

**Experimentelle Untersuchungen der  
asymmetrischen  
Schwerionenreaktionen  
Ca+Au und Au+Ca  
bei 1.5 GeV/u Projektilenergie**

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Universität Darmstadt

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

genehmigte Dissertation von  
Dipl.-Phys. Olaf N. Hartmann  
aus Bad Nauheim

Darmstadt 2003  
D 17

Referent: Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger

Korreferent: Prof. Dr. Wolfgang Nörenberg

Tag der Einreichung: 16. Juli 2003

Tag der Prüfung: 10. November 2003

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
	Vorbemerkung . . . . .	1
	Kollisionen schwerer Ionen . . . . .	3
1.1	Reaktionsphasen im Schwerionenstoß . . . . .	4
1.2	Besonderheiten asymmetrischer Kollisionen . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Beschreibung des Experiments</b>	<b>17</b>
2.1	Vorwärtshemisphäre . . . . .	17
2.1.1	Plastikwand . . . . .	17
2.1.2	Nullgradzähler . . . . .	19
2.1.3	Helitron . . . . .	20
2.2	Rückwärtshemisphäre . . . . .	24
2.2.1	Magnet . . . . .	25
2.2.2	Zentrale Driftkammer . . . . .	25
2.2.3	Plastikbarrel . . . . .	26
2.3	Strahl und Target . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Charakterisierung der Ereignisse</b>	<b>33</b>
3.1	Eigenschaften der Experimentdaten . . . . .	33
3.2	Zentralität und Wirkungsquerschnitt . . . . .	37
3.3	Akzeptanz und Effizienz . . . . .	42
3.3.1	Akzeptanz . . . . .	42
3.3.2	Effizienz . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Beschreibung der Analyse</b>	<b>51</b>
4.1	Reaktionsebene . . . . .	51
4.2	Rapiditätsverteilungen . . . . .	57
4.3	Flußobservablen . . . . .	59
4.3.1	Seitwärtsfluß . . . . .	59
4.3.2	Elliptischer Fluß („Squeeze-Out“) . . . . .	59

<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>63</b>
5.1	Topologien der Reaktionen . . . . .	63
5.2	Rapiditätsverteilungen . . . . .	65
5.3	Seitwärtsfluß . . . . .	69
5.4	Squeeze-Out . . . . .	77
<b>6</b>	<b>Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>83</b>
	Rapiditätsverteilungen . . . . .	83
	Seitwärtsfluß . . . . .	87
	Squeeze-Out . . . . .	90
	Ausblick . . . . .	92
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>93</b>
<b>A</b>	<b>Das Transportmodell IQMD</b>	<b>97</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>101</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Ablauf einer Au+Au Reaktion im IQMD Modell . . . . .	3
1.2	Kaonenmultiplizitäten in $NN$ - und $AA$ -Reaktionen . . . . .	4
1.3	Schematische Darstellung einer Schwerionenkollision . . . . .	6
1.4	Zustandsgleichung der Kernmaterie . . . . .	7
1.5	Phasendiagramm hadronischer Materie . . . . .	9
1.6	Schockwellen und Mach-Kegel . . . . .	10
1.7	Flußprofil in der Reaktion Ne+Au bei 1 GeV/u . . . . .	11
1.8	Rapidityverteilungen Ru+Ru . . . . .	13
1.9	Rapidityverteilung (IQMD) Au+Ca . . . . .	14
2.1	Überblick: Der FOPI-Detektor . . . . .	18
2.2	Plastikwand . . . . .	20
2.3	Nullgradzähler . . . . .	21
2.4	Helitron . . . . .	22
2.5	Teilchenidentifikation in der Vorwärtshemisphäre . . . . .	23
2.6	Zentrale Driftkammer (CDC) . . . . .	24
2.7	Ereignis in der CDC . . . . .	25
2.8	Teilchenidentifikation mit der CDC . . . . .	27
2.9	Teilchenidentifikation mit CDC und Plastikbarrel . . . . .	28
2.10	Strahlführung SIS→FOPI (MIRKO) . . . . .	30
3.1	Ereignisvertex . . . . .	34
3.2	Wirkungsquerschnitt Au+Au/Ca+Ca . . . . .	36
3.3	Wirkungsquerschnitt Au+Ca/Ca+Au . . . . .	37
3.4	Multiplizität und Zentralitätsklassen . . . . .	38
3.5	Geometrisches Modell: Kernüberlapp . . . . .	40
3.6	Ereignisklassen (schematisch) im asymmetrischen Fall . . . . .	41
3.7	Akzeptanz in Au+Au ( $Z=1$ ) . . . . .	43
3.8	Eingangverteilungen der Simulation . . . . .	45
3.9	Die CDC in der GEANT-Simulation . . . . .	46
3.10	Effizienz der Spurfindung in der CDC . . . . .	48

3.11	Helitron/Plastikwand-Effizienz . . . . .	49
4.1	Winkelverteilung des Reaktionsebenenvektors . . . . .	53
4.2	Winkelverteilung des Reaktionsebenenvektors (Au+Ca, CDC) . . . . .	54
4.3	Reaktionsebenenauflösung . . . . .	56
4.4	Rapiditätsverteilungen und Akzeptanz . . . . .	58
4.5	Azimuthalwinkelverteilung für Protonen aus Au+Au . . . . .	60
5.1	Ereignistopologie ( $Z = 1$ ) . . . . .	64
5.2	Ereignistopologie ( $Z = 2$ ) . . . . .	65
5.3	Rapiditätsverteilung Protonen . . . . .	66
5.4	Rapiditätsverteilungen Deuteronen, Tritonen, $Z = 2$ . . . . .	68
5.5	Seitwärtsfluß Ca+Au/Au+Au/Au+Ca . . . . .	69
5.6	Seitwärtsfluß Au+Au: Daten und GEANT-Simulation . . . . .	70
5.7	Verteilung der Teilchenmultiplizitäten . . . . .	71
5.8	$\langle p_x/m \rangle$ für verschiedene Zentralitäten . . . . .	73
5.9	Verhältnis $A_P/A_T$ als Funktion von $Y^0$ . . . . .	74
5.10	$\langle p_x/m \rangle$ für Deuteronen und $Z = 2$ -Teilchen . . . . .	76
5.11	Azimuthalwinkelverteilung für Protonen . . . . .	77
5.12	Schematisches Szenario eines M4-Ereignisses . . . . .	78
5.13	Integrierte Azimuthalwinkelverteilung . . . . .	79
6.1	Rapiditätsverteilungen für Deuteronen sowie p,d,t . . . . .	84
6.2	Rapiditätsverteilungen: Daten und Modell (IQMD) . . . . .	85
6.3	Seitwärtsfluß: Daten und IQMD (Protonen) . . . . .	87
6.4	Seitwärtsfluß: Daten und IQMD (p,d,t) . . . . .	89
6.5	Squeeze-Out im Modell (IQMD) . . . . .	90
6.6	Squeeze-Out im Modell (IQMD) . . . . .	91

# Tabellenverzeichnis

3.1	Wirkungsquerschnitte und Stoßparameter. . . . .	39
3.2	Verfügbare Daten für die verschiedenen Zentralitätsklassen. . . .	41
4.1	Korrekturfaktoren der Reaktionsebenenauflösung . . . . .	55
5.1	Integrierte Anzahl der nachgewiesenen Teilchen pro Ereignis . . .	67
5.2	Seitwärtsfluß-Parameter . . . . .	74
5.3	$v_2$ -Werte . . . . .	80
6.1	Effektive Schwerpunktsrapiditäten im Vergleich . . . . .	89
6.2	$v_2$ in Daten und IQMD . . . . .	91



# Kapitel 1

## Einleitung

### Vorbemerkung

In dieser Arbeit wird die Analyse einer Reaktion zweier schwerer Ionen deutlich verschiedener Masse dargestellt. Die ausgewerteten Daten wurden im Jahr 1997 im Rahmen eines Experiments der FOPI-Kollaboration am Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung, einer Großforschungseinrichtung zur Grundlagenforschung mit Hilfe beschleunigter Ionen, mit Sitz in Darmstadt, aufgenommen.

Die Arbeit beginnt mit der Beschreibung der physikalischen Fragestellungen an Reaktionen mit Schwerionen im allgemeinen und an das analysierte Experiment im besonderen. Bei Kernreaktionsexperimenten am SIS wird ein beschleunigter Strahl aus schweren Ionen zur Reaktion mit einem festen Target gebracht. Das hier beschriebene Experiment weist die Besonderheit auf, daß sich die Ionen des Strahls und das Material des Targets in Masse und Ladung deutlich unterscheiden. Es ist die erste Reaktion dieses Typs, die von der FOPI-Kollaboration untersucht wurde.

Im Anschluß an die physikalische Fragestellung werden der Aufbau des Experiments beschrieben und die für die weitere Analyse notwendigen Meßmethoden erläutert. Es folgt eine Beschreibung der verwendeten Strategie zur Aufbereitung und Analyse der Daten.

Weiterhin werden die so gewonnenen Ergebnisse vorgestellt, die einen Vergleich der asymmetrischen Reaktion mit dem symmetrischen Fall beinhaltet. Zum Abschluß werden die Ergebnisse diskutiert im Vergleich mit einer theoretischen Beschreibung sowie den veröffentlichten Daten anderer Experimente.



# Kollisionen schwerer Ionen bei relativistischen Energien

Zur Untersuchung der Eigenschaften von Kernmaterie stellen Kollisionen schwerer Ionen ein einzigartiges Instrument dar. In einem relativistischen Stoß zweier Kerne mit einer Relativgeschwindigkeit von ungefähr 90% der Lichtgeschwindigkeit führt eine Kette von Nukleonenstößen zur Abstopfung und damit zur Kompression der Kernmaterie. Der damit im System erzeugte Druck wird durch Expansion abgebaut. Die aus der Reaktionszone emittierten Teilchen stellen den experimentellen Zugang zur Untersuchung derartiger Reaktionen dar.

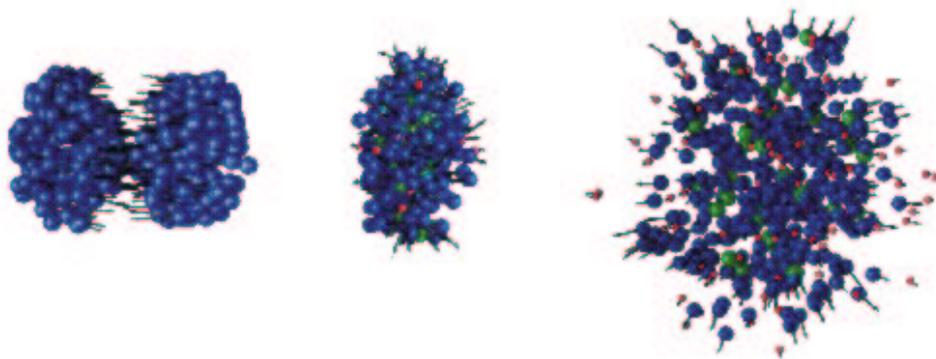


Abbildung 1.1: Entwicklung einer Kollision zweier Goldkerne bei einer Energie von 2 GeV/u, simuliert mit dem IQMD Modell [bas1994, met1999]. Die Zeitspanne von einem Bild zum nächsten beträgt  $\approx 10 \frac{\text{fm}}{c}$ .

Abb. 1.1 zeigt den räumlichen Ablauf einer Kollision zweier Goldkerne bei

einer Energie von 2 GeV/u im Modell. Man erkennt in der Mitte die Hochdichtephase der Reaktion, gefolgt von der Expansionsphase. Der zeitliche Abstand zwischen den Phasen beträgt jeweils  $\approx 10 \frac{\text{fm}}{c} = 3 \cdot 10^{-23}$  s.

## 1.1 Reaktionsphasen im Schwerionenstoß

Wie bereits im einleitenden Absatz erwähnt, kann man den zeitlichen Ablauf einer Schwerionenreaktion durch verschiedene Phasen beschreiben: die Hochdichtephase (mit einer Lebensdauer von  $\approx 10 \frac{\text{fm}}{c}$ ), die Expansionsphase und schließlich die Ausfrierphase. Für diese Arbeit sind insbesondere die Eigenschaften und Observablen der Expansionsphase von Bedeutung.

### Hochdichtephase

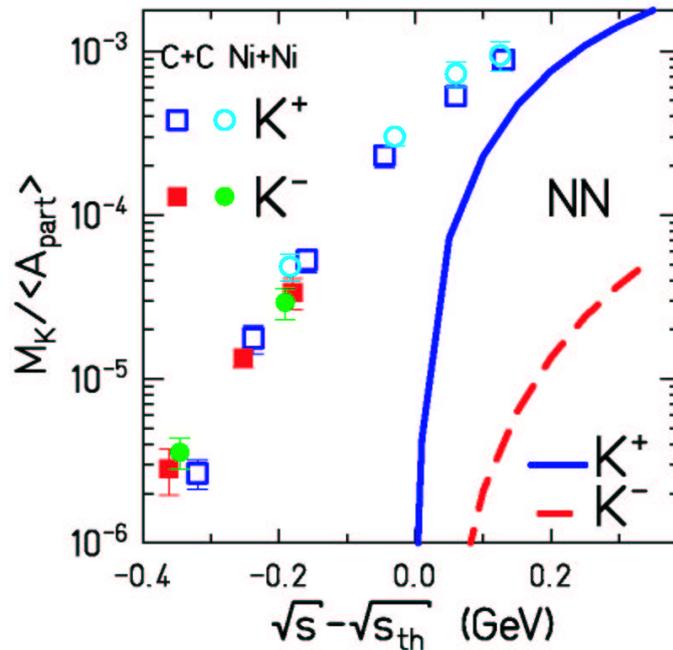


Abbildung 1.2: Gemessene Multiplizitäten für  $K^+$  und  $K^-$ -Mesonen in den Systemen C+C und Ni+Ni als Funktion der Energie oberhalb der Produktionsschwelle [lau1999, bar1997] sowie eine Extrapolation für die elementare Reaktion (Bild entnommen aus [oes2002]).

In der Hochdichtephase dient die mit dem Projektilkern eingebrachte kinetische Energie (zum Teil) der Anregung der Freiheitsgrade des Systems. Dies äußert sich in der Anregung von Resonanzen ( $\Delta, \dots$ ) der beteiligten Nukleonen, die hauptsächlich wieder in Pionen zerfallen, sowie in der Teilchenproduktion, z.B. von K-Mesonen. Die Messung und Spektroskopie dieser „Boten aus der Hochdichtezone“ gibt Aufschluß über die Eigenschaften der Resonanzen und Mesonen in dichter hadronischer Materie und damit über mögliche Modifikation der Teilcheneigenschaften im Vergleich zu den bekannten „freien“ Eigenschaften. Ein Beispiel für eine Messung im für diese Arbeit relevanten Energiebereich zeigt Abb. 1.2. Hier sind die gemessenen Ausbeuten an  $K^+$  und  $K^-$ -Mesonen (normalisiert auf  $\langle A_{\text{part}} \rangle$ , d.h.  $A/2$  für C+C und Ni+Ni und 2 für  $NN$ ) als Funktion der Energie oberhalb der Produktionsschwelle dargestellt [lau1999, bar1997, oes2002]. Man erkennt, daß für die elementare Reaktion  $NN$  die Produktion von  $K^+$  und  $K^-$  unterschiedlich ist, während für die Schwerionenreaktionen C+C und Ni+Ni die Ausbeute beider Mesonen gleich ist. Dies läßt sich als eine Absenkung der Produktionsschwelle der  $K^-$ -Mesonen interpretieren, wenn sie im Medium produziert werden.

Eine mögliche theoretische Interpretation ist, daß im Medium die chirale Symmetrie (siehe z.B. [koc1997]) teilweise wiederhergestellt werden kann. Dazu gibt es Rechnungen für den Erwartungswert des chiralen Kondensats der leichten Quarks in Abhängigkeit von Dichte und Temperatur, ein Wert, der als Maß für die Massenmodifikation im Medium angesehen werden kann [lut2000, rap2000, kli1990, lut1992]. An den verschiedenen Beschleunigern werden mit unterschiedlichen Energien unterschiedliche Dichten und Temperaturen erreicht, bei den hier betrachteten Energien (0.1 bis 2 GeV/u) zeigen alle Rechnungen einen Wert für  $|\langle q\bar{q} \rangle|$ , der vom Vakuumwert signifikant abweicht.

## Expansionsphase

Die Expansionsphase einer Schwerionenreaktion ist gekennzeichnet durch die Existenz kollektiven Verhaltens, welches man im Zusammenhang mit Schwerionenreaktionen übergreifend als Fluß bezeichnet. Das Studium dieses Flusses war und ist Gegenstand der Untersuchungen durch eine Vielzahl an Experimenten und theoretische Betrachtungen.

In Abb. 1.3 ist ein nicht-zentraler Stoß zweier Goldkerne schematisch dargestellt. Die Reaktionsebene ist durch die Gitterebene angedeutet. Nukleonen in der Überlappzone der beiden Kerne werden als Partizipanten bezeichnet. Die Spektatoren, also jene Nukleonen, die sich außerhalb der Überlappzone befinden und daher nicht an der Reaktion teilnehmen, erfahren eine Abstoßung durch die sich ausdehnende Kollisionszone und werden seitwärts abgelenkt.

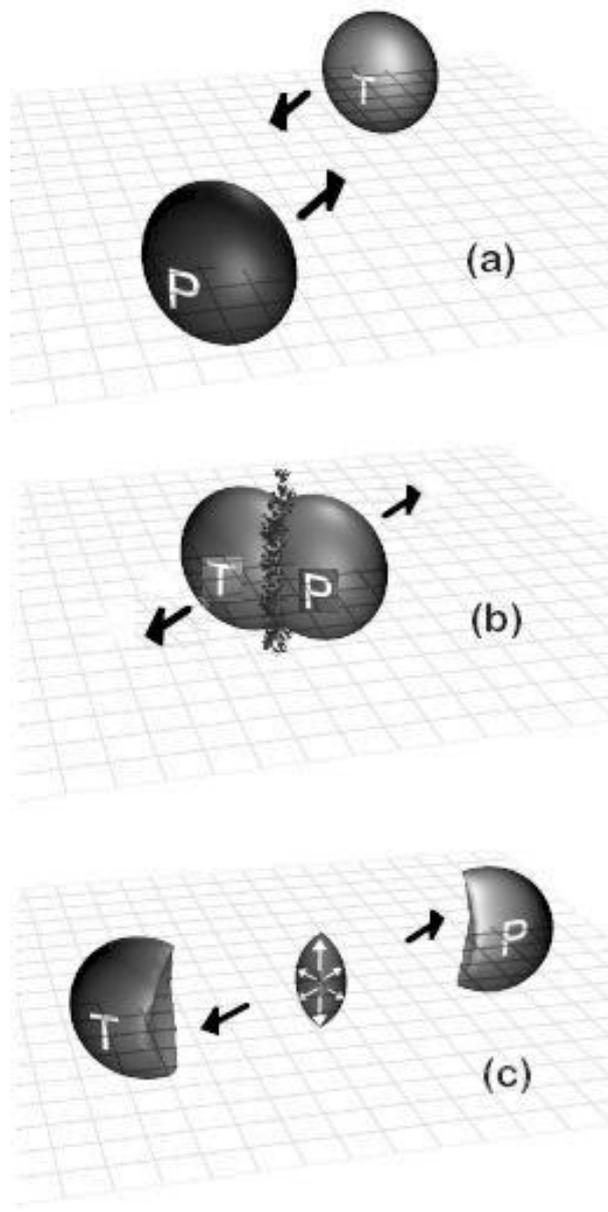


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung einer Kollision zwischen Projektil P und Target T. Entnommen aus [dan1998].

Dies führt zu einer verstärkten Emission von Nukleonen in die Reaktions-ebene, man spricht daher von Seitwärtsfluß oder Directed Flow. Eine andere Form kollektiven Verhaltens ist die Emission von Nukleonen senkrecht zur Re-aktionsebene. Dies kommt dann zustande, wenn die Emission der Partizipanten (wie auch produzierter Teilchen) in die Reaktionsebene durch die Spektatoren blockiert ist. In Abb. 1.3(b) ist dieser Squeeze Out zu sehen. Diese Art kollek-tiven Verhaltens wird auch als elliptischer Fluß bezeichnet. Abb. 1.3(c) zeigt die Weiterentwicklung zu einem späteren Zeitpunkt, zu dem Spektatoren und Feuerball räumlich bereits deutlich getrennt sind.

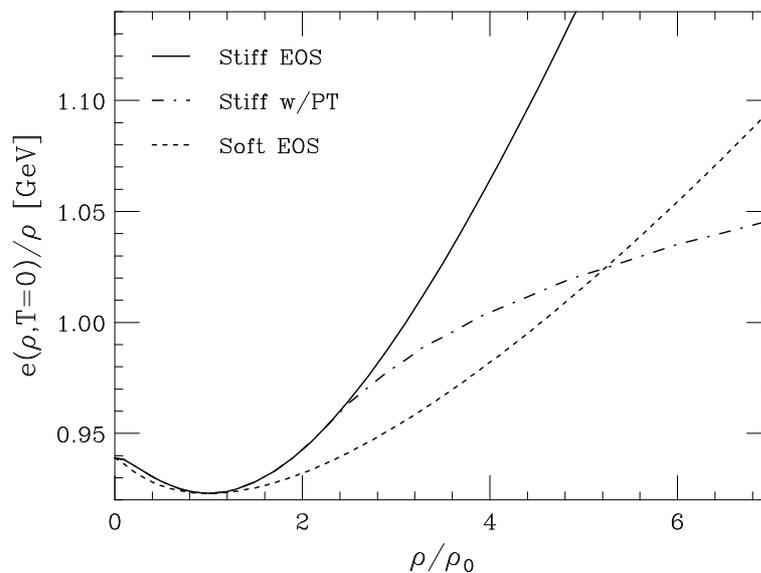


Abbildung 1.4: Grafische Darstellung der Abhängigkeit der Kompressionsener-gie von der Dichte des Systems. Gezeigt sind verschiedenen Rechnungen mit vari-ierendem Kompressionsmodul. Die gestrichelt-gepunktete Linie enthält zusätz-lich einen Phasenübergang zweiter Ordnung (aus [dan1998]).

Abhängig vom Druck, der in der Kompressionsphase aufgebaut wird, und der nötigen Zeit zur Separation der Spektatoren vom Feuerball, kann der ellip-tische Fluß vom Squeeze Out (definiert durch negativen elliptischen Fluß, d.h. orthogonal zur Reaktionsebene) in eine bevorzugte Emission in die Reaktions-ebene über (definiert durch positiven elliptischen Fluß) übergehen. Der Fluß in Schwerionenkollisionen hängt stark von der Zustandsgleichung der Kernma-terie ab, d.h. der Beziehung zwischen Kompressionsenergie und Dichte. Ein

phänomenologischer Ansatz für diese Beziehung findet sich z.B. in [stö1986]:

$$E_C(\rho) = K_l(\rho - \rho_0)^2/(18\rho\rho_0) \quad (1.1)$$

Die Gleichung (1.1) ist die sogenannte lineare Zustandsgleichung (Equation of State (EOS)), die quadratische enthält ein  $\rho_0^2$  im Nenner, je nach ihrer asymptotischen Zunahme mit  $\rho_0$ .  $\rho$  ist die Dichte,  $\rho_0$  die Dichte der unkomprimierten Kernmaterie,  $E_C$  die Kompressionsenergie und  $K_l$  der Kompressionsmodul. Abb. 1.4 zeigt die Abhängigkeit der Energie (hier mit  $e$  bezeichnet) von der Dichte (normiert auf die Grundzustandsdichte). Der Kompressionsmodul  $K$  bestimmt, ob die EOS hart (stiff) oder weich (soft) ist, in [dan1998] wird  $K = 380$  MeV für eine harte und  $K = 210$  MeV für eine weiche Zustandsgleichung verwendet. Folgend der Beschreibung in [dan1998] sind Intensität und Vorzeichen des elliptischen Flusses dadurch bestimmt, wie hoch der in der Kompressionszone aufgebaute Druck verglichen mit der Energiedichte ist, und auf welcher Zeitskala sich die Abschattung durch die Spektatoren abbaut. Damit ist eine Messung der Anregungsfunktion des Flusses ein Beitrag zur Bestimmung der Parameter der Zustandsgleichung; dies wurde z.B. in [kre2002] für Au+Au-Reaktionen zwischen 400 und 1500 GeV/u durchgeführt.

## Ausfrierphase

Die letzte Phase eines Schwerionenstoßes ist die Ausfrierphase. Infolge der Abkühlung des System durch Expansion wird irgendwann eine Dichte und Temperatur erreicht, von wo ab keine weiteren Teilchen mehr entstehen, die chemische Zusammensetzung des Systems steht also fest. Dieser Punkt ist der chemische Ausfrierpunkt oder auch chemical freeze-out und ist in Abb. 1.5 durch die blaue Linie gekennzeichnet. Abb. 1.5 ist ein Phasendiagramm für stark wechselwirkende (hadronische) Materie abhängig von der Temperatur und dem baryonchemischen Potential (Dichte). Eingetragen sind die Atomkerne bei  $T = 0$  und  $\mu_b \approx 1$ , die Messungen an verschiedenen Beschleunigern (mit wachsender Energie) SIS<sup>1</sup>, AGS<sup>2</sup> und SPS<sup>3</sup> sowie RHIC<sup>4</sup> und LHC<sup>5</sup>, die Phasen Hadronengas und Quark-Gluon-Plasma (jenseits des grün schraffierten Bereichs, hier ist die Temperatur so hoch, daß keine gebunden Zustände zwischen den Quarks, d.h. keine Hadronen, mehr existieren) und schließlich bei größeren  $\mu_b$  die Neutronensterne. Die eingetragenen Datenpunkte wurden

<sup>1</sup>Schwerionensynchrotron, GSI Darmstadt

<sup>2</sup>Alternating Gradient Synchrotron, Brookhaven National Laboratory

<sup>3</sup>Super Proton Synchrotron, CERN Genf

<sup>4</sup>Relativistic Heavy Ion Collider, Brookhaven National Laboratory

<sup>5</sup>Large Hadron Collider, in Bau am CERN, Genf

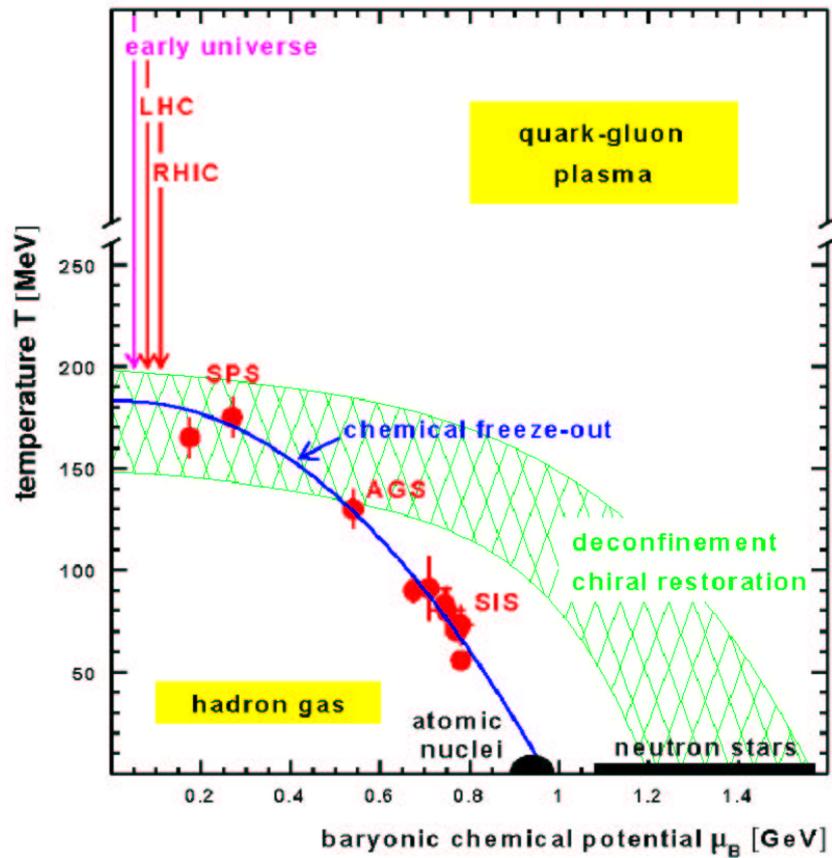


Abbildung 1.5: Phasendiagramm hadronischer Materie (siehe Text). Entnommen aus [pbm2001].

mit Hilfe einer Analyse von Teilchenverhältnissen in Schwerionenstößen mit einem statistischen Modell gewonnen. Am Ausfrierpunkt kann das System als Hadron-Gas betrachtet werden [pbm1995, pbm1996]. Die Parameter des Ausfrierpunkts entsprechen einer Energie von etwa 1 GeV pro Hadron unabhängig von Projektil und Projektilenergie [cle1998] bzw. einer Dichte von etwa einem Drittel der Grundzustandsdichte [pbm2002].

Auch wenn das System den Zustand des chemischen Ausfrierens erreicht hat, wird es durch elastische Stöße zwischen den Hadronen im Gas zusammengehalten, bis das System den thermischen Ausfrierpunkt erreicht. Ab diesem Punkt ändern sich die Impulsverteilungen der Teilchen nicht mehr.

In [cle1999] sind die Parameter für chemisches und thermisches Ausfrieren zusammengefaßt. Es wird gezeigt, daß für die hier betrachteten Energien der che-

mische und der thermische Ausfrierpunkt dicht beieinander liegen. Allerdings ist für kleinere Energien zu beachten, daß schwerere Fragmente produziert werden; die Betrachtungen in [cle1999] beschränken sich auf leichte Fragmente und produzierte Teilchen.

## 1.2 Besonderheiten asymmetrischer Kollisionen

Man spricht von asymmetrischen Schwerionenreaktionen, wenn man Kollisionen von einem leichten Projektil auf einen schweren Kern bzw. die umgekehrte Kinematik untersucht. Die Eigenschaften asymmetrischer Reaktionen wurden schon in den ersten Experimenten mit schweren Ionen untersucht, die Kollaborationen waren hier vor allem die Streamer Chamber [san1983] am BEVALAC, das Diogène-Experiment [ala1987] sowie später die EOS-Kollaboration [gil1994], ebenfalls am BEVALAC. Verschiedene theoretische Beschreibungen finden sich beispielsweise in [stö1986] und den dort angegebenen Referenzen. Bereits 1975 wurde von Baumgardt et al. [bau1975] ein theoretisches Konzept vorgestellt, das im Falle asymmetrischer Kollisionen die Existenz von Schockwellen und Mach-Kegeln vorhersagt. In Abb. 1.6 ist die Entwicklung dieser Phänomene für einen zentralen Stoß dargestellt.

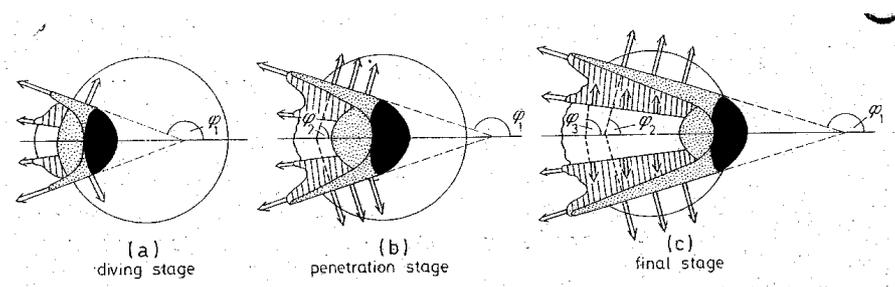


Abbildung 1.6: Entwicklung von Schockwellen und Machkegeln in einer Kollision eines leichten Projektils mit einem schweren Target im zeitlichen Verlauf. (aus [bau1975])

Die Ergebnisse aus [bau1975] finden sich in ähnlicher Form auch in jüngeren Rechnungen wieder, so beispielsweise in [mos1995]. Abb. 1.7 läßt ein deutlich asymmetrisches Muster des Flusses erkennen.

Eine entscheidende Frage zur Dynamik einer asymmetrischen Reaktion ist

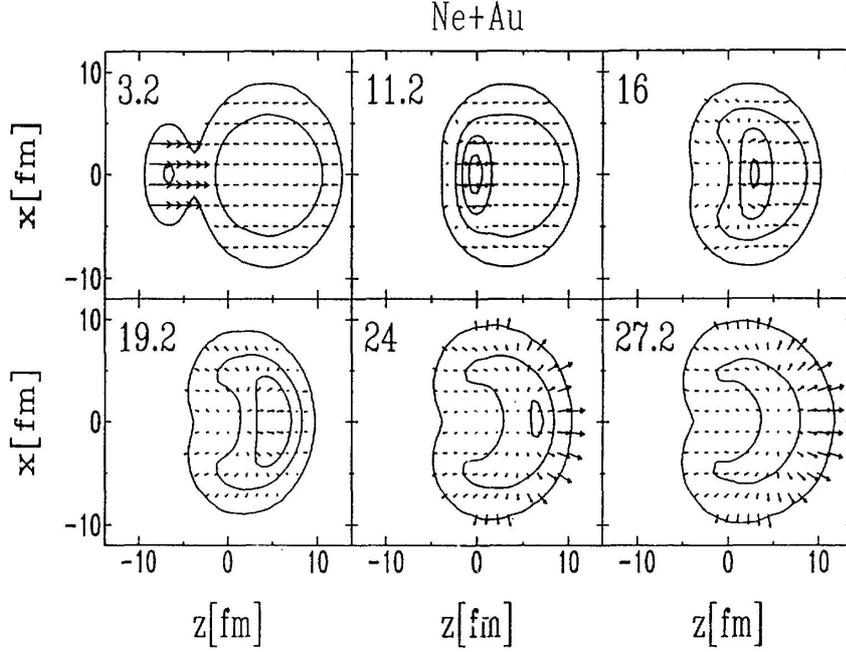


Abbildung 1.7: Darstellung des Flußprofils der asymmetrischen Reaktion Ne+Au bei einer Energie von 1 GeV/u im Ortsraum für sechs verschiedene Zeitschritte. (aus [mos1995])

die Bestimmung des Schwerpunktsystems (center-of-mass system, CMS). Die Bestimmung der Rapidity (definiert in Gl. (1.2))

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_z}{1 - \beta_z} \quad (1.2)$$

mit der longitudinalen Geschwindigkeit  $\beta_z$  des Schwerpunktsystems (d.h.  $\beta_z = \beta_z^{cm}$ ) liefert Information darüber, wieviele Nukleonen tatsächlich an der Reaktion teilnehmen (Partizipanten), mit anderen Worten, wie groß der Feuerball ist. Die Schwerpunktrapidity sollte zwischen der Schwerpunktrapidity des Kern-Kern-Systems (d.h. aller Nukleonen aus Projektil und Target) und der Schwerpunktrapidity eines Partizipantensystems liegen, in dem man die Nukleonen als Partizipanten ansieht, die sich in der geometrischen Überlappzone zwischen Projektil und Target befinden. Eine Schwerpunktrapidity dichter an der des Kern-Kern-Systems deutet darauf hin, daß zwischen den Partizipanten in der Überlappzone und den Spektatoren eine Wechselwirkung stattfindet. Die Schwerpunktrapidity läßt sich mit Hilfe der Untersuchung des Seitwärts-

flusses bestimmen, indem man sich das Seitwärtsflußsignal als Funktion der Rapidität ansieht. Bei Schwerpunktsrapidität ist die Summe der Transversalimpulse Null, und das Seitwärtsflußsignal verschwindet. Die dazu bisher publizierten Ergebnisse der Streamer Chamber am Bevelac und der EOS Kollaboration sind widersprüchlich; während das Streamer Chamber Experiment eine deutliche Zunahme der Größe des Feuerballs mit abnehmender Projektilenergie (von 1800 MeV/u nach 400 MeV/u) beobachtet [bea1992], sieht das Experiment der EOS Kollaboration [cha1997] nahezu keine Änderung der effektiven Zahl der Partizipanten über einen vergleichbaren Energiebereich.

Abb. 1.8 zeigt für eine symmetrische Reaktion die Rapiditätsverteilungen für Protonen (oben) und Deuteronen (unten) aus zentralen Kollisionen. Die offenen Kreise sind dabei die Daten einer FOPI-Messung der Reaktion  $^{96}\text{Ru}+^{96}\text{Ru}$  bei 400 MeV/u [hon2002]; sie wurden mit einer Anpassung (Siemens-Rasmussen-Formel, Gl. (4.11) an die gemessenen Transversalimpulsverteilungen gewonnen. Wie man [hon2002] entnimmt, liegt die Genauigkeit bei ca. 10%. Die Linien sind Ergebnisse einer Rechnung mit dem Transportmodell IQMD (Isospin-Quantenmolekulardynamik, [har1998], siehe Beschreibung im Anhang), wobei der effektive Wirkungsquerschnitt der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung variiert wurde (die durchgezogene rote Linie ist der „freie“ Wert, die gestrichelte blaue Linie ist das Ergebnis für den verdoppelten Wert, die gepunktete schwarze Linie entsprechend für den halbierten). Die Abbildung zeigt die Sensitivität dieser Observable hinsichtlich des Parameters  $\sigma_{NN}$ . Die Daten stimmen sehr gut mit der Modellrechnung für den freien  $NN$ -Wirkungsquerschnitt überein. Die Schlußfolgerungen aus den symmetrischen Reaktionen [ram2000, hon2002] bei 400 MeV/u deuten auf eine unvollständige Mischung und partielle Transparenz zwischen Projektil- und Targetkern hin. Im Falle einer vollständigen Abbremsung wird die Breite der Rapiditätsverteilung kleiner, eine weitere Erhöhung des Wirkungsquerschnitts in der Rechnung dürfte an der Form der Verteilung nichts mehr ändern.

Die erwartete Rapiditätsverteilung einer (zentralen) Kollision eines leichten Projektils mit einem schweren Kern (bzw. in umgekehrter Kinematik) ist asymmetrisch. Damit lassen sich, im Vergleich mit einer Modellvorhersage (IQMD, siehe Anhang A), Informationen über den effektiven Wirkungsquerschnitt im Stoß zweier Nukleonen gewinnen. Eine offene Frage, die bisher mit Hilfe symmetrischer Reaktionen nicht geklärt werden konnte, ist, zu welchem Anteil man die Schwerionenreaktion durch longitudinale Expansion des Systems bzw. durch dessen Transparenz beschreiben kann. Das läßt sich aus der Breite der Rapiditätsverteilungen nicht zweifelsfrei beantworten. Die asymmetrische Rapiditätsverteilung im Fall einer nicht symmetrischen Reaktion bricht diese An-

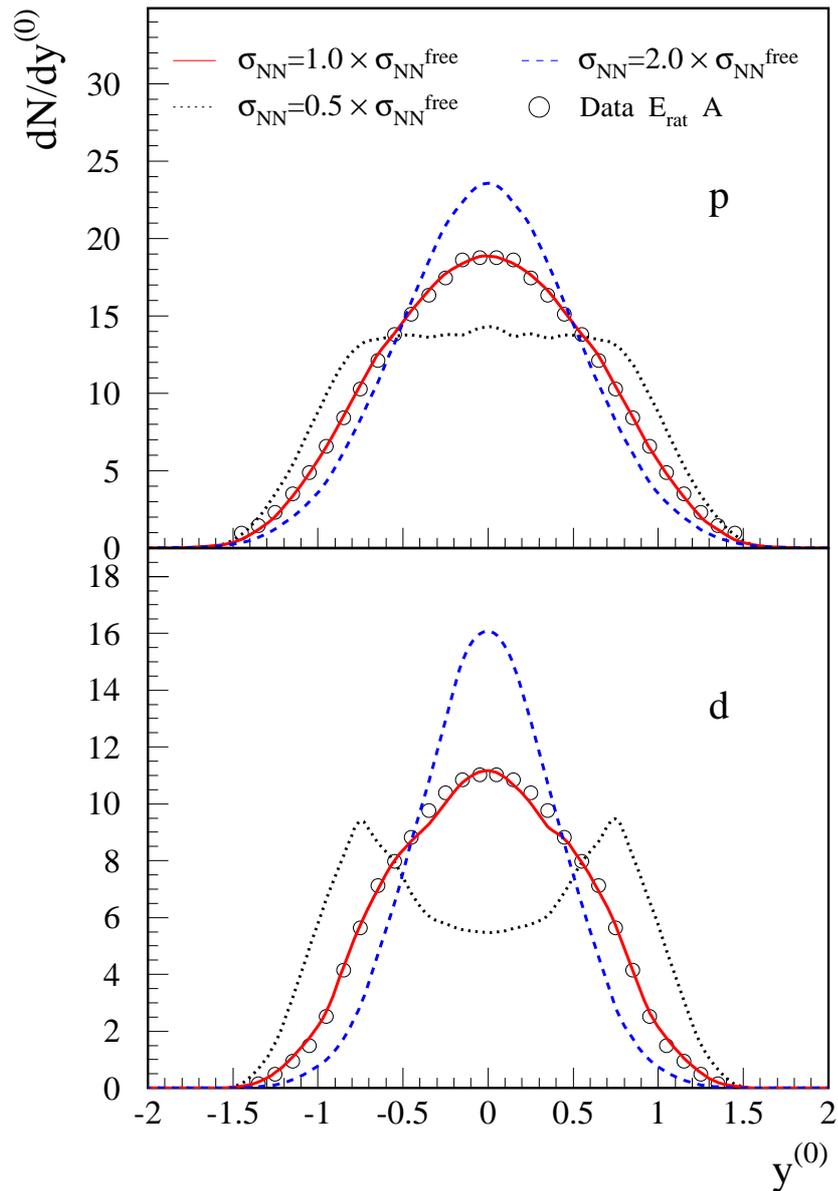


Abbildung 1.8: Rapiditätsverteilungen für Protonen (p) und Deuteronen (d) in der Reaktion  $^{96}\text{Ru} + ^{96}\text{Ru}$  bei 400 MeV/u. Die Linien stellen Simulationen unter Benutzung des IQMD Modells dar, mit dem effektiven Nukleon-Nukleon- Wirkungsquerschnitt als Parameter. Die offenen Kreise sind die experimentellen Verteilungen.

biguität. Der Grad der Abstopfung des leichten Projektils in dem schweren Target läßt sich an der Verteilung ablesen, indem man sie entsprechend Abb. 1.8 mit der Rechnung konfrontiert.

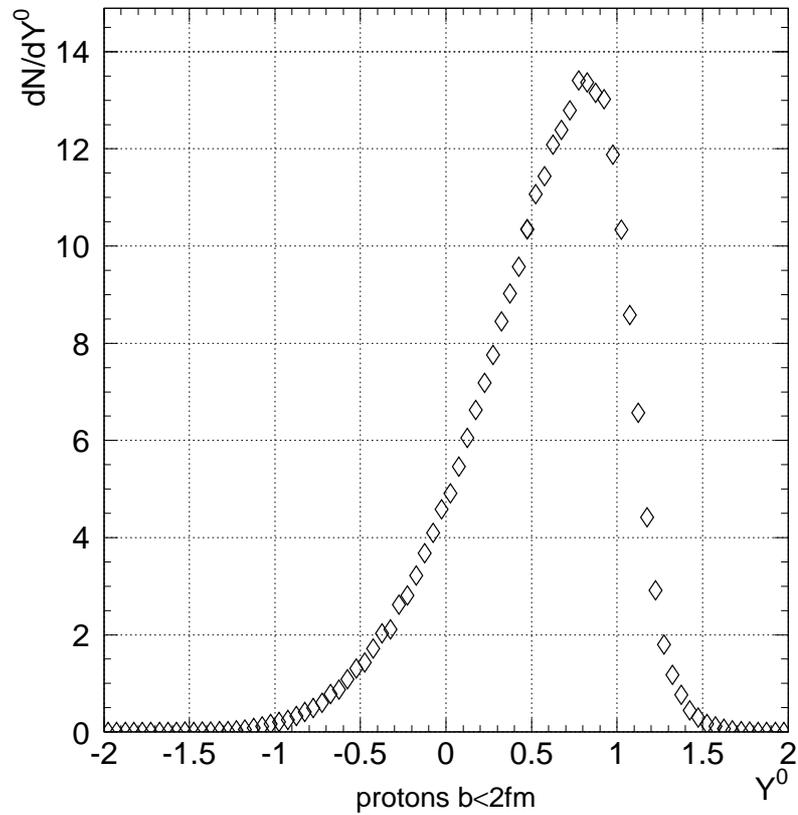


Abbildung 1.9: Simulierte Rapidityverteilung von Protonen in der Reaktion  $^{197}\text{Au}+^{40}\text{Ca}$  für zentrale Stöße ( $b < 2\text{fm}$ ) mittels des IQMD-Modells. Die Projektilenergie ist  $1.5\text{ GeV/u}$ , die Rechnung verwendet eine harte Zustandsgleichung mit impulsabhängiger Wechselwirkung.

In Abb. 1.9 ist die Modellvorhersage für die asymmetrische Reaktion  $\text{Ca} + \text{Au}$  zu sehen; im Vergleich zur symmetrischen Reaktion (Abb. 1.8) ist eine deutliche Verschiebung hin zur Projektilrapidity ( $Y^0 = 1$  in dieser Repräsentation) zu sehen; die Projektelseite zeigt eine signifikant steilere Flanke als die

Targetseite der Verteilung.

## Comprehensio

Diese Arbeit behandelt die folgenden Punkte:

- Die Anwendbarkeit und/oder Gültigkeit des statistisch-thermischen Modells  
→ Wird bei SIS-Energien der Zustand des thermodynamischen Gleichgewichts erreicht?
- Die nukleare Zustandsgleichung (EOS)  
→ Wie groß ist die Kompressibilität von Kernmaterie?
- In-Medium-Effekte  
→ Wie läßt sich die Wechselwirkung in hadronischer Materie beschreiben?
- Welche Rolle spielen die schwereren Fragmente für unsere Betrachtungen?

Die Untersuchung von Schwerionenreaktionen ist eine Beobachtung relativ kleiner Systeme in dynamischen Situationen.

Komplementäre Observablen oder auch Systeme wie die hier untersuchten asymmetrischen Reaktionen sind geeignet, die Modellvorstellungen empfindlich zu testen und den Parameterraum zu begrenzen. Jedes quantitativ erzielte Ergebnis liefert dazu einen wichtigen Beitrag, insbesondere für den SIS-Energiebereich.

Die Untersuchung dieser Punkte erfolgt anhand der Systeme Calcium auf Gold sowie Gold auf Calcium bei einer Energie von 1.5 GeV pro Nukleon.



# Kapitel 2

## Beschreibung des Experiments

Die dieser Arbeit zugrundeliegenden experimentellen Daten wurden mit dem FOPI-Detektor am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) aufgenommen. FOPI ist ein Akronym für FOur Pi ( $4\pi$ ), da der Detektor die geladenen Teilchen aus einer Schwerionenreaktion unter (fast) vollständiger Abdeckung aller Raumwinkel nachweist. Mit dem FOPI-Detektor werden Schwerionenkollisionen in einem Energiebereich von 90 MeV/u bis 2 GeV/u untersucht. Abb. 2.1 zeigt den FOPI-Detektor im Überblick.

Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des Detektors und ihr Meßprinzip vorgestellt.

### 2.1 Vorwärtshemisphäre

Zur Vorwärtshemisphäre des Detektors zählen Plastikwand, Nullgradzähler und Helitron. Diese Detektorgruppe deckt bei voller Azimuthalakseptanz einen Polarwinkelbereich von  $2^\circ$  bis  $29^\circ$  ab.

#### 2.1.1 Plastikwand

Die FOPI-Plastikwand besteht aus insgesamt 512 quaderförmigen Szintillatorstreifen vom Typ Bicorn BC 408. Sie sind orthogonal zur Strahlrichtung in acht radialen Sektoren zu je 64 Detektoren angeordnet (siehe [gob1993]); dabei sind die Detektoren so geneigt, daß ihre Frontfläche orthogonal auf der Strecke Target-Szintillator steht. Die Szintillatoren haben eine Dicke von 1.8 cm und eine Höhe von 2.4 cm. Die aktive Länge reicht von 45 cm für die untere Polarwinkelgrenze bis zu 165 cm für die obere Grenze (vgl. Abb. 2.2). Die Szintillatoren werden mittels Lichtleiter und Sekundärelektronenvervielfacher

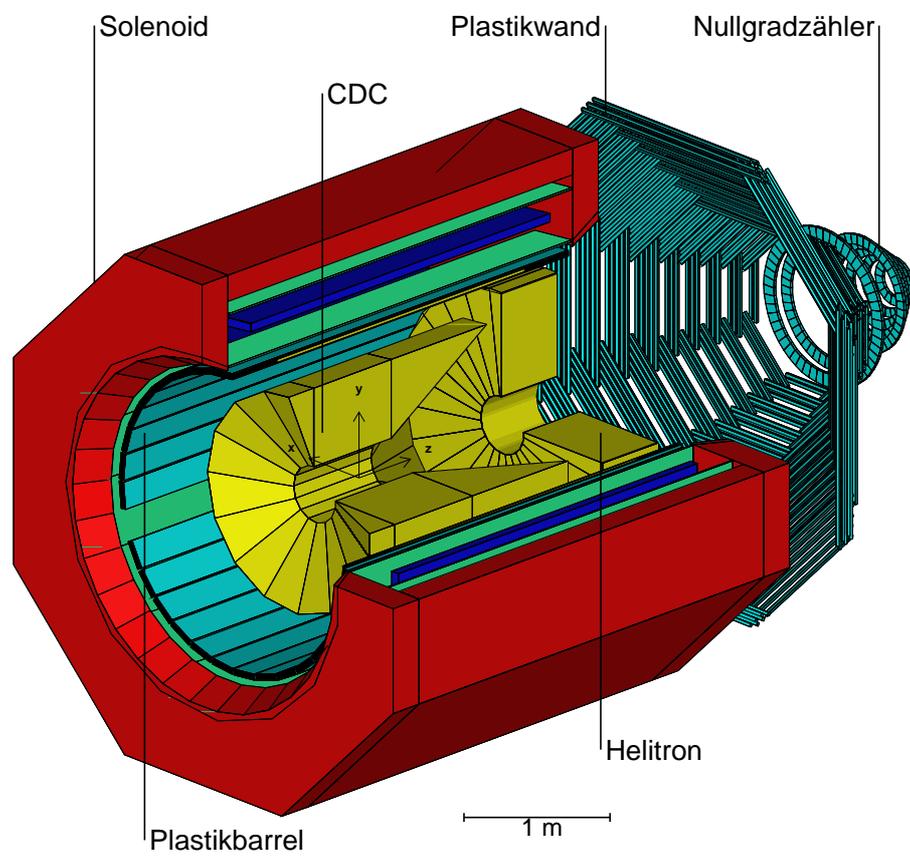


Abbildung 2.1: Schnittzeichnung des FOPI-Detektors. Die z-Achse bezeichnet die Strahlrichtung, der Koordinatenursprung den Targetpunkt

an beiden Enden ausgelesen. Damit erhält man die Information über die Energiedeposition  $\Delta E$ , die ein geladenes Teilchen beim Durchqueren des Detektors (bzw. beim Abstoppen im Szintillator) hinterläßt, die Flugzeit  $t_{TOF}$  des Teilchens (über eine Distanz von ca. 4 m bezogen auf den Targetpunkt) und den Ort  $x$  entlang des Szintillators (die Indices  $R$  und  $L$  stehen für den Ort der Auslese - Rechtes Ende bzw. Linkes Ende des Detektors):

$$\Delta E \propto \sqrt{E_R E_L} \quad (2.1)$$

$$t_{TOF} \propto \frac{1}{2}(t_R + t_L) \quad (2.2)$$

$$x \propto \frac{1}{2}(t_R - t_L) \propto \ln\left(\frac{E_R}{E_L}\right) \quad (2.3)$$

Die Ladungsabhängigkeit der Energiedeposition (welche durch die Bethe-Bloch-Formel (2.4) beschrieben wird), liefert zusätzlich das Vorzeichen und den Betrag der Ladung des passierenden Teilchens.

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.4)$$

mit  $K/A = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 / A$ ,  $z$  ist die Ladung des passierenden Teilchen,  $A, Z$  sind Atommasse und Ladung des durchquerten Mediums,  $\beta$  ist die Geschwindigkeit des Teilchens,  $I$  ist ein mittleres Ionisationspotential,  $\delta$  eine Korrektur für Dichteeffekte beim Energieverlust durch Ionisation, und  $T_{max}$  die maximale kinetische Energie, die einem freien Elektron bei einem einzigen Stoß übermittelt werden kann (siehe [pdg2000]).

### 2.1.2 Nullgradzähler

Der Nullgradzähler ist vom gleichen Detektortyp wie die Plastikwand. Er überdeckt den Polarwinkelbereich beginnend bei  $1.2^\circ$  und endend bei  $7.5^\circ$ . Die Szintillatoren sind vom Typ Bicron BC 404 und haben eine trapezförmige Frontfläche. Sie sind in sieben konzentrischen Ringen angeordnet (siehe Abb. 2.3). Insgesamt gehören 252 Szintillatoren zum Aufbau. Die Szintillatoren haben eine Dicke von 2 cm und werden am strahlabgewandten Ende mittels Sekundärelektronenvervielfacher über einen kurzen Lichtleiter ausgelesen. Die Detektoren des Nullgradzählers liefern eine  $\Delta E$ - und eine  $t_{TOF}$ -Information [gob1993, bas1999]. Zu beachten ist, daß die beiden strahlaufwärts angeordneten Ringe einen geometrischen Überlapp mit den Szintillatoren der Plastikwand haben.

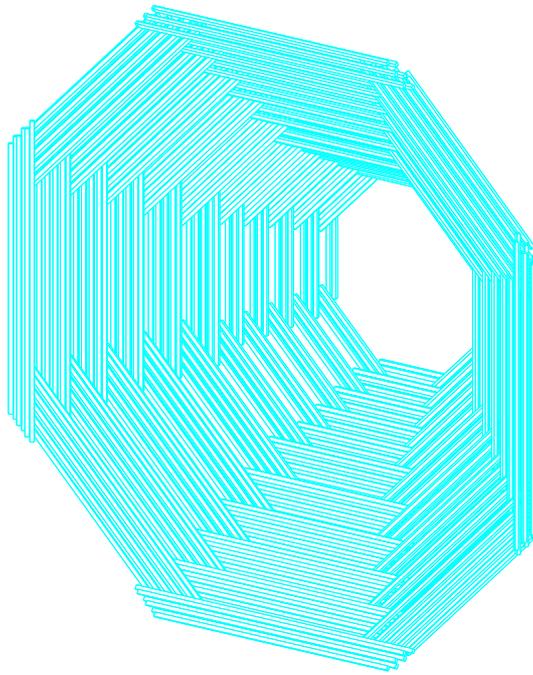


Abbildung 2.2: Perspektivische Zeichnung der FOPI Plastikwand

### 2.1.3 Helitron

Das Helitron ist eine Driftkammer, die den vollen azimuthalen Winkelbereich überdeckt und in diesem in 24 gleiche Sektoren unterteilt ist. Die Sektoren werden begrenzt durch eine Ebene aus Kathodendrähten. Jeweils in der Mitte eines jeden Sektors befindet sich eine Ebene aus radial gespannten Auslese- und Potentialdrähten. Die dickeren Potentialdrähte ( $\varnothing 125\mu\text{m}$ ) dienen zur Feldformung, die  $50\mu\text{m}$  dicken Auslesendrähte sind jeweils abwechselnd mit den Potentialdrähten in einer „Staggering“-Anordnung montiert (dies ist zur Auflösung der rechts-links-Ambiguität in einem Sektor notwendig). Das Zählgas ist eine Mischung aus Ar,  $\text{CH}_4$  und iso- $\text{C}_4\text{H}_{10}$  (88:2:10). Die nominelle Driftspannung liegt bei 12.3 kV, und bei einer Potentialspannung von 1.6 kV wird ein homogenes Driftfeld der Stärke  $750 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$  erzeugt; die Gasverstärkung beträgt etwa  $10^4$ . Die beim Durchgang eines geladenen Teilchen erzeugten Elektronen driften zu den Auslesedrähten. Diese sammeln die Ladungen auf, welche an beiden Drahtenden ausgelesen werden. Die Ladungsteilung ist dann proportional der Position des Ereignisses (sogennanter „Hit“):

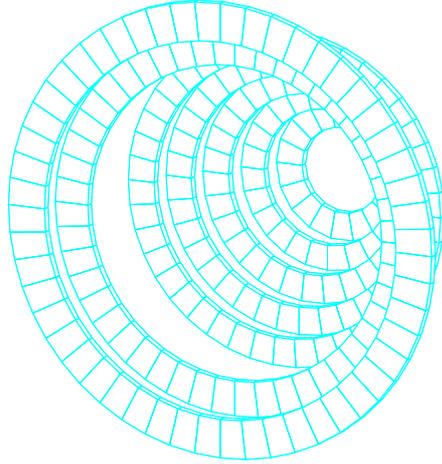


Abbildung 2.3: Perspektivische Zeichnung des FOPI Nullgradzählers

$$y = \ell_{\text{eff}} \frac{1 - q_i^{(0)}}{1 + q_i^{(0)}}, q_i^{(0)} = \frac{q_i}{q_0} \quad (2.5)$$

$$\ell_{\text{eff}} = \frac{\ell}{2} \left( 1 + \frac{2R_V}{R} \right) \quad (2.6)$$

In einer „idealen“ Driftkammer gilt Gl. (2.5); hierbei ist  $y$  die Koordinate der Ladungsteilung bezogen auf die Drahtmitte,  $\ell_{\text{eff}}$  die effektive Länge des Drahtes (die sich gemäß Gl. (2.6) aus der Drahtlänge  $\ell$  sowie dem ohmschen Widerstand  $R$  des Drahtes und dem ohmschen Widerstand des Vorverstärkers  $R_V$  errechnet),  $q_i, q_0$  sind die an den Drahtenden ausgelesenen Ladungen. Die realen Verhältnisse im Helitron verlangen eine Berücksichtigung des magnetischen Feldes, das Einfluß auf das Driftverhalten der Ladungen hat. Aus der Driftzeit läßt sich schließlich der Abstand eines Hits zu der Ausleseebene bestimmen. Die konkrete Vorgehensweise zur Aufarbeitung der Daten des Helitrons ist in [moh1996] beschrieben.

Aus der Kombination aller so gefundenen Hits werden mit Hilfe eines Programms komplette Spuren (innerhalb eines Sektors und über die Sektorgrenze hinaus) rekonstruiert. Die relevanten Informationen aus den rekonstruierten Teilchenspuren sind deren Krümmungsradius, die Richtung der Krümmung (je nach Ladung des gemessenen Teilchen werden diese im Magnetfeld in verschiedene Richtungen abgelenkt) sowie die deponierte Energie entlang der ge-

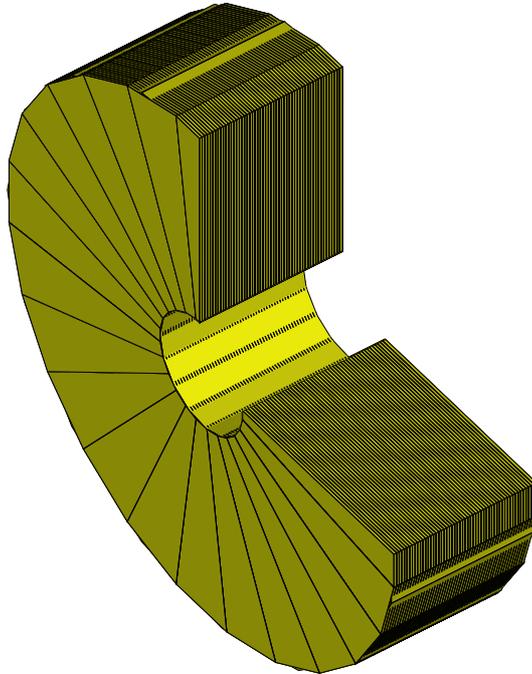


Abbildung 2.4: Perspektivische Zeichnung des Helitrons

messenen Bahn. Der Krümmungsradius einer Teilchenbahn im magnetischen Feld ist proportional zur Geschwindigkeit des Teilchens.

$$m\gamma v^2 \vec{\kappa} + \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} = 0 \quad (2.7)$$

Gl. (2.7) drückt das Gleichgewicht von Lorentz- und Zentrifugalkraft aus;  $\vec{\kappa}$  ist der Vektor der Krümmung der Trajektorie,  $\vec{v}$  der Geschwindigkeitsvektor des Teilchens,  $m$  seine Masse. Geht man von Gl. (2.7) über zum Fall des magnetischen Felds eines Solenoiden, hat das magnetische Feld nur eine Komponente  $B_z$ , und man erhält

$$\frac{mv_{\perp}^2}{\rho} = \frac{e}{c} v_{\perp} B_z; \quad (2.8)$$

$\rho$  bezeichnet hier den Krümmungsradius. Ausgedrückt in Impulsen anstatt der Geschwindigkeit folgt

$$\rho = \frac{e B_z}{c p_{\perp}}. \quad (2.9)$$

Mit der Messung des Krümmungsradius' bei bekanntem  $B_z$  erhält man den Impuls des Teilchens.

## Kombination der Daten zur Teilchenidentifizierung

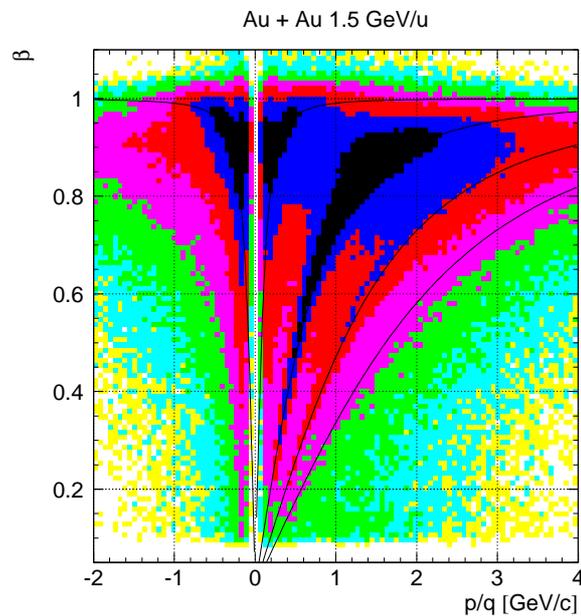


Abbildung 2.5: Typische Repräsentation der Teilchentrennung in der Vorwärtshemisphäre: Geschwindigkeit  $\beta$  (Plastikwand) gegen Impuls über Ladung (Helitron). Die Linien zeigen den funktionellen Zusammenhang für verschiedene Teilchenmassen (siehe Text).

Man kombiniert die gewonnenen Informationen der einzelnen Detektoren in der Vorwärtshemisphäre (sog. „matching“), indem man die rekonstruierten Teilchenspuren aus dem Helitron zur Plastikwand extrapoliert, und in einem definierten Fenster den entsprechenden Hit dort sucht. Wird ein solcher Hit gefunden, erhält man aus den Informationen aus dem Helitron und der Plastikwand den Impuls, die Geschwindigkeit sowie das Vorzeichen der Ladung. Daraus läßt sich wiederum die Masse bestimmen, und das Teilchen ist vollständig identifiziert. Abb. 2.5 zeigt für das System Au+Au bei 1.5 GeV/u die Geschwindigkeit  $\beta = \frac{v}{c}$ , gemessen durch die Plastikwand, als Funktion des Im-

pulses dividiert durch die Ladung, rekonstruiert aus den Daten des Helitrons. Die eingezeichneten Linien sind die berechneten Funktionen  $\sqrt{p^2/(m^2 + p^2)}$  für die nominellen Teilchenmassen der Pionen, Protonen, Deuteronen und Tritonen/Helium-3. Man erkennt deutlich die „Inseln“ der negativen und positiven Pionen sowie der Protonen. Für die schwereren Teilchen ist die Auflösung schlechter (siehe auch das folgende Kapitel).

## 2.2 Rückwärtshemisphäre

Die Rückwärtshemisphäre des Detektors besteht aus der zentralen Driftkammer (Central Drift Chamber, CDC) und einer Anordnung von Szintillatoren, die in Form eines Fasses (Plastikbarrel) um die CDC angeordnet sind. Die CDC umgibt das Target, und CDC und Plastikbarrel befinden sich vollständig im Inneren eines supraleitenden Solenoiden.

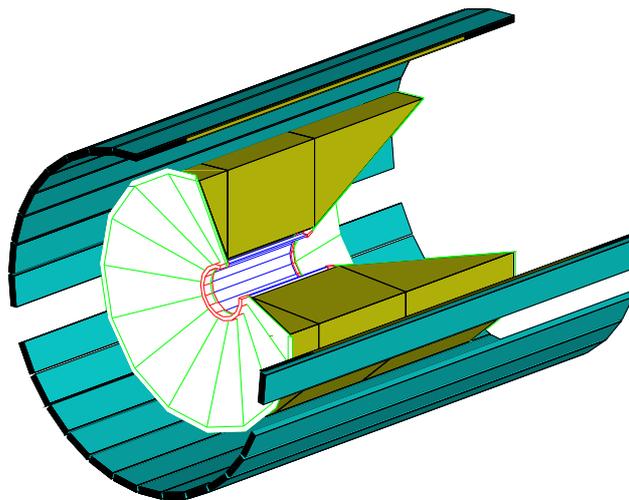


Abbildung 2.6: Perspektivische Zeichnung der zentralen Driftkammer und des Plastikbarrels.

### 2.2.1 Magnet

Das für die  $B\rho$ -Analyse (siehe 2.1.3, Gl. (2.9)) notwendige Magnetfeld wird durch einen achsenparallelen Solenoiden (vgl. Abb. 2.1) erzeugt. Die Feldlinien laufen parallel zur Strahlrichtung. Die nominelle Feldstärke beträgt 0.6 T.

### 2.2.2 Zentrale Driftkammer

Wie das Helitron ist auch die CDC eine Driftkammer. Im Gegensatz zum Helitron sind in der CDC die Drähte parallel zur Strahlrichtung gespannt. Die geometrische Form der CDC ist ein parallel zur Strahlachse angeordneter Zylinder mit zwei konischen Endflächen (Abb. 2.1, 2.6). Die geometrische Akzeptanz reicht bis zu einem Polarwinkel von  $33^\circ$ . Die CDC ist in 16 Sektoren unterteilt. Jeweils getrennt durch eine Driftebene befindet sich, ähnlich wie im Helitron, eine Ebene bestehend aus alternierenden Auslese- und Potentialdrähten.

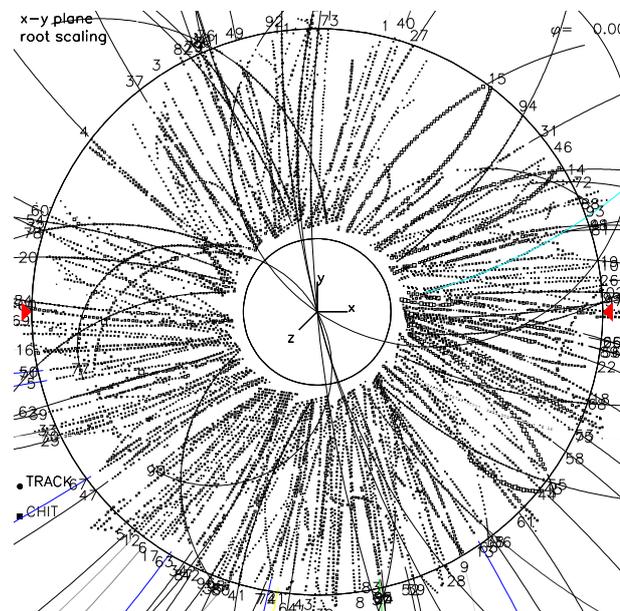


Abbildung 2.7: Darstellung eines Ereignisses einer Au+Au Reaktion (GEANT Simulation, 1.5 GeV/u Projektilenergie, IQMD) in der  $(x, y)$ -Ebene der CDC. Die Quadrate stellen die Hitpositionen dar, die durchgezogenen Linien sind das Ergebnis des Spurfindungsprogramms, die Zahlen sind durchlaufende Nummern der gefundenen Spuren.

Um die Ambiguitäten aufzulösen, die durch Spiegelspuren entstehen, sind die Sektoren so angeordnet, daß die Driftebenen alle tangential an einen gedachten Zylinder um die Strahlachse stoßen. Rekonstruiert man eine Teilchenspur und ihre Spiegelspur, kann die Spiegelspur dadurch ausgeschlossen werden, daß ihr Ursprung nicht der Targetpunkt ist. Eine detaillierte Beschreibung der Vorgehensweise zur Kalibration der CDC findet sich z.B. in [bes1996].

Abb. 2.6 zeigt eine Schnittzeichnung der CDC und des sie umgebenden Plastikbarrels (siehe folgender Unterabschnitt). Die Zeichnung wurde (wie sämtliche Detektorzeichnungen in diesem Kapitel) mit dem Programmpaket GEANT3.21 [gea1994] erstellt. Dieses Programm wird auch für Monte-Carlo-Simulation des FOPI Detektors verwendet. 1999 wurde dem Programmpaket zur Beschreibung der Detektorgeometrie und des Detektormaterials das Rahmenmaterial der CDC hinzugefügt; in Abb. 2.6 sind der Innenzylinder (Schaumstoff und Mylarfolie), die Aluminiumringe sowie Front- und Rückwärtskonus (Stesalit-Kunststoff) zu sehen. Damit wird in der Simulation dem zusätzlichen Energieverlust der Teilchen in diesem Material Rechnung getragen (vgl. auch nächstes Kapitel). Im Jahr 2000 wurde die CDC im Rahmen des Upgrade-Programms des FOPI-Detektors [fop1997] komplett überholt. Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Daten wurden mit der CDC in ihrer alten Konfiguration gewonnen.

Abb. 2.7 zeigt ein Ereignis („Event-Display“) in der CDC in einer Projektion in die  $(x, y)$ -Ebene. Ein Beispiel für die Teilchenidentifikation aus den Daten der CDC zeigt Abb. 2.8. Hier ist der Logarithmus des Energieverlustes  $\frac{dE}{dx}$  dargestellt als Funktion des Impulses dividiert durch die Ladung. Die Linien sind angepaßte Bethe-Bloch-Linien (s. Gl. (2.4)) für negative und positive Pionen, Protonen, Deuteronen, Tritonen,  $^3\text{He}$  und Alphas. Das hier gezeigte Beispiel sind Daten aus der Reaktion Au+Au bei 1.5 GeV/u. Das Bild vermittelt einen guten Eindruck von der Möglichkeit der Teilchenseparation mit der zentralen Driftkammer. Es läßt sich ebenso daraus ablesen, daß bei dieser Projektilenergie der weitaus größte Anteil der bei der Reaktion emittierten Teilchen leichte Teilchen mit Ladung 1 sind (Protonen, Pionen), schwerere Fragmente wie  $\alpha$ -Teilchen werden nur relativ selten produziert.

### 2.2.3 Plastikbarrel

Das Plastikbarrel ist ein Flugzeitdetektor, der die CDC umgibt. Zum Zeitpunkt des im Rahmen dieser Arbeit diskutierten Experiments bestand das Plastikbarrel aus 180 Szintillatoren mit einer Länge von jeweils 240 cm. Abb. 2.6 zeigt die räumliche Anordnung der Detektoren (zu sehen sind die sogenannten Module, zu denen eine Gruppe von sechs Szintillatoren zusammengefaßt wird). Die Szintillatoren werden mittels Lichtleiter beidseitig mit Sekundärelektronenver-

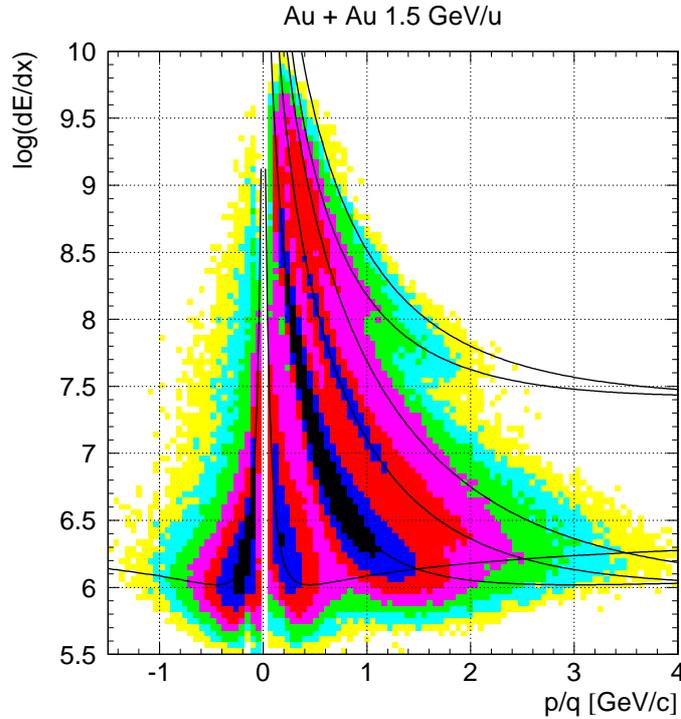


Abbildung 2.8: Teilchenidentifikation mit der CDC: logarithmischer Energieverlust als Funktion des Impulses dividiert durch die Ladung (siehe Text)

vielfachern ausgelesen. Die Funktionsweise und die gelieferte Information entspricht der Arbeitsweise der Plastikwand. Ganz analog zur Kombination von Helitron- und Plastikwanddaten in der Vorwärtshemisphäre werden die Daten von CDC und Plastikbarrel kombiniert. Dabei hilft die Barrelinformation zur Verbesserung der Auflösung. Eine Trennung von z.B. Pionen und Kaonen ohne die Flugzeitinformation ist kaum möglich [dev2000].

Abb. 2.9 zeigt die Teilchenmasse bestimmt mit Hilfe der Flugzeitinformation des Plastikbarrels gegen die Masse bestimmt mit der Driftkammer. Man erkennt vier Inseln, die jeweils von den verschiedenen Teilchen stammen. Entlang der Achse  $m_{CDC} = m_{BAR}$  finden sich die einfach geladenen Teilchen, mit steigender Masse Pionen, Protonen, Deuteronen und Tritonen. Die Barrelmasse ist in Abb. 2.9 zusätzlich durch den Betrag der Ladung geteilt. Dieser Detektor leistet einen wesentlichen Beitrag zur Unterscheidung von Tritonen und  ${}^3\text{He}$ , deren nominelle Massen sich nur um  $20 \text{ keV}/c^2$  unterscheiden. Bei  $m_{CDC} = \frac{1}{2}m_{BAR}$  erkennt man die gemessenen  ${}^3\text{He}$ -Fragmente. Aus einer Statistik von 20000 Er-

eignissen liegen die gemessenen schwereren Fragmente unter der Schwelle von 5 Einträgen pro Bin (integral ca. 14% der gemessenen Zahl  ${}^3\text{He}$ ).

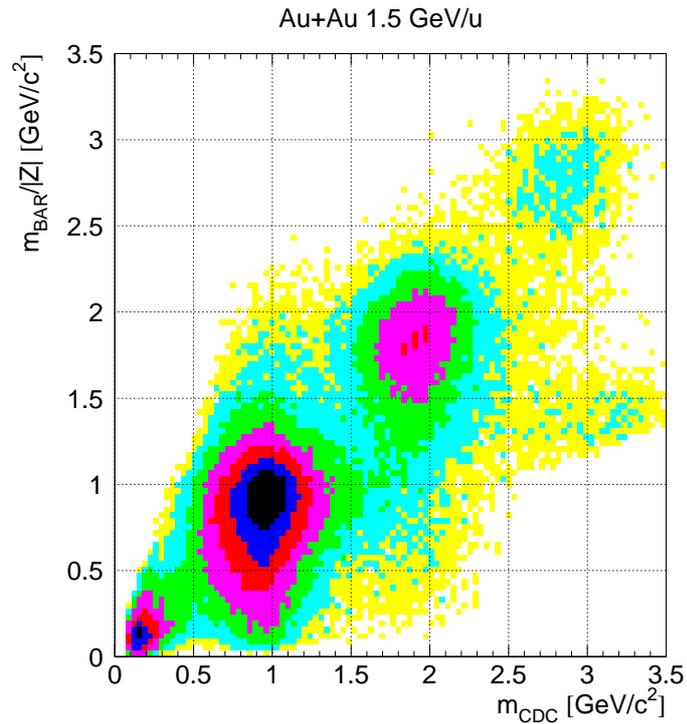


Abbildung 2.9: Teilchenmasse bestimmt mit Hilfe der Flugzeit ( $m_{BAR}$ ) gegen die Masse bestimmt mit der CDC ( $m_{CDC}$ ).  $m_{BAR}$  ist zusätzlich durch die Ladung  $Z$  geteilt, um die Separierbarkeit von Tritonen und  ${}^3\text{He}$  sichtbar zu machen.

Die Detektorakzeptanz in relevanten Meßgrößen sowie Bemerkungen zur Effizienz der Detektoren folgen in Abschnitt 3.3.

## Startzähler

Das FOPI-Experiment verwendet des weiteren einen  $3 \cdot 3 \text{ cm}^2$  großen Szintillator als Startzähler [gob1993] sowie zwei Szintillatoranordnungen als Halozähler. Der Startzähler definiert den Zeitnullpunkt für jedes gemessene Ereignis. Die beiden Halozähler, jeweils einer vor und hinter dem Startzähler, werden zur Fokussierung des Schwerionenstrahls benutzt. Der zweite Halo-

Zähler liegt in Strahlrichtung zwischen dem Austrittsfenster des Vakuumrohrs der Strahlführung und dem Target.

## Datenaufnahme

Die Funktionsweise der FOPI-Datenaufnahme für das hier untersuchte Experiment ist bereits in früheren Arbeiten diskutiert worden, siehe beispielsweise [pin1995].

## 2.3 Strahl und Target

### Schwerionenstrahl

Der Strahl im hier beschriebenen Experiment wurde vom Schwerionensynchrotron SIS der GSI geliefert. Aufgrund der Eigenschaften eines Synchrotrons wird der Ionenstrahl in einzelnen Paketen, sogenannten Spills, transportiert. Die Extraktionszeit lag typischerweise bei neun Sekunden, die gesamte Zykluszeit (d.h. die Zeit zwischen dem Beginn zweier aufeinanderfolgender Spills) ca. 15 Sekunden. Pro Spill wurden ca.  $3 \cdot 10^5$  Strahlteilchen (das Experiment verwendet  $^{197}\text{Au}$ - und  $^{40}\text{Ca}$ -Ionen) im Detektorsystem gemessen. Das SIS ist eine 18 Tm-Maschine – diese Größe beschreibt die maximale magnetische Steifigkeit des Beschleunigers (vgl. z.B. [wie1993])–, damit ergibt sich, abhängig vom Ladungszustand und der Masse der zu beschleunigenden Ionen, die maximale Energie, die der Beschleuniger zur Verfügung stellen kann. Um die Energie von 1.5 GeV/u für die  $^{197}\text{Au}$ -Ionen zu erreichen, ist der höchste Ladungszustand (79+) nötig. Dazu beschleunigt man einen niedrigeren Ladungszustand auf 1.2 GeV/u vor, schießt damit in den Experimentier-Speicherring (ESR) ein, wo die verbleibenden Elektronen abgestreift werden, und reinjiziert dann  $^{197}\text{Au}^{79+}$ -Ionen in das SIS, die dann auf 1.5 GeV/u beschleunigt werden können.

Der Strahltransport vom Synchrotron bis zum Targetpunkt erfolgt durch ein ionenoptisches System (siehe bspw. [wie1993]). Zur Berechnung der Strahlführung steht an der GSI das Programm MIRKO [fra2003] zur Verfügung. Abb. 2.10 zeigt schematisch den Verlauf des Strahltransports. Von links nach rechts (Weglänge) ist die Koordinate entlang des Strahlrohres gezeigt, die vertikale Achse zeigt von 0 nach oben die  $x$ -Richtung sowie nach unten die  $y$ -Richtung. Entlang der Wegstrecke finden sich die ionenoptischen Elemente mit ihrer geometrischen Akzeptanz, in rot fokussierende Quadrupole, in blau defokussierende Quadrupole (fokussierend und defokussierend bezieht sich hier auf die horizontale Komponente positiv geladener Strahlteilchen), cyanfarben die Dipole, die kurzen schwarzen vertikalen Striche sind Korrekturlemente

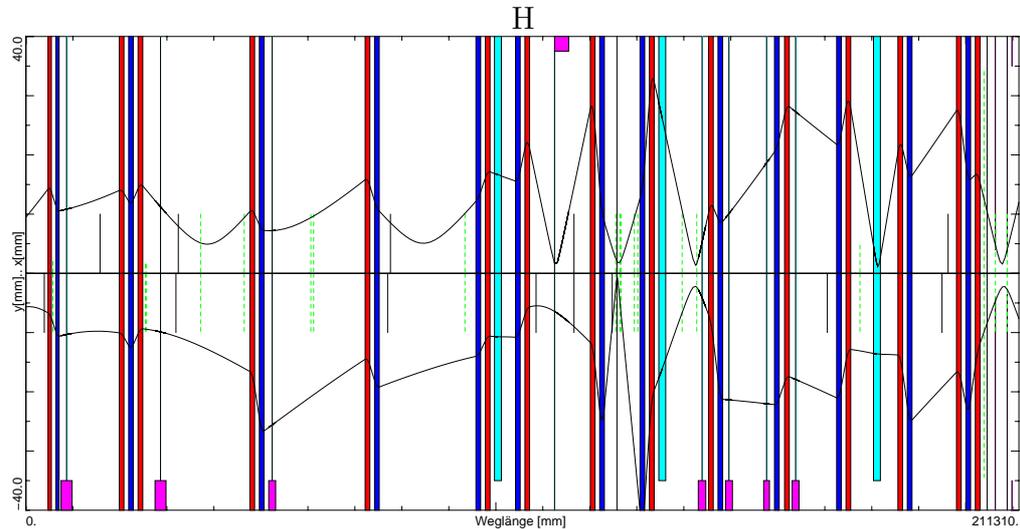


Abbildung 2.10: Enveloppen einer Strahltransportrechnung mit dem Programm MIRKO vom Synchrotron (SIS, bei Weglänge 0) bis zum FOPI-Targetpunkt. Siehe Text.

(„Steerer“), in grün sind Strahldiagnoseelemente (Profilgitter, Szintillatoren) eingezeichnet. Die schwarzen Kurven markieren die Einhüllende des Strahls (der im Querschnitt die Form einer Ellipse hat),  $x = y = 0$  ist die sogenannte Sollbahn, ein Strahlteilchen entlang dieser Linie würde keine Kraft durch die Quadrupolfelder erfahren. Man erkennt gut den Einfluß der Fokussierelemente auf den Strahl, am rechten Bildrand ist die Fokussierung auf das Target zu sehen.

Die Rechnung in Abb. 2.10 wurde für  $^{238}\text{U}^{73+}$ -Ionen mit einer Energie von 300 MeV/u durchgeführt. Die von MIRKO errechneten Werte können direkt in Steuerspannungen für die Magnete umgesetzt werden, bzw. man kann durch Auslesen der Magnete den aktuellen Strahltransport grafisch darstellen, und entsprechend korrigieren, um einen möglichst scharfen Strahlfokus am Target bei möglichst geringem Transportverlust an Strahlteilchen zu erreichen. Das Programm wurde bei späteren Strahlzeiten stets zur Hilfe genommen, vor allem, um den Strahlfokus zu verbessern. Dazu werden zunächst die Quadrupole der Strahlführung eingestellt. Hinter dem letzten Quadrupoltriplett folgt der Experimentaufbau mit den im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Start- und Halozählern. Mit den Halozählern läßt sich die Strahlage messen, die Unterschiede in den Zählraten werden in geometrische Abweichungen von der Ideallage des Strahls umgesetzt, an das Programm übergeben, und daraus

Korrekturen errechnet, die mittels zweier Korrekturmagnete (Steerer) – jeweils einer für die horizontale und die vertikale Komponente – sowie des letzten Dipols auf die Strahlführung angewandt werden. Diese Prozedur wird iterativ durchgeführt, bis die optimale Fokussierung erreicht ist, d.h. der Strahl gerade durch das Blendensystem der Halozähler geführt wird.

### Target

Die Strahlzeit verwendete  $^{197}\text{Au}$ - sowie  $^{\text{nat}}\text{Ca}$ -Targets. Zur Verhinderung der Oxidation wurde das Ca-Target zusätzlich durch eine Schicht Aluminium ( $200\ \mu\text{gcm}^{-2}$ ) geschützt. Die Targets wurden so gewählt, daß die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit bei 1% liegt, was für Au-Strahl eine Targetdicke von 0.2 mm Au bedeutet und für Ca-Strahl 1.4 mm Ca-Target.



# Kapitel 3

## Eigenschaften und Charakterisierung der Ereignisse

### 3.1 Eigenschaften der Experimentdaten

Die mit Hilfe der im vorigen Kapitel beschriebenen Detektoren aufgenommenen Daten stehen der Analyse als sogenannte Data Summary Tapes (DST) zur Verfügung. Diese DSTs enthalten alle wesentlichen Informationen von allen Detektorsubsystemen des FOPI Detektors. Die Kalibration der Rohdaten der Driftkammern und der Szintillatoren sowie die Rekonstruktion der Teilchenspuren ist auf diesem Niveau bereits erledigt.

#### Vertex des Ereignisses

Der Punkt, an dem ein Ereignis stattfand, der Eventvertex, wird mit Hilfe der aus der CDC rekonstruierten Teilchenspuren bestimmt. Diese werden zum Target hin zurückextrapoliert, und ihr Schnittpunkt definiert den Eventvertex. Spuren aus Ereignissen, welche zu weit entfernt vom Targetpunkt sind, werden als Untergrund angesehen und nicht weiter berücksichtigt; hat man beispielsweise ein Ereignis, das statt im Target durch einen Stoß in der Austrittsfolie des Vakuumrohrs der Strahlführung entstanden ist, würde dieses Ereignis in der weiteren Analyse ignoriert.

Abb. 3.1 zeigt eine Verteilung der z-Koordinate des Ereignisvertex' aus 15000 Ereignissen Au+Ca und 10000 Ereignissen Au+Au bei einer Projektilenergie von 1.5 GeV/u. Die durchgezogene Linie ist die angepaßte Gaußverteilung an die Au+Au-Verteilung, die schraffierte Fläche ist der Bereich von

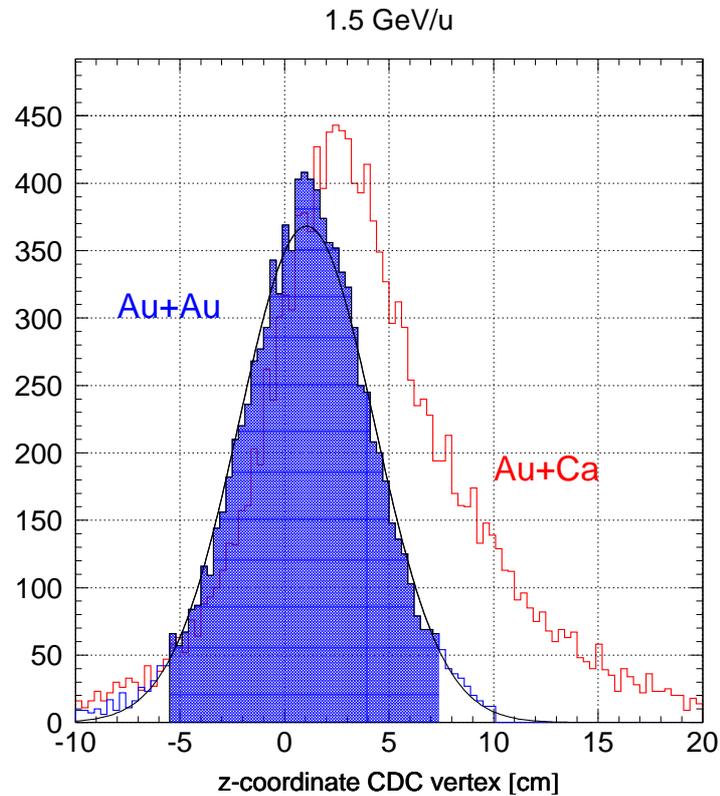


Abbildung 3.1: Verteilung der Vertex- $z$ -Koordinate (gemessen mit der CDC) aus 15000 Ereignissen Au+Ca (rote Linie) und 10000 Ereignissen Au+Au (blaue Linie, mit Anpassung einer Gaußverteilung) bei 1.5 GeV/u. Siehe Text.

$\pm 2\sigma$  um den Mittelwert. In dieser Arbeit wurde als erste Bedingung für ein „gutes“ Ereignis genau diese Abschneidebedingung von  $2\sigma$  aus der Anpassung einer Gaußkurve an die  $z$ -Koordinate des Eventvertex' gesetzt. Für die anderen Systeme wurde entsprechend verfahren. Man sieht, daß die Verteilung für Au+Ca insbesondere mit wachsender  $z$ -Koordinate von der Gauß-Form abweicht. Schränkt man den Fit auf einen vernünftigen Bereich ein, erhält man für die Breite der Verteilung einen um 10% größeren Wert als im Falle von Au+Au. Die leichte Verschiebung der Verteilung für das asymmetrische System ist eine Folge davon, daß die Kalibrierung aus dem symmetrischen System übernommen wurde, während die Verteilung der Teilchenspuren entlang der  $z$ -Achse mehr Spuren in Vorwärtsrichtung aufweist. Aus dem gleichen Grund sieht die CDC auch insgesamt deutlich weniger Teilchenspuren, und die Vertei-

lung wird breiter. Es ist noch anzumerken, daß die gezeigte Verteilung bereits auf den Bereich um den „Ideal“vertex bei  $z = 0$  beschränkt ist; die tatsächlich gemessene Verteilung erstreckt sich über einen größeren Bereich. Die Untergrundereignisse aus Reaktionen mit Material in der Strahlführung, wie z.B. dem Startzähler, liegen bei großen negativen  $z$ -Koordinaten und können so von den Ereignissen im Target unterschieden werden.

## Trigger

Zur Reduktion der anfallenden Datenmenge im Experiment verwendet FO-PI ein Trigger-Konzept, um nur die interessanten Reaktionen aufzuzeichnen. Da der Stoßparameter der Reaktion und die Multiplizität der geladenen Teilchen im Zusammenhang stehen (s. bspw. [gut1989] und folgender Abschnitt), fällt die Triggerentscheidung anhand der gemessenen Multiplizität im Detektor. Dies läßt sich innerhalb kurzer Zeit, ca. 400 ns, erledigen. Die in diesem Experiment verwendeten Trigger sind:

- Minimum Bias (MinB)
- Minimum Bias und Barrel (MinBB)
- Medium Bias (MedB)
- Central (CE)

Innerhalb der Liste nimmt die verlangte Multiplizität von oben nach unten zu, wobei der Trigger normalerweise eine bestimmte Plastikwandmultiplizität verlangt (Szintillatoren sind schnelle Detektoren und eignen sich daher, um eine schnelle Triggerentscheidung treffen zu können. Da die Reaktionen an einem festen Target stattfinden, bewegt sich das System in Labor in Strahlrichtung und daher hin zu kleineren Polarwinkeln), sowie im Falle von MinBB zusätzlich Treffer im Plastikbarrel. Nur Ereignisse mit (mindestens) einem gültigen Trigger werden aufgenommen. Dabei wird zusätzlich mit Untersetzungsfaktoren gearbeitet; damit läßt sich z.B. die Zahl der aufgenommenen zentralen Ereignisse eines Experiments künstlich anreichern, ansonsten hätte man fast ausschließlich nur Minimum Bias Ereignisse zur Verfügung, da diese weitaus am häufigsten auftreten.

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts benötigt man die Skalierung der Trigger, das Produkt aus der Totzeit (Anteil der Ereignisse außerhalb der Totzeit an der Rohrate der Ereignisse) und der eingestellten Untersetzung (Anteil der akzeptierten Ereignisse an den Ereignissen außerhalb der Totzeit). Die

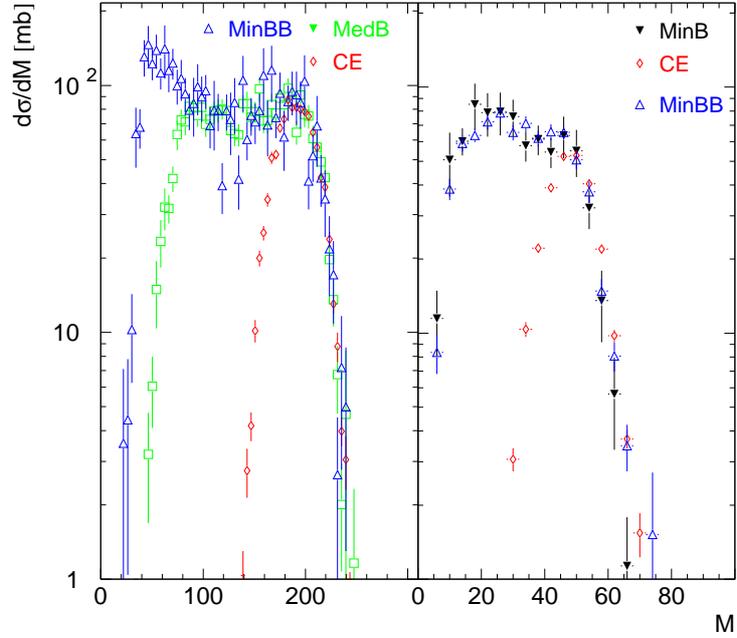


Abbildung 3.2: Reaktionswirkungsquerschnitt (pro bin) für die symmetrischen Reaktionen Au+Au (li.) und Ca+Ca als Funktion der Multiplizität für die verschiedenen Triggertypen.

Anzahl der für einen bestimmten Triggertyp aufgenommenen Ereignisse wird durch diese Skalierung dividiert und anschließend wird über alle Triggertypen aufsummiert. Den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{exp}$  erhält man schließlich, indem man diese Summe  $N_{gemessen}$  durch die Zahl der Strahlteilchen pro Sekunde  $N_{Strahl}$  und die Zahl der Targetteilchen pro  $\text{cm}^2$   $N_{Target}$  teilt:

$$\sigma_{exp} = \frac{N_{gemessen}}{N_{Strahl} N_{Target}} \quad (3.1)$$

Abb. 3.2 und 3.3 zeigen den so berechneten Reaktionswirkungsquerschnitt für die verschiedenen Triggertypen in Abhängigkeit der Multiplizität für die untersuchten Systeme.

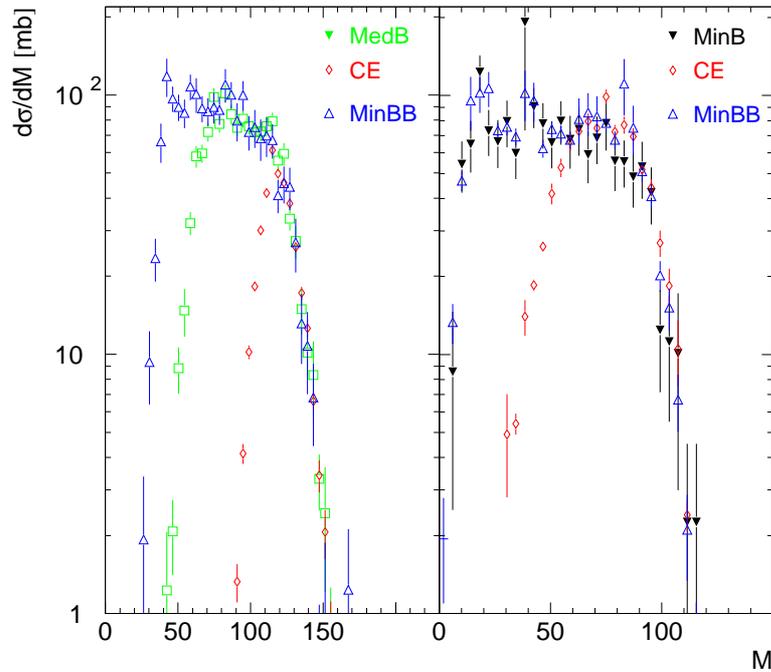


Abbildung 3.3: Wie Abb. 3.2, nur für die asymmetrischen Reaktionen Au+Ca (li.) und Ca+Au.

## 3.2 Zentralität und Wirkungsquerschnitt

Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt erwähnt, besteht zwischen der Zentralität der Reaktion und der Multiplizität eine Korrelation. Damit lassen sich durch Wahl bestimmter Bereiche der Multiplizität Ereignisklassen definieren, die einem bestimmten Wertebereich des Stoßparameters entsprechen. Ein übliches Verfahren (s. z.B. [gut1989]) ist die Einteilung der Multiplizitätsverteilung in fünf Multiplizitätsbereiche (Abb. 3.4). Die Multiplizitätsverteilung zeigt ein Plateau (siehe auch Abb. 3.2,3.3); der Bereich M5 (höchste Multiplizität) wird durch die Multiplizität definiert, bei der der Wirkungsquerschnitt auf die Hälfte dieses Plateaus abgefallen ist. Durch einen Schnitt auf diese Multiplizität werden die zentralsten Ereignisse selektiert. Das Integral dieses Bereiches M5 entspricht dann ca. 2% des Reaktionswirkungsquerschnitts. Die übrigen Bereiche M1 bis M4 sind die äquidistante Einteilung der Multiplizitäten kleiner M5 in vier Bereiche. Für die Analyse ist von Bedeutung, daß aufgrund der

o.g. Untersetzung der Trigger nur die Bereiche größerer Multiplizität (M3 bis M5) mit guter Statistik für alle untersuchten Systeme aufgenommen wurden. Abb. 3.4 zeigt die Einteilung der Zentralitätsklassen am Beispiel der Multiplizität geladener Teilchen aus einer IQMD-Rechnung für Au+Au bei 1.5 GeV/u. Die Gesamtzahl der Ladungen ergibt sich aus Projektil und Target sowie den produzierten Teilchen (Pionen), wobei die Ladungserhaltung berücksichtigt ist.

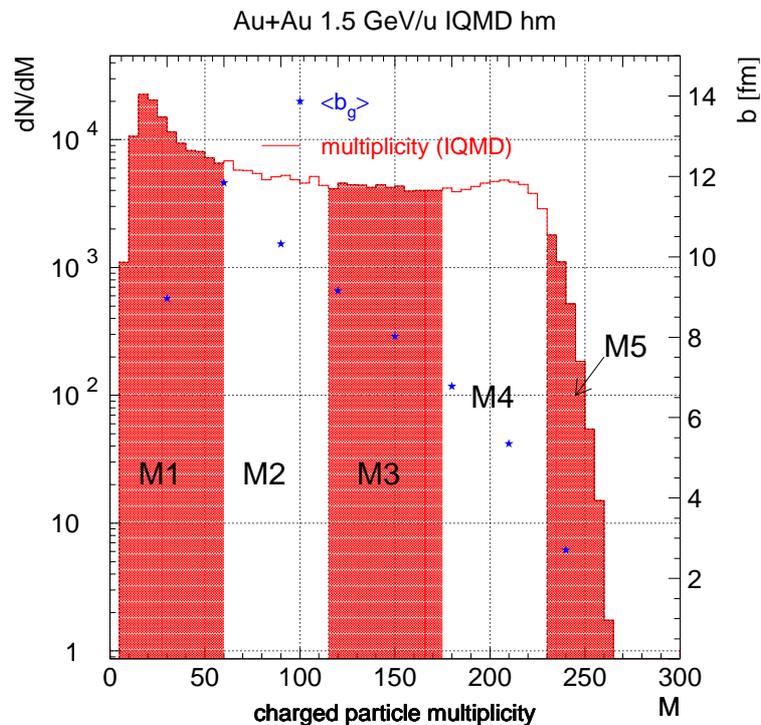


Abbildung 3.4: Einteilung der Zentralitätsklassen M1 bis M5 am Beispiel der Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen aus einer IQMD-Rechnung für Au+Au bei 1.5 GeV/u sowie der daraus entnommene mittlere geometrische Stoßparameter.

Die gemessenen Multiplizitäten sind die Summe aus CDC, Plastikwand und Nullgradzähler, also die Gesamtmultiplizität. Die Einteilung der Multiplizitäten erfolgt für die Daten entsprechend. Der geometrische Wirkungsquerschnitt hängt mit dem Stoßparameter zusammen über

$$\sigma = 2\pi \int_{b_1}^{b_2} b db \quad (3.2)$$

Dabei ist  $b_1$  bzw.  $b_2$  die untere bzw. obere Grenze des betrachteten Stoßparameterbereichs. Im Falle des einfachen geometrischen Modells gilt für den mittleren Stoßparameter

$$\langle b_g \rangle = \frac{2b_2^3 - b_1^3}{3b_2^2 - b_1^2} \quad (3.3)$$

Tabelle 3.1 faßt die experimentellen Wirkungsquerschnitte sowie die mittleren Stoßparameter im geometrischen Modell für die vier in dieser Arbeit betrachteten Systeme zusammen. Der maximale Stoßparameter  $b_{max}$  ist dabei die Summe der Kernradien der Stoßpartner. Für den Goldkern ist  $r_{Au}=6.98$  fm, für den Calciumkern  $r_{Ca}=4.1$  fm.

Ca+Ca					
$Mn$	$M_{min}$	$M_{max}$	$\sigma_{exp}/mb$	$\langle b_g \rangle / fm$	$\langle b_g \rangle / b_{max}$
M2	13	26	303.6	6.20	0.76
M3	26	39	274.4	4.59	0.56
M4	39	52	266.8	2.73	0.33
M5	52	$\infty$	52.66	0.8	0.10
Ca+Au					
M2	24	48	584.9	5.85	0.53
M3	48	72	525.0	4.81	0.43
M4	72	96	506.1	2.70	0.24
M5	96	$\infty$	85.8	0.73	0.07
Au+Ca					
M2	31	62	687.0		
M3	62	93	824.6	4.86	0.44
M4	93	124	538.4	2.74	0.25
M5	124	$\infty$	150.5	0.67	0.06
Au+Au					
M2	46	98	1550.0	9.60	0.69
M3	98	146	970.7	7.27	0.52
M4	146	192	1021.0	4.18	0.30
M5	192	$\infty$	572.9	0.93	0.07

Tabelle 3.1: Wirkungsquerschnitte und Stoßparameter.

Abb. 3.5 zeigt eine Rechnung unter Benutzung eines geometrischen Überlappmodells (folgend [esk1989]) für die Zahl der Partizipanten aus dem Projektil  $^{40}\text{Ca}$  (grüne Quadrate) und dem Targetkern  $^{197}\text{Au}$  (rote Dreiecke) als Funktion des Stoßparameters  $b$ . Das verwendete Potential ist vom Typ Woods-Saxon, der inelastische Nukleon-Nukleon Wirkungsquerschnitt ging mit 20 mb (vgl. [pdg2000]) in die Rechnung ein. Außerdem eingezeichnet ist der Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/db$  (skaliert mit 0.1 fm), dessen integraler Wert 4.1 b beträgt. Zur Ausführung der Rechnung wurde das WWW-Interface [mis] benutzt.

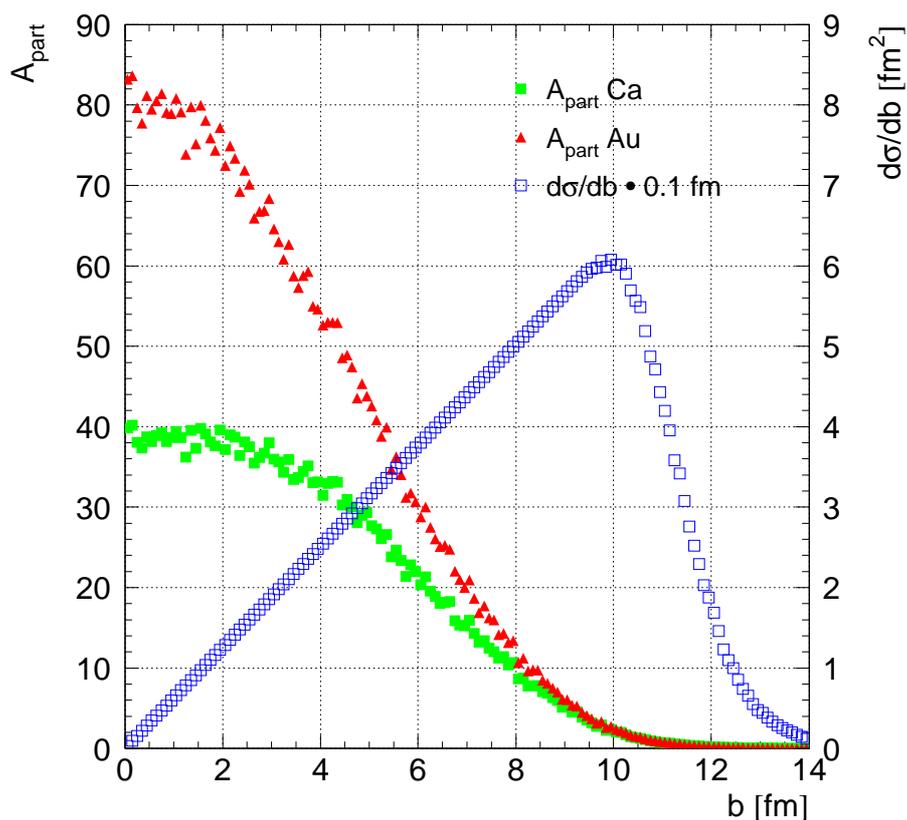


Abbildung 3.5: Zahl  $A_{part}$  der Partizipanten in der Reaktion  $^{40}\text{Ca}+^{197}\text{Au}$  in Abhängigkeit vom Stoßparameter  $b$  sowie der Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/db$ .

Man entnimmt Abb. 3.5, daß für Stoßparameter  $b < 2$  fm sich die Zahl der Partizipanten  $A_{part}$  kaum noch ändert ( $A_{part} \simeq 120$ ). Dies reflektiert auch die experimentellen Möglichkeiten, zentrale Ereignisse zu selektieren. Ein mittlerer geometrischer Stoßparameter von 0.7 fm kann nicht gemessen werden, nur ein Stoßparameterbereich kann angegeben werden (vgl. Abb. 3.4, in der zusätzlich der mittlere geometrische Stoßparameter (blaue Sternsymbole) eingetragen ist).

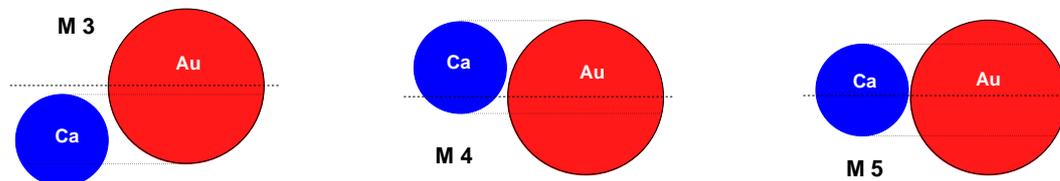


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Ereignisklassen M3, M4 und M5 für den mittleren geometrischen Stoßparameter. Die Stoßpartner Calcium (blau) und Gold (rot) sind Kreise unter Verwendung eines scharfen Kernradius'.

## Statistik

Nach Schnitt auf den Ereignisvertex und Definition der Zentralitätsklassen ergibt sich die für die asymmetrischen Reaktionen die in Tabelle 3.2 folgende verfügbare Gesamtstatistik:

Zahl der Ereignisse		
Ca+Au	M3	37775
	M4	40438
	M5	7511
	$\Sigma$	85724
Au+Ca	M3	24052
	M4	78631
	M5	32380
	$\Sigma$	135063

Tabelle 3.2: Verfügbare Daten für die verschiedenen Zentralitätsklassen.

Für die symmetrischen Systeme steht die ca. zehnfache Statistik zur Verfügung.

## Besonderheiten der asymmetrischen Reaktionen

Für die asymmetrischen Systeme Ca+Au sowie Au+Ca ist anzumerken, daß aufgrund der sehr unterschiedlichen Kernradien die Zentralitätsklassen einen anderen Grad des Überlapps beschreiben als in symmetrischen Reaktionen. In der Abb. 3.6 ist daher schematisch dargestellt, wie groß der Überlapp der beiden Kerne für die drei Zentralitätsklassen M3, M4 und M5 ist. Die Abbildung zeigt den Goldkern als Target, sowie den Calciumkern als Projektil für die drei verschiedenen mittleren Stoßparameter der Klassen M3, M4 und M5. Die gestrichelte Linie geht durch den Mittelpunkt des Au-Kerns, die gepunkteten deuten den Überlapp beider Kerne an; der mittlere Stoßparameter (Tabelle 3.1) und die Kernradien sind maßstabsgetreu. Im Fall der Klasse M4 gibt es für den mittleren geometrischen Stoßparameter noch fast kompletten Überlapp von Projektil und Targetkern.

## 3.3 Akzeptanz und Effizienz

### 3.3.1 Akzeptanz

Die Akzeptanz des Detektors wird durch die geometrische Abdeckung des Raumwinkels durch die Detektorkomponenten bestimmt. Eine übliche Darstellung der Akzeptanz in physikalischen Observablen ist die Topologie in Rapidität und Transversalimpuls. Für alle verwendeten Größen/Beziehungen der relativistischen Kinematik ist das Einheitensystem so gewählt, daß  $\hbar=c=1$  gilt. Die Rapidität ist definiert über

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (3.4)$$

bzw.

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_z}{1 - \beta_z} \quad (3.5)$$

mit der Gesamtenergie  $E$ , der longitudinalen Komponente des Impulses  $p_z$  bzw. der Geschwindigkeit  $\beta_z$  (mit  $\beta = v/c$ , der Geschwindigkeit in Einheiten der Vakuumlichtgeschwindigkeit). Sie ist somit ein Maß für die longitudinale Geschwindigkeit. Sie läßt sich entsprechend für die anderen Raumrichtungen definieren. Die so erhaltene Rapidität im Laborsystem wird hier in folgender Weise skaliert:

$$Y^0 = \frac{y}{y_{cms}} - 1 \quad (3.6)$$

Hier ist  $y_{cms}$  die Rapidity des Nukleon-Nukleon-Schwerpunktsystems; diese beträgt für die hier untersuchte Energie von 1.5 GeV/u  $y_{cms}=0.806$ . Die Rapiditysskala wird um eine Einheit verschoben, damit erreicht man, daß bei  $Y^0 = -1$  die Rapidity der Targetnukleonen liegt, bei  $Y^0 = 0$  die Nukleon-Nukleon-Schwerpunkt-rapidity („Midrapidity“) und bei  $Y^0 = 1$  schließlich die Rapidity der Projektilnukleonen.

Der Transversalimpuls wird durch die Teilchenmasse geteilt, es gilt die Beziehung  $p_{\perp}/m = \beta_{\perp}\gamma$ , mit  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ .

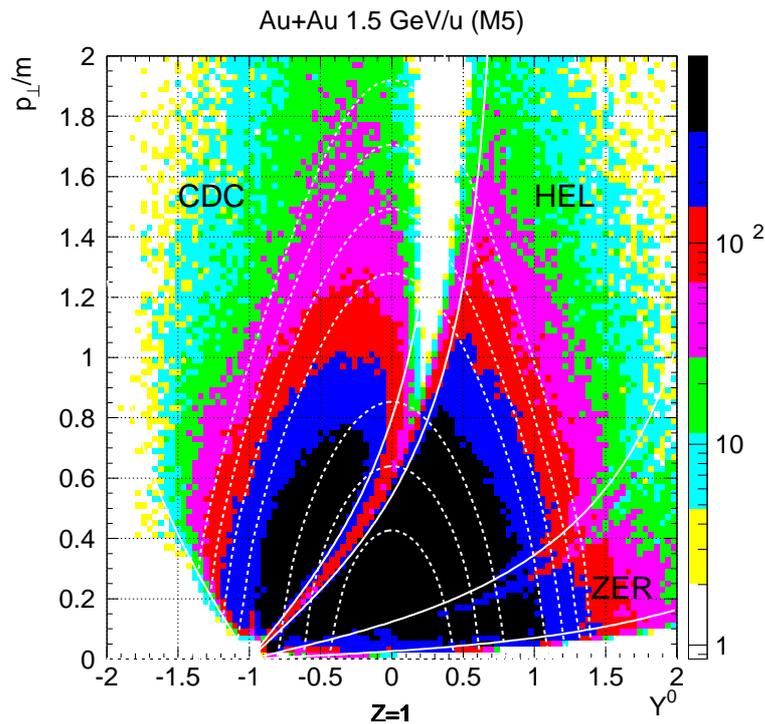


Abbildung 3.7: Akzeptanzplot für einfach geladene Teilchen aus der Reaktion Au+Au (1.5 GeV/u). Zentrale Ereignisse (M5) wurden selektiert. Die durchgezogenen Linien entsprechen konstantem Polarwinkel im Laborsystem, die gestrichelten Linien konstanter Energie im Schwerpunktsystem (siehe Text).

Abb. 3.7 zeigt eine typische zweidimensionale Verteilung von  $p_{\perp}/m$  gegen

$Y^0$  für einfach geladene Teilchen aus zentralen Ereignissen (Zentralitätsklasse M5) der Reaktion Au+Au bei 1.5 GeV/u.

Die Akzeptanz der verschiedenen Detektoren ist gut zu erkennen, die durchgezogenen Linien markieren die nominelle Grenzen der Akzeptanz im Laborpolarwinkel  $\vartheta$  folgend der Beziehung

$$f(\vartheta, y) = \frac{\sin(\vartheta)}{\sinh(y_{cm})\sqrt{\cos^2(\vartheta)/\tanh^2(y) - 1}} \quad (3.7)$$

In der Abbildung sind die entsprechenden Detektoren eingetragen, beginnend mit dem Nullgradzähler (ZER) bei kleinstem Polarwinkel über das Helitron (HEL, in Kombination mit der Plastikwand) bis zur CDC.

Die gestrichelten Linien zeigen die konstanten Energien im Schwerpunktsystem in 20%-Schritten:

$$f(y, p_{\perp}) = \sqrt{p_{\perp}^2 - (p_{\perp}^2 + m_0^2) \tanh^2(Y^0)}/m_0 \quad (3.8)$$

mit  $m_0$  als der Ruhemasse des betrachteten Teilchens.

### 3.3.2 Effizienz

Neben der geometrischen Akzeptanz des Detektors ist weiterhin eine Abschätzung der Effizienz notwendig, mit der die einzelnen Detektorkomponenten arbeiten, d.h. wie viele Teilchen eventuell nicht gemessen werden konnten. Die Effizienz der Detektoren im Teilchennachweis ist eine Größe, die von vielen Parametern abhängt, so ist z.B. die Effizienz für leichtere Teilchen (wie Protonen, Pionen) durchaus verschieden von der für die schwereren Fragmente (wie Tritonen,  $^3\text{He}$ ). Für die Detektoren, die keine Impuls- und damit keine Massenbestimmung liefern (Plastikwand, Nullgradzähler) läßt sich nur die Effizienz für den Nachweis der Teilchenladung bestimmen.

Zur Abschätzung der Effizienz wurden Detektorsimulationen mit dem Programmpaket GEANT (Version 3.21) [gea1994] durchgeführt. Als Eingangsverteilung wurde eine Rechnung mit dem IQMD-Modell für die untersuchten Systeme verwendet. Die GEANT-Simulation enthält neben physikalischen Prozessen (u.a. Vielfachstreuung, Energieverlust, hadronische Wechselwirkung, elektromagnetische Wechselwirkung, ...) die Geometrie der Detektoren, passives Material (Target, Magnet, ...) , das Ansprechverhalten der Detektoren und eine Simulation der Digitalisierung bei der Datenaufnahme. Damit stellt sie als Ergebnis ein Datenformat bereit, das dem aus dem Experiment entspricht und somit mit den gleichen Analyseprogrammen bearbeitet werden

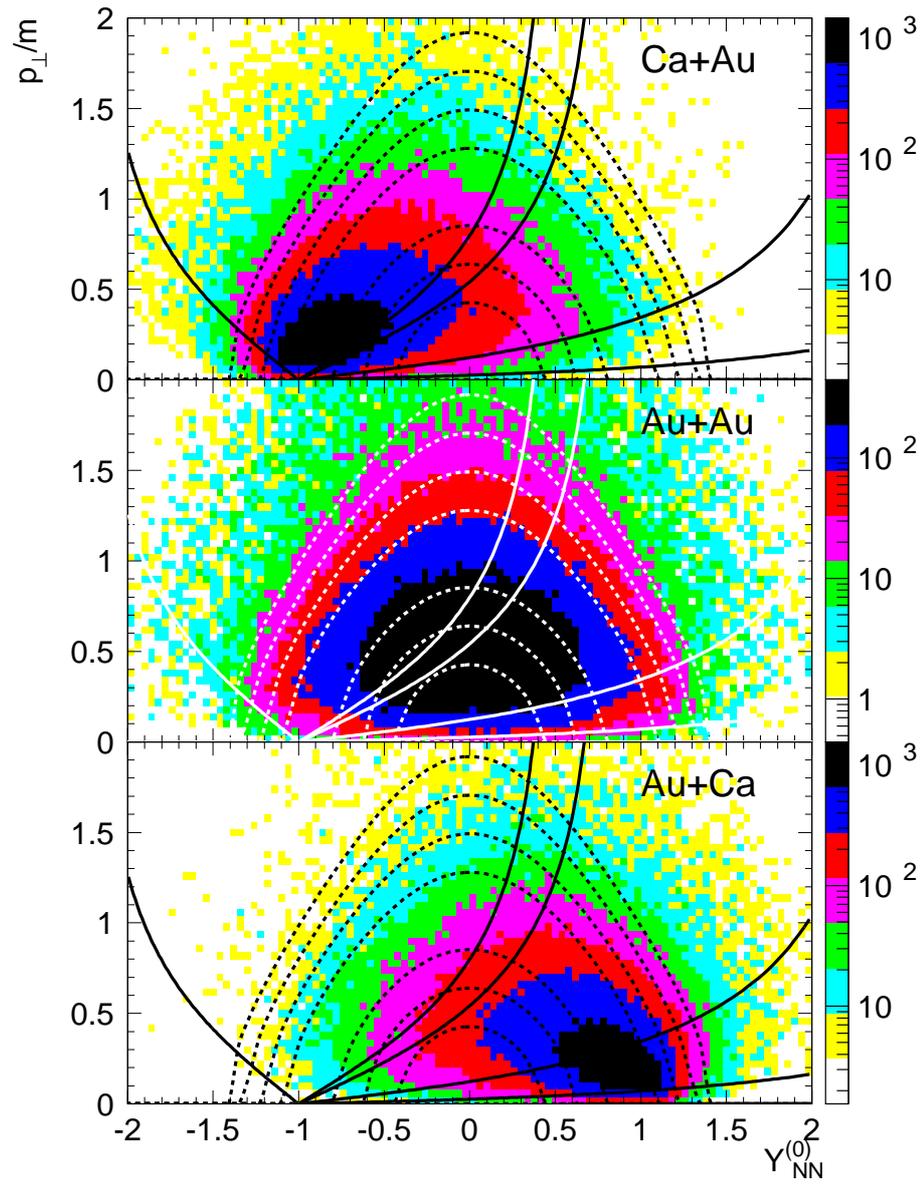


Abbildung 3.8: IQMD-Rechnungen für drei Reaktionen. Die Projektilenergie ist jeweils 1.5 GeV/u, es wurden zentrale Ereignisse selektiert, die Datenpunkte beschränken sich auf Teilchen der Ladung 1.

kann. Insbesondere für die CDC als den zentralen Detektor wurde die Simulation um eine detaillierte Beschreibung des Rahmenmaterials erweitert; in Abb. 3.9 ist ein Schnitt durch das CDC-Volumen in GEANT entlang der  $x$ -Achse gezeigt. Zusätzlich zum aktiven Volumen werden der Innenzylinder (Schaumstoff mit Mylar-Folie), der Vorwärts- und der Rückwärtskonus (Stesalit) sowie die Aluminiumringe strahl- und strahlaufwärts in der Simulation verwendet. Damit ist ein wichtiger Beitrag zu einer wirklichkeitsgetreueren Detektorsimulation geleistet.

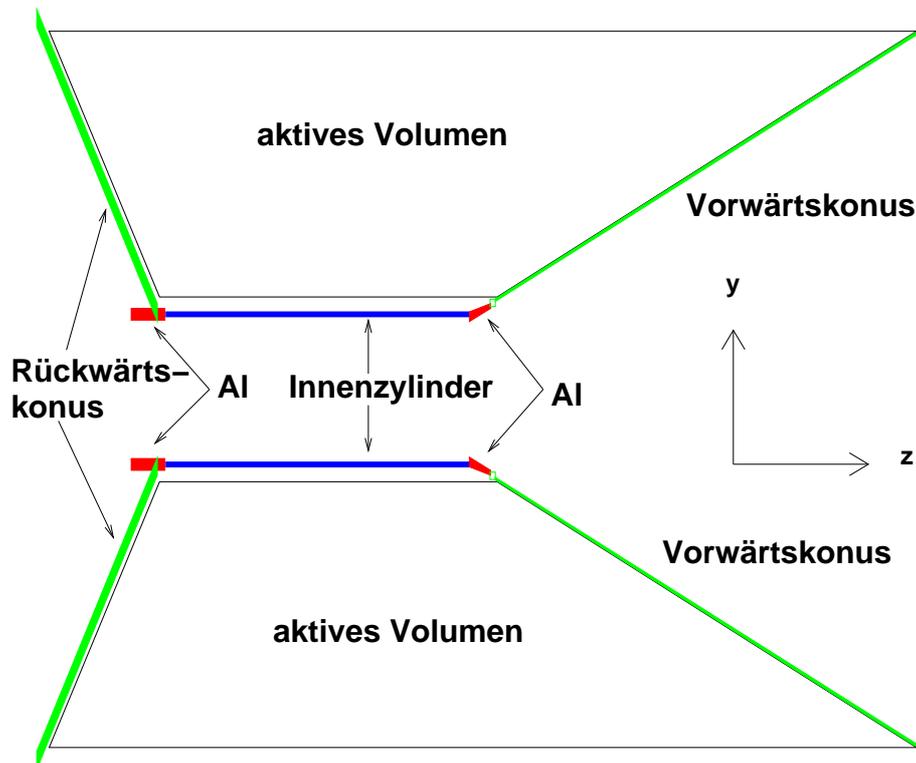


Abbildung 3.9: Schnitt entlang der  $x$ -Achse durch das Detektorvolumen der CDC in der GEANT-Simulation. Das aktive Volumen ist umgeben durch Vorwärts- und Rückwärtskonus (grün), den Innenzylinder (blau) sowie weiteres Aluminium-Rahmenmaterial (rot).

Die Effizienz der Analyse geht implizit mit in die Betrachtungen ein, so z.B. Schnitte zur Massenselektion, Teilchenidentifizierung. Die Simulation ist nicht in der Lage, die Daten exakt zu reproduzieren. Unter anderem ist die

verwendete Eingangsverteilung nur eine Modellrechnung. Aus früheren Untersuchungen (z.B. [rei1997]) ist bekannt, daß beispielsweise die Bildung von sogenannten Clustern, d.h. Fragmenten mit zwei und mehr Nukleonen, vom Modell deutlich unterschätzt wird. Die Effizienzbestimmung beschränkt sich daher auf die leichten Teilchen („Pseudoprotonen“). Effekte wie die Auflösung der Detektoren für bestimmte Meßgrößen wurden im Vergleich mit dem Experiment angepaßt und werden in der Simulation berücksichtigt. Abb. 3.8 zeigt die Eingangsverteilungen als Ergebnis einer IQMD-Rechnung mit 20000 Ereignissen bei 1.5 GeV/u in der Darstellung  $p_{\perp}/m$  gegen  $Y^0$  (vgl. die gemessene Verteilung in Abb. 3.7). Es wurden zentrale Ereignisse ausgewählt sowie nur Teilchen mit Ladung 1 berücksichtigt. Auch hier sind zur Orientierung die Detektorakzeptanzlinien eingezeichnet sowie die Linien konstanter Energie im Nukleon-Nukleon-Schwerpunktsystem. Die Asymmetrie der Verteilungen Ca+Au bzw. Au+Ca im Vergleich mit der symmetrischen Reaktion Au+Au ist deutlich zu erkennen. Aus der unterschiedlichen Flächenbelegung der Detektoren für die verschiedenen Stoßkinematiken folgt, daß die Effizienz für jedes System separat bestimmt werden muß.

Für die CDC zielt die erste Abschätzung ihrer Effizienz auf die Erkennung der Teilchenspuren. Die aus der Simulationsrechnung gewonnene Verteilung der Hits wird dabei mit dem gleichen Verfahren zur Spurfindung wie die Daten behandelt, und anschließend wird dieselbe Analyse verwendet, um die Teilchen zu identifizieren. Der Vergleich zwischen Eingangsverteilung und rekonstruierter Verteilung liefert die gesuchte Effizienz. Dies wurde für verschiedene Teilchenspezies ( $Z=1$ , Protonen, Deuteronen/Tritonen), die verschiedene Zentralitäten und für jedes untersuchte System durchgeführt. In Abb. 3.10, am Beispiel der Protonen im System Au+Au bei 1.5 GeV/u, ist eine solche Spurfindungseffizienz in der Repräsentation  $p_{\perp}/m(Y^0)$  dargestellt. Die cyanblaue Fläche repräsentiert einen Wert zwischen 0.75 und 1, wie man sieht, fällt dieser Wert hin zu größeren Transversalimpulsen sowie zu den Nachweisgrenzen in Polarwinkel und Teilchenenergie. Vergleicht man diese Effizienzmatrix mit der Messung (z.B. Abb. 3.7, sieht man, daß im Bereich der maximalen Häufigkeit der CDC-Treffer die Effizienz ziemlich konstant (bei 80 bis 90%) liegt. Bei kleinen  $p_{\perp}$  läßt sich die Nachweisschwelle der CDC erkennen sowie die zusätzliche Aussparung aufgrund der Absorption im Target (bei  $Y^0 = -1$ ). Zu größeren  $p_{\perp}$  fällt die Nachweiseffizienz, die Spuren haben dann nur schwache Krümmung. Am Rand der Verteilung (Nachweisgrenze) ist die Statistik nur gering, daher wirkt die Darstellung in diesen Bereichen ziemlich inhomogen.

Im Falle der  $Z = 2$  Teilchen (im wesentlichen  ${}^3\text{He}$ ) ist die Abschätzung aufgrund der oben erwähnten Probleme der Simulation nicht ohne weiteres genauso durchführbar. Hier kann man die Information des Plastikbarrels zu Hilfe

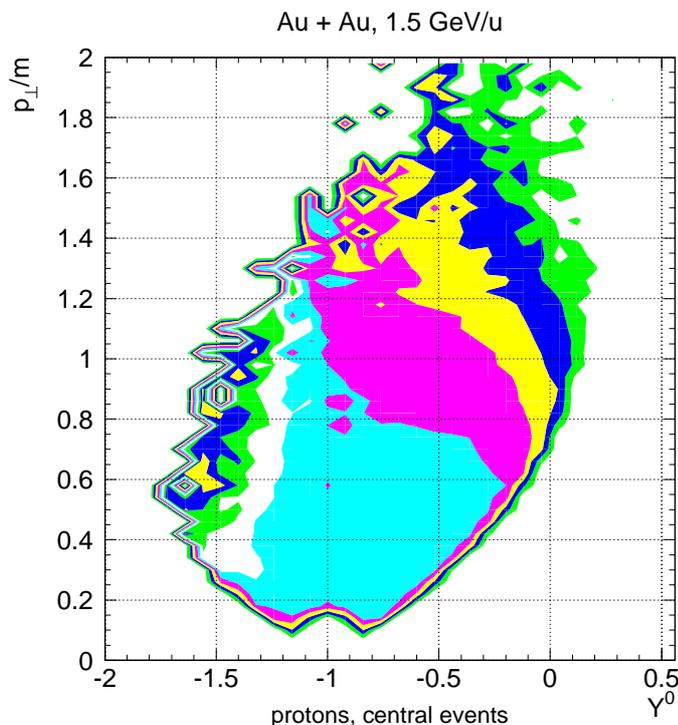


Abbildung 3.10: Effizienz der Spurfinding in der CDC. Die zugrundeliegende Simulation wurde für das System Au+Au bei 1.5 GeV/u gerechnet, es wurden Protonen aus zentralen Ereignissen selektiert. Die hellblaue Region umfaßt den Bereich  $\varepsilon > 0.75$ , im dunkelblauen Bereich finden sich  $0.10 < \varepsilon < 0.18$ .

nehmen, und zumindest aus den symmetrischen Reaktionen einen Vergleich mit den im Vorwärtsbereich gemessenen  $Z = 2$  Teilchen anstellen. Dabei geht eine globale Matching-Effizienz zwischen CDC und Plastikbarrel von 75% (vgl. z.B. [moh1996]) ein.

In der Plastikwand im Vorwärtsbereich des Detektors treten insbesondere bei hohen Multiplizitäten (Au+Au, Au+Ca) Doppeltreffer auf, d.h. zwei Teilchen treffen denselben Szintillator innerhalb eines Ereignisses. Wie in Kapitel 2 erläutert, erhält man aus der Zeitdifferenz der Signale an beiden Enden des Szintillators den Auftreffort und aus der Zeitsumme die Flugzeit. Beide Informationen sind verfälscht, wenn zwei Teilchen praktisch gleichzeitig auftreffen. Allerdings mißt man eine höhere deponierte Gesamtenergie und kann diese Ereignisse damit von der weiteren Analyse ausschließen. Sie sind jedoch damit ein Beitrag zur Ineffizienz des Detektors. Auch hierzu wurde mittels

der GEANT-Simulation eine Abschätzung durchgeführt. Das Doppeltrefferproblem verstärkt sich mit der Multiplizität der Reaktion, und wurde daher ebenfalls separat für die verschiedenen Systeme und Zentralitäten untersucht. Typische Werte in Umgebungen hoher Multiplizität sind 10 bis 20% Verlust durch Mehrfachtreffer und Vielfachstreuung.

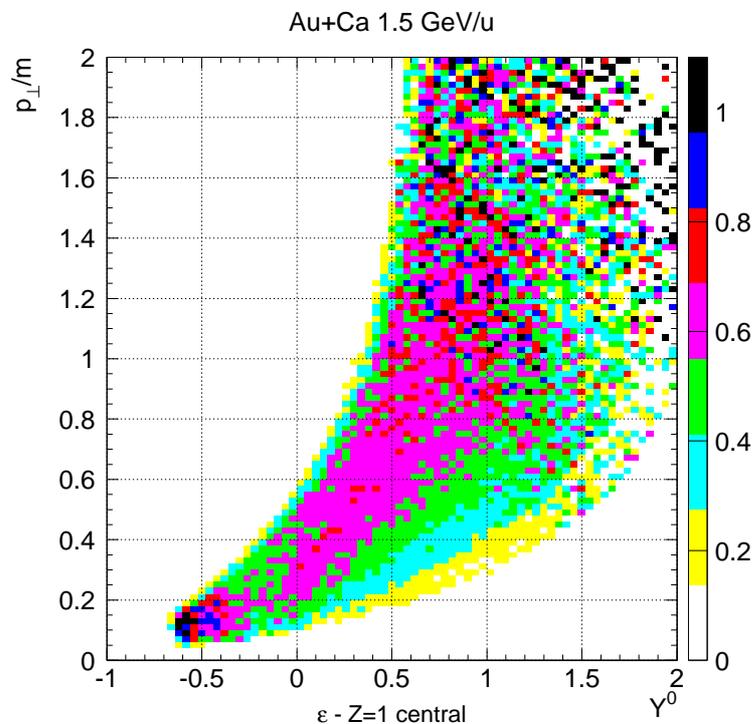


Abbildung 3.11: Effizienz der Zuordnung von Spuren im Helitron mit Treffern in der Plastikwand. Die Daten stammen aus Au+Ca-Kollisionen bei 1.5 GeV/u, es wurden einfach geladenen Teilchen aus zentralen Ereignissen ausgewählt. In die Verteilung geht die Ineffizienz durch Mehrfachtreffer in der Plastikwand ein.

Für das Helitron wird eine Matching-Effizienz im Vergleich zur Plastikwand bestimmt, d.h. ein Vergleich der Teilchen, für deren Spur ein passender Treffer in der Plastikwand gefunden wurde, mit allen in der Plastikwand gemessenen Teilchen. Dies geschieht allein auf Basis der Messung, hier geht zunächst keine Abschätzung aus einer Simulation ein. Auch diese Untersuchung wurde für  $Z = 1$  und  $Z = 2$  Teilchen und verschiedene Zentralitäten und Systeme

ausgeführt.

In Abb. 3.11 ist am Beispiel zentraler Ereignisse aus der Reaktion Au+Ca (relativ größte Flächenbelegung der Vorwärtshemisphäre) die Effizienz von Helitron und Plastikwand dargestellt, d.h. eine Kombination aus der Matching-Effizienz des Helitrons und der Verluste in der Plastikwand aufgrund von Mehrfachtreffern und Vielfachstreuung. Im gezeigten Fall ist ein Teilchennachweis mit einer Effizienz größer als 60 bis 70% nur in einen eingeschränkten Polarwinkelbereich des Helitrons möglich, zu kleinen Polarwinkeln fällt die Effizienz ab. Am Rande der Verteilung, bei großen Werten von  $p_{\perp}$  ist die zu kleine Statistik in einzelnen Zellen der Grund für die starken Schwankungen zwischen einzelnen Einträgen.

Insbesondere für die Bestimmung des Seitwärtsflusses reichen die so gewonnenen Korrekturen nicht aus. Die Effizienz ändert sich in den Regionen des Phasenraums, in denen mehr Teilchenfluß zu beobachten ist. Dies führt zu einer systematischen Unsicherheit in der Bestimmung des Seitwärtsflusses (vgl. [kre2002]), auf die später noch eingegangen wird.

# Kapitel 4

## Beschreibung der Analyse

### 4.1 Reaktionsebene

Zur Untersuchung des kollektiven Verhaltens in Schwerionenreaktionen wird als Bezugssystem für jedes Ereignis die sogenannte Reaktionsebene bestimmt, welche durch die Strahlachse und die Richtung des Stoßparameters definiert ist. Zu ihrer Rekonstruktion wird in dieser Arbeit die Methode der Transversalimpulse aus [dan1985] verwendet.

Man bestimmt durch Aufsummierung aller gemessenen Transversalimpulse den Vektor  $\vec{Q}$  der Reaktionsebene. Für jedes gemessene Teilchen  $i$  wird der Transversalimpuls mit einem Wichtungsfaktor  $w_i$  versehen, den man wie folgt erhält:

$$w_i = \begin{cases} +1 & Y_i^0 \geq y_{cm} + \delta \\ 0 & -\delta < y_i^0 < \delta \\ -1 & Y_i^0 \leq y_{cm} - \delta \end{cases} \quad (4.1)$$

$y_{cm}$  ist wieder die Rapidität des Schwerpunktsystems, die Größe  $\delta$  ist ein Bereich um die Schwerpunktsrapidität, dessen Inhalt nicht berücksichtigt wird, da diese Teilchen nicht zur Bestimmung der Reaktionsebene beitragen, wohl aber unerwünschte Fluktuationen beisteuern können. Eine übliche Wahl ist  $\delta = 0.3$  [dan1985] in Einheiten der skalierten Rapidität.

Im Falle der symmetrischen Reaktionen ist  $y_{cm} = y_P/2$ , die halbe Projektilrapidität. Für die asymmetrischen Systeme ist  $y_{cm}$  a priori nicht bekannt. Zur Bestimmung der Reaktionsebene wird als Abschätzung das Schwerpunktsystem der beiden Kerne verwendet:

$$\beta_{cm} = \frac{A_P \sqrt{E_P(E_P + 2m_u)}}{A_P E_P + (A_P + A_T)m_u} \quad (4.2)$$

und

$$y_{cm} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_{cm}}{1 - \beta_{cm}} \quad (4.3)$$

$A_P, A_T$  sind die Massen von Projektil- und Targetkern,  $E_P$  die Projektilenergie und  $m_u$  die atomare Masseneinheit. Man erhält für das System Ca+Au  $y_{cm} = 0.331$  und für die inverse Reaktion  $y_{cm} = 1.282$ .

Zur Bestimmung der Reaktionsebene wird die Information des Helitrons nicht verwendet (vgl. [kre2002]). Die Information des Nullgradzählers fließt in die Bestimmung ein; dabei werden die beiden äußeren Ringe (teilweise abgeschattet durch das Helitron) nicht verwendet. Zur Umrechnung der Geschwindigkeiten (Plastikwand und Nullgradzähler liefern nur Geschwindigkeiten) wird näherungsweise die Ladung herangezogen (Verhältnis Ladung/Masse ist 1 im Falle einfach geladener Teilchen, 2 bei mehrfach geladenen Teilchen).

Die Verteilung des Azimuthalwinkels  $\phi_r$  der Reaktionsebene relativ zur Strahlachse ist im Idealfall eine flache Verteilung ohne Struktur. Abb. 4.1 zeigt die entsprechenden Verteilungen für die vier Systeme integriert über alle Stoßparameter.

Die Verteilungen zeigen kleine Abweichungen von dem Idealfall einer flachen Verteilung. Besonders deutlich ist dies im Falle des Systems Au+Ca. Bestimmt man die Reaktionsebene ausschließlich mit der Information der Plastikwand, verstärkt sich die Struktur nocheinmal, verwendet man hingegen nur die Information der CDC, wie in Abb. 4.2 gezeigt, verschwindet die Struktur. Ihre Herkunft konnte auf einen Bereich der Plastikwand zurückgeführt werden; ihre vermutliche Ursache ist in der Experimentelektronik zu suchen (der Effekt verstärkt sich noch, wenn man Trigger mit einschließt, die nur einen bestimmten Winkelbereich berücksichtigen; beim hier untersuchten Experiment war ein zusätzlicher kleiner Flugzeitdetektor vor der Plastikwand zu Testzwecken eingebaut, von diesem wurde ebenfalls ein Trigger abgeleitet). Auf eine Korrektur (smoothing) der Verteilungen wurde verzichtet; wie im Folgenden noch beschrieben wird, ist ihr Beitrag zur schließlich durchgeführten Korrektur der Reaktionsebenenauflösung vernachlässigbar klein.

Die Bestimmung der Reaktionsebene nach der beschriebenen Methode liefert nicht die „wahre“ Reaktionsebene des Ereignisses. Die Abweichung der experimentell rekonstruierten Reaktionsebene von der wahren Reaktionsebene wurde in [oll1998, oll1997] ausführlich untersucht. Der Vektor  $\vec{Q}$  liegt für den idealen Fall einer unendlichen Multiplizität in der wahren Reaktionsebene. Im Experiment ist jedoch die Multiplizität endlich, und dies führt zu statistischen Fluktuationen. Die Abweichung der rekonstruierten Reaktionsebene von der wahren wird mit  $\Delta\phi$  bezeichnet. Unter Vermeidung der Autokorrelation (das

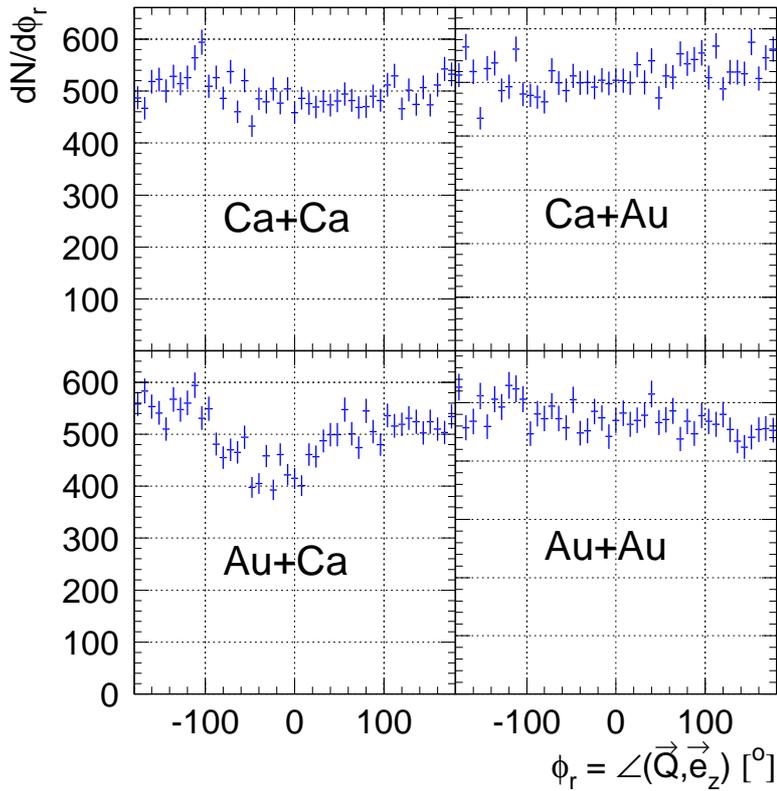


Abbildung 4.1: Winkelverteilung des Vektors  $\vec{Q}$  der Reaktionsebene relativ zur Strahlachse für die vier untersuchten Systeme.

Teilchen, das man jeweils betrachtet, wird nicht zur Bestimmung der Reaktionsebene des Ereignisses verwendet) kann man annehmen, daß  $\Delta\phi$  statistisch unabhängig von  $\phi$  ist. Die Azimutalwinkelverteilung relativ zur Reaktionsebene läßt sich in eine Fourierreihe entwickeln:

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{1}{2\pi} \left( 1 + 2 \sum_{n \geq 1} c_n \cos n\phi \right) \quad (4.4)$$

mit den Fourierkoeffizienten  $c_n = \langle \cos n\phi \rangle$ . Zwischen den gemessenen und wahren Koeffizienten besteht die Beziehung [oll1997]

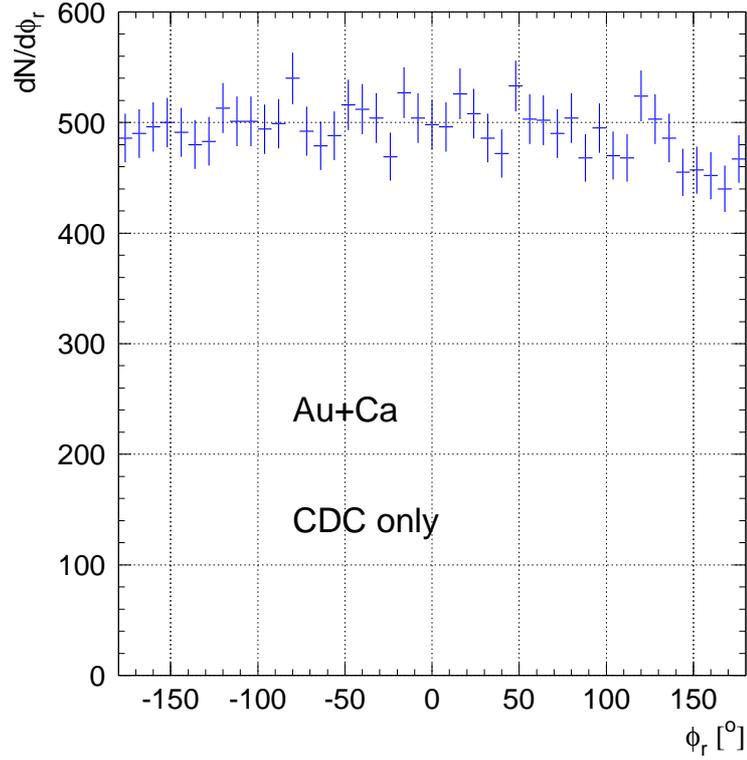


Abbildung 4.2: Wie Abb. 4.1, zur Bestimmung von  $\vec{Q}$  wurde nur die Information der CDC verwendet.

$$\langle \cos n\psi \rangle = \langle \cos n\phi \rangle \langle \cos n\Delta\phi \rangle \quad (4.5)$$

mit  $\psi = \phi - \Delta\phi$ . Mit Kenntnis von  $c_n$  lassen sich die experimentell bestimmten Werte hinsichtlich der Abweichung von den wahren Werten korrigieren. Wie in [oll1997] ausgeführt, lassen sich die Koeffizienten mittels

$$\langle \cos n\Delta\phi \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \chi e^{-\chi^2/2} \left[ I_{\frac{n-1}{2}} \left( \frac{\chi^2}{2} \right) + I_{\frac{n+1}{2}} \left( \frac{\chi^2}{2} \right) \right] \quad (4.6)$$

berechnen;  $I_k$  sind die modifizierten Bessel-Funktionen der Ordnung  $k$ , der Parameter  $\chi$  wird aus den Experimentdaten bestimmt. Dazu teilt man jedes Ereignis zufällig in zwei Hälften mit gleicher Multiplizität, dann wird für jedes Teilereignis der Vektor  $\vec{Q}$  bestimmt. Man erhält  $\Delta\phi_R \equiv |\Delta\phi_I - \Delta\phi_{II}|$  und kann damit die Verteilung

M3		M4		M5	
$\langle \cos \Delta\phi \rangle$	$\langle \cos 2\Delta\phi \rangle$	$\langle \cos \Delta\phi \rangle$	$\langle \cos 2\Delta\phi \rangle$	$\langle \cos \Delta\phi \rangle$	$\langle \cos 2\Delta\phi \rangle$
Ca+Ca					
0.78	0.34	0.77	0.33	0.72	0.29
Ca+Au					
0.85	0.40	0.79	0.38	0.75	0.32
Au+Ca					
0.80	0.36	0.75	0.31	0.60	0.20
Au+Au					
0.90	0.66	0.93	0.76	0.92	0.72

Tabelle 4.1: Korrekturfaktoren für die Auflösung der Reaktionsebene nach der Methode von Ollitrault.

$$\frac{dN}{d\Delta\phi_R} = \frac{e^{-\chi^2/2}}{2} \left\{ \frac{2}{\pi} (1 + \chi_I^2) + z[I_0(z) + L_0(z)] + \chi_I^2 [I_1(z) + L_1(z)] \right\} \quad (4.7)$$

analytisch berechnen; hier ist  $z = \chi_I^2 \cos \Delta\phi_R$ ,  $L_0$  und  $L_1$  sind die modifizierten Struve-Funktionen [abr1968]. Diese Verteilung wird an die Daten angepaßt, und man extrahiert den Parameter  $\chi$ . Die Korrekturfaktoren lassen sich bei bekanntem  $\chi$  näherungsweise [oll1997] berechnen mit

$$\langle \cos n\Delta\phi \rangle \simeq \exp\left(\frac{-n^2}{4\chi^2}\right) \quad (4.8)$$

für  $\chi$ -Werte größer als 1, und im Falle kleiner Werte von  $\chi$  gilt

$$\langle \cos n\Delta\phi \rangle \simeq \frac{\sqrt{\pi}}{2^2 \Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)} \chi^n \quad (4.9)$$

mit der Eulerschen Gammafunktion  $\Gamma(x) = \int_0^\infty e^{-t} t^{x-1} dt$  ( $x > 0$ ).

Abb. 4.3 zeigt für die vier Systeme und die drei Zentralitätsklassen M3-M5 die Verteilung des Winkels  $\Delta\phi_R$  sowie die jeweilige Anpassung der Funktion (4.7).

Die damit bestimmten Korrekturen sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Es fällt auf, daß die Korrekturen für die asymmetrischen Systeme deutlich größer sind als für Au+Au, dies ist aber in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen für leichtere Systeme (z.B. Ni+Ni, [and2003]) und den Bemerkungen in [oll1997]. Für den zweiten (physikalischen) Fourierkoeffizienten  $v_2$  sind die Korrekturen nochmal deutlich größer. Auf die Bedeutung der beiden

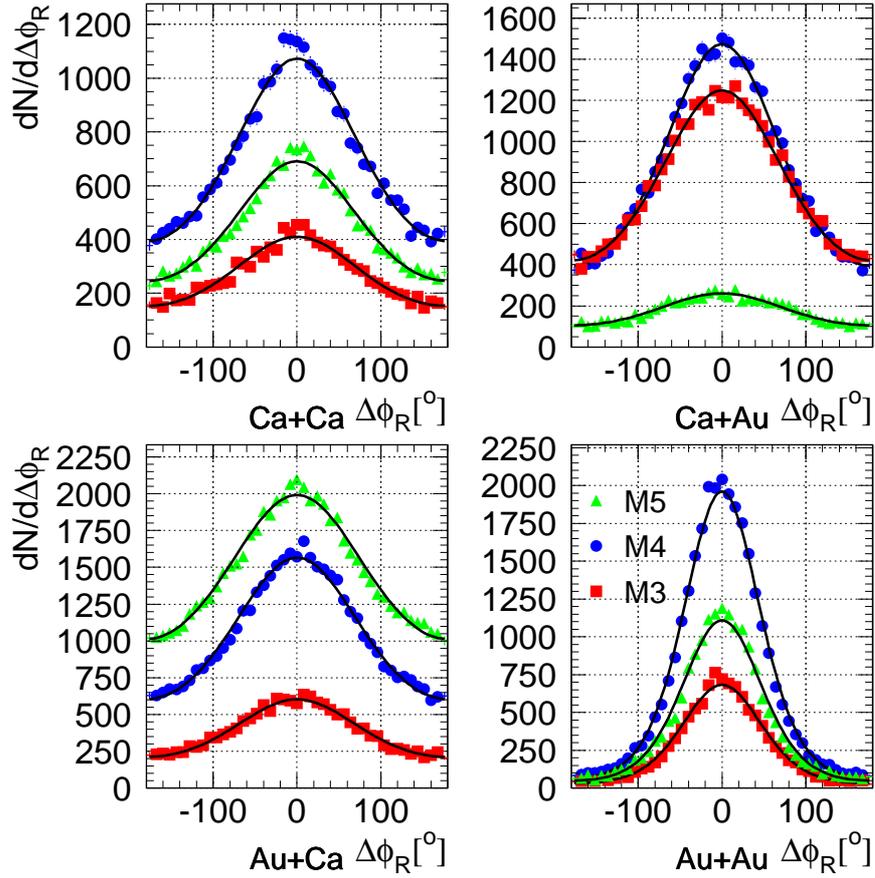


Abbildung 4.3: Anpassung der Funktion 4.7 an die Verteilungen  $\Delta\phi_R$  für die verschiedenen Systeme und Zentralitäten

(physikalischen) Fourierkoeffizienten wird im Folgenden noch eingegangen. Die oben beschriebene Struktur in der Verteilung des Winkel zwischen  $\vec{Q}$  und der Strahlachse im System Au+Ca wurde im Hinblick auf ihren Einfluß auf die Korrektur untersucht. Für die beiden Systeme Au+Ca und Ca+Au wurde die Auflösung und die daraus abgeleitete Korrektur jeweils für die Reaktionsebenenbestimmung mit der CDC alleine und mit CDC, Plastikwand und Nullgradzähler bestimmt. Trotz der geringeren Multiplizität im Falle Au+Ca, nur CDC, wird der Parameter  $\chi$  größer (um bis zu 0.3), bei Ca+Au, nur CDC, etwas kleiner (um 0.1). Die Auswirkungen auf die Korrekturfaktoren  $\langle \cos \Delta\phi \rangle$

sind jedoch gering; für alle Zentralitätsklassen bleibt der Unterschied innerhalb 2%.

## 4.2 Rapiditätsverteilungen

Die Verteilung der Rapidität für die verschiedenen Reaktionsprodukte (bei der hier untersuchten Projektilenergie im wesentlichen leichte Fragmente der Ladung 1) liefert eine Information über den Ablauf der Reaktion. Man gewinnt die Verteilung  $\frac{dN}{dY}$ , indem man die  $p_{\perp}$ -Spektren für den gesuchten Rapiditätsbereich integriert. Diese Integration ist natürlich sensitiv auf die Detektorakzeptanz, d.h. Bereiche, in denen der Transversalimpuls nicht gemessen werden kann, müssen inter- bzw. extrapoliert werden. Insbesondere der Teil des Phasenraums, der weder von Rückwärts- noch Vorwärtshemisphäre des Detektors abgedeckt wird, ist hier zu beachten. Mit Hilfe eines kinematischen Filters, der den Laborwinkelbereich der einzelnen Detektoren, den Bereich des Targets sowie eine untere Nachweisgrenze im Transversalimpuls berücksichtigt, läßt sich der Einfluß der Akzeptanz auf die Rapiditätsverteilungen anhand einer IQMD Rechnung studieren.

Man sieht, daß im Fall des symmetrischen Systems Au+Au die fehlende Akzeptanz um Midrapidität die Rapiditätsverteilung erheblich beeinträchtigt, während für die asymmetrischen Systeme, in denen der Peak der Verteilung nach Target- bzw. Projektilrapidität verschoben ist, die Abweichungen deutlich geringer ausfallen. Im Falle voller Akzeptanz läßt sich die Rapiditätsverteilung aus den Daten durch Integration der  $p_{\perp}$ -Spektren gewinnen. Ist diese Verteilung nicht komplett gemessen, kann man durch Anpassung einer geeigneten Verteilung an das Spektrum die Lücken interpolieren. Die erste Näherung einer solchen Anpassung ist eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung:

$$\frac{dN}{dp_{\perp}} = C p_{\perp} m_{\perp} \exp\left(\frac{-m_{\perp}}{T_B}\right) \quad (4.10)$$

Hierbei ist  $m_{\perp} = \sqrt{p_{\perp}^2 + m_0^2}$ ,  $C$  und  $T_B$  sind Parameter. Gl. (4.10) gilt nur in einem vollständig thermalisierten System, d.h. kollektive Effekte bleiben unberücksichtigt. Eine Siemens-Rasmussen-Verteilung [sie1979] beschreibt einen sphärischen, expandierenden Feuerball mit der radialen Geschwindigkeit  $\beta$  als zusätzlichem Parameter. Die Anpassung an die gemessenen Spektren ist damit besser [kre2002]:

$$\frac{dN}{dp_{\perp}} = C p_{\perp} m_{\perp} \exp\left[\frac{\gamma E}{T} \left[ \left(\gamma + \frac{T}{E}\right) \frac{\sinh \alpha}{\alpha} - \frac{T}{E} \cosh \alpha \right]\right] \quad (4.11)$$

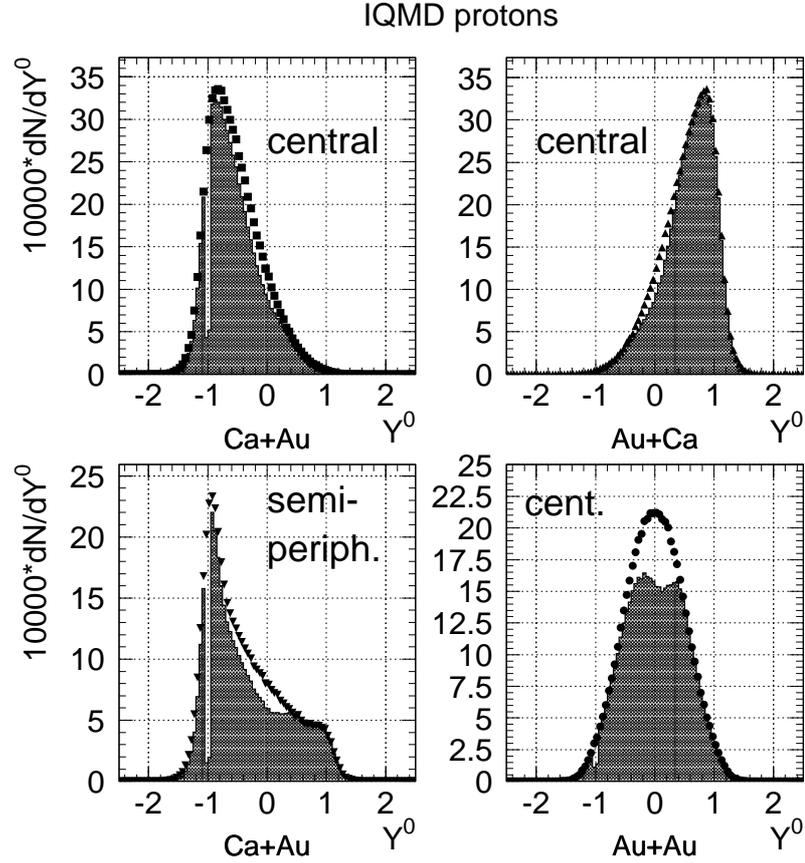


Abbildung 4.4: Rapidityverteilung für Protonen aus IQMD-Rechnungen für verschiedene Systeme und Stoßgeometrien. Die grau unterlegten Spektren ergeben sich nach Anwendung des Akzeptanzfilters. Die Rapidityachse ist wie in Gl. (3.6) skaliert auf das Nukleon-Nukleon-System.

mit  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  und  $\alpha = \gamma\beta p_{\perp}T$ . Gl. (4.11) ist gültig für Midrapidity, d.h.  $p_{\perp} = p$ ; diese Einschränkung ist gemacht, da Gl. (4.11) insbesondere zur Rekonstruktion der Transversalimpulsspektren um Midrapidity im symmetrischen System benötigt wird.

## 4.3 Flußobservablen

### 4.3.1 Seitwärtsfluß

Die Analyse des Seitwärtsfluß (auch „directed flow“) folgt der z.B. in [dan1985] vorgeschlagenen Methode. Man berechnet für jedes Teilchen von Interesse aus dem gemessenen Transversalimpuls  $p_{\perp}$  und dem rekonstruierten Vektor der Reaktionsebene  $\vec{Q}$  die Größe

$$p_x = p_{\perp} \frac{\vec{Q}}{|\vec{Q}|}. \quad (4.12)$$

Damit bestimmt man  $\langle p_x/m \rangle$  mit der Masse  $m$  (vgl. 3.3.1), den mittlere Transversalimpuls in der Reaktionsebene pro Nukleon. Trägt man diese Größe als Funktion der Rapidität auf, erhält man die typische S-förmige Kurve, die im Falle symmetrischer Reaktionen ihren Schnittpunkt mit der Rapiditätsachse bei  $Y^0 = 0$  hat, und Minimum und Maximum in  $\langle p_x/m \rangle$  sind betragsmäßig gleich. Wie bereits ausgeführt, ändert sich dieses Verhalten, wenn man asymmetrische Reaktionen betrachtet. Trägt man diese wiederum gegen  $Y^0$  (also dem Nukleon-Nukleon-System) auf, verschiebt sich der Schnittpunkt hin zur Targetrapidität für  $A_P < A_T$  bzw. zur Projektilrapidität für  $A_P > A_T$ . Diese Verschiebung ist begrenzt durch  $Y_{A_P A_T}^0$  (also dem Kern-Kern-System). Die Bestimmung des Schnittpunktes und damit des Flußparameters

$$F = \left. \frac{d \langle p_x/m \rangle}{dY} \right|_{Y \simeq Y_{cm}} \quad (4.13)$$

liefert die effektive Schwerpunktsrapidität der asymmetrischen Reaktion. Des weiteren erwartet man einen Unterschied im Betrag von Minimum und Maximum in  $\langle p_x/m \rangle$ , denn bei asymmetrischen Reaktionen je nach Vorzeichen von  $Y_{AA}^0$  stehen weniger oder mehr Nukleonen zur Verfügung, die den Impuls tragen.

### 4.3.2 Elliptischer Fluß („Squeeze-Out“)

Im Gegensatz zum Seitwärtsfluß, der die kollektiven Effekte in der Reaktionsebene beschreibt, beinhaltet der elliptische Fluß kollektive Bewegung aus der Reaktionsebene hinaus, historisch ist dies als „squeeze-out“ bekannt. Zur Untersuchung betrachtet man die Azimuthalwinkelverteilung relativ zur Reaktionsebene. Da man die Teilchenemission senkrecht zur Reaktionsebene aus der unmittelbaren Reaktionszone erwartet, ist eine Einschränkung des Rapiditätsbereiches auf ein Fenster um  $Y_{cm}$  notwendig. Außerdem wird eine

untere Grenze in  $p_{\perp}/m$  gewählt. Man erhält (vgl. [bas1997]) eine Verteilung, die bei  $\pm 90^{\circ}$  Maxima aufweist. An diese Verteilung läßt sich eine Fourierreihe (wie Gl. (4.4)) anpassen. Man kann sich auf die beiden ersten Koeffizienten der Entwicklung beschränken.

$$\frac{dN}{d\phi} = v_0(1 + v_1 \cos \phi + v_2 \cos 2\phi) \quad (4.14)$$

$\phi$  ist der Azimuthalwinkel relativ zur Reaktionsebene,  $v_0$  ist ein Normalisierungskoeffizient,  $v_1$  liefert die Amplitude des Seitwärtsflusses und  $v_2$  charakterisiert das Signal der Emission aus der Reaktionsebene heraus.

Abb. 4.5 zeigt eine typische Azimuthalwinkelverteilung relativ zur Reaktionsebene (hier für Protonen aus M4-Ereignissen) aus der Reaktion Au+Au; die angepasste Funktion ist Gl. (4.14), P1 bis P3 entsprechen den Koeffizienten  $v_n$ . Transversalimpuls und Rapidität wurden wie oben erwähnt eingeschränkt ( $p_{\perp}/m > 0.4$ ,  $-0.2 < Y^0 < 0.2$ ). Unter diesen Bedingungen ist die  $v_1$ -Komponente klein,  $v_2$  hingegen maximal.

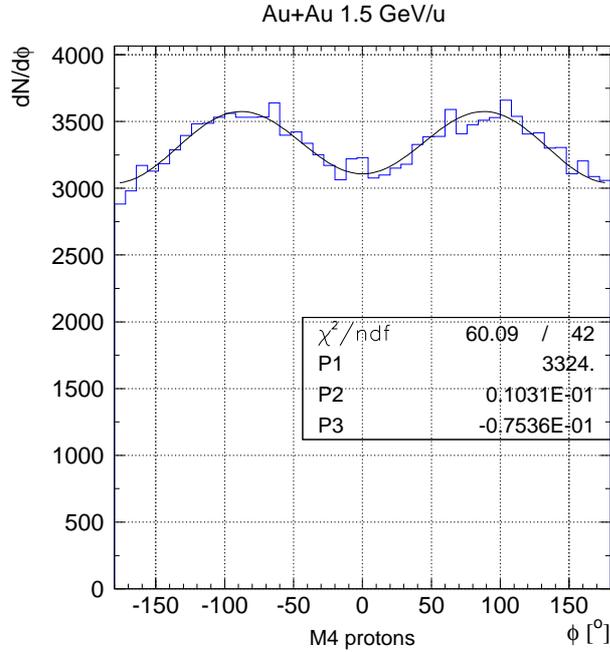


Abbildung 4.5: Azimuthalwinkelverteilung für Protonen mit  $p_{\perp}/m > 0.4$  aus M4-Ereignissen der Reaktion Au+Au bei 1.5 GeV/u, mit  $-0.2 < Y^0 < 0.2$ , sowie die Anpassung von Gl. (4.14).

Auch hier erwartet man Unterschiede im Vergleich zwischen symmetrischen und asymmetrischen Systemen. In einer symmetrischen Reaktion ist zu erwarten, daß die Minima der Azimuthalwinkelverteilung (4.14) bei  $0^\circ$  und  $\pm 180^\circ$  gleich groß sind, wie man in Abb. 4.5 auch sieht. In einer asymmetrischen Reaktion ist die Ambiguität zwischen oberhalb und unterhalb der Reaktions-ebene gebrochen. In einem periphären Stoß eines leichten Projektils mit einem schweren Target sollten daher bei  $\pm 180^\circ$  weniger emittierte Teilchen zu finden sein als bei  $0^\circ$ .



# Kapitel 5

## Ergebnisse

### 5.1 Topologien der Reaktionen

#### Einfach geladene Teilchen

Einfach geladene Teilchen sind die häufigste Teilchenspezies in Reaktionen bei der untersuchten Energie von 1.5 GeV/u. Den größten Anteil machen die Protonen aus, daneben findet man Deuteronen und Tritonen; des weiteren kommen in der Reaktionen produzierte Pionen dazu. Abb. 5.1 zeigt die mit dem FOPI Detektor gemessene Phasenraumverteilung in den Variablen Transversalimpuls/Teilchenmasse bzw. transversale Geschwindigkeit  $\cdot \gamma$ -Faktor als Funktion der skalierten Rapidity (Targetrapidity liegt bei -1, Projektilrapidity bei +1).

Man erkennt zum einen die Detektorakzeptanz für (mit wachsendem Polarwinkel) Nullgradzähler, Plastikwand/Helitron und zentrale Driftkammer, jeweils durch Lücken bei bestimmtem Polarwinkel getrennt, zum anderen zeigt sich deutlich die Asymmetrie bezogen auf  $Y^0 = 0$ , der Schwerpunktrapidity im Nukleon-Nukleon-System; zum Vergleich sind die Linien konstanter Energie im  $NN$ -Schwerpunktsystem eingezeichnet. Man sieht die Verschiebung hin zu Targetrapidity für die Reaktion Ca+Au bzw. hin zu Projektilrapidity für Au+Ca; für Au+Au (Abb. 3.7) ist die Verteilung symmetrisch um  $Y^0 = 0$ .

#### Mehrfach geladene Teilchen

Durch die relativ hohe Projektilenergie ist die Bildung schwererer Fragmente höherer Ladung deutlich erschwert, hohe Energie im System heißt große Entropie (ungeordnete Bewegung), die Nukleonen haben zu wenig räumlichen und zeitlichen Überlapp zur Bildung eines Fragments. Ladungen größer als

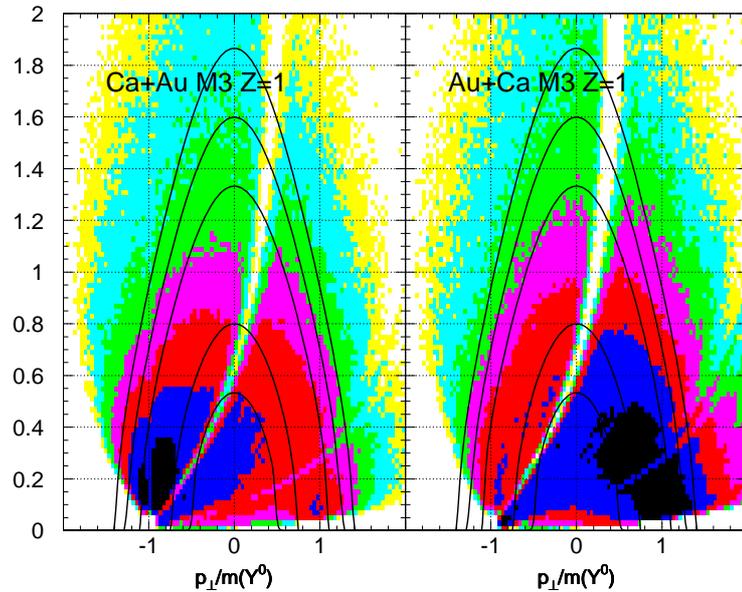


Abbildung 5.1: Gemessene Phasenraumverteilung einfach geladener Teilchen für die asymmetrischen Reaktionen Ca+Au/Au+Ca. Die eingezeichneten Linien sind Isoenergien im Nukleon-Nukleon-Schwerpunktsystem. Die gewählte Zentralität entspricht der Klasse M3.

2 haben nur ein vernachlässigbares Vorkommen, zweifach geladene Teilchen lassen sich mit dem Detektor noch nachweisen, sie haben z.B. für zentrale Ca+Au-Ereignisse einen Anteil von  $\approx 2\%$  relativ zu Protonen, Deuteronen und Tritonen. Die entsprechenden Phasenraumverteilungen sind in Abb. 5.2 dargestellt, die Koordinaten sind wie in Abb. 5.1 gewählt. Die fehlende Akzeptanz im Vorwärtsbereich (bei kleinen Polarwinkeln, im Bereich des Nullgradzählers) im Vergleich zu Abb. 5.1 kommt dadurch zustande, daß nur die Teilchen verwendet wurden, für die eine kombinierte Information aus Driftkammer und Plastikwand vorlag. Damit läßt sich das Auftreten einer fehlerhaften Zuordnung einer Ladung minimieren.

Die Verteilungen in den Abb. 5.1, 5.2 repräsentieren die gemessene Gesamtstatistik (siehe Tabelle 3.2). Die Darstellungen sind nicht effizienzkorrigiert; alle folgenden Spektren in diesem und dem folgenden Kapitel sind wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben effizienzkorrigiert.

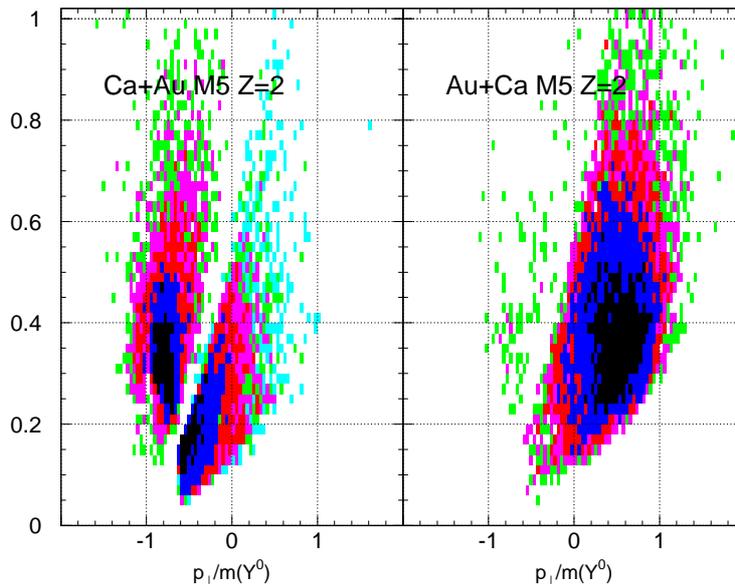


Abbildung 5.2: Gemessene Phasenraumverteilung zweifach geladener Teilchen aus zentralen Reaktionen (M5).

## 5.2 Rapiditätsverteilungen

Aus den im vorangegangenen Abschnitt gezeigten Phasenraumverteilungen lassen sich die Rapiditätsverteilungen für die gemessenen Teilchen extrahieren, dazu werden die Transversalimpulsverteilungen für einen bestimmten Bereich der skalierten Rapidität integriert, in dieser Arbeit wird durchgängig eine Einheitenbreite („binning“) von  $\Delta Y^0=0.2$  verwendet. In Abb. 5.3 sind die Rapiditätsverteilungen für die gemessenen Protonen aus zentralen Ereignissen (M5) für das System Ca+Au (offene rote Quadrate) sowie Au+Ca (offene grüne Rhomben) dargestellt.

Die Verteilungen in Abb. 5.3 repräsentieren nur die tatsächlich gemessenen Protonen, d.h. im von der Detektorakzeptanz überdeckten Phasenraum. Mit Hilfe von Modellannahmen läßt sich eine solche Verteilung extrapoliert auf den gesamten Phasenraum darstellen, z.B. unter Benutzung einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung (4.10) oder der Siemens-Rasmussen-Verteilung (4.11). Die zur Verfügung stehenden Daten weisen jedoch eine zu geringe Statistik auf, um mittels Anpassung solcher Verteilungen vollständige Rapiditätsdichten zu extrahieren. Dies läßt sich z.B. erkennen, wenn man sich die mit Gl.

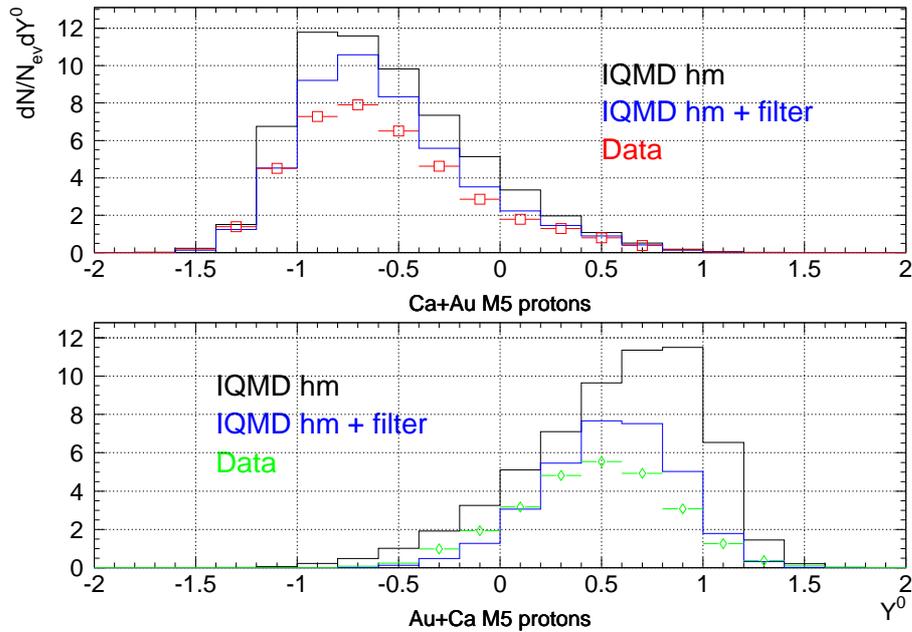


Abbildung 5.3: Gemessene Rapiditätsdichten für Protonen aus zentralen Ereignissen (M5). Näheres im Text.

(4.10) erhaltenen Steigungsparameter  $T_B$  als Funktion von  $Y^0$  betrachtet, sie weisen starke Schwankungen und einen uneinheitlichen Trend auf. Im Falle der zentralen Stöße in den asymmetrischen Reaktionen wird die Verteilung bei Schwerpunktsrapidity durch die Akzeptanz des Detektors nicht in dem Maße verfälscht wie für die symmetrischen Reaktionen. Insbesondere für zentrale Ereignisse im System Ca+Au bietet die CDC eine hinreichend gute Akzeptanz. In Abb. 5.3 ist ebenfalls die Verteilung aus einer IQMD-Rechnung für den gesamten Phasenraum dargestellt (die schwarze durchgezogene Linie). Die blaue durchgezogene Linie erhält man, wenn man auf die komplette Verteilung durch einen „Detektorfilter“ anwendet. Dieser Filter berücksichtigt die geometrische Akzeptanz der Detektoren (Polarwinkel) und die Schwellen des Transversalimpulses für die einzelnen Detektoren inklusive der Region um das Target. Man sieht eine qualitativ gute Übereinstimmung der Daten mit der gefilterten Rechnung, wobei quantitativ die Rechnung mehr Protonen liefert (die Integrale weichen um 18 bzw. 17 % ab). Dazu folgen im nächsten Kapitel weitere Ausführungen.

Abb. 5.4 zeigt die Verteilungen für die anderen in den beiden Reaktionen

	Ca+Au	Au+Ca
Protonen	40	27
Deuteronen	16	4
Tritonen	6	4
Z=2	1.3	0.1

Tabelle 5.1: Integrierte Anzahl der nachgewiesenen Teilchen pro Ereignis aus zentralen Stößen (M5).

Ca+Au und Au+Ca gemessenen Teilchenarten, für Deuteronen, Tritonen und zweifach geladenen Teilchen. Im Falle der Deuteronen/Tritonen-Verteilungen im Au+Ca-System ist zu beachten, daß diese Teilchenspezies mit dem Helitron schwieriger aufzulösen sind; das Helitron befindet sich bereits am Rand des solenoidalen Magnetfelds, d.h. in einer Region abnehmender Feldstärke, und kann nur Teilchen akzeptieren, die unter kleinem Polarwinkel und damit kleinem Transversalimpuls emittiert wurden. Daraus folgt, daß die Unterschiede in der Spurkrümmung zu klein werden können, um eine eindeutige Zuordnung der Masse vornehmen zu können. Für die zweifach geladenen Teilchen ist die Spurkrümmung wieder groß genug, um eine gute Separation zu gewährleisten. Tabelle 5.1 faßt die integrierten Rapiditätsverteilungen für die verschiedenen Teilchen zusammen.

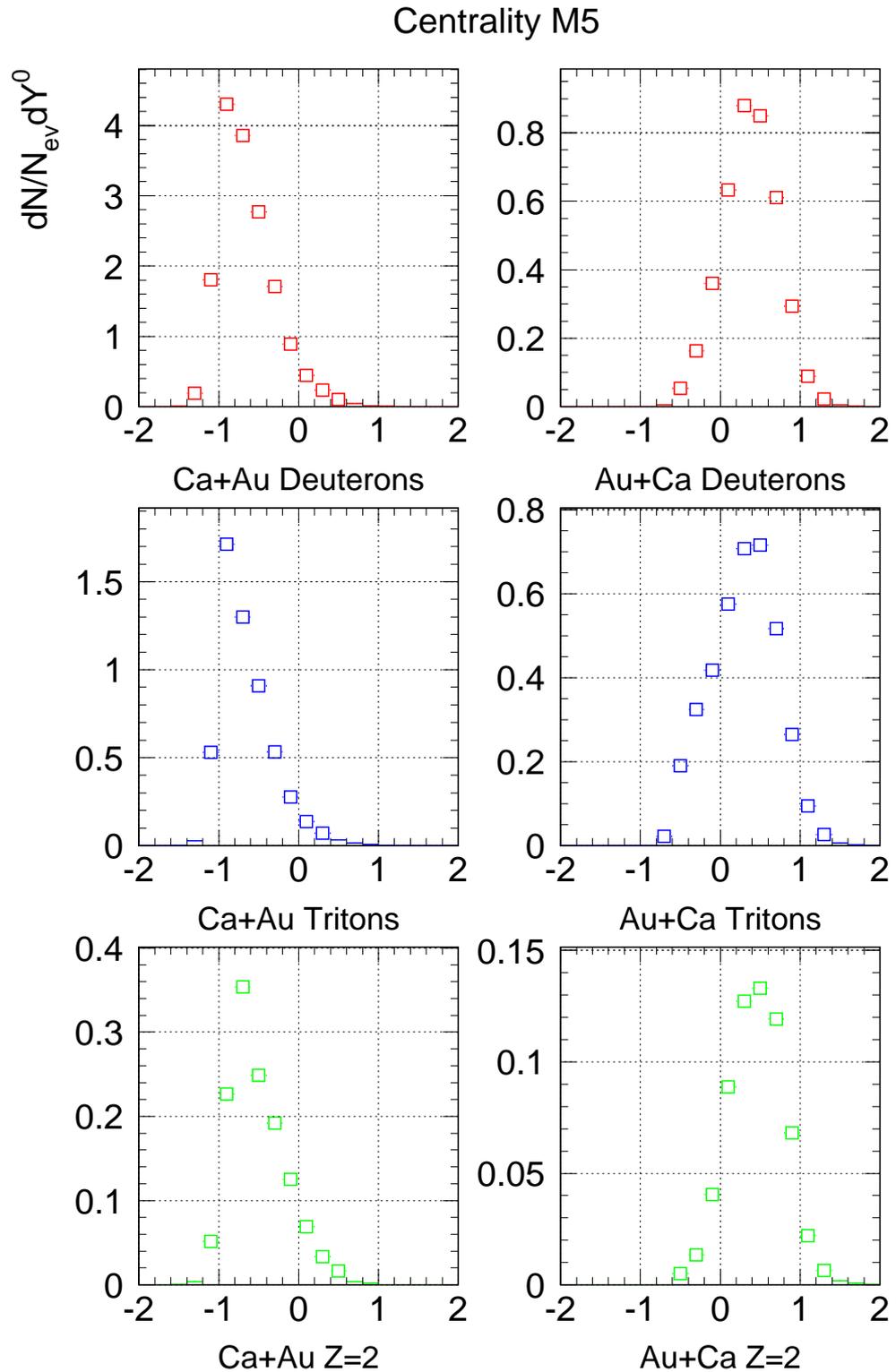


Abbildung 5.4: Gemessene Rapiditätsdichten für Deuteronen, Tritonen und zweifach geladene Teilchen.

## 5.3 Seitwärtsfluß

Die Analyse des Seitwärtsflusses in den asymmetrischen Reaktionen wurde nach der in Kapitel 4 beschriebenen Methode ausgeführt. Die hier gezeigte Observable ist  $\langle p_x/m \rangle$ , mit der Definition aus Gl. (4.12), als Funktion der skalierten Rapidity. Die Spektren zeigen Daten nach Effizienzkorrektur (vgl. 3.3.2) und Korrektur der Auflösung der Reaktionsebene (Tabelle 4.1). Anhand von Abb. 5.5 lassen sich die qualitativen Eigenschaften der Observable erläutern.

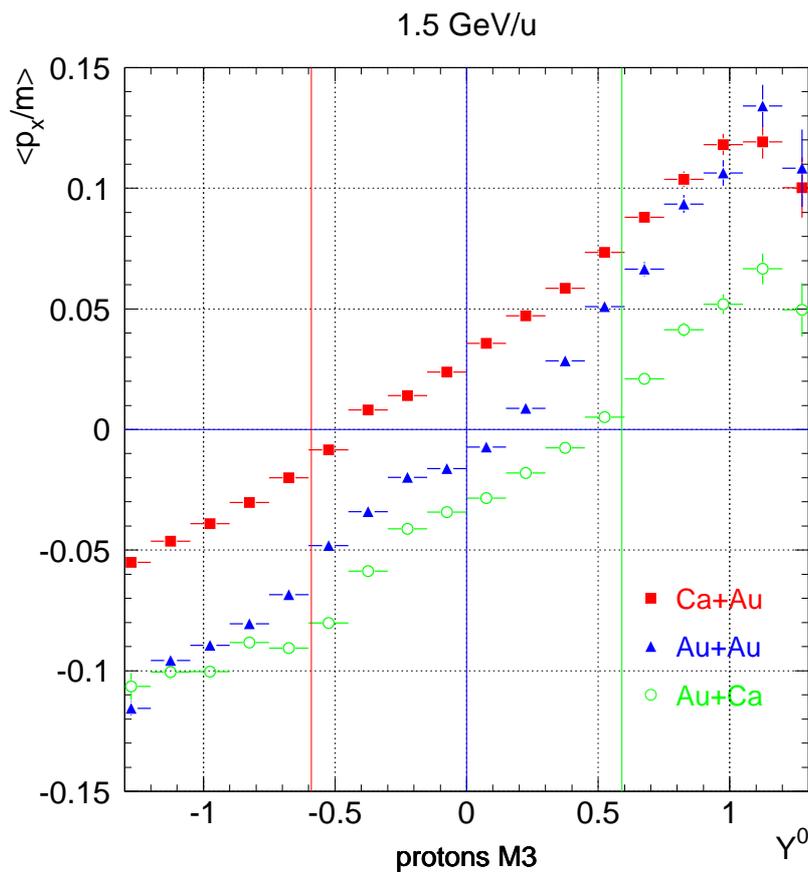


Abbildung 5.5: In die Reaktionsebene projizierter mittlerer Transversalimpuls über Teilchenmasse als Funktion der skalierten Rapidity. Dargestellt für Protonen aus peripheren Ereignissen (M3) für die drei Reaktionssysteme Ca+Au, Au+Au und Au+Ca.

Die blauen Dreiecke sind die Daten aus dem symmetrischen Referenzsystem Au+Au, mit der typischen S-förmigen Kurve symmetrisch um  $\langle p_x/m \rangle = Y^0 = 0$ ; die leichte Verschiebung aus dem Ursprung (also bei Schwerpunktsrapidität) sowie die nicht exakte Übereinstimmung für die maximale Amplitude bei  $Y^0 = \pm 1$  ist ein Detektoreffekt (vgl. [kre2002, and2003]). Für die asymmetrischen Systeme ist die Verschiebung des Punktes  $\langle p_x/m \rangle = 0$  entlang der Rapiditätsachse sowie die unterschiedliche Amplitude bei Target- und Projektilrapidität augenfällig.

Der Punkt  $\langle p_x/m \rangle = 0$  liefert die effektive Schwerpunktsrapidität für die asymmetrischen Systeme. Diese ist in der Stoßkinematik leichtes Projektil auf schweres Target zur Targetrapidität verschoben, entsprechend umgekehrt verhält es sich in der inversen Kinematik. Die beiden Linien konstanter Rapidität sind die nach Gl. (4.2), (4.3) berechneten Schwerpunktsrapiditäten des Kern-Kern-Systems für Ca+Au (rote Linie) und Au+Ca (grüne Linie); sie stellen den maximalen Wert der effektiven Schwerpunktsrapidität dar. Wie man in Abb. 5.5 sieht, ist die effektive Schwerpunktsrapidität in Richtung kleinerer Beträge verschoben. Der Abstand zu  $Y^0 = 0$  ist für beide Systeme gleich.

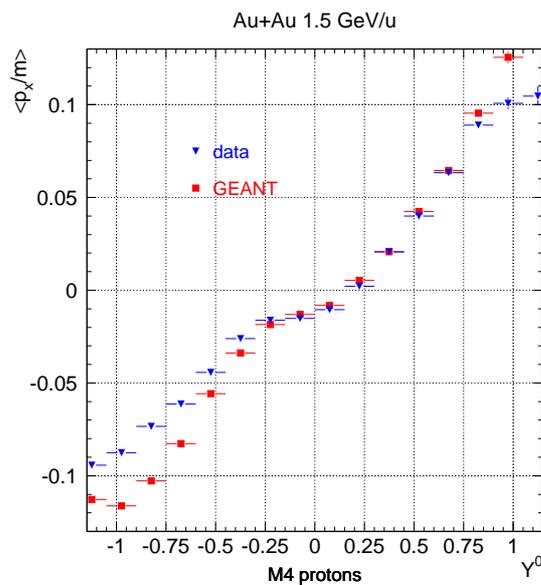


Abbildung 5.6: Vergleich der Seitwärtsflußsignale für Protonen aus Ereignissen der Klasse M4 im System Au+Au zwischen Daten (blaue Dreiecke) und einer GEANT-Simulation (rote Quadrate).

Weiterhin beobachtet man, daß  $\langle p_x/m \rangle$  jeweils dort am größten ist, wo sich der leichtere Stoßpartner befindet, und entsprechend am kleinsten bei der Rapidität des schwereren. Dies ist verständlich, da der Gesamtimpuls erhalten bleiben muß, und ein gleicher Anteil auf eine verschiedene Zahl von Nukleonen verteilt wird. Auch hier ist anzumerken, daß der erreichte Wert von  $\langle p_x/m \rangle$  bei Target- bzw. Projektilrapidität zwischen beiden Kinematiken konsistent ist, sie erreichen dort jeweils den Wert des Systems Au+Au (für diese Zentralität). Wie eingangs dieser Beschreibung erwähnt, bleiben systematische Abweichungen, die Trends der „Unebenheiten“ in der Au+Au-Kurve spiegeln sich auch teilweise in den anderen Systemen wieder. Der Detektor neigt dazu, in den Regionen maximalen Seitwärtsflusses in Systemen mit hoher Multiplizität  $\langle p_x/m \rangle$  zu unterschätzen, außerdem gibt es Ineffizienzen in der Überlappregion von Rückwärts- und Vorwärtshemisphäre.

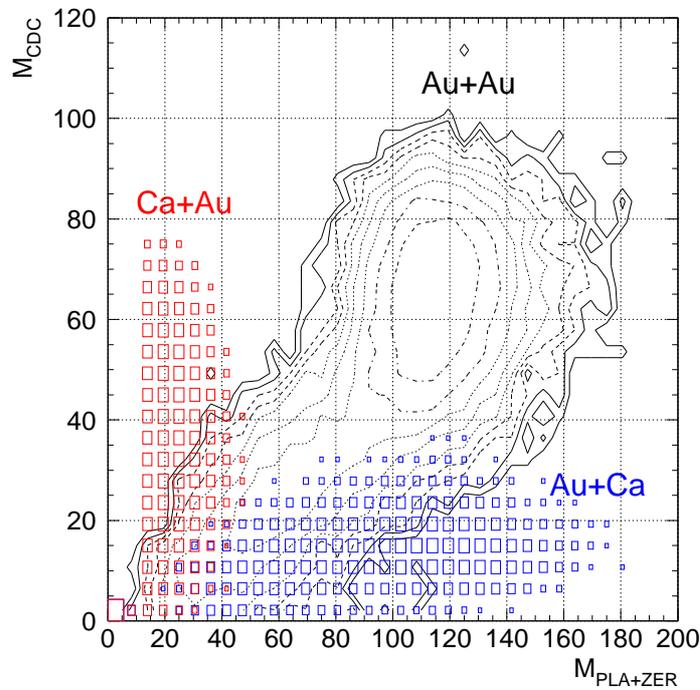


Abbildung 5.7: Gemessene totale Multiplizität geladener Teilchen in der CDC gegen Plastikwand und Nullgradzähler.

Diese Abweichungen lassen sich mit einer vollständigen Detektorsimulation mit GEANT (siehe Abschnitt 3.3.2) reproduzieren (vgl. auch [kre2002, and2003]). In Abbildung 5.6 ist ein exemplarischer Vergleich für Protonen aus M4-Ereignissen zwischen den Daten (blaue Dreiecke) und dem Ergebnis der Simulation (rote Quadrate) zu sehen. Die Eingangsverteilung der Simulation ist eine IQMD-Rechnung mit impulsabhängiger Wechselwirkung und einer harten Zustandsgleichung. Beide Datensätze wurden mit derselben Analyse bearbeitet.

Die Simulation reproduziert die Messung qualitativ; insbesondere die Struktur im Bereich um  $Y^0 = 0$  wird genau wiedergegeben. Für den absoluten Wert von  $\langle p_x/m \rangle$  bei  $Y^0 = \pm 1$  besteht zusätzlich noch der Freiheitsgrad der Zustandsgleichung der Eingangsverteilung. Wie später in Abb. 6.3 gezeigt wird, liefert eine weiche Zustandsgleichung kleinere Absolutwerte. Die Simulation bildet eine gute Grundlage für die Abschätzung der Genauigkeit der Flußmessung bzw. läßt prinzipiell eine Korrektur der Detektoreffekte zu.

Die Belegung der Detektoren in den asymmetrischen Systemen unterscheidet sich aufgrund der Kinematik deutlich von der in Au+Au, wie in der Verteilung der Multiplizität zwischen Rückwärtshemisphäre ( $M_{CDC}$ ) und Vorwärtshemisphäre ( $M_{PLA+ZER}$ ) in Abb. 5.7 zu sehen ist.

Eine Korrektur für die asymmetrischen Systeme gestaltet sich daher ungleich schwieriger; dort ist im Bereich des größten Seitwärtsflusses die Detektorbelegung klein und umgekehrt, was zu einem gegenläufigen Effekt führt. Die Simulation gibt zwar die Trends wieder, jedoch ist ihre quantitative Übereinstimmung mit den Daten für die asymmetrischen Systeme nicht hinreichend. Für die Bestimmung des Flußparameters (Gl. (4.13)) wird daher näherungsweise der systematische Fehler, extrahiert aus der Simulation der Au+Au-Reaktion, berücksichtigt.

## Zentralitätsabhängigkeit

Wie aus den Untersuchungen des Seitwärtsflusses in symmetrischen Reaktionen bekannt, ändert sich der Flußparameter mit der Zentralität. Geht man von peripheren Ereignissen (M3,M4) zu zentraleren (M5), wird der Fluß kleiner. Sehr zentrale Ereignisse lassen sich mit der verwendeten Methode nicht behandeln, da sich keine Reaktionsebene mehr bestimmen läßt. Für  $\langle p_x/m \rangle (Y^0) = 0$  gilt immer  $Y^0 = 0$  (Impulserhaltung in binären Stößen), was sich entsprechend für die asymmetrischen Systeme nicht ohne weiteres sagen läßt. Mit der Änderung des Stoßparameters ändert sich auch die Zahl der Partizipanten (siehe Abb. 3.5), was zu einer Verschiebung der effektiven Schwerpunktsrapidität führen kann. Allerdings zeigen die Ergebnisse, zusammengestellt in Tabelle 5.2,

daß im Rahmen der Fehler keine Zentralitätsabhängigkeit vorhanden ist.

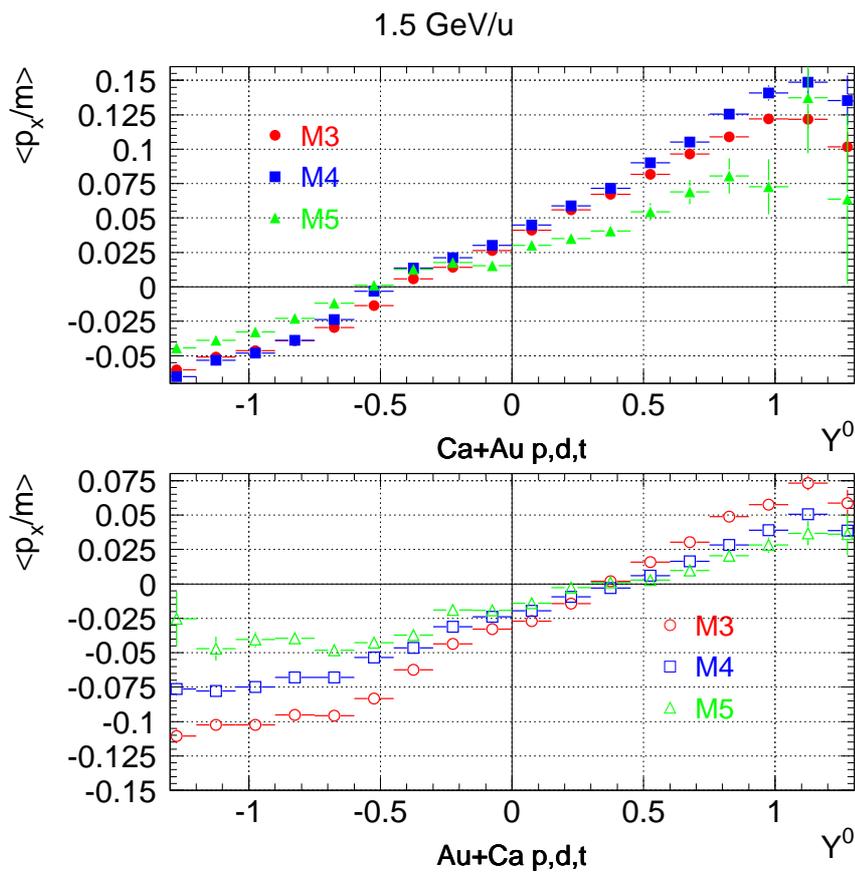


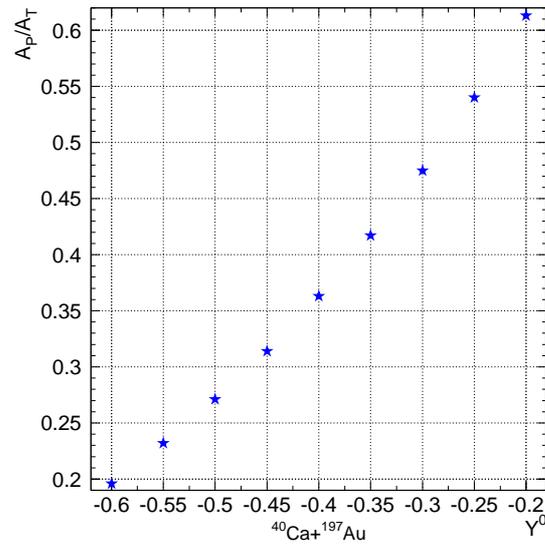
Abbildung 5.8: Seitwärtsflußsignal für verschiedene Ereigniszentralitäten.

Aus Abb. 5.8 kann man entnehmen, daß allenfalls im System Ca+Au eine leichte Zentralitätsabhängigkeit vorliegt. Tabelle 5.2 faßt die Ergebnisse einer linearen Anpassung an die Daten und die daraus extrahierten Schnittpunkte mit ihrer Unsicherheit (s.o.) zusammen. Innerhalb der Fehler ist die Messung für die peripheren Stöße (M3, M4) gut verträglich mit einem Schnittpunkt von  $\pm 0.4$  für das System CaAu/AuCa bei 1.5 GeV/u.

Die Unterschiede im Flußparameter - in Abb. 5.8 sieht es so aus, als liefere im System Au+Ca die Ereignissklasse M3 höhere Werte als die Klasse M4 - sind innerhalb der Fehler nicht signifikant.

System	Zentralität	Steigung $F$	$Y^0(\langle p_x/m \rangle = 0)$
Ca+Au	M3	$0.094 \pm 0.007$	$-0.40 \pm 0.06$
	M4	$0.107 \pm 0.004$	$-0.50 \pm 0.04$
	M5	$0.036 \pm 0.007$	$-0.53 \pm 0.19$
Au+Ca	M3	$0.091 \pm 0.007$	$0.33 \pm 0.06$
	M4	$0.059 \pm 0.012$	$0.41 \pm 0.19$
	M5	$0.043 \pm 0.010$	$0.37 \pm 0.13$

Tabelle 5.2: Seitwärtsfluß-Parameter

Abbildung 5.9: Verhältnis der Zahl der Partizipanten aus Projektil und Target  $\frac{A_P}{A_T}$  der Reaktion Ca+Au als Funktion der Rapidität  $Y^0$ .

Mit einem geometrischen Modell (Abschnitt 3.2, Abb. 3.5) läßt sich für jede mögliche effektive Schwerpunktsrapidität das Verhältnis der Zahl der Partizipanten aus dem Projektil ( $A_P$ ) und dem Target ( $A_T$ ) zurückrechnen:

$$\frac{A_P}{A_T} = - \frac{\beta_{cm} m_u}{\beta_{cm} (E_P + m_u) - \sqrt{E_P (E_P + 2m_u)}} \quad (5.1)$$

Der Zusammenhang zwischen  $\beta_{cm}$  und der Rapidität ist aus Gl. (4.3) bekannt,  $E_P$  ist die Projektilenergie und  $m_u$  die atomare Masseneinheit. Für eine effektive Schwerpunktsrapidität der Reaktion Ca+Au, die sich aus Tabelle 5.2 zu  $Y^0=-0.4$  (M3) abliest, erhält man  $\frac{A_P}{A_T}=0.36$ . Dies entspricht (Abb. 3.5) einem Stoßparameter  $b \approx 3.65$  fm und ist damit im Einklang mit  $\langle b_g \rangle \approx 4.8$  fm (Tabelle 3.1), wenn man die Breite des Stoßparameterintervalls berücksichtigt.

### Seitwärtsfluß für verschiedene Teilchenspezies

Abb. 5.10 zeigt beispielhaft für die Zentralitätsklasse M4 die Seitwärtsflußsignale für Deuteronen und zweifach geladene Teilchen für die beiden Systeme. Wie man der Abbildung entnimmt, bestätigen auch die  $Z = 2$ -Fragmente den Befund aus Abb. 5.8. Für die Unsicherheit in der Steigung gilt der vorangegangene Abschnitt entsprechend. Allgemein findet man den aus symmetrischen Reaktionen beobachteten Trend der Zunahme des Flusses mit steigender Masse/Ladung des betrachteten Teilchens wieder.

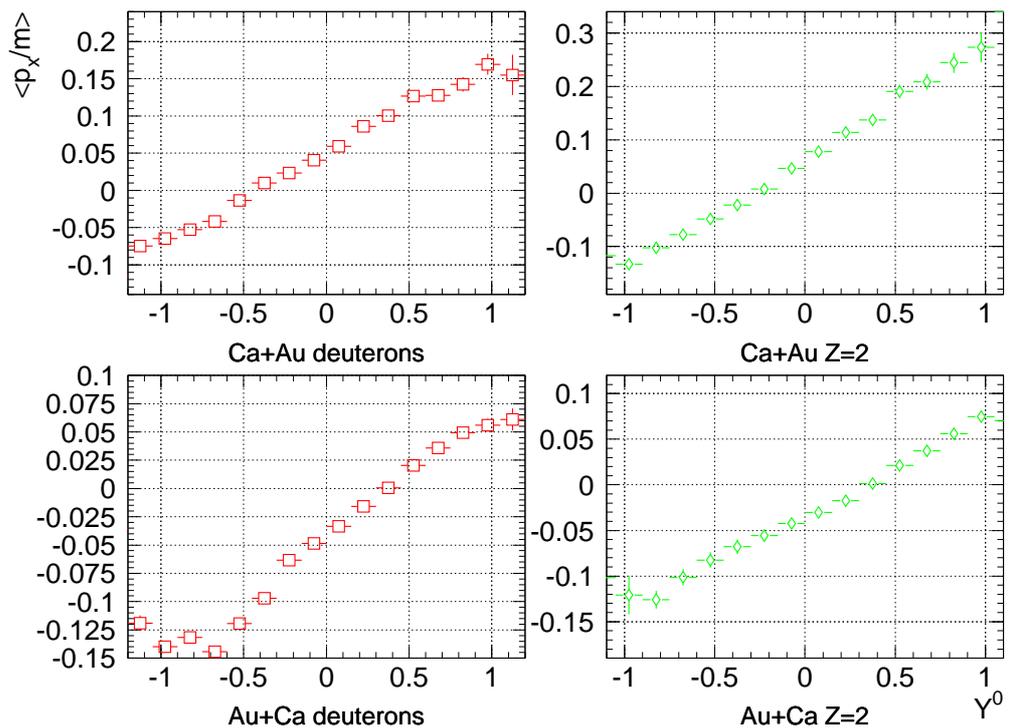


Abbildung 5.10: Seitwärtsflußsignal für Deuteronen und zweifach geladene Teilchen.

## 5.4 Squeeze-Out

Ein weiteres interessantes Signal kollektiven Verhaltens ist der elliptische Fluß, traditionell als Squeeze-Out bezeichnet. Während dieser Effekt in symmetrischen Schwerionenkollisionen bereits vielfach studiert wurde, sind aus asymmetrischen Reaktionen nur wenige Daten verfügbar. Aufgrund seiner Detektorgeometrie (Azimuthalsymmetrie) ist der FOPI-Detektor ein ideales Instrument zur Untersuchung des Squeeze-Out (vgl. [kre2002]). Wie in Kapitel 4 beschrieben, manifestiert sich das Squeeze-Out Signal in einer bevorzugten Emission der Reaktionsprodukte nach Azimuthalwinkeln von  $\pm 90^\circ$  relativ zur Reaktionsebene.

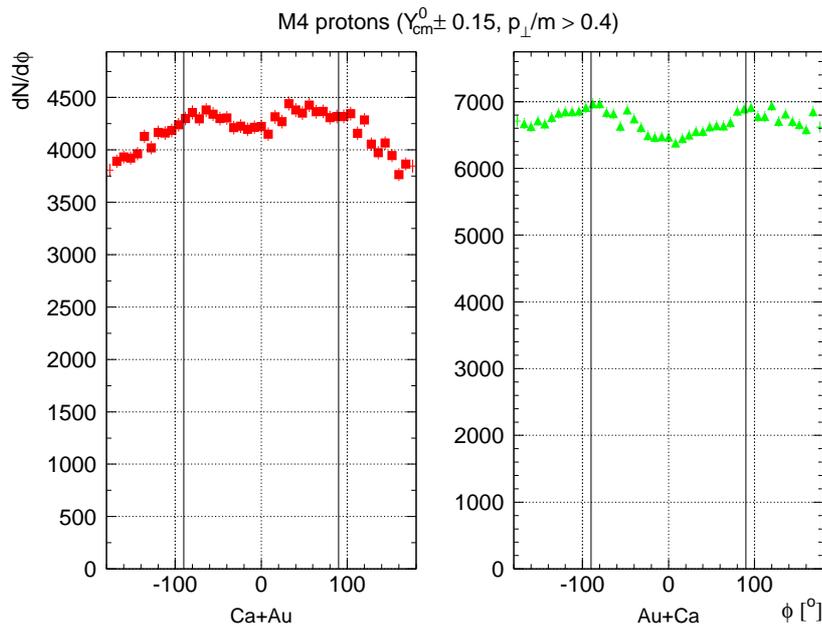


Abbildung 5.11: Verteilung des Azimuthalwinkels relativ zur Reaktionsebene für Protonen aus M4-Ereignissen für Ca+Au (links) und Au+Ca.

Abb. 5.11 zeigt für Protonen aus Ereignissen der Zentralitätsklasse M4 die Verteilung der Azimuthalwinkel, unter der Einschränkung auf ein Rapiditätsfenster von  $0.3Y^0$  symmetrisch um die aus dem Verschwinden des Seitwärtsflußsignals extrahierte effektive Schwerpunktsrapidität sowie auf Transversalimpulse  $p_{\perp}/m > 0.4$ . Das Signal ist deutlich zu erkennen, ebenso der Verlust

der Symmetrie zwischen dem Wert bei  $0^\circ$  und  $\pm 180^\circ$ .

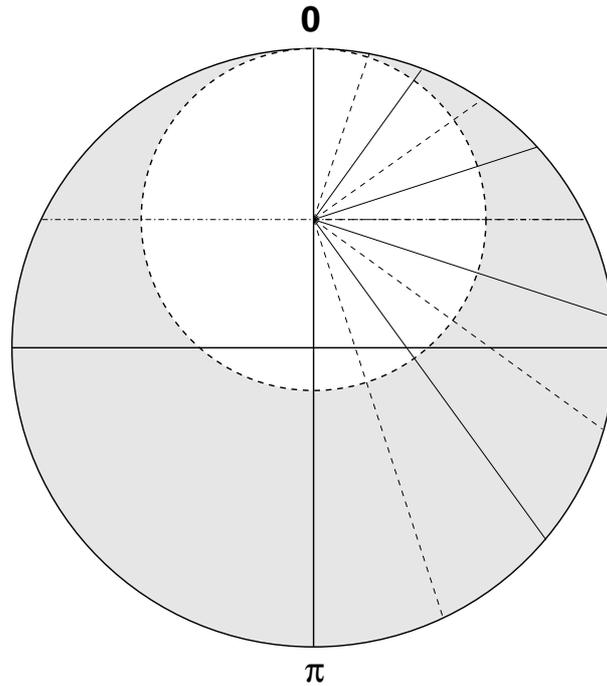


Abbildung 5.12: Schematische Darstellung der Stoßgeometrie Ca+Au. Details im Text.

Die schematische Darstellung in Abb. 5.12 soll verdeutlichen, wie sich im Falle eines Überlapps des Ca-Kern (weiß) mit dem Au-Kern (grau) die Spektatormaterie als Funktion des Azimuthalwinkels verteilt; die Definition der Winkel  $0$  und  $\pi = 180^\circ$  ist eingezeichnet. Teilt man ausgehend von Ca als Projektil den Azimuth in gleich große Sektoren auf, sieht man, wie sich dazu die Spektatormaterie aus dem Au-Target vergleicht. In einer symmetrischen Reaktion ist die Spektatormaterie symmetrisch um  $\pm \frac{\pi}{2}$  verteilt. Trägt man das Integral der in einem bestimmten Winkelbereich  $\Delta\varphi$  emittierten Teilchen als Funktion des Azimuthalwinkels auf, läßt sich der Effekt der unsymmetrischen Verteilung der Spektatormaterie verdeutlichen. Dies ist in Abb. 5.13 für Protonen der Reaktion Ca+Au dargestellt. Der Azimuth wurde in 10 gleich große Intervalle aufgeteilt, deren Mitte als „mean  $\varphi$ “ auf der  $x$ -Achse aufgetragen ist. Die Anzahl der Protonen in diesem Winkelbereich  $\Delta\varphi$  ist auf der  $y$ -Achse aufgetragen. Die verschiedenen Symbole entsprechen verschiedenen Rapiditätsintervallen;

in der Legende sind die mittleren  $Y^0$ -Werte bezeichnet, die Intervallbreite ist jeweils  $\Delta Y^0=0.3$ . Die Rapiditätsintervalle repräsentieren einmal einen Bereich nahe bei Targetrapidität (Sternsymbole,  $-0.6 < Y^0 < -0.9$ ), den Bereich um die effektive Schwerpunktsrapidität, der mittels der Seitwärtsflußanalyse bestimmt wurde (grüne offene Dreiecke,  $-0.3 < Y^0 < -0.6$ ) sowie entsprechend ein Intervall näher bei Projektilrapidität (volle Dreiecke,  $0 < Y^0 < -0.3$ ). Zum Vergleich sind ebenfalls die Ergebnisse aus der symmetrischen Reaktion Au+Au für ein Rapiditätsintervall um Midrapidität eingezeichnet (rote Quadrate,  $-0.2 < Y^0 < 0.2$ ). Der Schnitt auf den Transversalimpuls der Protonen wurde wie in Abb. 5.11 gewählt.

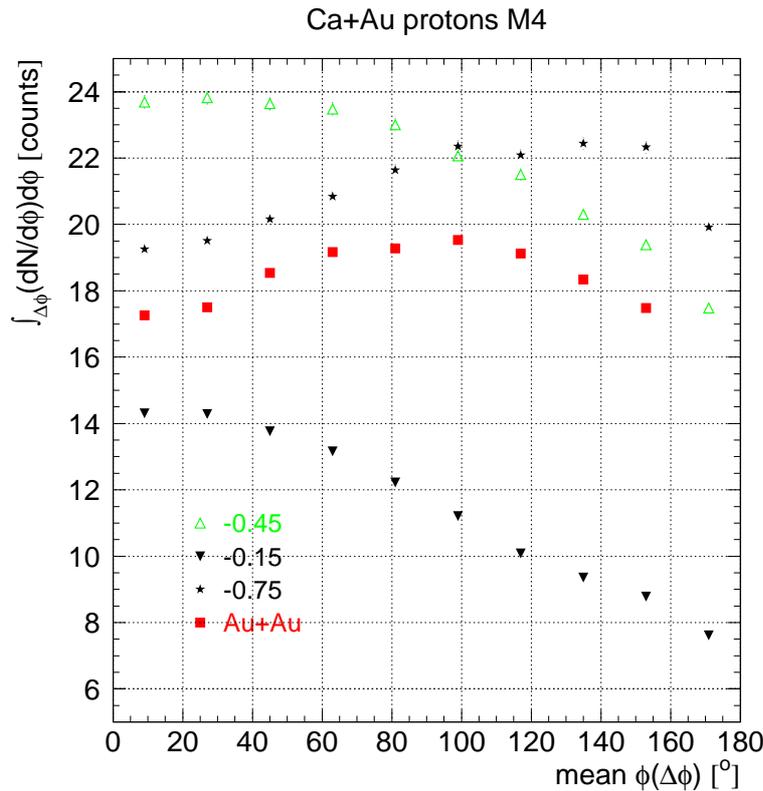


Abbildung 5.13: Integrale Zahl der emittierten Protonen als Funktion des Azimuthalwinkels relativ zur Reaktionsebene. Die Symbole stehen für verschiedene Rapiditätsintervalle. Die symmetrische Reaktion Au+Au (rote Quadrate) ist zum Vergleich ebenfalls eingezeichnet. Siehe Text.

Die Kurve aus dem Bereich näher bei Projektilrapidität hat ihr Maximum bei  $\varphi = 0$  und fällt bis zu  $\varphi = \pi = 180^\circ$  monoton ab. Verschiebt man das Rapiditätsintervall weiter Richtung Targetrapidität (zur besseren Übersichtlichkeit sind die Kurven in Abb. 5.13 nicht dargestellt), bleibt diese Eigenschaft erhalten, wobei die Integrale über  $\Delta\varphi$  stetig größer werden. Diese erreichen ihr Maximum in der eingezeichneten Kurve um die effektive Schwerpunktsrapidität (grüne Dreiecke). Geht man dann weiter zu Targetrapidität, nehmen die Absolutwerte der Integrale wieder stetig ab, und der Trend der Kurve dreht sich um, die eingezeichnete Kurve (Sternsymbole) hat ihr Minimum bei  $\varphi = 0$ , und steigt monoton mit dem Azimuthalwinkel an. Der Unterschied zum symmetrischen System ist deutlich erkennbar; die roten Quadrate haben ihr Maximum bei  $\varphi = \frac{\pi}{2} = 90^\circ$ , die Kurve ist symmetrisch um das Maximum.

Dieser Befund ist konsistent mit der Seitwärtsflußanalyse für Ca+Au und Au+Au. Im asymmetrischen System ist der Seitwärtsfluß in der Region der Projektilrapidität maximal bei  $\varphi=0$  und minimal bei  $\varphi = \pi = 180^\circ$ , bei Targetrapidität verhält es sich umgekehrt (bei  $\varphi=0$  und  $\varphi = \pm 180^\circ$  befindet man sich in der Reaktionsebene).

Der Befund ist qualitativ ebenfalls konsistent mit Messungen symmetrischer Reaktionen. Die Region mit der dünnsten Population an Spektatormaterie ermöglicht maximalen Squeeze-Out, d.h.  $90^\circ$  im symmetrischen Fall und  $0^\circ$  im asymmetrischen Fall. Quantitativ ist der Vergleich schwierig, die Form des Feuerballs ist anders, im symmetrischen Fall eher oblat, im asymmetrischen Fall kompakter; die Verteilung der Spektatormaterie als Funktion des Azimuthalwinkels ist unterschiedlich.

	$v_2$ Ca+Au	$\Delta Y^0$	$v_2$ Au+Ca	$\Delta Y^0$
Protonen	$-0.096 \pm 0.011$	$[-0.4; -0.7]$	$-0.130 \pm 0.018$	$[0.3; 0.6]$
Deuteronen	$-0.255 \pm 0.027$	$[-0.3; -0.6]$	$-0.152 \pm 0.043$	$[0.2; 0.5]$
Tritonen	$-0.280 \pm 0.071$	$[-0.3; -0.6]$	$-0.204 \pm 0.063$	$[0.1; 0.4]$
$^3\text{He}$			$-0.647 \pm 0.12$	$[0.3; 0.6]$

Tabelle 5.3:  $v_2$ -Werte

Um das Squeeze-out-Signal näherungsweise quantifizieren zu können, wurde das Rapiditätsfenster so variiert, daß die  $v_1$ -Komponente verschwindet. Dazu wurde für jede Teilchenart an die Azimuthalwinkelverteilung (vgl. Abb. 5.11) die Funktion aus Gl. (4.14) angepaßt, wobei  $v_1 \equiv 0$  gesetzt wurde. Die

$v_2$ -Werte wurden aus der Anpassung mit dem besten  $\chi^2$  extrahiert. Tabelle 5.3 faßt die Ergebnisse für die beiden Systeme zusammen. Die Werte wurden gemäß Tab. 4.1 auf die Reaktionsebenenauslösung korrigiert. Für  ${}^3\text{He}$  konnte mangels Statistik kein Wert im System Ca+Au extrahiert werden. Innerhalb der Fehler sind die Ergebnisse aus den beiden Reaktionskinematiken miteinander verträglich.



# Kapitel 6

## Diskussion der Ergebnisse

Die Diskussion der Ergebnisse erfolgt im Vergleich mit bisherigen Experimenten zu asymmetrischen Schwerionenkollisionen sowie mit dem bereits an mehreren Stellen in dieser Arbeit verwendeten IQMD Modell [har1998].

### Rapidityverteilungen

Bereits in Abb. 5.3 wurde die Modellvorhersage aus einer IQMD-Rechnung herangezogen, um den Effekt der Akzeptanz auf die gemessenen Rapidityverteilungen zu verdeutlichen. Es wurde bereits angemerkt, daß die asymmetrische Form der Verteilung sich sowohl in Daten als auch der Rechnung wiederfindet. Jedoch reicht auch der Akzeptanzfilter nicht aus, um die quantitativen Unterschiede zu erklären. Im IQMD Modell (siehe Anhang) wird die Produktion schwererer Fragmente unterschätzt. Dies wird deutlich, wenn man sich die Rapidityverteilungen für Deuteronen ansieht (Abb. 6.1 oben). Eine bessere Wahl für einen Vergleich zwischen Daten und Modell ist daher die Summe von Protonen, Deuteronen und Tritonen; in Abb. 5.4 wurde bereits gezeigt, daß die schwereren Fragmente ( $Z = 2$ ) in den Daten nur in vernachlässigbarer Anzahl vorkommen. Die Ereigniszentralität wurde mit der gleichen Methode sowohl für die Daten als auch für die Modellrechnungen selektiert. Das untere Spektrum in Abb. 6.1 zeigt den entsprechenden Vergleich zwischen dem Modell und den Daten. Der Unterschied der Integrale beider Verteilungen beträgt etwa 10%, IQMD (nach Akzeptanzfilter) sagt integral 75 Teilchen pro Ereignis voraus.

Der entscheidende Parameter der Modellrechnung, der die Form der Rapidityverteilungen beeinflusst, ist der Wirkungsquerschnitt der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung. Dieser läßt sich variieren, der nominelle Wert  $\sigma_{NN}^{free}$  wurde einmal halbiert und einmal verdoppelt. Das Ergebnis wird in Abb. 6.2 gezeigt.

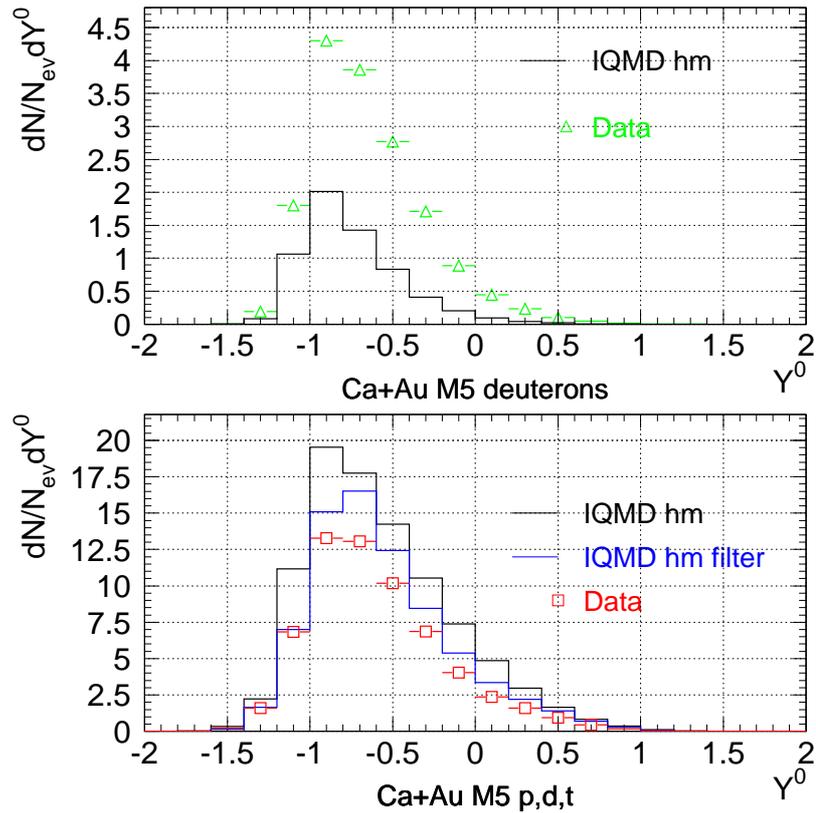


Abbildung 6.1: Rapiditydichten aus zentralen Ereignissen im Vergleich einer IQMD Rechnung und den gemessenen Werten, oben nur für Deuteronen, unten für die Summe von Protonen (p), Deuteronen (d) und Tritonen (t).

Für die Verteilungen in der symmetrischen Reaktion (Abb. 6.2 o.) sieht man, daß sich der entscheidende Einfluß im Vergleich zwischen nominellem und reduzierten Wirkungsquerschnitt zeigt. Bei vergrößertem Wirkungsquerschnitt ist die Verteilung fast gleich der für den nominellen Wert. Die Messung in diesem System bleibt dahingehend mehrdeutig, außerdem ist der Unterschied bei Midrapidity am größten, für Au+Au ist die Detektorakzeptanz dort nicht optimal. Abb. 6.2 u. konfrontiert die akzeptanzgefilterten IQMD Rechnungen mit den Daten für die asymmetrische Reaktion (blaue Quadrate). Hinsichtlich der Rechnungen ist zu bemerken, daß die asymmetrische Reaktion weniger Ambiguitäten aufweist. Die Daten liegen zwischen den Rechnungen

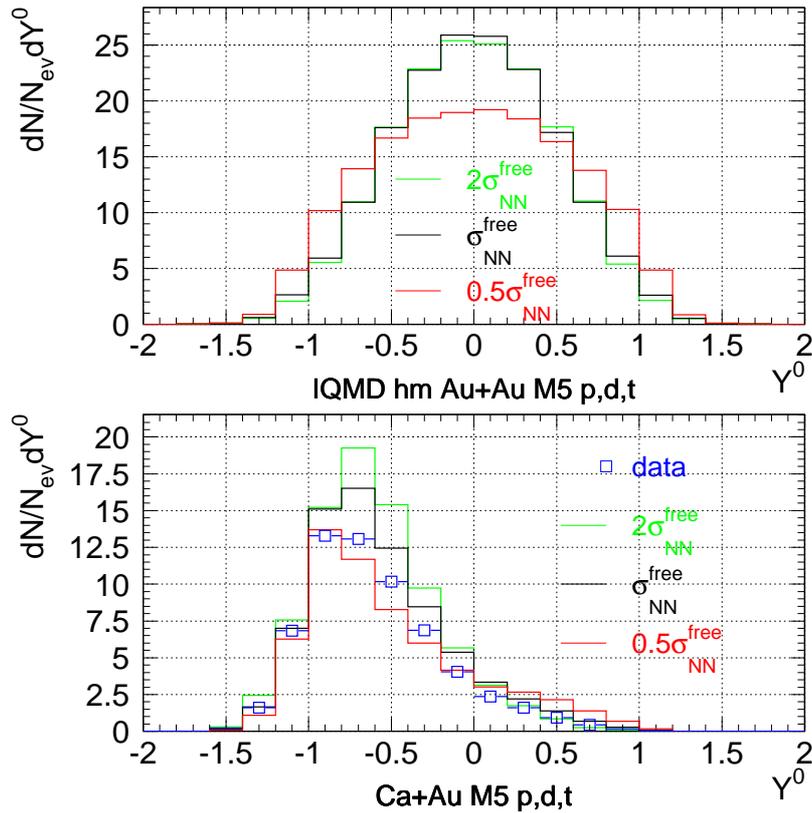


Abbildung 6.2: Rapiditätsverteilungen aus zentralen Ereignissen für die Systeme Au+Au (oben) und Ca+Au. Die Linien sind IQMD-Rechnungen mit variiertem  $NN$ -Wirkungsquerschnitt.

für den nominellen Wirkungsquerschnitt und seinem halbierten Wert, der doppelte Wirkungsquerschnitt führt zu einer signifikanten Überschätzung. Dieses Ergebnis ist konsistent mit Abb. 1.8 (die IQMD Rechnungen dort wurden so normiert, daß ihr Integral gleich dem der Verteilung der Daten ist [hon2002]). Definiert man eine vollständige Abstopfung des Projektils im Target so, daß dieses Szenario den hydrodynamischen Grenzfall beschreibt, d.h. jede (beliebige) Zelle im stoßenden System ist lokal voll gestoppt, und die Fluktuationen in longitudinaler und transversaler Richtung sind gleich, äußert sich das in der Transportrechnung dadurch, daß sich Form und Breite der Rapiditätsverteilungen nicht mehr ändern, selbst wenn man den Nukleon-Nukleon-

Reaktionsquerschnitt weiter erhöht. Da die Daten jedoch eher für einen noch kleineren Nukleon-Nukleon-Reaktionsquerschnitt sprechen, ist man in dieser Reaktion deutlich von einem Szenario des vollständigen Abstoppens entfernt. Laborrapidityverteilungen aus asymmetrischen Reaktionen wurden bisher in [bea1992] für die Reaktion Ar+Pb und in [lau1998] für die Reaktion Au+C veröffentlicht. Zum Vergleich eignet sich hier sowohl von der Projektilenergie (0.8 bzw. 1.8 GeV/u) als auch von der Massenzahl der Stoßpartner die Ar+Pb-Messung. Die in [bea1992] gezeigten Rapidityverteilungen für zentrale Ereignisse zeigen prinzipiell die gleiche Form wie die im Rahmen dieser Arbeit extrahierten Verteilungen, sind aber qualitativ nicht direkt vergleichbar, da die Zentralität anders gewählt wurde ( $b < 5.5$  fm). Der Analyse standen 925 Ereignisse zur Verfügung. Die Deuteronenspektren in [bea1992] weisen eine Struktur auf („Dip“ bei  $Y/Y_{beam} = 0.35$ ), die sich in Abb. 6.1 nicht zeigt. Im höheren Energiebereich hat die E814-Kollaboration am AGS<sup>†</sup> die Reaktion  $^{28}\text{Si}$  auf Pb bei 14.6 GeV/u gemessen. In [bar1990] wird berichtet, daß für die zentralsten Ereignisse (0.2% des Reaktionswirkungsquerschnitts) im Mittel 0.04 Protonen und Neutronen bei Strahlrapidity zu finden sind, woraus eine Abstopfungswahrscheinlichkeit von größer 99% abgeleitet wird. Im hier untersuchten System Ca+Au finden sich im Mittel 0.23 Protonen/Deuteronen/Tritonen bei Strahlrapidity, (allerdings aus Ereignissen, die 2% des Reaktionswirkungsquerschnitts entsprechen), daraus folgt eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von  $\approx 98\%$ . Die beiden Datensätze sind also konsistent. Die Abwesenheit von Nukleonen mit Projektilrapidity läßt jedoch keinen Schluß darauf zu, inwieweit ein Abstoppen im Sinne des oben erwähnten hydrodynamischen Grenzfalls realisiert ist. Der Vergleich mit dem Befund aus der Konfrontation der Ca+Au-Daten mit der Transportrechnung zeigt, daß eine Abstopfungswahrscheinlichkeit von  $\approx 98\%$ , gewonnen aus der Anzahl der Nukleonen mit Projektilrapidity, zumindest bei SIS-Energien nicht ausreicht, um die Dynamik des Abstoppens vollständig zu beschreiben. Für die AGS-Daten ist eine entsprechende Analyse, die die Daten mit einer Transportrechnung vergleicht, die den hydrodynamischen Grenzfall enthält, nicht durchgeführt worden. Andererseits gibt es auch am AGS Untersuchungen zu symmetrischen Reaktionen, die von einem substantiell inkompletten Abstoppen berichten (Au+Au bei 6, 8 und 10.8 GeV/u, [bac2001]).

---

<sup>†</sup>Alternating Gradient Synchrotron, Brookhaven National Laboratory, USA

## Seitwärtsfluß

Neben der Bestimmung des effektiven Schwerpunktsystems in einer asymmetrischen Kollision und damit einer Aussage über die Größe des Feuerballs ist diese Größe im Hinblick auf die nukleare Zustandsgleichung interessant, insbesondere zu der Frage des Kompressionsmoduls („harte“ oder „weiche“ Zustandsgleichung).

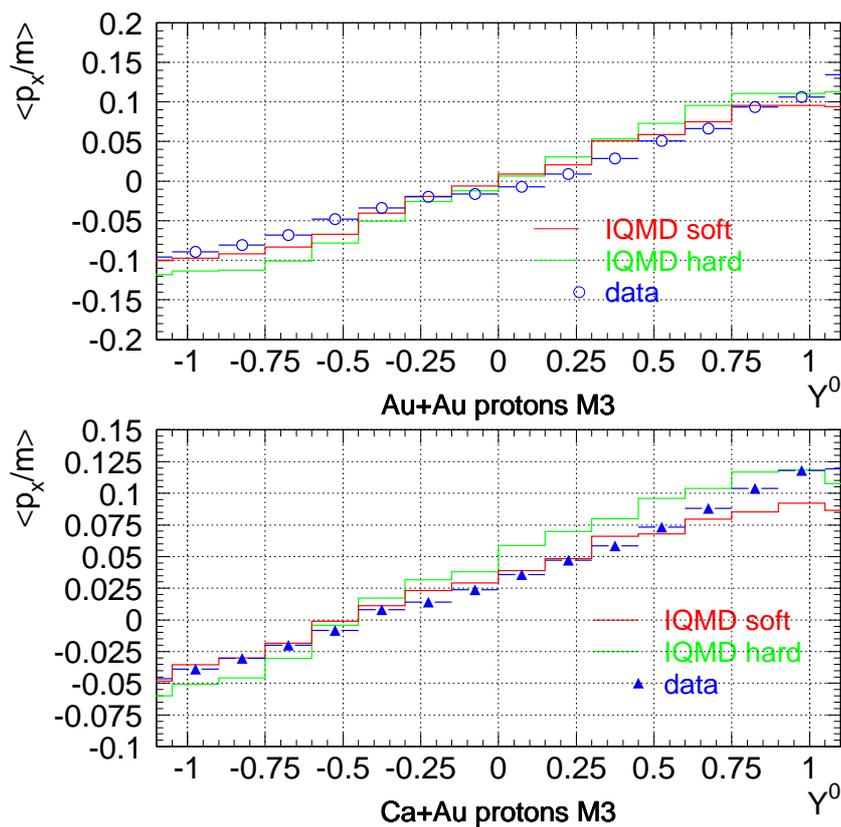


Abbildung 6.3: Seitwärtsflußsignal für Protonen aus M3-Ereignissen für Au+Au (o.) und Ca+Au (u.). Die Linien entsprechen IQMD-Rechnungen mit impulsabhängige Wechselwirkung für eine weiche und eine harte Zustandsgleichung.

Der Vergleich zwischen Daten und IQMD-Rechnung ist in Abb. 6.3 bei-

spielhaft für Protonen aus peripheren Reaktionen (M3) gezeigt, sowohl für die symmetrische Reaktion (oben) und für die asymmetrische Reaktion Ca+Au. Die Rechnungen sind akzeptanzgefiltert, die Daten aus dem Experiment für die Reaktionsebenenauflösung korrigiert.

Die globalen Eigenschaften der Observable Seitwärtsfluß stimmen zwischen Messung und Rechnung gut überein. Im Detail zeigen sich Unterschiede, so ist für die asymmetrische Reaktion die Lage von  $\langle p_x/m \rangle (Y^0) = 0$  in der Rechnung näher bei der Schwerpunktsrapidität des Kern-Kern-Systems zu finden.

Die Daten liegen zwischen den beiden Grenzfällen, nämlich der Schwerpunktsrapidität des Kern-Kern-Systems auf der einen und der Schwerpunktsrapidität der Nukleonen im Überlappbereich der beiden Kerne (für Ca+Au  $Y_{AA}^0 = -0.59$ ,  $Y_{part}^0 = -0.32$  (M3)) auf der anderen Seite. Das spricht für eine komplexe Dynamik in der asymmetrischen Reaktion, es gibt einen deutlichen Beitrag der Wechselwirkung mit den nominellen Spektatoren.

Insgesamt bevorzugen die Protonen-Daten eher eine weiche Zustandsgleichung. Im vorangegangenen Abschnitt wurde bereits das Problem diskutiert, daß das IQMD-Modell die Fragmentausbeute nicht richtig beschreibt. Das manifestiert sich auch in der Frage der Kompressibilität in der Zustandsgleichung. Abb. 6.4 zeigt in der gleichen Repräsentation wie Abb. 6.3 den Vergleich zwischen Daten und Rechnung, diesmal für Protonen, Deuteronen und Tritonen. Aus diesem Vergleich kann man schließen, daß die Daten sowohl im symmetrischen als auch im asymmetrischen Fall eher für die harte Zustandsgleichung sprechen. Klarerweise wäre ein Modell, daß die schwereren Fragmente besser beschreibt, die zu bevorzugende Wahl für diesen Vergleich. Eine definitive Schlußfolgerung kann an dieser Stelle nicht getroffen werden; im nächsten Abschnitt wird dieser Punkt nochmals aufgegriffen.

Im Vergleich mit anderen Experimenten ist insbesondere die Messung von  $\langle p_x/m \rangle (Y^0) = 0$  interessant. Bereits in Kapitel 1 wurde erwähnt, daß die beiden Experimente [bea1992] (Streamer Chamber) und [cha1997] (EOS) widersprüchliche Beobachtungen hinsichtlich der Abhängigkeit dieses Punktes von der Projektilenergie berichten. Die Messung der vorliegenden Arbeit wurde bei 1.5 GeV/u durchgeführt, was keinen klärenden Beitrag zu dieser Diskrepanz bringen kann, da die Abweichung nur bei kleineren Strahlenergien (400 MeV/u) auftritt.

Interpoliert man die Messungen der EOS-Kollaboration (Ni+Au, 1 GeV/u und 1.97 GeV/u [cha1997]) und Streamer Chamber (Ar+Pb, 0.8 GeV/u und 1.8 GeV/u [bea1992]), lassen sich die Ergebnisse mit denen aus Ca+Au bei 1.5 GeV/u (vgl. Tabelle 5.2) vergleichen.

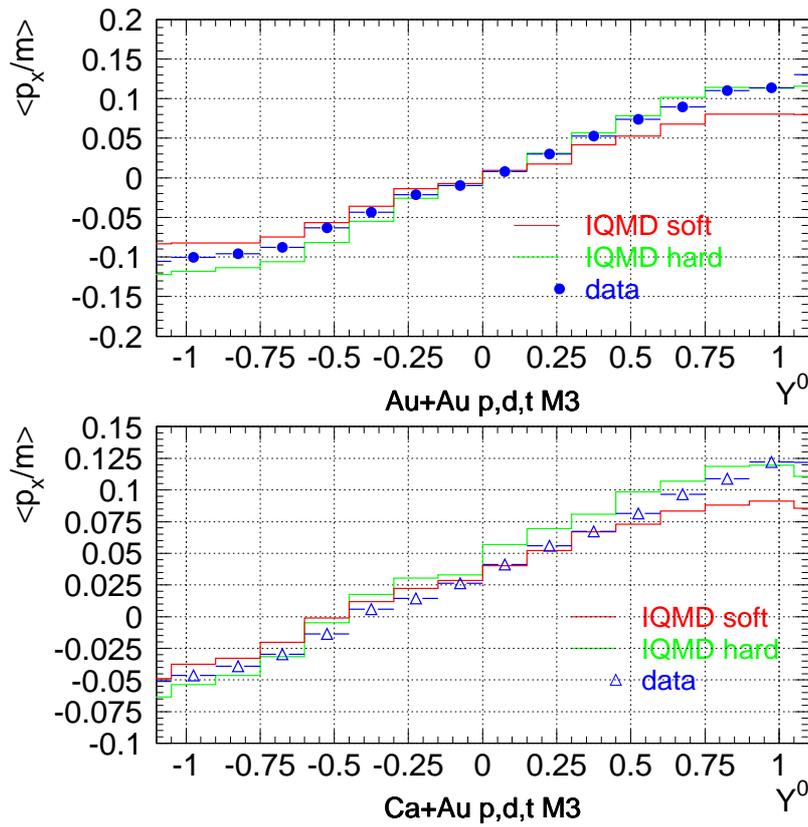


Abbildung 6.4: Gleiche Darstellung wie in Abb. 6.3, hier jedoch für Protonen, Deuteronen und Tritonen (p,d,t).

Die Messungen sind innerhalb der Fehler gut miteinander verträglich.

Experiment	$Y^0(\langle p_x/m \rangle = 0)$	System, Energie
EOS	$-0.35 \pm 0.07$	Ni+Au, 1.0 und 1.97 GeV/u interpoliert
Streamer Chamber	$-0.4 \pm 0.1$	Ar+Pb, 0.8 und 1.8 GeV/u interpoliert
FOPI	$-0.4 \pm 0.1$	Ca+Au, 1.5 GeV/u

Tabelle 6.1: Effektive Schwerpunktsrapidity gemessen in verschiedenen Experimenten.

## Squeeze-Out

Auch für das Squeeze-Out-Signal wurde eine Analyse aus einer IQMD-Rechnung durchgeführt. Die Schnitte auf Transversalimpuls und Rapidität wurden entsprechend derer für die Daten (vgl. Abb. 5.11) gewählt. Abb. 6.5 zeigt die Winkelverteilung für Protonen aus peripheren Stößen für eine harte (hm) und eine weiche (sm) Zustandsgleichung sowie die Anpassung der Funktion (4.14) mit  $v_1 \equiv 0$ . Als Beispiel wurde das System Ca+Au gewählt. Die Abbildung 6.6 zeigt nochmal eine Winkelverteilung für einen anderen Rapiditätsbereich; die Modellrechnung reproduziert qualitativ auch die Asymmetrie zwischen  $\phi = 0$  und  $\phi = \pm 180^\circ$  (vgl. die Daten in Abb. 5.11)

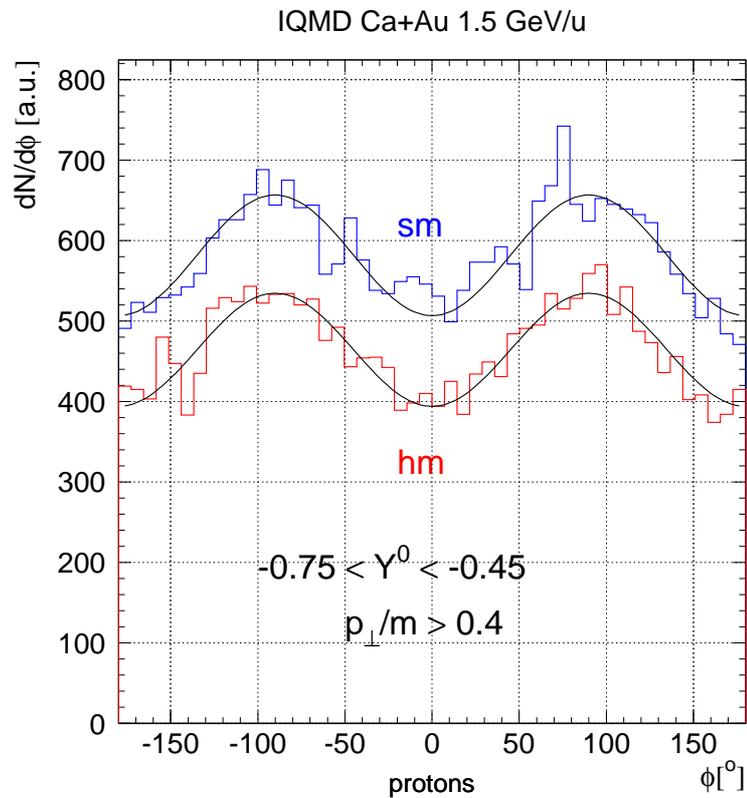


Abbildung 6.5: Azimuthalwinkelverteilung im IQMD Modell für Protonen aus peripheren Stößen in Ca+Au; „sm“ bzw. „hm“ stehen für eine weiche bzw. harte Zustandsgleichung.

	Daten	IQMD (hart)	IQMD (weich)
Protonen	$-0.096 \pm 0.011$	$-0.151 \pm 0.009$	$-0.129 \pm 0.008$
p,d,t	$-0.128 \pm 0.010$	$-0.154 \pm 0.009$	$-0.134 \pm 0.008$

Tabelle 6.2: Der Parameter  $v_2$  im Vergleich zwischen Daten und IQMD-Rechnung für eine harte und eine weiche Zustandsgleichung für Protonen sowie Protonen, Deuteronen, Tritonen.

Aus der Anpassung erhält man die Werte für den Parameter  $v_2$ , wie in Tabelle 6.2 eingetragen. Zusätzlich finden sich in der Tabelle die Daten zum Vergleich sowie das Ergebnis der Auswertung für Protonen, Deuteronen und Tritonen.

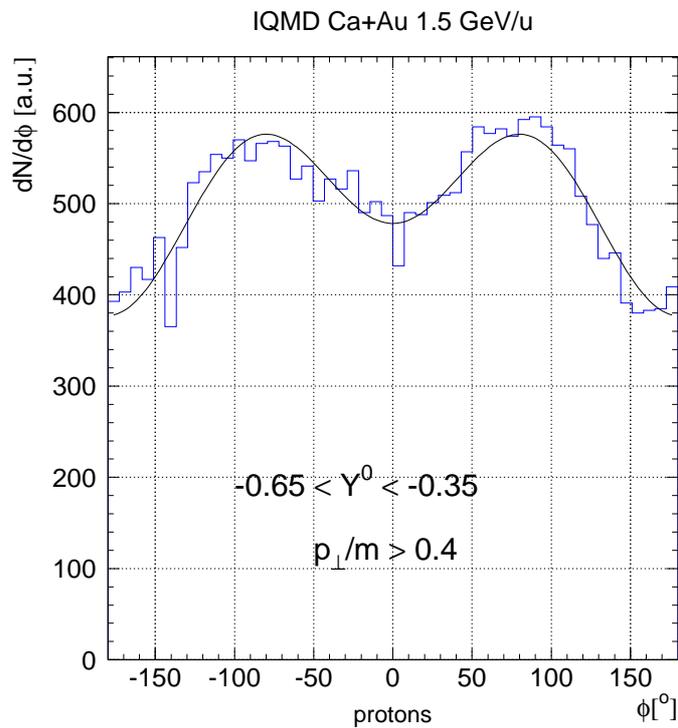


Abbildung 6.6: Azimuthalwinkelverteilung im Modell (harte Zustandsgleichung) für Protonen; im Vergleich zu Abb. 6.5 wurde ein anderer Rapiditätsbereich gewählt.

Der Vergleich der Werte in Tabelle 6.2 spricht sowohl für die Protonen als auch für die Summe aus Protonen, Deuteronen und Tritonen für eine weiche Zustandsgleichung. Dieser Befund ist in Übereinstimmung mit den Untersuchungen der symmetrischen Systeme [kre2002]. Veröffentlichte experimentelle Ergebnisse zum Squeeze-Out von dem Streamer Chamber Experiment oder der EOS Kollaboration sind nicht bekannt.

Eine eindeutige Aussage über den Kompressionsmodul der Zustandsgleichung kann im Vergleich mit dem IQMD-Modell nicht getroffen werden. Zwar wurde gezeigt, daß die Flußobservablen (Seitwärtsfluß und Squeeze-Out) sensitiv auf die Zustandsgleichung sind, jedoch ist das Modell nicht in der Lage, ein konsistentes Bild für alle Teilchenspezies zu liefern. Die Daten zeigen, daß der Beitrag der schwereren Fragmente selbst bei einer Energie von 1.5 GeV/u nicht zu vernachlässigen ist. Die Beschreibung der Fragmente (siehe Anhang A) ist offensichtlich unzureichend. Des weiteren ist festzuhalten, daß für die Modellvorhersage der Zustandsgleichung der richtige Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt (siehe [har1989]) in die Rechnung eingehen muß. Aus beiden Flußobservablen läßt sich sagen, daß beim Übergang von Protonen zur Betrachtung von Protonen+Deuteronen+Tritonen die Zustandsgleichung härter wird.

## Ausblick

Nach dem in dieser Arbeit beschriebenen erfolgreichen Pilotexperiment wird die FOPI-Kollaboration sich in der Zukunft weiter mit der Untersuchung asymmetrischer Schwerionenreaktionen beschäftigen, unter anderem eine Systematik über verschiedene Projektilenergien.

# Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Analyse zweier asymmetrischer Schwerionenkollisionen präsentiert:  $^{40}\text{Ca}$  auf  $^{197}\text{Au}$  und die inverse Kinematik bei einer Einschußenergie von 1.5 GeV pro Nukleon. Es handelt sich hier um die erste Messung asymmetrischer Systeme mit dem FOPI-Detektor.

Die zur Untersuchung asymmetrischer Reaktionen nötige Methodik geht über die bisher für die Daten der FOPI-Kollaboration aus ausschließlich symmetrischen Reaktionen hinaus. Es wurde durchgängig die volle Information des Detektors verwendet. Mit dem relativen Vergleich der beiden Kinematiken untereinander läßt sich der systematische Fehler experimentell kontrollieren.

Die symmetrischen Reaktionen Au+Au (Ca+Ca), die bei der gleichen Einschußenergie aufgenommen wurden, wurden als Referenzsysteme herangezogen. Für das Pilotexperiment Ca+Au/Au+Ca wurden bei einer Projektilenergie ca.  $1 \cdot 10^5$  Ereignisse je Kinematik aufgenommen.

Die Analyse solcher Reaktionen liefert einen wichtigen Beitrag zur Systematik in der Untersuchung von Schwerionenreaktionen, insbesondere im Energiebereich des SIS, in dem die kollektiven Effekte (Fluß) besonders ausgeprägt sind. Die spezifischen Schwierigkeiten, die sich aus der Asymmetrie ergeben, z.B. im Hinblick auf die Bestimmung der Reaktionsebene und deren Genauigkeit, oder Detektoreffizienzen aufgrund der unterschiedlichen Flächenbelegungen, konnten konsistent in die Analyse eingearbeitet werden.

Die untersuchten Observablen teilen sich in zwei Hauptrichtungen, zum einen die Rapiditätsverteilungen (Abbremsverhalten) und zum anderen die Flußanalyse (kollektive Effekte).

Rapiditätsverteilungen konnten für Protonen und schwerere Fragmente (Deuteronen, Tritonen,  $Z = 2$ ) extrahiert werden. Sie spiegeln in ihrer Form die Asymmetrie der Stoßpartner wieder. In der vorliegenden Arbeit wurden die Verteilungen aus zentralen Ereignissen gezeigt. Ihnen kommt eine Schlüsselrolle in der Untersuchung der Abstopfung des Projektils im Target zu. Ihre Konfrontation mit den Ergebnissen einer Transportrechnung (IQMD), bei der der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungsquerschnitt variiert wurde, zeigt, daß die

Rechnung mit einem größeren als dem freien (Vakuum-) Querschnitt die Daten nicht reproduzieren, sondern ein kleinerer Wert nötig ist, um die Daten zu beschreiben. Damit unterstützt diese Messung den aus den symmetrischen Reaktionen gewonnenen Trend, daß bei SIS-Energien kein vollständiges Abbremsen erreicht wird.

Eine bessere Statistik würde eine detaillierte Analyse erlauben (Extrapolation auf den gesamten Phasenraum), außerdem ließen sich stärkere Schnitte auf die Zentralität ausführen.

Die kollektiven Effekte in asymmetrischen Schwerionenreaktionen wurden anhand des Seitwärtsflusses (kollektive Bewegung in die Reaktionsebene) sowie des Squeeze-Out (kollektive Bewegung aus der Reaktionsebene heraus) – intensiv vor allem in symmetrischen Reaktionen untersuchte Effekte – studiert. Die mit dem Fluß verbundene Schlüsselfrage ist die Größe des Feuerballs in asymmetrischen Reaktionen, das Verhältnis zwischen Partizipanten und Spektatoren. Dies läßt sich an der Rapidität des effektiven Schwerpunktsystems der Reaktion ablesen. Bei dieser Rapidität verschwindet definitionsgemäß der Seitwärtsfluß. Die Lage dieses Punktes wurde für beide Reaktionskinematiken, für verschiedene Teilchen und verschiedene Zentralitäten untersucht. Es ergibt sich ein konsistentes Bild aus beiden Reaktionskinematiken, eine Zentralitätsabhängigkeit wird nicht beobachtet. Die Messung ist verträglich mit den (wenigen) bisher veröffentlichten Daten. Die effektive Schwerpunktrapidität liegt zwischen den beiden Grenzfällen (vollständiges Kern-Kern-System und Schwerpunktsystem der Nukleonen in der Überlappzone), es nehmen also alle Nukleonen in der Überlappzone an der Reaktion teil, und zusätzlich gibt es eine signifikante Wechselwirkung mit den Spektatoren.

Bei der Konfrontation der Seitwärtsflußdaten mit der Rechnung (IQMD) ist insbesondere der Kompressionsmodul der nuklearen Zustandsgleichung Gegenstand der Betrachtung. Die Unterschätzung der Fragmentproduktion in IQMD führt dazu, daß im Vergleich der Protonen die Daten eher für eine weiche Zustandsgleichung sprechen, hingegen bei Hinzunahme von Deuteronen und Tritonen die Daten eher mit einer harten Zustandsgleichung verträglich sind.

Für eine aussagekräftige Seitwärtsflußanalyse ist eine größere Ereigniszahl nötig, sowie eine Messung bei verschiedenen Einschußenergien. Damit könnte zum einen die Sensitivität im Modellvergleich erhöht werden, als auch weitere Untersuchungen hinsichtlich widersprüchlicher Schlußfolgerungen in der Literatur (verschiebt sich die effektive Schwerpunktrapidität mit kleiner werdender Energie [bea1992] hin zu einem effektiven Schwerpunktsystem der Partizipanten oder bleibt diese Größe konstant [cha1997] ?) durchgeführt werden.

Die Analyse des Squeeze-Out in asymmetrischen Kollisionen ist bisher in der

Literatur nicht beschrieben. In dieser Arbeit wurde erstmals gezeigt, daß es auch in asymmetrischen Systemen eine kollektive Teilchenemission senkrecht zur Reaktionsebene gibt. Hier ist der Vergleich mit dem symmetrischen System interessant, da sich die Spektatormaterie als Funktion des Azimuths anders zusammensetzt. Die Abhängigkeit der Teilchenemission vom Azimuthalwinkel relativ zur Reaktionsebene wurde untersucht, das Ergebnis ist konsistent mit den Untersuchungen des Seitwärtsflusses. In peripheren asymmetrischen Kollisionen ist die Spektatormaterie bei  $0^\circ$  am dünnsten, in symmetrischen bei  $\pm 90^\circ$ .

Ein quantitativer Vergleich des Squeeze-Out mit dem Transportmodell (abermals IQMD) zeigt, daß bei dieser Größe eine weiche Zustandsgleichung die Daten besser beschreibt als eine harte Zustandsgleichung, und zwar sowohl für die Protonen als auch für die Summe aus Protonen, Deuteronen und Tritonen.

Das Potential asymmetrischer Reaktionen, einen entscheidenden Beitrag zur Klärung offener Fragen der Schwerionenreaktionen bei SIS-Energien zu leisten, wurde in dieser Arbeit aufgezeigt. Die Analyse weiterer asymmetrischer Systeme, die derzeit als Rohdaten vorliegen, verspricht daher eine hinreichend genaue Beleuchtung der Fragen des Abstoppens und der nuklearen Zustandsgleichung, insbesondere mit besserer Systematik (Variation der Projektilenergie) und Statistik.



# Anhang A

## Das Transportmodell IQMD

Das in dieser Arbeit häufig verwendete Modell der Isospin-Quantenmolekulardynamik IQMD soll hier kurz in seinen wesentlichen Eigenschaften beschrieben werden. Eine detaillierte Beschreibung und relevante Information dazu ist in [har1989, har1992, har1998] zu finden.

- Mikroskopische Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung

QMD verwendet ein lokales Skyrme-Potential  $V_{skyrme}$ , ein Yukawa-Potential  $V_{yuk}$ , ein Coulomb-Potential ( $V_{coul}$ ), die impulsabhängige Wechselwirkung  $V_{mdi}$  und ein Pauli-Potential  $V_{pauli}$ :

$$V = V_{skyrme} + V_{yuk} + V_{coul} + V_{mdi} + V_{pauli} \quad (\text{A.1})$$

$$V_{skyrme} = t_1 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) + t_2 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_3) \quad (\text{A.2})$$

$$V_{yuk} = t_3 \frac{\exp(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|/a)}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \quad (\text{A.3})$$

$$V_{mdi} = t_4 \ln^2 \left( t_5 (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 + 1 \right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (\text{A.4})$$

$$V_{pauli} = v_p \left( \frac{\hbar}{p_0 q_0} \right)^3 \exp[-(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)^2 / 2q_0^2] \exp[-(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2 / 2p_0^2] \quad (\text{A.5})$$

Die Parameter haben ihre übliche Bedeutung, für Details siehe [har1989]. Die IQMD-Version berücksichtigt zusätzlich den Isospin der Teilchen (explizite Ladungen):

$$V_{coul} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \quad (\text{A.6})$$

sowie ein modifiziertes  $V_{skyrme}$  mit dem Vorzeichen der Isospinprojektion. Damit ist IQMD (im Gegensatz zu QMD) in der Lage, Fragmente ( $Z, A$ ) und Pionen darzustellen.

- Repräsentation der Nukleonen

Jedes Nukleon wird als ausgedehntes Teilchen im Orts- und Impulsraum betrachtet, seine Verteilungsfunktion entspricht Gaußschen Wellenpaketen:

$$f_i(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{1}{\pi\hbar^3} \exp \left[ -\frac{(\vec{r} - \vec{r}_i(t))^2}{2L^2} - (\vec{p} - \vec{p}_i(t))^2 \frac{2L^2}{\hbar^2} \right] \quad (\text{A.7})$$

- Propagation

Der Schwerpunkt jedes Gaußschen Wellenpakets wird gemäß der klassischen Bewegungsgleichungen mit relativistischer Kinematik propagiert.

- Streuung

Eine zufällige Streuung (in  $4\pi$ ) findet am Punkt der dichtesten Annäherung statt (wenn  $r < \sqrt{\sigma/\pi}$ ), entsprechend der gemessenen Winkelverteilung und Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der verschiedenen Prozesse. Aus der  $\Delta$ -Formation in inelastischen Streuprozessen wird die Pionenproduktion berechnet.

- Pauli-Verbot

Dem Pauli-Verbot in den Endzuständen der stochastischen Zwei-Körper-Kollisionen (die Phasenraumdichte darf nirgendwo größer als 1 werden) trägt IQMD mit der Tatsache Rechnung, daß Protonen und Neutronen unterschiedliche Teilchen sind und sich nicht gegenseitig im Phasenraum blockieren (Symmetriepotential in Gl. (A.5), die Dichteverteilungen von Protonen und Neutronen soll möglichst gut erhalten werden, die Bildung einzelner Protonen- oder Neutronencluster wird verhindert).

Die Größe der Wirkungsquerschnitte äußert sich in der Transparenz des Systems, ein reduzierter Querschnitt bedeutet weniger Stöße und damit einen geringeren Grad der Thermalisierung.

Der Einfluß der nuklearen Zustandsgleichung (EOS, lokales Potential) auf Rapiditätsverteilungen ist gering, ebenso der der impulsabhängigen Wechselwirkung [har1989], im Gegensatz dazu die Verwendung von mediummodifizierten

Wechselwirkungsquerschnitten, die im Gegensatz zu den freien Querschnitten die Transparenz des Systems deutlich erhöhen. Damit ist der Vergleich zwischen Rapiditätsverteilungen in Experiment und Theorie geeignet, die effektiven Querschnitte zu bestimmen. Diese Querschnitte sind stark korreliert mit der Amplitude des Seitwärtsflusses [har1989].

Der Seitwärtsfluß ist eine sensitive Größe betreffend die EOS, eine harte EOS liefert einen größeren Wert für den maximalen Seitwärtsfluß.

- Fragmentproduktion

Die Fragmentproduktion in QMD hängt stark von der Wechselwirkungslänge ab, und damit von der Breite  $L$  der gaußschen Wellenpakete (siehe Gl. (A.7)). Ein größerer Wert von  $L$  bedeutet eine größere Wechselwirkungslänge und damit eine geringere Zahl produzierter Fragmente, denn im Falle breiterer Wellenpakete sind die Teilchen in einem Fragment an mehr Nukleonen (innerhalb des Fragments) gebunden. Der Standardwert für  $L$  in IQMD ist  $8.66 \text{ fm}^2$ , eine bessere Übereinstimmung mit den Daten liefert  $L=4.33 \text{ fm}^2$  [har1998]; dabei ist jedoch zu beachten, daß der Radius, innerhalb dessen die Fragmentbildung stattfindet, angepaßt werden sollte ( $5 \text{ fm}$  für  $L=8.66 \text{ fm}^2$ , zu groß für  $L=4.33 \text{ fm}^2$  ( $\rightarrow 3 \text{ fm}$ )), was die Ausbeute an Fragmenten wieder verringert. Des weiteren ist die Teilchenproduktion (Pionen, Kaonen) bei höheren Energien (hier  $1.5 \text{ GeV/u}$ ) wichtig, auf die  $L$  ebenfalls einen Einfluß hat. Das Problem mit der Unterschätzung der Fragmentbildung wurde für symmetrische Systeme bei Energien kleiner gleich  $400 \text{ MeV/u}$  bereits in [rei1997] diskutiert, vgl. auch Abb. 6.1 oben.



# Literaturverzeichnis

- [abr1968] Abramowitz, M., und Stegun, I.A., Handbook of Mathematical Functions, New York 1968
- [ala1987] Alard, J.P., et al., The Diogène  $4\pi$  Detector at Saturne, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 621 (1987) 379–398
- [and2003] Andronic, A., et al., Directed flow in Au+Au, Xe+CsI, and Ni+Ni collisions and the nuclear equation of state, Physical Review C 67 (2003) 034907–034907-19
- [bac2001] Back, B.B., et al., Baryon Rapidity Loss in Relativistic Au+Au Collisions, Physical Review Letters 86 (2001) 1970–1973
- [bar1990] Barrette, J., et al., Energy Flow and Stopping in Relativistic Heavy-Ion Collisions at  $E_{\text{lab}}/A=14.6$  GeV, Physical Review Letters 64 (1990) 1219–1222
- [bar1997] Barth, R., et al., Subthreshold Production of Kaons and Antikaons in Nucleus-Nucleus Collisions at Equivalent Beam Energies, Physical Review Letters 78 (1997) 4007–4010
- [bas1994] Bass, S., et al., Probing  $\Delta$  resonance production in Au+Au collisions at 1 GeV/nucleon, Physics Letters B 335 (1994) 289
- [bas1997] Bastid, N., et al., Out-of-plane emission of nuclear matter in Au+Au collisions between 100 and 800 AMeV, Nuclear Physics A 622 (1997) 573–592
- [bas1999] Bastid, N., Étude des collisions d’ions lourdes aux énergies de SIS avec le détecteur FOPI, Habilitation à diriger des recherches, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, 1999

- [bau1975] Baumgardt, H.G., et al., Shock Waves and Mach Cones in Fast Nucleus-Nucleus Collisions, *Zeitschrift für Physik A* 273 (1975) 359–371
- [bea1992] Beavis, D., et al., Collective Motion in Ar+Pb collisions at beam energies between 400 and 1800 MeV/nucleon, *Physical Review C* 45 (1992) 299–307
- [bes1996] Best, D., Produktion positiv geladener Kaonen für Ni+Ni bei 1.45 und 1.93 AGeV, Dissertation, Universität Heidelberg, 1996
- [cha1997] Chance, J., et al., The Energy Dependence of Flow in Ni induced Collisions from 400A to 1970A MeV, *Physical Review Letters* 78 (1997) 2535–2538
- [cle1998] Cleymans, J. und Redlich, K., Unified Description of Freeze-Out Parameters in Relativistic Heavy Ion Collisions, *Physical Review Letters* 81 (1998) 5284–5286
- [cle1999] Cleymans, J. und Redlich, K., Chemical and thermal freeze-out parameters from 1A to 200A GeV, *Physical Review C* 60 (1999) 54908–54908-9
- [dan1985] Danielewicz, P., und Odyniec, G., Transverse momentum analysis of collective motion in relativistic nuclear collisions, *Physics Letters B* 157 (1985) 146–150
- [dan1998] Danielewicz, P., et al., Disappearance of Elliptic Flow: A New Probe for the Nuclear Equation of State, *Physical Review Letters* 81 (1998) 2438–2441 und nucl-th/9803047
- [dev2000] Devismes, A., K<sup>+</sup> production in heavy ion collisions at 1.5 AGeV, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2000
- [esk1989] Eskola, K.J., Quark and gluon production in high energy nucleus-nucleus collisions, *Nuclear Physics B* 323 (1989) 37–52
- [fop1997] FOPI Collaboration, FOPI-Upgrade 1998/2000, Letter of Intent, GSI 1997, unveröffentlicht
- [fra2003] Franczak, B., MIRKO Version 6.14-W, GSI 2003, unveröffentlicht
- [gea1994] CERN Program Library Long Writeup, GEANT - Detector Description and Simulation Tool, CERN Genf, 1994

- [gil1994] Gilkes, M.L., et al., Determination of Critical Exponents from the Multifragmentation of Gold Nuclei, *Physical Review Letters* 73 (1994) 1590–1593
- [gut1989] Gutbrod, H.H., Poskanzer, A.M. und Ritter, H.G., Plastic ball experiments, *Reports on Progress in Physics* 52 (1989) 1267–1328
- [gob1993] Gobbi, A., et al., A highly-segmented  $\Delta E$ -time-of-flight wall as forward detector of the  $4\pi$ -system for charged particles at the SIS/ESR accelerator, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 324 (1993) 156–176
- [har1989] Hartnack, C., et al., Quantum molecular dynamics - a microscopic model from UNILAC to CERN energies, *Nuclear Physics A* 495 (1989) 303c–320c
- [har1992] Hartnack, C., Beschreibung von Flußeffecten und Teilchenproduktion in relativistischen Schwerionenstößen, Dissertation, Universität Frankfurt/M., 1992
- [har1998] Hartnack, C., et al., Modelling the many-body dynamics of heavy ion collisions: Present status and future perspective, *European Physical Journal A* 1 (1998) 151–169
- [hon2002] Hong, B., et al., Proton and deuteron rapidity distributions and nuclear stopping in  $^{96}\text{Ru}(^{96}\text{Zr})+^{96}\text{Ru}(^{96}\text{Zr})$  collisions at 400A MeV, *Physical Review C* 66 (2002) 034901–034901-09
- [kli1990] Klimt, S., Lutz, M. und Weise, W., Chiral phase transition in the SU(3) Nambu and Jona-Lasinio model, *Physics Letters B* 249 (1990) 386–390
- [koc1997] Koch, V., Aspects of Chiral Symmetry, *International Journal of Modern Physics E* 6 (1997) 203–250
- [kre2002] Kreß, T., Elliptischer Fluß von Protonen und leichten Kernen in Au+Au-Reaktionen bei Strahlenergien zwischen 400 und 1490 A MeV, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2002
- [lau1998] Lauret, J., et al., Dynamics of radial collective energy in near central collisions for 1A GeV Au+C, *Physical Review C* 57 (1998) R1051–R1055

- [lau1999] Laue, F., Sturm, C., et al., Medium Effects in Kaon and Antikaon Production in Nuclear Collisions at Subthreshold Beam Energies, *Physical Review Letters* 82 (1999) 1640–1643
- [lut1992] Lutz, M., Klimt, S. und Weise, W., Meson properties at finite temperature and baryon density, *Nuclear Physics A* 542 (1992) 521–558
- [lut2000] Lutz, M., Friman, B. und Appel, Ch., Saturation from nuclear pion dynamics, *Physics Letters B* 474 (2000) 7–14
- [met1999] Metag, V., Heavy-Ion Reactions at the GSI Darmstadt, *Progress in Particle and Nuclear Physics* 42 (1999) 75–90
- [mis] Miskowiec, D. und Elgeti, J., Web interface for a nuclear overlap calculation code,  
<http://www-aix.gsi.de/~misko/overlap/interface.html>
- [moh1996] Mohren, S., Ein FOPI-Experiment:  $^{40}\text{Ar}$  auf  $^{40}\text{Ca}$  bei einer Strahlenergie von 400 MeV/Nukleon, Dissertation Universität Heidelberg, 1996
- [mos1995] Mosel, U., Hadrons and Nuclei far Away from Equilibrium, *Nuclear Physics A* 583 (1995) 29–50
- [oll1997] Ollitrault, J.-Y., Reconstructing azimuthal distributions in nucleus-nucleus collisions, *nucl-ex/9711003 v2*, 1997
- [oll1998] Ollitrault, J.-Y., Flow systematics from SIS to SPS energies, *Nuclear Physics A* 638 (1998) 195c–206c
- [oes2002] Oeschler, H., Survey of experimental data, *Journal of Physics G* 28 (2002) 1787–1800
- [pbm1995] Braun-Munzinger, P., et al., Thermal equilibration and expansion in nucleus-nucleus collisions at the AGS, *Physics Letters B* 344 (1995) 43–48
- [pbm1996] Braun-Munzinger, P., et al., Thermal and hadrochemical equilibration in nucleus-nucleus collisions at the SPS, *Physics Letters B* 365 (1996) 1–6
- [pbm2001] Braun-Munzinger, P., Chemical equilibration and the hadron-QGP phase transition, *Nuclear Physics A* 681 (2001) 119c–123c

- [pbm2002] Braun-Munzinger, P., und Stachel, J., Particle ratios, equilibration and the QCD phase boundary, *Journal of Physics G* 28 (2002) 1971–1976
- [pdg2000] Particle Data Group, Review of Particle Physics, *The European Physical Journal C* 15 (2000) 1–878
- [pin1995] Pinkenburg, C., Flußeﬀekte geladener Pionen im System Au+Au bei  $E_p=1$  AGeV, Dissertation, Universität Heidelberg, 1995
- [ram2000] Rami, F., et al., Isospin Tracing: A Probe of Nonequilibrium in Central Heavy-Ion Collisions, *Physical Review Letters* 84 (2000) 1120–1123
- [rap2000] Rapp, R., und Wambach, J., Chiral Symmetry Restoration and Dileptons in Relativistic Heavy-Ion Collisions, *Advances in Nuclear Physics* 25 (2000) 1
- [rei1997] Reisdorf, W., et al., Central Collisions of Au on Au at 150, 250 and 400 A·MeV, *Nuclear Physics A* 612 (1997) 493–556
- [san1983] Sandoval, A., et al., Streamer Chamber Experiments, *Nuclear Physics A* 400 (1983) 365c–381c
- [sie1979] Siemens, P.J., und Rasmussen, J.O., Evidence for a Blast Wave from Compressed Nuclear Matter, *Physical Review Letters* 42 (1979) 880–883
- [stö1986] Stöcker, H., und Greiner, W., High energy heavy ion collisions - probing the equation of state of highly excited hadronic matter, *Physics Reports* 137 (1986) 277–392
- [wie1993] Wiedermann, H., *Particle Accelerator Physics*, Springer-Verlag Berlin/Heidelberg, 1993



# Danksagung

Nach all den wichtigen Ausführungen in den Kapiteln der Arbeit, bleibt zum Schluß noch ein besonders wichtiges: die Danksagung. Sie ist wohl eines der schwierigsten Kapitel einer solchen Arbeit; schreibt man zu wenig, heißt es „Da hätt’ er sich nun ein bißchen mehr Mühe geben können.“, schreibt man zuviel: „Meine Güte, muß man denn so übertreiben“. Nun, ich tue mein Bestes, damit am Ende beide Aussagen zutreffen :-)

Zunächst geht mein Dank an Peter Braun-Munzinger für die freundliche Aufnahme in die Abteilung Kernphysik I der GSI und die Möglichkeit, diese Arbeit dort durchzuführen.

Ansprechpartnerin für quasi alle alltäglichen Wehwehchen mit der FOPI-Physik im allgemeinen und der Software im Besonderen war (und ist) meine Zimmergenossin Yvonne Leifels, ein ganz spezieller Dank dafür.

Einen erheblichen Beitrag zur Entstehung dieser Arbeit leisteten auch der Sprecher der FOPI-Kollaboration, Norbert Herrmann, ihr technischer Koordinator, Klaus D. Hildenbrand, und ihr „gutes Gewissen“, Willibrord Reisdorf. Außerdem sind konstruktive Diskussionen mit den Herren Anton Andronic und Andreas Schüttauf zu erwähnen, sowie der Rest der GSI-Gruppe von FOPI, Piotr Koczon, Young-Jin Kim, Zbigniew Tyminski, Marek Kirejczyk, Victor Simion, sowie diejenigen, die inzwischen die GSI verlassen haben, Christian Finck, Ralf A. Kutsche, Anne Devismes, Tarek Kreß, Adriano Gobbi, Dieter Schüll, immer gern gesehene Gäste wie Markus Merschmeyer, Marc Stockmeier, Dietrich Pelte, Philippe Crochet, Nicole Bastid, Pascal Dupieux, Xavier Lopez, Mihai Petrovici, Gabi Stoicea, Jozsef Kecskemeti, Soltan Zeres, Milorad Korolija, Zoran Basrak, Roman Čaplar, Brunon Sikora, Krzysztof Wiśniewski, Krystyna Siwek-Wilczyńska, Byungsik Hong, Fouad Rami, Roland Kotte, Alxeander Zhilin, Igor Yushmanov, unsere Techniker Gert Augustinski und Michael Marquardt, und da mir jetzt niemand mehr einfällt: u.v.a.

Eine gesonderte Erwähnung verdienen Aloisia Busch und Gertraude Eisold, deren Türen die Aufschrift „Sekretariat“ tragen. Dann gibt’s noch den Rest der KP I, von A wie Ana Marín bis Z wie Zhigang Xiao. Und natürlich die

KP III – da jemand, der Schwerionenphysik betreibt, auch einen Ausgleich benötigt, macht man am besten noch ein bißchen Hadronenphysik, und die ist in jener Abteilung angesiedelt, ich nenne hier Uli Lynen, Carsten Schwarz, Herbert Orth, Andrei Sokolov, Jost Lühning, die Dame von der Insel, sowie Walter Müller, Wolfgang Trautmann, Arnaud Lefèvre, et al. Ihnen gilt mein Dank genauso wie all den vielen, vielen anderen GSIlern, mit denen ich im Verlauf der letzten Jahre zu tun hatte (wie z.B. Benno Franczak – ich bleibe dabei, die Dokumentation zu MIRKO ist mit das Unterhaltsamste, was ich an Software-Dokumentation gelesen habe) . . .

Dann bleibt zu hoffen, daß niemand vergessen wurde, sollte das doch der Fall sein, mea culpa, aber ich bitte zu beachten, daß ich auch bald 30 werde.

Ein Extra-Dankeschön zum Schluß geht an meine Eltern für ihre Unterstützung.

# Lebenslauf

**Name:** Olaf Nils Hartmann

**Geburtsdatum:** 23.11.1973

**Geburtsort:** Bad Nauheim

**Familienstand:** ledig

**Eltern:** Günther Hartmann und Monika Hartmann, geb. Weiffenbach

**1980–1984** Stadtschule an der Wilhelmskirche (Grundschule), Bad Nauheim

**1984–1993** Ernst-Ludwig-Schule (Gymnasium), Bad Nauheim

**1993–1994** Grundwehrdienst bei der Bundesluftwaffe

**1994–1999** Studium der Physik an der Justus-Liebig-Universität Gießen

**1999** Diplom-Physiker

**1999–** Wissenschaftliche Hilfskraft an der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt