

Technische Universität München

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK
WERNER-HEISENBERG-INSTITUT

Teilchenproduktion und anisotrope Flußmessungen
in den Vorwärts-Spuredriftkammern
des STAR Experiments

Jörn H. Putschke

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik
der Technischen Universität München zur Erlangung des
akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. Manfred Lindner

Prüfer der Dissertation:

1. Hon.-Prof. Dr. Norbert Schmitz
2. Univ.-Prof. Dr. Reiner Krücken

Die Dissertation wurde am 3. August 2004 bei der
Technischen Universität München eingereicht und durch die
Fakultät für Physik am 19. Oktober 2004 angenommen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Kernmaterie unter extremen Bedingungen	1
1.2	Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas (QGP)	3
2	Experimenteller Aufbau	5
2.1	Der relativistische Schwerionenbeschleuniger (RHIC)	5
2.2	Der STAR-Detektor	6
2.3	Die Vorwärts-Spuredriftkammern (FTPCs)	7
2.3.1	Funktionsweise einer Spuredriftkammer	8
2.3.2	Aufbau der FTPCs	9
3	Kalibration der FTPCs	12
3.1	Ortsrekonstruktion in den FTPCs	13
3.2	Software-Rekonstruktionskette	15
3.3	Laserkalibration	17
3.3.1	Aufbau des Lasersystems	17
3.3.2	Reproduzierbarkeit der Laserspuren	19
3.3.3	Messung des Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofils	21
3.3.4	Messung des Ablenk winkels Ψ_D	25
3.3.5	Messung der Impulsauflösung	26
3.4	Cluster-/Hitfinding	27
3.5	Messung der Startzeitverzögerung t_0 des Datentriggers	31
3.6	Interne und externe Geometrie-Korrekturen	34

3.6.1	Verschiebung der Hochspannungskathode	34
3.6.2	FTPC Fehlausrichtung im globalen STAR-Koordinatensystem	37
3.7	Qualität der kalibrierten Daten	39
3.7.1	Ortsauflösung und Zweispurtrennung	39
3.7.2	Impulsauflösung	41
3.7.3	Spurrekonstruktionseffizienz	42
4	Messung von anisotropem Fluß mit den FTPCs	44
4.1	Definition der Zentralität eines Ereignisses	44
4.2	Definition von anisotropem Fluß	45
4.3	Methoden zur Bestimmung anisotropen Flusses	47
4.3.1	Teilchenkorrelation mit der Reaktionsebene	48
4.3.2	Die <i>Cumulant</i> -Methode	49
4.4	Messung des gerichteten Flusses in den FTPCs	52
4.5	Messung des elliptischen Flusses in den FTPCs	54
4.5.1	Pseudorapiditätsabhängigkeit des elliptischen Flusses	55
4.5.2	Transversalimpulsabhängigkeit des elliptischen Flusses	60
5	Inklusive Teilchenspektren in Au+Au Kollisionen	62
5.1	Pseudorapiditätsverteilung in den FTPCs	63
5.2	Transversalimpulsverteilungen in den FTPCs	66
5.2.1	Korrektur der Transversalimpulsverteilung	66
5.2.2	Transversalimpulsverteilungen und mittlerer Transversalimpuls als Funktion der Zentralität und η	68
5.3	Zusammenfassung der Au+Au Ergebnisse	70
6	Inklusive Teilchenspektren in d+Au Kollisionen	72
6.1	Teilchendichte und Kollisionsasymmetrie	73
6.2	Transversalimpulsverteilung und $\langle p_t \rangle$	79
6.3	Nuklearer Modifikationsfaktor in d+Au Kollisionen	82
6.4	Zusammenfassung der d+Au Ergebnisse	87

7 Zusammenfassung und Ausblick	89
A Anhang	93
A.1 Das STAR-Koordinatensystem	93
A.2 Kinematische Größen	94
A.3 FTPC Detektor Layout	95
A.4 MAGBOLTZ	96
A.4.1 Vergleich der unterschiedlichen MAGBOLTZ Versionen	97
A.5 Stabilität des Gassystems	99
Literaturverzeichnis	100
Abbildungsverzeichnis	110

Kapitel 1

Einleitung

In diesem einführenden Kapitel werden die Grundlagen des allgemein akzeptierten Standardmodells der Elementarteilchenphysik kurz skizziert. Dabei soll der Schwerpunkt darin liegen, die Merkmale eines möglichen neuen Materiezustandes zu charakterisieren, der in Schwerionenkollisionen erzeugt werden kann, des sogenannten Quark-Gluon-Plasmas (QGP). Für vertiefende Literatur, die das Standardmodell und insbesondere die Schwerionenphysik und das Quark-Gluon-Plasma behandelt, sei z. B. auf [\[Won94\]](#) und [\[Let02\]](#) verwiesen.

1.1 Kernmaterie unter extremen Bedingungen

Es ist heute allgemein akzeptiert, daß sich die fundamentalen Kräfte im Rahmen von Eichfeldtheorien beschreiben lassen. Dabei wird die Invarianz der Lagrangedichte unter Eichtransformationen gefordert. Die Forderung der Eichinvarianz¹ erzeugt dann die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Eichfeld. Dieses kann quantisiert werden, so daß die Wechselwirkung durch den Austausch von Teilchen beschrieben wird, den sogenannten Eichbosonen. Die Bedeutung dieses Konzepts wurde durch die Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Kraft zur elektroschwachen Kraft bestärkt.

Die Feldtheorie der starken Kernkraft, die die Wechselwirkung der Quarks beschreibt, basiert auf einer Eichtheorie bezüglich des Farbfreiheitsgrades der Quarks (*rot*, *blau* und *gelb*) und wird deshalb auch als Quantenchromodynamik (QCD) bezeichnet. Die Quanten, d. h. die Träger der starken Wechselwirkung, sind die Gluonen und tragen selber eine Farbladung, so daß - im Gegensatz zu den Photonen, den Trägern der elektromagnetischen Kraft - eine Selbstwechselwirkung stattfinden kann.

Eine weitere Besonderheit der starken Wechselwirkung besteht darin, daß Quarks nie isoliert (im Gegensatz zu Leptonen), sondern stets in gebundenen farbneutralen

¹genauer: Invarianz unter lokalen Eichtransformationen.

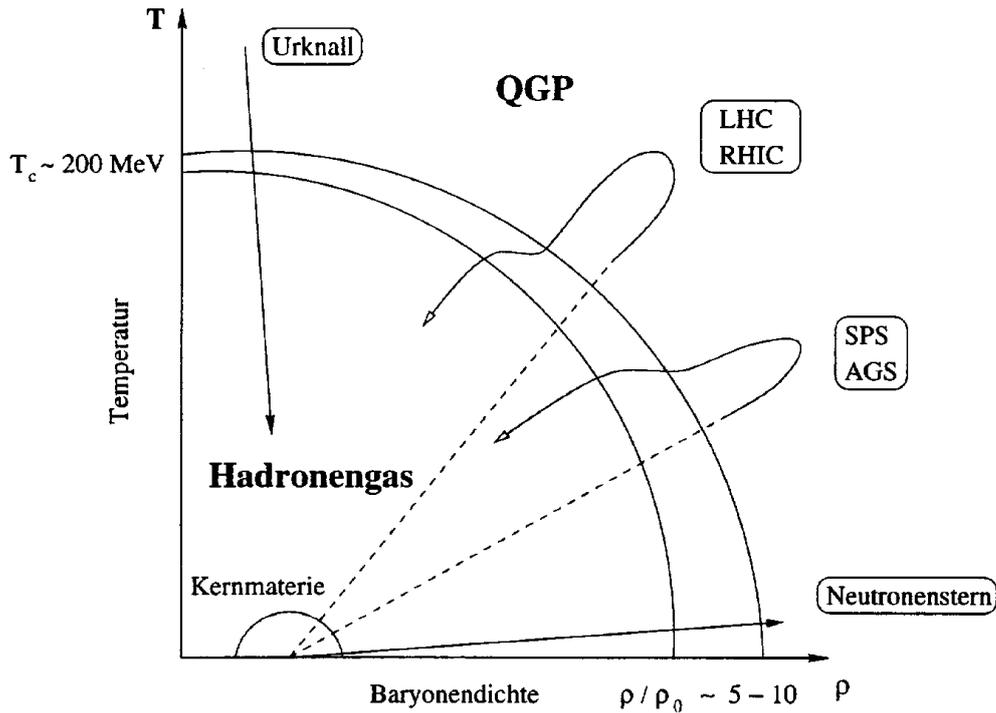


Abbildung 1.1: Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie (nach [Sch93b], ρ_0 entspricht der Baryondichte normaler Kernmaterie).

Zuständen vorliegen (*confinement*), den sogenannten Hadronen. Diese farbneutralen Zustände werden entweder durch ein Quark-Antiquark-Paar ($q\bar{q}$), die Mesonen, oder durch ein Quarktriplett (qqq) mit paarweise verschiedenen Farbzuständen, die Baryonen, realisiert. Ferner ist die Wechselwirkungskonstante der starken Kernkraft abhängig vom Abstand. Sie ist klein bei geringen Wechselwirkungsabständen ($\approx 1 \text{ fm}$), wird jedoch größer bei höheren Abständen. Daraus ergibt sich, daß die QCD nur bei geringen Abständen, d. h. bei hohem Impulsübertrag, störungstheoretisch behandelt werden kann, und nur in diesem Bereich sind die Feldgleichungen der QCD numerisch lösbar. Da ein Großteil der hadronischen Wechselwirkung nicht störungstheoretisch behandelt werden kann, ist man entweder auf phänomenologische Modelle angewiesen, oder man benutzt die Methode der sogenannten Gittereichfeldtheorien. Diese lösen die Feldgleichungen numerisch auf einem quantisierten vierdimensionalen Raum-Zeit-Gitter und extrapolieren dann auf das Kontinuum zurück.

Aus Berechnungen der QCD-Gittereichfeldtheorien läßt sich unter bestimmten Bedingungen (große Energiedichte über eine ausreichend lange Zeitdauer) ein Phasenübergang von hadronischer Materie zu einem neuen Zustand vorhersagen, dem sogenannten Quark-Gluon-Plasma. Dieser Übergang tritt bei einer kritischen Baryondichte ρ_c bzw. bei einer kritischen Temperatur T_c ein (Abb. 1.1), oberhalb dieser können sich die Quarks quasi-frei bewegen (*deconfinement*).

Dabei lassen sich in Abb. 1.1 zwei extreme Fälle ausmachen, die in der Astrophysik von Bedeutung sind. Zum einen wird bei verschwindender Baryondichte und einer kritischen Temperatur von $T_c \sim 170$ MeV ein Phasenübergang zum QGP vorhergesagt; diese Bedingungen wären vergleichbar mit denen kurz nach dem Urknall. Zum anderen erwartet man den Übergang zum QGP bei geringer Temperatur und extrem hoher Baryondichte von der 5–10fachen Dichte normaler Kernmaterie, wie sie in Neutronensternen herrscht.

Experimentell werden solche extrem hohen Dichten bzw. Temperaturen durch Kollision schwerer Kerne bei hohen Schwerpunktsenergien in Beschleunigeranlagen erreicht und der Messung zugänglich gemacht (siehe Kap. 2).

Damit ist das Hauptanliegen der Untersuchung von Schwerionenkollisionen die Suche nach Evidenz für diesen neuen Materiezustand, das Quark-Gluon-Plasma.

1.2 Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas (QGP)

Bevor die Signaturen eines möglichen Quark-Gluon-Plasmas vorgestellt werden, soll kurz der Ablauf einer Kern-Kern-Kollision skizziert werden. Dabei sind im zeitlichen Verlauf Unterschiede zwischen einem Szenario mit und ohne QGP vorhanden (siehe Abb. 1.2). Beschreibt man den Verlauf der Kollision ohne Ausbildung eines QGP, so entsteht nach der Kollision ein Hadronengas, in dem die erzeugten Hadronen stark miteinander wechselwirken und sich möglicherweise ein thermisches Gleichgewicht ausbilden kann. Im Falle eines QGP-Szenarios bildet sich erst eine partonische Phase aus, die sich hauptsächlich longitudinal ausdehnt, bis die Energiedichte soweit abgenommen hat, daß das QGP durch einen Phasenübergang in ein Hadronengas übergehen kann. Beiden Modellen gemeinsam ist das Ausfrieren (*freeze out*) der Teilchen zu einem charakteristischen Zeitpunkt - aufgrund der geringer werdenden Teilchendichte des Hadronengases -, bis schließlich keine Wechselwirkung der Hadronen untereinander mehr stattfinden kann.

Da der frühe Zeitpunkt, in dem sich ein QGP ausbilden könnte, Messungen nicht direkt zugänglich ist, müssen aus dem hadronischen Endzustand Rückschlüsse über den Verlauf der Reaktion und mögliche Anzeichen für eine QGP-Phase gewonnen werden. Eine Anzahl von Signaturen sind vorgeschlagen worden, die insbesondere Auskunft über die Ausbildung eines QGP liefern können. Für eine vollständige Übersicht sei auf [Won94, Let02] verwiesen. Im weiteren werden nur die Signaturen vorgestellt, auf die sich die Messungen im Rahmen dieser Arbeit beziehen.

Durch Vergleich von Kern-Kern-Kollisionen mit Kollisionen leichterer Kerne oder Proton-Proton-Kollisionen (p+p Kollisionen) sollten Unterschiede in den Verteilungen und den Multiplizitäten der in der Kollision entstandenen Teilchen im hadronischen Endzustand zu erkennen sein, falls die Kern-Kern-Kollisionen nicht eine Superposition von p+p Kollisionen darstellen. Als prominentestes Beispiel einer solchen Signatur

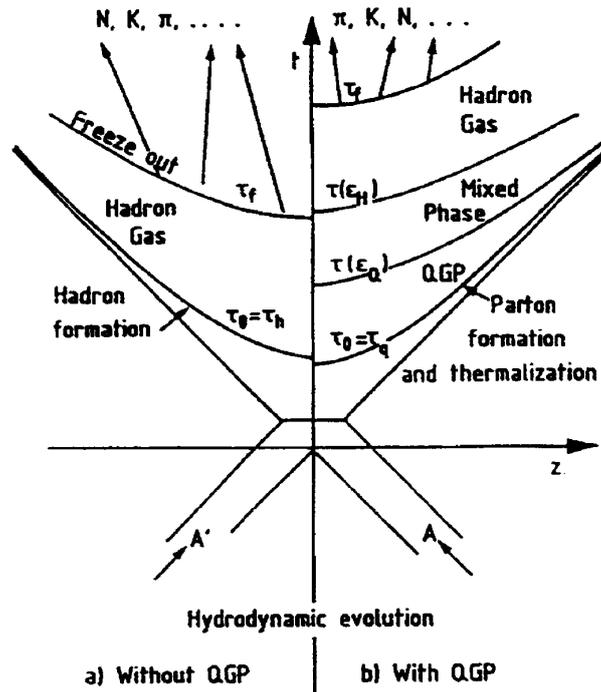


Abbildung 1.2: Raum-Zeit-Diagramm einer Kern-Kern-Kollision (a) ohne QGP (b) mit QGP [Son94].

soll die erhöhte Produktion von $s\bar{s}$ -Paaren in einem QGP erwähnt werden, was sich in einer Anreicherung von strangenes tragenden Hadronen im Endzustand widerspiegelt (*strangeness enhancement* [Raf92]). Insbesondere kann der Einfluß des in einer Schwerionenkollision erzeugten dichten und heißen Materiezustandes (ggf. der Übergang in eine QGP-Phase) beobachtet werden, welcher sich in der Unterdrückung von Teilchen mit hohem transversalen Impuls manifestiert, dem sogenannten *jet-quenching* [Bai00]. Erklärungen durch andere nukleare Effekte ließen sich durch die im Jahre 2003 am RHIC (siehe Kap. 2.1) aufgenommenen Deuteron-Gold-Kollisionen (d+Au Kollisionen) ausschließen (siehe Kap. 6).

Eine weitere Signatur ist die Ausbildung kollektiver Flußphänomene, wobei zwischen longitudinalem, transversalem und anisotropem Fluß unterschieden wird (siehe dazu Kap. 4 und 5). Insbesondere der anisotrope Fluß entsteht zu Beginn einer Schwerionenkollision und „entkoppelt“ vom weiteren Reaktionsgeschehen, so daß damit auch die Messung im hadronischen Endzustand einen Einblick in den Zustand dieser frühen Phase einer Kollision erlaubt [Sor97]. Somit ist die Messung des anisotropen Flusses sensitiv auf den Phasenübergang zum QGP und auf die Zustandsgleichung von Kernmaterie unter diesen extremen Bedingungen [Her99, Rei97, Oll98].

Es bleibt anzumerken, daß die meisten Signaturen auch ohne Phasenübergang in ein QGP erklärt werden können, so daß sich nur aus Messungen aller Observablen ein Gesamtbild ergeben kann, welches als Beweis oder Gegenbeweis für die Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas angesehen werden kann.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

2.1 Der relativistische Schwerionenbeschleuniger (RHIC)

Der relativistische Schwerionenbeschleuniger (*Relativistic Heavy Ion Collider*, RHIC) am Brookhaven National Laboratory (BNL) ist die Endstufe mehrerer hintereinandergeschalteter Beschleunigeranlagen [Har03] (siehe Abb. 2.1).

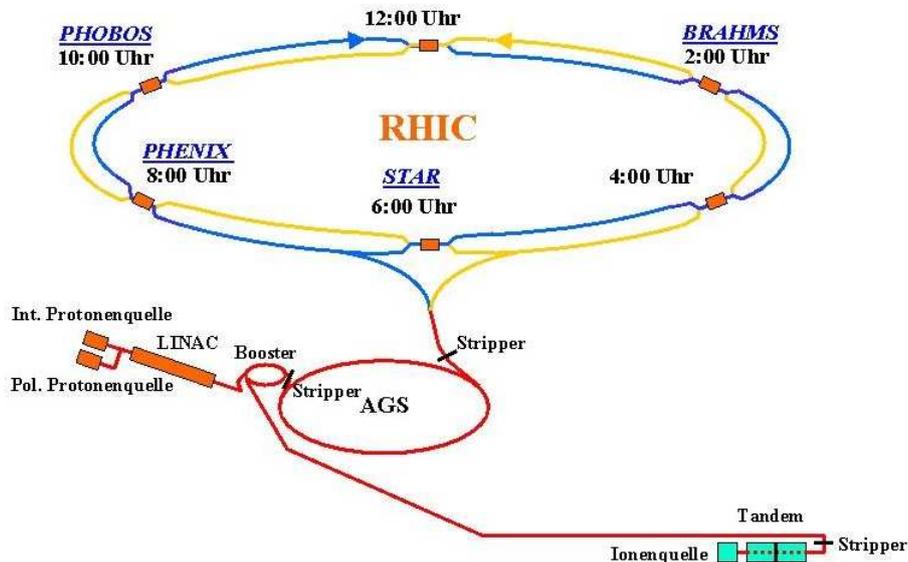


Abbildung 2.1: Der relativistische Schwerionenbeschleuniger RHIC.

Der Beschleuniger, spezifisch konzipiert für ultrarelativistische Schwerionenphysik, ermöglicht die Untersuchung von Gold-Gold Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie pro Nukleonenpaar von maximal $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (entsprechend einer Strahlenergie von je 19,7 TeV pro kollidierendem Goldkern) im Vergleich zum bisherigen Beschleuniger am CERN (SPS) bei einer Schwerpunktsenergie pro Nukleonenpaar von

$\sqrt{s_{NN}} = 17,4$ GeV. Durch die um eine Größenordnung höhere Schwerpunktsenergie am RHIC sollte sich der in der Kollision erzeugte Feuerball, bei Ausbildung einer QGP-Phase (siehe Kap. 1), länger in dieser befinden als bei niedrigeren Energien. Dies würde die Wahrscheinlichkeit für das Erreichen eines Gleichgewichts erhöhen und eine genauere Untersuchung der Eigenschaften eines möglichen Quark-Gluon-Plasmas erlauben.

Nach mehreren Stufen der Ionisierung und Beschleunigung der Goldatome werden diese vollständig (79fach positiv) ionisierten Atomkerne mit einer Energie von 9 GeV pro Nukleon in den Beschleuniger RHIC injiziert. Insgesamt werden die beiden 3,8 km langen und sich 6fach überkreuzenden RHIC-Ringe mit jeweils 60 dieser Goldionen-Pakete befüllt und innerhalb von 60 s auf die maximale Energie beschleunigt.

Außer Schwerionen können auch leichte Kerne und Protonen in die RHIC-Ringe injiziert werden. Zur Erforschung der Spinstruktur des Protons steht zudem eine Quelle für polarisierte Protonen zur Verfügung. Ferner können aufgrund der Unabhängigkeit der beiden RHIC-Ringe auch asymmetrische Kollisionen wie z. B. Deuteron-Gold Kollisionen untersucht werden.

An 4 der 6 Kollisionenpunkten der beiden gegenläufigen Strahlen befinden sich Detektoren zum Nachweis der Reaktionsprodukte: BRAHMS [AAA+03b], PHENIX [AAA+03c], PHOBOS [BBB+03] und STAR (siehe Abb. 2.1 und Kap. 2.2).

2.2 Der STAR-Detektor

Das STAR (*Solenoidal Tracker at RHIC*; [AAA+03a]) Experiment besteht aus mehreren unterschiedliche Aufgaben erfüllenden oder sich in der Akzeptanz ergänzenden Einzeldetektoren, deren zentrale Komponente eine großvolumige Spurendriftkammer (*Time Projection Chamber*, TPC) mit einer Länge von 4,2 m und einem Außendurchmesser von 4,0 m bildet (siehe Abb. 2.2) [ABB+03c]. Zur Definition des (globalen) STAR-Koordinatensystems sei auf Anhang A.1 verwiesen. Die verwendeten physikalischen Größen sind in Anhang A.2 beschrieben. Die zylindrische (Haupt/Main)-TPC deckt den Akzeptanzbereich in der Pseudorapidität von $|\eta| < 2$ ab, allerdings werden nur Spuren bis zu $|\eta| = 1.5$ rekonstruiert (zur allgemeinen Funktionsweise einer Spurendriftkammer siehe Kap. 2.3).

Ferner ist die TPC von einer Magnetspule umgeben, die ein im wesentlichen homogenes Magnetfeld von bis zu 0,5 T Stärke parallel zur Strahlachse (z) erzeugen kann. Aufgrund der an die geladenen Teilchen angreifenden magnetischen Kräfte werden die Teilchenspuren innerhalb des magnetischen Feldes gekrümmt und aus der Spürkrümmung ρ läßt sich dann der Impuls p eines Teilchens mit der Ladung q über die Beziehung $\frac{B}{\rho} = \frac{p}{q}$ bestimmen.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt jedoch auf der Kalibration und Datenanalyse eines Teildetektors des STAR Experiments, den Vorwärts-Spurendriftkammern (FTPCs) (siehe Abb. 2.2, 2.4 und Kap. 2.3). Da diese Detektoren im wesentlichen unabhängig

betrieben werden können, sei für weitere detaillierte und vertiefende Informationen zu dem STAR-Detektor auf [AAA+03a] verwiesen.

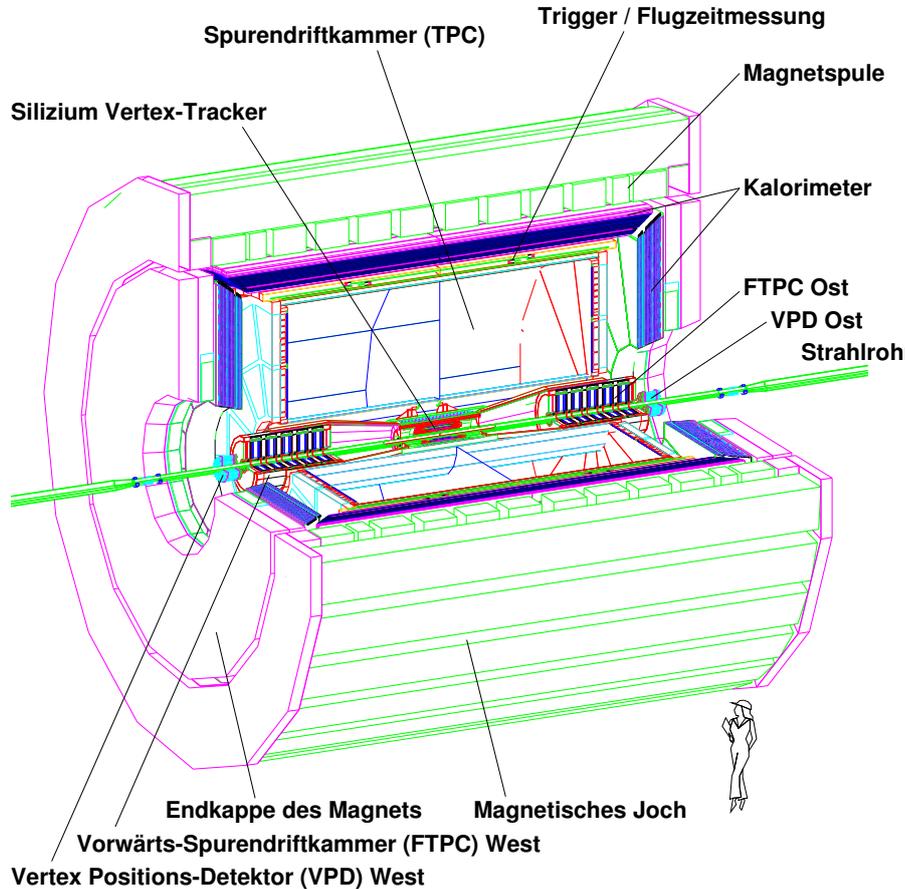


Abbildung 2.2: Aufbau des STAR-Detektors. In der Abbildung sind die wichtigsten Bestandteile des STAR-Detektors bezeichnet, um einen Eindruck des Experiments zu vermitteln. Details zu anderen Komponenten des STAR-Detektors sind in [AAA+03a] zu finden.

2.3 Die Vorwärts-Spuredriftkammern (FTPCs)

Die Vorwärts-Spuredriftkammern (*Forward Time Projection Chambers*, FTPCs), entwickelt und gefertigt am Max-Planck-Institut für Physik in München, erweitern die Akzeptanz des STAR-Detektors um den Pseudorapiditätsbereich $2,5 < |\eta| < 4,0$ (siehe Kap. 2.2). Aufgrund dessen befinden sich die FTPCs in einem Bereich hoher Spurdichte mit einer zum Strahlrohr hin zunehmenden Ausleuchtung der Kammern (siehe Abb. 3.12). Um eine möglichst vollständige Rekonstruktion der in einer Schwerionenkollision erzeugten Teilchen gewährleisten zu können, müssen Teilchenspuren bis zu 1 mm Abstand voneinander aufgelöst werden. Für eine hohe Impulsauflösung sollte eine Ortsauflösung σ_x besser als $150 \mu\text{m}$ erreicht werden. In konventionellen zylindrischen TPCs ist das elektrische Driftfeld parallel zur Zylinderachse ausgerichtet, so

daß die Spuren auf die Endkappen des Zylinders projiziert werden. Für die zylindrischen FTPCs ist aufgrund der kleinen Spurrinkel ($2, 0^\circ < \theta < 9, 3^\circ$) gegenüber der Strahlachse eine Projektion auf die Endkappen nicht sinnvoll, da die Spuren auf eine zu kleine Auslesefläche abgebildet würden. Somit wäre die erforderliche Granularität technisch nicht realisierbar und die Diffusion der Ladungswolken würde die geforderte Zweispurtrennung verhindern.

Daher wurde für die Vorwärts-Spuredriftkammern ein neues Detektorkonzept entwickelt [Bie98, Sch99, ABB⁺03b], in dem die Elektronen *radial*, im wesentlichen senkrecht zur Spurrichtung, driften und somit auf dem Zylindermantel des Detektors abgebildet werden. Dieser zunächst nur geometriebedingte Driftfeldverlauf führt bei Verwendung eines geeigneten Gasgemisches mit geringer Diffusion (z. B. 50 % Argon und 50 % Kohlendioxid) zu einer verbesserten Zweispurtrennung gegenüber TPCs mit homogenem Driftfeld. Ursache ist das Überwiegen der azimuthalen Separation zweier Ladungswolken bei der Drift im radialen Feld gegenüber der durch Diffusion hervorgerufenen Verbreiterung der Ladungswolken [Kon97, Mar98].

2.3.1 Funktionsweise einer Spuredriftkammer

Mit Hilfe von Spuredriftkammern (*Time Projection Chambers*, TPCs) können die in einer Reaktion erzeugten geladenen Teilchen aufgrund ihres Energieverlustes beim Durchgang durch Materie dreidimensional vermessen werden. Passieren nun geladene Teilchen die gasgefüllten Kammern einer TPC, so ionisieren sie entlang ihrer Flugstrecke das Gas (siehe Abb. 2.3). Durch Anlegen eines elektrischen Feldes werden die Elektronen räumlich von den Ionenrümpfen getrennt und driften entlang der elektrischen Feldlinien bis zur Verstärkungsdrahtebene. Durch die dort auf hohem positiven Potenzial liegenden Drähte werden die Elektronen beschleunigt und können durch die damit gewonnene Energie das Kammergas weiter ionisieren. Dadurch entsteht eine zur angelegten Verstärkungsspannung proportionale große Zahl von Elektronen-Ionen-Paaren. Nach dieser lawinenartigen Drahtverstärkung kann das durch die Ionenrümpfe induzierte elektronische Signal auf der in metallische Segmente (Pads) unterteilten Ausleseebene gemessen werden.

Durch die 2-dimensionale Anordnung der Pads in der Ausleseebene kann das gemessene Signal in zwei Raumkoordinaten übersetzt werden. Die dritte Raumkoordinate kann aus der Driftzeit der Elektronen T_{drift} bestimmt werden, die bei einem homogenen elektrischen Driftfeld und damit konstanter Driftgeschwindigkeit v_{drift} linear zum Abstand s zur Ausleseebene ist:

$$s = v_{drift} T_{drift} \quad (2.1)$$

Um neben der Orts- auch die Impulsmessung geladener Teilchen zu ermöglichen, befinden sich TPCs üblicherweise in einem homogenen magnetischen Feld, das parallel zum Driftfeld ausgerichtet ist, so daß die durch die Lorentzkraft hervorgerufenen Verzerrungen des Driftweges minimiert werden.

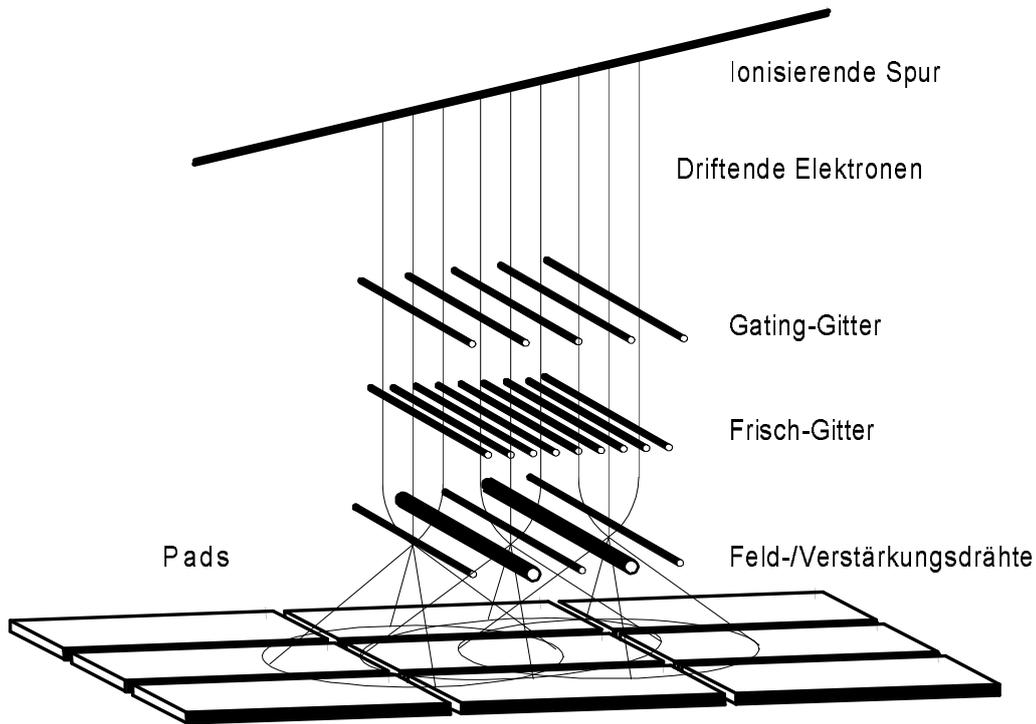


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Prinzips einer Spuredriftkammer. Ein ionisierendes Teilchen erzeugt entlang seiner Trajektorie Elektronen-Ionen-Paare. Die Elektronen driften in Richtung der Ausleseebene und werden dort von den Verstärkungsdrähten beschleunigt. Das Signal der nach der lawinenartigen Verstärkung und dem Abfluß der Elektronen zurückbleibenden Ionenrumpfe wird in der segmentierten Ausleseebene nachgewiesen. Das Gating-Gitter verhindert eine positive Raumladung im Kammergas durch zurückdriftende Ionenrumpfe.

2.3.2 Aufbau der FTPCs

Im Unterschied zu dem in Kap. 2.3.1 vorgestellten konventionellen Konzept einer Spuredriftkammer mit homogenem Driftfeld, driften die Ladungswolken in den FTPCs radial nach außen. Das vorhandene STAR-Magnetfeld steht senkrecht auf dem inhomogenen, radialen Driftfeld und erzeugt aufgrund der an die Elektronen angreifenden Lorentzkraft eine zusätzliche azimuthale Komponente der Driftrichtung (Lorentzwinkel). Deshalb können die wahren Raumpunktpositionen nicht einfach durch die 2-dimensionale geometrische Unterteilung der Padebene und den linearen Zusammenhang zur Driftzeit (siehe Gl. 2.1) rekonstruiert werden, sondern müssen mit Hilfe umfangreicher Korrekturen berechnet werden (siehe Kap. 3.1).

Eine Minimierung der azimuthalen magnetischen Ablenkung ($\vec{E} \times \vec{B}$ -Effekt) und eine gute Zweispurtrennung aufgrund einer geringen Diffusion wurde durch die Verwendung

eines Kammergasgemisches von Argon (Ar) und Kohlendioxid (CO₂) im Verhältnis 50:50 erreicht [BEF⁺97]. Bei der verwendeten Driftspannung von $V_c = 10$ kV und der relativ langsamen Driftgeschwindigkeit $v_d = 0,2 - 1.6$ cm/ μ s ist der Lorentzwinkel über die gesamte Driftstrecke von ungefähr 23 cm mit $\Phi_L \approx 4^\circ$ (siehe Tabelle 2.1) nahezu konstant und führt zu einer maximalen azimuthalen Abweichung Ψ_L der Ladungswolke von weniger als 7° [Mar98].

Um den durch die Benutzung eines radialen Driftfeldes entstehenden Problemen auch mechanisch gerecht zu werden und weitere Korrekturen zu minimieren, wurden gebogene Auslesekkammern entwickelt, die dem radialen Feldverlauf bestmöglichst Rechnung tragen [ABB⁺03b].

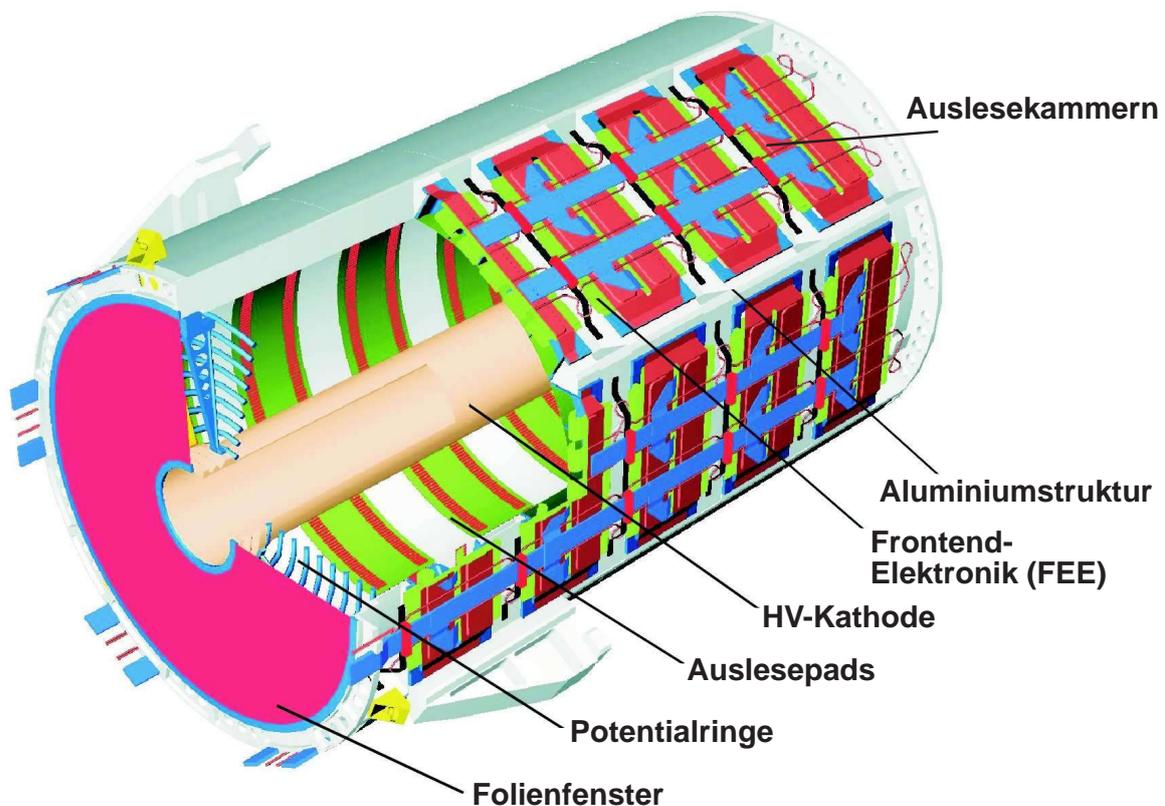


Abbildung 2.4: Aufbau einer Vorwärts-Spurendriftkammer (FTPC).

Wie in Abb. 2.4 erkennbar, besteht jede der beiden FTPCs aus einer 120 cm langen aus Aluminium gefertigten Trägerstruktur. Diese sind in einer Entfernung von $150 \text{ cm} \leq |z| \leq 270 \text{ cm}$ zentrisch um die Strahlachse innerhalb des STAR-Detektors montiert (siehe Abb. 2.2). Die Hochspannungskathode begrenzt den Feldkäfig zu kleinen und das Frisch-Gitter zu großen Radien, während der Feldkäfig in z -Richtung durch die Potentialringe abgeschlossen wird. Die Aluminiumstruktur besitzt azimuthal 6 und in

PARAMETER	WERT
Konfiguration	
# TPCs	2
Padreihen pro TPC	10
Sektoren pro Padreihe	6
Pads pro Sektor	2×160
Sensitives Volumen	
Innerer Radius	7,73 cm
Äußerer Radius	30,05 cm
Kammerlänge	120,0 cm ($150 \text{ cm} \leq z \leq 270 \text{ cm}$)
Akzeptanz	$2,5 < \eta < 4,0$ ($2,0^\circ < \theta < 9,3^\circ$)
Feldkäfig	
Driftspannung	10 – 15 kV
Elektrisches Driftfeld	240 – 1400 V/cm (radial)
Magnetfeld	0,5 T
Gas	
Gasmischung	Ar(50%)-CO ₂ (50%)
Driftgeschwindigkeit	0,3 – 2,0 cm/ μ s
Trans. Diffusion D_T	100 –130 μ m/ $\sqrt{\text{cm}}$
Long. Diffusion D_L	100 –130 μ m/ $\sqrt{\text{cm}}$
Lorentzwinkel	4° (bei 0,5 T)
Gasverstärkung	$\sim 1 - 2 \times 10^3$
Auslese	
# Pads	19200
Zeitintervalle pro Pad	256
Padabstand	1,9 mm
Padlänge	20 mm
Anodendraht–Pad Abstand	1,5 mm
Shaperzeit (FWHM)	350 ns
SCA Zeitintervall (Größe)	217,135 ns
ADC (dynamischer Bereich)	10 bits

Tabelle 2.1: FTPC Parameter.

z -Richtung 5 gebogene Ausleseammern mit jeweils zwei Pad-Reihen, bestehend aus 160 Pads, so daß eine Teilchenspur mit maximal 10 Stützstellen vermessen werden kann. Auf der Rückseite jeder Ausleseammer (Sektor) sitzen jeweils 5 IC-Karten, wovon jede die Signale von 64 Pads parallel verstärkt und digitalisiert. Flachbandkabel leiten die ADC-Signale zu den Auslesearten (*Readout-Boards*), die am Ende der FTPCs, vom Kollisionspunkt aus gesehen, angebracht sind. Diese bündeln die Daten und schicken sie schließlich per Glasfaserkabel an die *Receiver*-Karten im Datenerfassungs(DAQ)-Raum.

Für weitere Details der Elektronik und mechanischen Konstruktion sei auf die in diesem Kapitel erwähnte Literatur und [Old02a] verwiesen. Eine Übersicht aller wichtigen FTPC Parameter ist in Tabelle 2.1 zusammengestellt.

Kapitel 3

Kalibration der FTPCs

Das in Kap. 2.3 vorgestellte neuartige Detektorkonzept für die FTPCs, mit einem radialen Driftfeld anstelle des konventionell benutzten homogenen Feldes, ermöglicht eine verbesserte Zweispurauflösung und ist für die konstruktionsbedingten Rahmenbedingungen im STAR-Detektor die sinnvollste, technisch realisierbare Lösung. Allerdings stellt dieses Konzept hohe Anforderungen an die Kalibration der Daten. Aufgrund der Inhomogenität des Driftfeldes und der zusätzlichen azimuthalen Verzerrung des Driftweges durch das senkrecht zum Driftweg der Elektronen stehende magnetische Feld, sind umfangreiche Korrekturen abhängig von r , ϕ und z nötig, um aus der ausgelesenen Driftzeit und der Padposition die Raumposition (x,y) eines Punktes auf der erzeugten Teilchenspur rekonstruieren zu können (siehe Kap. 3.1).

Eine genaue Kenntnis der vom Radius abhängigen Driftgeschwindigkeit und des Lorentzwinkels sind nötig, um eine hohe Ortsauflösung zu gewährleisten. Eine Überprüfung des Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofils (siehe Anhang A.4) wurde mit Hilfe des Laserkalibration-Systems der FTPCs vorgenommen (siehe Kap. 3.3).

Besondere Anforderungen werden aufgrund der hohen Teilchendichte in zentralen Au+Au Kollisionen an den *Cluster-* und *Trackfinder* gestellt; eine allgemeine Übersicht der FTPC Software-Rekonstruktionskette wird in Kap. 3.2 gegeben. Die Implementierung des Trackfinders ist in [Old02a] zu finden, und eine den Anforderungen der Daten entsprechende Modifizierung des Clusterfinders aus [Hüm01] wird in Kap. 3.4 vorgestellt. Weitere durch die Fertigung und Montage der FTPCs bedingte Korrekturen werden in Kap. 3.6 behandelt.

Die in dieser Arbeit kalibrierten und für die Physikanalyse genutzten Datensätze sind die in den Jahren 2001/02 aufgezeichneten Au+Au und p+p Kollisionen und die im Jahr 2003 aufgenommenen d+Au und p+p Daten bei einer Schwerpunktsenergie pro Nukleonpaar von $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

In den folgenden Kapiteln werden, wenn nicht anders erwähnt, hauptsächlich Laser- und Kalibrationsdatensätze aus den Jahren 2001/02 verwendet. Eine demselben Schema folgende Kalibration wurde auch für die Daten aus dem Jahr 2003 vorgenommen, wobei die aus dieser Kalibration erreichte Qualität der Daten im Kap. 3.7 zusammengefaßt und mit der aus den Jahren 2001/02 verglichen werden.

3.1 Ortsrekonstruktion in den FTPCs

In den zylindersymmetrischen FTPCs erfolgt die Elektronendrift radial von kleineren zu größeren Radien. Natürlicherweise wird deshalb die Elektronendrift in Zylinderkoordinaten r , ϕ und z beschrieben (siehe Anhang A.1 und Abb. 3.1).

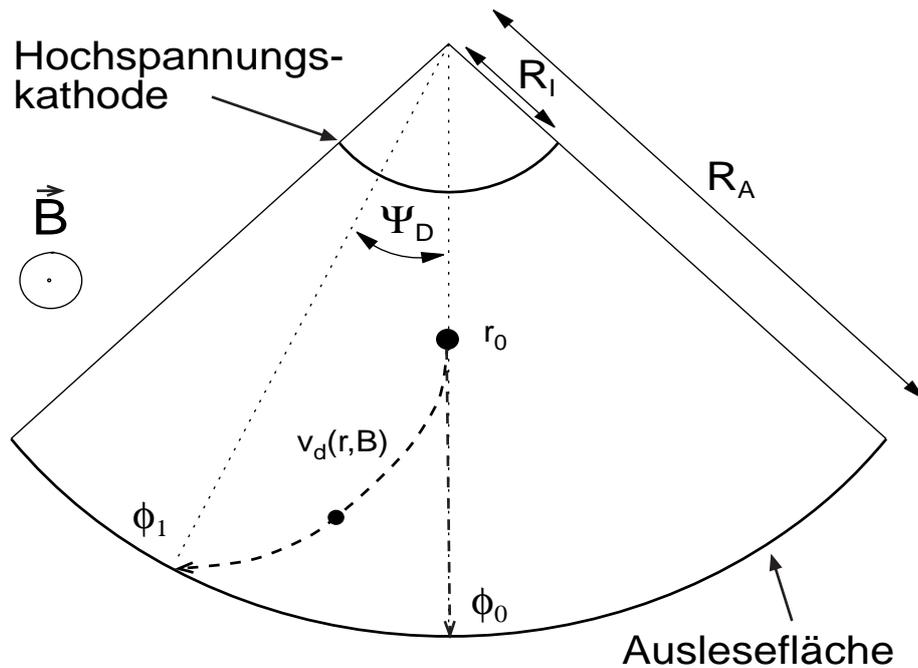


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Elektronendrift in den FTPCs (Erläuterung siehe Text).

Bei einer negativen Driftspannung an der Driftkathode ist der Betrag des radialen elektrischen Driftfeldes gegeben durch:

$$|\vec{E}(r)| = \frac{V_c}{\ln\left(\frac{R_A}{R_I}\right)} \frac{1}{r}, \quad (3.1)$$

wobei R_A durch die radiale Position der Ausleseebene (30,05 cm) und R_I durch die Hochspannungskathode (7,73 cm) festgelegt ist. V_c bezeichnet die angelegte Driftspannung von -10 kV. Durch die Änderung des Betrages des Driftfeldes entlang des Driftweges ändern sich die gasabhängigen Transportparameter wie Driftgeschwindigkeit v_d und Diffusion¹.

Für einen Spurpunkt, bei Abwesenheit des magnetischen Feldes, läßt sich der Azimutwinkel ϕ_0 aus dem Schwerpunkt des Signals bestimmen, das mittels der Pads in der

¹Auf die Eigenschaften der Diffusionskoeffizienten in einem radialen (und senkrecht zum Magnetfeld stehenden) Driftfeld soll nicht weiter eingegangen, sondern auf die in Kap. 2.3 genannte Literatur verwiesen werden.

entsprechenden Padreihe registriert wird (siehe Abb. 3.1). Durch die Driftzeit T_d , die sich in einem radialen Feld wie folgt bestimmt:

$$T_d(r_0) = \int_{r_0}^{R_A} \frac{dr}{v_d(r)}, \quad (3.2)$$

kann auf die radiale Koordinate r_0 des Spurpunktes zurückgeschlossen werden. Die z -Koordinate ergibt sich trivialerweise aus der z -Koordinate der Pad-Auslesereihe.

Bei Anwesenheit eines zum elektrischen Driftfeld senkrecht stehenden magnetischen Feldes führt die Lorentzkraft zu einer Drehung des Driftgeschwindigkeitsvektors \vec{v}_d der driftenden Elektronen gegenüber der durch das Driftfeld \vec{E} gegebenen Richtung, um den sogenannten *Lorentzwinkel*. Der Lorentzwinkel Φ_L für ein elektrisches Feld $\vec{E} = (0, -E, 0)$ und ein magnetisches Feld $\vec{B} = (0, 0, B)$ ist definiert durch:

$$\Phi_L = \arctan \frac{v_{d,x}}{v_{d,y}}, \quad (3.3)$$

wobei $v_{d,x}$ die Driftgeschwindigkeit in x -Richtung und $v_{d,y}$ die in y -Richtung angibt. Für die Drift in einem radialen Feld und einem in der Regel von der Feldstärke (Radius) abhängigen Lorentzwinkel ergibt sich dadurch bei einer Driftstecke dr eine azimutale Komponente $\Phi_L(r) \frac{dr}{r}$ und der azimutale Versatz (Ablenkwinkel, Ψ_D) zwischen einem Spurpunkt bei r_0 und dem registrierten Signal ist gegeben durch (siehe Abb. 3.1):

$$\Psi_D(r_0) = \int_{r_0}^{R_A} \frac{\Phi_L(r)}{r} dr. \quad (3.4)$$

Die radiale Koordinate r_0 ergibt sich aus dem im Vergleich zu Gl. 3.2 um die azimutale Ablenkung modifizierten Zusammenhang zur Driftzeit:

$$T_d(r_0) = \int_{r_0}^{R_A} \frac{dr}{v_{d,r}(r)} = \int_{r_0}^{R_A} \frac{dr}{v_d(r) \cos \Phi_L(r)}, \quad (3.5)$$

wobei $v_{d,r}$ die Driftgeschwindigkeit in radialer Richtung angibt. Wie aus Gl. 3.4 und 3.5 ersichtlich, führen Ungenauigkeiten bei der radialen Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit und des Lorentzwinkels zu *nichtlinearen Verzerrungen* des Driftweges der Elektronen, und damit zu *nichtlinearen Fehlern* in der Ortsrekonstruktion der Spurpunkte sowie in der Impulsbestimmung der geladenen Teilchen in den FTPCs.

Messungen der Driftgeschwindigkeit und des Lorentzwinkels mit einer *micro-STAR*-Kammer in [BEF⁺97] zeigen, daß die radiale Abhängigkeit des Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofils durch das *MAGBOLTZ*-Programm [Bia00] beschrieben werden können, welches die Transportgleichungen für die Elektronendrift bei Anwesenheit von magnetischem und elektrischem Feld bei unterschiedlichen Gasmischungen löst [Bia89] (für weitere Details *MAGBOLTZ* betreffend siehe Anhang A.4).

3.2 Software-Rekonstruktionskette

Anhand des Ablaufs der Software-Rekonstruktionskette (siehe Abb. 3.2) sollen die in den folgenden Kapiteln im Detail behandelten Schritte der Kalibration der FTPCs kurz vorgestellt werden. Ferner ist es durch die Zuordnung der Korrekturen im Rahmen der Software-Rekonstruktionskette möglich, diese im Gesamtzusammenhang bei der Messung physikalischer Größen mit Hilfe der FTPCs einordnen zu können.

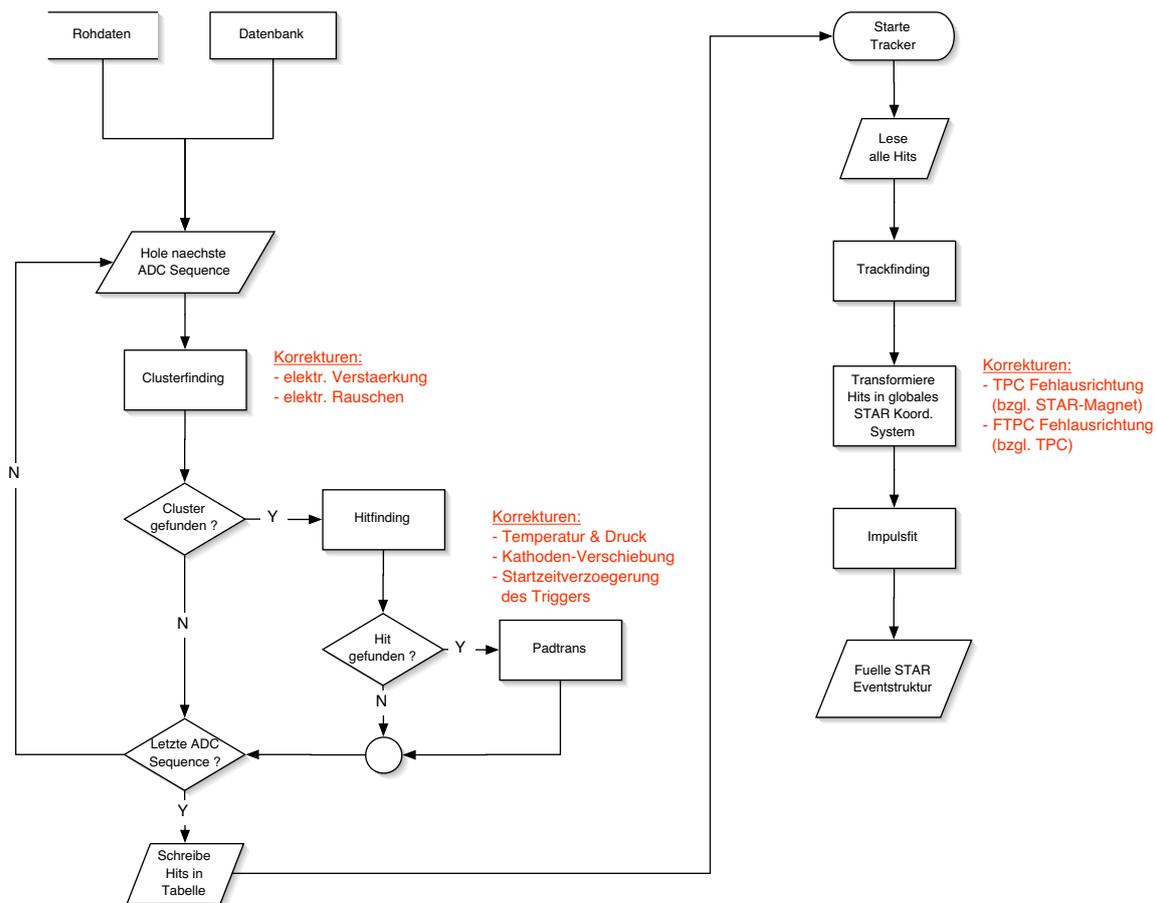


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Software-Rekonstruktionskette der FTPCs im Rahmen der STAR-Software Umgebung. Die in den folgenden Kapiteln vorgestellten Korrekturen sind an der jeweiligen Stelle innerhalb der Software-Rekonstruktionskette angemerkt.

In Abb. 3.2 ist der schematische Ablauf der Software-Rekonstruktionskette der FTPCs im Rahmen der STAR-Software Umgebung dargestellt. Grundlage sind die mit der DAQ aufgenommenen Rohdaten, d. h. das ADC-Signal mit entsprechender Pad- und Zeit-Position. Basierend auf den in [Hüm01] entwickelten und implementierten Clusterfinding-Algorithmus² wurde ein den realen Gegebenheiten angepaßter neuer Hitfinding-

²Zur Definition und Erläuterung der im folgenden Text benutzten Größen sei auf die entsprechenden Kapitel verwiesen.

Algorithmus implementiert (siehe Kap. 3.4). Auf dieser Ebene wurde mit Hilfe von *Pulser*-Ereignissen [Old02a, Sim04] die Korrektur auf die unterschiedliche elektronische Verstärkung der einzelnen Chips sowie die Unterdrückung des elektronischen Rauschens (hervorgerufen durch defekte Chips) vorgenommen.

Wurde ein *hit* gefunden, so wird dessen Pad- und Zeit-Position mit dem in Kap. 3.1 vorgestellten funktionalen Zusammenhang und mit Hilfe von MAGBOLTZ Berechnungen (siehe Kap. A.4) in x - und y -Koordinaten umgerechnet. Dies geschieht in der Routine *Padtrans* im Hitfinding-Modul des Clusterfinding-Algorithmus.

Die dafür benutzten Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofile (berechnet durch das MAGBOLTZ Programm) wurden durch die Analyse von Laserereignissen mit Hilfe des Laserkalibration-Systems der FTPCs bestimmt. Dieser für die Ortsgenauigkeit der FTPCs entscheidende und für die weitere Kalibration bedeutende Punkt wird ausführlich in Kap. 3.3 behandelt.

Ferner wurde das so gewonnene Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofil auf Temperatur und Druck korrigiert. Diese Informationen werden durch die Benutzung der *Offline*-Datenbank der STAR-Software Umgebung zugänglich gemacht. Außerdem wird noch die Startzeitverzögerung des verwendeten Datentriggers berücksichtigt (siehe Kap. 3.5) und darüber hinaus werden Korrekturen auf die interne Geometrie der FTPCs vorgenommen (siehe Kap. 3.6.1).

Als Ergebnis werden die vollständig korrigierten Ortskoordinaten im lokalen FTPC-Koordinatensystem gespeichert und zur Weiterverarbeitung dem Trackfinder zur Verfügung gestellt.

Der Trackfinding-Algorithmus aus [Old02a], die azimuthale Symmetrie des lokalen FTPC-Koordinatensystems nutzend, ermöglicht die Zuordnung der *hits* zu Teilchenspuren. Durch Extrapolation dieser Teilchenspuren zum Kollisionsvertex (dieser wird durch die TPC bestimmt) ist eine Abschätzung der FTPC Fehlausrichtung in Bezug auf das globale STAR-Koordinatensystem möglich (siehe Kap. 3.6.2).

Damit ist es nach Korrektur auf die Magnetfeld-Inhomogenitäten [Hüm01] möglich, den Impuls des in den FTPCs rekonstruierten Teilchens durch Anpassung einer Helix zu bestimmen. Der so bestimmte Impuls wird in der Event-Struktur der STAR-Software Umgebung gespeichert, um eine weitere Analyse der Daten zu ermöglichen.

Eine Darstellung der erreichten Genauigkeit und Qualität der so kalibrierten und rekonstruierten Daten ist in Kap. 3.7 zu finden.

3.3 Laserkalibration

Aufgrund der Sensitivität der Ortsrekonstruktion auf die mit MAGBOLTZ (Anhang A.4) berechneten Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofile (siehe Kap. 3.1) ist ihre Überprüfung eine der Hauptaufgaben der Kalibration der FTPCs, da diese die Genauigkeit der zu messenden physikalischen Größen und weiterer Korrekturen in einem erheblichen Maße bestimmen. Eine relative Bestimmung der Driftgeschwindigkeit ist mit Hilfe des Lasersystems der FTPCs möglich, wobei das Mischungsverhältnis des Gases als freier, durch Optimierung der Kontrollgrößen der Laserkalibration zu bestimmender Parameter für die Berechnung mit MAGBOLTZ angesehen wird (siehe Anhang A.4.1). Eine ursprünglich vorgesehene absolute Eichung der Driftgeschwindigkeit mit Hilfe von eigens für diesen Zweck entworfenen Driftgeschwindigkeitsmonitoren (DGM) [Gä02, Mai03] war aufgrund der Ungenauigkeit der Messungen leider nicht zu erreichen. Dieser wurde im weiteren Verlauf der Kalibration dafür verwendet, die Kontamination des Kammergases mit Sauerstoff und die Stabilität des Gassystems zu protokollieren.

3.3.1 Aufbau des Lasersystems

Das zu Kalibrierungszwecken entworfene Lasersystem der FTPCs [Bie98], welches dem prinzipiellen Aufbau des TPC-Systems gleicht und denselben Laser benutzt [ABB⁺03a], ist schematisch in Abb. 3.3 dargestellt. Es besteht aus jeweils 15 Strahlen pro Kammer, die in drei Gruppen zu 5 Strahlen in einem Azimutwinkelabstand von 120° angeordnet sind, und mit Hilfe eines Spiegelsystems zwischen den Potentialringen in das sensitive Gasvolumen der FTPCs eingelenkt werden (siehe Abb. 3.4).

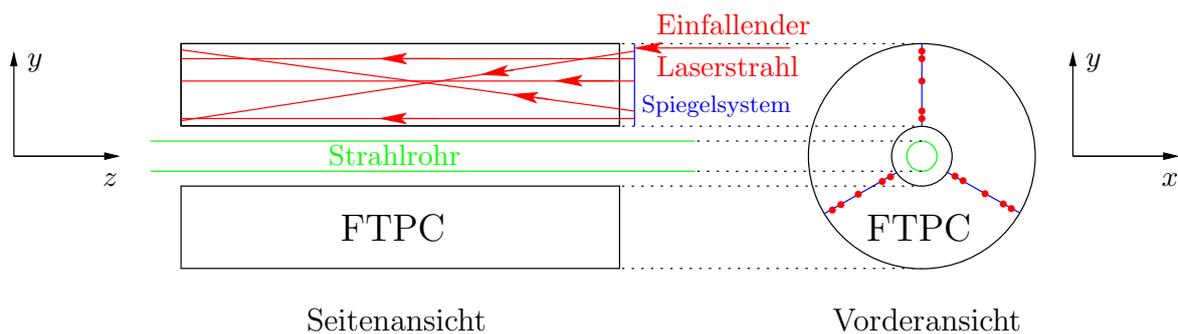


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau des Laserkalibration-Systems [Old02a]. In jede FTPC werden 15 Strahlen gelenkt. Jeweils 5 liegen annähernd in einer Ebene (bei $\phi \approx 0^\circ, 120^\circ$ und 240°). Davon verlaufen je drei Strahlen parallel zum Strahlrohr. In der Seitenansicht ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nur eine Ebene mit 5 Laserstrahlen dargestellt.

In jedem dieser Lasersektoren sind 3 Strahlen bei zunehmendem Radius im wesentlichen parallel zum Strahlrohr ausgerichtet, 2 Strahlen laufen schräg durch die Kammern und überstreichen dabei alle Radien des sensitiven Kammervolumens der FTPCs.

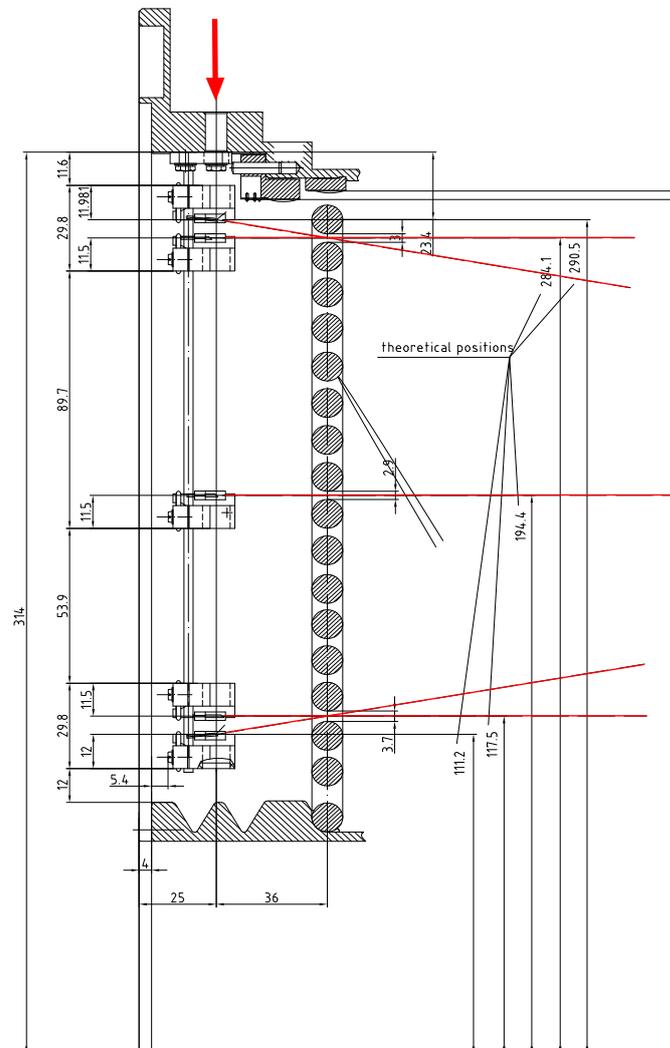


Abbildung 3.4: Technische Zeichnung des Laserkalibration-Systems für die West-FTPC. Der Laserstrahl, angedeutet durch den roten Pfeil, wird von oben eingekoppelt, in 5 individuelle Strahlen aufgeteilt und durch ein Spiegelsystem zwischen den Potentialringen hindurch in das sensitive Volumen der FTPCs eingelenkt.

Da nach dem Einbau noch Modifikationen am Lasersystem vorgenommen werden mussten, stimmen die in Abb. 3.4 in Millimeter angegebenen nominalen radialen Laserpositionen r_{nom} nicht mehr mit den tatsächlichen überein. Die realen Positionen der Laserspuren wurden beim Durchgang durch die Potentialringe neu vermessen [Eck01] und bilden damit an dieser z -Position z_{Ring} die radialen Referenzwerte r_{ref} (siehe Tabelle 3.1).

3.3.2 Reproduzierbarkeit der Laserspuren

Durch den gegenwärtig realisierten Aufbau des Lasersystems, in dem der TPC Laser [ABB⁺03a] mit Hilfe eines Spiegelsystems in die FTPCs eingelenkt wird, ist es nötig, die Laseroptik für jeden dieser Laserdatensätze neu zu justieren. Um eine Kalibration der Driftgeschwindigkeit und auch des Lorentzwinkels in Abhängigkeit des Radius gewährleisten zu können, war es notwendig, die Reproduzierbarkeit der Laserpositionen, nach Neujustierung der Optik, zu überprüfen.

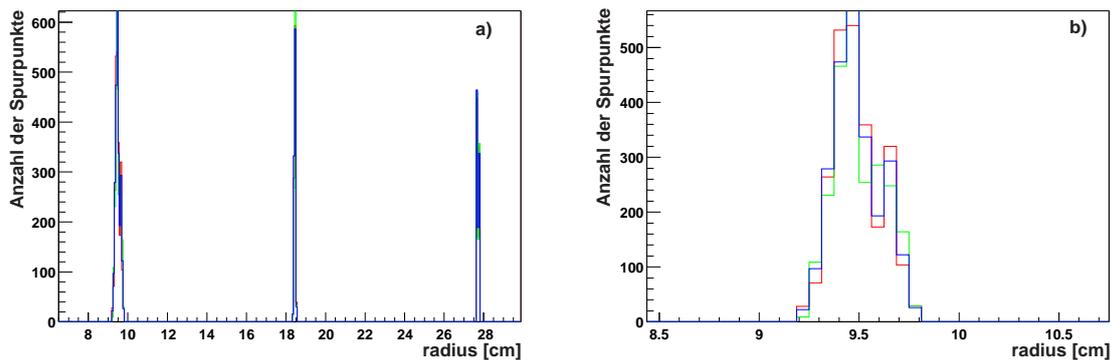


Abbildung 3.5: Radiale Position der Spurpunkte der rekonstruierten Laserspuren parallel zum Strahlrohr in der West-FTPC für einen Sektor bei ausgeschaltetem Magnetfeld (unterschiedliche Farben entsprechen verschiedenen Datensätzen nach jeweiliger Neujustierung der Laseroptik). In a) sind alle drei rekonstruierten Laserspuren parallel zum Strahlrohr dargestellt, in b) nur die Laserspuren beim kleinsten Radius.

In Abb. 3.5 ist die radiale Position der Spurpunkte der drei zum Strahlrohr parallelllaufenden rekonstruierten Laserspuren für drei verschiedene Datensätze (mit 500 Laserereignissen) mit jeweiliger Neujustierung der Optik bei ausgeschaltetem Magnetfeld zu sehen. Um eine möglichst hohe Ortsauflösung zu erreichen, wurden nur die letzten 6 Padreihen der West-FTPC ($z > 220$ cm) benutzt. Die breitere Radiusverteilung der Spurpunkte des inneren Laserstrahls (Abb. 3.5 a)) ist darauf zurückzuführen, daß dieser nicht exakt parallel zum Strahlrohr verläuft.

Wie aus Abb. 3.5 b) deutlich zu ersehen, ist die radiale Reproduzierbarkeit der Laserspuren nach Neujustierung der Laseroptik gewährleistet und damit eine Kalibration der FTPCs mit Hilfe des Lasersystems möglich und sinnvoll. Die azimuthale Reproduzierbarkeit wurde erst im Nachhinein, nach Messung des Ablenkungswinkels (siehe Kap. 3.3.4), überprüft und ergab eine Ungenauigkeit von ± 1 Padbreite des azimuthalen Clusterschwerpunktes. Aus Abb. 3.4 wird deutlich, daß die radiale Position mit höherer Genauigkeit fixiert wird, weil der Strahl zwischen den Potentialringen hindurch eingelenkt werden muß, als die azimuthale Position, die im wesentlichen nur durch das Treffen des Spiegels gegeben ist und dadurch einen größeren Spielraum besitzt.

Da die Datensätze, die für den Test der Reproduzierbarkeit benutzt wurden, zeitlich aufeinanderfolgend aufgenommen wurden, war es weder nötig, auf den Einfluß des

atmosphärischen Drucks und der Gastemperatur zu korrigieren, noch eine Optimierung der Gasparameter vornehmen zu müssen. Von einer Änderung dieser Größen innerhalb der Zeitspanne, die zur Datenaufnahme benötigt wurde, ist nicht auszugehen.

Auch war eine Korrektur auf die unterschiedliche Startzeitverzögerung $t_{0,laser}$ der Datenauslese, die durch die Benutzung eines unterschiedlichen Triggers für Laserereignisse [BCE⁺03, ABB⁺03a] hervorgerufen wurde, nicht zwingend, da nur die relative radiale Position, nicht jedoch die absolute Position, vermessen und verglichen werden muß.

Durch den vernachlässigbaren Einfluß der Driftgeschwindigkeit auf die radiale Position des äußeren Lasers bei ungefähr 28,5 cm, aufgrund der kurzen Driftstrecke der Elektronen im Gas der FTPCs, konnte die Startzeitverzögerung des verwendeten Lasertriggers zu $t_{0,laser}=1 \mu s$ bestimmt werden³ (siehe Tabelle 3.1).

Laser	r_{ref} [cm]	$r_{rek,t_{0,laser}}$ [cm]
Innen	11, 91	11, 48
Mitte	19, 55	19, 42
Aussen	28, 56	28, 55

Tabelle 3.1: Vergleich der radialen Referenz-Laserpositionen in den FTPCs r_{ref} mit den rekonstruierten Radien $r_{rek,t_{0,laser}}$ bei ausgeschaltetem Magnetfeld; für die Rekonstruktion wurde ein t_0 des Lasertriggers von $t_{0,laser} = 1 \mu s$ angenommen.

Die Abweichungen der anderen Laserstrahlen in Tabelle 3.1 von den Referenzpositionen kann durch die noch ausstehende Korrektur des Driftgeschwindigkeitsprofils auf den atmosphärischen Druck und auf die Temperatur des Kammergases⁴ sowie durch mögliche Abweichungen vom nominalen Gasmischungsverhältnis von 50:50 erklärt werden (siehe Kap. 3.3.3).

³Dieser Wert von $1 \mu s$ für die Startzeitverzögerung des Lasertriggers $t_{0,laser}$, stimmt bis auf ± 100 ns mit Abschätzungen aus den Elektroniklaufzeitverzögerungen des Triggersystems überein.

⁴Die ursprünglich für diese Aufgabe konzipierten Temperaturfühler am Ausgang des Gasdurchlaufs der beiden FTPCs erwiesen sich als untauglich. Diese Fühler waren zu weit von dem sensitiven Gasvolumen der FTPCs installiert, so daß die Temperaturmessung, aufgrund der geringen spezifischen Wärmekapazität, im wesentlichen Schwankungen der Umgebungstemperatur widerspiegelte. Deswegen wurde als eine bessere Näherung für die Gastemperatur der Mittelwert aller Temperaturfühler benutzt, die am Aluminiumkörper der FTPCs installiert sind.

3.3.3 Messung des Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofils

Nach Bestimmung von $t_{0,laser}$ in Kapitel 3.3.2 und Korrektur auf atmosphärischen Druck und Temperatur des Kammergases mit Hilfe von MAGBOLTZ Berechnungen (siehe Anhang A.4 und Kap. 3.2) ist es durch die Vermessung der fünf Laserspuren möglich, das Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofil zu bestimmen, und zwar durch Optimierung der Gaszusammensetzung als einzig freien Parameter des MAGBOLTZ Programms (siehe Diskussion in der Einleitung zu Kap. 3.3 und Anhang A.4.1).

Laser	r_{ref} [cm]	$r_{rek,B=0}$ [cm]		$r_{rek,B=1}$ [cm]	
		Nov.	Jan.	Nov.	Jan.
Innen	11,91	11,95	11,87	11,93	11,92
Mitte	19,55	19,62	19,55	—	19,55
Aussen	28,56	28,58	28,55	28,55	—

Tabelle 3.2: Vergleich der rekonstruierten Laserspuren (parallel zur Strahlachse) bei unterschiedlichen (positiven) Magnetfeldstärken zur Referenz-Laserposition nach Optimierung der Gaszusammensetzung (Argonanteil 50% für November und 50,1% für Januar).

Aus der Kombination der beiden Bedingungen, daß die drei parallel zum Strahlrohr verlaufenden Laserspuren an den radialen Referenzpositionen rekonstruiert werden sollen, bei gleichzeitiger Minimierung der Breite der Residuenverteilung der schräg durch die Kammer laufenden Laserspuren, die als ein Maß für die Geradheit der Laserspuren angesehen werden kann, ist es möglich, bei ausgeschaltetem Magnetfeld ($B=0$) das durch MAGBOLTZ berechnete Driftgeschwindigkeitsprofil zu überprüfen. Bei eingeschaltetem STAR-Magnetfeld⁵ ($B=1$) kann zusätzlich das Lorentzwinkelprofil durch die Geradheit der schrägen Laserspuren getestet werden, da die Photonen des Laserstrahls nicht durch das Magnetfeld abgelenkt werden.

In Tabelle 3.2 sind die radialen Positionen der geraden Laserspuren bei ein- und ausgeschaltetem Magnetfeld für zwei zeitlich auseinanderliegende Kalibrationsdatensätze im Lasersektor bei 120° der West-FTPC mit leichter Modifikation der Gaszusammensetzung vom nominalen Verhältnis von 50:50 zu finden⁶.

⁵Im folgenden wird die Abkürzung $B=1$ für das positiv polarisierte STAR-Magnetfeld bei $B_z=0,5$ Tesla benutzt. $B=-1$ steht für das entgegengesetzt polarisierte Magnetfeld.

⁶Aufgrund allgemeiner Probleme des Laserkalibration-Systems mit der Intensität und Stabilität des verwendeten Lasers sowie der jeweilig notwendigen Neujustierung der Laseroptik war es nur möglich, in einem Sektor der West-FTPC für beide Datensätze und Magnetfeldkonfigurationen eine ausreichende Anzahl von Laserspuren mit genügend hoher Intensität zu finden.

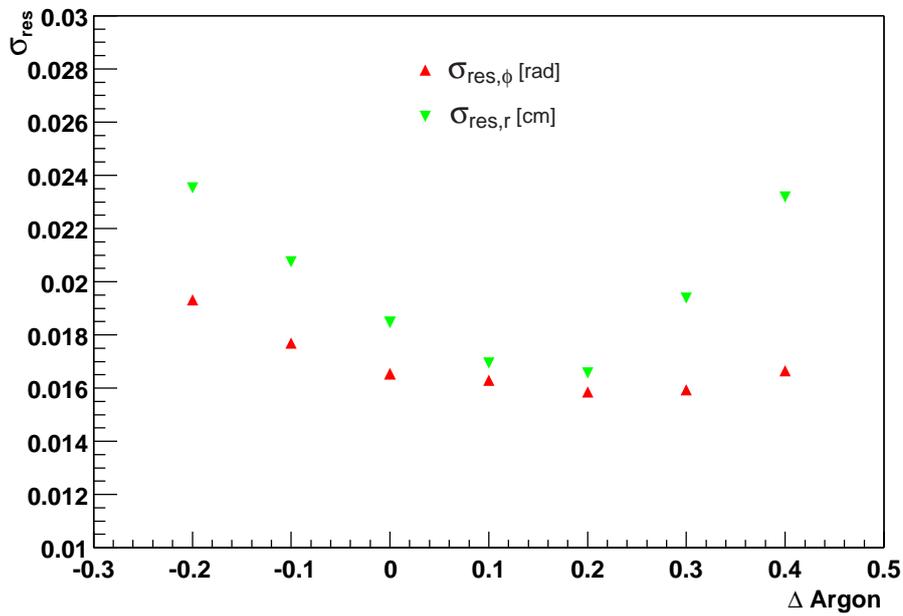


Abbildung 3.6: Breite der r, ϕ Residuenverteilung in Abhängigkeit der Abweichung ΔArgon des Argonanteils in Prozent (bezogen auf 50:50) für die rekonstruierten Laserspuren, die schräg durch die Kammer laufen bei $B = 1$ (Januar).

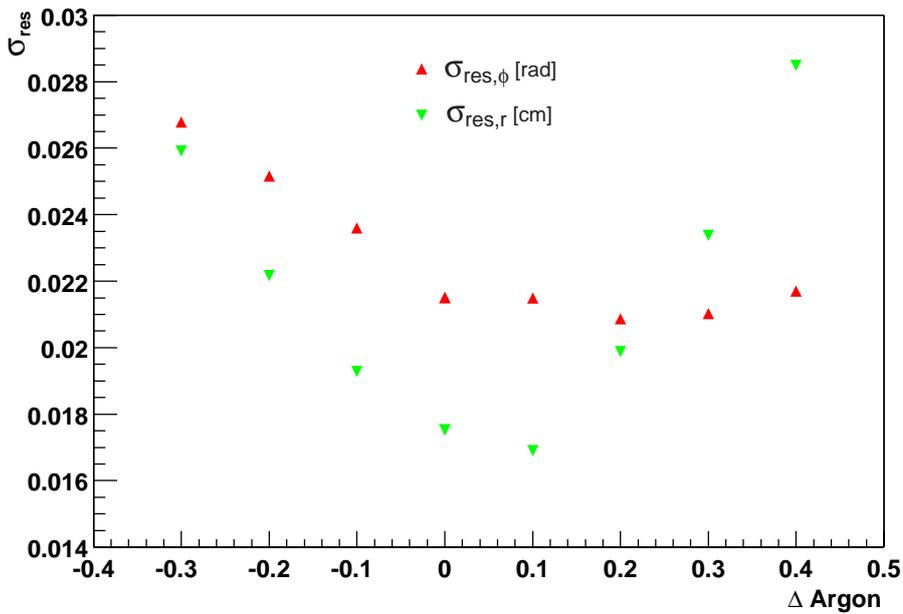


Abbildung 3.7: Breite der r, ϕ Residuenverteilung in Abhängigkeit der Abweichung ΔArgon des Argonanteils in Prozent (bezogen auf 50:50) für die rekonstruierten Laserspuren, die schräg durch die Kammer laufen bei $B = 1$ (November).

Die sehr gute Übereinstimmung der radialen Laserpositionen mit den gemessenen Referenzpositionen mit und ohne Magnetfeld bestätigt die Annahme, daß das Driftgeschwindigkeitsprofil durch MAGBOLTZ Berechnungen beschrieben werden kann.

Betrachtet man nun zusätzlich die Abhängigkeit der Breite der Residuenverteilung in der radialen $\sigma_{res,r}$ und azimuthalen $\sigma_{res,\phi}$ Koordinate der schrägen Laserspuren als Funktion des Gasgemisches (gemeint ist die relative Änderung des Argonanteils in Bezug auf den nominalen Wert von 50 Prozent) bei eingeschaltetem Magnetfeld in Abbildung 3.6 und 3.7, so ist für beide Datensätze ein deutliches Minimum, insbesondere in der radialen Komponente $\sigma_{res,r}$, zu erkennen. Dieses Minimum, d. h. die optimale Geradheit der rekonstruierten Laserspuren, stimmt mit einer Variation von $\pm 0,1\%$ des Argonanteils mit den auf die Referenzposition hin optimierten Werten aus Tabelle 3.2 überein. Aus der Rekonstruktion der geraden Laserspuren an den Referenzpositionen und gleichzeitig der optimalen Geradheit der schrägen Laserspuren kann man schließen, daß die mit MAGBOLTZ berechneten Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofile geeignet sind, um die Anforderungen an die zu erreichende Genauigkeit in der Ortsrekonstruktion zu erfüllen. In den vorgestellten Lasermessungen wurde eine Ortsauflösung σ_x von 100–150 μm erreicht.

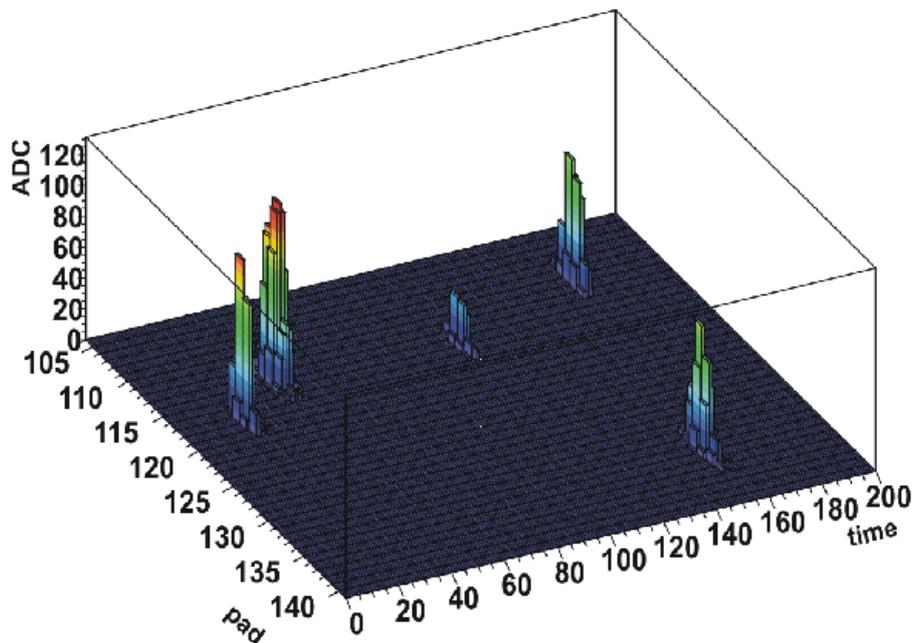


Abbildung 3.8: Cluster der Laserspuren in einem FTPC-Sektor. Alle 5 Laserspuren sind sichtbar, wobei sich die Intensitäten der individuellen Laserspuren in den unterschiedlichen Signalhöhen der Cluster widerspiegeln. Außerdem ist durch die unterschiedliche Pad-Positionen der Cluster zu erkennen, daß die 5 Laserspuren nicht exakt in der azimuthalen Position ausgerichtet sind.

Abweichungen in den Absolutwerten des Minimums der Residuenverteilung für die beiden Datensätze (siehe Tabelle 3.3) sind durch unterschiedliche Intensitäten der individuellen Laserspuren zu erklären. In Abbildung 3.8 sind die unterschiedlichen Intensitäten der Laserspuren deutlich sichtbar und nach Neujustierung der Optik können sich diese verändern.

Magnetfeld	$\sigma_{res,r}$ [cm]	$\sigma_{res,\phi}$ [grad]
November		
$B = 0$	0,02	0,0129
$B = 1$	0,0169	0,0215
Januar		
$B = 0$	0,024	0,028
$B = 1$	0,0165	0,0159

Tabelle 3.3: Minimale Breite der Residuenverteilung σ_{res} der schrägen Laserspuren für unterschiedliche (positive) Magnetfeldstärken nach Optimierung der Gaszusammensetzung.

Aufgrund der unterschiedlichen Intensitäten der Laserspuren weisen die zu rekonstruierenden Cluster (siehe Kap. 3.4) eine unterschiedliche Breite in azimuthaler und radialer Richtung auf. Die Methode zur Bestimmung des Clusterschwerpunkts, die eigentliche Raumposition, arbeitet genauer, wenn die Clusterbreite zunimmt (insbesondere in azimuthaler Richtung). Dieser in der Laserrekonstruktion deutlich sichtbare Effekt wurde dann durch einen systematischen Vergleich der Residuenverteilungen bei Variation der Verstärkungsdrahtspannung bei Datenereignissen für Deuteron-Gold Kollisionen vorgenommen, um eine optimale Verstärkungsspannung zu bestimmen (siehe Kap. 3.7.1). Wie in Kapitel 3.3.5 anhand von Laserspuren deutlich gemacht wird, ist die Impulsauflösung proportional zur Ortsgenauigkeit (siehe Gl. 3.7), und eine Erhöhung der Genauigkeit der Ortsbestimmung durch Wahl einer geeigneten Verstärkungsspannung verbessert die Impulsauflösung.

Abschließend und auch durch Laserkalibrationsmessungen im Jahr 2003 bestätigt, ergibt sich innerhalb der Genauigkeit des Lasersystems⁷ eine optimale und konsistente Beschreibung des Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofils mit MAGBOLTZ Berechnungen der Version 1 bei einem Gasgemisch von Argon und CO₂ im Verhältnis 50:50; die Diskussion unterschiedlicher MAGBOLTZ Versionen ist in Anhang A.4.1 und in Kap. 3.3.4 zu finden. Eine genauere zeitliche Überprüfung der Stabilität der Driftgeschwindigkeit (und damit des Gassystems) war aufgrund der schon erwähnten Probleme des Lasersystems nicht möglich, kann aber sowohl durch die relative Konstanz der Driftgeschwindigkeit im DGM [Mai03] als auch durch weitere Kalibrationskontrollparameter (siehe Anhang A.5) qualitativ überprüft und bestätigt werden.

⁷Die Neuvermessung der radialen Referenzpositionen aus [Eck01] wurde mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5$ mm abgeschätzt. Insgesamt wurde der Fehler in Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel, repräsentiert durch unterschiedliche Anteile von Argon im Gasgemisch, zu $\pm 0,25$ % Argon bestimmt.

3.3.4 Messung des Ablenkwinkels Ψ_D

Neben den Positionen und den Residuen der Laserspuren (siehe Kap. 3.3.3) läßt sich auch der Ablenkwinkel durch Lasermessungen bestimmen und damit ein Vergleich mit MAGBOLTZ Berechnungen vornehmen. Der Ablenkwinkel Ψ_D ergibt sich aus der Differenz der Padpositionen der Laserspuren bei ein- und ausgeschaltetem Magnetfeld zu:

$$\Psi_D = |padpos_{B=0} - padpos_{B=1}| \cdot RadiansPerPad, \quad (3.6)$$

mit $RadiansPerPad = 0,0062296$ rad der azimuthalen Breite eines Pads.

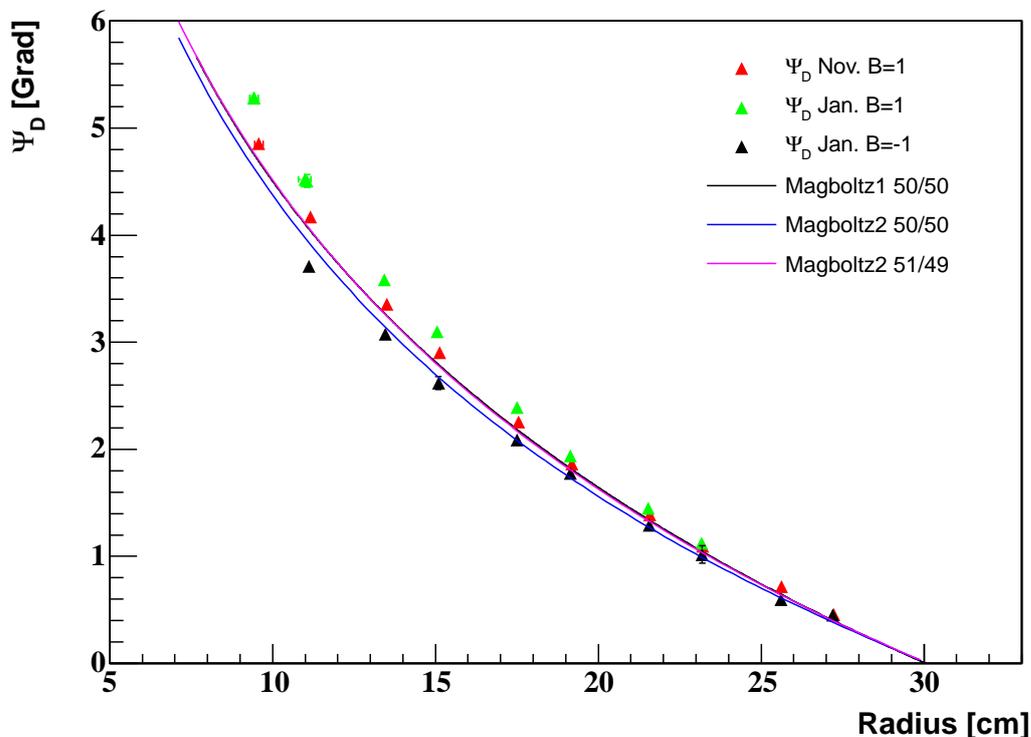


Abbildung 3.9: Ablenkwinkel Ψ_D in Abhängigkeit der radialen Laserposition für unterschiedliche Magnetfeld-Konfigurationen und Perioden (November und Januar). Zum Vergleich sind MAGBOLTZ 1 und 2 Berechnungen des Ablenkwinkels dargestellt (Linien).

In Abb. 3.9 sind Messungen der radialen Abhängigkeit des Ablenkwinkels Ψ_D für positive und negative Magnetfeldkonfigurationen aufgetragen. Die Unterschiede der verschiedenen Datensätze sind auf die Ungenauigkeiten in der azimuthalen Reproduzierbarkeit der Laserspuren von ± 1 Padbreite (siehe auch Kap. 3.3.2) zurückzuführen. Damit ist die Genauigkeit dieser Messung nicht ausreichend, um das Lorentzwinkelprofil aus verschiedenen MAGBOLTZ Berechnungen unterscheiden und damit die Ergebnisse aus Kap.

3.3.3 verifizieren zu können. Qualitativ ist eine Übereinstimmung mit MAGBOLTZ Berechnungen gegeben und insbesondere ist in Abb. 3.9 zusätzlich zu erkennen, daß sich die Berechnungen des Ablenkungswinkels für die unterschiedlichen MAGBOLTZ Versionen durch Variation des Argonanteils des Gasgemisches von 1 % nicht unterscheiden lassen. Da auch keine signifikanten Unterschiede im Driftgeschwindigkeitsprofil (siehe dazu Anhang A.4.1) zu erkennen sind und eine genauere Bestimmung des Gasgemisches nicht möglich war, wurde aufgrund der einfacheren softwaretechnischen Handhabung die MAGBOLTZ Version 1 als Grundlage zur Berechnung der Raumpunktpositionen benutzt (siehe Kap. 3.3.3).

3.3.5 Messung der Impulsauflösung

Die Impulsauflösung von geladenen Teilchen in den FTPCs ist im wesentlichen definiert durch die Genauigkeit der Ortsbestimmung und der Vielfachstreuung. Für Teilchen mit hohem Impuls oder für Laserpuren, die als Teilchen mit unendlich hohem Impuls angesehen werden können, ist der Einfluß der Vielfachstreuung zu vernachlässigen und die Impulsauflösung kann nach [Blu94] wie folgt definiert werden:

$$\frac{dp}{p} = \frac{A \cdot p}{B \cdot L^2}, \quad (3.7)$$

mit der Ortsauflösung A , dem magnetischen Feld B , der auf die transversale Ebene projizierten Spurlänge L und dem transversalen Impuls p .

Die Verteilung $f = 1/p$ in Abbildung 3.10 für schräge Laserspuren bei eingeschaltetem Magnetfeld kann als optimaler Grenzfall der Genauigkeit der Impulsauflösung von geladenen Teilchen in den FTPCs angesehen werden. Die Breite $df = (dp/p)1/p$ liefert nach Gl. 3.7 eine direkte Messung der Impulsauflösung [ABB⁺03a]. Durch einen an die Daten angepaßten Gaußfit kann man die Impulsauflösung bei 1 GeV/c transversalem Impuls zu 8,2 % abschätzen.

Damit bestätigt diese Messung die Ergebnisse von Simulationen aus [Old02a] und kann dahingehend gedeutet werden, daß es mit der bestehenden Software-Rekonstruktionskette (Kap. 3.2) möglich ist, die gewünschte Impuls- und Ortsauflösung unter optimalen Bedingungen zu erreichen, wie sie in Laserereignissen gegeben sind.

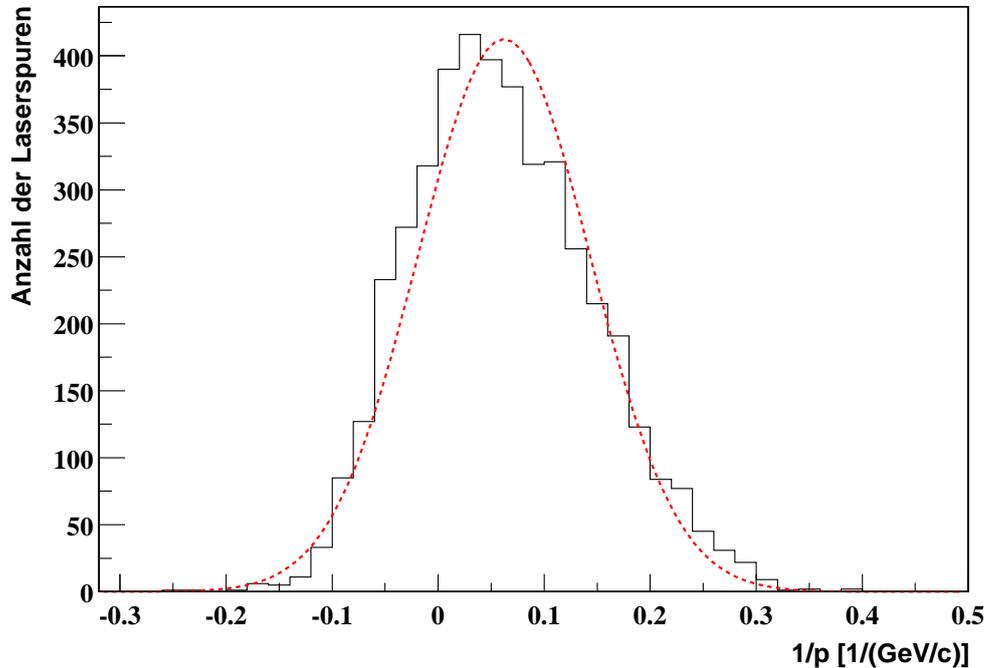


Abbildung 3.10: Impulsauflösung mit Hilfe von Laserspuren (Erläuterung siehe Text).

3.4 Cluster-/Hitfinding

Eine Cluster-/Hitfinding Software wurde in [Hüm01] entwickelt und implementiert sowie mit simulierten Ereignissen getestet. Bei Anwendung auf die ersten Gold-Gold Ereignisse aus dem Jahr 2001 wurde deutlich, daß das Hitfinding-Modul des Clusterfinding Softwarepakets für die Daten keine befriedigenden Ergebnisse lieferte. Gründe dafür waren unter anderem, daß dieser Datensatz mit geringer Verstärkungsspannung und zusätzlich mit einer nicht ausreichenden Erdung des Frisch-Gitters aufgenommen wurde, so daß aufgrund der geringen Cluster⁸ Pulshöhen (MaxADC) Fluktuationen und elektronisches Rauschen zum Auseinanderbrechen von Clustern führten, und eine unverhältnismäßig hohe Anzahl von *hits* mit geringer Pulshöhe und geringer Pad- bzw. Zeitbreite rekonstruiert wurde. Deshalb war es erforderlich, im Laufe der Kalibration

⁸Ein *cluster* ist im folgenden als zusammenhängendes Ladungsgebiet in Pad- und Zeit-Richtung definiert (siehe Abb. 3.11). Ein *hit* (Spurpunkt) wird als ein lokales Maximum innerhalb eines Clusters bezeichnet. Wenn in einem Cluster mehr als ein lokales Maximum existiert, so werden diese als *merged cluster* benannt; im Gegensatz zu Clustern mit nur einem Maximum, *single cluster*. Diese Notation soll im weiteren verwendet werden.

einen neuen Hitfinding-Algorithmus zu entwickeln und in die bestehende Software zu integrieren. Dabei wurde der Clusterfinding-Algorithmus aus [Hüm01] weiterhin benutzt und ein neues Hitfinding-Modul implementiert, welches nach Auffinden der einzelnen Cluster, lokale Maxima mit Hilfe eines 2-dimensionalen Erkennungsalgorithmus identifiziert.

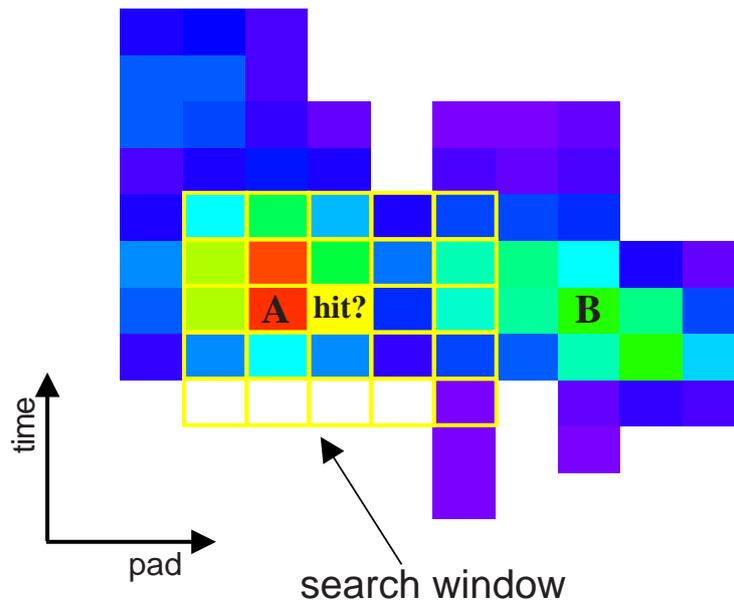


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung der Hitfinding-Methode. Es ist ein typischer *merged cluster* in der Pad-Zeit-Ebene dargestellt. Mit Hilfe des Suchfensters (*search window*) wird nun für jeden Pixel des Clusters überprüft, ob dieser ein lokales Maximum darstellt. Für den betrachteten Cluster würde die Methode zwei lokale Maxima A und B identifizieren.

In Abbildung 3.11 ist die Funktionsweise dieses Algorithmus anhand eines Beispielclusters schematisch dargestellt. Jeder Pixel (ADC-Eintrag in der Pad-Zeit(*Time*)-Ebene) eines gefundenen Clusters wird mit Hilfe eines Suchfensters (*search window*) mit variabler Breite in Pad- und Zeit-Richtung analysiert. Währenddessen wird überprüft, ob dieser Pixel innerhalb des definierten Suchfensters ein lokales Maximum darstellt. Ist ein Pixel ein lokales Maximum und erfüllt ferner die Bedingung, daß die Gesamtladung innerhalb des Suchfensters einen bestimmten Wert⁹ übersteigt, um reale Cluster von elektronischem Rauschen zu unterscheiden, so wird die Pad-Zeit-Position gespeichert. Wird kein anderes lokales Maximum innerhalb eines Clusters gefunden, so ergibt sich die *hit*-Position als Schwerpunkt des Clusters (*single hits*), der mit Hilfe eines Gaußfits in Pad- und Zeit-Richtung bestimmt wird. Sind mehrere lokale Maxima

⁹Eine Optimierung dieses Wertes, um Rausch-Cluster zu unterdrücken, ist von der verwendeten Verstärkungsspannung und den daraus resultierenden MaxADC Werten und Clusterbreiten abhängig. Es wurde für den Au+Au bzw. d+Au Datensatz jeweils ein Wert benutzt, der einer $3\text{-}\sigma$ Abweichung von dem wahrscheinlichsten Wert hin zu kleineren Werten der Landau-Verteilung der Gesamtladung von *single hits* entspricht (siehe Abb. 3.13).

in einem Cluster gefunden worden, so werden die Positionen der einzelnen *hits* durch eine 2-dimensionale Gaußentfaltung, mit Startwerten der lokalen Maxima in Pad-Zeit-Richtung, bestimmt. Deshalb werden diese als *unfolded hits*, im Gegensatz zu den vorher beschriebenen *single hits*, bezeichnet. Um aus den Pad-Zeit-Positionen der rekonstruierten *hits* die Raumkoordinaten der Spurpunkte zu berechnen, werden die in Kap. 3.1 vorgestellten Formeln, die nach Kap. 3.3 bestimmten Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofile sowie weitere in Kap. 3.6 beschriebene Korrekturen im Rahmen der Software-Rekonstruktionsskette der FTPCs (Kap. 3.2) benutzt.

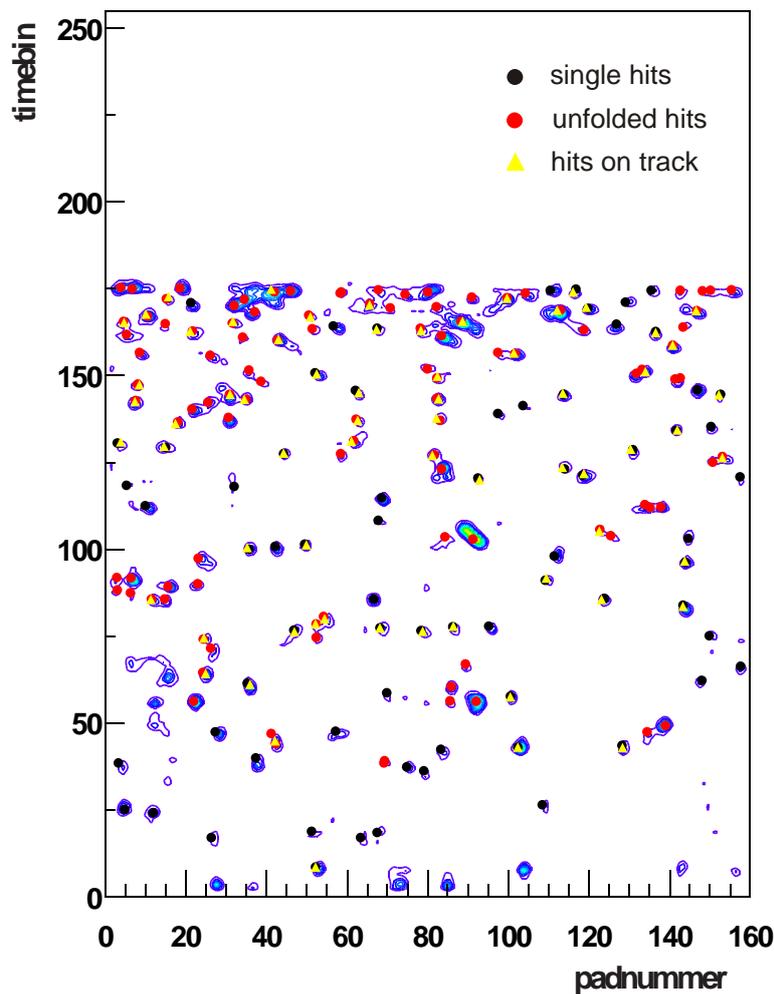


Abbildung 3.12: Ladungsverteilung in der Pad-Zeit-Ebene eines FTPC-Sektors. Zusätzlich sind die rekonstruierten *hits* (Kreise) und die auf Teilchenspuren rekonstruierten *hits* (*hits on track*; Dreiecke) überlagert.

In Abbildung 3.12 ist die Ladungsverteilung für ein zentrales Au+Au Ereignis in der Pad-Zeit-Ebene eines FTPC-Sektors (siehe Anhang A.3) aufgetragen und mit den durch den Algorithmus gewonnenen rekonstruierten *hits* überlagert. Es ist deutlich zu ersehen, daß die Ausleuchtung der Kammer bei hohen Driftzeiten, d.h. bei kleinen

Radien, deutlich höher ist und mit zunehmenden Radien geringer wird (siehe auch Abb. 3.14). Insbesondere folgt daraus, daß die Anzahl der *merged cluster* bei kleinen Radien größer ist, da aufgrund der höheren Teilchendichte, die in der Anzahl der rekonstruierten *hits* auf Teilchenspuren (*hits on track*) in Abb. 3.12 sichtbar wird, sowie der stärkeren Diffusion die Cluster eher ineinanderlaufen und nicht mehr als individuelle Cluster aufgelöst werden können. Durch diese geometrisch bedingte Verteilung der *merged cluster* wurde zur weiteren Optimierung des Hitfinding-Algorithmus die FTPCs in radialer Richtung in drei Regionen eingeteilt. Abhängig von der zu erwartenden Ausleuchtung in den Bereichen hoher, mittlerer bzw. niedriger Teilchendichte, wurden zusätzliche Parameter eingeführt, die die Geometrie der Cluster in Pad- und Zeit-Richtung prüfen. Anlaß dafür war die Beobachtung, daß Elektronen, die durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial spiralförmig in die Kammer geschleudert werden, ihre Ladung als unverhältnismäßig große Cluster in Pad- und Zeit-Richtung innerhalb eines Sektors deponieren. Durch die oben genannten Modifikationen konnte insbesondere bei den Au+Au Ereignissen aus dem Jahr 2001 eine überproportional große Anzahl von *unfolded hits* bei größeren Radien verhindert werden.

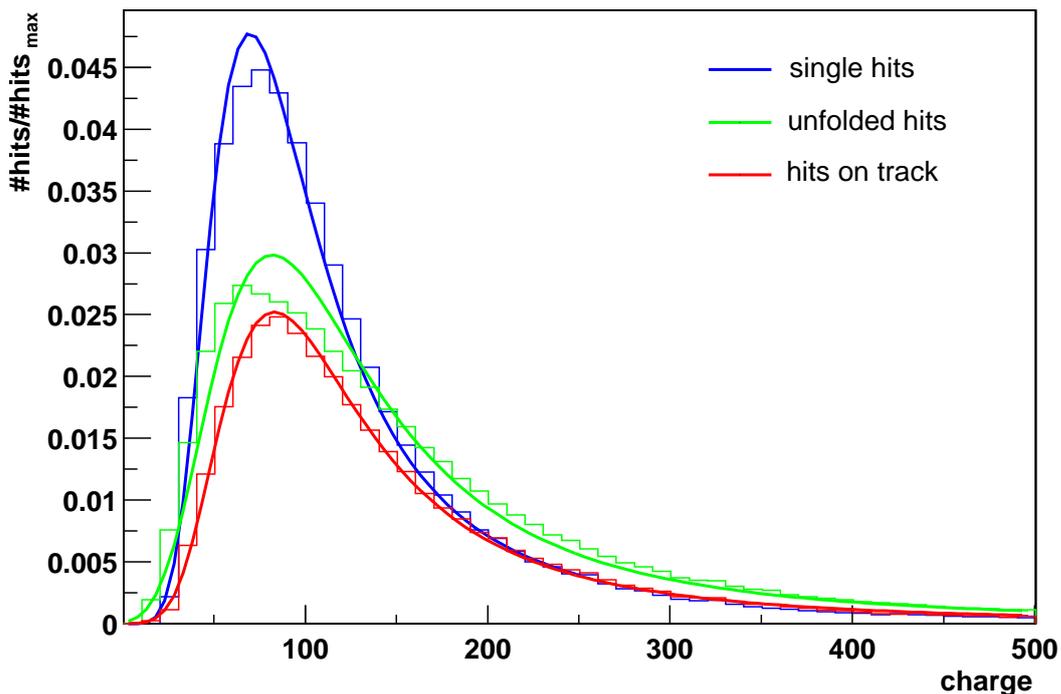


Abbildung 3.13: Ladungsverteilung der rekonstruierten *single*, *unfolded* und auf Teilchenspuren rekonstruierten *hits* (*hits on track*). Anpassung der Ladungsverteilungen mit einer Landau-Verteilung sind liniert dargestellt.

In Abbildung 3.13 ist die Ladungsverteilung der rekonstruierten *hits* für 100 zentrale Au+Au Ereignisse aufgetragen. Man sieht, daß die Verteilungen der *single* und *unfolded hits* – wie zu erwarten – einer Landau-Verteilung folgen. Eine Verschiebung der

unfolded hit-Ladungsverteilung hin zu kleineren Werten ist durch die Benutzung nicht allzu strenger Kriterien¹⁰ an den Hitfinding-Algorithmus für *merged cluster* zu erklären. Diese waren notwendig, um nicht noch zusätzlich zu den Verlusten, bedingt durch Ausfall der Ausleseelektronik, weitere Spurpunkte in der Rekonstruktion zu verlieren. Eine Selektion auf *hits*, die auf einer Teilchenspur liegen (siehe Abb. 3.13), macht deutlich, daß diese durch den neu implementierten Algorithmus einer Landau-Verteilung entsprechen, wie man sie von den *single hits* erwartet. Damit wird die Korrektheit der verwendeten Methode bestätigt.

Die Effizienz dieses Algorithmus konnte mit Hilfe einer Simulation zu über 90 % abgeschätzt werden: Hierbei werden Spuren in ein reales Ereignis eingebettet und mit voller Detektorsimulation (siehe genauer in [Sim04] und Kap. 3.7) rekonstruiert.

Weitere Optimierungen durch Anpassung der Parameter des neuen Algorithmus für zentrale Au+Au Ereignisse unter den verbesserten Bedingungen im Jahre 2004 stehen noch aus, werden aber sehr wahrscheinlich zu einer erhöhten Genauigkeit und Effizienz führen. Unproblematisch waren aufgrund der geringen Teilchendichte die p+p und d+Au Ereignisse, in denen sowohl Cluster- als auch Trackfinding für ausgewählte Ereignisse *per Auge* überprüft werden konnten und die Effizienzen im wesentlichen nur durch die Sektorgrenzen und zusätzlichen Elektronik-Verlust bestimmt wurden (siehe auch Kap. 3.7.3).

3.5 Messung der Startzeitverzögerung t_0 des Datentriggers

Nachdem sowohl Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofil mit Hilfe des Laserkalibration-Systems in Kap. 3.3 bestimmt wurden als auch die Spurpunkte durch den Cluster-/Hitfinding-Algorithmus korrekt erkannt werden (siehe Kap. 3.4), muß zur Rekonstruktion der Ortskoordinaten im lokalen FTPC-Koordinatensystem die Startzeitverzögerung t_0 des verwendeten Datentriggers gemessen werden. Es wurden dafür zwei Methoden entwickelt.

Die erste Methode beruht auf der Tatsache, daß die mit FTPC Spuren bestimmte Vertex-Position in z -Richtung im wesentlichen nur von der Driftgeschwindigkeit abhängt¹¹. Ist nun eine Verschiebung der Vertex- z -Position durch Extrapolation der FTPC Spuren in Bezug auf den mit TPC Spuren bestimmten primären Vertex zu erkennen, und fordert man zusätzlich, daß die mit den beiden Kammern bestimm-

¹⁰Es wurden keine strengen Anforderungen an die Geometrie der Cluster gestellt, insbesondere bei kleinen Radien wurden alle Cluster benutzt. Aufgrund der geringen Verstärkungsspannung mußte die geforderte minimale Gesamtladung so niedrig gewählt werden, daß nur offensichtliche Rausch-Cluster vermieden werden konnten.

¹¹Der Einfluß des Lorentzwinkels auf die Vertex- z -Position ist zu vernachlässigen; um auch diesen geringen Effekt noch zu minimieren, wurde für die Messung des t_0 des Datentriggers nur Ereignisse bei ausgeschaltetem Magnetfeld analysiert.

ten Vertex- z -Positionen übereinstimmen sollen, so kann durch Variation von t_0 in der Rekonstruktion der optimale Wert für die Startzeitverzögerung des Datentriggers bestimmt werden. Nachteile dieser Methode sind unter anderem die Sensitivität auf weitere Korrekturen, die die Geometrie des Detektors betreffen (siehe Kap. 3.6), sowie der Einfluß von Teilchenspuren, die nicht vom Kollisionspunkt stammen, als auch die Notwendigkeit einer hohen Anzahl von Spuren pro Event, um eine ausreichende Genauigkeit der Vertex Extrapolation zu gewährleisten. Für Au+Au Kollisionen ist mit dieser Methode eine sehr genaue Messung des t_0 des Datentriggers möglich. Bei p+p und d+Au Kollisionen hingegen ist die Multiplizität zu gering, um eine Vertex- z -Rekonstruktion mit Hilfe der FTPC Spuren in der geforderten Genauigkeit zu erreichen, und deswegen ist eine Bestimmung des t_0 über die Vertex- z -Position nicht möglich.

Die zweite Methode erlaubt die Messung der Startzeitverzögerung des Datentriggers über die maximale Driftzeit der Elektronen im sensitiven Gasvolumen der FTPCs und ist für alle Kollisionstypen geeignet. Für die maximale Driftzeit $T_{d,max}$ sollte der zugehörige rekonstruierte Radius dem der Hochspannungskathode bei $R_I=7,73$ cm entsprechen, da dieser die maximale Driftstrecke innerhalb der FTPCs definiert. Aufgrund der höheren Ausleuchtung bei kleineren Radien ist die Rekonstruktion des kleinsten Radius als deutlicher *peak* mit anschließend steilem Abfall in der Verteilung der radialen Raumpunktpositionen in Abbildung 3.14 sichtbar. Trägt man statt dessen die zeitliche Verteilung der Raumpunkte auf, so erscheint der *peak* noch deutlicher, da aufgrund des Zusammenhangs in Kap. 3.1 die radialen Positionen durch das radiale Driftfeld entzerrt werden. Allerdings ist die über die Driftzeit ermittelte Position des *peaks* durch die verwendete Rekonstruktionssoftware noch nicht auf Druck und Temperatur korrigiert, so daß nur relative Unterschiede der maximalen Driftzeit bestimmt werden können. Dies ist ausreichend für Korrekturen, die die interne Geometrie betreffen (siehe Kap. 3.6.1), nicht aber für die absolute Bestimmung von t_0 .

Im weiteren Verlauf soll der so gemessene kleinste Radius als *Radial-Step* r_{step} bezeichnet werden; er ist als der Wendepunkt einer Gaußanpassung an die abfallenden Flanke definiert¹². Eine analoge Definition gilt auch für die maximal gemessene Driftzeit *Time-Step* $T_{d,max}$.

Diese Messung bildet die einzige auf Kollisions-Ereignissen basierende Eichmessung auf der Ebene der Raumpunktkoordinaten und wird im weiteren Verlauf der Kalibration noch des öfteren verwendet (siehe auch Kap. 3.6.1 und Anhang A.5).

Abweichungen des *Radial-Step* von der Hochspannungskathodenposition bei $R_I=7,73$ cm sind nach Fixierung des Driftgeschwindigkeitsprofils mit Hilfe des Lasersystems (siehe Kap. 3.3) bei ausgeschaltetem Magnetfeld allein auf die Startzeitverzögerung t_0 des verwendeten Datentriggers zurückzuführen. Durch Variation des t_0 bei der Rekonstruktion der Raumpunkte kann dasjenige t_0 bestimmt werden, bei dem der *Radial-Step* mit dem Radius der Hochspannungskathode R_I identisch ist. In Abbildung 3.15 ist der *Radial-Step* für Au+Au Ereignisse bei ausgeschaltetem Magnetfeld¹³ in Abhängigkeit

¹²Mathematisch: $r_{step} = r_{peak} + \sigma_{r_{Gauß}}$ und analog gilt $T_{d,max} = T_{d,peak} + \sigma_{T_{Gauß}}$.

¹³Wie schon bei der Vertex- z -Positionsbestimmung erwähnt, spielt der Lorentzwinkel auch hier eine

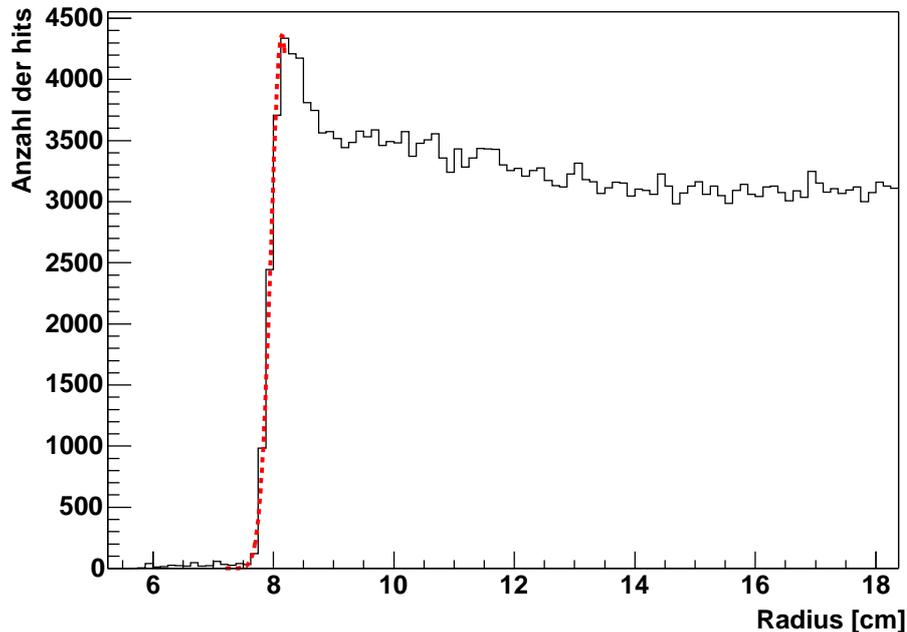


Abbildung 3.14: Radiale Verteilung der Raumpunktpositionen in Au+Au Kollisionen. Über eine Gauß-Anpassung (strichlierte Linie) der abfallenden Flanke an den deutlich sichtbaren *peak* wird die Position des *Radial-Step* ermittelt (für Details siehe Text).

von der Verschiebung Δt_0 vom nominalen Wert der Startzeitverzögerung des verwendeten Datentriggers $t_0 = 2,85 \mu\text{s}$ aufgetragen. Der zu erwartende lineare Zusammenhang wird in Abb. 3.15 bestätigt, so daß eine Messung des Datentriggers t_0 mit Hilfe des *Radial-Step* möglich ist. Für Au+Au Ereignisse wurde mit dieser Methode ein t_0 von $2,85 - 2,95 \mu\text{s}$ gemessen und ist in guter Übereinstimmung mit der Vertex- z -Position-Methode, die ein t_0 von $2,96 \mu\text{s}$ liefert [Old02b]. Aufgrund der Konsistenz der Methoden wurde die *Radial-Step*-Methode für d+Au Ereignisse benutzt, da die geringe Multiplizität nicht ausreichte, um die Vertex- z -Position mit Hilfe der FTPC Spuren hinreichend genau bestimmen zu können. Für d+Au und p+p Kollisionen wurde ein t_0 von $2,56 \mu\text{s}$ bestimmt. Der Unterschied von ungefähr 300 ns bei unverändertem Trigger-Setup läßt sich nicht ohne weiteres erklären. Die Vermutung, daß das nicht richtig geerdete Frischgitter einen Einfluß haben könnte, ist nicht bewiesen, erscheint aber sinnvoll. Denn nach Verbesserung der Erdung im Jahre 2003 (d+Au und p+p Kollisionen) stimmte das aus dem *Radial-Step* gewonnene $t_0 = 2,56 \mu\text{s}$ innerhalb der Ungenauigkeiten mit Messungen der Elektroniklaufzeiten von $2,45 \mu\text{s}$ überein [Sey01].

untergeordnete Rolle in der radialen Ortsrekonstruktion. Die Definition des *Radial-Step* wird aber auch für Daten bei eingeschaltetem Magnetfeld verwendet. Um aber eine möglichst hohe Präzision der Bestimmung des t_0 zu erreichen, wurden die Messungen bei ausgeschaltetem Magnetfeld vorgenommen.

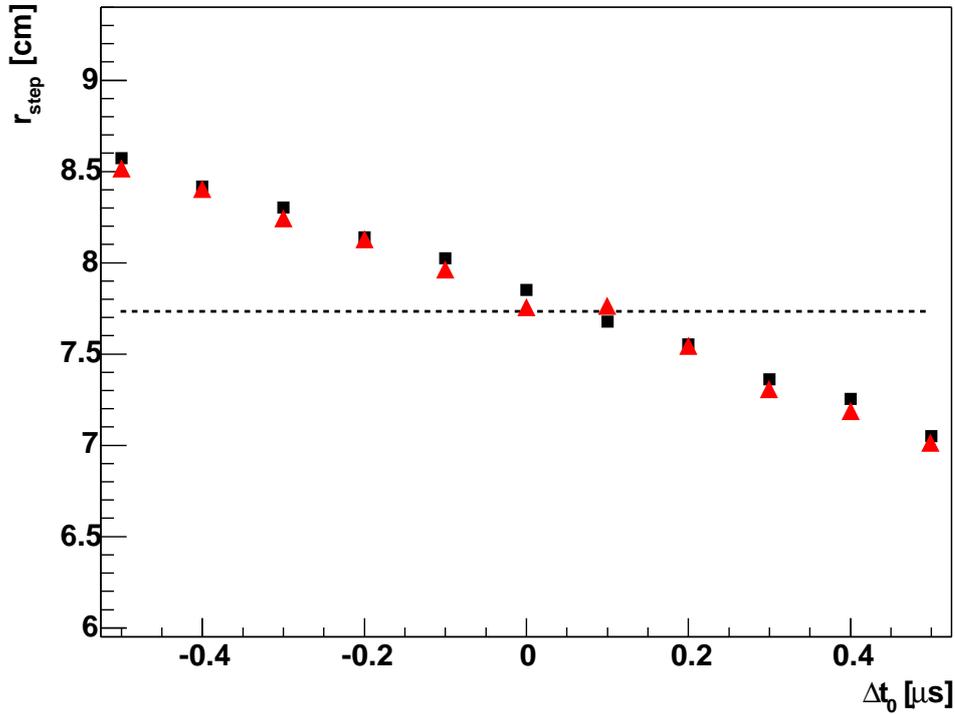


Abbildung 3.15: *Radial-Step* (r_{step}) als Funktion der Differenz Δt_0 bezogen auf die Startzeitverzögerung $t_0 = 2,85 \mu s$ des Datentriggers für Au+Au Ereignisse. Die roten Dreiecke sind Messungen der Ost- und die schwarzen Quadrate Messungen der West-FTPC. Die strichlierte Linie bezeichnet die nominale Position der Hochspannungskathode bei $R_I=7,73$ cm.

3.6 Interne und externe Geometrie-Korrekturen

3.6.1 Verschiebung der Hochspannungskathode

Eine weitere wichtige Eigenschaft, die durch die Kalibration gewährleistet werden sollte, ist die azimutale Symmetrie der FTPCs.

Eine Überprüfung der internen Geometrie im lokalen FTPC-Koordinatensystem K^{FTPC} ist mit Hilfe des *Time-* bzw. *Radial-Step* (zur Definition siehe Kap. 3.5) möglich. Ausgehend von der Erwartung, daß sowohl die maximale Driftzeit $T_{d,max}$ als auch der *Radial-Step*, der die radiale Position der Hochspannungskathode definiert, unabhängig von der azimutalen Position (und auch der z -Position) innerhalb der FTPCs sein sollte, erlauben die ermittelten Werte als Funktion einer azimutalen Koordinate (für die Diskussion in diesem Kapitel werden die Hardware-Sektoren als Repräsentation für die azimutale und z -Koordinate benutzt; siehe Anhang A.3) eine Überprüfung der internen FTPC-Geometrie. In Abbildung 3.16 ist der *Time-Step* als Funktion der Hardware-Sektoren aufgetragen. Es ist deutlich eine Oszillation mit unterschiedlicher Amplitude für die bei-

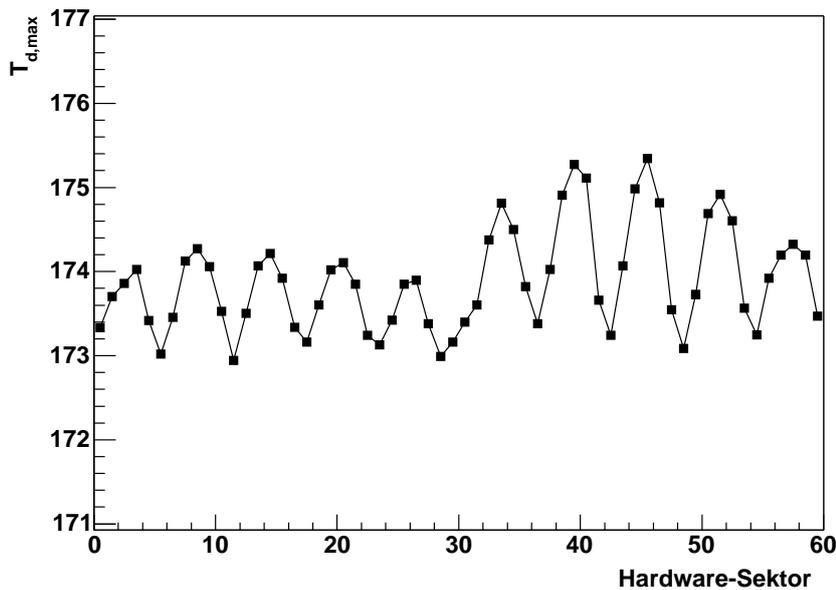


Abbildung 3.16: *Time-Step* ($T_{d,max}$) als Funktion der Hardware-Sektoren (siehe Anhang A.3).

den FTPCs zu erkennen, die aufgrund der Lage der Hardware-Sektoren (siehe Anhang A.3) innerhalb der FTPCs sich in eine azimutale Abhängigkeit des *Time-Step* übersetzen lassen. Ferner ist auch eine leichte Abhängigkeit der Amplitude in z -Richtung zu erkennen. Diese Abhängigkeit ließe sich durch ein mögliches Durchhängen der Kammern in z -Richtung aufgrund der Schwerkraft erklären. Da diese Korrekturen schwierig zu bestimmen sind und die azimutale Abhängigkeit einen erheblich größeren Einfluß hat, wurde auf eine Korrektur in z -Richtung verzichtet.

Für die azimutale Abhängigkeit wurde zunächst als Erklärung ein mögliches Temperaturgefälle innerhalb des sensitiven Gasvolumens in Erwägung gezogen. Diese Hypothese hielt aber bei genauerer Untersuchung nicht stand. Die azimutale Schichtung der Temperatur müsste dann von *links* nach *rechts* stattfinden und nicht, wie man es von einem Gas erwarten würde, von *oben* nach *unten*, da üblicherweise die wärmeren Schichten noch *oben* steigen. Die Konstanz der Amplitude der Oszillation zwischen den Au+Au und d+Au Perioden wäre nicht zu verstehen, da die Luftkühlungsrichtung des STAR-Detektors von Ost nach West gewechselt wurde. Ferner ist aufgrund des kleinen Gasvolumens eine stabile Temperaturschichtung nicht sehr wahrscheinlich.

Eine plausible Erklärung, die der genannten Konstanz der azimutalen Abhängigkeit auf natürliche Weise Rechnung trägt, ist die Annahme, daß die Hochspannungskathoden nicht mehr zentriert im lokalen FTPC-Koordinatensystem K^{FTPC} sitzen, sondern aufgrund der nicht zu vermeidenden Ungenauigkeiten bei der Fertigung der FTPCs Verschiebungen in x - und y -Richtung aufweisen, die in der Größenordnung von 300–600 μm liegen¹⁴. Eine Korrektur dieses Effekts wurde in der Driftzeit durch Parameterisie-

¹⁴Diese Werte wurden durch die Datenanalyse mit anschließender Optimierung des Effekts bestimmt

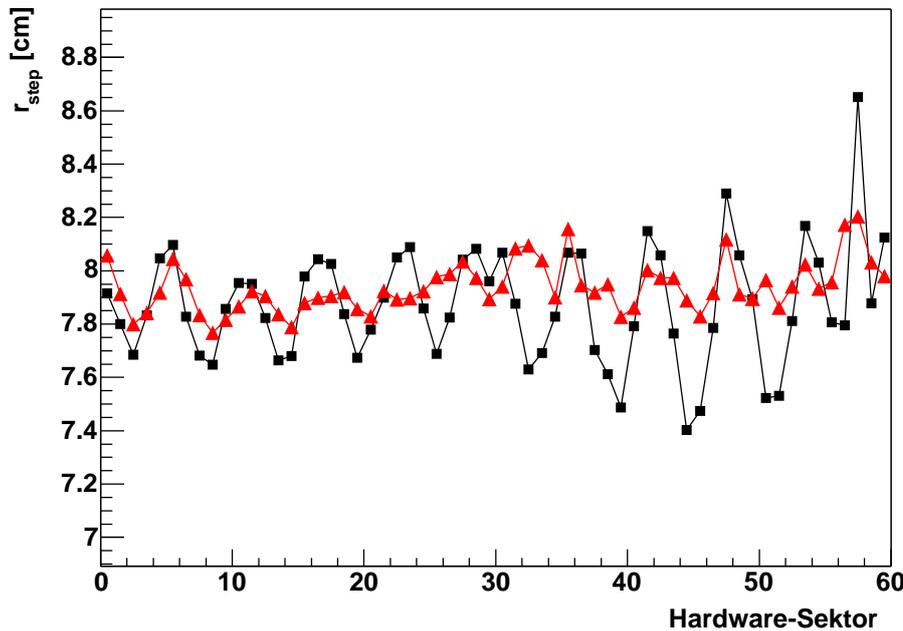


Abbildung 3.17: *Radial-Step* als Funktion der Hardware-Sektoren (siehe Anhang A.3) ohne Korrektur (schwarze Quadrate) und mit Korrektur (rote Dreiecke) auf die Verschiebung der Hochspannungskathoden.

zung des mit MAGBOLTZ berechneten Driftgeschwindigkeitsprofils und Umrechnung in die entsprechende Driftzeit nach Gl. 3.5 vorgenommen. Diese komplizierte Methode wurde benutzt, um die Druck- und Temperaturkorrekturen aus MAGBOLTZ, die eine Korrektur der Driftgeschwindigkeit (Driftzeit) ermöglichen, anwenden zu können, da auch Temperaturunterschiede von 1° bei langen Driftzeiten einen messbaren Fehler in der Ortsrekonstruktion bewirken.

In Abbildung 3.17 ist der *Radial-Step* als Funktion der Hardware-Sektoren (analog zu Abb. 3.16) dargestellt. Die korrigierten Daten weisen im Vergleich zu den unkorrigierten Daten eine erhebliche Reduktion der Amplitude der Oszillation auf, insbesondere für die Ost-FTPC, können aber dem beobachteten Effekt nicht vollständig Rechnung tragen. Eine z -Abhängigkeit der Verschiebung und das durch die Schwerkraft hervorgerufene Durchhängen der Kammern könnten mögliche Erklärungen sein. Um eine weitere Erhöhung der Genauigkeit zu erreichen, wären intensive Studien mit hoher Datenstatistik nötig. Da der Einfluß dieser Korrektur im Vergleich zu der in Kapitel 3.6.2 beschriebenen Korrektur relativ gering ist, wurde auf weitere zeitaufwendige Studien und Korrekturen verzichtet. Diese würden eine Erhöhung der Impulsauflösung von weniger als 1% bewirken, was gering im Vergleich zur generellen Impulsauflösung der FTPCs von über 15 % ist (siehe auch Kap. 3.7.2).

und sind mit zusätzlichen Ungenauigkeiten der Methode versehen. Daher ist anzunehmen, daß der wirkliche Versatz kleiner ist und damit in der abgeschätzten Genauigkeit der Fertigung liegt.

3.6.2 FTPC Fehlausrichtung im globalen STAR-Koordinatensystem

Die Bestimmung des Impulses erfolgt im globalen STAR-Koordinatensystem K^{STAR} , um den Kollisionsvertex beim Impulsfit von primären Teilchenspuren mitbenutzen zu können. Letzterer wird im globalen Koordinatensystem durch die TPC Spuren bestimmt. Folglich muß auf die relative Fehlausrichtung der FTPCs und TPC in Bezug auf den STAR-Magneten korrigiert werden. Da die FTPCs in Bezug auf die TPC eingebaut werden, muß zuerst für einen Spurpunkt \vec{P} die Fehlausrichtung der TPC in Bezug auf den Magneten berücksichtigt werden. Diese Korrektur wird mit Hilfe einer Rotation D_{TPC} und einer zusätzlichen Verschiebung \vec{s}_{TPC} der Spurpunkte vorgenommen. Nach Durchführung dieser externen Geometriekorrektur sollten die rekonstruierten FTPC Spuren auf den Kollisionsvertex in der xy -Ebene zurückextrapoliert werden können. In Abbildung 3.18 ist die Vertexposition in der xy -Ebene durch die Rückextrapolation der FTPC Spuren \vec{v}_{FTPC} in Bezug auf den Kollisionsvertex \vec{v}_{TPC} für die Ost-FTPC dargestellt. Eine Abweichung vom Ursprung in der Größenordnung von 1–2 mm ist sowohl in der x - als auch in der y -Koordinate sichtbar. Dies deutet darauf hin, daß die FTPCs eine Fehlausrichtung in Bezug auf die TPC aufweisen, bedingt durch Ungenauigkeiten beim Einbau der FTPCs in den STAR-Detektor.

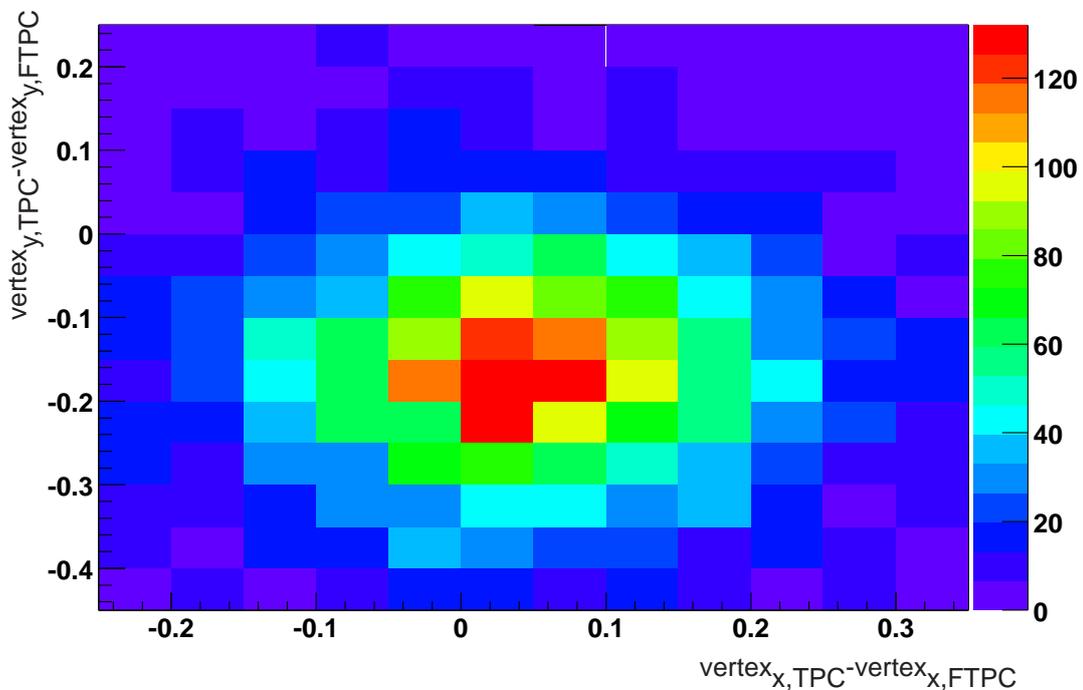


Abbildung 3.18: Abweichung der durch Rückextrapolation der FTPC Spuren gewonnenen Vertexposition in der xy -Ebene in Bezug auf den durch die TPC Spuren bestimmten Kollisionsvertex.

Im Einklang mit mechanischen Einbaubedingungen wurde die Korrektur dieser Fehl- ausrichtung durch eine Rotation D_{FTPC} um die Einbauachse \vec{m}_{FTPC} vorgenommen. Die Drehwinkel wurden aus den in Abb. 3.18 gemessenen Abständen in x - und y -Richtung zum TPC-Vertex berechnet.

Für einen im lokalen FTPC-Koordinatensystem K^{FTPC} gemessenen Spurpunkt \vec{P}_{FTPC} muß folgende Transformation durchgeführt werden, um die Lage des Spurpunktes \vec{P}_{STAR} im globalen STAR-Koordinatensystem K^{STAR} zu bestimmen:

$$\vec{P}_{K^{STAR}} = D_{TPC} \cdot \left[\left(D_{FTPC} \cdot \left(\vec{P}_{K^{FTPC}} - \vec{m}_{FTPC} \right) \right) + \vec{m}_{FTPC} \right] + \vec{s}_{TPC}. \quad (3.8)$$

Für Au+Au Kollisionen wurde eine Genauigkeit in der Vertexrückextrapolation von ungefähr 100–150 μm erreicht. Für d+Au Kollisionen konnte für die Ost-Kammer eine Genauigkeit von 250–450 μm erzielt werden. Für p+p Kollisionen und auch für die d+Au Ereignisse ist diese Methode aufgrund der geringen Multiplizität problematisch und mit einem größeren systematischen Fehler behaftet (siehe auch Anmerkungen in Kap. 3.5). Dennoch wurde diese Korrekturmethode auch auf die d+Au Kollisionen im Jahr 2003 angewandt. Diese Rotationsparameter wurden dann auch für die p+p Ereignisse benutzt, da ein Ausbau der FTPCs nicht stattfand, und in den vorher aufgenommenen d+Au Ereignissen eine ausreichende Genauigkeit aufgrund der höheren Multiplizität erreicht werden konnte.

Ungenauigkeiten in der Korrektur der FTPC Fehlausrichtung in Bezug auf das globale STAR-Koordinatensystem sind Hauptfehlerquelle der Impulsbestimmung, da bedingt durch den großen Krümmungsradius der FTPC Spuren nur ein kleiner Kreisabschnitt in den FTPCs durch maximal 10 Spurpunkte vermessen wird. Deshalb ist die Impulsbestimmung in einem nicht unerheblichen Maße von der Vertexposition abhängig, da der Vertex aufgrund des Hebelarms von 8 cm in der transversalen Projektion wesentlich die Krümmung mitbestimmt, was sich auch darin zeigt, daß die Impulsauflösung der globalen FTPC Spuren (damit sind Spuren gemeint, die nicht den Vertex als Spurpunkt benutzen) um den Faktor 2–3 schlechter ist als die der primären Spuren (Spuren, die den Vertex als Spurpunkt besitzen) (siehe Kap. 3.7.2).

3.7 Qualität der kalibrierten Daten

In diesem abschließenden Kapitel zur Kalibration der FTPCs werden die wichtigsten Kenngrößen und die erreichte Genauigkeit der Kalibration für die Au+Au und d+Au Datensätze aus den Jahren 2001/02 und 2003 vorgestellt.

3.7.1 Ortsauflösung und Zweispurtrennung

In Abb. 3.19 ist die Ortsauflösung, definiert durch die Breite der Residuenverteilung (siehe Kap. 3.3.3), als Funktion der Verstärkungsspannung (*Gain-Spannung*) für d+Au Ereignisse dargestellt. Wie schon in Kap. 3.3.3 erwähnt, ist eine Abhängigkeit der erreichten Ortsauflösung von der Clustergeometrie zu erwarten. Dies ist in Abb. 3.19 durch eine verbesserte Ortsauflösung bei höheren Verstärkungsspannungen sichtbar, da sowohl die Gesamtladung als auch die Clusterbreite in Pad- und Zeit-Richtung eine lineare Abhängigkeit von der verwendeten Verstärkungsspannung aufweisen.

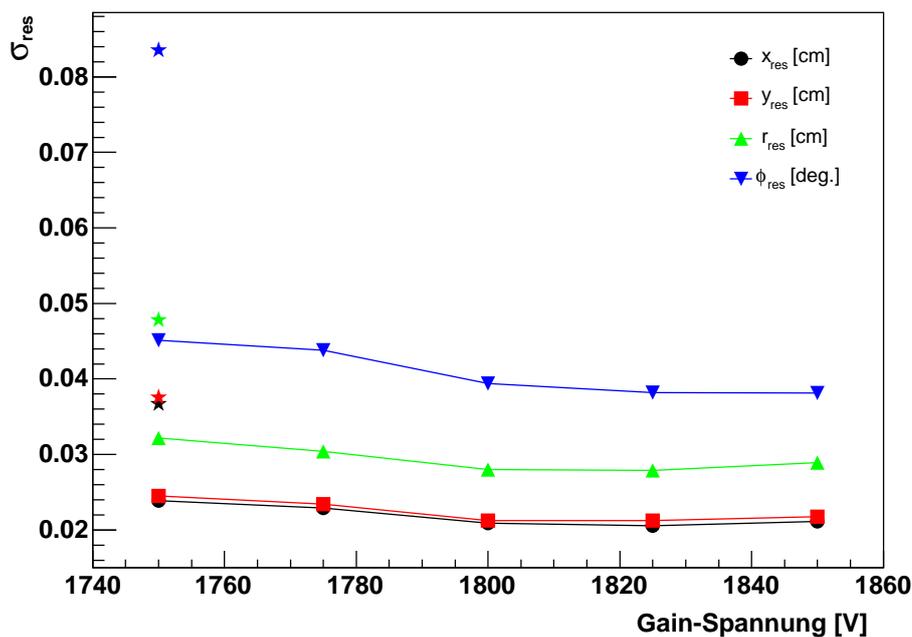


Abbildung 3.19: Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Verstärkungsspannung (*Gain-Spannung*) in d+Au Ereignissen für die West-FTPC. Die Ortsauflösung in x , y , r und ϕ wird aus der Breite der Residuenverteilung (*Residuals*) bestimmt (siehe Kap. 3.3.3). Die Sterne repräsentieren Messungen der Ortsauflösung in Au+Au Ereignissen.

Bemerkenswert ist die erhebliche Verbesserung der Ortsauflösung in den d+Au Ereignissen bei gleicher Verstärkungsspannung im Vergleich zu den Au+Au Ergebnissen aus dem Jahr 2001. Eine mögliche Ursache könnte in dem schon bereits erwähnten

Erdungsproblem des Frischgitters im Jahr 2001 liegen, welches für die d+Au Ereignisse im Jahr 2003 behoben wurde. Weitere Untersuchungen und Vergleiche mit den Au+Au Daten aus dem Jahr 2004 sind erforderlich, um die Ursache eindeutig auf das Erdungsproblem zurückführen zu können. Für die d+Au Kollisionen wurde dann bei der verwendeten Verstärkungsspannung von 1800 V ein Ortsauflösung von $\sim 200\text{--}250\ \mu\text{m}$ erreicht. Die ursprünglich erwartete Auflösung von $\sim 100\text{--}150\ \mu\text{m}$ konnte jedoch nur in Laserereignissen erreicht werden (siehe Kap. 3.3.3).

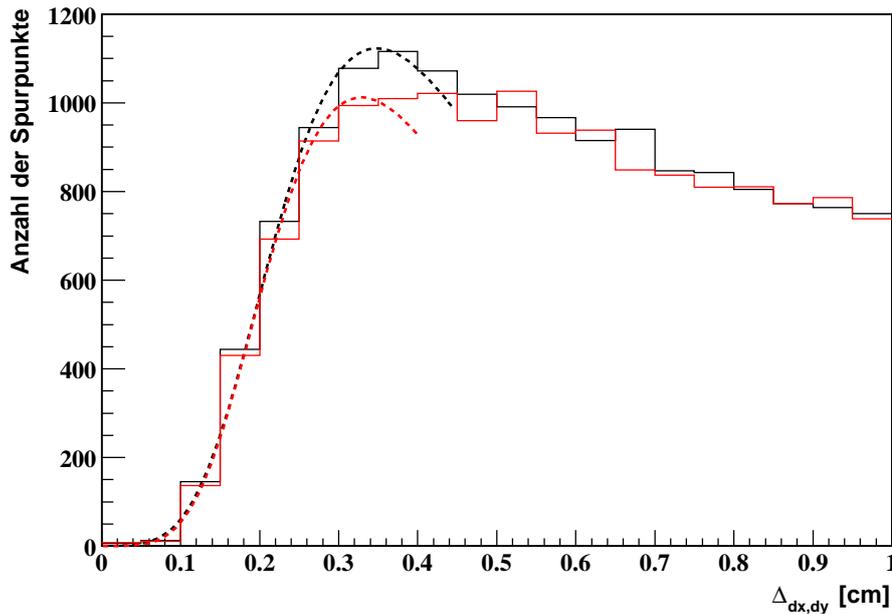


Abbildung 3.20: Verteilung des Abstandes in x - und y -Richtung (rot bzw. schwarz) des ersten gefundenen Spurpunktes zu allen weiteren ersten Spurpunkten der gefundenen Teilchenspuren bei gleicher z -Position im selben azimuthalen Sektor in der West-FTPC ($\Delta_{dx,dy}$) für Minimum-Bias Au+Au Ereignisse. Durch Anpassung einer Gauß-Verteilung (strichliert) konnte die Zweispurauflösung zu $\sim 2\ \text{mm}$ abgeschätzt werden.

In Abb. 3.20 ist die Verteilung des Abstandes in x - und y -Richtung des ersten gefundenen Spurpunktes zu allen weiteren ersten Spurpunkten der gefundenen Teilchenspuren bei gleicher z -Position im selben azimuthalen Sektor der FTPC dargestellt. Aus dieser Verteilung läßt sich für die Minimum-Bias Au+Au Ereignisse aus dem Jahr 2001 die Zweispurtrennung bei kleinen Radien, d. h. bei hoher Spurdichte, zu $\sim 2\ \text{mm}$ abschätzen. Damit wurde die geplante Zweispurtrennung von $\sim 1\ \text{mm}$ nicht erreicht. Allerdings wird in den FTPCs eine um den Faktor 5 bessere Zweispurtrennung als in herkömmlichen TPCs erreicht.

3.7.2 Impulsauflösung

Wie in [Old02a] eingehend auf Simulationsdatensätzen beruhend gezeigt wurde, ist die Impulsauflösung im Mittel $\sim 12\%$ und weist eine starke Abhängigkeit vom betrachteten kinematischen Bereich in η und p_t auf. – Die in dieser Arbeit benutzte Definition der Impulsauflösung ergibt sich aus der Verteilungsbreite des relativen Impulsfehlers (siehe [Old02a]). – Eine realistischere Abschätzung kann durch das sogenannte *Embedding* erzielt werden. In diesem Verfahren werden simulierte Teilchenspuren in ein reales Ereignis eingebettet (*embedded*) und nach vollständiger Simulation des Detektors [Gia93] durch die Rekonstruktionssoftware analysiert (für weitere Details dieses Verfahrens und die Umsetzung für die FTPCs sei auf [Sim04] verwiesen).

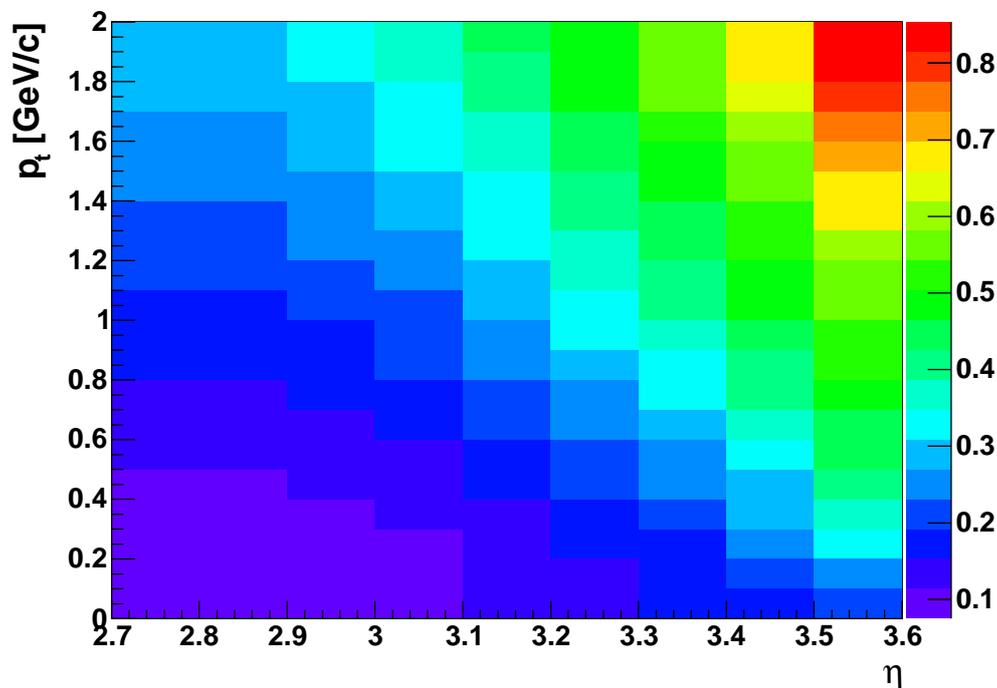


Abbildung 3.21: Impulsauflösung in Abhängigkeit von η und p_t in der West-FTPC bestimmt durch *Embedding* von geladenen Pionen in Minimum-Bias Au+Au Ereignisse.

Die in dieser Arbeit verwendeten *Embedding*-Datensätze beruhen auf Minimum-Bias Au+Au (oder Minimum-Bias d+Au) Ereignissen, in denen primäre geladene Pionen mit einer flachen p_t - und η -Verteilung *embedded* wurden. Dabei wurde abhängig von der Multiplizität des betrachteten Ereignisses 5% simulierte Teilchenspuren (in d+Au aber mindestens eine Spur) *embedded*. Eine signifikante Abhängigkeit der Impulsauflösung von der Zentralität des Ereignisses konnte in den Au+Au Ereignissen und insbesondere in d+Au Ereignissen nicht festgestellt werden. Damit wird deutlich, daß die Impulsauflösung eine intrinsische Größe darstellt und bestätigt damit die Ergebnisse aus Kap. 5.2.1. In Abb. 3.21 ist die Impulsauflösung für Minimum-Bias Au+Au Ereignisse für die West-FTPC als Funktion der Pseudorapidity und des transversalen Impulses dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, daß die Impulsauflösung bei höher werdendem η und p_t

schnell sehr schlecht wird. Deswegen werden insbesondere die Transversalimpulsverteilungen nur in einem Bereich von 3 bis 3,2 in η und bis maximal 1 GeV in p_t bestimmt, in denen eine moderate Impulsauflösung in den FTPCs von $\sim 18\%$ erreicht wird. Die Optimierung der Verstärkungsspannung und die damit erhöhte Ortsauflösung in den d+Au Ereignissen (siehe Kap. 3.7.1) führte zu einer Verbesserung der Impulsauflösung von im Mittel 5-8% im Vergleich zu den Au+Au Ereignissen aus dem Jahr 2001.

3.7.3 Spurrekonstruktionseffizienz

Die Spurrekonstruktionseffizienz (kurz: Effizienz) ergibt sich aus dem Verhältnis der nach vollständiger Detektorsimulation wiedergefundenen zu den ursprünglichen *embedded* Spuren¹⁵ (siehe auch [Old02a] und [Sim04]). In Abb. 3.22 ist die Effizienz als Funktion der Pseudorapidität und des transversalen Impulses für Minimum-Bias Au+Au Ereignisse dargestellt. Es ist deutlich ein Plateau mit maximaler Effizienz von über 70% in dem Bereich von $3 < |\eta| < 3,5$ sichtbar; es weist nur eine geringe Abhängigkeit vom transversalen Impuls auf. Dieses Ergebnis führte dazu, daß die Analyse der verwendeten Datensätze auf diesen Pseudorapiditätsbereich eingeschränkt wurde, um den Einfluß der Effizienz auf die Teilchenspektren zu minimieren. In Abb. 3.23 ist die Effizienz in Abhängigkeit von der Pseudorapidität und dem transversalen Impuls für verschiedene Zentralitäten der Ereignisse aufgetragen (siehe Kap. 4.1). Dabei ist deutlich zu sehen, daß die Effizienz im wesentlichen konstant über den betrachteten η - und p_t -Bereich ist. Allerdings ist eine starke Abhängigkeit der Effizienz von der Zentralität sichtbar. In peripheren Au+Au Kollisionen und in den d+Au Ereignissen erreicht die Effizienz einen Wert von über 90% und ist hauptsächlich durch die Sektorgrenzen und die zusätzlichen Ausleseelektronikverluste bestimmt. Damit können auch die geringen Unterschiede zwischen Ost- und West-FTPC erklärt werden.

Die schnell schlechter werdende Effizienz bei zunehmender Zentralität ist prinzipiell auf die sehr hohen Teilchendichten in Au+Au Kollisionen zurückzuführen. Der signifikante Unterschied zwischen den 5%-10% zentralen und den 5% zentralsten Ereignissen suggeriert allerdings grundlegendere Probleme in der Rekonstruktion, die sich auch darin zeigen, daß die Anzahl der gefundenen Spurpunkte auf Teilchenspuren mit zunehmender Zentralität abnimmt. Deswegen sollten die zentralsten Ereignisse solange mit Vorsicht betrachtet werden, bis detailliertere Studien, basierend auf Änderungen der Rekonstruktionsparameter im Cluster- und Trackfinding Algorithmus mit Hilfe der *Embedding*-Methode, eine Antwort liefern können.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß in den Au+Au Kollisionen bei geringerer Zentralität und insbesondere in d+Au Kollisionen eine hervorragende Effizienz erreicht wurde.

¹⁵Wie schon in Kap. 3.7.2 erwähnt, soll im Rahmen dieser Arbeit weder auf die Details der *Embedding*-Methode eingegangen werden, noch die Definition der Impulsauflösung und Spurrekonstruktionseffizienz diskutiert werden. Die Definition der betrachteten Größen ist in [Old02a] eingehend beschrieben und die Methode selber ist in [Sim04] dargestellt.

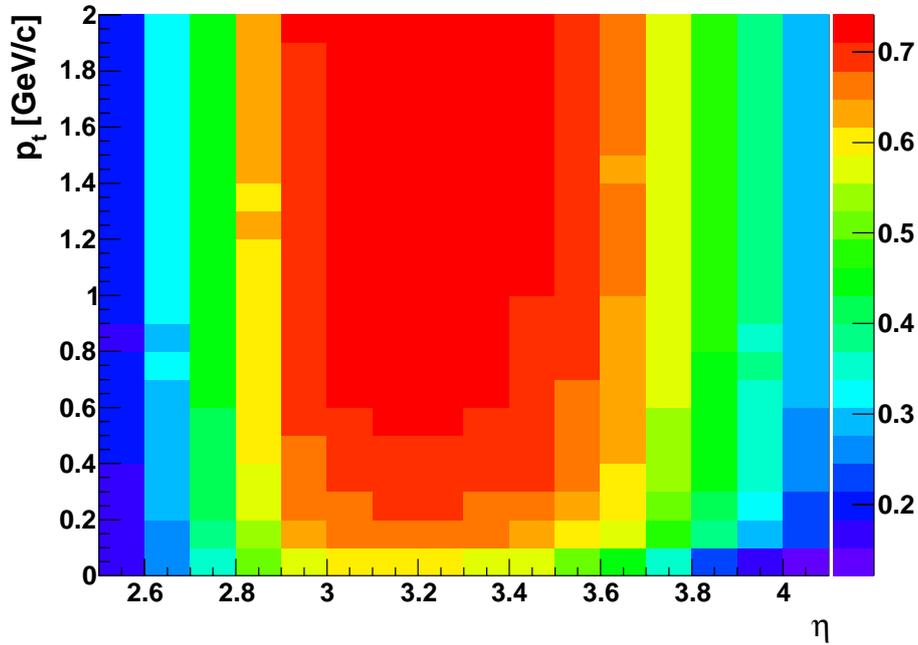


Abbildung 3.22: Spurrekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von η und p_t in Minimum-Bias Au+Au Ereignissen für die West-FTPC.

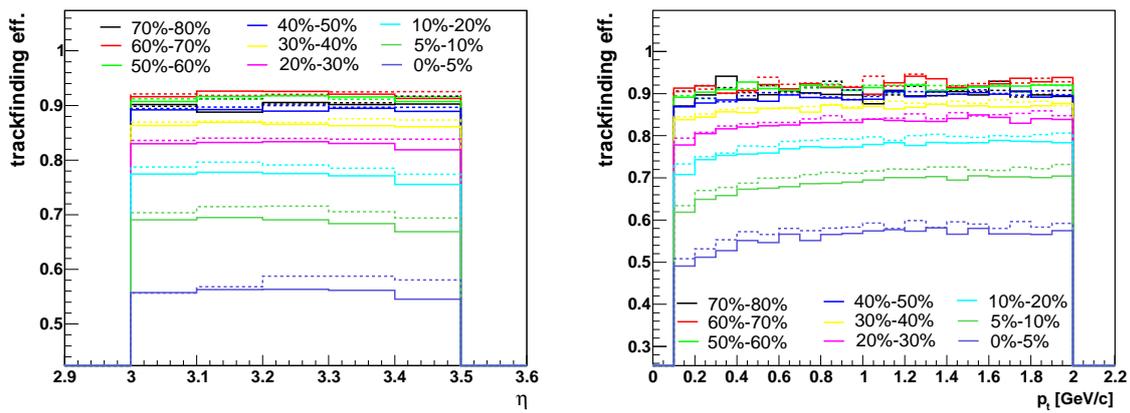


Abbildung 3.23: Spurrekonstruktionseffizienz (*trackfinding eff.*) als Funktion von η (links) und p_t (rechts) für unterschiedliche Zentralitäten in Au+Au Ereignissen. Die durchgezogenen Linien bezeichnen die Messungen der West-FTPC, die strichlierten Linien die der Ost-FTPC.

Kapitel 4

Messung von anisotropem Fluß mit den FTPCs

In einer Schwerionenkollision kann sich bei genügend langer Wechselwirkung der erzeugten Materie ein zumindest lokales thermisches Gleichgewicht ausbilden. Unter dieser Voraussetzung kann das System durch die makroskopischen, thermodynamischen Größen Temperatur T und Druck p charakterisiert werden. Im Rahmen eines hydrodynamischen Modells spiegeln sich diese makroskopischen Eigenschaften im kollektiven Verhalten der Materie wider und bieten so einen direkten Zugang zur Zustandsgleichung der Materie.

In der Hydrodynamik führen Druckgradienten zur Ausbildung eines Geschwindigkeitsfeldes, welches den Fluß von Materie beschreibt. Der Fluß von der in einer Schwerionenkollision erzeugten Teilchen kann im hadronischen Endzustand vermessen werden und zeigt sich als eine kollektive Bewegung von Teilchen in gleicher Richtung oder mit gleicher Geschwindigkeit.

4.1 Definition der Zentralität eines Ereignisses

Eine wichtige Größe in der Charakterisierung einer Schwerionenkollision stellt die Zentralität eines Ereignisses dar. Die Geometrie einer Kollision kann durch den Stoßparameter b beschrieben werden, der durch den kleinsten Abstand der beiden kollidierenden Kernzentren gegeben ist (siehe Abb. 4.2). Ist $b \approx 0$ so spricht man von einem zentralen Ereignis. In diesem Fall sind im wesentlichen alle Nukleonen der beiden Kerne an der Reaktion beteiligt (= Anzahl der Partizipanten N_{part}). Ereignisse in denen $b \neq 0$ ist, werden als nicht-zentrale Ereignisse bezeichnet und nur ein Teil der Nukleonen nimmt an der Reaktion teil (siehe auch Abb. 4.2). Da für kleineres b eine höhere Multiplizität der produzierten Teilchen erwartet wird, kann durch diese Korrelation die Multiplizität zur Abschätzung der Zentralität der Kollision benutzt werden. Aus der Multiplizitätsverteilung lassen sich dann Multiplizitätsintervalle bestimmen, die einem

bestimmten prozentualen Anteil der „zentralsten“ Ereignisse, bezogen auf den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion, entsprechen (siehe Abb. 4.1).

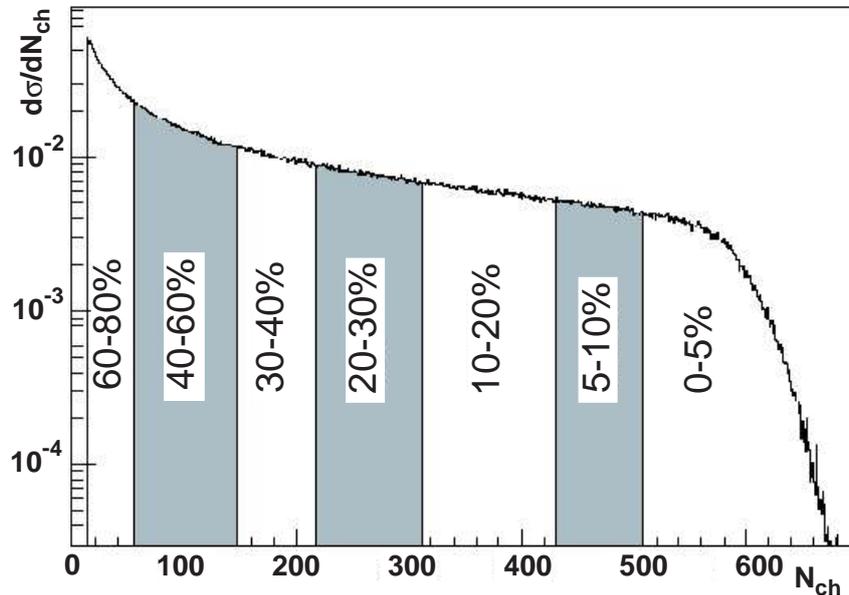


Abbildung 4.1: Multiplizitätsverteilung der geladenen TPC Teilchen mit $|\eta| < 0,5$ in Au+Au Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie pro Nukleonenpaar von $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Die einzelnen Bereiche bezeichnen die in den nachfolgenden Analysen des Au+Au Datensatzes verwendeten Zentralitätsbereiche, wobei die Prozentangaben den Anteil an den „zentralsten“ Stößen bezeichnen (siehe auch Text). Für d+Au Kollisionen siehe Kap. 6.1.

Mit Hilfe von Glauber-Modellen (oder HIJING [Wan91]) kann dann aus der Multiplizitätsverteilung (siehe Abb. 4.1) der Stoßparameter b , die Anzahl der teilnehmenden Nukleonen N_{part} und die Anzahl der binären Nukleon-Nukleon Kollisionen N_{bin} für die gewählten Zentralitätsklassen bestimmt werden [Adl02a]. Dieselbe Methode wurde auch in d+Au Kollisionen angewandt (siehe [Ada03a] und Kap. 6.1). Im weiteren Verlauf der Arbeit wird die Zentralität – wenn nicht anders erwähnt – in Prozent, bezogen auf den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion, angegeben.

4.2 Definition von anisotropem Fluß

In nicht-zentralen¹ Schwerionenkollisionen kann sich aufgrund der anfänglichen räumlichen Anisotropie, hervorgerufen durch die Geometrie der Kollision, ein nichtisotroper transversaler Druckgradient ausbilden (siehe Abb. 4.2). Dieser erzeugt eine nichtisotrope azimuthale Verteilung der Teilchenimpulse im hadronischen Endzustand, welche mit der Reaktionsebene einer Schwerionenkollision korreliert ist. Die Reaktionsebene ist durch den Stoßparameter b , der den kleinsten Abstand der beiden Kernzentren

¹Bei zentralen Schwerionenkollisionen können sich aufgrund der vorhandenen Symmetrie keine anisotropen, wohl aber radiale Flußphänomene ausbilden.

im Schwerpunktsystem der Kollision mißt, und die Strahlachse (z -Achse) definiert (siehe Abb. 4.2). Flußmessungen werden prinzipiell in Bezug auf die Reaktionsebene im Koordinatensystem $K'_{x'y'z'}$ vorgenommen, das gegenüber dem globalen (STAR)-Koordinatensystem K_{xyz} um den Winkel Ψ_R um die z -Achse gedreht ist. Der Winkel der Reaktionsebene Ψ_R im globalen Koordinatensystem muß für jedes Ereignis neu bestimmt werden (siehe Kap. 4.3.1).

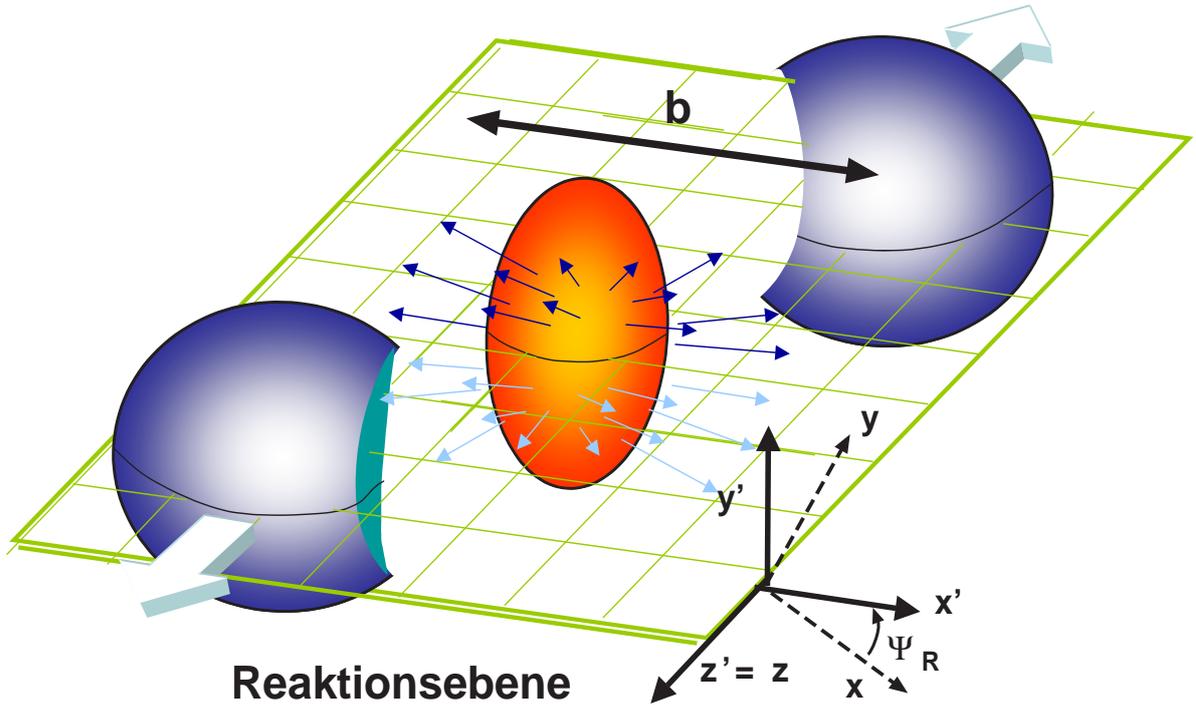


Abbildung 4.2: Die Reaktionsebene in nicht-zentralen Au+Au Kollisionen wird durch den Stoßparameter b und die Strahlrichtung z definiert. Dabei ist der Stoßparameter b durch den kleinsten Abstand der beiden kollidierenden Kernzentren gegeben. Das Koordinatensystem der Reaktionsebene $K'_{x'y'z'}$ unterscheidet sich vom STAR-Koordinatensystem K_{xyz} durch eine Drehung um den Winkel Ψ_R um die z -Achse ($K_{xyz} \rightarrow K'_{x'y'z'}$).

Eine natürliche Beschreibung der ellipsenförmigen azimuthalen Verteilung der Teilchenimpulse im Koordinatensystem $K'_{x'y'z'}$ der Reaktionsebene ist im Rahmen einer Fourieranalyse möglich [Vol96]. Die dreifach differenzielle Impulsverteilung der Teilchen in Bezug auf die Reaktionsebene ist gegeben durch:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_t dp_t dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos [n(\phi - \Psi_R)] \right), \quad (4.1)$$

wobei p_t der transversale Impuls und y die Rapidity eines Teilchens bezeichnet (siehe

Anhang A.2). N ist die Anzahl der Teilchen, Ψ_R der Winkel der Reaktionsebene und $\phi = \arctan \frac{p_y}{p_x}$ der Winkel des Impulsvektors im globalen Koordinatensystem K_{xyz} . Die normalerweise auftretenden Sinusterme der Fourieranalyse fallen aufgrund der Symmetrie bezüglich der Reaktionsebene weg.

Anisotropien in der azimuthalen Impulsverteilung in Bezug auf die Reaktionsebene sind die Folge von transversalem Fluß [Her99, Rei97, Oll98]. Dieser bildet sich überwiegend in der frühen Phase einer Schwerionenkollision aus [Sor97].

Eine Interpretation der Fourierkoeffizienten v_n aus Gl. 4.1 gewichtet mit p_t ergibt sich aus einfachen geometrischen Überlegungen [Vol96]:

$$\begin{aligned} v_1 &= \left\langle \frac{p_{x'}}{p_t} \right\rangle && \text{gerichteter Fluß,} \\ v_2 &= \left\langle \frac{p_{x'}^2 - p_{y'}^2}{p_t^2} \right\rangle && \text{elliptischer Fluß.} \end{aligned} \tag{4.2}$$

Die eckigen Klammern bezeichnen dabei die Mittelwertbildung über alle Teilchen in einem Ereignis. Damit mißt v_1 die Verschiebung des Mittelpunktes und v_2 die Längendifferenz der beiden Hauptachsen der annähernd ellipsenförmigen Impulsverteilung.

Fourierkoeffizienten höherer Ordnung, gemessen in [Ada04a], sollen ein tiefergehendes Verständnis für die Anfangsbedingungen und für die zeitliche Entwicklung des in einer Schwerionenkollision erzeugten Systems erlauben [Kol00]. In [Kol03] wurde im Rahmen von hydrodynamischen Berechnungen gezeigt, daß v_4 sensitiver auf die Anfangsbedingungen ist als v_2 . Aufgrund der geringen gemessenen Flußstärken war für die Au+Au Ereignisse im Jahre 2001 nicht genügend Statistik vorhanden, um Flüsse höherer Ordnung in den FTPCs nachweisen zu können, so daß im weiteren nur Ergebnisse des gerichteten Flusses v_1 (siehe Kap. 4.4) und des elliptischen Flusses v_2 (siehe Kap. 4.5) vorgestellt werden.

4.3 Methoden zur Bestimmung anisotropen Flusses

Eine detaillierte Beschreibung der in den nächsten Abschnitten vorgestellten Methoden zur Bestimmung anisotropen Flusses ist in [Adl02b] zu finden. Ausführliche Untersuchungen der unterschiedlichen Methoden und deren systematischer Einfluß auf die Flußmessungen in der STAR TPC wurden dort mit Hilfe von Simulationen und der Analyse von Au+Au Ereignissen aus dem Jahre 2000, aufgenommen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, vorgenommen.

Eine Umsetzung der Methoden im Rahmen der STAR-Software war vorhanden und wurde hier ohne weitere Modifikation für die Datenanalyse benutzt.

4.3.1 Teilchenkorrelation mit der Reaktionsebene

Die in Kap. 4.2 eingeführte Definition des Flusses n -ter Ordnung basierend auf der Korrelation der Teilchenverteilung mit der Reaktionsebene setzt deren Bestimmung für jedes Ereignis voraus. Zur Messung der Reaktionsebene wird der anisotrope Fluß selbst benutzt [Pos98]. Dadurch kann die Reaktionsebene unabhängig für die Flüsse n -ter Ordnung bestimmt werden. Der Flußvektor $\vec{Q}_n = (X_n, Y_n)$ und der Winkel der Reaktionsebene Ψ_n für die n -te Ordnung ergeben sich zu:

$$\begin{aligned} Q_n \cos(n\Psi_n) &= X_n = \sum_i w_i \cos(n\phi_i) \\ Q_n \sin(n\Psi_n) &= Y_n = \sum_i w_i \sin(n\phi_i) \end{aligned} \quad (4.3)$$

bzw.

$$\Psi_n = \left(\tan^{-1} \frac{\sum_i w_i \sin(n\phi_i)}{\sum_i w_i \cos(n\phi_i)} \right) / n = \left(\tan^{-1} \frac{X_n}{Y_n} \right) / n. \quad (4.4)$$

Dabei erfolgt die Summation über die Teilchen i des Ereignisses, die zur Bestimmung der Reaktionsebene ausgewählt wurden, und w_i sind Wichtungsfaktoren, die je nach Ordnung zur Optimierung der Auflösung der Reaktionsebene gewählt werden.

Da diese Methode nur eine näherungsweise Bestimmung der Reaktionsebene ermöglicht, wird der nach Gl. 4.4 bestimmte Winkel Ψ_n zur weiteren Unterscheidung Winkel der Ereignisebene (kurz: Ereignisebene) genannt.

Die eigentliche Flußmessung besteht in der Korrelation der Teilchenverteilung mit der Ereignisebene für jedes Ereignis. Durch obige Methode kann prinzipiell der Fluß n -ter Ordnung in Bezug auf die Ereignisebenen der Ordnung m mit $n \geq m$ gemessen werden. Insbesondere kann dadurch das Vorzeichen des elliptischen Flusses durch Messung desselben in Bezug auf die Ereignisebene des gerichteten Flusses bestimmt werden (siehe Kap. 4.5).

Nach [Vol96, Pos98] ergeben sich die Koeffizienten $v_n^{gem.}$ der Fourierentwicklung bezüglich der Ereignisebene der Ordnung m zu:

$$v_n^{gem.} = \langle \cos [n(\phi - \Psi_m)] \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \cos [n(\phi_i - \Psi_m)], \quad (4.5)$$

mit N der Anzahl der Teilchen pro Ereignis. Da diese Messung noch nicht auf die Auflösung der Ereignisebene korrigiert ist, bezeichnet $v_n^{gem.}$ den *gemessenen* Fluß n -ter Ordnung. In der Regel wird die hier vorgestellte Messung an einigen hunderttausend Ereignissen vorgenommen, so daß der Mittelwert von $v_n^{gem.}$ über die Ereignisse das eigentlich gemessene anisotrope Flußsignal ergibt. Im weiteren soll jedoch der Mittelwert über die Ereignisse auch mit $v_n^{gem.}$ bezeichnet werden.

Eine Korrektur des gemessenen Flusses auf die Auflösung der Ereignisebene ist in [Pos98] dargestellt und ergibt sich zu:

$$v_n = v_n^{\text{gem.}} / \langle \cos [n(\Psi_m - \Psi_R)] \rangle. \quad (4.6)$$

Für die praktische Berechnung und Umsetzung der Korrektur auf die Auflösung der Ereignisebene sowie für weitere systematische Untersuchungen dieser Methode für die FTPCs sei auf die ausführliche Darstellung in [Old02a] verwiesen.

4.3.2 Die *Cumulant*-Methode

Die in Kap. 4.3.1 vorgestellte „Standard-Methode“ zur anisotropen Flußmessung basiert auf Zwei-Teilchen-Korrelationen [Adl02b, Alt03]. Dabei muß vorausgesetzt werden, daß der Einfluß von Zwei-Teilchen-Korrelationen, deren Ursprung nicht anisotroper Fluß ist (sogenannte *non-flow* Korrelationen), vernachlässigbar gegenüber dem Flußsignal ist. Mögliche *non-flow* Beiträge sind u. a. Impulserhaltung, Bose-Einstein Korrelationen, Coulomb Wechselwirkung, Jets sowie Zerfälle von Resonanzen. Da aber anisotroper Fluß ein Vielteilchenphänomen ist, können Mehrteilchen-Korrelationen anstatt wie bisher Zwei-Teilchen-Korrelationen benutzt werden, um Flußmessungen vorzunehmen. Dadurch würde auf natürliche Weise der relative Einfluß von *non-flow* Beiträgen verringert. Benutzt man nun Mehrteilchen-Korrelationen zur Flußmessung, so muß der Beitrag der Korrelationen von geringerer Ordnung abgezogen werden. Formal wird dem durch den Gebrauch von *Cumulants* [Bor01] anstelle von normalen Korrelationsfunktionen Rechnung getragen. Die Korrelation zwischen zwei Teilchen ist gegeben durch:

$$\langle u_{n,1} u_{n,2}^* \rangle \equiv \langle e^{in\phi_1} e^{-in\phi_2} \rangle = v_n^2 + \delta_n, \quad (4.7)$$

mit der Ordnung n , wobei gemittelt wird über alle Paare im gegebenen Rapidity- und transversalem Impulsintervall sowie über alle Ereignisse. Im weiteren bezeichnet $u_{n,i} = e^{in\phi_i}$ den Einheitsvektor des i -ten Teilchens und der Flußvektor (Gl. 4.3) ergibt sich zu $Q_n = \sum_i u_{n,i}$; der komplex konjugierte Teilchenvektor wird als $u_{n,i}^*$ gekennzeichnet. In Gl. 4.7 repräsentiert δ_n den Beitrag der *non-flow* Korrelationen. Korreliert man vier Teilchen miteinander, so erhält man:

$$\langle u_{n,1} u_{n,2} u_{n,3}^* u_{n,4}^* \rangle = v_n^4 + 2 \cdot 2 \cdot v_n^2 \delta_n + 2 \delta_n^2. \quad (4.8)$$

In Gl. 4.8 ist der Beitrag der Vier-Teilchen *non-flow* Korrelationen nicht berücksichtigt. In [Adl02b] wurde für diesen Beitrag eine obere Grenze abgeschätzt. Sie würde zu einem relativen Fehler von 2% bei einem elliptischen Flußsignal von 0,01 führen. In einem realistischeren Szenario würde dies einen noch wesentlich geringeren Fehler bedeuten, so

daß im weiteren dieser Beitrag vernachlässigt wird. Zieht man von Gl. 4.8 das doppelte Quadrat von Gl. 4.7 ab, so bleiben nur die Flußbeiträge erhalten:

$$\langle\langle u_{n,1}u_{n,2}u_{n,3}^*u_{n,4}^* \rangle\rangle \equiv \langle u_{n,1}u_{n,2}u_{n,3}^*u_{n,4}^* \rangle - 2\langle u_{n,1}u_{n,2}^* \rangle^2 = -v_n^4, \quad (4.9)$$

wobei $\langle\langle \dots \rangle\rangle$ den *Cumulant* bezeichnet. Der *Cumulant* zweiter Ordnung ergibt sich damit zu $\langle\langle u_{n,1}u_{n,2}^* \rangle\rangle = \langle u_{n,1}u_{n,2}^* \rangle$. An dieser Stelle soll die in den weiteren Kapiteln benutzte Notation der Flußmessung mit Hilfe der *Cumulant*-Methode $v_n\{m\}$ eingeführt werden, wobei n der Fluß n -ter Ordnung und m die Ordnung des *Cumulant* angibt. $v_2\{2\}$ steht für die Messung des elliptischen Flusses mit Hilfe der Zwei-Teilchen- und $v_2\{4\}$ bei Benutzung der Vier-Teilchen-Korrelationsmethode.

Um neben dem *globalen* Fluß auch das Flußsignal als Funktion von Rapidität und transversalem Impuls (sogenannter *differentieller* Fluß) zu untersuchen, wendet man für den Vier-Teilchen-Korrelationsansatz folgendes Verfahren an: Man korreliert ein Teilchen in einem bestimmten Phasenraumgebiet mit drei Teilchen aus einem gemeinsamen *pool*. Angenommen das Teilchen b stammte aus dem zu untersuchenden Phasenraumgebiet, dann ergibt sich für den differentiellen Fluß:

$$\langle u_{n,b}u_{n,1}^* \rangle = v_{n;b}v_n + \delta_{n;b}, \quad (4.10)$$

wobei $v_{n;b}$ den Fluß im zu untersuchenden Phasenraumgebiet bezeichnet, und $\delta_{n;b}$ die dazugehörigen *non-flow* Beiträge. Für die Korrelation mit drei Teilchen aus dem *pool* ergibt sich:

$$\langle u_{n,b}u_{n,1}^*u_{n,2}^*u_{n,3}^* \rangle = v_{n;b}v_n^3 + 2 \cdot v_n^2\delta_{n;b} + 2 \cdot v_n v_{n;b}\delta_n + 2\delta_n\delta_{n;b}. \quad (4.11)$$

Die *non-flow* Beiträge können durch Subtraktion des doppelten Produktes aus Gl. 4.7 und Gl. 4.10 von Gl. 4.11 eliminiert werden und man erhält für die differentiellen Flußmessungen:

$$\langle u_{n,b}u_{n,1}^*u_{n,2}^*u_{n,3}^* \rangle - 2\langle u_{n,b}u_{n,1}^* \rangle\langle u_{n,1}u_{n,2}^* \rangle = -v_n^3v_{n;b}. \quad (4.12)$$

Ist das durchschnittliche Flußsignal der Teilchen im *pool* bekannt, so erhält man aus Gl. 4.12 das differentielle Flußsignal für das zu untersuchende Phasenraumgebiet. Eine Umsetzung der *Cumulant*-Methode für Flußmessungen in der TPC und/oder FTPC wurde mit Hilfe des *generating function* Ansatz aus [Bor01] erreicht [Adl02b].

Für die Messung des gerichteten Flusses durch Korrelation zweier Teilchen mit der durch den elliptischen Fluß bestimmten Reaktionsebene ist der Betrag der *non-flow* Korrelationen in [Pos98] als gering abgeschätzt worden.

Korreliert man nun die azimutalen Winkel zweier Teilchen (ϕ_a, ϕ_b) mit der Ereignisebene – bestimmt durch v_2 (Ψ_2) – so erhält man:

$$\begin{aligned} & \langle \cos(\phi_a - \Psi_2) \cos(\phi_b - \Psi_2) - \sin(\phi_a - \Psi_2) \sin(\phi_b - \Psi_2) \rangle \\ & = \langle \cos(\phi_a + \phi_b - 2\Psi_2) \rangle \approx v_{1,a} v_{1,b} \langle \cos(2(\Psi_2 - \Psi_R)) \rangle, \end{aligned} \quad (4.13)$$

mit Ψ_R , dem Winkel der Reaktionsebene. Wird die Reaktionsebene zweiter Ordnung nur durch ein Teilchen bestimmt, so vereinfacht sich Gl. 4.13 zu:

$$\langle \cos(\phi_a + \phi_b - 2\phi_c) \rangle \approx v_{1,a} v_{1,b} v_{2,c}, \quad (4.14)$$

welche identisch mit der Drei-Teilchen-Korrelationsmethode ($v_1\{3\}$) aus [Bor02] ist, im Vergleich zur Vier-Teilchen-Korrelationsmethode aber mit einem geringeren statistischen Fehler behaftet ist.

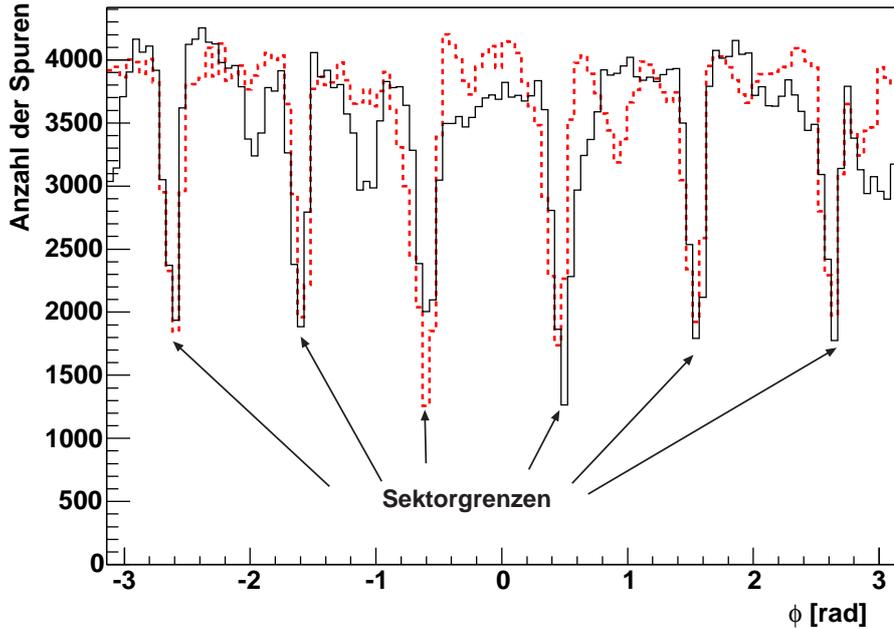


Abbildung 4.3: Azimutale Verteilung der FTPC Spuren (rot strichliert entspricht der Ost- und schwarz durchgezogen der West-FTPC) in Au+Au Ereignissen.

Ein weiterer Vorteil der *Cumulant*-Methode besteht darin, daß durch den *generating function* Ansatz auf azimutale Anisotropien der Detektorakzeptanz korrigiert wird, die ansonsten die Flußmessungen verzerren könnten [Adl02b]. Bei den FTPCs ist dies besonders von Interesse, da bedingt durch die radiale Drift auf den Zylindermantel durch Ausfall der Ausseelektronik jeweils komplette Bereiche azimutaler Akzeptanz verlorengehen. Weitere Akzeptanzverluste werden durch die Sektorgrenzen der Auslese

hervorgerufen (siehe in Abb. 4.3 die charakteristische 6-fach Struktur). Insbesondere ist es durch diese Methode möglich, 100k Au+Au Ereignisse aus dem Jahr 2001 weiterhin zu benutzen, in denen ein kompletter azimuthaler Sektor ($\sim 60^\circ$) in der West-FTPC durch Elektronikprobleme ausgefallen war (siehe Kap. 4.5.1).

4.4 Messung des gerichteten Flusses in den FTPCs

Zusätzlich zu der in Kap. 4.3.1 erwähnten Möglichkeit der Messung des Vorzeichens des elliptischen Flusses über die Korrelation mit der Ereignisebene des gerichteten Flusses, erlaubt die Untersuchung der Rapiditätsabhängigkeit von v_1 einen Einblick in die zeitliche Entwicklung des erzeugten Teilchensystems in Schwerionenkollisionen. Insbesondere die zentrale Rapiditätsregion (*midrapidity*) ist sensitiv auf die Anfangsbedingungen des Systems und v_1 sollte bei RHIC-Energien kleine Werte und je nach Modell eine geringe Abhängigkeit von der Rapidität bei *midrapidity* aufweisen. Die mögliche Ausbildung eines charakteristischen *wiggles* in der Rapiditätsabhängigkeit könnte durch *baryon stopping* und durch starke Orts-Impuls Korrelationen in der Entwicklung des Systems erklärt werden [SSV⁺00]. Eine ähnliche Rapiditätsabhängigkeit des gerichteten Flusses könnte sich auch aufgrund der Änderung der Kompressibilität der Materie bei Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasmas erklären lassen [Cse99, BSD⁺00]. In diesem Szenario würde sich eine sogenannte *third flow* Komponente [Cse99] oder auch *anti flow* [BSD⁺00] Komponente bei der Expansion der Materie in einer Schwerionenkollision ausbilden. Diese hätte dann das entgegengesetzte Vorzeichen des normalen gerichteten Flusses.

Probleme bei der Messung des gerichteten Flusses mittels Zwei-Teilchen-Korrelationen sind die kleinen Flußsignale und die vorhandenen *non-flow* Beiträge. Ausgehend von dem vorhandenen großen elliptischen Flußsignal wurde der gerichtete Fluß mit der Drei-Teilchen-Korrelationsmethode bestimmt (siehe Kap. 4.3.2 und [Bor02]) und soll mit $v_1\{3\}$ bezeichnet werden.

Die in der Analyse [Ada04a] benutzten ~ 200 k Minimum-Bias Au+Au Ereignisse wurden im Jahre 2001 bei einer Schwerpunktsenergie pro Nukleonpaar von $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV aufgenommen. Die Hälfte dieser Ereignisse ~ 100 k wurden mit einem fehlenden Sektor in der West-FTPC aufgenommen und steht deshalb nur für die auf *Cumulant* basierende Methode zur Verfügung (siehe Kap. 4.3.2 und Kap. 4.5.1). Die TPC deckt den Pseudorapiditätsbereich von $-1,2$ bis $1,2$ ab und die FTPCs den Bereich von $2,4 < |\eta| < 4,2$. Es wurden alle geladenen Teilchen mit einem transversalen Impuls größer als $0,15$ GeV/c für die Analyse benutzt. Die Zentralitätsbestimmung wurde über die Anzahl der geladenen Teilchen in der TPC Akzeptanz von $-0,5 < |\eta| < 0,5$ vorgenommen (siehe Kap. 4.1 und [Adl02a]).

In Abb. 4.4 aus [Ada04a] ist der gerichtete Fluß als Funktion der Pseudorapidität in den Bereichen der TPC und FTPC Akzeptanz für 10%–70%² zentrale Ereignisse

²Damit ist gemeint, daß die 10% zentralsten und die 30% periphersten Ereignisse, bezogen auf den

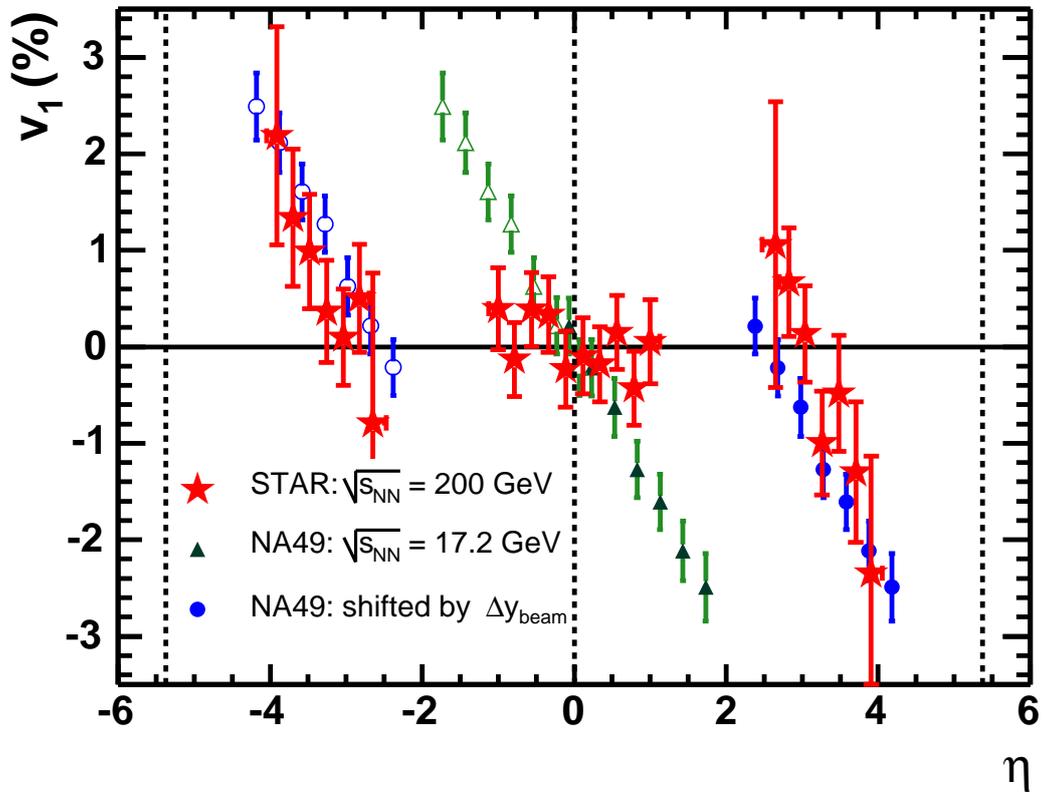


Abbildung 4.4: Messung des gerichteten Flusses als Funktion von η in den FTPCs und der TPC (rote Sterne), wobei die Fehlerbalken nur den statistischen Fehler beinhalten [Ada04a]. Ferner sind NA49 Messungen von v_1 (grüne Dreiecke) aus [Alt03] zum Vergleich dargestellt. Diese um Δy_{beam} verschobenen NA49 Messungen (blaue Kreise) sind ebenso zu sehen.

aufgetragen; die Fehlerbalken beinhalten nur den statistischen Fehler. Zum Vergleich sind auch $v_1(\eta)$ Messungen von NA49 [Alt03] am SPS bei einer Schwerpunktsenergie pro Nukleonenpaar von $\sqrt{s_{NN}} = 17,4$ GeV in Abb. 4.4 zu sehen. Die Ergebnisse von $v_1(\eta)$ bei RHIC-Energien zeigen im Vergleich zu SPS-Energien einen erheblichen Unterschied auf. Ein signifikantes gerichtetes Flußsignal bei RHIC-Energien ist nur bei hohen Pseudorapititäten im Bereich der FTPC Akzeptanz meßbar, wohingegen in der Pseudorapitiätsregion von $|\eta| < 1,2$ das gerichtetes Flußsignal sehr klein und nahezu konstant ist in Übereinstimmung mit den Vorhersagen aus [SSV⁺00, Cse99, BSD⁺00]. Betrachtet man allerdings $v_1(\eta)$ im Projektilbezugssystem, in Abb. 4.4 realisiert durch Verschiebung der NA49 Daten um $\Delta y_{beam} = y_{beam,RHIC} - y_{beam,SPS}$ ³, so findet man eine gute Übereinstimmung zwischen den NA49 und STAR Werten. Diese Konsistenz ist ein Indiz dafür, daß der *limiting-fragmentation* Ansatz (genauer in Kap. 5.1) auch

totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion, nicht für die Analyse benutzt wurden.

³Dabei wurde für die STAR Daten eine Strahlrapidität von $y_{beam,RHIC} = 5,37$ und für die NA49 Messungen von $y_{beam,SPS} = 2,92$ im Schwerpunktsystem der Kollision benutzt.

auf den gerichteten Fluß anwendbar ist.

Dabei ist zu beachten, daß aufgrund der Drei-Teilchen-Korrelationsmethode, in die der gerichtete Fluß quadratisch eingeht, sowohl für die STAR als auch für die NA49 Messungen das Vorzeichen von v_1 nicht bestimmt werden kann [Bor02, Ada04a]. Für die NA49 Messungen aus [Alt03] wurde das Vorzeichen von v_1 durch Annahme eines positiven Wertes für v_1 von Protonen nahe der Strahlrapidity in peripheren Kollisionen festgelegt. Dieser Definition folgend wurde das v_1 für die STAR Messungen bei positiven Pseudorapiditäten mit negativem Vorzeichen aufgetragen (siehe Abb. 4.4).

Das Vorzeichen des elliptischen Flusses kann aus den Messungen des gerichteten Flusses mit Hilfe von Gl. 4.14 bestimmt werden. Da der gerichtete Fluß quadratisch in die Messung von $v_1\{3\}$ eingeht und die gemessene Korrelation positiv ist, ergibt sich ebenfalls ein positives Vorzeichen für den elliptischen Fluß. Daraus folgt, daß sich der elliptische Fluß bei RHIC-Energien in der Reaktionsebene (*in-plane*) ausbildet (siehe auch [Old04]).

4.5 Messung des elliptischen Flusses in den FTPCs

Wie schon erwähnt, versucht man durch Messung des anisotropen Flusses, insbesondere des elliptischen Flusses v_2 , Rückschlüsse auf die frühen Phasen einer Schwerionenkollision zu ziehen. In den folgenden Kapiteln soll der Schwerpunkt auf der Messung des elliptischen Flusses bei hohen Pseudorapiditäten im Bereich der FTPC Akzeptanz von $2,5 < |\eta| < 4$ liegen. Die Pseudorapiditätsabhängigkeit des elliptischen Flusses gibt Aufschluß darüber, in welchem Bereich die in hydrodynamischen Modellen angenommene *boost*-Invarianz gültig ist (siehe [Bjo83] und Kap. 5.1). Die Abhängigkeit des Wertes von v_2 vom transversalen Impuls und von der Zentralität der Kollision hingegen erlaubt durch Vergleiche mit hydrodynamischen Modellen eine Aussage über den Grad der Thermalisierung des in einer Schwerionenkollision ausgebildeten Teilchensystems [Vol00, Kol00].

Für die Analyse wurden die $\sim 200k$ Minimum-Bias Au+Au Ereignisse aus dem Jahre 2001 verwendet, die auch schon für die Analyse von v_1 in Kap. 4.4 benutzt wurden. Es wurde zur Bestimmung des elliptischen Flusses die *Cumulant*-Methode aus Kap. 4.3.2 benutzt. Wie schon erwähnt, wird der elliptische Fluß, berechnet mit der Zwei-Teilchen *Cumulant*-Methode, als $v_2\{2\}$ und analog für die Vier-Teilchen *Cumulant*-Methode als $v_2\{4\}$ bezeichnet. Ferner soll mit TPC+FTPC gemeint sein, daß alle geladenen Teilchen in der TPC und FTPC zur Bestimmung des Flusses benutzt wurden. Im Gegensatz dazu soll mit FTPC kenntlich gemacht werden, daß nur Teilchen der FTPCs zur Bestimmung des Flusses herangezogen wurden. Insbesondere ist damit gemeint, daß auch die Teilchen im *pool* (siehe Kap. 4.3.2) nur FTPC Teilchen sind. Wie z. B. in Abb. 4.5 und 4.6 zu erkennen, ist der Unterschied zwischen TPC+FTPC und FTPC für $v_2\{2\}$ als Funktion von η sehr gering. Daher ist es möglich, elliptischen Fluß auch alleine mit den FTPC-Detektoren zu bestimmen.

Aufgrund fehlender Teilchenidentifikation in den FTPCs wurde die Analyse mit allen geladenen Teilchen (N_{ch}) durchgeführt, auch im Bereich der TPC Akzeptanz. Wenn nicht anders erwähnt, wurde der elliptische Fluß in dem Zentralitätsbereich von 20%-70% für Teilchen mit einem transversalen Impuls $p_t > 0.1$ GeV/c gemessen. Die Fehlerbalken der STAR Flußmessungen in den folgenden Kapiteln beinhalten nur den statistischen Fehler der Messung.

4.5.1 Pseudorapiditätsabhängigkeit des elliptischen Flusses

Aufgrund des relativ hohen elliptischen Flußsignals in den FTPCs war es möglich, für v_2 systematische Unsicherheiten zu studieren. Dabei sollte für den Fluß im FTPC Akzeptanzbereich überprüft werden (für die TPC wurde dies ausführlich in [Adl02b] behandelt), inwieweit die in Kap. 4.3.2 vorgestellte *Cumulant*-Methode sensitiv auf Anisotropien in der azimuthalen Akzeptanz der FTPCs ist. Ferner wurde versucht, eine Abschätzung der *non-flow* Beiträge bei hohen Rapiditäten vorzunehmen.

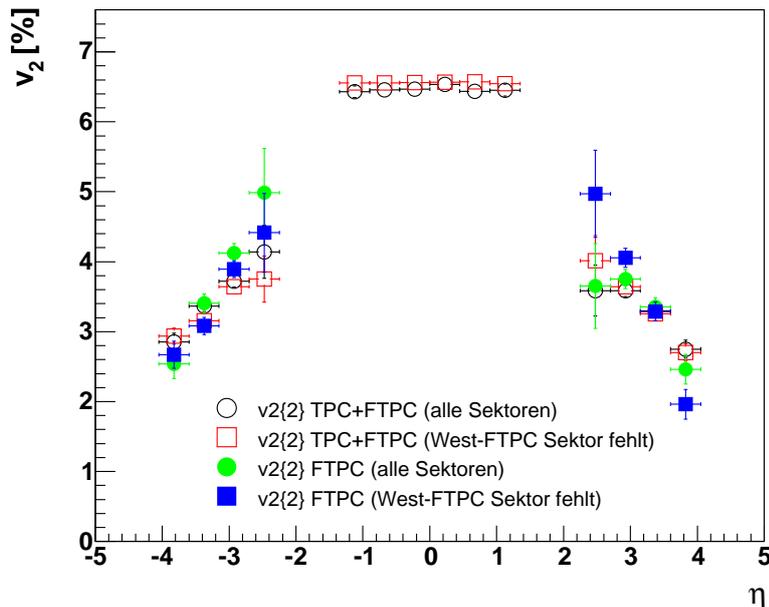


Abbildung 4.5: Elliptischer Fluß $v_2\{2\}$ als Funktion von η gemessen mit nur FTPC Spuren (geschlossene Symbole) und mit TPC+FTPC Spuren (offene Symbole). Ferner sind die Messungen dargestellt, in denen ein Sektor in der West-FTPC ausgefallen war (Quadrate), und die, in denen alle Sektoren vorhanden waren (Kreise).

In Abb. 4.5 ist $v_2\{2\}$ als Funktion der Pseudorapidität aufgetragen, sowohl für Ereignisse, in denen alle Sektoren in der West-FTPC funktionsfähig waren, als auch für Ereignisse, in denen ein azimuthaler Sektor ($\sim 60^\circ$) aufgrund von Problemen in der Ausleselektronik ausgefallen war. Ein signifikanter Unterschied in den unterschiedlichen

Datensätzen für die $v_2\{2\}$ Messung ist nicht erkennbar. Insbesondere wenn sowohl TPC wie FTPC Teilchen zur Messung benutzt werden, ist der mögliche Einfluß des fehlenden Sektors vernachlässigbar. Bei alleiniger Benutzung von Teilchen in den FTPCs ist ein Unterschied an den Akzeptanzrändern der FTPC möglicherweise erkennbar. Da jedoch im Akzeptanzbereich von 2,5–3,5 kaum Unterschiede vorhanden sind, kann bestätigt werden, daß die *Cumulant*-Methode, wie bereits in Kap. 4.3.2 erwähnt, azimutale Akzeptanzverluste ausgleicht.

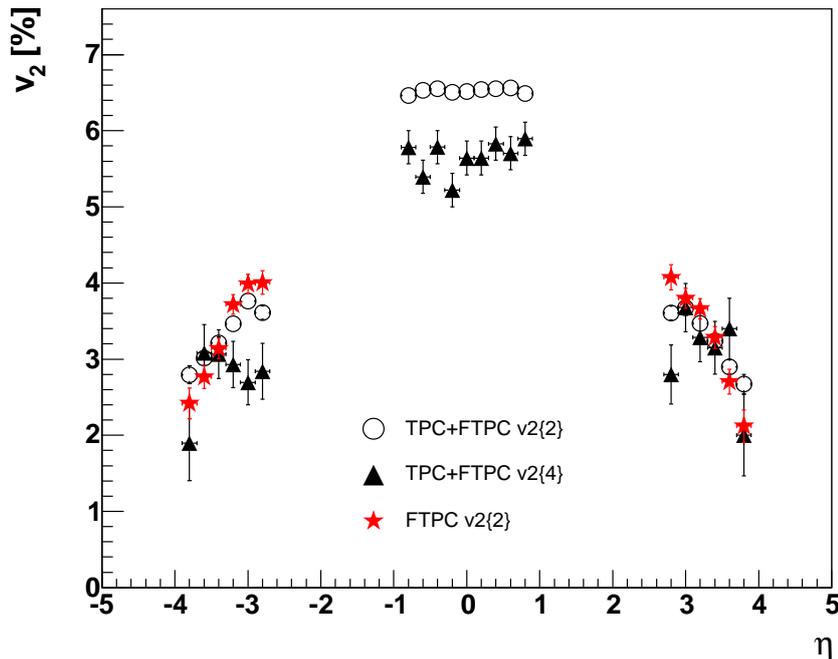


Abbildung 4.6: Elliptischer Fluß $v_2\{2\}$ als Funktion von η gemessen mit nur FTPC Spuren (rote Sterne) und mit TPC+FTPC Spuren (offene schwarze Kreise). Die schwarzen Dreiecke sind Messungen von $v_2\{4\}$ mit TPC+FTPC Spuren.

Eine Abschätzung der *non-flow* Beiträge ist durch den Vergleich von $v_2\{2\}$ mit $v_2\{4\}$ möglich. Da nach Gl. 4.11 durch die Vier-Teilchen-Korrelationsmethode im wesentlichen nur die Flußbeiträge gemessen werden, ist die Differenz in den Messungen von $v_2\{2\}$ und $v_2\{4\}$ der mögliche *non-flow* Beitrag. In Abb. 4.6 ist für *midrapidity* ein deutlicher *non-flow* Beitrag von $\sim 1\%$ sichtbar. In den FTPCs ist aufgrund der geringen Statistik eine Aussage schwieriger zu treffen, aber es ist sehr wahrscheinlich, daß die *non-flow* Beiträge bei hohen Rapiditäten geringer sind als bei *midrapidity*⁴.

⁴Ein weiteres Indiz dafür ist die sehr gute Übereinstimmung der $v_2\{2\}$ mit Messungen von PHOBOS (siehe Abb. 4.7) bei hohen Rapiditäten. PHOBOS benutzt zur Messung des elliptischen Flusses eine Reaktionsebene, die in einem von dem zu untersuchenden Intervall getrennten Rapiditätsbereich bestimmt wurde, so daß dadurch die *non-flow* Beiträge sehr gering sein sollten [Bac02].

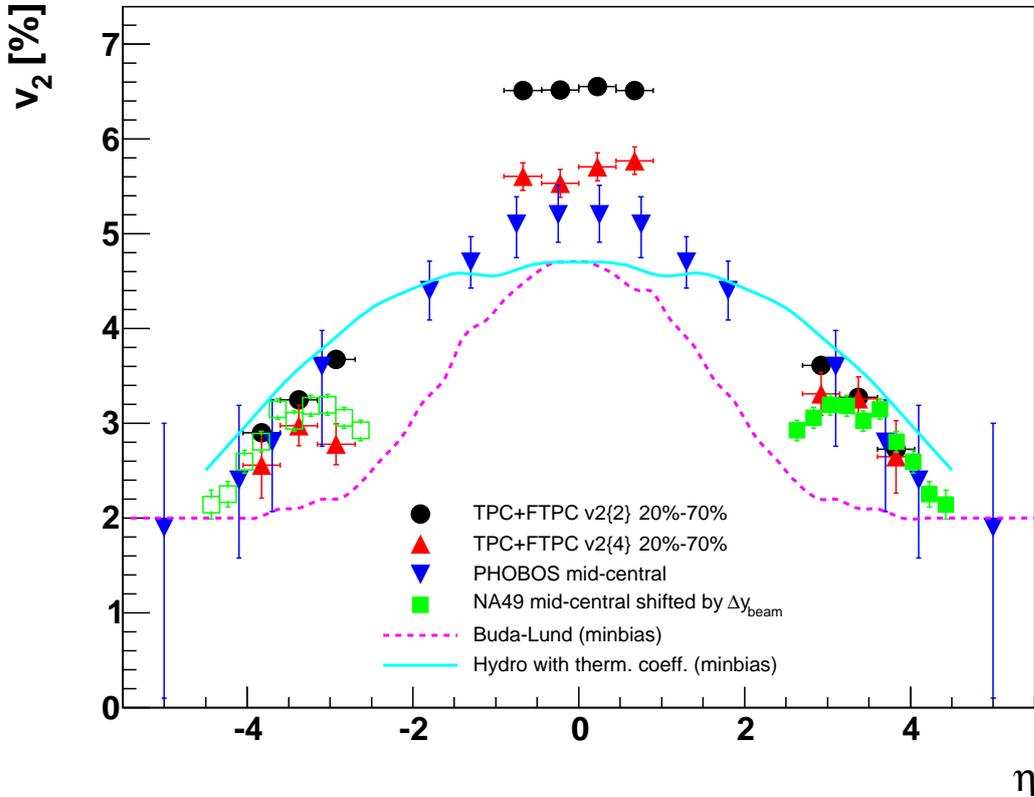


Abbildung 4.7: Elliptischer Fluß $v_2\{2\}$ (schwarze Kreise) und $v_2\{4\}$ (rote Dreiecke) gemessen mit TPC+FTPC Spuren als Funktion der Pseudorapidität für die 20%-70% zentralen 200k Minimum-Bias Au+Au Ereignisse (Fehlerbalken beinhalten nur den statistischen Fehler). Zusätzlich sind Messungen des v_2 bei mittleren Zentralitäten von PHOBOS [Bac04] dargestellt (blaue Dreiecke). Die um Δy_{beam} verschobenen v_2 Messungen von NA49 [Alt03] sind ebenfalls überlagert (grüne Quadrate). Die durchgezogene Linie ist die Vorhersage des Hydro-Modells mit zusätzlichem *thermalization*-Koeffizienten aus [Hei04] und die strichlierte Linie diejenige des Buda-Lund-Modells [Csa04], beides für Minimum-Bias Au+Au Kollisionen.

In Abb. 4.7 ist der elliptische Fluß als Funktion der Pseudorapidität aufgetragen. Zum Vergleich sind außerdem v_2 Messungen aus [Bac04] zu sehen. Die gute Übereinstimmung des gemessenen elliptischen Flusses in den FTPCs mit denen der PHOBOS Kollaboration bestätigen damit den in [Bac02] erstmals gezeigten signifikant kleineren elliptischen Fluß bei hohen Pseudorapiditäten. Der elliptische Fluß ist im Mittel bei $\eta=3$ um den Faktor 1,8 geringer als bei $\eta=0$. Ferner ist deutlich zu erkennen, daß die *boost*-Invarianz nur im Bereich $|\eta| < 1-1,5$ gültig zu sein scheint. Dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der $dN/d\eta$ Spektren und des geringeren mittleren transversalen Impulses bei höheren Rapiditäten (siehe Kap. 5). Hydrodynamische Modelle können zwar den elliptischen Fluß bei *midrapidity* beschreiben, seine Abhängigkeit von η dagegen konnte aufgrund der angenommenen *boost*-Invarianz nicht reproduziert werden. In neueren hydrodynamischen Modellrechnungen wird die *boost*-Invarianz nicht mehr benutzt. Vorhersagen solcher Modelle sind ebenfalls mit den experimentellen Messungen

des elliptischen Flusses in Abb. 4.7 verglichen.

Das eine Modell versucht die Pseudorapiditätsabhängigkeit des elliptischen Flusses zu beschreiben, indem ein zusätzlicher *thermalization*-Koeffizient in die hydrodynamischen Rechnungen eingeführt wird [Hei04]. Das andere Modell basiert auf dem sogenannten Buda-Lund Hydro-Modell [Csa04, Csa03]. Zusätzlich, aber nicht in der Abb. 4.7 dargestellt, existieren auch Berechnungen von 3+1 Hydro-Modellen [Hir02]. Qualitativ sind diese Modelle in der Lage, die Pseudorapiditätsabhängigkeit von v_2 zu beschreiben, d. h. insbesondere wird der Abfall des elliptischen Flusses zu höheren Rapiditäten hin reproduziert. Der Erfolg der Modelle läßt vermuten, daß eine nur unvollständige Thermalisierung des Systems bei höheren Rapiditäten stattgefunden hat, wie z. B. bei peripheren Kollisionen und bei Kollisionen mit einer niedrigeren Schwerpunktsenergie. Zum Vergleich ist deswegen in Abb. 4.7 der elliptische Fluß bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 17,4$ GeV aus [Alt03] im Projektilbezugssystem (siehe dazu Kap. 4.4) zusätzlich zu den FTPC Messungen dargestellt. Die sehr gute Übereinstimmung der elliptischen Flußwerte in diesem *limiting-fragmentation* Ansatz scheint durch die vergleichbare Teilchendichte und den ähnlichen mittleren transversalen Impuls bei $|\eta| > 2,5$ am RHIC und *midrapidity* am SPS bedingt zu werden (siehe [App99] und Kap. 5.2.2, sowie [Bac03c]). Dies bestärkt die Annahme aus [Hei04], daß der Grad der Thermalisierung im wesentlichen durch die in der Kollision erzeugte Energiedichte bestimmt ist.

In Abb. 4.8 ist der elliptische Fluß als Funktion des mittleren transversalen Impulses $\langle p_t \rangle$ dargestellt. Die $\langle p_t \rangle$ und v_2 Werte wurden möglichst in demselben Rapiditätsintervall ausgewählt, was im wesentlichen eine identische Teilchendichte bedeutet (für NA49 wurden die Messungen aus [Alt03] und [App99] benutzt; für STAR wurden die Messungen aus diesem und Kap. 5.1 herangezogen). Es zeigt sich, daß Teilchendichte, gerichteter Fluß und die transversalen Variablen v_2 und $\langle p_t \rangle$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV und Pseudorapiditäten $|\eta| > 2,5$ qualitativ vergleichbar sind mit Werten bei *midrapidity* und einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 17,4$ GeV. Zusammenfassend kann vermutet werden, daß die Anfangsbedingungen des in der Kollision erzeugten Systems bei hohen Rapiditäten am RHIC ähnlich sind wie bei den niedrigeren SPS-Energien im zentralen Rapiditätsbereich.

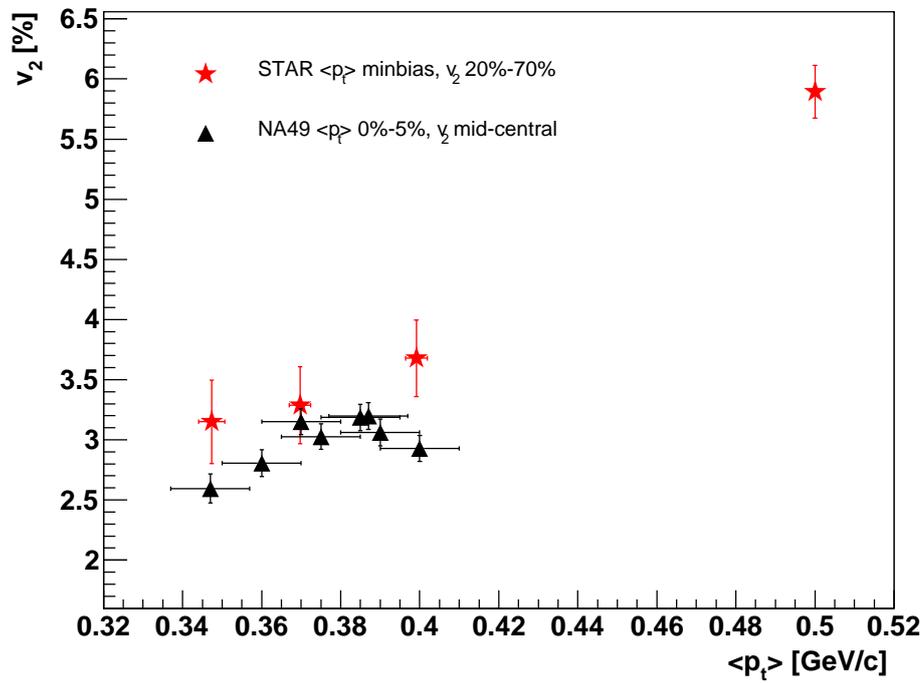


Abbildung 4.8: v_2 als Funktion des mittleren transversalen Impulses $\langle p_t \rangle$ für STAR Messungen bei $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (rote Sterne) und für NA49 Messungen (schwarze Dreiecke) bei $\sqrt{s_{NN}} = 17,4$ GeV (für Details siehe Text).

4.5.2 Transversalimpulsabhängigkeit des elliptischen Flusses

Die Abhängigkeit des elliptischen Flusses vom transversalen Impuls liefert durch Vergleich mit hydrodynamischen Modellen die Möglichkeit, Aussagen über den Grad der Thermalisierung des in einer Schwerionenkollision erzeugten Systems zu machen. In Abb. 4.9 ist bei transversalem Impuls $p_t < 1$ GeV/c der charakteristische hydrodynamische, lineare Zusammenhang zwischen v_2 und p_t sichtbar. Bei höherem p_t folgt der elliptische Fluß indessen nicht mehr den hydrodynamischen Vorhersagen, v_2 bleibt darunter und scheint bei hohem p_t zu saturieren. Dieses Verhalten kann qualitativ durch das sogenannte *jet-quenching* Szenario beschrieben werden [Adl03a].

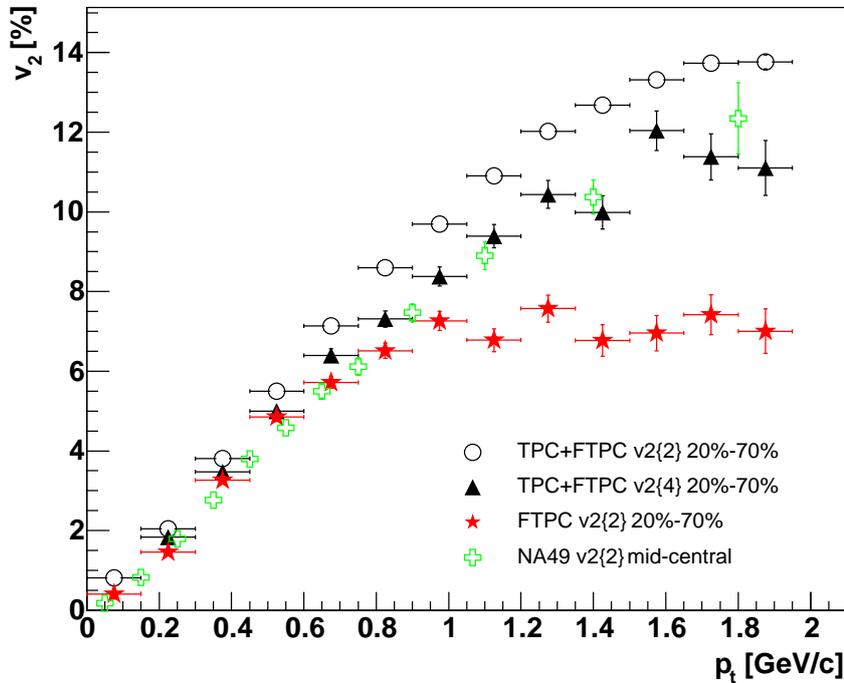


Abbildung 4.9: Elliptischer Fluß v_2 als Funktion des transversalen Impulses p_t für $v_2\{2\}$ und $v_2\{4\}$ Messungen mit TPC+FTPC Spuren (offene Kreise und schwarze Dreiecke). Die roten Sterne bezeichnen $v_2\{2\}$ Messungen nur mit FTPC Spuren. Die grünen Kreuze entsprechen NA49 Messungen von $v_2(p_t)$ bei mittlerer Zentralität aus [Alt03].

Vergleicht man in Abb. 4.9 das Verhalten des elliptischen Flusses im Pseudorapiditätsintervall von $2,5 < |\eta| < 4$, gemessen in den FTPCs, mit Messungen von v_2 TPC+FTPC, die im wesentlichen vom elliptischen Fluß bei *midrapidity* dominiert werden, so ist ein deutlicher Unterschied festzustellen. Es scheint, daß der elliptische Fluß bei hohen Rapiditäten – gemessen in den FTPCs – als Funktion von p_t früher und bei wesentlich kleineren Flußwerten zu saturieren beginnt. Dieses Verhalten kann durch die Impulsauflösung der FTPC Spuren erklärt werden. Um den Einfluß der Impulsauflösung auf die Messung von $v_2(p_t)$ abzuschätzen, wurde eine Monte-Carlo Si-

mulation des elliptischen Flusses als Funktion des transversalen Impulses – basierend auf dem mit der Vier-Teilchen-Korrelationsmethode gemessenen $v_2(p_t)$ – ausgeführt. Als η - und p_t -Verteilung wurden die in Kap. 5 gemessenen Verteilungen für die 200k Minimum-Bias Au+Au Ereignisse angenommen. Ferner, um die in die Flußanalyse eingehenden Teilchen möglichst realistisch abzubilden, wurde die Spurrekonstruktionseffizienz (siehe Kap. 3.7.3) in der Simulation berücksichtigt. Für die Impulsauflösung wurden die Ergebnisse aus Kap. 3.7.2 benutzt.

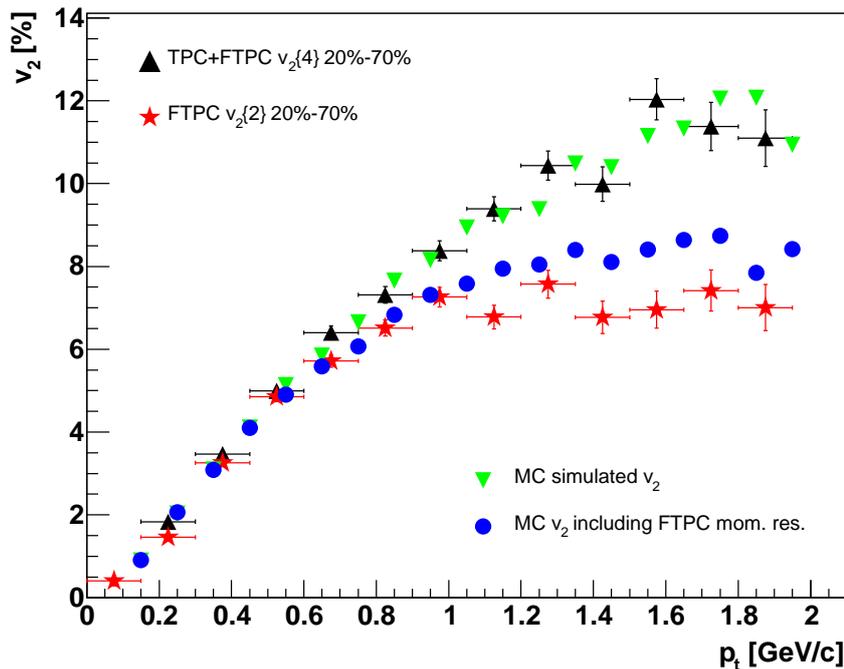


Abbildung 4.10: Elliptischer Fluß v_2 als Funktion des transversalen Impulses p_t für $v_2\{4\}$ mit TPC+FTPC Spuren (schwarze Dreiecke) und $v_2\{2\}$ nur mit FTPC Spuren (rote Sterne). MC simuliertes $v_2(p_t)$ unter Berücksichtigung der Impulsauflösung der FTPC Spuren (blaue Kreise) und ohne Berücksichtigung der Impulsauflösung (grüne Dreiecke) sind zusätzlich dargestellt.

In Abb. 4.10 sind die gemessenen $v_2(p_t)$ -Verteilungen sowie das in der Monte-Carlo Simulation angenommene, und das unter Berücksichtigung der Impulsauflösung simulierte v_2 , als Funktion des transversalen Impulses dargestellt. Das Saturieren des elliptischen Flusses bei $p_t > 1$ GeV/c ist damit auf die Ungenauigkeiten in der Impulsmessung der FTPC Spuren zurückzuführen.

Damit könnte die Annahme aus Kap. 4.4 und 4.5.1 berechtigt sein, daß die anisotropen Flußmessungen in Vorwärtsrichtung bei RHIC-Energien auch bei höheren p_t in Übereinstimmung mit den Ergebnissen bei SPS-Energien bei *midrapidity* sind.

Kapitel 5

Inklusive Teilchenspektren in Au+Au Kollisionen

Hadronische Teilchenspektren spiegeln die Dynamik des in einer Schwerionenkollision entstandenen Systems wider. Insbesondere die Messung der Pseudorapiditätsverteilung von geladenen Teilchen $dN_{ch}/d\eta$ erlaubt eine Abschätzung der Entropiedichte beim *freeze out* und damit der anfänglichen partonischen Dichte. In Kombination mit Messungen der Transversalimpulsverteilungen ist es möglich, die Anfangsbedingungen für Modelle festzulegen, so daß damit zwischen unterschiedlichen dynamischen Szenarien entschieden werden kann, sowohl den longitudinalen als auch den transversalen Fluß betreffend. Zahlreiche Messungen und Vergleiche mit theoretischen Vorhersagen sind bei RHIC- und SPS-Energien gemacht worden, siehe z. B. [Bea02, Bac03c, App99]. Aus diesen Studien kann gefolgert werden, daß insbesondere bei RHIC-Energien die Rapiditätsverteilungen sowohl durch Modelle beschrieben werden können, die ein Saturieren der Anzahl der partonischen Kollisionen annehmen (*Saturation*-Modell) [Kha01], als auch durch mikroskopische Transportmodelle wie AMPT und HIJING [ZKLL00, Wan91].

Die transversalen Teilchenimpulsverteilungen $dN/(dp_t p_t)$ [Ada04c] hingegen können in einem hydrodynamisch motivierten Bild beschrieben werden, durch das sogenannte *blast-wave*-Modell [Sch93a].

Im weiteren sollen diese globalen Observablen bei hohen Pseudorapiditäten untersucht werden. Dabei werden die Ergebnisse im Rahmen des *limiting-fragmentation* Ansatzes [BCYY69] interpretiert. Die Gültigkeit dieses Ansatzes in der longitudinalen Teilchendichte bei RHIC-Energien wurde erstmals in [Bac03c] gezeigt.

Der aus dem Jahre 2001 zur Verfügung stehende Datensatz von $\sim 200k$ Minimum-Bias Au+Au Ereignissen wurde bei einer Schwerpunktsenergie pro Nukleonpaar von $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV aufgenommen (siehe Kap. 4.4). Korrekturen auf die Impulsauflösung der Transversalimpulsverteilungen wurden durchgeführt (siehe Kap. 5.2.1). Eine Korrektur der Teilchenspektren auf die durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial

entstehenden Teilchen (sog. Untergrundteilchen), war aufgrund fehlender Simulationsdatensätze für die Au+Au Ereignisse nicht möglich, im Gegensatz zu den in Kap. 6.2 diskutierten d+Au Ereignissen. Kontamination durch Teilchen aus schwachen Zerfällen von z. B. Λ^0 und K^0 wurde mit Hilfe von HIJING Simulationen abgeschätzt. Da 2001 die Au+Au Ereignisse bei nicht optimalen Bedingungen und nur in geringer Anzahl aufgenommen wurden, stellen die Ergebnisse in den folgenden Kapiteln eine qualitative Vorschau auf die zu erwartenden Ergebnisse aus den im Jahr 2004 aufgezeichneten Au+Au Ereignissen mit hoher Statistik und optimalen Bedingungen dar.

Wenn nicht anders erwähnt, wurde für die Analyse der Minimum-Bias Au+Au Ereignisse folgende Kriterien (sog. *cuts*) an die in den FTPCs rekonstruierten Teilchen und das zu untersuchende Ereignis gestellt:

- Die z -Position des rekonstruierten primären Vertex soll nicht weiter als ± 50 cm vom Ursprung entfernt liegen ($|v_z| < 50$ cm).
- Die Anzahl der Spurpunkte auf rekonstruierten FTPC Spuren soll größer oder gleich fünf sein ($n_{hits} \geq 5$).
- Der 3-dimensionale minimale Abstand (dca) zum primären Vertex soll weniger als 2 cm betragen ($dca \leq 2$ cm).

Weitere kinematische *cuts* werden in den entsprechenden Unterkapiteln besprochen.

5.1 Pseudorapiditätsverteilung in den FTPCs

In Abb. 5.1 ist die Pseudorapiditätsverteilung im Bereich $3 < |\eta| < 3,5$ der FTPC Akzeptanz (der statistische Fehler ist kleiner als die verwendete Symbolgröße) für verschiedene Zentralitäten (siehe Kap. 4.1) im Vergleich zu Messungen aus [Bac03c] dargestellt. Die Daten wurden auf die Effizienz des verwendeten Minimum-Bias Triggers von $97 \pm 3\%$ [Ada03b] und auf die FTPC Spurrekonstruktionseffizienz (siehe Kap. 3.7.3) korrigiert. Ferner wurde kein *cut* im transversalen Impuls gemacht, so daß keine Extrapolation und Korrektur auf diesen sogenannten *low- p_t cut-off* erforderlich war, da im wesentlichen alle Teilchen, auch die mit sehr kleinem transversalen Impuls, in der Akzeptanz der FTPCs liegen. Für alle Zentralitäten ist in Abb. 5.1 eine gute Übereinstimmung der Messungen mit den PHOBOS Resultaten sichtbar. Bis auf die zentralsten Ereignisse scheinen die FTPC Messungen etwas über den PHOBOS Werten zu liegen, was auf die fehlende Korrektur der Untergrundteilchen zurückzuführen sein könnte. Die Korrektur auf die aus schwachen Zerfällen stammenden und irrtümlich als Primärteilchen angenommenen Teilchen (sog. *feed-down*) ist im Vergleich zum Untergrund eine vernachlässigbare Größe (siehe Kap. 5.2.1). Für die 5% zentralsten Ereignisse scheint die Korrektur auf die Spurrekonstruktionseffizienz nicht ausreichend zu sein. Insgesamt bestehen noch generelle Probleme in der Rekonstruktion der FTPC Spuren im Bereich

hoher Spurdichten (siehe Kap. 3.7.3), so daß diese sehr zentralen Ereignisse in Zukunft noch weiterer eingehender Studien bedürfen.

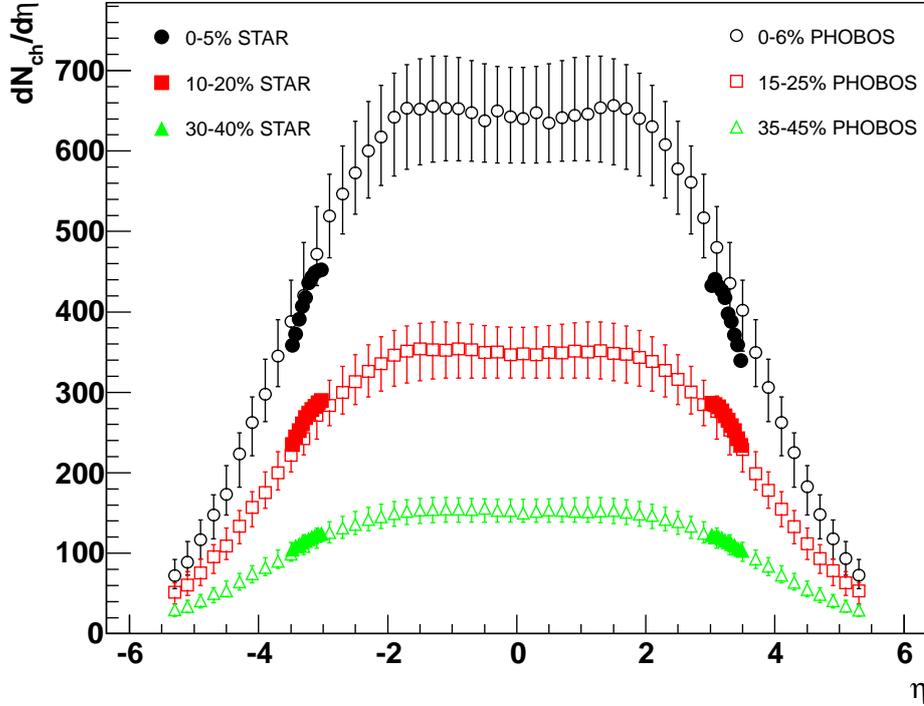


Abbildung 5.1: Pseudorapiditätsverteilung der geladenen Teilchen im Akzeptanzbereich der FTFCs für drei ausgewählte Zentralitäten (geschlossene Symbole). Die offenen Symbole entsprechen PHOBOS Messungen aus [Bac03c].

Die prinzipielle Übereinstimmung der Pseudorapiditätsverteilung im Bereich der FTFC Akzeptanz mit den PHOBOS Messungen rechtfertigt, den *limiting-fragmentation* Ansatz aus [Bac03c] auf die FTFC Messungen anzuwenden. In diesem Ansatz [BCYY69] wird die Teilchenproduktion im Ruhesystem eines der kollidierenden Nukleonen betrachtet. Erreicht wird dies entweder durch die in [Bac03c] eingeführte Variable $\eta' = \eta - y_{beam}$ oder durch eine Verschiebung der Verteilungen um Δy_{beam} , wie schon in Kap. 4.4 und 4.5.1 erwähnt. In diesem neuen Bezugssystem sollte nach dem *limiting-fragmentation* Ansatz die Teilchenproduktion unabhängig von der verwendeten Strahlenergie sein und bei genügend hohem η' einer universellen Verteilung folgen. In Abb. 5.2 aus [Bac03c] ist die Pseudorapiditätsverteilung $dN_{ch}/d\eta'$ skaliert mit der mittleren Anzahl der an der Kollision teilnehmenden Nukleonen $\langle N_{part}/2 \rangle$ für drei unterschiedliche Schwerpunktsenergien 200, 130 und 19,6 GeV dargestellt. Die Koinzidenz der Verteilungen für die drei Energien um $\eta'=0$ zeigt deutlich, daß der *limiting-fragmentation* Ansatz sehr gut auf Au+Au Ereignisse anwendbar ist. Außerdem ist aus Abb. 5.1 und 5.2 zu erkennen, daß dieser Fragmentationsbereich einen größeren Bereich in η und η' abdeckt und damit einem *boost*-Invarianz Szenario [Bjo83] widerspricht, was sich auch in der Pseudorapiditätsabhängigkeit des elliptischen Flusses widerspiegelt (siehe Kap. 4.5.1).

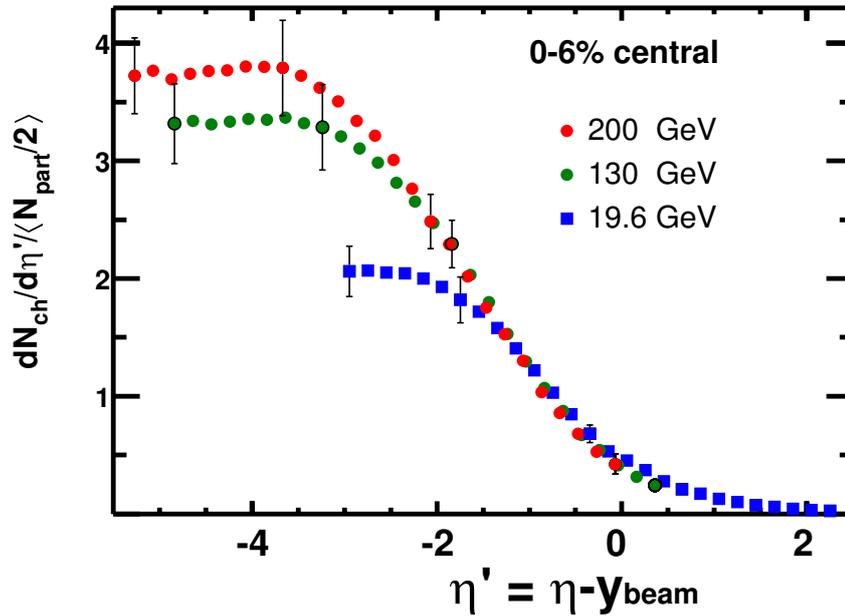


Abbildung 5.2: Messungen der auf $\langle N_{part}/2 \rangle$ normierten Teilchendichte als Funktion von η' für drei unterschiedliche Schwerpunktsenergien 200 (rote Kreise), 130 (grüne Kreise) und 19,6 GeV (blaue Quadrate) der PHOBOS Kollaboration [Bac03c].

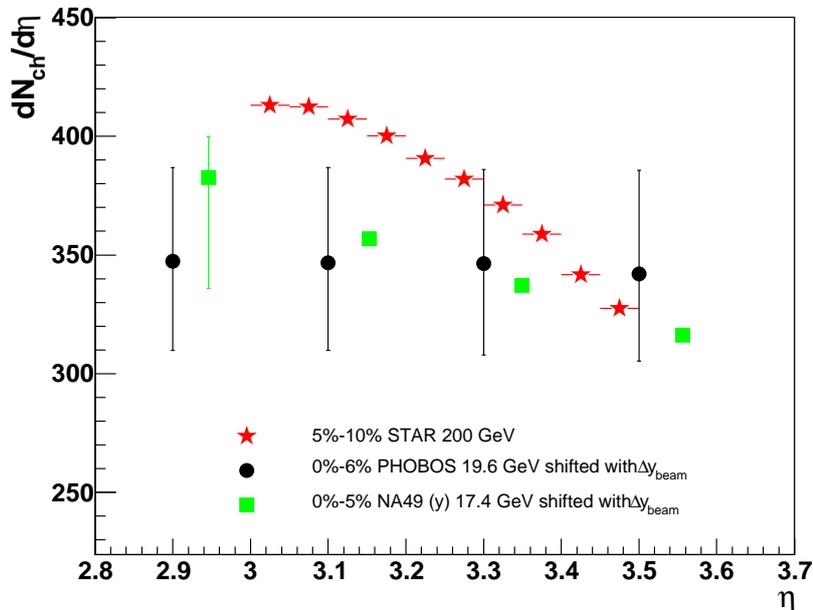


Abbildung 5.3: Pseudorapiditätsverteilung der geladenen Teilchen in der West-FTPC (rote Sterne) im Vergleich zu den um Δy_{beam} verschobenen Messungen von PHOBOS bei 19,6 GeV (schwarze Kreise) [Bac03c] und NA49 [App99] bei 17,4 GeV (grüne Quadrate) Schwerpunktsenergie.

In Abb. 5.3 ist zur Verdeutlichung die $dN_{ch}/d\eta$ Verteilung der West-FTPC im Vergleich zu den um Δy_{beam} verschobenen Messungen bei 19,6 GeV aus [Bac03c] und bei 17,4 GeV am SPS aus [App99] dargestellt. Damit wird innerhalb der erheblichen Meßungenauigkeiten die Hypothese des *limiting-fragmentation* Verhaltens der Pseudorapiditätsverteilungen auch durch die Messungen der FTPC Verteilungen gestützt. Ferner wird durch Vergleich mit den SPS Messungen von NA49 deutlich, daß die Teilchendichte in den FTPCs vergleichbar ist mit der bei *midrapidity* am SPS.

5.2 Transversalimpulsverteilungen in den FTPCs

5.2.1 Korrektur der Transversalimpulsverteilung

Eine Korrektur der Transversalimpulsverteilungen auf die Impulsauflösung wurde mit Hilfe der *Embedding*-Methode (siehe Kap. 3.7.2 und [Sim04]) vorgenommen. Dabei wurden die ursprünglich flachen p_t - und η -Verteilungen durch Wichtung den Verteilungen der analysierten Daten in einem iterativen Prozeß angeglichen. Die in den FTPCs rekonstruierten Transversalimpulsverteilungen konnten durch eine *power law*-Verteilung bis 2 GeV/c beschrieben werden:

$$\frac{dN}{p_T dp_T d\eta} = \frac{A}{(1 + p_T/p_0)^n}. \quad (5.1)$$

Die freien Parameter A , p_0 und n wurden durch Anpassung an die Daten in dem jeweiligen p_t und η Bereich bestimmt und lieferten die Eingabewerte des iterativen Wichtungsprozesses. Für die Pseudorapiditätsverteilung wurde in dem betrachteten η Bereich von maximal 2,9 bis 3,5 eine lineare Approximation angenommen (siehe Abb. 5.1). Für jeden Zentralitätsbereich wurden die Parameter separat bestimmt. Aufgrund der schnell schlechter werdenden Impulsauflösung bei höheren η und p_t (siehe Abb. 3.21) wurden die Transversalimpulsverteilungen generell nur im Bereich von $0,1 < p_t < 1$ GeV/c bestimmt.

Die Korrekturfaktoren für die $dN_{ch}/(dp_t p_t)$ Verteilungen ergeben sich bei dieser Methode aus dem Verhältnis der gewichteten simulierten Impulsverteilung und der nach vollständiger Detektorsimulation rekonstruierten Verteilung. In Abb. 5.4 sind die Korrekturfaktoren für die West-FTPC im Pseudorapiditätsbereich von $3,1 < \eta < 3,3$ bei unterschiedlichen Zentralitäten aufgetragen. Eine signifikante Zentralitätsabhängigkeit im Bereich $p_t < 1$ GeV/c ist nicht zu erkennen und bestätigt damit die Annahme, daß die Korrekturfaktoren im wesentlichen nur von der Form der Impulsverteilung abhängen. Die Impulsauflösung ist also eine intrinsische Größe, d. h. sie wird nur von der Genauigkeit der Messung bestimmt. Ferner ist festzustellen, daß die Korrekturen im transversalen Impulsbereich kleiner 1 GeV/c relativ klein sind und mit zunehmenden p_t größer werden. Eine stärkere Abhängigkeit der Korrekturfaktoren ist vom gewählten Pseudorapiditätsbereich beobachtet worden, d. h. sie nehmen in Übereinstimmung mit

der schlechter werdenden Impulsauflösung bei höherem η zu.

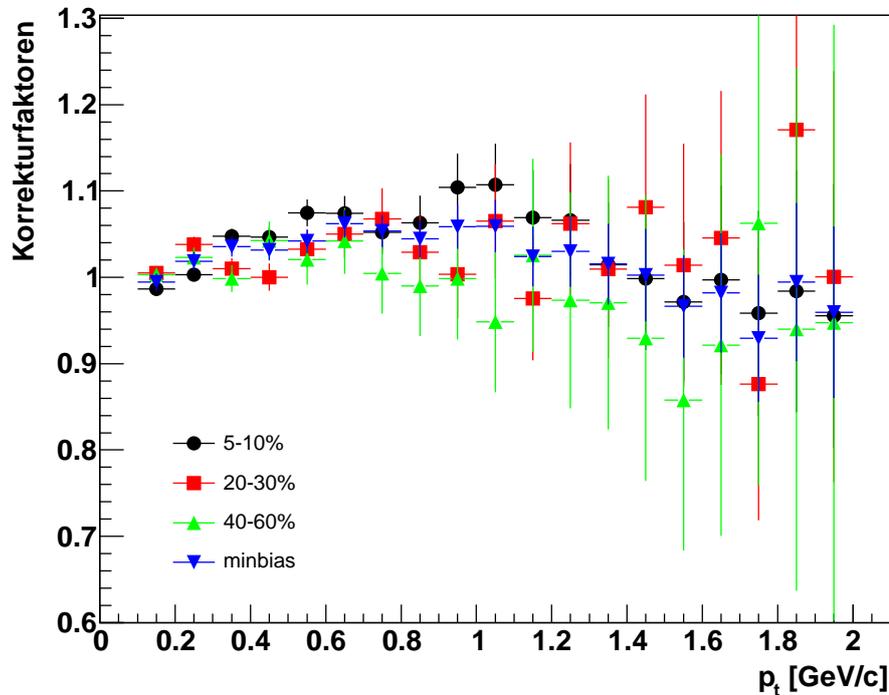


Abbildung 5.4: Korrekturfaktoren der Transversalimpulsverteilungen für unterschiedliche Zentralitäten (Erläuterung siehe Text).

Ferner sollte auf die Beiträge der Teilchen am p_t -Spektrum korrigiert werden, die aus schwachen Zerfällen stammen und irrtümlich als primäre Spuren angesehen wurden. Eine Selektion auf primäre Spuren wird im wesentlichen über den $dca\ cut$ erreicht. Sehr vorläufige Studien ergaben, daß bei einer Selektion der FTPC Spuren mit $dca < 2$ cm ein Großteil dieser sekundären Spuren weggeschnitten wird. Der Einfluß der sekundären Teilchen auf den mittleren transversalen Impuls wurde mit Hilfe von HIJING Simulationen für Minimum-Bias Au+Au Ereignisse zu kleiner als 0,2 % abgeschätzt, und ist somit vernachlässigbar. Auf den Einfluß der durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial entstandenen Untergrundspuren konnte, wie bereits erwähnt, nicht korrigiert werden. Diese Korrektur hat einen größeren Einfluß auf das Transversalimpulsspektrum (siehe Kap. 6.2) und muß in der zukünftigen Analyse der Au+Au Ereignisse aus dem Jahr 2004 berücksichtigt werden. Der systematische Fehler in der Bestimmung des transversalen Impulses, der sich aus Ungenauigkeiten in der geometrischen Ausrichtung der FTPCs in Bezug auf das globale STAR-Koordinatensystem ergibt (siehe Kap. 3.6.2), wurde zu kleiner als 2% abgeschätzt¹.

¹Die Abschätzung erfolgte über die Änderung der Rotationswinkel (siehe Kap. 3.6.2) in der Weise, daß der FTPC-Vertex um einen Betrag in der Größenordnung der Genauigkeit der Vertexextrapolation verschoben wurde. Aus dem Vergleich der p_t -Verteilungen (mit und ohne Verschiebung) ließ sich dann der systematische Fehler in der Bestimmung des transversalen Impulses zu kleiner als 2% abschätzen.

5.2.2 Transversalimpulsverteilungen und mittlerer Transversalimpuls als Funktion der Zentralität und η

In Abb. 5.6 ist die auf Impulsauflösung und Triggereffizienz korrigierte Transversalimpulsverteilung in der West-FTPC für unterschiedliche Zentralitäten aufgetragen. Dabei wurde das Transversalimpulsspektrum in einem Bereich von 3 bis 3,2 der Rapidität y_π (unter Annahme der Pionenmasse; siehe Anhang A.2) bestimmt, um Verzerrungen der Verteilung bedingt durch die geometrische Akzeptanz der geladenen Pionen in den FTPCs zu vermeiden² (siehe Abb. 5.5).

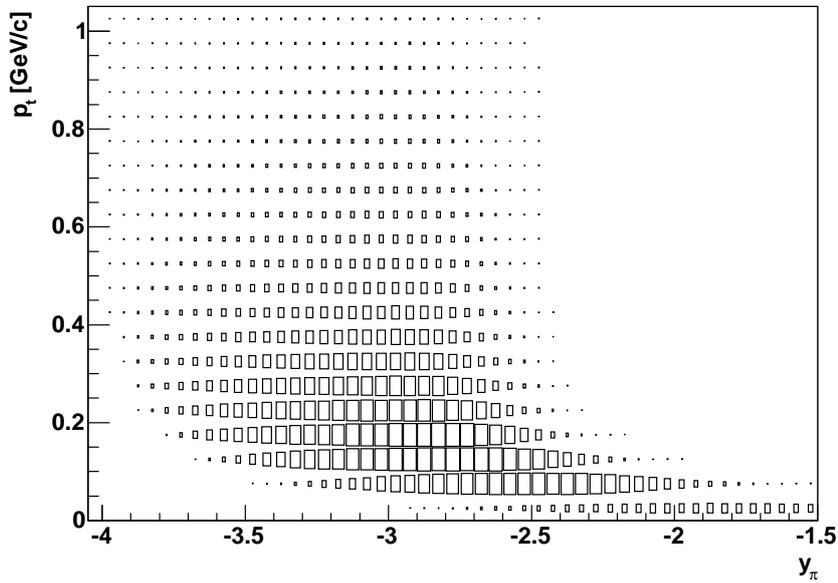


Abbildung 5.5: Pionen Akzeptanz in der Ost-FTPC.

Durch Anpassung einer *power law*-Verteilung (siehe Gl. 5.1) an die gemessenen Transversalimpulsverteilungen (siehe Abb. 5.6) ergibt sich der mittlere transversale Impuls $\langle p_t \rangle$ zu:

$$\langle p_t \rangle = \frac{2p_0}{n-3}. \quad (5.2)$$

In Abb. 5.7 ist der mittlere transversale Impuls als Funktion von der Anzahl der in der TPC gemessenen geladenen Teilchen N_{ch} dargestellt. Der systematische Fehler der $\langle p_t \rangle$ Messungen in den FTPCs wurde durch Variation der Anfangsparameter für die Impulsauflosungskorrektur durch Anpassung der *power law*-Verteilung in unterschiedlichen

²Der Unterschied der $\langle p_t \rangle$ Messwerte bei Selektion auf η oder y_π liegt für die betrachteten kinematischen Bereiche maximal um $\sim 2-4\%$ bei hohen Rapiditäten und Zentralitäten. In der Regel ist der Unterschied kleiner als 1,5%.

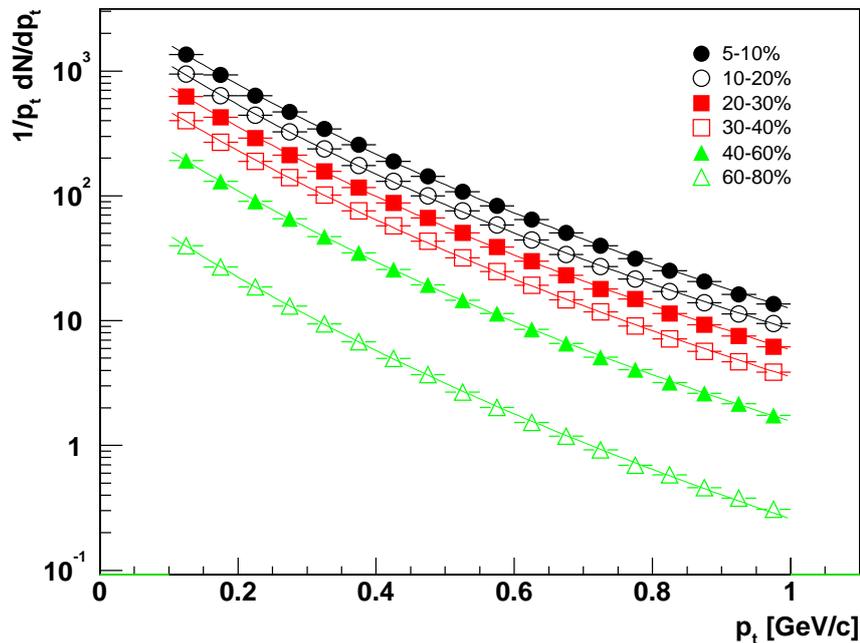


Abbildung 5.6: Transversalimpulsverteilung der geladenen Teilchen in Au+Au Kollisionen für verschiedene Zentralitäten gemessen in der West-FTPC bei $y_\pi \approx 3,1$.

p_t -Bereichen sowie durch Vergleich der $\langle p_t \rangle$ Messungen zwischen der Ost- und West-FTPC abgeschätzt. Die Abhängigkeit des systematischen Fehlers von der Zentralität durch zunehmende Unterschiede in der $\langle p_t \rangle$ Messung zwischen Ost- und West-FTPC ist zum jetzigen Zeitpunkt nicht befriedigend zu erklären und bedarf weiterer Studien. Der Einfluß der aus schwachen Zerfällen stammenden Teilchen ist – wie bereits erwähnt – zu vernachlässigen. Eine Korrektur auf Untergrundteilchen steht noch aus.

Sowohl der mittlere transversale Impuls, gemessen bei *midrapidity* in der TPC [Ada04b], als auch die Messungen in der FTFC zeigen in Abb. 5.7 denselben charakteristischen Verlauf auf, allerdings bei unterschiedlichen absoluten $\langle p_t \rangle$ Werten. Das $\langle p_t \rangle$ nimmt als Funktion der Zentralität (N_{ch}) zu und erreicht bei mittleren Zentralitäten einen Plateauwert. Dieses Verhalten kann bei *midrapidity* durch hydrodynamische Berechnungen beschrieben werden und wird als Zunahme des radialen Flusses bei höheren Teilchendichten interpretiert. Aufgrund des vergleichbaren charakteristischen Verlaufs des $\langle p_t \rangle$ als Funktion der Zentralität scheint eine hydrodynamische Interpretation auch bei Rapiditäten von $y_\pi \approx 3,1$ zulässig zu sein. Die HIJING und RQMD Modellrechnungen unterschätzen bei allen Zentralitäten die $\langle p_t \rangle$ Messungen bei *midrapidity*. Eine mögliche Erklärung der größeren Unterschätzung durch HIJING Berechnungen könnte darin begründet sein, daß die Mehrfachstreuung (*rescattering*) nicht in HIJING berücksichtigt wird. Das RQMD Modell, welches *rescattering* beinhaltet, liefert eine bessere Beschreibung der gemessenen Zentralitätsabhängigkeit des mittleren transversalen Impulses bei *midrapidity*.

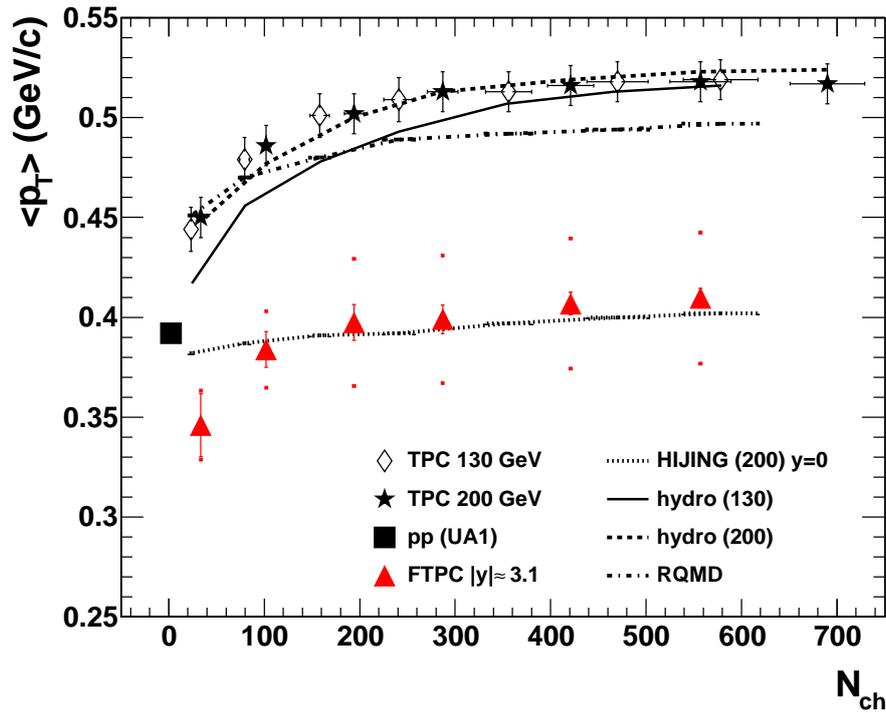


Abbildung 5.7: $\langle p_t \rangle$ bei $y_\pi \approx 3,1$ gemessen in den FTPCs (rote Dreiecke) als Funktion von der Anzahl der in der TPC gemessenen geladenen Teilchen N_{ch} . Die senkrechten Balken zeigen den statistischen Fehler, die Punkte den systematischen Fehler (Details siehe Text). Messungen des $\langle p_t \rangle$ bei *midrapidity* in der TPC (die senkrechten Balken beinhalten den statistischen und systematischen Fehler) bei 130 GeV (Rauten) und 200 GeV (Sterne) sowie Vorhersagen aus HIJING, RQMD und Hydro Berechnungen (alle für $y=0$) sind ebenfalls dargestellt. Die TPC Messungen und die Modellberechnungen sind alle aus [Ada04b].

In Abb. 5.8 ist der mittlere transversale Impuls (die Fehlerbalken beinhalten nur den statistischen Fehler) als Funktion der Pseudorapidität im Bereich von $3 < |\eta| < 3,5$ dargestellt. Der in diesem Pseudorapiditätsbereich zu sehende signifikante Abfall des $\langle p_t \rangle$ könnte auch durch die fehlende Korrektur auf Untergrundteilchen bedingt werden. Qualitativ jedoch ist eine sehr gute Übereinstimmung des $\langle p_t \rangle$ im Vergleich zu Messungen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 17,4$ GeV pro Nukleonenpaar aus [App99] in Abb. 5.8 zu beobachten.

5.3 Zusammenfassung der Au+Au Ergebnisse

Betrachtet man die in den Kapiteln 4 und 5 vorgestellten Ergebnisse der anisotropen Flußmessungen und der inklusiven Teilchenspektren in Au+Au Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pro Nukleonenpaar, so lassen sich diese qualitativ in einer konsistenten hydrodynamischen Beschreibung des in einer Schwerionenkollision erzeugten Systems zusammenfassen.

Die Abhängigkeit von der Rapidität des gerichteten Flusses (siehe Kap. 4.4) und der

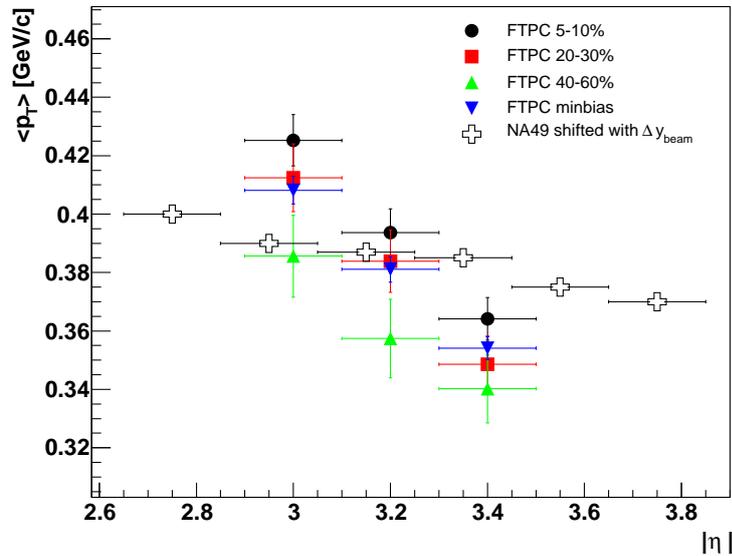


Abbildung 5.8: $\langle p_t \rangle$ als Funktion von η für unterschiedliche Zentralitäten. Die schwarzen Kreuze sind um Δy_{beam} verschobene Messungen von NA49 aus [App99].

gemessenen Teilchendichte $dN/d\eta$ (siehe Kap. 5.1) bei hohen Rapiditäten $|\eta| > 2,5$ lassen sich im Sinne des *limiting-fragmentation* Ansatzes erklären. Insbesondere sind die erzielten Teilchendichten bei RHIC-Energien in Vorwärtsrichtung vergleichbar mit denen bei *midrapidity* am SPS (siehe Abb. 5.3). Ferner ist auch die transversale Dynamik, die sich sowohl in der Ausbildung des elliptischen Flusses (siehe Kap. 4.5.1) wie auch im mittleren transversalen Impuls (siehe Kap. 5.2.2) widerspiegelt, in guter Übereinstimmung mit Messungen bei niedrigeren Schwerpunktsenergien am SPS.

Eine hydrodynamische Beschreibung, in der der Grad der Thermalisierung eine von der zur Verfügung stehenden Energiedichte abhängige Größe darstellt [Hei04], erklärt qualitativ das v_2 als Funktion der Pseudorapidität durch eine unvollständige Thermalisierung des ausgebildeten Systems bei hohen Rapiditäten. Das hydrodynamische Verhalten des $\langle p_t \rangle$ als Funktion der Zentralität (siehe Abb. 5.7) auch bei höheren Rapiditäten mit vergleichbaren Werten wie bei SPS-Energien suggeriert, daß die transversale Dynamik im wesentlichen durch die Teilchendichte bestimmt wird. Eine konsistente Beschreibung des elliptischen Flusses und des mittleren transversalen Impulses, basierend auf einer unvollständigen Thermalisierung des Systems bei hohen Rapiditäten, bedingt durch die geringere zur Verfügung stehende Energiedichte (Teilchendichte), wäre damit in Übereinstimmung mit den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen.

Zusammenfassend erlaubt die Analyse der Au+Au Daten aus dem Jahr 2001 den Schluß, daß das in einer Schwerionenkollision erzeugte System in Vorwärtsrichtung bei RHIC-Energien vergleichbare Charakteristika in den longitudinalen und transversalen Größen aufweist wie bei *midrapidity* am SPS bei einer um eine Größenordnung geringeren Schwerpunktsenergie.

Kapitel 6

Inklusive Teilchenspektren in d+Au Kollisionen

Die im Jahr 2003 am RHIC aufgenommenen d+Au Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pro Nukleonenpaar fungieren als „Kontrollexperiment“, um den Einfluß nuklearer Effekte unter einfacheren Bedingungen als in Au+Au Kollisionen studieren zu können. Die in Au+Au Kollisionen gemessene Unterdrückung von Teilchen mit hohen p_t (*high- p_t suppression*) [Ada03b] und das sog. *jet-quenching* [Adl03b] konnte sowohl durch das *Saturation-Modell (initial-state)* [Kha01] als auch durch Energieverlust der gestreuten Partonen (*final-state*) [Wan91] beschrieben werden. In d+Au Ereignissen erwartet man nur *initial-state* Effekte. Übereinstimmend ergaben Messungen aller RHIC Experimente in d+Au Kollisionen bei *midrapidity* keine *high- p_t suppression* der Teilchenproduktion. Diese ist damit in Au+Au Kollisionen auf *final-state* Effekte zurückgeführt, d. h. auf die Wechselwirkung mit der in einer Schwerionenkollision erzeugten dichten Materie [Ada03a, Ars03, Bac03a, Adl03c] (siehe auch Kap. 6.3).

In dieser Arbeit liegt jedoch der Schwerpunkt auf der Teilchenproduktion bei hohen Pseudorapiditäten im Bereich der FTPC Akzeptanz von $3 < |\eta| < 3,5$. Dabei sollen sowohl die durch die Kollisionsgeometrie bedingte Asymmetrie in der Teilchenproduktion im Vergleich zu p+p Kollisionen als auch nukleare Modifikationen in den transversalen Impulsverteilungen bei hohen Rapiditäten untersucht und mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Die nuklearen Modifikationen im transversalen Impulsspektrum bei hohen Rapiditäten werden insbesondere als sensitive Probe für den *Saturation-Ansatz* angesehen.

Ferner werden die in der FTPC vorgenommenen Messungen mit Resultaten anderer Experimente verglichen und diskutiert.

Die in der Datenanalyse der d+Au Ereignisse benutzten *cuts* sind identisch mit denen der Au+Au Analyse (siehe Kap. 5):

- z -Position des rekonstruierten primären Vertex $|v_z| < 50$ cm

- Anzahl der Spurpunkte $n_{hits} \geq 5$
- minimaler 3-dimensionaler Abstand zum primären Vertex $dca \leq 2$ cm

Zur Analyse wurden ~ 3 Mio. Minimum-Bias d+Au Ereignisse ausgewählt, bei denen nur minimale Akzeptanzverluste durch Elektronikausfall sichtbar waren. Außerdem wurden die selektierten Ereignisse auf die Kontrollparameter der Kalibration hin untersucht, wobei keine signifikante Zeitabhängigkeit festgestellt wurde. Insbesondere für die gemessene Multiplizität der Ereignisse und das $\langle p_t \rangle$ für unterschiedliche Perioden ergab sich eine Übereinstimmung der Meßwerte innerhalb der statistischen Fehler.

Ferner wurden die d+Au Messungen, im Gegensatz zu den Au+Au Ergebnissen, sowohl auf Untergrundteilchen als auch auf Zerfallsteilchen aus schwachen Zerfällen korrigiert. Dies wurde mit Hilfe von HIJING Ereignissen und Rekonstruktion der erzeugten Teilchen nach einer vollständigen Detektorsimulation erreicht. Durch Variation der in der Rekonstruktion benutzten *cuts* war damit eine realistische Abschätzung des systematischen Fehlers möglich. Der systematische Fehler ist im wesentlichen dominiert durch Untergrundteilchen, die durch Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial entstehen. Eine Reduzierung dieser sekundären Teilchen war mit Hilfe des *dca-cuts* möglich. Ferner wurde durch den verwendeten *dca-cut* der Einfluß der *pile-up* Teilchen¹ zu einer vernachlässigbaren Größe. Eine Abschätzung dieses *pile-up* war durch Einbetten von HIJING Ereignisse in *zero-bias* Ereignisse² möglich.

6.1 Teilchendichte und Kollisionsasymmetrie

Die Messung der Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen in d+Au Kollisionen ist wichtig für das Verständnis der Entwicklung des in einer Au+Au Kollision entstandenen komplizierteren Systems. Insbesondere erlaubt die Messung der Rapiditätsverteilung eine Abschätzung der anfänglichen partonischen Dichte und schränkt damit die zulässigen Anfangsbedingungen in Modellrechnungen ein. Wie schon in Kapitel 5 erwähnt, sind Messungen in Au+Au Kollisionen konsistent mit Vorhersagen des *Saturation*-Modells und mikroskopischer QCD-Modelle. Die d+Au Kollisionen sind, wie in der Einführung erwähnt, ein wichtiger Test für den *Saturation*-Ansatz.

In Abb. 6.1 ist die $dN_{ch}/d\eta$ -Verteilung für verschiedene Zentralitäten in den Bereichen der TPC Akzeptanz $|\eta| < 1$ aus [Ada04d] und der FTTPC Akzeptanz $3 < |\eta| < 3,5$ aufgetragen. Die FTTPC Messungen sind dabei auf die Effizienz des verwendeten Minimum-Bias Triggers von $95 \pm 3\%$ sowie auf die Effizienz der Vertex-Rekonstruktion als Funktion der Zentralität korrigiert. Eine Korrektur auf Spurrekonstruktionseffizienz ($\sim 90\%$), auf Untergrundteilchen und Zerfallsprodukte aus schwachen Zerfällen (siehe Abb. 6.7)

¹*Pile-up* Teilchen sind Teilchen aus anderen Kollisionen, die aufgrund der Auslesezeit von ungefähr 40 μ s der TPC und FTTPC fälschlicherweise in einem „Auslese-Ereignis“ zusammengefaßt werden.

²*Zero-bias* Ereignisse sind Ereignisse, die ohne Trigger-Kriterium aufgenommen werden.

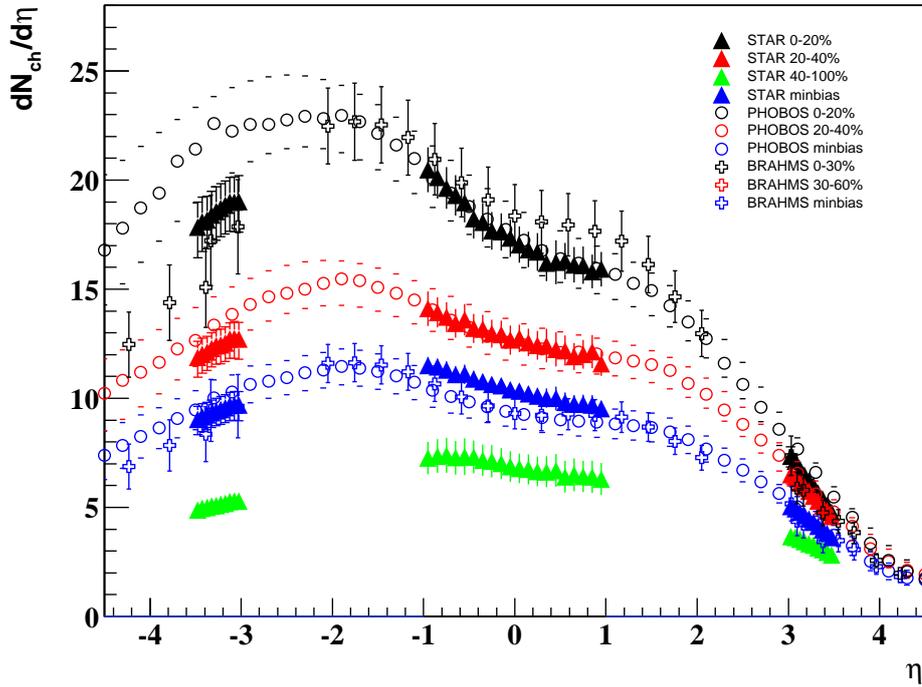


Abbildung 6.1: Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen im Akzeptanzbereich der FTPCs und TPC für 0-20%, 20-40%, 40-100% zentrale und Minimum-Bias $d+Au$ Ereignisse (Dreiecke). Die Fehlerbalken beinhalten den statistischen und systematischen Fehler (Details siehe Text). Messungen von BRAHMS (Kreuze) [Ars04a] und PHOBOS (Kreise) [Bac03b, Nou04] sind überlagert.

wurde mit Hilfe von HIJING, vollständiger Detektorsimulation und anschließender Rekonstruktion vorgenommen. Der systematische Fehler, hauptsächlich bestimmt durch Untergrundteilchen, wurde durch Variation des *dca-cuts* um $\pm 0,5$ cm abgeschätzt. Ferner wurde ein zusätzlicher Fehler von 3 % in der Spurrekonstruktionseffizienz aus Vergleich von HIJING Simulationen und Ergebnissen aus $d+Au$ π^\pm -*Embedding* (siehe Kap. 3.7.3) angenommen. Eine Abhängigkeit der Spurrekonstruktionseffizienz von der Zentralität des Ereignisses ($\sim 90\%$) war aufgrund der geringen Multiplizität nicht vorhanden. Ein Unterschied von 1-2 % durch azimutale Akzeptanzverluste, bedingt durch unterschiedlichen Elektronikverlust in den beiden Kammern, war sichtbar und wurde in der Korrektur berücksichtigt.

Die Zentralitätsbestimmung wurde für die TPC Messungen mit Hilfe der N_{ch} -Verteilung in der FTPC im Pseudorapiditätsbereich von $-3,8 < \eta < -2,8$ vorgenommen (siehe [Ada03a] und auch Kap. 4.1), wohingegen die Zentralität für die FTPC Messungen durch die N_{ch} -Verteilung in der TPC $|\eta| < 0,5$ bestimmt wurde. In beiden Fällen wurden drei Zentralitätsklassen entsprechend 0-20%, 20-40% und 40-100% des gemessenen Wirkungsquerschnitts bestimmt.

Zum Vergleich sind in Abb. 6.1 zusätzlich Messungen der Pseudorapiditätsverteilung von PHOBOS [Bac03b, Nou04] und BRAHMS [Ars04a] dargestellt. Für die Minimum-

Bias $dN_{ch}/d\eta$ -Verteilung ist innerhalb der Fehler eine gute Übereinstimmung, insbesondere in der FTTPC Akzeptanz, zwischen allen Experimenten zu erkennen. Bei zunehmender Zentralität der d+Au Kollision wird bei negativen Pseudorapiditäten $\eta < -3$ (entspricht der Au-Seite der Kollision) eine signifikant größere Teilchendichte von PHOBOS gemessen.

Andererseits sind die $dN_{ch}/d\eta$ Messungen bei *midrapidity* in der TPC in guter Übereinstimmung mit den PHOBOS Resultaten. Ein entgegengesetztes Verhalten ist im Vergleich zu den BRAHMS Messungen zu erkennen. Dabei sind die Messungen um *midrapidity*, obwohl eine nicht so zentrale Zentralitätsklasse (0-30%) benutzt wurde, höher als die von STAR und PHOBOS. Bei negativen Rapiditäten hingegen sind die BRAHMS Ergebnisse in Übereinstimmung mit den FTTPC Ergebnissen, d. h. es wird eine geringere Teilchendichte gemessen als von PHOBOS.

Eine Erklärung der Abweichung der STAR Messungen zu BRAHMS und PHOBOS ist in der unterschiedlichen Zentralitätsbestimmung zu finden. In Abb. 6.2 ist die unkorrigierte Pseudorapiditätsverteilung in den FTTPCs einmal mit der Zentralitätsdefinition durch die TPC und einmal mit der Definition über N_{ch} in der Ost-FTTPC selber dargestellt. Man sieht deutlich, daß für die zentralsten 20% mit der FTTPC Definition eine erheblich höhere und entsprechend für die periphersten Ereignisse eine geringere Teilchendichte gemessen wird. Bei Bestimmung der Zentralität über die N_{ch} -Verteilung in der FTTPC selber sind die Ergebnisse in Einklang mit PHOBOS, wo die Zentralität im Pseudorapiditätsbereich von $-4 < \eta < -3,5$ gemessen wird. Umgekehrt wird die Zentralität bei BRAHMS im Bereich $|\eta| < 2,2$ bestimmt. Die Erhöhung der Teilchendichte in dem Pseudorapiditätsbereich, in dem die Zentralität über die N_{ch} -Verteilung bestimmt wird, ist aufgrund der geringen Multiplizität und den starken Fluktuationen in der Multiplizität der Ereignisse auf eine Autokorrelation zurückzuführen. Durch die vorgenommene Zentralitätsbestimmung über die N_{ch} -Verteilung in den unterschiedlichen Detektoren FTTPC und TPC, getrennt durch mehr als zwei Einheiten in der Pseudorapidität, ist diese Autokorrelation so gut wie nicht vorhanden und eine artifizielle Erhöhung der Teilchendichte wird dadurch vermieden, daß man die Zentralität mit dem jeweils anderen Detektor bestimmt. In Abb. 6.3 ist außerdem – basierend auf HIJING Simulationen – die N_{part} -Verteilung (Anzahl der teilnehmenden Nukleonen) für die Zentralitätsdefinition durch die TPC respektive durch die FTTPC aufgetragen. Die gute Übereinstimmung der Anzahl der an der Kollision teilnehmenden Partizipanten erlaubt den Schluß, daß durch diese Vorgehensweise vergleichbare Zentralitätsklassen bestimmt werden und der systematische Fehler in der Zentralitätsdefinition durch mögliche Autokorrelationen als gering einzustufen ist.

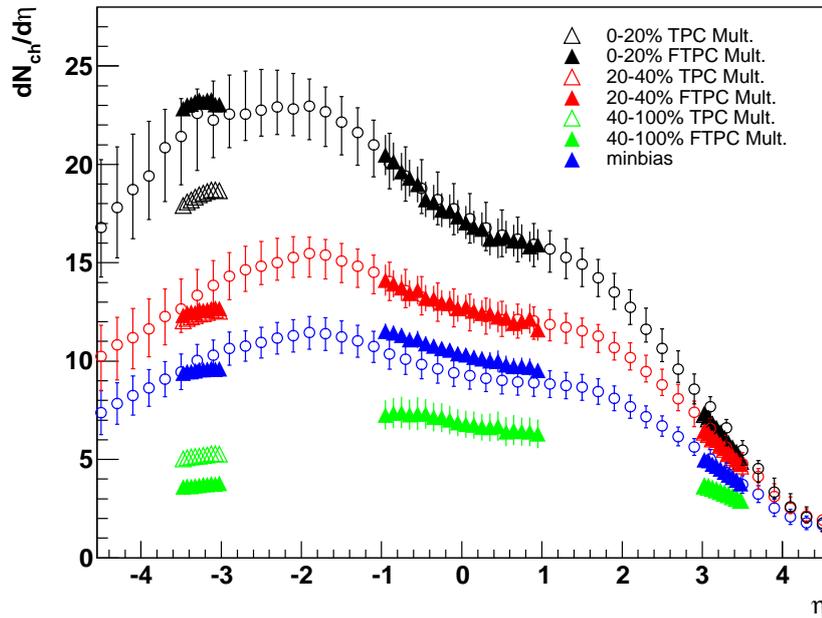


Abbildung 6.2: Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen im Akzeptanzbereich der FTPCs (nur statistischer Fehler) und TPC für 0-20%, 20-40%, 40-100% zentrale und Minimum-Bias $d+Au$ Ereignisse. Die geschlossenen Dreiecke sind Messungen in den FTPCs, bei denen die Zentralität über die Multiplizität in der Ost-FTPC bestimmt wurde. Für die offenen Dreiecke wurde die Zentralität über die Multiplizität in der TPC bestimmt. Die Kreise sind PHOBOS Messungen aus [Bac03b, Nou04] (siehe auch Abb. 6.1).

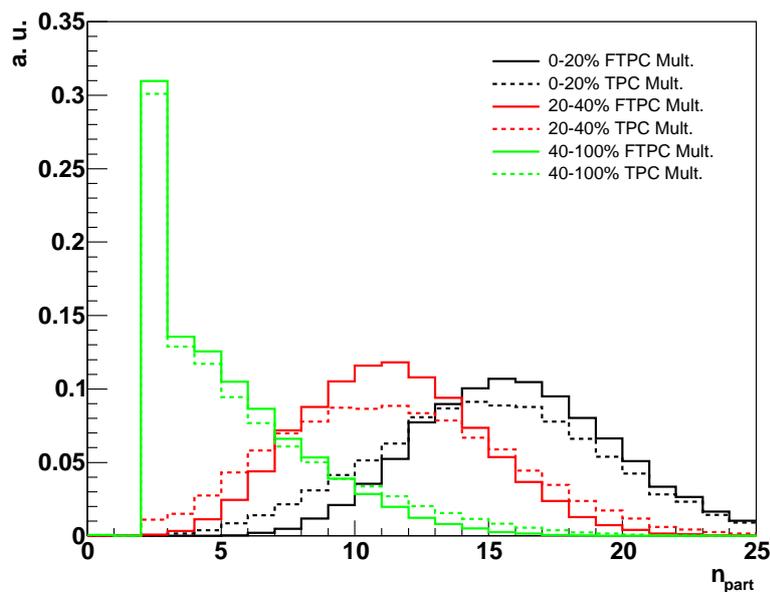


Abbildung 6.3: N_{part} Verteilung in HIJING $d+Au$ Kollisionen für 0-20%, 20-40% und 40-100% zentrale $d+Au$ Ereignisse, bei denen die Zentralität über die Multiplizität in der Ost-FTPC (durchgezogene Linie) oder über die Multiplizität in der TPC (strichlierte Linie) bestimmt wurde.

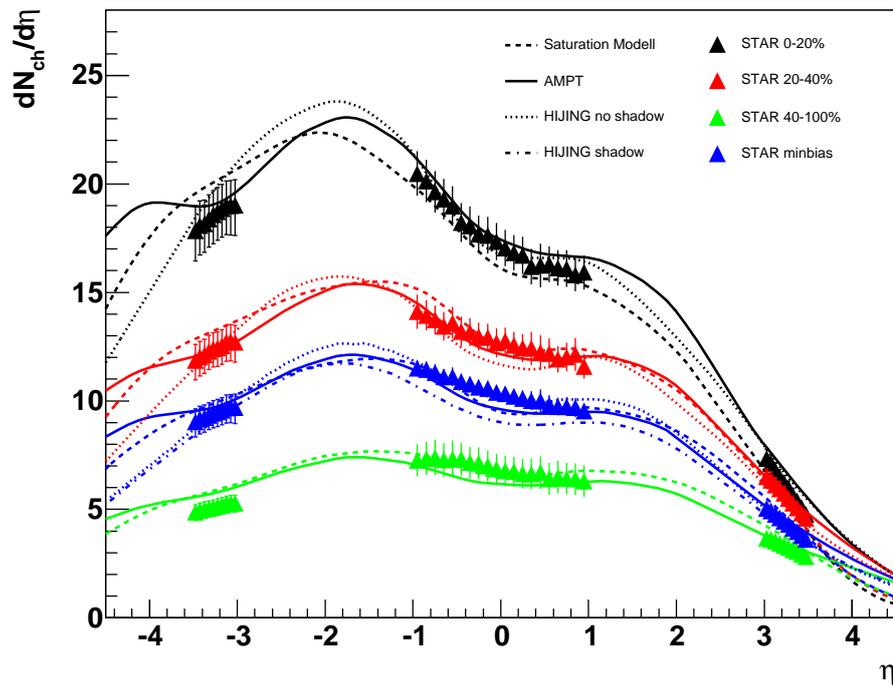


Abbildung 6.4: Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen im Akzeptanzbereich der FTFCs und TPC für 0-20%, 20-40%, 40-100% zentrale und Minimum-Bias d+Au Ereignisse (Dreiecke) (siehe Abb. 6.1). Zusätzlich sind HIJING [Wan03], AMPT [Lin03] und *Saturation* Modellberechnungen überlagert dargestellt.

In Abb. 6.4 ist die Pseudorapiditätsverteilung aus Abb. 6.1 im Bereich der TPC und FTFC Akzeptanz für unterschiedliche Zentralitäten im Vergleich zu theoretischen Modellrechnungen dargestellt. Dabei wurde das HIJING [Wan03] und AMPT [Lin03] Modell als Vertreter der mikroskopischen Transportmodelle ausgewählt. Ferner sind auch Vorhersagen des *Saturation*-Modells [Kha04] in Abb. 6.4 zu sehen. Die Zunahme der Asymmetrie der Teilchendichte als Funktion der Zentralität ist deutlich zu erkennen. Insbesondere wird dies im Vergleich der $dN_{ch}/d\eta$ Verteilungen der Ost-FTFC $-3,5 < \eta < -3$ (Au-Seite) mit der West-FTFC $3 < \eta < 3,5$ (d-Seite) bei zunehmender Zentralität der d+Au Kollision sichtbar. Im wesentlichen sind alle vorgestellten Modelle in der Lage, die Pseudorapiditätsverteilung und insbesondere die Zunahme der Asymmetrie als Funktion der Zentralität zu beschreiben. Bei *midrapidity* sind die Modelle konsistent mit den experimentellen Messungen. Eine Unterscheidung zwischen den beiden vorgestellten Modellklassen läßt sich nur bei höheren Rapiditäten auf der Au-Seite der Kollision erzielen. Die Lage des Maximums der $dN_{ch}/d\eta$ Verteilung sowie das Verhalten bei Pseudorapiditäten $\eta < -3,5$ werden durch die Modelle, insbesondere bei den zentralsten Ereignissen, unterschiedlich beschrieben. Aufgrund der eingeschränkten TPC und FTFC Akzeptanz³ in der Pseudorapidität ist eine Unterscheidung zwischen den Model-

³Eine Erweiterung des in dieser Analyse benutzten FTFC Akzeptanzbereichs über den „optimalen“

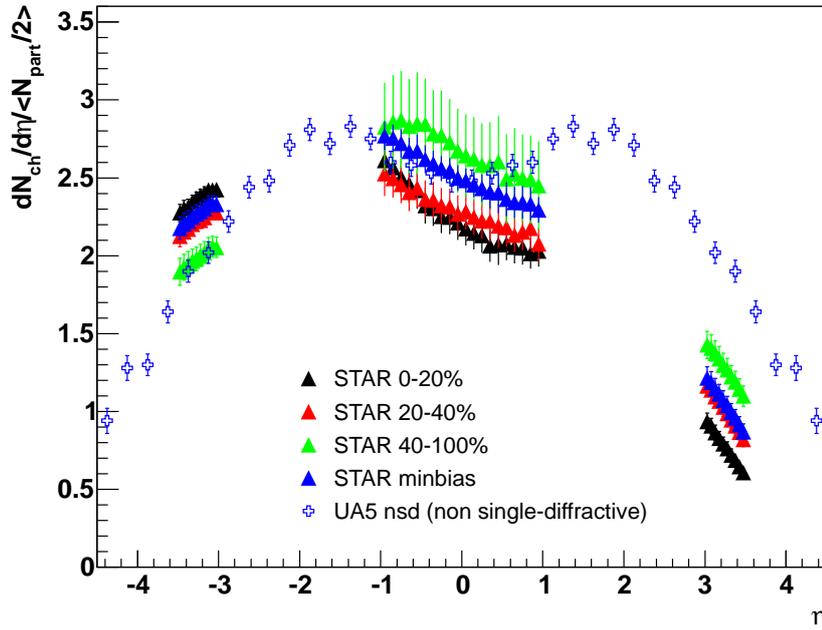


Abbildung 6.5: Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen im Akzeptanzbereich der FTPCs und TPC für 0-20%, 20-40% und 40-100% zentrale $d+Au$ Ereignisse skaliert mit N_{part} (Dreiecke). Als Referenz sind $p+p$ Messungen von UA5 [Aln86] (Kreuze) überlagert.

len nicht eindeutig möglich. Nimmt man allerdings die Messungen von PHOBOS und BRAHMS (siehe Abb. 6.1) qualitativ hinzu, so erscheint die Ausbildung der „Schulter“ in der Pseudorapiditätsverteilung bei $-4 < \eta < -3,5$ für die 20% zentralsten Ereignisse im AMPT Modell durch experimentelle Messungen nicht gestützt zu werden.

Zur Veranschaulichung der mit der Zentralität zunehmenden und schon anfänglich gegebenen Asymmetrie in der Teilchenproduktion eines $d+Au$ Ereignisses ist in Abb. 6.5 die Pseudorapiditätsverteilung skaliert mit der mittleren Anzahl der Partizipanten im Vergleich zu $p+p$ Kollisionen [Aln86] dargestellt. Es wird deutlich, daß im Vergleich zur symmetrischen $p+p$ Kollision auch bei den periphersten $d+Au$ Ereignissen auf der d-Seite ein Unterdrückung der Teilchenproduktion sichtbar ist, die im Gegensatz zur $dN_{ch}/d\eta$ Verteilung bei *midrapidity* und auf der Au-Seite eine stärkere Zentralitätsabhängigkeit aufweist. Diese Eigenschaft und weitere Implikationen der asymmetrischen Teilchenproduktion in $d+Au$ Kollisionen werden im Zusammenhang mit der beobachteten Zentralitätsabhängigkeit des nuklearen Modifikationsfaktors bei hohen Rapiditäten (siehe Kap. 6.3) noch im Detail diskutiert.

Bereich von $3 < |\eta| < 3,5$ hinaus, würde weitere wichtige Informationen zur Pseudorapiditätsverteilung liefern, wobei aber sorgfältige und detaillierte Studien, insbesondere des Untergrunds und der Spur-rekonstruktionseffizienz bei höheren Rapiditäten, nötig wären. Aufgrund der zur Verfügung stehenden Zeit war dies im Rahmen dieser Arbeit nicht mit der erforderlichen Genauigkeit möglich. Ferner war eine Erweiterung des Akzeptanzbereichs für die Diskussion des nuklearen Modifikationsfaktors in Kap. 6.3 nicht notwendig.

6.2 Transversalimpulsverteilung und $\langle p_t \rangle$

Eine weitere interessante Messung ist die mögliche Ausbildung eines unterschiedlichen Verhaltens in der Verteilung des transversalen Impulses bedingt durch die asymmetrische Teilchenproduktion in d+Au Kollisionen. Dabei kann der Einfluß nuklearer Effekte sowohl in der Zentralitätsabhängigkeit des mittleren transversalen Impulses als auch im Verhalten des nuklearen Modifikationsfaktors (siehe Kap. 6.3) durch Vergleich der gemessenen Verteilungen auf der d-Seite mit denen der Au-Seite untersucht werden.

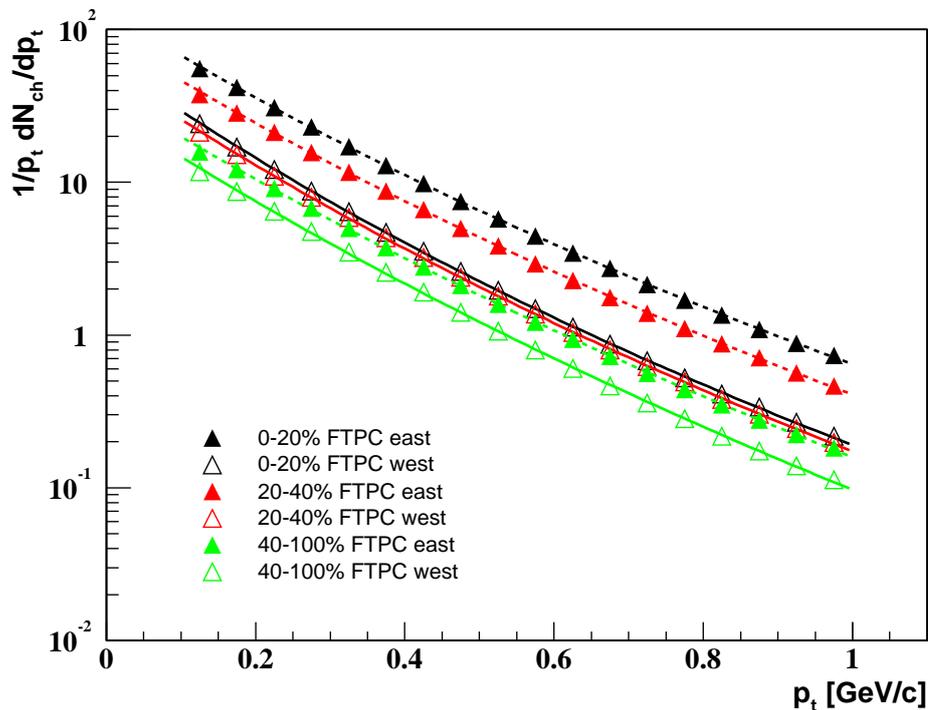


Abbildung 6.6: Transversalimpulsverteilung bei $|\eta| \approx 3,1$ für 0-20%, 20-40% und 40-100% zentrale d+Au Ereignisse. Geschlossene Dreiecke entsprechen Messungen in der Ost-FTPC (Au-Seite; $\eta \approx -3,1$) und offene Dreiecke in der West-FTPC (d-Seite; $\eta \approx 3,1$).

In Abb. 6.6 ist das Spektrum des transversalen Impulses gemessen bei $|\eta| \approx 3,1$ in den FTPCs für verschiedene Zentralitäten dargestellt. Dabei wurden die Impulsverteilungen analog zu den Pseudorapiditätsverteilungen auf Spurrekonstruktions- und Triggerereffizienz sowie auf die Impulsauflösung korrigiert. Ferner wurde der durch sekundäre Teilchen verursachte Untergrund, basierend auf HIJING Ereignissen und vollständiger Detektorsimulation, von der ursprünglichen Verteilung abgezogen.

In Abb. 6.7 ist der so simulierte Untergrund als Funktion des transversalen Impulses für die 20% zentralsten Ereignisse in der Ost-FTPC dargestellt. Außerdem wurden die unterschiedlichen Quellen der sekundären Teilchenproduktion im einzelnen untersucht. Dabei ist festzustellen, daß der größte Beitrag zur Untergrundverteilung von Teilchen

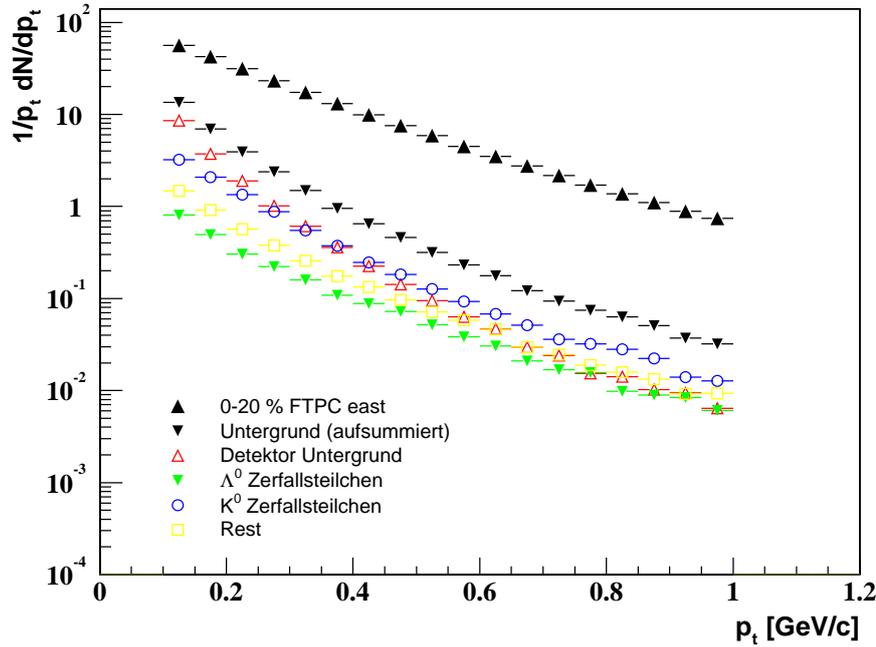


Abbildung 6.7: Transversalimpulsverteilung bei $\eta \approx -3,1$ für 0-20% zentrale $d+Au$ Ereignisse (große Dreiecke). Zusätzlich sind die verschiedenen Arten von Untergrundteilchen, basierend auf HIJING Ereignissen und vollständiger Detektorsimulation, dargestellt.

stammt, die durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial entstehen. Diese bevorzugen kleine Werte des transversalen Impulses und ihr Beitrag nimmt als Funktion der Pseudorapidität zu, was in Übereinstimmung mit der Erwartung ist, daß der Untergrund bei Annäherung zum Strahlrohr hin größer wird. Die aus schwachen Zerfällen stammenden Teilchen, wie z. B. Protonen und Pionen aus Λ^0 und K^0 Zerfällen, tendieren ebenfalls zu kleinen p_t Werten, so daß die Korrektur auf die Untergrundteilchen im wesentlichen das Transversalimpulsspektrum bei kleinen transversalen Impulsen beeinflusst. Ferner wurde das Transversalimpulsspektrum analog zur Vorgehensweise in Kap. 5.2.1 auf die Impulsauflösung der FTPC Teilchen korrigiert. Durch die in den $d+Au$ Ereignissen wesentlich verbesserte Impulsauflösung (siehe Kap. 3.7.2) ist der Einfluß auf die Verteilung des transversalen Impulses im betrachteten Transversalimpuls- und Pseudorapiditätsbereich für alle Zentralitäten gering.

Durch Anpassung einer *power law*-Verteilung an die Transversalimpulsverteilungen in Abb. 6.6 läßt sich der mittlere transversale Impuls in Abhängigkeit von der Zentralität einer $d+Au$ Kollision bestimmen. In Abb. 6.8 ist $\langle p_t \rangle$ bei $|\eta| \approx 3,1$ als Funktion der mittleren Anzahl der an der Kollision teilnehmenden Partizipanten für die Au- und d-Seite der Kollision dargestellt. Der systematische Fehler in der $\langle p_t \rangle$ Messung wurde durch Variation des Untergrundes (siehe Kap. 6.1), die Korrektur auf die Impulsauflösung (siehe Kap. 5.2.2) und durch unterschiedliche Transversalimpulsbereiche bei der Anpassung der *power law*-Verteilung bestimmt. Ferner wurde zusätzlich der

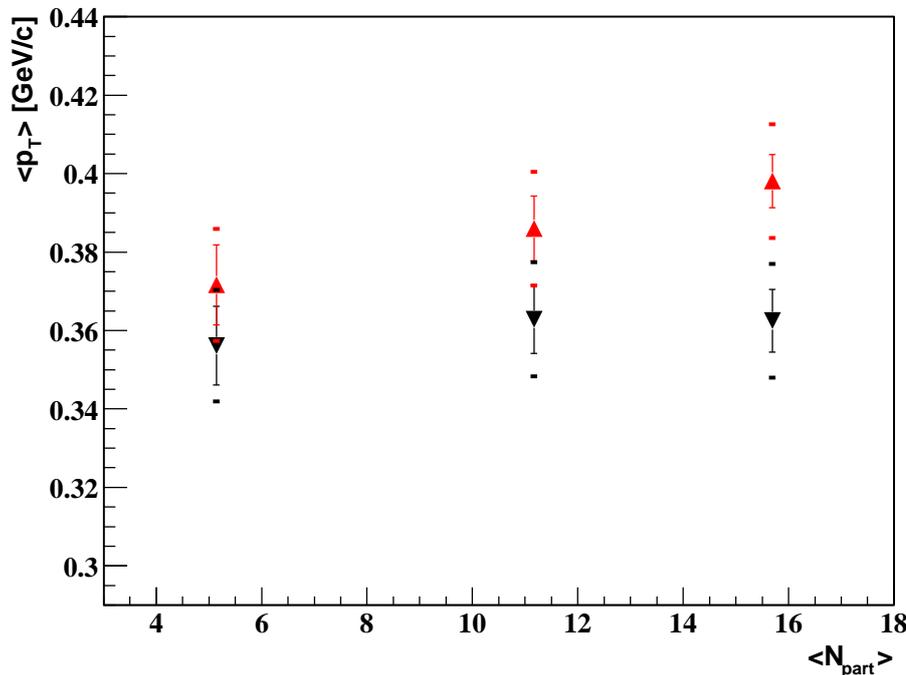


Abbildung 6.8: Mittlerer transversaler Impuls $\langle p_t \rangle$ bei $|\eta| \approx 3,1$ als Funktion von N_{part} . Nach oben zeigende Dreiecke (rot) entsprechen $\langle p_t \rangle$ Messungen in der Ost-FTPC (Au-Seite; $\eta \approx -3,1$) und nach unten zeigende Dreiecke (schwarz) $\langle p_t \rangle$ Messungen in der West-FTPC (d-Seite; $\eta \approx 3,1$).

Einfluß der erreichten Kalibrationsgenauigkeit durch Messung des $\langle p_t \rangle$ in p+p Kollisionen⁴ aus dem Vergleich der beiden Kammern zu $\sim 1-2\%$ abgeschätzt. Insgesamt ergab sich damit ein systematischer Fehler in der Messung des mittleren transversalen Impulses in d+Au Kollisionen von $\sim 4\%$.

In Abb. 6.8 ist ein deutlicher Unterschied des $\langle p_t \rangle$ als Funktion der Zentralität zwischen der Au- und d-Seite sichtbar. Auf der d-Seite ist $\langle p_t \rangle$ im wesentlichen konstant in Abhängigkeit von N_{part} und in Übereinstimmung mit den vorläufigen (nicht vollständig korrigierten) p+p Ergebnissen im Bereich der FTPC Akzeptanz. Auf der Au-Seite hingegen ist eine signifikante Zunahme des mittleren transversalen Impulses mit der Zentralität des Ereignisses sichtbar. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit den Messungen von R_{CP} , die in Kap. 6.3 vorgestellt werden. Die Ergebnisse der $\langle p_t \rangle$ Messungen in den FTPCs stehen im Kontrast zur „naiven“ Vorstellung, daß die Partonen des d-Kerns beim Durchgang des Au-Kerns Mehrfachstreuungen erfahren, was eine Erhöhung des $\langle p_t \rangle$ auf der d-Seite der Kollision nach sich ziehen würde [Acc04].

⁴Eine vollständige Korrektur der p+p Kollisionen war zu dem Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht verfügbar, so daß die p+p Ereignisse nur zur Abschätzung des systematischen Fehlers und für einen sehr vorläufigen Vergleich mit den Resultaten der d+Au Kollisionen benutzt werden konnten.

6.3 Nuklearer Modifikationsfaktor in d+Au Kollisionen

Nukleare Modifikationen der hadronischen Teilchenproduktion in d+Au und Au+Au Kollisionen können durch Vergleich zu p+p Messungen durch folgendes Verhältnis beschrieben werden:

$$R_{AB}(p_t) = \frac{d^2N/dp_t d\eta}{T_{AB} d^2\sigma^{pp}/dp_t d\eta}, \quad (6.1)$$

wobei $d^2N/dp_t d\eta$ die erzeugte Teilchendichte pro Ereignis der Kollision der beiden Kerne A und B ist, und $T_{AB} = \langle N_{bin} \rangle / \sigma_{inel}^{pp}$ die nukleare Geometrie in Bezug auf die p+p Referenzmessungen beschreibt. $\langle N_{bin} \rangle$ ist die mittlere Anzahl der binären Nukleon-Nukleon Kollisionen, die mit Hilfe von Glauber-Modellen bestimmt werden [Ada03a]. R_{AB} wird deshalb als nuklearer Modifikationsfaktor (*nuclear modification factor*) bezeichnet.

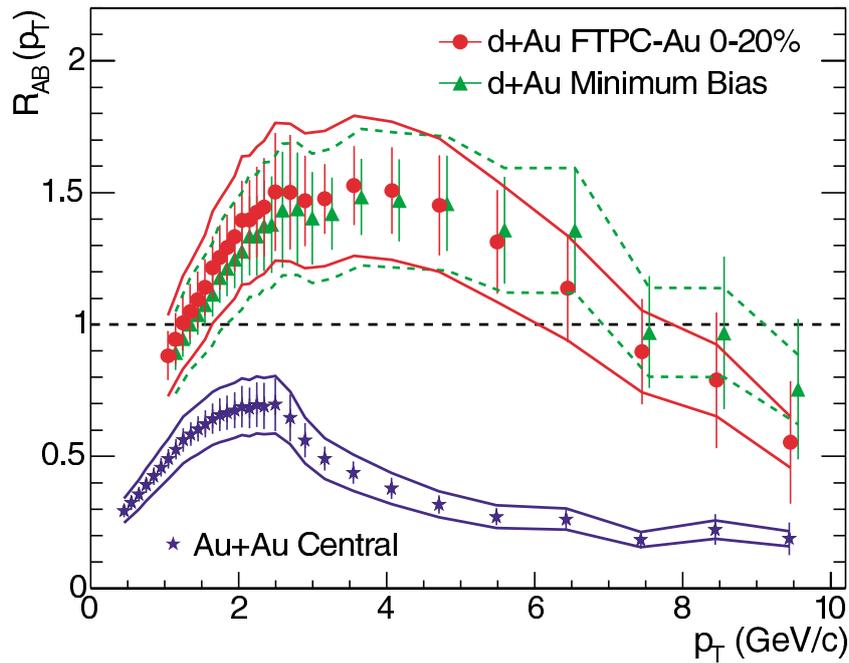


Abbildung 6.9: R_{dAu} bei *midrapidity* für 0-20% zentrale und Minimum-Bias d+Au Ereignisse [Ada03a]. Zum Vergleich ist R_{AuAu} für die 5% zentralsten Au+Au Kollisionen dargestellt [Ada03b].

Sind keine nuklearen Effekte wie z. B. *shadowing* oder *gluon saturation* vorhanden, so erwartet man, daß die *harten* Prozesse mit der Anzahl der binären Kollisionen skalieren, also $R_{AB}(p_t) = 1$. In p+A und d+A Reaktionen beobachtet man $R_{AB}(p_t) > 1$ für $p_t > 1-2$ GeV/c. Dieses Verhalten erklärt man durch Mehrfachstreuung der Par-

tonen während der Kollision, den *Cronin*-Effekt [Cro75]. Im Bereich kleiner Transversalimpulse findet man ein Skalieren der Teilchenproduktion mit der Zahl der an der Kollision teilnehmenden Nukleonen N_{part} (nicht gezeigt). In Abb. 6.9 ist der nukleare Modifikationsfaktor R_{AB} für Minimum-Bias und 0-20% zentrale d+Au Ereignisse als Funktion des transversalen Impulses – gemessen in der TPC bei *midrapidity* – dargestellt [Ada03a]. Außerdem ist auch zum Vergleich R_{AB} für zentrale Au+Au Ereignisse in Abb. 6.9 zu sehen [Ada03b]. Die *high- p_t suppression* in Au+Au Ereignissen konnte – wie schon erwähnt – sowohl durch pQCD Rechnungen als auch durch das *Saturation*-Modell beschrieben werden. Für d+Au Kollisionen ist in Abb. 6.9 deutlich zu sehen, daß im Bereich $2 < p_t < 6$ GeV/c aufgrund des *Cronin*-Effekts $R_{AB}(p_t) > 1$ ist, und damit in Übereinstimmung mit pQCD Modellen [Acc02, Vit03]. Das *Saturation*-Modell aus [Kha03b, Kha03a] hingegen sagt eine Unterdrückung der Teilchenerzeugung in diesem p_t Bereich und quantitativ $R_{AB}(p_t) \sim 0,75$ für die 20% zentralsten d+Au Ereignisse voraus. Da keine Unterdrückung in d+Au Kollisionen beobachtet werden konnte, kann die *high- p_t suppression* in Au+Au Kollisionen nicht auf *initial-state* Effekte im Au-Kern zurückgeführt werden, wie man es im *Saturation*-Modell erwarten würde. Vielmehr ist sie durch *final-state* Wechselwirkungen zu erklären, nämlich durch Energieverlust der gestreuten Partonen in dem in einer Au+Au Kollision erzeugten dichten Medium.

Für die Diskussion nuklearer Effekte in d+Au Kollisionen bei hohen Rapiditäten im Akzeptanzbereich der FTTPCs wird eine zu R_{AB} vergleichbare Größe eingeführt, die unabhängig von der p+p Referenzmessung ist. Diese ist durch das mit der Zahl der binären Kollisionen skalierten Verhältnis von zentralen zu peripheren inklusiven Teilchenspektren gegeben:

$$R_{CP}(p_t) = \frac{(d^2 N / dp_t d\eta / \langle N_{bin} \rangle) |_{central}}{(d^2 N / dp_t d\eta / \langle N_{bin} \rangle) |_{periph}}. \quad (6.2)$$

Vorteilhaft bei Verwendung des R_{CP} ist die weitgehende Unabhängigkeit dieser Meßgröße von systematischen Fehlern⁵. Außerdem stand für die folgende Analyse keine korrigierte p+p Verteilung zu Verfügung, so daß im weiteren die Diskussion mit Hilfe des R_{CP} Faktors erfolgen soll.

In Abb. 6.10 ist R_{CP} für unterschiedliche Zentralitäten bei $|\eta| \approx 3,1$ für die d- und Au-Seite der Kollision als Funktion des transversalen Impulses dargestellt; zusätzlich ist auch R_{CP} bei *midrapidity* zu sehen [Ada04d]. Aufgrund der Unabhängigkeit von R_{CP} von systematischen Fehlern sind die Unsicherheiten in dieser Messung hauptsächlich durch die Ungenauigkeiten in der Bestimmung von $\langle N_{bin} \rangle$ gegeben und wurden zu $\sim 10\%$ für die periphersten Ereignisse abgeschätzt.

Wie aus Abb. 6.10 sichtbar, mißt man für die d-Seite der d+Au Kollisionen eine Unterdrückung des R_{CP} bei $\eta \approx 3,1$, die mit der Zentralität zunimmt. Diese zunehmende Unterdrückung von R_{CP} in zentralen Ereignissen bei Vorwärtsrapiditäten ist in guter

⁵Dies gilt vor allem für die hier betrachteten d+Au Kollisionen im Akzeptanzbereich der FTTPCs, da alle Korrekturen im wesentlichen unabhängig von der Zentralität sind.

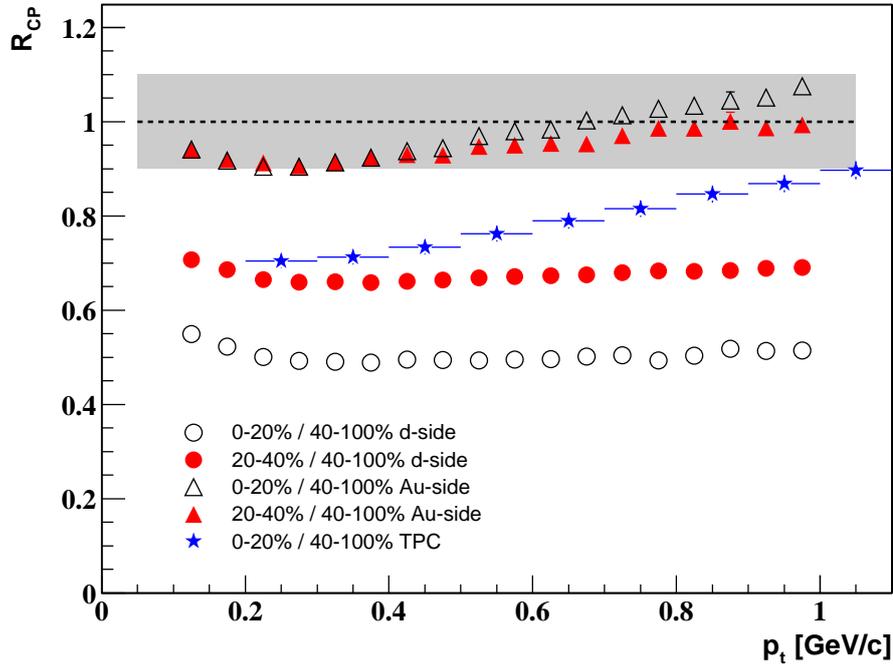


Abbildung 6.10: R_{CP} bei $\eta \approx -3,1$ (Au-Seite; Dreiecke) und bei $\eta \approx 3,1$ (d-Seite; Kreise) für 0-20%, 20-40% zentrale $d+Au$ Ereignisse. Der grau schraffierte Bereich bezeichnet die Abschätzung des systematischen Fehlers (Details siehe Text). Zum Vergleich ist der R_{CP} bei *midrapidity* für die 0-20% zentralsten $d+Au$ Ereignisse überlagert [Ada04d].

Übereinstimmung mit den Ergebnissen von BRAHMS [Ars04b]. Dort wurde auch ein vergleichbares Verhalten für den nuklearen Modifikationsfaktor R_{dAu} beobachtet.

Auf der Au-Seite hingegen ist in Abb. 6.10 keine signifikante Zentralitätsabhängigkeit von R_{CP} zu erkennen. Ferner ist im Vergleich zur d-Seite und insbesondere zu *midrapidity* eine Erhöhung des R_{CP} bei transversalen Impulsen $p_t < 1$ GeV/c sichtbar. Dies widerspricht der Vorstellung, daß aufgrund von Mehrfachstreuungen der Partonen des d-Kerns beim Durchgang durch den Au-Kern der *Cronin*-Effekt für $\eta < 0$ geringer werden sollte [Acc04] (siehe auch Kap. 6.2).

Die Pseudorapiditätsabhängigkeit von R_{CP} , d. h. die Unterdrückung bei hohen Rapiditäten auf der d-Seite der Kollision, ist in qualitativer Übereinstimmung mit Vorhersagen des *Saturation*-Modells in [Kha03a] und wurde als Indiz für die Gültigkeit des *Saturation*-Ansatzes interpretiert [Ars04b]. Eine vergleichbare Beschreibung von R_{CP} bei höheren Rapiditäten ist allerdings auch im Rahmen der QCD-Modelle möglich [Vit03, Wan03].

Im folgenden soll noch die Zentralitätsabhängigkeit von R_{CP} bei hohen Rapiditäten in Verbindung mit der zunehmenden Asymmetrie der Teilchenproduktion in $d+Au$ Kollisionen bei kleinen transversalen Impulsen $p_t < 1$ GeV/c diskutiert werden.

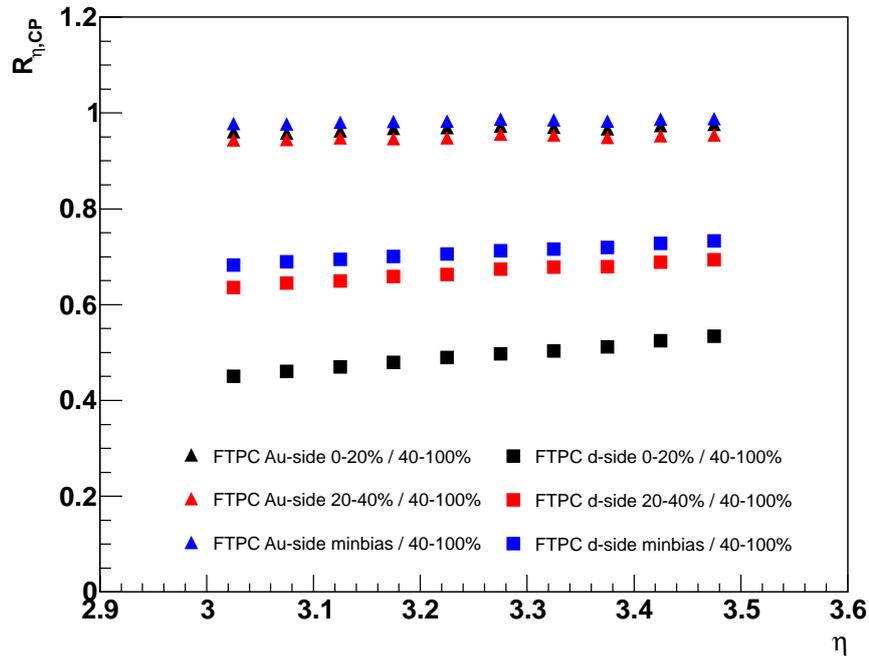


Abbildung 6.11: $R_{\eta,CP}$ für die Au-Seite (Dreiecke) und die d-Seite (Quadrate) für 0-20%, 20-40% zentrale und Minimum-Bias $d+Au$ Ereignisse.

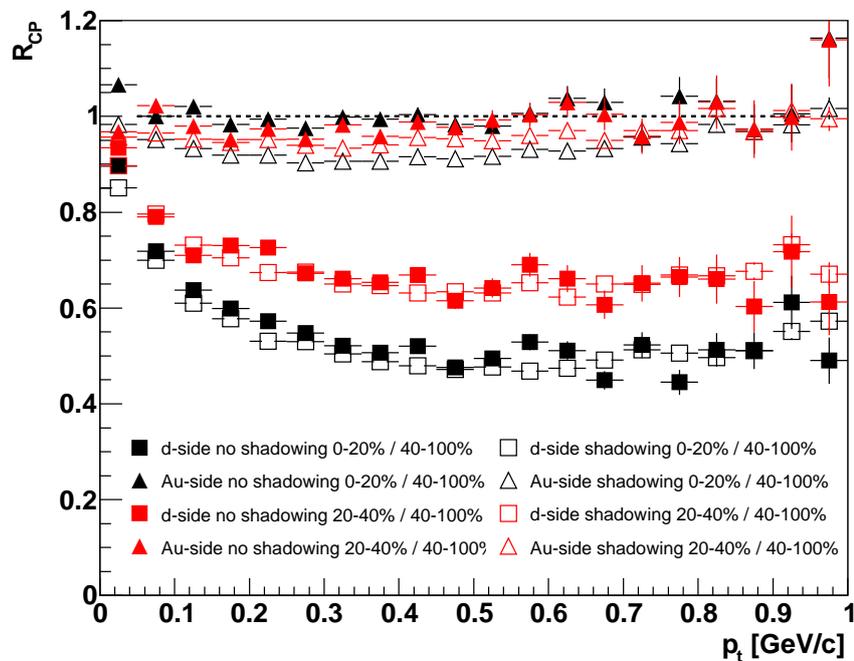


Abbildung 6.12: R_{CP} bei $\eta \approx -3,1$ (Au-Seite; Dreiecke) und bei $\eta \approx 3,1$ (d-Seite; Quadrate) für 0-20%, 20-40% zentrale $d+Au$ HIJING Ereignisse. Offene Symbole entsprechen HIJING Simulationen mit *shadowing*, geschlossene Symbole ohne *shadowing*.

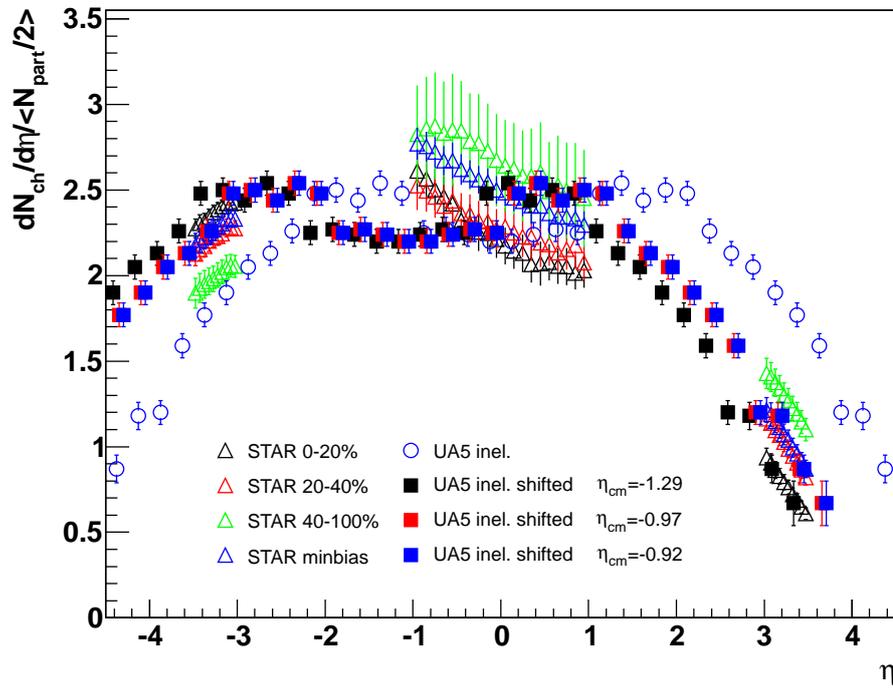


Abbildung 6.13: Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen im Akzeptanzbereich der FTPCs und TPC für 0-20%, 20-40%, 40-100% zentrale und Minimum-Bias d+Au Ereignisse skaliert mit N_{part} (Dreiecke). Die Quadrate bezeichnen die um η_{cm} verschobene p+p Referenzmessung aus [Aln86] (Erläuterung siehe Text).

In Abb. 6.11 ist eine zu Gl. 6.2 analoge Größe für die Pseudorapiditätsverteilung $R_{\eta,CP}$ als Funktion von η für unterschiedliche Zentralitäten aufgetragen. Vergleicht man das Verhalten von $R_{\eta,CP}$ mit dem von R_{CP} (siehe Abb. 6.10), so erkennt man, daß sowohl die signifikante Zentralitätsabhängigkeit, insbesondere auf der d-Seite, als auch der absolute Wert des Verhältnisses sich in dem zur Teilchendichte proportionalen $R_{\eta,CP}$ widerspiegelt. In Abb. 6.12 ist R_{CP} bei unterschiedlichen Zentralitäten mit und ohne *shadowing* [Wan03] für HIJING Ereignisse [Wan91] dargestellt. Man erkennt durch Vergleich der Abb. 6.10 und Abb. 6.12 deutlich, daß HIJING das Verhalten des gemessenen R_{CP} bei $|\eta| \approx 3,1$ für die Au- und d-Seite gut reproduzieren kann. Ferner scheint der Einfluß des *shadowing* auf R_{CP} in dem betrachteten transversalen Impulsbereich gering zu sein. Daraus kann gefolgert werden, daß die Unterdrückung von R_{CP} auf der d-Seite und die Erhöhung auf der Au-Seite bei transversalen Impulsen $p_t < 1$ GeV/c auf die Asymmetrie der Teilchenproduktion in d+Au Kollisionen zurückgeführt werden kann. Insbesondere kann die Zentralitätsabhängigkeit von R_{CP} durch die Zunahme der Asymmetrie in der Teilchendichte bei hohen Rapiditäten als Funktion der Zentralität beschrieben werden (siehe Abb. 6.4, 6.5 und 6.11). In HIJING ist diese Asymmetrie eine Folge der Mehrfachstreuungen der Nukleonen des Deuterons im Au-Kern und ist nicht auf eine nukleare Modifikation der Partonenverteilungen zurückzuführen.

Diese Argumentation läßt sich auch auf den nuklearen Modifikationsfaktor R_{dAu} anwenden und würde das Pseudorapiditäts- und Zentralitätsverhalten aus [Ars04b] erklären. Unter der Annahme, daß das transversale Impulsspektrum auf der d-Seite von d+Au Kollisionen vergleichbar mit p+p Kollisionen ist (siehe Kap. 6.2 und Abb. 6.8), wäre die Unterdrückung von R_{dAu} durch die anfänglich gegebene Asymmetrie in der Teilchenproduktion in Bezug auf die symmetrischen p+p Kollisionen zu erklären (siehe Abb. 6.13). Um dem Einfluß der anfänglichen Asymmetrie in d+Au Kollisionen Rechnung zu tragen, wurde eine neue Größe η_{cm} eingeführt. Diese ergibt sich aus dem gewichteten Mittel der Pseudorapiditätsverteilung in Abhängigkeit von der Zentralität und wurde mit Hilfe der PHOBOS Ergebnisse aus [Nou04] bestimmt. Dabei soll η_{cm} die Verschiebung des Schwerpunkts gegenüber dem Nukleon-Nukleon Schwerpunktsystem aufgrund der asymmetrischen Kollision beschreiben ($\eta_{cm} = -1,29, -0,97$ und $-0,92$ für 0-20%, 20-40% und Minimum-Bias d+Au Ereignisse). Betrachtet man nun in Abb. 6.13 die inelastische p+p Pseudorapiditätsverteilung aus [Aln86] in diesem neuen Bezugssystem – durch Verschiebung der Verteilung um η_{cm} – so stimmen die mit $\langle N_{part}/2 \rangle$ normierten $dN_{ch}/d\eta$ Verteilungen für d+Au bei hohen Rapiditäten mit den p+p Ergebnissen überein. Auch läßt sich damit qualitativ die Zentralitätsabhängigkeit beschreiben, so daß η_{cm} geeignet ist, die Asymmetrie der Teilchenproduktion in einer d+Au Kollision zu beschreiben.

Folgt man dieser Argumentation, so ergibt sich das unterschiedliche Verhalten des R_{dAu} , und insbesondere die Unterdrückung auf der d-Seite, aus der schon anfänglich gegebenen Asymmetrie der Teilchenproduktion in d+Au Kollisionen in Bezug auf die symmetrischen p+p Kollisionen. Damit läßt sich auf natürliche Weise die Zentralitäts- und Pseudorapiditätsabhängigkeit des R_{CP} auf der d- und Au-Seite erklären.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß sowohl die Unterdrückung als auch die Erhöhung von R_{CP} (und R_{dAu}) bei hohen Rapiditäten und Transversalimpulsen kleiner als 1 GeV/c durch die asymmetrische Teilchendichte in d+Au Kollisionen im Vergleich zu den symmetrischen p+p Kollisionen beschrieben werden kann.

6.4 Zusammenfassung der d+Au Ergebnisse

Aufgrund der Erfahrungen aus dem Jahre 2001 wurden nahezu optimale Bedingungen bei der Datennahme der d+Au Kollisionen im Jahre 2003 für die FTPCs erzielt. Sowohl in der Ortsauflösung als auch in der Impulsauflösung konnten signifikante Verbesserungen erreicht werden. Ferner waren die Elektronikverluste für die hier vorgestellte Analyse der ~ 3 Mio. Minimum-Bias d+Au Ereignisse bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pro Nukleonpaar nahezu zu vernachlässigen. Bedingt durch die geringe Multiplizität der d+Au Ereignisse war eine Spurrekonstruktionseffizienz von über 90% gewährleistet. Da sowohl ausreichend Simulationsdatensätze als auch *Embedding*-Ereignisse zur Verfügung standen, konnten die d+Au Daten auf Untergrund, *feed-down* und *pileup* korrigiert und die systematischen Fehler der betrachteten

physikalischen Größen abgeschätzt werden.

Die gemessene Pseudorapiditätsverteilung in Abhängigkeit von der Zentralität der d+Au Kollisionen wurde im Vergleich mit anderen experimentellen Ergebnissen und Modellrechnungen diskutiert. Es wurde gezeigt, daß durch die in STAR verwendete Zentralitätsbestimmung durch TPC und FTPC Autokorrelationen vermieden und vergleichbare Zentralitätsselektionen für die Analyse der TPC und FTPC Daten erreicht wurden (siehe Abb. 6.2). Die signifikanten Unterschiede der PHOBOS Resultate in der Teilchendichte bei den 20% zentralsten Ereignissen konnten durch Autokorrelationen erklärt werden (siehe Abb. 6.1). Der Vergleich der Pseudorapiditätsverteilung mit Modellrechnungen ließ keine Unterscheidung zwischen den mikroskopischen Transportmodellen und dem *Saturation*-Ansatz zu. Im wesentlichen sind alle vorgestellten Modelle in Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten (siehe Abb. 6.4).

Bei der Messung des mittleren transversalen Impulses auf der Au-Seite der d+Au Kollisionen ist eine signifikante Zunahme mit der Zentralität des Ereignisses sichtbar, wohingegen keine Abhängigkeit auf der d-Seite beobachtet wurde (siehe Abb. 6.8). Dieses Verhalten steht im Kontrast zur „naiven“ Vorstellung, daß die Partonen des d-Kerns beim Durchgang durch den Au-Kern Mehrfachstreuungen erfahren, was eine Erhöhung des $\langle p_t \rangle$ auf der d-Seite mit zunehmender Zentralität der Kollision nach sich ziehen würde.

Insbesondere konnte durch die Messungen des nuklearen Modifikationsfaktors die in Au+Au Kollisionen beobachtete *high- p_t suppression* auf *final-state* Wechselwirkungen mit dem in einer Au+Au Kollision erzeugten dichten Medium zurückgeführt werden (siehe Abb. 6.9).

Ferner wurde das Verhalten von R_{CP} bei hohen Rapiditäten untersucht (siehe Abb. 6.10). Die Unterdrückung von R_{CP} auf der d-Seite der Kollision ist in Übereinstimmung mit Vorhersagen des *Saturation*-Modells und wurde als Indiz für dessen Gültigkeit interpretiert. Eine konsistente Beschreibung von R_{CP} bei $p_t < 1$ GeV/c liefert allerdings auch das HIJING Modell, wobei beobachtet wurde, daß die *shadowing*-Effekte in dem betrachteten kinematischen Bereich keine signifikante Rolle spielen (siehe Abb. 6.12).

Zusammenfassend wurde in Kap. 6.3 gezeigt, daß sich die Unterdrückung und die Zentralitätsabhängigkeit von R_{CP} (und R_{dAu}) auf der d-Seite einer d+Au Kollision aus der schon anfänglich gegebenen Asymmetrie der Teilchenproduktion in d+Au Kollisionen in Bezug auf die symmetrischen p+p Kollisionen erklären läßt (siehe Abb. 6.11 und 6.13).

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser dreijährigen Doktorarbeit wurde ein Großteil der Zeit darauf verwendet, die Kalibration der Vorwärts-Spuredriftkammern, entwickelt und gefertigt am Max-Planck-Institut für Physik in München, durchzuführen.

Kalibration

Aufgrund des neuartigen Driftprinzips, d. h. der Benutzung eines radialen Driftfeldes anstatt eines homogenen Driftfeldes sowie der zusätzlichen Ablenkung im senkrecht dazu stehenden Magnetfeld, mußten neue Methoden zur Kalibration der FTPCs entwickelt und implementiert werden. In der Planungs- und Bauphase wurde die extreme Sensitivität der Ortsrekonstruktion auf äußere Parameter, wie Druck und Temperatur, sowie auf minimale Änderungen der Gaszusammensetzung unterschätzt. Dies machte eine komplizierte und zeitaufwendige Kalibration notwendig, da Abschätzungen der Einflüsse der obigen Parameter auf Basis von Simulationen nicht verfügbar waren.

In Kap. 3 wurden der Ablauf und die wichtigsten Schritte der Kalibration vorgestellt. Alle Untersuchungen und Überprüfungen darzustellen, die im Laufe der FTPC Kalibration gemacht wurden, würde den Rahmen dieser Arbeit bei weitem übersteigen, so daß öfteren wichtige Informationen nur genannt, nicht aber im Detail gezeigt werden konnten. Dabei wurde versucht, dem Ablauf der Kalibration durch den Aufbau des Kapitels Rechnung zu tragen und nur die Informationen und Schritte zu nennen, die für das Verständnis der Kalibration notwendig sind.

Kernstück der Kalibration war die Bestimmung des Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofils mit Hilfe des Laserkalibration-Systems der FTPCs (siehe Kap. 3.3). Es sei hier noch einmal erwähnt, daß aufgrund fehlender externer Messungen nur das relative Driftgeschwindigkeitsprofil durch die Lasermessungen festgelegt werden konnte. Damit war eine Unterscheidung zwischen den beiden MAGBOLTZ Versionen zur Berechnung des Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofils nicht möglich (siehe Anhang A.4). Im Rahmen der Laserkalibration wurde gezeigt, daß die mögliche Ortsauflösung von $\sim 100 \mu\text{m}$ erzielt und eine Impulsauflösung von besser als 10% mit Hilfe der verwendeten Software-Rekonstruktionskette erreicht werden konnte.

Ein weiterer wichtiger Punkt war die Entwicklung und Implementierung eines neuen, besseren Hitfinding-Algorithmus (siehe Kap. 3.4), der sich für die Analyse der aufgenommenen Daten als notwendig erwies.

Insgesamt konnte nach Durchführung der Kalibration eine Ortsauflösung von $\sim 200\text{--}250\ \mu\text{m}$ in d+Au Kollisionen erreicht werden. Die Zweispurtrennung wurde zu $\sim 2\ \text{mm}$ in Minimum-Bias Au+Au Kollisionen abgeschätzt. Damit ist die geplante Zweispurtrennung von $\sim 1\ \text{mm}$ nicht ganz erreicht worden. Allerdings wurde in den FTPCs dennoch eine um den Faktor 5 bessere Zweispurtrennung als in herkömmlichen TPCs erzielt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß durch die in dieser Arbeit beschriebene und durchgeführte Kalibration eine befriedigende Genauigkeit für die Messung physikalischer Größen in den FTPCs erzielt wurde.

Datenanalyse

Ferner wurden in dieser Arbeit erste physikalische Ergebnisse aus der Analyse von Au+Au und d+Au Kollisionen vorgestellt, die in den Jahren 2001 und 2003 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 200\ \text{GeV}$ pro Nukleonpaar aufgenommen wurden.

Au+Au Ergebnisse

Die im Jahre 2001 bei nicht optimalen Bedingungen und nur in geringer Anzahl aufgenommenen Au+Au Ereignisse sind als eine *qualitative* Vorschau auf die zu erwartenden Ergebnisse aus den im Jahr 2004 aufgezeichneten Au+Au Ereignissen mit hoher Statistik und optimalen Bedingungen zu werten.

Die Analyse der in den Kap. 4 und 5 vorgestellten Au+Au Ereignisse lieferte jedoch eine Fülle von interessanten Ergebnissen. Insbesondere konnte durch die Messung des gerichteten Flusses in den FTPCs das Vorzeichen des elliptischen Flusses erstmalig bei RHIC-Energien bestimmt werden. Damit wurde gezeigt, daß sich der elliptische Fluß bei RHIC-Energien in der Reaktionsebene (*in-plane*) ausbildet. Durch die Messung des elliptischen Flusses im Akzeptanzbereich der FTPCs von $2,5 < |\eta| < 4$ konnte der erstmals von der PHOBOS Kollaboration gezeigte signifikant kleinere elliptische Fluß bei hohen Pseudorapiditäten bestätigt werden. Der elliptische Fluß ist im Mittel bei $\eta=3$ um den Faktor 1,8 geringer als bei $\eta=0$. Ferner sind die Messungen des gerichteten Flusses und der Teilchendichte $dN/d\eta$ in Au+Au Kollisionen in Übereinstimmung mit dem *limiting-fragmentation* Ansatz [Bac03c]. Die erzielten Teilchendichten bei RHIC-Energien in Vorwärtsrichtung sind vergleichbar mit denen bei *midrapidity* am SPS. Das vergleichbare hydrodynamische Verhalten des $\langle p_t \rangle$ als Funktion der Zentralität im Bereich der FTPCs am RHIC und in NA49 bei der SPS-Energie suggeriert, daß die transversale Dynamik im wesentlichen durch die Teilchendichte bestimmt wird. Eine konsistente Beschreibung des elliptischen Flusses und des mittleren transversalen Impulses, basierend auf einer unvollständigen Thermalisierung des Systems bei hohen Rapiditäten, bedingt durch die geringere zur Verfügung stehende Energiedichte (Teilchendichte) [Hei04], ist in Übereinstimmung mit den in dieser Arbeit vorgestellten

Ergebnissen. Es zeigt sich, daß das in einer Schwerionenkollision erzeugte System in Vorwärtsrichtung bei RHIC-Energien vergleichbare Charakteristika in den longitudinalen und transversalen Größen aufweist wie bei *midrapidity* am SPS bei einer um eine Größenordnung geringeren Schwerpunktsenergie.

d+Au Ergebnisse

Da die d+Au Kollisionen aus dem Jahre 2003 unter wesentlich verbesserten Bedingungen aufgenommen wurden und alle benötigten Simulationsdatensätze und *Embedding*-Ereignisse zur Verfügung standen, konnte für die in Kap. 6 vorgestellte Analyse der d+Au Ereignisse eine Abschätzung des systematischen Fehlers vorgenommen werden.

Die in der FTPC gemessene Pseudorapiditätsverteilung in Abhängigkeit von der Zentralität der d+Au Kollisionen wurde im Vergleich mit anderen experimentellen Ergebnissen und Modellrechnungen diskutiert. Es konnte gezeigt werden, daß durch die in der Analyse benutzte Zentralitätsdefinition Autokorrelationen vermieden wurden. Eine Unterscheidung zwischen verschiedenen Modellrechnungen war innerhalb der Fehler nicht möglich. Für den mittleren transversalen Impuls ist eine signifikante Zunahme mit der Zentralität des Ereignisses auf der Au-Seite der d+Au Kollisionen sichtbar, wohingegen keine Abhängigkeit auf der d-Seite beobachtet wurde. Dieses Verhalten und die Eigenschaften von R_{CP} bei hohen Rapiditäten und Transversalimpulsen $p_t < 1$ GeV/c, d. h. die in dieser Arbeit gemessene Unterdrückung von R_{CP} auf der d-Seite und die Erhöhung auf der Au-Seite im Vergleich zu *midrapidity*, können zum jetzigen Zeitpunkt nicht befriedigend und konsistent durch Modelle beschrieben werden [Acc04].

In dieser Arbeit wurde versucht, anhand der FTPC Messungen aufzuzeigen, daß sich insbesondere die Unterdrückung und die Zentralitätsabhängigkeit von R_{CP} (und R_{dAu}) auf der d-Seite einer d+Au Kollision aus der schon anfänglich gegebenen Asymmetrie der Teilchenproduktion in d+Au Kollisionen in Bezug auf die symmetrischen p+p Kollisionen weitgehend erklären läßt.

Ausblick

Um eine weitere Erhöhung der Kalibrationsgenauigkeit zu erreichen, könnten die im Jahre 2004 aufgenommenen Au+Au Kollisionen herangezogen werden. Aufgrund der hohen Statistik wäre es möglich, die Verschiebung der Hochspannungskathode genauer zu vermessen, um auch eine Korrektur auf die mögliche z -Abhängigkeit des Effekts vornehmen zu können. Die Korrekturen auf äußere Parameter, insbesondere die Gastemperatur in den FTPCs, bedürfen weiterer eingehender Studien und ggf. Modifikationen in der Temperaturmessung. Zum Verständnis der Abweichung von den aus Elektronlaufzeiten abgeschätzten Wert der in der Rekonstruktion angenommenen Startzeitverzögerung des Datentriggers, wäre es sinnvoll, für die Rekonstruktion die optimierten Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofile aus MAGBOLTZ 2 zu verwenden. Damit könnte man eventuell entscheiden, ob dieser Effekt auf die nur relativ mögliche Bestimmung des Driftgeschwindigkeitsprofils zurückzuführen ist. Durch die nun zur Verfügung stehenden *Embedding*-Datensätze wäre es möglich, durch Va-

riation der Cluster- und Trackfinder Parameter die beobachteten Effizienzprobleme in den sehr zentralen Au+Au Kollisionen zu untersuchen und ggf. zu lösen. Dies wäre ein wichtiger Schritt, um auch eine verlässliche Analyse der zentralen Au+Au Kollisionen zu ermöglichen.

Mit den im Jahre 2004 bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV und $\sqrt{s_{NN}} = 63$ GeV pro Nukleonpaar aufgenommenen Au+Au Ereignisse ist es möglich, die Pseudorapiditätsabhängigkeit des gerichteten und elliptischen Flusses mit hoher Präzision zu vermessen. Von Interesse wäre die weitere Untersuchung des in dieser Arbeit vorgestellten Zusammenhangs des elliptischen Flusses und des mittleren transversalen Impulses mit der in einer Schwerionenkollision erreichten Teilchendichte. Der Vergleich der Ergebnisse aus Au+Au Kollisionen mit $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV und $\sqrt{s_{NN}} = 63$ GeV würde hierfür wichtige Hinweise liefern.

Auch eine Analyse der d+Au Ereignisse mit einer Erweiterung des Akzeptanzbereichs über $3 < |\eta| < 3,5$ hinaus würde weitere interessante Aufschlüsse über die Asymmetrie der Teilchenproduktion in d+Au Kollisionen zulassen. Darüber hinaus würde eine Analyse der p+p Daten aus dem Jahre 2003 eine Messung von R_{dAu} ermöglichen. Im Zusammenhang mit einer Erweiterung des transversalen Impulsbereichs bis $p_t \sim 3$ GeV/c, was durch eine Verbesserung der Korrekturen für p+p und d+Au Kollisionen im Bereich des Möglichen liegt, wäre eine Messung des *Cronin*-Effekts sowohl auf der Au-Seite als auch auf der d-Seite einer d+Au Kollision durchführbar. Für die Ursachen der Probleme in der Beschreibung der Pseudorapiditätsabhängigkeit von R_{dAu} und R_{CP} in theoretischen Modellen [Acc04] würden diese Ergebnisse weitere wichtige Hinweise liefern.

Die vorläufige Analyse von $\langle p_t \rangle$ und Multiplizitäts-Korrelationen auf Ereignisebene in unterschiedlichen Pseudorapiditätsbereichen konnte aufgrund der eingeschränkten Zeit in dieser Arbeit nicht behandelt werden, stellt aber für die Zukunft ein interessantes Feld dar, da nur die FTPCs (bei RHIC zur Zeit) die Möglichkeit bieten, $\langle p_t \rangle$ bei $\eta > 2,5$ und $\eta < -2,5$ zu messen.

Anhang A

A.1 Das STAR-Koordinatensystem

Das globale STAR-Koordinatensystem K_{xyz} , das in dieser Arbeit verwendet wird, hat seinen Ursprung im nominellen Kollisionspunkt, dem Zentrum der Wechselwirkungszone. Die z -Achse ist durch die Strahlrichtung gegeben; ihr positives Ende ist nach Westen gerichtet. Durch die Ost-West-Orientierung des STAR-Detektors werden die beiden vorwärtsgerichteten Spurendriftkammern auch Ost- bzw. West-FTPC genannt. Die x - und y -Achse bilden zusammen mit der z -Achse ein rechtshändiges Koordinatensystem, wobei die y -Achse nach oben gerichtet ist. Der Azimutwinkel ϕ rotiert wie üblich von der x -Achse aus in mathematisch positiver Richtung um die z -Achse. Der Winkel zwischen der z -Achse und einem beliebigen Vektor \vec{p} wird mit θ bezeichnet. Die erwähnten Größen sind aus Abb. A.1 zu entnehmen.

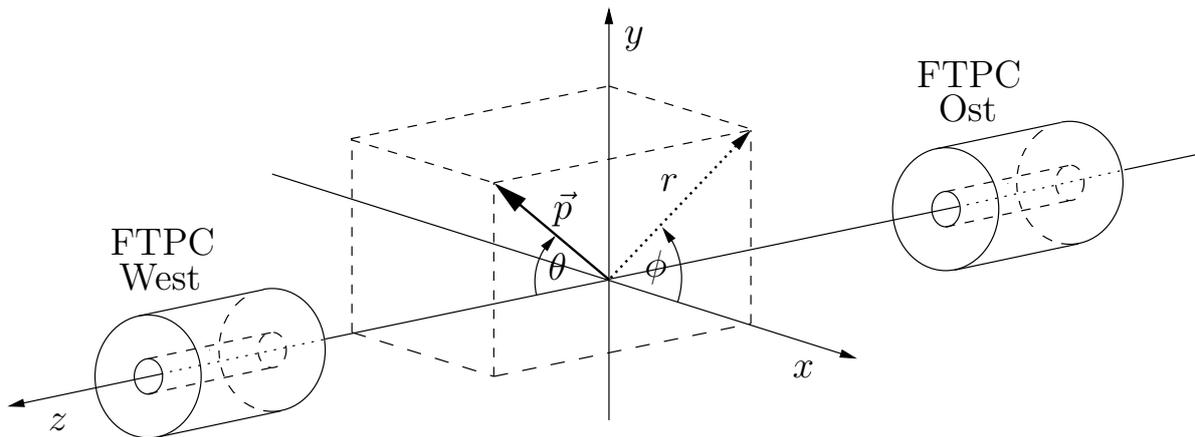


Abbildung A.1: Das STAR-Koordinatensystem (nach [Old02a]).

A.2 Kinematische Größen

Die in einer Schwerionenkollision entstandenen Teilchen werden anhand ihres Impulses charakterisiert. Aufgrund der Symmetrien bei hochenergetischen Kollisionen werden die Impulsvektoren in der Regel in zylindersymmetrischen Koordinaten angegeben. Bei der Definition der Größen und im weiteren Verlauf der Arbeit wird, wie allgemein üblich, $c = \hbar = 1$ gesetzt.

Damit gelten folgende Definitionen der gebräuchlichen kinematischen Größen für ein Teilchen mit der Ruhemasse m_0 , der Energie E und dem Impuls $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$:

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (\text{A.1})$$

$$m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2}, \quad (\text{A.2})$$

$$\phi = \arctan\left(\frac{p_y}{p_x}\right), \quad (\text{A.3})$$

wobei p_t der transversale Impuls senkrecht zur Strahlachse, m_t die transversale Masse und ϕ der Azimutwinkel ist.

In longitudinaler Impulsrichtung werden im wesentlichen die Rapidität y oder die Pseudorapidität η anstelle des longitudinalen Impulses $p_l = p_z$ zur Charakterisierung der Reaktionsprodukte benutzt. Die Rapidität y ist gegeben durch:

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_l}{E - p_l}\right). \quad (\text{A.4})$$

Diese Variable besitzt den Vorteil, daß sie sich bei Lorentztransformation in longitudinaler Richtung mit der Geschwindigkeit $\beta = \frac{p}{E}$ additiv verhält, d.h. $y' = y - y_\beta$ mit $y_\beta = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)$.

Für die Messung der Rapidität müssen zwei Größen pro Teilchen gemessen werden: der Impuls \vec{p} und die Energie E . Da oft nur der Teilchenimpuls vermessen wird, kann die Rapidität nicht immer bestimmt werden. Die Pseudorapidität η hingegen ist nur vom Impuls abhängig:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{p + p_l}{p - p_l}\right). \quad (\text{A.5})$$

Die Rapidität y geht bei Vernachlässigung der Teilchenmasse m in die Pseudorapidität η über. Demnach ist η eine gute Approximation der Rapidität für den Fall $p \gg m$. Die Pseudorapidität kann auch in Abhängigkeit vom Winkel gegenüber der Strahlachse θ geschrieben werden und stellt ein logarithmisches Winkelmaß dar:

$$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]. \quad (\text{A.6})$$

A.3 FTPC Detektor Layout

Für die Charakterisierung der physikalischen Lage eines Auslese-Pads sind zwei gebräuchliche Notationen für die FTPCs in Benutzung. Die sogenannte „Hardware-Sektor“ Notation, die bei der Datenaufnahme und insbesondere im Clusterfinder benutzt wird, orientiert sich an der physikalischen Lage der Auslesekkammern.

FTPC West					FTPC East				
R5	R4	R3	R2	R1	R6	R7	R8	R9	R10
25	19	13	7	1	31	37	43	49	55
26	20	14	8	2	32	38	44	50	56
27	21	15	9	3	33	39	45	51	57
28	22	16	10	4	34	40	46	52	58
29	23	17	11	5	35	41	47	53	59
30	24	18	12	6	36	42	48	54	60

	Rec. 01		Rec. 06
	Rec. 02		Rec. 07
	Rec. 03		Rec. 08
	Rec. 04		Rec. 09
	Rec. 05		Rec. 10

Abbildung A.2: FTPC Hardware-Sektor Notation für die West- und Ost-FTPC. Zusätzlich ist für die West-FTPC die Auslese von jeweils 3 Sektoren durch eine *Receiver*-Karte dargestellt (gleiche Farben).

In Abb. A.2 ist die Hardware-Sektor Notation dargestellt. In dieser Notation ergeben sich pro Kammer jeweils 30 Sektoren, wobei jeder Sektor zwei Auslesereihen besitzt. In jeder Auslesereihe werden 160 Pads ausgelesen. Die Sektoren 1 – 6 decken dabei den vollen azimuthalen Bereich ab. Die Ringe $R1 - R5$ sind entlang der z -Achse angeordnet, mit $R1$ respektive $R6$ als die Reihen, die dem Vertex am nächsten sind. Zusätzlich ist in Abb. A.2 für die West-FTPC zu erkennen, wie jeweils drei Sektoren durch eine *Receiver*-Karte ausgelesen werden.

Die zweite, sogenannte „Software-Sektor“ Notation basiert auf der azimuthalen Unterteilung der FTPCs in 6 Sektoren zu jeweils $\sim 60^\circ$ mit 10 Auslesereihen in z -Richtung (siehe auch Abb. A.2). Zur Verdeutlichung ist in Abb. A.3 die Software-Sektor Notation, gesehen vom nominalen Ursprung des STAR-Koordinatensystems dargestellt. Ferner sind die Sektoren markiert, in denen Laserstrahlen mit Hilfe des Laserkalibration-Systems eingekoppelt und ausgelesen werden.

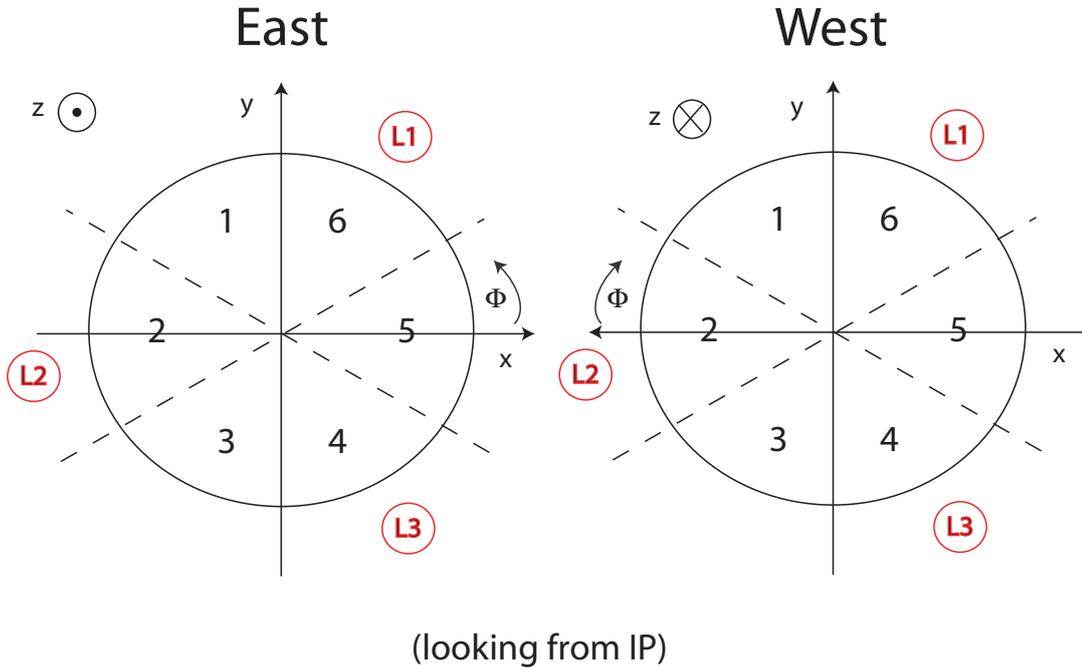


Abbildung A.3: FTFC Software-Sektor Notation für die West- und Ost-FTFC, gesehen vom Kollisionsvertex (*interaction point*, IP). L1-L3 bezeichnen die Sektoren, in die Laserstrahlen durch das Laserkalibrations-Systems eingekoppelt werden und zu Kalibrationszwecken zur Verfügung stehen (siehe Kap. 3.3).

A.4 MAGBOLTZ

Die Bewegung geladener Teilchen in Anwesenheit eines elektrischen \vec{E} und magnetischen Feldes \vec{B} wird durch die *Langevin-Gleichung* beschrieben:

$$m \frac{d\vec{u}(t)}{dt} = q\vec{E} - q(\vec{u}(t) \times \vec{B}) - K\vec{u}(t), \quad (\text{A.7})$$

wobei mit m , q und \vec{u} die Masse, Ladung und die zeitlich variierende Geschwindigkeit des Teilchens bezeichnet werden. $K\vec{u}(t)$ ist ein durch Stöße mit den Gasmolekülen hervorgerufener Dämpfungsterm [Blu94].

Eine numerische Berechnung der Driftgeschwindigkeit, des Lorentzwinkels und des Diffusionskoeffizienten für beliebige Gasgemische ist mit Hilfe des MAGBOLTZ-Programms möglich [Bia89, Bia00]. Ausführliche Studien an einer Test-FTFC zeigten, daß eine hinreichende Beschreibung der Gas-Eigenschaften durch MAGBOLTZ möglich war [BEF+97]. Da zum Zeitpunkt der ersten Datennahme der FTFCs eine neuere Version des MAGBOLTZ-Programms zugänglich war, sollen kurz die unterschiedlichen Ansätze der Versionen vorgestellt werden:

- MAGBOLTZ 1
Lösung des inhomogenen Systems linearer Differentialgleichungen Gl. A.7 mit Hilfe eines analytischen Ansatzes.
- MAGBOLTZ 2
Benutzung eines Monte-Carlo-Verfahrens zur Lösung der Gl. A.7 mit einem vom Gasgemisch abhängig wählbaren Parameter n_{coll} .

Der Autor [Bia00] empfiehlt die Benutzung der 2. Version aufgrund einer möglichen höheren Genauigkeit der berechneten Größen. Da sowohl die Ergebnisse mit der Test-FTPC und erste Resultate aus Lasermessungen befriedigende Ergebnisse mit der 1. Version von MAGBOLTZ lieferten und die softwaretechnische Handhabung dieser Version wesentlich einfacher ist, soll im folgenden untersucht werden, inwieweit Unterschiede in den Versionen die Rekonstruktionsgenauigkeit der FTPC beeinflussen können.

A.4.1 Vergleich der unterschiedlichen MAGBOLTZ Versionen

Da aufgrund fehlender externer Messungen der Gaszusammensetzung mit ausreichender Genauigkeit nur die relative Bestimmung des Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofils mit Hilfe des Laserkalibration-Systems möglich war (siehe Kap. 3.3), wurde die Gaszusammensetzung als freier – durch die Laserkalibration zu optimierender – Parameter angesehen.

Systematische Studien durch [Cor02] zeigten, daß sich bei der Berechnung der Driftzeit und des Ablenkwinkels bei gleicher Gaszusammensetzung signifikante Unterschiede zwischen MAGBOLTZ 1 und MAGBOLTZ 2 ergaben (siehe Abb. A.4 und A.5). Allerdings ist auch in Abb. A.4 und A.5 zu erkennen, daß durch Annahme eines $\sim 1\%$ höheren Argonanteils in MAGBOLTZ 2 Berechnungen der systematische Unterschied in der Driftzeit und des Ablenkwinkels im Vergleich zu MAGBOLTZ 1 Resultaten äußerst gering ist.

Daraus kann gefolgert werden, daß die relativen Driftgeschwindigkeits- und Lorentzwinkelprofile, bestimmt durch Lasermessungen, sowohl durch MAGBOLTZ 1 als auch durch MAGBOLTZ 2 mit um 1% verschiedener Gaszusammensetzung reproduziert werden können.

Damit ist durch das Fehlen exakter externer Messungen der Gaszusammensetzung keine Unterscheidung zwischen den beiden MAGBOLTZ Versionen mit Hilfe des Laserkalibration-Systems möglich, so daß aufgrund der einfacheren Handhabung MAGBOLTZ 1 für die Rekonstruktion der FTPC Daten benutzt wurde.

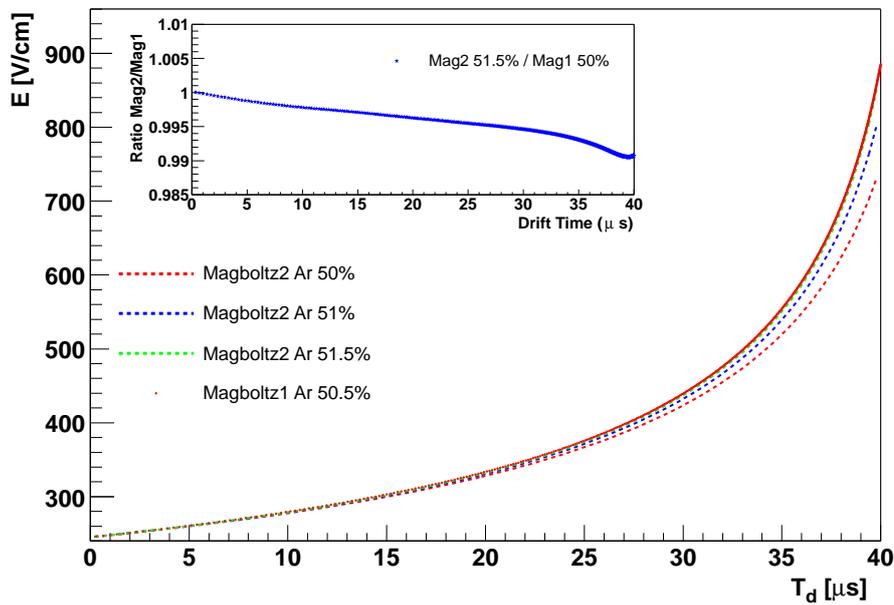


Abbildung A.4: Driftzeit T_d in Abhängigkeit des elektrischen Feldes berechnet mit MAGBOLTZ 1 und 2 für unterschiedliche Gaszusammensetzungen (durch Variation des Argon Anteils). Im Inset ist das Verhältnis von MAGBOLTZ 2 (51,5% Argon) zu MAGBOLTZ 1 (50% Argon) zu sehen [Cor02].

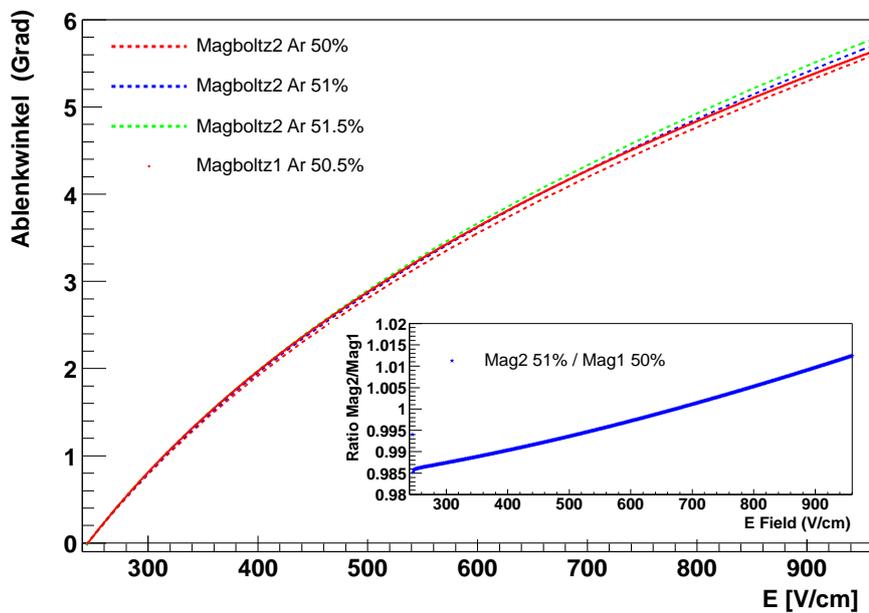


Abbildung A.5: Ablenkwinkel Ψ_D in Abhängigkeit des elektrischen Feldes berechnet mit MAGBOLTZ 1 und 2 für unterschiedliche Gaszusammensetzungen (durch Variation des Argon Anteils). Im Inset ist das Verhältnis von MAGBOLTZ 2 (51% Argon) zu MAGBOLTZ 1 (50% Argon) zu sehen [Cor02].

A.5 Stabilität des Gassystems

Eine wichtige Kalibrations- und Kontrollgröße stellt der in Kap. 3.6.1 eingeführte *Radial-Step* dar. Durch den *Radial-Step* läßt sich das zeitliche Verhalten der Driftgeschwindigkeit in den FTPCs und damit der in der Rekonstruktion verwendeten Korrekturen überprüfen. Insbesondere läßt sich damit die Stabilität des Gassystems kontrollieren, d. h. Änderungen in der Gaszusammensetzung bewirken eine gleichzeitige Verschiebung des rekonstruierten *Radial-Step* für die Ost- und West-FTPC.

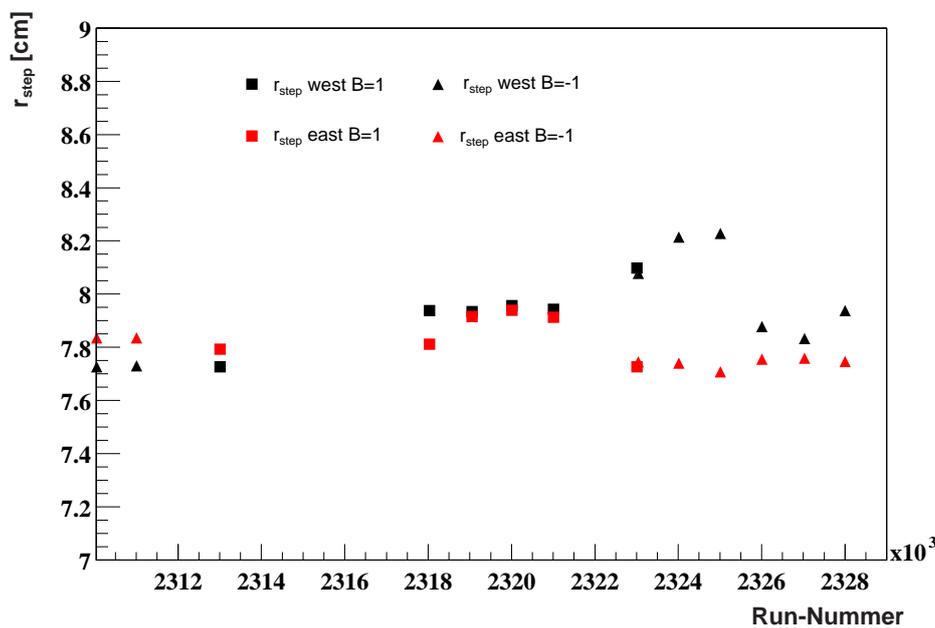


Abbildung A.6: *Radial-Step* (korrigiert auf Druck und Temperatur) als Funktion unterschiedlicher Run-Nummern (diese entsprechen verschiedenen Tagen) und Magnetfeldkonfigurationen für die Ost- und West-FTPC.

In Abb. A.6 ist der *Radial-Step* als Funktion der Run-Nummern, d. h. für verschiedene Tage, und unterschiedliche Magnetfeldkonfigurationen für Au+Au Ereignisse aus dem Jahr 2001 dargestellt. Man erkennt, daß die Rekonstruktion des *Radial-Step* – unabhängig von der Magnetfeldkonfiguration – im wesentlichen die nominale Position der Hochspannungskathode angab. Insbesondere ist keine gleichzeitige Verschiebung des *Radial-Step* für die Ost- und West-FTPC zu erkennen, so daß keine Änderungen in der Gaszusammensetzung beobachtet werden konnten. Dies gilt auch für die d+Au Ereignisse aus dem Jahre 2003.

Die Verschiebung des *Radial-Step* in der West-FTPC für drei aufeinanderfolgende Tage ist nicht vollständig geklärt, scheint aber auf Probleme in der Messung der Temperatur zurückzuführen zu sein. Dieser mögliche Zusammenhang kann durch zusätzliche installierte Temperaturfühler im Jahre 2004 genauer untersucht werden.

Literaturverzeichnis

- [AAA⁺03a] ACKERMANN, K. H. ; ADAMS, N ; ADLER, C ; AHAMMED, Z ; AHMAD, S ; ALLGOWER, C ; AMONETT, J ; AMSBAUGH, J ; ANDERSON, B. D. ; ANDERSON, M: STAR detector overview. In: *Nucl. Inst. Meth. A* 499 (2003), S. 624–632 [6](#), [7](#)
- [AAA⁺03b] ADAMCZYK, M ; ANTVORSKOV, L ; ASHKTORAB, K ; ASSELTA, K ; BAKER, E ; BEARDEN, I. G. ; BEAVIS, D ; BESLIU, C ; BLYAKHMAN, Y ; BRZYCHCZYK, J: The BRAHMS experiment at RHIC. In: *Nucl. Inst. Meth. A* 499 (2003), S. 437–468 [6](#)
- [AAA⁺03c] ADCOX, K ; ADLER, S. S. ; AIZAMA, M ; AJITANAND, N. N. ; AKIBA, Y ; AKIKAWA, H ; ALEXANDER, J ; AL-JAMEL, A ; ALLEN, M ; ALLEY, G: PHENIX detector overview. In: *Nucl. Inst. Meth. A* 499 (2003), S. 469–479 [6](#)
- [ABB⁺03a] ABELE, J ; BERKOVITZ, J ; BOEHM, J ; BRANDIN, A ; GUSHIN, E ; HARPER, G ; LEBEDEV, A ; LOVE, W. A. ; RIDIGER, A ; STRIKHANOV, M: The laser system for the STAR time projection chamber. In: *Nucl. Inst. Meth. A* 499 (2003), S. 692–702 [17](#), [19](#), [20](#), [26](#)
- [ABB⁺03b] ACKERMANN, K. H. ; BIESER, F ; BRADY, F. P. ; CEBRA, D ; DRAPER, J. E. ; ECKARDT, V ; EGGERT, T ; FESSLER, H ; FOLEY, K. J. ; GHAZIKHANIAN, V: The forward time projection chamber in STAR. In: *Nucl. Inst. Meth. A* 499 (2003), S. 713–719 [8](#), [10](#)
- [ABB⁺03c] ANDERSON, M ; BERKOVITZ, J ; BETTS, W ; BOSSINGHAM, R ; BIESER, F ; BROWN, R ; BURKS, M ; DE LA BARCA SANCHEZ, M C. ; CEBRA, D ; CHERNEY, M: The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC. In: *Nucl. Inst. Meth. A* 499 (2003), S. 659–678 [6](#)
- [Acc02] ACCARDI, Alberto: Cronin effect in proton nucleus collisions: A survey of theoretical models. In: *hep-ph/0212148* (2002) [83](#)
- [Acc04] ACCARDI, Alberto: Cronin effect from backward to forward rapidity: A tale of two mysteries. In: *nucl-th/0405046* (2004) [81](#), [84](#), [91](#), [92](#)

- [Ada03a] ADAMS, J. *et al.*: Evidence from d + Au measurements for final-state suppression of high p_t hadrons in Au + Au collisions at RHIC. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), S. 072304 [45](#), [72](#), [74](#), [82](#), [83](#)
- [Ada03b] ADAMS, J. *et al.*: Transverse momentum and collision energy dependence of high p_t hadron suppression in Au + Au collisions at ultrarelativistic energies. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), S. 172302 [63](#), [72](#), [82](#), [83](#)
- [Ada04a] ADAMS, J. *et al.*: Azimuthal Anisotropy at the Relativistic Heavy Ion Collider: The First and Fourth Harmonics. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), S. 062301 [47](#), [52](#), [53](#), [54](#)
- [Ada04b] ADAMS, J. *et al.*: Characterization of mean transverse momentum of charged particles in heavy ion collisions at RHIC. (2004). – In Vorbereitung [69](#), [70](#)
- [Ada04c] ADAMS, J. *et al.*: Identified particle distributions in p + p and Au + Au collisions at $\sqrt{s} = 200$ -GeV. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), S. 112301 [62](#)
- [Ada04d] ADAMS, J. *et al.*: Pseudo-rapidity Asymmetry and Centrality Dependence of Charged Hadron Spectra in d+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. (2004). – In Vorbereitung [73](#), [83](#), [84](#)
- [Adl02a] ADLER, C. *et al.*: Centrality Dependence of High- p_t Hadron Suppression in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), S. 202301 [45](#), [52](#)
- [Adl02b] ADLER, C. *et al.*: Elliptic flow from two- and four-particle correlations in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. In: *Phys. Rev. C* 66 (2002), S. 034904 [47](#), [49](#), [50](#), [51](#), [55](#)
- [Adl03a] ADLER, C. *et al.*: Azimuthal Anisotropy and Correlations in the Hard Scattering Regime at RHIC. In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), S. 032301 [60](#)
- [Adl03b] ADLER, C. *et al.*: Disappearance of back-to-back high p_t hadron correlations in central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), S. 082302 [72](#)
- [Adl03c] ADLER, S. S. *et al.*: Absence of suppression in particle production at large transverse momentum in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV d + Au collisions. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), S. 072303 [72](#)
- [Aln86] ALNER, G. J. *et al.*: Scaling of pseudorapidity distributions at c.m. energies up to 0.9 TeV. In: *Z. Phys. C* 33 (1986), S. 1 [78](#), [86](#), [87](#)
- [Alt03] ALT, C. *et al.*: Directed and elliptic flow of charged pions and protons in Pb + Pb collisions at 40A and 158A GeV. In: *Phys. Rev. C* 68 (2003), S. 034903 [49](#), [53](#), [54](#), [57](#), [58](#), [60](#)

- [App99] APPELSHAUSER, H. *et al.*: Baryon stopping and charged particle distributions in central Pb + Pb collisions at 158-GeV per nucleon. In: *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999), S. 2471–2475 58, 62, 65, 66, 70, 71
- [Ars03] ARSENE, I. *et al.*: Transverse momentum spectra in Au + Au and d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and the pseudorapidity dependence of high p_t suppression. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), S. 072305 72
- [Ars04a] ARSENE, I. *et al.*: Centrality dependence of charged-particle pseudorapidity distributions from d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. In: *nucl-ex/0401025* (2004) 74
- [Ars04b] ARSENE, I. *et al.*: On the evolution of the nuclear modification factors with rapidity and centrality in d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. In: *nucl-ex/0403005* (2004) 84, 87
- [Bac02] BACK, B. B. *et al.*: Pseudorapidity and Centrality Dependence of the Collective Flow of Charged Particles in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), S. 222301 56, 57
- [Bac03a] BACK, B. B. *et al.*: Centrality dependence of charged hadron transverse momentum spectra in d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), S. 072302 72
- [Bac03b] BACK, B. B. *et al.*: Pseudorapidity distribution of charged particles in d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. In: *nucl-ex/0311009* (2003) 74, 76
- [Bac03c] BACK, B. B. *et al.*: The significance of the fragmentation region in ultra-relativistic heavy ion collisions. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), S. 052303 58, 62, 63, 64, 65, 66, 90
- [Bac04] BACK, B. B. *et al.*: Flow in Au + Au collisions at RHIC. In: *nucl-ex/0403025* (2004) 57
- [Bai00] BAIER, R. ; SCHIFF, D. ; ZAKHAROV, B.G.: Energy Loss in Perturbative QCD. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 50 (2000), S. 37–69 4
- [BBB+03] BACK, B. B. ; BAKER, M. D. ; BARTON, D. S. ; BASILEV, S ; BAUM, R ; BETTS, R. R. ; BIALAS, A ; BINDEL, R ; BOGUCKI, W ; BUDZANOWSKI, A: The PHOBOS detector at RHIC. In: *Nucl. Inst. Meth. A* 499 (2003), S. 603–623 6
- [BCE+03] BIESER, F. S. ; CRAWFORD, H. J. ; ENGELAGE, J ; EPPLEY, G ; GREINER, L. C. ; JUDD, E. G. ; KLEIN, S. R. ; MEISSNER, F ; MINOR, R ; MILOSEVICH, Z: The STAR trigger. In: *Nucl. Inst. Meth. A* 499 (2003), S. 766–777 20

- [BCYY69] BENECKE, J. ; CHOU, T. T. ; YANG, Chen-Ning ; YEN, E.: Hypothesis of limiting fragmentation in high-energy collisions. In: *Phys. Rev.* 188 (1969), S. 2159–2169 [62](#), [64](#)
- [Bea02] BEARDEN, I. G. *et al.*: Pseudorapidity distributions of charged particles from Au + Au collisions at the maximum RHIC energy. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), S. 202301 [62](#)
- [BEF⁺97] BITTL, X. ; ECKARDT, V. ; FESSLER, H. ; GONG, W. G. ; KONRAD, M. ; MOCK, A. ; A. ODIAN, P. S. ; DRAPER, J. E. ; HILDEBRANDT, M. *et al.*: Diffusion and drift studies of Ar-DME/CO₂/CH₄ gas mixtures for a radial TPC in the E B field. In: *Nucl. Inst. Meth. A* 398 (1997), S. 249 [10](#), [14](#), [96](#)
- [Bia89] BIAGI, S. F.: A Multiterm Boltzmann Analysis of Drift Velocity, Diffusion, Gain and Magnetic-Field Effects in Argon-Methane-Vapour Mixtures. In: *Nucl. Inst. Meth. A* 716 (1989), S. 722 [14](#), [96](#)
- [Bia00] BIAGI, S. F. *MAGBOLTZ: Transport of electrons in gas mixtures Version 2, CERN program library.* 2000 [14](#), [96](#), [97](#)
- [Bie98] BIESER, F. *et al.*: The Forward Time Projection Chamber for the STAR Detector. In: *MPI-PhE/98-3* (1998) [8](#), [17](#)
- [Bjo83] BJORKEN, J. D.: Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region. In: *Phys. Rev. D* 27 (1983), S. 140–151 [54](#), [64](#)
- [Blu94] BLUM, W. ; ROLANDI, L.: *Particle detection with drift chambers.* Springer Verlag, Berlin u. a. , 1994 [26](#), [96](#)
- [Bor01] BORGHINI, N. ; DINH, P. M. ; OLLITRAULT, J.: Flow analysis from multiparticle azimuthal correlations. In: *Phys. Rev. C* 64 (2001), S. 054901 [49](#), [50](#)
- [Bor02] BORGHINI, N. ; DINH, P. M. ; OLLITRAULT, J.-Y.: Analysis of directed flow from elliptic flow. In: *Phys. Rev. C* 66 (2002), S. 014905 [51](#), [52](#), [54](#)
- [BSD⁺00] BRACHMANN, J. ; SOFF, S. ; DUMITRU, A. ; STCK, H. ; MARUH, J. A. ; GREINER, W.: Antiflow of nucleons at the softest point of the equation of state. In: *Phys. Rev. C* 61 (2000), S. 024909 [52](#), [53](#)
- [Cor02] CORALL, Maria M. *Simulation of drift velocity and Lorentz angle in the FTPCs using Magboltz2.* December 2002 [97](#), [98](#)
- [Cro75] CRONIN, J. W. *et al.*: Production of hadrons with large transverse momentum at 200-GeV, 300-GeV, and 400-GeV. In: *Phys. Rev. D* 11 (1975), S. 3105 [83](#)

- [Csa03] CSANAD, M. ; CSORGO, T. ; LORSTAD, B.: Buda-Lund hydro model for ellipsoidally symmetric fireballs and the elliptic flow at RHIC. In: *nucl-th/0310040* (2003) 58
- [Csa04] CSANAD, M. ; CSORGO, T. ; LORSTAD, B.: Buda-Lund hydro model and the elliptic flow at RHIC. In: *nucl-th/0402036* (2004) 57, 58
- [Cse99] CSERNAI, L. P. ; ROHRICH, D: Third flow component as QGP signal. In: *Phys. Lett. B* 458 (1999), S. 454–459 52, 53
- [Eck01] ECKARDT, V. *Neuvermessung der Laserspuren in den FTPCs*. Mündliche Mitteilung. 2001 18, 24
- [Gä02] GÄRTNER, A.: *Kalibrierung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen im Kammergas der Vorwärts-Spurdriftkammern (FTPCs) des Experiments STAR*, Max-Planck-Institut für Physik, München, Diplomarbeit, 2002 17
- [Gia93] GIANI, S. *GEANT: Detector Description and Simulation Tool (Version 3.21)*, CERN program library. 1993 41
- [Har03] HARRISON, M ; LUDLAM, T ; OZAKI, S: RHIC project overview. In: *Nucl. Inst. Meth. A* 499 (2003), S. 235–244 5
- [Hei04] HEINZ, Ulrich ; KOLB, Peter F.: Rapidity dependent momentum anisotropy at RHIC. In: *nucl-th/0403044* (2004) 57, 58, 71, 90
- [Her99] HERRMANN, Norbert ; WESSELS, Johannes P. ; WIENOLD, Thomas: Collective flow in heavy-ion collisions. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 49 (1999), S. 581–632 4, 47
- [Hir02] HIRANO, Tetsufumi: Is early thermalization achieved only near midrapidity in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV? In: *Phys. Rev. C* 65 (2002), S. 011901 58
- [Hüm01] HÜMMLER, H.: *Development of a Detector and Data Analysis of Particles in the Rapidity Range $2.5 < |y| < 4$ at the Relativistic Heavy Ion Collider in Brookhaven*, Max-Planck-Institut für Physik, München, Dissertation, 2001 12, 15, 16, 27, 28
- [Kha01] KHARZEEV, Dmitri ; LEVIN, Eugene: Manifestations of high density QCD in the first RHIC data. In: *Phys. Lett. B* 523 (2001), S. 79–87 62, 72
- [Kha03a] KHARZEEV, Dmitri ; KOVCHEGOV, Yuri V. ; TUCHIN, Kirill: Cronin effect and high- p_t suppression in p+A collisions. In: *Phys. Rev. D* 68 (2003), S. 094013 83, 84
- [Kha03b] KHARZEEV, Dmitri ; LEVIN, Eugen ; MCLERRAN, Larr: Parton saturation and Npart scaling of semi-hard processes in QCD. In: *Phys. Lett. B* 561 (2003), S. 93–101 83

- [Kha04] KHARZEEV, Dmitri ; LEVIN, Eugene ; NARDI, Marzia: QCD saturation and deuteron nucleus collisions. In: *Nucl. Phys. A* 730 (2004), S. 448–459. – Die in der Abbildung dargestellten Verteilungen sind aus *hep-ph/0212316*. 77
- [Kol00] KOLB, Peter F. ; SOLLFRANK, Josef ; HEINZ, Ulrich: Anisotropic transverse flow and the quark-hadron phase transition. In: *Phys. Rev. C* 62 (2000), S. 054909 47, 54
- [Kol03] KOLB, Peter F.: v4 - A small, but sensitive observable for heavy ion collisions. In: *Phys. Rev. C* 68 (2003), S. 031902 47
- [Kon97] KONRAD, M.: *Entwicklung einer hochauflösenden Spurendriftkammer für den Bereich großer Rapidität in Schwerionen-Kollisionen im STAR-Experiment*, Max-Planck-Institut für Physik, München, Dissertation, 1997 8
- [Let02] LETTESSIER, J. ; RAFELSKI, J.: *Hadrons and Quark-Gluon Plasma*. Cambridge Monographs, 2002 1, 3
- [Lin03] LIN, Zi-wei ; KO, Che M.: Deuteron-Nucleus Collisions in a Multi-Phase Transport Model. In: *Phys. Rev. C* 68 (2003), S. 054904 77
- [Mai03] MAIERBECK, P.: *Untersuchung eines Monitors zur Messung der Elektronendriftgeschwindigkeit in einem Ar/CO₂ Gasgemisch*, Max-Planck-Institut für Physik, München, Diplomarbeit, 2003 17, 24
- [Mar98] MARSTALLER, R.: *Bau und Test einer hochauflösenden, gebogenen Proportionalkammer zum Auslesen einer Spurendriftkammer (TPC) mit radialem Driftfeld*, Max-Planck-Institut für Physik, München, Diplomarbeit, 1998 8, 10
- [Nou04] NOUICER, Rachid *et al.*: Pseudorapidity distributions of charged particles in d + Au and p + p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. In: *nucl-ex/0403033* (2004) 74, 76, 87
- [Old02a] OLDENBURG, M.: *Schnelle Spurrekonstruktion und Messung von anisotropen Fluss mit den Vorwärts-Spurendriftkammern des Experiments STAR*, Max-Planck-Institut für Physik, München, Dissertation, 2002 11, 12, 16, 17, 26, 41, 42, 49, 93
- [Old02b] OLDENBURG, M. *Vertex-z-Position bei Variation des t₀ des Datentriggers*. Mündliche Mitteilung. 2002 33
- [Old04] OLDENBURG, M.: Anisotropic flow in the forward directions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. In: *nucl-ex/0403007* (2004) 54
- [Oll98] OLLITRAULT, Jean-Yve: Flow systematics from SIS to SPS energies. In: *Nucl. Phys. A* 638 (1998), S. 195c–206c 4, 47

- [Pos98] POSKANZER, A. M. ; VOLOSHIN, S. A.: Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. In: *Phys. Rev. C* 58 (1998), S. 1671 – 1678 48, 49, 50
- [Raf92] RAFELSKI, J.: Strange and hot matter. In: *Nucl. Phys. B* 544 (1992), S. 279c–292c 4
- [Rei97] REISDORF, W. ; RITTER, H. G.: Collective flow in heavy-ion collisions. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 47 (1997), S. 663–709 4, 47
- [Sch93a] SCHNEIDERMANN, Ekkard ; SOLLFRANK, Josef ; HEINZ, Ulrich W.: Thermal phenomenology of hadrons from 200-A/GeV S+S collisions. In: *Phys. Rev. C* 48 (1993), S. 2462–2475 62
- [Sch93b] SCHUKRAFT, J.: Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions: Searching for the Quark-Gluon Plasma. In: *Nucl. Phys. A* 55 (1993), S. 31c–44c 2
- [Sch99] SCHÜTTAUF, A.: A forward TPC for STAR. In: *Nucl. Phys. A* 661 (1999), S. 677–680 8
- [Sey01] SEYBOTH, P. *Abschätzung des t_0 des Datentriggers durch Messungen der Elektroniklaufzeiten*. Mündliche Mitteilung. 2001 33
- [Sim04] SIMON, F.: (*Noch kein endgültiger Titel bekannt*), Max-Planck-Institut für Physik, München, Dissertation, 2004. – In Vorbereitung 16, 31, 41, 42, 66
- [Son94] SONDEREGGER, P.: Ultrarelativistic heavy ion physics. In: *CERN/PPE* 94-21 (1994) 4
- [Sor97] SORGE, H.: Elliptical Flow: A Signature for Early Pressure in Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), S. 23092312 4, 47
- [SSV⁺00] SNELLINGS, R.J.M. ; SORGE, H. ; VOLOSHIN, S.A. ; WANG, F.Q. ; XU, N.: Novel Rapidity Dependence of Directed Flow in High-Energy Heavy-Ion Collisions. In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000), S. 2803–2805 52, 53
- [Vit03] VITEV, Iva: Initial state parton broadening and energy loss probed in d+Au at RHIC. In: *Phys. Lett. B* 562 (2003), S. 36–44 83, 84
- [Vol96] VOLOSHIN, S. ; ZHANG, Y.: Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of azimuthal particle distributions. In: *Z. Phys. C* 70 (1996), S. 665 – 671 46, 47, 48
- [Vol00] VOLOSHIN, S. A. ; POSKANZER, A. M.: The physics of the centrality dependence of elliptic flow. In: *Phys. Lett. B* 474 (2000), S. 27–32 54

- [Wan91] WANG, Xin-Nian ; GYULASSY, Miklos: HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in p+p, p+A and A+A collisions. In: *Phys. Rev. D* 44 (1991), S. 3501–3516 45, 62, 72, 86
- [Wan03] WANG, Xin-Nian: Rapidity asymmetry in high-energy d + A collisions. In: *Phys. Lett. B* 565 (2003), S. 116–122 77, 84, 86
- [Won94] WONG, C.Y.: *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. World Scientific, Singapore, 1994 1, 3
- [ZKLL00] ZHANG, Bin ; KO, C. M. ; LI, Bao-An ; LIN, Zi-wei: A multi-phase transport model for nuclear collisions at RHIC. In: *Phys. Rev. C* 61 (2000), S. 067901 62

Abbildungsverzeichnis

1.1	Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie	2
1.2	Raum-Zeit-Diagramm einer Kern-Kern-Kollision	4
2.1	Der relativistische Schwerionenbeschleuniger RHIC	5
2.2	Aufbau des STAR-Detektors	7
2.3	Schematische Darstellung des Prinzips einer Spurendriftkammer	9
2.4	Aufbau einer Vorwärts-Spurendriftkammer (FTPC)	10
3.1	Schematische Darstellung der Elektronendrift in den FTPCs	13
3.2	Schematische Darstellung der Software-Rekonstruktionskette	15
3.3	Schematischer Aufbau des Laserkalibration-Systems	17
3.4	Technische Zeichnung des Laserkalibration-Systems	18
3.5	Radiale Reproduzierbarkeit der Laserspuren	19
3.6	Breite der r, ϕ Residuenverteilung (Januar)	22
3.7	Breite der r, ϕ Residuenverteilung (November)	22
3.8	Cluster der Laserspuren in einem FTPC-Sektor	23
3.9	Ablenkwinkel in Abhängigkeit der radialen Laserposition	25
3.10	Impulsauflösung mit Hilfe von Laserspuren	27
3.11	Schematische Darstellung der Hitfinding-Methode	28
3.12	Ladungsverteilung in der Pad-Zeit-Ebene eines FTPC-Sektors	29
3.13	Ladungsverteilung der rekonstruierten <i>hits</i>	30
3.14	Radiale Verteilung der Raumpunktpositionen	33
3.15	<i>Radial-Step</i> als Funktion von Δt_0	34
3.16	<i>Time-Step</i> als Funktion der Hardware-Sektoren	35

3.17	<i>Radial-Step</i> als Funktion der Hardware-Sektoren	36
3.18	Abweichung des rekonstruierten FTTPC-Vertex zum Kollisionsvertex . . .	37
3.19	Ortsauflösung in Abhängigkeit von der Verstärkungsspannung	39
3.20	Zweispurauflösung in den FTTPCs	40
3.21	Impulsauflösung in Abhängigkeit von η und p_t	41
3.22	Spurrekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit von η und p_t	43
3.23	Spurrekonstruktionseffizienz als Funktion der Zentralität	43
4.1	Multiplizitätsverteilung geladener TPC Teilchen in Au+Au Kollisionen	45
4.2	Definition der Reaktionsebene in nicht-zentralen Kollisionen	46
4.3	Azimutale Verteilung der FTTPC Spuren	51
4.4	Messung des gerichteten Flusses als Funktion von η	53
4.5	Abschätzung des Einflusses durch Akzeptanzverluste auf v_2	55
4.6	Abschätzung der <i>non-flow</i> Beiträge in den FTTPCs	56
4.7	v_2 als Funktion der Pseudorapidität	57
4.8	v_2 als Funktion des mittleren transversalen Impulses	59
4.9	v_2 als Funktion des transversalen Impulses	60
4.10	Einfluß der Impulsauflösung auf $v_2(p_t)$	61
5.1	Pseudorapiditätsverteilung in Au+Au Kollisionen	64
5.2	PHOBOS <i>limiting-fragmentation</i>	65
5.3	Pseudorapiditätsverteilung im Vergleich zu SPS Messungen	65
5.4	Korrekturfaktoren der Transversalimpulsverteilungen	67
5.5	Pionen Akzeptanz in der Ost-FTTPC	68
5.6	Transversalimpulsverteilung in Au+Au Kollisionen	69
5.7	$\langle p_t \rangle$ als Funktion von N_{ch}	70
5.8	$\langle p_t \rangle$ als Funktion von η	71
6.1	Pseudorapiditätsverteilung in d+Au Kollisionen	74
6.2	Pseudorapiditätsverteilung für TPC und FTTPC Zentralitätsdefinition .	76
6.3	N_{part} Verteilung in HIJING für TPC und FTTPC Zentralitätsdefinition .	76

6.4	Pseudorapiditätsverteilung im Vergleich zu Modellberechnungen	77
6.5	Pseudorapiditätsverteilung skaliert mit N_{part}	78
6.6	Transversalimpulsverteilung in d+Au Kollisionen	79
6.7	Untergrund in d+Au Kollisionen	80
6.8	$\langle p_t \rangle$ als Funktion von N_{part}	81
6.9	R_{dAu} bei <i>midrapidity</i> in d+Au Kollisionen	82
6.10	R_{CP} bei $ \eta \approx 3,1$ in d+Au Kollisionen	84
6.11	$R_{\eta,CP}$ in d+Au Kollisionen	85
6.12	R_{CP} bei $\eta \approx 3,1$ in HIJING d+Au Simulationen	85
6.13	Pseudorapiditätsverteilung skaliert mit N_{part} und verschoben um η_{cm} . .	86
A.1	Das STAR-Koordinatensystem	93
A.2	FTPC Hardware-Sektor Notation	95
A.3	FTPC Software-Sektor Notation	96
A.4	Driftzeit T_d für MAGBOLTZ 1 und 2	98
A.5	Ablenkwinkel Ψ_D für MAGBOLTZ 1 und 2	98
A.6	Zeitliche Abhängigkeit des <i>Radial-Step</i>	99

Der Weg ist das Ziel !

(Deutscher Alpenverein)

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, die das Entstehen dieser Arbeit begleitet haben: bei Prof. Dr. Norbert Schmitz, der es mir ermöglicht hat, an dieser Expedition teilnehmen zu können, bei Dr. Peter Seyboth und Dr. Volker Eckardt, die mich auf meinem Weg begleitet haben, und die mir im Vorstieg den Weg gezeigt und Sicherungen angebracht haben, ohne die so manche steile und schwierige Stelle nicht hätte überwunden werden können. Insbesondere gilt mein Dank auch Janet Seyboth, der *guten Seele*, die nicht nur computertechnische Probleme lösen konnte, sondern den langen und mühsamen Anstieg kameradschaftlich erleichtert hat. Für seine Unterstützung beim Einstieg möchte ich Markus Oldenburg danken, mit dem nicht nur physikalische Fragestellungen erörtert werden konnten. Bei Michael Vidal und Dennis Salihagic möchte ich mich für ihr stets offenes Ohr bei Problemen aller Art bedanken. Mein Dank gilt auch Michael Altmann, mit dessen Hilfe jede klettertechnisch schwierige Stelle zu machen war. Auf der anderen Seite des Ozeans gilt mein Dank der STAR-Spectra- und STAR-Flow-Gruppe, aber insbesondere Jerome Lauret für die wichtige logistische und freundschaftliche Unterstützung, ohne die der Aufbau der Zwischenlager unmöglich gewesen wäre. Ferner möchte ich auch all meinen Freunden danken, die in dieser Zeit für mich da waren. Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern, die die Bereitstellung und Betreuung des Basislagers übernommen haben.