

Energieabhängigkeit von  
 $\pi^- \pi^-$  **Bose-Einstein-Korrelationen**  
in zentralen Schwerionenkollisionen  
gemessen am Experiment NA49

**Diplomarbeit**

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

**Stefan Kniege**

Frankfurt am Main, 26.04.2005

# Inhalt

Um Signaturen für die Erzeugung eines Quark-Gluon Plasmas zu untersuchen, wurden im Rahmen eines Energie-Scan Programmes mit dem Experiment NA49 am CERN-SPS Beschleunigerring bei 5 unterschiedlichen Strahlenergien Schwerionenkollisionen untersucht. Eine Möglichkeit, Informationen über die raum-zeitliche Struktur einer solchen Kollision zu erhalten, ist durch die Untersuchung von Bose-Einstein-Korrelationen gegeben. Die Untersuchung der Energieabhängigkeit dieser Korrelationen ist Gegenstand dieser Arbeit. Um die Dynamik der Kollisionen zu studieren, wird die Analyse für die einzelnen Energien in Abhängigkeit des mittleren transversalen Impulses und der Paarrapidität durchgeführt.

In der Arbeit werden zunächst die theoretischen Grundlagen zur Untersuchung von Schwerionenkollisionen mit Hilfe von Bose-Einstein-Korrelationen erarbeitet. Nach einer kurzen Darstellung des Experimentes NA49 folgt eine detaillierte Beschreibung der Datenselektion und der verwendeten Analyse-Methode. Die Ergebnisse werden im Rahmen eines Modells zur Beschreibung einer Teilchenquelle interpretiert.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
1.1	Die Suche nach neuen Teilchen . . . . .	4
1.2	Untersuchung der Struktur der Materie . . . . .	5
1.3	Signaturen eines Quark-Gluon Plasmas . . . . .	8
1.4	Notation . . . . .	11
<b>2</b>	<b>Zwei-Teilchen-Korrelationen</b>	<b>12</b>
2.1	Grundlegende Betrachtungen . . . . .	12
2.2	Die Korrelationsfunktion . . . . .	14
2.3	Parametrisierung der Korrelationsfunktion . . . . .	16
2.3.1	Modellunabhängige Parametrisierung . . . . .	16
2.3.2	Pratt-Bertsch-Parametrisierung . . . . .	17
2.3.3	Pratt-Bertsch-Parametrisierung als Probe für einen Phasenübergang . . . . .	19
2.4	Modell einer Emissionsfunktion . . . . .	21
2.4.1	Beschreibung des Modells . . . . .	21
2.4.2	Berechnung der Observablen . . . . .	23
2.5	Experimentelle Bestimmung der Korrelationsfunktion . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Das Experiment NA49</b>	<b>27</b>
3.1	Detektor-Konzept . . . . .	28
3.2	Strahlpositionierung und Triggersystem . . . . .	28
3.3	Funktionsweise der Spurendriftkammern . . . . .	30
3.4	Rekonstruktion der Spuren . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Datenselektion</b>	<b>34</b>
4.1	Ereignis- und Spurselektion . . . . .	34
4.1.1	Datensätze . . . . .	34
4.1.2	Ereignisselektion . . . . .	34
4.1.3	Spurselektion . . . . .	36
4.1.4	Geometrische Akzeptanz . . . . .	37
4.1.5	Gemessene Punkte . . . . .	41
4.2	Paarselektion . . . . .	49
4.2.1	Split-tracks . . . . .	50
4.2.2	Mittlerer Paarabstand . . . . .	53
4.2.3	DCA-Schnitt . . . . .	56

<b>5</b>	<b>Systematische Einflüsse auf die Ergebnisse</b>	<b>61</b>
5.1	Coulombwechselwirkung . . . . .	61
5.2	Normierung der Korrelationsfunktion . . . . .	66
5.3	Impulsauflösung . . . . .	68
5.3.1	Prinzip der Korrektur . . . . .	68
5.3.2	Bestimmung der Impulsauflösung und Korrektur . . . . .	70
5.4	Teilchenidentifikation und Purity . . . . .	72
5.5	Systematische Fehler . . . . .	74
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>75</b>
6.1	$\mathbf{k}_t$ -Abhängigkeit der Radian . . . . .	75
6.2	Modellvergleich und Energieabhängigkeit . . . . .	77
6.2.1	$\mathbf{m}_t$ -Spektren . . . . .	78
6.2.2	$\mathbf{m}_t$ -Spektren + HBT . . . . .	80
6.2.3	Ergebnisse der Modelluntersuchung . . . . .	83
6.3	Rapiditätsabhängigkeit der HBT-Parameter . . . . .	84
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>88</b>
<b>A</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>89</b>
<b>B</b>	<b>Event-Display</b>	<b>105</b>
<b>C</b>	<b>Variation des Schnittes auf den Paarabstand</b>	<b>113</b>

# 1 Einleitung

Seit ca. 50 Jahren werden am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf kernphysikalische Grundlagen erforscht. Gegenstand der Forschung sind der Nachweis und die Untersuchung der Wechselwirkungen elementarer Teilchen sowie die Untersuchung der Struktur der Materie.

## 1.1 Die Suche nach neuen Teilchen

Grundlage für die systematische Untersuchung elementarer Teilchen und deren Wechselwirkungen ist die quantenmechanische Beschreibung physikalischer Prozesse.

Gemäß der Quanten-Theorie können Energie und Impuls nur in diskreten Einheiten übertragen werden. Dies gilt auch für den Impuls- und Energieübertrag bei der Wechselwirkung zwischen Teilchen, und so gelangte man zu der Vorstellung, dass die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen wiederum durch den Austausch von Teilchen vermittelt werden.

Das Auftreten solcher Wechselwirkungsteilchen, die im Fall der elastischen Wechselwirkung zwar Impuls, jedoch keine Energie übertragen und damit nicht der durch  $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$  definierten Relation zwischen Energie und Impuls für freie Teilchen gehorchen, sind nur im Rahmen der Heisenbergschen Unschärferelation

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar \quad (1)$$

mit dem Energieerhaltungssatz vereinbar. Je grösser die Masse und damit die Energie des Austauschteilchens ist, umso geringer ist nach dieser Relation die Zeit, die dieser Zustand existieren kann. Mit der Lichtgeschwindigkeit als obere Grenze lässt sich so eine Verbindung zwischen der Reichweite der Kraft und der Masse eines solchen als „virtuell“ bezeichneten Austauschteilchens herstellen. Die Wechselwirkung zwischen Teilchen lässt sich so auf die Emission und Absorption virtueller Teilchen zurückführen. In Anlehnung an die elektromagnetische Wechselwirkung, welche durch den Austausch masseloser Photonen vermittelt wird, leitete Hideki Yukawa ein Potential für die Wechselwirkung durch massebehaftete Teilchen (Bosonen) ab:

$$V(r) = \frac{V_0 e^{-kr}}{r} \quad , \quad k = \frac{\hbar}{mc} \quad (2)$$

Die Reichweite der durch dieses Potential vermittelten Kraft wird hier durch den Faktor  $k$  beschrieben und hängt in Analogie zur obigen Beschreibung von der Masse  $m$  des die Kraft vermittelnden Teilchens ab.

Ausgehend von der bekannten Reichweite der Kräfte zwischen Nukleonen von

ca.  $10^{-15}$ m und den oben angestellten Überlegungen postulierte Hideki Yukawa 1934 die Existenz eines Teilchens der Masse von ca. 100MeV. Neben der Energie, die nötig ist, um ein solches Teilchen frei zu erzeugen, beschrieb er des Weiteren den Zerfallskanal des Teilchens. So gelang es Powell 1947, das so vorausgesagte Teilchen, das  $\pi$ -Meson, zu beobachten. Zu dieser Zeit war die einzige Quelle für Teilchen solch hoher Energien die natürliche Höhenstrahlung. Der Erfolg dieser Vorhersage löste den Bau vieler Beschleunigeranlagen zur kontrollierten Produktion und Untersuchung solcher Teilchen aus. Im Zuge dieser Entwicklung konnten am CERN im Jahre 1983 die vorhergesagten Austauscheteilchen der Schwachen Wechselwirkung, die  $W^\pm$ -Bosonen und das Z-Boson, nachgewiesen werden.

## 1.2 Untersuchung der Struktur der Materie

Um das Auftreten der Vielzahl der in Streu-Experimenten erzeugten neuartigen Teilchen zu erklären, postulierten die Physiker Gell-Mann und Zweig die Existenz von Teilchen mit drittelzahliger Ladung, die sogenannten Quarks. Durch Einführung der in Tabelle 1 aufgeführten Quarks und den entsprechenden Anti-Teilchen, konnten so die beobachteten Teilchen auf eine Kombination dieser als elementar angenommenen Teilchen zurückgeführt werden.

Ladung[e]	Quark (Masse)		
2/3	<b>up</b> (1-5 MeV)	<b>charm</b> (1.15-1.35 GeV)	<b>top</b> (174.3±5.1 GeV)
-1/3	<b>down</b> (3-9 MeV)	<b>strange</b> (75-170 MeV)	<b>bottom</b> (4.0-4.4 GeV)

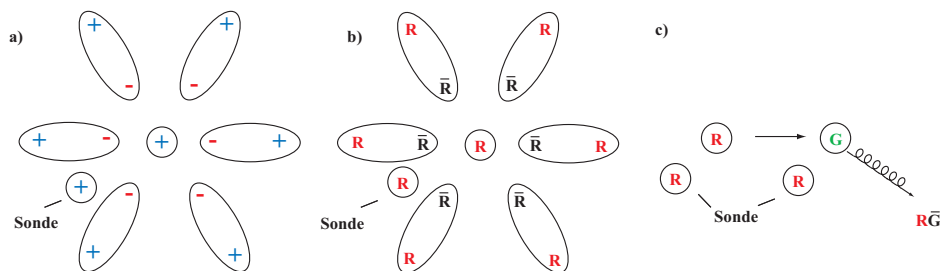
**Tabelle 1:** Ladung und Masse ( $c=1$ ) der Quarks

In diesem Bild besteht das Neutron aus einem „up“-Quark der Ladung  $2/3$  und zwei „down“- Quarks der Ladung  $-1/3$ , so dass sich insgesamt ein nach außen hin elektrisch neutrales Teilchen ergibt. Da die Quarks halbzahligen Spin besitzen, können sie gemäß dem Paulischen Ausschließungsprinzip nicht die gleichen Quantenzustände besetzen. Es wurden jedoch Teilchen beobachtet, die in diesem Bild aus 3 up-Quarks ( $\Delta^{++}$ ) aufgebaut sind. Diese könnten bei den gegebenen Quantenzahlen nach dem Ausschließungsprinzip nicht existieren. Dies führte zur Einführung einer weiteren ladungsartigen Quantenzahl der Quarks. Da eine Wechselwirkung der Quarks in den gebundenen Zuständen aufgrund dieser neu postulierten Ladung nach außen hin zunächst nicht beobachtet wurde, führte man in Analogie zur Farbe eine

Quantenzahl gleichen Namens ein, welche in drei Ausprägungen vorkommt (rot,blau,grün), die sich insgesamt neutralisieren. Die Farbwechselwirkung zwischen den Quarks wird als **starke Wechselwirkung** bezeichnet und durch Gluonen (Spin=1) vermittelt, die im Unterschied zu den Photonen als Vermittlern der elektromagnetischen Wechselwirkung selbst Träger der (Farb-)Ladung sind. Die stark wechselwirkenden Teilchen werden als **Hadronen** bezeichnet. Man unterscheidet Baryonen, (Drei-Quark-Zustände  $qqq$ ) sowie Zustände, die sich aus Quark-Anti-Quark Paaren zusammensetzen und als Mesonen bezeichnet werden. Gegen Ende der 60er Jahre konnte am SLAC durch die tief inelastische Streuung von Elektronen an Protonen nachgewiesen werden, dass sich das Proton, wie im Quark-Modell beschrieben, aus im Rahmen der Auflösung punktförmigen freien Streuzentren der Ladung  $2/3$  bzw.  $1/3$  zusammensetzt. Die Quarks ließen sich so zwar als Bestandteile der Hadronen identifizieren, jedoch nicht isoliert beobachten. Ein „Herausschießen“ der Quarks aus Hadronen ist grundsätzlich nicht möglich. Stets werden wieder farbneutrale Zustände aus mehreren Quarks beobachtet. Es ergab sich so ein Bild der Hadronen, in denen die Quarks eingeschlossen (confined) sind, sich jedoch innerhalb dieser Gebilde quasi-frei bewegen können. Diese beiden, als **Confinement** und **Asymptotische Freiheit** bezeichneten Effekte, lassen sich in einem stark vereinfachten Bild ausgehend von einem Potential beschreiben, welches neben dem mit  $1/r$  abfallenden Term für die Wechselwirkung über den Ein-Gluon-Austausch bei kleinen Abständen der Quarks einen weiteren linear ansteigenden Term enthält, der die Selbstwechselwirkung der ausgetauschten Gluonen aufgrund ihrer Farbladung berücksichtigt.

$$V(r) = \frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r \quad (3)$$

Die Energie, die nötig ist, um zwei Quarks zu trennen, steigt gemäß diesem Potential für große Abstände linear mit dem Abstand an. Übersteigt die aufgewendete Energie die Masse eines Quark-Anti-Quark Paares, kann ein solches neu erzeugt werden. Die einzelnen Quarks bilden mit den ursprünglich zu trennenden Quarks wiederum farbneutrale Quark-Anti-Quark Paare, also wiederum gebundene Zustände. Dieser Vorgang kann je nach vorhandener Energie mehrmals stattfinden und somit können sogenannte Jets von  $q\bar{q}$  Paaren erzeugt werden, die im Experiment nachgewiesen werden konnten. Die Asymptotische Freiheit lässt sich durch die Polarisation des Vakuums durch von den Ladungsträgern emittierte virtuelle Teilchen unter Berücksichtigung der Farbladung der Gluonen beschreiben. In Analogie zur Polarisation eines elektrisch leitenden Mediums werden durch virtuelle Photonen gebildete  $e^+e^-$  Paare im Feld der elektrischen Ladung ausgerichtet (Abb.1a)). Eine Probeladung im Abstand  $r$  sieht so effektiv nur eine reduzierte Ladung,



**Abbildung 1:** Vakuumpolarisation von elektrischer a) und Farbladung b). c): Reduzierung der effektiven Farbladung durch Gluonemission (s.Text)

welche mit abnehmendem Abstand ansteigt. Dies gilt auch für die Polarisation des Vakuums durch die Farbladung eines Quarks (Abb.1b)). Da hier ein emittiertes Gluon jedoch selbst die Farbladung des Quarks trägt, wird so die Farbladung des Quarks effektiv über die das Quark umgebende Gluonwolke verteilt (Abb.1c)). Insgesamt sieht eine (Farb-)Probeladung so mit abnehmendem Abstand eine reduzierte Farbladung. Dies lässt sich durch eine Reduzierung der Kopplungskonstante  $\alpha_s$  (running coupling constant) in Gl.3 mit abnehmendem Radius beschreiben:  $\alpha_s \rightarrow 0$  für  $r \rightarrow 0$ . Zwei Beobachtungen in der Natur werfen nun die Frage auf, ob Quarks und Gluonen generell in Hadronen gebunden sind, oder ob diese über größere Raumbereiche als freie Teilchen in einem **Quark-Gluon Plasma** beobachtbar sind.

## 1. Die Expansion des Universums.

Die Rotverschiebung des Lichtes der beobachteten Galaxien entspricht einer Expansion des Universums. Diese Beobachtung ist Grundlage für die Urknall-Hypothese, der Vorstellung einer Evolution des Universums aus einem sehr heißen Anfangszustand extrem hoher Energiedichte. Unter diesen extremen Bedingungen zu Beginn des Universums lag die Materie nach heutigem Verständnis nicht in hadronischer Form (gebundene Quark- Zustände), sondern in partonischer Form vor (freie Quarks und Gluonen).

## 2. Neutronensterne

Ist der nukleare Brennstoff eines Sternes verbraucht, kommt es abhängig von der Masse des Sternes zu einem Kollaps des Sternes aufgrund seiner eigenen Gravitation, oder bei leichten Sternen zur Bildung eines weißen Zwerges. Im ersten Fall entsteht bei Massen von mehr als



1.4 Solarmassen nach einer Supernova ein Neutronenstern oder bei sehr massiven Sternen ein Schwarzes Loch. Die entstehenden Neutronensterne haben bei einer Masse von ca. 1.4 Sonnenmassen einen typischen Durchmesser von ca. 10km. Dies entspricht dem vielfachen der Dichte im Atomkern, die bei etwa  $0.17 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  liegt. Beachtet man, dass im Atomkern der mittlere Abstand der Nukleonen etwa dem Durchmesser dieser entspricht, ist es fraglich, ob im Innern der Neutronensterne die Materie in der uns bekannten hadronischer Form vorliegen kann.

Um dem Zustand eines QGP im Labor zu erzeugen, benötigt man hohe Energiedichten über ein großes Volumen relativ zum Volumen eines Nukleons. Die im Rahmen der QCD vorhergesagte [1] benötigte Energiedichte zur Erzeugung eines QGP liegt im Bereich vom  $\epsilon=1.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ , also ca. dem 10-fachen der Energiedichte der Kernmaterie im Grundzustand. Um beide Bedingungen, hohe Energiedichte und großes Volumen, zu gewährleisten, werden im Experiment Kollisionen schwerer Ionen bei sehr hohen Strahlenergien studiert.

### 1.3 Signaturen eines Quark-Gluon Plasmas

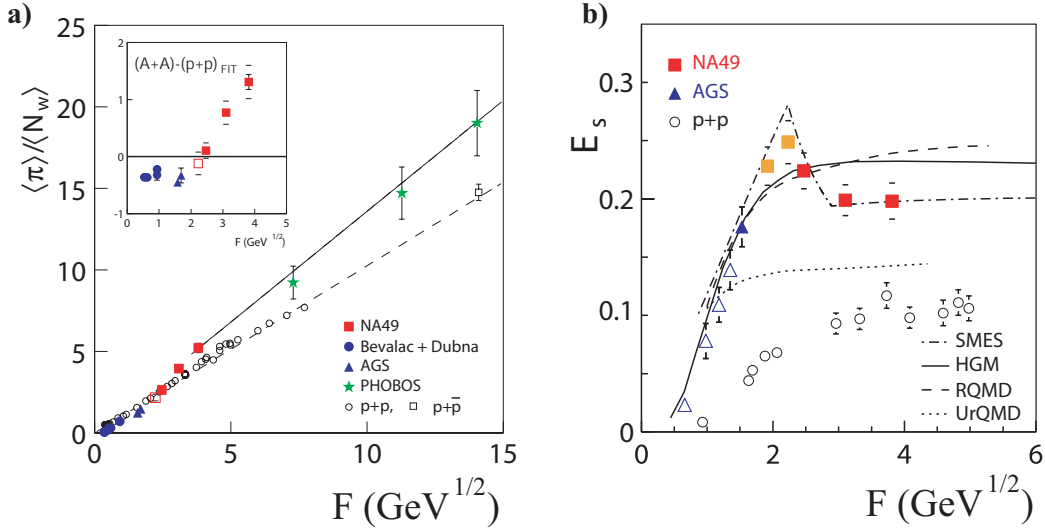
Da die zur Erzeugung eines QGP benötigte Energiedichte aufgrund der Expansion des Systems nach der Kollision der Kerne nur für eine sehr kurze Zeit im Bereich von wenigen  $10^{-23} \text{ fm}/c$  erreicht wird, ist eine direkte Beobachtung dieses Zustandes nicht möglich. Aufgrund der anschließenden Hadronisierung der Teilchen ist die Untersuchung, abgesehen von elektromagnetischen Proben, auf die Beobachtung des hadronischen Endzustandes beschränkt. Die absolute und relative Häufigkeit der beobachtbaren Teilchensorten sowie deren Impulsverteilungen sollten jedoch Aufschluss über die frühe partonische Phase geben. Hierbei ist jedoch problematisch, dass die produzierten Teilchen nach der Hadronisierung (**chemischer freezeout**) aufgrund der weiterhin hohen Dichte untereinander wechselwirken und somit der beobachtete Endzustand auch durch die Wechselwirkungen in der hadronischen Phase bestimmt wird.

Eine Möglichkeit, die Wechselwirkungen der hadronischen Phase auszublenden, ist die Beobachtung von Lepton-Anti-Lepton Paaren [2]. Diese können durch den Zerfall virtueller Photonen entstehen, welche wiederum durch die Annihilation von  $q\bar{q}$  Paaren im QGP erzeugt wurden. Sie tragen so die In-

formationen der frühen Phase des QGP, werden aufgrund der schwachen Wechselwirkung jedoch nur geringfügig durch die sich anschließende hadronische Phase beeinflusst. Aufgrund der geringeren Bindung von  $q\bar{q}$ -Paaren in einem QGP durch die Abschirmung der Farbladung in einem QGP wird eine Unterdrückung der Produktion von  $J/\Psi$  Teilchen ( $c\bar{c}$ -Zustand) als weiteres Indiz für die Erzeugung eines QGP interpretiert [3].

Grundlage vieler Modelle zur Beschreibung eines QGP ist die Annahme einer Thermalisierung der Quelle in der QGP-Phase. Die transversale Impulsverteilung der beobachteten Teilchen gibt somit unter Berücksichtigung der Dynamik der Quelle Aufschluss über die Temperatur der Quelle zum Zeitpunkt der letzten Wechselwirkung der Teilchen (**thermischer freezeout**).

Im *Statistical Model of the Early Stage* (SMES) [4] werden, ausgehend von den möglichen Freiheitsgraden in einem idealen Gas aus Quarks und Gluonen, in einem großkanonischen Ansatz thermodynamische Größen eines QGP bestimmt. Hier wird nun die Energieabhängigkeit zweier Observablen im Kontext dieses Modells näher erläutert. In Abb.2 a) ist die Anzahl der produzierten Pionen pro wounded nucleon  $N_W$  in Abhängigkeit der Fermi-Variable  $F \approx \sqrt{\sqrt{s_{NN}}}$  als Maß für die Schwerpunktsenergie dargestellt. 90% der in Schwerionenkollisionen produzierten Teilchen sind Pionen. Zum Vergleich des Modells mit den Daten wird die Entropie hier durch die mittlere Zahl der produzierten Pionen repräsentiert. Die Entropie hängt von der Anzahl der Freiheitsgrade im betrachteten System ab. Bei hohen Schwerpunktsenergien ist die Entropie in Kern-Kern (A+A) Stößen relativ zur erzeugten Entropie in Nukleon-Nukleon Stößen (p+p) erhöht. Dies entspricht einer größeren Steigung der Energieabhängigkeit der Pionen in A+A Stößen relativ zu p+p Kollisionen (Abb.2 a). Die Unterdrückung der Anzahl der Pionen bei niedrigen Energien kann durch die Wechselwirkung der Pionen in einem hadronischen System ohne Phasenübergang zu einem QGP verstanden werden. Der Verlauf der A+A Energieabhängigkeit entspricht so in diesem Modell einem Phasenübergang zu einem QGP bei niedrigen SPS Energien. Unter der Annahme masseloser Quarks in einem QGP folgt des Weiteren für hohe Energien ein konstantes Verhältnis der strange Quarks zur Entropie. Dieses Verhältnis wird hier durch das Verhältnis Summe der strangeness tragenden Teilchen zur Anzahl der Pionen  $E_s = (\langle K + \bar{K} \rangle + \langle \Lambda \rangle) / \langle \pi \rangle$  beschrieben. Findet kein Phasenübergang zu einem QGP statt, kann die Masse der strange Quarks bei der Untersuchung nicht vernachlässigt werden. Dies führt zu einem steilen Anstieg von  $E_s$  mit der Energie. Die beobachtete Energieabhängigkeit lässt sich so wiederum als Indiz für die Erzeugung eines QGP und eines anschließenden Phasenüberganges zu hadronischer Materie bei SPS-Energien beschreiben. In dem hier betrachteten Modell wird von einem Phasenübergang vom QGP zur



**Abbildung 2:** Pionenproduktion a) und Verhältnis der totalen Strangeness Produktion zur Entropie b) in A+A und p+p Stößen als Funktion der Fermi-Variablen  $F$ .

hadronischen Phase 1. Ordnung ausgegangen. Ein solcher Phasenübergang geht mit einer langen Dauer des Überganges bzw. mit einer langen Emissionsphase einher. Es ist daher von großem Interesse, Informationen über die Dauer dieser Emission und allgemein über die raum-zeitliche Struktur der Quelle zu erlangen. Ein Mittel, um Informationen über die raum-zeitliche Struktur der die Teilchen emittierenden Quelle zu erlangen, ist über die Untersuchung von Bose-Einstein-Korrelationen gegeben.

Der Einfluss der Bose-Einstein-Korrelationen in der Teilchenphysik wurde zuerst von G.Goldhaber, S.Goldhaber, W.Y.Lee und A.Pais [5] untersucht und wird daher auch als **GGLP-Effekt** bezeichnet. Sie untersuchten die Winkelverteilung von gleich- und ungleich geladenen Pionen-Paaren in Experimenten zur  $p$ - $\bar{p}$  Annihilation. Es wurde erkannt, dass die Winkelverteilung von gleich-geladenen Pionen (Bosonen) nur richtig beschrieben werden kann, wenn die Symmetrisierung der Wellenfunktion bei der Beschreibung des Zwei-Teilchen-Zustandes berücksichtigt wird. Die Korrelation von gleichzeitig an verschiedenen Orten detektierten Teilchen entspricht der Korrelation der Intensitäten an diesen Orten. Zu Beginn der 50er Jahre wurde die Technik der Intensitätsinterferometrie erstmals von R. Hanbury-Brown und R.Q.Twiss in der Astronomie zur Vermessung der Größe von Sternen [6] [7] angewendet. In Anlehnung an diese Arbeiten werden die hier extrahierten Größen

auch allgemein als **HBT-Radien** bezeichnet. Im nächsten Kapitel wird nun ausgehend von grundlegenden Überlegungen gezeigt, wie diese Korrelationen ausgenutzt werden können, um Rückschlüsse auf die raum-zeitliche Struktur einer Teilchenquelle zu ziehen.

## 1.4 Notation

Im Folgenden werden bei den Berechnungen natürliche Einheiten mit  $\hbar=c=1$  zugrundegelegt. Dreivektoren werden fett gedruckt dargestellt. Viervektoren und Komponenten von Vektoren werden in normaler Schrift dargestellt. Willkürliche Einheiten bei der Achsenbeschriftung werden mit a.u. (arbitrary units) abgekürzt.

## 2 Zwei-Teilchen-Korrelationen

### 2.1 Grundlegende Betrachtungen

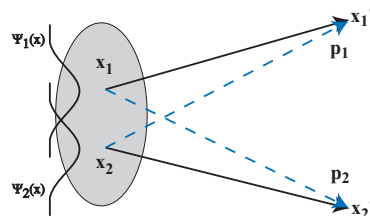
In der klassischen Mechanik kommt dem Konzept der Trajektorie eines Teilchens grundlegende Bedeutung zu. Für ein im Detektor am Ort  $x$  mit dem Impuls  $p$  registriertes Teilchen ist nach dieser Vorstellung bei gegebener Bewegungsgleichung sowohl der Ursprungsort in der Quelle als auch der Ort zu jedem weiteren Zeitpunkt eindeutig bestimmt. Dieser Determinismus geht in der quantenmechanischen Betrachtung verloren.

Der Zustand eines Teilchens wird durch eine Wellenfunktion beschrieben, deren Absolutquadrat in der Ortsdarstellung die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Teilchens repräsentiert. Der Ursprungsort eines Teilchens ist also nicht scharf lokalisiert, sondern gemäss dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung „verschmiert“. Die Lokalisierbarkeit eines Teilchens wird durch die Breite der Wahrscheinlichkeitsverteilung im Ortsraum charakterisiert und ist über die Heisenbergsche Unschärferelation

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{1}{2} \quad (4)$$

mit der Breite im Impulsraum korreliert. Des Weiteren wird eine Messung in der Quantenmechanik als Präparation in einen gegebenen Zustand aus einem Kontinuum von möglichen Zuständen interpretiert. Der gemessene Impuls des Teilchens wird also mit der Messung festgelegt und ist nicht unabhängig von dieser zu sehen.

Die Aufgabe des Determinismus und der Lokalisierbarkeit in der Quantenmechanik hat wichtige Konsequenzen, auch für die Betrachtung von Viel-Teilchen- Zuständen. Detektiert man zwei Teilchen, die sich nicht in intrinsischen Eigenschaften wie Masse oder Ladung unterscheiden, so ist gemäß der quantenmechanischen Beschreibung bei einer Überlagerung der Wellenfunktionen der Teilchen nicht feststellbar, welches der beiden Teilchen vom Emissionspunkt  $x_1$  bzw.  $x_2$  (Abb. 3) emittiert wurde. Es müssen grundsätz-



**Abbildung 3:** Mögliche Konfigurationen zur Messung der Impulse  $p_1$  und  $p_2$

lich beide Konfigurationen in Betracht gezogen werden. Klassisch könnte man auch bei Übereinstimmung aller intrinsischer Eigenschaften durch Verfolgung der Trajektorien die Ursprungsorte eindeutig identifizieren. Diese prinzipielle Ununterscheidbarkeit entspricht der Forderung, dass die Wahrscheinlichkeitsverteilung eines Zwei-Teilchen-Zustandes invariant unter der Vertauschung der beiden Teilchen sein muss.

$$|\Psi_{1,2}|^2 = |\Psi_{2,1}|^2 \quad (5)$$

Die Wellenfunktion muss also symmetrisch bzw. antisymmetrisch bzgl. der Vertauschung der Teilchen sein. Gemäß dem Spin-Statistik Theorem lässt sich nun ein Zusammenhang zwischen dem Spin eines Teilchens und der Symmetrie der Wellenfunktion dieses Teilchens herstellen. Teilchen mit halbzahligem Spin (Fermionen) haben antisymmetrische, Teilchen mit ganzzahligem Spin (Bosonen) symmetrische Wellenfunktionen. Dieses Theorem gilt auch für Systeme aus mehreren Teilchen. Für Systeme aus zwei Teilchen mit den Zuständen  $m$  und  $n$  folgt für Bosonen:

$$\Psi_{1,2}(n, m) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_1(n)\Psi_2(m) + \Psi_1(m)\Psi_2(n)), \quad (6)$$

und entsprechend für Fermionen:

$$\Psi_{1,2}(n, m) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_1(n)\Psi_2(m) - \Psi_1(m)\Psi_2(n)), \quad (7)$$

Für Systeme aus Fermionen im gleichen Zustand  $n = m$  gilt demnach für die Wellenfunktion  $\Psi_{1,2} = 0$  und damit auch für die Wahrscheinlichkeit  $|\Psi_{1,2}|^2 = 0$ . Zwei identische Fermionen können also nicht den gleichen quantenmechanischen Zustand besetzen. Die Erkenntnis des Paulischen Ausschließungsprinzips war entscheidend für das Verständnis des Atomaufbaus. Für identische Bosonen hingegen ergibt sich eine relativ zur klassischen Betrachtung erhöhte Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung des Zwei-Teilchen-Zustandes mit identischen Quantenzahlen  $n = m$  der Teilchen.

$$|\Psi_{1,2}(n, n)|^2 = \left| \frac{2}{\sqrt{2}}\Psi_1(n)\Psi_2(n) \right|^2 = 2|\Psi_1(n)\Psi_2(n)|^2 = 2|\Psi_{1,2}(n, n)|_{kl}^2 \quad (8)$$

Auf der rechten Seite von Gleichung 8 steht das klassische Analogon für die Wahrscheinlichkeit, zwei unterscheidbare Teilchen im gleichen Zustand zu finden. Relativ zur klassischen Betrachtung ergibt sich also eine um den Faktor 2 erhöhte Wahrscheinlichkeit, Bosonen im gleichen Zustand zu beobachten. Diese Erhöhung der Wahrscheinlichkeit zur Beobachtung von Paaren identischer Bosonen wird als Bose-Einstein-Korrelation bezeichnet.

## 2.2 Die Korrelationsfunktion

Um die Stärke der Bose-Einstein-Korrelationen zu quantifizieren, wird nun die Wahrscheinlichkeit für die simultane Messung der Impulse zweier identischer Bosonen  $P(p_1, p_2)$  abgeleitet und mit der klassischen Erwartung, die dem Produkt der Wahrscheinlichkeiten für die separate Registrierung zweier Teilchen  $P(p_1)P(p_2)$  entspricht, verglichen. Eine ausführliche Beschreibung dieser Herleitung ist in [8] dargestellt. Für die Ableitung der Wahrscheinlichkeiten wird zunächst die Wellenfunktion eines Teilchens betrachtet, das am Ort  $x$  in der Quelle emittiert und mit dem Impuls  $p$  am Ort  $x'$  detektiert wird. Die Wellenfunktion setzt sich zusammen aus einem Produktionsterm  $A(p, x) \cdot \exp i\phi(x)$ , der die Wahrscheinlichkeit für die Emission des Teilchens angibt, und einem Propagationsterm in Form einer ebenen Welle. Dieser klassische Ansatz für die Propagation setzt die störungsfreie Evolution des Zustandes nach der Emission voraus und stimmt in guter Näherung mit der quantenmechanischen Berechnung nach Feynmans Pfadintegral-Methode überein. Für die Wellenfunktion ergibt sich somit folgender Ausdruck.

$$\Psi(p, x \rightarrow x') = A(p, x) \cdot \exp i\phi(x) \cdot \exp i((x - x')p) \quad (9)$$

Die Wahrscheinlichkeit für die Registrierung eines Teilchens mit dem Impuls  $p$  ergibt sich nun aus dem Absolutquadrat der über die Quellpunkte summierten bzw. über die Quelldichte  $\rho(x)$  integrierten Wahrscheinlichkeitsamplituden. Im Falle einer chaotischen Quelle, in der die Phase eine zufällige Funktion des Emissionsortes ist, mittelt sich die Phase bei der Integration über die Quelldichte heraus und man erhält:

$$P(p) = \int dx \rho(x) A^2(p, x) \quad (10)$$

Für die Beschreibung des Zwei-Teilchen-Zustandes muß die simultane Emission des zweiten Teilchens und die Symmetrisierung der Wellenfunktion bezüglich des Emissionsortes berücksichtigt werden (Abb.3). Für die Zwei-Teilchen-Wellenfunktion ergibt sich somit

$$\begin{aligned} \Psi(p_1 p_2, x_1 x_2 \rightarrow x'_1 x'_2) = \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \{ A(p_1, x_1) e^{i\phi(x_1)} A(p_2, x_2) e^{i\phi(x_2)} e^{ik_1(x_1 - x'_1)} e^{ik_2(x_2 - x'_2)} \\ + A(p_1, x_2) e^{i\phi(x_2)} A(p_2, x_1) e^{i\phi(x_1)} e^{ik_1(x_2 - x'_1)} e^{ik_2(x_1 - x'_2)} \} \end{aligned} \quad (11)$$

Durch Integration über die Quellverteilung ergibt sich für die Zwei-Teilchen-Wahrscheinlichkeit:

$$P(p_1, p_2) = P(p_1)P(p_2) \left( 1 + \left| \int dx e^{i(p_1 - p_2) \cdot x} \rho(x) A(p_1, x) A(p_2, x) \right|^2 \right) \quad (12)$$

Mit Hilfe der effektiven Dichte

$$\rho_{eff}(x; p_1, p_2) = \frac{\rho(x) A(p_1, x) A(p_2, x)}{\sqrt{P(p_1) P(p_2)}} \quad (13)$$

lässt sich die Korrelationsfunktion definieren als:

$$C_2(p_1, p_2) = \frac{P(p_1, p_2)}{P(p_1) P(p_2)} = 1 + |\tilde{\rho}_{eff}(q, p_1, p_2)|^2 \quad (14)$$

Mit  $\tilde{\rho}_{eff}$  wird hier die Fouriertransformierte der effektiven Dichte bezeichnet. Im Falle einer statischen Quelle, in der keine Orts-Impuls-Korrelationen vorliegen, die Produktionsamplitude für einen gegebenen Impuls also nicht vom Ort abhängt ( $A(k, x) = A(k)$ ), gilt mit Gleichung 43:

$$\tilde{\rho}_{eff}(x) = \rho(x) \quad (15)$$

In diesem Spezialfall erhält man nun aus der Messung der Korrelationsfunktion im Impulsraum Informationen über die Quellverteilung im Ortsraum über eine Fourier-Transformation. Handelt es sich bei der Quelle um eine gaussförmige Verteilung der Emissionspunkte im Raum und in der Zeit

$$\rho_{eff}(x, p_1, p_2) = \frac{N}{4\pi^2 R_x R_y R_z \sigma_t} \exp\left(-\frac{x^2}{2R_x^2} - \frac{y^2}{2R_y^2} - \frac{z^2}{2R_z^2} - \frac{t^2}{2\sigma_t^2}\right) \quad (16)$$

so lassen sich aus den inversen Breiten der Korrelationsfunktion direkt die Breiten im Ortsraum ablesen:

$$C_2(q, p_1, p_2) = 1 + N \cdot \exp\left(-\frac{R_x^2 q_x^2}{2} - \frac{R_y^2 q_y^2}{2} - \frac{R_z^2 q_z^2}{2} - \frac{\sigma_t^2 q_t^2}{2}\right). \quad (17)$$

Die Annahme einer gaussförmigen Korrelationsfunktion ist in guter Näherung gegeben, was die Extraktion der Parameter erheblich vereinfacht. Die Annahme einer statischen Quelle ist hingegen aufgrund der Dynamik der Expansion der Schwerionenkollision nicht gegeben. Da der Einfluss der Bose-Einstein-Korrelationen auf die Überlagerung im Orts- und Impulsraum gemäß der Heisenbergschen Unschärferelation  $\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{1}{2}$  beschränkt ist, wird der Bereich im Ortsraum  $\Delta x$ , der sensitiv ist auf die quantenmechanischen Korrelationen, durch die kinematischen Korrelationen  $\Delta x \sim \Delta p$  verringert.



Die Radien werden daher auch als Homogenitätslängen bezeichnet. Der Verlust der Information über die gesamte Ausdehnung der Quelle geht mit der Möglichkeit einher, nun über die Messung der Homogenitätslängen in kinematischen Intervallen Informationen über die Dynamik der Quelle zu erhalten.

Die obige Ableitung wurde für eine vollständig chaotische Quelle durchgeführt. Es kann nun gezeigt werden, das im Falle einer vollständig kohärenten Quelle, in der die Produktionsphase eine wohldefinierte Funktion des Ortes ist, die Phase am Ort  $x$  also mit der Phase am Ort  $x'$  in eindeutiger Beziehung steht, die Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung des Zweiteilchen-Zustandes faktorisiert und damit keine Korrelation beobachtet wird.

$$C_2(p_1, p_2)_{koh} = \frac{P(p_1, p_2)}{P(p_1) \cdot P(p_2)} = \frac{P(p_1) \cdot P(p_2)}{P(p_1) \cdot P(p_2)} = 1. \quad (18)$$

Um die Möglichkeit der partiellen Koherenz zu berücksichtigen wird ein Parameter  $\lambda$  in die Korrelationsfunktion eingeführt:

$$C_2(q, p_1, p_2) = 1 + N \cdot \lambda \exp(\dots) \quad (19)$$

Der  $\lambda$ -Parameter entspricht in diesem Fall dem Grad der Koherenz der Quelle und kann über die Überhöhung der Korrelationsfunktion bei verschwindender Impulsdifferenz bestimmt werden.

## 2.3 Parametrisierung der Korrelationsfunktion

### 2.3.1 Modellunabhängige Parametrisierung

Ausgehend von der Emissionsfunktion  $S(x, K)$  mit  $K = 1/2(p_1 + p_2)$  lässt sich die Korrelationsfunktion allgemein definieren als [9] :

$$C_2(\mathbf{q}, \mathbf{K}) \approx 1 + \frac{|\int d^4x S(q, K) e^{iq \cdot x}|^2}{|d^4x S(q, K)|^2}. \quad (20)$$

Hierbei stellen sowohl  $K$  als auch  $q = (p_1 - p_2)$  Vierervektoren dar. Da sich die Messung der Korrelationsfunktion auf Teilchen auf der Massenschale beschränkt, sind die 4 Impulskomponenten nicht unabhängig voneinander und die Quellfunktion ist nicht eindeutig durch eine Inversion der messbaren Korrelationsfunktion bestimmbar. Aufgrund dieses Informationsverlustes bei der Messung sind weitere Modellannahmen über die Quellfunktion  $S(x, K)$  nötig.

Durch eine gaussförmige Approximation der Quelle:

$$S(x, K) \approx S(\bar{x}(K), K) \exp\left(-\frac{1}{2} \tilde{x}^\nu(K) B_{\mu\nu}(K) \tilde{x}^\nu(K)\right) \quad (21)$$

wobei die Koordinaten  $\tilde{x} = x^\mu - \bar{x}^\mu(K)$  relativ zum Erwartungswert  $\langle \rangle$  des Ortes der Emission eines Paares mit dem Impuls  $K$  bzgl. der Quelle

$$\bar{x}^\mu(K) = \langle x^\mu \rangle(K) \quad , \quad \langle f(x) \rangle(K) = \frac{\int d^4x f(x) S(x, K)}{\int d^4x S(x, K)} \quad (22)$$

definiert sind, lässt sich die Quelle durch den Krümmungstensor  $B_{\mu\nu}(K)$  charakterisieren. Der inverse Krümmungstensor  $B$  beschreibt hier die raumzeitlichen Varianzen der Quelle:

$$(B_{\mu\nu})^{-1}(K) = \langle x_\mu x_\nu \rangle \quad (23)$$

Die Diagonalelemente des inversen Tensors entsprechen so dem Quadrat der in Abschnitt 2.2 eingeführten Homogenitätswerten der Quelle im Raum und in der Zeit. Durch einsetzen von Gleichung 21 in Gleichung 20 ergibt sich für die Korrelationsfunktion:

$$C_2(q, K) = 1 + \exp(-q^\nu q^\mu \langle \tilde{x}_\mu \tilde{x}_\nu \rangle(K)) \quad (24)$$

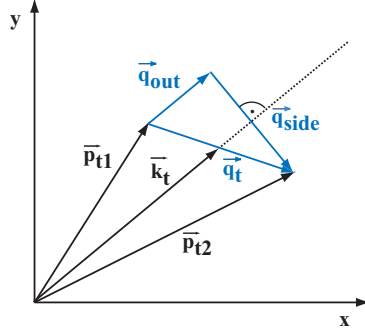
Aufgrund der zu Beginn des Abschnitts erwähnten kinematischen Beschränkungen lassen sich jedoch nicht alle unabhängigen Komponenten des Krümmungstensors über die Messung der Korrelationsfunktion bestimmen. Eine mögliche Parametrisierung unter Berücksichtigung dieser Einschränkungen wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

### 2.3.2 Pratt-Bertsch-Parametrisierung

Es wird nun eine Parametrisierung der Korrelationsfunktion eingeführt, welche unter dem Aspekt der Untersuchung der Quelle auf einen möglichen Phasenübergang der Materie besonders aufschlussreich sein sollte. Hierzu wird die transversale Impulsdifferenz zerlegt in eine Komponente parallel  $q_{out}$  bzw. senkrecht  $q_{side}$  zur Emissionsrichtung der Paares, welche durch den mittleren Transversalimpuls

$$\mathbf{k}_t = \frac{1}{2} (\mathbf{p}_{1t} + \mathbf{p}_{2t}) \quad (25)$$

definiert ist. Die longitudinale Komponente der Impulsdifferenz  $q_{long}$  entspricht hier der Impulsdifferenz in Strahlrichtung  $q_{long} = (p_{z1} - p_{z2})$ . Für die hier untersuchten Blei-Blei-Reaktionen ist bei zentralen Kollisionen mit kleinem Impaktparameter  $b$  eine azimuthalsymmetrische Quelle zu erwarten. In das hier beschriebene Koordinatensystem übersetzt, folgt aus dieser Azimuthalsymmetrie im Laborsystem Symmetrie bezüglich der Komponente  $q_{side}$ . Somit fallen bei der Bildung des Erwartungswertes im  $osl$ -Koordinatensystem die Beiträge mit linearem Anteil in  $q_{side}$  bzw.  $y$  heraus.



**Abbildung 4:** Projektionen der transversalen Impulsdifferenz auf den mittleren Transversalimpuls.

Eine weitere Reduzierung der Parameter erfolgt durch die Bedingung, dass die Teilchen auf der Massenschale liegen müssen.

Dies lässt sich mit der allgemeinen Formulierung des Zusammenhanges zwischen Masse, Energie und Impuls eines freien Teilchens  $E^2 = m^2 + \mathbf{p}^2$  wie folgt formulieren:

$$\begin{aligned} q_0 &= E_1 - E_2 = \frac{(E_1 - E_2) \cdot (E_1 + E_2)}{E_1 + E_2} = \frac{E_1^2 - E_2^2}{E_1 + E_2} \\ &= \frac{\mathbf{p}_1^2 - \mathbf{p}_2^2}{E_1 + E_2} = \frac{(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)}{E_1 + E_2} = \sum_{i=1}^3 \left( \frac{p_{1i} + p_{2i}}{E_1 + E_2} \right) q_i \end{aligned} \quad (26)$$

Mit den Geschwindigkeitskomponenten des Paares

$$\beta_i = \frac{p_{1i} + p_{2i}}{E_1 + E_2} \approx \frac{2K_i}{E_K} \quad (27)$$

ergibt sich der „mass-shell constraint“ der folgenden Form:

$$q_0 = \sum_{i=0}^3 \beta_i q_i \quad (28)$$

Im *osl*-Koordinatensystem ergibt sich somit für die Geschwindigkeitskomponenten:

$$\beta = (\beta_{\perp}, 0, \beta_l) \quad (29)$$

Durch Vergleich der modellunabhängigen Komponenten der Korrelationsfunktion (Gleichung 24) mit den Komponenten im *osl*-Koordinatensystem ergeben sich unter Berücksichtigung der Symmetrieeigenschaften und des „mass-shell-constraints“ 4 unabhängige Parameter für die Korrelationsfunktion:

$$C_2(\mathbf{q}, \mathbf{K}) = 1 + \exp \left( -q_o^2 R_o^2 - q_s^2 R_s^2 - q_l^2 R_l^2 - 2q_o q_l R_{ol} \right), \quad (30)$$

welche mit den Koordinaten im Laborsystem in folgendem Zusammenhang stehen:

$$R_o^2 = \langle (\tilde{x} - \beta_\perp \tilde{t})^2 \rangle (\mathbf{K}) \quad (31)$$

$$R_s^2 = \langle \tilde{y}^2 \rangle (\mathbf{K}) \quad (32)$$

$$R_l^2 = \langle (\tilde{z} - \beta_l \tilde{t})^2 \rangle (\mathbf{K}) \quad (33)$$

$$R_{ol}^2 = \langle (\tilde{x} - \beta_\perp \tilde{t})(\tilde{z} - \beta_l \tilde{t}) \rangle (\mathbf{K}) \quad (34)$$

Eine weitere Vereinfachung der Interpretation ergibt sich, wenn man, wie im Bjorken-Bild der Expansion der Quelle, von einer Symmetrie der Quelle in z-Richtung ausgeht. Hier verschwindet bei der Bildung des Erwartungswertes ebenfalls die Komponente linear in z, so dass für den Term  $R_{ol}$  folgt:

$$R_{ol} = 0 \quad (35)$$

Berechnet man die Korrelationsfunktion im longitudinalen Ruhesystem (longitudinal comoving system, LCMS) des Paares, folgt weiterhin mit  $\beta_l=0$ :

$$R_l^2 = \langle \tilde{z}^2 \rangle (\mathbf{K}) \quad (36)$$

Die Parameter  $R_s$  und  $R_l$  messen somit räumliche Komponenten der Quelle während sich die Dauer der Emission nach den Gleichungen 31 und 32 in der Differenz der Parameter  $R_o$  und  $R_s$  niederschlägt:

$$R_o^2 - R_s^2 = \beta_\perp \langle \tilde{t}^2 \rangle - 2\beta_\perp \langle \tilde{x}\tilde{t} \rangle + (\langle \tilde{x}^2 \rangle - \langle \tilde{y}^2 \rangle). \quad (37)$$

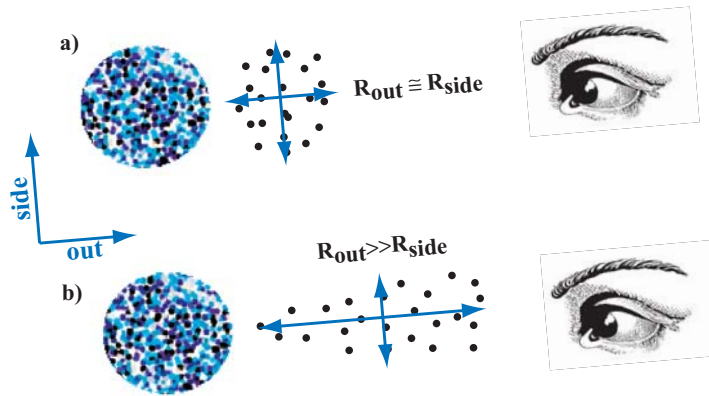
Unter der Annahme einer azimuthalsymmetrischen Quelle mit  $\langle \tilde{x}^2 \rangle = \langle \tilde{y}^2 \rangle$  folgt so unter Vernachlässigung der  $x$ - $t$  Korrelation für die Emissionsdauer:

$$\langle \tilde{t}^2 \rangle \approx \frac{1}{\beta_\perp} (R_o^2 - R_s^2) \quad (38)$$

### 2.3.3 Pratt-Bertsch-Parametrisierung als Probe für einen Phasenübergang

Die Equilibrierung des Systems in einer partonischen Phase bei der Expansion des Systems geht mit einem erheblich reduzierten Druck relativ zu einer hadronischen Phase einher. Dieser verringerte Druck sollte eine verlängerte Lebensdauer der Quelle und eine lange Emissionsdauer beim Phasenübergang von der partonischen zur hadronischen Phase zur Folge haben. Dies sollte Auswirkungen auf die gemessenen HBT-Parameter haben und so versuchte zunächst Pratt [10], die Auswirkungen eines Phasenüberganges auf die

Korrelationsfunktion zu untersuchen. Durch den Vergleich mehrerer Szenarien wurde gezeigt, dass sich die Existenz eines Phasenüberganges stärker auf die Korrelationsfunktion mit Bezug auf die Orientierung des Impulses parallel zum mittleren Gesamtimpuls auswirkt, als auf eine Orientierung senkrecht zu diesem. Bertsch [11] versuchte nun, diesen Unterschied auf die unterschiedlichen Teilchendichten in den verschiedenen Szenarien zurückzuführen. Findet kein Übergang zu einer partonischen Phase statt, so ergibt sich aufgrund der hohen Dichte der Hadronen eine hohe Wechselwirkungsrate nach der Emission der Teilchen. „Sieht“ man nun in Richtung der Emission des Teilchenpaares, so ergeben sich aufgrund dieser hohen Streurrate vergleichbare Radien in Richtung der Emission (*out*) und parallel zu dieser (*side*) (vgl. Abb.5 a). Reicht die Energiedichte zu Beginn der Kollision hingegen zur Erzeugung ei-



**Abbildung 5:** Graphische Veranschaulichung zum Zusammenhang der beiden Radien  $R_{out}$  und  $R_{side}$  bei den verschiedenen Szenarien ohne a) und mit Phasenübergang b).

nes Quark-Gluon-Plasmas aus, führt dies zu einer langen Lebensdauer dieses Zustandes. Aufgrund der longitudinalen Expansion kommt es in diesem Bild zur Bildung von QGP-Tröpfchen [12] die langsam über die Oberfläche hadronisieren. Für einen Phasenübergang 1ter Ordnung ergibt sich bei einer langen Emissionsdauer eine reduzierte Rate der Emission und damit eine geringere Wechselwirkungsrate für die emittierten Teilchen. Der beobachtete Radius in Richtung der Emission (*out*) ist in diesem Fall wesentlich grösser als der Radius senkrecht zur Emissionsrichtung (*side*). Diese Szenarien reflektieren den schon im vorigen Abschnitt gefundenen Zusammenhang zwischen der Dauer der Teilchenemission und der Differenz der Grössen  $R_{out}^2$  und  $R_{side}^2$ . In hydrodynamischen Modellrechnungen [18] wurden für einen Phasenübergang 1ter Ordnung Verhältnisse von  $R_o/R_s$  in der Grössenordnung von 3-7 vor-

hergesagt. Ein solcher Unterschied in den Radien konnte bisher von keinem Experiment bestätigt werden. Im nächsten Abschnitt wird nun anhand einer speziellen Modellierung einer Quelle der Zusammenhang zwischen den beobachteten Radien und der Emissionsdauer und weiteren dynamischen Größen der Quelle beschrieben.

## 2.4 Modell einer Emissionsfunktion

### 2.4.1 Beschreibung des Modells

Die gemessenen HBT-Radien entsprechen aufgrund der Orts-Impuls-Korrelationen durch die Expansion nicht der tatsächlichen Ausdehnung der Quelle. Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, werden die Radien durch diese dynamischen Effekte reduziert. Diese dynamische Korrelation der Impulse wird teilweise kompensiert durch die ungeordnete Bewegung der Teilchen aufgrund der Temperatur der Quelle. Die gemessenen Radien hängen daher sowohl von der Dynamik, beschrieben durch den Fluss (flow) der Teilchen in einem Geschwindigkeitsfeld, als auch von der Temperatur der Quelle ab. Aus der Messung der Radien alleine lässt sich so keine eindeutige Aussage über diese Parameter der Quelle treffen. Eine ähnliche Problematik ergab sich bei der Untersuchung der transversalen Impulsverteilung der beobachteten Teilchensorten. Auch hier ist der die Spektren charakterisierende inverse Steigungsparameter sowohl durch die Temperatur der Quelle, als auch durch den Fluss der Teilchen aufgrund der Expansion der Quelle bestimmt. Ausgehend von einem Modell der Emissionsfunktion [13], welches als freie Parameter sowohl die Temperatur als auch die Stärke des Flusses beinhaltet, konnten die  $p_t$ -Spektren der beobachteten Teilchen beschrieben werden. Durch eine Erweiterung dieses Modells wurde nun versucht, durch eine Ableitung sowohl der Teilchen-Spektren, als auch der HBT-Radien aus einer Emissionsfunktion mit gegebenen Parametern die Mehrdeutigkeiten in den  $k_t$ - bzw.  $p_t$ -Abhängigkeiten der HBT-Radien und den Spektren zu eliminieren. Im folgenden werden kurz die wichtigsten Eigenschaften dieses Modells [14] erläutert. Die Emissionsfunktion

$$S(x, K) = m_t \cosh(\eta - Y) e^{K \cdot u/T} \Omega(r, \phi_s) e^{-\frac{(\tau - \tau_0)^2}{2\Delta\tau^2}} \quad (39)$$

beschreibt eine entlang der Strahlachse unendlich ausgedehnte Quelle, welche gaussförmig um die Ausfrierzeit  $\tau_0$  mit einer Breite von  $\Delta\tau$  Teilchen emittiert. Die transversale Form der Quelle wird durch

$$\Omega(r, \phi_s) = \Omega(\tilde{r}) = \frac{1}{1 + e^{(\tilde{r}-1)/a_s}} \quad (40)$$

beschrieben. Durch Einführung des Parameters  $a_s$  lassen sich verschiedene Oberflächenbeschaffenheiten der Quelle modellieren. So ergibt sich für  $a_s \rightarrow 0$  ein Box-Profil während sich mit  $a_s \approx 0.3$  eine gaussförmige Verteilung der Emission entlang des transversalen Radius der Quelle modellieren lässt. Um periphere Kollisionen zu berücksichtigen, wird hier der „normalisierte elliptische Radius“

$$\tilde{r}(r, \phi_s) = \sqrt{\frac{(r + \cos \phi_s)^2}{R_x^2} + \frac{(r + \sin \phi_s)^2}{R_y^2}} \quad (41)$$

mit dem Azimuthalwinkel  $\phi_s$  und den transversalen Radien  $R_x$  und  $R_y$  eingeführt. Für die hier betrachteten zentralen Kollisionen vereinfacht sich dieser mit  $R_x = R_y = R_\perp$  zu

$$\tilde{r}(r, \phi_s) = \tilde{r}(r) = \frac{r}{R_\perp} \quad (42)$$

Der Boltzmann-Faktor  $e^{-K \cdot u/T}$  beschreibt eine thermalisierte Quelle der Temperatur  $T$ , der ein Geschwindigkeitsfeld  $u$  überlagert ist. Dieses Geschwindigkeitsfeld wird longitudinal durch eine boost invariante Expansion gemäß  $v_l = z/t$  sowie transversal durch ein lineares Geschwindigkeitsprofil mit dem Parameter  $\rho_o$  beschrieben

$$\rho(r) = \frac{r}{R_\perp} \rho_o \quad (43)$$

Für das Szenario einer boost invarianten Expansion wird eine flache Rapiditätsverteilung der emittierten Teilchen erwartet [15]. Aufgrund der begrenzten Ausdehnung der Quelle ist ein flache Rapiditätsverteilung jedoch nur in beschränkten Bereichen zu erwarten. Die Rapiditätsverteilungen der Teilchen bei SPS- Energien [16] zeigen, dass dieses Szenario nur in einem kleinen Bereich um die mittlere Rapidität als annähernd erfüllt angesehen werden kann. Die experimentellen Ergebnisse werden daher nur in einem Bereich von einer halben Einheit um die mittlere Rapidität für die jeweilige Strahlenergie mit diesem Modell verglichen. In dem hier betrachteten Fall einer zentralen Kollision ergeben sich insgesamt 6 Parameter zur Beschreibung der Eigenschaften der Quelle:

- $T$  : Temperatur der Quelle zum Ausfrierzeitpunkt
- $\rho_o$  : Maximaler radialer Fluss an der Oberfläche der Quelle
- $R$  : Transversaler Radius der Quelle
- $\tau_o$  : Ausfrierzeitpunkt
- $\Delta\tau$  : Emissionsdauer
- $a_s$  : Oberflächenparameter

## 2.4.2 Berechnung der Observablen

Zur Berechnung der Transversalimpulsspektren wird die Emissionsfunktion über den Ort sowie über den Azimuthalwinkel bzgl. des transversalen Impulser integriert:

$$\frac{dN}{p_t dp_t} = \int d\phi_p \int d^4 S(x, K) \quad (45)$$

Die Radius-Parameter im *osl*-Koordinatensystem werden wie in Abschnitt 2.3 beschrieben über die Erwartungswerte

$$\langle f(x) \rangle (K) = \frac{\int d^4 x f(x) S(x, K)}{\int d^4 x S(x, K)} \quad (46)$$

der modellunabhängigen Komponenten der Quelle berechnet:

$$R_o^2 = \langle (\tilde{x} - \beta_\perp \tilde{t})^2 \rangle (\mathbf{K}) \quad (47)$$

$$R_s^2 = \langle \tilde{y}^2 \rangle (\mathbf{K}) \quad (48)$$

$$R_l^2 = \langle \tilde{z}^2 \rangle (\mathbf{K}) \quad (49)$$

Hier wurde bereits ausgenutzt, dass die Berechnung im LCMS durchgeführt wird. Des Weiteren wird aufgrund der angenommenen boost-Invarianz der Expansion der Parameter  $R_{outlong}$  nicht berücksichtigt. Die Symmetrie bzgl. der  $z$ -Achse als Folge der longitudinalen boost-Invarianz und als Voraussetzung für das Verschwinden des Terms  $R_{outlong}$  ist bei begrenzten Systemen zu hohen bzw. niedrigen Werten der Rapidität nicht gegeben. Es ergeben sich dann auch im LCMS mit  $\beta_l=0$  Werte ungleich 0, die im Bereich hoher Rapiditäten positive Werte und im Bereich niedriger Rapiditäten relativ zu midrapidity entsprechend negative Werte annehmen [17].

$$R_{ol}^2 = \langle (\tilde{x} - \beta_\perp \tilde{t})(\tilde{z} - \beta_l \tilde{t}) \rangle (\mathbf{K}) \quad (50)$$

Die experimentellen Daten zeigen, dass bei midrapidity die Werte von  $R_{ol}$  nur im Rahmen der Fehler von 0 verschieden sind und zu höheren Rapiditäten hin ansteigen. Dies ist ein weiterer Hinweis darauf, dass das Szenario einer longitudinalen boost-Invarianz nur in einem kleinen Bereich um midrapidity angenommen werden kann.

## 2.5 Experimentelle Bestimmung der Korrelationsfunktion

Die Korrelationsfunktion wird experimentell bestimmt als das Verhältnis einer Signal- ( $S$ ) und einer Hintergrundverteilung ( $B$ ) der Impulsdifferenzen



von Paaren negativ geladener Teilchen ( $h^-$ ). Die Signalverteilung enthält nur Paare aus Teilchen, die aus demselben Ereignis stammen und ist somit sensitiv auf die Korrelationen der Teilchen in der Quelle.

$$C_2(\mathbf{q}, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \frac{P(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)}{P(\mathbf{p}_1)P(\mathbf{p}_2)} = \frac{S(\mathbf{q}, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)}{B(\mathbf{q}, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)} \quad (51)$$

Zur Bildung der Hintergrundverteilung werden nur Paare aus Teilchen von unterschiedlichen Ereignissen herangezogen. Durch die Kombination verschiedener Ergebnisse zur Generierung des Hintergrundes, kann der statistische Fehler im Hintergrund durch eine Erhöhung der Anzahl der kombinierten Ereignisse verringert werden. Bei dieser Analyse wurden für jedes Ereignis im Signal 8 Ereignisse im Hintergrund generiert. Die Impulsdifferenzen werden entsprechend der in Abschnitt 2.3.2 eingeführten Parametrisierung im LCMS berechnet.

$$q_{out} = \frac{\mathbf{q}_t \cdot \mathbf{k}_t}{|\mathbf{k}_t|} \quad (52)$$

$$q_{side} = \frac{|\mathbf{q}_t \times \mathbf{k}_t|}{|\mathbf{k}_t|} \quad (53)$$

$$q_{long} = p_{z1} - p_{z2} \quad (54)$$

Es entsteht somit eine dreidimensionale Korrelationsfunktion in der Pratt-Bertsch Parametrisierung. Die Messung der Korrelationsfunktion wird auf Impulsdifferenzen  $q_{osl} < 0.2 GeV/c$  beschränkt.

Um eine differenzielle Untersuchung der Quelle zu ermöglichen, wird die Korrelationsfunktion in unterschiedlichen Intervallen des Betrages des mittleren transversalen Impulses:

$$k_t = \frac{1}{2} |\mathbf{p}_{t1} + \mathbf{p}_{t2}| \quad (55)$$

und der Paarapidität:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E_1 + E_2 + p_{z1} + p_{z2}}{E_1 + E_2 - p_{z1} - p_{z2}} \right) \quad (56)$$

untersucht. Diese wird in der Regel mit Bezug auf die jeweilige Schwerpunktsrapidität  $Y_{cm}$  für die jeweiligen Energien angegeben.

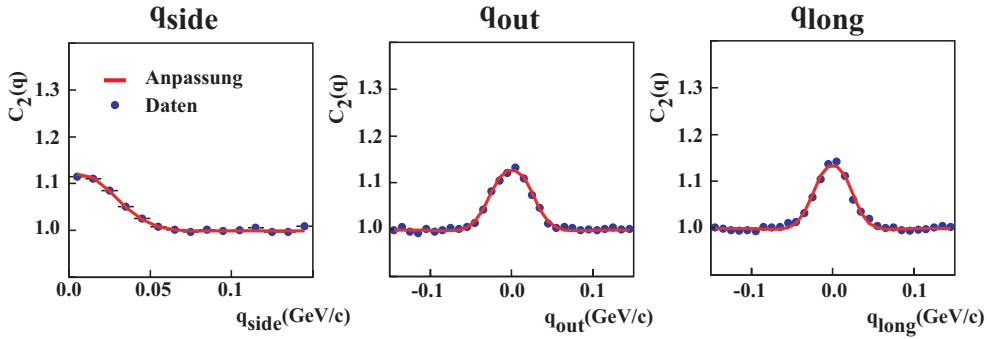
Die HBT-Radien werden durch eine Anpassung der theoretischen Korrelationsfunktion

$$C_2(\mathbf{q})_{th} = 1 + \lambda \cdot \exp(-q_o^2 R_o^2 - q_s^2 R_s^2 - q_l^2 R_l^2 - 2q_o q_l R_{ol}) \quad (57)$$

über die Methode der kleinsten Quadrate an die gemessene Korrelationsfunktion in der Form:

$$C_2(\mathbf{q})_f = n (p (C_2(\mathbf{q})_{th} \cdot A(q^*, r_m^*)) + (1 - p)) \quad (58)$$

bestimmt. Zur graphischen Darstellung der 3-dimensionalen Korrelationsfunktion werden die Projektionen der gemessenen Korrelationsfunktion auf die einzelnen Impulsdifferenzkomponenten betrachtet. In Abbildung 6 sind diese Projektionen auf die Impulsdifferenzkomponenten  $q_{side}$ ,  $q_{out}$  und  $q_{long}$  und die entsprechenden Projektionen der Anpassungsfunktion (Gleichung 58) exemplarisch dargestellt. Die Projektionen auf die einzelnen Komponenten werden hier über einen Bereich von  $\pm 30\text{MeV}/c$  in den jeweils anderen Komponenten durchgeführt. Der Faktor  $n$  in Gleichung 58 entspricht hier einer



**Abbildung 6:** Projektionen einer gemessenen Korrelationsfunktion (Punkte) und der entsprechenden Anpassungsfunktion (Linien) auf die Impulsdifferenzkomponenten  $q_{side}$ ,  $q_{out}$  und  $q_{long}$ . Die Projektion wird hier über  $30\text{MeV}/c$  in den jeweils anderen Impulsdifferenzen durchgeföhrt.

**Normierung** der Korrelationsfunktion aufgrund der unterschiedlichen Statistik in Signal und Hintergrund.

Der Effekt der Bose-Einstein Überhöhung in der Korrelationsfunktion wird überlagert durch eine Unterdrückung der Korrelationsfunktion aufgrund der repulsiven **Coulombwechselwirkung** für gleich geladene Teilchen. Dieser Effekt wird mit einem Korrekturterm  $A(q^*, r_m^*)$  berücksichtigt. Aufgrund des großen Phasenraumbereiches, der durch die Analyse abgedeckt wird, und der begrenzten Möglichkeit zur Teilchenidentifikation in bestimmten Bereichen des Phasenraumes wurde auf eine Identifikation der Pionen verzichtet. Die so entstehende Kontamination der Paare mit Paaren unterschiedlicher Teilchen verringert die Überhöhung der Korrelationsfunktion und wird durch die sogenannte **purity**  $p$  berücksichtigt. Dieser Faktor entspricht dem Anteil der

korrelierten Pionen-Paare und wird jeweils für die einzelnen untersuchten kinematischen Intervalle durch eine VENUS-GEANT- Simulation bestimmt. Neben Paaren von nicht identischen Teilchen wird mit diesem Faktor des Weiteren der Anteil von Pionen bestimmt, die durch den Zerfall langlebiger Resonanzen entstehen und somit weit außerhalb der Quelle produziert werden.

Als Beispiel betrachten wir hier eine Quelle primärer Teilchen der Größe von 5fm, welche von einer Quelle sekundärer Teilchen mit einer Größe von 200fm überlagert wird. Mit der Heisenbergschen Unschärferelation  $\Delta x \Delta p \geq \frac{1}{2} \hbar$  und der Näherung  $\hbar c \approx 0.2 \text{ GeV fm}$  folgt für den Impulsbereich, in dem die Korrelationen für eine solche Quelle beobachtet werden können:  $\Delta p = 0.5 \text{ MeV}$ . Dieser Wert liegt unter der mit dem Experiment NA49 möglichen Impulsauflösung. Für die eigentlich zu untersuchende Quelle primärer Pionen ergibt sich hier ein Impulsbereich von 20MeV in dem die Überhöhung der Korrelationsfunktion beobachtet werden kann. Durch den Einfluss der sekundären Teilchen wird also die Zahl der unkorrelierten Paare im Bereich der Überhöhung der Korrelation der primären Quelle erhöht. Dies hat eine Verringerung der beobachteten Erhöhung der Korrelationsfunktion zur Folge.

### 3 Das Experiment NA49

Das Experiment NA49 befindet sich an der H2-Beamline in der North Area des europäischen Kernforschungszentrums CERN [19]. Es wurde konzipiert, um den hadronischen Endzustand von Schwerionenkollisionen zu untersuchen, und aus diesem Rückschlüsse auf den Anfangszustand der Kollisionen zu ziehen. Hierzu wurden ab 1994 vom Super-Proton-Synchrotron (SPS) (Abb. 7) Beschleuniger Bleiionen mit einer Energie von bis zu 158 GeV bereitgestellt. Im Rahmen eines Energie-Scan Programmes wurden seit 1994 Schwerionenkollisionen bei 20, 30, 40, 80 und 158 AGeV Strahlenergie untersucht. Durch ein flexibles Detektor-Konzept können neben Blei-Blei Reaktionen auch Kollisionen leichterer Kerne bis hin zu Proton-Proton-Kollisionen studiert werden. Neben der Energieabhängigkeit kann somit ebenfalls die Systemgrößenabhängigkeit der hadronischen Observablen untersucht werden.

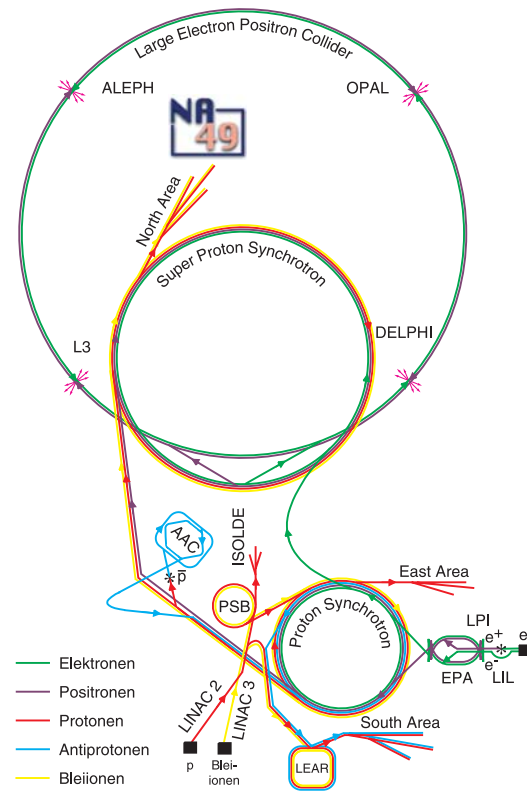
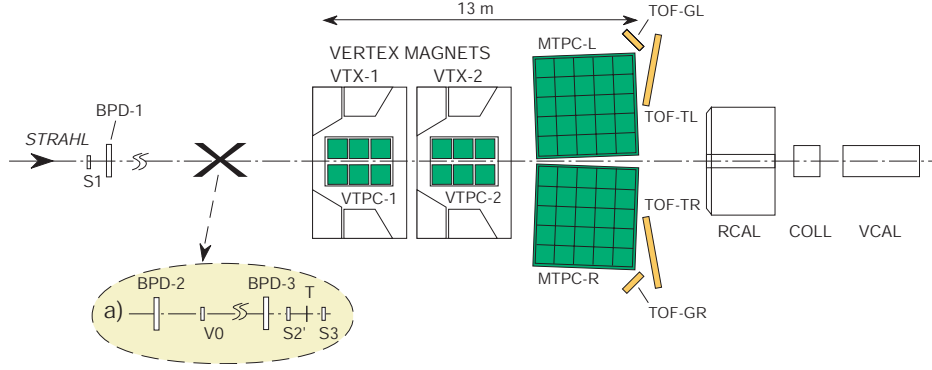


Abbildung 7: CERN Beschleunigerkomplex

### 3.1 Detektor-Konzept

Die Hauptbestandteile des Experimentes sind 4 großvolumige Zeit-Projektionskammern (Time Projection Chamber), von denen sich zwei (VTPC1/2) im Magnetfeld von supraleitenden Dipolmagneten befinden. In den Magnetfel-



**Abbildung 8:** Detektoren des Experimentes NA49

dern mit einer Stärke von 1,5T (VTPC-1 ) bzw. 1,1T (VTPC-2) in der Standardkonfiguration wird der Teilchenstrahl aufgefächert. Die damit verbundene Reduzierung der Spurdichte ermöglicht eine bessere Identifizierung der einzelnen Spuren. Über die Krümmung der Spuren bei bekanntem Magnetfeld und bekannter Ladung können zudem die Impulse der Teilchen mit einer Auflösung von bis zu  $dp/p^2 = 0.3 \times 10^{-4} \frac{1}{GeV}$  , abhängig von der Topologie der Spuren, bestimmt werden. Im feldfreien Raum zwischen den VTPCs und dem Ring-Kalorimeter befinden sich auf der rechten und linken Seite der Strahlachse zwei weitere TPCs (MTPC-L/-R), die zur Identifizierung der Teilchen über den spezifischen Energieverlust  $dE/dx$  optimiert wurden. Mit diesen Detektoren lässt sich eine Auflösung des spezifischen Energieverlustes von 3-4% erreichen. Die Teilchenidentifikation wird bei niedrigen Impulsen unterstützt durch die Bestimmung der Masse der Teilchen über Time-of-Flight-Wände (TOF), deren Startsignal durch einen Quarz-Cherenkov-Zähler am Anfang der Experimentes (S1) gegeben wird.

### 3.2 Strahlpositionierung und Triggersystem

Als Triggersignal für den Start der Auslese eines Ereignisses werden die Signale einer Reihe von Strahl-Positionierungs-Detektoren (Beam Positioning Detector, BPD) und Cherenkov- Zählern verwendet. Bei den BPDs handelt es sich um kleine Vieldrahtproportionalkammern mit einer Fläche von  $(3 \times 3)cm^2$ , in denen jeweils zwei Drahtebenen mit Drahtabständen von 2mm

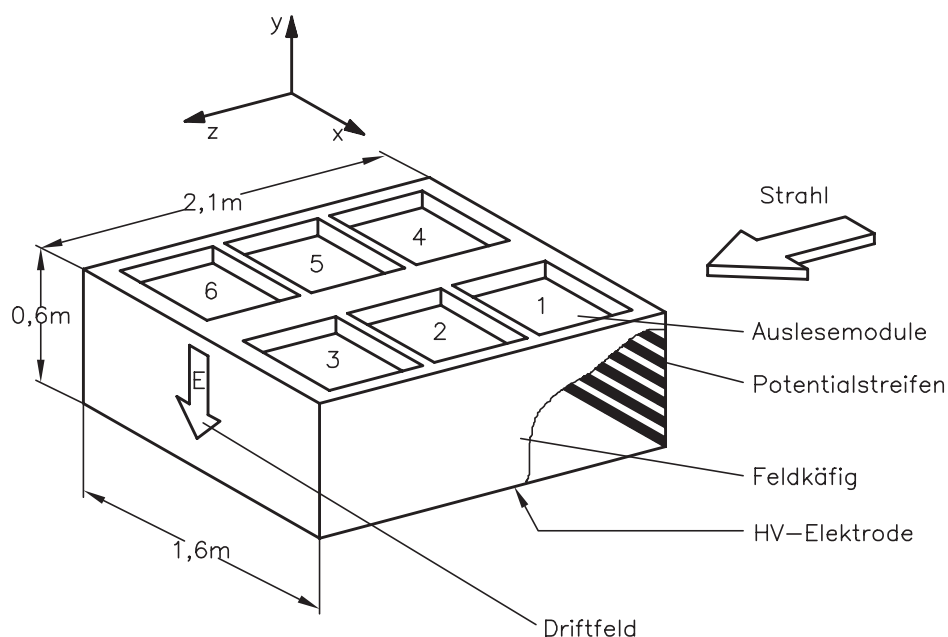
orthogonal zwischen drei Kathodenebenen angeordnet sind. Die Stralposition wird durch Schwerpunktbildung der auf den Kathodenebenen induzierten Signale gebildet. Für Pb-Strahlen wird so eine Ortsauflösung von  $40\mu\text{m}$  erreicht. Neben der Positionsbestimmung eignen sich die Informationen der BPDs auch zur Bestimmung der Art der Teilchen über die Höhe der induzierten Signale.

Die Selektion zentraler Blei-Blei-Ereignisse und die Ansteuerung der Auslese wird durch eine Kombination der Signale der Cherenkov-Zähler S1, S2', S3 sowie des Veto-Kalorimeters (VCAL) vorgenommen. Über die Cherenkov-Zähler lässt sich mit einer Genauigkeit von wenigen Einheiten die Ladung der Strahlteilchen bestimmen. Die Signale von S1 und S2' werden daher zur Selektion der Blei-Ionen verwendet. Das Target, eine Blei-Folie mit einer Dicke von  $207\mu\text{m}$ , befindet sich gemeinsam mit dem Zähler S3 in einem Gehäuse, wobei das Cherenkov-Licht ca. 17cm nach dem Target durch eine mit Aluminium beschichtete Mylar-Folie von  $25\mu\text{m}$  Dicke unter einem Winkel von  $45^\circ$  zu einem Photomultiplier reflektiert wird. Bei einer Reaktion im Target ergeben sich für S3 wesentlich kleinere Signale als für S1/2, so dass zur Bestimmung einer Interaktion im Target S3 in Anti-Koinzidenz mit diesen Zählern geschaltet wird.

Zur Selektion der Zentralität der Ereignisse wird die Energie der nicht an der Reaktion beteiligten Projektil-Fragmente (Spektatoren) im Veto-Kalorimeter gemessen. Das Veto-Kalorimeter hat einen Querschnitt von  $1\times 1\text{m}$  und besteht aus einem Photonen- und einem Hadronen-Teil. Beide Teile unterscheiden sich durch die Wahl des verwendeten Absorbers der auf die Wechselwirkungen der jeweiligen Teilchen ausgelegt ist. Es ist aus einer Abfolge von 16 Blei-Platten für den Photonen-Teil (5.5mm Dicke) und 25 Eisen-Platten für den Hadronen-Teil (5mm Dicke), zwischen denen jeweils eine Szintillator-Platte mit einer Dicke von 2.5cm angeordnet ist, aufgebaut. In den Szintillator-Platten werden die optischen Signale zu jeweils 4 Photomultipliern für die beiden Teile geleitet und anschließend addiert. Dieses Signal dient zum einen dazu, in Verbindung mit den oben beschriebenen Zählern „online“ auf die Zentralität der Ereignisse zu triggern, oder durch die aufgenommenen Signale die Ereignisse „offline“ in verschiedene Zentralitätsklassen einzuteilen.

### 3.3 Funktionsweise der Spurendriftkammern

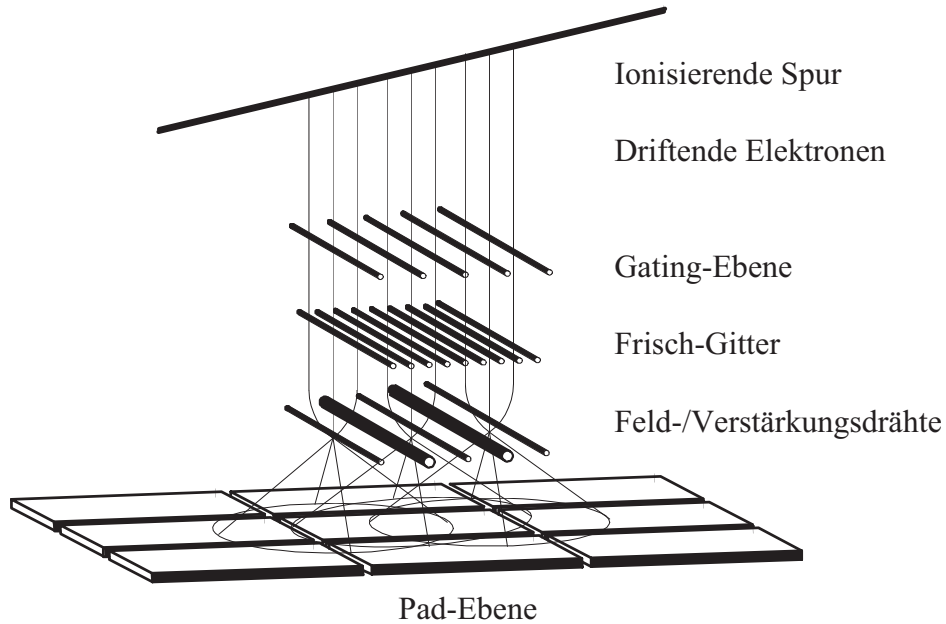
Bei den hier verwendeten Spurendriftkammern handelt es sich um Time Projection Chambers, in denen bei bekannter Driftgeschwindigkeit von Elektronen im Detektorgas die Teilchenspuren dreidimensional rekonstruiert werden können. Durchqueren geladene Teilchen die TPCs, ionisieren sie das Detektorgas entlang ihrer Bahn aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung der Teilchen mit den Hüllenelektronen des Gases. Diese freigesetzten Elektronen diffundieren aufgrund eines angelegten homogenen elektrischen Feldes von 200V/cm (VTPC1) bzw. 170V/cm (MTPC-L/-R) zur Ausleseebene des Detektors. In Abbildung 9 ist der schematische Aufbau einer Vertex-TPC dargestellt. Das Detektorgas wurde unter dem Gesichtspunkt möglichst gerin-



**Abbildung 9:** Schematischer Aufbau einer Vertex-TPC

ger Diffusion der Elektronen im Gas bei gegebenem angelegtem Feld gewählt. Für das hier gewählte Gasmisch  $Ar/CO_2$  in den Vertex-TPCs ergibt sich eine FWHM der Ladungsverteilung von 5mm in longitudinaler sowie transversaler Richtung nach 60cm Drift-Strecke.

An der Ausleseebene (Abb. 10) müssen die Elektronen zunächst das Gating-Gitter passieren, welches bei Vorliegen eines Triggersignals auf dem Potential des angelegten homogenen elektrischen Feldes liegt, und somit von den driftenden Elektronen passiert werden kann. Im geschlossenen Zustand wird die Spannung an jeweils benachbarten Drähten um 100V relativ zum Driftfeld



**Abbildung 10:** Schematischer Aufbau der Ausleseebene einer TPC

erhöht bzw. erniedrigt. Die Elektronen gelangen so nicht in den Verstärkungsbereich zwischen Frisch-Gitter und Verstärkungsdraht-Ebene. Das Frisch-Gitter liegt auf Null-Potential und schließt somit den homogenen Bereich des Driftfeldes ab. Benachbarte Verstärkungsdrähte liegen abwechselnd auf einer Betriebsspannung von ca. 1kV und Masse. Passieren die Elektronen das Frisch-Gitter, werden sie zu den Verstärkungsdrähten beschleunigt und schlagen weitere Elektronen aus den Gasmolekülen aus. Die durch diese Gasverstärkung erzeugten freien Elektronen werden von den Verstärkungsdrähten abgesaugt und die zurückbleibenden langsameren positiven Ladungsträger induzieren Signale auf der Ausleseebene, welche sich in einem Abstand von ca. 2mm von den Verstärkungsdrähten befinden. Diese Ebene ist in kleine Segmente (Pads), die einzeln ausgelesen werden und somit die Anzahl der Kanäle bestimmen, unterteilt. Die Abstände der Pad-Ebene von der Verstärkungsebene wurden so gewählt, dass sich die induzierte Ladung über mehrere Pads verteilt. Durch Schwerpunktbildung der Ladungsverteilungen auf den Pads lässt sich so eine Ortsauflösung erreichen, die wesentlich unterhalb der Breite der Pads liegt. Durch die Segmentierung der Pad-Ebenen in mehrere Pad-Reihen lässt sich so die x- und y- Position einer Spur im Raum bestimmen. Die vertikale Ortskomponente wird aus der bekannten Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Gas und der Zeitdifferenz zwischen Triggerimpuls (S1) und Auslese der Pads bestimmt. Um eine genaue Bestimmung



der z-Position über die Driftzeit zu ermöglichen, werden die Pads während der Driftzeit von ca.  $50\mu\text{s}$  512mal ausgelesen. Die beste Ortsauflösung in x-Richtung wird für die gegebenen Dimensionierung der Pads (Tabelle 2) erreicht, wenn die Spuren parallel zu den Pads verlaufen. Die Ausrichtung der Pads in den einzelnen TPCs wurde daher auf die Topologie der Spuren optimiert und die einzelnen Pads wurden in unterschiedlichen Sektoren der TPCs mit unterschiedlichen Winkeln zur Strahlachse montiert. Die wichtigsten Parameter der einzelnen TPCs können aus der folgenden Tabelle entnommen werden.

	VTPC-1	VTPC-2	MTPC-L/R
Volumen [ $\text{m}^3$ ]	$1,6 \cdot 2,1 \cdot 0,66$	$1,6 \cdot 2,1 \cdot 0,66$	$3,9 \cdot 3,9 \cdot 1,8$
Gas	Ne/ $\text{CO}_2$ (90/10)	Ne/ $\text{CO}_2$ (90/10)	Ar/ $\text{CH}_4$ / $\text{CO}_2$ (90/5/5)
Sektoren	6	6	25
Padreihen pro Sektor	24	24	18
Pads pro Padreihe	192	192	192/128
Kanäle (Pads)	27648	27648	63360
Padlänge [mm]	16/28	28	40
Padbreite [mm]	3,5	3,5	3,5/5,5
Winkel [ $^\circ$ ]	12-55	3-20	0/15

**Tabelle 2:** Wichtige Parameter der NA49-TPCs.

### 3.4 Rekonstruktion der Spuren

Die Einzelheiten der Rekonstruktionskette wurden in verschiedenen Diplom- und Doktorarbeiten (z.B. [20]) bereits ausführlich beschrieben. Hier wird daher nur auf einen für die Analyse wichtigen Aspekt der Rekonstruktion näher eingegangen. Zur besseren Impulsbestimmung werden nach der Rekonstruktion der Spuren in den einzelnen TPCs (**lokales tracking**) die Spursegmente aus einzelnen Detektoren zusammengefügt. Hierzu werden im **globalen tracking** in einer in [21] näher beschriebenen Reihenfolge die Spuren zwischen den TPCs extrapoliert. Die Güte dieses globalen tracking ist nun insbesondere bei der Betrachtung von Zwei-Teilchen-Korrelationen wichtig, da hier die Information aus der Verteilung der Impulsdifferenzen bei kleinen Werten gewonnen wird. Wird nun im globalen tracking ein Anschlussstück einer Spur bei der Extrapolation nicht gefunden, so kann dieses Spurstück als eigenständige Spur rekonstruiert werden. Es entsteht so ein künstliches Spur-

paar (**split-track**) mit geringer Impulsdifferenz, welches die Korrelationsfunktion künstlich erhöht. Der Einfluss des globalen tracking unterscheidet sich bei den verschiedenen Energien aufgrund der unterschiedlichen Topologien der Spuren deutlich. Zur Berücksichtigung dieser Effekte wird explizit ein Schnitt auf die möglichen split-tracks angewendet. Die Effekte des trackmerging werden durch den Schnitt auf den Paarabstand berücksichtigt und in Abschnitt 4.2.3 diskutiert.

## 4 Datenselektion

### 4.1 Ereignis und Spurselektion

#### 4.1.1 Datensätze

Um die Energieabhängigkeit der Ergebnisse zu untersuchen, wurden Datensätze bei 5 unterschiedlichen Strahlenergien von 20- bis 158 AGeV Strahlenergie herangezogen. Für die Energien 40 und 158 AGeV lagen jeweils Datensätze für Polaritäten des magnetischen Feldes vor. Die Magnetfeldkonfiguration wird jeweils mit std+ bzw. std- bezeichnet, wobei sich „std“ auf das Magnetfeld bei 158 AGeV bezieht. Die Qualitätskriterien für Spuren und Paare wurden zunächst jeweils für die einzelnen Datensätze getrennt ermittelt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden im Folgenden anhand einiger Beispiele dargestellt, um Unterschiede zwischen den einzelnen Datensätzen herauszuarbeiten. Nach einem Vergleich der Resultate wurden die Datensätze für unterschiedliche Magnetfeldkonfigurationen zusammengefasst, um die zugrundeliegende Statistik zu erhöhen. Die Anzahl der aufgenommenen Ereignisse für die jeweilige Energie unter Angabe der jeweiligen Magnetfeldkonfiguration und Zentralität ist in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

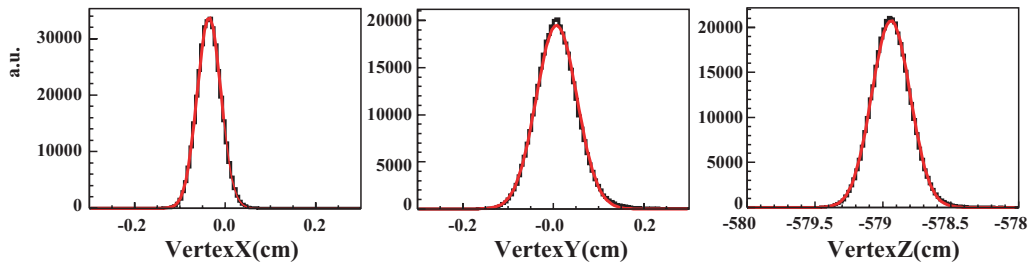
Strahlenergie	Magnetfeld	Zentralität	Anz. der Ereignisse
20 AGeV	20G+	7.2%	357000
30 AGeV	30G+	7.2%	418000
40 AGeV	1/4std+	7.2%	362100
40 AGeV	1/4std-	7.2%	217000
80 AGeV	1/2std+	7.2%	296000
158 AGeV	std+	5%/10%	386000
158 AGeV	std-	10%	502000

**Tabelle 3:** Verwendete Datensätze

#### 4.1.2 Ereignisselektion

Wie aus Tab. 3 zu entnehmen ist, wurde bei 158 AGeV gegenüber den niedrigeren Energien eine andere Zentralität der Kollisionen als Trigger-Kriterium für die Aufnahme von Daten gewählt. Bei den ersten ca. 70.000 Ereignissen für die Konfiguration std+ wurde online über die im Veto-Kalorimeter

deponierte Energie der Spektatoren auf 5% des inelastischen Wirkungsquerschnittes der Kollision getriggert. Dieser online-trigger wurde für die restlichen Ereignisse von std+ und std- auf 10% heraufgesetzt. Um die systematischen Einflüsse der Zentralität auf die Energieabhängigkeit der Raten zu minimieren, wurden die ersten 70000 Ereignisse des Datensatzes „158 AGeV sdt+“ bei der Analyse nicht berücksichtigt. Bei den verbleibenden Ereignissen für 158 AGeV wurde ein Schnitt auf die im Veto-Kalorimeter deponierte Energie gemacht, der ebenfalls einer Zentralität von 7.2% entspricht. Ein weiteres wichtiges Qualitätskriterium für die Ereignisse ist die Lage des Interaktionspunktes. Um Ereignisse aus der Reaktion von Projektilkernen mit dem Detektormaterial von der Analyse auszuschließen, muss die Kollision in einem kleinen Bereich des fest positionierten Targets erfolgen. Die Position der Kollision lässt sich auf zwei Arten bestimmen. Die x und y Position des Vertex (VertexX,Y) kann mit Hilfe der in 2.2.1 beschriebenen BPDs festgelegt werden. Als z-Position dient in diesem Fall die definierte Targetposition. Eine weitere Möglichkeit besteht im Zurückverfolgen der Spuren aus einem Ereignis zu einem gemeinsamen Vertex. Dieser wird dann über einen Anpassungsalgorithmus bestimmt. Da die Informationen aus den BPDs nicht konsequent für alle Datensätze in die Mini-Dst Datenstrukturen übernommen wurden, wurde hier die Information aus dem „Vertex-Fit“ als Qualitätskriterium verwendet. Die Güte dieser Anpassung wird als Vertex.Iflag() abgespeichert und wurde hier ebenfalls als Qualitätskriterium benutzt. Für Ereignisse, deren Hauptvertex durch eine Anpassung bestimmt werden konnte (Iflag=0), sind in Abbildung 11 die Verteilungen für die drei Ortskomponenten des extrapolierten Vertex für Kollisionen bei 158 AGeV Strahlenergie gezeigt.

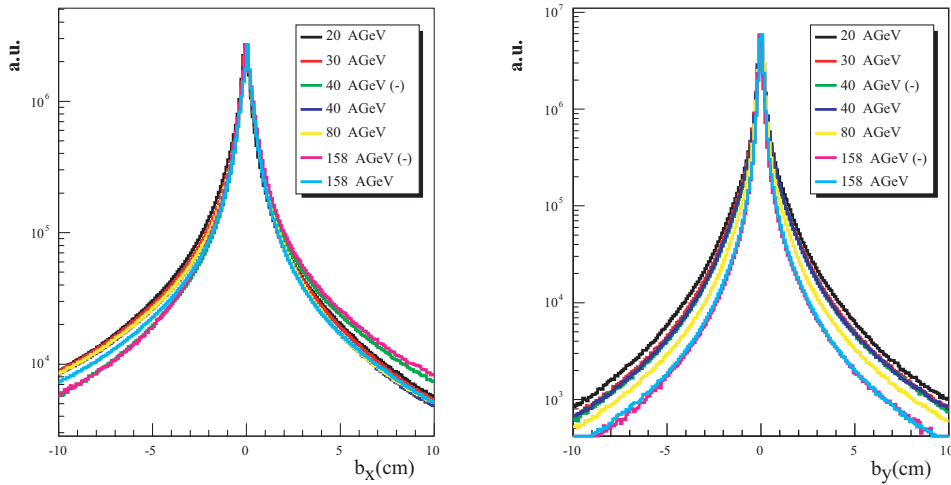


**Abbildung 11:** Vertex Positionen bei 158 AGeV Strahlenergie (+)

Da die Verteilungen bei allen Energien gut durch eine Gausssche Normalverteilung approximiert werden können, wurde für die jeweiligen Verteilungen eine Gauss-Anpassung vorgenommen und als Schnittpunkt  $3\sigma$  um den Mittelwert gewählt. Zusätzlich wurde vorausgesetzt, dass mindestens 200 Teilchen in einem Ereignis registriert wurden.

### 4.1.3 Spurselektion

Nach der Auswahl der zu verwendenden Ereignisse wurde nun die Qualität der Spuren untersucht. Ziel der Analyse ist die Bestimmung von Größen der primären Blei-Blei Kollision. Teilchen, die durch Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial entstehen oder aus Zerfällen langlebiger Resonanzen stammen, sollten demnach nicht zur Analyse herangezogen werden. Um diese Verunreinigungen zu minimieren, werden nur Spuren verwendet, die in der Datenstruktur als vom Haupt-Vertex stammend gekennzeichnet sind. Für diese Spuren wird nun durch Rückextrapolation der Abstand zum Haupt-Vertex in der Target-Ebene bestimmt. Dieser als  $b_x$  bzw.  $b_y$  bezeichnete Abstand dient als Maß für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen tatsächlich vom Haupt-Vertex stammt. Die Verteilungen für  $b_x$  und  $b_y$  sind in Abbildung 12 für die verschiedenen Datensätze dargestellt.

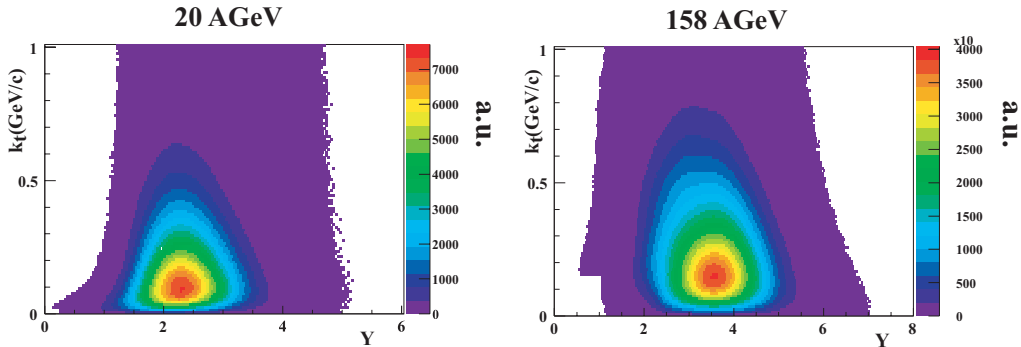


**Abbildung 12:** Skalierte  $b_x$ - und  $b_y$ - Verteilungen für die verwendeten Datensätze

Die Verteilungen sind für  $b_x$  aufgrund der Krümmung durch das Magnetfeld in der x-z Ebene breiter als für  $b_y$ , da für die Bestimmung von  $b_y$  lediglich eine lineare Extrapolation notwendig ist. Die Verteilungen sind hier skaliert dargestellt, um einen Vergleich für die verschiedenen Energien zu ermöglichen. Die verbleibenden Beiträge von Sekundären Teilchen werden durch eine Simulation bestimmt und bei der Bestimmung der purity berücksichtigt. Die Schnittwerte wurden für  $b_x$  auf  $-5.0 \text{ cm} < b_x < 5.0 \text{ cm}$  und für  $b_y$  auf  $-3.0 \text{ cm} < b_y < 3.0 \text{ cm}$  festgelegt.

#### 4.1.4 Geometrische Akzeptanz

Für die weitere Untersuchung wird zunächst der kinematische Bereich festgelegt, in dem die Korrelationsfunktionen untersucht werden. Wie im Abschnitt 2.5 erläutert, wird die Analyse in unterschiedlichen Bereichen der Paarrapidität  $Y$  und des mittleren Transversalimpulses  $k_t$  durchgeführt, um so Rückschlüsse über die Dynamik der Quelle zu ziehen. Für die Datensätze bei 20 und 158 AGeV Strahlenergie sind die Verteilungen der beiden Größen in Abbildung 13 dargestellt.



**Abbildung 13:**  $k_t$ - $Y$  Verteilungen für 20- und 158 AGeV Strahlenergie

Der Longitudinalimpuls der Teilchen wird maßgeblich durch den Impuls der Projektil-Teilchen bestimmt, was zu höheren Paarrapiditäten bei steigenden Strahlenergien führt. Der mittlere Transversalimpuls hingegen wird durch die Temperatur und die Dynamik der Quelle zum Ausfrierzeitpunkt beeinflusst. Eine Energieabhängigkeit dieser Größen lässt sich allein aus dieser Darstellung jedoch nicht ableiten.

Da für diese Darstellung eine Mindestanzahl potentieller Punkte auf den Spuren verlangt wurde, bricht die Verteilung insbesondere bei 158 AGeV bei kleiner Paarrapidität und kleinem Paarimpuls abrupt ab. Dies ist ein durch die Geometrie des Detektors bedingter Effekt. Sind beide Parameter klein, ergibt sich aus dem resultierenden kleinen Gesamtimpulsbetrag eine große Krümmung der Spur, so dass nur wenige Pad-Reihen im Detektor überquert werden und somit nur eine geringe Anzahl potentieller Punkte auf der Spur liegen.

Ausgehend von dieser Darstellung wurden nun die zu untersuchenden Bereiche (bins) festgelegt. Vom theoretischen Aspekt besonders interessant ist die Untersuchung der Korrelationsfunktion für Paare bei mittlerer Paarrapidität, da in diesem Bereich die Rapiditäts-Verteilungen der beobachteten Teilchen mit dem Szenario einer boost invarianten Expansion der Quelle ver-

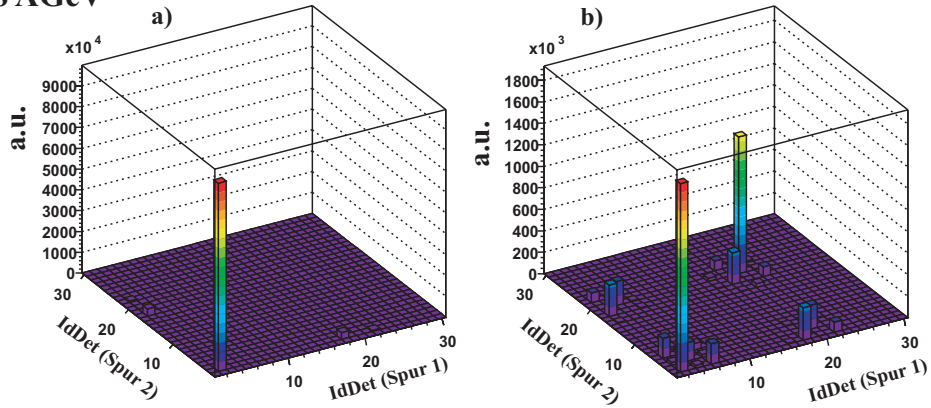
träglich sind. Beginnend bei mittlerer Paarrapidität (midrapidity) der jeweiligen Energie wurden Bereiche einer Breite von 0.5 Einheiten der Paarrapidität untersucht. Für den mittleren Transversalimpuls wurden Schrittweiten von 0.1 GeV/c festgelegt. Dieser Bereich wurde für das letzte zu untersuchende bin aufgrund geringer Statistik auf (0.4-0.6) GeV/c vergrößert. Es zeigte sich jedoch, dass in manchen Bereichen eine Analyse aufgrund mangelnder Statistik nicht möglich war. Für die Veranschaulichung einiger Effekte wurde eine Schrittweite von 0.1 GeV/c für das letzte untersuchte  $k_t$ -Intervall von 0.4-0.5 GeV/c beibehalten.

Für diese Einteilungen des Phasenraumes wurden nun jeweils getrennt die Spuren untersucht, die in Paaren liegen, welche wiederum zur Bildung der Korrelationsfunktion herangezogen werden. Die folgenden Darstellungen beziehen sich daher auf Paare mit Impulsdifferenzen  $q_{BP} < 0.2 \text{ GeV/c}$  in der Pratt-Bertsch Parametrisierung. Zunächst kann eine Spur durch die Lage in den Detektoren mit einer „IdDet“ gekennzeichnet werden. Hierzu wird jedem Detektor eine Zahl zugeordnet, welche zur IdDet der Spur hinzuaddiert wird, falls die Spur gemessene Punkte in diesem aufweist. Den einzelnen Detektoren sind hierfür in aufsteigender Reihenfolge Potenzen der Zahl 2 zugeordnet.

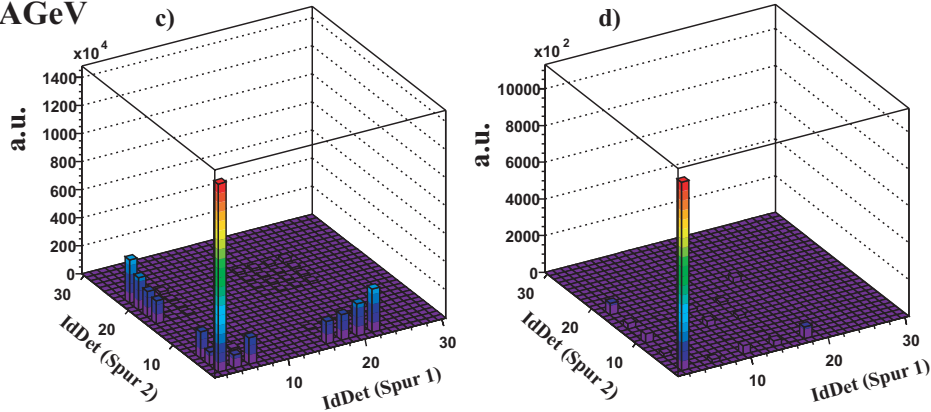
$$ID_{VTX1} = 2; \quad ID_{VTX2} = 4; \quad ID_{MTPCL} = 8; \quad ID_{MTPCR} = 16$$

Für eine Spur, die sowohl durch die beiden Vertex-TPCs als auch durch die rechte Main-TPC verläuft, ergibt sich demnach:  $\text{IdDet} = 2+4+16=22$ . In der folgenden Darstellung sind exemplarisch für das niedrigste und höchste  $k_t$ -bin die IdDet für die Spuren in Paaren für 20- und 158 AGeV dargestellt. Für 158 AGeV ergibt sich bei kleinen  $k_t$  eine hohe Krümmung der Spuren, so dass die Teilchen die MTPCs nicht mehr erreichen. In diesem Bereich setzen sich die Paare überwiegend aus Spuren aus der Vertex TPC 1 (VTPC-1) zusammen (Abbildung 14a). Mit zunehmendem Transversalimpuls nimmt dann der Anteil der Main-TPC Spuren zu (Abbildung 14b). Um die Akzeptanz bei der Erniedrigung der Energie beizubehalten, wurde das Magnetfeld bei der Aufnahme der 20 AGeV Daten um einen Faktor 1/8 reduziert. Bei gleichzeitiger Reduzierung der Breite des Transversalimpulsbereiches ergäbe sich somit die gleiche Konfiguration wie bei den 158 AGeV Daten. Da die Breite der Transversalimpuls-Intervalle jedoch beibehalten wird, betrachten wir bei 20 AGeV relativ zum Magnetfeld höhere Transversalimpulse und somit sind auch schon bei niedrigen  $k_t$  MTPC Spuren zu beobachten (Abbildung 14 c).

158 AGeV



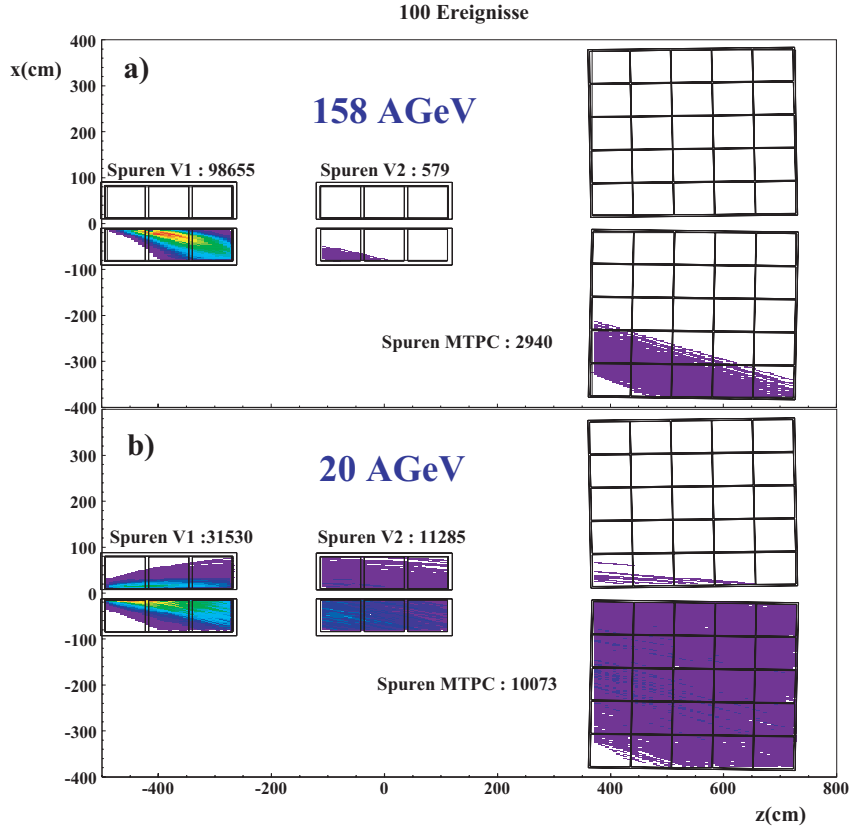
20 AGeV



**Abbildung 14:** IdDet-Verteilungen für 20 und 158 AGeV Strahlenergie in unterschiedlichen Bereichen der Transversalimpulses bei midrapidity. a),c) :  $k_t = (0.0 - 0.1)\text{GeV}/c$ . b),d):  $k_t = (0.4 - 0.5)\text{GeV}/c$

Da die Detektor-ID zum Verständnis der Akzeptanz alleine jedoch nicht ausreicht, wurde ein Event-Display entwickelt, das den Verlauf der Spuren zwischen dem ersten und letzten gemessenen Punkt in den TPCs darstellt. Wie in Abbildung 15a) zu sehen, treten die meisten Spuren bei 158 AGeV aus der Lücke zwischen den beiden Kammern in die VTPC-1 ein. Es wird somit nur selten die maximal mögliche Anzahl der gemessenen Punkte erreicht. Des Weiteren ist nur die rechte Kammer der TPC bevölkert. Die überwiegende Anzahl der Spuren verläuft ausschließlich in der VTPC-1.



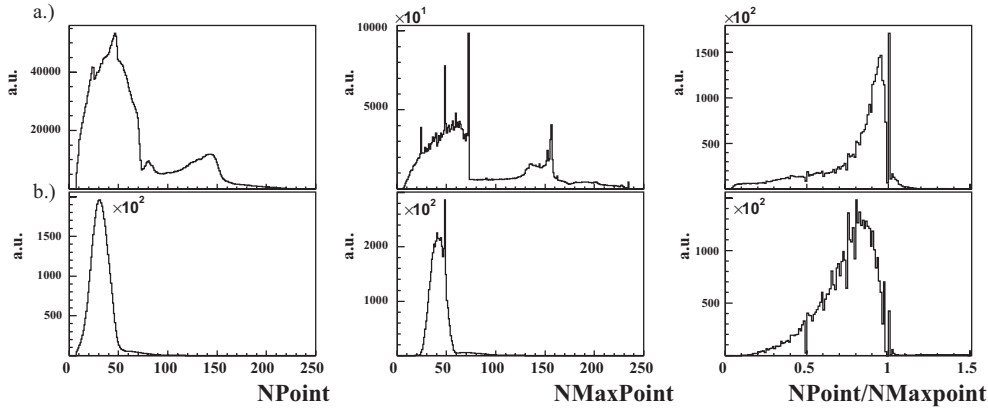


**Abbildung 15:** Event-Display für Paare mit  $k_t = (0.0 - 01)\text{GeV}/c$  bei midrapidity für 158- (a) und 20 AGeV (b) Strahlenergie

Bei 20 AGeV hingegen ergibt sich aufgrund der größeren Impulse der Teilchen relativ zur Stärke des Magnetfeldes bei der Betrachtung des gleichen transversalen kinematischen Intervalls ein anderes Bild. Hier befinden sich Spuren in beiden Kammern der TPC und die Spuren haben im Mittel eine größere Anzahl potentieller Punkte. Da die Güte des bestimmten Impulses mit der Zahl der gemessenen Punkte auf der Spur zusammenhängt, wird diese Größe in der Regel als Qualitätskriterium für die zu verwendeten Spuren benutzt. Aufgrund der oben beschriebenen unterschiedlichen Topologien bei den unterschiedlichen Datensätzen und der zu erwartenden geringen Anzahl gemessener Punkte bei kleinen  $k_t$  bei 158 AGeV Strahlenergie, wurde der Einfluss der gemessenen Punkte auf die Korrelationsfunktion näher untersucht.

### 4.1.5 Gemessene Punkte

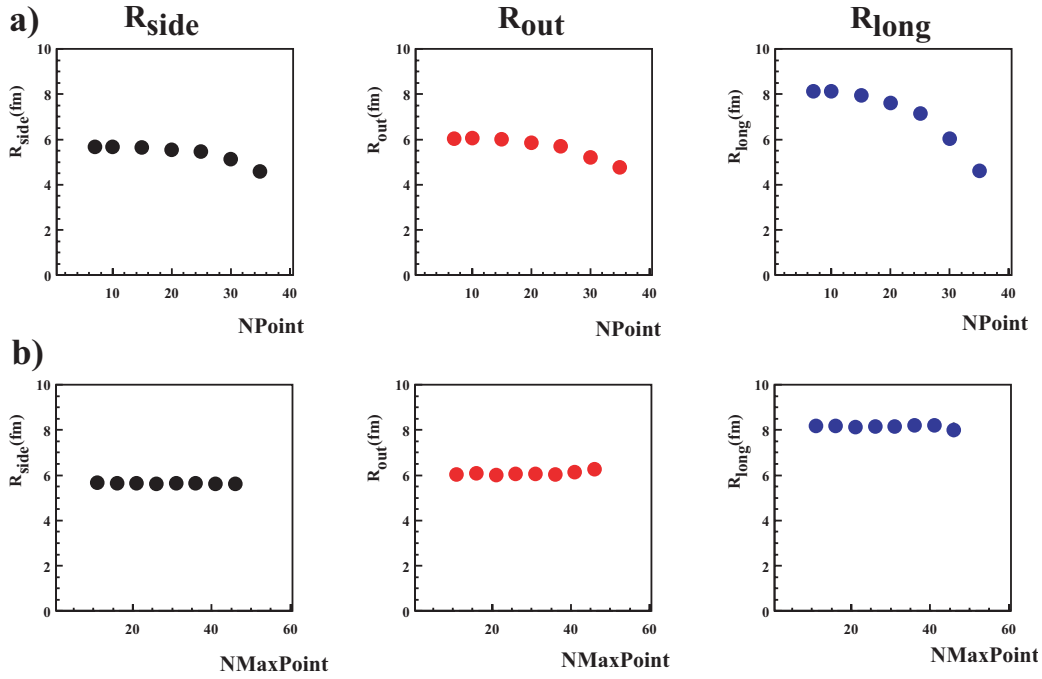
Die Anzahl der gemessenen Punkte (NPoint) ist durch die Anzahl der Pad-Ebenen gegeben, auf denen bei der Spurverfolgung ein Ladungscluster einer Spur zugeordnet wurde. Von dieser Anzahl der gemessenen Punkte ist die Anzahl der Punkte zu unterscheiden, die zur Bestimmung des Impulses des zugehörigen Teilchens herangezogen wurden (NFitPoint). Die folgenden Untersuchungen wurden für beide Größen durchgeführt, es zeigten sich jedoch keine qualitativen Unterschiede. Neben der Anzahl der gemessenen ist weiterhin die Anzahl der potentiell möglichen Punkte einer Spur (NMaxPoint) sowie das Verhältnis dieser beiden Größen zueinander (NPointToNMaxPoint) von Bedeutung. In Abbildung 16 sind diese Größen für 20 und 158 AGeV jeweils bei midrapidity und  $k_t = (0.0 - 0.1) GeV/c$  dargestellt.



**Abbildung 16:** Gemessene Punkte (NPoint), potentielle Punkte (NMaxPoint) sowie das Verhältnis der beiden Größen (NPointToNMaxPoint) für 20- (a.) und 158 AGeV (b.) Strahlenergie für  $k_t = (0.0 - 0.1) GeV/c$  bei midrapidity

Auffällig ist hier zunächst wieder der große Unterschied zwischen den Datensätzen bei 20 und 158 AGeV Strahlenergie. Die zugehörigen Event-Displays für die unterschiedlichen  $k_t$ -bins bei midrapidity befinden sich im Anhang B. Die Spitzen in den potentiellen Punkten entstehen durch die Segmentierung der TPC. Da ein Großteil der Spuren vom Zwischenraum in die VTTPCs eintreten, kann es bei geringer Abweichung der Extrapolation von der tatsächlichen Spur zu der Konstellation kommen, dass eine Spur mehr gemessene als potentielle Punkte aufweist. Dies ist besonders dann zu beobachten, wenn die Spuren annähernd parallel zur TPC verläuft. Solche Spuren wurden bei der Analyse verworfen.

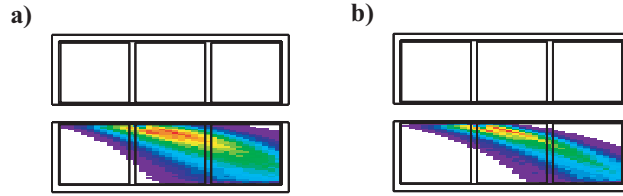
Wie im Abschnitt 4.1.4 bereits erläutert, bestehen die Paare bei 158 AGeV bei midrapidity und  $k_t=(0.0-0.1)$  GeV/c hauptsächlich aus Spuren, die nur in der Vertex TPC 1 verlaufen. Um den Einfluss eines Schnittes auf die gemessenen Punkte zu untersuchen, wurden nun explizit die Radien aus den Korrelationsfunktionen für unterschiedliche Schnittwerte sowohl der gemessenen als auch der potentiellen Punkte bestimmt. Hierfür wurden nur Spuren aus der Vertex TPC-1 verwendet. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abbildung 17 dargestellt.



**Abbildung 17:** HBT-Radien in Abhängigkeit der verlangten gemessenen Punkte (a) sowie der verlangten potentiellen Punkte (b) auf den Spuren für VTP1 Paare bei 158 AGeV und niedrigen  $k_t$  (0.0-0.1) GeV/c bei midrapidity.

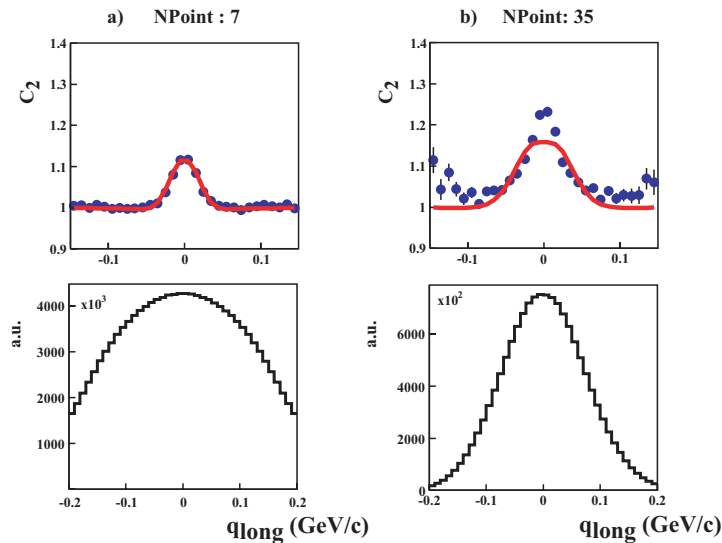
Es wurde ein Abfall der Radien bei Erhöhung der verlangten gemessenen Punkte auf den Spuren insbesondere in  $R_{long}$  beobachtet. Dieser Effekt wurde weder bei höheren  $k_t$ , noch bei einer Untersuchung der Abhängigkeit der Radien von den potentiellen Punkten beobachtet (Abbildung 17b)

Wie in Abbildung 18 zu sehen ist, führt eine Erhöhung der verlangten gemessenen Punkte auf einer Spur zu einer Einschnürung des Bereiches im Detektor, über den die Spuren akzeptiert werden.



**Abbildung 18:** Eventdisplay für Paare in VTPC-1 mit unterschiedlichen Schnitten auf die Anzahl gemessener Punkte ( a:  $N_{\text{Point}} > 0$ , b:  $N_{\text{Point}} > 35$ ) der Spuren für  $k_t = (0.0-0.1)\text{GeV}/c$  bei midrapidity.

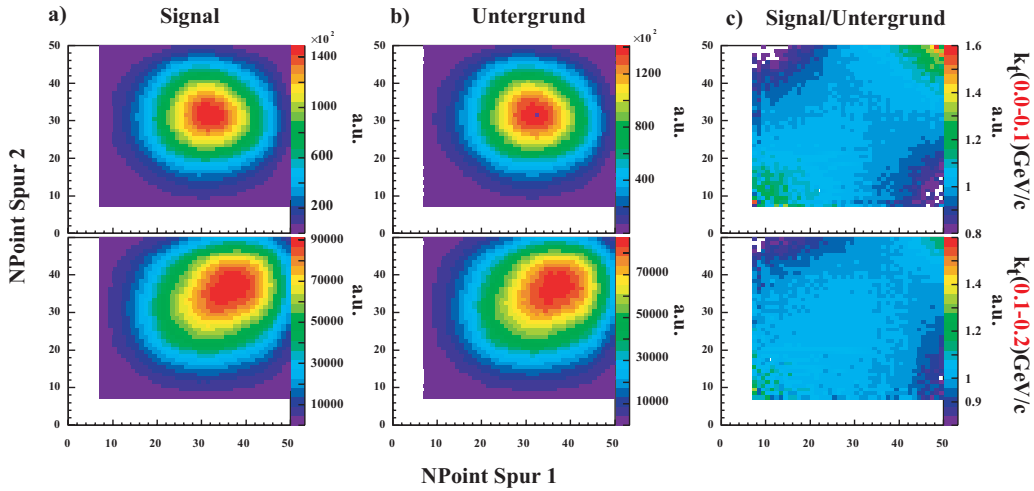
Diese verringerte Akzeptanz ist mit der Impulsdifferenz bzw. mit dem Öffnungswinkel der beiden Spuren korreliert und wirkt sich daher stark auf die Impulsverteilung insbesondere in  $q_{\text{long}}$  aus.



**Abbildung 19:** Projektion der Korrelationsfunktion ( $C_2$ ) sowie Verteilung der Impulsdifferenz auf  $q_{\text{long}}$  für VTPC-1 Paare mit unterschiedlichem Schnitt auf die Anzahl der gemessenen Punkte (a:  $N_{\text{Point}} > 7$ , b:  $N_{\text{Point}} > 35$ )

Diese Verjüngung der Verteilung der Impulsdifferenz ist ein unerwünschter Effekt, sollte aber die Korrelationsfunktion nicht verzerren. Wie man jedoch an der Projektion der Korrelationsfunktion in Abbildung 19 sieht, ist die Korrelationsfunktion bis zu hohen Impulsdifferenzen überhöht und die Anpassungsfunktion folgt den Daten nicht.

Es lag nun die Vermutung nahe, dass der Effekt durch systematische Unterschiede bei der Generierung von Signal- und Untergrundpaaren erzeugt wird. Um diese Unterschiede zu erarbeiten, wurden wie zur Bildung der Korrelationsfunktion Signal- und Hintergrundpaare generiert und die Anzahl der gemessenen Punkte der beiden Spuren gegeneinander aufgetragen. Durch die Division der beiden Verteilungen sollten Unterschiede in Signal und Hintergrund deutlich werden. Aus den Verteilungen selbst (Abbildung 20a,b) lassen



**Abbildung 20:** Verteilung der gemessenen Punkte auf Spuren in VTPC-1 Paaren im Signal a) und Hintergrund b) sowie das Verhältnis beider Verteilungen c) für die ersten beiden  $k_t$ -Intervalle ((0.0-0.1)GeV/c, (0.1-0.2)GeV/c) bei midrapidity für 158 AGeV.

sich keine Unterschiede ableiten, jedoch sieht man deutlich im Verhältnis der beiden Verteilungen in Abbildung 20c, dass Paare mit sehr vielen bzw. sehr wenigen Punkten auf *beiden* Spuren im Signal relativ zum Untergrund erhöht sind. Dieser Effekt ist deutlich im Bereich von  $k_t=(0.0-0.1)$ GeV/c und ist bei hohen  $k_t$  nicht zu beobachten. Diese sattelförmige Struktur lässt sich anhand eines einfachen Modells verstehen. In diesem Modell existieren zwei Klassen von Ereignissen:

### 1. „Gute“ Ereignisse :

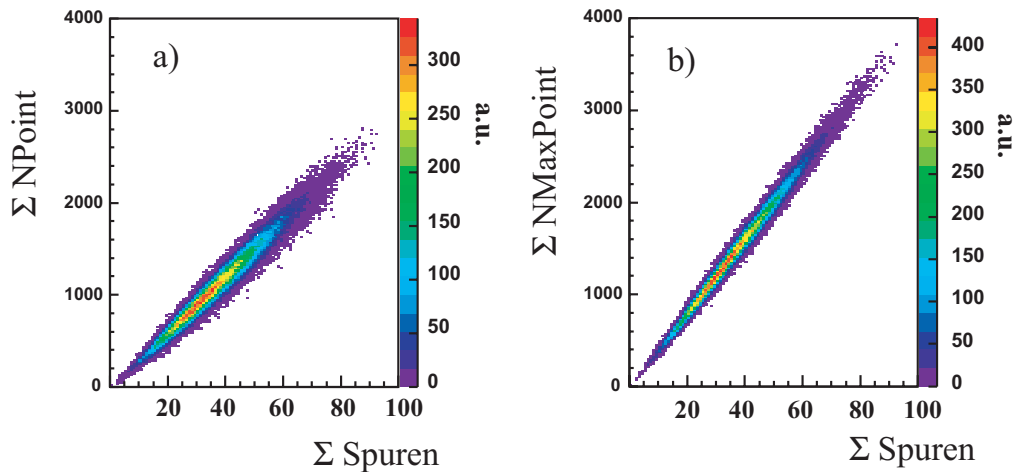
Bei diesen Ereignissen werden bei allen Spuren alle potentiellen Punkte auch gemessen.

### 2. „Schlechte“ Ereignisse :

Bei diesen Ereignissen wird bei allen Spuren ein Teil der möglichen Punkte nicht gemessen.

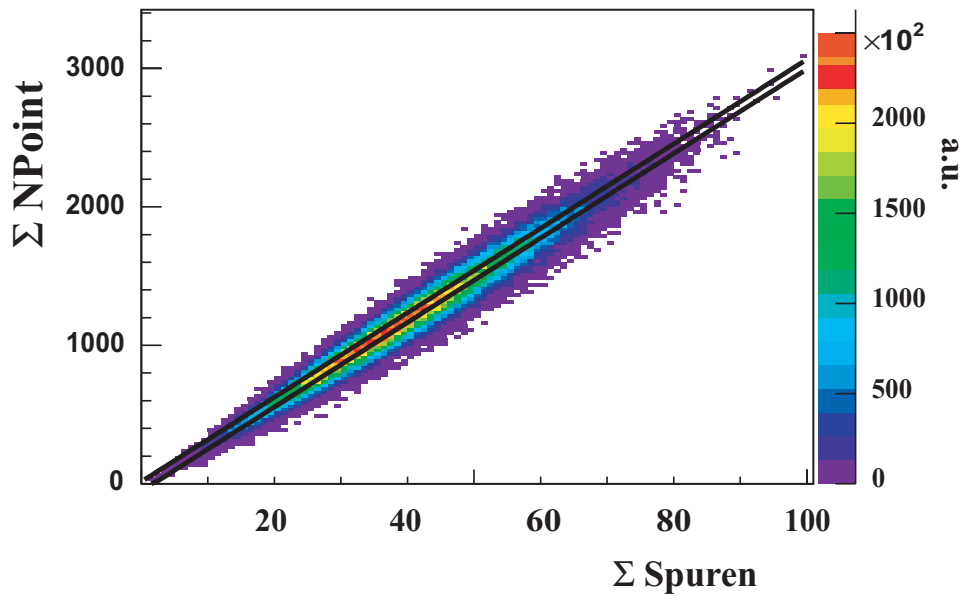
Die zweite Konstellation könnte sich z.B. durch Spiralelektronen in einem Ereignis ergeben. In diesem Fall könnten in einem Teil der TPC elektronische Signale auf sehr vielen Pads hinterlassen werden, so dass bei der Spurrekonstruktion einzelne Spuren nicht mehr aufgelöst werden können.

Für Spuren aus Ereignissen der 1. Klasse würden sich im Signal nun Paare ergeben, bei welchen beide Spuren eine hohe Anzahl gemessener Punkte aufweisen, während sich für die 2. Klasse nur Paare mit jeweils sehr wenigen gemessenen Punkten auf den einzelnen Spuren ergäben. Generiert man nun Untergrundpaare, so treten bei einer Mischung aus „Guten“ und „Schlechten“ Ereignissen die Kombinationen aus langen und kurzen Spuren auf. Da diese Kombinationen im Signal nicht vorhanden sind, kommt es zu der beobachteten sattelförmigen Struktur des Verhältnisses.



**Abbildung 21:** Summe der gemessenen (a.) bzw. der potentiellen (b.) Punkte in VTPC-1 in Abhängigkeit der Summe der Spuren in einem Ereignis für 158 AGeV im Bereich niedriger  $k_t$  ((0.0-0.1)GeV/c) bei midrapidity.

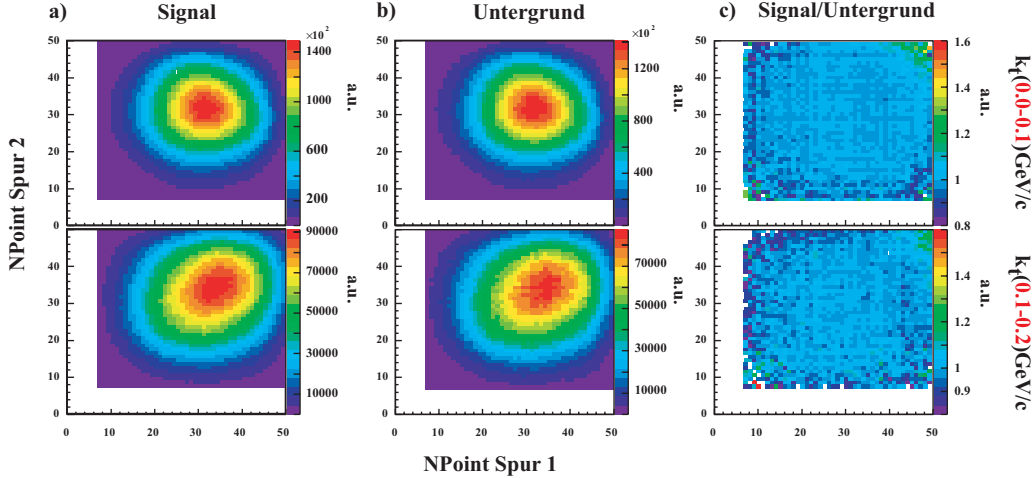
Um solche Ereignis-zu-Ereignis Fluktuationen bezüglich der Anzahl der gemessenen Spuren zu quantifizieren, wurde die Anzahl der Spuren in einem Ereignis gegen die Summe der gemessenen Punkte auf diesen Spuren aufgetragen. Da der beobachtete Effekt nur auf einen kleinen kinematischen Bereich beschränkt ist, wurden nicht alle Spuren in einem Ereignis herangezogen, sondern nur Spuren von Paaren in dem oben beschriebenen problematischen Bereich niedrigen Transversalimpulses in der VTPC-1 ( $k_t = (0.0-0.1)GeV/c$ ) bei midrapidity. In Abbildung 21 sind diese Verteilungen bezüglich der gemessenen und der potentiellen Punkte dargestellt. Aus diesen Verteilungen lässt sich nun als Maß für die Ereignis-zu-Ereignis Fluktuationen die Breite der Verteilung in der Summe der gemessenen Punkte bei einer festen Anzahl Spuren ableiten. Diese Breite ist bei den gemessenen Punkten wesentlich höher als bei der Betrachtung der potentiellen Punkte, bei denen die oben beschriebene Rekonstruktionseffizienz keinen Einfluss hat. Um diese Fluktuationen zu beschränken, wurde nun ein Schnitt auf die Breite dieser Verteilung angewendet. Lediglich Ereignisse, die in dem durch die schwarzen Linien in Abbildung 22 gekennzeichneten Bereich liegen, wurden bei der folgenden Analyse berücksichtigt.



**Abbildung 22:** Wie Abbildung 21 mit angedeutetem Schnitt (schwarze Linien) auf die Breite der Summe der gemessenen Punkte.

Für diese Ereignis-Schnitte wurden nun erneut die oben beschriebenen Signal- und Hintergrund Verteilungen für die gemessenen Punkte gebildet. Die Analyse wurde wiederum für unterschiedliche Bereiche von  $k_t$  durchgeführt, jedoch jeweils mit dem für das erste  $k_t$ -bin bestimmten Ereignis-Schnitt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 23 dargestellt.

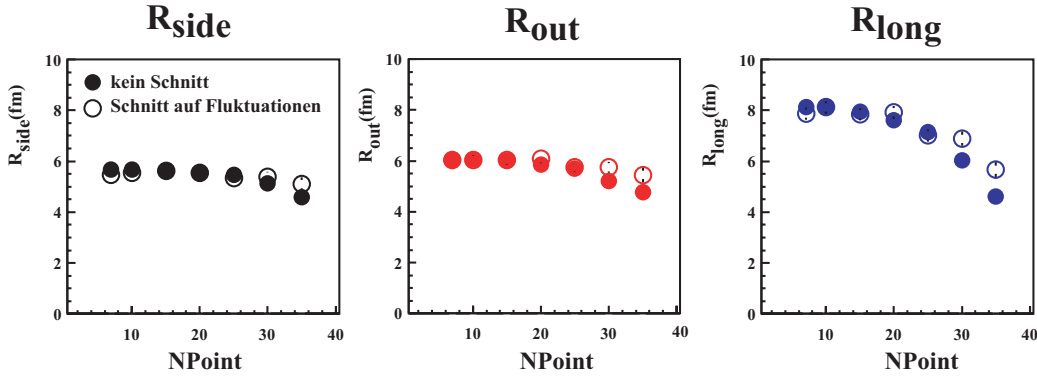
Wie aus dem Verhältnis der Signal- und Hintergrund Verteilungen (Abbildung 23.c) zu ersehen, konnte mit diesem Schnitt der Unterschied zwischen Signal und Hintergrund beseitigt werden. Diese Untersuchung wurde eben-



**Abbildung 23:** Wie Abbildung 13 mit angewendetem Ereignis-Schnitt gemäß Abbildung 22 auf die Summe der gemessenen Punkte in einem Ereignis.

falls auf Basis der DST Datensätze durchgeführt. In diesen Strukturen sind Informationen über die Gesamtzahl der Raumpunkte (Ladungs-Cluster) unabhängig davon, ob diese Punkte Spuren zugewiesen wurden, enthalten. Ein Spiralelektron würde in diesem Fall die Anzahl der Punkte nicht erniedrigen, sondern drastisch erhöhen. Auch hier konnte gezeigt werden, dass ein Schnitt auf die Breite der Verteilung der Summe der gemessenen Punkte Unterschiede zwischen Signal und Hintergrund verringert. Um den Einfluss dieser Fluktuationen auf die Radien zu untersuchen, wurden nun mit diesem Ereignis-Schnitt erneut die Abhängigkeit der Radien von den geforderten gemessenen Punkten für VTPC-1 Paare bestimmt. In Abbildung 24 sind nun die Resultate vom Beginn dieses Abschnittes aus Abbildung 17 zusammen mit den Ergebnissen unter Anwendung des Schnittes auf die Ereignis-zu-Ereignis Fluktuationen gezeigt.





**Abbildung 24:** HBT-Radien mit (offene Symbole) und ohne (geschlossene Symbole) Schnitt auf die Event-zu-Event Fluktuationen (siehe Text) in Abhängigkeit der verlangten gemessenen Punkte auf den Spuren für VTP1 Paare bei 158 AGeV und niedrigen  $k_t$  (0.0-0.1) GeV/c bei midrapidity.

Der Effekt konnte dadurch zwar bei hoher Anzahl gemessener Punkte reduziert, jedoch nicht beseitigt werden. Die Ergebnisse bei niedrigen verlangten gemessenen Punkten hingegen wurden nicht beeinflusst. Des Weiteren sind die Ergebnisse im Bereich bis 15 gemessene Punkte stabil. Unter diesem Gesichtspunkt und unter Berücksichtigung der relativ geringen Anzahl der Punkte in diesem kinematischen Bereich wird auf einen Schnitt auf die gemessenen Punkte verzichtet und als Qualitätskriterium eine Mindestzahl von 30 potentiellen Punkten auf den Spuren verlangt. Wie in Abbildung 17 bereits gezeigt wurde, sind die Resultate bezüglich der Variation dieser Größe über den gesamten betrachteten Bereich stabil. Daher wurde auch auf den oben beschriebenen Schnitt auf die Fluktuationen verzichtet.

Um Einflüsse unterschiedlicher Multiplizitäten der Ereignisse bei der Generierung von Paaren zu untersuchen, wurde des Weiteren ein Schnitt auf den Unterschied in der Multiplizität der Ereignisse angewendet. Hierbei wurden nur Kombinationen von Ereignissen zugelassen, die sich in ihren Multiplizitäten in der VTPC-1 um nicht mehr als 20% unterscheiden. Bei dieser Untersuchung konnte jedoch kein signifikanter Einfluss auf die Korrelationsfunktion festgestellt werden.

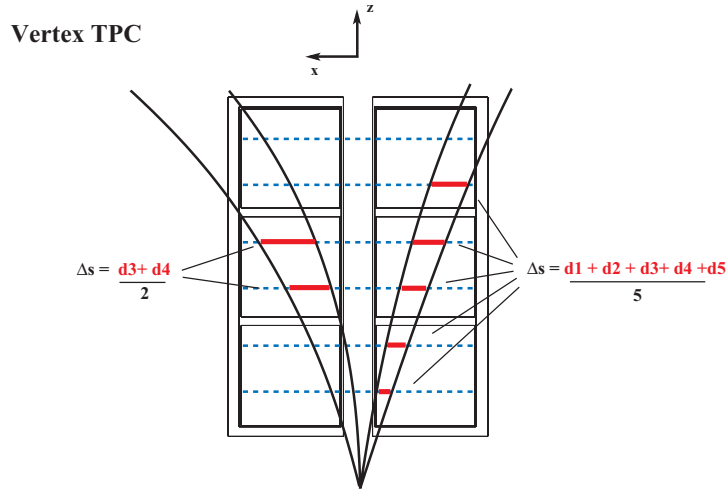
## 4.2 Paarselektion

Die Impulsdifferenz der Teilchen ist mit dem Abstand der Teilchen im Detektor korreliert. Ein wichtiger experimenteller Einfluss auf die Korrelationsfunktion ist daher über die begrenzte Zwei-Spur-Trennung des Detektors gegeben. In dem für die Korrelationsfunktion wichtigen Bereich geringer Relativimpulse verlaufen die Spuren im Detektor „nahe“ beieinander. Es kann so der Fall eintreten, dass sich die elektronischen Signale der Spuren auf der Ausleseebene überlagern und die Spuren nicht separiert werden können. Dieses Verschmelzen, das sogenannte **“track-merging“** der Spuren, kann die Anzahl der Paare mit kleinen Relativimpulsen in einem Ereignis (Signal) künstlich reduzieren. Bei der Generierung des Untergrundes mit Teilchen aus unterschiedlichen Ereignissen spielt dieser Effekt jedoch keine Rolle. Um einen Einfluss der begrenzten Zwei-Spur-Auflösung auf die Resultate zu verhindern, lässt man nur Paare in der Signal- bzw. in der Hintergrundverteilung zu, die einen noch näher zu definierenden Abstand im Detektor nicht unterschreiten.

Der gegenteilige Effekt einer künstlichen Überhöhung der Korrelationsfunktion kann durch das sogenannte **„track-splitting“** entstehen. Wie in Kapitel 3.4 beschrieben, werden zur besseren Bestimmung der Impulse die Spuren, welche die Teilchen in den einzelnen Detektorkomponenten hinterlassen, durch das **„globale tracking“** verknüpft. Durch Ungenauigkeiten bei der Extrapolation zwischen Detektoren oder den Segmenten eines Detektors kann es dazu kommen, dass der Anschluss einer Spur nicht gefunden wird, und das Anschlussstück im folgenden Algorithmus als eigenständige Spur rekonstruiert wird. Es entsteht so im Signal ein Paar mit einer naturgemäß sehr geringen Impulsdifferenz und geringem Abstand im Detektor. Da im Hintergrund nur Spuren von unterschiedlichen Ereignissen kombiniert werden, kann dieser Effekt hier nicht auftreten. Es kommt so zu einer künstlichen Erhöhung der Korrelationsfunktion bei kleinen Relativimpulsen.

Um diese beiden Effekte zu untersuchen, wird zunächst eine Möglichkeit der Bestimmung des Abstandes der Spuren im Detektor erläutert. In den einzelnen Detektoren werden entsprechend der Anzahl der Pad-Reihen (VTPC-1/-2: 72; MTPC-L/-R: 90) äquidistante Ebenen definiert, auf deren z-Position die Abstände der beiden Spuren in der x-y-Ebene bestimmt wird. Der Abstand wird nun als Mittelwert der Abstände auf den Ebenen definiert, auf denen die Spuren beide im sensitiven Volumen der Spur verlaufen. Um die Informationen über die Raumpunkte zu erhalten wurden bei bekanntem Impuls der Teilchen die Spuren noch einmal mit der Track-Step-Methode verfolgt. Als Voraussetzung für die Bestimmung des Abstandes in einem Detektor wurde eine Mindestzahl von 20 potentiellen Punkten im jeweiligen Detektor

auf beiden Spuren gewählt. Eine schematische Darstellung der Abstandsbestimmung ist in Abbildung 25 gegeben. Mit Hilfe dieser Abstandsdefinition

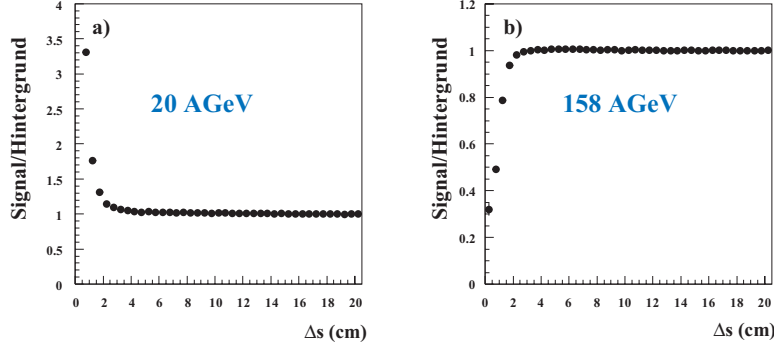


**Abbildung 25:** Schematische Darstellung der Bestimmung des Paarabstandes in einer Vertex TPC

lassen sich nun die oben beschriebenen Effekte studieren.

#### 4.2.1 Split-tracks

Zunächst wurden, wie bei der Konstruktion der Korrelationsfunktion, Paare aus einem Ereignis gebildet und deren Abstandsverteilung durch Verhältnisbildung mit der Verteilung der Abstände von Paaren aus dem Hintergrund verglichen. Dies ist in Abbildung 26 exemplarisch für 20- und 158 AGeV gezeigt. Zunächst fällt auf, dass eine Überhöhung bei niedrigen Abständen nur bei 20 AGeV zu beobachten ist. Der oben beschriebene Effekt des track-splittings ist in diesem kinematischen Intervall also nur bei 20 AGeV zu beobachten. Dies kann durch die unterschiedliche Topologie der Spuren bei den unterschiedlichen Strahlenergien erklärt werden. In dem betrachteten kinematischen Bereich bei 158 AGeV Strahlenergie handelt es sich überwiegend um Spuren, die nur in der Vertex TPC-1 verlaufen (Vgl Abbildung 15). Bei 20 AGeV Strahlenergie hingegen erstreckt sich im selben kinematischen Bereich ein Großteil der Spuren auch über die Vertex TPC-2 und die Main TPC. Hier kann vermehrt der Effekt des splittings zwischen 2 Detektoren auftreten, da die Spuren über einen relativ langen Weg zwischen den Detektoren extrapoliert werden müssen. Innerhalb einer TPC ist dieser Effekt seltener, so dass bei 158 AGeV nur die Ineffizienz der Zwei-Spur-Rekonstruktion beobachtet wird.



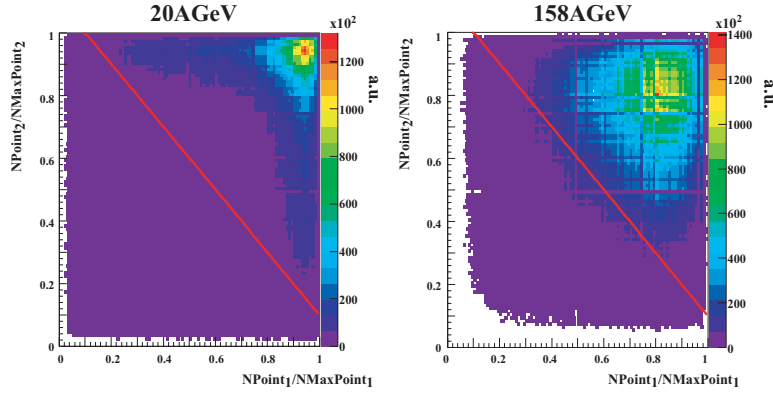
**Abbildung 26:** Verhältnis von Signal zu Untergrund des Paarabstandes für Paare mit  $k_t=(0.0-0.1)\text{GeV}/c$  bei midrapidity für 20- und 158 AGeV (gemessen in VTPC-1).

Um Beiträge dieser künstlich erzeugten Paare zu verhindern, wird zunächst folgende Überlegung angestellt:

Werden aus der Spur eines Teilchens durch die Rekonstruktionskette zwei Spuren rekonstruiert, fehlt einer der beiden Spuren ein erheblicher Anteil möglicher gemessener Punkte, und zwar diejenigen, die dem anderen Spurstück zugeordnet wurden. Einer Spur aus einem solchen Paar fehlen so in der Regel mindestens 50% der potentiell messbaren Punkte. Fordert man nun, dass für alle in die Analyse einbezogenen Spuren mehr als 50% der potentiellen Punkte auch gemessen wurden, so können split-tracks ausgeschlossen werden. Aufgrund der Ergebnisse der Untersuchung des Einflusses der Anzahl gemessener Punkte auf die Korrelationsfunktion aus Kapitel 4.2 wurde jedoch auf ein solches Kriterium verzichtet. Eine äquivalente Überlegung zur Vermeidung dieser Paare lässt sich auch auf Paar-Ebene durchführen. Gehören Spuren eines Paares zum selben Teilchen, handelt es sich also um einen split-track, stimmt die Anzahl der potentiellen Punkte beider Spuren überein. Da aufgrund der beschränkten Rekonstruktionseffizienz nicht alle potentiellen Punkte auch gemessen werden, ergibt sich für die Verhältnisse von gemessenen zu potentiellen Punkte für ein „split-track“-Paar:

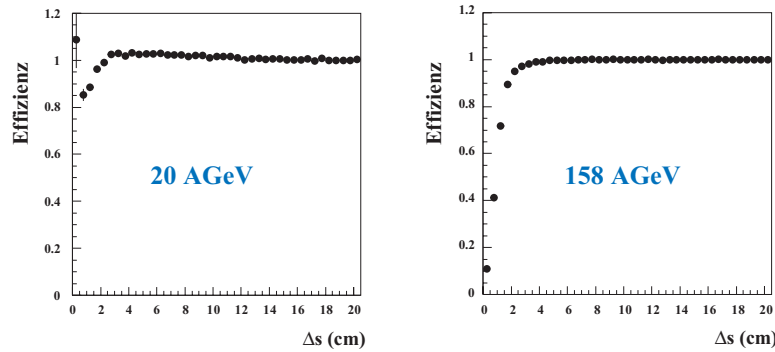
$$\frac{N_{\text{Point}_1}}{N_{\text{MaxPoint}_1}} + \frac{N_{\text{Point}_2}}{N_{\text{MaxPoint}_2}} = \frac{N_{\text{Point}_1} + N_{\text{Point}_2}}{N_{\text{MaxPoint}_1}} \leq 1 \quad (59)$$

Dieses Kriterium kann als notwendige Bedingung für das Vorliegen eines split-track Paares verwendet werden. In Abbildung 27 sind die Verteilungen für die Verhältnisse aus gemessenen und potentiellen Punkten für Spuren in Paaren mit  $k_t=(0.0-0.1)\text{GeV}/c$  bei midrapidity für 20- und 158 AGeV gezeigt. Paare unterhalb der roten Linie in Abbildung 27 werden verworfen. Die Untergrenze der Summe der Verhältnisse wurde auf 1.1 heraufgesetzt, um



**Abbildung 27:** Verhältnis von gemessenen zu potentiellen Punkten ( $N_{\text{Point}}/N_{\text{MaxPoint}}$ ) für Spuren aus Paaren bei midrapidity und  $k_t=(0.0-0.1)\text{GeV}/c$  für 20- und 158 AGeV. Paare unterhalb der roten Linie werden verworfen.

Beiträge durch Fluktuationen der jeweils bestimmten Größen zu verhindern. Dies entspricht einem Anteil von 13.7%(20 AGeV) bzw. 7.4%(158 AGeV) der Paare in dem betrachteten kinematischen Bereich. Nach Anwendung dieses Qualitätskriteriums wurde nun die Effizienz des Paarabstandes erneut betrachtet. Wie in Abbildung 28 zu sehen ist, verschwindet die Überhöhung des Verhältnisses von Signal zu Hintergrund bei 20 AGeV und die Zwei-Spur-Rekonstruktionsineffizienz wird deutlich. Bei 158 AGeV ist hingegen

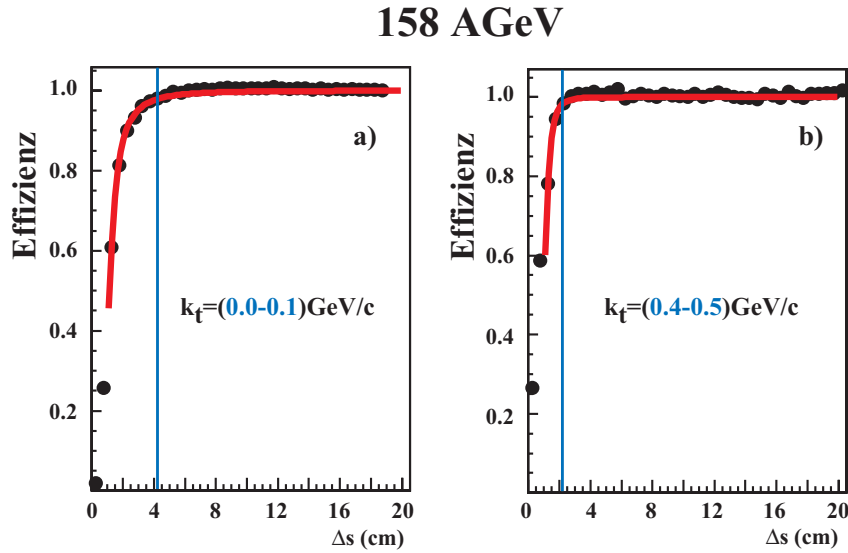


**Abbildung 28:** Verhältnis von Signal- und Hintergrundverteilung des mittleren Paarabstandes für 20- und 158 AGeV für  $k_t=(0.0-0-1)\text{GeV}$  bei midrapidity.

nur ein leichter Abfall der Verhältnisses zu beobachten. Dies entspricht der erwarteten geringeren Auswirkung der split-tracks.

### 4.2.2 Mittlerer Paarabstand

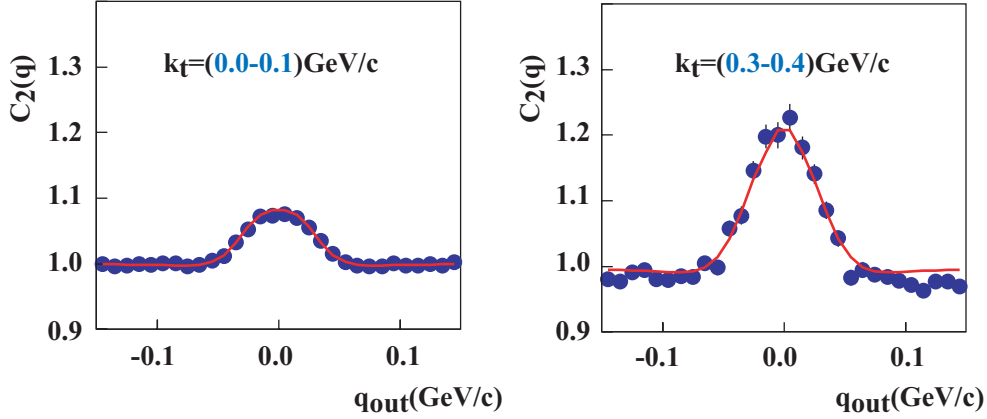
Die Rekonstruktionsineffizienz wird in Abbildung 28 ab ca. 4cm mittlerem Abstand deutlich. Dieser Wert ist hier jedoch nicht als detektorspezifische Größe zu verstehen, sondern variiert für unterschiedliche kinematische Bereiche aufgrund der unterschiedlichen Topologie bzw. Krümmung der Spuren. Eine Methode, die Ineffizienzen zu berücksichtigen, ist, Paare mit einem Mindestabstand im Bereich der Ineffizienz des Detektors bei der Analyse sowohl in der Signal- als auch in der Hintergrundverteilung nicht zu berücksichtigen. Es wurden nun zunächst für die unterschiedlichen kinematischen Bereiche die Mindestabstände aus den Effizienz-Verteilungen des Paarabstandes bestimmt (Abbildung 56). Hierzu wurde eine analytische Funktion an den Verlauf der



**Abbildung 29:** Effizienz und Anpassung (rot) der Zuweispurauflösung für 158 AGeV bei niedrigen (a) und hohen  $k_t$  (b) bei midrapidity. Schnitt-Werte für 98% Effizienz (blaue Linien) für a): 4.32 cm bzw. b): 2.13 cm.

Verteilung angepasst und für eine Effizienz von 98% jeweils der entsprechende Paarabstand bestimmt. Mit diesen Werten als Mindestabstand für Spuren in dem entsprechenden kinematischen Bereich wurden nun die Korrelationsfunktionen betrachtet.

In Abbildung 30 sind exemplarisch die Projektionen der Korrelationsfunktionen auf  $q_{out}$  für 2  $k_t$ -bins für 158 AGeV Strahlenergie bei midrapidity gezeigt. Hier wurde jeweils der für die einzelnen kinematischen Bereiche ermittelte Schnitt-Wert für den mittleren Paarabstand angewendet. Es zeigt

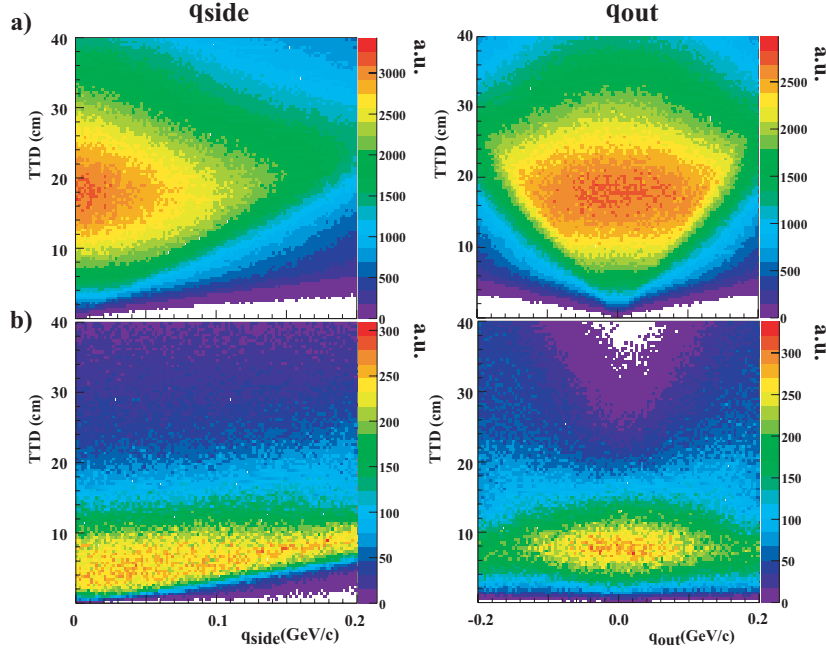


**Abbildung 30:** Projektionen (30MeV in  $q_{side}, q_{long}$ ) der Korrelationsfunktion auf  $q_{out}$  mit angewendetem Schnitt auf den mittleren Mindestabstand für 158 AGeV bei midrapidity bei niedrigen a) und hohen b)  $k_t$

sich, dass bei hohen  $k_t$  die Korrelationsfunktion bis zu hohen Impulsdifferenzen unter 1.0 liegt. Zunächst wurde versucht, diesen Effekt über die gegenseitige Abstoßung der Teilchen aufgrund der Coulombwechselwirkung zu verstehen. Diese Wechselwirkung führt zu einer Unterdrückung von Paaren mit kleinen Relativimpulsen im Signal. Da sich Bose-Einstein Korrelationen und die Coulombwechselwirkung nicht über den gleichen kinematischen Bereich erstrecken, kann es so zu einer „Unterdrückung“ der Korrelationsfunktion kommen. Im Rahmen realistischer Annahmen ließ sich der Effekt jedoch nicht auf die Coulombwechselwirkung zurückführen. Auch konnte eine Variation des Schnitt-Wertes zu höheren Mindestabständen das Problem nicht beheben.

Um diesen Effekt bei hohen Transversalimpulsen insbesondere in  $q_{out}$  zu verstehen, betrachten wir die Parametrisierung der Impulsdifferenz etwas genauer. Zunächst gilt ganz allgemein, dass bei einer Erhöhung des Impulsbetrages der Teilchen der Öffnungswinkel der Impulse und damit der Paarabstand im Detektor bei gleichbleibender Impulsdifferenz sinkt. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass sich die Zwei-Spur-Ineffizienz mit wachsendem  $k_t$  über einen größer werdenden Bereich der Impulsdifferenz und damit der Korrelationsfunktion erstreckt. Dies ist von besonderer Bedeutung bei der hier gewählten Parametrisierung der transversalen Impulsdifferenz bezüglich  $k_t$ . Eine Ände-

zung der Komponente der Impulsdifferenz parallel zu  $k_t$  ( $q_{out}$ ) wirkt sich insbesondere bei hohen  $k_t$  nicht so stark auf den Öffnungswinkel aus, wie eine Variation der Impulsdifferenz  $q_{side}$ , die senkrecht auf  $k_t$  steht.



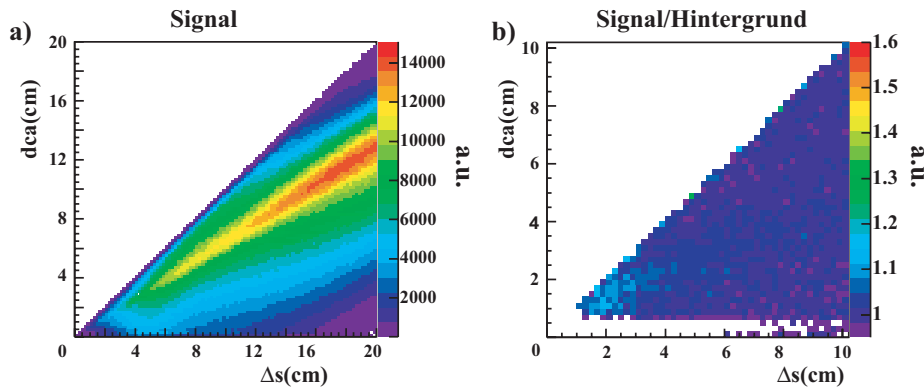
**Abbildung 31:** Mittlerer Paarabstand in Abhängigkeit der Impulsdifferenzen für  $q_{out}$  und  $q_{side}$  bei niedrigen ( a:  $k_t=(0.0-0.1\text{GeV}/c)$ ) und hohen  $k_t$  (b:  $k_t=(0.4-0.5)\text{GeV}/c$ ) für 158 AGeV bei midrapidity.

In Abbildung 31 wird verdeutlicht, dass für niedrige  $k_t$  eine deutliche Korrelation zwischen der Differenz der Impulse und dem beobachteten mittleren Paarabstand besteht. Für hohe  $k_t$  (Abbildung 31 b)) lässt sich dies jedoch nur für  $q_{side}$  beobachten. Eine Änderung in  $q_{out}$  hingegen hat nur geringe Auswirkungen auf diese Größe. Dies bedeutet, dass sich insbesondere bei hohen  $k_t$  Ineffizienzen bezüglich der Zwei-Spur-Auflösung in der Projektion der Korrelationsfunktion auf  $q_{out}$  niederschlagen. Im Folgenden wurde daher stets die Korrelationsfunktion selbst als Vergleich herangezogen, um festzustellen, ob die Ineffizienz der Zwei-Spur-Auflösung adäquat berücksichtigt wurde.



### 4.2.3 DCA-Schnitt

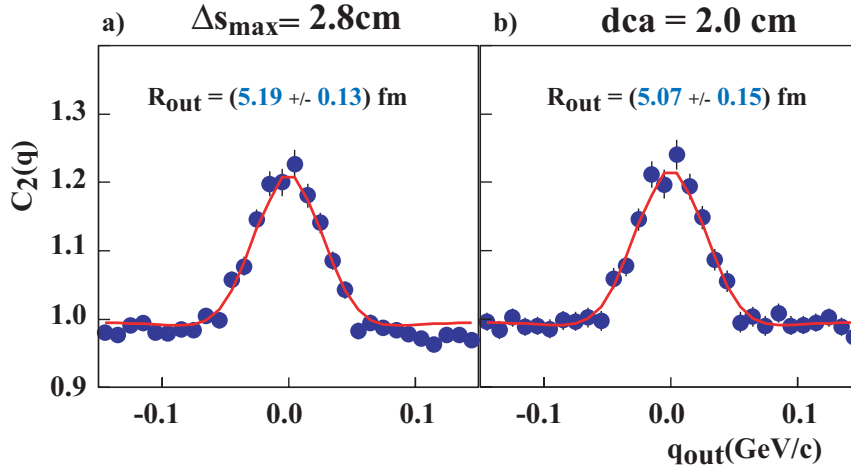
Der im vorigen Abschnitt beschriebene Effekt des track-merging muss nicht zwangsläufig zum Verlust eines Paares im Signal, und damit zu einer Ineffizienz bzgl. der Zwei-Spur-Auflösung führen. Überlagern sich die Signale der Spuren nur auf wenigen Pad-Reihen, so können einige Punkte auf der ersten Spur eines Paares verloren gehen, während die Punkte, die zur Impulsbestimmung der zweiten Spur verwendet wurden, durch Signale der ersten Spur beeinflusst sind. Es ergibt sich somit eine Beeinflussung beider Impulse und somit auch der Impulsdifferenz. Die Bestimmung des Schnittwertes über eine Ineffizienzverteilung kann einem solchen Effekt keine Rechnung tragen, da die Paare nicht verloren gehen. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wurde ausgehend von der obigen Bestimmung des mittleren Abstandes (Vgl. Abbildung 25) der Minimalwert (distance of closest approach, dca) des Abstandes zweier Spuren auf den gemeinsamen Pad-Reihen im sensitiven Volumen der Detektoren bestimmt. Hierzu wurde wiederum eine Extrapolation der Spuren vorgenommen. Mit dieser Definition lässt sich neben dem merging einzelner Punkte auch das verwenden gekreuzter Spuren verhindern. Um die



**Abbildung 32:** Mittlerer Paarabstand ( $\Delta s$ ) aufgetragen gegen den minimalen Abstand (dca) zweier Spuren sowie das Verhältnis von Signal und Hintergrund dieser Verteilungen.

unterschiedlichen Topologien der Spuren zu berücksichtigen, wurde nun der mittlere Paarabstand gegen den dca des Paares aufgetragen. In Abbildung 32 ist die Signalverteilung sowie das Verhältnis der Signal- und Hintergrundverteilung des dca in Abhängigkeit des mittleren Paarabstandes aufgetragen. In Abbildung 32.b wurde die farbige Darstellung des Verhältnisses auf den Bereich von 0.95-1.6 beschränkt. Es wird so der Bereich der Ineffizienz bei niedrigem dca deutlich. Hier sieht man, dass auch Spuren mit wesentlich höherem mittleren Abstand, als den durch Abbildung 56a bestimmten

4.32cm im Signal verloren gehen. In der eindimensionalen Darstellung der Effizienz von  $\Delta s$ , die der Projektion von 32.b über den dca entspricht, war dies nicht sichtbar, und somit konnte der Effekt der Ineffizienz mit diesem Schnitt nicht adäquat berücksichtigt werden. Wird hingegen ein Schnitt auf den dca von 2cm angewendet, so lässt sich die Unterdrückung der Korrelationsfunktion vermeiden (Abbildung 33 b). Die resultierenden Radien ändern



**Abbildung 33:** Projektion der Korrelationsfunktion auf  $q_{out}$  für  $k_t=(0.3-0.4)\text{GeV}/c$  mit Schnitt auf den mittleren Abstand (a) und auf den minimalen Abstand dca (b) für 158 AGeV bei midrapidity.

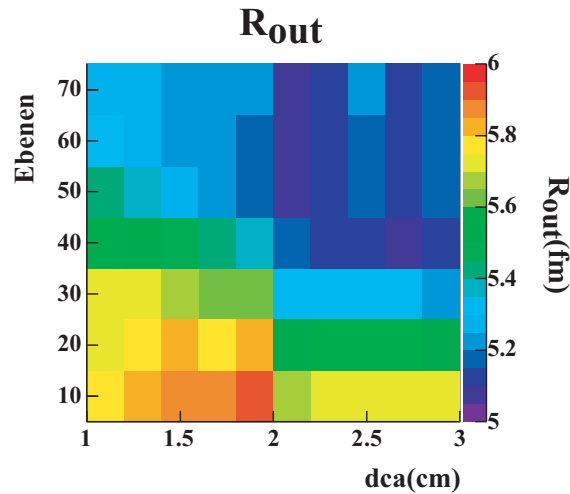
sich jedoch kaum und bleiben innerhalb der statistischen Fehler gleich.

Der Schnitt auf den dca ist wesentlich restriktiver als der Schnitt auf den mittleren Abstand. Es ergab sich somit das Problem mangelnder Statistik unter Anwendung dieses Schnittes bei den niedrigeren Strahlenergien. Der Schnitt wurde daher aufgeweicht. Dem lag die Überlegung zugrunde, dass eine relativ geringe Anzahl verschmolzener Punkte den Impuls des Paares nicht wesentlich beeinflusst. Dies umso weniger, je näher man dem Vertex kommt, da dann der „Vertex-constraint“, also die Vorgabe des Ursprungsortes der Spur bei der Rekonstruktion zum Tragen kommt. Daher wurde die Anzahl der Ebenen bzw. Pad-Reihen (beginnend am Ende der TPCs in Strahlrichtung), über die der Abstand der beiden Spuren im sensitiven Volumen größer sein muss, als ein gegebener Wert, variiert. Auch wurde der Schnittwert bei fester Anzahl der verlangten Ebenen variiert.

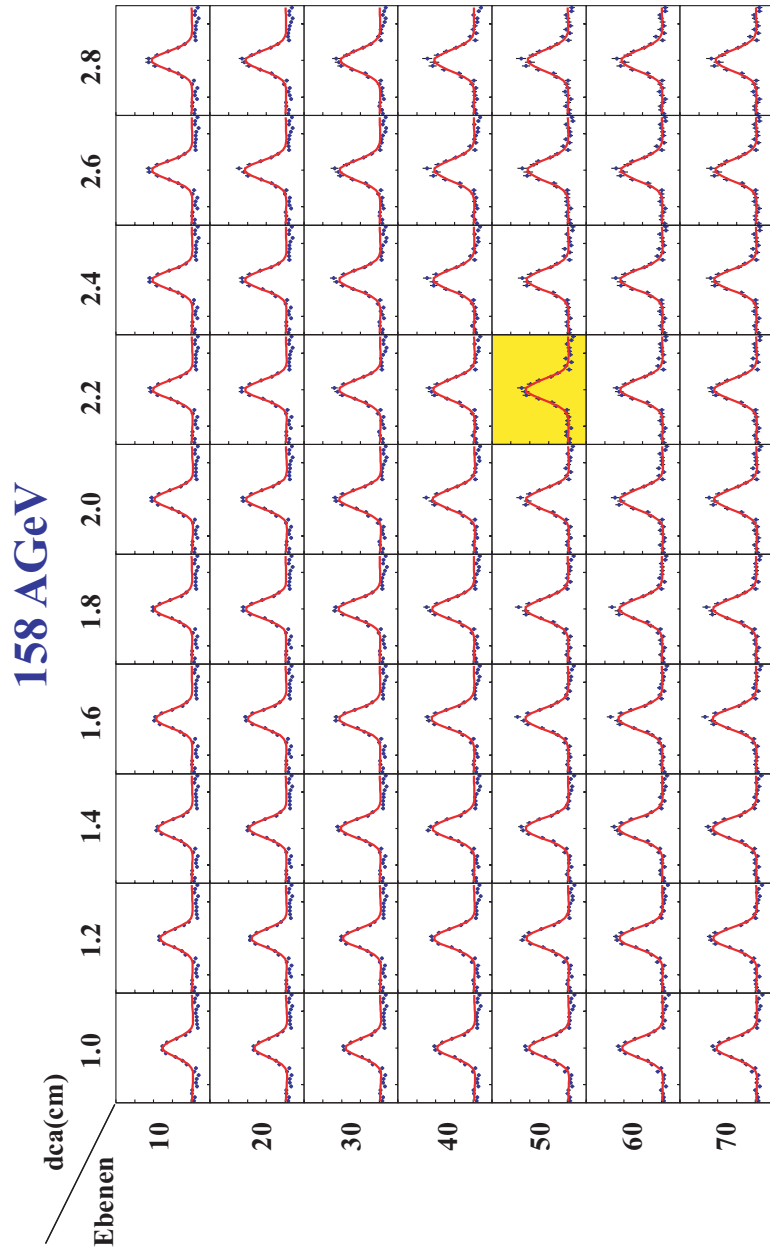
Ein technischer Aspekt dieser Analyse ist nun, dass der dca und die Anzahl der Ebenen jeweils in dem Detektor, beginnend bei der VTPC-1, gemessen

wird, in dem beide Spuren mindestens 20 potentielle Punkte besitzen. Die unterschiedliche Zahl der Pad-Reihen von Vertex und Main-TPCs hat hier keinen Einfluss, da die Zwei-Spur-Abstandsverteilung in den Main-TPCs aufgrund der hohen Entfernung der TPCs vom Vertex nur sehr wenige Einträge bei kleinen Werten hat.

Für diese Kombinationen aus Abstand und verlangten Ebenen bei welchen dieser Abstand überschritten werden muss, wurden nun erneut die Korrelationsfunktionen bei hohen  $k_t$  insbesondere in  $q_{out}$  betrachtet. In Abbildung 35 sind die Projektionen der Korrelationsfunktion auf  $R_{out}$  für 158 AGeV dargestellt. Diese systematische Studie wurde für das Intervall  $k_t=(0.3-0.4)\text{GeV}/c$  gewählt, da die oben beschriebenen Probleme der Zwei-Spur-Auflösung insbesondere bei hohen  $k_t$  auftreten und für alle Strahlenergien die Statistik für diese Untersuchung in diesem Intervall ausreichend ist. Bei niedrigem dca bzw. niedriger verlangter Anzahl der Ebenen, über welche der dca überschritten werden muss, ist die Unterdrückung der Korrelationsfunktion deutlich sichtbar. Wird nun die Anzahl der Ebenen und der dca erhöht, verschwindet diese Unterdrückung und die Anpassungsfunktion folgt den Daten. Die Unterdrückung der Korrelationsfunktion bei hohen Impulsdifferenzen führt zu einer reduzierten Breite der Anpassungsfunktion und damit zu einer systematischen Überschätzung der Radien.



**Abbildung 34:**  $R_{out}$  für verschiedene Kombinationen von dca und verlangten Ebenen für 158 AGeV im Intervall  $k_t=(0.3-0.4)\text{GeV}/c$  bei midrapidity.



**Abbildung 35:** Projektionen der Korrelationsfunktionen auf  $q_{out}$  für  $k_t=(0.3-0.4)\text{GeV}/c$  für 158 AGeV unter Variation des dca und der Anzahl der Ebenen, bei welchen dieser dca überschritten werden muss. Für die Analyse wurde eine Kombination von  $\text{dca}=2.2\text{cm}$  über 50 Ebenen gewählt (gelb).

In Abbildung 34 ist der Radius  $R_{out}$  für die verschiedenen Kombinationen aus dca und verlangten Ebenen dargestellt. Im Bereich des dca ab 2,0 cm und 40 Ebenen ist keine deutliche Unterdrückung der Korrelationsfunktion mehr sichtbar und die Radien bewegen sich bei Variation der beiden Größen im Bereich der statistischen Fehler von ca. 0,2fm bzw. 5%. Diese Studie wurde nun ebenfalls für die niedrigeren Strahlenergien durchgeführt. Als Schnittkriterium wurde einheitlich ein Wert für den dca von 2.2 fm und eine Anzahl der Ebenen von 50 (In Abbildung 35 gelb hervorgehoben) gewählt. Die Ergebnisse dieser Studie für die anderen untersuchten Strahlenergien sind im Anhang dargestellt.

## 5 Systematische Einflüsse auf die Ergebnisse

Neben den im vorigen Abschnitt behandelten Kriterien für die Datenselektion werden im Folgenden weitere Einflüsse auf die HBT-Ergebnisse behandelt. In diesem Abschnitt werden nun die systematischen Unsicherheiten in den einzelnen Faktoren der Anpassungsfunktion nach Gl. 58 sowie weitere experimentelle Einflüsse auf die Ergebnisse der Analyse untersucht.

### 5.1 Coulombwechselwirkung

Aufgrund der repulsiven Kraft der Coulombwechselwirkung zwischen den hier betrachteten gleichgeladenen Teilchen wird die Überhöhung der Korrelationsfunktion bei kleinen Impulsdifferenzen verringert. Die Korrektur bezüglich der Coulombwechselwirkung wird ausgehend von der quantenmechanischen Beschreibung des Streu-Problems im Schwerpunktsystem des Teilchenpaares (cms <sup>1</sup>) berechnet [23][22]. Der Korrekturfaktor  $A(q^*, r^*)$  in Gl.58 wird gemäß [24] über das Quadrat der Streuamplitude  $\Psi(q^*, r^*)$  bestimmt, wobei die endliche Ausdehnung der Quelle durch die Mittelung der Korrekturfaktoren über die Quellverteilung

$$A(q^*, r^*) = \langle |\Psi(q^*, r^*)|^2 \rangle \quad (60)$$

berücksichtigt wird. Der Anteil der nicht korrelierten Paare wird durch den im Abschnitt 2.5 eingeführten Faktor  $p$  in der Anpassungsfunktion berücksichtigt.

$$C_2(\mathbf{q})_f = p(A(q^*, r_m^*) \cdot C_2(\mathbf{q})_{th}) + (1 - p) \quad (61)$$

Die Stärke der Korrektur wird durch den mittleren Abstand der Teilchen in der Quelle im cms bestimmt. Unter der Annahme einer 3-dimensionalen, gaussförmigen Quelle wird der mittlere Abstand als Parameter für die Coulomb-Korrektur über die durch die Korrelationsfunktion extrahierten Radien im LCMS bestimmt. Die Transformation der Impulsdifferenzkomponenten in der BP-Parametrisierung vom LCMS zum cms entspricht einer Transformation in Richtung  $q_{out}$ . Entsprechend bleiben  $R_{side}$  und  $R_{long}$  von dieser Transformation unbeeinflusst.

Für  $R_{out}^*$  folgt:

$$R_{out}^* = \frac{m_t}{m} R_{out}, \quad m_t = \sqrt{k_t^2 + m^2}, \quad m = m_\pi \quad (62)$$

---

<sup>1</sup>Die Größen im cms werden hier mit \* gekennzeichnet.

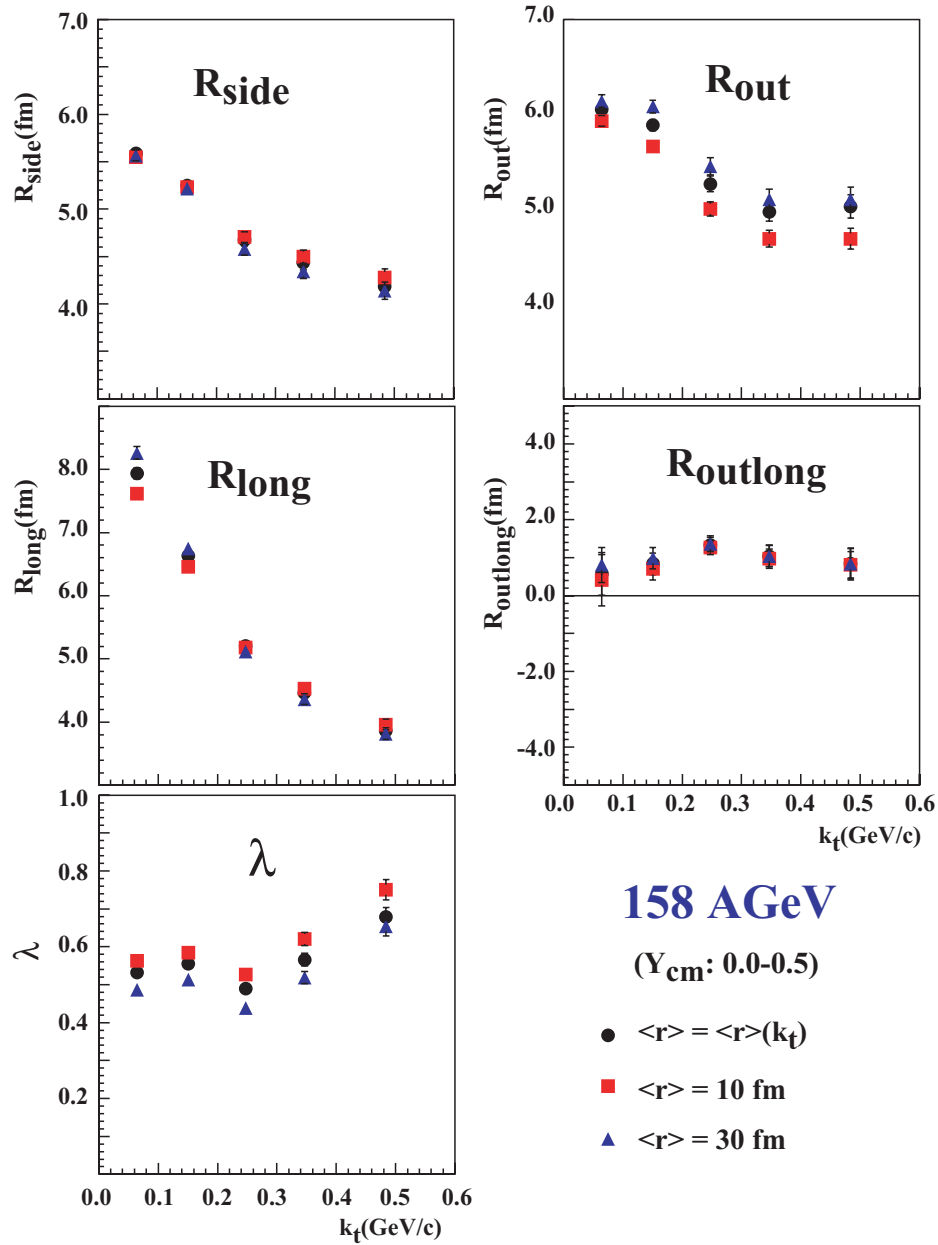
Aufgrund der nicht stark ausgeprägten  $k_t$  bzw.  $m_t$ -Abhängigkeit des Radius  $R_{out}$  ergibt sich so, mit 62 und der in [24] beschriebenen Vorschrift zur Berechnung von  $\langle r^* \rangle$  aus den HBT-Radien im LCMS, ein mit  $k_t$  ansteigender mittlerer Radius als Parameter für die Coulomb-Korrektur.

In der Anpassungsprozedur wird zunächst ausgehend von einem Startwert für  $\langle r^* \rangle$  eine Anpassung der Radien vorgenommen. Mit den resultierenden Radien wird nun der Wert von  $\langle r^* \rangle$  berechnet und mit dem Startwert verglichen. Bei Abweichung der Werte wurde eine erneute Iteration durchgeführt. Es zeigte sich, dass nach 3 Iterationsschritten die HBT-Radien und der mittlere Radius im Bereich der statistischen Fehler konsistent beschrieben werden können. Die Werte für  $\langle r^* \rangle$  liegen im Bereich zwischen 10 und 30 fm bei niedrigen bzw. hohen Werten für  $k_t$ . Um den Einfluss der Coulomb-Korrektur auf die Radien und damit den systematischen Fehler abzuschätzen, wurden die Ergebnisse der Iterationsprozedur mit Ergebnissen für konstante Werte des mittleren Abstandes von 10 und 30 fm verglichen. Hierbei wurde nur eine Iteration mit konstanten Werten in den unterschiedlichen kinematischen Bereichen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 36 dargestellt:

Bei der Korrektur wird die theoretisch erwartete Überhöhung der Korrelationsfunktion auf der rechten Seite von Gleichung 61 durch das Coulomb-Gewicht verringert. Ein stärkeres Coulomb-Gewicht erhöht somit systematisch den Parameter  $\lambda$  (Abb.36 d), der bei einer gegebenen purity die Überhöhung der Korrelationsfunktion bei verschwindender Impulsdifferenz beschreibt. Eine solch eindeutige Aussage lässt sich bzgl. der anderen Parameter nicht treffen. Generell ist der Einfluss der Korrektur auf den Parameter  $R_{out}$  bei hohen  $k_t$  stärker als auf  $R_{side}$  bzw.  $R_{long}$ . Dies lässt sich anhand der Transformation der Impulsdifferenz-Komponenten vom cms zum LCMS verstehen. Wie bereits erwähnt, entspricht dies im osl-Koordinatensystem einer Transformation parallel zur „out“-Achse. Für die Transformation der Impulsdifferenzen gilt:

$$q_{side} = q_{side}^*, \quad q_{out} = \frac{m_t}{m} q_{out}^*, \quad q_{long} = q_{long}^* \quad (63)$$

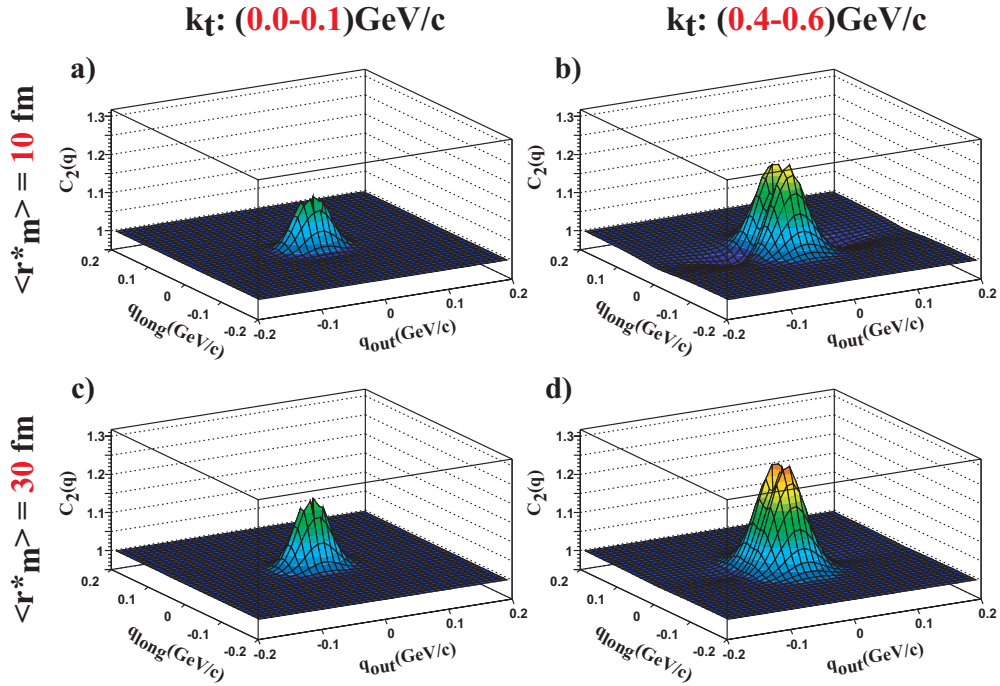
Ein Impulsdifferenzbereich in  $q_{out}$  im cms entspricht so mit steigendem  $k_t$  größer werdenden Bereichen von  $q_{out}$  im LCMS. Die Coulomb-Korrektur erstreckt sich so bei höheren  $k_t$  über einen größer werdenden Bereich der Korrelationsfunktion in  $q_{out}$ . Dies ist in Abbildung 37 exemplarisch für 158 AGeV - Daten dargestellt. Ausgehend von den Ergebnissen einer Anpassung der Funktion 61 an die 3-dimensionale Korrelationsfunktion wurden zunächst die HBT-Parameter extrahiert. Hiermit wurde eine analytische 3-dimensionale Korrelationsfunktion gebildet. Diese wurde auf Basis der im Experiment bestimmten Werte für die mittlere invariante Impulsdifferenz der Paare mit einem Coulomb-Faktor gewichtet. Der mittlere Abstand wurde entsprechend



**Abbildung 36:** Extrahierte HBT-Parameter bei Variation der Stärke der Coulomb-Korrektur über den mittleren Abstand  $\langle r^* \rangle$  für den Datensatz bei 158 AGeV bei midrapidity

der Abbildung 36 auf 10fm bzw. 30fm festgelegt. Die entsprechenden Projektionen (30MeV/c in  $q_{side}$ ) der Korrelationsfunktion auf die Komponenten





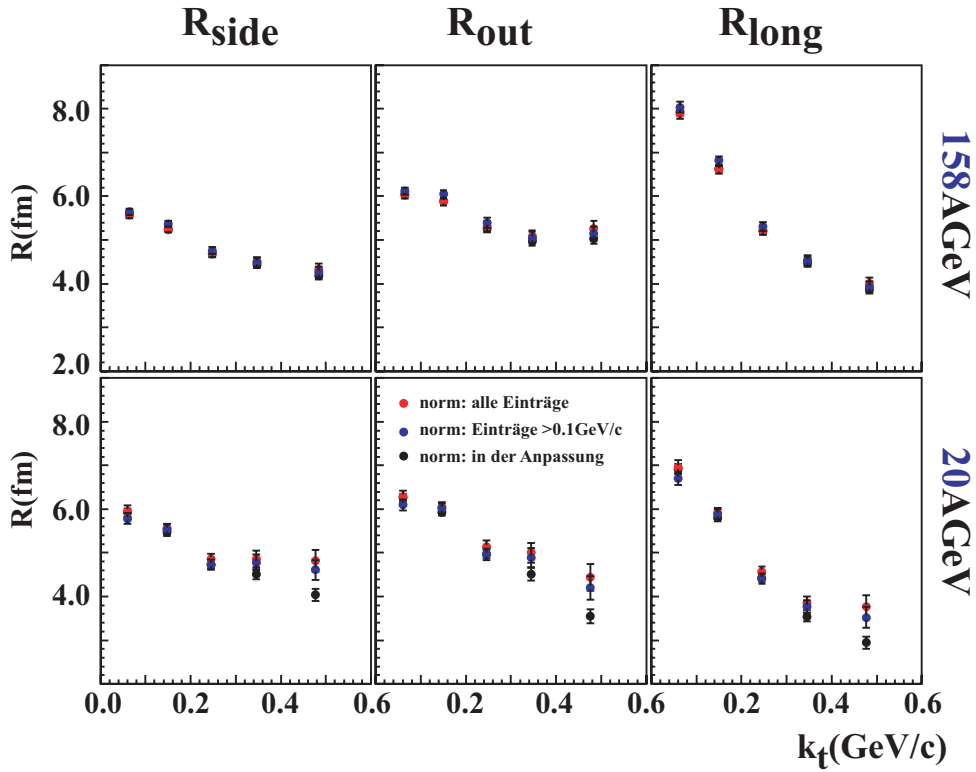
**Abbildung 37:** Graphische Veranschaulichung des Einflusses der Coulombwechselwirkung auf eine ideale Korrelationsfunktion. Dargestellt sind die mit dem Coulomb-Faktor gewichteten Projektionen der Korrelationsfunktion auf  $q_{out}-q_{long}$  für Werte des mittleren Abstandes von 10 und 30fm bei niedrigen und hohen Werten von  $k_t$ . Eine Änderung von  $\langle r^* \rangle$  wirkt sich bei hohen  $k_t$  (b) insbesondere auf den Wert von  $R_{out}$  aus.

$q_{out}$  und  $q_{long}$  bei niedrigen und hohen Werten für  $k_t$  sind in der Abbildung dargestellt. Bei niedrigen Werten von  $k_t$  sieht man zunächst keine deutlichen Unterschiede in der Form der Korrelationsfunktion bei einer Änderung des mittleren Abstandes  $\langle r^* \rangle$  in der Coulomb-Korrektur. Bei hohen  $k_t$  hingegen ist eine deutliche Einschnürung der Korrelationsfunktion bei  $\langle r^* \rangle = 10\text{fm}$  (Abb.37b)) zu sehen. Hier wird der Einfluss der obigen Transformation deutlich. Auch bei hohen  $q_{out}$  im LCMS ergeben sich kleine Werte für  $q_{out}$  im cms und somit grosse Coulomb-Gewichte bei ebenfalls kleinen  $q_{side}$  und  $q_{long}$ . Diese wirken sich bei kleinem  $\langle r^* \rangle$  stark auf die Form der Korrelationsfunktion und den Radius  $R_{out}$  aus. Der Einfluss der Korrektur ist somit bei hohen  $k_t$  generell stärker auf  $R_{out}$  als auf die anderen HBT-Parameter. Neben dieser Methode, die Coulombwechselwirkung zu berücksichtigen, wur-

de des Weiteren eine Korrektur auf Basis der Korrelationen entgegengesetzt geladener Teilchen (+/-) untersucht. Diese Korrelationen sind nicht sensitiv auf die Bose-Einstein-Korrelationen, zeigen jedoch den Einfluss der Coulombwechselwirkung. Die Stärke der Unterdrückung der gemessenen Bose-Einstein Korrelationsfunktion aufgrund der Coulombwechselwirkung entspricht bei Vernachlässigung der starken Wechselwirkung zwischen den Teilchen der Überhöhung der Korrelationsfunktion ungleich geladener Teilchen der gleichen Art. Die (+/-)-Korrelationsfunktion kann so prinzipiell zur Korrektur der Coulombwechseiwirkung herangezogen werden. Eine weitere Voraussetzung für die Anwendung dieser Korrektur ist die Annahme, dass das Coulomb-Gewicht für Paare gleich geladener Teilchen dem inversen Gewicht ungleich geladener Teilchen entspricht. In [24] wurde gezeigt, dass die starke Wechselwirkung bei der Untersuchung von (+/-) Korrelationen nicht vernachlässigt werden kann. Unter Ausblendung der starken Wechselwirkung würde ein aus (+/-) Korrelationsfunktionen extrahierter mittlerer Radius um bis zu 30% unterschätzt. Des Weiteren ist bei nicht durchgeführter Teilchenidentifikation die Kontamination der berücksichtigten Teilchen mit Protonen wesentlich höher, als die Kontamination mit Anti-Protonen bei einer Untersuchung negativ geladener Teilchen. Auf eine solche Coulomb-Korrektur basierend auf den +/- Korrelationsfunktionen wurde daher verzichtet.

## 5.2 Normierung der Korrelationsfunktion

Es bestehen grundsätzlich zwei Möglichkeiten, die unterschiedliche Statistik in Signal und Hintergrund zu berücksichtigen. Zum einen können Signal und Hintergrund vor der Bildung der Korrelationsfunktion normiert werden. Hierbei werden die Einträge von Signal und Hintergrund so skaliert, dass sich die resultierende Korrelationsfunktion für große Werte von  $q$  dem Wert 1 nähert. Des Weiteren kann die Normierung in die Anpassung mit einbezogen werden. Hier werden jeweils die Einträge von Signal und Hintergrund dividiert. Die unterschiedliche Statistik wird dann mit einem zusätzlichen Anpassungsparameter ( $n$  in Gl. 58) berücksichtigt. Problematisch bei der expliziten Nor-



**Abbildung 38:** Einfluss der unterschiedlichen Berücksichtigung der Statistik in Signal und Hintergrund bei midrapidity für Ergebnisse bei 20 und 158 AGeV Strahlenergie

mierung der Korrelationsfunktion ist jedoch, dass die Korrelationen einer Verschiebung der Einträge im Signal zu kleineren Werten hin entspricht. Die Korrelationsfunktion lässt sich so prinzipiell nur auf 1 bei hohen  $q$  normieren, falls die Normierungskonstante aus dem völlig unkorrelierten Bereich

von Signal und Hintergrund ermittelt wurde. Bei einem falschen Wert für den Normierungsfaktor folgt eine Überhöhung oder Unterdrückung der Korrelationsfunktion bei hohen Werten der Impulsdifferenz. Ein Fehler in der Normierung führt so bei Anpassung der gemessenen Korrelationsfunktion an die Funktion  $C_2(q) = 1 + \exp(\dots)$  zu einer systematischen Über- bzw. Unterschätzung der HBT-Parameter.

Um den Einfluss der verschiedenen Methoden zu studieren, wurde die Normierung über die Einträge im Bereich  $q_{osl} > 0.1 \text{ GeV}/c$  vorgenommen. Die Ergebnisse wurden mit den Ergebnissen bei Normierung über die Gesamtzahl der Einträge in den Verteilungen sowie bei Berücksichtigung der Normierung als Anpassungsparameter verglichen (Abbildung 38). Bei 158 A GeV ergeben sich keine signifikanten Unterschiede bei unterschiedlichen Normierungen. In Bereichen geringer Statistik führt eine explizite Normierung der Korrelationsfunktion zu systematisch höheren HBT-Parametern. Dies ist hier für 20 A GeV bei hohen Werten für  $k_t$  gezeigt.

Neben der Normierung wurde des Weiteren der Einfluss des gewählten Anpassungsbereiches studiert. Für die Ergebnisse wurde ein Anpassungsbereich von  $q_{osl} < 0.15 \text{ GeV}/c$  gewählt. Eine Änderung dieses Bereiches auf  $0.1 \text{ GeV}/c$  bzw.  $0.2 \text{ GeV}/c$  zeigte keine signifikanten Auswirkungen auf die extrahierten HBT-Parameter.

## 5.3 Impulsauflösung

### 5.3.1 Prinzip der Korrektur

Die begrenzte Impulsauflösung des Detektors führt zu einer „Verschmierung“ der Impulsdifferenzen und somit zu einer Verbreiterung der beobachteten Korrelationsfunktion. Die HBT-Radien sind über die inverse Breite der Korrelationsfunktion gegeben und so führt die begrenzte Impulsauflösung zu einer systematischen Unterschätzung der HBT-Radien. Die Korrektur dieses Effektes wird ausgehend von der Annahme durchgeführt, dass das Verhältnis der gemessenen Korrelationsfunktion  $C_{gemessen}$  zur Korrelationsfunktion ohne den Einfluss der Impulsauflösung  $C_{wahr}$  gleich dem Verhältnis einer idealen Korrelationsfunktion und einer gemäß der Impulsauflösung des Detektors verschmierten Korrelationsfunktion ist.

$$\frac{C_{wahr}}{C_{gemessen}} = \frac{C_{ideal}}{C_{verschmiert}} \quad (64)$$

Die wahre Korrelationsfunktion lässt sich so über eine Korrektur der gemessenen Korrelationsfunktion gemäß:

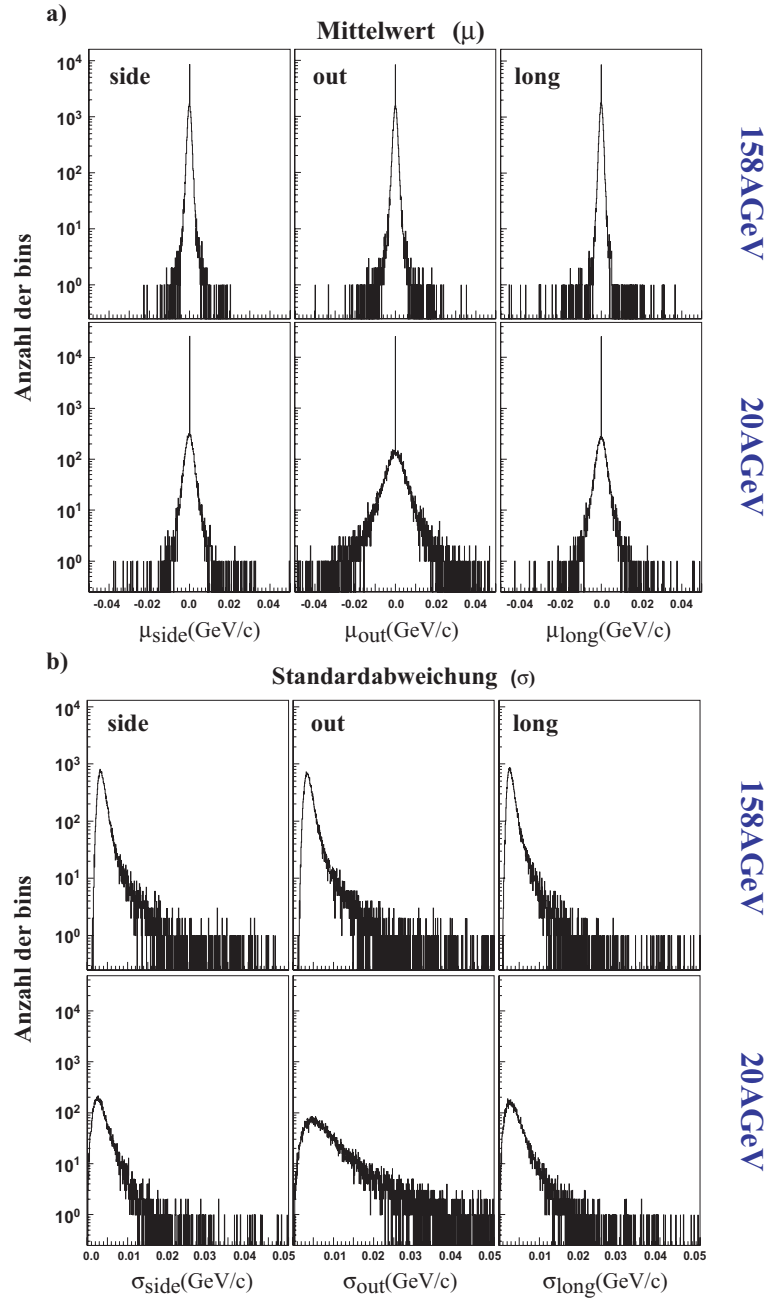
$$C_{wahr} = \frac{C_{ideal}}{C_{verschmiert}} \cdot C_{gemessen} \quad (65)$$

reproduzieren. Die korrigierten Radien ergeben sich so durch eine erneute Anpassung der gewichteten, gemessenen Korrelationsfunktion.

Die ideale und verschmierte Korrelationsfunktion wird über das Verhältnis einer Signal- und einer Hintergrundverteilung gebildet:

$$C_{ideal} = \frac{C_{th}S}{B} \quad , \quad C_{verschmiert} = \frac{C_{th}S_v}{B_v} \quad (66)$$

wobei hier für das Signal ebenfalls Paare aus unterschiedlichen Ereignissen verwendet werden. Die Einträge in den verschiedenen *osl*-Bins werden gemäß der theoretischen Korrelationsfunktion  $C_{th}$  (Gl. 58), jedoch ohne Berücksichtigung der Coulomb-Korrektur, gewichtet. Da die Parameter der idealen Korrelationsfunktion nicht bekannt sind, werden die Parameter für Gl. 58 aus der Anpassung der gemessenen Korrelationsfunktion für das entsprechende Intervall bestimmt. Dies setzt voraus, dass sich der Einfluss der Radien auf die Korrektur nicht zu stark mit diesen ändert. Zur Bildung der verschmierten Korrelationsfunktion werden weiterhin die Einträge im Signal  $S_v$  und im Hintergrund  $B_v$  entsprechend der Impulsauflösung für die einzelnen *osl*-Bins verschoben.



**Abbildung 39:** Mittelwerte und Standardabweichungen der Unterschiede der Impulsdifferenzen für simulierte Paare und simulierte, rekonstruierte Paare ( $q_{osl}(MC)-q_{osl}(REC)$ ). Die Verteilungen für  $q_{osl}(MC)-q_{osl}(REC)$  wurden für jedes  $osl$ -bin in jedem  $k_t-Y$  Intervall generiert. Dargestellt sind die Mittelwerte a) und Standardabweichungen b) für alle  $osl$ -bins bei 20- und 158 AGeV im Bereich von  $k_t=(0.3-0.4)\text{GeV}/c$  bei midrapidity.

### 5.3.2 Bestimmung der Impulsauflösung und Korrektur

Die Bestimmung der Impulsauflösung erfolgt über den Vergleich der Impulsdifferenzen simulierter Spuren und simulierter, rekonstruierter Spuren. Hierfür wurden je Strahlenergie 4000 mit dem VENUS Ereignis-Generator erzeugte und in der NA49-Rekonstruktionskette rekonstruierte Ereignisse verwendet. Für jedes  $osl$ -Bins in jedem  $k_t$ - $Y$ -Intervall wurden die Verteilungen der Differenzen der Impulsdifferenz von simulierten  $q_{osl}(\text{MC})$  und von rekonstruierten  $q_{osl}(\text{REC})$  Paaren gebildet. Die Standardabweichung ( $\sigma$ ) dieser Verteilungen ist ein Maß für die Impulsauflösung des Detektors im jeweiligen  $osl$ -Bin.

Für die Erzeugung der verschmierten Verteilungen werden nun zunächst die Impulsdifferenzen des Paares gebildet. Diesen Werten wird nun ein Summand hinzuaddiert, der über eine gaussförmige Zufallsfunktion mit der für das jeweilige  $osl$ -Bin ermittelten Standardabweichung berechnet wird.

In Abbildung 39 sind die Mittelwerte  $\mu$  und Standardabweichungen  $\sigma$  der Verteilungen in den einzelnen  $osl$ -bins für das Intervall  $k_t=(0.3-0.4)$  GeV/c bei midrapidity für 158 AGeV und 20 AGeV dargestellt. Der Mittelwert der Standardabweichungen steigt in diesem betrachteten Intervall für die Verteilungen in  $q_{out}$  von 4.5 MeV/c bei 158 AGeV auf 9.0 MeV/c bei 20 AGeV. Die Werte für die Standardabweichung steigen mit fallender Strahlenergie und steigenden  $k_t$ . Dies entspricht der geringeren Impulsauflösung bei niedrigeren Strahlenergien aufgrund des niedrigeren Magnetfeldes, und einer fallenden Impulsauflösung bei einer geringer werdenden Krümmung der Spuren bei höheren  $k_t$ . Die Werte bewegen sich jedoch bei allen Strahlenergien im Bereich von  $\Delta q_{osl} < 10 \text{ MeV/c}$  und damit innerhalb der gewählten Bin-Breite.

In Abbildung 40 sind die extrahierten Radien mit (Quadrate) und ohne Korrektur (Kreise) auf die begrenzte Impulsauflösung für alle Strahlenergien bei midrapidity dargestellt. Generell ist der Einfluss der Korrektur bei gegebener Impulsauflösung bei großen Radien deutlicher, da ein großer Radius einer schmalen Korrelationsfunktion entspricht. Hier wirkt sich eine Verschmierung der Impulse stärker aus, als bei einer flacheren Korrelationsfunktion. Die Abhängigkeit der Korrektur von  $k_t$  ist daher ein Zusammenspiel aus kleiner werdenden Radien und schlechter werdender Impulsauflösung. Im Resultat ergibt sich bei kleineren Strahlenergien eine geringfügig größere Korrektur im Bereich kleinerer  $k_t$ . Der Einfluss ist mit Korrekturwerten für die Radien im Bereich  $\Delta R_{max} < 0.3 \text{ fm}$  jedoch sehr gering. Die Ergebnisse werden daher auf Basis der unkorrigierten Werte diskutiert. Die begrenzte Impulsauflösung wird im systematischen Fehler berücksichtigt.

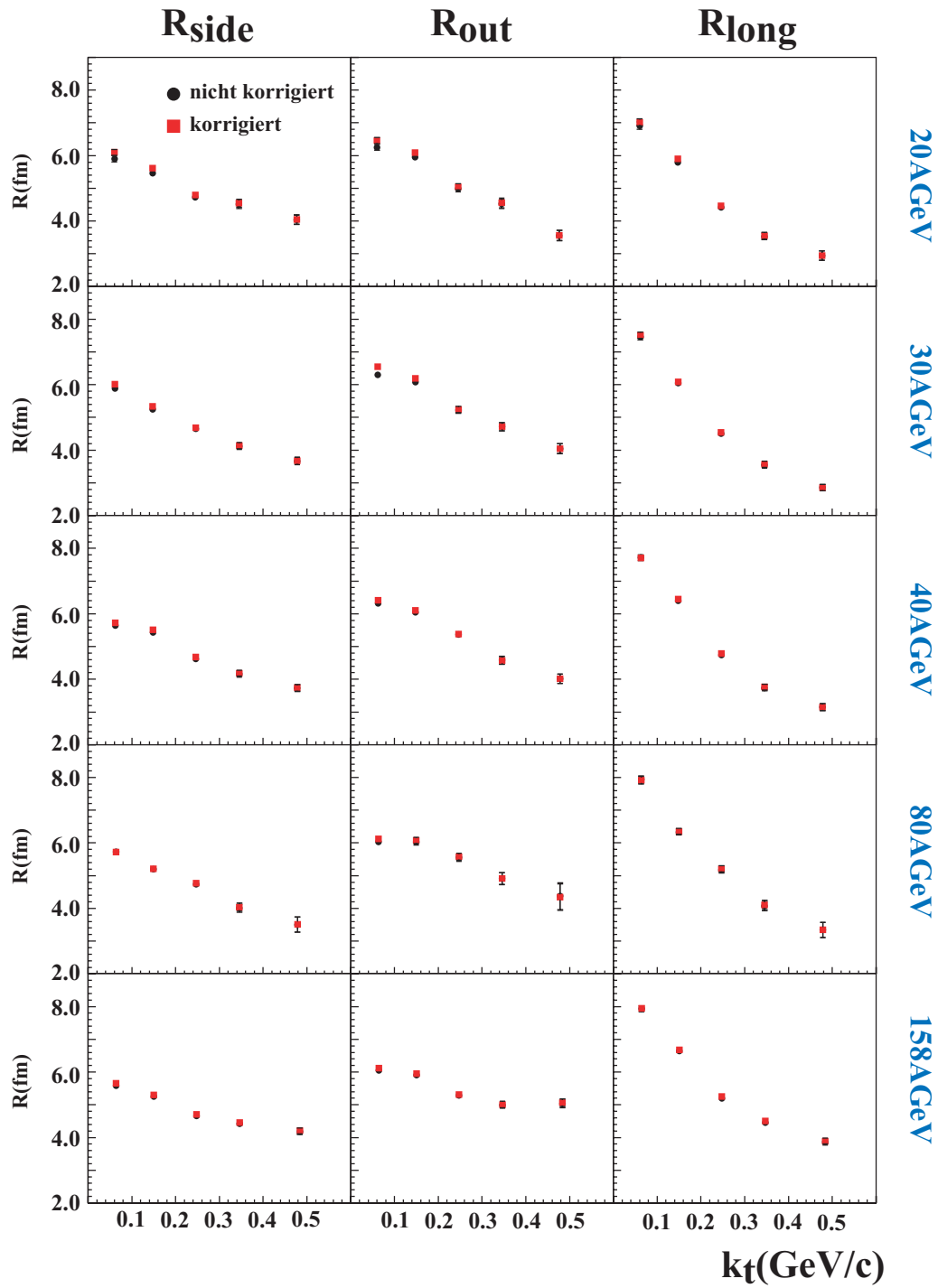
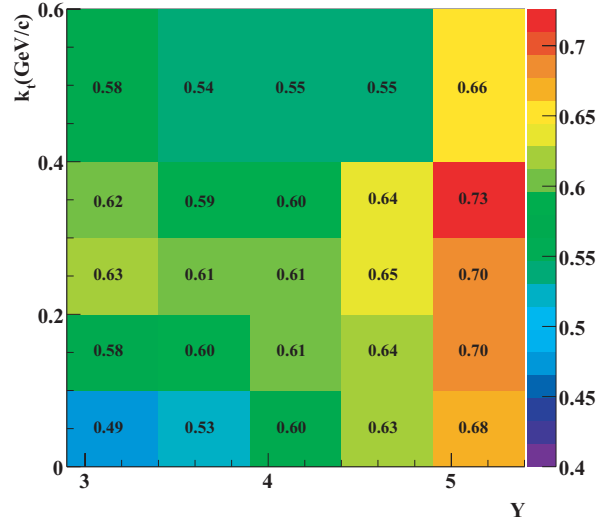


Abbildung 40: HBT-Radien  $R_{out}$ ,  $R_{side}$  und  $R_{long}$  mit (Quadrate) und ohne (Kreise) Korrektur auf die begrenzte Impulsauflösung für die unterschiedlichen Strahlenergien bei midrapidity.



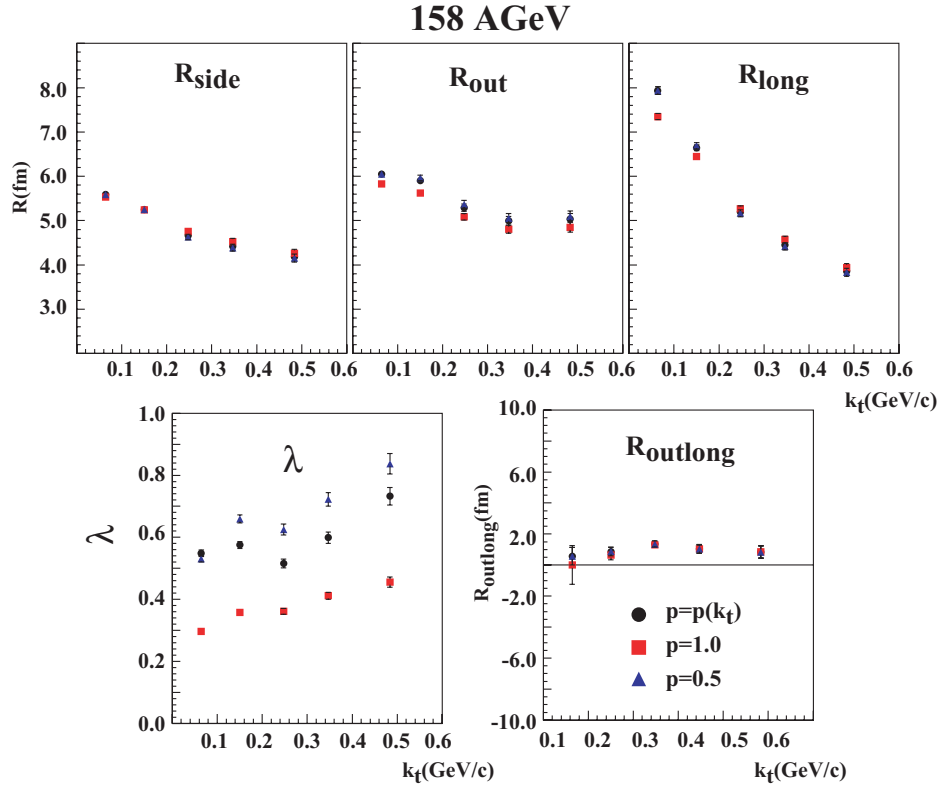
## 5.4 Teilchenidentifikation und Purity

Der Anteil der nicht korrelierten Paare wird in Gleichung 58 über die **purity**  $p$  berücksichtigt. Die purity wird über eine VENUS-Simulation als das Verhältnis der primären, vom Haupt-Vertex stammenden, Pionen-Paare zur Gesamtzahl der Paare gebildet. Bei Verwendung des Faktors  $p$  wie in Gleichung 58 wird davon ausgegangen, dass Paare, die nicht im Sinne der Bose-Einstein-Statistik korreliert sind, ebenfalls nicht signifikant durch die Coulombwechselwirkung beeinflusst werden. Die Werte für die ermittelte purity sind für den 20 AGeV Datensatz in der folgenden Abbildung dargestellt. Die



**Abbildung 41:** Purity für die unterschiedlichen kinematischen Intervalle bei 158 AGeV Strahlenergie.

Werte liegen für alle Strahlenergien im Bereich zwischen 0.6 und 0.8 und steigen zunächst leicht mit  $k_t$  an. Die statistischen Fehler auf den Werten liegen bei niedrigeren Strahlenergien und hohen Werten von  $k_t$  und  $Y$  aufgrund geringer Statistik bei bis zu 10%. Der systematische Fehler aufgrund der verwendeten Simulation ist hier jedoch höher einzuschätzen. Um den Einfluss der purity auf die Radien zu studieren, wurden neben der durch die Simulation ermittelten purity konstante Werte von 0.5 und 1.0 angenommen. Die Ergebnisse für die HBT-Parameter sind in der Abbildung 42 gezeigt. Der Faktor  $p$  in Gleichung 58 entspricht einer Gewichtung der Coulomb-Korrektur. Eine höhere purity hat somit ein stärkeres Coulomb-Gewicht zur Folge. Der Einfluss einer höheren Purity auf die Radien entspricht so dem Einfluss eines kleineren mittleren Abstandes als Parameter für die Coulomb-Korrektur.

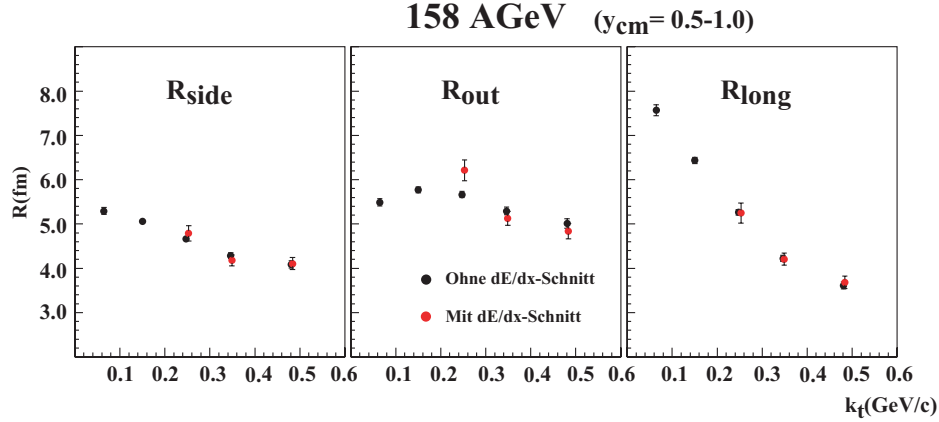


**Abbildung 42:** Einfluss unterschiedlicher Werte der purity auf die HBT-Parameter für den Datensatz bei 158 AGeV Strahlenergie bei midrapidity.

Dies wird aus dem Vergleich der Abbildung 42 mit Abbildung 36 deutlich. Der starke Einfluss auf den  $\lambda$ -Parameter folgt aus der Definition der Korrelationsfunktion gemäß Gleichung 58. Die Höhe der Korrelationsfunktion bei verschwindender Impulsdifferenz wird über das Produkt  $\lambda \cdot p$  bestimmt. Steigenden Werten der purity entsprechen so geringer werdende Werte des  $\lambda$ -Parameters. Der Fehler des Parameters  $\lambda$  ist somit maßgeblich durch den Fehler bei der Bestimmung der purity gegeben.

Um den Einfluss der nicht durchgeführten Teilchenidentifikation auf die HBT-Radien zu studieren, wurde ein Schnitt auf den spezifischen Energieverlust der Teilchen durchgeführt. Aufgrund des beschränkten Phasenraumbereiches, in dem eine Identifizierung der Teilchen mit guter Auflösung möglich ist, wurden die Impulse der verwendeten Spuren auf den Bereich  $p = (6.0 - 60.0) \text{ GeV}/c$  beschränkt. Für diese Spuren wurde ein dEdxSigma-Schnitt an-

gewendet. Nur Teilchen, die in einem Bereich von  $\pm 5\%$  des für Pionen erwarteten spezifischen Energieverlustes liegen, wurden akzeptiert. Aufgrund der scharfen Schnitt-Kriterien ergaben sich erst bei hohen  $k_t$  im zweiten Rapiditätsintervall messbare Korrelationen. Für diese ist der Vergleich mit und ohne dE/dx-Schnitt in Abbildung 43 dargestellt. Es ergeben sich keine signifikanten Unterschiede zwischen den Resultaten mit und ohne Identifikation der Pionen.



**Abbildung 43:** HBT-Radien mit (rot) und ohne (schwarz) Teilchenidentifikation über den spezifischen Energieverlust  $dE/dx$  im zweiten Rapiditäts-Intervall bei 158 AGeV Strahlenergie.

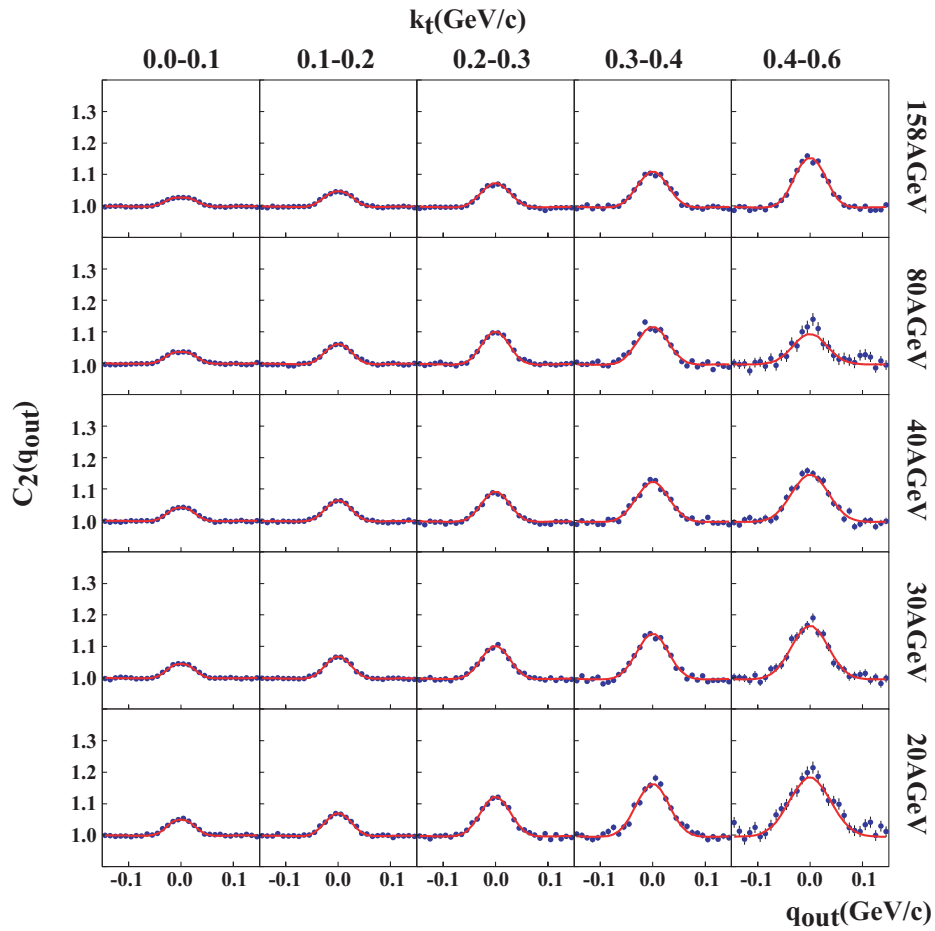
## 5.5 Systematische Fehler

Die letzten Abschnitte zeigen, dass die HBT-Parameter von vielen experimentellen Faktoren beeinflusst werden. Die wesentlichen Einflüsse wie die begrenzte Impulsauflösung, die Coulombwechselwirkung und die begrenzte Zwei-Spur-Auflösung wurden diskutiert. Für unterschiedliche kinematische Intervalle ergeben sich abhängig von den untersuchten Größen unterschiedlich starke Einwirkungen auf die HBT-Parameter. Eine Energieabhängigkeit der systematischen Einflüsse lässt sich nicht feststellen. Die systematischen Fehler werden daher nicht für jeden Datenpunkt berechnet, sondern als Abschätzung für die gesamte Analyse angegeben. Der systematische Fehler auf den Radien  $R_{out}$ ,  $R_{side}$ ,  $R_{long}$  und  $R_{outlong}$  liegt im Bereich von 0.5-1.0fm. Der Parameter  $\lambda$  ist sensitiv auf die meisten der hier untersuchten Größen. Der systematische Fehler auf  $\lambda$  ist daher größer als auf den anderen HBT-Parametern. Er wird hier mit 0.1-0.2 angegeben.

## 6 Ergebnisse

### 6.1 $k_t$ -Abhängigkeit der Radien

In diesem Abschnitt wird zunächst die  $k_t$ -Abhängigkeit der Ergebnisse bei midrapidity für die einzelnen Energien untersucht. Diese dienen als Grundlage für den Vergleich der Resultate mit dem in Abschnitt 2.4 vorgestellten Modell. Zur Veranschaulichung der Güte der Übereinstimmung der gemessenen Korrelationsfunktion und der Anpassung durch Gleichung 58 sind in der folgenden Abbildung 44 die Projektionen der 3-dimensionalen Korrelationsfunktionen auf die Impulsdifferenzkomponente  $q_{out}$  gezeigt. Aufgrund



**Abbildung 44:** Projektionen (50MeV/c) der Korrelationsfunktionen (Punkte) und der Anpassungsfunktionen (durchgezogene Linien) auf  $q_{out}$  bei midrapidity für die untersuchten Strahlenergien.

geringer Statistik bei hohen Werten von  $k_t$  und niedrigen Energien werden hier die Projektionen über 50MeV/c in den jeweils anderen Komponenten betrachtet. Im Anhang Asind die Projektionen über 30MeV/c für alle untersuchten kinematischen Intervalle und Energien dargestellt. Die Daten werden in allen untersuchten Bereichen gut durch die angenommene gaussförmige Korrelationsfunktion beschrieben.

Die Breite der Korrelationsfunktion und damit die Größe wird durch die dynamischen Eigenschaften der Quelle beeinflusst. Orts-Impuls-Korrelationen reduzieren den räumlichen Bereich, über den die Korrelationen beobachtet werden. Diese Reduzierung der Radien aufgrund der gerichteten Bewegung der Teilchen wird durch die ungerichtete Bewegung der Teilchen aufgrund der Temperatur der Quelle teilweise kompensiert. Für die Orts-Impuls- bzw. Orts-Geschwindigkeits-Korrelation ergibt sich in longitudinaler Richtung in einer boost invarianten Quelle mit  $v = z/t$  :

$$\frac{dv}{dz} = 1/t \quad \rightarrow \quad dv = \frac{1}{t} \cdot dz \quad (67)$$

Die Orts-Impuls-Korrelationen der Teilchen sind so durch die Entfernung der Emissionpunkte der Teilchen und die Dauer der Expansion der Quelle bestimmt. Die gemessenen Größen entsprechen dem Zustand der Quelle zum Zeitpunkt des kinetischen Ausfrierens  $\tau_f$ . Die messbare longitudinale Größe wird somit zum einen durch den Ausfrierzeitpunkt selbst und durch die Kompensation der daraus resultierenden Raum-Impuls-Korrelationen durch die thermische Geschwindigkeit  $v_{th} = \sqrt{\frac{T}{m_t}}$  bestimmt. Die daraus resultierende Relation für die longitudinale Homogenitätslänge  $R_{long}$ :

$$R_{long} = \tau_f \sqrt{\frac{T_f}{m_t}}, \quad (68)$$

wurde zuerst von Makhlin und Sinyukov [26] für eine boost invariante Quelle abgeleitet und entspricht einer charakteristischen  $m_t$ - bzw.  $k_t$ -Abhängigkeit der resultierenden Radien. Der Transversale Radius  $R_{side}$  wird durch die transversale geometrische Größe  $R$ , den transversalen Fluss  $\rho$  und die Ausfrieretemperatur  $T_f$  in der Quelle beeinflusst. Abhängig vom zugrundeliegenden Modell einer Emissionsfunktion ergibt sich für die  $m_t$ -Abhängigkeit von  $R_{side}$  [27]:

$$R_{side} \approx \frac{R}{\sqrt{1 + \frac{\rho^2}{T_f} m_t}} \quad (69)$$

Hier entspricht R der Breite einer gaussförmigen Quell-Verteilung in transversaler Richtung. Wie in Abschnitt 2.3.2 bereits beschrieben, lässt sich die

Dauer der Teilchenemission für eine boost invariante Quelle im LCMS durch die Radien  $R_{side}$  und  $R_{out}$  beschreiben [11][28]:

$$\langle \tilde{\tau}^2 \rangle \approx \frac{1}{\beta_{\perp}} (R_{out}^2 - R_{side}^2) \quad (70)$$

In verschiedenen Arbeiten [29] [30] werden ausgehend von den Gleichungen 68-70 oder Abwandlungen dieser Gleichungen die Quell-Parameter  $\tau_f$ ,  $\Delta\tau$ ,  $T_f$ ,  $R$  und  $\rho$  aus einer Anpassung an die  $k_t$ -Abhängigkeit der HBT-Parameter extrahiert. Problematisch ist hierbei jedoch, dass sich einzelne Parameter nicht eindeutig aus dieser Anpassung ableiten lassen. So lassen sich  $\rho$  und  $T_f$  nicht eindeutig über eine Anpassung der Gleichung 69 an Daten bestimmen. Um diese Doppeldeutigkeit in den Parametern zu umgehen, können die Informationen über die Temperatur und den Fluss neben der Untersuchung der HBT-Parameter über die Untersuchung der  $m_t$ -Spektren der beobachteten Teilchen gewonnen werden. Fluss und Temperatur lassen sich aus den  $m_t$ -Spektren zwar ebenfalls nicht eindeutig ableiten, jedoch erhält man so eine weitere Observable zur Bestimmung der Parameter. Diese Methode wurde bereits bei einer früheren Untersuchung der Bose-Einstein-Korrelationen bei 158 AGeV Strahlenergie durchgeführt [31]. Um eine möglichst konsistente Beschreibung der Observablen der Quelle zu erhalten, wurde hier eine Kombination der Untersuchung von Teilchenspektren und HBT-Ergebnissen auf Basis des in 2.4 eingeführten Modells durchgeführt. Die Gleichungen 68-70 dienen hier jedoch weithin zur qualitativen Beurteilung der  $k_t$ -Abhängigkeit der Radien.

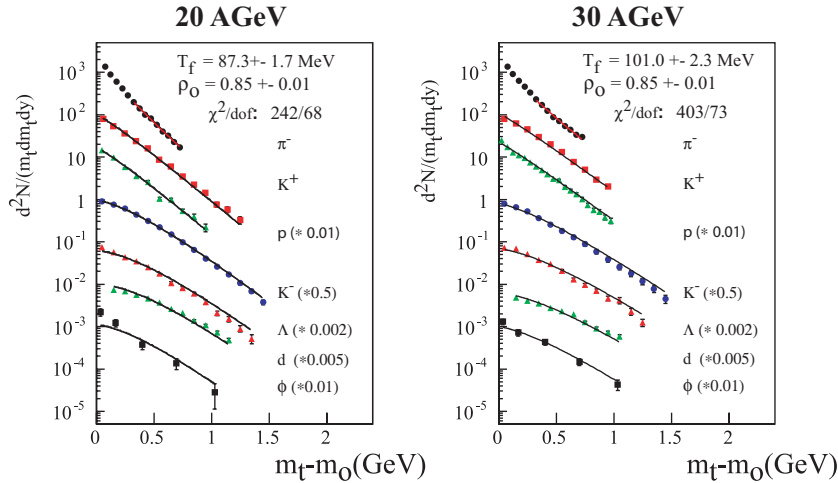
## 6.2 Modellvergleich und Energieabhängigkeit

Um die Ergebnisse der NA49-Daten mit dem in Abschnitt 2.4 vorgestellten Modell zu vergleichen, wurde zunächst versucht, die in der zugehörigen Publikation [14] veröffentlichten Ergebnisse zu reproduzieren. Hierzu wurden die  $p_t$ -Spektren der Pionen, Protonen, Kaonen, und Lambdas zusammen mit den HBT-Radien von STAR untersucht. Die Resultate konnten innerhalb der statistischen Fehler reproduziert werden.

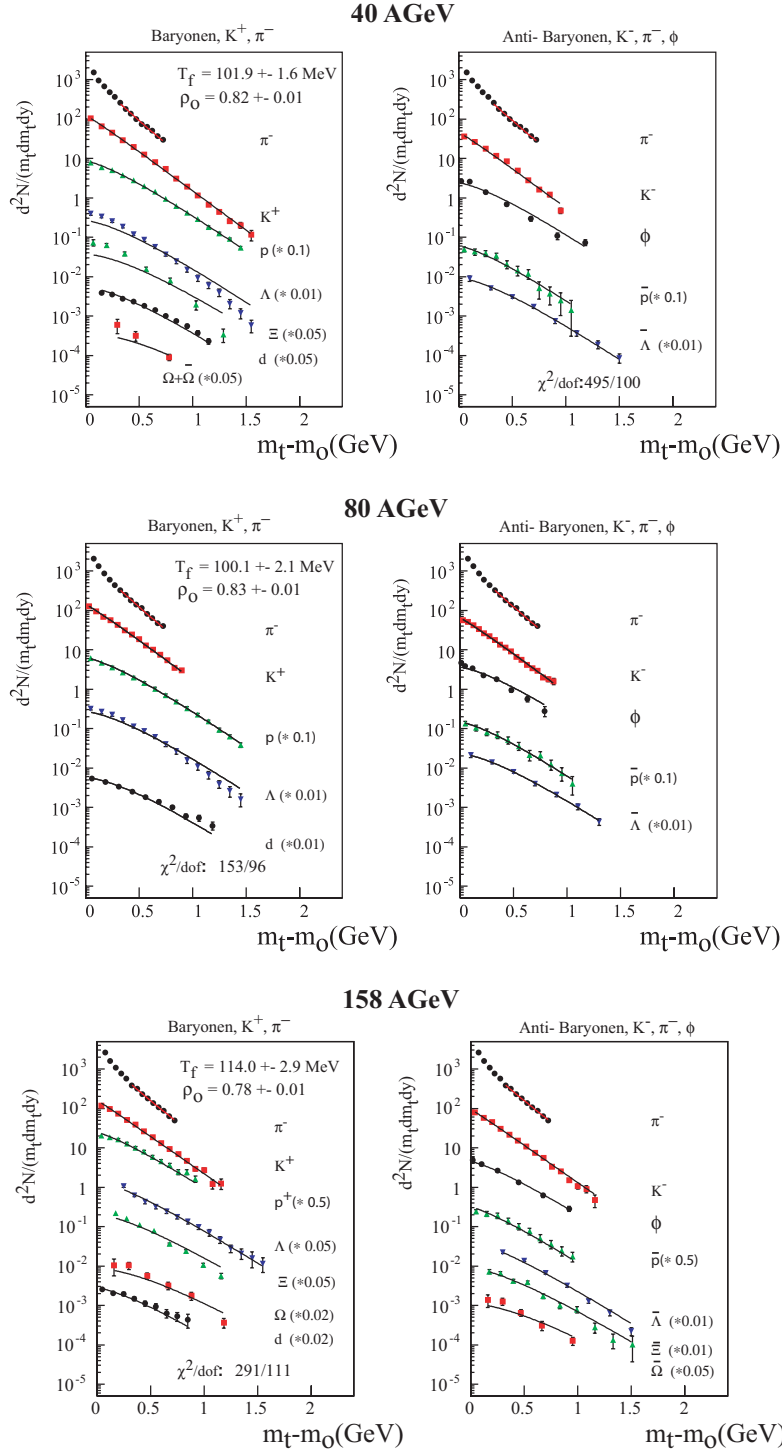
Im Folgenden werden die untersuchten Spektren in der üblichen Form als Funktion der transversalen Masse  $m_t = \sqrt{m^2 + p_t^2}$  dargestellt. Die Berechnungen dieses Modelles beziehen sich jedoch auf den transversalen Impuls der Teilchen  $p_t$ . Die Darstellung der HBT-Radien und der Anpassungsergebnisse erfolgt weiterhin als Funktion von  $k_t$ .

### 6.2.1 $m_t$ -Spektren

Zunächst wurden die  $p_t$ -Spektren bei midrapidity für unterschiedliche mit dem Experiment NA49 untersuchte Teilchensorten bei den unterschiedlichen Strahlenergien analysiert. Genauere Informationen zu den kinematischen Intervallen und den Methoden zur Bestimmung der Spektren finden sich in verschiedenen Publikationen der NA49 Kollaboration [32][33][34]. 9 Das Modell trifft keine Aussagen über die tatsächlichen Multiplizitäten der Teilchen. Die extrahierten Werte werden jeweils skaliert und mit den Modellwerten verglichen. Die Informationen über die Quell-Parameter ergeben sich somit nur aus der Form der Verteilung. Gemäß Gleichung 45 sind die  $p_t$ -Spektren daher nicht sensitiv auf die Quellparameter  $R$ ,  $\tau$ , und  $\Delta\tau$ , geben jedoch Aufschluss über die Temperatur  $T_f$  und den Fluss  $\rho$  der Quelle. Beiträge von Resonanzen werden in diesem Modell nicht berücksichtigt. Um den Einfluss von feed-down Effekten zu minimieren wurde für die Pionen nur ein Bereich von 0.4-1.0 GeV/c in  $m_t$  analysiert. Für die übrigen Spektren wurde die Anpassung über den gesamten  $m_t$  Bereich vorgenommen. Die Spektren und die zugehörigen Parameter für  $T_f$  und  $\rho_0$  (Vgl. Gleichung 43) sind in Abbildung 45 und 46 gezeigt.



**Abbildung 45:**  $m_t$ - Spektren für verschiedene Teilchen bei 20 und 30 AGeV-Strahlenergie bei midrapidity und die entsprechende Anpassung des Modells an die Daten für die gegebenen Parameter  $T_f$  und  $\rho_0$ .



**Abbildung 46:**  $m_t$ -Spektren für verschiedene Teilchen bei 40, 80 und 158 AGeV Strahlenergie bei midrapidity und die entsprechende Anpassung des Modells an die Daten für die gegebenen Parameter  $T_f$  und  $\rho_0$ .



Für die Temperatur  $T_f$  und die transversale Fluss-Rapidität  $\rho_0$  ergibt sich aus dieser Untersuchung zunächst keine ausgeprägte Energieabhängigkeit. Nach einem leichten Anstieg der Parameter von 20- zu 30 AGeV ergeben sich keine signifikanten Änderungen zwischen 30- und 80 AGeV. Einem Anstieg des Temperatur-Parameters zu 158 AGeV entspricht ein Abfall des entsprechenden Fluss-Parameters. Hier zeigt sich wiederum das Problem der Zweideutigkeit der Parameter  $T$  und  $\rho$ . Ein steilerer Verlauf des  $m_t$  Spektrums kann zum einen durch eine höhere Temperatur entstehen, zum anderen durch einen stärkeren transversalen Fluss. Die Abhängigkeit der Form der Spektren von den einzelnen Parametern des Modells werden in [14] ausführlich diskutiert.

### 6.2.2 $m_t$ -Spektren + HBT

Im nächsten Schritt werden nun die HBT-Radien zur Untersuchung hinzugenommen. Hier wird die Untersuchung auf die Spektren der negativen Pionen und Protonen beschränkt. Die Ergebnisse können so mit den Ergebnissen bei AGS (E895) verglichen werden. Hier standen nur Spektren für Pionen und Protonen zur Verfügung. Die  $k_t$  bzw.  $p_t$ -Abhängigkeit der Radien wird in diesem Modell über die  $p_t$ -Abhängigkeit der Raum-Zeit-Varianzen der Quelle berechnet (Gl.49). In Abbildung 47 ist eine Übersicht über die bei der Untersuchung des Modells verwendeten HBT-Ergebnisse bei midrapidity dargestellt. Die Ergebnisse von E802 und Phenix wurden bei der Analyse nicht berücksichtigt. Die NA49 Ergebnisse zeigen einen leichten Anstieg von  $R_{long}$  mit der Energie. Die Parameter  $R_{out}$  und  $R_{side}$  zeigen jedoch keine deutliche Energieabhängigkeit. Für die folgenden Untersuchungen wurde ein Box-Profil der Quelle in transversaler Richtung angenommen:  $a_s=0$  (Vlg. 45).

In Abbildung 48 sind die Ergebnisse der Modellanpassung für die kombinierte Untersuchung der Spektren ( $p, \pi^-$ ) und der HBT-Radien ( $R_{out}, R_{side}$  und  $R_{long}$ ) graphisch dargestellt. Auf die Darstellung der  $m_t$ -Spektren und der Ergebnisse für AGS und RHIC wurde hier verzichtet. Die  $k_t$ -Abhängigkeit der Parameter  $R_{long}$  und  $R_{side}$  werden durch das Modell bei allen Energien gut beschrieben. Bei 30, 40 und 80 AGeV ergeben sich jedoch Abweichungen zwischen Modell und Daten bei hohen  $k_t$  in  $R_{side}$ . Verzichtet man auf die Untersuchung der Spektren lassen sich die HBT-Radien besser durch das Modell beschreiben. Aufgrund der Zweideutigkeit der Parameter  $T$  und  $\rho$  ergeben sich hierbei jedoch wiederum große Streuungen der Parameter für die unterschiedlichen Energien. Aufgrund der relativ hohen Anzahl der Meß-

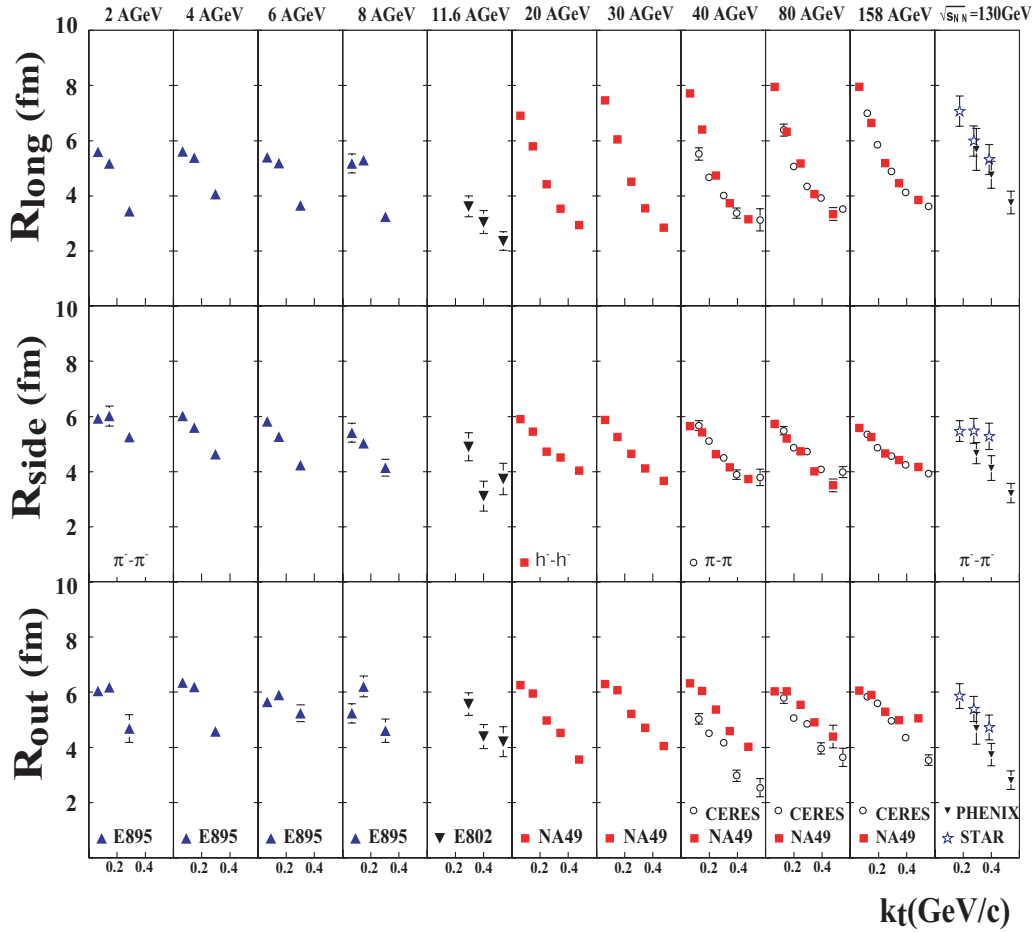


Abbildung 47: Zur Untersuchung der Modell-Parameter herangezogenen HBT-Daten bei midrapidity.

punkte in den Spektren werden Temperatur und Fluss bei einer kombinierten Analyse maßgeblich durch die Spektren bestimmt. Dies lässt sich durch einen Vergleich der Ergebnisse bei der Untersuchung der Spektren mit der Untersuchung der Spektren+HBT zeigen. Aus den Darstellungen in den Abbildungen 48 wird deutlich, dass keine signifikante Änderungen der aus den HBT-Radien extrahierten Parameter zu erwarten ist.

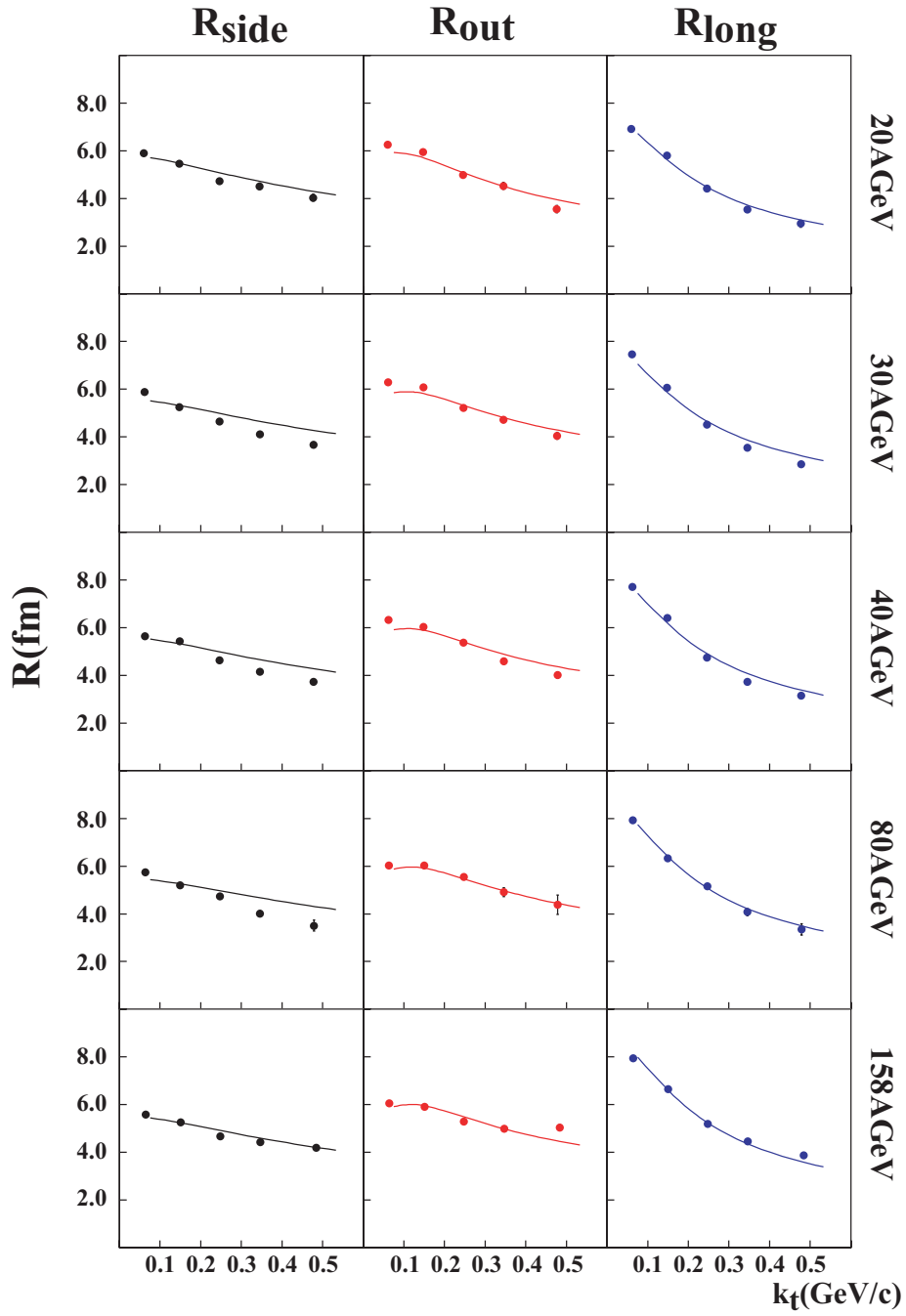


Abbildung 48:  $k_t$ -Abhängigkeit der HBT-Parameter  $R_{side}$ ,  $R_{out}$  und  $R_{long}$  für die unterschiedlichen Strahlenergien bei midrapidity und die Anpassung des Modells an die Daten.

### 6.2.3 Ergebnisse der Modelluntersuchung

In Abbildung 49 sind die aus dem Modellvergleich extrahierten Quellparameter gezeigt. Für SPS-Energien ergibt sich aus der Analyse der NA49-Daten (rot) eine leicht mit der Energie ansteigende Temperatur sowohl aus der Untersuchung der Spektren, als auch aus der kombinierten Analyse (offene Symbole). Durch den Vergleich der beiden Ergebnisse und durch weitere hier

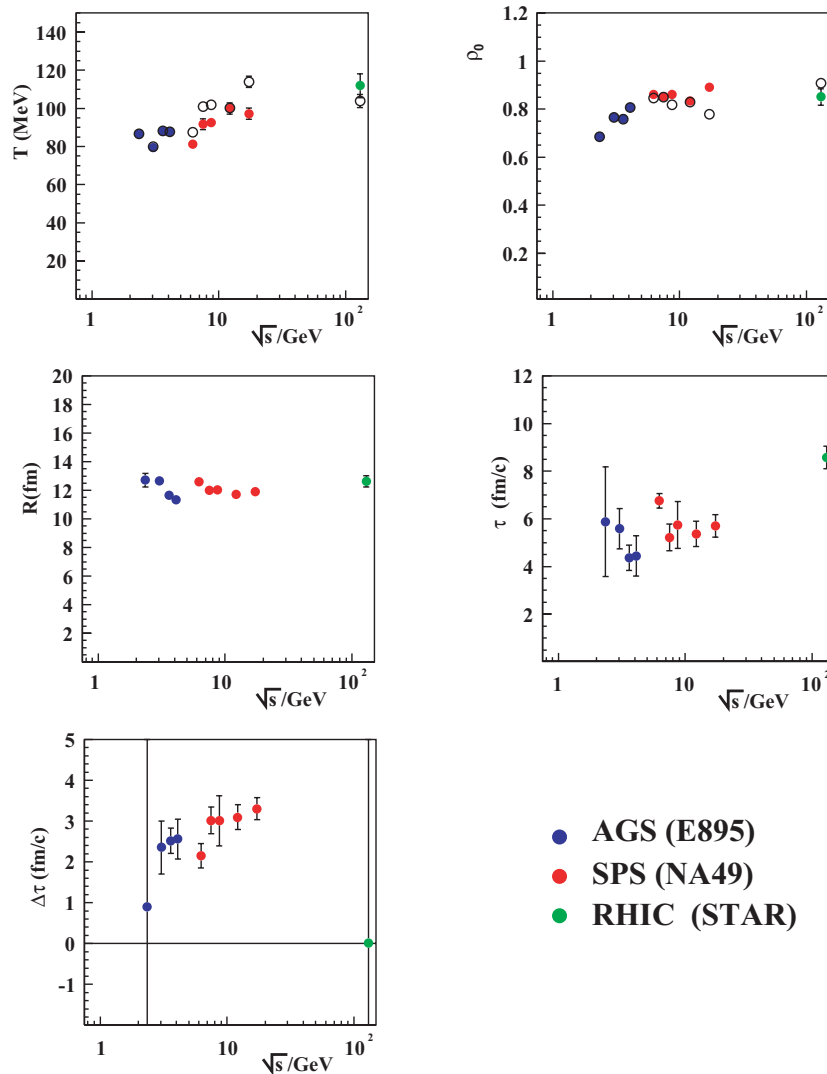


Abbildung 49: Extrahierte Quell-Parameter aus der kombinierten Analyse von HBT-Radien und  $m_t$ -Spektren.

nicht diskutierte systematische Variationen der Modellparameter und der zu-

grunde gelegten Daten, lässt sich ein systematischer Fehler von ca. 20% auf den einzelnen Observablen abschätzen. Verglichen mit früheren Blastwave Studien der NA49-Daten, bei denen sich für alle SPS-Energien eine Ausfrier-Temperatur von ca. 120 MeV ergab, sind hier die Temperaturen bei niedrigeren Energien geringer. Die Rapidität des transversalen Flusses liegt bei SPS-Energien im Bereich zwischen 0.85 und 0.9. Dies entspricht bei einem linearen Fluss-Profil und einer box-förmigen transversalen Dichteverteilung der Quelle einer mittleren transversalen Geschwindigkeit[39] von:  $\langle v_t \rangle = 0.5-0.52$ . Für den transversalen geometrischen Radius ergibt sich ein Wert von ca. 12 fm, wiederum ohne signifikante Energieabhängigkeit. Die Ausfrierzeit liegt im Bereich von 5-6 fm/c. Für die Ausfrierdauer ergeben sich Werten von ca. 3fm/c.

In einer früheren Studie der HBT-Radien [35] ohne Berücksichtigung der Teilchen-Spektren, wurden die Gleichungen 68-70 zur Analyse der Daten herangezogen. Hier ergaben sich Werte für die Ausfrierzeit von ca. 8fm bei einem transversalen Radius von 7-9 fm. Die Ausfrierzeit wurde auf 3-4fm/c abgeschätzt. Der transversale Radius entspricht hier der Breite einer gaussförmigen Quelle. Vergleicht man die Standardabweichungen einer gaussförmigen Quelle und einer Quelle mit Box-Profil ergibt sich für den Zusammenhang der Radius-Parameter [36]:

$$\sigma_{Gauss} = \sqrt{2}R_{Gauss}, \quad \sigma_{box} = \frac{1}{\sqrt{2}}R_{Box}, \quad R_{Box} \approx 2R_{Gauss} \quad (71)$$

Innerhalb der systematischen Fehler bei den unterschiedlichen Modellen lassen sich so die extrahierten Werte für  $R$  vergleichen.

Allgemein zeigt sich durch diese Untersuchungen, dass die Quellparameter stark von den zugrundegelegten Modellen abhängen. Berücksichtigt man nun die Ergebnisse von AGS und RHIC so ergeben sich trotz der stark unterschiedlichen Energien der Kollisionen im Schwerpunktsystem keine deutlichen Änderungen der extrahierten Quell-Parameter. Ein starker Anstieg des Verhältnisses der Radien  $R_{out}$  und  $R_{side}$  als Indikator für einen Phasenübergang 1.Ordnung wird nicht beobachtet. Allerdings sind die Ergebnisse bei allen Energien mit einer endlichen Dauer der Teilchenemission von 2-4 fm/c verträglich.

### 6.3 Rapiditätsabhängigkeit der HBT-Parameter

In den beschriebenen Modellen wurde jeweils von einer longitudinal boost invarianten Quelle ausgegangen. In einem solchen Szenario weist die Quelle von jedem mitbewegten Beobachter aus betrachtet das gleiche Expansionsverhalten auf. Eine Änderung des Rapiditätsintervalls entspricht in diesem Fall einer longitudinalen Verschiebung des Beobachtungsbereiches der Quelle. Für

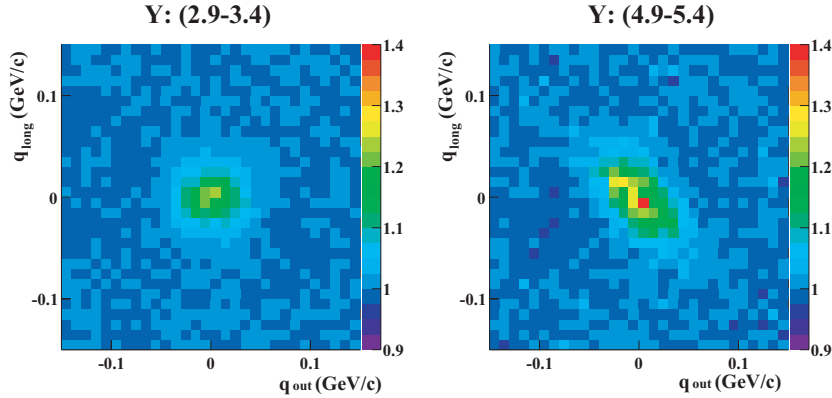
eine zylindersymmetrische Quelle sollte sich demnach bei einer Messung der Radien im longitudinalen Ruhesystem des Paares LCMS keine Rapiditäts-Abhängigkeit der beobachteten HBT-Parameter ergeben. Aufgrund der beschränkten Ausdehnung der Quelle ist aber nicht von einem über das gesamte Rapiditätsintervall gleichmäßigen Expansionsverhalten auszugehen. Die daraus resultierende Brechung der z-Symmetrie aufgrund der Abweichung von der boost-Invarianz der Quelle resultiert in einem nicht verschwindenden Parameter  $R_{ol}$  bei hohen oder niedrigen Rapiditäten [37][38]. Ausgehend von der Darstellung des Parameters  $R_{outlong}$  über die modellunabhängigen Parameter:

$$R_{ol}^2 = \langle (\tilde{x} - \beta_{\perp} \tilde{t})(\tilde{z} - \beta_{\parallel} \tilde{t}) \rangle (\mathbf{K}) \quad (72)$$

ergibt sich für im LCMS mit  $\beta_{\parallel}=0$  :

$$R_{ol}^2 = \langle \tilde{x}\tilde{z} - \beta_{\perp}\tilde{t}\tilde{z} \rangle (\mathbf{K}) \quad (73)$$

Nicht verschwindende Korrelationen in  $\tilde{x}\tilde{z}$  bzw.  $\tilde{t}\tilde{z}$  spiegeln sich in einer Korrelation der Impulskomponenten  $q_{out}$  und  $q_{long}$  wieder. Dies führt zu einer Drehung der Korrelationsfunktion in der *out-long* Ebene (Abb. 50) .



**Abbildung 50:** Zweidimensionale Projektion der Korrelationsfunktion auf  $R_{out}$  und  $R_{long}$  für unterschiedliche Rapiditätsintervalle bei  $k_t=(0.1-0.2)\text{GeV}/c$  für 158AGeV Strahlenergie. Der nicht verschwindende Term  $R_{outlong}$  entspricht einer Drehung der Korrelationsfunktion um die Koordinatenachsen.

In Abbildung 51 sind die Ergebnisse der  $k_t$  und  $Y$ -Abhängigkeit für alle untersuchten Energien dargestellt. Die numerischen Werte für alle Parameter sind im Anhang A wiedergeben.

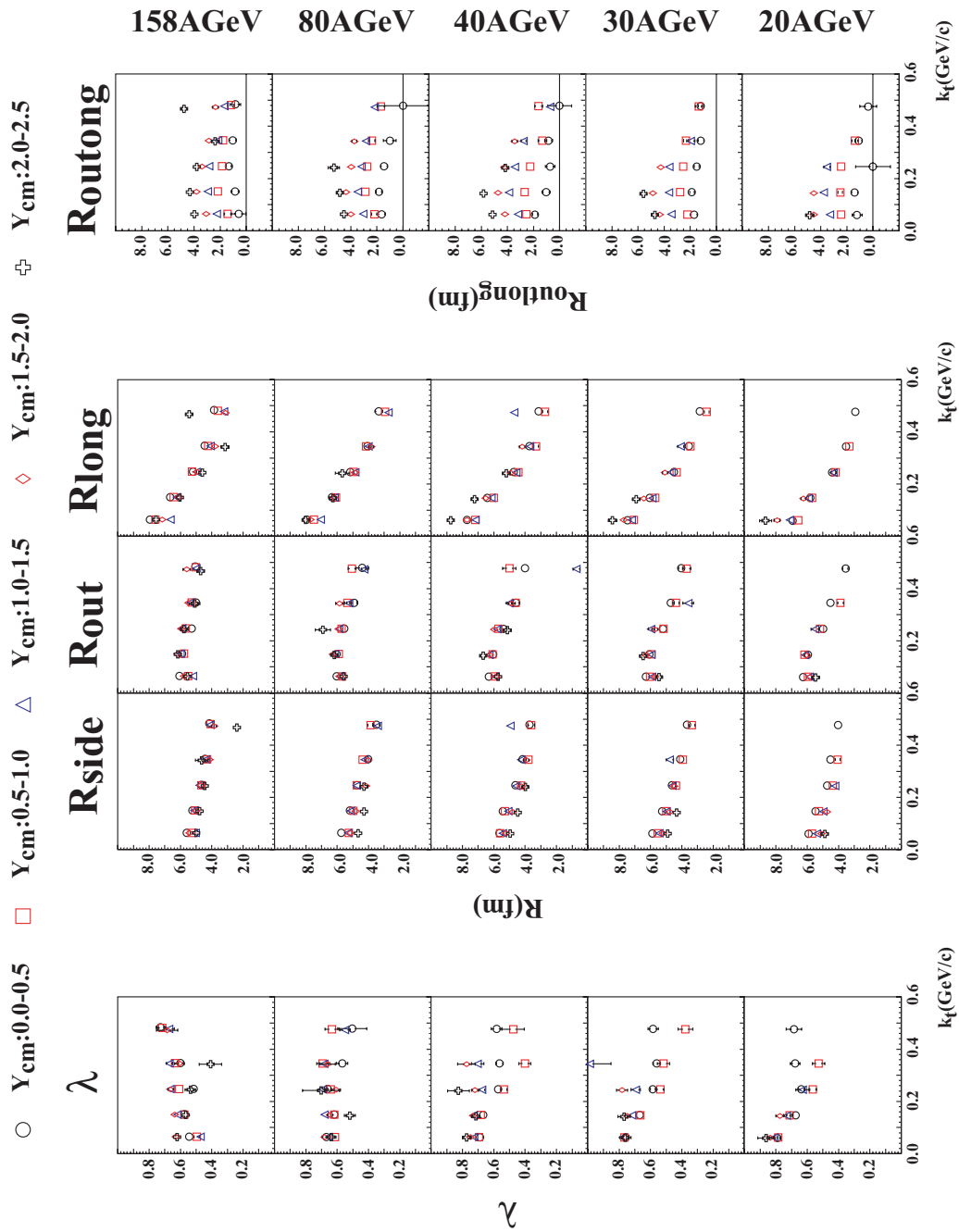


Abbildung 51:  $k_t$  und  $Y$ -Abhängigkeit der extrahierten HBT-Parameter für die untersuchten Datensätze von 20 bis 158AGeV Strahlenergie.

Für alle Energien wird ein Anstieg des Parameters  $R_{ol}$  mit der Rapidität als Indikator für eine Abweichung von der boost invarianten Expansion der Quelle beobachtet. Allgemein wird keine starke Abhängigkeit der Parameter beobachtet. Bei niedrigeren Energien steigt der Parameter  $R_{long}$  leicht mit größer werdenden Rapiditäten an. Dies entspricht geringer werdenden Raum-Impuls-Korrelationen in longitudinaler Richtung als Indikator für eine geringer werdende Expansionsdynamik am Rande der Quelle. Der Radius  $R_{side}$ , der in erster Näherung die transversale Dimension der Quelle beschreibt, nimmt leicht mit steigender Rapidität ab. Es ergibt sich so insgesamt das Bild einer mandelförmigen Quelle, deren Expansionsdynamik an den Randbereichen abnimmt. Für den  $\lambda$ -Parameter ergeben sich Werte im Bereich zwischen 0.6 und 0.8. Dieser Parameter zeigt bei den verschiedenen Energien unterschiedliche Abhängigkeiten von  $k_t$ . Aufgrund des großen systematischen Fehlers bei der Bestimmung dieses Parameters wird hier jedoch auf eine weitergehende Diskussion dieses Parameters verzichtet.



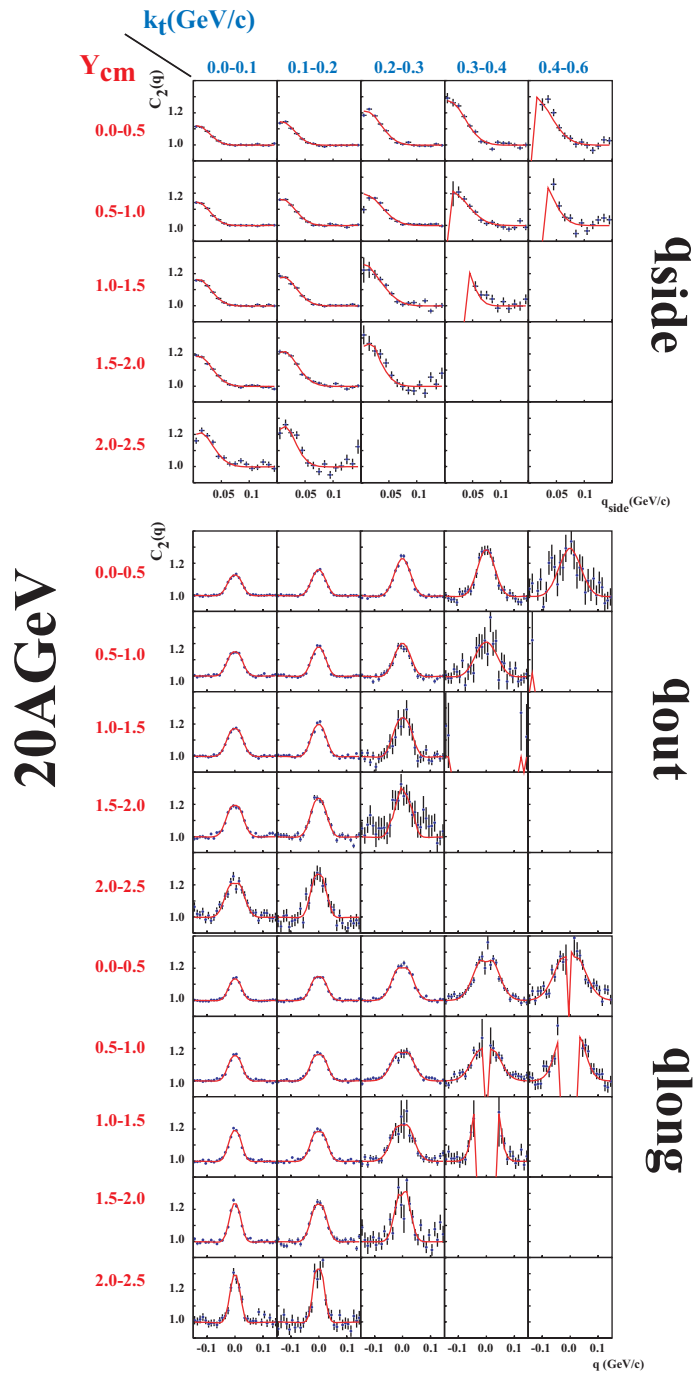
## 7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden Bose-Einstein-Korrelationen als Mittel zur Untersuchung der Eigenschaften von Schwerionenkollisionen für unterschiedliche Strahlenergien studiert. Theoretische Betrachtungen sagen eine deutliche Änderung der raum-zeitlichen Struktur einer Quelle im Falle eines Überganges der Materie zu einem Quark-Gluon-Plasma in der frühen Phase der Kollision voraus. Obwohl die Energieabhängigkeit einiger Observablen für die Erzeugung eines QGP bei niedrigen SPS-Energien spricht, wird nur eine sehr schwach ausgeprägte Energieabhängigkeit der aus der Untersuchung von Bose-Einstein-Korrelationen extrahierten Quell-Parameter beobachtet. Der im Falle eines Phasenüberganges erwartete deutliche Größenunterschied der transversalen Korrelationslängen  $R_{out}$  und  $R_{side}$  wird nicht beobachtet. Ein Modellvergleich zeigt ebenfalls keine deutlichen Änderungen der Quellparameter bei wesentlich höherer (RHIC) oder niedrigeren (AGS) Schwerpunktenergien des Kollisionssystems. Aus diesen Untersuchungen ergibt sich das Bild einer Quelle zum Zeitpunkt der letzten Wechselwirkung der Teilchen (kinetischer Freeze-out) mit einer transversalen Ausdehnung  $R$  von ca. 12 fm (Box-Profil) und einer Lebensdauer von ca. 5-6 fm/c. Die Dauer der Teilchenemission  $\Delta\tau_f$  beträgt ca. 2-4 fm/c bei einer mittleren Geschwindigkeit der emittierten Teilchen  $\langle v_t \rangle$  von ca. 0.5.

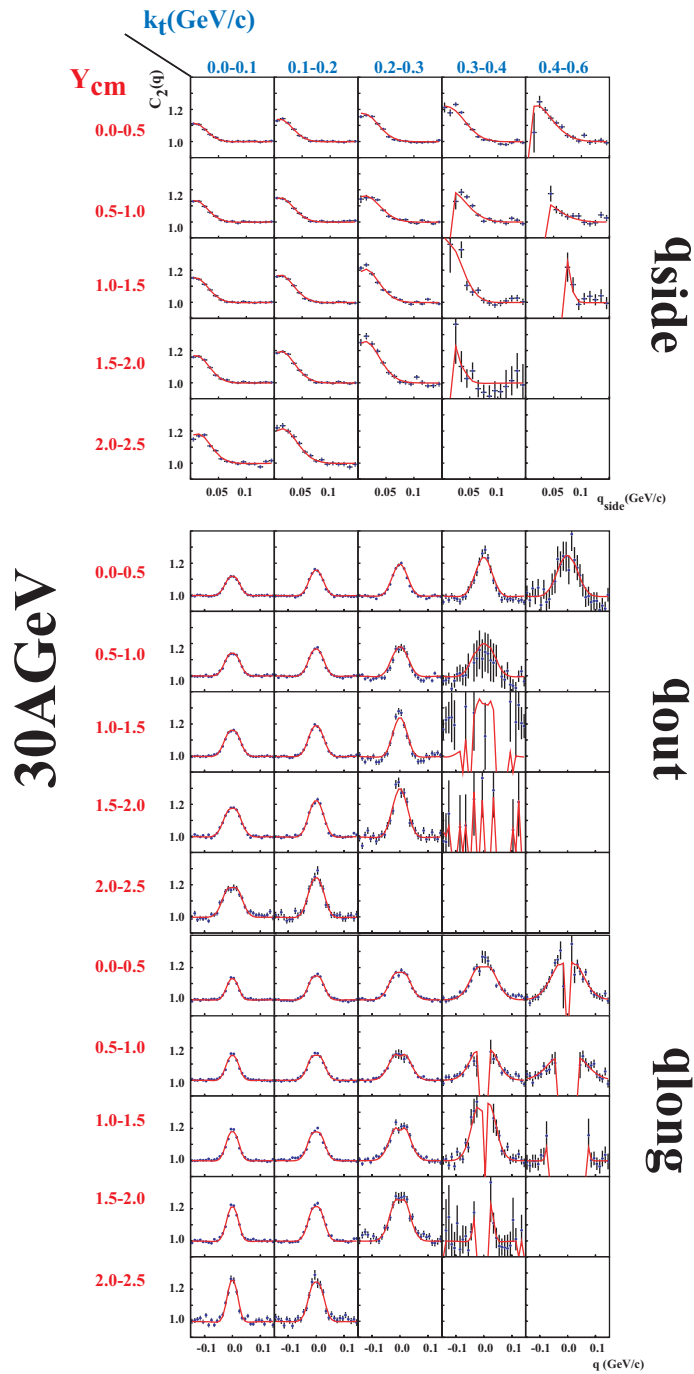
Generell stellt sich die Frage, ob die Beobachtung annähernd konstanter HBT-Parameter konstanten Bedingungen in einer frühen Phase der Kollision bei unterschiedlichen Strahlenergien entsprechen, oder ob die unterschiedlichen Einflüsse auf die Größen der Korrelationslängen wie die Temperatur der Quelle im Falle einer Equilibrierung des Systems, der sich ausbreitende Fluss der Teilchen, die Größe der Quelle selbst, das „stopping“ von Target und Projektil-Teilchen im Schwerpunktsystem, und schließlich ein möglicher Phasenübergang in der Summe zu der beobachteten geringen Energieabhängigkeit der HBT-Parameter führt.

## A Ergebnisse

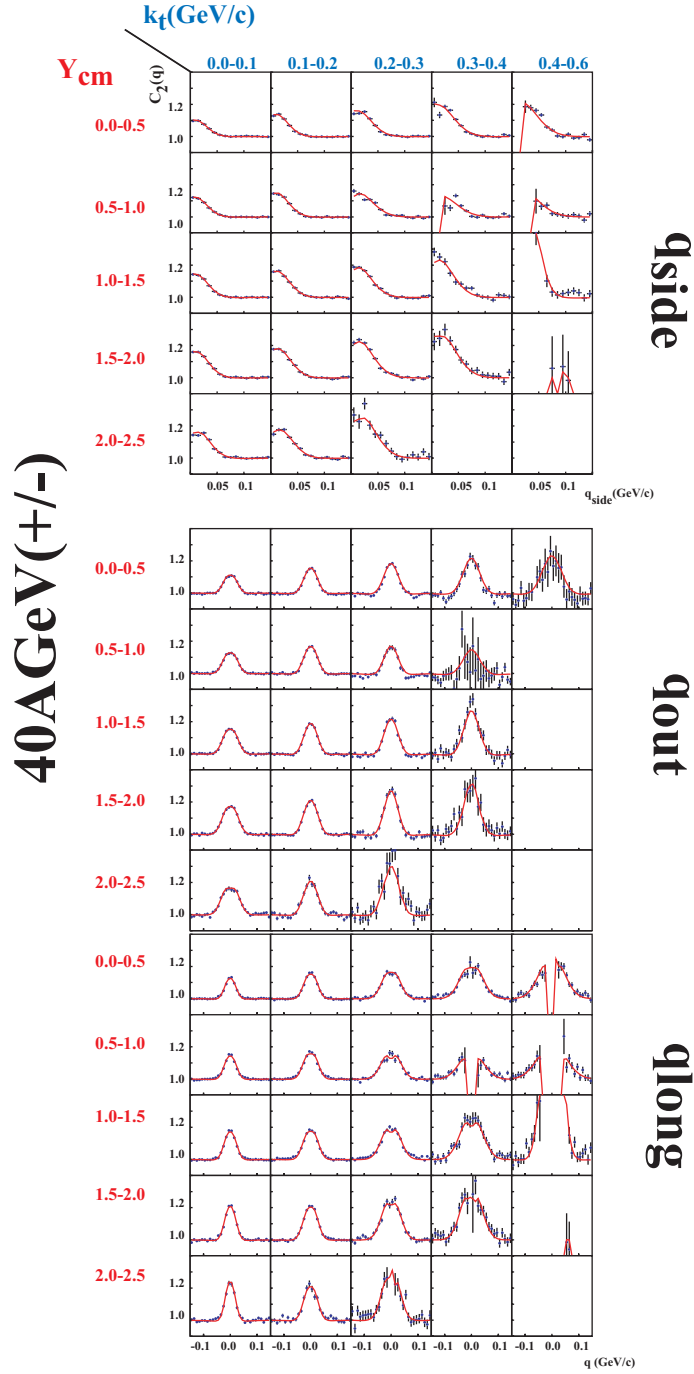
Im folgenden werden zunächst die Projektionen der Korrelationsfunktionen auf die Impulsdifferenzkomponenten  $q_{out}$ ,  $q_{side}$  und  $q_{long}$  für alle untersuchten kinematischen Intervalle und Energien dargestellt. Im Anschluss sind die entsprechenden Resultate für die extrahierten HBT-Parameter für die einzelnen Energien in tabellarischer Form zusammengefasst.



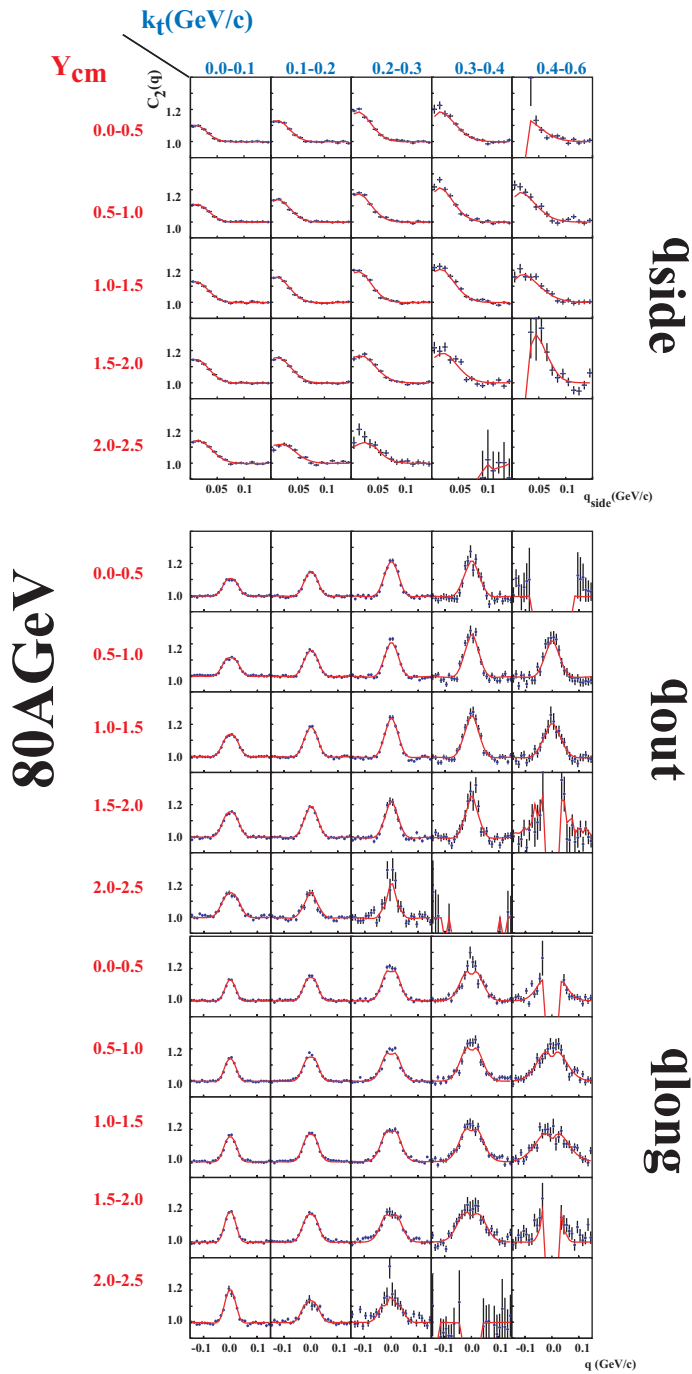
**Abbildung 52:** Projektionen der Korrelationsfunktionen und der Anpassungsfunktionen in den untersuchten kinematischen Intervallen für den Datensatz bei 20A GeV Strahlenergie.



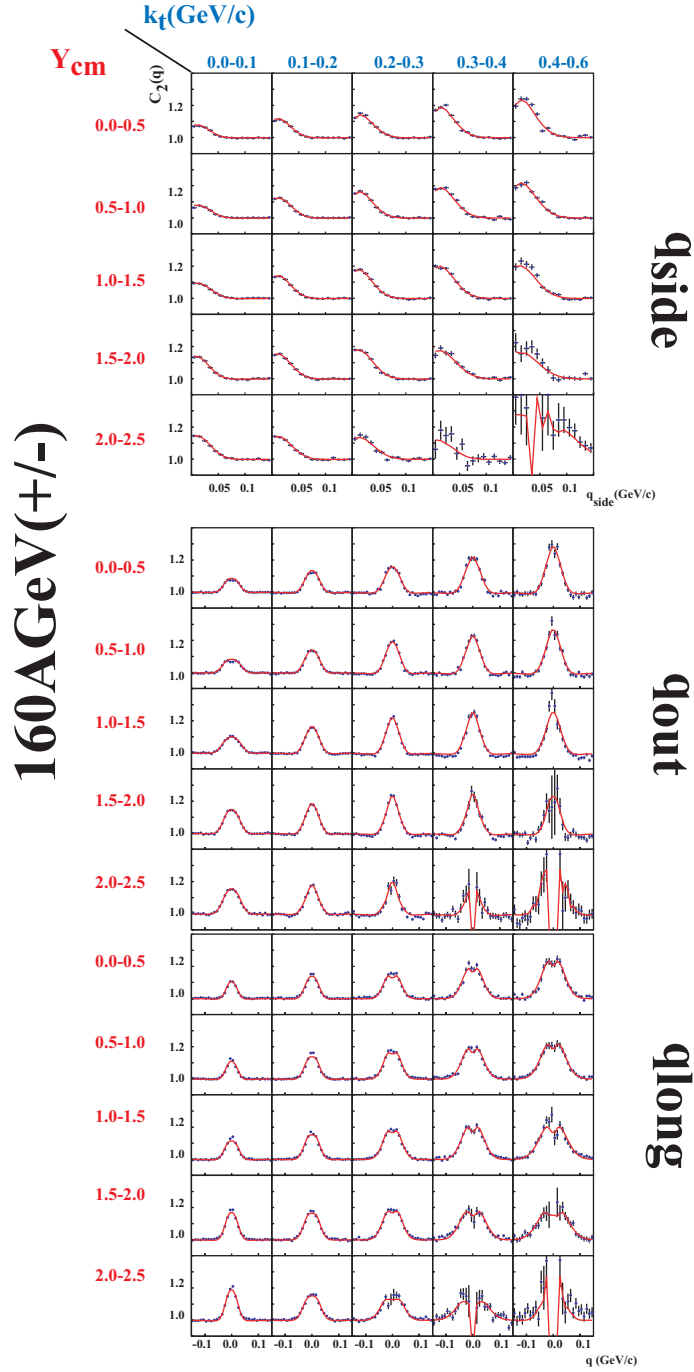
**Abbildung 53:** Projektionen der Korrelationsfunktionen und der Anpassungsfunktion in den untersuchten kinematischen Intervallen für den Datensatz bei 30A GeV Strahlenergie.



**Abbildung 54:** Projektionen der Korrelationsfunktionen und der Anpassungsfunktion in den untersuchten kinematischen Intervallen für 40A GeV Strahlenergie. Die Datensätze für die unterschiedlichen Polaritäten wurden hier zusammengefasst.



**Abbildung 55:** Projektionen der Korrelationsfunktionen und der Anpassungsfunktion in den untersuchten kinematischen Intervallen für den Datensatz bei 80A GeV Strahlenergie.



**Abbildung 56:** Projektionen der Korrelationsfunktionen und der Anpassfunktion in den untersuchten kinematischen Intervallen für 158 AGeV Strahlenergie. Die Datensätze für die unterschiedlichen Polaritäten wurden hier zusammengefasst.

# Ergebnisse : 20 AGeV

$Y_{cm} \setminus k_t (\text{GeV}/c)$	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$0.79 \pm 0.02$	$0.68 \pm 0.01$	$0.64 \pm 0.02$	$0.68 \pm 0.03$	$0.68 \pm 0.05$
(0.5-1.0)	$0.79 \pm 0.02$	$0.71 \pm 0.02$	$0.57 \pm 0.02$	$0.5 \pm 0.04$	- ± -
(1.0-1.5)	$0.81 \pm 0.01$	$0.73 \pm 0.02$	$0.63 \pm 0.05$	- ± -	- ± -
(1.5-2.0)	$0.84 \pm 0.02$	$0.77 \pm 0.02$	- ± -	- ± -	- ± -
(2.0-2.5)	$0.86 \pm 0.05$	- ± -	- ± -	- ± -	- ± -

**Tabelle 4:** Ergebnisse 20AGeV:  $\lambda$

$Y_{cm} \setminus k_t (\text{GeV}/c)$	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$5.90 \pm 0.09$	$5.46 \pm 0.08$	$4.73 \pm 0.08$	$4.51 \pm 0.12$	$4.04 \pm 0.14$
(0.5-1.0)	$5.70 \pm 0.08$	$5.24 \pm 0.09$	$4.36 \pm 0.11$	$4.05 \pm 0.16$	- ± -
(1.0-1.5)	$5.37 \pm 0.08$	$4.95 \pm 0.10$	$4.2 \pm 0.15$	- ± -	- ± -
(1.5-2.0)	$5.08 \pm 0.11$	$4.73 \pm 0.11$	- ± -	- ± -	- ± -
(2.0-2.5)	$4.87 \pm 0.19$	- ± 0	- ± -	- ± -	- ± -

**Tabelle 5:** Ergebnisse 20AGeV:  $R_{\text{side}}$  (fm)

$Y_{cm} \setminus k_t (\text{GeV}/c)$	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$6.25 \pm 0.09$	$5.95 \pm 0.08$	$4.98 \pm 0.10$	$4.52 \pm 0.14$	$3.56 \pm 0.16$
(0.5-1.0)	$5.95 \pm 0.08$	$6.17 \pm 0.11$	$5.18 \pm 0.14$	$3.87 \pm 0.18$	- ± -
(1.0-1.5)	$5.85 \pm 0.09$	$6.14 \pm 0.13$	$5.50 \pm 0.25$	- ± -	- ± -
(1.5-2.0)	$5.85 \pm 0.13$	$6.02 \pm 0.15$	- ± -	- ± -	- ± -
(2.0-2.5)	$5.46 \pm 0.23$	- ± -	- ± -	- ± -	- ± -

**Tabelle 6:** Ergebnisse 20AGeV:  $R_{\text{out}}$  (fm)



$Y_{cm} \setminus k_t(\text{GeV}/c)$	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$6.91 \pm 0.11$	$5.80 \pm 0.08$	$4.42 \pm 0.08$	$3.53 \pm 0.10$	$2.94 \pm 0.14$
(0.5-1.0)	$6.56 \pm 0.10$	$5.69 \pm 0.10$	$4.19 \pm 0.11$	$3.31 \pm 0.14$	- ± -
(1.0-1.5)	$7.10 \pm 0.12$	$5.90 \pm 0.13$	$4.32 \pm 1.17$	- ± -	- ± -
(1.5-2.5)	$7.93 \pm 0.18$	$6.24 \pm 0.16$	- ± -	- ± -	- ± -
(2.0-2.5)	$8.65 \pm 0.38$	- ± -	- ± -	- ± -	- ± -

**Tabelle 7:** Ergebnisse 20AGeV:  $\mathbf{R}_{\text{long}}(\text{fm})$

$Y_{cm} \setminus k_t(\text{GeV}/c)$	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.0)	$1.22 \pm 0.4$	$1.41 \pm 0.2$	$0.00 \pm 1$	$1.1 \pm 0.3$	$0.372 \pm 0.7$
(0.5-1.0)	$2.45 \pm 0.2$	$2.51 \pm 0.2$	$2.44 \pm 0.2$	$1.38 \pm 0.2$	- ± -
(1.0-1.5)	$3.3 \pm 0.1$	$3.76 \pm 0.2$	$3.54 \pm 0.2$	- ± -	- ± -
(1.5-2.0)	$4.54 \pm 0.2$	$4.54 \pm 0.2$	- ± -	- ± -	- ± -
(2.0-2.5)	$4.86 \pm 0.3$	- ± -	- ± -	- ± -	- ± -

**Tabelle 8:** Ergebnisse 20AGeV:  $\mathbf{R}_{\text{outlong}}(\text{fm})$

$Y_{cm} \setminus k_t(\text{GeV}/c)$	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	0.0601	0.147	0.246	0.345	0.477
(0.5-1.0)	0.0615	0.147	0.245	0.345	0.475
(1.0-1.5)	0.0621	0.146	0.244	0.344	0.472
(1.5-2.0)	0.0613	0.145	0.243	0.342	0.471
(2.0-2.5)	0.0597	0.142	0.24	0.341	0.479

**Tabelle 9:** Mittleres  $k_t(\text{GeV}/c)$  der untersuchten Intervalle bei 20AGeV Strahlenergie

# Ergebnisse: 30 AGeV

$Y_{cm} \setminus k_t (\text{GeV}/c)$	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$0.76 \pm 0.01$	$0.67 \pm 0.01$	$0.58 \pm 0.02$	$0.56 \pm 0.02$	$0.58 \pm 0.03$
(0.5-1.0)	$0.77 \pm 0.01$	$0.66 \pm 0.01$	$0.54 \pm 0.02$	$0.52 \pm 0.04$	$0.38 \pm 0.05$
(1.0-1.5)	$0.78 \pm 0.01$	$0.72 \pm 0.01$	$0.69 \pm 0.03$	$0.99 \pm 0.10$	- $\pm$ -
(1.5-2.0)	$0.76 \pm 0.02$	$0.75 \pm 0.02$	$0.78 \pm 0.04$	- $\pm$ -	- $\pm$ -
(2.0-2.5)	$0.76 \pm 0.04$	$0.77 \pm 0.04$	- $\pm$ -	- $\pm$ -	- $\pm$ -

**Tabelle 10:** Ergebnisse 30AGeV:  $\lambda$

$Y_{cm} \setminus k_t (\text{GeV}/c)$	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$5.88 \pm 0.08$	$5.25 \pm 0.07$	$4.65 \pm 0.08$	$4.11 \pm 0.10$	$3.66 \pm 0.10$
(0.5-1.0)	$5.54 \pm 0.06$	$5.00 \pm 0.07$	$4.37 \pm 0.10$	$3.93 \pm 0.10$	$3.36 \pm 0.20$
(1.0-1.5)	$5.43 \pm 0.06$	$4.97 \pm 0.06$	$4.59 \pm 0.10$	$4.77 \pm 0.20$	- $\pm$ -
(1.5-2.0)	$5.21 \pm 0.08$	$4.77 \pm 0.07$	$4.48 \pm 0.10$	- $\pm$ -	- $\pm$ -
(2.0-2.5)	$4.91 \pm 0.10$	$4.34 \pm 0.10$	- $\pm$ -	- $\pm$ -	- $\pm$ -

**Tabelle 11:** Ergebnisse 30AGeV:  $R_{\text{side}}$  (fm)

$Y_{cm} \setminus k_t (\text{GeV}/c)$	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$6.30 \pm 0.08$	$6.07 \pm 0.08$	$5.21 \pm 0.10$	$4.72 \pm 0.10$	$4.05 \pm 0.20$
(0.5-1.0)	$6.03 \pm 0.07$	$5.95 \pm 0.09$	$5.17 \pm 0.10$	$4.38 \pm 0.20$	$3.68 \pm 0.30$
(1.0-1.5)	$5.90 \pm 0.07$	$5.94 \pm 0.08$	$5.96 \pm 0.20$	$3.59 \pm 0.30$	- $\pm$ -
(1.5-2.0)	$5.71 \pm 0.09$	$6.30 \pm 0.10$	$5.71 \pm 0.20$	- $\pm$ -	- $\pm$ -
(2.0-2.5)	$5.45 \pm 0.20$	$6.46 \pm 0.20$	- $\pm$ -	- $\pm$ -	- $\pm$ -

**Tabelle 12:** Ergebnisse 30AGeV:  $R_{\text{out}}$  (fm)

$Y_{cm} \setminus k_t(\text{GeV}/c)$	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$7.47 \pm 0.10$	$6.05 \pm 0.08$	$4.51 \pm 0.08$	$3.55 \pm 0.10$	$2.85 \pm 0.09$
(0.5-1.0)	$7.06 \pm 0.09$	$5.69 \pm 0.08$	$4.34 \pm 0.10$	$3.45 \pm 0.10$	$2.42 \pm 0.20$
(1.0-1.5)	$7.21 \pm 0.09$	$5.88 \pm 0.09$	$4.66 \pm 0.10$	$4.07 \pm 0.20$	- ± -
(1.5-2.0)	$7.71 \pm 0.10$	$6.43 \pm 0.10$	$5.07 \pm 0.20$	- ± -	- ± -
(2.0-2.5)	$8.43 \pm 0.30$	$6.91 \pm 0.20$	- ± -	- ± -	- ± -

**Tabelle 13:** Ergebnisse 30AGeV:  $\mathbf{R}_{\text{long}}$  (fm)

$Y_{cm} \setminus k_t(\text{GeV}/c)$	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$1.71 \pm 0.20$	$1.86 \pm 0.20$	$1.51 \pm 0.20$	$1.18 \pm 0.20$	$1.18 \pm 0.20$
(0.5-1.0)	$2.21 \pm 0.20$	$2.77 \pm 0.10$	$2.52 \pm 0.20$	$2.32 \pm 0.20$	$1.36 \pm 0.20$
(1.0-1.5)	$3.43 \pm 0.10$	$3.61 \pm 0.10$	$3.60 \pm 0.20$	$1.95 \pm 0.30$	- ± -
(1.5-2.0)	$4.35 \pm 0.10$	$4.86 \pm 0.10$	$4.26 \pm 0.20$	- ± -	- ± -
(2.0-2.5)	$4.72 \pm 0.20$	$5.58 \pm 0.20$	- ± -	- ± -	- ± -

**Tabelle 14:** Ergebnisse 30AGeV:  $\mathbf{R}_{\text{outlong}}$  (fm)

$Y_{cm} \setminus k_t(\text{GeV}/c)$	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	0.0617	0.148	0.246	0.345	0.478
(0.5-1.0)	0.0625	0.147	0.246	0.345	0.477
(1.0-1.5)	0.0627	0.146	0.245	0.344	0.474
(1.5-2.0)	0.0623	0.145	0.243	0.343	0.47
(2.0-2.5)	0.061	0.142	0.24	0.341	0.473

**Tabelle 15:** Mittleres  $k_t(\text{GeV}/c)$  der untersuchten Intervalle bei 30AGeV Strahlenergie

# Ergebnisse: 40AGeV(+/-)

$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$0.69 \pm 0.01$	$0.67 \pm 0.01$	$0.57 \pm 0.01$	$0.56 \pm 0.02$	$0.58 \pm 0.03$
(0.5-1.0)	$0.69 \pm 0.01$	$0.68 \pm 0.01$	$0.54 \pm 0.02$	$0.40 \pm 0.04$	$0.48 \pm 0.07$
(1.0-1.5)	$0.73 \pm 0.01$	$0.73 \pm 0.01$	$0.67 \pm 0.02$	$0.70 \pm 0.04$	$3.60 \pm 0.48$
(1.5-2.0)	$0.75 \pm 0.01$	$0.73 \pm 0.01$	$0.72 \pm 0.02$	$0.77 \pm 0.06$	- $\pm$ -
(2.0-2.5)	$0.77 \pm 0.03$	$0.72 \pm 0.03$	$0.83 \pm 0.07$	- $\pm$ -	- $\pm$ -

**Tabelle 16:** Ergebnisse 40AGeV(+/-):  $\lambda$

$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$5.64 \pm 0.06$	$5.43 \pm 0.06$	$4.63 \pm 0.07$	$4.16 \pm 0.09$	$3.73 \pm 0.10$
(0.5-1.0)	$-5.6 \pm 0.06$	$5.30 \pm 0.05$	$4.25 \pm 0.09$	$3.79 \pm 0.10$	$3.60 \pm 0.20$
(1.0-1.5)	$5.41 \pm 0.05$	$5.06 \pm 0.05$	$4.56 \pm 0.08$	$4.26 \pm 0.20$	$4.93 \pm 0.10$
(1.5-2.0)	$5.22 \pm 0.06$	$4.80 \pm 0.06$	$4.25 \pm 0.08$	$3.93 \pm 0.20$	- $\pm$ -
(2.0-2.5)	$4.97 \pm 0.10$	$4.48 \pm 0.10$	$3.99 \pm 0.20$	- $\pm$ -	- $\pm$ -

**Tabelle 17:** Ergebnisse 40AGeV(+/-):  $R_{\text{side}}$  (fm)

$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$6.32 \pm 0.07$	$6.04 \pm 0.07$	$5.37 \pm 0.09$	$4.59 \pm 0.10$	$4.02 \pm 0.10$
(0.5-1.0)	$5.95 \pm 0.06$	$6.08 \pm 0.07$	$5.72 \pm 0.10$	$4.60 \pm 0.30$	$5.01 \pm 0.40$
(1.0-1.5)	$5.88 \pm 0.06$	$6.29 \pm 0.07$	$5.77 \pm 0.10$	$5.00 \pm 0.20$	$-0.7 \pm 0.20$
(1.5-2.0)	$5.83 \pm 0.07$	$6.25 \pm 0.08$	$5.97 \pm 0.10$	$4.86 \pm 0.20$	- $\pm$ -
(2.0-2.5)	$5.72 \pm 0.10$	$6.69 \pm 0.20$	$5.14 \pm 0.30$	- $\pm$ -	- $\pm$ -

**Tabelle 18:** Ergebnisse 40AGeV(+/-):  $R_{\text{out}}$  (fm)

$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$7.72 \pm 0.09$	$6.41 \pm 0.07$	$4.74 \pm 0.08$	$3.73 \pm 0.09$	$3.15 \pm 0.10$
(0.5-1.0)	$7.19 \pm 0.08$	$6.00 \pm 0.07$	$4.42 \pm 0.09$	$3.31 \pm 0.20$	$2.73 \pm 0.20$
(1.0-1.5)	$7.17 \pm 0.07$	$6.15 \pm 0.07$	$4.56 \pm 0.09$	$3.69 \pm 0.10$	$4.71 \pm 0.10$
(1.5-2.0)	$7.72 \pm 0.10$	$6.53 \pm 0.08$	$4.92 \pm 0.10$	$4.18 \pm 0.20$	- $\pm$ -
(2.0-2.5)	$8.75 \pm 0.20$	$7.23 \pm 0.20$	$5.21 \pm 0.20$	- $\pm$ -	- $\pm$ -

**Tabelle 19:** Ergebnisse 40AGeV(+/-):  $\mathbf{R}_{\text{long}}$  (fm)

$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$1.88 \pm 0.20$	$1.05 \pm 0.30$	$0.73 \pm 0.40$	$0.85 \pm 0.30$	$0.01 \pm 0.90$
(0.5-1.0)	$2.54 \pm 0.10$	$2.67 \pm 0.10$	$2.24 \pm 0.20$	$1.33 \pm 0.30$	$1.62 \pm 0.30$
(1.0-1.5)	$3.18 \pm 0.09$	$3.87 \pm 0.08$	$3.43 \pm 0.10$	$2.77 \pm 0.20$	$0.72 \pm 0.20$
(1.5-2.0)	$4.19 \pm 0.10$	$4.73 \pm 0.09$	$4.24 \pm 0.10$	$3.45 \pm 0.20$	- $\pm$ -
(2.0-2.5)	$5.13 \pm 0.20$	$5.83 \pm 0.20$	$4.16 \pm 0.02$	- $\pm$ -	- $\pm$ -

**Tabelle 20:** Ergebnisse 40AGeV(+/-):  $\mathbf{R}_{\text{outlong}}$  (fm)

$Y_{cm} \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	0.0625	0.148	0.246	0.346	0.478
(0.5-1.0)	0.0629	0.148	0.245	0.345	0.477
(1.0-1.5)	0.0632	0.147	0.244	0.344	0.475
(1.5-2.0)	0.0629	0.145	0.243	0.343	-
(2.0-2.5)	0.0619	0.143	0.241	-	-

**Tabelle 21:** Mittleres  $k_t$  (GeV/c) der untersuchten Intervalle bei 40AGeV Strahlenergie (+/-)

# Ergebnisse: 80 AGeV

$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$0.67 \pm 0.01$	$0.62 \pm 0.01$	$0.66 \pm 0.02$	$0.57 \pm 0.04$	$0.50 \pm 0.09$
(0.5-1.0)	$0.61 \pm 0.01$	$0.62 \pm 0.01$	$0.64 \pm 0.02$	$0.69 \pm 0.04$	$0.63 \pm 0.05$
(1.0-1.5)	$0.65 \pm 0.01$	$0.68 \pm 0.01$	$0.69 \pm 0.02$	$0.68 \pm 0.04$	$0.55 \pm 0.03$
(1.5-2.0)	$0.68 \pm 0.02$	$0.65 \pm 0.02$	$0.61 \pm 0.03$	$0.66 \pm 0.05$	- $\pm$ -
(2.0-2.5)	$0.64 \pm 0.03$	$0.52 \pm 0.03$	$0.70 \pm 0.10$	- $\pm$ -	- $\pm$ -

**Tabelle 22:** Ergebnisse 80AGeV:  $\lambda$

$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$5.73 \pm 0.08$	$5.20 \pm 0.07$	$4.74 \pm 0.08$	$4.01 \pm 0.10$	$3.5 \pm 0.20$
(0.5-1.0)	$5.27 \pm 0.07$	$4.97 \pm 0.06$	$4.75 \pm 0.09$	$4.38 \pm 0.10$	$3.87 \pm 0.20$
(1.0-1.5)	$5.30 \pm 0.07$	$5.13 \pm 0.06$	$4.75 \pm 0.08$	$4.24 \pm 0.10$	$3.41 \pm 0.10$
(1.5-2.0)	$5.14 \pm 0.08$	$4.81 \pm 0.07$	$4.14 \pm 0.10$	$4.03 \pm 0.20$	- $\pm$ -
(2.0-2.5)	$4.66 \pm 0.10$	$4.28 \pm 0.10$	$4.29 \pm 0.20$	- $\pm$ -	- $\pm$ -

**Tabelle 23:** Ergebnisse 80AGeV:  $R_{\text{side}}$  (fm)

$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$6.03 \pm 0.08$	$6.03 \pm 0.09$	$5.55 \pm 0.10$	$4.91 \pm 0.20$	$4.39 \pm 0.40$
(0.5-1.0)	$5.67 \pm 0.08$	$5.9 \pm 0.08$	$5.72 \pm 0.10$	$5.35 \pm 0.20$	$5.05 \pm 0.20$
(1.0-1.5)	$5.84 \pm 0.08$	$6.13 \pm 0.08$	$5.87 \pm 0.10$	$5.23 \pm 0.20$	$4.27 \pm 0.20$
(1.5-2.0)	$5.83 \pm 0.09$	$6.27 \pm 0.09$	$5.90 \pm 0.10$	$5.85 \pm 0.20$	- $\pm$ -
(2.0-2.5)	$5.60 \pm 0.10$	$6.19 \pm 0.20$	$6.91 \pm 0.50$	- $\pm$ -	- $\pm$ -

**Tabelle 24:** Ergebnisse 80AGeV:  $R_{\text{out}}$  (fm)

$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$7.95 \pm 0.10$	$6.33 \pm 0.09$	$5.17 \pm 0.10$	$4.07 \pm 0.10$	$3.34 \pm 0.20$
(0.5-1.0)	$7.49 \pm 0.10$	$6.07 \pm 0.08$	$4.95 \pm 0.10$	$4.14 \pm 0.10$	$2.94 \pm 0.10$
(1.0-1.5)	$7.04 \pm 0.10$	$6.16 \pm 0.08$	$4.83 \pm 0.09$	$3.99 \pm 0.10$	$2.73 \pm 0.10$
(1.5-2.0)	$7.69 \pm 0.10$	$6.19 \pm 0.10$	$4.86 \pm 0.10$	$3.83 \pm 0.20$	- $\pm$ -
(2.0-2.5)	$8.01 \pm 0.20$	$6.27 \pm 0.20$	$5.68 \pm 0.40$	- $\pm$ -	- $\pm$ -

**Tabelle 25:** Ergebnisse 80AGeV:  $\mathbf{R}_{\text{long}}$  (fm)

$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$1.63 \pm 0.30$	$1.84 \pm 0.20$	$1.45 \pm 0.30$	$1.01 \pm 0.50$	$0.00 \pm 2.00$
(0.5-1.0)	$2.20 \pm 0.20$	$2.87 \pm 0.10$	$2.73 \pm 0.20$	$2.37 \pm 0.20$	$1.69 \pm 0.30$
(1.0-1.5)	$3.03 \pm 0.10$	$3.46 \pm 0.10$	$3.17 \pm 0.10$	$2.81 \pm 0.20$	$2.15 \pm 0.20$
(1.5-2.0)	$3.99 \pm 0.10$	$4.37 \pm 0.10$	$3.97 \pm 0.10$	$3.74 \pm 0.20$	- $\pm$ -
(2.0-2.5)	$4.53 \pm 0.20$	$4.83 \pm 0.20$	$5.30 \pm 0.40$	- $\pm$ -	- $\pm$ -

**Tabelle 26:** Ergebnisse 80AGeV:  $\mathbf{R}_{\text{outlong}}$  (fm)

$Y_{cm} \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	0.0635	0.149	0.247	0.346	0.479
(0.5-1.0)	0.0638	0.149	0.246	0.345	0.476
(1.0-1.5)	0.0641	0.149	0.246	0.344	0.474
(1.5-2.0)	0.0639	0.148	0.244	0.343	0.47
(2.0-2.5)	0.0631	0.146	0.242	0.341	0.467

**Tabelle 27:** Mittleres  $k_t$  (GeV/c) der untersuchten Intervalle bei 80AGeV Strahlenergie

# 158 AGeV (+/-)

$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$0.54 \pm 0.01$	$0.58 \pm 0.01$	$0.52 \pm 0.01$	$0.60 \pm 0.02$	$0.73 \pm 0.03$
(0.5-1.0)	$0.50 \pm 0.02$	$0.58 \pm 0.01$	$0.61 \pm 0.01$	$0.63 \pm 0.02$	$0.72 \pm 0.03$
(1.0-1.5)	$0.47 \pm 0.01$	$0.62 \pm 0.01$	$0.66 \pm 0.01$	$0.67 \pm 0.02$	$0.67 \pm 0.03$
(1.5-2.0)	$0.63 \pm 0.01$	$0.64 \pm 0.01$	$0.66 \pm 0.02$	$0.61 \pm 0.03$	$0.69 \pm 0.07$
(2.0-2.5)	$0.62 \pm 0.01$	$0.57 \pm 0.01$	$0.54 \pm 0.03$	$0.41 \pm 0.07$	$2.20 \pm 0.30$

**Tabelle 28:** Ergebnisse 158AGeV:  $\lambda$

$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$5.59 \pm 0.05$	$5.25 \pm 0.05$	$4.66 \pm 0.06$	$4.42 \pm 0.07$	$4.17 \pm 0.09$
(0.5-1.0)	$5.30 \pm 0.08$	$5.06 \pm 0.05$	$4.67 \pm 0.05$	$4.29 \pm 0.07$	$4.08 \pm 0.08$
(1.0-1.5)	$5.03 \pm 0.06$	$5.11 \pm 0.04$	$4.78 \pm 0.05$	$4.36 \pm 0.07$	$4.10 \pm 0.10$
(1.5-2.0)	$5.42 \pm 0.05$	$4.98 \pm 0.04$	$4.68 \pm 0.06$	$4.15 \pm 0.10$	$3.86 \pm 0.20$
(2.0-2.5)	$5.00 \pm 0.07$	$4.79 \pm 0.07$	$4.46 \pm 0.10$	$4.65 \pm 0.40$	$2.40 \pm 0.08$

**Tabelle 29:** Ergebnisse 158AGeV:  $R_{\text{side}}$  (fm)

$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$6.06 \pm 0.06$	$5.90 \pm 0.06$	$5.29 \pm 0.08$	$4.99 \pm 0.10$	$5.05 \pm 0.1$
(0.5-1.0)	$5.50 \pm 0.08$	$5.77 \pm 0.07$	$5.66 \pm 0.07$	$5.29 \pm 0.09$	$5.03 \pm 0.1$
(1.0-1.5)	$5.21 \pm 0.06$	$6.00 \pm 0.05$	$5.89 \pm 0.06$	$5.37 \pm 0.08$	$4.98 \pm 0.1$
(1.5-2.0)	$5.77 \pm 0.05$	$6.20 \pm 0.05$	$5.95 \pm 0.08$	$5.48 \pm 0.10$	$5.59 \pm 0.2$
(2.0-2.5)	$5.55 \pm 0.07$	$6.18 \pm 0.08$	$5.78 \pm 0.20$	$5.10 \pm 0.30$	$4.71 \pm 0.2$

**Tabelle 30:** Ergebnisse 158AGeV:  $R_{\text{out}}$  (fm)



$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$7.95 \pm 0.09$	$6.65 \pm 0.07$	$5.19 \pm 0.08$	$4.45 \pm 0.08$	$3.85 \pm 0.09$
(0.5-1.0)	$7.59 \pm 0.10$	$6.44 \pm 0.07$	$5.27 \pm 0.06$	$4.22 \pm 0.07$	$3.61 \pm 0.08$
(1.0-1.5)	$6.63 \pm 0.08$	$6.24 \pm 0.05$	$4.98 \pm 0.05$	$4.07 \pm 0.07$	$3.21 \pm 0.08$
(1.5-2.0)	$7.16 \pm 0.07$	$6.12 \pm 0.06$	$4.95 \pm 0.07$	$3.80 \pm 0.10$	$3.13 \pm 0.10$
(2.0-2.5)	$7.55 \pm 0.10$	$6.05 \pm 0.09$	$4.60 \pm 0.10$	$3.16 \pm 0.30$	$5.45 \pm 0.20$

**Tabelle 31:** Ergebnisse 158AGeV:  $\mathbf{R}_{\text{long}}$  (fm)

$Y \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	$0.58 \pm 0.60$	$0.85 \pm 0.30$	$1.34 \pm 0.20$	$1.04 \pm 0.30$	$0.84 \pm 0.40$
(0.5-1.0)	$1.44 \pm 0.30$	$2.18 \pm 0.10$	$1.87 \pm 0.10$	$1.78 \pm 0.20$	$1.17 \pm 0.20$
(1.0-1.5)	$2.24 \pm 0.10$	$2.94 \pm 0.08$	$2.84 \pm 0.08$	$2.14 \pm 0.10$	$1.68 \pm 0.20$
(1.5-2.0)	$3.06 \pm 0.09$	$3.83 \pm 0.06$	$3.38 \pm 0.09$	$2.87 \pm 0.10$	$2.36 \pm 0.20$
(2.0-2.5)	$3.98 \pm 0.09$	$4.32 \pm 0.09$	$3.78 \pm 0.10$	$2.38 \pm 0.30$	$4.76 \pm 0.20$

**Tabelle 32:** Ergebnisse 158AGeV:  $\mathbf{R}_{\text{outlong}}$  (fm)

$Y_{cm} \setminus k_t$ (GeV/c)	(0.0-0.1)	(0.1-0.2)	(0.2-0.3)	(0.3-0.4)	(0.4-0.6)
(0.0-0.5)	0.0644	0.15	0.248	0.347	0.484
(0.5-1.0)	0.0645	0.15	0.247	0.346	0.481
(1.0-1.5)	0.0646	0.15	0.247	0.346	0.478
(1.5-2.0)	0.0644	0.149	0.246	0.345	0.473
(2.0-2.5)	0.0639	0.148	0.244	0.342	0.467

**Tabelle 33:** Mittleres  $k_t$  (GeV/c) der untersuchten Intervalle bei 158AGeV(+/-) Strahlenergie

## B Event-Display

In den folgenden Abbildungen sind die Event-Displays für Spuren in Paaren mit Impulsdifferenzen im Bereich  $q_{BP} < 0.2$  GeV/c in der Pratt-Bertsch Parametrisierung bei midrapidity für die untersuchten Datensätze gezeigt. Für die Breite der  $k_t$ -Intervalle wurde für die Darstellung jeweils 0.1 GeV/c gewählt. Für 20- und 30 AGeV Strahlenergie wurde für die Darstellung ein Rapiditätsintervall von 0.4 gewählt. Um die Bereiche der Akzeptanz deutlich hervorzuheben, wurde jeweils über 100 Ereignisse summiert. Die Angaben in Klammern (+/-) kennzeichnen die Polarität des Magnetfeldes. Für unterschiedliche Polaritäten ergeben sich an der Strahlachse gespiegelte Event-Displays. Sowohl für die Qualitätskriterien als auch für die Ergebnisse der Analyse ergaben sich keine signifikanten Unterschiede bei der Untersuchung der Datensätze für die unterschiedlichen Polaritäten des Magnetfeldes bei 40 und 158 AGeV Strahlenergie.

# 20 AGeV (+)

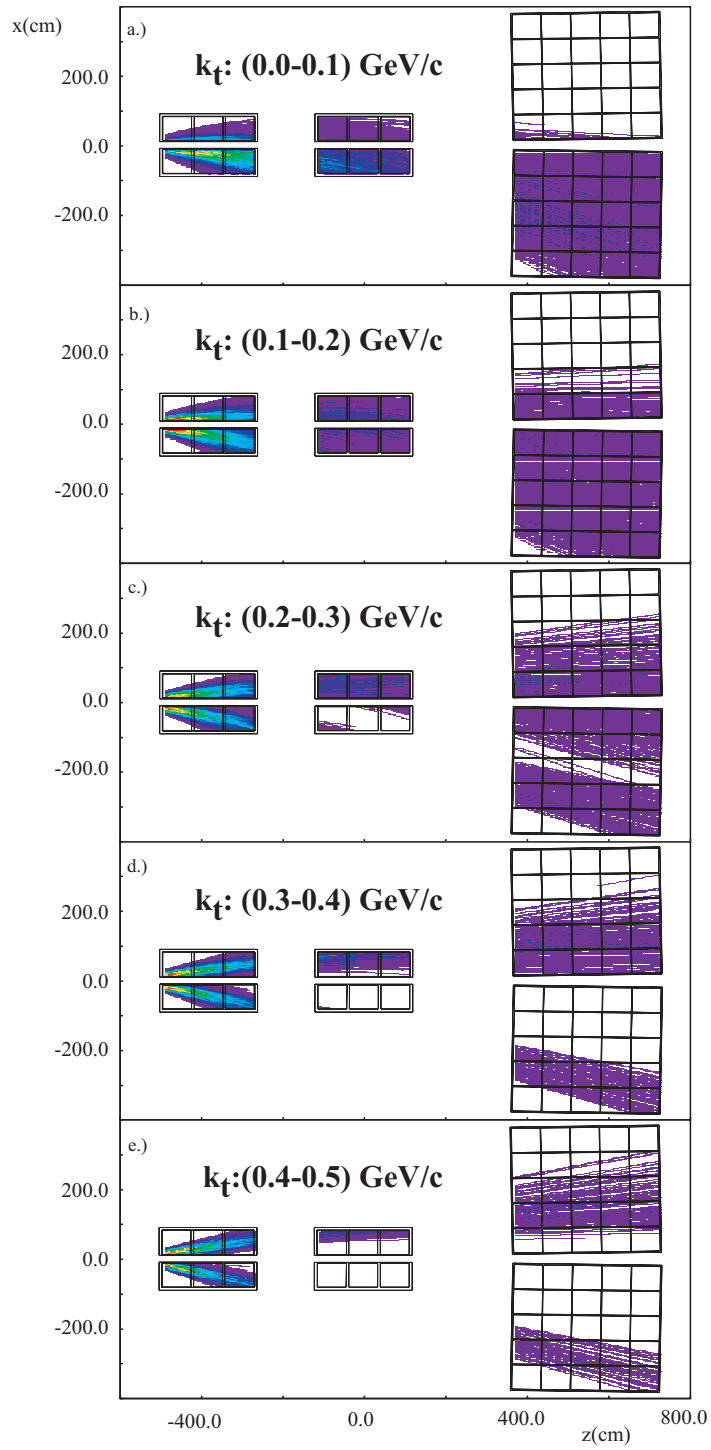
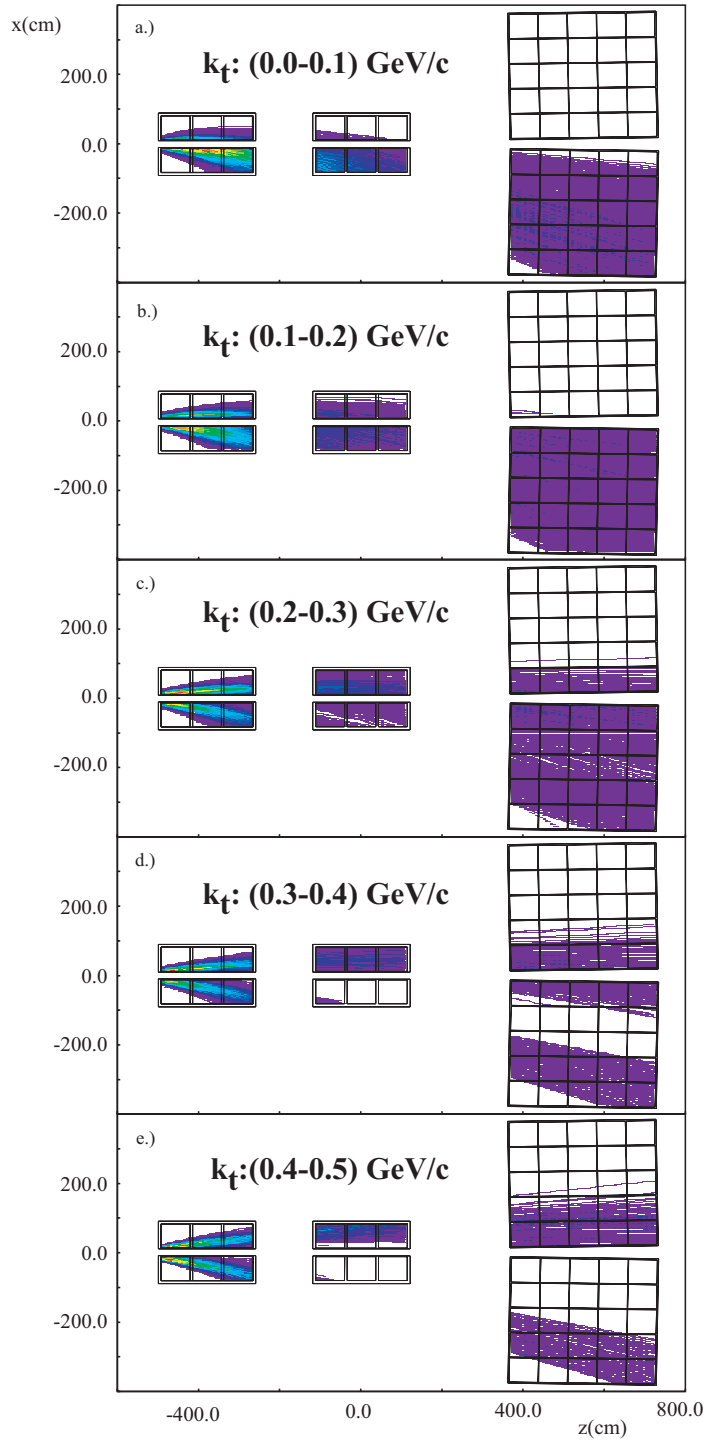


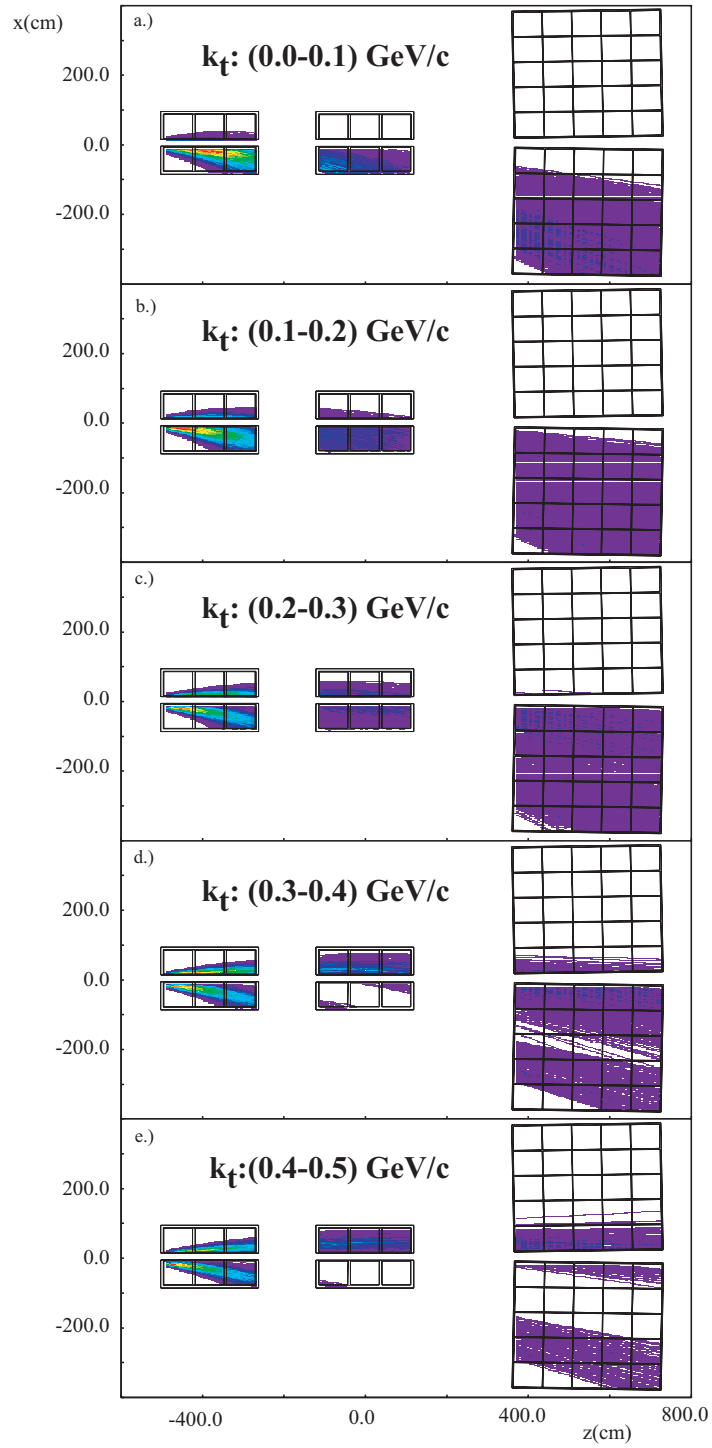
Abbildung 57: Event-Display für Spuren in Paaren im Rapiditätsintervall  $Y_{cm} : 0.0 - 0.4$  für unterschiedliche  $k_t$  Intervalle bei 20AGeV Strahlenergie

# 30AGeV (+)



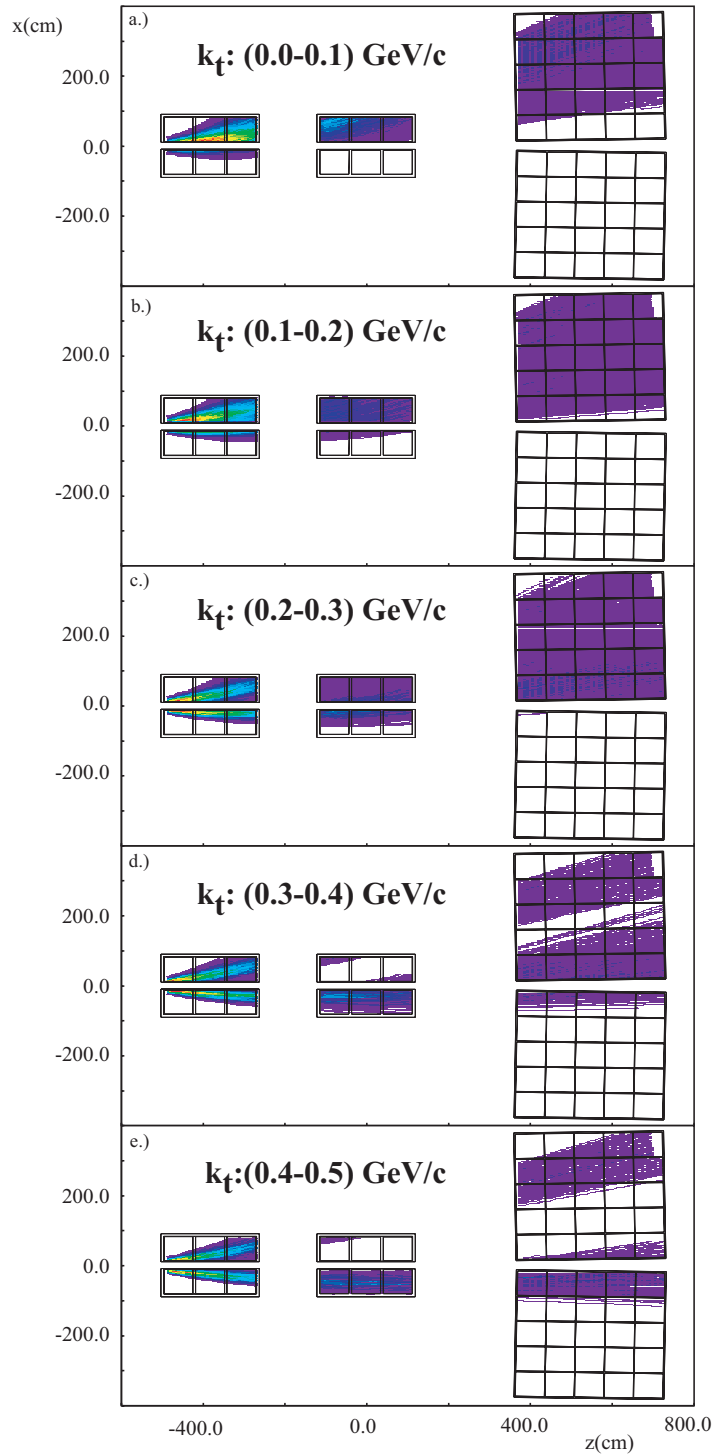
**Abbildung 58:** Event-Display für Spuren in Paaren im Rapiditätsintervall  $Y_{cm} : 0.0 - 0.4$  für unterschiedliche  $k_t$  Intervalle bei 30AGeV Strahlenergie

# 40 AGeV (+)



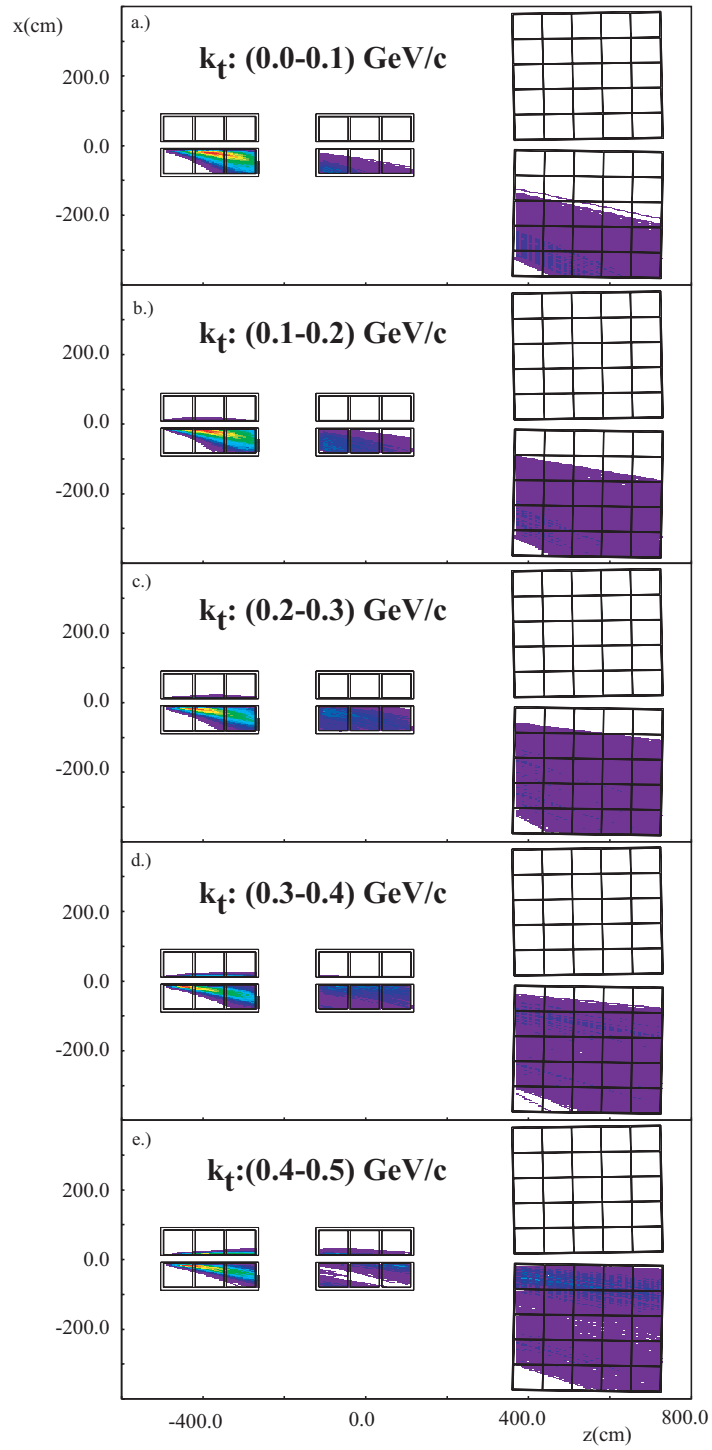
**Abbildung 59:** Event-Display für Spuren in Paaren im Rapiditätsintervall  $Y_{cm} : 0.0 - 0.5$  für unterschiedliche  $k_t$  Intervalle bei 40AGeV Strahlenergie (Magnetfeldkonfiguration 1/4 std+)

# 40 AGeV (-)



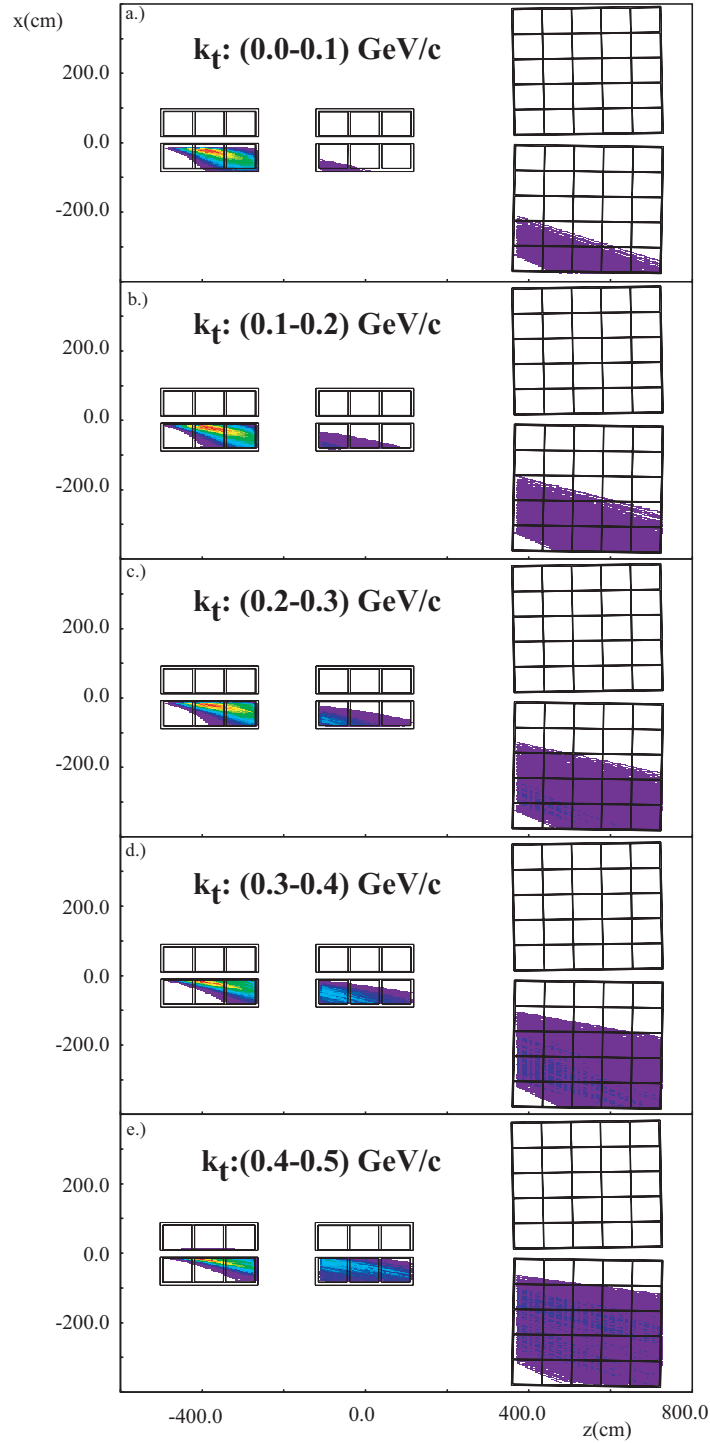
**Abbildung 60:** Event-Display für Spuren in Paaren im Rapiditätsintervall  $Y_{cm} : 0.0 - 0.5$  für unterschiedliche  $k_t$  Intervalle bei 40AGeV Strahlenergie (Magnetfeldkonfiguration 1/4 std-)

# 80 AGeV (+)



**Abbildung 61:** Event-Display für Spuren in Paaren im Rapiditätsintervall  $Y_{cm} : 0.0 - 0.5$  für unterschiedliche  $k_t$  Intervalle bei 80AGeV Strahlenergie

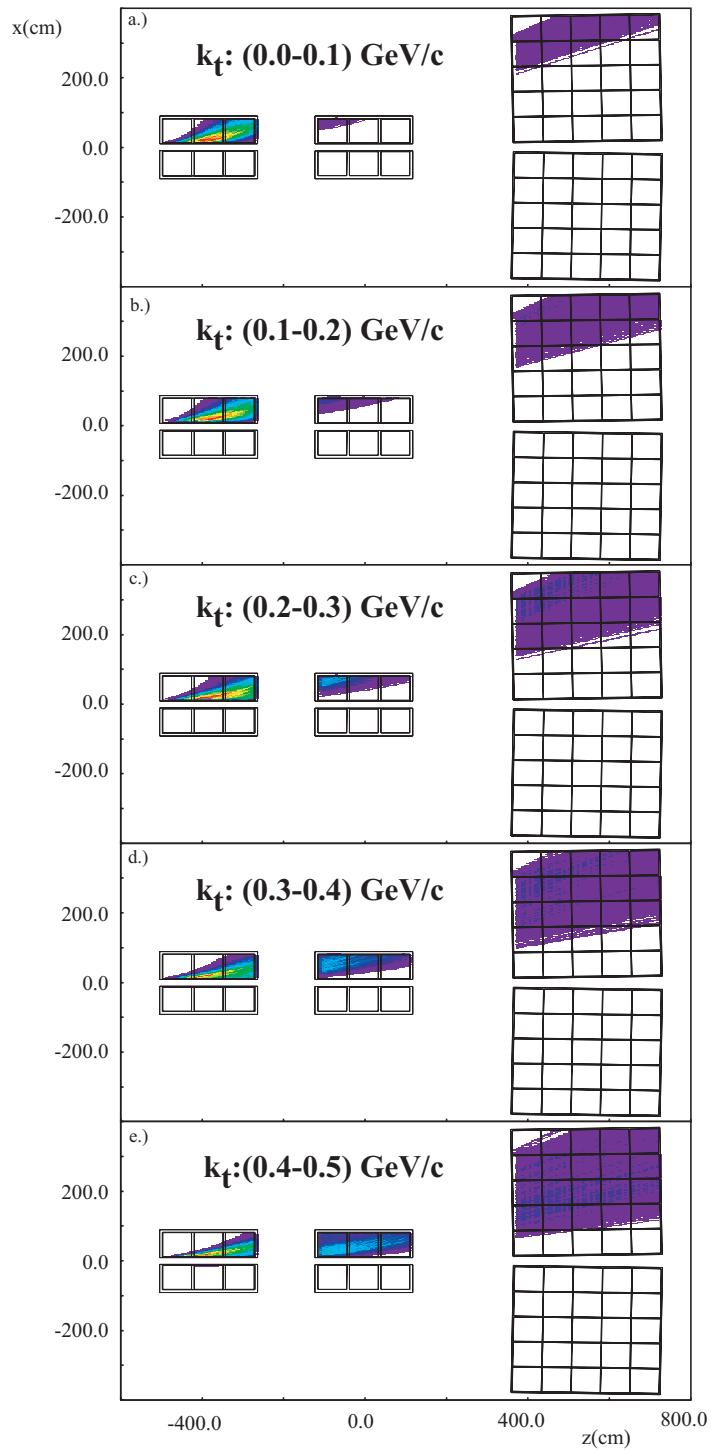
# 158 AGeV (std+)



**Abbildung 62:** Event-Display für Spuren in Paaren im Rapiditätsintervall  $Y_{cm} : 0.0-0.5$  für unterschiedliche  $k_t$  Intervalle bei 158 AGeV Strahlenergie (Magnetfeldkonfiguration std+)



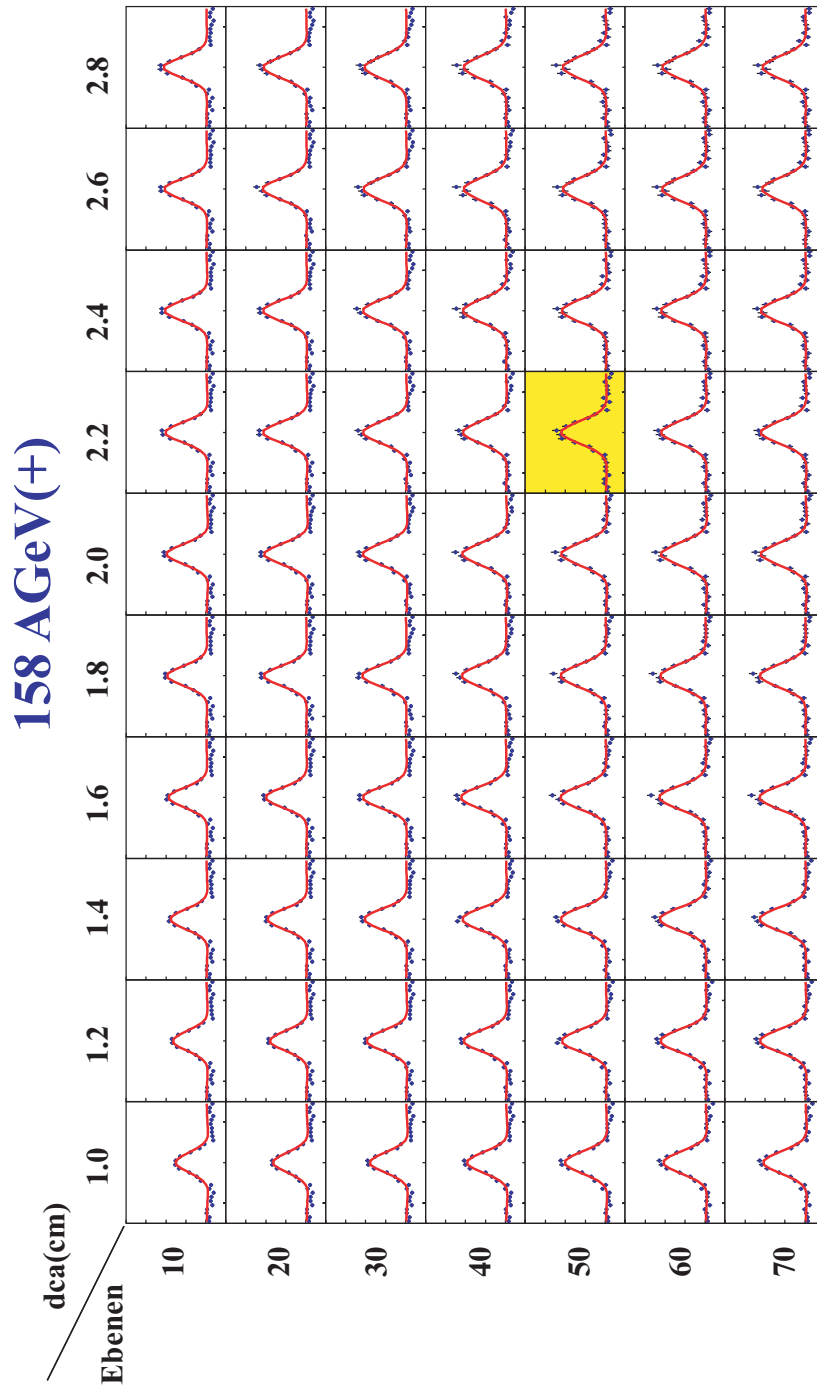
# 158 AGeV (std-)



**Abbildung 63:** Event-Display für Spuren in Paaren im Rapiditätsintervall  $Y_{cm} : 0.0-0.5$  für unterschiedliche  $k_t$  Intervalle bei 158 AGeV Strahlenergie (Magnetfeldkonfiguration std-)

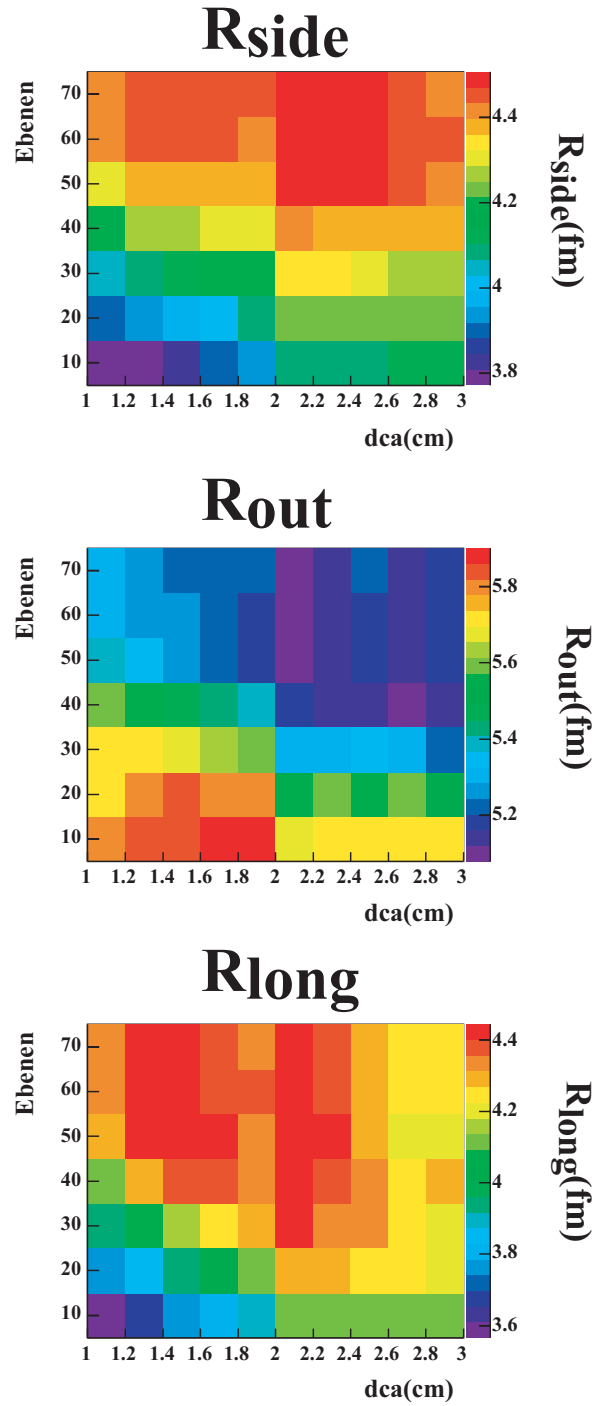
## C Variation des Schnittes auf den Paarabstand

Mit der in Abschnitt 5 erläuterten Methode zur Bestimmung des Schnittes auf den Abstand zweier Spuren wurden die Korrelationsfunktionen unter Variation der Parameter  $dca$  und Anzahl der Ebenen untersucht. Diese Studie wurde für unterschiedliche kinematische Intervalle durchgeführt. In den folgenden Abbildungen sind die Projektionen der Korrelationsfunktionen auf die Impulsdifferenzkomponente  $q_{out}$  sowie die Anpassungsergebnisse für die entsprechenden HBT-Radien  $R_{out}$ ,  $R_{side}$  sowie  $R_{long}$  für die unterschiedlichen Kombinationen der Parameter für das Intervall  $k_t=(0.3-0.4)\text{GeV}/c$  bei midrapidity dargestellt.

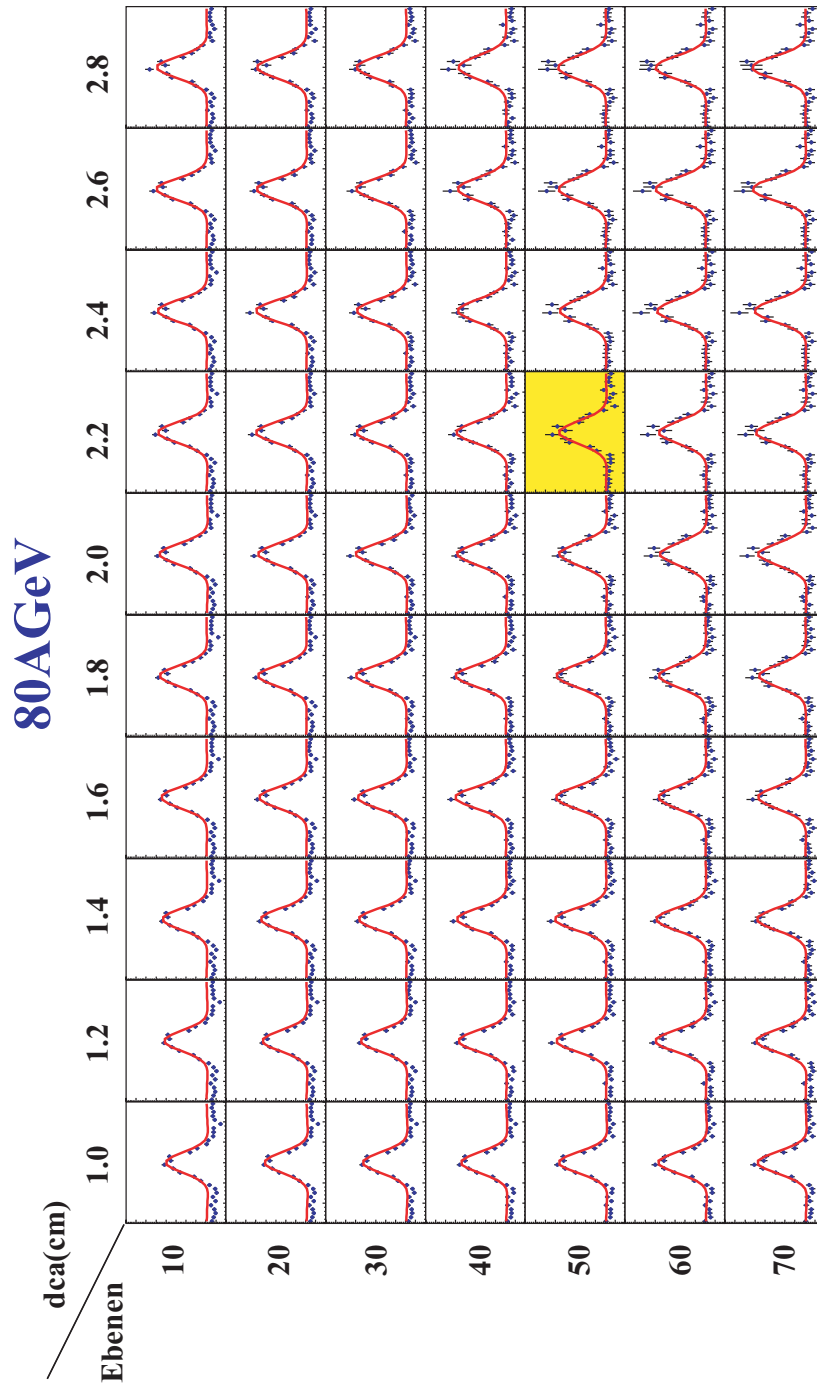


**Abbildung 64:** Projektion der Korrelationsfunktion auf  $q_{out}$  für  $k_t=(0.3-0.4)\text{GeV}/c$  bei 158 AGeV unter Variation des dca und der Anzahl der Ebenen, bei welchen dieser dca überschritten werden muss. Für die Analyse wurde eine Kombination von  $\text{dca}=2.2\text{cm}$  über 50 Ebenen gewählt (gelb)

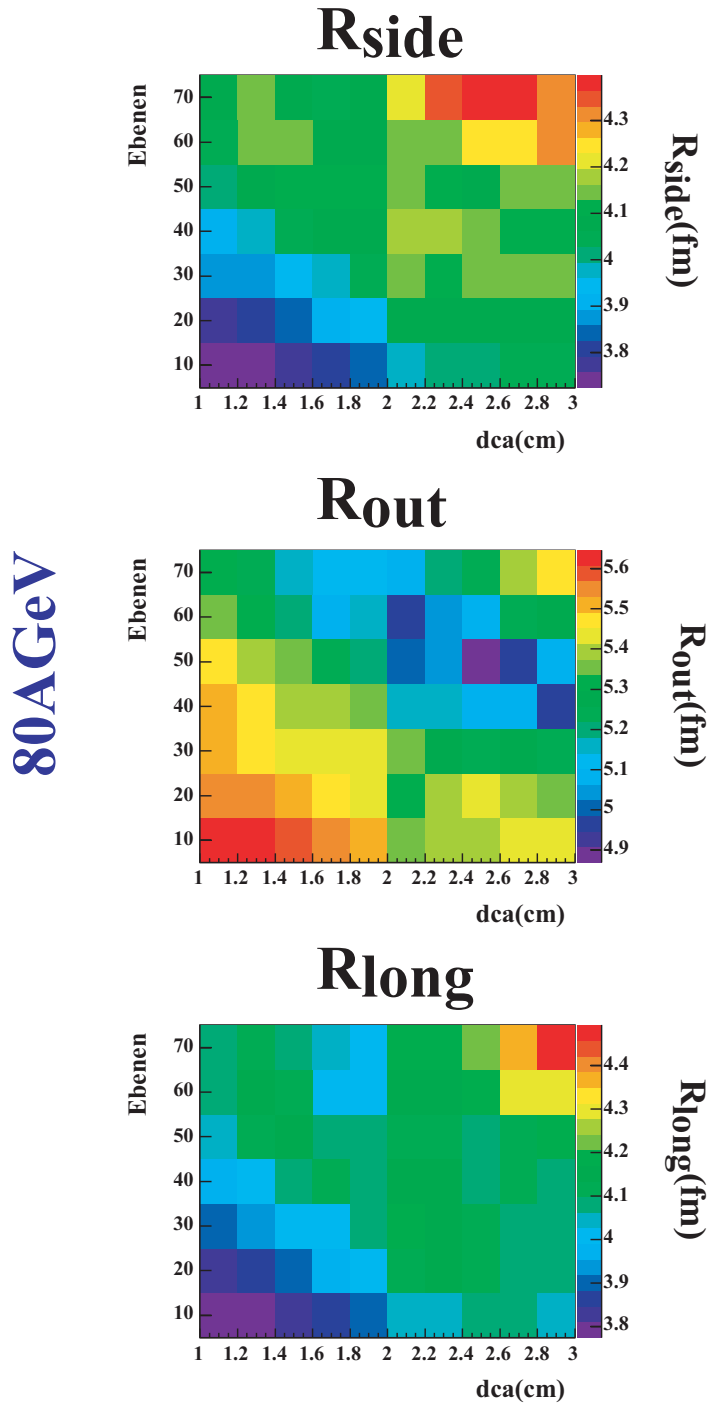
158 AGeV(+)



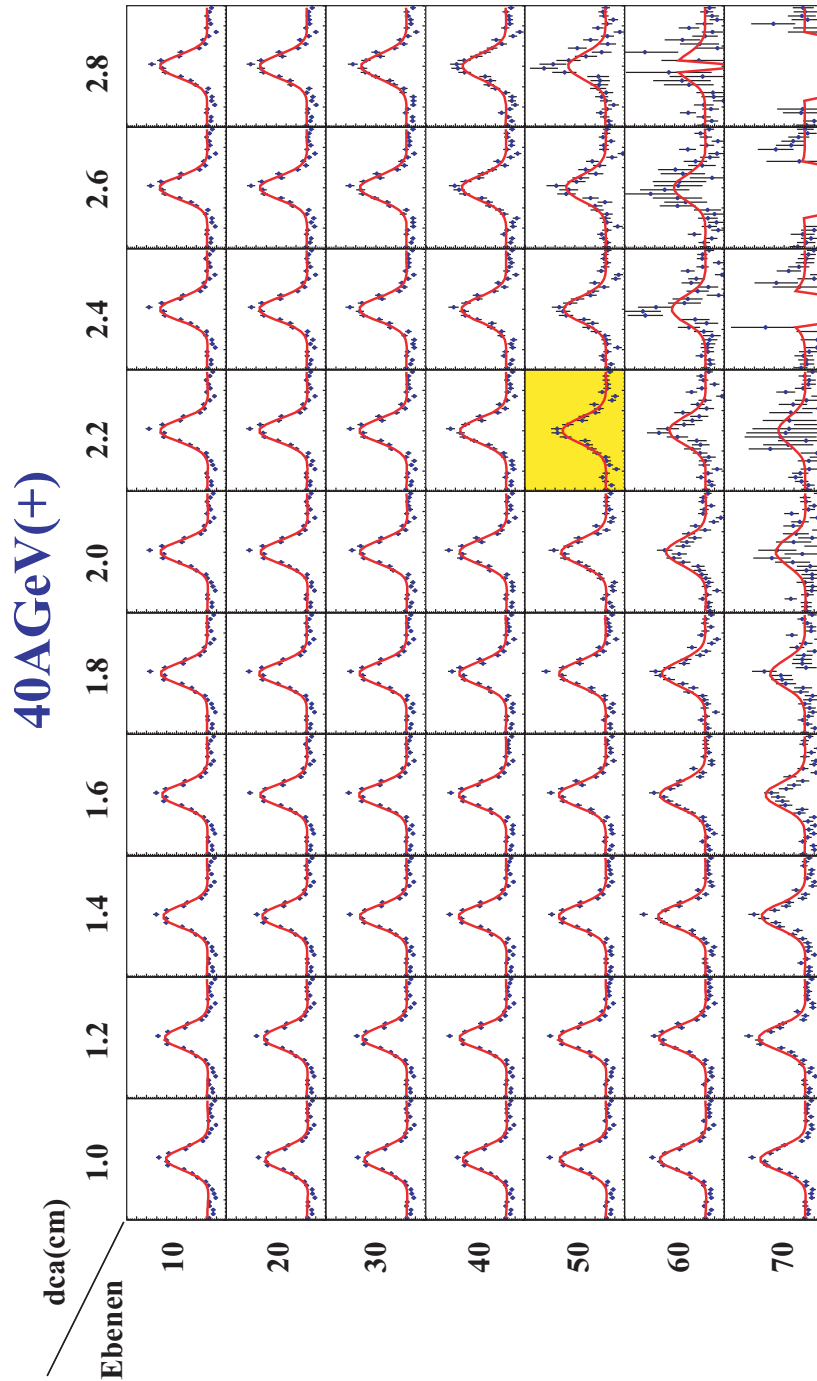
**Abbildung 65:** HBT-Radien für verschiedene Kombinationen von dca und verlangten Ebenen für 158 AGeV im Intervall  $k_t = (0.3 - 0.4) GeV/c$  bei midrapidity (Vgl. entsprechende Projektionen auf  $q_{out}$  in Abb.64)



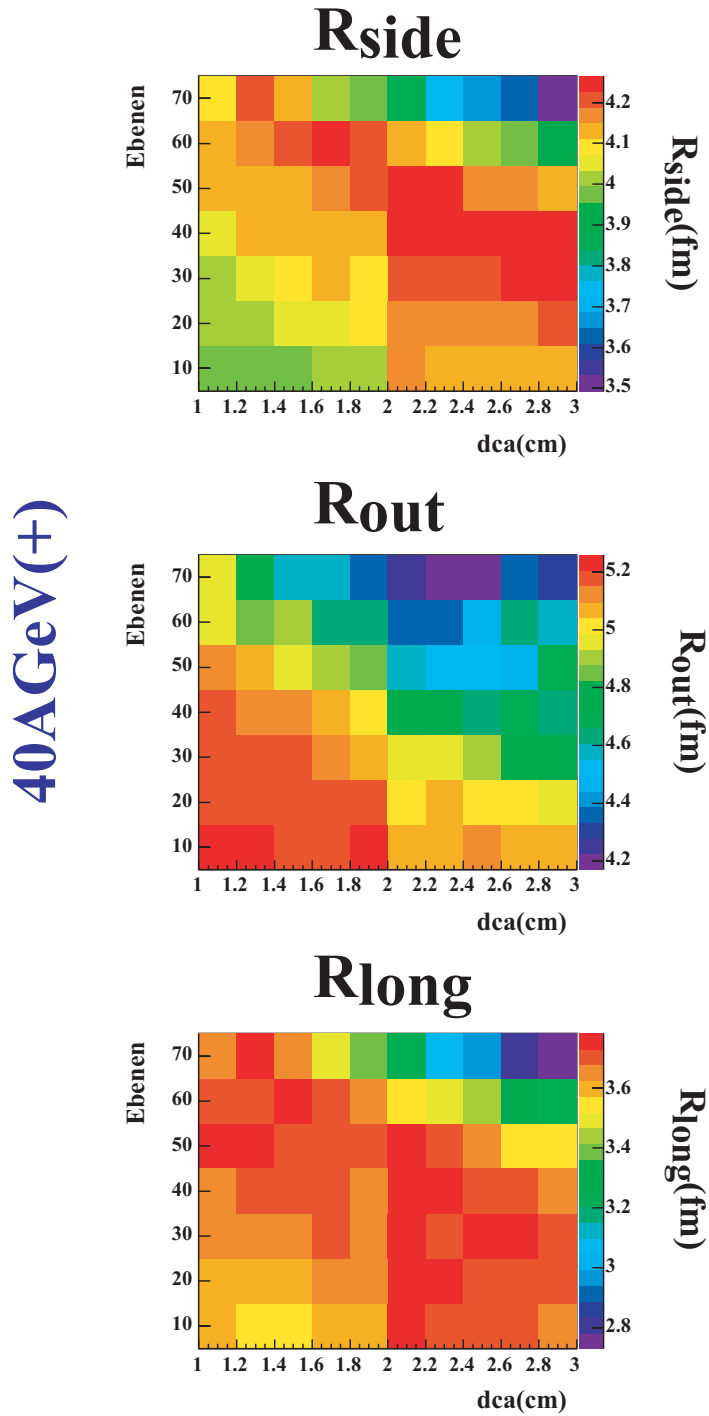
**Abbildung 66:** Projektion der Korrelationsfunktion auf  $q_{out}$  für  $k_t=(0.3-0.4)\text{GeV}/c$  bei  $80\text{AGeV}$  unter Variation des dca und der Anzahl der Ebenen, bei welchen dieser dca überschritten werden muss. Für die Analyse wurde eine Kombination von  $\text{dca}=2.2\text{cm}$  über 50 Ebenen gewählt (gelb)



**Abbildung 67:** HBT-Radien für verschiedene Kombinationen von dca und verlangten Ebenen für 80 AGeV im Intervall  $k_t = (0.3 - 0.4) \text{ GeV}/c$  bei midrapidity (Vgl. entsprechende Projektionen auf  $q_{out}$  in Abb.66)

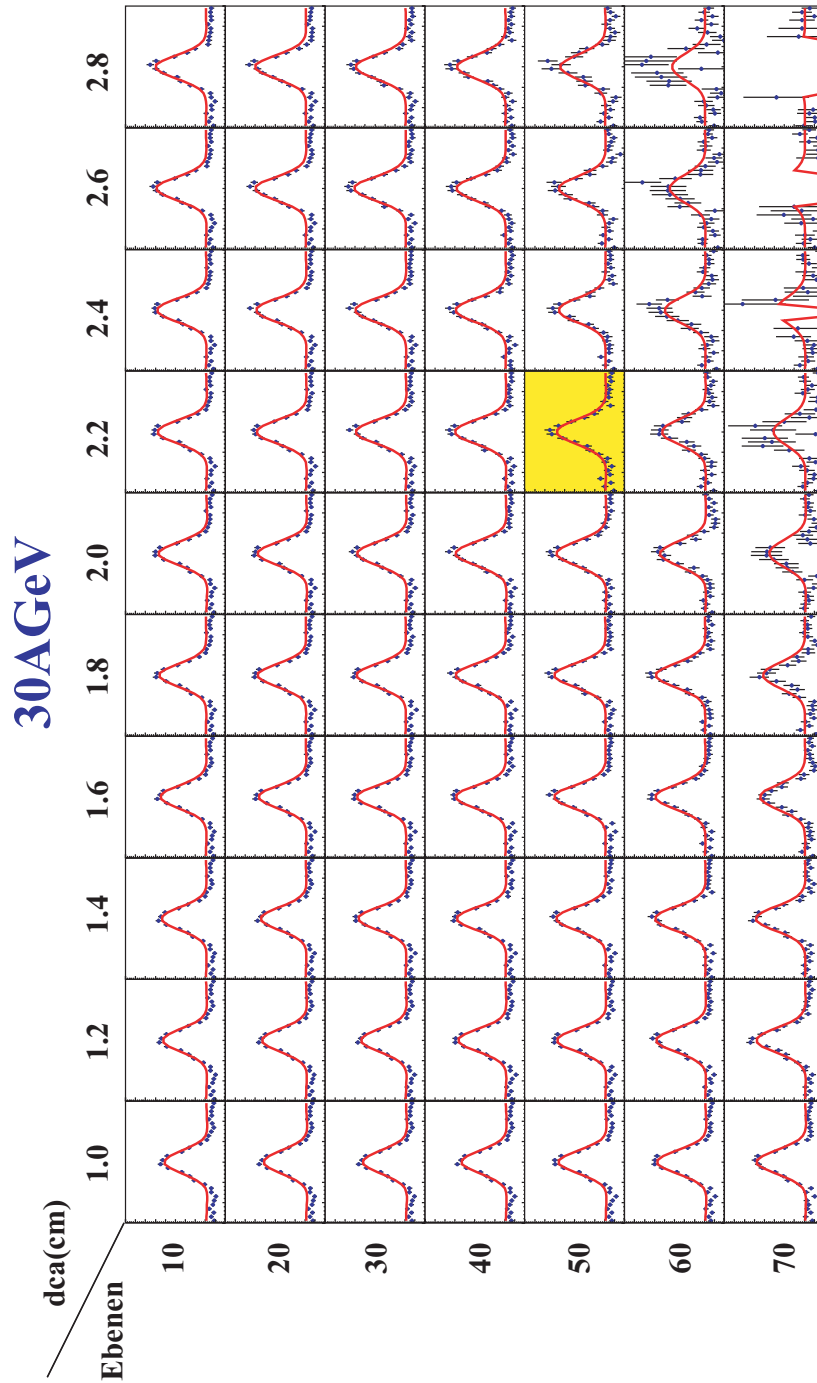


**Abbildung 68:** Projektion der Korrelationsfunktion auf  $q_{out}$  für  $k_t=(0.3-0.4)\text{GeV}/c$  bei  $40\text{AGeV}$  unter Variation des dca und der Anzahl der Ebenen, bei welchen dieser dca überschritten werden muss. Für die Analyse wurde eine Kombination von  $\text{dca}=2.2\text{cm}$  über 50 Ebenen gewählt (gelb)



**Abbildung 69:** HBT-Radien für verschiedene Kombinationen von dca und verlangten Ebenen für 40A GeV im Intervall  $k_t = (0.3 - 0.4) GeV/c$  bei midrapidity (Vgl. entsprechende Projektionen auf  $q_{out}$  in Abb.68)





**Abbildung 70:** Projektion der Korrelationsfunktion auf  $q_{out}$  für  $k_t=(0.3-0.4)\text{GeV}/c$  bei  $30\text{AGeV}$  unter Variation des dca und der Anzahl der Ebenen, bei welchen dieser dca überschritten werden muss. Für die Analyse wurde eine Kombination von  $\text{dca}=2.2\text{cm}$  über 50 Ebenen gewählt (gelb)

30AGeV

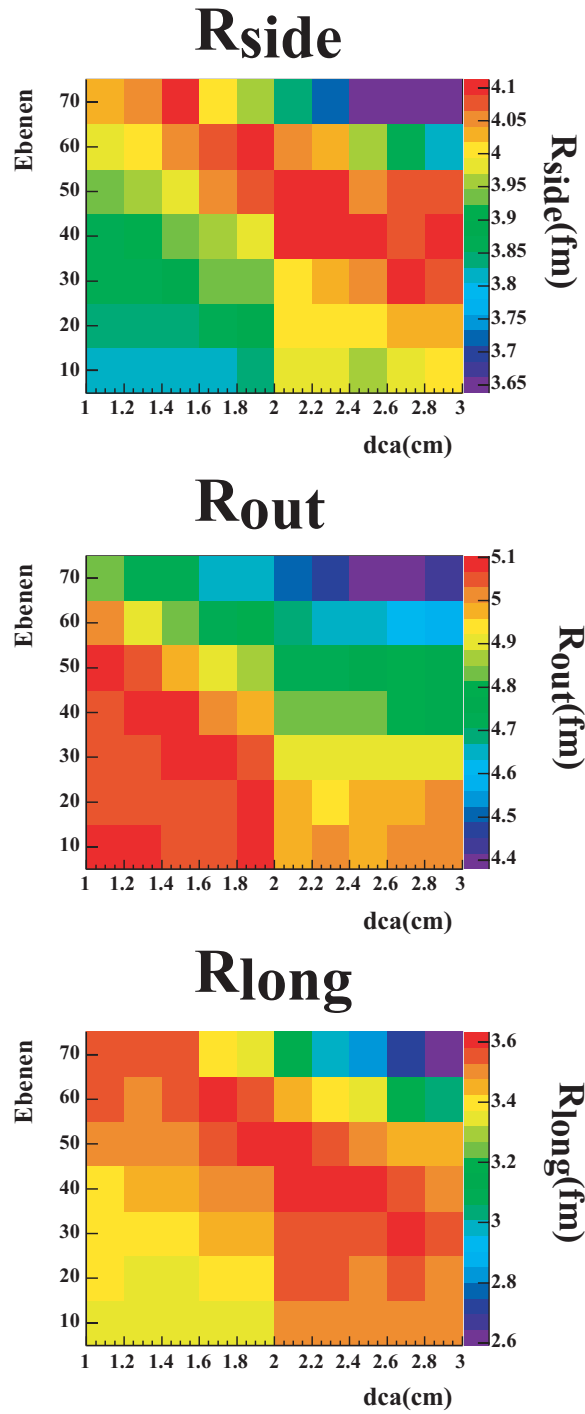
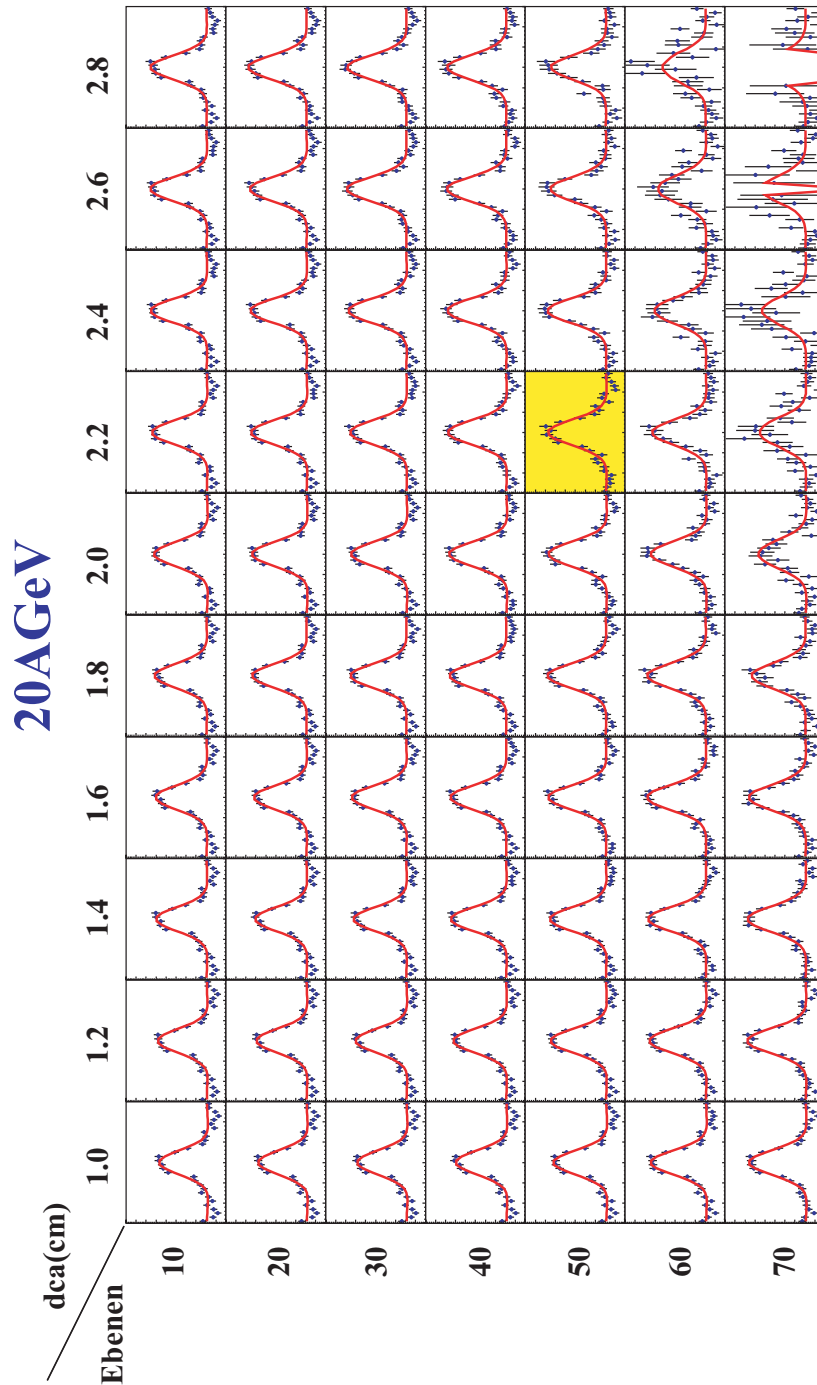
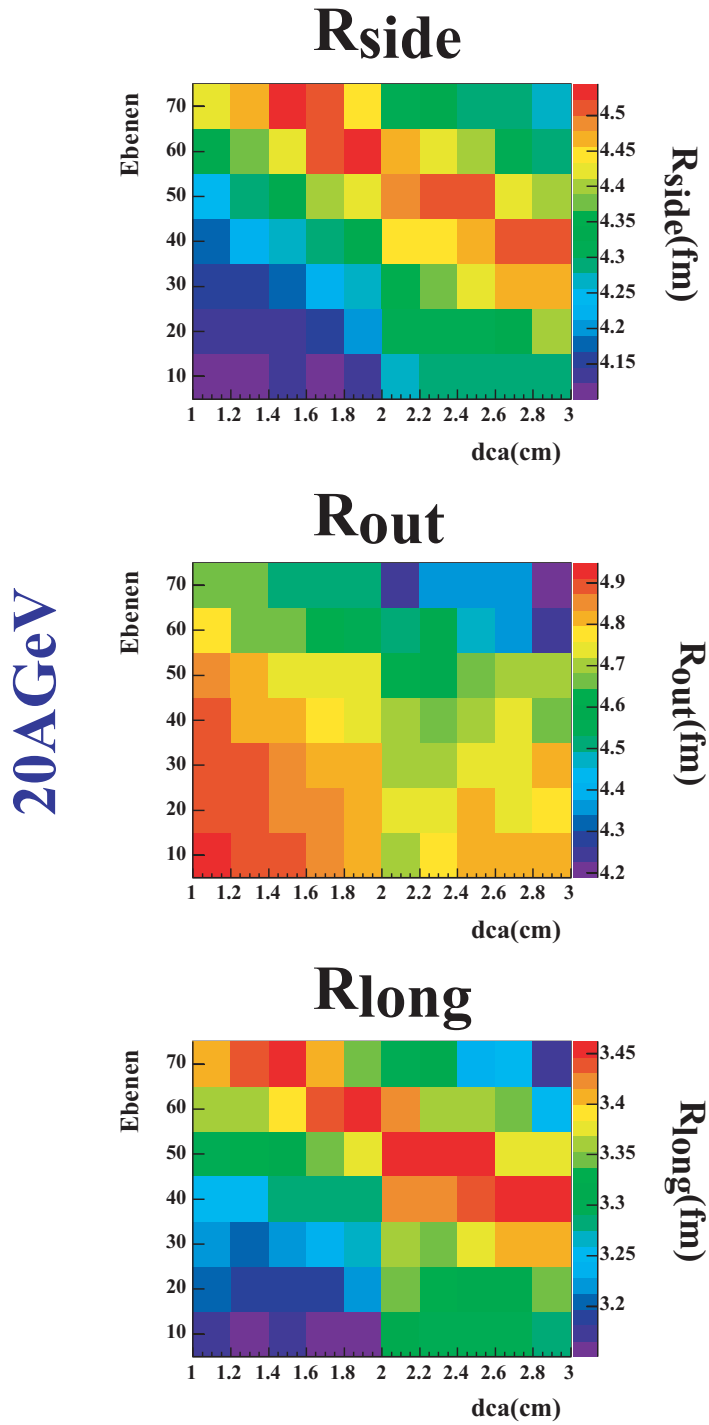


Abbildung 71: HBT-Radien für verschiedene Kombinationen von  $dca$  und verlangten Ebenen für 30AGeV im Intervall  $k_t = (0.3 - 0.4) GeV/c$  bei midrapidity (Vgl. entsprechende Projektionen auf  $q_{out}$  70)



**Abbildung 72:** Projektion der Korrelationsfunktion auf  $q_{out}$  für  $k_t=(0.3-0.4)\text{GeV}/c$  bei  $20\text{AGeV}$  unter Variation des dca und der Anzahl der Ebenen, bei welchen dieser dca überschritten werden muss. Für die Analyse wurde eine Kombination von  $\text{dca}=2.2\text{cm}$  über 50 Ebenen gewählt (gelb)



**Abbildung 73:** HBT-Radien für verschiedene Kombinationen von dca und verlangten Ebenen für 20A GeV im Intervall  $k_t = (0.3 - 0.4) GeV/c$  bei midrapidity (Vgl. entsprechende Projektionen auf  $q_{out}$  in Abb. 72)

## Literatur

- [1] E. Laermann, Nucl.Phys. A610 (1996) 1c
- [2] K. Kajantie et al., Phys.Rev. D34 (1986) 2746
- [3] T. Matsui und H. Satz, Phys.Lett B178 (1986) 416
- [4] M. Gazdzicki und M. Gorenstein, Acta Phys.Polon. B30 (1999) 2705
- [5] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee und A. Pais, Rhys.Rev. 120 (1960) 300
- [6] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, Nature 177 (1956) 27
- [7] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, Nature 178 (1956) 178
- [8] C.-Y. Wong, „Introduction to High Energy Heavy Ion Collisions“, World Scientific (1994)
- [9] S. Chapman und U. Heinz, Phys.Lett. B340 (1994) 250
- [10] S. Pratt, Phys.Rev. D33 (1986) 1314.
- [11] G. F. Bertsch, Nucl.Phys. A498 (1989) 173c-180c.
- [12] L. van Hove, Zeit. f. Physik C27 (1986) 135.
- [13] E. Schnedermann, J. Sollfrank, U. Heinz, Phys.Rev. C48 (1993) 2462
- [14] F. Retriere, M. Lisa, nucl-th/0312024
- [15] J. D. Bjorken, Phys.Rev. D27 140 (1983)
- [16] S. V. Afanasiev et al., Phys.Rev. C66 (2002)
- [17] S. Chapman et al., Nucl.Phys. A590 (1995) 449c-452c
- [18] M. Gyulassy und D.Rischke, Nucl.Phys. A608 (1996) 479
- [19] S. Afanasiev et al., NIM A430 (1999) 210
- [20] C. Markert, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2001)
- [21] D. Irscher, NA49 Note 137 (1997)
- [22] R. Lednický, V.L. Lyuboshitz, Sov.J.Nucl.Phys. 35 (1982) 770

- [23] M. Gyulassy, S.K. Kauffmann, L.W. Wilson, Phys.Rev. C20 (1979) 2267
- [24] Y. Sinyukov et al., Phys.Lett. B 432 (1998) 248
- [25] R. Lednicki, nucl-th/0212089 (2003)
- [26] A. N Makhlin und Y. Sinyukov, Z.Phys. C39 (1988) 69
- [27] S. Chapman, P. Scotto und U. Heinz, Phys.Rev.Lett 74 (1995) 4400
- [28] U. Heinz, B Tomasik, U. Wiedemann und Y.-F. Wu, Phys.Lett. B382 (1996) 181
- [29] D. Adamov et al., Nucl.Phys. A714 (2003) 124-144
- [30] D. Flierl, Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (2002)
- [31] H. Appelshäuser et al., Eur.Phys J. C 2(1998) 661
- [32] T. Anticic, Phys.Rev.Lett. 93 (2004)
- [33] M. Mitrovski, Proc. 20th Winter Workshop on Nuclear Dynamics (2003)
- [34] Volker Friese et al., J.Phys. G30 (2004) 119
- [35] S. Kniege, J.Phys.G: Nucl.Part.Phys. 30 (2004) S1073
- [36] B. Tomasik, U.A. Wiedemann und U. W. Heinz, arXiv:nucl-th/9907096
- [37] S. Chapman, P. Scotto und U. Heinz, Phys.Rev.Lett. 74 (1994) 4400
- [38] S. Chapman, P. Scotto und U. Heinz, Nucl.Phys. A590 (1995) 449
- [39] U. A. Wiedemann, Nucl.Phys. A661 (1999) 65c

# Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Stock für die Aufnahme in die Gruppe und die Schaffung des Umfeldes zum Gelingen dieser Diplomarbeit bedanken. Insbesondere möchte ich mich hier für die vielen Aufenthalte am CERN und die Möglichkeiten zur Teilnahme an verschiedenen Konferenzen bedanken. Dank gilt in diesem Zusammenhang ebenfalls Prof. Dr. Marek Gazdzicki, Prof. Dr. Blume und Prof. Dr. Ströbele für die Unterstützung und die vielen Anregungen zum Thema dieser Arbeit.

Bei Herrn Dr. Peter Seyboth möchte ich mich für die vielen Diskussionen in diversen Telefon-Konferenzen und seine Teilnahme an den Analyse-Treffen bedanken. In diesem Zusammenhang danke ich Herrn Prof. Dr. Appelshäuser für die Bereitstellung der Daten der CERES-Kollaboration, was mir neben einem Haufen Arbeit auch einige Erkenntnis eingebracht hat.

Besonderer Dank gilt Herrn Dr. Dominik Flierl für seine stetige Begleitung im Kampf mit dem Zwei-Spur-Abstand, für die Beantwortung zahlloser Fragen und für die endlosen Diskussionen über alle theoretischen und technischen Aspekte der Analyse.

Bei Werner Amend möchte ich mich für die Aufrechterhaltung und Bereitstellung der technischen Infrastruktur am IKF bedanken. Für die Beantwortung vieler technischer Fragen danke ich Dr. Constantin Loizides, Roland Bramm, Thorsten Kolleger, Peter Dinkelacker und Dr. Boris Wagner. Mein Dank gilt hier ebenfalls Christopher Alt und Michael Mitrovski, der des Weiteren dafür gesorgt hat, dass mein (und sein) ständiger Hunger nach chinesischem Essen gestillt wurde.

Ein besonderer Dank gilt meiner Mutter für die Unterstützung während der Diplomarbeit. Hierfür möchte ich mich ebenfalls bei Sabine Schlacher bedanken.