

Elliptischer Fluß von Protonen und leichten Kernen in
Au+Au-Reaktionen bei Strahlenergien zwischen 400 und
1490 AMeV

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

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

genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Tarek Kreß
aus Aschaffenburg

Darmstadt 2002
D17

Referent: Prof. Dr. P. Braun-Munzinger
Korreferent: Prof. Dr. W. Nörenberg

Tag der Einreichung: 13. Februar 2002
Tag der Prüfung: 23. Mai 2002

Zusammenfassung

Schwerionenkollisionen erzeugen komprimierte heiße Kernmaterie im Labor, was eine detaillierte Untersuchung von Kernmaterie unter extremen Bedingungen erlaubt. Die Eigenschaften von Kernmaterie sind dabei nicht nur für das Verständnis der Kerne selbst, sondern auch für das Verständnis von Neutronensternen und Supernovaexplosionen relevant. Aus den bei der Reaktion emittierten Teilchen und Photonen lassen sich Rückschlüsse auf die in der Reaktion erreichten Bedingungen ziehen. In Reaktionen im Mittel- und Hochenergiebereich (Strahlenergie mehr als 100 AMeV) werden kollektive Flußeffekte sowie die Produktion von Teilchen beobachtet. Modellrechnungen mit theoretischen Modellen zeigen einen Zusammenhang zwischen dem Kompressionsanteil der Kernzustandsgleichung (Equation of State, EoS) und diesen Observablen. In der vorliegenden Arbeit wurde der elliptische Fluß von Protonen und leichten Kernen aus Au+Au-Reaktionen bei Strahlenergien zwischen 400 und 1490 AMeV untersucht. Bei diesen Energien beschreibt der elliptische Fluß eine bevorzugte Emission von Teilchen senkrecht zur Reaktionsebene. Die Daten wurden mit dem FOPI-Detektor der GSI aufgezeichnet, der eine Teilchenidentifikation für geladene Teilchen bis $z=2$ ermöglicht und fast den gesamten Raumwinkel (4π) abdeckt. Dies erlaubt eine Rekonstruktion des gesamten Ereignisses. Die Arbeit enthält eine Beschreibung des Aufbaus, seiner Kalibration sowie der Auswertung der Daten, wobei die zur Bestimmung des elliptischen Flusses notwendigen Methoden und Korrekturverfahren im Detail beschrieben werden. Außerdem werden die experimentellen Daten mit Rechnungen aus verschiedenen Transportmodellen verglichen. Um die beobachtete Größe des elliptischen Flusses wiedergeben zu können, benötigen die Modellrechnungen ein mittleres Feld der Nukleonen mit impulsabhängiger Wechselwirkung. Dies ergibt sich ebenfalls aus der beobachteten Abhängigkeit von der Zentralität der Reaktion. Ein Vergleich des elliptischen Flusses der Protonen mit den Modellrechnungen deutet auf eine kleine (210 MeV, weiche Zustandsgleichung) bis mittlere (300 MeV) Inkompressibilität hin. Dennoch kann der grössere elliptische Fluß, der sich bei der Hinzunahme der leichten Kerne ergibt, von den derzeitigen Modellrechnungen, welche den Fluß der Protonen richtig beschreiben nicht reproduziert werden.

Abstract

Heavy ion collisions create highly compressed hot nuclear matter in the laboratory allowing a detailed study of nuclear matter under extreme conditions. The properties of nuclear matter are not only of interest for the understanding of nuclei but have also implications on the understanding of neutron-stars and supernova explosions. The particles and photons emitted in the collision reveal information on the conditions reached. In medium and high-energy collisions (beam energy greater than 100 AMeV) collective flow effects and the production of particles are observed. Calculations with theoretical models relate both observables to the compression part of the nuclear equation of state (EoS). For this thesis the elliptic flow of protons and light nuclei in Au+Au-collisions with beam energies between 400 and 1490 AMeV is analyzed. In this energetic regime the elliptic flow describes a preferred emission of particles perpendicular to the reactionplane. The analyzed data were recorded with the FOPI-detector of the GSI. This setup has the capability of particle identification up to $z=2$ and covers nearly the full solid angle (4π) for charged particles allowing the reconstruction of the full event. The thesis contains a description of the setup, its calibration and the analysis. The methods and corrections needed for the extraction of the elliptic flow are discussed in detail. The experimental data are compared to calculations with different transport models. To describe the magnitude of the measured elliptic flow a nuclear mean field with momentum dependence is needed. This is also confirmed by the observed dependence on the centrality of the reaction. The comparison of the elliptic flow of the protons favours a small (210 MeV, soft EoS) to medium (300 MeV) incompressibility constant. However, the enhanced flow that is observed taking into account the emitted light nuclei is not reproduced by the present models if the EoS that reproduces the proton flow is used.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	8
1.1	Der Mittelenergiebereich	8
1.2	Der Hochenergiebereich	8
1.3	Die Kernzustandsgleichung	9
1.4	Die Inkompressibilität bei Grundzustandsdichte	9
1.5	Messung bei höherer Dichte	10
1.6	Observablen für die erreichte Dichte	11
1.6.1	Produktion von Pionen	11
1.6.2	Produktion von Kaonen	12
1.6.3	Kollektive Effekte	12
1.7	Modelle und Parameter	15
1.8	Aufbau der Arbeit	16
2	Der FOPI-Detektor	17
2.1	Der Aufbau des Detektors	17
2.2	Der Magnet	19
2.3	Der Startzähler	19
2.4	Die äußere Plastikwand	19
2.4.1	Ladungsmessung mit der Plastikwand	21
2.5	Nullgradzähler und Rosace	22
2.6	Die CDC	23
2.7	Das Flugzeitbarrel	24
2.7.1	Der Zeitnullpunkt im Experiment A183	25
2.8	Das Helitron	26
2.9	Datenaufnahmesystem und Trigger	28
2.9.1	Das Datenaufnahmesystem	28
2.9.2	Trigger und Wirkungsquerschnitt	28
2.9.3	Das Experiment A183	29
2.9.4	Der Reaktionswirkungsquerschnitt	30

3	Analyse	33
3.1	Die Driftkammern	33
3.1.1	Teilchenidentifizierung mit der CDC	42
3.1.2	Teilchenidentifizierung mit dem Helitron	45
3.2	Ereignisauswahl und Klassifizierung	48
3.2.1	Die Vertexkoordinate	49
3.2.2	Zentralitätsobservablen	51
3.3	Akzeptanz und Effizienz	55
3.3.1	Effizienz des Detektors in Simulation und Experiment	57
3.3.2	Die Zahl der im Ereignis nachgewiesenen Teilchen	72
3.4	Flußobservablen und Reaktionsebene	77
3.4.1	Bestimmung der Reaktionsebene aus den experimentellen Daten	81
3.4.2	Bestimmung der Reaktionsebene mit dem FOPI-Detektor	82
3.4.3	Reaktionsebenenauflösung und Korrektur	84
3.5	Flußmessung mit dem FOPI-Detektor	90
3.5.1	„Künstlicher“ Seitwärtsfluß	90
3.5.2	Rekonstruktion des integralen elliptischen Flusses bei Schwerpunkts- rapidität	98
3.5.3	Bestimmung des elliptischen Flusses im Eigensystem des Flußellipsoids	110
4	Experimentelle Ergebnisse	114
4.1	Die Massenabhängigkeit	114
4.1.1	Die Massenabhängigkeit des differentiellen elliptischen Flusses	114
4.1.2	Die Massenabhängigkeit des integralen elliptischen Flusses	115
4.2	Die Zentralitätsabhängigkeit des elliptischen Flusses	117
4.2.1	Die Zentralitätsabhängigkeit des differentiellen elliptischen Flusses	117
4.2.2	Die Zentralitätsabhängigkeit des integralen elliptischen Flusses	120
4.3	Die Energieabhängigkeit	124
4.3.1	Die Energieabhängigkeit des elliptischen Flusses	124
5	Vergleich mit veröffentlichten Daten	127
5.1	Die Massenabhängigkeit des differentiellen elliptischen Flusses	127
5.2	Die Zentralitätsabhängigkeit des differentiellen elliptischen Flusses	127
5.3	Die Energieabhängigkeit des elliptischen Flusses	130

6	Vergleich zu Modellrechnungen	133
6.1	Modelle	133
6.1.1	Die Einteilchenmodelle	134
6.1.2	Die Vielteilchenmodelle	135
6.2	Untersuchung mit dem IQMD-Modell	137
6.2.1	Leichte Kerne im IQMD-Modell	137
6.2.2	Multiplizität und Stoßparameter	138
6.2.3	Elliptischer Fluß und Clusterisierung	139
6.2.4	Zentralität und impulsabhängige Wechselwirkung	140
6.2.5	Der Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt	144
6.2.6	Der differentielle elliptische Fluß	145
6.2.7	Die Energieabhängigkeit des elliptischen Flusses	152
6.2.8	Die Rapiditätsabhängigkeit des elliptischen Flusses	154
6.3	Vergleich mit BUU-Modellrechnungen	158
6.3.1	Modellrechnungen mit dem Münchner BUU-Modell	158
6.3.2	Vergleich mit dem Gießener BUU-Modell	159
7	Zusammenfassung und Ausblick	161
7.1	Experimentelle Ergebnisse	161
7.2	Interpretation mit Modellrechnungen	163
7.3	Ausblick	165
A	Bemaßte Schnittzeichnung des FOPI-Detektors	166
B	Transversalimpulsverteilung in Experiment und Modellrechnung	168
C	Symmetrie des elliptischen Flusses	172

Kapitel 1

Einleitung

Schwerionenkollisionen erlauben die Erzeugung hoher Dichten und Temperaturen im Labor. Damit lassen sich für kurze Zeiten Bedingungen erzeugen, wie sie in Neutronensternen und bei Supernovaexplosionen vorkommen.

Das Verhalten von Kernmaterie unter hohem Druck hat Auswirkungen auf die Stabilität und die Zusammensetzung von Neutronensternen sowie den Verlauf von Typ-II-Supernovaexplosionen, welche zur Bildung von Elementen, schwerer als Eisen, beitragen.

1.1 Der Mittelenergiebereich

Während zuvor nur die kosmische Höhenstrahlung mit sehr geringer Intensität, entsprechend energiereiche Teilchen liefern konnte, erlaubten die vor etwa 30 Jahren in Berkeley (BEVALAC) und Dubna (Synchrophasotron) in Betrieb genommenen Beschleuniger systematische Experimente mit relativistischen Schwerionen mit Energien von wenigen GeV pro Nukleon. Die Energie der Kerne übertrifft dabei die Coulomb-Energie, sodaß sich die Kerne im Stoß durchdringen können. Da die Geschwindigkeit des Projektilkerns die (erste) Schallgeschwindigkeit in Kernmaterie übertrifft, erwartet man die Ausbildung einer Schockwelle, welche nach hydrodynamischen Rechnungen von [Sch74] als Möglichkeit zur Erzeugung hoher Dichten angesehen wird. Auch mit anderen Rechnungen [Fri98] oder [Hom99] erwartet man, daß bei diesen Strahlenergien bei der Kernreaktion etwa das doppelte bis dreifache der normalen Grundzustandsdichte $\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$ erreicht wird. Nach [Fri98] wird die Dichte über einen Zeitraum von etwa $10 \text{ fm}/c$ gehalten. Höhere Strahlenergien führen zu noch höheren Dichten. So wird für 50 AGeV das Erreichen der 10-fachen Grundzustandsdichte vorhergesagt. Mit der Strahlenergie nimmt jedoch auch die Reaktionszeit und damit die Verweilzeit des Systems in der Hochdichtephase ab.

1.2 Der Hochenergiebereich

Bei sehr hohem Druck, möglicherweise schon bei etwa der fünffachen normalen Kerndichte ρ_0 , oder (dichteabhängigen) Temperaturen von mehr als 200 MeV erwartet man die Frei-

setzung der Quarks, der Konstituenten der Nukleonen, in Form des Quark-Gluon-Plasmas (QGP). Im Rahmen der Urknall-Theorie soll das Universum in einer frühen Phase einen solchen Zustand durchlaufen haben. Die Erzeugung sowie die Untersuchung des Ausfrierens des Plasmazustandes war und ist daher Objekt intensiven Studiums an den Hochenergiebeschleunigern für Schwerionen AGS, SPS, RHIC und LHC¹. Außerdem besteht die Möglichkeit, daß schon in Neutronensternen Dichten erreicht werden, bei denen die Kernmaterie in das QGP übergeht.

1.3 Die Kernzustandsgleichung

Zur Beschreibung der Kernmaterie werden Begriffe aus der Thermodynamik verwendet. Die Beziehung zwischen Energiedichte $\epsilon=E/A$ und Materiedichte ρ wird häufig als Zustandsgleichung (Equation of State, EoS) bezeichnet.

$$\epsilon(\rho, T) = \epsilon_T(\rho, T) + \epsilon_c(\rho)$$

Dabei wird die Energiedichte in einen thermischen Anteil $\epsilon_T(\rho, T)$ und einen Kompressionsanteil $\epsilon_c(\rho)$ aufgeteilt [Bau75, Sch93]. Für den Kompressionsanteil kann dabei ein quadratischer Ansatz verwendet werden.

$$\epsilon_c(\rho) = \frac{\kappa}{18\rho_0}(\rho - \rho_0)^2 + w_0$$

Exakt bekannte Parameter der Zustandsgleichung sind nur die Grundzustandsdichte ρ_0 , sowie die Sättigungsenergie $w_0 = -16$ MeV bei Grundzustandsdichte und $T = 0$. Der Parameter κ beschreibt die Inkompressibilität der Kernmaterie bei Grundzustandsdichte und wird daher Kompressionsmodul [Bla76] oder Inkompressibilität, häufig auch Kompressibilität genannt.

$$\kappa = 9\rho^2 \left. \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \rho^2} \right|_{\rho=\rho_0}$$

Eine Zustandsgleichung mit einer Inkompressibilität κ von etwa 210 MeV wird als „weich“, eine Zustandsgleichung mit einer Inkompressibilität von 380 MeV als „hart“ bezeichnet.

1.4 Die Inkompressibilität bei Grundzustandsdichte

Eine Möglichkeit zur Messung von κ stellt die Untersuchung der Monopol-Riesenresonanz, einer kollektiven Kernanregung dar [Bla76]. Hierbei wurden Inkompressibilitäten um 210 MeV [Bla76, You77], 320 ± 25 MeV [Sha88], zwischen 200 und 350 MeV [Shl93] sowie 231 ± 5 MeV [You99, You01] bestimmt. Die Riesenresonanz kann jedoch nur Auskunft über die Inkompressibilität der Kernmaterie nahe der Grundzustandsdichte liefern.

¹Die Beschleuniger AGS (Alternating Gradient Synchrotron) und RHIC (Relativistic Heavy-Ion Collider) befinden sich am Brookhaven National Lab in New York. Das SPS (Super Proton Synchrotron) befindet sich am CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire), wo auch der zukünftige Beschleuniger LHC (Large Hadron Collider) gebaut wird.

1.5 Messung bei höherer Dichte

Mit Schwerionenreaktionen hofft man einen für die oben genannten astrophysikalischen Phänomene relevanteren Wert der Inkompressibilität bei höherer Kerndichte bestimmen zu können.

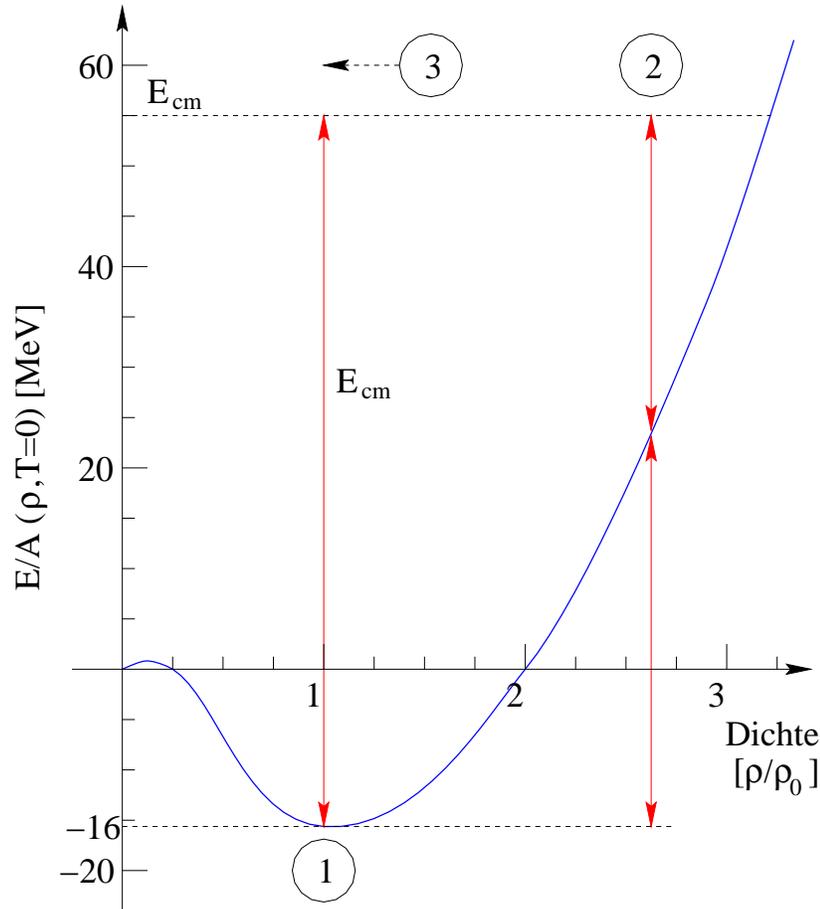


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Zustandsgleichung (Dichtebahängigkeit der inneren Energie pro Nukleon $E/A(\rho, T = 0)$). Bei normaler Kerndichte ρ_0 ergibt sich die Grundzustandsenergie von $-16 A \text{ MeV}$ für unendlich ausgedehnte Kernmaterie. Die Punkte markieren den Reaktionsverlauf im Kernstoß mit dem Grundzustand (1), dem Punkt höchster Dichte (2) sowie der nachfolgenden Expansion (3). E/A enthält hier auch den Beitrag der Fermi-Energie bei ($T = 0$).

Abbildung 1.1 zeigt schematisch die Zustandsgleichung für Kernmaterie. In die Abbildung sind die im Schwerionenstoß durchlaufenen Punkte Grundzustand (1), höchste erreichte Dichte (2) und Expansion (3) eingezeichnet.

Während man die höchsten Dichten in zentralen Reaktionen erwartet, laufen die meisten Reaktionen mit größerem Stoßparameter ab. Diese peripheren Reaktionen können näherungsweise mit dem Partizipant-Spektator-Modell verstanden werden. Dabei bildet sich nur in der Überlappzone der Kerne eine heiße, dichte Reaktionszone aus. Die nicht im Überlappbereich liegenden Nukleonen verlassen als Spektatoren die Reaktionszone nahezu ungestört.

Eine Veranschaulichung einer peripheren Kernreaktion ist in Abbildung 1.2 gezeigt.

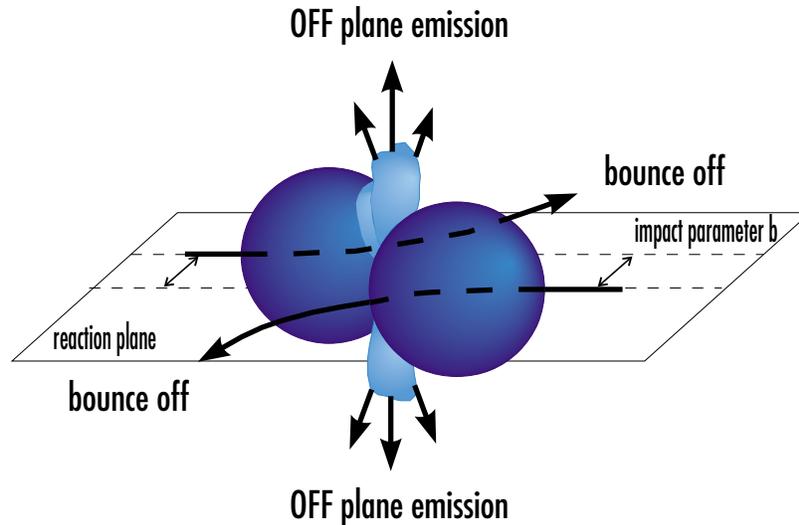


Abbildung 1.2: *Illustration einer peripheren Kernreaktion [Stö86]. Der Stoßparameter b definiert mit der Strahlrichtung die Reaktionsebene. Außerdem ist die Ablenkung der Kernmaterie in der Reaktionsebene (bounce off), sowie senkrecht zur Reaktionsebene (OFF plane emission) eingezeichnet.*

1.6 Observablen für die erreichte Dichte

Wie Modellrechnungen mit unterschiedlichen theoretischen Modellen zeigen, wirkt sich die Inkompressibilität der Kernmaterie auf verschiedene Observablen aus. Als direkte Observablen für Kompression und Expansion werden die im Kernstoß beobachteten kollektiven Effekte angesehen. Eine eher indirekte Messung ist über die Teilchenproduktion möglich.

1.6.1 Produktion von Pionen

So wurde schon die Produktion der leichtesten Mesonen, der Pionen (π) [Sto82, Har85], oder der leichtesten Mesonen mit seltsamem Quark, der Kaonen (K) [Aic85, Li95] für Aussagen über die Inkompressibilität verwendet. Modellrechnungen [Har92] zeigten jedoch, daß

Pionen aufgrund ihres großen Wirkungsquerschnitts nur von der Oberfläche der Reaktionszone stammen. Pionen aus dem dichten Innern der Reaktionszone werden dabei mehrfach absorbiert und reemittiert, bevor sie an die Oberfläche gelangen. Die Pionen liefern daher Informationen über die Niedrigdichtephase gegen Ende der Reaktion, jedoch nur wenig Information über die Hochdichtephase.

1.6.2 Produktion von Kaonen

Die Produktion von K^+ -Mesonen unterhalb der Produktionsschwelle², also durch Mehrstufenprozesse, reagiert nach Modellrechnungen sehr stark auf die in der Reaktion erreichte Dichte und damit auf die Inkompressibilität der Kernmaterie. Für die Extreme einer „weichen“ und einer „harten“ Zustandsgleichung kann sich nach [Li95] die Zahl der produzierten K^+ um bis zu einem Faktor von 4 unterscheiden. Außerdem besitzen die Kaonen durch ihr seltsames Quark nur einen geringen Absorptionsquerschnitt und können daher, im Gegensatz zu den Pionen die Reaktionszone relativ ungestört verlassen. Neueste Untersuchungen der Kaonenproduktion in Goldreaktionen im Energiebereich zwischen 0,8 und 1,5 AGeV mit dem **Kaonenspektrometer** KaoS am **Schwerionensynchrotron** SIS der **Gesellschaft für Schwerionenforschung** (GSI) in Darmstadt sind in [Stu01, Stu01a] beschrieben, wobei die Daten auf eine „weiche“ Zustandsgleichung hindeuten. Die Kaonen stellen jedoch besonders bei den niedrigen Strahlenergien, bei denen die Methode am empfindlichsten ist, sehr seltene Teilchen dar³. Die Modellbeschreibung der Kaonenproduktion hängt stark von den verwendeten Produktionskanälen und den entsprechenden Produktionswirkungsquerschnitten ab. Auch ist die Kaonenproduktion bei SIS-Energien noch nicht vollständig im Rahmen von Modellrechnungen verstanden [Dev01].

1.6.3 Kollektive Effekte

Das Auftreten kollektiver Effekte wurden in Modellrechnungen [Sch74] vorhergesagt und zum ersten Mal in Experimenten [Gus84] nachgewiesen. Sie lassen sich in den radialen Fluß [Sie79, Lis95], der eine radiale Expansion der Reaktionszone beschreibt sowie in mit der Reaktionsebene verbundene Effekte unterteilen. Die Reaktionsebene ist dabei ein durch Strahlrichtung und Stoßparameter ereignisweise gegebenes, ausgezeichnetes Bezugssystem. Für Aussagen über die Zustandsgleichung werden vor allem der gerichtete Seitwärtsfluß [Dan85], sowie der elliptische Fluß [Stö82] der Nukleonen verwendet. Beide Effekte zeigen sich als charakteristische Muster in der im Bezug zur Reaktionsebene bestimmten azimuthalen Verteilung. Seitwärtsfluß und elliptischer Fluß lassen sich dabei mit der ersten und zweiten Fourierkomponente der azimuthalen Winkelverteilung identifizieren. In Modellrechnungen [Vol96] mit hydrodynamischen Modellen wurde auch die Existenz weiterer, höherer Fourierkomponenten vorhergesagt.

²Die Produktionsschwelle ist die Energie, bei der im Nukleon-Nukleon-Stoß gerade noch ein Teilchen produziert werden kann. Für die Reaktion $NN \rightarrow NA K^+$ liegt die Produktionsschwelle bei einer Projektilenergie von 1,58 AMeV.

³Bei den an der GSI verfügbaren Strahlenergien liegt die auf alle Teilchen bezogene relative Häufigkeit für K^+ bei 10^{-4} [Her96].

Der radiale Fluß zeigt sich im Energiespektrum der in der Reaktion emittierten Teilchen. Die Expansionsgeschwindigkeit kann dabei aus der Energieverteilung oder bei Verwendung verschieden schwerer Teilchen auch aus der massenabhängigen Komponente der Teilchenenergie bestimmt werden. Die beobachtete Expansionsgeschwindigkeit steigt dabei im Energiebereich zwischen 100 AMeV und 10 AGeV mit der Strahlenergie an [Her96, Her99]. In zentralen Reaktionen wird bei einer Strahlenergie von 100 AMeV eine Expansionsgeschwindigkeit von etwa $0,2c$, bei 10 AGeV eine Expansionsgeschwindigkeit von etwa $0,4c$ gemessen.

Die Flußobservablen sind jedoch nicht voneinander unabhängig. So wurde eine Abhängigkeit der Expansionsgeschwindigkeit von der Emissionsrichtung der Teilchen im Bezug zur Reaktionsebene gefunden [Wan96].

Für die Observablen Seitwärtsfluß und elliptischer Fluß ist die Abhängigkeit von der Strahlenergie in Abbildung 1.3 skizziert.

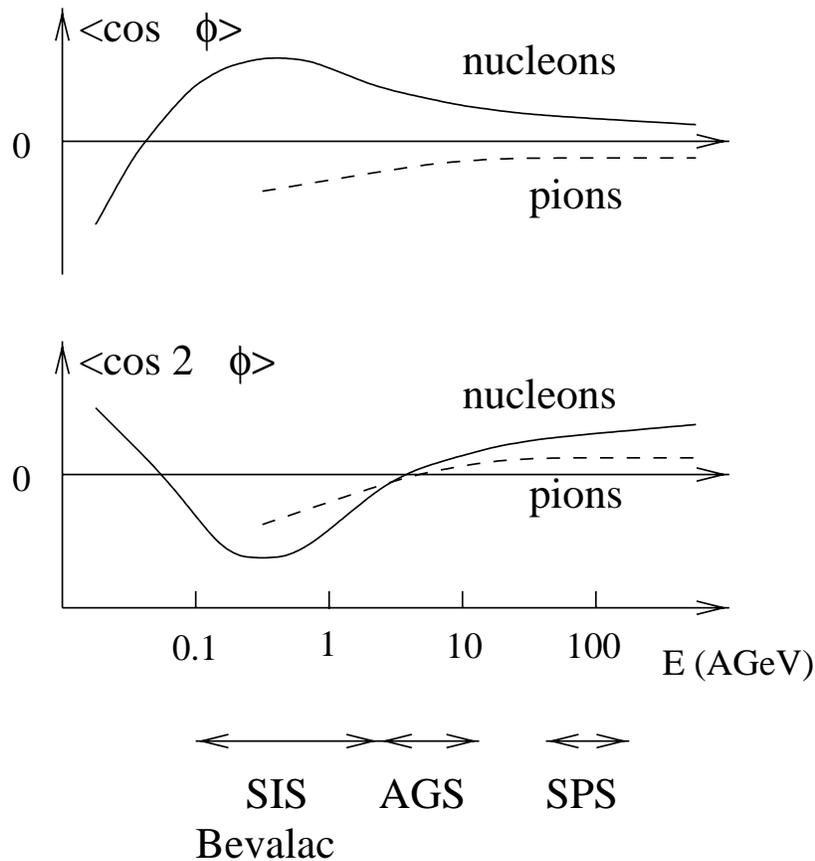


Abbildung 1.3: *Energieabhängigkeit von Seitwärtsfluß und elliptischem Fluß aus [Oll97].*

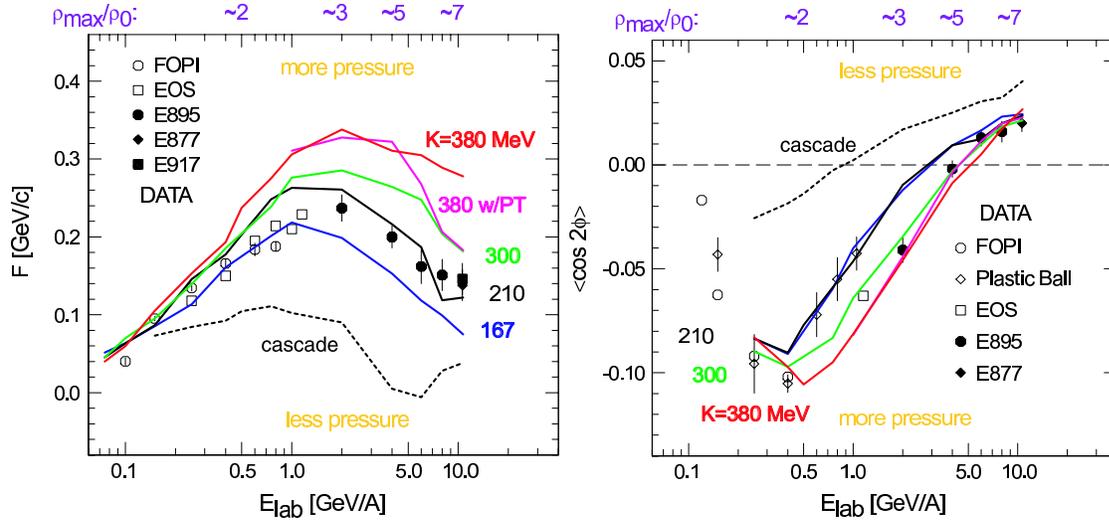


Abbildung 1.4: Interpretation von Seitwärtsfluß (links) und elliptischem Fluß (rechts) mit Modellrechnungen aus [Dan02].

Der Seitwärtsfluß der Nukleonen verschwindet bei der sogenannten Balance-Energie E_{bal} . Diese liegt bei Strahlenergien zwischen etwa 40 und 150 A MeV und hängt von der Systemgröße ab [Wes93]. Für Goldreaktion wurden Werte für E_{bal} von 40 A MeV [Mag00a] oder 60 A MeV [Cro97, And01] bestimmt. Der Seitwärtsfluß steigt dann mit der Strahlenergie und nimmt bei etwa 400 A MeV sein Maximum an. Bei noch höherer Strahlenergie nimmt der Seitwärtsfluß wieder ab [Her99]. Bei 10 A GeV ist der Seitwärtsfluß auf ein Drittel des Maximalwertes abgefallen. Der Vorzeichenwechsel bei der Balance-Energie auf die Zunahme des abstoßenden Potentials mit der Strahlenergie erklärt werden kann, gilt die einsetzende Teilchenproduktion als einer der Gründe für die Abnahme des Seitwärtsflusses oberhalb von 400 A MeV. Zunehmende Transparenz und damit geringeres Abstoppen der Kerne kann ebenfalls zu einer Abnahme des Seitwärtsflusses führen. Der Seitwärtsfluß wird zu Aussagen über die Inkompressibilität der Kernmaterie verwendet. Modellrechnungen, welche die existierenden Daten beschreiben, benötigen Parametrisierungen für die Inkompressibilität κ Werte von 210 MeV oder darunter [Dan02]. Dies ist im linken Bild von Abbildung 1.4 zu sehen. Die Balance-Energie hängt nach [Wes93, Ogi90] vom Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt in Materie, jedoch nur wenig von der Inkompressibilität der Kernmaterie ab [Wes93, Ogi90]. Die Pionen kommen, aufgrund von Absorption und Steuerung, bevorzugt da vor, wo es im Reaktionsverlauf wenige Nukleonen gibt. Dies zeigt sich im Vorzeichen des Fourierkoeffizienten und wird entsprechend dem Seitwärtsfluß der Nukleonen als Antifluß bezeichnet.

Der elliptische Fluß wechselt bei der Transition-Energie von etwa 100 A MeV [And01] sowie bei 4 A GeV [Pin99] sein Vorzeichen. Im Bereich dazwischen haben die v_2 -Koeffizienten negatives Vorzeichen, was einer bevorzugten Teilchenemission senkrecht zur Reaktionsebe-

ne entspricht und zur Bezeichnung „squeeze out“ (Herauspressen) [Gut90] für diesen Effekt führte. Der Maximalwert wird ebenfalls bei 400 bis 600 AMeV erreicht. Wie im rechten Bild von Abbildung 1.4 zu sehen und in [Dan02] beschrieben, sind die existierenden Daten im Energiebereich zwischen 250 AMeV und 10 AGeV unter Ausschluß der Werte bei 1, 2 und 4 AGeV mit einer „weichen“ Zustandsgleichung verträglich. Die in [Pin99] für 1, 2 und 4 AGeV gegebenen Daten werden jedoch von einer Modellrechnung, welche einer „harten“ Zustandsgleichung entsprechende Parameter verwendet beschrieben, während für die Werte bei höherer Strahlenergie eine „weiche“ Zustandsgleichung benötigt wird. Eine solche Änderung der Kompressibilität wird in [Dan98] als mögliches Signal für einen Phasenübergang betrachtet. In [Li99] werden mit einer anderen Modellrechnung die Meßwerte von 1 bis 10 AGeV nur mit einer „harten“ Zustandsgleichung beschrieben. Als Hauptursache für den elliptischen Fluß wird die Abschattung der sich ausdehnenden Reaktionszone angesehen. Damit kann die Abnahme des Effekts mit der Strahlenergie nach Überschreiten des Maximums sowie der Vorzeichenwechsel bei 4 AGeV qualitativ erklärt werden.

1.7 Modelle und Parameter

Um die in den Kernreaktionen beobachteten Effekte mit den Eigenschaften der Kernmaterie in Verbindung zu bringen, werden theoretische Modelle benötigt. Die Modelle dienen zum besseren Verständnis der bei der Reaktion ablaufenden Vorgänge und können zur Findung geeigneter experimenteller Observablen verwendet werden. Dies ist besonders wichtig, da das Reaktionssystem selbst im zentralen Stoß schwerer Kerne nur wenige hundert Nukleonen enthält, die Reaktion dynamisch abläuft und die Reaktionszeit nur wenige 10 fm/c beträgt⁴. Außerdem können sich die Teilcheneigenschaften, wie effektive Masse oder Wirkungsquerschnitte in Kernmaterie ändern, was ebenfalls zu Mehrdeutigkeiten bei der Interpretation der Daten führt.

Neben phänomenologischen Ansätzen werden makroskopische Beschreibungen, wie sie die hydrodynamischen Modelle darstellen sowie mikroskopische Transportmodelle verwendet.

Modellrechnungen mit hydrodynamischen oder mikroskopischen Transportmodellen zeigen eine Abhängigkeit der Flußobservablen von der verwendeten Inkompressibilität der Kernmaterie. Mit den Parametrisierungen für eine „weiche“ und eine „harte“ Zustandsgleichung ergeben sich dabei Unterschiede von etwa 20%. Die Flußobservablen reagieren jedoch ebenfalls auf die Impulsabhängigkeit des mittleren Feldes [Aic87] und die In-Medium Nukleon-Nukleon-Streuquerschnitte [Ogi90]. Die effektive Masse der Nukleonen ergibt sich aus der Definition der Impulsabhängigkeit des mittleren Feldes [dLM92].

Durch die Ausnutzung geeigneter Abhängigkeiten lassen sich die Mehrdeutigkeiten auflösen. So liefert die Abhängigkeit des elliptischen Flusses vom Stoßparameter sowie vom Transversalimpuls Informationen über die Impulsabhängigkeit des mittleren Feldes [Dan99]. Mit der Balance-Energie, welche nur gering von der Zustandsgleichung abhängt [Ogi90, Wes93],

⁴Trotz der kleinen Systemgröße und der kurzen Reaktionszeit eignen sich thermische oder hydrodynamische Ansätze für die Beschreibung von Kernreaktionen. So lassen sich die Energieverteilungen der emittierten Teilchen oder auch die Teilchenproduktion mit thermischen Modellen beschreiben.

oder der Longitudinalimpulsverteilung der Nukleonen aus zentralen Ereignissen [Hon02], welche als Observable für das Abbremsverhalten (stopping) der Kernmaterie dient, lassen sich die Streuquerschnitte bestimmen. Dabei deuten die Werte aus [Hon02] darauf hin, daß sich die Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitte in Kernmaterie nur gering von den freien Werten unterscheiden.

In der vorliegenden Arbeit wird der elliptische Fluß von Protonen und produzierten leichten Kernen aus Goldreaktionen bei Strahlenergien zwischen 400 und 1490 AMeV untersucht. Die Daten wurden 1997 in einem A183 genannten Experiment mit dem FOPI-Detektor an der GSI aufgezeichnet. Mit seinen zwei Driftkammern CDC (Central Drift Chamber) und Helitron erlaubt der Aufbau Nachweis und Massenidentifikation leichter geladener Reaktionsprodukte in einem Großteil des Raumwinkels $\Omega = 4\pi$. Die bei sechs Strahlenergien aufgezeichneten Datensätze hoher Statistik erlauben in Verbindung mit einer konsistenten Kalibration sowie der Verwendung moderner Korrekturverfahren eine systematische Untersuchung.

1.8 Aufbau der Arbeit

Das nachfolgende, zweite Kapitel beschreibt Aufbau und Funktion des FOPI-Detektors wie er im Experiment verwendet wurde. Dabei wird besonders auf die Flugzeitdetektoren sowie auf die Datenreduktion durch Zentralitätsselektion eingegangen.

Im dritten Kapitel werden die für die Untersuchung benötigten Methoden vorgestellt. Hier wird zuerst die Spurfindung und Massenzuordnung für die Driftkammern diskutiert. Die Akzeptanz und Effizienz des Aufbaus für verschiedene Teilchensorten wird an experimentellen Daten und einer realistischen Detektorsimulation untersucht. Danach werden die Flußobservablen eingeführt und die Rekonstruktion des integralen elliptischen Flusses aus den Meßwerten beschrieben.

Die Meßwerte werden im vierten Kapitel vorgestellt, wobei die Abhängigkeiten des elliptischen Flusses von Strahlenergie, Zentralität, Teilchenmasse und Transversalimpuls untersucht werden.

Ein Vergleich zu Literaturwerten ist im fünften Kapitel beschrieben, wobei Gemeinsamkeiten und Unterschiede diskutiert werden.

Im sechsten Kapitel werden verschiedene zur Beschreibung des Kernstosses verwendete Transportmodelle vorgestellt, welche dann zur Interpretation der Daten eingesetzt werden. Die Arbeit schließt mit Zusammenfassung und Ausblick.

Kapitel 2

Der FOPI-Detektor

Der FOPI-Detektor ist ein Detektorsystem zum Nachweis der geladenen Reaktionsprodukte von Kernreaktionen in einem Großteil des Raumwinkels $\Omega = 4\pi$. Es ist eine Kombination von einzelnen, unabhängigen Unterdetektoren die nachfolgend vorgestellt werden.

Im Experiment werden die von den Unterdetektoren gelieferten Daten ereignisweise vom Datenaufnahmesystem gesammelt und aufgezeichnet. Datenauslese und Datenaufzeichnung sind dabei an Qualitätskriterien gekoppelt.

2.1 Der Aufbau des Detektors

Schon in der Aufbauphase wurden Teile des FOPI-Aufbaus in Kombination mit weiteren Detektorsystemen zu Experimenten eingesetzt [Ven94].

Der „Phase 1“-Aufbau enthielt die heutigen Vorwärtsdetektoren Plastikwand, Rosace und Nullgradzähler. Eine Parabol genannte, großflächige Ionisationskammer zwischen Reaktionszone und Plastikwand sowie Vieldrahtkammern und Si-CsI-Teleskope [Pog93] im rückwärtigen Bereich vervollständigten den in [Gob93] sowie [Wie93] beschriebenen Aufbau.

Die Ausbaustufe „Phase 2“ wurde durch Hinzufügen des supraleitenden Magneten, der zentralen Driftkammer CDC sowie Teilen des Flugzeitdetektors Barrel begonnen. Mit Vervollständigung des Barrels und dem Einbau der Driftkammer Helitron wurde diese Ausbaustufe abgeschlossen. Die hier untersuchten Daten wurden mit diesem in [Rit95] beschriebenen Aufbau aufgezeichnet.

Eine mit der Detektorsimulationssoftware GEANT [GEA93] erstellte Zeichnung des „Phase 2“-Aufbaus ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Dieses Programmpaket wird auch für die realistische Simulation des Ansprechverhaltens des Detektors verwendet.

Eine bemaßte Schnittzeichnung des schon im Vorgängerexperiment S183 verwendeten Aufbaus befindet sich im Anhang in Abschnitt A.1.

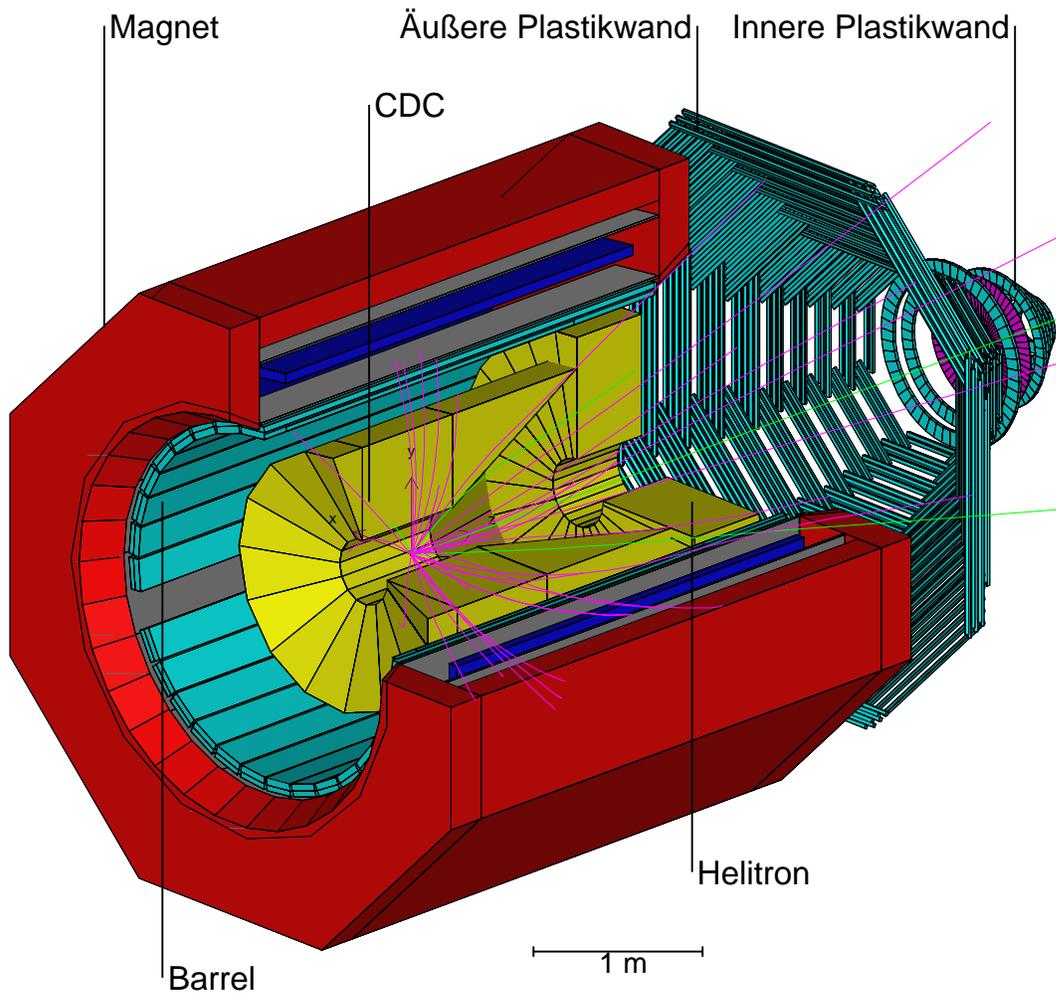


Abbildung 2.1: Eine mit der Simulationssoftware *GEANT* erstellte Zeichnung des „Phase 2“ FOPI-Detektors. In den aufgeschnittenen Detektor sind die Spuren der Reaktionsprodukte einer Kernreaktion eingezeichnet.

In Zukunft soll der FOPI-Detektor nach Überholung der zentralen Driftkammer CDC, Umbau des zentralen Flugzeitdetektors sowie Einbau eines schnelleren Datenaufnahmesystems in die dritte Ausbaustufe gehen.

Die nachfolgenden Abschnitte stellen die einzelnen Komponenten des „Phase 2“ Aufbaus vor.

2.2 Der Magnet

Der supraleitende Magnet umgibt die zentralen Detektoren CDC und Barrel. Er liefert ein zur Strahlrichtung paralleles Magnetfeld B von $0,6\text{ T}$ welches Teilchen, die einen nicht verschwindenden Transversalimpuls, also eine Impulskomponente senkrecht zu Strahlrichtung besitzen, auf Schraubenbahnen (Helices) ablenken. Damit wird der Transversalimpuls p_{\perp} bestimmt.

Für die CDC, welche sich im annähernd homogenen Feld befindet gilt für den Transversalimpuls in $[\text{GeV}/c]$:

$$p_{\perp} = \frac{qB\rho}{3,33 \cdot c}$$

Dabei ist ρ [m] der Krümmungsradius, q die Teilchenladung als Vielfaches der Elementarladung und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Unter Hinzunahme des Polarwinkels θ , der die Steigung der Helix beschreibt, ergibt sich der Gesamtimpuls des Teilchens zu:

$$p = p_{\perp} / \sin(\theta)$$

Während das Magnetfeld im Bereich der CDC bis auf 2% homogen ist, fällt es im Bereich der Vorwärtsdetektoren ab und es entsteht eine zusätzliche, transversale Feldkomponente. Der Feldverlauf und die Auswirkungen auf die Vorwärtsdetektoren, insbesondere auf die Spurfindung im Helitron sind in [Moh96] diskutiert.

2.3 Der Startzähler

Der Startzähler zählt die in den Detektor fliegenden Strahlteilchen. Er wird zur Bildung der Ausleseentscheidung „Trigger“ benötigt und liefert außerdem die Referenzzeit für die Flugzeitmessung mit dem Flugzeitdetektoren des Aufbaus.

Der Startzähler besteht aus einer beidseitig ausgelesenen dünnen Szintillatorfolie, welche etwa 1,5 m vor dem Target entfernt um 45° geneigt im Strahl steht. Der Zähler liefert eine Zeitauflösung von 50 ps und kann mehr als 10^6 Strahlteilchen pro Sekunde unterscheiden.

Die Energie- und Zeitsignale des Startzählers werden genauso wie die Signale aller anderen Flugzeitdetektoren aufgezeichnet und können als zusätzliche Qualitätskriterien bei der Analyse dienen. So lassen sich z.B. mit dem Energiesignal Doppelereignisse, also Ereignisse von Strahlteilchen, welche im Startzähler zeitlich nicht getrennt wurden, verwerfen.

2.4 Die äußere Plastikwand

Die äußere Plastikwand (Plawa) ist der Hauptdetektor im Vorwärtsbereich. Sie deckt den vollen Azimuth zwischen den Polarwinkeln 7° und 30° in einer Achteckgeometrie ab.

Die 512 beidseitig ausgelesenen Plastik-Szintillatoren sind in acht Trapezen angeordnet. Ein Überlapp der Szintillatoren an den Rändern der Trapeze gewährleistet eine vollständige Abdeckung des beschriebenen Winkelbereichs.

Als Flugzeitdetektor erlaubt die Plastikwand die Bestimmung von Auftreffort, Teilchengeschwindigkeit und Ladung.

Die einzelnen Szintillatorstreifen aus Bicron BC 408 haben je nach Position eine Länge zwischen 45 cm und 165 cm, eine Breite von 2,4 cm sowie eine Tiefe von 1,8 cm. Das erzeugte Licht wird mittels Lichtleitern an beiden Seiten ausgekoppelt und mit magnetisch abgeschirmten Photomultipliern ausgelesen.

Ein Lasersystem, welches an alle Szintillatoren angekoppelt ist liefert im Experiment Referenzsignale für die Energie- und Zeitmessung.

Das Signal der Photomultiplier wird im Verhältnis 3:1 aufgeteilt. Ein Teil wird mit ladungsempfindlichen LeCroy 1881 F 15bit Fastbus ADC digitalisiert. Vom anderen Teil des Signales wird mit GSI CF8102 Constant Fraction Discriminators ein Zeitsignal abgeleitet, welches mit LeCroy 1875 Fastbus TDC's digitalisiert wird.

Im Experiment geht die Trefferanzahl der Plastikwand in die Triggerentscheidung ein. Die Trefferanzahl wird hierzu als analoge Summe von den Signalen der CF8102 gebildet. Die Forderung einer hohen Trefferanzahl unterdrückt Nichttargetreaktionen und führt zu einer Anreicherung von zentralen Ereignissen in den aufgezeichneten Daten.

Aus den aufgezeichneten Zeit- und Energiesignalen werden Flugzeit und Energieverlust bestimmt. Daraus lassen sich dann Ort, Geschwindigkeit und Teilchenladung berechnen. Die Flugzeit T (time of flight) ergibt sich aus den walkkorrigierten Zeitsignalen der Streifenenden t_L und t_R sowie dem mit dem Startzähler bestimmten Zeitnullpunkt t_0 .

$$T = \frac{1}{2}(t_L + t_R) - t_0$$

Der „Walk“ ist eine Abhängigkeit der gemessenen Zeit von der Amplitude. Für einzelne Szintillatoren wurden Zeitaufösungen zwischen 80 und 120 ps gemessen; der für den gesamten Aufbau bestimmte Mittelwert liegt bei 100 ps [Gob93, Wie93].

Die Position x entlang des Streifens wird ebenfalls¹ aus den Zeitsignalen bestimmt, wobei gilt:

$$x \sim \frac{1}{2}(t_L - t_R)$$

Der Energieverlust ΔE des Teilchens ergibt sich aus den beiden Energiesignalen E_L und E_R nach folgender Beziehung:

$$\Delta E \sim \sqrt{E_L * E_R}$$

¹Mit einer um 30% schlechteren Auflösung kann die Position auch aus dem Verhältnis der gemessenen Energiesignale bestimmt werden. Hier geht die Abschwächungslänge λ (etwa 80 cm) ein und es gilt: $x \sim \ln(E_L/E_R)$. Diese Information kann zusammen mit der aus den Zeiten bestimmten Position zur Erkennung von Doppeltreffern verwendet werden.

2.4.1 Ladungsmessung mit der Plastikwand

Die Bethe-Bloch-Relation gibt für Ionen einen Zusammenhang zwischen Energieverlust (in Materie), Teilchenladung und Teilchengeschwindigkeit. Da dieser Zusammenhang in Szintillatoren bei großer Ionisation durch das sogenannte Quenching [Bir51] nicht mehr gegeben ist, wird hier mit Linearisierungen zur Bestimmung der Teilchenladung gearbeitet. Diese definieren eine Parametrisierung zur Umrechnung von Energieverlust und Geschwindigkeit in bestimmten Bereichen. In den Abbildungen 2.2 und 2.3 ist jeweils der Energieverlust über der Teilchengeschwindigkeit sowie die daraus bestimmte Ladungsverteilung zu sehen.

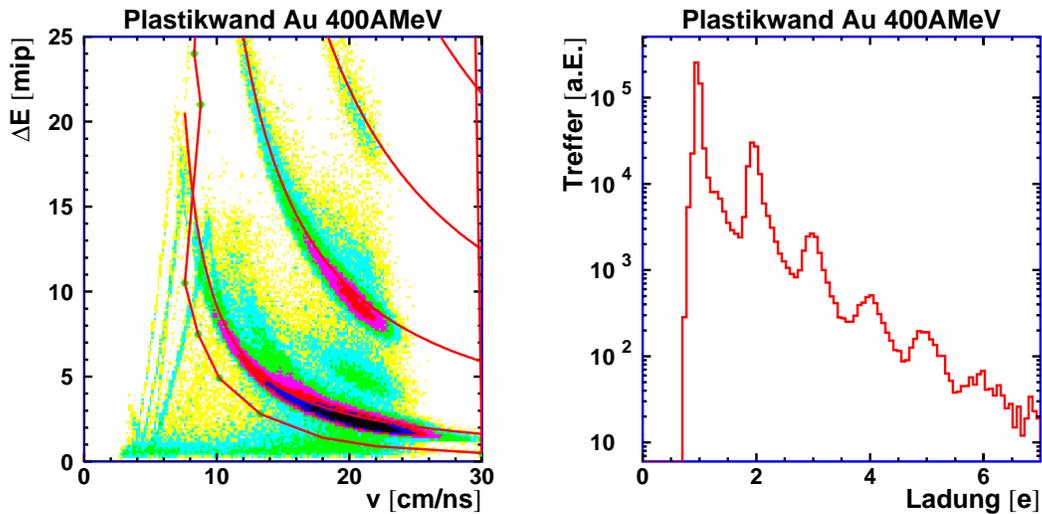


Abbildung 2.2: Auftragung von Energieverlust über Teilchengeschwindigkeit und daneben die daraus bestimmte Ladungsverteilung in Einheiten der Elementarladung e für Au+Au bei 400 A MeV.

In der Auftragung von Energieverlust über Geschwindigkeit erkennt man die bananenförmigen Gebiete der einfach und zweifach geladenen Teilchen. Das Abfallen der Energieverlustverteilungen bei kleinen Geschwindigkeiten wird von im Szintillatormaterial gestoppten Teilchen verursacht. Da für diese Teilchen mit der Plastikwand allein keine eindeutige Ladungsidentifikation mehr möglich ist, werden diese Treffer mit der eingezeichneten Parametrisierung entfernt. Es besteht jedoch die Möglichkeit durch das Hinzunehmen einer weiteren Energieverlustinformation, je nach Aufbau entweder von Ionisationskammer oder Helitron, die Ladungsmessung zu kleineren Geschwindigkeiten fortsetzen.

Das sich bei niedrigem Energieverlust über fast den gesamten Geschwindigkeitsbereich erstreckende Band wird von δ -Elektronen verursacht.

Bei hohen Geschwindigkeiten erkennt man zwischen den Hauptlinien noch weitere Zonen, welche von Doppeltreffern verursacht werden. Die Doppeltreffer zeigen sich auch in der Ladungsverteilung. Besonders bei den einfachgeladenen Teilchen ist eine Schulter bei einer

Ladungszahl von 1,3 zu erkennen. Die Zahl der Doppeltreffer steigt mit der Anzahl der im Detektor gemessenen Teilchen. Sie steigt mit der Strahlenergie E_b an und ist mit der Flußrichtung, also der Region der höchsten Teilchendichte korreliert.

Bei der höchsten Strahlenergie in der untersuchten Reaktion Au+Au, liegt die Zahl der Doppeltreffer in der Plastikwand bei 10 bis 20%.

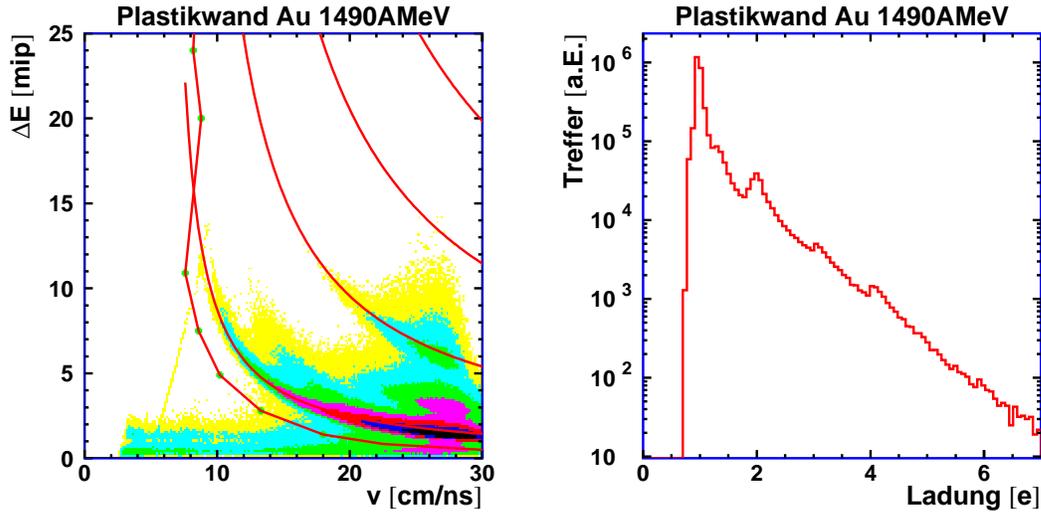


Abbildung 2.3: Auftragung von Energieverlust über Teilchengeschwindigkeit und daneben die daraus bestimmte Ladungsverteilung in Einheiten der Elementarladung e für Au+Au bei 1490 AMeV.

Bei der höheren Strahlenergie haben die Teilchen im Mittel höhere Geschwindigkeiten. Durch die endliche Zeitauflösung des Detektors werden dabei auch Teilchengeschwindigkeiten oberhalb der Lichtgeschwindigkeit berechnet. Da diesen Teilchen (hauptsächlich Pionen) keine sinnvolle physikalische Geschwindigkeit zugeordnet werden kann, gehen sie ebenfalls für die Analyse verloren. Bei der höchsten Strahlenergie ist das für etwa 10% der Treffer der Fall.

2.5 Nullgradzähler und Rosace

Der Nullgradzähler (Zero-Degree) setzt die Plastikwand zu kleineren Polarwinkeln fort. Er erlaubt genauso wie die äußere Plastikwand die Bestimmung von Ladung, Auftreffwinkel und Geschwindigkeit.

Der Nullgradzähler befindet sich im polaren Winkelbereich von $1,2$ bis $7,5^\circ$ und wird vom Rosace-Detektor (frz. Rosette) überdeckt. Letzterer hat eine polare Akzeptanz von 1 bis 6° und dient zur Erniedrigung der Schwellenenergie bei der Ladungsmessung für im Nullgradzähler gestoppte Teilchen. Beide Detektoren decken den vollen Azimuth ab.

Der Nullgradzähler besteht aus insgesamt 252 Szintillatorstücken Bicron BC 404 in 7 Ringen. Zwischen 7 und 7.5° besteht ein Überlapp zwischen der Achteckgeometrie der (äußeren) Plastikwand und dem äußersten Ring des Nullgradzählers. Jeder Szintillator wird über Lichtleiter von einem Photomultiplier ausgelesen. Als Zeitaufösung für den Nullgradzähler kann, wie in [Gob93] beschrieben, ein Wert um die 300 ps gelten.

Die Rosace besteht aus 60 2 mm dicken „Tortenstücken“ aus NE 104 Szintillatormaterial. Auch hier wird jeder Einzelszintillator mittels Lichtleiter und Photomultiplier ausgelesen. Die Informationen dieser Detektoren werden analog zu denen der Plastikwand behandelt.

2.6 Die CDC

Die zentrale Driftkammer CDC (**C**entral **D**rift **C**hamber) erlaubt die 3-dimensionale Rekonstruktion der Teilchenflugbahn sowie die Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx . Damit wird eine Massenseparation von Pionen, Protonen, Deuteronen und α -Teilchen möglich. Zur Identifikation von K-Mesonen sowie zur Trennung von Tritium und ^3He wird zusätzlich die Information des Flugzeitdetektors Barrel benötigt.

Die zentrale Driftkammer CDC befindet sich im Zentrum des Magneten und hat die Form eines Zylinders dessen Ober- und Unterseite konisch nach innen gezogen wurden. Sie hat eine Länge von 207 cm, einen Innendurchmesser von 37 cm sowie einen Außendurchmesser von 180 cm. Damit ergibt sich im Laborsystem eine Akzeptanz von 35 bis 140° im Polarwinkel.

Mit ihren 16 Sektoren deckt die CDC den gesamten Azimuth ab. Die einzelnen Sektoren werden durch die Drähte, welche das Driftfeld erzeugen begrenzt. In der Mitte der Sektoren befinden sich die Ausleseebenen mit je 60 aktiven Drähten. Von diesen werden 56 über ladungsempfindliche Vorverstärker mit Flash-ADC (FADC) ausgelesen. Die CDC wird mit einer Mischung von Argon, Isobutan und Methan im Volumenverhältnis 88:10:2 betrieben.

Die Flash-ADC digitalisieren kontinuierlich mit einer Frequenz von 100 MHz und einer nichtlinearen Auflösung von 8 Bit die Signale. Die Signale von Teilchenspuren aus einer Reaktion liegen nach einer durchschnittlichen Driftzeit von $5 \mu\text{s}$ genau in der Mitte des Zeitfensters von $10 \mu\text{s}$, welches sich aus der Digitalisierungsrate und den 1024 Zeitkanälen des FADC ergibt.

Die Teilchenspur wird durch Rückverfolgen der an den Auslesedrähten nachgewiesenen Driftelektronen rekonstruiert. Die Bahnkrümmung liefert den Transversalimpuls pro Ladungseinheit; der Polarwinkel wird aus den Auftreffpunkten der Driftelektronen auf den Drähten berechnet. Diese werden durch Ladungsteilung bestimmt.

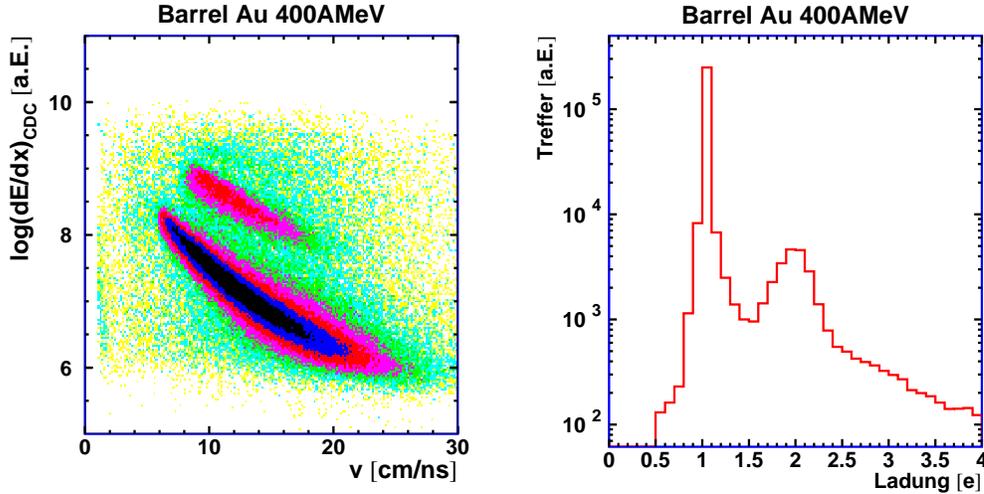
Mit dem gemessenen Energieverlust dE/dx und dem Impuls, wird mit der Bethe-Bloch-Relation die Teilchenmasse (pro Ladungseinheit) bestimmt.

Mit den in der CDC gemessenen Teilchenspuren wird auch der wahre Ort der Reaktion (Vertex) berechnet. Damit können Untergrundreaktionen, welche nicht im Target stattfanden, unterdrückt werden.

Auf die Spurfundung sowie die Teilchenidentifizierung wird ausführlicher im nachfolgenden Kapitel eingegangen.

2.7 Das Flugzeitbarrel

Der Flugzeitdetektor Barrel (engl. Faß) wird als Zusatzdetektor für die CDC verwendet. Er liefert nach Spurzuordnung die Teilchenladung und eine weitere Masseninformation.



Abbildungung 2.4: Links ist der Energieverlust über der mit dem Barrel gemessenen Geschwindigkeit aufgetragen. Rechts ist eine mit der in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Strategie bestimmte Ladungsverteilung für im Barrel gefundene Teilchen zu sehen. Dabei haben die mit der CDC alleine identifizierten Teilchen π , p und d eine diskrete Ladung von 1,0. Überlagert wurde dann die kontinuierliche Ladungsverteilung der übrigen Teilchen, welche mit dem Barrel bestimmt wurde.

Das Barrel umgibt die CDC und deckt Polarwinkel zwischen 39° und 135° , und mit Ausnahme zweier Versorgungsschächte zwischen 0° und 15° sowie 200° und 215° , den gesamten Azimuth ab. Dies entspricht etwa 80% der geometrischen Akzeptanz der CDC.

Der Detektor ist aus 180 2,4 m langen und 3 cm breiten Plastikszintillatorstreifen, welche an beiden Enden über Lichtleiter mit Photomultipliern ausgelesen werden, aufgebaut. Die Photomultiplier befinden sich in magnetisch abgeschirmten Gehäusen, die an den Stirnseiten des Magneten befestigt sind. Wie bei den anderen Flugzeitdetektoren werden beim Barrel Amplituden- und Zeitsignale aufgezeichnet.

Die Teilchenladung läßt sich aus Energieverlust und Geschwindigkeit v bestimmen. Hierfür wird der mit der CDC bestimmte Energieverlust verwendet, da der vom Barrel gelieferte Energieverlust eine schlechte Auflösung besitzt. Der Grund hierfür ist der unterschiedliche Auftreffwinkel der Teilchen, der zu unterschiedlichem Energieverlust führt. Eine Korrektur hierfür ist noch nicht verfügbar. Die Ladung z wird unter Ausnutzung der Bethe-Bloch-Relation als

$$z = \sqrt{\frac{dE/dx_{Mess}}{dE/dx_{z=1,v}}}$$

aus dem Verhältniss des gemessenen dE/dx_{Mess} zum für einfach geladene Teilchen mit der Geschwindigkeit v , erwarteten Energieverlust $dE/dx_{z=1,v}$ bestimmt. Mit der Teilchenladung können im Akzeptanzbereich des Barrels die Kerne Tritium und ^3He , die mit der CDC alleine nicht unterschieden werden können, getrennt werden. In Abbildung 2.4 ist eine Auftragung des mit der CDC gemessenen Energieverlusts über der Teilchengeschwindigkeit, sowie die damit bestimmte Ladungsverteilung zu sehen.

Aus der Kombination der Flugzeit T mit dem in der CDC gemessenen Impuls p sowie der bekannten Flugstrecke L , kann eine zweite Teilchenmasse bestimmt werden.

$$m = \frac{p}{c} \sqrt{\left(\frac{cT}{L}\right)^2 - 1}$$

Diese zusätzliche Masseninformation wird bei der Suche nach K-Mesonen zur Untergrundunterdrückung verwendet

2.7.1 Der Zeitnullpunkt im Experiment A183

Im Experiment, aus welchem die hier analysierten Daten stammen trat bei der Flugzeitmessung mit dem Barrel ein Problem auf. Der ereignisweise Zeitnullpunkt für den gesamten Detektor schwankt dabei um bis zu ± 2 ns. Als Grund hierfür wurde später eine Verzögerungseinheit (Delay) in einem elektrisch überlasteten Einschub gefunden.

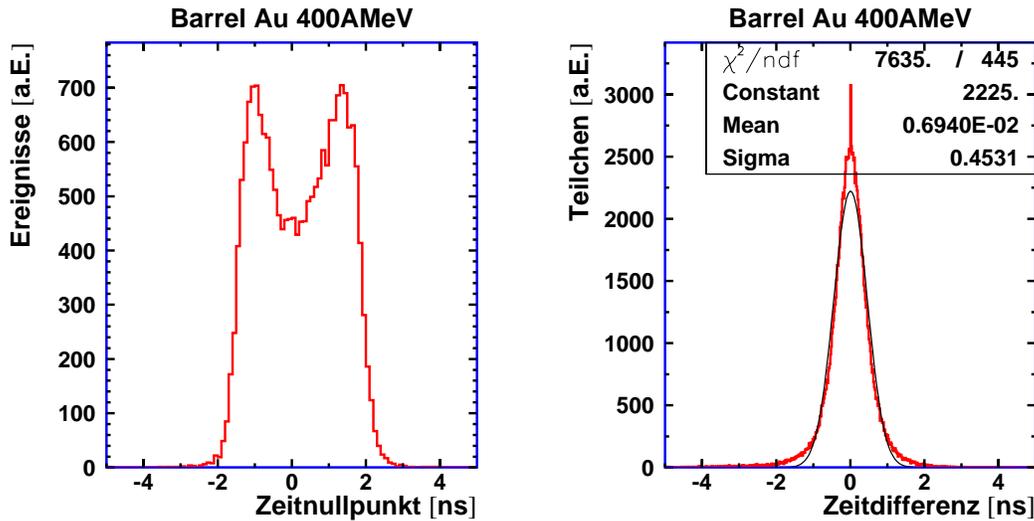


Abbildung 2.5: Links: Die Abweichung des Zeitnullpunkts vom erwarteten Wert. Rechts: Die Abweichung der gemessenen, von der mit dem Impuls berechneten Flugzeit.

Der Zeitnullpunkt kann ereignisweise mit der für alle Teilchen bestimmten Zeitdifferenz zwischen erwarteter Flugzeit und gemessener Flugzeit berechnet werden. Die erwartete Flugzeit ergibt sich dabei aus dem in der CDC gemessenen Impuls.

Das linke Bild in Abbildung 2.5 zeigt die Verteilung des Zeitnullpunkts, also der Zeitdifferenz zwischen mittlerer erwarteter und mittlerer gemessener Flugzeit.

Durch die ereignisweise Berechnung des Zeitnullpunkts kann die Flugzeitinformation des Barrels wieder hergestellt werden. Dies ist rechts in Abbildung 2.5 an der Verteilung der nach der ereignisweisen Korrektur berechneten Flugzeitdifferenz für einzelne Teilchen zu sehen.

Die Breite σ dieser Verteilung, welche für alle Strahlenergien zwischen 450 und 500 ps liegt, spiegelt die Zeitauflösung des Barrels wieder.

2.8 Das Helitron

Die zweite, Helitron genannte Driftkammer des FOPI-Detektors mißt Teilchenspuren im Polarwinkelbereich zwischen 7 und 25°. Der Name dieses Detektors leitet sich von der Spurform Helix ab. Als Zusatzdetektor für die Plastikwand deckt er den vollen Azimuth ab.

Das Helitron hat eine zylindrische Form und wird durch die Driftebenen in 24 torstückerförmige Sektoren geteilt. Es hat einen Innenradius von 20 cm, einen Außenradius von 100 cm und eine Tiefe von 60 cm. Der Detektor befindet sich in einer Entfernung von 136 cm vom Target.

Während die das Driftfeld erzeugenden Drähte in Strahlrichtung verlaufen sind die Auslesedrähte speichenförmig angeordnet. Dabei liegen die 24 Ausleseebenen ebenfalls in der Mitte der Sektoren. Jede Ausleseebene enthält 60 Auslesedrähte, welche wie bei der CDC über Vorverstärker mit Flash-ADC verbunden sind. Bis auf den Typ des Vorverstärkers unterscheidet sich die Ausleseelektronik des Helitrons nicht von der der CDC. Als Gas-mischung wird die auch für die CDC verwendete Mischung von 88:10:2 Volumenanteilen Argon:Isobutan:Methan verwendet.

Beim Helitron geht die schlechter bestimmte Ladungsteilungskordinate in die transversale Position ein. Außerdem muß eine weite Strecke zum Target extrapoliert werden. Beides führt zu einer schlechten Orts- und Impulsauflösung. Hierunter leidet auch die Extrapolation zur Plastikwand und damit die Spurzuordnung. Als Spurmodell wird beim Helitron ein Polynom verwendet.

Durch die Hinzunahme des mit der CDC berechneten Vertex sowie des Aufpunkts auf der Plastikwand zu den Spurkoordinaten verbessert sich die Impulsauflösung des Detektors. Letzteres ist nur nach Spurzuordnung möglich.

Massenbestimmung mit dem Helitron

Nach Zuordnung von Teilchenspur und Treffer, lassen sich aus der Kombination des in Plastikwand und Helitron bestimmten Energieverlusts mit Geschwindigkeit und Impuls, Teilchenmassen und Ladungen berechnen. In Abbildung 2.6 sind für Reaktionen bei 1490 A MeV die Verteilungen der drei mit Helitron- und Plastikwandinformationen bestimmbar

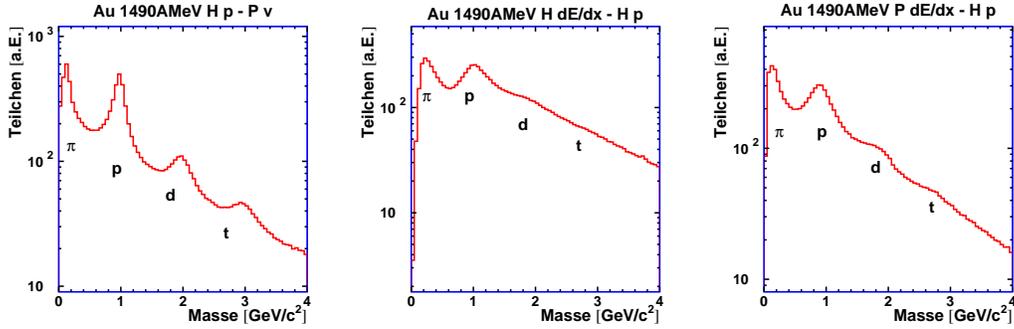


Abbildung 2.6: Die durch die Kombination von Helitroninformation (H) und Plastikwandinformation (P) bestimmbaren Teilchenmassen. Durch die Kombination von Geschwindigkeit v und Impuls p wird die beste Massenauflösung (links) erzielt. Die schlechteste Massenauflösung ergibt sich bei der Kombination der nur mit dem Helitron bestimmten Größen Energieverlust und Impuls (mitte).

Massenauflösung σ_m/m			
		Polarwinkel Θ [°]	
E_b [AMeV]		15	20
400		10%	7,6%
1490		15%	13%

Tabelle 2.1: Die Tabelle enthält die Massenauflösung σ_m/m für die aus Impuls und Flugzeit bestimmte Masse. Die Werte wurden durch Anpassung der Massenverteilungen von Protonen in einem Intervall von $\pm 1^\circ$ um den angegebenen Polarwinkel bestimmt.

sen aufgetragen. Hier ist zu sehen, daß die Kombination von Impuls und Flugzeit die beste Massenauflösung liefert.

Die Massenauflösung hängt über Teilchenzahl und Bahnkrümmung (Teilchenimpuls) von der Strahlenergie ab. Außerdem verschlechtern sich Massenauflösung und Zuordnungseffizienz für Spuren, welche unter kleinem Polarwinkel, also eher parallel zu den Ausleseebenen verlaufen. In Tabelle 2.1 ist die mit Impuls und Flugzeit experimentell erzielte Massenauflösung σ_m/m für Protonen angegeben.

Die Werte liegen zwischen 7 und 15%. Eine in [Ple99] beschriebene Untersuchung der mit dem Helitron erreichbaren Impulsauflösung liefert, unter Berücksichtigung von Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial sowie der Unsicherheit der Targetposition, jedoch mit perfekter Detektorauflösung, eine Impulsauflösung von 5,6%. Für Protonen aus simulierten Ru+Ru-Ereignissen wird, ebenfalls mit Wechselwirkungen und perfekter Auflösung, eine Massenauflösung $\sigma=63 \text{ MeV}/c^2$ oder 6,7% angegeben.

Weiterführende Informationen zum Helitron finden sich in [Moh96] sowie in [Ple99].

2.9 Datenaufnahmesystem und Trigger

2.9.1 Das Datenaufnahmesystem

Das computergesteuerte Datenaufnahmesystem des FOPI-Detektors besteht aus einer Kombination von Rechnern des MC68000-Typs, welche über verschiedene Bussysteme miteinander verbunden sind.

Während die ADC's und TDC's der Flugzeitdetektoren über das FASTBUS Bussystem direkt von Rechnern ausgelesen werden, erfordert die bei den Driftkammern anfallende Datenmenge eine Datenreduktion. Diese wird durch eine Pulsformanalyse an den nullpunktsunterdrückten FADC-Informationen erreicht. Die Pulsformanalyse liefert ein integriertes Energiesignal, ein Zeitsignal sowie zwei Parameter welche die Pulsform beschreiben. Diese erlauben das Erkennen von Bereichsüberschreitungen des Energiesignals, etwa durch starkionisierende Teilchen sowie die Unterscheidung von Doppeltreffern auf den Drähten.

Die Datenreduktion vermindert die Datenmenge um einen Faktor von etwa 10 und verbessert die (intrinsische) Zeitauflösung der FADC von 10 ns auf interpolierte 200 ps. Zur Erhöhung des Datendurchsatzes arbeiten bei der Datenreduktion mehrere über einen VME-Bus verbundene Rechner parallel.

Die Zähler (scaler), die die Reaktionsraten für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte messen, verwenden ein CAMAC-Bussystem, das über CVI-Konverter an ein VME-System angeschlossen ist.

In den VME- und FASTBUS-Einheiten werden Prozessoren eingesetzt, die die Rohdaten zu Unterereignissen zusammenfassen und bereithalten. Eine auf der GSI-Entwicklung GOOSY basierende Software faßt diese dann zu vollständigen Ereignissen zusammen. Die Ereignisse werden von einem TDAS genannten Prozeß in 500 MB großen Datensätzen (runs) auf Magnetband archiviert. Das Schreiben einer solchen Datei dauert etwa 15 min.

Eine genaue Beschreibung des Datenaufnahmesystems des FOPI-Detektors befindet sich in [Pin95]

2.9.2 Trigger und Wirkungsquerschnitt

Im Experiment hängt die Entscheidung ob ein Ereignis aufgezeichnet wird von mehreren Kriterien ab. Eine Vorentscheidung wird mit den Signalen von Start- und Vetozahlern getroffen. Danach wählt das Triggersystem die aufzuzeichnenden Ereignisse aus. Durch das gezielte Verwerfen von Ereignissen niedriger Multiplizität reichern sich die selteneren, zentralen Ereignisse in den aufgezeichneten Daten an.

Für das gezielte Verwerfen werden Ereignisklassen gebildet, welche sich durch die geforderte minimale Multiplizität unterscheiden. Als Multiplizitätskriterium dient hierbei die Trefferzahl im Plastikwanddetektor. Die Hauptereignisklassen werden „minimum-bias“ (minB), „medium-bias“ (medB) und „central“ genannt. Daneben sind darüberhinaus noch Unterklassen, welche zusätzlich Treffer in CDC oder Barrel fordern, definiert. Ein Ereignis kann dabei die Bedingungen für mehrere Zentralitätsklassen erfüllen. Das Verwerfen der Reaktio-

Gesamtstatistik der Rohereignisse Au+Au			
E_b [AMeV]	medB	central	min+Bar
400	432880	489180	130157
600	599459	458897	166240
800	556835	433590	146248
1000	475352	424486	181568
1200	180008	189648	68695
1200/1490	1183180	1441207	453083

Tabelle 2.2: Anzahl der im Experiment A183 unter den verschiedenen Bedingungen aufgezeichneten Rohereignisse. Bei der höchsten für Gold erreichbaren Strahlenergie enthalten die Datensätze zu etwa gleichen Teilen Ereignisse bei 1200 AMeV und 1490 AMeV.

nen wird von den erreichten Klassen sowie den hierfür vorgegebenen Untersetzungsfaktoren bestimmt.

Jedes aufgezeichnete Ereignis enthält ein 16bit Datenwort, welches die erreichten Ereignisklassen sowie weitere Eigenschaften enthält. Damit können bei der Datenanalyse gezielt Ereignisse einer Zentralitätsklasse ausgewählt werden.

Im Experiment werden datensatzweise mit Zählern die Anzahl der Strahlteilchen, die Anzahl der Ereignisse in den verschiedenen Ereignisklassen, sowie die Anzahl der aufgezeichneten Ereignisse gemessen. Damit lassen sich in der Analyse Strahlintensität, Totzeit sowie unter Hinzunahme von Targetdicke und Untersetzungsfaktor, der Reaktionswirkungsquerschnitt bestimmen.

Die Triggerlogik ist ausführlich in [Wie93] beschrieben.

2.9.3 Das Experiment A183

Als Target wurde im Experiment A183 eine 0,2 mm starke Goldfolie aus natürlichem ^{197}Au verwendet, was einer Reaktionswahrscheinlichkeit von etwa 1% entspricht.

Für Goldereignisse wurden die Ereignisklassen „medium-bias“, „central“ und „minimum-bias mit Barrel“ verwendet. Gegen die zentralen Ereignisse wurden die „medium-bias“-Ereignisse mit einem Faktor 8, die „minimum-bias mit Barrel“-Ereignisse mit einem Faktor 32 untersetzt.

Die Tabelle 2.2 zeigt die aufgezeichnete Gesamtstatistik für das Experiment A183.

In den Datensätzen mit dem Goldstrahl bei der höchsten Strahlenergie sind auch etwa zur Hälfte Reaktionen mit 1200 AMeV Teilchenenergie enthalten. Damit konnte zusätzlich zur Messung bei 1490 AMeV die Anzahl der aufgezeichneten Reaktionen bei 1200 AMeV erhöht werden.

Dies ergibt sich aus der Auslegung des SIS, das eine Strahlenergie von 1490 AMeV nur mit Goldionen im höchsten Ladungszustand erreicht. Dieser wird nach Vorbeschleunigung im SIS, durch abstreifen der Elektronen im ESR (**E**xperimentier- und **S**peicherring) erreicht.

Nach dem Wiedereinschuß in das SIS kann dann die höchste Energie erreicht werden. Eine genauere Beschreibung hierzu findet sich in der Betriebsordnung des Beschleunigers [GSI98]. Im Experiment wurden die mit einer Markierung für die Strahlenergie versehenen Ereignisse auf dasselbe Medium aufgezeichnet. Bei der Weiterverarbeitung der Rohdaten werden die Ereignisse dann nach Strahlenergie unterschieden.

2.9.4 Der Reaktionswirkungsquerschnitt

In Abbildung 2.7 ist links der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_{mul}$ über der Trefferzahl der Plastikwand (p_{mul}) für verschiedene Ereignisklassen aufgetragen. Hier sind deutlich die unterschiedlichen Multiplizitätsschwellen erkennbar.

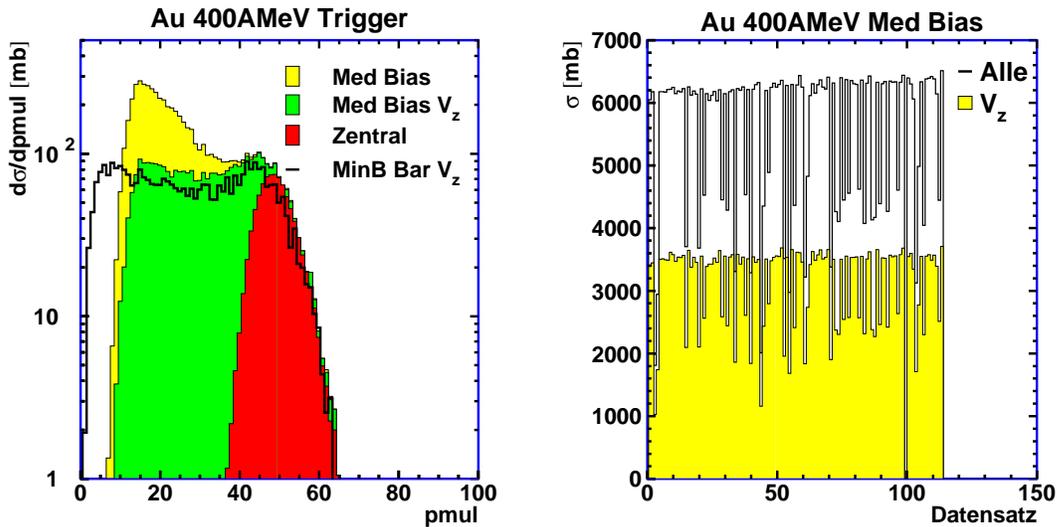


Abbildung 2.7: Die Abbildung zeigt links für verschiedene Zentralitätsklassen die Auftragung des differentielle Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dp_{mul}$ über der Plastikwandmultiplizität p_{mul} . Rechts ist der für einzelne Datensätze (runs) bestimmte Zählwert für den Wirkungsquerschnitt aufgetragen.

Bei den rohen „medium-bias“ Ereignissen steigt die Ausbeute zu kleinen Multiplizitäten stark an. Dies läßt sich mit einer Bedingung an die rekonstruierte Longitudinalkoordinate V_z des Vertex, also der Forderung, daß die Reaktion vom Target stammt, unterdrücken.

Im Bereich des Überlapps, also bei großen Multiplizitäten stimmen die mit zentralen und den „medium-bias“ Ereignissen gebildeten Verteilungen überein. Die Ereignisklasse „minimum-bias mit Barrel“ liefert einen niedrigeren Wert. Dies wird als Fehlmessung interpretiert und auf die schon beschriebenen Probleme des Flugzeitdetektors Barrel zurückgeführt.

Das rechte Bild von Abbildung 2.7 zeigt den datensatzweise bestimmten Reaktionswirkungsquerschnitt für Datensätze bei 400 AMeV. Hier erkennt man, daß die Bedingung auf

die Vertexkoordinate V_z etwa die Hälfte der aufgezeichneten Ereignisse verwirft.

Außerdem wird für manche der Datensätze ein niedrigerer Zählwert bestimmt. Als Grund hierfür werden im Experiment nicht zurückgesetzte Zähler angesehen. Daher werden zur Bestimmung der geometrischen Stoßparameter (Abschnitt 3.2.2) solche Datensätze nicht berücksichtigt. Doch auch unter Berücksichtigung dieser Datensätze vermindert sich der mittlere Wert nur um 10%, was bei der Berechnung des Stoßparameters vernachlässigt werden kann.

Kapitel 3

Analyse

Dieses Kapitel beschreibt die Datenanalyse von den Rohdaten bis zur Bestimmung der Flußobservablen. Bei den Rohdaten wird vor allem auf die Spurfundung und Teilchenidentifikation in der CDC eingegangen. Nach Einführung der Flußobservablen werden an experimentellen Daten sowie Daten aus einer realistischen Detektorsimulation Parameter die die Flußmessung stören untersucht. Außerdem werden verschiedene Methoden zur Bestimmung des integrierten elliptischen Flusses vorgestellt.

3.1 Die Driftkammern

Um von den aufgezeichneten Rohdaten zu Teilchenspuren und weiter zu identifizierten Teilchen zu kommen sind mehrere Zwischenschritte notwendig. Der zeitintensivste¹ ist dabei die Spurfundung, die aus den in der Kammer gemessenen Spurpunkten die Teilchenspuren rekonstruiert. Dieser Zwischenschritt wird daher zentral durchgeführt. Dabei werden die Rohdaten in DST (**D**ata **S**ummary **T**ape) genannte reduzierte Daten umgewandelt, welche nur noch die Spurparameter der Teilchenspuren aus den Driftkammern sowie die kalibrierten Daten der meisten anderen Detektoren enthalten. Für die Datenanalyse werden dann die reduzierten Datensätze verwendet.

Für die Umwandlung der Driftkammerinformationen in Spurpunkte werden Kalibrationsparameter benötigt. Diese werden unter Verwendung der Spurfundealgorithmen in einem ersten Schritt mit den experimentellen Rohdaten bestimmt und in einer Kalibrationsdatenbank gespeichert, welche dann zur Umwandlung der Rohdatensätze in DST verwendet wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Kalibrationsdatenbanken für CDC und Helitron erstellt, welche zur Erzeugung der ausgewerteten DST verwendet wurden.

¹Ein leistungsfähiger PC mit 500 MHz Prozessor benötigt zur Rekonstruktion eines zentralen Goldereignisses etwa eine Sekunde.

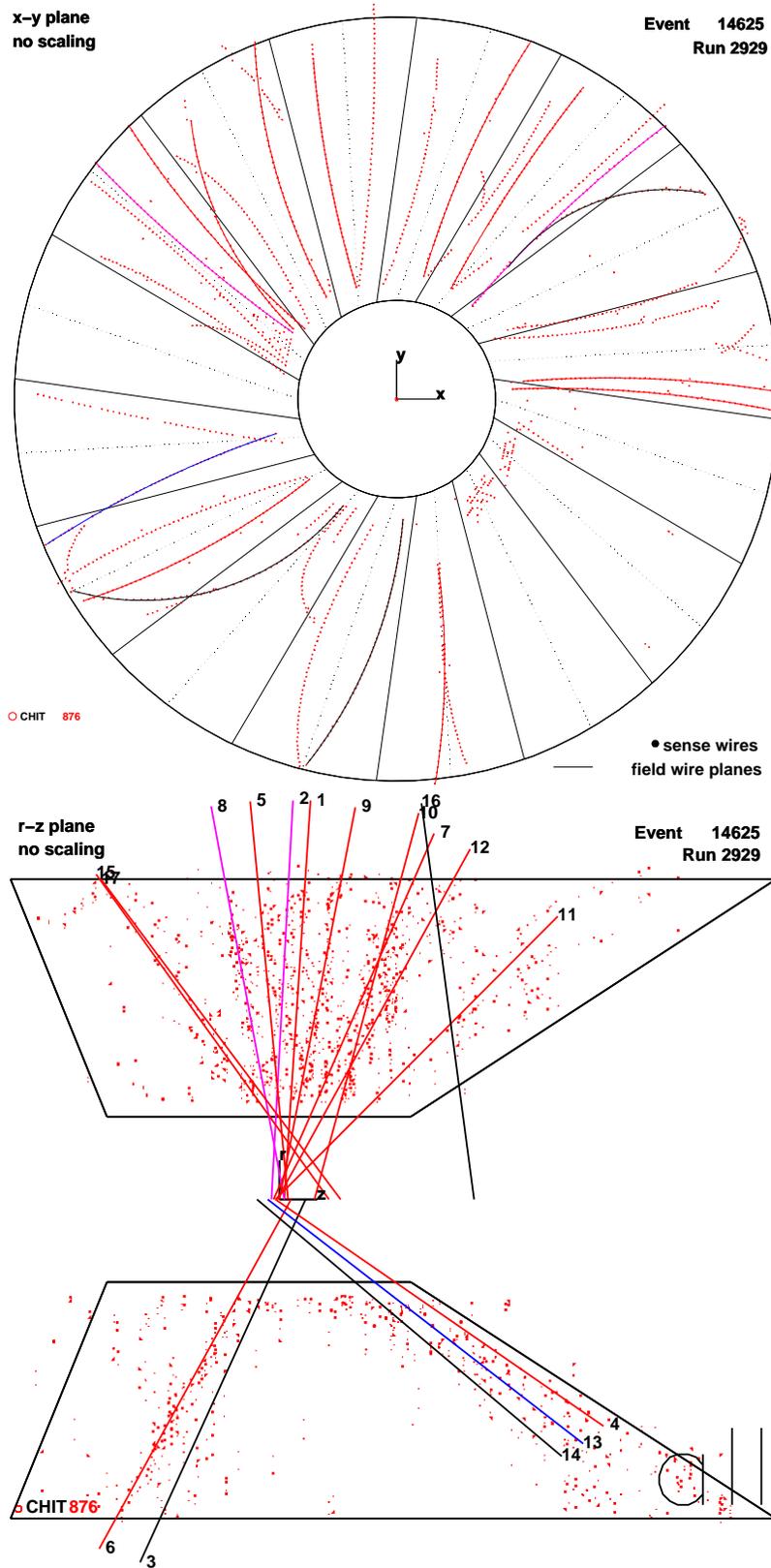


Abbildung 3.1: Darstellung eines Ereignisses in der CDC in einer Projektion auf die Transversalebene sowie in der Projektion auf die radiale Koordinate.

Vom Teilchen zum Signal

Durch Zurückverfolgen des Elektronendriffs lassen sich die von den Drähten gelieferten Signale in Ortskoordinaten umwandeln. Eine Betrachtung der Prozesse, welche zum Signal auf den Auslesedrähten führt zeigt die hierfür benötigten Parameter.

Auf ihrem Weg durch das Füllgas erzeugen die geladenen Teilchen durch Ionisation freie Elektronen. Quantitativ wird der Energieverlust durch die Bethe-Bloch Parametrisierung beschrieben. Mit einem elektrischen Feld, dem Driftfeld, werden die Elektronen auf die Ausleseebenen gelenkt. Bei einer Feldstärke von etwa 750 V/cm/hPa stellt sich dabei eine konstante Driftgeschwindigkeit von etwa $4,5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ ein. Die Driftrichtung ist durch die Richtung des Driftfeldes sowie die Richtung und Stärke eines eventuell vorhandenen Magnetfeldes festgelegt. Die Ablenkung durch das Magnetfeld wird dabei mit dem Lorentzwinkel α_L beschrieben. Durch Gasverstärkung im Potential an den Auslesedrähten wird das Signal gebildet, das dann an den Drahtenden ausgelesen wird.

Driftgeschwindigkeit, Lorentzwinkel, Verstärkungsfaktoren sowie weitere zur Spurfindung benötigte Parameter werden aus den Rohdaten mit Hilfe der Spurfindealgorithmen berechnet. In der auf PAW [PAW95] basierenden, in FORTRAN implementierten Analysesoftware für den FOPI-Detektor stehen dabei verschiedene Spurfindungsalgorithmen zur Verfügung. Mit Ausnahme eines Spurfinders, der die Hough-Transformation [Best96, Best93] verwendet, werden zur Spurfindung lokale Strategien eingesetzt. Diese setzen die Spur aus einzelnen Punkten zusammen, wobei ein Punkt zur existierenden Punktmenge hinzugenommen wird, wenn er die von der Punktmenge gegebene Kurve fortsetzen kann.

Bei der CDC wird die als Spur erkannte Punktmenge danach mit einem Kreissegment in der transversalen Ebene angepaßt. Für ein Ereignis ist dies im oberen Bild von Abbildung 3.1 gezeigt. Mit der Kreisanpassung lassen sich dann Radius, also Transversalimpuls und Azimuth der Spur bestimmen. Eine dreidimensionale Helixanpassung liefert den Polarwinkel. Hier macht sich jedoch die sehr schlechte Auflösung der Ladungsteilungskordinate bemerkbar. Dies ist im unteren Bild von Abbildung 3.1 in der Projektion der Spurpunkte des Ereignisses auf die radiale Koordinate zu sehen. Im Gegensatz zur Projektion auf die transversale Koordinate, bei der häufig nur Kreisanpassung und Spiegelspuren erkennbar sind, streuen die Spurpunkte hier sehr stark.

Der nachfolgende Abschnitt beschreibt die Grundlagen, welche zur Rekonstruktion der Spurpunkte und zur Bestimmung der wichtigsten Kalibrationsparameter bei der CDC führen. Da das Helitron mit denselben Prinzipien arbeitet, werden hier ähnliche Verfahren verwendet. Daher beschränkt sich die Beschreibung hier hauptsächlich auf die CDC.

Rekonstruktion der Transversalkoordinate

Durch Zurückrechnen des Driftweges lassen sich die Informationen der Einzeldrähte zu Spurpunkten umformen. Neben der Driftzeit werden hierfür die Kalibrationskonstanten Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel benötigt. Der Lorentzwinkel liegt bei den Feldkonfigurationen von CDC und Helitron bei etwa 30° .

Zur Berechnung der Driftzeit wird neben den Meßwerten eine globale Referenzzeit t_0 , eine

Referenzzeit t_c für den Einschub², sowie Referenzzeiten t_w für die einzelnen Drähte (**wire**) benötigt. Diese sind in einer „CTIM“ (CDC **t**imeoffset) genannten Kalibrationsdatenbank gespeichert.

Mit diesen Größen und der Driftgeschwindigkeit v_D lassen sich die transversalen Koordinaten eines Spurpunktes dann nach folgender Formel berechnen.

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_w \\ y_w \end{pmatrix} \pm \begin{pmatrix} \cos \alpha_L \\ \sin \alpha_L \end{pmatrix} v_D(t - t_w - t_c - t_0)$$

Die einzelnen Drahtpositionen (x_w, y_w) sind in der Geometriedatenbank „CGEO“ (CDC **g**eometry) abgelegt. Diese wird mit dem Detektorsimulationsprogramm GEANT angelegt und normalerweise nicht verändert. Bei der Überholung der CDC (1999/2000) stellte sich jedoch heraus, daß sich die Werte für Drahtlängen und Longitudinalkoordinaten um bis zu 5 cm vom den tatsächlichen Werten unterscheiden. Die hier untersuchten Daten wurden mit einer korrigierten Geometriedatenbank sowie einer daran angepaßten Kalibration ausgewertet.

Falsch bestimmte Kalibrationsparameter machen sich, wie in Abbildung 3.2 veranschaulicht, als Sprünge oder Knicke in den rekonstruierten Spuren bemerkbar.

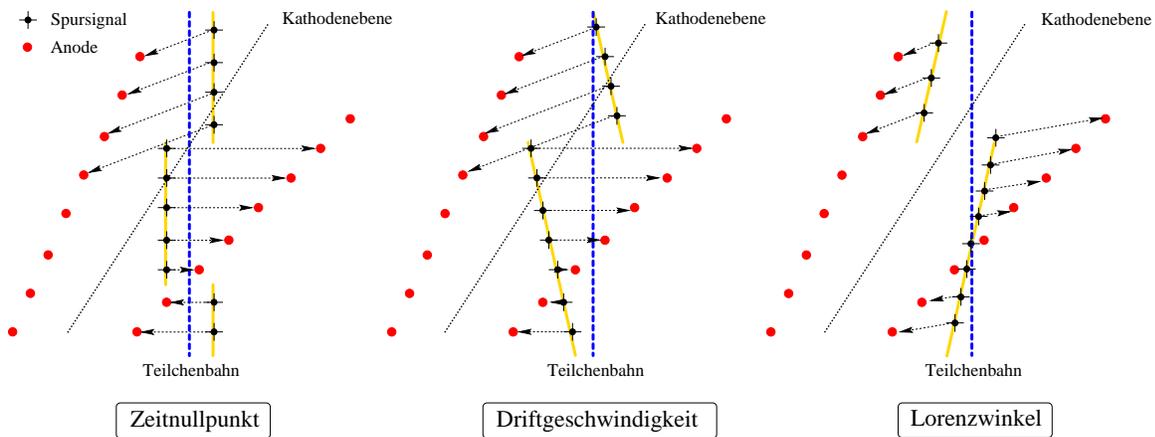


Abbildung 3.2: Die Auswirkung falsch bestimmter Kalibrationsparameter auf die Lage der rekonstruierten Spurpunkte.

Dies wird in einem Local1 genannten, in der Analysesoftware verfügbaren Spurfindealgorithmus zur Bestimmung der Kalibrationsparameter ausgenutzt. Das Programm liefert die durch Anpassungen an Spuren ausgewählter Ereignisse bestimmten Werte für Zeitnullpunkt, Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel. In Abbildung 3.3 sind die von einem Golddatensatz bei 400 AMeV bestimmten Verteilungen dieser Werte zu sehen.

²Die Referenzzeit t_c beschreibt die Verzögerungen bei der Verteilung der Referenzzeit (clock) auf die 10 Einschübe (crate), welche die FADC-Module enthalten. Die Werte sind hauptsächlich durch Kabellängen gegeben und ändern sich daher kaum über ein Experiment. Sie sind in einer „CCLT“ genannten Datenbank gespeichert.

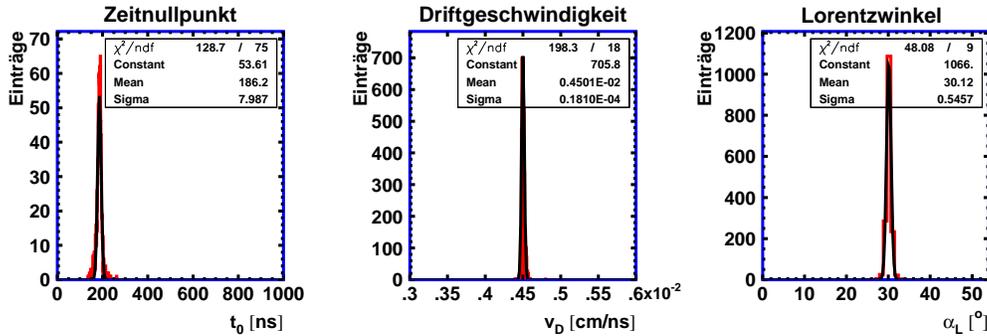


Abbildung 3.3: Die mit dem Kalibrationsmodus des Local1 Spurfindungsprogramms bestimmten Werte für Zeitnullpunkt, Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel.

Im Kalibrationsmodus eines weiteren, Local2 genannten Spurfindealgorithmus, lassen sich die Zeitnullpunkte für die einzelnen Drähte bestimmen. Die Werte ergeben sich aus der Ortsabweichung der einzelnen Spurpunkte zur Kreisannäherung. Die Ortsabweichungen für die einzelnen Drähte werden mit der Driftgeschwindigkeit in Zeiten umgerechnet und in der Datenbank „CTIM“ gespeichert.

Die Symmetrie der Sektoren äußert sich in einer Zweideutigkeit bei der Rekonstruktion der Spurpunkte. Da es zu Beginn nicht klar ist, auf welcher Seite der Ausleseebene die Spur verläuft werden zwei mögliche Spuren, die wahre Spur und die Spiegelspur rekonstruiert. Dies ist der Grund für das Vorzeichen \pm in der obigen Gleichung. Die Punkte von Spur (mit Kreisannäherung) und Spiegelspur sind auch in Abbildung 3.1 zu sehen.

Zur Unterscheidung der Spuren kann der minimale Abstand d_0 der Kreisannäherung zum Vertex verwendet werden. Die wahre Spur hat dabei einen kleineren Abstand als die Spiegelspur. Falls die Spur eine Sektorgrenze durchstößt, findet sich nur bei der wahren Spur eine Fortsetzung im nächsten Sektor. Außerdem können Spiegelspuren, welche mit dem falschen Lorentzwinkel rekonstruiert werden am Kammerrand Spurpunkte außerhalb des Kammervolumens besitzen. Besonders beim Helitron wird auch eine durch das Staggering erzeugte Mikrostruktur der Spur, zur Unterscheidung von Spur und Spiegelspur verwendet. Das Staggering ist ein abwechselnder senkrechter Versatz der Auslesedrähte um $200 \mu\text{m}$.

Über die bisher beschriebenen Kalibrationskonstanten hinaus werden noch weitere Korrekturen für die Driftzeit verwendet. Dies sind eine von der Pulsform abhängige Korrektur sowie eine vom Driftweg (oder der Driftzeit) abhängige Korrektur. Die Parametrisierungen hierfür sind in den „CSPS“ (CDC distance **s** pulseshape) und „CSSD“ (CDC distance **s** drift) Kalibrationsdatenbanken der CDC gespeichert.

Mit der von der Pulsform abhängigen Korrektur lässt sich ein durch Dispersion der Driftelektronen oder andere Effekte verursachter Walk ausgleichen. Eventuelle Inhomogenitäten des Driftfeldes, insbesondere im Nahbereich der Ausleseebenen werden mit der driftzeitabhängigen Korrektur geglättet. Diese Korrekturen sind in [And98] beschrieben.

Mit den Korrekturen erreicht die CDC eine Ortsauflösung in Driftrichtung³ von $300\ \mu\text{m}$. Die erzielbare Ortsauflösung beeinflusst zusammen mit dem Beitrag der Vielfachstreuung die Impulsauflösung einer Driftkammer. Simulationsrechnungen liefern eine impulsabhängige Transversalimpulsauflösung σ_{p_\perp}/p_\perp von 4% für einen Transversalimpuls von weniger als $0,5\ \text{GeV}/c$, sowie von 12% für einen Transversalimpuls von $2\ \text{GeV}/c$ [Pel97].

Der Abstand d_0 zwischen Kreisanpassung und Vertex muß idealerweise für Teilchen aus dem echten Interaktionspunkt verschwinden. Nur die Zerfallsprodukte von kurzlebigen Teilchen können einen endlichen Abstand zum Vertex haben. Der Zerfallsort wird dann auch sekundärer Vertex genannt. Bei den an der GSI erreichbaren Strahlenergien sind diese kurzlebigen Teilchen sehr selten. So wird in Ru+Ru-Reaktionen bei $1690\ \text{AMeV}$ Strahlenergie ein K_S^0 oder Λ nur alle mehrere Hundert zentrale Ru+Ru-Reaktionen produziert [Kut00]. Der Anteil der Zerfallsprodukte an den emittierten Teilchen ist daher vernachlässigbar und wird in der hier beschriebenen Analyse nicht berücksichtigt.

Für Teilchen aus dem echten Interaktionspunkt kann der rekonstruierte Abstand d_0 als Kriterium für die Spurgüte verwendet werden. Andererseits verbessert eine durch die Vertexkoordinate geführte Anpassung die Impulsauflösung.

In der neuesten Version der reduzierten Daten wird die Kreisanpassung einmal nur mit den gemessenen Spurpunkten und einmal unter Einbeziehung des berechneten Vertex durchgeführt. Außerdem enthalten die Datensätze auch die Qualitäten χ der Anpassungen.

Der Einfluß einer Bedingung an den Abstand d_0 zum Vertex sowie das Verhältnis der Spurgüten χ für freie und geführte Anpassung auf die Flußobservablen wird in Abschnitt 3.5.1 diskutiert.

Rekonstruktion der Ladungsteilungskordinate

Die von den Driftelektronen nach der Gasverstärkung auf den Drähten deponierte Ladung Q fließt über beide Drahtenden ab. Dabei teilt sie sich nach dem Ohmschen Gesetz umgekehrt proportional zum Verhältnis der links- und rechtsseitigen Widerstände auf.

$$Q_1/Q_2 = (R_2 + R_0)/(R_1 + R_0)$$

Diese sind durch die Drahtwiderstände R_1 und R_2 also die Drahtlängen links- und rechts des Auftreffpunkts sowie die Abschlußwiderstände R_0 gegeben. Letztere setzen sich aus einem Anpaßwiderstand und dem (vernachlässigbaren) Innenwiderstand der ladungsempfindlichen Vorverstärker zusammen. Mit dem spezifischen Widerstand $\rho = R_w/l_0$ und den für jeden Draht in der Geometriedatenbank „CGEO“ gespeicherten Größen Drahtpositionen z und Drahtmitte z_w lassen sich die Drahtwiderstände folgendermaßen beschreiben:

$$\begin{aligned} R_1 &= \rho_0(l_0/2 + z - z_w) \\ R_2 &= \rho_0(l_0/2 - z + z_w) \end{aligned}$$

³Für das Helitron beträgt die Ortsauflösung in Driftrichtung $550\ \mu\text{m}$

Führt man weiterhin noch die effektive Drahtlänge $l_{eff} = l_0(1 + 2R_0/R_w)$ ein, erhält man:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{l_{eff}/2 + z - z_w}{l_{eff}/2 - z + z_w}$$

Damit ergibt sich die Position zu:

$$z = z_w + \frac{l_{eff}}{2} \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 + Q_2}$$

Bei der Umrechnung der gemessenen Amplituden A_i werden Unterschiede in der Verstärkungskette mittels Verstärkungsfaktoren c_i ausgeglichen.

$$Q_i = c_i * A_i$$

Für die insgesamt 960 Drähte sind daher 1920 Faktoren in einer „CCHA“ (CDC **charge**) genannten Datenbank gespeichert. Das Verhältnis der Faktoren für einen Draht legt zusammen mit der effektiven Drahtlänge die z-Position der Treffer fest.

Zur Kalibration wird an gut bestimmten Teilchenspuren die erwartete Ladung an den Drahtenden berechnet. In einer Iteration werden die Verstärkungsfaktoren einer Kammerseite so eingestellt, daß das Verhältnis von gemessener und mit der Spurparametrisierung berechneter Ladung 1 wird.

Die in der Literatur [Bar81] beschriebenen Auflösungen für die Ladungsteilungskoordinate von 0,8 bis 2% der Drahtlänge, werden mit keiner der Driftkammern des FOPI-Detektors erreicht. Für die Drähte der CDC kann eine Auflösung σ_{dz}/z von 12% für die inneren Drähte und 6,5% für die äußeren Drähte bestimmt werden. Mit dem Helitron wird für die Ladungsteilungskoordinate eine Auflösung von 12% der Drahtlänge erzielt.

Die schlechten Auflösungen stören Spurfindung und Teilchenidentifizierung. So wird aufgrund der schlechten Auflösung die Spurfindung in der CDC nur in der transversalen Ebene durchgeführt.

Die Ladungsteilungskoordinate wird zur Bestimmung des Polarwinkels benötigt. Hierzu werden die Spurpunkte mit einer Helix angepaßt, welche über ihre Steigung den Polarwinkel sowie den z-Achsenabschnitt z_0 liefert. Mit den z-Achsenabschnitten aller in einem Ereignis rekonstruierten Spuren wird der Ursprung V_z der Reaktion in z-Richtung bestimmt. Der z-Achsenabschnitt kann auch als Qualitätskriterien für die Spur verwendet werden.

Die hier verwendeten reduzierten Datensätze der neuesten Generation enthalten die Spurparameter aus einer freien Anpassung der Spurpunkte sowie aus einer durch den Interaktionspunkt geführten Anpassung. Letztere liefert eine bessere, polare Winkelauflösung und verbessert damit die Impulsrekonstruktion. Der Interaktionspunkt wird hier durch den Schnittpunkt der Kreisanpassungen der einzelnen Spuren im Ereignis sowie die nominelle longitudinale Targetposition definiert.

Abbildung 3.4 zeigt die Verteilung der z-Achsenabschnitte sowie die Korrelation dieser mit dem Polarwinkel. Die Teilchen stammen dabei von Reaktionen, deren longitudinale Vertexkoordinate im Bereich von ± 10 cm um die nominelle Targetposition liegt.

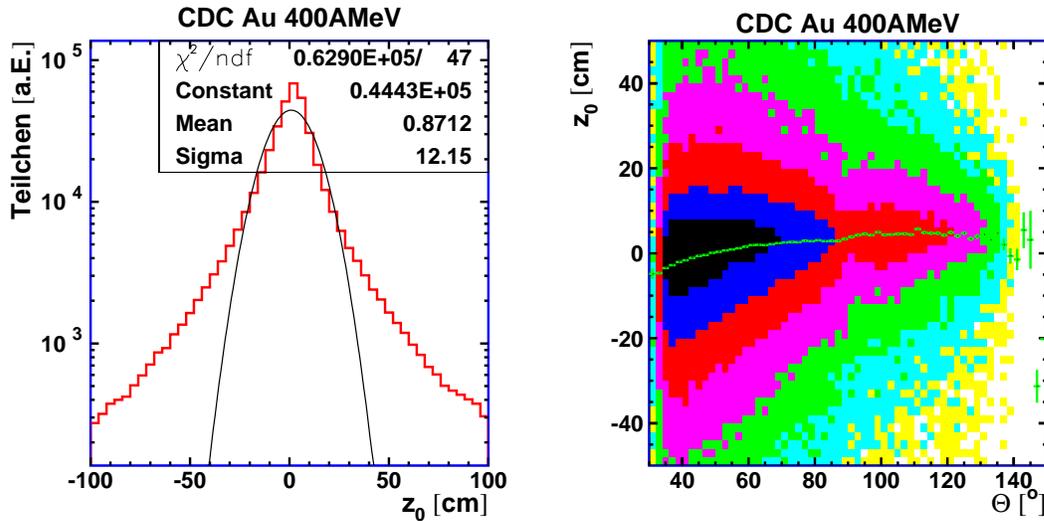


Abbildung 3.4: Verteilung von z -Achsenabschnitt z_0 sowie die Korrelation dieser Größe mit dem Polarwinkel Θ .

Für den z -Achsenabschnitt ist eine breite, leicht asymmetrische Verteilung zu erkennen.

In der Auftragung des z -Achsenabschnitts aus der freien Helixanpassung, gegen den mit einer durch den Vertex geführten Helixanpassung bestimmten Polarwinkel, ist ein Ansteigen des z -Achsenabschnitts mit dem Polarwinkel zu erkennen. Außerdem erkennt man die sich durch den Fixed-Target-Aufbau ergebende Fokussierung der Teilchen in Vorwärtsrichtung. Bei einem Polarwinkel von 90° ergibt sich eine Verminderung der Teilchenzahl durch Energieverlust im Target.

Die im rechten Bild sichtbare Asymmetrie ergibt sich aus dem Zusammenspiel der Winkelverteilung der Teilchen, der Winkelabhängigkeit des z -Achsenabschnitts sowie der bei der Kalibration verwendeten Forderung, daß die Reaktionen ihren Ursprung (Vertex) am Ort des Targets haben. Die z -Koordinate des Vertex wird dabei mit dem mittleren z_0 der Teilchen festgelegt.

Mit dem Helitron werden ähnliche Auflösungen der Ladungsteilungskordinate, wie mit der CDC erzielt. Da die Ladungsteilungskordinate hier jedoch in die transversale Koordinate und damit zusätzlich in die Transversalimpulsbestimmung eingeht, führt dies zu einer schlechten Orts- und Impulsauflösung des Detektors. Eine erst nach dem Experiment durchgeführte Änderung der Impedanzanpassung der Vorverstärker führte hier zu einer leichten Verbesserung.

Der Energieverlust

Der spezifische Energieverlustwert dE/dx für eine Teilchenspur wird aus den für die Spurpunkte gemessenen Amplituden berechnet.

Hierzu wird nach der „Truncated Mean“ Methode der Mittelwert unter Ausschluß von 30% der großen und 10% der kleinen Meßwerte gebildet. Damit werden Beiträge der Ausläufer der Landauverteilung des Energieverlustes, sowie von zufällig von anderen Spuren aufgesammelten Punkten unterdrückt, was die Auflösung verbessert.

Die für die Bestimmung des Energieverlustwerts relevanten Kalibrationskonstanten sind die schon bekannten Verstärkungsfaktoren „CCHA“. Im Gegensatz zur Ladungsteilung, bei der nur das Verhältnis der Verstärkungsfaktoren eingeht, hängt das Energieverlustsignal nur vom Absolutwert ab. Zur Kalibration werden gut bestimmte Spuren von Protonen verwendet, mit denen die Verstärkung der Drähte so abgeglichen wird, daß im Mittel alle Drähte dieselbe Amplitude liefern. Dies wird in einer Iteration angewendet, wobei die zur Teilchenidentifizierung verwendete Bethe-Bloch-Relation eine Rückkopplung über den Energieverlust liefert.

Für den Energieverlust sind auch Korrekturen in Abhängigkeit von Pulsform und Driftweg möglich. Die Pulsform ist dabei in zwei Pulsformparametern, welche bei der Datenreduktion bestimmt wurden gespeichert. Die Korrektur der Pulsformabhängigkeit führt zu einer Verbesserung der gemessenen Energieverlustauflösung um etwa 20%, was jedoch durch Verformungen der Energieverlust-Impuls-Korrelation erkauft wird. Da dies oberhalb eines Impulses von 1 GeV/c die Trennung von Protonen und Deuteronen erschwert, wird die Korrektur hier nicht verwendet. Außerdem skaliert bei der Verwendung der Korrektur der Energieverlust mehrfachgeladener Teilchen nicht mehr mit dem Quadrat, sondern mit einer Potenz von etwa 1,7 der Teilchenladung.

Nach der Kalibration werden mit der CDC Energieverlustauflösungen zwischen 20 und 30% erreicht. Diese Werte wurden auch in den Vorgängerexperimenten erzielt [Best96] und liegen deutlich über den mit Driftkammern erzielbaren Werten. Mit einer in [All80, Blu94] gegebenen empirischen Formel für die bei der Messung der Ionisation in Argon erreichbaren Genauigkeit

$$\frac{\delta I_{mp}}{I_{mp}} = 0,96n^{-0,46}(px)^{-0,32},$$

ergibt sich für $n = 60$ Messungen (Spurpunkte) über eine Strecke $x = 100$ cm bei einem Druck⁴ $p = 1$ atm eine wahrscheinlichste ($_{mp}$) Auflösung von 3% FWHM. Bei 30 Messungen auf 50 cm ergibt sich eine Auflösung von 6%. In Experimenten mit Driftkammern oder TPC werden etwa 20% größere Werte, als mit der Formel berechnet, erzielt [Blu94].

Als Gründe für die schlechten Auflösungswerte für Energieverlust und Ladungsteilungskordinate der Driftkammern des FOPI-Aufbaus werden elektrische Einstreuungen von außen sowie ein Übersprechen der Signale zwischen den Drähten angesehen. Die genauen Ursachen sollen an der inzwischen neu aufgebauten CDC untersucht werden.

Weiterführende Informationen über die CDC und die Kalibration für diesen Detektor finden sich in [And98] sowie in [Best96].

⁴1 atm = 1013 hPa

Massenbestimmung mit der Bethe-Bloch Parametrisierung

Die Bethe-Bloch-Relation [PDG98] gibt den Zusammenhang zwischen dem durch Ionisation verursachten Energieverlust dE/dx und der Teilchengeschwindigkeit für geladene Teilchen.

$$-\frac{dE}{dx} = KZ \frac{z^2}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]$$

Dabei sind die Massenzahl A , die Ladungszahl Z sowie die durchschnittliche Anregungsenergie I Eigenschaften des Mediums in dem die Ionisation stattfindet. Für die verwendete Gasmischung Argon:Isobutan:Methan im Verhältnis 88:10:2 können die Werte für Argon ($Z=18, A=36$) verwendet werden. Ladung z , Geschwindigkeit β und γ , sowie der maximale Energieübertrag T_{\max} sind Teilcheneigenschaften. Nach [PDG98] gilt für die beobachteten Teilchen die Näherung $T_{\max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$. Die Konstante K hat den Wert $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,307075 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$. Die Dichtekorrektur δ kann bei niedriger Energie, was hier der Fall ist, vernachlässigt werden.

Zur Massenbestimmung wird bei beiden Driftkammern des FOPI-Detektors eine an die Bethe-Bloch-Relation angelehnte, empirische Parametrisierung verwendet, welche für mehrfachgeladene Teilchen einen geringeren Anstieg des Energieverlusts liefert. Diese wird mit den Parametern f_1 bis f_5 an den gemessenen Verteilungen angepaßt.

$$-\frac{dE}{dx} = f_1 c_1 z^{f_5} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln(f_6 + c_2 (\beta^2 \gamma^2)^{f_2}) - (\beta^2)^{z^2} \right]$$

In c_1 und c_2 sind Konstanten zusammengefaßt.

Die Teilchenmasse ergibt sich in einer Iteration als der Wert, der mit dem gemessenen Impuls den gemessenen Energieverlust reproduziert. Zur Initialisierung und zum Abtrennen der Pionen wird eine parabolische Funktion, welche das Abfallen des Energieverlusts mit der Geschwindigkeit parametrisiert, verwendet. Der Parameter f_6 , der einen Wert von 1 hat, stellt die Konvergenz der Iteration sicher.

In Abbildung 3.5 ist der mit der CDC gemessene Energieverlust in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls aufgetragen.

In die Bilder sind die erwarteten Werte für die nominellen Teilchenmassen eingezeichnet. Außerdem ist die obere Grenze von $3,5 \text{ GeV}/c^2$ für einfachgeladene Teilchen markiert. Mit dieser Masse wird für nur in der CDC gemessene Spuren eine Unterscheidung in einfach- und zweifachgeladene Teilchen vorgenommen.

Bei der Strahlenergie von 400 AMeV sind die Heliumisotope sowie darüber die Lithiumisotope erkennbar. Bei der höheren Energie lassen sich in dieser Darstellung die Heliumisotope nicht mehr auflösen. Der Grund hierfür ist die geringe Zahl der ^4He -Isotope, welche auf der Schulter der häufigeren ^3He -Isotope liegen. Dies zeigt sich an der Massenverteilung, welche im nächsten Abschnitt behandelt wird.

3.1.1 Teilchenidentifizierung mit der CDC

Die CDC kann bei der höchsten Strahlenergie noch Teilchen bei Schwerpunktsrapidität messen. In diesem Bereich besteht kein Überlapp mehr mit dem Flugzeitdetektor Barrel.

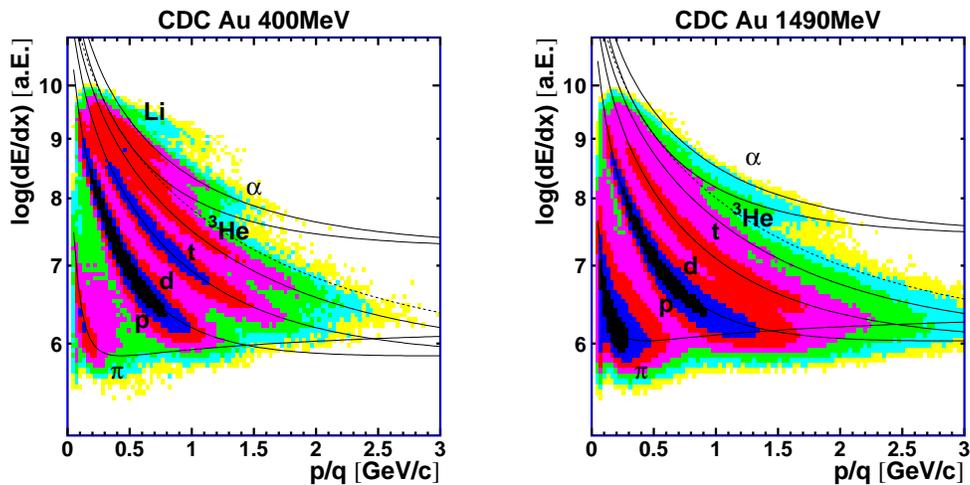


Abbildung 3.5: Der in der CDC gemessene Energieverlust über dem Teilchenimpuls pro Ladungseinheit (Links bei 400 A MeV, rechts bei 1490 A MeV). In die Abbildungen sind die Massenschranken für die Teilchen eingezeichnet. Außerdem ist die Abschneidegrenze von $3,5 \text{ GeV}/c^2$ für die Ladungstrennung als unterbrochene Linie eingezeichnet.

Außerdem liegt die Zuordnungswahrscheinlichkeit selbst im Überlappbereich beider Detektoren nur zwischen 60 und 65%.

Um die Akzeptanz und Effizienz⁵ der CDC möglichst gut ausnutzen zu können, wird hier zur Teilchenidentifizierung eine kombinierte Strategie verwendet.

Die leichten, einfachgeladenen Teilchen bis zum Deuterium werden nur mit der CDC identifiziert, wodurch die hohe Spurfundungseffizienz und die große geometrische Akzeptanz der CDC vollständig ausgenutzt wird.

Alle anhand der Bahnkrümmung als negativgeladen erkannten Teilchen werden als π^- betrachtet. Zur Identifizierung der positivgeladenen Teilchen werden dann Massenschranken eingesetzt. Teilchen mit einer Masse von weniger als $0,5 \text{ GeV}/c^2$ werden als π^+ identifiziert. Darüber wird der Mittelwert $m_c = (m_1 + m_2)/2$ der Ruhemassen der zu trennenden Teilchen als Schranke verwendet.

Für die so als Tritonen oder schwerere Teilchen identifizierten Spuren wird zuerst überprüft, ob die Barrelinformation zur Verfügung steht. Ist dies der Fall, wird für ein Teilchen mit einer gemessenen Ladung von mehr als 1,5 die Masseniteration mit der zweifachen Elementarladung wiederholt. Steht keine Barrelinformation zur Verfügung wird für Teilchen mit einer Masse von mehr als $3,5 \text{ GeV}/c^2$ eine Ladung von 2 angenommen und die Masseniteration ebenfalls wiederholt. Zur Unterscheidung der Heliumisotope wird dann wieder die mittlere Masse verwendet.

⁵Der Vergleich der mit dem Auge erkennbaren Spuren, mit den von der Spurfundung gelieferten Spuren, deutet auf eine Spurfundungseffizienz von 98% selbst bei den höchsten Multiplizitäten hin.

Die seltenen Kaonen bleiben in dieser Analyse unberücksichtigt.

Die Abbildung 3.6 zeigt die mit der Bethe-Bloch-Parametrisierung und der oben beschriebenen Strategie bestimmten Massenverteilungen von Spuren im Akzeptanzbereich der CDC. In die Verteilungen sind die verwendeten Massenschranken eingezeichnet. Außerdem sind die mit dem Barrel identifizierten, zweifachgeladenen Teilchen hervorgehoben.

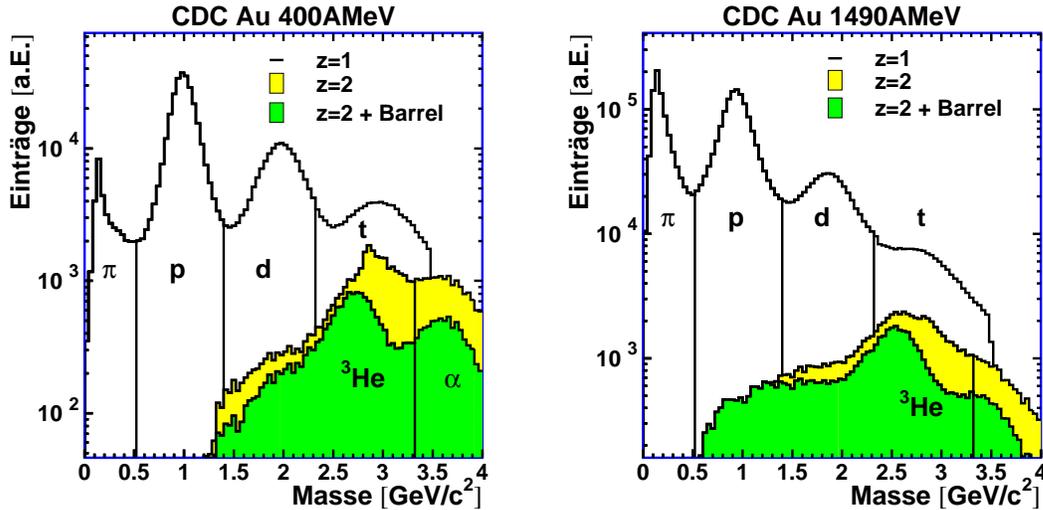


Abbildung 3.6: Mit der kombinierten Strategie bestimmte Teilchenmasse für Spuren in der CDC.

Die sichtbaren Abweichungen der Spitzen und Täler der Massenverteilungen von den erwarteten Werten ergeben sich aus dem Verlauf der experimentell bestimmten Energieverlust- und Impulswerte, welche nicht vollständig der Bethe-Bloch-Parametrisierung folgen.

So führen etwa Bereichsüberschreitungen bei der Amplitudenmessung zum systematischen Verlust von Spurpunkten mit hoher Ladung. Dies wird als möglicher Grund für die etwas zu geringe Masse der Heliumisotope angesehen. Genauso können fehlidentifizierte Spurpunkte zur Verfälschung des Energieverlustwertes führen.

Die Breite σ des Massenpeaks der Protonen kann zur Bestimmung der Massenaufösung der CDC verwendet werden. Sie liegt für 400 und 1490 AMeV Strahlenergie bei $0,11 \text{ GeV}/c^2$ bzw. $0,14 \text{ GeV}/c^2$.

Für die Messung des elliptischen Flusses sind Teilchen, welche im Schwerpunktsystem der Reaktion senkrecht zur Stoßrichtung emittiert werden, besonders interessant. In einer „normierte Rapidity“ $y^{(o)}$ genannten Einheit der Longitudinalgeschwindigkeit erzielen diese Teilchen kleine Werte. Sie haben die Rapidity des Schwerpunktsystems (Schwerpunkts-rapidity). Die Rapidity wird in Abschnitt 3.3 erklärt. Für die mit der CDC gemessenen Spuren wird zur Berechnung der Rapidity die Teilchenidentifikation benötigt.

In Abbildung 3.7 ist der Energieverlust von Teilchen mit Schwerpunktsrapidity über dem

Impuls pro Ladungseinheit aufgetragen. Hier ist zu sehen, daß die Bedingung an die Rapi-

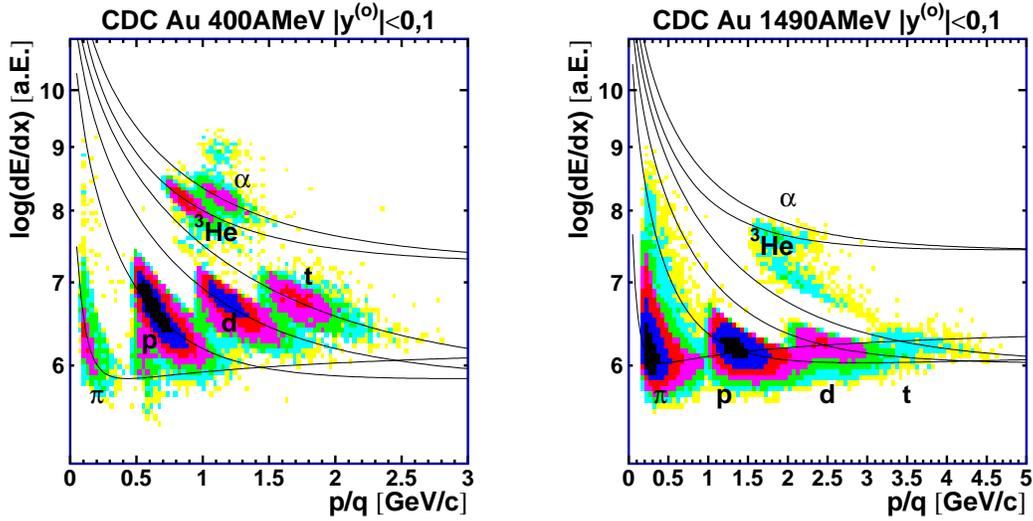


Abbildung 3.7: Auftragung von Energieverlust über Impuls pro Ladungseinheit für in der CDC gemessene Teilchen mit Schwerpunktsrapidität.

dität, also die Longitudinalgeschwindigkeit, zur Auswahl von Teilchen mit großem Impuls führt.

Bei der niedrigen Strahlenergie sind die Bereiche der einzelnen Teilchen gut separiert. Durch die Verschiebung zu höheren Impulsen liegen bei der hohen Strahlenergie die Bereiche der Teilchen näher zusammen. Hier kann es leichter zu einer Verunreinigung durch falsch identifizierte Teilchen kommen.

Außerdem ist bei der hohen Strahlenergie die verminderte Intensität der schweren Teilchen sowie das Fehlen der ^4He -Isotope zu beobachten.

3.1.2 Teilchenidentifizierung mit dem Helitron

Wie schon in Abbildung 2.6 gezeigt, hat die nur mit dem Helitron bestimmte Teilchenmasse eine schlechte Auflösung. Daher werden in dieser Analyse nur Spuren, denen auch ein Treffer in der Plastikwand zugeordnet wurde, verwendet.

Für die Spuruordnung zu den Treffern in der Plastikwand wird ein rein geometrisches Verfahren verwendet. Bei niedriger Spurdichte, etwa in Ca-Reaktionen, wird zur Spuruordnung nur der Unterschied im Azimuth zwischen Helitronspur und Plastikwandtreffer verwendet. Für die Goldreaktionen werden als Kriterien der Unterschied in Polarwinkel Φ und Azimuthal Θ als Kriterien verwendet. Für den Differenzwinkel $\Delta\Theta$ ergibt sich dabei eine Breite σ von 2° , für $\Delta\Phi$ beträgt die Breite 3° .

Ein kombiniertes, in [Moh96] beschriebenes Verfahren, welches zusätzlich die Ladungs- und Masseninformation von Plastikwand und Helitron auswertet, ist noch nicht ausgereift.

Zur Teilchenidentifizierung wird in der hier beschriebenen Untersuchung die aus Impuls und Geschwindigkeit bestimmte Teilchenmasse verwendet. Die Verteilung dieser Größen ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Da der Energieverlust dE/dx der Teilchen im Detektor

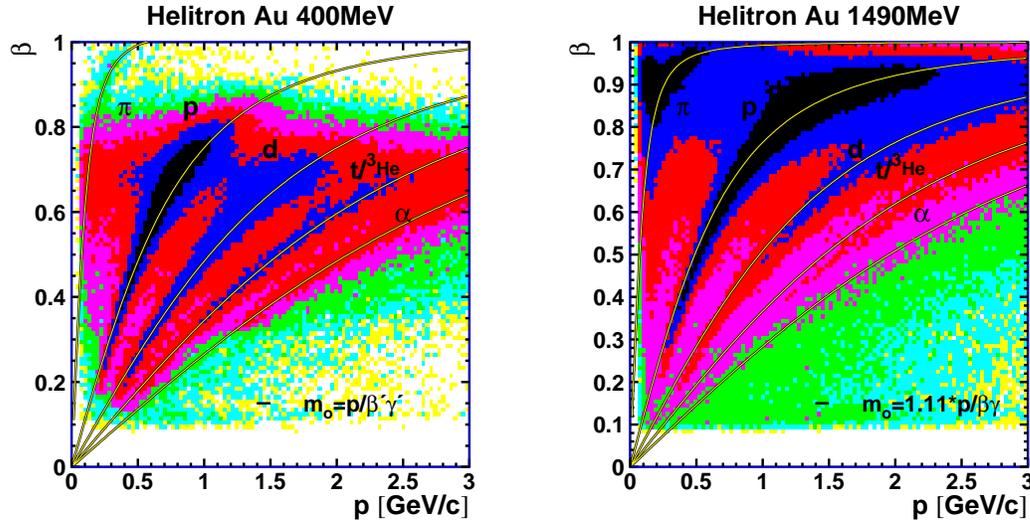


Abbildung 3.8: Mit der Plastikwand gemessene Geschwindigkeit über dem Impuls der im Helitron gemessenen Spuren.

sowie das inhomogene Magnetfeld die Größen merklich beeinflussen, werden bei der Massenbestimmung Korrekturfaktoren benötigt. Bei einer Strahlenergie bis 600 AMeV wird eine Korrektur in der Geschwindigkeit, bei höherer Strahlenergie eine Korrektur im Teilchenimpuls zur Berechnung der Teilchenmasse verwendet.

In den Bildern ist außerdem bei $\beta=0,7$ bzw. $\beta=0,9$ ein Band über den Impulsbereich zu erkennen. Dies sind Teilchen mit Strahlgeschwindigkeit, welche im Helitron falsch identifiziert wurden.

Da die Plastikwand auch die bessere Nachweiswahrscheinlichkeit⁶ sowie eine gute Ladungsauflösung hat, beginnt die Teilchenidentifikation mit der Teilchenladung. Dies erlaubt insbesondere die Unterscheidung von Tritium und ^3He . Teilchen mit negativer Bahnkrümmung werden unabhängig von ihren übrigen Parametern als negative Pionen identifiziert, positivgeladene Pionen werden mit einer Abschneidemasse von 0,3 bis 0,5 GeV/c^2 abgetrennt. Zur Identifikation der übrigen Teilchen werden die wie bei der CDC berechneten Massenschranken verwendet.

Die Korrelation von Geschwindigkeit und Impuls für die Teilchen mit Schwerpunktsrapidität ist in Abbildung 3.9 zu sehen.

⁶Für die Nachweiswahrscheinlichkeit der Szintillatoren wird etwa 98% angenommen. Durch die Geometrie sowie Doppeltreffer reduziert sich der Wert.

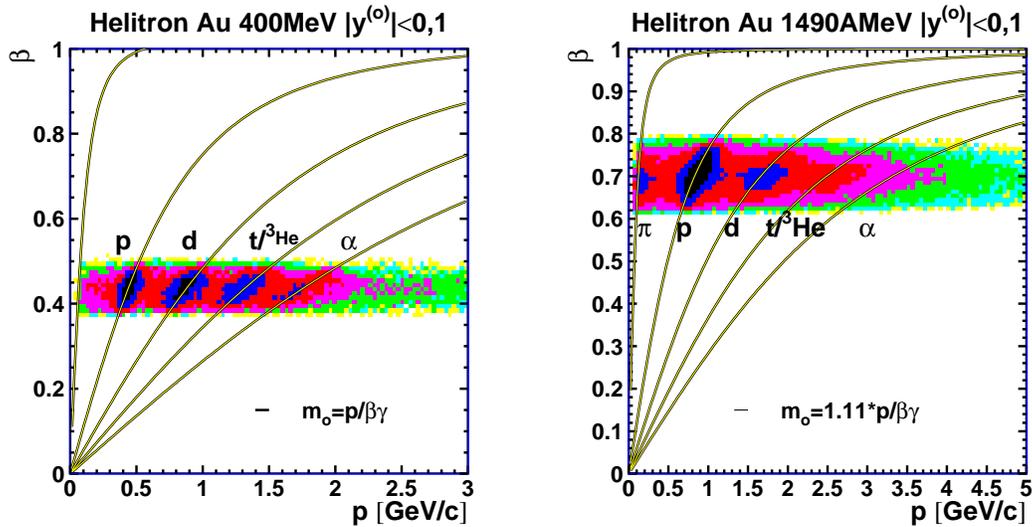


Abbildung 3.9: Geschwindigkeit und Impuls aus Plastikwand und Helitron für Teilchen mit Schwerpunktsrapidität.

Die Zuordnungseffizienz

Die Wahrscheinlichkeit, daß einem Treffer in der Plastikwand eine im Helitron gemessene Spur zugeordnet werden kann, hängt von verschiedenen Parametern ab. Neben Abhängigkeiten von Spurdichte, geometrischem Ort im Detektor oder Bahnkrümmung (Impuls) sind auch Abhängigkeiten von den verschiedensten Qualitätsbedingungen feststellbar. Eine Untersuchung z.B. für die Reaktion Ar+Ca bei 400 AMeV ist in [Moh96] beschrieben. Hier soll nur auf die Hauptabhängigkeiten eingegangen werden.

In Abbildung 3.10 ist für Goldreaktionen bei 400 AMeV sowie für 1490 AMeV die Zuordnungswahrscheinlichkeit für einfachgeladene Teilchen über dem Polarwinkel aufgetragen. Hier kann man erkennen, daß die Zuordnungseffizienz oberhalb eines Polarwinkels von etwa 15° annähernd konstant ist, jedoch bei kleineren Winkeln stark abnimmt. Der Grund hierfür sind elektrische Reflexionen, die sich senkrecht zu den Auslesedrähten über diese ausbreiten. Spuren mit kleinem Polarwinkel verlaufen ebenfalls eher senkrecht zu den Auslesedrähten und werden daher durch eine Überlagerung mit der Reflexion am stärksten gestört. Dies führt zu Fehlzuordnungen sowie zu schlechten Massenauflösungen.

Wie man in der Abbildung erkennen kann, beträgt die Zuordnungseffizienz für Teilchen Spuren mit einem Polarwinkel von mehr als 15° bei einer Strahlenergie von 400 AMeV etwa 90%. Bei 1490 AMeV kann mit Ausnahme der Reaktionen mit den größten Teilchenzahlen (mul5)⁷ mit einer Effizienz von 80% gerechnet werden. Das Absinken der Zuordnungseffizienz bei großen Teilchenzahlen ist besonders unterhalb von 15° zu erkennen. Ein Grund für

⁷Die Unterteilung der Multiplizitätsverteilung wird in Abschnitt 3.2.2 beschrieben.

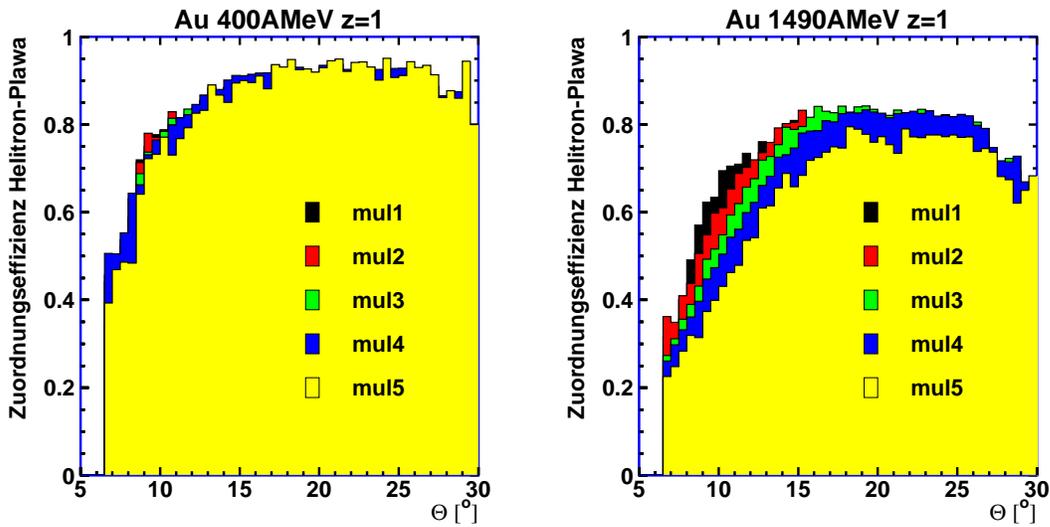


Abbildung 3.10: Zuordnungseffizienz für einfachgeladene Teilchen als Funktion des Polarwinkels für Reaktionen bei 400 A MeV sowie 1490 A MeV. Die Unterteilung der Ereignisse nach der Teilchenzahl im gesamten Detektor zeigt die Abhängigkeit von der Spurdichte. *mul1* kennzeichnet dabei Ereignisse mit kleiner, *mul5* Ereignisse mit großer Teilchenzahl.

den Abfall der Zuordnungseffizienz ist auch der Anstieg der Doppeltreffer in der Plastikwand.

Für Observablen, bei denen die Teilchenzahl eingeht, ist daher eine Effizienzkorrektur notwendig. Der Effekt der Doppeltreffer wird, wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben, mit der Effizienz aus der realistischen Detektorsimulation korrigiert. Die simulierten Datensätze enthalten jedoch keine Helitroninformation, da in der Detektorbeschreibung eine Implementierung der Detektorauflösung für das Helitron fehlt. Daher wird die Zuordnungseffizienz mit den experimentellen Daten bestimmt. Die Parametrisierung in Abhängigkeit von Rapidität und Transversalgeschwindigkeit berücksichtigt dabei die Polarwinkelabhängigkeit. Da die Plastikwand nur eine Ladungsidentifikation ermöglicht, ist jedoch nur eine ladungsabhängige Korrektur möglich. Der für einfachgeladene Teilchen bestimmte Korrekturfaktor wird hier für Protonen, Deuteronen und Tritonen verwendet. Für eine darüber hinaus gehende Korrektur, etwa der Impulsabhängigkeit sowie eine Untersuchung weiterer Abhängigkeiten wäre eine realistische Detektorsimulation notwendig.

3.2 Ereignisauswahl und Klassifizierung

Zur Unterdrückung des Untergrundes von Nichttargetreaktionen wird die z -Komponente der rekonstruierten Vertexkoordinate verwendet. Außerdem werden mit weiten Bedingungen auf die Zeit- und Energiesignale des Startzählers Ereignisse mit fehlerhaftem Startsignal

unterdrückt.

Zur Untersuchung der Zentralitätsabhängigkeit der Reaktionen wird die im Ereignis gemessene Anzahl der geladenen Teilchen verwendet.

3.2.1 Die Vertexkoordinate

Neben den gewünschten Reaktionen im Target werden im Experiment auch Reaktionen der Strahlteilchen mit Strahlrohr, Start- und Veto-Detektoren sowie der das Target umgebenden Heliumatmosphäre aufgezeichnet. Im Vergleich zu den Targetereignissen haben diese Untergrundereignisse im Durchschnitt eine niedrigere Multiplizität sowie einen anderen Ursprungsort (Vertex). Durch Bedingungen an Multiplizität und rekonstruierten Vertex läßt sich der Anteil der Untergrundereignisse in den untersuchten Ereignissen reduzieren.

Mit den in der CDC gemessenen Spuren kann der Vertex berechnet werden. Die transversalen Vertexkoordinaten V_x und V_y werden aus den Schnittpunkten der in der x-y-Ebene an die Spuren angepaßten Kreislinien berechnet. Der Mittelwert der z-Achsenabschnitte z_0 der Spuren im Ereignis ergibt die longitudinale Vertexkoordinate V_z .

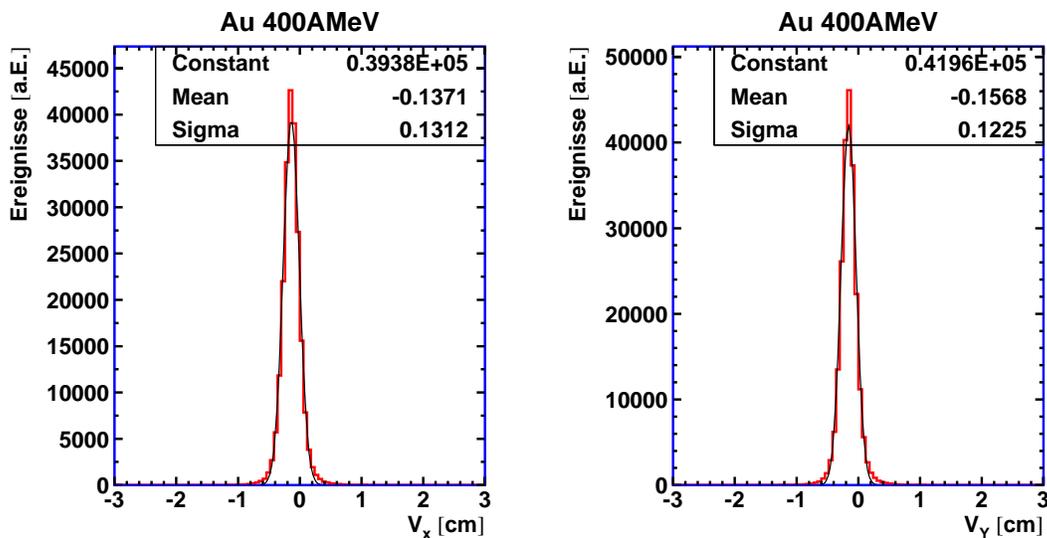


Abbildung 3.11: Die berechneten x - und y -Koordinaten des Interaktionspunktes ($Au+Au$ 400 AMeV) unter der „medium-bias“ Triggerbedingung.

In Abbildung 3.11 sind die Verteilungen der rekonstruierten transversalen Ortskoordinaten des Vertex gezeigt. Die Koordinaten V_x und V_y beschreiben dabei die Strahlposition auf dem Target. Man erkennt eine geringe Abweichung von der nominellen Position. Die Breite setzt sich aus der Breite des Strahlflecks und der Rekonstruktionsgenauigkeit zusammen. In der hier beschriebenen Analyse werden keine Bedingungen an die transversale Position des Vertex gestellt.

Die Verteilung der longitudinalen Vertexposition ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Das linke Bild zeigt dabei die Verteilung für Ereignisse mit niedriger Multiplizität ($mul2$). Die Unterteilung der Multiplizitätsverteilung wird in Abschnitt 3.2.2 beschrieben. Neben einer Häufung von Ereignissen in der Nähe der nominellen Targetposition ($V_z = 0$) gibt es auch Ereignisse in der Heliumatmosphäre davor sowie bei -80 cm im Austrittsfenster des Strahlrohres, bzw. der Eintrittsfolie in den heliumgefüllten Schlauch, der das Target umgibt. Bei der Forderung nach höherer Teilchenmultiplizität nimmt der Anteil der Nichttargetereignisse ab. Die Breite σ der Vertexverteilung liegt für alle Strahlenergien und Multiplizitäten zwischen 3 und 4 cm.

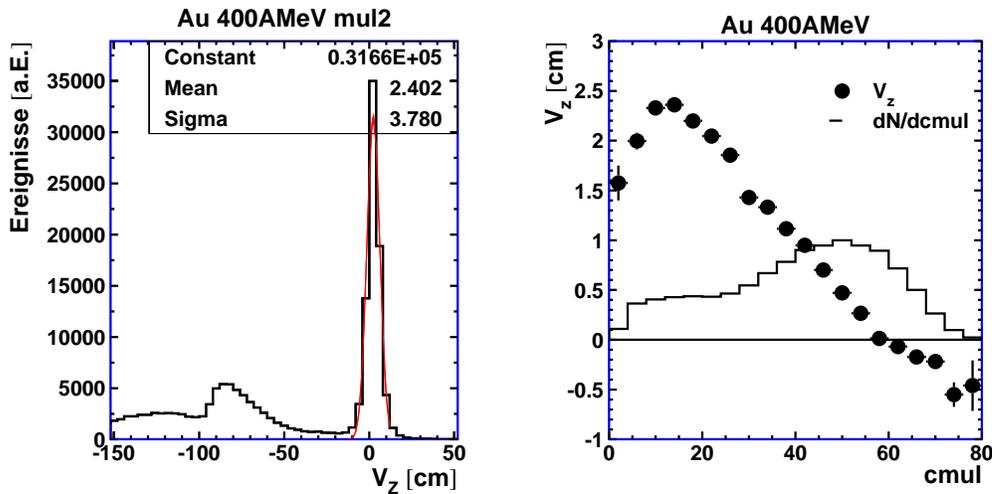


Abbildung 3.12: Links ist die Verteilung der rekonstruierten Longitudinalkoordinate V_z des Interaktionspunkts aus Ereignissen niedriger Multiplizität ($mul2$) gezeigt. Im rechten Bild ist die Abhängigkeit der Longitudinalkoordinate von der Anzahl der in der CDC gefundenen Spuren ($cmul$) gezeigt. Das Bild enthält auch die Verteilung von ($cmul$), wie sie sich mit den aufgezeichneten Ereignissen ohne Selektion einer Ereignisklasse ergibt.

Die mittlere, longitudinale Vertexposition wird jedoch von der Anzahl der Spuren in der CDC beeinflusst, was im rechten Bild von Abbildung 3.12 zu sehen ist. Während für Ereignisse mit hoher Spurzahl die nominelle Targetposition rekonstruiert wird, weicht die rekonstruierte Vertexposition zu Ereignissen mit niedriger Spurzahl systematisch davon ab. Da bei der Kalibration ohne Auswahl der Ereignisklasse, also mit einer mit zentralen Ereignissen angereicherten Verteilung, die Ladungsteilungscoordinate so eingestellt wird, daß die rekonstruierte Vertexposition im Mittel auf dem nominellen Wert liegt, ergibt sich die beobachtete Verteilung.

Die Multiplizitätsabhängigkeit der Vertexposition wird auf die schlecht bestimmte Ladungsteilungscoordinate zurückgeführt. Diese führt über die beobachtete Winkelabhängigkeit des z-Achsenabschnitts der frei parametrisierten Spuren zu einer Verschiebung der Vertexposition.

Um eine asymmetrische Auswahl von Ereignissen zu vermeiden wird hier mit einem ± 10 cm breiten Fenster um die mittlere, longitudinale Vertexposition gearbeitet. Als mittlere Vertexposition wird dabei der häufigste in „medium-bias“ Reaktionen gemessene Wert verwendet.

Die so ausgewählten Ereignisse enthalten dabei noch Ereignisse aus Reaktionen am Helium. Der Anteil dieser, an Ereignissen mit mittlerer oder hoher Multiplizität, beträgt bei Goldreaktionen bei allen untersuchten Strahlenergien weniger als 1%. Bei niedriger Multiplizität (mul2) sind in den ausgewählten Ereignissen etwa 5% Untergründereignisse enthalten. Bei noch niedrigerer Multiplizität (mul1) steigt deren Anteil auf 30 bis 50% an.

3.2.2 Zentralitätsobservablen

Multiplizität

Der Stoßparameter ist eine wichtige Größe im Schwerionenstoß. Er definiert über das Überlappgebiet der Kerne, die Reaktionszone, sowie die Größe der Restkerne (Spektatoren). Mit abnehmendem Stoßparameter, also ansteigender Zentralität, nimmt die Größe der Reaktionszone zu. Diese kann aufgrund der umgesetzten Strahlenergie leichte Kerne, Nucleonen oder produzierte Teilchen emittieren. Eine hohe Multiplizität gilt daher als ein Zeichen für einen großen Energieumsatz, also für eine zentrale Reaktion.

Energieverteilung

Neben der Multiplizität kann auch die Energieverteilung in Form der transversalen Energie E_{\perp} , welche durch Reaktionen aufgebaut wird, der longitudinalen Energie E_{\parallel} , oder des Verhältnisses

$$ERAT = \sum_i E_{\perp,i} / \sum_i E_{\parallel,i}$$

als Zentralitätskriterium dienen. Die Summe wird dabei über alle gemessenen Teilchen ausgeführt.

Wie in [And01] beschrieben, ist $ERAT$ der Multiplizität als Zentralitätskriterium bei kleinen Stoßparametern also zentralen Reaktionen überlegen.

Directivity

Das (notwendige) Verschwinden der Asymmetrie und damit des gerichteten Flusses bei zentralen Reaktionen eignet sich zur Selektion sehr zentraler Reaktionen. Eine hierzu verwendete, globale Flußobservable ist die in Abschnitt 3.4 beschriebene Directivity (D), welche in Verbindung mit der Multiplizität oder $ERAT$ eingesetzt wird. Da sie selbst eine Observable des Seitwärtsflusses darstellt, darf sie nicht zur Zentralitätsbestimmung bei der Messung gerichteter Flußobservablen verwendet werden.

Für eine Diskussion weiterer experimenteller Observablen zur Auswahl sehr zentraler Ereignisse verweise ich auf [Roy97].

Da der hier untersuchte elliptische Fluß bei zentralen Reaktionen verschwinden muß, ist die Multiplizität das geeignetste Zentralitätskriterium.

Unterteilung der Multiplizitätsverteilung

Ein Rezept zur Auswahl verschieden zentraler Ereignisse wurde von der Plastic-Ball Kollaboration [Gut90] eingeführt. Hierbei wird die gemessene Multiplizitätsverteilung in 5 Abschnitte (bin) unterteilt. Die Grenze zwischen dem vierten und fünften Abschnitt wird dabei auf den halbem Plateauwert gesetzt und der Bereich zu niedrigeren Multiplizitäten in 4 gleichbreite Intervalle unterteilt. Dies ist in Abbildung 3.13 für Au+Au bei 400 AMeV gezeigt. Diese, im weiteren als Gesamtmultiplizität (tmul) bezeichnete Größe, wurde durch

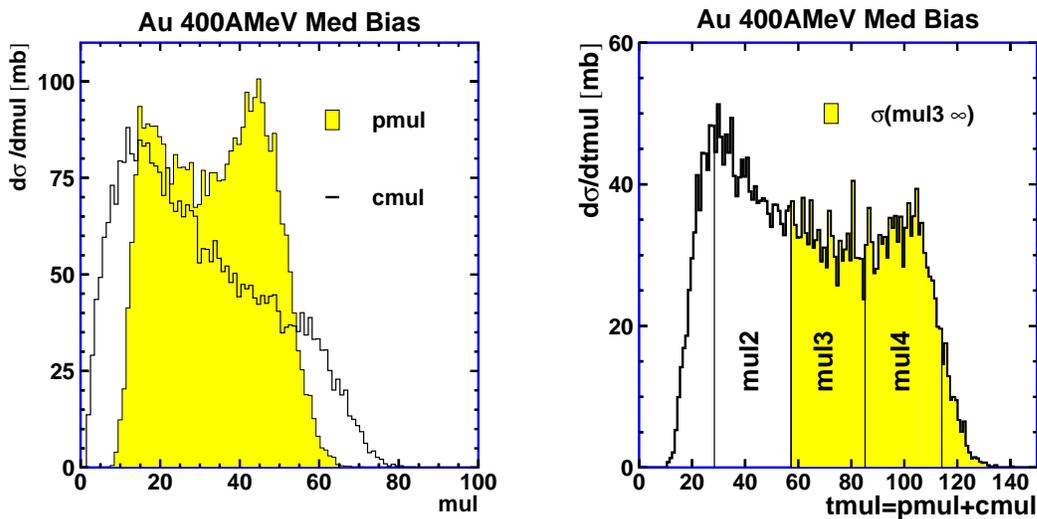


Abbildung 3.13: Links die Multiplizitätsverteilung in den Einzeldetektoren Plastikwand und CDC, rechts die daraus gebildete Gesamtmultiplizität. Außerdem ist die Unterteilung nach [Gut90] eingezeichnet; der zentrale Wirkungsquerschnitt für die Grenze zwischen den Multiplizitätsbereichen ($mul2$) und ($mul3$) ist unterlegt.

Addition der Anzahl der Treffer in der Plastikwand ($pmul$) und der Spurkandidaten in der CDC ($cmul$) gebildet. Die mit den Teilchenzahlen der einzelnen Detektoren gebildeten Verteilungen haben einen unterschiedlichen Verlauf, der wie eine Untersuchung mit dem in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen IQMD-Modell zeigt, aus der unterschiedlichen Ortsabdeckung der Detektoren resultiert.

Der Reaktionswirkungsquerschnitt im geometrischen Modell

Während der Stoßparameter in theoretischen Modellrechnungen ein vorgegebener Wert ist, kann er im Experiment nur indirekt bestimmt werden. Er wird für den Vergleich von

Experimenten untereinander sowie mit Modellrechnungen benötigt.

Der Gesamtwirkungsquerschnitt für den Kernstoß läßt sich mit einfachen geometrischen Annahmen annäherungsweise berechnen.

Die zentrale Annahme hierbei ist, daß sich der Wirkungsquerschnitt σ aus der geometrischen Überlappfläche der Kerne ergibt. Eine Reaktion erfolgt bei Stoßparametern zwischen 0 und dem größten geometrischen Stoßparameter $b_{max} = r_1 + r_2$, wobei r_1 und r_2 die geometrischen Kernradien sind. Für ein symmetrisches System ergibt sich so ein Wirkungsquerschnitt $\sigma = \pi b_{max}^2$, also die Fläche einer Kreisscheibe mit Radius $R = 2r$.

Der geometrische Kernradius $r_{max} = r_0 * \sqrt[3]{A}$ kann aus dem Kernvolumen berechnet werden. Mit einem Radius⁸ r_0 von 1,12 fm ergibt sich für den Goldkern ein Radius von 6,52 fm und ein Wirkungsquerschnitt von 5,34 b.

Der zentrale Wirkungsquerschnitt

Mit der Annahme, daß die Multiplizität monoton von der Zentralität abhängt und der differentielle Wirkungsquerschnitt unabhängig von der Zentralität ist, kann eine quantitative Beziehung zwischen der experimentell bestimmbaren Multiplizität und dem Stoßparameter gebildet werden.

Ein hierauf aufbauendes Verfahren zur Umrechnung von Multiplizität in Stoßparameter ist in [Cav90] beschrieben. Der geometrische Stoßparameter wird dabei durch Gleichsetzen des geometrischen Wirkungsquerschnitts mit dem zentralen Wirkungsquerschnitt S_m bestimmt. Dieser wird durch Aufsummieren der Multiplizitätsverteilung, von der Multiplizität m zur maximalen Multiplizität gebildet.

$$S_m = \sum_{M=m}^{\infty} \sigma(M)$$

Dies ist in Abbildung 3.13 für die untere Grenze des Bereichs (mul3) ($\sigma(mul3 \infty) = S_{m=58}$) veranschaulicht. Mit dem geometrischen Modell kann aus den Stoßparameter b ebenfalls ein Wirkungsquerschnitt berechnet werden.

$$S = \int_0^{b^2} d(b^2) d\sigma_g / d(b^2)$$

Unter Annahme eines konstanten, differentiellen geometrischen Wirkungsquerschnitts $d\sigma_g / d(b^2) = \pi$ vereinfacht sich die Beziehung und durch Einsetzen von S_m ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$b^2 = \frac{S_m}{\pi}$$

Damit können für die Grenzen der Multiplizitätsintervalle geometrische Stoßparameter bestimmt werden.

⁸Hier wurde als Radiusparameter der in [Cav90] gegebene Wert verwendet.

Multiplizität t _{mul}						
E_b [AMeV]	400	600	800	1000	1200	1490
N_{mul45}	115	132	152	169	180	198
$\sigma(\text{mul}5 \infty)$ [mb]	105	129	107	83	110	106
b (mul45) [fm]	1,8	2,0	1,8	1,6	1,9	1,8
$\sigma(\text{mul}4 \infty)$ [mb]	974	1075	982	1016	1061	997
b (mul34) [fm]	5,6	5,9	5,6	5,7	5,8	5,6
$\sigma(\text{mul}3 \infty)$ [mb]	1901	2049	1936	2077	2086	2095
b (mul23) [fm]	7,8	8,1	7,9	8,1	8,1	8,2
$\sigma(\text{mul}2 \infty)$ [mb]	3113	3201	3076	3234	3248	3268
b (mul12) [fm]	10,0	10,1	9,9	10,1	10,2	10,2
σ_{med} [mb]	3539	3747	3878	3450	3424	3485

Tabelle 3.1: Die Tabelle zeigt für die verschiedenen Strahlenergien die Multiplizitätsgrenze N_{mul45} zwischen Bereich 4 und 5, die integrierten Wirkungsquerschnitte und die geometrischen Stoßparameter für die untere Intervallgrenze des Multiplizitätsbereichs.

Für den mittleren Stoßparameter in einem Multiplizitätsintervall $[m_i, m_j[$ gilt dabei folgende Beziehung.

$$b^2 = (b_i^2 + b_j^2)/2$$

In Tabelle 3.1 sind die sich aus der fünffachen Unterteilung der Multiplizitätsverteilungen ergebenden Wirkungsquerschnitte und Stoßparameter für die untersuchten Strahlenergien angegeben.

Da die verwendete „medium-Bias“ Ereignisklasse Reaktionen mit niedriger Teilchenzahl unterdrückt, ist der gemessene Gesamtwirkungsquerschnitt σ_{med} kleiner als der tatsächliche Reaktionswirkungsquerschnitt.

Außerdem erkennt man, daß die geometrischen Stoßparameter für die Grenzen der Multiplizitätsbereiche, bei allen Strahlenergien, bei Stoßparametern von etwa 2, 5,6, 8 und 10 fm liegen. Der Meßfehler für Wirkungsquerschnitt und Stoßparameter kann durch das Verschieben der Multiplizitätsgrenzen um ein Teilchen abgeschätzt werden. Er liegt für alle Energien und Multiplizitäten unter 10%.

Die Werte stimmen gut mit den in [And01] angegebenen Stoßparametern überein und werden auch mit der nur mit der Plastikwand bestimmten Multiplizität (pmul) erzielt.

Auch Modellrechnungen mit dem in Abschnitt 6.2.2 beschriebenen IQMD-Modell liefern für den Multiplizitätsbereich (mul3) einen Stoßparameterbereich zwischen 6 und 8 fm.

In der Literatur wird für den Multiplizitätsbereich häufig ein Stoßparameterbereich von 5 bis 7 fm angenommen [Pin99, Gai01, Lar00]. In [Wan96] ist dieser Wert als Resultat einer Modellrechnung mit einem QMD-Modell angegeben.

Auch ein in [Wie93] beschriebenes Vorgängerexperiment, in dem nur die Vorwärtsdetektoren des FOPI-Aufbaus existierten, gibt Wirkungsquerschnitte an, welche für (pmul3) einem

Multiplizität $tmul$						
E_b [AMeV]	b_{geo} [fm]					
	2	6	8	10	5	7
400	114	82	55	27	93	68
600	132	95	66	33	109	83
800	150	108	72	35	122	92
1000	166	121	86	44	136	104
1200	179	131	94	49	146	114
1490	197	141	101	55	159	123

Tabelle 3.2: Die Multiplizitäten für vorgegebene geometrische Stoßparameter.

Stoßparameterbereich von 5 bis 7 fm entsprechen.

Hier wird von einer korrekten Messung im untersuchten Experiment ausgegangen. Falls dies nicht der Fall ist, so enthalten die in dieser Arbeit gemachten Modellvergleiche zu zentrale experimentelle Daten. Für den elliptischen Fluß würde dies die Interpretation in Richtung einer größeren Inkompressibilität also einer „härteren“ Zustandsgleichung verschieben.

Zur Vereinfachung, insbesondere für den Vergleich mit Modellrechnungen wird im weiteren die Multiplizitätsverteilung so unterteilt, daß die Grenzen für alle Strahlenergien bei $b = 2, 6, 8$ und 10 fm zu liegen kommen. Außerdem wird ein, dem Stoßparameterbereich von 5 bis 7 fm entsprechendes Intervall definiert, welches für den Vergleich mit Modellrechnungen für diese Zentralität verwendet wird. Die zur Unterteilung benötigten Teilchenzahlen sind in Tabelle 3.2 gegeben.

3.3 Akzeptanz und Effizienz

Der FOPI-Aufbau kann geladene Teilchen in einem Großteil des Raumwinkels nachweisen. Das hier untersuchte Goldsystem zeigt jedoch, daß die Nachweeffizienz, also die Fähigkeit zur Teilchenidentifizierung stark von der Zahl der gleichzeitig nachzuweisenden Teilchen, also der Multiplizität abhängt.

Einen Überblick über die Akzeptanz des Detektors gibt der sogenannte Akzeptanzplot, eine Auftragung der Impulsverteilung der nachgewiesenen Teilchen. Diese wird auch als Phasenraumverteilung, kurz Phasenraum bezeichnet. Hierbei ist es zweckmäßig, nicht die Teilchenimpulse selbst, sondern davon abgeleitete, einfacher zu handhabende Variablen zu verwenden. Statt der longitudinalen Impulskomponente wird die unter Lorentztransformation additive Rapidität y verwendet.

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1 + \beta_z}{1 - \beta_z}\right)$$

Durch den Übergang auf die normierte Rapidität

$$y^{(o)} = \frac{y - y_{CM}}{y_{CM}},$$

E_b [AMeV]	400	600	800	1000	1200	1490
β_P	0,715	0,794	0,843	0,876	0,900	0,923
y_{CM}	0,449	0,541	0,656	0,680	0,735	0,805
$\beta_{CM}\gamma_{CM}$	0,464	0,568	0,616	0,734	0,804	0,895

Tabelle 3.3: Projektilgeschwindigkeit β_P , Schwerpunktsrapidität und Lorentzfaktor für die verschiedenen Strahlenergien.

erhält man eine, von der Strahlenergie unabhängige Darstellung, bei der Teilchen mit Target-, Schwerpunkts- oder Projektilrapidität bei $y^{(o)} = -1, 0$ beziehungsweise $+1$ zu liegen kommen.

Als Transversalimpulsvariable wird hier der normierte Transversalimpuls

$$p_{\perp}^{(o)} = \frac{p_{\perp}}{\beta_{CM}\gamma_{CM}m_0} = \frac{\beta_{\perp}\gamma_{\perp}}{\beta_{CM}\gamma_{CM}}$$

verwendet. Dabei ist m_0 die Ruhemasse des Teilchens und $\beta = v/c$ und $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ sind die üblichen relativistischen Variablen. Der Index $_{CM}$ steht für die Eigenschaften des Schwerpunktsystems. Für Teilchen mit einer Transversalgeschwindigkeit, welche der Longitudinalgeschwindigkeit von Target oder Projektil im Schwerpunktsystem entspricht, ergibt sich damit ein normierter Transversalimpuls von 1.

In Tabelle 3.3 sind Projektilgeschwindigkeit, Rapidität des Schwerpunktsystems und Lorentzfaktor für die untersuchten Strahlenergien angegeben.

Die normierten Variablen $p_{\perp}^{(o)}$ und $y^{(o)}$ stellen normierte Geschwindigkeiten dar und können daher auch mit nur ladungsidentifizierten Teilchen gebildet werden.

In Abbildung 3.14 ist der Akzeptanzplot für einfachgeladene Teilchen sowie für als Protonen identifizierte Teilchen zu sehen. Dabei sind jeweils die gemessenen, nicht effizienzkorrigierten Verteilungen gezeigt.

Bei den einfachgeladenen Teilchen wird die große Phasenraumabdeckung des Detektors sichtbar. Die Verteilung wird jedoch durch die Detektorgrenzen zwischen CDC und Plastikwand bei 30° sowie zwischen Plastikwand und Nullgradzähler bei 8° zerschnitten.

Mit Ausnahme dieser Bereiche ist die Verteilung, wie bei symmetrischen Stoßpartnern erwartet, zur Schwerpunktsrapidität symmetrisch.

Da die Massenidentifizierung nur mit CDC und Helitron möglich ist, fehlen bei der Phasenraumverteilung der als Protonen identifizierten Teilchen, Einträge im Bereich des Nullgradzählers, also bei kleinem Polarwinkel. Außerdem ist die gemessene Verteilung selbst im Bereich vollständiger Detektorakzeptanz nicht mehr symmetrisch. Das Helitron liefert erkennbar weniger Einträge, wobei unterhalb eines Polarwinkels von etwa 15° eine Stufe in der Teilchenzahlverteilung zu erkennen ist.

Im nächsten Abschnitt wird unter Ausnutzung der Symmetrie der Reaktion sowie der realistischen Detektorsimulation die Spurfundungs- und Teilchenidentifikationseffizienz des Aufbaus untersucht.

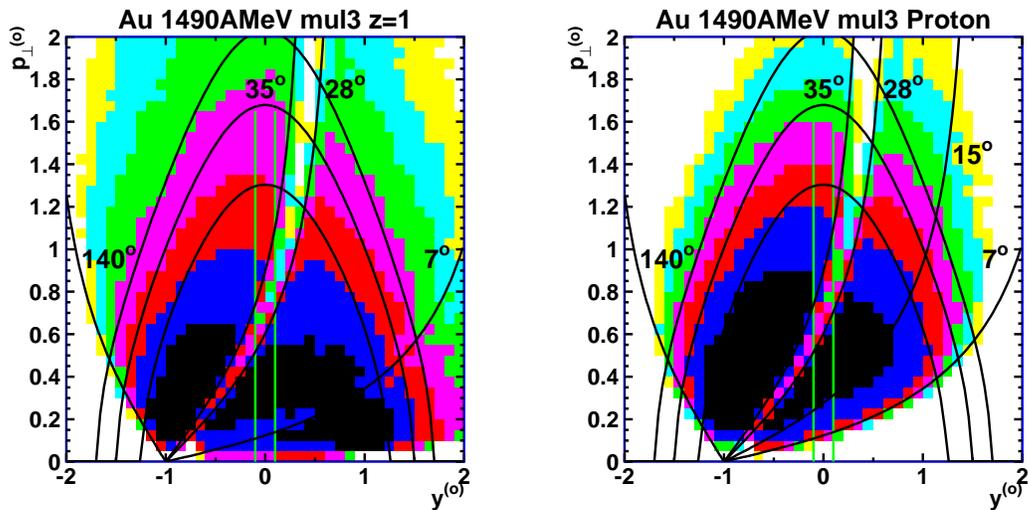


Abbildung 3.14: Links ist der Akzeptanzplot für einfachgeladene Teilchen, rechts der für identifizierte Protonen aus mittelzentralen Ereignissen (mul3) bei einer Strahlenergie von 1490 AMeV. zu sehen. Drei Kurven markieren die Lage von Protonen mit einer Schwerpunktsenergie von 0,5 , 0,75 und 1 GeV. Außerdem ist der Bereich $\pm 0,1$ um Schwerpunktsrapidity markiert.

3.3.1 Effizienz des Detektors in Simulation und Experiment

Für den FOPI-Detektor existiert eine mit dem Programmpaket GEANT [GEA93] erstellte Detektorsimulation. Diese verwendet als Ereignisgenerator das in Abschnitt 6.1.2 beschriebene IQMD-Modell. Damit erzeugte Datensätze für Goldreaktionen bei 400, 1000 und 1500 AMeV sind verfügbar.

Das Simulationsprogramm enthält dabei Detektorbeschreibungen von Nullgradzähler, Plastikwand, CDC und Barrel. Helitroninformationen sind nicht verfügbar.

In der Simulation laufen die Teilchen unter Berücksichtigung von Magnetfeld und Detektormaterial durch den simulierten Detektor. Für die CDC werden Ionisation, Elektronendrift sowie die Datenreduktion in den Frontendprozessoren simuliert. Die Signale werden dabei mit Detektoraufösung und Rauschen beaufschlagt. Korrelierter Untergrund, wie etwa ein Übersprechen des Signals auf benachbarte Drähte wird jedoch nicht nachgebildet. Die so berechneten Rohsignale werden in Datensätzen, welche den experimentellen Rohdaten entsprechen, gespeichert und genauso wie diese weiterverarbeitet.

Nach der Spurfindung unterscheiden sich die simulierten Daten von den experimentellen Daten nur durch eine zusätzliche Parameterbank, welche ereignisweise die Informationen des IQMD-Modells enthält. Dies erlaubt die Untersuchung der Rekonstruktionseffizienzen durch direkten Vergleich der rekonstruierten Daten mit der IQMD-Simulation.

Im Vergleich zu den experimentellen Daten bei gleicher Strahlenergie, liefert die GEANT-Simulation eine zwischen 10 und 20% höhere Multiplizität, was zum Großteil auf die IQMD-

Modellrechnung, die den Anteil der leichten Kerne unterschätzt, zurückzuführen ist. Die schlechte Statistik für die schwereren Teilchen ist auch der Grund dafür, daß hier nur die Teilchenfindungseffizienz für einfachgeladene Teilchen und Protonen untersucht wird.

Zur Untersuchung der Multiplizitätsabhängigkeit der Teilchenfindungseffizienz wird für experimentelle Daten und Detektorsimulation dieselbe Multiplizitätseinteilung verwendet. Damit ergeben sich mit Ausnahme des Intervalls mit der höchsten Multiplizität (mul5), welches für die Flußmessung nicht verwendet wird, gleiche mittlere Teilchenzahlen im Detektor.

Auf den folgenden Seiten wird die Teilchenfindungseffizienz des Detektors mit der Simulation untersucht. Hierzu wird jeweils der Akzeptanzplot sowie daraus gebildete Transversalimpulsverteilungen bei verschiedenen Rapiditäten gezeigt. Dabei werden den simulierten Daten die experimentell gemessenen Verteilungen gegenübergestellt. Als Referenzwert ist in die simulierten Daten die Eingangsverteilung aus der IQMD-Modellrechnung eingezeichnet. Außerdem wurde für einen quantitativen Vergleich die Effizienz als Verhältnis der rekonstruierten und identifizierten Teilchen, zu den Teilchen aus der Eingangsverteilung bestimmt. Damit wurden vom normierten Transversalimpuls abhängige Korrekturfaktoren bestimmt, die zur Korrektur der experimentell bestimmten Transversalimpulsverteilungen verwendet wurden.

Um einen Überblick zu geben, werden hier Verteilungen von Teilchen aus Ereignissen aus dem Multiplizitätsbereich (mul3) bei einer Strahlenergie von 400 AMeV sowie aus den Bereichen (mul1), (mul3) und (mul5) bei 1490 AMeV gezeigt und diskutiert.

Goldereignisse mittlerer Multiplizität bei 400 AMeV

Aus den normierten Transversalimpulsverteilungen in Abbildung 3.15 kann man erkennen, daß die Teilchenrekonstruktion mit der CDC für einfachgeladene Teilchen und auch Protonen zu den ursprünglichen Verteilungen führt. Die Auftragung der Effizienz (Abbildung 3.23, oberes Bild) zeigt, daß die CDC in ihrem Akzeptanzbereich für Teilchen mit normiertem Transversalimpuls bis etwa 1,2 eine „Effizienz“ von 1 besitzt. Die Abweichungen betragen in diesem Bereich, in dem die meisten Teilchen gemessen werden, weniger als 10%. Bei größeren Transversalimpulsen ergibt sich eine Effizienz größer als 1, also eine Überschätzung. Da hier immer weniger Teilchen vorkommen, was sich auch an den großen Fluktuationen zeigt, genügt schon eine kleine Verschiebung in Rapidität oder Transversalimpuls, um einen solchen Effekt auszulösen. Bei Targetrapidity ($y^{(o)} = -1$) ist der Einfluß des Targets zu erkennen. Die CDC besitzt bei dieser Energie für Protonen und einfachgeladene Teilchen dieselbe Effizienz.

Für Teilchen mit Schwerpunktsrapidity weicht die Effizienz der Flugzeitdetektoren um weniger als 10% vom nominellen Wert ab. Bei größerer Rapidität ergibt sich eine Unterschätzung von bis zu 20%. Die größte Unterschätzung ergibt sich dabei bei einem normierten Transversalimpuls von etwa 0,3. Wie im Akzeptanzplot in Abbildung 3.15 zu sehen, ist dieser Phasenraumbereich stark bevölkert. Dies deutet auf Doppeltreffer, als Ursache für die reduzierte Effizienz im Bereich des Projektilspektators.

Der Vergleich von Detektorsimulation (Abbildung 3.15) und experimentellen Daten (Abbildung 3.16) zeigt dabei eine gute Übereinstimmung.

Goldereignisse niedriger Multiplizität bei 1490 AMeV

Hier kann man in den Experimentdaten und deutlicher in der Simulation die Zerfallsprodukte der Spektatoren bei Projektil- und Targetrapidität erkennen. Bei der experimentellen Verteilung in Abbildung 3.18 finden sich jedoch vergleichsweise mehr Teilchen in der zentralen Reaktionszone, als bei der Simulation in Abbildung 3.17. Dies ist, zumindest teilweise, auf die Unterdrückung der sehr peripheren Ereignisse durch die „medium-bias“-Ereignisklasse zurückzuführen. Außerdem enthalten die experimentellen Daten bei niedriger Multiplizität, trotz Bedingung auf die Vertexkoordinate, bis zu 30% Nichttargetereignisse. Im Vergleich zur niedrigeren Strahlenergie ist auch die veränderte Lage der Akzeptanzlücke bei 30° erkennbar.

In der Simulation liefert die CDC für einfachgeladene Teilchen, oder Protonen, wie im unteren Bild von Abbildung 3.23 zu sehen, bis auf etwa 10% die Eingangswerte. Mit den Flugzeitdetektoren wird bei niedrigem Transversalimpuls (im Bereich des Nullgradzählers) die Teilchenzahl überschätzt, bei höherem Transversalimpuls ergibt sich eine um bis zu 20% zu niedrige Effizienz die durch Doppeltreffer erklärt werden kann. Für Teilchen mit großem Transversalimpuls ergibt sich ab einer Rapidität von 0,4 in der Akzeptanz der Plastikwand eine Effizienz von 1. Bei Schwerpunktsrapidität ist dabei deutlich die Verformung der Transversalimpulsverteilung durch die Effizienz des Detektors zu erkennen.

Die experimentellen Daten in Abbildung 3.18 unterscheiden sich deutlich von der Simulationsrechnung. Insbesondere werden hier, im Gegensatz zur Simulation in Vorwärtsrichtung höhere Raten erzielt. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten kann eine Verunreinigung der Daten durch Nichttargetereignisse sein.

Die mit CDC und Helitron bestimmten Verteilungen sind jedoch annähernd symmetrisch. Mit der Simulation für die CDC kann man für beide Detektoren auf eine Effizienz nahe bei 1 schließen.

Goldereignisse mittlerer Multiplizität bei 1490 AMeV

Die Simulation in Abbildung 3.19 zeigt, daß die CDC auch bei mittleren Multiplizitäten einfachgeladene Teilchen und Protonen fast vollständig rekonstruiert. Wie im oberen Bild von Abbildung 3.24 zu sehen, ergibt sich für einfachgeladene Teilchen, mit Ausnahme des Bereichs der Targetrapidität eine Abweichung von weniger als 5%. Für Protonen kann eine Effizienz zwischen 90 und 95% angenommen werden. Nur bei hohem Transversalimpuls sinkt die Effizienz für Protonen mit Schwerpunktsrapidität auf etwa 80% ab. Ein Grund für den Verlust der Protonen kann eine Fehlidentifikation von Protonen mit großem Impuls als Deuteronen sein.

Bei den Flugzeitdetektoren ergibt sich bei niedrigen Transversalimpulsen, die schon bei der niedrigen Multiplizität beobachtete Überschätzung der Teilchenzahl. Die durch Doppeltreffer verursachte Ineffizienz erreicht bei einem normierten Transversalimpuls von 0,4 einen Wert von 30%. Im Bereich großer Rapiditäten ($y^{(0)} > 0,4$) und hoher Transversalimpulse ($p_{\perp}^{(0)} > 1$) besitzt die Plastikwand eine Effizienz von 1.

Wie der Vergleich der Abbildungen 3.20 und 3.19 zeigt, ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment.

Bei den experimentell bestimmten Protonen erkennt man sehr große Unterschiede zwischen den in CDC und Helitron bestimmten Werten. Da für die Teilchenidentifizierung mit dem Helitron eine Zuordnung mit der Plastikwand benötigt wird, wirkt sich hier die beobachtete Ineffizienz der Plastikwand besonders stark aus. Je nach Rapidität werden in der Akzeptanz des Helitrons zwischen 50% und 80% der in der CDC gemessenen Protonen gefunden.

Goldereignisse hoher Multiplizität bei 1490 AMeV

Für Ereignisse mit hoher Multiplizität reduziert sich die Effizienz der CDC, je nach Rapidität und Transversalimpuls für einfachgeladene Teilchen auf bis zu 80%. Dies ist im unteren Bild von Abbildung 3.24 zu sehen. Für Protonen ergeben sich noch etwa 10% niedrigere Werte. Bei niedrigen Transversalimpulsen ergibt sich jedoch eine Überschätzung der Werte. Ursache hierfür können bei der Spurfundung aus Spurfsegmenten künstlich erzeugte Spuren sein. Besonders leicht werden dabei die stärker gekrümmten Spuren der Pionen aufgebrochen. Dies erklärt den etwas größeren Effekt bei den einfachgeladenen Teilchen.

Bei der Plastikwand reduziert sich ebenfalls die Effizienz, wobei jedoch die niedrigsten Werte von etwa 70% bei einer normierten Rapidität von etwa 0,2 erreicht wird. Dies sowie die im Vergleich zu den Reaktionen mit mittlerer Multiplizität erhöhte Effizienz bei großer Rapidität ($y^{(0)} > 0,4$), kann auf die veränderte Phasenraumverteilung (Abbildung 3.20 und 3.21) zurückgeführt werden.

Der Vergleich von experimentellen Daten und Simulationsrechnung zeigt dabei ebenfalls eine gute Übereinstimmung. Für die Protonen ergeben sich zwischen CDC und Helitron sehr große Unterschiede. Dabei werden im Helitron nur etwa halb so viele Teilchen, wie in der CDC gefunden.

Auch bei dieser Strahlenergie ist, sowohl in der Simulation, wie auch im Experiment, der Einfluß des Targets bei Targetrapidität zu erkennen.

Zusammenfassung

Die Untersuchung der Effizienz der Teilchenrekonstruktion mit der realistischen Detektorsimulation sowie experimentellen Daten ergab folgende Ergebnisse:

- Detektorsimulation und experimentelle Daten stimmen bei allen untersuchten Strahlenergien und Multiplizitäten gut überein.
- Die Simulation zeigt, daß die Teilchenfindung in der Plastikwand stark durch Doppeltreffer beeinträchtigt wird. Diese treten schon bei niedriger Strahlenergie im Bereich des Projektilspektators auf. Bei der höchsten untersuchten Strahlenergie ergibt sich durch die Effizienz von Nullgradzähler und Plastikwand eine Verformung der Transversalimpulsverteilung bei Schwerpunktsrapidität.

- Die Teilchenfindung mit CDC wird weniger von der Multiplizität beeinflusst. Auch bei der höchsten Strahlenergie ergibt sich bei mittleren Multiplizitäten, bei Schwerpunktsrapidity für Protonen eine Effizienz von mehr als 80%. Es muß jedoch der Abfall der Effizienz bei großem Transversalimpuls beachtet werden.
- Der Vergleich der mit CDC und Helitron gemessenen Protonen zeigte eine sehr starke Abhängigkeit der Effizienz des Helitrons von der Multiplizität.

In dieser Arbeit werden die mit den verfügbaren Simulationsrechnungen für die Strahlenergien 400, 1000 1500 AMeV bestimmten, multiplizitätsabhängigen Effizienzen von CDC und Plastikwand, für eine Korrektur der Transversalimpulsverteilungen bei Schwerpunktsrapidity verwendet. Außerdem wird die Zuordnungswahrscheinlichkeit für Helitron und Plastikwand berücksichtigt.

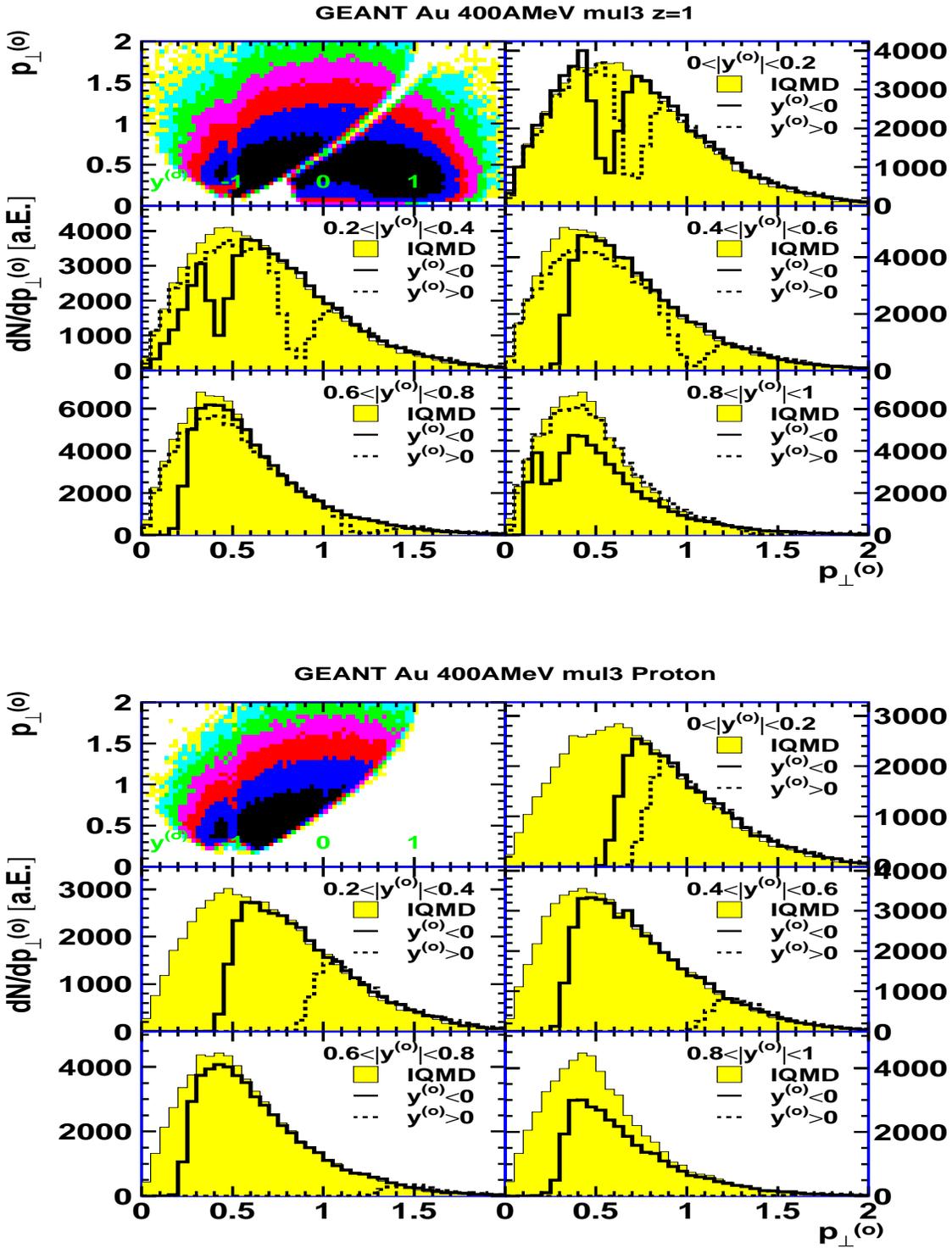


Abbildung 3.15: Simulierte Akzeptanzplots und Transversalimpulsverteilungen bei verschiedenen Rapiditäten, oben für einfachgeladene Teilchen, unten für Protonen (Au+Au, 400 A MeV, mul3).

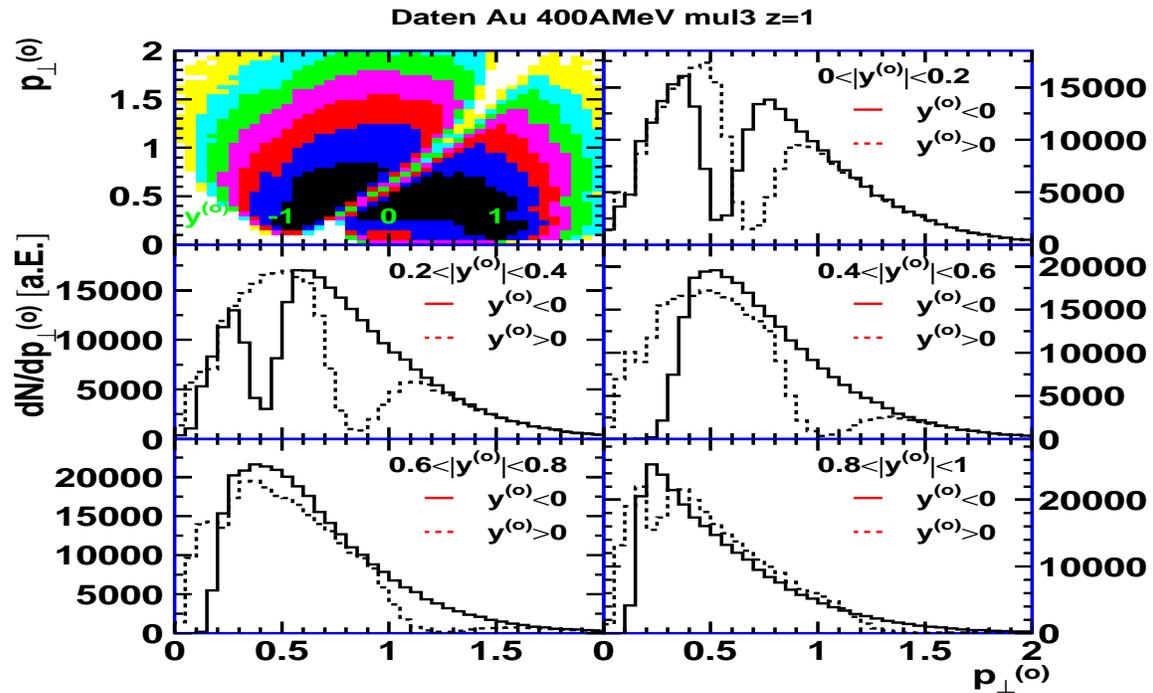


Abbildung 3.16: Akzeptanzplots und Transversalimpulsverteilungen bei verschiedenen Rapiditäten, oben für einfachgeladene Teilchen, unten für Protonen aus dem Experiment (Au+Au, 400 A MeV, mul3).

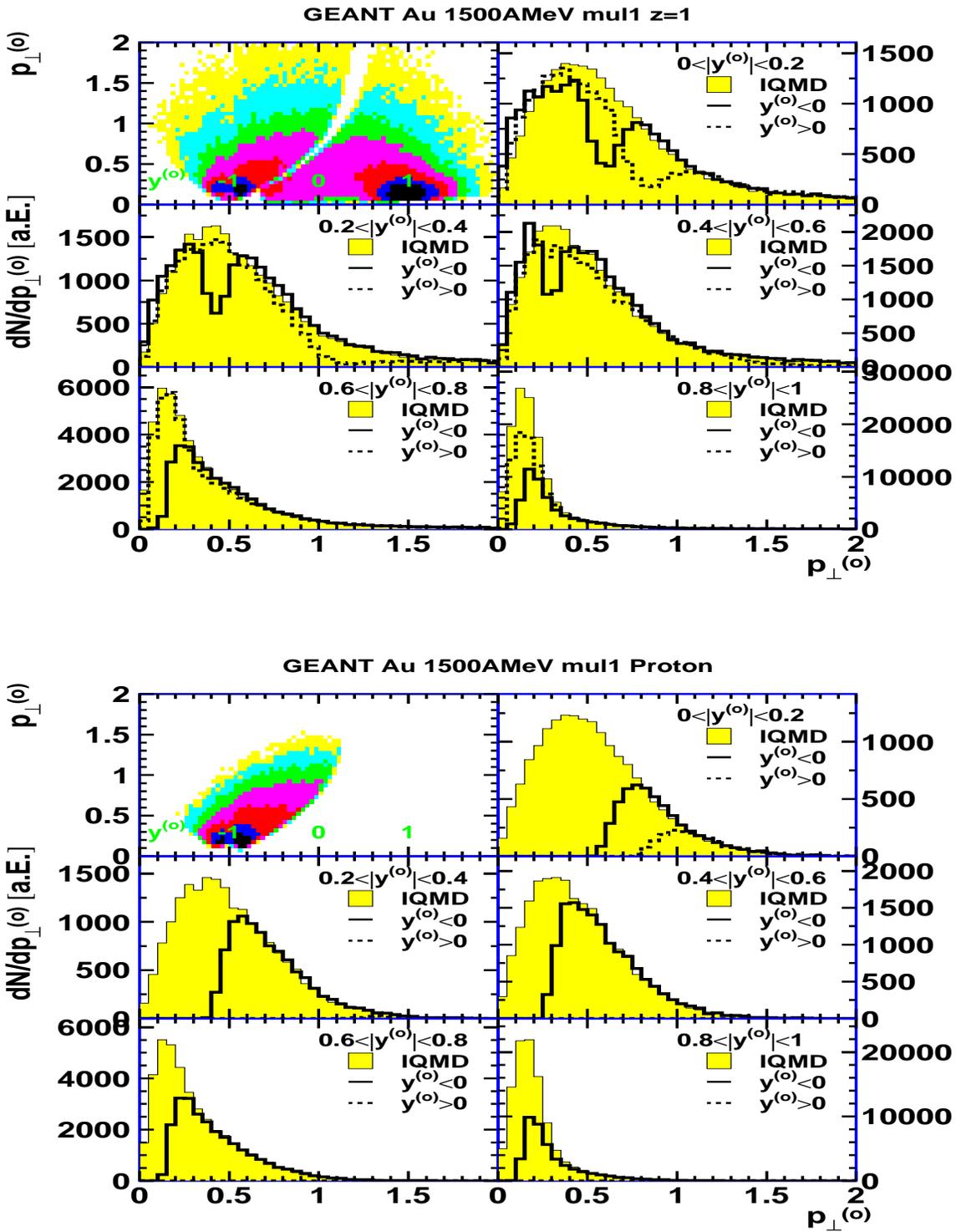


Abbildung 3.17: Simulierte Akzeptanzplots und Transversalimpulsverteilungen bei verschiedenen Rapiditäten, oben für einfachgeladene Teilchen, unten für Protonen (Au+Au, 1500 A MeV, mul1).

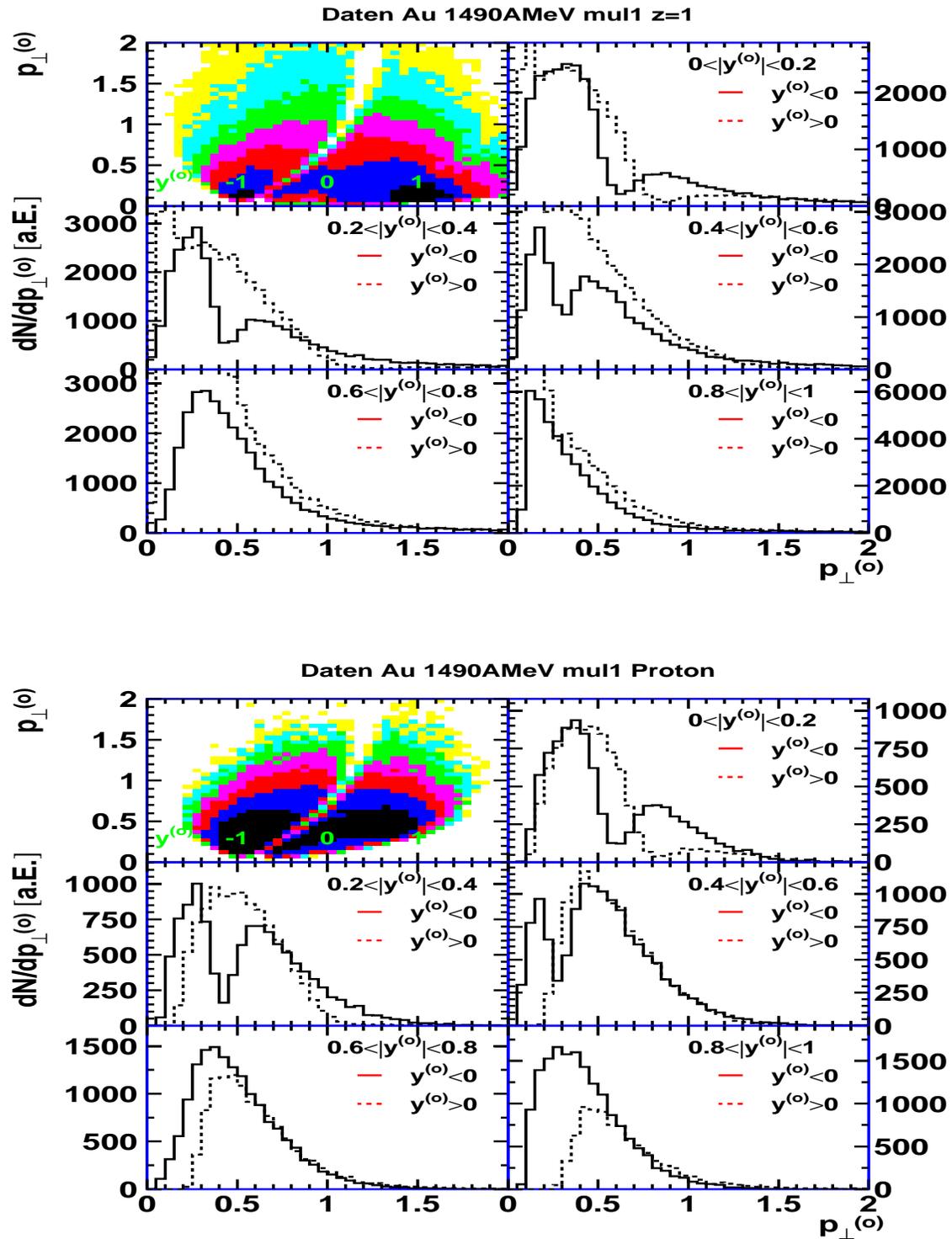


Abbildung 3.18: Akzeptanzplots und Transversalimpulsverteilungen bei verschiedenen Rapiditäten, oben für einfachgeladene Teilchen, unten für Protonen aus dem Experiment (Au+Au, 1490 AMeV, mul1).

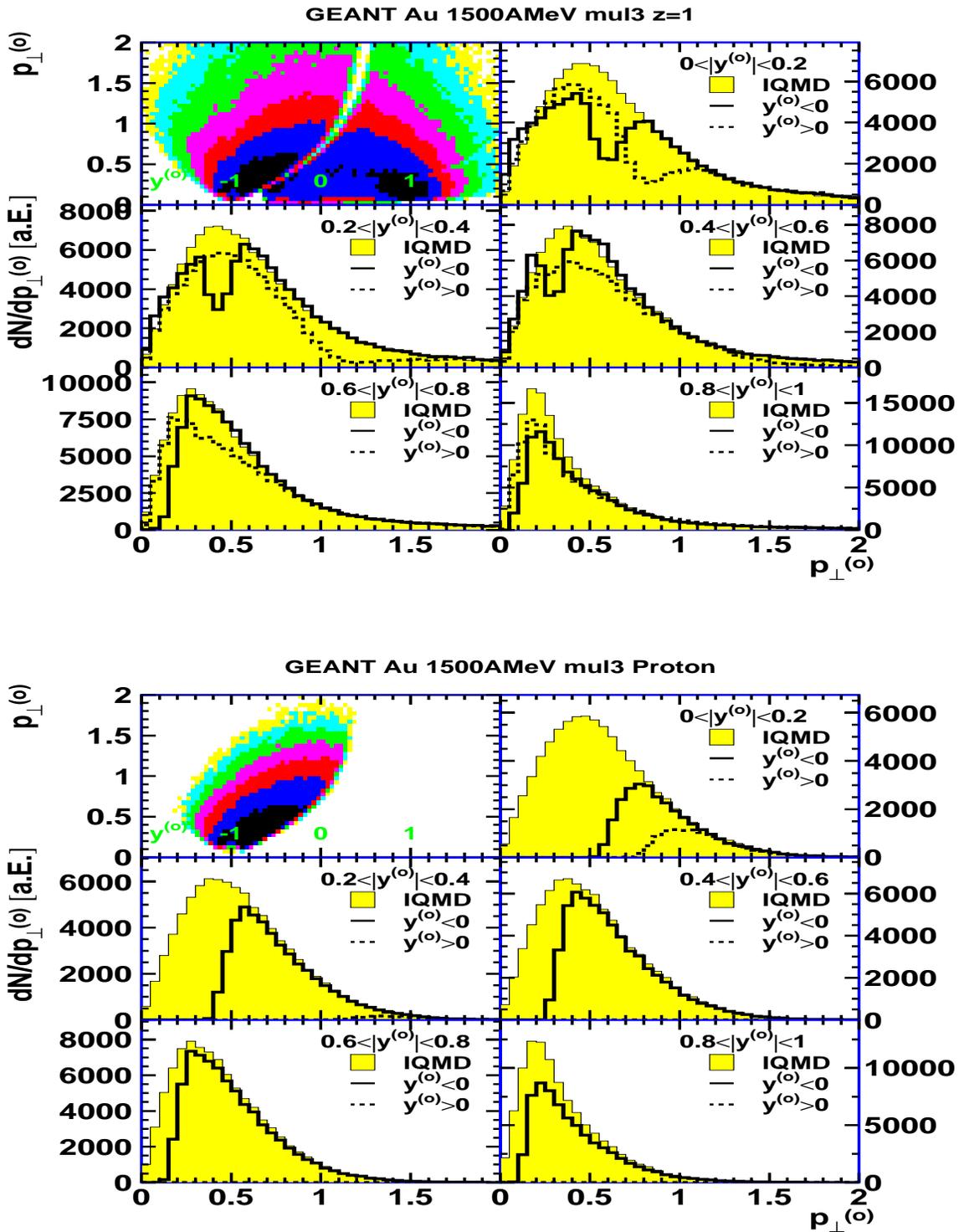


Abbildung 3.19: Simulierte Akzeptanzplots und Transversalimpulsverteilungen bei verschiedenen Rapiditäten, oben für einfachgeladene Teilchen, unten für Protonen (Au+Au, 1500 A MeV, mul3).

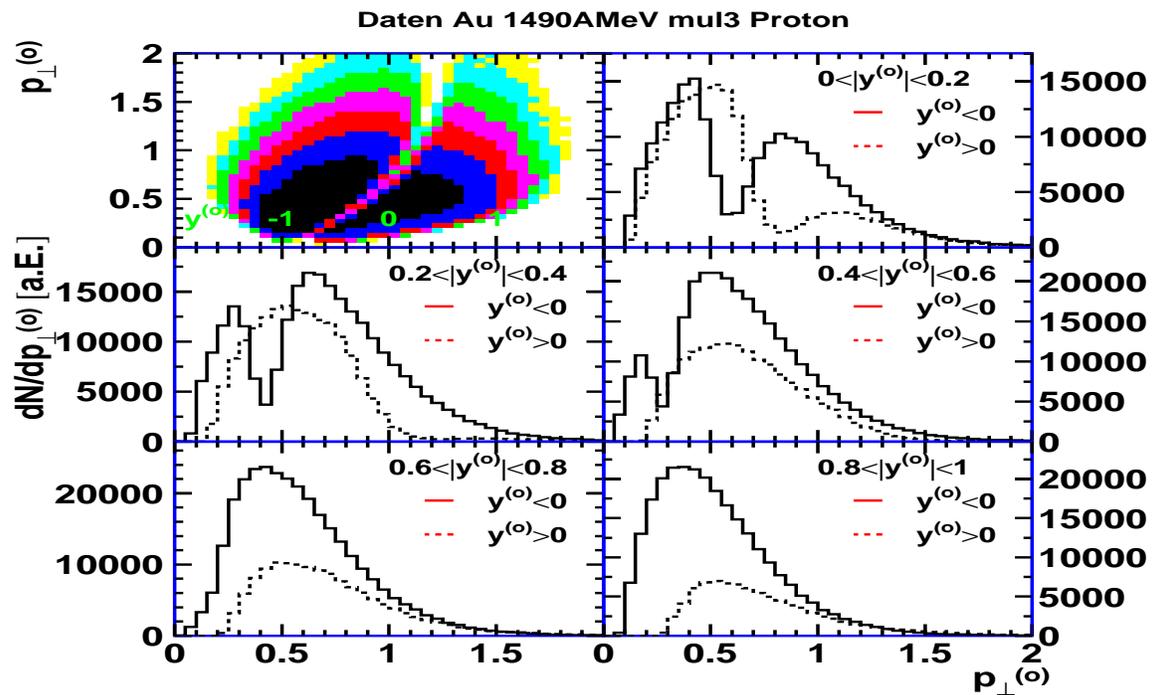
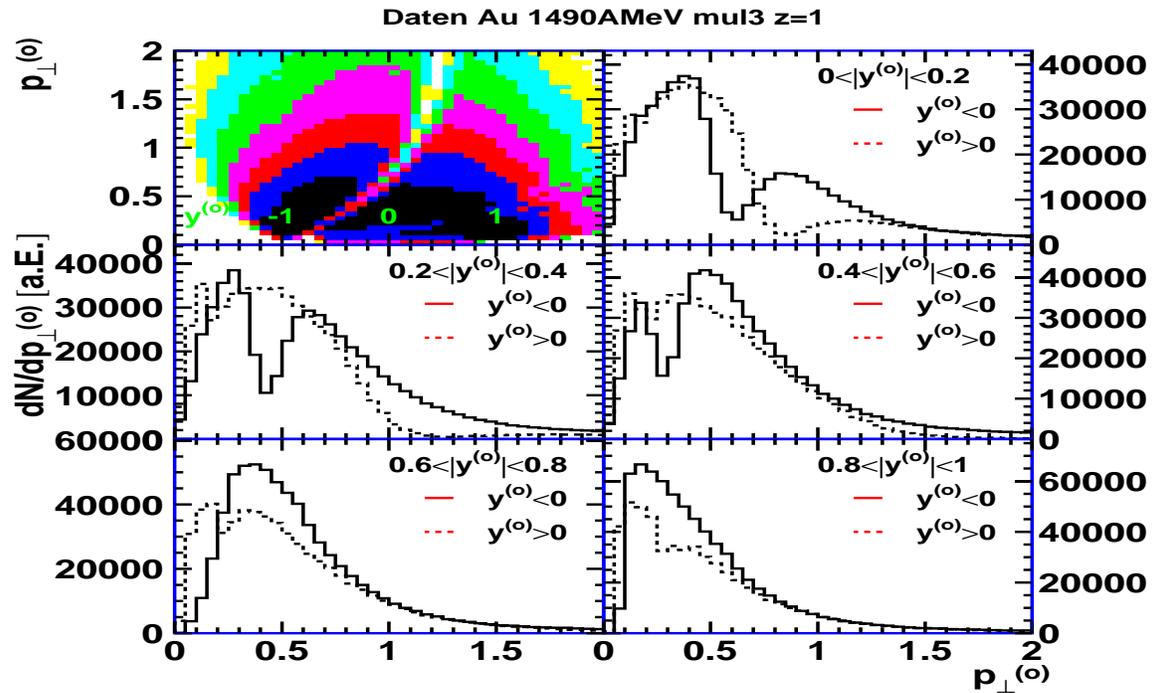


Abbildung 3.20: Akzeptanzplots und Transversalimpulsverteilungen bei verschiedenen Rapiditäten, oben für einfachgeladene Teilchen, unten für Protonen aus dem Experiment (Au+Au, 1490 AMeV, mul3).

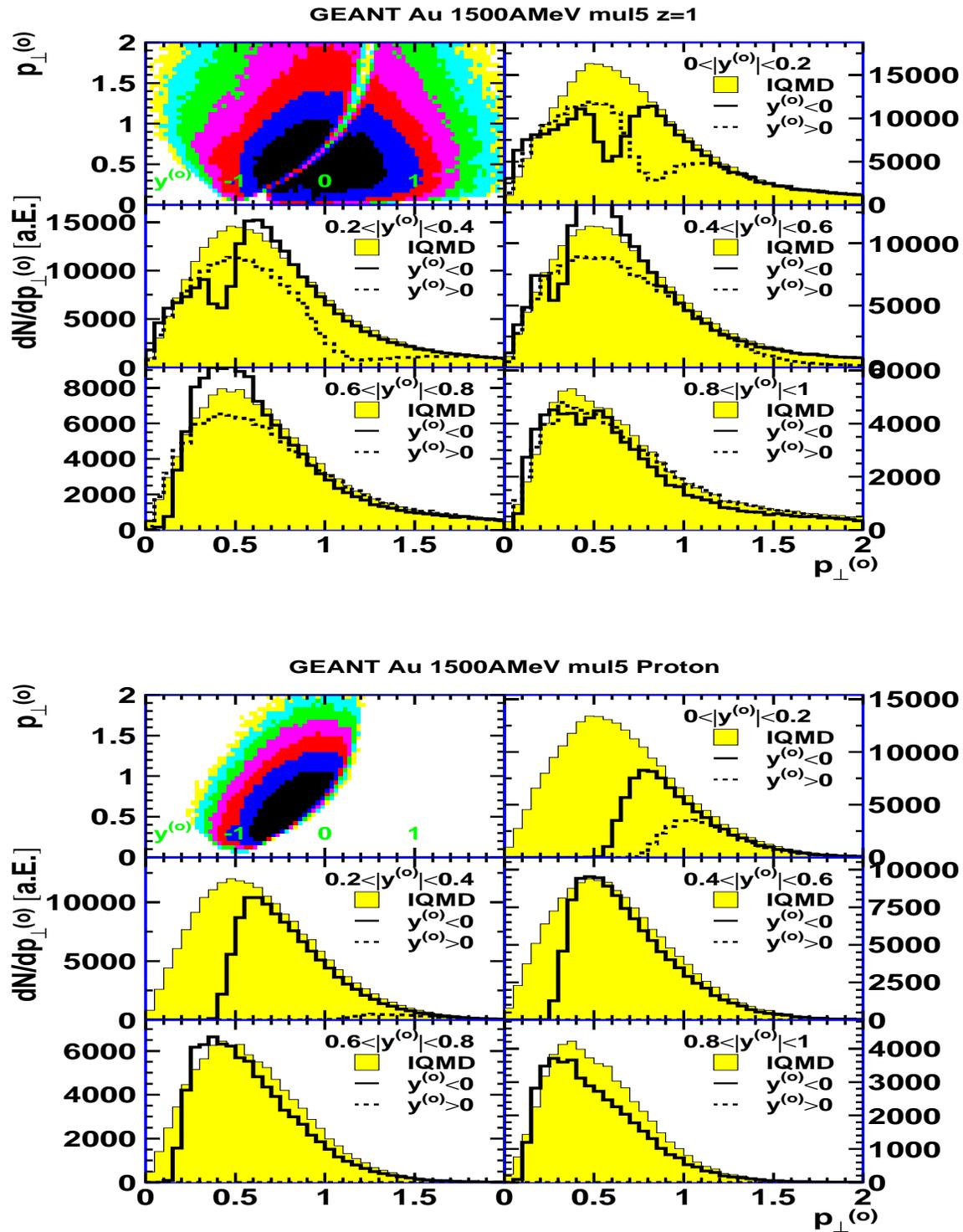


Abbildung 3.21: Simulierte Akzeptanzplots und Transversalimpulsverteilungen bei verschiedenen Rapiditäten, oben für einfachgeladene Teilchen, unten für Protonen (Au+Au, 1500 A MeV, mul5).

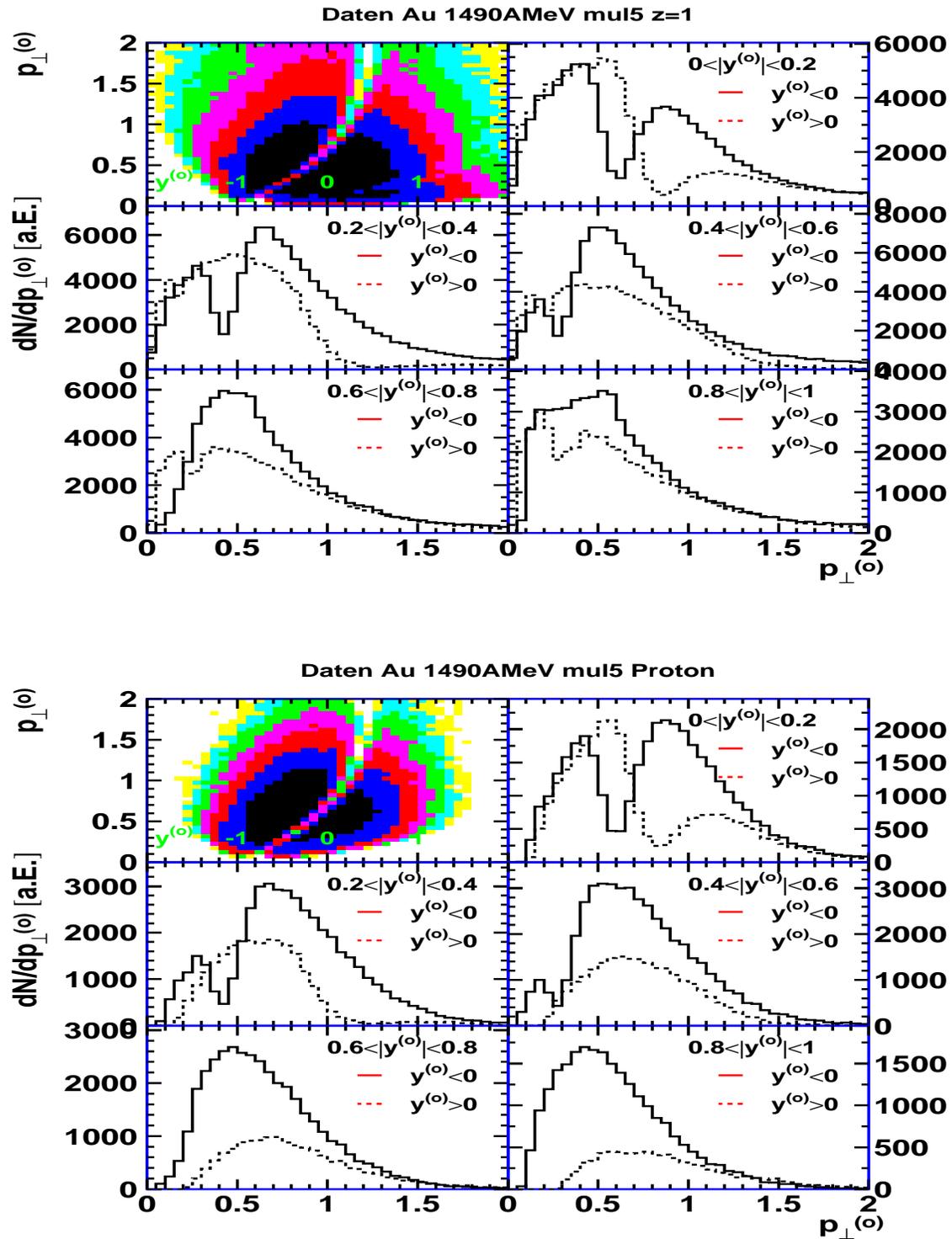


Abbildung 3.22: Akzeptanzplots und Transversalimpulsverteilungen bei verschiedenen Rapiditäten, oben für einfachgeladene Teilchen, unten für Protonen aus dem Experiment (Au+Au, 1490 A MeV, mul5).

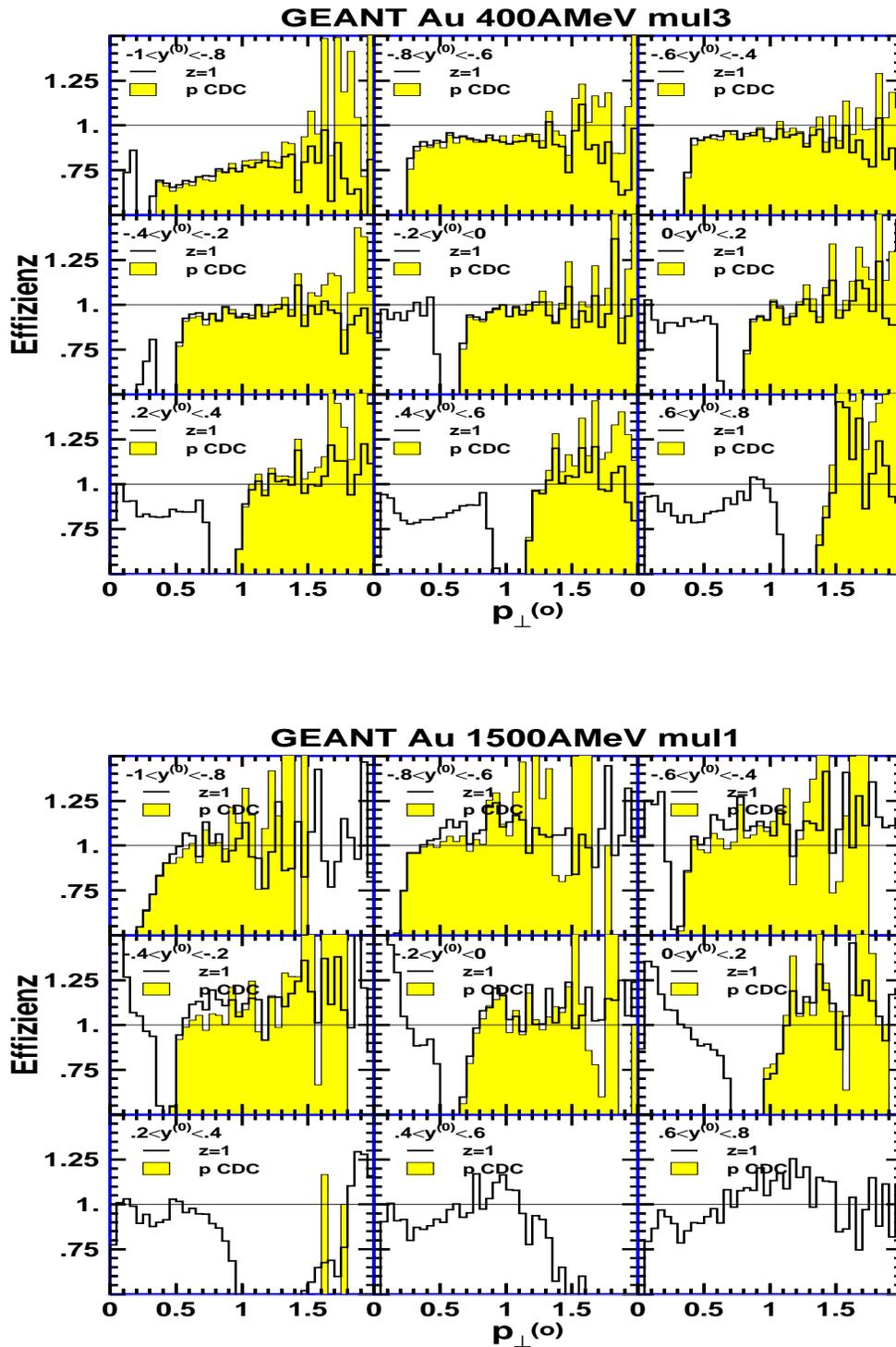


Abbildung 3.23: Mit der realistischen Detektorsimulation bestimmte Rekonstruktionseffizienz für einfachgeladene Teilchen und Protonen, als Funktion von normiertem Transversalimpuls für verschiedene Rapiditybereiche. (400 AMeV, (mul3) und Au+Au, 1500 AMeV, (mul1))

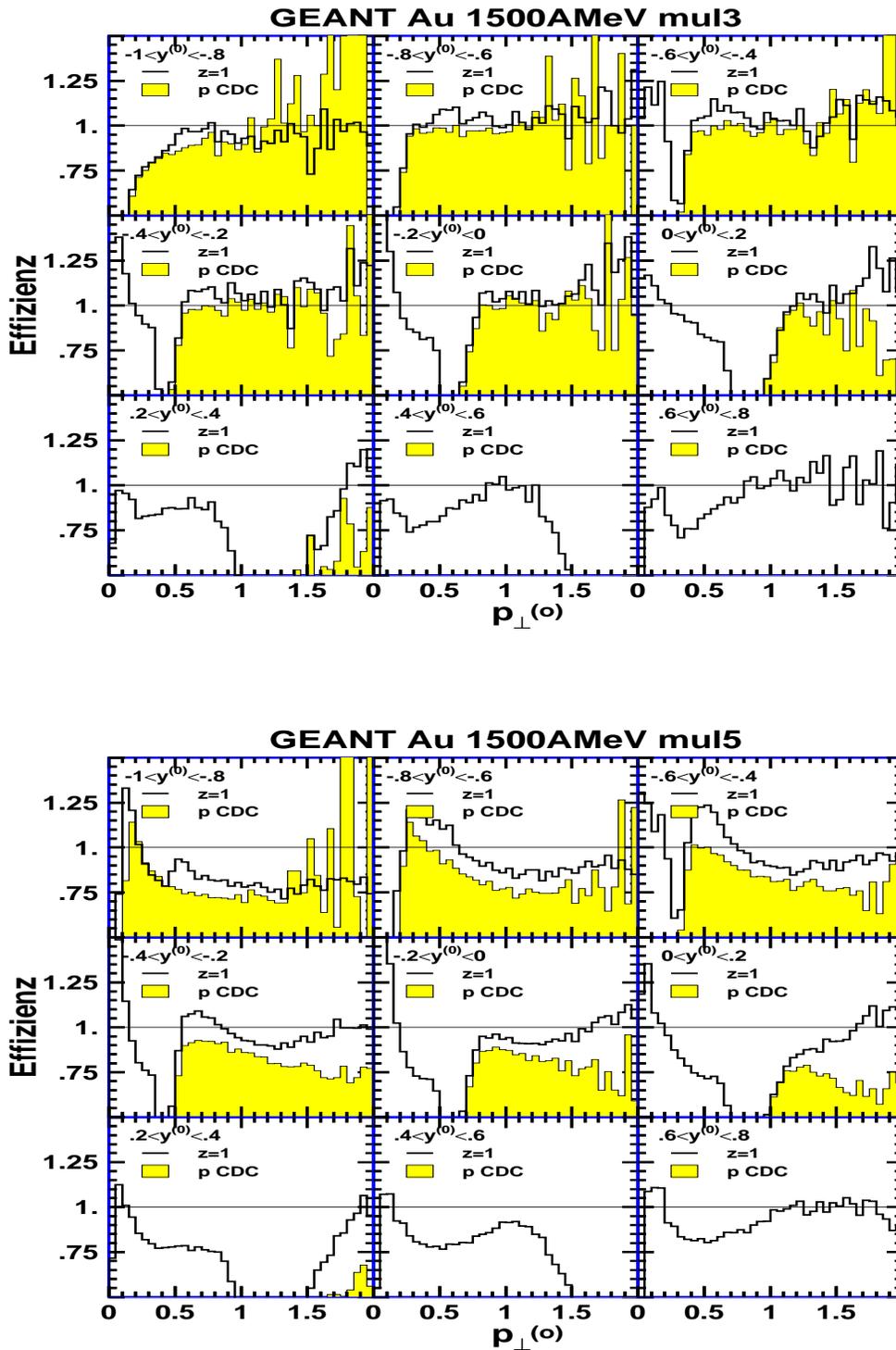


Abbildung 3.24: Mit der realistischen Detektorsimulation bestimmte Rekonstruktionseffizienz für einfachgeladene Teilchen und Protonen, als Funktion von normiertem Transversalimpuls für verschiedene Rapiditybereiche. (1500 AMeV, (mul3) und Au+Au, 1500 AMeV, (mul5))

3.3.2 Die Zahl der im Ereignis nachgewiesenen Teilchen

Eine weitere Information über die Akzeptanz des Detektors läßt sich aus der Anzahl der durchschnittlich im Ereignis nachgewiesenen Teilchen entnehmen.

So sollte, unter Vernachlässigung von Teilchenproduktion, ein idealer Detektor für geladene Teilchen in jeder Reaktion alle der insgesamt 158 Ladungsträger (Protonen) der beiden Goldkerne finden. Durch Teilchenproduktion können jedoch auch mehr geladene Teilchen in der Reaktion auftreten.

In den Tabellen 3.4 und 3.5 sind die durchschnittlich in einer Reaktion gefundenen Teilchen für die untersuchten Strahlenergien 400, 600, 800, 1000, 1200 und 1490 AMeV angegeben. Dabei sind die Ladungs- und Massenidentifizierten Teilchen im gesamten Akzeptanzbereich des Detektors sowie im Bereich um Schwerpunktsrapidity aufgeführt. Außerdem wurde die Zahl der mit den ladungsidentifizierten Teilchen gemessene Ladung Z_z sowie die mit den massenidentifizierten Teilchen gemessene Ladung Z_m bestimmt, wobei Z_z nur ein- oder zweifachgeladene Teilchen und Z_m nur Wasserstoff- und Heliumisotope berücksichtigt.

Die Tabelle zeigt, daß die Anzahl der nachgewiesenen Ladungen mit der Zentralität ansteigt. Dies ist auf nicht gemessene Spektatoren zurückzuführen. Da der FOPI-Detektor nur niedrigionisierende Teilchen nachweisen kann, werden Spektatoren oder deren Fragmente selbst im Akzeptanzbereich des Detektors nicht registriert. Außerdem können nur geringfügig abgelenkte Spektatoren, den Detektor unter sehr kleinen Polarwinkeln ($<1,2^\circ$) in Strahlrichtung unregistriert verlassen.

In den massenidentifizierten Teilchen werden aufgrund der geringeren Akzeptanz des Detektors weniger Ladungen, als in den ladungsidentifizierten Teilchen gefunden. Diese enthalten bei höheren Strahlenergien, besonders bei zentralen Reaktionen, auch produzierte Teilchen, hauptsächlich Pionen. Daher werden mit den ladungsidentifizierten Teilchen mehr Ladungsträger, als ursprünglich vorhanden, gefunden.

Trotz der Einschränkungen in Akzeptanz und Teilchenidentifikation kann man in den Tabellen die Änderung der chemischen Zusammensetzung der emittierten Teilchen erkennen. Zu den hohen Energien nimmt der Anteil der schweren Wasserstoffisotope zu Gunsten der Protonen ab. Genauso reduziert sich die Zahl der Heliumisotope, wobei die Anzahl der α -Teilchen stärker, als die der ${}^3\text{He}$ -Kerne abnimmt.

Betrachtet man die Zahl der Teilchen mit Schwerpunktsrapidity, so erkennt man für alle Teilchensorten ein Ansteigen der Teilchenzahl mit der Zentralität. Die größer werdende zentrale Reaktionszone emittiert also mehr Teilchen, wobei auch mehr Heliumisotope emittiert werden.

Mit der Teilchenfindungseffizienz des Detektors sowie Annahmen über den Verlauf der Transversalimpulsverteilungen können die nicht gemessenen Bereiche gefüllt und die gesamte Teilchenzahl rekonstruiert werden. Hierzu wird die im nächsten Abschnitt beschriebene Siemens-Rasmussen-Verteilung verwendet. Das genaue Verfahren ist im Abschnitt 3.5.2 beschrieben.

In Tabelle 3.6 ist die Zahl der durchschnittlich im Rapidityintervall $-0,1 < y^{(0)} < 0,1$ in einem Ereignis gefundenen Protonen und Deuteronen als Funktion von Strahlenergie und Zentralität eingetragen.

E_b [AMeV]		mul1		mul2		mul3		mul4		mul5	
			Δy		Δy		Δy		Δy		Δy
400	z=1	21,9	1,17	37,0	2,27	57,9	4,18	78,8	7,25	95,1	10,37
	p	8,0	0,54	13,7	1,05	21,9	1,87	31,3	3,12	38,8	4,28
	d	3,2	0,21	6,6	0,48	12,0	1,01	18,3	1,94	23,1	2,85
	t	1,7	0,10	4,0	0,26	8,0	0,62	12,4	1,30	15,3	2,02
	z=2	4,4	0,07	7,4	0,21	11,9	0,58	15,4	1,44	16,5	2,24
	^3He	0,7	0,03	1,6	0,09	3,6	0,23	6,0	0,57	6,9	0,84
	α	0,5	0,02	1,3	0,07	3,2	0,24	5,7	0,68	6,9	1,09
	Z_z	31		52		82		110		128	
	Z_m	15		30		55		85		105	
600	z=1	27,7	1,42	48,0	2,78	73,2	5,01	97,4	8,68	116,4	12,71
	p	9,0	0,61	16,6	1,23	26,4	2,20	38,0	3,80	47,3	5,42
	d	3,3	0,20	7,5	0,49	13,4	1,03	20,0	2,03	24,6	3,08
	t	1,5	0,09	4,0	0,24	8,0	0,58	11,8	1,18	13,7	1,83
	z=2	5,0	0,08	8,1	0,21	12,0	0,53	14,4	1,26	14,7	1,96
	^3He	0,6	0,03	1,7	0,09	3,8	0,25	6,2	0,60	7,1	0,95
	α	0,3	0,01	0,9	0,06	2,2	0,17	3,9	0,47	4,6	0,75
	Z_z	38		64		97		126		146	
	Z_m	16		33		60		90		109	
800	z=1	29,8	1,46	53,1	2,95	84,0	5,61	113,0	9,88	134,1	14,31
	p	8,9	0,59	17,7	1,26	29,7	2,43	43,5	4,36	53,5	6,20
	d	2,75	0,16	7,0	0,42	13,4	0,97	20,2	1,96	24,1	2,92
	t	1,2	0,07	3,6	0,20	7,5	0,52	10,9	1,07	12,2	1,61
	z=2	4,9	0,09	7,7	0,20	11,4	0,51	13,4	1,15	13,4	1,77
	^3He	0,4	0,02	1,4	0,08	3,5	0,24	6,0	0,59	6,9	0,92
	α	0,2	0,01	0,6	0,04	1,6	0,13	2,8	0,34	3,2	0,54
	Z_z	40		68		107		140		161	
	Z_m	14		32		61		92		110	

Tabelle 3.4: Die bei Strahlenergien von 400, 600 und 800 AMeV durchschnittlich in einem Ereignis im gesamten Detektor, bzw. im Bereich $\pm 0,1$ um Schwerpunktsrapidity (Δy) gefundenen Teilchen.

E_b [AMeV]		mul1		mul2		mul3		mul4		mul5	
			Δy		Δy		Δy		Δy		Δy
1000	z=1	42,4	2,25	66,7	3,82	98,6	6,64	128,6	11,21	151,4	15,72
	p	11,4	0,81	21,6	1,53	34,7	2,75	48,0	4,77	57,9	6,59
	d	3,3	0,21	8,3	0,48	14,4	1,01	20,3	1,92	23,5	2,70
	t	1,8	0,13	4,4	0,26	7,9	0,57	10,5	1,05	11,4	1,43
	z=2	6,7	0,15	8,4	0,27	11,6	0,58	12,9	1,16	13,1	1,66
	^3He	0,7	0,03	1,6	0,10	3,6	0,26	5,7	0,58	6,6	0,86
	α	0,3	0,02	0,6	0,05	1,5	0,13	2,3	0,30	2,6	0,44
	Z_z	56		83		122		154		177	
Z_m	18		39		67		95		111		
1200	z=1	49,4	2,53	75,6	4,32	110,0	7,45	142,4	12,2	166,7	16,94
	p	13,3	0,88	23,2	1,64	35,8	2,88	49,4	4,83	58,5	6,58
	d	4,2	0,22	8,6	0,48	14,3	0,97	19,4	1,49	21,9	2,38
	t	2,3	0,15	4,82	0,30	8,3	0,64	10,6	1,10	11,3	1,44
	z=2	6,0	0,17	8,3	0,30	11,2	0,62	12,4	1,13	12,6	1,62
	^3He	0,6	0,04	1,57	0,10	3,3	0,24	5,1	0,52	5,9	0,77
	α	0,2	0,02	0,64	0,05	1,4	0,14	2,1	0,28	2,4	0,40
	Z_z	61		92		132		167		192	
Z_m	21		41		68		94		108		
1490	z=1	55,7	2,93	84,3	4,87	121,2	8,18	158,3	13,16	186,9	18,15
	p	14,0	0,91	24,4	1,66	37,0	2,86	50,5	4,61	58,6	6,06
	d	4,3	0,20	8,6	0,44	13,7	0,88	18,2	1,53	20,1	2,01
	t	2,3	0,14	4,7	0,30	7,7	0,62	9,8	1,03	10,3	1,27
	z=2	5,8	0,20	8,0	0,34	10,7	0,64	12,1	1,14	12,7	1,65
	^3He	0,6	0,04	1,5	0,10	3,0	0,23	4,7	0,48	5,4	0,70
	α	0,2	0,02	0,5	0,05	1,1	0,12	1,7	0,25	1,9	0,32
	Z_z	67		100		142		182		212	
Z_m	22		42		67		91		104		

Tabelle 3.5: Die bei Strahlenergien von 1000, 1200 und 1490 AMeV durchschnittlich in einem Ereignis im gesamten Detektor, bzw. im Bereich $\pm 0,1$ um Schwerpunktsrapidity (Δy) gefundenen Teilchen.

E_b [AMeV]		Bereich	mul1	mul2	mul3	mul4	mul5
400	Proton	Detektor	0,54	1,05	1,87	3,12	4,28
		Voll	0,79	1,49	2,59	4,24	5,74
	Deuteron	Detektor	0,21	0,48	1,01	1,94	2,85
		Voll	0,33	0,65	1,46	2,75	3,97
600	Proton	Detektor	0,61	1,23	2,20	3,80	5,42
		Voll	0,93	1,81	3,16	5,28	7,46
	Deuteron	Detektor	0,20	0,49	1,03	2,03	3,08
		Voll	0,32	0,77	1,56	2,94	4,35
800	Proton	Detektor	0,59	1,26	2,43	4,36	6,20
		Voll	1,00	2,11	3,90	6,62	9,22
	Deuteron	Detektor	0,16	0,42	0,97	1,96	2,92
		Voll	0,29	0,78	1,73	3,30	4,75
1000	Proton	Detektor	0,81	1,53	2,75	4,77	6,59
		Voll	1,37	2,58	4,42	7,35	9,89
	Deuteron	Detektor	0,21	0,48	1,01	1,92	2,70
		Voll	0,38	0,90	1,81	3,23	4,42
1200	Proton	Detektor	0,88	1,64	2,88	4,83	6,58
		Voll	1,57	2,79	4,66	7,53	10,05
	Deuteron	Detektor	0,22	0,48	0,97	1,74	2,38
		Voll	0,41	0,88	1,75	2,98	3,94
1490	Proton	Detektor	0,91	1,66	2,86	4,61	6,06
		Voll	1,60	2,81	4,64	7,12	9,22
	Deuteron	Detektor	0,20	0,44	0,88	1,53	2,01
		Voll	0,38	0,81	1,58	2,62	3,36

Tabelle 3.6: Die Anzahl der bei Schwerpunktsrapidität in einer Reaktion durchschnittlich gemessenen Protonen und Deuteronen in der Detektorakzeptanz (Detektor) sowie interpoliert (Voll).

Außerdem sind noch die entsprechenden, unkorrigierten Meßwerte aus den Tabellen 3.4 und 3.5 eingetragen. Der Vergleich der Werte zeigt, daß mit CDC und Helitron zwischen 50 und 80% der leichten Teilchen bei Schwerpunktsrapidität gefunden werden. Für die rekonstruierte Teilchenzahl kann ein Fehler von weniger als 30% angenommen werden.

Die Rapiditätsverteilung

Die Projektion der Phasenraumverteilung auf die Rapiditätsachse liefert die Verteilung der Longitudinalimpulse, die Rapiditätsverteilung. Periphere Reaktionen liefern dabei hauptsächlich Einträge von den Fragmenten der Spektatoren, also bei Projektil- oder Targe-trapidität. Bei zentraleren Stößen kommt es in der zentralen Reaktionszone zum Ausgleich der (longitudinalen) Geschwindigkeiten der beiden Kerne.

Das Abstoppen und damit die Breite der Rapiditätsverteilung von Nukleonen reagieren dabei empfindlich auf den Reaktionswirkungsquerschnitt σ_{NN} . Dies wird in Abschnitt 6.2.5 noch weiter untersucht.

Um die vollständigen Rapiditätsverteilungen mit den Meßdaten des FOPI-Detektors bilden zu können, müssen die Lücken in der Akzeptanz geschlossen werden. Hierzu werden Annahmen über den Verlauf der Transversalimpulsverteilung benötigt. Diese werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

Transversale Energiespektren und radialer Fluß

Die Umverteilung der (longitudinalen) Strahlenergie in transversale Energie kann mit der Transversalimpulsverteilung der emittierten Teilchen untersucht werden. Dieselbe Information ist auch in der transversalen Energie oder der transversalen Masse $m_{\perp} = \sqrt{m_0^2 + p_{\perp}^2}$ enthalten.

Für ein thermisch equilibriertes System erwartet man dabei ein exponentielles Abfallen der Verteilung der transversalen Masse, welches mit einer Boltzmann-Verteilung beschrieben werden kann.

$$\frac{1}{m_{\perp}^2} \frac{d^2\sigma}{dydm_{\perp}} = f(y) e^{-\frac{m_{\perp}}{T_B(y)}}$$

Dabei wird der (rapiditätsabhängige) Steigungsparameter T_B auch als Boltzmann-Temperatur bezeichnet.

Obwohl die Energieverteilungen der Teilchen, insbesondere bei hohen transversalen Massen, einen entsprechenden exponentiellen Abfall zeigen, ist selbst bei zentralen Goldereignissen die Annahme einer thermischen Quelle nicht gerechtfertigt. Dies wurde in [Lis95] für die Energieverteilungen leichter Kerne aus zentralen Goldkollisionen bei 1000 AMeV gezeigt.

Die beobachtete Verschiebung der Energieverteilungen zu grösseren Energien sowie die beobachtete Abhängigkeit der Teilchenenergie von der Teilchenmasse kann mit einer Expansion der Reaktionszone erklärt werden. Dieses Verhalten wird als radialer Fluß bezeichnet.

Die Energieverteilung der emittierten Teilchen wird besser durch die sogenannte Siemens-Rasmussen-Verteilung [Sie79] beschrieben.

$$\frac{d^3 N}{dE d^2 \Omega} \sim p e^{-\gamma E/T} \left\{ \frac{\sinh \alpha}{\alpha} (\gamma E + T) - T \cosh \alpha \right\}$$

Diese parametrisiert die Emission einer, sich mit der Radialgeschwindigkeit β ausdehnenden, thermischen Quelle. Der Steigungsparameter T entspricht dabei T_B aus der thermischen Anpassung. Der Parameter α ist folgendermaßen definiert: $\alpha = \gamma \beta p / T$. Da sich die kinetische Energie der Fragmente auf die Expansionsgeschwindigkeit und die scheinbare Temperatur verteilt, ist T kleiner als T_B .

In [Lis95] wurde über den Energiebereich von 250 bis 1000 A MeV in zentralen Goldreaktionen ein Ansteigen der Expansionsgeschwindigkeit von 0,2 auf 0,3 c sowie ein Ansteigen des Steigungsparameters von 25, auf fast 100 MeV gemessen.

Für die Verteilung der transversalen Masse in Abhängigkeit der Rapidität ergibt sich folgende Beziehung

$$\frac{1}{m_{\perp}^2} \frac{d^2 N}{dm_{\perp} dy^{(0)}} \sim \cosh y e^{-\gamma_r E/T} \left\{ \left(\gamma_r + \frac{T}{E} \right) \frac{\sinh \alpha}{\alpha} - \frac{T}{E} \cosh \alpha \right\},$$

welche etwa in [Hon98] zur Anpassung und Vervollständigung der mit dem FOPI-Detektor gemessenen transversalen Massenverteilungen von Protonen und Deuteronen aus zentralen Ni+Ni-Kollisionen verwendet wurde. Die Größen β_r , $\gamma_r = 1/\sqrt{1-\beta_r^2}$ und $\alpha = (\gamma_r \beta_r p)/T$ beschreiben die Expansion, $E = m_{\perp} \cosh y$ ist die Teilchenenergie und $p = \sqrt{p_{\perp}^2 + m_{\perp}^2 \sinh^2 y}$ der Teilchenimpuls im Schwerpunktsystem.

Für die Transversalimpulsverteilung ergibt sich daraus:

$$\frac{d^2 N}{dp_{\perp} dy^{(0)}} \sim p_{\perp} m_{\perp} \cosh y e^{-\gamma_r E/T} \left\{ \left(\gamma_r + \frac{T}{E} \right) \frac{\sinh \alpha}{\alpha} - \frac{T}{E} \cosh \alpha \right\}.$$

Diese Verteilung wird in dieser Arbeit zur Vervollständigung der effizienzkorrigierten Transversalimpulsspektren verwendet.

3.4 Flußobservablen und Reaktionsebene

Neben der radialen Expansion wurden in relativistischen Kernstößen weitere kollektive Effekte gefunden die mit der von Strahlachse und Stoßparameter aufgespannten Reaktionsebene verbunden sind. Die auffälligsten Effekte sind dabei der gerichtete Seitwärtsfluß und der elliptische Fluß, welche durch erste und zweite Fourierkomponente der azimuthalen Winkelverteilung charakterisiert werden können. Es werden jedoch auch andere Parametrisierungen verwendet.

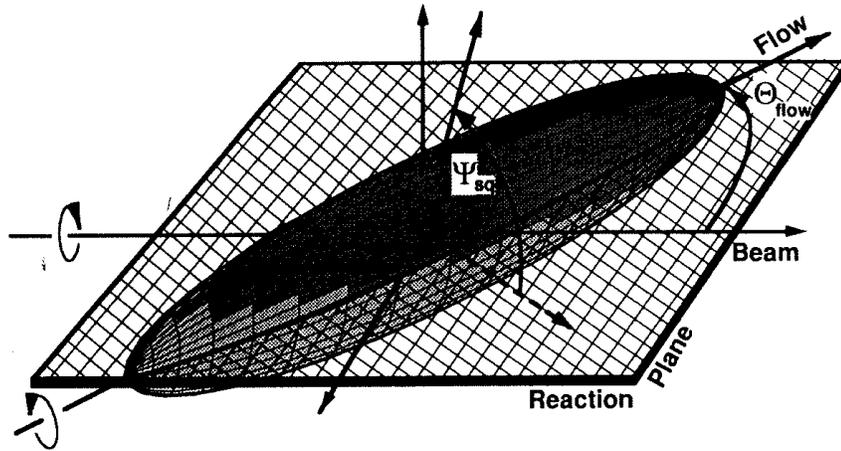


Abbildung 3.25: Die Abbildung zeigt das Flußellipsoid, welches eine Illustration der Impulsverteilungen der Fragmente aus Kernstößen darstellt. Die längste Hauptachse definiert die Richtung des gerichteten Flusses und schließt mit der Strahlrichtung den Flußwinkel Θ_{flow} ein. Der Winkel ψ_{sq} wird in der Ebene senkrecht zur Flußrichtung bestimmt und beschreibt den elliptischen Fluß im System des Flußellipsoiden.

Das Flußellipsoid

Eine Veranschaulichung der gemessenen Fragmentverteilungen im Impulsraum stellt das Flußellipsoid dar. Die in Abbildung 3.25 gezeigte Illustration wurde aus [Gut90] entnommen.

Eine Parametrisierung der Hauptachsen des Flußellipsoids wurde in [Cug82] zur Analyse von Modellrechnungen sowie in [Bas02] zur Analyse von experimentellen Daten verwendet. Gebräuchlicher für die Flußanalyse sind jedoch die in den nächsten Abschnitten vorgestellten Parametrisierungen.

Der gerichtete Seitwärtsfluß p_x

Als Observable für den gerichteten Seitwärtsfluß wird p_x , die Projektion des Transversalimpulses der emittierten Fragmente in die Reaktionsebene verwendet. Die Auftragung dieses Wertes über der Rapidität zeigt, wie in Abbildung 3.26 zu sehen, eine charakteristische S-Form.

Aus der Steigung von p_x kann der sogenannte Flußparameter

$$F_s = \frac{d \langle p_x \rangle}{dy} \Big|_{y^{(0)}=0}$$

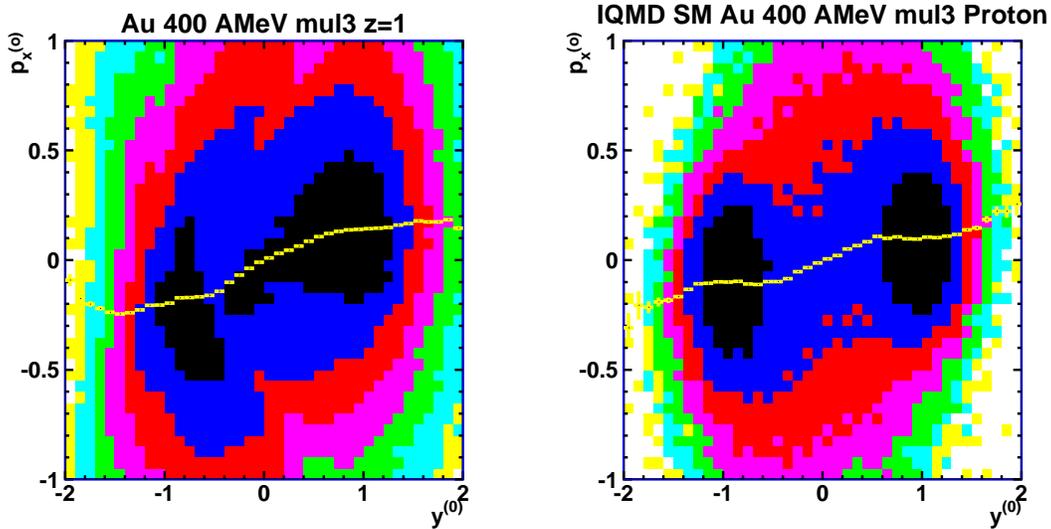


Abbildung 3.26: Seitwärtsfluß $p_x^{(0)}$ einfachgeladener Teilchen in der Akzeptanz des FOPI-Detektors (rechts) sowie von Protonen aus einer Modellrechnung (links) als Funktion der Rapidität. Die in der experimentell bestimmten Verteilung sichtbaren Verformungen werden hauptsächlich von der Akzeptanzlücke zwischen CDC und Plastikwand verursacht.

bestimmt werden. Die mit $p_x^{(0)} = p_x / (\beta_{CM} \gamma_{CM} m_0)$ berechnete Größe

$$F_s^{(0)} = \frac{d \langle p_x^{(0)} \rangle}{dy} \Big|_{y^{(0)}=0}$$

hängt über $\Theta_{flow} = \tan^{-1}(F_s^{(0)})$ mit den Flußwinkel Θ_{flow} zusammen.

Dieser Wert steigt wie etwa in [Ram99] beschrieben mit der Teilchenmasse an. Er saturiert jedoch für schwere Teilchen. Dies wird als Auswaschung durch thermische Fluktuationen gedeutet, welche sich stärker auf leichte Teilchen auswirken. Eine andere Erklärung für das Ansteigen des Flusses kann auch die Entstehung dieser Teilchen durch Koaleszenz sein [Koc90].

Eine nicht mit der Reaktionsebene verbundene globale Observable des Seitwärtsflusses ist die „Directivity“ D . Sie mißt das Verhältnis von gerichtetem zu ungerichtetem Fluß und ist folgendermaßen definiert.

$$D = \frac{|\sum_i \vec{p}_{\perp i}|}{\sum_i |\vec{p}_{\perp i}|}$$

Die Summe wird hier über alle Teilchen des Ereignisses ausgeführt. Wie schon in Abschnitt 3.4 beschrieben, kann das Verschwinden dieser Größe als Kriterium für sehr zentrale Ereignisse verwendet werden. Da die „Directivity“ selbst eine Flußobservable ist, darf sie nicht zur Zentralitätsselektion bei der Flußmessung verwendet werden.

Neben der azimuthalen Impulsverteilung kann auch die Winkelverteilung der Teilchen zur Quantifizierung des gerichteten Flusses verwendet werden.

Als Parametrisierung wird hier meistens die in [Bar94, Vol96] beschriebene Fourierreentwicklung verwendet. Diese beschreibt die Winkelverteilung $r(\phi)$ einer beliebigen Observable in einem Ereignis mit dem folgenden Ausdruck:

$$r(\phi) = \frac{x_0}{2\pi} + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} [x_n \cos(n\phi) + y_n \sin(n\phi)]$$

Die Form der Winkelverteilung definiert die Parameter $x_n = \sum_{\nu} r_{\nu} \cos(n\phi)$ und $y_n = \sum_{\nu} r_{\nu} \sin(n\phi)$ welche die Fourierkomponenten $v_n = \sqrt{x_n^2 + y_n^2}$ bilden. Für die Winkelverteilung von emittierten Teilchen im Bezug zur Reaktionsebene vereinfacht sich dies zu [Pos98]:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{p_{\perp}} \frac{d^2 N}{dp_{\perp} dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos(n(\phi - \psi_r)) \right)$$

Der gerichtete Fluß macht sich als eine 360°-periodische Abweichung in der Winkelverteilung bemerkbar und kann mit dem ersten Koeffizienten v_1 der Fourierreentwicklung beschrieben werden. Dieser kann direkt durch Fourierreentwicklung der Winkelverteilung $v_1 = \langle \cos(\phi - \psi_r) \rangle$ oder durch Anpassung der Winkelverteilung bestimmt werden.

Die Fourierreentwicklung erlaubt im Gegensatz zu den „globalen“ Größen auch die Parametrisierung von kleinen Phasenraumzellen, was dem Akzeptanzbereich realer Detektoren entgegenkommt. Die Auftragung der Transversalimpulsabhängigkeit des v_1 -Koeffizienten wird auch als differentieller gerichteter Fluß bezeichnet.

Der elliptische Fluß

Im Strahlenergiebereich zwischen 40 AMeV und 4 AGeV wird für Nukleonen und Fragmente mit Schwerpunktsrapidität eine bevorzugte Teilchenemission senkrecht zur Reaktionsebene beobachtet. Bei niedrigeren [And01], oder höheren Strahlenergien [Bar94, Pin99] liegen die Maxima der Winkelverteilung in der Reaktionsebene. Der Effekt kann senkrecht zur Strahlrichtung oder senkrecht zum Seitwärtsfluß beobachtet werden, worauf in Abschnitt 3.5.3 noch einmal eingegangen wird.

Die gegen die Reaktionsebene gemessene, azimuthale Winkelverteilung von Protonen mit Schwerpunktsrapidität ist in Abbildung 3.27 zu sehen. Der elliptische Fluß ist hier deutlich als Verstärkung bei $\pm 90^\circ$ zu erkennen. Die Protonen werden bevorzugt senkrecht zur Reaktionsebene emittiert.

Zur Parametrisierung des elliptischen Flusses wird das Verhältnis R_N der senkrecht zur Reaktionsebene emittierten, zu den in die Reaktionsebene emittierten Teilchen nach folgender Formel

$$R_N = \frac{N(90^\circ) + N(-90^\circ)}{N(0^\circ) + N(180^\circ)},$$

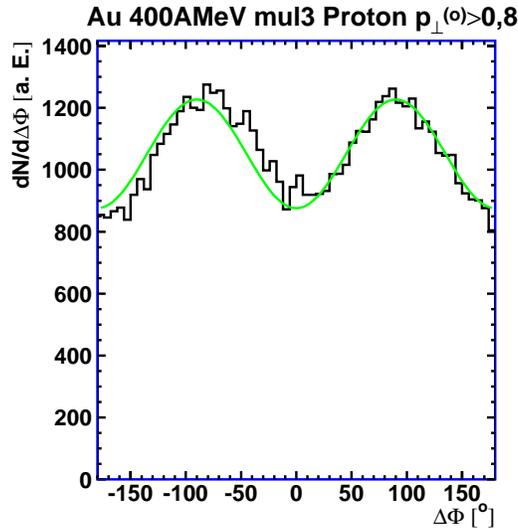


Abbildung 3.27: Winkelverteilung von Protonen mit Schwerpunktsrapidität aus mittlerzentralen (*mul3*) Goldreaktionen bei einer Strahlenergie von 400 A MeV.

oder der Fourierkoeffizient v_2 verwendet. Das Verhältnis R_N steht mit dem Fourierkoeffizient in folgender Beziehung:

$$R_N = \frac{1 - 2v_2}{1 + 2v_2}$$

Daneben wird auch eine der Fourierentwicklung entsprechende Parametrisierung [Gut90] der Winkelverteilung mit $a_0(1 + a_1 \cos \phi + a_2 \cos 2\phi)$ verwendet. Diese Koeffizienten⁹ lassen sich auf die v_n zurückführen und es gilt: $a_1 = 2v_1$ und $a_2 = 2v_2$.

Ein positiver v_2 -Koeffizient beschreibt dabei eine bevorzugte Teilchenemission in die Reaktionsebene, ein negativer eine bevorzugte Teilchenemission senkrecht zur Reaktionsebene.

Außer in der Teilchenzahl wird auch im Impuls sowie in der Teilchenenergie eine mit dem zweiten Fourierkoeffizienten beschreibbare Abhängigkeit gefunden.

3.4.1 Bestimmung der Reaktionsebene aus den experimentellen Daten

Im Experiment ist der Stoßparameter und damit die Ausrichtung der Reaktionsebene nicht direkt zugänglich. Sie muß aus anderen, beobachtbaren Größen abgeleitet werden. Neben der Ablenkung der Spektatoren wird hierfür auch die Richtungsauszeichnung durch den Seitwärtsfluß, oder den elliptischen Fluß verwendet.

Mit der großen Akzeptanz des FOPI-Detektors ist die Bestimmung der Reaktionsebene aus dem Seitwärtsfluß das beste Verfahren. Hierzu wird die Transversalimpulsmethode nach Danielewicz und Odniec verwendet.

⁹Die Koeffizienten aus dieser Anpassung werden auch mit S oder P bezeichnet.

Die Transversalimpulsmethode nach Danielewicz und Odyniec

Ein Verfahren zur Bestimmung der Reaktionsebene ist in [Dan85] beschrieben. Hierzu wird der sogenannte \vec{Q} -Vektor, der die Hauptflußrichtung angibt, bestimmt. Er wird aus den Transversalimpulsen $\vec{p}_{\perp\nu}$ aller im Ereignis gefundener Teilchen nach folgender Vorschrift berechnet.

$$\vec{Q} = \sum_{\nu=1}^M \omega_{\nu} \vec{p}_{\perp\nu}$$

Der Wichtungsfaktor ω_{ν} sorgt für eine Vorzeichenumkehr für Teilchen die im Schwerpunktsystem gegen die Strahlrichtung laufen.

$$\omega_{\nu} = \begin{cases} 0 & \text{für produzierte Teilchen wie } \pi, \\ +1 & \text{für } y^{(o)} > \delta, \\ 0 & \text{für } -\delta < y^{(o)} < \delta, \\ -1 & \text{für } y^{(o)} < -\delta. \end{cases}$$

Ohne diese Wichtung müßte die Richtungsangabe aufgrund der Impulserhaltung verschwinden. Produzierte Teilchen und Nukleonen oder Kerne aus dem Gebiet um die Schwerpunktsrapidity werden verworfen, da diese mit großer Wahrscheinlichkeit Mehrfachstöße durchlaufen und so die „Erinnerung“ an die Anfangsbedingungen verloren haben. Durch das Entfernen dieser Teilchen kann die Genauigkeit, mit der die Reaktionsebene bestimmt wird, verbessert werden. Für die hier beschriebene Analyse werden nach [Dan85] Teilchen mit normierten Rapiditäten δ zwischen -0,3 und +0,3, bei der Bestimmung der Reaktionsebene ausgeschlossen.

In der Literatur sind auch andere Wichtungen, etwa eine Wichtung mit dem gerichteten Fluß [Pin99] oder eine rapiditätsabhängige Wichtung [Wan96] beschrieben.

3.4.2 Bestimmung der Reaktionsebene mit dem FOPI-Detektor

In dieser Arbeit wird das oben beschriebene Verfahren in modifizierter Form verwendet. Als Kompromiß zwischen Akzeptanz und genauer Teilchenidentifizierung werden hier die Informationen von CDC und Plastikwand kombiniert.

Aufgrund seiner sehr hohen Zählrate sowie der im Laborsystem asymmetrischen Zählratenverteilung wird der Nullgradzähler nicht verwendet. Eine solche asymmetrische Zählrate bei diesem Detektor wurde schon in einem Vorgängereperiment beobachtet [Ple99, Bas00]. Das Auftreten der Asymmetrie, besonders in den äußeren Ringen des Nullgradzählers spricht dabei gegen eine geometrische Fehlausrichtung des Detektors.

Da beim Helitron während des Experiments Sektoren zeitweise bei niedriger Potentialspannung betrieben oder ganz abgeschaltet werden mußten, ist die Effizienz dieses Detektors ebenfalls asymmetrisch¹⁰. Er wird daher nicht bei der Bestimmung der Reaktionsebene verwendet.

¹⁰Durch die erniedrigte Spannung gehen vor allem Spuren niedrigionisierender Teilchen verloren. Bei gegebener Teilchensorte fehlen daher schnelle Teilchen. Dies Erklärt auch die scheinbare Abnahme der

Der \vec{Q} -Vektor wird mit den Transversalimpulsen der in der CDC gemessenen Teilchen sowie den mit der Plastikwand bestimmten transversalen Geschwindigkeiten berechnet. Zur Umwandlung der Geschwindigkeiten in Impulse wird eine ladungsabhängige Masse angenommen. Einfachgeladene Teilchen erhalten die Protonenmasse. Bei mehrfachgeladenen Teilchen wird ein Verhältnis von Masse zu Ladung von 2 verwendet.

Eine Verschlechterung der Reaktionsebenenauflösung durch die in der Plastikwand mitgemessenen Pionen muß dabei hingenommen werden. Dies wird jedoch, genauso wie der Effekt der Detektorakzeptanz, mit der im Abschnitt 3.4.3 beschriebenen Korrektur berücksichtigt. Die Verteilung der so berechneten Reaktionsebene für mittelzentrale Ereignisse für die untersuchten Strahlenergien ist in Abbildung 3.28 gezeigt. Die Verteilungen im Laborsystem zeigen keine Struktur.

Während die Annahme einer ladungsabhängigen Masse für die mit der Plastikwand identifizierten Teilchen in erster Linie die Auflösung verschlechtert, führt das Magnetfeld zu einem systematischen Fehler. Da von den in der Szintillatoren gemessenen Teilchen nur Ursprung und Einschlagpunkt bekannt sind, wird als Flugbahn eine Gerade angenommen. Der so bestimmte und in die Berechnung des \vec{Q} -Vektors eingehende Polarwinkel unterscheidet sich jedoch vom wahren Emissionswinkel des Teilchens. Dieser Fehler bei der Bestimmung der Reaktionsebene läßt sich aus dem Winkel zwischen der nur mit der CDC und der nur mit der Plastikwand bestimmten Reaktionsebene abschätzen. Der Winkel beträgt $7,5^\circ$ bei 400 AMeV und 4° bei 1490 AMeV. Die realistische Detektorsimulation reproduziert mit $8,5^\circ$ den Zwischenwinkel bei 400 AMeV, wobei rekonstruierte und wahre Reaktionsebene einen Winkel von $4,5^\circ$ einschließen. Der sich daraus ergebende Fehler ist klein und kann bei der Flußmessung vernachlässigt werden.

Die Autokorrelation

Wird das für die Flußmessung betrachtete Teilchen bei der Bestimmung der Reaktionsebene verwendet, so ergibt sich eine Autokorrelation. Durch die Projektion des Teilchens auf sich selbst werden dabei die kollektiven Effekte künstlich verstärkt [Dan85]. Daher wird für jedes Teilchen im Ereignis eine Reaktionsebene ohne dessen Impulskomponenten bestimmt.

Die Auswirkung der Autokorrelation auf die Fourierkomponenten v_1 und v_2 ist in Abbildung 3.29 gezeigt.

Man erkennt, daß die Autokorrelation (auto) besonders den Seitwärtsfluß bei großen Stoßparametern verstärkt. Da hier nur wenige Teilchen zur Berechnung der Reaktionsebene zur Verfügung stehen, wirkt sich die Impulskomponente des betrachteten Teilchens stark aus. Der elliptische Fluß wird hiervon nur wenig beeinflusst.

Die durch das Entfernen des betrachteten Teilchens aus dem \vec{Q} -Vektor fehlenden Impulskomponenten erzeugen einen „Rückstoß“ für das verbleibende System. Dies kann ebenfalls

Effizienz eines mit Unterspannung betriebenen Sektors mit steigender Strahlenergie. Eine Untersuchung der Auswirkungen eines mit geringer Effizienz arbeitenden Sektors auf die Bestimmung des v_2 -Koeffizienten zeigte nur einen geringen Einfluß. Ein Detektor, bei dem ein Sektor ($22,5^\circ$) mit einer Effizienz von 40%(20%, 10%) arbeitet, liefert einen um etwa 3%(10%,30%) reduzierten v_2 -Koeffizienten.

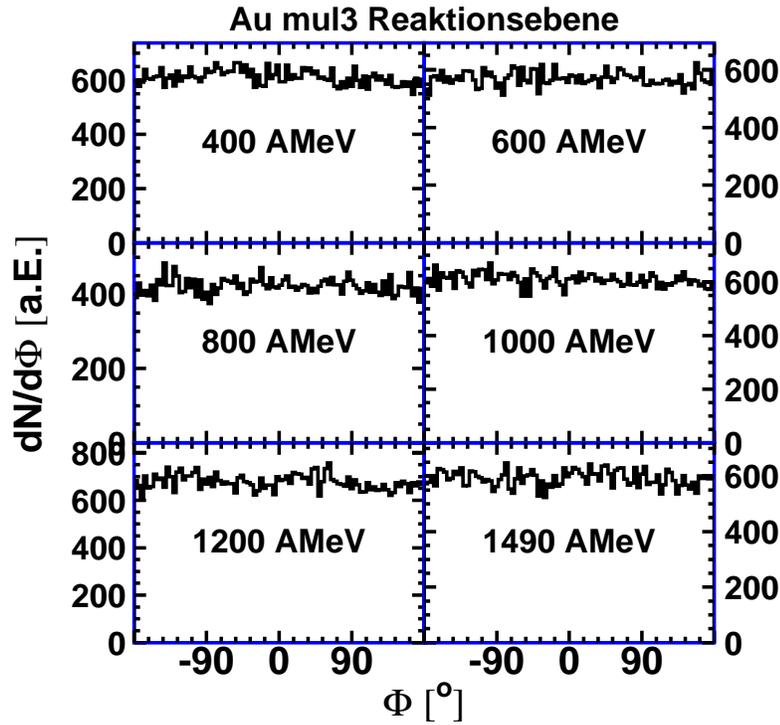


Abbildung 3.28: Reaktionsebenenverteilung im Laborsystem für mittelzentrale Ereignisse (*mul3*).

die Flußmessung beeinflussen. Eine Korrektur hierfür ist in [Dan88] sowie in [Ogi89] beschrieben.

Aufgrund seiner Größe sollte das hier untersuchte Goldsystem jedoch nur geringfügig beeinflusst werden, was in [Ram95] für eine Strahlenergie von 400 A MeV beschrieben ist.

In der hier beschriebenen Analyse wird daher keine Rückstoßkorrektur verwendet.

3.4.3 Reaktionsebenenauflösung und Korrektur

Im Experiment können nicht alle in der Reaktion emittierten Teilchen bestimmt werden. Neben den geladenen Teilchen welche aufgrund fehlender Akzeptanz verloren gehen, sind dies vor allem die Neutronen, die nicht gemessen werden können.

Die fehlenden Impulskomponenten führen zu einer statistischen Verteilung der Reaktionsebene um den wahren Wert. Eine Projektion auf die Reaktionsebene, wie sie zur Bestimmung der Flußobservablen eingesetzt wird, liefert daher zu niedrige Werte.

Die Reaktionsebenenauflösung kann aus dem Unterschied der \vec{Q} -Vektoren zweier Halber-

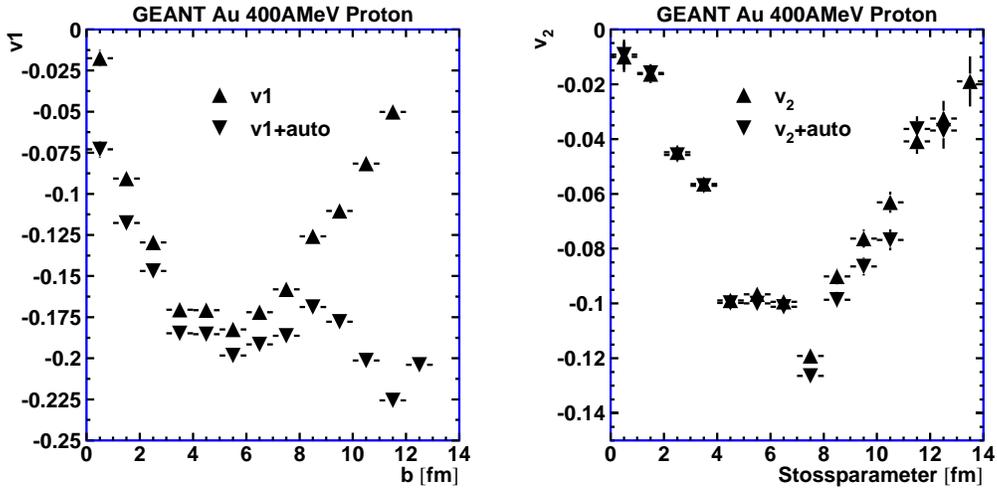


Abbildung 3.29: Auswirkung der Autokorrelation auf die Fourierkoeffizienten v_1 und v_2 . Der v_1 -Koeffizient wurde mit Protonen mit $-0,5 < y^{(0)} < -0,3$ und $p_{\perp}^{(0)} > 0,5$, der v_2 -Koeffizient mit Protonen mit $-0,1 < y^{(0)} < 0,1$ und $p_{\perp}^{(0)} > 0,8$ gebildet.

eignisse bestimmt werden. Zur Bildung dieser werden die Teilchen eines Ereignisses zufällig auf die Halbereignisse verteilt. Die Verteilung des Zwischenwinkels $\Delta\Phi_R = \Phi_1 - \Phi_2$ der Halbereignisse ist in Abbildung 3.30 zu sehen.

Die Verteilungen lassen sich gut mit nur einer Gaußverteilung beschreiben. Dies ist eine Voraussetzung für bestimmte Korrekturverfahren, wie das hier verwendete Verfahren nach Ollitrault [Oll98]. Bei Reaktionen von leichteren Kernen, wie Ca+Ca oder Ni+Ni, wird zur Beschreibung der Winkelverteilung zusätzlich noch ein konstanter Untergrundanteil benötigt.

Ein Verfahren zur Korrektur des gerichteten Seitwärtsflusses p_x ist in [Dan85] beschrieben. Als Korrektur zur Berechnung von p_x wird dabei $1 / \langle \cos((\Phi_1 - \Phi_2)/2) \rangle$ vorgeschlagen, wobei sich der Faktor 2 aus der reduzierten Statistik ($\sqrt{2}$) und dem Fakt ergibt, daß die Reaktionsebene zwischen Φ_1 und Φ_2 liegt.

Ein jüngeres Verfahren [Oll98] erlaubt auch die Berechnung von Korrekturfaktoren für die Fourierkoeffizienten höherer Ordnung. Das Verfahren wird hier zur Korrektur der v_2 Werte verwendet und soll kurz beschrieben werden.

Für die Messung der Fourierkomponenten kann allgemein folgende Beziehung aufgestellt werden:

$$\langle \cos n\varphi \rangle = \langle \cos n\phi \rangle \langle \cos n\Delta\phi \rangle$$

Dabei ist φ der Winkel zwischen Teilchen und rekonstruierter Reaktionsebene, ϕ der Winkel zur wahren Reaktionsebene und es gilt: $\varphi = \phi - \Delta\phi$.

Die Korrekturfaktoren $\langle \cos n\Delta\phi \rangle$ lassen sich nach der in [Oll98] beschriebenen Methode aus dem Parameter χ berechnen. Dieser hängt nur vom mittleren Cosinus $\langle \cos(\Delta\Phi_R) \rangle$

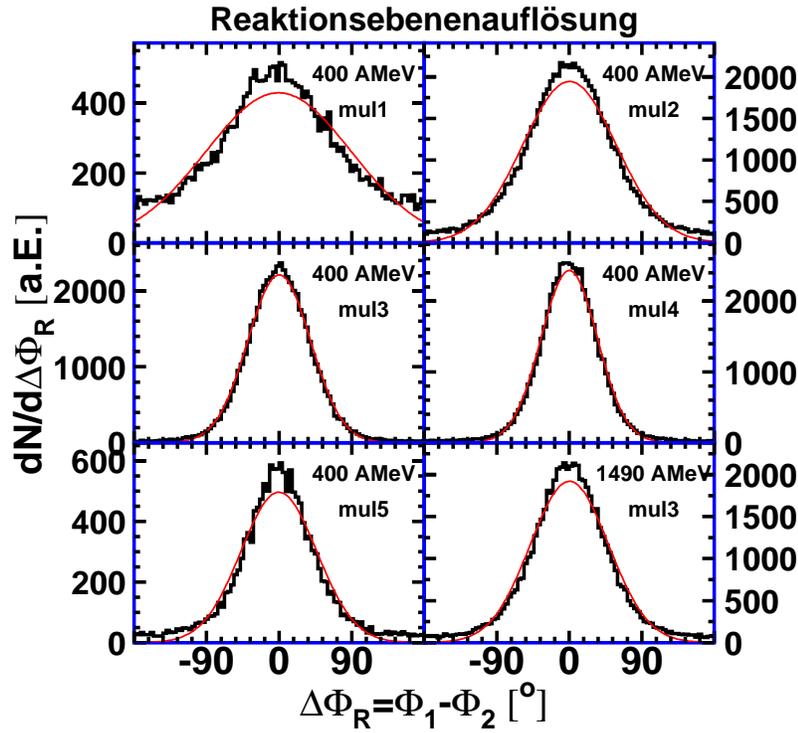


Abbildung 3.30: Unterschied $\Delta\Phi_R$ der rekonstruierten Reaktionsebenen aus 2 Halbereignissen für Goldreaktionen bei 400 AMeV und 1490 AMeV Strahlenergie.

des Differenzwinkels $\Delta\Phi_R = \Phi_1 - \Phi_2$ ab. Der Parameter χ wird durch Iteration folgender Gleichung bestimmt

$$\langle \cos(\Delta\Phi_R) \rangle = \frac{\pi}{8} \chi^2 e^{-\chi^2/2} [I_0(\chi^2/4) + I_1(\chi^2/4)]^2$$

wobei I_0 und I_1 Besselfunktionen sind.

Mit dem Parameter χ ergibt sich der Korrekturfaktor für die Fourierkomponente n-ter Ordnung folgendermaßen:

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

In Tabelle 3.7 sind die Parameter der Reaktionsebenenauflösung $\langle \cos(\Delta\Phi_R) \rangle$ sowie die entsprechenden Korrekturfaktoren $1/\langle \cos(\Delta\Phi) \rangle$ und $1/\langle \cos(2\Delta\Phi) \rangle$ für die verschiedenen Strahlenergien und Zentralitäten zusammengefaßt. Außerdem ist die Gauß-Breite σ der Zwischenwinkelverteilung angegeben.

Man erkennt, daß Zwischenwinkel und Korrekturfaktoren ihr Minimum bei mittleren Multiplizitäten haben. Hier hat der Seitwärtsfluß sein Maximum, was zu einer wohldefinierten

E_b [AMeV]		mul1	mul2	mul3	mul4	mul5
400	σ [°]	91	56	38	36	52
	$\langle \cos(\Delta\Phi_R) \rangle$	0,345	0,601	0,781	0,772	0,603
	$1/\langle \cos(\Delta\Phi) \rangle$	1,35	1,12	1,05	1,06	1,12
	$1/\langle \cos(2\Delta\Phi) \rangle$	2,47	1,52	1,23	1,25	1,51
600	σ [°]	96	57	37	35	52
	$\langle \cos(\Delta\Phi_R) \rangle$	0,317	0,591	0,787	0,786	0,615
	$1/\langle \cos(\Delta\Phi) \rangle$	1,40	1,13	1,05	1,05	1,12
	$1/\langle \cos(2\Delta\Phi) \rangle$	2,67	1,54	1,23	1,23	1,49
800	σ [°]	107	60	38	37	54
	$\langle \cos(\Delta\Phi_R) \rangle$	0,268	0,561	0,773	0,761	0,563
	$1/\langle \cos(\Delta\Phi) \rangle$	1,49	1,15	1,06	1,06	1,15
	$1/\langle \cos(2\Delta\Phi) \rangle$	3,11	1,61	1,24	1,26	1,61
1000	σ [°]	131	62	40	41	63
	$\langle \cos(\Delta\Phi_R) \rangle$	0,191	0,545	0,751	0,727	0,519
	$1/\langle \cos(\Delta\Phi) \rangle$	1,72	1,16	1,06	1,07	1,17
	$1/\langle \cos(2\Delta\Phi) \rangle$	4,28	1,65	1,27	1,30	1,72
1200	σ [°]	120	64	42	45	70
	$\langle \cos(\Delta\Phi_R) \rangle$	0,222	0,530	0,726	0,690	0,477
	$1/\langle \cos(\Delta\Phi) \rangle$	1,62	1,17	1,07	1,08	1,20
	$1/\langle \cos(2\Delta\Phi) \rangle$	3,73	1,69	1,31	1,36	1,85
1490	σ [°]	112	70	48	51	79
	$\langle \cos(\Delta\Phi_R) \rangle$	0,252	0,482	0,665	0,638	0,415
	$1/\langle \cos(\Delta\Phi) \rangle$	1,53	1,20	1,10	1,11	1,26
	$1/\langle \cos(2\Delta\Phi) \rangle$	3,30	1,83	1,40	1,45	2,09

Tabelle 3.7: Breite σ der Verteilung der Zwischenwinkel der Halbereignisse, mittlerer Kosinus des Zwischenwinkels sowie die daraus berechneten Korrekturfaktoren für v_1 und v_2 für die verschiedenen Multiplizitätsklassen und Strahlenergien. Der Multiplizitätsbereich (mul1) ist durch die medium-bias Ereignisklasse beeinflusst.

Reaktionsebene führt. Die Abnahme des Seitwärtsflusses zu zentralen Reaktionen hin sowie die geringere Akzeptanz für periphere Reaktionen erhöhen die Fluktuationen und erfordern höhere Korrekturfaktoren.

Der elliptische Fluß benötigt dabei immer größere Korrekturfaktoren als der Seitwärtsfluß. Für nicht zu kleine $\langle \cos(\Delta\Phi_R) \rangle$ kann der Korrekturfaktor für den elliptischen Fluß mit dem Kehrwert von $\langle \cos(\Delta\Phi_R) \rangle$ abgeschätzt werden.

Untersuchung der Gültigkeit der Korrektur

Die Gültigkeit der Korrektur wurde mit Ereignissen aus einer GEANT-Simulation untersucht, da hier ein direkter Vergleich zwischen den aus der IQMD-Modellrechnung bekannten und den mit dem simulierten Detektor bestimmten Werten möglich ist.

Wie bei den experimentellen Daten wurde die Reaktionsebene nur mit Plastikwand und CDC bestimmt. Bei den Teilchenspuren wurden die durch den Vertex geführten Anpassungen verwendet, wobei jedoch neben der Teilchenidentifikation durch Massenschranken keine weiteren Bedingungen gestellt wurden.

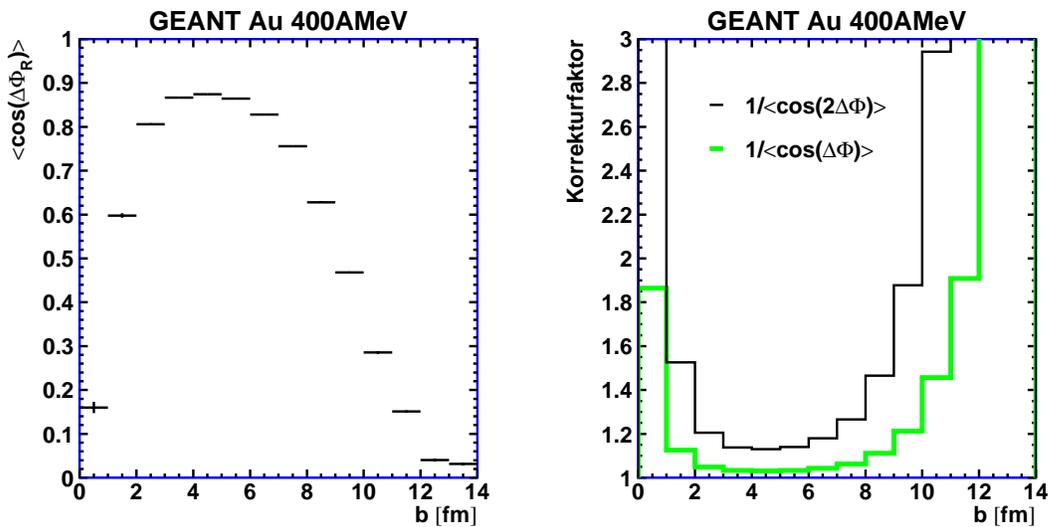


Abbildung 3.31: Der Kosinus des Zwischenwinkels der Halbereignisse und die daraus berechneten Korrekturfaktoren für die Flußobservablen, jeweils als Funktion des Stoßparameters für eine Detektorsimulation bei 400 A MeV.

In Abbildung 3.31 ist links der mittlere Kosinus $\langle \cos(\Delta\Phi) \rangle$ des Zwischenwinkels der Halbereignisse über dem in der Simulationsrechnung bekannten Stoßparameter aufgetragen.

Das Bild rechts daneben zeigt die daraus berechneten Korrekturfaktoren für die v_1 - und v_2 -Koeffizienten. Sie steigen zu kleinen sowie zu großen Stoßparametern hin an.

Das Verhältnis der mit der rekonstruierten (r) Reaktionsebene bestimmten, korrigierten (k)

Fourierkoeffizienten zu den mit der wahren (w) Reaktionsebene bestimmten Fourierkoeffizienten ist in Abbildung 3.32 zu sehen. Dabei wurden nur Protonen in der Akzeptanz der CDC verwendet.

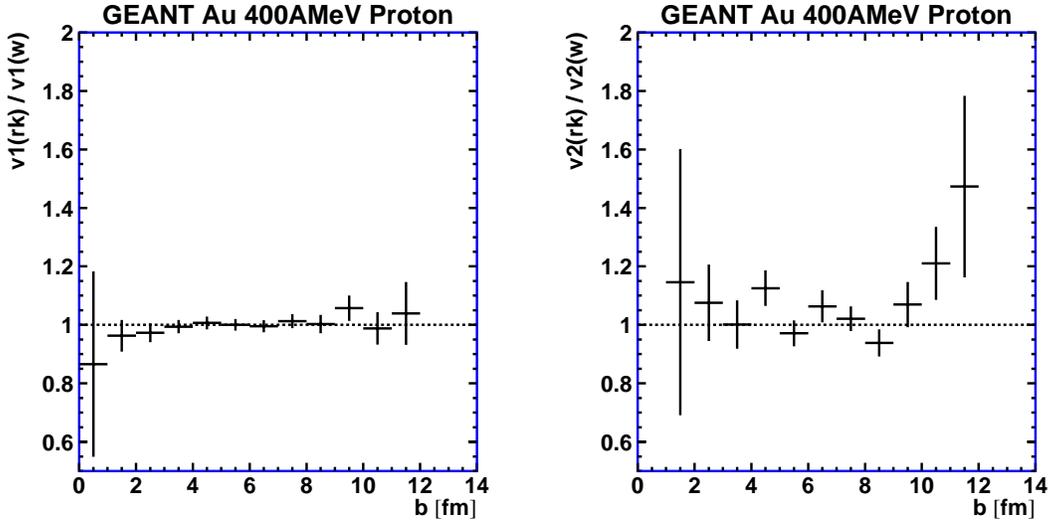


Abbildung 3.32: Verhältnis der mit der rekonstruierten Reaktionsebene bestimmten, korrigierten Fourierkoeffizienten (rk) zu den mit der wahren Reaktionsebene (w) bestimmten Werten. Die v_1 -Koeffizienten wurden mit Protonen mit $-0,5 < y^{(0)} < -0,3$ und $p_{\perp}^{(0)} > 0,5$, die v_2 -Koeffizienten mit Protonen mit $-0,1 < y^{(0)} < 0,1$ und $p_{\perp}^{(0)} > 0,8$ gebildet.

Man erkennt daß das Verhältnis der Werte sowohl für den Seitwärtsfluß, als auch für den elliptischen Fluß über einen weiten Stoßparameterbereich, im Rahmen der angegebenen Fehler bei 1 liegt. Nur bei sehr zentralen oder sehr peripheren Reaktionen, bei denen nach Abbildung 3.31 die Korrekturfaktoren den Wert von 2 übersteigen, weichen die Verhältnisse stark von 1 ab. Dabei zeigt der elliptische Fluß größere Streuungen als der Seitwärtsfluß. Die angegebenen Fehlerwerte wurden aus den statistischen Fehlern der Mittelwerte berechnet, wobei die Korrektur der Reaktionsebenenaufösung als exakt angesehen wurde. Fehlerbalken für Datenpunkte außerhalb der Bildgrenzen sind unterdrückt.

3.5 Flußmessung mit dem FOPI-Detektor

In diesem Abschnitt wird auf eine Besonderheit bei der Flußmessung mit dem FOPI-Detektor eingegangen. Dies ist das Auftreten einer künstlichen Asymmetrie in der azimuthalen Winkelverteilung, welche als v_1 -Komponente behandelt werden kann. Weiterhin wird das verwendete Verfahren zur Rekonstruktion des integralen elliptischen Flusses aus Transversalimpulsverteilung und differentiellem elliptischen Fluß vorgestellt sowie auf die Messung des elliptischen Flusses im System des Flußellipsoiden eingegangen.

3.5.1 „Künstlicher“ Seitwärtsfluß

In Kernstößen mit gleichem Projektil- und Targetkernen treten bestimmte Symmetrien auf. So müssen die Phasenraumverteilungen der Teilchen im Schwerpunktsystem symmetrisch sein. Genauso erfordert die Impulserhaltung, daß der Seitwärtsfluß punktsymmetrisch im Schwerpunktsystem ist ($\langle p_x(y^{(0)}) \rangle = \langle -p_x(-y^{(0)}) \rangle$). Insbesondere muß der Seitwärtsfluß bei Schwerpunktsrapidität verschwinden.

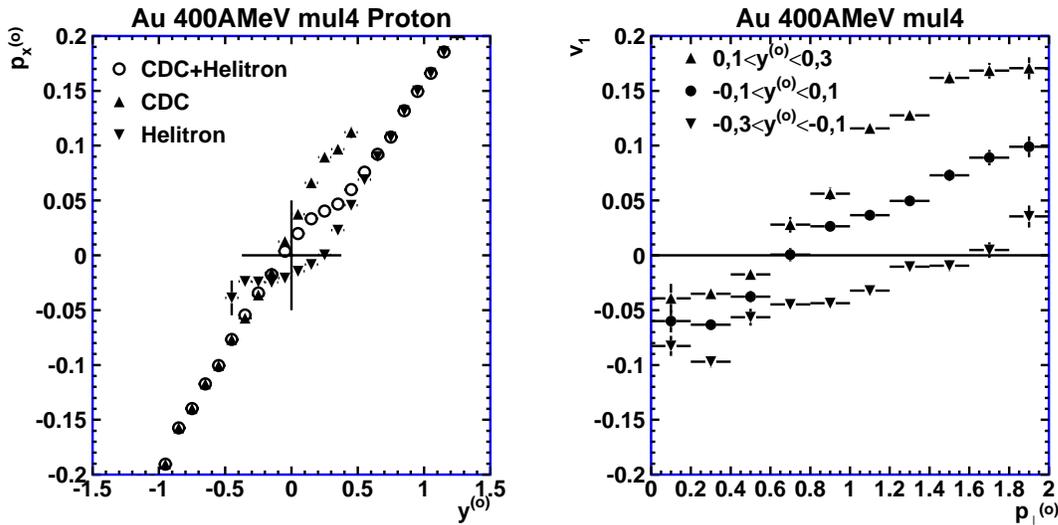


Abbildung 3.33: Links: Der Seitwärtsfluß von Protonen im Akzeptanzbereich von CDC und Helitron. Rechts: Differentieller gerichteter Fluß . Die Reaktionsebenenauflösung wurde nicht korrigiert.

In Abbildung 3.33 ist links der mit dem Detektor gemessene Seitwärtsfluß $p_x^{(o)}$ von Protonen aus mittelzentralen Ereignissen bei einer Strahlenergie von 400 A MeV zu sehen. Hier kann man erkennen, daß weder der nur im Bereich einer Driftkammer bestimmte Seitwärtsfluß, noch der in der Detektorakzeptanz bestimmte Seitwärtsfluß seinen Nulldurchgang bei Schwerpunktsrapidität hat. Eine mögliche Ursache für dieses Verhalten können die Detektorgrenzen sein, welche nicht senkrecht in Transversalimpuls und Rapidität verlaufen.

Das rechte Bild, welches den differentiellen gerichteten Fluß von Protonen aus den Rapiditätsintervallen $[-0, 3, -0, 1]$, $[-0, 1, 0, 1]$ sowie $[0, 1, 0, 3]$ zeigt, schließt dies jedoch als Hauptursache aus. Mit der Symmetriebedingung $v_1(y^{(o)}) = -v_1(-y^{(o)})$ erwartet man für die Messung bei Schwerpunktsrapidität in den Bereichen voller Detektorakzeptanz mit 0 verträgliche Werte. Die in den zur Schwerpunktsrapidität symmetrischen Intervallen bestimmten Werte sollen ebenfalls vom Betrag gleiche v_1 -Koeffizienten mit unterschiedlichem Vorzeichen liefern. Dies ist jedoch, wie in der Abbildung zu sehen, nicht der Fall. Bei kleinen Transversalimpulsen, also im Bereich des Helitrons, werden negative, bei großen Transversalimpulsen also in der CDC positive Werte gemessen. Der Trend ist auch bei den nicht bei Schwerpunktsrapidität zentrierten Werten erkennbar. Diese Werte zeigen nicht die erwartete Symmetrie zu $v_1 = 0$, sondern sind symmetrisch zum, bei Schwerpunktsrapidität bestimmten, differentiellen Fluß.

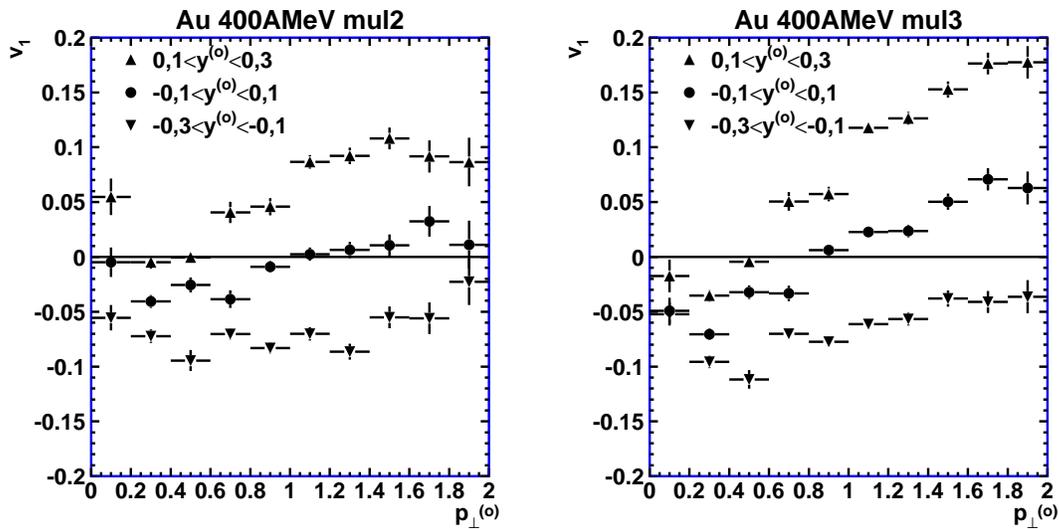


Abbildung 3.34: *Differentieller gerichteter Fluß. Die Reaktionsebenenauflösung wurde nicht korrigiert.*

Die Untersuchung der Multiplizitätsabhängigkeit gibt weiteren Aufschluß über die Ursachen des Effekts. Abbildung 3.34 zeigt den differentiellen gerichteten Fluß bei mittlerer (mul3) und niedriger (mul2) Multiplizität. Bei der niedrigen Multiplizität sind die mit der CDC bei Schwerpunktsrapidität gemessenen v_1 -Werte mit 0 verträglich. Nimmt man noch die Werte aus Abbildung 3.33 hinzu, so erkennt man ein deutliches Ansteigen des künstlichen Seitwärtsflusses mit der Multiplizität. Insbesondere schließt diese Beobachtung eine falsch bestimmte Rapidität als Hauptursache für den künstlichen Seitwärtsfluß aus.

Bei den mit dem Helitron bestimmten Werten ist die Multiplizitätsabhängigkeit nicht so deutlich zu erkennen.

Die unterschiedlichen Vorzeichen der v_1 -Koeffizienten deuten genauso, wie die Zunahme mit der Multiplizität auf eine Verbindung mit dem gerichteten Fluß hin. Daraus kann man auf

die Spurdichte als Ursache für den künstlichen Seitwärtsfluß schließen.

Künstlicher Seitwärtsfluß in der Detektorsimulation

Auch in der realistischen Detektorsimulation kann unter bestimmten Bedingungen in der bei Schwerpunktsrapidität bestimmten, azimuthalen Winkelverteilung eine nicht verschwindende v_1 -Komponente gemessen werden.

Im folgenden werden die Gemeinsamkeiten und Unterschiede zwischen experimentellen Daten und Detektorsimulation untersucht. Dazu wurden mittelzentrale Ereignisse (mul4) bei 400 AMeV verwendet, da hier der Effekt am stärksten ist.

Mit diesen Ereignissen wurden die azimuthalen Winkelverteilungen von Protonen in der Akzeptanz der CDC bestimmt und auf verschiedene Art parametrisiert, wobei die Auswirkung verschiedener Qualitätsbedingungen auf die Winkelverteilung untersucht wurde.

Um die Einflüsse durch Korrelationen unter den Spurparametern gering zu halten, wurden nur massenidentifizierte Protonen einer normierten Rapidität zwischen -0,1 und 0,1 und Transversalimpuls zwischen 0,4 und 0,6 GeV/c betrachtet. Dadurch wurde ein nicht von der Akzeptanz der CDC beeinflusster Bereich mit hoher Statistik präpariert. Die Beschränkung des Transversalimpulses im Laborsystem beschränkt den Polarwinkel und reduziert so den Einfluß der Korrelation zwischen z-Achsenabschnitt z_0 und Polarwinkel .

Zur Parametrisierung der Winkelverteilung mit v_1 - und v_2 -Koeffizienten wurde die bekannte Parametrisierung

$$c_0(1 + 2v_1 \cos(\Delta\Phi) + 2v_2 \cos(2\Delta\Phi))$$

verwendet. Außerdem wurde durch eine Anpassung mit

$$c_0(1 + 2v_2 \cos(2\Delta\Phi))$$

das Vorhandensein einer v_1 -Komponente ignoriert. Dies führt zu einer qualitativ schlechteren Anpassung. Diese Funktion wurde auch zur Anpassung der Winkelverteilung nur in den, dem Seitwärtsfluß abgewandten Quadranten verwendet.

Falls die Ursache für die v_1 -Komponente der Seitwärtsfluß ist und sich die Störung nur auf die nicht ausgewerteten Quadranten beschränkt, sollte dies zur Messung unverfälschter v_2 -Werte führen. Dieses Verfahren nutzt die erwartete Symmetrie und entspricht der in Abschnitt 3.5.3 beschriebenen Reflexion, welche zur Messung des elliptischen Flusses im System des Flußellipsoiden benötigt wird. Im folgenden werden die verschiedenen Methoden mit „ $1 + v_1 + v_2$ “, „ $1 + v_2$ “ sowie „refl.“ gekennzeichnet.

Als Qualitätsbedingungen wurden die Zahl der zur Spur beitragenden Treffer, der z-Achsenabschnitt z_0 , der transversale Abstand zum Vertex d_0 sowie die Abweichung Δm der gemessenen Teilchenmasse zur nominellen Masse verwendet. Für die experimentellen Daten konnte außerdem ein neu eingeführter, r_χ genannter Parameter verwendet werden.

$$r_\chi = \frac{\sqrt{\chi_{vc}^2}}{\sqrt{\chi_f^2}}$$

Dieser wurde aus den quadratischen Abweichungen aus freier (χ_f^2) und durch den Vertex geführter (χ_{vc}^2) Kreis Anpassung berechnet, wobei beide Werte nur mit den gemessenen Spurpunkten gebildet wurden. Für Spuren welche genau durch den Vertex laufen, erreicht dieser Parameter sein Minimum von 1; Spuren deren freie Anpassung nicht durch den Vertex läuft, liefern größere Werte. Durch die Normierung steigt der Parameter für eine schlecht bestimmte Spuren mit stark streuenden Spurpunkten weniger als für eine gut bestimmte Spur mit gleichem Abstand d_0 zwischen Kreis Anpassung und Vertex.

Abbildung 3.35 ist der Einfluß einer Bedingung an den z-Achsenabschnitt der Spuren auf die azimuthale Winkelverteilung von Protonen, links aus Experimentdaten, rechts aus der Simulation zu sehen.

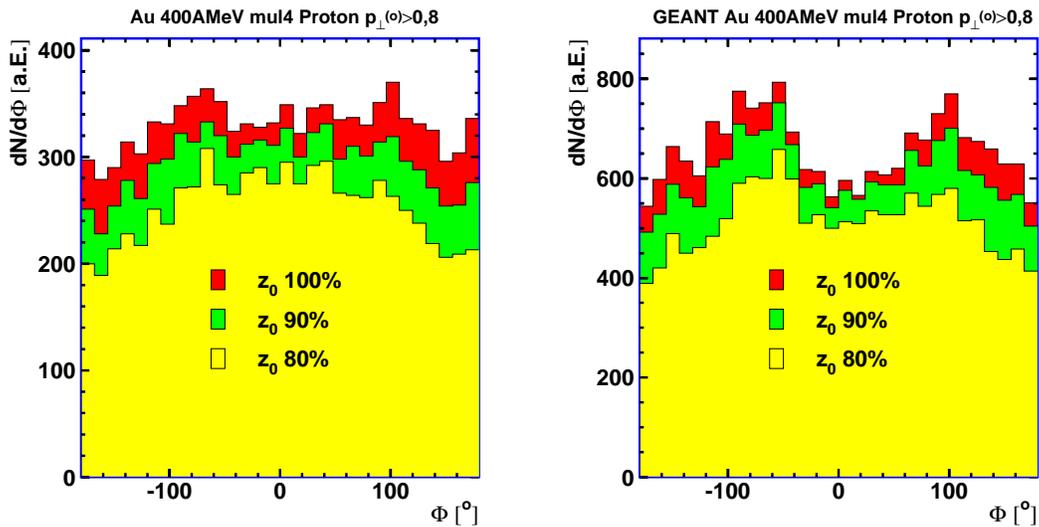


Abbildung 3.35: Links ist die azimuthale Verteilung von Protonen mit Schwerpunktsrapidität aus den Experimentdaten mit unterschiedlich starker Bedingung an den z-Achsenabschnitt z_0 zu sehen. Rechts dasselbe für Protonen aus einer Detektorsimulation.

Man erkennt, daß durch die Bedingung bevorzugt Teilchen aus dem Winkelbereich um 180° entfernt werden. Im Akzeptanzbereich der CDC, also bei hauptsächlich negativer Rapidität $y^{(o)}$, ist dies die Hauptrichtung des Seitwärtsflusses, was ebenfalls auf einen Spurdichteeffekt hinweist.

Für eine systematische Untersuchung wurden Qualitätsbedingungen so vorgegeben, daß sich die Zahl der in der gesamten CDC gefundenen Protonen um etwa 5, 10, 15 und 20% erniedrigt. Die hierfür nötigen Bedingungen sind in Tabelle 3.8 zusammengefaßt. Hier erkennt man, daß bei der Simulation zur Erzielung der gleichen Reduktion schärfere Bedingungen benötigt werden. Die verfügbare Detektorsimulation verwendet also eine zu gute Auflösung.

Aufgrund der intrinsischen Abhängigkeiten der Qualitätsbedingungen reduzieren die Be-

Reduktion	Daten				Simulation			
	5%	10%	15%	20%	5%	10%	15%	20%
z_0 [cm]	55	35	25	20	30	18	13	8
d_0 [cm]	8	1,5	0,8	0,6	0,8	0,45	0,35	0,3
Δm [GeV/c ²]	0,4	0,3	0,25	0,21	0,3	0,22	0,18	0,16
Spurpunkte	19	24	26	30	22	28	32	35
r_χ	1,5	1,3	1,2	1,15				

Tabelle 3.8: Bedingungen welche die Anzahl der gemessenen Protonen reduzieren. Diese wurden in den Abbildungen 3.35, 3.36, 3.37, 3.38, 3.39 und 3.40 verwendet

dingungen die Protonen mit Schwerpunktsrapidität nur annähernd um das angegebene Verhältnis. Daher wird jeweils das Verhältnis N/N_0 der Teilchenzahlen mit (N) und ohne Bedingung (N_0) berechnet und die v_1 - und v_2 -Koeffizienten über der so normierten Teilchenzahl aufgetragen.

Die Auswirkung einer Bedingung an den z-Achsenabschnitt auf die Parameter der Winkelverteilung ist in Abbildung 3.36 zu sehen.

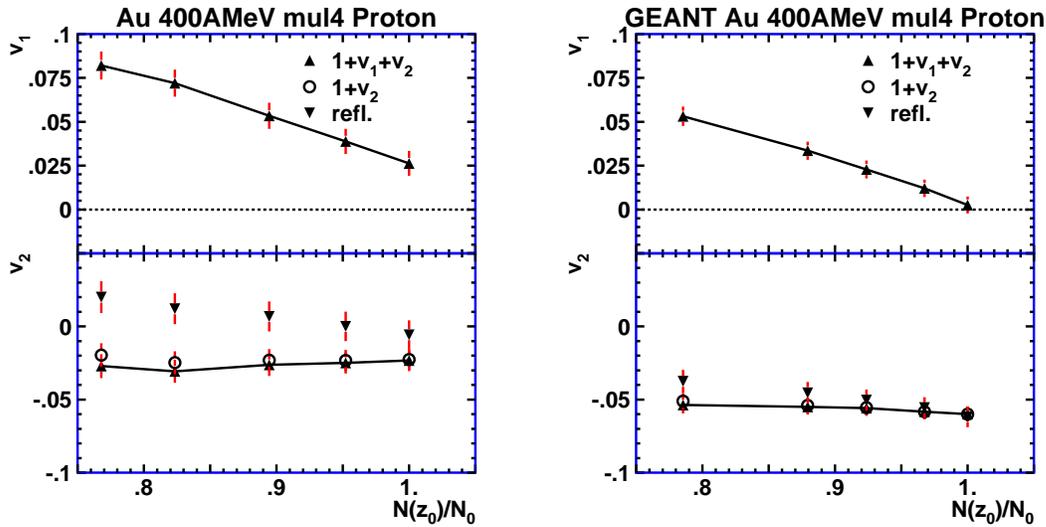


Abbildung 3.36: Die Bilder zeigen die v_1 - und v_2 -Koeffizienten von Protonen in experimentellen Daten (links) und Detektorsimulation (rechts) als Funktion der Teilchenzahl für Bedingungen an den z-Achsenabschnitt z_0 . Die Teilchenzahl ist dabei auf die Anzahl N_0 der Protonen mit Schwerpunktsrapidität und Transversalimpuls zwischen 0,4 und 0,6 AGeV/c ohne Bedingung an z_0 normiert.

Sowohl bei den experimentellen Daten, wie bei der Detektorsimulation steigt der v_1 -Koeffizient durch das Entfernen von Teilchen an. Im Gegensatz zur Simulation wird jedoch

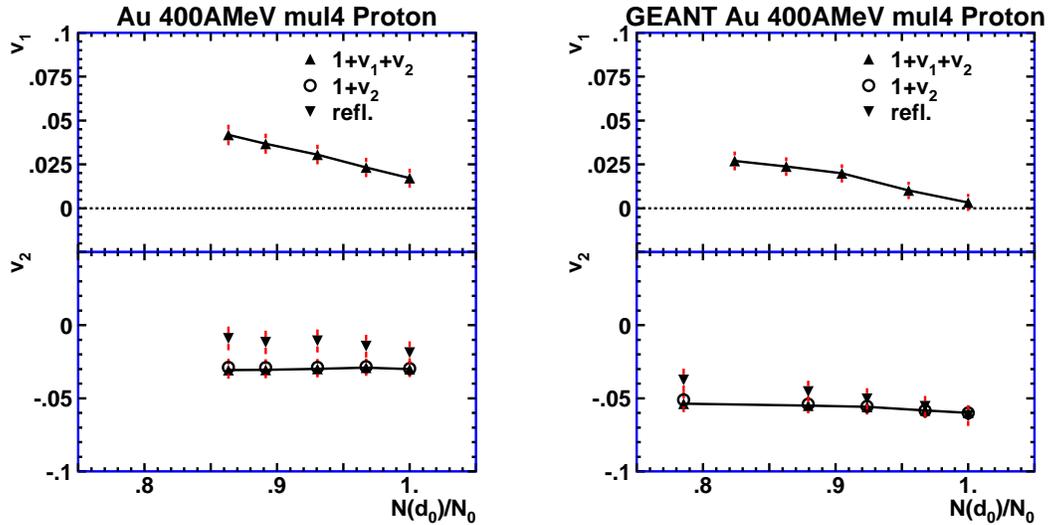


Abbildung 3.37: Die Bilder zeigen den Einfluß einer Bedingung an den Abstand d_0 zum Vertex auf die v_1 - und v_2 -Koeffizienten von Protonen aus experimentellen Daten (links) und Detektorsimulation (rechts).

auch ohne Bedingung (100%) ein von 0 abweichender Wert gemessen.

Die mit und ohne v_1 -Komponente, durch Anpassung der gesamten Winkelverteilung bestimmten v_2 -Koeffizienten stimmen (innerhalb des statistischen Fehlers) überein und werden von der Bedingung an z_0 kaum beeinflusst.

Die Anpassung nur eines Teils der Winkelverteilung führt zu Messung vom Betrag her kleinerer v_2 -Werte. Diese zeigen jedoch dieselbe Abhängigkeit wie die v_1 -Koeffizienten, wobei mit strengen Bedingungen sogar positive v_2 -Werte geliefert werden.

Wie die Abbildungen 3.37, 3.38 und 3.39 zeigen, ergibt sich dasselbe Verhalten auch mit Bedingungen an den transversalen Abstand d_0 zum Vertex, die Zahl der zur Spur beitragenden Punkte (mul) sowie die Abweichung Δm der mit der Bethe-Bloch-Relation bestimmten Masse zur nominellen Teilchenmasse.

Bei der Reduktion der Teilchenzahl durch eine Bedingung an r_χ ergibt sich, wie in Abbildung 3.40 zu sehen, ein anderes Bild. Hier führt die Reduktion der Teilchenzahl nicht zu einem Anstieg der v_1 -Komponente.

Diese Beobachtungen unterstützen die Annahme, daß die Spurdichte die Ursache für die v_1 -Komponente ist. So ist die Spurfindung im Bereich hoher Spurdichte schwierig, was zu schlecht bestimmten Spuren mit wenigen oder stark streuenden Spurpunkten sowie falsch zugeordneten Spurpunkten führt. Bedingungen an die Spurparameter entfernen daher bevorzugt Spuren aus diesem Gebiet.

Die Beobachtung, daß mit einer Bedingung an r_χ der künstliche Seitwärtsfluß nicht erhöht wird deutet insbesondere darauf hin, daß die meisten der so entfernten Spuren echte Teilchen

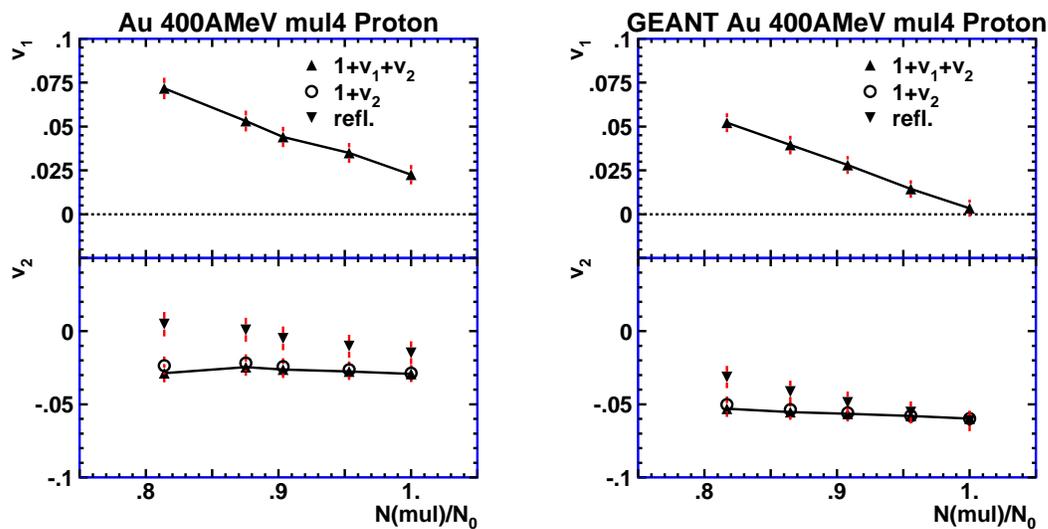


Abbildung 3.38: Die Bilder zeigen den Einfluß einer Bedingung an die Anzahl der zur Spur beitragenden Treffer (mul) auf die v_1 - und v_2 -Koeffizienten von Protonen in experimentellen Daten (links) und Detektorsimulation (rechts).

aus der Reaktion sind. Die in den Daten, selbst ohne explizite Bedingungen vorhandene v_1 -Komponente kann dabei als Indiz dafür gelten, daß Teilchen nicht gefunden werden.

Daher wird für die Teilchenidentifizierung mit möglichst wenig Bedingungen gearbeitet. Neben den für die Teilchenidentifizierung notwendigen Massenschranken wird hier ein 10 cm weites Fenster auf den Abstand d_0 zum Vertex gesetzt, welches weniger als 2% der Spuren entfernt. Außerdem werden durch die Bedingung $r_\chi < 1,5$ etwa 5% der Spuren entfernt. Für die Bildung der Transversalimpulsverteilungen werden die hierdurch entstehenden Verluste korrigiert.

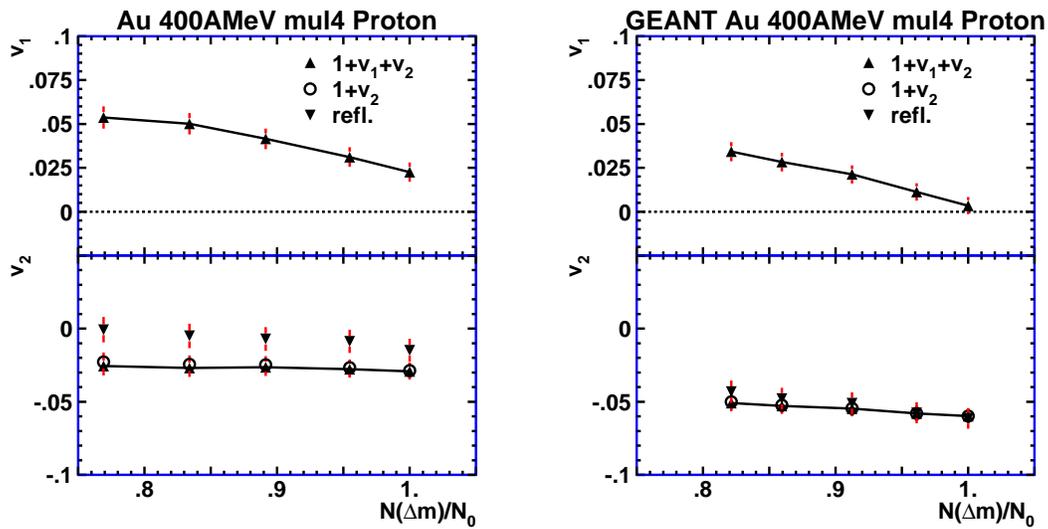


Abbildung 3.39: Die Bilder zeigen den Einfluß einer Bedingung an die Abweichung Δm der aus Energieverlust und Impuls rekonstruierten Teilchenmasse zur nominellen Teilchenmasse auf die v_1 - und v_2 -Koeffizienten von Protonen aus experimentellen Daten (links) und Detektorsimulation (rechts).

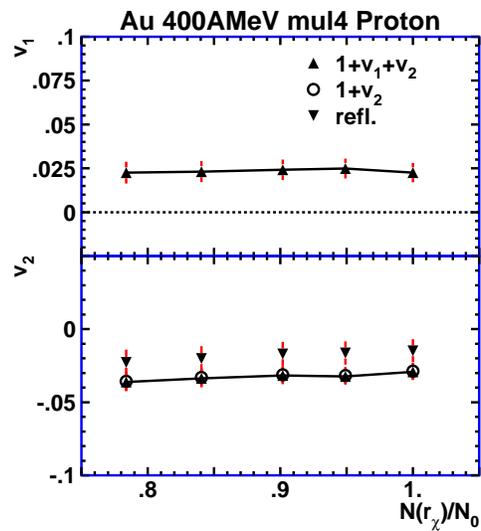


Abbildung 3.40: Die Abbildung zeigt den Einfluß einer Bedingung an das Verhältnis r_x auf die v_1 - und v_2 -Koeffizienten von Protonen mit Schwerpunktsrapidität und Transversalimpuls zwischen 0,4 und 0,6 A GeV/c.

Zusammenfassung

Die Ergebnisse der Untersuchung des künstlichen Seitwärtsflusses lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Der v_2 -Koeffizient wird selbst von der Anwesenheit einer azimuthalen Asymmetrie, welche eine doppelt so große v_1 -Komponente erzeugt nicht beeinflusst. Daher ist eine verlässliche Messung des elliptischen Flusses trotz der bei Schwerpunktsrapidität nicht verschwindenden v_1 -Komponente möglich.
- Während die Auswertung der gesamten Winkelverteilung zu stabilen v_2 -Koeffizienten führt, liefert die Auswertung nur eines Teils der Winkelverteilung (Reflexion) zu einer Verfälschung der Werte. Dies bedeutet insbesondere, daß die Asymmetrie nicht nur auf zwei Quadranten der Winkelverteilung beschränkt ist.
- Damit, zusammen mit der Beobachtung, daß die Winkelverteilungen keine nennenswerten höheren Fourierkomponenten enthalten und die Anpassungen mit und ohne v_1 -Komponente dieselben v_2 -Werte liefern, kann man die Asymmetrie als reine v_1 -Komponente identifizieren.

Künstlicher Seitwärtsfluß in den Vorwärtsdetektoren

Der mit den Vorwärtsdetektoren gemessene Seitwärtsfluß bei Schwerpunktsrapidität kann ebenfalls mit der hohen Spurdichte erklärt werden. Bei den Flugzeitdetektoren macht sich die Spurdichte in der Form von Doppeltreffern bemerkbar, welche ebenfalls mit der Reaktionsebene, also dem Seitwärtsfluß korreliert sind.

Da das Entfernen von Doppeltreffern zwei echte Teilchen entfernt, verstärkt dies den künstlichen Seitwärtsfluß. Genauso führt die Anwendung von Qualitätsbedingungen zu einer Erhöhung des Effekts. Die Spuruordnung zum Helitron wirkt dabei genauso wie eine Qualitätsbedingung, was erklärt, warum mit der Kombination Helitron-Plastikwand selbst bei sehr niedrigen Multiplizitäten, etwa im System Ca+Ca, bei Schwerpunktsrapidität nicht-verschwindende v_1 -Komponenten gemessen werden.

Daher werden in dieser Analyse Doppeltreffer nicht entfernt. Zur Teilchenidentifikation wird nur die schon beschriebene Strategie verwendet, wobei auf weitere Qualitätsbedingungen verzichtet wird.

Da der künstliche Seitwärtsfluß in den Vorwärtsdetektoren dieselbe Ursache wie in der CDC hat, wird auch hier von einer unverfälschten Messung der v_2 -Komponente ausgegangen.

3.5.2 Rekonstruktion des integralen elliptischen Flusses bei Schwerpunktsrapidität

Der elliptische Fluß kann sowohl in einem an der Strahlrichtung orientierten, wie in einem an den Hauptachsen des Flußellipsoiden orientierten Koordinatensystem gemessen werden. Die

Akzeptanzlücken des FOPI-Detektors erlauben jedoch in keinem der Systeme die direkte Bestimmung des integralen Wertes.

In diesem Abschnitt wird das zur Rekonstruktion des Gesamtwertes verwendete Verfahren diskutiert, wobei nur der elliptische Fluß bei Schwerpunktsrapidity behandelt wird.

Wie in den Akzeptanzplots in Abbildung 3.14 erkennbar, zerschneiden die Detektorgrenzen die Transversalimpulsverteilung bei Schwerpunktsrapidity, was genauer in der azimuthalen Winkelverteilung oder der Transversalimpulsverteilung in Abbildung 3.41 zu sehen ist.

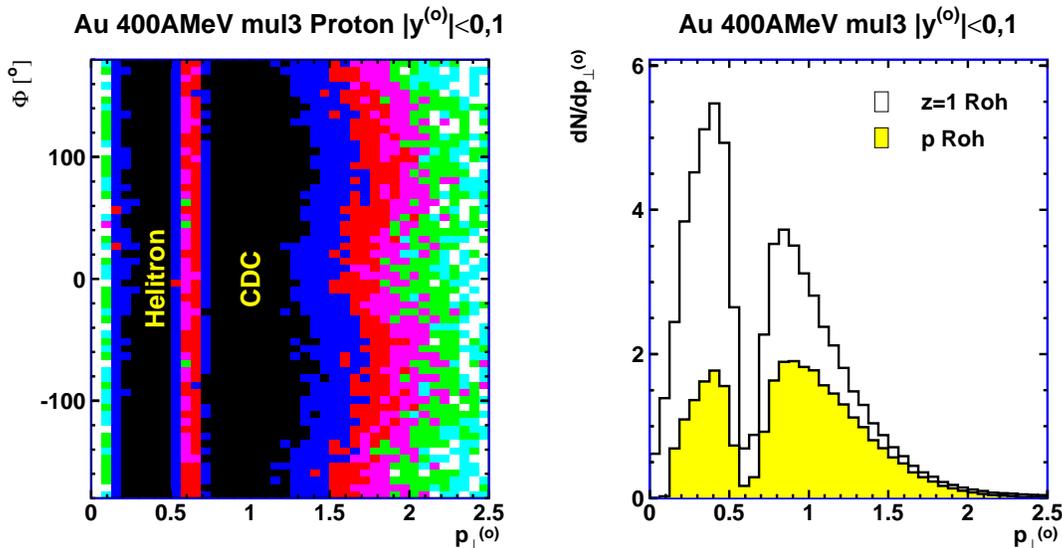


Abbildung 3.41: Links ist die gemessene azimuthale Winkelverteilung von Protonen mit Schwerpunktsrapidity über dem normierten Transversalimpuls aufgetragen. Rechts ist die gemessene normierte Transversalimpulsverteilung von einfachgeladenen Teilchen und Protonen mit Schwerpunktsrapidity gezeigt.

Ausgehend von der differentiellen Winkelverteilung, kann der integrale elliptische Fluß auf unterschiedliche Weise rekonstruiert werden. Hier wird sowohl die Vervollständigung der winkeldifferentiellen Transversalimpulsverteilungen sowie die Kombination von vervollständigtem Transversalimpuls und differentiell elliptischen Fluß diskutiert. Aufgrund der Komplexität wird von einer zweidimensionalen Anpassung der Winkelverteilung abgesehen.

Vervollständigung der Transversalimpulsverteilung

Für beide Methoden muß die Transversalimpulsverteilung vervollständigt werden. Hierzu wird die schon beschriebene Siemens-Rasmussen-Verteilung verwendet, welche an die gemessenen, effizienzkorrigierten Transversalimpulsverteilungen angepaßt wird.

Die Effizienzkorrektur für das Helitron besteht aus einer mit der realistischen Detektorsimulation bestimmten Teilchenfindungseffizienz der Plastikwand sowie einer Korrektur für

die Effizienz der Zuordnung von Plastikwandtreffern zu den Helitronspuren. Beide Korrekturen sind vom normierten Transversalimpuls abhängig und werden für den gewählten Multiplizitätsbereich bestimmt.

Für die CDC wird mit einem im Transversalimpuls konstanten Faktor der Verlust durch die Bedingung an Abstand d_0 zum Vertex und Verhältnis r_χ ausgeglichen.

Zur Anpassung werden nur Bereiche mit guter Massenauflösung und voller Akzeptanz verwendet. Dies entspricht einem Polarwinkel zwischen 15° und 25° im Helitron sowie einem Polarwinkel von mehr als 35° in der CDC. Diese werden unter Berücksichtigung der Breite des Rapiditätsintervalls in Transversalimpulse umgerechnet. Durch eine Abschneidebedingung von 1,8 im normierten Transversalimpuls wird die Beschreibung des Bereiches niedrigerer Transversalimpulse, in welchem die Hauptintensität liegt, verbessert.

Die Anpassung mit der Siemens-Rasmussen-Verteilung konvergiert nur schlecht. Gründe hierfür sind neben der nur unvollständig gemessenen Verteilung vor allem die Eigenschaft der Funktion, mit verschiedenen Kombinationen von Steigungsparameter T und Expansionsgeschwindigkeit β ähnlich gute Anpassungen der gemessenen Verteilung zu liefern.

Da die Konvergenz der Anpassung stark von den Anfangswerten abhängt werden diese in einem mehrstufigen Verfahren bestimmt. Zuerst wird mit einer thermischen Verteilung bei festgehaltenem Steigungsparameter die Skala bestimmt. Der Steigungsparameter T wird dabei aus der gemessenen Verteilung abgeleitet. Mit der Skala wird dann eine thermische Anpassung durchgeführt, welche Skala und Steigungsparameter für die Anpassung mit der Siemens-Rasmussen-Verteilung liefert.

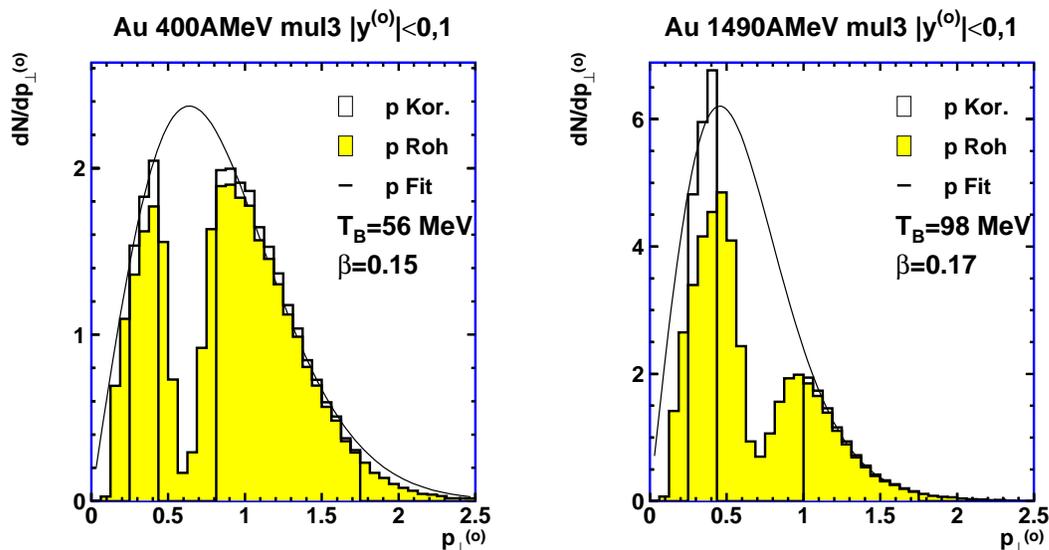


Abbildung 3.42: Die gemessenen Transversalimpulsverteilungen von Protonen wie gemessen (Roh), effizienzkorrigiert (Kor.) sowie die Anpassung (Fit) daran.

An den Verteilungen in Abbildung 3.42 kann man erkennen, daß auf einer linearen Skala

Au 400AMeV mul3 Proton							
β	0,15	0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25
T [MeV]	56	63	63	60	56	50	43
v_2	-0,0642	-0,0645	-0,0639	-0,0639	-0,0637	-0,0642	-0,066
Au 1490AMeV mul3 Proton							
β	0,17	0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25
T [MeV]	99	109	108	105	101	95	87
v_2	-0,0536	-0,0536	-0,0537	-0,0536	-0,0536	-0,0536	-0,0537

Tabelle 3.9: *Expansionsgeschwindigkeiten β und Steigungsparameter T aus Anpassungen der gemessenen Transversalimpulsverteilungen mit der Siemens-Rasmussen-Verteilung. Die erste Spalte enthält die von einer freien Anpassung gelieferten Werte, für die übrigen Werte wurde bei der Anpassung die Expansionsgeschwindigkeit β vorgegeben.*

mul3 Proton	Au 400 AMeV			Au 1490 AMeV		
CDC-Effizienz	-20%		+20%	-20%		+20%
β	0,15	0,15	0,16	0,18	0,17	0,11
T [MeV]	56	56	59	96	98	110
v_2	-0,0636	-0,0645	-0,0676	-0,0530	-0,0536	-0,0560

Tabelle 3.10:

Die Tabelle zeigt die Auswirkung einer Änderung der Effizienzkorrektur für die CDC um $\pm 20\%$ auf die Parameter β und T der angepaßten Siemens-Rasmussen-Verteilung sowie auf den damit bestimmten integralen elliptischen Fluß v_2 .

eine gute Anpassung erreicht, die Intensitätsverteilung also richtig beschrieben wird.

In Tabelle 3.9 sind die möglichen Parametrisierungen für die gemessenen Transversalimpulsverteilungen von Protonen, zusammen mit dem damit integralen elliptischen Fluß aufgeführt. Dieser Wert wurde mit dem nachfolgend beschriebenen Verfahren unter Verwendung des differentiellen elliptischen Flusses bestimmt. Hier ist zu erkennen, daß die Parametrisierung der Transversalimpulsverteilung sich nur geringfügig auf die Bestimmung des elliptischen Flusses auswirkt. Dies gilt jedoch nur für die durch Anpassung derselben Transversalimpulsverteilung bestimmten Werte. Wie in Abschnitt B beschrieben, geht jedoch die Form der Transversalimpulsverteilung in die Bestimmung des elliptischen Flusses mit ein.

Außerdem wurde die Empfindlichkeit der Anpassung auf die Detektoreffizienz untersucht. Dabei wurde bei festgehaltener Helitroneffizienz die Effizienz der CDC um 20% erhöht und erniedrigt. Die Auswirkungen auf die Anpassung der Transversalimpulsverteilung sowie den integrierten elliptischen Fluß sind in Tabelle 3.10 zusammengefaßt. Auch hier erkennt man nur einen geringen Einfluß auf den integrierten elliptischen Fluß. Für die anderen Strahlenergien und Multiplizitätsbereiche liegt der Einfluß einer um 20% geänderten Effizienz unter 5%.

Die Siemens-Rasmussen-Verteilung kann auch zur Anpassung der normierten Transversalimpulsverteilungen ladungsidentifizierter Teilchen oder Teilchenkombinationen verwendet werden.

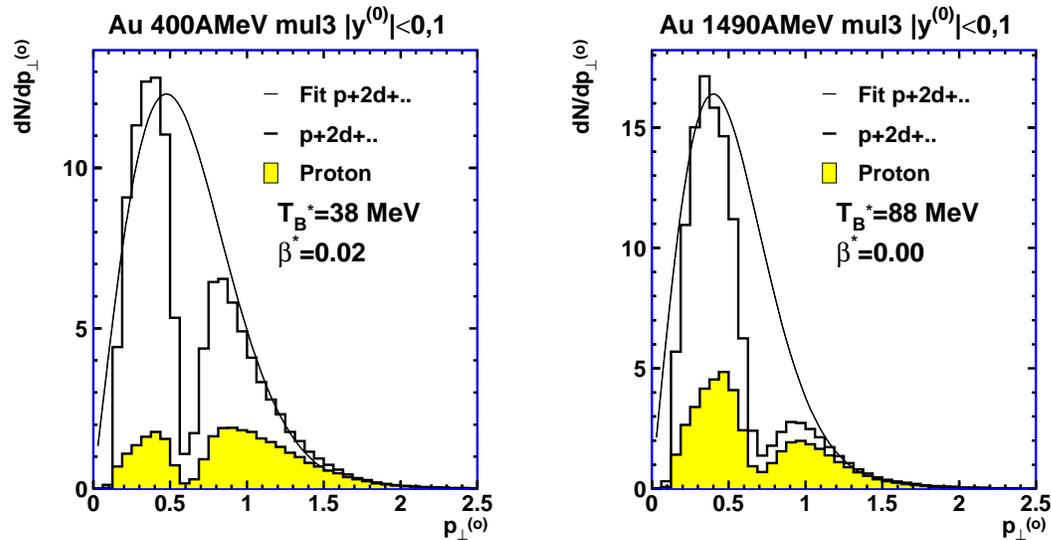


Abbildung 3.43: Normierte Transversalimpulsverteilung von massegewichteten Teilchen ($p+2d+..$) aus mittelzentralen Ereignissen ($mul3$) mit Anpassung einer Siemens-Rasmussen-Verteilung. Als Teilchenmasse für die Anpassung wurde die Protonenmasse verwendet. Außerdem sind in die Bilder die Verteilungen der gemessenen Protonen eingezeichnet.

In Abbildung 3.43 ist dies für die Komposition der massegewichteten Wasserstoff- und Heliumisotope ($p+2d+..$) zu sehen. Bei der Anpassung der normierten Transversalimpulsverteilung wurde hier als Teilchenmasse die Protonenmasse verwendet. Auf eine Effizienzkorrektur wird verzichtet. Die Gründe hierfür sind, neben der unzureichenden Beschreibung der leichten Kerne in der Modellrechnung und damit auch der Detektorsimulation, vor allem die Beobachtung, daß auch die Verwendung der für die einfachgeladenen Teilchen bestimmten Effizienzkorrektur nur geringe Auswirkungen auf die Bestimmung des integrierten elliptischen Flusses hat. Dies entspricht dem schon bei den Protonen beobachteten Verhalten.

Der Vergleich mit der Transversalimpulsverteilung der Protonen zeigt die unterschiedliche Zusammensetzung der bei Schwerpunktsrapidität emittierten Teilchen. Außerdem erkennt man, daß das Maximum der normierten Transversalimpulsverteilung für die schweren Teilchen bei kleineren normierten Transversalimpulsen (Transversalgeschwindigkeiten) liegt.

Die massegewichtete Komposition wird für den Vergleich mit theoretischen Modellrechnungen verwendet.

Winkeldifferentielle Vervollständigung der Transversalimpulsverteilung

Die vollständige azimuthale Winkelverteilung kann durch die Vervollständigung der Transversalimpulsverteilungen in kleinen Winkelintervallen bestimmt werden. Da hierbei jedoch der künstliche Seitwärtsfluß in den einzelnen Detektoren nicht korrigiert werden kann, enthält auch die rekonstruierte Winkelverteilung eine v_1 -Komponente. Die durch Anpassung der Winkelverteilung bestimmten v_2 -Koeffizienten von Protonen sind in Abbildung 3.49 auf Seite 109 zu sehen. Die so bestimmten Werte unterscheiden sich nur geringfügig von den mit dem nachfolgend beschriebenen Verfahren bestimmten Werten.

Elliptischer Fluß aus Transversalimpulsverteilung und differentiell elliptischen Fluß

Der integrale elliptische Fluß kann durch Faltung des differentiell elliptischen Flusses mit der Transversalimpulsverteilung bestimmt werden.

$$v_2 = v_2(p_\perp) \otimes p_\perp = \frac{\sum_i v_{2i} * N(p_{\perp i})}{\sum_i N(p_{\perp i})}$$

Im Gegensatz zur direkten Messung kann hierbei jedoch direkt kein realistischer Fehlerwert angegeben werden.

Während die Transversalimpulsverteilung mit der Siemens-Rasmussen-Verteilung vervollständigt werden kann, ist eine Vervollständigung des differentiell elliptischen Flusses schwierig. Hier ist nur der funktionale Verlauf für kleine Transversalimpulse, ein mit p_\perp quadratisches Verschwinden, bekannt [Dan95].

Mit einer Modellrechnung mit dem IQMD-Modell, welche keine Akzeptanzlücken besitzt, wurden verschiedene Möglichkeiten der Interpolation untersucht. Als Referenzwert wurde dabei der durch die direkte Fourierentwicklung bestimmte elliptische Fluß von Protonen aus dem Rapiditätsintervall zwischen -0,1 bis 0,1 normierter Rapidität verwendet. Der v_2 -Koeffizient bei der verwendeten Parametrisierung beträgt **-0,0692 ± 0,0019**. Als Fehlerwert ist dabei der statistische Fehler des Mittelwerts angegeben. In Abbildung 3.44 ist links die entsprechende differentielle und rechts die integrierte Winkelverteilung zu sehen.

Die Anpassung der Winkelverteilung reproduziert v_2 -Koeffizienten und Fehlerwert.

Die entsprechende Transversalimpulsverteilung sowie der differentielle elliptische Fluß sind in Abbildung 3.45 zu sehen. Die Transversalimpulsverteilung wird mit der Siemens-Rasmussen-Verteilung gut beschrieben, wobei jedoch der radiale Fluß (β) sehr niedrig ist.

Der differentielle elliptische Fluß wurde sowohl durch direkte Fourierentwicklung, wie durch die Anpassung der im Transversalimpuls differentiell Winkelverteilungen bestimmt. Beide Methoden liefern bei ausreichender Statistik dieselben v_2 -Koeffizienten.

Die Faltung der Transversalimpulsverteilung mit dem durch Fourierentwicklung bestimmten differentiell Fluß reproduziert exakt den Referenzwert, mit den durch Anpassung der Winkelverteilung bestimmten Werten ergibt sich eine Überschätzung um 4%.

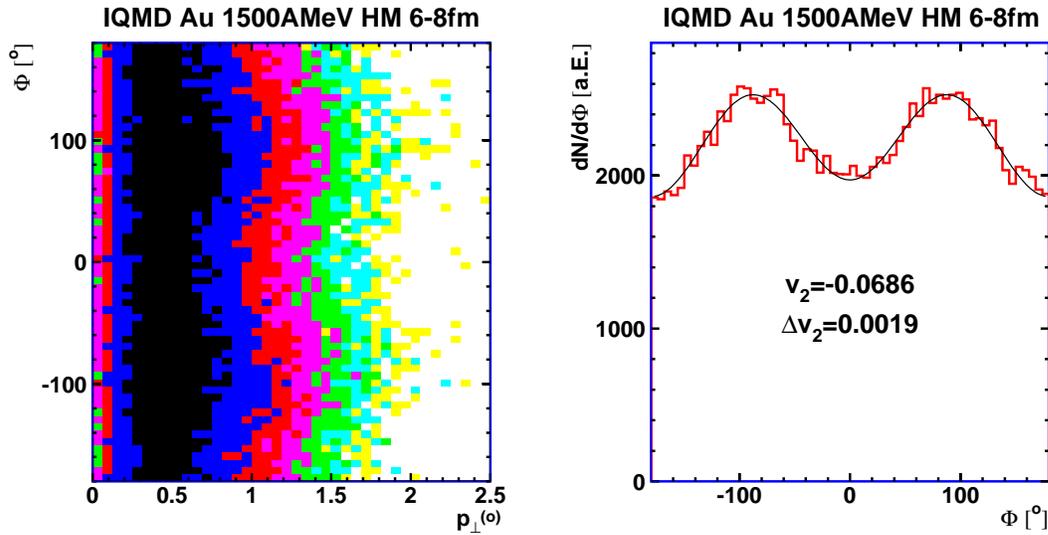


Abbildung 3.44: Links ist die Winkelverteilung von Protonen mit Schwerpunktsrapidität ($-0,1 < y^{(0)} < 0,1$) aus einer IQMD-Rechnung über dem Transversalimpuls aufgetragen. Die Projektion auf den Azimuth ist rechts zu sehen. Eine Anpassung daran lieferte den angegebenen elliptischen Fluß, sowie den angegebenen Fehler.

Als Fehlerwert ist hier der mit dem relativen Fehler $\Delta v_{2i}/v_{2i}$ der Einzelwerte bestimmte Fehler

$$\Delta v_{2w} = v_2 * \sqrt{\sum_i (\Delta v_{2i}/v_{2i})^2},$$

sowie der mit dem um den statistischen Fehler $\Delta v_2(p_{\perp})$ verschobenen differentiellen Fluß gebildete Fehlerwert

$$\Delta v_{2s} = (v_2(p_{\perp}) + \Delta v_2(p_{\perp})) \otimes p_{\perp} - v_2(p_{\perp}) \otimes p_{\perp}$$

angegeben. Die wahren Fehler sind jedoch kleiner als die so berechneten relativen Fehler von 10 bis 26%.

Eine im Transversalimpuls quadratische Anpassung¹¹ führt einen systematischen Fehler ein. Auch unterschätzt der von der Anpassung gelieferte Fehlerwert den wahren Fehler drastisch. Dies ist in Abbildung 3.46 zu sehen. In der Abbildung ist links eine Anpassung an die gesamte Verteilung, rechts eine Anpassung an die Werte bis zu einem normierten Transversalimpuls von 1,2 zu sehen. Während die quadratische Anpassung über den gesamten Transversalimpulsbereich zu einem 26% zu niedrigen Wert führt, liefert die Anpassung bis zu einem Transversalimpuls von 1,2 den Wert bis auf 3,5%. Mit einer Anpassung bis zu einem normierten Transversalimpuls von 1 wird der Fluß um 10% überschätzt.

¹¹Das Verhalten bei hohem Transversalimpuls kann etwa durch den radialen Fluß beeinflusst sein [Huo01].

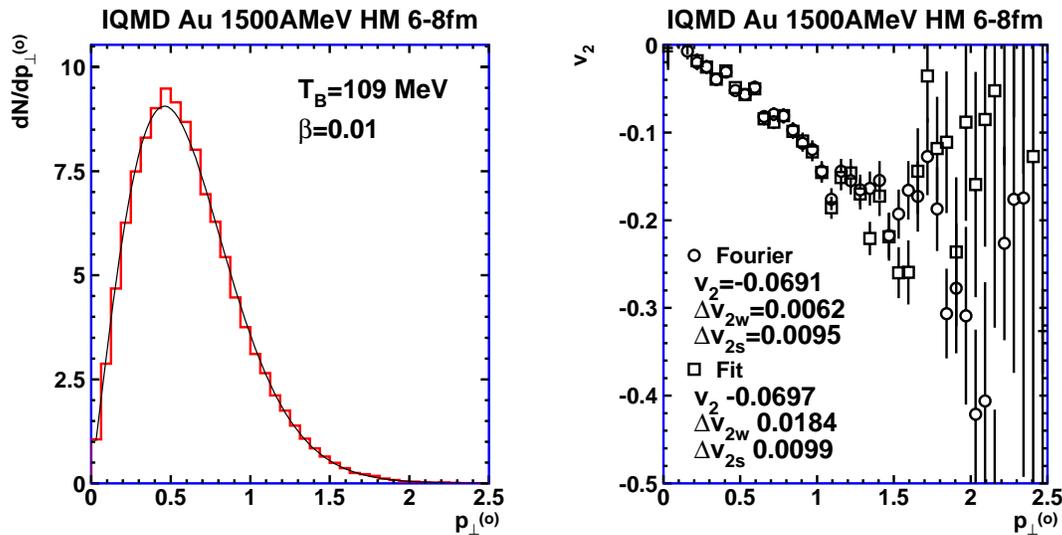


Abbildung 3.45: Links ist die Transversalimpulsverteilung, rechts der differentielle elliptische Fluß von Protonen mit Schwerpunktsrapidität ($|y^{(0)}| < 0,1$) aus IQMD-Modellrechnungen gezeigt. Der differentielle elliptische Fluß wurde durch direkte Fourierzerlegung (Fourier) und aus der Anpassung der differentiellen Winkelverteilungen (Fit) bestimmt. Außerdem sind der unter Verwendung dieser Werte bestimmte integrierte elliptische Fluß v_2 und die Fehlerwerte Δv_{2w} und Δv_{2s} angegeben.

Beide Anpassungen zeigen, daß die Transversalimpulsabhängigkeit komplizierter als nur quadratisch ist. Dies gilt, wie in Abbildung 3.47 zu sehen, auch für die experimentellen Daten. Bei den experimentellen Daten besteht jedoch auch die Möglichkeit einer Verfälschung der Werte bei großen Transversalimpulsen durch fehlidentifizierte Teilchen. Eine Untersuchung des differentiellen elliptischen Flusses von in der CDC als Protonen identifizierte Teilchen in Abhängigkeit der mit der Bethe-Bloch-Relation rekonstruierten Masse zeigte jedoch keinen solchen Einfluß. In Abbildung 3.47 ist links der experimentell gemessene differentielle elliptische Fluß mit einer quadratischen Anpassung an die Werte von 0 bis 1,2 in $p_{\perp}^{(o)}$ gezeigt. Außerdem sind in das Bild Werte aus Modellrechnungen mit dem IQMD-Modell eingezeichnet. Da bei der Bestimmung der experimentellen Werte keine Rücksicht auf die Akzeptanzlücken genommen wurde, besteht im Bereich der Akzeptanzlücken die Möglichkeit einer Verfälschung der Werte.

Das rechte Bild zeigt, hier für eine Strahlenergie von 1000 A MeV, daß sich der differentielle elliptische Fluß auch in die nur teilweise gemessenen Gebiete kontinuierlich fortsetzt¹². Dies

¹²Dieses Bild wurde ausgewählt, da bei dieser Strahlenergie der Effekt der Akzeptanzlücke am größten ist. Der Grund hierfür sind das Binning sowie die Lage der Akzeptanzlücke. Bei niedrigerer Strahlenergie ist die Akzeptanzlücke schärfer und schmaler im Transversalimpuls. Das Binning mittelt und verschmiert die Werte. Bei höherer Strahlenergie ist der von der Akzeptanzlücke beeinflusste Transversalimpulsbereich größer; es gibt jedoch auch mehr teilweise bevölkerte Bins.

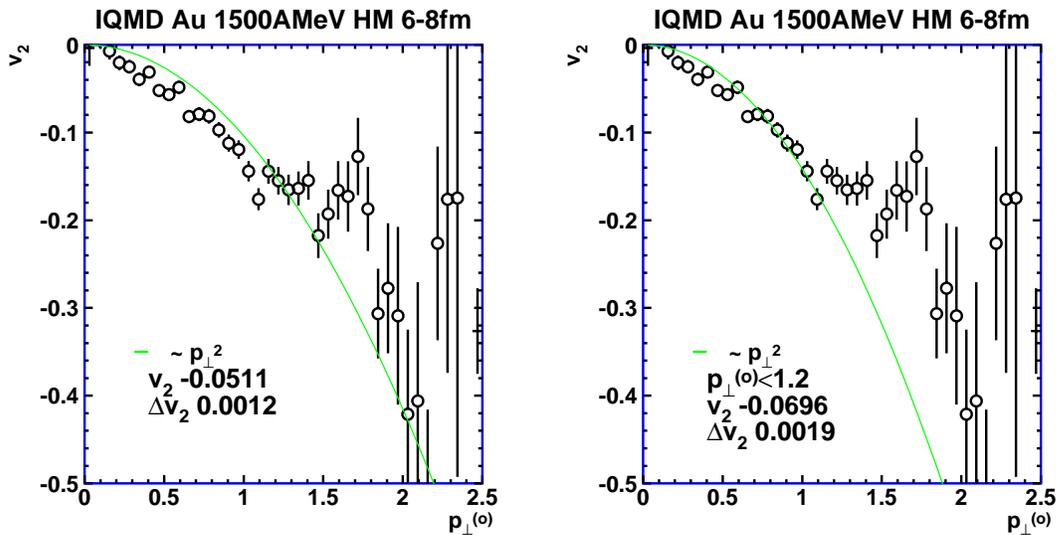


Abbildung 3.46: Quadratische Anpassung des differentiellen elliptischen Flusses. Rechts Anpassung des gesamten Bereichs und links Anpassung von 0 bis 1,2 im normierten Transversalimpuls.

ist auf den schrägen Verlauf der Akzeptanzlücke im Phasenraum zurückzuführen. Die bei gegebenem Transversalimpuls in der Rapidität fehlenden Einträge führen dazu, daß der gemessene Wert nicht bei Schwerpunktrapidität zentriert ist. Ändert sich der elliptische Fluß nicht zu stark mit der Rapidität, kann der hiervon verursachte Effekt vernachlässigt werden. Dies ist, wie in Abbildung 3.47 zu sehen, hier der Fall.

Größere Abweichungen im Verlauf ergeben sich nur in Bereichen mit sehr kleiner Statistik, wie der Vergleich der Transversalimpulsverteilung mit dem fein unterteilten differentiellen elliptischen Fluß zeigt. Hier ist eine Interpolation nötig. Diese kann, wie in der Abbildung zu sehen, etwa durch eine gröbere Unterteilung erfolgen. Die gröbere Unterteilung wird hier zur Abschätzung des Meßfehlers verwendet.

Zur Interpolation der Akzeptanzlücke bei kleinen Transversalimpulsen wird eine quadratische Anpassung verwendet. Zwischen Helitron und CDC wird linear interpoliert. Dabei werden Bereiche, in denen weniger als 40% der mit der Siemens-Rasmussen-Verteilung rekonstruierten Intensität gemessen wurde, bei der Interpolation ausgeschlossen und durch die interpolierten Werte ersetzt. Danach werden die so erhaltenen Werte mit einer Spline-Anpassung¹³ geglättet. Dies ist im linken Bild von Abbildung 3.48 zu sehen.

Wie das rechte Bild der Abbildung zeigt, stört die Spline-Anpassung nicht die Bestimmung des integrierten elliptischen Flusses. Dabei ist zu beachten, daß aufgrund des Verlaufs der Transversalimpulsverteilung eine gute Beschreibung bei niedrigen und mittleren, nicht jedoch bei großen Transversalimpulsen wichtig ist.

¹³Hier wird die von PAW angebotene Interpolation mit B-Splines dritten Grades mit 10 Knoten verwendet.

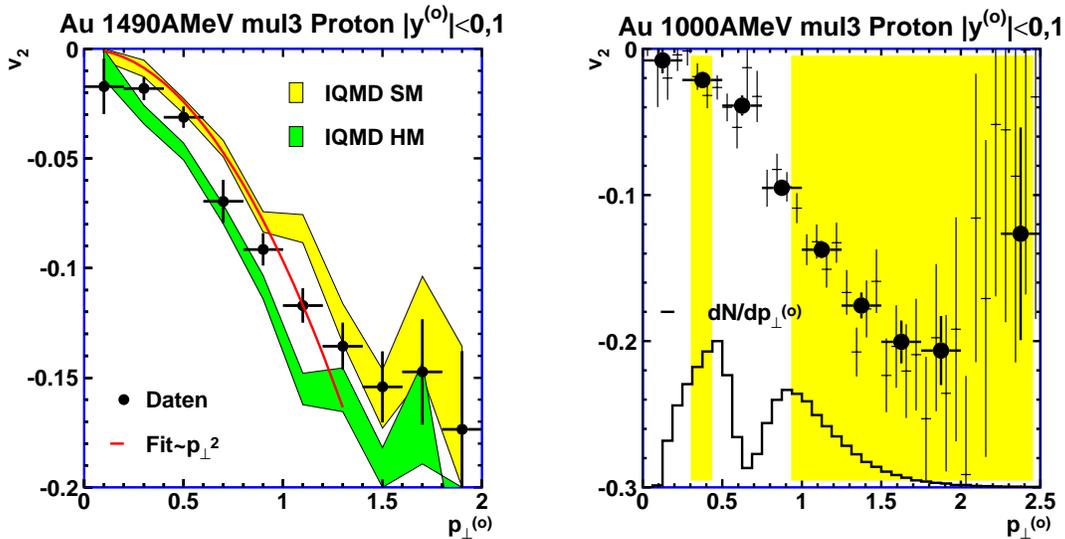


Abbildung 3.47: Das linke Bild zeigt den experimentell bestimmten differentiellen elliptischen Fluß von Protonen mit einer quadratischen Anpassung bis zu einem normierten Transversalimpuls von 1,2. Außerdem sind die entsprechenden Werte aus IQMD-Modellrechnungen eingezeichnet. Das rechte Bild zeigt den mit unterschiedlichen Unterteilungen bestimmten differentiellen elliptischen Fluß. In das Bild ist zusätzlich die gemessene Transversalimpulsverteilung eingezeichnet und der Bereich voller Detektorakzeptanz unterlegt.

Neben der beschriebenen Interpolation kann auch einfach durch Vergrößern der Unterteilung des Transversalimpulses eine Interpolation erreicht werden. Hierzu wurde das ausgewertete Transversalimpulsintervall in 40, 20, 10 und 5 Bins aufgeteilt und der differentielle elliptische Fluß bestimmt. Ein Vergleich der damit bestimmten integrierten v_2 -Koeffizienten ist in Tabelle 3.11 gezeigt.

Die so bestimmten integralen Werte unterscheiden sich dabei nur geringfügig. Mit Ausnahme der Werte bei 1000 AMeV Strahlenergie, welche besonders stark von der Akzeptanzlücke betroffen sind und daher eine Streuung von 10% zeigen, liegen die Abweichungen bei 4%.

Die angegebenen, mit dem statistischen Fehler berechneten Fehlerwerte Δv_{2s} liegen für die größte Unterteilung bei weniger als 7%. Durch die feinere Unterteilung, die die Statistik in den Intervallen reduziert, erhöht sich dieser Wert. Für den echten Meßfehler der integrierten Flußwerte ist dabei zu bedenken, daß die Faltung den durch eine feine Unterteilung verursachten, statistischen Fehler teilweise wieder aufhebt, was an der geringen Streuung der Werte in der Tabelle zu sehen ist.

Der Gesamtfehler aus der interpolierten Transversalimpulsverteilung (4%) und dem interpolierten elliptischen Fluß (7%) wird daher zu 10% des Wertes abgeschätzt.

In Abbildung 3.49 sind die mit den verschiedenen Methoden bestimmten v_2 -Koeffizienten

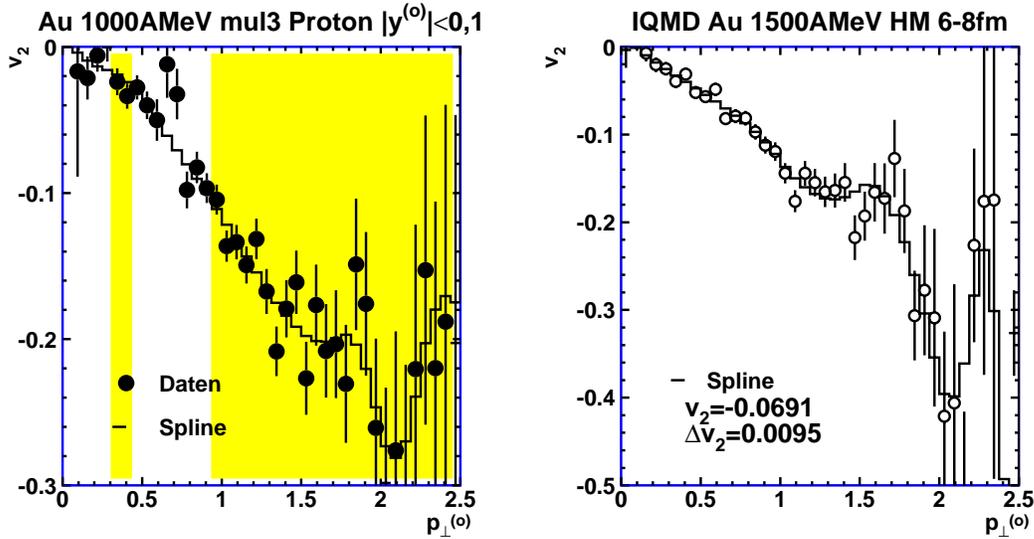


Abbildung 3.48: Links: Gemessener und interpolierter differentieller elliptischer Fluß. Rechts: Differentieller elliptischer Fluß aus der Modellrechnung mit Spline-Anpassung.

	Au 400 AMeV		Au 1000 AMeV		Au 1490 AMeV	
Methode	v_2	Δv_{2s}	v_2	Δv_{2s}	v_2	Δv_{2s}
Spline	-0,0642	0,0145	-0,0669	0,0112	-0,0531	0,0097
2,5/40	-0,0624	0,0145	-0,0620	0,0112	-0,0550	0,0097
2,5/20	-0,0620	0,0106	-0,0597	0,0087	-0,0538	0,0075
2,5/10	-0,0621	0,0066	-0,0614	0,0051	-0,0518	0,0044
2,5/5	-0,0636	0,0044	-0,0644	0,0035	-0,0525	0,0031

Tabelle 3.11:

Auswirkung verschiedener Interpolationen auf den integrierten elliptischen Fluß und den Fehler Δv_{2s} von Protonen aus mittelzentralen Goldereignissen (mul3). Neben einer Spline-Anpassung wurde durch eine 40, 20, 10 und 5-fache Unterteilung des (normierten) Transversalimpulsbereichs von 0 bis 2,5 eine Mittelung erzielt.

von Protonen und einfachgeladenen Teilchen zu sehen.

Für die Protonen sind folgende Werte angegeben:

p Roh Der in der Detektorakzeptanz durch Fourierentwicklung bestimmte Wert mit seinem statistischen Fehler.

p v_{2r} Der mit interpolierter Transversalimpulsverteilung und direkt gemessenem differentiellen elliptischen Fluß bestimmte Wert. Als Fehler ist der mit dem statistischen Fehler aus der 40-fachen Unterteilung berechnete Fehler v_{2s} angegeben.

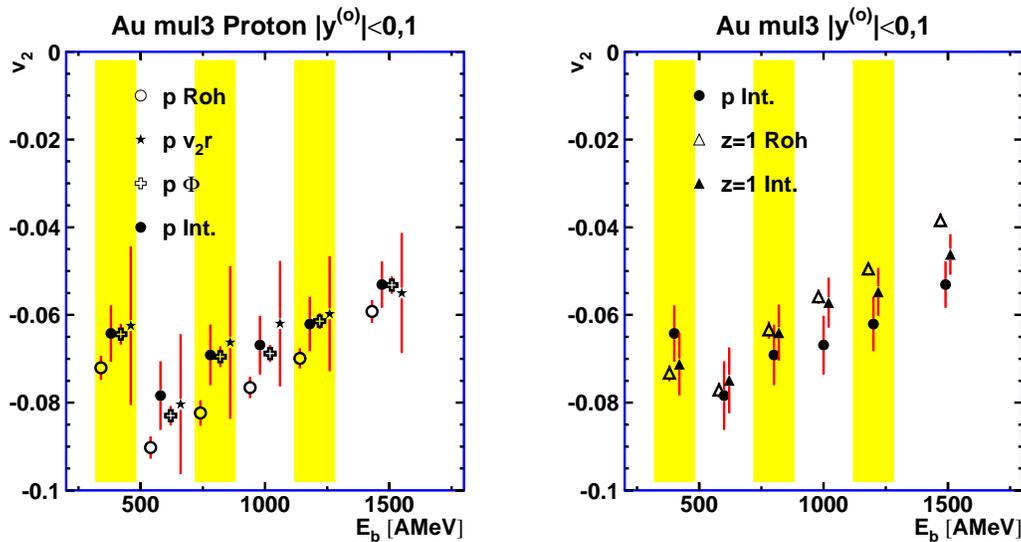


Abbildung 3.49: Links ist der elliptische Fluß von Protonen, rechts zum Vergleich der elliptische Fluß von einfachgeladenen Teilchen zu sehen. Die mit Roh bezeichneten Werte sind in der Akzeptanz des Detektors bestimmt. Um die Fehlerbalken zu zeigen, sind die Werte leicht versetzt eingezeichnet.

$p \Phi$ Der durch Anpassung der winkeldifferentiell vervollständigten Verteilung bestimmte v_2 -Koeffizient mit dem Fehler aus der Anpassung.

$p \text{ Int.}$ Der durch Faltung von interpoliertem differentiellem Fluß und interpolierter Transversalimpulsverteilung bestimmte Wert mit dem zu 10% abgeschätztem Fehler.

Ein Vergleich der, unter Verwendung der interpolierten Transversalimpulsverteilung bestimmten Werte der Protonen zeigt dabei eine gute Übereinstimmung. Der bei 1000 AMeV erkennbare Unterschied zwischen den Werten ($p v_2r$) und ($p \text{ Int.}$) ist dabei auf die in ($p v_2r$) enthaltenen Einträge im Bereich der Akzeptanzlücke zurückzuführen. Insbesondere liegen alle Werte innerhalb des angegebenen Fehlers von 10% des Meßwertes ($p \text{ Int.}$). Außerdem ist in der Abbildung zu erkennen, daß eine Bestimmung der Meßwerte nur in der Akzeptanz des Detektors zu einer Überschätzung des Flusses führt.

Im rechten Bild von Abbildung 3.49 ist der elliptische Fluß einfachgeladener Teilchen und Protonen gezeigt. Hier kann man erkennen, daß besonders bei den niedrigen Strahlenergien, die in der Detektorakzeptanz ($z=1 \text{ Roh}$) sowie die mit interpolierter Transversalimpulsverteilung und interpoliertem Fluß berechneten Werte ($z=1 \text{ Int.}$) gut übereinstimmen. Dies ist auf die hohe Akzeptanz des Aufbaus für einfachgeladene Teilchen zurückzuführen. Der Fehler für die unter Verwendung von Interpolationen bestimmten Werte wurde dabei zu 10% des Wertes abgeschätzt. Bei einer Strahlenergie von 600 AMeV überschneiden sich die Werte von Protonen und einfachgeladenen Teilchen. Die Unterschiede ergeben sich bei den niedrigen Strahlenergien durch die in den einfachgeladenen Teilchen enthaltenen Wasser-

stoffisotopen, welche mehr Fluß als die Protonen besitzen. Zu den hohen Energien nimmt der Anteil der Pionen in den einfachgeladenen Teilchen zu. Dies erniedrigt den elliptischen Fluß.

3.5.3 Bestimmung des elliptischen Flusses im Eigensystem des Flußellipsoids

Der elliptische Fluß kann auch im von den Hauptachsen des Flußellipsoids aufgespannten Koordinatensystem gemessen werden.

Obwohl der FOPI-Detektor insbesondere im „Phase 2“ Aufbau, aufgrund der Akzeptanzlücke bei Schwerpunktsrapidität weniger gut für eine Messung im gedrehten System geeignet ist, wird hier dennoch eine entsprechende Analyse vorgestellt. Der Grund hierfür ist, daß in der Literatur die Messung verschiedener Observablen im gedrehten System beschrieben ist. So sind die häufig als Referenz verwendeten Meßwerte des elliptischen Flusses in [Gut90] im gedrehten System bestimmt. Der radiale Fluß im gedrehten System wurde in [Wan96] gemessen.

Das Koordinatensystem kann mit dem Flußwinkel Θ_f definiert werden, wobei wie in Abbildung 3.25 rechts zu sehen, die Impulskomponente $p_{zr}^{(o)}$ die Rolle der Rapidität übernimmt.

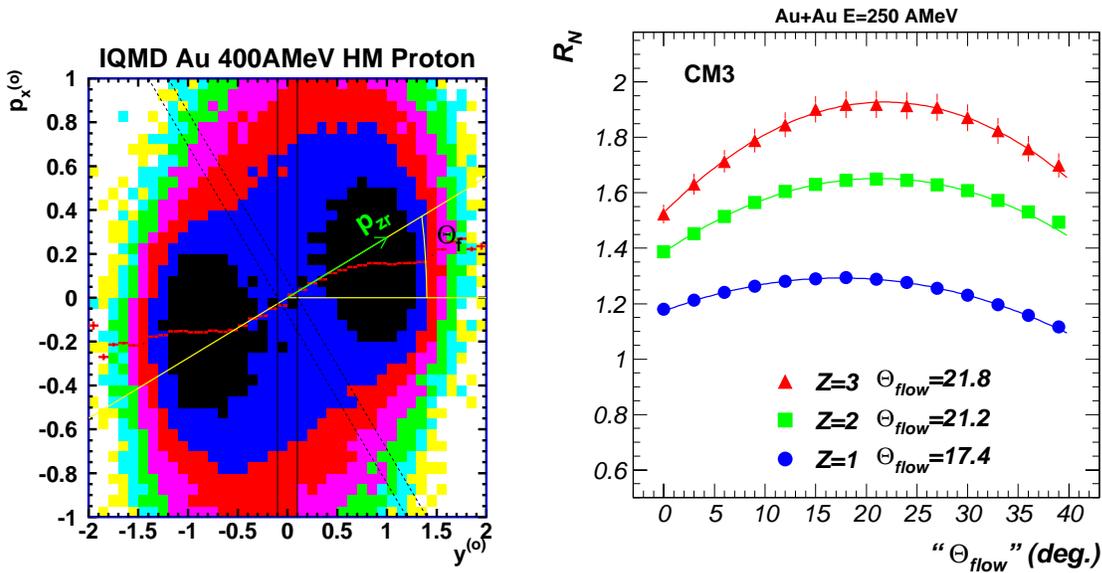


Abbildung 3.50: Projektion der Impulsverteilung auf die Reaktionsebene und Flußwinkelbestimmung mit dem elliptischen Fluß aus [And01].

Der Flußwinkel kann mit dem Seitwärtsfluß, wie in [Ram99] beschrieben, oder mit dem elliptischen Fluß selbst bestimmt werden. Hierbei ist der Flußwinkel der Winkel, der den Seitwärtsfluß maximiert [Wan96]. Dies ist in Abbildung 3.50 aus [And01] gezeigt.

Zentralität	CM2	CM3	ER4	ER5
Flußwinkel [°]	19	22	28	28

Tabelle 3.12: *Flußwinkel in der Reaktion Au+Au bei 400 A MeV aus [And01].*

Der Flußwinkel wurde hier nicht selbst bestimmt, es wurden vielmehr die mit dem „Phase 1“ Aufbau des FOPI-Detektors bestimmten Werte aus [And01] übernommen. Diese sind in Tabelle 3.12 eingetragen. Die dort verwendete, auf Kombination der Spurezahl in der CDC (cmul) mit dem Kriterium ERAT basierende, 5-fache Unterteilung der Ereignisse entspricht der hier verwendeten 5-fachen Multiplizitätsunterteilung.

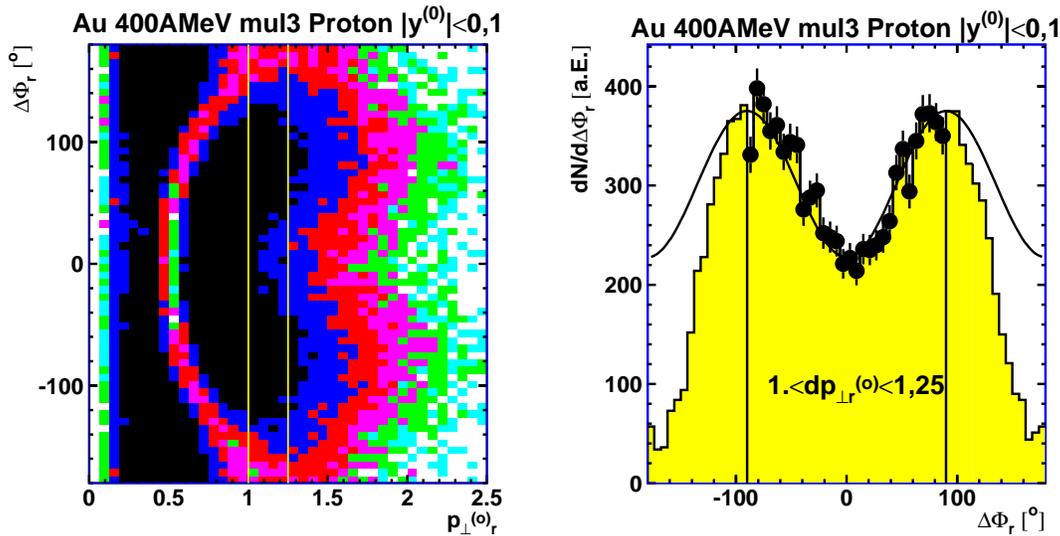


Abbildung 3.51: *Winkelverteilung im gedrehten System als Funktion des Transversalimpulses $p_{\perp r}^{(o)}$ sowie in einem Transversalimpulsintervall.*

Analog zu $p_{\perp}^{(o)}$ kann man im gedrehten System eine dem Transversalimpuls entsprechende Größe $p_{\perp r}^{(o)}$ senkrecht zu $p_{zr}^{(o)}$ bestimmen. In Abbildung 3.51 ist die azimuthale Winkelverteilung von Protonen mit $p_{zr}^{(o)}$ zwischen -0,1 und 0,1 über $p_{\perp r}^{(o)}$ aufgetragen.

Im Vergleich zur entsprechenden Verteilung im nicht gedrehten System sind die Überhöhungen bei $\pm 90^\circ$ deutlicher. Der elliptische Fluß ist also stärker. Außerdem fällt die veränderte Form und Lage der Akzeptanzlücke auf. Im Gegensatz zum nichtgedrehten System, wo ihre Lage nur vom Transversalimpuls abhängt, ist ihre Lage im gedrehten System sowohl vom Transversalimpuls $p_{\perp r}^{(o)}$ wie vom Azimuth abhängig und es ergibt sich die in der Abbildung sichtbare parabolische Form. Eine Fourierentwicklung der Winkelverteilung liefert daher in weiten Bereichen der Transversalimpulses falsche Werte. Insbesondere kann die im nichtgedrehten System erreichbare Genauigkeit in dieser Analyse nicht erzielt werden.

Zur Messung des elliptischen Flusses kann die Symmetrie um 0° ausgenutzt werden (Reflexion). Dabei wird wie in rechten Bild von Abbildung 3.51 zu sehen nur der nicht von der Akzeptanzlücke betroffene Teil der Winkelverteilung ausgewertet. In der Abbildung sind die inneren Quadranten, also der Bereich zwischen -90° und $+90^\circ$, der für die eingezeichnete Anpassung mit $1 + 2v_2 \cos(\Delta\Phi)$ verwendet wurde, hervorgehoben.

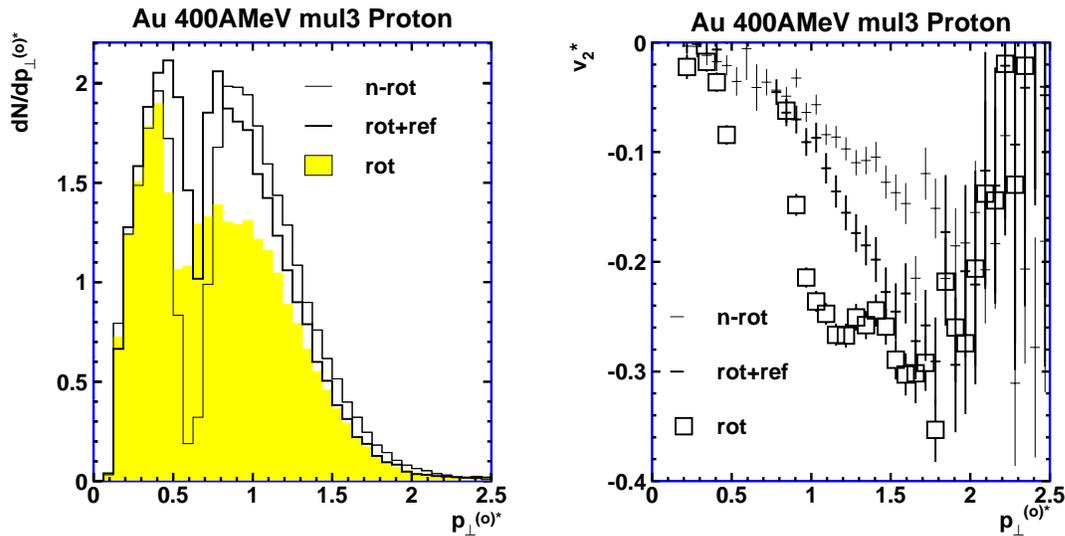


Abbildung 3.52: Links sind die Transversalimpulsverteilungen, rechts die v_2 -Koeffizienten im System des Flußellipsoids (rot) sowie im nicht gedrehten System (n-rot) eingezeichnet. Die Werte im gedrehten System wurden über die ganze Winkelverteilung sowie nur in einem Teilbereich (ref) bestimmt.

Damit wurden die in Abbildung 3.52 durch „ref“ gekennzeichneten Transversalimpulsverteilungen und v_2 -Koeffizienten bestimmt, wobei bei kleinen Transversalimpulsen die äußeren Quadranten und bei großen Transversalimpulsen die inneren Quadranten verwendet wurden.

Sowohl in der Transversalimpulsverteilung wie in den Fourierkoeffizienten ist der Einfluß der Akzeptanzlücke deutlich zu sehen. Der Vergleich der im gedrehten System mit und ohne Reflexion bestimmten Werte zeigt, daß die Akzeptanzlücke vor allem bei einem normierten Transversalimpuls von 1 die Werte verfälscht.

Genauso, wie im nichtgedrehten System wurde daher die Transversalimpulsverteilung mit der Siemens-Rasmussen-Verteilung interpoliert.

Da mit der Reflexion im Bereich der Akzeptanzlücke positive v_2 -Koeffizienten bestimmt werden, wird hier eine quadratische Anpassung zwischen einem Transversalimpuls $p_{\perp r}^{(o)}$ zwischen 0,7 und 1,5 als Ersatz für den differentiellen Fluß verwendet. Bei der niedrigen Strahlenergie von 400 A MeV ist dies für eine Abschätzung gerechtfertigt. In Tabelle 3.13 sind die so bestimmten Parameter der quadratischen Anpassung zusammen mit den Parame-

Au 400 AMeV							
Zentralität		v_2	Δv_2	T_B [MeV]	β_f	c_2	Kor.
mul2	n-rot	-0,066	0,003	53	0,12	-0,054	1.56
	rot	-0,097	0,005	47	0,12	-0,090	
mul3	n-rot	-0,064	0,003	59	0,14	-0,057	1.24
	rot	-0,100	0,003	53	0,13	-0,101	
mul4	n-rot	-0,049	0,002	67	0,17	-0,039	1.23
	rot	-0,085	0,004	61	0,15	-0,072	
mul5	n-rot	-0,023	0,007	69	0,20	-0,013	1.49
	rot	-0,044	0,010	67	0,16	-0,027	

Tabelle 3.13: Abschätzung für den integrierten elliptischen Fluß im gedrehten und im nicht-gedrehten System. Die Werte wurden durch Anpassungen der Transversalimpulsverteilungen mit der Siemens-Rasmussen-Verteilung (T_B, β_f) sowie des differentiellen elliptischen Flusses mit einer quadratischen Funktion (c_2) bestimmt. Die v_2 -Koeffizienten enthalten den angegebenen Korrekturfaktor (Kor.) für die Reaktionsebenenauflösung. Die angegebenen Fehler Δv_2 wurden mit dem relativen Fehler aus der quadratischen Anpassung bestimmt.

tern der Siemens-Rasmussen-Verteilung sowie dem damit bestimmten elliptischen Fluß im gedrehten und nichtgedrehten System aufgeführt.

Der direkte Vergleich der v_2 -Koeffizienten zeigt, daß im gedrehten System bei allen Zentralitäten größere Werte bestimmt werden. Dies gilt sowohl für die Koeffizienten aus den quadratischen Anpassungen an den differentiellen elliptischen Fluß wie für die Integralwerte, welche hier für die Reaktionsebenenauflösung korrigiert sind. Dabei ist jedoch zu beachten, daß die Korrekturfaktoren für die Reaktionsebenenauflösung streng genommen nur im nicht gedrehten System gelten. Der Fehler durch die Verwendung der nicht angepassten Reaktionsebenenauflösung kann gegen den Unterschied der Werte im gedrehten und nichtgedrehten System jedoch vernachlässigt werden.

Neben den Fourierkoeffizienten unterscheiden sich auch die Transversalimpulsverteilungen. Dabei werden im gedrehten System kleinere Steigungsparameter und Expansionsgeschwindigkeiten bestimmt. Im gedrehten, wie im nicht gedrehten System nehmen die bestimmten Steigungsparameter und Expansionsgeschwindigkeiten mit der Multiplizität zu. Die für die zentralsten Reaktionen bestimmten Parameter sind mit den in [Lis95] gegebenen Werten verträglich.

Das Ansteigen des Effekts im gedrehten System gibt einen Hinweis auf die Ursache des elliptischen Flusses. Neben der Abschattung durch die Spektatoren kann nach [Dan95] auch eine bei der Kompression der Kernmaterie erzeugte „Schockfront“ für den elliptischen Fluß verantwortlich sein. Dies würde zu einer Verstärkung des elliptischen Flusses bei einer Analyse der Winkelverteilung parallel zur Hauptachse führen. Der beobachtete Anstieg des Effekts bei einer Analyse senkrecht zur Hauptachse des Flußellipsoiden deutet auf die Abschattung durch die Spektatoren hin.

Kapitel 4

Experimentelle Ergebnisse

4.1 Die Massenabhängigkeit

Die beobachtete Zunahme der mittleren kinetischen Energie mit der Fragmentmasse wird als radialer Fluß bezeichnet.

Auch die mit der Reaktionsebene verbundenen Flußobservablen, der gerichtete Seitwärtsfluß sowie der elliptische Fluß, hängen von der Masse der untersuchten Teilchen ab. In [Ram99] wurde für den Seitwärtsfluß ein Ansteigen mit der Teilchenladung sowie ein Sättigungsverhalten ab einer Ladungszahl von $z = 3$ gefunden. Dieses Verhalten wurde mit einem thermischen „Auswaschen“ des Effekts bei den leichten Teilchen erklärt. Eine andere Erklärung für die stärkeren kollektiven Effekte der schwereren Teilchen kann die Entstehung dieser Teilchen durch Clusterisierung sein [Koc90]. Die Clusterisierung wird in Modellrechnungen zur Erzeugung von leichten Kernen aus Nukleonen verwendet und führt ebenfalls zu stärkeren kollektiven Effekten bei den schwereren Teilchen.

4.1.1 Die Massenabhängigkeit des differentiellen elliptischen Flusses

In Abbildung 4.1 ist links der differentielle elliptische Fluß leichter Kerne gezeigt. In der Auftragung über dem normierten Transversalimpuls, also der transversalen Geschwindigkeit, zeigen die schwereren Teilchen einen größeren elliptischen Fluß.

Wie das linke Bild von Abbildung 4.2 zeigt, ist das auch bei der höchsten untersuchten Strahlenergie der Fall. Da mit zunehmender Strahlenergie jedoch weniger schwere Teilchen emittiert werden, ergeben sich sehr große statistische Fehler. Die Protonen zeigen dabei jeweils die verwendete Unterteilung des Transversalimpulses. Um die Fehlerwerte zeigen zu können, wurden die Werte der übrigen Teilchen leicht versetzt eingezeichnet.

Die Abbildungen enthalten auch die gemessenen normierten Transversalimpulsverteilungen der leichten Kerne.

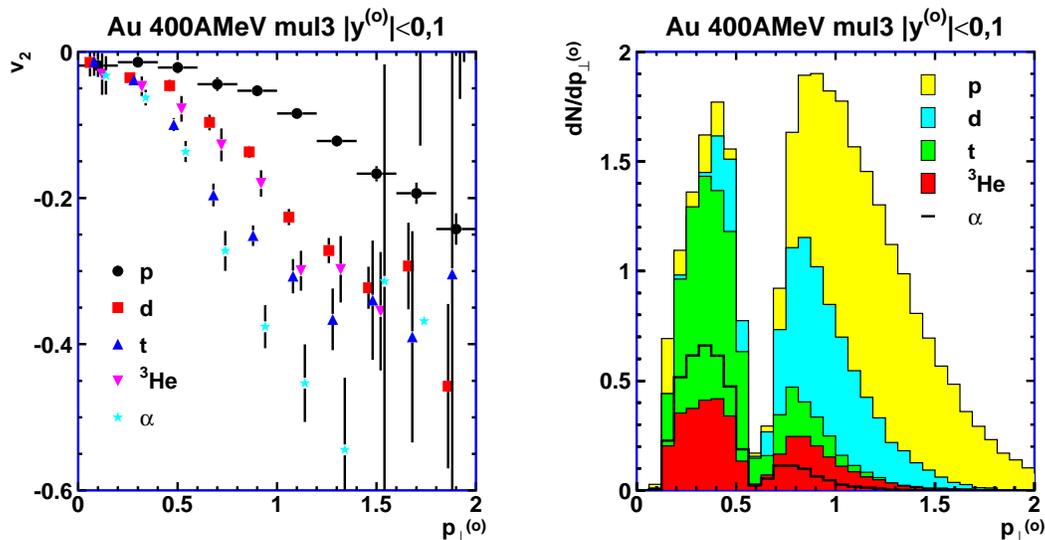


Abbildung 4.1: Differenzieller elliptischer Fluß und gemessene, unkorrigierte Transversalimpulsverteilung der Wasserstoff- und Heliumisotope (Au+Au, 400 AMeV, (mul3)). Um die statistischen Fehler darstellen zu können, wurden die v_2 -Koeffizienten leicht versetzt eingezeichnet.

4.1.2 Die Massenabhängigkeit des integralen elliptischen Flusses

Die Massenabhängigkeit kann auch am integrierten elliptischen Fluß beobachtet werden. Da die Anzahl der schwereren Fragmente mit steigender Strahlenergie abnimmt, erhöhen sich die statistischen Fluktuationen. Dies führt dazu, daß die zur Bestimmung der Werte benötigten Interpolationsverfahren divergieren. Aus diesem Grund sind hier nur die Werte bei 400 und 600 AMeV angegeben.

Die Werte für die Wasserstoff- und Heliumisotope sind links in Abbildung 4.3 gezeigt. Auch hier zeigen die Protonen den kleinsten, die α -Teilchen den größten elliptischen Fluß. Die Deuteronen sowie die Teilchen mit Masse 3 liegen dazwischen.

Mit diesen Werten kann der über die Teilchen gemittelte elliptische Fluß bei Schwerpunktsrapidität bestimmt werden. Da die meisten theoretischen Modellrechnungen die Häufigkeitsverteilung der leichten Kerne nicht beschreiben, eignet sich ein solcher Mittelwert besser für einen Vergleich. Die beste Approximation des Wertes durch Wichtung der Meßwerte v_{2i} für die einzelnen Teilchen mit Teilchenzahl N_i und Teilchenmasse A_i .

$$v_{2A} = \frac{\sum_i v_{2i} * N_i * A_i}{\sum_i N_i * A_i}$$

Hier bleiben nur die ungebundenen Neutronen, welche nicht gemessen werden, unberücksichtigt. Da diese nach Messungen von [Lei93] und Rechnungen von [Bas94] einem dem der Protonen vergleichbaren elliptischen Fluß besitzen besteht jedoch die Möglichkeit, daß die so bestimmte Größe den über alle Teilchen gemittelten elliptischen Fluß überschätzt.

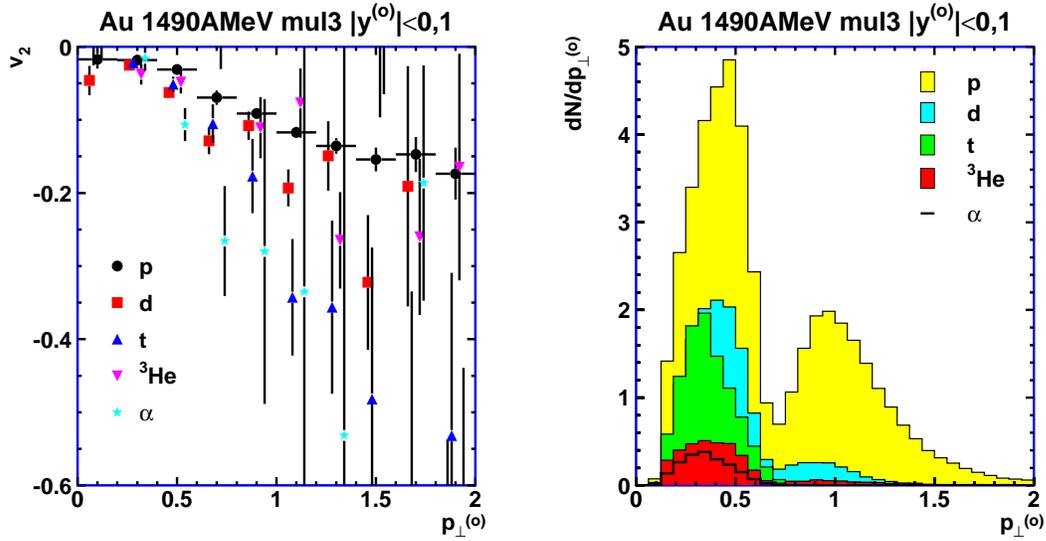


Abbildung 4.2: Differentieller elliptischer Fluß und gemessene, unkorrigierte Transversalimpulsverteilung der Wasserstoff- und Heliumisotope (Au+Au, 1490 AMeV, (mul3)). Die v_2 -Koeffizienten der schwereren Teilchen sind leicht versetzt eingezeichnet.

Eine andere Möglichkeit ist eine Wichtung mit der Teilchenladung z_i .

$$v_{2Z} = \frac{\sum_i v_{2i} * N_i * z_i}{\sum_i N_i * z_i}$$

Diese Größe berücksichtigt nur die in den Teilchen enthaltenen Protonen. Die so gebildeten protonenartigen Teilchen (proton-like particles) können auch mit nur ladungsidentifizierten Teilchen aufgebaut werden.

Im Weiteren wird $\mathbf{p+d+..}$ als Abkürzung für unter Verwendung einer Wichtung mit der Teilchenladung bestimmte Größen, und $\mathbf{p+2d+..}$ als Abkürzung für unter Verwendung einer Wichtung mit der Massenzahl bestimmte Größen verwendet. Dabei gehen, entsprechend den Fähigkeiten des FOPI-Detektors, nur leichte Kerne bis α ein.

Im rechten Bild von Abbildung 4.3 sind die mit den verschiedenen Wichtungen bestimmten Werte für 400 und 600 AMeV gezeigt. Der Vergleich zum integrierten elliptischen Fluß der Protonen zeigt, daß die Protonen bei der niedrigsten Strahlenergie nur etwa zwei Drittel des Gesamtflusses tragen.

Die Wichtungen können auch direkt bei Bildung der azimuthalen Verteilungen zur der Bestimmung des differentiellen elliptischen Flusses sowie zur Bildung der normierten Transversalimpulsverteilung eingesetzt werden. Da die so gebildeten Verteilungen mit mehr Teilchen aufgebaut sind, reduzieren sich die Fluktuationen. Für die Bestimmung genauer Werte, besonders auch bei den hohen Strahlenergien wird daher diese Methode verwendet.

Während sich bei einer Strahlenergie von 400 AMeV eine gute Übereinstimmung der mit

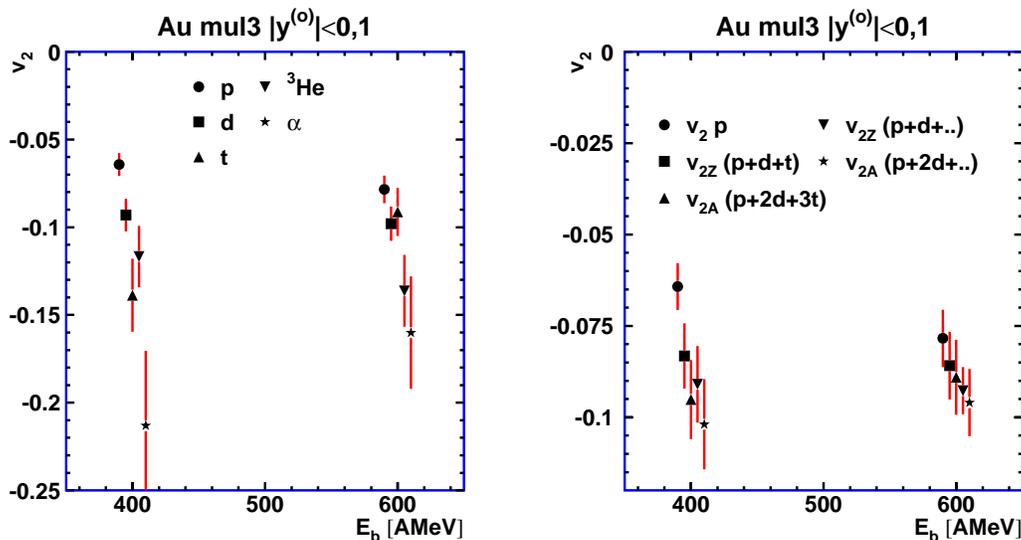


Abbildung 4.3: Links: Elliptischer Fluß der Wasserstoff- und Heliumisotope. Rechts: Elliptischer Fluß bestimmt durch die Kombination der integrierten Werte verschiedener Teilchen. Die Werte sind leicht versetzt in der Strahlenergie eingezeichnet.

den unterschiedlichen Methoden bestimmten Werte (p+2d+..) aus Abbildung 4.3 rechts und Abbildung 4.8 ergibt, so unterscheiden sich schon die Werte bei 600 AMeV.

4.2 Die Zentralitätsabhängigkeit des elliptischen Flusses

Der Stoßparameter definiert Volumen und Energieinhalt der Reaktionszone sowie die Größe der Spektatoren. Während der elliptische Fluß aus Symmetriegründen für sehr zentrale Reaktionen verschwinden muß, hängt das Verhalten für periphere Reaktionen von verschiedenen Parametern ab. Untersuchungen mit Modellrechnungen [Dan99] zeigen etwa, daß die impulsabhängige Wechselwirkung einen starken Einfluß auf den Verlauf des elliptischen Flusses zu peripheren Reaktionen hat. Hierauf wird in Abschnitt 6.2.4 noch einmal eingegangen.

4.2.1 Die Zentralitätsabhängigkeit des differentiellen elliptischen Flusses

In Abbildung 4.4 ist der differentielle elliptische Fluß von Protonen bei 400, 1000 und 1490 AMeV sowie von Deuteronen bei 400 AMeV für verschiedene Zentralitäten gezeigt.

In allen Bildern kann man erkennen, daß der größte Fluß in peripheren Reaktionen (mul2), der kleinste Fluß in zentralen Reaktionen (mul4) gemessen wird. Dies gilt sowohl für die mit den Protonen, wie die mit den Deuteronen bestimmten Werte.

In die Bilder ist jeweils eine im Transversalimpuls quadratische Kurve ($\sim p_{\perp}^2$) eingezeichnet, welche die für (mul3) bestimmten Werte bei kleinem Transversalimpuls beschreibt. Während sich bei der niedrigsten Strahlenergie eine sehr gute Beschreibung des gesamten Verlaufs erzielen läßt, zeigen die bei höheren Strahlenergien bestimmten Werte nur bei kleinen Transversalimpulsen einen im Transversalimpuls quadratischen Verlauf. Auch bei der niedrigsten Strahlenergie deutet sich bei den Protonen aus den zentraleren Ereignissen (mul4) sowie bei den Deuteronen eine Abweichung von der quadratischen Abhängigkeit. Die Abweichung skaliert nicht mit der Projektilgeschwindigkeit im Schwerpunktssystem und ist bei zentraleren Reaktionen (mul4) stärker ausgeprägt. Eine mögliche Ursache hierfür kann der radiale Fluß sein [Huo01]. Dieser steigt mit der Zentralität [Wan96] sowie der Strahlenergie [Her96, Her99] an.

Die gemessenen Werte sind für alle Energien und Zentralitäten negativ. Protonen und Deuteronen mit Schwerpunktsrapidität werden also bevorzugt senkrecht zur Reaktionsebene emittiert. Auch die Werte im ersten Transversalimpulsintervall ($0 < p_{\perp}^{(0)} < 0,2$), welche durch die Akzeptanzlücke bei niedrigen Polarwinkeln beeinflusst sind, sind innerhalb der statistischen Fehler mit 0 oder einem negativem Wert verträglich. Die Akzeptanzlücke zwischen Helitron und CDC macht sich im Transversalimpulsintervall ($0,6 < p_{\perp}^{(0)} < 0,8$) durch verschlechterte Statistik bemerkbar.

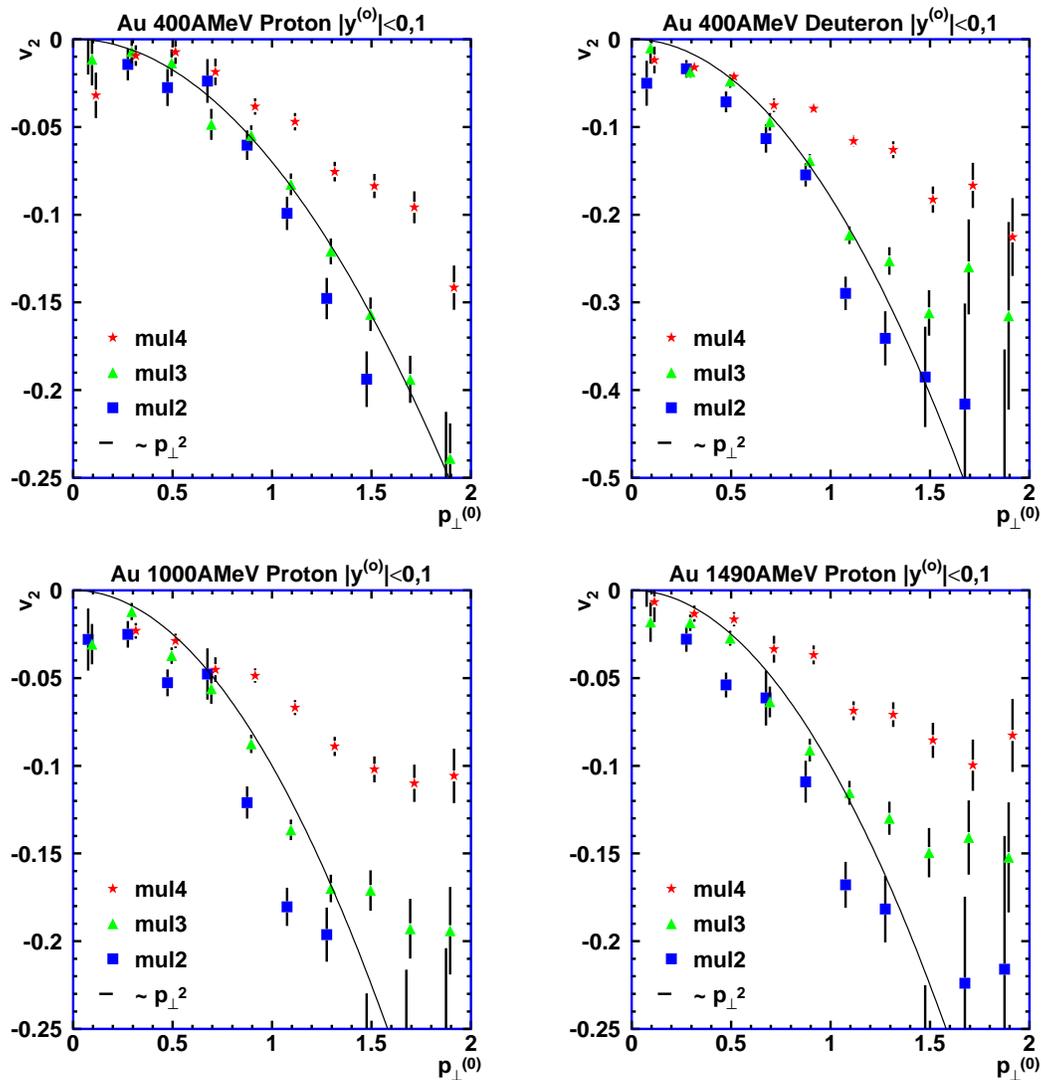


Abbildung 4.4: Zentralitätsabhängigkeit des differentiellen elliptischen Flusses von Protonen und Deuteronen bei 400 A MeV sowie von Protonen bei 1000 A MeV und 1490 A MeV. In die Bilder sind im Transversalimpuls quadratische Kurven eingezeichnet.

mul	1/2	2/3	3/4	4/5	5/6	6/7	7/8	8/9
b_{geo} [fm]	>10	10	9	8	7	5,6	4	2

Tabelle 4.1: Abschätzung der geometrischen Stoßparameter für die Einteilung des Multiplizitätsbereichs in 9 Intervalle.

4.2.2 Die Zentralitätsabhängigkeit des integralen elliptischen Flusses

Für die Untersuchung der Zentralitätsabhängigkeit des integralen elliptischen Flusses wird hier eine 9-fache Unterteilung der Multiplizitätsverteilung verwendet. Dabei wird der zentralste Bereich der fünffachen Unterteilung beibehalten und die 4 übrigen Bereiche jeweils halbiert. Eine Abschätzung der so erhaltenen geometrischen Stoßparameter ist in Tabelle 4.1 zu sehen.

Mit dieser Unterteilung wurde der elliptische Fluß von Protonen mit Schwerpunktsrapidität in der Akzeptanz der CDC bestimmt. Dieser, von einem normierten Transversalimpuls von 0,8 an integrierte Wert ist, aufgrund der Transversalimpulsabhängigkeit der v_2 -Koeffizienten, größer als der über die gesamte Transversalimpulsverteilung integrierte Fluß. Er kann direkt gemessen und daher mit sehr geringem statistischen Fehler angegeben werden.

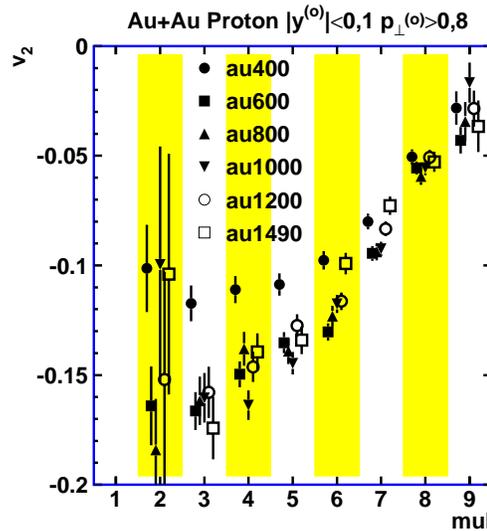


Abbildung 4.5: Zentralitätsabhängigkeit des elliptischen Flusses von Protonen mit einem Transversalimpuls $p_{\perp}^{(o)}$ von mehr als 0,8. Die einzelnen Zentralitätsbereiche sind hervorgehoben. In den einzelnen Bereichen kann die Energieabhängigkeit des elliptischen Flusses beobachtet werden.

Abbildung 4.5 zeigt für Protonen diesen Wert. Hier kann man für alle Strahlenergien eine

Zunahme des elliptischen Flusses zu peripheren Reaktionen (mul1) erkennen. Bei der niedrigsten Strahlenergie steigen die Beträge der v_2 -Koeffizienten ab mittleren Zentralitäten nicht mehr so stark an. Hier wird eher ein Plateau erreicht.

Die Zentralitätsabhängigkeit des über den gesamten Transversalimpuls integrierten elliptischen Flusses von Protonen ist in Abbildung 4.6 für alle untersuchten Strahlenergien gezeigt. Als Fehlerwert ist hier der Wert Δv_{2w} aus dem quadratisch gemittelten, relativen statistischen Fehler, angegeben. Trotz der stärkeren Streuung, aufgrund der niedrigeren Statistik, ist auch hier bei allen Strahlenergien eine Zunahme des elliptischen Flusses zu den peripheren Reaktionen (mul1) zu erkennen.

Für die Interpretation der periphersten Ereignisse sind jedoch einige Punkte zu beachten. So sind in der ausgewerteten „medium-bias“ Ereignisklasse Ereignisse aus dem Bereich (mul2) teilweise und aus dem Bereich (mul1) fast vollständig unterdrückt. Daher wird kein Wert für Ereignisse der Multiplizitätsklasse (mul1) angegeben. Die sehr peripheren Ereignisse enthalten außerdem Nichttargetereignisse. Weiterhin besteht, wie in der Untersuchung mit der Detektorsimulation gezeigt, bei niedrigen Multiplizitäten durch das Korrekturverfahren nach Ollitrault die Möglichkeit einer Überkorrektur. Wie Abbildung 3.32 zeigt, setzt dies für Goldreaktionen bei einer Strahlenergie von 400 AMeV ab einem Stoßparameter von etwa 10 fm ein. Nach Tabelle 4.1 betrifft dies die Multiplizitätsbereiche (mul1) und (mul2) in der 9-fachen Unterteilung.

In der Literatur sind Untersuchungen der Zentralitätsabhängigkeit des elliptischen Flusses leichter geladener Teilchen aus Goldkollisionen im hier untersuchten Energiebereich beschrieben.

So wurde in [Cro97] der Fluß von leichten geladenen Teilchen in der Akzeptanz der Plastikwand des FOPI-Aufbaus untersucht. Für die Untersuchung wurden ladungsidentifizierte Teilchen mit einem normierten Transversalimpuls zwischen 0,4 und 0,55 verwendet, wobei zur Berechnung der R_N -Koeffizienten die Teilchen mit ihrer Ladung gewichtet wurden. Die über dem Stoßparameter aufgetragenen Werte zeigen dabei einen glockenförmigen Verlauf, wobei der maximale elliptische Fluß bei einem Stoßparameter von 6 fm gemessen wurde. Dabei wurde jedoch keine Korrektur für die Reaktionsebenenauflösung verwendet.

Auch in [Tsa96] wird bei mittleren Stoßparametern der maximale elliptische Fluß beobachtet, wobei ebenfalls keine Korrektur für die Reaktionsebenenauflösung verwendet wurde.

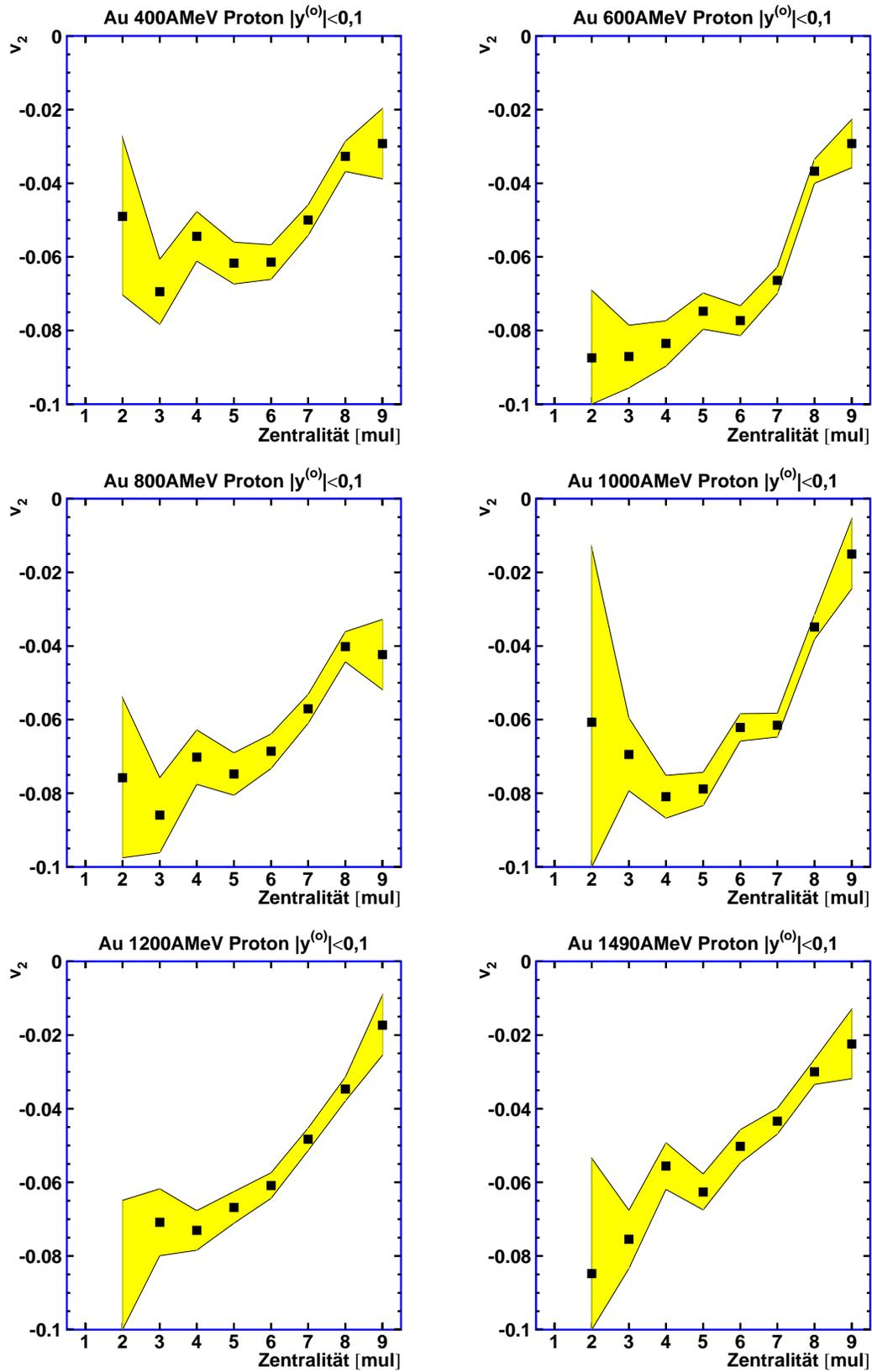


Abbildung 4.6: Zentralitätsabhängigkeit des elliptischen Flusses von Protonen.

Obwohl der Bereich zwischen 0,4 und 0,55 normiertem Transversalimpuls im „Phase 2“ FOPI-Detektor vom Helitron teilweise abgeschattet wird, kann der differentielle elliptische Fluß in diesem Bereich bestimmt werden. Der von einfachgeladenen Teilchen in der Pla-

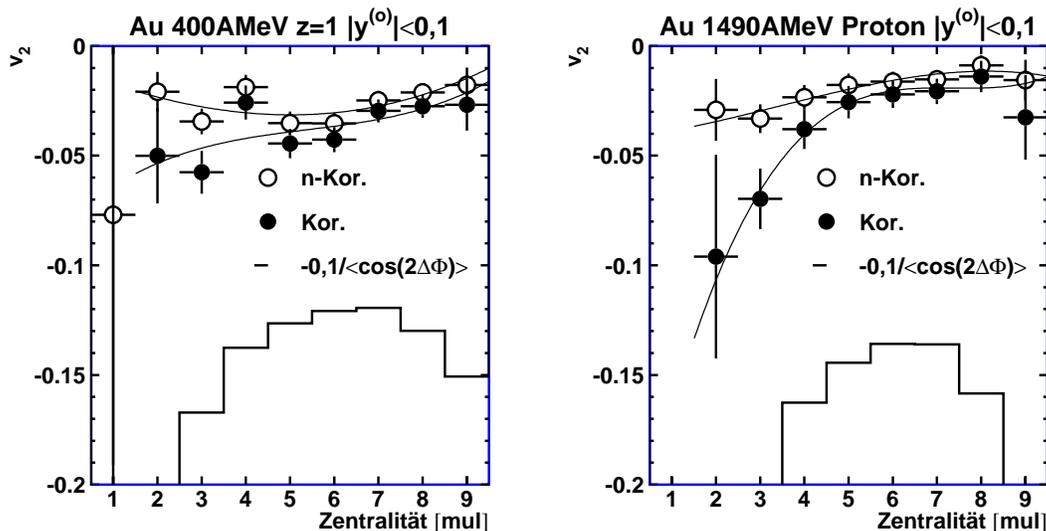


Abbildung 4.7: *Elliptischer Fluß von einfachgeladenen Teilchen bei 400 AMeV sowie von Protonen bei 1490 AMeV Strahlenergie. Die Teilchen haben einen normierten Transversalimpuls zwischen 0,4 und 0,55. Es sind jeweils die Meßwerte nicht korrigiert und korrigiert angegeben. Außerdem sind die Korrekturfaktoren nach Ollitrault eingezeichnet.*

stikwand bei einer Strahlenergie von 400 AMeV sowie von Protonen im Helitron bei einer Strahlenergie von 1490 AMeV bestimmte elliptische Fluß ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Dabei sind die Werte mit und ohne Korrektur der Reaktionsebenenauflösung und die entsprechenden Korrekturfaktoren gezeigt. Bei der hohen Strahlenergie wurden nur die Protonen verwendet, um eine Beeinflussung durch die Pionen auszuschließen.

Auch hier erkennt man, wenn auch schwächer als bei den für Teilchen mit großem Transversalimpuls, den Anstieg des elliptischen Flusses bei den peripheren Ereignissen. Der Vergleich mit den unkorrigierten Werten zeigt die Wichtigkeit der Korrektur der Reaktionsebenenauflösung.

Dies wird als Erklärung für die Unterschiede zu den in [Cro97] und [Tsa96] beschriebenen Beobachtungen angesehen.

4.3 Die Energieabhängigkeit

4.3.1 Die Energieabhängigkeit des elliptischen Flusses

In Abbildung 4.8 ist der elliptische Fluß der einfachgeladenen Teilchen, der Protonen und der massegewichteten leichten Kerne aus mittelzentralen Reaktionen (mul3) über der Strahlenergie aufgetragen.

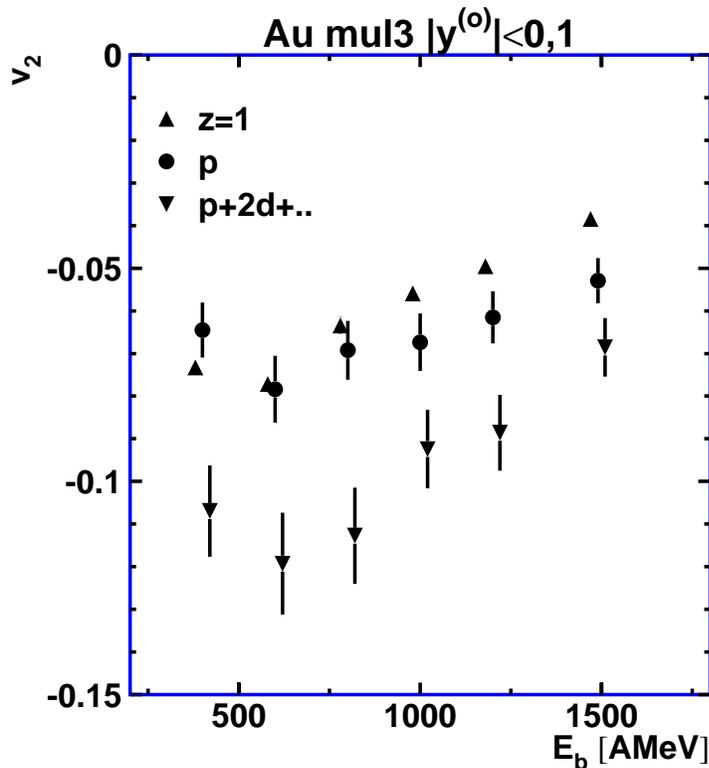


Abbildung 4.8: Anregungsfunktion des elliptischen Flusses. Die Werte für die Protonen (p) sowie die massegewichteten leichten Teilchen ($p+2d+..$) wurden unter Verwendung von Interpolationsverfahren bestimmt. Für die einfachgeladenen Teilchen ($z=1$) sind die Werte in der Akzeptanz des Detektors angegeben.

Hier ist zu erkennen, daß bei allen Teilchen der maximale elliptische Fluß bei einer Strahlenergie von 600 AMeV erreicht wird.

Während die massegewichteten leichten Kerne über den gesamten Energiebereich vom Betrag her größere v_2 -Koeffizienten, als die Protonen zeigen, überschneiden sich die Werte der einfachgeladenen Teilchen und der Protonen bei 600 AMeV. Oberhalb dieser Strahlenergie besitzen die Protonen einen größeren Fluß. Dies kann auf die Zusammensetzung der einfachgeladenen Teilchen zurückgeführt werden. Bei niedriger Strahlenergie enthält diese

„Teilchensorte“ neben den Protonen vor allem Deuteronen und Tritonen, die einen größeren Fluß als die Protonen besitzen. Mit steigender Strahlenergie nimmt die Zahl der schweren Teilchen ab und es kommen Pionen hinzu, welche einen niedrigeren Fluß als die Protonen besitzen¹. Dies erklärt die Beobachtung, daß einfachgeladenen Teilchen ab 800 AMeV weniger Fluß als die Protonen besitzen.

Die Anregungsfunktionen des elliptischen Flusses von Protonen sowie massegewichteten Fragmenten für verschiedene Zentralitäten sind in Abbildung 4.9 zusammengestellt.

Mit Ausnahme der Werte der Protonen bei der niedrigsten Strahlenergie nimmt der elliptische Fluß sowohl der Protonen wie der massegewichteten leichten Kerne zu den peripheren Reaktionen zu. Die für die Zentralitätsklassen (mul2) und (mul3) bestimmten v_2 -Koeffizienten der Protonen aus Reaktionen bei 400 AMeV sind innerhalb der angegebenen Fehler verträglich. Dies entspricht dem schon bei der Untersuchung der Zentralitätsabhängigkeit in Abschnitt 4.2.2 beobachteten Erreichen eines Plateaus für periphere Reaktionen.

¹In den experimentellen Daten führt das Entfernen identifizierter Pionen aus den einfachgeladenen Teilchen zu einer Erhöhung des elliptischen Flusses.

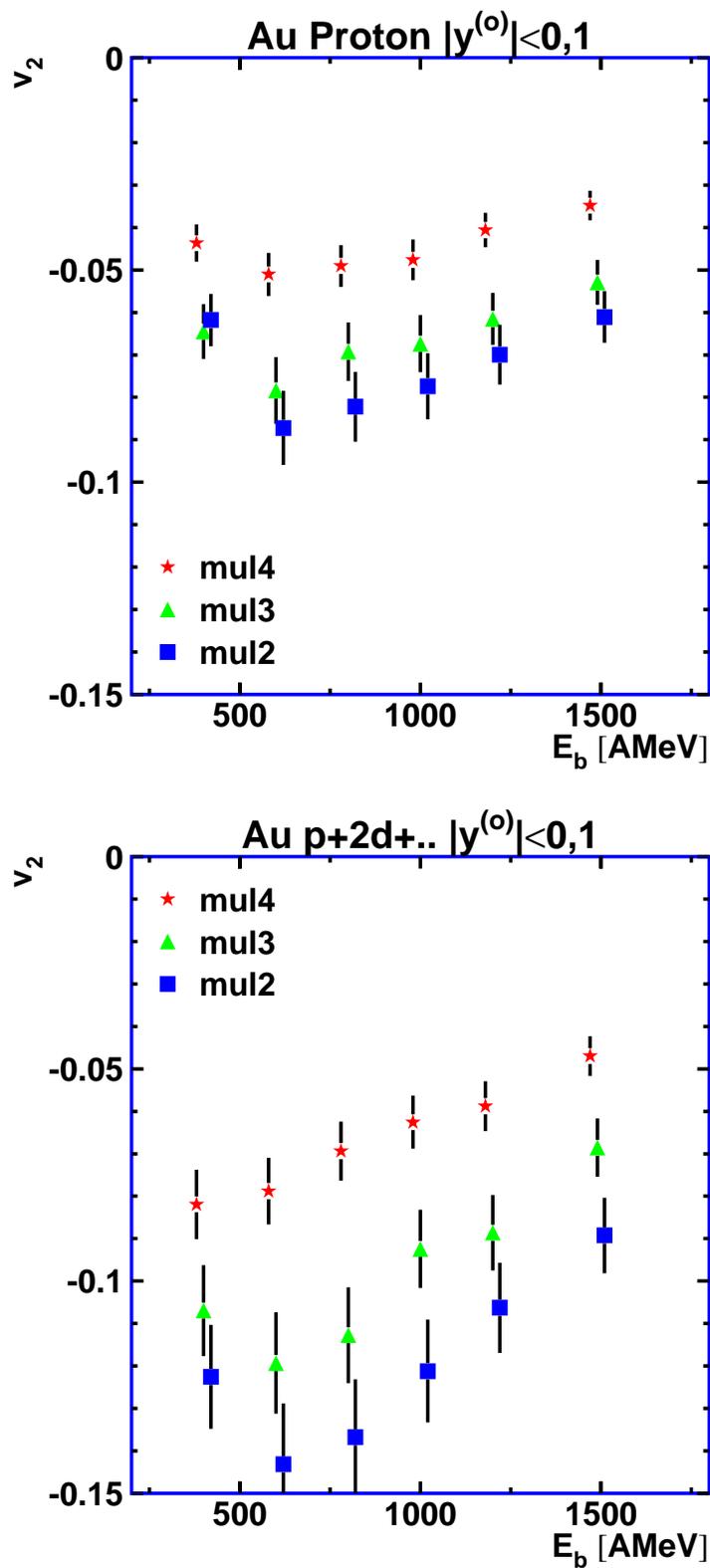


Abbildung 4.9: Anregungsfunktion des elliptischen Flusses für Protonen und massengewichtete leichte Kerne aus Goldreaktionen mit unterschiedlicher Zentralität.

Kapitel 5

Vergleich mit veröffentlichten Daten

5.1 Die Massenabhängigkeit des differentiellen elliptischen Flusses

Die Massenabhängigkeit des differentiellen elliptischen Flusses leichter produzierter Kerne aus Bi-Kollisionen ist in [Bri96] beschrieben. Da Wismut mit 208 Nukleonen nur etwa 6% schwerer als Gold ist, sollten sich hier vergleichbare Flußwerte ergeben.

Bei den Bi-Daten wurde ebenfalls die in 5 Bereiche unterteilte Multiplizität zur Zentralitätsdefinition verwendet. Für die Untersuchung der Massenabhängigkeit wurden jedoch die Bereiche (mul2) und (mul3) zusammengefaßt.

Während für diesen Bereich die unkorrigierten P_2 -Koeffizienten¹ angegeben sind, wurden die Korrekturfaktoren für die Reaktionsebenenauflösung nur für die 5 Multiplizitätsbereiche bestimmt. Zur Korrektur wurde daher der Mittelwert der Korrekturfaktoren für (mul2) und (mul3) verwendet.

In Abbildung 5.1 ist ein Vergleich mit den Bi-Daten zu sehen. Hier ergeben sich Übereinstimmungen in Verlauf sowie in der Massenabhängigkeit. Bei den Goldreaktionen wird jedoch ein höherer elliptischer Fluß gemessen. Ein Übergang zu positiven v_2 -Koeffizienten, also eine verstärkte Emission in die Reaktionsebene, wird nicht beobachtet.

5.2 Die Zentralitätsabhängigkeit des differentiellen elliptischen Flusses

In Abbildung 5.2 ist der differentielle elliptische Fluss von Protonen aus Au+Au-Reaktionen sowie Bi+Bi-Reaktionen bei verschiedenen Zentralitäten gezeigt. Im rechten Bild sind dabei

¹Die P_2 -Koeffizienten wurden durch Anpassung der azimuthalen Verteilung mit $c_0(1 + P_1 \cos(\Delta\Phi) + P_2 \cos(2\Delta\Phi))$ bestimmt. Sie entsprechen den a_2 -Koeffizienten.

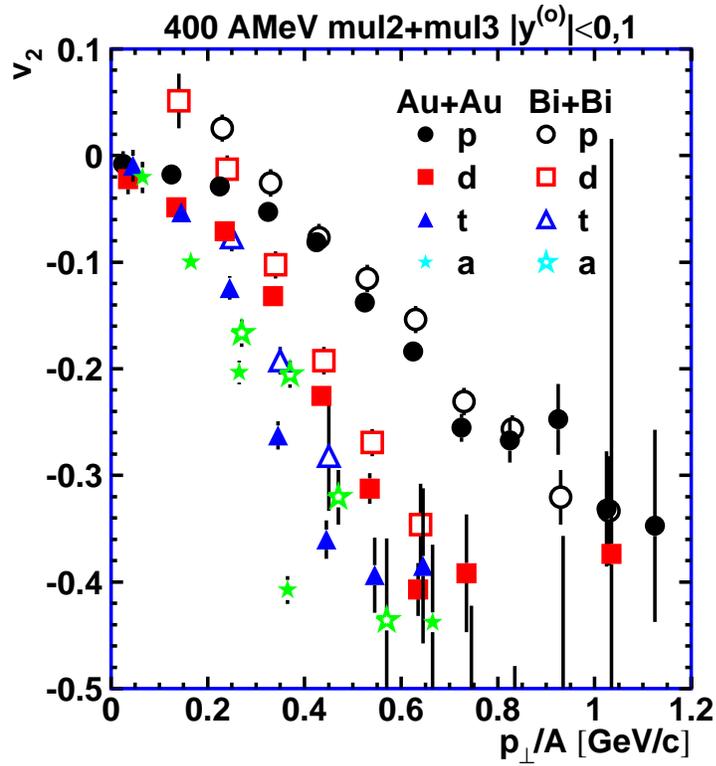


Abbildung 5.1: Vergleich des differentiellen elliptischen Flusses leichter Kerne aus Gold- und Wismut-Reaktionen bei 400 AMeV. Die Wismut-Daten sind [Bri96] entnommen.

die bei einer Strahlenergie von 400 AMeV, im linken Bild die bei einer Strahlenergie von 1000 AMeV gemessenen Werte zu sehen.

Bei der niedrigen Strahlenergie erkennt man eine gute Übereinstimmung der Datensätze. Mit der Strahlenergie nehmen die Unterschiede, insbesondere bei den zentraleren Reaktionen (mul3, mul4) zu, wobei die v_2 -Koeffizienten aus den Golddaten negativ bleiben und wie erwartet quadratisch mit kleinem Transversalimpuls verschwinden. Die Wismutdaten zeigen einen systematisch kleineren Fluß und ändern schon im Multiplizitätsbereich (mul3) das Vorzeichen².

²In Modellrechnungen wird ebenfalls ein unterschiedliches Verhalten bei niedrigem Transversalimpuls beschrieben. Während die in [Dan99] beschriebenen Modellrechnungen für Bi+Bi bei 400 und 700 AMeV nur R_N -Werte größer als 1, also negative v_2 -Werte über den gesamten Transversalimpulsbereich zeigen, sind in [Per01] für Bi+Bi-Reaktionen bei 400, 700 und 1000 AMeV für Protonen mit niedrigem Transversalimpuls R_N -Werte kleiner als 1 ($v_2 < 0$) und mit großem Transversalimpuls größer als 1 ($v_2 > 0$) angegeben.

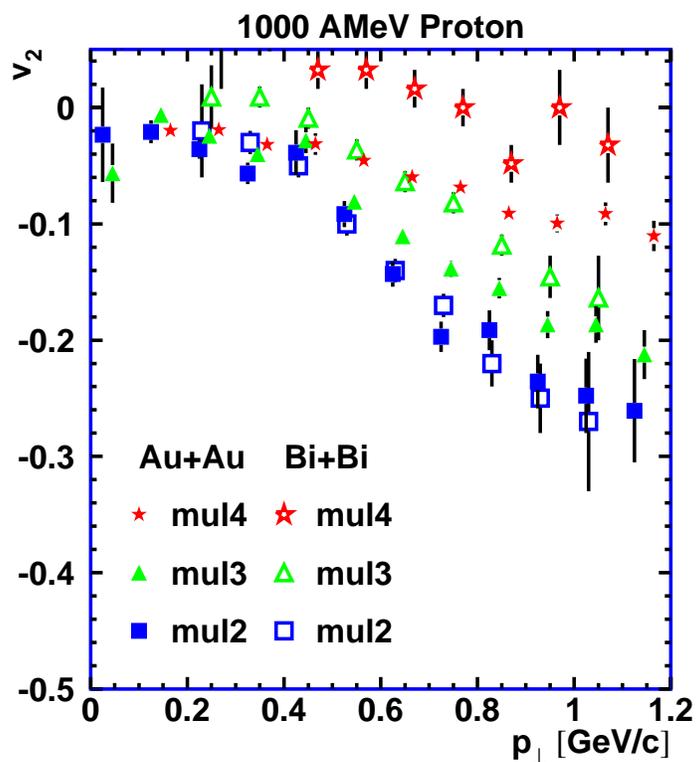
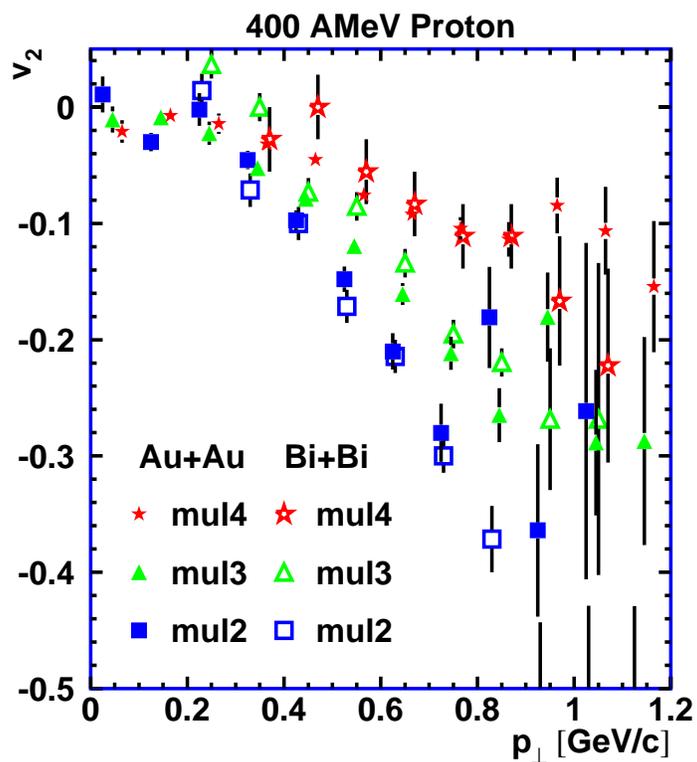


Abbildung 5.2: Zentralitätsabhängigkeit des differentiellen elliptischen Flusses von Protonen. Die Wismutdaten stammen aus [Bri96].

Auf einen Vergleich der periphersten Ereignisse (mul1) wurde hier verzichtet, da dieser Bereich von der verwendeten „medium-bias“ Ereignisklasse nur teilweise abgedeckt ist. Außerdem ist für diese Reaktionen die Reaktionsebene schlecht bestimmt und die Reaktionen enthalten einen großen Anteil von Nichttargetreaktionen.

Der Trend der Zunahme des elliptischen Flusses für periphere Reaktionen ist jedoch in beiden Datensätzen erkennbar.

5.3 Die Energieabhängigkeit des elliptischen Flusses

Der elliptische Fluß leichter Teilchen aus Goldreaktionen wurde schon von mehreren Gruppen gemessen. Die ersten systematischen Untersuchungen gehen dabei auf die Plastic-Ball Kollaboration [Gut90] zurück. Messungen mit dem FOPI-Detektor sind in [And01] sowie in [And99] beschreiben. Meßwerte für Protonen zwischen 1150 AMeV und 4000 AMeV Strahlenergie sind in [Pin99] veröffentlicht. Bei allen Messungen wurde der Multiplizitätsbereich (mul3), oder eine hierzu äquivalente Größe als Zentralitätskriterium verwendet.

In den Abbildungen 5.3 und 5.4 ist ein Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Werte mit den Werten aus den oben genannten Quellen zu sehen. Die Unterschiede zwischen den, in Abbildung 5.3 gezeigten, im Rahmen dieser Arbeit für einfachgeladene Teilchen in der Akzeptanz des FOPI-Detektors ($z=1$ Roh) bestimmten, und den in [And99] als „A=1+2+3“ veröffentlichten Werten ist verstanden. Er ergibt sich daraus, daß die Werte in [And99] unter Verwendung der im Abschnitt 3.5.3 beschriebenen Reflexion bestimmt wurden. Dies führt, wie im Abschnitt 3.5.1 gezeigt, zu einer Unterschätzung der Flußwerte. Die Werte werden hier mit ($z=1$) bezeichnet, da sie in der Akzeptanz des Detektors mit massenidentifizierten Teilchen aus der CDC (A=1+2+3) und ladungsidentifizierten Teilchen ($z=1$) aus den Flugzeitdetektoren gebildet wurden. Letztere enthalten bei großen Strahlenergien auch Pionen, was den elliptischen Fluß ebenfalls erniedrigt. Die durch Interpolation über die Akzeptanzlücke bestimmten Werte ($z=1$ Int.) stimmen bei niedrigen Strahlenergien mit den in der Akzeptanz des Detektors bestimmten Werten überein. Bei großer Strahlenergie ergibt sich ein etwas größerer Fluß.

Bei den Protonen ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Werten und dem in [Pin99] angegebenen Wert.

Die in Abbildung 5.4 gezeigten Werte für leichte Kerne aus [Gut90] zeigen ab einer Strahlenergie von etwa 600 AMeV vom Betrag her kleinere v_2 -Koeffizienten, also weniger Fluß als die Protonen. Die Werte aus [Gut90] sind im System des Flußellipsoids bestimmt, was wie in Abschnitt 3.5.3 beschrieben zur Messung eines größeren Flusses führt. Die Messung eines niedrigeren elliptischen Flußes kann jedoch dadurch erklärt werden, daß die Werte keine Korrektur für die Reaktionsebenenauflösung enthalten und die Teilchenauswahl Pionen enthält. Beides führt zu einer Unterschätzung des Flusses.

Wie in [And01] gezeigt, können die im System des Flußellipsoids gemessenen Werte bis zu einer Strahlenergie von 400 AMeV mit dem FOPI-Detektor nachvollzogen werden. In Abbildung 5.4 sind nur die für die Reaktionsebenenauflösung korrigierten Werte aus [And01] angegeben. Die Unterschiede zwischen diesen, und den Werten aus [Gut90] sind auf die

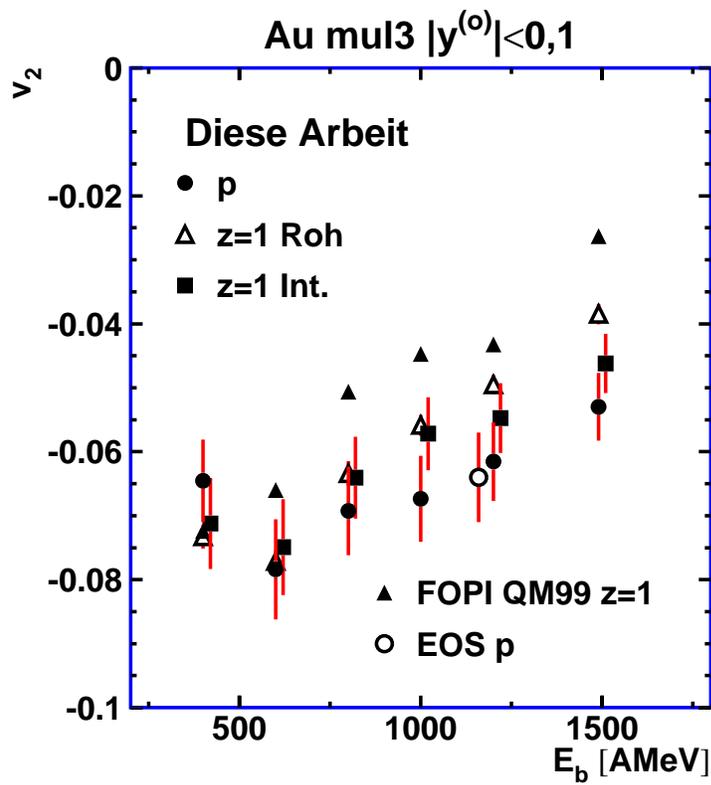


Abbildung 5.3: Vergleich des elliptischen Flusses von einfachgeladenen Teilchen ($z=1$), sowie von Protonen. Die mit (FOPI QM99) gekennzeichneten Werte stammen aus [And99] und sind dort mit „A=1+2+3“ markiert. Der Wert für die Protonen (EOS) ist [Pin99] entnommen.

Reaktionsebenenauflösung zurückzuführen.

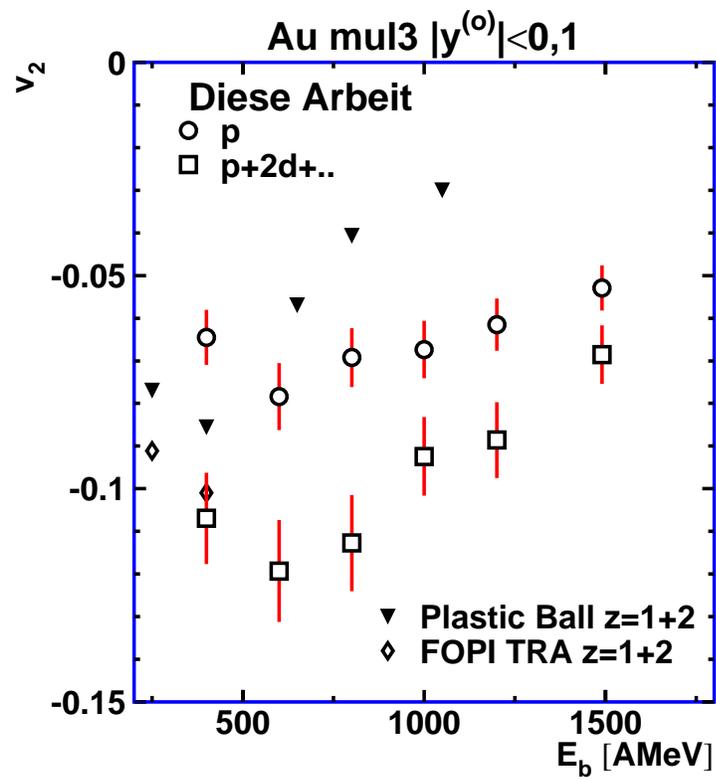


Abbildung 5.4: Vergleich des elliptischen Flusses von Protonen und ladungsgewichteten Teilchen mit ladungsidentifizierten Teilchen ($z=1+2$) aus [Gut90] (Plastic Ball) und [And01] (FOPI TRA).

Kapitel 6

Vergleich zu Modellrechnungen

Um aus den experimentellen Observablen Aussagen über Reaktionsablauf und erreichte Bedingungen machen zu können, werden theoretische Modelle benötigt.

In diesem Kapitel soll zunächst ein Überblick über die häufig in Modellrechnungen zur Beschreibung von Schwerionenreaktionen verwendeten Prinzipien gegeben werden. Danach werden die experimentellen Daten durch Vergleich mit Ergebnissen von Modellrechnungen interpretiert.

6.1 Modelle

Observablen aus Schwerionenreaktionen werden von Modellen verschiedenster Art wiedergegeben. Die Flußobservablen werden sowohl von makroskopischen Transportmodellen wie etwa den hydrodynamischen Modellen, als auch von mikroskopischen Transportmodellen qualitativ beschrieben.

- Die hydrodynamischen Modelle betrachten die Kernmaterie als Flüssigkeit. Das stoffende System wird dabei durch Bewegungsgleichungen, welche Kontinuitätsgleichungen darstellen, beschrieben. Dieser Ansatz führte zur Vorhersage von kollektiven Effekten in Schwerionenkollisionen [Sch74, Stö79]. Eine detaillierte Untersuchung des Seitwärtsflusses mit einem hydrodynamischen Modell, auch im Hinblick auf die Zustandsgleichung der Kernmaterie ist in [Sch93] beschrieben. Dabei wird ein kontinuierliches Ansteigen des Seitwärtsflusses, bis zu extrem zentralen Reaktionen hin, erwartet. Eine v_4 -Komponente in der azimuthalen Verteilung wird in [Vol96] beschrieben. Auch die Idee einer, bei der Kompression erzeugten Schockwelle, geht auf die hydrodynamische Betrachtung zurück. So ergibt sich für Kernmaterie mit einer Inkompressibilität von 210 MeV oder 380 MeV, entsprechend einer „weichen“ oder „harten“ Zustandsgleichung eine (nichtrelativistisch bestimmte) erste Schallgeschwindigkeit $c_S = \sqrt{\kappa/9m_N}$ von 0,15 bzw. 0,21 c. Diese Werte werden selbst bei der niedrigsten hier verwendeten Strahlenergie von 400 A MeV ($\beta_{\text{Projektil}} = 0,7$) weit überschritten. Eine wichtige Annahme für die hydrodynamische Beschreibung ist ein thermisches Gleichgewicht, welches in der Kernreaktion nicht unbedingt erreicht sein muß.

- Die mikroskopischen Transportmodelle, welche die Stöße der einzelnen Nukleonen simulieren, benötigen nicht diese Annahme. Sie lassen sich in Kaskadenmodelle, Einteilchenmodelle und Vielteilchenmodelle einteilen.
 - Die Kaskadenmodelle [Bon76] beschreiben den Kernstoß als die Abfolge von Stößen der einzelnen Nukleonen. Die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen wird dabei nur durch Wirkungsquerschnitte beschrieben. Mit Produktionswirkungsquerschnitten wird die Teilchenproduktion modelliert. Im Gegensatz zu den beiden anderen Modellklassen berücksichtigen die Kaskadenmodelle das mittlere Feld der Nukleonen nicht, was sich wie etwa in Abbildung 6.18 zu sehen, in einer Unterschätzung des elliptischen Flusses bemerkbar macht.
 - Die hier als Einteilchenmodelle bezeichneten Modelle verwenden die Boltzmann-Transportgleichung, eine Bewegungsgleichung für verdünnte Gase, zur Beschreibung des Kernstosses. Diese wird mit einem Monte-Carlo-Verfahren gelöst, wobei die Nukleonen durch Testteilchen repräsentiert werden. Dabei werden etwa 60 Testteilchen pro Nukleon [Wel88] verwendet. Die Modelle erlauben eine Beschreibung vieler Observablen, darunter auch die Flußobservablen. Durch den Testteilchenansatz mitteln sich in den Kollisionen jedoch die höheren Korrelationen, was prinzipiell keine Beschreibung von leichten Kernen erlaubt [Koc90]. Da der Aufbruch von Kernen und Spektatoren, besonders bei niedrigen Energien die Hauptquelle von leichten Kernen ist, werden diese auch als Fragmente bezeichnet.
 - Die Vielteilchenmodelle des QMD-Typs stellen eine auf den klassischen Bewegungsgleichungen beruhende Vielteilchentheorie dar. Da hier der Einzelteilchencharakter der Nukleonen berücksichtigt wird, können auch leichte Kerne gebildet werden.

Im weiteren wird nur auf Ein- und Vielteilchen-Transportmodelle eingegangen.

6.1.1 Die Einteilchenmodelle

Diese Modelle verwenden die Boltzmann-Transportgleichung für die Wigner-Einteilchendichte $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ zur Beschreibung der Kernreaktion.

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_r f - \nabla_r U \cdot \nabla_p f = & -\frac{4\pi^3}{m^4} \int \frac{d^3 p_1'}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_2'}{(2\pi)^3} d^3 p_2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \\ & \times [f f_2 (1 - f_1')(1 - f_2') - f_1' f_2' (1 - f)(1 - f_2)] \\ & \times \delta^4(p + p_2 - p_1' - p_2'). \end{aligned}$$

Dabei beschreibt die linke Seite der Gleichung die Bewegung im Potential U .

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\vec{r}}{dt} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{d\vec{p}}{dt} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}}$$

Die Parametrisierung der Kernzustandsgleichung ist dabei im Potential enthalten. Darauf wird noch bei der Beschreibung der Vielteilchenmodelle eingegangen.

Die rechte Seite der Gleichung, der sogenannte Stoßterm, beschreibt die Auswirkung von Stößen. Hier geht der Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt¹ $d\sigma/d\Omega$ ein. Der Verlust von Teilchen aus dem Phasenraum wird mit dem Term $f f_2$, der Gewinn von Teilchen wird mit dem Term f_1/f_2' beschrieben. Das Pauliprinzip wird durch die Nordheim-Ühling-Uhlenbeck-Terme $(1 - f_x)$ erfüllt, welche die Verkleinerung der Streuwahrscheinlichkeit durch besetzte Zustände beschreiben.

Durch den Testeilchenansatz gibt es keine Ereignisstruktur. Daher können durch Zusammenfassen (clustern) von Einzelnukleonen keine echten Fragmente gebildet werden. Durch Zusammenfassen von Teilchen mit ähnlichem Impuls und ähnlichem Ort lassen sich jedoch, wie in [Koc90] beschrieben, Teilchen bis zu einer Massenzahl $A=4$ erzeugen. Ein BEM (Boltzmann-Equation-Modell) genanntes Modell, welches zur Fragmentproduktion Wirkungsquerschnitte verwendet, ist in [Dan92] beschrieben.

Implementierungen der Einteilchenmodelle sind auch unter den Namen BUU (Boltzmann-Ühling-Uhlenbeck), VUU (Vlasov-Ühling-Uhlenbeck) bekannt. Weiterführende Informationen zu Modellen diesen Typs finden sich in [Wel88, Ber87, Ber88, Koc90, Dan95, Har96, Dan99, Lar00, Gai01, Per01].

6.1.2 Die Vielteilchenmodelle

Um eine bessere Beschreibung der leichten Kerne und Fragmente zu erzielen [Aic91], wurden die auf der klassischen Molekular-Dynamik aufbauenden QMD-Modelle entwickelt. Die Ereignisstruktur dieser Vielteilchenmodelle erlaubt die Bildung von leichten Kernen durch das Zusammenfassen von Nukleonen.

In den Modellen werden die einzelnen Nukleonen durch Wellenfunktionen Φ_i dargestellt.

$$\Phi_i(\vec{x}_i; t) = \left(\frac{2}{L\pi}\right)^{3/4} e^{(-\vec{x}_i - \vec{r}_i(t) - \vec{p}_i(t)t/2m)^2/L} e^{i(\vec{x}_i - \vec{r}_i(t))\vec{p}_i(t)} e^{-ip_i^2(t)t/2m}.$$

Der Gesamtzustand ist die daraus gebildete Produktwellenfunktion. Die Breite des Wellenpaketes hängt dabei vom Parameter L ab, der für leichte Systeme einen Wert von $4,33 \text{ fm}^2$, für schwere Systeme wie etwa Gold, einen Wert von $8,66 \text{ fm}^2$ hat [Har92].

Die Bewegungsgleichungen ergeben sich mit der Hamiltonfunktion des Systems und entsprechen den Bewegungsgleichungen der Einteilchenmodelle. Die Gleichungen werden numerisch gelöst.

In einer semiklassischen Betrachtung [Har96] lassen sich die Wellenfunktionen in Teilchendichtefunktionen f_i umformen.

$$f_i(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{1}{\pi^3} e^{-(\vec{r} - \vec{r}_i(t))^2 \frac{2}{L}} e^{-(\vec{p} - \vec{p}_i(t))^2 \frac{L}{2}}$$

¹Für die in [Ber87] beschriebenen Rechnungen zwischen 60 und 400 A MeV wurde etwa ein konstanter, isotroper Wirkungsquerschnitt σ_{NN} von 20 mb und 41 mb verwendet. Diese Werte liegen unter dem freien elastischen Wirkungsquerschnitt für diese Energien.

Der Erwartungswert des Hamiltonoperators ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} \langle H \rangle &= \langle T \rangle + \langle V \rangle \\ &= \sum_i \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_i \sum_{j>i} \int f_i(\vec{r}, \vec{p}, t) V^{ij} f_j(\vec{r}', \vec{p}', t) d\vec{r} d\vec{r}' d\vec{p} d\vec{p}'. \end{aligned}$$

Dabei setzt sich das Potential V^{ij} aus einer Skyrme-Wechselwirkung, einem Yukawa-Potential, einem Coulombanteil und einer impulsabhängigen Wechselwirkung zusammen.

$$\begin{aligned} V^{ij} &= V_{Skyrme}^{ij} + V_{Yukawa}^{ij} + V_{mdi}^{ij} + V_{Coulomb}^{ij} \\ &= t_1 \delta(\vec{x}_i - \vec{x}_j) + t_2 \delta(\vec{x}_i - \vec{x}_j) \rho^{\gamma-1}(\vec{x}_i) + t_3 \frac{\exp\{-|\vec{x}_i - \vec{x}_j|/\mu\}}{|\vec{x}_i - \vec{x}_j|/\mu} \\ &\quad + t_4 \ln^2(1 + t_5(\vec{p}_i - \vec{p}_j)^2) \delta(\vec{x}_i - \vec{x}_j) + \frac{Z_i Z_j e^2}{|\vec{x}_i - \vec{x}_j|} \end{aligned}$$

Mit den Parametern t_i und μ wird die Beziehung an die bekannten Eigenschaften der Kerne angepaßt. Die isospinabhängige Variante des QMD-Modells, IQMD von [Har96], berücksichtigt dabei die unterschiedlichen, energieabhängigen Reaktionsquerschnitte von Proton und Neutron und enthält ein isospinabhängiges Potential V_{sym}^{ij} .

Das für die Zustandsgleichung der Kernmaterie wichtige Potential U ergibt sich aus dem Zusammenspiel der Dichten f_i und f_j mit der Skyrme-Wechselwirkung und der impulsabhängigen Wechselwirkung.

$$U = \alpha \left(\frac{\rho_{int}}{\rho_0} \right) + \beta \left(\frac{\rho_{int}}{\rho_0} \right)^\gamma + \delta \cdot \ln^2(\varepsilon \cdot (\Delta\vec{p})^2 + 1) \cdot \left(\frac{\rho_{int}}{\rho_0} \right)$$

Die impulsabhängige Wechselwirkung kann auch als Änderung der Nukleonenmasse aufgefaßt werden.

Die Energie pro Nucleon kann für $T = 0$ aus dem dichteabhängigen Potential berechnet werden, was den Zusammenhang zur Zustandsgleichung herstellt.

$$\frac{E}{A} = \frac{1}{\rho} \int U(\rho) d\rho$$

Während die Stärke der impulsabhängigen Wechselwirkung durch das in Streuexperimenten bestimmte optische Potential festgelegt wird, werden die Parameter α, β und γ aus der Sättigungsenergie $E/A = -16$ MeV der Kernmaterie, der Forderung nach dem Verschwinden der Bindungsenergie für ein freies Teilchen sowie der Inkompressibilität

$$\kappa = 9\rho^2 \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \left(\frac{E}{A} \right)$$

bestimmt.

Eine Zustandsgleichung mit einer Inkompressibilität von $\kappa = 200$ MeV wird dabei als „weiche“ Zustandsgleichung bezeichnet. Ein Wert von 380 MeV beschreibt eine „harte“ Zustandsgleichung.

Die Modellrechnung mit dem IQMD-Modell liefert ereignisweise nur Protonen, Neutronen sowie produzierte Teilchen. Dabei beschränkt sich die hier verwendete Version des Modells auf die Produktion von Pionen, welche frei oder als Δ -Resonanz auftreten können. Auf eine Erzeugung von leichten Kernen, wie in [Pur96] für ein QMD-Modell beschrieben, wird im IQMD-Modell verzichtet.

Leichte Kerne werden mit einem nachgeschalteten Cluster-Algorithmus durch Zusammenfassen von Protonen und Neutronen gebildet. Der hier eingesetzte Algorithmus verwendet dabei nur den Abstand r_f der Teilchen im Ortsraum als Kriterium. Als maximaler Abstand wird in den meisten Rechnungen ein Wert von 3 fm verwendet, obwohl die bei den verfügbaren Rechnungen für Au+Au die vergrößerte Breite L der Teilchen eher einen Clusterisierungsabstand von 5 fm erfordert.

Der Clusterisierungsabstand beeinflusst die Anzahl der leichten Kerne und damit auch die in der Reaktion erreichbare Multiplizität.

6.2 Untersuchung mit dem IQMD-Modell

Der FOPI-Kollaboration steht eine Version des IQMD-Modells von [Har96] zur Verfügung. Aufgrund der Ereignisstruktur der Daten wird das Modell auch als Ereignisgenerator für die realistische Detektorsimulation verwendet.

Modellrechnungen für Goldreaktionen mit verschiedenen Parametrisierungen der Zustandsgleichung sowie mit und ohne impulsabhängige Wechselwirkung sind für Projektilenergien von 400, 600, 1000 und 1500 AMeV verfügbar. Die meisten Datensätze enthalten dabei 30000 gleichmäßig über den Stoßparameterbereich von 0 bis 14 fm verteilte Ereignisse. Im Vergleich zur experimentellen Stoßparameterverteilung ($d\sigma/db \sim b$) enthalten diese Datensätze mehr Statistik für zentrale Ereignisse. Durch eine Wichtung der Ereignisse mit dem Stoßparameter können die experimentellen Verteilungen angenähert werden.

Für die Projektilenergien 600, 1000 und 1500 AMeV und Parametrisierungen für „weiche“ und „harte“ Zustandsgleichung mit impulsabhängiger Wechselwirkung existieren außerdem Datensätze mit jeweils etwa 120000 Ereignissen und einer der experimentellen Stoßparameterverteilung entsprechenden Verteilung.

Zur Berechnung eines Goldereignisses benötigt ein PC mit einem 500 MHz Prozessor etwa 5 Minuten.

6.2.1 Leichte Kerne im IQMD-Modell

In Tabelle 6.1 ist für Modellrechnungen mit dem IQMD-Modell die Anzahl der in einem Ereignis bei Schwerpunktsrapidität gefundenen leichten Teilchen angegeben. Die Rechnungen verwendeten dabei einen Clusterisierungsabstand $r_f = 3$ fm.

		IQMD Teilchen mit $ y^{(0)} < 0,1$									
E_b [AMeV]		mul1		mul2		mul3		mul4		mul5	
		SM	HM	SM	HM	SM	HM	SM	HM	SM	HM
400	z=1	1,15	1,04	3,40	3,31	6,37	6,53	12,57	13,70	18,05	21,02
	z=2	0,00	0,00	0,00	0,00	0,02	0,01	0,09	0,05	0,19	0,13
	p	1,06	0,99	3,00	3,03	5,33	5,83	10,00	11,69	13,91	17,37
	d	0,05	0,02	0,28	0,18	0,77	0,49	1,93	1,51	3,09	2,75
600	z=1	1,14	1,08	3,63	3,62	7,16	7,34	14,30	15,58	21,08	23,96
	z=2	0,00	0,00	0,00	0,00	0,02	0,00	0,13	0,03	0,28	0,08
	p	0,99	0,96	3,06	3,18	5,85	6,31	11,11	13,01	16,02	19,59
	d	0,04	0,02	0,25	0,14	0,69	0,46	1,88	1,44	3,14	2,65
1000	z=1	1,18	1,18	4,31	4,28	8,72	8,91	17,52	18,66	25,64	28,48
	z=2	0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,00	0,08	0,04	0,18	0,1
	p	0,93	0,96	3,32	3,45	6,59	7,07	12,78	14,58	18,26	22,05
	d	0,03	0,02	0,22	0,13	0,64	0,44	1,73	1,29	2,92	2,43
1500	z=1	1,27	1,29	5,00	5,13	10,51	10,52	20,74	21,64	30,48	32,88
	z=2	0,00	0,00	0,00	0,00	0,01	0,02	0,054	0,024	0,10	0,06
	p	0,91	0,95	3,50	3,74	7,23	7,63	13,92	15,60	20,26	23,72
	d	0,02	0,01	0,19	0,11	0,61	0,38	1,55	1,13	2,60	2,06

Tabelle 6.1: Anzahl der in einer simulierten Reaktion durchschnittlich bei Schwerpunktsrapidität gefundenen Teilchen. Die Zentralitätsbereiche (mul1) bis (mul5) entsprechen hier Stoßparameterintervallen von $>10, 10-8, 8-6, 6-2$ und $2-0$ fm.

Im Vergleich zum Experiment unterschätzt das IQMD-Modell die Zahl der in der Reaktion gebildeten leichten Kerne. Dies zeigt etwa ein Vergleich des bei mittlerer Zentralität (mul3) bei Schwerpunktsrapidität gebildeten Deuteron-zu-Proton-Verhältnisses. Dieses beträgt im Experiment wie in Tabelle 3.6 zu sehen ist, bei 400 AMeV 0,45 und bei 1490 AMeV 0,25. In der Modellrechnung werden je nach Parametrisierung der Zustandsgleichung, Werte zwischen 0,14 und 0,09 bzw. 0,009 und 0,005. geliefert.

Da die Flußobservablen eine Massenabhängigkeit zeigen, müssen die leichten Kerne auch beim Vergleich von Modellrechnung und experimentellen Daten berücksichtigt werden.

6.2.2 Multiplizität und Stoßparameter

Mit der Modellrechnung kann die Korrelation zwischen Teilchenzahl und Stoßparameter untersucht werden. In Abbildung 6.1 ist links die Multiplizitätsverteilung aus simulierten Goldereignissen bei 1000 AMeV gezeigt. Als Multiplizität wird hier, analog zum Experiment die Zahl der geladenen Teilchen im Ereignis verwendet. In die Multiplizitätsverteilung sind die Grenzen für eine 5-fache Unterteilung nach dem im Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Verfahren eingezeichnet.

Im rechten Bild sind die sich mit dieser Unterteilung ergebenden Stoßparameterverteilungen zu sehen. Die breite Verteilung der so ausgewählten zentralsten Ereignisse (mul5) zeigt, daß sich die Multiplizität aufgrund von Fluktuationen weniger zur Auswahl sehr zentraler Ereignisse eignet. Der Multiplizitätsbereich (mul3) wählt Ereignisse mit einem Stoßparameter von 6 bis 8 fm aus. Eine Korrespondenz von (mul3) und einem Stoßparameter von 6 bis 8 fm kann auch in IQMD-Rechnungen mit anderen Parametrisierungen sowie für andere Strahlenergien beobachtet werden. Dies ist jedoch mehr eine Eigenschaft der Clusterisierung, als

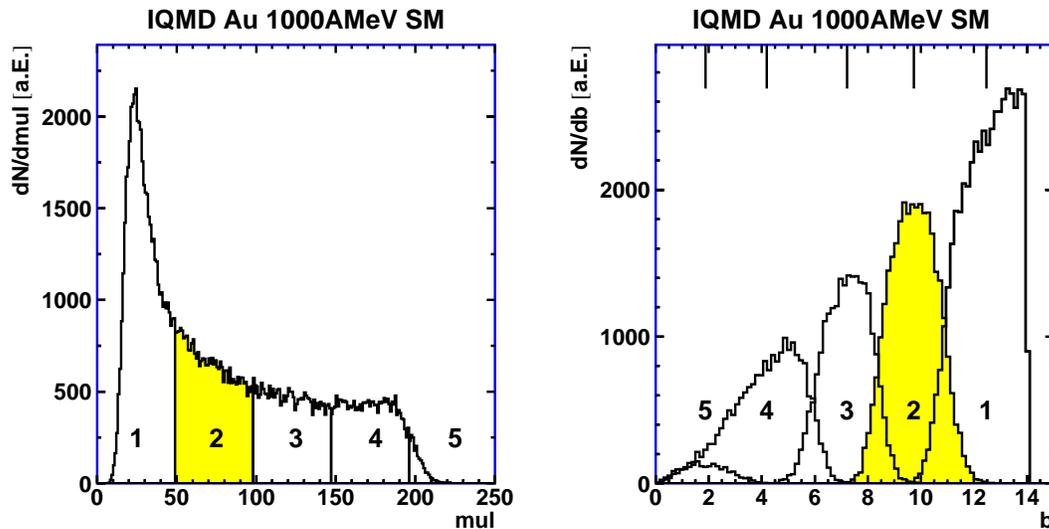


Abbildung 6.1: Links ist die Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen aus einer IQMD-Rechnung gezeigt. Die sich aus der eingezeichneten 5-fachen Unterteilung ergebenden Stoßparameterverteilungen sind im rechten Bild gezeigt. In beiden Bildern sind die Einträge für den zweiten Bereich (mul_2) hervorgehoben. Außerdem ist der Mittelwert der Stoßparameterverteilungen markiert.

der reinen Modellrechnung.

6.2.3 Elliptischer Fluß und Clusterisierung

Während im Experiment unterschiedliche Teilchen mit unterschiedlich starkem elliptischen Fluß auftreten, liefert die IQMD-Rechnung direkt, genauso wie die Einteilchenmodelle, nur Nukleonen und produzierte Teilchen. Die leichten Kerne werden erst mit einem nachgeschalteten Clusterisierungsalgorithmus gebildet.

Sie besitzen, wie in Abbildung 6.2 für zwei Parametrisierungen der Zustandsgleichung, (SM) und (HM) zu sehen, einen größeren Fluß als die Protonen. Dies entspricht dem im Experiment beobachteten Verhalten. Die Modellrechnung liefert jedoch nur sehr wenige leichte Kerne, was sich an der großen Streuung sowie den großen statistischen Fehlern in den Bildern zeigt. Für die Bilder wurden Datensätze mit 121706 (SM) Ereignissen bzw. 118188 (HM) Ereignissen mit einer der experimentellen Daten entsprechenden Stoßparameterverteilung untersucht. Diese enthalten 17779 SM-Ereignisse mit Stoßparameter zwischen 6 und 8 fm, in denen 104463 Protonen, 12019 Deuteronen und 1151 Tritonen im Rapiditätsintervall $-0,1 < y^{(0)} < 0,1$ gefunden werden. Die entsprechenden 16983 HM-Ereignissen enthalten 107415 Protonen, 7395 Deuteronen und 521 Tritonen.

Die Auswirkung der Clusterisierung auf den elliptischen Fluß der Protonen sowie verschiedenen gewichteter Kombinationen leichter Teilchen ist im linken Bild von Abbildung 6.3 zu

sehen. Es zeigt sich, daß die freien Protonen nach der Clusterisierung mit $r_f = 3$ fm weniger

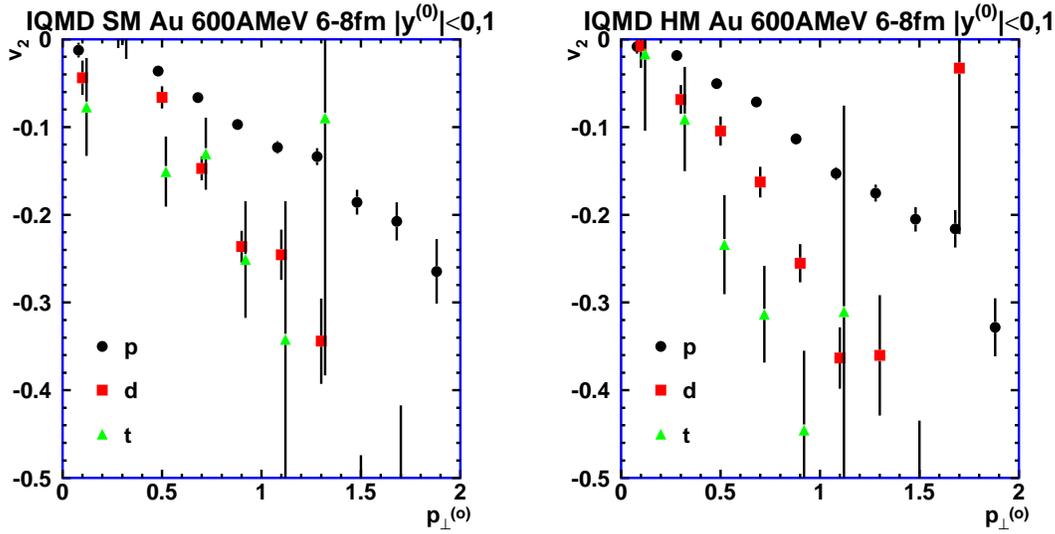


Abbildung 6.2: *Differentieller elliptischer Fluß leichter Teilchen mit Schwerpunktsrapidität aus Modellrechnungen mit dem IQMD-Modell bei 600 A MeV.*

Fluß, als die Protonen vor der Clusterisierung haben. Der ursprüngliche Wert kann durch die Hinzunahme der Fragmente angenähert werden. Der Effekt ist jedoch nur gering.

Auch eine Vergrößerung des Clusterisierungsradius r_f , was die Zahl der gebildeten Fragmente erhöht, reduziert den elliptischen Fluß der freien Protonen. Dies ist im rechten Bild von Abbildung 6.3 an den bei einem Clusterisierungsradius von 3, 5 und 7 fm bestimmten Werten zu sehen. Für diese Untersuchung stand nur eine Modellrechnung mit einer niedrigen Gaußbreite L von $4,33 \text{ fm}^2$ zur Verfügung.

6.2.4 Zentralität und impulsabhängige Wechselwirkung

In [Dan99] wurde in einer Untersuchung mit dem BEM-Modell in der Zentralitätsabhängigkeit des elliptischen Flusses eine Observable für die impulsabhängige Wechselwirkung gefunden.

Wie in Abbildung 6.4 zu sehen, besitzt der elliptische Fluß in den Rechnungen ohne impulsabhängige Wechselwirkung ein Maximum bei mittleren Stoßparametern (≈ 7 fm). In Rechnungen mit dieser Wechselwirkung steigt der Wert noch weiter zu periphereren Reaktionen an.

Dieses Verhalten kann auch mit dem IQMD-Modell beobachtet werden. In Abbildung 6.5 ist die Zentralitätsabhängigkeit des elliptischen Flusses von Protonen aus IQMD-Modellrechnungen bei 400, 600, 1000 und 1500 A MeV gezeigt. In die Bilder sind die schon in Abbildung 4.6 gezeigten experimentellen Werte eingezeichnet. Dabei wurden die Multiplizitätsintervalle in geometrischen Stoßparameter umgewandelt.

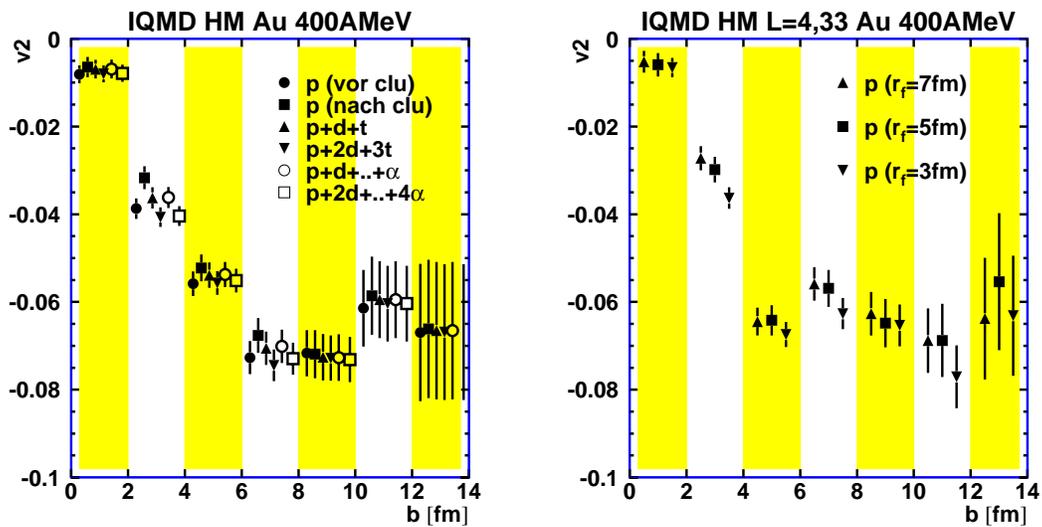


Abbildung 6.3: *Elliptischer Fluß von Protonen, vor und nach der Clusterisierung mit $r_f = 3\text{ fm}$, sowie von leichten Kernen. Rechts: Protonen nach Clusterisierung mit Clusterisierungsradius r_f von 3, 5 sowie 7 fm. Die unterlegten Bereiche kennzeichnen Bereiche mit gleichem mittlerem Stoßparameter. Die Werte sind leicht versetzt eingezeichnet.*

Die bei den experimentellen Daten beobachtete Zentralitätsabhängigkeit, ein Anstieg des Flusses mit dem Stoßparameter, entspricht dabei dem in den Modellrechnungen mit impulsabhängiger Wechselwirkung beobachteten Verhalten. Daher werden im weiteren nur Modellrechnungen, welche die Wechselwirkung berücksichtigen, verwendet.

Der Vergleich der Werte der Modellrechnungen mit impulsabhängiger Wechselwirkung zeigt außerdem, daß sich die größte Empfindlichkeit auf die Inkompressibilität der Zustandsgleichung, bei kleinen bis mittleren Stoßparametern ergibt. Dies entspricht etwa der Ereignis-kategorie (mul4) aus einer 5-fachen Unterteilung der Multiplizitätsverteilung.

Bei großem Stoßparameter ergibt sich nur eine geringe Empfindlichkeit auf die Inkompressibilität, hier wirkt sich jedoch die Impulsabhängigkeit stärker aus.

Aufgrund der großen Streuungen der experimentellen Werte, durch die feinere Unterteilung der Multiplizitätsverteilung sollten die hier gezeigten Werte jedoch nicht für eine Aussage über die Inkompressibilität der Zustandsgleichung verwendet werden.

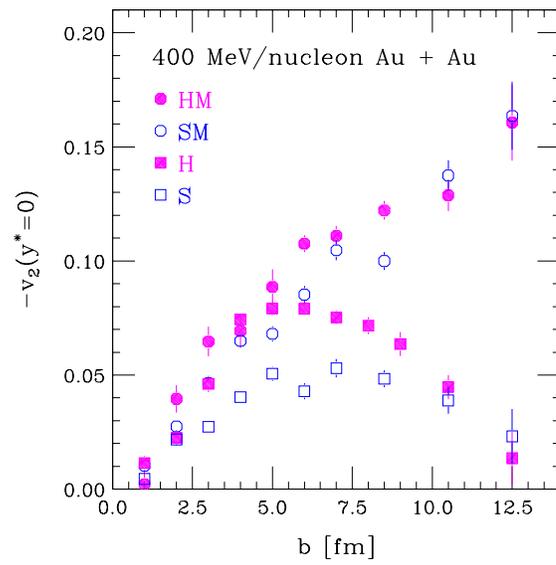


Abbildung 6.4: Zentralitätsabhängigkeit des elliptischen Flusses aus BEM-Rechnungen [Dan99] mit verschiedenen Parametrisierungen der Zustandsgleichung.

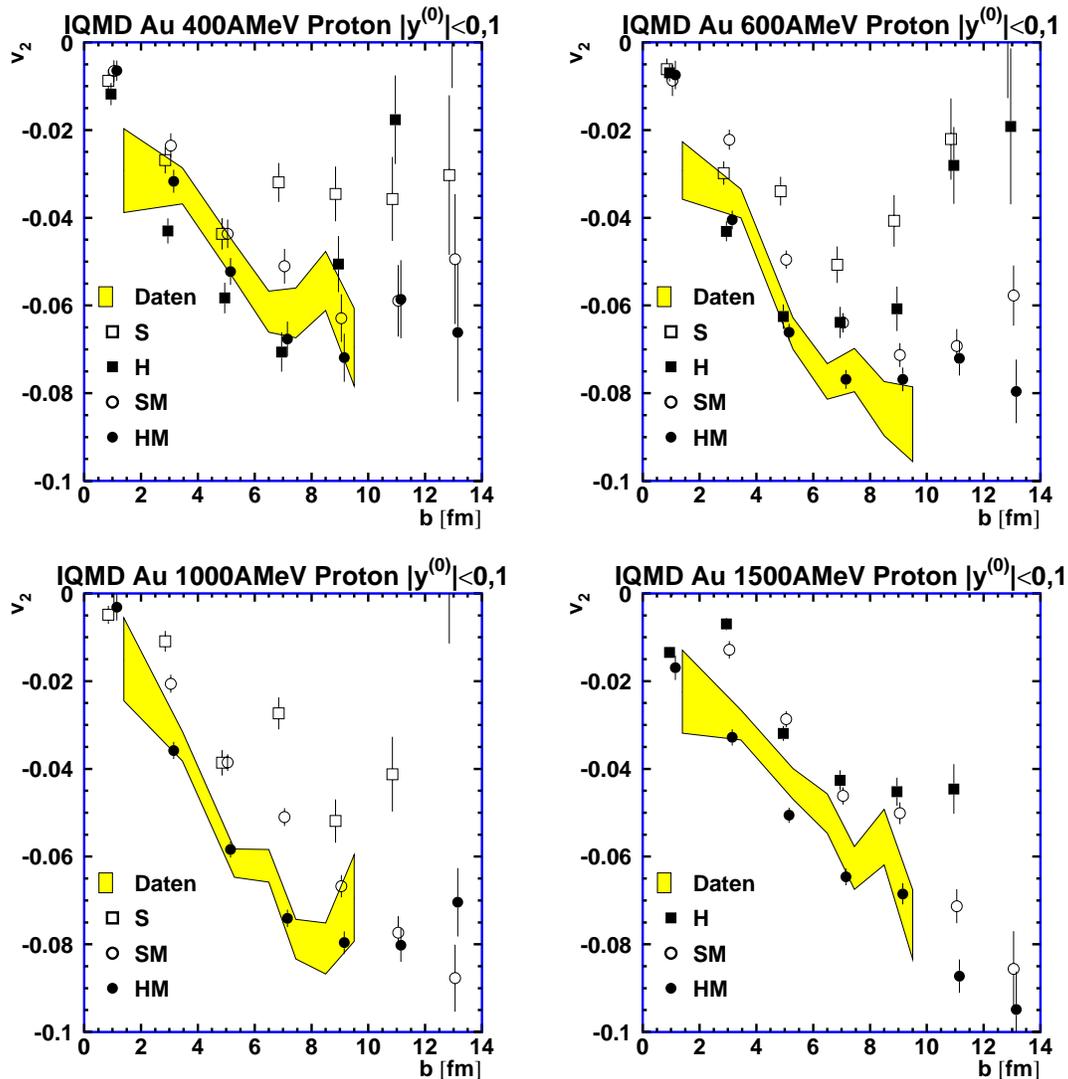


Abbildung 6.5: Zentralitätsabhängigkeit des elliptischen Flusses von Protonen aus Modellrechnungen mit verschiedenen Parametrisierungen der Zustandsgleichung. Die Werte mit impulsabhängiger Wechselwirkung (SM) und (HM), bei 600, 1000 und 1500 AMeV wurden von jeweils etwa 120000, entsprechend der experimentellen Stoßparameterverteilung berechneten Ereignissen bestimmt. Für die übrigen Werte standen jeweils 30000 gleichmäßig über den Stoßparameterbereich von 0 bis 14 fm verteilte Ereignisse zur Verfügung. Außerdem sind in die Bilder die experimentellen Werte aus Abbildung 4.6 eingezeichnet.

6.2.5 Der Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt

Der Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt σ_{NN} in Kernmaterie kann sich vom freien Wert σ_0 unterscheiden. Gründe hierfür können etwa auf Grund des Pauli-Prinzips besetzte Endzustände [Dan84] sein, welche den Streuwirkungsquerschnitts erniedrigen. Reduzierte Wirkungsquerschnitte führen zu weniger Stößen in der Reaktion und damit weniger Durchmischung und Äquilibration. Als Observable hierfür wird die Form der Rapiditätsverteilung von Nukleonen aus zentralen Ereignissen verwendet. Eine in [Hon02] beschriebene Untersuchung der Rapiditätsverteilung leichter Teilchen aus Ru+Ru-Reaktionen bei einer Strahlenergie von 400 AMeV deutet dabei auf Wirkungsquerschnitte nahe den freien Wirkungsquerschnitten hin. Wirkungsquerschnitte unterhalb von $0,5 * \sigma_0$ oder oberhalb von $2 * \sigma_0$ können ausgeschlossen werden.

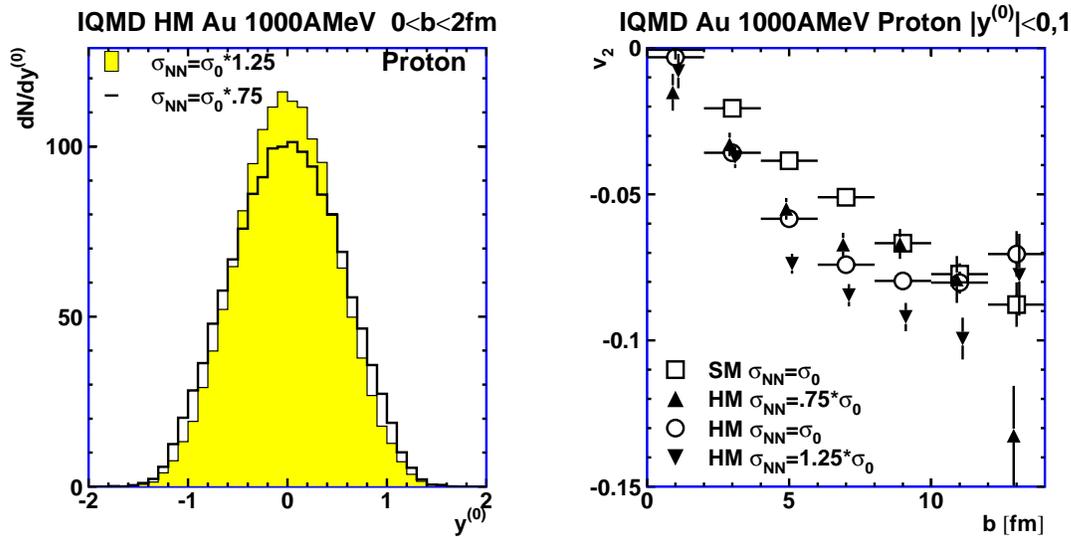


Abbildung 6.6: Links: Rapidityverteilung von Protonen aus Modellrechnungen mit erhöhtem und erniedrigtem Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt σ_{NN} . Rechts: Elliptischer Fluß von Protonen aus Modellrechnungen mit „weicher“ (SM) und „harter“ (HM) Zustandsgleichung. Für letztere sind auch Werte mit erhöhtem und erniedrigtem Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt σ_{NN} angegeben.

Im linken Bild von Abbildung 6.6 sind die Rapidityverteilungen von Protonen aus IQMD-Modellrechnungen für eine Strahlenergie von 1000 AMeV zu sehen. Die Modellrechnungen verwenden dabei eine Parametrisierung für eine „harte“ Zustandsgleichung mit impulsabhängiger Wechselwirkung (HM) und einen um 25% erhöhten bzw. erniedrigten Wirkungsquerschnitt. Für die mit einem Stoßparameter zwischen 0 und 2 fm ausgewählten zentralen Ereignisse kann man für die Rechnung mit reduziertem Wirkungsquerschnitt eine Verbreiterung der Rapidityverteilung erkennen. Die Varianz $E = \sigma^2$ der Verteilungen steigt dabei von 0,23 auf 0,29.

Die In-Medium-Wirkungsquerschnitte beeinflussen auch den Seitwärtsfluß und den elliptischen Fluß. Für den elliptischen Fluß ist dies im rechten Bild von Abbildung 6.6 in der Auftragung des elliptischen Flusses von Protonen mit Schwerpunktsrapidität über dem Stoßparameter gezeigt. Das Bild enthält dabei Werte aus Modellrechnungen mit Parametrisierungen für „weiche“ (SM) und „harte“ (HM) Zustandsgleichung, wobei für letztere der Wirkungsquerschnitt erhöht bzw. erniedrigt wurde.

In der Abbildung ist zu erkennen, daß eine Reduktion des Wirkungsquerschnitts den Betrag des elliptischen Fluß ebenfalls reduziert. Genauso verstärkt eine Erhöhung des Wirkungsquerschnitts den elliptischen Fluß. Eine Variation des Wirkungsquerschnitts um $\pm 25\%$ führt dabei zu einem ähnlich großen Effekt, wie die verwendeten unterschiedlichen Parametrisierungen der Zustandsgleichung.

Wie in der Abbildung zu erkennen, nimmt der Effekt eines veränderten Wirkungsquerschnitts zu den zentralen Ereignissen ab.

Eine in [Per01] beschriebene Untersuchung mit einem BUU-Modell, bei der dichte- oder impulsabhängige Wirkungsquerschnitte verwendet wurden, zeigen ebenfalls bei reduzierten Wirkungsquerschnitt eine Erniedrigung der Beträge der v_2 -Koeffizienten.

6.2.6 Der differentielle elliptische Fluß

Der differentielle elliptische Fluß ist die experimentell am genauesten bestimmbare Größe. Die Abbildungen 6.7 bis 6.10 auf den folgenden Seiten zeigen einen Vergleich der für Protonen sowie massegewichtete Fragmente ($p+2d+..$) bei verschiedenen Strahlenergien und Zentralitäten bestimmten Werte mit IQMD-Modellrechnungen. Diese verwenden die impulsabhängige Wechselwirkung und Parametrisierungen entsprechend einer „weichen“ (SM) sowie einer „harten“ (HM) Zustandsgleichung, jeweils mit impulsabhängiger Wechselwirkung.

Der elliptische Fluß wurde hier durch Anpassungen an die Winkelverteilungen bestimmt. Bei den experimentellen Daten ist die Akzeptanzlücke ($p_{\perp}^{(0)} \approx 0,7$) nicht berücksichtigt, was wie in Abschnitt 3.5.2 diskutiert, nur zu leichten Abweichungen sowie größeren Fehlerwerten in diesem Bereich führt.

In die Bilder ist die entsprechend skalierte, normierte Transversalimpulsverteilung aus der Modellrechnung² (SM) eingezeichnet. Auch wenn sich wie im Anhang in Abschnitt B gezeigt, Unterschiede zu den im Experiment bestimmten normierten Transversalimpulsverteilungen ergeben, geben die Verteilungen einen Überblick über die Intensität. Aus dem Vergleich mit den Modellrechnungen ergibt sich folgendes:

- Der jeweils in der rechten Spalte der Abbildungen 6.7 bis 6.10 gezeigte Vergleich der für Protonen bestimmten Werte zeigt, daß die Modellrechnung mit weicher oder harter Zustandsgleichung Größe und Verlauf der experimentellen Daten grob beschreibt.

²Wie im Anhang in Abschnitt B beschrieben, unterscheiden sich die Formen der Transversalimpulsverteilungen von Protonen mit Schwerpunktsrapidität aus Modellrechnungen mit Parametrisierungen für (SM) oder (HM) kaum

Für die niedrigen Strahlenergien (400 und 600 AMeV) ergibt sich für die mittelzentralen Ereignisse (mul4) eine gute Übereinstimmung mit den für eine „weiche“ (SM) Zustandsgleichung erwarteten Werten. Dies entspricht auch der Interpretation aus [And99]. Die dort beschriebenen experimentellen Daten bei einer Strahlenergie von 600 AMeV wurden unter Verwendung des in Abschnitt 3.5.1 beschriebenen Verfahrens bestimmt, was die 30% niedrigeren Beträge der v_2 -Koeffizienten erklärt. Bei den übrigen Zentralitäten (mul3) und (mul2) liegen die Datenpunkte der Protonen meistens zwischen den mit den Parametrisierungen für (SM) und (HM) berechneten Werten aus der Modellrechnung. Bei mittleren Transversalimpulsen sind die meisten Werte mit einer „weichen“ (SM) Zustandsgleichung verträglich.

- Wie die rechten Bilder in den Abbildungen 6.7 und 6.8 zeigen, führt der Übergang von den Protonen zu den unter Berücksichtigung der leichten Kerne bestimmten Werten zu einer dramatischen Erhöhung des Betrags des experimentell bestimmten elliptischen Flusses. Die Werte aus den Modellrechnungen verändern sich jedoch nur geringfügig, was auf die geringe Anzahl der leichten Kerne in der Modellrechnung zurückzuführen ist. Dies führt dazu, daß bis zu einer Strahlenergie von 1000 AMeV die für eine harte Zustandsgleichung erwarteten v_2 -Werte erreicht, oder übertroffen werden. Auch bei der höchsten Strahlenergie zeigen die massegewichteten Teilchen einen, wenn auch nur geringfügig größeren Fluß, als die Protonen. Die Datenpunkte liegen hier zwischen den für die verschiedenen Parametrisierungen berechneten Werten.
- Ein Vergleich des differentiellen elliptischen Flusses bei dem die Winkelverteilung unter Berücksichtigung der Teilchenladung aufgebaut wurde, ist in Abbildung 6.11 zu sehen. Auch hier werden genauso wie mit den massegewichteten Teilchen, bei 400 und 600 AMeV die für eine „harte“ Zustandsgleichung berechneten Werte übertroffen und bei einer Strahlenergie von 1000 AMeV noch erreicht. Nur bei der höchsten hier untersuchten Strahlenergie von 1490 AMeV liegen die Werte zwischen den mit den beiden Parametrisierungen berechneten Werten. Bei den ladungsgewichteten Teilchen kann also dasselbe Verhalten, wie bei den massegewichteten Teilchen beobachtet werden.

Während der Vergleich des differentiellen elliptischen Flusses der Protonen eher auf eine „weiche“ Zustandsgleichung hinweist, entsprechen die unter Berücksichtigung der leichten Kerne gemachten Beobachtungen, besonders bei den niedrigen Strahlenergien, eher dem für eine „harte“ Zustandsgleichung erwarteten Verhalten.

Das unterschiedliche Verhalten von experimentellen Daten und Modellrechnung beim Übergang von Protonen auf ladungs- oder massengewichtete Teilchen zeigt deutlich die unterschiedliche Bedeutung der in Experiment und Modellrechnung als „Protonen“ bezeichneten Teilchen.

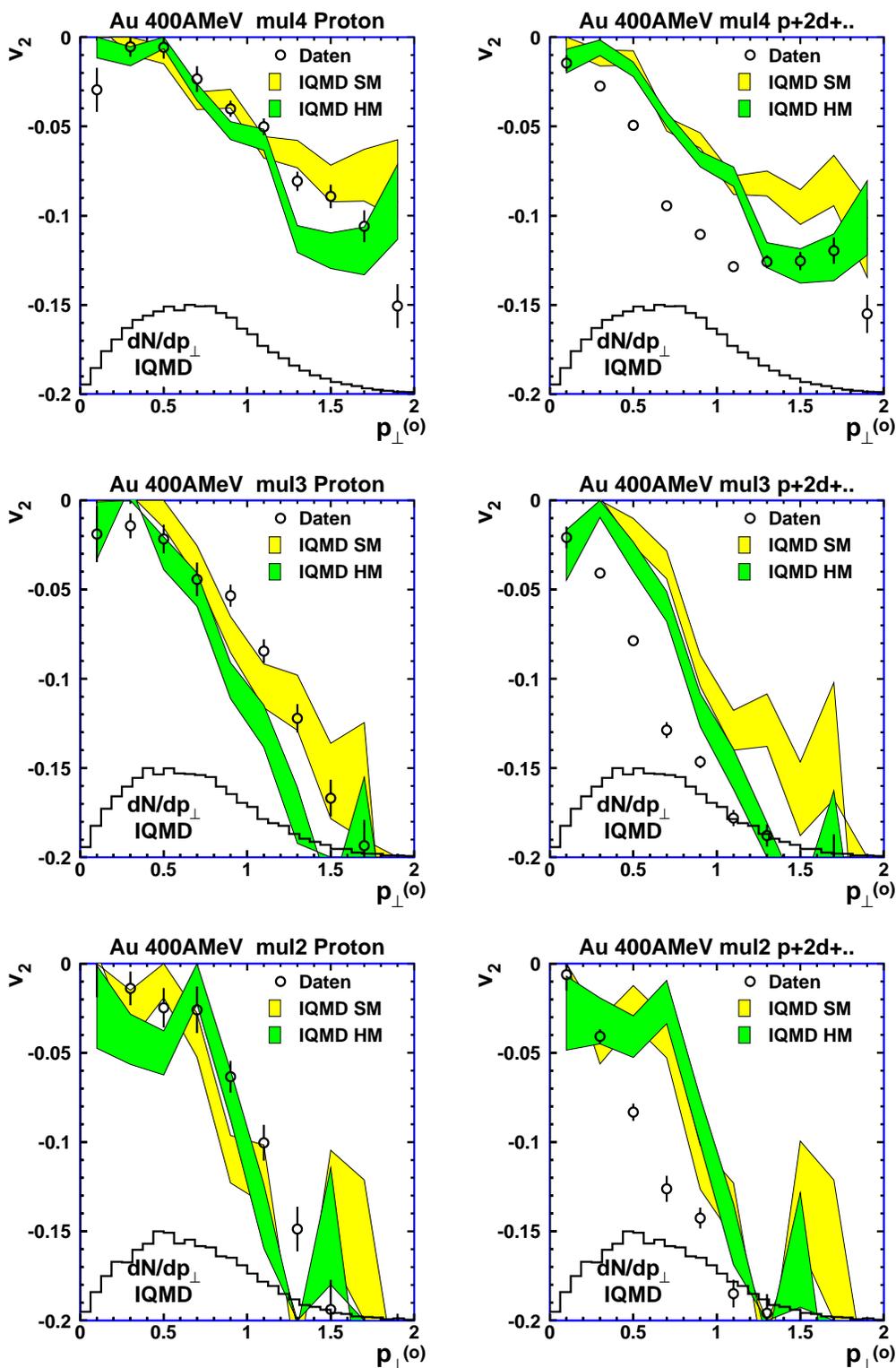


Abbildung 6.7: Vergleich des differentiellen elliptischen Flusses von Protonen und leichten Kernen aus IQMD-Modellrechnung und Experiment bei 400 A MeV Strahlenergie für unterschiedliche Zentralität.

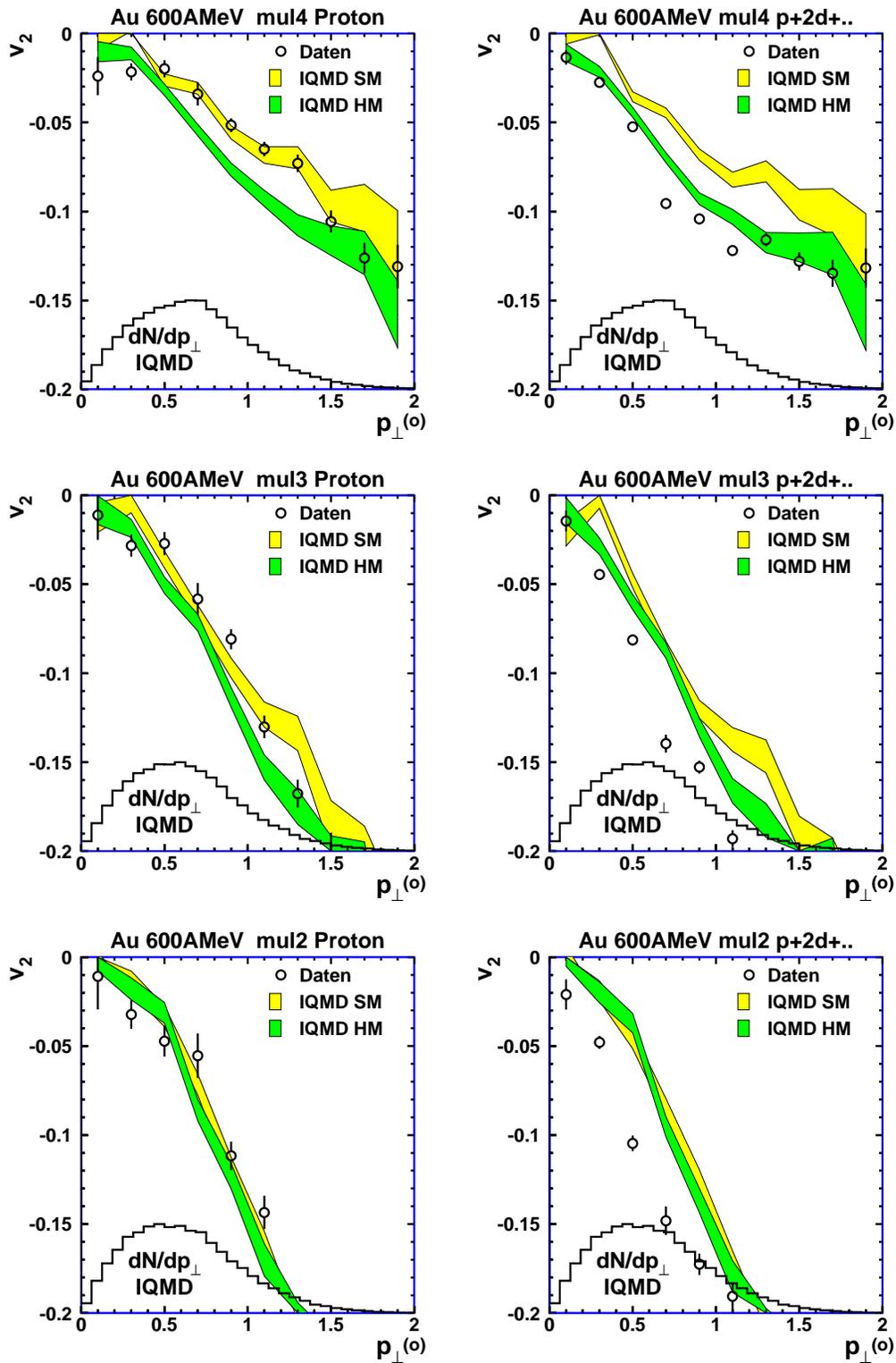


Abbildung 6.8: Vergleich des differentiellen elliptischen Flusses von Protonen und leichten Kernen aus IQMD-Modellrechnung und Experiment bei 600 A MeV Strahlenergie für unterschiedliche Zentralität.

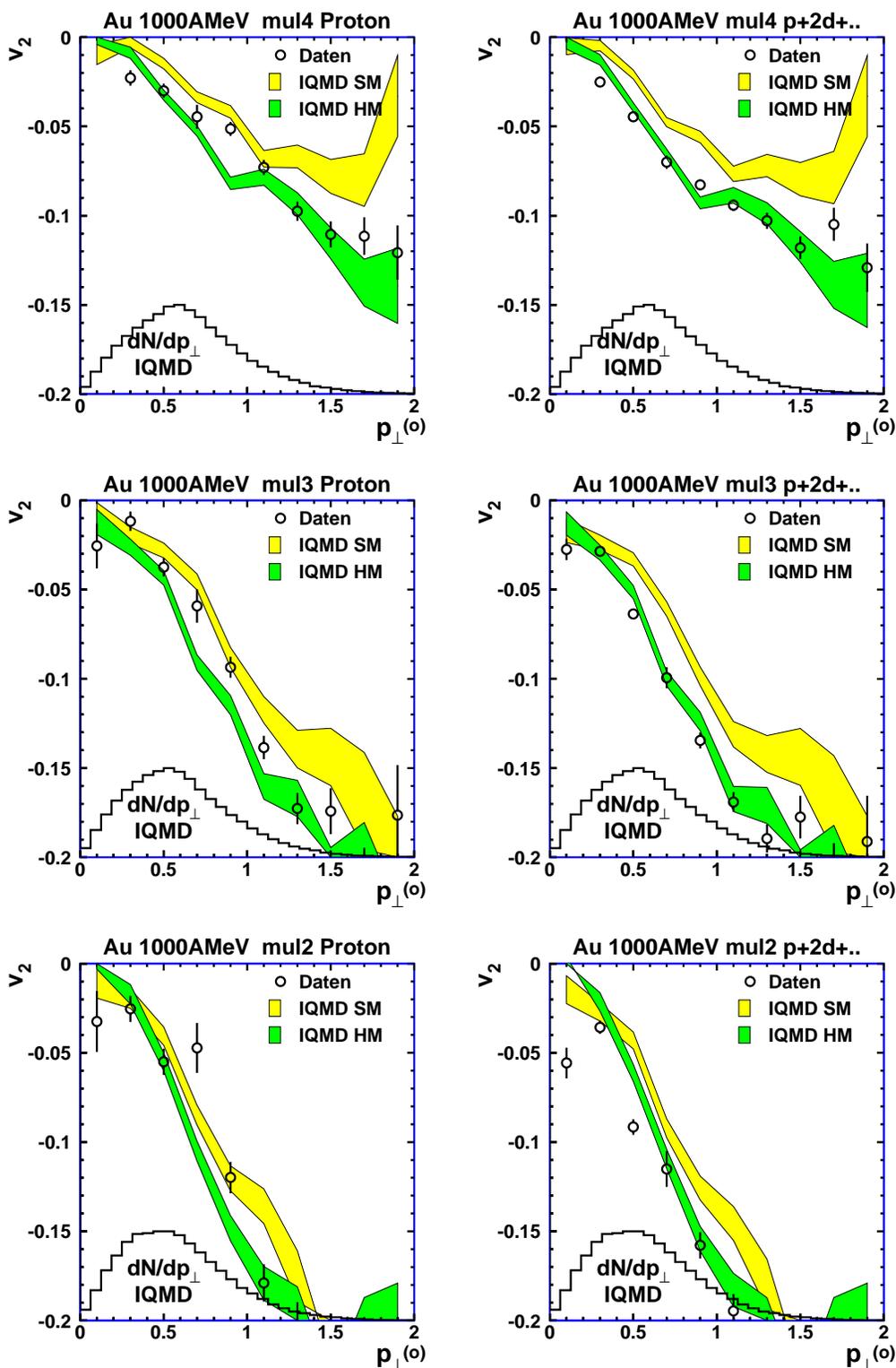


Abbildung 6.9: Vergleich des differentiellen elliptischen Flusses von Protonen und leichten Kernen aus IQMD-Modellrechnung und Experiment bei 1000 AMeV Strahlenergie für unterschiedliche Zentralität.

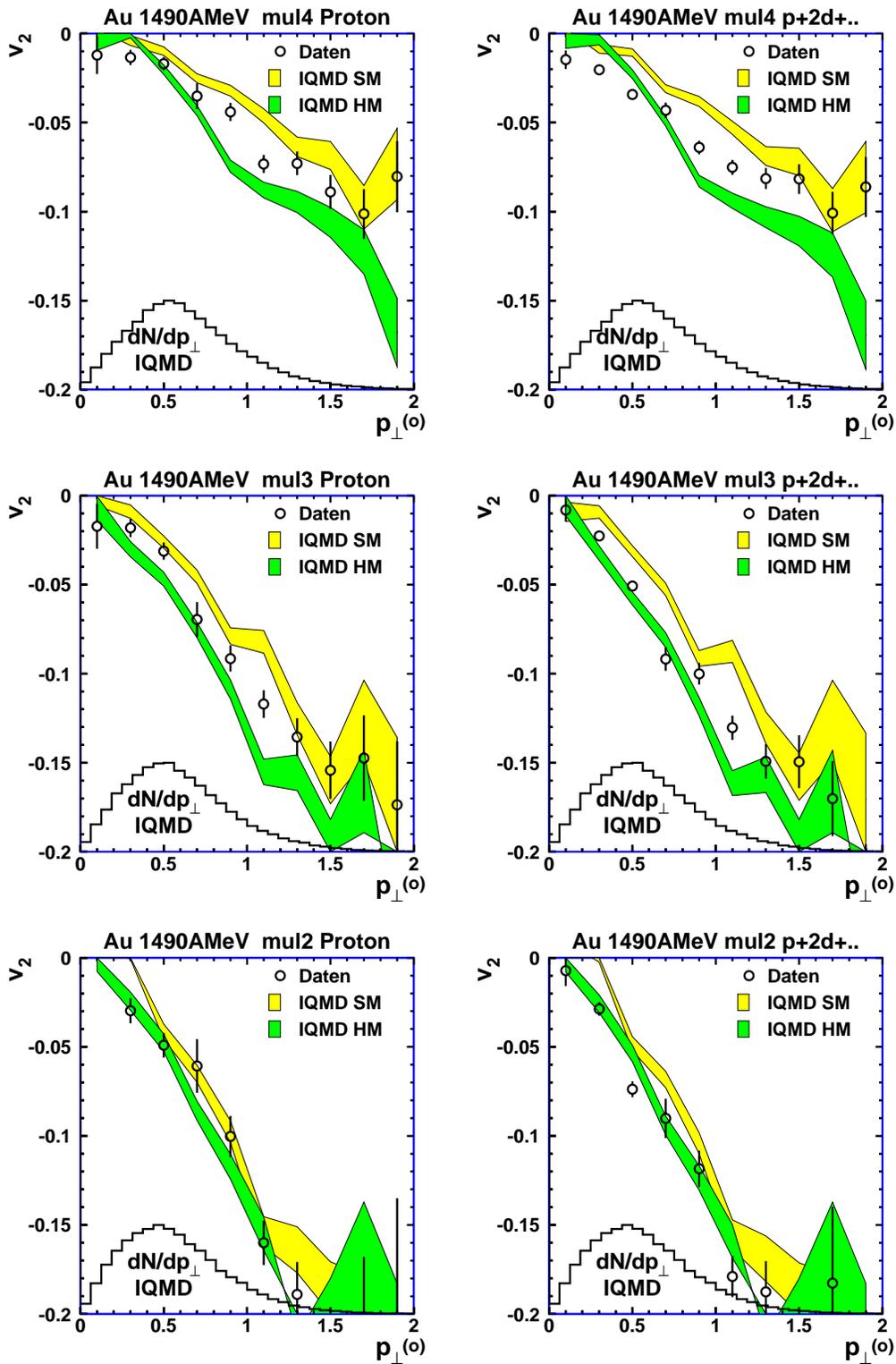


Abbildung 6.10: Vergleich des differentiellen elliptischen Flusses von Protonen und leichten Kernen aus IQMD-Modellrechnung und Experiment bei 1490/1500 A MeV Strahlenergie für unterschiedliche Zentralität.

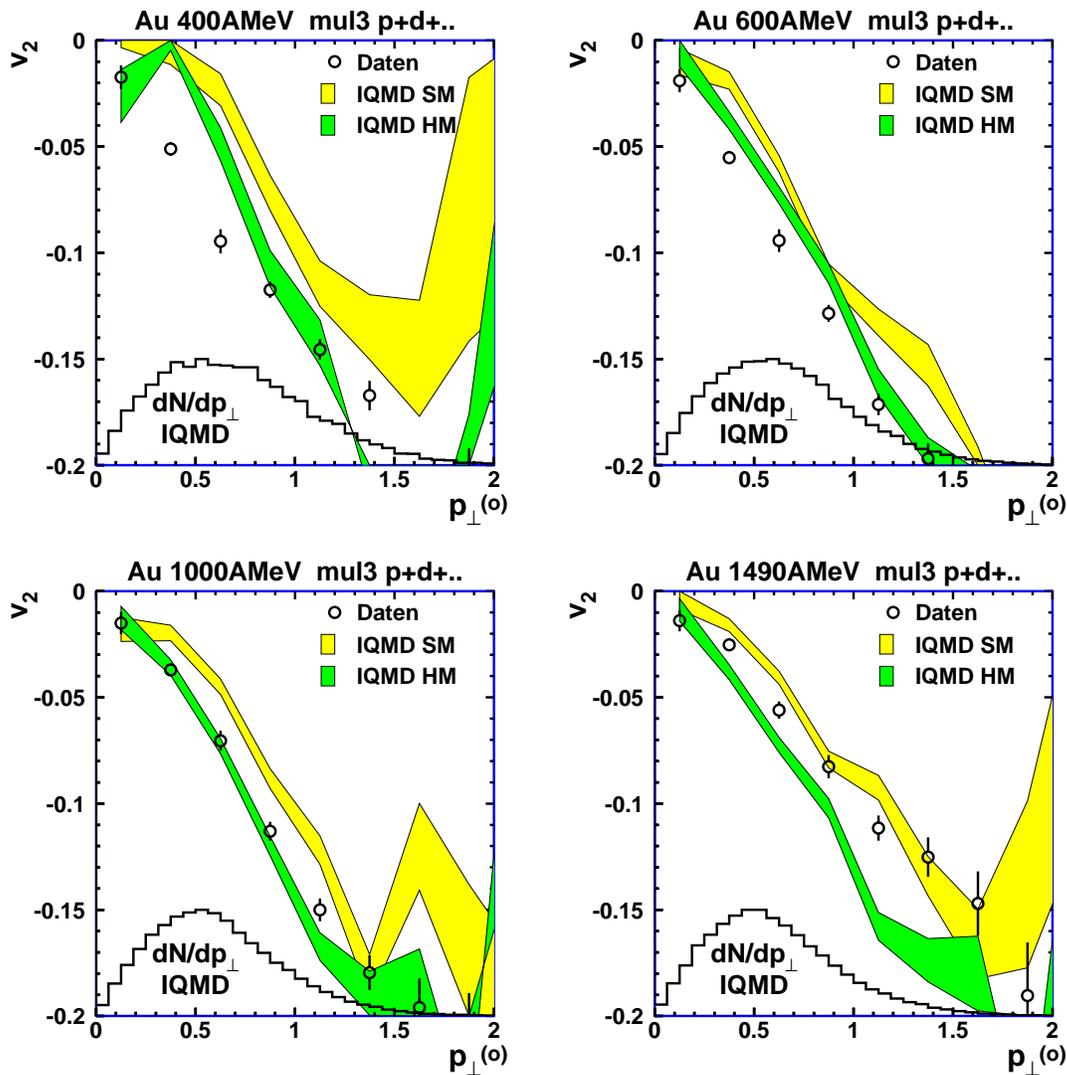


Abbildung 6.11: Vergleich des differentiellen elliptischen Flusses leichter Kerne mit dem IQMD-Modell. Die Beiträge der Teilchen wurden mit der Teilchenladung gewichtet.

6.2.7 Die Energieabhängigkeit des elliptischen Flusses

Für die Bildung einer Anregungsfunktion, also die Untersuchung der Abhängigkeit von der Strahlenergie ist der integrierte elliptische Fluß besser als der differentielle Fluß geeignet. Außerdem berücksichtigt dieser Wert auch die Anzahl der zum Fluß beitragenden Teilchen aus der Transversalimpulsverteilung.

In der rechten Spalte von Abbildung 6.12 ist der Vergleich des elliptischen Flusses von Protonen aus Reaktionen verschiedener Zentralität mit Werten aus IQMD-Modellrechnungen mit Parametrisierungen für „weiche“ (SM) und „harte“ (HM) Zustandsgleichung mit impulsabhängiger Wechselwirkung zu sehen. Die rechte Spalte der Abbildung enthält die entsprechenden Werte für die massegewichteten Teilchen. Dabei wurden die experimentellen Werte, wie in Abschnitt 3.5.2 beschreiben aus Transversalimpulsverteilung und differentiellem elliptischen Fluß berechnet.

Wie im linken oberen Bild der Abbildung zu erkennen, stimmen die experimentellen Werte der Protonen aus dem Multiplizitätsbereich (mul4) gut mit den für eine „harte“ Zustandsgleichung erwarteten Werten überein. Der Unterschied zur Interpretation des differentiellen elliptischen Flusses in den Abbildungen 6.7 und 6.8 ergibt sich, wie im Anhang in Abschnitt B gezeigt aus den unterschiedlichen Transversalimpulsverteilungen in Experiment und Simulation.

Für die übrigen Zentralitäten liegen die Datenpunkte der Protonen meistens zwischen den für die beiden Parametrisierungen der Zustandsgleichung erwarteten Werte, wobei die für eine „harte“ Zustandsgleichung erwarteten Werte leicht bevorzugt werden.

Mit den massegewichteten Teilchen werden bei allen Strahlenergien die aus der Modellrechnung mit „harter“ Zustandsgleichung gelieferten Werte erreicht oder sogar übertroffen. Dabei ergeben sich die größten Flußwerte in peripheren Ereignissen ((mul2) oder (mul3)) bei niedriger Strahlenergie. Dies entspricht den schon beim differentiellen elliptischen Fluß beobachteten Verhalten.

Wie in [And01] beschrieben, wird auch bei noch niedrigerer Strahlenergie (90-400 AMeV) mit den massegewichteten Teilchen ein größerer elliptischer Fluß gemessen, als mit einer IQMD-Modellrechnung mit „harter“ Zustandsgleichung erwartet wird.

Bei allen Zentralitäten kann eine systematische Erniedrigung des Betrags der v_2 -Koeffizienten im Vergleich zu den Werten aus der Modellrechnung beobachtet werden. Da diese „Erweichung“ der Zustandsgleichung bei den periphersten Daten am stärksten ist, deutet dies darauf hin, daß die Modellrechnung die Impulsabhängigkeit des mittleren Feldes der Nukleonen nicht richtig wiedergibt.

Der maximale elliptische Fluß wird im Experiment, mit Ausnahme der massegewichteten Teilchen aus mittelzentralen Ereignissen (mul4) und einer Strahlenergie von etwa 600 AMeV erreicht. Bei dieser Strahlenergie liefern die Modellrechnungen ebenfalls den maximalen elliptischen Fluß. Nur für periphere Reaktionen (mul2 / 8-10 fm) wird mit einer „harten“ Zustandsgleichung das Maximum bei 1000 AMeV erreicht.

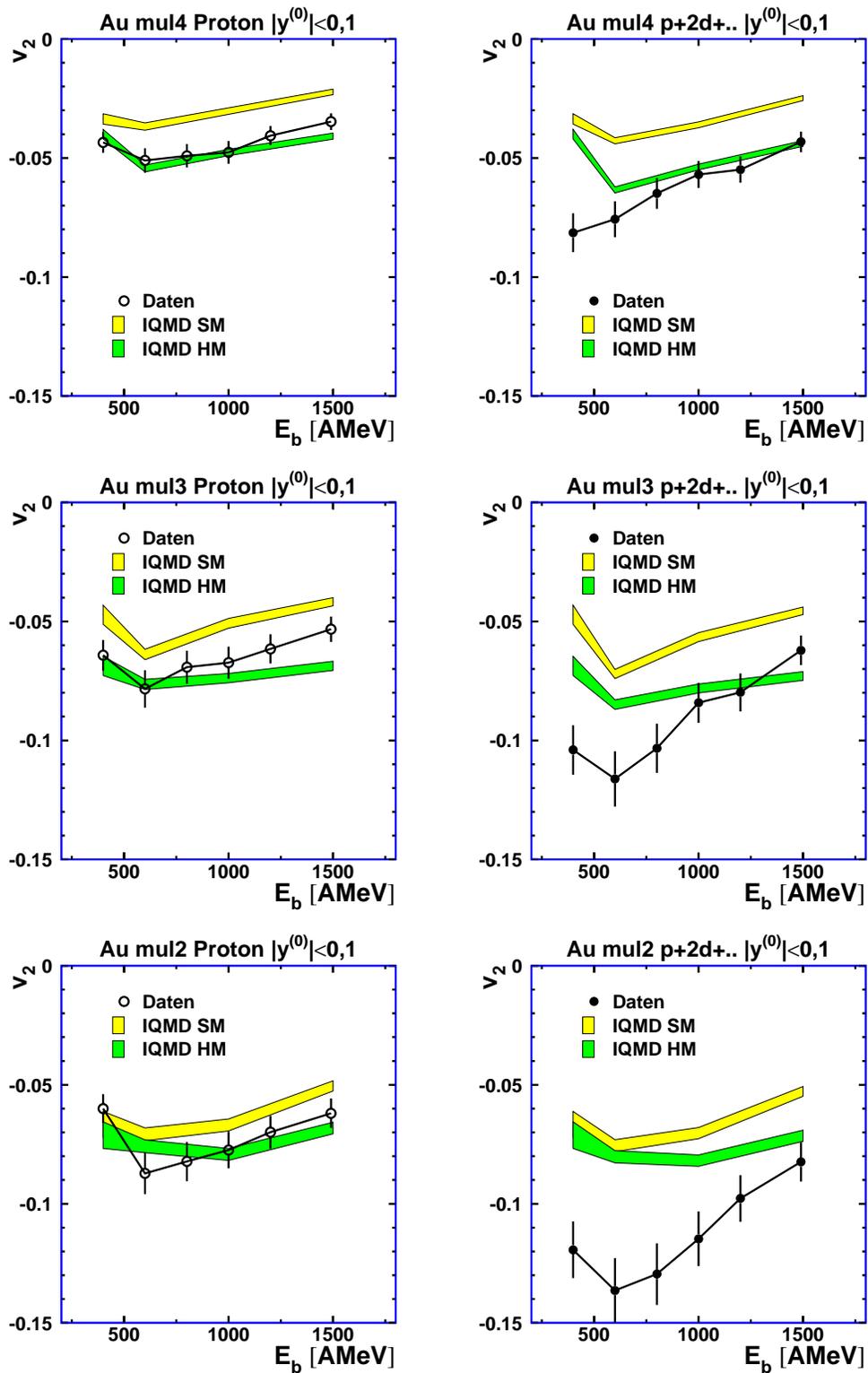


Abbildung 6.12: Anregungsfunktion des elliptischen Flusses von Protonen und massegewichteten Fragmenten für 3 Zentralitäten. Neben den Daten sind die Werte aus IQMD-Modellrechnungen eingezeichnet.

6.2.8 Die Rapiditätsabhängigkeit des elliptischen Flusses

In [Bra00] ist eine systematische Untersuchung des gerichteten Seitwärtsflusses sowie des elliptischen Flusses aus Modellrechnungen bei Strahlenergien zwischen 1 AGeV und 160 AGeV beschrieben. Bei niedriger Strahlenergie wurde dabei ein QMD-Modell mit einer harten Zustandsgleichung und impulsabhängiger Wechselwirkung verwendet. In Abbildung 6.13 sind

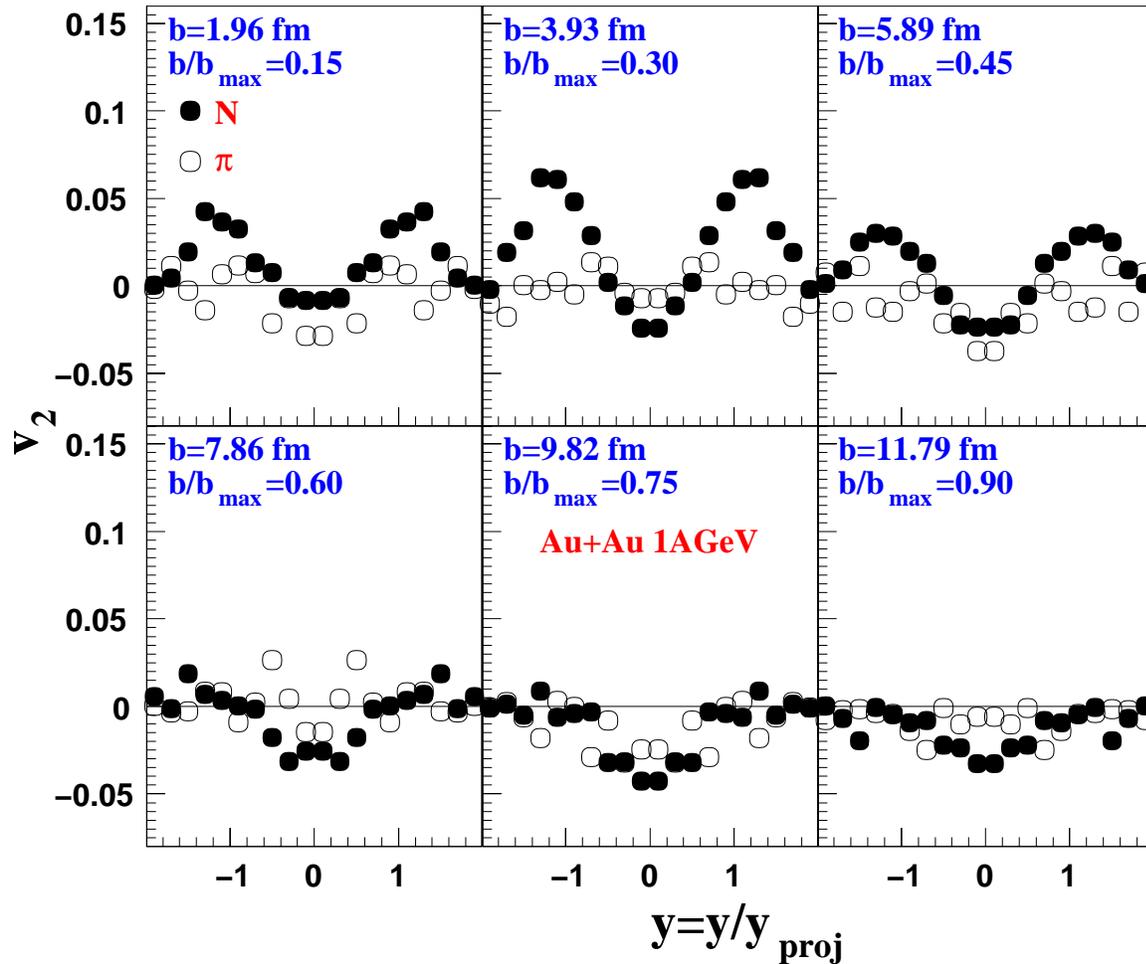


Abbildung 6.13: Die Rapiditätsabhängigkeit des elliptischen Flusses von Nucleonen und Pionen aus Goldreaktionen bei 1 AGeV. Die Werte stammen aus einer QMD-Modellrechnung[Bra00].

die so bestimmten Werte für Pionen und Nucleonen bei einer Strahlenergie von 1 AGeV zu sehen.

In dieser Modellrechnung erreicht der elliptische Fluß der Nucleonen mit Schwerpunktsrapazität seinen maximalen Wert von etwa -0,043 bei einem Stoßparameter von 9,82 fm. Dieses Modell liefert trotz harter Zustandsgleichung einen deutlich geringeren elliptischen Fluß, als

in Experiment (-0,09) oder auch mit dem IQMD-Modell für eine weiche Zustandsgleichung (SM) (-0,07) bei Stoßparametern zwischen 8-10 fm (mul3) bestimmt wird.

In der Modellrechnung zeigt der elliptische Fluß der Nukleonen bei den zentralen Reaktionen eine interessante Rapiditätsabhängigkeit. Bei etwa halber Projektil- oder Targetrapidität tritt ein Nulldurchgang auf; Teilchen mit Projektil- oder Targetrapidität werden bevorzugt in die Reaktionsebene emittiert. Der Effekt hat sein Maximum bei einem Stoßparameter von 3.93 fm, also bei semizentralen Ereignissen.

Ein solches Verhalten kann auch mit dem IQMD-Modell beobachtet werden. Abbildung 6.14

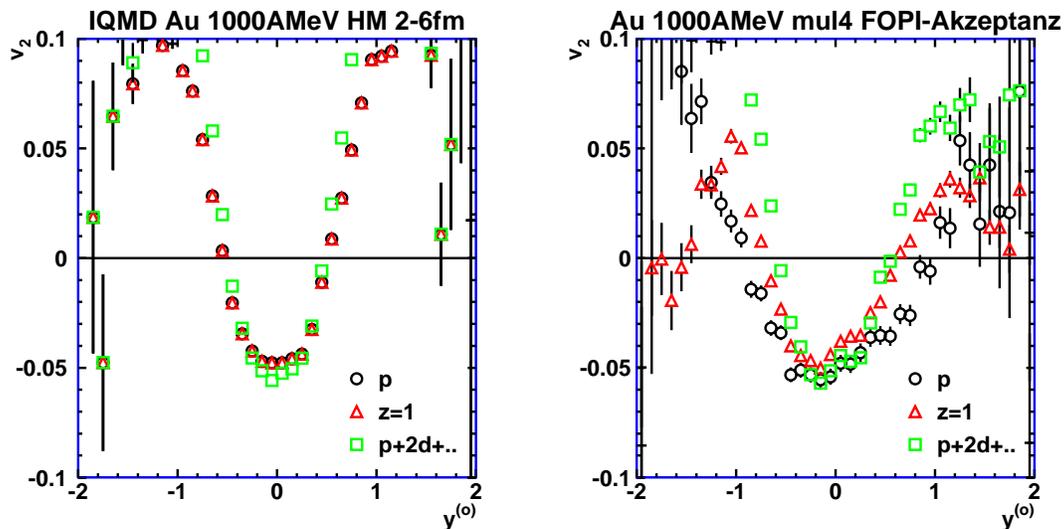


Abbildung 6.14: Links: Elliptischer Fluß von Protonen, einfachgeladenen Teilchen und massengewichteten leichten Kernen aus einer IQMD-Modellrechnung. Rechts: Dasselbe für Teilchen aus den Akzeptanzbereich des FOPI-Detektors.

zeigt links die Rapiditätsabhängigkeit des elliptischen Flusses von Protonen, einfachgeladenen Teilchen und massengewichteten leichten Kernen aus einer Modellrechnung. Dabei unterscheiden sich die Werte der Protonen und der einfachgeladenen Teilchen kaum, während die massengewichteten Teilchen größere Fourierkoeffizienten besitzen. Die rechts daneben gezeigten, in der Akzeptanz des Detektors bestimmten, experimentellen Daten zeigen ein ähnliches Verhalten. Auf Grund der nicht gemessenen Bereiche des Phasenraums sollten jedoch nur die im Bereich der Targetrapidität ($-1,2 < y^{(0)} < 0,8$) mit der CDC gemessenen Werte sowie die Nullgradzähler und Plastikwand bestimmten Werte der einfachgeladenen Teilchen im Bereich der Projektilrapidität für einen Vergleich verwendet werden. Der Vergleich zeigt jedoch große Unterschiede zwischen den mit Modellrechnung und Experiment bestimmten Werten. So liegt der Nulldurchgang der v_2 -Koeffizienten der einfachgeladenen Teilchen mehr bei Projektilrapidität und es zeigen sich sowohl im Vorwärts- wie im Rückwärtsbereich große Unterschiede zwischen den Werten der Protonen und der massengewichteten leichten Teilchen. Um Einflüsse durch die Detektorakzeptanz zu minimieren

wird im weiteren der differentielle elliptische Fluß untersucht.

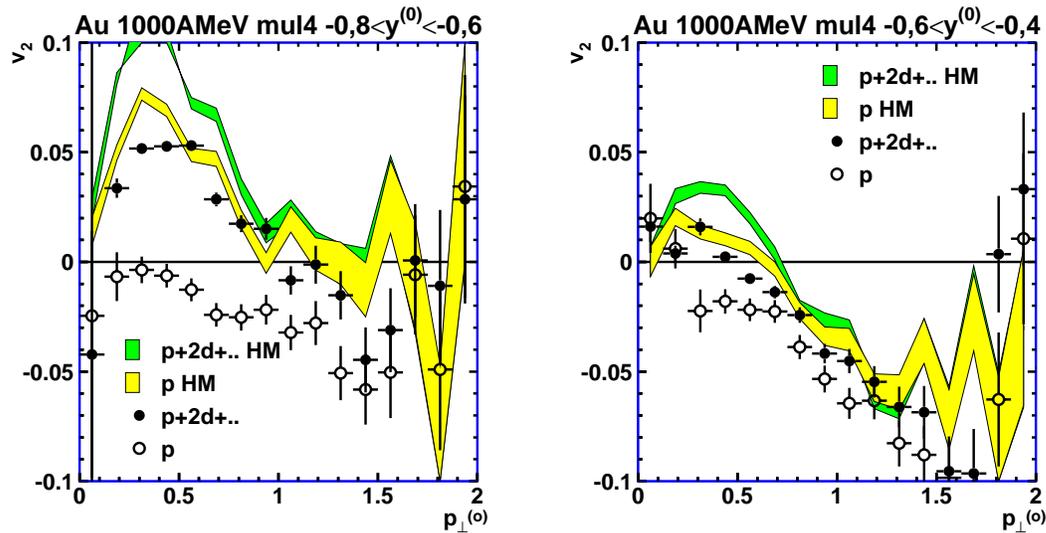


Abbildung 6.15: *Differentieller elliptischer Fluß von Protonen und massegewichteten leichten Kernen mit Rapiditäten zwischen $[-0,8; -0,6]$ bzw. $[-0,6; -0,4]$ (In der Nähe der Targetspektatoren).*

Ein Vergleich des differentiellen elliptischen Flusses von Protonen und massegewichteten leichten Kernen aus den Rapiditätsintervallen $[-0,8; -0,6]$ und $[-0,6; -0,4]$ ist in Abbildung 6.15 zu sehen.

Dabei liefert die Modellrechnung für Protonen und die leichten Kerne einen sehr ähnlichen Verlauf der v_2 -Koeffizienten. Die hier nicht gezeigte Rechnung für eine weiche Zustandsgleichung (SM) liefert qualitativ denselben Verlauf, jedoch mit niedrigeren Beträgen der v_2 -Koeffizienten.

Während die experimentell gemessenen leichten Kerne, ab Deuterium, ebenfalls bei niedriger Geschwindigkeit bevorzugt in der Reaktionsebene gefunden werden, zeigen die Protonen ein hiervon abweichendes Verhalten. Hier werden nur minimal positive v_2 -Koeffizienten gemessen, was im Einklang mit dem in der Auftragung über der Rapidity beobachteten Verlauf steht. Da mit der realistischen Detektorsimulation die Werte der Protonen aus der IQMD-Modellrechnung, also ein positiver v_2 -Koeffizient bei kleinem Transversalimpuls, reproduziert werden, kann eine Verfälschung durch Target oder Detektor ausgeschlossen werden. Auch eine im Anhang in Abschnitt C beschriebene Untersuchung der Symmetrie des mit CDC und Helitron bestimmten differentiellen elliptischen Flusses, bestätigt das unterschiedliche Flußverhalten von Protonen und leichten Kernen.

Der differentielle elliptische Fluß in weiteren Rapiditätsintervallen ist in den Abbildungen 6.15 und 6.16 zu sehen.

Die leichten Kerne zeigen dabei ein stärkeres kollektives Verhalten. In der Nähe der Spektat-

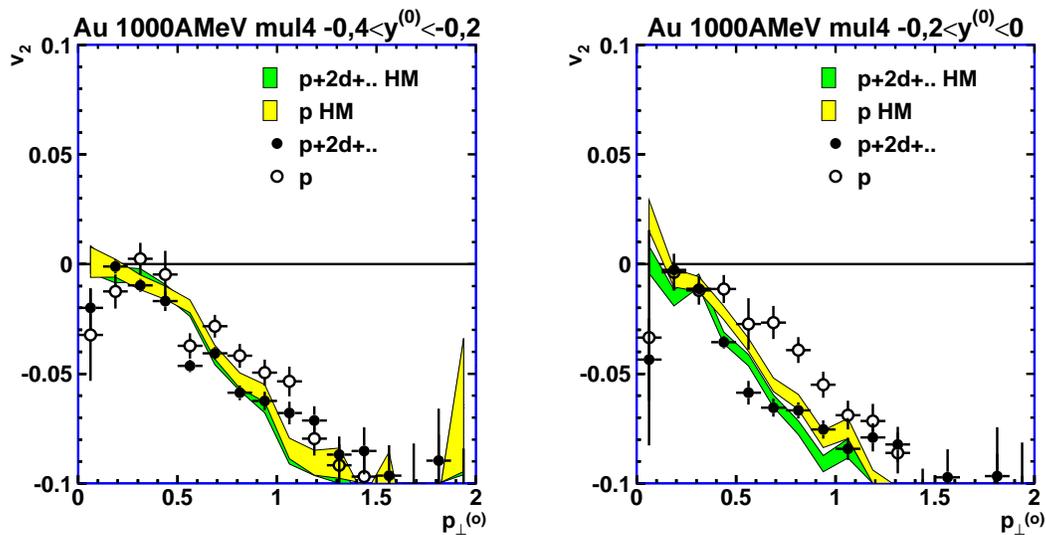


Abbildung 6.16: *Differentieller elliptischer Fluß von Protonen und massegewichteten leichten Kernen mit Rapiditäten zwischen $[-0,4;-0,2]$ bzw. $[-0,2;-0]$ (Nahe des Schwerpunktsystems).*

toren zeigen sie einen stärkeren Fluß in die Reaktionsebene und bei Schwerpunktsrapidität einen stärkeren Fluß senkrecht zur Reaktionsebene. Dazwischen kreuzen sie, wie in Abbildung 6.16 zu sehen, den Verlauf der Protonen.

Als Ursache für die Teilchenemission in die Reaktionsebene kann die Expansion der Reaktionszone in der Reaktionsebene angesehen werden. Diese führt zu den positiven v_2 -Werten, welche ab etwa einer Strahlenergie von 4 A GeV auch für Protonen bei Schwerpunktsrapidität beobachtet werden [Pin99]. Bei den eher zentralen Reaktionen sind die Spektatoren klein, so daß Teilchen mit großer Longitudinalgeschwindigkeit dem Schatten der Spektatoren entkommen können.

Da nach [Gut90] und [Wan96] der elliptische Fluß im System des Flußellipsoiden keine Rapiditätsabhängigkeit zeigt, bestätigt dies nochmals die Abschätzung durch die Spektatoren als Ursachen für den elliptischen Fluß.

Das unterschiedliche Verhalten von Protonen und leichten Kernen deutet auf unterschiedliche Reaktionsabläufe hin. So besteht die Möglichkeit, daß die Protonen frühzeitig emittiert wurden [Kot99] und deshalb wenig Information von der Expansion enthalten. Außerdem können die Protonen an den Spektatoren gestreut worden sein, oder die Spektatoren sind selbst die Quelle der Protonen.

6.3 Vergleich mit BUU-Modellrechnungen

In der Literatur [Dan00, Pin99], [Gai01], [Lar00] sind Berechnungen des elliptischen Flußes im untersuchten Energiebereich beschrieben. In allen drei Fällen wurden Einteilchenmodelle eingesetzt, wobei Parametrisierungen für verschiedene Inkompressibilitäten der Zustandsgleichung verwendet wurden.

6.3.1 Modellrechnungen mit dem Münchner BUU-Modell

Die in [Gai01] beschriebenen Modellrechnungen verwenden anstelle des phänomenologischen Skyrme-Ansatzes eine Parametrisierung aus Dirac-Brückner-Hartree-Fock-Rechnungen zur Beschreibung des mittleren Feldes der Nukleonen. Die DBHM und DBT genannten Parametrisierungen liefern Inkompressibilitäten von 250 bzw. 230 MeV, was in beiden Fällen einer weichen Zustandsgleichung entspricht. Die effektive Masse m^*/m_0 der Nukleonen an der Fermikante beträgt 0,63 für DBHM und 0,73 für DBT. Mit der DBHM-Parametrisierung wird ein größerer Fluß erzeugt; die Zustandsgleichung wirkt „härter“. Ein Vergleich von

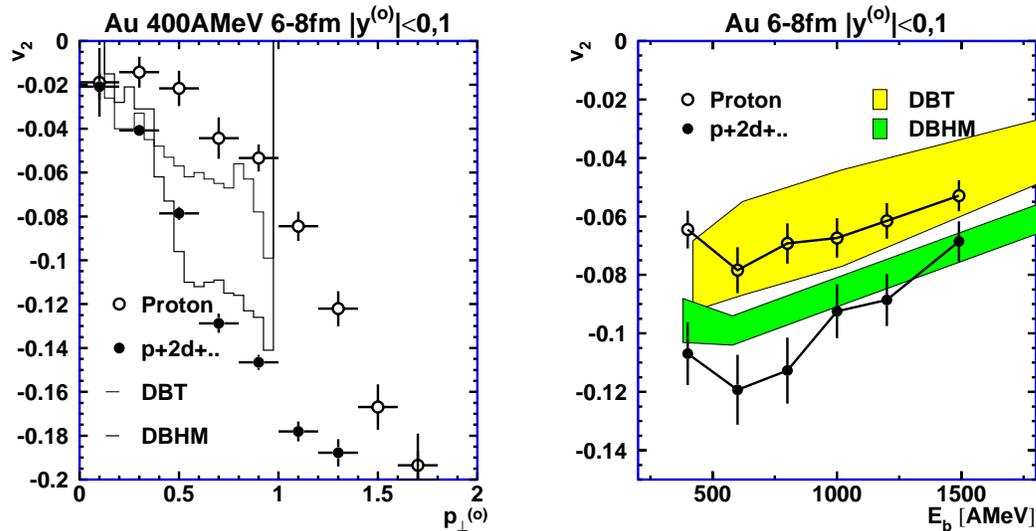


Abbildung 6.17: Vergleich mit Modellrechnungen mit dem Münchner BUU-Modell. Links der differentielle elliptische Fluß von Protonen und leichten Kernen bei einer Strahlenergie von 400 A MeV. Rechts die Anregungsfunktion für den integrierten elliptischen Fluß. Die Rechnungen stammen aus [Gai01].

differentiellen und integralem elliptischen Fluß aus Experiment und Modellrechnung ist in Abbildung 6.17 zu sehen.

Der experimentell mit den Protonen bestimmte, differentielle elliptische Fluß bei 400 A MeV Strahlenergie ist dabei niedriger als die Werte aus den Modellrechnungen. Mit den massengewichteten Teilchen werden diese Werte jedoch übertroffen.

Auch bei der Betrachtung der Anregungsfunktion ergibt sich dasselbe Verhalten. Die Werte der Protonen stimmen gut mit der „weicheren“ DBT-Rechnung überein. Im realistischeren Vergleich der massengewichteten Teilchen mit den Werten der Modellrechnung wird mit der „härteren“ DBHM-Parametrisierung eine bessere Beschreibung der Daten erzielt.

6.3.2 Vergleich mit dem Gießener BUU-Modell

In [Lar00] sind ebenfalls Modellrechnungen mit einem BUU-Modell beschrieben. Hier wurde der elliptische Fluß von Nukleonen für Reaktionen mit einem Stoßparameter zwischen 5 und 7 fm bestimmt, wobei Rechnungen im Kaskaden-Modus (Cascade), also ohne mittleres Feld sowie mit Parametrisierungen für „weiche“ und „harte“ Zustandsgleichung, letzteres mit und ohne impulsabhängige Wechselwirkung durchgeführt wurden. Die harte Zustandsgleichung besitzt hier eine Inkompressibilität von 380 MeV, die weiche Zustandsgleichung eine solche von 220 MeV. Mit der impulsabhängigen Wechselwirkung wird eine effektive Masse m^*/m_0 von 0,68 erzielt. Durch die Forderung eines minimalen Abstands von $d_c = 3$ fm zwischen zwei Teilchen in einem parallelen Datensatz sollen die Beiträge von leichten Kernen unterdrückt werden.

Ein Vergleich des elliptischen Flußes von Protonen und leichten Teilchen mit den Werten aus der Modellrechnung ist in Abbildung 6.18 zu sehen. Für die experimentellen Ereignisse wurde die Zentralität mit einem dem Stoßparameterbereich von 5 bis 7 fm entsprechenden Multiplizitätsbereich ausgewählt.

Die Datenpunkte der Protonen liegen zwischen den für „weiche“ (SM) und „harte“ Zustandsgleichung (HM) berechneten Werten. Durch die Hinzunahme der leichten Kerne erhöht sich der elliptische Fluß. Bei den niedrigen Energien werden die mit der „harten“ Zustandsgleichung berechneten Flußwerte erreicht bzw. übertroffen. Dies entspricht dem schon mit dem IQMD-Modell beobachteten Verhalten.

Mit der Kaskade-Rechnung also ohne mittleres Feld, ergibt sich in der Modellrechnung ein deutlich zu geringer elliptischer Fluß. Dies zeigt, daß für eine realistische Beschreibung der Kerne das mittlere Feld benötigt wird.

Auch mit einer „harten“ Zustandsgleichung ohne impulsabhängige Wechselwirkung (H) können die gemessenen Flußwerte nicht erreicht werden.

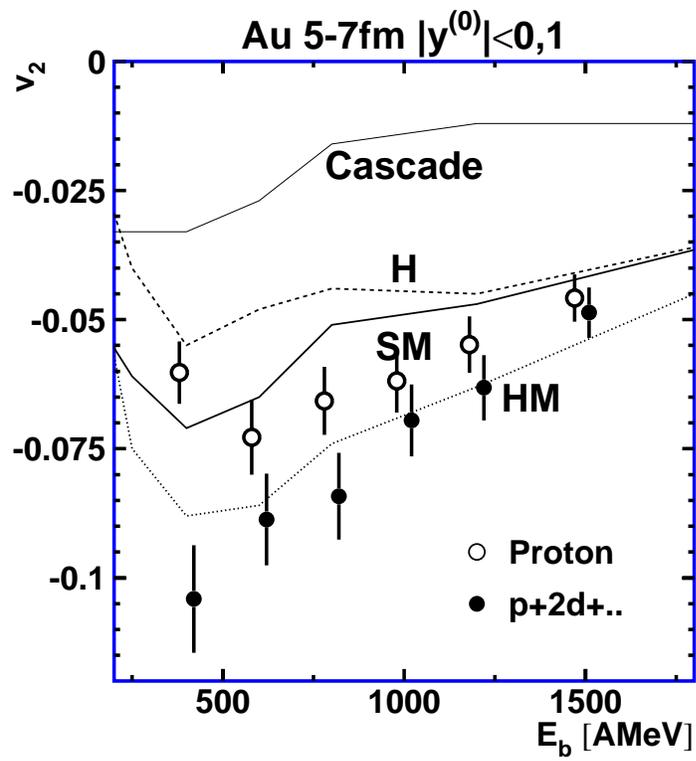


Abbildung 6.18: Vergleich des elliptischen Flusses von Protonen und massengewichteten leichten Teilchen mit BUU-Rechnungen aus [Lar00].

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit dem FOPI-Detektor gemessene Datensätze von Goldreaktionen bei Strahlenergien zwischen 400 und 1490 AMeV kalibriert und ausgewertet.

Mit den Gold Datensätzen wurden die Abhängigkeiten des elliptischen Flusses von Protonen und leichten Kernen in diesem Energiebereich untersucht.

Mit Detektorsimulation und experimentellen Daten konnte dabei gezeigt werden, daß trotz der in den Goldreaktionen auftretenden hohen Spurdichten eine zuverlässige Messung des elliptischen Flusses möglich ist.

Der integrale elliptische Fluß wurde durch die Kombination von differentiell elliptischen Fluß und Transversalimpulsverteilung bestimmt, wobei Methoden zur Interpolation von im Detektor nicht gemessenen Bereichen entwickelt wurden. Dabei wurde insbesondere der hierbei auftretende systematische Fehler untersucht.

7.1 Experimentelle Ergebnisse

Mit den Gold Daten wurden dabei zum ersten Mal systematisch die Abhängigkeiten, sowohl des differentiellen, wie des integralen elliptischen Flusses von Protonen und leichten Kernen in diesem Energiebereich untersucht.

Rapidität Der elliptische Fluß der Protonen und leichten Kerne bis Helium zeigt eine Rapiditätsabhängigkeit, wobei der maximale (negative) Wert bei Schwerpunktsrapidität gemessen wird. Zur Rapidität der Spektatoren hin nimmt der elliptische Fluß ab und ändert sein Vorzeichen. Für Protonen findet der Vorzeichenwechsel bei größeren Rapiditäten (im Schwerpunktsystem), als für schwerere Teilchen statt.

Zentralität Wie hier sowohl am transversalimpulsdifferentiellen, wie am integrierten elliptischen Fluß gezeigt wurde, hängt die Größe des elliptischen Flusses stark vom Stoßparameter ab. Insbesondere steigt der Wert bis zu einem geometrischen Stoßparameter von

etwa 10 fm an. Dieses Verhalten entspricht dem von Modellrechnungen mit impulsabhängigem mittlerem Feld vorhergesagten Verhalten. Für einen Vergleich mit Modellrechnungen ist daher eine genaue Bestimmung der Zentralität wichtig.

Teilchenmasse Bei Schwerpunktsrapidität steigt für leichte Kerne der elliptische Fluß mit der Teilchenmasse an. Dies kann am integrierten, wie am über der Transversalimpulsgeschwindigkeit aufgetragenen Wert über den gesamten untersuchten Strahlenergiebereich beobachtet werden. Der elliptische Fluß verschiedenschwerer Teilchen zeigt unterschiedliche Rapiditätsabhängigkeit.

Strahlenergie Bei gegebener Zentralität hängt der bei Schwerpunktsrapidität gemessene elliptische Fluß für eine Teilchensorte von der Strahlenergie ab, wobei der maximale elliptische Fluß bei einer Strahlenergie von 600 A MeV erreicht wird. Für zentralere Ereignisse unter Berücksichtigung der Nukleonen in den leichten Kernen wird der maximale elliptische Fluß schon bei niedrigerer Strahlenergie erreicht.

Transversalimpuls Die Auftragung des v_2 -Koeffizienten über dem Transversalimpuls zeigt bei kleinen Transversalimpulsen die erwartete quadratische Abhängigkeit. Zu großen Transversalimpulsen hin, ab etwa einem normierten Transversalimpuls $p_{\perp}^{(0)}$ von etwa 1, ergibt sich ein weniger starker Anstieg.

Existierende Daten Die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Werte wurden mit bereits veröffentlichten Daten verglichen. Der Vergleich des differentiellen elliptischen Flusses von Protonen und leichten Kernen aus Au+Au-Reaktionen mit den in [Bri96] beschriebenen Werten aus Bi+Bi-Kollisionen lieferte bei einer Strahlenergie von 400 A MeV, mit Ausnahme der Werte bei kleinen Transversalimpulsen, eine gute Übereinstimmung. Bei höherer Strahlenergie ergeben sich, insbesondere für zentralere Reaktionen, deutliche Unterschiede. Im Gegensatz zu den Wismutdaten werden dabei nur negative oder mit Null verträgliche v_2 -Koeffizienten bestimmt. Ein Übergang zu positiven v_2 -Koeffizienten bei kleinem Transversalimpuls oder bei zentraleren Ereignissen konnte in den in dieser Arbeit vorgestellten Golddaten nicht beobachtet werden.

Die für Protonen aus mittelzentralen Ereignissen ab einer Strahlenergie von 600 A MeV bestimmten integralen Flußwerte übersteigen vom Betrag die in [Gut90] für ladungsidentifizierte Teilchen angegebenen Werte. Werden die Nukleonen in den leichten Kernen berücksichtigt, so ergeben sich vom Betrag her noch weit größere v_2 -Koeffizienten, was die Datenlage in diesem Energiebereich zu größerem elliptischen Fluß verschiebt. Bei einer Strahlenergie von 1,2 A GeV wird eine gute Übereinstimmung mit dem in [Pin99] für 1,15 A GeV gegebenen Wert erzielt.

7.2 Interpretation mit Modellrechnungen

Zur Interpretation der Daten wurden Vergleiche mit Werten aus mikroskopischen Modellrechnungen durchgeführt.

Für alle Modellrechnungen konnte die Sensitivität des elliptischen Flusses auf die Zustandsgleichung der Kernmaterie belegt werden. Dies beinhaltet sowohl die Inkompressibilität der Kernmaterie, wie die Impulsabhängigkeit des mittleren Feldes der Nukleonen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die ausführlichsten Untersuchungen an Modellrechnungen mit dem IQMD-Modell [Har92] durchgeführt. Dabei wurden folgende Beobachtungen gemacht:

Zentralitätsabhängigkeit Die beobachtete Zentralitätsabhängigkeit des elliptischen Flusses der Protonen erfordert die Existenz eines impulsabhängigen mittleren Feldes der Nukleonen. Insbesondere liefert eine Rechnung mit einer Parametrisierung für eine „weiche“ Zustandsgleichung ohne impulsabhängiges mittleres Feld vom Betrag her zu niedrige v_2 -Koeffizienten. Die relative Bedeutung der impulsabhängigkeit des mittleren Feldes nimmt dabei mit abnehmendem Stoßparameter gegenüber der Inkompressibilität ab. Um die Inkompressibilität der Kernmaterie zu bestimmen sind semizentrale Stöße von Vorteil. Zur quantitativen Analyse ist eine konsistente Bestimmung der Zentralität von Rechnung und Experiment notwendig.

Differentieller elliptischer Fluß Die am sichersten experimentell bestimmbare Observable ist der differentielle elliptische Fluß. Ein Vergleich dieses Wertes für Protonen aus Experiment und Modellrechnung zeigt für die zentralste untersuchte Reaktionsklasse (mul4) eine gute Übereinstimmung der experimentellen Daten mit den Simulationsrechnungen mit einer Parametrisierung für eine „weiche“ Zustandsgleichung mit impulsabhängigen mittleren Feld. Wie in der Arbeit ausführlich diskutiert, sollte diese Übereinstimmung nicht überinterpretiert werden, da Protonen in Messung und Simulation mit sehr unterschiedlichen Häufigkeiten auftreten. So ändert sich die Schlußfolgerung dramatisch, wenn man die in den leichten Kernen gebundenen Nukleonen berücksichtigt. Der Unterschied ergibt sich dadurch, daß die schwereren Teilchen, die einen stärkeren elliptischen Fluß besitzen, in den experimentellen Daten häufiger sind.

Anregungsfunktion des elliptischen Flusses Zur Verdeutlichung der Energieabhängigkeit wurde in dieser Arbeit ein detaillierter Vergleich des über den Transversalimpuls integrierten elliptischen Flusses durchgeführt. Der integrierte elliptische Fluß von Protonen zeigt dabei, besonders bei niedrigen Strahlenergien eine gute Übereinstimmung mit den Werten aus einer Modellrechnung mit einer Parametrisierung für eine „harte“ Zustandsgleichung mit impulsabhängigem mittleren Feld. Der Unterschied zu der Auswertung des differentiellen elliptischen Flusses ergibt sich, wie ebenfalls gezeigt, aus der unterschiedlichen Form der Transversalimpulsverteilungen in Experiment und Modellrechnung.

Wie schon in den differentiellen Verteilungen beobachtet, ergeben sich bei der Berücksichtigung der leichten Kerne noch größere Unterschiede. Hier werden bei allen untersuchten Strahlenergien und Zentralitäten die für eine „harte“ Zustandsgleichung erwarteten Werte erreicht oder übertroffen.

Sowohl bei den Werten der Protonen, wie bei den unter Berücksichtigung der leichten Kerne bestimmten Werten kann man mit zunehmender Einschußenergie eine „Erweichung“ der Zustandsgleichung sehen. Der Effekt ist am stärksten bei den sehr peripheren Reaktionen zu erkennen. Dies weist darauf hin, daß die Impulsabhängigkeit in der Modellrechnung nicht mit ausreichender Güte beschrieben ist.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die in dieser Arbeit vorgestellten Daten mit keinem der getesteten Parametersätze hinreichend beschrieben werden.

Die mit dem IQMD-Modell beobachteten Abhängigkeiten sind auch mit anderen Modellen verifiziert worden. So zeigt das BUU-Modell von [Lar00] eine vergleichbare Sensitivität auf die Inkompressibilität der Kernmaterie. Auch auf absoluter Skala ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit den Werten aus der IQMD-Modellrechnung.

Der Vergleich mit dem BUU-Modell von [Gai01], welches eine deutlich stärkere Impulsabhängigkeit verwendet, unterstreicht die Bedeutung dieser Komponente zum Verständnis der Anregungsfunktion.

Für den Vergleich der Daten mit den BUU-Modellen ergibt sich noch die zusätzliche Schwierigkeit, daß diese Modelle die leichten Kerne noch weniger beschreiben können. Außerdem sollte an dieser Stelle noch einmal darauf hingewiesen werden, daß ein Vergleich der experimentell bestimmten Werte mit Vorhersagen der Modellrechnungen aufgrund der nicht gemessenen Neutronen mit prinzipiellen Schwierigkeiten behaftet ist. Diese Schwierigkeiten lassen sich nur durch eine quantitative Beschreibung der Häufigkeit der leichten Kerne in den Modellen beseitigen.

Für eine endgültige Aussage über die Inkompressibilität ist eine konsistente Beschreibung der verschiedenen Observablen mit dem jeweiligen Modell. Voraussetzung dafür ist die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse mit verschiedenen Modellen bei Verwendung gleicher Annahmen. Dies ist beispielsweise bei dem QMD-Modell von [Bra00] nicht der Fall. Die mit diesem Modell erzielten Flußwerte unterschätzen die entsprechenden Werte aus Rechnungen mit dem IQMD-Modell oder BUU-Modell [Gai01] um einen Faktor 2 und sind somit auch mit den hier vorgestellten Daten nicht verträglich. Da dieses Modell zur Extraktion der Inkompressibilität der Kernmaterie aus der Produktion von K^+ -Mesonen [Stu01, Stu01a] im Energiebereich zwischen 0,8 und 1,5 AGeV verwendet wurde, wobei die Daten auf eine „weiche“ Zustandsgleichung hindeuten [Fuc01], besteht hier Klärungsbedarf. Die Gründe für den niedrigen elliptischen Fluß sind derzeit noch nicht verstanden [Fuc01a].

Die unterschiedlichen Interpretationsmöglichkeiten der Daten zeigen, daß es in den für die Modellrechnungen verwendeten Parametrisierungen noch Freiheiten gibt. Mit der Forderung einer simultanen Beschreibung der vielfältigen experimentell beobachtbaren Abhängigkeiten lassen sich diese Freiheiten jedoch stark einschränken.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte, systematische Untersuchung der experimentellen Daten sowie die aufgezeigten Unterschiede zu den Modellbeschreibungen erlauben

eine starke Eingrenzung der möglichen Parametrisierungen.

Dies stellt einen wichtigen Schritt auf dem Weg zur Bestimmung der Inkompressibilität der Kernmaterie bei Dichten oberhalb der Grundzustandsdichte ρ_0 dar.

7.3 Ausblick

Auswertung Zur Zeit wird eine Untersuchung zur Bestimmung des Nukeon-Nukleon-Wirkungsquerschnitts in mit dem FOPI-Detektor gemessenen Ru+Ru-Reaktionen bei einer Strahlenergie von 400 AMeV durchgeführt. Hierzu werden die Rapiditätsverteilungen von Protonen und Deuteronen rekonstruiert.

Außerdem wird an einem Verfahren zur vollständigen Rekonstruktion und Parametrisierung der Phasenraumverteilungen der in den Reaktionen emittierten Teilchen aus den mit dem FOPI-Detektor gemessenen Daten gearbeitet [Rei01]. Als Parametrisierung werden dabei die für die einzelnen Phasenraumzellen bestimmten Werte von Teilchenzahl, gerichtetem Fluß in Form des v_1 -Koeffizienten sowie elliptischem Fluß in Form des v_2 -Koeffizienten verwendet. Hier werden die nicht gemessenen Phasenraumbereiche durch die Ausnutzung der Symmetrien des Detektors sowie der Verwendung von simultanen Anpassungen in Transversalimpuls und Rapidität überbrückt. Die für die Verwendung der Helitroninformation nötigen, aufwendigen Effizienzkorrekturen werden zur Zeit entwickelt.

Die vervollständigten Phasenraumverteilungen erlauben etwa eine detailliertere Untersuchung der Expansion der Reaktionszone sowie des Stoppings. Dabei ist eine Unterscheidung zwischen radialer oder longitudinaler Expansion und einer Reduktion der Stoßquerschnitte in der Kernmaterie als Ursache für die Breite der Rapiditätsverteilung notwendig.

Experiment Nach dem Experiment, in welchem die hier untersuchten Daten aufgezeichnet wurden, wurde der FOPI-Detektor überholt. Der Austausch der Auslesedrähte der CDC sowie die bessere Impedanzanpassung von Auslesedrähten und Vorverstärkern beim Helitron, soll die Auflösung der Driftkammern verbessern. Die Verkürzung des Flugzeitbarrels und den Einbau eines zusätzlichen Flugzeitdetektors auf RPC¹-Basis verbessert Granularität und Zeitauflösung. Ein moderneres, leistungsfähigeres Datenaufnahmesystem wird eine 10-fach höhere Datenrate erlauben.

Mit dem wieder aufgebauten Detektor ist ein Experiment zur Messung der Teilchenproduktion in Ni+Ni-Kollisionen sowie die Messung asymmetrischer Systeme etwa Ni-Pb und Pb-Ni geplant. Die Verwendung unterschiedlich schwerer Kerne erlaubt unter anderem eine genauere Untersuchung von Stopping, Expansion und Abschattung.

¹Der Resistive Plate Counter [San81] ist ein gasgefüllter Parallelplattenzähler bei dem Elektroden mit hohem elektrischen Widerstand Entladungen verhindern. Er hat Ähnlichkeit zum Pestov-Funkenzähler wird jedoch bei niedrigerer Feldstärke im Lawinen-Bereich betrieben und erreicht ebenfalls Zeitaufösungen zwischen 70 und 80 ps [Pet01].

Anhang A

Bemaßte Schnittzeichnung des FOPI-Detektors

In Abbildung A.1 ist eine Schnittzeichnung des FOPI-Detektors zu sehen. Die angegebenen Maße gelten für den 1996 im Experiment S183 sowie den 1997 im Experiment A183 verwendeten Aufbau. Die in dieser Arbeit untersuchten Golddaten stammen aus dem Experiment A183.

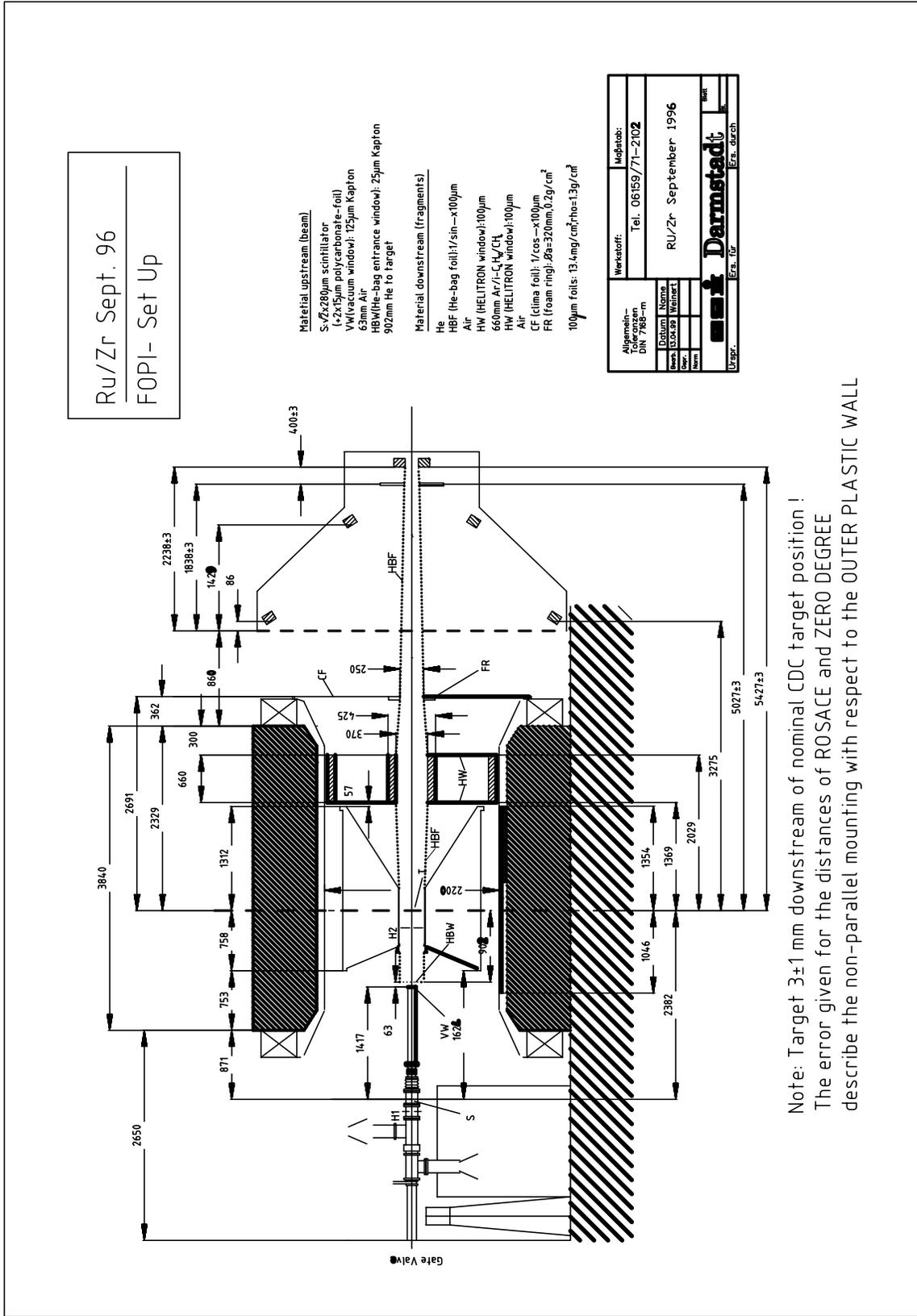


Abbildung A.1: *Bemaßte Schnittzeichnung des FOPI-Detektors*

Anhang B

Transversalimpulsverteilung in Experiment und Modellrechnung

Beim Übergang vom differentiellen elliptischen Fluß auf die integralen Werte ergeben sich große Unterschiede in der Interpretation der experimentellen Daten. Dies ist besonders deutlich bei den Protonen aus mittelzentralen Reaktionen (mul4) bei einer Strahlenergie von 400 und 600 AMeV zu erkennen. Während, wie in den Abbildungen 6.7 und 6.8 zu sehen, die Modellrechnung mit einer Parametrisierung für eine „weiche“ Zustandsgleichung mit impulsabhängiger Wechselwirkung (SM) die differentiellen Werte besser beschreibt, ergibt sich für die integrierten Werte (Abbildung 6.12) eine bessere Beschreibung mit einer „harten“ Zustandsgleichung mit impulsabhängiger Wechselwirkung (HM).

Die Gründe hierfür liegen an der unterschiedlichen Form der Transversalimpulsverteilungen in experimentellen Daten und IQMD-Modellrechnungen.

Das Bild links oben in Abbildung B.1 zeigt die Massenverteilung von mit dem Helitron gemessenen Teilchen mit Geschwindigkeiten zwischen 0,38 und 0,55 aus mittelzentralen Goldreaktionen (mul4) bei 400 AMeV. Wie in Abbildung 3.9 zu sehen, entspricht dies Teilchen mit Schwerpunktsrapidity. Für Teilchen in diesem Geschwindigkeitsbereich ergibt sich mit Impuls und der in der Plastikwand gemessenen Geschwindigkeit eine gute Massenauflösung. Insbesondere kann man davon ausgehen, daß sich etwa bei den Protonen durch die zur Teilchenidentifikation benötigten Massenschranken keine Verluste ergeben. Zur Effizienzkorrektur wird daher nur die Nachweiseffizienz der Plastikwand sowie die Zuordnungseffizienz benötigt.

Das Bild rechts daneben zeigt die normierte Transversalimpulsverteilung für Teilchen mit Schwerpunktsrapidity. Neben den als Proton, Deuteron oder Triton identifizierten Teilchen sind auch die mit Plastikwand und CDC bestimmten einfachgeladenen Teilchen sowie die mit der Plastikwand gemessenen einfachgeladenen Teilchen mit zugeordneter Spur im Helitron ($z=1$ mat) eingezeichnet. Die Verteilungen der verschiedenen Teilchen sind dabei auf ein Ereignis bezogen und damit direkt vergleichbar.

Im linken unteren Bild von Abbildung B.1 ist die gemessene Transversalimpulsverteilung

der Protonen mit Schwerpunktsrapidität, die daraus gebildete effizienzkorrigierte¹ Transversalimpulsverteilung sowie die daran angepasste Siemens-Rasmussen-Verteilung zu sehen. Der mittlere Transversalimpuls aus der Anpassung ist mit einem Pfeil gekennzeichnet.

Das rechte untere Bild zeigt die normierten Transversalimpulsverteilungen von Protonen aus IQMD-Modellrechnungen mit „weicher“ (SM) und „harter“ Zustandsgleichung. Auch hier ist der mittlere Transversalimpuls mit einem Pfeil markiert. Außerdem sind die Verteilungen der Deuteronen und Tritonen aus der Rechnung mit der Parametrisierung für eine „weiche“ Zustandsgleichung und impulsabhängiger Wechselwirkung (SM) eingezeichnet.

Die Transversalimpulsverteilungen der Protonen aus den Modellrechnungen unterscheiden sich dabei kaum in der Form. Dies zeigt sich etwa an den Werten von 0,79 (SM) 0,77 (HM) des mittleren normierten Transversalimpulses oder an den Parametrisierungen aus Anpassungen mit der Siemens-Rasmussen-Verteilung. Hier werden Steigungsparameter T von 58 MeV und Expansionsgeschwindigkeiten β von 0,01 (SM) bzw. $T = 56$ MeV und $\beta = 0,02$ (HM) erzielt. Die Form der Transversalimpulsverteilung hängt also kaum von der Parametrisierung der Zustandsgleichung ab, was auch bei anderen Zentralitäten und in Rechnungen für andere Strahlenergien beobachtet werden kann. Für die Transversalimpulsverteilungen aus den Modellrechnungen liefern die Anpassungen eine, im Vergleich zu den experimentellen Daten, sehr geringe Expansionsgeschwindigkeit. Auch dies kann bei allen Strahlenergien und bei allen Zentralitäten beobachtet werden.

Bei Anpassung der experimentellen Daten mit der Siemens-Rasmussen-Verteilung ergibt sich ein Steigungsparameter T von 65 MeV und eine Expansionsgeschwindigkeit β von 0,18. Der mittlere normierte Transversalimpuls aus der Anpassung liegt bei 0,92.

Die Transversalimpulsverteilungen aus Experiment und Modellrechnung unterscheiden sich also deutlich, wobei die Protonen aus dem Experiment im Mittel einen größeren Transversalimpuls besitzen.

Die unterschiedlichen Formen der Transversalimpulsverteilungen beeinflussen die Bestimmung des integrierten elliptischen Flusses. So ergibt sich, unter Verwendung desselben differentiellen elliptischen Flusses mit der experimentell bestimmten Transversalimpulsverteilung ein etwa 30% höherer Wert als mit einer Transversalimpulsverteilung aus einer Modellrechnung. Dies erklärt die Beobachtung, daß der differentielle elliptische Fluß der Protonen aus mittelzentralen Ereignissen (mul4) bei 400 und 600 AMeV (Abbildung 6.7 und 6.8) eine sehr gute Übereinstimmung mit den Werten einer Modellrechnung für eine „weiche“ Zustandsgleichung zeigt, während die daraus gebildeten Integralwerte besser mit den Werten für eine „harte“ Zustandsgleichung beschrieben werden (Abbildung 6.12).

Ein Vergleich der beiden rechten Bilder von Abbildung B.1 zeigt auch die höhere Anzahl der „Protonen“ und die deutlich geringere Anzahl der „Deuteronen“ und „Tritonen“ in der Modellrechnung. Interessanterweise zeigen die Verteilungen der „Protonen“ aus der Modellechnung eine große Ähnlichkeit zur normierten Transversalimpulsverteilung der ein-

¹Für die im Helitron gemessenen Protonen enthält die Effizienzkorrektur die Nachweiseffizienz der Plastikwand (aus der Detektorsimulation) und die Zuordnungseffizienz (aus dem Verhältnis der zugeordneten einfachgeladenen Teilchen ($z=1$ mat) zu den in der Plastikwand gemessenen einfachgeladenen Teilchen ($z=1$)). Für die CDC wird ebenfalls die Nachweiseffizienz und der Effekt von Bedingungen an Spurparameter korrigiert.

fachgeladenen Teilchen. Wird diese unter Annahme der Protonenmasse als Teilchenmasse angepasst, so ergibt sich ein Steigungsparameter von 49 MeV und eine Expansionsgeschwindigkeit von 0,04.

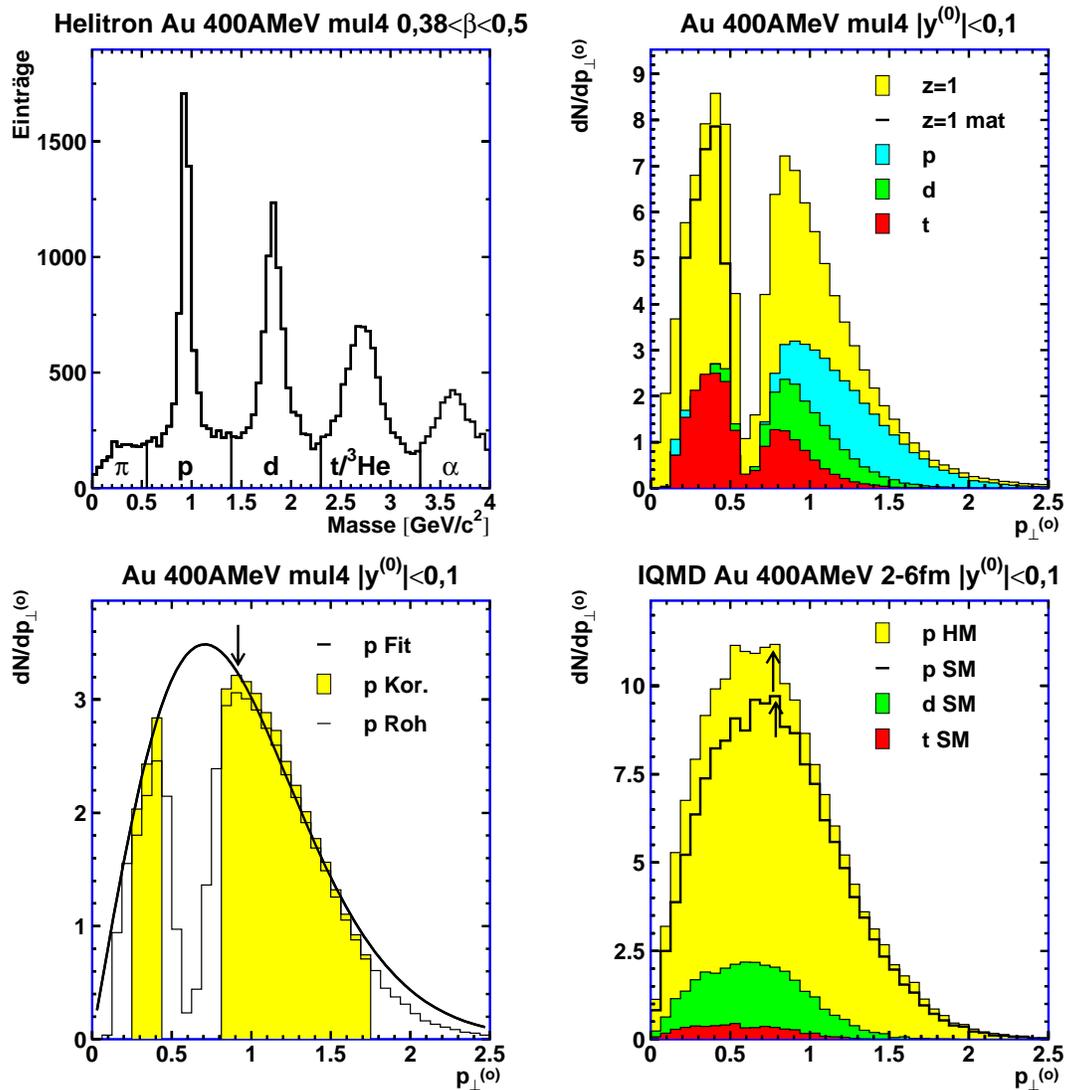


Abbildung B.1: Links oben: Die mit Helitron und Plastikwand bestimmte Massenverteilung für Teilchen mit Geschwindigkeiten β zwischen 0,38 und 0,55. Rechts oben: Gemessene Transversalimpulsverteilung für verschiedene Teilchen mit Schwerpunktsrapidity. Links unten: Gemessene und interpolierte experimentelle Transversalimpulsverteilung von Protonen. Rechts unten: Transversalimpulsverteilung von Protonen, Deuteronen und Tritonen mit Schwerpunktsrapidity aus Modellrechnungen mit dem IQMD-Modell. Der mittlere Transversalimpuls für die interpolierte experimentelle Transversalimpulsverteilung sowie für die Modellrechnungen ist mit einem Pfeil markiert. Die Transversalimpulsverteilungen sind auf die Anzahl der verwendeten Ereignisse normiert. Die Zentralitätsklasse (mul4) entspricht einem geometrischen Stoßparameter zwischen 2 und 6 fm.

Anhang C

Symmetrie des elliptischen Flusses

Der elliptische Fluß besitzt eine Spiegelsymmetrie zur Schwerpunktsrapidität. Daher kann der dort gemessene Fluß nur indirekt mit den bei anderen Rapiditäten bestimmten Werten überprüft werden. In Abbildung C.1 ist für vier Rapiditätsintervalle der differentielle elliptische Fluß von Protonen und massegewichteten, leichten Kernen gezeigt. Außerdem zeigt die Abbildung einen Akzeptanzplot von Protonen.

In der Abbildung kann man erkennen, daß die Symmetrie bis zum Rapiditätsintervall $0,4 < |y^{(0)}| < 0,6$ gut erfüllt ist. Größere Abweichungen, wie sie etwa für die Werte um $p_{\perp}^{(0)} = 1$ für Teilchen mit $0,2 < |y^{(0)}| < 0,4$ beobachtet werden, lassen sich mit der im Akzeptanzplot sichtbaren Akzeptanzlücke erklären.

Auch bei den Werten im Rapiditätsintervall $0,6 < |y^{(0)}| < 0,8$ erkennbaren Unterschiede lassen sich mit dem Akzeptanzplot verstehen. Die Abweichungen ergeben sich unterhalb eines normierten Transversalimpulses von etwa 0,7, also bei niedrigen Polarwinkeln in denen das Helitron eine sehr schlechte Auflösung besitzt. Die Messung mit dem Helitron bestätigt jedoch das schon in Abschnitt 6.2.8 beobachtete, unterschiedliche Flußverhalten von Protonen und leichten Kernen in diesem Rapiditätsbereich.

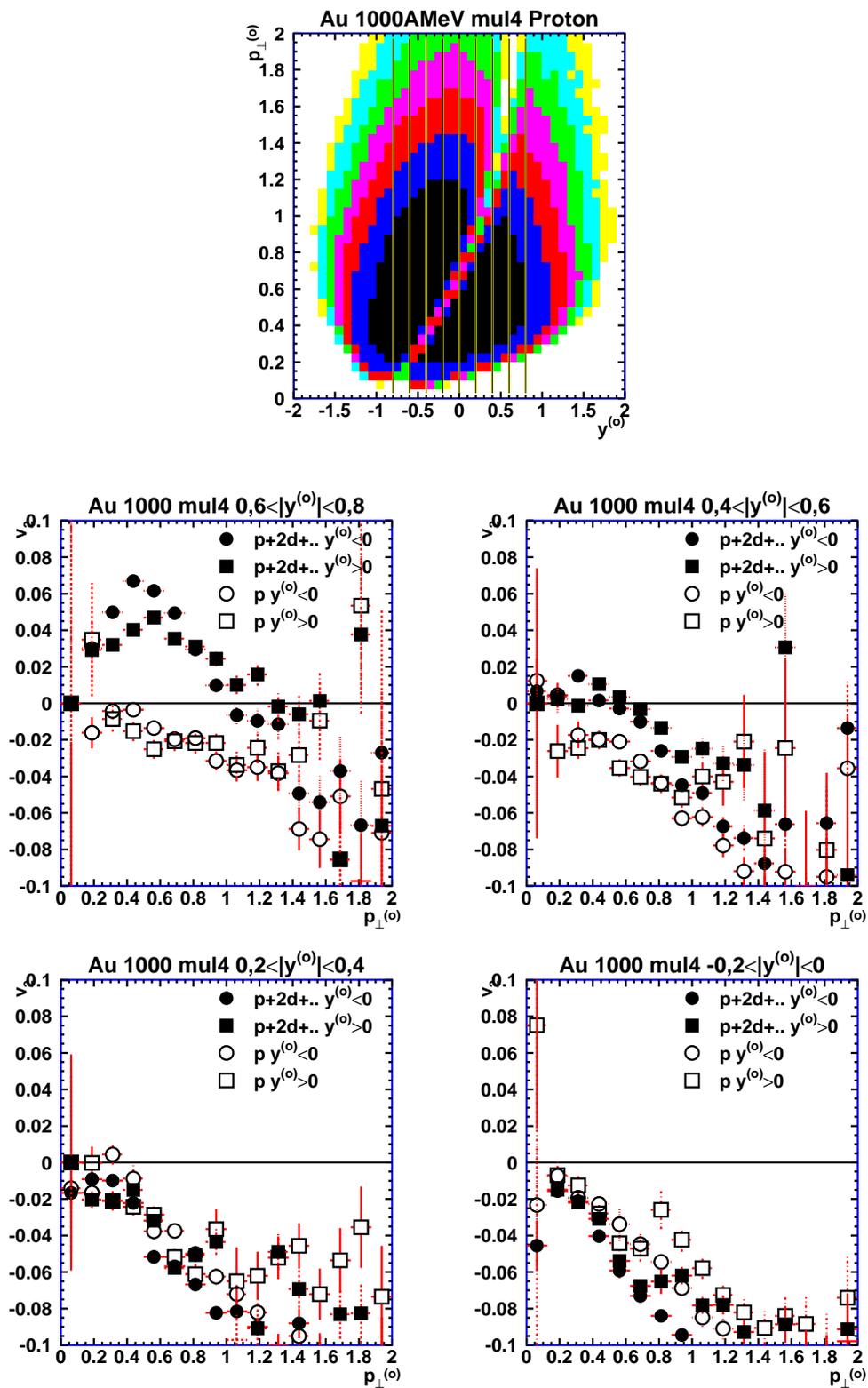


Abbildung C.1: Akzeptanzplot und differentieller elliptischer Fluß von Protonen und massengewichteten leichten Kernen bei verschiedener Rapidität.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Zustandsgleichung von Kernmaterie	10
1.2	Kernreaktion	11
1.3	Energieabhängigkeit von Seitwärtsfluß und elliptischem Fluß.	13
1.4	Interpretation von Seitwärtsfluß und elliptischem Fluß.	14
2.1	Der FOPI-Detektor	18
2.2	Plastikwand $\Delta E - v$ bei 400 AMeV	21
2.3	Plastikwand $\Delta E - v$ bei 1490 AMeV	22
2.4	Ladungsbestimmung mit dem Barrel	24
2.5	Zeitnullpunkt und Zeitauflösung des Barrels	25
2.6	Mit Helitron und Plawa bestimmten Massen	27
2.7	Multiplizitätsverteilung Au+Au 400 AMeV	30
3.1	Ereignis in der CDC	34
3.2	Spur und Kalibrationsparameter	36
3.3	Messung der Kalibrationsparameter	37
3.4	Der z-Achsenabschnitt z_0	40
3.5	CDC $dE/dx - p$	43
3.6	Massenverteilung CDC	44
3.7	CDC $dE/dx - p$ für Teilchen mit Schwerpunktsrapidität.	45
3.8	$p - v$ aus Helitron und Plastikwand	46
3.9	$p - v$ aus Helitron und Plastikwand für Teilchen mit Schwerpunktsrapidität	47
3.10	Zuordnungseffizienz für das Helitron	48
3.11	Die Vertexkoordinaten V_x und V_y	49
3.12	Die longitudinale Vertexkoordinate V_z	50
3.13	Multiplizitätsverteilung bei 400 AMeV	52
3.14	Akzeptanzplot Au+Au 1490 AMeV mul3	57
3.15	Akzeptanzplot Z=1 mul3 Au+Au 400 AMeV Simulation	62
3.16	Akzeptanzplot Z=1 mul3 Au+Au 400 AMeV Experiment	63

3.17 Akzeptanzplot $Z=1$ mul1 Au+Au 1500 AMeV Simulation	64
3.18 Akzeptanzplot $Z=1$ mul1 Au+Au 1490 AMeV Experiment	65
3.19 Akzeptanzplot $Z=1$ mul3 Au+Au 1500 AMeV Simulation	66
3.20 Akzeptanzplot $Z=1$ mul3 Au+Au 1490 AMeV Experiment	67
3.21 Akzeptanzplot $Z=1$ mul5 Au+Au 1500 AMeV Simulation	68
3.22 Akzeptanzplot $Z=1$ mul5 Au+Au 1490 AMeV Experiment	69
3.23 Detektoreffizienz Au+Au, 400 AMeV, (mul3) und Au+Au, 1500 AMeV, (mul1)	70
3.24 Detektoreffizienz Au+Au, 1500 AMeV, (mul3) und Au+Au, 1500 AMeV, (mul1)	71
3.25 Das Flußellipsoid	78
3.26 Der Seitwärtsfluß p_x	79
3.27 Azimuthale Winkelverteilung	81
3.28 Reaktionsebenenverteilung Au+Au mul3	84
3.29 Die Autokorrelation	85
3.30 Zwischenwinkel der Halbereignisse	86
3.31 GEANT-Simulation: Reaktionsebenenauflösung und Korrekturfaktoren . .	88
3.32 Rekonstruktion der Fourierkoeffizienten	89
3.33 Künstlicher Seitwärtsfluß I	90
3.34 Künstlicher Seitwärtsfluß II	91
3.35 Winkelverteilung mit Bedingung an z_0	93
3.36 Einfluß einer Bedingung an z_0 auf die Flußobservablen.	94
3.37 Einfluß einer Bedingung an d_0 auf die Flußobservablen.	95
3.38 Einfluß einer Bedingung an die Zahl der Spurpunkte auf die Flußobservablen.	96
3.39 Einfluß einer Bedingung an die rekonstruierte Masse auf die Flußobservablen.	97
3.40 Einfluß einer Bedingung an das Verhältnis r_χ auf die Flußobservablen. . . .	97
3.41 Azimuthale Winkelverteilung und Transversalimpulsverteilung bei Schwer- punktsrapidität	99
3.42 Vervollständigung der Transversalimpulsverteilung	100
3.43 Normierter Transversalimpuls massegewichteter Teilchen	102
3.44 Azimuthale Winkelverteilung von Protonen aus einer IQMD-Simulation . .	104
3.45 Transversalimpulsverteilung und differentieller elliptischer Flußaus einer IQMD-Simulation	105
3.46 Quadratische Anpassung an den differentiellen elliptischen Flußaus einer IQMD-Simulation	106
3.47 Differentieller elliptischer Fluß Experiment und Simulation	107
3.48 Differentieller elliptischer Fluß angepaßt mit Spline-Funktion	108
3.49 Mit verschiedenen Methoden bestimmter elliptischer Fluß	109

3.50	Flußwinkelbestimmung mit dem elliptischen Fluß	110
3.51	Azimuthale Verteilung im Laborsystem und im Flußsystem	111
3.52	Transversalimpuls und v_2 -Koeffizient im Flußsystem	112
4.1	Differentieller elliptischer Fluß und Transversalimpulsverteilung leichter Teilchen bei 400 AMeV	115
4.2	Differentieller elliptischer Fluß und Transversalimpulsverteilung leichter Kerne bei 1490 AMeV	116
4.3	Massenabhängigkeit des integralen elliptischen Flusses	117
4.4	Differentieller elliptischer Fluß - Zentralitätsabhängigkeit	119
4.5	Integrierter elliptischer Fluß - Zentralitätsabhängigkeit	120
4.6	Integrierter elliptischer Fluß - Zentralitätsabhängigkeit	122
4.7	Elliptischen Fluss in der Plastikwand	123
4.8	Elliptischer Fluß in mittelzentralen Goldreaktionen	124
4.9	Elliptischer Fluß Zentralität Protonen und massegewichtete Fragmente . . .	126
5.1	Massenabhängigkeit des differentiellen elliptischen Flusses	128
5.2	Differentieller elliptischer Fluß - Zentralitätsabhängigkeit	129
5.3	Elliptischer Fluß in Goldreaktionen - Vergleich mit Literaturwerten I	131
5.4	Elliptischer Fluß in Goldreaktionen - Vergleich mit Literaturwerten II . . .	132
6.1	IQMD-Modellrechnung: Multiplizität und Stoßparameter	139
6.2	IQMD: Differentieller elliptischer Fluß leichter Teilchen	140
6.3	IQMD: Clusterisierung und Fluß	141
6.4	Zentralitätsabhängigkeit des elliptischen Flusses im BEM Modell	142
6.5	Zentralitätsabhängigkeit des elliptischen Flusses	143
6.6	Auswirkung des Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitts auf Rapiditätsverteilung und elliptischen Fluß	144
6.7	Modellvergleich: Differentieller elliptischer Fluß von Protonen und leichten Kernen bei 400 AMeV	147
6.8	Modellvergleich: Differentieller elliptischer Fluß von Protonen und leichten Kernen bei 600 AMeV	148
6.9	Modellvergleich: Differentieller elliptischer Fluß von Protonen und leichten Kernen bei 1000 AMeV	149
6.10	Modellvergleich: Differentieller elliptischer Fluß von Protonen und leichten Kernen bei 1500 AMeV	150
6.11	Modellvergleich: Differentieller elliptischer Fluß leichter Kerne.	151
6.12	Anregungsfunktion des elliptischen Flusses von Protonen und massegewichteten leichten Teilchen	153

6.13	QMD: Rapiditätsabhängigkeit des elliptischen Flusses	154
6.14	Modellvergleich: Rapiditätsabhängigkeit des elliptischen Flusses	155
6.15	Modellvergleich: Differentieller elliptischer Fluß nahe bei Targetrapidität. .	156
6.16	Modellvergleich: Differentieller elliptischer Fluß nahe bei Schwerpunktsra- pidität.	157
6.17	Vergleich mit dem Münchner BUU-Modell	158
6.18	Vergleich mit dem Gießener BUU-Modell	160
A.1	Bemaßte Schnittzeichnung des FOPI-Detektors	167
B.1	Transversalimpulsverteilung in Experiment und Modellrechnung	171
C.1	Gemessene Rapiditätsabhängigkeit des differentiellen elliptischen Flusses . .	173

Tabellenverzeichnis

2.1	Massenauflösung Helitron für die mit Impuls und Flugzeit bestimmte Masse	27
2.2	Die im Experiment A183 aufgezeichnete Gesamtstatistik	29
3.1	Stoßparameter für eine 5-fache Unterteilung der Multiplizitätsverteilung . .	54
3.2	Verwendete Multiplizitätseinteilung	55
3.3	Kinematische Größen	56
3.4	Im Ereignis gefundene Teilchen I.	73
3.5	Im Ereignis gefundene Teilchen II.	74
3.6	Bei Schwerpunktsrapidity gefundene Protonen und Deuteronen.	75
3.7	Korrekturfaktoren nach Ollitrault	87
3.8	Qualitätsbedingungen	94
3.9	Rekonstruierter elliptischer Fluß und Parametrisierung der Transversalimpulsverteilung	101
3.10	Elliptischer Fluß und Effizienzkorrektur	101
3.11	Interpolation und elliptischer Fluß	108
3.12	Flußwinkel für Au+Au 400 AMeV	111
3.13	Elliptischer Fluß im System des Flußellipsoiden	113
4.1	Stoßparameter für die Intervallgrenzen der 9-fachen Unterteilung der Multiplizitätsverteilung	120
6.1	Teilchen bei Schwerpunktsrapidity aus IQMD-Modell.	138

Literaturverzeichnis

- [Aic85] J. Aichelin and Che Ming Ko
Subthreshold Kaon Production as a Probe of the Nuclear Equation of State
Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2661
- [Aic87] J. Aichelin et al.
Importance of Momentum-Dependent Interactions for the Extraction of
the Nuclear Equation of State from High-Energy Heavy-Ion Collisions
Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1926
- [Aic91] J. Aichelin
“Quantum” molecular dynamics - A dynamical microscopic
 n -body approach to investigate fragment formation and the
nuclear equation of state in heavy ion collisions
Physics Reports 101 Nos. 5 & 6 (1991) 233
- [All80] W.W.M. Allison
Relativistic charged particle identification by energy-loss
Ann. Rev. Nucl. Sc. 30, 253 (1980)
- [And98] A. Andronic
Aspecte noi privind procesele de tip colectiv
în interacția ionilor grei la energii relativiste
Teză de doctorat, București, 1998
- [And99] A. Andronic et al.
Elliptic Flow and Equation of State in Heavy ion Collisions
at SIS Energies
Nucl. Phys. A 661 (1999) 333c
- [And01] A. Andronic et al.
Transition from in-plane to out-of-plane azimuthal
enhancement in Au + Au collisions
Nucl. Phys. A 679 (2001) 765
- [and01a] A. Andronic et al.
Differential directed flow in Au+Au collisions
Phys. Rev. C 64 041604(R) (2001)

- [And01b] A. Andronic
Private Mitteilung
- [Bad96] E. Badura et al.
Status of the Pestov spark counter development for the
ALICE experiment NIM A 379 (1996) 468
- [Bar81] G.C. Barbarino et al.
Measurement of the second coordinate in a driftchamber
using the charge division method
NIM 179 (1981) 353
- [Bar94] J. Barrette et al.
Observation of Anisotropic Event Shapes and Transverse Flow in
Au+Au Collisions at AGS Energy
Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 2532
- [Bas94] S.A. Bass et al.
Transverse energy dependence of neutron
squeeze-out in relativistic heavy ion collisions
Z. Phys. A 352, 171 (1995)
- [Bas00] N. Bastid et al.
Collective flow effects in Ru + Ru
collisions at 400 AMeV and 1.69 AGeV
FOPI Internal Report, 2000
- [Bas02] N. Bastid
Shape parameters of the participant source in Ru + Ru collisions at 400 AMeV
FOPI, unveröffentlicht
- [Bau75] H.G. Baumgardt et al.
Shock Waves and Mach Cones in Fast Nucleus-Nucleus Collisions
Z. Phys. A 273, 359 (1975)
- [Ber87] G.F. Bertsch et al.
Transverse momentum distributions in intermediate-energy
heavy-ion collisions
Phys. Lett. B 189 (1987) 384
- [Ber88] G.F. Bertsch et al.
A guide to microscopic models for intermediate energy
heavy ion collisions
Physics Reports 160 No.4 (1988) 189
- [Best93] D. Best
Tracking mit der Hough-Transformation für die

zentrale Driftkammer des GSI-4 π -Experiments
GSI-93-11 Report, Februar 1993, ISSN 0171-4546
Diplomarbeit, Universität Mainz

- [Best96] D. Best
Produktion positiv geladener Kaonen
für Ni+Ni bei 1.45 und 1.93 AGeV
Dissertation, Universität Heidelberg, 1996
- [Bir51] J.B. Birks
Proc. Phys. Soc A64. 874 (1951)
- [Bla76] J. P. Blaizot et al.
Nuclear compressibility and monopole resonances
Nucl. Phys. A 265 (1976) 315
- [Blu94] W. Blum, L. Rolandi
Particle Detection with Drift Chambers
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2. Aufl. 1994
- [Bon76] J.P. Bondorf et al.
Classical Microscopic Calculation for Fast Heavy-Ion Collisions
Z. Phys. A 279, 385 (1976)
- [Bra00] L.V. Bravina et al.
Microscopic study of energy and centrality dependence of
transverse collective flow in heavy-ion collisions
Phys. Rev. C 61 (2000) 064902
- [Bri96] D. Brill et al.
Study of the out-of-plane emission of protons and
light fragments in symmetric heavy-ion collisions
Z. Phys. A 355, 61 (1996)
- [Bro84] R. Brockmann et al.
Pion and Proton "Temperatures" in Relativistic Heavy-Ion Reactions
Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 2012
- [Cav90] C. Cavata, et al.
Determination of the impact parameter in relativistic
nucleus-nucleus collisions
Phys. Rev. C 42 (1990) 1760
- [Cro97] P. Crochet et al.
Onset of Nuclear Matter Expansion in Au+Au Collision
Nucl. Phys. A 624 (1997) 755

- [Cro00] P. Crochet et al.
Sideward flow of K^+ mesons in Ru+Ru and Ni+Ni reactions
near threshold
Phys. Lett. 486 B (2000) 6
- [Cug82] J. Cugnion et. al.
Event by event emission-pattern analysis of the intra-nuclear cascade
Phys. Lett. B 109 B (1982) 167
- [Dan84] P. Danielewicz Quantum Theory of Nonequilibrium Processes
II. Application to Nuclear Collisions
Ann. Phys. 152 (1984) 305
- [Dan85] P. Danielewicz and G. Odyniec
Transverse momentum analysis of collective motion
in relativistic nuclear collisions
Phys. Lett. 157 B (1985) 146
- [Dan88] P. Danielewicz et al.
Collective motion in nucleus-nucleus collisions at 800 MeV/nucleon
Phys. Rev. C 38 (1988) 120
- [Dan92] P. Danielewicz and Q. Pan
Blast of light fragments from central heavy-ion collisions
Phys. Rev. C 46 (1992) 2002
- [Dan95] P. Danielewicz
Effects of compression and collective expansion
on particle emission from central heavy-ion reactions
Phys. Rev. C 51 (1995) 716
- [Dan98] P. Danielewicz et. al.
Disappearance of Elliptic Flow: A New Probe for the
Nuclear Equation of State
Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 2438
- [Dan99] P. Danielewicz
Determination of the Mean-Field Momentum-Dependence
using Elliptic Flow
Nucl. Phys. A 673 (2000) 374
- [Dan00] P. Danielewicz
Flow and the equation of state of nuclear matter
nucl-th/0009091
- [Dan02] P. Danielewicz
Hadronic Transport Models
nucl-th/0201032

- [dlM92] V. de la Mota et al.
 Analysis of transverse momentum collective motion in heavy-ion collisions
 below 100 MeV/nucleon
 Phys. Rev. C 46 (1992) 677
- [Dev01] A. Devismes
 Results from FOPI
 J. Phys. G (SQM2001), Frankfurt (2001), unveröffentlicht
- [Fri98] B. Frieman et al.
 The quark condensate in relativistic nucleus-nucleus collisions
 Eur. Phys. j. A 3, 165-170 (1998)
- [Fuc01] C. Fuchs et al.
 Probing the Nuclear Equation of State by K^+ Production in
 Heavy-Ion Collisions
 Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 1974
- [Fuc01a] C. Fuchs
 Private Mitteilung
- [Gai01] T. Gaitanos et al.
 Testing Dirac-Brueckner models in
 collective flow of heavy-ion collisions
 nucl-th 0102010 6Feb2001
- [GEA93] CERN Program Library Long Writeup W5013
 GEANT - Detector Description and Simulation Tool
 Application Software Group
 Computing and Networks Division
 CERN Geneva, Switzerland
- [Gob93] A. Gobbi et al.
 A highly-segmented ΔE -time-of-flight wall as forward detector
 of the 4π -system for charged particles at the SIS/ESR accelerator
 NIM A 324 (1993) 156
- [Goe95] G. Goebels
 Untersuchung der Bose-Einstein Korrelationen geladener Pionen
 in relativistischen Schwerionenkollisionen
 der Systeme Au+Au und Ni+Ni im Energiebereich von 1 AGeV bis 2 AGeV
 Dissertation, Universität Heidelberg, 1995
- [GSI98] Betriebsordnung für die Beschleuniger und
 Experimentiereinrichtungen der GSI

<http://www-aix.gsi.de/~valter/GSI/>

- [Gus84] H.A. Gustafsson et al.
Collective Flow Observed in Relativistic Nuclear Collisions
Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1590
- [Gut89] H.H. Gutbrod et al.
Plastic Ball Experiments
Rep. Prog. Phys. 52 (1989) 1267
- [Gut90] H.H. Gutbrod et al.
Squeeze-out of nuclear matter as a function of
projectile energy and mass
Phys. Rev. C 42 (1990) 640
- [Har85] J.W. Harris et al.
Pion production as a probe of the nuclear matter equation of state
Phys. Lett. 153 D (1985) 377
- [Har92] C. Hartnack
Beschreibung von Flußeffecten und Teilchenproduktion
in relativistischen Schwerionenstößen
GSI-93-05 Report, Januar 1993, ISSN 0171-4546
Dissertation, Universität Frankfurt, 1992
- [Har96] C. Hartnack et al.
Modelling the many-body dynamics of the heavy ion collisions
Present status and future perspective
Rapport Interne SUBATECH 96-13
- [Her96] N. Herrmann et al.
Particle Production and Flow at SIS Energies
Nucl. Phys. A 610 (1996) 49c
- [Her99] N. Herrmann et al.
Collective Flow in Heavy-Ion Collisions
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 49, 581 (1999)
- [Hom99] A. Hombach et al.
Isospin equilibration in relativistic heavy-ion collisions
Eur. Phys. J. A5, 77 (1999)
- [Hon98] B. Hong et al.
Stopping and radial flow in central $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ collisions
between 1A and 2A GeV
Phys. Rev. C 57 (1998) 244
- [Hon02] B. Hong et al.
Centrality dependence of baryon rapidity distributions and

nuclear stopping in $^{96}\text{Ru}(^{96}\text{Zr})+^{96}\text{Ru}(^{96}\text{Zr})$ collisions at 400A MeV
FOPI, unveröffentlicht.

- [Huo01] P. Huovinen et al.
Radial and Elliptic Flow at RHIC: Further Predictions
hep-ph/0101136
- [Koc90] V. Koch et al.
Transverse flow of fragments in the relativistic BUU model
Phys. Lett. B 241 (1990) 174
- [Kot99] R. Kotte et al.
On the space-time difference of proton and composite particle
emission in central heavy-ion reactions at 400 A MeV.
Eur. Phys. J. A 6, 185 (1999)
- [Kut00] R. Kutsche
Untersuchung der In-Medium-Eigenschaften von K_S^0 -Mesonen
und Λ -Hyperonen an der Produktionsschwelle
Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2000
- [Lar00] A.B. Larionov
Squeeze-out of nuclear matter in peripheral heavy-ion collisions
and momentum-dependent effective interactions
Phys. Rev. C 62 (2000) 064611
- [Lei93] Y. Leifels et al.
Exclusive Studies of Neutron and Charged Particle Emission in
Collisions of $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ at 400 MeV/Nucleon
Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 963
- [Li95] G.Q. Li, C.M. Ko
Subthreshold kaon production and the nuclear equation of state
Phys. Lett. B 349 (1995) 405
- [Li99] Bao-An Li et al.
Excitation function of nucleon and pion elliptic flow in relativistic
heavy-ion collisions
Phys. Rev. C 60 (1999) 011901
- [Lis95] M.A. Lisa et al.
Radial Flow in Au + Au Collisions at $E = (0.25 - 1.15)A$ GeV
Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 2662
- [Mag00] D.J. Magestro et. al.
Isolation of the nuclear compressibility with the balance energy
MSUCL-1160. - East Lansing, MI : Michigan State Univ. Cyclotron Lab., Jun
2000

- [Mag00a] D.J. Magestro et al.
Disappearance of transverse flow in Au + Au collisions
Physical Review C 61 021602(R) (2000)
- [Moh96] S. Mohren
Ein FOPI-Experiment: ^{40}Ar auf ^{40}Ca bei einer Strahlenergie
von 400 MeV/Nukleon
Dissertation, Universität Heidelberg 1996
- [Ogi89] C.A. Ogilvie et al.
Transverse collective motion in inmediate-energy heavy-ion
collisions Phys. Rev. C 40 (1989) 1592
- [Ogi90] C.A. Ogilvie et al.
Disappearance of flow and its relevance to nuclear matter physics
Phys. Rev. C 42 (1990) R10
- [Oll97] J.Y. Ollitrault
Reconstructing azimuthal distributions in nucleus-nucleus collisions
nucl-ex/9711003 v2 13 Nov 1997
- [Oll98] J.Y. Ollitrault
Flow systematics from SIS to SPS energies
Nucl. Phys. A 638 (1998) 195c
- [Par70] V.V. Parkhomchuck, Yu. N. Pestov and N.V. Petrovykh
A spark counter with large area
NIM 93 (1971) 269
- [PAW95] PAW - Physics Analysis Workstation CERN Program Library Long Writeup Q121
Application Software Group
Computing and Networks Division
CERN Geneva, Switzerland
- [PDG98] Particle Data Group
Particle Physics Booklet
Extracted from the *Review of Particle Physics*
The European Physical Journal C3, (1998) 1
- [Pel97] D. Pelte et al.
Charged pion production in Au on Au collisions at 1 AGeV
Z. Phys A 357, 215 (1997)
- [Per01] D. Persram et al.
Elliptic flow in intermediate energy heavy ion collisions and in-medium effects
nucl-th 0111075

- [Pet01] M. Petrovici et al.
A Large-Area Glass Resistive-Plate Chamber with Multistriple Readout
Submittiert zu NIM
- [Ple99] Ch. Plettner
Strangenessproduktion bei kleinen transversalen
Impulsen und mittleren Rapiditäten
in der Reaktion $^{96}\text{Ru}+^{96}\text{Ru}$ @ 1.69 A·GeV
Dissertation, TU Dresden 1999
- [Pin95] C. Pinkenburg
Flußeffekte geladener Pione im System
Au+Au bei $E_p = 1$ AGeV
Dissertation, Universität Heidelberg 1995
- [Pin99] C. Pinkenburg et al.
Elliptic flow: transition from out-of-plane to in-plane emission
in Au + Au collisions
Phys. Rev Lett. 83 (1999) 1295
- [Pog93] G. Poggi et al.
Large volume detector telescopes for charged particles
at the SIS/ESR accelerator
NIM A324 (1993) 177-190
- [Pos98] A.M. Poskanzer and S. A. Voloshin
Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear
collisions
nucl-ex/9805001 (1998)
- [Pur96] R. K. Puri et al.
Early fragment formation in heavy-ion collisions
Phys. Rev. C 54 (1996) R28
- [Rai90] G. Rai et al.
A TPC detector for the study of
high multiplicity heavy ion collisions
IEEE Trans. Nucl. Sci. 37, 56 (1990)
- [Ram95] V. Ramillien et al.
Sideward flow in Au+Au collisions at 400 A.MeV
Nucl. Phys. A 587 (1995) 802
- [Ram99] F. Rami et al.
Flow angle from intermediate mass fragment measurements
Nucl. Phys. A 646 (1999) 367

- [Rei92] W. Reisdorf
FOrPI studies of Au on Au collisions at SIS energies
Proc. Int. Workshop XX, Hirschegg (1992)
- [Rei01] W. Reisdorf et al.
Flow intensity fields in heavy ion collisions
GSI Scientific Report 2001
- [Rei01] W. Reisdorf et al.
Mechanisms behind the rise and fall of sideflow at SIS energies
GSI Scientific Report 2001
- [Rit95] J. Ritman
The FOPI Detector at SIS/GSI
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 44 (1995) 708
- [Roy97] C. Roy et al.
Shape of collective flow in highly central Au(150 A MeV)+Au
collisions Z. Phys. A 358, 73-80(1997)
- [San81] R. Santonico et al.
DEVELOPMENT OF RESISTIVE PLATE COUNTERS
NIM 187 (1981) 377
- [Sch74] W. Scheid et al.
Nuclear Shock Waves in Heavy-Ion Collisions
Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 741
- [Sch93] W. Schmidt et al.
Viscosity and the equation of state in high energy heavy-ion reactions
Phys. Rev. C 47 (1993) 2782
- [Sen93] P. Senger et al.
The kaon spectrometer at SIS
NIM A327 (1993) 393
- [Sha88] M.M. Sharma et al.
Giant monopole resonance in Sn and Sm nuclei and the compressibility of nuclear
matter
Phys. Rev. C 38 (1988) 2562
- [Shl93] S. Shlomo et al.
Nuclear matter compressibility from isoscalar giant monopole resonance
Phys. Rev. C 47 (1993) 529
- [Sie79] P.J. Siemens and J.O. Rasmussen
Evidence for a Blast Wave from Compressed Nuclear Matter
Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 880

- [Sie79a] P.J. Siemens and J.L. Kapusta
Evidence for a Soft Nuclear-Matter Equation of State
Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1486
- [Sto82] R. Stock et al.
Compression Effects in Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions
Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1236
- [Sto86] R. Stock
Particle production in high energy nucleus-nucleus collisions
PHYSICS REPORTS 135. No. 5 (1986) 259-315
- [Stö79] H. Stöcker et al.
Collective Sideward Flow of Nuclear Matter in
Violent High-Energy Heavy-Ion Collisions
Phys. Rev. Lett. 44 (1979) 725
- [Stö82] H. Stöcker et al.
Jets of Nuclear Matter from High Energy Heavy Ion Collisions
Phys. Rev. C 25 (1982) 1873
- [Stö86] H. Stöcker et al.
High Energy Heavy Ion Collisions - probing the equation of state
of highly excited hadronic matter
Phys. Rep. 137 (1986) 277
- [Stu01] C. Sturm et al.
Evidence for a Soft Nuclear Equation-of-State from Kaon Production
in Heavy-Ion Collisions
Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 39
- [Stu01a] C. Sturm
 K^+ -Produktion in Schwerionenreaktionen als Sonde
für die Inkompressibilität von Kernmaterie
Dissertation, TU Darmstadt, 2001
- [Tsa96] M.B. Tsang et. al.
Squeeze-out of nuclear matter in Au+Au collisions
Phys. Rev. C 53 (1996) 1959
- [Ven94] L. Venema
The Study of Hadron Dynamics in Relativistic Heavy Ion Collisions
Dissertation, Rijksuniversiteit Groningen, 1994
- [Vol96] S. Voloshin, Y.Zhang
Flow study in relativistic nuclear collisions
by Fourier expansion of azimuthal particle distributions
Z. Phys. C 70, 665 (1996)

- [Wan96] S. Wang et al.
In-Plane Retardation of Collective Expansion in Au+Au Collisions
Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3911
- [Wel88] G.M. Welke et al.
Azimuthal distributions in heavy ion collisions and the
nuclear equation of state
Phys. Rev. C 38 (1988) 2101
- [Wes93] G.D. Westfall et al.
Mass Dependence of the Disappearance of Flow in Nuclear Collisions
Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 1986
- [Wie93] Th. Wienold
Fragmentproduktion und kollektives Verhalten in zentralen
 $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ Reaktionen bei $E/A = 100$ MeV bis 800 MeV
GSI-93-28 Report Juli 1993 ISSN 0171-4546
Dissertation, Universität Heidelberg
- [You77] D.H. Youngblood et al.
Isoscalar Breathing-Mode State in ^{144}Sm and ^{208}Pb
Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1188
- [You99] D.H. Youngblood et al.
Incompressibility of Nuclear Matter from the Giant Monopole Resonance
Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 691
- [You01] D.H. Youngblood et al.
Isoscalar Giant Resonances and Nuclear Matter Compressibility
Nucl. Phys. A687 (2001) 1c

Danksagung

Hier möchte ich bei denen bedanken, die diese Arbeit ermöglichten.

Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger danke ich für die Möglichkeit diese Arbeit an der GSI im Rahmen der FOPI-Kollaboration durchführen zu können. Außerdem danke ich ihm für sein Interesse und Wohlwollen.

Einen großen Beitrag zu dieser Arbeit lieferten die Mitglieder der FOPI-Kollaboration, sei es durch Beteiligung am Experiment oder durch Diskussionen.

Bei Prof. Dr. Norbert Herrmann bedanke ich mich für Ideen für diese Arbeit, für Diskussionen und eine Einführung in die Kalibration der CDC. Für Beiträge in Form von Kalibrationen danke ich Nicole Bastid (Nullgradzähler), Dietrich Wohlfarth (Plastikwand und Helitron) und Alexander Zhilin (Barrel).

Mein Wissen über das Helitron verdanke ich Ralf Averbeck und vor allem Yvonne Leifels. Bei ihr bedanke ich mich auch für Erklärungen zu den Flugzeitdetektoren, den Simulations- und Modellrechnungen sowie für Antworten auf Fragen zu Software und Analyse.

Für seine ständige Diskussionsbereitschaft und seinen Humor möchte ich Willibrord Reisdorf danken. Diskussionen mit ihm und Anton Andronic brachten diese Arbeit voran.

Für Fragen zum Detektor hatte Klaus Hildenbrand immer ein offenes Ohr.

Aber auch meine Zimmergenossen Krysztof Wisniewski, Ralf Kutsche, Anne Devismes, Christian Finck und Zbigniew Tyminski, Gäste wie Olaf N. Hartmann und Philippe Crochet sowie meine Heidelberger Kollegen Marc Stockmeier und Markus Merschmeyer leisteten physikalische und unphysikalische Beiträge zu dieser Arbeit.

Auch den übrigen Mitgliedern der Kollaboration sei für konstruktive Kritik und Diskussionen gedankt.

Allen GSI-Mitarbeitern danke ich für die guten Arbeitsbedingungen und die Hilfsbereitschaft, die ich vorgefunden habe. Dies gilt insbesondere unseren Sekretärinnen Gertraude Eisold und Aloisia Busch.

Außerdem danke ich Heidi Weitzel für das interessante und abwechslungsreiche Fortbildungsprogramm der GSI, sowie den Referenten und Mitschülern der von mir besuchten Kurse.

Zum Schluß möchte ich jedoch vor allem meinen Eltern danken, welche mir das Studium ermöglichten.

Lebenslauf

Name: Tarek Thorsten Bernhard Kreß

Geburtsdatum: 08.04.1972

Geburtsort: Aschaffenburg

Familienstand: ledig

Eltern: Helmut Kreß und Rosika Kreß, geb. Müller

Bildungsweg:

1978 - 1982 Besuch der Erthal-Grundschule
in Aschaffenburg-Leider

1982 - 1991 Besuch des Friedrich-Dessauer-Gymnasiums
in Aschaffenburg-Leider

1991 - 1992 Grundwehrdienst im 2.Fernmeldebataillon 12.
in Veitshöchheim bei Würzburg.

1992 - 1994 Grundstudium der Physik an der
Technischen Hochschule Darmstadt

1994 Vordiplom

1994 - 1997 Hauptstudium der Physik an der
Technischen Hochschule/Universität Darmstadt

1997 Abschluß des Physikstudiums durch Diplom

Seit 1998 Wissenschaftl. Hilfskraft an der
Gesellschaft für Schwerionenforschung Darmstadt