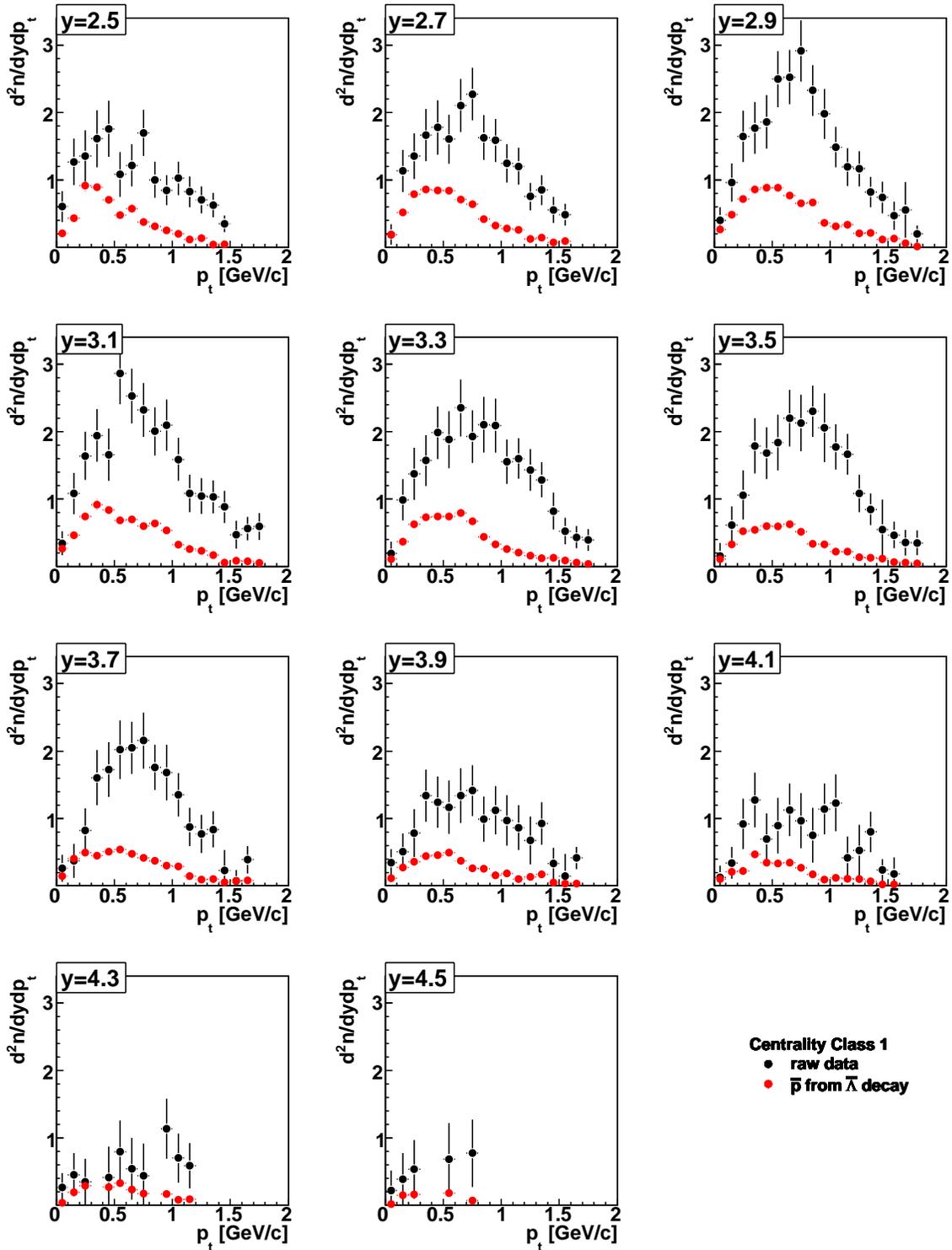


Abbildung C.11: Unkorrigierte  $p_t$ -Spektren der Antiprotonen sowie aus Antilambda Zerfällen berechnete Verteilungen der *Feeddown*-Antiprotonen.(Zentralitätsklasse 1)

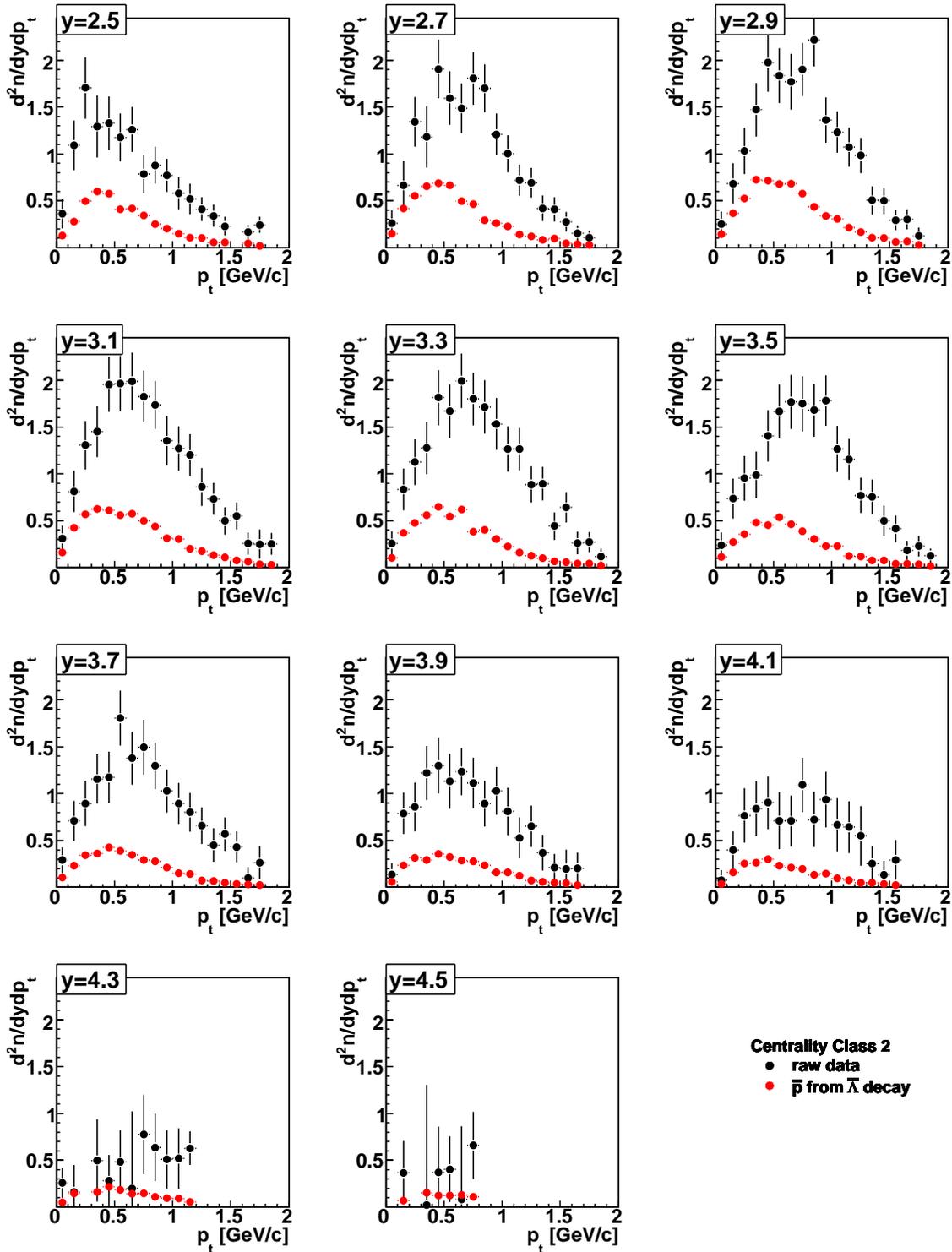


Abbildung C.12: Unkorrigierte  $p_t$ -Spektren der Antiprotonen sowie aus Antilambda Zerfällen berechnete Verteilungen der *Feeddown*-Antiprotonen. (Zentralitätsklasse 2)

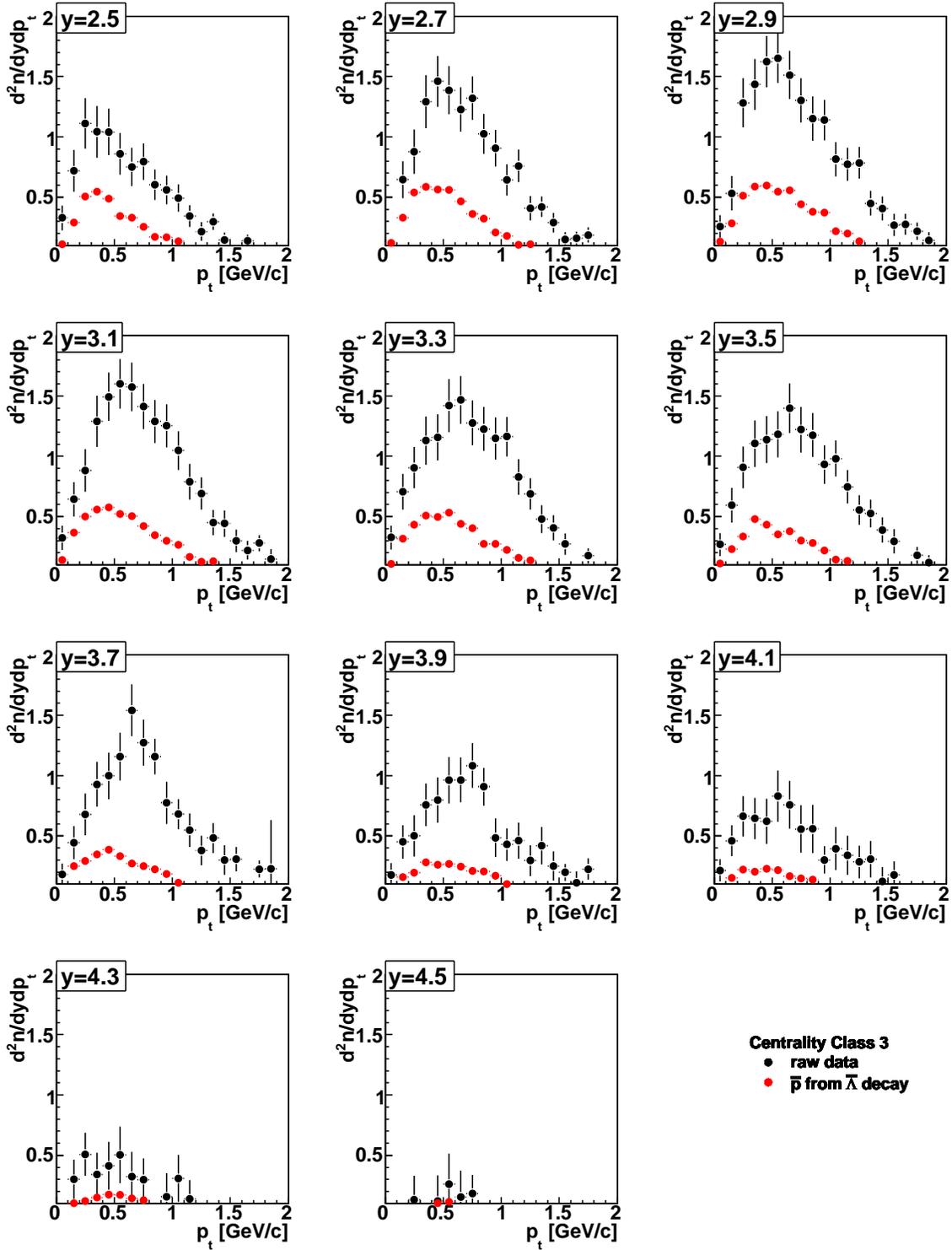


Abbildung C.13: Unkorrigierte  $p_t$ -Spektren der Antiprotonen sowie aus Antilambda Zerfällen berechnete Verteilungen der *Feeddown*-Antiprotonen. (Zentralitätsklasse 3)

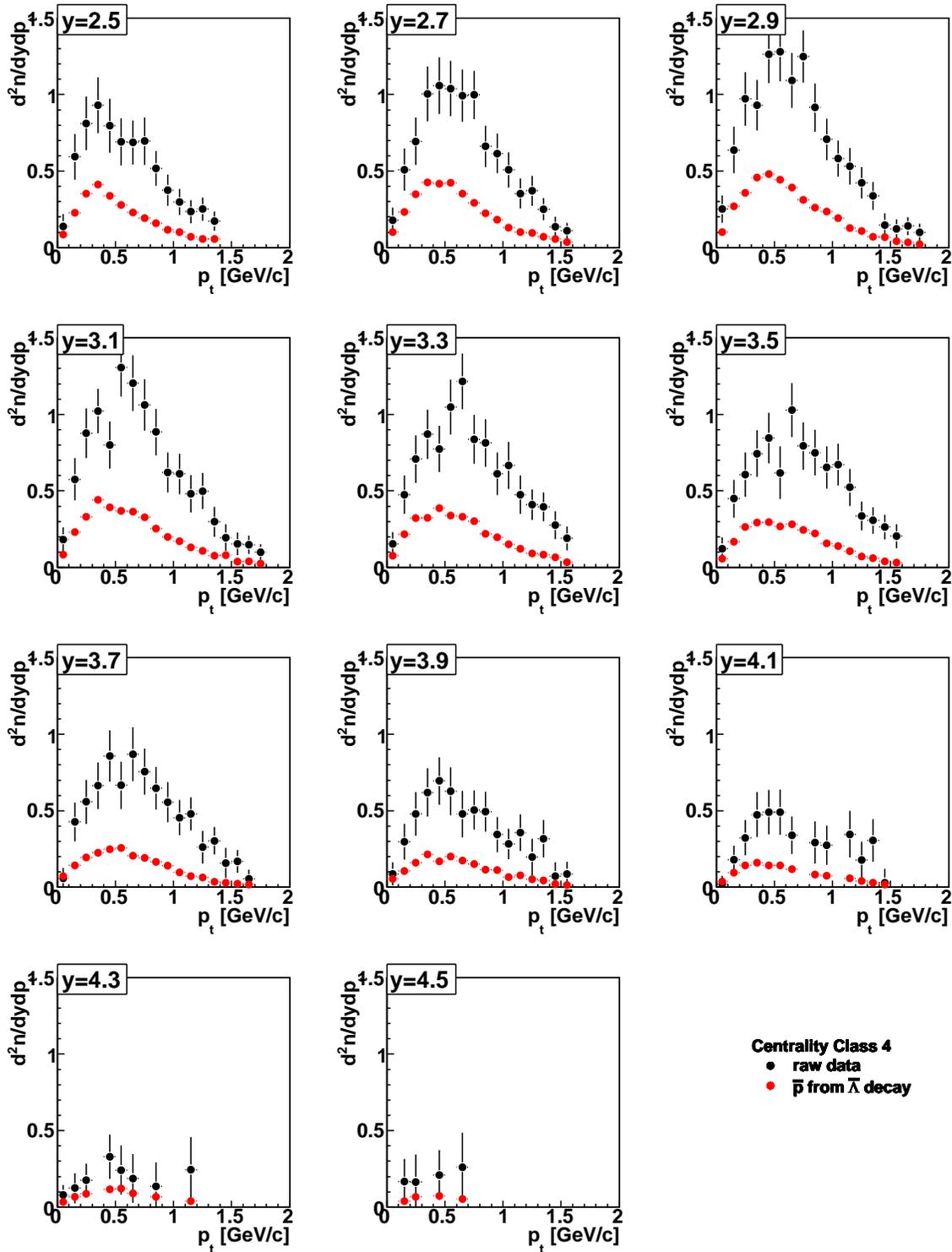


Abbildung C.14: Unkorrigierte  $p_t$ -Spektren der Antiprotonen sowie aus Antilambda Zerfällen berechnete Verteilungen der *Feeddown*-Antiprotonen. (Zentralitätsklasse 4)

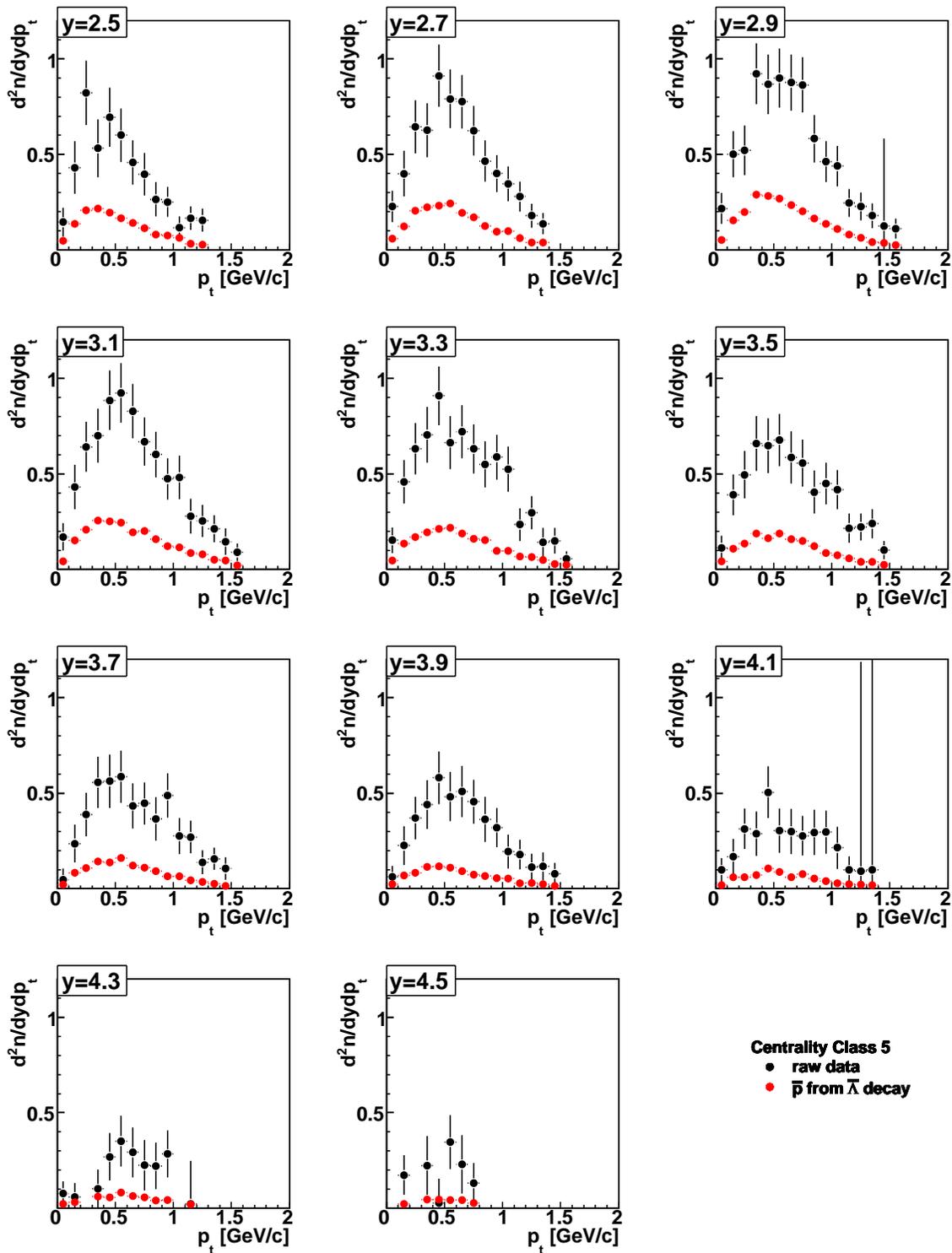


Abbildung C.15: Unkorrigierte  $p_t$ -Spektren der Antiprotonen sowie aus Antilambda Zerfällen berechnete Verteilungen der *Feeddown*-Antiprotonen. (Zentralitätsklasse 5)

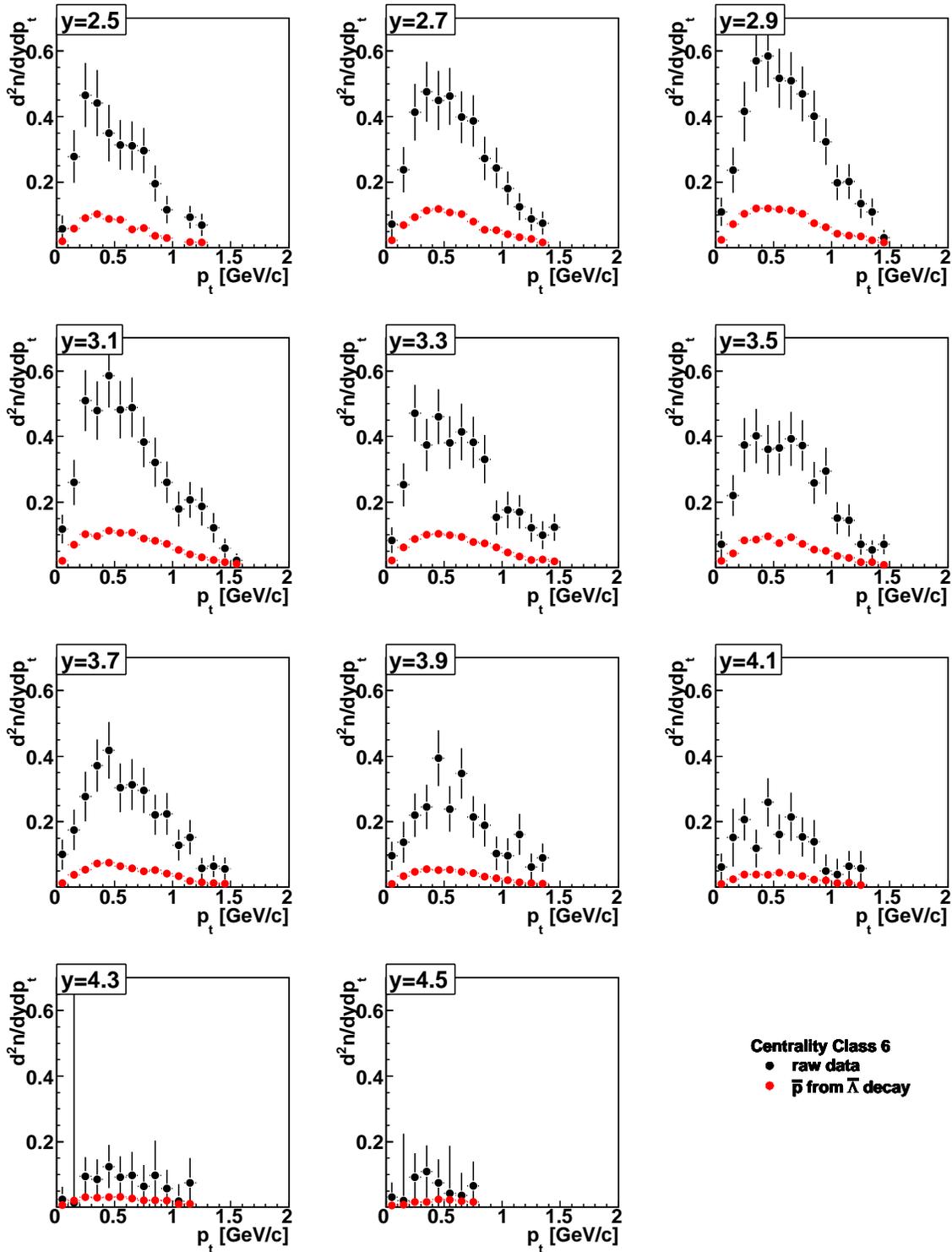


Abbildung C.16: Unkorrigierte  $p_t$ -Spektren der Antiprotonen sowie aus Antilambda Zerfällen berechnete Verteilungen der *Feeddown*-Antiprotonen. (Zentralitätsklasse 6)

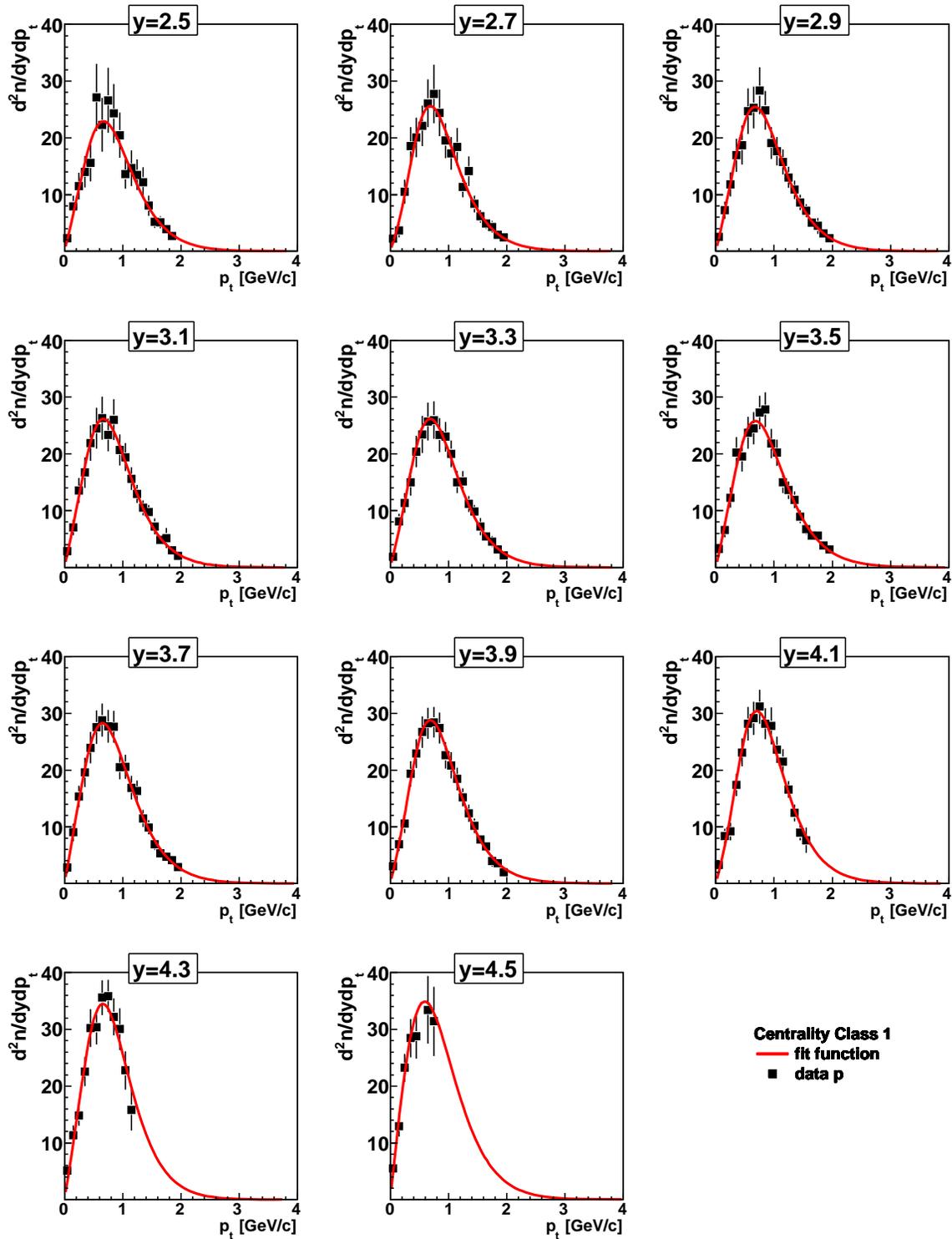


Abbildung C.17: Transversalimpuls - Spektren der Protonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 1. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet.

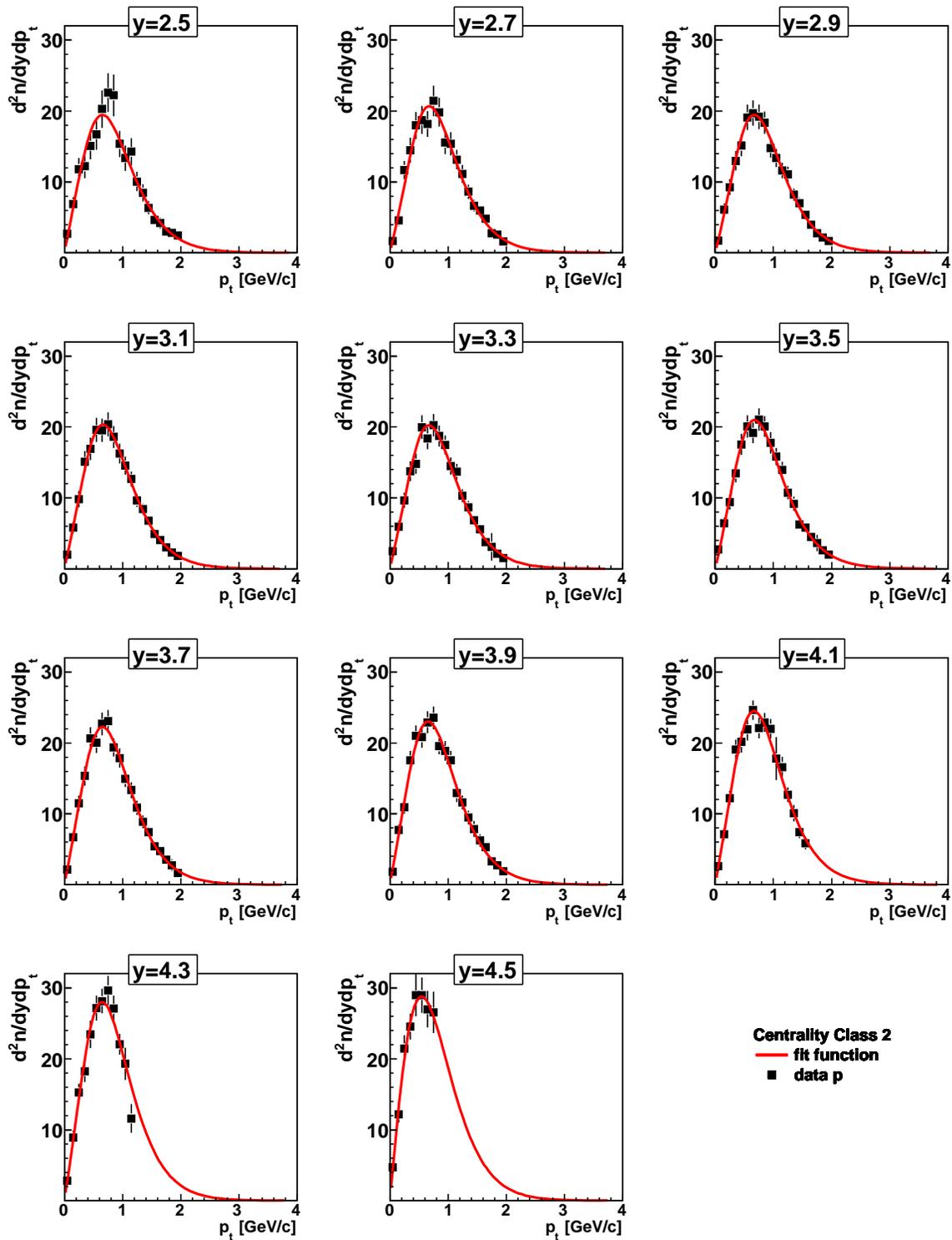


Abbildung C.18: Transversalimpuls - Spektren der Protonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 2. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet.

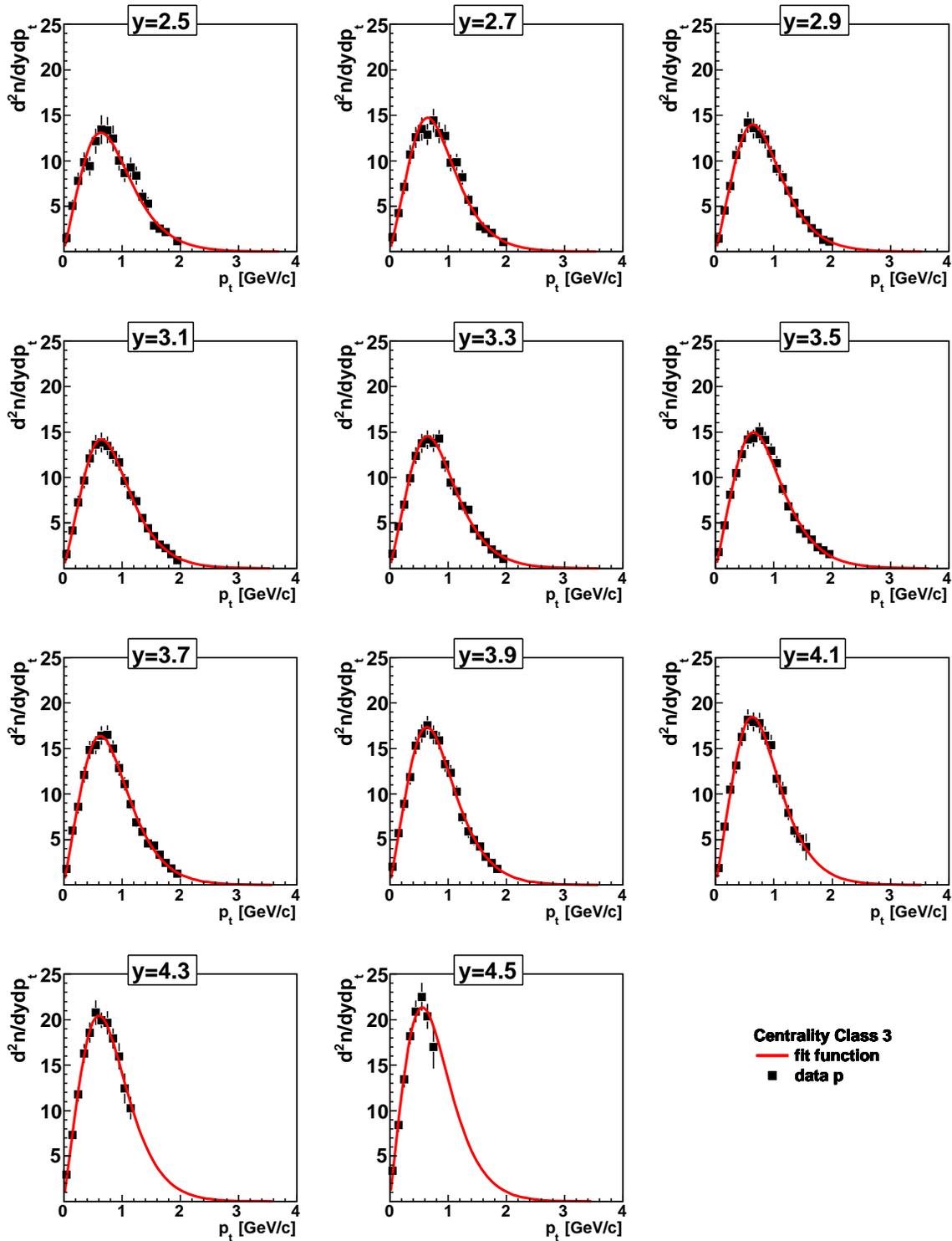


Abbildung C.19: Transversalimpuls - Spektren der Protonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 3. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet.

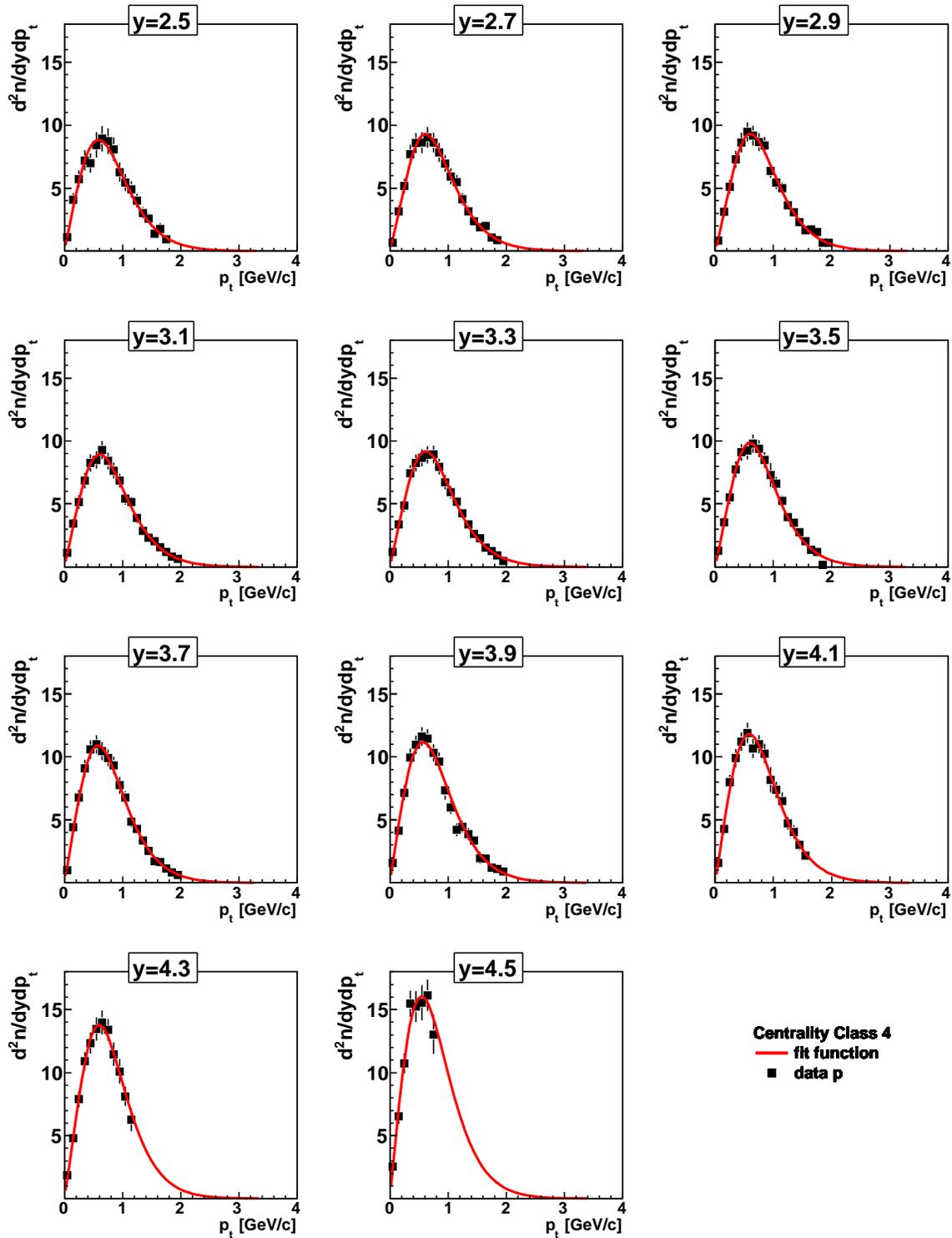


Abbildung C.20: Transversalimpuls - Spektren der Protonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 4. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet.

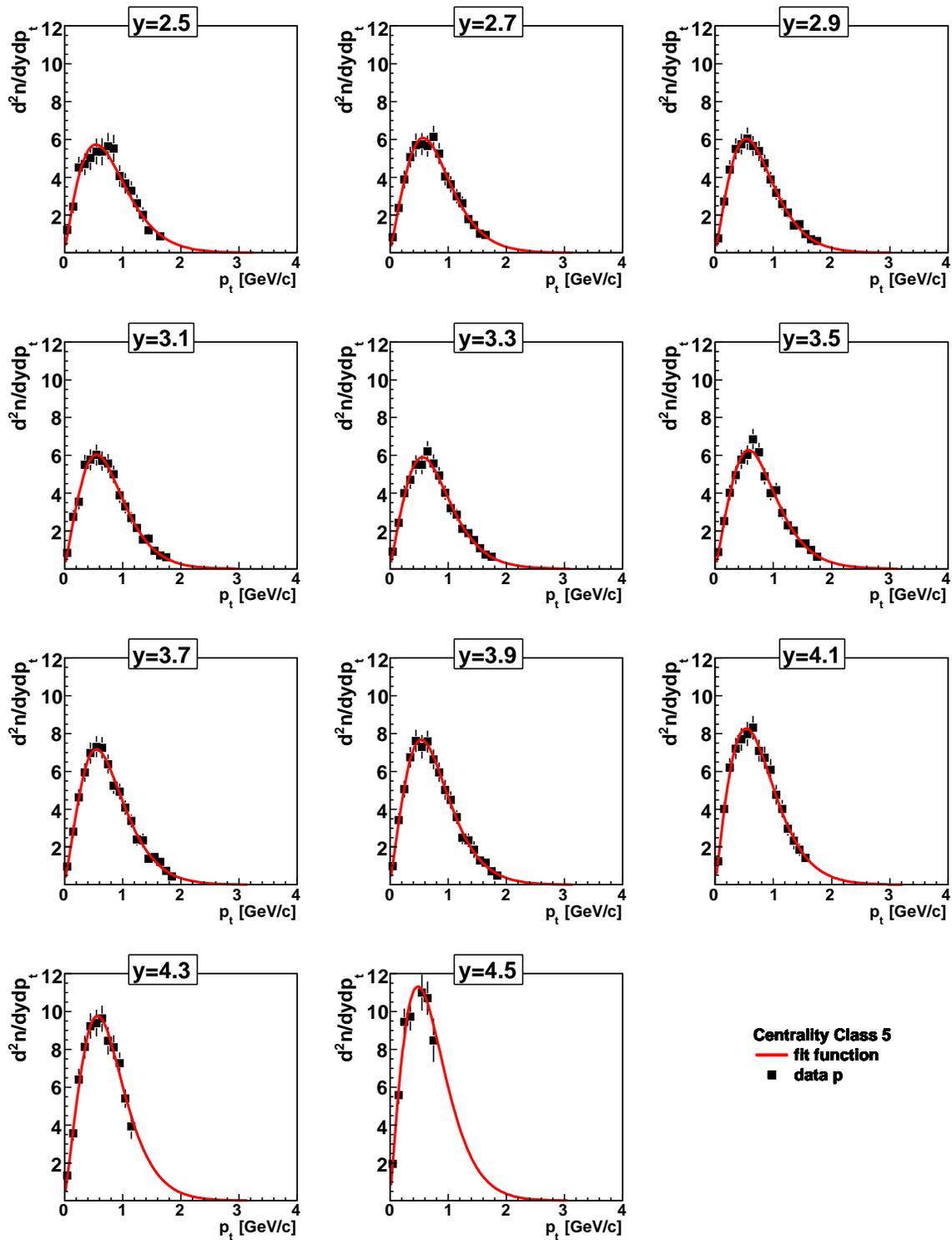


Abbildung C.21: Transversalimpuls - Spektren der Protonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 5. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet.

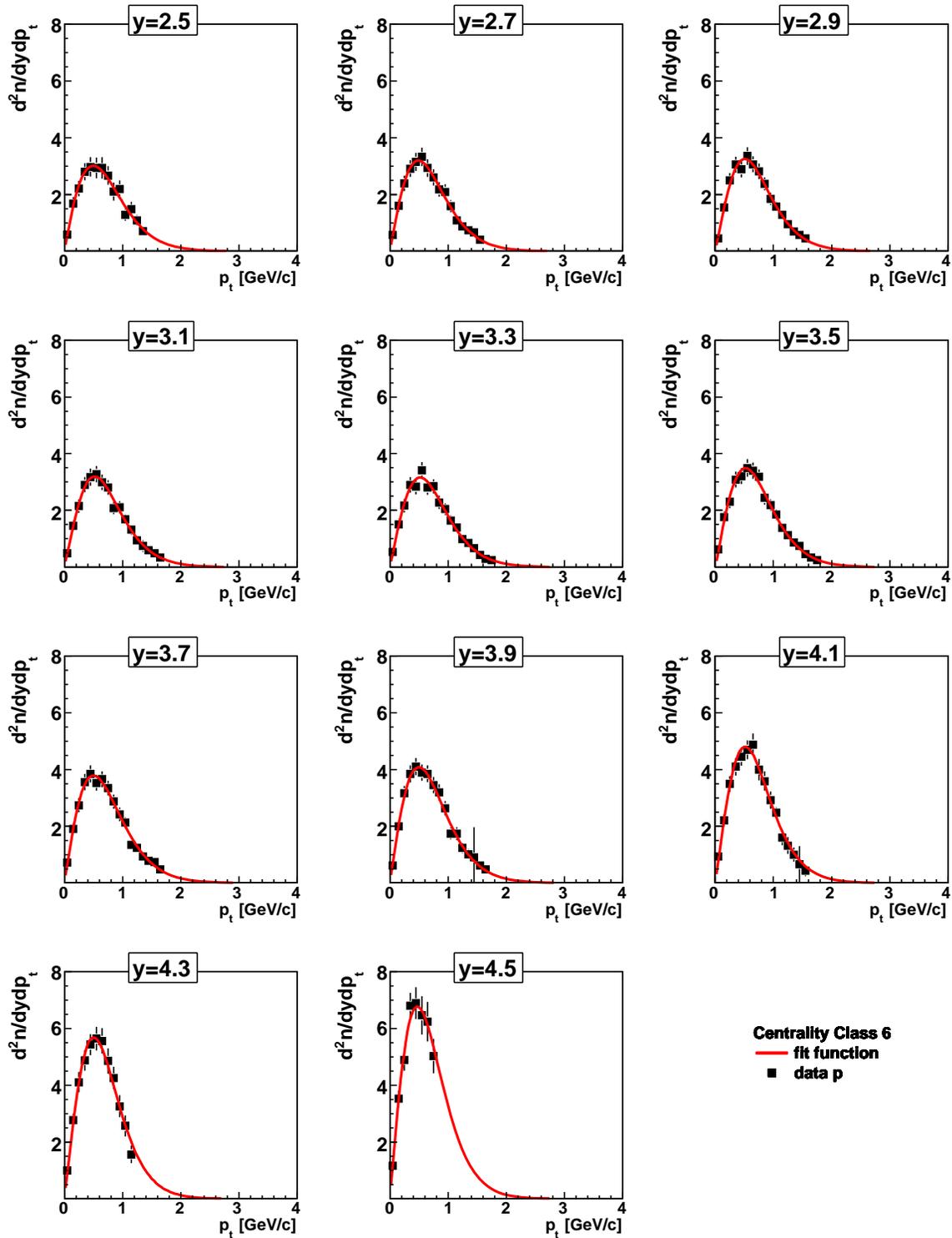


Abbildung C.22: Transversalimpuls - Spektren der Protonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 6. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet.

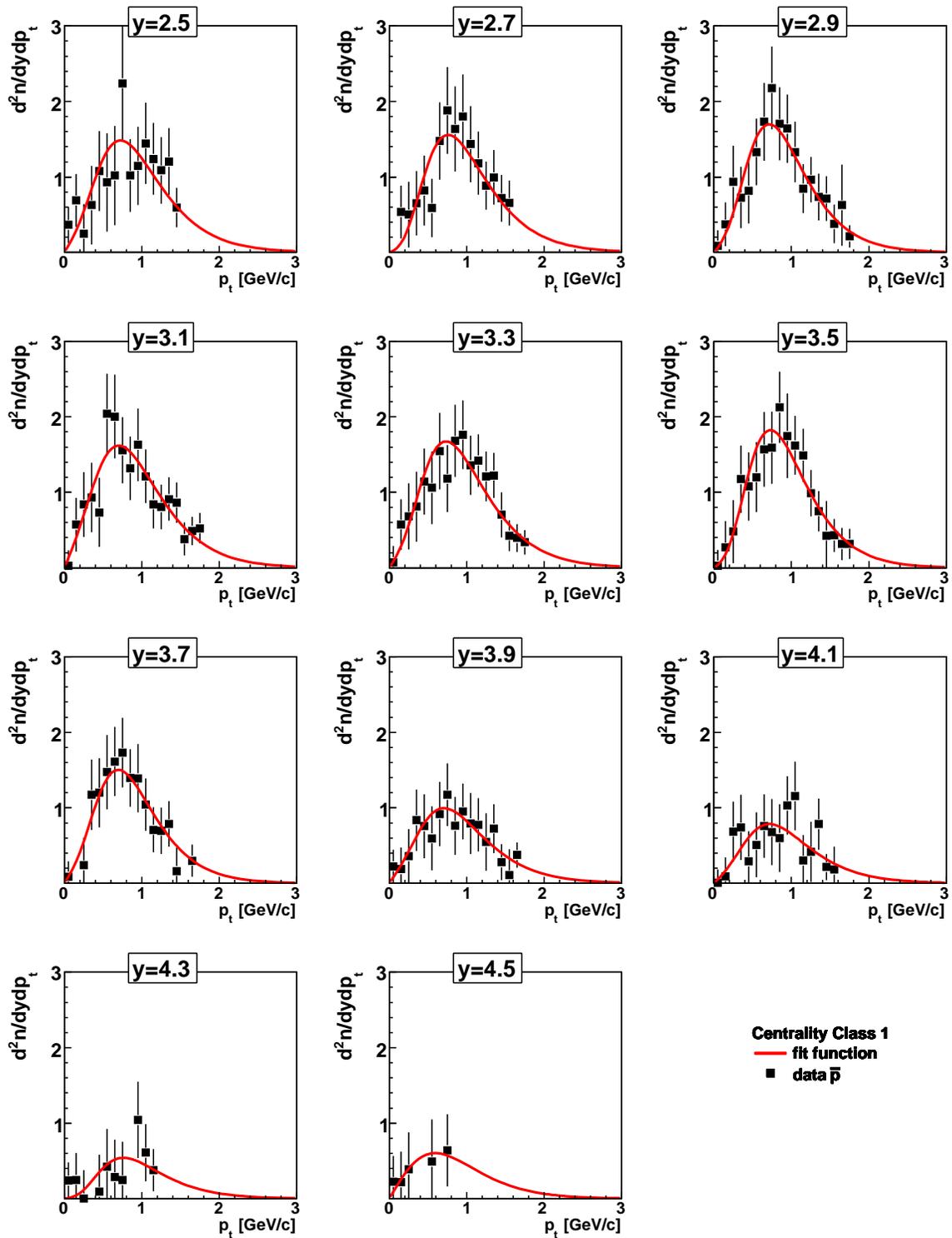


Abbildung C.23: Transversalimpuls - Spektren der Antiprotonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 1. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet.

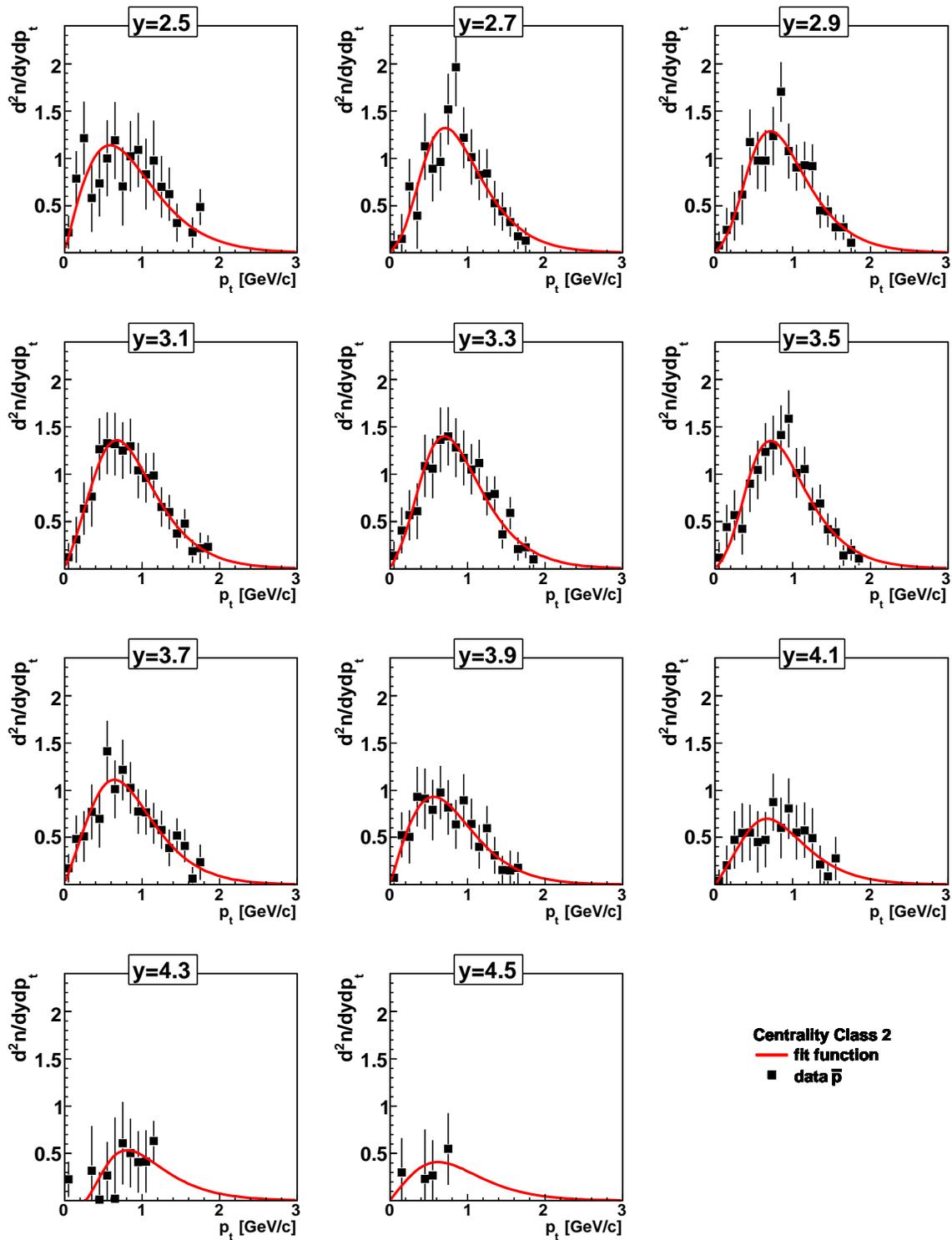


Abbildung C.24: Transversalimpuls - Spektren der Antiprotonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 2. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet.

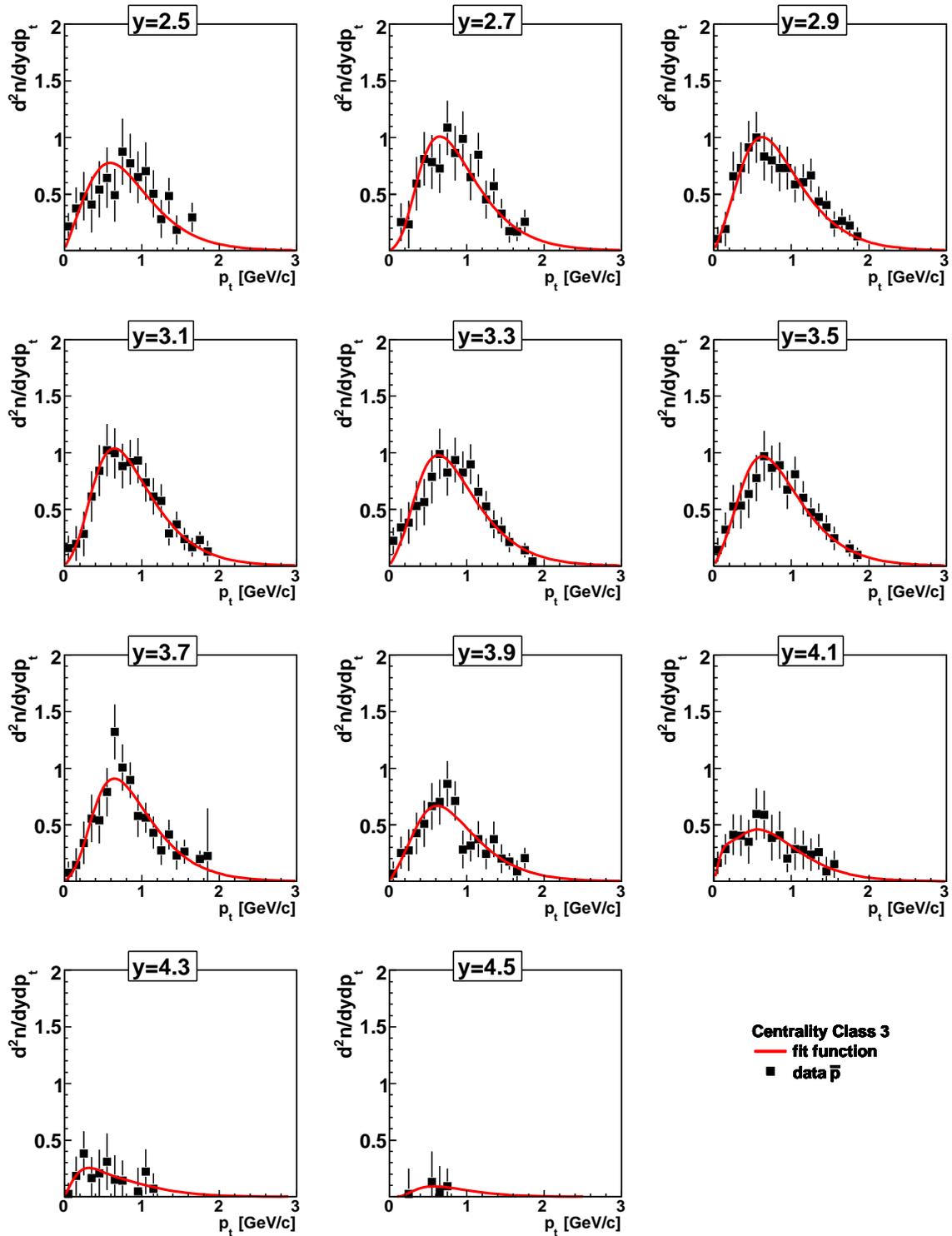


Abbildung C.25: Transversalimpuls - Spektren der Antiprotonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 3. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet.

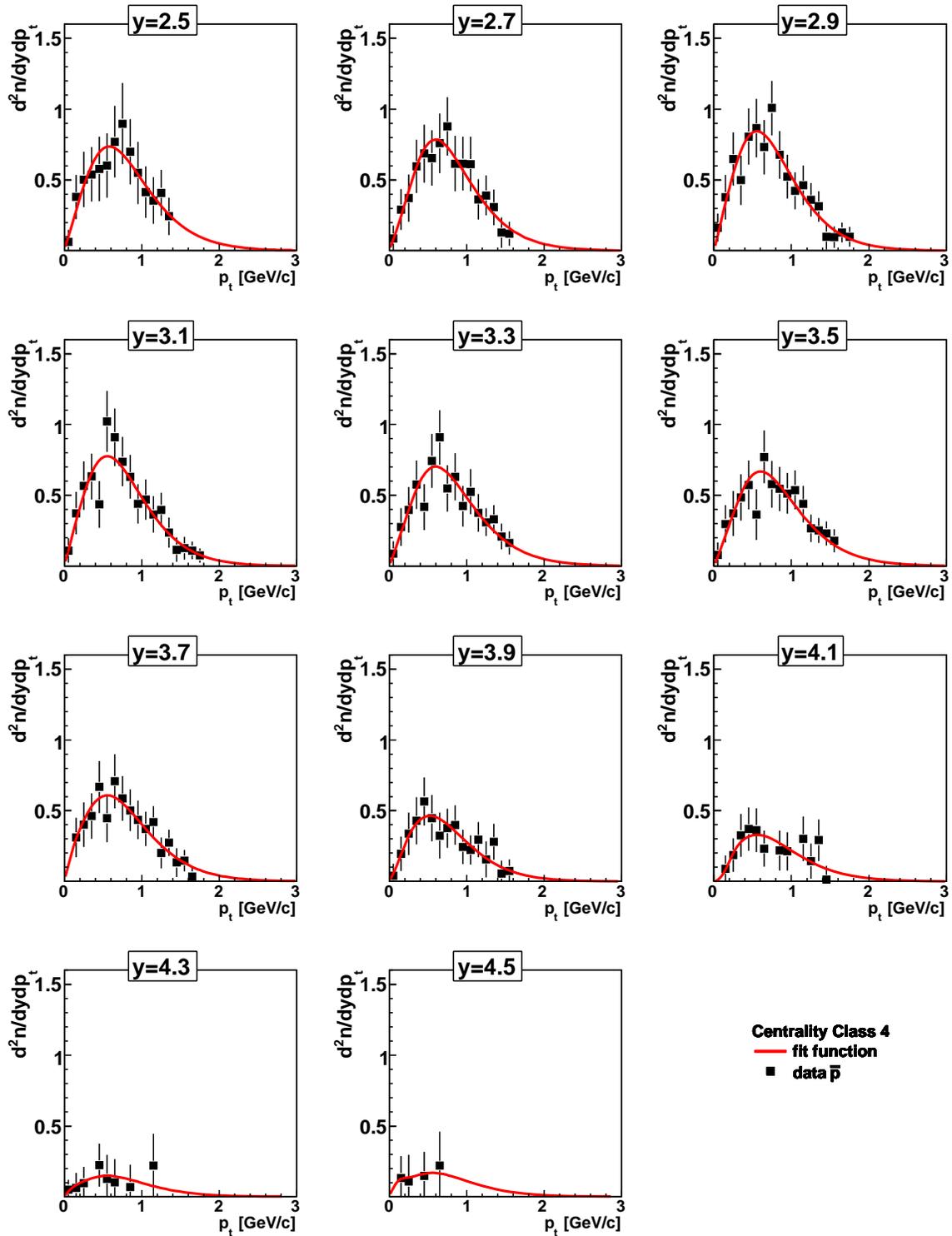


Abbildung C.26: Transversalimpuls - Spektren der Antiprotonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 4. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet.

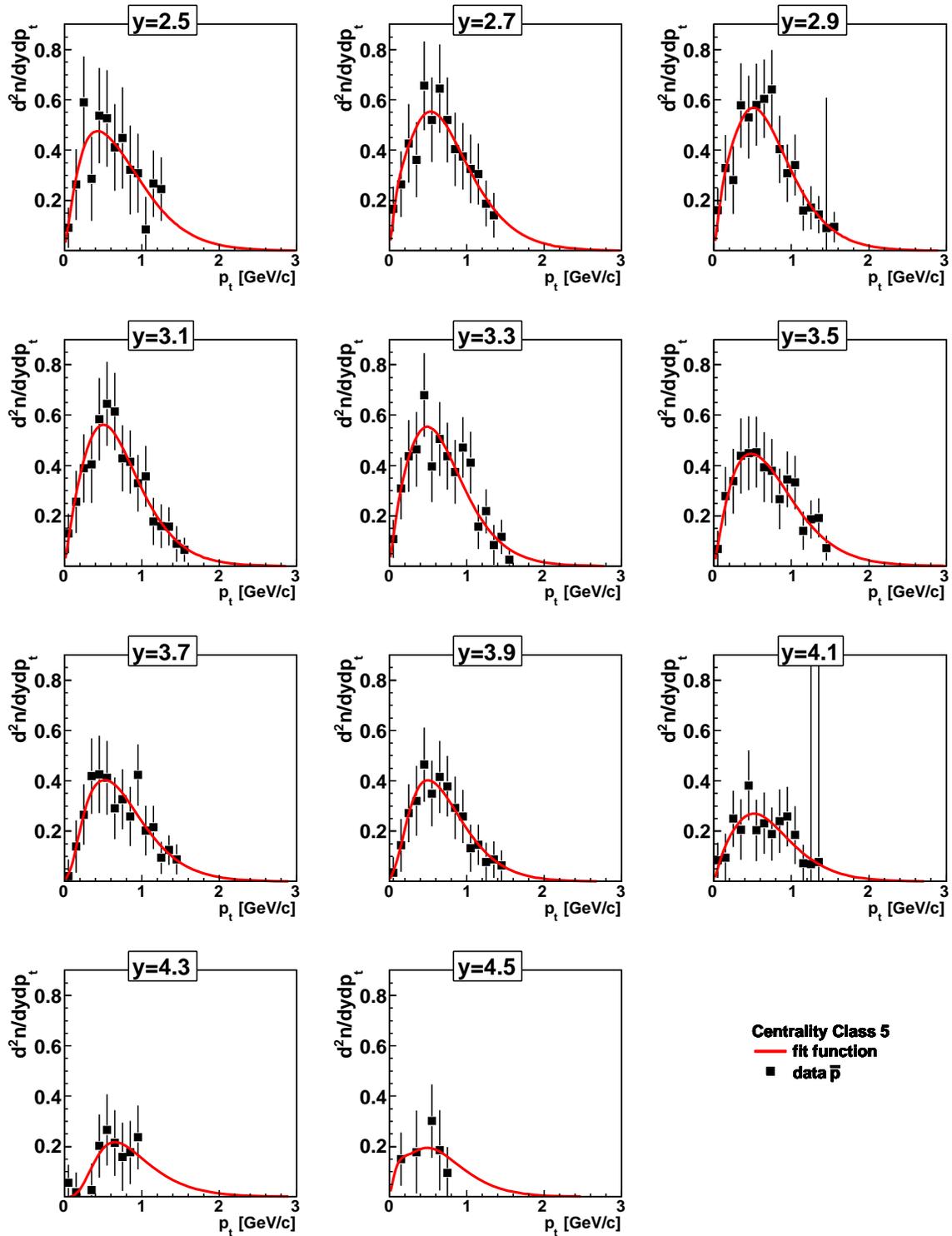


Abbildung C.27: Transversalimpuls - Spektren der Antiprotonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 5. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet.

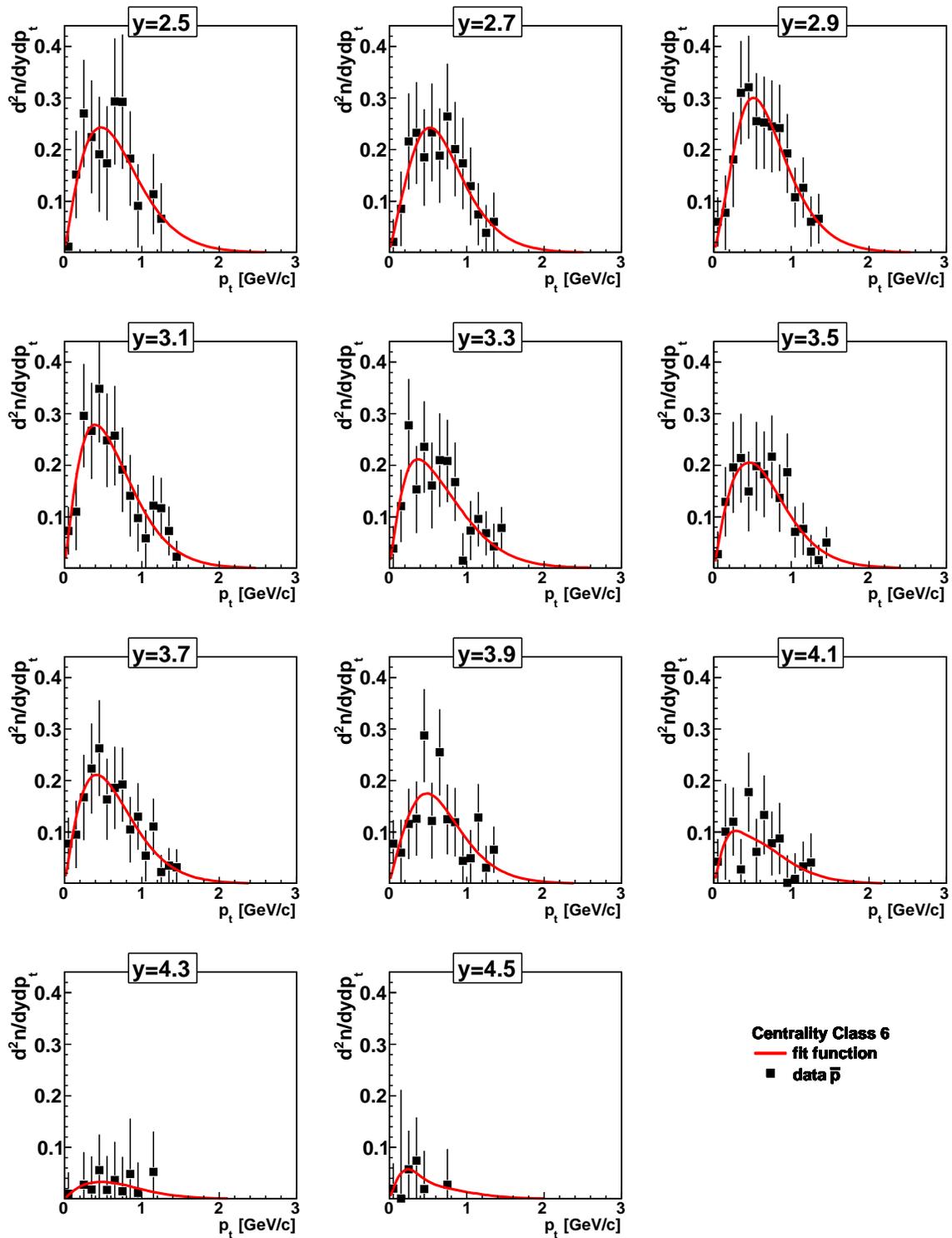


Abbildung C.28: Transversalimpuls - Spektren der Antiprotonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 6. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet.

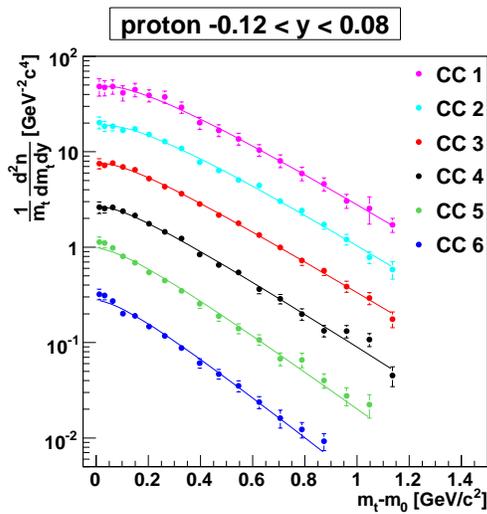


Abbildung C.29: Transversale Massenspektren der Protonen im Rapiditybereich  $-0.12 < y < 0.08$

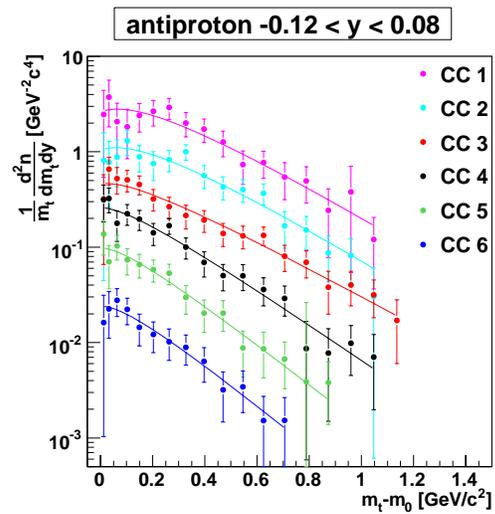


Abbildung C.30: Transversale Massenspektren der Antiprotonen im Rapiditybereich  $-0.12 < y < 0.08$

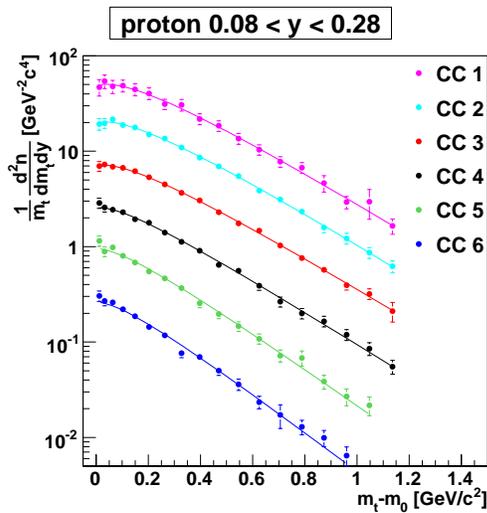


Abbildung C.31: Transversale Massenspektren der Protonen im Rapiditybereich  $0.08 < y < 0.28$

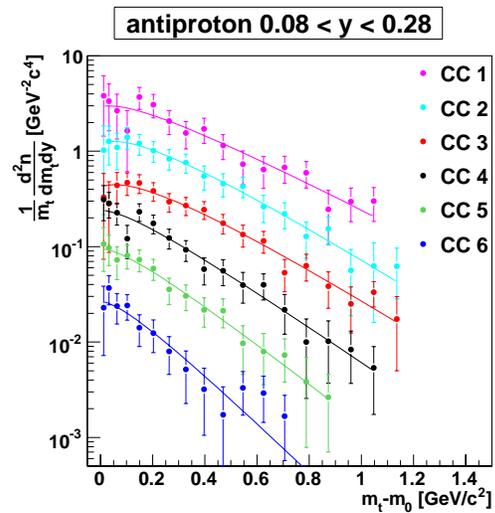


Abbildung C.32: Transversale Massenspektren der Antiprotonen im Rapiditybereich  $0.08 < y < 0.28$

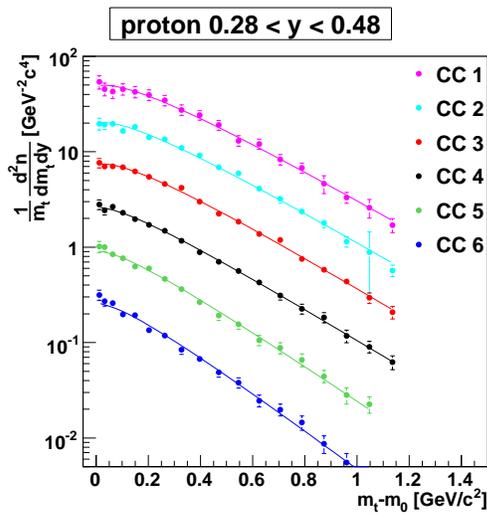


Abbildung C.33: Transversale Massenspektren der Protonen im Rapiditybereich  $0.28 < y < 0.48$

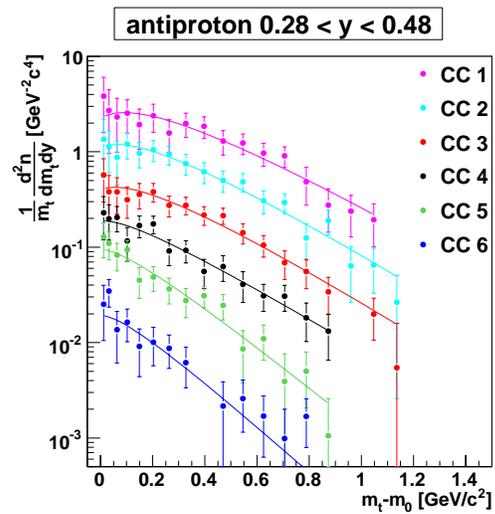


Abbildung C.34: Transversale Massenspektren der Antiprotonen im Rapiditybereich  $0.28 < y < 0.48$

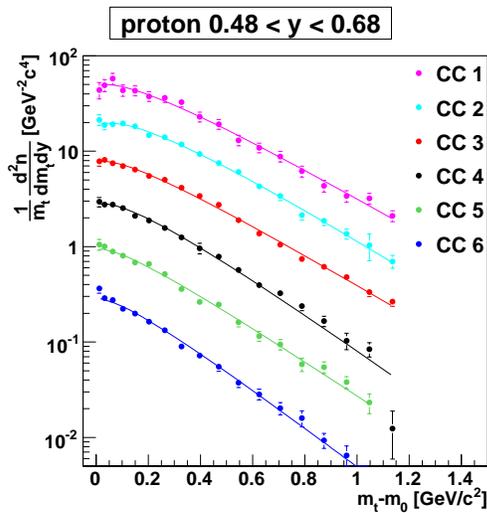


Abbildung C.35: Transversale Massenspektren der Protonen im Rapiditybereich  $0.48 < y < 0.68$

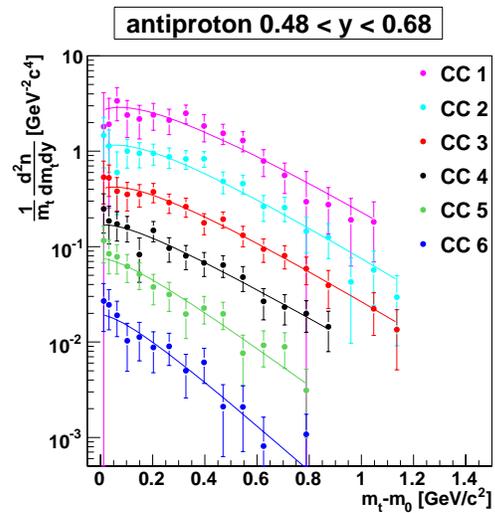


Abbildung C.36: Transversale Massenspektren der Antiprotonen im Rapiditybereich  $0.48 < y < 0.68$

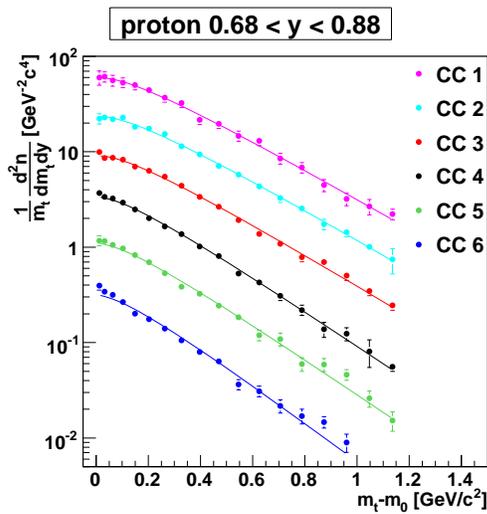


Abbildung C.37: Transversale Massenspektren der Protonen im Rapiditybereich  $0.68 < y < 0.88$

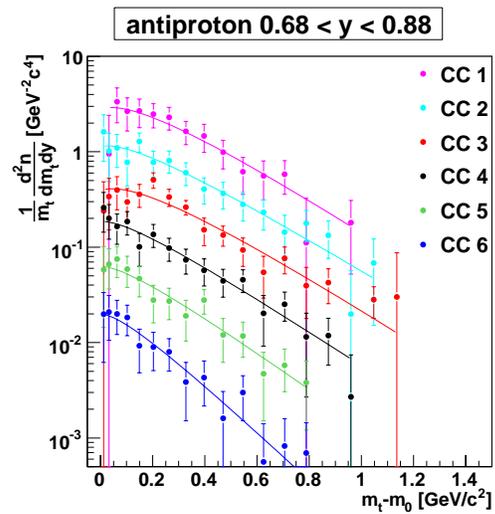


Abbildung C.38: Transversale Massenspektren der Antiprotonen im Rapiditybereich  $0.68 < y < 0.88$

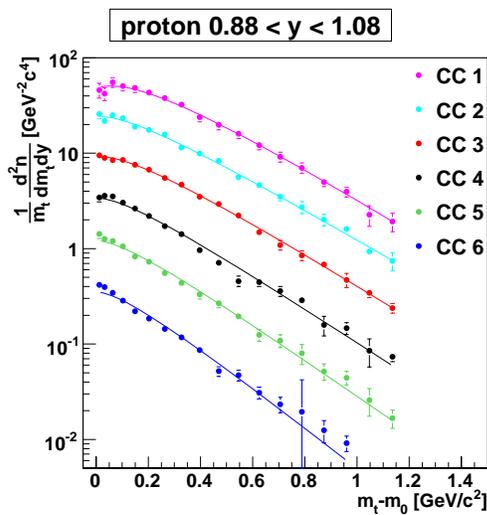


Abbildung C.39: Transversale Massenspektren der Protonen im Rapiditybereich  $0.88 < y < 1.08$

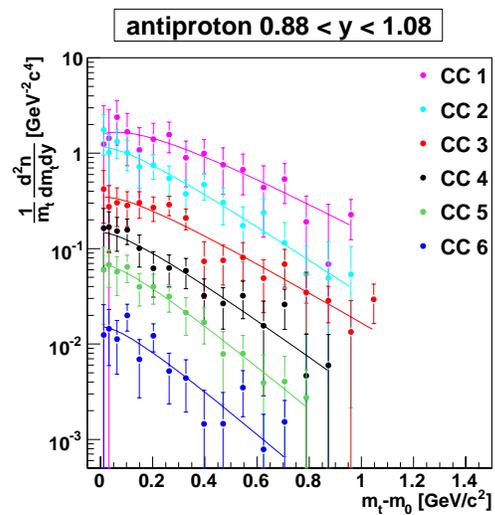


Abbildung C.40: Transversale Massenspektren der Antiprotonen im Rapiditybereich  $0.88 < y < 1.08$

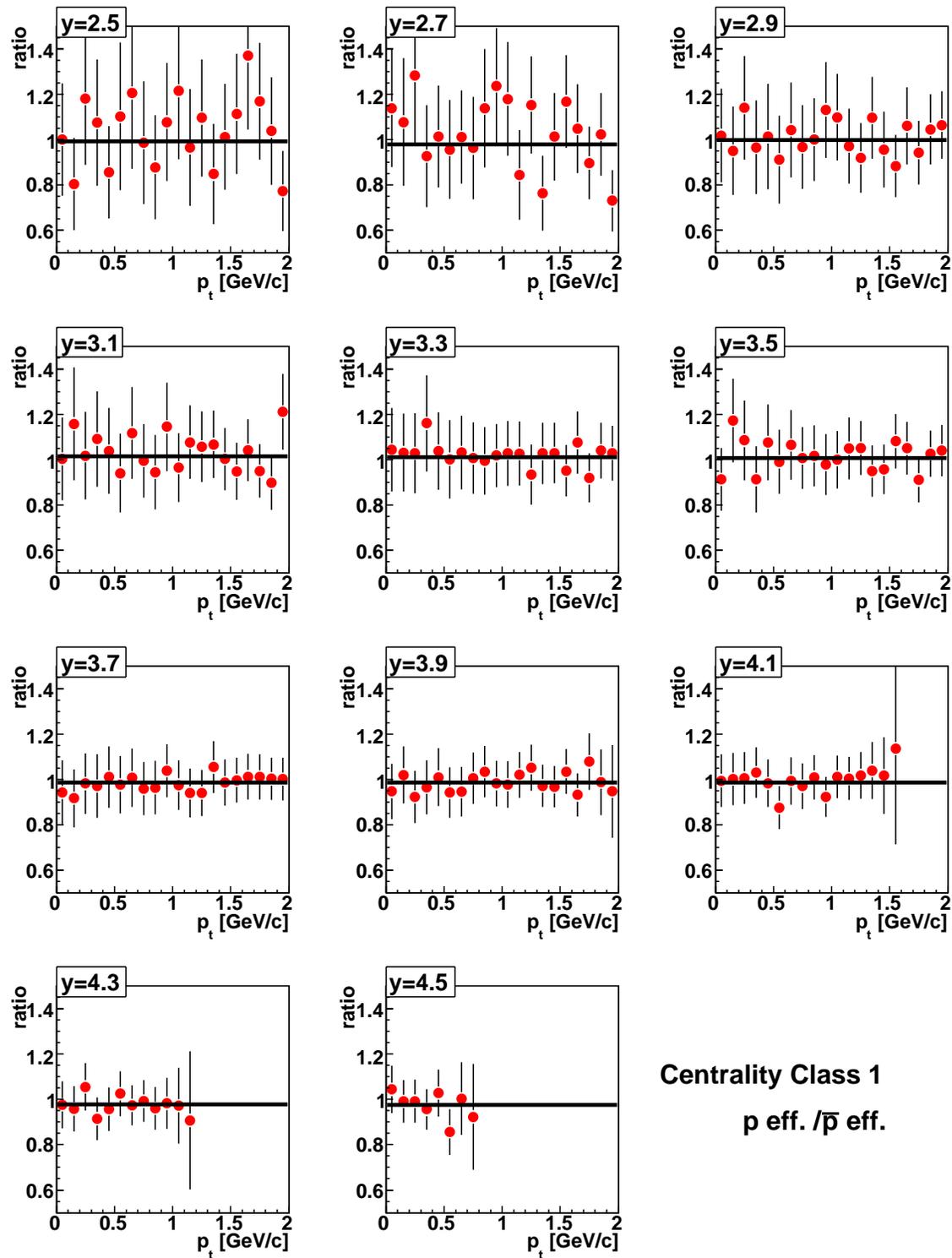


Abbildung C.41: Verhältnis der berechneten Korrekturfaktoren der Effizienz zwischen Protonen und Antiprotonen.



# Anhang D

## Danksagung

Die Abgabe meiner Diplomarbeit bietet mir, neben der Möglichkeit die Ergebnisse dieser Arbeit zu präsentieren, auch die Gelegenheit, mich bei allen denjenigen zu bedanken, die mich während der Entstehung dieser Arbeit unterstützt haben.

An erster Stelle möchte ich einen besonderen Dank an meinen Diplomvater, Herrn Prof. Dr. Herbert Ströbele, richten. Durch seine außergewöhnlichen didaktischen Fähigkeiten und seine Begeisterung für die Physik hat er einen großen Beitrag zum Erfolg dieser Arbeit geleistet. Mir haben alle von ihm gestellten Aufgaben viel Spass gemacht und mir immer neue Ideen gebracht. Ein herzlicher Dank geht auch an Herrn Prof. Dr. Marek Gaździcki und Herrn Prof. Dr. Christoph Blume dafür, dass sie immer ein offenes Ohr für meine Fragen hatten und sich die Zeit genommen haben, um diese ausführlich zu beantworten.

Benjamin Lungwitz danke ich, dass er mir ein ständiger Helfer bei Problemen mit ROOT war. Nicht nur ihm sondern auch Michael Kliemant möchte ich danken, dass in unserem Büro immer eine sehr entspannte und angenehme Arbeitsatmosphäre herrschte. Allen Mitgliedern der NA49-Gruppe danke ich für die ständige Hilfsbereitschaft und für die besonders gute Zusammenarbeit. Ein Dank geht auch an Herrn Prof. Dr. Peter Seyboth für seine ständigen Anregungen bezüglich meiner Analyse. Den IKF-Mitgliedern der NA49-Gruppe gebührt ein Dank dafür, dass ich mich von erstem Tag an in der Gruppe willkommen gefühlt habe. Tim Schuster danke ich für die ständige Bereitschaft, mir bei Simulation zu helfen und mit mir über physikalische Fragen zu diskutieren. Dr. Rainer Renfordt danke ich für die ausführlichen Erklärungen über den Aufbau und die Funktionsweise der NA49-Detektoren.

Simone Schuchmann danke ich für die täglichen Diskussionen, die mir nicht nur fachlich sondern auch außerfachlich viel geholfen haben. Allen anderen Mitgliedern der HEP-Gruppe des IKF danke ich für das gute Arbeitsklima, das dazu beigetragen hat, dass ich mich am Institut herzlich aufgenommen gefüllt habe.

Dem International Office der Johann Wolfgang Goethe- Universität danke ich für die finanzielle Unterstützung im Rahmen eines Abschlussstipendiums.

An diese Stelle möchte ich mich bei meiner Familie in meiner Muttersprache bedanken: Dragi roditelji Mileva i Ilija Utvić vama dugujem jedno veliko hvala za vas odgoj i ljubav koji su mi bili veliki doprinos pri otkrivanju i razvoju moga istrazivackoga duha. Mojoj sestri Anamariji Utvč se zelim takodjer zahvaliti, za stalnu vjeru u moj uspjeh. Posebno se zahvaljujem Ljubomiru Potkolnjaku za permanentnu podrsku, pomoc i povjerenje, bez kojih uspjesan zavrsetak ovog rada uopste ne bih bio moguc.



# Anhang E

## Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werke im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen- bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.

Frankfurt am Main, den 31.03.2008

Milica Utvić



# Literaturverzeichnis

- [1] P.A.Tipler und R.A.Llewellyn, *Moderne Physik* Oldenbourg Verlag München Wien
- [2] <http://de.wikipedia.org/wiki/Baryon>
- [3] M. van Leeuwen, Ph.D.Thesis, NIKHEF, Amsterdam (2003)
- [4] C.Roland, Ph.D.Thesis, JWG Universität, Frankfurt am Main (1999)
- [5] C.Höhne, Ph.D.Thesis, Universität Marburg, Marburg (2003)
- [6] W.Greiner und Andreas Schäfer, *Quantenchromodynamik* Verlag Harri Deutsch
- [7] F.P.Brady und J.Dunn, NA49 internal note (1995)
- [8] T.Sammer, Ph.D.Thesis, Max-Planck-Institut für Physik, München (2000)
- [9] <http://www.weltderphysik.de/de/153.php>
- [10] Particle Data Group: <http://pdg.lbl.gov/>
- [11] A.Laszlo, Ph.D.Thesis, KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics, Budapest
- [12] W.Greiner, *Quantenmechanik-Symmetrien* Verlag Harri Deutsch
- [13] Particle Physics Booklet (2006)
- [14] D.H.Perkins, *Hochenergiephysik* Oldenburg Verlag
- [15] Application Software Group, CERN Program Library Long Writeup **W1013** (1994)
- [16] G.E.Cooper, Ph.D.Thesis, Ernest Orlando Lawrence Berkeley National Laboratory
- [17] A.Mischke, Ph.D.Thesis, JWG Universität in Frankfurt am Main
- [18] P.Dinkelacker, NA49 internal note (2007)
- [19] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 072304 [arXiv:nucl-ex/0306024].
- [20] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 232301 [arXiv:nucl-ex/0611020].
- [21] B. I. Abelev *et al.* [the STAR Collaboration], *Phys. Rev. C* **75** (2007) 054906 [arXiv:nucl-ex/0701010].

- [22] B. Alessandro *et al.* [NA50 Collaboration], Eur. Phys. J. C **39** (2005) 335 [arXiv:hep-ex/0412036].
- [23] S. Afanasev *et al.* [NA49 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **430** (1999) 210.
- [24] B. B. Back *et al.* [PHOBOS collaboration], Nucl. Phys. A **715** (2003) 65 [arXiv:nucl-ex/0212009].
- [25] T. S. Ullrich, Nucl. Phys. A **715** (2003) 399 [arXiv:nucl-ex/0211004].
- [26] S. Margetis *et al.* [NA49 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 3814.
- [27] C. Blume [Na49 Collaboration], J. Phys. G **34** (2007) S951 [arXiv:nucl-ex/0701042].
- [28] C. Alt *et al.* [NA49 Collaboration], arXiv:nucl-ex/0512033.
- [29] E. Schnedermann and U. W. Heinz, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2908.
- [30] F. Becattini, J. Manninen and M. Gazdzicki, Phys. Rev. C **73** (2006) 044905 [arXiv:hep-ph/0511092].
- [31] H. Appelshäuser *et al.* [NA49 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 2471 [arXiv:nucl-ex/9810014].

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Das Oktett der Baryonen $I^P = \frac{1}{2}^+$ [2] . . . . .	5
1.2	Das Dekuplett der Baryonen $I^P = \frac{3}{2}^+$ [2] . . . . .	5
1.3	Das Nonett der pseudoskalaren Mesonen $I^P = 0^-$ [2] . . . . .	6
1.4	Das Nonett der Vektormesonen $I^P = 1^+$ [2] . . . . .	6
1.5	Verhältnis der mittleren Multiplizitäten der positiven Kaonen zur positiven Pionen in der Abhängigkeit von der Energie . . . . .	8
1.6	Häufigkeitsverteilung des Azimutalwinkels geladener Teilchen relativ zu einem Hochenergetischen Triggerteilchen bei $\Delta\phi = 0$ in zentralen Stößen bei $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ [19]. Blaue Sterne bezeichnen Au+Au-Kollisionen, rote Punkte d+Au- und schwarze horizontale Striche p+p-Kollisionen. . . . .	9
1.7	Das Verhältniss zwischen $J/\Psi$ - und Drell-Yan-Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeit von der Zahl der Partizipanten. Die Daten wurden in Pb+Pb Kollisionen bei der Schwerpunktsenergie von 158A GeV vom NA50 Experiment gemessen. Die Abweichung von der Funktion [22] wird als $J/\Psi$ -Suppression interpretiert. . . . .	10
1.8	(a) $J/\Psi R_{AA}$ ist über die Anzahl der Partizipanten $N_{part}$ für Au+Au-Kollisionen bei der $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ aufgetragen. (b) Verhältnis zwischen im Vorwärtsrapiditäts- und im Midrapiditätsbereich aufgenommenen Daten in Abhängigkeit von $N_{part}$ ([20] PHENIX). . . . .	10
1.9	In der oberen Abbildung sind $v_2$ sowie die transversale Energie $(m_t - m_0)$ auf die Anzahl der Valenzquarks $n_q$ normiert worden und gegeneinander aufgetragen. Die Messungen stammen aus peripheren Kollisionen der Au-Kerne bei $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{GeV}$ . In der unteren Abbildung ist die Abweichung der Daten von der Fitfunktion zu sehen. Mit der Fitfunktion wurden alle Teilchen bis auf die Pionen gefittet (siehe [21]). . . . .	11
1.10	Illustration der A+A-Kollision im Landau-Bild . . . . .	12
1.11	Illustration der A+A-Kollision im Bjorken-Bild . . . . .	12
1.12	Die Rapiditätsverteilungen der Netto-Baryonen sind für sieben verschiedene Energien dargestellt. Mit offenen Symbolen sind die um Midrapidity gespiegelten Datenpunkte bezeichnet. Die mit den roten Symbolen bezeichneten Daten sind vom NA49 Experiment aufgenommen worden [27]. . . . .	13
2.1	Schematische Darstellung der CERN Beschleuniger . . . . .	16
2.2	Schematische Darstellung des Experimentes NA49 in der xz-Ebene . . . . .	17
2.3	Die dreidimensionale Darstellung des NA49 Experimentes mit verwendeten Koordinatensystem . . . . .	18

2.4	Die schematische Darstellung der Funktionsweise eine TPC . . . . .	20
3.1	Schematische Darstellung der Rekonstruktionskette . . . . .	24
3.2	Die 182016 Pads sind in 6 Sektoren pro VTPC und 25 Sektoren pro MTPC entsprechend der gezeigten schematischen Darstellung eingeteilt [17]. . . . .	25
3.3	Verlauf der Bethe-Bloch-Kurve für Myonen in Cu [10] . . . . .	27
4.1	<i>z-Fit-Vertex</i> -Positionen für Run-Nummern kleiner als 4050. Die roten senkrechten Linien zeigen die Positionen der angewendeten Selektionskriterien. . . . .	30
4.2	<i>z-Fit-Vertex</i> -Positionen für Run-Nummern größer als 4050. Die roten senkrechten Linien zeigen die Positionen der angewendeten Selektionskriterien. . . . .	30
4.3	Multiplizität über Veto-Energie [11] . . . . .	31
4.4	Die mit grünen Dreiecken gekennzeichnete Verteilung ist die Verteilung der <i>non-target</i> -Kollisionen. Sie wurde aus dem Spektrum entfernt. Die Veto-Verteilung der mit dem Target wechselwirkenden Kollisionen ist mit den blauen Punkten dargestellt [11]. . .	33
4.5	Die Verteilungen der Veto-Energie für sechs verschiedene Zentralitätsklassen in 158A GeV Pb+Pb-Kollisionen sind in dem Bild rechts vor der <i>Time-Dependence</i> -Kalibrierung und in dem Bild links nach der <i>Time-Dependence</i> -Kalibrierung aufgetragen. Die Lücken, die zwischen den Verteilungen zu sehen sind, sind Artefakte, die durch das gewählte Binning hervorgerufen werden. . . . .	33
4.6	Die Abbildung stellt die $dE/dx$ -Verteilung der positiven Teilchen als Funktion des Impulses dar. Die Bethe-Bloch Kurven der vier Teilchen sind auch gezeigt. Die senkrechten schwarzen Linien bezeichnen den in dieser Arbeit analysierten Impulsbereich. . . . .	36
4.7	Die Abbildung stellt die $dE/dx$ -Verteilung der negativen Teilchen als Funktion des Impulses dar. Die Bethe-Bloch Kurven der vier Teilchen sind auch gezeigt. Die senkrechten schwarzen Linien bezeichnen den in dieser Arbeit analysierten Impulsbereich. . . . .	36
4.8	In der Abbildung sind für sechs Zentralitätsklassen die Bethe-Bloch Kurven der Protonen, Kaonen und Pionen sowie die durch die Fitfunktion ermittelten Positionen der gleichen Teilchen gezeigt. . . . .	38
4.9	Häufigkeiten von Antiprotonen als Funktion von $p$ , $p_t$ und Zentralität. Es ist keine Veränderung in der Form der Spektren in Abhängigkeit von der Zentralität zu sehen. . . . .	39
4.10	Häufigkeiten von Protonen als Funktion von $p$ , $p_t$ und Zentralität. Es ist eine klare Verschiebung des Spektrummaximums von kleinen zu größeren Impulsen mit abfallender Zentralität der Kollision zu erkennen. . . . .	40
5.1	Anzahl der gematchten Spuren und Impulsdifferenzen vor Anwendung des in den untersten zwei Abbildungen angedeuteten Qualitätskriteriums (rote Linien). . . . .	46
5.2	Impulsdifferenzen nach der Anwendung des Qualitätskriteriums. . . . .	47
5.3	In der Abbildung sind die $c_{ea}$ - Korrekturfaktoren der Protonen für zwei verschiedene Selektionskriterien dargestellt. Die obersten sechs Bilder zeigen die berechneten $c_{ea}$ -Korrekturfaktoren für die <i>Track Impact</i> -Parameter $b_x \leq  0.5 $ und $b_y \leq  1.0 $ , während die Korrekturfaktoren ohne Anwendung dieses Kriteriums in den unteren sechs Bilder zu sehen sind. . . . .	48

5.4 In der Abbildung sind die  $c_{ea}$  - Korrekturfaktoren der Antiprotonen für zwei verschiedene Selektionskriterien dargestellt. Die obersten sechs Bilder zeigen die berechneten  $c_{ea}$ -Korrekturfaktoren für die *Track Impact*-Parameter  $b_x \leq |0.5|$  und  $b_y \leq |1.0|$ , während die Korrekturfaktoren ohne Anwendung dieses Kriteriums in den unteren sechs Bilder zu sehen sind. . . . . 49

6.1 In der Abbildung ist der Vergleich der transversalen Massen-Spektren der Protonen mit den publizierten Verteilungen [28] dargestellt. Die obere Abbildung zeigt die im Rapiditätsbereich  $-0.32 < y - 0.12$  gemessenen  $m_t - m_0$ -Verteilungen und die untere Abbildung die für  $0.12 < y < 0.32$ . Die publizierten Daten sind nur in Rückwärtsrapidity gemessen. Die Annahme eines symmetrischen Kollisionssystems erlaubt es, diese in den Vorwärtsrapiditybereich zu spiegeln. . . . . 53

6.2 In der Abbildung ist der Vergleich der transversalen Massen-Spektren der Antiprotonen mit den publizierten Verteilungen [28] dargestellt. Die obere Abbildung zeigt die im Rapiditätsbereich  $-0.32 < y - 0.12$  gemessenen  $m_t - m_0$ -Verteilungen und die untere Abbildung die für  $0.12 < y < 0.32$ . Die publizierten Daten sind nur in Rückwärtsrapidity gemessen. Die Annahme eines symmetrischen Kollisionssystems erlaubt es, diese in den Vorwärtsrapiditybereich zu spiegeln. . . . . 54

6.3 Vergleich der in dieser Arbeit berechneten inversen Steigungsparameter  $T_i$  mit  $T_1$  aus [28], oben für Protone, unten für Antiprotonen. (Farbskala von 6.2 und Symbole für bessere Ununterscheidbarkeit.) . . . . . 55

6.4 *Freeze-out*-Temperatur  $T_f$  der Protonen in Abhängigkeit von der Zentralität sowie dazu gehörige mittlere transversale Flussgeschwindigkeiten  $\langle \beta \rangle$  . . . . . 57

6.5 *Freeze-out*-Temperatur  $T_f$  der Antiprotonen in Abhängigkeit von der Zentralität sowie dazu gehörige mittlere transversale Flussgeschwindigkeiten  $\langle \beta \rangle$  . . . . . 58

6.6 Die gemessenen  $dn/dy$ -Werte der Protonen sind dargestellt sowie die publizierten Werte [28]. Die offenen Symbole stellen die um Midrapidity gespiegelten Werte dar. 60

6.7 Die gemessenen  $dn/dy$ -Werte der Antiprotonen sind dargestellt sowie die publizierten Werte [28]. Die offenen Symbole stellen die um Midrapidity gespiegelten Werte dar. 61

6.8 Der Vergleich der Verteilungen der in dieser Arbeit bestimmten Netto-Protonen mit den zentralen Netto-Protonen [31] ist dargestellt. Aus den publizierten Protonen und Antiprotonen der TOF-Messungen [28] sind Netto-Protonen bei  $y=-0.32$  berechnet. Diese sind in Abhängigkeit von der Zentralität mit den hier gemessenen Netto-Protonen verglichen. Die offenen Symbolen sind um  $y=0$  gespiegelt. . . . . 62

6.9 Die gefitteten Rapiditätsspektren der Antiprotonen sind für die verschiedenen Zentralitätsklassen dargestellt. Die offenen Symbole stellen die um Midrapidity gespiegelten Werte dar. Die aus diesen Spektren ermittelte totale Multiplizität der Antiprotonen ist auch zu sehen. . . . . 64

6.10 Totale Multiplizität der Antiprotonen in Abhängigkeit von der Anzahl der *Wounded Nucleons* . . . . . 64

6.11 Totale Multiplizität der Antiprotonen pro Anzahl der *Wounded Nucleons* in Abhängigkeit von der Zentralität . . . . . 64

6.12 Verhältniss der totalen Multiplizitäten der  $\bar{\Lambda}$  und der  $\bar{p}$  in Abhängigkeit von der Anzahl der *Wounded Nucleons* . . . . . 65

6.13 Verhältniss der totalen Multiplizitäten der  $\bar{p}$  und der  $\pi^-$  in Abhängigkeit von der Anzahl der *Wounded Nucleons* . . . . . 65

B.1	Die unkorrigierten $p_t$ -Spektren der Protonen sind für verschiedene <i>Track-Impaktparameter</i> -Schnitte dargestellt. (Zentralitätsklasse 1) . . . . .	72
B.2	Die unkorrigierten $p_t$ -Spektren der Antiprotonen sind für verschiedene <i>Track-Impaktparameter</i> -Schnitte dargestellt. (Zentralitätsklasse 1) . . . . .	73
B.3	Die $p_t$ - Spektren der Protonen sind auf Feeddown sowie auf geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz korrigiert worden. Das Vergleich wurde für zwei verschiedene <i>Track-Impaktparameter</i> -Schnitte gemacht. Die Abweichungen, die zu sehen sind, sind deutlich kleiner als die statistische Fehler der Messungen. ( Zentralitätsklasse 1 ) . . . . .	74
B.4	Die $p_t$ - Spektren der Antiprotonen sind auf Feeddown sowie auf geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz korrigiert worden. Das Vergleich wurde für zwei verschiedene <i>Track-Impaktparameter</i> -Schnitte gemacht. Die Abweichungen, die zu sehen sind, sind deutlich kleiner als die statistische Fehler der Messungen.( Zentralitätsklasse 1 ) . . . . .	75
B.5	Das Verhältnis der in Abbildung B.3 gezeigten $p_t$ -Spektren für zwei verschiedene <i>Track-Impaktparameter</i> -Schnitte . . . . .	76
B.6	Das Verhältnis der in Abbildung B.4 gezeigten $p_t$ -Spektren für zwei verschiedene <i>Track-Impaktparameter</i> -Schnitte . . . . .	77
C.1	Differenz zwischen der x- bzw.y- <i>BPD-Vertex</i> -Position und der x- bzw. y- <i>Fit-Vertex</i> -Position vor der Selektion auf z- <i>Fit-Vertex</i> -Position . . . . .	80
C.2	Differenz zwischen der x- bzw.y- <i>BPD-Vertex</i> -Position und der x- bzw. y- <i>Fit-Vertex</i> -Position nach der Selektion auf z- <i>Fit-Vertex</i> -Position . . . . .	80
C.3	Die Multiplizität der Teilchen in Abhängigkeit von der Zentralität. . . . .	81
C.4	Die Verteilung der Spuren in der Abhängigkeit von der Variable $b_x$ und $b_y$ . Das bei der Durchführung von systematischen Studien angewendete stärkste Selektionskriterium ist mit den roten senkrechten Linien bezeichnet. . . . .	81
C.5	Unkorrigierte $p_t$ -Spektren der Protonen sowie aus Lambda Zerfällen berechnete Verteilungen der <i>Feeddown</i> -Protonen. (Zentralitätsklasse 1) . . . . .	82
C.6	Unkorrigierte $p_t$ -Spektren der Protonen sowie aus Lambda Zerfällen berechnete Verteilungen der <i>Feeddown</i> -Protonen. (Zentralitätsklasse 2) . . . . .	83
C.7	Unkorrigierte $p_t$ -Spektren der Protonen sowie aus Lambda Zerfällen berechnete Verteilungen der <i>Feeddown</i> -Protonen. (Zentralitätsklasse 3) . . . . .	84
C.8	Unkorrigierte $p_t$ -Spektren der Protonen sowie aus Lambda Zerfällen berechnete Verteilungen der <i>Feeddown</i> -Protonen. (Zentralitätsklasse 4) . . . . .	85
C.9	Unkorrigierte $p_t$ -Spektren der Protonen sowie aus Lambda Zerfällen berechnete Verteilungen der <i>Feeddown</i> -Protonen. (Zentralitätsklasse 5) . . . . .	86
C.10	Unkorrigierte $p_t$ -Spektren der Protonen sowie aus Lambda Zerfällen berechnete Verteilungen der <i>Feeddown</i> -Protonen. (Zentralitätsklasse 6) . . . . .	87
C.11	Unkorrigierte $p_t$ -Spektren der Antiprotonen sowie aus Antilambda Zerfällen berechnete Verteilungen der <i>Feeddown</i> -Antiprotonen.(Zentralitätsklasse 1) . . . . .	88
C.12	Unkorrigierte $p_t$ -Spektren der Antiprotonen sowie aus Antilambda Zerfällen berechnete Verteilungen der <i>Feeddown</i> -Antiprotonen. (Zentralitätsklasse 2) . . . . .	89
C.13	Unkorrigierte $p_t$ -Spektren der Antiprotonen sowie aus Antilambda Zerfällen berechnete Verteilungen der <i>Feeddown</i> -Antiprotonen. (Zentralitätsklasse 3) . . . . .	90
C.14	Unkorrigierte $p_t$ -Spektren der Antiprotonen sowie aus Antilambda Zerfällen berechnete Verteilungen der <i>Feeddown</i> -Antiprotonen. (Zentralitätsklasse 4) . . . . .	91

C.15 Unkorrigierte  $p_t$ -Spektren der Antiprotonen sowie aus Antilambda Zerfällen berechnete Verteilungen der *Feeddown*-Antiprotonen. (Zentralitätsklasse 5) . . . . . 92

C.16 Unkorrigierte  $p_t$ -Spektren der Antiprotonen sowie aus Antilambda Zerfällen berechnete Verteilungen der *Feeddown*-Antiprotonen. (Zentralitätsklasse 6) . . . . . 93

C.17 Transversalimpuls - Spektren der Protonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 1. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet. . . . . 94

C.18 Transversalimpuls - Spektren der Protonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 2. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet. . . . . 95

C.19 Transversalimpuls - Spektren der Protonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 3. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet. . . . . 96

C.20 Transversalimpuls - Spektren der Protonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 4. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet. . . . . 97

C.21 Transversalimpuls - Spektren der Protonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 5. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet. . . . . 98

C.22 Transversalimpuls - Spektren der Protonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 6. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet. . . . . 99

C.23 Transversalimpuls - Spektren der Antiprotonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 1. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet. . . . . 100

C.24 Transversalimpuls - Spektren der Antiprotonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 2. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet. . . . . 101

C.25 Transversalimpuls - Spektren der Antiprotonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 3. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet. . . . . 102

C.26 Transversalimpuls - Spektren der Antiprotonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 4. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet. . . . . 103

C.27 Transversalimpuls - Spektren der Antiprotonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 5. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet. . . . . 104

C.28 Transversalimpuls - Spektren der Antiprotonen für verschiedene Rapiditätsintervalle ( $2.5 \leq y \leq 4.5$ ) der Zentralitätsklasse 6. Die Spektren sind mit einer Funktion entsprechend der Gleichung 6.2 gefittet. . . . . 105

C.29 Transversale Massenspektren der Protonen im Rapiditätsbereich  $-0.12 < y < 0.08$   
106

C.30 Transversale Massenspektren der Antiprotonen im Rapiditätsbereich  $-0.12 < y < 0.08$  . 106

C.31 Transversale Massenspektren der Protonen im Rapiditätsbereich  $0.08 < y < 0.28$   
106

C.32 Transversale Massenspektren der Antiprotonen im Rapiditätsbereich  $0.08 < y < 0.28$  . . 106

C.33	Transversale Massenspektren der Protonen im Rapiditätsbereich $0.28 < y < 0.48$	
	107	
C.34	Transversale Massenspektren der Antiprotonen im Rapiditätsbereich $0.28 < y < 0.48$	107
C.35	Transversale Massenspektren der Protonen im Rapiditätsbereich $0.48 < y < 0.68$	
	107	
C.36	Transversale Massenspektren der Antiprotonen im Rapiditätsbereich $0.48 < y < 0.68$	107
C.37	Transversale Massenspektren der Protonen im Rapiditätsbereich $0.68 < y < 0.88$	
	108	
C.38	Transversale Massenspektren der Antiprotonen im Rapiditätsbereich $0.68 < y < 0.88$	108
C.39	Transversale Massenspektren der Protonen im Rapiditätsbereich $0.88 < y < 1.08$	
	108	
C.40	Transversale Massenspektren der Antiprotonen im Rapiditätsbereich $0.88 < y < 1.08$	108
C.41	Verhältnis der berechneten Korrekturfaktoren der Effizienz zwischen Protonen und Antiprotonen.	109

# Tabellenverzeichnis

1.1	Die elementaren Fermionen im Überblick [1] . . . . .	1
1.2	Die elementaren Bosonen im Überblick [1] . . . . .	2
1.3	Einige Baryonen im Überblick [13] . . . . .	2
1.4	Einige geladene Mesonen im Überblick [13] . . . . .	3
1.5	Zusammenfassung der Quantenzahlen für u, d und s [12] . . . . .	4
4.1	BPD -Fit-Vertex Schwellenwerte . . . . .	30
4.2	Anzahl der Ereignisse, die durch Selektionskriterien aussortiert werden . . . . .	31
4.3	Zentralitätsklassen $\sigma/\sigma_{inel}$ und zu diesen Klassen zugehöriges Verhältnis der Vetoenergie zur Strahlenergie für den Run 1468. Die $E_{veto} > E_{strahl}$ sind aufgrund der Auflösung des Kalorimeters, die für die Fragmente schlechter als für die Strahlteilchen ist, möglich. . . . .	32
4.4	Anzahl der Ereignisse pro Zentralitätsklasse . . . . .	34
6.1	In der Tabelle sind die gemessenen dn/dy-Werte der Protonen in Abhängigkeit von der Zentralität, sowie ihre statistischen Fehler, dargestellt. . . . .	59
6.2	In der Tabelle sind die gemessenen dn/dy-Werte der Antiprotonen in Abhängigkeit von der Zentralität, sowie ihre statistischen Fehler, dargestellt. . . . .	59
6.3	In der Tabelle sind in Abhängigkeit von der Zentralität die Werten der totalen Multiplizitäten und die Breiten der Gauss-Kurven dargestellt. Die angegebenen Fehler sind statistische Fehler. . . . .	63