Technische Universität München

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK

WERNER-HEISENBERG-INSTITUT

Schnelle Spurrekonstruktion und Messung von anisotropem Fluss mit den Vorwärts-Spurendriftkammern des Experiments STAR

Markus D. Oldenburg

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik an 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. Stephan Paul

Die Dissertation wurde am 13. November 2001 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 20. Dezember 2001 angenommen.

Stell dir vor ...

... du lebst in einer gefrorenen Welt, in der Wasser nur in Form von Eis existiert. Außerdem gibt es das Eis nur in quantisierten Einheiten – in Eiswürfeln. Deine Freunde aus der Theorieabteilung im 2. Stock erzählen dir, dass es auch eine flüssige Eis-Phase geben sollte, aber deine einzige Möglichkeit das Eis zu erhitzen besteht darin zwei Eiswürfel aufeinanderprallen zu lassen. Du arrangierst die Eiswürfel in großen Gruppen – jede enthält eine Milliarde Eiswürfel. Je zwei solcher Gruppen schießt du aufeinander; zehnmillionenmal pro Sekunde. Die etwa 1 000 Eiswürfel+Eiswürfel-Kollisionen pro Sekunde schaust du dir vom Mars aus an.

Verkleinere alle Längen um den Faktor 10^{13}.

Du machst Physik am RHIC!

nach W. A. Zajc [Zaj01]

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Die Struktur und die Eigenschaften von Kernmaterie sind in den vergangenen 90 Jahren nach der Entdeckung des Atomkerns mit hoher Präzision vermessen worden (siehe z. B. [May94]). Parallel dazu wuchs das theoretische Verständnis um die Vorgänge in Kernreaktionen, so dass sich mittlerweile ein umfassendes Bild der in Atomkernen miteinander wechselwirkenden Materie bestehend aus Protonen und Neutronen ergeben hat. Mitte des vergangenen Jahrhunderts stellte sich heraus, dass sowohl sämtliche künstlich erzeugten Reaktionen als auch alle in der Natur vorkommenden und experimentell zugänglichen Prozesse die Temperatur und die Dichte von Kernmaterie kaum verändern: Die Temperatur von unangeregten Atomkernen beträgt $T = 0\,\mathrm{K}$; die Baryonendichte ist $\rho_0 \approx 0{,}16\,\mathrm{Nukleonen/fm^3} \approxeq 2{,}5 \cdot 10^{14}\,\mathrm{g/cm^3}$ [Pol35]. Die in der Thermodynamik untersuchten Zusammenhänge zwischen den Zustandsgrößen – in diesem Fall zwischen Temperatur, Druck und Baryonendichte – blieben für Kernmaterie unklar, da experimentell nur dieser Grundzustand zugänglich war.

1.1 Kernmaterie unter extremen Bedingungen

Andererseits sprach nichts dagegen, dass Kernmaterie[1] auch unter extremeren Bedingungen als den in Atomkernen herrschenden existieren können sollte. Vielmehr führten theoretische Überlegungen aus der Astrophysik und der Kosmologie zu dem Schluss, dass Kernmaterie in astrophysikalischen Vorgängen hohem Druck bzw. hoher Dichte ausgesetzt (gewesen) sein muss. Die bisher experimentell nicht zugänglichen Bereiche der Zustandsgleichung stark wechselwirkender Materie sind demnach am anderen Ende der beobachtbaren Längenskala keine absolut unüblichen Bedingungen.

1.1.1 Neutronensterne

Nachdem ein hinreichend massereicher Stern seinen nuklearen Brennstoff verbraucht hat, zieht er sich mehr und mehr zusammen, da der thermische Druck in seinem Innern abnimmt. Beträgt die Ausgangsmasse des Sterns mindestens 8 Sonnenmassen

[1] Unter dem Begriff Kernmaterie wird hier und im Weiteren ein allgemeines System aus stark wechselwirkenden Teilchen (Quarks und Gluonen) verstanden.

und ist damit nach dem Gravitationskollaps die Dichte im Sterninneren größer als ein charakteristischer Wert, der bei etwa $10^{10}\,\mathrm{g/cm^3}$ liegt [Sex90], wird die Fermienergie der Elektronen so groß, dass der inverse β-Zerfall bevorzugt auftritt: Ein Proton p und ein Elektron e wandeln sich in ein Neutron n und ein (Elektron-)Neutrino ν_e um: $e + p \rightarrow n + \nu_e$. Da die Neutrinos nur schwach wechselwirken, können sie aus dem Stern entweichen. Effektiv führt dieser Prozess zum Verlust der Elektronen unter Umwandlung der Protonen in Neutronen. Der dem gravitativen Druck entgegengerichtete Druck des aus Elektronen bestehenden Fermigases nimmt dadurch ab, und der Stern kollabiert weiter. Dabei erwärmt er sich so stark, dass die bis dahin noch vorhandenen Atomkerne in einzelne Nukleonen aufgespalten werden. Daher kann der so gebildete neutronenreiche Stern auch als großer Atomkern aufgefasst werden.

Der Gegendruck, der diesen erneuten Kollaps zum Stillstand bringen kann (vorausgesetzt, der Stern war nicht zu massenreich und stürzt nicht weiter zu einem schwarzen Loch zusammen), ist der Druck des Fermigases, das nun aus den Neutronen gebildet wird [Opp39]. Die mittlere Dichte dieses kompakten Objekts erreicht etwa den Wert normaler Kernmaterie [Sha83]. Die entweichenden Neutrinos führen zu einer sehr effektiven Kühlung des gebildeten Neutronensterns, so dass die Temperatur schließlich auf etwa $10^9\,\mathrm{K}$ im Innern bzw. $10^8\,\mathrm{K}$ an der Oberfläche abfällt [Nom81]. Modelle, die die Abhängigkeit der Dichte eines Neutronensterns vom Radius beschreiben, legen nahe, dass im Kern eines Neutronensterns Kernmaterie mit 5–8facher Grundzustandsdichte vorliegt [Sha83, Gle97].

1.1.2 Frühe Phasen des Universums

Die Beobachtung der Expansion des Universums [Hub29] und die Messung der kosmischen Hintergrundstrahlung von 2,73 K [Smo92, Pen65] erlauben durch Rückextrapolation eine konsistente Beschreibung der Evolution des Universums und implizieren insbesondere dessen Beginn vor etwa 15 Mrd. Jahren [Col95] in Form des Urknalls. Vom heutigen Standpunkt aus gesehen wird der Kosmos zu früheren Zeiten hin immer materiedichter und heißer. Die in der zeitlichen Entwicklung abfallende Temperatur verursachte mehrere Phasenübergänge. Zuletzt erfolgte der Übergang von geladenen Atomkernen und Elektronen zu neutralen Atomen (etwa 300 000 Jahre nach dem Urknall bei einer Temperatur von einigen eV $\approx 10^4\,\mathrm{K}$). Zu diesem Zeitpunkt entkoppelte die elektromagnetische Strahlung von der Materie und das Universum wurde optisch transparent. Zu Zeiten früher als 1 s nach dem Urknall war die Temperatur so hoch ($> 1\,\mathrm{MeV} \approx 10^{10}\,\mathrm{K}$), dass noch keine Atomkerne existieren konnten. Protonen und Neutronen lagen als ungebundene Teilchen vor und bildeten zusammen mit Photonen und Elektronen ein heißes Gas.

Zu noch früheren Zeiten war das Universum noch heißer und die Kernmaterie war sehr hohen Temperaturen ($> 1\,\mathrm{GeV} \approx 10^{13}\,\mathrm{K}$) ausgesetzt [Kol90]. Trotz einer sehr hohen Teilchen- bzw. Massendichte war die Baryonendichte[2] gering, da noch die angenäherte Symmetrie zwischen Materie und Antimaterie bestand.

[2] Die Baryonendichte ist definiert als die durch das Volumen dividierte Differenz aus Baryonen- und Antibaryonenanzahl: $\rho = \frac{N_{\mathrm{B}} - N_{\bar{\mathrm{B}}}}{V}$.

1.2 Die theoretische Beschreibung der starken Wechselwirkung

Zur mathematischen Beschreibung der stark wechselwirkenden Materie dient die Quantenchromodynamik (QCD), die sich als Eichtheorie in das Standardmodell der Teilchenphysik einfügt. In ihr wird die starke Kernkraft auf elementare Wechselwirkungen zwischen den Kernmaterie aufbauenden Quarks und den Gluonen als Austauschbosonen zurückgeführt. Die Quarks tragen sog. Farbladungen, die wie die elektrische Ladung in der Elektrodynamik (mit der Quantenelektrodynamik (QED) als zugehöriger Eichtheorie) die Kopplung an das entsprechende Kraftfeld bewirken.

Bei niedrigen Energiedichten fügen sich je zwei oder drei Quarks zu farbneutralen Teilchen zusammen: drei Quarks bilden ein Baryon, ein Quark und ein Antiquark bilden ein Meson. Die Tatsache, dass noch keine freien Quarks beobachtet wurden, wird auf die Eigenschaft der Gluonen, selbst Farbladung zu tragen, zurückgeführt. Eben diese Eigenschaft – die sich mathematisch dadurch ausdrückt, dass die QCD eine nichtabelsche Eichtheorie ist – bewirkt, dass störungstheoretische Methoden in der QCD nur bei kleinen Abständen bzw. hohen Impulsüberträgen, bei denen die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s klein gegenüber 1 ist, anwendbar sind. Bei großen Abständen und damit niedrigen Impulsüberträgen versagt die Störungsrechnung, da dort α_s größer als 1 ist und die Selbstwechselwirkungen zwischen den Gluonen einen immer stärkeren Anteil zum Gesamtergebnis beitragen. Durch die Zunahme der Kopplungsstärke wird daher beim Versuch, ein Quark aus dem Verbund im Hadron herauszulösen, mit wachsendem Abstand von den anderen Quarks immer mehr Energie im Gluonenfeld zwischen den Quarks gespeichert, bis es schließlich energetisch günstiger ist, ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Dadurch werden immer neue Hadronen, aber niemals freie Quarks gebildet: Die Quarks sind immer in Hadronen eingeschlossen *(Confinement)*.

1.2.1 Vorhersage des Quark-Gluon-Plasmas durch die Gittereichtheorie

Die Gittereichtheorie umgeht das Problem der divergierenden störungstheoretischen Terme bei großen räumlichen Abständen, indem die QCD auf einem diskreten raumzeitlichen Gitter berechnet wird [Wil74]. Durch den vorgegebenen Abstand der Gitterpunkte wird eine maximale Länge und damit ein minimaler Impulsübertrag vorgegeben: Die Divergenzen werden dadurch vermieden.

Explizite Berechnungen der Gittereichtheorie, die allerdings nur bei verschwindender Baryonendichte durchgeführt werden können, sagen für ein System aus stark wechselwirkenden Teilchen einen Phasenübergang voraus [Sat84]. Oberhalb einer kritischen Temperatur oder Baryonendichte wird der Einschluss der Quarks in die Hadronen aufgehoben und es bildet sich ein Plasma aus freien Quarks und Gluonen: das Quark-Gluon-Plasma. Die Ordnung des Phasenübergangs ist u. a. von der Anzahl der Farbfreiheitsgrade des Systems abhängig: für nur zwei Farben ($SU(2)$-Symmetrie) ist der Übergang 2. Ordnung; für den (realistischen) Fall von drei Farbfreiheitsgraden ($SU(3)$-Symmetrie) wird ein Phasenübergang 1. Ordnung vorhergesagt (siehe Abb. 1.1).

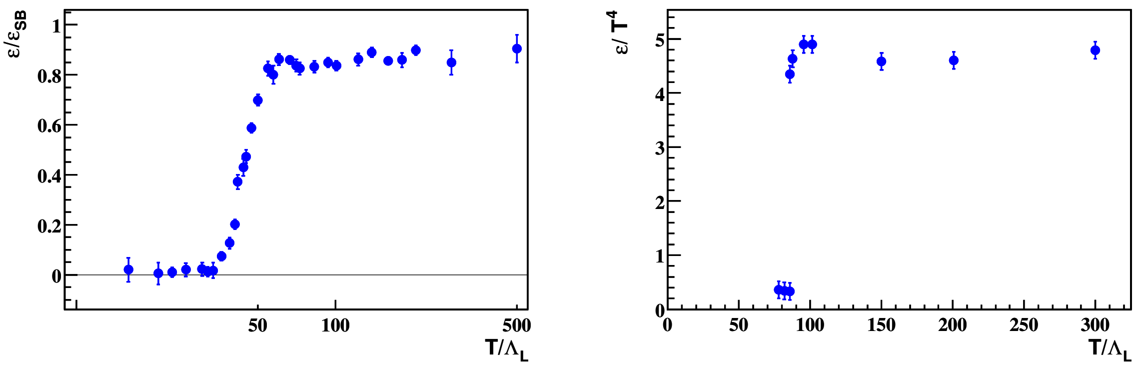

Abbildung 1.1 QCD-Gitterberechnungen der Energiedichte als Funktion der Temperatur, links für ein Gitter mit $SU(2)$-Symmetrie und rechts für $SU(3)$-Symmetrie (nach [Sat84]). Die Werte sind jeweils auf die Ergebnisse für ein ideales Gas normiert.

Diese theoretischen Ergebnisse sind für das Verständnis des Inneren von Neutronensternen und des frühen Universums von großer Bedeutung, da dort eben solche Bedingungen von hohem Druck bzw. hoher Temperatur erreicht werden und wurden. In beiden Fällen sollte die Phase des Quark-Gluon-Plasmas vorliegen bzw. vorgelegen haben. Wie aus der schematischen Abb. 1.2 zu entnehmen ist, wird der Phasenübergang bei $T = 0\,\mathrm{K}$ bei einer 5–10fachen Dichte normaler Kernmaterie erwartet. Ist dagegen die Baryonendichte $\rho = 0$ (was dem Fall gleicher Anzahl von Baryonen und Antibaryonen entspricht), liegt die kritische Temperatur T_c bei etwa 200 MeV. Zwischen dem reinen Hadronengas und dem Quark-Gluon-Plasma existiert eine Phasengrenze, die durch eine Mischphase charakterisiert ist.

1.3 Ultrarelativistische Schwerionenstöße

Die physikalische Herausforderung besteht folglich darin, im Experiment Kernmaterie diesen hohen Baryonendichten und/oder Temperaturen auszusetzen. Dazu werden ultrarelativistische Schwerionenstöße benutzt, die in den letzten drei Jahrzehnten an den verschiedenen Beschleunigerzentren[3] und seit neustem am relativistischen Schwerionenbeschleuniger RHIC am Brookhaven National Laboratory (BNL), New York untersucht wurden und werden.

Bei der Kollision zweier Atomkerne wird der größte Teil ihrer Bewegungsenergie in Teilchenproduktion umgesetzt. Daher werden in den heute zugänglichen Bereichen der Kollisionsenergie Energiedichten von mehr als $\varepsilon = 5\,\mathrm{GeV/fm^3}$ erzielt [Bjo83, Bac00]. Diese extremen Energiedichten implizieren, dass das gebildete System stark wechselwirkender Teilchen schnell ein lokales thermisches Gleichgewicht bei einer Temperatur oberhalb von 200 MeV erreicht, was die Produktion des Quark-Gluon-Plasmas ermöglichen sollte. Unabhängig von dessen Erzeugung wird die Untersuchung von Kernmaterie bei hohen Teilchendichten und hoher Temperatur möglich. Dadurch lassen sich unter Anwendung teilchenphysikalischer Analysemethoden Aussagen über die oben erwähnten astrophysikalischen und kosmologischen Phänomene machen. Insbesondere entsprechen die heute in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen erreichten Temperaturen

[3] Am BEVALAC des LBNL, Berkeley, am AGS des BNL, New York und am SPS des CERN, Genf.

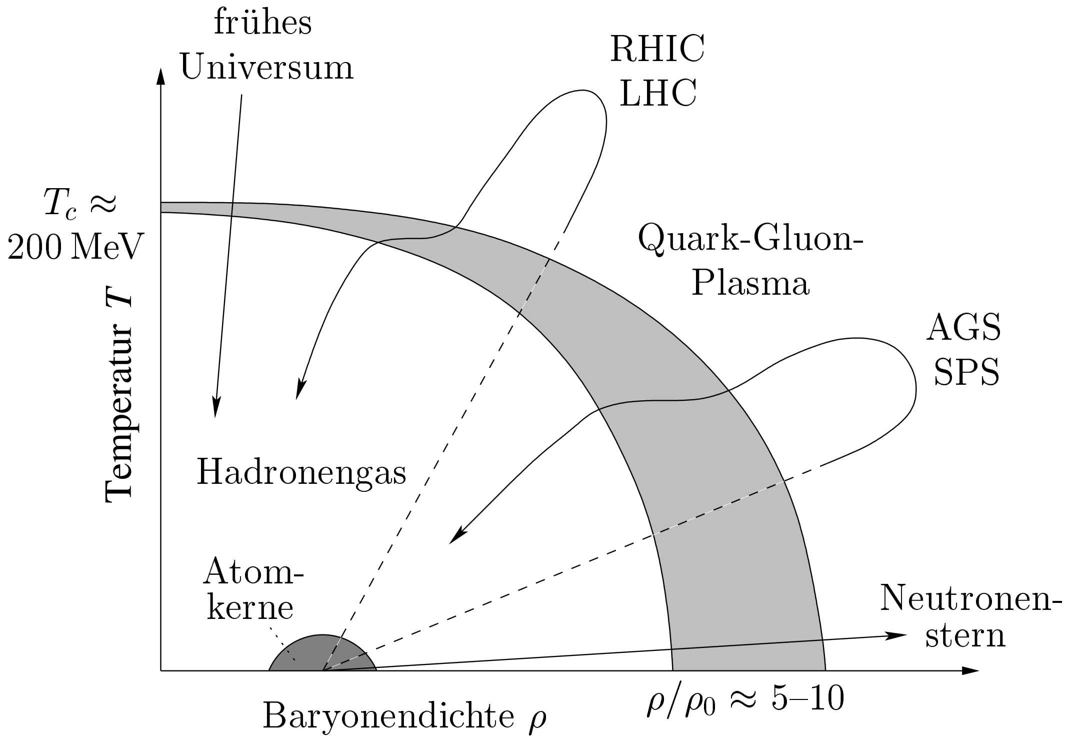

Abbildung 1.2 Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie (nach [Sch93]). Die Lage der durch eine Mischphase charakterisierten Phasengrenze ist insbesondere bei niedrigen Temperaturen nicht genau bekannt, da Rechnungen der Gittereichtheorie nur bei Baryonendichte $\rho = 0$ durchgeführt werden können.

den Bedingungen, wie sie etwa 10^{-6} s nach dem Urknall vorgelegen haben. Andererseits ist es wichtig darauf hinzuweisen, dass in Schwerionenkollisionen sowohl die Temperatur als auch die Baryonendichte von Kernmaterie erhöht wird. Beschleunigerexperimente dieser Art prüfen also das Phasendiagramm von stark wechselwirkender Materie in einem Bereich zwischen den beiden Extrema „Neutronenstern" und „frühes Universum" (siehe dazu nochmals Abb. 1.2). Zusätzlich werden diese extremen Bedingungen nur in einem sehr kleinen raumzeitlichen Gebiet erreicht, wohingegen die Aussagen der Gitter-QCD mit dem vorhergesagten Phasenübergang streng genommen nur für ein unendlich ausgedehntes oder periodisches System gelten.

1.3.1 Signaturen der heißen Kernmaterie

In einer einzelnen Kern+Kern-Kollision ist nach einigen fm/$c \approx 10^{-23}$ s die Temperatur schon wieder so weit abgesunken, dass alle neu gebildeten Quark-Antiquark-Paare zu Hadronen ausfrieren, die nach weiteren elastischen Stößen die Reaktionszone verlassen. Der heiße Zustand der Kernmaterie ist daher auch in Schwerionenkollisionen nicht direkt zugänglich, da die eigentliche Messung, die durch die Detektion der erzeugten Teilchen im Endzustand geschieht, lange nach dem eigentlichen Reaktionsgeschehen erfolgt.

Daher müssen aus den gemessenen Verteilungen der produzierten Teilchen Rückschlüsse auf den zwischenzeitlichen, angeregten Kernmateriezustand gezogen werden. Es wurden mehrere Signaturen vorgeschlagen, die insbesondere Auskunft über ein erzeugtes Quark-Gluon-Plasma geben sollen. Viele dieser Observablen werden mit Daten aus Proton+Proton- oder Proton+Kern-Kollisionen verglichen, die mit der Anzahl der an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen oder der Anzahl der in der Reaktion stattfindenden Einzelstöße von Nukleonen skaliert werden. Das gilt insbesondere für die Produktionsraten der einzelnen Teilchensorten. Zum Beispiel wird in einem Quark-Gluon-Plasma eine erhöhte Produktion von $s\bar{s}$-Paaren erwartet, was im hadronischen Endzustand zu einer Anreicherung von strangenesstragenden Hadronen führt (*Strangeness Enhancement*, [Raf92]). Dagegen sollte die Anzahl der J/ψ-Mesonen bei einem zwischenzeitlich vorliegenden Plasma aus Quarks und Gluonen erniedrigt sein (J/ψ-*Suppression*, [Mat86]). Teilchen mit hohem Transversalimpuls werden unterdrückt, wenn das Quark-Gluon-Plasma ein ausgedehntes Volumen einnimmt (*Jet Quenching*, [Bai00]). Für einen Überblick über weitere (und vor allem auch nichthadronische) Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas sei auf [Won94] verwiesen. Die meisten dieser Signaturen können auch allein durch heiße Kernmaterie ohne Phasenübergang erklärt werden, so dass nur das aus den verschiedenen Observablen gewonnene Gesamtbild als Beweis oder Gegenbeweis für die Existenz des Quark-Gluon-Plasmas angesehen wird; die Aussagekraft einer einzigen Signatur ist nicht eindeutig.

Die erste Messung von Flussphänomenen in Schwerionenstößen [Gus84, Ren84] und der damit verbundene Nachweis einer kollektiven Expansion des heißen Feuerballs war ein Hinweis darauf, dass sich eine Kollision zweier schwerer Ionen nicht als eine einfache Überlagerung von Proton+Proton-Stößen darstellt, bei welchen sich kein Fluss ausbilden kann. Die Übereinstimmung mit theoretischen Modellen bestätigte das hydrodynamische Verhalten der heißen Kernmaterie [Buc84]. Da die Inkompressibilität einer Flüssigkeit direkt in deren Zustandsgleichung eingeht, die Größe des Flusses aber ebenfalls von der „Steifigkeit“ von Kernmaterie abhängt, konnte die Messung von gerichtetem und elliptischem Fluss zur Klärung der Frage nach der Zustandsgleichung von Kernmaterie unter extremen Bedingungen beitragen.

Die mittlerweile erreichten Kollisionsenergien und der proklamierte Phasenübergang zu Quark-Gluon-Plasma führen eine Diskussion der Steifigkeit von Kernmaterie (durch Betrachtung des Kompressionsmoduls) *ad absurdum*, da in der erzeugten heißen Phase im eigentlichen Sinn gar keine Kerne oder Nukleonen mehr vorliegen. Die Weiterentwicklung des ursprünglichen Gedankens, über Flussphänomene einen Zugang zur Zustandsgleichung zu bekommen, führte allerdings zu dem Ergebnis, dass gerade die Flussmessungen sensitiv auf den Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma sein sollten. Die Ursache dafür liegt an der Tatsache, dass die sonstigen Signaturen möglicherweise durch die anschließenden Streuprozesse überdeckt werden und im Endzustand nicht mehr nachzuweisen sind[4]. Anisotroper Fluss hingegen entsteht zu Beginn der Kollision und „entkoppelt“ anschließend vom Reaktionsgeschehen, so dass auch die Messung im Endzustand einen Einblick in den Zustand der Kernmaterie bei höchster Kompression direkt nach der Schwerionenkollision gibt.

[4]Das Signal direkter Photonen ist einen Ausnahme, da diese den Reaktionsort ohne weitere Wechselwirkung verlassen können.

2 Experimenteller Aufbau

2.1 Der Beschleuniger-Komplex

Beim relativistischen Schwerionenbeschleuniger (*Relativistic Heavy Ion Collider*, RHIC) handelt es sich um die Endstufe mehrerer hintereinandergeschalteter Beschleunigeranlagen [Ros01, Sam84, Rhi95] (siehe Abb. 2.1). Durch die Nutzung schon vorhandener Einrichtungen war es dem Brookhaven National Laboratory (BNL) möglich, das bisherige Forschungsprogramm weiterzuführen und eine Maschine zu entwickeln, die zum ersten Mal von Beginn an für ultrarelativistische Schwerionenphysik gebaut ist. Mit einer Schwerpunktsenergie pro Nukleonenpaar von $\sqrt{s_{NN}} = 200\,\mathrm{GeV}$ (entsprechend einer Strahlenergie von je 19,7 TeV pro kollidierendem Goldkern) übertrifft der RHIC-Komplex zudem alle bisher gebauten Schwerionenbeschleuniger.

2.1.1 Die Vorbeschleuniger

Zu Beginn der Beschleunigungsstrecke steht eine gepulste Ionenquelle, die einfach negativ geladene Goldionen ($^{197}_{79}\mathrm{Au}^-$) erzeugt. Diese werden in einem Tandem-Van de Graaff-Beschleuniger auf insgesamt 1 MeV pro Nukleon beschleunigt. In der Mitte des Tandems passieren sie eine Folie, wordurch sie 12fach positiv ionisiert werden. Nach einem weiteren Durchgang durch eine „Stripper“ genannte Folie, die für die Ionisation auf 32+ (in Einheiten der Elementarladung e) sorgt, werden die Goldionen über eine etwa 550 m lange Transferverbindung (*Heavy Ion Transfer Line*, HITL) zum Booster geleitet. Dort wird der Strahl nach einer anfänglichen Beschleunigung in drei Strahlpakete aufgeteilt, die während ihrer insgesamt 40 Umläufe auf 100 MeV beschleunigt werden. Danach werden die Strahlteilchen weiter ionisiert, so dass sie bei der Ankunft im *Alternating Gradient Synchrotron* (AGS) bereits 77fach positiv geladen sind. Das AGS beschleunigt die Pakete dann auf 9 GeV pro Nukleon. Über eine erneute Transferverbindung (*AGS to RHIC Transfer Line*, ATR) und einen weiteren Stripper werden die anschließend vollständig (79fach positiv) ionisierten Atomkerne in den Beschleuniger RHIC injiziert.

Der bis hier beschriebene Zyklus wird insgesamt 40-mal durchgeführt, so dass jeder der beiden sich 6fach überkreuzenden RHIC-Ringe mit jeweils 60 Goldionen-Paketen

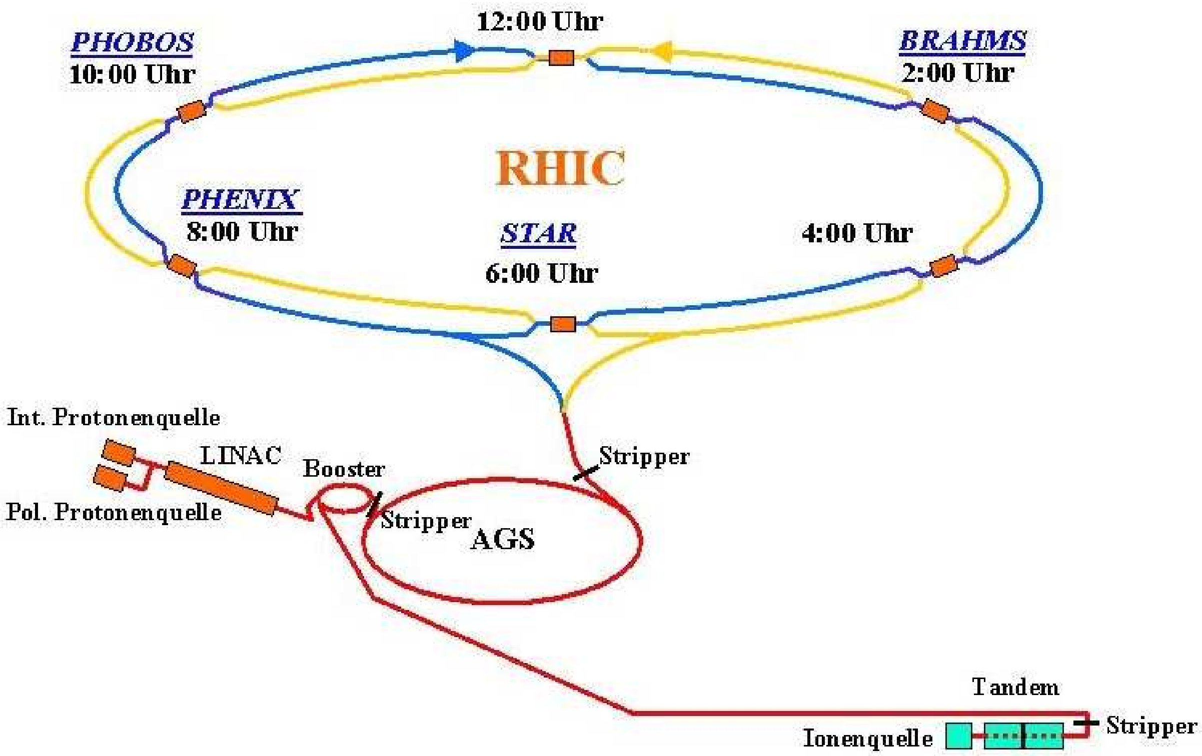

Abbildung 2.1 Der Beschleuniger-Komplex (nach [Ros01]).

befüllt werden kann.[1] Die Umlaufrichtung ist dabei in den beiden Ringen gegenläufig. Insgesamt dauert es etwa 1 Minute, bis der RHIC-Beschleuniger komplett aufgefüllt ist.

Auf seinem Weg von der Ionenquelle bis in den RHIC-Beschleuniger sinkt die Anzahl der Goldkerne im Strahl auf 23 % der ursprünglich vorhandenen Ionen ab. Das ist hauptsächlich auf die beiden Einschüsse in den Booster und das AGS zurückzuführen, wobei jeweils etwa die Hälfte der vorherigen Intensität verlorengeht. Jedes der einzelnen Ionenpakete enthält am Ende noch annähernd 10^9 Ionen.

Um außer mit Schwerionen auch mit Protonen experimentieren zu können, besteht die Möglichkeit, diese über einen Linearbeschleuniger (*Linear Accelerator*, LINAC) direkt vor dem Booster in die Beschleunigungsstrecke einzuschießen. Zur Erforschung der Spinstruktur des Protons steht zudem ein Quelle für polarisierte Protonen zur Verfügung.

2.1.2 Der relativistische Schwerionenbeschleuniger RHIC

Nach der vollständigen Injektion in den RHIC werden die Goldkern-Pakete innerhalb von etwa 60 s auf die endgültigen 100 GeV pro Nukleon beschleunigt. Für Protonen liegt die Maximalenergie bei 250 GeV. Innerhalb der jeweils mehr als 3,8 km langen Strahlrohre wird ein Vakuum mit einem Restdruck von 10^{-11} bar aufrecht erhalten.

[1] Die letztgenannten Zahlenwerte gelten für die Strahlzeit im Jahr 2000. In der Mitte 2001 begonnenen Experimentierphase beträgt die Zahl der Ionenpakete pro RHIC-Ring 56 (38 nicht vollständig genutzte Vorbeschleunigungszyklen).

Dadurch kommt es in der angestrebten Speicherzeit von 10 Stunden zu keinen starken Verlusten der Strahlintensität. Die Strahlführungen können an 6 Stellen gekreuzt werden, so dass es dort zu Kollisionen kommen kann.

Im Jahr 2000 wurde RHIC noch nicht mit der maximal geplanten Intensität betrieben. Die Energie erreichte 66 GeV pro Nukleon und die Luminosität $2 \cdot 10^{25}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$. 2001 beträgt die Strahlenergie die vollen 100 GeV pro Nukleon und die Luminosität soll um den Faktor 10 gesteigert werden, was pro Woche etwa $60\,\mu\mathrm{b}^{-1}$ entspricht.

2.1.3 Die Detektoren am RHIC

An 4 von 6 Kollisionspunkten der beiden gegenläufigen Goldstrahlen befinden sich Detektoren, die die Reaktionsprodukte der Gold+Gold-Stöße nachweisen sollen: BRAHMS, PHENIX, PHOBOS und STAR. Die zwei kleineren Experimente BRAHMS und PHOBOS beschränken sich darauf, nur einige bestimmte Observablen von Gold+Gold-Kollisionen zu vermessen. BRAHMS besitzt zudem nur einen begrenzten Akzeptanzbereich; dafür werden dort die Messgrößen mit hoher Präzision bestimmt.

Es handelt sich bei BRAHMS [Vid94] um ein zweiarmiges Spektrometer, das in großen Winkelbereichen um den Kollisionspunkt geschwenkt werden kann. Das Experiment bestimmt die Impulse der produzierten Teilchen sowie die Teilchenart.

PHOBOS [Wys94] besteht aus einem Multiplizitäts- und Pseudorapiditätsdetektor. Zusätzlich ist das Experiment mit einem ebenfalls zweiarmigen magnetischen Spektrometer ausgestattet, welches Impulsmessung und Teilchenidentifikation ermöglicht.

Das Experiment STAR [Har94] bestimmt Impuls, Energie und Teilchenart der die Reaktionszone verlassenden Hadronen. Dies wird mit einer sich über einen großen Raumwinkel erstreckenden Akzeptanz und hoher Impulsauflösung durchgeführt. Dadurch können Observablen für einzelne Ereignisse bestimmt und miteinander verglichen werden (sog. *Event-by-Event*-Analyse). In Abschnitt 2.2 wird auf diesen Detektor genauer eingegangen.

Im Gegensatz zu STAR konzentriert sich PHENIX [Nag94] hauptsächlich auf die Messung von leptonischen und photonischen Signalen. Dennoch werden auch Hadronen nachgewiesen. Das erklärte Ziel liegt aber in einer guten Trennung von Leptonen und Photonen untereinander und gegenüber dem Untergrund der anderen Teilchensorten.

2.2 Der STAR-Detektor

Der Aufbau des Experiments STAR (*Solenoidal Tracker at RHIC*; [Sta92]) besteht aus mehreren Einzeldetektoren, deren zentrale Komponente eine großvolumige Spurendriftkammer bildet. Die anderen Teildetektoren dienen zur Erweiterung der Untersuchungen mit diesem Messgerät. Einerseits wird – wie im Fall des Silizium-Drift-Detektors oder der vorwärtsgerichteten Spurendriftkammern – die Akzeptanz in vorher nicht überdeckte Bereiche des Impulses oder der Pseudorapidität ausgedehnt, oder es werden zusätzliche Messungen weiterer Observablen ermöglicht (z. B. die Energiemessung mit Hilfe des elektromagnetischen Kalorimeters).

Die Lage der größtenteils symmetrisch um den nominellen Kollisionspunkt angeordneten Detektorkomponenten kann aus Abb. 2.2 entnommen werden. Zur Definition der verwendeten physikalischen Größen und des STAR-Koordinatensystems siehe Anhang A.

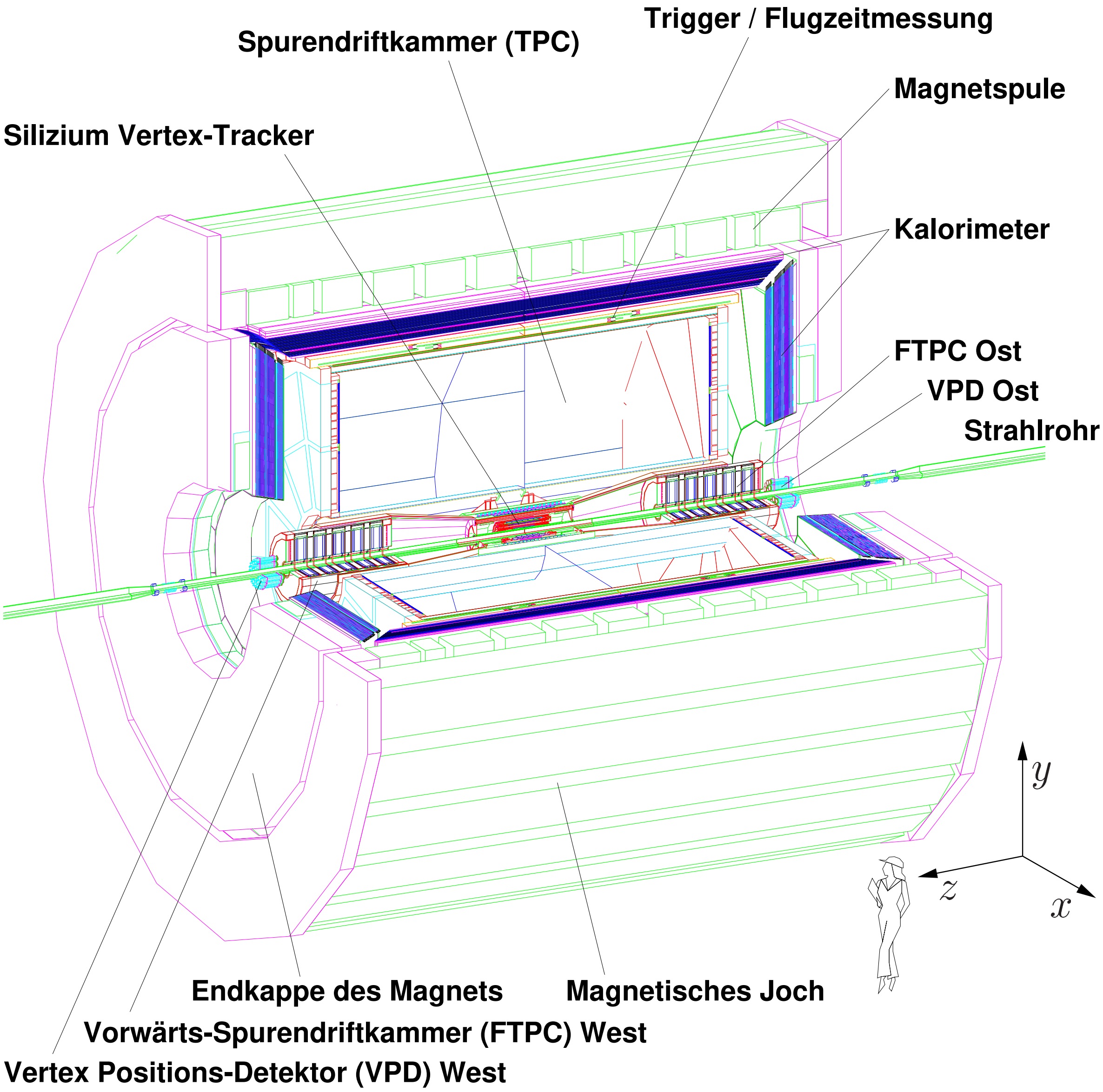

Abbildung 2.2 Aufbau des STAR-Detektors. Anm.: Die hier gezeigte Ausbaustufe entspricht nicht der Konfiguration wie sie in den Jahren 2000 oder 2001 verwendet wurde. Die Abbildung soll nur einen grundsätzlichen Eindruck über die aktuellen und/oder zukünftigen Positionen der einzelnen Detektorkomponenten aufzeigen (siehe dazu auch den Abschnitt „Ausbaustufe des Experiments“, Seite 14).

2.2.1 Die Spurendriftkammer

Die zylindrische (Haupt-)Spurendriftkammer (*Time Projection Chamber*, TPC) ist mit einer Länge von 4,2 m und einem Außendurchmesser von 4,0 m der weltweit größte Detektor seiner Art. Die Akzeptanz wird in der Pseudorapidität η durch den Innenradius von 0,5 m beschränkt, so dass Teilchen in einem Bereich $|\eta| < 2$ vermessen werden können. Praktisch werden allerdings nur Spuren bis zu $|\eta| = 1{,}5$ rekonstruiert.

Die Endkappen der TPC sind als Vieldraht-Proportionalzählkammern ausgebildet. Diese sind in jeweils 12 innere und äußere Sektoren unterteilt, welche 18 bzw. 32 Reihen von segmentierten Ausleseelementen – den sog. Pads – enthalten. Insgesamt werden annähernd 140 000 Kanäle mit einer Taktrate von 9,38 MHz (der sog. RHIC-*Clock*) in 512 Zeitschritten ausgelesen. Teilchenidentifikation durch Messung der spezifischen Ionisation ist aufgrund der durch die Drift in z-Richtung hervorgerufenen Projektion der Spuren auf die TPC-Endkappen nur in einem Bereich $|\eta| < 1$ mit ausreichender Genauigkeit möglich. Die Projektionen von Spuren größerer Pseudorapidität sind zu kurz, um die benötigte Anzahl von Messpunkten auf den Pads zu erzeugen.

2.2.2 Die Magnetspule

Die TPC ist von einer Magnetspule umgeben, die in ihrem Inneren ein hinreichend homogenes Magnetfeld von bis zu 0,5 T Stärke erzeugen kann. Durch die somit hervorgerufene Spurkrümmung geladener Teilchen wird deren Impulsbestimmung möglich. Aus Kostengründen wurde auf den Bau einer supraleitenden Spule verzichtet, was sich nun allerdings in höheren Betriebskosten und der Notwendigkeit eines zusätzlichen Wärmetauschers für den Kühlkreislauf während der Sommermonate niederschlägt.

Um den Raum außerhalb der TPC möglichst feldfrei zu halten, befinden sich an beiden Enden der TPC Polkappen, welche zusammen mit einer eisernen Flussbrücke (dem magnetischen Joch) magnetische Streufelder minimieren.

2.2.3 Der Silizium-Vertex-Tracker und der Silizium-Streifen-Detektor

Um die Auflösung des Impulses und der spezifischen Ionisation zu verbessern, wird der Kollisionspunkt mit 216 Silizium-Drift-Detektoren (SDDs) von der Größe 6 cm × 6 cm umgeben. Dieser Silizium-Vertex-Tracker (*Silicon Vertex Tracker*, SVT) dient außerdem dazu, den Ort des Kollisionspunkts mit hoher Genauigkeit zu vermessen und Sekundär-Vertizes von ihm unterscheiden zu können. Die untere Grenze des messbaren Impulsbereichs der TPC von 150 MeV/c wird durch die Hinzunahme der gemessenen Spurpunkte des SVT auf 50 MeV/c herabgesetzt.

Die drei konzentrisch gruppierten Silizium-Lagen des SVT haben einen maximalen radialen Abstand zur Strahlachse von 14,91 cm. Die Ortsauflösung eines einzelnen gemessenen Teilchendurchgangs beträgt etwa 10 μm in Richtung der Strahlachse und 20 μm im Azimut; der Abstand eines Punktes von der Strahlachse kann bedingt durch die Dicke der Siliziumschichten nur auf 280 μm genau bestimmt werden [Wil01].

In einer späteren Ausbauphase wird der SVT durch eine weitere (vierte) Detektorlage ergänzt werden [Bou99]. Diese arbeitet nach dem Prinzip eines Silizium-Streifen-Detektors (SSD) und wird in einem Abstand von 23 cm von der Strahlachse angebracht werden. Die zwei aktiven Lagen überdecken mit einer Streifenlänge von voraussichtlich 40 cm den Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 1{,}2$.

2.2.4 Die Vorwärts-Spurendriftkammern (FTPCs)

Die Akzeptanz des Gesamtdetektors wird durch zwei weitere Spurendriftkammern um den Bereich $2{,}5 < |\eta| < 4{,}0$ erweitert. Damit decken die beiden Kammern jeweils den vorwärtsgerichteten Pseudorapiditätsbereich ab und werden deshalb Vorwärts-Spurendriftkammern (*Forward Time Projection Chambers*, FTPCs) genannt. Der genaue Aufbau dieser am Max-Planck-Institut für Physik in München entwickelten Detektoren ist in Kapitel 3 beschrieben.

2.2.5 Die Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (*Electromagnetic Calorimeter*, EMC; [Sta98]) befindet sich direkt an der Innenseite der Magnetspule. Es ist azimutal in 60 und in Strahlrichtung in 2 Module unterteilt, die beiderseits an Schienen bis in die Mitte des Gesamtdetektors eingeschoben werden. Jedes dieser Module besteht seinerseits aus 40 Segmenten, die durch ihre Formgebung in der Pseudorapidität η auf den Hauptvertex ausgerichtet sind. Die einzelnen Blöcke dieses Sampling-Kalorimeters (mit abwechselnd 21 Szintillator- und 20 Bleischichten, je 5 mm dick) werden über Sekundärelektronenvervielfacher ausgelesen, die sich bauartbedingt außerhalb des Magneten befinden müssen. Das Szintillationslicht wird daher mittels Glasfaserkabeln zu ihnen geleitet. Mit seiner Akzeptanz von $|\eta| \leq 1$ ermöglicht das EMC die Energiemessung in der zentralen Region der Teilchenproduktion. Zusätzlich kann die Messung durch die gewählte Segmentierung differenziell nach Pseudorapidität und azimutalem Winkel vorgenommen werden. Dadurch kann auf Ereignisse mit Teilchen, die großen Transversalimpuls besitzen, oder Ereignisse mit Jetproduktion getriggert werden.

Um auch eine Energiemessung der stärker in Vorwärtsrichtung emittierten Teilchen zu ermöglichen, ist ein weiteres elektromagnetisches Kalorimeter vor einer der Endkappen der TPC im Bau: das sog. Endkappen-Kalorimeter (*Endcap Electromagnetic Calorimeter*, EEMC; [Bla99]). Dieses Sampling-Kalorimeter besteht aus 24 Szintillator- und 23 Bleiplatten und erfasst den Pseudorapiditätsbereich $1{,}07 \leq \eta \leq 2{,}0$. Um eine ausreichende Auflösung zu erhalten, ist es wie das EMC in azimutaler Richtung in 60 Segmente unterteilt, welche ihrerseits 10fach in der Pseudorapidität geteilt und auf den Hauptvertex ausgerichtet sind.

Neben der schon erwähnten Vergrößerung des Aktzeptanzbereichs, in dem eine Energiemessung der produzierten Teilchen überhaupt stattfinden kann, dient das EEMC hauptsächlich dazu, die Akzeptanz für Photonen, Elektronen und neutrale π- und η-Mesonen (über ihren Zerfall in Photonenpaare) in Kollisionen polarisierter Protonen von $|\eta| \leq 1{,}0$ auf den Bereich $-1{,}0 \leq \eta \leq +2{,}0$ zu erweitern.

2.2.6 Der Flugzeitdetektor

Um die Teilchenidentifikation der TPC im Bereich $|\eta| < 1$ zu verbessern, ist ein System zur Flugzeitmessung (*Time of Flight*, TOF) zwischen der Spurendriftkammer und dem Kalorimeter geplant [Ahm98]. Zusammen mit der Messung der Spurlänge und des Impulses in der TPC kann somit auf die Teilchenmasse geschlossen werden. Dadurch wird die Trennung von Kaonen und Pionen bis zur Impulsgrenze von 1,5 GeV/c und die Trennung von Kaonen und Protonen bis zu 2,4 GeV/c möglich (mit einer Unsicherheit von jeweils 10 %). Die Präzision der Messungen von Spektren der transversalen Masse für Kaonen, Pionen und Protonen wird dadurch erheblich verbessert. Außerdem ist in Bereichen gemeinsamer Akzeptanz mit den beiden Teilchenidentifikationsmethoden (spezifische Ionisation und Flugzeit) eine wechselseitige Überprüfung der Kalibrierung möglich.

Der geplante Flugzeitdetektor besteht aus 40 Einschüben, die in azimutaler Richtung um die TPC angeordnet sind. Ursprünglich sollten sie jeweils 50 Szintillatoren enthalten, deren optische Signale mit je einem eigenen Sekundärelektronenvervielfacher verstärkt werden sollten. Die dadurch erzielte Segmentierung in 2 000 Elemente hätte eine ausreichende Auflösung der Ortsmessung bewirkt. Da sich dieser Ansatz als zu teuer herausgestellt hat, wird nun ersatzweise ein Detektor nach dem Prinzip von hintereinandergeschalteten Funkenkammern (*Multi-gap Resistive Plate Chambers*, (M)RPCs; [Bon01]) entwickelt.

2.2.7 Das Triggersystem

Um zentrale Gold+Gold-Kollisionen von nichtzentralen Stößen unterscheiden zu können, und um die Aufzeichnung von Kollisionen von Goldionen mit dem Restgas im Strahlrohr auszuschließen, wird ein System von sog. Trigger-Detektoren [Jud00] benötigt, die eine schnelle Klassifizierung einer Reaktion ermöglichen. Des Weiteren helfen sie bei der Bestimmung der Position des Hauptvertex.

Da in der ersten Strahlzeit im Sommer 2000 der Flugzeitdetektor noch nicht vorhanden war, konnte statt dessen ein Triggerdetektor für den zentralen Pseudorapiditätsbereich $|\eta| \leq 1{,}0$ eingebaut werden (*Central Trigger Barrel*, CTB). Dieser basiert auf dem gleichen Prinzip wie der Flugzeitdetektor, besitzt aber eine geringere Granularität. Seine 60 azimutal angeordneten Elemente enthalten je nur 4 Szintillatoren mit Sekundärelektronenvervielfachern. Daher kann er die überlagerten Signale von mehreren Teilchen nicht trennen. Es kann also nur eine Aussage über die Multiplizität und nicht über den genauen Ort der nachgewiesenen Teilchen getroffen werden.

Der Pseudorapiditätsbereich $1{,}0 \leq |\eta| \leq 2{,}0$ wird durch die beiden Endkappen der TPC abgedeckt. Um hier ein schnelles Triggersignal der Multiplizität geladener Teilchen zu bekommen, werden die je 320 Drähte der 24 Sektoren als Vieldraht-Proportionalzählkammer ausgelesen. Dabei geht erneut die Ortsinformation verloren, die für ein schnelles Triggersignal aber auch nicht benötigt wird.

Die beiden Vertex-Positionsdetektoren (VPDs), die sich je 3 m vom Zentrum der Wechselwirkungszone direkt am Strahlrohr befinden, geben über Sekundärelektronenvervielfacher ein genaues Zeitsignal beim Teilchendurchgang. Durch Koinzidenzschaltung kann so der Kollisionspunkt bis auf wenige Zentimeter genau bestimmt werden.

Zwei weitere Kalorimeter sind hinter den ersten Magneten des Beschleunigers in etwa 18 m Entfernung beiderseits der Mitte des STAR-Detektors platziert. Da sie sich unter 0° zur Hauptachse des Detektors befinden, werden sie Null-Grad-Kalorimeter (*Zero Degree Calorimeters*, ZDCs; [Adl00]) genannt. Geladene Projektilnukleonen oder -bruchstücke werden durch die Beschleunigermagnete abgelenkt, so dass durch die ZDCs nur Projektilneutronen erfasst werden. Die Zahl der geradeaus weiterfliegenden Neutronen geht bei einer zentralen Kollision der beiden Goldkerne gegen Null. Damit ist die Möglichkeit gegeben auf die Zentralität des Stoßes zu triggern. Da diese Kalorimeter nicht zur eigentlichen Messung der Gold+Gold-Kollisionen, sondern nur zur Unterdrückung nichtzentraler Stöße dienen, werden sie auch als Veto-Kalorimeter bezeichnet.

2.2.8 Ausbaustufe des Experiments

Nicht alle der oben erwähnten Detektoren sind zurzeit schon realisiert. Die (Haupt-) Spurendriftkammer hat bereits im Jahr 2000 Daten genommen. Die Ereignisauswahl geschah durch den zentralen Triggerdetektor CTB und die Veto-Kalorimeter ZDC. Die Bestimmung des Kollisionspunktes in z-Richtung war dadurch aber nur sehr ungenau möglich, so dass viele Ereignisse aufgezeichnet wurden, deren Kollisionspunkt weit außerhalb der Mitte des STAR-Detektors lag. Eine gegenüber den ursprünglichen Planungen reduzierte Version der Vertex-Positionsdetektoren steht in der Strahlzeit 2001 zur Verfügung.

Des Weiteren befindet sich an einer noch nicht mit dem elektromagnetischen Kalorimeter bestückten Stelle ein ringabbildender Čerenkov-Detektor (*Ring Imaging Cherenkov Counter*, RICH). Es handelt sich dabei um einen Prototypen [Kun98] für das Experiment ALICE am CERN, der die Teilchenidentifikation von Pionen und Kaonen bis zu $3\,\mathrm{GeV}/c$ und die der Protonen bis zu $5\,\mathrm{GeV}/c$ ermöglicht. Da das Kalorimeter (EMC) erst 2003 vollständig eingebaut wird[2], kann der RICH mindestens noch im Jahr 2001 Daten aufnehmen.

Der SVT wie auch die beiden FTPCs sind mittlerweile eingebaut, so dass eine im Vergleich zum Jahr 2000 deutlich größere Akzeptanz des Gesamtdetektors erreicht wird. Die Installation des SSD ist erst für Frühjahr 2002 vorgesehen.

Vom TOF-Detektor wurde ein erstes Modul nach alter Bauart (mit Szintillationszählern) fertiggestellt und zu Testzwecken eingebaut. Der entsprechende Teil von CTB-Segmenten musste dementsprechend entfernt werden. Später wird aber das gesamte CTB durch die RPC-Module ersetzt werden.

Ein gänzlich neuer Detektor wird bis 2002 hinter einer der beiden FTPCs installiert werden. Dieser Photonen-Detektor (PHD) [Dub01] soll im Bereich $2{,}3 < |\eta| < 3{,}5$ Photonen nach Multiplizität und Ort vermessen. Die Suche nach einem Signal für desorientierte chirale Kondensate (*Disoriented Chiral Condensates*, DCCs; [Hua95, Ame96]) wird über die Korrelation von in der FTPC gemessenen geladenen Pionen mit den über den PHD gefundenen neutralen Pionen ermöglicht. Außerdem kann dieser Detektor die Ergebnisse zum gerichteten Fluss verfeinern.

[2] Wie im Übrigen auch das EEMC.

3 Die Vorwärts-Spurendriftkammern (FTPCs)

Die Vorwärts-Spurendriftkammern (*Forward Time Projection Chambers*, FTPCs) decken den Pseudorapiditätsbereich $2{,}5 < |\eta| < 4{,}0$ ab. Damit befinden sie sich kinematisch bedingt im Bereich großer Spurdichte, wodurch die Ausleuchtung der Kammern sehr hoch ist und in der Nähe des Strahlrohrs bei 30–35 % liegt [Sch99]. Für die vollständige Rekonstruktion der in einer Schwerionenkollision produzierten geladenen Teilchen müssen darum Spuren bis zu 1 mm Abstand voneinander getrennt werden können. Um eine hohe Impulsauflösung zu erhalten, muss zusätzlich die Ortsauflösung σ_x besser als 150 μm sein. Eine konventionelle TPC mit einer Drift in Richtung der Endkappen kann diese Anforderungen nicht erfüllen, da die Spuren auf eine zu kleine Fläche der Ausleseebenen projiziert würden. Die erforderliche Granularität wäre technisch nicht zu realisieren und die Diffusion der Ladungswolken würde eine gute Zweispurtrennung unmöglich machen.

Daher wurde am Max-Planck-Institut für Physik in München ein völlig neues Detektorkonzept entwickelt [Bie98]: Mit einem radialen Driftfeld werden die Spuren auf den Zylindermantel der Detektoren abgebildet. Die Ortsauflösung wird entscheidend durch die Verwendung eines Gasgemisches aus jeweils 50 % Argon und Kohlendioxid verbessert, welches die Trennung der einzelnen Ladungswolken durch eine geringe Diffusion unterstützt. Mit diesem Ansatz wird der azimutale Abstand zweier Signale bei der Drift nach außen erhöht, ohne dass die Breite der Ladungswolken im gleichen Maß zunimmt [Mar98]. Es genügen 10 Reihen von Auslesepads, um eine hohe Impulsauflösung zu erzielen. Messungen des spezifischen Energieverlusts $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ sind wegen der begrenzten Anzahl der Messpunkte pro Spur dagegen nur eingeschränkt möglich, wodurch praktisch keine Teilchenidentifikation durchgeführt werden kann.

3.1 Funktionsweise einer Spurendriftkammer

Spurendriftkammern (*Time Projection Chambers*, TPCs) nutzen den Energieverlust geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie, um die freigesetzten Ladungsträger elektronisch aufzuzeichnen. Als sensitives Medium wird ein Gasgemisch verwendet. Die in einer Reaktion erzeugten Teilchen ionisieren entlang ihrer Flugstrecke dieses Kammergas (siehe Abb. 3.1). Durch ein angelegtes elektrisches Feld werden die aus dem Atomverband herausgelösten Elektronen räumlich von den Ionenrümpfen des Gases getrennt und driften entlang der elektrischen Feldlinien, bis sie im sog. Verstärkungsbereich von den dort gespannten, auf hohem positivem Potenzial liegenden Drähten beschleunigt werden. Dabei gewinnen sie so viel Energie, dass sie ihrerseits das Kammergas ionisieren können. Durch diese lawinenartige Drahtverstärkung entsteht eine große Anzahl von Elektronen-Ionen-Paaren. Die Elektronen fließen über die Drähte ab; die positiv geladenen Ionenrümpfe induzieren auf der in kleine metallische Segmente (Pads) unterteilten Ausleseebene ein elektronisches Signal, das durch deren 2-dimensionale Anordnung in zwei Raumkoordinaten übersetzt werden kann. Die noch fehlende dritte Koordinate wird aus der Messung der Driftzeit der Elektronen berechnet, die bei homogenem Driftfeld $\vec{E}$ und damit bei konstanter Driftgeschwindigkeit v linear mit dem Abstand von der Ausleseebene zunimmt. Um neben der Orts- auch die Impulsmessung geladener Teilchen zu ermöglichen, befinden sich TPCs in einem magnetischen Feld, das konventionellerweise parallel zum Driftfeld ausgerichtet ist.

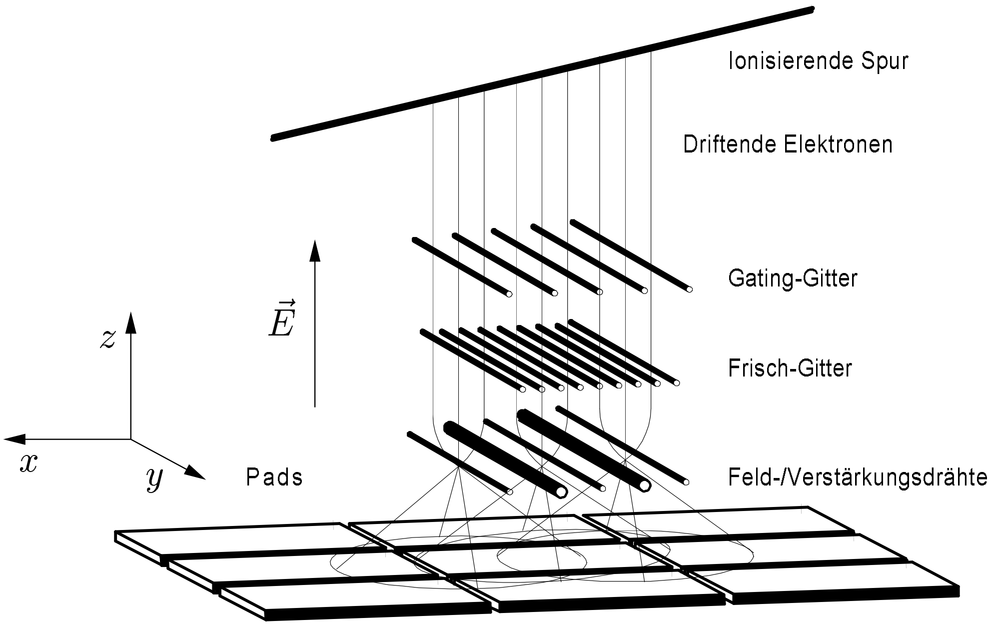

Abbildung 3.1 Schematische Darstellung des Prinzips einer Spurendriftkammer. Ein ionisierendes Teilchen erzeugt entlang seiner Trajektorie Elektronen-Ionen-Paare. Die Elektronen driften in Richtung der Ausleseebene und werden dort von den Verstärkungsdrähten beschleunigt. Das Signal der nach der lawinenartigen Verstärkung und dem Abfluss der Elektronen zurückbleibenden Ionenrümpfe wird in der segmentierten Ausleseebene nachgewiesen. Das Gating-Gitter verhindert die Kontamination des Kammergases durch zurückdriftende Ionenrümpfe.

3.1.1 Spurendriftkammern für radiale Drift

In Abwandlung des eben vorgestellten Konzepts einer Spurendriftkammer mit homogenem Driftfeld bewegen sich bei den FTPCs die Ladungswolken im magnetfeldfreien Fall radial nach außen. Das tatsächlich vorhandene, senkrecht zum Driftfeld stehende Magnetfeld $\vec{B}$ führt zu einer zusätzlichen azimutalen Komponente der Driftrichtung. Da außerdem die Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen Radien aufgrund der Feldinhomogenität des Driftfeldes ($E \sim 1/r$) nicht konstant ist, müssen die wahren Raumpunktpositionen aus den Messungen des Ankunftsorts und der Ankunftszeit an der

Ausleseebene mit Hilfe von umfangreichen Korrekturen errechnet werden. Diese sind von z, ϕ und r abhängig, wobei diese drei (Zylinder-)Koordinaten die Entstehungsorte der Ladungswolken an den Stellen der Teilchendurchgänge beschreiben. (Zur Definition des Koordinatensystems siehe Anhang A.1.)

Die Verwendung von Argon (Ar) und Kohlendioxid (CO_2) als Kammergas im Verhältnis 50 : 50 ermöglicht neben der guten Zweispurtrennung, die Korrekturen aufgrund der $\vec{E} \times \vec{B}$-Effekte gering zu halten. Durch die bei einer angelegten Driftspannung von $U = 10$ kV mit $v_\mathrm{d} = 0{,}2 - -1{,}6\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ relativ langsame Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist der Lorentzwinkel, der den von der radialen Richtung abweichenden Driftgeschwindigkeitsvektor charakterisiert [Blu93], mit $\Phi_\mathrm{L} \approx 4°$ nahezu konstant. Dies führt bei der Drift über den gesamten Detektorradius zu einer maximalen azimutalen Ablenkung einer Ladungswolke von $\Phi_\mathrm{ges.} = 7°$ [Mar98].

3.2 Aufbau der FTPCs

In einer Kollision erzeugte Teilchen passieren die FTPCs gegenüber der Strahlachse unter einem kleinen Winkel von etwa $2{,}1° < \theta < 9{,}4°$. Das führt gleich zu mehreren messtechnischen Randbedingungen, die sich letztendlich alle auf die Impulsauflösung der FTPCs auswirken:

- Durch den flachen Winkel der Teilchen ist deren effektive Weglänge durch das Material des Strahlrohrs relativ lang. Kleinwinkelstreuung im Strahlrohr bewirkt daher eine Ablenkung von ihrer ursprünglichen Flugbahn.
- Gleichzeitig kommt es dadurch in der Umgebung des Strahlrohrs zu einer starken Kontamination durch freigesetzte Elektronen, weshalb die Anzahl der gemessenen Raumpunkte in diesem Bereich um bis zu 50 % zunimmt.
- Generell durchfliegen die Teilchen die Detektoren nahezu parallel zum magnetischen Feld, wodurch ihre Bahnen fast nicht gekrümmt werden. Der Krümmungsradius liegt üblicherweise in der Größenordnung von $r = 10\,\mathrm{m}$.

Die ersten beiden Effekte konnten durch den Einbau eines Strahlrohrstücks aus Beryllium reduziert werden. Dadurch wurde die Wahrscheinlichkeit für Wechselwirkungen im Strahlrohr gegenüber dem ursprünglichen Rohr aus Stahl drastisch reduziert. Die Impulsauflösung erreicht deshalb im Mittel den für diesen Akzeptanzbereich ausgezeichneten Wert von 12,1 % (siehe dazu Abschnitt 4.5.3).

3.2.1 Mechanische Komponenten

Wie aus Abb. 3.2 zu ersehen, besteht jede FTPC aus einem 120 cm langen Trägergehäuse aus Aluminium. Diese Aluminiumstrukturen sind zentrisch um die Strahlachse bei $150\,\mathrm{cm} \leq |z| \leq 270\,\mathrm{cm}$ positioniert. Das Strahlrohr selbst wird durch ein beidseitig metallisch beschichtetes Kunststoffrohr umschlossen, das als Hochspannungskathode der FTPC dient. Diese begrenzt den Feldkäfig zu kleineren Radien ($r_1 = 7{,}73\,\mathrm{cm}$);

in z-Richtung wird er durch Potenzialringe abgeschlossen. Zu großen Radien wird das Ende des Driftfelds durch das Frisch-Gitter definiert ($r_2 = 30{,}05\,\mathrm{cm}$), das aus Drähten besteht, die über die gesamte Länge des Aluminiumträgers gespannt sind. Eine zweite Drahtebene (das Gating-Gitter) vor dem Frisch-Gitter wird benutzt, um die Kontamination des Kammergases durch die von den Anodendrähten in das Gasvolumen langsam[1] zurückdriftenden Ionenrümpfe zu verhindern. In Strahlrichtung sorgen für die Gasdichtigkeit Folienfenster aus Mylar, die jeweils außerhalb der Potenzialringe angebracht sind.

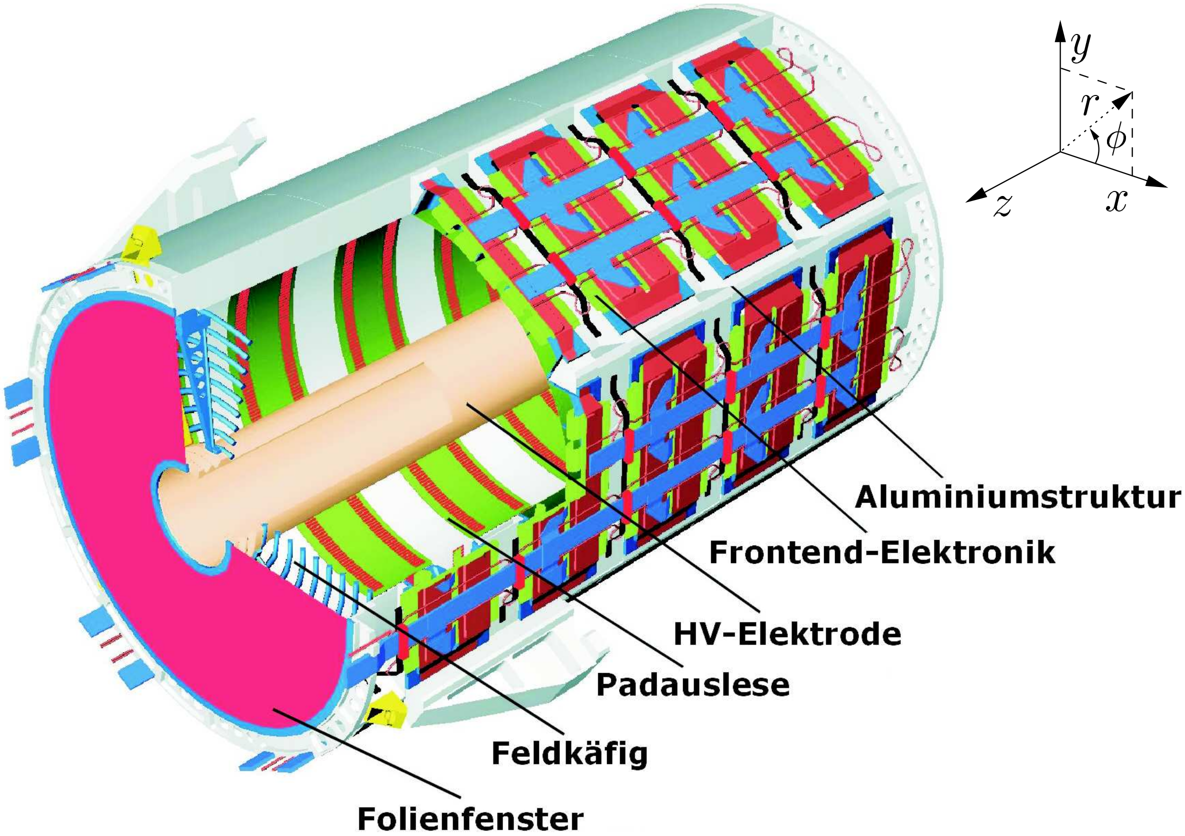

Abbildung 3.2 Aufbau einer Vorwärts-Spurendriftkammer.

Die Aluminiumstruktur besitzt azimutal 6 und in z-Richtung 5 Aussparungen, in die die gebogenen Auslesekammern eingesetzt werden. Jeder dieser 30 Sektoren pro FTPC hat im Abstand von $\Delta z = 8{,}5\,\mathrm{cm}$ je zwei kreisbogenförmige Reihen mit 160 Pads; eine Teilchenspur kann daher an maximal $5 \times 2 = 10$ Stützstellen vermessen werden, wenn von Teilchenbahnen senkrecht zur Strahlachse abgesehen wird. Zwischen zwei Sektoren sind zwei Padreihen jeweils $\Delta z = 12{,}8\,\mathrm{cm}$ voneinander entfernt. Der Padabstand in ϕ-Richtung beträgt 1,9 mm bei einer Padbreite von 1,7 mm. In Richtung der Strahlachse sind die Auslesepads 2,0 cm lang. Über diese segmentierten Ausleseebenen sind die Verstärkungsdrähte in einem Winkel von 17,4° angebracht (siehe Abb. 3.3), wodurch über jedem Pad die integrierte Verstärkungsdrahtlänge gleich ist und die rekonstruierten Raumpunktpositionen die Unterteilung der Ausleseebenen nicht mehr erkennen

[1] Ihre Driftgeschwindigkeit ist im Gegensatz zu der von Elektronen gering, da sie eine viel größere Masse besitzen.

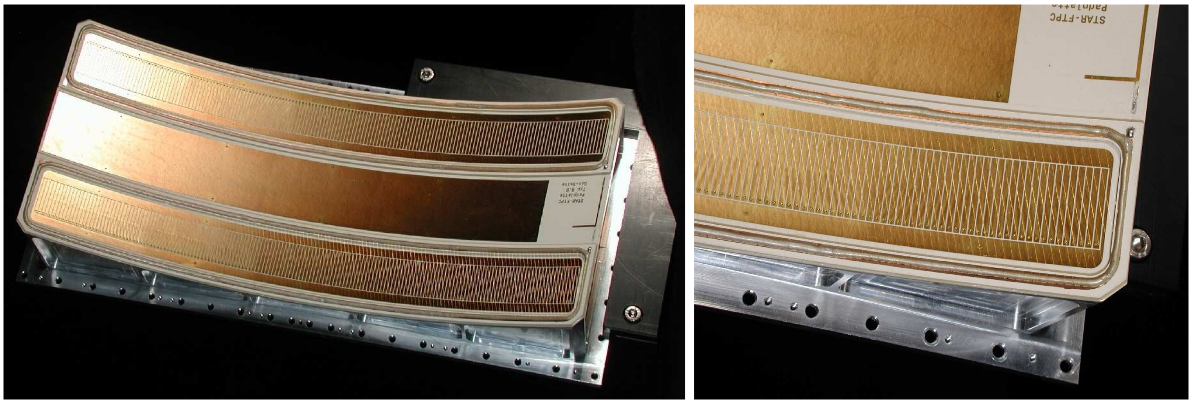

Abbildung 3.3 Gebogene Padplatte mit Ausschnittsvergrößerung der Verstärkungsdrähte und Auslesepads.

lassen [Mar98]. Die Befestigung dieser 20 μm dicken Drähte erfolgte mit leitfähigem Kleber, über den die Hochspannung angelegt wird. Die Pads sind durch die mehrschichtigen Padplatten versetzt durchkontaktiert, so dass unter Wahrung der Gasdichtigkeit die Signale direkt auf dem Außenmantel des Zylinders abgegriffen werden können. Auf der Rückseite jeder Auslesekammer sitzen jeweils 5 IC-Karten[2] (Frontend-Elektronik-Karten, FEE-Karten), wovon jede die Signale von 64 Pads parallel verstärkt und digitalisiert. Flachbandkabel leiten die ADC-Signale zu den Auslesekarten (*Readout-Boards*), die am jeweils vertexfernen Ende der FTPCs angebracht sind. Diese bündeln die Daten und schicken sie schließlich per Glasfaserkabel an die *Receiver*-Karten im DAQ-Raum.

3.2.2 Frontend-Elektronik

Bei der für die FTPC entwickelten Frontend-Elektronik handelt es sich konzeptionell um einen Nachbau der STAR-TPC-Elektronik [Kle96]. Durch die vorgegebenen räumlichen Anforderungen war dennoch eine Neuentwicklung nötig. Um den Leitungsweg von der Signalaufnahme bis zur Verstärkung und Digitalisierung so kurz wie möglich zu halten, musste die Frontend-Elektronik direkt auf der Rückseite der Auslesekammern am Zylinderaußenmantel angebracht werden. Der begrenzte zur Verfügung stehende Platz erforderte eine hohe Packungsdichte der Bauteile auf den FEE-Karten; die ICs mussten im kleinstmöglichen Gehäuse untergebracht werden.

Aufbau der Platinen

Jede FEE-Karte besteht aus einer 6-schichtigen Trägerplatine, die auf ihrer Vorder- und Rückseite mit elektronischen Bauteilen bestückt ist (siehe Abb. 3.4). Insbesondere sitzen auf jeder Karte je 8 ICs, die insgesamt 64 – und damit bei gegenüber den TPC-Platinen insgesamt reduziertem Platzbedarf doppelt so viele – Kanäle parallel verarbeiten können. Jedes der insgesamt 19 200 Pads wird mit einem eigenen Kanal ausgelesen, welcher sich aus einem Vorverstärker und Pulsformer (innerhalb des STAR-

[2] IC, *Integrated Circuit* (engl.): integrierter Schaltkreis, „Chip“.

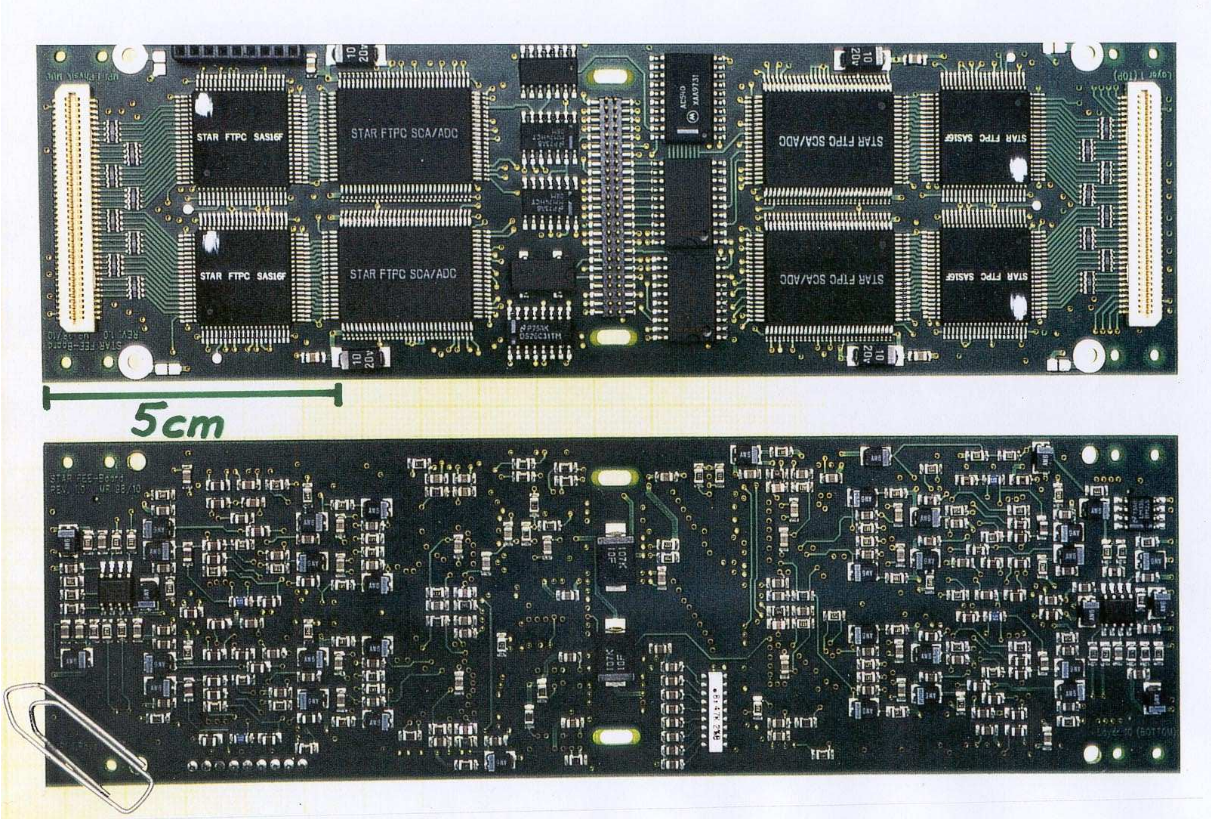

Abbildung 3.4 Frontend-Elektronik-Karte, Vorder- und Rückseite. Von links und rechts werden die Signale von je 32 Pads in die SAS-ICs geleitet, die die Verstärkung und Pulsformung durchführen. Anschließend wird jeder Kanal in den SCA-ICs digitalisiert und die Daten können an der Steckverbindung in der Kartenmitte abgegriffen werden.

preamplifier/shaper-ICs, SAS) und 10-Bit[3] Analog-zu-Digital-Umwandler (im SCA-IC, der auch den dazu nötigen analogen (kapazitiven) Speicher, das *Switched-Capacitor-Array*, enthält) zusammensetzt. Die Taktrate beträgt 4,69 MHz[4]; ein Zeitschritt dauert daher 213 ns. Zum Auslesen ihrer 256 Zeitschritte benötigt die FTPC demnach genauso lange, wie die TPC für ihre 512 Takte. Die SAS-ICs, die wie die SCAs vom selben Wafer wie die TPC-ICs stammen, mussten auf ihrer Rückseite abgeschliffen werden, um in die besonders kleinen Gehäuse mit den kleinstmöglichen elektronischen Außenverbindungen („Beinchen") zu passen.

Test der Elektronik-ICs

Da die Chargen der SAS- und SCA-ICs vor ihrer Lieferung nicht auf ihre Funktionstüchtigkeit geprüft worden waren, wurden diese Tests im Rahmen dieser Arbeit am Institut durchgeführt. Dazu wurde ein Aufbau verwendet, der aus einem PC mit einem LabWindows-Programm und jeweils einem sog. Tester – einer elektronischen Schaltung, in die der jeweilige IC eingesetzt wird, und die gemäß einem Testprogramm Testsignale

[3] Auf den *Receiver*-Karten findet eine anschließende Datenreduktion auf 8 Bits statt, die die Qualität der Spurrekonstruktion und die Impulsauflösung nicht beeinflusst.

[4] Es wird die halbe RHIC-*Clock*-Rate benutzt.

an den IC senden kann – bestand. Für die SAS-ICs wurden die Leistungsaufnahme (Strom und Spannung), die Verstärkung, das Rauschen, das Übersprechen einzelner Kanäle und die Ausgangsbreite eines eingespeisten Signals überprüft. Bei den SCA-ICs wurden die Leistungsaufnahme, die Verstärkung und das Rauschen bestimmt. Da auf der FEE-Karte in Abhängigkeit von der Verstärkung ein passender Widerstand eingesetzt werden musste, wurden die SCA-ICs gemäß ihren Testergebnissen sortiert.

Die Quote der erfolgreich getesteten ICs war nicht sehr hoch, blieb aber dennoch leicht über den Erwartungen (siehe dazu [Kle96], Abschnitt V). Zum Beispiel erfüllten von 5 498 getesteten SCA-ICs 1 707 Stück ($\widehat{=}$ 31,0 %; 30 % erwartet) die gestellten Auswahlkriterien. Die meisten ICs fielen aus, da die Versorgungspannung gar nicht erst angelegt werden konnte (36,8 %)[5] oder mehr als 4 Zellen der Kondensator-Matrix defekt waren (57,3 %).

Der Popcorn-Effekt

Die Bestückung der FEE-Platinen erfolgte in der Hybridfertigung des Max-Planck-Instituts. Beim ebenfalls für diese Arbeit durchgeführten abschließenden Test der kompletten Karten wurde erneut eine hohe Ausfallrate festgestellt, die ihre Ursache in defekten ICs hatte. Bei näherer Untersuchung stellte sich heraus, dass die Gehäuse der meisten nun defekt getesteten ICs zum Teil bis auf die doppelte Dicke aufgebaucht waren.

Dieses Phänomen – in der Literatur als „Popcorn-Effekt“ [Fel96] bekannt – konnte auf falsche Lagerung der ICs zurückgeführt werden. Das Gehäuse von integrierten Schaltkreisen besteht aus hygroskopischem Material, das bei ungeschützter Lagerung Feuchtigkeit aus der Umgebung aufnimmt. Beim Lötvorgang der ICs auf die Platinen werden diese auf einem Förderband durch einen Ofen transportiert, wobei die Temperatur für etwa 20 s höher als der Schmelzpunkt des Lötmittels von 183 °C ist. Es werden Spitzenwerte von bis zu 220 °C erreicht. Das im Gehäusematerial eingelagerte Wasser verdampft schlagartig und führt zu mechanischen Belastungen der ICs und der sie umgebenden Kunststoffpackungen. Dabei stellt das Aufbauchen bzw. Platzen des Gehäuses nur die höchste Schädigungsstufe dar, da auch sich bildende Mikrorisse die Haltbarkeit der Bauteile negativ beeinflussen können.

Dieser Effekt hat besonders dann schwerwiegende Auswirkungen, wenn das Verhältnis von Packungsgröße zu IC gering ist. Zusätzlich begünstigt eine große Anzahl von Beinchen (als mögliche Leckstellen) die Fähigkeit des ICs, Feuchtigkeit aufzunehmen. Im Fall der FTPC-ICs war sowohl die Packungsgröße sehr gering als auch die Anzahl der Außenkontakte besonders hoch.

[5] Dieser Fehler ist in den allermeisten Fällen auf eine fehlende oder gerissene Verbindung von einem Außenkontakt zum eigentlichen IC zurückzuführen, was durch Untersuchungen mit einem Röntgengerät verifiziert werden konnte.

Da es von Seiten des Herstellers versäumt worden war, die ICs in luftdichten Behältern (sog. *Drypacks*) zu liefern, mussten die ICs nachbearbeitet werden. Dazu wurde das Verfahren des Hochtemperatur-Vorheizens verwendet [EIA95], bei dem die ICs direkt vor dem eigentlichen Lötvorgang über 24 h bei 125 °C ausgeheizt wurden. Die anschließende erneute Feuchtigkeitsaufnahme stellt kein Problem dar, da die ICs während des Betriebs nicht mehr über den Siedepunkt von Wasser erhitzt werden.

Statisches Einbrennen

Üblicherweise ist in etwa den ersten 1 000 Betriebsstunden von elekronischen Bauteilen mit einer langsam abfallenden Ausfallrate aufgrund von Anfangsdefekten zu rechnen. In der anschließenden Phase, die bis zu mehreren Jahrzehnten andauern kann, treten Defekte nur noch selten auf (normale Fehlerrate). Schließlich setzt ein starker Verschleiß ein, der das Ende der Lebenszeit eines Schaltkreises markiert: Die Ausfallrate steigt wieder stark an. Dieses Verhalten gemäß einer Badewannen-Kurve (siehe Abb. 3.5) mit vielen Ausfällen zu Beginn und zu Ende des Betriebs, und mit einer nahezu konstanten und niedrigen Ausfallrate über einen langen Betriebszeitraum kann dahingehend beinflusst werden, dass die zu Beginn nur langsam zurückgehende Rate der Totalausfälle erhöht und damit beschleunigt wird. Dazu wurden die FEE-Karten einem statischen Einbrennen unterzogen [MIL96], wobei sie über 168 h bei 125 °C [HTV99] künstlich gealtert wurden. Dadurch verkürzt sich die Zeit bis zum stabilen Betrieb mit wenigen Ausfällen, da die Anfangsausfälle entweder direkt nach dem Einbrennen oder aber kurz danach auftreten.

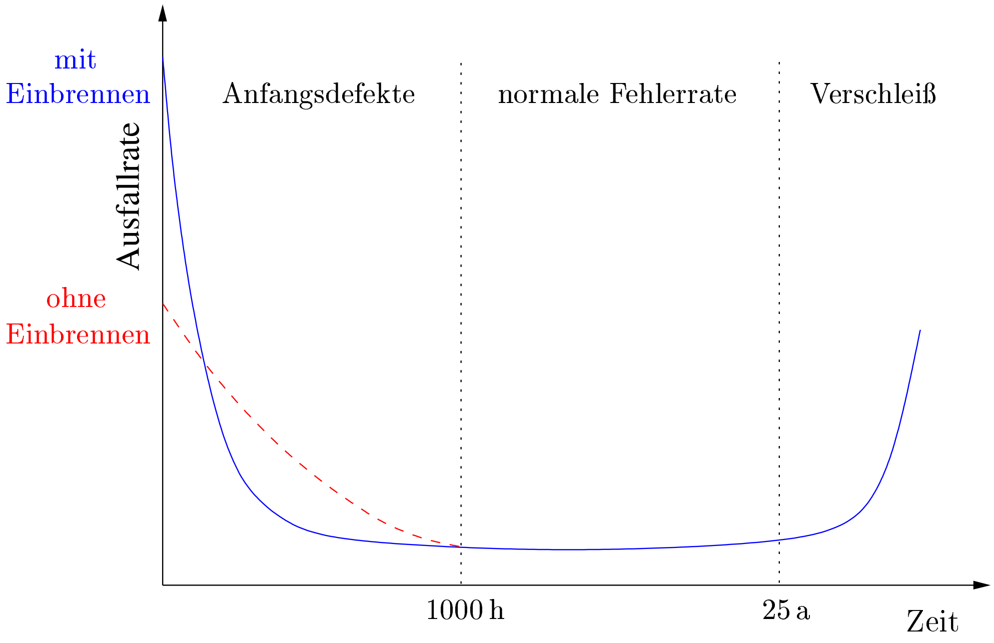

Abbildung 3.5 Der Badewannen-Effekt (nach [HTV99]). Die Ausfallrate elektronischer Bauteile fällt zu Beginn der Betriebsdauer stark ab, stabilisiert sich auf niedrigem Niveau und steigt zum Ende der Lebenszeit wieder steil an. Die Zeit bis zur Stabilisierung kann durch statisches Einbrennen drastisch verkürzt werden.

Test der kompletten FEE-Karten

Abschließend wurden sämtliche FEE-Karten erneut getestet. Dazu wurde wieder ein LabWindows-System verwendet, welches die Eingänge der Karten mit Testsignalen versorgte. Die für diese Arbeit vorgenommene Entwicklung und Überprüfung dieser Software und des dazugehörigen Testers als Hardwareverbindung zu den FEE-Karten war unerwartet aufwendig, denn obwohl beide Komponenten schon zum Test der Elektronik des Experiments NA49 verwendet worden waren, wiesen sie überraschenderweise grobe Mängel auf. So wurden z. B. auf der Softwareseite bestimmte Tests durchgeführt, unabhängig vom tatsächlichen Ergebnis aber immer ein erfolgreicher Test bescheinigt. Bei der Hardware (also den eigentlichen Testern) stellte sich das Problem, dass die beiden vorhandenen Exemplare völlig verschiedene elektronische Eigenschaften hatten. Dies konnte schließlich auf fehlerhafte und vertauschte Bauteile zurückgeführt werden. Dass diese Fehler keine Auswirkungen auf die Zuverlässigkeit der NA49-Elektronik hatten, ist nur dadurch zu erklären, dass die dort verwendete FEE-Elektronik von vornherein nicht sehr fehleranfällig gewesen sein muss. Für die FTPC-Elektronik war und ist die Funktionstüchtigkeit des Testaufbaus dagegen von großer Bedeutung, da nur so die durch die Fertigung dieser extrem dicht bestückten Platine aufgetretenen Probleme lokalisiert werden konnten und eine schnelle Fehlerdiagnose beim Ausfall einer Karte möglich ist.

Neben insgesamt 16 Messungen der Betriebsströme und -spannungen wurden Eigenschaften der Verstärkung (Linearität, absolute Verstärkung), der Pedestals (Mittelwert und Standardabweichung pro Kanal, Kontamination mit Störsignalen) und das Übersprechen von Signalen auf benachbarte Kanäle (Anzahl der fälschlicherweise ansprechenden Kanäle und deren Signalhöhe) vermessen. Ausreißer in den empirisch gefundenen Normverteilungen wurden einem detaillierteren Test unterzogen, wodurch die Fehlerquellen eingegrenzt und behoben werden konnten. Insgesamt wurden auf diese Weise die benötigten 300 FEE-Karten (je 150 für eine FTPC) sowie etwa 30 Ersatzexemplare auf Fehlerfreiheit geprüft.

3.3 Kalibrierung

Bevor die in Form von ADC-Signalen aufgenommenen Rohdaten zu Raumpunkten und anschließend zu Teilchenspuren rekonstruiert werden können, müssen sie kalibriert werden. Dadurch werden die auf dieser Stufe der Datenverarbeitung bekannten systematischen Fehler minimiert, indem die Daten mit Hilfe der durch Messungen bekannten Abweichungen vom erwarteten Ergebnis korrigiert werden.

3.3.1 Zeitnullpunkt

Bei einer Teilchenkollision erzeugen schnelle Triggerdetektoren ein Signal, das für die anderen Detektoren als Startsignal für den Beginn ihrer Messungen benutzt wird. Dieses „t_0“ genannte Signal kommt laufzeitbedingt verzögert bei den einzelnen Detektoren an. Aus dieser Unsicherheit in der Zeitmessung ergibt sich jeweils ein Fehler in der Ortsmessung der Ladungssignale der durchgehenden Teilchen. Kommt das Triggersignal zu spät, sind die Ladungwolken bereits ein Stück in Richtung der Ausleseebenen gedriftet. Der Bereich unmittelbar um die Hochspannungskathode bleibt deshalb – scheinbar – frei von Signalen.[6]

Die Verzögerung des Triggersignals kann gemessen werden. Das Zeitintervall muss anschließend zu den gemessenen Driftzeiten der Elektronen hinzuaddiert werden. Als Kontrolle dienen Ereignisse, bei denen Laserspuren in die Kammern eingeschossen werden (zum genauen Aufbau des Lasersystems siehe Abschnitt 3.3.5). Die pro FTPC 9 annähernd parallel zur Strahlachse und bei drei verschiedenen Radien verlaufenden Laserspuren erscheinen bei falsch bestimmtem Zeitnullpunkt systematisch in radialer Richtung verschoben.

Als Schwierigkeit ergibt sich allerdings, dass die Datennahme von Laserspuren mit einem anderen Trigger als die Messung von echten Teilchenkollisionen gestartet wird. Eine genaue Kalibrierung des Zeitnullpunkts kann daher nur mit Daten aus Schwerionenkollisionen (unter Berücksichtigung der gemessenen Ladungsverteilung in den Kammern, siehe 3.3.4) vorgenommen werden.

Zusätzlich ist die Laufzeit des Triggersignals zu den einzelnen FEE-Karten innerhalb der FTPCs unterschiedlich. Durch elektrische Pulse auf das Frisch-Gitter wird auf alle elektronischen Kanäle zur gleichen Zeit ein Signal induziert, welches ab dem durch den Trigger gesendeten t_0-Signal ausgelesen wird. Gemittelt über viele Pulserereignisse lassen sich so die Laufzeitunterschiede des Startsignals für jeden Kanal messen und anschließend korrigieren.

3.3.2 Pedestals

Der Nullpunkt der Elektronik wird über einen Widerstand so eingestellt, dass er für jeden Kanal zu einem positiven ADC-Wert verschoben wird. Dadurch wird sichergestellt, dass durch Fluktuationen von zu messenden Signalen keine negativen ADC-Werte entstehen können. Wird diese verschobene Nulllinie für alle 256 Zeitschritte nebeneinander aufgetragen, ergibt sich eine flache Verteilung, die wegen ihrer Form Pedestal (Sockel) genannt wird.

Diese Pedestals beinhalten keine relevante Information über die gemessenen Signale eines physikalischen Ereignisses und müssen daher von diesen abgezogen werden. Dies geschieht hauptsächlich, um das Datenvolumen möglichst gering zu halten, da nach Abzug der Pedestals die entstandenen Nullwerte unterdrückt werden können. Typischerweise werden 250 „leere Ereignisse“ aufgenommen und die Verteilungen der gemessenen Pedestalwerte in jedem Kanal für jeden Zeitschritt akkumuliert. Aus den Mittelwerten ergeben sich jeweils die abzuziehenden Pedestals, welche gespeichert werden, um im Anschluss bei jedem Ereignis in Echtzeit von den gemessenen Signalen subtrahiert zu werden. Aus der Breite der Pedestal-Verteilungen ergibt sich ein Maß für das Grundrauschen der Elektronik, also für den statistischen Messfehler eines beliebigen Signals in den FTPCs. Dazu werden die mittleren Schwankungsquadrate σ_{ADC} der insgesamt $19\,200 \times 256$ Verteilungen aufgetragen und deren Mittelwert pro Sektor

[6] Das gilt nur unter Vernachlässigung des *Pile-up*'s, dem Effekt, bei dem zwei Teilchenkollisionen so dicht aufeinanderfolgen, dass in einem gemessenen Ereignis Spuren von beiden physikalischen Ereignissen vorhanden sind.

ermittelt. Wie aus Abb. 3.6 zu erkennen, liegt das Rauschen im Mittel bei etwas über einer ADC-Zähleinheit und ist somit sehr gering.

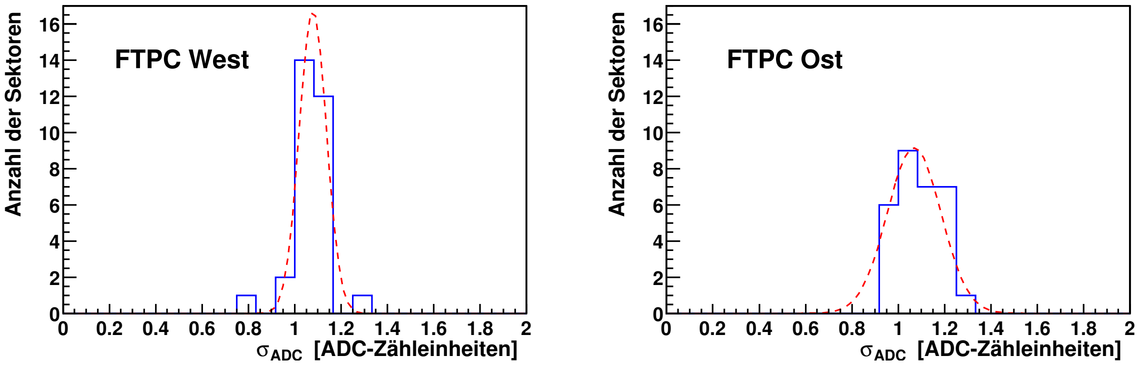

Abbildung 3.6 Rauschen der Elektronik. Die mittleren Schwankungsquadrate σ_{ADC} der Pedestals von 250 „leeren" Ereignissen wurden über die insgesamt 30 Sektoren pro FTPC gemittelt und für jeden Teildetektor in das jeweilige Histogramm eingetragen. Der Mittelwert der Gaußanpassung liegt für die FTPC West bei $1{,}08 \pm 0{,}02$ ADC-Zähleinheiten und bei $1{,}07 \pm 0{,}03$ ADC-Zähleinheiten für die FTPC Ost.

Diese Messung wurde beim Betrieb des gesamten STAR-Detektors vorgenommen. Die Analyse des Grundrauschens während des alleinigen Betriebs der FTPCs ergab einen Wert von etwa 0,7 ADC-Zähleinheiten. Der beobachtete Anstieg des Rauschens bei voller Detektoraktivität auf 1,08 bzw. 1,07 ADC-Zähleinheiten (siehe Abb. 3.6) wird hauptsächlich durch den eingeschalteten SVT verursacht.

Da die Sockelwerte Schwankungen unterworfen sind, die vor allem auf die Änderung der Betriebstemperatur zurückzuführen sind, müssen die Messungen der Pedestals in regelmäßigen Abständen wiederholt werden. Langzeituntersuchungen werden zeigen, ob das Rauschen mit dem Altern der elektronischen Bauteile zunimmt.

3.3.3 Verstärkung

In TPCs werden die elektrischen Signale der zu den Auslesekammern driftenden Elektronen zweimal verstärkt: Die erste Verstärkung passiert am Verstärkungsdraht, wo durch das starke elektrische Feld eine Gasverstärkung stattfindet. Das auf die Auslesepads induzierte Signal wird anschließend elektronisch verstärkt. Beide Verstärkungsfaktoren sind quantitativ nicht exakt bekannt und müssen kalibriert werden, um aus den Messergebnissen eine gesicherte Aussage über die Größe der Energieabgabe eines Primärteilchens im Kammergas machen zu können.

Signalverstärkung durch die Elektronik

Die einzelnen elektronischen Kanäle verhalten sich in Bezug auf die Verstärkung der auf die Auslesepads induzierten Signale unterschiedlich. Es wird eine herstellungsbedingte Variation von IC zu IC (also für jeweils 16 Kanäle) sowie eine schwache Abhängigkeit der Verstärkung von den einzelnen Kanälen innerhalb eines ICs erwartet. Der letztgenannte Zusammenhang wird auf die Auslegung des Schaltkreises im IC und insbesondere auf die Spannungsversorgung des ICs zurückgeführt. Die Unterschiede zwischen einzelnen ICs wurden bereits bei der Bestückung der FEE-Platinen berücksichtigt und auf ein annähernd gleiches Niveau gebracht, indem für verschiedene mit dem Tester gemessene Verstärkungsgrade angepasste Vorwiderstände verwendet wurden.

Um die Verstärkung der einzelnen Kanäle zu messen, werden auf das Frisch-Gitter elektrische Pulse definierter Höhe gegeben. Aus den auf die Pads induzierten Signalen unterschiedlicher Größe kann für jeden Kanal ein Korrekturfaktor bestimmt werden. Durch Variation der Pulsstärke kann zudem die Linearität der elektronischen Verstärkung überprüft werden.

Abb. 3.7 zeigt die unkorrigierten Messwerte gemittelt über einen IC (16 Kanäle) in ADC-Zähleinheiten beim Pulsen der beiden FTPCs. Die schon deutlich zu erkennende Übereinstimmung der Verstärkung der einzelnen Kanäle wird durch die Kalibrierung noch weiter optimiert und zwischen den beiden FTPCs angeglichen.

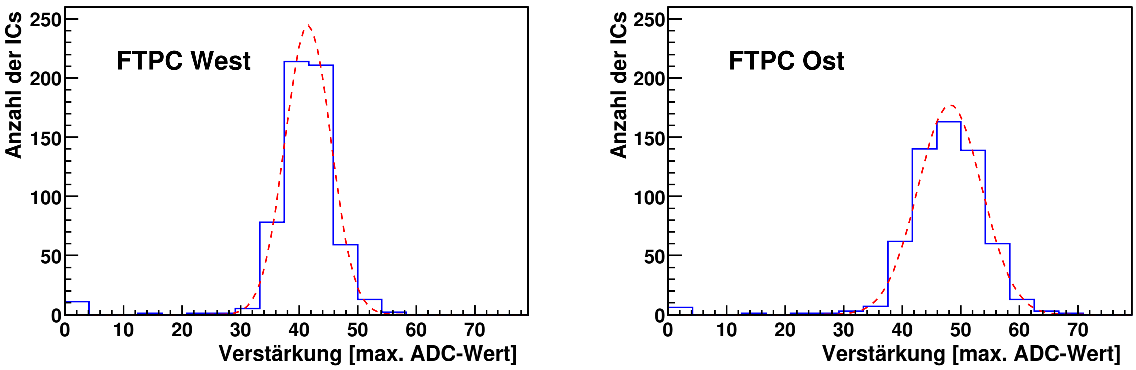

Abbildung 3.7 Unkorrigierte Verstärkung der Elektronik. Aufgetragen ist der mittlere maximale ADC-Wert pro IC beim Pulsen des Frisch-Gitters. Die Verstärkung in der FTPC-Ost ist im Mittel etwas stärker (max. ADC-Wert 48,1), als in der West-FTPC (max. ADC-Wert 41,6). Dagegen ist die Streuung der Verstärkungswerte für die FTPC-Ost größer. Deutlich sind einige Einträge bei sehr niedrigen Verstärkungswerten zu erkennen, was auf defekte ICs bzw. Kanäle zurückzuführen ist.

Drahtverstärkung

Die Drahtverstärkung wird durch mehrere Faktoren beeinflusst: Die molekulare Zusammensetzung und die Dichte (welche sich über Temperatur- und Druckschwankungen ändert) des verwendeten Kammergases bestimmen entscheidend die Gasverstärkung [Blu93]. Außerdem führen kleine mechanische Ungenauigkeiten, die während der Fertigung der Drahtkammern auftreten (vor allem die Unsicherheit in der Positionierung der Verstärkungsdrähte innerhalb einer Auslesekammer von 20–30 μm), zu Veränderungen der Feldkonfiguration in Drahtnähe, so dass die Drahtverstärkung zusätzlich um etwa 1 % schwanken kann [Egg00]. Zur Bestimmung der Auswirkungen der letztgenannten Eigenschaften kann radioaktives Krypton (^{83m}Kr) in die Kammern eingebracht werden [Eck01]. Dieses ionisiert das Kammergas, und die dabei freigesetzten Elektronen driften wie gewohnt zu den Auslesekammern, um dort verstärkt zu werden. Auf die Korrektur der gasbedingten Änderungen der Verstärkung wird in Abschnitt 3.3.4 im Zusammenhang mit den dafür gebauten Driftmonitoren eingegangen.

Aus dem bekannten Zerfallsspektrum des Kryptons kann nicht nur eine Verstärkungskalibrierung von Kanal zu Kanal, sondern auch eine Energieeichung vorgenommen werden. Die Energieeichung ist zur Bestimmung des spezifischen Energieverlusts und damit der Teilchenidentifikation der in einer Schwerionenkollision produzierten Teilchen notwendig. Andererseits ist die praktisch erreichbare Energieauflösung der FTPCs mit etwa 25 % (FWHM) für Protonen und Pionen zu gering, um diese beiden Teilchensorten effektiv voneinander trennen zu können [Bie98]. Dies liegt ursächlich an der Messung von maximal 10 Raumpunkten einer Teilchenspur. Dennoch ist die Bestimmung des $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ (und daher auch dessen Kalibrierung) sinnvoll, da so z. B. nach mehrfach geladenen Teilchen wie Heliumkernen gesucht werden kann.

Da die Verwendung des Kryptons aufgrund von Strahlenschutzbestimmungen am BNL noch nicht endgültig genehmigt worden ist, muss die Kalibrierung dort zwischenzeitlich durch Punkte auf Spuren erfolgen. Unter der Annahme, dass 95 % der gemessenen Teilchen in den FTPCs Pionen sind, deren spezifischer Energieverlust pro Wegstrecke bei gegebenem Impuls bekannt ist, kann nach erfolgter Spur- und Impulsrekonstruktion mit diesen Spurpunkten die oben beschriebene Energieeichung vorgenommen werden.

Die Messergebnisse beider Methoden werden mit der FEE-Elektronik aufgenommen, wodurch die oben beschriebenen Effekte der unterschiedlichen Verstärkung der einzelnen elektronischen Kanäle ebenfalls auftreten. Daher ist es wichtig, dass vor der Kalibrierung der Drahtverstärkung die Signalverstärkung der Elektronik mit Pulserdaten gemessen und korrigiert wird.

3.3.4 Driftgeschwindigkeit

Die mit Abstand wichtigste Kalibrierung stellt für die FTPCs die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit $v(r)$ in Abhängigkeit vom Radius dar. Bedingt durch das radiale Driftfeld $E(r) \sim 1/r$ führt ein Fehler in der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit Δv nicht wie bei TPCs mit homogenem Driftfeld in z-Richtung zu einem Versatz aller Spuren um die Strecke $\Delta z = \Delta v \cdot t$, sondern zu einer komplizierten Verzerrung, die eine effiziente Spurrekonstruktion unmöglich macht. Da zusätzlich die $\vec{E} \times \vec{B}$-Korrekturen stark von den Raumpunktpositionen abhängen, treten bei ungenauer Ortsbestimmung Folgefehler auf, die die Ortsauflösung empfindlich reduzieren und dadurch die Impulsauflösung verschlechtern.

Für die Kalibrierung der Driftgeschwindigkeit stehen daher mehrere Verfahren zur Verfügung, deren Ergebnisse untereinander verglichen werden können. Neben der Betrachtung der räumlichen Ladungsverteilungen in den FTPCs, die für jedes Ereignis eine schnelle Abschätzung der maximalen Driftdauer (über den gesamten FTPC-Radius) liefern, stehen mit den eigens zu diesem Zweck am Max-Planck-Institut konzipierten und gebauten Driftgeschwindigkeitsmonitoren Messapparaturen zur Verfügung, die neben der Überwachung von relativen Änderungen der Driftgeschwindigkeit auch deren Absolutmessung ermöglichen. Schließlich können die durch diese Messverfahren erhaltenen Ergebnisse mit Hilfe von Laserspuren kontrolliert werden.

Ladungsverteilung in den FTPCs

Bei Abwesenheit eines magnetischen Feldes driften Elektronen in Gasen mit Geschwindigkeiten, die proportional zum lokalen elektrischen Feld sind: $\vec{v}(\vec{r}) \sim \vec{E}(\vec{r})$. Im radialen Driftfeld der FTPCs ändert sich die Driftgeschwindigkeit $\vec{v}(r)$ in Abhängigkeit vom Radius entsprechend wie $1/r \cdot \vec{r}/r$. Durch das zusätzliche Magnetfeld $\vec{B}$ senkrecht zum $\vec{E}$-Feld hat die Driftgeschwindigkeit außerdem eine Komponente in azimutaler Richtung, die durch den Lorentzwinkel $\Phi_\mathrm{L}(r) = \arctan(v_\phi(r)/v_r(r))$ beschrieben wird. Die explizite Berechnung der lokalen Driftgeschwindigkeiten und des Lorentzwinkels erfolgt mit dem MAGBOLTZ-Modell [Bia00], das neben den Effekten der Feldkonfiguration auch die Gaszusammensetzung und die äußeren Bedingungen (Druck und Temperatur) berücksichtigt. Die damit gewonnenen Ergebnisse beinhalten allerdings eine systematische Ungenauigkeit in der Größenordnung von einigen Prozent. Daher müssen die errechneten Abhängigkeiten $v(r) = |\vec{v}(r)|$ und $\Phi_\mathrm{L}(r)$ korrigiert werden.

Eine erste und darüberhinaus sehr genaue Abschätzung der maximalen Driftzeit $t_\mathrm{max}^\mathrm{exp.}$ vom inneren (r_1) bis zum äußeren (r_2) sensitiven Radius der FTPCs kann durch Auftragen der Anzahl der rekonstruierten Raumpunktpositionen über der Driftzeit erhalten werden. In Abb. 3.8 ist deutlich die zu größeren Driftzeiten und damit zu kleineren Radien ansteigende Anzahl der für diese Analyse akzeptierten Raumpunkte zu erkennen, was auf die vorrangige Teilchenproduktion in Vorwärtsrichtung und die zunehmende Kontamination um das Strahlrohr zurückzuführen ist. Schließlich fällt die Verteilung steil ab, was das Erreichen des Endes des aktiven Volumens der FTPCs markiert. Da

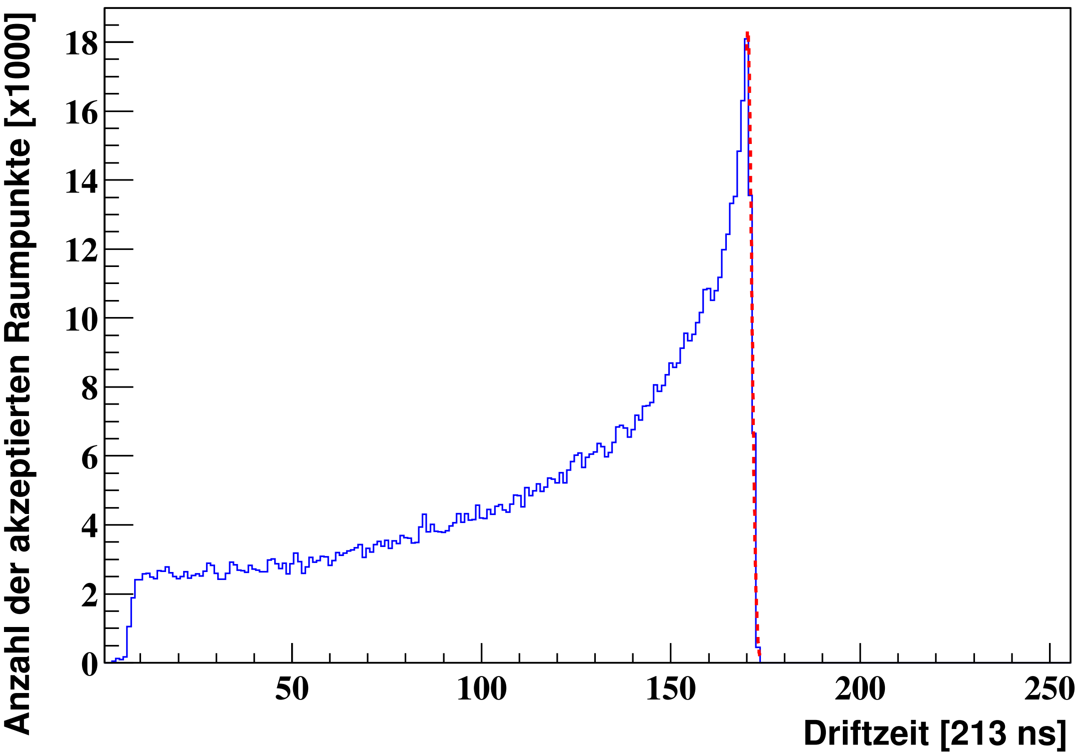

Abbildung 3.8 Zeitliche Verteilung der Raumpunktpositionen in der Ost-FTPC für eines der ersten rekonstruierten Ereignisse. Die maximale Driftdauer $t_\mathrm{max}^\mathrm{exp.}$ ergibt sich durch Anpassung einer rot gestrichelt dargestellten Gaußkurve an die abfallende Flanke. Die Abszisse ist in Zeitschritten der Auslese unterteilt.

die zeitliche Auflösung der Raumpunktpositionen mit etwa 50–100 ns wesentlich höher als die ursprüngliche Messung der Rohladungssignale (die nur auf 213 ns genau bestimmt werden können) ist, kann die maximale Driftdauer $t_{\max}^{\text{exp.}}$ extrem gut vermessen werden.

Aus MAGBOLTZ ergibt sich der Wert der maximalen Driftzeit $t_{\max}^{\text{sim.}}$ durch numerische Integration der radialen Komponenten der Driftgeschwindigkeiten über den gesamten Radius des sensitiven Volumens der FTPC:

$$t_{\max}^{\text{sim.}} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\mathrm{d}r}{v_r(r)} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{\mathrm{d}r}{v(r) \cdot \cos \Phi_{\mathrm{L}}(r)}. \tag{3.1}$$

Maximale Driftzeit

Durch Variation der Parameter der MAGBOLTZ-Simulation kann dieser Wert dem experimentell bestimmten Ergebnis angeglichen werden. Eine weitere Kontrollmöglichkeit der berechneten Effekte auf die Driftgeschwindigkeit wird durch die unten beschriebene Messung mit den Driftmonitoren erhalten.

Driftgeschwindigkeitsmonitore

Zur exakten Messung der Driftgeschwindigkeit wird ein von den FTPCs unabhängiges Verfahren benötigt, das dennoch genaue Aussagen für die speziellen Gegebenheiten der Detektoren ermöglicht. Deshalb wurde, ausgehend von einem Prototypen der für NA49 gebaut [Mar95] und im Rahmen dieser Arbeit neu konzipiert worden war, ein Driftgeschwindigkeitsmonitor (oder kurz: Driftmonitor)[7] entwickelt, der nicht nur die relativen Änderungen der Driftgeschwindigkeit aufgrund von äußeren Einflüssen überwachen kann, sondern auch eine absolute Messung der Driftgeschwindigkeit erlaubt [Gär02].

Das eigentliche Messgerät besteht aus einem Feldkäfig aus Metallplatten, die in der Mitte ein rundes Loch besitzen (siehe Abb. 3.9). Diese sind über eine Widerstandskette an eine dadurch kontinuierlich abfallende Hochspannung angeschlossen, so dass sich im sog. Driftkanal in der Mitte des Detektors ein homogenes elektrisches Feld ausbildet. Dieser Feldkäfig befindet sich in einem abgeschlossenen und temperaturstabilisierten Behälter, der vom Kammergas der FTPCs durchströmt wird. An zwei Positionen sind zwischen den Feldplatten Americium-Quellen ($^{241}_{95}$Am) angebracht, die α-Teilchen in den Feldkäfig emittieren. Einige dieser Heliumkerne erreichen die jeweils gegenüber angebrachten Proportionalzähler („Top“ und „Bottom“) und lösen dort ein Startsignal aus. Während ihres Fluges haben sie dabei das Gasgemisch entlang ihrer Flugstrecke ionisiert, so dass sich anschließend im Driftkanal freie Elektronen befinden. Diese driften gemäß dem elektrischen Feld im Driftkanal nach unten, bis sie am Fuß des Detektors von einem weiteren Proportionalzähler („Pickup“) nachgewiesen werden. Dieses Signal stoppt die Messung.

[7] In Anlehnung an den GSI-Prototypen wurde auch der MPI-Driftgeschwindigkeitsmonitor „Goofie“ (*<u>G</u>as Pr<u>o</u>portional C<u>o</u>unter <u>f</u>or Dr<u>i</u>fting <u>E</u>lectrons*) getauft.

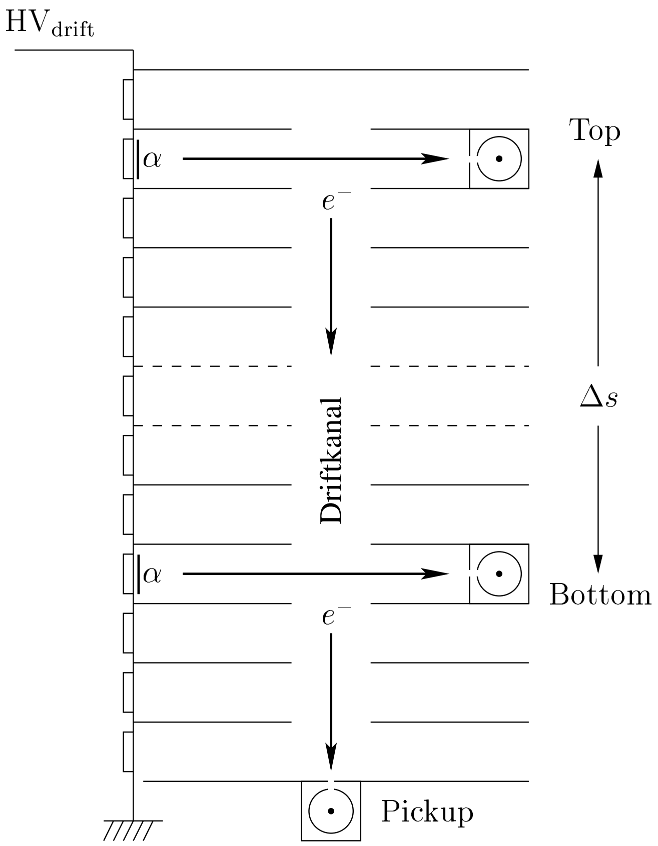

Abbildung 3.9 Schematischer Aufbau eines Driftgeschwindigkeitsmonitors. Neben den zwei α-Quellen sind die drei Proportionalzähler „Top", „Bottom" (jeweils als Startzähler) und „Pickup" (als Stoppzähler) zu erkennen. Das Driftfeld wird mittels einer Hochspannung, die über eine Widerstandskette angelegt wird, erzeugt.

Der sich daraus ergebende Wert der Driftzeit ist mit mehreren systematischen Fehlern behaftet. Insbesondere markiert das Startsignal von einem Proportionalzähler nicht den Beginn der Elektronendrift, die schon etwas früher einsetzt. Dieser Fehler kann durch Differenzbildung der beiden unterschiedlich langen Driftstrecken Top–Pickup und Bottom–Pickup eliminiert werden. Durch eine hohe mechanische Präzision während der Fertigung und technische Vorkehrungen wie Kollimatoren konnten die sonstigen Messfehler klein gehalten werden, so dass ein maximaler Fehler der Driftgeschwindigkeitsmessung von 0,1 % erwartet wird.

Die Driftgeschwindigkeit bei einem durch die angelegte Hochspannung vorgegebenen (konstanten) Driftfeld E ergibt sich somit zu

$$v(E) = \frac{\Delta s}{\langle t_{\text{Top}} \rangle - \langle t_{\text{Bottom}} \rangle} \quad \left[\frac{\text{cm}}{\mu\text{s}} \right], \tag{3.2}$$

wobei die Driftzeiten t_{Top} und t_{Bottom} über viele Einzelmessungen gemittelt werden, um den statistischen Fehler zu reduzieren und richtige Zuordnungen von Start- und Stoppsignalen anzuhäufen. Das Ergebnis $v(E)$ dient neben der gemessenen maximalen

Driftzeit $t_{\max}^{\text{exp.}}$ (siehe Seite 28) als weiterer Fixpunkt der MAGBOLTZ-Simulation, die alle anderen Driftgeschwindigkeiten bei anderen Feldstärken (und damit bei anderen Radien innerhalb der FTPCs) relativ zu dem gemessenen Wert $v(E)$ berechnet. Dabei werden der Gasdruck und die Temperaturen in den FTPCs berücksichtigt. Im Prinzip wäre auch das Durchfahren des gesamten von den FTPCs benutzten Feldbereichs möglich, so dass mehrere Stützstellen des Zusammenhangs $v(E)$ bzw. $v(r)$ gemessen werden könnten.

Es ist geplant, insgesamt drei Driftmonitore in das Gassystem der FTPCs einzusetzen. Einer befindet sich dabei in der Zuleitung und jeweils einer hinter jeder FTPC in der Ableitung des Kammergases. Somit ist eine vollständige Überwachung der Gasbedingungen in beiden FTPCs gewährleistet. Da die Driftgeschwindigkeit maßgeblich von der Gasdichte abhängt, diese aber wiederum durch den Druck, die Temperatur und das Mischungsverhältnis der beiden Gase beeinflusst wird, kann durch ständige Kontrolle der Messergebnisse der drei Driftmonitore eine relative Änderung dieser Parameter schnell entdeckt werden.

Die Driftgeschwindigkeitsmonitore sind zusätzlich in der Lage, relative Gasverstärkungsänderungen zu messen, die ebenfalls von den Gaseigenschaften beeinflusst werden. Dazu werden zusätzlich die Signalhöhen und die Fläche unter den Signalen der einzelnen Proportionalzähler mitprotokolliert.

3.3.5 Laserspuren

Das schon mehrfach erwähnte Lasersystem kann zu vielfältigen Kalibrierungszwecken eingesetzt werden. Pro Kammer werden dazu jeweils 15 Strahlen, die in 3 Gruppen zu 5 Strahlen in einem Azimutwinkelabstand von je 120° angeordnet sind, in das aktive Kammervolumen gelenkt (siehe Abb. 3.10).

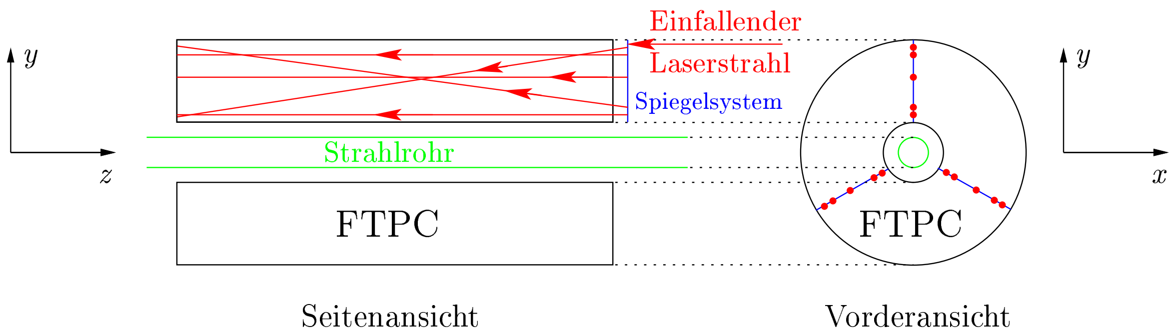

Abbildung 3.10 Schematischer Aufbau des Lasersystems. In jede FTPC werden 15 Strahlen gelenkt. Jeweils 5 liegen annähernd in einer Ebene (bei $\phi \approx 0°, 120°$ und $240°$). Davon verlaufen je drei Strahlen parallel zum Strahlrohr. In der Seitenansicht ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nur eine Ebene mit 5 Laserstrahlen dargestellt.

Die Kontrolle des eingestellten Zeitnullpunkts und der kalibrierten Driftzeit ist über die vermessenen Durchgangswege der Laserspuren möglich. Verschiebungen der rekonstruierten Spuren zu größeren oder kleineren Radien lassen auf systematische Fehler in diesen beiden Messgrößen schließen. Die Laserspuren haben darüberhinaus den Vorteil, dass ihre Trajektorien gerade sind. Verzerrungen über die oben genannten Gründe hinaus, z. B. durch in der Rekonstruktion nicht ausreichend berücksichtigte Inhomogenitäten im Drift- oder Magnetfeld, können durch Betrachtung der Abweichung der rekonstruierten Spuren von Geraden und durch Vergleich der gemessenen Lage bei ein- und ausgeschaltetem Magnetfeld korrigiert werden. Nur so kann die durch MAGBOLTZ berechnete Korrektur des Ablenkungswinkels $\Phi_{\text{ges.}}$ der Elektronendrift durch $\vec{E} \times \vec{B}$-Effekte kontrolliert werden.

Abb. 3.11 zeigt eines der ersten aufgenommenen Laserereignisse bei abgeschaltetem Magnetfeld. Deutlich ist die Anordnung der Spuren in drei Ebenen zu erkennen. Während im unteren Bildteil alle 5 Laserspuren gefunden wurden (eine Spur durch Reflektion an einem Folienfenster sogar doppelt), fehlt oben eine diagonale Spur. Das ist auf die Intensitätseinbußen beim Aufteilen des einfallenden Laserstrahls in die 15 Teilstrahlen zurückzuführen. Im mittleren Spurensatz (bei dem der Blickwinkel parallel zur Spurebene ist) funktionierte ein Sektor bei großen Werten der z-Koordinate nicht, und die Spuren sind daher alle zu kurz.

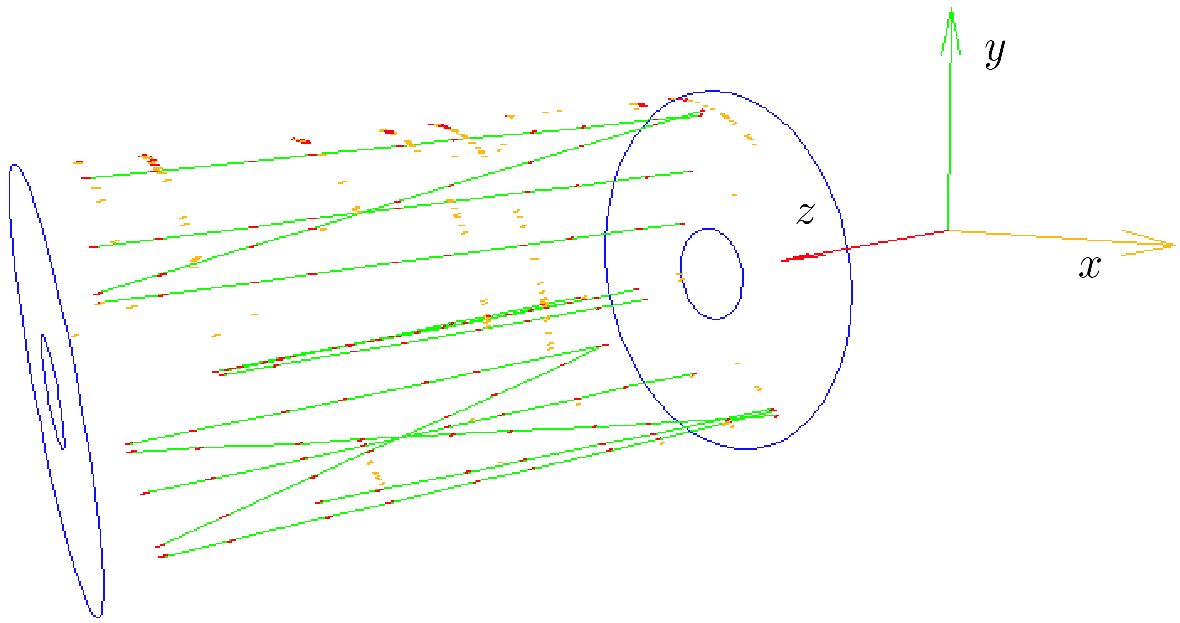

Abbildung 3.11 Laserspuren in einem der ersten mit den FTPCs aufgezeichneten Laserereignisse (Magnetfeld $B = 0\,\mathrm{T}$). Abgebildet ist die FTPC West, zu erkennen an der Lage in Richtung der positiven z-Achse. Zur besseren Übersichtlichkeit wurde auf die vollständige Abbildung des Kammerkörpers verzichtet, daher ist der 3-dimensionale Eindruck etwas eingeschränkt.

Wegen der begrenzten Anzahl von Laserspuren in den FTPCs kann eine allgemeine Untersuchung von Verzerrungen aber nur durch die Betrachtung von Residuen gefundener Teilchenspuren stattfinden. Dies gilt insbesondere an den Sektorgrenzen, wo innerhalb einer Padreihe ein Zwischenraum von jeweils etwas mehr als 1,2 cm in ϕ-Richtung besteht. In diesen Bereichen werden keine Laserspuren eingeschossen. Stattdessen können Kollisionen benutzt werden, die bei abgeschaltetem Magnetfeld aufgenommen wurden.

3.3.6 Ausblick

Bisher werden die erforderlichen Kalibrierungsmessungen während der Phasen, in denen der Beschleuniger nicht in Betrieb ist, manuell durchgeführt. In Zukunft sollen sie allerdings automatisiert werden. Das ist vor allem für die einfacheren Kalibrierungen, wie die des Zeitnullpunkts oder die Aufzeichnung von Pulser- oder Laserdaten, denkbar. Die Messergebnisse sind dann in einer Datenbank zu speichern, wo sie von den Rekonstruktionsprogrammen für die Korrektur der Daten direkt abgerufen werden können. Kompliziertere Korrekturen, wie z. B. das Einbringen von Krypton in das Kammergas, werden sicher immer ein extra zu planendes Verfahren darstellen.

Des Weiteren haben die ersten Daten gezeigt, wie empfindlich die Spur- und Raumpunktrekonstruktionen von den durch MAGBOLTZ berechneten Driftgeschwindigkeitstabellen abhängen. Die Einstellung des exakten Gas-Mischungsverhältnisses als Eingangsinformation für die Berechnung ist daher besonders wichtig. Die neuste Ausgabe des Programms zeigt zudem deutlich abweichende Ergebnisse (bis zu 4 % [Sch01]), wobei nicht klar ist, welche Version realitätsnäher ist. In diesem Bereich sind daher noch weitere Untersuchungen nötig.

4 Spurrekonstruktion

Für die physikalische Analyse der FTPC-Daten müssen die aufgenommenen ADC-Signale zu Teilchenspuren rekonstruiert werden. Die Datenrekonstruktion beinhaltet die Suche nach Raumpunkten im FTPC-Clusterfinder und die Spurrekonstruktion im FTPC-Tracker (siehe Abb. 4.1). Schließlich werden jedem gemessenen Teilchen seine anhand des Spurmodells bestimmten physikalischen Parameter (u. a. Impuls und spezifischer Energieverlust $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$) zugeordnet. Simulierte Ereignisse werden durch den FTPC-Slow- oder -Fast-Simulator prozessiert, die die Erzeugung der Raumpunkte in den FTPCs auf unterschiedlicher Ebene vornehmen: Während der Slow-Simulator die von Teilchendurchgängen erzeugten Raumladungen simuliert und sie dann zu den Ausleseebenen propagiert, werden die Raumpunktpositionen der simulierten Spuren mit dem Fast-Simulator einfach in „gefundene“ Punkte umkopiert. Dabei entfällt die eigentliche Clusterrekonstruktion im FTPC-Clusterfinder, der aus den gemessenen räumlichen und zeitlichen Ladungsverteilungen Spurpunkte im 3-dimensionalen Raum errechnet.

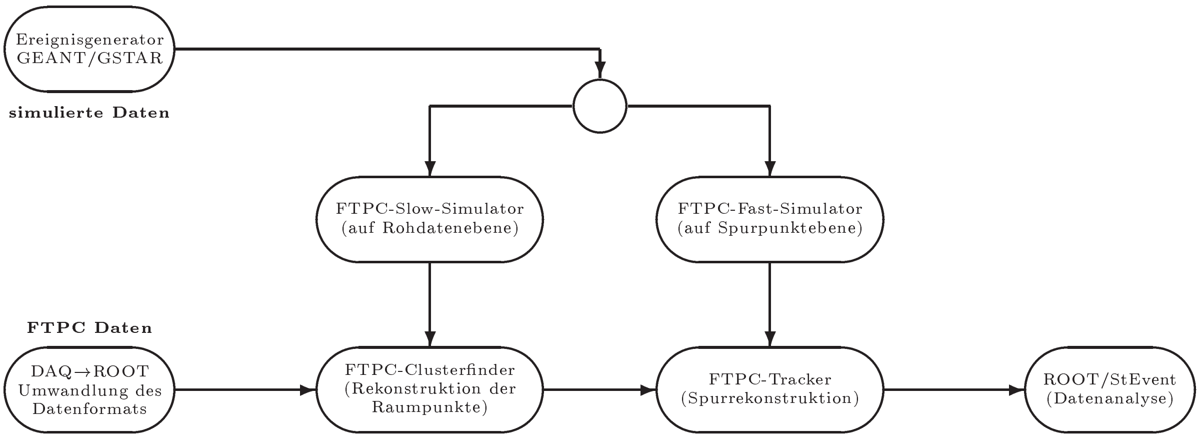

Abbildung 4.1 Flussdiagramm der Datenrekonstruktion (nach [Hüm00]).

Sowohl für die Rekonstruktion von simulierten als auch von „echten“ Ereignissen ist die Spurrekonstruktion mit dem für diese Arbeit entwickelten und optimierten FTPC-Tracker von entscheidender Bedeutung, da dieses Programmmodul unabhängig von der Herkunft der Daten durchlaufen werden muss. Nur mit den durch den Tracker gewonnenen Spurmodellen ist die physikalische Vermessung des Ereignisses möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wird davon ausgegangen, dass die Positionen der einzelnen Spurpunkte im Raum bereits rekonstruiert worden sind. Auf den an anderer Stelle [Hüm00] behandelten FTPC-Clusterfinder wird daher nicht näher eingegangen.

4.1 Methoden der Spurerkennung

Die Spurerkennung setzt voraus, dass in einem vorangegangenen Schritt aus den gemessenen Rohdaten eines Detektors bereits die Menge der Raumpunkte bestimmt worden ist. Bei TPCs wird diese Aufgabe von einem Clusterfinder erledigt, der aus den gemessenen räumlichen und zeitlichen Ladungsverteilungen ihre Position im 3-dimensionalen Raum errechnet. Diese mit einer Ortsinformation versehenen Objekte werden „Cluster“ genannt.

Anschließend sind aus diesem Ensemble von Raumpunkten diejenigen Teilmengen zu bestimmen, die von jeweils einem Teilchen erzeugt worden sind. Die eigentliche Suche nach Spuren ist daher bereits abgeschlossen, wenn die Raumpunkte in Gruppen zusammengefasst worden sind, wobei das Sortierkriterium die gemeinsame erzeugende Spur (die Mutterspur) ist. Erst in einem weiteren Schritt werden durch mathematische Interpolation die endgültigen Modellspuren erzeugt, die mit den jeweiligen Spurpunkten verträglich sind. Aus den Parametern dieser interpolierten Spuren und der sie bildenden Ladungsverteilungen kann dann direkt auf physikalische Eigenschaften der Teilchen geschlossen werden. Auf das letztgenannte Verfahren soll in diesem Zusammenhang nicht eingegangen werden.

Die technisch einfachste Möglichkeit, aus der Gesamtmenge der gefundenen Raumpunkte die einzelnen Spuren zu extrahieren, ist die vollständig kombinatorische Methode. Offensichtlich wird dieses Verfahren schon ab wenigen Spuren impraktikabel: Die Anzahl der möglichen Spurpunkt-Kombinationen und damit die benötigte Rechenzeit wächst proportional zu $N!$, wenn die Anzahl der Raumpunkte mit N bezeichnet wird. Für die heute in der Schwerionenphysik üblichen Teilchenmultiplizitäten von mehreren hundert bis zu einigen tausend Teilchen pro Ereignis und einer um mindestens eine Größenordnung höher liegenden Anzahl von gemessenen Spurpunkten scheidet diese Methode aus. Dagegen haben sich in der Entwicklung von Spurrekonstruktionsverfahren zwei grundsätzliche Methoden herausgebildet, die zu guten Ergebnissen in Bezug auf Effizienz und Rechenzeit führen: lokale und globale Spurrekonstruktionsalgorithmen [Frü00].

4.1.1 Lokale Spurrekonstruktionsmethoden

Das Grundprinzip der lokalen Spurrekonstruktion beruht darauf, einzelne Spurkandidaten nacheinander zu behandeln. Für jeden Spurkandidaten wird ein Spurmodell entworfen, und weitere Raumpunkte werden je nach Kompatibilität mit diesem Modell zur Spur hinzugefügt. Daraufhin wird das Spurmodell mit diesem neuen Raumpunkt erneut berechnet und dadurch verfeinert. Ist eine Spur vollständig gefunden[1], und erfüllt sie alle Qualitätskriterien, werden die sie aufbauenden Punkte als zu dieser Spur

[1] Vollständig bedeutet, dass die Spur eine detektorabhängige, maximal mögliche Länge erreicht hat.

zugehörig markiert. Anschließend wird die Suche nach einem weiteren Spurkandidaten fortgesetzt.

Lokale Verfahren haben die Eigenschaft, dass sich ihre Ergebnisse mit der Reihenfolge der Abarbeitung der Raumpunkte verändern können. Je nachdem in welchem Detektorsegment (oder in welcher Richtung) mit der Spursuche begonnen wird, können im Extremfall manche Spuren gar nicht gefunden werden. Das liegt daran, dass die Möglichkeit, ob ein Raumpunkt einer Spur zugeordnet werden kann oder nicht, von der Extrapolation des bereits gefundenen Spursegments und damit von den schon zu dieser Spur zugeordneten Punkten abhängt. Allgemein ist die Vorgeschichte der Spursuche von Bedeutung. Ein entsprechend optimierter Algorithmus wird diesen Effekt allerdings minimieren.

Ein weiterer Nachteil der lokalen Spurrekonstruktion liegt in der benötigten Rechenzeit. Prinzipiell müssen alle Raumpunkte auf ihre Zugehörigkeit zum gerade betrachteten Spurkandidaten hin untersucht werden. Der Rechenaufwand ist aber bei weitem nicht so groß wie im vollständig kombinatorischen Fall, da die maximale Zahl von Punkten auf einer Spur als bekannt vorausgesetzt und damit die Suche nach Erreichen einer bestimmten Spurlänge vorzeitig abgebrochen werden kann. Auch werden meist diejenigen Raumpunkte, die einer Spur zugeordnet werden konnten, aus dem Punktensemble entfernt, so dass eine probeweise Zuordnung eines schon gefundenen Punktes zu einer neuen Spur nicht durchgeführt wird. Dennoch nimmt die Rechenzeit in Abhängigkeit von der Anzahl der gefundenen Raumpunkte N gemäß eines Potenzgesetzes zu ($\sim N^u$), da einer Spur immer mehrere Raumpunkte probeweise zugeordnet werden müssen, um den besten Kandidaten zu ermitteln. Ziel ist es, durch ein optimiertes Verfahren den Exponenten u in den Bereich von 1 zu bringen. In der Regel ist der Exponent aber größer als 2.

Mehrere lokale Verfahren finden in der Teilchenphysik Anwendung. Auf die Wichtigsten soll nun eingegangen werden.

Spurverfolgung *(Follow-Your-Nose)*

Die Methode, bei der ausgehend von einem Anfangsspurstück eine Spur schrittweise in eine Richtung erweitert wird, findet immer dann Anwendung, wenn in der bildlichen Darstellung der Raumpunkte Spuren auch mit dem bloßen Auge erkannt werden können. Ein Anfangsspurstück besteht aus einer kleinen Anzahl von Raumpunkten (bis zu 3 oder 4) und befindet sich in einem vom Kollisionspunkt möglichst weit entfernten Gebiet. Dort ist die Spurdichte im Mittel geringer, so dass Spuranfänge leichter gefunden werden können. Außerdem werden dadurch lange Spuren zuerst rekonstruiert. Ein Anfangsspurstück wird dann in Richtung des Vertex extrapoliert, und der der Extrapolation am nächsten kommende Raumpunkt wird als spurerweiternder Punkt an die Spur angefügt.

Die Zuverlässigkeit der Extrapolation steigt mit der Anzahl der bereits gefundenen Spurpunkte, so dass die Wahrscheinlichkeit falsche Raumpunkte zu einer Spur hinzuzufügen sinkt. Die Abhängigkeit der Rechenzeit von der Anzahl der Raumpunkte N liegt typischerweise zwischen N^1 und N^2.

Spursuche mit Pfadmodellen (*Track-Road*-Methode)

Ein weiteres Verfahren basiert nicht auf einer von einem schon gefundenen Spurstück ausgehenden Extrapolation, sondern benutzt die viel genauere Interpolation zwischen Raumpunkten in der vertexnächsten und -entferntesten Detektorebene. Im Fall von gekrümmten Spuren wird noch ein weiterer Raumpunkt in der Detektormitte hinzugenommen. Diese Interpolation definiert einen Pfad um eine mögliche Spur. Innerhalb dieses Pfades sollte sich dann bei einer guten Spur in jeder Detektorebene ein Raumpunkt befinden. Die optimale Breite des Pfades muss durch Monte-Carlo-Studien bestimmt werden. Das Verfahren findet besonders dann Anwendung, wenn eine Spur nur an sehr weit voneinader entfernten Punkten vermessen wird und/oder die Genauigkeit dieser Messungen nicht sehr hoch ist. Dann nämlich kann eine Extrapolation beliebig ungenau werden.

Die *Track-Road*-Methode ist in der Regel deutlich langsamer als die Spurverfolgung, da Pfade für alle Kombinationen von Raumpunkten aus der ersten und letzten Detektorebene errechnet werden müssen. Bei Spuren im Magnetfeld steigt die Anzahl der möglichen Kombinationen durch die Hinzunahme des weiteren Spurpunktes nochmals an. Üblicherweise ist die benötigte Rekonstruktionszeit daher proportional zu N^2 bis zu N^3, wenn N die Anzahl der Raumpunkte angibt.

Spurelementensuche

Diese Rekonstruktionsmethode beschränkt sich zunächst auf die Suche nach kurzen Spur(bruch)stücken, bestehend aus wenigen Raumpunkten, die mit einem einfachen Abstandskriterium gebildet werden. Diese Spurelemente, denen ein Ort und eine Richtung zugeordnet werden kann, werden dann in einem zweiten Schritt als Supercluster aufgefasst und an ihnen wird die Spurverfolgungsmethode angewandt. Der große Vorteil an diesem Vorgehen liegt in der geringen Rechenzeit, da für eine einzelne Spur niemals die Gesamtzahl der maximal möglichen Raumpunkte durchkombiniert werden muss, sondern sich die Kombinatorik auf die Anzahl der Supercluster beschränkt. Dieses Verfahren ist allerdings nur dann anwendbar, wenn die Konstruktion der Spurelemente in allen Detektorbereichen mit hoher Effizienz durchgeführt werden kann. Das ist in TPCs in Gebieten hoher Spurdichte oft nicht möglich. Daher findet die Methode meist nur dann Anwendnung, wenn einzelne, separat aufgebaute Detektoren zu einem Gesamtdetektor zur Spurmessung zusammengefasst werden.

4.1.2 Globale Algorithmen

Beim globalen Ansatz zu Spurrekonstruktion werden alle Spurkandidaten gleichzeitig und alle Raumpunkte gleich behandelt. Daher ist die Effizienz im Gegensatz zu lokalen Verfahren nicht von der Anordnung der Raumpunkte im Ensemble abhängig.

Globale Rekonstruktionsmethoden sind (mathematische) Transformationen, die auf die Menge der Raumpunkte angewandt werden. Punkte, die zu einer bestimmten Spur gehören, werden dadurch in einem neu erzeugten Parameterraum gehäuft abgebildet. Die Rechenzeit ist nur linear von der Anzahl der gefundenen Raumpunkte abhängig, so dass diese Verfahren zumindest *in puncto* Geschwindigkeit einen Vorteil gegenüber lokalen Methoden besitzen.

Ein spezielles globales Verfahren zur Spursuche ist die oben erwähnte vollständig kombinatorische Methode. Auch bei ihr werden alle Punkte gleich behandelt. Nachdem alle Kombinationen erzeugt worden sind, liegen alle Spurkandidaten gleichzeitig vor und die beste Kombination kann ausgewählt werden. Da sich das Verfahren aber in der benötigten Rechenzeit stark von den im Weiteren besprochenen Verfahren unterscheidet und bei den heute in der Hochenergiephysik üblichen Teilchenmultiplizitäten nicht mehr zur Anwedung kommt, wird die kombinatorische Suche meist nicht zu den globalen Verfahren gezählt.

Die Anzahl der zurzeit verwendeten globalen Algorithmen ist sehr groß. Da sie im weiteren Verlauf dieser Arbeit nur eine begrenzte Rolle spielen, soll nur exemplarisch auf einige Verfahren eingegangen werden.

Histogramm-Methode

Die Histogramm-Methode ist der Grundtyp aller globalen Spurrekonstruktionsalgorithmen, auf der alle Weiterentwicklungen aufbauen[2]. Bei ihr werden explizit n mathematische Transformationen auf die Ortskoordinaten der Raumpunkte angewandt. Anschließend wird jeder Raumpunkt in einem n-dimensionalen Histogramm dargestellt. Sind die Transformationen hinreichend an das Problem angepasst, bilden sich Raumpunkte einer Spur in Anhäufungen im Histogramm ab. Diese Einzelverteilungen müssen dann durch ein geeignetes Abstandskriterium getrennt werden.

Problematisch ist bei diesem Verfahren, dass Kreuzungspunkte zweier Teilchenspuren auch im transformierten Parameterraum an die gleiche Stelle abgebildet werden. Solche Fälle zweier sich schneidender Spuren sind daran zu erkennen, dass die Anzahl der Einträge pro Anhäufung für eine übliche Spur zu hoch ist. Die Trennung in Einzelspuren muss durch ein weiteres (oft von der globalen Methode abweichendes) Verfahren erreicht werden.

Vergleich mit Spurvorlagen *(Template Matching)*

Bei dieser Methode wird für jede mögliche Spur ein vorher berechnetes Spurmodell in einer Tabelle abgelegt. Allein daraus wird schon klar, dass die Anzahl der verschiedenen möglichen Spuren auf einige zehntausend beschränkt sein muss, damit ein binärer oder anders gearteter Vergleichsalgorithmus noch schnell genug eine Übereinstimmung finden kann. Heutzutage ist diese Bedingung nur noch bei sehr begrenzten Detektoreinheiten, selten jedoch bei typischen Schwerionenexperimenten erfüllt.

Normalerweise beschleunigt ein solcher Vergleich mit einer Tabelle von Spurvorlagen die Spurrekonstruktion um etwa den Faktor 3 [Bec84]; durch die Möglichkeit der Vektorisierung des Algorithmus kann die Rechenzeit nochmal auf 1/10 verkürzt werden.

---

[2] Die Histogramm-Methode kann ihrerseits als Spezialfall einer Hough-Transformation [Hou59] betrachtet werden, einer Methode die ursprünglich zur Auswertung von Blasenkammerbildern entwickelt wurde, mittlerweile aber generellen Einzug in die Bildverarbeitung gefunden hat [Käl94].

4.1.3 Vergleich lokaler mit globalen Rekonstruktionsmethoden

Während die globalen Verfahren auf den ersten Blick eleganter und vor allem effizienter erscheinen, haben die lokalen Algorithmen den Vorteil, dass sie durch relativ einfache Anpassungen ihrer Parameter auch dann noch erfolgreich arbeiten können, wenn systematische Fehler in der Ortsmessung der Raumpunkte eine globale Analyse nur noch schwer möglich machen. Generell gilt, dass eine globale Spurrekonstruktion nur dann sinnvoll eingesetzt werden kann, wenn das Verhalten und die Eigenschaften des Detektors sehr gut verstanden sind. Dies ist insbesondere in der Anfangsphase eines Experiments meist nicht der Fall, so dass zu Beginn oft mit einem lokalen Algorithmus gearbeitet wird. Wurden auf diese Weise die nötigen Erkenntnisse über die Eigenarten des Detektors gewonnen, kann anschließend problemloser zu einer globalen Prozedur übergegangen werden.

Auch machen es mittlerweile diverse mathematische und technische Verfahren möglich, in der Abhängigkeit N^u, die den Zusammenhang der Rechenzeit mit der Raumpunktanzahl N beschreibt, den Exponenten u in den Bereich von 1 zu bringen. Somit stehen die lokalen Algorithmen auch in Bezug auf die Rechengeschwindigkeit den globalen Methoden meist nicht mehr nach.

4.2 Die konforme Abbildung *(Conformal Mapping)*

Bei der mathematischen Transformation der konformen Abbildung handelt es sich im eigentlichen Sinn um eine Methode zur globalen Spurrekonstruktion, die in dieser Weise auch vielfach zur Anwendung gekommen ist (siehe z. B. [Dah79]). Eine leichte Abwandlung der Transformationsgleichungen macht sie aber auch für allgemeinere Fälle und insbesondere für die Beschleunigung von lokalen Algorithmen nutzbar.

4.2.1 Mathematische Betrachtungen

Ein Kreis oder Kreissegment in der Ebene mit dem Mittelpunkt (x_0, y_0), einem Radius r_0 und dem Anfangswinkel φ_0 wird in kartesischen Koordinaten durch die Gleichungen

$$x = x_0 + r_0 \cos(\varphi - \varphi_0), \quad y = y_0 + r_0 \sin(\varphi - \varphi_0) \tag{4.1}$$

beschrieben. Alternativ können auch die folgenden Gleichungen angeben werden, die für alle Punkte auf dem Kreis erfüllt sind:

$$r_0 = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}, \quad \varphi = \varphi_0 + \arctan\left(\frac{y - y_0}{x - x_0}\right). \tag{4.2}$$

Ziel der konformen Abbildung ist es, neue Koordinaten (x', y') zu erzeugen, in denen die Beziehungen Glg. 4.1 in einen linearen Zusammenhang übergehen. (Dabei müssen

x' und y' natürlich Funktionen der alten Koordinaten x und y sein.) Zusätzlich soll die Transformation ohne Kenntnis des Kreismittelpunkts auskommen. Dagegen wird ein beliebiger Punkt (x_t, y_t) auf dem Kreis als bekannt vorausgesetzt. Die geometrischen Verhältnisse sind in Abb. 4.2 dargestellt.

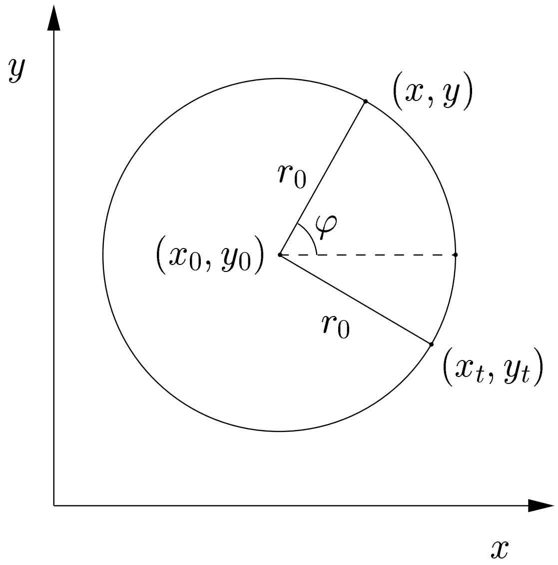

Abbildung 4.2 Erläuterung zur konformen Abbildung. Der Kreismittelpunkt liegt bei (x_0, y_0). (x, y) sei ein beliebiger Kreispunkt. Die Koordinaten eines Punktes (x_t, y_t) auf dem Kreis werden als bekannt vorausgesetzt.

Die Transformationsgleichungen lauten

$$x' = \frac{x - x_t}{r^2}, \quad y' = -\frac{y - y_t}{r^2} \qquad \text{mit} \quad r^2 = (x - x_t)^2 + (y - y_t)^2. \tag{4.3}$$

Konforme Abbildung

Dass die geforderte Linearität des Zusammenhangs $y'(x')$ erfüllt ist, folgt unter Berücksichtigung der beiden in Abb. 4.2 eingezeichneten Radien r_0, denn es gelten als zusätzliche Bedingungen

$$r_0^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \quad \text{und} \quad r_0^2 = (x_t - x_0)^2 + (y_t - y_0)^2,$$

die gleichgesetzt werden können:

$$x^2 + y^2 = 2x_0(x - x_t) + 2y_0(y - y_t) + x_t^2 + y_t^2.$$

Durch Ersetzen von

$$x^2 = (x - x_t)^2 + 2xx_t - x_t^2 \quad \text{und} \quad y^2 = (y - y_t)^2 + 2yy_t - y_t^2$$

und die Rücktransformation

$$x = x'r^2 + x_t, \quad y = -y'r^2 + y_t$$

folgt

$$(x - x_t)^2 + (y - y_t)^2 = 2r^2 \left[x'(x_0 - x_t) - y'(y_0 - y_t)\right]$$

bzw. mit der Definition von r^2 (Glg. 4.3)

Linearer Zusammenhang zwischen den Koordinaten der konformen Abbildung

$$y'(x') = \frac{x_0 - x_t}{y_0 - y_t} x' - \frac{1}{2(y_0 - y_t)} = m_{y'} x' + b_{y'}. \tag{4.4}$$

Die Linearität ist somit bewiesen. Für den Spezialfall, dass der bekannte Punkt des Kreises (x_t, y_t) mit dem Koordinatenursprung $(x = 0, y = 0)$ zusammenfällt (im Zusammenhang dieser Arbeit wären das Spuren vom Hauptvertex), vereinfacht sich die Abhängigkeit zu

$$y'(x') = \frac{x_0}{y_0} x' - \frac{1}{2y_0}. \tag{4.5}$$

In jedem Fall lässt sich aus der Steigung $m_{y'}$, dem Achsenabschnitt $b_{y'}$ und dem bekannten Kreispunkt (x_t, y_t) der Mittelpunkt des Kreises (x_0, y_0) bestimmen:

Bestimmung des Kreismittelpunktes aus Parametern der konformen Abbildung

$$x_0 = -\frac{m_{y'}}{2b_{y'}} + x_t, \qquad y_0 = y_t - \frac{1}{2b_{y'}}. \tag{4.6}$$

4.2.2 Mathematische Darstellung einer Teilchenbahn

Ein geladenes Teilchen bewegt sich in einem homogenen Magnetfeld auf einer Schraubenlinie (Helix). Unter der Annahme, dass sich das homogene Magnetfeld parallel zur z-Achse erstreckt, lässt sich diese Bewegung mathematisch durch folgendes Gleichungssytem beschreiben:

$$x = x_0 + r_0 \cos(\varphi - \varphi_0), \qquad y = y_0 + r_0 \sin(\varphi - \varphi_0), \qquad z = z_0 + h\varphi. \tag{4.7}$$

Die neu hinzugekommene Variable h bezeichnet den Hub der Helix (pro Winkeleinheit). Eine solche Schraubenlinie zerfällt in zwei Anteile: In x und y wird eine Kreisbewegung vollzogen; in z beschreibt Glg. 4.7 einen linearen Zusammenhang. Werden x und y gemäß Glg. 4.3 transformiert, kann die gesamte Schraubenlinie allein durch lineare Gleichungen dargestellt werden.

4.2.3 Abgrenzung zur globalen konformen Abbildung

Für die in der globalen Spurrekonstruktion verwendeten Form der konformen Abbildung wird von Glg. 4.5 ausgegangen. Nur im Fall, da alle Spuren als vom Hauptvertex stammende Primärspuren betrachtet werden, können tatsächlich alle Raumpunktkoordinaten der gleichen Transformation unterworfen werden. Durch Verwendung der allgemeinen Transformationsgleichungen gemäß Glg. 4.3 $(x_t, y_t \neq 0)$ und der daraus folgenden Glg. 4.4 können mit der Methode der konformen Abbildung aber auch Spuren von Sekundärteilchen gefunden werden. Ein direkter Vergleich der transformierten Koordinaten verschiedener Spuren ist dann allerdings nicht mehr möglich.

Die Transformation der x- und y-Koordinaten aller Raumpunkte zu Beginn der Spurrekonstruktion bringt auch für lokale Methoden den großen Vorteil, dass zur Bestimmung des Abstands eines Punktes zu einem Spurmodell nur mit linearen Gleichungen gearbeitet werden muss. Der für diese Arbeit entwickelte Algorithmus stellt daher eine Kombination aus globalen und lokalen Methoden dar: Es wird grundsätzlich eine lokale Methode nach Art der Spurverfolgung angewandt, wobei die Kombinatorik durch geeignete Optimierungen begrenzt wird. Eine weitere entscheidende Verkürzung der Rechenzeit wird durch die globale konforme Transformation der Raumpunkte erreicht. Die zwischenzeitlichen Spurmodelle existieren nicht in x und y, sondern im Raum der konformen Abbildung (also in x' und y'). Durch die sowieso lineare Abhängigkeit in z nach Glg. 4.7 ist die Spurdarstellung daher vollständig linear.

4.3 Programmablauf

Die Spurrekonstruktionssoftware ist in die STAR-Softwarekette (*Big Full Chain*, BFC) eingebettet. Diese ist in Untermodule (sog. Maker) aufgeteilt, von denen jedes eine spezielle Rekonstruktions- oder Analyseaufgabe übernimmt. Zum Beispiel wird die Suche nach Raumpunkten in der FTPC von dem Modul `StFtpcClusterMaker` durchgeführt; die Rekonstruktion der Teilchenspuren aus diesen Raumpunkten erledigt der `StFtpcTrackMaker`.

Wie die gesamte FTPC-Software ist auch der Track-Maker in C++ geschrieben. Dieser Maker ruft seine Unterklassen, von denen die wichtigste die Klasse zur schnellen Spurrekonstruktion ist. Diese wird als der „Conformal Mapper" bezeichnet.

Im Folgenden wird der Ablauf der gesamten Software `StFtpcTrackMaker` beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Sie ist vollständig in die ROOT-Software- und -Analyseumgebung [Bru96] eingebunden. Das Flussdiagramm ist in Abb. 4.3 dargestellt.

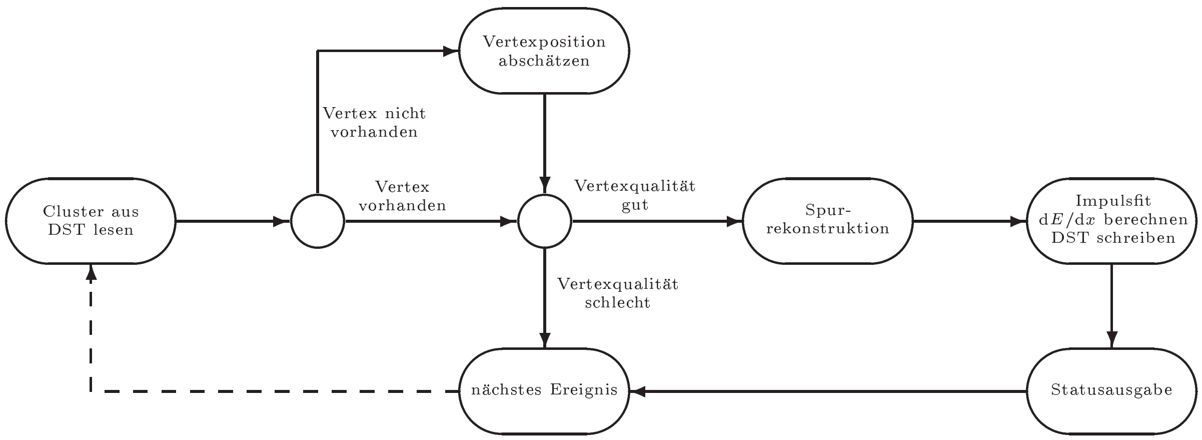

Abbildung 4.3 Flussdiagramm des Track-Makers.

4.3.1 Der Track-Maker

Zuerst werden die aus der Rekonstruktion der Raumpunkte (im Programmteil `StFtpc-ClusterMaker`) gewonnen Daten aus dem DST gelesen. Abhängig davon, ob zusätzlich eine Information über die Hauptvertexkoordinaten vorliegt, wird aus den Raumpunkten eine schnelle Abschätzung dieser Position gewonnen ([Hüm00], Abschnitt 4.2.1). Da die Qualität der Spurrekonstruktion im hier gewählten Verfahren entscheidend von der Position des Hauptvertex abhängt, und die beiden FTPCs symmetrisch zur Wechselwirkungszone angeordnet sind, können Ereignisse, bei denen der Vertex in z-Richtung zu weit von der Detektormitte entfernt ist, nicht rekonstruiert werden. Eine Abfrage stellt sicher, dass nur solche Ereignisse verarbeitet werden, bei denen dieser Abstand weniger als 100 cm beträgt. Bei mehr als 50 cm Abstand wird bereits eine Warnung ausgegeben, die Spurrekonstruktion aber dennoch durchgeführt. Grundsätzlich wird versucht, die Auswirkungen der sich von Ereignis zu Ereignis ändernden z-Position des Vertex zu minimieren, indem der mathematische Algorithmus mittels einer einfachen Verschiebung des (internen) Koordinatensystems auf den tatsächlichen Vertex ausgerichtet wird. Bei großer Asymmetrie wird allerdings die Effizienz der beiden FTPCs stark unterschiedlich, so dass bei solchen Ereignissen die Rekonstruktion zu Recht nicht vorgenommen wird.

Anschließend wird die Spurrekonstruktion durchgeführt. Darauf wird im nächsten Abschnitt im Detail eingegangen. Die Spurrekonstruktion selbst dient nur dazu, die durch den Clusterfinder rekonstruierten Raumpunkte zu Spuren zusammenzufassen. Die eigentliche Spuranpassung durch eine Helix und die daraus mögliche Berechnung des Impulses und die Bestimmung des spezifischen Energieverlusts geschehen in einem nachfolgenden Programmschritt.

Schließlich werden die gewonnenen Informationen in das DST geschrieben und eine Zusammenfassung von Statusmeldungen wird ausgegeben. Damit endet der *StFtpc-TrackMaker* und wird erst wieder beim nächsten Ereignis gerufen[3].

4.3.2 Die Spurrekonstruktion

Die Spurrekonstruktion selbst lässt sich grob in zwei Arbeitsschritte gliedern: die schnelle Spurrekonstruktion (die wegen der Verwendung der konformen Abbildung kurz Conformal Mapper genannt wird), und einige Zusatzfunktionen, die die durch die schnelle Rekonstruktion gewonnenen Spuren qualitativ überarbeiten. Zunächst soll der Fall betrachtet werden, dass nur nach Hauptvertexspuren gesucht wird. Zu jeder Spur kann dann als zusätzlicher Spurpunkt der Hauptvertex verwendet werden.

Die schnelle Rekonstruktion

Wie bei lokalen Verfahren üblich beginnt auch der hier verwendete Algorithmus mit der Spurrekonstruktion in Bereichen geringer Spurdichte. Das sind normalerweise die vom Hauptvertex weit entfernten Regionen des Detektors. Für den Fall der beiden

[3] Zwischenzeitlich werden natürlich andere Maker gestartet, die Messungen aus anderen Detektorkomponenten von STAR bearbeiten.

FTPCs bedeutet das, dass bei einer der beiden äußeren Padreihen und dort bei kleiner Pseudorapidität η begonnen wird. Da sich die beiden FTPCs in ihrer Akzeptanz nicht überlappen, kann jede FTPC für sich abgearbeitet werden.

Wie bereits erwähnt bringt die Methode der konformen Abbildung in Bezug auf die Rechenzeit einige Vorteile mit sich. Das Grundproblem der mit der Zahl der Raumpunkte quadratisch wachsenden Kombinationsmöglichkeiten bleibt aber bestehen. Um zu umgehen, dass an ein vorhandenes Spurstück jeder noch nicht benutzte Cluster probehalber angeschlossen wird, werden nur solche Cluster für den Test auf eine mögliche Spurerweiterung herangezogen, die zumindest grob in der extrapolierten Spurrichtung liegen. Dies wird erreicht, indem das Detektorvolumen in Segmente unterteilt wird. Diese Segmente werden durch die Padreihe[4] r, den um die Strahlachse rotierenden Winkel ϕ und die Pseudorapidität η parametrisiert bzw. durch die Zahlentripel (i_r, i_ϕ, i_η) indiziert.

In früheren Anwendungen dieses Verfahrens [Yep96] wurde mit r der Abstand eines Segments vom Koordinatenursprung (also in der Regel vom Hauptvertex) bezeichnet; r entsprach dann dem Radius in Kugelkoordinaten. Der Radius der Raumpunkte ist bei den beiden FTPCs aber bis auf geringe Abweichungen ($< 3\,\text{cm}$) durch den Abstand der Padreihen (in z-Richtung) vom Hauptvertex gegeben. Da der Abstand der Padreihen untereinander aber 8,5 cm bzw. 12,8 cm beträgt, überlappen sich die Radien der Raumpunkte von Padreihe zu Padreihe nicht (siehe Abb. 4.4). Außerdem wird davon ausgegangen, dass eine Teilchenspur nur einen Raumpunkt pro Padreihe hinterlässt. Daher ist es hier legitim, r mit der Padreihennummer zu identifizieren. Die Padreihen werden bei beiden FTPCs von innen nach außen, also in Richtung der auf die z-Achse projizierten Flugbahnen der produzierten Primärteilchen, durchgezählt. Mit einer Padreihenanzahl von je 10 pro FTPC ergeben sich 20 r-Segmente ($i_{r,\max} = 20$), wohingegen die Anzahl der Segmente in ϕ und η ($i_{\phi,\max}, i_{\eta,\max}$) frei gewählt werden kann. Die beiden letztgenannten Werte werden als Parameter an den Conformal Mapper übergeben.

Zu Beginn der Spurrekonstruktion (siehe Flussdiagramm Abb. 4.5) werden zuerst die $i_{r,\max} \times i_{\phi,\max} \times i_{\eta,\max}$ Volumensegmente erzeugt, und jeder vom Track-Maker an den Conformal Mapper übergebene Raumpunkt wird entsprechend seiner räumlichen Lage in das entsprechende Segment abgelegt[5].

Während die Raumpunkte in die Strukturen des Conformal Mappers umkopiert werden, werden jeweils ihre Koordinaten gemäß der konformen Abbildung berechnet. Dabei, wie auch bei der Bestimmung der Position der einzelnen Volumensegmente, wird das intrinsische Koordinatensystem des Conformal Mappers so gewählt, dass sein Ursprung mit dem (abgeschätzten oder von einem anderen STAR-Detektor gemessenen) Hauptvertex zusammenfällt. Das führt konsequenterweise dazu, dass die beiden FTPCs im Regelfall verschiedene Bereiche im Betrag der Pseudorapidität abdecken. Es ist sichergestellt, dass kein Raumpunkt aus dem Raster der Volumensegmente herausfallen kann, da die maximal und minimal möglichen Pseudorapiditätswerte für jedes Ereignis aus der bekannten Detektorposition berechnet werden.

[4] Das hier verwendete Symbol r für die Padreihe ist natürlich nicht mit dem in Abb. A.1 und Abschnitt 3.2 verwendeten r – dem Radius in Zylinderkoordinaten – identisch. Da in diesem Kapitel r nur mit der Bedeutung als Padreihenindex benutzt wird, besteht keine Verwechslungsgefahr.

[5] Die Pseudorapidität η ergibt sich dabei aus dem Polarwinkel des Raumpunktes (siehe Glg. A.4).

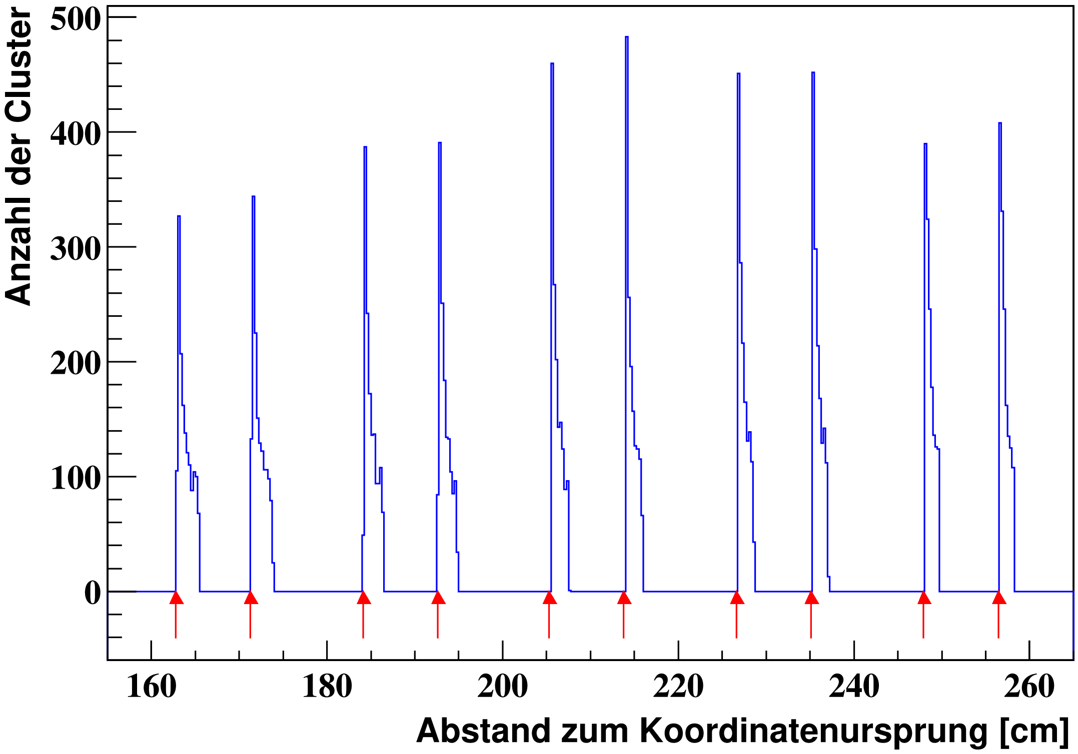

Abbildung 4.4 Clusterentfernung vom Koordinatenursprung. Aufgetragen ist der Abstand jedes gemessenen Raumpunktes eines mit HIJING simulierten Ereignisses zum Koordinatenursprung. Die Padreihenstruktur der beiden FTPCs ist deutlich zu erkennen. Die Position der Padreihen ist durch die Pfeile gegeben.

Nun beginnt die Hauptschleife, die sich aus 5 Unterschleifen zusammensetzt: eine Schleife über die beiden FTPCs, jeweils eine über die Segmentindizes i_r, i_ϕ und i_η und schließlich eine Schleife über die sich in einem Segment befindenden Raumpunkte. Die Raumpunkte werden dabei dahingehend überprüft, ob sie schon einer Spur zugeordnet wurden. Im gegenteiligen Fall wird versucht, mit dem Raumpunkt als Startpunkt eine neue Spur zu beginnen. Dazu wird zuerst eine neue Spur erzeugt, die nur aus diesem einen Raumpunkt besteht. Zu diesem Startpunkt S im Segment $(i_r^{\mathrm{S}}, i_\phi^{\mathrm{S}}, i_\eta^{\mathrm{S}})$ wird nun in einer inneren Schleife der nächste Nachbarpunkt N gesucht, der sich nur in einer Padreihe weiter auf den Hauptvertex zu und in benachbarten ϕ- und η-Segmenten befinden darf. Welche und wieviele benachbarte Subsegmente (j_r, j_ϕ, j_η) in r, ϕ und η abgesucht werden, ist über die Parameter R, Φ und E einstellbar:

Einschränkung der Subsegmente

$$
\begin{aligned}
i_r^{\mathrm{S}} - \mathrm{R} \leq j_r \leq i_r^{\mathrm{S}} - 1, \\
i_\phi^{\mathrm{S}} - \Phi \leq j_\phi \leq i_\phi^{\mathrm{S}} + \Phi, \\
i_\eta^{\mathrm{S}} - \mathrm{E} \leq j_\eta \leq i_\eta^{\mathrm{S}} + \mathrm{E}.
\end{aligned}
\tag{4.8}
$$

Im einfachsten Fall betragen die Werte für R, Φ und E gerade 1.

Anzumerken ist, dass in der Hauptschleife die Rekursion über die azimutalen Segmentindizes i_ϕ nicht wie alle anderen Schleifen der Reihe nach durchlaufen wird. Stattdessen werden abwechselnd Segmente mit geradem und mit ungeradem Segmentindex

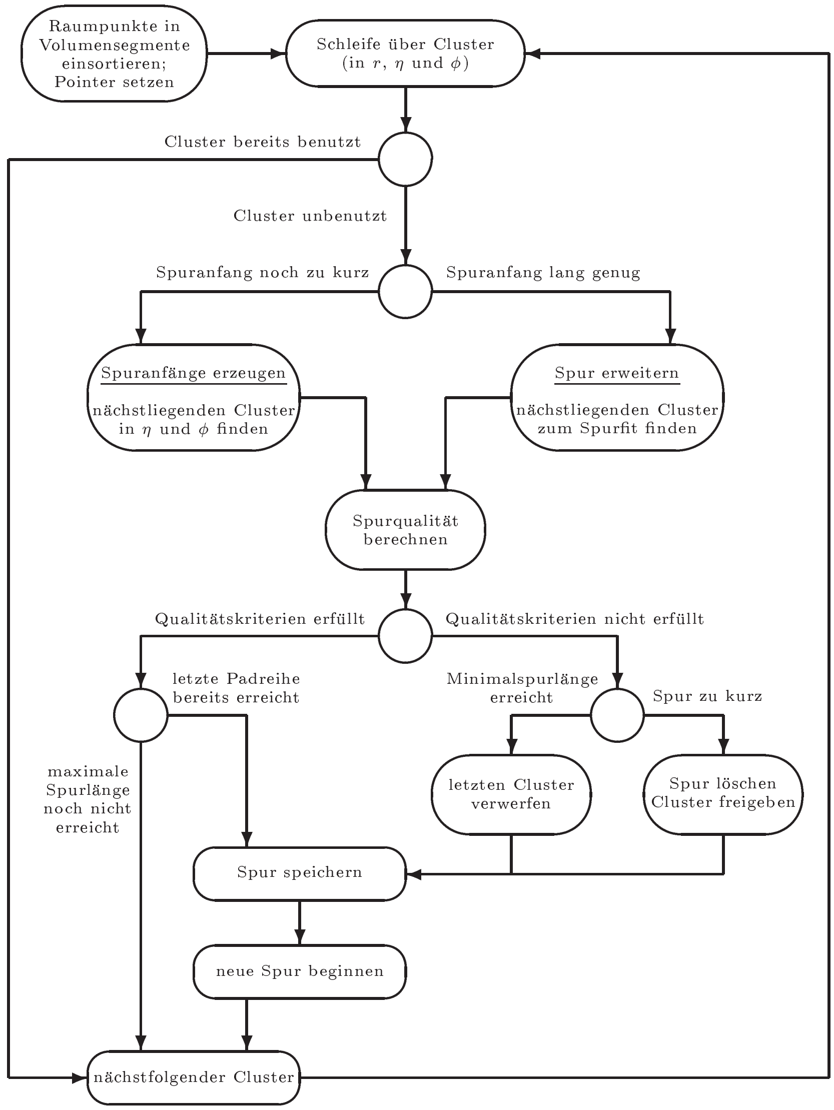

Abbildung 4.5 Flussdiagramm der schnellen Spurrekonstruktion.

betrachtet. Dabei werden diese beiden Gruppen von Segmenten gegenläufig abgearbeitet. Dieses kompliziert und künstlich wirkende Verfahren wurde nötig, da die zuerst benutzte Prozedur eine Asymmetrie von positiv zu negativ geladenen Teilchen zeigte. Eine sukzessive Abarbeitung aller ϕ-Segmente führte im nächsthöheren ϕ-Segment zu einer größeren Punktdichte als im vorhergehenden, aus dem in der Regel schon Punkte entfernt worden waren, da sie bereits Spuren zugeordnet werden konnten. Da die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit negativ mit der Punktdichte korreliert ist, führte das dazu, dass weniger Spuren mit einer Krümmung in positiver ϕ-Richtung gefunden wurden als in negativer. Negative und positive Krümmung unterscheiden aber gerade zwischen positiver und negativer Teilchenladung.

Der bis hier beschriebene Programmteil sorgt für die hohe Durchsatzgeschwindigkeit der Spurrekonstruktion, da überhaupt nur solche Punkte als potenzielle Erweiterungskandidaten betrachtet werden, die ungefähr in Richtung des Hauptvertex liegen. Die Einsortierung in die Segmente wird aber nur einmalig zu Beginn der Rekonstruktion vorgenommen, so dass die Information „in Richtung des Hauptvertex“ in den Indizes der Volumensegmente verschlüsselt ist.

In einer erneuten Schleife über alle Raumpunkte in dieser eingeschränkten Anzahl von Segmenten wird nun jeweils der Abstand zum bereits vorhandenen Spurstück ermittelt. Dabei ist es von der Anzahl der schon zu dieser Spur gefundenen Raumpunkte abhängig, wie der Abstand eines potenziellen Erweiterungspunktes zum Spurstück bestimmt wird:

- Ist die Spur noch relativ kurz (die voreingestellte und über einen Parameter kontrollierte Grenze liegt bei 3 Spurpunkten), handelt es sich also um ein sog. Tracklet, wird der Abstand a zum nächsten Nachbarn über die Formel

  Abstandskriterium bei der Tracklet-Suche

  $$a = |i_r^{\mathrm{S}} - i_r^{\mathrm{N}}| \cdot (|\phi^{\mathrm{S}} - \phi^{\mathrm{N}}| + |\eta^{\mathrm{S}} - \eta^{\mathrm{N}}|) \tag{4.9}$$

  bestimmt.

- Ab einer Anzahl von mindestens 3 Raumpunkten kann damit begonnen werden, den nächsten Nachbarn über die Koordinaten der konformen Abbildung der Raumpunkte zu bestimmen.[6] Das Abstandskriterium basiert hierbei auf dem rechtwinkligen, euklidischen Abstand der Erweiterungskandidaten zu den beiden Anpassungsgeraden $y'(x') = m_{y'}x' + b_{y'}$ (für die konforme Abbildung) und $l(z) = m_l z + b_l$ (für die Spurlänge l). Die Werte von $l(z)$ ergeben sich unter Verwendung der zuvor berechneten Werte von $m_{y'}$ und $b_{y'}$ gemäß dem aus Glg. 4.6 bekannten Zentrum der Helix. Die Parameter m_i und b_i (mit $i = y', l$) werden mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ermittelt.

Der nächste Nachbar ist nun derjenige Raumpunkt, der den geringsten Abstand zur schon vorhandenen Spur aufweist.

Im Fall der Erzeugung von Spuranfängen wird zunächst gar keine Qualitätskontrolle der erweiterten Spur vorgenommen, da ein sinnvoller Spurfit aufgrund der geringen Punktanzahl noch nicht möglich ist. Außerdem ist aus dem gewählten Kriterium Glg. 4.8 bekannt, dass die Tracklets zumindest in etwa auf den Hauptvertex ausgerichtet sind. Ein Auswahlkriterium wird erst dann angewandt, wenn das Tracklet die Maximalanzahl von Punkten erreicht hat. Es besteht darin, dass der Winkel zwischen den letzten drei Spurpunkten bestimmt wird, und einen bestimmten, einstellbaren Wert nicht überschreiten darf.

Dagegen muss bei der Erweiterung einer (echten) Spur mit mehr als 3 Punkten direkt die Qualität der neuen Spur überprüft werden. Das geschieht dadurch, dass ein maximaler Abstand zu den beiden Geraden der Spuranpassungen vorgegeben wird. Wird von einem Erweiterungspunkt (der ja schon der beste Kandidat aus den betrachteten Volumensegmenten ist) dieser maximale Abstand zu einer der beiden Anpassungen überschritten, wird dieser Punkt von der Spur entfernt. Die Spur wird als vollständig rekonstruiert betrachtet, d. h. die Rekonstruktion dieser Spur wird beendet.

[6] Eine Spur, die so viele Punkte besitzt, dass der nächste Nachbar mittels der konformen Abbildung bestimmt wird, wird im Gegensatz zum Tracklet als „Track“ oder als „(echte) Spur“ bezeichnet.

Bei der Bestimmung des nächsten Nachbarn einer Spur kann es zu Mehrdeutigkeiten kommen, da ein Raumpunkt möglicherweise nicht gleichzeitig der nächste Nachbar im Raum der konformen Abbildung und zu der Geraden, die sich aus dem Helixhub ergibt, ist. In einem solchen Fall werden die beiden konkurrierenden Erweiterungspunkte hinsichtlich ihrer Qualität verglichen. Dazu werden jeweils die beiden Abstände mit dem maximal erlaubten Abstand gewichtet und quadratisch addiert. Der Punkt mit dem kleineren Ergebnis wird zum neuen Spurpunkt, der andere wird wieder freigegeben.

Nachdem ein Punkt zu einer Spur oder zu einem Tracklet hinzugefügt wurde, agiert dieser nun als letzter Punkt der Spur, und es wird erneut nach dem nächsten Nachbarn gesucht. Diese Prozedur wiederholt sich so lange, bis entweder kein neuer Punkt mehr zu erwarten ist, da das Ende der FTPC erreicht ist, oder kein weiterer Nachbarpunkt gefunden wird, der die Qualitätskriterien erfüllt. Dann wird die Spur als abgeschlossen betrachtet und gespeichert bzw. im Fall eines Tracklets gelöscht (die Spurpunkte werden erneut freigegeben), da die Anzahl der Spurpunkte noch zu gering ist.

Ist die Rekonstruktion einer Spur beendet – wurde sie also entweder gespeichert oder verworfen – wird in der Hauptschleife fortgefahren. In der Regel bedeutet das, dass versucht wird, mit dem nächstfolgenden, möglichst weit außen liegenden Raumpunkt eine Spur zu beginnen. Das Verfahren wiederholt sich so lange, bis die Hauptschleife alle bisher noch nicht benutzten Raumpunkte als Spuranfänge ausprobiert hat, soweit dies sinnvoll erscheint. Wird nämlich eine Mindestspurlänge von üblicherweise 5 Raumpunkten verlangt, kann die Suche nach Spuranfängen in den je 4 hauptvertexnächsten Padreihen unterbleiben, da sie niemals eine Spur von ausreichender Länge ergeben würden.

Nach Beendigung der Hauptschleife liegt ein Satz Spuren und ein Satz von nichtbenutzten Raumpunkten vor. Anschließend wird versucht, den Spurensatz qualitativ aufzuwerten und eventuell weitere Spuren im Satz der Raumpunkte zu finden.

Rückwärtssuche nach Spurpunkten

Während des oben beschriebenen Verfahrens kann es vorkommen, dass ein Raumpunkt, der eigentlich einen Spuranfang darstellen soll, verworfen wird. Eine mögliche Ursache ist darin zu suchen, dass zwei Spuren a und b in der fraglichen Start-Padreihe sehr dicht beieinander liegen und zum Startpunkt P_a^1 der ersten Spur der zweite Punkt der zweiten Spur P_b^2 als nächster Nachbar nach Glg. 4.9 gefunden wird. Anschließend findet der Conformal Mapper aber weiter nur Punkte der zweiten Spur. In einem solchen Fall wird in der Regel der Spuranfang direkt verworfen, da er meist einen relativ großen Winkel einschließt. Die bisher gefundenen Punkte werden wieder freigegeben. Allerdings fährt die Hauptschleife nun mit dem nächstfolgenden unbenutzten Punkt fort; es kann also prinzipiell keine Spur mehr gefunden werden, die mit dem verworfenen ersten Spurpunkt der ersten Spur (P_a^1) anfängt. Im weiteren Verlauf wird die Spur a in den meisten Fällen aber dennoch rekonstruiert, nur dass ihr ein oder mehrere Raumpunkte zu Beginn (also vom Hauptvertex aus gesehen außen) fehlen.

Diese fehlenden Punkte sind den Spuren aber oft sehr leicht zuzuordnen, sobald die störenden, dicht danebenliegenden Spuren rekonstruiert und damit deren Punkte aus dem zur Verfügung stehenden Punktensemble entfernt worden sind. Dazu wird versucht, alle gefundenen Spuren nach außen hin zu erweitern. Das angewandte Verfahren entspricht exakt dem beschriebenen Algorithmus für die eigentliche Rekonstruktion, bis auf dass die Hauptschleife nun über alle Spuren läuft und die innere Schleife die Padreihen in umgekehrter Reihenfolge (von innen nach außen) abarbeitet. Die nächsten Nachbarn werden natürlich nach dem über die Koordinaten der konformen Abbildung gewonnenen Abstandskriterium bestimmt, da die Ausgangsspur ja per Konstruktion schon ausreichend Punkte besitzt, um als echte Spur bezeichnet zu werden.

Zusammenfügen zerbrochener Spuren

Teilweise kommt es vor, dass eine Spur nicht komplett, sondern als zwei (oder mehrere[7]) einzelne Spuren – also in Spurbruchstücken – gefunden wird. Diese sog. zerbrochenen Spuren *(Split Tracks)* wirken nach der Impulsrekonstruktion wie im Impulsraum stark korrelierte Teilchen. Daher ist es unbedingt nötig, die Einzelspuren dieser scheinbaren Spurpaare mit geringem Impulsunterschied zu einer einzigen Spur zusammenzufügen. Die Kriterien für zerbrochene Spuren sind dabei besonders streng zu wählen, da möglichst keine echte Teilchenkorrelation aus dem Spurensemble entfernt werden darf.

Üblicherweise werden in der physikalischen Analyse Korrelationen im Impulsraum untersucht. Daher werden zerbrochene Spuren lediglich über Kriterien, die den Ortsraum betreffen, charakterisiert. Zu diesem Zweck werden alle gefundenen Spuren untereinander kombiniert – es gibt also bei M gefundenen Spuren insgesamt $M \cdot (M-1)$ mögliche Spurkombinationen. Zu jedem dieser Paare werden die folgenden Parameter bestimmt:

- Anzahl der Padreihen, in denen beide Spuren einen Punkt besitzen: k.
- Mittlerer euklidischer Abstand $\langle d \rangle$ der extrapolierten Punkte in der ersten (1.) und der letzten (10.) Padreihe:

Mittlerer Spurabstand

$$\langle d \rangle = \sqrt{(\vec{r}_{P_a^1} - \vec{r}_{P_b^1})^2 + (\vec{r}_{P_a^{10}} - \vec{r}_{P_b^{10}})^2}. \tag{4.10}$$

- Verhältnis der Summe der gefundenen Spurpunkte zur Summe der maximal möglichen (potenziellen) Anzahl der Spurpunkte der beiden Spuren:

Punktverhältnis zum Erkennen zerbrochener Spuren

$$c = \frac{n_a + n_b}{n_a^{\text{pot}} + n_b^{\text{pot}}}. \tag{4.11}$$

Diese drei Größen werden für jedes Spurpaar mit strengen Schnitten verglichen. Nur wenn alle drei ermittelten Parameter innerhalb ihres zulässigen Bereichs liegen ($k \leq k_{\text{max}}$, $\langle d \rangle \leq \langle d \rangle_{\text{max}}$, $c_{\text{min}} \leq c \leq c_{\text{max}}$), werden die beiden Spuren zu einer Spur zusammengesetzt.

[7] Der Fall von mehr als zwei Spurbruchstücken scheidet (bisher) aus, da jeweils eine Mindestanzahl von 5 Spurpunkten gefordert wird, die maximale Punktanzahl aber bei 10 Punkten liegt. Sollten mehr als zwei Spurteile auftreten, sind diese schon in einer vorangehenden Programmphase als zu kurze Spuren verworfen worden.

Anzumerken ist, dass durch die zusätzliche Bedingung, dass alle Spuren mit weniger als 5 Spurpunkten verworfen werden, überhaupt nur solche Spurbruchstücke korrekt zusammengefügt werden, deren Mutterspur mit 10 Punkten genau in der Mitte zerbrochen worden ist.

Rekonstruktion von Spuren sekundärer Teilchen

Das komplette bis hier beschriebene Verfahren der schnellen Spurrekonstruktion kann in einem zweiten Durchlauf mit den noch nicht benutzten Raumpunkten unter Aufgabe der Bedingung, dass alle Spuren ihren Ursprung im Hauptvertex haben, wiederholt werden. Die Rekonstruktion einer einzelnen Spur dauert dann etwas länger, da auf das Ensemble der Raumpunkte nun nicht mehr eine globale Transformation nach Glg. 4.3 mit $(x_t, y_t) = (0, 0)$ angewandt werden kann. Vielmehr werden nun jeweils die x- und y-Koordinaten des ersten (ohne das Abstandskriterium der konformen Abbildung) gefundenen Spurpunkts P^1 zur Berechnung von x_t und y_t herangezogen. Die in den Subsegmenten vorhandenen und über die innere Schleife gefundenen Raumpunkte müssen nun mit ihren gestrichenen Koordinaten in den Raum der jeweiligen konformen Abbildung der zu erweiternden Spur transformiert werden, um den nächsten Nachbarpunkt bestimmen zu können. Dies bewirkt, dass ein einzelner Raumpunkt möglicherweise mehrmals einer Transformation unterworfen wird, was zusätzliche Rechenzeit kostet.

Die Option, sekundäre Spuren zu rekonstruieren, wird bei den FTPCs zurzeit nicht eingesetzt. Sollte ein Sekundärteilchen grob aus der Richtung des Hauptvertex kommen, wird es mit großer Wahrscheinlichkeit durch die Rekonstruktion von Hauptvertexspuren gefunden. Anhand eines Schnittes auf den euklidischen Abstand in der x-y-Ebene zum Hauptvertex wird entschieden, ob es sich um eine primäre oder sekundäre Spur handelt (siehe Abschnitt 4.4.5).

4.3.3 Berechnung der physikalischen Spurparameter

Nachdem die Spurrekonstruktion abgeschlossen ist, werden aus den zu Spuren zusammengefassten Raumpunkten die physikalischen Parameter der Spuren bestimmt. Dazu gehören der spezifische Energieverlust pro Spurlänge $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ und insbesondere der Teilchenimpuls $\vec{p}$ (für Details siehe [Hüm00], Abschnitt 4.3.2). Im Normalfall, bei dem neben der Rekonstruktion von Spuren in den FTPCs auch Spuren in der Haupt-TPC rekonstruiert werden, wird der Impuls zunächst ohne Hauptvertex rekonstruiert. Ist die Spurrekonstruktion in allen Subdetektoren abgeschlossen, kann die Vertexposition mit besserer Genauigkeit bestimmt werden, so dass dann in einer erneuten Anpassung innerhalb eines sog. Refitters der Impuls unter Zuhilfenahme dieses neu berechneten Hauptvertex ebenfalls mit größerer Genauigkeit bestimmt werden kann. Die Entscheidung, ob es sich bei einer bestimmten Spur um ein primäres oder sekundäres Teilchen handelt, wird erst zu diesem späteren Zeitpunkt endgültig getroffen.

Abschließend werden die Spuren als Ganzes, also mit all ihren Raumpunkten und den daraus gewonnenen physikalischen Informationen in das DST geschrieben. Eine Statusausgabe, die u. a. die Anzahl der gefundenen Spuren und der verwendeten Raumpunkte aufführt, beendet die Rekonstruktion eines Ereignisses in den FTPCs.

4.3.4 Rekonstruktion von Laserspuren

Die Rekonstruktion von Laserspuren bringt das Problem mit sich, dass die Spuren im Gegensatz zu geladenen Teilchenspuren selbst im Magnetfeld gerade sind. Durch die Anordnung der Spiegel, die den an einer FTPC ankommenden Laserstrahl in 15 Teilstrahlen aufspalten, verlaufen nur drei Strahlen annähernd so, wie eine normale Teilchenspur: Sie zeigen (grob) in Richtung des nominellen Hauptvertex (siehe Abschnitt 3.3.5). Dagegen verlaufen innerhalb einer FTPC 9 der Lasertrahlen nahezu parallel zum Strahlrohr; die restlichen drei Strahlen sind sogar in der vertexfernsten Padreihe dem Strahlrohr am nächsten. Sie scheinen also von einem Vertex außerhalb des STAR-Detektors zu kommen.

Offensichtlich kann der Großteil dieser Spuren nicht mit der oben beschriebenen Methode gefunden werden. Insbesondere kann keine globale konforme Transformation angewandt werden. Andererseits ist die Spurdichte mit 15 Spuren pro FTPC so gering, dass keine Gefahr besteht, einer Spur Raumpunkte einer anderen Spur zuzuordnen. Aus diesem Grund wird die Suche nach Laserspuren über die gesamte Spurlänge mit Hilfe des Abstandskriteriums Glg. 4.9 durchgeführt. Die Anzahl der Spurpunkte, bis zu der diese Suche nach Tracklets angewandt werden soll, wird deshalb auf 10 gesetzt. Entsprechend der Gegenläufigkeit der Spuren gegen die Segmentierung des Detektorvolumens müssen die Parameter R, Φ und E viel größer als im Normalfall gewählt werden. Vorläufig wurden diese auf $R = 3$, $\Phi = 2$ und $E = 15$ gesetzt. Insbesondere der Wert $E = 15$ macht das Lasertracking nach dieser Methode überhaupt erst möglich, wohingegen der Wert $R = 3$ das Überspringen von bis zu zwei Padreihen ohne gefundenen Spurpunkt erlaubt. Das wird bei diesen ausgedehnten Tracklets nötig, ist aber im Normalfall der Suche nach Teilchenspuren unangebracht, da dort zumindest die ersten drei Spurpunkte in aufeinanderfolgenden Padreihen liegen sollten, um nicht gleich zu Spurbeginn Qualitätseinbußen in Kauf nehmen zu müssen.

Diese Trackingmethode für Laserspuren wurde anhand simulierter, gerader Spuren getestet und schließlich auf die ersten Laserereignisse erfolgreich angewandt (siehe Abb. 3.11). Eine genaue Abstimmung der Parameter konnte aber noch nicht erfolgen, da die (offensichtlichen) Abweichungen von geraden Spuren aufgrund von Inhomogenitäten des Driftfeldes, Feldverzerrungen des Magnetfeldes und einer nicht abgeschlossenen Kalibrierung der Driftgeschwindigkeit bisher quantitativ nicht bestimmt werden konnten. Da die Laserereignisse mit ihren insgesamt 30 Spuren sehr übersichtlich sind, sind die Parameter aber sehr einfach „von Hand“ optimierbar.

4.4 Wahl der Parameter

Die in den vorangegangenen Abschnitten erwähnten möglichen Einstellungen der Parameter des Rekonstruktionsalgorithmus müssen so gewählt werden, dass einerseits jede mögliche Spur mit hoher Wahrscheinlichkeit richtig gefunden wird. Andererseits soll der insgesamt notwendige Zeitaufwand für die Rekonstruktion eines kompletten Ereignisses minimiert werden. Dazu müssen simulierte Ereignisse untersucht werden, bei denen die in einem Ereignis vorhandenen Spuren bekannt sind. Somit ist ein direkter Vergleich zwischen den rekonstruierten Spuren und den Eingangsspuren möglich.

Erste Messungen der Teilchenmultiplizitäten von Gold+Gold-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{NN}} = 56$ und 130 GeV des PHOBOS-Experiments [Bac00] legen nahe, dass das Modell HIJING [Gyu94] die bei Energien bis zu $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV zu erwartenden Multiplizitäten annähernd richtig beschreibt. Da die Effizienz jedes Spurrekonstruktionsprogramms stark von der Teilchenanzahl im Detektor abhängt, wurden die folgenden Untersuchungen an HIJING-Simulationen zentraler Au+Au-Stöße mit einer Strahlenergie von 100 GeV pro Nukleon ($\widehat{=}\ \sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) durchgeführt.

4.4.1 Vergleich zwischen rekonstruierten und simulierten Spuren

Die gemäß dem auf einem physikalischen Modell beruhenden Ereignisgenerator HIJING erzeugten Teilchen werden dabei mit Hilfe der Detektorsimulation GEANT [Gia93] durch die Geometrie des STAR-Detektors propagiert (Programmmodul GSTAR). Teilchen die die FTPCs erreichen, erzeugen in deren sensitiven Bereichen (innerhalb des Detektorvolumens und nur bei den z-Koordinaten der einzelnen Padreihen) sog. Hits. Diese werden durch den Fast-Simulator direkt in Raumpunktpositionen umkopiert. Der Slow-Simulator hingegen behandelt die Hits als tatsächliche Ladungswolken und propagiert sie durch das gegebene Drift- und Magnetfeld zu den Ausleseebenen (zum Ablauf siehe auch Abb. 4.1). Dennoch hält die wesentlich schnellere Simulation mit dem Fast-Simulator dem direkten Vergleich mit dem Slow-Simulator stand, da die durch das Umkopieren gewonnenen Koordinaten der Raumpunkte anschließend gemäß der aus dem Slow-Simulator gewonnenen Erkenntnisse verschmiert werden.

Zur Bestimmung der Qualität des Rekonstruktionsprogramms müssen die tatsächlich gefundenen Teilchenbahnen mit den durch die Simulation vorgegebenen Spuren verglichen werden. Für die hier vorgestellte Methode der schnellen Rekonstruktion mittels der konformen Abbildung wurde der sog. Track-Evaluator geschrieben, der diesen Vergleich vornimmt.

Dieses Programm nutzt die Tatsache, dass nach der Rekonstruktion der Raumpunkte mit dem Fast-Simulator für jeden gefundenen Raumpunkt noch die Information über den ihm zugrunde liegenden simulierten Punkt vorliegt. Würde die Raumpunktrekonstruktion mit dem Slow-Simulator vorgenommen, ginge diese zusätzliche Information verloren. Um solche Ereignisse dennoch mit den zugehörigen Simulationsereignissen zu vergleichen, muss erst wieder die Verbindung zwischen den simulierten und den rekonstruierten Raumpunkten hergestellt werden. Der dafür vorgesehene Association-Maker war aber zurzeit der Analyse noch nicht einsatzbereit. Daher wurden die Raumpunkte in allen hier gezeigten Ergebnissen mit dem Fast-Simulator rekonstruiert.

Ein technisches Problem ergibt sich aus der Tatsache, dass der Track-Evaluator auf die Daten des Fast-Simulators zurückgreift: Im Stadium der Simulation werden die FTPCs als azimutalsymmetrisch angenommen! Die dagegen gänzlich fehlende Akzeptanz in den jeweils 6 Bereichen der Sektorgrenzen führt dazu, dass in der auf Raumpunkten des Fast-Simulators beruhenden Effizienzanalyse die maximal mögliche Effizienz bei etwa 92 % liegt ([Hüm00], Seite 66). Der Effekt kommt insbesondere deshalb zum Tragen, da Spuren in den FTPCs aufgrund ihres hohen Longitudinalimpulses von ihrem ersten bis zu ihrem letzten Punkt nur einen kleinen Winkel in ϕ überstreichen. Von Spuren, die in den Bereich der Sektorgrenzen fallen, wird daher mit großer Wahrscheinlichkeit gar kein Punkt gefunden.

Definitionen

Jeder gefundenen Spur kann anhand ihrer Punkte die jeweilige Mutterspur zugeordnet werden. Dabei wird als Mutterspur diejenige simulierte Spur bezeichnet, von der die rekonstruierte Spur die meisten Raumpunkte besitzt. Die Mutterspuren (also die simulierten Spuren), wie auch die gefundenen Spuren teilen sich in Gruppen unterschiedlicher Spurqualität:

- **gute Mutterspuren:**
  simulierte Spuren, die weder von Elektronen, Positronen noch Photonen stammen, vom Hauptvertex kommen und 5 bis 10 Punkte in einer der FTPCs hinterlassen haben;
- **gefundene Hauptvertex-Spuren:**
  gefundene Spuren, die vom Hauptvertex zu kommen scheinen;
- **reine Spuren:**
  gefundene Spuren, die nur aus Punkten einer einzigen Mutterspur bestehen;
- **unreine Spuren:**
  gefundene Spuren, die aus Punkten mehrerer Mutterspuren bestehen;
- **gut gefundene Spuren:**
  reine gefundene Spuren, denen eine gute Mutterspur zugeordnet ist und die vom Hauptvertex zu kommen scheinen;
- **gut erscheinende Spuren:**
  gefundenen Spuren, die vom Hauptvertex zu kommen scheinen, obwohl sie unrein sind oder ihre Mutterspur die Kriterien für eine gute Mutterspur nicht erfüllt;
- **zerbrochene Spuren:**
  gefundene Spuren, denen eine Mutterspur zugeordnet wurde, die auch zu einer anderen Spur assoziiert ist;
- **zerbrochene Hauptvertex-Spuren:**
  gefundene Spuren, die vom Hauptvertex zu kommen scheinen und denen eine Mutterspur zugeordnet wurde, die auch zu einer anderen Spur assoziiert ist;
- **gute zerbrochene Spuren:**
  gute gefundene Spuren, denen eine Mutterspur zugeordnet wurde, die auch zu einer anderen Spur assoziiert ist;
- **zerbrochene gut erscheinende Spuren:**
  gut erscheinende Spuren, denen eine Mutterspur zugeordnet wurde, die auch zu einer anderen Spur assoziiert ist.

Damit ergeben sich die Effizienz des Rekonstruktionsprogramms sowie die Kontamination der gefundenen Spuren wie folgt:

$$\text{Effizienz} = \frac{\#\,\text{gute gefundene} - \#\,\text{gute zerbrochene Spuren}}{\#\,\text{gute Mutterspuren}},$$

Definition von Effizienz und Kontamination

$$\text{Kontamination} = \frac{\#\,\text{gut erscheinende} - \#\,\text{zerbrochene gut erscheinende Spuren}}{\#\,\text{gefundene} - \#\,\text{zerbrochene Hauptvertex-Spuren}}.$$

In beiden Fällen wird die Anzahl der jeweiligen zerbrochenen Spuren abgezogen, um die Effizienz bzw. die Kontamination nicht durch doppelt[8] gezählte zerbrochene Spuren zu verfälschen.

4.4.2 Laufzeitoptimierung

Die insgesamt benötigte Zeit für die Rekonstruktion eines kompletten Ereignisses setzt sich entsprechend der einzelnen Programmschritte aus 5 Werten zusammen:

1. **Initialisierung:**
   Speicherzuweisung für das gesamte Programmmodul, Umkopieren der Raumpunkte, Berechnung ihrer Koordinaten im Raum der globalen konformen Abbildung, Anlegen der Volumensegmente, Einsortieren der Raumpunkte in die Volumensegmente;

2. **schnelle Rekonstruktion:**
   eigentliche Spurrekonstruktion gemäß dem in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen Verfahren;

3. **Rückwärtsextrapolation:**
   Versuch, alle Spuren in die Richtung vom Hauptvertex weg zu extrapolieren, um zusätzliche (bisher nicht zugewiesene) Raumpunkte aufzusammeln;

4. **Zusammenfügen zerbrochener Spuren:**
   Paarkombination sämtlicher Spuren untereinander mit dem Ziel, zerbrochene Spuren zu finden und zusammenzufügen;

5. **Impulsrekonstruktion, Berechnung des dE/dx, Speichern aller Spuren:**
   Bestimmung der physikalischen Parameter der Spuren und Sicherung der Ergebnisse.

Alle im folgenden dargestellten Ergebnisse wurden auf einem handelsüblichen Pentium III Prozessor mit einer Taktfrequenz von 930 MHz erzielt.

[8] Dabei wird davon ausgegangen, dass Spuren maximal in zwei Teile zerbrochen werden. Mehr Bruchstücke können bei den derzeitigen Einstellungen der Parameter auch nicht auftreten.

Die Initialisierungsphase

Der zeitkritische Abschnitt während der Initialisierungsphase ist das Erzeugen der Volumensegmente, in die anschließend die Raumpunkte einsortiert werden. Abhängig von der gewählten Unterteilung in ϕ- und η-Segmente kann die Gesamtzahl der Volumensegmente (bei fester Anzahl der r-Segmente: $i_{r,\max} = 20$) durchaus im Bereich von einigen zehn- bis zu einigen hunderttausend schwanken. Dementsprechend variiert der Zeitverbrauch zum Erzeugen dieser Segmente ebenfalls etwa um den Faktor 10. In Abb. 4.6 ist der Zusammenhang zwischen der Initialisierungszeit und der Anzahl der Volumensegmente grafisch dargestellt. Dazu wurde jeweils dasselbe Ereignis in sukzessiven Durchläufen bei abwechselnder Variation der Anzahl der ϕ- und η-Segmente einsortiert. Der (erwartete) lineare Zusammenhang ist deutlich zu erkennen. Zu beachten ist, dass der erste Eintrag nicht bei einer Gesamtanzahl der Volumensegmente von 0, sondern bereits bei $i_{r,\max} \times i_{\phi,\max} \times i_{\eta,\max} = 20 \times 1 \times 50 = 1\,000$ liegt. Aus dem Ordinatenabschnitt lässt sich die benötigte Zeit zur allgemeinen Speicherallokierung, dem Einsortieren und Umkopieren der Cluster und der Berechnung der globalen Koordinaten im Raum der konformen Abbildung auf etwa 0,1 s abschätzen.

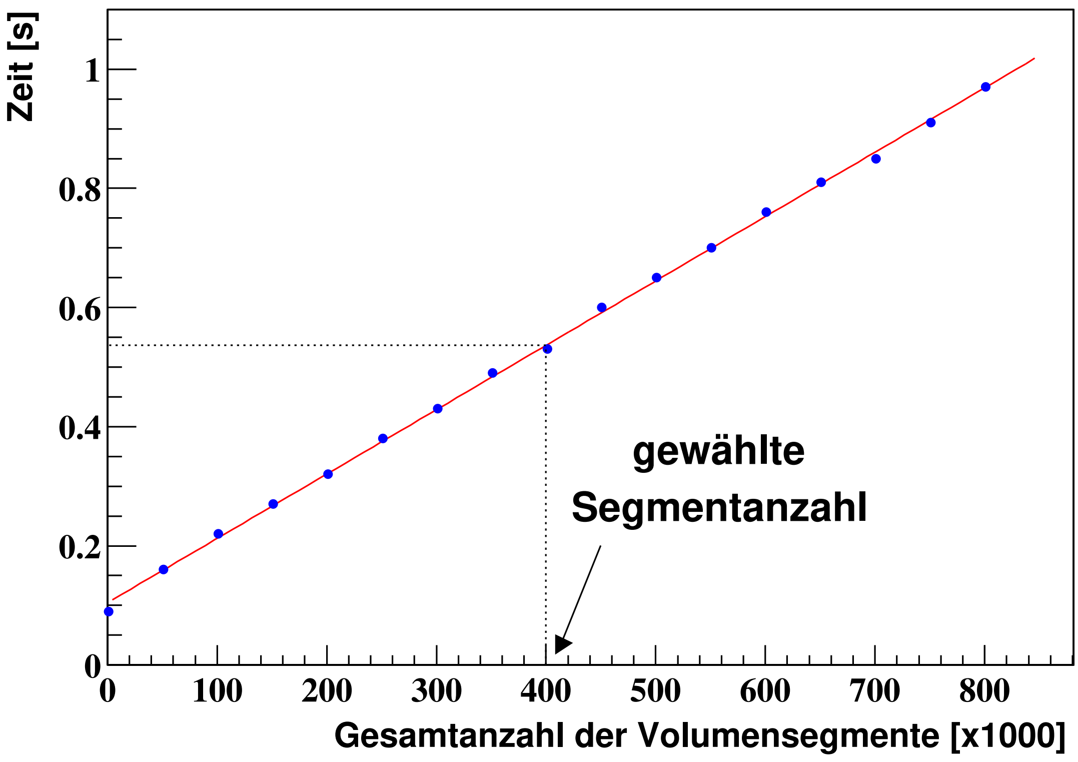

Abbildung 4.6 Initialisierungszeit in Abhängigkeit von der Anzahl der Volumensegmente. Die schließlich gewählte Segmentanzahl und der zugehörige Zeitverbrauch ist durch die gepunktete Linie angegeben (Rechenzeiten eines Pentium III Prozessors, Taktfrequenz 930 MHz).

Wichtiger als die bloße Laufzeit ist aber, ob es durch die unterschiedlich feinen Unterteilungen zu Einbußen in der Effizienz oder zu einer erhöhten Kontamination der Ereignisse kommt. Aus Abb. 4.7 ist zu erkennen, dass sowohl die Effizienz als auch die Kontamination als Funktion der Anzahl der Volumensegmente unter Berücksichtigung

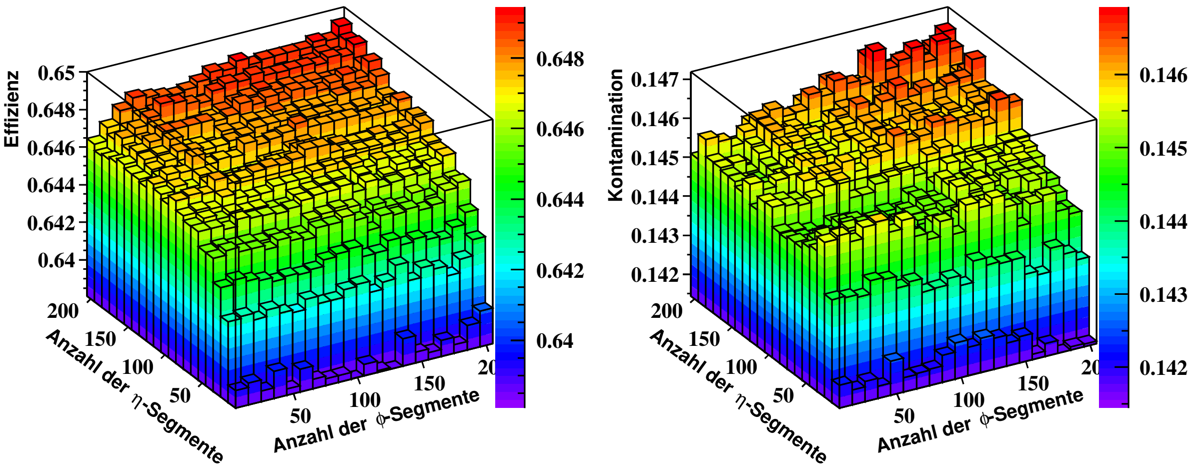

Abbildung 4.7 Effizienz und Kontamination in Abhängigkeit von der Anzahl der Segmente in der Pseudorapidität η und dem Azimuthwinkel ϕ. Jeder Balken enthält die gemittelten Ergebnisse von 50 HIJING-Ereignissen.

der feinen Unterteilung der z-Achse über weite Bereiche nahezu konstant sind. Obwohl sich geringere Anzahlen von η-Segmenten offensichtlich stärker auswirken als geringe Unterteilungen in ϕ, existiert oberhalb von $i_{\eta,\max} = 100$ sowohl in der Effizienz als auch in der Kontamination ein annäherndes Plateau, welches zu hohen Werten von $i_{\phi,\max}$ nur noch leicht ansteigt. Deshalb wurde die tatsächliche Unterteilung in diesem Bereich gewählt: $i_{\phi,\max} = 100$, $i_{\eta,\max} = 200$. Festzuhalten bleibt, dass durch die gewählte Segmentierung praktisch keine Einbußen in der Effizienz in Kauf genommen werden mussten.

Schnelle Spurrekonstruktion

Neben der Messung der absoluten, für die schnelle Spurrekonstruktion benötigten Rechenzeit interessiert vor allen Dingen die Abhängigkeit von der Anzahl der gefundenen Raumpunkte. Wie in Abschnitt 4.1.1 dargestellt, wird durch den geschickten Einsatz lokaler Verfahren versucht, den Exponenten des erwarteten Potenzgesetzes in die Nähe von 1 zu bringen. Um diesen Exponenten experimentell zu bestimmen, wurden Ereignisse mit einer vorgegebenen Anzahl von Teilchenspuren erzeugt. Dementsprechend war die Anzahl der gefundenen Raumpunkte bekannt. Die einzelnen Ereignisse wurden rekonstruiert, und der Zeitverbrauch wurde in Abhängigkeit von der Anzahl der Raumpunkte bzw. von der Anzahl der Spuren in Histogramme aufgetragen. In Abb. 4.8 ist der fast perfekte lineare Zusammenhang zwischen der Spuranzahl und der Rekonstruktionszeit zu erkennen. Die Abhängigkeit der Rechenzeit von der Anzahl der Raumpunkte weicht dagegen in Bereichen kleiner Punktanzahl geringfügig, bei hohen Anzahlen aber doch deutlich von der Linearität ab. Anzumerken ist, dass im Experiment Ereignisse mit etwa zehn- bis zwanzigtausend Raumpunkten erwartet werden. Eine Anpassung einer Funktion des Typs $f(s,t,u) = s + t \cdot N^u$ (mit N = Anzahl der Raumpunkte und den Anpassungsparametern s, t und u) ergab einen Exponenten von $u = 1{,}18$. Der Exponent liegt also tatsächlich nahe 1, was die erfolgreiche Implementierung eines lokalen Algorithmus mit Laufzeitoptimierung unterstreicht.

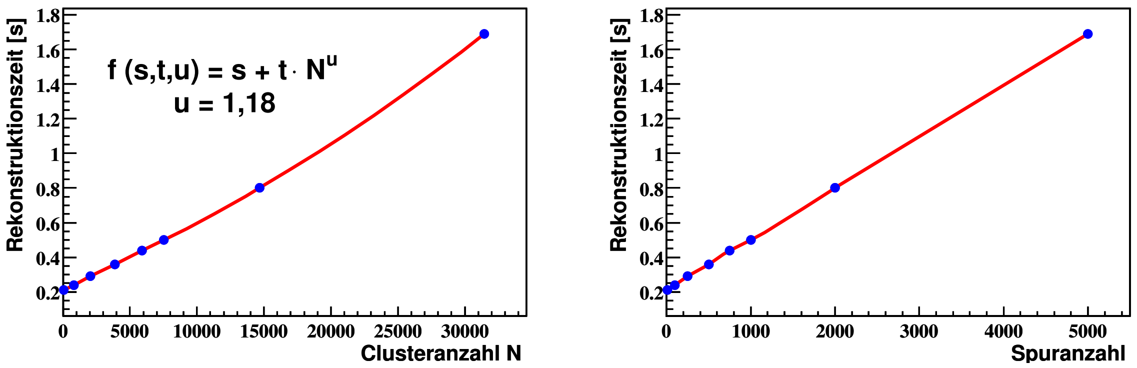

Abbildung 4.8 Abhängigkeit der Rekonstruktionszeit von der Anzahl der Raumpunkte und der Spuranzahl. Während die Rekonstruktionszeit linear mit der Anzahl der (simulierten) Spuren wächst, folgt die Abhängigkeit der Laufzeit von der Anzahl der Raumpunkte einem Potenzgesetz. Die absoluten Rekonstruktionszeiten sind mittlerweile aufgrund schnellerer Computer und eines optimierten Compiliervorgangs überholt. Die Untersuchungen konnten jedoch nicht noch einmal wiederholt werden, da inzwischen das Datenformat der simulierten Ereignisse geändert worden war. Der ermittelte Exponent ist aber nach wie vor korrekt, da der Rekonstruktionsalgorithmus nicht verändert wurde und die Erhöhung der Taktfrequenz lediglich in die Parameter s und t eingeht.

Rückextrapolation und Verbinden zerbrochener Spuren

Die Rückextrapolation gefundener Spuren zur Erweiterung um einen oder mehrere Spurpunkte nimmt erwartungsgemäß nur sehr wenig Zeit in Anspruch. Das liegt hauptsächlich daran, dass die Wahrscheinlichkeit, den/die ersten Spurpunkt(e) nicht zu finden, sehr gering ist. Sollte eine Spur potenziell erweiterbar sein, werden selbstverständlich nur solche Raumpunkte herangezogen, die nicht schon anderen Spuren zugeordnet wurden. Die Anzahl der Kombinationsmöglichkeiten ist also sehr begrenzt. Dadurch liegt die im Mittel für die Rückextrapolation benötigte Rechenzeit im Bereich von 0,02 s.

Die Zeit zum Auffinden und Verbinden zerbrochener Spuren konnte durch geschickte Anordnung der Entscheidungskriterien drastisch reduziert werden. Die beiden Bitmuster, die die Verteilung der Raumpunkte jeder Spur über die Padreihen beschreiben, können sehr schnell verglichen werden. Nur wenn sich zwei Spuren nicht überlappen, wird ihr mittlerer Abstand in der ersten und letzten Padreihe berechnet. Dadurch war es möglich, das Auffinden und Zusammenfügen zerbrochener Spuren im Mittel in weniger als 0,02 s zu erledigen.

Impuls- und dE/dx-Messung; Speichern der Spuren

Da die Routinen zur Impulsrekonstruktion, zur Bestimmung des spezifischen Energieverlusts pro Wegstrecke und zum Speichern der einzelnen Spuren bereits vorhanden waren und nahezu unverändert übernommen wurden, konnte eine Beschleunigung einzig in der Anordnung der Abarbeitung der einzelnen Schritte erreicht werden. Im Gegensatz zu früher wird jetzt für jede Spur in einem Arbeitsschritt der Impuls und das dE/dx berechnet – anschließend wird sie direkt gespeichert. Somit entfällt das vorher benutzte, umständliche Verfahren, in dem alle Spuren dreimal der Reihe nach durchlaufen wurden. Die Rechenzeit beträgt nun im Mittel 0,59 s pro Ereignis.

Gesamtlaufzeit

In Abb. 4.9 sind die Verteilungen der Laufzeiten der einzelnen Programmschritte zusammenfassend dargestellt. Die Einträge für die Rückextrapolation sowie das Zusammenfügen zerbrochener Spuren wurden nicht abgebildet, da sie in der gewählten Unterteilung der Abszisse nahezu mit der Ordinate zusammenfallen (jeweils 0,018 s). Die mittlere für die gesamte Rekonstruktion benötigte Rechenzeit beträgt 1,57 s und ist daher (nach Abgleich mit der mittlerweile höheren Rechenleistung handelsüblicher PCs) etwa 5–8-mal so schnell wie das zuvor verwendete Programm [Kon97]. Dabei werden für die eigentliche schnelle Spurrekonstruktion ohne Zusatzfunktionen im Mittel nur 0,39 s pro Ereignis benötigt.

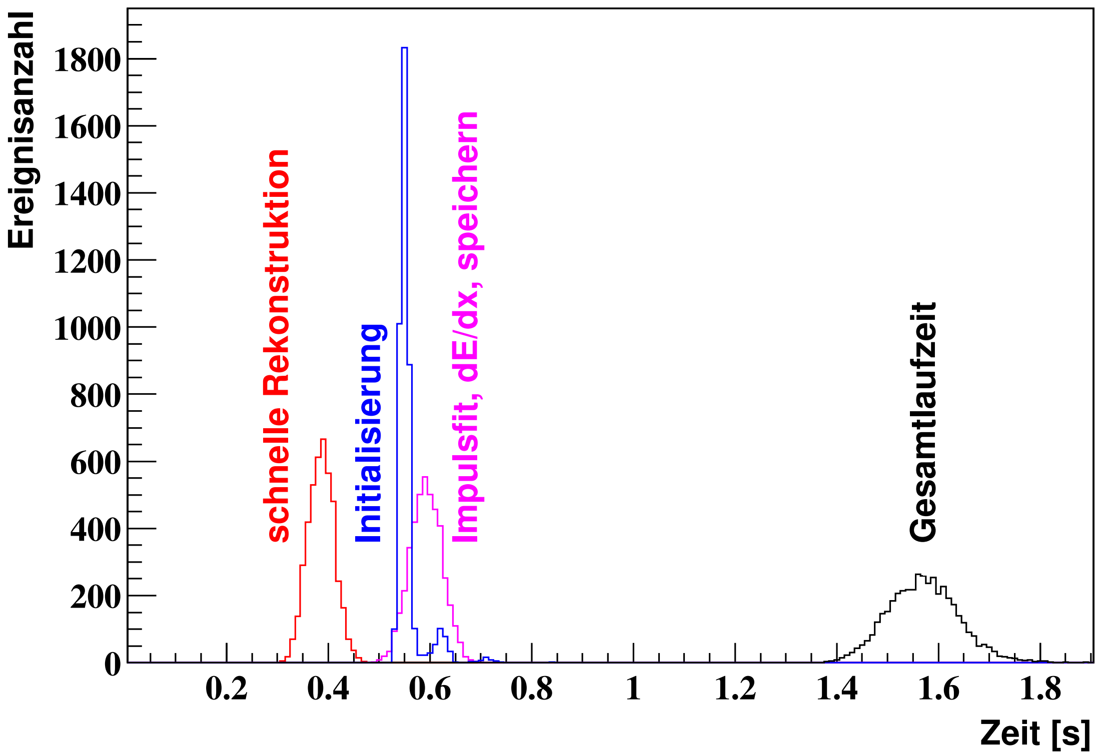

Abbildung 4.9 Verteilungen der Laufzeiten der Einzelkomponenten des Spurrekonstruktionsmoduls für 4 327 mit HIJING simulierte Ereignisse. Die mittlere Anzahl der pro Ereignis gefundenen Spuren liegt bei 798. (Rechenzeiten eines Pentium III Prozessors mit 930 MHz Taktfrequenz.)

4.4.3 Parameter der schnellen Spurrekonstruktion

Die einstellbaren Größen des Rekonstruktionsalgorithmus unterteilen sich in technische und physikalische Parameter. Unter technischen Parametern verstehen sich solche Kenngrößen, die zwar für den Ablauf der Rekonstruktion von Bedeutung sind, aber keinen Einfluss auf die Qualität der gefundenen Spuren haben (sollten). In dem hier dargestellten Fall sind das die Anzahlen der nach neuen Spurpunkten abzusuchenden Untersegmente in Padreihe r, Azimuthwinkel ϕ und Pseudorapidität η: R, Φ und E (siehe Glg. 4.8).

Die Werte Φ und E werden bei der Suche nach Hauptvertex-Spuren beide auf 1 gesetzt. Höhere Werte sind nicht notwendig, da die Anzahl der Segmente bereits so gewählt wurde, dass es zu keinen Einbußen in der Effizienz und nur zu einer mäßigen Kontamination kommt. Für die (bisher nicht betrachtete) Suche nach Nicht-Hauptvertex-Spuren müssen diese Parameter aber sicher verändert werden. Laserspuren können dagegen nur dann gefunden werden, wenn der Wert von E drastisch erhöht wird, da diese Spuren von Punkt zu Punkt meistens mehrere η-Segmente überspringen. Erste Testläufe legen einen Wert von $\mathrm{E} = 15$ nahe.

Die Anzahl der abzusuchenden r-Segmente R hat wegen der fixen Anzahl von Padreihen-Segmenten eine besondere Stellung, die sich auch schon in der Asymmetrie der verwendeten Grenzen $i_r^{\mathrm{S}} - \mathrm{R} \leq j_r \leq i_r^{\mathrm{S}} - 1$ (Glg. 4.8) zeigt: Neue Spurpunkte werden immer nur von außen nach innen gesucht. Eine Einstellung von $\mathrm{R} > 1$ – wie sie mit $\mathrm{R} = 2$ zurzeit vorgenommen wird – bewirkt, dass zunächst nur in der nächstinneren Padreihe nach einem geeigneten spurerweiternden Punkt gesucht wird. Nur wenn dort unter Einbeziehung der ϕ- und η-Segmente kein Punkt gefunden wird, der die Qualitätskriterien erfüllt, wird die Suche auf die nächste Padreihe ausgedehnt. Punkte in spurnahen Padreihen sind also gegenüber weiter entfernten bevorzugt. Ein Parameter $\mathrm{R} > 1$ macht Sinn, um eine Spur auch bei einem fehlenden Punkt fortsetzen zu können. Es können also Spurlücken von bis zu $\mathrm{R} - 1$ Spurpunkten überbrückt werden. Da Tracklets im Gegensatz zu den längeren Spuren nur aus wenigen Punkten bestehen, ist bei ihnen das Überspringen einzelner Padreihen unerwünscht. Daher kann der R-Parameter für Tracklets und Tracks unabhängig voneinander eingestellt werden und wurde für Tracklets auf 1 gesetzt.

Des Weiteren ist – wie bereits erwähnt – die maximale Anzahl von Spurpunkten, bis zu der die Suche mit dem Abstandskriterium Glg. 4.9 durchgeführt wird, und die minimale Anzahl von erforderlichen Punkten für eine Spur einstellbar. Diese Werte wurden auf 3 bzw. 5 gesetzt, da ab drei Punkten mit der Anpassung einer Helix begonnen werden kann, die Qualität der Impulsbestimmung aber erst ab 5 Stützstellen ausreichend ist.

Die physikalischen Parameter der schnellen Spurrekonstruktion unterziehen jeden potenziellen neuen Spurpunkt einer Qualitätskontrolle. Dazu wird ab einer Länge von 3 Punkten sowohl für Tracklets als auch für Tracks der Winkel zwischen der Verbindungsgeraden des neuen und des letzten gefundenen Spurpunktes und der Verbindungsgeraden zwischen den letzten beiden gefundenen Spurpunkten berechnet. Liegt dieser Winkel über dem durch einen Parameter vorgegebenen Wert, wird der neue Spurpunkt verworfen. Dieser Parameter kann für Tracklets und Tracks unterschiedlich gesetzt werden, wovon bisher aber kein Gebrauch gemacht wurde.

Die anderen beiden physikalischen Parameter nutzen die durch die konforme Abbildung gewonnene Vereinfachung der (angenäherten) Kreisbewegungen der Spuren in der x-y-Ebene aus. Für jede Spur werden bei jeder Hinzunahme eines neuen Punktes die Anpassungsgerade $y'(x')$ und der lineare Zusammenhang $l(z)$ zwischen Spurlänge l und z-Koordinate der Helix berechnet. Für einen potenziellen neuen Spurpunkt wird der euklidische Abstand zu den beiden Anpassungsgeraden bestimmt. Überschreitet einer dieser Abstände die vorgegebenen Grenzwerte, wird der Spurpunkt ebenfalls verworfen.

Für die letzten drei beschriebenen physikalischen Qualitätsparameter mussten passende Werte durch Untersuchungen an simulierten Ereignissen gefunden werden. Diese Berechungen waren sehr aufwendig, da alle drei Parameter getrennt voneinander „durchgefahren“ werden mussten. Um die nötige Statistik zu erhalten, wurden 50 HIJING-Ereignisse prozessiert, bei denen jeweils der Track-Evaluator mitlief. Bei Variation der drei Parameter in 10, 8 bzw. 7 Schritten bedeutete dies eine Rekonstruktion und Evaluation von insgesamt 28 000 Ereignissen. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.10 dargestellt.

Der Spurwinkelschnitt wurde von 0,002 rad bis 0,02 rad in 10 Schritten variiert und ist in x-Richtung abgetragen. Der Schnitt auf den Abstand von der Geradenanpassung an die aus der konformen Abbildung gewonnenen Koordinaten ist in y-Richtung von 0,01 cm^{-1} bis 0,08 cm^{-1} in Abständen von 0,01 cm^{-1} aufgetragen. Der Schnittgröße des Abstandes zum Spurlängenfit, der in 7 Schritten je 5 cm von 10 cm bis 40 cm variiert wurde, entsprechen die verschiedenen Spalten der Darstellung. Die letzten Werte (Abstand zum Spurlängenfit 35 und 40 cm) sind in Abb. 4.10 nicht dargestellt, da dort keine Änderungen gegenüber den Histogrammen bei 30 cm beobachtet werden konnten. Die einzelnen Zeilen der Abbildung zeigen von oben nach unten die mittlere Anzahl (jeweils pro Ereignis) der zerbrochenen und der unreinen Spuren und schließlich die globale Effizienz.

Durch Voruntersuchungen mit größeren Schrittweiten und Bereichen wurde sichergestellt, dass in den hier gewählten und dargestellten Bereichen der 3 Kenngrößen jeweils die markantesten Änderungen erfolgen. So steigen z. B. in Abhängigkeit des Schnittes auf den Abstand zur Kreisanpassung alle 3 betrachteten Größen an, erreichen jedoch schon bei 0,03 cm^{-1} einen stationären Wert, so dass eine weitere Öffnung des Schnittes keine merkliche Veränderung mehr mit sich bringt. Die Effizienz erreicht ebenso wie die Anzahl der unreinen und zerbrochenen Spuren bei einem Spurlängenschnitt von 30 cm ein deutliches Maximum. Danach (nicht dargestellt) treten keine Veränderungen mehr auf. Der einzige physikalische Parameter, der eine auffällige Änderung insbesondere bei der Anzahl der zerbrochenen Spuren bewirkt, ist der Schnitt auf den Winkel zwischen einem neuen Spurpunkt und den letzten beiden Spurpunkten. In seiner Abhängigkeit erreicht zum einen die Effizienz ab 0,018 rad ein Maximum, die Anzahl der unreinen Spuren nimmt dagegen ständig zu. Am interessantesten ist aber die Betrachtung der Anzahl der zerbrochenen Spuren, die bei 0,006 rad ein deutliches Minimum aufweist.

Auch oberhalb von 0,02 rad, wo in der hier gewählten Darstellung ein erneutes Absinken der Zahl der zerbrochenen Spuren zu erkennen ist, werden nie wieder so niedrige Werte wie bei 0,006 rad erreicht. Nur zu sehr kleinen Werten ist die Anzahl der zerbrochenen Spuren noch geringer, was aber auf die geringe Effizienz in diesem Bereich zurückzuführen ist: Es werden durch den engen Schnitt nur noch sehr wenige Spuren gefunden, wodurch die Anzahl der zerbrochenen Spuren ebenfalls gering ist. Darum verbietet sich diese Einstellung.

Im Gesamtergebnis führten diese Untersuchungen dazu, dass die Werte für die physikalischen Schnittparameter auf 30 cm für den Abstand zur Spurlängenanpassung, auf 0,03 cm^{-1} für den Abstand zur Kreisanpassung und auf 0,007 rad für den Spurwinkel gesetzt wurden. Beim letzten Wert wurde davon ausgegangen, dass sich das exakte Minimum bei etwas größeren Werten als 0,006 rad befindet, was durch den flacheren Anstieg der Histogramme in diese Richtung motiviert ist.

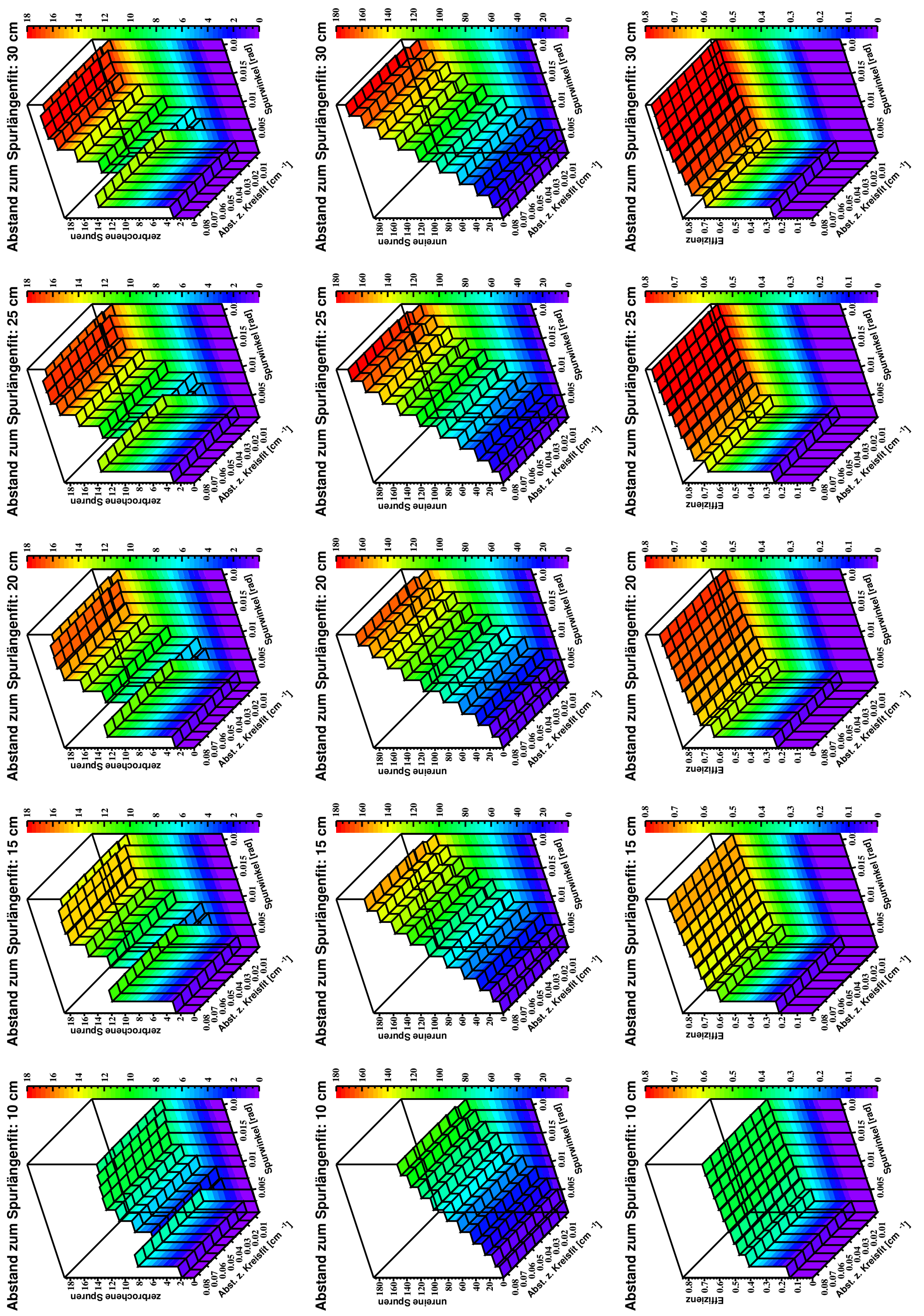

Abbildung 4.10 Auswirkung der verschiedenen Schnitte auf die Spurrekonstruktion. In Abhängigkeit der drei physikalischen Parameter maximaler Spurwinkel (x-Achse), maximaler Abstand zum Kreisfit (y-Achse) und maximaler Abstand zum Spurlängenfit (einzelne Spalten) sind die Anzahl der zerbrochenen (oberer Zeile) und unreinen Spuren (Mitte) pro Ereignis und die Effizienz der Spurrekonstruktion (unten) dargestellt.

4.4.4 Abstandsparameter zum Zusammenfügen zerbrochener Spuren

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ladungscluster in zwei Raumpunkte aufgelöst wird, und diese Mehrdeutigkeit dann zum Zerbrechen einer Spur führt, ist sehr gering. Eine gegenseitige Überlappung zweier Spurbruchstücke einer Mutterspur kann deshalb praktisch ausgeschlossen werden. Der Schnittparameter $k_{\max}$ (siehe Seite 50) wird daher generell auf 0 gesetzt.

Das Punktverhältnis c (Glg. 4.11) wurde nicht auf einen Bereich eingeschränkt, sondern lässt nur den exakten Wert 0,5 zu ($c_{\min} = c_{\max} = 0{,}5$). Das ist insofern sinnvoll, da eine Spur mit den bisherigen Einstellungen mindestens 5 Spurpunkte aufweisen muss. Gefundene Spurbruchstücke können also ebenfalls nicht weniger als 5 Punkte besitzen. Da die maximale Punktanzahl 10 Punkte pro Spur beträgt, sind die einzigen zusammenfügbaren Spurpaare zwei 5-Punkt-Spuren, aus denen sich eine 10-Punkt-Spur ergibt. Es ergibt sich also zwangsläufig ein Punktverhältnis von $c = \frac{5+5}{10+10} = 0{,}5$.

Der mittlere Abstand $\langle d \rangle$ (Glg. 4.10) zwischen den (potenziellen) Spurpunkten in der 1. und 10. Padreihe ist der schwierigste Parameter, wenn es darum geht, zerbrochene Spuren zu finden. Der optimale Schnittwert $\langle d \rangle_{\max}$ kann insbesondere nur mit Hilfe von aus simulierten Ereignissen gewonnenen Erfahrungen vernünftig gesetzt werden, da nur dort ein direkter Vergleich mit dem mittleren Abstand beliebiger Spurpaare erfolgen kann. Für die Generierung von Abb. 4.11 wurde dieser Schnitt in 0,01 mm-Schritten von 0 mm bis 3 mm durchgefahren. Für jede Einstellung wurden jeweils 50 HIJING-Ereignisse prozessiert. Dabei entspricht ein Wert von $\langle d \rangle_{\max} = 0$ mm dem Fall, bei dem gar keine zerbrochenen Spuren zusammengefügt werden. Die Anzahl der zerbrochenen Spuren entspricht bei diesem Wert also der über diese 50 Ereignisse gemittelten Zahl der von dem Rekonstruktionsalgorithmus nur in Bruchstücken gefundenen Spuren.

Durch Vergrößerung des Schnittparameters $\langle d \rangle_{\max}$ nimmt die Anzahl der zerbrochenen Spuren wie erwartet ab. Ab einem Wert von 1,6 mm kommt es allerdings zu einer Zunahme von unreinen Spuren, was darauf zurückzuführen ist, dass nun immer mehr nichtzusammengehörende Spuren zusammengefügt werden. Die Effizienz bleibt bis 1,1 mm nahezu konstant, wohingegen die Kontamination der Ereignisse ab 0,6 mm anzusteigen beginnt. Dies ist mit der beginnenden Abnahme an zerbrochenen Spuren korreliert. Es lässt sich also nicht vermeiden, dass gut gefundene Spuren mit gut erscheinenden Spuren kombiniert werden, so dass aus einer guten, aber kurzen Spur zusammen mit einer gut erscheinenden Spur eine insgesamt nur noch gut erscheinende Spur erzeugt wird. Da sich demnach bei geringer Kontamination kein Schnittparameter ableiten lässt, der überhaupt schon eine Auswirkung auf die zerbrochenen Spuren hat, bleiben zur Entscheidungsfindung nur die Histogramme der Effizienz und der unreinen Spuren. Der erwähnte erste größere Abfall der Effizienz fällt interessanterweise mit dem Minimum an unreinen Spuren bei $\langle d \rangle_{\max} = 1{,}1$ mm zusammen. Daher wurde der Schnittparameter auf diesen Wert festgesetzt.

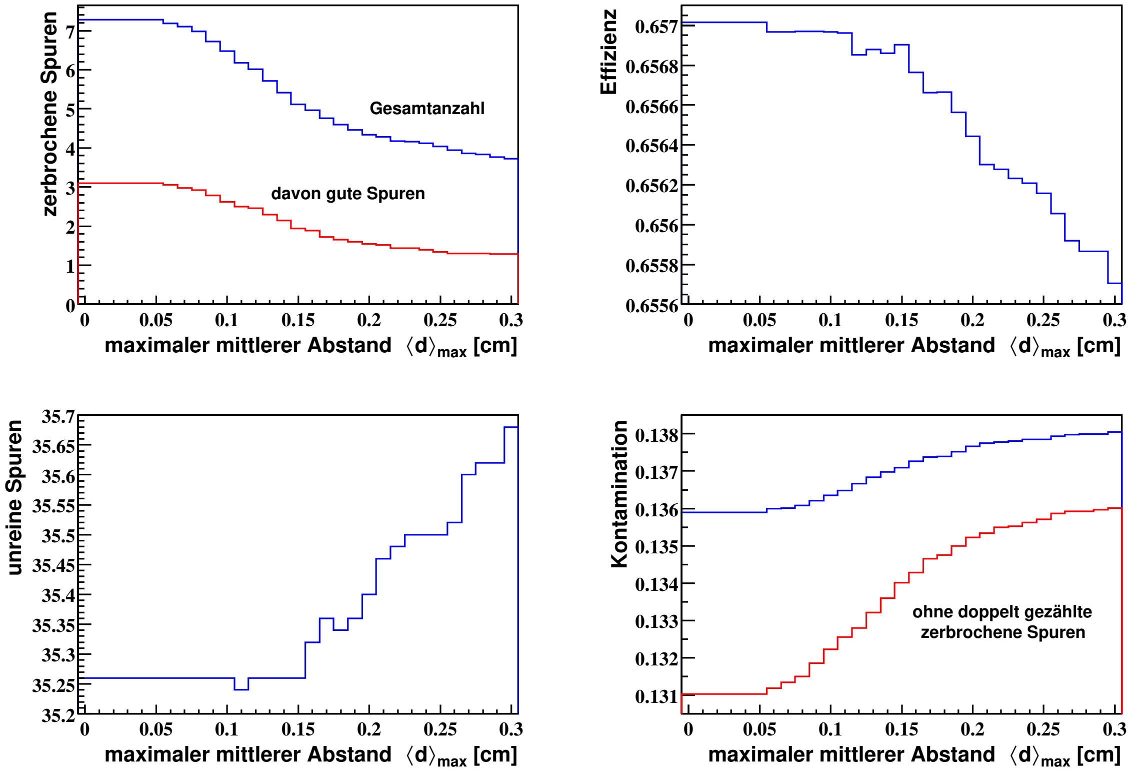

Abbildung 4.11 Auswirkung des Abstandsschnitts auf das Auffinden und Zusammenfügen zerbrochener Spuren. Für jeden Schnitt auf den maximalen mittleren Abstand $\langle d \rangle_{\max}$ zweier Spurbruchstücke, die keinen Punkt gemeinsam haben und sich nicht überlappen durften, wurden 50 mit HIJING simulierte Ereignisse ausgewertet. Die Werte in den linken beiden Histogrammen sind jeweils auf ein Ereignis normiert.

4.4.5 Globale und Primärspuren

Die gesamte Softwarekette des STAR-Experiments unterscheidet globale und primäre Spuren. Für jede in einer Detektorkomponente gefundene Teilchenbahn wird der Impuls zunächst ohne Zuhilfenahme des Hauptvertex berechnet. Der so gewonnene Impuls wird als globaler Impuls, die Spur als globale Spur bezeichnet. Anschließend wird diese globale Spur zu $z_{\text{Spur}} = z_{\text{Hauptvertex}}$ zurückextrapoliert. Dort wird ihr Abstand in der x-y-Ebene zum Hauptvertex berechnet. Liegt dieser Abstand DCA *(Distance of Closest Approach)* unterhalb eines gesetzten Schnittes $\text{DCA}_{\max}$ wird die Spur als Primärspur bezeichnet, und der Impuls wird unter Hinzunahme der Hauptvertexkoordinaten erneut berechnet. Solchen Spuren wird also als weitere Information der Primärimpuls zugeordnet.

Es stellt sich die Frage, wie der Abstandsparameter $\text{DCA}_{\max}$ zu setzen ist, um Primärteilchen möglichst zuverlässig von sekundär durch Zerfälle oder Wechselwirkungen in Detektormaterialien entstandenen Teilchen zu unterscheiden. Dazu wurden erneut 50 Ereignisse prozessiert, und der Schnittparameter $\text{DCA}_{\max}$ wurde von 0 cm bis 6 cm variiert. In Abb. 4.12 sind die Ergebnisse dargestellt.

In Abhängigkeit vom Abstandsparameter erreicht das Verhältnis gut gefundener zu allen gefundenen Spuren recht schnell Werte oberhalb 60 % und ändert sich dann fast nicht mehr. Dabei ist die Höhe dieses Plateaus effizienzbedingt. Die sehr niedrigen

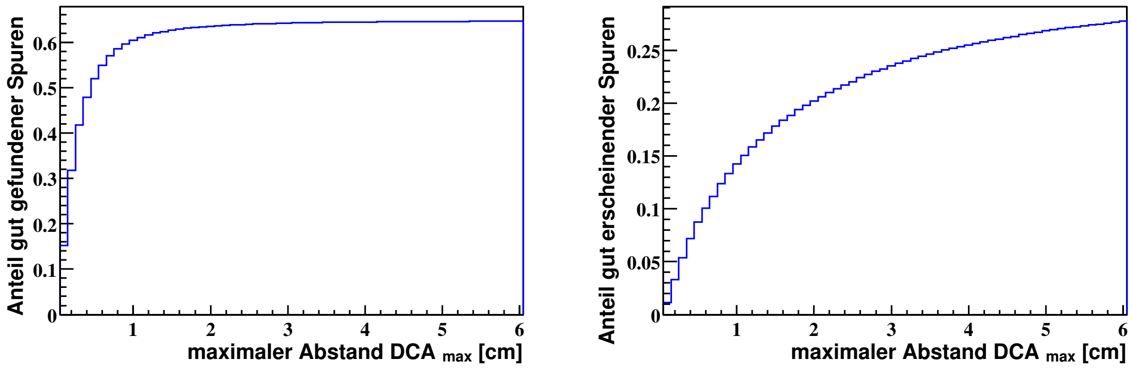

Abbildung 4.12 Auswirkung des Abstandskriteriums $\mathrm{DCA}_{\mathrm{max}}$ auf die Rekonstruktionsqualität. In Abhängigkeit ihres Abstands zum Hauptvertex DCA *(Distance of Closest Approach)* werden die Spuren zu Primär- oder Sekundärspuren erklärt. Die Veränderung des Schnittparameters $\mathrm{DCA}_{\mathrm{max}}$ spiegelt sich in der Qualität der rekonstruierten Ereignisse wider.

Werte bei Parametern unter 1 cm entstehen dadurch, dass in diesem Bereich nahezu jede Spur zu einer Sekundärspur erklärt wird, also nicht mehr in das Kontingent der gut gefundenen Spuren eingehen kann. Bei niedrigem DCA-Schnitt ist dann auch der Anteil gut erscheinender Spuren gering, da eben nur noch sehr wenige Spuren das Attribut „Hauptvertex-Spur“ zugeordnet bekommen. Der Anstieg in der Anzahl der gut erscheinenden Spuren ist allerdings viel langsamer, so dass es nahe liegt, den Schnitt möglichst niedrig, aber noch so hoch zu setzen, dass die Effizienz schon im Bereich ihres Maximalwertes liegt. Aus diesen Überlegungen heraus wurde der Schnittparameter auf 1 cm gesetzt. Der Anteil gut erscheinender Spuren liegt aber selbst hier schon bei fast 14 %. Das ist darauf zurückzuführen, dass Materialen vor den FTPCs beim Teilchendurchgang Sekundärteilchen freisetzen, die von den FTPCs aus gesehen auch vom Hauptvertex kommen könnten. Der beste Kompromiss zwischen hoher Effizienz und niedriger Kontamination ist also nicht eindeutig.

In diesem Zusammenhang muss erwähnt werden, dass sämtliche Untersuchungen zu Teilchenimpulsen in dieser Arbeit mit der eben vorgestellten Unterscheidung von globalen zu primären Spuren gemacht wurden. Wenn also von Hauptvertex-Spuren die Rede ist, sind solche Spuren gemeint, die den Abstandsschnitt unterschreiten. Diese Spuren unterscheiden sich insofern von den in der STAR-Softwarekette definierten Primärspuren, als dass die hier benutzten Hauptvertex-Koordinaten allein aus der Kombination von Raumpunkten aus den FTPCs gewonnen wurden. In der Softwarekette BFC werden die Koordinaten dagegen mit Spuren aus der Haupt-TPC und eventuell aus dem SVT bestimmt. Die anschließende Anwendung des Abstandsschnittes auf die zuvor gefundenen globalen FTPC-Spuren ergibt ein geringfügig anderes Ensemble von Primärspuren. Der in den hier vorgestellten Untersuchungen benutzte Primärimpuls wird also (im Gegensatz zum globalen Teilchenimpuls) in der Gesamtrekonstruktion von Ereignissen nie verwendet, geschweige denn überhaupt berechnet.

4.5 Ergebnisse

Zur Überprüfung der Qualität der Spurrekonstruktion wurden insgesamt 4 327 mit HIJING simulierte zentrale Gold+Gold-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 200\,\mathrm{GeV}$ prozessiert und mit dem Track-Evaluator analysiert. Die mittlere Multiplizität guter Mutterspuren betrug 852. Sämtliche verwendeten Parametereinstellungen des Spurrekonstruktionsverfahrens sind noch einmal in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Abb. 4.13 zeigt exemplarisch eines dieser rekonstruierten HIJING-Ereignisse. Diese räumlichen Darstellungen rekonstruierter Spuren und der direkte, visuelle Vergleich mit den simulierten Spuren machten eine schnelle Aufdeckung von Problemen des Algorithmus möglich.

Parameter der Spurrekonstruktion

		Hauptvertex	**Laser**
Segmentierung (Seite 45)	# r-Segmente $i_{r,\mathrm{max}}$	20	20
	# ϕ-Segmente $i_{\phi,\mathrm{max}}$	100	100
	# η-Segmente $i_{\eta,\mathrm{max}}$	200	200
	Ausrichtung auf Hauptvertex	ja	nein*
Tracklets (Glg. 4.8)	# abzusuchende r-Segmente R	1	3
	max. Punktanzahl	3	10
	max. Winkel zw. 3 Punkten	0,007 rad	0,05 rad
Tracks (Glg. 4.8)	# abzusuchende r-Segmente R	2	2*
	# abzusuchende ϕ-Segmente Φ	1	2
	# abzusuchende η-Segmente E	1	15
	min. Punktanzahl	5	5
	max. Winkel zw. 3 Punkten	0,007 rad	-
	max. Abstand z. Kreisfit	$0{,}03\,\mathrm{cm}^{-1}$	-
	max. Abstand z. Längenfit	30 cm	-
zerbr. Spuren (Glgn. 4.10 u. 4.11)	max. Abst. zweier Spuren $\langle d \rangle_{\mathrm{max}}$	0,11 cm	-
	min. Punkteverhältnis c_{min}	0,5	-
	max. Punkteverhältnis c_{max}	0,5	-
prim./glob. Spuren	max. Abst. z. Hpt.-vertex $\mathrm{DCA}_{\mathrm{max}}$	1 cm	1 cm*

Tabelle 4.1 Parameter für die Rekonstruktion von Hauptvertex- und Laserspuren. Die in Klammern angegebenen Seitenzahlen oder Gleichungsnummern verweisen auf nähere Erläuterungen bzw. Definitionsgleichungen der verwendeten Variablen. Die mit * gekennzeichneten Werte werden zwar eingestellt, haben aber keine Auswirkung auf die Rekonstruktion.

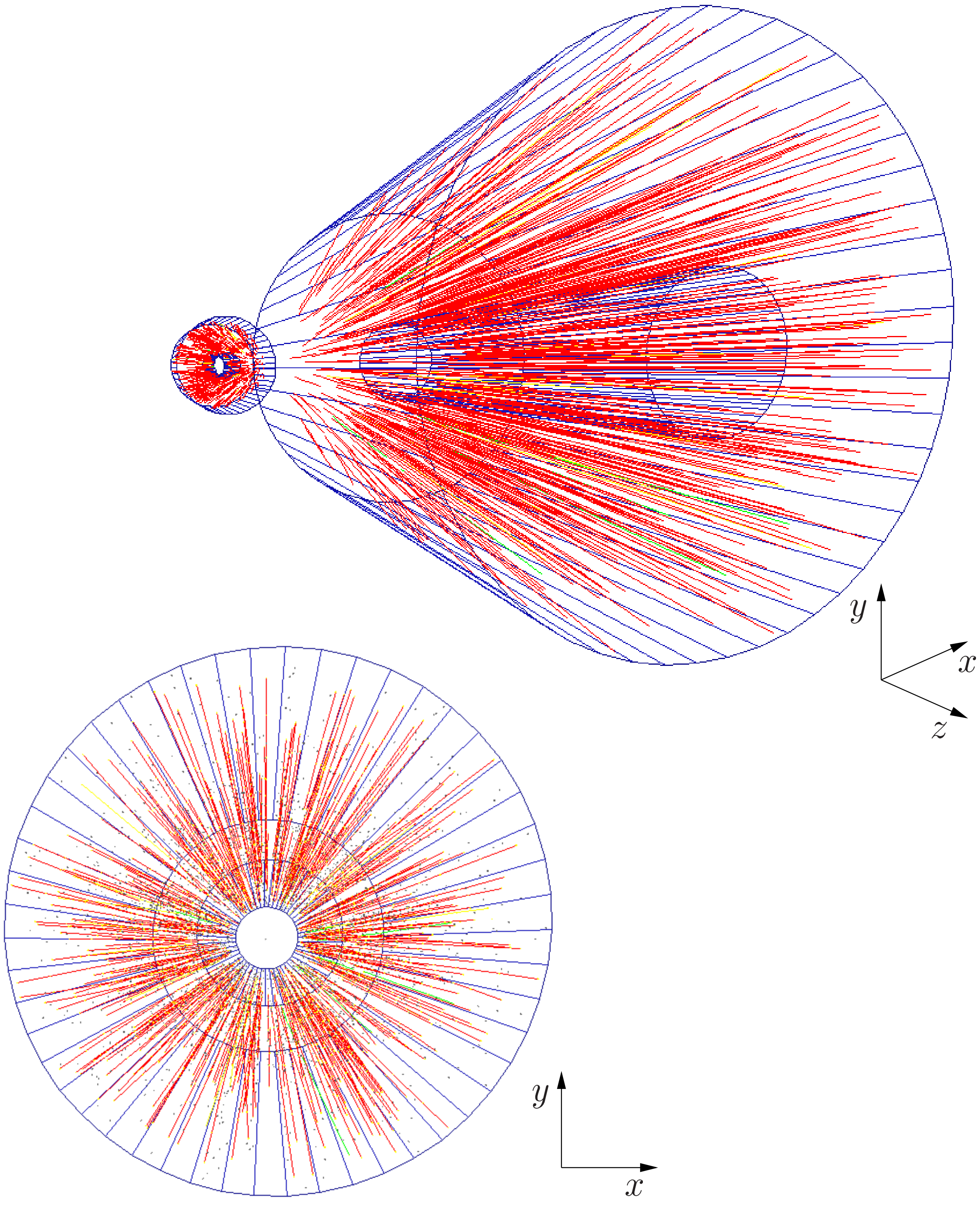

Abbildung 4.13 3-dimensionale Darstellung eines HIJING-Ereignisses. Die blauen Strukturen deuten das sensitive Volumen (HV-Kathode um das Strahlrohr bei kleinen und Ausleseebene bei großen Radien) der FTPCs an. Von den 837 in diesem Ereignis gefundenen Spuren sind die 10 zerbrochenen Spuren grün und die 44 unreinen Spuren gelb dargestellt. Im unteren Teilbild ist nur die FTPC West abgebildet; der Blick geht entlang der Strahlachse in Richtung des Hauptvertex im Zentrum der Abbildung. Viele nicht zur Spurrekonstruktion benutzte Raumpunkte und auch (am besten aus einiger Entfernung) die 6-fache Unterteilung in azimutaler Richtung in Sektoren sind zu erkennen. Im oberen Teilbild sind die Raumpunkte nicht eingezeichnet. Dafür sind beide FTPCs dargestellt.

4.5.1 Effizienz und Kontamination

Die auf Seite 55 definierte Effizienz des Spurrekonstruktionsalgorithmus und die Kontamination des Ensembles gefundener Spuren wurde differenziert nach transversalem Impuls p_t und nach Pseudorapidität η untersucht. Rein rechnerisch decken die beiden FTPCs bei einem sensitiven Radius von 7,73 cm bis 30,05 cm und mit ihren Padreihen von $|z| = 162{,}75$ cm bis 256,45 cm einen Akzeptanzbereich von 2,37 bis 4,19 im Betrag der Pseudorapidität ab.[9] Da die Pseudorapidität aber vom Hauptvertex aus gemessen wird, und sich dieser nie exakt bei $x, y, z = 0$ befindet, „sehen“ die beiden FTPCs im selben Ereignis jeweils unterschiedliche Pseudorapiditätsbereiche. Das führt dazu, dass mit einer von Ereignis zu Ereignis variierenden Hauptvertex-Position die Effizienz in den Randbereichen der Akzeptanz nicht scharf abfällt, sondern einen kontinuierlichen Übergang zeigt.

Es sei nochmals ausdrücklich darauf hingewiesen, dass aufgrund der prinzipiellen Methode zur Bestimmung der Effizienz mit Hilfe von Daten des Fast-Simulators (siehe Abschnitt 4.4.1) die Effizienz nicht höher als zu 92 % bestimmt werden kann. Die hier dargestellten Ergebnisse zeigen die Verteilungen dieser nicht akzeptanzkorrigierten Werte. Ein allgemeines Skalieren der Ergebnisse mit dem Faktor $1/0{,}92 \approx 1{,}087$ verbietet sich, weil der Einfluss der ϕ-Abhängigkeit der Akzeptanz auf die p_t-Abhängigkeit der Effizienz bisher nicht näher untersucht wurde[10]. Andererseits sind die meisten Spuren hinreichend gerade, so dass die Vermutung nahe liegt, dass der Einfluss auf p_t gering ist. Daher werden im Text zu den tatsächlich gefundenen Werten in Klammern jeweils die mit 1,087 skalierten, quasi akzeptanzkorrigierten Effizienzen angegeben. In die Werte der Kontamination gehen diese Überlegungen nicht ein, da hierbei nur das Verhältnis von verschiedenen Typen gefundener Spuren betrachtet wird. Gefundene Spuren enthalten aber nie Raumpunkte außerhalb der Sektorgrenzen.

In der differenziellen Darstellung der Effizienz (Abb. 4.14, oben) wird deutlich, dass die Effizienz bei mittleren Pseudorapiditäten zwischen 2,8 und 3,2 nahezu überall größer als 80 % (87 %) ist. Lediglich bei niedrigem Transversalimpuls (unterhalb 200 MeV/c) trifft dies nicht mehr zu. Zu hohen Bereichen im Transversalimpuls scheint die Effizienz dagegen nicht einzubrechen, was allerdings aufgrund der geringen Statistik (HIJING produziert nur sehr wenige Teilchen mit $p_t > 3\,\text{GeV}/c$) nicht mit Sicherheit festzustellen ist. Die Bereiche, in denen die Effizienz als Funktion der Pseudorapidität abnimmt, sind insbesondere zu hohen Werten von $|\eta|$ deutlich zu erkennen. Gepaart mit niedrigem p_t erreicht dort die Effizienz sogar nur Werte von einigen Prozent.

In den einfach differenziellen Darstellungen (Abb. 4.14, unten) wird dieses Verhalten – wenn auch nicht so detailliert – ebenfalls deutlich: Gemittelt über p_t erreicht die Effizienz in Abhängigkeit von $|\eta|$ ihr Maximum von etwas über 80 % (87 %) bei $|\eta| = 3{,}0$. Nach einem leichten Abfall zu etwa 65 % (71 %) beginnt bei $|\eta| = 3{,}5$ der steilereAbstieg

[9] Dies ist der maximal mögliche Bereich, in dem eine vom Hauptvertex kommende Teilchenspur das sensitive Volumen der FTPCs erreicht. Die hier benutzte Definition der Effizienz erlaubt allerdings nur Spuren mit mindestens 5 Raumpunkten in den FTPCs, so dass der effektiv abgedeckte Pseudorapiditätsbereich insbesondere für Primärspuren deutlich kleiner ist.

[10] Die Abhängigkeit der Akzeptanz vom azimutalen Winkel ϕ sollte dagegen die Abhängigkeit der Effizienz in η gar nicht beeinflussen.

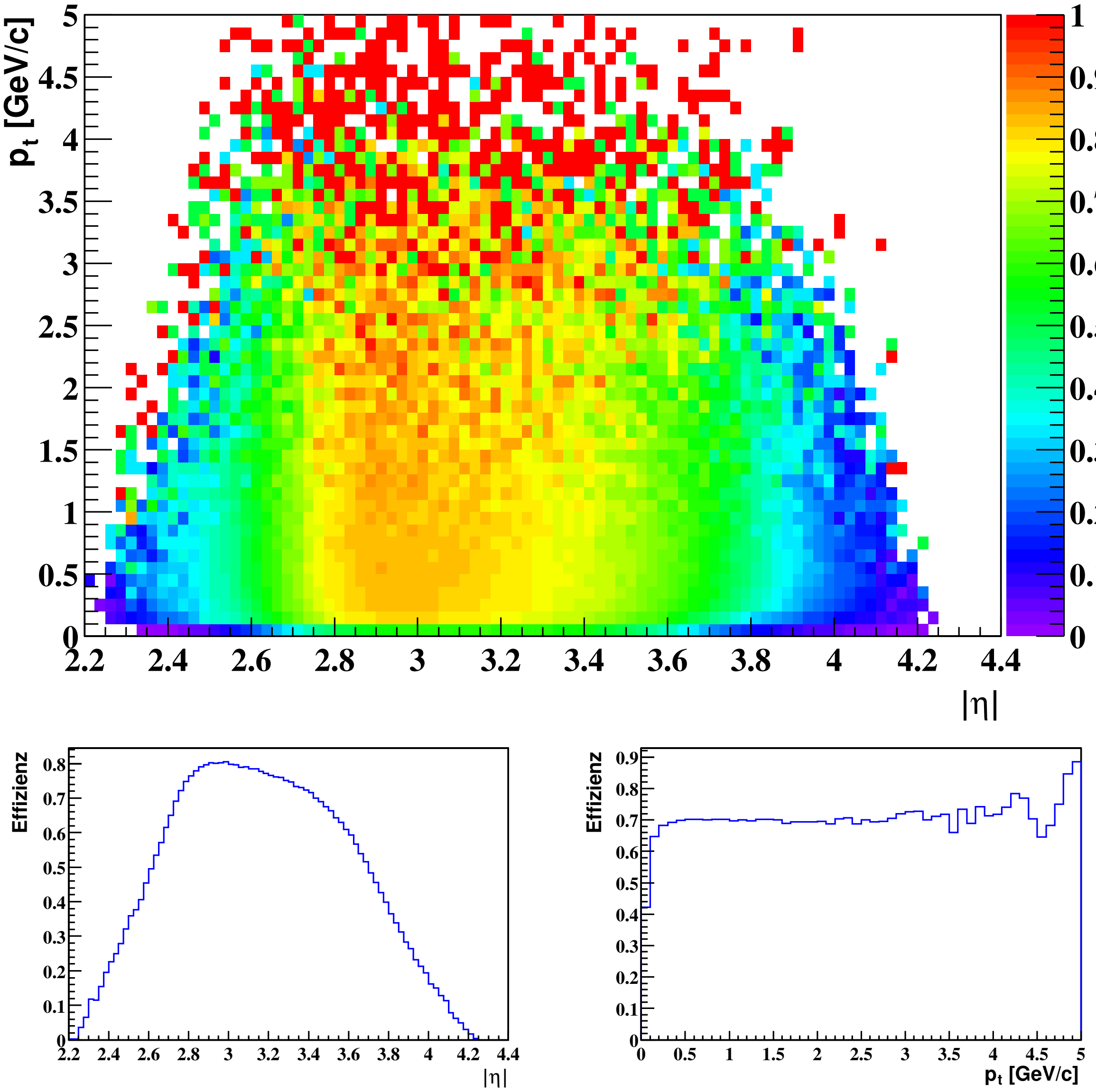

Abbildung 4.14 Effizienz des Spurrekonstruktionsalgorithmus.

mit einem recht weiten Ausläufer zu hohen Pseudorapiditäten. Die Verteilung über den Transversalimpuls ist – nachdem sie bis $p_t = 100\,\mathrm{MeV}/c$ einen steilen Anstieg zu verzeichnen hat – nahezu konstant bei Werten zwischen 67 % (73 %) und 70 % (76 %). Erst oberhalb von $p_t = 3\,\mathrm{GeV}/c$ werden die Fluktuationen größer, und die Werte der Effizienz scheinen – obwohl es auch wieder Einbrüche gibt – sogar leicht anzusteigen.

Die Kontamination ist über weite Bereiche der Akzeptanz der FTPCs nahezu konstant (Abb. 4.15, oben). Sie scheint zu transversalen Impulsen $p_t > 1{,}5\,\mathrm{GeV}/c$ sogar leicht abzufallen. Dennoch ist sie mit Werten um die 15 % relativ hoch. Dies rührt daher, dass relativ viele Sekundärteilchen (hauptsächlich Elektronen und Positronen) in Materialien vor den FTPCs erzeugt werden. Erreichen diese die FTPCs, sind sie allein aus den geometrischen Gegebenheiten nur schwer von Teilchen vom Hauptvertex zu unterscheiden. Deutlich zu erkennen ist der Anstieg der Kontamination zu niedrigen Transversalimpulsen und dort insbesondere bei hohen Beträgen der Pseudorapidität.

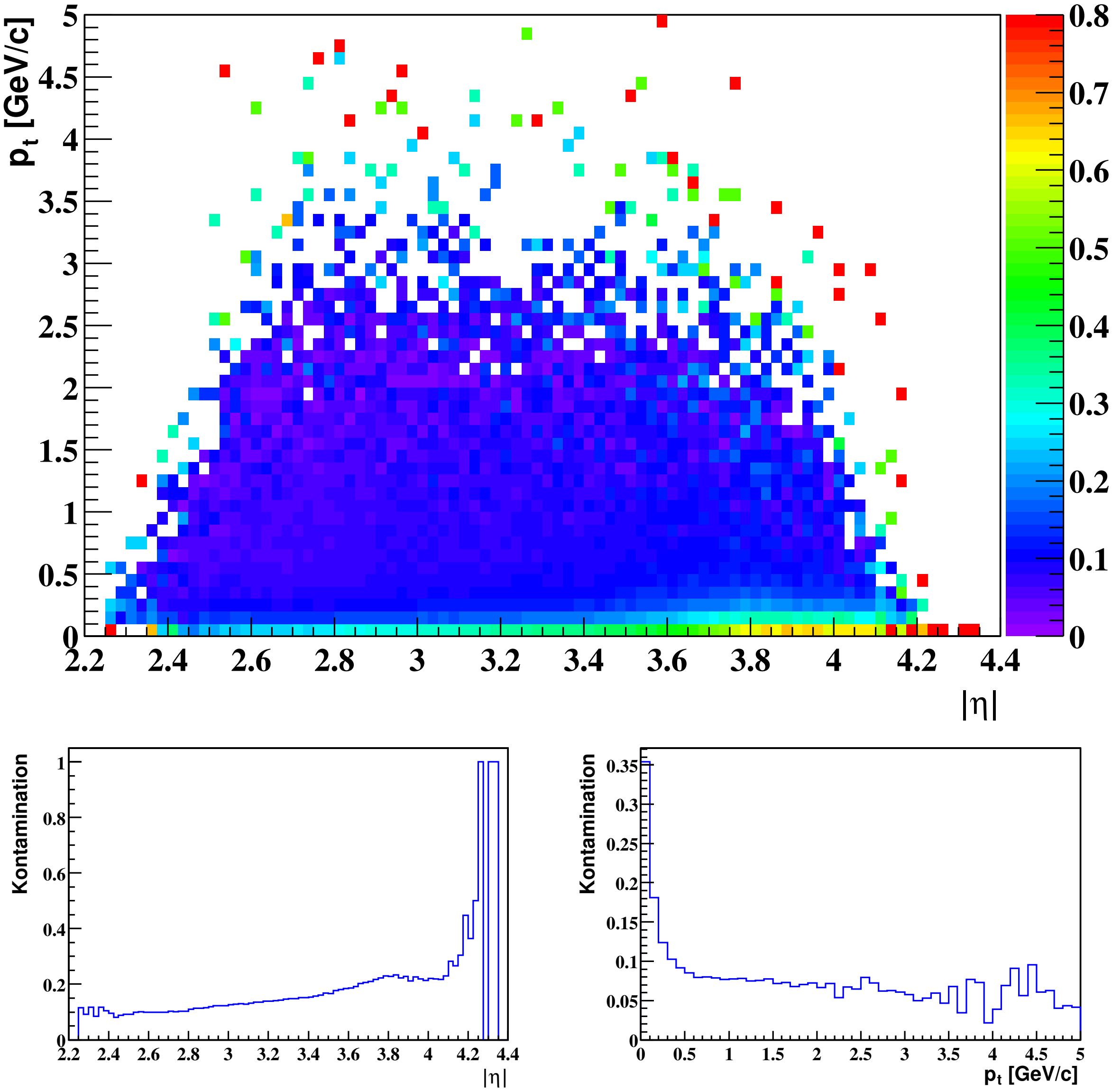

Abbildung 4.15 Kontamination der rekonstruierten Spuren.

Da beim Teilchendurchgang durch das Strahlrohr Elektronen ausgelöst werden, ist insbesondere der Bereich um das Strahlrohr mit Störsignalen kontaminiert. Bei großem $|\eta|$ verlaufen die Primärspuren über ihre gesamte Länge durch diesen Bereich großer Raumpunktdichte, und die Wahrscheinlichkeit ist hoch, dass ihnen falsche Punkte zugeordnet werden.

Die gemittelten Verteilungen der Kontamination in Abhängigkeit von Pseudorapiditätsbetrag und Transversalimpuls (Abb. 4.15, unten) bestätigen dieses Bild. Über $|\eta|$ steigt die Kontamination von etwa 10 % langsam und stetig an und erreicht bei $|\eta| = 3{,}85$ ein Maximum, was wie oben, durch lange, gerade Spuren durch Bereiche hoher Dichte an Störpunkten erklärt werden kann. Der leichte Abfall und anschließende starke Anstieg der Kurve ist zumindest teilweise durch die abnehmende Akzeptanz der FTPCs und die dadurch hervorgerufene, geringere Anzahl von Einträgen in diesem Bereich zu verstehen.

Gemittelt über die Pseudorapidität ergibt sich für die Kontamination in Abhängigkeit vom Transversalimpuls beginnend von niedrigem p_t ein steiler Abfall, der oberhalb von $p_t = 500\,\mathrm{MeV}/c$ bei Werten von etwa 8 % endet. Der zu beobachtende leichte Abfall zu höheren transversalen Impulsen beruht auf der Tatsache, dass die Krümmung der Teilchenbahnen in diesem Bereich immer stärker wird, so dass bei Rückextrapolation zum Hauptvertex die Unterscheidung von Primär- und Sekundärteilchen präziser durchführbar ist.

In Tabelle 4.2 sind noch einmal die wichtigsten Größen, die sich bei der Evaluation der HIJING-Ereignisse ergeben haben, zusammengefasst. Die mittlere Anzahl der pro Ereignis simulierten Teilchen, die Raumpunkte in einer der beiden FTPCs hinterlassen, ist mit über 3 000 recht hoch. Allerdings sind nur um die 850 davon solche Spuren, die auch gefunden werden sollen. Allein daraus ist zu erkennen, dass ein relativ großes Untergrundsignal vorhanden ist. Dieses besteht hauptsächlich aus zu kurzen Spuren (weniger als 5 Raumpunkte pro Spur in den FTPCs). Insgesamt gehören nur 42,7 % der in den FTPCs simulierten Ladungscluster zu Spuren, die rekonstruiert werde sollen. Insofern ist die Tatsache bemerkenswert, dass dennoch 561/852 = 65,8 % (71,1 %) dieser Spuren gefunden werden. Der Anteil der zerbrochenen Spuren am Gesamtensemble der gefundenen Spuren ist geringer als 0,6 %; unreine Spuren mit falsch aufgesammelten Spurpunkten machen einen Anteil von 4,8 % aus.

Simulation (4 327 HIJING-Ereignisse)		
Mutterspuren (Raumpunkte auf diesen)	3 003	(17 806)
gute Mutterspuren (Raumpunkte auf diesen)	852	(7 617)
e^+, e^-, γ	76	
Sekundärspuren	166	
zu lange Spuren (Raumpunkte auf diesen)	71	(1 088)
zu kurze Spuren (Raumpunkte auf diesen)	1 319	(3 022)
Rekonstruktion		
gefundene Spuren (vom/nicht vom Hauptvertex)	798	(653/145)
gut gefundene/erscheinende Spuren	561	92
zerbrochene Spuren (gute/gut erscheinende)	5	(2/2)
unreine Spuren (davon gute)	39	(16)

Tabelle 4.2 Ergebnisse des Track-Evaluators. Die auf ein Ereignis normierten Werte sind jeweils auf ganze Zahlen gerundet.

4.5.2 Ursachen der gefundenen Effizienz

Ausgehend von der Gesamteffizienz von 65,8 % (71,1 %) stellt sich die Frage, ob dieser relativ niedrige Wert tatsächlich auf die hohe Kontamination der Ereignisse zurückzuführen ist. Denkbar wäre auch, dass der Rekonstruktionsalgorithmus generelle Schwächen aufweist, so dass eine höhere Effizienz aus diesem Grund nicht erreicht werden kann. Dazu wurden erneut 1 764 der zentralen HIJING-Ereignisse prozessiert.[11] Nach

[11] Durch die geringere Anzahl verwendeter Ereignisse gegenüber Abschnitt 4.5.1 weichen die hier gefundenen Ergebnisse geringfügig von den dort diskutierten ab. Daraus ergeben sich auch kleine Unterschiede in den ansonsten vergleichbaren grafischen Darstellungen.

der Evaluation jeweils eines rekonstruierten Ereignisses wurden alle Spurpunkte entfernt, die nicht zu guten Mutterspuren gehörten. Dadurch fiel die Multiplizität im Mittel auf 852 Spuren und 7 615 Raumpunkte pro Ereignis ab, was einem Rückgang auf 28,4 % bzw. 42,8 % entspricht. Die so gewonnenen „bereinigten“ Ereignisse wurden nach ihrer Rekonstruktion erneut mit den Eingangsdaten verglichen. Abb. 4.16 zeigt die mit diesen Ereignissen erzielte Effizienz. In den im unteren Bildteil abgebildeten, projizierten Verteilungen sind zum Vergleich die Effizienzen ohne Entfernung von Kontaminationspunkten rot dargestellt (entsprechend Abb. 4.14). Es ist in weiten Bereichen ein allgemeiner Anstieg der Effizienz um etwa 5–10 % zu erkennen. In Abhängigkeit vom Betrag der Pseudorapidität wird nun ein Spitzenwert von 87,6 % (94,6 %) erreicht. Über p_t ist die Effizienz nach wie vor weitgehend konstant, jetzt aber bei Werten um 75 % (81 %).

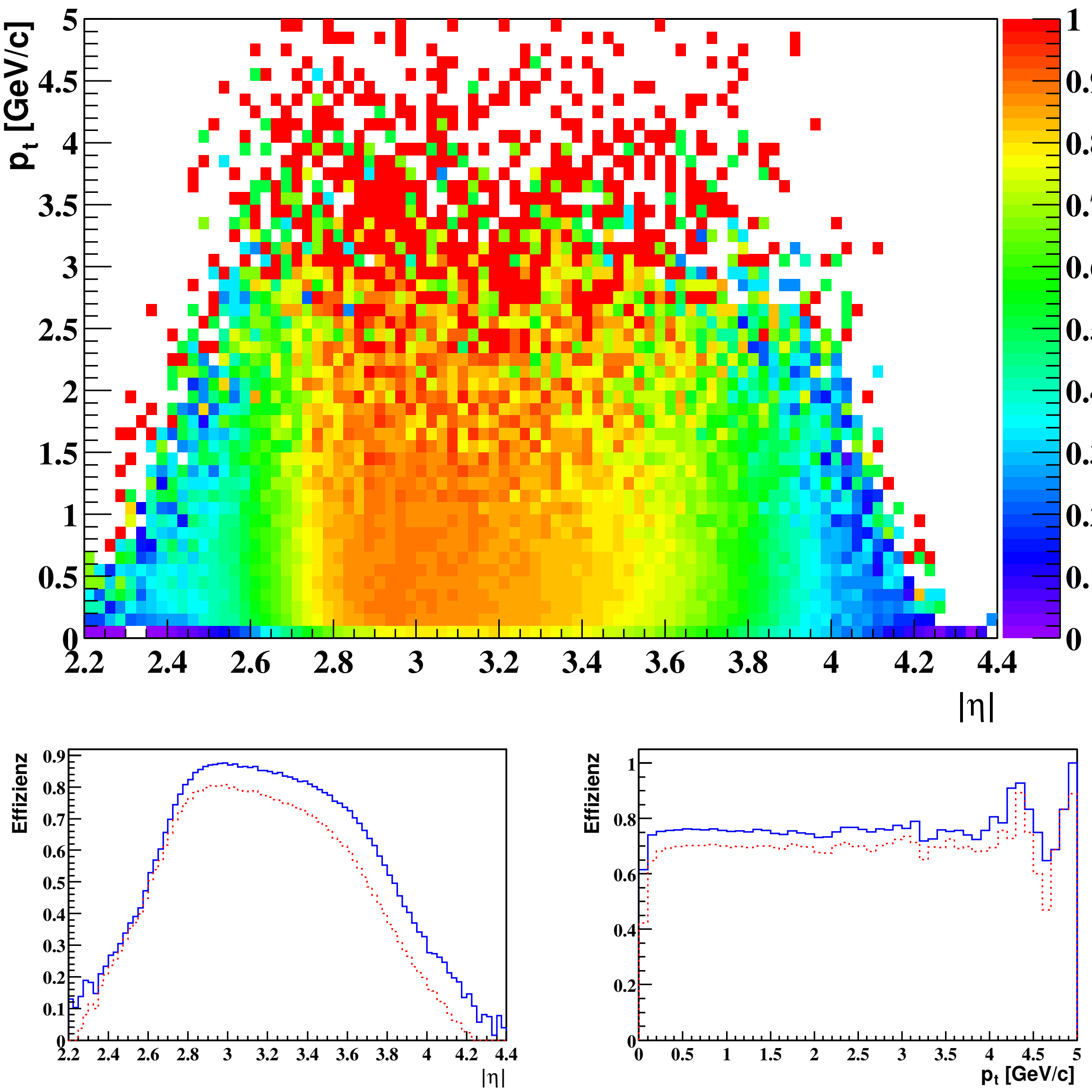

Abbildung 4.16 Bereinigte Effizienz. Aus 1 764 HIJING-Ereignissen wurden die 58,2 % als kontaminierende Raumpunkte erkannten Ladungscluster entfernt. Anschließend wurden sie ganz normal rekonstruiert. Der Anstieg der Effizienz ist gegenüber der aus unbereinigten Ereignissen rot dargestellten Effizienz in den unten dargestellten Projektionen deutlich zu erkennen.

Da sich der Verlauf der Verteilungen auf den ersten Blick praktisch nicht verändert hat, wurde die Differenz der Effizienzen aus den Originalereignissen und bereinigten Datensätzen berechnet (Abb. 4.17). Wie erwartet ist insbesondere in den Bereichen hoher Kontamination bei $|\eta| \approx 3{,}8$ und $p_t < 200\,\mathrm{MeV}/c$ der Effizienzunterschied sehr groß. Während er in Abhängigkeit von p_t in den stark populierten Bereichen, abgesehen vom Maximum von 19,3 Prozentpunkten bei niedrigen transversalen Impulsen, nahezu konstant bei etwa 6 Prozentpunkten bleibt, ist in Abhängigkeit vom Betrag der Pseudorapidität eine charakteristische Kurvenform mit einem Maximum von 15,8 Prozentpunkten zu erkennen, die nur teilweise durch den Verlauf der Kontamination (vergl. Abb. 4.15) erklärt werden kann. Sicher kommen vor allem bei niedrigem Betrag der Pseudorapidität auch andere Effekte wie z. B. die allgemein verringerte Spurdichte der bereinigten Ereignisse zum Tragen. Andererseits ist mit zunehmender Nähe von Spu-

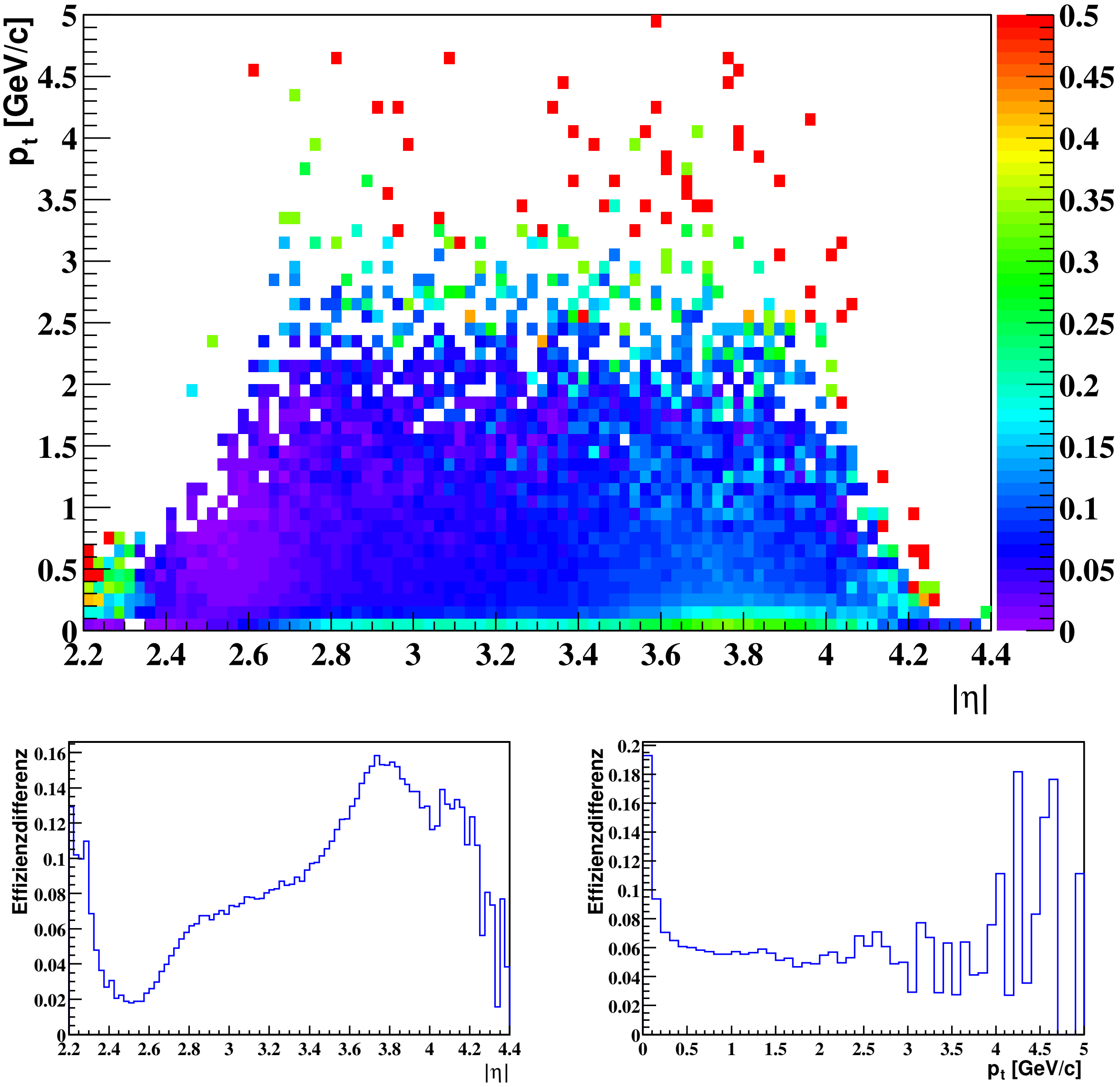

Abbildung 4.17 Effizienzdifferenz. Unterschied der Effizienzen von bereinigten zu Originalereignissen. Deutlich ist die Auswirkung der hohen Kontamination in der Nähe des Strahlrohrs insbesondere bei $|\eta| \approx 3{,}8$ und $p_t < 200\,\mathrm{MeV}/c$ zu erkennen.

ren zum Strahlrohr (was steigendem $|\eta|$ entspricht) der Effekt der Kontamination die maßgebliche Beschränkung der Effizienz.

Durch Entfernen der Kontaminationspunkte konnte die Gesamteffizienz um 8,4 (9,1) Prozentpunkte auf 74,2 % (80,2 %) gesteigert werden. Die nach wie vor fehlenden (92,0 − 74,2) % $\widehat{=}$ 17,8 Prozentpunkte ((100,0 − 80,2) % $\widehat{=}$ 19,8 Prozentpunkte) beruhen zum einen darauf, dass das gewählte Effizienzkriterium ziemlich scharf ist, so dass schon bei einem falsch aufgesammelten Punkt die Spur nicht mehr als „gut gefunden" gewertet wird. Die Impulsbestimmung kann aber auch dann noch durchaus brauchbare Werte liefern. Zum anderen liegt das Problem in den FTPCs sicher an dem durch sie abgedeckten kinematischen Bereich. Durch die hohen Pseudorapiditäten und die weitgehende Parallelität der Spuren zum Magnetfeld sind diese meist so gerade, dass die Anpassung des Kreises in der x-y-Ebene ein so schwaches Ausschlusskriterium für Spurpunkte darstellt, dass dadurch in mehrdeutigen Fällen die Zuordnung von falschen Punkten nur sehr ineffektiv verhindert werden kann. Der Schnitt auf die Spurlänge hat bei zwei dicht nebeneinanderliegenden potenziellen Erweiterungspunkten einer Spur sowieso fast keine Auswirkung.

4.5.3 Impulsauflösung

Die Impulsauflösung ergibt sich, indem für jede gefundene Teilchenspur der gemessene (Gesamt-)Impuls mit dem zugehörigen Eingangsimpuls aus der Simulation verglichen und das Ergebnis auf den Eingangsimpuls normiert wird:

Relativer Impulsfehler

$$\Delta_{\mathrm{r}} p = \frac{\Delta p}{p} = \frac{p_{\mathrm{gemessen}} - p_{\mathrm{original}}}{p_{\mathrm{original}}}. \tag{4.12}$$

Wird dieser relative Impulsfehler $\Delta_{\mathrm{r}} p$ für viele vermessene Teilchen in einem Histogramm aufgetragen, kann anhand der Verteilungsbreite eine Abschätzung für die Impulsauflösung gewonnen werden. Dabei ergeben sich einige prinzipielle Schwierigkeiten: Zum einen kann die Verteilung selbst bei statistischer Verteilung der Messfehler nicht gaußförmig sein, da die fehlerbehaftete Spurkrümmung reziprok in die Bestimmung des Impulses eingeht. Außerdem ist die Verteilung asymmetrisch, da eine betragsmäßig zu kleine Impulsmessung einen Eintrag im Intervall $-1 \leq \Delta_{\mathrm{r}} p < 0$ erzeugt, eine zu große Impulsmessung dagegen auf den Bereich $0 < \Delta_{\mathrm{r}} p < \infty$ abgebildet wird. Trotzdem ist es üblich, an die Verteilung eine Gaußkurve anzupassen und deren Breite $\sigma(\Delta_{\mathrm{r}} p)$ als Maß für die Impulsauflösung zu benutzen. Zum anderen ist die Krümmung der erfassten Spuren nur sehr gering, da sie in den Akzeptanzbereichen der FTPCs annähernd parallel zum Magnetfeld verlaufen. Daher ist es in einigen Bereichen relativ wahrscheinlich, dass einer Spur das falsche Ladungsvorzeichen zugeordnet wird. Abb. 4.18 zeigt die relative Häufigkeit, mit der das Krümmungs- und damit das Ladungsvorzeichen falsch bestimmt wird. Insgesamt tritt dies bei 0,15 % der Spuren auf. Die Impulsmessung muss bei solchen Spuren zwangsläufig falsch sein. Für die Bestimmung der Impulsauflösung ist dieses Problem insofern wesentlich, da Glg. 4.12 bei umgekehrtem Vorzeichen von p_{gemessen} zu p_{original} nicht mehr anwendbar ist bzw. die Ergebnisse nicht mehr den Erwartungen entsprechen. Insbesondere bevölkern solche Spuren den Wertebereich $-\infty < \Delta_{\mathrm{r}} p \leq -1$. Daher wurden für die nachfolgenden Untersuchungen

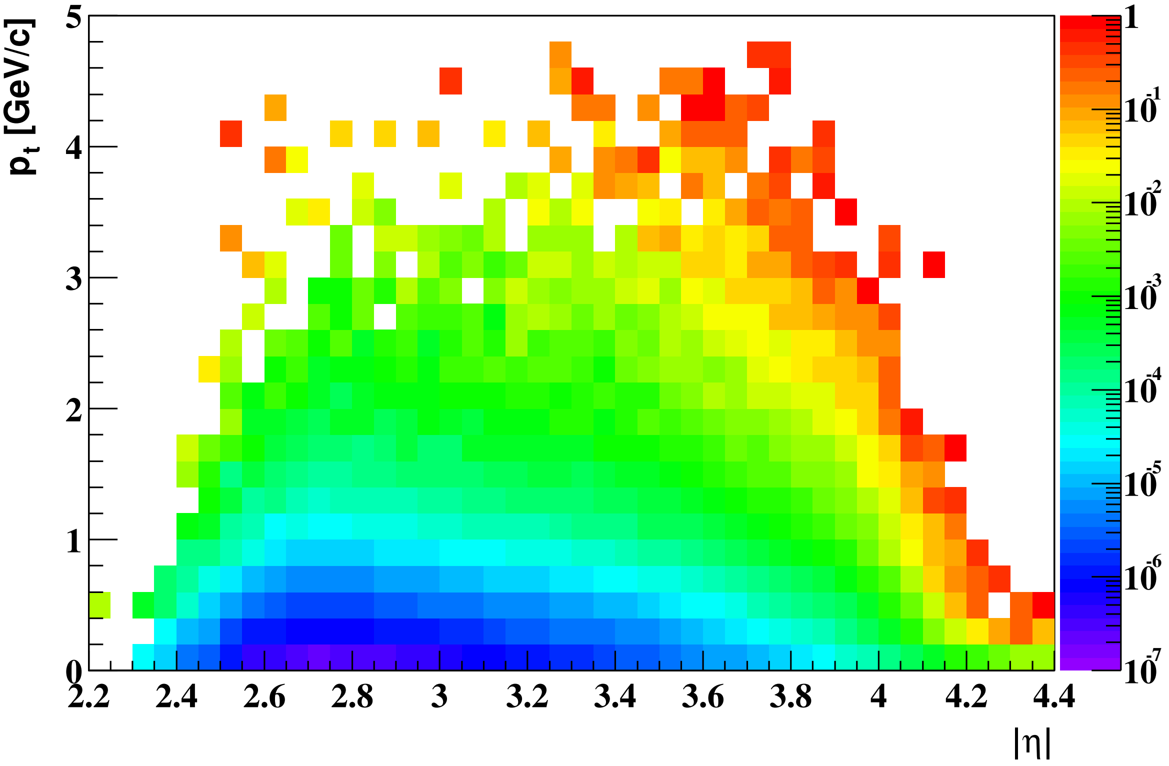

Abbildung 4.18 Relative Häufigkeit eines falsch bestimmten Ladungsvorzeichens.

zur Impulsauflösung nur solche Spuren verwendet, bei denen das Ladungsvorzeichen richtig bestimmt wurde.

Das schon bekannte Ergebnis [Bie98, Hüm00] konnte annähernd bestätigt werden: Wie in Abb. 4.19 dargestellt ergibt sich eine mittlere Impulsauflösung von 12,1 %. Aufgrund der Zugriffsmöglichkeit auf eine größere Anzahl von simulierten Daten konnte für diese Arbeit die Impulsauflösung erstmalig differenziert nach transversalem Impuls p_t und Pseudorapidität η untersucht werden (Abb. 4.20). Innerhalb eines begrenzten Bereichs unterhalb von $|\eta| = 2{,}9$ und $p_t = 1{,}0\,\mathrm{GeV}$ erreicht die Impulsauflösung Werte von minimal 7 % und bleibt insgesamt unter 10 %. Insbesondere zu höheren Pseudorapiditäten verschlechtert sie sich dagegen erheblich und erreicht oberhalb von $|\eta| = 3{,}3$ schnell Werte von über 20 % bis hin zu Spitzenwerten von mehr als 50 %. Die noch höher liegenden Randwerte und im Speziellen die großen freibleibenden Bereiche oberhalb $p_t = 3{,}0\,\mathrm{GeV}/c$ sind darauf zurückzuführen, dass dort die Anzahl der Einträge zu gering war (< 50 Einträge), um die Anpassung der Gaußkurve genau genug durchzuführen.

Die auf $|\eta|$ und p_t projizierten Verteilungen in Abb. 4.20, unten, zeigen gleichfalls das eben beschriebene Verhalten. Um die Projektionen nicht zu stark durch die Randwerte bei hoher Pseudorapidität und transversalem Impuls zu beeinflussen, wurden hierzu nur solche Einträge verwendet, bei denen mindestens 300 Spuren pro Bin gefunden worden waren. Daher resultieren auch die freibleibenden Breiche bei $|\eta| < 2{,}35$, $|\eta| > 4{,}20$ und $p_t > 2{,}0\,\mathrm{GeV}/c$. In Abhängigkeit von der Pseudorapidität bleibt die über p_t gemittelte Impulsauflösung bis $|\eta| = 2{,}9$ nahezu konstant bei Werten knapp

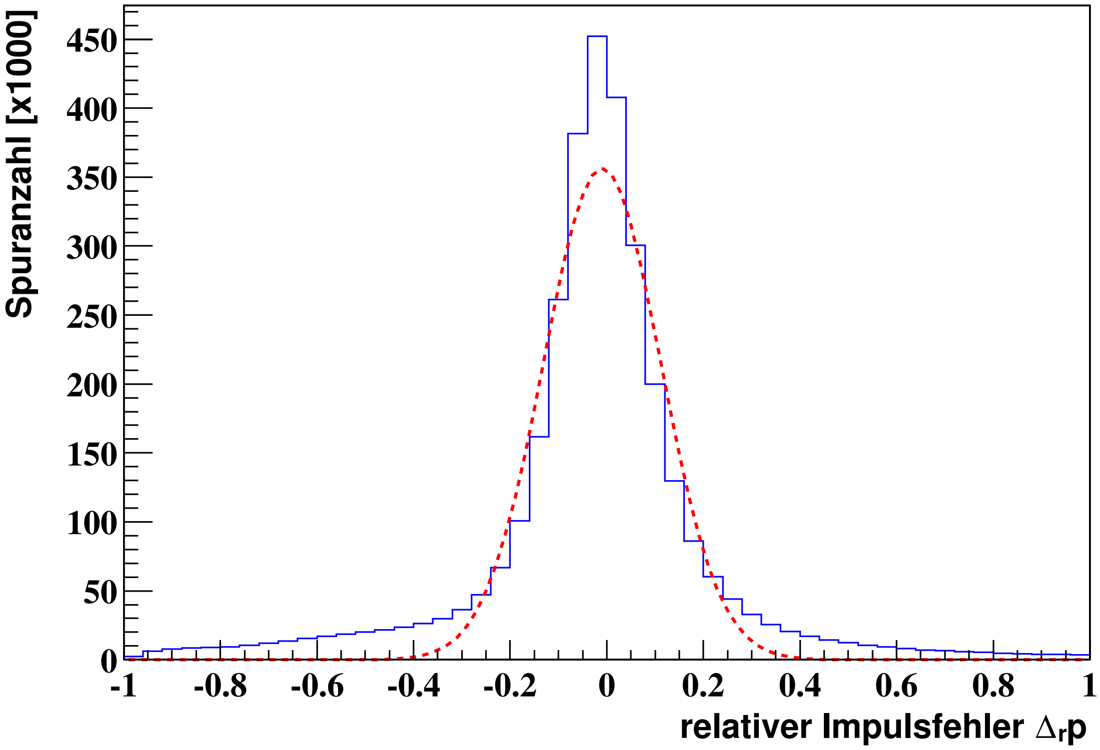

Abbildung 4.19 Verteilung der relativen Impulsfehler $\Delta_r p$ der rekonstruierten Spuren aus 4 327 simulierten HIJING-Ereignissen. Die gestrichelte Kurve beschreibt die bestmögliche Anpassung einer Gaußkurve an die Verteilung. Aus der Breite $\sigma(\Delta_r p)$ der Gaußkurve ergibt sich die Impulsauflösung zu 12,1 %.

über 9 % (das exakte Mittel beträgt 9,20 %). Danach wird sie mit steigendem Betrag der Pseudorapidität quadratisch schlechter und erreicht unterhalb von $|\eta| = 4{,}0$ ihr Maximum mit fast 63 %. Die anschließende erneute Verbesserung ist auf die schwache Population der Bereiche mit hohem transversalen Impuls zurückzuführen. Die über η gemittelte Impulsauflösung zeigt fast keine p_t-Abhängigkeit. Bis zu Werten von $p_t = 1{,}6\,\mathrm{GeV}/c$ ändert sie sich nur geringfügig und besitzt im Mittel einen Wert von etwas über 20 % (exakt 20,08 %). Der nachfolgende leichte Abfall der Kurve liegt erneut an der geringen Bevölkerung der Bins, diesmal bei hoher und niedriger Pseudorapidität.

Zusammenfassend ist die mittlere Impulsauflösung von 12,1 % also keineswegs homogen über die gesamte Akzeptanz der beiden FTPCs verteilt. Vielmehr existiert ein kleiner, stark populierter Bereich mit einer relativ guten Impulsauflösung von besser als 10 %, dem ein im Impulsraum getrennter, weniger stark populierter Bereich mit einer wesentlich schlechteren Impulsauflösung (> 20 %) gegenübersteht.

Wie aus Abb. 4.21 zu ersehen, werden die Teilchenimpulse in fast allen Akzeptanzbereichen unterschätzt. In weiten Bereichen von $|\eta|$ und p_t liegt diese relative Unterschätzung allerdings nur bei einigen Prozent. (Zum Vergleich: Die nicht aufgetragenen Bereiche der relativen Impuls<u>über</u>schätzung erreichen Maximalwerte von 3 %.) Aber insbesondere dort, wo die Impulsauflösung schlechter als 20 % ist, werden vorwiegend viel zu kleine Impulse gemessen.

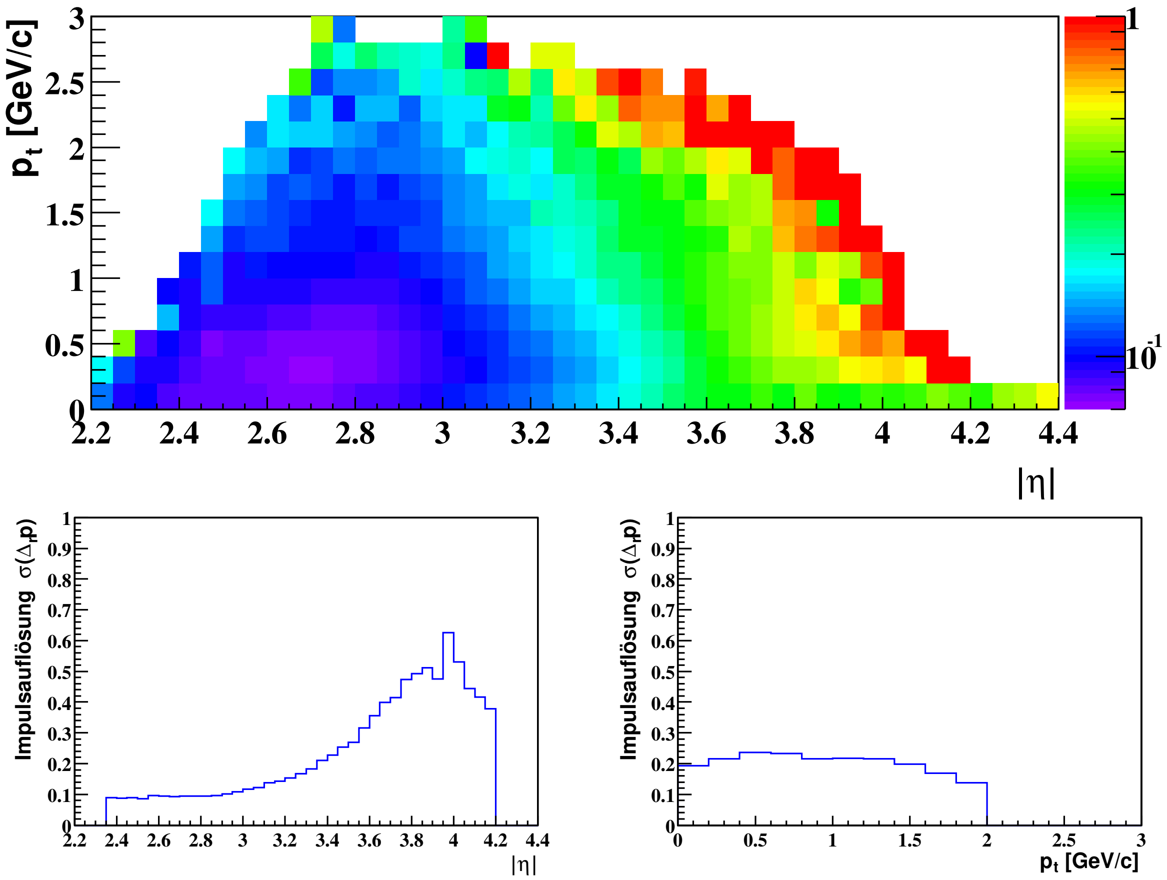

Abbildung 4.20 Impulsauflösung $\sigma(\Delta_{\mathrm{r}} p)$ in Abhängigkeit vom transversalen Impuls p_t und dem Betrag der Pseudorapidität η. In der oberen Abbildung sind nur solche Bins abgebildet, die mehr als 50 Einträge hatten, um eine ausreichende Qualität des Gaußfits zu gewährleisten. Für die unten abgebildeten Projektionen wurden mind. 300 Einträge gefordert, da die projizierten Darstellungen durch die ausreißenden Randwerte der 2-dimensionalen Darstellung besonders stark beeinflusst werden.

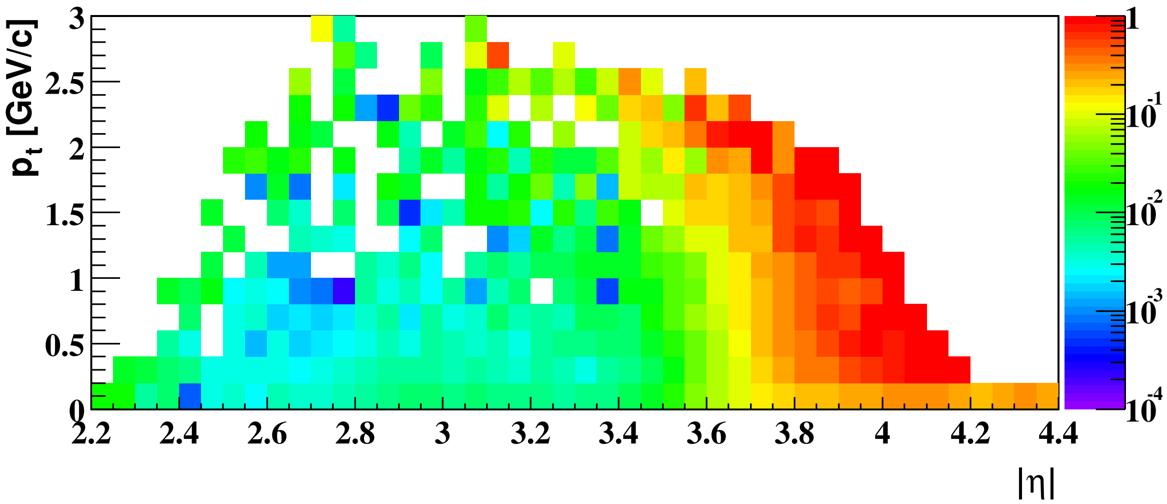

Abbildung 4.21 Relative Unterschätzung des Teilchenimpulses. Aufgetragen ist der negative Mittelwert der Gaußanpassungen an die jeweiligen Verteilungen der relativen Impulsfehler, sofern dieser kleiner als 0 war. In fast allen Akzeptanzbereichen der FTPCs werden die Teilchenimpulse im Mittel unterschätzt. In den wenigen gegenüber Abb. 4.20 freibleibenden Bereichen ist die Impulsunterschätzung entweder kleiner als 10^{-4} oder der Impuls wird im Mittel überschätzt.

Abschließend muss festgestellt werden, dass die erwartete Impulsauflösung von 12,5 % [Bie98] nur in Pseudorapiditätsbereichen unterhalb von $|\eta| = 3,2$ erreicht, dort aber sogar unterschritten wird. Zusätzlich scheint es so, als würde oberhalb von $p_t = 2{,}0\,\mathrm{GeV}$ die Auflösung dauerhaft schlechter als 15 % bleiben, was aufgrund von zu geringer Statistik aber nicht mit Sicherheit gesagt werden kann. Diese Ergebnisse gelten unter der Voraussetzung, dass nur Impulse von Spuren mit richtig gefundenem Ladungsvorzeichen betrachtet werden. In der Konsequenz bedeutet dies, dass für eine physikalische Analyse der rekonstruierten Impulsverteilungen sorgfältig gewählte, enge Schnitte benutzt werden müssen, um die Ergebnisse nicht aufgrund der Ungenauigkeit in der Impulsmessung zu verfälschen.

5 Messung von anisotropem Fluss mit den FTPCs

Durch die in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen erzeugten hohen Temperaturen und Drücke ist die Untersuchung des nach QCD-Gitterrechnungen vorausgesagten Übergangs zum Quark-Gluon-Plasma möglich, bei dem der Einschluss der Quarks und Gluonen in die Hadronen aufgehoben wird. Durch Messung der kollektiven Eigenschaften des gebildeten Vielteilchensystems werden Rückschlüsse auf die Zustandsgleichung von Kernmaterie unter den dann herrschenden extremen Bedingungen möglich.

5.1 Die Zustandsgleichung hochangeregter Kernmaterie

Unter der Voraussetzung, dass die Kernmaterie nach einer Schwerionenkollision lange genug in thermischem Kontakt bleibt, kann von der Ausbildung eines zumindest lokalen thermischen Gleichgewichts ausgegangen werden. Das System ist dann im Rahmen eines hydrodynamischen Modells mit den thermodynamischen Größen Druck p und Temperatur T charakterisierbar. Da sich die durch die Thermodynamik beschriebenen makroskopischen Eigenschaften des Systems im kollektiven Verhalten der Materie widerspiegeln, ist durch den Vergleich mit Modellvorhersagen ein direkter Zugang zur Zustandsgleichung möglich.

In der Hydrodynamik führen Druckgradienten zur Ausbildung eines Geschwindigkeitsfeldes, das den „Fluss“ der Materie beschreibt. Durch die in Schwerionenkollisionen erzeugten hohen Energiedichten bildet sich ein Fluss der produzierten Teilchen aus, der im hadronischen Endzustand vermessen werden kann. Dieser kollektive Fluss äußert sich durch die Bewegung einer großen Zahl der produzierten Teilchen in gleiche Richtungen oder mit gleichem Impuls.

Beim Übergang zum Quark-Gluon-Plasma wird eine drastische Änderung der Zustandsgleichung erwartet. Dies ist unabhängig davon, ob es sich um einen diskreten oder um einen schnellen, aber kontinuierlichen Phasenübergang handelt [Sor99a]. Unter Annahme eines Phasenübergangs 1. Ordnung zeigen Rechnungen der Gitter-QCD, dass in einem großen Bereich der Energiedichte ε ($0{,}5\,\mathrm{GeV/fm^3} \leq \varepsilon \leq 1{,}4\,\mathrm{GeV/fm^3}$) die Temperatur und der Druck nahezu konstant sind [Hun95]. Oberhalb dieses Bereichs erreicht das Verhältnis ε/p den asymptotischen Wert 1/3, und der hohe Druck führt zur Ausbildung der Flussphänomene. Bei Energiedichten von $\varepsilon_{\mathrm{sp}} \approx 1{,}4\,\mathrm{GeV/fm}^3$ ist das Verhältnis von Energiedichte zu Druck ε/p dagegen maximal. Diese Energiedichte wird als *softest point* bezeichnet. Der dort herrschende verhältnismäßig geringe Druck führt zu einem Minimum der Expansionsgeschwindigkeit des Systems. Größere Kollisionsenergien erhöhen daher die Lebensdauer des Systems, wodurch ein Erreichen des thermodynamischen Gleichgewichts und damit die sinnvolle Beschreibung des Systems mit thermodynamischen Größen begünstigt werden. Da die Messungen von anisotropem Fluss sensitiv auf diese frühe Phase der Entwicklung der Schwerionenkollision und insbesondere des Drucks sind, können dadurch Aussagen über die Thermalisierung sowie die Eigenschaften der Zustandsgleichung gewonnen werden.

5.2 Methode zur Bestimmung anisotropen Flusses

Die kollektiven Bewegungen von Teilchen, die in einer Schwerionenkollision erzeugt wurden, werden durch die Untersuchung der Korrelation der Teilchenimpulse vermessen. Dadurch kann auf gemeinsame Strömungsrichtungen oder -geschwindigkeiten der Kernmaterie im Anfangszustand geschlossen werden.

5.2.1 Klassifizierung verschiedener kollektiver Flüsse

Es werden drei Flussarten unterschieden: radialer, gerichteter und elliptischer Fluss. Unter radialem Fluss wird die azimutal isotrope Expansion der Materie verstanden, die bei maximaler Energiedichte und daher bei zentralen Stößen untersucht wird. Am CERN-SPS ($\sqrt{s_{NN}} = 17\,\mathrm{GeV}$) wurden transversale Expansionsgeschwindigkeiten von $v_t \approx 0{,}5\,c$ gemessen [App98a]. Im Gegensatz dazu werden mit der Analyse von gerichtetem und elliptischem Fluss anisotrope Flussphänomene untersucht, die aus Symmetriegründen bei zentralen Kollisionen nicht auftreten können. Da sich die Analysemethoden für radial- und nichtradialsymmetrische Flussarten grundsätzlich voneinander unterscheiden, wird im Weiteren nur auf die Verfahren zur Messung von anisotropem Fluss eingegangen.

5.2.2 Die Reaktionsebene

Bei der Diskussion von anisotropem Fluss ist die Definition der Reaktionsebene von entscheidender Bedeutung (siehe dazu Abb. 5.1). Die beiden Kerne bewegen sich im Schwerpunktsystem auf zwei Geraden aufeinander zu, die sich im Abstand b – dem sog. Stoßparameter – voneinander befinden. Der Stoßparameter misst daher den kleinsten Abstand der beiden Kernzentren. Diese Verbindungslinie und die durch die Strahlachse definierte Richtung spannen die Reaktionsebene auf. Alle Flussmessungen werden prinzipiell bezüglich dieser Reaktionsebene (= x'-z'-Ebene) vorgenommen, die gegenüber dem globalen (STAR-)Koordinatensystem K_{xyz} um den Winkel Ψ_{R} um die z-Achse gedreht ist. Es ergibt sich das gestrichene Koordinatensystem $K'_{x'y'z'}$.

In diesem für jedes Ereignis neu zu bestimmenden Koordinatensystem $K'_{x'y'z'}$ stellt sich eine periphere Kern+Kern-Kollision folgendermaßen dar (siehe Abb. 5.2): Die beiden

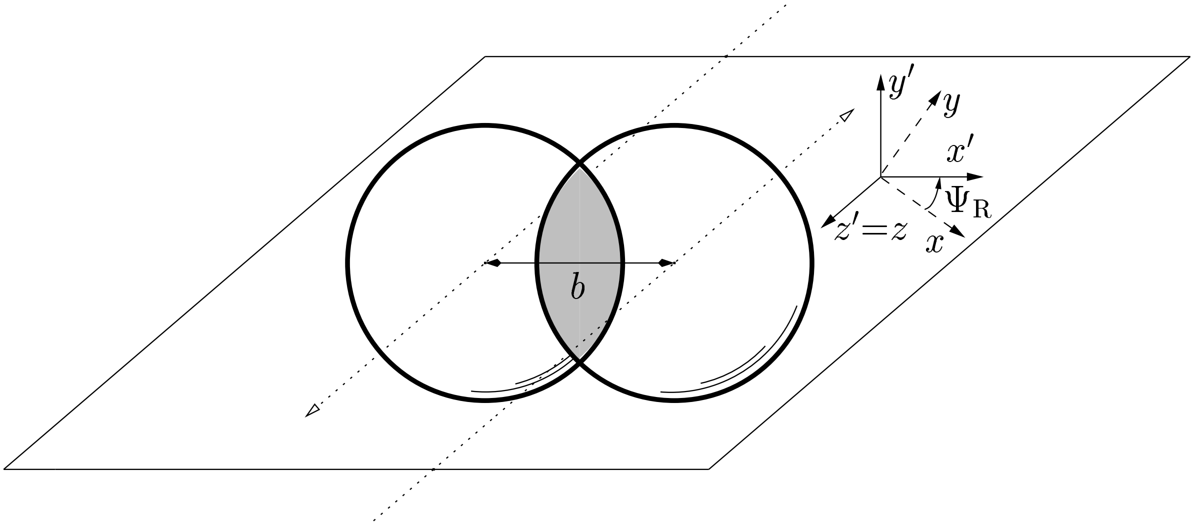

Abbildung 5.1 Die Reaktionsebene wird durch den Stoßparameter b und die Strahlrichtung z aufgespannt. Dabei ist der Stoßparameter durch den Abstand zwischen den Mittelpunkten der beiden kollidierenden Kerne gegeben. Das globale (STAR-)Koordinatensystem K_{xyz} wird so um den Winkel Ψ_R um die z-Achse gedreht, dass die Reaktionsebene mit der x-z-Ebene zusammenfällt ($K_{xyz} \to K'_{x'y'z'}$).

Kerne nähern sich einander parallel zur Strahlrichtung. Durch den von Null verschiedenen Stoßparameter b nimmt nur ein Teil der Nukleonen an der Reaktion teil, welche Partizipanten (von engl.: *participants*, Teilnehmer) genannt werden. In dem aus ihnen gebildeten Überdeckungsbereich findet die eigentliche Reaktion statt und bildet den sog. Feuerball. Die beiden nicht an der Reaktion teilnehmenden, aber möglicherweise angeregten Restkerne bewegen sich mit unverminderter Geschwindigkeit auf ihren ursprünglichen Trajektorien weiter und werden deshalb als Spektatoren (engl.: *spectators*, Zuschauer) bezeichnet [Wes76].

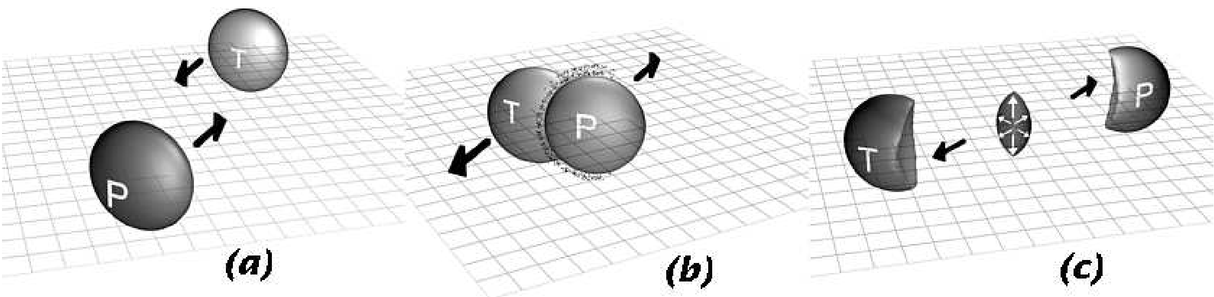

Abbildung 5.2 Schematischer Ablauf einer peripheren Kollision zweier Goldkerne („Target“ und „Projektil“) [Dan98]. Die Abbildungen zeigen die drei Zeitpunkte kurz vor dem Stoß ***(a)***, zu Beginn der Kollision ***(b)*** und nachdem sich die Spektatoren bereits vom Feuerball entfernt haben ***(c)***.

Durch die linsenförmige Region, in der sich die beiden Kerne gegenseitig durchdringen, kommt es zur Ausbildung eines nichtisotropen Druckgradienten, der sich in eine nichtisotrope Impulsverteilung der produzierten Hadronen umwandelt. Es ist das Ziel der Flussmessung, diese Anisotropie im Impulsraum zu bestimmen.

5.2.3 Definition von Fluss n-ter Ordnung

Werden sämtliche Teilchenimpulse eines Ereignisses im Koordinatensystem $K'_{x'y'z'}$ der Reaktionsebene aufgetragen, kann die Verteilung mit einem Ellipsoid angenähert werden (siehe Abb. 5.3), dessen Hauptachse mit größtem Eigenwert die Richtung des „longitudinalen Flusses“ definiert. Senkrecht dazu, also in den Ebenen parallel zu den beiden verbleibenden Hauptachsen, tritt „transversaler Fluss“ auf. Die in Kern+Kern-Kollisionen bei niedrigeren Energien durchgeführte explizite Drehung des Koordinatensystems der Reaktionsebene um die y'-Achse ($K'_{x'y'z'} \rightarrow K''_{x''y''z''}$), mit dem Ziel, die z'-Achse mit der Achse des longitudinalen Flusses in Übereinstimmung zu bringen, kann bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{NN}} = 200\,\mathrm{GeV}$, wie sie am RHIC zur Verfügung stehen, entfallen. Dies liegt daran, dass der Flusswinkel θ_{Fluss}, der zwischen Strahlrichtung $z = z'$ und der großen Hauptachse des Flussellipsoids liegt, sehr klein ist: $\theta_{\mathrm{Fluss}} \approx \langle |p_x| \rangle / p_{\mathrm{Strahl}} \ll 1$ [Rei97]. Die Flussmessung untersucht daher die azimutalen Impulsverteilungen bezüglich der Strahlachse z, und zwar differenziell in Bereichen der Pseudorapidität η und des Transversalimpulses p_t.

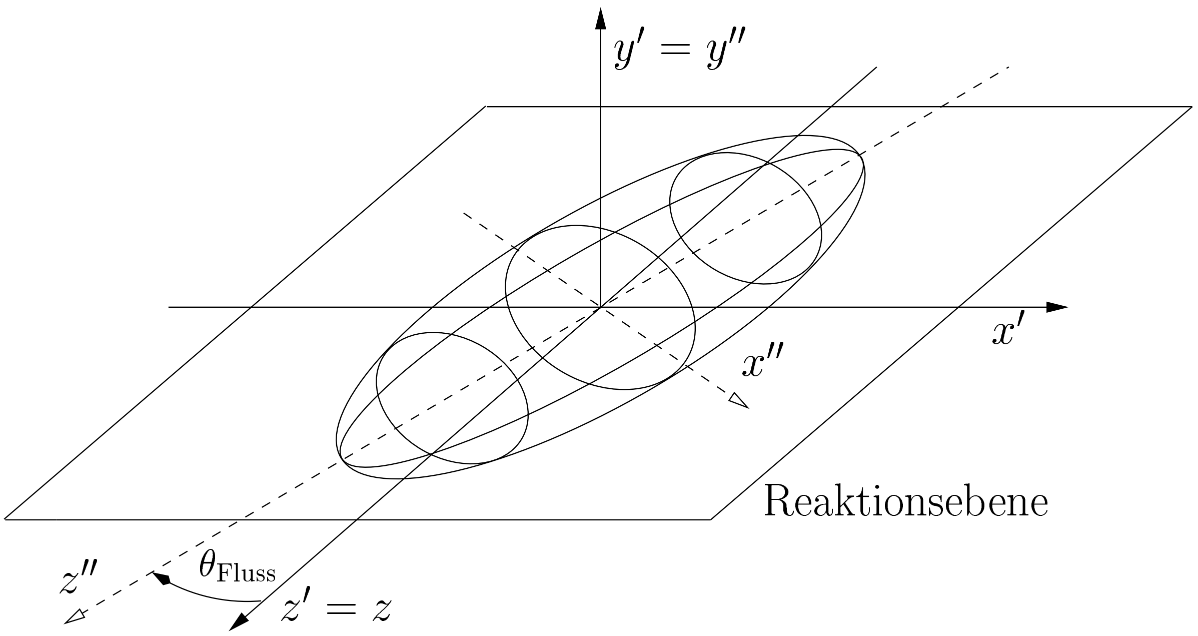

Abbildung 5.3 Der Flussellipsoid. Im Schwerpunktsystem der beiden kollidierenden Kerne bildet sich eine 3-dimensionale Impulsverteilung aus, die durch einen Ellipsoid angenähert werden kann. Seine Hauptachsen definieren ein gegenüber dem Koordinatensystem $K'_{x'y'z'}$ der Reaktionsebene gedrehtes System. Der Winkel zwischen der Strahlachse $z = z'$ und der größten Hauptachse des Ellipsoids in Richtung von z'' wird Flusswinkel θ_{Fluss} genannt.

Eine natürliche Beschreibung der angenäherten kreis- oder ellipsenförmigen Verteilungen geschieht im Rahmen einer 2-dimensionalen Fourieranalyse [Vol96]. Die dreifach differenzielle Impulsverteilung der Teilchen eines Ereignisses lässt sich in Bezug auf die Reaktionsebene als

Fourierentwicklung der Impulsverteilung

$$E\frac{\mathrm{d}^3N}{\mathrm{d}^3p} = \frac{1}{2\pi}\frac{\mathrm{d}^2N}{p_t\mathrm{d}p_t\mathrm{d}Y}\left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos\left[n\left(\phi - \Psi_{\mathrm{R}}\right)\right]\right) \tag{5.1}$$

schreiben (mit den Definitionen des transversalen Impulses p_t und der Rapidität Y gemäß der Glgn. A.1 u. A.2). Dabei bedeutet N die Anzahl der Teilchen, Ψ_{R} den Winkel der Reaktionsebene und ϕ den Winkel des Impulsvektors der verschiedenen Teilchen, jeweils in Bezug auf die x-z-Ebene des globalen (STAR-)Koordinatensystems K_{xyz}. Die in der Fourieranalyse neben den Kosinustermen normalerweise auftretenden Sinusterme fallen durch ihre Symmetrie in Bezug auf die Reaktionsebene weg. Der aus den Koeffizienten v_n herausgezogene Faktor 2 bewirkt, dass die $v_n = \langle\cos\left[n\left(\phi - \Psi_{\mathrm{R}}\right)\right]\rangle = \langle\cos\left[n\phi'\right]\rangle$ die gleichen physikalischen Größen messen, die schon mit früher verwendeten Methoden zur Bestimmung von anisotropem Fluss benutzt wurden [Dan85]. Aus einfachen geometrischen Überlegungen ergibt sich:

$$\begin{aligned} v_1 &= \left\langle \frac{p_{x'}}{p_t} \right\rangle && \text{„gerichteter Fluss“,} \\ v_2 &= \left\langle \frac{p_{x'}^2 - p_{y'}^2}{p_t^2} \right\rangle && \text{„elliptischer Fluss“.} \end{aligned} \tag{5.2}$$

Gerichteter und elliptischer Fluss

Die eckigen Klammern symbolisieren dabei die Mittelwertbildung über alle Teilchen in einem Ereignis. Die Namensgebung wird durch Abb. 5.4 klar: Gewichtet mit p_t $(= p_{t'})$ misst v_1 die Abweichung des Mittelpunkts der an die Impulsverteilung angepassten Ellipse vom Koordinatenursprung, und v_2 bestimmt die Längendifferenz der beiden Hauptachsen. (Zur Wichtung von Flussmessungen siehe Abschnitt 5.2.4.)

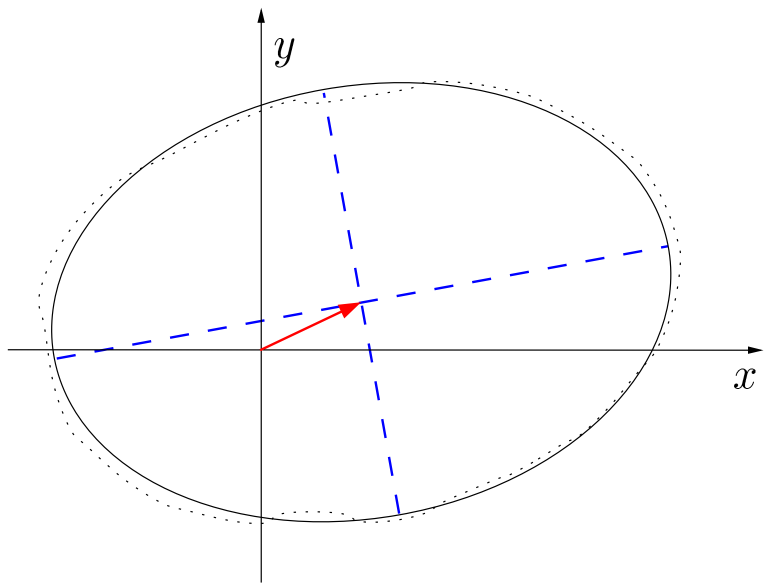

Abbildung 5.4 Schematische Darstellung gerichteten und elliptischen Flusses bei einem festen Wert der Pseudorapidität und des Transversalimpulses. Gewichtet mit p_t gibt der gerichtete Fluss die mittlere Abweichung der Impulse vom Koordinatenursprung an (rot). Der elliptische Fluss bestimmt die Längendifferenz der beiden Hauptachsen (blau) der an die Impulsverteilung angepassten Ellipse. Dass eine Ellipse nur eine Näherung an die wahre Impulsverteilung ist, wird durch die gepunktete Linie angedeutet.

Fourierkoeffizienten höherer Ordnung können selbstverständlich ebenfalls berechnet werden. Die 3-dimensionale Impulsverteilung kann daher im Prinzip viel besser als mit einem Ellipsoid angenähert werden. Bisher beschränken sich die experimentellen Untersuchungen jedoch auf $n = 1, 2$ (mit einer Ausnahme, bei der am AGS zusätzlich v_3 und v_4 gemessen wurden [Bar94]). Andererseits bestehen in theoretischen Simulationen starke Unterschiede in den Flüssen höherer Ordnung, so dass deren Messung eindeutig zugunsten eines bestimmten theoretischen Modells entscheiden könnte [Pos98].

5.2.4 Näherungsweise Bestimmung der Reaktionsebene

Die Lage der Reaktionsebene ($\widehat{=} K'_{x'y'z'}$) im Verhältnis zum (STAR-)Koordinatensystem K_{xyz} fluktuiert statistisch für jedes Ereignis. Daher setzt die Analyse des in einer Kern+Kern-Reaktion aufgetretenen Flusses die vorherige Bestimmung der jeweiligen Reaktionsebene voraus. Das ist nur näherungsweise möglich. Um sie von der wahren Reaktionsebene unterscheiden zu können, wird die gemessene Ebene daher Ereignisebene genannt. Zur Messung der Ereignisebene wird der anisotrope Fluss selbst herangezogen. Für den Fluss n-ter Ordnung ergeben sich der Flussvektor $\vec{Q}_n$ und der Winkel der Ereignisebene Ψ_n zu

Definition des Flussvektors

$$\begin{aligned} Q_n \cos(n\Psi_n) &= X_n = \sum_i w_i \cos(n\phi_i) \\ Q_n \sin(n\Psi_n) &= Y_n = \sum_i w_i \sin(n\phi_i) \end{aligned} \qquad \vec{Q}_n = \begin{pmatrix} X_n \\ Y_n \end{pmatrix} \tag{5.3}$$

bzw.

Definition der Ereignisebene

$$\Psi_n = \left(\tan^{-1} \frac{\sum\limits_i w_i \sin(n\phi_i)}{\sum\limits_i w_i \cos(n\phi_i)} \right) \Bigg/ n = \left(\tan^{-1} \frac{X_n}{Y_n} \right) \Big/ n. \tag{5.4}$$

Die Summation erfolgt über die i Teilchen des Ereignisses, die zur Bestimmung der Ereignisebene ausgewählt werden; w_i sind Wichtungsfaktoren. Diese Faktoren werden je nach Ordnung des untersuchten Flusses so gewählt, dass die Auflösung der Ereignisebene optimiert wird. Die Bedeutung von v_1 und v_2 wird sehr anschaulich, wenn als Wichtungsfaktor der transversale Impuls p_t des jeweiligen Teilchens verwendet wird (siehe die Diskussion zu Abb. 5.4). Da aus Symmetriegründen im Schwerpunktsystem die gemittelten Verteilungen der Teilchen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung identisch sind, wenn sie azimutal um 180° gedreht werden, müssen bei ungeraden Ordnungen in den beiden Hemisphären Wichtungsfaktoren mit unterschiedlichem Vorzeichen verwendet werden.

Der Winkel Ψ_n der Ereignisebene der n-ten Harmonischen liegt im Bereich $0 \leq \Psi_n < 2\pi/n$. Da dieser Winkel die Ereignisebene eindeutig charakterisiert, wird normalerweise Ψ_n selbst als „Ereignisebene“ bezeichnet.

5.2.5 Akzeptanzkorrektur

Im günstigsten Fall wird Fluss mit einem azimutal isotropen Detektor gemessen, da damit die Akzeptanzdifferenzen um die Strahlachse per Definition minimal sind. Zylindrische TPCs kommen der gewünschten azimutalen Isotropie sehr nahe. Dennoch haben auch sie Bereiche, in denen ihre Akzeptanz geringer als in anderen Detektorteilen ist. Insbesondere gilt das für die Sektorgrenzen. Darauf muss korrigiert werden, um nicht ungewollt eine Anisotropie als Flusssignal zu interpretieren, welche nur die Symmetrieeigenschaften des Detektors widerspiegelt.

Die azimutale Verteilung der Winkel der Ereignisebenen Ψ_n dient als Maß der Anisotropie. Es können aber auch direkt die Verteilungen der Azimutwinkel der produzierten Teilchen betrachtet werden. Über viele Ereignisse sollten diese Verteilungen isotrop sein, da der Stoßparameter keine Vorzugsrichtung besitzt. Zur Korrektur einer nicht ϕ-symmetrischen Akzeptanz werden daher diese nichtkonstanten Winkelverteilungen herangezogen, indem für jeden Winkelbereich $\Delta\phi$ die reziproke Multiplizität der in diesen Bereich emittierten Teilchen als zusätzlicher Wichtungsfaktor in die Bestimmung der Ereignisebenen (Glgn. 5.3 u. 5.4) eingeht. Zur Kontrolle können anschließend die Verteilungen der korrigierten Winkel der Ereignisebenen erneut untersucht werden, die dann ein azimutal isotropes Verhalten zeigen müssen.

Diese Methode berücksichtigt nicht die Multiplizitätsabhängigkeit der Akzeptanz, was aber insbesondere für Messungen in Abhängigkeit vom Stoßparameter wichtig ist. Die Datennahme erfolgt in diesem Fall mit einem Trigger, der einen großen Zentralitätsbereich zulässt. Da damit die Multiplizität von Ereignis zu Ereignis sehr stark schwanken kann, müssen die Akzeptanzkorrekturfaktoren für verschiedene Multiplizitätsbereiche getrennt bestimmt werden.

Grundsätzlich muss betont werden, dass die Flussmessung zwar von der Akzeptanz des Detektors, aber nicht von der Effizienz des Rekonstruktionsalgorithmus abhängt. Dies gilt unter der Annahme einer vom Azimutwinkel unabhängigen Rekonstruktionseffizienz. Daher zählt die Analyse von Flussphänomenen immer zu den erstmöglichen Untersuchungen eines Schwerionenexperiments, da nicht auf die Effizienz, sondern nur auf die Akzeptanz korrigiert werden muss. Komplizierte und zeitaufwendige Verfahren zur Untersuchung der Effizienz wie z. B. das Einbetten von simulierten Spuren in „echte“ Ereignisse müssen deshalb nicht durchgeführt werden.

5.2.6 Korrelation der Teilchen mit der Ereignisebene

Die eigentliche Flussmessung besteht in der Untersuchung der Korrelation der Teilchenverteilung mit den Ereignisebenen des (selben) Ereignisses. Prinzipiell kann der n-te Fourierkoeffizient v_n in Bezug auf alle Ereignisebenen der Ordnung m mit $n \geq m$ bestimmt werden, wenn n ein Vielfaches von m ist ($n = km$ mit ganzzahligem k). Bezüglich Ψ_1 können daher alle v_n gemessen werden. Zweideutigkeiten in der Orientierung der Ereignisebenen zueinander werden durch die Wahl des Vorzeichens von v_n relativ zu v_m aufgelöst: Wenn v_n an den gleichen Stellen wie v_m ein Maximum aufweist, bekommt es ein positives, bei einem Minimum ein negatives Vorzeichen zugewiesen.

Die große Bedeutung der Messung von v_1 begründet sich darin, dass nur so die Elongation der Ellipse in Bezug auf ihre Verschiebung aus dem Koordinatenursprung bestimmt werden kann (siehe Abb. 5.4). Ohne die Messung des gerichteten Flusses ist deshalb nur die Bestimmung des Absolutbetrags von v_2 möglich.

Die Fourierentwicklung bezüglich der Ereignisebene der Ordnung m hat die Form

Fourierentwicklung bezüglich beliebiger Ereignisebenen

$$\frac{\mathrm{d}(wN)}{\mathrm{d}(\phi - \Psi_m)} = \frac{\langle wN \rangle}{2\pi} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2 v_n^{\text{gem.}} \cos\left[n \left(\phi - \Psi_m \right) \right] \right), \tag{5.5}$$

wobei die Summation über alle ganzzahligen Vielfachen von m ($n = km$) läuft. w ist erneut ein Wichtungsfaktor, für den es zwei allgemein übliche Wahlmöglichkeiten gibt: Entweder wird $w = 1$ gesetzt und damit nur die Teilchenmultiplizität in einzelnen Winkelbereichen gemessen (sog. „*number flow*“), oder es wird $w = p_t$ gewählt, wodurch sich der Fluss des transversalen Impulses ergibt, der schon wegen seines Zusammenhangs mit der Form und Lage der Flussellipse erwähnt wurde (siehe Abschnitt 5.2.4). Zusätzlich können über diesen Faktor einzelne Teilchenspezies ausgewählt werden, so dass der Fluss für verschiedene Teilchenarten getrennt bestimmt werden kann. Die Koeffizienten $v_n^{\text{gem.}}$ ergeben sich durch die Berechnung von $\langle \cos\left[n \left(\phi - \Psi_m \right) \right] \rangle$:

$$v_n^{\text{gem.}} = \langle \cos\left[n \left(\phi - \Psi_m \right) \right] \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \cos\left[n \left(\phi_i - \Psi_m \right) \right]. \tag{5.6}$$

Dabei bezeichnet N erneut die Anzahl der Teilchen im betrachteten Ereignis. Die $v_n^{\text{gem.}}$ sind noch nicht auf die Auflösung der Ereignisebene korrigiert und tragen daher den hochgestellten Index „gem.“ für „gemessen“.

Um Autokorrelationen zu vermeiden, darf die Ereignisebene nicht dasjenige Teilchen enthalten, das in Bezug auf sie vermessen werden soll [Dan85]. Das Abspeichern von unzähligen verschiedenen Ereignisebenen kann vermieden werden, indem die Summen der Sinus- und Kosinusterme aus Glg. 5.4 aufgehoben werden, und dann jeweils der Anteil des gerade betrachteten Teilchens i mit seiner Gewichtung w_i abgezogen wird. Diese Methode setzt voraus, dass der durch Verletzung der Impulserhaltung entstehende Fehler klein ist.

Die bis hier dargestellte Messung wird an vielen, in der Regel einigen zehn- bis einhunderttausend Ereignissen vorgenommen, so dass sich schließlich – unter der Voraussetzung, dass die Flussstärke in den Ereignissen nur statistisch schwankt – ein Messwert für den über alle Ereignisse gemittelten Fluss ergibt. Dieser wird trotz der Mittelwertbildung über die Ereignisse ebenfalls mit $v_n^{\text{gem.}}$ bezeichnet.

5.2.7 Auflösung der Ereignisebene

Durch Messungenauigkeiten des Winkels der Reaktionsebene sind die quantitativen Ergebnisse zur Flussmessung mit einem systematischen Fehler behaftet, der korrigiert werden muss. Für den Mittelwert des korrigierten Flusses der Ordnung n bezüglich der gemessenen Ereignisebene der Ordnung m ergibt sich:

Korrektur der Flussmessung mit der Auflösung der Ereignisebene

$$v_n = v_n^{\text{gem.}} / \langle \cos\left[n \left(\Psi_m - \Psi_{\mathrm{R}} \right) \right] \rangle. \tag{5.7}$$

Dieser Ausdruck wird durch Betrachtung des gerichteten Flusses v_1 (in Bezug auf Ψ_1) mit Wichtung durch p_t plausibel (siehe Abb. 5.5). Der Betrag von v_1 bestimmt in

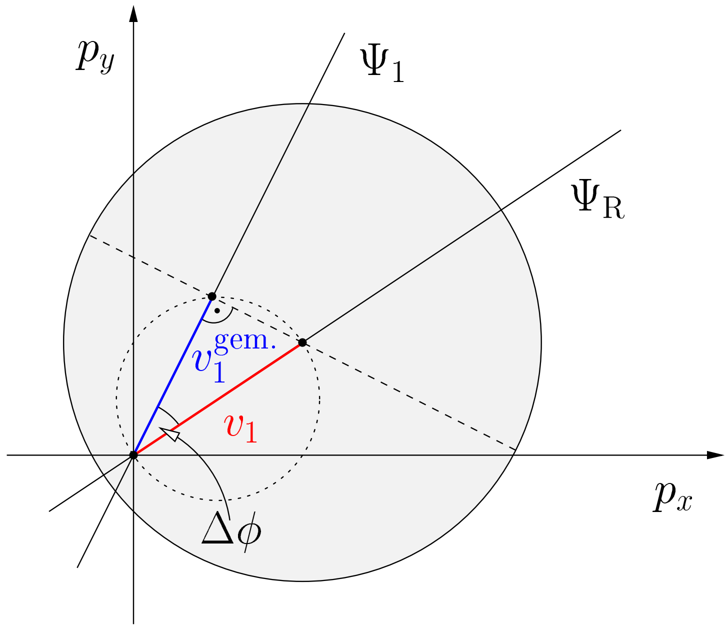

Abbildung 5.5 Geometrische Veranschaulichung des Korrekturfaktors für die Auflösung der Ereignisebene. Bei einer Abweichung der gemessenen Ereignisebene (in diesem Fall Ψ_1) von der wahren Reaktionsebene Ψ_R liegen alle möglichen Messwerte des Flusses auf einem Kreis symmetrisch zur Reaktionsebene durch den Schwerpunkt der Verteilung und den Koordinatenursprung.

diesem Fall wie bereits erwähnt den Abstand des Schwerpunkts der Impulsverteilung vom Koordinatenursprung (in einem vorgegebenen Pseudorapiditäts- und Transversalimpulsintervall). Wird statt der wahren Reaktionsebene Ψ_R die um $\Delta\phi$ gedrehte Ereignisebene Ψ_1 gemessen, ändert sich entsprechend auch der Betrag des gemessenen gerichteten Flusses pro Ereignis: Es ergibt sich der Wert $v_1^{\text{gem.}}$. Geometrisch ist das in Richtung der gemessenen Ereignisebene Ψ_1 derjenige Abstand vom Ursprung, bezüglich dessen der Gesamtimpuls ein Minimum aufweist. Die von diesem Punkt abgetragene Strecke, die die Impulsverteilung in zwei Hälften mit gleichem Gewicht unterteilt, muss offensichtlich durch den Schwerpunkt der Verteilung verlaufen. Folglich liegen alle möglichen Messwerte des gerichteten Flusses auf einem Kreis. Daraus ergibt sich der Zusammenhang von $v_1^{\text{gem.}}$ und v_1 zu

$$v_1^{\text{gem.}} = v_1 \cdot \cos\Delta\phi. \tag{5.8}$$

Gemittelt über viele Ereignisse ergibt sich aus der Unabhängigkeit der Messungen von v_1 und dem Winkel der Ereignisebene:

$$\langle v_1^{\text{gem.}} \rangle = \langle v_1 \rangle \cdot \langle \cos\Delta\phi \rangle. \tag{5.9}$$

Die Korrekturfaktoren für verschiedene Ordnungen bezüglich beliebiger Ereignisebenen ergeben sich aus den gleichen Überlegungen mit dem bereits vorgestellten Resultat Glg. 5.7, wobei dort der Mittelwert über alle Ereignisse mit v_n ohne die Klammersymbole „$\langle\ \rangle$“ bezeichnet ist.

5.2.8 Korrektur der Auflösung der Ereignisebene

Für die praktische Berechnung der Auflösung der Ereignisebene $\langle\cos[n(\Psi_m - \Psi_{\mathrm{R}})]\rangle$ im Nenner von Glg. 5.7 wird die Methode der Teilereignisse benutzt. Dazu werden jeweils zwei unabhängige Ereignisebenen einer Ordnung aus den zwei „Hälften" eines Ereignisses bestimmt. Die beiden Ereignishälften ergeben sich durch zufällige Sortierung aller Teilchen eines Ereignisses in zwei gleich große Teilgruppen a und b. Für die Korrelation der beiden gefundenen Ereignisebenen gilt unter der Annahme, dass weitere Teilchenkorrelationen im Ereignis vernachlässigbar klein sind,

$$\langle\cos\left[n\left(\Psi_m^a - \Psi_m^b\right)\right]\rangle = \langle\cos[n(\Psi_m^a - \Psi_{\mathrm{R}})]\rangle \cdot \langle\cos\left[n\left(\Psi_m^b - \Psi_{\mathrm{R}}\right)\right]\rangle. \tag{5.10}$$

Da in den beiden Teilereignissen durch die gleiche Teilchenanzahl die gleiche Auflösung erwartet wird, ergibt sich

$$\langle\cos[n(\Psi_m^a - \Psi_{\mathrm{R}})]\rangle = \sqrt{\langle\cos[n(\Psi_m^a - \Psi_m^b)]\rangle}. \tag{5.11}$$

Dieses Ergebnis ist noch nicht die gesuchte Auflösung, sondern die des Teilereignisses, welche früher zur Berücksichtigung der doppelt so großen Multiplizität des Gesamtereignisses mit $\sqrt{2}$ skaliert wurde. Diese Näherung ist durch explizite Berechnungen nicht mehr notwendig [Vol96, Oll97]: Der zentrale Grenzwertsatz lässt eine gaußförmige Fluktuation der Länge des Flussvektors Q_n mit der Breite $\sigma = \frac{1}{\sqrt{2N}}\sqrt{\frac{\langle w^2\rangle}{\langle w\rangle^2}}$ erwarten, wobei w der Wichtungsfaktor aus Glg. 5.5 ist[1]. Daraus ergibt sich [Pos98]

Auflösung der Ereignisebene

$$\begin{aligned}\langle\cos[n(\Psi_m - \Psi_{\mathrm{R}})]\rangle = \; & \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}}\chi_m \exp(-\chi_m^2/4) \\ & \cdot\left[I_{(n/m-1)/2}(\chi_m^2/4) + I_{(n/m+1)/2}(\chi_m^2/4)\right].\end{aligned} \tag{5.12}$$

Dabei ist $\chi_m \equiv v_m/\sigma$ eine dimensionslose Funktion des Flusses der Ordnung m und der Verteilungsbreite σ, und I_ν ist die abgewandelte Besselfunktion der Ordnung ν ($I_\nu(x) = i^{-\nu}J_\nu(ix)$ mit der Besselfunktion J_ν). Durch die aus Glg. 5.11 gewonnene Auflösung des Teilereignisses kann iterativ[2] χ_m bestimmt werden. Durch Einsetzen dieses mit $\sqrt{2}$ skalierten Wertes ($\chi_m \sim \sqrt{N}$) in Glg. 5.12 folgt schließlich die gewünschte Auflösung des Gesamtereignisses.

Die gemessenen Flusswerte von $v_n^{\mathrm{gem.}}$ ($n = km$) werden abschließend gemäß Glg. 5.7 skaliert. Der ursprünglichen Messwert wird dabei niemals verkleinert ($v_n \geq v_n^{\mathrm{gem.}}$), da $\cos(\alpha) \leq 1$. Da für die Ereignisebenen Ψ_m^a und Ψ_m^b der Teilereignisse eine positive Korrelation erwartet wird, sollte das Argument der Wurzel in Glg. 5.11 ebenfalls immer positiv sein. In Fällen, in denen nur schwacher Fluss vorliegt, hohe Fluktuationen auftreten oder starke Korrelationen anderen Ursprungs (z. B. durch Resonanzzerfälle) erzeugt werden, kann das Argument aus Impulserhaltungsgründen dennoch negativ werden. Eine Berechnung eines Korrekturfaktors ist dann nicht möglich.

[1] Für *number flow* mit $w = 1$ reduziert sich der Ausdruck auf $\sigma = \frac{1}{\sqrt{2N}}$.

[2] Dadurch wird das Problem der nichtanalytischen Umkehrfunktion von Glg. 5.12 umgangen.

5.3 Theoretische Vorhersagen und erste Messungen bei RHIC-Energien

Der zugrunde liegende Mechanismus, nach dem es zur Ausbildung der Flussphänomene kommt, wird in allen theoretischen Modellen durch lokale Druckgradienten erklärt. Trotzdem sind die quantitativen Vorhersagen für die Abhängigkeiten des Flusses verschiedener Ordnungen von den kinematischen Größen η und p_t, der Zentralität und der Schwerpunktsenergie sehr unterschiedlich. Je nach Modellierung der Zustandsgleichungen in der hadronischen und der Quark-Gluon-Plasma-Phase und des eigentlichen Phasenübergangs lassen sich z. B. deutliche Unterschiede zwischen den Vorhersagen der Flussparameter von Kaskadenmodellen und rein hydrodynamischen Modellen erkennen.

5.3.1 Elliptischer Fluss (v_2)

Wie aus Abb. 5.2 zu ersehen besteht die eigentliche Reaktionszone direkt nach einer nichtzentralen Kollison zweier Goldkerne aus einem linsenförmigen Gebilde. In Richtung der Reaktionsebene ist der Druck des heißen Feuerballs besonders hoch, so dass in dieser Ebene im Mittel Teilchen mit einem größeren Impuls emittiert werden. Die räumliche Asymmetrie wird daher in eine Asymmetrie im Impulsraum umgewandelt [Oll92]. Erreicht die räumliche Verteilung Kugelform, ist auch die Druckverteilung isotrop. Die Generierung von anisotropem Fluss kommt deshalb zum Stillstand.

Eine natürliche Längenskala der Reaktionszone ist durch ihren transversalen Radius $r_t = \sqrt{\langle x^2 + y^2 \rangle}$ ($r_t \approx 7\,\mathrm{fm}$ für $^{197}_{79}\mathrm{Au}$) zu Beginn der Reaktion gegeben. Daraus ergibt sich eine natürliche Zeitskala durch Division mit der Lichtgeschwindigkeit c. In der zeitlichen Entwicklung der heißen Reaktionszone werden Zeiten von $t \approx r_t/c$ als „früh“ bezeichnet, wohingegen Zeiten von $t > 2r_t/c$ „spät“ genannt werden [Sor99a]. Da die Erzeugung des elliptischen Flusses bei räumlicher Symmetrie zum Erliegen kommt ($\sqrt{\langle y^2 \rangle} - \sqrt{\langle x^2 \rangle} = 0$), wird er zu frühen Zeiten generiert. Dies wird durch verschiedene theoretische Modelle wie RQMD [Sor97a] und ZPC [Zha99] bestätigt. Der elliptische Fluss ist damit sensitiv auf den Druck bei maximaler Kompression der Kernmaterie in Schwerionenkollisionen [Sor97a, Sor97b].

Während am SPS bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{NN}} = 17\,\mathrm{GeV}$ ein mittlerer Fluss von $v_2 = 3{,}5\,\%$ gemessen wurde [App98b], zeigten die ersten Untersuchungen der RHIC-Experimente STAR und PHOBOS bei einer Energie von $\sqrt{s_{NN}} = 130\,\mathrm{GeV}$ einen deutlichen Anstieg zu $v_2 \approx 4{,}5\,\%$ [Ack01, Par01], was durch die Übereinstimmung mit hydrodynamischen Vorhersagen [Kol00] als Hinweis auf eine schnellere Thermalisierung des Systems angesehen wird. Der gemessene lineare Anstieg des elliptischen Flusses mit p_t entspricht ebenfalls den hydrodynamischen Erwartungen.

5.3.2 Gerichteter Fluss (v_1)

Gerichteter Fluss entsteht durch die Wechselwirkung der Partizipanten und der neu gebildeten Teilchen mit den Spektatoren. Die Generierung findet daher noch deutlich früher als die des elliptischen Flusses statt, da die Spektatoren die Umgebung der

Reaktionszone bereits nach etwa 0,1 fm/c passiert haben[3]. Mit zunehmender Kollisionsenergie nimmt daher die Flussstärke v_1 ab, da die mögliche Wechselwirkungszeit immer geringer wird und außerdem die längste Hauptachse des Flussellipsoids immer mehr mit der Strahlachse zusammenfällt. Entsprechend der hohen Rapidität der kollidierenden Kerne werden die produzierten Teilchen großen Pseudorapiditätsbetrags mehr von den Restkernen beeinflusst als solche bei mittleren Pseudorapiditäten. Die Messung des gerichteten Flusses ist daher vorwiegend im vorwärts- und rückwärtsgerichteten Bereich möglich. Speziell die FTPCs sind deshalb ein wichtiges Werkzeug zur Messung dieses Signals.

Wegen der frühen Zeit, zu der der gerichtete Fluss erzeugt wird, kann nicht damit gerechnet werden, dass sich das System schon thermalisiert hat. Hydrodynamische Beschreibungen sind daher nicht anwendbar. Dagegen ermöglichen Kaskadenmodelle wie RQMD eine Aussage über die erwartete Pseudorapiditätsabhängigkeit von v_1 [Sne00]: Unter Annahme einer positiven Raum-Impuls-Korrelation wird bei $\sqrt{s_{NN}} = 200\,\mathrm{GeV}$ im Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 5$ ein dreifacher Vorzeichenwechsel von $v_1(\eta)$ erwartet. Dabei sind die Flussrichtungen für Nukleonen und Pionen entgegengesetzt, was die Messung dieses Signals für die FTPCs verkompliziert, da die nötige Teilchenidentifikation fehlt.

5.3.3 Zentralitäts- und Energieabhängigkeit

Für den direkten Nachweis eines (Phasen-)Übergangs zum Quark-Gluon-Plasma (QGP) durch Messungen des gerichteten und elliptischen Flusses wurden verschiedene Verfahren vorgeschlagen: Einerseits sollten Messungen der Energieabhängigkeit von v_1 bzw. v_2 eine Veränderung der Zustandsgleichung anzeigen. Andererseits kann die Änderung des Stoßparameters durch die variierende Größe der Reaktionszone ebenfalls Einfluss auf die Generierung von Fluss der verschiedenen Ordnungen haben.

Für den gerichteten Fluss wird durch die Erzeugung eines QGPs ein generelles Verschwinden bei mittleren Rapiditäten[4] erwartet. Die Spektatoren induzieren in diesem Bereich allerdings je nach Stoßparameter ein Flusssignal, das auf die oben beschriebene Wechselwirkung mit den produzierten Teilchen zurückzuführen ist [Bra00]. In Abhängigkeit von der Zentralität kann daher auf Eigenschaften der Zustandsgleichung geschlossen werden, da der Einfluss der Spektatoren auf die Reaktionszone mit dem Stoßparameter zunimmt (sog. *Shadowing*).

Der Grad der Thermalisierung hat Konsequenzen für die Zentralitätsabhängigkeit des elliptischen Flusses, wodurch zwischen dem hydrodynamischen Limes mit geringer mittlerer freier Weglänge in der Reaktionszone und dem Fall geringer Teilchendichte und damit großer mittlerer freier Weglänge unterschieden werden kann [Vol00]. Erste Messungen von STAR bei $\sqrt{s_{NN}} = 130\,\mathrm{GeV}$ deuten durch den Vergleich mit dem hydrodynamischen Grenzfall der kompletten Thermalisierung eine weitgehende Äquilibrierung des Systems an (siehe Abb. 5.6). Des Weiteren werden Unstetigkeiten in der

[3] Die Zeitskala für den Vorbeiflug zweier Kerne mit dem Radius R_A liegt bei $t_\mathrm{V} = 2R_\mathrm{A}/(\gamma c)$. Für zwei kollidierende Goldstrahlen mit $\sqrt{s_{NN}} = 200\,\mathrm{GeV}$ ergibt sich der Wert $t_\mathrm{V} \approx 0{,}13\,\mathrm{fm}/c$.

[4] Aus Symmetriegründen muss $v_1(\eta)$ bei $\eta = 0$ natürlich ebenfalls exakt gleich null sein.

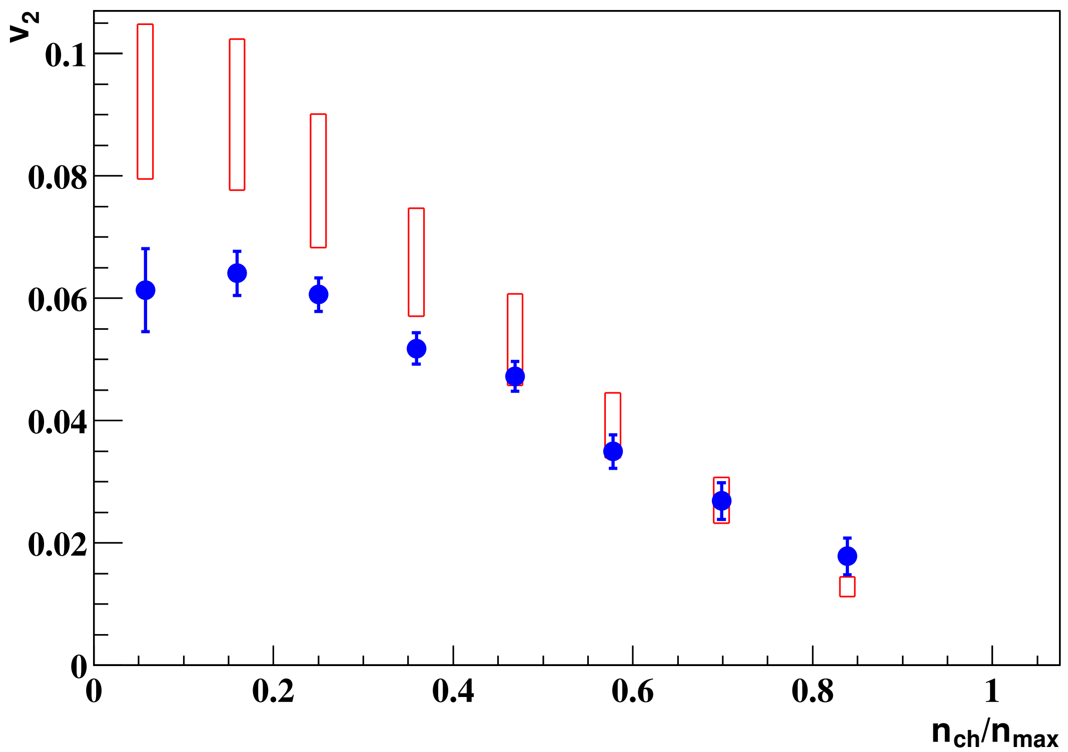

Abbildung 5.6 Zentralitätsabhängigkeit des elliptischen Flusses bei $\sqrt{s_{NN}} = 130\,\mathrm{GeV}$ (nach [Ack01]). Die Zentralität wird über die Anzahl der gemessenen geladenen Teilchen n_{ch} im Verhältnis zu ihrer Maximalanzahl n_{max} bestimmt. Die Rechtecke zeigen die für den hydrodynamischen Grenzfall erwarteten Wertebereiche von v_2, skaliert mit der anfänglichen räumlichen Exzentrizität des Feuerballs.

Zentralitätsabhängigkeit von v_2 [Sor99b] und in Abhängigkeit von den zur Modellierung verwendeten Zustandsgleichungen eine Unstetigkeit oder sogar das Verschwinden des elliptischen Flusses bei der Variation der Kollisionsenergie erwartet [Tea01, Dan98]. Die Überprüfung dieser theoretischen Ergebnisse erfordert daher die Messung der Anregungsfunktion des elliptischen Flusses.

5.4 Modelle zur Beschreibung von Schwerionenkollisionen

Kern+Kern-Stöße werden mit theoretischen Modellen simuliert, in die Annahmen über den Produktionsmechanismus der Teilchen und den Ablauf der Reaktion eingehen. Neben Fragmentations- und Kaskadenmodellen, die versuchen, die Multiplizitäten und kinematischen Verteilungen der einzelnen Teilchenspezies durch Propagation und Wechselwirkung der einlaufenden Nukleonen richtig wiederzugeben, existieren rein auf thermodynamischen Gesetzen beruhende Modelle, die allerdings nur die Entwicklung der nach dem Stoß vorhandenen hochangeregten Materie und nicht die eigentliche Kollision beschreiben. Mit diesen Modellen wird versucht, Aufschluss über den Produktionsmechanismus von Hadronen in Schwerionenkollisionen zu bekommen. Für die Simulation von kollektivem Fluss sind die verschiedenen Ansätze nur dann sinnvoll, wenn sie weitere Wechselwirkungen der neu generierten Teilchen oder der Partonen in der Reaktionszone zulassen.

Parallel dazu gibt es Simulationsprogramme, die nicht auf einem physikalischen Modell beruhen, sondern kinematische und Multiplizitätsverteilungen gemäß vorgegebener Funktionen erzeugen. Mit den daraus erhaltenen Ereignissen kann die Analysesoftware überprüft werden, die prinzipiell die hineingesteckten Verteilungen reproduzieren muss.

Für diese Arbeit wurden die drei nachfolgend vorgestellten Ereignisgeneratoren verwendet. Durch die verschiedenen Simulationstypen konnten aus den Analyseergebnissen jeweils unterschiedliche Rückschlüsse auf die Funktionstüchtigkeit und Genauigkeit der Messung von anisotropem Fluss gezogen werden.

5.4.1 MEVSIM

Dem Ereignisgenerator MEVSIM (*Monte Carlo Event Simulator*; [Ray00]) liegt im Gegensatz zu den anderen hier vorgestellten Simulationsprogrammen kein explizites physikalisches Modell zugrunde. Die Verteilungen der Hadronen im Endzustand werden also nicht über einen theoretischen Produktionsmechanismus aus den jeweiligen Kern+Kern-Stößen berechnet, sondern gemäß vorgegebener Verteilungen phänomenologisch erzeugt. Der Code wurde entwickelt, um in kurzer Zeit eine relativ große Anzahl von Ereignissen mit bekannten Eigenschaften generieren zu können. Dazu können die Anzahl der zu produzierenden Ereignisse, die in diesen Ereignissen enthaltenen Teilchensorten, deren Multiplizitäten und Verteilungen in transversalem Impuls p_t, Rapidität Y und azimutalem Winkel φ eingestellt werden. Dabei können die Teilchenmultiplizitäten auf einen festen Wert gesetzt oder für jedes Ereignis gemäß der Poisson-Statistik variiert werden. Die Parameter der p_t- und Y-Verteilungen können von Ereignis zu Ereignis innerhalb einer gaußschen Schwankung um einen Mittelwert geändert werden, was dynamische Fluktuation simuliert. Außerdem kann die Schwankung der Gesamtmultiplizität der Ereignisse der tatsächlichen Variation, wie sie durch den Trigger gegeben ist, nachgebildet werden.

Für diese Arbeit ist insbesondere wichtig, dass MEVSIM die Simulation von anisotropem Fluss erlaubt. Neben den Möglichkeiten, die Reaktionsebene auf einen bestimmten Winkel festzulegen oder sie für jedes Ereignis gemäß einer Gaußverteilung um einen bestimmten Winkel variieren zu können[5], können Ereignisse erzeugt werden, bei denen die Reaktionsebenen von 0° bis 360° gleichverteilt sind. Die Stärke der einzelnen Flusskomponenten – also die Größe der Koeffizienten v_n – kann bis zur 6. Ordnung vorgegeben werden. Die wichtigen Fälle $n = 1$ (gerichteter Fluss) und $n = 2$ (elliptischer Fluss) sind darin enthalten.

Praktisch wird der Fluss erzeugt, indem der Emissionswinkel jedes Teilchens geändert wird [Pos98]:

$$\phi \to \phi_{\text{neu}} = \phi + \Delta\phi \tag{5.13}$$

[5]Diese beiden Möglichkeiten wurden benutzt, um die Analyse-Software zu testen und um die Messgenauigkeit des Winkels der Reaktionsebene zu überprüfen.

mit

$$\Delta\phi = \sum_n \frac{-2}{n} v_n \sin\left[n\left(\phi - \Psi\right)\right]. \tag{5.14}$$

Dadurch ändert sich die winkelabhängige Teilchendichte. v_n und n sind die aus Glg. 5.1 bekannten Parameter der Transformation und Ψ ist der Winkel der simulierten Reaktionsebene. In v_n können explizite Abhängigkeiten von Rapidität Y oder Pseudorapidität η und vom Transversalimpuls p_t eingearbeitet werden. Wichtig ist, dass die Umkehrung des Vorzeichens von v_n im Bereich $\eta < 0$ für ungerade Ordnungen n berücksichtigt wird (siehe Abschnitt 5.2.4).

5.4.2 HIJING

Kern+Kern-Kollisionen werden in HIJING (*Heavy Ion Jet Interaction Generator*; [Gyu94]) als eine Überlagerung von binären Nukleon+Nukleon-Reaktionen behandelt. Das zugrunde liegende Konzept beruht auf der Erzeugung von Jets (Partonen) aus unabhängigen Parton+Parton-Stößen. Obwohl der Bereich mit geringer transversaler Energie E_t (sog. Minijets) experimentell wegen des Untergrunds nur schwer zugänglich ist, wird davon ausgegangen, dass auch dort eine störungstheoretische Beschreibung möglich ist. Insbesondere in Kern+Kern-Stößen wird erwartet, dass die Minijets eine wichtige Rolle für die Korrelationen im Endzustand spielen, obwohl sie aufgrund der hohen Multiplizitäten im Endzustand nicht als einzelne Jets aufgelöst werden können. Da die Signale aus diesen Korrelationen möglicherweise die erwarteten Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas überlagern, wurde HIJING zu Vergleichszwecken entwickelt.

Die Jet-Produktion wird in HIJING mittels störungstheoretischer QCD-Rechnungen motiviert, wobei die harten und semi-harten Stöße der Partonen mit PYTHIA [Ben87] und die weichen Stöße in Anlehnung an FRITIOF [And87, Nil87] berechnet werden; die Fragmentation der Partonen in Hadronen basiert auf JETSET [Sjö86]. Grundsätzlich wird im HIJING-Modell der Stoß zweier Kerne als eine Abfolge von einzelnen Nukleon+Nukleon-Kollisionen behandelt. Diese *wounded nucleons* regen zwischen sich einen sog. String an, der nun ebenfalls an weiteren Stößen mit anderen Nukleonen teilnehmen kann, bis er schließlich zu Hadronen fragmentiert. Im Gegensatz zu FRITIOF ist auch eine String-Abregung durch nachfolgende Stöße möglich. Zusätzlichen Effekten, die in Nukleon+Nukleon-Stößen nicht vorhanden waren, wird durch die Berücksichtigung von *nuclear shadowing* Rechnung getragen.

Als einzige Wechselwirkung im Endzustand kann der Energieverlust von Jets im Feuerball (das *Jet Quenching*) mit einem phänomenologischen Ansatz berücksichtigt werden. Eine zeitliche und/oder räumliche Entwicklung des Endzustands findet dagegen nicht statt, so dass es insbesondere nicht zur Ausbildung von Fluss-Phänomenen kommt bzw. kommen kann. Dennoch kann die Jetproduktion das Vorhandensein von Fluss vortäuschen. Aus diesem Grund wurde für diese Arbeit die Erzeugung von Jets abgeschaltet, um einen Datensatz ohne Fluss zur Verfügung zu haben.

5.4.3 RQMD

In Fragmentationsmodellen (wie z. B. dem eben beschriebenen HIJING) wird die Annahme gemacht, dass die produzierten Hadronen den Feuerball ohne weitere Wechselwirkungen verlassen. Eventuell doch betrachtete Wechselwirkungen im Endzustand beruhen auf phänomenologischen Ansätzen und sind nicht im eigentlichen Sinn Teil der Modelle. Die mittlere freie Weglänge der erzeugten Teilchen wird als unendlich angenommen, was im Widerspruch zur Annahme einer Erzeugung einer heißen, dichten Phase von Kernmaterie steht, in der die mittlere freie Weglänge klein gegenüber der Gesamtausdehnung des Feuerballs sein sollte.

Im Gegensatz dazu beschreibt RQMD (*Relativistic Quantum Molecular Dynamics*; [Sor89]) Schwerionenkollisionen als elastische und inelastische Zweikörperreaktionen der einlaufenden und produzierten Hadronen. Dazu werden die Trajektorien aller Teilchen explizit verfolgt. Die Rechnung wird unter Berücksichtigung der relativistischen Teilchengeschwindigkeiten und einer großen Anzahl von Zerfallskanälen durchgeführt. Zusätzlich werden im Endzustand elastische Wechselwirkungen im Vielkörperpotenzial simuliert. Dadurch wird die erwartete mittlere freie Weglänge deutlich besser beschrieben, und eine Schwerionenkollision unterscheidet sich signifikant von einer linearen Superposition von Baryon+Baryon-Stößen.

Durch das sog. Kaskadieren der produzierten Teilchen und die anschließende, intrinsisch im Modell vorhandene elastische Vielfachstreuung der Teilchen untereinander kann insbesondere anisotroper Fluss erzeugt werden. RQMD erlaubt daher nicht nur eine Beschreibung der Produktionsraten der einzelnen Teilchenspezies, sondern auch deren kollektives Verhalten.

5.5 Ergebnisse

Um die Messbarkeit von anisotropem Fluss mit den FTPCs nachzuweisen, wurden für diese Arbeit mehrere mit den vorgestellten Modellen simulierte Datensätze prozessiert, d. h. die simulierten Teilchen wurden mit GEANT [Gia93] durch den STAR-Detektor propagiert (Programmmodul GSTAR), die sich ergebenden TPC- und FTPC-Hits wurden mit dem Fast-Simulator in Cluster umgesetzt, die schließlich zu Spuren rekonstruiert wurden (siehe dazu auch das Flussdiagramm in Abb. 4.1). Anschließend wurden die Ereignisse in Bezug auf Fluss analysiert. Um Ergebnisse über den gesamten von STAR abgedeckten Pseudorapiditätsbereich zu erhalten, wurde nicht nur die Spurrekonstruktion der FTPCs, sondern auch die der TPC aktiviert. Aufgrund des zeitlichen Aufwands der Generation der Ereignisse und der Detektorsimulation GSTAR, konnten für diese Arbeit keine größeren Datensätze mit mehreren zehntausend zentralen Ereignissen produziert werden. Für nichtzentrale Kollisionen war es dagegen durch ihre geringere Multiplizität und der dadurch kürzeren Rechenzeit möglich nahezu 18 000 Ereignisse zu generieren und zu rekonstruieren, was etwa 20 Tage integrierte Rechenzeit erforderte.

Schließlich standen drei verschieden Datensätze zur Verfügung, die mit dem für diese Untersuchungen abgeänderten und erweiterten Programmmodul zur Messung von Fluss analysiert werden konnten:

- 946 zentrale MEVSIM-Ereignisse mit 4,5 % gerichtetem und 4,5 % elliptischem Fluss. Die Flussparameter waren in Abhängigkeit von der Pseudorapidität η flach simuliert worden ($v_1(\eta) = \pm\, 0{,}045$, $v_2(\eta) = +0{,}045$). Es wurde keine Abhängigkeit vom transversalen Impuls p_t simuliert.

- 1 973 zentrale HIJING-Ereignisse mit unbekanntem Fluss. Da die Jetproduktion abgeschaltet war, wurde in der Flussmessung kein signifikantes Signal erwartet.

- 17 799 nicht auf Zentralität getriggerte RQMD-Ereignisse mit unbekanntem Fluss. Neben der generellen Messbarkeit von Fluss war durch die erwartete p_t-Abhängigkeit auch die Wichtung der Flussmessung mit p_t möglich.

5.5.1 Generelle Sensitivität des Messverfahrens

Bei der zur Analyse verwendeten Software handelt es sich um ein Programmmodul, das für die Flussanalyse in der STAR (Haupt-)TPC geschrieben worden war. Eine Flussmessung mit den FTPCs war nicht vorgesehen. Daher mussten umfangreiche Erweiterungen vorgenommen werden. Das Programm wurde so verbessert, dass die zukünftige Untersuchung von Fluss mit Daten aus weiteren Detektorkomponenten (z. B. des SVT) problemlos möglich ist.

Die MEVSIM-Simulation mit 4,5 % gerichtetem und 4,5 % elliptischem Fluss wurde analysiert, um die Funktionstüchtigkeit der Software und die Sensitivität der Analysemethode wie auch der FTPCs in Bezug auf ein bekanntes Flusssignal untersuchen zu können.

Akzeptanzkorrektur

Der Hauptunterschied zwischen dem Aufbau der FTPCs und der TPC für die Flussmessung ist ihre unterschiedliche Azimutalsymmetrie: Während aufgrund der Anordnung der Sektoren in der TPC die Akzeptanz eine winkelabhängige Modulation der Ordnung $n = 12$ erfährt, führen die je 6 Sektorgrenzen in den FTPCs zu einem scheinbaren Flusssignal der Ordnung $n = 6$. Die Akzeptanzkorrektur im Winkel ϕ, die ursprünglich für alle gemessenen Teilchen unabhängig vom Detektor vorgenommen worden war, musste entsprechend für die beiden FTPCs und die TPC getrennt durchgeführt werden.

Abb. 5.7 zeigt die Akzeptanz der FTPCs bezüglich der azimutalen Emissionswinkel der Teilchen. Die Abstände zwischen zwei Sektoren sind bei den FTPCs im Vergleich zu dem von einer Spur überstrichenen Winkel ϕ so groß, dass Spuren komplett verloren gehen können. Die Auswirkungen für die Flussmessung sind offensichtlich beträchtlich.[6] Andererseits wird bisher nur Fluss bis zur 2. Ordnung gemessen; die Korrektur in 6. Ordnung zeigt darauf keine Auswirkungen. Die Akzeptanzkorrektur wurde gemäß Abschnitt 5.2.5 unter Benutzung der Histogramme Abb. 5.7 vorgenommen.

Generell ist festzuhalten, dass der Ausbau des STAR-Detektors durch weitere Detektorkomponenten für die Flussmessung immer mit einer Erweiterung der Akzeptanzkorrekturen einhergeht. Für den SVT muss z. B. ebenfalls eine neue Korrektur eingeführt

[6] Die entsprechenden Einbußen sind bei der TPC nicht so groß, was neben dem generell erfassten Akzeptanzbereich auf die geringere Breite ihrer Sektorgrenzen zurückzuführen ist.

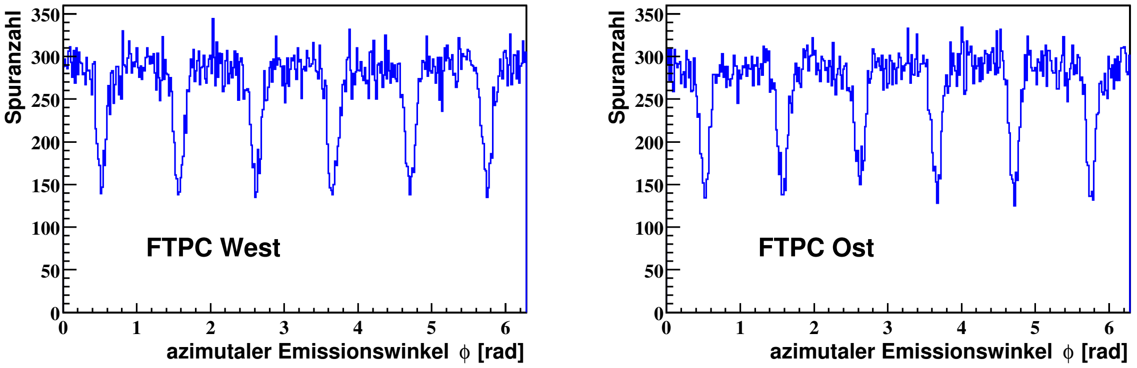

Abbildung 5.7 Azimutale Akzeptanz der FTPCs. Die Histogramme enthalten die azimutalen Emissionswinkel aller nach den Schnitten akzeptierten Teilchen der 946 MEVSIM-Ereignisse.

werden. Die Software wurde so erweitert, dass die Aufnahme weiterer Subdetektoren in die Akzeptanzkorrektur leicht möglich ist.

Schnitte zur Spurselektion

Wegen den in der ersten Analyse beobachteten Diskrepanzen zwischen erzeugtem und gemessenem Fluss, insbesondere bei hohen Pseudorapiditäten, mussten die bis dahin sehr geringen Beschränkungen in der Teilchenauswahl neu überdacht werden. Die dadurch angestoßene Untersuchung zur Impulsauflösung in den FTPCs mit den bekannten Ergebnissen in Abschnitt 4.5.3 führten zu den in Tabelle 5.1 zusammengestellten, grundsätzlichen Bedingungen, um ein Teilchen zur Flussanalyse zuzulassen. Die Schnitte erlauben nur solchen Teilchenspuren, die nicht zerbrochen wurden, die mit hoher Wahrscheinlichkeit Hauptvertexspuren sind und deren Impuls mit einer hohen Auflösung bestimmt werden konnte. Insbesondere werden alle Spuren mit $|\eta| \geq 3{,}4$ verworfen, was einen großen Bereich der FTPCs von der Nutzung für diese Messung ausschließt.

Schnitt	**TPC**		**FTPC**	
	min.	max.	min.	max.
Anzahl der für die Impulsanpassung verwendeten Spurpunkte	15	200	5	10
Verhältnis der verwendeten zu den maximal möglichen Spurpunkten	0,52	1,0	0,52	1,0
Abstand vom Hauptvertex (DCA)	0,0 cm	1,0 cm	0,0 cm	1,0 cm
Transversalimpuls p_t	0,1 GeV/c	3,0 GeV/c	0,1 GeV/c	3,0 GeV/c
Betrag der Pseudorapidität η	0,0	1,0	2,5	3,4

Tabelle 5.1 Auswahlkriterien für die Flussanalyse (Spurschnitte). Die Schnitte der FTPC sind durch die Impulsauflösung motiviert, die der TPC wurden nach [Ack01] gewählt.

Zusätzlich wurde von jedem einzelnen Ereignis eine Gesamtmultiplizität (FTPC+TPC) von mindestens 10 und maximal 10 000 Spuren gefordert. Der Hauptvertex durfte in x- und in y-Richtung nicht weiter als 1 cm und in z-Richtung nicht weiter als 75 cm vom nominellen Detektormittelpunkt entfernt sein. Außerdem wurde die annähernde Symmetrie des Ereignisses in Bezug auf die Pseudorapidität sichergestellt, wodurch im Experiment Reaktionen mit dem Restgas im Strahlrohr ausgeschlossen werden. Die Schnitte der TPC wurden in Anlehnung an die verwendeten Schnitte in der ersten Veröffentlichung von STAR zum elliptischen Fluss [Ack01] gewählt und sind in der erwarteten Effizienzänderung zu hohen Pseudorapiditäten und zu hohem transversalem Impuls begründet.

Spurauswahl zur Bestimmung der Ereignisebenen

Der Fluss ungerader Ordnung hat aus Symmetriegründen bei $\eta = 0$ einen Vorzeichenwechsel. Außerdem weicht der angenäherte Ellipsoid der Impulsverteilung besonders bei hoher Pseudorapidität von der Richtung der Strahlachse ab. Andererseits ist der Fluss gerader Ordnung bei mittlerer (Pseudo-)Rapidität maximal, da dort die elliptische Abweichung von einer azimutal isotropen Impulsverteilung besonders groß ist. Daher wird die Ereignisebene Ψ_n mit ungeradem n durch Teilchen mit großem Betrag der Pseudorapidität, mit geradem n durch Teilchen im mittleren Pseudorapiditätsbereich bestimmt, was zusätzlich zu den generellen Schnitten die Kriterien in Tabelle 5.2 ergab. Anschließend wurde die Korrelation aller akzeptierten Teilchen mit den gewonnenen Ereignisebenen gemessen. Da in diesen MEVSIM-Simulationen keine Abhängig-

Schnitt	TPC		FTPC	
	min.	max.	min.	max.
Betrag der Pseudorapidität η für Ψ_1	0,5	1,0	2,5	3,4
Betrag der Pseudorapidität η für Ψ_2	0,0	1,0	2,5	3,0
Transversalimpuls p_t	0,1 GeV/c	2,0 GeV/c	0,1 GeV/c	2,0 GeV/c

Tabelle 5.2 Zusätzliche Spurschnitte zur Bestimmung der Ereignisebenen.

keit des Flusses vom transversalen Impuls eingebracht worden war, wurde auf eine Wichtung bei der Bestimmung der Ereignisebene wie auch bei der Messung der Korrelation der Teilchen mit der Ereignisebene verzichtet (Bestimmung des *number flow*). Die Koeffizienten v_n wurden aus Glg. 5.6 bestimmt, wobei $m = n$ gewählt wurde. Abschließend wurden die gemessenen Werte gemäß Glg. 5.7 mit den Glgn. 5.11 u. 5.12 auf die Auflösung der Reaktionsebene korrigiert.

Ergebnisse der Untersuchung der MEVSIM-Simulation

Die Ergebnisse der Messung des gerichteten Flusses in Abhängigkeit von der Pseudorapidität sind in Abb. 5.8 dargestellt. Die rote Linie gibt den in der Simulation implementierten Wert von 4,5 % für den Fluss 1. Ordnung wieder. Die einzelnen Messpunkte liegen innerhalb ihres statistischen Fehlers, der jeweils durch die Fehlerbalken angegeben ist, sehr nahe an diesem nominellen Wert. Der Mittelwert aller Messpunkte liegt bei $v_1 = (4{,}09 \pm 0{,}13)\,\%$ und ist durch die gestrichelte Linie dargestellt. Die Auflösung der Ereignisebene beträgt 0,69 ± 0,03. Zusammen mit dem statistischen

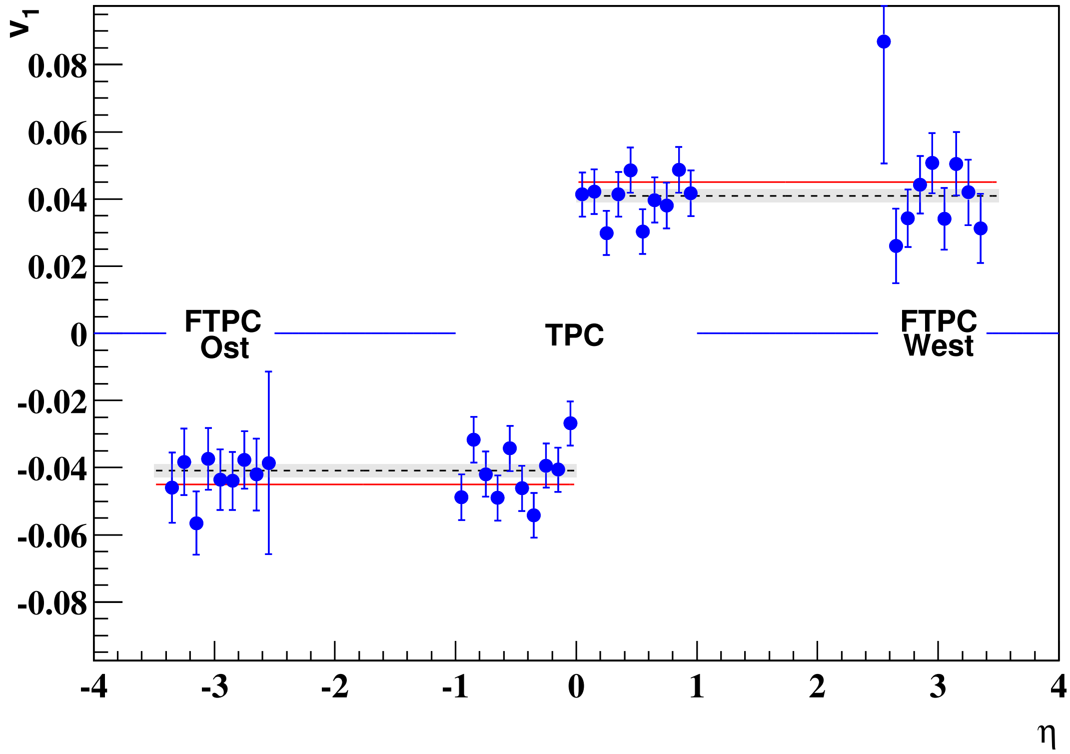

Abbildung 5.8 Gerichteter Fluss in Abhängigkeit von der Pseudorapidität in MEVSIM-Simulationen. Der Sollwert ist durch die rote Linie gegeben. Die Messwerte sind mit ihrem statistischen Fehler abgebildet und schwanken um den gestrichelt dargestellten Mittelwert aller Einzelmessungen (unter Berücksichtigung des Vorzeichenwechsels bei $\eta = 0$). Der graue Fehlerbalken um den Mittelwert enthält neben dem statistischen auch den systematischen Fehler des Mittelwertes, der durch die Bestimmung der Auflösung der Ereignisebene berechnet wurde.

Fehler des Mittelwertes ergibt sich dadurch ein Gesamtfehler des gemittelten gerichteten Flusses von $\pm\,0{,}19$ Prozentpunkten. Dieser wird durch den grauen Balken um den gestrichelten Mittelwert der Messung dargestellt.

Bei der Bestimmung des Mittelwertes des Flusses 1. Ordnung (und generell der Mittelwerte von Fluss ungerader Ordnungen) wird der symmetriebedingte Vorzeichenwechsel bei $\eta = 0$ berücksichtigt: Die Werte bei positiver und negativer Pseudorapidität werden unabhängig voneinander bestimmt; es handelt sich also nicht um an $\eta = 0$ gespiegelte Datenpunkte.

Allgemein lassen sich in dieser und den folgenden Darstellungen die verschiedenen Akzeptanzbereiche der FTPCs und der TPC erkennen: Während die Messpunkte bei mittlerer Pseudorapidität ($|\eta| < 1$) von der TPC stammen, sind die gemessenen Werte der FTPCs in den beiden Pseudorapiditätsbereichen $-3{,}4 < \eta < -2{,}5$ und $+2{,}5 < \eta < +3{,}4$ zu erkennen. Die dazwischenliegende, akzeptanzbedingte Lücke wurde zusätzlich durch die eingeführten Schnitte auf die Pseudorapidität vergrößert.

In Abb. 5.9 sind die Ergebnisse der Messung des elliptischen Flusses dargestellt. Die auf den ersten Blick größeren statistischen Schwankungen gegenüber der Messung des gerichteten Flusses in Abb. 5.8 sind auf die geänderte Einteilung der Ordinate zurückzuführen. Der Sollwert der Messung ist wieder durch die rote Linie dargestellt. Der Mittelwert aller Messpunkte beträgt $v_2 = (4{,}22 \pm 0{,}11)\,\%$ (gestrichelte Linie) und

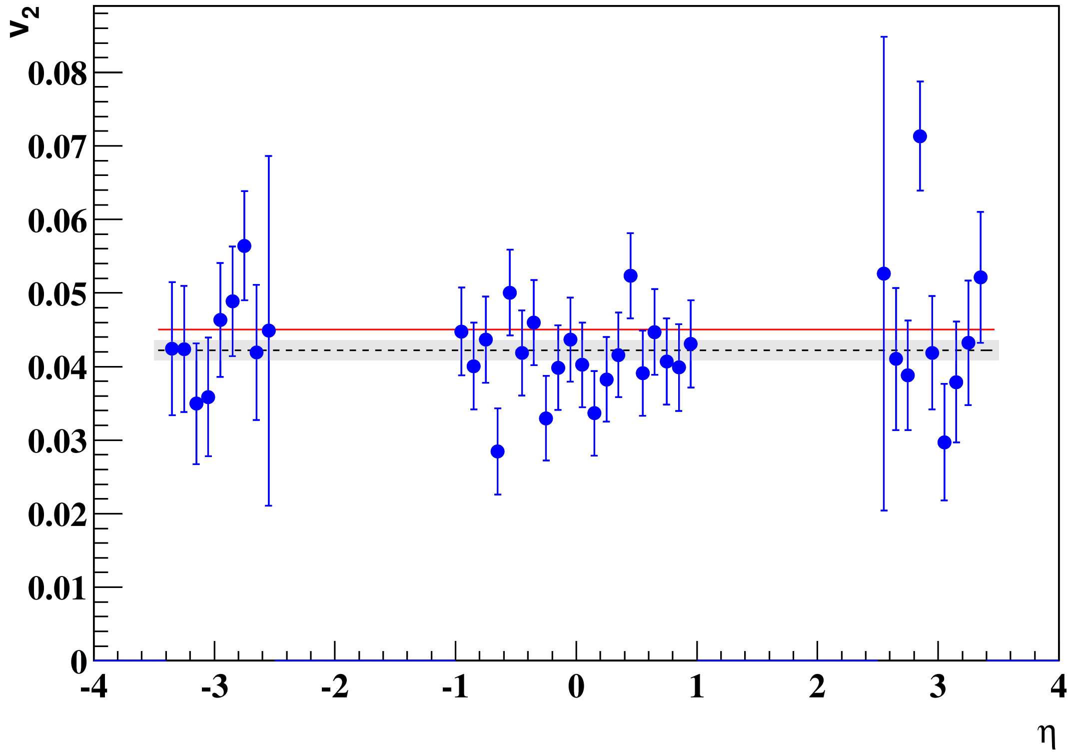

Abbildung 5.9 Elliptischer Fluss in Abhängigkeit von der Pseudorapidität in MEVSIM-Simulationen. Der Wert des in die Simulation eingebrachten Flusses von 4,5 % ist durch die rote Linie angegeben. Der Mittelwert aller Einzelmessungen ist gestrichelt mit dem den statistischen und systematische Fehler enthaltenden grauen Balken dargestellt.

der Gesamtfehler des Mittelwertes ergibt sich aufgrund der gemessenen Auflösung der Ereignisebene von 0,79 $\pm$ 0,02 zu $\pm$ 0,14 Prozentpunkten (schattierter Bereich).

Abschätzung des systematischen Fehlers

Es ist auffällig, dass bei beiden Messungen ($v_1(\eta)$ und $v_2(\eta)$) der durch die Auflösung der Ereignisebene korrigierte Mittelwert zu gering ist. Er erreicht den Nominalwert von 4,5 % nicht einmal innerhalb seiner Fehlerbalken. Anscheinend ist die nach der auf Seite 88 beschriebenen Methode bestimmte Auflösung zu gut, und der Korrekturfaktor ist nicht groß genug, um die Werte bis zum „wahren“ Fluss anzuheben. Da in den hier vorgestellten Untersuchungen des *number flow* die Teilchenimpulse nicht direkt eingehen, sondern nur der Azimutwinkel der Teilchen verwendet wird, muss die Impulsauflösung als Ursache ausgeschlossen werden. Trotzdem hoben immer stärkere Einschränkungen des gültigen Pseudorapiditätsintervalls und des transversalen Impulses die Messwerte (vor allem die der FTPCs) stark an. Dies wird durch den zunehmenden Ausschluss der stark kontaminierten Bereiche der FTPCs erklärt.

Während die Randbereiche von v_1 und v_2 bei hohem Betrag der Pseudorapidität ohne die strengen Schnitte Werte von 2–3 % aufwiesen, ist das aktuelle Ergebnis sehr zufriedenstellend. Noch drastischere Schnitte konnten nicht vorgenommen werden, um den dann stark anwachsenden statistischen Fehler (der bei $|\eta| = 2{,}5$ schon deutliche Auswirkungen zeigt) nicht noch mehr zu vergrößern und die Anzahl der Datenpunkte aus den FTPCs nicht noch stärker zu verringern. Immerhin beinhalten die statistischen Fluktuationen der Einzelmessungen den Nominalwert, was bei offenen Schnitten nicht der Fall war.

Andererseits gibt es einzelne Messwerte (insbesondere $v_1(\eta = +2{,}7)$ und $v_2(\eta = +2{,}9)$), die weit außerhalb des erwarteten Bereichs einer statistischen Fluktuation um den Mittelwert liegen. Offensichtlich ist die Anzahl der untersuchten Ereignisse zu gering, um wirklich stichhaltige Aussagen über die Pseudorapiditätsabhängigkeit des Flusses machen zu können. Möglicherweise liegt auch eine generelle Schwäche der Messmethode bei zu niedriger Ereignisanzahl vor. Da es – wie eingangs erwähnt – nicht möglich war, eine größere Anzahl von simulierten Ereignissen zu untersuchen, konnte dieser Effekt für diese Arbeit nicht näher untersucht werden. Da die Anzahl der zur Messung zur Verfügung stehenden Ereignisse mit Sicherheit um den Faktor 100 höher als die der hier verwendeten Simulationsereignisse sein wird, können unter Verzicht auf weitere Datenpunkte bei hoher Pseudorapidität und die weitere Einschränkung des zulässigen Bereichs des Transversalimpulses (eventuell durch einen Schnitt in funktionaler Abhängigkeit von p_t und η, um die Bereiche hoher Impulsauflösung aus Abb. 4.20 auszuschneiden) diese systematischen Fehler sicherlich reduziert werden. In der Zwischenzeit muss von einer relativen systematischen Unterschätzung der Flussmessung bei 4,5 % von (9,1 ± 4,2) % für v_1 und (6,2 ± 3,1) % für v_2 ausgegangen werden.

Aus diesem Ergebnis kann nicht ohne weiteres auf die systematische Unsicherheit der Flussmessung beliebiger Stärke geschlossen werden, da mit größer werdendem v_n die Ereignisebene auch immer genauer zu bestimmen ist. Daher ist zu erwarten, dass der systematische Fehler bei stärkerem Fluss abnimmt. Das würde auch erklären, warum in der TPC in einer früheren Untersuchung der systematische Fehler deutlich kleiner abgeschätzt wurde [Ack01]. Dort wurde ebenfalls mit MEVSIM elliptischer Fluss mit $v_2 = 10{,}0\,\%$ generiert. Zusätzlich stand eine größere Anzahl von Ereignissen zur Verfügung. Der gemessene Mittelwert von v_2 betrug (9,7 ± 0,2) %, was sich in eine relative Unsicherheit von (3,0 ± 2,0) % übersetzt. Mit einer weiteren Untersuchung bei vorgegebenem $v_2 = 2{,}0\,\%$ wurde ein relativer systematischer Fehler von (0,0 ± 5,0) % erzielt. Die Tendenz des größer werdenden relativen systematischen Fehlers bei kleiner werdendem Fluss ist unter Einbeziehung der Fehlerbereiche deutlich zu erkennen.

Der Einfluss der beiden verschiedenen Detektoren FTPC und TPC auf den systematischen Fehler wurde untersucht, indem die gleichen Ereignisse einmal nur mit den Spuren aus der FTPC und dann nur mit den Spuren aus der TPC analysiert wurden. Abb. 5.10 zeigt diesen Vergleich für den gerichteten und den elliptischen Fluss. Dabei sind beide Einzeluntersuchungen für jede Ordnung in jeweils ein Histogramm eingetragen, obwohl die Messungen komplett unabängig voneinander durchgeführt wurden. Insbesondere wurden die Ereignisebenen jeweils nur mit Spuren aus der FTPC bzw. nur aus der TPC bestimmt.

Sowohl die FTPC als auch die TPC unterschätzen den tatsächlich vorhandenen Fluss. Dabei liegt die TPC mit den Mittelwerten von $v_1 = (4{,}11 \pm 0{,}26)\,\%$ bzw. $v_2 = (3{,}86 \pm 0{,}14)\,\%$ immer näher am Sollwert von 4,5 % als die FTPC-Mittelwerte von $v_1 = (3{,}19 \pm 0{,}43)\,\%$ bzw. $v_2 = (3{,}81 \pm 0{,}58)\,\%$. Die Fehlerangaben beinhalten jeweils den statistischen und den systematischen Fehler und ergeben für die Messung allein

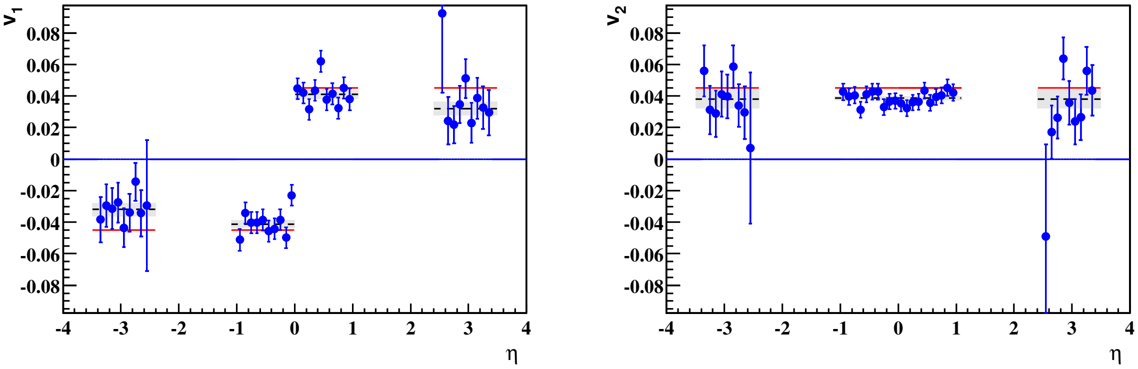

Abbildung 5.10 Vergleich der Flussanalyse mit der FTPC und mit der TPC. Die links dargestellten Ergebnisse zum gerichteten und die rechts abgebildeten Ergebnisse zum elliptischen Fluss wurden für die FTPC und die TPC jeweils unabhängig voneinander gewonnen. Die Ereignisebenen und die Korrlation der Teilchen mit den Ebenen wurden getrennt für den Pseudorapiditätsbereich $|\eta| < 1{,}0$ (TPC) und $2{,}5 < |\eta| < 3{,}4$ (FTPC) durchgeführt.

mit der FTPC eine relative systematische Unterschätzung des gerichteten Flusses von (29,1 ± 9,6) % und des elliptischen Flusses von (15,3 ± 12,9) %. Der systematische Fehler ist bei den Ergebnissen der FTPC offensichtlich größer als bei der TPC, was durch die schlechtere Auflösung (FTPC v_1: 0,51 ± 0,05, v_2: 0,45 ± 0,05; TPC v_1: 0,58 ± 0,03, v_2: 0,76 ± 0,02) erklärt werden kann. Die schlechteren Werte der FTPC wie auch die größeren statistischen Fehler auf die einzelnen Datenpunkte im Vergleich zur TPC ergeben sich aus der unterschiedlichen Multiplizität in den beiden Detektoren. Andererseits ist zu erkennen, dass die Auflösung für den gerichteten Fluss in der FTPC besser als für den elliptischen Fluss ist. Bei der TPC ist es umgekehrt. Das spiegelt das erwartete Verhalten wider, dass gerichteter Fluss besonders gut bei hohen Pseudorapiditäten und elliptischer Fluss besser bei mittlerem η gemessen werden kann. Dadurch wird die ordnungsabhängige Wahl der Schnitte zur Bestimmung der Ereignisebene (siehe Tab. 5.2) auch experimentell bestätigt.

Dass die Messungen sowohl allein mit der TPC als auch allein mit der FTPC die erwarteten Werte für den gerichteten und den elliptischen Fluss unterschreiten, die Messgenauigkeit aber hauptsächlich von der Statistik beeinflusst wird, zeigt, dass in den Messungen, in denen die Daten aus beiden Detektoren kombiniert wurden, der Fehler nicht durch die FTPCs dominiert wird. Insbesondere zeigen auch die TPCs einzelne Messwerte mit sehr großen Abweichungen vom Mittelwert, die nicht allein durch statistische Fluktuationen erklärt werden können.

Offensichtlich wird die beste Auflösung der beiden Messungen durch die Kombination der FTPCs mit der TPC erreicht. Dabei verbessert die FTPC die Auflösung bei Messungen des elliptischen Flusses nur geringfügig von $v_2 = 0{,}76$ auf $v_2 = 0{,}79$. Ihren entscheidenden Beitrag leisten die FTPCs aber bei der Messung des gerichteten Flusses, wo mit ihrer Hilfe die Auflösung von $v_1 = 0{,}58$ (nur TPC) auf $v_1 = 0{,}69$ angehoben wird. Trotz der geringeren Auflösung bei den Messungen allein mit den FTPCs ist die Untersuchung von Fluss unabhängig von der TPC möglich. Die FTPCs sind daher in der Flussmessung nicht von anderen Detektorkomponenten abhängig und können eigenständige Analysen vornehmen.

5.5.2 Sensitivität auf nicht vorhandenen Fluss

Um zu überprüfen, ob das Messverfahren nicht von selbst einen nichtvorhandenen Fluss der Ordnung $n = 1$ oder 2 erzeugt, wurden die 1 973 HIJING-Ereignisse, bei denen kein Flusssignal erwartet wurde, analysiert. Es wurden nur FTPC-Spuren rekonstruiert, auf die exakt die in Abschnitt 5.5.1 besprochenen Schnitte angewandt wurden, da sie in Bezug auf die MEVSIM-Simulationen die besten Resultate geliefert hatten. Wegen der als unbekannt vorausgesetzten Flussstärke wurde die Wichtung mit dem transversalen Impuls für die Bestimmung der Ereignisebene wie auch für die Messung der Korrelation der Teilchen zu den gefundenen Ebenen aktiviert.

Die Bestätigung der Erwartung des nicht vorhandenen Flusses 1. und 2. Ordnung zeigte sich bereits durch die Betrachtung der Winkeldifferenz der beiden mit Unterereignissen gewonnenen Ereignisebenen (siehe Abb. 5.11): Die Verteilungen sind im Rahmen ihres statistischen Fehlers flach. Sie zeigen insbesondere fast keine Abhängigkeit von $\cos\left[\Psi_1^a - \Psi_1^b\right]$ für $n = 1$ und von $\cos\left[2\cdot\left(\Psi_2^a - \Psi_2^b\right)\right]$ für $n = 2$, dargestellt durch die rote Linie. Die Umrechnung mittels der Glgn. 5.11 u. 5.12 in die Auflösung der Ereignisebene ergab 0,08 ± 0,20 für $n = 1$ und 0,12 ± 0,13 für $n = 2$.

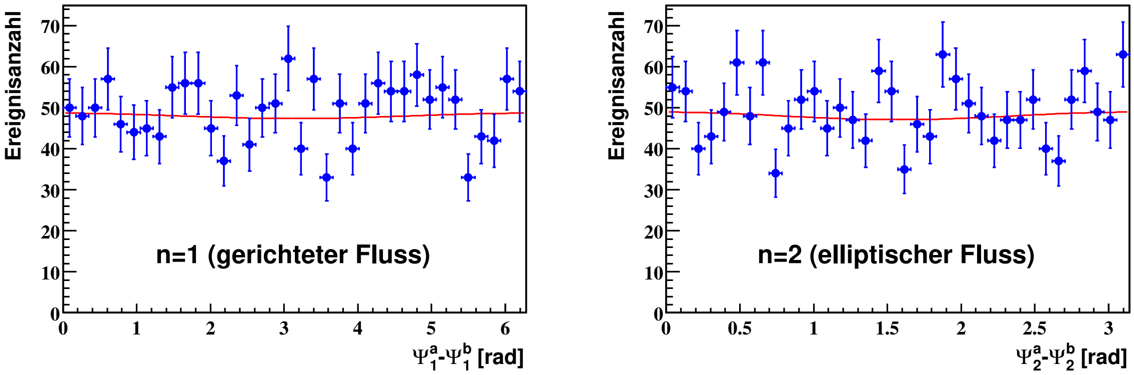

Abbildung 5.11 Korrelation der Ereignisebenen von Teilereignissen bei nichtvorhandenem Fluss. Gezeigt ist jeweils die Verteilung der Zwischenwinkel der Ereignisebenen für den Fluss der Ordnungen $n = 1$ (links) und $n = 2$ (rechts). An die Datenpunkte wurde eine Kosinusfunktion entsprechender Periodizität angepasst, deren Amplitude in beiden Fällen sehr gering ist, was eine Korrelation praktisch ausschließt.

Im Prinzip verbietet sich nach diesem gefundenen Ergebnis die weitere Untersuchung, da das Analyseprogramm bei effektiv nicht bestimmter Ereignisebene aus den Ereignissen jeden beliebigen Fluss extrahieren kann. Die Messung des gerichteten Flusses in Abhängigkeit von der Pseudorapidität ist dementsprechend ungenau und abgesehen von den großen statistischen Schwankungen mit $v_1 = 0\,\%$ verträglich (siehe Abb. 5.12, links). Die gestrichelten Linien lassen den Mittelwert der Einzelmessungen erkennen, der bei $v_1 = (-2{,}49 \pm 1{,}05)\,\%$ unter alleiniger Berücksichtigung des statistischen Fehlers liegt. Der sehr große systematische Fehler von ± 6,06 Prozentpunkten ist in der oben diskutierten schlechten Auflösung der Ereignisebene von 0,08 ± 0,20 begründet. Dies führt zu einer insgesamten relativen Unsicherheit der v_1-Messung von ± 265 %.

Der elliptische Fluss liegt noch deutlicher bei $v_2 = 0\,\%$. Wie aus Abb. 5.12, rechts, zu ersehen, schwanken die Messwerte statistisch um den Mittelwert von (0,25 ± 0,71) %. Obwohl der Absolutbetrag der Auflösung der Ereignisebene von 0,12 nicht wesentlich

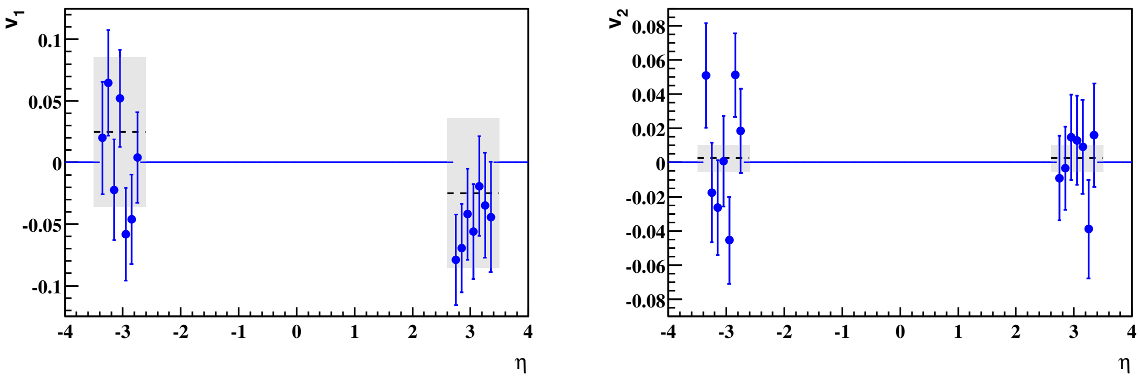

Abbildung 5.12 Gerichteter und elliptischer Fluss in HIJING-Ereignissen. Das vermeintliche Signal des gerichteten Flusses (links) wird durch den großen systematischen Fehler (grauer Balken) auf den gestrichelt dargestellten Mittelwert der Einzelmessungen relativiert. Die einzelnen Messwerte des elliptischen Flusses (rechts) sind sowohl innerhalb des statistischen als auch des systematischen Fehlers mit $v_2 = 0$ verträglich.

höher als bei der Messung des gerichteten Flusses ist, macht sich doch der deutlich kleinere Fehler von $\pm\,0{,}13$ (was trotzdem noch einen relativen Fehler von $\pm\,108\,\%$ bedeutet) bemerkbar und die Breite des Fehlers auf den Mittelwert ist verglichen mit der Messung für v_1 gering.

Es muss nochmals betont werden, dass die in Abb. 5.12 vorgestellten Ergebnisse nur der Vollständigkeit halber dargestellt sind. Die wesentliche Erkenntnis des fehlenden Flusssignals ergibt sich bereits aus der Betrachtung der Korrelation der Teilereignisebenen (Abb. 5.11): Sind die Zwischenwinkel der beiden in den Teilereignissen gefundenen Ereignisebenen über den Bereich $0 \leq (\Psi_n^a - \Psi_n^b) \leq 2\pi/n$ gleichverteilt, so bedeutet das, dass keine Ereignisebenen existieren. Die gefundenen Werte für v_1 und v_2 haben daher keine Aussagekraft, was sich auch durch ihren großen systematischen Fehler ergibt. Es kann nur als Zufall bezeichnet werden, dass die Messwerte jeweils mit $v = 0\,\%$ verträglich scheinen. Denkbar wäre jedenfalls die Erzeugung eines beliebigen Flusssignals, wie es auch ansatzweise für v_1 (Abb. 5.12, links) zu erkennen ist.

5.5.3 Untersuchungen mit dem RQMD-Modell

Die knapp 18 000 RQMD-Ereignisse wurden als Beispiel eines realitätsnahen Ereignisensembles mit variierendem Stoßparameter in Bezug auf gerichteten und elliptischen Fluss untersucht. Als Schnittkriterien wurden wiederum die in Tab. 5.1 und Tab. 5.2 angegebenen Werte verwendet. Die Wichtung mit p_t wurde sowohl für die Bestimmung der Ereignisebenen als auch bei der Messung der Korrelation der Teilchen mit der Ereignisebene eingeschaltet.

Abhängigkeit des Flusses von Pseudorapidität und Transversalimpuls

In Abb. 5.13, oben, sind die Ergebnisse für v_1 und v_2 in Abhängigkeit von der Pseudorapidität aufgetragen. Die Bestimmung eines Mittelwertes macht bei der Untersuchung dieses komplexen Datensatzes eigentlich keinen Sinn, da einerseits die Multiplizität von Ereignis zu Ereignis stark schwankt und andererseits eine η-Abhängigkeit erwartet wird. Der durch die gestrichelte Linie dargestellte Mittelwert über alle Ereignisse und Pseudorapiditäten dient nur als Referenzlinie für die durch den grauen Balken dargestellte quadratischen Summe aus systematischem und statistischem Fehler auf eben diesen Mittelwert. Obwohl auch die Aussagekraft dieses Wertes gering ist, ergibt sich durch das schmale Fehlerband, dass die Messungen grundsätzlich sinnvoll durchgeführt werden konnten. Die Mittelwerte betragen $v_1 = (1{,}3 \pm 0{,}7)\,\%$ bzw. $v_2 = (2{,}5 \pm 0{,}1)\,\%$.

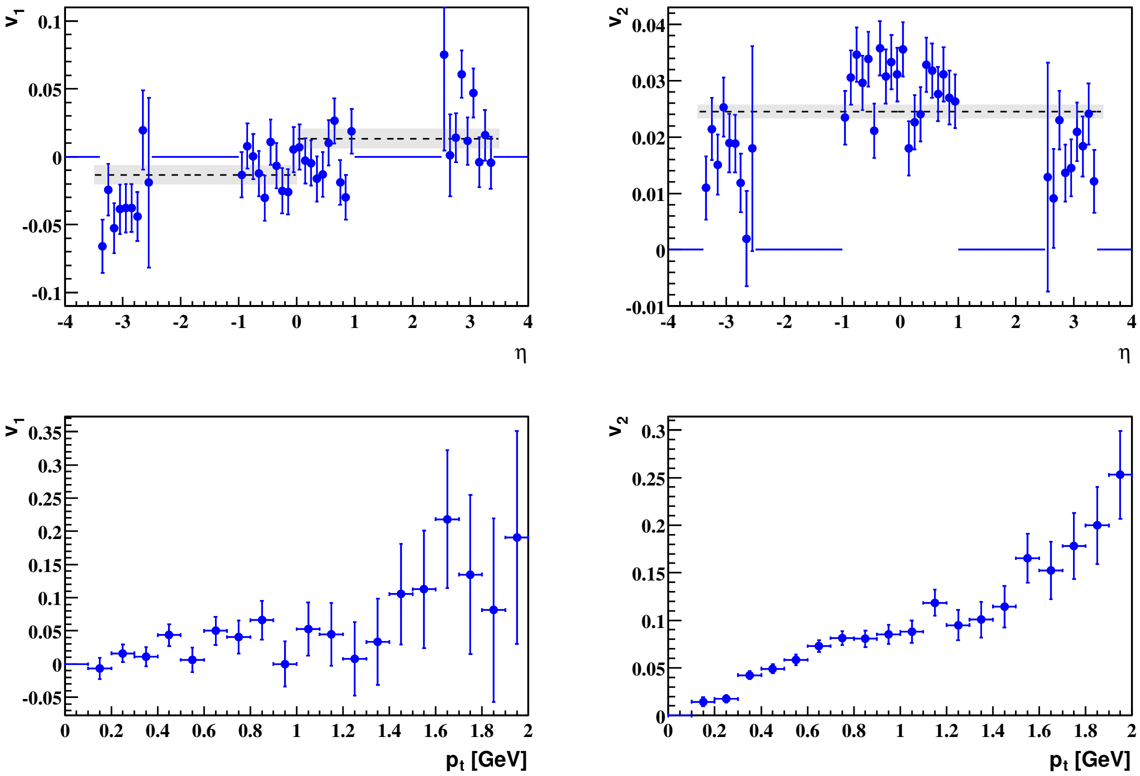

Abbildung 5.13 Gerichteter und elliptischer Fluss in Abhängigkeit von Pseudorapidität und Transversalimpuls. Die Abbildungen zeigen die über alle Stoßparameter gemittelten Ergebnisse aus den 17 799 nicht auf Zentralität getriggerten RQMD-Ereignissen.

Obwohl die Messungen von v_1 durch die großen statistischen Fluktuationen nur begrenzt aussagekräftig sind, scheint sich ein genereller Trend von negativen Werten bei negativer Pseudorapidität zu positiven Werten bei positiver Pseudorapidität herauszubilden. Diese Messungen sind im Vergleich zu den Untersuchungen mit HIJING insbesondere durch den viel kleineren Gesamtfehler wesentlich signifikanter. Dennoch ist auch hier zu erkennen, dass grundsätzlich eine Ereignisanzahl von über 100 000 notwendig wäre, um im Rahmen des statistischen Fehlers eine gesicherte Aussage machen zu können.

Der elliptische Fluss in Abb. 5.13, rechts oben, erreicht bei mittlerer Pseudorapidität Werte von etwa 2,9 % und fällt im Bereich der FTPCs im Mittel auf 1,7 % ab. Der statistische Fehler der einzelnen Messpunkte ist zwar mit etwa ± 0,5 Prozentpunkten noch relativ groß, dennoch ist hier das Ergebnis im Vergleich mit der Messung des gerichteten Flusses eindeutig von Null verschieden und auch die Abhängigkeit von der Pseudorapidität ist signifikant. Das lässt sich auch am kleinen Gesamtfehler des Mittelwertes erkennen.

In Abhängigkeit vom Transversalimpuls (Abb. 5.13, unten) zeigt sowohl der gerichtete als auch der elliptische Fluss ein ansteigendes Verhalten. Die statistischen Fehler sind beim gerichteten Fluss zwar relativ groß, doch auch hier lässt sich die ansteigende Tendenz und insbesondere das positive Vorzeichen des Flusses in Abhängigkeit von p_t bestätigen. Für den elliptischen Fluss sind die Ergebnisse aufgrund der sehr kleinen statistischen Schwankungen noch eindeutiger. Deutlich ist der nahezu lineare Anstieg der Abhängigkeit zu erkennen. Sowohl für $v_1(p_t)$ als auch für $v_2(p_t)$ sind die systematischen Fehler mit denen in den oberen Abbildungen der Abhängigkeiten des Flusses von der Pseudorapidität ($v_1(\eta)$ bzw. $v_2(\eta)$) identisch. Dies liegt daran, dass die in die systematischen Fehler eingehenden Auflösungen der Ereignisebenen Eigenschaften der Gesamtereignisse sind und nicht von η oder p_t abhängen.

Die hier gezeigten Untersuchungen zur Abhängigkeit von der Pseudorapidität sind in prinzipieller Übereinstimmung mit den in [Sne99] gezeigten Ergebnissen für RQMD-Ereignisse ohne anschließende Filterung durch Detektorakzeptanzen, sekundäre Wechselwirkungen und Spurrekonstruktion. Vor allem die Form der Abhängigkeiten wird richtig wiedergegeben. Für den gerichteten Fluss ergibt sich durch die Messung mit den FTPCs allerdings das Problem, dass durch die nicht vorhandene Teilchenidentifikation die in der Simulation erzeugten unterschiedlichen Vorzeichen der Abhängigkeiten von $v_1(\eta)$ für Protonen und Pionen miteinander vermischt werden. Durch den großen statistischen Fehler lässt sich vor allem der durch RQMD vorhergesagte dreifache Vorzeichenwechsel des gerichteten Flusses [Sne00] im Akzeptanzbereich der TPCs nicht erkennen.

Abhängigkeit vom Stoßparameter

Um die Abhängigkeit des gerichteten und elliptischen Flusses vom Stoßparameter b zu untersuchen, wird ein Maß für die Zentralität der einzelnen Stöße benötigt. 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. Abb. 5.14 zeigt die Multiplizitätsverteilung der akzeptierten Ereignisse, wobei Teilchen gezählt wurden, welche die Qualitätsschnitte erfüllten und $|\eta| < 0{,}75$ besaßen. Somit sagt die gezeigte Verteilung nichts über die Gesamtmultiplizität der Ereignisse aus, sondern dient nur zur Abschätzung des Stoßparameters. Die gewählten 8 Multiplizitätsbereiche (20–99, 100–179, 180–269, 270–359, 360–459, 460–559, 560–659 und 660–920) entsprechen den eingezeichneten prozentualen Anteilen der „zentralsten“ Ereignisse.

Für jeden dieser 8 Zentralitätsbereiche wurde der gerichtete und elliptische Fluss bestimmt und zwar jeweils gemittelt über alle Pseudorapiditäten und den gesamten Transversalimpulsbereich. Die in Abb. 5.15, oben, dargestellten Messwerte entsprechen also den in den vorherigen Analysen gestrichelt dargestellten Mittelwerten. Der innere Fehlerbalken beinhaltet den statistischen Fehler, der äußere die quadratische Summe aus statistischem und systematischem Fehler für die Messung im jeweiligen Zentralitätsintervall. In Richtung der Abszisse markieren die Fehlerbalken die Breite des jeweiligen Multiplizitätsbereichs, wobei die Datenpunkte selbst beim Mittelwert der Multiplizität im entsprechenden Bereich eingetragen sind.

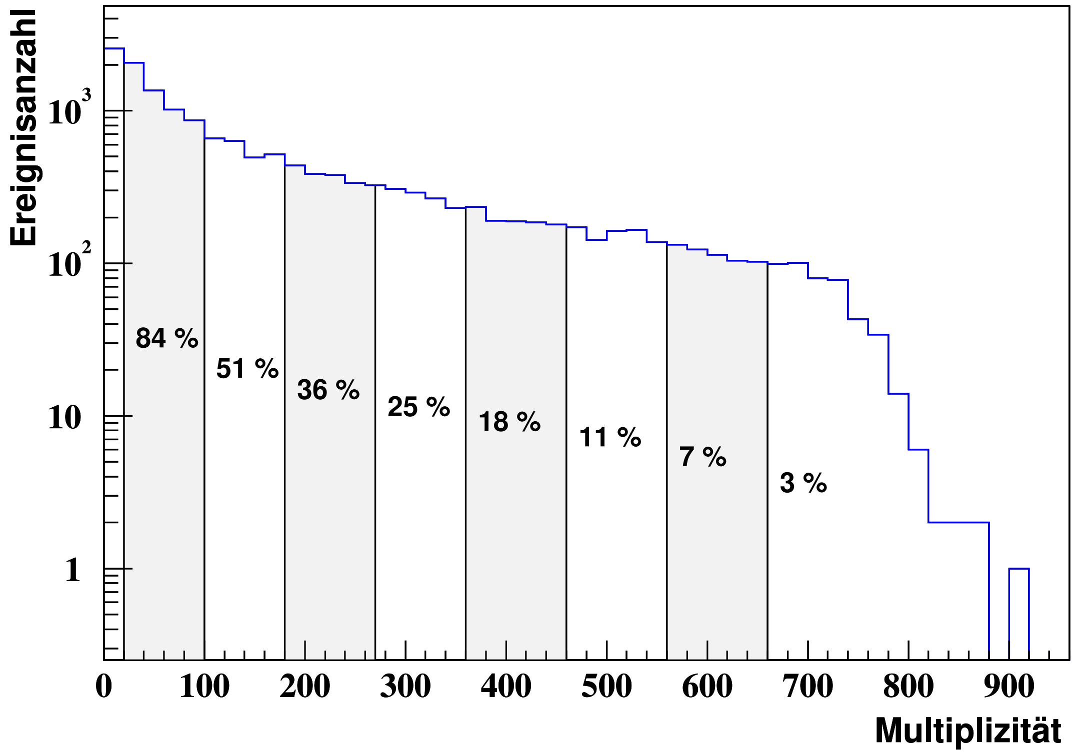

Abbildung 5.14 Multiplizitätsverteilung der Teilchen aus RQMD-Simulationen mit einem Schnitt auf die Pseudorapidität der Teilchen von $|\eta| < 0{,}75$. Die einzelnen Bereiche bezeichnen die in den nachfolgenden Analysen verwendeten Zentralitätsbereiche, wobei die Prozentangaben den Anteil an den „zentralsten" Stößen ausweisen.

Der elliptische Fluss v_2 (Abb. 5.15, rechts oben) zeigt das erwartete Verhalten mit einem Maximum bei kleineren Multiplizitäten, entsprechend einem großen Stoßparameter. Der Fluss nähert sich zu hohen Multiplizitäten dem Wert $v_2 = 0\,\%s$, da aufgrund der bei zentralen Stößen herrschenden azimutalen Isotropie keine Vorzugsrichtung mehr vorhanden ist. Die Abnahme des Flusses zu verschwindender Multiplizität ist ebenfalls geometrisch bedingt, da die eigentliche Reaktionszone immer kleiner wird und die Ausbildung des Vielteilchenphänomens Fluss durch die Abnahme der Partizipanten immer weniger möglich ist. Entsprechend zeigt die Auflösung der Ereignisebene Ψ_2 (Abb. 5.15, rechts unten) ein ähnliches Verhalten: Sie ist in den Bereichen am besten, in denen eine relativ hohe Multiplizität mit einer ausreichenden Flussstärke zusammenfällt.

Offensichtlich ist die Messung von gerichtetem Fluss (Abb. 5.15, links oben) deutlich schwieriger als die Messung des elliptischen Flusses. Der Grund dafür ist die in den Akzeptanzbereichen der FTPC und TPC sehr geringe mit RQMD simulierte Flussstärke von maximal $v_1^{\max}(\eta) = +2\,\%$ für Nukleonen und $v_1^{\max}(\eta) = -0{,}5\,\%$ für Pionen [Sne99]. Das umgekehrte Vorzeichen und die mit den FTPCs nicht mögliche Teilchenidentifikation lassen für den gerichteten Fluss positive Werte nahe $v_1 \approx 0\,\%$ erwarten. Das wird prinzipiell auch bestätigt, doch bleibt der Verlauf in Abhängigkeit vom Stoßparameter b unklar, da der systematische Fehler der einzelnen Messwerte mit zunehmender gemessener Flussstärke $v_1(b)$ ansteigt. Offensichtlich ist bei der gegebenen Flussstärke und der in einem Multiplizitätsintervall vorhandenen Ereignisanzahl die Ereignisebene Ψ_1 extrem schwer zu messen. Das erklärt sich aus der in Abb. 5.15, links unten, darge-

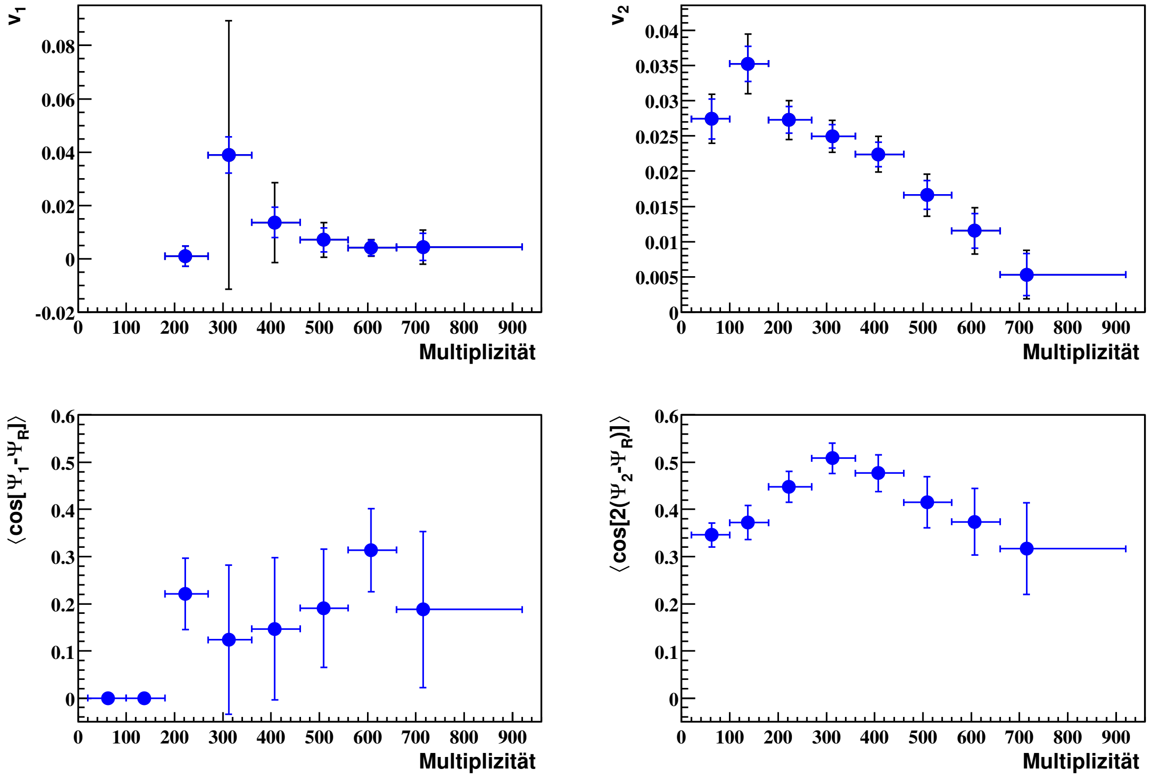

Abbildung 5.15 Zentralitätsabhängigkeit des gerichteten und elliptischen Flusses in RQMD-Simulationen (oben). Die engen Fehlerbalken beinhalten nur die statistischen Fehler. Die ebenfalls eingezeichneten weiten Fehlerbalken berücksichtigen zusätzlich die systematischen Fehler, die sich aus den in den unteren beiden Abbildungen dargestellten erzielten Auflösungen der Ereignisebenen in den einzelnen Zentralitätsbereichen ergeben.

stellten Auflösung der Ereignisebenen Ψ_1: In den beiden Intervallen niedrigster Multiplizität wurde das Argument unter der Wurzel von Glg. 5.11 negativ, so dass die Auflösung gar nicht bestimmt werden konnte. Daher fehlen auch die entsprechenden beiden Messwerte von $v_1(b)$, da eine Korrektur nicht möglich war. Die Fehler der Auflösung sind ansonsten sehr groß und führen daher insbesondere bei hohen Messwerten von v_1 zu extrem großen Fehlerbalken.

5.5.4 Zusammenstellung der gewonnenen Erkenntnisse

In den vorangegangenen Abschnitten konnte die Messbarkeit von gerichtetem und elliptischem Fluss mit einer Kombination aus FTPC- und TPC-Daten gezeigt werden. Der erwartete systematische Fehler liegt für die Messung von v_2 im Bereich von 5–13 % und für v_1 bei 3–9 %. Diese systematischen Unsicherheiten vergrößern sich auf 20–40 % (v_1) bzw. 2–28 % (v_2), wenn nur mit den beiden FTPCs gemessen wird. Dennoch ist eine Messung allein mit den FTPCs möglich.

Die Untersuchungen werden bei geringer werdender Flussstärke zunehmend schwieriger. Die Ergebnisse für v_1 und v_2 beinhalten dann aufgrund ihres großen Fehlers kaum noch verwertbare Informationen. Vielmehr muss durch die Betrachtung der Auflösung der Ereignisebenen und der Korrelation der Ereignisebenen von Teilereignissen vorab immer eine Kontrolle der Aussagekraft der Messwerte erfolgen.

Durch ihre Akzeptanz bei hoher Pseudorapidität können die FTPCs den gerichteten Fluss untersuchen, der durch seinen Vorzeichenwechsel und die dadurch bedingte geringe Stärke bei $\eta \approx 0$ für die TPC allein nicht zugänglich ist. Insbesondere kann dadurch das Vorzeichen von v_2 in Bezug auf Ψ_1 bestimmt werden, da zum ersten Mal die Ereignisebene der Ordnung $n = 1$ mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden kann. Die Möglichkeit der Analyse der Flussabhängigkeit von Pseudorapidität und transversalem Impuls konnte demonstriert werden. Der zugängliche Pseudorapiditätsbereich wird auch für den elliptischen Fluss durch die FTPCs vergrößert, wodurch ein detaillierterer Vergleich mit Modellvorhersagen möglich wird.

Die Messung der Stoßparameterabhängigkeit konnte erfolgreich durchgeführt werden, wobei die in der Simulation vorhandene geringe Flussstärke v_1 die Analyse erschwerte. Der Vergleich der erhaltenen Ergebnisse mit den früher durchgeführten Untersuchungen [Sne99] bestätigte, dass die schlechte Auflösung der Ereignisebene nicht ursächlich in der Messgenauigkeit der FTPCs, sondern in der mit dem RQMD-Modell vorhergesagten Schwäche des gerichteten Flusses im Bereich der Akzeptanzen von TPC und FTPC begründet ist.

Generell wurde festgestellt, dass zur Messung der Flussphänomene ein gegenüber der Anzahl der hier verwendeten Simulationsereignisse deutlich vergrößertes Ereignisensemble benötigt wird, um die systematischen Unsicherheiten zu reduzieren. Da die Datennahme von mehreren hunderttausend nichtzentralen Gold+Gold-Kollisionen mit dem STAR-Experiment kein prinzipielles Problem darstellt, kann die benötigte Statistik innerhalb einer Strahlzeit ohne Schwierigkeiten erreicht werden.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass die beiden FTPCs einen wesentlichen neuen Beitrag zu Messungen von anisotropem Fluss im Experiment STAR leisten können, indem sie die Akzeptanz in den Bereich hoher Pseudorapiditätsbeträge erweitern. Dadurch kann die bereits erfolgte Messung von v_2 zu hoher Pseudorapidität erweitert werden. Erstmalig wird die Messung des gerichteten Flusses möglich sein, wodurch das Vorzeichen des elliptischen Flusses bestimmt werden kann. Nach der Kalibration der im Sommer 2001 aufgenommenen Daten können durch die weitgehende Unabhängigkeit der Flussmessungen von Effizienz- und Akzeptanzkorrekturen schnell erste Ergebnisse zum anisotropen Fluss gewonnen werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die beiden am Max-Planck-Institut für Physik entwickelten FTPCs erweitern die Akzeptanz des STAR Detektors um den Bereich 2,5 $< |\eta| <$ 4,0. Dadurch wurde ein spezielles Detektorkonzept notwendig, um die erforderliche Ortsauflösung von 150 μm zu erzielen. Die durch das radiale Driftfeld bedingte Drift der Elektronen senkrecht zum magnetischen Feld verursacht $\vec{E} \times \vec{B}$-Effekte, die durch die Verwendung eines Gasgemischs mit geringer Driftgeschwindigkeit aus je 50 % Argon und Kohlendioxid zwar klein gehalten werden können, aber dennoch durch umfangreiche Kalibrierungen vermessen und korrigiert werden müssen.

Die Entwicklung eines schnellen und effizienten Spurrekonstruktionsprogramms für die beiden FTPCs war durch die hohe Kontamination der Kammern in der Umgebung des Strahlrohrs eine große Herausforderung. Die Rechenzeit konnte durch geschickte Verwendung einer konformen Abbildung und die Einteilung der Detektorvolumina in Teilsegmente bei einer mittleren Multiplizität von 852 Spuren auf 1,57 s pro Ereignis begrenzt werden. Die Optimierung der Parameter des Rekonstruktionsprogramms ergab durch Vergleich mit Simulationsdaten eine akzeptanzkorrigierte Effizienz von über 71 % bei einer gleichzeitigen Kontamination durch falsch gefundene Spuren von etwa 10 %.

Innerhalb des Akzeptanzbereichs der FTPCs kommt es zu einer starken Variation der Impulsauflösung, so dass der für diesen vorwärtsgerichteten Bereich sehr gute Mittelwert von 12,1 % nur in einem kleinen, aber stark populierten Bereich bei $|\eta| < 3,2$ und $p_t <$ 2,0 GeV/c unterschritten wird. Dadurch, dass die Spuren – bedingt durch ihre fast parallele Flugrichtung zum Magnetfeld – fast gerade sind, ist die Wahrscheinlichkeit, das Ladungsvorzeichen falsch zu bestimmen, besonders bei hoher Pseudorapidität größer als 1 %. Insgesamt werden aber nur 0,15 % der Spuren falsche Ladungsvorzeichen zugeordnet.

Unter Verwendung von drei verschiedenen Teilchengeneratoren wurde die Messbarkeit von anisotropem Fluss mit den FTPCs demonstriert. Die Erweiterung des Akzeptanzbereichs wird erstmals die Untersuchung des gerichteten Flusses bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV ermöglichen. Dadurch ist auch die Bestimmung des Vorzeichens des bereits mit der TPC gemessenen elliptischen Flusses möglich. Die kleinste systematische Unsicherheit bei der Messung des gerichteten und elliptischen Flusses konnte durch die Kombination der FTPC mit der TPC erreicht werden und lag für v_1 bei etwa 9 % und für v_2 bei etwa 6 %. Messungen der η-, p_t- und Zentralitätsabhängigkeit bei RQMD-Simulationen bestätigten zusätzlich die differenzielle Messbarkeit des Flusses mit den FTPCs.

In der im Sommer 2001 begonnenen Strahlzeit sind erstmals die beiden FTPCs an der Datennahme beteiligt. Die ersten Kalibrierungen haben die Wichtigkeit der exakten Messung der Driftgeschwindigkeit verdeutlicht, ohne die eine Korrektur der offensichtlichen Verzerrungen der Raumpunktpositionen nicht möglich ist. Die Kontamination scheint nach ersten Untersuchungen im erwarteten Bereich zu liegen, wodurch die Spurrekonstruktion nur unwesentlich beeinflusst werden sollte. Ohne die Kalibrierung der $\vec{E} \times \vec{B}$-Effekte konnte aber das entwickelte schnelle Rekonstruktionsprogramm noch nicht ausreichend an echten Daten erprobt werden. Nachdem diese Schwierigkeiten behoben sind, wird als erstes die Messung von anisotropem Fluss möglich sein, da diese weitgehend unabhängig von Akzeptanz- und Effizienzkorrekturen ist. Die Bestimmung von v_1 und damit die des Vorzeichens von v_2 wird daher eines der ersten Ergebnisse der FTPCs sein.

A Anhang

A.1 Das STAR-Koordinatensystem

Das globale STAR-Koordinatensystem K_{xyz}, das in dieser Arbeit verwendet wird, hat seinen Urspung 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.

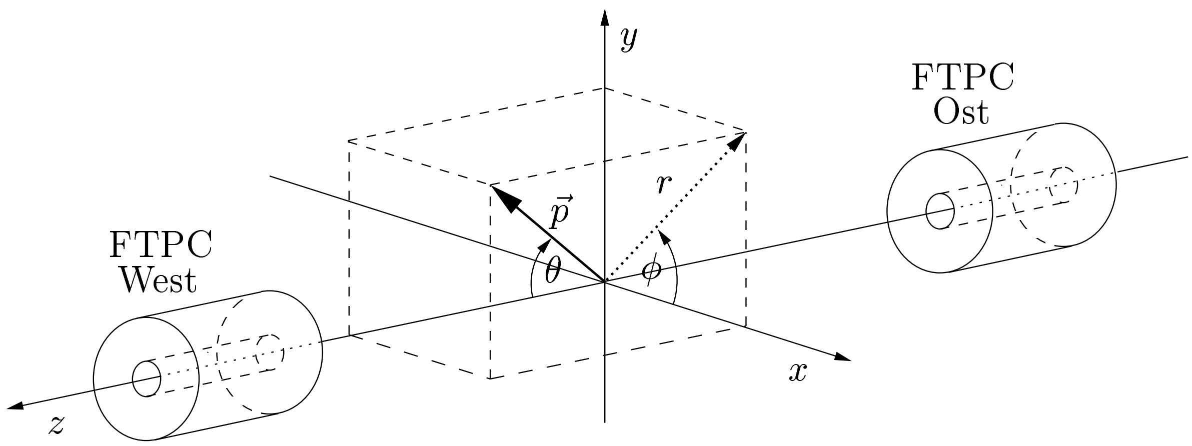

Abbildung A.1 Das STAR-Koordinatensystem.

A.2 Kinematische Größen

Die in einer Schwerionenkollision erzeugten Teilchen werden anhand ihrer Impulse charakterisiert. Dabei setzt sich der Gesamtimpuls $\vec{p}$ aus einer longitudinalen Komponente p_l und einem transversalen Anteil p_t zusammen. Die longitudinale Richtung wird durch die Strahlachse definiert, welche durch die z-Achse gegeben ist. Rechtwinklig dazu steht die transversale Impulskomponente. Insgesamt ergibt sich:

Longitudinaler und transversaler Impuls; Gesamtimpuls

$$p_l = p_z, \qquad p_t = \sqrt{{p_x}^2 + {p_y}^2}; \qquad p \equiv |\vec{p}| = \sqrt{{p_l}^2 + {p_t}^2}. \tag{A.1}$$

Da die Teilchenproduktion zumindest im Mittel keine Richtung rechtwinklig zur Strahlachse bevorzugt, wird der transversale Impuls nicht noch in x- und y-Komponenten zerlegt.

Da im Anfangszustand der beiden einlaufenden Goldkerne unter Vernachlässigung der Fermi-Bewegung der Nukleonen nur Impulse in longitudinaler Richtung vorliegen, werden die im Endzustand vorhandenen transversalen Impulse während der Kollision generiert. Die longitudinalen Impulskomponenten im Endzustand tragen dagegen noch Informationen der ursprünglichen Teilchenstrahlen, so dass sie zumindest keinen direkten Zugang zum Reaktionsgeschehen der Kollision erlauben. Aus diesem Grund werden physikalische Observablen meist in Abhängigkeit vom transversalen Impuls p_t gemessen.

Um die Reaktionsprodukte vollständig beschreiben zu können, muss natürlich trotzdem ihre longitudinale Impulskomponente berücksichtigt werden. Es ist üblich, nicht direkt p_l, sondern die Rapidität Y eines Teilchens zu betrachten:

Rapidität

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E/c + p_l}{E/c - p_l} \right), \tag{A.2}$$

wobei E die Energie des Teilchens und c die Lichtgeschwindigkeit darstellt. Die Verwendung der Rapidität bringt den Vorteil, dass sie sehr leicht (durch Addition) in andere Bezugssysteme transformiert werden kann.

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:

Pseudorapidität (Impulsabhängigkeit)

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_l}{p - p_l} \right). \tag{A.3}$$

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 $p \gg m$. Da die Pseudorapidität auch in Abhängigkeit vom Winkel gegenüber der Strahlachse geschrieben werden kann, stellt sie ein logarithmisches Winkelmaß dar:

Pseudorapidität (Winkelabhängigkeit)

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\theta/2 \right) \right]. \tag{A.4}$$

Abbildungsverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Ack01] K. H. Ackermann *et al.*,
Elliptic flow in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130\,GeV$,
Physical Review Letters **86** (2001) 402–407

[Adl00] C. Adler *et al.*,
The RHIC Zero Degree Calorimeters,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A461** (2000) 337–340

[Ahm98] N. Ahmad *et al.*,
Overview of the STAR-TOF System,
Interner Bericht, `http://bonner-mac8.rice.edu/~WJLlope/-STAR/-TOF/TOFprop.html` (1998)

[Ame96] G. Amelino-Camelia, J. D. Bjorken, and S. E. Larsson,
Disoriented Chiral Condensates in Hadron-Hadron Collisions,
`hep-ph/9610202` (1996)

[And87] B. Andersson, G. Gustafson and B. Nilsson-Almqvist,
A Model for Low-p_t *Hadronic Reactions with Generalizations to Hadron-Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions*,
Nuclear Physics **B281** (1987) 289–309

[App98a] H. Appelshäuser *et al.*,
Hadronic expansion dynamics in central Pb+Pb collisions at 158 GeV per nucleon,
European Physical Journal **C2** (1998) 661–670

[App98b] H. Appelshäuser *et al.*,
Directed and Elliptic Flow in 158 GeV per Nucleon Pb + Pb Collisions,
Physical Review Letters **80** (1998) 4136–4140

Für die überarbeiteten Ergebnisse siehe: `http://na49info.cern.ch/na49/Archives/Images/Publications/Phys.Rev.Lett.80:4136-4140,1998/`

[Bac00] B. B. Back *et al.*,
Charged particle multiplicity near mid-rapidity in central Au+Au collisions at $\sqrt{s} = 56$ *and 130* A*GeV*,
Physical Review Letters **85** (2000) 3100–3104

[Bäc84] S.-O. Bäckman, G. E. Brown, J. A. Niskanen,
The Nucleon-Nucleon Interaction and the Nuclear Many-Body Problem,
Physical Review **124** (1985) 1–68

[Bai00] R. Baier, D. Schiff, B. G. Zakharov,
Energy Loss in Perturbative QCD,
Annual Review of Nuclear and Particle Science **50** (2000) 37–69

[Bar94] J. Barette *et al.*,
Observation of Anisotropic Event Shapes and Transverse Flow in Ultrarelativistic Au + Au Collisions,
Physical Review Letters **73** (1994) 2532–2535

[Bec84] J. J. Becker *et al.*,
A New Approach to Track Finding and Fitting in Vector Drift Chambers,
Stanford, SLAC-PUB-3442 (1984)

[Ben87] H.-U. Bengtsson and T. Sjörstrand,
The Lund Monte Carlo for Hadronic Processes – PYTHIA Version 4.8,
Computer Physics Communications **46** (1987) 43–82

[Bia00] S. F. Biagi,
MAGBOLTZ: Transport of electrons in gas mixtures,
Version 2, CERN program library, `http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/` (2000)

Für einen generellen Überblick siehe auch:
S. F. Biagi,
A Multiterm Boltzmann Analysis of Drift Velocity, Diffusion, Gain and Magnetic-Field Effects in Argon-Methane-Vapour Mixtures,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A283** (1989) 716–722

[Bie98] F. Bieser *et al.*,
The Forward Time Projection Chamber for the STAR Detector,
Max-Planck-Institut für Physik, MPI-PhE/98-3 (1998)

[Bjo83] J. D. Bjorken,
Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region,
Physical Review **D27** (1983) 140–151

[Bla76] J. P. Blazoit, D. Gogny and B. Grammaticos,
Nuclear Compressibility and Monopole Resonances,
Nuclear Physics **A265** (1976) 315–336

[Bla99] L. C. Bland *et al.*,
An Endcap Electromagnetic Calorimeter for STAR,
Interner Bericht, STAR Note 401 (1999)

[Blu93] W. Blum, L. Rolandi,
Particle Detection with Drift Chambers,
Springer-Verlag, Berlin (1993)

[Bon01] B. E. Bonner *et al.*,
Single Tray of Multi-gap Resistive Plate Chamber Time-of-Flight for STAR,
Interner Bericht, Proposal to the STAR Collaboration (2001)

[Bou99] A. Boucham *et al.*,
Proposal for a Silicon Strip Detector for STAR (SSD),
Interner Bericht, STAR Note 400 (1999)

[Bra00] L. V. Bravina *et al.*,
Microscopic study of energy and centrality dependence of transverse collective flow in heavy-ion collisions,
Physical Review **C61** (2000) 064902-1–064902-10

[Bru96] R. Brun, F. Rademakers,
ROOT – An Object Oriented Data Analysis Framework,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A383** (1996) 81–86
Siehe auch: `http://root.cern.ch/`

[Buc84] G. Buchwald *et al.*,
Kinetic Energy Flow in Nb(400 A MeV)+Nb: Evidence for Hydrodynamic Compression of Nuclear Matter,
Physical Review Letters **52** (1984) 1594–1596

[Col95] P. Coles and F. Lucchin,
Cosmology, The Origin and Evolution of Cosmic Structure,
Wiley Verlag, Chichester (1995)

[Dah79] E. Dahl-Jensen,
Track Finding in the R807 Detector,
Interner Bericht, CERN/R807/8 (1979)

[Dan85] P. Danielewicz and G. Odyniec,
Transverse momentum analysis of collective motion in relativistic nuclear collisions,
Physics Letters **B157** (1985) 146–150

[Dan98] P. Danielewicz *et al.*,
Disappearance of Elliptic Flow: A New Probe for the Nuclear Equation of State,
Physical Review Letters **81** (1998) 2438–2441

[Dub01] A. K. Dubey *et al.*,
Photon Multiplicity Detector Revised Technical Proposal,
Interner Bericht, VECC/EQG/01-01 (2001)

[Eck01] V. Eckardt *et al.*,
Calibration of the STAR Forward Time Projection Chamber with Krypton-83m,
`nucl-ex/0101013` (2001)

[Egg00] T. Eggert,
Kalibration einer Spurendriftkammer mit Krypton-83 und Vergleich mit anderen Kalibrationsmethoden,
Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Physik, München (2000)

[EIA95] Electronic Industries Association,
Test Method A112-A: Moisture-Induced Stress Sensitivity for Plastic Surface Mount Devices,
EIA/JESD22-A112-A (1995)

[Fel96] K. Feldmann, R. Feuerstein, K. Götz,
Einfluß und Folgen der Lagerungsbedingungen auf die Qualität elektronischer Bauelemente,
Sonderforschungsbereich 356: Produktionssysteme in der Elektronik, Universität Erlangen-Nürnberg (1996)

[Frü00] R. Früwirth, M. Regler, R. K. Bock, H. Grote, D. Notz,
Data Analysis Techniques for High-Energy Physics,
Second Edition, Cambridge University Press (2000)

[Gär02] A. Gärtner,
Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Physik, München (2002), in Vorbereitung

[Gia93] S. Giani,
GEANT: Detector Description and Simulation Tool,
Version 3.21, CERN program library, `http://consult.cern.ch/writeup/geant/` (1993)

[Gle88] N. K. Glendenning,
Equation of state form nuclear and astrophysical evidence,
Physical Review **C37** (1988) 2733–2743

[Gle97] N. K. Glendenning,
Compact Stars; Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity,
Springer-Verlag, New York (1997)

[Gus84] H. A. Gustafsson *et al.*,
Collective Flow Observed in Relativistic Nuclear Collisions,
Physical Review Letters **52** (1984) 1590–1593

[Gyu94] M. Gyulassy, X.-N. Wang,
HIJING 1.0: A Monte Carlo Program for parton and particle production in high energy hadronic and nuclear collisions,
Computer Physics Communications **83** (1994) 307–331

[Har94] J. W. Harris,
The STAR Experiment at the Relativistic Heavy Ion Collider,
Nuclear Physics **A566** (1994) 277c–286c

[Her99] N. Herrmann, J. P. Wessels, and T. Wienold,
Collective Flow in Heavy-Ion Collisions,
Annual Review of Nuclear and Particle Science **49** (1999) 581–632

[Hou59] P. V. C. Hough,
Machine Analysis of Bubble Chamber Pictures,
International Conference on High Energy Accelerators and Instrumentation, CERN (1959)

[HTV99] Halbleiter-Test & Vertriebs-GmbH,
Testhaus,
Internet-Veröffentlichung: `http://www.htv-gmbh.de/testhaus/` (1999)

[Hua95] Z. Huang,
Disoriented Chiral Condensate,
Interner Bericht, LBL-36740 (1995)

[Hub29] E. Hubble,
A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae,
Proceedings of the National Acadamy of Sciences of the United States of America **15** (1929) 168–173

[Hüm00] H. Hümmler,
Development of a Detector and Data Analysis for Particles in the Rapidity Range $2.5 < |y| < 4$ *at the Relativistic Heavy Ion Collider in Brookhaven*,
Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München, `MPI-PhE/2001-04` (2000)

[Hun95] C. M. Hung and E. V. Shuryak,
Hydrodynamics near the QCD Phase Transition: Looking for the Longest-Lived Fireball,
Physical Review Letters **75** (1995) 4003–4006

[Jud00] E. Judd,
Trigger Detectors,
Interner Bericht, `http://www.star.bnl.gov/STAR/html/trg_l/.introduction/trg_pic.html#dets` (2000)

[Käl94] H. Kälviäinen,
Randomized Hough Transform: New Extensions,
Research Paper 35, Lappeenranta University of Technology, Finnland (1994)

[Kle96] S. Klein *et al.*,
Front End Electronics for the STAR TPC,
IEEE Transactions on Nuclear Science **43** (1996) 1768–1772

[Kol90] E. W. Kolb, M. S. Turner,
The Early Universe,
Addison-Wesley Verlag, Redwood City (1990)

[Kol00] P. F. Kolb, J. Sollfrank, and U. Heinz,
Anisotropic transverse flow and the quark-hadron phase transition,
Physical Review **C62** (2000) 054909-1–054909-18

[Kon97] M. Konrad,
Entwicklung einer hochauflösenden Spurendriftkammer für den Bereich großer Rapidität in Schwerionen-Kollisionen im STAR-Experiment,
Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München, MPI-PhE/97-15 (1997)

[Kun98] G. J. Kunde,
A Ring Imaging Cherenkov Detector for STAR,
Interner Bericht, STAR Note 349 (1998)

[Mar95] C. Markert,
Driftgeschwindigkeitsmessung zur Gasüberwachung im NA49-Experiment,
Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main (1995)

[Mar98] R. Marstaller,
Bau und Test einer hochauflösenden, gebogenen Proportionalkammer zum Auslesen einer Spurendriftkammer (TPC) mit radialem Driftfeld,
Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Physik, München (1998)

[Mat86] T. Matsui and H. Satz,
J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation,
Physics Letters **B178** (1986) 416–422

[May94] T. Mayer-Kuckuk,
Kernphysik,
Teubner Verlag, Stuttgart, 6., durchges. Auflage (1994)

[MIL96] Department of Defense (USA),
Test Method Standard Microcircuits,
MIL-STD-883E (1996)

[Nag94] S. Nagamiya,
PHENIX Experiment at RHIC,
Nuclear Physics **A566** (1994) 287c–298c

[Nil87] B. Nilsson-Almqvist and E. Stenlund,
Interactions Between Hadrons and Nuclei: The Lund Monte Carlo – FRITIOF Version 1.6 –,
Computer Physics Communications **43** (1987) 387–397

[Nom81] K. Nomoto and S. Tsuruta,
Cooling of Young Neutron Stars and the EINSTEIN *X-Ray Observations*,
Astrophysical Journal **250** (1981) L19–L23

[Oll92] J.-Y. Ollitraut,
Anisotropy as a signature of transverse collective flow,
Physical Review **D46** (1992) 229–245

[Oll97] J.-Y. Ollitraut,
Reconstructing azimuthal distributions in nucleus–nucleus collisions,
`nucl-ex/9711003` (1997)

[Opp39] J. R. Oppenheimer and G. M. Volkoff,
On Massive Neutron Cores,
Physical Review **55** (1939) 374–381

[Par01] I. Park for the PHOBOS Collaboration,
Charged particle flow measurement for $|\eta| < 5.3$ *with the PHOBOS detector*,
`nucl-ex/0105015` (2001)

[Pen65] A. A. Penzias, R. W. Wilson,
A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s,
Astrophysical Journal **142** (1965) 419–421

[Pol35] E. Pollard,
Nuclear Potential Barriers: Experiment and Theory,
Physical Review **47** (1935) 611–620

[Pos98] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin,
Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions,
Physical Review **C58** (1998) 1671–1678

[Raf92] J. Rafelski,
Strange and hot matter,
Nuclear Physics **A544** (1992) 279c–292c

[Ray00] R. L. Ray, R. S. Longacre,
MEVSIM: A Monte Carlo Event Generator for STAR,
Interner Bericht, STAR Note 419 (2000)

[Rei97] W. Reisdorf, H. G. Ritter,
Collective Flow in Heavy-Ion Collisions,
Annual Review of Nuclear and Particle Science **47** (1997) 663–709

[Ren84] R. E. Renfordt *et al.*,
Stopping Power and Collective Flow of Nuclear Matter in the Reaction Ar+Pb at 0.8 GeV/u,
Physical Review Letters **53** (1984) 763–766

[Rhi95] *RHIC Design Manual*,
Interner Bericht (nur zur Information), Brookhaven National Laboratory, 1995

[Ros01] T. Roser,
RHIC Performance,
Quark Matter Presentation, Stony Brook University of New York (2001)

[Sam84] N. P. Samios,
RHIC and Quark Matter - Proposal for a Relativistic Heavy Ion Collider at Brookhaven National Laboratory,
Interner Bericht, BNL 51801 (1984)

[Sat84] H. Satz,
Colour Screening in $SU(N)$ Gauge Theory at Finite Temperature,
Nuclear Physics **A418** (1984) 447c–465c

[Sch74] W. Scheid, H. Müller, and W. Greiner,
Nuclear Shock Waves in Heavy-Ion Collisions,
Physical Review Letters **32** (1974) 741–745

[Sch93] J. Schukraft,
Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions: Searching for the Quark-Gluon Plasma,
Nuclear Physics **A553** (1993) 31c–44c

[Sch99] A. Schüttauf,
A Forward TPC for STAR,
Nuclear Physics **A661** (1999) 677cc–680c

[Sch01] A. Schüttauf,
persönliche Mitteilung, 2001

[Sex90] R. u. H. Sexl,
Weiße Zwerge – Schwarze Löcher,
Vieweg Verlag, Braunschweig, 2., erweiterte Auflage (1990)

[Sha83] S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky,
Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars,
Wiley Verlag, New York (1983)

[Sjö86] T. Sjörstrand,
The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics – JETSET Version 6.2,
Computer Physics Communications **39** (1986) 347–407

[Smo92] G. F. Smoot *et al.*,
Structure in the COBE *Differential Microwave Radiometer First-Year Maps*,
Astrophysical Journal **396** (1992) L1–L5

[Sne99] R. J. M. Snellings, A. M. Poskanzer, and S. A. Voloshin,
Anisotropic Flow at STAR,
Interner Bericht, STAR Note 388 (1999)

[Sne00] R. J. M. Snellings *et al.*,
Novel Rapidity Dependence of Directed Flow in High-Energy Heavy-Ion Collisions,
Physical Review Letters **84** (2000) 2803–2805

[Sor89] H. Sorge, H. Stöcker and W. Greiner,
Relativistic Quantum Molecular Dynamics Approach to Nuclear Collisions at Ultrarelativistic Energies,
Nuclear Physics **A498** (1989) 567c–576c

[Sor97a] H. Sorge,
Elliptical Flow: A Signature for Early Pressure in Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions,
Physical Review Letters **78** (1997) 2309–2312

[Sor97b] H. Sorge,
Soft transverse expansion in Pb(158 AGeV) on Pb collisions: preequilibrium motion or first order phase transition?,
Physics Letters **B402** (1997) 251–256

[Sor99a] H. Sorge,
Highly Sensitive Centrality Dependence of Elliptic Flow: A Novel Signature of the Phase Transition in QCD,
Physical Review Letters **82** (1999) 2048–2051

[Sor99b] H. Sorge,
Collective flow and QCD phase transition,
Nuclear Physics **A661** (1999) 577–582

[Sta92] The STAR Collaboration,
Conceptual Design Report for the Solenoidal Tracker At RHIC,
Interner Bericht, LBL PUB-5347 (1992)

[Sta98] The STAR Collaboration,
Technical Design Report STAR EMC,
Interner Bericht, `http://www.star.bnl.gov/STAR/html/emc_l/emc_tdr.html` (1998)

[Sto82] R. Stock *et al.*,
Compression Effects in Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions,
Physical Review Letters **49** (1982) 1236–1239

[Tea01] D. Teaney, J. Laurent, and E. V. Shuryak,
Flow at the SPS and RHIC as a Quark-Gluon Plasma Signature,
Physical Review Letters **86** (2001) 4783–4786

[Vid94] F. Vidbæk for The BRAHMS collaboration,
The BRAHMS experiment at RHIC,
Nuclear Physics **A566** (1994) 299c–304c

[Vol96] S. Voloshin, Y. Zhang,
Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of azimuthal particle distributions,
Zeitschrift für Physik **C70** (1996) 665–671

[Vol00] S. Voloshin, A. M. Poskanzer,
The physics of the centrality dependence of elliptic flow,
Physics Letters **B474** (2000) 27–32

[Wei72] G. M. Weinberg,
The Psychology of Computer Programming,
Computer Science Series, van Nostrad Reinhold Company, New York (1972)

[Wes76] G. D. Westfall *et al.*,
Nuclear Fireball Model for Proton Inclusive Spectra from Relativistic Heavy-Ion Collisions,
Physical Review Letters **37** (1976) 1202–1205

[Wil74] K. G. Wilson,
Confinement of quarks,
Physical Review **D10** (1974) 2445–2459

[Wil01] R. Willson,
persönliche Mitteilung, 2001

[Won94] C.-Y. Wong,
Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions,
World Scientific Verlag, Singapur (1994)

[Wys94] B. Wyslouch,
The $\mathcal{PHOBOS}$ experiment at RHIC and AGS,
Nuclear Physics **A566** (1994) 305c–310c

[Yep96] P. Yepes,
A fast track pattern recognition,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A380** (1996) 582–585

[Zaj01] W. A. Zajc,
A Pedestrian's Guide to RHIC and Its Experiments,
Quark Matter, Student Pre-Symposium (2001)

[Zha99] B. Zhang, M. Gyulassy, C. M. Ko,
Elliptic flow from a parton cascade,
Physics Letters **B455** (1999) 45–48

Danksagung

Für die vielfältige Unterstützung, die ich während meiner Zeit am Max-Planck-Institut erhalten habe, möchte ich mich bei folgenden Personen bedanken:

- Prof. Dr. Norbert Schmitz für meine Aufnahme in der STAR-Gruppe und interessante physikalische Diskussionen,
- Dr. Volker Eckardt und Dr. Peter Seyboth für die Betreuung meiner Arbeit und die vielen physikalischen und technischen Anregungen,
- Dr. Andreas Schüttauf und Dr. Gaspare Lo Curto für immer neue Ideen und Kommentare,
- Dr. Art Poskanzer, Dr. Sergei Voloshin und Dr. Raimond Snellings dafür, dass sie mich im Flow-Team aufnahmen und für ihre offenen Ohren, wenn es mal wieder ein Problem gab,
- Dr. Georg Raffelt und Dr. Michael Altmann für die Diskussion physikalischer Themen außerhalb meines Wissensgebiets,
- Janet Seyboth für ihre exzellente Betreuung der STAR-Software und Dr. Peter Filip, der oft den passenden Trick in der Mathematik oder für C++ parat hatte,
- Jörn Putschke und Andreas Gärtner dafür, dass sie mir nicht nur den notwendigen Beistand leisteten, sondern sich in der Zwischenzeit auch um all die anderen Dinge kümmerten,
- stellvertretend für alle technischen Abteilungen des Instituts Hermann Fessler, aber insbesondere auch Ronald Maier und Hermann Wenninger, ohne die unsere Elektronik heute noch Blasen schlagen würde,
- Michael Vidal, Uwe Leupold und Dr. Dennis Salihagic, die jedes Computerproblem im Griff hatten,
- meinem Vater Heinrich Oldenburg, der meine Arbeit wohl so oft wie kein anderer gelesen hat und nicht müde wurde, nach dem nächsten Fehler Ausschau zu halten und
- meiner Freundin Bettina Hoßner, die mich dazu brachte, auch das Leben außerhalb der Physik nicht zu vergessen.

Zum Schluss ein Wort an diejenigen, die nach mir kommen, und sich die Haare über die von mir zurückgelassene Software raufen: Es könnte schlimmer sein! Außerdem gilt:

> "Any program that works is better than any program that doesn't." [Wei72]

q.e.d.